Ereignisklassifikation mittels Fuzzy-Logic im EDDA-Experiment

Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades (Dr.rer.nat.)

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

vorgelegt von

Marc Busch

aus Bergheim

Bonn, März 2001

Ereignisklassifikation mittels Fuzzy-Logic im EDDA-Experiment

Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades (Dr.rer.nat.)

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

vorgelegt von

Marc Busch

aus Bergheim

Bonn, März 2001

Angefertigt mit Genehmigung der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

1. Referent: Prof. Dr. Jens Bisplinghoff
2. Referent: Prof. Dr. Jürgen Ernst

Tag der Promotion: 9. April 2001

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

1 Einleitung

Die Struktur der Materie aufzudecken und die zwischen ihren Bestandteilen wirkenden Kräfte zu verstehen, ist ein fundamentales Anliegen der Physik. Mit der Entdeckung des Atomkernes durch Ernest Rutherford im Jahre 1911 begann die Ära der Kern- und Teilchenphysik, die seither unser Bild der Natur physikalischer Wechselwirkungen entscheidend geprägt hat. Die Bausteine der Materie sind mittlerweile identifiziert und die Gesetzmäßigkeiten ihrer Wechselwirkungen in großen Bereichen verstanden.

Im Rahmen des Standardmodells wird die Dynamik der stark wechselwirkenden Teilchen durch die Quantenchromodynamik (QCD) erklärt, eine Quantenfeldtheorie, die zahllosen experimentellen Überprüfungen standgehalten hat. Schwierigkeiten ergeben sich jedoch weiterhin bei der Beschreibung *weicher* Prozesse, d.h. bei Reaktionen mit niedrigen Impulsüberträgen. Dazu zählt auch die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung im Bereich mittlerer Energien von einigen GeV. Während Mesonenaustauschpotentiale die experimentell ermittelten Streuphasen im niederenergetischen Bereich gut wiedergeben, beschreibt die QCD das Verhalten der Teilchen erfolgreich bei Energien oberhalb 10 GeV. Im Übergangsbereich jedoch versagen beide Theorien: zum einen spielen Quarkfreiheitsgrade eine zunehmende Rolle, die durch Mesonenaustausch nicht angemessen berücksichtigt werden können, zum anderen ist bei diesen Energien eine perturbative Behandlung des Problems im Rahmen der QCD nicht möglich.

Um neue theoretische Konzepte zur Beschreibung der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung bei mittleren Energien zu entwickeln, bedarf es einer fundierten experimentellen Datenbasis. Abbildung 1.1 zeigt exemplarisch den Weltdatensatz der Analysierstärke A_N und des Spinkorrelationsparameters A_{SS} der elastischen Proton-Proton-Streuung. Besonders bei den Spinkorrelationsparametern existieren kaum Daten für Energien oberhalb 500 MeV. Zudem wurden bei dem Großteil der Experimente nur Winkelverteilungen bei festen Energien gemessen, so daß Ungenauigkeiten in der Normierung verschiedener Datensätze zu Inkonsistenzen in den Anregungsfunktionen führen.

Diese Situation wesentlich zu verbessern ist eines der Ziele des EDDA-Experimentes, das am Jülicher Cooler Synchrotron COSY aufgebaut ist. Die Auslegung als internes Target-Experiment erlaubt die Vermessung der Observablen während der Hochbeschleunigung des Protonenstrahls. Dabei wird mit jedem Beschleunigungszyklus eine Anregungsfunktion mit einheitlicher Normierung über den gesamten akzeptierten Winkelbereich aufgenommen. Die nötige Statistik wird durch Akkumulation der Daten vieler Zyklen erreicht.

In der ersten, bereits abgeschlossenen Phase des EDDA-Experimentes diente ein $4 \times 5\ \mu$m dünnes Fädchentarget aus Polypropylen (CH_2) der Vermessung des differentiellen Wirkungsquerschnittes $d\sigma/d\Omega(p,\theta)$. Zur Korrektur des Kohlenstoff-Untergrundes wurden separate Messungen mit einem Kohlenstoff-Fädchentarget durchgeführt. Der Beitrag

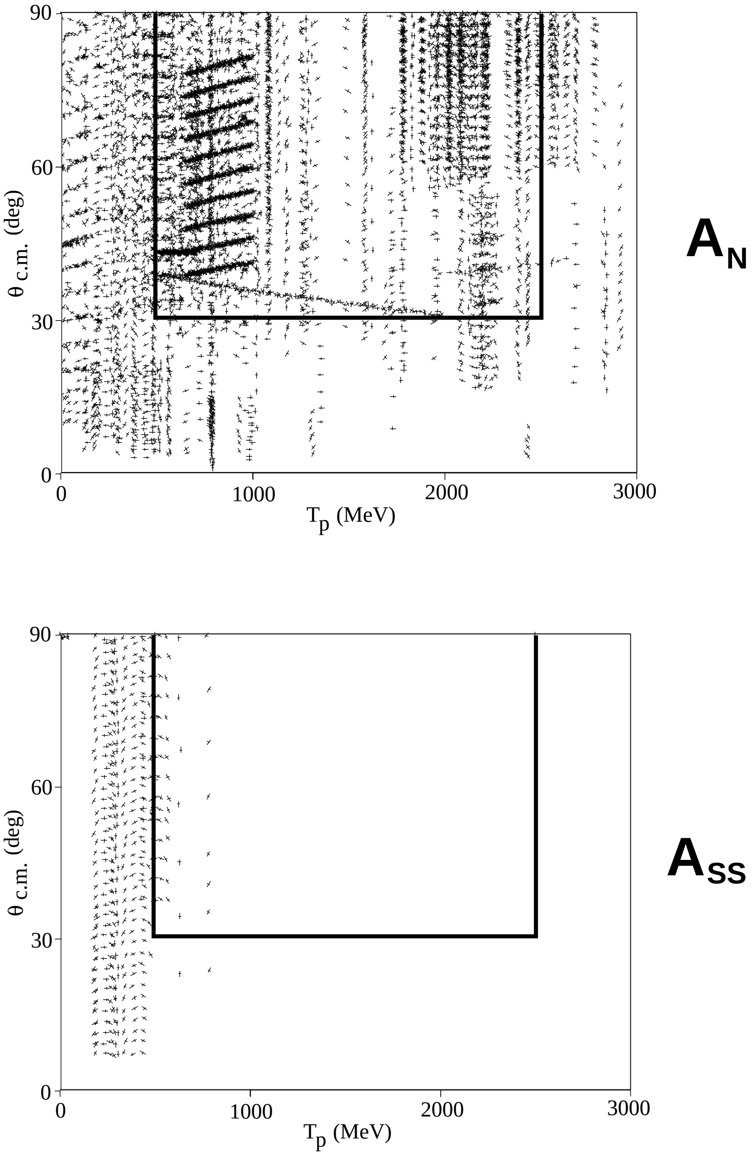


Abbildung 1.1: *Weltdatensatz (Stand: 1999) der Analysierstärke A_N und des Spinkorrelationsparameters A_{SS}. Jedes Symbol entspricht einem gemessenen Datenpunkt für den Strahlimpuls T_p und dem Streuwinkel $\Theta_{c.m.}$. Der Rahmen markiert den EDDA-Meßbereich.*

der EDDA-Daten ermöglichte eine Erweiterung existierender Streuphasenanalysen bis zu Energien von 2.5 GeV [AOS+97].

In der zweiten Phase des Experimentes wurde ein Gastarget aus polarisiertem Wasserstoff zur Vermessung der Analysierstärke A_N verwendet. Neben einer weiteren Verbesserung der Streuphasenanalysen lieferten systematische Untersuchungen der Anregungsfunktionen obere Grenzen für die Kopplung möglicher dibaryonischer Resonanzen an den elastischen Kanal [Roh00]. Solche 6-Quark-Zustände werden von theoretischer Seite vorhergesagt (z.B. [Jaf77, MAS80]), allerdings konnte experimentell bisher keine Evidenz für die Existenz von Dibaryonen gefunden werden.

Schließlich ermöglicht der Einsatz des polarisierten Atomstrahltargets zusammen mit dem transversal polarisierbaren COSY-Protonenstrahl in der dritten Phase des Experimentes die Vermessung dreier Spinkorrelationsparameter der elastischen Proton-Proton-Streuung. Die Datennahme soll bis Juli 2001 abgeschlossen sein.

Im Rahmen dieser Dissertation wurde ein neues Verfahren zur Auswertung der EDDA-Daten entwickelt, welches Methoden aus dem Bereich der Fuzzy-Logic zur Verbesserung der Ereignisklassifikation einsetzt.

1965 von Lotfi A. Zadeh eingeführt [Zad65], hat sich die Fuzzy-Logic in den folgenden Dekaden zu einem mächtigen Theoriegebäude entwickelt, das in zahllosen Bereichen der Technologie auch von praktischem Nutzen ist. Als Beispiele seien genannt:

- Mustererkennung (künstliches Sehen in der Robotik, Auswertung komplexer Daten/Bilder)

- Medizintechnik (Auswertung von CT-Aufnahmen, Visualisierung)

- Integrierte Systemtechnik / Steuer- und Regelsysteme (Anti-Blockier-Systeme bei Automobilen, Klimaanlagen, Sicherheitssysteme in Kernkraftwerken)

- Schrifterkennung (Computer mit handschriftlicher Texteingabe, Unterschriftenerkennung)

- Text-Interpretation (bei japanisch-sprachigen Textsystemen: automatische Auswahl des korrekten *Kanji* durch Kontext-Analyse, Interpretation von Suchanfragen im *WWW*[1])

- Finanzanalyse (Expertensysteme, Chart-Analysen)

Im Zusammenhang mit der EDDA-Datenanalyse ermöglicht die Verallgemeinerung der *binären* Logik zur *kontinuierlichen* Fuzzy-Logic eine effektivere Ausnutzung der Information aller aufgenommenen Meßgrößen. Damit konnte der Abzug des Kohlenstoff-Untergrundes bei Messungen zur Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnittes wesentlich verbessert werden. Desweiteren bestätigt die Anwendung eines ähnlichen Verfahrens auf die mit dem Atomstrahltarget gemessenen Daten die Ergebnisse bisheriger Auswertungen.

[1] **W**orld **W**ide **W**eb

Die Arbeit gliedert sich wie folgt:

- **Kapitel 2** beschreibt die theoretischen Grundlagen zur Physik der elastischen Proton-Proton-Streuung. Der Streuprozeß und seine theoretische Beschreibung werden diskutiert, die zu messenden Observablen werden eingeführt.

- **Kapitel 3** gibt einen Überblick über das EDDA-Experiment. Die Beschleunigeranlage COSY und der EDDA-Detektor werden vorgestellt.

- **Kapitel 4** widmet sich der Fuzzy-Logic. Die Vorteile ihrer Anwendung in der Datenanalyse werden erläutert und die wichtigsten Begriffe und Konzepte werden beschrieben.

- **Kapitel 5** erläutert die Rekonstruktion der Ereignisse und ihre weitere Auswertung. Neue Verfahren zur Datenanalyse werden eingeführt, und Ergebnisse der Analyse bei Anwendung der Fuzzy-Logic auf Daten zur Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnittes $d\sigma/d\Omega$ sowie der Analysierstärke A_N werden vorgestellt.

- **Kapitel 6** beschließt die Arbeit mit einer Zusammenfassung.

Zusätzlich enthält der Anhang eine Dokumentation der entwickelten Software.

2 Die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung

Seit annähernd einem Jahrhundert ist die Wechselwirkung zwischen Nukleonen Gegenstand intensiver wissenschaftlicher Forschung. In dieser Zeit wurden, sowohl auf experimenteller wie auf theoretischer Seite, enorme Erfolge erzielt. Eine vollständige Theorie zur Beschreibung aller experimentellen Ergebnisse über den gesamten Energiebereich ist jedoch auch heute noch nicht in Sicht. So existieren denn auch weiterhin zahlreiche konkurrierende Modelle, die physikalisch unterschiedlich begründet werden und jeweils nur in einem eingeschränkten Energiebereich gültig sind.

Im folgenden Abschnitt werden die wichtigsten Entwicklungen kurz skizziert, um die heutige Vielfalt dieses Forschungsbereiches und die ungebremste Aktivität der Wissenschaftler auf diesem Gebiet in einen historischen Kontext zu bringen. Die Darstellung orientiert sich im wesentlichen an [ML94, Mac89, Hol90]. Danach folgt eine formalere Beschreibung der Streutheorie und der im EDDA-Experiment gemessenen Observablen.

2.1 Historischer Überblick

Die experimentellen Ergebnisse zur Atomstruktur, insbesondere die Entdeckung des Kerns und seiner Konstituenten Proton und Neutron, verlangten zu Beginn des 20. Jahrhunderts nach einer neuartigen, von der elektromagnetischen Wechselwirkung verschiedenen *starken* Kraft, welche die Dynamik der Nukleonen erklärt.

Aus den physikalischen Eigenschaften stabiler Kerne und den Ergebnissen von Streuexperimenten lassen sich einige grundlegende Aussagen über die Art der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung ableiten:

- **Die Wechselwirkung ist von kurzer Reichweite** ($r < 4\ fm$)**.** Andernfalls müßten sich auch auf größeren Längenskalen Effekte ergeben, die durch die Theorie der elektromagnetischen Wechselwirkung allein nicht beschrieben werden können. Zudem deutet die näherungsweise Konstanz der Kernbindungsenergie pro Nukleon auf eine Austauschkraft mit Sättigungscharakter hin.

- **Die Wechselwirkung ist bei mittleren Abständen** ($1\ fm < r < 2\ fm$) **attraktiv, im Kernbereich** ($r < 1\ fm$) **repulsiv.** Letzteres ergibt sich aus dem Verlauf der $^1S_0$ und $^1D_2$ Streuphasen. Die $^1S_0$ Streuphase ist besonders sensitiv für die Wechselwirkung bei kleinen Abständen, da die Nukleonen keinen relativen Drehimpuls besitzen, der sie auseinander treibt. Sie ist zunächst positiv ($\rightarrow$ attraktives Potential) und wird bei etwa 250 MeV negativ ($\rightarrow$ repulsives Potential). Dieser

Vorzeichenwechsel tritt bei der $^1D_2$ Streuphase erst bei etwa 800 MeV auf, da die Nukleonen dann die Zentrifugalbarriere überwinden müssen.

Die Attraktivität der Wechselwirkung bei mittleren Abständen ist Voraussetzung für die Existenz stabiler Kerne.

- **Die Wechselwirkung hat eine tensorielle Komponente.** Das von Null verschiedene Quadrupolmoment des Deuterons sowie sein magnetisches Moment sind eine Folge dieser nicht-zentralen Kraft.

- **Es gibt eine Spin-Bahn-Kopplung.** Insbesondere die Triplet P-Wellen sind nur unter Einbeziehung einer Spin-Bahn-Kopplung mit den experimentellen Ergebnissen in Einklang zu bringen. Nicht zuletzt belegen die bei Streuexperimenten mit polarisierten Nukleonen gemessenen Asymmetrien in den Zählraten die Existenz einer solchen Spin-Bahn-Kopplung.

Unter Berücksichtigung grundlegender Invarianzprinzipien[1] kann die allgemeine Form des Nukleon-Nukleon-Potentials als Summe von fünf Beiträgen angegeben werden, welche die Zentral- (C), Spin-Spin- (σ), Tensor- (T), Spin-Bahn- (LS) sowie die quadratische Spin-Bahn-Komponente (LL) der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung wiedergeben [OM58]:

$$V = V_C + V_\sigma \vec{\sigma_1} \cdot \vec{\sigma_2} + V_T S_{12} + V_{LS} \vec{L} \cdot \vec{S} + V_{LL} \frac{1}{2} \left[\left(\vec{\sigma_1} \cdot \vec{L} \right) \left(\vec{\sigma_2} \cdot \vec{L} \right) + \left(\vec{\sigma_2} \cdot \vec{L} \right) \left(\vec{\sigma_1} \cdot \vec{L} \right) \right]$$

$\vec{\sigma_1}$ und $\vec{\sigma_2}$ beschreiben die Spins der Nukleonen, $\vec{L}$ den Bahndrehimpuls, S_{12} ist der Tensor-Operator[2]. Die Radialfunktionen $V_i(\vec{r}, \vec{L})$ sind zunächst unbestimmt. Der Versuch, sie empirisch durch Anpassung an experimentelle Daten zu gewinnen, führte zu *phänomenologischen* Potentialmodellen, wie z.B. dem Hamada-Johnston-Potential [HJ62] oder dem Reid-Potential [Rei68]. Aus erkenntnistheoretischer Sicht sind diese Modelle jedoch eher unbefriedigend, da sie zu keinem tieferen Verständnis der Mechanismen führen, die der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung zugrunde liegen.

Einen in dieser Hinsicht vielversprechenderen Weg beschreiten Modelle, die den Austausch von Mesonen zur Beschreibung der Wechselwirkung verwenden. Erstmals schlug Yukawa im Jahre 1935 diesen Ansatz vor [Yuk35] und berechnete die Masse eines – zu diesem Zeitpunkt – hypothetischen Austauschteilchens. Dieses *Pion* (π) wurde 1947 experimentell nachgewiesen[3]. Unterteilt man die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung – wie 1951 von Taketani, Nakamura und Sasaki vorgeschlagen [TNS51] – in einen langreichweitigen ($r \geq 2$ fm), einen mittleren (1 fm$< r < 2$ fm) und einen kurzreichweitigen ($r < 1$ fm)

[1] Es sind dies: Invarianz gegenüber Translation, Rotation, Galilei-Transformation, Paritäts-Transformation und Zeitumkehr.

[2] $S_{12} = 3\left[(\vec{\sigma_1} \cdot \vec{r})(\vec{\sigma_2} \cdot \vec{r}) - (\vec{\sigma_1} \cdot \vec{\sigma_2})\right]$

[3] Ein Jahrzehnt lang galt fälschlicherweise das 1937 entdeckte μ-Lepton als Austauschteilchen der Wechselwirkung zwischen Nukleonen, bis schließlich 1947 nachgewiesen wurde, daß es nicht stark wechselwirkt.

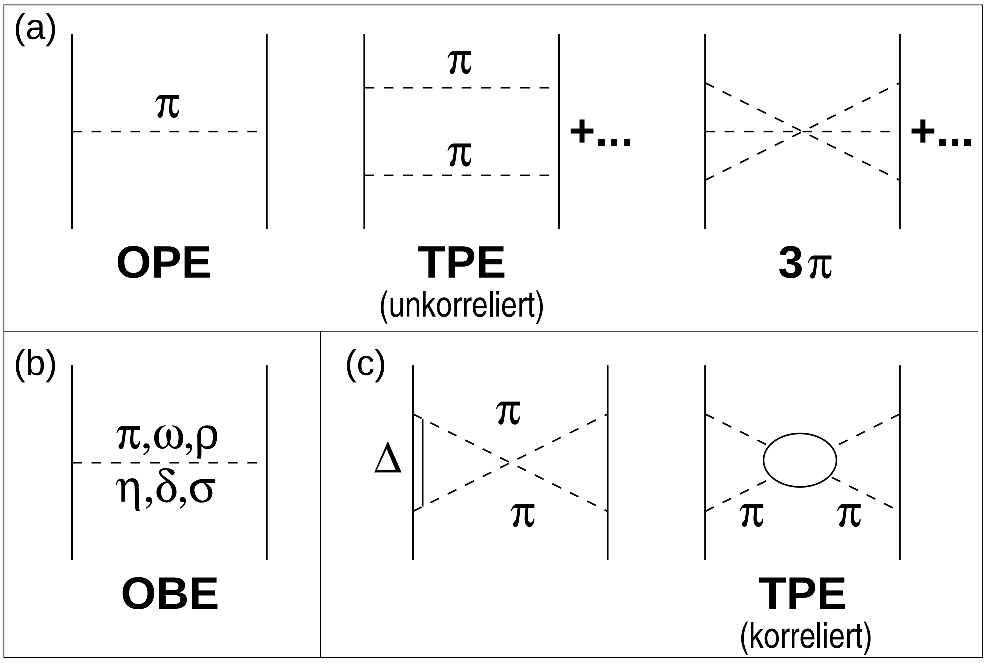


Abbildung 2.1: *(a) Graphen für den Ein-Pion-Austausch, Zwei-Pion-Austausch und Multi-Pion-Austausch. In den 50er Jahren wurde versucht, den lang-, mittel- und kurzreichweitigen Anteil der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung mit diesem Modell zu beschreiben. (b) Beim Ein-Boson-Austauschmodell wird die Wechselwirkung durch den Austausch schwerer Bosonen vermittelt. (c) Links: Austausch zweier Pionen mit Δ-Anregung eines Nukleons. Rechts: korrelierter Austausch zweier Pionen.*

Anteil, so läßt sich der langreichweitige Anteil der Wechselwirkung sehr gut mit dem Ein-Pion-Austausch (OPE[4]) erklären. Die 1950er Jahre waren von dem Versuch geprägt, auch den mittel- und kurzreichweitigen Anteil auf den Austausch von Pionen zurückzuführen und – in Analogie zur Rolle des Photons in der Theorie der elektromagnetischen Wechselwirkung – das Pion als alleinigen Vermittler der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung zu etablieren (Abbildung 2.1). Die Beschreibung des attraktiven Potentialbereichs durch den Austausch zweier Pionen (TPE[5]) erwies sich jedoch als ausgesprochen kompliziert und lieferte mehrdeutige und den experimentellen Daten zum Teil widersprechende Ergebnisse.

Die Situation änderte sich zu Beginn der 1960er Jahre mit der Entdeckung schwerer Mesonen (ρ, ω, η), die im mittel- und kurzreichweitigen Bereich der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung die Rolle der Austauschteilchen übernahmen. Diese Ersetzung des Multi-Pion-Austausches durch den Austausch einzelner Bosonen (OBE[6]) mit definierten Quantenzahlen erwies sich zunächst als sehr erfolgreich. Im wesentlichen übernimmt dabei das Pion die Rolle als Vermittler der Tensor-Kraft, die bei kleinen Abständen durch das ρ-

[4] **O**ne **P**ion **E**xchange
[5] **T**wo **P**ion **E**xchange
[6] **O**ne**B**oson**E**xchange

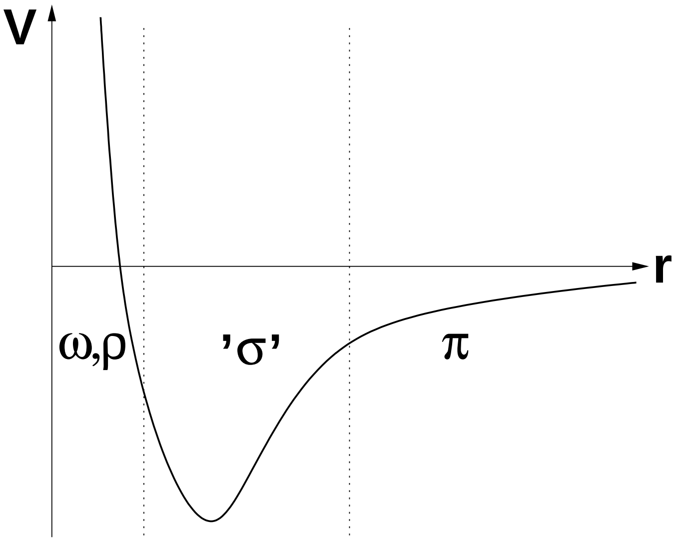


Abbildung 2.2: *Der hier schematisch dargestellte Verlauf des Nukleon-Nukleon-Potentials für die $^1S_0$-Partialwelle wird im OBE-Modell durch den Austausch schwerer Mesonen erklärt. Das Pion beschreibt den langreichweitigen Anteil (OPE), das ω-Meson erzeugt den repulsiven Anteil im Kernbereich. Zur Beschreibung des attraktiven Bereichs bei mittleren Abständen wird in diesem Modell ein Meson benötigt (σ-Meson), für dessen Existenz es keine eindeutigen experimentellen Hinweise gibt.*

Meson abgeschwächt wird. Das ω-Meson erzeugt die Spin-Bahn-Wechselwirkung und ist für die Repulsion im Kernbereich zuständig (siehe Abbildung 2.2). Ein Beispiel für ein nichtrelativistisches OBE-Potential ist das Nijmegen-Potential [NRdS78], bei dem neben den sechs genannten Mesonen auch das $\eta\prime(958)$, $\phi(1020)$ und $S^*(993)$ als Austauschteilchen berücksichtigt werden.

Eine Schwäche des OBE-Modells ist, daß zur Erklärung des attraktiven Bereiches des Nukleon-Nukleon-Potentials ein Meson mit einer Masse von etwa 550 MeV eingeführt werden muß (σ-Meson), für dessen Existenz es keine eindeutigen experimentellen Belege gibt. So kam man in den 1970er Jahren wieder auf den Zwei-Pionen-Austausch zur Beschreibung des attraktiven Potentialbereiches zurück. Allerdings wurde nun, bestärkt durch den Erfolg des OBE-Modells, neben dem unkorrelierten auch der korrelierte Austausch zweier Pionen berücksichtigt. Eine sehr gute Übereinstimmung mit experimentell ermittelten Streuphasen liefert im Energiebereich unterhalb der Pionen-Produktionsschwelle bei ca. 285 MeV z.B. das Bonn-Potential, das u.a. auch mögliche Δ-Anregungen der Nukleonen berücksichtigt [MHE87].

Oberhalb der Pionen-Produktionsschwelle nimmt die Übereinstimmung heutiger Mesonenaustauschmodelle mit gemessenen Daten rapide ab. Es treten offenbar neue Phänomene auf, die durch den Austausch von Mesonen allein nicht mehr beschrieben werden können. Dazu gehören auch die (hypothetischen) Dibaryonen, die sich im Akronym EDDA[7] wiederfinden. Gerade Anregungsfunktionen von Polarisationsobservablen, wie sie im EDDA-Experiment gemessen werden, sind – bei einer merklichen Kopplung an den elastischen Kanal und Resonanzbreiten kleiner 100 MeV – sensitiv auf dibaryonische Resonanzen. Die bisherigen Auswertungen der EDDA-Daten in [Roh00] zeigen jedoch keinerlei Hinweise auf solche Strukturen.

Mit steigender Energie macht sich die Substruktur der Nukleonen zunehmend be-

[7]**E**lastic **D**ibaryons **D**ead or **A**live

merkbar. Die Quantenchromodynamik (QCD) als Theorie der Wechselwirkung zwischen Quarks und Gluonen beschreibt zwar im Bereich hoher Energien (> 10 GeV) die experimentellen Ergebnisse mit großer Präzision. Im GeV-Bereich sind jedoch die störungstheoretischen Methoden nicht mehr anwendbar, da die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung mit fallender Energie ansteigt. Der Effekt des *Farbeinschlusses* (Confinement) ist auch dafür verantwortlich, daß die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung bei niedrigen Energien über den Austausch leichter *farbneutraler* Teilchen, den Mesonen beschrieben werden kann.

Seit den 1980er Jahren gibt es Versuche, aus der näherungsweisen chiralen Symmetrie der leichten Quarks (u,d) ein Modell für die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung bei niedrigen Energien abzuleiten. Neuere Rechnungen liefern qualitativ eine gute Übereinstimmung mit experimentell bestimmten Streuphasen bis etwa 300 MeV [EGM99]. Eine Übersicht liefern [BKM95, Ris96, Koc97].

2.2 Streutheorie

Das Streuproblem wird im folgenden im Schwerpunktsystem betrachtet. Dadurch kann die Streuung der beiden Projektile mit den Massen m_1 und m_2 auf die Streuung *eines* Teilchens mit der Masse $m = m_1 m_2/(m_1 + m_2)$ und dem Ortsvektor $\vec{r} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2$ an einem Potential $V(\vec{r})$ reduziert werden.

2.2.1 Der Streuprozeß

Betrachtet man das stationäre Streuproblem einer einfallenden ebenen Welle, die an einem Potential $V(\vec{r})$ gestreut wird, so kann der Streuprozeß, wie in Abbildung 2.3 skizziert, in drei Abschnitte eingeteilt werden. Weit vor dem Streuzentrum (Bereich I) ist der Einfluß des Potentials vernachlässigbar klein. In diesem Bereich ergibt sich die Wellenfunktion als Lösung der freien Schrödingergleichung.

$$H_0\,\varphi_I(\vec{r}) = E\,\varphi_I(\vec{r}) \quad \Rightarrow \quad \varphi_I(\vec{r}) \propto e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}$$

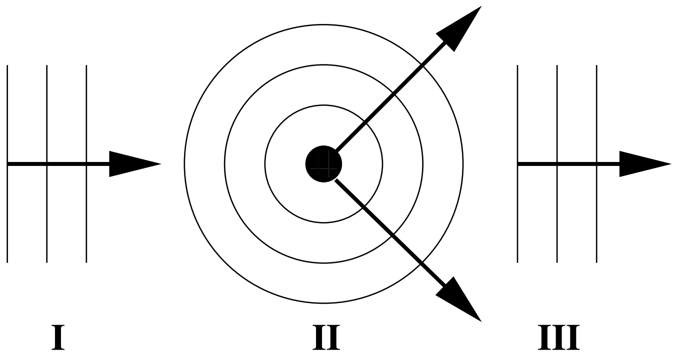


Abbildung 2.3: *Schematische Darstellung des Streuprozesses. Die einfallende ebene Welle (I) wechselwirkt mit dem Potential (II). In großer Entfernung hinter dem Wechselwirkungsbereich (III) betrachtet man die auslaufende ebene Welle und die gestreute Kugelwelle.*

In der Wechselwirkungszone (Bereich II) findet die eigentliche Streuung statt. Das Potential $V(\vec{r})$ modifiziert die Wellenfunktion und muß in der Schrödingergleichung berücksichtigt werden.

$$[H_0 + V(\vec{r})]\,\varphi_{II}(\vec{r}) \;=\; E\,\varphi_{II}(\vec{r})$$

In großer Entfernung hinter dem Streuzentrum (Bereich III) ergibt sich die Wellenfunktion als Überlagerung der einlaufenden ebenen Welle $\varphi_I(\vec{r})$ und der gestreuten Welle, deren Radialanteil wegen der Erhaltung des Wahrscheinlichkeitsstroms von der Form $e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}/r$ ist.

$$\varphi_{III}(\vec{r})_{r\to\infty} \;=\; N\left[e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} + f_k(\theta)\,\frac{e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}}{r}\right] \tag{2.1}$$

Für die sogenannte *Streuamplitude* $f_k(\theta)$ ergibt sich aus der Kontinuitätsgleichung folgender Zusammenhang mit dem differentiellen Wirkungsquerschnitt [MK84]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \;=\; |f(\theta)|^2$$

Im Falle eines Zentralpotentials $V(r)$ kommutiert der Hamiltonoperator $H = H_0 + V(r)$ mit L^2 und L_z. Es bietet sich daher an, die Wellenfunktionen $\varphi(\vec{r})$ nach Eigenfunktionen des Drehimpulses zu entwickeln. Dies sind die Kugelflächenfunktionen $Y_l^m(\theta,\varphi)$ und es gilt für eine ebene Welle, die sich frei ($V(r) = 0$) in z-Richtung ausbreitet [CTDL77]:

$$e^{ikz} \;=\; \sum_{l=0}^{\infty} i^l \sqrt{4\pi\,(2l+1)}\,j_l(kr)\,Y_l^0(\theta) \tag{2.2}$$

$$\;=\; \sum_{l=0}^{\infty} i^l\,(2l+1)\,j_l(kr)\,P_l(\cos\theta) \tag{2.3}$$

$$=_{r\to\infty} \sum_{l=0}^{\infty} i^l\,\frac{2l+1}{kr}\,\sin\left(kr - l\frac{\pi}{2}\right)P_l(\cos\theta) \tag{2.4}$$

j_l sind die sphärischen Besselfunktionen, P_l die Legendre-Polynome. In der ersten Umformung wurde ausgenutzt, daß der Drehimpuls im betrachteten Fall keine z-Komponente hat ($m = 0$). Bei der Näherung für große Abstände geht das asymptotische Verhalten der Bessel-Funktionen ein.

Berücksichtigt man das Zentralpotential ($V(r) \neq 0$), so erhält man bei großen Abständen ein Ergebnis, das sich von (2.4) lediglich durch eine Modifikation δ_l der Phase unterscheidet. Bei Kenntnis aller *Streuphasen* δ_l ist das Streuproblem vollständig beschrieben. Für die Streuamplitude gilt z.B. folgende Entwicklung bei großen Abständen [PRSZ93]:

$$f(\theta) \;=\; \frac{1}{k}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)\,e^{i\delta_l}\sin\delta_l\,P_l(\cos\theta)$$

In der praktischen Anwendung werden nur die Terme bis etwa $l = 10$ berücksichtigt. Dies kann mit Hilfe des Korrespondenzprinzips und der Analogie zum Stoßparameter in der klassischen Physik motiviert werden [Nol93].

2.2.2 Streuung von Teilchen mit Spin

Der Spin des Nukleons ist ein quantenmechanischer Freiheitsgrad, der in der klassischen Physik keine direkte Entsprechung hat. Er wird formal beschrieben durch den Spinoperator $\vec{S} = (\hbar/2)\vec{\sigma}$, wobei die Komponenten von $\vec{\sigma}$ die Paulimatrizen sind.

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & i \\ -i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \tag{2.5}$$

Die Eigenfunktionen von S^2 sind – genau wie bei dem Drehimpulsoperator – gleichzeitig Eigenfunktionen von S_z.

$$\begin{aligned} S^2|s,m\rangle &= \hbar^2 s(s+1)|s,m\rangle \\ S_z|s,m\rangle &= \hbar m|s,m\rangle \end{aligned}$$

Mit m wird die z-Komponente des Spins bezeichnet. Sie kann die $2s+1$ Werte $-s,\ldots,+s$ annehmen. Im betrachteten Fall ($s = 1/2$) ergeben sich also zwei Einstellmöglichkeiten, die im folgenden mit $|+\rangle$ und $|-\rangle$ bezeichnet werden. Ein Spin-$\frac{1}{2}$-Teilchen befindet sich i.a. in einer Überlagerung dieser beiden Zustände

$$|s\rangle = c_1|+\rangle + c_2|-\rangle, \quad |c_1|^2 + |c_2|^2 = 1$$

und geht erst bei einer Messung in einen der reinen Zustände $|+\rangle$ oder $|-\rangle$ über.

