





# **Erste Messung der Analysierstärke $A_y$ in der Reaktion $\vec{p}p \rightarrow pp\eta$ am Experiment COSY-11**

*Peter Winter*

**Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 3943**  
ISSN 0944-2952  
Institut für Kernphysik Jül-3943

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek  
52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland  
☎ 02461/61-5220 · Telefax: 02461/61-6103 · e-mail: [zb-publikation@fz-juelich.de](mailto:zb-publikation@fz-juelich.de)

## Zusammenfassung

### Erste Messung der Analysierstärke $A_y$ in der Reaktion $\vec{p}p \rightarrow pp\eta$ am Experiment COSY-11

Den Schwerpunkt der Messungen am Experiment COSY-11 am Synchrotron COSY im Forschungszentrum Jülich bildet das Studium der schwelennahen Mesonenproduktion im Nukleon-Nukleon-Stoß. Wegen der hohen Impulsüberträge zwischen den beteiligten Baryonen sind solche Experimente sensitiv für kleine Abstände und den dort relevanten Wechselwirkungen. Mesonenproduktionsexperimente ermöglichen somit ein Verständnis der fundamentalen hadronischen Wechselwirkung und der zugrundeliegenden Reaktionsmechanismen.

Ein Studium des Einflusses höherer Partialwellen gelingt mit Hilfe der darauf empfindlichen Polarisationsobservablen. Die Vektoranalysierstärke  $A_y$  stellt neben den Spinkorrelationskoeffizienten eine dieser Meßgrößen dar. Zu ihrer Bestimmung ist die Polarisation einer der beiden Stoßpartner notwendig.

Unter Verwendung der am Detektorsystem COSY-11 gemessenen Daten in der Reaktion  $\vec{p}p \rightarrow pp\eta$  werden erste Ergebnisse der Analysierstärke bei einem Strahlimpuls  $p_{Strahl} = 2.096 \text{ GeV}/c$  – entsprechend einer Überschußenergie von  $Q = 40 \text{ MeV}$  – vorgestellt. Eine Selektion der  $pp\eta$ -Endzustände erfolgt mittels kinematisch vollständiger Rekonstruktion dieses Drei-Teilchen-Systems. Die Bestimmung der relativen Luminosität beider Spineinstellungen beruht auf der simultanen Messung der elastischen Proton-Proton-Streuung.

Eine Extraktion einzelner Interferenzterme von Partialwellenamplituden wird durchgeführt und ermöglicht einen Vergleich mit theoretischen Vorhersagen.



## Abstract

**First measurement of the analysing power  $A_y$  in the reaction  $\vec{p}p \rightarrow pp\eta$  at the experimental facility COSY-11**

Measurements at the experiment COSY-11 at the synchrotron COSY in the Research Centre Jülich prioritise studies of near threshold meson production in nucleon-nucleon collisions. Due to the high momentum transfer between the baryons involved such experiments are sensitive on small distances and the relevant interactions in these regions. Experiments on meson production therefore enable to understand the fundamental hadronic interaction and the underlying reaction mechanisms.

A study of the influence of higher partial waves succeeds with polarisation observables which are sensible thereon. The analysing power represents besides the spin correlation coefficients one of these measurands. For its determination the polarisation of one of the two colliding particles is necessary.

First results of the analysing power are presented using data in the reaction  $\vec{p}p \rightarrow pp\eta$  taken at the experiment facility COSY-11 with a beam momentum  $p_{beam} = 2.096 \text{ GeV}/c$  according to an excess energy  $Q = 40 \text{ MeV}$ . A selection of the  $pp\eta$  final-state is done via a kinematical complete reconstruction of this three body system. The determination of the relative luminosity of both spin states is based on the simultaneous measurement of the elastic proton-proton scattering.

Individual interference terms of amplitudes of partial waves were determined and enables a comparison with theoretical forecasts.



# Inhaltsverzeichnis

|                                                                            |           |
|----------------------------------------------------------------------------|-----------|
| <b>Einleitung</b>                                                          | <b>1</b>  |
| <b>1 Das Experiment COSY-11</b>                                            | <b>3</b>  |
| 1.1 Aufbau und Meßprinzip . . . . .                                        | 3         |
| 1.2 Die Detektorkomponenten . . . . .                                      | 5         |
| 1.2.1 Cluster-Target . . . . .                                             | 5         |
| 1.2.2 Vakuumkammer . . . . .                                               | 6         |
| 1.2.3 Driftkammern D1 und D2 . . . . .                                     | 7         |
| 1.2.4 Szintillatorhodoskop S1 . . . . .                                    | 8         |
| 1.2.5 Szintillatorwand S3 . . . . .                                        | 8         |
| 1.2.6 Luminositätsmonitor und Silizium-Pad-Detektor . . . . .              | 9         |
| 1.2.7 Datenaufnahmesystem . . . . .                                        | 9         |
| <b>2 Theoretische Beschreibung</b>                                         | <b>11</b> |
| 2.1 Wirkungsquerschnitt für die Streuung polarisierter Protonen . . . .    | 11        |
| 2.2 Analysierstärke $A_y$ . . . . .                                        | 15        |
| <b>3 Selektion der <math>\vec{p}p \rightarrow pp\eta</math> Ereignisse</b> | <b>17</b> |
| 3.1 Zwei-Protonen-Trigger . . . . .                                        | 17        |
| 3.2 Strahlversatz und Driftkammerpositionen . . . . .                      | 18        |
| 3.2.1 Bestimmung des Strahlversatzes . . . . .                             | 18        |
| 3.2.2 Kalibration der Driftkammerposition . . . . .                        | 19        |
| 3.3 $\vec{p}p \rightarrow pp\eta$ Ereignisidentifikation . . . . .         | 21        |
| <b>4 Bestimmung der Analysierstärke</b>                                    | <b>25</b> |
| 4.1 Strahlpolarisation . . . . .                                           | 25        |
| 4.2 Relative Luminosität . . . . .                                         | 26        |
| 4.2.1 Kinematik der elastischen Proton-Proton-Streuung . . . . .           | 26        |
| 4.2.2 Selektion elastischer Ereignisse . . . . .                           | 27        |
| 4.2.3 Bestimmung der relativen Luminosität . . . . .                       | 34        |
| 4.3 Analysierstärke und Partialwellenseparation . . . . .                  | 36        |
| <b>5 Zusammenfassung und Ausblick</b>                                      | <b>43</b> |

|                                                                   |           |
|-------------------------------------------------------------------|-----------|
| <b>A Reaktionskinematik</b>                                       | <b>47</b> |
| A.1 Lorentztransformation eines Vierervektors . . . . .           | 47        |
| A.2 Kinematische Größen im Labor- und Schwerpunktsystem . . . . . | 49        |
| A.3 Zweikörper-Endzustand . . . . .                               | 49        |
| A.4 n-Teilchen Endzustand . . . . .                               | 50        |
| <b>Literaturverzeichnis</b>                                       | <b>51</b> |

# Einleitung

Eine elementare Aufgabe der Kern- und Teilchenphysik ist das Studium der in der Natur auftretenden Teilchen und ihrer Wechselwirkungen. Dieses Wissen ermöglicht ein tieferes Verständnis über den Aufbau der Materie.

Der heutigen Kenntnis nach existieren in der Natur vier fundamentale Kräfte: Die *Gravitation*, die *elektromagnetische Kraft* sowie die *starke* und *schwache* Wechselwirkung. Eine Beschreibung der Gravitation im Rahmen der klassischen Physik gelang bereits im 17. Jahrhundert durch Sir Isaac Newton, die des Elektromagnetismus Ende des 19. Jahrhunderts durch J. C. Maxwell. Die Erweiterung zur Quantenelektrodynamik erfolgte unter anderem durch Feynman, Tomonaga und Schwinger; eine analoge Theorie für die Gravitation steht weiter aus. Eine Vereinheitlichung der schwachen und elektromagnetischen Kraft gelang Weinberg, Salam und Glashow in den 60iger Jahren. Aufgrund des verschwindend geringen Einflusses im subatomaren Bereich spielt die Gravitation für die Kern- und Teilchenphysik keine Rolle. In diesem physikalischen Teilgebiet werden die viel kurzreichweitigeren Kräfte, nämlich die schwache und starke Wechselwirkung, untersucht. Die vergleichsweise geringen elektromagnetischen Einflüsse liefern für die theoretische Interpretation lediglich Korrekturterme.

Bausteine unserer Materie bilden Teilchen mit halbzahligem Spin, die *Fermionen*. Sie unterscheiden sich in den Wechselwirkungen, an denen sie teilnehmen. Die im Bereich der Hadronenphysik untersuchten, aus *Quarks* zusammengesetzten Teilchen – *Baryonen* als Drei-Quark-Zustände und *Mesonen* als gebundene Quark-Antiquark-Systeme – nehmen im Falle der geladenen Hadronen an allen Wechselwirkungen teil, im Falle der neutralen jedoch nicht an der elektromagnetischen. Im subatomaren Bereich dominiert für diese Teilchensorte die starke Kraft. Geladene *Leptonen* kennzeichnen sich durch die Teilnahme an der elektromagnetischen und schwachen Wechselwirkung, während neutrale Leptonen nur schwach wechselwirken.

Die Übertragung der Kräfte wird durch den Austausch von *Bosonen* mit ganzzahligem Spin beschrieben. Im Falle der starken Wechselwirkung sind dies im Bereich der Hochenergiephysik die Gluonen. Bei mittleren Energien sind es farbneutrale Mesonen, die den einfachsten gebundenen Quarkzustand ( $q\bar{q}$ ) darstellen. Die Untersuchung der Mesonenproduktion in Streuversuchen mit Hadronen ermöglicht dadurch die Untersuchung der hadronischen Wechselwirkung sowie der zugrunde

liegenden Reaktionsmechanismen.

Das Experiment COSY-11 [O<sup>+</sup>88] ist konzipiert für die Untersuchung der Mesonenproduktion an der Schwelle durch Kollision von Nukleonen, hauptsächlich zweier Protonen. Die in einer Bogensektion des Beschleunigerringes eingebaute Experimentiereinrichtung befindet sich am Cooler Synchrotron COSY im Forschungszentrum Jülich [Mai97b, Mai97a]. Mit einem derzeit maximalen Strahlimpuls von etwa  $p_{Strahl} = 3.6 \text{ GeV}/c$  lassen sich Mesonen und Mesonenpaare mit Massen bis etwa  $1 \text{ GeV}/c^2$  erzeugen, so z. B.  $\pi$ ,  $\eta$ ,  $\eta'$ ,  $K^+$ ,  $K^-$  oder  $\phi$ . Eine Besonderheit des Synchrotrons ist die stochastische Kühlung [P<sup>+</sup>00], die einen sehr gut bestimmten Strahlimpuls mit  $\frac{\Delta p}{p} = 10^{-4}$  bewirkt.

Aufgrund der geringen Relativimpulse der Teilchen im Ausgangskanal in Schwellenexperimenten wird die theoretische Beschreibung durch die geringe Anzahl von Partialwellen erleichtert. Deshalb lassen sich nahe der Schwelle experimentelle Ergebnisse und theoretische Berechnungen gut vergleichen. Desweiteren schafft die Endzustandswechselwirkung (Final-State-Interaction, FSI) zusätzliche experimentelle Möglichkeiten, wie z. B. die Untersuchung der niederenergetischen elastischen Streuung kurzlebiger Reaktionsprodukte an Nukleonen, beispielsweise der Meson-Nukleon-Streuung.

Bisher wurden am Experiment COSY-11 totale Wirkungsquerschnitte für mehrere Reaktionen gemessen (z. B.  $pp \rightarrow ppK^+K^-$  [Wol97, Lis99, Que01] oder  $pp \rightarrow pp\eta'$  [Mos98]), Anregungsfunktionen (z. B.  $pp \rightarrow pK^+\Lambda$  [Sch98]) sowie teilweise auch differentielle Größen (z. B.  $pp \rightarrow pp\eta$  [B<sup>+</sup>98, M<sup>+</sup>01c]). Für den Einfluß höherer Partialwellen auf diese Größen ist es unablässlich, differentielle Größen zu messen. Spinobservablen erweisen sich in diesem Zusammenhang als sehr vorteilhaft, da sie auch direkten Zugang zu Partialwelleninterferenzen geben. Hierzu gehört unter anderem die Vektoranalysierstärke  $A_y$ , die für die Reaktion  $\vec{p}p \rightarrow pp\eta$  bei einem Strahlimpuls von  $p_{Strahl} = 2.096 \text{ GeV}/c$  gemessen wurde [Oel00] und im folgenden analysiert wird. Die Betrachtung dieser Observablen führt zu einem tieferen Verständnis des  $\eta$ -Produktionsmechanismus.

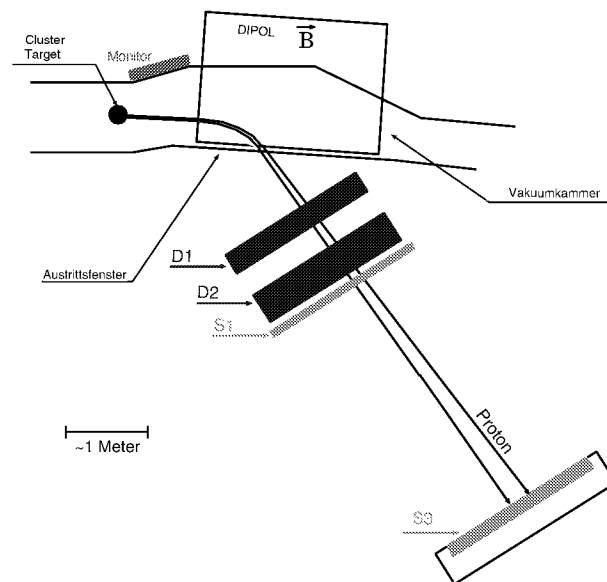
Die vorliegende Arbeit stellt erste Ergebnisse für die Messung der Analysierstärke in der Reaktion  $\vec{p}p \rightarrow pp\eta$  vor. Auf die in Kapitel 1 dargestellte Experimentbeschreibung folgt ein Überblick über den theoretischen Hintergrund (Kapitel 2). Die Datenanalyse wird im folgenden Kapitel erläutert. Die Bestimmung der relativen Luminosität mittels elastischer Proton-Proton-Streuung und die Angabe der Analysierstärke für die genannte Reaktion beinhaltet Kapitel 4. Die Ergebnisse werden abschließend diskutiert und weitere Untersuchungen für verschiedene Überschußenergien motiviert.

# Kapitel 1

## Das Experiment COSY-11

Die in dieser Arbeit ausgewerteten Daten wurden am Experiment COSY-11 im Januar 2001 aufgenommen. Im folgenden werden nur die für diese Arbeit relevanten Detektorkomponenten beschrieben. Für den interessierten Leser sei auf ausführlichere Beschreibungen der Meßeinrichtung verwiesen, so z. B. [Wol97, Mos98, Sch98].

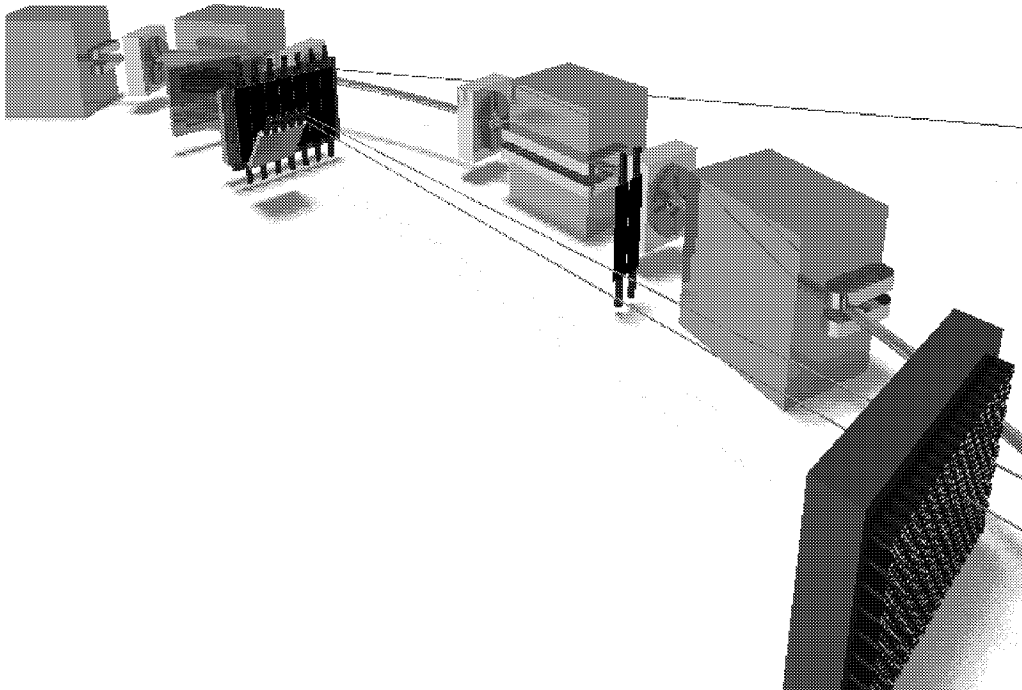
### 1.1 Aufbau und Meßprinzip



**Abbildung 1.1:** Experimenteller Aufbau des COSY-11 Experimentes in der Aufsicht. Zu sehen sind die beiden Driftkammern D1 und D2 zur Spurrekonstruktion, die beiden Szintillatorhodoskope S1 und S3 zur Flugzeitmessung und der Monitordetektor zum Nachweis elastisch gestreuter Protonen.

Der Aufbau des internen Experimentes COSY-11 [B<sup>+</sup>96b] ist in Abb. 1.1, eine 3-

dimensionale Ansicht in Abb. 1.2 gezeigt. Das Detektorsystem eignet sich vor allem zur Messung der schwelennahen Produktion von Mesonen geringer Massenbreite [O<sup>+</sup>88, Oel93, W<sup>+</sup>99].



**Abbildung 1.2:** 3-dimensionale Ansicht des COSY-11 Experimentes. Im Vordergrund befindet sich der S3-Detektor mit seinen 217 Photomultipliern. Außerdem ist der S1 sichtbar sowie dahinter drei Driftkammern, von denen aber nur Driftkammer 1 und 2 für diese Messung eine Rolle spielen. Auch der vor dem S1 schräg positionierte Čerenkov-Zähler bleibt für diese Arbeit ohne Relevanz, da er wie Driftkammer 3 für den Nachweis positiv geladener Kaonen mit geringerer magnetischer Steifigkeit konzipiert ist. Desweiteren sind die Spuren der beiden Protonen sowie des nicht nachgewiesenen  $\eta$ -Mesons eingezeichnet. Bei der Spur des letzteren handelt es sich nur um die verlängerte Flugbahn des Mesons, das in unmittelbarer Targetnähe zerfällt. Längs des Strahlrohres sind 4 Dipol- und 3 Quadrupolmagnete des COSY-Beschleunigers zu erkennen.

Die Reaktion findet in einem – im Fall der in dieser Arbeit beschriebenen Messung – mit Wasserstoff betriebenen Cluster-Target vor einem regulären Strahlführungsdipolmagneten statt. Die beiden an der Reaktion teilnehmenden Protonen – von denen eines ein Strahl- und das andere ein Targetproton darstellen – werden aufgrund ihres nach der Wechselwirkung im Vergleich zum Strahl geringeren Impulses stärker ins Ringinnere abgelenkt als die nicht wechselwirkenden, auf dem Sollorbit verbleibenden Strahlprotonen. In den beiden Driftkammern D1 und D2 werden die Spuren der positiv geladenen Teilchen registriert und unter Kenntnis

des Magnetfeldes zum Target zurückgerechnet. Aus dem Krümmungsradius der Teilchenspur im Dipol läßt sich der Impuls bestimmen. Eine Flugzeitmessung mit dem Startsignal im Szintillatorrhodoskop S1 und dem Stoppsignal in der etwa 9 m entfernten Szintillatorwand S3 liefert die Geschwindigkeit des Teilchens. Mit diesen Informationen erhält man die Viererimpulse  $\mathbb{P}_1$  und  $\mathbb{P}_2$  der beiden Protonen. Der Viererimpuls des nicht gemessenen neutralen Mesons X ist durch die Viererimpulserhaltung  $\mathbb{P}_X = \mathbb{P}_{Strahl} + \mathbb{P}_{Target} - \mathbb{P}_1 - \mathbb{P}_2$  bestimmt.

COSY-11 wurde vor allem für die Mesonenproduktion an der Schwelle konzipiert. Aufgrund der geringen Überschußenergie besitzen die Reaktionsteilchen im Ausgangskanal nur geringe Transversalimpulse. Folglich sind diese Teilchen auf einen eng begrenzten Vorwärtskegel im Laborsystem beschränkt. Deshalb wird trotz des kompakten Detektorsystems eine  $4\pi$ -Akzeptanz bei Schwellenmessungen erreicht. Zudem eröffnen geringe Relativimpulse die Möglichkeit einer Untersuchung der Endzustandswechselwirkung zwischen den Teilchen im Ausgangskanal (*Final State Interaction*, kurz *FSI*). In unterschiedlichen Reaktionen können niederenergetische Baryon-Baryon-, Baryon-Meson- und Meson-Meson-Streuprozesse eingehend studiert werden.

Eine aus theoretischer Sicht wichtige Eigenschaft von Schwellenexperimenten ist die geringe Zahl in der Reaktion beitragender Partialwellen. Höhere Partialwellen können aufgrund der kleinen Überschußenergien nicht angeregt werden, weshalb sich die theoretische Beschreibung stark vereinfacht.

