Anregungsfunktionen der elastischen Proton-Proton-Streuung im Energiebereich 0.5 – 2.5 GeV

Habilitationsschrift

zur

Erlangung der venia legendi

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität

Bonn

vorgelegt von

Heiko Rohdjeß

aus Lübeck

Bonn 2000

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

1 Einleitung

In kaum eine physikalische Fragestellung hat die Menschheit ähnlich viel Arbeit investiert – theoretisch und experimentell – wie in das Verständnis der starken Kraft. Insbesondere deren Ausprägung bei niederen Energien, wie in der Nukleon-Nukleon-(NN) Wechselwirkung, ist seit den 30er Jahren Gegenstand intensiver Forschungsaktivität – mit über die Jahrzehnte wechselndem Fokus.

Als Lohn verfügen wir heute u.a. über phänomenologische und Mesonenaustausch-Potentiale mit einer exzellenten Beschreibung der NN-Daten bis zu Laborenergien von etwa 350 MeV und eine Datenbasis, die in ihrer Qualität und Quantität (Abb. 1.1) eine unzweideutige Bestimmung der Streuphasen bis etwa 1 GeV erlaubt. Mit dem Aufgehen der inelastischen Kanäle oberhalb der Pionen-Produktionsschwelle bei ca. 300 MeV sind auf theoretischer Seite Probleme der Vielteilchen-Unitarität, der Relativistik und der beitragenden Baryon-Resonanzen zu attackieren. Diese sind in ihrer vollen Komplexität nicht gelöst, Rechnungen im Mesonenaustauschbild beschreiben aber zumindest qualitativ die Daten. Oberhalb von etwa 1 GeV wird auch die experimentelle Information lückenhaft. So ist es angesichts der mit der Energie zunehmenden freien Parameter in Partialwellenanalysen nicht überraschend, daß diese noch nicht eindeutig bestimmt sind.

Die Entdeckung der Quarks als Konstituenten der Mesonen und Hadronen leitete über zum heutigen Standardmodell der starken Wechselwirkung: der Quantenchromodynamik (QCD) als nicht-abelscher Quanten-Feldtheorie mit einem Oktett von Gluonen als Austauschteilchen zwischen Quarks. Sie beschreibt alle „harten“ Prozesse (bei großen Impulsüberträgen) mit beeindruckender Genauigkeit und hat bisher alle experimentellen Tests überzeugend bestanden.

Leider hat eine Laune der Natur es so eingerichtet, daß durch die Selbst-Wechselwirkung der Gluonen eine direkte Berechnung der Vorhersagen der QCD im Bereich „weicher“ Prozesse, die bei Laborenergien bis einige GeV die gesamte Physik bestimmen, nicht möglich ist. Insbesondere das Phänomen des Farbeinschlusses (Confinement), das die Beobachtung freier Quarks verbietet, aber Baryonen und Mesonen als gebundene, farblose Zustände zuläßt, ist weitgehend unverstanden.

Die letzten zwei Jahrzehnte waren geprägt durch die Entwicklung effektiver Modelle, die Aspekte der QCD – insbesondere deren Symmetrie-Eigenschaften – beinhalten. Viele Niederenergiephänomene lassen sich durch das Szenario einer spontan gebrochenen chiralen Symmetrie der QCD im Sektor der leichten Quarks qualitativ verstehen. Die chirale Störungstheorie, als effektive Feldtheorie von Mesonen und Baryonen in diesem Sinne entworfen, zeigt für die NN-Streuung jetzt auch quantitative Übereinstimmung bis etwa 300 MeV.

Eine weitere offene Frage ist die Existenz exotischer, farbneutraler Zustände jenseits

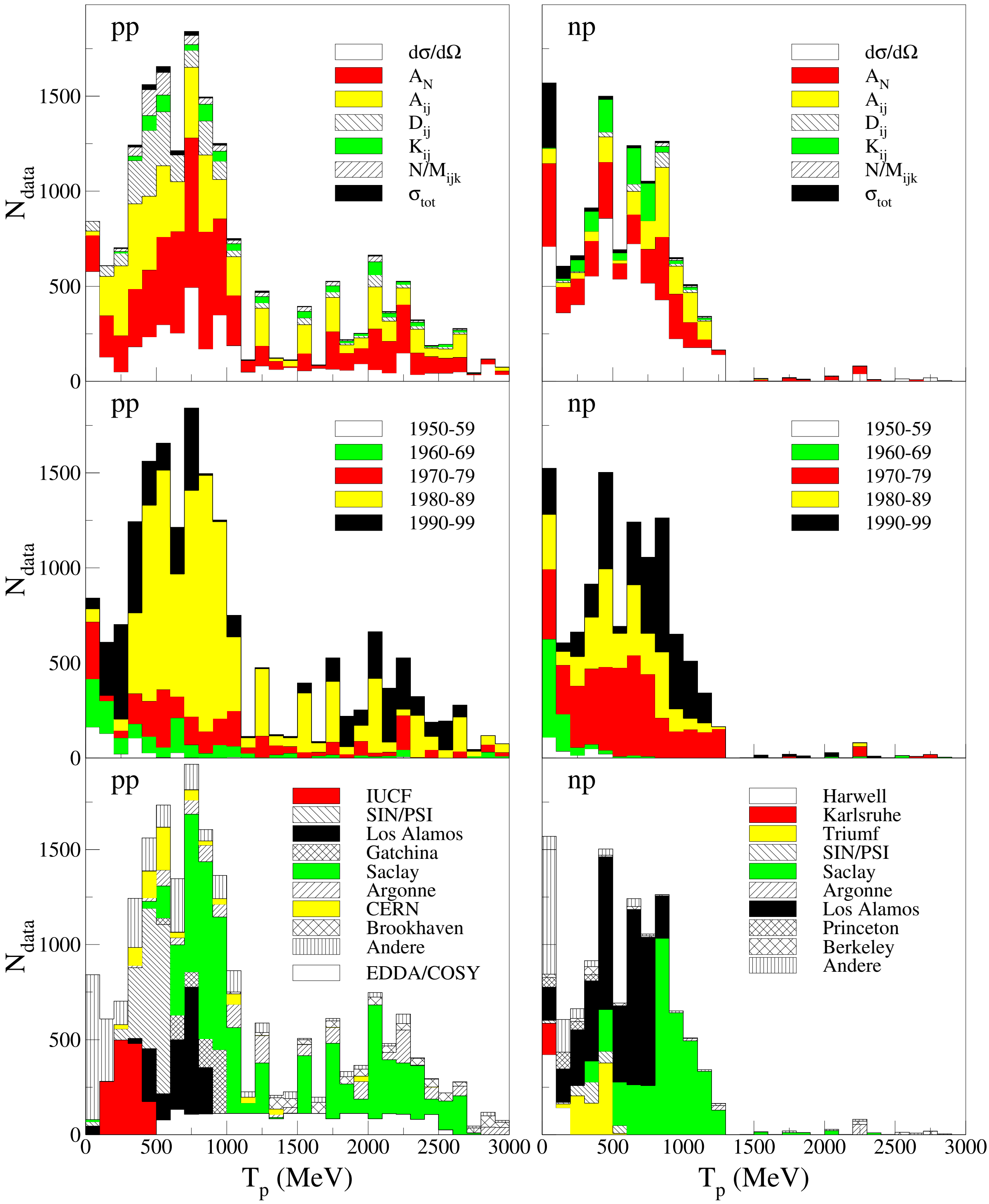


Abbildung 1.1: Überblick über den Weltdatensatz (extrahiert aus [SAI]) für Proton-Proton-Streuung (links) und Neutron-Proton-Streuung (rechts), aufgeschlüsselt nach Art der Observable (oben), Jahr der Veröffentlichung (Mitte) und dem Beschleunigerlabor (unten). In dem Bild unten links sind die veröffentlichten differentiellen Wirkungsquerschnitte [Alb97] des EDDA-Experimentes mit dargestellt. Die Gesamtmenge beträgt ca. 20 000 (11 000) Datenpunkte für pp (np).

der bekannten Baryonen, Mesonen und deren Bindungszustände. Zu ihnen gehören die Dibaryonen[1], deren Bildung als farbneutrale Resonanz aus sechs Quarks in der QCD nicht verboten ist. Viele Modellrechnungen haben sie mit Massen zwischen 2.1 und 3 GeV vorhergesagt. Von ihrer Spektroskopie erhofft man sich neue Erkenntnisse über die Mechanismen des Confinements. Trotz intensiver Suche in elastischen und inelastischen Kanälen gibt es bis heute keine zweifelsfreie Evidenz.

Das EDDA-Experiment, dessen Durchführung und Ergebnisse Gegenstand dieser Arbeit sind, hat es sich zur Aufgabe gemacht, zu zwei Aspekten signifikant beizutragen: eine Verbesserung der experimentellen Datenbasis der Proton-Proton-Streuung bei mittleren Energien (0.5-2.5 GeV), wie sie der COSY-Beschleuniger in Jülich bereitstellt. Dies wird zu zuverlässigen Streuphasen auch bei diesen Energien beitragen. Sowie eine systematische Suche nach möglichen resonanten Strukturen im Massenbereich 2.2-2.8 GeV, und die Angabe belastbarer oberer Grenzen für deren elastische Zerfallsbreite bei fehlender Evidenz.

Die Menge der existierenden Daten motiviert nur Experimente, die sich qualitativ vom Bestehenden abheben. Dies kann nur gelingen durch technologischen Fortschritt und neue Experimentiertechniken. Die seit Ende der 80er Jahre entstandenen Cooler-Synchrotrons am IUCF in Bloomington, CELSIUS in Uppsala und COSY in Jülich geben erstmals die Möglichkeit, komplexe *interne* Experimente bei mittleren Energien durchzuführen. Durch den rezirkulierenden Strahl werden Strahlströme im mA-Bereich erreicht. Auch mit reinen, polarisierten Wasserstoff-Targets, die im Gegensatz zu Feststofftargets keine gebundenen Nukleonen enthalten, erreicht man so eine ausreichende Luminosität bei gleichzeitiger relativer Untergrundfreiheit.

Messungen von Spinobservablen mit polarisiertem Strahl und Target wurden zuerst am IUCF von der PINTEX-Kollaboration mit großem Erfolg durchgeführt. Das EDDA-Experiment kombiniert dies mit einer bereits am Saturne und KEK erprobten Technik: der Messung *während der Beschleunigung* des Strahls. Zusammen können so Daten über einen großen Energie- und Winkelbereich mit konsistenter Normierung gemessen werden. Statistische Genauigkeit wird durch Wiederholung der Messung in vielen Beschleunigungszyklen erreicht.

Die Arbeit gliedert sich wie folgt: Nach einem kurzen Überblick über die Geschichte der Erforschung der NN-Wechselwirkung werden im folgenden Kapitel der Formalismus und das Werkzeug der Phasenanalysen eingeführt. Streuphasen dienen als Schnittstelle zwischen experimentellen Daten und den in Kapitel 3 vorgestellten theoretischen Modellen. Die Frage von exotischen Resonanzen innerhalb des Standardmodells, insbesondere der Dibaryonen, ist Gegenstand von Kapitel 4. Nach einer Beschreibung des EDDA-Experiments (Kapitel 5) und der wesentlichen Aspekte der Analyse der mit EDDA gemessenen Daten (Kapitel 6) werden die Resultate in Kapitel 7 diskutiert. Insbesondere der Einfluß auf Phasenanalysen und Aussagen über mögliche Beiträge dibaryonischer Resonanzen werden untersucht. In Kapitel 8 folgen eine Zusammenfassung und ein Ausblick auf das zukünftige Experimentierprogramm von EDDA.

[1] Eine genaue Definition wird in Kapitel 4 gegeben.

1.1 Energiebereiche in der NN-Wechselwirkung

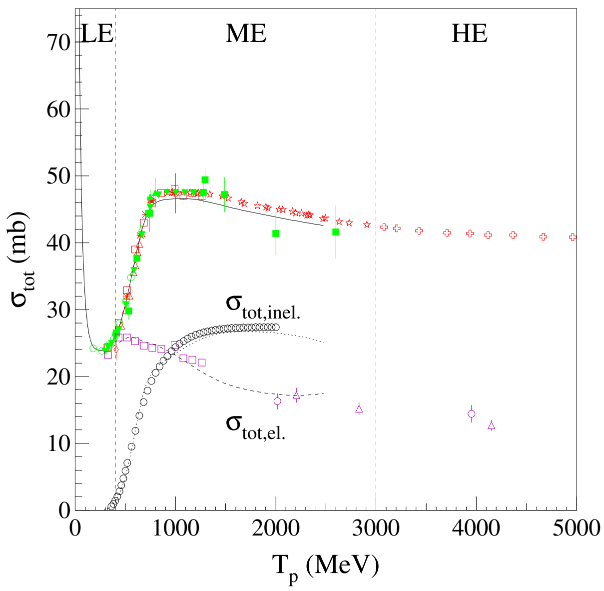


Abbildung 1.2: *Totale Wirkungsquerschnitte der pp-Streuung. Linien: Phasenanalyse SP99, Symbole: SAID Datenbasis [SAI].*

Die mit „niederen“, „mittleren“ und „hohen“ Energien bezeichneten Bereiche, haben sich im Laufe der Jahrzehnte durch die dank der Fortschritte in der Beschleunigertechnik immer größeren erreichbaren Energien kontinuierlich verschoben. Als Richtschnur wird hier in Abb. 1.2 der Verlauf des totalen pp-Wirkungsquerschnitts als Funktion der Projektilenergie T_p gezeigt. Unterhalb von 280 MeV, der Pion-Produktionsschwelle, gibt es – abgesehen von der Bremsstrahlung mit sehr kleinem Wirkungsquerschnitt – keine inelastischen Reaktionen.

Bis 400…500 MeV ist die NN-Wechselwirkung im wesentlichen elastisch. Dieser Bereich wird fortan als „niederenergetisch“ (LE) bezeichnet. Oberhalb einiger GeV beginnen die „hohen“ (HE) Energien, und der Bereich dazwischen wird als „mittlere“ Energien (ME) bezeichnet.

Im folgenden Abschnitt wird ein kurzer Überblick über die jetzt schon fast ein Dreivierteljahrhundert dauernde Geschichte der Erforschung der starken Kraft, der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung gegeben. Sie soll als Leitfaden für die folgenden Kapitel dienen, in denen einzelne Aspekte, unter vollständiger Angabe der Referenzen, näher beleuchtet werden. Eine ausführliche Darstellung findet sich auch in [Mor72, Mac89].

1.2 Historischer Überblick

Aus den Bindungseigenschaften der Atomkerne wurde schon früh auf die kurze Reichweite und den Sättigungscharakter der starken Wechselwirkung zwischen den Kernbausteinen – den Protonen und Neutronen – geschlossen. Analog zum Photonenaustausch in der elektromagnetischen Wechselwirkung schlug Yukawa bereits 1935 ein Modell vor, die starke Wechselwirkung durch den Austausch massiver Teilchen ($m \approx 100\,\mathrm{MeV}/c^2$) zu beschreiben. Die Reichweite des Yukawa-Potentials

$$V(r) \propto \frac{1}{r}\, e^{-r/\lambda\!\!\!^{-}} \quad ; \quad \lambda\!\!\!^{-} = \frac{\hbar}{m\,c} \tag{1.1}$$

ist dabei durch die Compton-Wellenlänge $\lambda\!\!\!^{-}$ des Austauschteilchens gegeben. Zunächst wurde das 1937 gefundene Myon für das Austauschquant der Kernkraft gehalten, bis 1947 experimentell bewiesen wurde, daß es nicht stark wechselwirkt. Im gleichen Jahr noch wurde das Pion mit einer Masse von $\approx 140\,\mathrm{MeV}/c^2$ und den gewünschten Eigenschaften entdeckt.

Aus den in den 30er und 40er Jahren durchgeführten Experimenten zur Spektroskopie leichter Kerne, Proton-Proton-Streuexperimenten bei den seinerzeit erreichbaren Energien (einige MeV) und vor allem Untersuchungen zu Eigenschaften des Deuterons, dem einzigen stabilen gebundenen Zustand zweier Nukleonen, waren die wesentlichen Eigenschaften der NN-Wechselwirkungen bekannt:

Kurzreichweitigkeit und Sättigung: Dies folgt unmittelbar aus der näherungsweisen Konstanz der Bindungsenergie/Nukleon und der Dichte der schweren Kerne. Bei einer langreichweitigen Kraft würde diese mit der Massenzahl A zunehmen. Aus der Größe der Kerne läßt sich eine Reichweite von wenigen fm abschätzen.

Attraktion bei „mittleren" Abständen: Die Existenz von Kernen als gebundenen Zuständen der Nukleonen zeigt, daß die Kernkraft im Mittel attraktiv sein muß. Der mittlere Abstand zweier Nukleonen in schweren Kernen beträgt 1.8 fm, so daß man erwartet, daß die Kernkraft bei diesen Abständen anziehend ist.

Abstoßender Kern: Die näherungsweise Konstanz der Kerndichte in Kernen erfordert nicht zwangsweise eine repulsive Wechselwirkung bei kleinen Abständen, da diese z.B. auch durch das Pauli-Prinzip erzeugt werden kann. Phasenanalysen (vgl. Abschnitt 2.3) zeigen aber, daß für s-Wellen-Streuung die Wechselwirkung bis 250 MeV anziehend und darüber abstoßend ist. Dieses Phänomen wird bei höheren Partialwellen, für die kleine Abstände durch die Zentrifugalbarriere unterdrückt sind, übrigens nicht beobachtet. Als Ausdehnung des repulsiven Kerns ergibt sich ca. 0.6 fm.

Tensorkraft: Das nichtverschwindende Quadrupolmoment des Deuterons und sein magnetisches Moment schließen aus, daß das Deuteron ein reiner S-Wellenzustand ist. Sie erfordern eine D-Wellen-Beimischung und werden zwanglos erklärt, wenn man eine Tensor-Kraft zwischen den beiden Nukleonen annimmt.

Spin-Bahn-Kraft: Abgesehen von der starken Spin-Bahn-Aufspaltung, die in den Spektren von Atomkernen beobachtet wurde, erfordert die große Analysierstärke, d.h. die Links-Rechts-Asymmetrie des Wirkungsquerschnitts bei der Streuung polarisierter Nukleonen, die Annahme einer Spin-Bahn-Kraft.

Ladungsunabhängigkeit: Die starke Wechselwirkung wirkt auch zwischen Protonen, und nicht nur zwischen Proton und Neutron, wie zunächst vermutet wurde. Der Vergleich der Bindungsenergien leichter Kerne unter Berücksichtigung der bekannten Coulomb-Energie führt zur Hypothese der Ladungsunabhängigkeit. Mit dem von Heisenberg eingeführten Iso(topen)spin-Formalismus, in dem das Proton und das Neutron analog zum Spin als Isospin-1/2-Dublett mit z-Komponente $I_z = 1/2$ bzw. -1/2 beschrieben werden, wird dies durch die Isopin-Invarianz[2] der Wechsel-

[2] D.h., die Wechselwirkung (der Hamilton-Operator) ist invariant gegenüber Drehungen im Isospin-Raum. Damit ist die *starke* Wechselwirkung zwischen Proton-Neutron, Proton-Proton und Neutron-Neutron bei gleichem Isospin (I=1) identisch.

wirkung ausgedrückt. Tatsachlich gibt es eine geringfügige Ladungsabhängigkeit, die heute auf die Massendifferenz der u- und d-Quarks zurückgeführt wird.

In den 50er Jahren hoffte man zunächst, die NN-Wechselwirkung allein mit dem Pion als Austauschteilchen beschreiben zu können – analog zum Photon in der Quanten-Elektrodynamik (QED). Taketani, Nakamura und Sasaki [TNS51] unterteilten dazu die starke Kraft in drei Regionen bezüglich des Abstandes der Nukleonen:

langreichweitig ($r \gtrsim 2$ fm):
Diese Region wird dominiert vom Ein-Pion-Austausch (OPE[3]). Das Pion als isovektorielles (I=1) und pseudoskalares ($J^\pi = 0^-$) Teilchen erzeugt die erwünschte Tensorkraft und erlaubt die korrekte Beschreibung des langreichweitigen Teils der Wechselwirkung. So werden Deuteroneigenschaften wie z.B. das Quadrupolmoment und das asymptotische D/S-Wellenverhältnis richtig wiedergegeben.

mittlere Reichweite (1 fm $< r <$ 2 fm):
Hier trägt der Zwei-Pionen-Austausch (**T**wo-**P**ion-**E**xchange/TPE) bei. Die Berechnung stellte sich aber als mathematisch schwierig heraus und führte zunächst zu widersprüchlichen Ergebnissen. Insbesondere konnte die empirisch bekannte Spin-Bahn-Kraft nicht in der beobachteten Größe erklärt werden.

kurzreichweitig ($r \lesssim 1$ fm):
Dies ist die Region des repulsiven Kerns. Dies ist bis heute der Teil der Wechselwirkung, der weitgehend phänomenologisch beschrieben werden muß. Vermutlich tragen neben Mehr-Pionen-Austausch und schwereren Mesonen auch Quark-Gluon-Freiheitsgrade zur Wechselwirkung bei, da hier die Nukleonen bereits überlappen.

Diese Unterteilung hat sich als sehr nützlich erwiesen, und die Begriffe kurz-, mittel- und langreichweitig beziehen sich im weiteren auf o.g. Bereiche.

Die ersten feldtheoretischen Versuche mit dem Pion als alleinigem Austauschteilchen waren nur für den langreichweitigen Teil der Wechselwirkung erfolgreich. Sie waren aber nicht in der Lage, die NN-Streudaten auch bei höheren Energien zu beschreiben, bei denen die Wechselwirkung bei mittleren Reichweiten bereits wichtig ist. Besonders seit Mitte der 50er Jahre waren Experimente in den amerikanischen Labors in Berkeley, Chicago, Yale, Princeton, Rochester, und Livermore sowie in Dubna mit Energien von einigen 100 MeV durchgeführt worden, erstmals auch mit polarisierten Teilchen. In diese Zeit fällt auch die erste Phasenanalyse (vgl. Abschnitt 2.3) durch Stapp und Mitarbeiter [SYM57], d.h. die Bestimmung der Streuphasen in einzelnen Partialwellen.

Erfolgreicher war in den 50er Jahren die Entwicklung rein phänomenologischer, nichtrelativistischer Potentiale. Unter Berücksichtigung genereller Invarianzprinzipien (Galilei-, Rotations-, Paritäts- und Zeitumkehrinvarianz) ist die allgemeinste Form gegeben durch

$$V = \left[V_C + V_\sigma\, \sigma_1 \cdot \sigma_2 + V_T\, S_{1,2} + V_{LS}\, \mathbf{L} \cdot \mathbf{S} + V_{LL}\, (\mathbf{L} \cdot \mathbf{S})^2\right] + \tau_1 \cdot \tau_2\, [V_C' + \ldots] \tag{1.2}$$

und enthält neben einem Zentralpotential (V_C) auch Spin-Spin- (V_σ), Tensor-[4] (V_T), Spin-

[3]**O**ne-**P**ion-**E**xchange.
[4]mit dem Tensoroperator $S_{12} = \frac{3\sigma_1 \cdot \mathbf{r}\, \sigma_2 \cdot \mathbf{r}}{r^2} - \sigma_1 \cdot \sigma_2$.

Bahn- (V_{LS}) und quadratische Spin-Bahn- (V_{LL}) Terme. Der Isospin-Operator $\tau_1 \cdot \tau_2$ unterscheidet dabei zwischen Isopin-Triplett- (Eigenwert 1) und Singulett- (Eigenwert -3) Zuständen und beschreibt so den Unterschied zwischen np- und pp- bzw. nn-Streuung. Die Koeffizienten V_i sind dabei im Orts- oder Impulsraum parametrisiert, L-abhängig und leider völlig unbestimmt. Typischerweise 50 Parameter mußten an elastische NN-Streudaten angepaßt werden. Beispiele sind das Hamada-Johnston- [HJ62] und das Reid-Potential [Rei68]. Sie beschreiben die experimentellen Daten zwar recht gut, lassen aber keine physikalische Interpretation der phänomenologischen Parameter zu und damit auch keinen Einblick in die Dynamik und die relevanten Freiheitsgrade der Wechselwirkung.

In den 60er Jahren wurde die Bedeutung neu entdeckter schwerer Mesonen, insbesondere der Vektormesonen ρ und ω – als 2π- bzw. 3π-Resonanzen – erkannt. Sie erlauben die korrekte Beschreibung der kurzreichweitigen Wechselwirkung und der Spin-Bahn-Kraft und führten zur Entwicklung des Ein-Boson-Austauschmodells (OBE/OBEP[5]). Leider erforderte das OBEP auch die Annahme eines hypothetischen, weil experimentell nicht gefundenen, skalaren σ-Mesons mit einer Masse von $\approx\ 550\,\mathrm{MeV}/c^2$, um die Attraktion bei mittleren Reichweiten zu erzeugen.

Weiterentwicklungen des OBE in den 70er Jahren führten schließlich zu Modellen, die mit ca. zehn freien Parametern die NN-Streudaten sehr akkurat beschreiben (z.B. [NRS78]). Parallel dazu wurden neue Versuche zur Beschreibung des 2-Pionen-Austausches verfolgt, die letztlich das σ-Meson überfüssig machten: dispersiontheoretische Ansätze, die zum Paris-Potential [Lac80, Vin80] führten, und die systematische feldtheoretische Auswertung des *korrelierten* 2-Pion-Austauschs und anderer Beiträge höherer Ordnung, die im Bonn-Potential mündeten [MHE87]. Insbesondere das Bonn-Potential zeigt, daß in dem sog. Mesonenaustauschbild, der heutigen „traditionellen“ Theorie der starken Wechselwirkung bei niederen Energien, die NN-Streudaten perfekt beschrieben werden können. Darauf wird noch in Abschnitt 3.3 näher eingegangen.

Durch die Annahme von Quarks q als Konstituenten konnte 1964 [GN64] die Vielzahl der bis dahin experimentell gefundenen Baryonen (qqq) und Mesonen ($q\bar{q}$) klassifiziert werden, wenn man drei Sorten – oder „Flavours“ – (u,d,s) von Quarks und eine näherungsweise SU(3)-Flavour-Symmetrie[6] der starken Wechselwirkung annimmt. Zur Erklärung des beobachteten Baryonenspektrums mußte den Quarks ein neuer Freiheitsgrad, die Farbe, mit drei Farbladungszuständen[7] zugeordnet und deren Einschluß, das „Confinement“, postuliert werden. Dies besagt, daß nur farblose Zustände beobachtet werden können, insbesondere also keine freien Quarks.

Dies führte in den 70er Jahren zur **Q**uanten-**C**hromo-**D**ynamik (QCD), einer Feldtheorie mit der Farb-SU(3) als Eichgruppe, in der die starke Wechselwirkung zwischen Quarks durch den Austausch von Vektorbosonen, den Gluonen (g), beschrieben wird. Im Gegensatz zum Photon in der Quantenelektrodynamik tragen die Gluonen ebenfalls

[5] **O**ne **B**oson **E**xchange (**P**otential)

[6] D.h., die starke Kraft zwischen den Quarks ist unabhängig von ihrer Sorte.

[7] Sie werden mit r (red), g (green), b (blue) bezeichnet, da sie analog der additiven Farbmischung in der Optik zusammen weiß ergeben. Damit bestehen „farblose“ Baryonen aus drei Quarks jeweils verschiedener Farbe.

(Farb-)-Ladung und können so untereinander wechselwirken – mit weitreichenden Konsequenzen für den Bereich niedriger Energien (siehe Abschnitt 3.2): Die effektive Kopplung zwischen Quarks steigt mit deren Abstand an und führt so zum Confinement. Störungstheorie zur Lösung der QCD ist nur bei Prozessen mit großem Impulsübertrag und damit schwacher Kopplung anwendbar. In diesem Bereich der „asymptotischen Freiheit“ sind die Vorhersagen der QCD bestätigt, die sich dadurch als Standardmodell der starken Wechselwirkung etabliert hat.

Mit dem Erfolg der QCD bei „harten“ Prozessen stellt sich die Frage, wie die niederenergetischen Phänomene der starken Wechselwirkung, und ihre „traditionelle“ Beschreibung durch Mesonenaustausch, aus den fundamentalen Eigenschaften der QCD und ihrer Freiheitsgrade, den Quarks und Gluonen, hervorgehen. Da dieser Bereich vom Confinement dominiert ist, ist der Erfolg einer Formulierung der Wechselwirkung nur mit farblosen Baryonen und Mesonen, wie im Mesonenaustauschbild, zwar plausibel, aber im Detail unverstanden. Diesen Fragen ist seit den 70er Jahren intensiv nachgegangen worden:

(i) Wie läßt sich das Meson-Austauschmodell als effektive Niederenergie-Näherung aus der QCD herleiten? Wo sind die Grenzen des Mesonenaustauschbildes, d.h. gibt es auch bei niederen oder mittleren Energien (bis wenige GeV) Phänomene, die nur durch Quark- und/oder Gluon-Effekte zu verstehen sind?

(ii) Welche Eigenschaften der QCD, insbesondere welche Symmmetrien, beherrschen die Physik bei niederen Energien, welches sind die richtigen Freiheitsgrade?

(ii) Gibt es andere „kleine Parameter“ in der Theorie, die eine systematische Berechnung der Beiträge der starken Wechselwirkung bei kleinen Energien zulassen?

Viele sogenannte QCD-inspirierte Modelle wurden entworfen, sie lassen sich grob in drei Klassen unterteilen:

(a) Das Bag-Modell [Cho74, Tho84] modelliert das Confinement durch einen Potentialtopf, in dem sich die Quarks frei oder mit einer kleinen Restwechselwirkung bewegen können. Es erlaubt die Berechnung des Anregungsspektrums der Baryonen und Mesonen und mit Einschränkung auch der Streuprozesse.

(b) Potentialmodelle, in denen die Wechselwirkung zwischen Quarks durch ein lineares, den Quarkeinschluß garantierendes Potential, z.B. $V_{\text{conf.}}(r) \propto r$, und einer Restwechselwirkung durch Ein-Gluon-Austausch beschrieben wird.

(c) *Effektive* Feldtheorien, die die näherungsweise *chirale Symmetrie* (vgl. Abschnitt 3.2) der QCD-Lagrangedichte berücksichtigen. In der Regel sind die leichten Mesonen, die im Szenario einer spontan gebrochenen chiralen Symmetrie als Goldstone-Bosonen auftreten, und die Nukleonen die Bausteine der Theorie. Die chirale Störungstheorie (siehe Abschnitt 3.7) hat hier in den letzten Jahren vielversprechende Ergebnisse geliefert.

Sicher ist heute keine der oben aufgeworfenen Fragen abschließend geklärt, man ist aber mit wichtigen Erkenntnissen, die in Kapitel 3 vorgestellt werden, den Antworten ein gutes Stück näher gekommen.

Zum Abschluß dieses historischen Überblicks will ich noch kurz auf die experimentellen Aspekte eingehen: Die Vorhersage dibaryonischer Resonanzen (siehe Kapitel 4) im Rahmen des Bag-Modells 1977 durch Jaffe [Jaf77, LSS86] und die Messung resonanzartiger Strukturen in spinabhängigen totalen Wirkungsquerschnitten am ZGS [Aue78, Bie78] in Argonne 1978 führten zu einer intensiven experimentellen Aktivität in der Nukleon-Nukleon-Streuung in den 80er Jahren.

Insbesondere an den neu enstandenen Mesonen-Fabriken LAMPF in Los Alamos, SIN/PSI in Villingen, TRIUMF in Vancouver sowie am Saturne bei Paris wurde eine Großteil der heute verfügbaren Datenbasis aufgebaut (Abb. 1.1). Durch die erzielten technischen Fortschritte bei der Erzeugung polarisierter Strahlen und Targets wurden vor allem auch Polarisationsobservable gemessen, die für ein Verständnis der NN-Wechselwirkung bei diesen Energien essentiell sind. In Streuphasenanalysen (vgl. Abschnitt 2.3) werden die Partialwellenamplituden unter Einbeziehung physikalisch motivierter Randbedingungen aus einem Fit an den Weltdatensatz bestimmt. Sie parametrisieren unser experimentelles Wissen über die NN-Wechselwirkung und werden deshalb i.d.R. zum Vergleich mit theoretischen Modellrechnungen herangezogen. Dieser Vergleich ist nur aussagekräftig, wenn die Streuphasen eindeutig und präzise bestimmt werden können. Die bisher gemessenen Daten erlauben dies bis knapp 1 GeV [Arn92, Sto93], oberhalb davon gibt es Unsicherheiten [BLL98, ASW00], die weitere Experimente zur Verbesserung der Datenbasis (Abb. 1.1) notwendig machen. Dies wird am Ende des nächsten Kapitels präzisiert.

2 NN-Formalismus und Observable

In diesem Kapitel wird der in der NN-Streuung verwendete Formalismus zusammengefaßt und die Methode der Streuphasenanalysen eingeführt. Es schließt mit einem Überblick über die experimentelle Situation und die sich daraus ergebende Motivation für das EDDA-Experiment.

2.1 Streutheorie

Hier werde ich nur eine kurze Einführung in die formalen Aspekte der Streutheorie und der Partialwellenanalyse geben. Die gebräuchlichen Koordinatensysteme und die Definition der experimentellen Größen – der Observablen – werden in der später verwendeten Nomenklatur vorgestellt.

Für eine ausführliche Darstellung der Streutheorie, auch der mathematischen Details, sei auf die Literatur verwiesen (z.B. [GW75, New82] und für die Streuung von Teilchen mit Spin auch [JW59, BSL80, Con94]). Die in der Nukleon-Nukleon-Streuung verwendeten Konventionen für Amplituden und Observablen sind in [BLW78, BSL80, Kro81] zusammengefaßt. Wenn nicht anders vermerkt, werde ich auf diese Quellen Bezug nehmen.

2.1.1 S-Matrix und T-Matrix

Quantenmechanisch wird die Streuung zweier Teilchen beschrieben durch die zeitabhängige Schrödinger-Gleichung

$$i\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left|\psi(t)\right\rangle = H\left|\psi(t)\right\rangle = (H_0 + H_{\mathrm{int}})\left|\psi(t)\right\rangle . \tag{2.1}$$

Dabei sei $|\psi(t)\rangle$ die Wellenfunktion des 2-Teilchen-Systems[1] und H der Hamilton-Operator, der sich wiederum aus dem Hamiltonoperator H_0 der freien Teilchen – also der kinetischen Energie der Relativbewegung – und dem Operator der eigentlichen Wechselwirkung H_{int} zusammensetzt. Ist die Wechselwirkung hinreichend kurzreichweitig[2] , d.h. $H_{\mathrm{int}} = 0$ für große Abstände, läßt sich der Streuprozeß beschreiben durch drei zeitliche Phasen:

[1] Es wird von der Verwendung von Relativkoordinaten ausgegangen.

[2] Im Falle einer Streuung an einem Potential muss dieses für $r \to \infty$ schneller als r^{-3} abfallen.

1. Lange vor der Streuung befindet sich das System in einem Quantenzustand
$$|\psi_{\text{in}}\rangle = |\psi(t \to -\infty)\rangle\,, \tag{2.2}$$
dessen zeitliche Entwicklung nur von H_0 bestimmt wird.

2. Die Teilchen wechselwirken

3. und entfernen sich wieder aus dieser Zone, und die zeitliche Entwicklung des Ausgangszustands
$$|\psi_{\text{out}}\rangle = |\psi(t \to +\infty)\rangle\,, \tag{2.3}$$
wird wieder durch H_0 beschrieben.

Der Streuprozeß wird dann charakterisiert durch den Streuoperator S, der $|\psi_{\text{in}}\rangle$ in $|\psi_{\text{out}}\rangle$ überführt:
$$|\psi_{\text{out}}\rangle = S\,|\psi_{\text{in}}\rangle\,. \tag{2.4}$$
Aus der Normierung der Wellenfunktionen $|\psi_{\text{in}}\rangle$ und $|\psi_{\text{out}}\rangle$ folgt unmittelbar die Forderung nach Unitarität:
$$\langle\psi_{\text{out}}\mid\psi_{\text{out}}\rangle = 1 = \langle\psi_{\text{in}}|\,S^\dagger S\,|\psi_{\text{in}}\rangle = \langle\psi_{\text{in}}\mid\psi_{\text{in}}\rangle \quad\Rightarrow\quad S^\dagger S = \mathbb{1} \tag{2.5}$$

Entwickelt man die Zustände $|\psi_{\text{in}}\rangle$ und $|\psi_{\text{out}}\rangle$ in einer beliebigen, aber vollständigen Basis des Zustandsraums, so wird S durch eine Matrix dargestellt (daher der Name). Die S-Matrix enthält die gesamte experimentell ermittelbare Information über die Wechselwirkung. Ziel eines Experimentes ist es, über die Wahl der Anfangsbedingungen (Strahlenergie, Target) und die Messung des Ausgangszustandes durch Detektion der Teilchen Informationen über die S-Matrix zu bekommen.

Ebenfalls gebräuchlich ist der Reaktanz-Operator K, oder K-Matrix, definiert als Caley-Transformierte der S-Matrix:
$$K = i\frac{\mathbb{1} - S}{\mathbb{1} + S} \quad\Longleftrightarrow\quad S = \frac{\mathbb{1} + iK}{\mathbb{1} - iK}. \tag{2.6}$$
Die K-Matrix ist hermitesch, und kann leichter unter Gewährleistung der Unitarität der S-Matrix parametrisiert werden und wird u.a. in Phasenanalysen (Abschnitt 2.3) verwendet.

In der zeitabhängigen Streutheorie arbeitet man aus mathematischen Gründen mit Wellenpaketen. Um diese Komplexität zu umgehen, bedient man sich der stationären Schrödinger-Gleichung
$$(H_0 + H_{\text{int}})\,|\psi\rangle = E\,|\psi\rangle\,, \tag{2.7}$$
deren freie Lösungen i.d.R. durch ebene Wellen der Form $|\psi_0(E)\rangle = \exp i\mathbf{kr}$ gegeben sind, mit $E = \sqrt{\hbar^2 k^2 + m^2}$. Formal entspricht dies einer Fourier-Zerlegung, so daß Wellenpakete durch kohärente Überlagerung ebener Wellen gebildet werden können. Beide Beschreibungen sind letztlich äquivalent.

Die Lösungen der stationären Schrödinger-Gleichung ergeben sich aus den freien Lösungen durch die Lippmann-Schwinger-Gleichung [New82]:

$$\left|\psi^{(\pm)}(E)\right\rangle = |\psi_0(E)\rangle + \frac{H_{\text{int}}}{E - H_0 \pm i\epsilon} \left|\psi^{(\pm)}(E)\right\rangle . \tag{2.8}$$

Dabei spiegelt der Index ($\pm$) die Ambiguität wider, die sich beim Übergang in die stationäre Betrachtungsweise ergibt. Deren Lösung enthält sowohl den ungestreuten Zustand $|\psi_0(E)\rangle$ als auch den durch H_{int} gestreuten Teil gleichzeitig. Letzterer kann – im zeitabhängigen Bild – für $t \to +\infty$ oder $t \to -\infty$ angenommen werden.

Die S-Matrix (Gl. 2.4) ist nun gegeben durch [New82] (α und β stehen stellvertretend für einen vollständigen Satz von Quantenzahlen):

$$\begin{aligned} \langle\psi_0(E_\alpha,\alpha)| \, S \, |\psi_0(E_\beta,\beta)\rangle &= \left\langle\psi^{(-)}(E_\alpha,\alpha) \mid \psi^{(+)}(E_\beta,\beta)\right\rangle \\ &= \delta(E_\alpha - E_\beta)\delta_{\alpha\beta} - 2\pi \, i \, \delta(E_\alpha - E_\beta) T_{\alpha\beta}. \end{aligned} \tag{2.9}$$

Hier wurde die sogenannte *Transfer-* oder *Übergangsmatrix* T definiert. Sie beschreibt die durch die Wechselwirkung bewirkten Übergänge zwischen Zuständen

$$T_{\alpha\beta} \equiv \langle\psi_0(E_\alpha,\alpha)| \, T \, |\psi_0(E_\beta,\beta)\rangle = \langle\psi_0(E_\alpha,\alpha)| \, T \left|H_{\text{int}}\psi^{(+)}(E_\beta,\beta)\right\rangle \tag{2.10}$$

und ist in der zeitunabhängigen Streutheorie die nützlichere Größe.

Vernachlässigt man z.B. Spinfreiheitsgrade und wirken nur Zentralkräfte, kann die Lösung der stationären Schrödinger-Gleichung außerhalb der Reichweite der Wechselwirkung durch eine ebene einlaufende, ungestreute Welle $|\psi_e\rangle$ und eine gestreute Kugelwelle $|\psi_s\rangle$ beschrieben werden:

$$\left|\psi^{(+)}(\mathbf{k},\mathbf{r})\right\rangle = N(\underbrace{e^{i\mathbf{kr}}}_{|\psi_e\rangle} + \underbrace{f(k,\theta)e^{ikr}/r}_{|\psi_s\rangle}). \tag{2.11}$$

In der *Streuamplitude* f ist die gesamte Information der physikalischen Wechselwirkung enthalten. Sie ist direkt mit der T-Matrix verknüpft:

$$f = \frac{2\pi}{\hbar \, k} T, \tag{2.12}$$

und mit den entsprechenden Stromdichten j_e und j_s ergibt sich z.B. der differentielle Wirkungsquerschnitt zu

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega} = \frac{j_s(\mathrm{d}\Omega) \, r^2}{j_e} = |f(k,\theta)|^2 . \tag{2.13}$$

2.1.2 Streuung zweier Spin-1/2-Teilchen

Für die Streuung zweier Nukleonen wird der Zustandsraum um die Spinfreiheitsgrade erweitert. Ein Teilchen mit Spin 1/2 kann dabei zwei Eigenzustände $|+\rangle$ und $|-\rangle$ bezüglich der Projektion des Spinoperators $\vec{S}$ auf eine beliebig im Raum orientierte Achse $\vec{a}$, die sog. Quantisierungsachse, einnehmen:

$$S_a \;|\pm\rangle = \vec{S}\cdot\vec{a}\;|\pm\rangle = \pm\frac{1}{2}\hbar\;|\pm\rangle \tag{2.14}$$

Für zwei Teilchen wird der Spinraum durch das direkte Produkt der Spinräume beider Teilchen, also durch die vier Eigenzustände $|{+}{+}\rangle$, $|{+}{-}\rangle$, $|{-}{+}\rangle$ und $|{-}{-}\rangle$ aufgespannt. Dabei muß die Quantisierungsachse für beide Teilchen nicht gleich sein. Die Übergangsmatrix T läßt sich also im Spinraum durch eine 4x4-Matrix[3] darstellen, so daß es zunächst 16 komplexe Amplituden gibt, die die Streuung beschreiben.

Die Anzahl der *unabhängigen* Amplituden wird durch die bekannten Symmetrien der Wechselwirkung stark eingeschränkt: Betrachtet man nur die starke und elektromagnetische Wechselwirkung, so müssen physikalische Observable invariant sein gegen

1. Paritätstransformation (P),
2. Zeitumkehr (T)

und, im Falle identischer Teilchen, auch gegen eine Vertauschung der Teilchenindizes, um dem

3. verallgemeinerten Pauli-Prinzip (I)

zu genügen.

Besonders transparent ist die Vereinfachung für die Helizitätsamplituden, die sich für die Wahl der Quantisierungsachse entlang des Impulses jedes Teilchens ergeben. Die Eigenzustände $|\pm\rangle$ sind dann Zustände positiver bzw. negativer Helizität. Durch Anwendung des entsprechenden Operators P,T,I lassen sich alle 16 Amplituden auf fünf Amplituden $\phi_{1\ldots5}$ zurückführen[4]:

$$\begin{array}{lclclclcl}
\phi_1 &=& \langle{+}{+}|\,T\,|{+}{+}\rangle &\stackrel{\mathrm{P}}{=}& \langle{-}{-}|\,T\,|{-}{-}\rangle \\
\phi_2 &=& \langle{+}{+}|\,T\,|{-}{-}\rangle &\stackrel{\mathrm{P}}{=}& \langle{-}{-}|\,T\,|{+}{+}\rangle \\
\phi_3 &=& \langle{+}{-}|\,T\,|{+}{-}\rangle &\stackrel{\mathrm{P}}{=}& \langle{-}{+}|\,T\,|{-}{+}\rangle \\
\phi_4 &=& \langle{+}{-}|\,T\,|{-}{+}\rangle &\stackrel{\mathrm{P}}{=}& \langle{-}{+}|\,T\,|{+}{-}\rangle \\
\phi_5 &=& \langle{+}{+}|\,T\,|{+}{-}\rangle &\stackrel{\mathrm{P}}{=}& \langle{-}{-}|\,T\,|{-}{+}\rangle &\stackrel{\mathrm{T}}{=}& \langle{-}{+}|\,T\,|{-}{-}\rangle &\stackrel{\mathrm{I}}{=}& \langle{+}{-}|\,T\,|{-}{-}\rangle \\
&&&\stackrel{\mathrm{T}}{=}& \langle{+}{-}|\,T\,|{+}{+}\rangle &\stackrel{\mathrm{I}}{=}& \langle{-}{+}|\,T\,|{+}{+}\rangle \\
&&&\stackrel{\mathrm{I}}{=}& \langle{+}{+}|\,T\,|{-}{+}\rangle &\stackrel{\mathrm{P}}{=}& \langle{-}{-}|\,T\,|{+}{-}\rangle
\end{array} \tag{2.15}$$

[3]Diese wird in der Literatur häufig auch als M-Matrix bezeichnet.

[4]In diesem Zusammenhang wird unter Gleichheit nur gleich bis auf eine globale Phase verstanden.

Arndt[Arn83]	Helizität[Kro81]	Saclay[BLW78]
$H_{1...5}$	$\phi_{1...5}$	a, b, c, d, e
$2H_1/k$	$\phi_1 - \phi_2$	$b - c$
$2H_2/k$	$\phi_3 + \phi_4$	$b + c$
$2H_3/k$	$\phi_3 - \phi_4$	$az + ies - d$
$2H_4/k$	$-2\phi_5$	$as - iez$
$2H_5/k$	$\phi_1 + \phi_2$	$az + ies + d$

Tabelle 2.1: *Umrechnung verschiedener Konventionen für die fünf Amplituden in der NN-Streuung. Die Abkürzungen $s = \sin\theta_{\text{c.m.}}$ und $z = \cos\theta_{\text{c.m.}}$ werden verwendet, k ist die Wellenzahl im c.m.-System. Für andere in der Literatur gebräuchliche Amplituden siehe [Kro81, Arn83].*

Details zur Herleitung finden sich z.B. in [JW59].

Jede dieser Amplituden ist, wie im Falle spinloser Teilchen, wiederum eine komplexe Funktion zweier Variablen (z.B. T_p und θ). Da nur Phasendifferenzen zwischen Amplituden beobachtbar sind, läßt sich die Phase einer Amplitude frei wählen, so daß sich die vollständige experimentelle Information durch neun reelle Funktionen darstellen läßt.

Leider werden in der Literatur viele verschiedene Konventionen für die Amplituden verwendet [Kro81, LL93], die je nach Problemstellung Vor- und Nachteile bieten. Einige der gebräuchlichsten sind in Tab. 2.1 zusammengefaßt. Hier wird im folgenden von der Notation nach Arndt Gebrauch gemacht, die eine besonders einfache Partialwellenzerlegung zuläßt (vgl. Abschnitt 2.3).

2.1.3 Dichtematrix

Im Experiment kann man das System der streuenden Teilchen nicht in einem reinen Quantenzustand präparieren. Man hat es statt dessen mit einem Ensemble vieler Teilchen im Strahl und im Target zu tun, die statistisch, und damit *inkohärent*, auf viele reine Quantenzustande $\left|\psi^{(i)}\right\rangle$ mit Wahrscheinlichkeiten p_i verteilt sind. Wird eine Meßgröße durch einen Operator Q beschrieben, so ergibt sich sein Erwartungswert für die mikrokanonische Gesamtheit zu

$$\langle Q \rangle = \sum_i p_i \left\langle \psi^{(i)} \right| Q \left| \psi^{(i)} \right\rangle \quad ; \quad \sum_i p_i = 1. \tag{2.16}$$

Jeder reine Quantenzustand $\left|\psi^{(i)}\right\rangle$ läßt sich wiederum in einer beliebigen Basis $\{|\psi_n\rangle\}$ des Zustandsraums entwickeln:

$$\left|\psi^{(i)}\right\rangle = \sum_n c_n^{(i)} |\psi_n\rangle = \sum_n |\psi_n\rangle \left\langle \psi_n \mid \psi^{(i)} \right\rangle. \tag{2.17}$$

Eingesetzt in Gl. 2.16 ergibt sich damit für den Erwartungswert

$$\begin{aligned} \langle Q \rangle &= \sum_{n,m} \langle \psi_n | Q | \psi_m \rangle \sum_i p_i c_n^{(i)*} c_m^{(i)} \\ &= \sum_{n,m} \langle \psi_n | Q | \psi_m \rangle \sum_i p_i \left\langle \psi_m \mid \psi^{(i)} \right\rangle \left\langle \psi^{(i)} \mid \psi_n \right\rangle . \end{aligned} \tag{2.18}$$

Definiert man nun den *Dichteoperator* ρ [Fan57] zu

$$\rho \equiv \sum_i p_i \left| \psi^{(i)} \right\rangle \left\langle \psi^{(i)} \right| , \tag{2.19}$$

so ergibt sich schließlich

$$\langle Q \rangle = \sum_{n,m} \langle \psi_n | Q | \psi_m \rangle \langle \psi_m | \rho | \psi_n \rangle = \mathrm{Tr}\,(Q\rho) . \tag{2.20}$$

Der Erwartungswert zu einem Operator Q ergibt sich folglich aus der Spurbildung des Produktes seiner Matrixdarstellung mit der Dichtematrix. Wie man sieht, ist die Dichtematrix hermitesch ($\rho_{m,n} = \rho^*_{n,m}$) und hat aufgrund der Bedingung $\sum_i p_i = 1$ auch Spur 1. Für weitere Eigenschaften der Dichtematrix siehe [Fan57, BSL80].

Die Modifikation der Dichtematrix durch den Streuprozeß läßt sich einfach herleiten aus der Anwendung von Gl. 2.4 auf die reinen Zustände $\psi^{(i)}$:

$$\rho_{\mathrm{out}} = \sum_i p_i \left| T\psi^{(i)} \right\rangle \left\langle T\psi^{(i)} \right| = \sum_i p_i T \left| \psi^{(i)} \right\rangle \left\langle \psi^{(i)} \right| T^\dagger = T \rho_{\mathrm{in}} T^\dagger . \tag{2.21}$$

Die Erwartunswerte für Observablen im Ausgangskanal lassen sich dann durch die Transfermatrix und die Dichtematrix im Eingangskanal darstellen:

$$\langle Q \rangle_{\mathrm{out}} = \mathrm{Tr}\left(Q T \rho_{\mathrm{in}} T^\dagger \right) . \tag{2.22}$$

Die Präparation des Spins von Strahl und Target im Experiment legt ρ_{in} fest. Aus der Messung von Erwartungswerten von Observablen ist dann die Transfermatrix experimentell zugänglich.

Die Operatoren T, ρ und Q lassen sich durch 16 Basismatrizen σ_{ij} [Con94]

$$\sigma_{ij} \equiv \sigma_i \otimes \sigma_j \quad ; \quad i,j = 0,x,y,z \quad ; \quad \sigma_0 \equiv \mathbb{1}, \tag{2.23}$$

z.B.

$$Q = \sum_{i,j} q_{ij} \sigma_{ij} \tag{2.24}$$

entwickeln. In der Darstellung der $\sigma_i \otimes \sigma_j$ als 4x4-Matrizen sind $\sigma_{x \ldots z}$ die Pauli-Matrizen und $\mathbb{1}$ die 2x2-Einheitsmatrix[5].

[5] Das direkte Produkt bedeutet dabei, daß der Index $i(j)$ sich auf Teilchen 1(2) bezieht, für z.B. σ_{xz} ergibt sich also:

$$\sigma_{xz} = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_z \\ \sigma_z & 0 \end{pmatrix} = \begin{array}{c c} & \begin{array}{cccc} ++ & +- & -+ & -- \end{array} \\ \begin{array}{c} ++ \\ +- \\ -+ \\ -- \end{array} & \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \end{array} \tag{2.25}$$

Dabei sind die Zustände aus Gl. 2.15, die die einzelnen Elemente des Spinors kennzeichnen, angedeutet. Dieser Operator würde also einen Spin-Flip für Teilchen 1 beschreiben.

Symmetrieeigenschaften (im c.m.)		
Parität:	$(ij;kl) = 0$	wenn die Anzahl der mit S oder L (Abb. 2.1) identischen Indizes $ijkl$ ungerade ist
Pauli-Prinzip:	$(ij;kl) \hat{=} (ji;lk) \hat{=} (ij;lk) \hat{=} (ji;kl)$	
Zeitumkehr:	$(ij;kl) \hat{=} (ij;kl)$	

Name	Kurzform	$(bt;sr)$
Analysierstärke, Polarisation:	A_N	$(N0;00)$
Spinkorrelation:	A_{ij}	$(ij;00)$
Depolarisation:	D_{ij}	$(i0;j0)$
Polarisations-Transfer:	K_{ij}	$(i0;0j)$

Tabelle 2.2: *Verwendete Kurzbezeichnungen für NN-Observable und ihre Symmetrieeigenschaften im Schwerpunktsystem ($\hat{=}$ heißt gleich bis auf ggf. ein Vorzeichen).*

Alle denkbaren 256 Observablen der Nukleon-Nukleon Streuung lassen sich nun darstellen durch

$$(b,t;s,r) = X_{srbt} = \frac{\mathrm{Tr}\left(\sigma_{\mathrm{sr}}\mathrm{T}\sigma_{\mathrm{bt}}\mathrm{T}^\dagger\right)}{\mathrm{Tr}\left(\mathrm{T}\mathrm{T}^\dagger\right)} \quad ; \quad b,t,s,r = 0,x,y,z \tag{2.26}$$

nach der Notation aus [BSL80] $(b,t;s,r)$ bzw. [BLW78] (X_{srbt}). Dabei bezeichnen die Indizes die Polarisation des Strahls (b), des Targets (t), des gestreuten Teilchens (s) und des Recoils (r) in der entsprechenden Richtung. Der Index 0 bezeichnet dabei unpolarisierte Strahl- oder Targetteilchen bzw. die Nichtbeobachtung der Polarisation der Ejektile. Der unpolarisierte differentielle Wirkungsquerschnitt

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega} = \frac{1}{4}\,\mathrm{Tr}\left(\mathrm{T}\mathrm{T}^\dagger\right) \tag{2.27}$$

wurde hier als Normierung verwendet.

Berücksichtigt man die Symmetrien der starken Wechselwirkung nach Abschnitt 2.1.2, ergeben sich die in Tab. 2.2 gezeigten Beziehungen zwischen einzelnen Observablen, die zu einer Reduktion auf 25 *linear unabhängige* Größen führen. Übliche Kurzbezeichnungen, die fortan verwendet werden, sind in Tab. 2.2 ebenfalls aufgeführt.

2.1.4 Koordinatensysteme

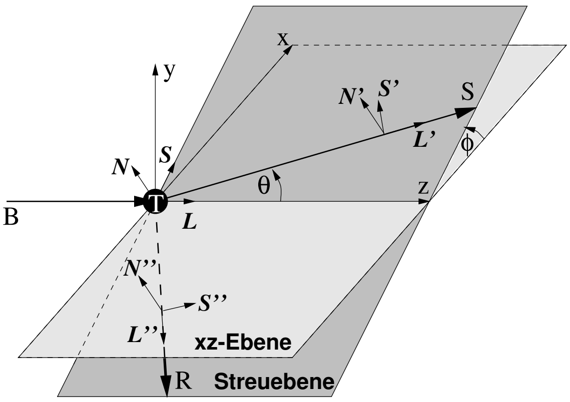


Abbildung 2.1: *Bezeichnung der Spinrichtungen.*

Gleichung 2.26 definiert die Polarisationsrichtungen der NN-Observablen zunächst in einem beliebigen Koordinatensystem. Leider gibt es auch hier verschiedene Konventionen in der Literatur. Hier werde ich die Argonne-Notation verwenden, die bis auf die Benennung der Achsen mit der Bezeichnung nach Bystricky et al. und der Madison-Vereinbarung identisch ist. Weitere, dazu inkompatible Notationen werden in [BSL80, LL93] diskutiert.

Im Experiment wird die Polarisation des Strahls und des Targets gegenüber einem ortsfesten Koordinatensystem (x,y,z) definiert und ausgerichtet (Abb. 2.1). Die Streuung zeichnet jedoch das um die z-Achse um den Winkel ϕ gedrehte Koordinatensystem (S,N,L) aus. S und N bezeichnen dabei „seitwärts in" bzw. „normal auf" der Reaktionsebene, die von den beiden gestreuten Teilchen aufgespannt wird. Für die Polarisation der Ejektile, des gestreuten Teilchens (S) und des Recoils (R) verwendet man ein um den jeweiligen Streuwinkel θ um die N-Achse gedrehtes Koordinatensystem $(S^{'},N^{'},L^{'})$ bzw. $(S^{''},N^{''},L^{''})$. Diese drei Koordinatensysteme folgen der Argonne-Konvention [BSL80][6] und sind definiert durch

$$\begin{array}{llcl} \text{Projektil}: & \hat{L} & = & \hat{k}_{\text{in}} \\ & \hat{N} & = & \hat{k}_{\text{in}} \times \hat{k}_{\text{out}} \\ & \hat{S} & = & \hat{N} \times \hat{L}. \end{array} \qquad \begin{array}{llcl} \text{Ejektil}: & \hat{L}' & = & \hat{k}_{\text{out}} \\ & \hat{N}' & = & \hat{k}_{\text{in}} \times \hat{k}_{\text{out}} = N \\ & \hat{S}' & = & \hat{N}' \times \hat{L}'. \end{array} \tag{2.28}$$

und $(S^{''},N^{''},L^{''})$ entsprechend. Dabei sind $\hat{k}_{\text{in}}$ und $\hat{k}_{\text{out}}$ die Einheitsvektoren entlang des Impulses des Strahls bzw. des gestreuten Teilchens oder Recoils.

2.1.5 Polarisations-Observable

Polarisierter Strahl und Target

Beschränkt man sich zunächst auf Polarisation im Eingangskanal, mißt also, wie im EDDA-Experiment, keine Polarisation der Ejektile durch Doppelstreuung, kann man lediglich die Streurate als Funktion von θ und ϕ messen. Der spinabhängige Wirkungsquerschnitt mißt die Wahrscheinlichkeitsdichte und ist als Operator im Spinraum durch die Einheitsmatrix gegeben:

$$\sigma = \text{Tr}(T\rho_{\text{in}}T^{\dagger}) \tag{2.29}$$

[6] Bei der Madison-Konvention [BH70] wird S,N,L ebenfalls mit x,y,z bezeichnet, was zur Verwechslung mit dem Labor-Koordinatensystem verführt. Bystricky et al. [BLW78] verwenden das gleiche Koordinatensystem, aber mit den Bezeichnungen s,n,k.

Die Dichte-Matrix *eines* polarisierten Spin-1/2-Teilchens ist gegeben durch $(\mathbb{1} + \vec{p} \cdot \vec{\sigma})/2$. Dabei ist $\vec{p} = (< p_x >, < p_y >, < p_z >)$ der Vektor des Erwartungswertes (nach Gl. 2.20) der Polarisation mit dem Polarisationsgrad $|\vec{p}| \leq 1$. Die Dichtematrix für polarisierten Strahl (p) und Target (q) ist damit gegeben als:

$$\rho_{\text{in}} = \frac{1}{4} \left(\mathbb{1} + \vec{p} \cdot \vec{\sigma_1}\right) \otimes \left(\mathbb{1} + \vec{q} \cdot \vec{\sigma_2}\right). \tag{2.30}$$

Wertet man nun Gl. 2.29 im Reaktionssystem (SNL) aus und berücksichtigt die Symmetrien der starken Wechselwirkung nach Gl. 2.15, so sind durch die nicht-verschwindenden Terme

$$\begin{aligned}
\sigma \;=\; & \underbrace{\frac{1}{4}\mathrm{Tr}\left(TT^\dagger\right)}_{\sigma_0} + p_N \underbrace{\frac{1}{4}\mathrm{Tr}\left(T\sigma_{y0}T^\dagger\right)}_{\mathrm{A}_N\cdot\sigma_0} + q_N \underbrace{\frac{1}{4}\mathrm{Tr}\left(T\sigma_{0y}T^\dagger\right)}_{\mathrm{A}_N\cdot\sigma_0} \\
& + p_N q_N \underbrace{\frac{1}{4}\mathrm{Tr}\left(T\sigma_{yy}T^\dagger\right)}_{\mathrm{A}_{NN}\cdot\sigma_0} + p_S q_S \underbrace{\frac{1}{4}\mathrm{Tr}\left(T\sigma_{xx}T^\dagger\right)}_{\mathrm{A}_{SS}\cdot\sigma_0} + p_L q_L \underbrace{\frac{1}{4}\mathrm{Tr}\left(T\sigma_{zz}T^\dagger\right)}_{\mathrm{A}_{LL}\cdot\sigma_0} \\
& + p_S q_L \underbrace{\frac{1}{4}\mathrm{Tr}\left(T\sigma_{xz}T^\dagger\right)}_{\mathrm{A}_{SL}\cdot\sigma_0} + p_L q_S \underbrace{\frac{1}{4}\mathrm{Tr}\left(T\sigma_{zx}T^\dagger\right)}_{\mathrm{A}_{SL}\cdot\sigma_0}
\end{aligned} \tag{2.31}$$

die Observablen definiert: die Analysierstärke A_N und die Spinkorrelationsparameter A_{SS}, A_{NN}, A_{LL} und A_{SL}[7]. Dabei bezeichnet σ_0 den unpolarisierten differentiellen Wirkungsquerschnitt. Die Polarisation von Strahl und Target wird durch die Symbole p und q bezeichnet. In o.g. Gleichung wurde bereits Gebrauch gemacht von der Tatsache, daß für pp-Streuung die Target- und die Strahl-Analysierstärke, ebenso wie die Spinkorrelationsparameter A_{SL} und A_{LS}, identisch sind.

Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von den Laborwinkeln θ und ϕ (vgl. Abb. 2.1) ergibt sich aus Gl. 2.31 durch eine Drehung mit dem Winkel ϕ um die z-Achse:

$$\begin{aligned}
\frac{\sigma(\theta,\phi)}{\sigma_0} = 1 \; & + \; \mathrm{A}_N(\theta) \; \{(p_y + q_y)\cos\phi - (p_x + q_x)\sin\phi\} \\
& + \; \mathrm{A}_{NN}(\theta) \; \left\{p_x q_x \sin^2\phi + p_y q_y \cos^2\phi\right\} \\
& + \; \mathrm{A}_{SS}(\theta) \; \left\{p_x q_x \cos^2\phi + p_y q_y \sin^2\phi\right\} \\
& + \; (\mathrm{A}_{SS}(\theta) - \mathrm{A}_{NN}(\theta)) \; \{p_x q_y + p_y q_x\} \sin\phi\cos\phi \\
& + \; \mathrm{A}_{LL}(\theta) \; p_z q_z \\
& + \; \mathrm{A}_{SL}(\theta) \; \{(p_y q_z + p_z q_y)\sin\phi + (p_x q_z + p_z q_x)\cos\phi\}.
\end{aligned} \tag{2.32}$$

Die Messung der Polarisationsobservablen erfolgt also über die Modulation der Streurate mit dem Azimuth und der Spinrichtung im Eingangskanal. Bis auf A_{LL} sind diese Observablen dem EDDA-Experiment zugänglich. Mißt man mit einem in y-Richtung polarisierten Strahl und einem unpolarisierten Target ($\vec{q} = \vec{0}$), vereinfacht sich Gl. 2.32

[7] Hier ist auch die Bezeichnung C_{ij} statt A_{ij} gebräuchlich, nach [BLW78] auch A_{00ij}.

zu

$$\frac{\sigma(\theta,\phi)}{\sigma_0} = 1 + \mathrm{A}_N(\theta)\, p_y \,\cos\phi. \tag{2.33}$$

Für $\phi = 0$ ergibt sich dann die Analysierstärke einfach aus der Links-Rechts-Asymmetrie der Streuraten, nach der bekannten Relation:

$$\mathrm{A}_N(\theta) = \frac{1}{p_y} \cdot \frac{\sigma(\theta,0) - \sigma(\theta,\pi)}{\sigma(\theta,0) + \sigma(\theta,\pi)} = \frac{1}{p_y} \cdot \frac{L-R}{L+R}. \tag{2.34}$$

Die Beziehung der Observablen aus Gl. 2.32 zu den Streuamplituden erhält man, indem die T-Matrix nach Gl. 2.31 durch die Amplituden nach Tab. 2.1 ausgedrückt wird. Für die Parametrisierung nach Arndt und Roper ergibt sich

$$\begin{aligned}
\frac{d\sigma}{d\Omega_{\mathrm{c.m.}}} &= \frac{1}{k^2}\left(\sum_{i=1}^{5} |H_i|^2 + |H_4|^2\right) \\
\mathrm{A}_N \frac{d\sigma}{d\Omega_{\mathrm{c.m.}}} &= \frac{2}{k^2} \mathrm{I}m\left[(H_3 + H_5)\, H_4^*\right] \\
\mathrm{A}_{SS} \frac{d\sigma}{d\Omega_{\mathrm{c.m.}}} &= \frac{1}{k^2}\left(-|H_1|^2 + |H_2|^2 - |H_3|^2 + |H_5|^2\right) \\
\mathrm{A}_{NN} \frac{d\sigma}{d\Omega_{\mathrm{c.m.}}} &= \frac{1}{k^2}\left(-|H_1|^2 - |H_2|^2 + |H_3|^2 + 2\,|H_4|^2 + |H_5|^2\right) \\
\mathrm{A}_{LL} \frac{d\sigma}{d\Omega_{\mathrm{c.m.}}} &= \frac{1}{k^2}\left(-|H_1|^2 + |H_2|^2 + |H_3|^2 - |H_5|^2\right) \\
\mathrm{A}_{SL} \frac{d\sigma}{d\Omega_{\mathrm{c.m.}}} &= \frac{2}{k^2} \mathrm{R}e\left[(H_3 - H_5)\, H_4^*\right],
\end{aligned} \tag{2.35}$$

d.h., sie lassen sich als Linearkombinationen bilinearer Produkte der Amplituden darstellen. Natürlich sind die fünf komplexen Amplituden $H_{1\ldots5}$ nicht durch diese sechs Meßgrößen bestimmt, dazu sind Experimente, in denen die Polarisation der gestreuten Teilchen gemessen wird, unumgänglich.

Polarisation im Ausgangskanal

Wegen der Zeitumkehrinvarianz der starken Wechselwirkung bringt nur die Messung von Observablen mit Polarisation im Eingangs- *und* Ausgangskanal zusätzliche experimentelle Information. Dazu gehören der Depolarisations-Tensor D_{ij}, der die Polarisation des Strahls (i) und des gestreuten Teilchens (j) korreliert, und der Tensor des Polarisationstransfers K_{ij}, z.B. vom Strahl auf das Recoil-Teilchen (Tab. 2.2). Auch hier gibt es jeweils vier linear unabhängige Depolarisationen und Polarisationstransfer-Parameter. Da die Polarisationsachsen des Laborsystems aber durch die Lorentz-Transformation in das c.m.-System gedreht werden, sind die Ausdrücke für die Observablen im Laborsystem entsprechend kompliziert [BLW78].

Drei- oder vierfach indizierte Größen schließlich, z.B. mit polarisiertem Strahl und Target und der Messung der Polarisation eines oder beider Ejektile, ergeben die verbleibenden elf linear unabhängigen Meßgrößen.

2.2 Direkte Rekonstruktion der Amplituden

Sind genügend linear unabhängige Observable bei einer Energie und einem Streuwinkel gemessen worden, steht also ein „vollständiges Experiment "[PRS57] zur Verfügung, lassen sich die Amplituden direkt – und damit modellunabhängig – rekonstruieren. Da Daten fehlerbehaftet sind und die quadratischen Abhängigkeiten der Observablen von den Amplituden diskrete Ambiguitäten erzeugen, werden elf oder mehr Meßgrößen benötigt, um die neun reellen Parameter der Amplituden zu bestimmen.

Bis heute ist dies nur bei wenigen Energien und Winkeln zu erfüllen. Existierende Analysen stützen sich vor allem auf Daten von Saturne II, LAMPF und PSI (Abb. 1.1). Für die Proton-Proton-Streuung gibt es ca. 150 Punkte, verteilt auf etwa 20 Energien zwischen 0.45 und 5.14 GeV. Für die Neutron-Proton-Streuung, wegen der größeren experimentellen Schwierigkeiten, nur ca. 70 Punkte im Energiebereich 0.8-1.1 GeV. Eine Zusammenstellung findet sich in [LL93], neue Ergebnisse von Saturne II für das pp-System in [BLL98] und für np-Streuung in [Bal98b, Bal98a].

Die DRSA[8] ist damit ungeeignet, die experimentelle Datenbasis für den Vergleich mit theoretischen Modellen zu parametrisieren. Sie ist aber ein nützliches Werkzeug, um die Modellabhängigkeit der Ergebnisse anderer Verfahren, wie der im nächsten Abschnitt vorgestellten Phasenanalyse, punktuell zu überprüfen (siehe Abschnitt 7.2).

[8] **D**irect **R**econstruction of **S**cattering **A**mplitudes

2.3 Phasenanalysen (PSA)[9]

Eine entscheidende Vereinfachung bei der Betrachtung der NN-Streuung ist die Zerlegung in Partialwellen, eine Entwicklung nach Drehimpuls-Eigenfunktionen. Da die starke Wechselwirkung Gesamtdrehimpuls und Parität erhält, sind Übergänge zwischen verschiedenen J^π verboten, und die Streuung kann in jedem Kanal separat betrachtet werden.

Weiter vereinfacht sich die Analyse, wenn die Wechselwirkung kurzreichweitig ist: Dann spielen nur die niedrigsten Partialwellen eine Rolle. Klassisch entspricht einem Bahndrehimpuls ein gewisser Abstand der streuenden Teilchen, dem Stoßparameter. Sei R die Reichweite der Wechselwirkung, so ist

$$\hbar L_{max} = R\, p_{\mathrm{c.m.}} \quad \Longleftrightarrow \quad L_{max} = \frac{R}{\hbar}\sqrt{\frac{m_p \mathrm{T_p}}{2}}. \tag{2.36}$$

Für eine Reichweite von 1 fm und eine Projektilenergie von 500 (2500) MeV erwartet man also klassisch nur Beiträge bis L = 4 (8). Dies entspricht auch grob den in heutigen Phasenanalysen verwendeten Werten. Quantenmechanisch bewirkt die Zentrifugalbarriere für höhere Partialwellen eine Art Abschirmung der kurzreichweitigen Wechselwirkung: Die Wellenfunktion wird „herausgedrängt“, und damit auch die Wahrscheinlichkeitsamplitude.

In der NN-Wechselwirkung gibt es auch einen langreichweitigen Teil, der durch die elektromagnetische Wechselwirkung und Ein-Pion-Austausch sehr gut beschrieben wird. Damit können die höheren Partialwellen theoretisch berechnet werden, und nur die niedrigsten Partialwellen werden parametrisiert und an die experimentellen Daten angepaßt. Im folgenden wird immer davon ausgegangen, daß die bekannte Coulomb-Wechselwirkung herausgerechnet wird und nur die durch die starke Wechselwirkung bedingten sog. „nuclear bar phase shifts“ bestimmt werden.

Nach einer Einführung des Formalismus – für ausführliche Darstellungen siehe z.B. [GW75, New82] – wird auf die existierenden Phasenanalysen jüngeren Datums eingegangen.

2.3.1 Formalismus

In der Partialwellenanalyse wird die Wellenfunktion $\left|\psi^{(+)}(\mathbf{k},\mathbf{r})\right\rangle$ aus Gl. 2.8[10] in Drehimpuls-Eigenzuständen entwickelt. Aus Gründen der Transparenz wird der Spin zunächst vernachlässigt.

Spin 0 + 0: Für spinlose Teilchen ist $J = L$, und die Entwicklung erfolgt nach Kugelflächenfunktionen Y_l^m:

$$\left|\psi^{(+)}(\mathbf{k},\mathbf{r})\right\rangle = \sum_{l=0}^{\infty}\sum_{m=-l}^{l} Y_l^m(\hat{\mathbf{r}})\, Y_l^m(\hat{\mathbf{k}})^*\, i^l \left|\psi_{l,m}^{(+)}(k,r)\right\rangle . \tag{2.37}$$

[9] **P**hase **S**hift **A**nalysis.

[10] Hier wird im Gegensatz zu Gl. 2.8 die **k**- und **r**-Abhängigkeit explizit mitgeführt.

Für eine zentrale Wechselwirkung kommutiert auch die z-Komponente des Bahndrehimpulses mit dem Hamiltonoperator, und Gl. 2.37 vereinfacht sich zu einer Entwicklung in Legendre-Polynomen P_l:

$$\left|\psi^{(+)}(\mathbf{k},\mathbf{r})\right\rangle = \sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)P_l(\hat{r}\cdot\hat{k})\, i^l \left|\psi_l^{(+)}(k,r)\right\rangle . \tag{2.38}$$

Damit ist die Winkelabhängigkeit der Wellenfunktion festgelegt und nur noch der Radialteil $\left|\psi_l^{(+)}(k,r)\right\rangle$ für jedes l zu bestimmen. Außerhalb der Reichweite der Wechselwirkung ist die asymptotische Wellenfunktion gegeben durch [New82]

$$\left|\psi_l^{(+)}(k,r)\right\rangle \overset{r\to\infty}{=} \frac{1}{r}e^{i\delta_l}\sin(kr - \frac{1}{2}\pi l + \delta_l) \tag{2.39}$$

und unterscheidet sich von der freien Lösung lediglich durch eine Phasenverschiebung δ_l. Ist die Wechselwirkung nicht zu stark[11], gibt die Phasenverschiebung unmittelbar Auskunft über das Vorzeichen: Postive Werte zeigen Attraktion und negative Werte Repulsion in der Partialwelle an.

Die Phasenverschiebung hängt unmittelbar mit den Eigenwerten S_l der S-Matrix bzw. T_l der T-Matrix zusammen:

$$S_l = e^{2i\delta_l} \quad ; \quad T_l = \frac{S_l - 1}{2i} = e^{i\delta_l}\sin\delta_l \tag{2.40}$$

Für rein elastische Streuung gilt wegen der Unitarität $|S_l| = 1$, und damit ist auch δ_l reell. Ist mindestens ein inelastischer Kanal offen, wie oberhalb von 300 MeV der Fall, geht Fluß aus dem elastischen Kanal verloren. Dann ist $|S_l| \leq 1$ und δ_l imaginär.

Nach Gl. 2.12 und 2.13 ist der differentielle Wirkungsquerschnitt für unpolariserte Teilchen gegeben durch

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega} = \frac{1}{k^2}\left|\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)\,P_l(\cos\theta)\,T_l\right|^2 . \tag{2.41}$$

Spin $\frac{1}{2}+\frac{1}{2}$: In der Nukleon-Nukleon-Streuung wirken durch die Spinabhängigkeit der Wechselwirkung auch nichtzentrale Kräfte. Deshalb ist nur der Gesamtdrehimpuls $\vec{J}$, aber weder der Bahndrehimpuls $\vec{L}$ noch der Gesamtspin $\vec{S} = \vec{S_1} + \vec{S_2}$ eine Erhaltungsgröße. Mit

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S} \tag{2.42}$$

gilt für den Spin-Singulett-Zustand notwendigerweise $J = L$, für den Spin-Triplett-Zustand nach der Dreiecksungleichung $J = L-1, L, L+1$. Die Parität wird allein durch den Bahndrehimpuls zu $\pi = (-1)^L$ festgelegt.

[11] Da experimentell δ_l und $\delta_l \pm 2\pi$ nicht zu unterscheiden sind, gibt es für sehr starke Wechselwirkung Ambiguitäten.

		J^π													
I	L	0^+	0^-	1^+	1^-	2^+	2^-	3^+	3^-	4^+	4^-	5^+	5^-	6^+	6^-
	$J-1$	–	–	$^3S_1$	–	–	–	$^3D_3$	–	–	–	$^3G_5$	–	–	–
0	J	–	–	–	$^1P_1$	$^3D_2$	–	–	$^1F_3$	$^3G_4$	–	–	$^1H_5$	$^3I_6$	–
	$J+1$	–	–	$^3D_1$	–	–	–	$^3G_3$	–	–	–	$^3I_5$	–	–	–
	$J-1$	–	–	–	–	–	$^3P_2$	–	–	–	$^3F_4$	–	–	–	$^3H_6$
1	J	$^1S_0$	–	–	$^3P_1$	$^1D_2$	–	–	$^3F_3$	$^1G_4$	–	–	$^3H_5$	$^1I_6$	–
	$J+1$	–	$^3P_0$	–	–	–	$^3F_2$	–	–	–	$^3H_4$	–	–	–	$^3J_6$

Tabelle 2.3: *Partialwellen mit $J = 0 \dots 6$ in der Nukleon-Nukleon-Streuung in der spektroskopischen Notation $^{2S+1}L_J$.*

Die näherungsweise Ladungsunabhängigkeit der starken Wechselwirkung wird durch den Isospin-Formalismus berücksichtigt. Protonen und Neutronen werden als ein Teilchen, aber mit unterschiedlicher z-Komponente des Isospins von 1/2 bzw. -1/2 aufgefaßt. So können zwei Nukleonen analog zum Spin zu einem Isospin-Triplett (pp, np, und nn) oder einem Singulett (nur np) koppeln. Das verallgemeinerte Pauli-Prinzip für Fermionen fordert die Antisymmetrie der Gesamtwellenfunktion gegenüber der Vertauschung der Nukleonen, und damit

$$(-1)^{L+S+I} = -1 \tag{2.43}$$

Die sich daraus ergebenden Partialwellen der Nukleon-Nukleon-Streuung sind in Tab. 2.3 dargestellt.

Tab. 2.3 zeigt zu jedem $J > 0$ vier Partialwellen, zwei davon mit gleicher Parität und Isospin, so daß diese mischen können. Die S-Matrix zu einem Gesamtdrehimpuls J ist nach der sog. Stapp-Parametrisierung [SYM57] gegeben durch eine 4x4-Matrix

$$S_J = \left(\begin{array}{cccc} S_j & 0 & 0 & 0 \\ 0 & S_{jj} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \multicolumn{2}{c}{\multirow{2}{*}{$S_{j\pm}$}} \\ 0 & 0 & & \end{array} \right). \tag{2.44}$$

Hier beschreibt S_j den Spin-Singulett- und S_{jj} den ungekoppelten Spin-Triplett-Zustand mit $L = J$, jeweils nach Gl. 2.40. Die 2x2-Matrix $S_{j^\pm}$ der gekoppelten Spin-Triplett-Kanäle mit $L = J \pm 1$ ist für rein elastische Reaktionen durch

$$S_{j^\pm} = \begin{pmatrix} e^{i\delta_{j^-}} & 0 \\ 0 & e^{i\delta_{j^+}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos(2\epsilon_j) & -i\sin(2\epsilon_j) \\ -i\sin(2\epsilon_j) & \cos(2\epsilon_j) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\delta_{j^-}} & 0 \\ 0 & e^{i\delta_{j^+}} \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} S_{j^-} & S_{j^0} \\ S_{j^0} & S_{j^+} \end{pmatrix} \tag{2.45}$$

gegeben, mit drei Parametern S_{j^-}, S_{j^+} und dem Mischungswinkel ϵ_j[12].

[12]Neben der hier nach Arndt [Arn83] verwendeten Notation ist auch $S_{J\pm1,J} = S_{j^\pm}$ und $S^J = S_{j^0}$ gebräuchlich.

Oberhalb der Pionen-Produktionsschwelle werden die Streuphasen komplex, für den Mischungsparameter ϵ_j gibt es jedoch verschiedene Möglichkeiten, die Inelastizität zu berücksichtigen (z.B. [AR82, BLL98] diskutiert in [SK88]). Die Anzahl der zu bestimmenden *reellen* Parameter verdoppelt sich aber in jedem Fall für jedes $J > 0$ von 5 auf 10. Da in der Analyse des EDDA-Experimentes intensiv von Phasenanalysen der Gruppe von Prof. Arndt Gebrauch gemacht wird, werde ich mich im folgenden in der Notation an [Arn83] orientieren.

Die fünf Amplituden der NN-Streuung lassen sich nach den folgenden Partialwellen entwickeln ($T = (S-1)/2i$):

T_j	:	die Spin-Singulett-Partialwellen, z.B. für I=1: $^1S_0$, $^1D_2$, $^1G_4$, ...
T_{jj}	:	die ungekoppelten Spin-Triplett-Partialwellen, z.B. für I=1: $^3P_0$, $^3P_1$, $^3F_3$, $^3H_5$, ...
$T_{j^-}, T_{j^0}, T_{j^+}$	:	die gekoppelten Spin-Triplett-Partialwellen. Die Amplitude T_{j^0} beschreibt die Übergänge zwischen den Zuständen mit $L = J \pm 1$. Prominentestes Beispiel ist die isoskalare 1^+-Partialwelle mit den Quantenzahlen des Deuterons, dessen Grundzustand durch eine Mischung aus $^3S_1$- und $^3D_1$-Zuständen gebildet wird.

Für die Amplituden nach Arndt-Roper [Arn83] ergibt sich (vgl. auch [Kro81, New82]):

$$
\begin{aligned}
H_1 &= \sum_j (2j+1)\, T_j P_j \\
H_2 &= \sum_j \left[(2j+1)\, T_{jj} F_j + D_{j^-} G_j\right] \\
H_3 &= \sum_j \left[(2j+1)\, T_{jj} G_j + D_{j^-} F_j\right] \\
H_4 &= \sum_j D_{j^0} G_j \sin\theta_{c.m.} \\
H_5 &= \sum_j D_{j^+} P_j .
\end{aligned}
\tag{2.46}
$$

Dabei sind, mit den Legendre-Polynomen P_j und den assoziierten Legendre Polynomen 1. Ordnung P_j^1:

$$
\begin{aligned}
G_j(\theta_{c.m.}) &= P_j^1(\cos\theta_{c.m.}) / \left[j(j+1)\ \sin\theta_{c.m.}\right] \\
F_j(\theta_{c.m.}) &= P_j(\cos\theta_{c.m.}) - G_j \cos\theta_{c.m.} \\
D_{j^-} &= (j+1)\, T_{j^-} + j T_{j^+} \quad - 2\sqrt{j(j+1)}\ T_{j^0} \\
D_{j^0} &= j\,(j+1)\left[T_{j^-} - T_{j^+}\right] \quad + \sqrt{j(j+1)}\ T_{j^0} \\
D_{j^+} &= j T_{j^-} + (j+1)\, T_{j^+} \quad + 2\sqrt{j(j+1)}\ T_{j^0} .
\end{aligned}
\tag{2.47}
$$

Der größte Vorteil der Parametrisierung der Amplituden – und damit letztlich auch der Observablen – ist, daß die Winkelabhängigkeit für jede Partialwelle festgelegt ist. Damit hat die Phasenanalyse, im Gegensatz zur DRSA, eine Vorhersagekraft auf Winkel und bei Annahme einer stetigen Energieabhängigkeit auch Energien, bei denen keine Daten existieren.

2.3.2 Klassifikation von Partialwellenanalysen

Beschreibt die Phasenanalyse nur Daten bei einer festen Energie oder einem sehr kleinen Energieintervall, spricht man von einer „single-energy"-Lösung. Dies ist nur möglich, wenn die Dichte der Daten ausreicht, die zu bestimmenden Parameter (je nach Energie zwischen 10 und 40) festzulegen. In der Praxis werden aber Daten über einen gewissen Energiebereich in die Analyse einfließen müssen, und zumindest eine lineare Energieabhängigkeit der Phasenparameter muss zugelassen werden. Das bringt eine Verdoppelung der zu bestimmenden Parameter mit sich.

Deshalb sind „multi-energy"-Lösungen von großem Vorteil: Zumindest in Abwesenheit sehr energiescharfer Resonanzen ist eine „gutartige" Energieabhängigkeit der Phasen und Mischungswinkel zu erwarten. Bei einem geschickten Ansatz ist dann die Beschreibung experimenteller Daten über einen großen Energie- und Winkelbereich mit nur recht wenigen freien Parametern möglich. Meist wird dann die in einer multi-energy-Analyse gefundene Energieanhängigkeit als fester Input für single-energy-Lösungen verwenden. Die Existenzberechtigung der single-energy-Lösungen ist, daß sich das Vertrauensintervall der gefundenen Parameter besser quantifizieren läßt, da *systematische* Unsicherheiten durch den gewählten Ansatz der Energieabhängigkeit geringer sind.

Das Finden guter Lösungen und effizienter Parametrisierungen des energetischen Gangs, liegt der Kunstfertigkeit der Forschungsgruppen anheim, die über die letzten Jahrzehnte die Phasenanalysen vorangetrieben und perfektioniert haben.

2.3.3 Existierende Phasenanalysen

An dieser Stelle werde ich nur auf drei Phasenanalysen eingehen, die in den letzten 15 Jahren enstanden oder neu an den bestehenden Weltdatensatz angepaßt wurden. Weitere Analysen, z.B. die von Hoshizaki [Hos78, Hos79] und Bugg et al. [Bug78], wurden bereits in [Kro81] diskutiert und werden nicht näher behandelt.

Die VPI/GW-Analyse erstreckt sich als multi-energy-PSA über den größten Energiebereich (0-3000 MeV), in voller Überdeckung der für das EDDA-Experiment interessanten Region. Für den niederenergetischen Sektor (0-350 MeV) hat sich die Nijmegen-Analyse als Referenz etabliert. Schließlich ist die Saclay-Genf-Gruppe mit single-energy-Lösungen bei hohen Energien (800-2700 MeV) besonders interessant, um u.a. bestehende Modellabhängigkeiten durch einen Vergleich mit der VPI-Analyse zu studieren.

Die Qualität der Phasenanalysen wird gerne über das erreichte reduzierte χ^2 angegeben. Beim Vergleich verschiedener Gruppen ist aber ein gewisses Maß an Vorsicht geboten: Die Datenbasis jeder Phasenanalyse unterliegt einem „data pruning" genannten Prozeß, in dem Daten, die sich durch ein sehr großes χ^2 zu einer erreichten Lösung auszeichnen, in folgenden Iterationen ausgeschlossen werden. Dies ist sinnvoll, damit einzelne mit der Majorität der Daten im gleichen Energiebereich unvereinbare Datensätze – sei es aufgrund fehlerhafter Meßwerte oder unrealistisch kleiner Fehlerangaben – nicht die extrahierten Phasenparameter verfälschen können. Statt Daten zu verwerfen, wird von einigen Gruppen nur deren Normierung verändert („renormiert“) oder in dem durchzuführenden Fit mit angepaßt. Die verwendeten Ausschlußkriterien sind leider nicht immer identisch, so daß bei abweichenden Ergebnissen verschiedener Streuphasenanalysen das angegebene χ^2 keine unmittelbaren Rückschlüsse auf die „richtige“ Lösung zuläßt.

Allen multi-energy-Phasenanalysen gemein ist die Eigenschaft, an der oberen energetischen Grenze eine graduell schlechter werdende Beschreibung der Daten zu liefern und ein unbefriedigendes Extrapolationsverhalten jenseits dieser Grenze zu zeigen. Dies ist ein unvermeidbarer Effekt der Minimierungsprozedur, die bei einer geringfügig besseren Anpassung der Majorität der Daten eine deutliche Verschlechterung der Beschreibung weniger Daten am Rande des Energiebereichs aufgrund statistischer Kriterien in Kauf nimmt.

VPI(GW)[13]: Die bereits in den 60er Jahren in Livermore von MacGregor und Arndt [MAW68a, MAW68b] begonnenen Phasenanalysen sind am VPI kontinuierlich weiterentwickelt und zu höheren Energien hin ausgedehnt worden. Die letzte veröffentlichte Lösung [ASW00] bestimmt die isovektoriellen Phasen bis 3000 $\mathrm{Me}V$ und die isoskalaren bis 1200 $\mathrm{Me}V$.

Die Parametrisierung der Phasen geschieht hier über die K-Matrix (Gl. 2.6) und garantiert die Unitarität der resultierenden S-Matrix auch oberhalb der Schwelle für inelastische Reaktionen [AR82][14].

Zur Modellierung der Energieabhängigkeit der Phasen wird die S-Matrix zunächst in einen „Austausch“-Anteil S_X und einen „Produktions“-Anteil S_P aufgespalten [AHR87, Arn92]:

$$S = S_X^{1/2} S_P S_X^{1/2} \tag{2.48}$$

Im Austauschanteil [MAW68a] werden für die Energieabhängigkeit der Phasen Basisfunktionen verwandt, die sich aus den Polen des N-Pion-Austauschs (N = 1, 2,...) in der Streuebene, projiziert auf die betreffende Partialwelle, ergeben. Dieser physikalisch motivierte Ansatz ist letztlich auch phänomenologisch, erlaubt aber eine gute Anpassung der Daten durch eine Entwicklung in sehr wenigen Basisfunktionen. Eine Ausnahme stellen die S-Wellen dar, für die eine Entwicklung analog der Effektiven-Reichweiten-Näherung verwendet wird.

Der Produktionsanteil schließlich berücksichtigt die Inelastizitäten – mit einer durch Polynome gegebenen Energieabhängigkeit. Hier lassen sich Resonanzen hinzufügen und

[13] Mit der Eremitierung von Prof. Arndt ist ein Teil der Gruppe vom Virginia Polytechnic Institute (VPI) an die George Washington University (GW) umgezogen.

[14] Für ungekoppelte Partialwellen ist $K = \tan(\delta) + i \tan^2 \rho$. Das hier verwendete δ ist für $\rho \neq 0$ nicht identisch mit der Phasenverschiebung aus Gl. 2.40. Hier ist Vorsicht beim Gebrauch des SAID-Programms [SAI] angebracht. Die richtigen Umrechnungen finden sich in [Arn83].

deren Resonanzparameter in der Analyse anpassen. Weitere Details finden sich in [AHR87, AFR85, Doh97a].

Lösungen über den vollen Energiebereich werden bei der VPI-Analyse nach der Jahreszeit (SPring, SuMmer, FAll, WInter) und der Jahreszahl bezeichnet, also z.B. FA91 [Arn92] oder SM97 [Arn97]. Fits, die nur den Bereich 0-400 MeV überdecken, werden mit XX40 bezeichnet, z.B. VZ40 [ASW94]. Vorhersagen dieser Phasenanalyse werden im Vergleich zu Daten an vielen Stellen dieser Arbeit gezeigt. Verschiedene Analysen, z.T. auch die anderer Autoren, oder Vorhersagen theoretischer Modelle sind über das Internet frei zugänglich [SAI].

Bei multi-energy-Analysen über den gesamten Energiebereich werden alle Partialwellen mit $L \leq L_{\max} = 8$ angepaßt. Die Anzahl freier Parameter (144) ist beträchtlich, aber auch die Anzahl der Datenpunkte von $\approx 17\,000/11\,000$ für pp/np-Streuung.

Nijmegen-Partialwellenanalyse: Die Nijmegen-Gruppe [Ber88, Ber90, Sto93] hat die Einbeziehung bekannter Eigenschaften der NN-Streuung am weitesten getrieben: Hier werden nicht nur die höheren Partialwellen, sondern auch der langreichweitige Teil der niederen Partialwellen durch Modelle beschrieben. Der Verlauf kann durch OPE und ein relativistisch korrigiertes Coulomb-Potential, inklusive Modifikationen durch Vakuumpolarisation, approximiert werden. Für die mittlere Reichweite wird zusätzlich der Austausch schwerer Mesonen (z.B. ρ, ω) über das „Nijmegen soft-core“-Potential [NRS78] berücksichtigt.

In der technischen Umsetzung wird durch o.g. Modelle das Potential der relativistischen radialen Schrödingergleichung jeder Partialwelle für $r > b = 1.4$ fm festgelegt. Der kurzreichweitige, phänomenologische Teil der Wechselwirkung wird durch Randbedingungen bei $r = b$, d.h. der P-Matrix (vgl. Abschnitt 4.2), energieabhängig parametrisiert. Inelastizitäten werden bei diesem Ansatz nicht berücksichtigt, da der Anwendungsbereich (0-350 MeV) im wesentlichen auf Energien unterhalb der Pionenschwelle beschränkt ist.

Die phänomenologische Beschreibung wird auf exakt die Bereiche in der Wechselwirkung konzentriert, deren Physik unbekannt ist. Dies sind die kleinen Abstände, die wegen der Zentrifugalbarriere nur bei den niederen Partialwellen relevant sind. Dadurch kann die Zahl der freien Parameter deutlich reduziert werden. Die Nijmegen-Partialwellenanalyse [Sto93] gibt einen exzellenten Fit der np- und pp-Daten von 0-350 MeV mit nur 39 freien Parametern und einem reduzierten χ^2 von 1.08. Zum Vergleich: Die VPI-Analyse für den Energiebereich 0-400 MeV benötigt hier 53 Parameter bei einem etwas schlechteren χ^2 [ASW94].

Die Anpassung an die Daten erlaubt auch die Festlegung von Modellparametern der langreichweitigen Wechselwirkung, z.B. läßt sich die Brechung der Ladungsunabhängigkeit der starken Wechselwirkung im OPE durch die Unterschiede der NNπ^0- und NN$\pi^\pm$-Kopplungskonstanten [Sto88] belegen. Abgesehen von der Partialwelle mit $L = 0$ werden die isovektoriellen Phasen für die np-Streuung durch die pp-Daten festgelegt. Die Güte der np-Phasen hängt dann von der genauen Berücksichtigung der leicht verletzten Ladungsunabhängigkeit ab. Die Nijmegen-Gruppe hat hier besonders viel Sorgfalt investiert.

Weiterentwicklungen der Nijmegen-Partialwellenanalyse beinhalten eine Erweiterung auf Energien bis 500 MeV unter Einbeziehung von Inelastizitäten [Klo95]. Phasenanalysen bis 1 GeV sind in Vorbereitung [Nij], so daß in naher Zukunft mit einer weiteren energieabhängigen Phasenanlyse im für das EDDA-Experiment relevanten Energiebereich zu rechnen ist.

Saclay-Genf-Partialwellenanalyse: Ende der 70er Jahre begann die Saclay-Genf-Gruppe (Bystricky, Lechanoine-Leluc und Lehar) energieabhängige Phasenanalysen durchzuführen [BLL79]. Der Ansatz hier ist die *Minimierung* von Modellannahmen. Um die Energieabhängigkeit der Phasen einfach parametrisieren zu können, erstrecken sich die Analysen nur über kleine, überlappende Energiebereiche (10-220, 130-450, 380-610, 520-800 MeV in [BLL87] und 700-1300 in [LLB87]).

Die Entwicklung erfolgt für den Realteil der Phase um den Schwerpunkt $T_{p,0}$ des Intervalls in Polynomen von $T_p - T_{p,0}$. Der Imaginärteil der Phasen, oberhalb einer für jede Partialwelle separat zu bestimmenden Schwelle $T_{p,s}$, wird in $(\sqrt{T_p - T_{p,s}})^{2(L+n)}$ $(n = 0\ldots 2)$ entwickelt und garantiert die richtige energetische Abhängigkeit direkt an der Schwelle. Diese wird in dem niedrigsten Energieintervall festgelegt, in dem die Phase komplex wird. Abgesehen davon wird kein Versuch unternommen, die in den verschiedenen Intervallen bestimmten Parameter kontinuierlich zu verbinden. Je nach Energieintervall werden zwischen 33 und 73 freie Parameter verwendet, mit einem reduzierten χ^2 von typischerweise 1.3.

Zusätzlich hat die Saclay-Genf-Gruppe pp-Phasen bei 12 festen Energien zwischen 0.8 und 2.7 GeV, an denen komplette Datensätze existieren, bestimmt [BLL87, BLL90, BLL98]. Die Streuphasen bis $L = 8$ wurden dabei angepaßt. Die Realteile höherer Partialwellen sind durch OPE, die Imaginärteile durch ein Modell der Paris-Gruppe[15], basierend auf Dispersionsrelationen, fixiert. Letzteres unterscheidet sich von der VPI-Analyse, wo die Phasen für $L > L_{\max}$ reell sind. Ein weiterer Unterschied besteht in der Berücksichtigung des Imaginärteils des Mischungsparameters ϵ_j bei gekoppelten Triplett-Partialwellen – des sogenannten sechsten Parameters (vgl. z.B. [Kro81]). Die Saclay-Genf-Gruppe findet mit Null verträgliche Werte und eliminiert diese in der endgültigen Analyse.

Es bleiben ca. 30 freie Parameter, die an etwa 400 Datenpunkte je Energie angepaßt werden. Ein reduziertes χ^2 um 1 wird erreicht.

Vergleich verschiedener Phasenanalysen: An dieser Stelle will ich nur die Phasenanalysen im Bereich bis etwa 1 GeV vergleichen, einem Energiebereich, in dem die Datenbasis im wesentlichen schon in den 80er Jahren geschaffen wurde. In Abb. 2.2 werden die Streuphasen einiger isovektorieller Phasen, bestimmt aus pp-Daten, gezeigt. Die Übereinstimmung bis 350 MeV ist nahezu perfekt, vielleicht mit Ausnahme der Saclay-Genf-Lösung. Gleiches gilt für die nicht gezeigten höheren Partialwellen und die Vorhersagen auf Observablen (vgl. Abschnitt 2.4 und Abb. 2.4). Ab etwa 600 MeV gibt es zum

[15] Vergleiche auch Abschnitt 3.3 und [Lac80, BLL90].

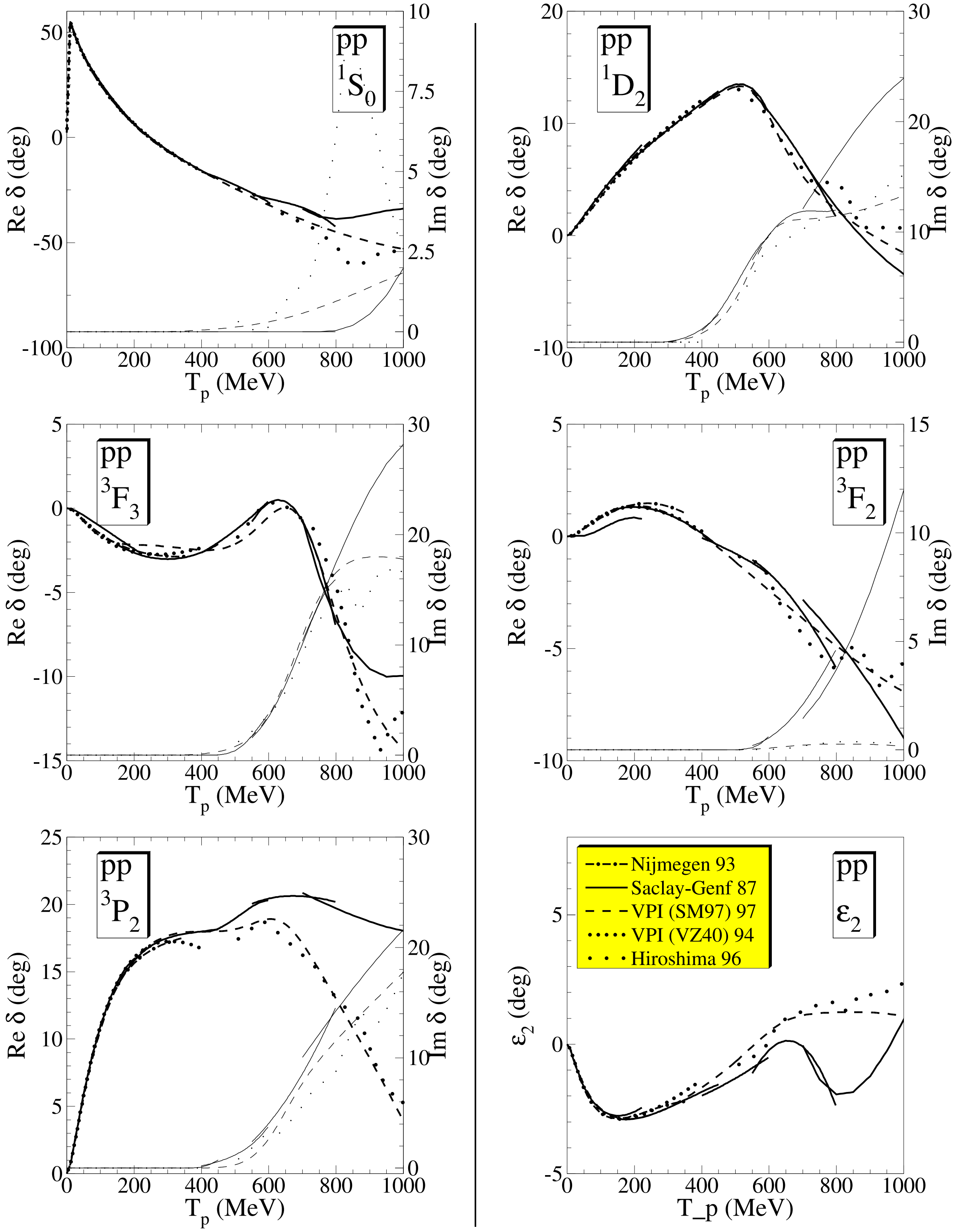


Abbildung 2.2: *Vergleich einiger isovektorieller Phasen verschiedener Analysen:* **Nijmegen** *(0-350* MeV *[Sto93]),* **Saclay-Genf** *(10-800* MeV *[BLL87], 700-1300* MeV *[BLL87]),* **VPI** *(0-400/0-2500* MeV *für Lösung VZ40/SM97 [SAI]) und* **Hiroshima** *(500-1090* MeV *[NYM95, NYM96]). Dicke (dünne) Linien zeigen den Real(Imaginär)teil der Streuphase* δ*, definiert durch* $S = e^{2i\delta}$*.*

Teil drastische Abweichungen, insbesondere im Imaginärteil der Phasen. Ein Teil der Diskrepanz wird darauf zurückzuführen sein, daß in die VPI-Analyse zusätzliche neue Daten eingeflossen sind, die in der Datenbasis der 1987 durchgeführten Saclay-Genf-Analyse noch fehlen.

Ab etwa 800 MeV ergibt sich ein zunehmend inkonsistentes Bild, das sich zu höheren Energien noch verstärkt. Dies ist Ausdruck der abnehmenden Datendichte (Abb. 1.1) bei einer gleichzeitigen Zunahme der Zahl freier Parameter und beitragender Partialwellen. Dieser Bereich wird im Zusammenhang mit den EDDA-Daten in Abschnitt 7.2 diskutiert.

2.4 Neue Beiträge zur NN-Datenbasis

Alle elastischen Proton-Proton- und Neutron-Proton-Streudaten bei Strahlenergien von 0-3 GeV umfassen heute etwa 30 000 Datenpunkte, die sich, wie in Abb. 1.1 gezeigt, auf den Bereich unterhalb von etwa 1.2 GeV konzentrieren. Sie sind über das SAID-Programm [SAI] zugänglich. Eine Übersicht wird in den Veröffentlichungen von Phasenanalysen [Sto93, Arn83, Arn92, Arn97] und in neueren Reviews [LL93, Spi94] gegeben.

Angesichts der Mächtigkeit der vorhandenen Datenbasis müssen neue Experimente Daten deutlich besserer Qualität produzieren können oder Observablen und Energiebereiche abdecken, die bisher nicht untersucht wurden. Die Notwendigkeit von Verbesserungen besteht vor allem bei Energien oberhalb 1 GeV. Ein Beispiel sind die Anregungsfunktionen des differentiellen Wirkungsquerschnitts – einer der besser untersuchten Observablen – bei 37° und 89°(siehe Abb. 2.3): Oberhalb von 1.2 GeV ist die Datenbasis sehr dünn und stützt sich im wesentlichen auf vier Experimente, deren Ergebnisse nicht miteinander konsistent sind. An dieser Stelle sei auf die logarithmische Skala hingewiesen!

Ende der 80er Jahre begann die Inbetriebnahme von Synchrotrons mit Phasenraumkühlung, des Indiana Coolers am IUCF in Bloomington/USA, des CELSIUS-Rings am TSL in Uppsala/Schweden und des Cooler-Synchrotrons COSY in Jülich. Dies eröffnete erstmals die Möglichkeit, komplexe *interne* Experimente mit gespeicherten Strahlen bei mittleren Energien durchzuführen. Die Vorteile dieser Methode, insbesondere für schwellennahe Mesonenproduktion, sind in der Literatur ausführlich diskutiert worden [Pol85, Pol91, Mey97, Mey99], so daß ich mich hier auf die für das EDDA-Experiment wesentlichen Aspekte beschränken werde.

Bei einem internen Experiment können die gespeicherten Strahlteilchen bei jedem Umlauf, d.h. etwa 10^6 mal pro Sekunde, mit dem Target wechselwirken, mit resultierenden Strahlströmen im mA-Bereich. Damit der Strahl nicht durch Kleinwinkelstreuung zu schnell zerstört wird [HP89], müssen sehr dünne ($< 10^{16}$ Atome/cm^2) Targets Verwendung finden. Damit wird die Messung mit polarisierten Wasserstoff-Atomstrahl-Targets möglich, deren erreichbare Dicke auf einige 10^{12} Atome/cm^2 beschränkt ist. Luminositäten im Bereich von 10^{28}/cm^2/s lassen sich jedoch erreichen!

Die PINTEX-Kollaboration am IUCF hat hier Pionierarbeit geleistet: Mit einem internen polarisierten Strahl und einem in eine Speicherzelle [Ros94a] injizierten Atomstrahl-Target [Dez95] sind Winkelverteilungen der Analysierstärke und der Spinkorrelationspa-

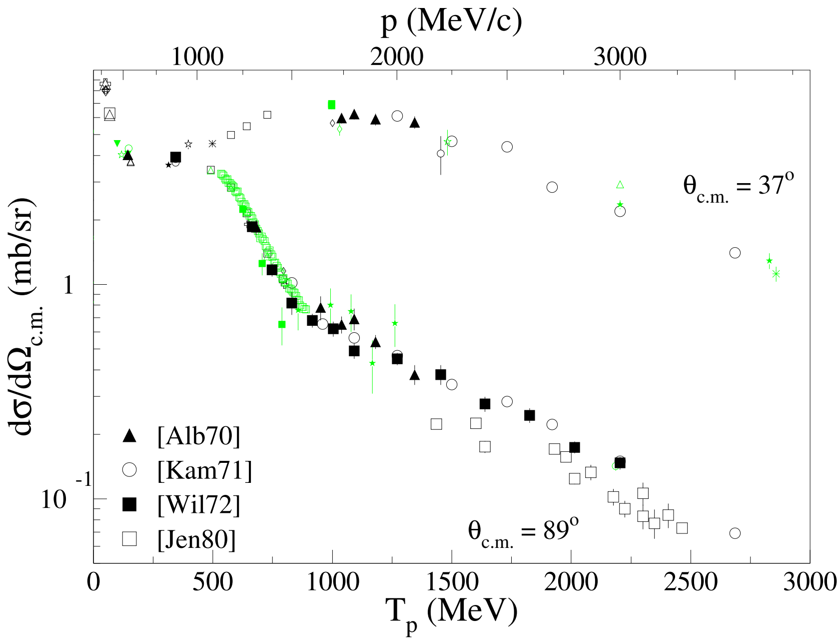


Abbildung 2.3: *Anregunsfunktionen des differentiellen Wirkungsquerschnitts bei 37±1° und 89±1°(extrahiert aus der SAID-Datenbasis [SAI]). Bei Energien oberhalb 1 GeV stammen fast alle Daten aus [Alb70, Kam71, Wil72, Jen80].*

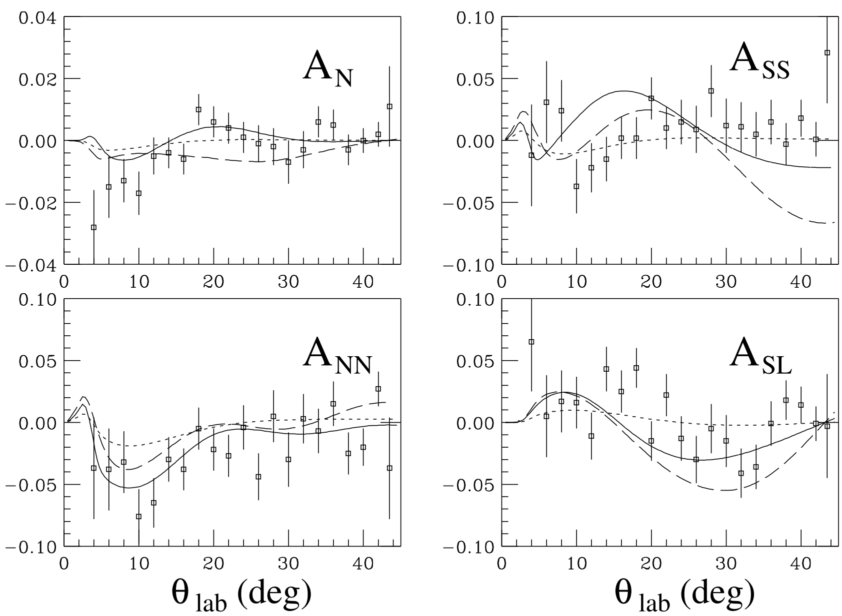


Abbildung 2.4: *Analysierstärke und Spinkorrelationsparameter, gemessen von der PINTEX-Kollaboration am IUCF bei* T_p *= 250* MeV *[Prz98]. Die Nijmegen'93-Phasenanalyse [Sto93] ist als Referenz von den Daten abgezogen. Zum Vergleich werden die Phasenanalysen SM94 (- - - - [ASW94]) und SM97 (—— [Arn97]) der VPI/GW-Gruppe und eine aktualisierte Nijmegen-Lösung (· · · · · · [Nij]) gezeigt (aus [Prz98]).*

rameter A_{NN}, A_{SS} und A_{SL} bei acht Energien zwischen 200 und 450 MeV gemessen worden [Hae97, Prz98, Rat98]. Mit einem longitudinal polarisierten Strahl wurde zusätzlich auch A_{LL} bei 200 MeV bestimmt [Lor00]. Abb. 2.4 zeigt die Ergebnisse bei 250 MeV, im Vergleich zu Vorhersagen von Phasenanalysen der Nijmegen- und der VPI/GW-Gruppe – die *nicht* an diese Daten angepaßt wurden. Obwohl Messungen der Spinkorrelationsparameter in diesem Energiebereich vorher nicht existierten, stimmen die Vorhersagen gut mit den Daten überein. Dank der extrem kleinen statistischen (0.006 bzw. 0.02 für A_N bzw. A_{ij}) und systematischen (1.3 bzw. 2.5%) Fehler lassen sich die Abweichungen im Detail studieren [Prz98].

Interne Experimente sind besonders gut geeignet für die Aufnahme von *Anregungsfunktionen*, wenn die Messung während der Synchrotron-Beschleunigung des Strahls erfolgt. Diese kontinuierliche Energievariation wurde bereits am Saturne [Gar85] zur Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts mit einem Wasserstoff-Cluster-Jet-Target, und am KEK [Kob94] zur Messung der Analysierstärke mit einem CH_2-Fädchentarget, bei jeweils einem Streuwinkel ausgenutzt.

Das EDDA-Experiment – im Detail in Kapitel 5 beschrieben – verbindet diese Techniken und verfolgt die Messung von

– Anregungsfunktionen im COSY-Energiebereich von etwa 0.5-2.5 GeV

– über einen großen Winkelbereich ($\approx 35° - 90°$ im c.m.)

– und mehreren Observablen: mit einem CH_2-Fädchentarget den unpolarisierten differentiellen Wirkungsquerschnitt und mit einem polariserten Atomstrahl die Analysierstärke und drei Spinkorrelationsparameter.

Der Überlapp des Meßbereichs mit dem Weltdatensatz aus anderen Experimenten ist in Abb. 2.5 gezeigt. Die Stärke des experimentellen Ansatzes ist es, Daten bei verschiedenen Energien mit einer konsistenten Normierung zu messen. Damit lassen sich Inkonsistenzen, wie die in Abb. 2.3 gezeigten, auflösen. Abgesehen von der angestrebten Verbesserung der Datenbasis für Streuphasenanalysen sind genaue Daten für den differentiellen Wirkungsquerschnitt und die Analysierstärke wichtig als Normierungs- oder Polarisationsstandard für andere Experimente, die die elastische Streuung als Luminositäts- oder Polarisationsmonitor verwenden. Schließlich ist die kontinuierliche Abdeckung des Energiebereichs ideal geeignet, um nach energieabhängigen Strukturen zu suchen. Dies wird am Ende von Kapitel 4 diskutiert.

Das EDDA-Meßprogramm ist damit komplementär zu dem NN-Programm am Saturne-Beschleuniger, das oberhalb 800 MeV die große Majorität aller pp- und np-Streudaten gemessen hat (etwa 5400/3700 Datenpunkte in pp/np). Die Messungen wurden mit einem Aufbau aus zwei rotierbaren Spektrometerarmen großer Akzeptanz [Ari87, Bal93] und unpolarisierten CH_2 sowie polarisierten „frozen-spin"-Targets [Bal96] durchgeführt. Als polarisierbare Targetmaterialien kamen Alkohole und ^{6}LiH zum Einsatz. Mit diesen dicken Targets im extrahierten, polarisierten Strahl, sind Luminositäten von $5 \cdot 10^{30}/\text{cm}^2/\text{s}$ erzielt worden, ausreichend, um eine Polarisationsbestimmung im Ausgangskanal durch Doppelstreuung vorzunehmen. Damit konnten auch Spintransfer- und Depolarisations-Parameter

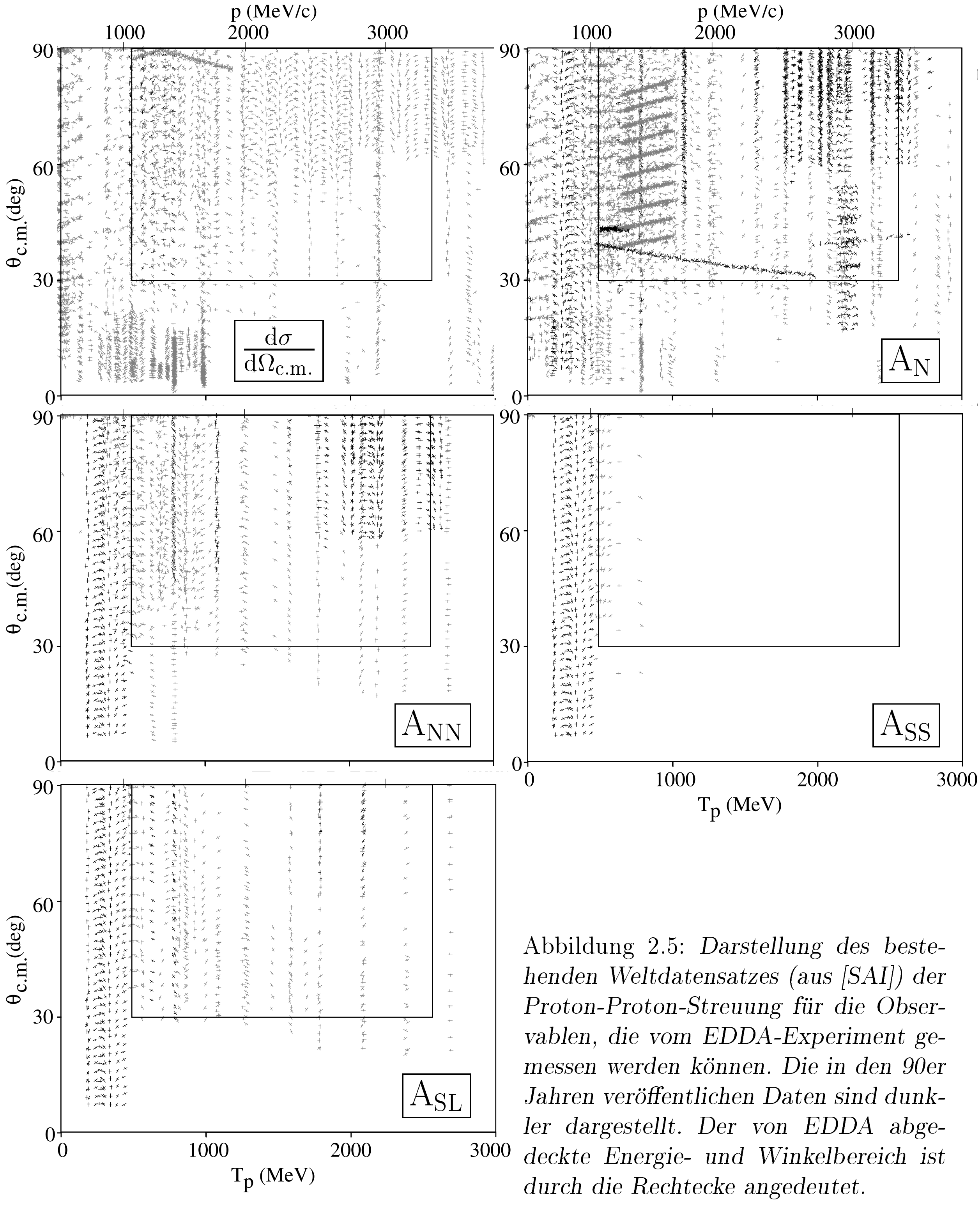


Abbildung 2.5: *Darstellung des bestehenden Weltdatensatzes (aus [SAI]) der Proton-Proton-Streuung für die Observablen, die vom EDDA-Experiment gemessen werden können. Die in den 90er Jahren veröffentlichen Daten sind dunkler dargestellt. Der von EDDA abgedeckte Energie- und Winkelbereich ist durch die Rechtecke angedeutet.*

gemessen werden, sowie dreifach indizierte Polarisationsobservable, die etwa ein Fünftel der gemessenen pp-Daten ausmachen. Da die Messung der Polarisation der Ejektile durch Beobachtung der Links-Rechts-Asymmetrie ihrer Streuung an einem Kohlenstoff-„Analysator“ erfolgt, ist die erzielbare statistische Genauigkeit nicht vergleichbar mit Analysierstärken oder Spinkorrelations-Parametern.

Die Messungen, die sich über zwei Jahrzehnte erstreckten, wurden 1995 abgeschlossen, und die meisten Ergebnisse sind veröffentlicht. Für eine komplette Übersicht siehe die Referenzen in [BLL98, NCS, Bal98b, Bal98a] und die neuesten Publikationen [All99b, All99a, Bal99b, Bal99a, Les99].

Die von EDDA angestrebten Daten und die Saturne-Messungen ergänzen sich dabei ideal: EDDA mißt den differentiellen Wirkungsquerschnitt, der u.a. die Normierung aller Amplituden bestimmt. Die Vielzahl der Observablen der Saturne-Messungen ist unverzichtbar für eine eindeutige Bestimmung der Streuphasen. Die im EDDA-Experiment kontinuierlich gemessenen Anregungsfunktionen von $d\sigma/d\Omega_{\mathrm{c.m.}}$, A_N, A_{NN}, A_{SS}, und A_{LS} werden vor allem den energetischen Verlauf der Streuphasenparameter festlegen.

Der genaue Verlauf der Streuphasen, gerade auch bei höheren Energien, ist unter anderem wichtig zur Bestimmung von Nukleon-Nukleon-Potentialen durch Quanteninversion [LL92, GK94, San96, Kor96].

3 Theoretische Modelle der NN-Wechselwirkung

Das heutige Standardmodell der starken Wechselwirkung ist nicht direkt auf die NN-Wechselwirkung bei niederen und mittleren Energien anwendbar. Die wichtigsten Ansätze der für diesen Bereich entwickelten Modelle und ihre Erfolge werden diskutiert.

3.1 Entwicklung des Standardmodells

Der Hypothese von Gell-Mann und Ne'eman [GN64], daß alle Mesonen und Baryonen aus Quarks aufgebaut sind, erklärte bei Verwendung dreier Sorten oder „Flavours" von Quarks – u, d, s für up, down und strange – auf natürliche Weise die Quantenzahlen der beobachteten Zustände. Dabei bilden Isospin und Strangeness Teil einer übergeordneten Flavour-SU(3) Symmetriegruppe. Bestätigung fand das Quarkmodell durch die Entdeckung des Ω^--Baryons [Bar64], das als Zustand aus drei s-Quarks vorhergesagt wurde. Eine Verletzung des Pauli-Prinzips konnte durch die Einführung eines weiteren Freiheitsgrades, der Farbe, umgangen werden. Demnach existieren Quarks in drei Farbzuständen, auch Farbladungen genannt, mit einer gegen Drehungen im Farbraum, charakterisiert durch die Symmetriegruppe $\mathrm{SU}(3)_C$, invarianten Wechselwirkung.

Die Baryonen und Mesonen ergeben sich dann als farbneutrale Zustände dreier Quarks bzw. eines Quarks und eines Antiquarks. Die Nichtbeobachtung freier Quarks – oder Kombinationen von Quarks und Antiquarks, für die es keine Farb-Singulett-Darstellung gibt – wird als Farbeinschluß oder „Confinement" bezeichnet. Der fehlende direkte Nachweis der Quarks stand zunächst ihrer allgemeinen Akzeptanz als fundamentale Teilchen im Wege.

Mit der Entwicklung renormierbarer nicht-abelscher Eichtheorien wurde Anfang der 70er Jahre die Quantenchromodynamik als Theorie der starken Wechselwirkung entwickelt. Die Austauschteilchen der starken Kraft zwischen Quarks sind demnach ein Oktett von masselosen Vektorbosonen, den Gluonen, erzeugt durch die Eichgruppe $\mathrm{SU}(3)_C$. Im Gegensatz zum Photon in der elektromagnetischen Wechselwirkung tragen die Gluonen auch eine (Farb-)Ladung – mit weitreichenden Konsequenzen: bei kleinen Abständen – oder korrekter bei hohen Impulsüberträgen – führen Vakuumfluktuationen zu einer Antiabschirmung der Farbladung und damit zu nur schwach wechselwirkenden Quarks. Dieser Bereich der „asymptotischen Freiheit" läßt sich störungstheoretisch mit praktisch beliebiger Genauigkeit berechnen und hat bis heute experimentelle Tests mit Bravour bestanden [Bro95]. Prozesse bei kleinen Impulsüberträgen, und damit der für die Nukleon-Nukleon-Physik relevante Bereich, lassen sich nicht perturbativ berechnen. Darauf soll im nächsten Abschnitt genauer eingegangen werden.

Die QCD konnte sich 1974 als Standardmodell der starken Wechselwirkung etablieren, nachdem das J/Ψ-Teilchen [Aub74, Aug74] entdeckt und als $c\bar{c}$-Zustand interpretiert worden war. Das vierte „charm“-Quark war bereits nach der Entdeckung neutraler schwacher Ströme vorhergesagt worden. Die Quarks wurden nun als die punktförmigen Konstituenten identifiziert, auf die man bereits Ende der 60er Jahre Hinweise in der tiefinelastischen Elektronenstreuung an Nukleonen gefunden hatte. Die Entdeckung des bottom-Quarks [Her77] und des top-Quarks [Aba95, Abe95] komplettiert die heute bekannten drei Quark-Familien (Tab. 3.1).

Flavour	Ladung	Isospin		Strangeness	Masse	
	q	I	I_3	S	m_{K}	m_{S}
d	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0	300 MeV	7 MeV
u	$+\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	0	300 MeV	4 MeV
s	$-\frac{1}{3}$	0	0	-1	450 MeV	140 MeV
c	$+\frac{2}{3}$	0	0	0		1.3 GeV
b	$-\frac{1}{3}$	0	0	0		4.2 GeV
t	$+\frac{2}{3}$	0	0	0		170 GeV

Tabelle 3.1: *Quantenzahlen und ungefähre Konstituenten- (m_K) bzw. Strom-Massen (m_S) der Quarks [PDG98].*

3.2 QCD bei niedrigen Energien

Die Kopplungskonstante α_s der starken Wechselwirkung ist in erster Ordung der Störungstheorie gegeben durch [HM84]

$$\alpha_s \propto \frac{1}{\log(q^2/\Lambda_{\mathrm{QCD}}^2)}. \tag{3.1}$$

Die starke Wechselwirkung zerfällt also in zwei Phasen, die durch die Größe des Impulsübertrags relativ zum Skalenparameter $\Lambda_{\mathrm{QCD}} \approx 200$ MeV charakterisiert sind:

1. Der perturbative Bereich: Für „harte“ Prozesse mit Impulsüberträgen ($q^2 \gg \Lambda_{\mathrm{QCD}}^2$) ist $\alpha_s \ll 1$ und die QCD berechenbar und experimentell bestätigt.

2. Der nichtperturbative Bereich, in dem sich die störungstheoretische Entwicklung in Ordnungen der Kopplungskonstante verbietet, da α_s von Ordnung 1 ist. Diese starke Kopplung ist bedingt durch die *antiabschirmende Wirkung* von Vakuumfluktuationen der Quark- und Gluon-Felder und für das Confinement verantwortlich. Im Rahmen von Gittereichtheorien versucht man heute, die QCD numerisch zu lösen,

unter vielen technischen Schwierigkeiten und Näherungen. Dies ist Gegenstand aktueller Forschung (z.B. [Bow99]), aber noch weit entfernt, Vorhersagen für komplexe Prozesse wie die Nukleon-Nukleon-Streuung machen zu können.

Zahlreiche Modelle für die starke Wechselwirkung im nichtperturbativen Bereich sind entworfen worden. Neben den rein phänomenologischen Ansätzen, wie den Potentialmodellen der 60er Jahre, hat sich das Mesonenaustauschmodell erfolgreich etabliert. Andere, QCD-inspirierte Modelle versuchen die bei niederen Energien relevanten Eigenschaften der QCD zu berücksichtigen.

Dies ist nach heutiger Kenntnis neben dem Confinement die näherungsweise chirale Symmetrie – eine pädagogische Einführung findet sich in [BKM95, Ris96, Koc97] – der QCD im Sektor der leichten Quarks[1]. Im Grenzfall masseloser Quarks ist die QCD-Lagrange-Dichte invariant gegen chirale Transformationen. Dies bedeutet, daß links- und rechtshändige Quarks nicht aneinander koppeln. Die chirale Symmetrie ist aber im Grundzustand nicht manifest, da dies z.B. die Existenz von Baryonen mit der Masse der Nukleonen ($J^\pi = \frac{1}{2}^+$), aber negativer Parität erfordern würde. Weist der Grundzustand eine geringere Symmetrie als die ihm zugrunde liegende Theorie auf, spricht man von spontaner Symmetriebrechung. In diesem Nambu-Goldstone-Mode genannten Szenario nimmt das Vakuum „spontan“ einen von vielen energetisch entarteten Zuständen an. Anregungen sind dann ohne Energieaufwand möglich und können durch masselose Goldstone-Bosonen quantisiert werden, deren Eigenschaften durch die spontan gebrochene Symmetriegruppe festgelegt sind. Im Falle der chiralen Symmetrie im u-d-Sektor ergibt sich ein Isotriplett pseudoskalarer Teilchen, das als Pion identifiziert wird[2].

Tatsächlich ist die chirale Symmetrie durch die zwar geringe, aber doch vorhandene Masse der u- und d-Quarks auch explizit gebrochen und führt zur endlichen Pionen-Masse. Die Interpretation des Pions als Goldstone-Boson erklärt auch die im Vergleich zu den Nukleonen sehr kleine Pionen-Masse, die deutlich von der naiven Erwartung $m(q\bar{q}) = \frac{2}{3}m(qqq)$ abweicht.