Bei der Betrachtung einer Vielzahl von Teilchen, wie sie bei Streuexperimenten üblicherweise anzutreffen sind, muß man zu einer statistischen Beschreibung des gesamten Ensembles übergehen. Dies geschieht mit Hilfe des Dichteoperators

$$\rho = \sum_n |n\rangle p_n \langle n|$$

wobei $\{|n\rangle\}$ eine vollständige Basis des betrachteten Hilbertraumes $\mathcal{H}$ ist und p_n die Wahrscheinlichkeit dafür angibt, ein Teilchen im Zustand $|n\rangle$ anzutreffen. Beschränkt man die Betrachtung auf den Spinraum $\mathcal{H}_{Spin}$ und dessen Basis $\{|+\rangle, |-\rangle\}$, so kann der Dichteoperator für ein Ensemble $|s\rangle$ als 2×2-Matrix geschrieben werden:

$$\rho = |s\rangle\langle s| = \begin{pmatrix} c_1 \\ c_2 \end{pmatrix} (c_1^* \, c_2^*) = \begin{pmatrix} |c_1|^2 & c_1 c_2^* \\ c_1^* c_2 & |c_2|^2 \end{pmatrix}$$

Die Quadrate der Koeffizienten $c_{1,2}$ geben in diesem Fall die Besetzungswahrscheinlichkeiten der Spinzustände wieder. Die Anwendung auf einen Operator Ω liefert

$$\begin{aligned} \rho\,\Omega &= \begin{pmatrix} |c_1|^2 & c_1 c_2^* \\ c_1^* c_2 & |c_2|^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Omega_{11} & \Omega_{12} \\ \Omega_{21} & \Omega_{22} \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} |c_1|^2\,\Omega_{11} + c_1 c_2^*\,\Omega_{21} & \cdots \\ \cdots & c_1^* c_2\,\Omega_{12} + |c_2|^2\,\Omega_{22} \end{pmatrix} \\ \Rightarrow \quad & <\Omega> = \mathrm{Spur}\,(\rho\,\Omega) \end{aligned}$$

Es gilt allgemein, daß man den Erwartungswert eines Operators Ω durch Bildung der Spur von $\rho\,\Omega$ erhält. Den Erwartungswert des Pauli'schen Spinoperators $\vec{\sigma}$ nennt man *Polarisation*,

$$P = <\vec{\sigma}> = \mathrm{Spur}\,(\rho\,\vec{\sigma})\,.$$

Anschaulich wird die Bedeutung der Polarisation durch den Zusammenhang

$$P \quad = \quad \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} \quad .$$

N^+ (N^-) ist die Zahl der Teilchen des Ensembles im Spinzustand $|+\rangle$ ($|-\rangle$). Der Wert $P = 0$ bedeutet statistische Gleichverteilung der Spins – das Ensemble ist *unpolarisiert*. Die Polarisation kann Werte zwischen -1 und $+1$ annehmen.

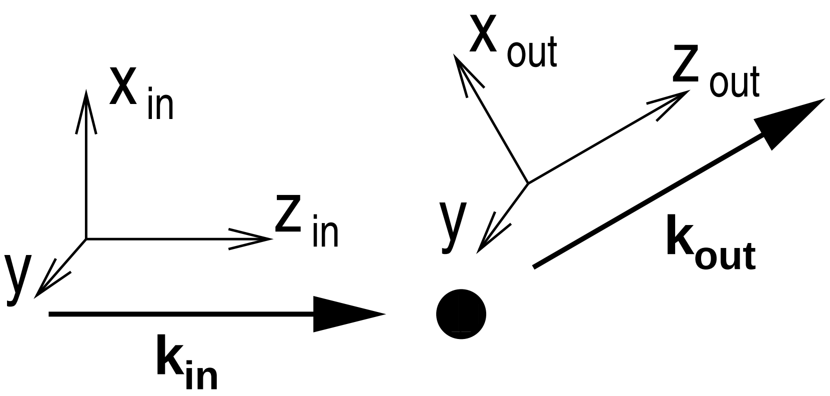
Die Beschreibung der Streuung zweier Spin-$\frac{1}{2}$-Teilchen findet im 4-dimensionalen Produkt-Hilbertraum $\mathcal{H}_{Spin1} \otimes \mathcal{H}_{Spin2}$ statt. Eine vollständige Basis bilden die Produktzustände[8] $\{|{+}{+}\rangle, |{+}{-}\rangle, |{-}{+}\rangle, |{-}{-}\rangle\}$. Analog zu Gleichung 2.1 wird für die Wellenfunktion der Ansatz gemacht

$$|\psi(\vec{r})\rangle \quad = \quad N\left[e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}\,|n\rangle + M(\vec{k},\theta)\,|n\rangle\,\frac{e^{ikr}}{r}\right].$$

$|n\rangle$ beschreibt hier den Spinwellenanteil von $|\psi(\vec{r})\rangle$. Die 4×4-*M-Matrix* entspricht der Streuamplitude aus der unpolarisierten Streuung.

Für die Weiterführung des Formalismus muß an dieser Stelle ein geeignetes Koordinatensystem eingeführt werden. In der Literatur sind verschiedene Konventionen zu finden, eine einheitliche Notation konnte sich bisher nicht durchsetzen.

In den folgenden Abschnitten wird das *Helizitäts-System* (Madison-Konvention) verwendet, bei dem die Einheitsvektoren $\{\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}\}$ so gewählt sind, daß $\hat{z}$ in Richtung des Impulsvektors $\vec{k}_{in}$ ($\vec{k}_{out}$) des einlaufenden (auslaufenden) Teilchens zeigt und $\hat{y}$ mit der Normalen der Streuebene zusammenfällt:



[8]Schreibweise: $|\,+\,+\rangle := |+\rangle|+\rangle$

$$\begin{aligned}\hat{z}_{in,out} &= \frac{\vec{k}_{in,out}}{\left|\vec{k}_{in,out}\right|}\\ \hat{y} &= \frac{\vec{k}_{in}\times\vec{k}_{out}}{\left|\vec{k}_{in}\times\vec{k}_{out}\right|}\\ \hat{x}_{in,out} &= \hat{y}\times\hat{z}_{in,out}\end{aligned}$$

Es ergeben sich zwei orthonormale Koordinatensysteme für den Eingangs- bzw. Ausgangskanal im Schwerpunktsystem. Die Indizes $\{x, y, z\}$ beziehen sich im folgenden auf die oben definierten Vektoren.

Es erweist sich als instruktiv, die M-Matrix nach direkten Produkten σ_{jk} zu entwickeln [Con93]. Die Indizes j und k beziehen sich auf Teilchen 1 bzw. 2. Als Beispiel für ein solches direktes Produkt sei σ_{zx} angegeben:

$$\sigma_{zx} = \sigma_z \otimes \sigma_x = \begin{pmatrix} \sigma_x & 0 \\ 0 & -\sigma_x \end{pmatrix} = \begin{array}{c c} & \begin{array}{cccc} ++ & +- & -+ & -- \end{array} \\ \begin{array}{c} ++ \\ +- \\ -+ \\ -- \end{array} & \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix} \end{array}$$

Die Einträge korrespondieren mit Übergängen der Spinzustände (++, +−, etc.) vom Eingangskanal (vertikal) in den Ausgangskanal (horizontal). Durch σ_{zx} wird somit ein Spin-Flip von Teilchen 2 beschrieben.

Die M-Matrix läßt sich mit Hilfe der direkten Produkte σ_{jk} schreiben als[9]

$$M(\theta) \;=\; \sum_{j,k} a_{jk}(\theta)\,\sigma_{jk} \qquad j,k \in \{0, x, y, z\}$$

Die 16 komplexwertigen Koeffizienten a_{jk} sind energie- und winkelabhängig. Sie werden *invariante Amplituden* genannt. Berücksichtigt man Paritätserhaltung und Zeitumkehrinvarianz, so reduziert sich die Zahl der Amplituden bei der Streuung identischer Teilchen auf fünf:

$$\begin{aligned} M &= a_{00} + a_{y0}(\sigma_{y0} + \sigma_{0y}) + a_{xx}\sigma_{xx} + a_{yy}\sigma_{yy} + a_{zz}\sigma_{zz} \\ &= \begin{array}{c c} & \begin{array}{cccc} ++ & +- & -+ & -- \end{array} \\ \begin{array}{c} ++ \\ +- \\ -+ \\ -- \end{array} & \begin{pmatrix} a_{00}+a_{zz} & a_{zx}-ia_{0y} & a_{xz}-ia_{y0} & a_{xx}-ia_{yy} \\ a_{zx}+ia_{0y} & a_{00}-a_{zz} & a_{xx}+a_{yy} & -a_{xz}-ia_{y0} \\ a_{xz}+ia_{y0} & a_{xx}+a_{yy} & a_{00}-a_{zz} & -a_{zx}-ia_{0y} \\ a_{xx}-a_{yy} & -a_{xz}+ia_{y0} & -a_{zx}+ia_{0y} & a_{00}+a_{zz} \end{pmatrix} \end{array} \end{aligned}$$

Da eine Phase für die verbleibenden Amplituden frei gewählt werden kann, müssen letztlich *neun* reelle Größen bestimmt werden, um zu einer vollständigen Beschreibung des

[9]Zusätzlich zu (2.5) wird $\sigma_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$ verwendet.

Streuprozesses zu gelangen. Der Zusammenhang zwischen der M-Matrix und den Observablen A_{jklm} ist gegeben durch [Con93]:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 A_{jklm} = \frac{1}{4}\mathrm{Spur}(M\sigma_{jk}M^+\sigma_{lm}) \qquad j,k,l,m \in \{0,x,y,z\}$$

$$\text{z.B.:} \quad \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 A_{00y0} = 2\mathrm{Re}(a_{00}a_{y0}^* + a_{0y}a_{yy}^*)$$

Die Indizes j,k (l,m) stehen für die Polarisation der beiden Projektile (Ejektile). Der Indexwert ‚0‘ kennzeichnet einen Kanal, in dem die Polarisation unbekannt ist bzw. nicht gemessen wird.

Symmetriebetrachtungen reduzieren die Zahl der von Null verschiedenen Observablen von 256 auf 25. Diese verbleibenden Observablen sind nicht voneinander unabhängig. Für ein vollständiges Experiment – d.h. zur Festlegung der fünf invarianten Amplituden der elastischen Streuung – müssen i.a. mehr als neun Observablen gemessen werden.

Verwendet man die Entwicklung des differentiellen Wirkungsquerschnittes nach Target- und Strahlpolarisation P bzw. Q [BLW78, Con93, Fic71]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 \left[1 + \sum_j (A_{00j0}P_j + A_{000j}Q_j) + \sum_{j,k} A_{00jk}P_jQ_k\right],$$

so folgt für die elastische Proton-Proton-Streuung:

$$\begin{aligned}\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) \Big/ \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 &= 1 \quad + A_{00y0}P_y \\ &= \quad + A_{000y}Q_y \\ &= \quad + A_{00yy}P_yQ_y \\ &= \quad + A_{00xx}P_xQ_x + A_{00xz}P_xQ_z \\ &= \quad + A_{00zx}P_zQ_x + A_{00zz}P_zQ_z\end{aligned} \tag{2.6}$$

Um diese Betrachtung auf das EDDA-Experiment zu übertragen, muß (2.6) in das EDDA-(Labor-)System umgerechnet werden. Aus Abbildung 2.4 ist abzulesen, daß für die Transformation der Polarisation gilt:

$$\begin{aligned} P_x &= P_X \cos\varphi + P_Y \sin\varphi \\ P_y &= P_Y \cos\varphi - P_X \sin\varphi \\ P_z &= P_Z \end{aligned} \tag{2.7}$$

Da die Polarisation im Ausgangskanal unbestimmt bleibt, wird für die weitere Darstellung die übersichtlichere *Argonne-Notation* zur Bezeichnung der Observablen verwendet.

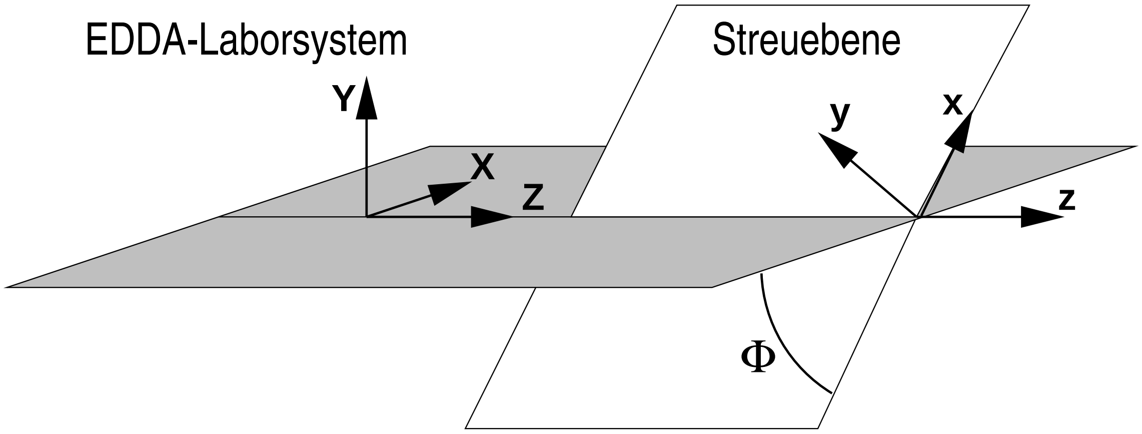


Abbildung 2.4: *Koordinatenachsen im EDDA-Laborsystem und in der Streuebene.*

	Madison	Argonne
Observable	$A_{jk,lm}$	A_{lm}
Indizierung	(x, y, z)	(L, N, S)

Der COSY-Strahl kann nur in vertikaler Richtung polarisiert werden ($P_X = P_Z = 0$), so daß sich (2.6) mit (2.7) wie folgt in das EDDA-System transformiert:

$$\begin{aligned}\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) \Big/ \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 &= 1 \quad + A_N[(P_Y + Q_Y)\cos\varphi - Q_X \sin\varphi] \\ &= \quad + A_{NN}[P_Y Q_Y \cos^2\varphi - P_Y Q_X \sin\varphi\cos\varphi] \\ &= \quad + A_{SS}[P_Y Q_Y \sin^2\varphi + P_Y Q_X \sin\varphi\cos\varphi] \\ &= \quad + A_{SL}[P_Y Q_Z \sin\varphi]\end{aligned}$$

Durch Auswertung und Kombination von Daten, die mit verschiedenen Einstellungen von Strahl- und Targetpolarisation gemessen wurden, können die einzelnen Observablen ermittelt werden. Für die Bestimmung der Analysierstärke A_N wurde z.B. mit einem unpolarisierten COSY-Strahl gemessen. In diesem Fall gilt:

$$P_X = P_Y = P_Z = 0$$

$$\Rightarrow \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) \Big/ \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 = 1 + A_N[Q_Y \cos\varphi - Q_X \sin\varphi]$$

Bei bekannter Targetpolarisation kann die Analysierstärke A_N aus der cosinus- bzw. sinusförmigen Modulation der Zählrate mit dem Azimutwinkel φ bestimmt werden. Eine weitere Möglichkeit ist die Auswertung nach dem Ohlsen-Verfahren [Ohl73], das in Kapitel 5 noch genauer beschrieben wird.

3 Das EDDA-Experiment

Zielsetzung des EDDA-Experimentes ist die Vermessung des differentiellen Wirkungsquerschnittes $d\sigma/d\Omega$, der Analysierstärke A_N sowie der drei Spinkorrelationsparameter A_{NN}, A_{SS} und A_{SL} der elastischen Proton-Proton-Streuung. Die EDDA-Daten liefern für den differentiellen Wirkungsquerschnitt und die Analysierstärke Anregungsfunktionen und Winkelverteilungen in kleinen Winkel- und Energieintervallen mit sehr guter Statistik, die den Weltdatensatz signifikant erweitern und damit wesentlich zur Verbesserung bisheriger Streuphasenanalysen beitragen. Die Spinkorrelationsparameter werden aufgrund der geringeren Luminosität bei diskreten Energien im Abstand von 200 MeV gemessen. Insbesondere die Auswertung des Spinkorrelationsparameters A_{SS} für Energien oberhalb 1 GeV könnte helfen, Ambiguitäten bei der Ermittlung von Streuamplituden aufzulösen [Bau01].

In diesem Kapitel wird der Aufbau des Experiments an der Beschleunigeranlage COSY kurz vorgestellt.

3.1 COSY

EDDA ist eines von vier Experimenten am **Co**oler **Sy**nchrotron COSY im Forschungszentrum Jülich, die ein internes Target verwenden. Abbildung 3.1 zeigt eine Übersicht über die Beschleunigeranlage. Die aus einer Ionenquelle austretenden H^--Ionen werden zunächst im Zyklotron JULIC auf 40 MeV beschleunigt, bevor sie per *Stripping-Injection* in den Speicherring injiziert werden. Die erreichbaren Strahlströme am Ausgang des Zyklotrons sind ~ 10 μA für die unpolarisierte und ~ 1 μA für die polarisierte Quelle. Auf dem Weg zur Injektion passiert der Strahl ein Niederenergiepolarimeter, mit dem der Polarisationsgrad des H^--Strahls gemessen werden kann. Im Injektionsbereich geben die H^--Ionen beim Durchgang durch eine dünne Kohlenstoff-Folie, der *Stripping-Folie*, ihre Elektronen ab, und der Speicherring kann mit Protonen gefüllt werden. Typische Strahlfüllungen sind $\sim 3 \cdot 10^{10}$ Protonen für Messungen mit dem Atomstrahltarget bzw. $\sim 10^8$ Protonen für Messungen mit dem Fädchentarget. Die Raumladungsgrenze wird bei etwa $2 \cdot 10^{11}$ Protonen erreicht.

Der injizierte Strahl wird mit etwa 1 $\frac{GeV/c}{s}$ auf eine Maximalenergie von 2500 MeV beschleunigt. Die Energie der Teilchen wird aus der Frequenz der HF-Beschleuniger-Kavitäten und der Orbitlänge bestimmt [Eng98]. Da der Orbit von der Sollbahn abweichen kann, wird mit 29 im Speicherring verteilten Elektroden-Paaren kapazitiv die Strahlposition gemessen und damit die Orbitlänge korrigiert. Durch den Einsatz aktiver Kühlsysteme kann außerdem die Emittanz des Strahls verbessert werden. Im Bereich niedriger Energien bis 300 MeV steht dafür die Elektronenkühlung zur Verfügung, bei der ein

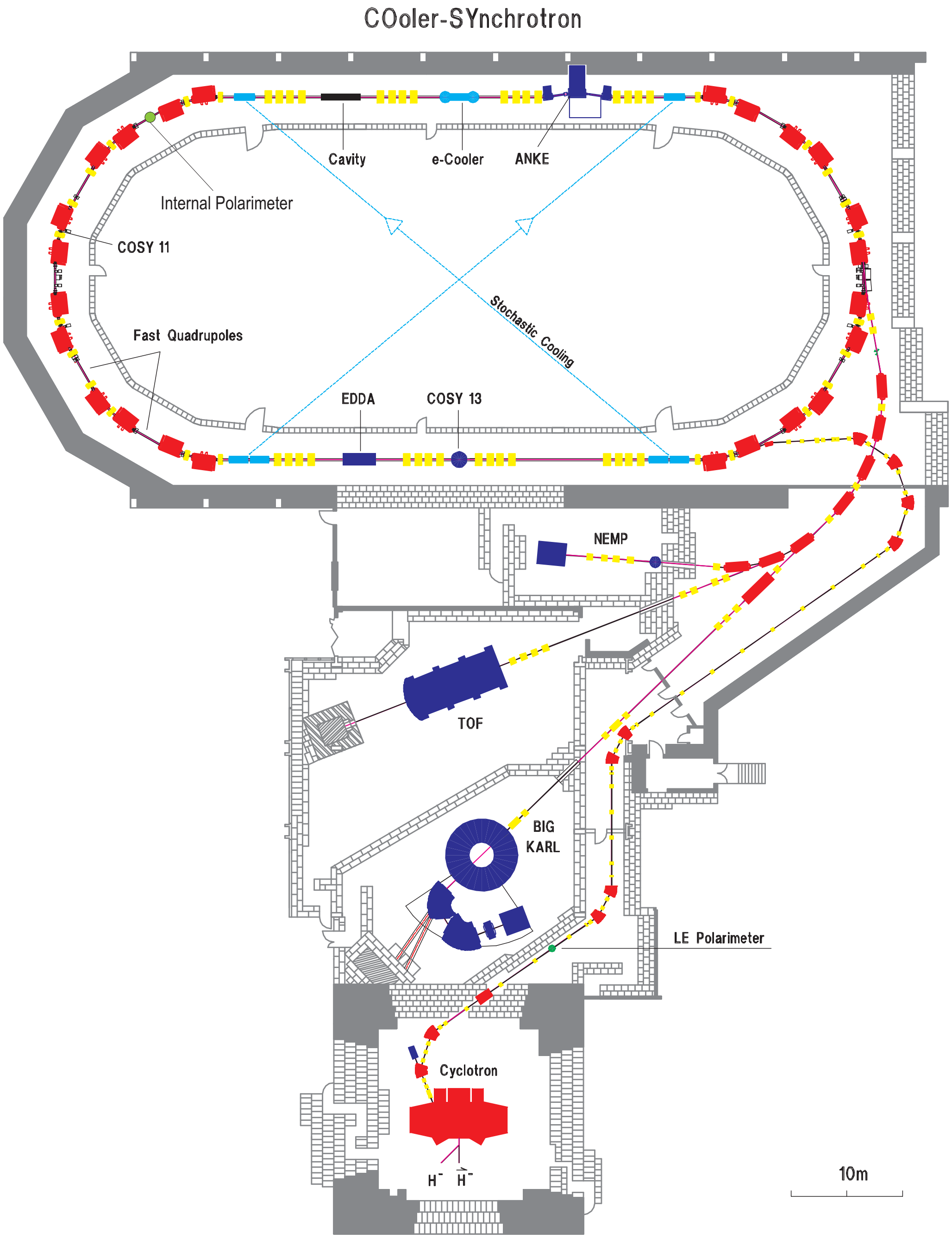


Abbildung 3.1: *Beschleunigeranlage COSY am Forschungszentrum Jülich*

lokal mit dem Protonenstrahl überlappender Strahl aus *kalten* Elektronen die longitudinale und transversale Impulsunschärfe verringert. Bei Energien oberhalb 800 MeV kann mittels stochastischer Kühlung eine weitere Verringerung der relativen Impulsunschärfe auf $< 10^{-4}$ erreicht werden. Da ein EDDA-Beschleunigungszyklus von typischerweise 2.5

Sekunden im Vergleich zu den Zeitskalen dieser Kühlsysteme sehr kurz ist (etwa 10 Sekunden für die Elektronenkühlung und einige Minuten für die stochastische Kühlung), kommen sie bei Messungen mit EDDA jedoch nicht zum Einsatz.

Im Fall des polarisierten COSY-Protonenstrahls müssen bei der Beschleunigung zahlreiche sogenannte *depolarisierende Resonanzen* gekreuzt werden, die zu einem teilweisen oder vollständigen Verlust der Strahlpolarisation führen können [Leh97]. Zum einen bewirken horizontale Störfelder lokale Änderungen der invarianten Spinachse des polarisierten Strahls, die sich resonant verstärken, wenn die Umlauffrequenz und die Präzessionsfrequenz der Strahl-Protonen ein ganzzahliges Vielfaches bilden. Durch eine vertikale Auslenkung der Strahllage kann die Resonanzstärke soweit erhöht werden, daß sich die Spinachse gerade um 180° dreht (*Spin-Flip*). Dadurch ändert die Strahlpolarisation zwar ihr Vorzeichen, sie bleibt aber vom Betrag nahezu vollständig erhalten.

Neben diesen *Imperfection-Resonanzen* gibt es zum anderen noch die sogenannten *intrinsischen Resonanzen*, die durch die vertikalen Betatronschwingungen der Protonen angeregt werden. Die Zahl ν_y der Betatronschwingungen pro Umlauf wird auch Arbeitspunkt oder *tune* genannt. Die Depolarisation kann bei diesen Resonanzen durch eine kurzzeitige Verschiebung des Arbeitspunktes und der daraus resultierenden Erhöhung der

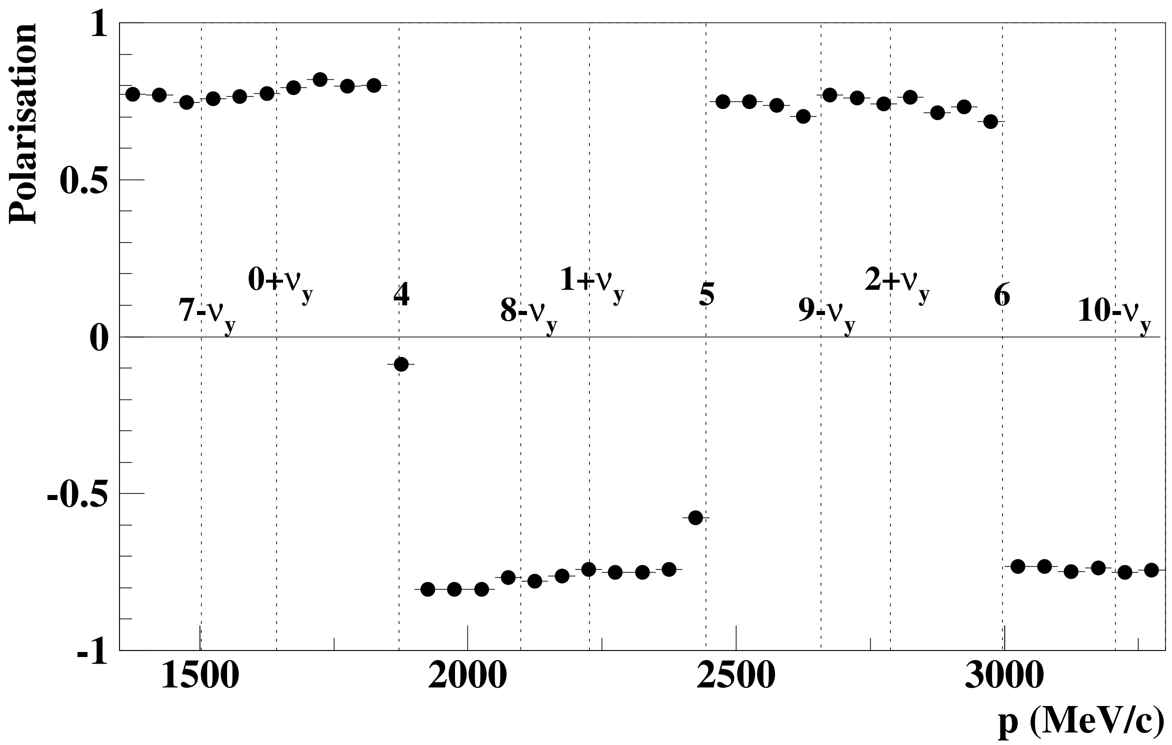


Abbildung 3.2: *Verlauf der Strahlpolarisation mit dem Strahlimpuls (aus [Wei00]). Die gestrichelten Linien markieren depolarisierende Resonanzen. Die Zahlenwerte geben den Spin-tune bei der jeweiligen Resonanz an.*

Kreuzungsgeschwindigkeit minimiert werden. In Abbildung 3.2 ist der mit dem EDDA-Detektor gemessene Verlauf der Strahlpolarisation gegen die Strahlenergie dargestellt. Die anfängliche Polarisation von 80% bleibt bis zur Maximalenergie von 2500 MeV annähernd erhalten.

3.2 Die Targets

Zur Vermessung des differentiellen Wirkungsquerschnittes wurden Fädchen aus Polypropylen (CH_2) verwendet [Mos94]. Diese 4×5 μm dünnen Fädchen sind auf Aluminiumgabeln aufgespannt, von denen bis zu sechs in einer Targetbox Platz finden. Ohne das COSY-Vakuum zu brechen, kann mit einer Wechselmechanik jeweils eine dieser Gabeln für die Verwendung im Strahl ausgewählt werden. Da die Energiedeposition der Strahlprotonen die CH_2-Fädchen bei der Injektionsenergie sofort zerstören würde, fährt ein magnetisch betriebener Linearmotor die Targetgabel erst bei Energien oberhalb 300 MeV in den Strahl. Auch die elektrostatische Aufladung des Fädchens aufgrund der von den Strahlprotonen aus dem Targetmaterial herausgeschlagenen Elektronen würde die Targets augenblicklich reißen lassen. Eine Bedampfung der Fädchen mit einer nur wenige Nanometer dicken Schicht aus Aluminium verhindert diesen Effekt. Auf diese Weise kann zusätzlich der in das Fädchen nachfließende Strom mit einem äußerst empfindlichen Picoamperemeter gemessen und zur Bestimmung der Luminosität verwendet werden. Um die Streureaktionen am Kohlenstoff des CH_2-Fädchens in der späteren Datenanalyse korrigieren zu können, wurden separate Untergrundmessungen mit reinen Kohlenstoffädchen durchgeführt.

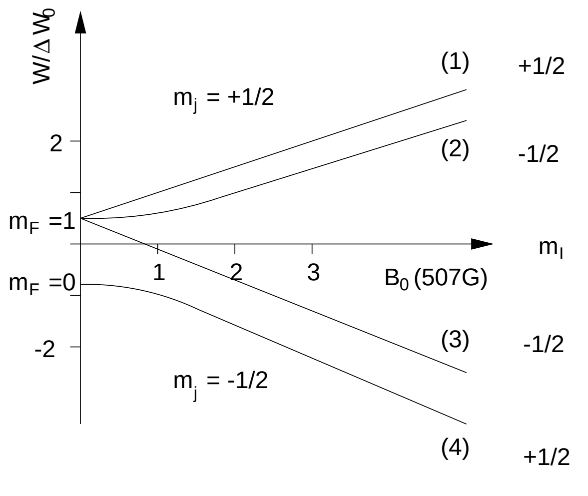


Abbildung 3.3: *Breit-Rabi-Diagramm*

Zur Vermessung der Polarisationsobservablen kommt ein Atomstrahltarget aus reinem, kernspinpolarisiertem Wasserstoff zum Einsatz [Eve96, Fel98, Alt98]. Abbildung 3.4 zeigt dessen schematischen Aufbau. In dem Breit-Rabi-Diagramm (Abbildung 3.3) ist die Größe der Energie-Aufspaltung abzulesen, welche die zu den vier möglichen Kombinationen von Kern- und Hüllenspin gehörenden Niveaus in einem äußeren Magnetfeld erfahren. Um in der Wechselwirkungszone einen Strahl mit der gewünschten Polarisation zu erzeugen, muß ein Protonenstrahl mit einer definierten Einstellung von Hüllen- zu Kern-Spin bereitgestellt werden, d.h. einer der vier Spin-Zustände muß herausgefiltert werden.

Zunächst werden die Wasserstoffmoleküle mit Hilfe einer Hochfrequenzentladung zu Wasserstoffatomen dissoziiert, bevor sie durch eine auf etwa 30 K gekühlte Düse in den Bereich der ersten Sextupoleinheit gelangen. Das dortige Magnetfeld führt zu einer De-

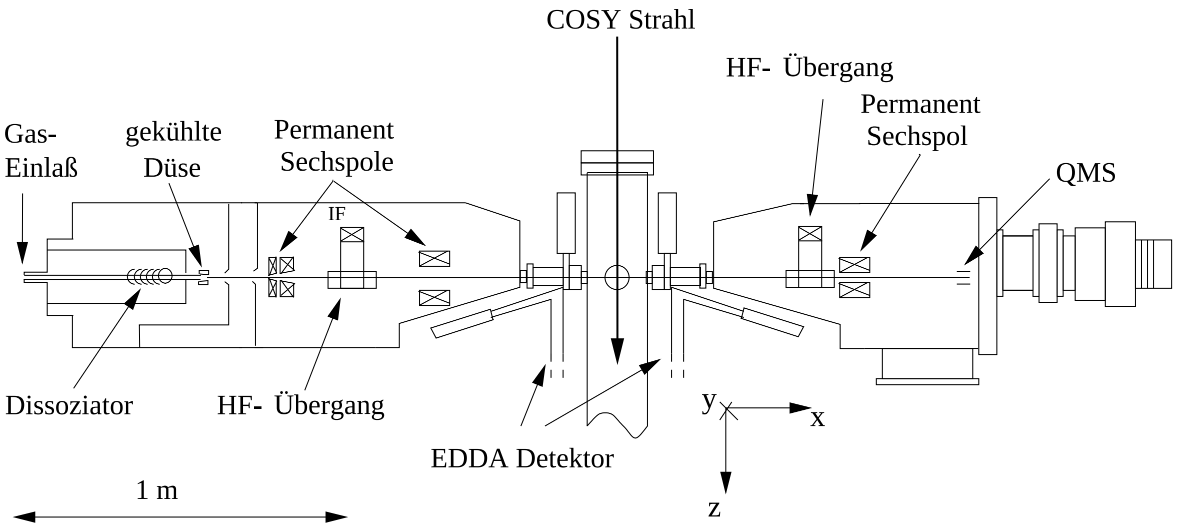


Abbildung 3.4: *Schematischer Aufbau des Atomstrahltargets*

fokussierung der Zustände mit Hüllenspin $m_j = -\frac{1}{2}$, so daß nur die Zustände (1) und (2) in den Bereich der Übergangseinheit gelangen. Hier wird durch Einstrahlung eines RF-Feldes ein Rabi-Übergang des Zustandes (2) in den Zustand (4) induziert, der in der zweiten Sextupoleinheit wiederum defokussiert wird. Somit gelangen letztlich nur die Atome mit Spinzustand (1) in die Wechselwirkungszone. Die Ausrichtung der Spins wird in diesem Bereich über äußere Haltefelder der Größenordnung 10 G vorgegeben. Durch entsprechendes Umschalten dieser Felder von Zyklus zu Zyklus läßt sich der Targetstrahl mit der gewünschten Polarisationsrichtung präparieren. Zur Kontrolle wird das Magnetfeld im Wechselwirkungsbereich mit Hall-Sonden vermessen.

Nachdem der Atomstrahl das Strahlrohr durchquert hat, wird vor seiner Vernichtung im *Beam Dump* die Polarisation mit einem aus Sextupolmagneten und Übergangseinheit bestehenden Breit-Rabi-Polarimeter gemessen. Ein Teil des Atomstrahls erreicht den Beam Dump nicht, sondern verliert durch Mehrfachstöße an den Strahlrohrwänden seine Polarisation und bildet eine *Wolke* unpolarisierten Untergrundes. Es kann daher nur eine *effektive* Polarisation gemessen werden. Sie beträgt über den gesamten Wechselwirkungsbereich integriert typischerweise 70%. Im Kernbereich des Atomstrahls wird eine Polarisation von bis zu 90% erreicht. Die Target-Flächendichten sind von der Größenordnung $10^{11} cm^{-2}$.