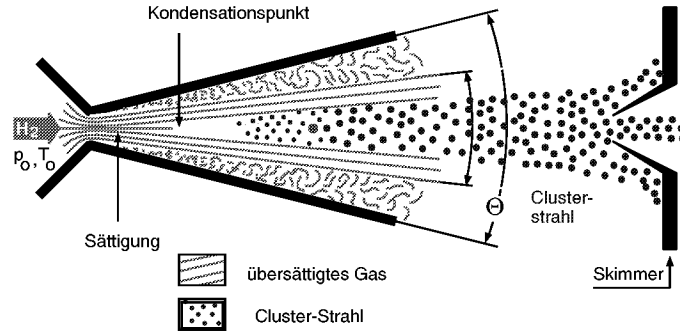
## 1.2 Die Detektorkomponenten

### 1.2.1 Cluster-Target

Interne Targets haben den Vorteil, die hohe Qualität des Beschleunigerstrahls direkt nutzen zu können und bieten den nicht an der Reaktion teilnehmenden, im Strahl verbleibenden Teilchen bei späteren Umläufen ein erneutes Ziel. Das Target muß jedoch ein gut definiertes Raumvolumen abdecken, und seine Dichte sollte nicht zu groß sein, um den Strahl nicht entscheidend zu beeinflussen und Sekundärreaktionen zu minimieren. Die geringe Targetdichte wird durch die hohe Umlauffrequenz des Strahles ausgeglichen [K<sup>+</sup>84], und somit sind keine Nachteile gegenüber externen Festkörpertargets hinsichtlich der integral erreichbaren Luminosität vorhanden.

Das an der Universität Münster entwickelte Cluster-Target [D<sup>+</sup>97] besitzt diese notwendigen Eigenschaften. Wegen seiner hohen chemischen Reinheit (Verunreinigungen von  $< 0.5$  ppm) sind Untergrundreaktionen vernachlässigbar. Die Bildung der *Cluster* mit bis zu  $10^6$  Atomen entsteht durch adiabatische Expansion eines unter hohem Druck vorgekühlten Gases ( $p_0$ ,  $T_0$ ) an einer speziell geformten *Laval*-Düse, wie sie in Abb. 1.3 auf der nachfolgenden Seite gezeigt ist. Bei Überschreiten der Dampfdruckkurve kommt es zur Kondensation des übersättigten Gases zu

Clustern. Von Vorteil ist ihre vergleichsweise große Masse, aufgrund derer die Cluster bei eventuellen Stößen mit Restgaspartikeln nur wenig abgelenkt werden. Die Winkeldivergenz des Clusterstrahles von weniger als  $1^\circ$  wird durch die hinter der Laval-Düse angebrachte Blendenanordnung (Skimmer) bestimmt. Durch Variation verschiedener Parameter (Gasdruck und -temperatur, Geometrie der Kollimatoren u.ä.) wurden die Targeteigenschaften optimiert [Que97].



**Abbildung 1.3:** Schematische Darstellung der Clusterbildung an einer Laval-Düse.

Bei bisherigen Messungen mit typischen Betriebsparametern (Düsentemperatur  $T \approx 25$  K, Gasdruck  $p \approx 18$  bar sowie einem Strahldurchmesser am Wechselwirkungspunkt  $\varnothing = 9$  mm) konnten Dichten von  $10^{14}$  Atomen pro  $\text{cm}^3$  erreicht werden. Bei diesen Dichten sind Luminositäten von  $> 10^{30} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  im internen Strahlbetrieb an COSY möglich, mit denen bei entsprechender Auflösung des Experimentes Reaktionen mit Wirkungsquerschnitten von  $< 1$  nbarn ( $=10^{-33} \text{cm}^2$ ) in vernünftigen Zeiten untersucht werden können.

### 1.2.2 Vakuumkammer

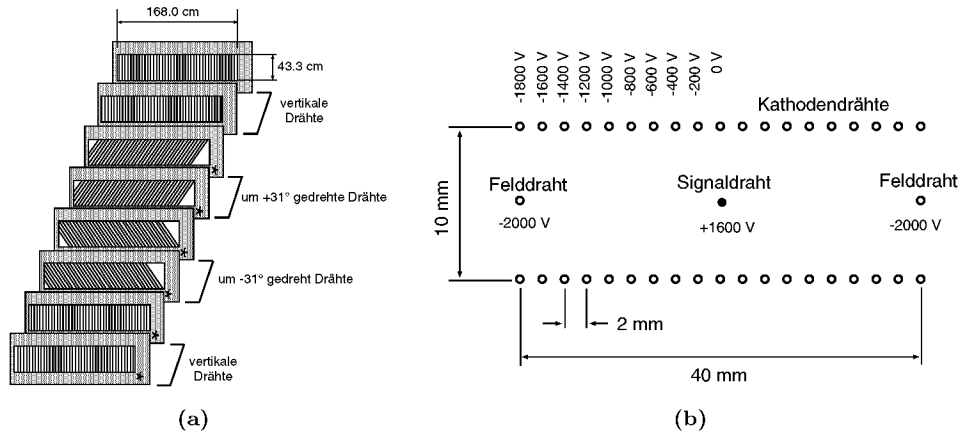
Um den Übergang von den im Speicherring notwendigen Ultrahochvakuum-Bedingungen zum Detektorsystem zu ermöglichen, wurde die Vakuumkammer des als Spektrometer benutzten COSY-Dipols angepaßt. Vier Fenster ermöglichen den Austritt der Reaktionsprodukte in die Raumatmosphäre. Das zur Innenseite des Rings gerichtete, stützenfreie Fenster für den Austritt positiv geladener Teilchen besteht aus zwei verklebten Kohlefasermatten (etwa  $300 \mu\text{m}$  Dicke) und einer vakuumseitigen Aluminiumschicht ( $30 \mu\text{m}$ ). Die Verwendung von Materialien niedriger Kernladungszahl gewährleistet eine durch Coulomb-Vielfachstreuung zu erwartende Winkelablenkung unterhalb der Detektorauflösung. Gleichzeitig bietet die Konstruktion neben der notwendigen Vakuumdichtigkeit auch eine ausreichende mechanische Stabilität, die bei lokaler Beschädigung der Folie ein Platzen verhindern soll.

Die drei weiteren Austrittsfenster wurden als  $150 \mu\text{m}$  dicke Edelstahlfolien realisiert und dienen dem Austritt negativer Mesonen (im Inneren des Dipol-Gaps),

elastisch gestreuter Protonen oder Reaktionsteilchen höherer magnetischer Steifigkeit (z. B. Deuteronen).

### 1.2.3 Driftkammern D1 und D2

Zum Nachweis positiv geladener Reaktionsprodukte werden zwei planare Driftkammersysteme [W<sup>+</sup>71] mit 6 bzw. 8 Ebenen und einem Abstand von ca. 70 cm verwendet. Die aktive Fläche umfasst  $1680 \times 433 \text{ mm}^2$ . Die Anordnung der einzelnen vertikalen und der um  $\pm 31^\circ$  gedrehten Drahtebenen ist in Abb. 1.4(a) für Driftkammer D2 gezeigt; im Falle von D1 entfällt ein vertikales Ebenenpaar. Der Ebenenabstand beträgt 18 mm und der Versatz zweier identischer Ebenen um eine halbe Driftzelle beseitigt Links-Rechts-Ambiguitäten. Infolge der gegebenen Redundanzen ist selbst bei Nichtansprechen einiger Ebenen eine Effizienz nahe 100 % gegeben.



**Abbildung 1.4:** (a) Ausrichtung der Nachweisdrähte in Driftkammer D2. Driftkammer D1 umfasst die mit einem Sternchen markierten Ebenen. (b) Struktur und Spannungsverteilung einer *Graded-Field*-Driftzelle.

Der Aufbau einer 40 mm breiten Driftzelle vom *Graded-Field*-Typ ist in Abbildung 1.4(b) gezeigt. Für beide Kammern wird eine Gasmischung aus Argon und Ethan zu gleichen Teilen verwendet [G<sup>+</sup>92]. Einer halben Zelle entsprechend beträgt die maximale Driftzeit 400 ns. Für Protonen eines typischen Impulses von 1 GeV/c besitzt jede Ebene eine Ortsauflösung von  $100 \mu\text{m}$  [B<sup>+</sup>96b]. Für Teilchen unterschiedlicher Impulse und Winkel, wie sie im realen Experimentbetrieb an COSY-11 auftreten, variiert sie im Bereich von 230-350  $\mu\text{m}$ .

Die Spurrekonstruktion in den Driftkammern und das Zurückverfolgen der Spur mit Hilfe des bekannten Magnetfeldes im Dipol ermöglichen eine Impulsbestimmung der positiv geladenen Reaktionsprodukte. Nach der Teilchenidentifikation<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Zusätzlich besteht die Möglichkeit, sofern es die Reaktion erfordert (z. B.  $pd \rightarrow {}^3\text{He}\eta$  [Ada00]), die Teilchenidentifikation über eine Energieverlustmessung zu unterstützen.

über Flugzeitmessung sind Auflösungen der *fehlenden Masse* (*Missing Mass*), über die nicht nachgewiesene kurzlebige Mesonen identifiziert werden, von typischerweise  $1 \text{ MeV}/c^2$  erreichbar [B<sup>+</sup>96a].

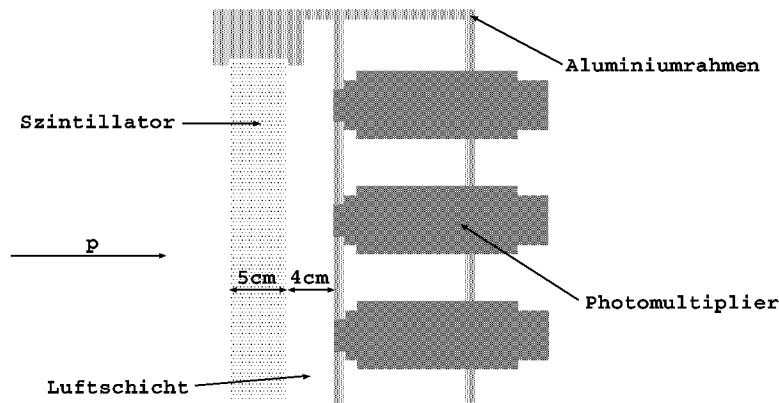
#### 1.2.4 Szintillatorhodoskop S1

16 beidseitig ausgelesene  $450 \times 100 \times 4 \text{ mm}^2$  große Szintillatorstreifen bilden das S1-Hodoskop. Neben einer Triggeregenerierung im Experiment dient es auch als Startdetektor für die Flugzeitmessung. Einzelne Elemente des S1 können für einen an das jeweilige Experiment angepassten Trigger in ausgewählten Gruppen zusammengefasst werden. Die in dieser Strahlzeit verwendete Triggerbedingung basiert auf dem Nachweis zweier Protonen im Ausgangskanal und wird im Wesentlichen durch Ansprechen zweier Segmente im S1 erfüllt.

Die mit minimal ionisierenden Teilchen bestimmte Zeitauflösung des Hodoskops beträgt abhängig vom Auftreffort zwischen 160 und 220 ns [Mos93].

#### 1.2.5 Szintillatorwand S3

Das Stoppsignal der Flugzeitmessung erfolgt durch Nachweis der positiv geladenen Reaktionsprodukte in einer großflächigen Szintillatorwand [Wol93] im Abstand von etwa 9 m zum S1-Hodoskop. Dem an der Universität Bonn entwickelten *AMADEUS*-Detektor [A<sup>+</sup>91] nachempfunden, ist der S3 aus einer unsegmentierten 5 cm dicken Szintillatorwand ( $100 \times 220 \times 5 \text{ cm}^3$ ) sowie einer durch eine 4 cm Luftschicht getrennten, aus 217 Photomultipliern bestehenden Matrixauslese aufgebaut (siehe Abb. 1.5).



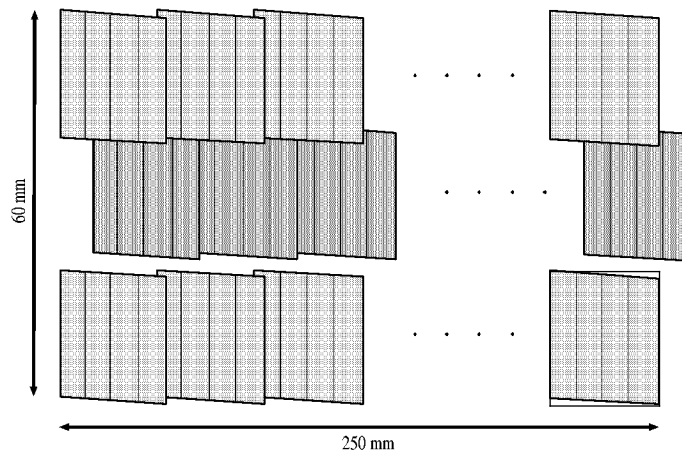
**Abbildung 1.5:** Seitliche Ansicht des S3 Detektors. Neben der Szintillatorwand sind drei der 217 Photomultiplier zu sehen.

Totalreflexion an der Grenzschicht zwischen Szintillator und Luft begrenzt die Anzahl der signifikant ansprechenden Photomultiplier räumlich auf die un-

mittelbare Umgebung des Teilchendurchgangspunktes. Die Amplitudenverteilung des Gesamtsignals aller ansprechenden Photomultiplier ermöglicht ein orts- und zeitauflösendes Detektorkonzept. Für Protonen mit 1 GeV/c Impuls ergeben sich eine Zeitauflösung von 195-265 ps und eine Ortsauflösung von  $\approx 1$  cm. In Kombination mit dem Startszintillator S1 werden für diese Protonen Impulsaufösungen von  $\Delta p/p \approx 1-1.5\%$  aus der Flugzeitmessung erreicht. Desweiteren korrespondiert das nachgewiesene Summensignal mit der Energiedeposition im Szintillatormaterial.

### 1.2.6 Luminositätsmonitor und Silizium-Pad-Detektor

Der Nachweis elastisch gestreuter Protonen erfolgt in einem Raumwinkel, der durch die Abdeckung der Koinzidenz des S1-Hodoskops mit dem Luminositätsmonitor in Targetnähe definiert ist. Letzterer besteht aus einem Monitorszintillator sowie Silizium-Pad-Detektoren [K<sup>+</sup>95] zur ortsauflösenden Analyse. Aus 144 Siliziumstreifen aufgebaut, bilden – dem beim PS202-Experiment (*JETSET* [B<sup>+</sup>95]) entwickelten Design folgend – jeweils 4 Pads ein Modul, welche wiederum zur optimalen Raumabdeckung in drei sich überlappenden Reihen angeordnet sind (siehe Abb. 1.6).

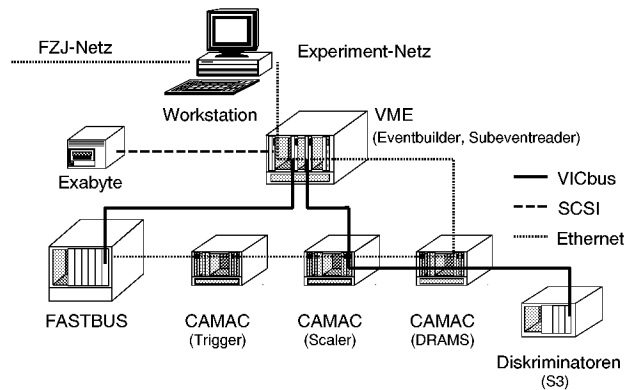


**Abbildung 1.6:** Anordnung der Silizium-Pads: Die einzelnen Module sind um  $3.6^\circ$  gedreht montiert. Der horizontale Überlapp beträgt 1 mm, der vertikale 4 mm. Die mittlere Reihe ist um 2 mm nach hinten gesetzt.

Aufgrund der Größe von 4.5 mm horizontal und 22.6 mm vertikal eines einzelnen Pads ergibt sich unter Berücksichtigung des Überlapps der Module eine aktive Oberfläche von  $124.7 \text{ cm}^2$ . Die Auslese erfolgt mittels *AMPLEX-16* Chips [A<sup>+</sup>90].

### 1.2.7 Datenaufnahmesystem

Das im Zentrallabor für Elektronik des Forschungszentrums Jülich auf Basis bestehender Hard- und Softwarestandards entwickelte Datenaufnahmesystem [Z<sup>+</sup>94] ist in seinem Aufbau in Abb. 1.7 auf der nachfolgenden Seite schematisch gezeigt.



**Abbildung 1.7:** Schematischer Aufbau des COSY-11 Datenaufnahmesystems.

Die Digitalisierung der Daten und die Experimentsteuerung erfolgen dabei in den CAMAC-, FASTBUS- und VME-Modulen. Auslesen und Zusammenfügen der Daten zu physikalischen Ereignissen sowie Kontrollfunktionen werden von verschiedenen Controllern innerhalb eines Multiprozessor-Systems übernommen.

Genauere Beschreibungen des Datenaufnahmesystems<sup>2</sup> an COSY-11 finden sich in [Wol97, Wüs98].

<sup>2</sup>Seit März 2001 verwendet COSY-11 ein neues, optimiertes Datenaufnahmesystem, auf das hier nicht näher eingegangen wird (siehe z. B. [Kol01]).

# Kapitel 2

## Theoretische Beschreibung

Die hier dargestellte theoretische Behandlung ist darauf ausgerichtet, die für die Auswertung wesentlichen Merkmale der speziellen Reaktion zu beschreiben und bietet demzufolge nur einen Überblick. Aufgrund der Komplexität der Theorie der Streuung polarisierter Teilchen ist eine solche Fokussierung notwendig. Für umfangreichere Informationen sei auf die Referenzen [Fic71, Ohl72, M<sup>+</sup>01a, FW01] verwiesen.

### 2.1 Wirkungsquerschnitt für die Streuung polarisierter Protonen

In der Reaktion  $\vec{p}p \rightarrow pp\eta$  handelt es sich um zwei Spin- $\frac{1}{2}$  Teilchen im Eingangskanal, von denen eines polarisiert ist. Ihr Spin-Zustand wird quantenmechanisch durch einen 2-komponentigen Spinor  $\chi = (p_{\uparrow}, p_{\downarrow})^T$  beschrieben, wobei die Absolutquadrate der Komponenten die Wahrscheinlichkeit angeben, das Teilchen im Zustand Spin „up“ bzw. Spin „down“ zu finden.

Für die Beschreibung erweist sich die Einführung der Dichtematrix  $\rho$  als hilfreich [Fic71, GW64], die definiert ist durch

$$\rho := \chi \cdot \chi^{\dagger} = \begin{pmatrix} |p_{\uparrow}|^2 & p_{\uparrow}p_{\downarrow}^* \\ p_{\uparrow}^*p_{\downarrow} & |p_{\downarrow}|^2 \end{pmatrix}.$$

Der Erwartungswert eines quantenmechanischen Operators  $\Omega$  läßt sich über die Dichtematrix ausdrücken:

$$\langle \Omega \rangle := \chi^{\dagger} \Omega \chi = \text{Sp}(\rho \Omega).$$

Speziell ergibt sich für die durch den Erwartungswert der drei Paulimatrizen<sup>1</sup>  $\sigma_i$  gegebene Polarisation  $P_i$ :

$$P_i := \langle \sigma_i \rangle = \text{Sp}(\rho \sigma_i).$$

---

<sup>1</sup>Es sei darauf hingewiesen, daß griechische Indizes im folgenden von 0 bis 3 und lateinische von 1 bis 3 laufen.

Aufgrund der Hermizität der Dichtematrix ( $\rho = \rho^\dagger$ ) ist es möglich<sup>2</sup>, im Falle von Spin- $\frac{1}{2}$  zu schreiben:

$$\rho = \frac{1}{2}(\sigma_0 + \sum_{i=1}^3 P_i \sigma_i). \quad (2.1)$$

In der Streutheorie [GW64] wird der differentielle Wirkungsquerschnitt für eine Reaktion mit Spin- $\frac{1}{2}$  Teilchen angegeben zu:

$$W(i \rightarrow f) = \text{Sp}(\rho_f). \quad (2.2)$$

Hierbei stehen  $i$  und  $f$  für Anfangs- bzw. Endzustände (initial und final). Der Spinanteil  $\chi_f$  eines Endzustandes ist über  $\chi_f = \mathcal{M} \chi_i$  mit dem Anfangszustand verbunden, wobei  $\mathcal{M}$  die Übergangsmatrix bezeichnet. Damit folgt aus der Definition der Dichtematrix:

$$\rho_f = \chi_f \cdot \chi_f^\dagger = \mathcal{M} \rho_i \mathcal{M}^\dagger. \quad (2.3)$$

Für die betrachtete Reaktion  $\vec{p}p \rightarrow pp\eta$  ergibt sich die Dichtematrix  $\rho_i$  im Anfangszustand als Produkt zweier Einzelmatrizen gemäß Formel (2.1):

$$\rho_i = \underbrace{\frac{1}{2}(\sigma_0 + \sum_{i=1}^3 P_i \sigma_i)}_{\vec{p}} \otimes \underbrace{\frac{1}{2} \sigma_0}_{p}. \quad (2.4)$$

Einsetzen der Formeln (2.4) und (2.3) in (2.2) liefert:

$$\begin{aligned} W &= \frac{1}{4} \cdot \text{Sp}(\mathcal{M} \mathcal{M}^\dagger) \cdot \left( 1 + \sum_{i=1}^3 P_i \cdot \frac{\text{Sp}(\mathcal{M} \sigma_i \mathcal{M}^\dagger)}{\text{Sp}(\mathcal{M} \mathcal{M}^\dagger)} \right) \\ &=: W_0 \cdot (1 + \sum_{i=1}^3 P_i A_i), \end{aligned} \quad (2.5)$$

$W_0$  bezeichnet den differentiellen Wirkungsquerschnitt ohne Polarisierung und  $A_i$  die Analysierstärke. Anhand

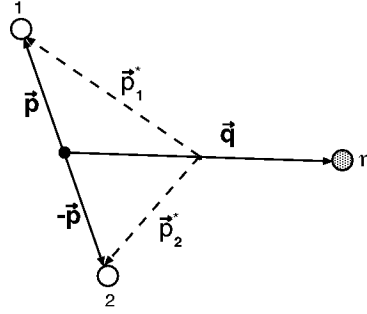
$$A_i := \frac{\text{Sp}(\mathcal{M} \sigma_i \mathcal{M}^\dagger)}{\text{Sp}(\mathcal{M} \mathcal{M}^\dagger)}$$

erkennt man, daß die Analysierstärke ein Maß dafür ist, wie stark die einzelnen Spinanteile an der Reaktion teilnehmen.

Um Formel (2.5) für die Analyse verwenden zu können, wird die Winkelabhängigkeit betrachtet. Hierzu sind geeignete Koordinaten zu wählen [M<sup>+</sup>01a].