Grund für die spontane Symmetriebrechung ist die Anziehung zwischen Quarks und Antiquarks verschiedener Helizität. Da dabei Energie frei wird, besteht das QCD-Vakuum aus einem $q\bar{q}$-Kondensat [SVZ79]. Der Vakuumserwartungswert $\langle 0|\, q\bar{q}\, |0\rangle$ ist dabei ein Maß für die chirale Symmetriebrechung und in der sogenannten PCAC[3]-Relation direkt mit der Pion-Zerfallskonstante – im Rahmen der QCD zerfällt das Pion ins Vakuum – und den Massen der Quarks und Pionen verknüpft. Auch die Gluonen bilden im Grundzustand ein Kondensat, wie aus QCD-Summenregeln deduziert wurde [SVZ79]. Es kann als Gas von Instantonen [SS98] beschrieben werden.

Plaziert man nun Quarks oder Antiquarks in das QCD-Vakuum, so erhalten diese eine effektive Masse. Denn werden sie bewegt, so folgt ihnen, naiv gesprochen, eine „Wolke“

[1] Im folgenden werden nur die up- und down-Quarks, bestenfalls noch das strange-Quark berücksichtigt.

[2] Erweitert man die Diskussion um das s-Quark, das aber sicher nicht mehr masselos ist, ergibt sich das niedrigste pseudoskalare Oktett (π,K,η) als Goldstone-Bosonen.

[3] Partially Conserved Axial Current: Die gebrochene chirale Symmetrie ist mit einem nicht-erhaltenen axialen Strom verbunden.

von Quark-Antiquark-Paaren und Gluonen. Diese ausgedehnten „Konstituenten“-Quarks sind die Bausteine des nichtrelativistischen Quark-Modells und tragen effektive Massen m_K von etwa 1/3 der Nukleonenmasse. Sie sind von den sog. Strom-Quarks, oder nackten Quarks, der QCD zu unterscheiden (Tab. 3.1).

Ziel aller Modelle für die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung ist es nun, die relevanten Freiheitsgrade zu identifizieren, so daß eine konsistente und mathematisch wohldefinierte Beschreibung resultiert, idealerweise mit wenigen, physikalisch interpretierbaren Parametern. Im folgenden werde ich einige dieser Ansätze vorstellen, die sich in Ihrem Ansatz, den gewählten „building blocks“, und ihrer Beziehung zur QCD deutlich unterscheiden.

Wenn nicht explizit erwähnt, beziehen sich alle Aussagen zunächst auf den Bereich niedriger Energien ($\mathrm{T_p} < 350$ MeV, vgl. Abb. 1.2), in dem eine ganze Reihe *erfolgreicher* Ansätze existieren. Die mit der Energie zunehmende Inelastizität der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung macht es schwer, Vielteilchen-Unitarität zu gewährleisten. Zudem sind nichtrelativistische Näherungen nicht mehr angebracht, und die Zahl der Freiheitsgrade, z.B. durch angeregte Nukleonen, wie das Δ und das N^*, nimmt zu. Dieser vom EDDA-Experiment überdeckte Energiebereich soll im Anschluß diskutiert werden, ebenso die Modelle im Multi- GeV-Bereich.

3.3 Das Mesonenaustauschmodell

Die natürlichen Freiheitsgrade bei Energien im Bereich niederer und mittlerer Energien sind die leichtesten Mesonen und Baryonen. Das Mesonenaustauschmodell [BJ76, Mac89, Hol90] beschreibt die Wechselwirkung zwischen Nukleonen durch quantisierte Mesonenfelder, die störungstheoretisch nach Ein-Meson-, Zwei-Meson-Austausch usw. entwickelt werden.

Die Kopplungskonstante zwischen Mesonen und Nukleonen ist typischerweise von der Größenordnung 10 und die Entwicklung konvergiert nicht im üblichen Sinne. Da Beiträge höherer Ordnung den Austausch größerer Massen implizieren, tragen sie nach Gl. 1.1 zur Wechselwirkung mit zunehmend kleineren Abständen bei [TNS51]. Eine gute Beschreibung des kurz- und mittelreichweitigen Anteils sollte schon durch Ein- und Zwei-Meson-Austausch erreicht werden.

Bei Distanzen unterhalb 1 fm überlappen die Nukleonen bereits deutlich. Ohne explizite Berücksichtigung der inneren Struktur ist nicht zu erwarten, daß die Physik hier durch den Austausch ausgedehnter Mesonen korrekt wiedergegeben wird. Dieser Bereich wird phänomenologisch durch Formfaktoren an den Nukleon-Meson-Vertizes parametrisiert. Mathematisch verhindern die Formfaktoren UV-Divergenzen und tragen anschaulich der Ausdehnung der Mesonen und Baryonen Rechnung. Sie begrenzen den an einem Vertex übertragbaren Impuls und werden durch eine sog. Cutoff-Masse – normalerweise > 1 GeV – parametrisiert. Mesonen mit Massen jenseits des Cutoffs sollten dann in diesem Modell zur Wechselwirkung nicht beitragen. Die leichtesten Mesonen mit Strangeness 0 sind neben dem Pion die Vektormesonen ρ und ω, die pseudoskalaren η und η' und die skalaren Mesonen $f_0(980)$ und $a_0(980)$ [PDG98].

Meson	m	$I^G J^\pi$	Kopplung	Zentral	Spin-Spin	Tensor	Spin-Bahn
	MeV/c^2			1	$\sigma_1 \cdot \sigma_2$	S_{12}	$\mathbf{L} \cdot \mathbf{S}$
σ	550	0^+0^+	skalar	stark anziehend	–	–	mäßig $\rightrightarrows \omega$
π	135	1^-0^-	pseudoskalar	–	schwach $\rightrightarrows \rho, \omega$	stark $\leftrightarrows \rho$	–
ρ	769	1^+1^-	tensor	–	schwach $\rightrightarrows \pi, \omega$	mäßig $\leftrightarrows \pi$	–
ω	782	0^-1^-	vektor	stark abstoßend	schwach $\rightrightarrows \pi\rho$	–	stark $\rightrightarrows \sigma$

Tabelle 3.2: *Die wichtigsten Beiträge einzelner Mesonen im OBE-Modell zur NN-Wechselwirkung nach [Mac89]. Das Symbol $\leftrightarrows$ ($\rightrightarrows$) kennzeichnet dabei, ob sich die Beiträge verschiedener Mesonen kompensieren oder verstärken.*

Die Forderung nach Lorentz-Invarianz erlaubt je nach den Quantenzahlen des ausgetauschten Mesons nur bestimmte Lorentzstrukturen der Nukleon-Meson-Vertizes. Pseudoskalare Mesonen wie das Pion erlauben eine pseudoskalare oder pseudovektorielle, Vektorbosonen wie das ρ und ω eine vektorielle oder tensorielle Kopplung.

Für die erste Ordnung Störungstheorie, den Ein-Boson-Austausch, sind in Tab. 3.2 die Beiträge der wichtigsten Mesonen mit ihrer jeweils empirisch bestimmten dominanten Kopplung zusammengestellt. Sie bilden den Kern jedes Ein-Boson-Austauschmodells (OBE) [Mac89, GOH92]. Schaut man nur auf die vier wichtigsten Mesonen nach Tab. 3.2, so lassen sich alle Eigenschaften der NN-Kraft bei niederen Energien reproduzieren:

- Die spinunabhängige Zentralkraft wird im wesentlichen durch den attraktiven Beitrag des σ-Mesons[4] bestimmt, für die Repulsion bei kleineren Abständen (r < 0.6 fm) sorgt das ω-Meson.
- Die Tensorkraft wird hauptsächlich durch das Pion getragen, bei kleineren Abständen aber durch die Beiträge des ρ-Mesons stark abgeschwächt.
- Die Spin-Bahn-Kraft wird durch das ω-Meson verursacht, verstärkt durch die Beiträge von den σ- und ρ-Mesonen.

Weitere Mesonen tragen nur wenig zur Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung bei und werden nicht in allen Varianten der OBEP berücksichtigt. Modelle mit lediglich 10 freien Parametern (Cutoffs, Kopplungskonstanten, σ-Masse), die durch Anpassung an NN-Streuphasen oder NN-Streudaten bestimmt werden, geben diese bereits exzellent wieder. Dies gilt

[4] In [PDG98] als $f_0(400-1200)$ bezeichnet.

auch für die Beschreibung des Deuterons und die elektromagnetischen Eigenschaften der Nukleonen.

Neuere OBE-Modelle wie das CD-Bonn-Potential [MSS96] sind relativistisch und berücksichtigen auch die Brechung der Ladungsunabhängigkeit, um so np- wie pp- Daten mit gleicher Genauigkeit wiederzugeben.

Im OBE-Modell wird die Anziehung bei mittleren Reichweiten, die letztlich für die Existenz gebundener Zustände verantwortlich ist, durch das σ-Meson bewerkstelligt, dessen experimenteller Nachweis aber ausgeblieben ist. (Man beobachtet in der $\pi\pi$ s-Wellen Streuung eine starke breite Erhöhung des Wirkungsquerschnitts, die dem σ zugeordnet wird, aber keine echte Resonanz darstellt.)

In den 70er Jahren wurde erkannt, daß das σ-Meson durch den 2-Pion-Austausch ersetzt werden kann, wenn man Korrelationen und die Anregung der Δ-Resonanz berücksichtigt. Zwei verschiedene Ansätze wurden verfolgt:

Mit Dispersionsrelationen [BJ76, Vin79], unter Ausnutzung der Crossing-Symmetrie und Analytizität der Streuamplitude, kann der 2-Pion-Austausch auf experimentelle Information aus der $\pi - N$- und $\pi - \pi$-Streuung zurückgeführt werden. Dieser Weg wurde für das Paris-Potential [Lac80] beschritten. Hier wird der langreichweitige (r $>$ 0.8 fm) Teil durch π-, 2π- und ω-Austausch und der kurzreichweitige Teil durch einen phänomenologischen Ansatz beschrieben.

Alternativ dazu wurde in Bonn [MHE87] der feldtheoretische Ansatz verfolgt, in dem systematisch die Graphen höherer Ordnung, d.h. neben dem (korrelierten) 2-Pion-Austausch auch $\pi\rho$ und approximativ auch 3- und 4-Pion-Austauschgraphen berechnet wurden. Dies hat den Vorteil, daß das „off-shell"-Verhalten des Potentials wohldefiniert ist. Damit werden Unsicherheiten bei Anwendungen in Wenig-Nukleonen-Systemen oder Kernen, bei denen eines oder beide Nukleonen virtuell sind, verringert [MSS96].

Beide Ansätze geben eine dem OBE-Modell vergleichbar gute Beschreibung der Daten bis etwa 350 MeV, im Falle des Bonn-Potentials bei ähnlich vielen Parametern.

Der Ansatz des Mesonenaustauschmodells ist zumindest für den Bereich niederer Energien sehr erfolgreich gewesen und in der Lage den mittel- und langreichweitigen Teil der Wechselwirkung mit physikalisch interpretierbaren Parametern zu beschreiben. Dennoch bleiben einige Fragen offen:

- Die Cutoff-Massen an den Vertizes von typischerweise 1.3 GeV sind insbesondere für πNN höher als aus anderen Reaktionen bestimmt [CS90]. Diese Diskrepanz konnte durch die Berücksichtigung des korrelierten $\pi\rho$-Austausches [Hol94, JHS96] gemildert werden.

- Die Kopplungskonstante am $NN\omega$-Vertex ist etwa um einen Faktor 2 größer [Mac89] als durch Flavour-SU(3)-Symmetriebetrachtungen vorhergesagt [BJ76]. Es scheint plausibel, daß das ω-Meson – wegen seiner großen Masse – Anteile anderer kurzreichweitiger Mechanismen, z.B. Ein-Gluon-Austausch korreliert mit Quark-Austausch, parametrisiert. Daten bei mittleren Energien, dem Meßbereich des EDDA-Experimentes, sind auf diese kurzen Abstände sensitiver und können hier Aufschluß geben

– vorausgesetzt daß eine adäquate Beschreibung der in diesem Bereich bereits wichtigen Inelastizitäten gelingt.

- Eine direkte Herleitung des Mesonenaustauschmodells als effektive Niederenergienäherung der QCD ist bisher nicht gelungen.

Erweiterungen des Mesonenaustauschmodells zu höheren Energien hin werden in Abschnitt 3.8 diskutiert. Im Rahmen des Mesonenaustauschs sind auch Modelle für allgemeine Baryon-Baryon- und Baryon-Antibaryon-Wechselwirkung enworfen worden [Hol96, SR99]. Erste Ansätze, die chirale Symmetrie zu berücksichtigen [SR97], wurden berichtet.

Eine weitere interessante Linie wurde mit dem Moskau-Potential [KPF99] beschritten, einem Hybrid-Modell. Die Beschreibung der langreichweitigen Wechselwirkung durch konventionellen Mesonenaustausch wird hier durch Quarkaustausch bei kurzer Reichweite ergänzt. Bei guter Wiedergabe der NN-Streuphasen ergeben sich insbesondere bei der Verwendung in Systemen aus wenigen Nukleonen Unterschiede zu herkömmlichen Mesonenaustausch-Potentialen.

Phänomenologische Potentiale

Der Vollständigkeit halber seien auch die neueren Entwicklungen auf dem Gebiet der schon in Abschnitt 1.2 diskutierten phänomenogischen Potentiale erwähnt. Ihr Ziel ist eine besonders gute Beschreibung der NN-Streuphasen bzw. Daten zu erzielen, bei einer möglichst günstigen mathematischen Formulierung, die z.B. für die Benutzung in theoretischen Modellen für Systeme mit mehr als zwei Nukleonen geeignet ist. Einige Potentiale sind lokal, d.h. im Ortsraum nur vom Abstandsvektor abhängig, andere, wie auch das Bonn-Potential, nicht-lokal. Dies führt zu Unterschieden im „off-shell"-Verhalten der Potentiale, die sich in Kernstrukturrechnungen bemerkbar machen [Mac98a]. Neben den oben erwähnten OBE-Modellen gibt es neue Versionen der Nijmegen-, Reid- [Sto94] und Argonne- [WSS95] Potentiale, die mit einem reduzierten χ^2 von etwa 1 neu an den Weltdatensatz angepaßt wurden.

3.4 Nichtrelativistisches Quarkmodell

Das nichtrelativistische Quark-Modell [IK78, IK79] beschreibt Mesonen und Baryonen durch Konstituenten-Quarks, die in einem linear oder quadratisch ansteigenden Potential eingeschlossen sind und analog zum Kern-Schalenmodell die Einteilchen-Niveaus besetzen können. Die nichtrelativistische Reduktion des Ein-Gluon-Austauschs wird als Modell für die Hyperfeinwechselwirkung zwischen den sonst wechselwirkungsfreien Quarks verwendet. Mit recht wenigen Parametern lassen sich die Massendifferenzen der Baryonen und einige statische Eigenschaften beschreiben.

Fässler und Mitarbeiter [Fäs83] haben in einem ähnlichen Modell die Konsequenzen untersucht, die sich für die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung bei kleinen Abständen aus der Existenz von „hidden color"-Zuständen ergeben. Im Grenzfall großer Abstände muß die Wellenfunktion der drei Quarks jedes Nukleons farbneutral und total antisymmetrisch sein. Für kleine Abstände gilt dies nur für die 6-Quark-Wellenfunktion und ermöglicht zusätzliche Zustände, die gemischte Symmetrie im Farb- bzw. Konfigurationsraum haben. Dadurch kann durch Anhebung zweier Quarks in p-Orbitale die Spin-Spin-Wechselwirkung zwischen Quarks minimiert werden. Diese Beimischung führt zu einer Nullstelle in der NN-Wellenfunktion und damit zu Phasenverschiebungen, wie man sie naiv für einen repulsiven Hardcore erwartet.

3.5 Das Bag-Modell

Kurz nach dem Vorschlag des Konstituenten-Quarkmodells wurde das Bag-Modell – für eine gute Übersicht siehe [DD83, Tho84, MW88] – zunächst von Bogolioubov und dann am MIT [Cho74] entwickelt. Im Bag-Modell wird das Confinement durch ein unendlich hohes Potential modelliert. Dessen geringe Ausdehnung bedingt hohe Impulse der eingeschlossenen Quarks, so daß diese sich frei oder mit einer geringen Restwechselwirkung bewegen können. Gedanklich schneidet man also eine „Tasche“ aus dem QCD-Vakuum heraus, in die man die Quarks plaziert. Die Größe des Bags wird bestimmt durch das Gleichgewicht zwischen dem nach innen wirkenden Druck des QCD-Vakuums und dem Druck der Quarks auf die Bag-Wände. Betrachtet man zunächst wechselwirkungsfreie masselose Quarks, so ergibt sich die Masse der Baryonen bzw. Mesonen aus der Summe der Energien der Einteilchenniveaus, die analog zum Schalenmodell der Kernphysik aufgefüllt werden. Im MIT-Bag-Modell ist die Energie eines N-Quark-Zustands dann gegeben durch die Summe der Einteilchenenergien (mit der Oszillator-Quantenzahl k) und eines Volumenterms:

$$E(R) = \sum_{i=1}^{N} w_{i,k}/R + \frac{4\pi}{3} R^3 B. \tag{3.2}$$

Die w_k ergeben sich aus den Randbedingungen und sind die Nullstellen von $j_0(x) - j_1(x)$. Die Gleichgewichtsbedingung $\partial E/\partial R = 0$ erfordert schließlich

$$E = \frac{4}{3R} \sum_{i=1}^{N} w_{i,k} \quad \text{und} \quad B = \frac{1}{4\pi R^4} \sum_{i=1}^{N} w_{i,k} \tag{3.3}$$

Durch Anpassung der Grundzustandsenergie ($w_{i,0} = 2.04$) an die Nukleonenmasse ergeben sich ein Bag-Radius von etwa 1.5 fm und eine Vakuum-Energiedichte B von ca. 20 MeV/fm^3.

Mit der Einführung des Ein-Gluon-Austauschs als Restwechselwirkung zwischen den Quarks und der Berücksichtigung der nicht verschwindenden Masse des s-Quarks [DeG75] konnten, mit vier freien Parametern, das Massenspektrum und die magnetischen Momente der leichten Mesonen und Baryonen recht gut beschrieben werden. Eine Ausnahme bildet das Pion, was im Lichte seiner heutigen Interpretation als Goldstone-Boson nicht überrascht.

Wegen der scharfen Grenze der Nukleonen im MIT-Bag-Modell ist es für eine Modellierung der NN-Wechselwirkung mit den bekannten langreichweitigen Anteilen prinzipiell ungeeignet. Weiterentwicklungen des Bag-Modells waren vor allem motiviert durch die Verletzung der chiralen Symmetrie am Bag-Rand. Diese kann wiederhergestellt werden durch die Ankopplung eines externen, asymptotisch verschwindenden Pionenfeldes. In diesem chiralen Bag-Modell [BR88] dient die Divergenz des nichtverschwindenden axialen Stroms als Quellterm des Pionen-Feldes am Rand des Bags. Der durch die Pionen ausgeübte zusätzliche Druck erzwingt deutlich kleinere Bag-Radien. Eine Alternative mit ähnlichem Ansatz ist das Cloudy-Bag-Modell (CBM) [MTT81], in dem die Pionen nicht auf den Bereich außerhalb des Bags beschränkt bleiben. Der Erfolg des CBM, in dem das Nukleon durch einen Quark-Bag mit einer Pionen-Wolke beschrieben wird, ist die korrekte Vorhersage der Pion-Nukleon-Kopplungskonstante. Quantitative Vorhersagen für den kurzreichweitigen Teil der NN-Wechselwirkung konnten aus den Bag-Modellen nicht gewonnen werden.

Das Bag-Modell in seinen verschiedenen Ausprägungen erlaubt außer den bekannten Mesonen und Baryonen, also $q\bar{q}$- und qqq- Zustände, auch die Berechnung anderer, exotischer farbneutraler Zustände: der Dibaryonen ($6q$), Baryonium ($qq\bar{q}\bar{q}$), Gluebälle (gg und ggg), Pentaquarks ($qqqq\bar{q}$) und Hybriden ($gq\bar{q}$). Diese sollen in Kapitel 4 separat behandelt werden.

3.6 Das Skyrme-Modell

Das schon in den 60er Jahren von Skyrme entwickelte Modell basiert auf einer stark nichtlinearen, chiral invarianten, effektiven Feldtheorie nur der Pionenfelder (siehe [MZ86, ZB86] für einen Überblick). In dieser Theorie ergeben sich die Nukleonen als sogenannte Solitonen[5]. Diese sind klassische Lösungen der *nichtlinearen* Feldgleichungen mit zeitlich unveränderlicher Form. Ihnen können eine lokal begrenzte Energiedichte und eine erhaltene Quantenzahl zugeordnet werden: die topologische Ladung oder Windungszahl, die mit der Baryonenzahl identifiziert wird.

Popularität erlangte das Modell, als gezeigt werden konnte [Wit79], daß die QCD als Grenzfall unendlicher vieler Farbfreiheitsgrade ($N_c \to \infty$) in eine Theorie schwach wechselwirkender stabiler Mesonen übergeht, in denen sich – wie im Skyrme-Modell – Baryonen als solitäre Zustände ergeben können. Die dem zugrunde liegende und von t'Hooft [t'H74] vorgeschlagene Entwicklung nach dem kleinen Parameter $1/N_c$ ist für die in der Natur realisierte Anzahl der Farben $N_c = 3$ nur näherungsweise statthaft. Folglich erwartet man eher qualitative Ergebnisse, mit naiv abgeschätzten Unsicherheiten von 30%. Vorhersagen wie eine starke Baryon-Baryon- und eine im Vergleich dazu schwache Meson-Baryon-Wechselwirkung entsprechen der bekannten Phänomenologie.

Im Rahmen des Skyrme-Modells lassen sich auch Modelle für die πN- und NN-Wechselwirkung [EK96, EK97] formulieren. Aufgrund der Nichtlinearität des Modells ist die Be-

[5]Klassische Solitonen sind – wenn man die Dämpfung der Amplitude vernachlässigt – z.B. Oberflächenwellen auf Flüssigkeiten.

rechnung der NN-Wechselwirkung von großer mathematischer Komplexität und bis heute nicht vollständig unter Kontrolle. Qualitativ konnten die anziehende Zentralkraft und die Spin-Bahn-Kraft beschrieben werden. Ergebnisse in mit dem Mesonenaustauschpotentialen vergleichbarer Qualität wurden bisher nicht erzielt [EK97].

3.7 Chirale Störungsrechnung

Die chirale Störungstheorie (ChPT[6]), in den 80er Jahren von Gasser and Leutwyler [GL82] vorgeschlagen, ist eine effektive Feldtheorie für kleine Energien (siehe auch [BKM95, Bea98, Kol99]). Ausgangspunkt ist die allgemeinste Formulierung einer Feldtheorie aus Baryonen und/oder Mesonen im Einklang mit der spontan gebrochenen chiralen Symmetrie der QCD. Als kleiner Enwicklungsparameter dient das Verhältnis Q/M der Skala externer Impulse Q im Vergleich zur typischen QCD-Massenskala $M \approx 1$ GeV, gegeben durch die Nukleonenmasse bzw. die Masse der leichtesten, nicht als Goldstone-Bosonen interpretierbaren Mesonen, wie dem ρ und ω. Ist man nur an Vorhersagen für den Bereich $Q \ll M$ interessiert, müssen nur Freiheitsgrade mit $m \leq Q$ explizit berücksichtigt werden. Schwerere virtuelle Teilchen sind „ausintegriert“ und werden über Parameter der effektiven Theorie, die später durch Vergleich mit Daten bestimmt werden müssen, implizit berücksichtigt. Die Entwicklung der Lagrangedichte enthält zunächst unendlich viele Beiträge, kann aber nach Potenzen von Q/M geordnet („power counting“) und systematisch bis zu der gewünschten Ordnung berechnet und renormiert werden. In jeder Ordnung der Störungstheorie ergibt sich so ein Satz freier Parameter, den sogenannten Niederenergiekonstanten. Die ChPT beschreibt unter anderem erfolreich das πN-System, $\pi N \to \pi\pi N$-Reaktionen und Pion-Photoproduktion bei niederen Energien.

Die Anwendung der effektiven Feldtheorie auf die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung wird durch das Auftreten einer weiteren Energieskala, bedingt durch den Bindungszustand des Deuterons bzw. fast gebundener Zustände im pp-und nn-System erschwert. Diese Energieskala von typischerweise 10 MeV zerstört die herkömmliche Entwicklung nach Potenzen von Q/M. Nach einem Vorschlag von Weinberg [Wei90] läßt sich das Problem umgehen, in dem man zeitgeordnete nichtrelativistische Störungsrechnung verwendet und das effektive Potential statt der S-Matrix entwickelt. Die S-Matrix ergibt sich dann aus der Lösung der Lippmann-Schwinger-Gleichung. Dieser Ansatz wurde in [ORK94, ORK96] umgesetzt. Die Streuphasen bis 100 MeV konnten durch Berechnungen der ersten zwei Ordnungen näherungsweise beschrieben werden durch Anpassung von 26 freien Niederenergie-Parametern – angesichts der Erfolge von Meson-Austauschparametern mit deutlich weniger freien Parametern zunächst eine Enttäuschung [Mac96]. Alternative Ansätze für die Wahl der Entwicklungsparameter [KSW98, Lut99] und Weiterentwicklungen durch Einbeziehung des Δ-Isobars wurden verfolgt.

Die Verwendung unitärer Transformationen zur Entkopplung von Zuständen mit unterschiedlicher Teilchenzahl [EGM98] führt zu *energieunabhängigen* Potentialen. Unter

[6] Chiral Perturbation Theory.

Verwendung der aus der πN-Streuung bekannten Niederenergiekonstanten können heute die NN-Streuphasen bis 300 MeV mit nur neun weiteren freien Parametern [EGM99] recht gut beschrieben werden. Für die $^1S_0$ Partialwelle, die bis zu recht hohen Energien im wesentlichen elastisch bleibt, wurde sogar Übereinstimmung bis 600 MeV erzielt [Lut99].

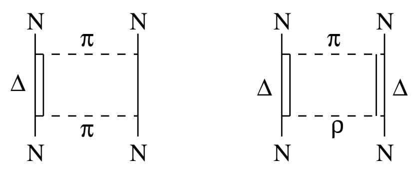
Die chirale Störungsrechnung enthält, wie im Mesonenaustauschbild, auch den Ein- und Zwei-Pion-Austausch. Die kurzreichweitigen Anteile werden im wesentlichen durch Kontakt-Wechselwirkung zwischen den Nukleonen beschrieben, deren Stärke durch die Niederenergie-Konstanten festgelegt wird. Die Notwendigkeit der Einführung von Formfaktoren ergibt sich hier nicht. Interessant ist die ChPT auch im Hinblick auf Dreikörperkräfte, deren Evidenz in Systemen aus wenigen Nukleonen gesucht wird. In niedrigster Ordnung der ChPT gibt es keine Dreikörperkräfte [Wei90], sie werden aber als Beiträge höherer Ordnung erwartet.

3.8 NN-Modelle oberhalb der inelastischen Schwelle

Im Bereich niederer Energien ($T_p < 350$ MeV) verfügen wir heute über eine Vielzahl theoretischer Modelle, die eine exzellente Beschreibung der $NN \rightarrow NN\pi$-Phänomenologie erlauben. QCD-inspirierte Modelle, insbesondere die Rolle der spontan gebrochenen chiralen Symmetrie, erklären qualitativ alle wesentlichen Eigenschaften der starken Wechselwirkung in diesem Bereich, erreichen aber nicht den quantitativen Erfolg mesonentheoretischer und phänomenologischer Modelle.

Oberhalb etwa 400 MeV sind inelastische Wirkungsquerschnitte nicht mehr vernachlässigbar. Nichtrelativistische Näherungen sind i.A. nicht mehr zu rechtfertigen, und eine Vielzahl von Nukleon-Resonanzen ist zu berücksichtigen. Nur wenige der bei niederen Energien so erfolgreichen Modelle sind ohne weiteres erweiterbar, um diesen Herausforderungen gerecht zu werden. Insbesondere die Gewährleistung der Unitarität bei vielen offenen Reaktionskanälen ist problematisch.

Am weitesten sind die Bemühungen im Mesonenaustauschbild gediehen, in dem zwei verschiedene Ansätze verfolgt wurden [Mac89]: Drei-Körper-Rechnungen im $NN\pi$-System verbinden die elastische Nukleon-Nukleon-Streuung, die Pion-Deuteron-Streuung und Pionen-Produktions-Reaktionen in einem Modell (z.B. [BA81, Ued82]). Der Fokus lag hier in der Regel mehr auf Vorhersagen für die inelastischen Kanäle. Alternativ dazu wurden Systeme mit gekoppelten 2-Teilchen-Kanälen[Gre79] betrachtet. Dabei werden $N\Delta$-, $\Delta\Delta$-, und NN^*-Systeme durch Übergangspotentiale, im wesentlichen durch Pion- oder Rho-Austausch beschrieben, an den Nukleon-Nukleon-Kanal angekoppelt. Die Anregung der Nukleonen-Resonanzen Δ und N beschreibt die Inelastizität der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung, trägt aber über sog. Box-Graphen



auch zum elastischen Kanal bei. Die Ergebnisse aus Bonn [Els88a, Els88b] und vom MIT [GL86, LLA93] zeigen eine qualitative Übereinstimmung mit Nukleon-Nukleon-Streuphasen bis etwa 1 GeV Laborenergie. Sie erreichen aber nicht die gleiche quantitative Übereinstimmung wie bei niederen Energien.

In keinem dieser Ansätze können alle im Rahmen des Modells möglichen Beiträge berücksichtigt werden. Andere Baryon-Resonanzen als die niedersten Δ und N^*-Anregungen werden beitragen – eine systematische Berechnung ist aber nicht mehr durchführbar.

3.9 Elastische Streuung im Multi-GeV-Bereich

Während bei niederen Energien inelastische Reaktionen zunächst keine Rolle spielen, dominieren sie die pp-Streuung bei Strahlenergien von vielen GeV. Die unpolarisierten Wirkungsquerschnitte können in einem optischen Modell, analog der Streuung an einer matten Scheibe, beschrieben werden. Das Diffraktionsmuster ergibt sich durch die Absorption von Fluß aus dem elastischen in die offenen inelastischen Kanäle. Trägt man den differentiellen Wirkungsquerschnitt als Funktion des (Vierer-)Impulstransfers t auf, so läßt sich aus der Steigung bei kleinen t die Größe des Streukörpers zu 1 fm bestimmen, der ungefähren Größe des Nukleons. Bei sehr großen t ist die Steigung flacher, was auf Streuung an Konstituenten (1/3 fm) hinweist. Dazwischen erstreckt sich ein etwas komplizierterer Bereich. Alternativ zu diesem optischen Modell (s-Kanal-Absorption) kann die Diffraktion auch durch t-Kanal-Austausch von Reggeonen beschrieben werden, u.a. in erster Näherung dem Pomeron. Eine Übersicht hierzu findet sich in [AG81, Kri90].

Spin-Effekte wurden zunächst bei hohen Energien nicht erwartet. Messungen am ZGS in Argonne [Yok80, FK81] und später am AGS [Kri90, Nur97] zeigten deutliche Strukturen in den spinabhängigen totalen Wirkungsquerschnitten sowie Spinkorrelationsparametern und Analysierstärken. Diese Strukturen wurden mit Dibaryonischen Resonanzen (vgl. Abschnitt 4) und aufgehenden Strangeness- und Charm-Schwellen [BT88] in Zusammenhang gebracht, ihre Ursache ist aber letztlich bis heute nicht wirklich verstanden.

Eine Brücke zwischen dem Mesonenaustauschmodell bei niederen Energien und dem optischen Modell bei sehr hohen Energien wurde von Machleidt vorgeschlagen [Mac98b, Mac99]: Die Vorhersagen beider Modelle werden addiert und das Mesonenaustauschmodell bei Energien zwischen 1 und 2 GeV langsam ein- und das optische Modell ausgeschaltet. Damit gelingt eine grobe Beschreibung der Wirkungsquerschnitte, und es gibt einen Anhaltspunkt für die Gültigkeitsbereiche beider Ansätze.

Phänomenologische optische Potentiale für mittlere Energien, die bei 300 MeV in Mesonenaustausch oder Inversionspotetiale [GK94, San96] übergehen, wurden in [Ger98] entwickelt. Die Parameter sind durch einem Fit an die VPI-Streuphasen bis 2.5 GeV [Arn97] fixiert. Die so gefundene geometrische Verteilung der Absorptionstärke ähnelt denen aus Diffraktionsmodellen bei sehr hohen Energien.

4 Dibaryonen und andere exotische Zustände

Eine Konsequenz der QCD ist die mögliche Existenz farbneutraler gebundener Zustände und Resonanzen jenseits der bekannten Baryonen (qqq) und Mesonen ($q\bar{q}$). Dibaryonen ($qqqqqq$), Pentaquarks ($qqqq\bar{q}$), Baryonium ($qq\bar{q}\bar{q}$), Glueballe (gg,ggg) und Hybride ($q\bar{q}g$) sind in verschiedenen Modellen vorhergesagt worden.

Das Interesse an diesen exotischen Zuständen gründet sich darin, daß diese Systeme andere Konfigurationen im Farbraum zulassen, wie später anhand der Dibaryonen kurz erläutert werden soll, und deren Spektroskopie Aufschluß über die Mechanismen des Confinements geben könnte. Dibaryonen haben zudem ganzzahligen Spin und könnten so bei höheren Dichten von Kernmaterie zu einem Bose-Kondensat [BFK97, FBK98] mit geringerem chemischen Potential als dem des Fermigases der Baryonen führen. Dies hätte Konsequenzen z.B. in Neutronensternen [Web99, GSB98] und Schwerionenreaktionen [BFK97, FKM97]. Leider ist bis heute trotz intensiver Suche kein zweifelsfreier experimenteller Nachweis von Dibaryonen oder anderer exotischer Zustände gelungen.

Im folgenden werde ich nur auf die Dibaryonen näher eingehen, vor allem auf jene, deren Quantenzahlen eine Kopplung an den Nukleon-Nukleon-Kanal zulassen. Die Suche nach Pentaquarks [Lip87a, GSR87] ist in [Lip97] zusammengefaßt. Eine Übersicht zur Suche nach Hybriden und Glueballen in der Mesonenspektroskopie wird in [Lan96, Str98, Ams98, Pet99, Nar99] gegeben. Den Status für Baryonium-Resonanzen ($qq\bar{q}\bar{q}$ sollte, falls ungebunden, in (qqq) + ($\bar{q}\bar{q}\bar{q}$) zerfallen, deshalb der Name) beschreibt [Kro85, Ric99].

4.1 Definition

Wie ihr Name sagt, sind Dibaryonen Zustände mit Baryonenzahl B=2, d.h für die Anzahl der Quarks n_q und Antiquarks $n_{\bar{q}}$ gilt $n_q - n_{\bar{q}} = 6$. Nach dieser sehr allgemeinen Definition kann man Dibaryonen grob in drei Klassen einteilen [Set88]:

(i) lose oder fast gebundene Zustande aus zwei Baryonen, den „trivialen“ Dibaryonen. Zu dieser Klasse zählt das Deuteron.

(ii) „exotische“ Zustände aus sechs Quarks, die starken Überlapp mit Farbkonfigurationen haben, die nicht durch zwei farblose Baryonen wie in (i) beschrieben werden können.

(iii) Zustände, die auch Antiquarks enthalten ($q^{n+6}\bar{q}^n$). Hierzu gibt es kaum Untersuchungen, so daß ich nicht weiter darauf eingehen werde.

Zur Präzision der „exotischen“ Dibaryonen betrachtet man die Kopplungsmöglichkeiten für sechs Quarks im Farbraum zu einem total antisymmetrischen Farb-Singulett, also einem „farblosen“ Zustand: Gruppentheoretische Überlegungen zeigen, daß *drei* Quarks im Farbraum durch die Relation [Clo79]

$$\underline{3} \otimes \underline{3} \otimes \underline{3} = \underline{1}_A \oplus \underline{8}_{M,A} \oplus \underline{8}_{M,S} \oplus \underline{10}_S \tag{4.1}$$

einen gegenüber Vertauschungen total antisymmetrischen Farb-Singulett-Zustand $\underline{1}_A$ annehmen können, der in den Baryonen realisiert ist. Zusätzlich gibt es aber auch ein symmetrisches Dekuplett $\underline{10}_S$ und Oktett-Zustände gemischter Symmetrie, die, da nicht farblos, für Baryonen verboten sind.

Kombiniert man 6 Quarks so ergeben sich gegenüber der trivialen Farbstruktur, der Kombination zweier farbneutraler 3-q-Cluster, auch die Möglichkeit, aus der Kombination zweier Oktett-Darstellungen ein total antisymmetrisches 6-q-System zu bilden. In der Notation von [MAS80] und Tab. 4.1 ist dies die $(q^3)_{\underline{8}}$–$(q^3)_{\underline{8}}$-Konfiguration. Weitere Zustände ergeben sich durch Kombination farbiger Cluster aus 1 und 5 bzw. 2 und 4 Quarks zu einem Farb-Singulett. Diese Zustande mit Farbstruktur $(q)_{\underline{3}}$–$(q^5)_{\underline{3}^*}$ und $(q^4)_{\underline{3}}$–$(q^2)_{\underline{3}^*}$ sind von Bedeutung, wenn die Cluster, z.B. durch eine Zentrifugalbarriere, getrennt sind.

Der Zustandsraum wird dabei gegenüber einer Welt farbloser Objekte nicht etwa vergrößert, da jeder farbneutrale Zustand aus 3N Quarks durch Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren von Baryonen und Mesonen aus dem Vakuum erzeugt werden kann [HMP87]. Es ist eher ein dynamisches Problem, ob die Wechselwirkung zwischen den Quarks diese Konfigurationen bevorzugt[1], so daß sie als Resonanzen im Experiment sichtbar werden, und nicht als geringe, nicht detektierbare Beimischungen zu den Streuzuständen. Die Unterscheidung zwischen den „trivialen“ (i) und „exotischen“ (ii) Dibaryonen ist deshalb nicht scharf, lediglich sehr schmale Resonanzen mit deutlich kleineren Breiten als z.B. die Breiten der Nukleon-Resonanzen von ca. 150 MeV, wären mit großer Sicherheit vom exotischen Typ.

4.2 Theoretische Vorhersagen

Das erste Dibaryon wurde von Jaffe [Jaf77] 1977 im Rahmen des MIT-Bag-Modells vorausgesagt. Die Masse dieses (uuddss)-Zustands, auch H-Teilchen genannt, sollte unter der $\Lambda\Lambda$-Schwelle liegen. Es könnte dann nur schwach zerfallen und wäre entsprechend schmal. Etwa zeitgleich wurden am ZGS in spinabhängigen totalen Wirkungsquerschnitten ([Aue78] und Abb. 4.2) Strukturen bei totalen c.m.-Energien von etwa 2100. . .2200 MeVbeobachtet. Sie konnten konventionell zunächst nicht erklärt werden und wurden als Dibaryon-Resonanzen im Strangeness-0-Sektor interpretiert. Sie werden in Abschnitt 4.3 noch ausführlich diskutiert.

[1]Dies bedeutet formal, daß die den Hamiltonoperator diagonalisierenden Basiszustände einen großen Überlapp mit exotischen Farbkonfiguartionen haben.

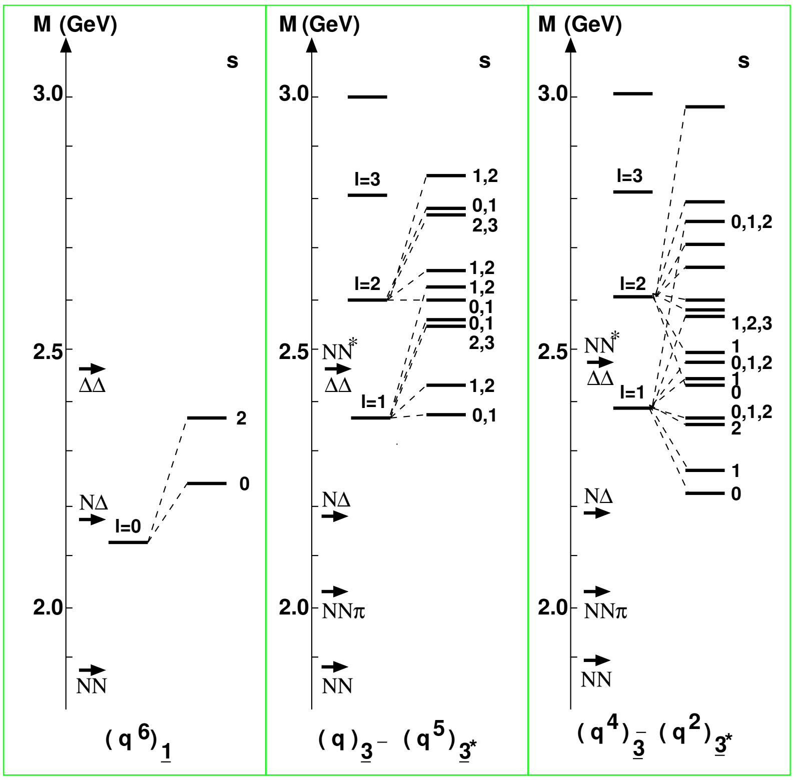


Abbildung 4.1: *Vorhersagen der Dibaryonen mit Strangeness 0 und Isospin 1 für verschiedene Quark-Cluster-Konfigurationen nach [MAS80]. Jedes Niveau entspricht einem Multiplett mit* $j = l - s, \ldots, l + s$ *und Parität* $(-1)^l$.

Berechnungen der Dibaryon-Spektren u.a. im Bag-Modell [MAS78, MAS80], im Diquark-Cluster-Modell [KNN87], im Skyrme-Modell [Bal84, Bal85] und im Konstituenten-Quark-Modellen [OSY87, Won82] zeigen eine Vielzahl von Zuständen mit typischen Massen ab 2100 MeV für Dibaryonen ohne Strangeness. Hier werde ich nur zwei Beispiele näher vorstellen.

Das Modell von Mulders, Aerts und de Swart – als eine der am meisten zitierten Rechnungen – sei hier herausgegriffen: Dibaryonen ergeben sich hier als Zustände von Quark-Clustern in einem MIT-Bag. Neben sechs Quark-Clustern in einem sphärischen Bag $(q^6)_{\underline{1}}$ werden auch Konfigurationen aus zwei Clustern mit einem Relativ-Bahndrehimpuls $l \neq 0$ berücksichtigt, wodurch der Bag gestreckt wird. Im letzteren Fall verhindert die Zentrifugalbarriere das Rearrangement der Quarks beim Zerfall in farbneutrale Zustände, so daß mit kleineren Zerfallsbreiten gerechnet werden kann [AD85]. Abb. 4.1 zeigt die Vorhersagen für den Strangeness-0, Isospin-1-Sektor, der für die Proton-Proton-Streuung und damit das EDDA-Experiment interessant ist. Die Aufspaltung der Niveaus ist durch die farbmagnetische Wechselwirkung und die Rotationsenergie gegeben. Die Ergebnisse für die $(q^3)_{\underline{8}}$–$(q^3)_{\underline{8}}$-Konfiguration werden nicht gezeigt, da hier von sehr großen Zerfallsbreiten ausgegangen wird. Alle Massen der Dibaryonen in Abb. 4.1 liegen oberhalb der inelastischen Schwelle, mit großen inelastischen Zerfallsbreiten ist deshalb zu rechnen.

Alle theoretischen Vorhersagen für dibaryonische Zustände sind prinzipiell mit großen Unsicherheiten behaftet: Die Parameter der Modelle werden an die Eigenschaften der Mesonen und Baryonen angepaßt. Diese sind aber echte gebundene Zustände, im Gegensatz zu den Dibaryonen, denen Zerfallskanäle offenstehen. Es ist alles andere als selbstverständlich, daß die Verwendung der gleichen Parameter gerechtfertigt ist.

Die Konsequenz aus der Kopplung der Dibaryonen an das Kontinuum, die das unendlich hohe Potential an der Bag-Grenze unphysikalisch werden läßt, wurde von Jaffe und Low [JL79] erkannt: Die im Bag-Modell berechneten „bag-primitives" sind demnach keine Pole der S-Matrix, sondern der P-Matrix [BM86]. Sie ist als logarithmische Randbedingung für die radiale Wellenfunktion $u(r)$

$$P = \left.\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}r}\right|_{r=b} \frac{b}{u(b)}, \tag{4.2}$$

an einem Radius b definiert und hat per Konstruktion Pole für in b gebundene Zustände (mit $u(b) = 0$). Besteht das System aus einem inneren, dem Bag, und einem äußeren Bereich, den Baryonen-Streuzuständen, die durch unterschiedliche theoretische Modelle beschrieben werden, kann im P-Matrix-Formalismus die Stetigkeit der Wellenfunktion an der Grenze b – in erster Näherung der Bag-Radius R – durch die Gleichheit der P-Matrix, berechnet jeweils für das innere und äußere System, gewährleistet werden. Wegen der unterschiedlichen inneren und äußeren Freiheitsgrade muß die sich aus den Quark-Wellenfunktionen im Bag ergebende Lage der Nullstelle in der Relativkoordinate der Baryon-Baryon-Wellenfunktion abgeschätzt werden. Betrachtet man lediglich s-Wellen-Zustände im Bag, ergibt sich für die Dibaryonen $b = 1.12R$ [LSS86].

Die Polstruktur der P-Matrix ist gegeben durch Nullstellen der durch die Quarks gegebenen Wellenfunktion am Rand des Bags und damit der gebundenen Zustände.

Hat man ein Modell für die Baryon-Baryon-Streuzustände, lassen sich der Effekt der P-Matrix-Pole oder „bag-primitives" auf die S-Matrix berechnen und Vorhersagen für Observablen generieren. Es zeigt sich, daß viele P-Matrix Pole keine Pole in der S-Matrix und damit auch keine resonanten Strukturen im Experiment erwarten lassen. Umgekehrt kann man aus den Streuzuständen, z.B. durch eine Phasenanalyse, die S-Matrix und damit auch die P-Matrix bestimmen und deren Pole identifizieren.

$^{2S+1}L_J$	m GeV	Γ_{tot} MeV	$\eta_{\mathrm{el}} = \Gamma_{\mathrm{el}}/\Gamma_{\mathrm{tot}}$
$^1S_0$	2.70	50	0.10
$^1D_2$	2.84	100	0.05
$^3P_0$	2.93		
$^3P_1$	2.94	80	0.15
$^3F_3$	2.97		

Tabelle 4.1: *Vorhersagen für Dibaryonen mit I=1 und Strangeness 0 nach [GLL87, Lom93, Lom99]*

Einen im Geiste ähnlichen Weg haben Lomon und Mitarbeiter [LL86, GLL87] verfolgt: In einem P-Matrix-Ansatz[2] wird die innere Region durch ein Cloudy-Bag-Modell (CBM) und die äußere durch ein Meson-Austausch Potential vom Feshbach-Lomon (FL)-Typ[LF68, Lom82] beschrieben, dessen freie Parameter an elastischen Streudaten bis Laborenergien von 1 GeV angepaßt worden sind. Inelastizitäten werden durch die per Ein-Pion-Austausch angekoppelten $N\Delta$-, NN^*- und $\Delta\Delta$-Kanäle berücksichtigt. Das FL-Potential parametrisiert die kurzreichweitige Wechselwirkung durch eine energieabhängige P-Matrix, deren Anpassungsradius b nun variiert wird. Die Trajektorie des nied-

[2]bei Lomon und Mitarbeitern heißt sie f-Matrix

rigsten Pols der P-Matrix als Funktion von b wird für jede Partialwelle betrachtet. Die Vorhersage der niedrigsten Dibaryonen-Masse des CBM in der gleichen Partialwelle beschreibt als Funktion von b ebenfalls eine Trajektorie. Deren Schnittpunkt legt den Bag-Radius und damit die Dibaryonen-Masse fest und ist mit dem verwendeten Bag-Modell und dem Modell für die mittel- und langreichweitige Wechselwirkung konsistent. Dies führt zu Vorhersagen der niedrigsten Zustände bei 2700 MeV– deutlich höher als bei anderen Modellen. Die explizit berücksichtigte Kopplung inelastischer Kanäle erlaubt auch Vorhersagen über die Breite und Elastizität η_{el}, d.h. dem Anteil der elastischen Breite Γ_{el} an der totalen Breite Γ_{tot} der Resonanz. Sie sind in Tab. 4.1 zusammengestellt. Unsicherheiten in diesem Modell ergeben sich aus der notwendigen Extrapolation der durch das FL-Potential gegebenen Trajektorie des P-Matrix-Pols von 1 GeV, der maximalen Energie der Daten, aus denen die freien Parameter bestimmt werden, zu 2.1 GeV, der Laborenergie, an der die Resonanz beiträgt. Die Unsicherheiten der vorhergesagten Resonanzenergien liegen wegen des flachen Schnittwinkels der Trajektorien sicher im Bereich von 100 MeV.

4.3 Experimentelle Ergebnisse

Die Vorhersage dibaryonischer Resonanzen zog eine intensive experimentelle Suche in elastischen wie inelastischen NN-Reaktionen nach sich und ist Gegenstand einer Reihe von Übersichtsartikeln: [HY80, Kro85, Yok85, LSS86, Set84, Set88, Yok90].

Formal sind Resonanzen durch Pole der S-Matrix im zweiten oder höheren Blatt der komplexen Energie-Ebene gegeben [McV67, New82], die natürlich nicht direkt beobachtbar sind. Eine pragmatischere Definition einer Resonanz ist mit steigender Signifikanz:

1. Eine statistisch signifikante Struktur in physikalischen Observablen. Vorzugsweise in mehreren Meßgrößen oder Endzuständen.

2. Die der Resonanz entsprechende Partialwellenamplitude T, aus einer Phasenanalyse, beschreibt im Argand-Diagramm einen Kreis gegen den Uhrzeigersinn, eventuell durch eine Untergrundamplitude verzerrt.

3. Der „speed-plot“ $\mathrm{d}T/\mathrm{dT_p}(\mathrm{T_p})$ der Partialwelle zeigt ein ausgeprägtes Maximum.

Die beobachteten Resonanzen sollten deutlich schmaler sein als 200-300 MeV, eine Breite, die sich über die Unschärferelation aus Größe der Nukleonen und der Durchflugzeit ergibt und keiner Resonanzverzögerung entspräche. Schmale Resonanzen mit $\Gamma_{\mathrm{tot}} \ll 100$ MeV sind gute Kanditaten für exotische Zustände, während Resonanzen mit Breiten $\gtrapprox 100$ MeV wegen der mit Baryon-Resonanzen vergleichbaren Breite eher auch konventionell erklärt werden könnten.

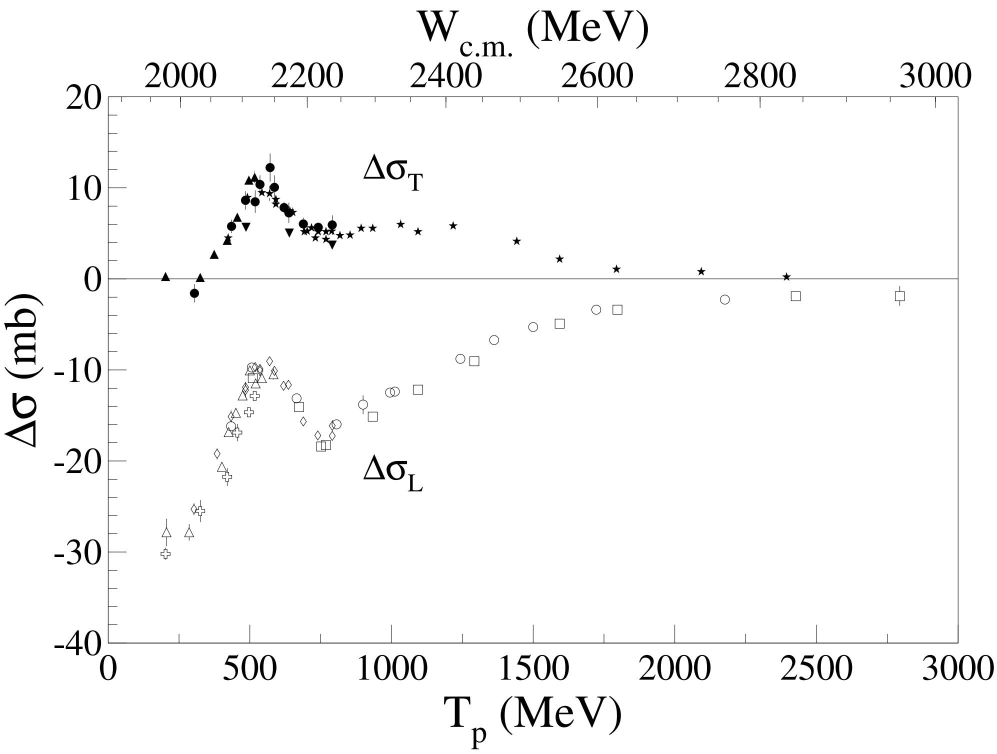


Abbildung 4.2: *Spinabhängige totale Wirkungsquerschnitte $\Delta\sigma_L$ [Aue78, Sta83, Aue84, Bys84, Apr84] und $\Delta\sigma_T$ [Dit83, Sta83, Mad85, Per86] (vgl. Gl. 4.3).*

4.3.1 Breite Dibaryon-Kandidaten

Resonante Strukturen zeigen sich ohne Zweifel in den spinabhängigen totalen Wirkungsquerschnitten (Abb. 4.2)

$$\begin{aligned} \Delta\sigma_L &= \sigma_{\text{tot}}(\leftrightarrows) - \sigma_{\text{tot}}(\rightrightarrows) \\ \Delta\sigma_T &= \sigma_{\text{tot}}(\uparrow\downarrow) - \sigma_{\text{tot}}(\uparrow\uparrow) \end{aligned} \tag{4.3}$$

der elastischen Proton-Proton-Streuung, die erstmals am ZGS gemessen [Aue78, Bie78] und durch andere Experimente bestätigt wurden. Sie galten schon früh als Indikation für Resonanzen in den $^1D_2$- ($\approx$2170 MeV) und $^3F_3$- ($\approx$2250 MeV) Partialwellen [Hid77, Hos78, Hos79], da diese zu $\Delta\sigma_T$ und $\Delta\sigma_L$ mit unterschiedlichen Vorzeichen beitragen. Dies wird auch durch andere elastische Streudaten gestützt: Moderne Phasenanalysen zeigen übereinstimmend für beide Partialwellen einen Halbkreis – gegen den Uhrzeigersinn – im Argand-Diagramm (Abb. 4.3).

Diese Strukturen sind damit experimentell etabliert, ihre Interpretation als Dibaryonen ist es nicht: Die Energie und Breite (80-150 MeV) der Resonanzen entspricht recht genau der Masse des $N\Delta$-Systems (2171 MeV) bzw. der Breite des Δ (120 MeV). Die Anregung

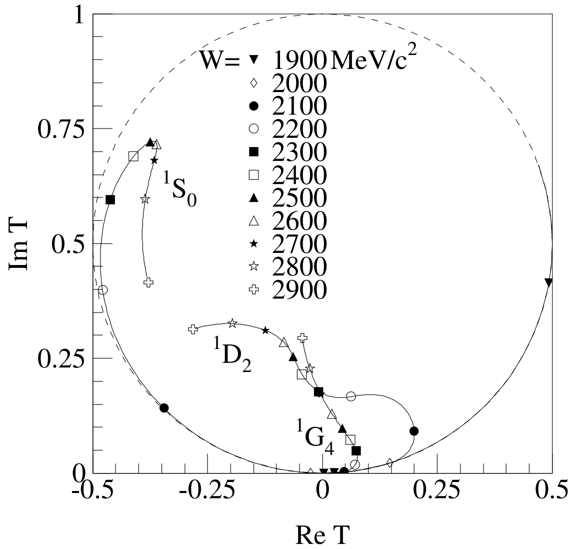


Abbildung 4.3: *Argand-Plot einiger I=1 Singulett- (links) und Triplett- (rechts) Partialwellen (Lösung SP99 aus [SAI]). Dargestellt ist die Lage einiger Schwerpunktsenergien (W) bzw. Labor-Projektilenergien (T_p), dabei entsprechen in beiden Bildern gleiche Symbole gleichen Energien.*

der Δ-Resonanz mit anschließenden Zerfall in NNπ, per

$$NN \to N\Delta \to NN\pi, \tag{4.4}$$

ist die dominierende Inelastizität in diesem Energiebereich. Die niedrigsten Partialwellen $^5S_2$ und $^5P_3$ im $N\Delta$- haben die gleichen Quantenzahlen wie $^1D_2$ und $^3F_3$ im NN-System. Folglich ist hier der Beitrag der Inelastizität konzentriert, wie man im Vergleich mit den $^1S_0$- und $^3P_1$-Partialwellen in Abb. 4.3 erkennt[3]. Eine Interpretation der beobachteten Strukturen als Auswirkung der $N\Delta$-Schwelle [Bug84] konnte durch Rechnungen mit gekoppelten Kanälen [Els88b, GL86, LLA93] oder Faddeev-Rechnungen im πNN-System [Ued82] zumindest qualitativ bestätigt werden. Die bis 1986 im „Review of Particle Properties“ [PDG86] aufgeführten Resonanzen werden heute im allgemeinen nicht als Dibaryonen bezeichnet. Sie können als Resonanzen im $N\Delta$-System vorliegen und wären, im Sinne der in Abschnitt 4.1 vorgestellten Definition, „triviale“ Dibaryonen. Der bestehende Spielraum in der Interpretation dieser Strukturen [Kro88] läßt sich letztlich nur durch die Verbesserung der theoretischen Modelle erreichen. Auf experimenteller Seite gibt es hier keine offenen Fragen, da die vorhandenen Daten – wie in Abschnitt 2.3.3 und Abb. 2.2 gezeigt – im relevanten Energiebereich unzweideutige Phasenanalysen zulassen.

Die aus elastischer πd-Streuung und inelastischen Reaktionen gewonnen Erkenntnisse [LSS86, Set88] unterstützen diese Interpretation.

[3]Die Inelastizität ist der Abstand der Partialwellenamplitude T vom Unitaritäts-Kreis (gestrichelt). Der interessante Bereich liegt zwischen 2100(•) und 2300(■) MeV.

4.3.2 Schmale Dibaryonen-Kandidaten

Schmale Strukturen in Observablen verschiedener Reaktionen – die sensitiv auf Zustände mit B=2 sind – wurden Anfang der 80er Jahre beobachtet und dibaryonischen Resonanzen zugeordnet. Seth [Set88] hat 40 kompiliert und diskutiert: Kein Kandidat, viele ohnehin von geringer statistischer Signifikanz, konnte durch neue Messungen bestätigt werden.

Seither sind einige neue Hinweise veröffentlicht worden, auf die ich im Detail eingehen möchte:

Bei einer Messung der pp-Analysierstärke bei $\theta_{\mathrm{lab}} \approx 18°$ am KEK sind zwei Strukturen [Shi90], in einer späteren Veröffentlichung eine Struktur [Kob94] bei einer Masse von etwa 2170 MeV beobachtet worden. Die Daten wurden mit einem internen CH_2-Fädchentarget *während der Beschleunigung* des polarisierten Strahls aufgenommen. Die Exkursionen der Anregungsfunktion liegen leider in unmittelbarer Nachbarschaft einer $\gamma G = 3$ depolarisierenden Imperfektion-Resonanz, so daß der Verdacht naheliegt, die beobachtete Struktur könnte auf ihren Einfluß zurückzuführen sein.

Hochstatistik-Experimente des differentiellen Wirkungsquerschnitts und der Analysierstärke am Saturne [Gar85, Gar87, Beu92] zeigen in diesem Massenbereich (2100-2400 MeV) keine Strukturen. Die Messung von Beurtey et al. wurde sogar mit gleichem Streuwinkel durchgeführt, und die Energievariation des Strahls durch Abschwächer vorgenommen, um Einflüsse depolarisierender Resonanzen auszuschließen.

Tatischeff und Mitarbeiter berichten von Strukturen in der $p\vec{d} \to ppX$ [Tat92] Tensor-Analysierstärke und in der in $pp \to \pi^+ pX$ gemessenen „missing mass“ m_{pX} [Tat99]. Sie werden als Hinweise auf dibaryonische Resonanzen bei 1945 bzw. 2050, 2122 und 2150 MeV gedeutet. Der Kritik von Seth [Set88] an früheren Messungen [Tat84, Tat87a, Tat87b] folgend, ist auch hier die statistische Signifikanz gering, und die vermeintliche Evidenz beruht zum Teil auf der suggestiv gewählten Anpassung des Untergrundes. Auch treten die in [Tat99] gemessenen Strukturen bei verschiedenen Winkeln mit unterschiedlicher Breite auf und sind nicht bei jeder Strahlenergie sichtbar. Messungen der „missing mass“-Verteilung m_X in der inklusiven Reaktion $\vec{p}d \to pX$ am LAMPF [Set89] sehen trotz exzellenter Statistik im fraglichen Massenbereich nur glatte Verteilungen.

Im Bereich höherer Massen wurde am Saturne [Bal94] im Spin-Korrelationsparameter A_{NN} eine Schulter im energetischen Gang bei $T_p = 2.11$ GeV und $\theta_{\mathrm{c.m.}} = 90°$ beobachtet, die qualitativ mit Vorhersagen von Lomon und Mitarbeitern [GLL87] für das ${}^1S_0$-Dibaryon übereinstimmt. Lehar [Leh99] deutet den damit assoziierten leichten Knick in der Steigung der Spin-Singulett-Amplitude als „notwendige Bedingung“ für eine Resonanz, nicht aber als Evidenz.

Ein möglicher Grund, daß Dibaryonen bisher nicht beobachtet worden sind, könnte die zu große Zerfallsbreite in den NN-Kanal sein. Dibaryonen mit Quantenzahlen (vgl. Tab. 2.3), die eine solche Kopplung ausschließen, können nur in $NN\pi$ oder $NN\gamma$ zerfallen – mit eventuell deutlich reduzierter Breite. Sie sind dann prinzipiell unbeobachtbar in der elastischen NN-Streuung. Für isoskalare (isovektorielle) Resonanzen sind dies die Quantenzahlen $J^\pi = 0^+, 0^-, 2^-, 4^- \ldots$ $(1^+, 3^+, 5^+ \ldots)$, gleiches gilt für alle Dibaryonen mit $I > 1$.

Die Beobachtung energiescharfer Strukturen bei $E_{\pi^-} \approx 50$ MeV im pionischen doppelten Ladungsaustausch – d.h. (π^+, π^-)-Reaktionen – an verschiedenen Kernen [Bil92] konnte durch die Annahme einer 0^--Resonanz, des d' mit geradem Isospin, einer Masse von 2.065 GeV und einer Breite von nur 0.5 MeV erklärt werden [BCS93]. Um mögliche Effekte der Kernumgebung auszuschließen, wurde versucht, das d' im fundamentalen Prozess $pp \to pp\pi^+\pi^-$ an CELSIUS und COSY nachzuweisen. Die Resonanz zerfällt in $NN\pi$ und sollte deshalb in der totalen invarianten Masse des $pp\pi^-$ und im Falle einer Resonanz mit I = 2 auch in $pp\pi^+$ sichtbar sein. Ein Experiment zum Nachweis in der Pion-Photopruduktion am Deuteron an MAMI wurde ebenfalls durchgeführt. Die Ergebnisse sind in [Bil96, Bil99] zusammengefaßt: eine eindeutige Bestätigung konnte bisher in fundamentalen Reaktionen nicht erbracht werden.

Sollte das d' tatsächlich experimentell etabliert werden, ist die Interpretation als Dibaryon nicht unumstritten: Z.B. findet Garcilazo [Gar97] in Faddeev-Rechnungen eine $NN\pi$-Resonanz vergleichbarer Breite (aber etwas geringerer Energie) ohne explizite Berücksichtigung von Quark-Freiheitsgraden.