3.3 Der Detektor

Wie Abbildung 3.5 zeigt, besteht der EDDA-Detektor aus zwei um das Strahlrohr angeordneten zylindrischen Hodoskopen, die gemäß ihrer Position im folgenden als *Außenschale* bzw. *Innenschale* bezeichnet werden. Sie decken den gesamten azimutalen Winkelbereich und die Polarwinkel von $\theta_{lab} = 10° \ldots 72°$ ab, was im Schwerpunktsystem etwa dem Be-

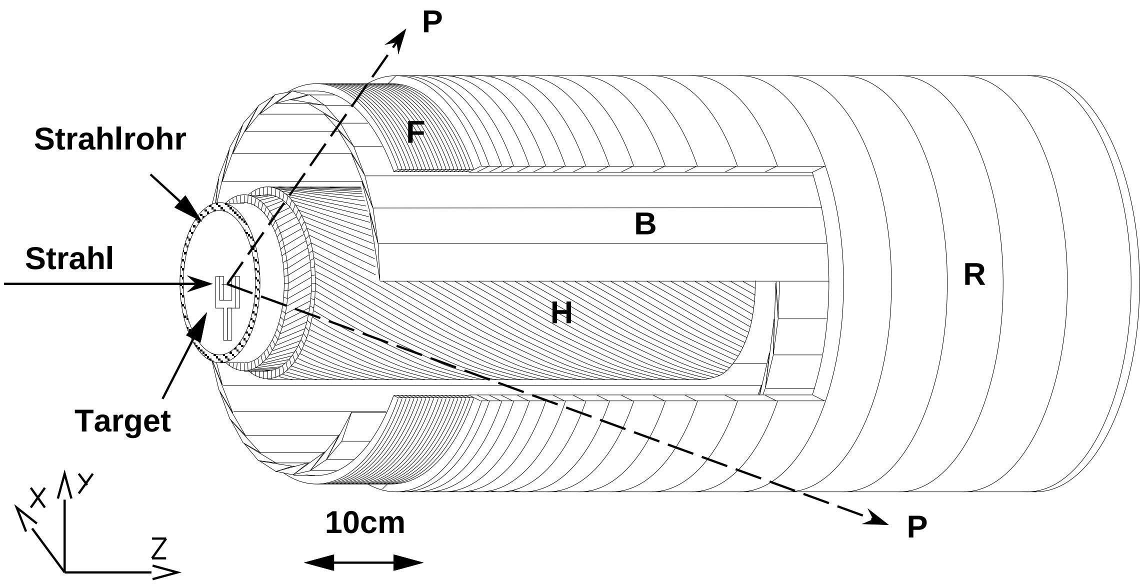


Abbildung 3.5: *Der EDDA-Detektor, bestehend aus Innenschale (H: Faserlage) und Aussenschale (B: Stablage, R: Ringlage, F: Faserringlage)*

reich von $\theta_{cm} = 30° \ldots 90°$ entspricht.

Der Aufbau des Detektors orientiert sich an der Kinematik der elastischen Proton-Proton-Streuung.

3.3.1 Kinematik

Die Trajektorien der Ejektile liegen in einer Ebene mit dem einlaufenden Protonenstrahl. Definiert man ein rechtshändiges kartesisches Koordinatensystem wie in Abb. 3.5 eingezeichnet und bestimmt den Azimutwinkel ϕ von der positiven x-Achse aus im Uhrzeigersinn, so läßt sich diese *Koplanaritätsbedingung* formulieren als

$$|\phi_1 - \phi_2| \quad = \quad 180°. \tag{3.1}$$

$\phi_{1,2}$ sind die Azimutwinkel der gestreuten Protonen. Für die Polarwinkel $\theta_{1,2}$ gilt im Schwerpunktsystem die ebenso einfache Beziehung

$$\theta_{1,cm} + \theta_{2,cm} \quad = \quad 180°, \tag{3.2}$$

die direkt aus der Impulserhaltung folgt. Bei der Umrechnung in Laborwinkel muß der Lorentz-Boost berücksichtigt werden, so daß sich mit der Transformation

$$\tan\theta_{lab} \quad = \quad \frac{\sin\theta_{cm}}{\gamma_{cm}\,(\cos\theta_{cm} + 1)} \quad ,$$

$$\gamma_{cm} \quad = \quad \sqrt{1 + \frac{T}{2m_p}}$$

folgender Zusammenhang für die Polarwinkel der gestreuten Protonen im Laborsystem ergibt:

$$\tan\theta_{1,lab}\cdot\tan\theta_{2,lab} = \frac{1}{\gamma_{cm}^2} \qquad (3.3)$$

T ist die kinetische Energie des Projektils im Labor, γ_{cm} der Lorentzfaktor und m_p die Protonenmasse. Elastische Ereignisse sind durch (3.1) und (3.3) charakterisiert. Deshalb wurde der EDDA-Detektor mit Blick auf eine möglichst genaue Bestimmung der Streuwinkel konzipiert.

Eine weitere, für die Datenauswertung wichtige Größe, ist das *kinematische Defizit* α. Es ist im Schwerpunktsystem definiert als der Winkel zwischen der Spur des einen und der am Wechselwirkungspunkt gespiegelten Spur des anderen Ejektils (Abbildung 3.6). Für ein ideales elastisches Streuereignis ist das kinematische Defizit $\alpha = 0$. Dieser Wert wird jedoch nicht angenommen, da α ein räumlicher Winkel ist. Weiterhin führen die realen Bedingungen des Experimentes (mit Kleinwinkelstreuung, endlicher Detektorauflösung, endlicher Auflösung der Winkelrekonstruktion, etc.) zu Abweichungen vom Idealwert. Trotzdem haben elastische Ereignisse relativ kleine Werte für das kinematische Defizit, während sich Untergrundereignisse über einen großen Wertebereich verteilen (siehe z.B. Abbildung 5.5). Das kinematische Defizit kann daher zur Ereignisklassifikation herangezogen werden.

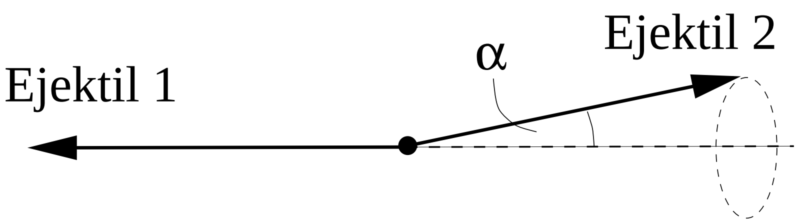


Abbildung 3.6: *Das kinematische Defizit α ist ein Maß für die Abweichung der Streuwinkel von der perfekten Signatur eines elastischen Ereignisses.*

3.3.2 Die Außenschale

Die Außenschale des EDDA-Detektors ist aus zwei Lagen szintillierender Elemente aufgebaut, mit deren Hilfe die Durchstoßpunkte der Ejektile – und somit bei bekannter Vertexposition die Streuwinkel – rekonstruiert werden [Wol96]. Die innere Lage besteht aus 32 szintillierenden Stäben mit dreieckigem Querschnitt. Sie sind überlappend angeordnet, so daß jedes Ejektil in zwei Stäben Energie deponiert (siehe Abbildung 3.7). Unter der Annahme, daß der Energieverlust der Teilchen im Szintillatormaterial proportional zur darin zurückgelegten Wegstrecke ist, können die in den beiden Stäben ausgelesenen Pulshöhen zur Rekonstruktion des Azimutwinkels genutzt werden. Durch dieses Verfahren der *Amplitudenteilung* [B+93] wird die Winkelauflösung im Azimut von den durch die Granularität der Stablage vorgegebenen $\Delta\phi = 11.25°$ auf $\Delta\phi = 1.9°$ verbessert.

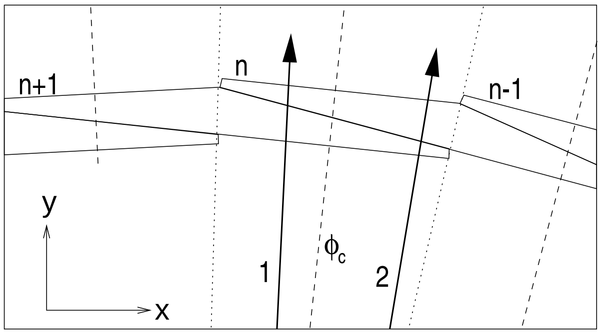


Abbildung 3.7: *Die Geometrie der Stablage unterteilt den Azimut in 32* Elementarzellen *von jeweils* 11.25° *(gepunktete Linien). Die unterschiedlich starken Energieverluste der Ejektile 1 und 2 werden für eine genauere Rekonstruktion des Azimuts verwendet. Ohne diese* Amplitudenteilung *würde für beide Trajektorien der Azimut* ϕ_c *rekonstruiert.*

Da die Stäbe beidseitig ausgelesen werden, kann aus der Zeitdifferenz der einlaufenden Pulshöhen auf den Durchstoßpunkt entlang des Stabes und damit auf den polaren Streuwinkel geschlossen werden [Roh95b]. Diese Information ist allerdings relativ ungenau ($\Delta z \simeq 5$ cm). Sie wird ausschließlich für die Rekonstruktion von Ereignissen hoher Multiplizität verwendet, um die Kombinationsmöglichkeiten bei der Zuordnung der getroffenen Ringe und Stäbe einzuschränken.

Zur genaueren Bestimmung des Polarwinkels ist die Stablage umgeben von einer weiteren Lage szintillierender Elemente. Diese besteht aus 2×29 Halbringen mit rechteckigem Querschnitt. Die Ringe sind so dimensioniert, daß sie vom Vertex aus gesehen gleichgroße Polarwinkelbereiche von jeweils $\Delta\theta_{cm} \simeq 5°$ im Schwerpunktsystem abdecken. Aus diesem Grund werden die Ringe in Richtung größerer Polarwinkel schmaler. Im Bereich der Polarwinkel $\theta_{lab} > 52°$ wird die gewünschte Breite der Ringe so klein, daß die Konstruktion eines Szintillatorringes mitsamt Auslese nicht mehr möglich ist. Die targetnahen Ringe 1 bis 9 werden daher durch zwei Lagen von jeweils 36 szintillierenden Fasern mit einem Querschnitt von 2×2 mm realisiert. Zwei übereinanderliegende Fasern bilden ein Faserpaar, jeweils vier benachbarte Faserpaare werden zu einem logischen Halbring zusammengefaßt und deren Treffermuster ausgelesen. Die massiven Halbringpaare sind so ausgelegt, daß ein vom Wechselwirkungspunkt kommendes Ejektil zwei – in bestimmten Winkelbereichen auch drei – Ringe durchquert. Zur Verbesserung der Winkelauflösung kommt daher wiederum die Amplitudenteilung zum Einsatz. Der Polarwinkel läßt sich mit $\Delta\theta_{cm} \simeq 1°$ rekonstruieren [Wel95].

3.3.3 Die Innenschale

Die Bestimmung *eines* Durchstoßpunktes pro Teilchenspur läßt nur dann eine eindeutige Rekonstruktion der Streuwinkel zu, wenn der Vertex hinreichend genau bekannt ist. Diese Bedingung ist beim Einsatz des Fädchentargets aufgrund dessen geringen Querschnittes gut erfüllt. Im Falle des Atomstrahltargets ist der Wechselwirkungsbereich jedoch so ausgedehnt, daß zusätzliche Informationen für die Rekonstruktion der Winkel benötigt werden. Aus diesem Grunde wurde im Juli 1996 die Innenschale installiert, deren Aufgabe die Bestimmung eines zweiten Durchstoßpunktes pro Teilchenspur ist.

Die Innenschale besteht aus 640 szintillierenden Fasern, die in vier Lagen helixartig um das Strahlrohr gewickelt sind. Die Wicklungsrichtung wechselt von Lage zu Lage und die Fasern sind so positioniert, daß ein vom Vertex stammendes Teilchen immer mindestens zwei Fasern mit unterschiedlicher Wicklungsrichtung trifft. Daher läßt sich aus dem Treffermuster der Fasern in eindeutiger Weise ein Durchstoßpunkt rekonstruieren. Eine detaillierte Beschreibung der Innenschale ist in [Zie98, Eng98] zu finden.

3.4 Bestimmung der Luminosität

Die Luminosität ist ein Maß für die Trefferwahrscheinlichkeit von Strahl- und Target-Teilchen. Sie stellt den Zusammenhang zwischen Wirkungsquerschnitt und gemessener Streurate her. Ihre genaue Kenntnis ist daher von entscheidender Bedeutung bei der Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnittes. Viele, bei einem internen Experiment nur schwer zugängliche Faktoren, beeinflussen die Luminosität. So führen z.B. die Bewegung des COSY-Strahls und die Variation seines Querschnittes zu einer energieabhängigen Änderung des Überlapps von Projektilstrahl und Target, die sich unmittelbar in der Luminosität widerspiegelt. Um die Luminosität trotzdem mit guter Zeitauflösung zu bestimmen, werden bei EDDA zwei voneinander unabhängige Verfahren eingesetzt [Sch94a].

Wie bereits in Abschnitt 3.2 erwähnt wurde, mißt ein empfindliches Picoamperemeter (Auflösung: $\sim$ 5 pA, Abtastfrequenz: $\sim$ 1 kHz) den Strom, der in das aluminiumbedampfte CH_2-Fädchen nachfließt. Er hat seine Ursache in den von den Strahlprotonen herausgeschlagenen Elektronen und ist proportional zur im Target deponierten Energie. Unter der Annahme, daß Elektronen mit einer kinetischen Energie $T > T_{cut} \approx 20$ keV das Targetvolumen verlassen, kann die im Target deponierte Energie über den sogenannten *restricted energy loss* berechnet werden [PDG98]:

$$-\frac{dE}{dx}\Big|_{T<T_{cut}} \quad \propto \quad \frac{1}{\beta^2}\left[\frac{1}{2}\ln\frac{2m_ec^2\beta^2\gamma^2T_{up}}{I^2} - \frac{\beta^2}{2}\left(1+\frac{T_{up}}{T_{max}}\right)\right]$$

Die Proportionalitätskonstante hängt stark von der Oberflächenstruktur und weiteren, nicht genau zu bestimmenden Eigenschaften des Targets ab. Die integrale Strommessung eignet sich daher nicht für ein *absolute* Normierung der gemessenen Wirkungsquerschnitte. Stattdessen wird eine *relative* Normierung über den gesamten Energiebereich durchgeführt, und die Wirkungsquerschnitte werden danach bei *einer* festen Energie auf die Ergebnisse anderer Präzisionsmessungen normiert[1].

Eine weitere Vorgehensweise bei der Bestimmung der Luminosität besteht in der Vermessung einer zusätzlichen Reaktion mit bekanntem Wirkungsquerschnitt. Im EDDA-Experiment wird die elastische Elektron-Proton-Streuung als Vergleichsreaktion gemes-

[1] Zur Normierung wird [S$^+$93] verwendet, eine Messung an der *Los Alamos Meson Physics Facility* (LAMPF) mit einer absoluten Normierungsunsicherheit von 1%.

sen, deren Wirkungsquerschnitt sich aus der Rosenbluth-Formel ergibt [Hei95].

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{lab}} = (\hbar c \cdot \alpha)^2 \cdot \left[\frac{t^2 + 2st + 2\left(s - m_e^2 c^4 - m_p^2 c^4\right)^2}{8 m_e^4 c^8 \cdot p_{beam}^2 \cdot \beta_{cm}^2 \cdot \cos^3 \theta_{lab}} \right]$$

β_{cm} : $\dfrac{p_{beam}}{E_{beam} + m_e}$

θ_{lab} : Streuwinkel des Elektrons im Laborsystem

m_p, m_e : Protonen- bzw. Elektronenruhemasse

p_{beam}, E_{beam} : Impuls bzw. Energie des Projektils

s, t : Mandelstam-Variablen

Für die gesuchte Luminosität L_{pp} gilt:

$$L_{pp} = \frac{n_p}{n_{e^-}} L_{pe^-} \tag{3.4}$$

wobei n_p/n_{e^-} das stöchiometrische Verhältnis von Protonen zu Elektronen im Target ist. Da der Anteil des Wasserstoffs im CH_2-Fädchen durch den ständigen Protonen-Beschuß langsam abnimmt, ändert sich das stöchiometrische Verhältnis – und damit die mit (3.4) ermittelte Luminosität L_{pp} – mit der Zeit. Dieser Effekt macht sich erst auf einer Zeitskala von vielen Stunden bemerkbar und wird durch regelmäßiges Erneuern der Targetfädchen umgangen.

Gemessen werden die gestreuten Elektronen mit vier Halbleiterdetektoren (PIN-Dioden), die bei $\theta_{lab} = 40°, \phi = 0°, 90°, 180°, 270°$ in ausgefrästen Strahlrohrvertiefungen plaziert sind. Die Wandstärke des Strahlrohrs beträgt innerhalb dieser 18×20 mm^2 großen Fenster nur 250 μm. Aufgrund von Einflüssen wie z.B. Energiestraggling, Vielfachstreuung und Rückstreuung im Bereich der PIN-Dioden, läßt sich der absolute Wert der Luminosität nicht genau genug bestimmen, so daß auch dieses zweite Verfahren ausschließlich für eine relative Normierung der Daten eingesetzt wird [Hüs97].

3.5 Datenaufnahme und Auslese-Elektronik

Aufgabe der Datenaufnahme ist es, die im Experiment gemessenen Rohdaten in einer Art und Weise aufzubereiten, zu formatieren und abzuspeichern, die eine effiziente Offline-Analyse ermöglicht. Dies geschieht im Zusammenspiel mit der Auslese- und Steuer-Elektronik, deren Funktion an dieser Stelle kurz zusammengefaßt werden soll. Für eine ausführlichere Darstellung sei auf [Die98] verwiesen.

3.5.1 Auslese der szintillierenden Elemente

Die von der Außenschale kommenden Pulshöhensignale werden zunächst mit einem linearen *Fan-out* dupliziert. Die Signale des einen Ausgangs werden diskriminiert, so daß sie nur noch Informationen über das Treffermuster in der Stab- bzw. Ringlage des Detektors enthalten. Die nachfolgende Trigger-Elektronik bewertet diese logischen Informationen und startet die Datenaufnahme, sobald das Treffermuster auf eine elastische Streureaktion hindeutet. In diesem Fall werden die analogen Pulshöhensignale des zweiten Ausgangs digitalisiert und an den *Eventbuilder* weitergeleitet. Man benötigt sie in der späteren Datenanalyse für die Winkelrekonstruktion mit Hilfe der Amplitudenteilung. Da die Laufzeit im Triggerzweig etwa 120 ns beträgt, werden die analogen Signale mit einem Kabeldelay um 150 ns verzögert.

Die szintillierenden Fasern im Bereich großer Polarwinkel werden, wie in Abschnitt 3.3.2 beschrieben, zu den logischen Halbringen 1 bis 9 zusammengefaßt und als solche von der Trigger-Elektronik interpretiert. Die analogen Pulshöhensignale der Fasern gehen nicht in die Datenaufnahme ein, da die Winkelrekonstruktion in diesem Bereich alleine auf Basis des Treffermusters erfolgt.

Die Auslese der Innenschale geschieht über das PCOS-III-System[2]. Auch hierbei bestimmt alleine die Granularität der 640 Fasern die Winkelauflösung in der Rekonstruktion.

3.5.2 Triggerquellen

Ein Triggersignal bewirkt die Auslese der Rohdaten und damit deren weitere Verarbeitung im Eventbuilder. Es gibt insgesamt vier Triggerquellen:

Außenschalen-Trigger Er wird ausgelöst, sobald ein koinzidenter Treffer in der Stab- und Ringlage der Außenschale festgestellt wurde. Zusätzlich kann das Ereignis anhand seines Treffermusters auf Koplanarität (Gleichung 3.1) und kinematische Korrelation (Gleichung 3.3) hin getestet werden. Die Koplanarität ist erfüllt, sobald zwei gegenüberliegende Stäbe ansprechen. Für die Überprüfung der kinematischen Korrelation werden Vorhersagetabellen generiert, in denen die kinematisch erlaubten Kombinationen getroffener Ringe abgelegt sind. Da dieser Zusammenhang mit der Strahlenergie variiert, werden bis zu vier Vorhersagetabellen für verschiedene Energiebereiche erzeugt und während der Hochbeschleunigung in die PLUs[3] der Trigger-Elektronik geladen. Auf diese Weise wird bei Messungen mit dem Fädchentarget ein Großteil des Kohlenstoff-Untergrundes unterdrückt.

400/200 Hz-Taktgeber Dieses Modul löst alle 2.5/5 ms einen Trigger aus. Dadurch wird sichergestellt, daß die kontinuierlichen Signale, insbesondere von den Luminositätsmonitoren und dem Atomstrahltarget (Hall-Sonden-Signale, Signale des Quadrupol-Massenspektrometers, etc.), regelmäßig auf Band geschrieben werden.

[2]**P**roportional **C**hamber **O**perating **S**ystem der dritten Generation
[3]**P**rogrammable **L**ookup **U**nit

PIN-Dioden Die Meßdaten der PIN-Dioden werden für die Bestimmung der Luminosität benötigt.

Laser-Monitor-System (LMS) Das LMS wird eingesetzt, um die Funktion der Aussenschale zu überwachen. Eine genaue Beschreibung liefert [Lin96].

Die Auslese der Rohdaten dauert einige 100 μs. Während dieser Zeit ist die Datenaufnahme beschäftigt (*busy*) und kann keine weiteren Ereignisse erfassen. Um von der Zahl der aufgenommenen Ereignisse auf die wahre Zählrate schließen zu können, werden die Triggersignale mit einem Scaler-Modul unabhängig vom Zustand der Datenaufnahme gezählt. Neben einer Korrektur der Totzeit können die Scaler-Zählraten auch für eine Bestimmung von Asymmetrien genutzt werden. In [Wei00] wird ein Verfahren vorgestellt, das damit bei bekannter Analysierstärke eine schnelle Ermittlung der COSY-Strahlpolarisation erlaubt (siehe auch Abbildung 3.2).

3.5.3 Timing

Da EDDA während der Hochbeschleunigung des COSY-Strahls mißt, muß die EDDA-Steuer- und Auslese-Elektronik sehr genau mit dem COSY-Zyklus synchronisiert werden. Zum einen wird dadurch die eindeutige Zuordnung einer Strahlenergie für jedes einzelne Ereignis erst möglich. Zum anderen müssen viele Steuervorgänge synchron mit dem Beschleunigungszyklus ablaufen. Dazu gehören z.B. der Start der Datenaufnahme, die Motorsteuerung des Fädchentargets, das Umschalten der Haltefelder, die Umprogrammierung der Vorhersagetabellen für den kinematischen Trigger, etc.

Realisiert wird dieses Timing durch einen sehr genauen Zeitgeber, der zu Beginn eines jeden Beschleunigungszyklus ein Start-Signal von COSY erhält. Ausgehend von dieser Zeitnormalen sendet der Zeitgeber die gewünschten Steuersignale an die entsprechenden Elektronikmodule.

3.5.4 Eventbuilder

Die Formatierung der Rohdaten und ihre Speicherung auf Magnetbändern ist die Aufgabe des Eventbuilders [Sch95]. Dabei handelt es sich um einen VME-basierten ELTEC-Eurocom-E6-Rechner mit 68030-CPU und Echtzeit-Betriebssystem OS/9, auf dem eine modifizierte Version der an der GSI Darmstadt entwickelten Datenaufnahme-Software TDAS läuft [Sch94b]. Neben der Archivierung der Daten auf Magnetbändern wird gleichzeitig ein Teil der Daten über ein lokales Netzwerk für eine Online-Analyse zugänglich gemacht. Auf diese Weise können während des Experimentierbetriebs die Funktion des Detektors und die Qualität des COSY-Strahls überwacht werden.

4 Fuzzy-Logic

Die binäre Logik mit ihren zwei Zuständen **wahr** und **falsch** (bzw. **1** und **0**) ist uns in einem solchen Maße vertraut, daß es auf den ersten Blick schwer fallen mag, den praktischen Nutzen einer Verallgemeinerung auf *unscharfe* Zustände zu erkennen. Gerade im westlichen Kulturkreis hat sich eine polarisierende Denkweise etabliert, die in allen Lebenslagen nach klaren Aussagen und eindeutigen Zuordnungen verlangt, was natürlich insbesondere – wie der Name schon sagt – für die *exakten Wissenschaften* gilt. Das mag erklären, warum die Fuzzy-Logic zunächst mit massiven Akzeptanzproblemen zu kämpfen hatte und von Wissenschaftlern des westlichen Kulturkreises fast vollständig ignoriert wurde. So begann der Siegeszug der Fuzzy-Logic denn auch in den 80er Jahren in Japan, und erst in den vergangenen zehn Jahren findet, zum Teil als Reaktion auf den Erfolg der japanischen Fuzzy-Produkte (→ Konkurrenzdruck), eine intensive Beschäftigung mit der *unscharfen Logik* und ihren Anwendungen auch in westlichen Industrie-Nationen statt[1].

Ihre Vorteile kann die Fuzzy-Logic überall dort ausspielen, wo unscharfe Eingangsgrößen vorliegen und/oder die Regeln zur Verarbeitung der Eingangsgrößen nicht vollständig bekannt oder nicht explizit angebbar sind. Eine für Demonstrationszwecke gerne vorgeführte Anwendung ist das *inverse Pendel*. Ein Stab soll auf einem linear beweglichen Wagen im instabilen Gleichgewicht balanciert werden. Das Steuersystem muß anhand von Kippwinkel und Winkelgeschwindigkeit des Stabes, sowie Position, Geschwindigkeit und Beschleunigung des Wagens die optimale Antwort für die Motorsteuerung bestimmen. Eine mathematisch exakte Lösung dieses Problems ist nur unter idealisierten Bedingungen möglich (keine Reibung, keine Meßfehler, etc.) und führt daher in der Praxis zu unbefriedigenden Ergebnissen bzw. sehr komplexen (und damit *teuren*) Regelsystemen. Mit der Implementierung eines Fuzzy-Regelsystems läßt sich das Problem ohne Schwierigkeiten lösen [Bot95]. Die *umgekehrte* Aufgabenstellung – schwingungsfreie Positionierung eines nach unten hängenden Stabes – wird im industriellen Maßstab, z.B. bei der Steuerung großer Kräne, bereits durch Fuzzy-Regelsysteme realisiert [GvA96]. Neben Anwendungen in der Steuer- und Regeltechnik wird die Fuzzy-Logik zunehmend auch für die Auswertung und Interpretation von Daten eingesetzt, z.B. im Bereich der Bild- und Spracherkennung.

Nach diesen einführenden Bemerkungen soll im folgenden Abschnitt motiviert werden,

[1]Eine latent negative Haltung gegenüber der Fuzzy-Logic ist nach wie vor gegeben. C. von Altrock über ihre Anwendung bei Bremssystemen in der Auto-Industrie: „[..] Also, some companies worry about the negative connotation of the word *fuzzy*. As it implies *imprecision* and *inexact*, manufacturers are afraid drivers could think of a *fuzzy ABS* as something inferior. [..] In Japan, where an appreciation for ambiguity lies in the culture, *fuzzy* does not have a negative connotation. [..] In Germany for example, the situation is different. Here, the concepts of fuzziness and engineering masterpiece do not fit in the public perception. Hence, most manufacturers that use fuzzy logic in ABS actually hide the fact.“ (C. von Altrock, Embedded Systems Conference 1996, Santa Clara).

welche Vorteile der Einsatz der Fuzzy-Logic in der Datenanalyse bietet. Danach werden in Abschnitt 4.2 diejenigen Konzepte und Begriffe der Fuzzy-Logic eingeführt, die in der EDDA-Datenanalyse benutzt werden. Die Verfahren zur Auswertung der EDDA-Daten werden dann in Kapitel 5 ausführlich beschrieben.

4.1 Ereignisklassifikation

Problemstellung

Die n in einem Experiment gemessenen Größen $x_1, \ldots, x_n$ spannen einen n-dimensionalen Vektorraum $\mathcal{E}$ auf, in dem jedes Ereignis durch einen Vektor $x = (x_1, \ldots, x_n)$ repräsentiert wird. Die Gesamtheit der Daten kann man sich somit als Punktwolken in diesem hochdimensionalen *Ereignisraum* vorstellen. Aufgabe der Ereignisklassifikation ist es, $\mathcal{E}$ so zu partitionieren, daß Ereignisse der gleichen Klasse – z.B. alle Events eines Reaktionskanals – der gleichen Partition zugeordnet werden. Im EDDA-Experiment gibt es – vereinfacht betrachtet – nur zwei Ereignisklassen, nämlich die elastischen Proton-Proton-Streureaktionen und den ganzen Rest, im folgenden pauschal als *Untergrund* bezeichnet. Bei der Separation des Untergrundes können unterschiedliche Strategien angewandt werden.

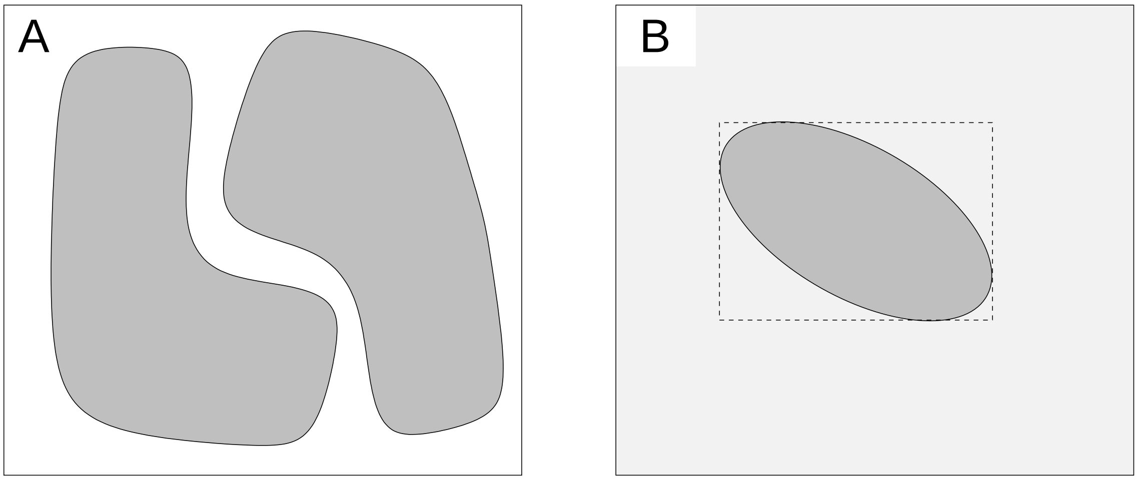


Abbildung 4.1: *(A) Die beiden Strukturen sind im hochdimensionalen Ereignisraum getrennt. Sie überlappen jedoch in jeder linearen niedrigdimensionalen Projektion und können daher nicht ohne weiteres durch Schnitte auf einzelne Meßgrößen separiert werden. (B) Die elliptische Struktur ist umgeben von Untergrund (grau). Durch Schnitte auf einzelne Meßgrößen kann nur ein rechteckiger Bereich selektiert werden. Diese Auswahl ist offensichtlich nicht optimal.*

Strategie 1: Selektion durch Schnitte auf einzelne Meßgrößen

Üblicherweise betrachtet man in der Analyse 1- oder 2-dimensionale Zählratenverteilungen einzelner Meßgrößen und versucht, durch Festlegung scharfer Grenzen (*Schnitte*) den interessierenden Teil der Daten zu selektieren. In der EDDA-Datenanalyse sind dies z.B. Schnitte auf die Vertices, Winkel, Energieverluste, etc. Da bei dieser Vorgehensweise ausschließlich die 1- bzw. 2-dimensionalen Projektionen des Ereignisraumes $\mathcal{E}$ betrachtet werden, ist eine Separation der Ereignisklassen nur bei sehr einfach strukturierten Daten möglich. Die lineare Projektion auf niedrigdimensionale Unterräume in Kombination mit *scharfen* Schnitten liefert daher nur selten ein optimales Ergebnis bei der Ereignisklassifikation. Abbildung 4.1 veranschaulicht diesen Sachverhalt.

Strategie 2: Cluster-Analyse

Die Meßgrößen eines Experimentes sind so gewählt, daß Ereignisse unterschiedlicher Ereignisklassen in unterschiedliche Bereiche des Ereignisraumes abgebildet werden. Andernfalls würde die gemessene Information *prinzipiell* nicht für eine eindeutige Klassifikation ausreichen und das Experiment müßte überdacht, möglicherweise zusätzliche Meßgrößen in die Datenaufnahme einbezogen werden.

Die Cluster-Analyse nutzt aus, daß die Datenpunkte im Ereignisraum nicht gleichverteilt sind. Vielmehr bilden sich einzelne Punktwolken, sogenannte *Cluster* heraus, die den unterschiedlichen Ereignisklassen zuzuordnen sind. Wäre der Ereignisraum nur 2- oder 3-dimensional, so könnte man die gesamte Datenmenge ohne weiteres visualisieren und die einzelnen Strukturen *manuell* separieren. Das Problem der Ereignisklassifikation wäre optimal gelöst. In Wirklichkeit aber handelt es sich bei dem Ereignisraum um einen hochdimensionalen Vektorraum und nur Projektionen auf niedrigdimensionale Unterräume sind der direkten Visualisierung zugänglich. Wie im vorigen Abschnitt erläutert, geht dabei bereits ein Teil der gemessenen Information verloren – Cluster, die im Ereignisraum getrennt sind, können in der Projektion überlappen.

Der Problemstellung des Auffindens von Clustern in hochdimensionalen Räumen begegnet man in vielen Bereichen von Wissenschaft und Technik. Entsprechend zahlreich

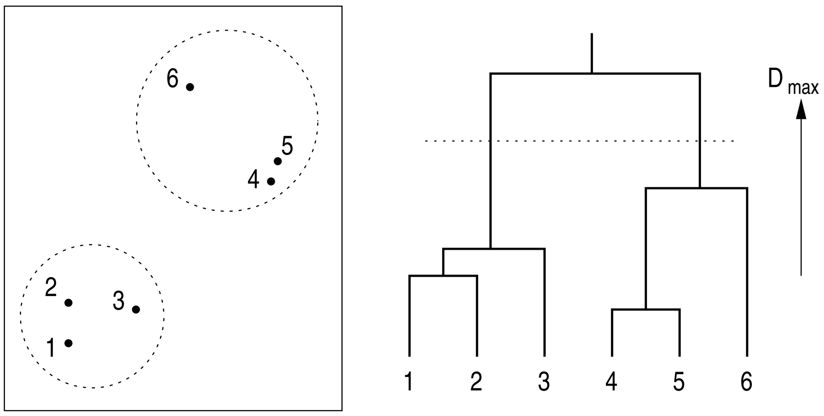


Abbildung 4.2: *Die Datenpunkte werden gruppiert, sobald ihr Abstand D_{max} unterschreitet. Das Baumdiagramm zeigt die Clusterstruktur in Abhängigkeit von D_{max}. Die gestrichelten Linien markieren eine Partition des Datensatzes in zwei Cluster.*

sind die entwickelten Lösungsstrategien. Ein Beispiel für eine relativ simple Methode ist die *hierarchische Cluster-Analyse*, bei der alle Datenpunkte zusammengefaßt werden, deren Abstand voneinander einen vorgegebenen Wert D_{max} unterschreitet. Durch Variation des Parameters D_{max} ergibt sich eine hierarchische Zuordnung der Datenpunkte zu Clustern (Abbildung 4.2) und damit – bei bekannter Clusterzahl – eine eindeutige Klassifizierung der Daten.

Eine komplexere Variante der Cluster-Analyse, die auf dem Einsatz *selbstorganisierender Karten* beruht, wurde in [Bus97] auf die EDDA-Daten angewandt. Weitere Clustering-Verfahren sind in [HKKR99, Koh97] zu finden.

Ein generelles Problem ergibt sich beim Überlapp von Clustern im Ereignisraum. In solchen Fällen – auch die EDDA-Daten gehören dazu – führen Cluster-Analyse Verfahren oftmals zu unbefriedigenden Ergebnissen.