<sup>2</sup>Dazu schreibt man  $\rho = \sum_{\mu=0}^3 a_\mu \sigma_\mu$  und bestimmt die Koeffizienten  $a_\mu$  unter Verwendung von  $\text{Sp}(\sigma_\mu \sigma_\nu) = 2\delta_{\mu\nu}$ . Hierbei bezeichnen  $\sigma_0$  die zweidimensionale Einheitsmatrix  $\mathbb{1}_2$  und  $\sigma_i$  die Pauli-Matrizen. Dieser Ansatz für  $\rho$  wird durch die Tatsache gerechtfertigt, daß  $\{\sigma_0, \sigma_i\}$  eine Basis aller hermiteschen  $2 \times 2$ -Matrizen darstellen.

Im COSY-11 Experiment werden die Viererimpulse der beiden Protonen im Ausgangskanal bestimmt. Im Schwerpunktsystem (CMS) seien sie mit  $\mathbb{P}_1 = (E_1^*, \vec{p}_1^*)$  und  $\mathbb{P}_2 = (E_2^*, \vec{p}_2^*)$  bezeichnet. Hiermit lassen sich die Impulse  $\vec{p}$  als Protonimpuls im pp-Ruhsystem<sup>3</sup> und  $\vec{q} = -(\vec{p}_1^* + \vec{p}_2^*)$  als CMS-Impuls des  $\eta$ -Mesons definieren (siehe Abb. 2.1, mit einer nichtrelativistischen Konstruktion von  $\vec{p}$ ). Die relativistisch korrekte Berechnung von  $\vec{p}$  erfolgt mittels einer Lorentz-Transformation vom CMS ins pp-Ruhsystem gemäß Gleichung (A.1) auf Seite 47 mit  $\vec{\beta} = \frac{\vec{p}_1^* + \vec{p}_2^*}{E_1^* + E_2^*}$ .



**Abbildung 2.1:** Impulse im Schwerpunktsystem im Ausgangskanal der Reaktion  $\vec{p}p \rightarrow pp\eta$ . Teilchen 1 und 2 stellen die beiden Protonen mit ihren gemessenen Impulsen  $\vec{p}_1^*$  und  $\vec{p}_2^*$  dar. Der CMS-Impuls des  $\eta$ -Mesons ergibt sich zu  $\vec{q} = -(\vec{p}_1^* + \vec{p}_2^*)$  und der Protonimpuls im pp-Ruhsystem im nichtrelativistischen Fall zu  $\vec{p} = (\vec{p}_1^* - \vec{p}_2^*)/2$ .

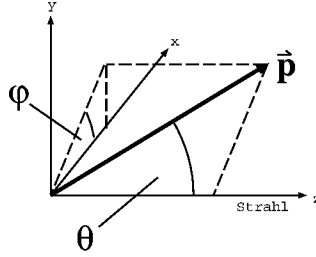
Mit Hilfe dieser sogenannten Jakobi-Koordinaten ergibt die theoretische Behandlung der Reaktion  $\vec{p}p \rightarrow pp\eta$  analog<sup>4</sup> zu  $\vec{p}p \rightarrow pp\pi^0$  den spin-abhängigen Wirkungsquerschnitt  $W_0(\xi)A_2(\xi)$  [M<sup>+</sup>01a]:

$$\begin{aligned}
 W_0(\xi)A_2(\xi) = & \left\{ [G_1^{y0} + G_2^{y0}(3 \cos^2 \theta_p - 1)] \sin \theta_q \right. \\
 & + [H_1^{y0} + I^{y0} + H_2^{y0}(3 \cos^2 \theta_p - 1)] \sin 2\theta_q \left. \right\} \cos \varphi_q \\
 & + [H_3^{y0} + K^{y0} + G_3^{y0} \cos \theta_q + H_4^{y0}(3 \cos^2 \theta_q - 1)] \sin 2\theta_p \cos \varphi_p \\
 & + (G_4^{y0} \sin \theta_q + H_5^{y0} \sin 2\theta_q) \sin^2 \theta_p \cos(2\varphi_p - \varphi_q) \\
 & + H_6^{y0} \sin 2\theta_p \sin^2 \theta_q \cos(2\varphi_q - \varphi_p)
 \end{aligned} \tag{2.6}$$

<sup>3</sup>Die Identität beider Nukleonen im Ausgangskanal erfordert eine Invarianz aller Observablen unter der Transformation  $\vec{p} \rightarrow -\vec{p}$ . Dieser Tatsache der Teilung des Phasenraums in zwei identische Hälften wird Rechnung getragen, indem beide Protonen 1 und 2 so numeriert werden, daß  $0 \leq \theta_p \leq \pi/2$  ist.

<sup>4</sup>Da es sich in beiden Fällen um Isospin 1 im Eingangskanal handelt, ist es für die abgeleiteten Formeln irrelevant, daß das  $\pi^0$  zu einem Isotriplett gehört, während hingegen das  $\eta$  ein Isoskalar ist. Die zusätzliche Polarisation des Targetprotons in der zweiten Reaktion spielt für die Bestimmung der Analysierstärke keine Rolle. Es lassen sich dadurch zusätzliche Polarisationsobservablen bestimmen.

Hierbei bezeichnet  $\xi$  den Satz der zur vollständigen Beschreibung des Endzustandes notwendigen fünf Variablen, nämlich  $\{\theta_p, \varphi_p, \theta_q, \varphi_q, E_{pp}\}$ . Zur Definition des Polarwinkels  $\theta$  und des Azimuthalwinkels  $\varphi$  betrachte man Abbildung 2.2. Der Parameter  $E_{pp}$  bezeichnet die kinetische Energie der Protonen im Endzustand im pp-Ruhesystem.



**Abbildung 2.2:** Festlegung des Polarwinkels  $\theta$  und des Azimuthalwinkels  $\varphi$  bezüglich des Koordinatensystems mit der z-Achse entlang der Strahlrichtung.  $\theta$  bezeichnet den Winkel zwischen dem Impulsvektor und der z-Achse,  $\varphi$  zwischen x-Achse und der Projektion auf die x-y-Ebene.

Die hier auftretenden Buchstabensymbole<sup>5</sup> kennzeichnen Interferenzen von Partialwellenamplituden. Um ihre explizite Bedeutung zu erklären, sei der zur Beschreibung benötigte Satz von Quantenzahlen mit  $\alpha = \{l, s_i, J, l_p, s_f, j, l_q\}$  bezeichnet. Hierbei sind  $l$  der Drehimpuls,  $s_i$  der Spin und  $J$  der Gesamtdrehimpuls der kollidierenden Protonen.  $l_p$ ,  $s_f$  und  $j$  sind die analogen Größen im pp-Ruhesystem des Ausgangskanals. Der Drehimpuls des spinlosen Mesons im CMS wird durch  $l_q$  bezeichnet. Diese Größen hängen von der totalen Energie und  $E_{pp}$  ab und sind durch Drehimpuls- und Paritätserhaltung sowie das Pauli Prinzip eingeschränkt. Mögliche Drehimpulszustände im Ausgangskanal lassen sich nun zu  $(l_p, l_q) = (0, 0), (1, 0), (1, 1) \dots$  angeben. Analog hierfür wird die übliche kernspektroskopische Notation  $l_p = S, P, D, \dots$  und  $l_q = s, p, d, \dots$  verwendet, also **Ss**, **Ps**, **Pp** usw.. Die in der Reaktion  $\bar{p}p \rightarrow pp\eta$  den Auswahlregeln genügenden Zustände sind in Tabelle 2.2 aufgelistet. Mit Hilfe dieser Notation lässt sich die Bedeutung der einzelnen Partialwelleninterferenzen  $G_k^{y0}, H_k^{y0}, I^{y0}$  und  $K^{y0}$  zu **(PsPp)**, **(Pp)<sup>2</sup>**, **(SsSd)** und **(SsDs)** angeben.

| Typ                                | $^{2s_i+1}l_J \rightarrow ^{2s_f+1}l_{pj}, l_q$ |
|------------------------------------|-------------------------------------------------|
| <b>Ss</b>                          | $^3P_0 \rightarrow ^1S_0, s$                    |
| <b>Ps</b>                          | $^1S_0 \rightarrow ^3P_0, s$                    |
|                                    | $^1D_2 \rightarrow ^3P_2, s$                    |
| <b>Pp</b>                          | $^3P_0 \rightarrow ^3P_1, p$                    |
| Fortsetzung auf der nächsten Seite |                                                 |

<sup>5</sup>Der obere Index  $y0$  deutet an, daß es sich um einen in y-Richtung polarisierten Strahl und um ein unpolarisiertes Target handelt.

| Typ       | $^{2s_i+1}l_J \rightarrow ^{2s_f+1}l_{pj}, l_q$ |
|-----------|-------------------------------------------------|
| <b>Sd</b> | $^3P_2 \rightarrow ^3P_{1,p}$                   |
|           | $^3P_2 \rightarrow ^3P_{2,p}$                   |
|           | $^3F_2 \rightarrow ^3P_{1,p}$                   |
|           | $^3F_2 \rightarrow ^3P_{2,p}$                   |
|           | $^3P_1 \rightarrow ^3P_{0,p}$                   |
|           | $^3P_1 \rightarrow ^3P_{1,p}$                   |
|           | $^3P_1 \rightarrow ^3P_{2,p}$                   |
|           | $^3F_3 \rightarrow ^3P_{2,p}$                   |
|           | $^3P_2 \rightarrow ^1S_{0,d}$                   |
|           | $^3F_2 \rightarrow ^1S_{0,d}$                   |
| <b>Ds</b> | $^3P_2 \rightarrow ^1D_{2,s}$                   |
|           | $^3F_2 \rightarrow ^1D_{2,s}$                   |

**Tabelle 2.2:** Die in der Reaktion  $\bar{p}p \rightarrow pp\eta$  möglichen Drehimpulsquantenzahlen. Höhere Partialwellen als D-Wellen sind wegen  $R \cdot p \leq l$  nicht möglich [Mes61], wobei  $R$  die Breite der Coulombbarriere und  $p$  den Impuls angeben.

Aus Formel (2.6) auf Seite 13 kann die gesamte Winkelabhängigkeit extrahiert werden, die es ermöglicht, verschiedene Partialwellenterme in der Analyse zu trennen. So bleibt z. B. nach einer Integration über die von den Protonen abhängigen Koordinaten nur noch ein  $\cos \varphi_q$ -Term übrig, dessen zwei Summanden sich durch ihre  $\theta_q$ -Abhängigkeit unterscheiden. Die explizite Extraktion einzelner Terme soll im Rahmen der Auswertung in Abschnitt 4.3 besprochen werden.

## 2.2 Analysierstärke $A_y$

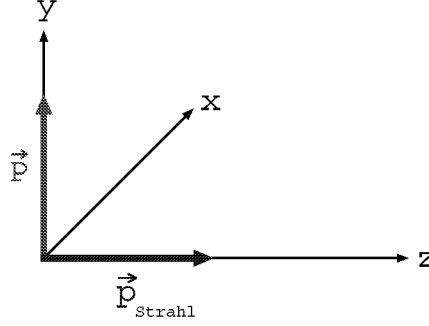
Aufgrund der Isotropie des Raumes ist die Wahl des Koordinatensystems frei. In der vorliegenden Situation erweist sich die folgende Wahl der Koordinaten als geeignet:

$$\hat{z} = \frac{\vec{p}_{Strahl}}{|\vec{p}_{Strahl}|}, \quad \hat{y} = \frac{\vec{P}}{|\vec{P}|} \quad \text{und} \quad \hat{x} = \frac{\vec{y} \times \vec{z}}{|\vec{y} \times \vec{z}|} \quad (2.7)$$

$\vec{P}$  bezeichnet hier die Polarisation des COSY-Strahls im Experiment. Die gegebene Wahl ist in Abb. 2.3 auf der nachfolgenden Seite nochmals verdeutlicht. Wegen  $\vec{P} = (0, P_y, 0)^T$  folgt aus Gleichung (2.5):

$$W = W_0 \cdot (1 + A_y P_y). \quad (2.8)$$

Die experimentell messbare Anzahl von Ereignissen  $N$  ist bei gegebener Luminosität  $\mathcal{L}$ , Akzeptanz  $A$  und gemessener Zeit  $t$  über  $N = A \cdot \mathcal{L} \cdot t \cdot W$  durch den Wirkungsquerschnitt bestimmt. Definiert man  $N_{\uparrow}$  ( $N_{\downarrow}$ ) als Ereigniszahl mit



**Abbildung 2.3:** Festlegung des Koordinatensystem durch Strahlimpuls  $\vec{p}_{Strahl}$  und COSY-Polarisation  $\vec{P}$ .

Strahlpolarisation nach oben (nach unten), so lässt sich mit Hilfe der Links-Rechts-Asymmetrie<sup>6</sup>  $\varepsilon$  eine Beziehung zur Analysierstärke herstellen<sup>7</sup>:

$$\varepsilon := \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}} = \frac{1 + P_{\uparrow}A_y - \frac{\mathcal{L}_{\downarrow} \cdot t_{\downarrow}}{\mathcal{L}_{\uparrow} \cdot t_{\uparrow}} \cdot (1 + P_{\downarrow}A_y)}{1 + P_{\uparrow}A_y + \frac{\mathcal{L}_{\downarrow} \cdot t_{\downarrow}}{\mathcal{L}_{\uparrow} \cdot t_{\uparrow}} \cdot (1 + P_{\downarrow}A_y)}. \quad (2.9)$$

Formt man dies nach der Analysierstärke  $A_y$  um und definiert die *relative integrierte Luminosität* (im weiteren kurz mit relativer Luminosität bezeichnet) als

$$\mathcal{L}_{rel} := \frac{\mathcal{L}_{\downarrow} \cdot t_{\downarrow}}{\mathcal{L}_{\uparrow} \cdot t_{\uparrow}} = \frac{N_{\downarrow}}{W_{\downarrow}} \cdot \frac{W_{\uparrow}}{N_{\uparrow}}, \quad (2.10)$$

so erhält man:

$$A_y = \frac{\mathcal{L}_{rel} \cdot N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\downarrow} \cdot P_{\uparrow} - \mathcal{L}_{rel} \cdot P_{\downarrow} \cdot N_{\uparrow}} \quad (2.11)$$

<sup>6</sup>Eine vielleicht üblichere Definition für  $\varepsilon$  erfolgt nicht über die Anzahl der Ereignisse, sondern analog über Zählraten  $dN/dt$ . Das Ergebnis für die Analysierstärke ist davon jedoch unabhängig.

<sup>7</sup>Es wurde hier gleiche Akzeptanz für beide Spineinstellungen angenommen, denn sie ist unabhängig vom Spin.

# Kapitel 3

## Selektion der $\vec{p}p \rightarrow pp\eta$ Ereignisse

### 3.1 Zwei-Protonen-Trigger

Die im Experiment COSY-11 typische Triggerlogik wird hier nicht in ihrer expliziten Umsetzung (z. B. Art und Funktionsweise der Module) beschrieben. Ausführliche Beschreibungen sind in [Bra96, Wol97, Sch98] zu finden.

Neben anderen Triggerbedingungen wie z. B. dem elastischen Trigger  $T_{pp}$  (vergleiche Gleichung (4.2) auf Seite 27) wurde während der Messung der Zwei-Protonen-Trigger  $T_{pp\eta}$  zum Nachweis möglicher Ereignisse mit zwei Protonen und einem nicht direkt gemessenen Meson im Ausgangskanal verwendet. Dieser wird durch folgende logische Schaltung realisiert

$$T_{pp\eta} = (S1_{\mu \geq 2} \vee S1_{\mu=1, hoch}^{1\dots 5} \vee S2_{\mu \geq 2}) \wedge (S3_{\mu(PM) \geq 3} \vee S3_{\mu(PM) \geq 2}^{Latte} \vee S7_{\mu \geq 1}). \quad (3.1)$$

Die Triggerbedingung erfasst somit beide Protonen in den Startzählern S1 oder S2 und den Stopzählern S3,  $S3_{Latte}$  oder S7 und gewährleistet damit eine Flugzeitbestimmung beider Protonen in der Analyse.

Ein Nachweis in den Startzählern erfordert entweder ein Ansprechen zweier getrennter S1-Segmente ( $S1_{\mu=2}$ ) oder eines Segmentes bei großer Amplitude und Multiplizität  $\mu = 1$  ( $S1_{\mu=1, hoch}$ ), hervorgerufen durch den Durchgang beider Protonen durch dieses Segment. Monte-Carlo Simulationen zeigen ein mögliches Auftreten einer hohen Amplitude nur in den Segmenten 1...5 ( $S1_{\mu=1, hoch}^{1\dots 5}$ ). Der zur Vermeidung unempfindlicher Zonen notwendige Überlapp der S1-Segmente ermöglicht ein Ansprechen zweier Segmente pro Teilchen. Dieser Tatsache trägt die Erweiterung der Triggerbedingung auf  $S1_{\mu \geq 2}$  Rechnung<sup>1</sup>.

Die im Vergleich zum S1 feinere Segmentierung des S2 ermöglicht beim Durchgang zweier Teilchen durch ein Segment des S1 einen Nachweis in separaten Elementen ( $S2_{\mu \geq 2}$ ). Hierdurch eröffnet sich die Möglichkeit einer getrennten Zeit- und Energieverlustinformation in der Datenauswertung.

---

<sup>1</sup>Zusätzlich werden dadurch auch eventuelle Ereignisse erfasst, bei denen ein aus dem  $\eta$ -Zerfall ( $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ ) stammendes  $\pi^+$  den S1 trifft.

Die Forderung nach Treffern in der Szintillatorwand S3 sowie den zusätzlichen Szintillatoren<sup>2</sup> S3<sub>Latte</sub> und S7 gewährleistet eine wirksame Unterdrückung des aus gestreuten Strahlprotonen und kosmischer Strahlung entstehenden Untergrundes und damit eine Senkung der absoluten Triggerrate, die mit einer Verringerung der bei der gegenwärtigen Konzeption unvermeidlichen Totzeit in der Datenaufnahme [Wol97, Wüs98] einhergeht. Die Bedingung  $S3_{\mu(PM)} \geq 3$  berücksichtigt die Tatsache, daß beim Durchgang eines geladenen Teilchens im S3 mindestens drei Photomultiplier ansprechen [Wol93]. Weiterhin verhindert sie, daß das natürliche Photomultiplierrauschen zum Trigger beiträgt.

## 3.2 Strahlversatz und Driftkammerpositionen

Die Ermittlung der Anzahl von  $\vec{p}p \rightarrow pp\eta$  -Ereignissen wird durch die Genauigkeit der Festlegung der fehlenden Masse bestimmt. Ein hohes Signal zu Untergrund-Verhältnis verringert den Fehler und ist für die Güte des Ergebnisses entscheidend. Die Signalschärfe hängt aufgrund der Berechnung der fehlenden Masse  $m_X$  gemäß Gleichung (3.2) auf Seite 22 von der Impulsrekonstruktion der nachgewiesenen Protonen ab, die über Zurückverfolgen der in den Driftkammern rekonstruierten Spuren zum angenommenen Wechselwirkungspunkt mit Hilfe des bekannten Magnetfeldes möglich wird. Infolgedessen wird die Massenauflösung stark durch Kenntnis des Wechselwirkungspunktes am Target und den Driftkammerpositionen beeinflusst. Eine Variation dieser Parameter erlaubt eine Minimierung der angesprochenen Massenauflösung [M<sup>+</sup>01b].

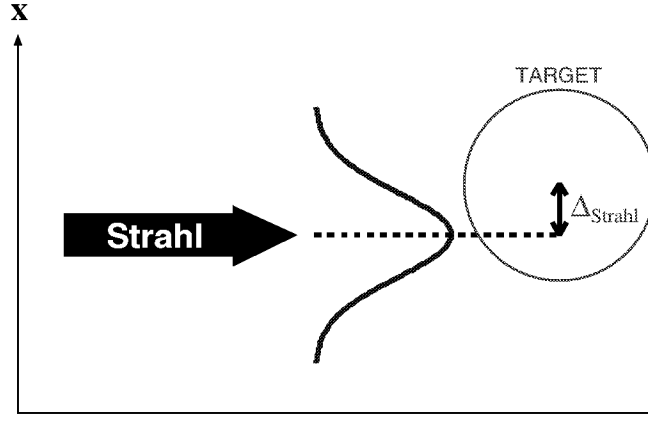
### 3.2.1 Bestimmung des Strahlversatzes

In der Realität findet die Reaktion in einer endlichen Region statt, die durch den Überlapp von Strahl und Target bestimmt wird. Die Strahlverteilung eines Beschleunigers kann in guter Näherung durch eine Gaußverteilung beschrieben werden [Wil77]. Der Wechselwirkungspunkt als Schwerpunkt des Überlapps zwischen Target- und Strahlverteilung ist in x-Richtung durch den Strahlversatz  $\Delta_{Strahl}$  der Gaußfunktion bestimmt<sup>3</sup>. Die Situation ist in Abbildung 3.1 auf nebenstehender Seite in Aufsicht gezeigt.

Die Variation des Strahlversatzes bei der Analyse liefert eine deutliche Veränderung der Missing Mass-Auflösung. Aus diesem Grunde werden die Daten nach Kandidaten für die Reaktion  $\vec{p}p \rightarrow pp\eta$  nacheinander mit unterschiedlichen Werten von

<sup>2</sup>Sie wurden in der Experimentbeschreibung nicht erwähnt und werden hier nur der Vollständigkeit halber aufgelistet, da sie zwar in der Triggerbedingung zur Erweiterung der räumlichen Abdeckung enthalten waren, eine Berücksichtigung im Rahmen dieser Auswertung jedoch nicht notwendig ist.

<sup>3</sup>In erster Näherung kann die x-Komponente des Wechselwirkungspunktes gleich  $\Delta_{Strahl}$  gesetzt werden.



**Abbildung 3.1:** Schematische Darstellung des Strahlversatzes  $\Delta_{Strahl}$  in x-Richtung aus der Sicht von oben.

$\Delta_{Strahl}$  analysiert. Die Selektion erfolgt mittels der in Abschnitt 3.3 beschriebenen Methode.