Eine weitererer Kandidat für eine vom NN-System entkoppelte Resonanz wurde von Khrikin und Mitarbeitern berichtet: Am JINR in Dubna wurden in Ein-Photon Spektren der Reaktion $pp \to pp\gamma\gamma$ Strukturen beobachtet [Khr95]. Sie werden als Resonanzen mit Masse und Breite von etwa 1918 und 11 MeV interpretiert, die, da unterhalb der $NN\pi$-Schwelle, nur in $pp\gamma$ zerfallen können. Neuere Messungen [Khr97] zeigen auch Strukturen, aber etwas andere Resonanzparameter (1923 bzw. 31 MeV) wurden bestimmt. Der berichtete Effekt von acht Standardabweichungen steht aber im krassen Widerspruch zu Messungen an CELSIUS [Aki97], in denen in der $pp\gamma$ invarianten Masse der gleichen Reaktion – bei deutlich besserer Statisik – keinerlei Strukturen sichtbar sind.

Auch die Suche nach Dibaryonen mit Strangeness [LSS86, Pau91, HYP97] ist bisher erfolglos geblieben, obwohl einige theoretische Vorhersagen [Dov89, LS97] diesen eine potentiell größere Stablität attestieren. Insbesondere das H-Dibaryon, dessen Vorhersage 1977 die Suche nach Dibaryonen anstieß, wird nach wie vor intensiv gesucht. Die energetische Lage unterhalb der $\Lambda\Lambda$-Schwelle – und damit die geringe Breite – ist nach neueren Modellen [BJ97, SPG98, WKL99] nicht mehr gesichert.

4.3.3 Fazit

Nach gut zwei Jahrzehnten intensiver Suche steht der eindeutige experimentelle Nachweis dibaryonischer Resonanzen bis heute aus. Experimentell ist der Bereich niedriger Massen (2100-2400 MeV) gut erforscht worden, lediglich Resonanzen mit keiner oder sehr schwacher Kopplung an den NN-Kanal oder extrem geringer Breite könnten der Aufmerksamkeit entgangen sein.

Eine Erklärung für die Nichtbeobachtbarkeit der Dibaryonen könnte schlicht ihre zu große Breite sein und – da sie dann gerade noch als Beimischung in Streuzuständen erscheinen – damit faktisch ihre Nicht-Existenz als Resonanz. Vielleicht stimmt die Argumentation von Lipkin [Lip87b], der die Flavour-Abhängigkeit der Hyperfeinwechselwirkung zwischen Konstituenten-Quarks studiert hat. Diese ist nur zwischen Quarks verschiedener Flavours attraktiv. Zustände mit mehr als drei Quarks sind durch den relativ größeren Anteil von Paaren identischer Quarks energetisch benachteiligt, und der Zerfall in Baryonen und Mesonen wird entsprechend begünstigt.

Bei höheren Massen, die Lomon und Mitarbeiter favorisieren, ist die Datenlage noch keinesfalls so eindeutig. Hier kann das EDDA-Experiment, der Gegenstand dieser Arbeit, noch Beiträge liefern.

Die Geschichte der Jagd nach dibaryonischen Resonanzen hat gezeigt, daß Messungen schlechter Statistik in nur einer Observablen wenig geignet sind, gesicherte experimentelle Evidenz zu liefern. Die Messung der elastischen Streuung in mehreren Observablen, in einem großen Winkel- und Energiebereich und kleinen Energieschritten, wie das EDDA-Experiment sie anstrebt, sollte – wenn es denn Isotriplett-Resonanzen mit nennenswerter Kopplung an den NN-Kanal im Massenbereich 2200-2800 MeV gibt – bessere Möglichkeiten bieten:

- Resonanzen müssen sich in mehreren Observablen bei der gleichen Energie mit der für die Partialwelle charakteristischen Winkelabhängigkeit bemerkbar machen.

- So erkannte Resonanzen könnten durch Phasenanalysen, die in der NN-Streuung auch in diesem Energiebereich zur Verfügung stehen, bestätigt werden, um auch die Kriterien (2) und (3) aus Abschnitt 4.3 überprüfen zu können.

Bei fehlender positiver Evidenz – und das wird das Ergebnis dieser Arbeit sein – ist dann die Angabe belastbarer oberer Grenzen für die elastische Breite möglich.

5 Das EDDA-Experiment

Das EDDA-Experiment wurde an einem internen Strahlplatz des COSY-Beschleunigers am Forschungszentrum Jülich aufgebaut. Hier werden die wichtigsten Eigenschaften des Experimentes beschrieben.

5.1 Der COSY-Beschleuniger

Das **CO**oler **SY**nchrotron (COSY) [Mai87] ist ein Speicherring für Protonen und andere leichte Ionen, ausgelegt für eine maximale Protonenstrahlenergie von 2.5 GeV. Eine schematische Übersicht über die Beschleunigeranlage mit den internen und externen Strahlplätzen findet sich in Abb. 5.1.

Als Injektoren für den Vorbeschleuniger, das Zyklotron JULIC, stehen eine unpolarisierte und eine polarisierte Quelle für H^--Ionen zur Verfügung. Nach der Beschleunigung mit dem Zyklotron auf 40 MeV werden diese per Stripping an einer Kohlenstoffolie in COSY injiziert. Der gespeicherte Strahl kann dann bis maximal 2.5 GeV beschleunigt und – wenn erwünscht – gekühlt werden. Die Dipolmagnete sind so ausgelegt, daß der Strahl mit einer Rate von mehr als 1 (GeV/c)/s beschleunigt werden kann. Dies ist für Messungen *während* der Beschleunigung optimal.

Phasenraumkühlung zur Verringerung der Emittanz des Strahls kann an COSY auf zwei Arten erfolgen: Bei niederen Energien ($<$ 300 MeV) steht ein Elektronenkühler zur Verfügung, und bei höheren Energien kann stochastische Kühlung eingesetzt werden. Da die Kühlzeiten typischerweise 10 s und länger sind, wird Phasenraumkühlung für das EDDA-Experiment nicht angewandt. Auf eine Darstellung dieser Techniken wird hier verzichtet.

Die historischen Meilensteine in der Inbetriebnahme und Entwicklung des Strahls bei COSY sind das Injizieren des ersten Strahls 1993 und das Erreichung der Maximalenergie in 1995. Der erste polarisierte Strahl wurde 1996 injiziert. Strahlfüllungen von einigen $(10^{10})10^9$ Teilchen (un-)polarisiert wurden erreicht.

5.2 Meßprinzip

Die Konsistenz der Normierung der bei verschiedenen Strahlenergien gemessenen Daten ist das Kernanliegen der von EDDA verwendeten Meßmethode. Dies bedeutet, daß bei spingemittelten Wirkungsquerschnitten die Luminosität und bei Polarisationsobservablen die Polarisation als Funktion der Strahlenergie besonders genau bestimmt werden muß. Dabei bietet die Messung *während der Beschleunigung* unschätzbare Vorteile: Die Auf-

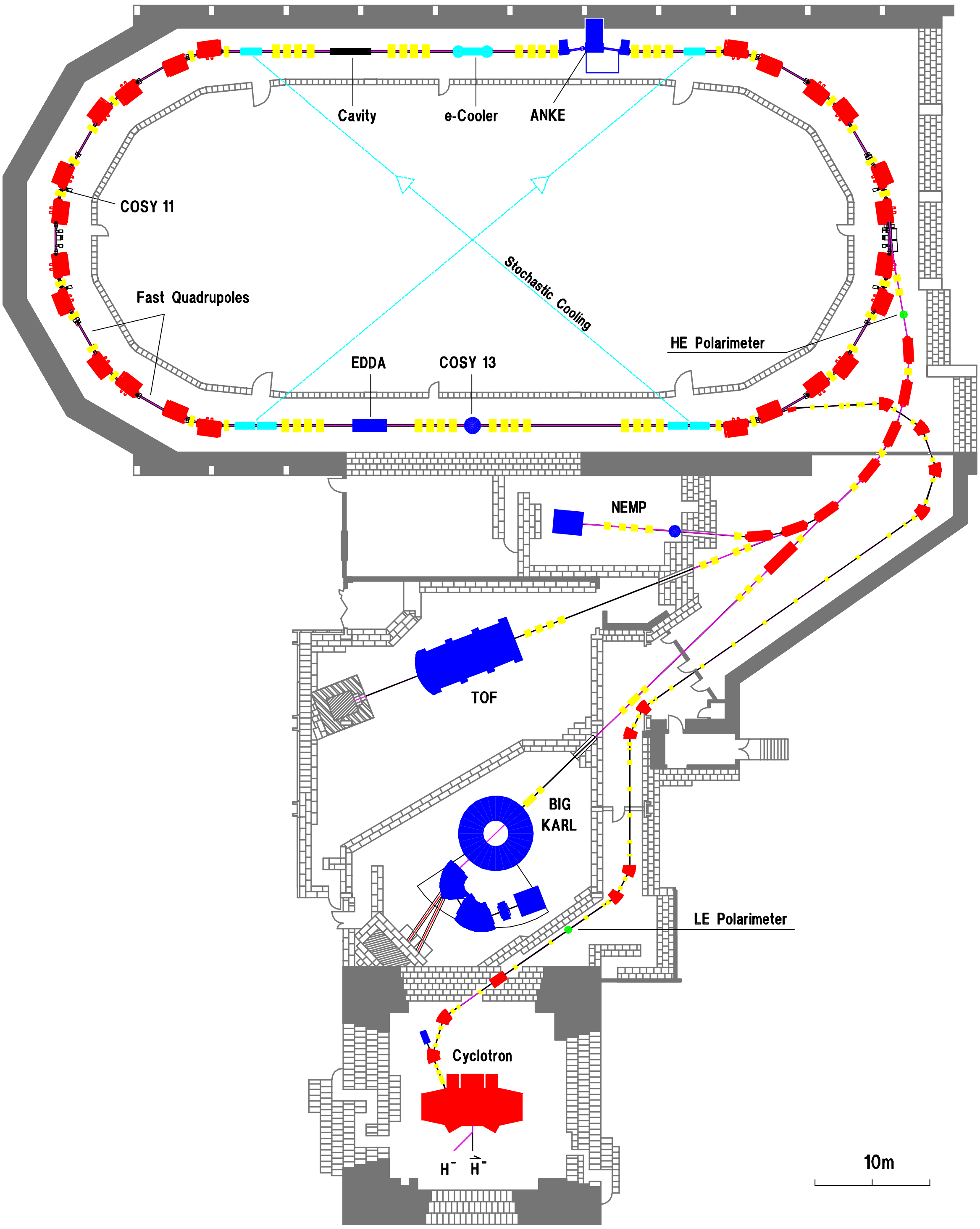


Abbildung 5.1: *Übersicht über die COSY-Beschleunigeranlage.*

nahme einer Anregungsfunktion, d.h. das Überstreichen des gesamten relevanten Energiebereichs geschieht in ca. 2.5 s. Die Normierung wird damit inhärent unempfindlich gegen Änderungen in den Luminositätsmonitoren bzw. der Targetpolarisation, die sich auf längeren Zeitskalen, also Stunden oder Tagen, abspielen. Die nötige statistische Genauigkeit wird durch eine vieltausendfache Wiederholung des Meßzyklus, typischerweise von 8-30s Dauer, erreicht.

Das Meßprogramm des EDDA-Experimentes gliedert sich in drei Phasen:

1. Der Messung des differentiellen Wirkungsquerschnittes mit einem internen CH_2-Fädchentarget und dem unpolarisierten COSY-Strahl. Die Luminosität wird durch die gleichzeitige Messung der elastischen Elektron-Proton-Streuung und – alternativ dazu – der Rate der aus dem Target ausgeschlagenen Sekundärelektronen bestimmt. Diese Messungen wurden 1995/96 durchgeführt.

2. Die Bestimmung der Analysierstärke A_N mit einem internen polarisierten Atomstrahltarget und einem unpolarisierten COSY-Strahl. Da die Polarisation des Targets während der Hochbeschleunigung konstant bleibt, kann damit die Anregungsfunktion der Analysierstärke normiert werden auf existierende, präzise Daten bei niederen Energien. Dadurch wird ein „Polarisationsstandard“ für den gesamten COSY-Energiebereich geschaffen. Die Datennahme erfolgte 1998/99.

3. Spinkorrelationsparameter (A_{SS}, A_{NN} und A_{SL}) werden mit einem polarisierten COSY Strahl und dem polarisierten Atomstrahltarget bestimmt. Um die Messungen während der Beschleunigung durchführen zu können, sollte der polariserte COSY-Strahl in etwa die gleiche Intensität wie der unpolarisierte Strahl haben. Da eine Normierung auf die in 2. gemessene Analysierstärke möglich ist, kann die Messung alternativ bei verschiedenen festen Energien erfolgen. Erste vorbereitende Messungen wurden im November 1999 bereits durchgeführt (vgl. Kapitel 8).

Wie in Abschnitt 5.5 näher erläutert wird, erlauben die Luminositätsmonitore von EDDA nur, Veränderungen der Luminosität mit hinreichender Genauigkeit zu messen, nicht jedoch deren absolute Größe. Desgleichen kann der Polarisationsgrad des polarisierten Targets nicht exakt gemessen werden, wohl aber dessen Änderungen. Da differentielle Wirkungsquerschnitte und Analysierstärken bei niederen Energien (< 800 MeV) gut bekannt sind, kann die absolute Normierung durch Bezug auf fremde, veröffentlichte Daten erfolgen. D.h., die Normierung des gesamten EDDA-Datensatzes einer Observable, alle Winkel und Energien umfassend, wird durch Angabe dieser einen Zahl erreicht. So zeigt sich, daß die Messung in der Beschleunigung nicht nur nützlich, sondern *essentiell* für die Durchführung des Experimentes ist.

5.3 Targets

Interne Experimente benötigen sehr dünne Targets, um den rezirkulierenden Strahl nicht zu zerstören. Dies schließt z.B. die Verwendung von Folien, die den gesamten Strahlquerschnitt bedecken, aus. Bedeckt eine Folie aber nur einen Bruchteil des Strahlquerschnitts, so wird das Emittanzwachstum begrenzt, wenn die Wahrscheinlichkeit, daß ein Strahlteilchen in einem Umlauf das Target trifft, sehr klein gemacht werden kann. Zur Klasse dieser „inhomogenen Targets“ gehört das EDDA-Fädchentarget.

5.3.1 Fädchentarget

CH_2-Fädchen werden durch das Abhobeln dünner (5 μm) Späne einer 4 μm dicken Polypropylen-Folie mit einem Mikrotom erzeugt. Nach dem Aufspannen auf Aluminiumgabeln mit 3 cm Zinkenabstand werden sie mit Aluminium bedampft. Die dünne Aluminiumschicht verhindert ein Aufladen durch die bei Strahlexposition einsetzende Sekundärelektronenemission und ein dadurch bedingtes Zerplatzen des Fädchens. Für Messungen des durch Reaktionen am Kohlenstoff bedingten Untergrundes werden auch kommerziell erhältliche 5 μm dicke Fädchen aus reinem Kohlenstoff verwendet.

Mit einem magnetgetriebenen Linearmotor können die Gabeln von unten vertikal in den COSY-Strahl gefahren werden, d.h. das Fädchen ist horizontal gespannt. Eine Wechselmechanik erlaubt es, sechs bestückte Targetgabeln gleichzeitig im Vakuum bereit zu halten und wahlweise in den Strahl zu fahren. Das Hinein- und Herausfahren des Targets geschieht dabei synchronisiert mit dem COSY-Zyklus. Das Target wird während der Injektion vollständig aus der Akzeptanz des Beschleunigers entfernt, um nicht durch den bei 40 MeV großen spezifischen Energieverlust das Target oder den COSY-Strahl zu zerstören.

Eine detaillierte Beschreibung des Fädchentargets findet sich in [Mos91, Mos94].

5.3.2 Atomstrahltarget

Für Messungen von Spinobservablen wird ein auf Dichte optimierter freier, polarisierter Atomstrahl verwendet [Eve96, Fel98, Alt98]. Der Aufbau dieses Atomstrahltargets ist in Abb. 5.2 schematisch dargestellt. Das molekulare Wasserstoffgas (H_2) wird in einem Glaskolben durch eine Hochfrequenzentladung dissoziiert und tritt dann durch eine auf 30 K gekühlte Düse aus. Zur Erhöhung des Dissoziationsgrades auf ca. 80% werden einige Prozent Sauerstoff hinzugefügt. Der austretende Düsenstrahl wird differentiell gepumpt und danach durch ein System von Sechspol-Magneten und Hochfrequenzübergängen fokussiert und kernspinpolarisert. Nach dem Durchqueren der Wechselwirkungszone mit dem COSY-Strahl kann der Strahl mit Hilfe eines Breit-Rabi-Spektrometers auf seinen Polarisationsgrad hin untersucht werden und wird dann vernichtet und weggepumpt. Die im Vergleich zu anderen Atomstrahltargets [Dez95, Zap96] geringe Düsentemperatur ist dadurch begründet, daß hier nicht in eine Speicherzelle injiziert wird, die eine Optimierung der Parameter auf die Intensität hin nahelegt. Die Reduktion der Geschwindigkeit der Wasserstoffatome durch die kältere Düse führt zu einer Dichteerhöhung aufgrund der längeren Verweildauer der Atome im COSY-Strahl.

Die Wasserstoffatome lassen sich in der Wechselwirkungszone durch ein äußeres Magnetfeld bezüglich des magnetischen Momentes des Elektrons ausrichten (es ist $m_p/m_e \approx$

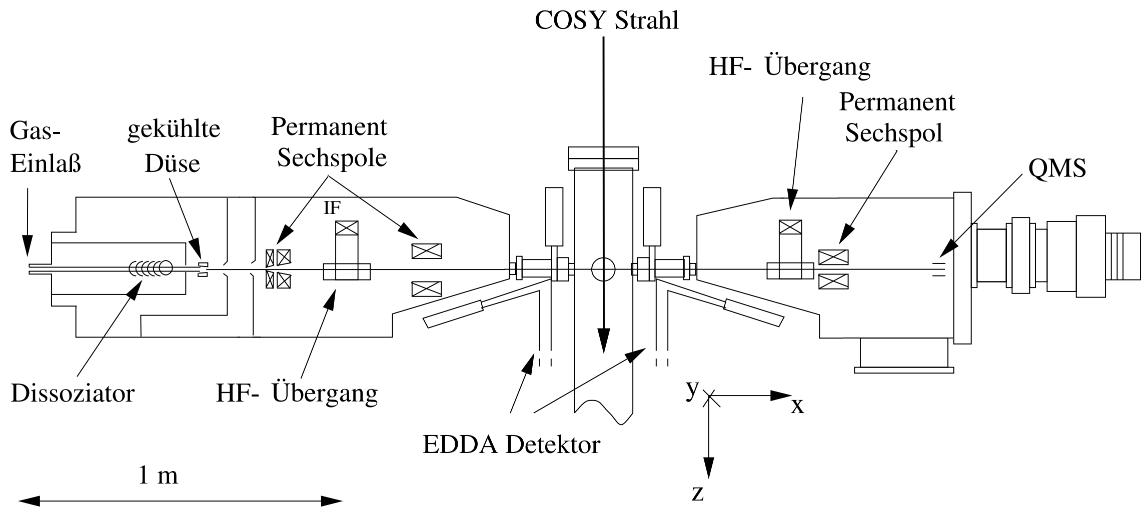


Abbildung 5.2: *Schematischer Überblick über das Atomstrahltarget: links der Atomstrahlteil zur Strahlerzeugung, in der Mitte die Wechselwirkungszone mit dem COSY-Strahl und rechts die Vernichtung des Atomstrahls im sog. „beam-dump“.*

2000mal größer als das des Protons). Ein kernspinpolarisierter Strahl läßt sich dann erhalten, wenn es gelingt, die Wasserstoffatome in Zuständen zu präparieren, in denen der Proton-Spin eine definierte Ausrichtung relativ zum Elektronen-Spin hat.

In Abb. 5.3(a) ist das Breit-Rabi-Diagram des Wasserstoffs, daß heißt die Lage der Hyperfeinzustände als Funktion des äußeren Magnetfeldes, gezeigt. Im Grenzfall sehr großer Magnetfelder (B $\gg$ 500 G) richten sich die magnetischen Momente des Elektrons und des Protons unabhängig voneinander aus und lassen sich durch Angabe der magnetischen Quantenzahlen m_j und m_I für den Hüllen- und Kernspin klassifizieren. In diesem Grenzfall wäre jeder der Zustände ①-④ kernspinpolarisiert. Da sich an der Targetposition des EDDA-Experimentes aus Platzgründen keine starken Magnetfelder installieren lassen, können nur die Zustände ① und ③ verwendet werden. Bei schwachen Magnetfeldern koppeln Hüllen- und Kernspin zum Gesamtspin F, wodurch die Zustände ② und ④ mischen und die Kernspinpolarisation verlorengeht. Bei B=0 schließlich sind sie maximal gemischt: ②,④ $\propto |+1/2; -1/2\rangle \pm |-1/2; +1/2\rangle$.

In dem zunächst durch Dissoziation erzeugten Atomstrahl finden sich alle vier Zustände mit gleicher Besetzungswahrscheinlichkeit wieder, d.h. drei müssen aus dem Strahl eliminiert werden. Dabei wird zum einen ausgenutzt, daß die Wechselwirkung des mit dem Hüllenspin assoziierten magnetischen Momentes mit einem magnetischen Sechspol wie eine Linse auf den Atomstrahl wirkt. Dabei wird die Komponente mit $m_j = +1/2$ fokussiert und die mit $m_j = -1/2$ defokussiert. Ein Sechspolmagnet wirkt also auf einen Atomstrahl wie ein Filter auf die $m_j = +1/2$-Komponente, da die defokussierte Komponente die Wechselwirkungszone im wesentlichen nicht erreicht und durch die Vakuumpumpen eliminiert wird. Zum anderen können durch Einstrahlung einer mit dem Energieabstand zweier

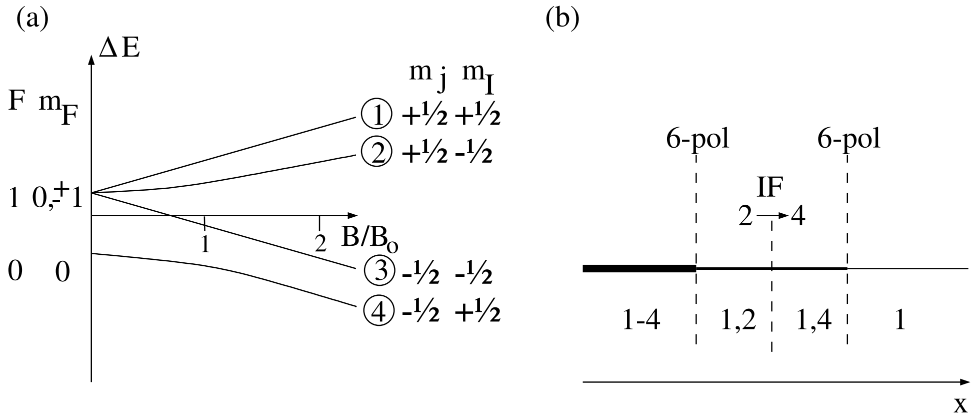


Abbildung 5.3: *(a) Breit-Rabi-Diagramm des Wasserstoffatoms (B_0 = 507 G). (b) Präparation des polarisierten Wasserstoffstrahls, x ist die Koordinate entlang des Atomstrahls.*

Niveaus resonanten Hochfrequenz die Besetzungszahlen invertiert werden. Dies wird im Fall des EDDA-Atomstrahltargets durch einen sog. „intermediate field" (IF)[1]-Übergang zwischen zwei Sechspolmagneten erreicht, der auf den Übergang ②→④ abgestimmt ist (vgl. Abb. 5.3(b)). Nach dem zweiten Sechspolmagneten, der die Komponente ④ defokussiert, verbleibt also ein kernspinpolarisierter Atomstrahl mit einer um den Faktor vier reduzierten Intensität.

Bedingt durch den großen Winkelbereich, in dem elastische Ereignisse durch den EDDA-Detektor gemessen werden sollen, ist der Platz in der Targetregion stark begrenzt. An der Wechselwirkungszone hat der Atomstrahl einen Durchmesser von etwa 13 mm (FWHM) und eine Dichte von $1.5\text{-}2.0{\cdot}10^{11}$H-Atome/cm^2.

Haltefeld

Die Polarisationsrichtung des Atomstrahls am Wechselwirkungspunkt wird durch die dort herrschende Magnetfeldrichtung bestimmt. Dazu wurden bei $z = 0$ vier Spulen unter jeweils 45° in der x-y-Ebene installiert, die jeweils paarweise (Spulen A und B in Abb. 5.4(a)) in Reihe geschaltet wurden. Durch Überlagerung der Felder lassen sich durch Variation der Polarität der – vom Betrag gleichen – Ströme durch A und B Felder in $\pm$x und $\pm$y Richtung am EDDA-Targetpunkt erzeugen, die über das Wechselwirkungsvolumen praktisch homogen sind. Zur Feldverstärkung sind diese Spulen mit Kern, Polschuhen und einem Rückführjoch aus Ferrit ausgerüstet. Bei Strömen von 5 A lassen sich Feldstärken von 10 G erreichen.

Ein Feld in z-Richtung wird durch zwei Spulen konzentrisch zur COSY-Strahlachse (z_1 und z_2 in Abb. 5.4(a)) erreicht, die Spule z_2 ist dabei direkt auf das Strahlrohr gewickelt

[1]Die Stärke des Magnetfeldes an dem Punkt der Hochfrequenzeinstrahlung bestimmt die Niveauaufspaltung und damit die zu verwendende Frequenz, die hier bei „mittleren" Feldstärken im Mikrowellen-Bereich liegt.

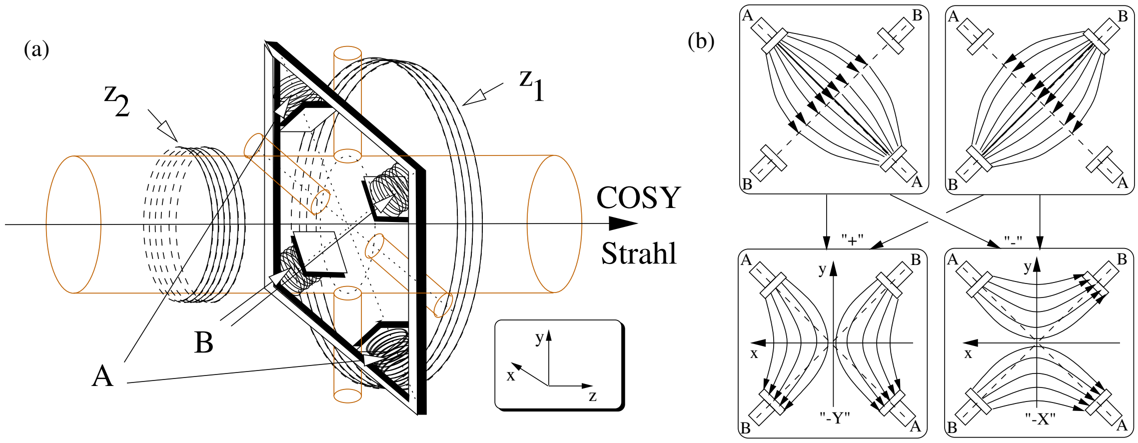


Abbildung 5.4: *(a) Anordnung der Spulen zur Erzeugung eines lokalen x-, y- und z-Haltefeldes am Wechselwirkungspunkt. (b) Herstellung eines Haltefeldes in x- bzw. y-Richtung durch Überlagerung der Felder der um 45° gedrehten Spulenpaare A und B.*

und z_1 so unter der Außenschale (vgl. Abschnitt 5.4) plaziert, daß der Winkelbereich für elastische Proton-Proton-Streuung nicht eingeschränkt wird. Die Windungszahlen und Abstände sind so gewählt, daß bei (x,y,z) = (0,0,0) maximale Homogenität gewährleistet ist ($B_x = B_y = 0$ und $\partial B_x/\partial x = \partial B_y/\partial y = 0$). Feldstärken von 4.5 G bei 15 A wurden erreicht.

Durch Messungen mit einer Fluxgate-Sonde wurde festgestellt, daß die Randfelder der COSY-Magnete am EDDA-Targetort keinen meßbaren Einfluß haben, d.h. auch Feldänderungen während der Hochbeschleunigung ausgeschlossen sind. Das Erdmagnetfeld mit einer Stärke von etwa 0.5 G wird durch das Ferritjoch stark abgeschirmt. Das resultierende Restfeld wird durch die Beigabe eines kleinen Offsets auf die Spulenströme für (x,y,z)=(0,0,0) bis auf 0.01 G kompensiert.

5.4 Der Detektor

Der EDDA-Detektor, schematisch dargestellt in Abb. 5.5, besteht aus zwei Lagen, die das COSY-Strahlrohr zylindrisch umgeben und den Vorwärtswinkelbereich von 10° bis 72° im Labor abdecken. Dies entspricht bei elastischer Streuung $\theta_{c.m.} = 30 \ldots 90°$. Die innere (H) und die äußere (F,B und R Abb. 5.5) Schale sind so konstruiert, daß sie eine unabhängige Bestimmung der Schnittpunkte von Teilchenspuren erlauben und damit auch eine Rekonstruktion des Reaktionsvertex zulassen. Für Messungen mit dem Fädchentarget wurde lediglich die äußere Schale verwendet. Die Überlappregion zwischen Strahl und Target ist dann hinreichend klein, so daß eine gute Winkelauflösung bereits durch die Messung nur eines Auftreffpunktes erreicht wird.

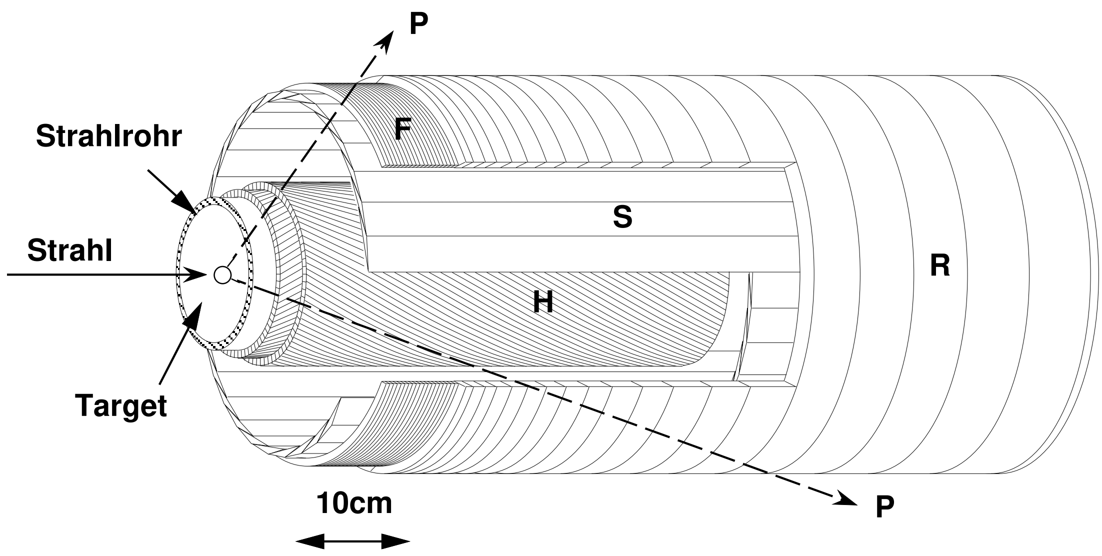


Abbildung 5.5: *Schematische Darstellung des EDDA-Detektors (nach [Eis94]).*

5.4.1 Außenschale

Die Außenschale [Wol95] des EDDA-Detektors besteht aus 32 strahlparallelen Stäben (S in Abb. 5.5) zur Messung der azimuthalen und 2×29 Halbringen (F und R in Abb. 5.5) zur Bestimmung der polaren Winkel. Sie ist so entworfen, daß sie zwei Aufgaben erfüllt:

1. Die Granularität erlaubt eine Eingrenzung der Streuwinkel auf 11.25° in ϕ und 5° in $\theta_{\mathrm{c.m.}}$. Damit kann durch einfache Koinzidenzen für elastische Ereignisse die Datenaufnahme getriggert werden.

2. Die spezielle Formgebung des Querschnitts der Detektorelemente (vgl. Abb. 5.6) sorgt für eine gute Winkelauflösung. Dadurch trifft jedes Teilchen mindestens zwei Detektorelemente. Die gemessene Aufteilung der deponierten Energie auf die benachbarten Detektorelement erlaubt offline eine genauere Bestimmung der Winkel bzw. Auftreffpunkte [Bis93].

Der Durchmesser der Außenschale beträgt etwa 35 cm und ihre Länge ca 1 m.

Stäbe

Die 32 Stäbe (Abb. 5.6(a)) aus Platikszintillator[2] haben einen dreieckigen Querschnitt, so daß sie überlappend zu einem Zylinder mit 16.4 cm Innenradius zusammengefügt werden können. Sie werden beidseitig über nach außen abgewinkelte Lichtleiter mit Photomultipliern ausgelesen. Die genaue Positionierung wird durch eine innenliegende, aus Rohazell[3]

[2] BC408, by Bicron Co.
[3] geschäumtes Plexiglas mit einer Dichte von etwa 0.1 g/cm^3.

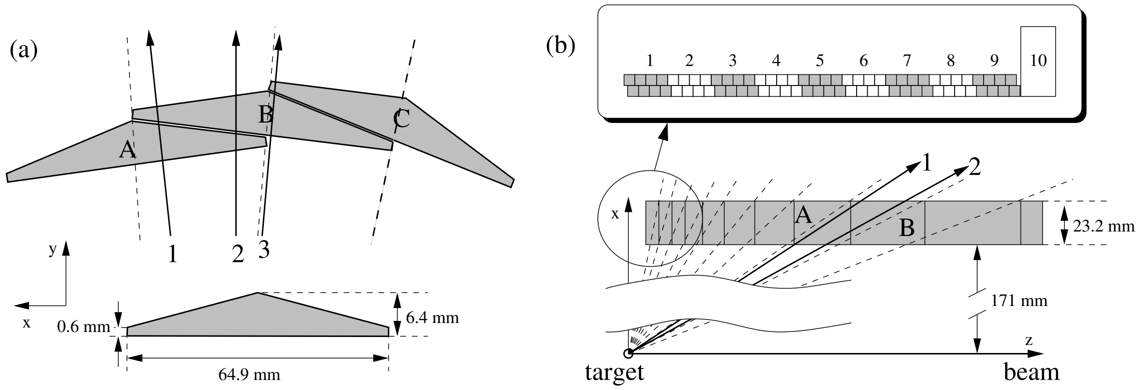


Abbildung 5.6: *(a) Schnitt in der x-y-Ebene durch die Stablage der EDDA Außenschale. (b) Schnitt in der x-z-Ebene durch die Ringlage. Der vergrößerte Ausschnitt zeigt den Aufbau der targetnahen Ringe aus rechteckigen szintillierenden Fasern.*

gefertigte Struktur gewährleistet. Jedes vom Target kommende Teilchen trifft in der Regel zwei Stäbe. Die Aufteilung des Energieverlustes auf die zwei Stäbe (Vergleiche Spur 1 und 2 in Abb. 5.6(a)) läßt offline eine genaue Bestimmung des Auftreffpunktes [Hei95a] zu. Eine Auflösung von 5.2 mm FWHM bzw 1.9° im Azimuth werden erreicht.

Die beidseitige Auslese erlaubt eine Rekonstruktion der Position eines Treffers entlang eines Stabes durch die gemessene Zeitinformation. Eine Auflösung von 5 cm (FWHM) wird erreicht [Roh95c] und zur Auflösung von Ambiguitäten bei Ereignissen hoher Multiplizität verwendet.

Ringe

Zur Messung der Polarwinkel θ umgibt die Stablage eine Lage von 2×29 Szintillator-Halbringen (R und F in Abb. 5.5), die jeweils die linke bzw. rechte Seite des Detektors abdecken. Die Halbringe werden oben bzw. unten über senkrecht nach außen angebrachte Lichtleiter durch Photomultiplier ausgelesen. Die Geometrie ist so gewählt, daß jeder Halbring ca. 5° im c.m.-System für elastische Streuereignisse abdeckt und so einen Test der kinematischen Korrelation (Gl. 5.4) durch geeignete Koinzidenzen aus Halbringen der linken und rechten Halbschale erlaubt. Die Halbringe haben rechteckigen Querschnitt und sind so dimensioniert, daß vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen jede Teilchenspur mindestens zwei Halbringe schneidet (vergleiche Abb. 5.6(b)). Dadurch nimmt die Breite der Halbringe auf der targetnahen Seite so stark ab, daß eine Fertigung aus massivem Plastikszintillator nicht möglich ist. Deshalb wurden die ersten 9 targetnahen Halbringe aus szintillierenden Fasern [Wel95] mit 2×2 mm^2 Querschnitt hergestellt (F in Abb. 5.5 sowie Abb. 5.6), die paarweise durch Multianodenmultiplier [Doh93, Zie93, Alb96] ausgelesen werden.

Eine genaue Beschreibung des Konstruktionsprinzips und der Ringlage findet sich in [Wol92, Wol95].

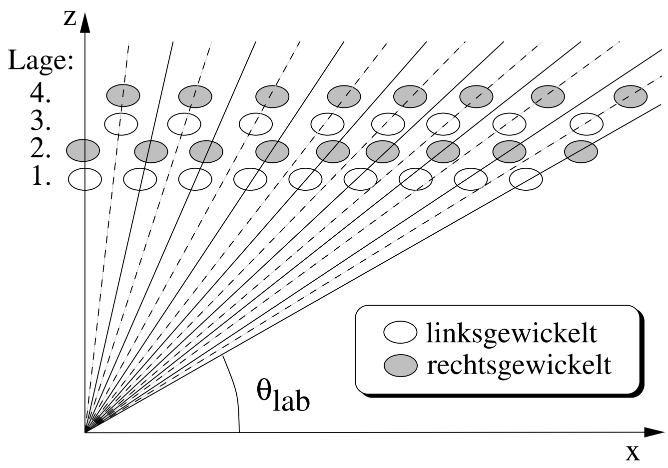


Abbildung 5.7: *Schnitt durch die Innenschale des EDDA-Detektors.*

5.4.2 Innenschale

Zur Rekonstruktion des Reaktionsvertex bei dem ausgedehnten Atomstrahltarget ist für jede Spur die Messung eines zweiten Punktes nötig. Dazu wurde unmittelbar auf dem COSY-Strahlrohr ein Detektor aus szintillierenden Fasern aufgebracht (H in Abb. 5.5). Der Detektor besteht aus 4 Lagen aus je 160 Fasern, die in Form einer Helix mit von Lage zu Lage alternierender Steigung um das Strahlrohr gewickelt sind. Die 2.5 mm dicken Fasern[4] mit rundem Querschnitt sind auf CFK[5]-Rohren aufgeklebt, in die zur Führung und Positionierung entsprechende Rillen eingefräst wurden. Der Steigungswinkel, und damit der Abstand der Fasern innerhalb einer Lage, ist so gewählt, daß – wie in Abb. 5.7 illustriert – die Fasern gleicher Wicklungsrichtung der einen Lage in der Punktprojektion auf die Targetposition genau auf Lücke liegen. Damit wird eine Nachweiseffizienz nahe 100% erreicht. Eine detaillierte Beschreibung der Innenschale findet sich in [Zie98, Alt99].

5.5 Luminositätsmonitore

Die Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts erfordert eine genaue Messung der Luminosität L, da sie die gemessene Streurate R mit dem Wirkungsquerschnitt σ verbindet:

$$R = L\ \sigma. \tag{5.1}$$

Im Prinzip ergibt sich die Luminosität aus dem Produkt von Strahlstrom und Flächenbelegungsdichte, d.h. der Anzahl der Streuzentren pro Fläche. Bei internen Experimenten sind destruktive Messungen des Strahlstroms ausgeschlossen, und die *effektive* Targetdicke hängt vom Strahl-Target-Überlapp und damit von Strahlposition und -breite ab –

[4]SCSF-81 der Firma Kuraray, Japan
[5]Kohlefaser-verstärkter Kunststoff

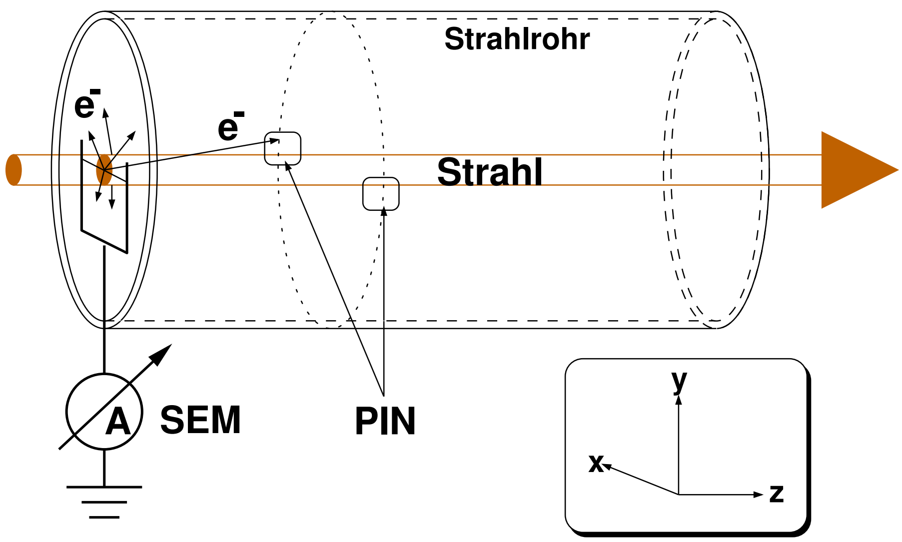


Abbildung 5.8: *Schematische Darstellung der beiden Luminositätsmonitore des EDDA-Experimentes.*

alles Größen, die nicht mit hinlänglicher Genauigkeit bekannt sind oder gemessen werden können.

Eine Alternative ist die Messung der Ereignisrate einer Reaktion mit bekanntem Wirkungsquerschnitt, um dann entsprechend Gl. 5.1 die Luminosität zu ermitteln. Die untersuchte Reaktion, die elastische Streuung, ist im hadronischen Sektor die am besten bekannte und vom Wirkungsquerschnitt her dominant. Damit kommen nur elektromagnetische Prozesse, d.h. die Wechselwirkung der Protonen mit den Elektronen im Target, in Frage. Das EDDA-Experiment verwendet zwei unabhängige Prozesse [Sch94a, Mos94], die in Abb. 5.8 schematisch dargestellt sind:

1. Die elastische Proton-Elektron-Streuung, deren Wirkungsquerschnitt durch die Quanten-Elektrodynamik(QED) mit beliebiger Genauigkeit berechnet werden kann. Diese sog. δ-Elektronen können mit PIN-Dioden, d.h. Halbleiterzählern, außerhalb des Strahlrohrs detektiert werden.

2. Dem Sekundärelektronenstrom, d.h. der gesamten Ladung der aus dem Target durch Ionisation ausgeschlagenen Elektronen. Dieser Strom skaliert mit der von den Strahlprotonen im Target deponierten Energie und kann mit der Bethe-Bloch-Gleichung (z.B. [Leo87]) für den „restricted energy loss“ berechnet werden.

Elastische Proton-Elektron-Streuung (PIN)

Die Streurate für $p + e \to e + p$ ergibt sich aus dem Rosenbluth-Wirkungsquerschnitt [Kal64], der nach Transformation in das Ruhesystem des (Target-)Elektrons gegeben ist, durch

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega_{\mathrm{lab,e}}} = \frac{(\hbar c \alpha)^2}{2 m_{\mathrm{e}}{}^2} \cdot \frac{1}{\cos^3 \theta_{\mathrm{lab,e}}} \cdot \frac{t^2 + 2st + 2(s - m_{\mathrm{e}}{}^2 - m_{\mathrm{p}}{}^2)^2}{\beta^2_{\mathrm{c.m.}} \lambda\left(s, m_{\mathrm{e}}{}^2, m_{\mathrm{p}}{}^2\right)}. \tag{5.2}$$

Hier sind s und t die üblichen Mandelstam-Variablen, α die Feinstrukturkonstante und $\beta^2_{\mathrm{c.m.}}$ die Geschwindigkeit des Schwerpunktsystems im Labor. Die hier angegebene Näherung für ein punktförmiges Proton ist bei den im COSY-Energiebereich sehr kleinen Impulsüberträgen sehr gut erfüllt. Der erste Faktor ist dabei konstant, der zweite beschreibt die wesentliche Winkelabhängigkeit, während der dritte Teil im für EDDA relevanten Energiebereich nur eine geringe Energie- und Winkelabhängigkeit hat.

Dabei zeigt es sich, daß bei einem Laborwinkel von etwa 40° ein vernünftiger Kompromiß zwischen der mit dem Streuwinkel steil ansteigenden Zählrate und der ebenso schnell abfallenden Energie der gestreuten Elektronen gefunden wird. So ist bei hinreichender statistischer Genauigkeit ein Nachweis der Elektronen außerhalb des Ringvakuums möglich. Als Detektoren kommen handelsübliche PIN-Dioden, Silizium-Halbleiterzähler von 500 μm Dicke und 1 cm^2 Fläche, zum Einsatz. Um Absorption der Elektronen im Strahlrohr zu vermeiden, sind die PIN-Dioden in Vertiefungen in das Strahlrohr eingelassen, in denen die Wanddicke von 2 mm bis auf 250 μm verringert wurde. Diese Aussparungen befinden sich unter $\theta_{1,\mathrm{lab}}$ =40° und ϕ =0°, 90°, 180° und 270°. Damit ist es möglich, die δ-Elektronen ab ca. 500 MeV Strahlenergie nachzuweisen.

Die erwartete Rate an Elektronen pro PIN-Diode ergibt sich aus dem differentiellen Wirkungsquerschnitt $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}\Omega_{\mathrm{lab,e}} \gtrsim 0.2$ b/sr und der abgedeckten Fläche von ca. 6.5 msr und typischen Luminositäten von $5{\cdot}10^{29}/(\mathrm{cm}^2\mathrm{s})$ zu $\gtrsim$ 650 Hz. Sie ist in der gleichen Größenordnung wie die aufgenommene elastische Streurate und damit nicht der limitierende Faktor in der erreichbaren statistischen Genauigkeit eines Datenpunktes. Weitere Informationen zu der fortan PIN-Monitor genannten Luminositätsüberwachung sind [Sch94a, Hei95b, Hüs97] zu entnehmen.

Sekundärelektronenmonitor (SEM)

Durch die elektromagnetische Wechselwirkung mit dem COSY-Strahl wird das Material des Fädchentargets ionisiert, diese freien Elektronen diffundieren durch den Festkörper und werden durch Rekombination mit den erzeugten Löchern wieder absorbiert. Nahe der Oberfläche haben sie aber zusätzlich die Möglichkeit, den Festkörper zu verlassen, wobei die Wahrscheinlichkeit von Eigenschaften der Oberfläche, wie Rauhigkeit und Austrittsarbeit, abhängt. Erdet man nun das Fädchen – das wie im Fall des EDDA-Targets durch eine dünne, aufgedampfte Aluminiumschicht leitend gemacht wurde – über ein Amperemeter, so können die nachfließenden Elektronen als makroskopischer Strom $I_{\mathrm{SEM}}(\lesssim 1$ nA) gemessen werden. Zu diesem Zweck wurde ein empfindliches Amperemeter entwickelt [Sch94a], das Strommessungen mit Abtastraten von 1 kHz und einer Empfindlichkeit von 1 pA erlaubt. Die Rate der erzeugten Elektronen ist dabei proportional zur von den Protonen im Target deponierten Energie [Ste57, Mos94] und damit proprtional zur Luminosität. Die Energieabhängigkeit der Proportionalitätskonstanten wird beschrieben durch die pro Proton deponierte Energie, die kleiner ist als der Energieverlust des Protons, da sehr energetische δ-Elektronen das Target verlassen können und damit in der Energiebilanz fehlen. Bei dem EDDA-Target sind das Elektronen mit kinetischen Energien ($T > T_{\mathrm{cut}} \approx 20\,\mathrm{ke}V$), deren effektive Reichweite einige μm und damit die Targetausdehnung übersteigt. Die deponierte Energie ergibt sich also über den sog. „restricted energy loss“ (z.B. nach [PDG98]) im EDDA-Energiebereich zu:

$$\frac{I_{\mathrm{SEM}}}{L} \propto - \left.\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right|_{T<T_{\mathrm{cut}}} \propto \frac{1}{\beta^2}\left[\frac{1}{2}\ln\frac{2m_{\mathrm{e}}c^2\beta^2\gamma^2 T_{\mathrm{cut}}}{I^2} - \frac{\beta^2}{2}\left(1-\frac{T_{\mathrm{cut}}}{T_{\max}}\right)\right] \tag{5.3}$$

Dabei ist $T_{\max}$ die in einem Stoß maximal übertragbare Energie und I das mittlere Ionisationspotential für Polypropylen. Die genaue Wahl des Parameters T_{cut} ist dabei unerheblich, da er bei Variation in einem sinnvollen Bereich (2-200 ke$V$) nur den Wert der Proportionalitätskonstante verändert, nicht aber die funktionale Abhängigkeit von der Strahlenergie, die für eine *relative* Luminositätsmessung bekannt sein muß. Der genaue Wert der Proportionalitätskonstanten hängt dabei von nicht genau bekannten Festkörpereigenschaften und Details der Oberflächenstruktur ab und ist nicht theoretisch zu berechnen.

5.6 Trigger

Der Trigger [Sch91, Sch95] basiert allein auf den Treffermustern in der Außenschale des EDDA-Detektors und benutzt die klare Signatur elastischer Proton-Proton-Streuereignisse. Für die azimuthalen (ϕ) und polaren (θ) Winkel der beiden Protonen im Endzustand gilt:

$$\begin{array}{llcll} a) & |\phi_1 - \phi_2| & = & \pi & \text{Koplanarität} \\ b) & \tan\theta_{1,\mathrm{lab}}\tan\theta_{2,\mathrm{lab}} & = & \frac{1}{\gamma^2_{\mathrm{c.m.}}} & \text{„Elastizität“,} \end{array} \tag{5.4}$$

dabei ist $\gamma_{\mathrm{c.m.}}$ der mit der Bewegung des Schwerpunktes im Laborsystem verbundene Lorentz-Faktor. Dieser hängt über

$$\gamma_{\mathrm{c.m.}} = 1 + \frac{\mathrm{T_p}}{2m_{\mathrm{p}}} \tag{5.5}$$

von der Strahlenergie $\mathrm{T_p}$ und Protonenmasse m_{p} ab.

5.6.1 Koplanarer Trigger

Zum Test auf Koplanarität gemäß Gl. 5.4(a) reicht die Koinzidenz mindestens eines Paares gegenüberliegender Stäbe, wobei die diskriminierten Signale beider Auslesen eines Stabes zunächst durch ein logisches „oder“ verknüpft werden. Der koplanare Trigger erfaßt damit auch noch elastische Streuereignisse, wenn die Summe aus Winkelstraggling und Verschiebungen des Strahls von der Sollachse (< 8 mm) kleiner als 32 mm sind. Dies ist in jedem Fall erfüllt.

5.6.2 Kinematischer Trigger

Der Test auf die korrekte kinematische Korrelation nach Gl. 5.4(b) ist komplizierter, da die Koinzidenzbedingung energieabhängig ist und deshalb bei Messungen während der Hochbeschleunigung die Verwendung programmierbarer Logik notwendig ist. Der kinematische Trigger stützt sich auf die Treffermuster in der Ringlage der Außenschale. Außer den diskriminierten Signalen der 2×20 massiven Halbringe (Nr. 10-29) werden die 72 szintillierenden Fasern jeder Halbschale durch Diskriminierung des analogen Summensignals von je acht Fasern auf 9 „logische“ Halbringe (Nr. 1-9) abgebildet (vgl. Ausschnitt in Abb. 5.6(b)).

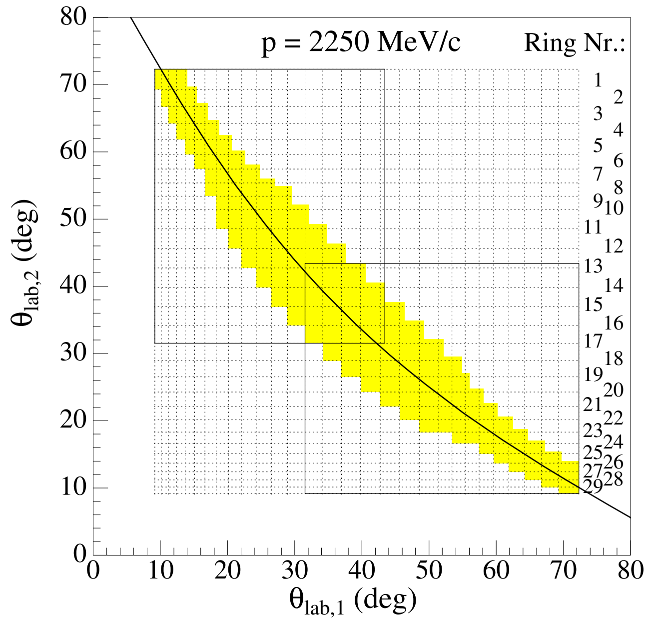


Abbildung 5.9: *Darstellung des kinematischen Triggers für einen Strahlimpuls von 2250* MeV/c *und ein punktförmiges Target.*

Für jeden Treffer eines Rings, der in z den Bereich $[z_{\min}, z_{\max}]$ abdeckt, kann der erwartete Trefferbereich in z durch das koinzidente Proton auf der *anderen* Seite des Strahls vorhergesagt werden. Durch Umformung von Gl. 5.4(b) erhält man:

$$z_2 = \frac{\gamma^2_{\mathrm{c.m.}} R_1 R_2}{z_1} \tag{5.6}$$

Dabei sind R_1 und R_2 der Abstand des Ringes zum Strahl. Nun werden für jeden Ring Nr. 1-16 die Extremwerte von z_2 gesucht unter Variation der folgenden Parameter:

- z_1 über die volle Breite des Ringes.
- $R_{1,2}$ über die volle Dicke der Ringlage.
- Die Strahlposition kann um bis zu 10 mm von der Strahlrohrmitte abweichen.
- die Energie des Strahls (und damit $\gamma_{\mathrm{c.m.}}$) in einem abzudeckenden Intervall.
- wenn erwünscht, eine Ausdehnung des Targets entlang des Strahls.

Aus dem in z_2 abgedeckten Bereich kann dann berechnet werden, welche Halbringe diesen überschneiden und in Koinzidenz geschaltet werden müssen. Diese Vorhersage wird dann in addressierbare Speicher[6] geladen. Trifft ein Teilchen dann einen der Ringe 1-16

[6] LeCroy 4508 Programmable Lookup Units (PLU)

auf z.B. der linken Detektorseite, wird diese Vorhersage adressiert und mit den tatsächlichen Treffern auf der rechten Seite die Koinzidenz getestet. Ein komplett symmetrischer Triggerzweig ist für die Vorhersage von rechts auf links aufgebaut.

In Abb. 5.9 wird der Koinzidenzbereich für einen Strahlimpuls von 2250 $\mathrm{Me}V/c$ als Funktion der Streuwinkel im Labor gezeigt. Die gekrümmte durchgezogene Linie zeigt den kinematischen Verlauf für elastische Ereignisse. Die gestrichelten Linien geben die Grenzen der Ringe unter idealen Verhältnissen (Vertex bei (0,0,0)) wieder. Der grau unterlegte Bereich zeigt den vom kinematischen Trigger akzeptierten Bereich an. Die großen Rechtecke visualisieren die von der Hardware, die nur 16-bit-Worte als Vorhersage erlaubt, maximal abgedeckte Region (Nr. 1-16 auf Nr. 14-29). Dieser Bereich reicht bei sehr niedrigen Strahlimpulsen ($p < 1200$ $\mathrm{Me}V/c$) nicht mehr aus. Es wurden deshalb auch Messungen durchgeführt, bei denen das Vorhersageintervall um zwei Ringnummern nach unten geschoben wurde (Nr. 1-16 auf Nr. 12-27).

Der in Abb. 5.9 gezeigte Koinzidenzbereich wurde für einen festen Strahlimpuls generiert. Variiert man in der Vorhersage den Strahlimpuls über den gesamten Meßbereich, so vergrößert sich dieser Bereich erheblich. Dadurch werden bei Messungen mit dem CH_2-Fädchentarget unnötig viele Untergrundereignisse, z.B. durch quasi-elastische Streuung am Kohlenstoff, getriggert. Deshalb wurde der Impulsbereich in bis zu vier Intervalle aufgeteilt, und die entsprechenden Vorhersagetabellen wurden während eines jeden COSY-Zyklus zu den Zeiten neu geladen, an denen der COSY-Strahlimpuls ein neues Intervall erreichte. Der Ladevorgang dauert 5 ms, während dessen ruht die Datennahme. Dieser Verlust an Meßzeit von weniger als 1% wird mehr als kompensiert durch die um etwa einen Faktor 2 bessere Untergrundunterdrückung. Eine genauere Beschreibung findet sich in [Die98].

5.7 Ausleseelektronik und Datenaufnahme

Die Elektronik des EDDA-Experimentes greift im wesentlichen auf konventionelle NIM- und CAMAC-Module zur Diskriminierung, Digitalisierung und logischen Verknüpfung zurück. Ein grobes Schema wird in Abb. 5.10 gezeigt. Genauere Darstellungen der Außenschalenauslese finden sich in [Bol96] und der Datenaufnahme allgemein in [Sch95, Die98].

Synchronisation mit COSY

Die besondere Methode des EDDA-Experimentes, Anregungsfunktionen während der Hochbeschleunigung zu messen, erfordert eine gute zeitliche Synchronisation mit dem Zyklus des Beschleunigers. Zu diesem Zweck erhält EDDA über das sog. COSY-Timing-LAN[7] ein genaues (besser als 1 μs) Zeitsignal (DAQ-Start) relativ zur COSY-Referenzuhr. Dieses startet einen Zeitgeber[8], der das experimentinterne Programm kontrolliert. Dazu

[7] Ein Ethernet Local Area Network, über das auch die Synchronisation der Magnete, der Hochfrequenz etc. am COSY durchgeführt wird

[8] Jorway Timing and Sequencing Module

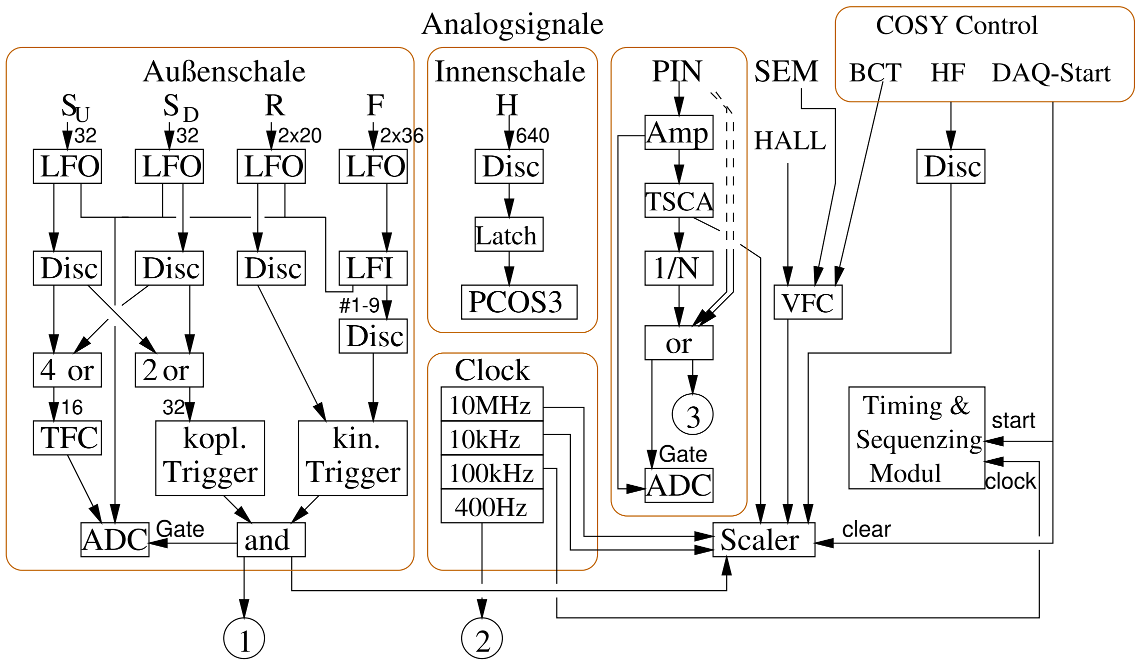


Abbildung 5.10: *Stark vereinfachte Übersicht über die EDDA-Elektronik; 1-3 bezeichnen verwendete Trigger. Die Bezeichnung der Detektorgruppen (S,R,F,H) ist analog Abb. 5.5.* S_U *und* S_D *bezeichnen die targetnahe* (upstream) *bzw. targetferne* (downstream) *Auslese der Stäbe.*

zählen:

1. das Aktivieren/Deaktivieren von Triggerquellen.
2. das Ansteuern des Lasermonitorsystems der Außenschale.
3. das Umschalten der Haltefeldrichtung bei Messungen mit dem Atomstrahltarget.
4. das Umprogrammieren des kinematischen Triggers (Abschnitt 5.6).

Als interne Zeitreferenz wird eine 10 MHz Uhr verwendet, die – um einen Faktor 100 untersetzt – auch den Zeitgeber tacktet. Diese Frequenz wird in einem Scaler gezählt und in regelmäßigen Abständen (2.5 ms) ausgelesen und mit den Daten auf Magnetband geschrieben. Diese Information dient später der zeitlichen Zuordnung der Streuereignisse.

Außenschale

Die analogen Signale aus der EDDA-Außenschale werden zunächst in sog. Linear Fan Ins (LFI) dupliziert. Eines der beiden Signale wird über Ladungsempfindliche FERA[9]-ADCs digitalisiert und das andere über leading-edge Diskriminatoren in ein logisches Signal für den jeweiligen Trigger gewandelt. Die Signale der szintillierenden Fasern der targetnahen Halbringe (F) werden bereits am Eingangsfenster des Photomultipliers paarweise zusammengefaßt. Mit einem „linear fan-in" werden die Analogsignale vierer Faserpaare addiert und als „logische" Halbringe analog zu den anderen Halbringen (R) im Trigger verwendet (vgl. Abschnitt 5.6). Zusätzlich werden die Signale jedes Faserpaars in Latching-Diskriminatoren – in Abb. 5.10 nicht dargestellt – diskriminiert und das Treffermuster bis zur Auslese gespeichert.

Die logischen Signale der Stäbe werden jeweils zu viert durch ein „oder" zusammengefaßt und ihre Zeit relativ zum Trigger durch TFC[10]/FERA-Module digitalisiert. Es werden dabei nur Kanäle zusammengefaßt [Bol96], die bei elastischen Streuereignissen nicht koinzident ansprechen können.

Innenschale

Die analogen Signale der Innenschale werden über Verstärker-Diskriminator-Karten digitalisiert, in sog. Latches gespeichert und über das PCOS3-System von LeCroy bei einem Trigger der Außenschale ausgelesen. Das PCOS3-System führt dabei bereits eine Datenreduktion durch, so daß nur die getroffenen Kanäle (typischerweise <20 von 640) ausgelesen werden müssen. Die Innenschale ist also nicht in der Lage, eigene Trigger zu generieren, sondern wird durch die Außenschale getriggert, passiv ausgelesen.

Luminosität und andere Monitore

Das Sekundärelektronenstrom (SEM) liegt als eine dem Strom proportionale Spannung vor, die über einen VFC[11] in eine Frequenz gewandelt und gezählt wird. Genauso wird verfahren mit der diskriminierten Hochfrequenz der COSY-Kavität (HF) und einem dem Strahlstrom proportionalen Signal von einem induktiven Pick-Up am COSY-Ring (BCT[12]). Analog dazu wird das Umschalten des Haltefeldes durch drei Hallsonden (HALL in Abb. 5.10) überwacht.