Strategie 3: *Fuzzifikation* der Eingangsgrößen

Bei den EDDA-Daten ergibt sich die Situation zweier überlappender Cluster im Ereignisraum $\mathcal{E}$. Die Zählratenverteilungen der elastischen Proton-Proton-Streuereignisse und die des Untergrundes überlappen in allen gemessenen Größen, so daß eine eindeutige Klassifikation basierend auf der Information eines einzelnen Ereignisses in manchen Fällen nicht

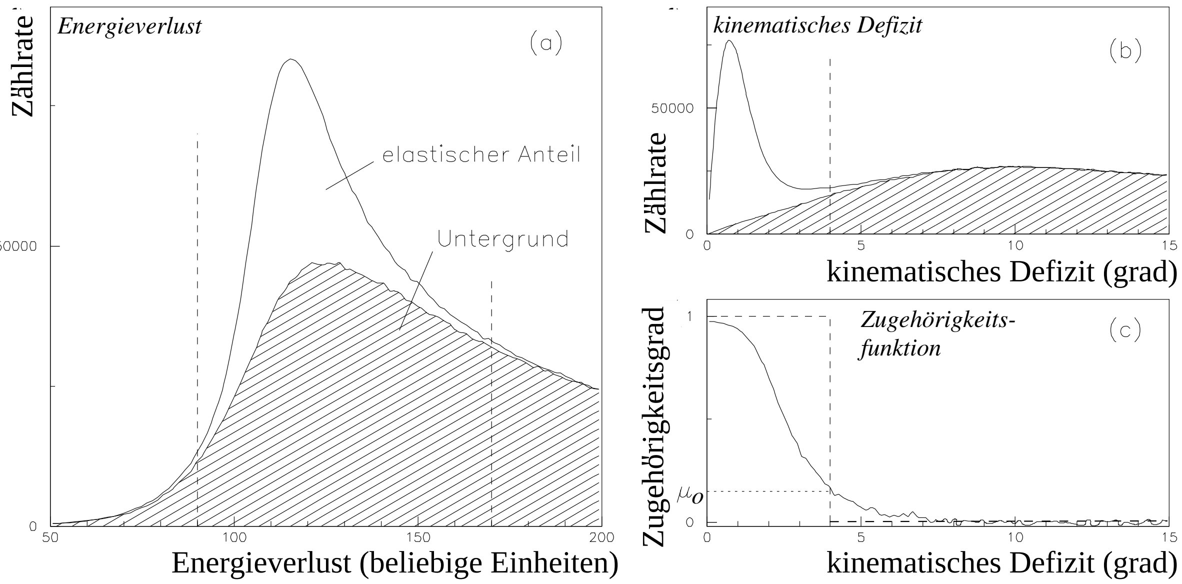


Abbildung 4.3: *(a) Zählratenverteilung des Energieverlustes. (b) Zählratenverteilung des kinematischen Defizits α. (c) Zugehörigkeitsfunktion für das kinematische Defizit. Gestrichelt eingezeichnet ist die Zugehörigkeitsfunktion für einen scharfen Schnitt. Sie kann nur die Werte* **0** *oder* **1** *annehmen und beschreibt daher den* wahren *Verlauf des Zugehörigkeitsgrades nur sehr grob.*

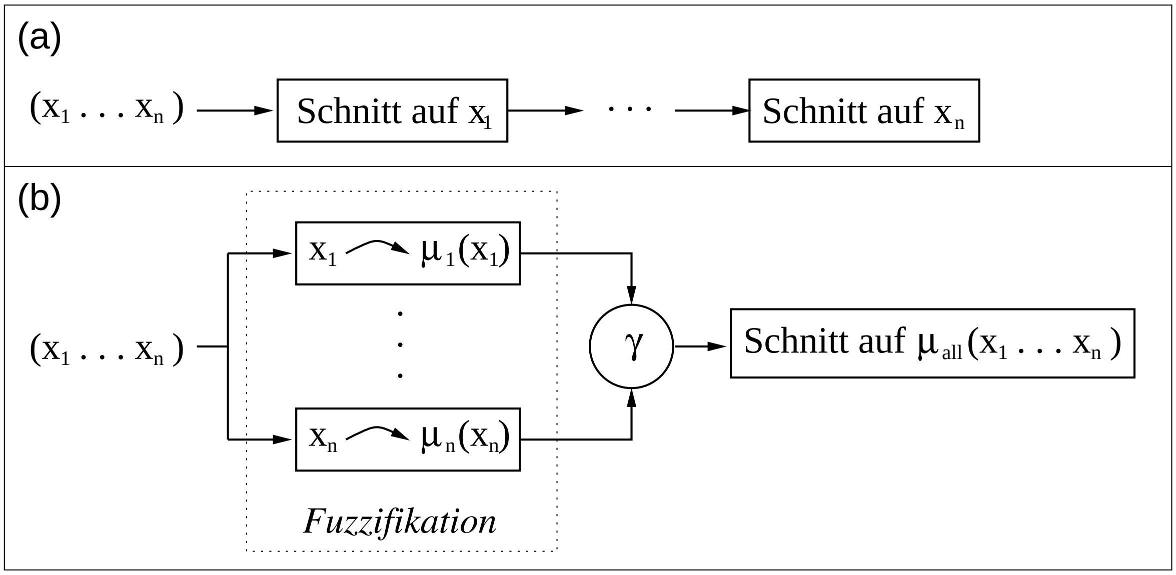


Abbildung 4.4: *(a) Strategie 1: Auf die Eingangsgrößen $x_1, \ldots, x_n$ werden nacheinander Schnitte angewandt. Dies entspricht einer Auswertung der n 1-dimensionalen Projektionen des Ereignisraumes $\mathcal{E}$. (b) Strategie 3: Den einzelnen Eingangsgrößen werden Zugehörigkeitsfunktionen zugeordnet, die in Abhängigkeit der jeweiligen Meßgröße den Grad der* Elastizität *angeben. Erst nach der Verknüpfung aller Informationen wird ein Schnitt angewandt. Diese Vorgehensweise entspricht einem Schnitt im hochdimensionalen Ereignisraum.*

möglich ist. In Abbildung 4.3a sind als Beispiel die Verteilungen für den Energieverlust in der Stablage der Außenschale dargestellt. Die Festlegung eines scharfen Schnittes zur Separation der beiden Ereignisklassen würde im Falle dieser Meßgröße sicherlich schwerfallen. Die Situation sieht für die meisten anderen Meßgrößen ähnlich aus, so daß man mit jedem scharfen Schnitt einen Kompromiß eingeht. Auf der einen Seite unterdrückt ein restriktiver Schnitt zwar einen Großteil des Untergrundes, verwirft aber gleichzeitig auch viele elastische Streuereignisse. Auf der anderen Seite akzeptiert ein offener Schnitt annähernd alle elastischen Ereignisse, dafür wird aber auch der Untergrund nur unzureichend beschnitten. Eine Kombination scharfer Schnitte ist verbunden mit einer sukzessiven Anhäufung solcher Kompromisse. Letztlich wird durch die Zielsetzung der Analyse festgelegt, ob mehr Wert auf einen reinen, untergrundfreien Datensatz gelegt wird (das gilt bei der Bestimmung der Analysierstärke), oder ob man möglichst wenig elastische Ereignisse verlieren möchte (das gilt bei Messungen mit dem Fädchentarget, da hier ein zusätzliches Verfahren zur statistischen Korrektur des Untergrundes existiert).

Dieses Dilemma läßt sich durch den Einsatz von Fuzzy-Logic entschärfen. Dabei werden die herkömmlichen Schnitte durch *Zugehörigkeitsfunktionen* ersetzt (deren Definition folgt im nächsten Abschnitt), die ein einzelnes Event zunächst nur bezüglich seiner Wahrscheinlichkeit *elastisch zu sein* beurteilen. Diese Bewertungen basieren auf den Zählratenverteilungen der einzelnen Meßgrößen und können nach den Regeln der Fuzzy-Logic zu einer neuen Größe kombiniert werden, die ein Maß für die *Elastizität* des Ereignisses ist. Auf diese Größe wird letztlich scharf geschnitten.

Der Vorteil dieser Vorgehensweise liegt darin, daß die in allen betrachteten Meßgrößen enthaltene Information gleichzeitig (*parallel*) ausgewertet wird, während bei der herkömmlichen Methode die Information der einzelnen Meßgrößen nacheinander (*sequentiell*) bewertet wird. Als einfache Analogie kann angeführt werden, daß bei einer numerischen Berechnung endlicher Genauigkeit auch erst das Endergebnis gerundet (*beschnitten*) wird, und nicht die Eingangsgrößen. Abbildung 4.4 veranschaulicht diesen Zusammenhang. Eine ausführliche Erläuterung des Verfahrens und seiner Implementation folgt in Kapitel 5.

4.2 Konzepte und Begriffe der Fuzzy-Logic

In diesem Kapitel werden einige Grundlagen der Fuzzy-Logic erläutert und wichtige Begriffe eingeführt. Sowohl die Auswahl als auch die Darstellung orientiert sich an den für die Datenanalyse relevanten Konzepten. Für eine weiterführende Behandlung der Fuzzy-Logic sei auf entsprechende Lehrbücher verwiesen, z.B. [Bot95, Tra94].

4.2.1 Unscharfe Mengen

In der klassischen Mengenlehre kann die Zugehörigkeit von Elementen x einer Grundmenge X zu einer Teilmenge $E \subset X$ nur zwei Zustände annehmen:

$$x \in E \quad \text{oder} \quad x \notin E$$

Die Aussage „x ist Element von E“ kann entweder *wahr* oder *falsch* sein, andere Alternativen gibt es nicht.

Ein zentrales Konzept der Fuzzy-Logic sind *unscharfe Mengen*. Sie tragen dem Umstand Rechung, daß eine eindeutige Zuordnung der Elemente $x \in X$ zu einzelnen Mengen $E_i \subset X$ unter realen Bedingungen oft nicht möglich ist. Vielmehr wird der Zugehörigkeitsgrad bewertet, so daß z.B. der Aussage „x ist Element von E_i“ nicht nur die logischen Wahrheitswerte **0** (falsch) oder **1** (wahr) zugeordnet werden können, sondern beliebige Werte aus dem Intervall $[0,1]$.

Definition: Sei E eine Menge von Wertepaaren $(x, \mu_E(x))$, wobei $\mu_E(x)$ für jedes Element der Grundmenge X den Zugehörigkeitsgrad zur Menge E angibt:

$$E = \{(x, \mu_E(x)) \mid x \in X, \mu_E(x) \in [0,1]\}$$

Dann heißt E **unscharfe Menge** auf X, $\mu_E(x)$ heißt **Zugehörigkeitsfunktion**.

Es hängt von der jeweiligen Problemstellung ab, ob die Zugehörigkeitsfunktion objektiv berechnet werden kann, oder ob ihr Verlauf von einem Experten geschätzt werden muß.

Als Beispiel soll hier die unscharfe Menge der elastischen Ereignisse, basierend alleine auf den in Abbildung 4.3b gezeigten Zählratenverteilungen für das kinematische Defizit α (siehe Abschnitt 3.3.1) bestimmt werden. Die Grundmenge ist in diesem Fall die Menge $\mathcal{D}$ der analysierten Daten, die durch Vektoren im Ereignisraum $\mathcal{E}$ repräsentiert werden. Die Zugehörigkeitsfunktion $\mu_{elastic}(\alpha)$ ergibt sich aus dem Verhältnis der Zählratenverteilungen von elastischem Anteil und Gesamtdaten:

$$\mu_{elastic}(\alpha) \quad = \quad \frac{N_{elastic}(\alpha)}{N_{all}(\alpha)} \tag{4.1}$$

Abbildung 4.3c zeigt $\mu_{elastic}(\alpha)$ und im Vergleich dazu die Zugehörigkeitsfunktion eines scharfen Schnittes auf das kinematische Defizit. Man sieht, daß die mit dem scharfen Schnitt selektierte Menge identisch ist mit

$$E^{\mu_0}_{elastic} \quad = \quad \{x \in \mathcal{D} \mid \mu_{elastic}(x) \geq \mu_0\}\,. \tag{4.2}$$

Definition: Sei E eine unscharfe Menge auf X mit der Zugehörigkeitsfunktion $\mu_E(x)$. Die scharfe Menge

$$E^{\mu_0} \quad = \quad \{x \in X \mid \mu_E(x) \geq \mu_0\} \tag{4.3}$$

heißt **μ-Schnitt** auf E.

Am Ende der Ereignisklassifikation muß eine eindeutige Zuordnung der Events stattgefunden haben. Dies kann im Prinzip durch eine Kombination von μ-Schnitten[2] auf einzelne Meßgrößen geschehen, wie am Beispiel des kinematischen Defizits gezeigt. Allerdings wäre diese Variante äquivalent zur sequentiellen Anwendung scharfer Schnitte und brächte keinerlei Vorteile.

Damit die Fuzzy-Logic ihre Stärken ausspielen kann und die in den Zugehörigkeitsfunktionen vorhandene Mehrinformation (vergleiche Abbildung 4.3c) in die Analyse eingeht, darf der μ-Schnitt erst auf Verknüpfungen von unscharfen Mengen bzw. auf Produktmengen angewandt werden.

4.2.2 Operationen auf unscharfen Mengen

Es gibt im Rahmen der Fuzzy-Logic zahlreiche Möglichkeiten, die Mengen-Verknüpfungen *Durchschnitt* und *Vereinigung* (bzw. die logischen Operatoren *AND* und *OR*) zu definieren. An dieser Stelle wird nur das *algebraische Produkt* und die daraus abgeleitete *γ-Verknüpfung* vorgestellt. Zunächst ist jedoch zu klären, was unter dem *Komplement* einer unscharfen Menge zu verstehen ist.

[2] In der Literatur wird oft die Bezeichnung *α-Schnitt* verwendet. Um Verwechslungen mit dem Schnitt auf das kinematische Defizit α zu vermeiden, wurde hier eine andere Bezeichnung gewählt.

Definition: Sei E eine unscharfe Menge auf X mit der Zugehörigkeitsfunktion $\mu_E(x)$. Die unscharfe Menge

$$\bar{E} = \{(x, \mu_{\bar{E}}(x)) \mid x \in X, \mu_{\bar{E}}(x) = 1 - \mu_E(x)\} \tag{4.4}$$

heißt **Komplement** von E.

In der binären Logik gibt es verschiedene gleichwertige Möglichkeiten, die Operationen *AND* und *OR* zu realisieren, z.B.

$$\begin{aligned} a \text{ AND } b &= \min\{a,b\} &= a \cdot b \\ a \text{ OR } b &= \max\{a,b\} &= a + b - a \cdot b \\ & a, b \in \{0,1\} \end{aligned}$$

Diese Identitäten gelten in der Fuzzy-Logic i.a. nicht, weil a und b alle Werte aus dem Intervall $[0,1]$ annehmen können. Das Ergebnis ist eine Vielfalt logischer Operatoren, aus denen eine der jeweiligen Problemstellung angepasste Auswahl zu treffen ist. Dazu die folgende

Definition: Seien A und B unscharfe Mengen auf X. Die unscharfe Menge

$$A \cdot B = \{(x, \mu_{A \cdot B}(x)) \mid x \in X, \mu_{A \cdot B}(x) = \mu_A(x) \cdot \mu_B(x)\} \tag{4.5}$$

heißt **algebraisches Produkt** (Durchschnitt) von A und B.

Nach Anwendung der *de Morganschen Identität*

$$A + B = \overline{\bar{A} \cdot \bar{B}}$$

ergibt sich für A und B entsprechend die sogenannte **algebraische Summe** (Vereinigung)

$$A + B = \{(x, \mu_{A+B}(x)) \mid x \in X, \mu_{A+B}(x) = \mu_A(x) + \mu_B(x) - \mu_A(x) \cdot \mu_B(x)\}.$$

Zur Verknüpfung der unscharfen Mengen im Rahmen der Datenanalyse ist die algebraische Summe nicht optimal geeignet, da sie zu *offen* selektiert. Einfach ausgedrückt heißt das, die algebraische Summe liefert einen hohen Wert für die Zugehörigkeit zur Menge der elastischen Ereignisse, sobald der Wert *einer* Meßgröße auf ein elastisches Event hindeutet ($\rightarrow$ver*oder*n der Eingangsgrößen). Andererseits würde die Anwendung des algebraischen Produkts in der Analyse zu einer eher restriktiven Selektion führen, da diese Verknüpfung nur dann einen hohen Zugehörigkeitswert ergäbe, wenn *alle* Meßgrößen auf ein perfektes elastisches Ereignis hindeuteten ($\rightarrow$ver*und*en der Eingangsgrößen). Eine angemessene Alternative bietet die γ-*Verknüpfung*.

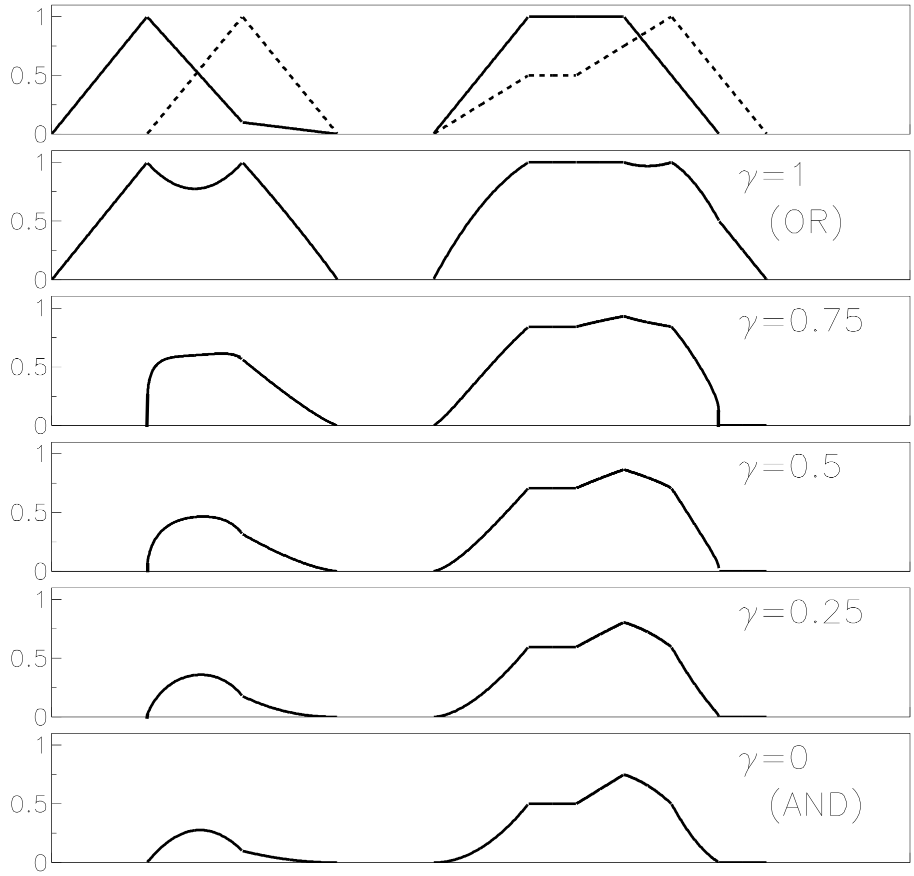


Abbildung 4.5: *Logische Verknüpfung von Zugehörigkeitsfunktionen mittels γ-Verknüpfung. Der Wert $\gamma = 0$ ($\gamma = 1$) entspricht dem* algebraischen Produkt *(der* algebraischen Summe*)*

> **Definition:** Seien A und B unscharfe Mengen auf X, $A \cdot B$ und $A + B$ das algebraische Produkt bzw. die algebraische Summe. Die unscharfe Menge $A\gamma B$ heißt **γ-Verknüpfung** und ist definiert durch die Zugehörigkeitsfunktion
>
> $$\mu_{A\gamma B}(x) = [\mu_{A\cdot B}(x)]^{1-\gamma} \cdot [\mu_{A+B}(x)]^{\gamma} \quad (4.6)$$
>
> $$\gamma \in [0,1] \quad (4.7)$$

Durch Variation des Parameters γ kann diese Verknüpfung dem jeweiligen Problem angepasst werden. Abbildung 4.5 zeigt einige Beispiele.

Die Anwendung der hier eingeführten Konzepte in der EDDA-Datenanalyse wird in den folgenden Kapiteln beschrieben.

5 Datenanalyse

Die auf Magnetbändern gespeicherten Rohdaten sind in jeweils 210 MB große *Runs* aufgeteilt, von denen jeder etwa 100 während des Beschleunigungszyklus gemessene Anregungsfunktionen mit geringer Statistik enthält. Da sich die Detektor- und Maschineneinstellungen während eines Runs üblicherweise nicht ändern, können diese Anregungsfunktionen sortiert, zusammengefaßt und gemeinsam ausgewertet werden. Runs, die zu den gleichen Detektor- und Beschleunigereinstellungen gehören, werden im folgenden als *Samples* bezeichnet. Auf der Ebene von Samples können somit die Einflüsse verschiedener Konfigurationen des Experiments studiert werden. Für Kalibrations- und Diagnosezwecke werden zusätzlich Daten bei fester Energie aufgenommen.

Die Auswertung der Daten geschieht, grob betrachtet, in zwei Schritten. Zunächst findet mit Hilfe der Analyse-Software YODA[1] eine Rekonstruktion der Ereignisse statt, d.h. aus den gemessenen Pulshöhenspektren der Szintillatoren werden die Energieverluste der Ejektile, Streuwinkel, Reaktionsvertices, usw. bestimmt. Die Daten eines jeden Samples werden im weiteren histogrammiert und als mehrdimensionale Zählratenverteilungen abgespeichert. Diese werden im zweiten Schritt der Analyse mit `C++`-Programmen ausgewertet, um die Anregungsfunktionen und Winkelverteilungen des differentiellen Wirkungsquerschnittes bzw. der Analysierstärke zu ermitteln.

5.1 Rekonstruktion der Ereignisse

Die Rekonstruktion der auf Band gespeicherten Ereignisse erfolgt mit der in `C++` und `Tcl/Tk` geschriebenen Software YODA [Sch96]. Jedes Event des einlaufenden Datenstromes ist aus vielen *Subevents* aufgebaut, in denen die digitalisierten Pulshöhensignale der einzelnen szintillierenden Elemente sowie weitere relevante Informationen gespeichert sind. Dazu gehören z.B. der Zustand des Atomstrahltargets, die Einstellung der Haltefelder im Wechselwirkungsbereich, Daten der Luminositätsmonitore, Zeitinformationen, etc.

YODA bietet die Möglichkeit, dem Datenstrom neue Subevents hinzuzufügen, die dann in der weiteren Analyse genauso verwendet werden können, wie die Subevents der Rohdaten. Auf diese Weise werden die einlaufenden Daten sukzessive um abstraktere (rekonstruierte) Informationen erweitert. Zuständig für diesen Prozeß sind die sogenannten YODA-*Hardcallbacks* – in `C++` geschriebene Programm-Module, die in einer vorgegeben Reihenfolge abgearbeitet werden. Auch die Fuzzifikation der Eingangsgrößen wurde in Form eines Hardcallbacks in YODA implementiert (siehe Abschnitt 5.2).

Zur Auswertung der rekonstruierten Ereignisse steht dem Anwender die `hoc`-Sprache[2]

[1] **Y**et another **O**nline **D**ata **A**nalyzer
[2] **h**igher **o**rder **c**alculator

zur Verfügung. Diese stark an `C` angelehnte Sprache wird von YODA interpretiert und bietet umfangreiche Funktionen zur Histogrammierung, Darstellung und Bearbeitung großer Datenmengen.

5.1.1 Reaktionsvertex und Streuwinkel

Die Rekonstruktion des Wechselwirkungspunktes und der Streuwinkel geschieht auf Basis der Durchstoßpunkte[3] in den Hodoskopen des EDDA-Detektors.

Bei Messungen mit dem Fädchentarget ist der Wechselwirkungsbereich durch die geringe Ausdehnung des Fädchens ($4 \times 5\,\mu$m) in y- und z-Richtung begrenzt. Verschiebungen des Vertex aufgrund von Änderungen der COSY-Strahlablage machen sich daher nur in x-Richtung bemerkbar. Zur Bestimmung von x- und y-Vertex wird ein Fit-Verfahren eingesetzt, welches die Koplanarität der elastischen Streuereignisse ausnutzt [Roh95a]. Der z-Vertex ergibt sich aus den longitudinalen Durchstoßpunkten $z_{1,2}$ in der Stablage und Gleichung 3.3 (kinematische Korrelation) zu [Doh96]:

$$
\begin{aligned}
v_z &= \bar{z} - \sqrt{\gamma_{cm}^2\,(T)\,R^2 - z_1 z_2 + \bar{z}^2} \\
\bar{z} &= \frac{z_1 + z_2}{2} \\
R &= \text{mittlerer Radius der Ringlage} \\
T &= \text{Projektilenergie}
\end{aligned}
$$

Die Rekonstruktion der mit dem Atomstrahltarget gemessenen Ereignisse gestaltet sich aufgrund der ausgedehnteren Wechselwirkungszone komplexer. Die beiden Schalen des Detektors liefern pro Teilchenspur zwei Durchstoßpunkte, die zusammen eine Gerade definieren. Die für die elastisch gestreuten Protonen auf diese Weise geometrisch rekonstruierten Trajektorien treffen sich jedoch i.a. nicht, so daß als Reaktionsvertex zunächst die Mitte des minimalen Abstandes der Trajektorien angenommen wird. Dieser vorläufige Vertex geht als Startparameter in ein Fit-Verfahren ein, das die acht gemessenen Größen $\vec{M}$ (vier Durchstoßpunkte in Zylinderkoordinaten) zur Anpassung der sieben gesuchten Größen $\vec{x} = (\theta_1, \phi_1, \theta_2, \phi_2, v_x, v_y, v_z)$ benutzt. Zusätzlich wird die Einhaltung der Koplanarität und der kinematischen Korrelation (Gleichungen 3.1 und 3.2) durch Einführung der *Pseudo-Meßgrößen*

$$
\begin{aligned}
g_9\,(\vec{x}) &= \left(|\phi_1 - \phi_2| - 180^\circ\right)^2, \\
g_{10}\,(\vec{x}) &= \left(\theta_{1,cm} + \theta_{2,cm} - 180^\circ\right)^2
\end{aligned}
$$

[3] Dies sind bereits aus den Rohdaten abstrahierte Größen. Die Durchstoßpunkte der Außenschale werden in den Hardcallbacks `ClusterSearch` und `ClusterMatch` rekonstruiert. Für die Innenschale übernimmt diese Aufgabe der Hardcallback `HelixCluster`.

mit den vorausgesetzten Meßwerten $M_9 = M_{10} = 0$ erzwungen. Die Anpassung geschieht letztlich durch Minimierung des Ausdrucks

$$\chi^2(\vec{x}) = \sum_{i=1}^{10} \frac{1}{\sigma_i^2} (M_i - g_i(\vec{x}))^2 .$$

Die Anwendung des Vertexfits verbessert die Auflösung der Vertexrekonstruktion um einen Faktor 2 bis 3 auf $\Delta v_x = \Delta v_y = 1.3$ mm (FWHM) bzw. $\Delta v_z = 0.9$ mm (FWHM) [Wei00].

5.1.2 Flugzeitdifferenz und Energieverlust in der Stablage

Die beidseitige Auslese der szintillierenden Stäbe der Außenschale erlaubt eine grobe Bestimmung der Trefferposition entlang des Stabes. Diese Information wird bei der Rekonstruktion von Ereignissen hoher Multiplizität verwendet, um die kombinatorischen Alternativen für die Zuordnung der angesprochenen Stäbe und Ringe einzuschränken.

Zusätzlich kann aus den gemessenen Eintreffzeiten T_1^{down}, T_1^{up}, T_2^{down} und T_2^{up} der Lichtpulse die Flugzeitdifferenz ΔT der gestreuten Protonen bestimmt werden (siehe Abbildung 5.1). Da diese Größe auch Informationen über die Geschwindigkeit (Energie) der Ejektile enthält, eignet sie sich mit zur Ereignisklassifikation.

Die Zählratenverteilungen der Flugzeitdifferenz ändern sich stark mit der Strahlenergie. Zwar wird in `FuzzyFilter` auch die Energieabhängigkeit der Größen berücksichtigt. Um systematische Fehler zu vermeiden ist es jedoch wünschenswert, diese Variation möglichst gering zu halten. Durch Ausnutzung der Korrelation zwischen der Flugzeitdifferenz ΔT und dem Abstand der Durchstoßorte $\Delta z = z_1 - z_2$ der Ejektile entlang der Stäbe wird deshalb eine neue Größe $T|z$ definiert, die kaum noch mit der Energie variiert (Abbildung 5.2).

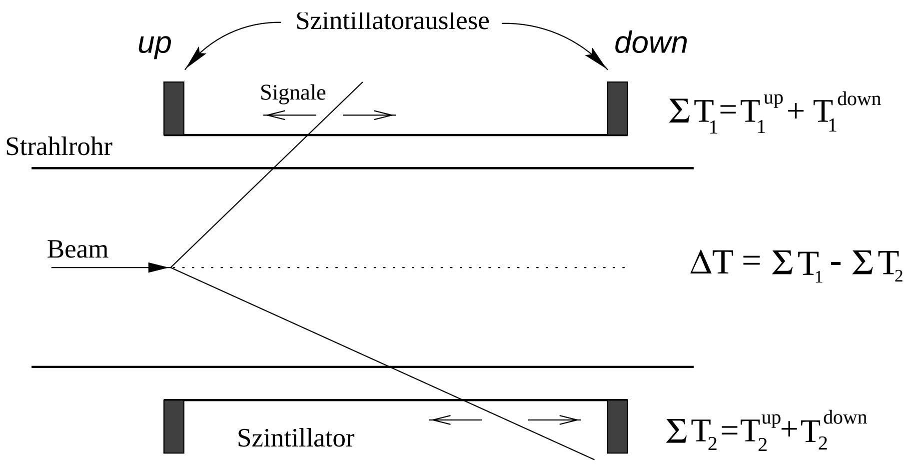


Abbildung 5.1: *Durch Auswertung der gemessenen Zeitinformation in den beidseitig ausgelesenen Stäben der Außenschale kann die Flugzeitdifferenz der beiden Ejektile bestimmt werden.*

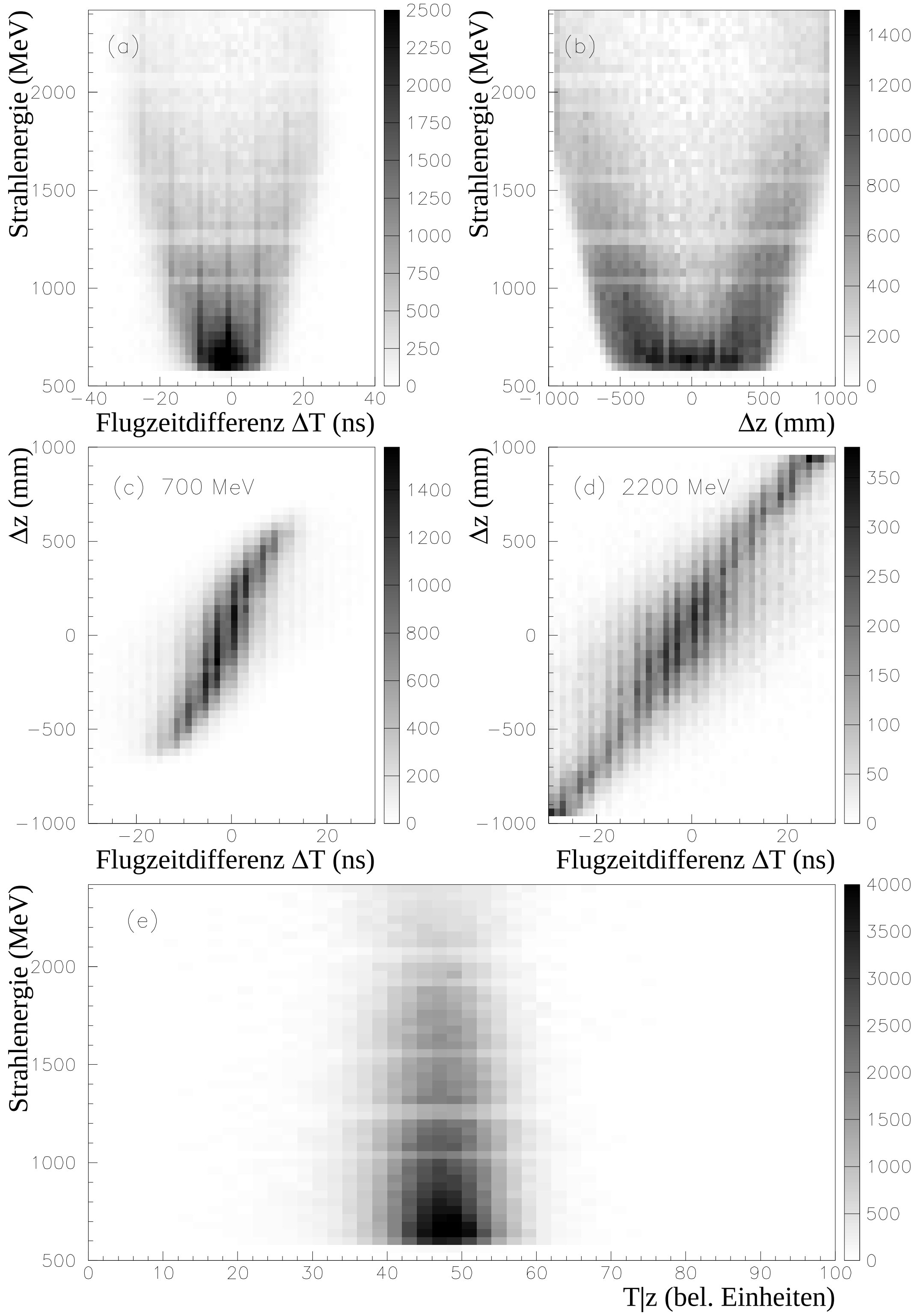


Abbildung 5.2: *(a,b) Für elastische Ereignisse variieren die Verteilungen von ΔT und Δz stark mit der Strahlenergie. (c,d) Durch Ausnutzung der Korrelation dieser beiden Meßgrößen wird eine neue Größe $T|z$ definiert. (e) Diese hängt kaum noch von der Strahlenergie ab.*

$$T|z \quad := \quad \Delta T - \Delta z \cdot \left(9.235 \times 10^{-3} + 9.2334 \times 10^{-6} \cdot E_{kin}[\mathrm{MeV}]\right)$$

Neben der Zeitinformation gehen auch die Analogsignale der Photomultiplier in die Datenaufnahme ein. Sie werden vor allem benötigt, um nach dem Verfahren der Amplitudenteilung den Azimutwinkel genauer bestimmen zu können. Darüberhinaus eignet sich die Information über den Energieverlust für die Klassifikation von Ereignissen, da verschiedene Teilchen-Arten (Protonen, Pionen, etc.) beim Durchqueren der Stablage unterschiedlich viel Energie abgeben.

Die ausgelesenen Energieverluste werden auf den für elastisch gestreute Protonen erwarteten Energieverlust normiert, der sich mit Hilfe der Bethe-Bloch-Gleichung berechnen läßt. Wenn es sich um elastische Streuereignisse handelt, erwartet man für die beiden Ejektile einen Energieverlust von $\Delta E_{1,2} \simeq 100\%$.