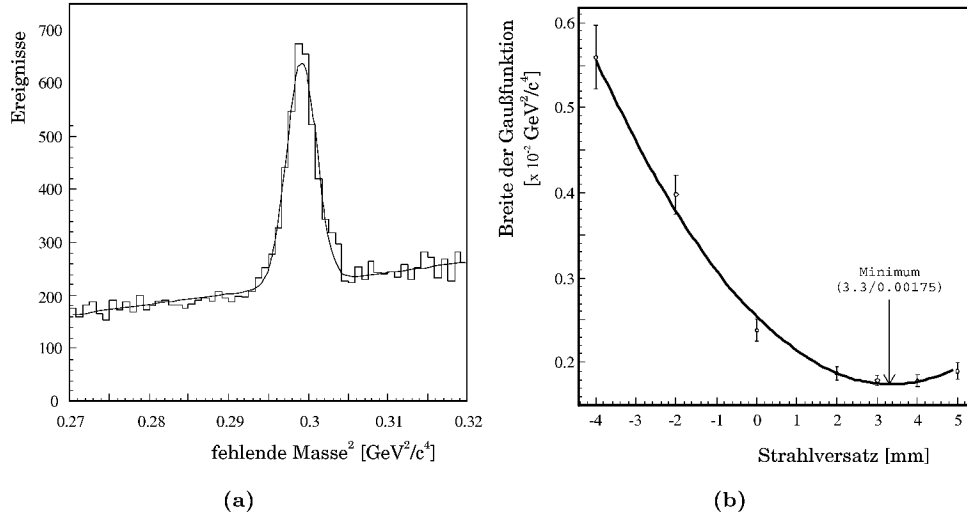
Das Zurückverfolgen einer rekonstruierten Spur zur angenommenen Targetposition ergibt einen festgelegten Krümmungsradius  $r$  im Dipolmagneten, dessen Wert direkt proportional zum Teilchenimpuls  $p$  ist. Verschiedene Werte für den Strahlversatz und eine damit einhergehende Veränderung der Targetposition beeinflussen folglich direkt die Impulsrekonstruktion und damit die Massenauflösung.

Die Analyse der Daten wird für Werte  $\Delta_{Strahl} \in [-4, 5]$  mm durchgeführt. Abbildung 3.2(a) auf der nachfolgenden Seite zeigt das Prinzip zur Bestimmung der Massenauflösung. Im Spektrum der quadrierten fehlenden Masse ist neben einem klaren  $\eta$ -Signal der hauptsächlich aus Multipionreaktionen stammende Untergrund zu erkennen. In einem schmalen Intervall  $m_X^2 \in [0.27, 0.32] \text{ GeV}^2/c^4$  um das  $\eta$ -Signal kann er in guter Näherung als linear angenommen werden. Die Abhängigkeit der Gaußbreite vom Strahlversatz ist in Abbildung 3.2(b) dargestellt.

Eine Anpassung der Datenpunkte mit einem Polynom zweiten Grades liefert ein Minimum bei einem Strahlversatz von  $\Delta_{Strahl} = 3.3 \text{ mm}$ . Eine nach Spineinstellungen getrennte Untersuchung ergab keine unterschiedlichen Positionen der Minima. Die weitere Analyse erfolgt mit dem durch Minimierung der Gaußbreite gefundenen Strahlversatz.

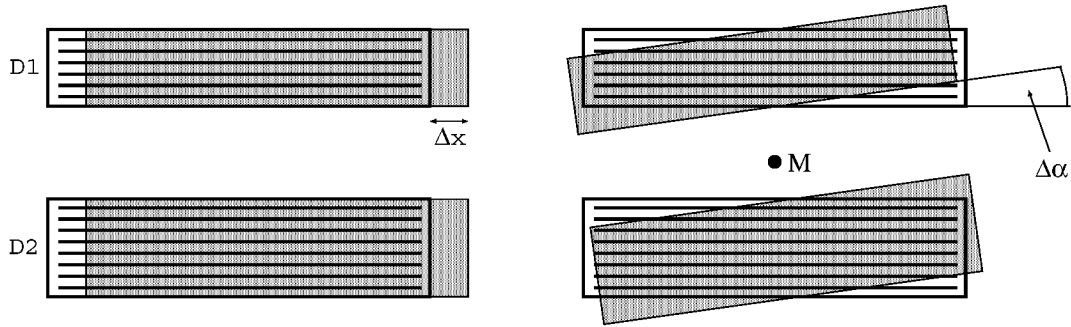
### 3.2.2 Kalibration der Driftkammerposition

Neben den im vorigen Abschnitt 3.2.1 beschriebenen Auswirkungen eines veränderten Strahlversatzes bestimmt auch die Position und der Winkel beider Driftkammern D1 und D2 die Auflösung der fehlenden Masse. Beide geometrischen Parameter bestimmen beim Zurückverfolgen der rekonstruierten Spur erneut den berechneten Krümmungsradius.



**Abbildung 3.2:** (a) Missing Mass-Spektrum für 2-Protonen-Ereignisse. Zur Bestimmung der Breite wird das Spektrum mit einem linearen Untergrund und einer Gaußfunktion angefitet. (b) Abhängigkeit der Gaußbreite vom Strahlversatz mit einem Polynomfit zweiten Grades.

Abbildung 3.3 verdeutlicht die beiden variablen Parameter. Eine Verschiebung beider Kammern längs der Drahtebenen wird mit  $\Delta x$  bezeichnet, eine Drehung des Kammerpaketes um den gemeinsamen Mittelpunkt M mit  $\Delta\alpha$ .

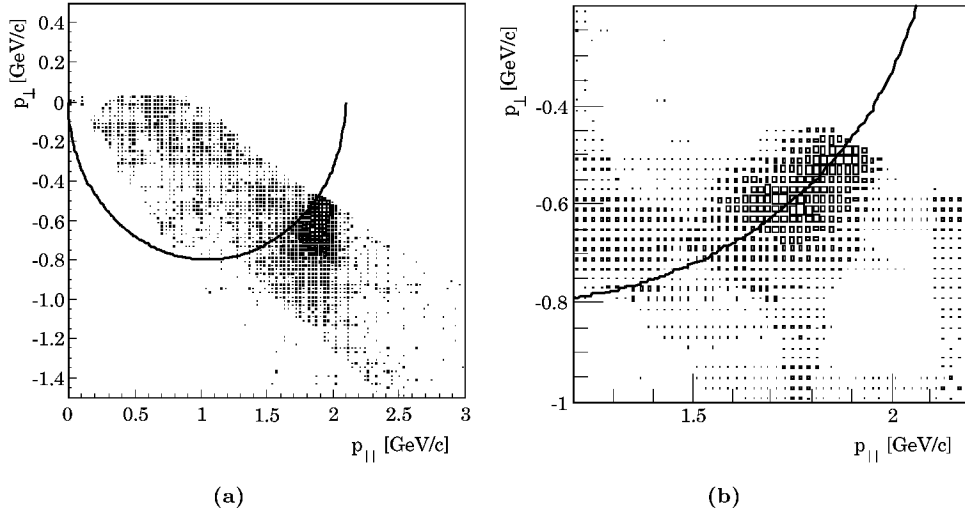


**Abbildung 3.3:** Schematische Darstellung der variablen Parameter  $\Delta x$  und  $\Delta\alpha$  bei der Kalibration der Driftkammerposition. Die weißen Kästchen mit schwarzen Linien kennzeichnen die mit Hilfe einer Präzisionslasermessung bestimmte Nominalposition. Graue Kästchen verdeutlichen die Effekte einer Verschiebung um  $\Delta x$  bzw. einer Drehung um den gemeinsamen Mittelpunkt M um einen Winkel  $\Delta\alpha$ .

Ein geeignetes Mittel zur Bestimmung beider Werte liegt im Vergleich von Ereignissen der elastischen Proton-Proton-Streuung mit der theoretisch zu erwartenden Lage im Impulsdiagramm (siehe hierzu auch Abschnitt 4.2.1). Der Datensatz wird zunächst auf Einspurereignisse vorsortiert, für die anschließend der Transver-

salimpuls<sup>4</sup>  $p_{\perp}$  gegen den Longitudinalimpuls  $p_{\parallel}$  im Laborsystem dargestellt wird.

Abbildung 3.4(a) zeigt das Impulsdigramm für die Analyse mit den durch eine Präzisionslasermessung ermittelten Driftkammerparametern. Eine Abweichung von der theoretischen Impulsellipse erfordert eine Variation von  $\Delta x$  und  $\Delta\alpha$ <sup>5</sup>. Eine bestmögliche Übereinstimmung der Daten mit der Ellipse ergibt Werte von  $\Delta x = 4$  mm und  $\Delta\alpha = 0.04^\circ$ . Das entsprechende Impulsdigramm zeigt Abbildung 3.4(b).



**Abbildung 3.4:** Lage der Einspureignissen mit der Treffersignatur elastischer Streuung im Impulsdigramm (a) für  $\Delta x = 0$  mm und  $\Delta\alpha = 0^\circ$  und (b) in einem Ausschnitt für  $\Delta x = 4$  mm und  $\Delta\alpha = 0.04^\circ$ . Die Verschiebungen beziehen sich auf die durch eine Präzisionsmessung ermittelten Driftkammerpositionen.

### 3.3 $\vec{p}p \rightarrow pp\eta$ Ereignisidentifikation

Ein Studium der Analysierstärke  $A_y$  und die dazu notwendige Bestimmung der Ereignisraten verlangt eine eindeutige Identifikation des Dreiteilchen-Ausgangskanals. Die Betrachtung einer allgemeinen Mesonen- oder Mesonenpaarproduktion im Proton-Proton-Stoß  $pp \rightarrow ppX$  erfordert bei Kenntnis der Viererimpulse im Eingangskanal eine Bestimmung der Viererimpulse  $\mathbb{P}_i$  der Protonen nach dem Stoß. Das Teilchensystem X wird mittels der Berechnung der fehlenden Masse im Proton-

<sup>4</sup>Transversal und longitudinal beziehen sich auf die Strahlrichtung, d. h.  $p_{\parallel} = p_z$  und  $p_{\perp} = p_x$ .

<sup>5</sup>Die Abweichungen der Driftkammerpositionen zur Lasermessung sind hauptsächlich durch mechanische Krafteinwirkung bei Reparatur- oder Detektoreinbaumaßnahmen zu erklären.

Proton-Ausgangssystem identifiziert:

$$\begin{aligned}
 m_X^2 &= \langle \mathbb{P}_X, \mathbb{P}_X \rangle \\
 &= (\mathbb{P}_{Strahl} + \mathbb{P}_{Target} - \mathbb{P}_1 - \mathbb{P}_2)^2 \\
 &= (E_{Strahl} + E_{Target} - E_1 - E_2)^2 \\
 &\quad - (\vec{p}_{Strahl} + \vec{p}_{Target} - \vec{p}_1 - \vec{p}_2)^2.
 \end{aligned} \tag{3.2}$$

Zunächst sind dazu zwei Protonen im Detektorsystem eindeutig zu identifizieren. Eine Rekonstruktion zweier Spuren in den Driftkammern D1 und D2 verlangt, daß pro Spur mindestens 12 der 14 Ebenen, also insgesamt mehr als 24 Ebenen ansprechen. Desweiteren werden Ereignisse verworfen, für die ein Zurückführen der Spur zum rekonstruierten Targetort (siehe Abschnitt 3.2.1) nicht möglich ist. Mit Hilfe dieses Verfahrens kann einem Teilchen unter Verwendung des bekannten 3-dimensionalen Magnetfeldes [Smy97] im Dipolmagneten aus dem sich ergebenden Krümmungsradius sein Impuls  $p$  zugeordnet werden.

Eine vollständige Viererimpulsbestimmung wird unter Zuhilfenahme der Flugzeitmessung zwischen den Startzählern S1 bzw. S2 und dem Stopzähler S3 vorgenommen. Die invariante Teilchenmasse errechnet sich über

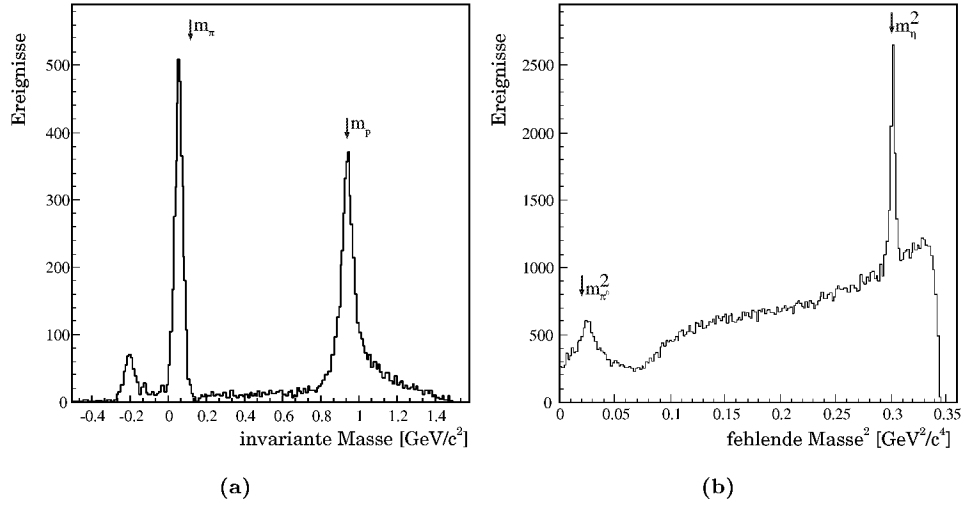
$$m = \frac{|\vec{p}|}{\beta_{TOF} \cdot \gamma_{TOF}}, \tag{3.3}$$

wobei die Teilchengeschwindigkeit durch  $\beta_{TOF} = d/(c \cdot t)$  aus Flugstrecke  $d$  und Flugzeit  $t$  zwischen S1 und S3 und  $\gamma_{TOF} = (1 - \beta_{TOF}^2)^{-1/2}$  gegeben sind.

Abbildung 3.5(a) auf nebenstehender Seite zeigt die invariante Masse, berechnet für Teilchen aus Zweispurereignissen. Neben dem deutlichen Protonensignal mit einem Mittelwert von  $0.936 \text{ GeV}/c^2$  in sehr guter Übereinstimmung mit dem Literaturwert erkennt man noch ein klares Pionsignal. Beide sind aufgrund eines nicht vorhandenen Überlapps problemlos voneinander zu trennen.

Nach erfolgter Massentrennung der Protonen von anderen Teilchen – hauptsächlich der Pionen – lässt sich gemäß Gleichung (3.2) die fehlende Masse für Zwei-Protonen-Ereignisse berechnen. Abbildung 3.5(b) zeigt das Spektrum der quadrierten fehlenden Masse für den gesamten Datensatz. Neben einem klaren  $\eta$ -Signal wird ein aus  $pp \rightarrow pp\pi^0$  stammender  $\pi^0$ -Peak deutlich. Desweiteren erstreckt sich der aus hauptsächlich Multipionereignissen resultierende Untergrund über den kinematisch erlaubten Bereich<sup>6</sup>. Seine ansteigende Form zu größeren Missing Mass-Werten erklärt sich aus der höheren Akzeptanz des Detektorsystems für zwei Protonen mit geringen Impulsen im CMS. Größere Impulse im CMS bedeuten größere Winkel im Laborsystem und deshalb eine geringere Akzeptanz aufgrund des Dipolspaltes.

<sup>6</sup>Seine untere Grenze beginnt bei der Erzeugung zweier ruhenden Pionen bei  $m_X^2 = (2m_\pi)^2$  und reicht bis zur oberen kinematischen Grenze im Falle zweier ruhenden Protonen, gegeben durch  $m_X^2 = (\sqrt{s} - 2m_p)^2 = 0.345 \text{ GeV}/c^2$ . Mit ruhend ist beidesmal die Bewegung im Schwerpunktsystem gemeint.



**Abbildung 3.5:** (a) Invariante Masse für 2-Spurereignisse und (b) fehlendes Massenquadratspektrum im Falle von Zwei-Protonen-Ereignissen für die gesamten realen Daten. Zusätzlich sind die der Literatur entnommenen Werte der  $\pi^0$ -, Proton- und  $\eta$ -Masse angegeben.

Im Abschnitt 3.2.1 wurde für den  $\eta$ -Peak eine minimale Auflösung von  $\Delta(m_\eta^2) = 0.00175 \text{ GeV}^2/\text{c}^4$  gefunden. Aus  $\Delta(m^2) = \frac{\partial m^2}{\partial m} \Delta m = 2m \Delta m$  entspricht dies einer Missing Mass-Auflösung von:

$$\Delta m_\eta = 1.6 \text{ MeV}/\text{c}^2$$



# Kapitel 4

## Bestimmung der Analysierstärke

### 4.1 Strahlpolarisation

Die Ermittlung der Analysierstärke erfordert gemäß der in Abschnitt 2.2 abgeleiteten Formel (2.11) auf Seite 16 die Kenntnis der zeitlich gemittelten Strahlpolarisation für beide Spineinstellungen. Die Bestimmung der Strahlpolarisation aus den an COSY-11 aufgezeichneten Daten wäre prinzipiell möglich. Unter Verwendung in dieser Arbeit nicht erwähnter in Targetnähe angebrachter Vieldrahtproportionalkammern zur Luminositätsmessung [Pel98] ergibt sich eine Möglichkeit, die relative Luminosität  $\mathcal{L}_{rel}$  (siehe Gleichung (2.10) auf Seite 16) mit einem typischen Fehler von 5–10% zu ermitteln. Weiter kann mit den gemessenen Zählraten für Spin nach oben bzw. unten aus elastisch gestreuten Proton-Proton-Ereignissen in der COSY-Ebene und unter Kenntnis der Analysierstärke für diese Reaktion mit Gleichung (2.9) die Polarisation ermittelt werden.

Während der Strahlzeit wurde simultan am COSY-Experiment EDDA [B<sup>+</sup>93, Roh97] die Proton-Proton-Streuung gemessen, und damit stehen die Polarisationswerte mit Fehlern im Bereich 1.2–1.8% zur Verfügung. Im folgenden werden diese EDDA-Werte verwendet, wenn auch für zukünftige Messungen mit polarisiertem Strahl die Polarisationsmessung mit Hilfe der Vieldrahtproportionalkammern verwendet werden soll.

Nach der Auswertung der EDDA Daten ergibt sich die Strahlpolarisation in zwei Zeitblöcken<sup>1</sup> zu [Bau01]:

|                | Zeitblock 1    | Zeitblock 2    |
|----------------|----------------|----------------|
| P <sub>↑</sub> | 0.381 ± 0.007  | 0.497 ± 0.006  |
| P <sub>↓</sub> | −0.498 ± 0.007 | −0.572 ± 0.007 |

---

<sup>1</sup>Der erste Zeitraum erstreckt sich vom Beginn der Strahlzeit bis zum Abend des 17. Januars. Im direkten Anschluß folgt der zweite Zeitblock bis zum Ende der Messung. Starke Unterschiede in der zeitlich gemittelten Polarisation sind auf Polarisationsentwicklungen an COSY zurückzuführen.

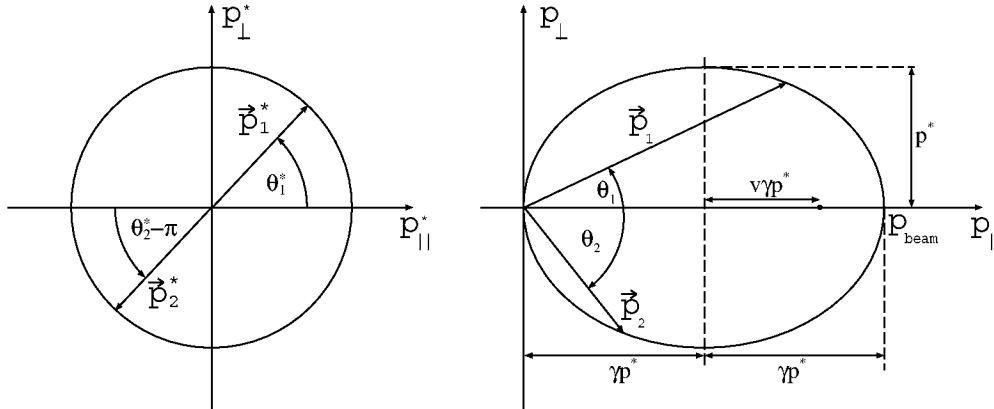
Da die Links-Rechts gestreuten elastischen Ereignisse des COSY-11 Experimentes nicht zur Bestimmung der Polarisation verwendet werden, kann mit ihnen und der Kenntnis der Polarisation sowie der Analysierstärke für die elastische pp-Streuung die relative Luminosität bestimmt werden (siehe Abschnitt 4.2).

Unter Kenntnis der Quellenpolarisation [Bau01] und der Anzahl depolarisierender Resonanzen<sup>2</sup> für den Strahlimpuls  $p_{Strahl} = 2.096 \text{ GeV}/c$  [Pra01] konnte eine eindeutige Zuordnung der Spineinstellungen zu den COSY-11 Daten erfolgen.

## 4.2 Relative Luminosität

### 4.2.1 Kinematik der elastischen Proton-Proton-Streuung

Die Kinematik der beiden elastisch gestreuten Protonen im Endzustand ergibt sich aus der Behandlung eines allgemeinen Zweikörper-Endzustandes in Anhang A.3. Beiden Protonen fällt zu gleichen Teilen die relativistisch invariante Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$  (siehe Gl. (A.4) auf Seite 49) zu. Zur Verdeutlichung der Situation im Schwerpunkt- und Laborsystem betrachte man Abb. 4.1. Der Übergang vom CMS



**Abbildung 4.1:** Relativistische Impulsdiagramme im Falle der elastischen Proton-Proton-Streuung. Links ist die Behandlung im Schwerpunkt-, rechts im Laborsystem gezeigt. Es gilt hierbei  $p^* = |\vec{p}_1^*| = |\vec{p}_2^*|$ .

ins Laborsystem oder umgekehrt wird durch eine Lorentztransformation beschrieben (vgl. Anhang A.1). Im Falle der elastischen Streuung ist die Geschwindigkeit der Schwerpunktsbewegung im Laborsystem gleich der Teilchengeschwindigkeit im CMS ( $\beta = \beta^*$ ), so daß der Koordinatenursprung des Laborsystems auf der Impulsellipse liegt. Unter Verwendung der Winkelbeziehung (A.6) auf Seite 50 zwischen

<sup>2</sup>Beim Überqueren einer depolarisierenden Resonanz während der Beschleunigungsphase im Ring kommt es zum Spinflip. Bei ungerader Anzahl überquerrter Resonanzen ist dann die Strahlpolarisation umgekehrt zur Quellenpolarisation.

beiden Systemen und wegen  $\theta_2^* = \theta_1^* + \pi$  findet man eine eindeutige Korrelation der Streuwinkel  $\theta_1$  und  $\theta_2$  im Laborsystem:

$$\tan \theta_1 \cdot \tan \theta_2 = \frac{1}{\gamma^2} \quad (4.1)$$

### 4.2.2 Selektion elastischer Ereignisse

Zur Bestimmung der relativen Luminosität mit Hilfe elastisch gestreuter Protonen müssen zunächst diese Ereignisse aus den Rohdaten selektiert werden. Die Winkelbeziehung (4.1) liefert für die Selektion ein geeignetes Kriterium.