Triggerquellen

Primäre Triggerquellen (①-④ in Abb. 5.11, triggern die Datenaufnahme über die IO-LAM-Box, die bei einem erfolgreichen Trigger sofort das „busy"-Signal setzt. Dies wird erst am Ende der Auslese gelöscht und unterbindet weitere Trigger. Die Art des Events – charakterisiert durch seine Triggerquelle – wird von der Datenaufnahme anhand des entsprechend inkrementierten Kanals eines Zählers identifiziert. Dieser Mechanismus erlaubt die problemlose Einbindung weiterer *sekundärer* Trigger (z.B. ⑤ in Abb. 5.11), die

[9] Fast Encoding Readout ADC von LeCroy
[10] Time to Fera Converter, Fa. LeCroy
[11] Voltage to Frequency Converter
[12] Beam Current Transformer, auch Bergoz-Monitor genannt.

keine Auslese initiieren können, aber durch das Inkrementieren eines Zählers signalisieren, daß sie beim nächsten primären Trigger mit abgearbeitet werden.

Eine Besonderheit stellt die Triggerquelle 2 dar: Sie steuert die Auslese der Zähler/Scaler im Experiment, die die Zeit- und Luminositätsinformation enthalten. Da dieser Trigger auch bei hohen Totzeiten nicht verloren gehen darf, ist hier das Veto durch das „busy“ des inkrementierenden Zählerkanals eliminiert, so daß dieser Trigger einen Zwitter zwischen primären und sekündären Trigger darstellt: Ist die Datenaufnahme beschäftigt, werden die Zähler mit dem nächsten Trigger ausgelesen. Da Triggerquelle 2 mit 400 Hz arbeitet, ist der Zeitversatz maximal 2.5 ms, tatsächlich aber eher (< 0.5 ms).

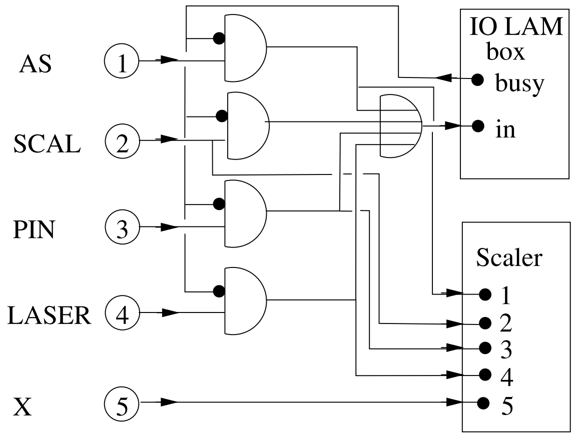


Abbildung 5.11: *Verschaltung der Triggerquellen im EDDA-Experiment.*

Ereignisbildung und Speicherung

Als Eventbuilder dient eine VME-basierte Eltec Eurocom E6 mit 68030 CPU unter dem Echtzeit-Betriebssystem OS9. Sie kann über einen speziellen Bus, den VDB (Vesa Differential Bus) die CAMAC-Module konfigurieren und auslesen. Auf der E6 läuft das in C und Assembler geschriebene Datenerfassungssystem TDAS[13] [Sch94b]. Das Programm liest die Daten aus den CAMAC-Modulen aus, baut die Ereignisse zusammen und archiviert sie auf Magnetband (EXABYTE oder 8 mm DAT). Zusätzlich ist es möglich, für Diagnosezwecke Ereignisse online über Ethernet an einen Analyserechner zu schicken, auf dem sie aufbereitet und dargestellt werden können. Die E6 nimmt dabei auch die Funktionen des „slow control“ wahr, die Einstellung der HV der Photomultiplier ebenso wie die Programmierung von Schwellen, Pedestals, Zeitverzögerungen und des Zeitgebers.

Das Datenaufnahmesystem ist dabei in der Lage, EDDA-typische Daten (Ereignisgröße im Durchschnitt ca. 300 Byte) mit bis zu 1.2 kHz wegzuschreiben.

Online-Kontrolle

Zur Überwachung des Experimentes wird die gleiche Analysesoftware eingesetzt, die auch zur Auswertung der Daten offline verwendet wird. Diese wird näher in Kapitel 6 beschrieben. Einzige Einschränkung online ist, daß nicht alle Daten dem Analyserechner zur Verfügung stehen, da das Verschicken der Daten über das Netzwerk nicht mit der vollen Datenaufnahmerate geschehen kann.

[13]Temporary Data Acquisition System, entwickelt an der GSI, modifiziert am ISKP der Universität Bonn.

6 Datenanalyse

In diesem Kapitel werden die wesentlichen Schritte der Analyse kurz erläutert und die systematischen Fehler abgeschätzt. Die Präsentation der Resultate und ihre Diskussion folgen in Kapitel 7.

6.1 Meßdaten und Durchführung der Messung

Die bisher vom EDDA-Experiment aufgenommenen Daten zur Bestimmung von Anregungsfunktionen unterteilen sich wie folgt:

Differentieller Wirkungsquerschnitt

Die Messungen mit einem unpolarisierten Strahl und CH_2-Fädchentargets im November 1995 und Juni 1996 erstreckten sich über insgesamt drei Wochen[1]. Ein typischer COSY-Zyklus ist in Abb. 6.1(a) gezeigt: Die Zeitpunkte, an denen das Target ein Signal bekommt, in bzw. aus dem Strahl zu fahren, sind durch gestrichelte Linien angedeutet. Das Target muß während der Injektion am Anfang des Zyklus vollständig aus dem Strahl herausgefahren sein.

Die Ringfüllung wurde auf einige 10^8 Protonen begrenzt. Die erzielten Luminositäten von etwa $5{\cdot}10^{29}/\mathrm{cm}^2/\mathrm{s}$ reichen, um das Datenaufnahmesystem auszulasten, und verhindern eine unnötige schnelle Alterung der Fädchen. Als Trigger kommt der koplanare und kinematische Trigger (vgl. Abschnitt 5.6) zum Einsatz. Die Zeitpunkte der Umprogrammierung des kinematischen Triggers sind in Abb. 6.1 als gepunktete Linien angedeutet und werden etwa alle zwei Tage verändert.

Das SEM-Signal (Abschnitt 5.5) und die resultierende Triggerrate zeigen während der Beschleunigung eine zeitlich nahezu konstante Luminosität. Das Aufblähen des Strahls durch Kleinwinkel-Streuung am Target wird also in etwa kompensiert durch die adiabatische Dämpfung des Strahls [HP89, HP92] bei der hier gewählten Beschleunigungsrate von 1.15 (GeV/c)/s.

Analysierstärken

Die Messungen mit dem polarisierten Atomstrahl und einem unpolarisierten COSY-Strahl wurden im Zeitraum von insgesamt fünf Wochen im Juni und November 1998, sowie im Juni 1999 durchgeführt. Mit dem dünnen polarisierten Atomstrahl kann mit der vollen zur

[1]Die Zeit für Messungen zur Untersuchung systematischer Effekte und Detektor-Kalibration ist hier herausgerechnet.

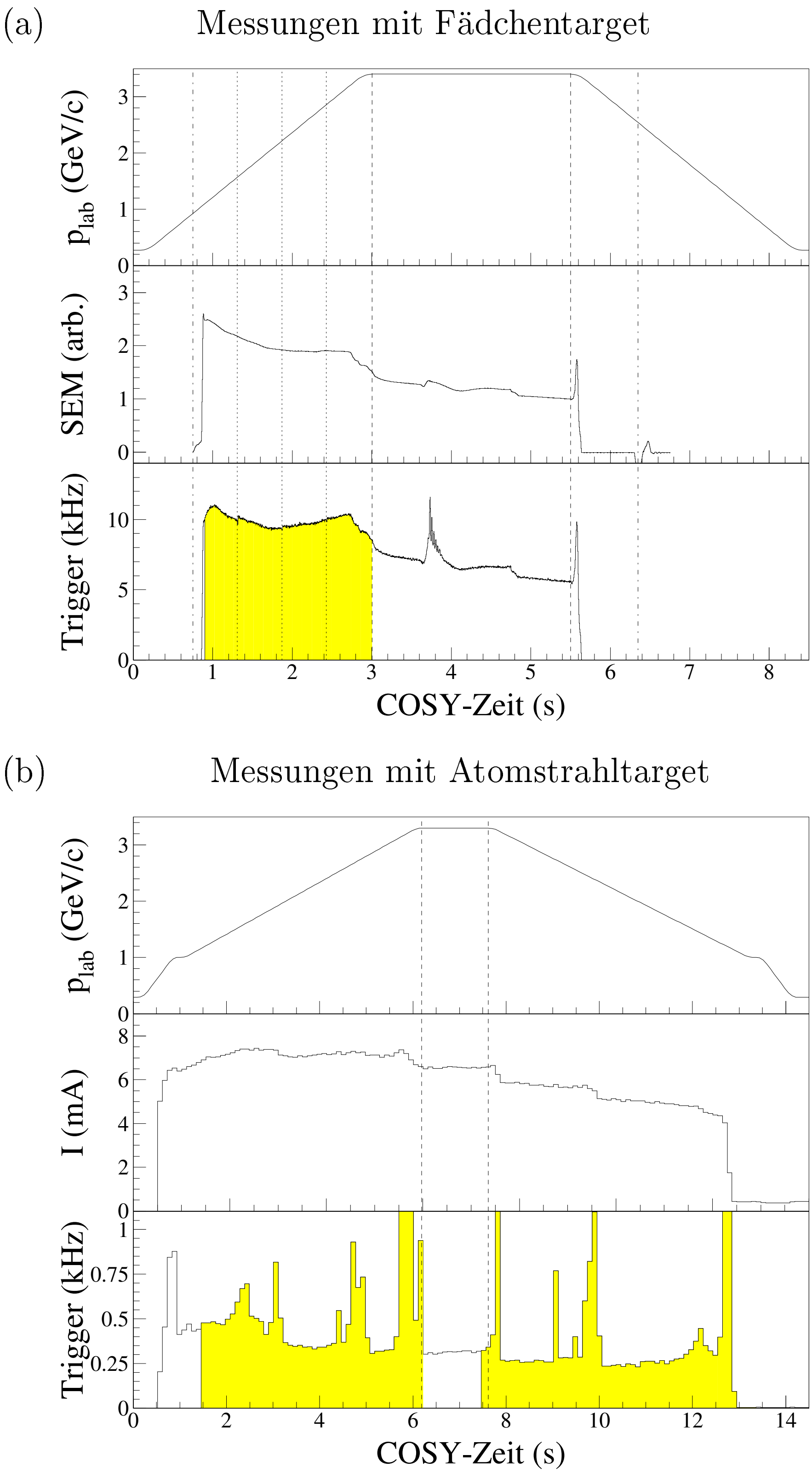


Abbildung 6.1: *Typische COSY-Maschinenzyklen für die Messungen (a) zum differentiellen Wirkungsquerschnitt und (b) und zur Analysierstärke. Grau unterlegt sind die nutzbaren Intervalle zur Messung der Anregungsfunktionen. Die vertikalen Linien sind im Text erläutert.*

Zeit der Messung erreichbaren COSY-Intensität von 2.5-3.5$\cdot 10^{10}$ gespeicherten Protonen gemessen werden. Bei einer etwas langsameren Beschleunigung von 0.48 (GeV/c)/s konnte der Strahl auch in der Abwärtsrampe weitgehend erhalten werden. Daraus resultiert ein deutlich verbessertes Tastverhältnis. Die Orientierung der Target-Polarisation wurde nach jedem COSY-Zyklus geändert und die Abfolge $+x$, $-x$, $+y$, $-y$ für das verwendete Haltefeld (Abb. 5.4) zyklisch durchlaufen.

Ein typischer Maschinenzyklus ist in Abb. 6.1(b) gezeigt. Deutlich ist die Zunahme des Stroms I während der Beschleunigung, aufgrund der ansteigenden Umlauffrequenz zu sehen. Strahlverluste, an Stufen in der Stromkurve zu erkennen, ließen sich nicht völlig beseitigen und führten zu zeitlich korreliertem Untergrund im Detektor. Während dieser Zeiten ist die Aufnahme elastischer Ereignisse durch erhebliche Totzeit beeinträchtigt. Die Strahlverluste traten bei den drei Meßperioden bei verschiedenen Strahlimpulsen auf und sind damit zu verschmerzen. Die Luminosität von ca. $10^{28}/\mathrm{cm}^2/\mathrm{s}$ lastet das Datenaufnahmesystem auch ohne den kinematischen Trigger nicht aus, d.h., es wird nur mit dem koplanaren Trigger gemessen.

Nach einem kurzen Überblick werden zunächst die alle Messungen betreffenden Aspekte der Datenanalyse diskutiert. Danach wird auf die spezifischen Probleme der Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts und der Analysierstärke eingegangen.

6.2 Überblick

Die Datenanalyse des EDDA-Experimentes wird in zwei Schritten durchgeführt: In einem ersten Schritt werden mit YODA [Sch95, Sch96] [2] die physikalisch relevanten Größen aus den Rohdaten rekonstruiert und histogrammiert. Dazu gehören folgende Aufgaben:

1. Die Zuordnung des Ereignisses zu einer Zeit im COSY-Maschinenzyklus und damit zu einem Strahlimpuls.

2. Die Kalibration der Detektorsignale.

3. Das Auffinden von „Clustern“, d.h. Treffern in benachbarten Detektorelementen, die einem detektierten Teilchen zugeordnet werden können.

4. Die Rekonstruktion der Auftreffpunkte auf der Innenschale bzw. der Außenschale für diese Cluster.

5. Im Falle von Daten, gemessen mit Innenschale und Außenschale, die Bestimmung eines Reaktionsvertex für alle möglichen Kombinationen der Treffer beider Lagen.

6. Die Identifikation binärer Ereignisse, d.h. solcher mit zwei nachgewiesenen Teilchen. Bei Mehrfachtreffern in einer Detektorlage die Auswahl der Kombination, die am ehesten mit der Signatur eines elastischen Streuereignisses übereinstimmt.

[2] **Y**et another **O**line **D**ata **A**nalyzer. Dieses in C/C++ und Tcl/Tk geschriebene Programm stellt eine Datenanalyse-Umgebung zur Verfügung, in die Analyseroutinen (sog. „Callbacks“) [Roh95b] eingebunden werden.

7. Schnitte zur Unterdrückung inelastischer Reaktionen und an den Grenzen der Akzeptanz des Detektors.

8. Ein kinematischer Fit, der die Überbestimmtheit eines elastischen Streuereignisses ausnutzt, um die Winkelauflösung zu verbessern.

Im zweiten Schritt werden die physikalischen Observablen aus der in den Histogrammen enthaltenen Information berechnet. Dazu gehören z.B.:

- Für Messungen mit dem CH_2-Fädchentarget der statistische Abzug der Beiträge vom Kohlenstoff, der einer Messung mit einem C-Fädchen entnommen wird.
- Korrekturen für Detektorineffizienzen.
- Die Bestimmung der Luminosität.
- Die absolute und relative Normierung.

Die wichtigsten Aspekte dieser Analyseschritte werden in den folgenden Abschnitten erläutert. Weitere Details zur Auswertung der unpolarisierten Daten sind in [Die98, Wel98] und der Daten mit polarisierten Strahl in [Col99, Büs99] angegeben.

6.3 Ortsrekonstruktion

Der EDDA-Detektor (vgl. Abb. 5.5) mit seiner zweischaligen zylindrischen Struktur mißt zunächst keine Winkel, sondern nur die Auftreffpunkte auf einem Zylinder, zentriert in der jeweiligen Detektorlage. Wird mit dem Fädchentarget gemessen, ist der Reaktionsvertex durch die Targetausdehnung und die COSY-Strahlbreite bereits so gut bekannt, daß unmittelbar von den Auftreffpunkten einer Schale auf die Streuwinkel geschlossen werden kann. Im Falle des ausgedehnten Atomstrahltargets ist eine Rekonstruktion des Reaktionsvertex mit der Information beider Detektorschalen unerläßlich.

6.3.1 Außenschale

Zunächst werden in der Stab- und Ringlage (Abb. 5.5) sog. „Cluster“ von benachbarten getroffenen Elementen gesucht. Für jeden Cluster wird dann der Ort des Treffers entlang des Strahls (Ringe) bzw. Umfangs (Stäbe) bestimmt:

Das Konstruktionsprinzip der Außenschale (vgl. Abb. 5.6) garantiert, daß jedes Teilchen in der Ring- und Stablage mindestens zwei Detektorelemente trifft[3]. Nimmt man an, daß der differentielle Energieverlust eines Teilchens innerhalb einer Detektorlage konstant ist, so kann der Auftreffpunkt durch rein geometrische Betrachtungen aus den gemessenen

[3] Durch Vielfachstreuung gibt es einige wenige Fälle, in denen nur ein Element getroffen wird.

Energieverlusten der getroffenen Elemente berechnet werden [Bis93]. Im einfachsten Fall, bei zwei getroffenen Elementen, A und B, aus der normierten Differenz

$$Q = \frac{\Delta E_A - \Delta E_B}{\Delta E_A + \Delta E_B}. \tag{6.1}$$

Die nötige Kalibrierung der digitalisierten Signale der Photomultiplier in Einheiten des Energieverlustes wird durch Messungen elastisch gestreuter Protonen bei einem festen Strahlimpuls von 2700 MeV/c durchgeführt.

Die an sich simple Methode unterliegt Modifikationen, um folgenden Effekten Rechnung zu tragen:

1. Die Effizienz der Sammlung und des Transportes des Lichts im Szintillator darf – über den Querschnitt eines Elementes – nicht ortsabhängig sein. Dies ist bei den Stäben gut erfüllt, wenn man die weiter entfernte Auslese verwendet [Hei95a].

   In den Halbringen nimmt die Effizienz des Lichttransports wegen einer größeren Anzahl von Reflektionen, mit der Entfernung vom Außenradius ab [Mün94]. Dieser Effekt läßt sich in sehr guter Näherung korrigieren, zieht aber ein kompliziertes Kalibrationsverfahren nach sich [Roh94].

2. Abweichungen der Lage des COSY-Strahls, und damit des Reaktionsvertex, von der Symmetrieachse des Detektors, die nach dem in Abschnitt 6.4.2 beschriebenen Verfahren aus den Daten bestimmt werden, führen zu Korrekturen.

3. Die Näherung des konstanten differentiellen Energieverlustes bricht für Strahlenergien unterhalb von 500 MeV bei kleinen Streuwinkeln zusammen, kann aber teilweise korrigiert werden [Roh96].

4. Die geometrischen Betrachtungen gelten nur für den *mittleren Energieverlust*. Die Streuung um den Mittelwert führt zu einer leichten Q-Abhängigeit (Gl. 6.1) der erreichbaren Ortsauflösung, die zudem noch energieabhängig ist. In [Die98] ist dieser Effekt systematisch untersucht und ein Korrektur-Verfahren für die Stäbe entwickelt worden.

Durch den letzten Effekt zeigen Winkelverteilungen leichte Strukturen, die mit der Periodizität der Detektorelemente auftauchen. Bei der Sortierung der Daten in sogenannte „Bins“ gibt dies Anlaß zu systematischen Fehlern, die bei Betrachtung benachbarter Bins antikorreliert sind. Dieser Effekt wird bei typischen Binbreiten von 2° durch einen systematischen Fehler von 2 % berücksichtigt.

Cluster in der Stab- und Ringlage des Detektors werden dann zu möglichen Treffern in der Außenschale kombiniert. Da aus der gemessenen Zeitdifferenz beider Auslesen der Stäbe auch der Ort *entlang* des Stabes mit einer Auflösung von 5 cm (FWHM) [Roh95c] bekannt ist, lassen sich Ambiguitäten bei der Zuordnung auflösen.

6.3.2 Innenschale

Die Signale der Innenschale (Abb. 5.7) sind die Treffermuster der Fasern, deren Signal oberhalb einer in der Hardware fixierten Schwelle lag. In den Treffermustern werden benachbarte links- bzw. rechts-gewickelte Fasern zu Clustern zusammengefaßt. Die möglichen Auftreffpunkte ergeben sich dann als Schnittpunkte links- und rechtsgewickelter Faser(-Cluster) bei deren Projektion von der Strahlachse auf einen Zylinder mit mittlerem Innenschalen-Radius [Tho96, Bis98, Lin98]. Die auftretenden Mehrdeutigkeiten werden erst durch die Information der Außenschale aufgehoben.

6.4 Vertex- und Winkelrekonstruktion

Die genaue Kenntnis der COSY-Strahlparameter und der Lage und Ausdehnung des Überlapps zwischen Strahl und Target während der Beschleunigungsphase ist von entscheidender Bedeutung für die Datenauswertung. Die essentiellen Größen lassen sich direkt aus den gemessenen elastischen pp-Ereignissen deduzieren. Die Kenntnis des Reaktionsortes und der Auftreffpunkte der gestreuten Teilchen definiert dann deren Streuwinkel. Zwischen Daten, die nur mit der Außenschale gemessen wurden ($d\sigma/d\Omega_{\mathrm{c.m.}}$), und denen mit Innen- *und* Außenschale (A_N) muß hier unterschieden werden.

6.4.1 Außenschale

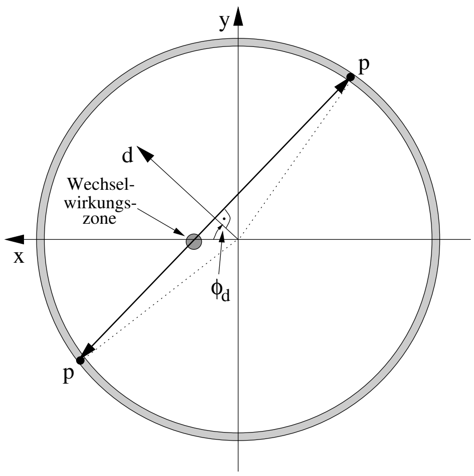


Abbildung 6.2: *Prinzip der Vertexrekonstruktion mit der Außenschale. Blick in Strahlrichtung.*

Die Auftreffpunkte der zwei Protonen auf der Außenschale – in Zylinderkoordinaten $z_{1,2}$ und $\varphi_{1,2}$ – lassen sich unter Ausnutzung der Koplanarität mit dem Strahl, wie in Abb. 6.2 skizziert, umrechnen in die Größen d und ϕ_d. Die Verteilung elastischer Streuereignisse in d für ein festes ϕ_d entspricht dabei einer Projektion der Wechselwirkungszone. Betrachtet man diese Projektionen für verschiedene ϕ_d, so ergibt sich folgender Zusammenhang für das mittlere d [Roh95a]:

$$\begin{aligned} d &= \left(x_v + \tfrac{z_1+z_2}{2}\, x'_b\right)\cos(\phi_d) \\ &+ \left(y_v + \tfrac{z_1+z_2}{2}\, y'_b\right)\sin(\phi_d) \end{aligned} \tag{6.2}$$

Dabei geben x_v und y_v die Koordinaten der Wechselwirkungszone und x'_b und y'_b die Richtung der Winkelabweichung des Strahls an. Für das zweite Moment der Verteilung, also die Breite δd, erhält man

$$\delta d^2 = \delta x_v^2 \cos^2(\phi_d) + \delta y_v^2 \sin^2(\phi_d) + \frac{R^2\,\delta\varphi^2}{2}. \tag{6.3}$$

Dabei ist R der Radius und $\delta\varphi$ die azimuthale Winkelauflösung der Außenschale. Da bei Messungen mit dem Fädchentarget die vertikale Breite der Wechselwirkungszone bekannt ist (4-5 μm), können nun in einem Fitverfahren die Parameter x_v, y_v, x'_b, y'_b und $\delta\varphi$ aus den für verschiedene ϕ_d gemessenen Verteilungen in d bestimmt werden [Roh95a].

Abb. 6.3 zeigt ein Beispiel für die Anwendung dieses Verfahrens: Während der Beschleunigung ändern sich Strahllage und -winkel, die bei der Berechnung der c.m.-Streuwinkel berücksichtigt werden müssen. Die bipolare Struktur bei 3750 - 4750 ms in Abb. 6.3 ist durch eine mit Hilfe von Steuermagneten erzeugte Strahlauslenkung am EDDA-Targetplatz. Sie diente zur Überprüfung dieser Methode und zum Studium möglicher Abhängigkeiten der Analyse von der Strahlposition.

Die z-Koordinate des Vertex z_v kann für Messungen mit dem Fädchentarget, das in z nur wenige μm breit ist, direkt über die elastische Kinematik aus den z-Koordinaten der Treffer in den Ringen bestimmt werden [Doh97a].

Das bisher beschriebene Verfahren erlaubt noch keine *ereignisweise* Korrektur der horizontalen Strahlablage. Für elastische Streuereignisse, die mit einem Fädchentarget gemessen wurden, wird zusätzlich die horizontale Strahlposition für jedes Event durch einen kinematischen Fit bestimmt [Roh97, Wel98]. Daraus ergibt sich eine weitere Verbesserung der Winkelauflösung.

6.4.2 Innen- und Aussenschale

Je ein Treffer der Innen- und der Außenschale lassen sich zu einer Spur zusammenfassen. Sind mindestens zwei Spuren in einem Ereignis gefunden worden, ergibt sich der Reaktionsvertex als der Punkt, an dem sich die sie repräsentierenden Geraden am nächsten kommen. Nur Kombinationen von Spuren, die sich auf mindestens 2 cm nähern werden weiter berücksichtigt.

Die Auflösung, mit der die Orte der Innenschalen- und Außenschalen-Treffer bestimmt wurden, ist bekannt. Die Parameter zweier sich schneidender Geraden, deren Schnittpunkt den Vertex bestimmt, lassen sich nun durch eine χ^2-Minimierung an die gemessenen Auftreffpunkte im Detektor anpassen [Wei00a]. Dabei nutzt man aus, daß die Messung überbestimmt ist: Aus 8 Meßgrößen – (z, φ) in Zylinderkoordinaten für je zwei Treffer in Innen- und Außenschale – werden die drei Koordinaten des Vertex (x_v,y_v,z_v) und die vier die Geraden definierenden Winkel bestimmt.

In Abb. 6.4 sind die resultierenden Verteilungen als gestrichelte Linien dargestellt. Die Messungen mit dem Fädchentarget (oben), das in y_v und z_v praktisch keine Ausdehnung hat, zeigen die Auflösung des Verfahrens von etwa 2 mm in z_v und 1.3 mm in x_v und y_v. Die daraus resultierenden Winkelauflösungen in $\theta_{\mathrm{c.m.}}$ und ϕ betragen 1.3° und 1.7°.

Eine Verbesserung der Auflösung läßt sich erzielen, wenn man annimmt, daß die Spuren *elastisch* gestreute Protonen sind. Implementiert man die elastische Kinematik (Gl. 5.4) als Zwangsbedingungen in den Fit, so wird vor allem die Auflösung in z_v auf 0.7 mm verbessert (vgl. durchgezogenen Linien in Abb. 6.4).

Die Vertexverteilungen, gemessen mit dem Atomstrahltarget (Abb. 6.4(c) und (d)), sind dominiert von der Ausdehnung des Atomstrahls in z_v bzw. des COSY-Strahls in y_v

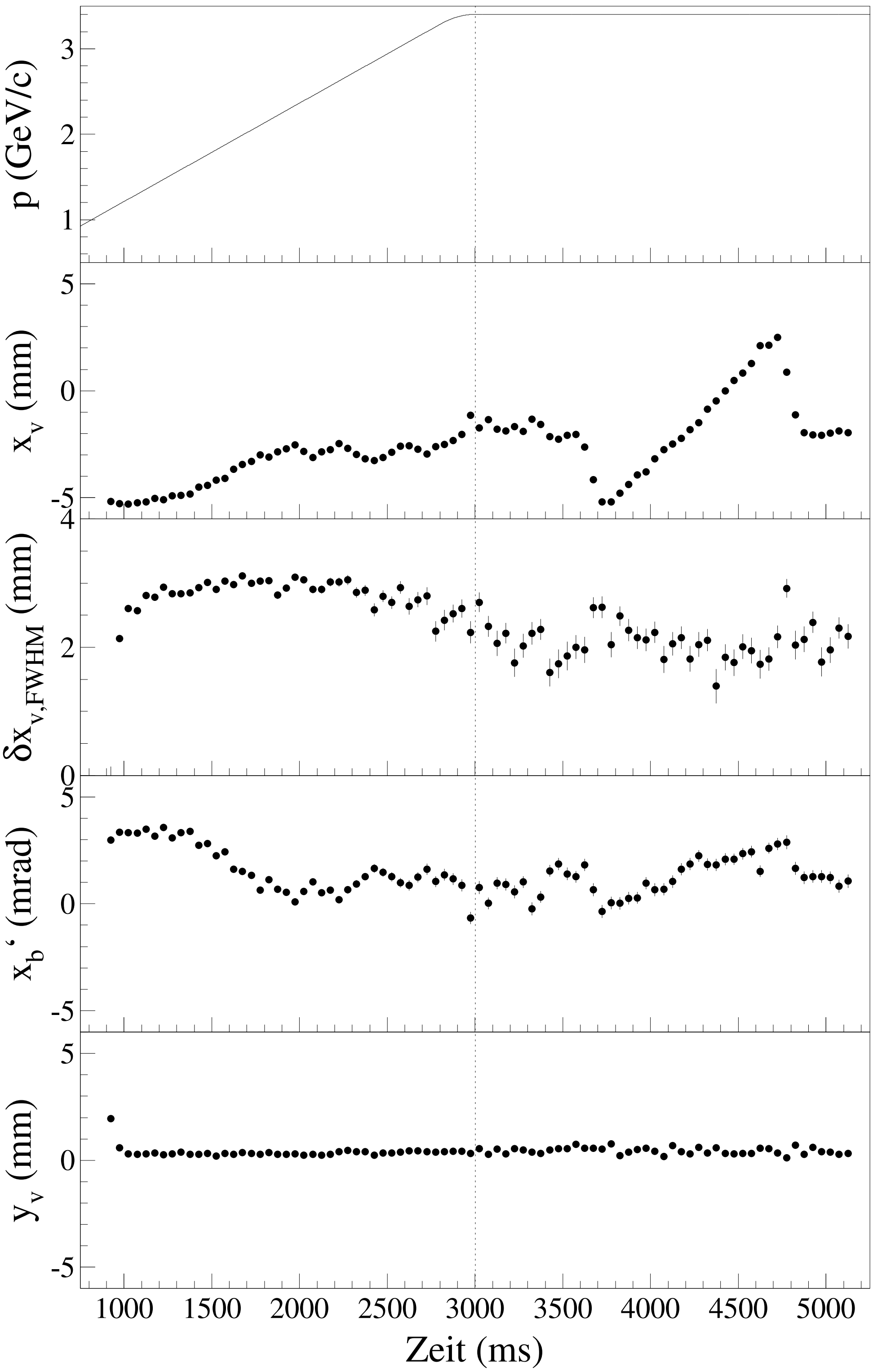


Abbildung 6.3: *Beispiel für die horizontale Lage (x_v), Breite (δx_v) und Winkelabweichung (x'_b) des COSY-Strahls und der vertikalen Targetposition (y_v) als Funktion der COSY-Zeit, bestimmt aus den Daten der Außenschale. Die gestrichelte Linie zeigt das Ende der Beschleunigung an.*

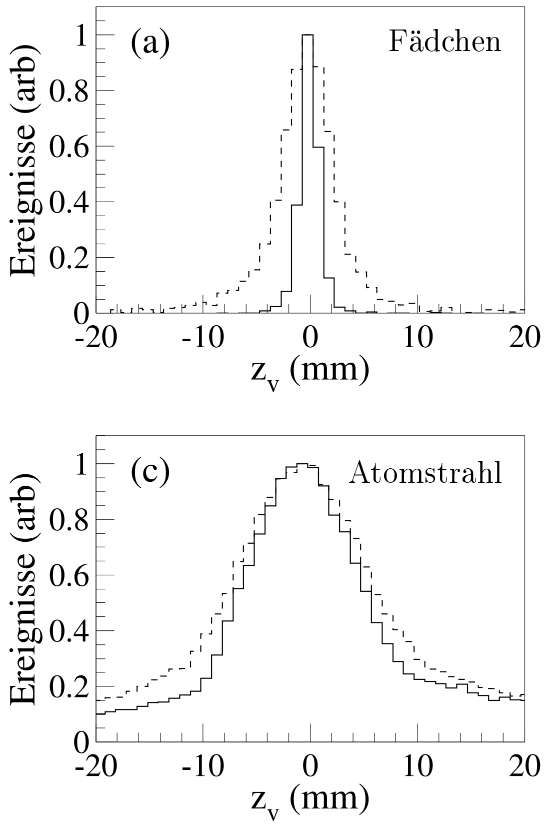


Abbildung 6.4: *Vertexrekonstruktion mit Hilfe der Innen- und der Außenschale des EDDA-Detektors bei p = 2700* MeV/c, *gemessen mit einem* CH_2-*Fädchentarget (Kohlenstoffuntergrund abgezogen, vgl. Abschnitt 6.6.2) bzw. dem Atomstrahltarget. Die durchgezogenen (gestrichelten) Linien wurden mit (ohne) kinematischen Zwangsbedingungen bestimmt.*

(und x_v). Damit läßt sich die Entwicklung des COSY-Strahlprofils während der Beschleunigung beobachten: Abb. 6.5 zeigt die Projektion der Verteilung der Reaktionsvertizes auf die (x_v, y_v)-Ebene. Neben einer Verschiebung um fast 10 mm ist auch eine deutliche Formänderung von einer liegenden zu einer stehenden Ellipse zu sehen.

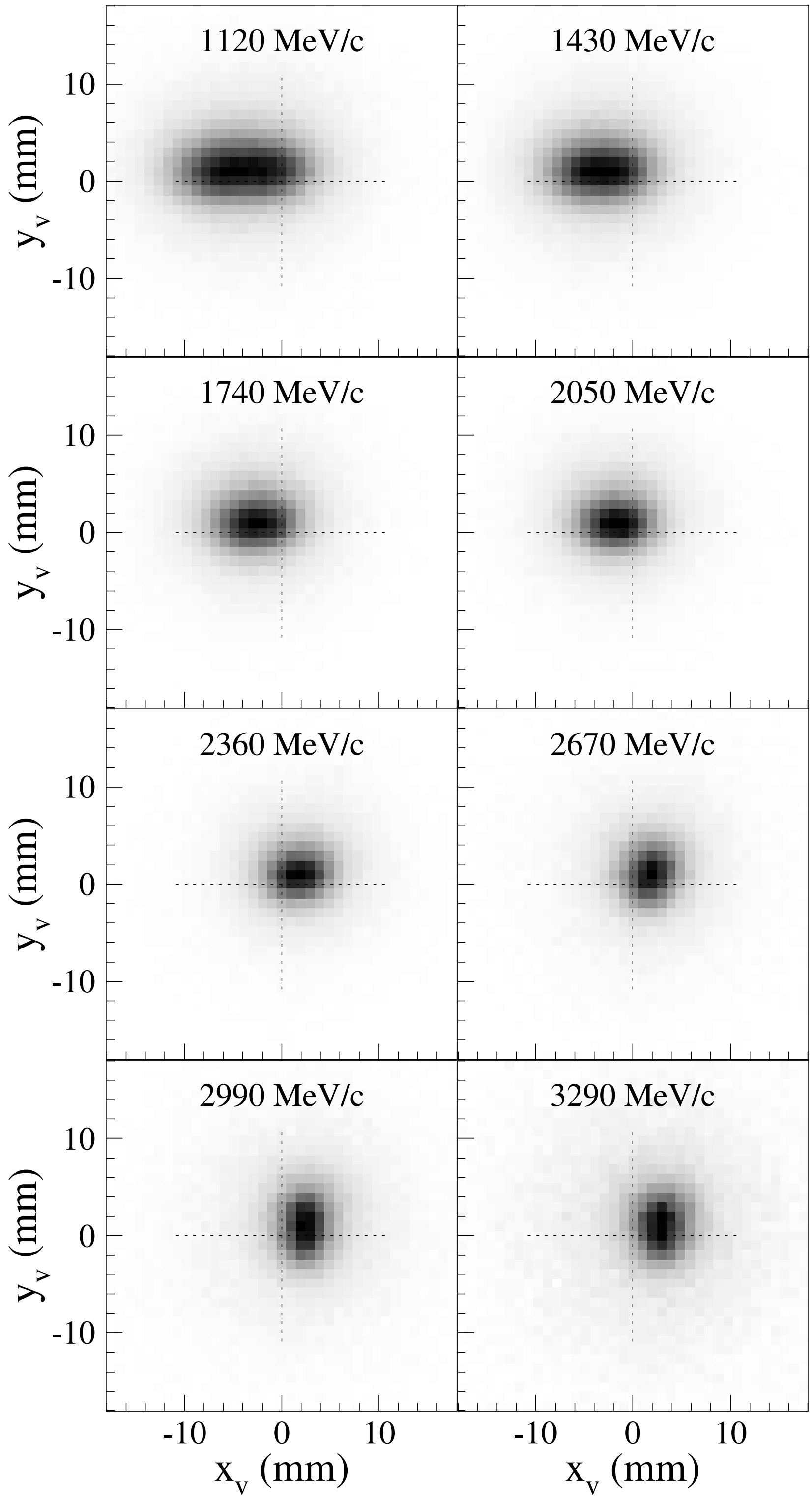


Abbildung 6.5: *Vertexverteilung bei verschiedenen Strahlimpulsen während der Beschleunigung.*

6.5 Bestimmung der Strahlenergie

Die Zuordnung der Streuereignisse zu einem Impuls während eines COSY-Zyklus geschieht anhand von Zeitmarken, die im Abstand von 2.5 ms mit den Daten weggeschrieben werden (vgl. Abschnitt 5.7). Aus der Zeit wird über die Fahrkurve[4] der Impuls berechnet, bei einer Beschleunigung von 1.15 (GeV/c)/s bis auf etwa 3 MeV/c genau.

Die Übereinstimmung des Soll-Impulses mit dem tatsächlichen Impuls kann über die Umlauffrequenz ν und den Umfangs der geschlossenen Teilchenbahn („closed orbit“) C getestet werden:

$$p \; = \; m_p \, \beta \, \gamma \, c \; = \; m_p \, c \left(\left[\frac{c}{C \, \nu} \right]^2 - 1 \right)^{-\frac{1}{2}} . \tag{6.4}$$

Die Umlauffrequenz ist bei Synchrotron-Beschleunigern durch die Frequenz der Beschleunigungskavität fest vorgegeben. Sie wird durch ein direkt aus der Kavität ausgekoppeltes Signal sehr genau gemessen. Zur Eingrenzung der Abweichung der closed-orbit-Länge C von dem der Fahrkurve zugrundeliegenden Soll-Wert (183.472 m) wurde die Ablage des Strahls von der Sollachse an 29 Stellen durch Strahlpositions-Monitore während der Beschleunigung gemessen. Vergleiche mit ionenoptischen Berechnungen ergaben relative Impulsabweichungen von maximal $3{\cdot}10^{-4}$, d.h. 1 MeV/c beim Maximalimpuls. Weiter Informationen dazu und zu den Fehlerquellen in der Frequenzmessung sind in [Eng98] dargestellt.

Eine weitere unabhängige Überprüfung der Übereinstimmung der COSY-Fahrkurve mit dem tatsächlichen Strahlimpuls erfolgte im November 1999 durch die Messung der Lage der depolarisierenden Resonanzen in COSY. Bei den Imperfektions-Resonanzen mit $\gamma G = 3, 4, 5, 6$ tritt Polarisationsumkehr ein, deren Nulldurchgang mit dem EDDA-Detektor als internem Polarimeter sehr genau bestimmt werden kann (vgl. Abschnitt 8 und [Wei00c]). Die gefundene Übereinstimmung ist besser als 1 MeV/c.

[4] COSY ist eine gesteuerte Maschine. Aus der Fahrkurve, die den Sollimpuls als Funktion der Zeit beschreibt, werden die Strom- und Frequenzkurven der Magnete und der Beschleunigungskavität in COSY berechnet.

6.6 Messungen mit dem Fädchentarget

Die Meßdaten werden zunächst in kleineren Portionen, hier fortan „Samples" genannt, analysiert, deren Daten unter exakt gleichen Bedingungen gemessen wurden. D.h., Strahl- und Triggereinstellungen und das Target wurden nicht verändert. Je ein Sample von einem CH_2- und einem Kohlenstofftarget, mit ansonsten identischen Meßbedingungen, werden einander zugeordnet, um eine Untergrundkorrektur vornehmen zu können. Die CH_2- und C-Samples werden nun mit den gleichen Schnitten auf elastische Ereignisse sortiert.

Da EDDA elastische Streuung quasi-kontinuierlich als Funktion des Impulses und des Streuwinkels mißt, kann die Bin-Breite in gewissen Grenzen frei gewählt werden. Es wird im folgenden davon ausgegangen, daß die Daten in Impuls p und Streuwinkel $\theta_{\mathrm{c.m.}}$ sortiert vorliegen und p und $\theta_{\mathrm{c.m.}}$ fortan die Schwerpunkte dieser Bins bezeichnen.

Ist $N_{\mathrm{X,el.}}$ die Anzahl der als elastisch eingestuften Ereignisse, gemessen mit Target X und für ein Bin, zentriert um $(p, \theta_{\mathrm{c.m.}})$, berechnet sich der differentielle Wirkungsquerschnitt zu

$$\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}\Omega_{\mathrm{c.m.}}(\theta_{\mathrm{c.m.}}, p) = \frac{N_{\mathrm{CH_2,el.}}(\theta_{\mathrm{c.m.}}, p) - n_C(p) \cdot N_{\mathrm{C,el.}}(\theta_{\mathrm{c.m.}}, p)}{[1 - \tau(p)]\ L(p)\ \epsilon(\theta_{\mathrm{c.m.}}, p)\ \Delta\Omega}. \tag{6.5}$$

Dabei ist

n_C	ein zu bestimmender Normierungsfaktor.
L	die zeitintegrierte absolute Luminosität.
τ	die Totzeit des Datenaufnahmesystems.
ϵ	die Nachweiswahrscheinlichkeit für elastische Ereignisse.
$\Delta\Omega$	das dem $\theta_{\mathrm{c.m.}}$-Bin entsprechende Raumwinkelelement.

Die verschiedenen Ingredienzen werden jetzt separat diskutiert.

6.6.1 Selektion elastischer Ereignisse

Die Signatur elastischer Ereignisse im c.m.-System ist gegeben durch die Gleichungen:

$$\begin{array}{rcl} \theta_{\mathrm{c.m.1}} + \theta_{\mathrm{c.m.2}} & = & \pi \\ \phi_1 - \phi_2 & = & \pi \end{array} \tag{6.6}$$

Die Information beider Gleichungen läßt sich durch einen räumlichen Winkel α, das kinematische Defizit genannt, ausdrücken, dessen Definition in Abb. 6.6 dargestellt ist. Die Spuren p_1 und p_2 ergeben sich aus den rekonstruierten Streuwinkeln koinzident gemessener Teilchen, wobei die Transformation in das c.m.-System unter Verwendung der Kinematik für elastische Streuung erfolgt. Es sei darauf hingewiesen, daß der EDDA-Detektor keine Möglichkeiten zur Teilchenidentifikation hat, jeder Treffer geladener Teilchen, seien es Pionen, Deuteronen usw., werden in der Analyse berücksichtigt. Bei Ereignissen, die eine höhere Multiplizität im Detektor aufweisen als von elastischer Streuung erwartet, wird

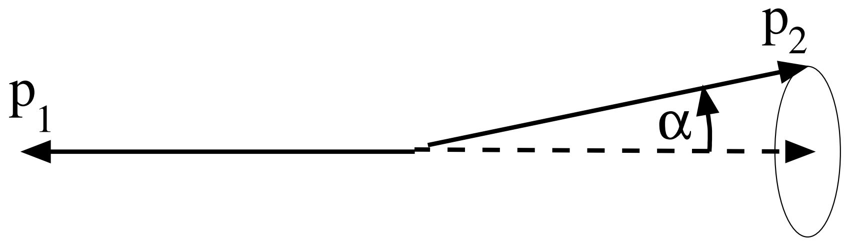


Abbildung 6.6: *Definition des kinematischen Defizits α im c.m.-System.*

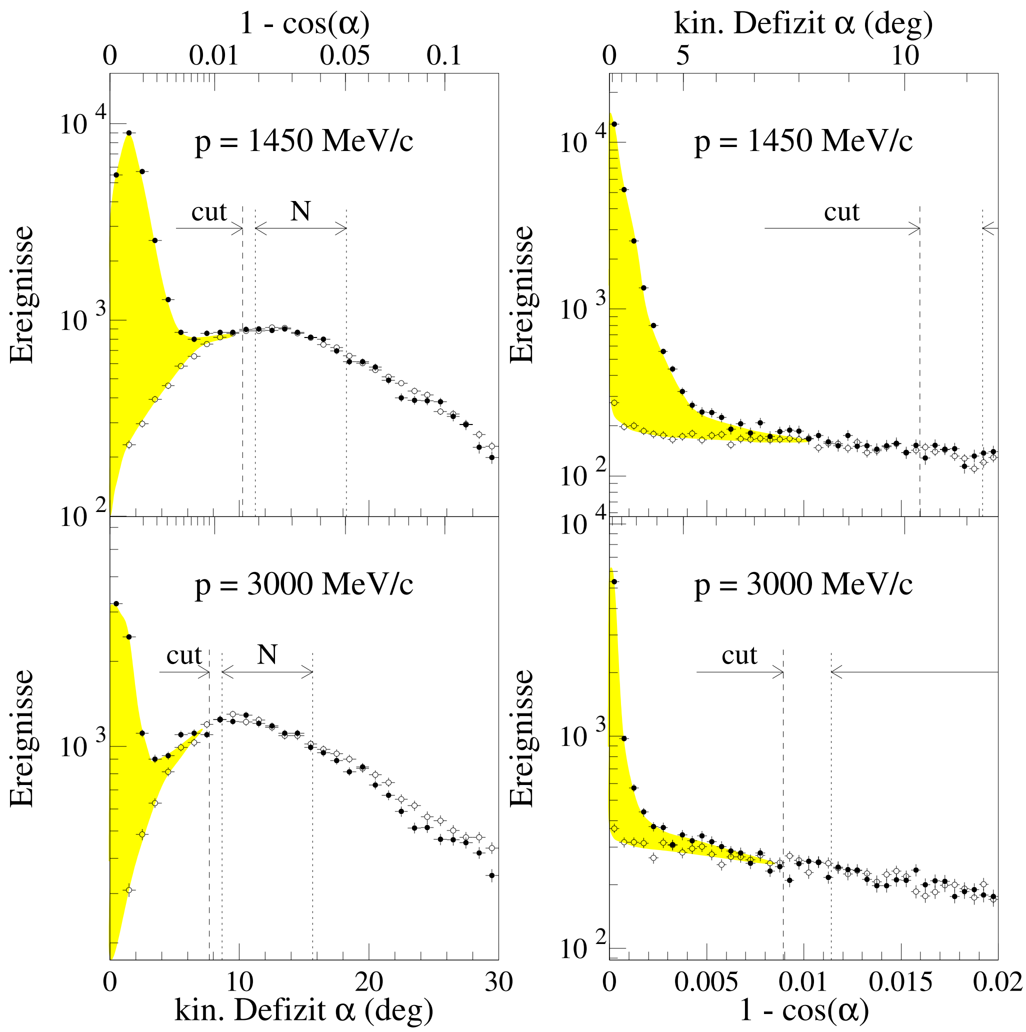


Abbildung 6.7: *Verteilungen des kinematischen Defizits (α) für Daten mit einem* CH_2*-($\bullet$) bzw. C-Target ($\circ$) bei zwei ausgewählten Strahlimpulsen, summiert über alle Streuwinkel. Gezeigt werden auch der verwendete Schnitt („cut“) zur Identifikation elastischer Ereignisse und das Normierungsintervall (N) zur Bestimmung der relativen Luminosität der beiden Datenmengen. Da α ein räumlicher Winkel ist, ergibt sich eine Überhöhung bei 0 nur für eine Sortierung nach $1 - \cos\alpha$ (rechts). Man beachte die logarithmische Skala.*

nur die Kombination von Treffern weiter betrachtet, deren kinematisches Defizit minimal ist.

Für perfekte elastische Ereignisse wäre $\alpha = 0$. Typische Verteilungen sind in Abb. 6.7 dargestellt. Da α ein *räumlicher* Winkel ist, gibt es bei $\alpha = 0$ keinen Peak, wohl aber, wenn man $1 - \cos\alpha$ aufträgt. Der Vergleich der Daten von CH_2- und C-Targets zeigt, daß die elastische Streuung an Wasserstoff bis etwa $\alpha = 10°$ beiträgt. Oberhalb davon sind beide Verteilungen praktisch identisch. Im Bereich des elastischen Peaks ist der Untergrund recht klein – man beachte die logarithmische Skala.

Ein Schnitt auf das kinematische Defizit, der impuls- aber nicht winkelabhängig gewählt wird, verwirft einen Großteil des Untergrundes. Er ist als „cut“ in Abb. 6.7 dargestellt.

Weitere geometrische Schnitte eliminieren Ereignisse, die nahe der Detektorakzeptanz liegen oder die Halbringe im Bereich der Lichtauskopplung treffen, wo eine vernünftige Winkelmessung unmöglich ist.

6.6.2 Abzug des Untergrundes vom Kohlenstoff

Die gemessenen Verteilungen im kinematischen Defizit für CH_2- und C-Target-Daten werden durch die jeweiligen Integrale über den mit N in Abb. 6.7 gekennzeichneten Bereich für jedes Impulsintervall aufeinander normiert. Der Quotient CH_2/C dieses Integrals ist der Normierungsfaktor n_C aus Gl. 6.5.

Das Normierungsintervall N ist so gewählt, daß die Zählrate im Intervall weder vom elastischen Peak noch von der Akzeptanz des gewählten Triggers beeinflußt wird. Es wird mit steigenden Impulsen zu kleineren Werten hin verschoben. Detaillierte Untersuchungen haben auch hier gezeigt, daß der Normierungsfaktor nur vom Impuls[5], nicht aber vom Winkel abhängt.

Systematische Fehler dieser statistischen Korrektur sind sorgfältig untersucht worden:

(i) Streuereignisse von „nackten“ und mit Aluminium bedampften Kohlenstoff-Targets unterscheiden sich nicht. Damit ist die Korrektur unabhängig von der auf CH_2-Targets aufgetragenen Aluminiumschicht.

(ii) Inelastische Reaktionen am Wasserstoff, d.h. insbesondere ein- und mehrfache Pion-Produktion, zeigen ähnliche Verteilungen im kinematischen Defizit wie inelastische Reaktionen im Untergrund. Diese Ereignisklassen sind in den Daten vom Kohlenstoff nicht enthalten, werden aber durch das statistische Abzugsverfahren z.T. mit korrigiert. Unterscheiden sich die Winkelverteilungen der inelastischen Reaktionen am Wasserstoff von denen am Kohlenstoff, ist diese Korrektur mit einem systematischen Fehler behaftet. In [Wel97, Wel98] ist dieser Effekt mit MC-Simulationen detailliert untersucht worden: es ergibt sich eine maximale systematische Unsicherheit von 2.3 %.

[5] Wegen der unterschiedlichen Targetdicke der CH_2- und der C-Targets ist die Strahllebensdauer nicht gleich.

(iii) Durch die Zusatzinformation aus der Messung der Energieverluste und die Zeitinformation im Detektor können Beiträge des Untergrundes vom Kohlenstoff für kleine α reduziert werden. Die recht unscharfe Information dieser Größen verbietet scharfe Schnitte, aber Methoden aus dem Bereich der Mustererkennung, wie „Selbstorganisierende Karten“ [Bus97] oder „Fuzzy-Logic“ [Bot95, Höp99, Bus00a], sind hier erfolgreich eingesetzt worden. Sie erlauben eine Reduktion der Beiträge vom Kohlenstoff für $\alpha < \alpha_{\rm cut}$ um 50 % und damit eine Verringerung des statistischen Fehlers um 30%.

Die resultierenden Wirkungsquerschnitte sind im Rahmen der Fehler unverändert, trotz einer drastischen Modifikation der Selektionskriterien. Effekte nach (ii) können also keine große Rolle spielen.

Dominant ist der mit dieser Korrektur verbundene statistische Fehler nur im Bereich kleiner elastischer Wirkungsquerschnitte, in dem – so will es die Natur – die inelastischen Beiträge vom Kohlenstoff den größten Beitrag liefern, d.h. bei hohen Energien und in der Nähe von $\theta_{\rm c.m.} = 90°$.

6.6.3 Totzeitkorrektur

Die Totzeit des Datenaufnahmesystems ist typischerweise 90%. Sie wird aus dem Verhältnis der Anzahl der Trigger N_A, die eine Auslese bewirkt haben, zur Anzahl aller Trigger N_T bestimmt. Beide werden gezählt und alle 2.5 ms ausgelesen. Aus den Zählraten, integriert über das dem Impulsintervall entsprechende Zeitintervall, wird die mittlere Totzeit $\tau = (1 - N_A)/N_T$ berechnet, mit statistischen Fehlern von weniger als 0.5 %. Messungen mit um Größenordnungen variierenden Strahlströmen zeigten keine Unterschiede im Ergebnis für den Wirkungsquerschnitt [Die98].

6.6.4 Nachweiswahrscheinlichkeit

Elastisch gestreute Protonen können im Detektor, oder auf ihrem Weg durch das Strahlrohr dorthin, nukleare Sekundärreaktionen auslösen und damit von der erwarteten Signatur im Detektor abweichen. Lösen solche Ereignisse keinen Trigger aus oder werden sie in der Analyse durch die Schnitte auf elastische Ereignisse eliminiert, führt dies zu einer systematischen Unterschätzung des Wirkungsquerschnitts.

Im EDDA-Experiment gibt es zwei verschiedene Simulationsprogramme, die in [Ros94b, Wei97, Gro00] und [Gro96, Lin00] beschrieben sind. In beiden werden hadronische Reaktionen durch das Programm MICRES [The92, Ros94b] simuliert, das speziell für Experimente der Mittelenergiephysik entworfen wurde.

Aus den Simulationsrechnungen ergibt sich eine Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ von 95% mit einer sehr schwachen Energie- und Winkelabhängigkeit, d.h. die Wahrscheinlichkeit für jedes Proton für eine Sekundärreaktion ist etwa 2.5%. Die systematische Unsicherheit von 2.5 % der Nachweiswahrscheinlichkeit ist bedingt durch das Fehlen exakter Modelle für die Proton-Kern-Wechselwirkung in diesem Energiebereich.

6.6.5 Luminositätsbestimmung

Die Luminosität wird – wie in Abschnitt 5.5 erläutert – durch zwei unabhängige Verfahren überwacht. Sie beruhen auf dem mit dem Sekundärelektronenmonitor (SEM) gemessenen Sekundärelektronenstrom bzw. der Streurate elastisch gestreuter Elektronen, die in PIN-Dioden nachgewiesen werden. Die Analyseschritte von den Rohdaten zur Luminosität werden im folgenden kurz dargestellt.

6.6.5.1 SEM

Das SEM-Signal, d.h. der Sekundärelektronenstrom – gewandelt in eine ihm proportionale Frequenz – wird gezählt und die Anzahl C_{SEM} alle 2.5 ms ausgelesen. Die sich so ergebende Rate $R_{\text{SEM}} = C_{\text{SEM}}/\Delta t$ über das zum Impulsbin gehörende Zeitintervall Δt ergibt dann nach Gl. 5.3

$$L_{\text{SEM}}(p) = N_{SEM} \frac{R_{SEM}(p) - \text{offset}}{\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\Big|_{T<T_{\text{cut}}}(p)}. \qquad (6.7)$$

Dabei ist N_{SEM} ein noch zu bestimmender *absoluter* Normierungsfaktor.

Die Null-Linie des SEM-Monitors, d.h. der Offset, wird für jeden COSY-Zyklus aus der Rate R_{SEM} in der Zeit zwischen dem Verlorengehen des COSY-Strahls in der Abwärtsrampe und dem Herausfahren des Targets aus der Meßposition bestimmt. Gelegentlich wurde eine Überlagerung des SEM-Signals durch niederfrequente ($\approx$ 0.025 Hz) Oszillationen beobachtet. Diese wird in einer Spiralfeder, die die leitende Verbindung der Targethalterung nach außen bereitstellt, induziert, wenn diese durch Fahrbewegungen des Targets zu Schwingungen angeregt wird. Durch Glättung des Frequenzspektrums ist diese Störung aber behebbar [Wel98].

Die systematischen Fehler der relativen Luminositätsmessung mittels SEM ergeben sich aus

- der Linearität des Pico-Amperemeters von $< 1\%$ [Sch94a],
- der Bestimmung des Offsets $\ll 1\%$ und
- der Unsicherheit in der Wahl für T_{cut} in Gl. 5.3 von 1%, das einer Variation von $T_{\text{cut}} = 2 \ldots 200\,\text{ke}V$ entspricht [Die98].

Eine weitere mögliche Fehlerquellen ist eine Abhängigkeit der Oberflächenbeschaffenheit der aufgedampften Aluminiumschicht entlang des Fädchens. Dies hätte eine mit der Position des Strahls auf dem Fädchen korrelierte Sekundärelektronenausbeute zur Folge. Indizien für eine solche Abhängigkeit wurden jedoch nicht beobachtet. Eine Kontrolle der Richtigkeit des Verfahrens wird durch den Vergleich mit dem anderen Luminositätsmonitor erreicht.

6.6.5.2 PIN

Die Luminosität über elastische Proton-Elektron-Streuung wird aus der Zählrate R_{PIN} der unter 40° in das Strahlrohr eingelassenen PIN-Dioden (vgl. Abschnitt 5.5) wie folgt berechnet:

$$L_{\mathrm{PIN}} = \frac{\rho_H}{\rho_e} \; L_e \; p_e \; R_{\mathrm{PIN}} \tag{6.8}$$

Dabei ist

- $\frac{\rho_H}{\rho_e}$ das stöchiometrische Verhältnis von freien – d.h. nicht in Kohlenstoff oder Aluminium-Kernen gebundenen – Protonen zu Elektronen im Target,
- p_e die Wahrscheinlichkeit, daß ein Treffer in der PIN-Diode von einem elastisch gestreuten Elektron verursacht wurde, und
- L_e die Luminosität (bezogen auf Elektronen im Target) pro gezähltes Elektron, bestimmt durch eine Monte-Carlo-Simulation.

Diese drei Terme werden im folgenden separat diskutiert.

Stöchiometrie
Ein nicht mit Aluminium bedampftes Polypropylen(CH_2)-Target, das noch mit keinem Protonenstrahl in Berührung gekommen ist, enthält Protonen und Elektronen im Verhältnis 1:4. Dieses wird zum einen durch die Aluminiumbeschichtung auf ca. 1:4.7 vermindert, deren Dicke ($\approx 20\mu\mathrm{g/cm}^2$) während des Aufdampfprozesses auf ca. 3% genau gemessen wird [Mos94]. Zum anderen wird durch die Strahl-Target-Wechselwirkung die chemische Struktur des Polypropylens durch sog. „cross-linking“ verändert. Darunter versteht man das Bilden von C-C-Verbindungen zwischen Polypropylen-Ketten, wodurch der vorher an den C-Atomen gebundene Wasserstoff frei wird und aus dem Target diffundiert. Dadurch wird das stöchiometrische Verhältnis eine Funktion der bisher vom Target absorbierten Strahlendosis. Bei typischen Meßbedingungen nimmt der Wasserstoffgehalt des CH_2-Fädchentargets in 12 Stunden um ungefähr 10% ab.

Die Unsicherheiten sowohl in ρ_H/ρ_e eines neuen Targets als auch in der Überwachung der akkumulierten Dosis eines Targets sind zu groß, als daß man den PIN-Monitor zur *absoluten* Luminositätsmessung verwenden könnte. Die Konstanz von ρ_H/ρ_e über den Zeitraum von 3s einer Beschleunigungsrampe von COSY ist aber gegeben. Dieser Faktor kann dann durch Normierung auf Wirkungsquerschnitte aus der Literatur, bei einem festen Strahlimpuls, bestimmt werden, und nur die *relative* Veränderung der Luminosität mit dem Strahlimpuls wird verfolgt.

Wahrscheinlichkeit p_e
Nicht alle Treffer in den PIN-Dioden sind Elektronen aus der elastischen Proton-Elektron-Streuung zuzuordnen. Jedes in diesen Winkelbereich gestreute geladene Teilchen aus pp- und pC-Reaktionen erzeugt ebenfalls ein Signal. Der Anteil dieses hadronischen „Untergrundes“ läßt sich experimentell leicht bestimmen: Haben die Hadronen genug Energie, um die Außenschale des EDDA-Detektors zu erreichen, werden Sie durch eine Koinzidenz

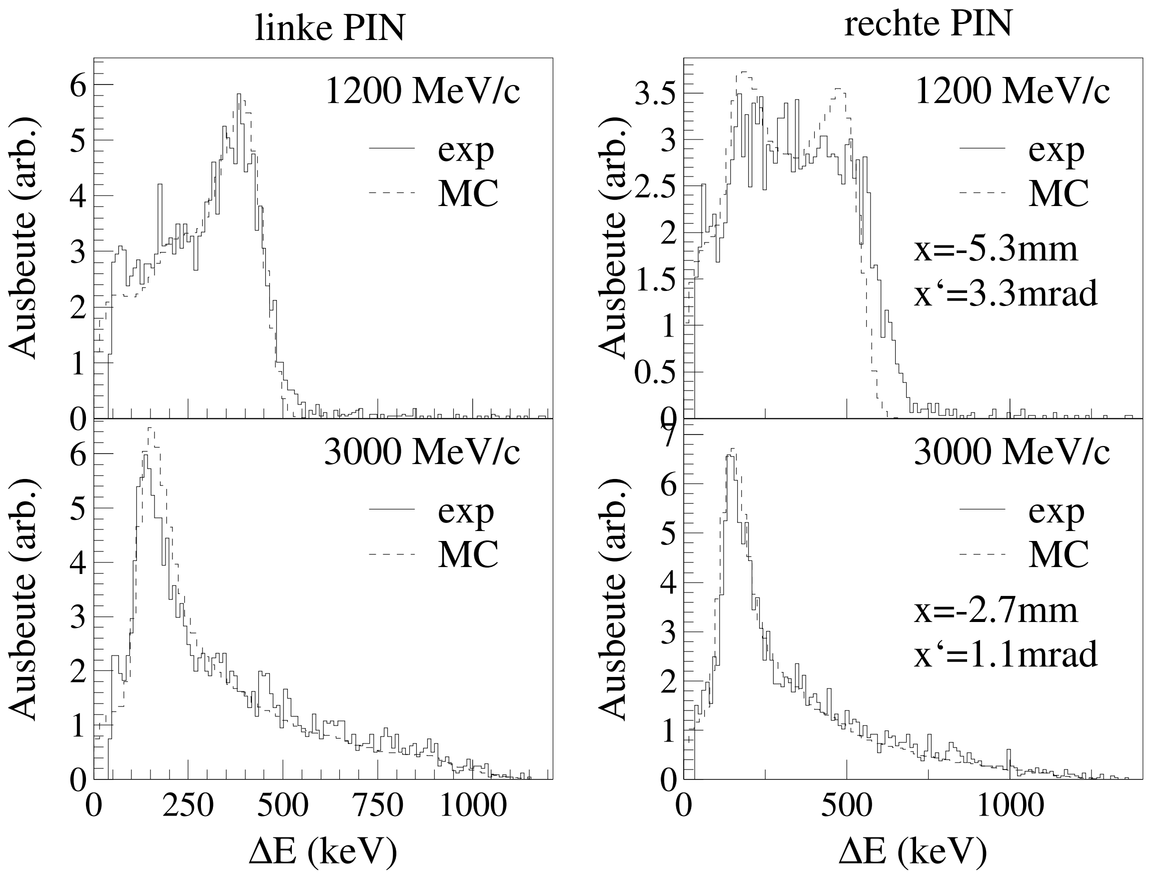


Abbildung 6.8: *Vergleich der Energiespektren elastisch gestreuter Elektronen in den PIN-Dioden mit MC-Simulationen.*

identifiziert. Elektronen aus der elastischen ep-Streuung können eine solche Koinzidenz nicht auslösen. Hadronen, die die Außenschale nicht erreichen, sind anhand ihres um vieles größeren Energieverlustes (ΔE) in der PIN-Diode zu diskriminieren. Dieser nachgewiesene hadronische Anteil beträgt im EDDA-Meßbereich 5-6% [Hüs97], d.h $p_e = 0.94 - 0.95$.