5.2 Implementierung der Fuzzy-Logic

Für die Anwendung der Fuzzy-Logic in der EDDA-Datenanalyse wurde im Rahmen dieser Arbeit der Hardcallback `FuzzyFilter` entwickelt. Er realisiert die Abbildung der Eingangsgrößen auf Zugehörigkeitsfunktionen, deren Kombination mit Hilfe der γ-Verknüpfung, sowie die Ausführung von (scharfen) Schnitten auf die neu generierten Größen. `FuzzyFilter` besitzt eine graphische Benutzeroberfläche (*GUI*, **G**raphical **U**ser **I**nterface), welche die Erstellung von Zugehörigkeitsfunktionen, γ-Verknüpfungen und Schnitten stark vereinfacht. Eine ausführliche Dokumentation, in der alle Elemente der GUI erläutert werden, ist im Anhang zu finden.

Der Hardcallback `FuzzyFilter`

Den n zur Fuzzifikation ausgewählten Größen $x_1, \ldots, x_n$ eines jeden Events werden zunächst die Werte der entsprechenden Zugehörigkeitsfunktionen $\mu_i(x_i), i \in \{1, \ldots, n\}$ zugeordnet. Diese können dann zu einer oder zwei neuen Größen $M_{1,2}$ kombiniert werden. Dazu muß die γ-Verknüpfung (Gleichung 4.7) auf den n-dimensionalen Fall erweitert werden. Mit der Identität

$$\mu_A + \mu_B - \mu_A \cdot \mu_B \quad = \quad 1 - (1 - \mu_A) \cdot (1 - \mu_B)$$

ergibt sich die Zugehörigkeitsfunktion der verallgemeinerten γ-Verknüpfung zu

$$\mu_E \quad = \quad \left[\prod_i^n \mu_{E_i}\right]^{1-\gamma} \cdot \left[1 - \prod_i^n (1 - \mu_{E_i})\right]^{\gamma}. \tag{5.1}$$

Es hat sich als sinnvoll erwiesen, die Eingangsgrößen auf *zwei* neue Größen $M_{1,2}$ abzubilden und einen 2-dimensionalen Schnitt auf $M_1 \times M_2$ zu definieren. Die Abbildung aller

Eingangsgrößen auf nur *eine* neue Größe ist auch möglich, aber nicht von Vorteil, da jede Reduktion der Dimensionalität des Ereignisraumes $\mathcal{E}$ mit einem Verlust an Information verbunden ist. Dies gilt auch für die nichtlineare, dem Problem der Ereignisklassifikation angepasste Projektion des Ereignisraumes, die durch `FuzzyFilter` realisiert wird.

Der Parameter γ erlaubt eine kontinuierliche Gewichtung zwischen algebraischer Summe und algebraischem Produkt. Als Beispiel zeigt Abbildung 5.3 die Verteilung von M_1 gegen M_2 für Fädchentarget-Daten. Hier wurde folgende Kombination der Eingangsgrößen gewählt[4]:

$$(\alpha, \Delta\phi, T|z) \rightsquigarrow M_1$$

$$(\Delta E_1, \Delta E_2) \rightsquigarrow M_2$$

Da M_1 und M_2 den Zugehörigkeitsgrad zur *Menge der elastischen Streuereignisse* widerspiegeln, werden den elastischen Events große Werte von M_1 und M_2 zugeordnet, während Untergrundereignisse auf den Bereich kleiner Werte von M_1 und/oder M_2 abgebildet werden. Der Einfluß des Parameters γ ist nicht so stark, wie es die dargestellten Histogramme zunächst nahelegen. Zwar führt die Wahl eines kleinen Wertes zu einer starken Konzentration der Untergrundereignisse bei kleinen M_1 und/oder M_2, da eine annähernd perfekte Signatur verlangt wird. Die elastischen Ereignisse werden jedoch auf einen großen Bereich abgebildet, bei dessen Auswahl auch Untergrundereignisse selektiert werden. Wählt man hingegen einen großen Wert für den Parameter γ, so ergibt sich ein kleiner, scharf begrenzter elastischer Cluster. Allerdings werden in diesem Fall auch die Untergrundereignisse auf größere $M_{1,2}$ abgebildet. Der quantitative Überlapp von Untergrund und elastischen Ereignissen ändert sich nicht, so daß die Qualität der Separation durch diese unterschiedlichen Varianten kaum beeinflußt wird. Für die praktische Anwendung ist es aufgrund der groben Unterteilung in $M_{1,2}$ von Vorteil, wenn der elastische Anteil auf einen nicht allzu kleinen Bereich abgebildet wird. Ein Wert von $\gamma = 0.5$ hat sich als praktikabel erwiesen.

Wie bereits erwähnt, ist eine eindeutige Trennung von elastischen Ereignissen und Untergrund allein auf der Basis einzelner Ereignisse nicht möglich. So kann z.B. die Streuung an den Protonen der Kohlenstoffatome – im folgenden als *quasielastische* Streuung bezeichnet – bei Messungen mit dem CH_2-Fädchentarget zu Ereignissen mit einer Signatur führen, die von der elastischen Streuung am Proton des Wasserstoffs nicht zu unterscheiden ist. Dieser Überlapp tritt selbstverständlich auch beim Einsatz der Fuzzy-Logic weiterhin auf. Allerdings ist die Qualität der Separation deutlich verbessert, da die parallele Auswertung der Meßgrößen im Vergleich zur Standard-Auswertung mehr Information berücksichtigt. Der Überlapp kann sozusagen *schärfer* herausgearbeitet und die Zuordnung der Events zu Ereignisklassen dadurch verbessert werden.

[4]Diese Auswahl wird auf Seite 49 näher erläutert.

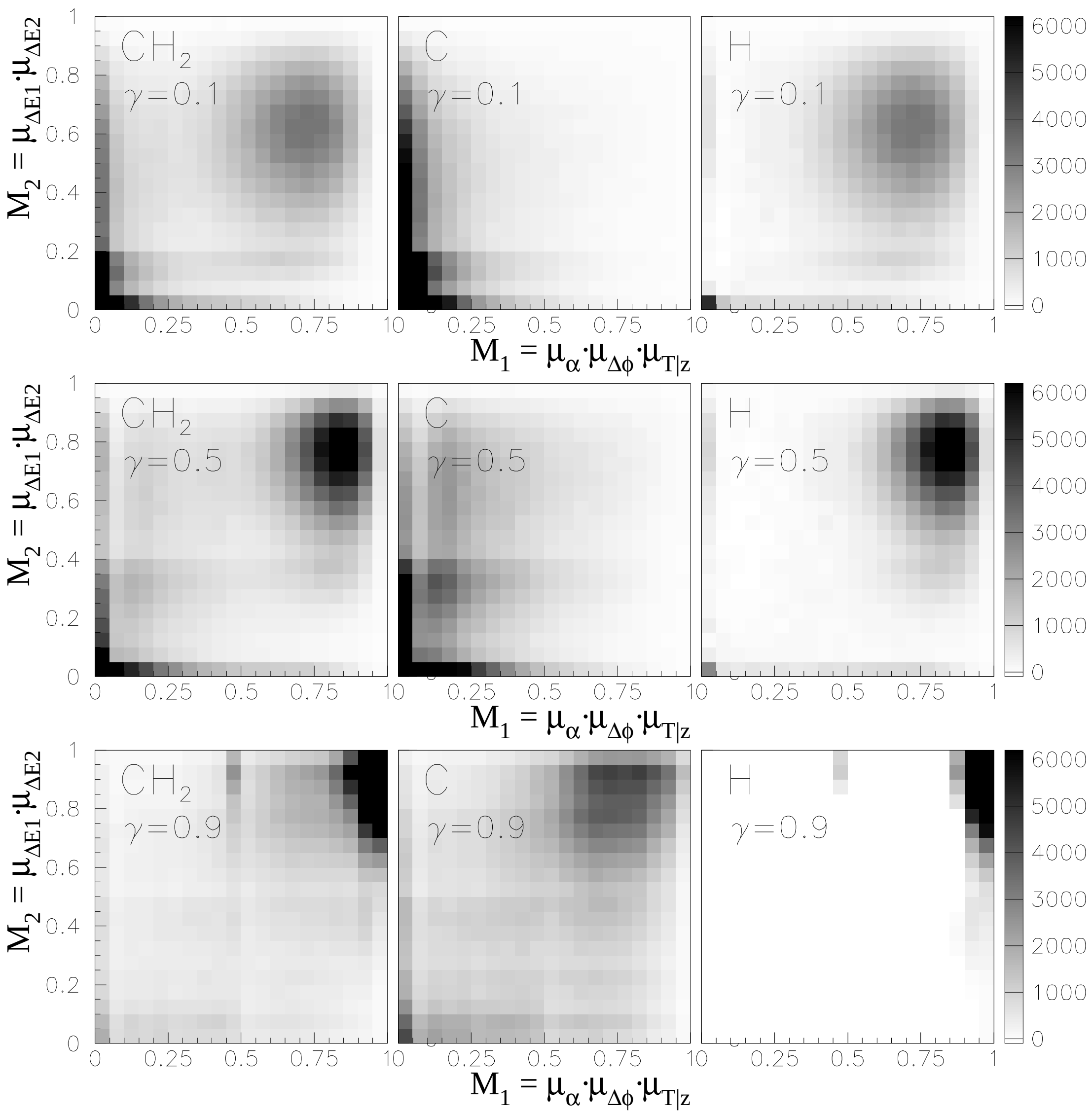


Abbildung 5.3: *$M_1 \times M_2$-Zählratenverteilungen für CH_2-Daten sowie für den elastischen Anteil (H) und den Untergrund (C). Der 5-dimensionale Ereignisraum $\mathcal{E}$ wird so auf den 2-dimensionalen Raum $\tilde{\mathcal{E}}$ abgebildet, daß die in allen Meßgrößen enthaltene Information über die Elastizität der Ereignisse erhalten bleibt. Unterschiedliche Parameterwerte γ führen zu deutlich verschiedenen Verteilungen in $\tilde{\mathcal{E}}$. Bei einem kleinen Wert ($\gamma = 0.1$) werden einem Ereignis nur dann große Werte von $M_{1,2}$ zugeordnet, wenn die Signatur in allen (vielen) Meßgrößen auf ein elastisches Streuereignis hindeutet. Bei einem großen Wert ($\gamma = 0.9$) reicht hingegen schon die Übereinstimmung in einer (wenigen) Meßgröße(n).*

Für die endgültige Selektion muß ein Bereich aus der $M_1 \times M_2$-Verteilung ausgewählt werden, der in die weitere Auswertung eingeht. Die GUI des Hardcallbacks `FuzzyFilter` unterstützt die Definition eines 2-dimensionalen Schnittes auf $M_1 \times M_2$ durch Eingrenzung des auszuwählenden Bereichs mit einem Polygonzug. Diese Auswahl *von Hand* ist allerdings subjektiv und die Qualität der Selektion somit abhängig von dem Wissen und der Erfahrung des Anwenders.

In den folgenden Abschnitten werden Verfahren vorgestellt, die diesen Vorgang objektivieren und anschauliche Kriterien zur Festlegung eines Schnittes bereitstellen.

5.3 Optimierung des Kohlenstoff-Abzuges mit Fuzzy-Logic

Bei Daten, die mit dem Fädchentarget gemessen wurden, setzt sich der Untergrund aus inelastischen und quasielastischen Streuereignissen zusammen. Zwar dominieren inelastische Reaktionen den Gesamtwirkungsquerschnitt ab Energien oberhalb 1 GeV (siehe Abbildung 5.4). Dieser Anteil des Untergrundes wird jedoch durch den koplanaren Trigger sehr effektiv unterdrückt, da es sich zumeist um Reaktionen mit mehr als zwei Teilchen im Endkanal handelt, welche die Koplanaritätsbedingung (Gleichung 3.1) i.a. nicht erfüllen. Für die 2-Teilchenreaktion $pp \to d\pi^+$ gilt diese Argumentation nicht. Allerdings unterscheidet sich deren Winkelkorrelation von der elastischen Proton-Proton-Streuung (Gleichung 3.2), so daß der kinematische Trigger den Großteil dieser Ereignisklasse eliminiert.

Bei der quasielastischen Streuung am Kohlenstoff des CH_2-Fädchentargets gibt es teilweise Ereignisse, deren Winkelsignatur keine Unterscheidung von elastischen Proton-Proton Streuereignissen zulässt. Um auch diesen Untergrundanteil angemessen berücksichtigen zu können, wurden separate Messungen mit einem reinen Kohlenstoffädchentarget durchgeführt. Die Fermi-Impulse der Protonen im Verbund des Kohlenstoffkerns führen zu einer Aufweitung des Öffnungswinkels im Vergleich zur rein elastischen Streuung, die sich besonders markant in der Verteilung des kinematischen Defizits widerspiegelt (Abbildung 5.5). Quasielastische Ereignisse liefern eine sehr breite Verteilung, während elastische Streuereignisse einen relativ scharfen Peak bei kleinen Werten von α bilden, der mit zunehmender Strahlenergie schmaler wird.

Daraus ergibt sich die Möglichkeit einer statistischen Korrektur des Kohlenstoff-Untergrundes. Hierfür werden die Daten sowohl der CH_2- als auch der Kohlenstoff-Messungen sortiert und histogrammiert. Anhand der Verteilungen des kinematischen Defizits werden diese Histogramme aufeinander normiert und dann voneinander subtrahiert. Auf diese Weise erhält man zum Beispiel die Polarwinkelverteilungen des elastischen Anteils der CH_2-Daten. Der für die Bestimmung der Normierungskonstanten verwendete α-Integrationsbereich wird linear mit dem Strahlimpuls variiert, um Verfälschungen durch inelastische Streuprozesse möglichst gering zu halten.

$$\begin{aligned} p = 700\ MeV: \quad \alpha_{Norm} &= [12.5^\circ, 19.5^\circ] \\ p = 3400\ MeV: \quad \alpha_{Norm} &= [8^\circ, 15^\circ] \end{aligned}$$

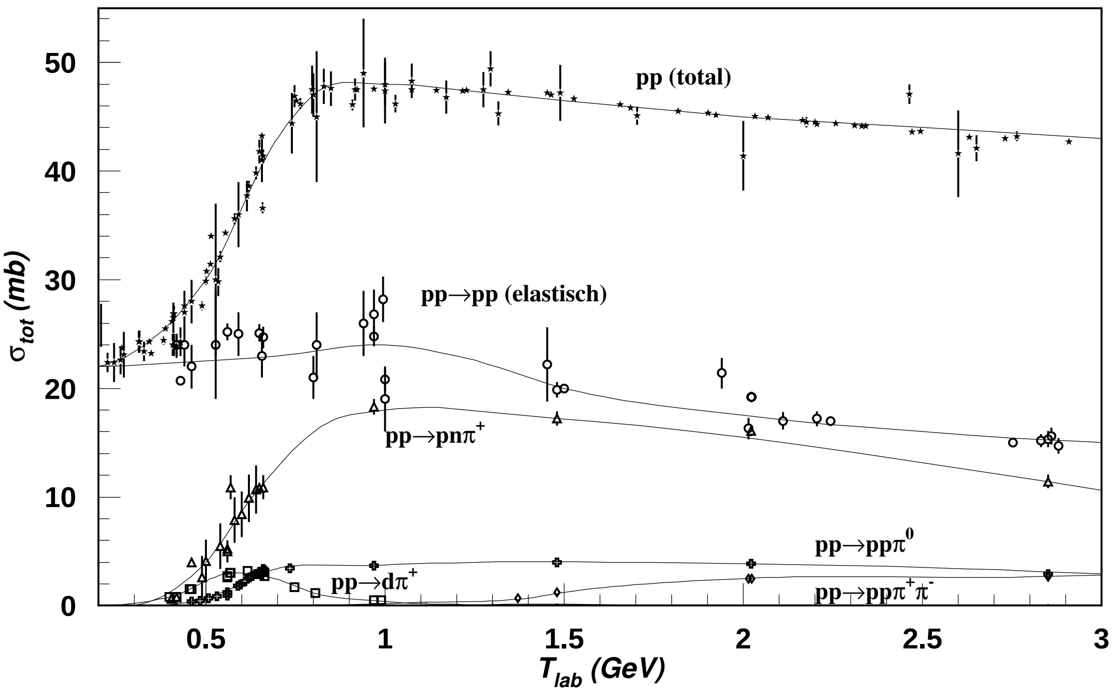


Abbildung 5.4: *Wirkungsquerschnitte für die wichtigsten Reaktionskanäle der Proton-Proton-Streuung. Oberhalb der Pionen-Produktionsschwelle (> 300 MeV) steigt der Beitrag der inelastischen Kanäle zum Gesamtwirkungsquerschnit stark an und dominiert ab etwa 1 GeV (aus: [Wol96]).*

Zum einen muß der elastische Peak bei kleinen Werten des kinematischen Defizits ausserhalb des Integrationsbereiches liegen. Zum anderen darf auch die obere Grenze nicht zu groß gewählt werden, da zu großen α vermehrt inelastische Kanäle beitragen, die bei Messungen mit einem Kohlenstoffädchen nicht korrekt wiedergegeben werden. Der daraus resultierende systematische Fehler ist allerdings über den gesamten Energiebereich kleiner als 2% [Wel98].

Bei der statistischen Korrektur des Kohlenstoffuntergrundes werden Zählratenverteilungen voneinander abgezogen. Der statistische Fehler skaliert demnach mit der Menge an Untergrund, die subtrahiert werden muß. Daher wird mit einem Schnitt auf das kinematische Defizit α ein Großteil des Untergrundes bereits vor der Subtraktion eliminiert.

$$\alpha_{cut} \quad = \quad (12.667 - 1.667 \cdot p[\mathrm{GeV/c}])^\circ$$

Der Wert von α_{cut} variiert mit dem Strahlimpuls p, da sich die Form des elastischen Peaks in Abhängigkeit vom Strahlimpuls ändert. Um zu gewährleisten, daß die Akzeptanz für elastische Ereignisse im gesamten Impulsbereich größer als 99% ist, wurde der α-Schnitt

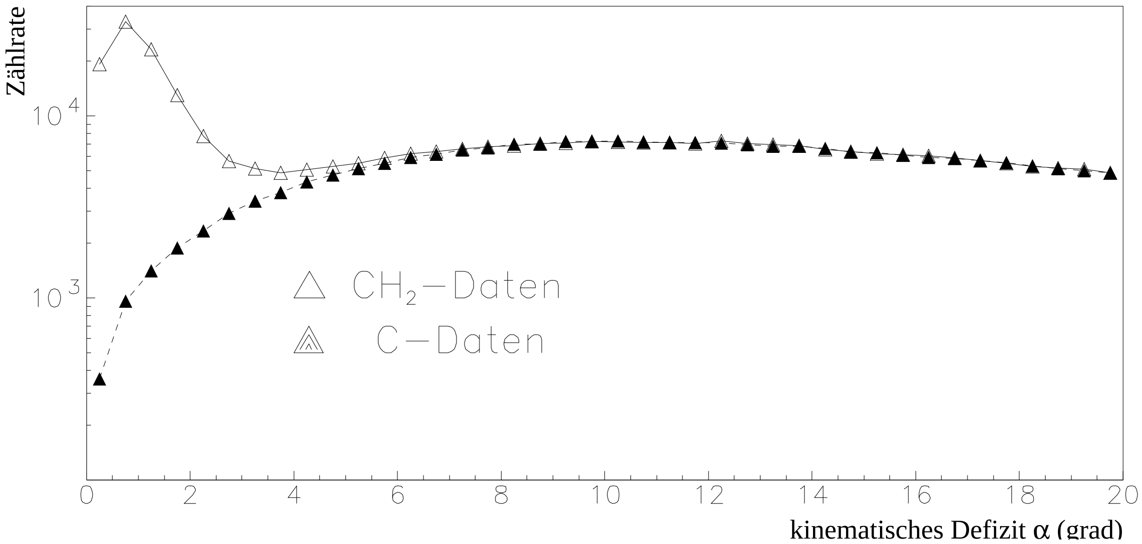


Abbildung 5.5: *Zählratenverteilung des kinematischen Defizits für Daten, die mit dem Polypropylen- (CH_2) bzw. Kohlenstoffädchentarget (C) gemessen wurden.*

sehr *offen* gewählt. Die Vorselektion der Daten kann jedoch mittles Fuzzy-Logic weiter verbessert werden. Dazu werden die Ereignisklassen durch unscharfe Mengen repräsentiert.

Das Verfahren

Die im EDDA-Experiment gemessenen Daten können auf die zwei komplementären Ereignisklassen *elastisch* und *nicht elastisch* reduziert werden. Jeder Ereignisklasse wird eine unscharfe Menge $E_i, i \in \{\text{elastic, non\_elastic}\}$ zugeordnet, deren Zugehörigkeitsfunktionen die Komplementarität der Ereignisklassen widerspiegeln.

$$\mu_{elastic}(x) \quad = \quad 1 - \mu_{non\_elastic}(x) \tag{5.2}$$

Die unscharfe Menge $E_{non\_elastic}$ läßt sich direkt aus den gemessenen Daten bestimmen. Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Ereignis mit dem zugeordneten Vektor $x \in \mathcal{E}$ nicht elastisch ist, ergibt sich aus

$$\mu_{non\_elastic}(x) \quad = \quad \frac{N_C(x)}{N_{CH_2}(x)} \quad . \tag{5.3}$$

N_C bzw. N_{CH_2} sind die Zählratenverteilungen[5] der mit dem Polypropylen- bzw. Kohlenstofftarget gemessenen Ereignisse im Ereignisraum $\mathcal{E}$. Mit (5.2) ist somit die unscharfe

[5] Zur besseren Übersichtlichkeit wird hier und im folgenden davon ausgegangen, daß N_C und N_{CH_2} anhand von Zählratenverteilungen des kinematischen Defizits aufeinander normiert wurden, so daß keine Normierungsfaktoren in den Gleichungen benötigt werden.

Menge $E_{elastic}$ gegeben. Für die Auswertung mit Hilfe des Kohlenstoff-Abzuges werden folgende Teilmengen ($\rightarrow$ μ-Schnitt, Abschnitt 4.2.1) des Ereignisraumes betrachtet:

$$E^{\mu_0}_{elastic} = \{x \in E_{elastic} \,|\, \mu_{elastic}(x) \geq \mu_0\} \tag{5.4}$$

Diese Auswahl entspricht einem Schnitt im n-dimensionalen Ereignisraum $\mathcal{E}$, bei dem die Stärke der Selektion über den Parameter μ_0 kontinuierlich variiert werden kann. Durch Anwendung der Standard-Analyse auf die Untermengen $E^{\mu_0}_{elastic}$ läßt sich die Verringerung sowohl des elastischen als auch des nicht-elastischen Anteils der Daten in Abhängigkeit von μ_0 ermittlen.

Die Anwendung

Es ist nicht praktikabel, die Verteilungen N_C und N_{CH_2} (Gleichung 5.3) unmittelbar für Ereignisse aus dem hochdimensionalen Ereignisraum $\mathcal{E}$ zu bestimmen. Verwendet man beispielsweise eine aus fünf gemessenen Größen bestehende Signatur zur Beschreibung eines Events, wobei jede Größe in 20 Bins[6] eingeteilt wird, so verteilen sich die Daten auf etwa $3 \cdot 10^6$ Bins. Da auch die Energieabhängigkeit der Meßgrößen berücksichtigt werden muß, ergibt sich letztlich eine Aufteilung des Ereignisraumes in mehr als 10^7 Bins. Die Zahl der gemessenen elastischen Ereignisse ist von der gleichen Größenordnung. Bei einer solch feinen Einteilung sind daher keine statistisch signifikanten Ergebnisse zu erwarten. Aus diesem Grund wird die Dimensionalität des Ereignisraumes $\mathcal{E}$ durch Fuzzifikation und Verknüpfung der Eingangsgrößen auf zwei reduziert und das beschriebene Verfahren auf diesen *neuen* Ereignisraum $\tilde{\mathcal{E}} = M_1 \times M_2$ angewandt.

Zunächst müssen für die ausgewählten Meßgrößen x_i Zugehörigkeitsfunktionen μ_i definiert werden. Dies geschieht in `FuzzyFilter` für jede einzelne Meßgröße – wie in Abschnitt 4.2.1 beschrieben – durch Division der eindimensionalen Zählratenverteilungen von elastischem Anteil und Gesamtdaten:

$$\mu_i(x_i) = \frac{N_{elastic}(x_i)}{N_{all}(x_i)} \tag{5.5}$$

Um die Verteilungen für den elastischen Anteil zu ermitteln, wird der statistische Kohlenstoff-Abzug verwendet.

Folgende Meßgrößen wurden ausgewählt:

$$\begin{aligned}
x &= (\alpha, \Delta E_1, \Delta E_2, T|z, \Delta\phi) \\
\alpha &: \text{kinematisches Defizit } (\rightarrow 3.3.1) \\
\Delta E_1 &: \text{Energieverlust von Ejektil 1 in der Stablage} \\
\Delta E_2 &: \text{Energieverlust von Ejektil 2 in der Stablage} \\
T|z &: \text{siehe Abschnitt 5.1.2} \\
\Delta\phi &: \text{Differenz der Azimutwinkel (siehe Gleichung 3.1)}
\end{aligned}$$

[6] Bei der Histogrammierung werden die Wertebereiche in eine endliche Anzahl von Abschnitten eingeteilt, die man *Bins* nennt.

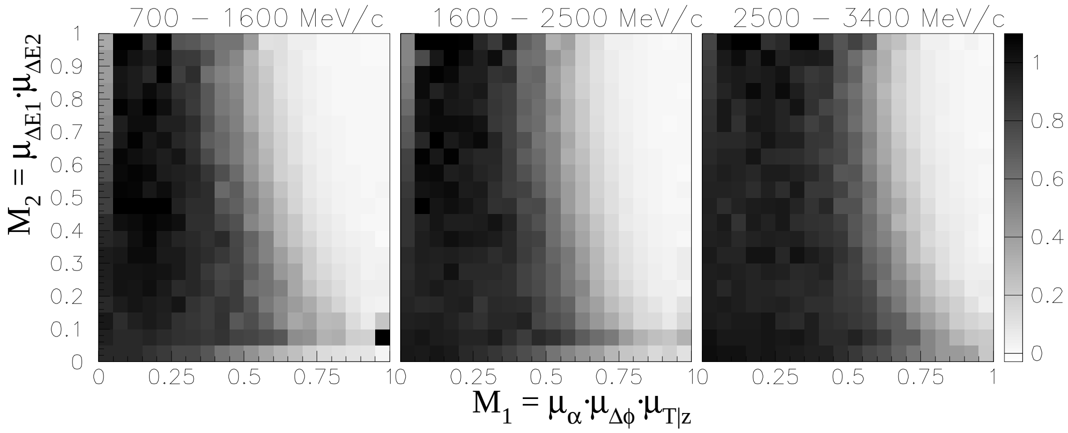


Abbildung 5.6: $\mu_{non\_elastic}$ *gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der ein den Werten* (M_1, M_2) *zugeordnetes Ereignis zum Untergrund gehört. Die Verteilungen sehen für die verschiedenen Impulsbereiche sehr ähnlich aus, da die Energieabhängigkeit der Eingangsgrößen bereits auf der Ebene der Zugehörigkeitsfunktionen berücksichtigt wird.*

Die Werte der Zugehörigkeitsfunktionen werden mit der γ-Verknüpfung zu den zwei neuen Größen $M_{1,2}$ kombiniert[7]:

$$M_1(x) = \mu_\alpha \cdot \mu_{\Delta\phi} \cdot \mu_{T|z}$$
$$M_2(x) = \mu_{\Delta E_1} \cdot \mu_{\Delta E_2}$$

$$\mu_{non\_elastic} = \frac{N_C(M_1, M_2)}{N_{CH_2}(M_1, M_2)}$$

Abbildung 5.6 zeigt die Verteilung von $\mu_{non\_elastic}(M_1, M_2)$ im Ereignisraum $\tilde{\mathcal{E}} = M_1 \times M_2$. Dunkle Graustufen gehören zu Bereichen, in denen der Untergrundanteil besonders hoch ist. Die Verteilung von $\mu_{elastic}$ ergibt sich durch Bildung des Komplements gemäß Gleichung 5.2.

Nach Gleichung 5.4 werden nun für verschiedene Werte von μ_0 Untermengen $E^{\mu_0}_{elastic}$ des Ereignisraumes $\tilde{\mathcal{E}}$ selektiert. Je größer der Wert von μ_0 ist, umso restriktiver ist der Schnitt auf die Kombination der Eingangsgrößen. Dieser Zusammenhang wird in Abbildung 5.7 deutlich. Anhand der Verteilungen des kinematischen Defizits α ist zu erkennen, daß bei kleinen Werten von μ_0 zunächst der Untergrund stark unterdrückt wird, während sich die Form des elastischen Peaks bei kleinen Werten von α nicht verändert. Mit zunehmender Restriktivität wird dann auch der elastische Anteil stärker beschnitten. Dieser Zusammenhang kann genauer quantifiziert werden, indem der statistische Kohlenstoff-Abzug auf die Verteilungen des kinematischen Defizits angewandt wird.

[7] Im folgenden wird die übersichtlichere Schreibweise $\mu_A \cdot \mu_B$ anstelle von $\mu_A \gamma \mu_B$ verwendet.

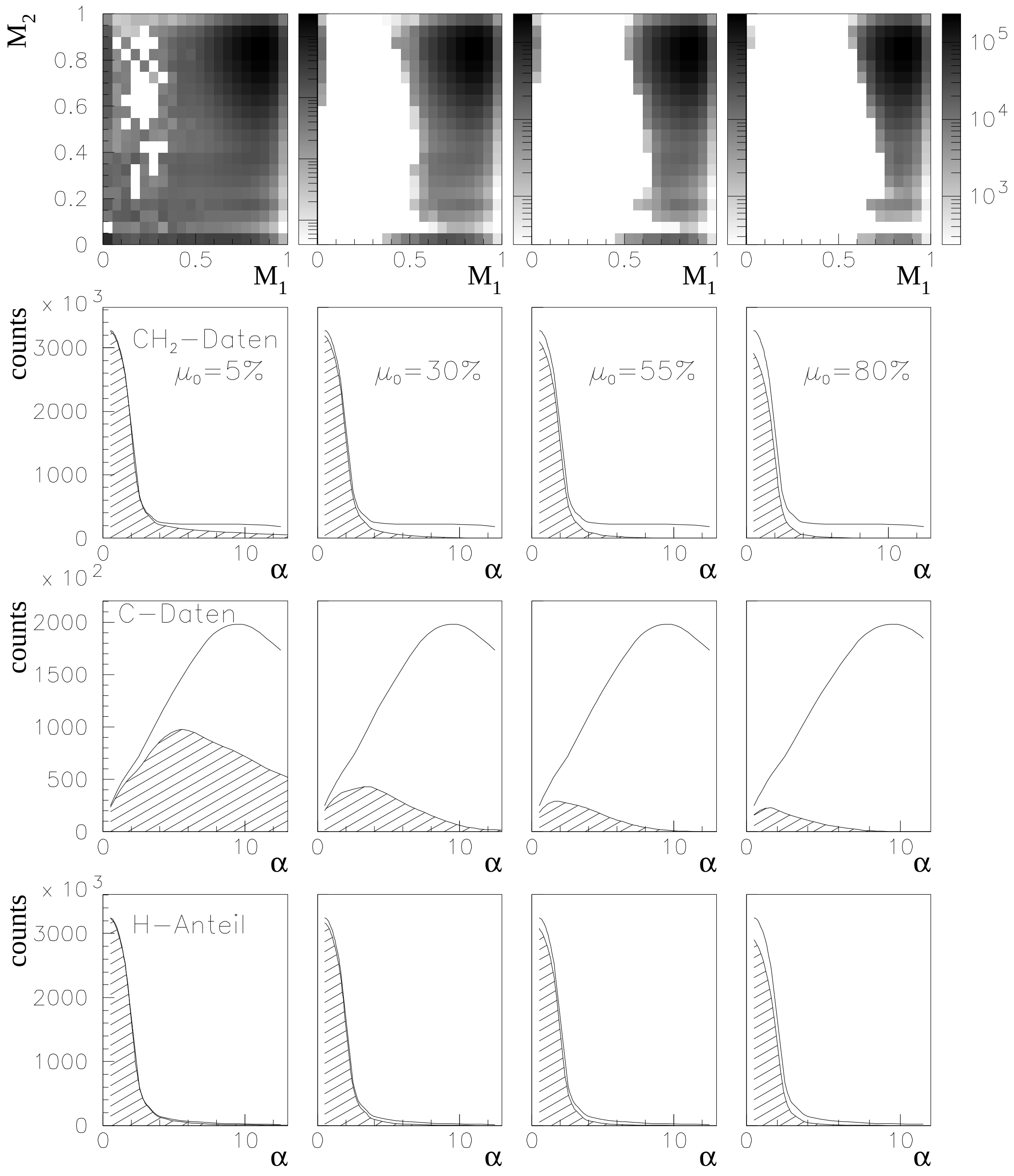


Abbildung 5.7: *(Oben) Die grauen Bereiche markieren den selektierten Bereich $E^{\mu_0}_{elastic} \subset \tilde{\mathcal{E}}$ für die verschiedenen Werte von μ_0. Darunter sind die Verteilungen des kinematischen Defizits α für CH_2-Daten sowie für den Untergrund- (C) und den elastischen Anteil (H) aufgetragen. Die schraffierten Verteilungen gehören zu den Selektionen $E^{\mu_0}_{elastic}$ aus der oberen Reihe. Man erkennt, daß durch einen μ-Schnitt vor allem der Untergrundanteil stark reduziert wird.*

Man erhält auf diese Weise die Verteilungen des elastischen Anteils und kann durch Integration über den in die weitere Analyse eingehenden Bereich ($\alpha = 0° \ldots \alpha_{cut}$) feststellen, wieviel Prozent der elastischen Streuereignisse in Abhängigkeit des Parameters μ_0 verworfen werden. Nach der gleichen Methode kann aus den mit dem Kohlenstoffädchen gemessenen Daten die Unterdrückung des Untergrundes als Funktion von μ_0 bestimmt werden. Die Histogramme in Abbildung 5.8 (oben) zeigen die Stärke der Unterdrückung des elastischen und des Untergrundanteils bei zwei verschiedenen Strahlimpulsen.

Für die Auswahl einer bestimmten Vorselektion der Daten bieten sich im weiteren zwei Vorgehensweisen an. Zum einen kann ein fester Wert für die Untergrundunterdrückung vorgegeben werden, der für alle Energie- und Winkelbereiche gelten soll. Dadurch ist die Wahl des Parameters $\mu_0(\theta, p)$ festgelegt. Alternativ dazu kann ein fester Wert für die Unterdrückung des elastischen Anteils gewählt werden, wodurch $\mu_0(\theta, p)$ ebenfalls eindeutig bestimmt ist. Die Stärke der Unterdrückung ist in Abbildung 5.8 für die zwei Varianten **H-3** (3% des elastischen Anteils gehen verloren) und **C-50** (50% des Untergrundes werden eliminiert) dargestellt. Bei der Variante H-3 werden 60 . . . 85% der nicht-elastischen Ereignisse unterdrückt, während bei einer Halbierung des Kohlenstoffanteils (C-50) weniger als 2% der elastischen Ereignisse verloren gehen. Mit beiden Verfahren läßt sich demnach die Vorselektion der Daten verbessern, da eine deutliche Verringerung des Untergrundes vor Durchführung des statistischen Kohlenstoff-Abzuges zu einer Verkleinerung des statistischen Fehlers des Kohlenstoff-Abzuges führt.