Bereits im Experiment wurde eine selektive Triggerbedingung für diese Reaktion durch Nachweis eines der beiden Protonen im S1-Szintillator bei gleichzeitigem Ansprechen des Monitorszintillators in Form von

$$T_{pp} = S1_{\mu=1} \wedge S5_{monitor} \quad (4.2)$$

benutzt.

Die endgültige Selektion der elastischen Ereignisse aus den Rohdaten erfolgt in mehreren Schritten. Zunächst werden alle Ereignisse ausgewählt, bei denen genau eine Spur in den Driftkammern rekonstruiert werden kann.

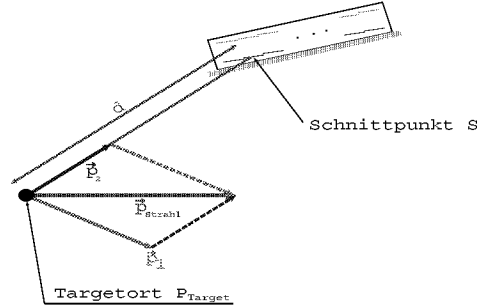
Statt des Startzeitpunktes am Targetort  $P_{Target}$ , der experimentell nicht direkt gemessen werden kann, wird als Startzeitpunkt der Flugzeitmessung der Zeitpunkt des Durchgangs des elastischen Stoßpartners durch den Monitordetektor verwendet. Die so ermittelte Flugzeit  $\Delta t_{gemessen}$  steht zur wahren Flugzeit  $\Delta t_{Target-S1}$  zwischen Target und S1 über

$$\begin{aligned} \Delta t_{gemessen} &= t_{S1} - t_{Monitor} \\ &= \underbrace{t_{S1} - t_{Target}} + \underbrace{t_{Target} - t_{Monitor}} \\ &= \Delta t_{Target-S1} + \Delta t \end{aligned} \quad (4.3)$$

in Beziehung. Die Berechnung von  $\Delta t$  unter der Hypothese elastisch gestreuter Protonen erlaubt eine Korrektur der Flugzeit und der damit verbundenen Massenbestimmung. In Abb. 4.2 auf der nachfolgenden Seite ist das Prinzip zur Berechnung der Korrektur gezeigt. Aus dem rekonstruierten Impuls  $\vec{p}_1$  des in Driftkammern und S1 detektierten Teilchens lässt sich mit Hilfe der Impulserhaltung  $\vec{p}_2 = \vec{p}_{Strahl} - \vec{p}_1$  der Impuls des zweiten Teilchens berechnen. Aus der Richtung  $\hat{p}_2$  wird der geometrische Schnittpunkt S mit dem Monitordetektor ermittelt und daraus die Flugstrecke  $d = \overline{P_{Target}S}$ .

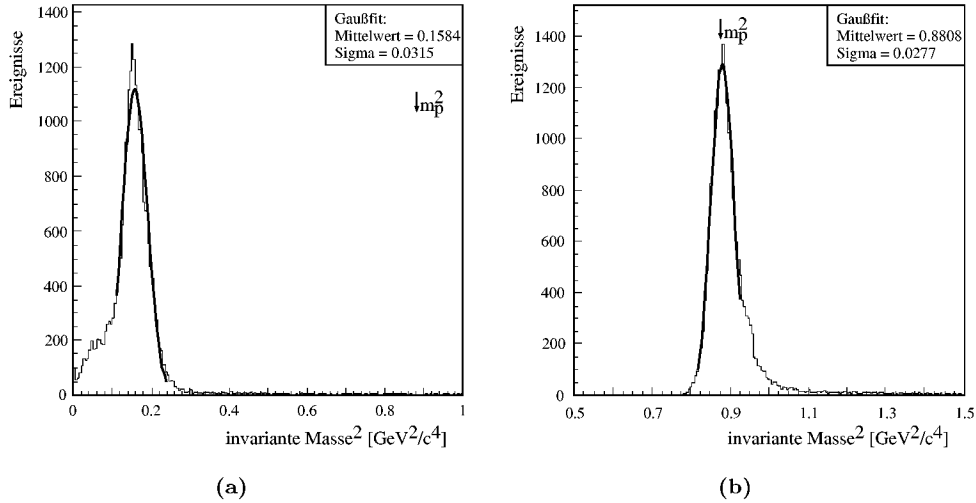
Aus  $\beta = p/E = v/c = d/(\Delta t \cdot c)$  folgt die Flugzeitkorrektur zu:

$$\begin{aligned} \Delta t &= \frac{d \cdot E_2}{|\vec{p}_2| \cdot c} \\ &= \frac{d \cdot \sqrt{\vec{p}_2^2 + m_p^2}}{|\vec{p}_2| \cdot c} \end{aligned}$$



**Abbildung 4.2:** Prinzip der Flugzeitkorrektur für die elastische pp-Streuung: Aus der Berechnung des nicht gemessenen Impulses  $\vec{p}_2$  ergibt sich geometrisch der Durchgangspunkt S des Teilchens durch den Monitor und daraus zurückgelegte Flugstrecke  $d$  und Flugzeit  $\Delta t$  zwischen  $P_{Target}$  und S.

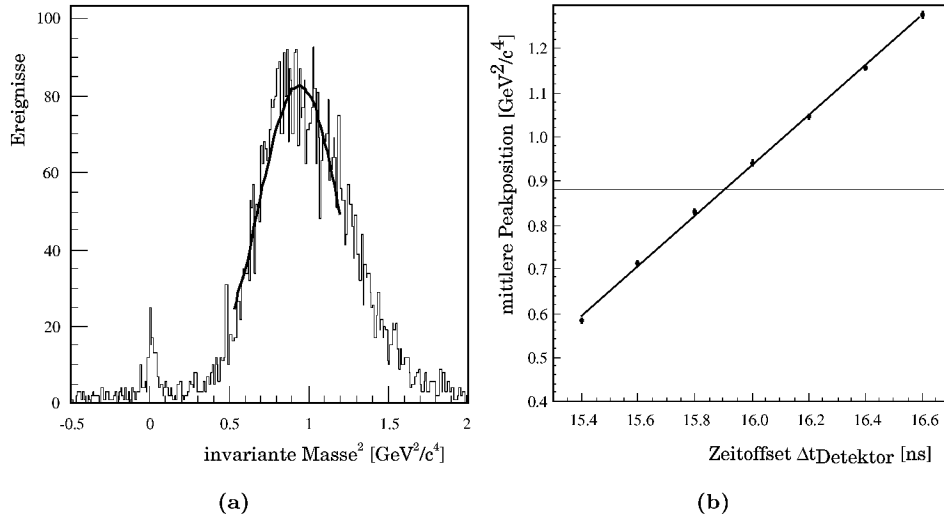
In Abbildung 4.3 ist die Auswirkung auf die Massenrekonstruktion ohne und mit dieser Korrektur gezeigt. Es handelt sich in beiden Fällen um mit einer Monte-Carlo Simulation generierte Ereignisse elastischer pp-Streuung bei einem Strahlimpuls von  $p_{Strahl} = 2.096 \text{ GeV}/c$ . Abbildung 4.3(a) zeigt deutlich, daß das Qua-



**Abbildung 4.3:** Spektren invarianter Massen aus simulierten elastischen pp-Ereignissen. In (a) erfolgt die Massenberechnung ohne, in (b) mit einer Korrektur der gemessenen Flugzeit. Der Literaturwert für die Protonenmasse ist zur Verdeutlichung der starken Veränderung für die Massenbestimmung mit eingezeichnet.

drat der rekonstruierten invarianten Masse vom Literaturwert [G<sup>+</sup>00] von  $m_p^2 = 0.8804 \text{ GeV}^2/c^4$  abweicht. Die durchgeführte Korrektur führt zu einer sehr guten Übereinstimmung der so gefundenen invarianten Masse mit der Literatur sowie einer geringeren Breite des angefiteten Gaußpeaks und zeigt damit die Richtigkeit der Methode.

Nach Anwendung der Flugzeitkorrektur auf die experimentellen Daten werden Protonen durch einen Schnitt der invarianten Masse auf den Literaturwert selektiert. Zuvor erfordert die Massenberechnung mit experimentellen Daten jedoch eine Kalibration des Zeitoffsets  $\Delta t_{\text{Detektor}}$ , der durch einen nichtmessbaren Versatz der Zeiten in Kabeln, der Elektronik u.ä. entsteht. Durch Fitten des deutlichen Protonenpeaks im invarianten Massenspektrum mit einer Gaußfunktion kann die Veränderung der mittleren Peakposition in Abhängigkeit des Zeitoffsets studiert werden. Abbildung 4.4(a) zeigt dies exemplarisch für die mit  $\Delta t_{\text{Detektor}} = 16 \text{ ns}$  analysierten Daten. Die Auswertung erfolgt in  $0.2 \text{ ns}$ -Schritten für  $\Delta t_{\text{Detektor}} \in [15.4, 16.6]$  und ist in Abb. 4.4(b) zu sehen. Die starke Abhängigkeit der rekonstruierten invarianten Masse ( $0.6 \text{ GeV}^2/c^4$  pro ns) zeigt deutlich die Notwendigkeit solcher Zeitkalibrationen während der Datenanalyse.



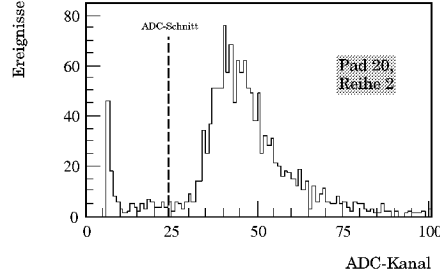
**Abbildung 4.4:** Prinzip zur Bestimmung des Zeitoffsets  $\Delta t_{\text{Detektor}}$ : (a) Für verschiedene Werte von  $\Delta t_{\text{Detektor}}$  wird der deutliche Protonenpeak mit einer Gaußfunktion gefittet – hier für  $\Delta t_{\text{Detektor}} = 16 \text{ ns}$  gezeigt. (b) Abhängigkeit der rekonstruierten Protonenmasse vom Zeitoffset. Ein linearer Fit (schräge Linie) der Daten ergibt durch Vergleich mit der Protonenmasse (horizontale Linie) den optimalen Zeitoffset.

Eine optimale Übereinstimmung der Daten mit der Protonenmasse (horizontal eingezeichnete Linie) durch einen linearen Fit ergibt einen Zeitoffset von

$$\Delta t_{\text{Detektor}} = 15.9 \text{ ns.}$$

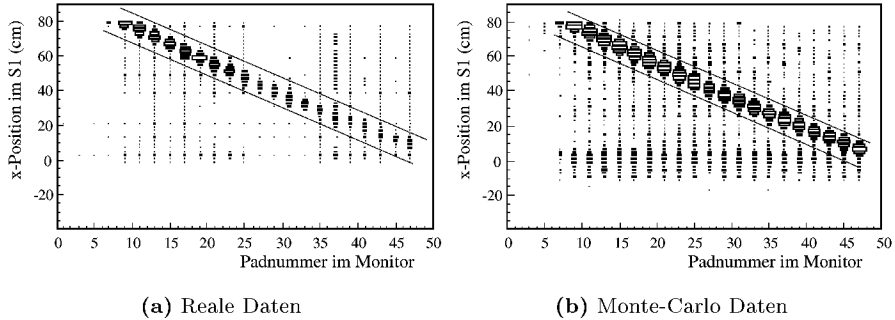
Zur Unterdrückung des aus Konkurrenzreaktionen stammenden Untergrundes (z. B.  $pp \rightarrow pn\pi^+/pp\pi^0$ ) werden ADC-Spektren im Silizium-Monitor Detektor betrachtet. Abbildung 4.5 auf der nachfolgenden Seite zeigt das unkalibrierte Energieverlustspektrum in den ADC-Kanälen für ein repräsentatives Pad. Ein Aussortieren aller Einträge mit Kanalnummern unterhalb des eingezeichneten Schnittes

ergibt eine gute Rauschunterdrückung ohne Verlust möglicher elastischer Ereignisse (siehe [Wol97]).



**Abbildung 4.5:** ADC-Spektrum für ein Pad des Monitordetektors. Der Schnitt zur Rauschunterdrückung ist als gestrichelte Linie angedeutet. Das deutliche Signal aus möglichen elastischen Ereignissen bleibt durch ihn unbeeinflusst.

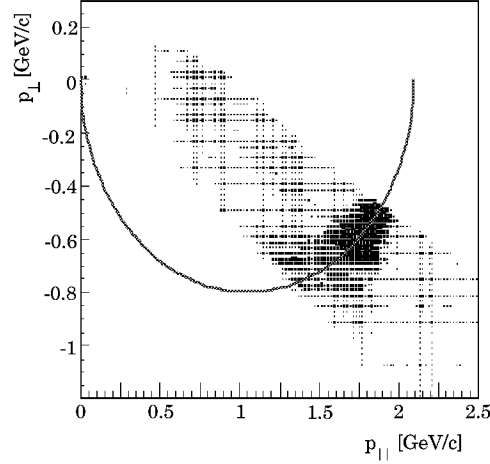
Gleichung (4.1) bietet ein wesentliches Auswahlkriterium für die durch die Kinetik des Zweikörper-Endzustandes bestimmte Winkelkorrelation beider elastisch gestreuter Protonen. Abbildung 4.6(a) zeigt für Ereignisse mit einem identifizierten Proton und einem Treffer im Silizium-Pad-Detektor sowie einem zur elastischen  $pp$ -Streuung konsistenten Energieverlust die geometrische Korrelation der Szintillator-Segmente des S1 mit einzelnen Pads des Luminositätsmonitors. Aus Monte-Carlo Studien (Abb. 4.6(b)) kann ein geeigneter Schnitt definierter Breite und Lage festgelegt werden – angedeutet durch die schräg eingezeichneten Linien.



**Abbildung 4.6:** Korrelation der Segmente des S1 mit den Pads im Luminositätsmonitor für (a) reale Daten und (b) Monte-Carlo Simulationen der Reaktion  $pp \rightarrow pp$  für  $p_{Strahl} = 2.096 \text{ GeV}/c$ . Die eingezeichneten Linien kennzeichnen den geometrischen Schnitt, dessen Lage und Breite mit Hilfe der Monte-Carlo Ereignisse bestimmt wurde.

Die verbleibenden experimentellen Daten sind in Abbildung 4.7 auf nebenstehender Seite im Impulsdiagramm (siehe hierzu Fußnote 4 auf Seite 21) zu sehen. Die eingezeichnete Impulsellipse spiegelt die theoretisch zu erwartende Position elastischer Ereignisse gemäß Gleichung (A.3) auf Seite 48 wieder. Deutlich zu er-

kennen ist, daß die Ereignisse fast alle auf der eingezeichneten theoretischen Ellipse liegen und der Datensatz somit fast untergrundfrei ist.



**Abbildung 4.7:** Impulsdiagramm der nach Schnitten im ADC-Spektrum selektierten Ereignisse innerhalb der geometrischen Korrelation. Die eingezeichnete Ellipse kennzeichnet die theoretisch erlaubten Impulszustände der elastischen pp-Streuung für  $p_{strahl} = 2.096 \text{ GeV}/c$ .

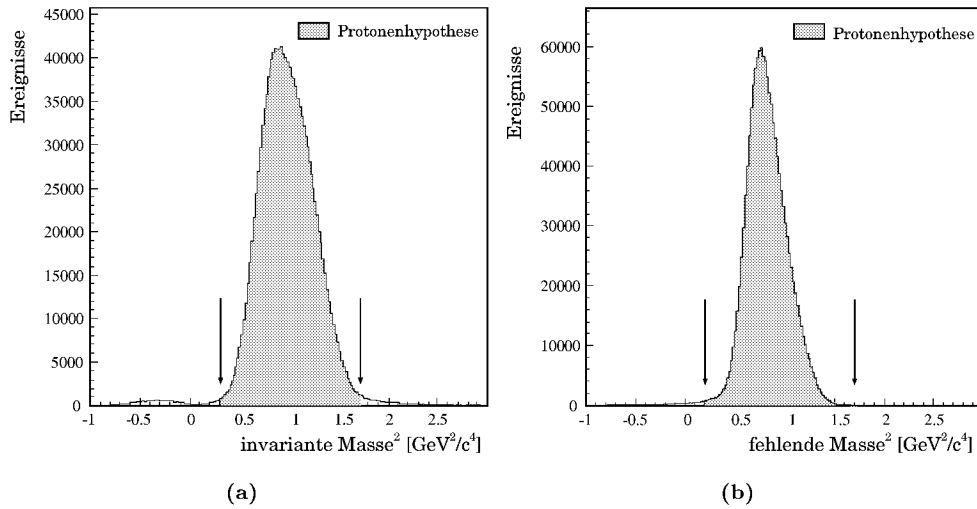
Eine Identifikation des durch die Driftkammern und den S1 nachgewiesenen Protons über eine Rekonstruktion der invarianten Masse wird gemäß Gleichung (3.3) auf Seite 22 möglich. Das invariante Massenspektrum aller unter der Triggerbedingung (4.2) auf Seite 27, sowie nach den Schnitten im ADC-Spektrum und auf die geometrische Korrelation verbleibenden Daten zeigt Abbildung 4.8(a) auf der nachfolgenden Seite. Die Hypothese eines elastischen Ereignisses erfordert für das in den Driftkammern rekonstruierte Teilchen eine Identifikation als Proton. Hierfür muß die invariante Masse im Rahmen der experimentellen Auflösung mit der Protonenmasse übereinstimmen.

Auch das im Luminositätsmonitor detektierte Teilchen muß im Falle eines elastischen Ereignisses notwendigerweise eine fehlende Masse aufweisen, die innerhalb der Auflösung auf ein Proton schließen lässt. Abbildung 4.8(b) zeigt das fehlende Massenspektrum für Ereignisse, bei denen eine Identifikation des ersten Teilchens als Proton erfolgt.

Der in beiden Abbildungen schraffierte und mit Pfeilen markierte Bereich zeigt jeweils den für eine Protonenhypothese festgelegten Massenbereich. Die Festlegung der Grenzen dieser Massenschnitte im Datensatz erfolgte aufgrund der Forderung, möglichst wenig<sup>3</sup> elastisch gestreute Ereignisse zu verwerfen und gleichzeitig den einer Pionenhypothese entsprechenden Untergrund der kinematisch erlaubten und

<sup>3</sup>Ein eventueller Verlust elastischer Ereignisse aufgrund zu starker Einschränkungen führt in erster Näherung zu einem – prozentual gesehen – gleich großen Verlust für Spin nach oben wie nach unten. Wegen  $\mathcal{L}_{rel} \propto \frac{N_{\downarrow}}{N_{\uparrow}}$  hat dies jedoch keine Auswirkung auf die relative Luminosität.

durch die Triggerbedingung miterfassten Reaktion  $pp \rightarrow pn\pi^+$  wirksam zu unterdrücken.



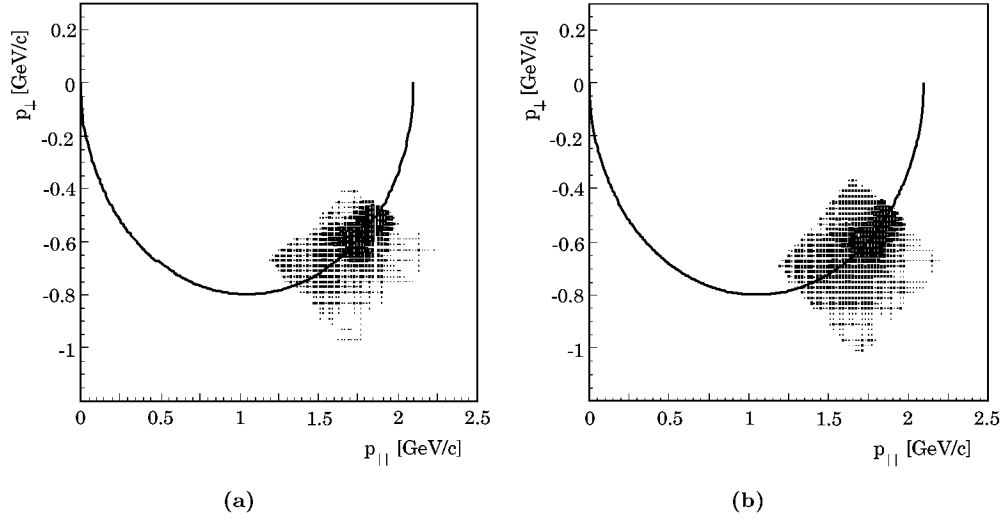
**Abbildung 4.8:** Massenspektren für die unter der Triggerbedingung (4.2) und den angesprochenen Auswahlkriterien selektierten Daten. (a) Quadrat der durch Impulsrekonstruktion und Flugzeitmessung ermittelten invarianten Masse. (b) Quadrat der fehlenden Masse im System eines mit einer Protonenhypothese konform gehenden Einspur-Ereignisses, d. h. nach zusätzlichem Schnitt auf die invariante Masse. In beiden Abbildungen kennzeichnen schraffierte Bereiche die für eine Protonenhypothese akzeptierten Daten.

Relativ große Breiten beider Massenspektren sind qualitativ auf die – im Vergleich zur Selektion von Protonen des  $(pp\eta)$ -Endzustandes – geringere Flugstrecke im Dipolmagnetfeld und der damit einhergehenden größeren Impulsunsicherheit zurückzuführen.