Es verbleibt eine Unsicherheit durch hochenergetische Hadronen, die aufgrund von Sekundärreaktionen im Detektor die Koinzidenzbedingung nicht erfüllen und ein den Elektronen vergleichbares ΔE in der PIN-Diode deponieren. Dazu wurde eine Messung mit zwei, vom Target aus gesehen direkt hintereinander liegenden PIN-Dioden [Hüs97] durchgeführt. Die PIN Dioden wurden durch einen 0.5mm dicken Kupfer-Absorber getrennt, der ausreicht, um alle im Target produzierten Elektronen zu stoppen. Die hintere PIN-Diode mißt dann nur den hadronischen Anteil, und der Einfluß von Sekundärreaktionen ist eliminert. Es konnte gezeigt werden, daß o.g. Effekt mit 0.5% klein ist und keine Abhängigkeit vom Strahlimpuls zeigt, die eine relative Luminositätsmessung beeinträchtigen würde (siehe [Hüs97]).

Elektronennachweis
Die elastisch unter 40° im Labor gestreuten Elektronen sind mit kinetischen Energien von 0.3-1.2 MeV so niederenergetisch, daß Vielfachstreuung in den 250 μm dicken Aluminium-Fenstern des Strahlrohrs den Nachweis der Elektronen stark beeinflußt.

Deshalb wurde der Nachweis der Elektronen mit einem Monte-Carlo (MC) Programm simuliert [Gro00], in dem der geometrische Aufbau der PIN-Diode und ihrer Umgebung im Detail nachempfunden wird. Die Wechselwirkung der Elektronen mit Materie wird durch das Programmpaket EGS4 [NHR85] simuliert, das elektromagnetische Schauer bis in den keV-Bereich beschreibt. Die experimentell ermittelten Parameter des COSY-Strahls, d.h. Lage, Winkel und Breite (vgl. Abschnitt 6.4.2), werden berücksichtigt, da sowohl der Rosenbluth-Wirkungsquerschnitt (Gl. 5.2) als auch die kinetische Energie der Elektronen mit $\approx$ 5%/Grad sehr empfindlich vom Laborwinkel der Elektronen abhängen.

Abb. 6.8 zeigt die gute Übereinstimmung von simulierten und experimentellen Energieverlust-Spektren von Elektronen in den – in Strahlrichtung blickend – links bzw. rechts positionierten PIN-Dioden. Bei niederen Energien (p = 1200 MeV/c in Abb. 6.8) wird ein Teil der Elektronen gestoppt, wie an dem Peak bei 450 keV zu erkennen ist. Die sensible Abhängigkeit der Spektren von der Strahllage und damit vom Winkel, unter dem die Elektronen nachgewiesen werden, ist im Vergleich der linken und der rechten PIN-Diode ersichtlich. Bei hohen Energien (p = 3000 MeV/c in Abb. 6.8) sieht man im wesentlichen eine Landau-Verteilung, d.h. die Reichweite der Elektronen ist deutlich größer als die Dicke der PIN-Diode.

Die MC-Spektren haben dabei, abgesehen von der Normierung auf die gleiche Fläche, keine freien Parameter: Die Energieachse der PIN-Dioden wird durch eine Eichmessung [Sch94a] mit Konversionselektronen aus einer ^{175}Hf-Quelle festgelegt. Die Dicke der ladungsträgerverarmten Zone der PIN-Diode wird durch eine Messung des Energieverlust-Spektrums elastisch gestreuter Protonen bestimmt.

Für die MC-Simulation läßt sich mit Hilfe des Rosenbluth-Wirkungsquerschnitts die Luminosität angeben. Teilt man diese durch die Anzahl der Elektronen, die in der Simulation Energien jenseits der experimentellen Schwelle ($\approx$ 30 keV) in der PIN-Diode deponiert haben, so erhält man L_e.

Systematische und statistische Fehler
Der Fehler der Luminositätsbestimmung mit Hilfe der PIN-Dioden wird dominiert von dem statistischen Fehler von p_e und den statistischen und systematischen Fehlern von L_e. Zur endgültigen Bestimmung der Luminosität wird der Mittelwert aus der linken und der rechten PIN-Diode verwendet. Dadurch werden die systematischen Fehler in L_e bedingt durch Unsicherheiten in den COSY-Strahlparametern fast eliminiert, da sie exakt antikorreliert sind.

6.6.6 Absolute Normierung

Die beiden Luminositätsmonitore erlauben entweder keine oder keine sehr genaue *absolute* Normierung des Wirkungsquerschnittes, überwachen aber die *relative* Veränderung der

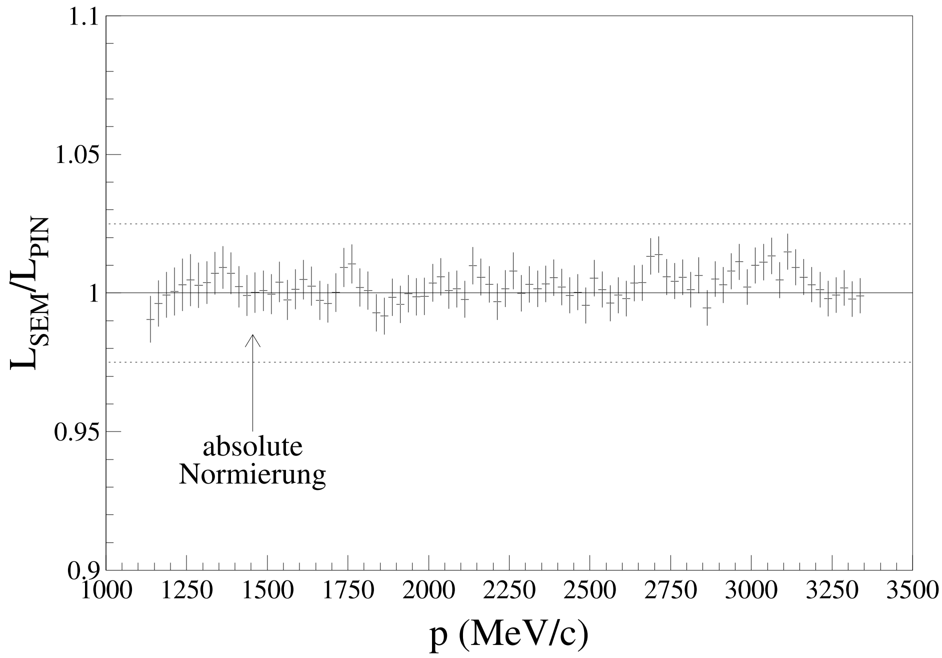


Abbildung 6.9: *Vergleich der relativen Luminositätsmessung des SEM- und des PIN-Monitors für die Daten vom September 1995. Die gestrichelten Linien geben das Fehlerintervall von 2.5% für die relative Normierungsunsicherheit an.*

Luminosität während der Hochbeschleunigung, d.h. als Funktion des Impulses p. Die absolute Normierung der Anregunsfunktionen aller Streuwinkel wird durch Anpassung der Winkelverteilung an bestehende Daten bei *einer* Energie festgelegt.

Dazu werden Daten eines Experimentes am LAMPF [Sim93] bei $\mathrm{T_p}$ = 793 MeV bzw. p=1455 MeV verwendet. Die Autoren geben einen absoluten Normierungsfehler von nur 1% an, dem kleinsten von allen veröffentlichen Daten im vom EDDA-Experiment abgedeckten Energiebereich. Der Wirkungsquerschnitt aus [Sim93] wird nun über den mit den EDDA-Daten überlappenden Winkelbereich numerisch integriert:

$$\sigma_{[\mathrm{Si93}]} \equiv 2\pi \cdot \int_{\theta_{\mathrm{c.m.}}=39.84^\circ}^{88.51^\circ} \mathrm{d}\cos\theta_{\mathrm{c.m.}} \frac{\mathrm{d}\sigma_{[\mathrm{Si93}]}}{\mathrm{d}\Omega_{\mathrm{c.m.}}}(\theta_{\mathrm{c.m.}}) = 11.16 \pm 0.02^{\mathrm{stat.}} \pm 0.11^{\mathrm{syst.}}\ \mathrm{mb.} \quad (6.9)$$

Der absolute Normierungsfaktor der beiden Luminositätsmonitore, d.h. der freie Parameter N_{SEM} aus Gl. 6.7 bzw. ρ_H/ρ_e aus Gl. 6.8, kann jetzt bestimmt werden. Er ergibt sich aus dem Verhältnis von $\sigma_{[\mathrm{Si93}]}$ zum analog Gl. 6.9 berechneten Integral der unnormierten Winkelverteilung des EDDA-Experimentes bei 1455 MeV/c nach Gl. 6.5.

Die Unsicherheit der absoluten Normierung ergibt sich aus dem Fehler von $\sigma_{[\mathrm{Si93}]}$ und dem statistischen Fehler der EDDA-Daten bei der Normierungsenergie von 1% zu insgesamt 1.5%. Sollten sich jemals Zweifel an der Richtigkeit der Daten aus [Sim93] ergeben, läßt sich der gesamte EDDA-Datensatz durch die Wahl einer anderen Konstanten in Gl. 6.9 umnormieren.

6.6.7 Vergleich der Luminositätsmonitore

In Abb. 6.9 ist das Verhältnis der Luminositäten $R_L = L_{\mathrm{SEM}}/L_{\mathrm{PIN}}$ aufgetragen. Gezeigt ist das gewichtete Mittel über alle im November 1995 mit verschiedenen CH_2-Targets gemessenen Daten. Die im Juni 1996 gemessenen Daten der PIN-Dioden sind wegen Beiträgen von nicht vom Target stammendem Untergrund von einigen Prozent leider unbrauchbar und können nicht zum Vergleich herangezogen werden.

Durch die absolute Normierung sind bei p = 1455 MeV/c die Luminositäten gleich. Die maximale Abweichung als Funktion beträgt 1.5%. Da einzelne Samples etwas größere Abweichungen zeigen, wird die systematische Unsicherheit der relativen Normierung mit 2.5% angegeben. Die Luminositätsbestimmung mit dem SEM-Monitor hat den kleineren statistischen Fehler, deshalb wird L_{SEM} für die relative Normierung verwendet.

6.6.8 Ergebnisse

Die Ergebnisse verschiedener Samples wurden auf Konsistenz geprüft und über die Bildung des gewichteten Mittelwertes zu einem Gesamtergebnis zusammengefaßt.

Die im Juni 1996 gemessenen Daten zeigen Diskrepanzen zwischen einzelnen Samples, insbesondere bei niederen Energien, die jenseits der statistischen Fehler liegen. Die Ursache ist noch nicht abschließend geklärt, weshalb hier nur die im November 1995 gemessenen Daten verwendet werden.

Insgesamt $2 \cdot 10^7$ elastische Streuereignisse wurden ausgewertet und ergeben, sortiert in 28 MeV/c breite Intervalle im Impuls und in 2° Intervalle in $\theta_{\mathrm{c.m.}}$, etwa 2100 Datenpunkte. Sie decken einen Impulsbereich von 1100-3350 MeV/c ($\mathrm{T_p}$= 530-2520 MeV) und einen Winkelbereich von 35-90° ab. Der statistische Fehler beträgt im Mittel 5%, bei größen Streuwinkeln und hohen Impulsen steigt er wegen des kleinen Wirkungsquerschnitts auf 15% an.

Die Daten lassen sich nun als Winkelverteilungen (Abb. 6.10) oder Anregungsfunktionen (Abb. 7.1) darstellen. Letztere werden in Abschnitt 7.2 in Zusammenhang mit ihrem Einfluß auf Phasenanalysen gezeigt. In Abb. 6.10 sind exemplarisch vier Winkelverteilungen – von insgesamt 77 – gezeigt. Beim Normierungsimpuls von 1455 MeV sind die Daten von [Sim93] zum Vergleich dargestellt – die Form der Winkelverteilung stimmt gut überein.

Bei höheren Energien zeigen sich leichte Abweichungen in der Normierung gegenüber dem Experiment von Kammerud et al. [Kam71], die bei anderen Strahlimpulsen nicht so ausgeprägt sind. Deutliche Diskrepanzen gibt es zu den Daten von Jenkins et al. [Jen80] in Form und Normierung. Ein Vergleich mit Abb. 2.3 zeigt, daß letztere Referenz im Vergleich zu allen anderen Daten kleinere Wirkungsquerschnitte liefert.

6.6.9 Systematische Fehler

Hier werden noch einmal alle bisher besprochenen systematischen Fehler und deren Abhängigkeiten zusammengefaßt.

global:	Absolute Normierung:	1.5 %
p-abhängig:	Totzeit:	$<$ 0.5 %
	Relative Normierung:	2.5 %
	Σ:	2.5 %
p- und $\theta_{\mathrm{c.m.}}$-abhängig:	Nachweiswahrscheinlichkeit:	2.5 %
	Abzug des Kohlenstoff-Untergrundes:	2.3 %
	ϕ-Akzeptanz	1.0 %
	Winkelrekonstruktion/Raumwinkel:	2.0 %
	Σ:	4.1 %

Bei weitergehenden Analysen sind die sich hieraus ergebenen Korrelationen der systematischen Fehler zwischen den verschiedenen Datenpunkten zu berücksichtigen.

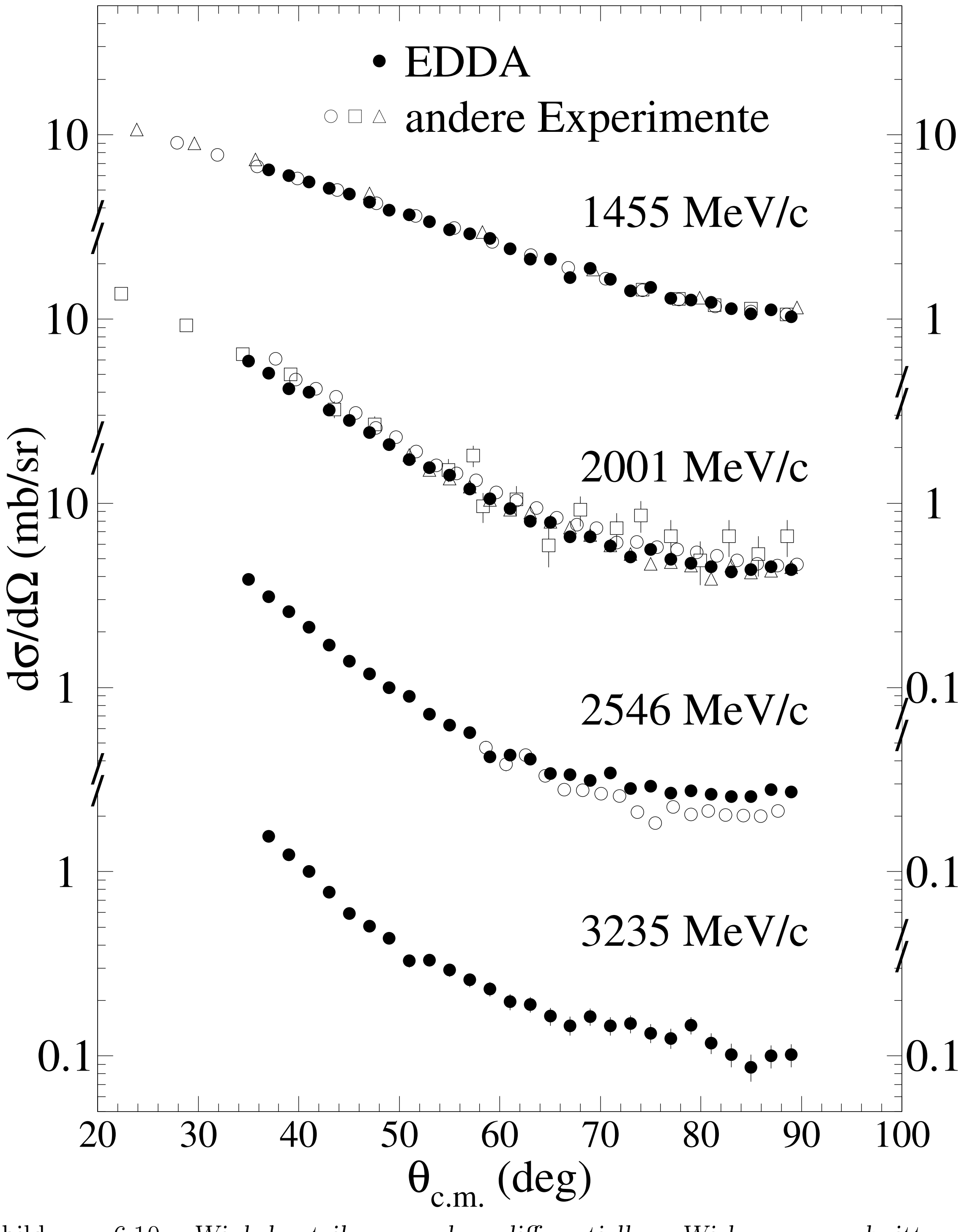


Abbildung 6.10: *Winkelverteilungen des differentiellen Wirkungsquerschnitts, in* $(\Delta p, \Delta\theta_{\mathrm{c.m.}})$ *Bins von* $(28\,\mathrm{MeV}/c, 2^\circ)$ *[Alb97], im Vergleich zu Daten aus der Literatur: [Sim93]* ○, *[Sim96]* □ *und [Bar83]* △ *bei 1455* MeV/c*; [Kam71]* ○, *[Shi82]* □ *und [Wil72]* △ *bei 2005* MeV/c*und [Jen80]* ○ *bei 2546* MeV/c.

6.7 Messungen mit dem Atomstrahltarget

Anregungsfunktionen der Analysierstärke A_N wurden wie in Abschnitt 6.1 beschrieben mit einem unpolarsierten COSY-Strahl und dem polarisierten Atomstrahltarget gemessen. Die Observable läst sich aufgrund der azimuthalen Modulation der Streurate nach Gl. 2.32

$$\sigma(p, \theta_{\text{c.m.}}, \phi, \vec{q}) = \sigma_0(p, \theta_{\text{c.m.}})\left(1 + \mathrm{A}_N(p, \theta_{\text{c.m.}})\left[q_y \cos\phi + q_x \sin\phi\right]\right) \tag{6.10}$$

auf eine Asymmetriemessung reduzieren. Hier ist $\vec{q} = (q_x, q_y, q_z)$ der Polarisationsvektor des Targets, der sich während des COSY-Zyklus nicht ändert. Zum Studium systematischer Fehler wird die Messung bei vier Orientierungen mit etwa gleich guter Statistik durchgeführt:

$$\begin{array}{rcclrrl}
\text{„}+x\text{“}: & \vec{q} & \approx & (& +|\vec{q}|, & 0, & 0) \\
\text{„}-x\text{“}: & \vec{q} & \approx & (& -|\vec{q}|, & 0, & 0) \\
\text{„}+y\text{“}: & \vec{q} & \approx & (& 0, & +|\vec{q}|, & 0) \\
\text{„}-y\text{“}: & \vec{q} & \approx & (& 0, & -|\vec{q}|, & 0)
\end{array}$$

Zur Variation zwischen + und − wird der Strom in den Haltefeldspulen (vgl. Abb. 5.4) invertiert und so eine vollständige Umkehrung der Polarisation, in der Literatur auch „proper spin flip“ [Ohl73] genannt, erreicht. Das Erdmagnetfeld ist durch das Ferritjoch abgeschirmt und wird durch Korrekturströme kompensiert.

Betrachtet man die Zählrate in einem bei ($\theta_{\text{c.m.}}$,ϕ) zentrierten Detektorelement mit einer Raumwinkelabdeckung von $\Delta\Omega$, ergibt sich für eine integrierte Luminosität L und eine Polarisation $\vec{q}$ die Anzahl der Ereignisse zu

$$N(p, \theta_{\text{c.m.}}, \phi, \vec{q}) = \epsilon(p, \theta_{\text{c.m.}}, \phi)\; L(p, \vec{q})\; \sigma(p, \theta_{\text{c.m.}}, \phi, \vec{q})\; \Delta\Omega. \tag{6.11}$$

Für den Fall, daß die hier eingeführte Nachweiseffizienz ϵ unabhängig von der Polarsiationsrichtung ist, d.h. die Einstellung der Targetpolarisation nicht den Teilchennachweis beeinflußt, hat Ohlsen [Ohl73] ein Verfahren entwickelt: Aus Messungen mit „proper flip“ kann dann die Analysierstärke ohne exakte Kenntnis der Effizienzen und Luminositäten bestimmt werden:

$$\mathrm{A}_N\left(q_x \cdot \sin\phi + q_y \cdot \cos\phi\right) = \frac{\mathcal{L} - \mathcal{R}}{\mathcal{L} + \mathcal{R}} \equiv \mathcal{E}. \tag{6.12}$$

Die Asymmetrie $\mathcal{E}$ berechnet sich dabei aus

$$\begin{aligned}
\mathcal{L} &= \sqrt{N(\phi, +\vec{q}) \cdot N(\phi + \pi, -\vec{q})} \\
\mathcal{R} &= \sqrt{N(\phi, -\vec{q}) \cdot N(\phi + \pi, +\vec{q})}.
\end{aligned} \tag{6.13}$$

Die Abhängigkeit von $\theta_{\text{c.m.}}$ und p in A_N und N wurde der Übersichtlichkeit halber unterdrückt. Die Verwendung geometrischer Mittel aus zwei Zählraten, die sich sowohl im

Detektorelement (d.h. ϕ) als auch in der Luminosität (d.h. der Orientierung von $\vec{q}$) unterscheiden, eliminiert sogenannte „falsche Asymmetrien“. Diese werden bei Verwendung einer simplen Links-Rechts-Asymmetrie nach Gl. 2.34 durch Unterschiede im Ansprechverhalten verschiedener Detektorelemente verursacht. Das hier eingeführte Ohlsen-Verfahren ist zusätzlich unempfindlich gegen Fehler in der Korrektur der Verkippungen und Versetzungen des Strahls relativ zum Detektor [Col99, Büs99].

Die Messungen mit Targetpolarisation $\pm y$ und $\pm x$, die drei Meßperioden und die Daten aus der Beschleunigung bzw. Abbremsung des Strahls (vgl. Abschnitt 6.1) werden zunächst unabhängig voneinander betrachtet. Damit ergeben sich zwölf Sätze von Anregungsfunktionen, die später auf ihre Konsistenz geprüft werden können.

Für die weitere Analyse wird der EDDA-Detektor in vier Sektoren aufgeteilt[6]: Unter Auslassung der Ausleseregion der Ringe[7] sind diese, strahlabwärts blickend, in Abb. 6.11 dargestellt. Für jeden Sektor werden die als elastisch akzeptierten Streuereignisse – dies wird noch spezifiziert – als Funktion des Impulses, des Polarwinkels $\theta_{\text{c.m.}}$ und der Polarisationsrichtung akkumuliert. Durch Kombination je zweier Sektoren lassen sich vier Zählraten, mit L, R, O und U bezeichnet (z.B. L = UL + OL), definieren. Die Asymmetrie $\mathcal{E}$ kann nun für die Paare L,R und O,U, also z.B.

$$\mathcal{E}_{\text{LR}} = \frac{\sqrt{N_L(+\vec{q})N_R(-\vec{q})} - \sqrt{N_L(-\vec{q})N_R(+\vec{q})}}{\sqrt{N_L(+\vec{q})N_R(-\vec{q})} + \sqrt{N_L(-\vec{q})N_R(+\vec{q})}} \tag{6.14}$$

und für die verwendeten Targetpolarisationen ausgewertet werden. Man erhält nach Gl. 6.12 für

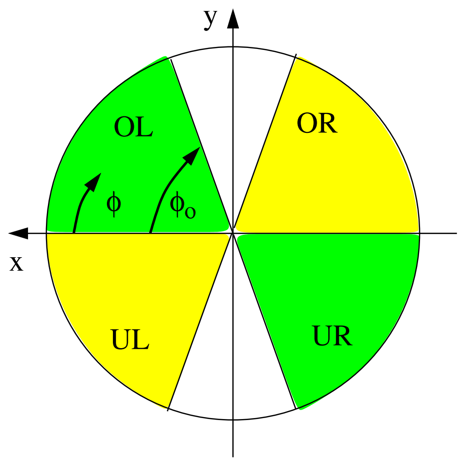


Abbildung 6.11: *Definition der vier Sektoren zur Bestimmung der Analysierstärke mit $\phi_0 = 75°$.*

$$\begin{aligned} \pm x: \quad \mathrm{A}_N(p,\theta_{\text{c.m.}}) &= \mathcal{E}_{\text{OU}}(p,\theta_{\text{c.m.}}) \;/\; (c_{\text{UO}}\ |\vec{q}|) \\ 0 &= \mathcal{E}_{\text{LR}}(p,\theta_{\text{c.m.}}) \end{aligned}$$

und für

$$\begin{aligned} \pm y: \quad \mathrm{A}_N(p,\theta_{\text{c.m.}}) &= \mathcal{E}_{\text{LR}}(p,\theta_{\text{c.m.}}) \;/\; (c_{\text{LR}}\ |\vec{q}|) \\ 0 &= \mathcal{E}_{\text{OU}}(p,\theta_{\text{c.m.}}) \end{aligned} \tag{6.15}$$

mit

$$\begin{aligned} c_{\text{LR}}(\pm y) &= \tfrac{1}{\phi_0}\int_0^{\phi_0} \mathrm{d}\cos\phi = 0.738 \\ c_{\text{OU}}(\pm x) &= \tfrac{1}{\phi_0}\int_0^{\phi_0} \mathrm{d}\sin\phi = 0.566, \end{aligned} \tag{6.16}$$

[6] Die Bezeichnungen Oben, Unten, Links und Rechts beziehen sich im folgenden immer auf den kleineren Polarwinkel der beiden nachgewiesenen Protonen.

[7] Hier ist die Winkelrekonstruktion zu ungenau.

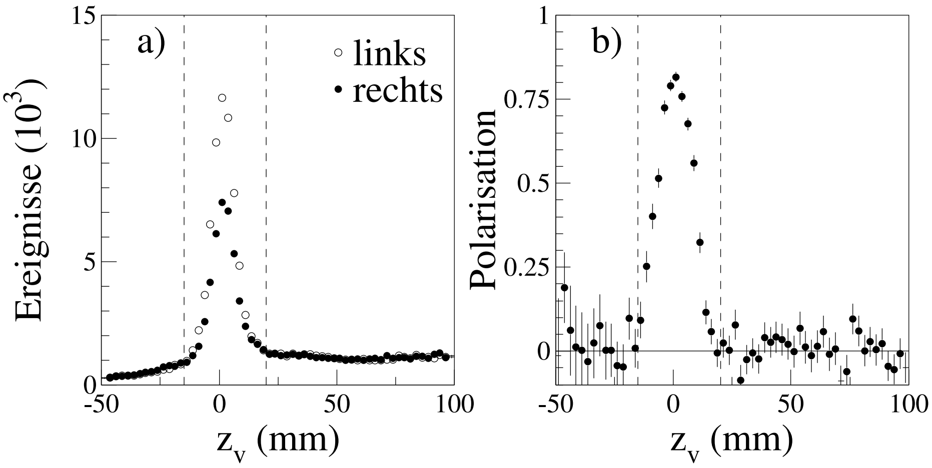


Abbildung 6.12: *(a) Dichte- und (b) Polarisationsprofil des Atomstrahls entlang des COSY-Strahls, gemessen bei* $T_p = 793$ MeV *und vertikaler Polarisation des Targets.*

die den ausgedehnten Bereichen in ϕ durch eine entsprechende Mittelwertbildung in $(q_x \cdot \sin\phi + q_y \cdot \cos\phi)$ Rechnung tragen.

Die Auswertung konzentriert sich nun auf zwei Aspekte: eine Diagnose der Eigenschaften des ausgedehnten Atomstrahltargets und die Selektion elastischer Ereignisse zur Bestimmung der Asymmetrien $\mathcal{E}_{\mathrm{LR}}$ und $\mathcal{E}_{\mathrm{OU}}$.

6.7.1 Diagnose des Atomstrahltargets

Der Atomstrahl ist ein ausgedehntes Target, dessen Dichte und Polarisation in transversaler Richtung, d.h. y und z, stark variiert. Der Überlapp zwischen COSY- und Atomstrahl definiert eine mittlere Polarisation und Targetdichte, die in der Analyse noch durch Schnitte auf den rekonstruierten Reaktionsvertex beeinflußt werden kann.

Der Atomstrahl hat am Ort des COSY-Strahls eine Breite von etwa 13 mm FWHM. Dies ergibt sich unmittelbar aus der Verteilung der z-Koordinate des rekonstruierten Vertex (Abb. 6.12(a)). Durch vertikales Verfahren des COSY-Strahls wurde diese Breite auch in y verifiziert. In Abb. 6.12(a) sind auch die durch die Polarisation bedingten Unterschiede der Streurate in der linken bzw. rechten Detektorhälfte ersichtlich. Daraus berechnet sich das Polarisationsprofil in Abb. 6.12(b), wenn man die bei dieser Energie gut bekannte Analysierstärke berücksichtigt. Der freie Atomstrahl bei $z_v \approx 0$ sitzt auf einem flachen Untergrund[8], hervorgerufen durch eine – offensichtlich unpolarisierte – Gaswolke. Sie reduziert die Polarisation des Atomstrahls, im Kern mehr als 80%, an dessen Rändern.

Elastische Streuereignisse werden u.a. über Schnitte auf den Reaktionsvertex ausgewählt. Dabei ist darauf zu achten, daß die mittlere Polarisation im selektierten Volumen bei jedem Strahlimpuls identisch ist, da sonst von einer Konstanz der Polarisation in der Analyse nicht ausgegangen werden kann.

[8]Der Abfall der Zählrate bei $z_v < -20$ mm in Abb. 6.12(a) ist bedingt durch die Detektor-Akzeptanz.

Zwei Effekte spielen hier eine Rolle: die Energieabhängigkeit der Auflösung der Vertex-Rekonstruktion und die Änderung des COSY-Strahlprofils bei der Beschleunigung.

In der Analyse werden nur Ereignisse mit -20 mm $< z_v <$ 15 mm verwendet – die Grenzen sind in Abb. 6.12 durch die vertikalen Linien dargestellt. Dieser Schnitt muß den vollen Atomstrahl bei allen Impulsen einschließen, da eine geringfügige Abhängigkeit der Auflösung in z_v existiert.

Der COSY-Strahl ändert seine vertikale Breite, wie in Abb. 6.5 ersichtlich. Er ist aber deutlich schmaler als der Atomstrahl, so daß die mittlere, vom Protonenstrahl abgetastete, Polarisation konstant bleibt, vorausgesetzt, der COSY-Strahl ist in seiner Höhe auf dem Atomstrahl zentriert worden. Dies wird am Anfang jeder Meßperiode getan.

Die Dicke des Atomstrahls wird aus dem induktiv in COSY gemessenen Strahlstrom und der Streurate im EDDA-Detektor berechnet. Sie verändert sich, ebenso wie die Polarisation, kaum über Zeiträume von Stunden [Büs99]. Beide können, mit beliebig guter Genauigkeit, während eines Beschleunigungszyklus von 15 s als konstant angenommen werden.

Fehlkomponenten der Targetpolarisation, d.h. z.B. eine geringe Polarisation q_y für ein Haltfeld entlang $\pm x$, spielen keine Rolle. Dies wird durch die experimentelle Verifikation der Gleichungen $\mathcal{E}_{\mathrm{LR}}(\pm x) = 0$ und $\mathcal{E}_{\mathrm{OU}}(\pm y) = 0$ aus Gl. 6.15 bestätigt.

6.7.2 Selektion elastischer Ereignisse

Die Bestimmung der Analysierstärke nach Ohlsen ist unempfindlich gegen Abweichungen der Nachweiseffizienz von Eins. Jede Kontamination der verwendeten Daten mit Untergrund, i.d.R. mit einer anderen Analysierstärke, verfälscht das Ergebnis. Deshalb erfolgt die Auswahl elastischer Ereignisse hier nach besonders engen Kriterien. Diese sind, neben dem im vorherigen Abschnitt vorgestellten Schnitt auf z_v:

1. Ereignisse höherer Multiplizitäten in der Außenschale als für elastische Streuung erwartet, werden verworfen.

2. Der Azimuth-Winkel des unter dem kleineren Winkel nachgewiesenen Protons liegt in einem der vier in Abb. 6.11 gezeigten Sektoren.

3. Das χ^2 des kinematischen Fits aus Abschnitt 6.4.2 ist unterhalb einer impulsabhängig gewählten Grenze [Col99][9].

Nur auf den letzten Punkt will ich hier näher eingehen: Abb. 6.13 zeigt beispielhaft die χ^2-Verteilung bei einem Impuls und Streuwinkel: Die Häufung bei kleinen Werten durch elastische Streuereignisse sitzt auf einem recht breiten Untergrund, der zwei Ursachen haben kann:

[9]Die im χ^2 enthaltene Information ist dem kinematischen Defizit aus Abschnitt 6.6.1 im wesentlichen äquivalent.

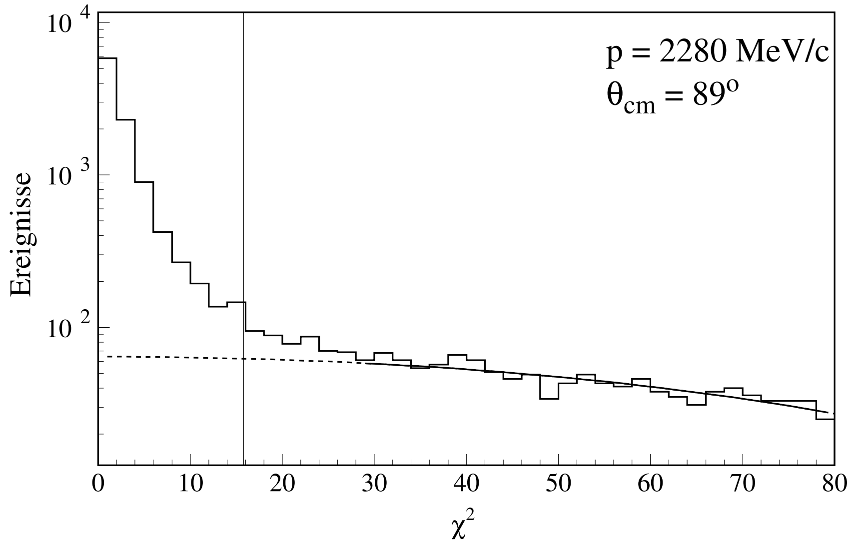


Abbildung 6.13: *Beispiel einer χ^2-Verteilung des kinematischen Fits. Die gestrichelte Linie zeigt eine Extrapolation zur Abschätzung des Untergrundbeitrags. Die vertikale Line ist der verwendete Schnitt auf elastische Ereignisse.*

1. Sekundärreaktionen der elastisch gestreuten Protonen, die zu einer Verfälschung der Signatur führen. Nach dem Einbau der Innenschale des EDDA-Detektors liegt die Wahrscheinlichkeit für jedes Proton bei etwa 5% (vgl. Abschnitt 6.6.4).

2. Inelastische Reaktionen am Wasserstoff, z.B. Pionen-Produktion, die eine breite Verteilung erwarten lassen.

Andere Quellen, wie Zufallskoinzidenzen und Untergrund von Streuquellen außerhalb des Targetbereich können ausgeschlossen werden.

Beide Hypothesen können nur mit Hilfe von MC-Simulationen untersucht werden [Lin00]. Sie legen nahe, daß ab $\chi^2 = 30$ inelastische Reaktionen am Wasserstoff dominieren. Extrapoliert man die Verteilung zu kleinen χ^2 (gestrichelte Linie in Abb. 6.13), ergeben sich Abschätzungen von Untergrundanteilen [Büs99] für akzeptierte elastische Ereignisse. Sie betragen im Mittel 5%, bei hohen Energien und großen Streuwinkeln sogar bis zu 9%.

Das der Simulation beider Prozesse zugrunde liegende Modell MICRES [The92] beschreibt zwar die totale Wechselwirkungswahrscheinlichkeit näherungsweise richtig, die generierten Verteilungen können aber stark von der Realität abweichen. Durch weitere Schnitte konnte der nach dem oben geschilderten Verfahren bestimmte Untergrundanteil halbiert werden, unter Opferung von 10% der elastischen Ereignisse [Büs00b]. Die bestimmten Analysierstärken blieben unverändert! Damit scheint gesichert, daß der per Extrapolation bestimmte „Untergrund“ im wesentlichen aus elastischen Ereignissen besteht. Weitere Untersuchungen unter Einbeziehung von gemessenen Zeiten und Energieverlusten mit Algorithmen aus dem Bereich der Mustererkennung sind zur Zeit in Arbeit [Bus00a].

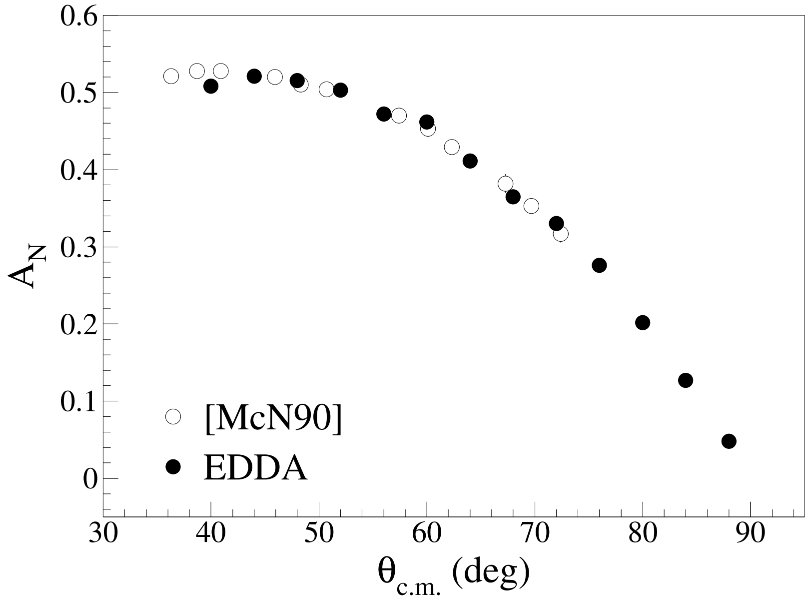


Abbildung 6.14: *Winkelverteilung der Analysierstärke bei 730* MeV *im Vergleich mit der zur absoluten Normierung verwendeten LAMPF-Messung [McN90].*

6.7.3 Absolute Normierung

Die Polarisation $|\vec{q}|$ aus Gl. 6.15 wird bei einer Energie aus der Anpassung der Winkelverteilung der Asymmetrie $\mathcal{E}$ an Analysierstärken einer Referenz bestimmt. Hier wurde die Normierung bei $\mathrm{T_p} = 730$ MeV(p $= 1379$ MeV/c) an Daten aus [McN90] durchgeführt, deren absolute Genauigkeit mit 1% angegeben ist. Die so ermittelte mittlere Polarisation über den akzeptierten z_v-Bereich (vgl. Abb. 6.12) beträgt bei den drei Meßperioden zwischen 66 und 72% [Büs99] und legt damit die absolute Normierung aller gemessenen Anregungsfunktionen fest.

6.7.4 Ergebnisse

Die Ergebnisse für die Analysierstärken, zunächst separat gewonnen aus den drei Meßzeiten, den Polarisationsrichtungen $\pm x$ und $\pm y$, und der Messung während der Beschleunigung bzw. Abbremsung des Strahls, stimmen im Rahmen ihrer Fehler gut überein [Büs99, Col99]. Sie wurden über die Bildung eines gewichteten Mittels kombiniert. Die Anzahl aller verwertbaren elastischenn Ereignisse beträgt $3.6 \cdot 10^7$. Die hier vorgestellten Analysierstärken sind in (p,$\theta_{\mathrm{c.m.}}$) in (30 MeV/c, 5°) gebinnt, so daß sich 820 Datenpunkte ergeben (siehe Abb. 7.2).

Beispiele für Winkelverteilungen werden in Abb. 6.15 gezeigt: Interessant ist die gute Übereinstimmung mit den erst kürzlich veröffentlichten Daten vom Saturne II bei 1793 und 2334 MeV. Anregungsfunktionen der Analysierstärke werden im nächsten Kapitel im Zusammenhang mit neuen Phasenanalysen präsentiert und diskutiert.

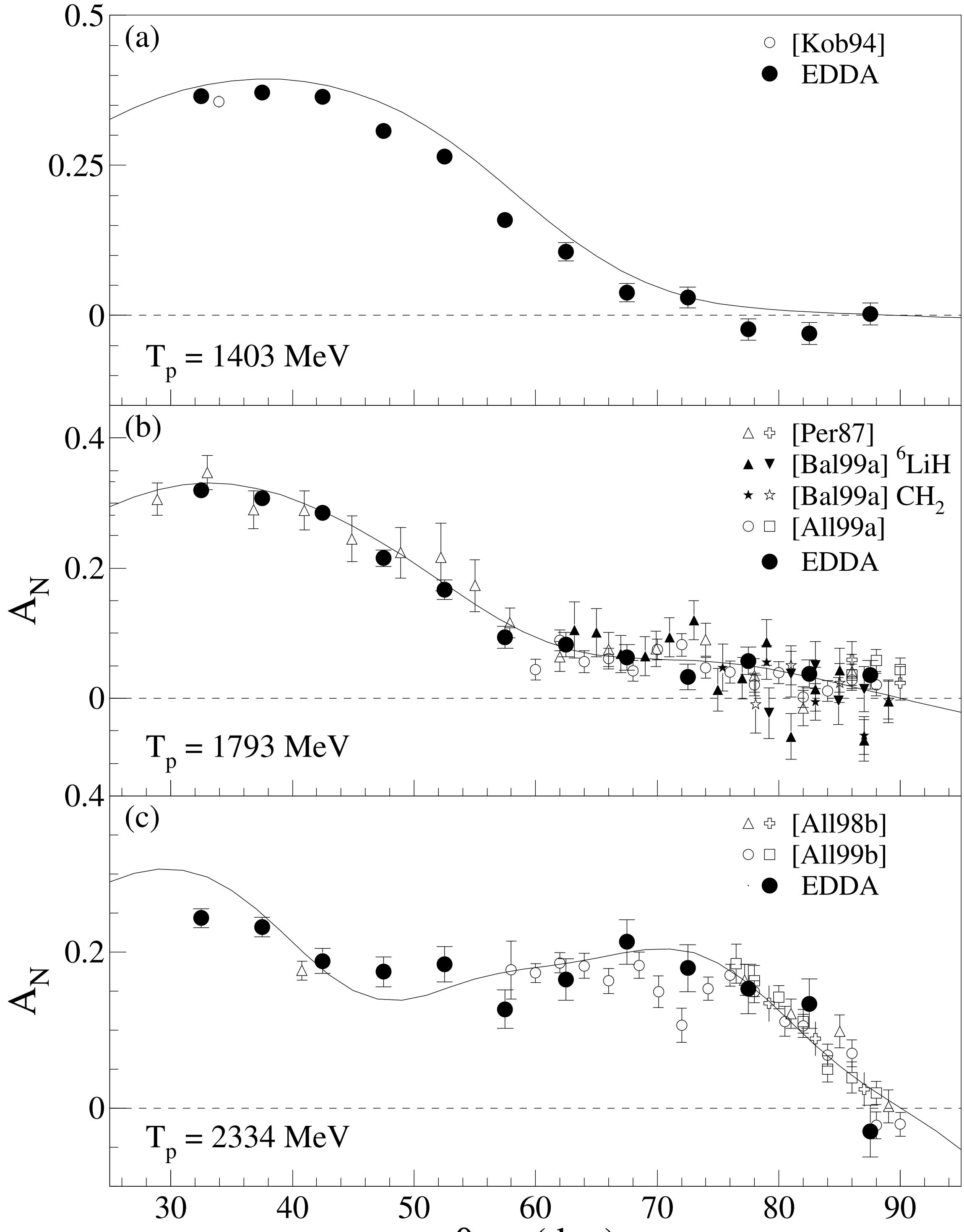


Abbildung 6.15: *Winkelverteilungen der Analysierstärken bei drei Energien im Vergleich zu anderen Experimenten in (a) [Kob94], (b) [Per87, Bal99a, All99a] und (c) [All98b, All99b]. Daten mit $\theta_{\rm c.m.} > 90°$ werden als $A_N(\pi - \theta_{\rm c.m.}) = -A_N(\theta_{\rm c.m.})$ mit dem zweiten Symbol der Legende dargestellt. Die durchgezogene Linie ist das Ergebnis einer VPI-Phasenanalyse[SAI], Lösung SP99, die alle Daten, mit Ausnahme derer des EDDA-Experimentes, berücksichtigt.*

7 Ergebnisse

Zunächst sollen die im vorherigen Kapitel bereits als Winkelverteilungen gezeigten Ergebnisse des EDDA-Experimentes als Anregungsfunktionen vorgestellt werden. Die differentiellen Wirkungsquerschnitte aus [Alb97] haben bereits Eingang in Phasenanalysen[Arn97, ASW00, BLL98] gefunden, und der erreichte Status für die isovektoriellen Streuphasen wird dokumentiert. Eine Diskussion der zu erwartenden Verbesserungen durch die Einbeziehung der bereits gemessenen Analysierstärken und der noch zu messenden Spinkorrelationsparameter, insbesondere von A_{SS}, schließt sich an.

In den gemessenen Anregungsfunktionen gibt es keine Evidenz für resonanzartige Strukturen. Obere Grenzen für die elastische Zerfallsbreite möglicher dibaryonischer Resonanzen als Funktion ihrer totalen Breite und Masse werden für verschiedene Partialwellen deduziert.

7.1 Anregungsfunktionen

Beispiele der bisher mit dem EDDA-Experiment gemessenen Anregungsfunktionen sind exemplarisch in den Abbildungen 7.1 und 7.2 dargestellt:

Differentieller Wirkungsquerschnitt: Die ca. 2 100 Datenpunkte verteilen sich auf 28 Anregungsfunktionen in 2°-Schritten zwischen $\theta_{\mathrm{c.m.}} = 35°$ und 89°. Die Daten wurden in 28 MeV breite Impuls-Bins sortiert und zeigen im Rahmen der Fehler eine sehr glatte Energieabhängigkeit über den abgedeckten Bereich von 1100-3400 MeV/c (Abb. 7.1). Die Verbesserung gegenüber dem bisherigen Weltdatensatz – bei $\theta_{\mathrm{c.m.}} = 41°$ und 89° gezeigt – ist offensichtlich.

Analysierstärke: Hier wurden die Daten über 5° in $\theta_{\mathrm{c.m.}}$ und 30 MeV/c im Impuls zusammengefaßt, so daß 12 Anregungsfunktionen von 1000 bis 3300 MeV/c und zwischen 32.5° und 87.5° in $\theta_{\mathrm{c.m.}}$ bestimmt wurden. Vier davon sind in Abb. 7.2 dargestellt, der Übersichtlichkeit halber werden die Daten anderer Experimente separat in Abb. 7.3 dargestellt – die Linien, die im nächsten Abschnitt erläutert werden, sind in beiden Abbildungen identisch. Die von EDDA gemessenen Analysierstärken sind bei niederen und hohen Energien mit anderen Messungen konsistent. Insbesondere im mittleren Impulsbereich (1700-2500 MeV/c) werden aber vorhandene Lücken geschlossen.

Die Ergebnisse dokumentieren, daß die verwendete Methode der Messung während der Beschleunigung in einem internen Experiment Daten produziert, die der bisher im gleichen Bereich von sehr vielen Experimenten akkumulierten Datenbasis mehr als ebenbürtig sind,

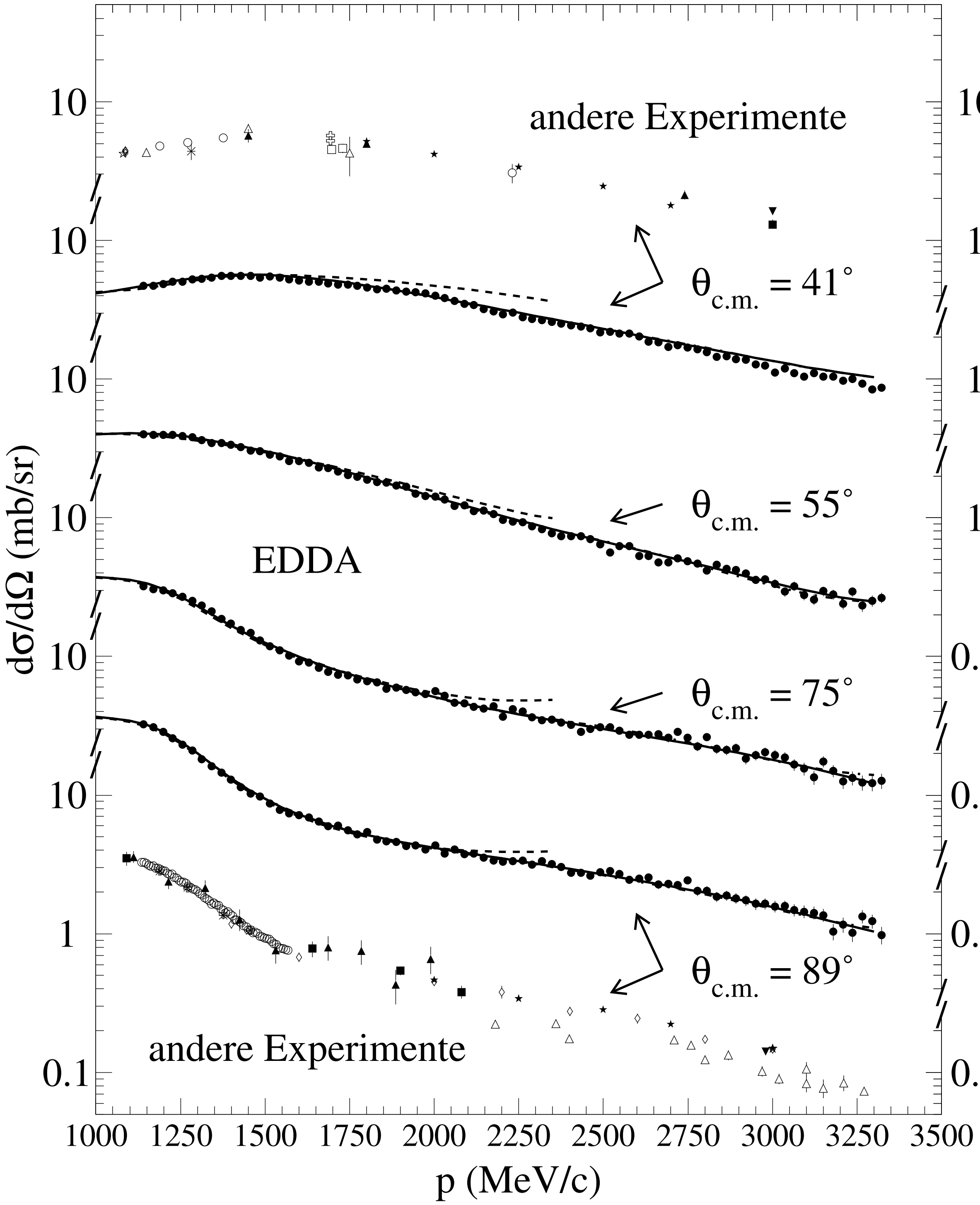


Abbildung 7.1: *Ergebnisse für den differentiellen Wirkungsquerschnitt aus den im November 1995 gemessenen Daten. Gezeigt sind auch die SAID-Lösungen SM94 (– – –) und SM97 (——), die ohne bzw. mit den gezeigten Wirkungsquerschnitten erzeugt wurden.*

durch die konsistente Normierung bei einigen Fragestellungen sogar überlegen. Dies gilt insbesondere für Aussagen über energieabhängige Strukturen, die im Anschluß an den nächsten Abschnitt diskutiert werden.

7.2 Status der Phasenanalysen

Vor der Veröffentlichung der differentiellen Wirkungsquerschnitte des EDDA-Experimentes, gab es keine energieabhängigen Phasenanalysen oberhalb von 1.6 GeV Strahlenergie (p = 2360 MeV/c). Die zu diesem Zeitpunkt existierende VPI-Analyse (Lösung SM94 [ASW94]) wurde unter Einbeziehung dieser Daten bis zu Energien von 2.5 GeV (p = 3300 GeV/c) erweitert [Arn97] und führte zur Lösung SM97. Die Vorhersage für den differentiellen Wirkungsquerschnitt beider Analysen ist in Abb. 7.1 gezeigt. Die Lösung SM97 folgt notwendigerweise den EDDA-Daten, die mit ihren kleinen Fehlern eine gute Anpassung erzwingen. Die Abweichungen zur vorherigen Lösung SM94 zeigen, daß bei kleinen Streuwinkeln auch die Phasenvorhersagen im niederen Energiebereich modifiziert werden. Ein Blick in die in Abb. 2.5 dargestellte Datenbasis zeigt, warum: In diesem Bereich gab es vorher nur sehr wenige Daten. Zusätzliche Abweichungen am oberen Rand des Gültigkeitsbereichs werden beobachtet, die typisch für multi-energy-Lösungen sind (vgl. Abschnitt 2.3).

Die Saclay-Genf-Gruppe verwendete die differentiellen Wirkungsquerschnitte von EDDA zusammen mit den neu veröffentlichten Polarisationsobservablen von Saturne II für single-energy-Phasenanalysen bei vier Energien zwischen 1.8 und 2.7 GeV [BLL98]. Die Streuphasen oberhalb von 1 GeV sind in Abb. 7.4 im Vergleich zur VPI-Analyse und älteren Ergebnisse der gleichen Autoren für niedrigere Energien zusammengestellt. Bei einigen Energien wurden zwei Lösungen gefunden, die die Daten mit vergleichbarem χ^2 parametrisieren.

Die von VPI- und Saclay-Genf-Analysen zeigen signifikante Abweichungen in sehr vielen Partialwellen, auch wenn man die energieabhängige Analyse [LLB87] der Saclay-Genf-Gruppe, die an eine ältere und damit bedeutend kleinere Datenbasis angepaßt wurde, nicht weiter berücksichtigt. So ist z.B. die Energieabhängigkeit in der ${}^1D_2$-Partialwelle deutlich verschieden, und der in der Saclay-Genf-Analyse große Imaginärteil der ${}^3F_2$-Streuphase wird in der VPI-Analyse zu Null bestimmt. In [BLL98] wurde vermutet, daß neue Daten vom Saturne II, die in der Lösung SM97 noch nicht berücksichtigt waren, für die Diskrepanz verantwortlich sein könnten. Der Datenbasis für Lösung SP99 wurden sie hinzugefügt, die Phasenparameter bleiben jedoch erstaunlich stabil.

Die direkte Rekonstruktion der Streuamplituden (DRSA, siehe Abschnitt 2.2) ist modellunabhängig und könnte vielleicht die richtigen Streuphasen zumindest an einigen Punkten identifizieren. Dies ist von der Saclay-Genf-Gruppe [BLL98] bei den vier Energien der single-energy-Analysen versucht worden. Leider zeigt sich, daß die Daten diskrete Ambiguitäten[1] in den ermittelten Amplituden zulassen, d.h., es werden bei jeder

[1] Da die Amplituden bilinear in die Berechnung der Observablen eingehen (z.B. Gl. 2.35), können sich bei der χ^2-Minimierung, ähnlich wie in einer quadratischen Gleichung, mehrere Lösungen ergeben.

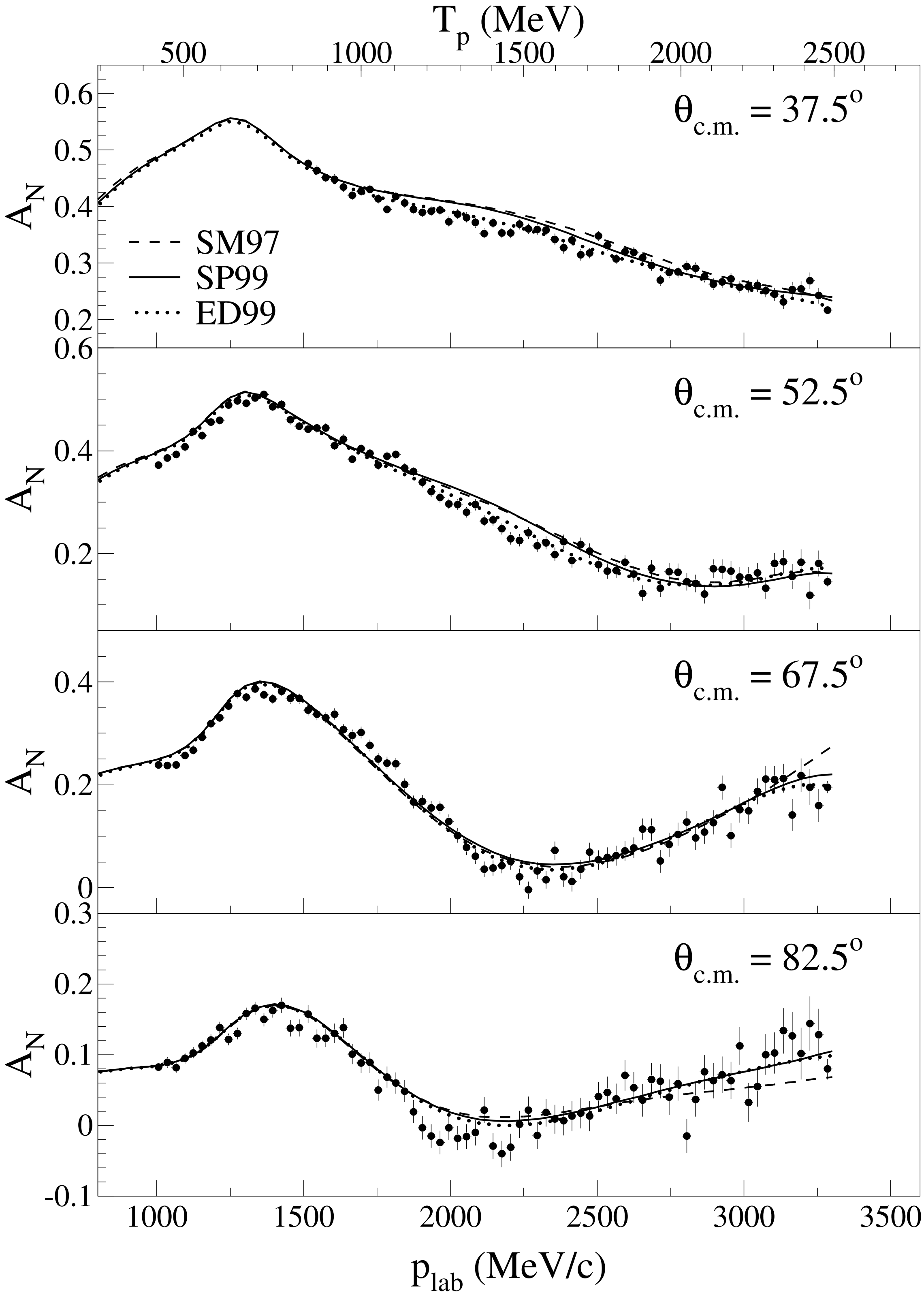


Abbildung 7.2: *Anregungsfunktionen der Analysierstärken für Bin-Breiten in Strahlimpuls und c.m.-Polarwinkel von 30* MeV/c *bzw. 5° für einige ausgewählte Streuwinkel. Zum Vergleich sind VPI/GW-Phasenanalysen gezeigt. Die Datenbasis für SP97 enthielt weder die EDDA-Daten noch neue Daten vom Saturne II [All99a, All99b]. In SP99 sind die Saturne II-Daten und in ED99 auch die EDDA-Daten hinzugefügt.*

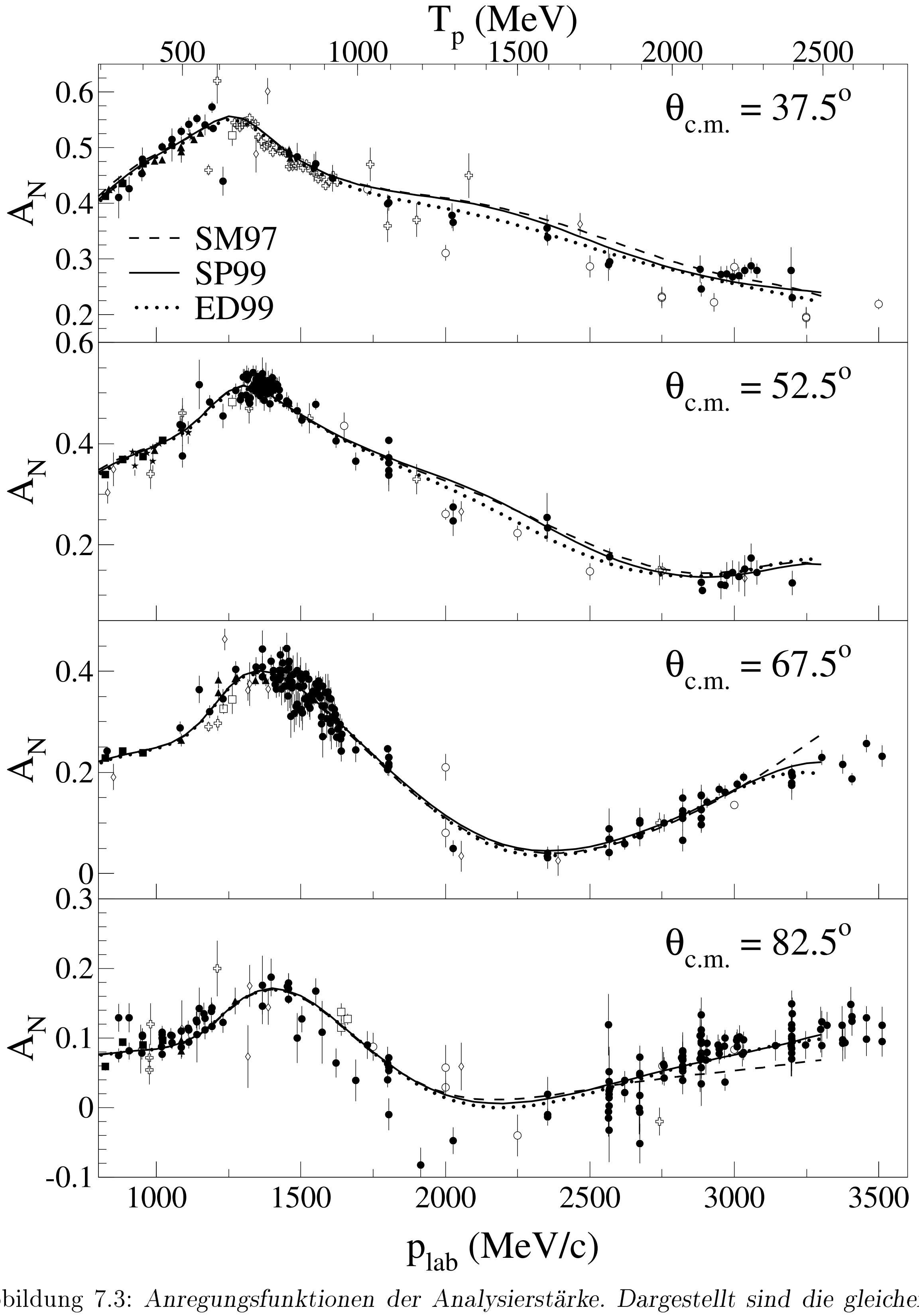


Abbildung 7.3: *Anregungsfunktionen der Analysierstärke. Dargestellt sind die gleichen Winkel und Vorhersagen von Phasenanalysen wie in Abb. 7.2. Die Daten sind der Weltdatensatz aus der SAID-Datenbasis (Referenzen siehe [SAI]).*

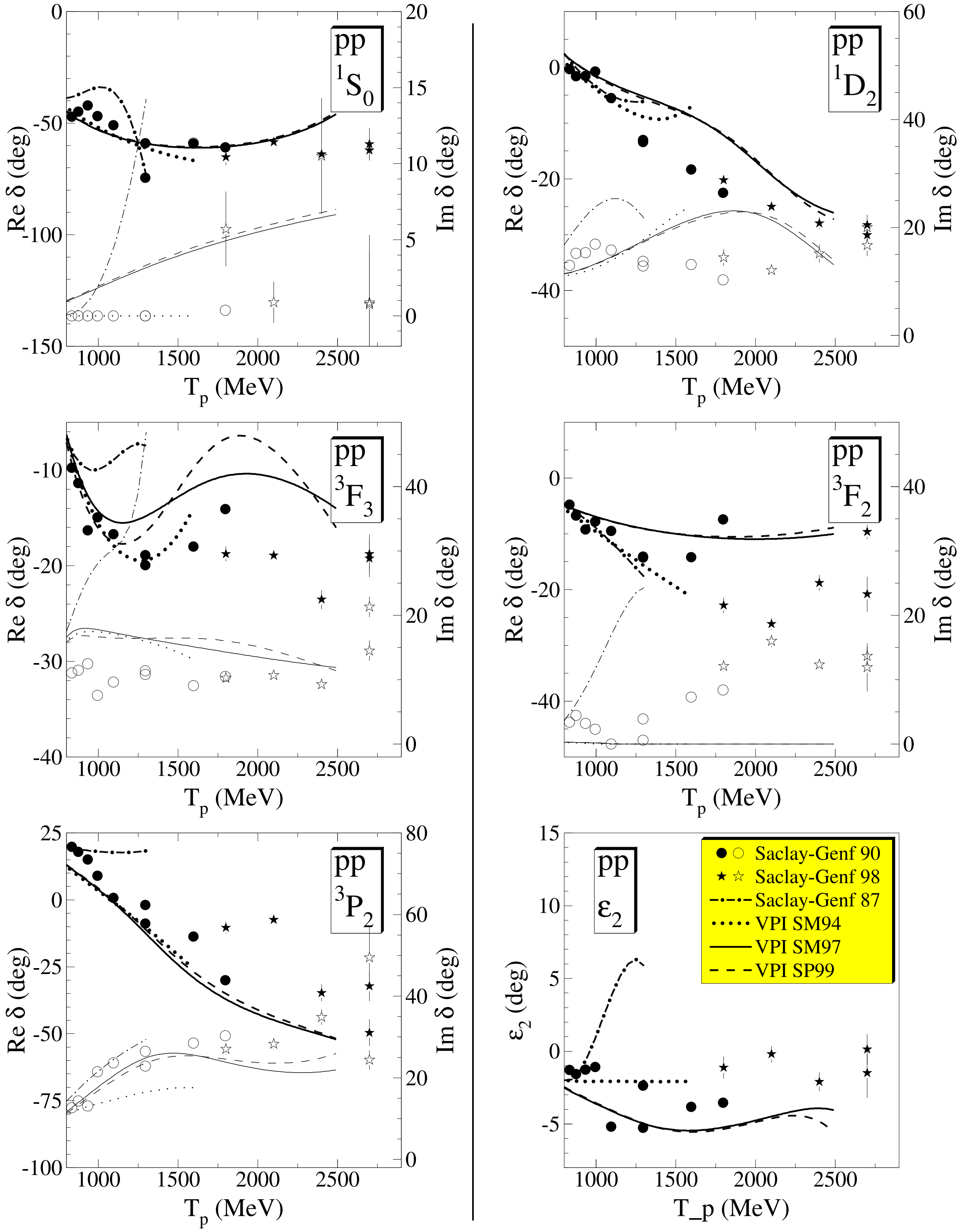


Abbildung 7.4: *Vergleich einiger isovektorieller Phasen verschiedener Analysen: Saclay-Genf [LLB87, BLL90, BLL98] und VPI [ASW94, Arn97, SAI]). Dicke (dünne) Linien bzw. geschlossene (offene) Symbole zeigen den Real(Imaginär)teil der Streuphase* δ *(*$S = e^{2i\delta}$*).*

Energie und jedem Winkel zwischen einer und drei Kombinationen der fünf Amplituden gefunden, die die Daten vergleichbar gut beschreiben. Sie zerfallen in zwei Zweige, die jeweils eine stetige Winkelabhängigkeit zeigen.