Bevor die Auswertung der Daten mit dem neuen Verfahren vorgestellt wird, soll hier kurz auf einen Effekt eingegangen werden, der in der Ausschnittsvergrößerung in Abbildung 5.8 (oben, rechts) zu erkennen ist. Bei hohen Strahlimpulsen bzw. allgemein in Bereichen, in denen die Statistik des elastischen Anteils gering ist, findet – glaubt man dem Verlauf der dargestellten Kurve – eine Vermehrung elastischer Daten bei Parameterwerten $\mu_0 \simeq 0$ statt. Dies kann natürlich nicht stimmen, da mit μ_0 auch die Restriktivität der Selektion und damit die Unterdrückung der Ereignisklassen stetig zunimmt.

Der Grund für dieses Artefakt hängt mit dem statistischen Kohlenstoff-Abzug zusammen, der für die Bestimmung des Verlustes elastischer Daten in Abhängigkeit von μ_0 verwendet wird. Wie bereits erläutert, werden dabei die Verteilungen des kinematischen Defizits α für CH_2-Daten und C-Daten aufeinander normiert und danach voneinander abgezogen. Da sich der Normierungsfaktor bei der Anwendung von identischen Schnitten auf beide Datensätze nicht ändert, werden für dessen Bestimmung immer die *ungefilterten* Daten verwendet, um die bestmögliche statistische Genauigkeit zu erreichen. Theoretisch ist der Wertebereich von $\mu_{elastic} = 1 - N_C/N_{CH_2}$ (siehe Gleichungen 5.2 und 5.3) auf das Intervall $[0, 1]$ eingeschränkt. In der praktischen Anwendung sind aber auch Werte $\mu_{elastic} < 0$ möglich, da die Zählratenverteilungen N_{C,CH_2} statistischen Schwankungen unterliegen. In Bereichen des Ereignisraumes $\tilde{\mathcal{E}} = M_1 \times M_2$, die im wesentlichen von Untergrundereignissen bevölkert werden, schwankt die Wahrscheinlichkeit, ein elastisches Ereignis vorzufinden, um den Wert $\mu_{elastic} = 0$. Durch die Auswahl eines μ-Schnittes mit $\mu_0 = 0$ werden nun alle diejenigen Bereiche bzw. Bins des Ereignisraumes herausgefiltert, in denen der Untergrundanteil aufgrund von statistischen Schwankungen *überschätzt* wird, $\mu_{elastic}$ daher negativ ist. Bereiche, in denen der Untergrundanteil *unterschätzt* wird, gehen

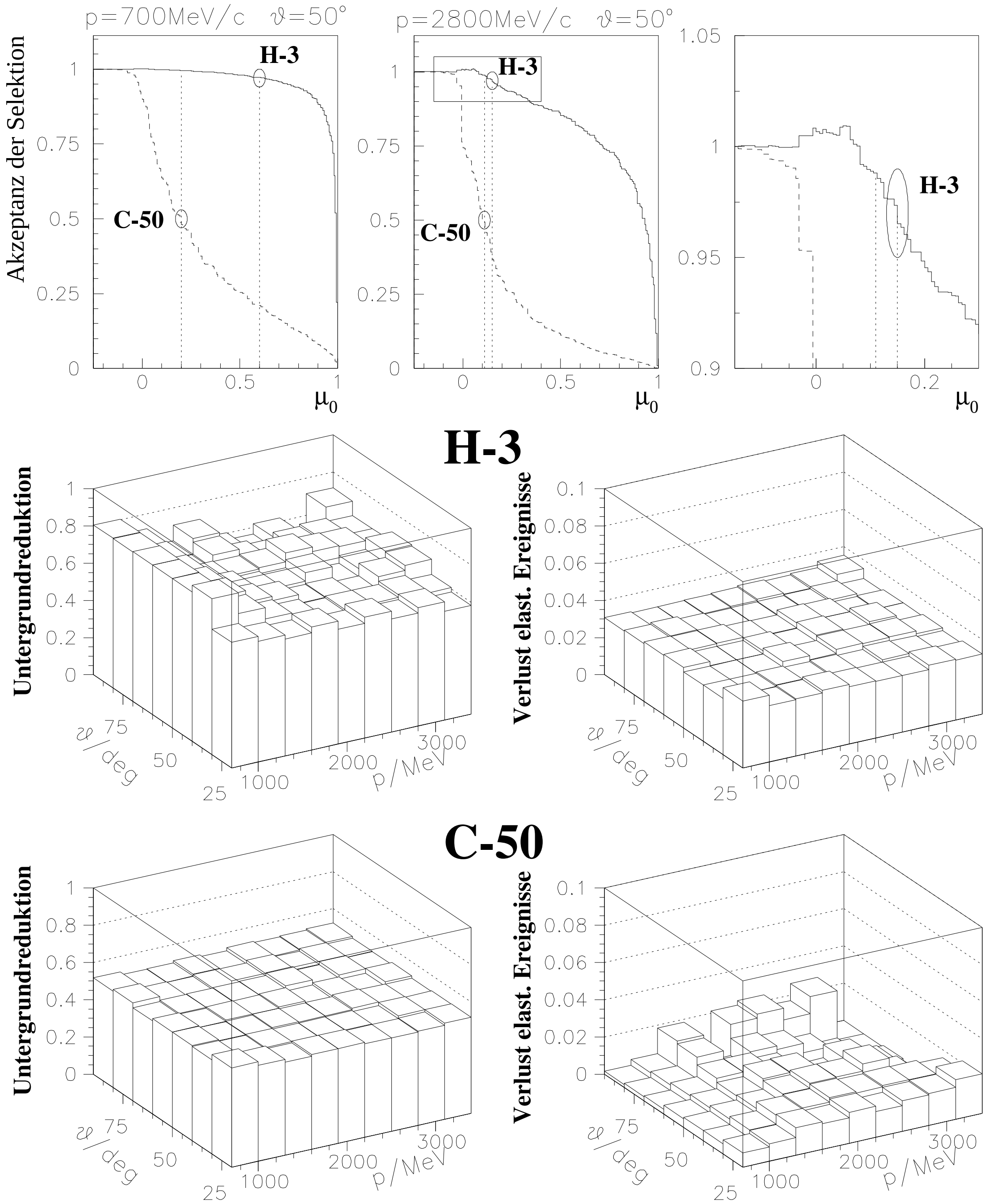


Abbildung 5.8: *(Oben) Die durchgezogenen (gestrichelten) Kurven zeigen als Funktion von* μ_0, *wie groß der Anteil der elastischen (nicht-elastischen) Streuereignisse ist, die durch den* μ*-Schnitt* $E^{\mu_0}_{elastic}$ *akzeptiert werden. Das rechte Histogramm ist eine Auschnittsvergrößerung des im mittleren Histogramm markierten Bereiches (siehe Text).*
(Mitte) Variante H-3 — Der Parameter $\mu_0(\theta, p)$ *wird so gewählt, daß die Unterdrückung des elastischen Anteils (H) im gesamten Winkel- und Impulsbereich 3% beträgt. Die Unterdrückung des nicht-elastischen Anteils variiert zwischen* $60 \ldots 85\%$.
(Unten) Variante C-50 — Im gesamten Meßbereich werden konstant 50% des Untergrundes eliminiert. Von den elastischen Streuereignissen gehen $0 \ldots 2\%$ *verloren.*

jedoch in die weitere Analyse ein, so daß für $\mu_0 \simeq 0$ der Anteil des Untergrundes zu niedrig bestimmt wird. Der Anteil elastischer Streuereignisse wird entsprechend überschätzt und es kommt zu der beobachteten Überhöhung in den dargestellten Kurven.

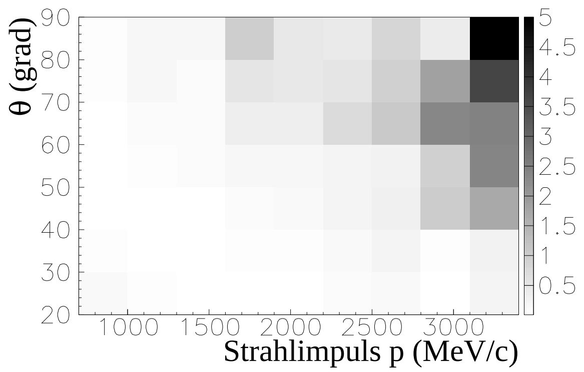


Abbildung 5.9: *Prozentuale Überhöhung des elastischen Anteils bei* $\mu_0 \simeq 0$

Dieser Effekt ist um so stärker, je kleiner der Anteil der elastischen Streuereignisse an den Gesamtdaten ist. Er macht sich daher insbesondere in der Nähe des symmetrischen Winkels ($\theta_{cm} = 90°$) und bei hohen Strahlimpulsen bemerkbar, wo der Wirkungsquerschnitt für elastische Proton-Proton Streuung sehr klein ist (Abbildung 5.9).

5.3.1 Ergebnisse

Das in den vorangegangenen Abschnitten vorgestellte Verfahren zur Optimierung des Kohlenstoffabzuges wurde auf die Daten der Strahlzeiten vom September 1995 und April/Mai 1996 angewandt. Die Ergebnisse werden im folgenden mit denen der Standard-Auswertung verglichen. Die beiden Methoden unterscheiden sich lediglich in der Vorselektion der Daten. Das Standard-Verfahren reduziert den Untergrundanteil vor Anwendung des statistischen Kohlenstoff-Abzuges durch einen energieabhängigen Schnitt auf das kinematische Defizit α, während bei dem Fuzzy-Logic-Verfahren die Information von fünf Meßgrößen kombiniert und als Selektionskriterium verwendet wird.

Alle weiteren Schritte der daran anschließenden Analyse sind identisch. Dazu gehören im wesentlichen die Korrektur der Totzeit, die Berücksichtigung der Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors für elastische Ereignisse (siehe dazu [Wei97]) sowie die Normierung der Daten. Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega$ ergibt sich dann aus [Roh00]:

$$d\sigma/d\Omega(\theta_{cm}, p) \quad = \quad \frac{N_H(\theta_{cm}, p)}{[1-\tau(p)]\ L(p)\,\epsilon(\theta_{cm}, p)\,\Delta\Omega}$$

N_H	:	Zählratenverteilung der Daten nach Durchführung des Kohlenstoff-Abzuges
τ	:	Totzeitfaktor
L	:	Luminosität
ϵ	:	Nachweiswahrscheinlichkeit

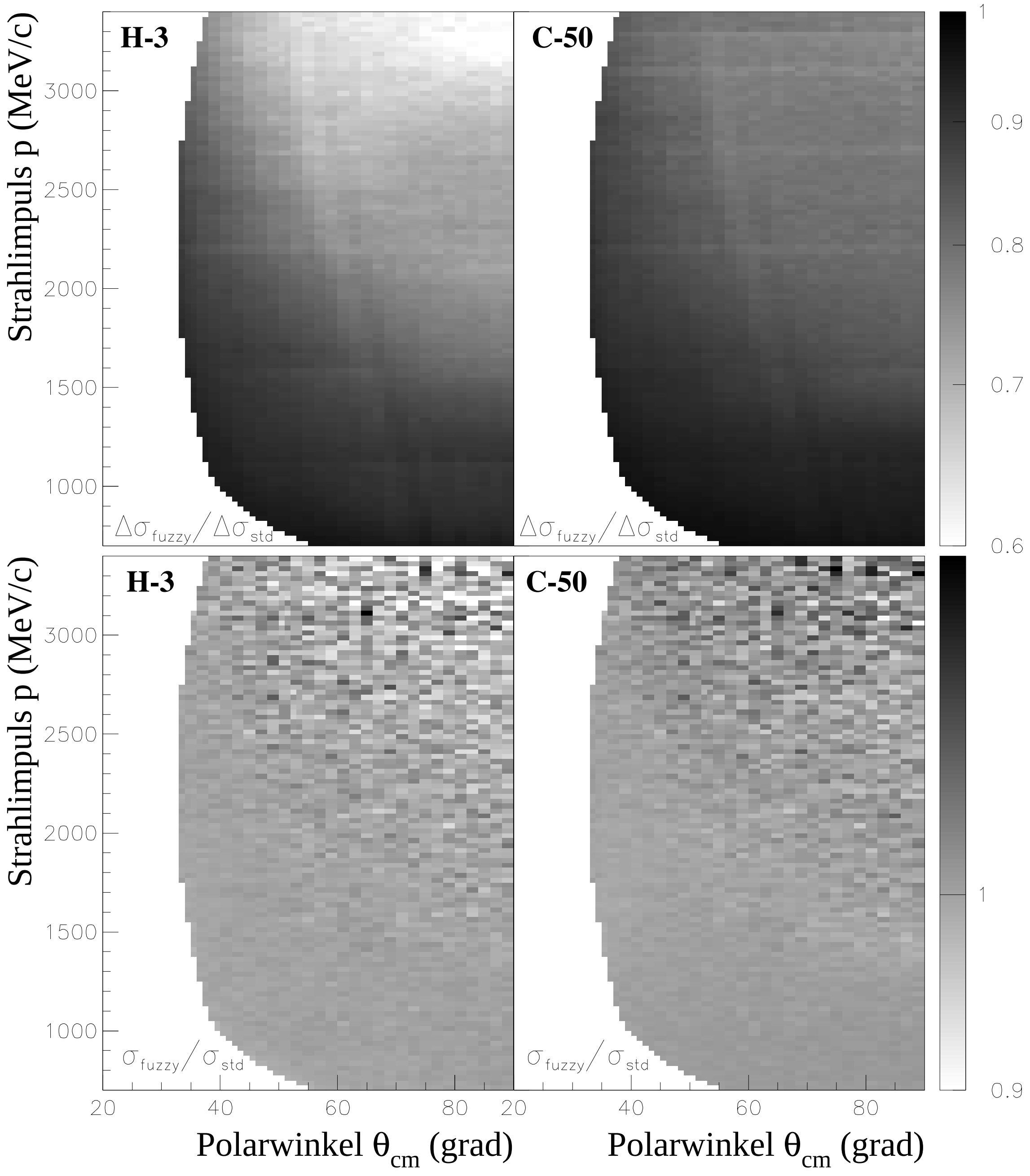


Abbildung 5.10: *Vergleich von Fuzzy-Logic- und Standard-Auswertung. Oben: Quotient der systematischen Fehler des differentiellen Wirkungsquerschnittes. Unten: Quotient der Absolutwerte. $(d\sigma/d\Omega)$ ist hier mit σ abgekürzt.*

Zur Bewertung der auf Seite 52 eingeführten Varianten `H-3` und `C-50` der Fuzzy-Logic-Methode wurde untersucht, wie stark sich der statistische Fehler des differentiellen Wirkungsquerschnittes in Abhängigkeit von Strahlimpuls und Streuwinkel ändert.

Die beiden oberen Histogramme in Abbildung 5.10 zeigen die Ergebnisse für den gesamten Impuls- und Polarwinkelbereich. Wie zu erwarten, zeigt sich der Einfluß der verbesserten Untergrundkorrektur vor allem in Bereichen, in denen der elastische Wirkungsquerschnitt gegenüber den Wirkungsquerschnitten der Untergrundreaktionen stark abfällt. Eine detailliertere Übersicht bietet Abbildung 5.11. Die Reduktion des statistischen Fehlers ist in den oberen (unteren) sechs Histogrammen als Funktion des Strahlimpulses (Polarwinkels) für die beiden Varianten `H-3` und `C-50` dargestellt. Da die Unterdrückung des Untergrundanteils bei der Variante `H-3` im gesamten Meßbereich größer als 50% ist (sie liegt zwischen 60% und 85%, siehe Abbildung 5.8), ist auch der Effekt auf den resultierenden Fehler des Wirkungsquerschnittes ausgeprägter als bei der Variante `C-50`.

Für kleine Strahlimpulse und kleine Streuwinkel ist der Unterschied zur Standard-Auswertung sehr gering. Mit steigendem Impuls und bei größeren Winkeln macht sich jedoch der positive Einfluß der Fuzzy-Logic-Methode zunehmend bemerkbar. Im Bereich der Maximalenergie liefert die Variante `H-3` einen im Vergleich zur Standard-Auswertung bis zu 40% kleineren statistischen Fehler für den differentiellen Wirkungsquerschnitt.

Neben dem statistischen Fehler ist für die Bewertung der Fuzzy-Logic-Methode auch der Absolutwert des differentiellen Wirkungsquerschnittes von Interesse. Er sollte sich im Rahmen der Statistik nicht ändern. Die beiden unteren Histogramme in Abbildung 5.10 zeigen, daß es außer statistischen Schwankungen keine auffälligen systematischen Änderungen des Absolutwertes von $d\sigma/d\Omega$ gibt. In Abbildung 5.12 ist die Änderung des Absolutwertes für einzelne Polarwinkelbereiche als Funktion des Strahlimpulses aufgetragen. Für die Variante `H-3` ergeben sich keine systematischen Abweichungen von den Ergebnissen der Standard-Analyse. In den entsprechenden Histogrammen für die Variante `C-50` sind jedoch kleinere systematische Abweichungen im Prozentbereich zu erkennen.

Dieses Ergebnis ist verständlich, da eine konstante Unterdrückung der elastischen Ereignisse von 3% (`H-3`) durch die relative Normierung des Datensatzes vollständig kompensiert wird. Auf der anderen Seite führt eine konstante Reduktion des Untergrundanteils um 50% (`C-50`) zu einer impuls- und winkelabhängigen Verteilung der Unterdrückung elastischer Streuereignisse, wie in Abbildung 5.8 zu sehen ist. Im Prinzip wäre eine Korrektur dieses *inhomogenen* Schnittes auf den elastischen Anteil möglich. Allerdings ist die Bestimmung der Korrekturfaktoren in Abhängigkeit von Impuls und Polarwinkel sehr ungenau, so daß sich neue Fehlerquellen ergeben würden, die den erwünschten positiven Effekt der Methode kompensieren.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß die Anwendung der Fuzzy-Logic in Form der Variante `H-3` den statistischen Fehler des differentiellen Wirkungsquerschnittes drastisch verringert, ohne systematische Abweichungen von der Standard-Methode zu zeigen. In Kapitel 6 wird die verbesserte Qualität der EDDA-Daten in den dort gezeigten Anregungsfunktionen deutlich.

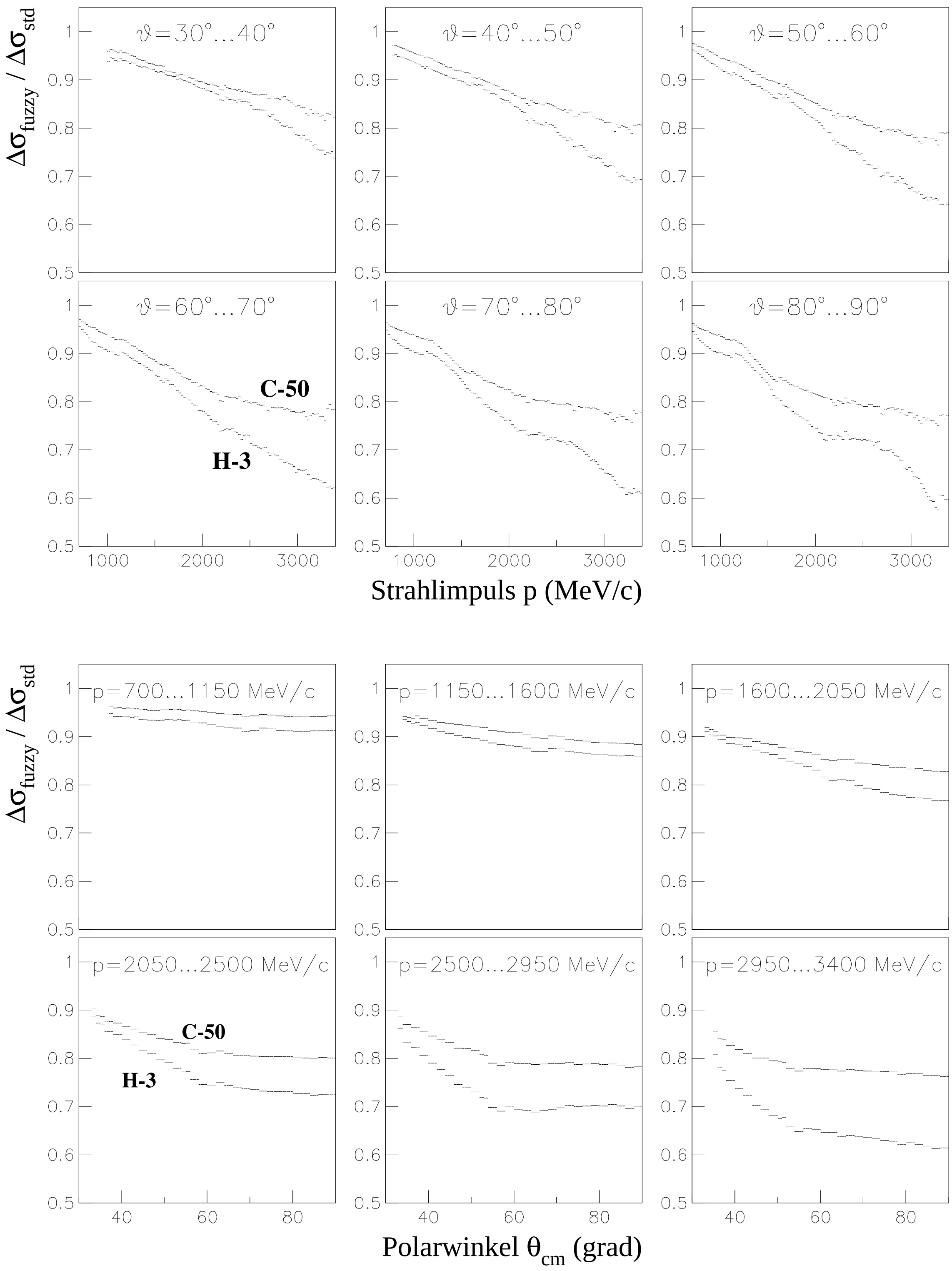


Abbildung 5.11: *Reduktion des statistischen Fehlers durch Anwendung der Varianten* `H-3` *und* `C-50`. *Mit* `H-3` *wird eine Verringerung des Fehlers um bis zu 40% erreicht.*

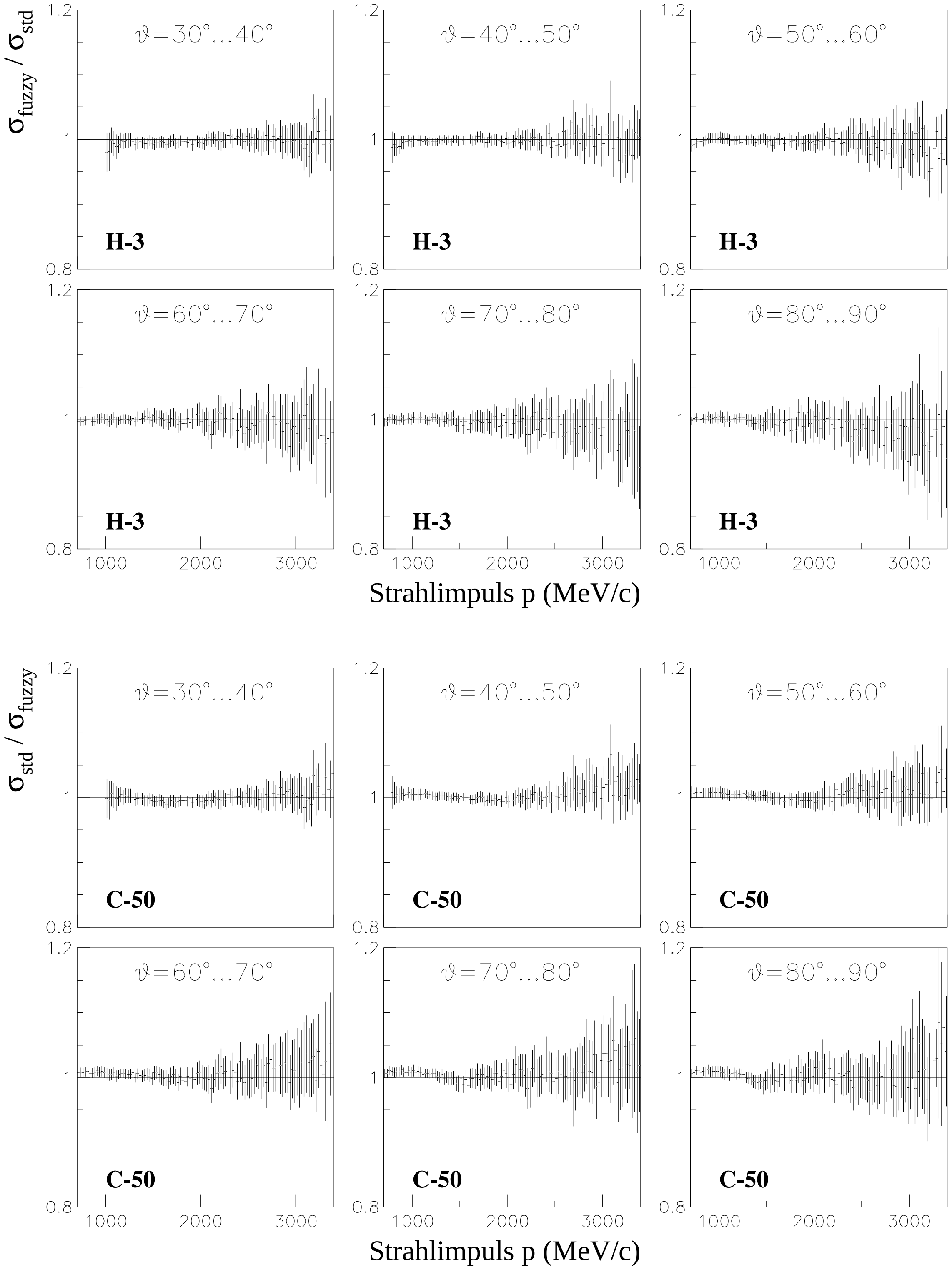


Abbildung 5.12: *Relative Änderung der Absolutwerte des differentiellen Wirkungsquerschnittes für die Variante* `H-3` *(oben) bzw.* `C-50` *(unten).*

5.4 Bestimmung der Analysierstärke

Wie in Kapitel 2 gezeigt, gilt für den differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega$ bei einer Messung mit unpolarisiertem COSY-Strahl ($P_X = P_Y = P_Z = 0$) und polarisiertem Target ($|\vec{Q}| \neq 0$) der Zusammenhang

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) \Big/ \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 \quad = \quad 1 + A_N[Q_Y \cos\varphi - Q_X \sin\varphi]. \tag{5.6}$$

So erzeugt z.B. die Spin-Bahn-Kopplung der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung eine Modulation des Wirkungsquerschnittes – und damit der gemessenen Zählrate – mit dem Azimutwinkel φ. Die Bestimmung der Analysierstärke durch direkte Ausnutzung dieser azimutalen Zählratenmodulation wird in [Col99] diskutiert.

Hier soll eine alternative Methode beschrieben werden, die auf der Auswertung von Zählraten-Asymmetrien beruht. Im folgenden wird von einer Polarisation des Targets in Y-Richtung ausgegangen (d.h. $Q_Y = |\vec{Q}|$). Die Überlegungen für den Fall einer Target-Polarisation in X-Richtung verlaufen völlig analog.

Unterteilt man den EDDA-Detektor, wie in Abbildung 5.13 gezeigt, in zwei Halbschalen und bezeichnet die Zählraten der vorwärtsgestreuten Protonen in der linken (rechten) Detektorhälfte mit N_L (N_R), so kann man eine Asymmetrie $\tilde{\epsilon}$ definieren als

$$\tilde{\epsilon} \quad = \quad \frac{N_L - N_R}{N_L + N_R} \quad . \tag{5.7}$$

Wegen Gleichung 5.6 gilt:

$$N_L \quad \propto \quad 1 + A_N Q_Y \langle\cos\varphi\rangle_L \tag{5.8}$$

$$N_R \quad \propto \quad 1 + A_N Q_Y \langle\cos\varphi\rangle_R \tag{5.9}$$

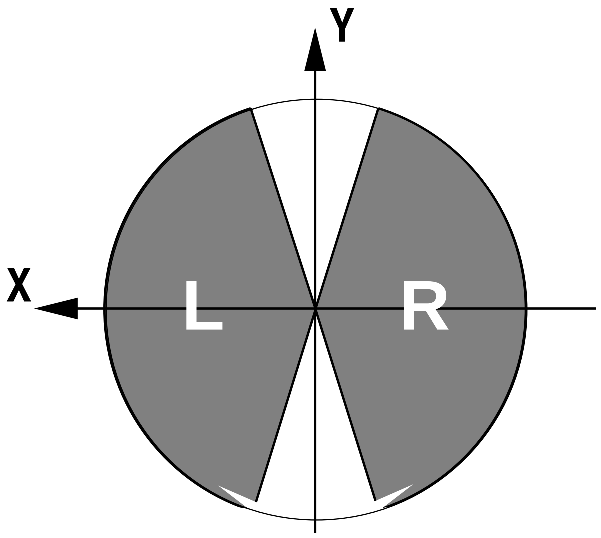


Abbildung 5.13: *Schematischer Querschnitt des EDDA-Detektors. Der COSY-Strahl verläuft in die Bildebene hinein. Die Aufteilung des Detektors in eine linke (L) und eine rechte (R) Hälfte umfasst nicht den kompletten Azimutwinkel, da bei $\varphi = 90°$ und $\varphi = 270°$ die Auslese der Szintillatorringe stattfindet. Die Winkelrekonstruktion ist in diesem Bereich sehr ungenau. Daher wird ein Bereich von $\Delta\varphi = \pm 15°$ um diese Stellen aus der Analyse ausgeschlossen.*

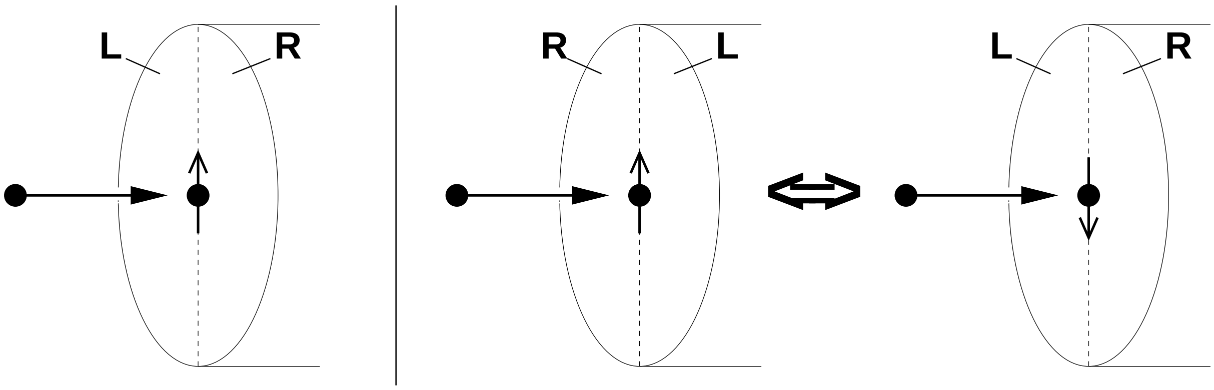


Abbildung 5.14: *Links: Der hier schematisch dargestellte EDDA-Detektor ist in eine linke (L) und eine rechte (R) Hälfte unterteilt. Die Wechselwirkung der Strahlprotonen mit dem in Y-Richtung polarisierten Target führt wegen der von Null verschiedenen Analysierstärke zu einer Links-Rechts-Asymmetrie in den Zählraten. Dem überlagert sind falsche Asymmetrien, die z.B. durch unterschiedliche Detektoreffizienzen in den beiden Halbschalen entstehen. Mitte/Rechts: Ein* Vertauschen *der Detektorhälften ist äquivalent zu einer Umkehr der Targetpolarisation (*Proper Spin-Flip*). Durch geschickte Kombination von Messungen mit entgegengesetzter Targetpolarisation können falsche Asymmetrien eliminiert werden.*

$\langle \cos \varphi \rangle_{L,R}$ ist der über den jeweils akzeptierten Azimutwinkelbereich gemittelte Cosinus. Wegen der Symmetrie von linker und rechter Detektorhälfte gilt:

$$\langle \cos \varphi \rangle_L = -\langle \cos \varphi \rangle_R =: \langle \cos \varphi \rangle$$

so daß aus (5.7) folgt:

$$\tilde{\epsilon} \quad = \quad A_N \, Q_Y \, \langle \cos \varphi \rangle \tag{5.10}$$

Bei bekannter Target-Polarisation kann somit von der Asymmetrie auf die Analysierstärke geschlossen werden.

Ein Problem ergibt sich hierbei durch sogenannte *falsche* Asymmetrien, deren Ursprung nicht in der Natur der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung liegt. Dazu zählen z.B. Asymmetrien, die durch unterschiedliche Effizienzen der beiden Detektorhälften erzeugt werden. Eine elegante Methode zur Umgehung dieser Problematik bietet die Auswertung nach dem Ohlsen-Verfahren [Ohl73].

Dabei werden jeweils die Daten zweier Messungen kombiniert, die sich durch einen *Proper Spin-Flip* unterscheiden. Anschaulich ausgedrückt, ist die Vertauschung von linker und rechter Detektorhälfte äquivalent zu einer Umkehrung (*Flip*) der Target-Polarisation (siehe Abbildung 5.14). Bezeichnet man die bei der Target-Polarisation Q_{+Y} (Q_{-Y}) gemessenen Zählraten mit N_L^+ und N_R^+ (N_L^- und N_R^-), so kann man durch Bildung des geometrischen Mittels folgende *Zählraten* für die linke und rechte Detektorhälfte definieren:

$$\mathcal{L} = \sqrt{N_L^- \cdot N_R^+} \quad ; \quad \mathcal{R} = \sqrt{N_L^+ \cdot N_R^-}$$

Auch für diese gemittelten Zählraten gilt der Zusammenhang

$$\epsilon := \frac{\mathcal{L} - \mathcal{R}}{\mathcal{L} + \mathcal{R}} \quad = \quad A_N \, Q_Y \, \langle \cos \varphi \rangle .$$

Der Unterschied zu (5.10) ist jedoch, daß etwaige Unterschiede der Detektoreffizienzen, die zu verschiedenen Korrekturfaktoren für N^+ und N^- führen würden, herausfallen, da in der Definition der Asymmetrie ϵ ausschließlich Produkte von N^+ und N^- auftreten. Falsche Asymmetrien aufgrund einer Verschiebung und/oder Verkippung des COSY-Strahls werden ebenfalls eliminiert. In [Lin00] wird der Effekt auf weitere falsche Asymmetrien untersucht.