Zur Bestimmung des systematischen Fehlers der Anzahl elastischer Ereignisse wird zunächst die Zahl mitselektierter Untergrundereignisse bestimmt. Im folgenden seien die bis hierhin ausgewählten Ereignisse als elastischer Datensatz bezeichnet.

Die Schnittkriterien zur Selektion elastischer Ereignisse werden im folgenden auch mit Hilfe von Monte-Carlo Studien weiter verfeinert, indem ein Schnitt auf den horizontalen und vertikalen Abstand zwischen dem Pad, mit dem höchsten Energieverlust in den Silizium-Pad Detektoren, und dem rekonstruierten Schnittpunkt S (siehe Abbildung 4.2 auf Seite 28) durchgeführt wird. Der damit einhergehende Verlust elastischer Ereignisse spielt für die Bestimmung des systematischen Fehlers keine entscheidende Rolle. In Abbildung 4.9(a) auf nebenstehender Seite ist die Lage der mit diesen zusätzlichen Kriterien ausgewählten realen Daten im Impulsdiagramm dargestellt. Deutlich zu erkennen ist – im Gegensatz zu Abb. 4.7 auf der vorangehenden Seite – das Verschwinden der Ereignisse, die weit von der

Ellipse entfernt sind. Um die geometrische Lage dieses fast untergrundfreien Datensatzes im Impulsdiagramm nachzuempfinden, wird ein geometrischer Schnitt auf den elastischen Datensatz angewendet (Abb. 4.9(b)). Hier sind in dem für elastische Ereignisse zu erwartenden Bereich auch Untergrundereignisse enthalten, deren Anzahl noch zu bestimmen sein wird.



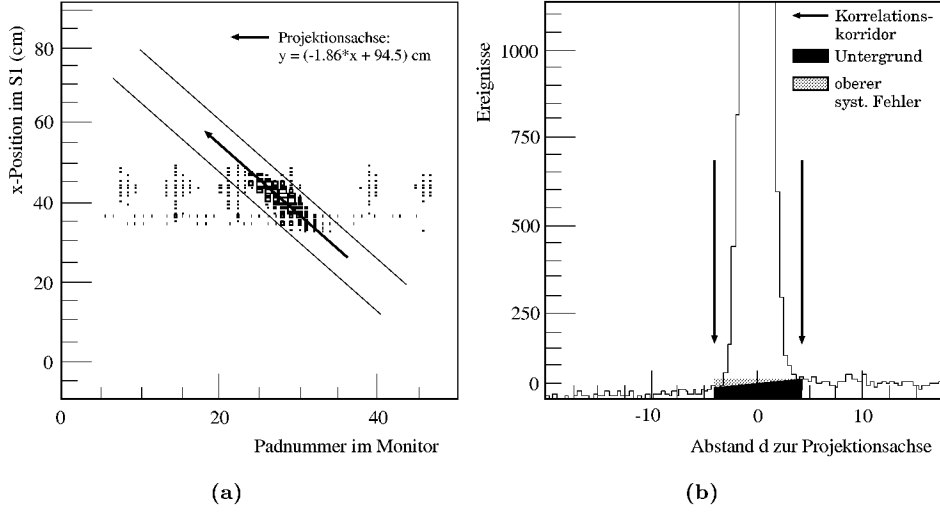
**Abbildung 4.9:** Relativistische Impulsdiagramme für (a) fast nahezu untergrundfreie elastische Ereignisse und (b) für Ereignisse, auf die ein der in (a) erkennbaren Form nachempfunder geometrischer Schnitt angewendet wurde.

Da die Bestimmung der relativen Luminosität in Abschnitt 4.2.3 für verschiedene Winkelbereiche getrennt durchgeführt werden soll, wird ein analoges Vorgehen im Falle des Untergrundes notwendig. Zur Auswahl der für die Untergrundbestimmung relevanten Daten tritt an die Stelle des in Abb. 4.6 auf Seite 30 gezeigten Korridors der in Abb. 4.9(b) erwähnte geometrische Schnitt im Impulsdiagramm, während Massen- und ADC-Schnitte erhalten bleiben. Abbildung 4.10(a) auf der nachfolgenden Seite zeigt die so selektierten Ereignisse.

Eine Projektion entsprechend der Winkelkorrelation elastischer Streuung (Gleichung (4.1) auf Seite 27, angedeutet durch einen Pfeil) parallel zu den beiden Begrenzungslinien des Korrelationsschnittes ermöglicht die Abschätzung des Untergrundes. Die Projektion erfolgt durch Berechnung des senkrechten Abstandes zur Projektionsachse. Aus geometrischen Überlegungen ergibt sich der Abstand eines Datenpunktes mit den Koordinaten  $(x_{Ereignis} / y_{Ereignis})$  zu dieser Achse zu:

$$d = \frac{m \cdot x_{Ereignis} + b - y_{Ereignis}}{\sqrt{1 + m^2}}, \quad (4.4)$$

wobei  $m$  und  $b$  Steigung und Achsenabschnitt der Projektionsachse bezeichnen.



**Abbildung 4.10:** Untergrundbestimmung für einen repräsentativ ausgewählten Winkelbereich  $\theta_p \in [54, 58]^\circ$ . (a) Selektierte Ereignisse nach Massen-, Silizium-Pad-ADC- und geometrischem Schnitt im Impulsdigramm. Längs des Pfeiles erfolgt die in (b) dargestellte Projektion der Ereignisse. Die x-Achse kennzeichnet den senkrechten Abstand zur Projektionsachse gemäß Gleichung (4.4). Der schwarze Bereich stellt den linear interpolierten Untergrund schematisch dar, der grau schraffierte den oberen systematischen Fehler.

Das Ergebnis der Projektion zeigt Abbildung 4.10(b). Neben dem geringen Untergrund ist ein deutliches Signal<sup>4</sup> elastischer Ereignisse zu erkennen. Pfeile markieren die Selektion elastischer Ereignisse durch die Winkelkorrelation.

Zur Bestimmung des Untergrundes in diesem Bereich wird eine lineare Interpolation des Untergrundes außerhalb des Korrelationskorridors vorgenommen. Das Integral dieser linearen Funktion innerhalb der Korrelation (schwarze Fläche im Plot) liefert die gesuchte Anzahl  $N_U$  von Untergrundereignissen. Die Unbestimmtheit der genauen Form des Untergrundes erfordert eine Abschätzung des systematischen Fehlers. Hierfür wird eine horizontale Interpolation jeweils für den linken und rechten Untergrund außerhalb der Korrelation durchgeführt und wiederum das Integral innerhalb bestimmt. Die Differenz zwischen diesem Wert und  $N_U$  kann als oberer und unterer systematischer Fehler genommen werden. Die Abbildung zeigt dies beispielhaft für den oberen systematischen Fehler als grau schraffierte Fläche.

### 4.2.3 Bestimmung der relativen Luminosität

Die im vorigen Abschnitt erläuterte Selektion elastischer Ereignisse erlaubt die Bestimmung der relativen Luminosität  $\mathcal{L}_{rel}$ . Unter den beschriebenen Schnittkriterien

<sup>4</sup>Aus Gründen der besseren Verdeutlichung des Untergrundes ist nicht der gesamte Peak zu sehen.

wird die Auswahl elastischer Ereignisse vorgenommen, und für verschiedene Winkelintervalle von  $\theta_p$  ihre Anzahl  $N_{gem}$  bestimmt. Aus Monte-Carlo Simulationen zeigt sich ein für den COSY-11 Detektor sinnvoller Bereich von  $\theta_p \in [38, 74]^\circ$ , wobei 9 Bins  $\approx 4^\circ$  gewählt werden. Die Anzahl von Untergrundereignissen  $N_U$  und der systematische Fehler  $\pm \Delta N_{U,syst.}$  werden in jedem Bin ermittelt.

Die für  $\mathcal{L}_{rel}$  relevante Zahl  $N_{el,\uparrow\downarrow}$  elastischer Ereignisse für Spin nach oben bzw. unten erhält man über:

$$N_{el,\uparrow\downarrow} = N_{gem,\uparrow\downarrow} - N_{U,\uparrow\downarrow}$$

Der winkelabhängige Wirkungsquerschnitt  $W_{el}(\theta_p)$  der elastischen pp-Streuung kann nach Gleichung (2.8) auf Seite 15 mit Hilfe der bekannten Strahlpolarisation (siehe Abschnitt 4.1) und der winkelabhängigen Analysierstärke  $A_{y,el}(\theta_p)$  [A<sup>+</sup>00] berechnet werden. Die relative Luminosität ergibt sich dann nach Gleichung (2.10) auf Seite 16 zu:

$$\mathcal{L}_{rel}(\theta_p) := \frac{\mathcal{L}_{el,\downarrow}(\theta_p) \cdot t_\downarrow}{\mathcal{L}_{el,\uparrow}(\theta_p) \cdot t_\uparrow} = \frac{W_{el,\uparrow}(\theta_p)}{N_{el,\uparrow}(\theta_p)} \cdot \frac{N_{el,\downarrow}(\theta_p)}{W_{el,\downarrow}(\theta_p)} \quad (4.5)$$

Wie in Abschnitt 4.2.2 erläutert, wird der systematische Fehler  $\pm \Delta N_{U,syst.}$  der elastischen Ereigniszahl aufgrund der unbekannten Form des Untergrundes abgeschätzt. Wegen  $\mathcal{L}_{rel} \propto N_\uparrow/N_\downarrow$  ergeben sich so maximale und minimale Werte für die relative Luminosität zu:

$$\mathcal{L}_{rel,max/min} = \frac{N_{el,\downarrow} \pm \Delta N_{U,syst,\downarrow}}{N_{el,\uparrow} \mp \Delta N_{U,syst,\uparrow}} \cdot \frac{W_{el,\uparrow}}{W_{el,\downarrow}}$$

Der obere und untere systematische Fehler für  $\mathcal{L}_{rel}$  ist schließlich gegeben zu:

$$\pm \Delta \mathcal{L}_{rel,syst} = \left| \mathcal{L}_{rel,max/min} - \mathcal{L}_{rel} \right|$$

Tabelle 4.2 zeigt die ermittelten Größen  $N_{gem}$  und  $N_U$  für beide Spineinstellungen in Abhängigkeit des Winkels  $\theta_p$  und die daraus ermittelten relativen Luminositäten. Die Berechnung des statistischen Fehlers erfolgt über eine gaußsche Fehlerfortpflanzung mit  $\Delta N = \sqrt{N}$ .

| $\theta_p [^\circ]$                | $N_{gem,\uparrow}$ | $N_{U,\uparrow}$ | $N_{gem,\downarrow}$ | $N_{U,\downarrow}$ | $A_y$             | $\mathcal{L}_{rel}$                 |
|------------------------------------|--------------------|------------------|----------------------|--------------------|-------------------|-------------------------------------|
| 40                                 | 116079             | 320              | 83177                | 232                | $0.377 \pm 0.009$ | $0.992 \pm 0.011^{+0.001}_{-0.001}$ |
| 44                                 | 89813              | 384              | 64948                | 280                | $0.346 \pm 0.010$ | $1.011 \pm 0.011^{+0.001}_{-0.001}$ |
| 48                                 | 71005              | 344              | 52623                | 256                | $0.316 \pm 0.011$ | $1.014 \pm 0.011^{+0.001}_{-0.001}$ |
| 52                                 | 53201              | 568              | 41477                | 504                | $0.31 \pm 0.012$  | $0.971 \pm 0.012^{+0.003}_{-0.003}$ |
| 56                                 | 34494              | 352              | 27515                | 336                | $0.241 \pm 0.013$ | $1.005 \pm 0.013^{+0.004}_{-0.004}$ |
| Fortsetzung auf der nächsten Seite |                    |                  |                      |                    |                   |                                     |

<sup>5</sup>[frz.]: zu je

| $\theta_p[^\circ]$ | $N_{gem,\uparrow}$ | $N_{U,\uparrow}$ | $N_{gem,\downarrow}$ | $N_{U,\downarrow}$ | $A_y$             | $\mathcal{L}_{rel}$                 |
|--------------------|--------------------|------------------|----------------------|--------------------|-------------------|-------------------------------------|
| 60                 | 30598              | 224              | 26354                | 148                | $0.138 \pm 0.017$ | $1.028 \pm 0.014^{+0.001}_{-0.001}$ |
| 64                 | 24803              | 160              | 22240                | 152                | $0.128 \pm 0.017$ | $0.993 \pm 0.014^{+0.001}_{-0.001}$ |
| 68                 | 19821              | 108              | 18840                | 140                | $0.063 \pm 0.017$ | $0.993 \pm 0.015^{+0.001}_{-0.001}$ |
| 72                 | 12207              | 140              | 11831                | 124                | $0 \pm 0.018$     | $1.04 \pm 0.014^{+0.004}_{-0.004}$  |
| 40                 | 115985             | 200              | 81418                | 152                | $0.377 \pm 0.009$ | $0.941 \pm 0.012^{+0.000}_{-0.000}$ |
| 44                 | 88800              | 272              | 63741                | 228                | $0.346 \pm 0.010$ | $0.954 \pm 0.012^{+0.001}_{-0.001}$ |
| 48                 | 70189              | 268              | 52324                | 168                | $0.316 \pm 0.011$ | $0.949 \pm 0.012^{+0.001}_{-0.001}$ |
| 52                 | 52567              | 460              | 41155                | 524                | $0.31 \pm 0.012$  | $0.914 \pm 0.012^{+0.002}_{-0.002}$ |
| 56                 | 33146              | 292              | 27554                | 248                | $0.241 \pm 0.013$ | $0.926 \pm 0.014^{+0.002}_{-0.002}$ |
| 60                 | 30043              | 164              | 26188                | 140                | $0.138 \pm 0.017$ | $0.989 \pm 0.016^{+0.001}_{-0.001}$ |
| 64                 | 24397              | 168              | 22438                | 132                | $0.128 \pm 0.017$ | $0.946 \pm 0.015^{+0.001}_{-0.001}$ |
| 68                 | 19360              | 108              | 19203                | 92                 | $0.063 \pm 0.017$ | $0.942 \pm 0.016^{+0.001}_{-0.001}$ |
| 72                 | 11875              | 84               | 12006                | 112                | $0 \pm 0.018$     | $0.991 \pm 0.013^{+0.002}_{-0.002}$ |

**Tabelle 4.2:** Anzahl gemessener elastischer Ereignisse  $N_{gem}$  sowie des Untergrundes  $N_U$  für beide Spineinstellungen in verschiedenen Winkelbereichen. Die letzte Spalte beinhaltet die relative Luminosität mit statistischem und systematischem Fehler. Der obere Block gilt für den ersten Zeitblock, der untere für den zweiten.

Die daraus resultierenden fehlergewichteten Mittelwerte  $\overline{\mathcal{L}_{rel}}$  für beide Zeitblöcke und der Fehler dieses Mittelwertes errechnen sich gemäß [Bar89]

$$\overline{\mathcal{L}_{rel}} = \frac{\sum_{\theta_p} \frac{\mathcal{L}_{rel}(\theta_p)}{(\Delta\mathcal{L}_{rel}(\theta_p))^2}}{\sum_{\theta_p} \frac{1}{(\Delta\mathcal{L}_{rel}(\theta_p))^2}} \quad \text{und} \quad \Delta\overline{\mathcal{L}_{rel}} = \sqrt{\frac{1}{\sum_{\theta_p} \frac{1}{(\Delta\mathcal{L}_{rel}(\theta_p))^2}}}$$

und sind in Tabelle 4.3 angegeben.

|                                | Zeitblock 1                         | Zeitblock 2                         |
|--------------------------------|-------------------------------------|-------------------------------------|
| $\overline{\mathcal{L}_{rel}}$ | $1.004 \pm 0.004^{+0.002}_{-0.002}$ | $0.949 \pm 0.004^{+0.001}_{-0.001}$ |

**Tabelle 4.3:** Fehlergewichtete Mittelwerte für die relative Luminosität  $\overline{\mathcal{L}_{rel}}$  mit statistischem und systematischem Fehler.

### 4.3 Analysierstärke und Partialwellenseparation

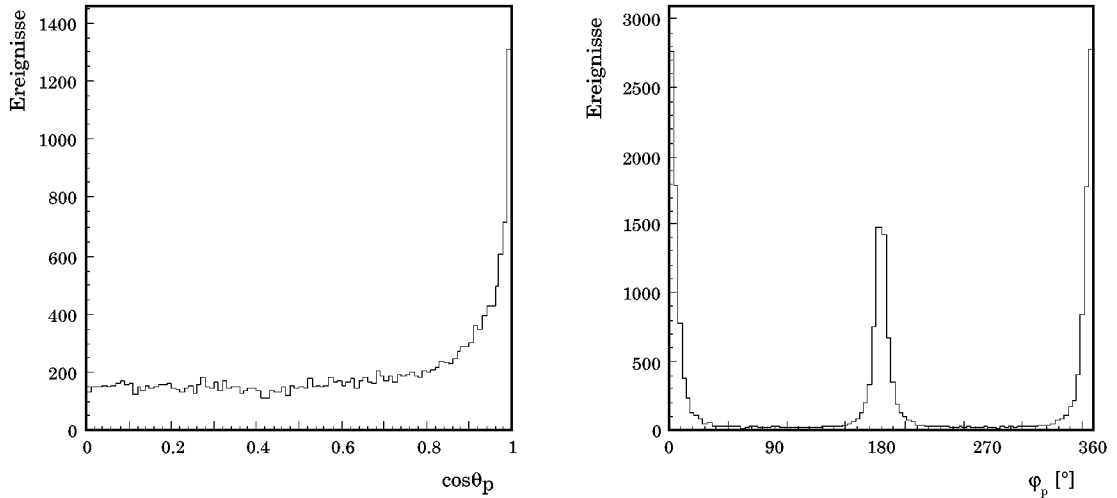
Die Analysierstärke  $A_y(\xi)$  in der Reaktion  $\vec{p}p \rightarrow pp\eta$  kann mit Hilfe der Beziehung (2.11) auf Seite 16 bestimmt werden und ein anschließender Vergleich mit

Gleichung (2.6) auf Seite 13 ermöglicht die Extraktion einzelner Linearkombinationen von Interferenzen verschiedener Partialwellenamplituden. Eine Integration dieser Gleichung über die protonen-abhängigen Koordinaten  $\cos \theta_p$  und  $\varphi_p$  bewirkt das Verschwinden mehrerer Terme<sup>6</sup>:

$$\iint \frac{d^2\sigma}{d\Omega_p d\Omega_q}(\xi) A_y(\xi) d\cos\theta_p d\varphi_p = 2\pi (G_1^{y0} \sin\theta_q + (H_1^{y0} + I^{y0}) \sin 2\theta_q) \cos\varphi_q. \quad (4.6)$$

Die Reduzierung auf wenige Partialwellenterme in dieser Gleichung ist jedoch nur gewährleistet, sofern die im Experiment abgedeckten Winkelbereiche den kompletten Phasenraum mit konstanter Detektoreffizienz oder symmetrische Bereiche bedecken. Abbildung 4.11 zeigt die relevanten Winkel  $\cos \theta_p$  und  $\varphi_p$  für Monte-Carlo-Daten.

Eine unsymmetrische Effizienz in  $\cos \theta_p$  erfordert eine Korrektur während der Analyse, genauso wie die nicht um  $90^\circ$  symmetrische  $\varphi_p$ -Verteilung. Auf die Korrektur wird weiter unten näher eingegangen.



**Abbildung 4.11:** Verteilung für die beiden relevanten kinematischen Größen  $\cos \theta_p$  und  $\varphi_p$  für Monte Carlo-Daten. In der linken Abbildung ist eine komplette Abdeckung in  $\cos \theta_p$  zu sehen. Beide Verteilungen sind unsymmetrisch und erfordern eine Korrektur.