Vergleicht man die rekonstruierten Streuamplituden mit den Phasenanalysen, fallen die Saclay-Genf-Analyse auf den einen Zweig und die VPI-Analysen auf den anderen [BLL98]. Arndt und Mitarbeiter [ASW00] kommen zu dem gleichen Ergebnis. Eine neue auf den Energiebereich von 0-3 GeV erweiterte multi-energy-Phasenanalyse (Lösung SP00) wurde systematisch mit single-energy-Lösungen verglichen. Es zeigt sich, daß bei einigen Energien die single-energy-Lösungen stark von SP00 abweichen und dafür eher den Lösungen der Saclay-Genf-Gruppe folgen.

Dies läßt nur einen Schluß zu: Streuphasenparameter oberhalb von etwa 1 GeV sind bis heute nicht eindeutig bestimmt. Ein Vergleich der Abbildungen 2.2 (unterhalb 1 GeV) und 7.4 (oberhalb 1 GeV) macht dies sehr deutlich. Die Ergebnisse der DRSA zeigen, daß nur mit weiteren Daten die vorhandenen Mehrdeutigkeiten aufgelöst werden können.

Die Analysierstärken des EDDA-Experiments lösen dies noch nicht auf: In Abb. 7.2 werden die Anregungsfunktionen mit zwei VPI-Streuphasen-Vorhersagen SM97 und SP99 verglichen. Die Datenbasis für SP99 enthielt neue Analysierstärken [All99a, All99b] vom Saturne II (die für SM97 fehlen) und führt zu einer besseren Übereinstimmung mit den EDDA-Daten bei hohen Energien. Die EDDA-Daten sind bei beiden Phasenanalysen unberücksichtigt und zeigen deutliche Abweichungen bei mittleren Energien, genau der Bereich, in dem nach Abb. 2.5 die bisherige Datenbasis lückenhaft war. Bezieht man die EDDA-Daten mit ein, wie es hier unter Verwendung der Programme vom VPI geschah (Lösung ED99[2]), werden die Streuphasen in diesem Bereich ensprechend modifiziert. Dies ist – mit dem gleichen Ergebnis – auch in [Lin00] im Detail untersucht worden.

Das zukünftige Meßprogramm von EDDA beinhaltet die Messung der drei Spinkorrelationsparameter A_{NN}, A_{SS} und A_{SL}. In Abb. 7.5 werden die Vorhersagen der VPI-Lösung SP00 [ASW00] und der single-energy-Lösungen bei 2100 MeV und 2200 MeV gezeigt (hier SE21 und SE22 genannt). SE21 weicht in den Streuphasen stark von SP00 ab und gleicht eher den single-energy-Lösungen der Saclay-Genf-Gruppe, im Gegensatz zu SE22, die mit SP00 verträglich ist. Dies sieht man auch in den Vorhersagen auf A_{SS}: selbst eine Messung mit moderater statistischer Genauigkeit kann bei 2100 MeV zwischen den beiden Phasenanalysen entscheiden. A_{NN} ist hier nicht sensitiv, da bei dieser Energie bereits gute Daten existieren, aber A_{SL} kann zumindest bei kleinen Winkeln zur Fixierung der Streuphasen beitragen. Daten vom Saturne [Per88, All98a] in A_{SL} bei 2100 MeV bevorzugen hier eher die single-energy-Lösung (Abb. 7.5). Ein Blick auf Abb. 2.5 zeigt, warum A_{SS} ausgezeichnet ist: Oberhalb 800 MeV gibt es keine Daten. Eine grobe Messung von A_{SS} ist auch in der Lage, die Mehrdeutigkeit in den direkt rekonstruierten Amplituden aus [BLL98] zu beseitigen. Die aus den verschie-

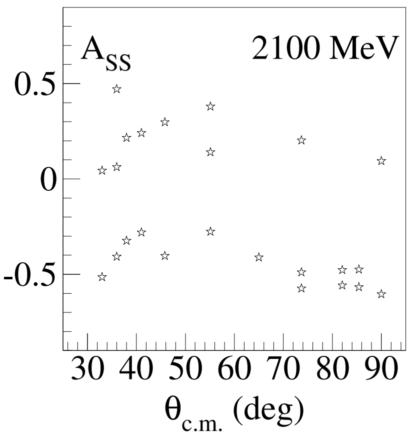


Abbildung 7.6: *Durch DRSA [BLL98] vorhergesagtes* A_{SS} *bei* T_p*=2100* MeV.

[2]Das Programm NNF wurde für die Untersuchungen in Abschnitt 7.3 von Prof. Arndt zur Verfügung gestellt. ED99 ist keine „autorisierte“ Lösung und dient nur zur Illustration des möglichen Einflusses

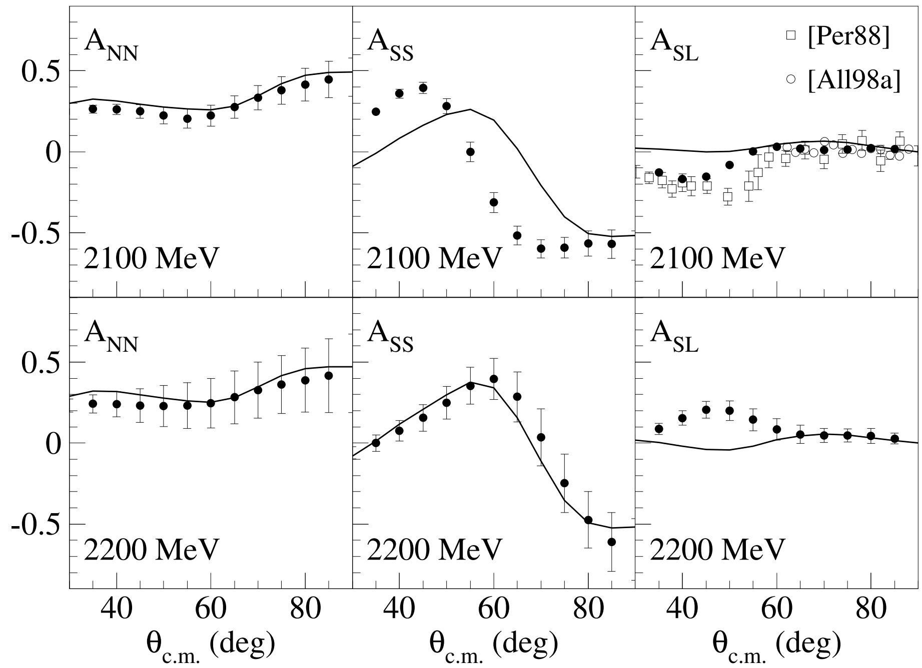


Abbildung 7.5: *Vergleich der Vorhersagen der VPI-Phasenanalysen aus [ASW00] auf Spinkorrelationsparameter bei* T_p *= 2100 bzw. 2200* MeV*: multi-energy-Lösung SP00 (—) und single-energy-Lösungen SE21/22 mit Fehlerband (●) bei der entsprechenden Energie. Bei 2100 MeV werden für* A_{SL} *zum Vergleich die Daten aus [Per88] (□) und [All98a] (○) gezeigt.*

denen Lösungen der Streuamplituden berechneten Vorhersagen für A_{SS} sind in Abb. 7.6 aufgeführt, sie unterscheiden sich um etwa 0.5. Bei vertikal polarisiertem Strahl und Target und einer jeweiligen Polarisation von 70% würde sich das Verhältnis der Streuraten unter $\phi = 0°$ und 90° nach Gl. 2.32 nur aufgrund der verschiedenen Werte von A_{SS} um 25 % unterscheiden!

Erste Testmessungen bei 800 MeV sind bereits durchgeführt worden, und mit Spinkorrelationsparameter in der zur Klärung dieser Frage nötigen Qualität ist in naher Zukunft zu rechnen (siehe Kapitel 8).

Fazit

Durch neue Daten vom EDDA-Experiment und vom NN-Programm am Saturne II Beschleuniger (Abschnitt 2.4) konnten Phasenanalysen zu höheren Energien erweitert werden. Die bisher gemessenen Daten engen mögliche Lösungen bereits stark ein, eine eindeutige Festlegung der Streuphasen ist aber oberhalb etwa 1 GeV nicht möglich. Mit der Schließung von Saturne II kann nur COSY zu neuen Daten in diesem Energiebereich beitragen. Spinkorrelationsparameter, die z.Zt. mit EDDA gemessen werden, haben gute Aussichten, die bestehenden Mehrdeutigkeiten zu beseitigen.

7.3 Obere Grenzen für Dibaryonische Resonanzen

Die mit dem EDDA-Experiment gemessenen Anregungsfunktionen des differentiellen Wirkungsquerschnitts und der Analysierstärke zeigen *keine direkte Evidenz* für „Strukturen“, wie sie bei einem Beitrag resonanter Zwischenzustände in der elastischen Streuung, z.B. durch Dibaryonen B_2

$$p + p \to B_2 \to p + p$$

auftreten würden. Viele der theoretischen Vorhersagen für die in Kapitel 4 diskutierten dibaryonischen Zustände liegen im von EDDA abgedeckten Energiebereich, der totalen c.m.-Energien und damit Dibaryonen-Massen zwischen 2200 und 2800 MeVentspricht. Ihre Nichtbeobachtung im Experiment kann folgende Ursachen haben:

(i) Die vorhergesagten Resonanzen existieren nicht.

(ii) Sie existieren, aber sie koppeln nicht stark genug an den elastischen Kanal, d.h., die sog. Elastizität $\eta_{el}= \Gamma_{\rm el}/\Gamma_{\rm tot}$ ist zu klein.

(iii) Sie sind so breit ($\Gamma_{\rm tot} \gg 100$ MeV), daß die Resonanzexkursion in den Daten nicht mehr ohne weiteres vom energetischen Gang der nichtresonanten Beiträge zu unterscheiden und damit erkennbar ist.

In diesem Abschnitt wird nun ein Verfahren entwickelt, aus den EDDA-Daten die Grenze nach (ii) für die Elastizität η_{el} als Funktion der Resonanzenergie, der totalen Breite und der Quantenzahlen zu bestimmen, die mit 99% Wahrscheinlichkeit ausgeschlossen werden kann.

7.3.1 Resonanzexkursionen in Observablen

Eine isolierte Resonanz mit Quantenzahlen J^π kann näherungsweise durch einen zusätzlichen Breit-Wigner-Term in der S-Matrix (Gl. 2.44) der entsprechenden Partialwelle mit Streuphase δ_j beschrieben werden (nach [McV67]):

$$S_j = S_{j,\rm nr} - i\frac{e^{2i(\mathrm{Re}\delta_j + \phi_{\rm R} + \phi_{\rm c})}\Gamma_{\rm el}}{W - W_{\rm R} + i\Gamma_{\rm tot}/2}. \tag{7.1}$$

Dabei sind $W_{\rm R}$ und $\Gamma_{\rm tot}$ die Gesamtenergie und die totale Breite im Schwerpunktsystem, $\Gamma_{\rm el}$ die Zerfallsbreite in den elastischen Kanal, und ϕ_c bezeichnet die Coulomb-Phase[3]. Als weiterer freier Parameter tritt noch eine *unbekannte* Phase $\phi_{\rm R}$ der Resonanz relativ zur nicht-resonanten Streuung – beschrieben durch $S_{j,\rm nr}$ – auf, deren Wertebereich lediglich durch die Forderung nach Unitarität, d.h. $|S_j| < 1$, eingeschränkt ist[4]. Dies bedeutet

[3]durch die Coulomb-Wechselwirkung hervorgerufene Phasenverschiebung, die recht genau berechnet werden kann.

[4]Die hier gewählte Parametrisierung folgt der Darstellung in [McV67] und unterscheidet sich von dem von Hoshizaki [Hos78, Hos79] verwendeten Ansatz dadurch, daß zum einen dort die Phase $\phi_{\rm R}$ zu Null gesetzt wird und zum anderen hier der resonante Term in Gl. 7.1 *nicht* durch den Betrag der nichtresonanten Amplitude $\eta = |S_{j,\rm nr}|$ gedämpft wird. Diese Dämpfung ist bereits in der elastischen partiellen Breite $\Gamma_{\rm el}$ enthalten. Die hier bestimmten Elasitizitäten $\eta_{el}= \Gamma_{\rm el}/\Gamma_{\rm tot}$ sind damit um einen Faktor $|S_{j,\rm nr}|$ kleiner als in dem Verfahren nach Hoshizaki.

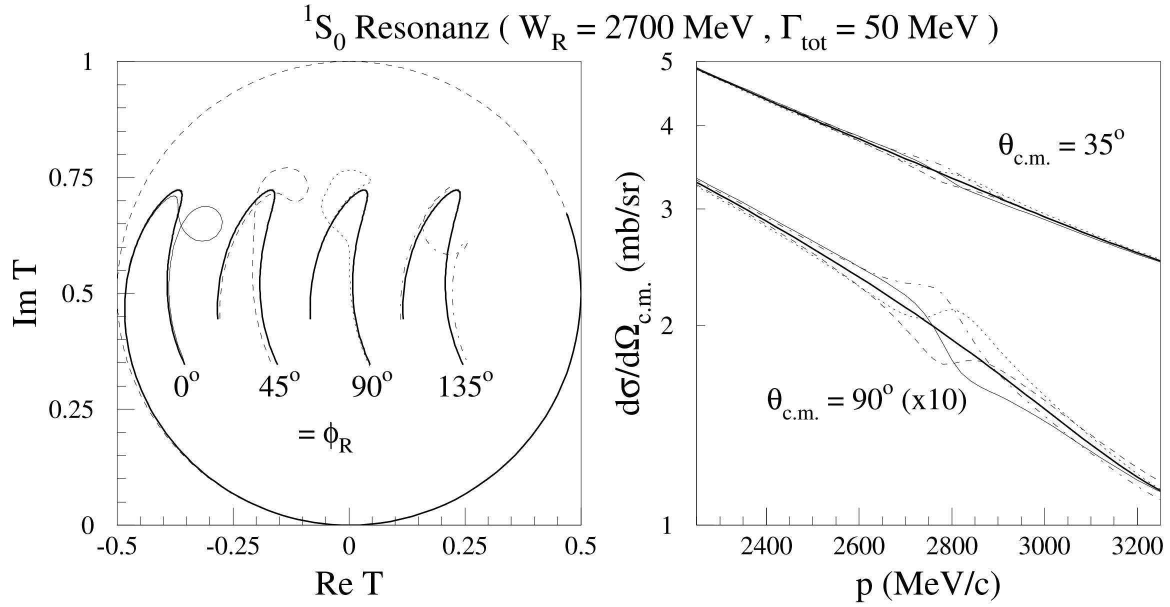


Abbildung 7.7: *Auswirkung verschiedener relativer Phasen ϕ_{R} einer $^1S_0$ Resonanz bei 2700* MeV *und einer totalen Breite von 50* MeV *auf das Argand-Diagramm (links, die Phasen für $\phi_{\mathrm{R}} \neq 0°$ sind jeweils um 0.2 nach rechts verschoben) und den differentiellen Wirkungsquerschnitt bei 35° bzw. 90° (rechts). Die dünnen Linien entsprechen jeweils ϕ_{R}= 0° (—), 45° (– – –), 90° (· · ·) und 135° (– · –), die dicke Linie dem nichtresonanten Verlauf, beschrieben durch SP99 [SAI].*

auch, daß im Falle einer rein elastischen Streuung – also $|S_{j,\mathrm{nr}}| = 1$ – diese relative Phase Null sein muß. Gleichung 7.1 gilt in dieser einfachen Form nur für ungekoppelte Kanäle und ist nicht anwendbar auf die gekoppelten Triplett-Partialwellen der NN-Streuung. Im folgenden wird nur von ungekoppelten Partialwellen ausgegangen, die die Mehrzahl der Vorhersagen für Diabryonen abdecken. In der Notation wird zunächst nicht – wie in Gl. 2.44 – zwischen Singulett (S_j) und Triplett (S_{jj}) unterschieden.

Die Variation von ϕ_{R} ändert dabei entscheidend die Form einer resonanzbedingten Exkursion in den Anregungsfunktionen physikalischer Observablen, wie in Abb. 7.7 gezeigt. Dieser Zusammenhang wird jetzt noch etwas näher erläutert. Die Partialwellenamplitude

$$T_j = \frac{S_j - 1}{2i} = T_{j,\mathrm{nr}} - \underbrace{\frac{1}{2} \cdot \frac{e^{2i(\mathrm{Re}\delta_j + \phi_{\mathrm{R}} + \phi_{\mathrm{c}})}\Gamma_{\mathrm{el}}}{W - W_{\mathrm{R}} + i\Gamma_{\mathrm{tot}}/2}}_{T_{j,\mathrm{res}}} \tag{7.2}$$

besteht also aus einem resonanten $T_{j,\mathrm{res}}$ und einem nichtresonanten Anteil $T_{j,\mathrm{nr}}$. Einsetzen von Gl. 7.2 in die Zerlegung der Streuamplituden nach Gl. 2.46 zeigt, daß für Spin-Singulett-Resonanzen nur die Amplitude H_1 nach Arndt (Tab. 2.1) beeinflußt wird, mit

$$H_1 = H_{1,\mathrm{nr}} - (2j+1)\ T_{j,\mathrm{res}} P_j \tag{7.3}$$

Der Index „nr" zeigt hier und im folgenden den jeweiligen Wert ohne Resonanz an. Entsprechende Beiträge für eine Resonanz in ungekoppelten Spin-Triplett-Partialwellen ergeben sich in den Amplituden H_2 und H_3. Der Beitrag einer Singulett-Resonanz zum differentiellen Wirkungsquerschnitt beträgt nach Gl. 2.35

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega_{\mathrm{c}.m.}} &= \frac{1}{k^2}\left(\sum_{i=1}^{5}|H_i|^2+|H_4|^2\right) \\ &= \left.\frac{d\sigma}{d\Omega_{\mathrm{c}.m.}}\right|_{\mathrm{nr}} - \frac{2}{k^2}\,(2j+1)\;P_j\;\mathrm{Re}\left(H^*_{1,\mathrm{nr}}\;T_{j,\mathrm{res}}\right)+\frac{1}{k^2}(2j+1)^2\;P_j^2\;\left|T_{j,\mathrm{res}}\right|^2 \end{aligned} \tag{7.4}$$

und wird damit bei kleinen Resonanzstärken dominiert durch die *Interferenz* zwischen nicht-resonanter und resonanter Amplitude. Die Stärke der nichtresonanten Amplitude $H_{1,\mathrm{nr}}$ im Vergleich zu den anderen Amplituden $H_{2...5}$ bestimmt damit die sichtbare Exkursion im Wirkungsquerschnitt. In Abb. 7.7 ist dies im Vergleich zwischen den Streuwinkeln 35° und 90° ersichtlich. Bei 90°, wo der größte Impulsübertrag erfolgt, trägt die $^1S_0$-Partialwelle und damit auch H_1 besonders stark zur Streuung bei, und der resonante Effekt ist verstärkt. Bei kleineren Winkeln wird sie stark von der Streuung in peripheren Partialwellen überdeckt.

Für die Analysierstärke, nach Gl. 2.35 gegeben durch

$$\mathrm{A}_N\frac{d\sigma}{d\Omega_{\mathrm{c}.m.}}=\frac{2}{k^2}\mathrm{I}m\left[\left(H_3+H_5\right)H_4^*\right], \tag{7.5}$$

lassen sich ähnliche Betrachtungen anstellen. Bemerkenswert ist, daß H_1 und damit Singulett-Partialwellen in der Analysierstärke nur über die Normierung mit $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}\Omega_{\mathrm{c.m.}}$ zu A_N beitragen. Die Analysierstärke ist daher nicht so gut geeignet zur Suche nach oder dem Ausschluß von z.B. $^1S_0$- und $^1D_2$-Resonanzen

Stringentere Kriterien als die Beobachtung einer Struktur in einer Observablen bei einem Winkel können bei einem Vergleich mit den EDDA-Daten angewandt werden:

1. Eine Resonanz zeigt Exkursionen in Observablen, deren *Winkelabhängigkeit* durch die Partialwelle (z.b. P_j in Gl. 7.4) *und* den relativen Beitrag der modifizierten Amplituden bestimmt wird.

2. In Daten *verschiedener* Observable müssen sich Strukturen – falls vorhanden – zeigen, die mit einem Satz von Parametern (W_R, Γ_{tot}, ϕ_R und η_{el}) reproduziert werden können.

Im Umkehrschluß sind daraus bei Nichtbeobachtung einer Struktur besonders scharfe Ausschlußgrenzen abzuleiten, da statistische Fluktuationen der Daten bei einzelnen Winkeln oder Energien keinen starken Einfluß auf das Ergebnis haben können.

Die Schwierigkeit bei der Angabe oberer Grenzen ist die korrekte Berücksichtung der nichtresonanten Streuung, ohne dem Test der Hypothese „Es existiert eine Resonanz R mit Parametern (W_R, Γ_{tot}, ϕ_R und η_{el})" durch falsche Annahmen einen „Bias" zu geben.

Präzisiert heißt das: Exisitiert die Resonanz R mit nur einer kleinen elastischen Kopplung und damit nur schwachen Auswirkungen in den Meßgrößen, dann enthalten trotzdem alle gemessenen Observablen Beiträge dieser Resonanz. Jede Anpassung an die experimentellen Daten mit dem Ziel, die nichtresonante Wechselwirkung zu parametrisieren, sei es eine simple polynomiale Entwicklung oder eine komplexe Phasenanalyse, wird diese Beiträge mit beschreiben. Verwendet man das Ergebnis dieser Anpassung als Modell für die nichtresonante Physik, fügt eine Resonanz hinzu und studiert die Abweichung der Messungen von dieser Annahme, hat man einen statistischen Test konstruiert, der in Richtung „Die Resonanz existiert nicht" voreingenommen oder „biased" ist[5]. Das Verfahren, das jetzt vorgestellt werden wird, wurde entwickelt, um einen „fairen" Test auf resonante Beiträge zu gewährleisten.

7.3.2 Ein Verfahren zur Bestimmung oberer Grenzen in η_{el}

Da es kein „Standardmodell" der NN-Wechselwirkung in diesem Energiebereich zur Berechnung der Physik ohne Annahme exotischer Resonanzen gibt, ist die beste Methode, sie durch eine Partialwellenanalyse zu beschreiben. Die im folgenden verwendeten Phasenanalysen wurden mit dem Programm NNF durchgeführt, das von Prof. Arndt vom VPI freundlicherweise zur Verfügung gestellt wurde. Die technischen Aspekte der Benutzung dieses Programms sind in [Ige96, Doh97a, Doh97b, Lin00] dokumentiert.
Die grundlegende Idee ist nun:

1. Man erstellt eine Lösung, die die betrachtete Datenbasis möglichst gut beschreibt. Dies ist die beste Darstellung der Null-Hypothese, in der keine Resonanz angenommen wird, und wird hier PSA genannt.

2. Für eine Resonanz mit Parametern (W_{R}, Γ_{tot}, ϕ_{R} und η_{el}) wird nun die resonante Amplitude nach Gl. 7.2 der entsprechenden Partialwelle in der Partialwellenanalyse hinzugefügt. Eine Neuanpassung der Phasenparameter an die Datenbasis, wobei die Resonanzparameter unverändert bleiben, führt zu einer Lösung PSA'.

   Sie ist die beste erreichbare Bechreibung der Daten unter Annahme der Existenz dieser Resonanz und in ihrem χ^2 unmittelbar zu vergleichen mit der Null-Hypothese bzw. der Lösung PSA. Der Vergleich dieser Resonanz-Hypothese mit der Null-Hypothese ist dann „unbiased".

Ein Beispiel wird in Abb. 7.8 für die $^1S_0$-Partialwelle gezeigt: Man erkennt, daß die Lösung PSA' gegenüber PSA ausgewichen ist, um den resonanten Beitrag in Einklang mit den Daten zu bringen. Ein simples Hinzufügen der Resonanz zur Lösung PSA hätte die Abweichung von den Daten überschätzt, ebenso wie das resultierende χ^2. Abb. 7.9 zeigt am Beispiel einer $^1D_2$-Resonanz die durch das Legendre-Polynom P_2 verursachte Variation der Resonanzform mit dem Streuwinkel.

[5] Die in [Wel98, Lin00] vorgestellten Analysen unterliegen diesem „bias" und unterscheiden sich zudem dadurch, daß ϕ_{R} mit Null angesetzt wird und nur Anregungsfunktionen jeweils eines Winkels Verwendung finden.

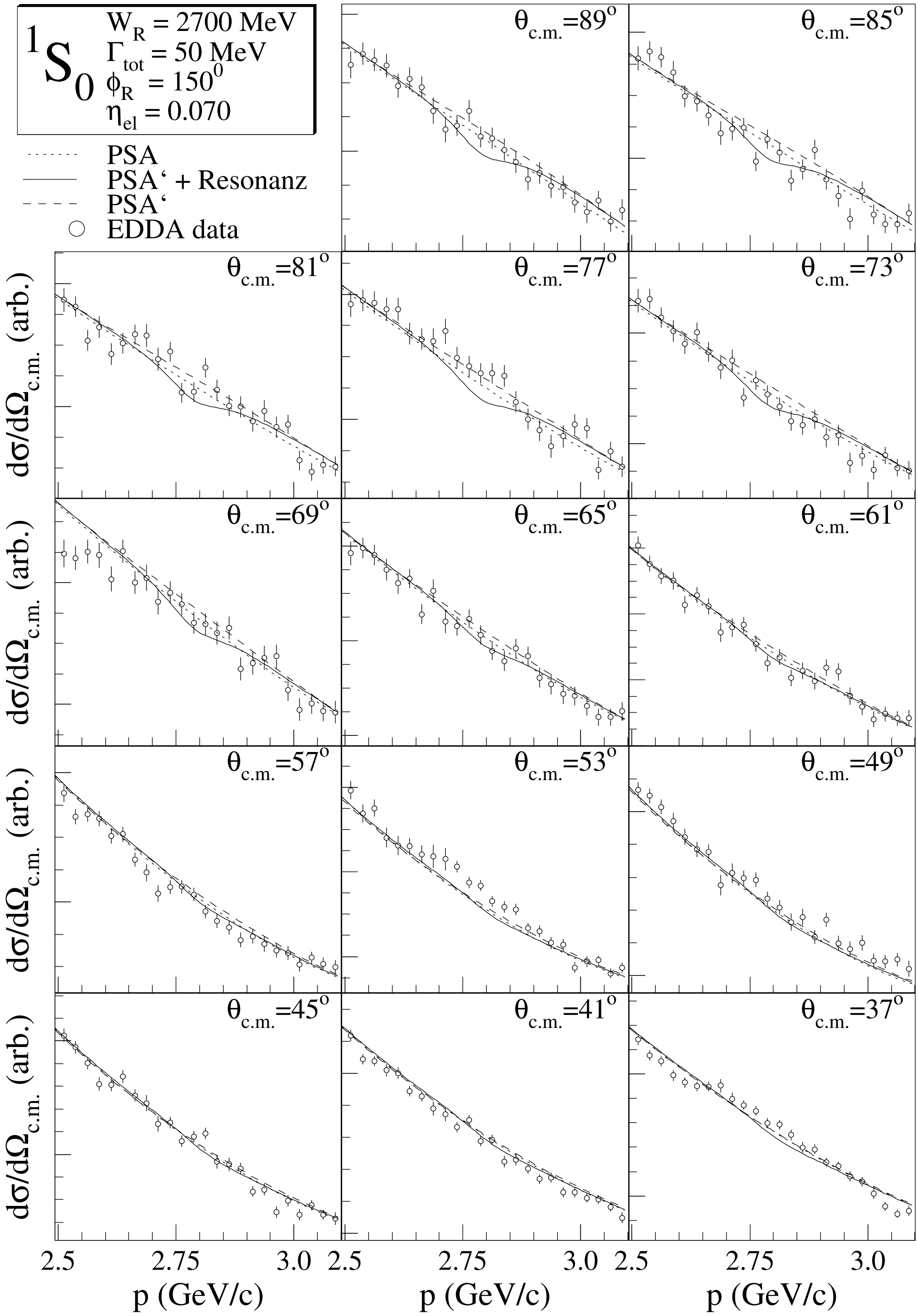


Abbildung 7.8: *Maximal erlaubte Elastizität einer 50 MeV breiten $^1S_0$-Resonanz bei 2700 MeV.*

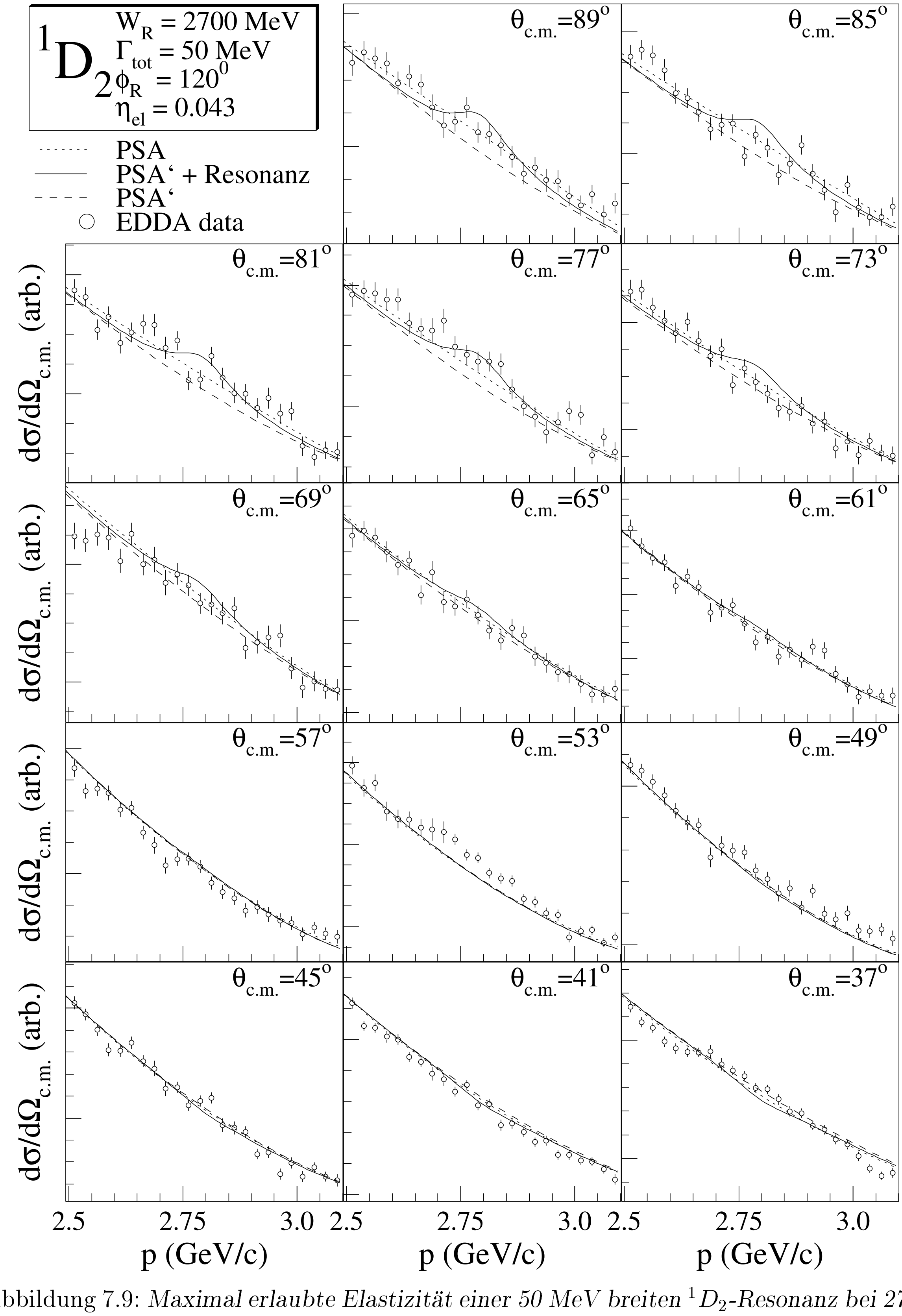


Abbildung 7.9: *Maximal erlaubte Elastizität einer 50 MeV breiten $^1D_2$-Resonanz bei 2700 MeV.*

Unabhängig von den Resonanzparametern wurde die Streuphasen immer an alle Daten über den vollen Energiebereich angepaßt. Der Test auf die erzielte Übereinstimmung der Null- bzw. Resonanzhypothese darf sich dagegen nur auf den Wirkungsbereich der Resonanz erstrecken. Deshalb werden bei dem verwendeten χ^2-Test [Ead71, BL98, Cow98] nur EDDA-Daten bei den Energien berücksichtigt, die totalen c.m.-Energien innerhalb von $W_\mathrm{R}\pm\Gamma_\mathrm{tot}$ bei beliebigem Streuwinkel $\theta_\mathrm{c.m.}$ entsprechen.

Die obere Grenze in η_el für eine Resonanz, charakterisiert durch (J^π, W_R, Γ_tot), wird dadurch bestimmt, daß die Elastizität η_{el} langsam von Null startend erhöht wird, bis der – gleich noch erläuterte – χ^2-Test diese Höhe mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit, dem Konfidenz-Niveau (CL[6]), verwirft. Leider gibt es noch eine unbestimmte Phase ϕ_R, die es erzwingt, den gesamten Wertebereich von 0 bis π abzusuchen. Die obere Grenze der Elastizität $\eta_{\mathrm{el},max}$ ist das Maximum der mit einem bestimmten CL ausgeschlossenen Elastizität als Funktion von ϕ_R[7].

Das Konfidenz-Niveau für eine Hypothese errechnet sich aus dem χ^2 mit Hilfe der χ^2-Verteilung $f(\chi^2, N_d)$ für die Anzahl der Freiheitsgrade N_d, d.h. hier die Anzahl der zum Test verwendeten Datenpunkte. Der P-Wert

$$P = \int_{\chi^2}^{\infty} \mathrm{d}z f(z, N_d) \tag{7.6}$$

beschreibt die Wahrscheinlichkeit bei einer vielfachen Wiederholung des Experimentes im Vergleich mit der Hypothese, ein größeres χ^2 als das aus dem vorliegenden Experiment bestimmte zu erhalten. Ist der P-Wert sehr klein, heißt dies: Entweder die Hypothese ist falsch, oder sie ist richtig und die Messung eine entsprechend unwahrscheinliche Fluktuation. Das Konfidenz-Niveau, definiert als $1-P$, wurde für diese Analyse auf 99% festgelegt. Die in der Resonanz-Hypothese verwendete Elastizität wird also so lange erhöht, bis ein P-Wert von 0.01 erreicht wird, und die untersuchte Resonanz ist dann mit 99 prozentiger Wahrscheinlichkeit ausgeschlossen.

Zwei verschiedene Analysen wurden durchgeführt, die auf folgenden EDDA-Daten beruhen:

(a) Der von EDDA gemessene differentielle Wirkungsquerschnitt[8].

(b) Die EDDA-Analysierstärken, sortiert in 30 MeV/c bzw. 4° breite Impuls- bzw. $\theta_\mathrm{c.m.}$-Intervalle („Bins“).

Bei beiden Datensätzen wurden nur statistische Fehler berücksichtigt, da systematische Unsicherheiten zwischen verschiedenen Datenpunkten i.d.R. korreliert sind. In der ersten

[6] **C**onfidence **L**evel.

[7] Dies geschieht mit einer Schrittweite von 10°, die sich als ausreichend erwiesen hat. Bei Partialwellen, die im wesentlichen elastisch sind, wird der Wertebereich durch die Unitaritätsbedingung eingeschränkt. Die Variation von η_{el} bei konstantem CL beträgt als Funktion von ϕ_R typischerweise 50%.

[8] Hier wurden die Daten von 1995 und 1996 kombiniert [Wel98], da die in den 96er Daten beobachteten Inkonsistenzen keinen Einfluß auf deren glatten Verlauf haben, aber hier gerade bei hohen Energien den statistischen Fehler reduzieren.

Analyse wurde nur Datensatz (a), in der zweiten Analyse, die sich auf die Untersuchung der gekoppelten Spin-Triplett-Partialwellen beschränkt, wurden beide Datensätze (a+b) verwendet.

Für die Phasenanalysen zur Berechnung der Lösungen PSA und PSA' wurde die Datenbasis von [SAI] (Stand Herbst 1999) mit folgenden Modifikationen verwendet: Alle Daten anderer Experimente, die in Energie, Winkel oder Observable mit den verwendeten EDDA-Daten überlappen, wurden aus der Datenbasis entfernt, um eine möglichst gute Beschreibung der EDDA-Daten durch die Null-Hypothese[9] zu erzielen. Die Daten aus [Alb97] wurden eliminiert und statt dessen die Datensätze (a) bzw. (a+b) hinzugefügt.

Für den χ^2-Test werden nur die Daten aus (a) oder (a+b) verwendet. Im diesem Energiebereich wurde ein systematischer Fehler quadratisch addiert, dessen Größe so gewählt wurde, daß das reduzierte χ^2 der Null-Hypothese gerade 1 ist und damit ein CL von 50% ergibt. Dieser systematische Fehler beträgt 2.2...2.8% und ist voll im Einklang mit erwarteten Unsicherheiten (vgl. Abschnitt 6.6.9).

7.3.3 Ergebnisse der Analyse

Untersucht wurden in dieser Arbeit alle ungekoppelten, isovektoriellen Partialwellen mit $J \leq 3$ (vgl. Tab. 2.3), d.h. $^1S_0$, $^1D_2$, $^3P_0$, $^3P_1$ und $^3F_3$, die die wichtigsten Vorhersagen (vgl. Abschnitt 4.2) für dibaryonische Resonanzen abdecken.
Der Parameterraum in energetischer Lage und totaler Breite wurde in Schritten von

- 50 MeV in W_R zwischen 2200 und 2800 MeVund
- 10 MeV in Γ_tot zwischen 10 und 100 MeV

untersucht. Die Grenzen in W_R ergeben sich aus dem Energiebereich, der durch die EDDA-Daten abgedeckt wird, und die untere Grenze in der Breite durch die Körnigkeit der EDDA-Daten im Strahlimpuls (hier gilt die Faustregel: 10 MeV Breite im c.m. entsprechen 30 MeV/c im Strahlimpuls). Die obere Grenze ist weniger scharf und entspringt meiner Einschätzung der Anwendbarkeit dieses Verfahrens. Dies wird am Ende dieses Abschnitts noch diskutiert.

Die Ergebnisse der Analyse unter Verwendung nur der EDDA-Wirkungsquerschnitte (Datensatz (a)) ist in Abb. 7.10 für drei ausgewählte Breiten dargestellt. Die vollständigen Resultate werden in Abb. 7.11 und unter zusätzlicher Einbeziehung der Analysierstärken (Datensatz (b)) in Abb. 7.12 gezeigt. Die Elastizität $\eta_{el} = \Gamma_\mathrm{el}/\Gamma_\mathrm{tot}$, die mit 99% Wahrscheinlichkeit ausgeschlossen werden kann, ist als Grauwert angegeben. Die wichtigsten Resultate lassen sich schon in Abb. 7.10 ablesen:

(i) Die Auschlußgrenze für schmale Resonanzen (20 MeV) zeigt eine geringe Energieabhängigkeit und beträgt typischerweise 8% ($^1S_0$), 4% ($^1D_2$), 10% ($^3P_0$), 3% ($^3P_1$) und 5% ($^3F_3$) in der Elastizität

[9] Die Null-Hypothese ist für alle in einer Analyse untersuchten Resonanz-Hypthesen identisch.

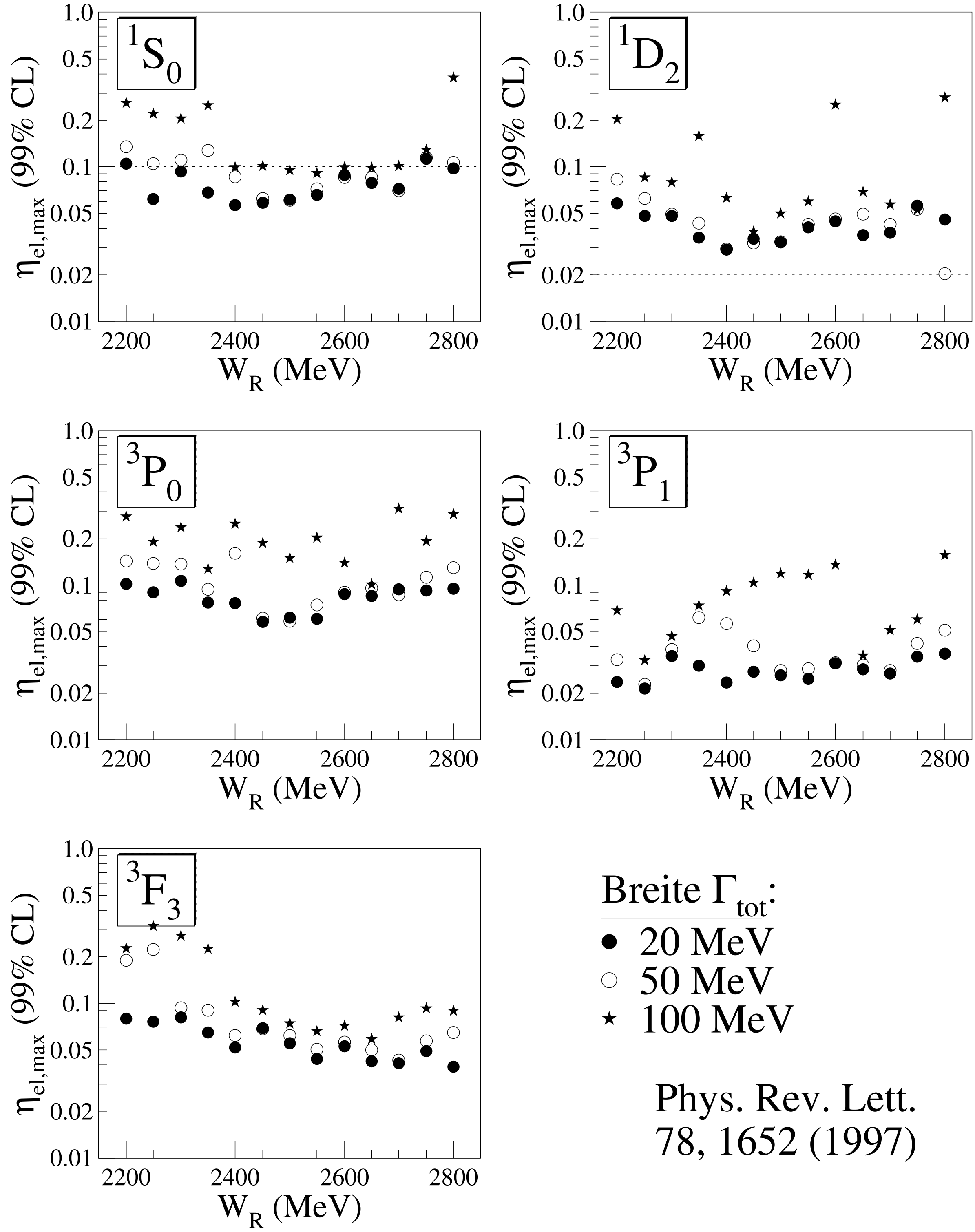
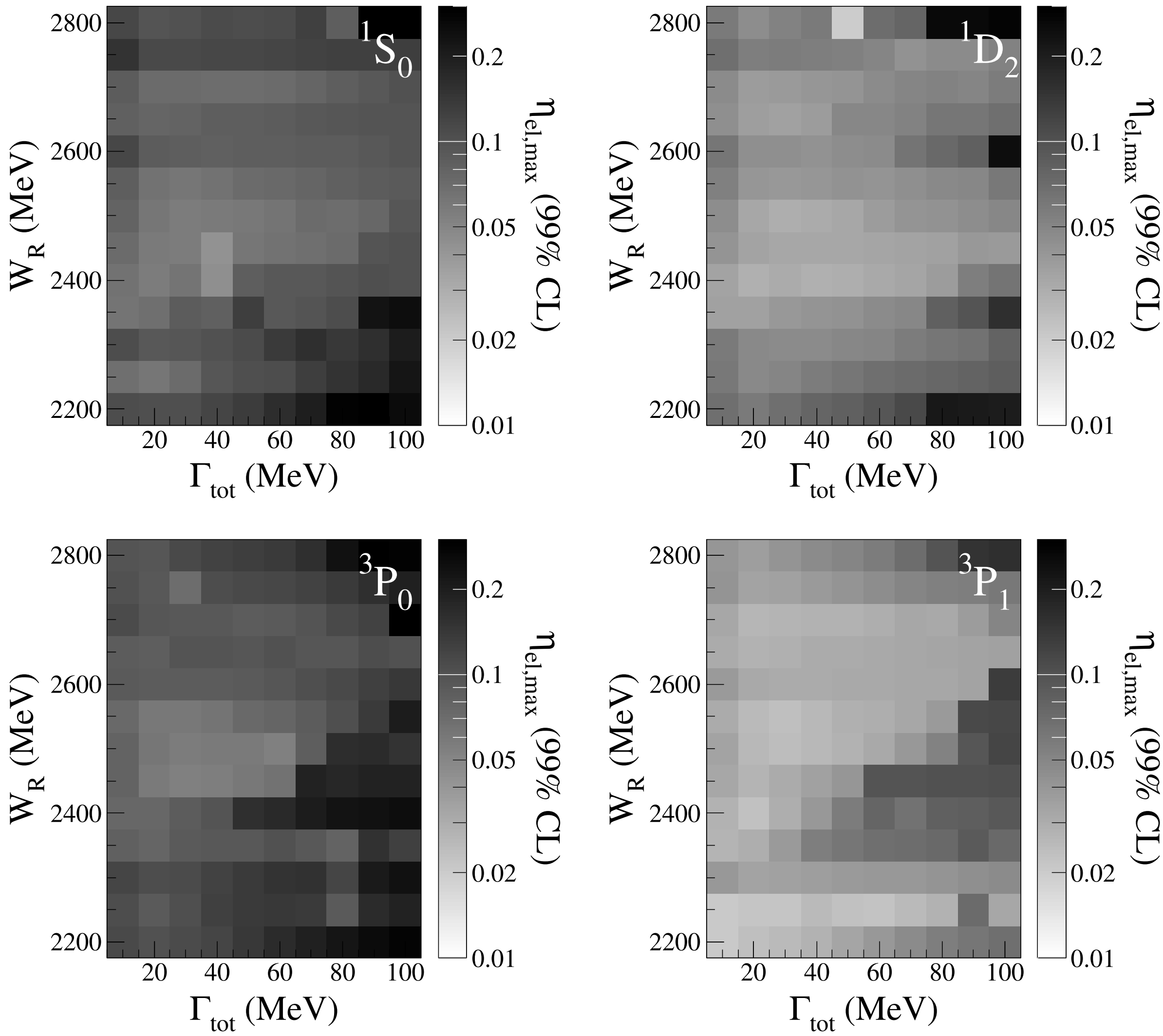


Abbildung 7.10: *Obere Grenzen (99% CL) für die Elastizität von Resonanzen in den Partialwellen $^1S_0$, $^1D_2$, $^3P_0$, $^3P_1$ und $^3F_3$ für drei ausgewählte Breiten. Die gepunkteten Linien zeigen das Ergebnis einer naiven Abschätzung aus [Alb97], die die Grenze für die $^1D_2$ Partialwelle deutlich unterschätzt.*



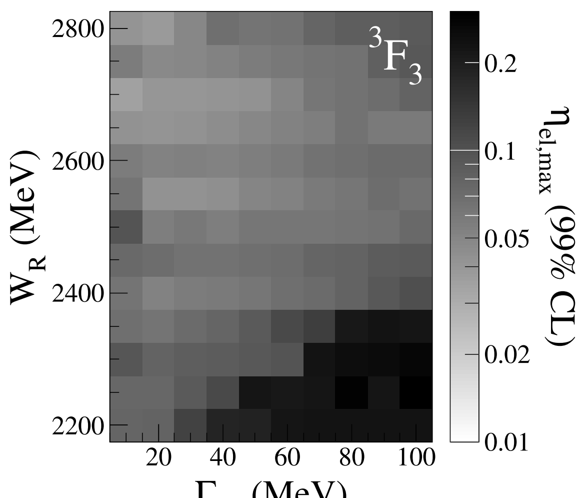


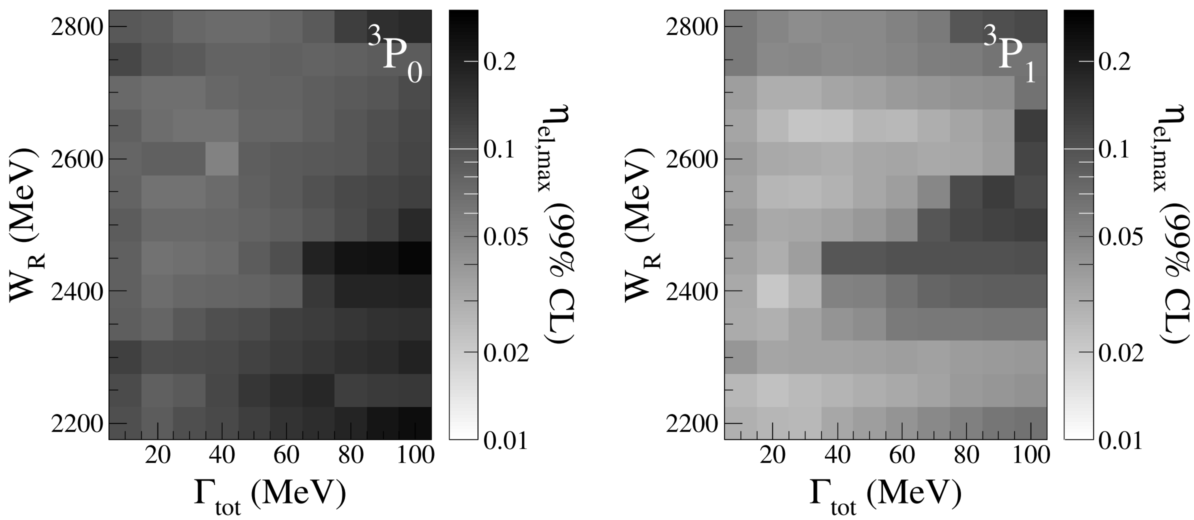
Abbildung 7.11: *Obere Grenzen (99% CL) für die Elastizität von Resonanzen in den Partialwellen $^1S_0$, $^1D_2$, $^3P_0$, $^3P_1$ und $^3F_3$ als Funktion der totalen Breite Γ_{tot} und der Resonanzenergie W_{R}. Sie wurden unter Verwendung nur der differentiellen Wirkungsquerschnitte deduziert.*

(ii) Breitere Resonanzen können nur mit einem größeren $\eta_{el,max}$ ausgeschlossen werden, d.h., die Phasenanalyse PSA' kann besser ausweichen, um die Resonanzbeimischung mit den Daten verträglich zu machen.

(iii) Bei breiten Resonanzen gibt es zum Teil deutliche Energieabhängigkeiten. Vergleicht man dies mit den Argand-Diagrammen aus Abb. 4.3, stellt man fest, daß ein guter Teil der großen Werte von $\eta_{\mathrm{el},max}$ in Bereiche starker Krümmung im Argand-Diagramm fällt. Dort ist es offensichtlich eher möglich, eine Resonanzexkursion zu akkomodieren.

(iv) Bei 2200 und 2800 MeV Resonanzenergie und großen Breiten (Abb. 7.11 und 7.12) überlappt nur ein Teil der EDDA-Daten mit der Resonanz. Die Empfindlichkeit ist damit reduziert, und es ergeben sich höhere Ausschlußgrenzen.

(v) In den $^1D_2$- und $^3F_3$-Partialwellen sind die Ausschlußgrenzen „unten rechts" in Abb. 7.11 über einen weiten Bereich vergrößert. Dies ist die Region der in Abschnitt 4.3.1 diskutierten „trivialen" Dibaryonen, die mit (W_R, Γ_tot) = (2170,80) für $^1D_2$ bzw. (2250,150) für $^3F_3$ etwas außerhalb des abgedeckten Bereichs liegen. In



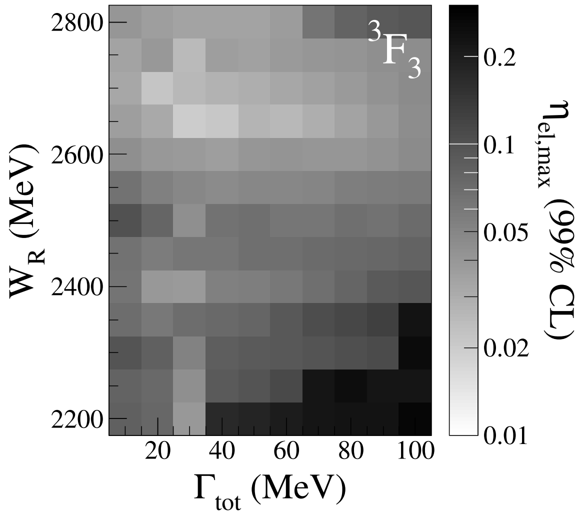


Abbildung 7.12: *Obere Grenzen (99% CL) für die Elastizität von Resonanzen in den Partialwellen $^3P_0$, $^3P_1$ und $^3F_3$ als Funktion der totalen Breite Γ_tot und der Resonanzenergie W_R unter Verwendung der EDDA-Daten für Analysierstärke und differentiellen Wirkungsquerschnitte.*

der VPI-Phasenanalyse werden sie als Pole im Produktionsteil der S-Matrix (Abschnitt 2.3.3) parametrisiert. In dieser Analyse wird der Pol dann benutzt, um die künstlich hinzugefügte Resonanz der zu testenden Hypothese zu kompensieren. D. h., die Phasenanalyse PSA' kann perfekt ausweichen, um den Effekt der Resonanz in den Observablen auszugleichen. Dies ist in Abb. 7.13 für $W_{\mathrm{R}} = 2250$ MeV und $\Gamma_{\mathrm{tot}} = 90$MeV demonstriert. D.h., diese Analyse schließt diese bekannten Strukturen nicht aus, ändert aber auch nicht deren in Abschnitt 4.3.1 gegebene Interpretation.

Die statistische Genauigkeit der EDDA-Analysierstärken erreicht nicht die Präzision der differentiellen Wirkungsquerschnitte und kann damit die deduzierten Grenzen nur für Spin-Triplett-Partialwellen und auch dort nur in einigen Bereichen verbessern[10]. Eine nennenswerte Einschränkung erlauben sie für niedrige Resonanzenergien und große Breiten in der $^3F_3$-Partialwelle, wo der Wirkungsquerschnitt eine Resonanzbeimischung zuläßt, deren Vorhersage in krassem Widerspruch zu den Analysierstärken steht.

7.3.4 Fazit und Abschätzung des Gültigkeitsbereichs

Die von Lomon und Mitarbeiter vorhergesagten Resonanzen aus Tab. 4.1 liegen überwiegend oberhalb des abgedeckten Massenbereichs. Die $^1S_0$-Resonanz bei 2700 MeV, einer Breite von 50 MeV und einer Elastizität von 0.1 kann sicher ausgeschlossen werden, nach Abb. 7.8 sogar noch bei $\eta_{el} = 0.043$. Die Existenz der anderen Resonanzen, sollte ihre Masse zu hoch vorhergesagt worden sein, wird für die in Tab. 4.1 angegebenen Elastizitäten knapp ($^1D_2$) bzw. sicher $^3P_1$ falsifiziert.

Das hier vorgestellte Verfahren steckt damit enge quantitative Grenzen für zukünftige Vorhersagen für Dibaryonen oder deren Zuordnung zu experimentell beobachteten Strukturen in NN-Observablen. Der Versuch wurde unternommen, einen statistisch korrekten und unvoreingenommenen Test der Hypothese schwacher Beimischungen resonanter Zustände vorzunehmen. Die Betrachtungen gelten nicht nur für Dibaryonen, die experimentell von anderen Resonanzphänomenen nicht zu unterscheiden wären, sondern jede durch einen S-Matrix-Pol beschriebene Struktur.

Dieses Verfahren hat auch Unsicherheiten: Die Verwendung einer Phasenanalyse zur Anpassung des nichtresonanten Teils der Wechselwirkung ist über die verwendete Parametrisierung der Energieabhängigkeit der Phasen Modellabhängigigkeiten unterworfen. Sie macht die natürliche Annahme, daß diese in Abwesenheit von Resonanzen „glatt“ ist, um so mit möglichst wenig Parametern die Datenbasis zu beschreiben. Für sehr breite Resonanzen (100 MeV) zeigt die Energieabhängigkeit der Ausschlußgrenze, daß das Ergebnis sensitiv wird auf die explizite Form der Parametrisierung. Deshalb wurde für dieses Verfahren 100 MeV als obere Grenze in der Resonanzbreite festgelegt.

Die Streuphasen, wie in Abschnitt 7.2 gezeigt, sind oberhalb 1 GeV nicht eindeutig bestimmt. Modifikationen, insbesondere für größere Breiten, können resultieren, sollte sich die von den Saclay-Genf-Analysen bevorzugte Version als die korrekte herausstellen. In diesem Fall sollte man zur Bestimmung der Unsicherheiten diese Analyse wiederholen.

[10]Bei einigen Punkten werden die Grenzen wegen des relativ großen Beitrags der Analysierstärken zum χ^2 sogar leicht erhöht.