Um aus der Asymmetrie ϵ gemäß (5.10) die Analysierstärke berechnen zu können, muß die Targetpolarisation Q_Y hinreichend genau bekannt sein. Mit dem in das Atomstrahltarget eingebaute Breit-Rabi-Polarimeter läßt sich nur die relative Polarisation bestimmen. Der Absolutwert wird durch Normierung der Relativmessung auf einen Referenzdatensatz festgelegt. Dies ist die Messung von McNaughton et al. [M$^+$90], die bei einer festen Energie von 730 MeV die Analysierstärke mit einer Normierungsunsicherheit $\leq 1\%$ angeben. Die Übertragung der auf diese Weise bestimmten Polarisation auf den gesamten Energiebereich ist gerechtfertigt, da zum einen die Relativmessung der Polarisation erst auf einer Zeitskala von mehreren Stunden eine Variation der Polarisation zeigt. Während eines Beschleunigungszyklus von typischerweise 15 s kann die Polarisation daher als konstant angesehen werden. Zum anderen muß gewährleistet sein, daß durch den Überlapp von Projektil- und Targetstrahl stets die gleiche *effektive* Polarisation gegeben ist. Da der

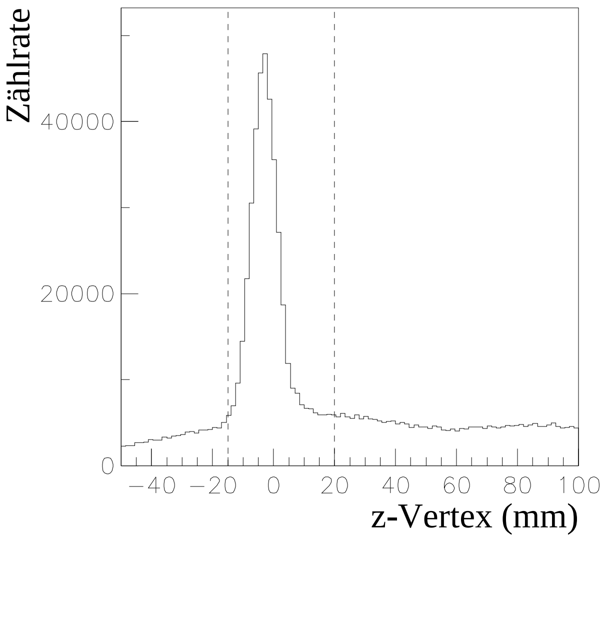


Abbildung 5.15: *Zählratenverteilung des Z-Vertex. Der Atomstrahl hat eine Breite von etwa 13 mm (FWHM) und sitzt auf einem unpolarisierten Untergrund. Der Abfall der Zählrate bei negativen Werten des Z-Vertex ist eine Folge der abnehmenden geometrischen Akzeptanz des EDDA-Detektors.*

polarisierte Atomstrahl von einem unpolarisierten Untergrund überlagert wird, nimmt die Polarisation an den Rändern des Targetstrahls stark ab. Ein Wandern des Projektilstrahls in vertikaler Richtung wäre mit einer starken Variation der effektiven Polarisation verbunden. In [Büs99] wurde gezeigt, daß sich der Schwerpunkt der Vertexverteilung während eines Beschleunigungszyklus in vertikaler Richtung nicht ändert. Auch das mit hohen Energien aufgrund adiabatischer Dämpfung schmaler werdende Profil des Projektilstrahls führt zu keiner merklichen Variation der effektiven Polarisation. Da der Atomstrahl mit $\Delta v_Y = 12$ mm (FWHM) etwa doppelt so breit ist, wie der COSY-Strahl, sind kleine Änderungen seiner Ausdehnung vernachlässigbar, solange sich der Strahlüberlapp auf den zentralen Bereich des Targetstrahls konzentriert.

5.4.1 Ereignisselektion mit scharfen Schnitten

Im folgenden wird die Selektion elastischer Ereignisse dargestellt, wie sie für die Bestimmung der Analysierstärke in [Wei00] verwendet wurde. Die Ergebnisse dieser *Standard*-Methode werden dann als Referenz genommen, um den Einfluß des Fuzzy-Logic-Verfahrens zu beurteilen.

Anders als bei Messungen mit dem Fädchentarget kann bei dem Einsatz des Atomstrahls der Untergrund nicht separat gemessen werden. Er kann mit statistischen Methoden, d.h. durch Betrachtung einer Gesamtheit von Daten, bestenfalls abgeschätzt, nicht aber korrigiert werden. Die Ereignisklassifikation muß daher Event-weise anhand der Signatur eines jeden Ereignisses stattfinden.

Mit **Akzeptanz-Schnitten** werden zunächst die Energie-, Winkel- und Vertexbereiche selektiert, für die eine Messung elastischer Streuereignisse mit dem EDDA-Detektor möglich bzw. realistisch ist. Im einzelnen wird diese Auswahl durch folgende Bedingungen festgelegt:

- **Der Strahlimpuls p ist größer als 1000 MeV/c.** Bei kleineren Strahlimpulsen ist die Energie des rückwärtsgestreuten Protons so niedrig, daß eine Absorption in der Strahlrohrwand oder in der Innenschale wahrscheinlich wird.

- **Die Bereiche der Ringauslese werden ignoriert.** Bei $\varphi = 90°$ und $\varphi = 270°$ werden die Halbring-förmigen Szintillatoren der Außenschale ausgelesen. Die Rekonstruktion des Polarwinkels ist dort ungenau, weshalb die Winkelbereiche $\Delta\varphi = \pm 15°$ um diese Stellen in der Analyse nicht berücksichtigt werden.

- **Der Polarwinkel θ_{lab} liegt im Akzeptanzbereich des Detektors.** Die Akzeptanz des EDDA-Detektors für elastische Ereignisse mit kleinem Streuwinkel nimmt zu niedrigen Energien hin ab. Dies wird durch einen impulsabhängigen Schnitt auf den Polarwinkel berücksichtigt [Büs99].

- **Der Z-Vertex liegt im Bereich des Atomstrahls (-15 mm$\leq v_Z \leq 20$ mm).** Wie in Abbildung 5.15 zu sehen, sitzt der Atomstrahl auf einem unpolarisierten Untergrund. Durch den Schnitt auf v_Z wird der unphysikalische Bereich eliminiert.

- **X- und Y-Vertex liegen im Bereich des Atomstrahls.** Um zu gewährleisten, daß nur solche Ereignisse berücksichtigt werden, deren Vertex im Überlappbereich von Projektil- und Targetstrahl liegen, wird ein elliptischer Schnitt auf den XY-Vertex vorgenommen. Die Grenze ist festgelegt als die dreifache Halbwertsbreite der Intensitätsverteilung des Projektilstrahls.

Nach dieser Vorauswahl findet die eigentliche **Selektion der elastischen Ereignisse** statt, fortan als *Standard-Schnitt* bezeichnet. Dazu werden die folgenden Kriterien verwendet:

- **Ideales Treffermuster in der Außenschale.** Ein ideales elastisches Streuereignis erzeugt zwei Treffer in der Stablage und jeweils einen Treffer in den Halbschalen der Ringlage.

- **Die Innenschalen-Multiplizität ist kleiner als neun.** Für ein ideales Streuereigniss erwartet man, daß vier Fasern der Innenschale Signale liefern und zur eindeutigen Rekonstruktion zweier Durchstoßpunkte führen. Durch Übersprechen der Kanäle[8] oder Sekundärreaktionen kann sich dieser Wert erhöhen.

- **Für das kinematische Defizit gilt:** $\alpha \leq (11 - p[\mathrm{GeV/c}])^\circ$ – Wie bereits mehrfach erwähnt, haben elastische Ereignisse einen kleinen Wert für das kinematische Defizit. Der α-Schnitt wird impulsabhängig gewählt, um dem mit höheren Energien ansteigenden Untergrundanteil Rechnung zu tragen.

- **Der Vertexfit konvergiert (zusätzlich:** $\chi^2 \leq 25$**).** Wie in Abschnitt 5.1.1 beschrieben, geht in den Vertexfit die Kinematik der elastischen Proton-Proton-Streuung ein. Für ein Ereignis, dessen Winkel stark von der elastischen Signatur abweicht, konvergiert der Vertexfit i.a. nicht bzw. liefert einen sehr großen Wert für χ^2.

- **Der Energieverlust in der Stablage liegt maximal** 50% **über dem theoretisch erwarteten Wert.** Da der Energieverlust von der Art des Ejektils abhängt, kann diese Information zur Ereignisklassifikation genutzt werden.

Unter Anwendung dieser Schnitte wurden die Analysierstärken für die Daten der Strahlzeit Juni'98 bestimmt. Sie dienen hier als Vergleichsgrundlage zur Bewertung der Fuzzy-Logic-Methode. Weitere Informationen zur Auswertung nach dem Standardverfahren sind in [Wei00, Büs99] zu finden.

5.4.2 Anwendung der Fuzzy-Logic

In diesem Abschnitt wird eine alternative Methode der Ereignisselektion vorgestellt, die dem in 5.3 beschriebenen Verfahren zur Vorselektion von Fächentarget-Daten in einigen Punkten ähnelt. Ein entscheidender Unterschied resultiert aus der Unmöglichkeit, bei Verwendung des Atomstrahltargets den Untergrund separat zu messen. Daher können

[8] Jeweils 16 Kanäle werden mit einem Vielfach-Multiplier ausgelesen.

Zugehörigkeitsfunktionen für einzelne Meßgrößen nicht explizit aus den Daten ermittelt werden, und auch die Festlegung einer Selektion durch Vorgabe einer gewünschten Untergrundunterdrückung ist in diesem Fall nicht machbar. Wie sich aber zeigt, kann auch für Daten, die mit dem Atomstrahl gemessen wurden, ein sinnvoller μ-Schnitt gefunden werden.

Zunächst muß wiederum eine Auswahl der Meßgrößen stattfinden, deren Information in der weiteren Auswertung genutzt werden soll. Es sind dies:

$$\begin{aligned} x &= (\alpha, \Delta\phi, \Delta E, td) \\ \alpha &: \text{kinematisches Defizit } (\rightarrow 3.3.1) \\ \Delta\phi &: \text{Differenz der Azimutwinkel} \\ \Delta E &: \text{Energieverlust beider Ejektile in der Stablage} \\ td &: \textit{track distance} - \text{kleinster Abstand der geometrisch} \\ & \text{rekonstruierten Trajektorien von Ejektil 1 und 2} \end{aligned}$$

Da die Konvergenz des Vertexfits zu den Schnittkriterien des Standard-Verfahrens gehört, wird bei der Fuzzy-Logic-Methode auf den Vertexfit verzichtet, die Größen α, $\Delta\phi$ und td werden allein durch geometrische Rekonstruktion bestimmt.

Der Verlauf der Zugehörigkeitsfunktionen $\mu_i(x_i)$ muß geschätzt werden, da keine explizite Information über den Untergrundanteil in Abhängigkeit der Meßgrößen x_i vorliegt. Zur groben Orientierung kann ein eingeschränkter[9] Schnitt nach der Standard-Methode verwendet werden, um den Verlauf der Zählratenverteilungen des elastischen Anteils abzuschätzen. Es genügt ohnehin, den tendenziellen Verlauf der – nicht bekannten – *wahren* Zugehörigkeitsfunktion richtig wiederzugeben, da leichte Abweichungen vom wahren Verlauf lediglich zu einer Verzerrung in der $\mu_{elastic}(M_1, M_2)$-Verteilung führen. Anschaulich gesagt heißt das, durch kleine Änderungen der Zugehörigkeitsfunktion $\mu_i(x_i)$ ändert sich zwar die Form eines μ-Schnittes in der $\mu_{elastic}(M_1, M_2)$-Verteilung. Die durch den μ-Schnitt selektierten Ereignisse sind jedoch in beiden Fällen die gleichen.

Die vier Zugehörigkeitsfunktionen werden mit der γ-Verknüpfung zu den zwei neuen Größen $M_{1,2}$ kombiniert:

$$\begin{aligned} M_1(x) &= \mu_\alpha \cdot \mu_{\Delta\phi} \\ M_2(x) &= \mu_{\Delta E} \cdot \mu_{td} \end{aligned}$$

$$\mu_{elastic} = \frac{N_{elastic}(M_1, M_2)}{N_{all}(M_1, M_2)}$$

Um die Verteilung $N_{elastic}$ zu bestimmen, wird in diesem Fall der vollständige Standard-Schnitt auf die Daten (N_{all}) angewandt. Es mag zunächst verwundern, daß die Standard-Methode zur Definition von $\mu_{elastic}$ herangezogen wird. Die Frage, ob ein scharfer (μ-)

[9] Die aktuell betrachtete Meßgröße muß jeweils aus dem Schnitt herausgenommen werden. Um z.B. die Energieverlust-Zählratenverteilung des elastischen Anteils zu bestimmen, wird der Standard-Schnitt *ohne* Schnitt auf ΔE verwendet.

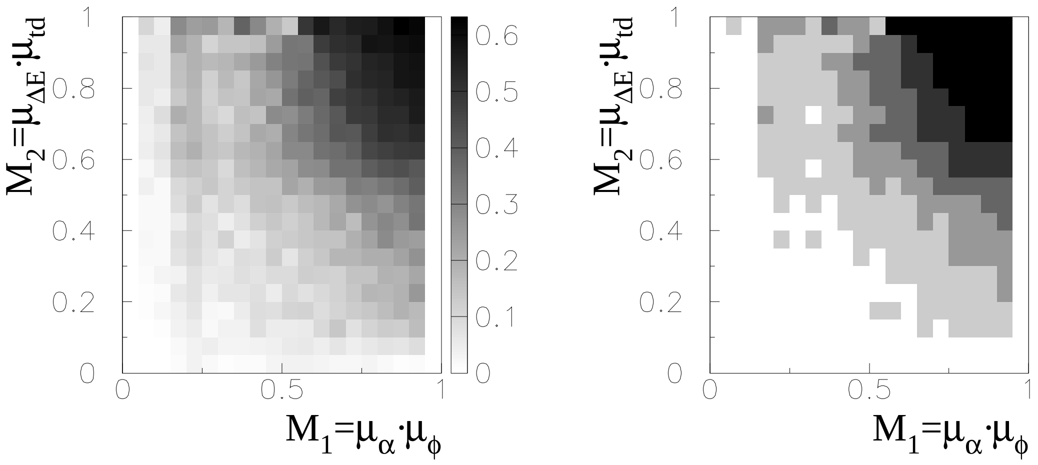


Abbildung 5.16: *Links:* $\mu_{elastic}(M_1, M_2)$ *– je dunkler der Bereich, umso größer ist der Anteil elastischer Ereignisse. Der Absolutwert von* $\mu_{elastic}$ *kann hier (im Gegensatz zu Abb. 5.6) nicht als Wahrscheinlichkeit interpretiert werden (siehe Text). Rechts:* $\mu_{elastic}$ *wird in verschiedene Wertebereiche aufgeteilt: Weiß* $(0 < \mu_{elastic} < 0.1)$*,* $(0.1 < \mu_{elastic} < 0.2)$*...Schwarz* $(\mu_{elastic} > 0.5)$

Schnitt auf die so erstellte $\mu_{elastic}$-Verteilung tatsächlich mehr Information ausnutzt, als der scharfe Schnitt, mit dem $N_{elastic}$ erzeugt wurde, kann jedoch positiv beantwortet werden. Im wesentlichen unterschätzt $N_{elastic}$ die *wahre* Zählratenverteilung des elastischen Anteils, da der Standard-Schnitt sehr restriktiv gewählt ist. Somit sind zwar die Absolutwerte von $\mu_{elastic}$ nicht korrekt im Sinne der ursprünglichen Definition der Zugehörigkeitsfunktion, d.h. $\mu_{elastic}$ kann nicht interpretiert werden, als die Wahrscheinlichkeit eines Ereignisses, *elastisch zu sein*. Wohl aber wird der Verlauf der Wahrscheinlichkeit dafür, elastische Ereignisse in der $\mu_{elastic}$-Verteilung vorzufinden, richtig wiedergegeben. Die Anwendung von μ-Schnitten liefert aus diesem Grund tatsächlich eine andere – u.U. bessere – Selektion der Daten, als dies bei Anwendung der Standard-Methode der Fall ist. Es ergibt sich nun die Frage, wie der optimale μ-Schnitt zu wählen ist. Das für die Fädchentarget-Daten entwickelte Verfahren läßt sich hier nicht anwenden, da es die Kenntnis des Untergrundanteils voraussetzt.

Eine Möglichkeit, die Qualität verschiedener Selektionen der Daten zu beurteilen, besteht im Vergleich der aus ihnen ermittelten Analysierstärken. Es wurden daher die Analysierstärken für fünf Datensätze bestimmt, die jeweils einen festen Wertebereich von $\mu_{elastic}$ abdecken (siehe Abbildung 5.16). Da zu erwarten ist, daß der Untergrund eine andere Analysierstärke hat, als der elastische Anteil, sollten die Ergebnisse mit steigendem $\mu_{elastic}$ gegen den Verlauf der elastischen Analysierstärke konvergieren.

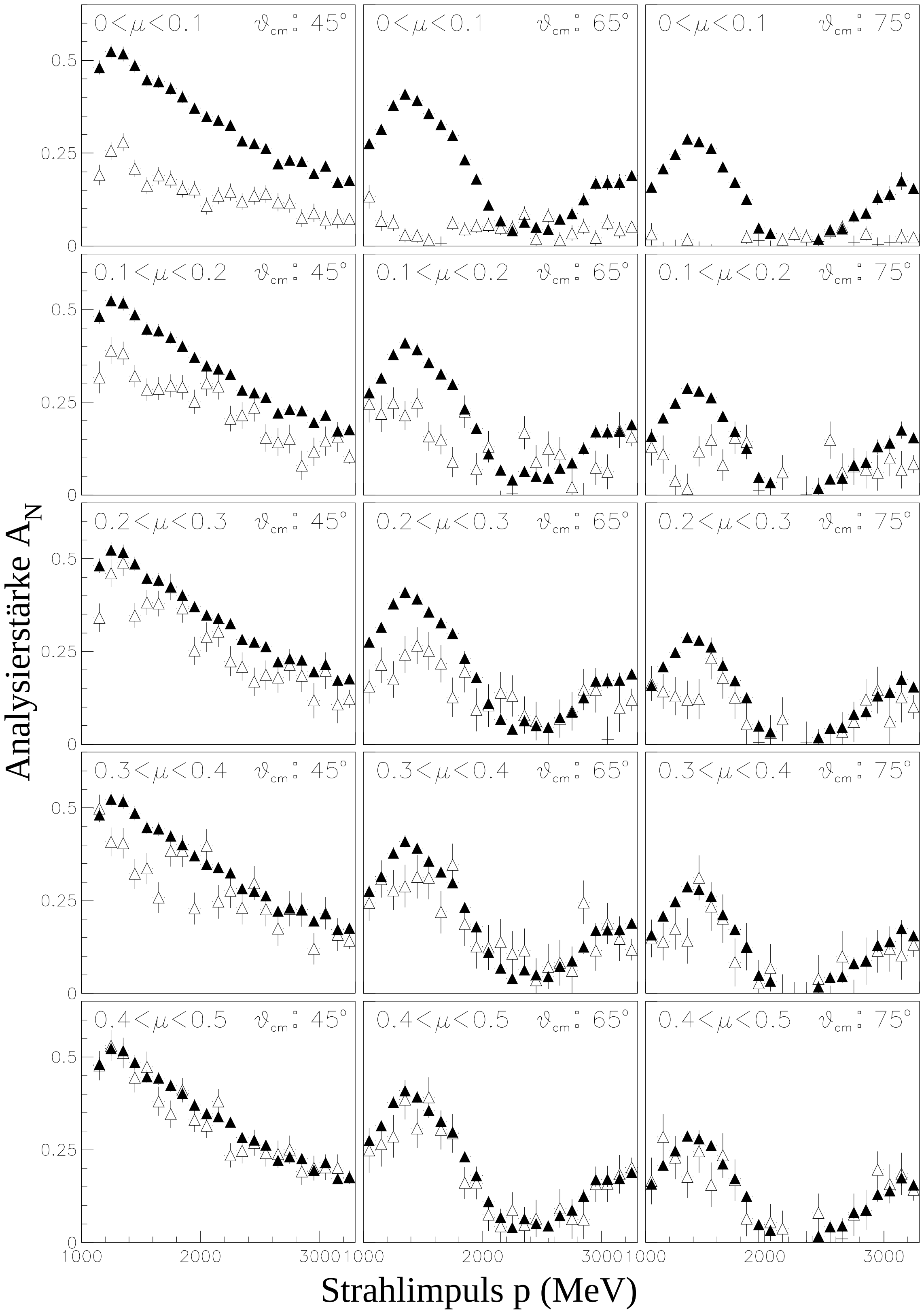


Abbildung 5.17: *Analysierstärken für verschiedene μ_0-Wertebereiche. Die Bins in ϑ_{cm} umfassen jeweils $10°$ ($\vartheta_{cm} \pm 5°$). Die gefüllten Symbole sind die mit der Standard-Methode ermittelten Referenzwerte.*

Abbildung 5.17 zeigt die Analysierstärken der fünf Datensätze für jeweils drei Winkelbereiche. Die gefüllten Symbole sind die als Referenz dienenden Analysierstärken des Gesamtdatensatzes, bestimmt nach dem Standard-Verfahren. Für kleine Werte von $\mu_{elastic}$ zeigen sich deutliche Abweichungen von der elastischen Analysierstärke. Im zweiten Wertebereich ($0.1 < \mu_{elastic} < 0.2$) wird bereits ein Großteil des Untergrundes unterdrückt, denn die Analysierstärken nähern sich denen der Referenzauswertung. Ab $\mu_{elastic} > 0.4$ stimmen die Ergebnisse statistisch überein, es sind keine systematischen Abweichungen mehr zu erkennen.

In der folgenden Tabelle sind die Werte der χ^2-Abweichung für die verschiedenen Wertebereiche aufgetragen. Die letzte Spalte enthält das (reduzierte) χ^2 für die Abweichung im gesamten Winkelbereich von $\theta_{cm} = 30° \ldots 90°$. Die Werte können nur eine grobe Orientierung geben, da den unterschiedlichen Datensätzen nicht die gleiche Statistik zu Grunde liegt.

$$\chi^2 = \sum_i \frac{\left(A_N^{\mu}(p_i) - A_N^{std}(p_i)\right)^2}{\left(\sigma_{A_N^{\mu}(p_i)}\right)^2 + \left(\sigma_{A_N^{std}(p_i)}\right)^2}$$

	35°	45°	55°	65°	75°	85°	30° … 90°
$0 < \mu_{elastic} < 0.1$	8.70	49.16	67.11	58.48	43.56	6.85	37.02
$0.1 < \mu_{elastic} < 0.2$	1.83	8.87	6.16	6.18	5.02	2.08	5.08
$0.2 < \mu_{elastic} < 0.3$	2.25	3.31	2.51	3.42	1.70	1.16	2.63
$0.3 < \mu_{elastic} < 0.4$	1.38	3.34	1.84	1.27	0.81	1.07	1.90
$0.4 < \mu_{elastic} < 0.5$	1.16	0.92	0.52	0.63	0.79	0.78	0.89

Die bessere Übereinstimmung der Analysierstärken mit steigendem $\mu_{elastic}$ spiegelt sich in dem kleiner werdenden χ^2 wider. Da die Konvergenz der Ergebnisse ab $\mu_{elastic} > 0.4$ erreicht ist, wird zur Selektion der Daten ein μ-Schnitt mit $\mu_0 = 0.4$ verwendet.

Die Analysierstärken für diese Auswahl sind in Abbildung 5.18 dargestellt (zusätzlich auch die Ergebnisse für $\mu_0 = 0.5$). Es ergeben sich nur äußerst geringe Abweichungen von den Referenzwerten. Ein Vergleich der mit dem Standard-Schnitt und dem μ-Schnitt selektierten Datensätze zeigt, daß 25% der Daten, die der Standard-Schnitt verwirft, in der Akzeptanz des μ-Schnittes liegen ($\sim 9 \cdot 10^5$ Ereignisse). Gleichzeitig verwirft der μ-Schnitt 7% der nach der Standard-Methode akzeptierten Daten ($\sim 6 \cdot 10^5$ Ereignisse). Insgesamt enthält der μ-Schnitt etwa 3% mehr Ereignisse als der Referenz-Datensatz.

Um zu untersuchen, welche der beiden Methoden die objektiv *bessere* ist, bietet es sich an, die eben genannten Klassen von Ereignissen getrennt auszuwerten. D.h. es wird jeweils ein Datensatz mit Ereignissen erzeugt, die von dem einen Verfahren verworfen und gleichzeitig von dem anderen Verfahren akzeptiert werden. Ein Vergleich der für diese beiden Datensätze bestimmten Analysierstärken sollte deutliche Unterschiede zeigen, wenn eines der Verfahren gegenüber dem anderen favorisiert würde.

Abbildung 5.19 zeigt die Ergebnisse für Daten, die von der Fuzzy-Logic-Methode selektiert und von der Standard-Methode verworfen werden (zusätzlich auch die Variante

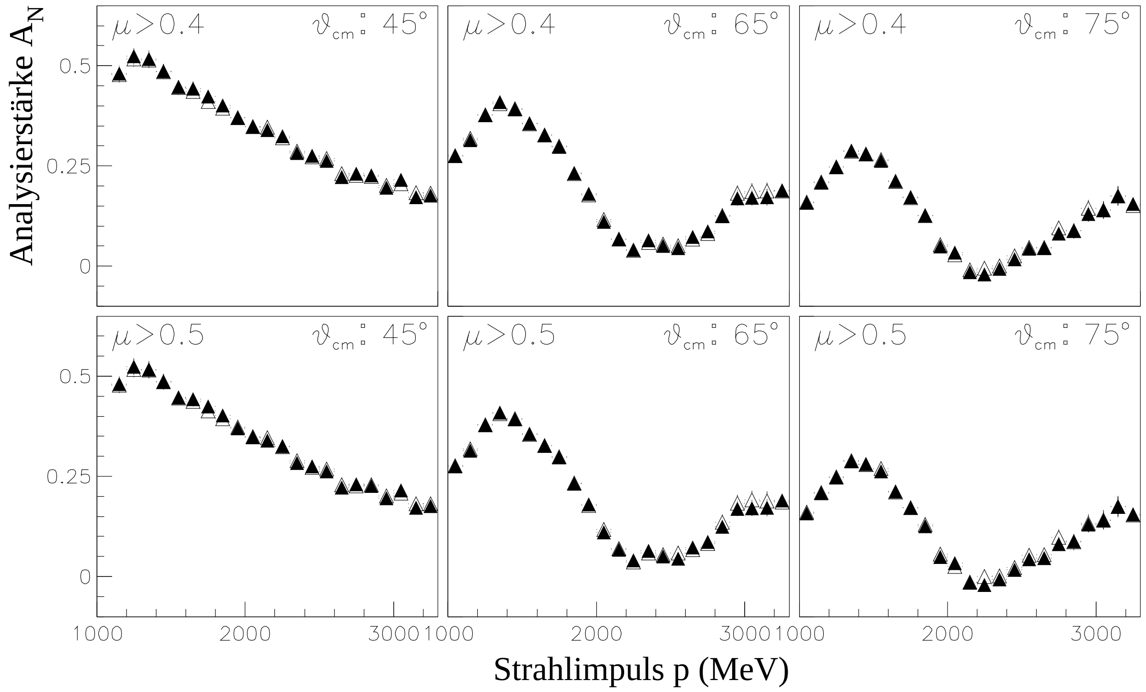


Abbildung 5.18: *Die offenen Symbole zeigen die Analysierstärken für die Selektion* $\mu_{elastic} > 0.4$ *bzw.* $\mu_{elastic} > 0.5$

mit dem restriktiveren μ-Schnitt $\mu_0 = 0.5$). Umgekehrt zeigt Abbildung 5.20 die Analysierstärken für Ereignisse, die von der Fuzzy-Logic-Methode verworfen und von der Standard-Methode akzeptiert werden (zusätzlich eine Variante für den weniger restriktiven Schnitt $\mu_0 = 0.3$). Die geschlossenen Symbole geben jeweils die Ergebnisse der Standard-Analyse wieder.

Ein Vergleich dieser beiden Auswertungen führt zu keinem eindeutigen Ergebnis. Weder die Fuzzy-Logic-Methode noch die Standard-Methode zeigt im Lichte dieser Auswertung klare Vorteile gegenüber dem jeweils anderen Verfahren. In beiden Fällen ergeben sich leichte systematische Abweichungen von den Referenzwerten, insbesondere bei kleinen Polarwinkeln. Eine Interpretation der Ergebnisse folgt im nächsten Abschnitt.

5.4.3 Diskussion der Ergebnisse

Wie in Zusammenhang mit Abbildung 5.4 bereits diskutiert, beträgt der Anteil inelastischer Reaktionskanäle für Energien oberhalb 1 GeV bereits mehr als 50% des Gesamtwirkungsquerschnittes. Ein merklicher Beitrag dieses Untergrundes zu dem selektierten Datensatz würde die Analysierstärken verfälschen, da die inelastischen Kanäle i.a. eine von dem elastischen Kanal verschiedene Analysierstärke aufweisen. Der Frage, wie groß dieser Untergrundanteil ist, kann man sich von zwei Seiten nähern.

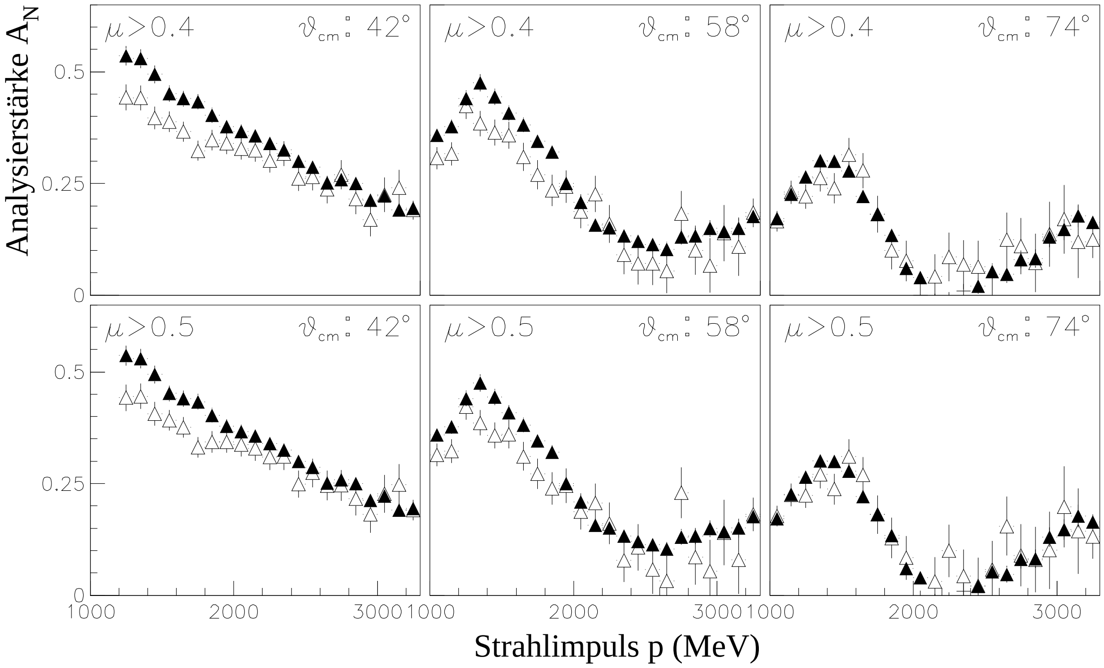


Abbildung 5.19: *offene Symbole: Analysierstärken für Ereignisse, die von dem Standard-Schnitt verworfen und gleichzeitig von dem μ-Schnitt akzeptiert werden.*

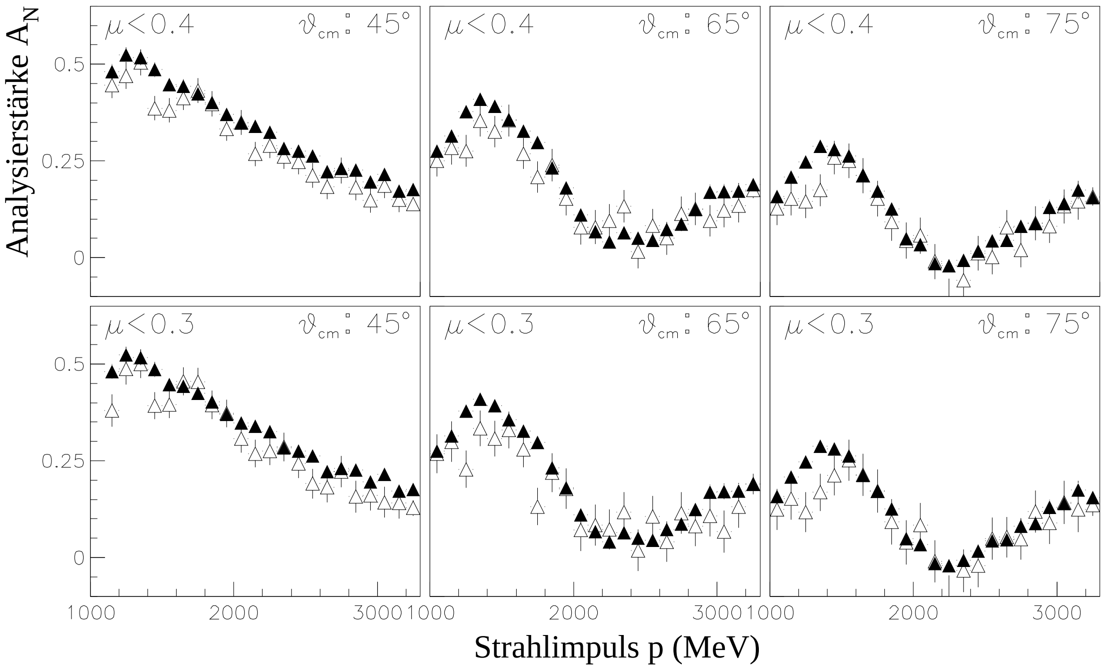


Abbildung 5.20: *offene Symbole: Analysierstärken für Ereignisse, die von dem Standard-Schnitt akzeptiert und gleichzeitig von dem μ-Schnitt verworfen werden.*

Zum einen erlauben Simulationsrechnungen eine Abschätzung des Untergrundes auf Basis vereinfachender Modelle der Nukleon-Nukleon-Streuung. In [Lin00] wurden solche Untersuchungen durchgeführt, mit dem Ergebnis, daß der Anteil inelastischer Streuereignisse kleiner als 1.3% ist. Hierbei ist zu berücksichtigen, daß der verwendete Eventgenerator MICRES ausschließlich pionische Kanäle erzeugt, deren Winkelverteilungen zudem für Energien oberhalb 1.5 GeV deutliche Abweichungen von experimentellen Daten aufzeigen [Ros94].