Aufgrund des durch die Dipolöffnung stark begrenzten  $\varphi_p$ -Bereiches auf im wesentlichen  $0^\circ$  und  $180^\circ$  geht damit wegen der Viererimpulserhaltung eine starke Einschränkung des  $\varphi_q$ -Bereiches einher (siehe Abbildung 4.12 auf der nachfolgenden Seite). Als Konsequenz wird für die Auswertung nur ein  $\varphi_q$ -Bin mit den Grenzen  $\pm 30^\circ$  gewählt, so daß sich Gleichung (4.6) wegen  $\int_{-\pi/6}^{\pi/6} \cos \varphi_q d\varphi_q = 1$  weiter

<sup>6</sup>Aus Gründen einer besseren Verdeutlichung des differentiellen Wirkungsquerschnittes wird von nun ab statt  $W_0$  der üblichere Ausdruck  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  verwendet

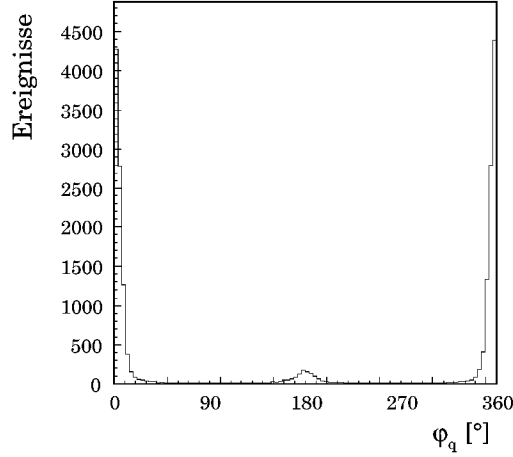


Abbildung 4.12: Abdeckung des  $\varphi_q$ -Bereichs in Monte Carlo-Daten.

zu

$$\int_{-\frac{\pi}{6}}^{\frac{\pi}{6}} \iint \frac{d^2\sigma}{d\Omega_p d\Omega_q}(\xi) A_y(\xi) d\cos\theta_p d\varphi_p d\varphi_q = 2\pi (G_1^{y0} \sin\theta_q + (H_1^{y0} + I^{y0}) \sin 2\theta_q) \quad (4.7)$$

vereinfacht und die Grundlage zur Separation der **(PpPs)**-Interferenz ( $G_1^{y0}$ ) von den **(Pp)**<sup>2</sup>- und **(SsSd)**-Termen ( $H_1^{y0}$  und  $I^{y0}$ ) darstellt. Unter Verwendung der folgenden relevanten Integrale

$$\begin{aligned} \int_{-1}^1 \sin\theta d\cos\theta &= \frac{\pi}{2} \\ \int_{-1}^1 \cos\theta \sin\theta d\cos\theta &= 0 \\ \int_{-1}^1 \cos^2\theta \sin\theta d\cos\theta &= \frac{\pi}{8} \end{aligned} \quad (4.8)$$

und Integration der Gleichung (4.7) mit  $\int_{-1}^1 d\cos\theta_q$  bzw. mit  $\int_{-1}^1 \cos\theta_q d\cos\theta_q$  ergibt sich<sup>7</sup>

$$G_1^{y0} = \frac{1}{\pi^2} \int \left( \int_{-\frac{\pi}{6}}^{\frac{\pi}{6}} \iint \frac{d^2\sigma}{d\Omega_p d\Omega_q}(\xi) A_y(\xi) d\cos\theta_p d\varphi_p d\varphi_q \right) d\cos\theta_q \quad (4.9)$$

$$H_1^{y0} + I^{y0} = \frac{2}{\pi^2} \int \left( \int_{-\frac{\pi}{6}}^{\frac{\pi}{6}} \iint \frac{d^2\sigma}{d\Omega_p d\Omega_q}(\xi) A_y(\xi) d\cos\theta_p d\varphi_p d\varphi_q \right) \cos\theta_q d\cos\theta_q.$$

<sup>7</sup>Man beachte das trigonometrische Additionstheorem:  $\sin(2\theta) = 2\cos\theta \sin\theta$

Eine Extraktion der beiden Terme  $G_1^{y0}$  und  $(H_1^{y0} + I^{y0})$  erfordert nun eine Bestimmung der Größe

$$\int_{-\frac{\pi}{6}}^{\frac{\pi}{6}} \iint \frac{d^2\sigma}{d\Omega_p d\Omega_q}(\xi) A_y(\xi) d\cos\theta_p d\varphi_p d\varphi_q \quad (4.10)$$

aus den Daten. Wegen der Integration über die Protonenwinkel und der starken Einschränkung des  $\varphi_q$ -Bereiches erfolgt die Auswertung nur für verschiedene  $\cos\theta_q$ . Die Anzahl der Ereignisse ist dementsprechend bereits gemäß

$$N^*(\cos\theta_q) := \int_{-\frac{\pi}{6}}^{\frac{\pi}{6}} \iint N^{kor.}(\cos\theta_p, \varphi_p, \cos\theta_q, \varphi_q) d\Omega_p d\varphi_q$$

integriert, wobei  $N^{kor.}(\cos\theta_p, \varphi_p, \cos\theta_q, \varphi_q)$  die bezüglich  $\cos\theta_p$  und  $\varphi_p$  effizienz-korrigierte Anzahl von  $\vec{p}p \rightarrow pp\eta$ -Ereignissen bezeichnet. Zur Korrektur wurde zunächst mittels Monte Carlo-Simulationen die Anzahl durch den Detektor und die Datenanalyse akzeptierter Ereignisse  $N_{akz.}(\cos\theta_p, \varphi_p)$  ermittelt. Jedes Ereignis wird anschließend mit  $w(\cos\theta_p, \varphi_p) = 1/N_{akz.}(\cos\theta_p, \varphi_p)$  gewichtet. Mit einer Gesamtnormierung ergibt sich somit der korrigierte Eintrag im Spektrum der fehlenden Masse zu

$$N^{kor.} = \frac{\sum_i \sum_k w_{i,k} N_{i,k}}{\sum_i \sum_k w_{i,k}},$$

wobei  $i$  über die relevanten  $\varphi_p$ -Bins,  $k$  über die in  $\cos\theta_p$  läuft und  $N_{i,k}$  die Anzahl von Zwei-Protonen-Ereignissen aus diesem  $(\cos\theta_p, \varphi_p)$ -Bereich darstellt. Der Fehler errechnet sich gemäß einer gaußschen Fehlerfortpflanzung zu

$$\Delta N^{kor.} = \frac{1}{\sum_{i,k} w_{i,k}} \sqrt{\sum_{i,k} (w_{i,k} \cdot \Delta N_{i,k})^2} = \frac{1}{\sum_{i,k} w_{i,k}} \sqrt{\sum_{i,k} w_{i,k}^2 N_{i,k}}.$$

Mit obiger Definition von  $N^*$  modifiziert sich Gleichung (2.9) auf Seite 16 zu<sup>8</sup>

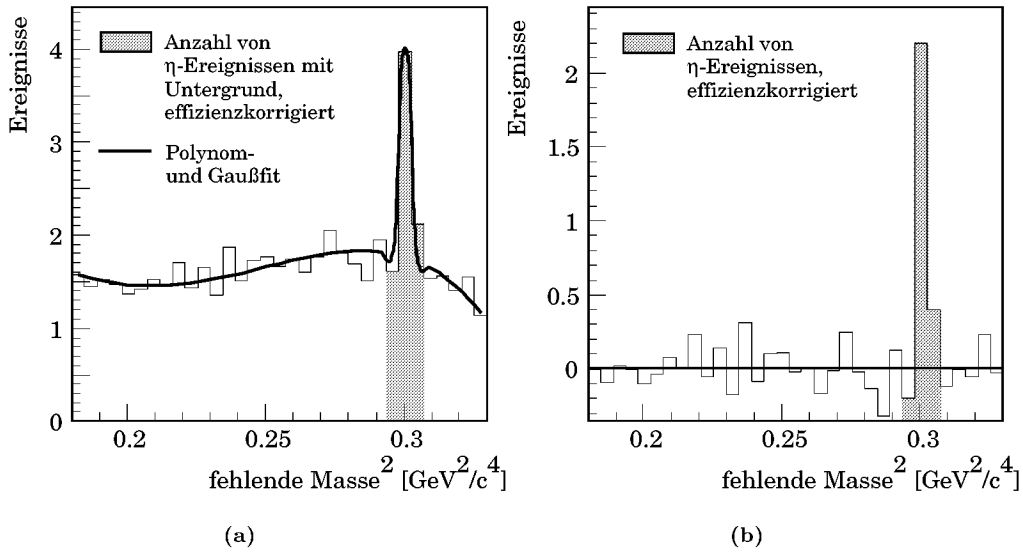
$$\begin{aligned} \varepsilon &= \frac{N_{\uparrow}^* - N_{\downarrow}^*}{N_{\uparrow}^* + N_{\downarrow}^*} \\ &= \frac{1 + P_{\uparrow} \frac{\iiint \frac{d^2\sigma}{d\Omega_p d\Omega_q} A_y d\Omega_p d\varphi_q}{\iiint \frac{d^2\sigma}{d\Omega_p d\Omega_q} d\Omega_p d\varphi_q} - \frac{\mathcal{L}_{\downarrow} \cdot t_{\downarrow}}{\mathcal{L}_{\uparrow} \cdot t_{\uparrow}} \cdot (1 + P_{\downarrow} \frac{\iiint \frac{d^2\sigma}{d\Omega_p d\Omega_q} A_y d\Omega_p d\varphi_q}{\iiint \frac{d^2\sigma}{d\Omega_p d\Omega_q} d\Omega_p d\varphi_q})}{1 + P_{\uparrow} \frac{\iiint \frac{d^2\sigma}{d\Omega_p d\Omega_q} A_y d\Omega_p d\varphi_q}{\iiint \frac{d^2\sigma}{d\Omega_p d\Omega_q} d\Omega_p d\varphi_q} + \frac{\mathcal{L}_{\downarrow} \cdot t_{\downarrow}}{\mathcal{L}_{\uparrow} \cdot t_{\uparrow}} \cdot (1 + P_{\downarrow} \frac{\iiint \frac{d^2\sigma}{d\Omega_p d\Omega_q} A_y d\Omega_p d\varphi_q}{\iiint \frac{d^2\sigma}{d\Omega_p d\Omega_q} d\Omega_p d\varphi_q})}. \end{aligned}$$

<sup>8</sup>Im weiteren werden nicht mehr explizit die  $\varphi_q$ -Integrationsgrenzen  $-\frac{\pi}{6}$  und  $\frac{\pi}{6}$  angegeben.

Mit der vereinfachten Schreibweise  $\frac{d\sigma}{d\cos\theta_q} = \iiint \frac{d^2\sigma}{d\Omega_p d\Omega_q} d\Omega_p d\varphi_q$  erhält man daraus analog zu Gleichung (2.11)

$$A_y^*(\cos\theta_q) := \frac{\iiint \frac{d^2\sigma}{d\Omega_p d\Omega_q} A_y(\cos\theta_p, \varphi_p, \cos\theta_q, \varphi_q) d\Omega_p d\varphi_q}{\frac{d\sigma}{d\cos\theta_q}} = \frac{\mathcal{L}_{rel} \cdot N_{\uparrow}^* - N_{\downarrow}^*}{N_{\downarrow}^* \cdot P_{\uparrow} - \mathcal{L}_{rel} \cdot P_{\downarrow} \cdot N_{\uparrow}^*} \quad (4.11)$$

Die Berechnung der Größe  $A_y^*$  gemäß Gleichung (4.11) erfordert die Bestimmung der absoluten  $\vec{p}p \rightarrow pp\eta$ -Ereigniszahlen  $N_{\eta,\uparrow\downarrow}^*$  in Abhängigkeit von  $\cos\theta_q$ . Die Auswertung erfolgt in 4 Bins für  $\cos\theta_q$  beginnend bei  $\cos\theta_q = -0.75$  mit einem Binabstand von 0.5. Abbildung 4.13(a) zeigt ein nach Abschnitt 3.3 bestimmtes Missing Mass-Spektrum. Mit ihm wird die Anzahl  $N_{\eta+Unt.}^*$  aller Ereignisse ermittelt, die im Massenbereich des  $\eta$ -Signal liegen.



**Abbildung 4.13:** Missing Mass-Spektren (a) mit und (b) ohne Untergrund für ein repräsentatives Bin im Falle von Spin up.

Anschließend wird dieses Spektrum mit einem Polynom 5. Grades und einer Gaußfunktion (siehe eingezeichnete Linie) angepasst. Die für den Untergrund erhaltene Funktion wird subtrahiert (Abb. 4.13(b)), wodurch die Anzahl  $N_{\eta}^*$  von  $\eta$ -Ereignissen ohne Untergrund zugänglich wird. Schraffierte Bereiche in beiden Abbildungen stellen die Integrationsbereiche zur Ermittlung der beiden notwendigen Größen  $N_{\eta}^*$  und  $N_{\eta+Unt.}^*$  dar.

Die Anzahl Untergrundereignisse im Bereich des  $\eta$ -Signals ergibt sich über

$$N_{Unt.}^* = N_{\eta+Unt.}^* - N_{\eta}^*.$$

Da die Anzahl ermittelter  $\eta$ -Ereignisse vom Untergrund abhängt, ist somit der Fehler in  $N_\eta^*$  auch von  $N_{U\eta}^*$  abhängig:

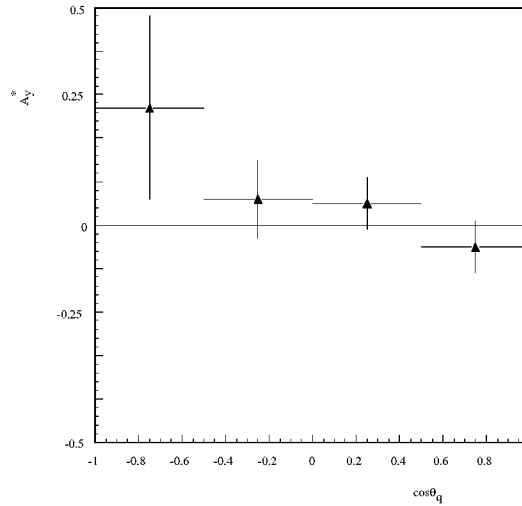
$$\begin{aligned} N_\eta^* &= N_{\eta+U\eta}^* - N_{U\eta}^* \\ \Rightarrow \Delta N_\eta^* &= \sqrt{(\Delta N_{\eta+U\eta}^*)^2 + (\Delta N_{U\eta}^*)^2} \end{aligned}$$

Die Ergebnisse der Auswertung von  $A_y^*$  für die vier Bins sind in Tabelle 4.4 für beide Zeitblöcke dargestellt. Aus ihnen werden fehlergewichtete Mittelwerte

|             | $\cos \theta_q$ | $N_{\eta,\uparrow}^*$ | $N_{\eta+U\eta,\uparrow}^*$ | $N_{\eta,\downarrow}^*$ | $N_{\eta+U\eta,\downarrow}^*$ | $A_y^*$          |
|-------------|-----------------|-----------------------|-----------------------------|-------------------------|-------------------------------|------------------|
| Zeitblock 1 | -0.75           | $0.48 \pm 0.11$       | $2.23 \pm 0.08$             | $0.7 \pm 0.1$           | $2.23 \pm 0.08$               | $-0.43 \pm 0.31$ |
|             | -0.25           | $1.27 \pm 0.13$       | $3.69 \pm 0.1$              | $1.31 \pm 0.11$         | $2.95 \pm 0.09$               | $-0.03 \pm 0.15$ |
|             | 0.25            | $2.51 \pm 0.15$       | $5.61 \pm 0.13$             | $2.33 \pm 0.12$         | $4.44 \pm 0.1$                | $0.09 \pm 0.09$  |
|             | 0.75            | $1.94 \pm 0.15$       | $6.68 \pm 0.11$             | $2.42 \pm 0.12$         | $5.84 \pm 0.1$                | $-0.25 \pm 0.11$ |
| Zeitblock 2 | -0.75           | $0.68 \pm 0.09$       | $2.01 \pm 0.07$             | $0.22 \pm 0.09$         | $1.53 \pm 0.07$               | $0.88 \pm 0.29$  |
|             | -0.25           | $1.31 \pm 0.12$       | $3.18 \pm 0.1$              | $1.11 \pm 0.09$         | $2.6 \pm 0.07$                | $0.11 \pm 0.11$  |
|             | 0.25            | $2.02 \pm 0.13$       | $4.46 \pm 0.1$              | $1.87 \pm 0.11$         | $3.49 \pm 0.1$                | $0.02 \pm 0.08$  |
|             | 0.75            | $2.29 \pm 0.12$       | $5.72 \pm 0.1$              | $2.08 \pm 0.11$         | $5.03 \pm 0.09$               | $0.04 \pm 0.07$  |

**Tabelle 4.4:** Übersicht zur experimentellen Bestimmung der Analysierstärke  $A_y^*$ , getrennt nach beiden Zeitblöcken.

berechnet (siehe Abbildung 4.14).



**Abbildung 4.14:**  $\cos \theta_q$ -Abhängigkeit der Analysierstärke  $A_y^*$ .

Die in (4.10) auf Seite 39 gesuchte Größe ergibt sich gemäss Gl. (4.11) auf nebenstehender Seite zu  $A_y^* \frac{d\sigma}{d \cos \theta_q}$ . Die Werte für  $\frac{d\sigma}{d \cos \theta_q}$  sind [C<sup>+</sup>99] entnommen.

Dabei wurde der Tatsache  $\varphi_q \in [-\frac{\pi}{6}, \frac{\pi}{6}]$  durch  $\frac{d\sigma}{d\cos\theta_q} = \int_{-\frac{\pi}{6}}^{\frac{\pi}{6}} \frac{d\sigma}{d\Omega_q} d\varphi_q$  Rechnung getragen. Aufgrund der Isotropie des Wirkungsquerschnittes im Azimuthalwinkel  $\varphi$  ist also

$$\left. \frac{d\sigma}{d\cos\theta_q} \right|_{-\frac{\pi}{6} \leq \varphi_q \leq \frac{\pi}{6}} = \frac{\pi}{3} \frac{d\sigma}{d\Omega_q}.$$

Es ergeben sich damit die für die Durchführung der Integration in den Gleichungen (4.9) relevanten Größen  $\frac{d\sigma}{d\cos\theta_q} A_y^*$  sowie  $\frac{d\sigma}{d\cos\theta_q} A_y^* \cos\theta_q$ , die neben  $A_y^*$  in Tabelle 4.5 angegeben sind.

| $\cos\theta_q$   | $A_y^*$          | $\frac{d\sigma}{d\cos\theta_q}$<br>[ $\mu\text{b}$ ] | $\frac{d\sigma}{d\cos\theta_q} A_y^*$<br>[ $\mu\text{b}$ ] | $\frac{d\sigma}{d\cos\theta_q} A_y^* \cos\theta_q$<br>[ $\mu\text{b}$ ] |
|------------------|------------------|------------------------------------------------------|------------------------------------------------------------|-------------------------------------------------------------------------|
| $-0.75 \pm 0.25$ | $0.27 \pm 0.21$  | $0.31 \pm 0.01$                                      | $0.085 \pm 0.067$                                          | $-0.063 \pm 0.05$                                                       |
| $-0.25 \pm 0.25$ | $0.06 \pm 0.09$  | $0.50 \pm 0.01$                                      | $0.029 \pm 0.045$                                          | $-0.007 \pm 0.011$                                                      |
| $0.25 \pm 0.25$  | $0.05 \pm 0.06$  | $0.50 \pm 0.01$                                      | $0.026 \pm 0.03$                                           | $0.006 \pm 0.007$                                                       |
| $0.75 \pm 0.25$  | $-0.05 \pm 0.06$ | $0.31 \pm 0.01$                                      | $-0.015 \pm 0.018$                                         | $-0.011 \pm 0.014$                                                      |

**Tabelle 4.5:** Übersicht über die aus beiden Zeitblöcken erhaltenen fehlergewichteten Analysierstärken  $A_y^*$  sowie die zur Berechnung der Partialwelleninterferenzterme relevanten Größen  $\frac{d\sigma}{d\cos\theta_q} A_y^*$  und  $\frac{d\sigma}{d\cos\theta_q} A_y^* \cos\theta_q$ .

Die Integration dieser Werte liefert schließlich

$$G_1^{y0} = \frac{1}{\pi^2} \sum_{\cos\theta_q} \frac{d\sigma}{d\cos\theta_q} A_y^* \cdot \Delta\cos\theta_q$$

$$H_1^{y0} + I^{y0} = \frac{2}{\pi^2} \sum_{\cos\theta_q} \frac{d\sigma}{d\cos\theta_q} A_y^* \cos\theta_q \cdot \Delta\cos\theta_q.$$

Unter Verwendung dieser Gleichungen und einer gaußschen Fehlerfortpflanzung erhält man mit  $\Delta\cos\theta_q = 0.5$

$$\boxed{G_1^{y0} = (0.006 \pm 0.004) \mu\text{b}} \quad \text{und} \quad \boxed{H_1^{y0} + I^{y0} = (-0.008 \pm 0.005) \mu\text{b}}$$

# Kapitel 5

## Zusammenfassung und Ausblick

Die interne Experimentiereinrichtung COSY-11 am Beschleuniger und Speicherring COSY des Forschungszentrums Jülich dient dem Studium der schwelennahen Mesonenproduktion mit Massen bis etwa  $1 \text{ GeV}/c^2$  im Proton-Proton Stoß. Bei relativ geringen Überschußenergien wird trotz des kompakten Detektorsystems eine große Akzeptanz erreicht.

Erste Ergebnisse der Analysierstärke  $A_y$  in der Reaktion  $\vec{p}p \rightarrow pp\eta$  wurden in dieser Arbeit vorgestellt. Ein Vergleich mit der theoretischen Beschreibung der Streuung eines polarisierten Projektils an einem unpolarisierten Target erlaubt eine Extraktion der (PsPp) bzw. der Summe der (SsSd) und (SsDs) Interferenzterme der Partialwellenamplituden. Dies ermöglicht einen Vergleich mit Vorhersagen theoretischer Modelle.

Die Selektion der Ereignisse gelingt durch vollständige Rekonstruktion der Kinetik im Endzustand mit Hilfe der Bestimmung der Viererimpulse geladener Teilchen des Ausgangskanals.

Die Spuren der im als Spektrometer dienenden COSY-Dipol abgelenkten positiven Teilchen des Endzustandes werden mit zwei Driftkammern rekonstruiert. Ein Zurückrechnen der Trajektorien zum nominalen Targetort erlaubt mit Hilfe des bekannten Magnetfeldes die Bestimmung des Teilchenimpulses. Eine Massenbestimmung unter Zuhilfenahme einer Flugzeitmessung ermöglicht die Auswahl von Endzuständen mit zwei nachgewiesenen Protonen sowie die vollständige Kenntnis der Viererimpulse. Eine Berechnung der *fehlende Masse* (Missing Mass) aus der Viererimpulsbilanz erlaubt die Selektion der  $\vec{p}p \rightarrow pp\eta$ -Ereignisse.

Für eine Verbesserung der Auflösung der fehlenden Masse wurde der Einfluß eines Strahlversatzes relativ zum Targetort untersucht. Die Minimierung der Missing Mass-Auflösung lässt so eine Rekonstruktion dieses freien Parameters zu. Auch eine Kalibration der Driftkammerpositionen mit Hilfe der simultan gemessenen Ereignisse elastischer Proton-Proton-Streuung wurde durchgeführt. Mit der vollständigen Kalibration des Detektorsystems wird eine Auflösung der fehlenden Masse von  $1.6 \text{ MeV}/c^2$  erreicht.

Die Bestimmung der Analysierstärke erfordert die Kenntnis der relativen Lu-

minosität für die beiden Zyklen entgegengesetzter transversaler Polarisation. Die Selektion elastischer Ereignisse beruht auf der eindeutigen Winkelkorrelation bedingt durch die Kinematik des Zwei-Teilchen-Endzustandes. Der Berechnung liegen die durch simultane Messung der Proton-Proton-Streuung am COSY-Experiment EDDA bestimmten mittleren Strahlpolarisationen zugrunde, wobei eine mögliche Bestimmung dieser Größe an COSY-11 für zukünftige Polarisationsexperimente diskutiert wird.