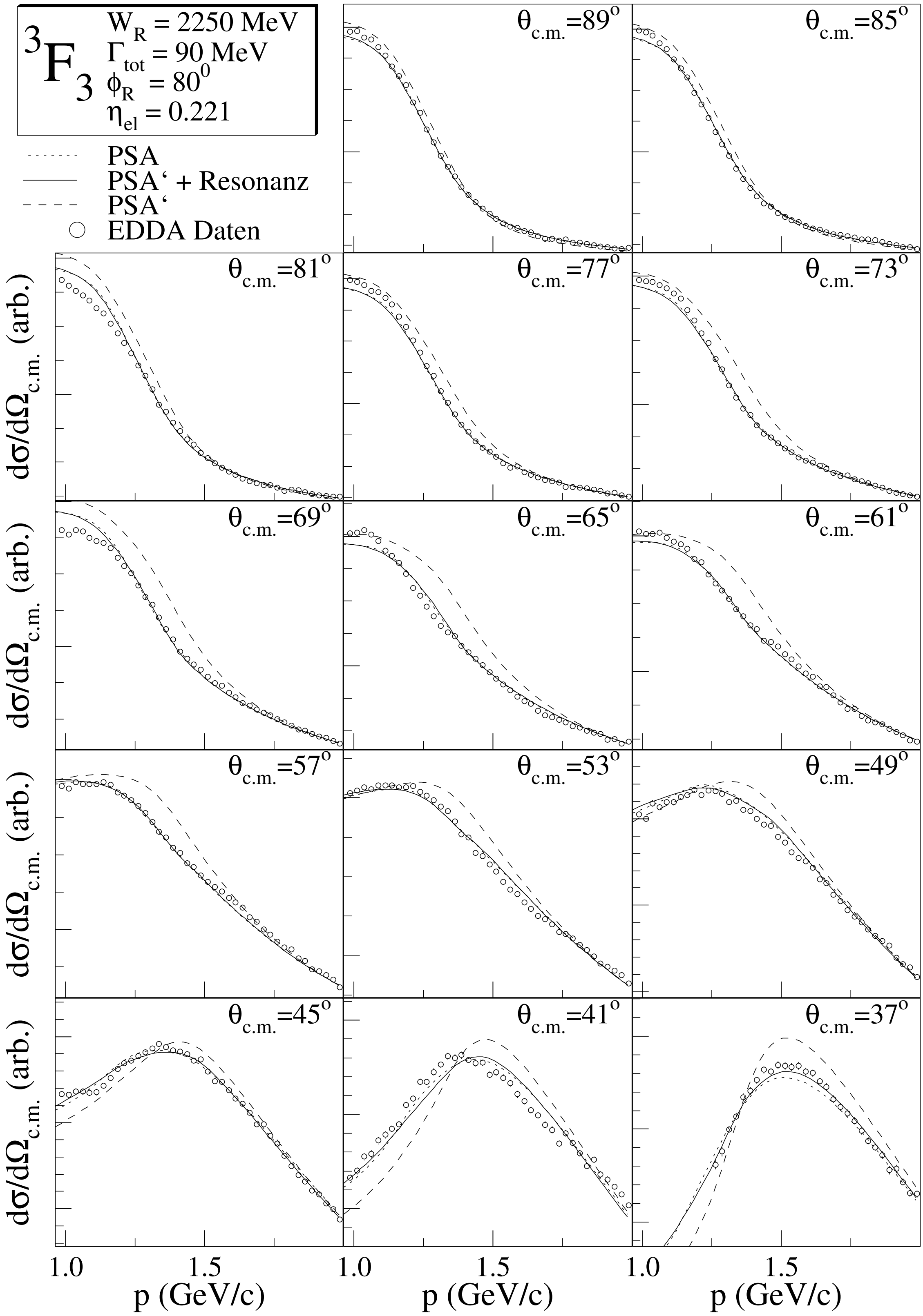


Abbildung 7.13: *Maximal erlaubte Elastizität einer 90 MeV breiten $^3F_3$-Resonanz bei 2250 MeV.*

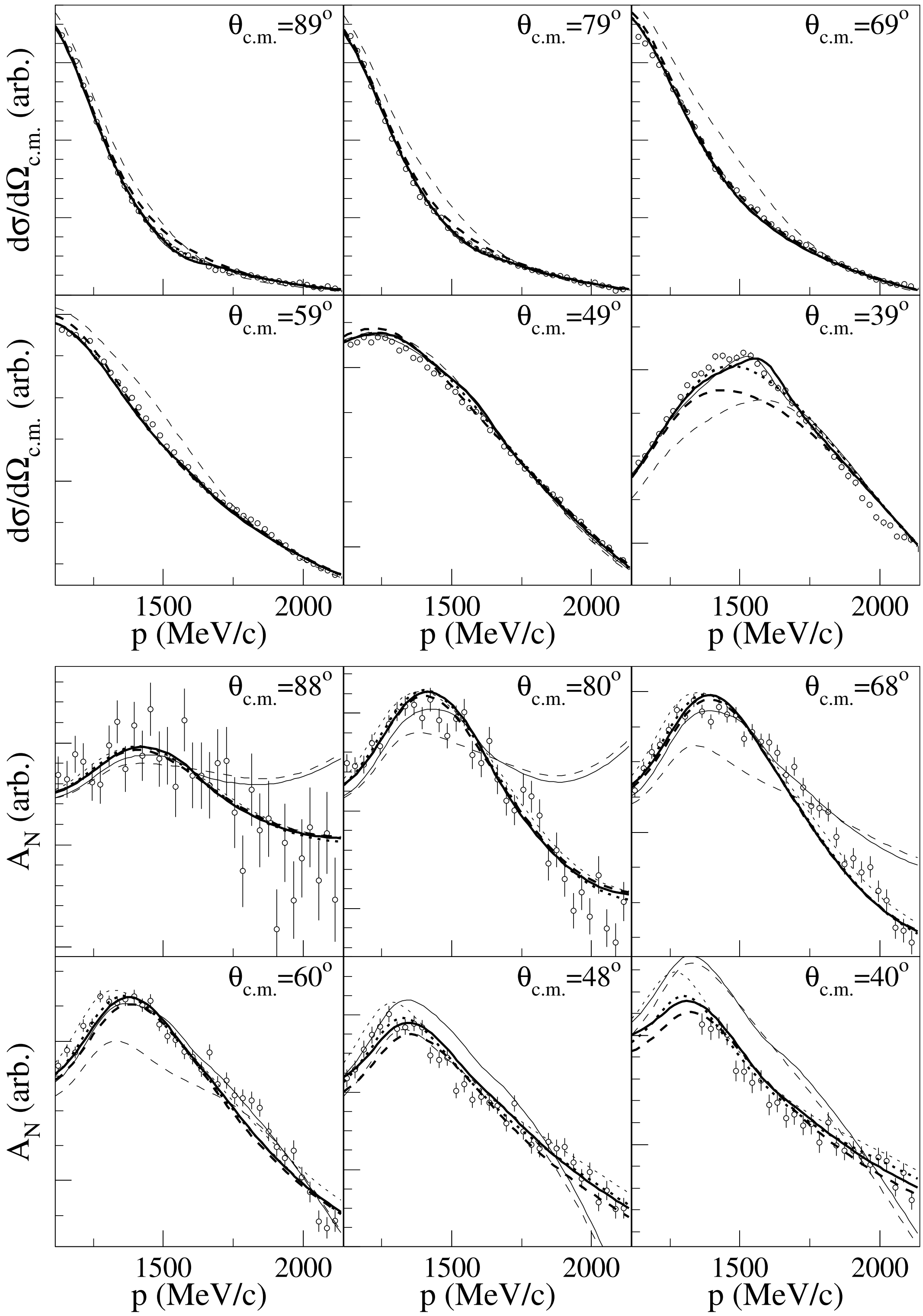


Abbildung 7.14: *Einfluß der Analysierstärke auf die Bestimmung von $\eta_{el,max}$ einer $^3F_3$-Resonanz bei (W_R,Γ_{tot}) = (2300,90)* MeV. *Die Bedeutung der Linien ist wie in Abb. 7.8-7.13. Die dicken (dünnen) Linien entsprechen den Lösungen, die gerade noch mit 99% CL ausgeschlossen werden können – mit (ohne) Verwendung der EDDA-Analysierstärken. In diesem Fall kann $\eta_{el,max}$ durch die Einbeziehen von A_N von 0.26 auf 0.11 reduziert werden. Dabei ändert sich ϕ_R um 20°.*

8 Resumee und Ausblick

Die in dieser Arbeit vorgestellten Anregungsfunktionen der elastischen Proton-Proton-Streuung für den differentiellen Wirkungsquerschnitt und die Analysierstärke wurden mit dem EDDA Experiment am Cooler Synchrotron COSY in Jülich gemessen. Sie überdecken die c.m. Streuwinkel von ca. $32° - 90°$ im Energiebereich von 0.5 bis 2.5 GeV.

Eine neue Qualität von Daten in Bezug auf die bei allen Energien konsistente Normierung konnte durch die Kombination interner Fädchen- und polarisierter Atomstrahl-Targets mit Messungen während der Beschleunigung des rezirkulierenden Strahls erzielt werden. Differentielle Wirkungsquerschnitte und Analysierstärken dieses Experimentes – insgesamt 3000 Datenpunkte – stehen jetzt als Normierungs- oder Polarisationsstandard in diesem Energiebereich zur Verfügung.

Die Anregungsfunktionen, besonders des differentiellen Wirkungsquerschnitts, eignen sich wegen der geringen statistischen Fehler und der kleinen Schrittweite in der Energie ideal zur systematischen Suche nach resonanten Strukturen, wie z.B. exotische Dibaryonen, deren Existenz in vielen Modellen vorhergesagt wurde. Die EDDA Daten zeigen keinerlei Hinweise auf Strukturen – durch ein in dieser Arbeit entwickeltes Verfahren können aber enge Grenzen für die maximal erlaubte partielle Zerfallsbreite in den elastischen Kanal ermittelt werden. Für isovektorielle Resonanzen mit $J^\pi = 0^+, 0^-, 1^-, 2^+$ und 3^- werden im Massenbereich von 2.2-2.8 GeV und bei totalen Breiten zwischen 10 und 100 MeV Elastizitäten ($\Gamma_{\rm el}/\Gamma_{\rm tot}$) von typischerweise 4-10% mit einer Wahrscheinlichkeit von 99% ausgeschlossen.

Energieabhängige Streuphasenanalysen sind auch mit Hilfe dieser Daten bis auf 3.0 GeV Strahlenergie erweitert worden. Die Ergebnisse der VPI [ASW00] und Saclay-Genf [BLL98] Phasenanalysen weichen oberhalb von 1 GeV aber noch deutlich voneinander ab. Die Differenz der daraus resultierenden Streuamplituden zeigt sich auch bei deren direkten Rekonstruktion aus den Observablen [BLL98] bei diskreten Energien und Winkeln, die meist zwei Lösungen zulassen. Die bestehenden Mehrdeutigkeiten sind nur durch neue Messungen aufzulösen.

Hier konnte gezeigt werden, daß der Spinkorrelationsparameter A_{SS} die fehlende Information beitragen könnte. Mit einem polarisierten Strahl und Target hat am EDDA Experiment die Messung dreier Spinkorrelationsparameter A_{NN}, A_{SS} und A_{SL} begonnen.

Ein zu 80% polarisierter Strahl aus der polarisierten Quelle [Wei96] konnte in COSY beschleunigt und die Polarisation durch adiabatischen Spin-Flip an depolarisierenden Resonanzen vom Typ „imperfection“ und mit Sprungquadrupolen an den depolarisierenden intrinsischen Resonanzen [Leh97] bis zur Maximalenergie transportiert werden. Abb. 8.1 stellt die mit dem EDDA-Experiment während der Beschleunigung gemessene Polarisation [Sch99, Wei00b] dar.

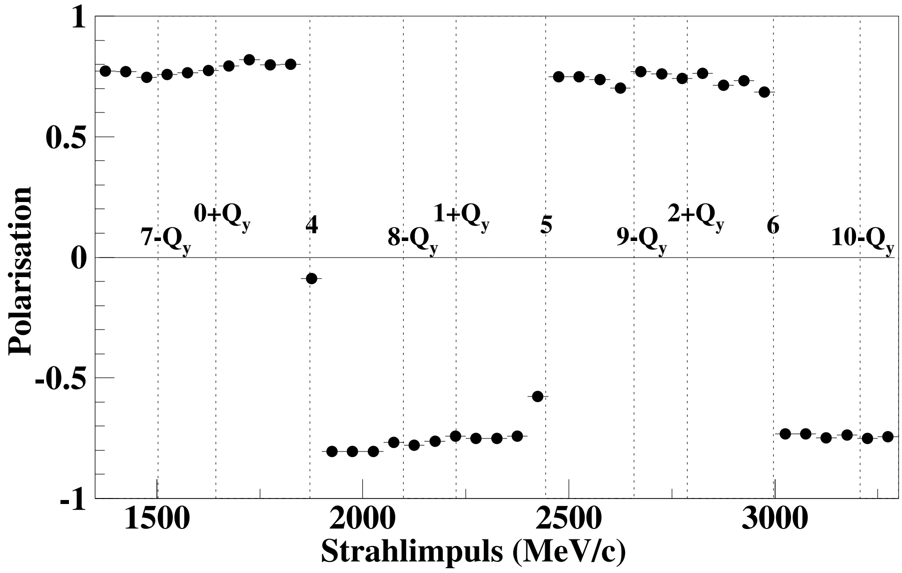


Abbildung 8.1: *Polarisation des COSY-Strahls, gemessen mit dem EDDA-Detektor, Mai 2000. Die vertikalen Linien zeigen die Lage der Imperfektion-Resonanzen mit* $\gamma G = 4, 5, 6$ *und der intrinsichen Resonanzen mit* $\gamma G = N \pm Q_y$ *an.*

Erste Testmessungen im November 1999 bei Strahlfüllungen von $2 \cdot 10^9$ Protonen und einer festen Energie (Abb. 8.2) haben die prinzipielle Machbarkeit dieser Messungen mit dem EDDA-Experiment demonstriert. An einer Verbesserung der Intensität des polariserten Strahls wird z.Zt. in Jülich noch gearbeitet. Sie ist noch nicht ausreichend, um Messungen während der Beschleunigung mit guter Statistik durchführen zu können. Aber selbst mit der jetzt schon zur Verfügung stehenden Luminosität kann ein wichtiger Beitrag zu zuverlässigen Streuphasenanalysen im Energiebereich von 1-2.5 GeV geleistet werden.

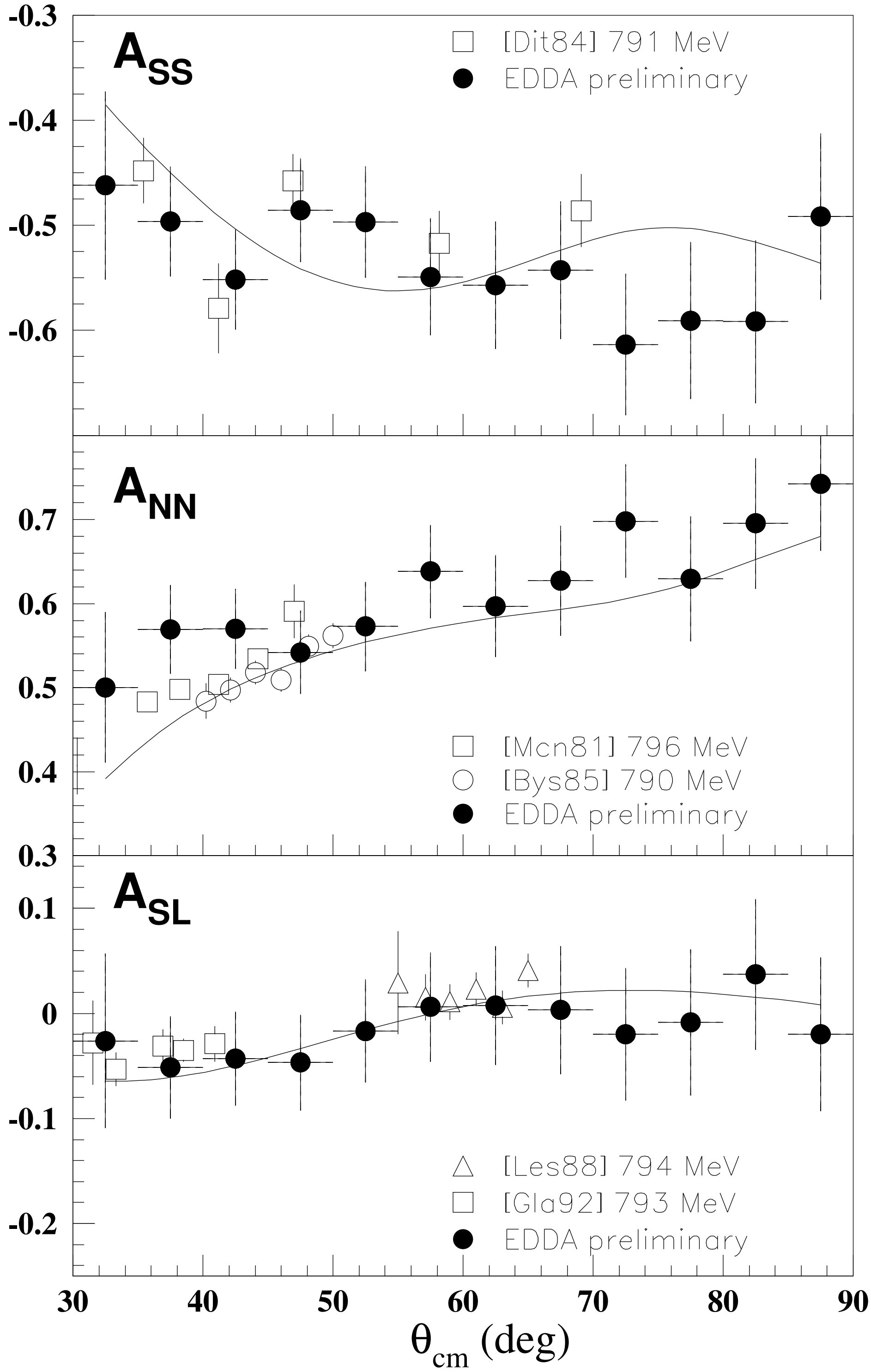


Abbildung 8.2: *Vorläufige Ergebnisse für Spinkorrelations-Parameter aus Testmessungen [Bau00] bei* T_p = *772* MeV *im Vergleich mit Daten anderer Experimente [Dit84, Mcn81, Bys85, Gla92, Les88] und der VPI-Phasenanalyse SM97 [Arn97]. Man beachte die stark gespreizte vertikale Skala.*

Literaturverzeichnis

[Aba95] S. Abachi et al., Phys. Rev. Lett. **74**, 2632 (1995).

[Abe95] F. Abe et al., Phys. Rev. Lett. **74**, 2626 (1995).

[AD85] A. T. M. Aerts and C. B. Dover, Nucl. Phys. **B253**, 116 (1985).

[AFR85] R. A. Arndt, J. M. Ford, and L. D. Roper, Phys. Rev. **D32**, 1085 (1985).

[AG81] G. Alberi and G. Goggi, Phys. Rept. **74**, 1 (1981).

[AHR87] R. A. Arndt, J. S. Hyslop III, and L. D. Roper, Phys. Rev. **D35**, 128 (1987).

[Aki97] V. Akimov et al., 1997, "The WASA and PROMICE projects" in TSL Progress-Report 1996/97, p. 86.

[Alb70] M. G. Albrow et al., Nucl. Phys. B **23**, 445 (1970).

[Alb96] D. Albers et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 371**, 388 (1996).

[Alb97] D. Albers et al., Phys. Rev. Lett. **78**, 1652 (1997).

[All98a] C. E. Allgower et al., Eur. Phys. J. **C1**, 131 (1998).

[All98b] C. E. Allgower et al., Nucl. Phys. **A637**, 231 (1998).

[All99a] C. E. Allgower et al., Phys. Rev. **C60**, 054001 (1999).

[All99b] C. E. Allgower et al., Phys. Rev. **C60**, 054002 (1999).

[Alt98] M. Altmeier, *Die Entwicklung und der Bau des polarisierten Wasserstoff-Atomstrahlteils für das EDDA-Experiment an COSY-Jülich*, Dissertation, ISKP, Univ. Bonn, 1998.

[Alt99] M. Altmeier et al., Nucl. Instr. Meth. **A431**, 428 (1999).

[Ams98] C. Amsler, Rev. Mod. Phys. **70**, 1293 (1998).

[Apr84] E. Aprile-Giboni et al., Nucl. Phys. **A431**, 637 (1984).

[AR82] R. A. Arndt and L. D. Roper, Phys. Rev. D **25**, 2011 (1982).

[Ari87] M. Arignon et al., Nucl. Instr. Meth. **A262**, 207 (1987).

[Arn83] R. A. Arndt et al., Phys. Rev. **D28**, 97 (1983).

[Arn92] R. A. Arndt, L. D. Roper, R. L. Workman, and M. W. McNaughton, Phys. Rev. **D45**, 3995 (1992).

[Arn97] R. A. Arndt, Chang Heon Oh, I. I. Strakovsky, R. L. Workman, and F. Dohrmann, Phys. Rev. **C56**, 3005 (1997).

[ASW94] R. A. Arndt, I. I. Strakovskii, and R. L. Workman, Phys. Rev. **C50**, 2731 (1994).

[ASW00] R. A. Arndt, I. I. Strakovsky, and R. L. Workman, nucl-th/0004039.

[Aub74] J. J. Aubert et al., Phys. Rev. Lett. **33**, 1404 (1974).

[Aue78] I. P. Auer et al., Phys. Rev. Lett. **41**, 354 (1978).

[Aue84] I. P. Auer et al., Phys. Rev. **D29**, 2435 (1984).

[Aug74] J. E. Augustin et al., Phys. Rev. Lett. **33**, 1406 (1974).

[BA81] B. Blankleider and I. R. Afnan, Phys. Rev. **C24**, 1572 (1981).

[Bal84] A. P. Balachandran, A. Barducci, F. Lizzi, V. G. J. Rodgers, and A. Stern, Phys. Rev. Lett. **52**, 887 (1984).

[Bal85] A. P. Balachandran, F. Lizzi, V. G. J. Rodgers, and A. Stern, Nucl. Phys. **B256**, 525 (1985).

[Bal93] J. Ball et al., Nucl. Instr. Meth. **A327**, 308 (1993).

[Bal94] J. Ball et al., Phys. Lett. B **320**, 206 (1994).

[Bal96] J. Ball et al., Nucl. Instr. Meth. **A381**, 4 (1996).

[Bal98a] J. Ball et al., Eur. Phys. J. **C5**, 57 (1998).

[Bal98b] J. Ball et al., Nuovo Cim. **111A**, 13 (1998).

[Bal99a] J. Ball et al., Eur. Phys. J. **C11**, 51 (1999).

[Bal99b] J. Ball et al., Eur. Phys. J. **C10**, 409 (1999).

[Bar64] V. E. Barnes et al., Phys. Rev. Lett. **12**, 204 (1964).

[Bar83] M. l. Barlett et al., Phys. Rev. **C27**, 682 (1983).

[Bau00] F. Bauer, Verhandl. DPG (IV) **35**, 230 (2000).

[BCS93] R. Bilger, H. A. Clement, and M. G. Schepkin, Phys. Rev. Lett. **71**, 42 (1993).

[Bea98] S. R. Beane, Acta Phys. Polon. **B29**, 3161 (1998).

[Ber88] J. R. Bergervoet, P. C. van Campen, W. A. van der Sanden, and J. J. de Swart, Phys. Rev. C **38**, 15 (1988).

[Ber90] J. R. Bergervoet et al., Phys. Rev. **C41**, 1435 (1990).

[Beu92] R. Beurtey et al., Phys. Lett. **B293**, 27 (1992).

[BFK97] A. J. Buchmann, A. Faessler, and M. I. Krivoruchenko, Ann. Phys. **254**, 109 (1997).

[BH70] H. H. Barshall and W. Haeberli (eds.), *Proc. 3rd Int. Symp. on Polarization Phenomena in Nuclear Reactions*, Madison: University of Wisconsin, 1970.

[Bie78] E. K. Biegert et al., Phys. Lett. **73B**, 235 (1978).

[Bil92] R. Bilger et al., Z. Phys. **A343**, 491 (1992).

[Bil96] R. Bilger et al., Prog. Part. Nucl. Phys. **36**, 369 (1996).

[Bil99] R. Bilger, *Suche nach einer schmalen Resonanz im πNN-System sowie nach exotischen π- und μ-Zerfällen*, Habilitationsschrift, Universität Tübingen, 1999.

[Bis93] J. Bisplinghoff et al., Nucl. Instr. and Meth. **A329**, 151 (1993).

[Bis98] T. Bissel, *Integration der Innenschale in die Analyse des EDDA Experimentes*, Diplomarbeit, ISKP, Universität Bonn, 1998.

[BJ76] G. E. Brown and A. D. Jackson, *The Nucleon-Nucleon Interaction*, North-Holland, Amsterdam, 1976.

[BJ97] S. V. Bashinsky and R. L. Jaffe, Nucl. Phys. **A625**, 167 (1997).

[BKM95] V. Bernard, N. Kaiser, and U.-G. Meissner, Int. J. Mod. Phys. **E4**, 193 (1995).

[BL98] V. Blobel and E. Lohrmann, *Statistische und Numerische Methoden der Datenanalyse*, Teubner, Leipzig, 1998.

[BLL79] J. Bystricky, C. Lechanoine-Leluc, and F. Lehar, *Phase shift analysis of pp, np and pn elastic scattering it the energy region* $10-750\,\mathrm{MeV}$, Internal Report DPhPE 79-01, Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay, B.P. No. 2, 91190 Gif-sur-Yvette, 1979.

[BLL87] J. Bystricky, C. Lechanoine-LeLuc, and F. Lehar, J. Phys. (Paris) **48**, 199 (1987).

[BLL90] J. Bystricky, C. Lechanoine-LeLuc, and F. Lehar, J. Phys. (Paris) **51**, 2747 (1990).

[BLL98] J. Bystricky, F. Lehar, and C. Lechanoine-LeLuc, Eur. Phys. J. **C4**, 607 (1998).

[BLW78] J. Bystricky, F. Lehar, and P. Winternitz, J. Phys. (Paris) **39**, 1 (1978).

[BM86] B. L. G. Bakker and P. J. Mulders, Adv. Nucl. Phys. **17**, 1 (1986).

[Bol96] R. Bollmann, *Winkelverteilungen und Anregungsfunktionen der elastischen Proton-Proton-Streuung aus Messungen mit dem EDDA-Detektor während der Strahlbeschleunigung von COSY im Energiebereich von $T = 600...2300\,\mathrm{Me}V$*, Dissertation, I. Exp. Phys., Universität Hamburg, 1996, siehe: `http://kaa.desy.de/edda/papers/PhDlist.inhalt.html`.

[Bot95] H.-H. Bothe, *Fuzzy Logic – Einführung in Theorie und Anwendungen*, Springer, Heidelberg, 1995.

[Bow99] K. C. Bowler et al., hep-lat/9910022.

[BR88] G. E. Brown and Mannque Rho, Comments Nucl. Part. Phys. **18**, 1 (1988).

[Bro95] R. Brock et al., Rev. Mod. Phys. **67**, 157 (1995).

[BSL80] C. Bourrely, J. Soffer, and E. Leader, Phys. Rept. **59**, 95 (1980).

[BT88] S. J. Brodsky and G. F. de Teramond, Phys. Rev. Lett. **60**, 1924 (1988).

[Bug78] D. V. Bugg et al., J. Phys. **G4**, 1025 (1978).

[Bug84] D. V. Bugg, Comments Nucl. Part. Phys. **13**, 287 (1984).

[Bus97] M. Busch, *Anwendung selbstorganisierender Karten in der EDDA-Datenanalyse*, Diplomarbeit, ISKP, Universität Bonn, 1997.

[Büs99] K. Büsser, *Anregungsfunktionen und Winkelverteilungen der Analysierstärke der elastischen Proton-Proton-Streuung bei mittleren Energien*, Dissertation, I. Exp. Phys., Universität Hamburg, 1999, siehe: `http://kaa.desy.de/edda/papers/PhDlist.inhalt.html`.

[Bus00a] M. Busch, Dissertation in Vorbereitung, ISKP, Universität Bonn, 2000.

[Büs00b] K. Büsser, *Anmerkungen zur Ermittlung der Analysierstärken* A_N *aus den Daten der EDDA-Strahlzeiten 06/98, 11/98 und 05/99*, EDDA-Internal Report, und private Mitteilung, I. Exp. Phys., Universität Hamburg, 2000.

[Bys84] J. Bystricky et al., Phys. Lett. **B142**, 130 (1984).

[Bys85] J. Bystricky et al., Nucl. Phys. **B262**, 727 (1985).

[Cho74] A. Chodos, R. L. Jaffe, K. Johnson, C. B. Thorn, and V. F. Weisskopf, Phys. Rev. **D9**, 3471 (1974).

[Clo79] F. Close, *An Introduction to Quarks and Partons*, Academic Press, London, 1979.

[Col99] T. Colberg, *Messung von Analysierstärken der elastischen Proton-Proton-Streuung mit dem EDDA Detektor bei Be- und Entschleunigung des COSY-Protonenstrahls*, Diplomarbeit, I. Exp. Phys., Universität Hamburg, 1999, siehe, `http://kaa.desy.de/edda/papers/Diplomalist.inhalt.html`.

[Con94] H. E. Conzett, Rept. Prog. Phys. **57**, 1 (1994).

[Cow98] G. Cowan, *Statistical Data Analysis*, Clarendon, Oxford, 1998.

[CS90] S. A. Coon and M. D. Scadron, Phys. Rev. **C42**, 2256 (1990).

[DD83] C. E. DeTar and J. F. Donoghue, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **33**, 235 (1983).

[DeG75] T. DeGrand, R. L. Jaffe, K. Johnson, and J. Kiskis, Phys. Rev. **D12**, 2060 (1975).

[Dez95] W. A. Dezarn et al., Nucl. Instr. Meth. **A362**, 36 (1995).

[Die98] O. Diehl, *Aufnahme und Auswertung elastischer Streudaten im EDDA-Experiment*, Dissertation, Institut für Strahlen- und Kernphysik, Universität Bonn, 1998,
siehe: `http://www.iskp.uni-bonn.de/edda/dipldiss.html`.

[Dit83] W. R. Ditzler et al., Phys. Rev. **D27**, 680 (1983).

[Dit84] W. R. Ditzler et al., Phys. Rev. **D29**, 2137 (1984).

[Doh93] F. Dohrmann, *Zur Eignung von ortsauflösenden und von Vielkanal-Photomultipliern für die Außenschale des EDDA-Detektors bei COSY*, Diplomarbeit, I. Exp. Phys., Universität Hamburg, 1993.

[Doh97a] F. Dohrmann, *Ergebnisse des EDDA-Experimentes zur elastischen Proton-Proton Streuung und Studien zu deren Einfluß auf Streuphasenanalysen*, Dissertation, I. Exp. Phys., Universität Hamburg, 1997,
siehe: `http://kaa.desy.de/edda/papers/PhDlist.inhalt.html`.

[Doh97b] F. Dohrmann, *Instructions for using NNF and SAID*, EDDA-Internal Report 97-XX, I. Exp. Phys. Univ. Hamburg, 1997.

[Dov89] C. B. Dover, Nuovo Cim. **A102**, 521 (1989).

[Ead71] W. T. Eadie, D. Drijard, F. E. James, M. Roos, and B. Sadoulet, *Statistical Methods in Experimental Physics*, North-Holland, Amsterdam, 1971.

[EGM98] E. Epelbaoum, W. Glöckle, and U.-G. Meissner, Nucl. Phys. **A637**, 107 (1998).

[EGM99] E. Epelbaoum, W. Glöckle, and U.-G. Meissner, nucl-th/9910064.

[Eis94] S. Eisenhardt, *Konstruktive und apparative Entwicklungen zum Laser-Monitorsystem des EDDA-Detektors bei COSY*, Diplomarbeit, I. Exp. Phys., Universität Hamburg, 1994,
siehe, `http://kaa.desy.de/edda/papers/Diplomalist.inhalt.html`.

[EK96] J. M. Eisenberg and G. Kälbermann, Int. J. Mod. Phys. **E5**, 423 (1996).

[EK97] J. M. Eisenberg and G. Kälbermann, *Two-baryon forces from skyrmions*, lectures given at the International Workshop on Hadron Physics 96 (E. Ferreira et al., eds.), World Scientific, Singapore, 1997.

[Els88a] C. Elster, W. Ferchländer, K. Holinde, D. Schütte, and R. Machleidt, Phys. Rev. **C37**, 1647 (1988).

[Els88b] C. Elster, K. Holinde, D. Schütte, and R. Machleidt, Phys. Rev. **C38**, 1828 (1988).

[Eng98] H. P. Engelhardt, *Bestimmung des COSY-Strahlimpulses während der Hochbeschleunigung sowie Einbau und Überwachung eines Vertexdetektors aus szintillierenden Fasern für das EDDA-Experiment*, Dissertation, Institut für Strahlen- und Kernphysik, Universität Bonn, 1998,
siehe: `http://www.iskp.uni-bonn.de/edda/dipldiss.html`.

[Eve96] D. Eversheim, *The polarized atomic-beam target for the EDDA experiment and the time-reversal invariance test at COSY*, Proceedings of 3rd International Conference on Nuclear Physics at Storage Rings (STORI96), Berkastel-Kues, Germany, September 30 - October 3 (F. Bosch and P. Egelhof, eds.), 1996, accepted for publication in Nucl. Phys. A.

[Fan57] U. Fano, Rev. Mod. Phys. **29** (1957).

[Fäs83] A. Fässler, F. Fernandez, G. Lubeck, and K. Shimizu, Nucl. Phys. **A402**, 555 (1983).

[FBK98] A. Faessler, A. J. Buchmann, and M. I. Krivoruchenko, Phys. Rev. **C57**, 1458 (1998).

[Fel98] O. Felden, *Die Inbetriebnahme des polarisierten Atomstrahltargets für das EDDA Experiment am Cooler Synchrotron COSY*, Dissertation, ISKP, Univ. Bonn, 1998.

[FK81] R. C. Fernow and A. D. Krisch, Ann. Rev. Nucl. Sci. **31**, 107 (1981).

[FKM97] A. Faessler, M. I. Krivoruchenko, and B. V. Martemyanov, nucl-th/9706079.

[Gar85] M. Garçon et al., Nucl. Phys. A **445**, 669 (1985).

[Gar87] M. Garcon et al., Phys. Lett. **B183**, 273 (1987).

[Gar97] H. Garcilazo, Phys. Rev. **C56**, 1751 (1997).

[Ger98] H. V. von Geramb, K. A. Amos, H. Labes, and M. Sander, Phys. Rev. **C58**, 1948 (1998).

[GK94] H. V. von Geramb and H. Kohlhoff, *Quantum Inversion Theory and Applications,* Lecture Notes in Physics Vol. 427, Springer, Berlin, 1994.

[GL82] J. Gasser and H. Leutwyler, Phys. Rept. **87**, 77 (1982).

[GL86] P. Gonzalez and E. L. Lomon, Phys. Rev. **D34**, 1351 (1986).

[Gla92] G. Glass et al., Phys. Rev. **C45**, 35 (1992).

[GLL87] P. Gonzalez, P. LaFrance, and E. L. Lomon, Phys. Rev. **D35**, 2142 (1987).

[GN64] M. Gell-Mann and Y. Ne'emann, *The eightfold way*, Benjamin, New York, 1964.

[GOH92] F. Gross, J. W. Van Orden, and K. Holinde, Phys. Rev. **C45**, 2094 (1992).

[Gre79] A. E. S. Green, Mesons in Nuclei (M. Rho and D. Wilkinson, eds.), North-Holland, Amsterdam, 1979, p. 227.

[Gro96] A. Groß, *Simulationsuntersuchungen zum EDDA-Experiment*, Dissertation, I. Exp. Phys. Universität Hamburg, 1996,
siehe: `http://kaa.desy.de/edda/papers/PhDlist.inhalt.html`.

[Gro00] R. Groß-Hardt, Dissertation in Vorbereitung, Institut für Strahlen- und Kernphysik, Universität Bonn, 2000.

[GSB98] N. K. Glendenning and J. Schaffner-Bielich, Phys. Rev. **C58**, 1298 (1998).

[GSR87] C. Gignoux, B. Silvestre-Brac, and J. M. Richard, Phys. Lett. **B193**, 323 (1987).

[GW75] M. L. Goldberger and K. M. Watson, *Collision Theory*, R. E. Krieger, Huntington, New York, 1975.

[Hae97] W. Haeberli et al., Phys. Rev. **C55**, 597 (1997).

[Hei95a] S. Heider, *Bestimmung des Azimutwinkels im EDDA-Experiment*, Diplomarbeit, Institut für Strahlen- und Kernphysik, Universität Bonn, 1995, siehe: `http://www.iskp.uni-bonn.de/edda/dipldiss.html`.

[Hei95b] A. Heine, *Luminositätsüberwachung am EDDA-Experiment*, Diplomarbeit, Institut für Strahlen- und Kernphysik, Universität Bonn, 1995, siehe: `http://www.iskp.uni-bonn.de/edda/dipldiss.html`.

[Her77] S. W. Herb et al., Phys. Rev. Lett. **39**, 252 (1977).

[Hid77] K. Hidaka et al., Phys. Lett. **B70**, 479 (1977).

[HJ62] T. Hamada and I. D. Johnston, Nucl. Phys. **34**, 382 (1962).

[HM84] F. Halzen and A. D. Martin, *Quarks and Leptons*, Wiley, New York, 1984.

[HMP87] H. Hofestädt, S. Merk, and H. R. Petry, Z. Phys. **A326**, 391 (1987).

[Hol90] K. Holinde, *Nuclear forces*, Proceedings, Nuclear and particle physics, Canberra, 1990.

[Hol94] K. Holinde, *Hadron-Hadron interactions*, Proc. Conf. on Physics with GeV Particle Beams, Jülich 1994 (H. Machner and K. Sistemich, eds.), World Scientific, Singapore, 1994, p. 285.

[Hol96] K. Holinde, Prog. Part. Nucl. Phys. **36**, 311 (1996).

[Höp99] F. Höppner, F. Klawonn, R. Kruse, and T. Runkler, *Fuzzy Cluster Analysis*, Wiley, New York, 1999.

[Hos78] N. Hoshizaki, Prog. Theor. Phys. **60**, 1796 (1978).

[Hos79] N. Hoshizaki, Prog. Theor. Phys. **61**, 129 (1979).

[HP89] F. Hinterberger and D. Prasuhn, Nucl. Instr. and Meth. **A279**, 413 (1989).

[HP92] F. Hinterberger and D. Prasuhn, Nucl. Instr. and Meth. **A321**, 453 (1992).

[Hüs97] T. Hüskes, *Verbesserung der Luminositätsüberwachung im EDDA-Experiment mit Hilfe elastischer e^-p-Streuung*, Diplomarbeit, ISKP, Universität Bonn, 1997, siehe: `http://www.iskp.uni-bonn.de/edda/dipldiss.html`.

[HY80] K. Hidaka and A. Yokosawa, Surveys High Energy Phys. **1**, 141 (1980).

[HYP97] *6th International Conference on Hypernuclear and Strange Particle Physics*, 1997, Nucl. Phys. **A639**, 1.

[Ige96] Michael Igelbrink, *Konzept zur Streuphasenanalyse für das EDDA-Experiment*, Diplomarbeit, I. Exp. Phys., Universität Hamburg, 1996, siehe, `http://kaa.desy.de/edda/papers/Diplomalist.inhalt.html`.

[IK78] N. Isgur and G. Karl, Phys. Rev. D **18**, 4187 (1978).

[IK79] N. Isgur and G. Karl, Phys. Rev. D **20**, 1191 (1979).

[Jaf77] R. Jaffe, Phys. Rev. Lett. **38**, 195 (1977).

[Jen80] K. A. Jenkins et al., Phys. Rev. D **21**, 2445 (1980).

[JHS96] G. Janssen, K. Holinde, and J. Speth, Phys. Rev. **C54**, 2218 (1996).

[JL79] R. L. Jaffe and F. E. Low, Phys. Rev. **D19**, 2105 (1979).

[JW59] M. Jacob and G. C. Wick, Annals Phys. **7**, 404 (1959).

[Kal64] G. Kallen, *Elementarteilchenphysik*, BI-Hochschultaschenbücher, 1964.

[Kam71] R. C. Kammerud et al., Phys. Rev. D **4**, 1309 (1971).

[Khr95] A. S. Khrykin et al., πN-Newsletter **10**, 67 (1995).

[Khr97] A. S. Khrikin, *Observation of a resonance-like structure in the energy spectrum of photons from the reaction $pp \to pp\gamma\gamma$ at proton energies of 200* MeV, Proc. 14$^{\text{th}}$ Intl. Conf. on Particles and Nuclei, Williamsburg, May 1996 (C. E. Carlson and J. J. Domingo, eds.), World Scientific, Singapore, 1997, p. 533.

[Klo95] R. A. M. M. Klomp, J. L. de Kok, M. C. M. Rentmeester, T. A. Rijken, and J. J. de Swart, AIP Conf. Proc. **334**, 367 (1995).

[KNN87] N. Konno, H. Nakamura, and H. Noya, Phys. Rev. **D35**, 239 (1987).

[Kob94] Y. Kobayashi et al., Nucl. Phys. **A569**, 791 (1994).

[Koc97] V. Koch, Int. J. Mod. Phys. **E6**, 203 (1997).

[Kol99] U. van Kolck, Prog. Part. Nucl. Phys. **43**, 337 (1999).

[Kor96] F. Korinek, H. Leeb, M. Braun, S. A. Sofianos, and R. M. Adam, Nucl. Phys. **A607**, 123 (1996).

[KPF99] V. I. Kukulin, V. N. Pomerantsev, and A. Faessler, nucl-th/9903056.

[Kri90] A. D. Krisch, *Precise new high $P(t)^2$ spin measurements*, Lecture given at Int. Symp. on High Energy Spin Physics, Bonn, Germany, September 10-15, 1990.

[Kro81] P. Kroll, *Phenomenological Analyses of Nucleon-Nucleon Scattering*, Physics Data (H. Behrens and G. Ebel, eds.), vol. 22-1, Fachinformationszentrum Karlsruhe, Universität-Gesamthochschule Wuppertal, 1981.

[Kro85] P. Kroll, *Multi - Quark States (Baryonia, Dibaryons): where do we stand?*, 1985, Invited paper given at the Topical Seminar on Few and Many Quark Systems, San Miniato, Italy, 1985.

[Kro88] P. Kroll, *Analysis of Data and Theoretical Problems*, Proc. “Baryon-Baryon Interaction and Dibaryonic Systems”, Bad Honnef, 1988, p. 1.

[KSW98] D. B. Kaplan, M. J. Savage, and M. B. Wise, Phys. Lett. **B424**, 390 (1998).

[Lac80] M. Lacombe et al., Phys. Rev. **C21**, 861 (1980).

[Lan96] R. Landua, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **46**, 351 (1996).

[Leh97] A. Lehrach, *Erarbeitung und Umsetzung eines Konzeptes zur Beschleunigung polarisierter Protonen im Kühlersynchrotron COSY*, Dissertation, Universität Bonn und FZ-Jülich, 1997.

[Leh99] F. Lehar, *Structures in Proton Proton Scattering at Saturne II Energies*, Proceedings of the 8th International Conference on the Structure of Baryons, Baryons '98, Bonn, Germany (D. W. Menze and B. Metsch, eds.), World Scientific, Singapore, 1999, p. 622.

[Leo87] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 1987.

[Les88] A. de Lesquen et al., Nucl. Phys. **B304**, 673 (1988).

[Les99] A. de Lesquen et al., Eur. Phys. J. **C11**, 69 (1999).

[LF68] E. L. Lomon and H. Feshbach, Ann. Phys. (1968).

[Lin98] T. Lindemann, *Einfluß der Innenschale des EDDA-Detektors auf die Winkelauflösung und Vertexrekonstruktion*, Diplomarbeit, I. Exp. Phys., Universität Hamburg, 1998,
siehe, `http://kaa.desy.de/edda/papers/Diplomalist.inhalt.html`.

[Lin00] J. Lindlein, *Simulationsuntersuchungen und Partialwellenanalysen an den Proton-Proton Streudaten des EDDA-Experimentes*, Dissertation, I. Exp. Phys., Universität Hamburg, 2000,
siehe: `http://kaa.desy.de/edda/papers/PhDlist.inhalt.html`.

[Lip87a] H. J. Lipkin, Phys. Lett. **B195**, 484 (1987).

[Lip87b] H. J. Lipkin, Phys. Lett. **B198**, 131 (1987).

[Lip97] H. J. Lipkin, Nucl. Phys. **A625**, 207 (1997).

[LL86] P. LaFrance and E. L. Lomon, Phys. Rev. **D34**, 1341 (1986).

[LL92] H. Leeb and D. Leidinger, Few Body Syst. Suppl. **6**, 117 (1992).

[LL93] C. Lechanoine-LeLuc and F. Lehar, Rev. Mod. Phys. **65** (1993).

[LLA93] P. LaFrance, E. L. Lomon, and M. Aw, nucl-th/9306026.

[LLB87] F. Lehar, C. Lechanoine-Leluc, and J. Bystricky, J. Phys. (Paris) **48**, 1273 (1987).

[Lom82] E. L. Lomon, Phys. Rev. **D26**, 576 (1982).

[Lom93] E. L. Lomon, *Evidence for exotic dibaryons*, Proc. BNL Workshop on Future Directions in Particle and Nuclear Physics at Multi-GeV Hadron Beam Facilities, Upton, NY, 1993.

[Lom99] E. L. Lomon, 1999, Talk, 2nd International Workshop on Nucleon-Nucleon Interaction, Bad Honnef 1999, und private Mitteilung.

[Lor00] B. Lorentz et al., Phys. Rev. **C61**, 054002 (2000).

[LS97] J. Leandri and B. Silvestre-Brac, Few Body Syst. **23**, 39 (1997).

[LSS86] M. P. Locher, M. E. Sainio, and A. Svarc, Adv. Nucl. Phys. **17**, 47 (1986).

[Lut99] M. Lutz, nucl-th/9906028.

[Mac89] R. Machleidt, *The Meson Theory of Nuclear Forces and Nuclear Structure*, Adv. Nucl. Phys. (J. W. Negele and E. Vogt, eds.), vol. 19, Plenum Press, New York, 1989, pp. 189–376.

[Mac96] R. Machleidt, nucl-th/9610023.

[Mac98a] R. Machleidt, nucl-th/9809069.

[Mac98b] R. Machleidt, *The Nucleon-Nucleon Interaction at Intermediate Energies*, Proc. 213. WE-Heraeus Seminar on Intermediate Energy Spin Physics, Jülich, November 1998 (F. Rathmann, W. T. H. van Oers, and C. Wilkin, eds.), 1998, p. 169.

[Mac99] R. Machleidt, 1999, Talk, 2nd International Workshop on Nucleon-Nucleon Interaction, Bad Honnef 1999, und private Mitteilung.

[Mad85] W. P. Madigan et al., Phys. Rev. **D31**, 966 (1985).

[Mai87] R. Maier, Nucl. Instr. and Meth. **A390**, 1 (1987).

[MAS78] P. J. G. Mulders, A. Th. M. Aerts, and J. J. de Swart, Phys. Rev. Lett. **40**, 1543 (1978).

[MAS80] P. J. Mulders, A. T. Aerts, and J. J. De Swart, Phys. Rev. **D21**, 2653 (1980).

[MAW68a] M. H. MacGregor, R. A. Arndt, and R. M. Wright, Phys. Rev. **169**, 1128 (1968).

[MAW68b] M. H. MacGregor, R. A. Arndt, and R. M. Wright, Phys. Rev. **169**, 1149 (1968).

[Mcn81] M. W. Mcnaughton et al., Phys. Rev. **C23**, 838 (1981).

[McN90] M. W. McNaughton et al., Phys. Rev. **C41**, 2809 (1990).

[McV67] K. W. McVoy, *Nuclear Resonance Reactions and S-Matrix Analyticity*, Fundamentals in Nuclear Theory (A. de Shalit and C. Villi, eds.), IAEA, Wien, 1967, p. 419.

[Mey97] H. O. Meyer, Ann. Rev. of Nucl. and Part. Sci. **47**, 235 (1997).

[Mey99] H.-O. Meyer, *Meson Production in Nucleon-Nucleon Collisions near Threshold*, Proceedings of the 8th International Conference on the Structure of Baryons, Baryons '98, Bonn, Germany (D. W. Menze and B. Metsch, eds.), World Scientific, Singapore, 1999, p. 493.

[MHE87] R. Machleidt, K. Holinde, and C. Elster, Phys. Rept. **149**, 1 (1987).

[Mor72] M. J. Moravcsik, Rep. Prog. Phys. **35**, 587 (1972).

[Mos91] F. Mosel, *Die Eignung von Polypropylenfasern als Target im internen COSY-Strahl*, Diplomarbeit, ISKP Universität Bonn, 1991, siehe: `http://www.iskp.uni-bonn.de/edda/dipldiss.html`.

[Mos94] F. Mosel, *Ein internes Wasserstofftarget für Speicherringexperimente*, Dissertation, Institut für Strahlen- und Kernphysik der Universität Bonn, 1994.

[MSS96] R. Machleidt, F. Sammarruca, and Y. Song, Phys. Rev. **C53**, 1483 (1996).

[MTT81] G. A. Miller, A. W. Thomas, and S. Theberge, Comments Nucl. Part. Phys. **10**, 101 (1981).

[Mün94] M. Münstermann, *Halbringförmige Plastikszintillatoren zur hochauflösenden Winkelrekonstruktion mit energiereichen Protonen*, Diplomarbeit, I. Exp. Phys., Universität Hamburg, 1994.

[MW88] F. Myhrer and J. Wroldsen, Rev. Mod. Phys. **60**, 629 (1988).

[MZ86] U.-G. Meissner and I. Zahed, Adv. Nucl. Phys. **17**, 143 (1986).

[Nar99] S. Narison, hep-ph/9909470.

[NCS] C. Allgower et al. NN-Collaboration at Saturne II, *Proton-Proton Data measured at SATURNE II*, to be publiched in Acta Polytechnica (Prag), und F. Lehar, DAPNIA, CEA/Saclay, private Mitteilung 1999.

[New82] R. Newton, *Scattering Theory of Waves and Particles*, 2nd ed., Springer, New York, 1982.

[NHR85] W. R. Nelson, H. Hirayama, and D. W. O. Rogers, *The EGS4 Code System*, 1985, SLAC-Report 265, URL: “http://ehssun.lbl.gov/egs/egs.html”.

[Nij] WWW-Seite der Nijmegen-Gruppe, `http://nn-online.sci.kun.nl`.

[NRS78] M. M. Nagels, T. A. Rijken, and J. J. de Swart, Phys. Rev. **D17**, 768 (1978).

[Nur97] S. B. Nurushev, Int. J. Mod. Phys. **A12**, 3433 (1997).

[NYM95] J. Nagata, H. Yoshino, and M. Matsuda, Prog. Theor. Phys. **93**, 559 (1995).

[NYM96] J. Nagata, H. Yoshino, and M. Matsuda, Prog. Theor. Phys. **95**, 691 (1996).

[Ohl73] G. G. Ohlsen, Nucl. Instr. and Meth. **109**, 41 (1973).

[ORK94] C. Ordonez, L. Ray, and U. van Kolck, Phys. Rev. Lett. **72**, 1982 (1994).

[ORK96] C. Ordonez, L. Ray, and U. van Kolck, Phys. Rev. **C53**, 2086 (1996).

[OSY87] M. Oka, K. Shimizu, and K. Yazaki, Nucl. Phys. **A464**, 700 (1987).

[Pau91] S. Paul, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **21**, 243 (1991).

[PDG86] Particle-Data-Group, M. Aguilar-Benitez et al., Phys. Lett. **B170**, 1 (1986).

[PDG98] Particle-Data-Group, C. Caso et al., Eur. Phys. J. **C3**, 1 (1998), see also `http://pdg.lbl.gov`.

[Per86] F. Perrot et al., Nucl. Phys. **B278**, 881 (1986).

[Per87] F. Perrot et al., Nucl. Phys. **B294**, 1001 (1987).

[Per88] F. Perrot et al., Nucl. Phys. **B296**, 527 (1988).

[Pet99] K. Peters, *Meson Spectroscopy and Exotic Quantum Numbers*, Proceedings of the 8th International Conference on the Structure of Baryons, Baryons ’98, Bonn, Germany (D. W. Menze and B. Metsch, eds.), World Scientific, Singapore, 1999, p. 49.

[Pol85] R. E. Pollock, Comm. Nucl. Part. Phys. **12**, 73 (1985).

[Pol91] R. E. Pollock, Ann. Rev. Nucl. Sci. **41**, 357 (1991).

[PRS57] L. D. Puzikov, R. M. Ryndin, and Ya. A. Smorodinskii, Nucl. Phys. **3**, 436 (1957).

[Prz98] B. von Przewoski et al., Phys. Rev. **C58**, 1897 (1998).

[Rat98] F. Rathmann et al., Phys. Rev. **C58**, 658 (1998).

[Rei68] R. V. Reid, Ann. Phys. **50**, 411 (1968).

[Ric99] J.-M. Richard, nucl-th/9909030.

[Ris96] D. O. Riska, Adv. Nucl. Phys. **22**, 1 (1996).

[Roh94] H. Rohdjeß and O. Diehl, *Offline Analysis of EDDA Run June 13-17, 1994: θ-Reconstruction*, EDDA internal report 94-02, ISKP Universität Bonn, 1994.

[Roh95a] H. Rohdjeß, *Determining COSY Beam Parameters from Elastic Proton-Proton Scattering*, EDDA internal report 95-04, ISKP Universität Bonn, 1995.

[Roh95b] H. Rohdjeß, *EDDA hard callbacks for use with YODA*, EDDA internal report 95-02, ISKP, Universität Bonn, 1995.

[Roh95c] H. Rohdjeß, *Using Time Information for the EDDA Experiment.*, Edda internal report, ISKP, Universität Bonn, 1995.

[Roh96] H. Rohdjeß, *Correcting for Nonconstant Differential Energy Loss*, EDDA internal report, ISKP, Universität Bonn, 1996.

[Roh97] H. Rohdjeß, *A kinematic Fit for the EDDA Experiment*, EDDA internal report 97-02, ISKP, Universität Bonn, 1997.

[Ros94a] M. A. Ross et al., Nucl. Instr. Meth. **A344**, 307 (1994).

[Ros94b] U. Ross, *Simulationen zum EDDA-Experiment mit GISMO und MICRES*, Diplomarbeit, ISKP, Universität Bonn, 1994.

[SAI] SAID, R. A. Arndt et al. , **S***cattering* **A***nalysis* **I***nteractive* **D***ialin*,
telnet/ssh: `said.phys.vt.edu` oder `said-hh.desy.de`, Username “said”
WWW: `http://said.phys.vt.edu` oder `http://said-hh.desy.de`.

[San96] M. Sander, *Quanteninversion und Hadron-Hadron Wechselwirkungen*, Dissertation, I. Inst. f. Exp.-Physik, Universität Hamburg, 1996.

[Sch91] F. Schwandt, *Konzeption, Aufbau und Test des Triggersystems für das EDDA-Experiment*, Diplomarbeit, ISKP Universität Bonn, 1991,
siehe: `http://www.iskp.uni-bonn.de/edda/dipldiss.html`.

[Sch94a] H. Scheid, *Methoden zur Luminositätsbestimmung am COSY-Experiment EDDA*, Dissertation, Institut für Strahlen- und Kernphysik, Universität Bonn, 1994,
siehe: `http://www.iskp.uni-bonn.de/edda/dipldiss.html`.

[Sch94b] F. Schwandt, *TDAS OS-9 ISKP Programmer's Guide*, Internal report, version 2.4, ISKP Universität Bonn, August 1994.

[Sch95] F. Schwandt, *Datenaufnahme und Datenanalyse im EDDA-Experiment*, Dissertation, Institut für Strahlen- und Kernphysik, Universität Bonn, 1995,
siehe: `http://www.iskp.uni-bonn.de/edda/dipldiss.html`.

[Sch96] F. Schwandt, *YODA User's Guide*, Internal report, ISKP, Universität Bonn, 1996, Updated for version 0.98 by H. Rohdjeß.

[Sch99] V. Schwarz, *Kontinuierliche Messung der Polarisation eines Synchrotronstrahls während der Hochbeschleunigung*, Dissertation, Institut für Strahlen- und Kernphysik, Universität Bonn, 1999,
siehe: `http://www.iskp.uni-bonn.de/edda/dipldiss.html`.

[Set84] K. K. Seth, *The Current Status of Dibaryon Searches*, Proc. Electron and Photon Interactions At Intermediate Energies, 1984, p. 150.

[Set88] K. K. Seth, *Dibaryons in Theory and Practice*, Proc. "Baryon-Baryon Interaction and Dibaryonic Systems", Bad Honnef, 1988, p. 41.

[Set89] K. K. Seth et al., *No T=1 Dibaryons*, Proc. 12th Intl.Conf on Few Body Problems in Physics, Vancouver, 1989.

[Shi82] F. Shimizu et al., Nucl. Phys. **A**, 445 (1982).

[Shi90] H. Shimizu et al., Phys. Rev. C **42**, 483 (1990).

[Sim93] A. J. Simon et al., Phys. Rev. C **48**, 662 (1993).

[Sim96] A. J. Simon et al., Phys. Rev. C **53**, 30 (1996).

[SK88] D. W. L. Sprung and S. Klarsfeld, Phys. Lett. B **206**, 182 (1988).

[SPG98] F. Stancu, S. Pepin, and L. Ya. Glozman, Phys. Rev. **D57**, 4393 (1998).

[Spi94] H. Spinka, *New results in Nucleon-Nucleon Scattering at Intermediate Energies*, ANL-HEP-CP-94-76, 1994, Argonne National Laboratory, Argonne, Illinois 60439, USA.

[SR97] V. G. J. Stoks and T. A. Rijken, Nucl. Phys. **A613**, 311 (1997).

[SR99] V. G. J. Stoks and T. A. Rijken, Phys. Rev. **C59**, 3009 (1999).

[SS98] T. Schafer and E. V. Shuryak, Rev. Mod. Phys. **70**, 323 (1998).

[Sta83] J. P. Stanley et al., Nucl. Phys. **A403**, 525 (1983).

[Ste57] E. J. Sternglass, Phys. Rev. **108**, 1 (1957).

[Sto88] V. G. J. Stoks, P. C. Van Campen, T. A. Rijken, and J. J. De Swart, Phys. Rev. Lett. **61**, 1702 (1988).

[Sto93] V. G. J. Stoks, R. A. M. Klomp, M. C. M. Rentmeester, and J. J. de Swart, Phys. Rev. **C48**, 792 (1993).

[Sto94] V. G. J. Stoks, R. A. M. Klomp, C. P. F. Terheggen, and J. J. de Swart, Phys. Rev. **C49**, 2950 (1994).

[Str98] C. Strassburger, AIP Conf. Proc. **432**, 481 (1998).

[SVZ79] M. A. Shifman, A. I. Vainshtein, and V. I. Zakharov, Nucl. Phys. **B147**, 385 (1979).

[SYM57] H. P. Stapp, T. J. Ypsilantis, and N. Metropolis, Phys. Rev. **105**, 302 (1957).

[Tat84] B. Tatischeff et al., Phys. Rev. Lett. **52**, 2022 (1984).

[Tat87a] B. Tatischeff et al., Z. Phys. **A328**, 147 (1987).

[Tat87b] B. Tatischeff et al., Europhys. Lett. **4**, 671 (1987).

[Tat92] B. Tatischeff et al., Phys. Rev. **C45**, 2005 (1992).

[Tat99] B. Tatischeff et al., Phys. Rev. **C59**, 1878 (1999).

[t'H74] G. t'Hooft, Nucl. Phys. **B72**, 461 (1974).

[The92] D. Theis, *Inelastic Hadron-Nucleus Collisions foe General Purpose Detector Simulations at Intermediate Energies – Application in Full Monte-Carlo Studies of the 4π-Arcole Detector*, Dissertation, Institut für Strahlen- und Kernphysik, Universität Bonn, 1992.

[Tho84] A. W. Thomas, Adv. Nucl. Phys. **13**, 1 (1984).

[Tho96] S. Thomas, *Datenauswertung mit einem zylindrischen Hodoskop aus szintillierenden Fasern*, Diplomarbeit, ISKP, Universität Bonn, 1996, siehe: `http://www.iskp.uni-bonn.de/edda/dipldiss.html`.

[TNS51] M. Taketani, S. Nakamura, and M. Sasaki, Prog. Theor. Phys. **6**, 581 (1951).

[Ued82] T. Ueda, Phys. Lett. **B119**, 281 (1982).

[Vin79] R. Vinh Mau, *The Paris Nucleon Nucleon Potential*, Mesons in Nuclei, Vol. I (M. Rho and D. Wilkinson, eds.), North-Holland, Amsterdam, 1979, p. 151.

[Vin80] R. Vinh Mau, Nucl. Phys. **A335**, 211 (1980).

[Web99] F. Weber, Acta Phys. Polon. **B30**, 3149 (1999).

[Wei90] S. Weinberg, Phys. Lett. **B251**, 288 (1990).

[Wei96] R. Weidmann et al., Rev. Sci. Instr. **67**, 1357 (1996).

[Wei97] E. Weise, *Simulationsrechnungen zur elastischen Streuung polariserter Protonen*, Diplomarbeit, ISKP, Universität Bonn, 1997.

[Wei00a] E. Weise, Dissertation in Vorbereitung, ISKP, Universität Bonn, 2000.

[Wei00b] E. Weise, *Kalibration des EDDA-Detektors als Polarimeter – Messung der effektiven Analysierstärke*, EDDA internal report 00-01, ISKP Universität Bonn, 2000.

[Wei00c] E. Weise, *Überprüfung der COSY-Strahlimpulsbestimmung in der Datenanalyse*, EDDA internal report 00-02, ISKP Universität Bonn, 2000.

[Wel95] A. Wellinghausen, *Der Nachweis energiereicher Protonen mit Halbringen aus szintillierenden Fasern im EDDA-Experiment bei COSY*, Diplomarbeit, I. Exp. Phys., Universität Hamburg, 1995, siehe, `http://kaa.desy.de/edda/papers/Diplomalist.inhalt.html`.

[Wel97] A. Wellinghausen, *Studies on Hadronic Background*, EDDA internal report 97-01, I. Exp. Phys. Universität Hamburg, 1997.

[Wel98] A. Wellinghausen, *Das EDDA-Experiment bei COSY: Elastische Proton-Proton Streuung und die Frage nach Dibaryonischen Resonanzen*, Dissertation, I. Exp. Phys., Universität Hamburg, 1998, siehe: `http://kaa.desy.de/edda/papers/PhDlist.inhalt.html`.

[Wil72] D. T. Williams et al., Nuovo Cimento **8A**, 447 (1972).

[Wit79] E. Witten, Nucl. Phys. **B160**, 57 (1979).

[WKL99] I. Wetzorke, F. Karsch, and E. Laermann, hep-lat/9909037.

[Wol92] K. Woller, *Untersuchung halbringförmiger Plastikszintillatoren für das EDDA–Experiment am COSY Jülich*, Diplomarbeit, I. Exp. Phys., Universität Hamburg, 1992.

[Wol95] K. Woller, *Rotbuch der EDDA-Außenschale*, EDDA-interner Bericht 95-01, I. Exp. Phys., Universität Hamburg, 1995.

[Won82] C. W. Wong, Prog. Nucl. Part. Phys. **8**, 223 (1982).

[WSS95] R. B. Wiringa, V. G. J. Stoks, and R. Schiavilla, Phys. Rev. **C51**, 38 (1995).

[Yok80] A. Yokosawa, Phys. Rept. **64**, 47 (1980).

[Yok85] A. Yokosawa, *Summary of $S = 0$ Dibaryon Resonances and Candidates*, Presented at San Miniato Topical Seminar, San Miniato, Italy, Mar 1985, 1985.

[Yok90] A. Yokosawa, *Structures in the nucleon-nucleon system*, Proc. 25th Int. Conf. on High Energy Physics, Singapore, Aug 2-8, 1990.

[Zap96] K. Zapfe et al., Nucl. Instr. Meth. **A368**, 293 (1996).

[ZB86] I. Zahed and G. E. Brown, Phys. Rept. **142**, 1 (1986).

[Zie93] R. Ziegler, *Szintillierende Fasern und Photomultiplier für den EDDA-Detektor*, Diplomarbeit, Institut für Strahlen- und Kernphysik, Universität Bonn, 1993,
siehe: `http://www.iskp.uni-bonn.de/edda/dipldiss.html`.

[Zie98] R. Ziegler, *Die Innenschale des EDDA-Detektors und Messungen zur elastischen Proton-Proton-Streuung*, Dissertation, Institut für Strahlen- und Kernphysik, Universität Bonn, 1998,
siehe: `http://www.iskp.uni-bonn.de/edda/dipldiss.html`.

Diese Arbeit wurde am Institut für Strahlen- und Kernphysik der Universität Bonn angefertigt. Herrn Prof. R. Maschuw, der mir diese Möglichkeit eröffnete und mich zu jeder Zeit dabei unterstützte, gilt mein herzlicher Dank.

Experimente, wie das dieser Arbeit zugrunde liegende EDDA Experiment können nur in einem Team erfolgreich durchgeführt werden. Mein besonderer Dank gilt den Herren Prof. J. Bisplinghoff, Prof. F. Hinterberger und Prof. W. Scobel für die langjährige angenehme und fruchtbare Zusammenarbeit in allen Phasen des Experimentes, vor allem Prof. F. Hinterberger für die Diskussionsbereitschaft und die sorgfältige Durchsicht des Manuskripts.

Allen heutigen und ehemaligen Mitarbeitern des EDDA-Experimentes schulde ich Dank für ihre zahllosen wertvollen Beiträge, das gute Arbeitsklima, und das in vielen Strahlzeiten bewiesene Durchhaltevermögen, auch bei auftretenden Widrigkeiten.

Allen anderen die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben gilt mein Dank, insbesondere

– der COSY-Mannschaft unter der Leitung von Prof. R. Maier für die gute Zusammenarbeit während der Strahlzeiten.

– Prof. R. A. Arndt vom Virginia Polytechnic Insitute für die freundliche Überlassung des Programms NNF zur Berechnung von Streuphasen und die gewährten Hilfestellungen.

– dem Bundesministerium für Bildung und Forschung und dem Forschungszentrum Jülich für die finanzielle Förderung des Projektes.

Nicht zuletzt danke ich Hannah, Robert und besonders Andrea für all die „kleinen“ und „großen“ Aufmunterungen, und die tatkräftige Unterstützung in den letzten Monaten.