Eine zweite Möglichkeit zur Abschätzung des Untergrundanteils wird in [Büs99] vorgeschlagen. Unter der Annahme, daß die Zählratenverteilung des χ^2 aus dem Vertexfit bei großen Werten ($\chi^2 > 30$) fast ausschließlich von inelastischen Kanälen besetzt wird, kann durch Interpolation des Verlaufs bei großen χ^2 in den Bereich kleiner χ^2 die Größe des in der Analyse akzeptierten Untergrundanteils bestimmt werden. Sie beträgt im Mittel etwa 5% und steigt bei hohen Energien und in der Nähe des symmetrischen Winkels ($\theta_{cm} = 90°$) auf bis zu 9% an.

Wie erklären sich die Unterschiede dieser beiden Abschätzungen? Vieles deutet darauf hin, daß die letztgenannte Methode den inelastischen Anteil in den selektierten Daten stark überschätzt. So wird z.B. in [Büs00] eine Erweiterung des Standard-Schnittes vorgeschlagen, die zwar den durch χ^2-Interpolation abgeschätzten Untergrund halbiert, am Ergebnis der Analysierstärken jedoch im Rahmen der (durch den restriktiveren Schnitt um 10% geringeren) Statistik nichts ändert.

Die wahrscheinlichste Erklärung hierfür ist, daß ein Großteil des sogenannten *Untergrundes* durch elastische Streuereignisse hervorgerufen wird, die in der Innenschale bzw. in der Strahlrohrwand Sekundärreaktionen auslösen oder durch Kleinwinkelstreuung von ihrer idealen Bahn abgelenkt werden. Diese *ursprünglich elastischen* Ereignisse erzeugen dann im Detektor eine Signatur, die sich von der idealen elastischen Signatur signifikant unterscheidet. Sie werden als Untergrund klassifiziert, weisen aber im wesentlichen nach wie vor eine elastische Analysierstärke auf. Diese Vermutung wird durch Untersuchungen in [Wei00] bekräftigt. Dort wird gezeigt, daß eine – durchaus drastische – Variation der Schnitt-Kriterien zu keinen statistisch bedeutsamen Änderungen der ermittelten Analysierstärken führt.

Auch die in dieser Arbeit dargestellten Ergebnisse zur Anwendung der Fuzzy-Logic bei der Auswertung von Atomstrahl-Daten unterstützen diese These. Die Fuzzy-Logic-Methode liefert zwar eine von der Standard-Methode verschiedene Selektion der Daten. An den Analysierstärken ändert sich jedoch nichts. Zudem legt die Auswertung der in den Abbildungen 5.19 und 5.20 gezeigten Datensätze nahe, daß eine weitere Verfeinerung der Selektion anhand der mit dem EDDA-Detektor gemessenen Signatur kaum möglich ist. Ansonsten hätte man eine stärkere Favorisierung eines der beiden betrachteten Verfahren erwarten können. Mit großer Wahrscheinlichkeit liefert deshalb die mit Hilfe von Simulationsrechnungen ermittelte Untergrundabschätzung die realistischeren Werte.

6 Zusammenfassung

Mit dem am Jülicher Cooler Synchrotron COSY installierten internen Target-Experiment EDDA werden Observablen der elastischen Proton-Proton-Streuung in kleinen Energie- und Winkelschritten vermessen. Die von COSY bereitgestellten Strahlenergien reichen von 500 MeV bis 2500 MeV, der akzeptierte Winkelbereich des Detektors umfasst den kompletten Azimut sowie den Polarwinkelbereich $\theta_{lab} = 10° \ldots 72°$, was im Schwerpunktsystem einem nutzbaren Bereich von $\theta_{cm} = 35° \ldots 90°$ entspricht.

Die Datennahme zur Vermessung des differentiellen Wirkungsquerschnittes $d\sigma/d\Omega$ wurde im Sommer 1996 abgeschlossen. Ein Teil der Ergebnisse wurde bereits in [A+97] veröffentlicht. Mit Hilfe der über den gesamten Energie- und Winkelbereich einheitlich normierten EDDA-Daten konnte die Qualität existierender Streuphasen wesentlich verbessert werden [AOS+97].

Im Rahmen der hier vorgestellten Arbeit wurde eine Methode entwickelt, die mit Konzepten aus dem Bereich der Fuzzy-Logic eine effektivere Ausnutzung der mit dem Detektor gemessenen Information erlaubt. Die Eliminierung des Untergrundanteils in den mit Fädchentargets gemessenen Daten geschieht über ein statistisches Verfahren, dessen statistischer Fehler mit der Qualität der Vorauswahl skaliert. Durch Einsatz der Fuzzy-Logic konnte der Anteil des Untergrundes in den vorselektierten Daten im Mittel um 70% verringert werden. Die Datenpunkte für den differentiellen Wirkungsquerschnitt können daher mit um bis zu 40% kleineren statistischen Fehlern bestimmt werden. In Abbildung 6.1 sind zum Vergleich Anregungsfunktionen und Winkelverteilungen des differentiellen Wirkungsquerschnittes, ausgewertet nach der herkömmlichen bzw. nach der neuen Methode dargestellt. Die Verbesserung durch das Fuzzy-Logic-Verfahren zeigt sich vor allem im Bereich hoher Energien und in der Nähe des symmetrischen Winkels ($\theta_{cm} = 90°$), da der elastische Wirkungsquerschnitt dort sehr klein ist und gleichzeitig der Beitrag des Untergrundes stark zunimmt.

Durch Einsatz des polarisierten Atomstrahltargets und – zur Bestimmung der Spinkorrelationsparameter – des polarisierten COSY-Strahls sind dem EDDA-Experiment die Polarisationsobservablen A_N, A_{NN}, A_{SS} und A_{SL} zugänglich. Die Auswertungen zur Bestimmung der Analysierstärke sind abgeschlossen [Büs99, Wei00]. Für die Spinkorrelationsparameter liegen erste Ergebnisse vor [Bau99], es wird jedoch im Mai 2001 noch eine weitere Produktionsstrahlzeit stattfinden.

Für die Ermittlung der Analysierstärke nach dem Ohlsen-Verfahren benötigt man einen möglichst reinen, d.h. untergrundfreien Datensatz elastisch gestreuter Ereignisse. Anders als bei Messungen mit dem Fädchentarget kann beim Einsatz des Atomstrahltargets der Untergrund nicht separat gemessen werden. Die Datenselektion muß daher anhand der gemessenen Signatur eines jeden Ereignisses stattfinden, ein statistischer Abzug des Untergrundes ist hier nicht möglich.

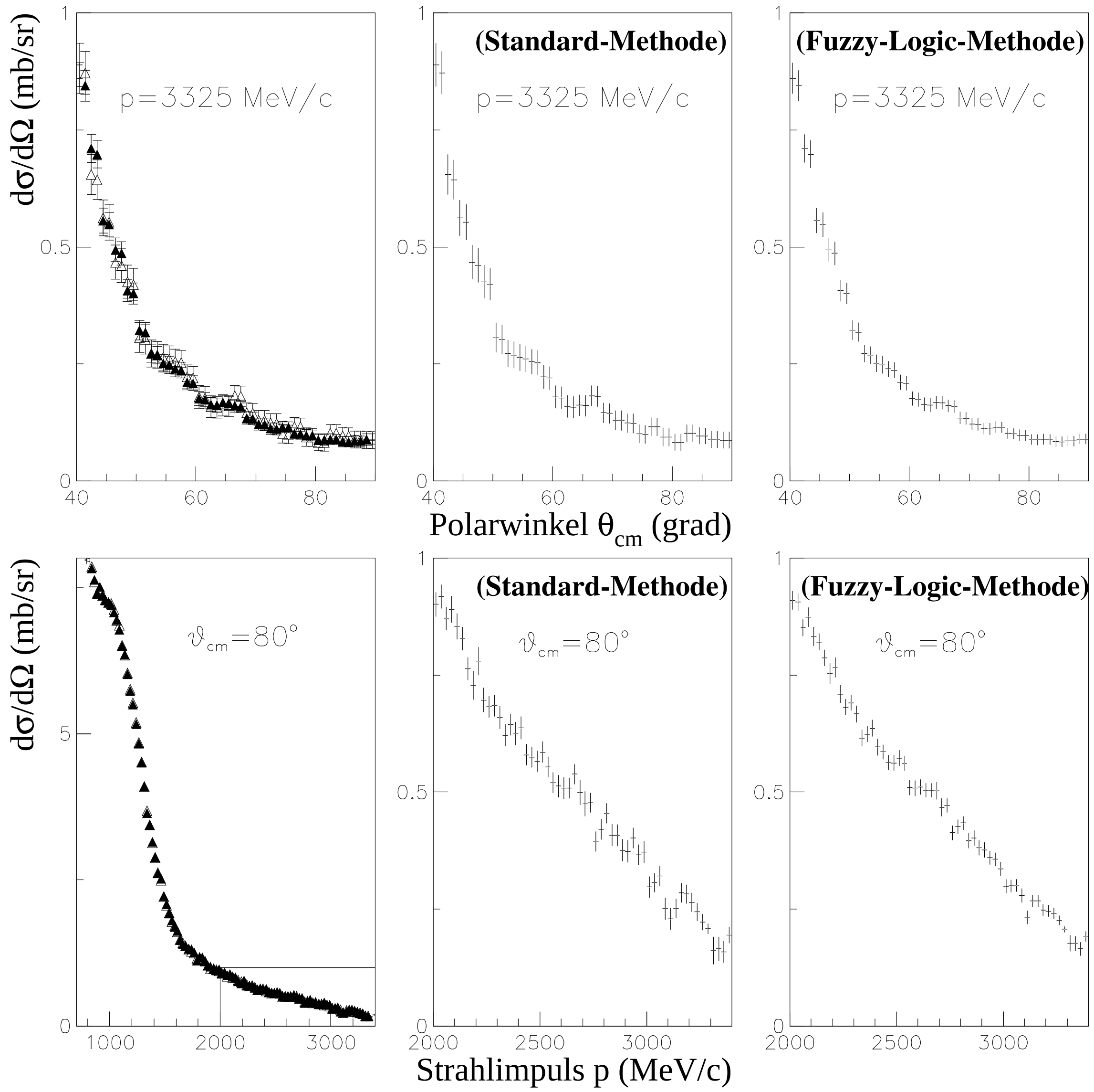


Abbildung 6.1: *Vergleich einer Winkelverteilung (oben) sowie einer Anregungsfunktion (unten) des differentiellen Wirkungsquerschnittes $d\sigma/d\Omega$, ausgewertet mit der Standard-Methode (offene Symbole) bzw. mit dem in dieser Arbeit vorgestellten Fuzzy-Logic-Verfahren (geschlossene Symbole). Die mittleren und rechten Histogramme zeigen die Ergebnisse getrennt für beide Methoden (unten eine Vergrößerung des Ausschnittes von 2000 MeV/c bis 3400 MeV/c). Das Fuzzy-Logic-Verfahren reduziert den statistischen Fehler erheblich und erhöht damit die Qualität des EDDA-Datensatzes.*

In dieser Arbeit wurde untersucht, inwieweit die sehr restriktiven Schnitte der herkömmlichen Auswertemethode durch den Einsatz von Fuzzy-Logic verbessert werden können. Es zeigt sich, daß eine dem Verfahren zur Vorselektion von Fädchentarget-Daten ähnliche Methode zwar eine andere Auswahl der mit dem Atomstrahltarget aufgenommenen Ereignisse liefert. Die daraus bestimmten Analysierstärken ändern sich jedoch nicht.

Weitere Untersuchungen legen nahe, daß ein Großteil der als *Untergrund* klassifizierten Daten durch elastische Streuereignisse hervorgerufen wird, deren Signatur aufgrund von Sekundärreaktionen oder Kleinwinkelstreuung außerhalb der Akzeptanz der Selektionskriterien für elastische Ereignisse liegt. Diese Untergrund-Ereignisse zeigen jedoch nach wie vor eine elastische Analysierstärke. Der aus den Daten abgeschätze Anteil *inelastischer* Streuereignisse ist daher mit großer Wahrscheinlichkeit zu hoch. Realistischer sind Werte aus Monte-Carlo-Rechnungen, die den inelastischen Untergrund in den selektierten EDDA-Daten mit $\leq 1.3\%$ angeben [Lin00].

A Dokumentation des Hardcallbacks `FuzzyFilter`

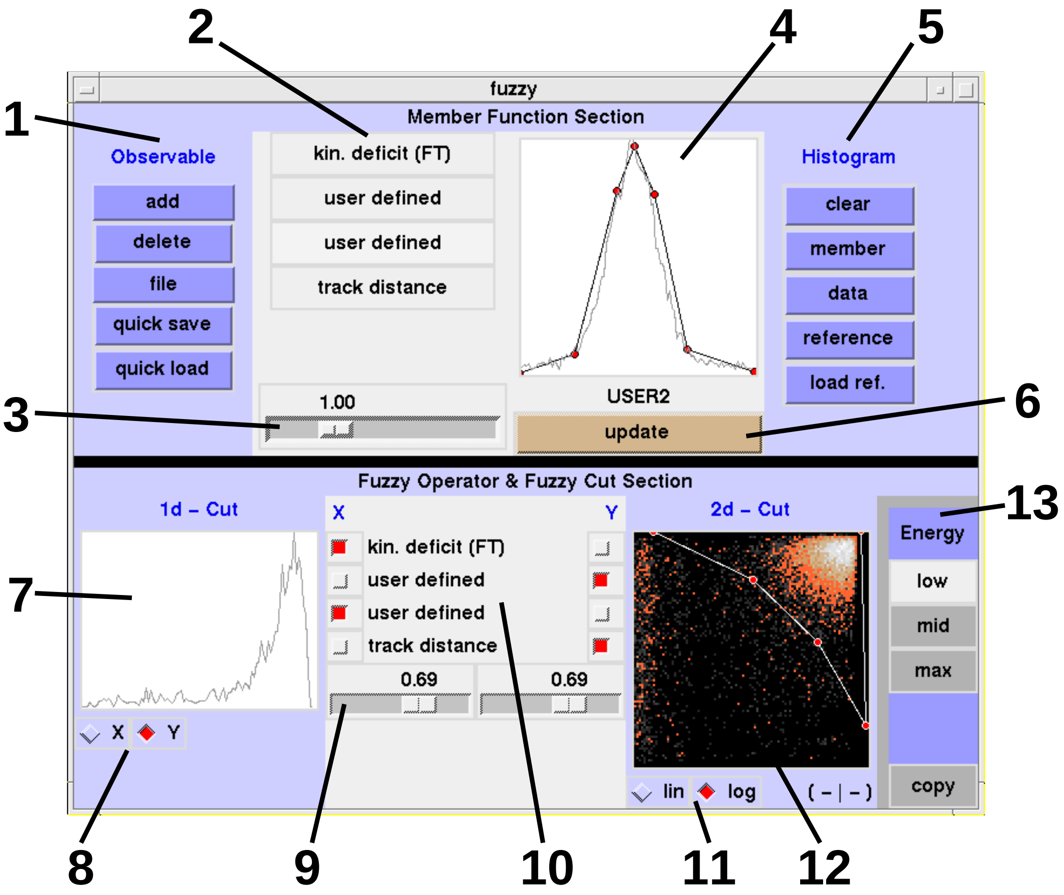


Abbildung A.1: `FuzzyFilter` *GUI*

Zunächst wird die graphische Benutzeroberfläche (*GUI*, **G**raphical **U**ser **I**nterface) dokumentiert, die nach Aktivierung des Hardcallbacks über den Menüpunkt `Fuzzy` in der YODA-Menüleiste aufgerufen werden kann. Danach folgt die Erläuterung der neu generierten Subevents sowie der Brokervariablen.

A.1 FuzzyFilter-GUI

1: Observable Auswahl der Meßgrößen und Laden/Speichern der Einstellungen.

- **add** (Pop-Up-Menü): Hinzufügen einer Meßgröße zur Observablen-Liste(2)
- **delete:** Löschen der aktuell gewählten Meßgröße aus der Observablen-Liste(2)
- **file** (Pop-Up-Menü): Laden/Speichern aller Einstellungen
- **quick save:** Schnellspeichern aller Einstellungen unter `quicksave.ff`
- **quick load:** Laden der unter `quicksave.ff` gespeicherten Einstellungen

2: Observablen-Liste Liste der ausgewählten Meßgrößen. Durch Anklicken kann die aktuelle Meßgröße für die Erstellung der Zugehörigkeitsfunktion selektiert werden.

Es besteht die Möglichkeit, benutzerdefinierte Subevents in die Liste der Meßgrößen aufzunehmen. Diese müssen *vor* der Ausführung des Hardcallbacks `FuzzyFilter` durch einen entsprechenden Softcallback erzeugt werden. Die neuen Subevents werden in `FuzzyFilter` mit `USER`[0], `USER`[1], etc. angesprochen.

3: Modifikator Bei der Durchführung der γ-Verknüpfung (Gleichung 5.1) werden die Zugehörigkeitsfunktionen mit einem zusätzlichen Exponenten m versehen, der eine nicht-lineare Gewichtung der einzelnen Zugehörigkeitsfunktionen erlaubt:

$$\mu_E = \left[\prod_i^n (\mu_{E_i})^m\right]^{1-\gamma} \cdot \left[1 - \prod_i^n (1 - (\mu_{E_i})^m)\right]^{\gamma} \tag{A.1}$$

Der Standardwert $m = 1$ wurde für die Analysen dieser Arbeit nicht verändert.

4: Zugehörigkeitsfunktion Hier kann die Zugehörigkeitsfunktion für die aktuell ausgewählte Meßgröße(2) erstellt werden. Durch Drücken der rechten (mittleren) Maustaste wird ein neuer Polygonpunkt erzeugt (ein existierender Polygonpunkt gelöscht). Die Punkte des Polygonzuges sind bei gedrückter linker Maustaste frei verschiebbar und können an den Verlauf eines eingeblendeten Histogramms angepasst werden. Polygonpunkte können nur erzeugt oder gelöscht werden, wenn der Energiebereich(13) `low` gewählt ist.

5: Histogram Hier wird bestimmt, welches Histogramm für die Erstellung der Zugehörigkeitsfunktion in (4) eingeblendet wird. Die Aktualisierung des Histogramms geschieht durch Anklicken der entsprechenden Auswahl.

- **clear:** Löschen des eingeblendeten Histogramms
- **member:** Zeigt den Verlauf der Zugehörigkeitsfunktion (engl. *member function*). Dieses Histogramm wird gemäß Gleichung 5.5 durch Division der aktuell einlaufenden Daten und einer Referenzverteilung der ausgewählten Meßgröße erzeugt. Die Normierung dieser beiden Zählratenverteilungen geschieht bei jeder Aktualisierung des Histogramms anhand der Verteilungen des kinematischen Defizits.

- **data:** Die Zählratenverteilung für die einlaufenden Daten wird eingeblendet. Die Einträge dieses Histogramms werden durch Anklicken von `Clear Histograms` in der YODA-GUI gelöscht.
- **reference:** Zeigt das Referenzhistogramm für die aktuell ausgewählte Meßgröße.
- **load ref.:** Laden von Referenzhistogrammen.

Referenzhistogramme enthalten die Zählratenverteilungen des elastischen Anteils der betrachteten Daten. Im Falle von Fädchentarget-Daten werden sie mit Hilfe des Kohlenstoff-Abzuges erzeugt. Für Daten, die mit dem Atomstrahltarget gemessen wurden, kann ein eingeschränkter Standard-Schnitt zur Erstellung der Referenzhistogramme verwendet werden (siehe Fußnote auf Seite 64). Diese Histogramme dienen ausschließlich der Orientierung bei der Erstellung von Zugehörigkeitsfunktionen in der `FuzzyFilter`-GUI. Für die Auswertung von Daten mit `FuzzyFilter` werden sie nicht benötigt.

Die Referenzhistogramme müssen in einem bestimmten Format vorliegen, das z.B. mit dem Softcallback `refHisto2d.hoc` erzeugt werden kann.

6: Update Alle Änderungen bei der Auswahl von Meßgrößen sowie deren Zugehörigkeitsfunktionen werden erst durch Anklicken von `update` aktiviert. Der Hardcallback `FuzzyFilter` generiert daraufhin den Softcallback `FUZZY2d.hoc`, der nicht editiert werden sollte. `FUZZY2d.hoc` erzeugt die Histogramme, die in der `FuzzyFilter`-GUI angezeigt werden können.

7: 1d-Cut Darstellung der neu generierten Größe X bzw. Y (im Rahmen dieser Arbeit mit M_1 bzw. M_2 bezeichnet). Durch Drücken der linken Maustaste kann an der aktuellen Zeigerposition eine Grenze für einen 1-dimensionalen Schnitt gesetzt werden. Ein Drücken der rechten Maustaste innerhalb des Fensters löscht den Schnitt wieder.

8: XY-Auswahl Hier kann die Kombination X oder Y für die Darstellung in (7) ausgewählt werden.

9: Fuzzy-Operator Die Markierungen legen fest, welche Meßgrößen zu der neuen Größe X bzw. Y kombiniert werden.

10: γ-Regler Einstellung des Parameters γ in Gleichung A.1.

11: lin/log-Darstellung Lineare oder logarithmische Darstellung der Zählraten in (12).

12: 2d-Cut 2-dimensionale Darstellung der Zählratenverteilung von X gegen Y. Mit der Kombination `Ctrl`-Linksklick (`Ctrl`-Rechtsklick) kann die aktuelle Zeigerposition als neue linke untere (rechte obere) Begrenzung festgelegt und der Abschnitt entsprechend vergrößert werden. Durch Drücken der mittleren Maustaste wird die Vergrößerung rückgängig gemacht.

Es besteht die Möglichkeit, einen Bereich der XY-Verteilung mit einem Polygonzug zu selektieren. Das Erstellen/Löschen/Verschieben von Polygonpunkten geschieht genau wie in (4).

Ein auf diese Weise erstellter Schnitt ist **kein** μ-Schnitt. Die Selektion der Daten durch Eingrenzung eines Bereiches mit einem Polygonzug geschieht aufgrund von subjektiven Kriterien. Für die in dieser Arbeit vorgestellten Analysen kamen daher ausschließlich μ-Schnitte zum Einsatz, die durch Auswertung der von `FuzzyFilter` generierten Subevents bestimmt wurden.

13: Energiebereiche Die Zugehörigkeitsfunktionen und Schnittgrenzen ändern sich mit der Strahlenergie. Sie können hier für drei Energiebereiche erstellt werden. Dazwischen findet eine lineare Interpolation aller Parameter und Einstellungen statt.

Neben dem Hardcallback `FuzzyFilter` wurden für die weitere Analyse mehrere Softcallbacks eingesetzt. Alle für die Auswertung verwendeten Programme sind im Bonner *CVS-Repository*[1] zu finden.

A.2 Subevents und Brokervariablen

Der Hardcallback `FuzzyFilter` generiert die folgenden Subevents:

FUZZY_RATING Liegt das Ereignis innerhalb (außerhalb) der in der `FuzzyFilter`-GUI definierten Schnitte, hat `FUZZY_RATING`[0] den Wert 0 (1).

FUZZY_WEIGHT Der Wert der kombinierten Größe X (Y) kann mit `FUZZY_WEIGHT`[0] (`FUZZY_WEIGHT`[1]) abgefragt werden.

`FuzzyFilter` verwendet folgende Brokervariablen:

refHistoFile: Dateiname der Referenzhistogramme.

minRampEnergy/maxRampEnergy: Obere/Untere Grenze der Strahlenergie, die für die Darstellung von Histogrammen in der `FuzzyFilter`-GUI berücksichtigt wird.

energyRange: Größe des Energiebereichs (in Prozent), über den für die Darstellung von Histogrammen in der `FuzzyFilter`-GUI gemittelt wird.

[1]Das CVS-Repository ist ein Versions-Verwaltungssystem, das u.a. die Entwicklung umfangreicher Software *im Team* vereinfacht.

Literaturverzeichnis

[A+97] D. Albers et al. Proton-proton elastic scattering excitation functions at intermediate energies. *Phys. Rev. Lett.*, 78(9):1652–1655, 1997.

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

[AOS+97] R. A. Arndt, Chang Heon Oh, I. I. Strakovsky, R. L. Workman, and F. Dohrmann. Nucleon nucleon elastic scattering analysis to 2.5 GeV. *Phys. Rev.*, C56:3005, 1997.

[B+93] J. Bisplinghoff et al. Position sensitivity by light splitting in scintillator arrays. *Nucl. Instr. and Meth.*, A329:151, 1993.

[Bau99] F. Bauer. *Bestimmung von Spinkorrelationskoeffizienten mit Hilfe von Asymmetrien und erste Anwendung auf Daten der Strahlzeit Nov. 99.* EDDA internal report, I. Exp. Phys., Universität Hamburg, 1999.

[Bau01] F. Bauer. Dissertation in Vorbereitung, I. Exp. Phys., Universität Hamburg, 2001.

[BKM95] V. Bernard, N. Kaiser, and U.-G. Meissner. Chiral dynamics in nucleons and nuclei. *Int. J. Mod. Phys.*, E4:193–346, 1995.

[BLW78] J. Bystricky, F. Lehar, and P. Winternitz. Formalism of nucleon-nucleon elastic scattering experiments. *J. Phys. (Paris)*, 39(1):1, 1978.

[Bot95] H.-H. Bothe. *Fuzzy Logic – Einführung in Theorie und Anwendungen.* Springer, Heidelberg, 1995.

[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`.

[Büs00] 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, I. Exp. Phys., Universität Hamburg, 2000.

[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`.

[Con93] H. E. Conzett. Spin polarization in nuclear and particle physics. Internal Report LBL-34403, Nuclear Science Division, Lawrence Berkeley Laboratory, 1993.

[CTDL77] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, and F. Laloe. *Quantum Mechanics, Volume II.* John Wiley & Sons, New York, London, Sydney, Toronto, 1977.

[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`.

[Doh96] F. Dohrmann. Rekonstruktion der z-Koordinate des Vertex. EDDA internal report 96-03, I. Exp. Phys. Universität Hamburg, 1996.

[EGM99] E. Epelbaoum, W. Glöckle, and U.-G. Meissner. Nuclear forces from chiral lagrangians using the method of unitary transformation. ii: The two-nucleon system. 1999.

[Eng98] H. P. Engelhardt. *Bestimmung des COSY-Strahlimpulses während der Hochbeschleunigung sowie Einbau und Überwachung eines Vertexdetektors aus szintillierenden Fasern für das EDDA-Experiment.* Dissertation, 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. In F. Bosch and P. Egelhof, editors, *Proceedings of 3rd International Conference on Nuclear Physics at Storage Rings (STORI96), Berkastel-Kues, Germany, September 30 - October 3*, 1996. accepted for publication in Nucl. Phys. A.

[Fel98] O. Felden. *Die Inbetriebnahme des polarisierten Atomstrahltargets für das EDDA Experiment am Cooler Synchrotron COSY.* Dissertation, ISKP, Univ. Bonn, 1998.

[Fic71] D. Fick. *Einführung in die Kernphysik polarisierter Teilchen.* BI, Mannheim, 1971.

[GvA96] J. Gebhardt and C. v. Altrock. Recent successful fuzzy logic applications in industrial automation. In *Fifth IEEE International Conference on Fuzzy Systems*, (New Orleans, 1996).

[Hei95] 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`.

[HJ62] T. Hamada and I. D. Johnston. *Nucl. Phys.*, 34:382, 1962.

[HKKR99] F. Höppner, F. Klawonn, R. Kruse, and T. Runkler. *Fuzzy Cluster Analysis.* Wiley, New York, 1999.

[Hol90] K. Holinde. Nuclear forces. In C. J. Burden and B. A. Robson, editors, *Proceedings, Nuclear and particle physics, Canberra*, pages 356–383. World Scientific, Singapore, 1990.

[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`.

[Jaf77] R. Jaffe. Perhaps a stable dihyperon. *Phys. Rev. Lett.*, 38:195–198, 1977.

[Koc97] V. Koch. Aspects of chiral symmetry. *Int. J. Mod. Phys.*, E6:203–250, 1997.

[Koh97] T. Kohonen. *Self-Organizing Maps.* Springer, Berlin, Heidelberg, 2nd edition, 1997.

[Leh97] A. Lehrach. *Erarbeitung und Umsetzung eines Konzeptes zur Beschleunigung polarisierter Protonen im Kühlersynchrotron COSY.* Dissertation, Universität Bonn und FZ-Jülich, 1997.

[Lin96] J. Lindlein. *Die Überwachung der Außenschale des EDDA-Detektors mit einem Laser-Monitorsystem.* Diplomarbeit, I. Exp. Phys., Universität Hamburg, 1996.
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`.

[M+90] M. W. McNaughton et al. Three spin measurements in p p $\to$ p p at 730 MeV. *Phys. Rev.*, C41:2809, 1990.

[Mac89] R. Machleidt. The Meson Theory of Nuclear Forces and Nuclear Structure. In J. W. Negele and E. Vogt, editors, *Adv. Nucl. Phys.*, volume 19, chapter 2, pages 189–376. Plenum Press, New York, 1989.

[MAS80] P. J. Mulders, A. T. Aerts, and J. J. De Swart. Multi - quark states. 3. q**6 dibaryon resonances. *Phys. Rev.*, D21:2653, 1980.

[MHE87] R. Machleidt, K. Holinde, and C. Elster. The bonn meson exchange model for the nucleon nucleon interaction. *Phys. Rept.*, 149:1, 1987.

[MK84] T. Mayer-Kuckuk. *Kernphysik: eine Einführung.* Teubner, Stuttgart, 4.Aufl, 1984.

[ML94] R. Machleidt and G. Q. Li. Nucleon-nucleon potentials in comparison: Physics or polemics? *Phys. Rept.*, (242):5–35, 1994.

[Mos94] F. Mosel. *Ein internes Wasserstofftarget für Speicherringexperimente.* Dissertation, Institut für Strahlen- und Kernphysik der Universität Bonn, 1994.

[Nol93] W. Nolting. *Quantenmechanik.* Zimmermann-Neufang, Ulmen, 1993.

[NRdS78] M. M. Nagels, T. A. Rijken, and J. J. de Swart. A low-energy nucleon-nucleon potential from regge pole theory. *Phys. Rev.*, D17:768, 1978.

[Ohl73] G. G. Ohlsen. Techniques for measurements of spin-$\frac{1}{2}$ and spin-1 polarization analyzing tensors. *Nucl. Instr. and Meth.*, 109:41–59, 1973.

[OM58] S. Okubo and R.E. Marshak. *Ann. Phys. (NY)*, 4:166, 1958.

[PDG98] Particle-Data-Group, C. Caso et al. Review of particle physics. *Eur. Phys. J.*, C3:1–794, 1998. see also `http://pdg.lbl.gov`.

[PRSZ93] B. Povh, K. Rith, Ch. Scholz, and F. Zetsche. *Teilchen und Kerne.* Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 1993.

[Rei68] R. V. Reid. *Ann. Phys.*, 50:411, 1968.

[Ris96] D. O. Riska. *Adv. Nucl. Phys.*, 22:1, 1996.

[Roh95a] H. Rohdjeß. Determining COSY Beam Parameters from Elastic Proton-Proton Scattering. EDDA internal report 95-04, ISKP Universität Bonn, 1995.

[Roh95b] H. Rohdjeß. Using Time Information for the EDDA Experiment. Edda internal report, ISKP, Universität Bonn, 1995.

[Roh00] H. Rohdjeß. *Anregungsfunktion der elastischen Proton-Proton-Streuung im Energiebereich 0.5 - 2.5 GeV.* Habilitationsschrift, Universität Bonn, 2000.

[Ros94] U. Ross. *Simulationen zum EDDA-Experiment mit GISMO und MICRES.* Diplomarbeit, ISKP, Universität Bonn, 1994.

[S+93] A. J. Simon et al. Absolute pp-elastic cross sections from 492 to 793 MeV. *Phys. Rev. C*, 48(2):662–675, 1993.

[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.

[TNS51] M. Taketani, S. Nakamura, and M. Sasaki. *Prog. Theor. Phys.*, 6:581, 1951.

[Tra94] D.H. Traeger. *Einführung in die Fuzzy Logic*. Teubner, Stuttgart, 2nd edition, 1994.

[Wei97] E. Weise. *Simulationsrechnungen zur elastischen Streuung polarisierter Protonen*. Diplomarbeit, ISKP, Universität Bonn, 1997.

[Wei00] E. Weise. *Anregungsfunktionen der Analysierstärke der elastischen Proton-Proton-Streuung*. Dissertation, 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`.

[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.

[Wol96] K. Woller. *Die Außenschale des EDDA-Detektors an COSY und erste Ergebnisse zur elastischen Proton-Proton-Streuung bei* $T = 1505\,\mathrm{MeV}$ *und* $T = 2201\,\mathrm{MeV}$. Dissertation, I. Exp. Phys., Universität Hamburg, 1996.
siehe: `http://kaa.desy.de/edda/papers/PhDlist.inhalt.html`.

[Yuk35] H. Yukawa. *Proc. Phys. Math. Soc. Jpn.*, 17:48, 1935.

[Zad65] L.A. Zadeh. Fuzzy sets. *Information and Control*, 8:338–353, 1965.

[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`.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die mir bei der Entstehung dieser Arbeit geholfen haben. Mein besonderer Dank gilt

Herrn Prof. Dr. K. Maier für die Möglichkeit, diese Arbeit am Institut für Strahlen- und Kernphysik durchführen zu können,

Herrn Prof. Dr. J. Bisplinghoff, unter dessen Anleitung diese Arbeit entstand, für seine vielfältige Unterstützung und sein Engagement für die EDDA-Kollaboration,

Herrn Prof. Dr. J. Ernst für die Übernahme des Korreferats,

Herrn Prof. Dr. F. Hinterberger für seine ständige Diskussionsbereitschaft und viele konstruktive Anmerkungen,

Herrn Dr. H. Rohdjeß für hilfreiche Anregungen und seine Geduld beim Beantworten unzähliger Fragen,

Dr. E. Weise, Dipl. Phys. A. Meinerzhagen, Dipl. Phys K. Ulbrich, Dipl. Phys. R. Groß-Hardt, Dipl. Phys. F. Bauer und allen anderen Mitgliedern der EDDA-Kollaboration in Bonn, Hamburg und Jülich, für die gute Zusammenarbeit und die angenehme Arbeitsatmosphäre, nicht nur auf unseren gemeinsamen Strahlzeiten,

meinen Eltern für ihr Vertrauen und die langjährige Unterstützung.

Lebenslauf

Zur Person	Marc Busch geb. 3.9.1971 in Bergheim ledig
Ausbildung	
Schulbildung	
1977 - 1981	Grundschule in Niederaußem
1981 - 1990	Gymnasium mit Abitur in Bergheim
Hochschulstudium 1991 - 1997	Physik an der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn Abschluß: Diplom Diplomarbeit: „Anwendung *Selbst-organisierender Karten* in der EDDA-Datenanalyse“
Promotion 1997 - 2001	Dissertation am Institut für Strahlen- und Kernphysik der Universität Bonn
1997 - 2000	Mitglied des Graduiertenkollegs „Die Erforschung subnuklearer Strukturen der Materie“
2000 - 2001	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Strahlen- und Kernphysik der Universität Bonn