Angaben der Analysierstärke  $A_y$  für die Reaktion  $\bar{p}p \rightarrow pp\eta$  bei einem Strahlimpuls  $p_{Strahl} = 2.096 \text{ GeV}/c$  – entsprechend einer Überschußenergie  $Q = 40 \text{ MeV}$  – erfolgten durch Bestimmung der Anzahl von  $\eta$ -Ereignissen für beide Spineinstellungen. Die Notwendigkeit einer Korrektur bezüglich der Detektorakzeptanz beim Nachweis der  $\bar{p}p \rightarrow pp\eta$ -Ereignisse wurde diskutiert. Monte Carlo-Simulationen unter Berücksichtigung typischer Detektorauflösungen sowie die Analyse generierter Ereignisse unter Verwendung des kompletten Analyseprogrammpaketes bilden bei der Berechnung der Korrekturgewichte die Grundlage.

Aus theoretischen Überlegungen ergibt sich die Möglichkeit der Extraktion einzelner Interferenzterme von Partialwellenamplituden. Der (PpPs)-Interferenzterm ergibt sich zu  $G_1^{y0} = (0.006 \pm 0.004) \mu\text{b}$ , die Linearkombination der (Pp)<sup>2</sup> und (SsSd)-Terme zu  $H_1^{y0} + I^{y0} = (-0.008 \pm 0.005) \mu\text{b}$ .

Durch präzise Experimente an unterschiedlichen Beschleunigern bilden die nunmehr vorhandenen Daten zur  $\eta$ -Produktion die genaueste Datensammlung im Bereich der schwelennahen Erzeugung schwerer Mesonen. Neben dem totalen Wirkungsquerschnitt (siehe beispielsweise [S<sup>+</sup>00, H<sup>+</sup>98, C<sup>+</sup>97]), gibt es auch Daten zum differentiellen Wirkungsquerschnitt [M<sup>+</sup>01c, C<sup>+</sup>99].

In Schwellennähe zeigt die Energieabhängigkeit des totalen Wirkungsquerschnittes neben der vom 3-Körper-Phasenraum stammenden  $Q^2$ -Abhängigkeit und einer Modifikation durch die Nukleon-Nukleon Endzustands-Wechselwirkung einen signifikanten Einfluß der attraktiven Wechselwirkung des  $\eta p$  Systems. Im Gegensatz zur schwachen Nukleon-Meson Wechselwirkung im Falle von  $\pi$ - und  $\eta'$ -Produktion ist damit ein Studium der niederenergetischen  $\eta N$  Wechselwirkung möglich [M<sup>+</sup>00].

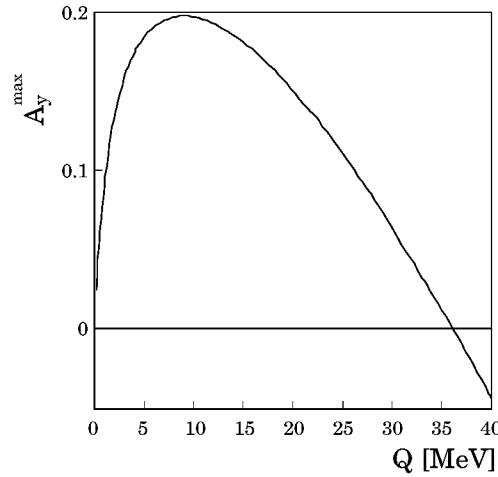
Nach bisherigem theoretischem Verständnis spielt bei der  $\eta$ -Produktion im  $NN$  Stoß die An- und Abregung der  $S_{11}(1535)$  Resonanz, an die das  $\eta N$ -System stark koppelt, eine wichtige Rolle. Diese Anregung der Resonanz wird durch den Austausch eines Mesons ( $\pi$ ,  $\eta$ ,  $\rho$  und  $\omega$ ) zwischen den beiden Nukleonen beschrieben, jedoch bleibt der Anregungsmechanismus immer noch eine ungeklärte Frage. Beispielsweise finden Batinić et al. [BSL97] bei der Analyse von  $pp \rightarrow pp\eta$  eine Dominanz des  $\pi$  und  $\eta$ -Austausches, während hingegen Fäldt und Wilkin [FW01] unter Hinzunahme der  $pn \rightarrow pn\eta$  und  $pn \rightarrow d\eta$  Reaktionen auf eine Dominanz des  $\rho$ -Austausches schließen.

Aufgrund der hier vorgestellten ersten Ergebnisse zur Analysierstärke in der

Reaktion  $\vec{p}p \rightarrow pp\eta$ , kann ein Vergleich mit theoretischen Vorhersagen vorgenommen werden. Für die Annahme eines dominanten  $\rho$ -Austausches sagen Fäldt und Wilkin [FW01] eine Abhängigkeit gemäß

$$A_y = 2A_y^{max} \sin \theta_q \cos \theta_q$$

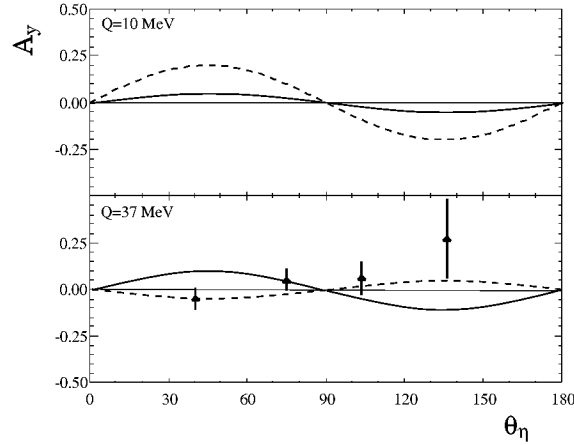
voraus. Vorhersagen für den Maximalwert  $A_y^{max}$  der Analysierstärke in Abhängigkeit der Überschussenergie  $Q$  sind in Abbildung 5.1 gezeigt.



**Abbildung 5.1:** Vorhersagen zum maximalen Wert  $A_y^{max}$  der Analysierstärke in Abhängigkeit der Überschussenergie  $Q$  nach [FW01].

Weitere Rechnungen im Mesonen-Austauschbild von Nakayama unter Berücksichtigung nukleonischer, mesonischer und resonanter Ströme [Nak01] schließen auf eine Dominanz eines  $\pi$  und  $\eta$  Austausches und erlauben ebenfalls Vorhersagen zur Analysierstärke.

Beide letztgenannten Modelle sind in der Lage, die bis jetzt verfügbaren  $\eta$ -Daten zu beschreiben, so daß es nicht möglich ist, eine Dominanz des  $\pi$  und  $\eta$  Austausches zugunsten des  $\rho$ -Austausches zu verwerfen. Jedoch gibt es unterschiedliche Vorhersagen bezüglich der Analysierstärken  $A_y$ . Ein Vergleich ist in Abbildung 5.2 auf der nachfolgenden Seite gezeigt. Neben den Vorhersagen von [FW01] als gestrichelte und denen aus [Nak01] als durchgezogene Linie wurden auch die Ergebnisse dieser Arbeit eingezeichnet. Die erkennbare Struktur der gemessenen Analysierstärke zeigt ein von der  $\sin \theta_q \cos \theta_q$ -Abhängigkeit beider Modelle abweichendes Verhalten. Dies ist eine direkte Folge des Nichtverschwindens des  $G_1^{y0}$ -Termes, der eine  $\sin \theta_q$ -Abhängigkeit aufweist. Da es sich bei  $G_1^{y0}$  um den (PpPs)-Interferenzterm handelt, kann ein Einfluß der P-Welle vermutet werden, d.h. eine Kopplung des  $\eta$ -Mesons an eine P-Wellenresonanz. Diese Beobachtungen legen nahe, daß auch der die (Pp)<sup>2</sup>-Interferenz beschreibende  $H_1^{y0}$ -Summand einen bedeutenden Beitrag liefert. Eine Separation dieses Terms wird durch Einschränkung auf Ereignisse mit



**Abbildung 5.2:** Theoretische Vorhersagen nach [FW01] (gestrichelte Linie) und [Nak01] (durchgezogene Linie) für die Analysierstärke bei  $Q = 10$  MeV und  $37$  MeV. Eingezeichnete Punkte sind die in dieser Arbeit für  $Q = 40$  MeV erhaltenen Werte.

niedriger kinetischer Energie im Proton-Proton-Ruhsystem  $E_{pp}$  möglich. Die Argumentation wird hier nur skizziert, eine detaillierte Analyse bleibt im Anschluß an diese Arbeit durchzuführen:

Kleine Energien des  $pp$ -Ruhsystems bedeuten eine reaktive S-Welle für die Protonen. In diesem Bereich um  $E_{pp} \approx 0$  verschwindet der Einfluß der Proton-Proton P-Welle. Dementsprechend ermöglicht eine Einschränkung in  $E_{pp}$  eine Extraktion der S-Welle, also des  $I^{y0}$ -Termes, der die (SsSd)-Interferenz beschreibt. Dadurch ist dann auch  $H_1^{y0}$  zugänglich, zumindest eine Abschätzung der oberen Grenze.

Die ersten Ergebnisse der Analysierstärken zeigen ein von bisherigen theoretischen Vorhersagen abweichendes Verhalten, jedoch sind zunächst weitere Messungen zu dieser Polarisationsobservablen notwendig, um genauere Aussagen treffen zu können und darauf aufbauend, theoretische Modelle weiterzuentwickeln bzw. anzupassen. Zukünftige Messungen werden Nutzen aus höheren an COSY verfügbaren Polarisationsgraden ziehen, so daß der Meßfehler bei gleicher Ereignisstatistik verringert werden kann. Neben einer höheren Statistik bei  $Q = 40$  MeV motiviert Abbildung 5.1 auf der vorangehenden Seite eine Messung im Bereich einer Überschußenergie  $10$  MeV, da hier ein maximaler Wert der Analysierstärke erwartet wird und ein unterschiedliches Vorzeichen der Analysierstärke bei dominantem  $\rho$ -Austausch erwartet wird (Abb. 5.2). Hinzu kommt die größere Akzeptanz des COSY-11 Detektorsystems bei kleineren Überschußenergien, so daß eine Extraktion zusätzlicher Summanden aus Formel (2.6) auf Seite 13 möglich ist. Die vorliegenden Daten belegen die Möglichkeit, Polarisationsmessungen am COSY-11 Detektor durchzuführen und werden einen zukünftigen Schwerpunkt des Experimentprogrammes bilden.

# Anhang A

## Reaktionskinematik

Die Behandlung von Streuprozessen der Art

$$A + B \rightarrow 1 + 2 + \dots n$$

soll hier für den speziellen Fall eines ruhenden Targets  $B$  mit Viererimpuls  $\mathbb{P}_B = (m_B, 0)$  betrachtet werden. Das einlaufende Strahlprojektil  $A$  wird gekennzeichnet durch  $\mathbb{P}_A = (\sqrt{m_A^2 + \vec{p}_A^2}, \vec{p}_A)$ , auslaufende Teilchen durch  $\mathbb{P}_i = (\sqrt{m_i^2 + \vec{p}_i^2}, \vec{p}_i)$  ( $i = 1, 2, \dots, n$ ). Zur Vereinfachung der Notation werden stets natürliche Einheiten  $\hbar = c = 1$  verwendet.

### A.1 Lorentztransformation eines Vierervektors

Betrachtet wird die Transformation eines Vierervektors  $\mathbb{P}$  vom System  $S^*$  mit  $\mathbb{P} = (E^*, \vec{p}^*)$  in ein System  $S$  mit  $\mathbb{P} = (E, \vec{p})$ . Es sei  $\vec{\beta}$  die Geschwindigkeit<sup>1</sup> von  $S$  relativ zu  $S^*$  und  $\vec{\beta}^* = \vec{p}^*/E^*$  die Teilchengeschwindigkeit in  $S^*$ . Dann ist der *Lorentz-Faktor*  $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$  und die Lorentz-Transformation<sup>2</sup> [Hag64, BK73] zwischen beiden Systemen ergibt sich zu:

$$\begin{aligned} E &= \gamma(E^* - \vec{\beta} \cdot \vec{p}^*) \\ \vec{p} &= \vec{p}^* + \vec{\beta} \cdot \gamma \left( \frac{\gamma}{\gamma + 1} \vec{\beta} \cdot \vec{p}^* - E^* \right). \end{aligned} \quad (\text{A.1})$$

Im Spezialfall einer Relativbewegung entlang der z-Achse, also für  $\vec{\beta} = (0, 0, \beta)$  erhält man direkt aus Gleichung (A.1):

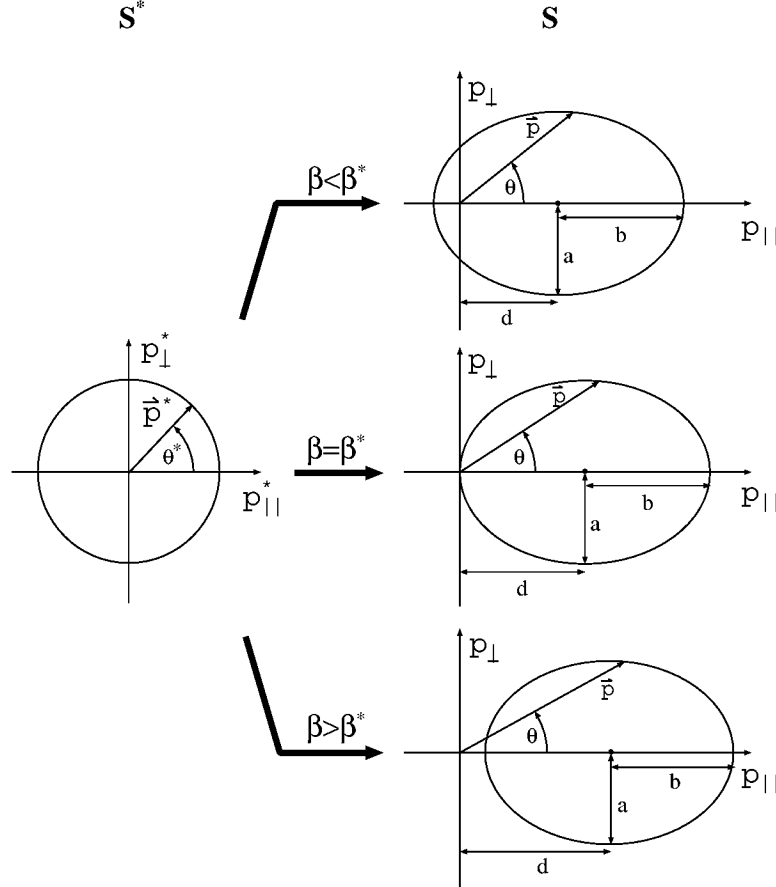
$$\begin{pmatrix} E \\ p_x \\ p_y \\ p_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & 0 & 0 & -\beta \cdot \gamma \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -\beta \cdot \gamma & 0 & 0 & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E^* \\ p_x^* \\ p_y^* \\ p_z^* \end{pmatrix}. \quad (\text{A.2})$$

---

<sup>1</sup>Eigentlich ist  $\beta = \frac{v}{c}$  die Geschwindigkeit in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit.

<sup>2</sup>Der Einfachheit halber seien die Systeme so gewählt, daß die entsprechenden Achsen in  $S$  und  $S^*$  jeweils parallel sind.

Die möglichen Impulsvektoren  $\vec{p}_i^*$  eines Teilchens mit konstanter Energie  $E^*$  und Masse  $m = \sqrt{\langle \mathbb{P}, \mathbb{P} \rangle}$  liegen im System  $S^*$  auf einer Kugeloberfläche. Die Ausführung der Transformation ins System  $S$  mit Gl. (A.2) auf der vorangehenden Seite führt zu Impulsellipsoiden. Die zweidimensionale Projektion ist in Abb. A.1 gezeigt.



**Abbildung A.1:** Klassifikation der transformierten Impulsellipsen in Abhängigkeit des Verhältnisses von  $\beta^*$  zu  $\beta$

Die Verschiebung  $d$  zum Koordinatenursprung sowie die Halbachsen  $a$  und  $b$  der Ellipse ergeben sich zu:

$$\begin{aligned} d &= \beta \gamma E^* \\ a &= |\vec{p}^*| \\ b &= \gamma |\vec{p}^*|. \end{aligned} \tag{A.3}$$

Man erhält drei verschiedene Klassen von Ellipsoiden abhängig vom Verhältnis von  $\beta^*$  zu  $\beta$ :

Klasse 1:  $\beta < \beta^*$ . Der Koordinatenursprung liegt innerhalb der Ellipse, so daß sämtliche Reaktionswinkel erlaubt sind.

Klasse 2:  $\beta = \beta^*$ . Der Koordinatenursprung liegt auf der Ellipse und es tritt ein Grenzwinkel  $\theta_{max} = \pi/2$  auf.

Klasse 3:  $\beta > \beta^*$ . Hier liegt der Koordinatenursprung außerhalb der Ellipse und es gibt einen maximalen Grenzwinkel  $\theta_{max} < \pi/2$ .

## A.2 Kinematische Größen im Labor- und Schwerpunktsystem

Aufgrund der Definition eines ruhenden Massenschwerpunktes im CMS muß folglich gelten:

$$\vec{p}_A^* + \vec{p}_B^* = \sum_{i=1}^n \vec{p}_i^* = 0.$$

Eine wichtige relativistisch invariante Größe stellt das Quadrat der Schwerpunktsenergie dar:

$$\begin{aligned} s &= (\mathbb{P}_A + \mathbb{P}_B)^2 = (\mathbb{P}_A^* + \mathbb{P}_B^*)^2 \\ &= m_A^2 + m_B^2 + 2m_B \sqrt{m_A^2 + \vec{p}_A^2}. \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

Die Geschwindigkeit des CMS zum Laborsystem errechnet sich zu

$$\beta_{CMS} = \frac{|\vec{p}_A + \vec{p}_B|}{E_A + E_B} = \frac{|\vec{p}_A|}{\sqrt{m_A^2 + \vec{p}_A^2} + m_B}. \quad (\text{A.5})$$

Mit Hilfe dieser Größe lässt sich gemäß der in Gl. (A.2) gegebenen Lorentztransformation der Übergang zwischen beiden Systemen beschreiben.

Die Überschußenergie  $Q$  gibt die im Ausgangskanal zur Verfügung stehende kinetische Energie an:

$$Q = \sqrt{s} - \sum_{i=1}^n m_i.$$

Im Fall  $Q = 0$  befinden sich folglich alle Reaktionsprodukte im Schwerpunktsystem in Ruhe.

## A.3 Zweikörper-Endzustand

Eine sinnvolle Beschreibung eines Zweikörper-Endzustandes

$$A + B \rightarrow 1 + 2$$

erhält man mit Hilfe der relativistisch invarianten Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$ . Aus ihrer Definition läßt sich die Schwerpunktsenergie  $E_i^*$  des  $i$ -ten Teilchens berechnen. Für den Absolutbetrag der CMS-Impulse  $p^* = |\vec{p}_1^*| = |\vec{p}_2^*|$  findet man

$$\begin{aligned} p^* &= \sqrt{E_i^{*2} - m_i^2} \\ &= \frac{[(s - (m_1 + m_2)^2) \cdot (s - (m_1 - m_2)^2)]^{1/2}}{2\sqrt{s}}. \end{aligned}$$

Aufgrund der Kenntnis der Relativgeschwindigkeit zwischen CMS und Laborsystem (Gl. (A.5)) läßt sich dann auf die in Anhang A.1 beschriebene Klasse der Streuung schließen.

Die ausführliche Behandlung der Lorentztransformation zwischen Labor- und CM-System erlaubt es, Streuwinkelbeziehungen aufzustellen. So findet man z. B.

$$\tan \theta_i = \frac{\sin \theta_i^*}{\gamma_{CMS}(\cos \theta_i^* + \beta_{CMS}/\beta_i^*)}, \quad (\text{A.6})$$

womit sich im Falle  $\beta_{CMS} > \beta_i^*$  der Grenzwinkel  $\theta_{i,max}$  berechnen läßt.

## A.4 n-Teilchen Endzustand

Die Erweiterung von zwei auf  $n$  Teilchen im Ausgangskanal erfolgt analog zu den im ersten Fall gefundenen Formeln. Der Impulsbetrag im CMS ergibt sich nach einfacher Rechnung zu

$$|\vec{p}_i^*| = \frac{[(s - (m_{Rest} + m_i)^2) \cdot (s - (m_{Rest} - m_i)^2)]^{1/2}}{2\sqrt{s}}.$$

Hierbei bezeichnet  $m_{Rest}$  die invariante Masse des verbleibenden  $(n - 1)$ -Teilchensystems:

$$m_{Rest} = \sqrt{\left( \sum_{\substack{j=1 \\ (j \neq i)}}^n \mathbb{P}_j \right)^2}.$$

# Literaturverzeichnis

- [A<sup>+</sup>90] R. Ansari et al., *Successful operation of a new Si-Pad detector with ASIC readout at the CERN  $\bar{p}p$ -collider*, Nucl. Instr. & Meth. **A 288**, 240–244 (1990).
- [A<sup>+</sup>91] G. Anton et al., *Amadeus - a new type of large area scintillation detector with position-, energy- and time-of-flight determination*, Nucl. Instr. & Meth. **A 310**, 631–635 (1991).
- [A<sup>+</sup>00] M. Altmeier et al., *Excitation functions of the analyzing power in  $\bar{p}p$  scattering from 0.45-GeV to 2.5-GeV*, Phys. Rev. Lett. **85**, 1819–1822 (2000).
- [Ada00] H.-H. Adam,  *$\eta$ -Mesonenproduktion in der Reaktion  $pd \rightarrow {}^3\text{He}\eta$  am Experiment COSY-11*, Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2000.
- [B<sup>+</sup>93] J. Bisplinghoff et al., *Status of the EDDA experiment at COSY*, Phys. Scripta **48**, 92–94 (1993).
- [B<sup>+</sup>95] L. Bertolotto et al., *Observation of  $\phi\phi$  production in the reaction  $\bar{p}p \rightarrow 4K^\pm$  at 1.4 GeV/c incident  $\bar{p}$  momentum*, Phys. Lett. **B 345**, 325–334 (1995).
- [B<sup>+</sup>96a] J. T. Balewski et al.,  *$\Lambda$ -hyperon production via the  $pp \rightarrow pK^+\Lambda$  reaction 2 MeV above threshold*, Phys. Lett. **B 388**, 859–865 (1996).
- [B<sup>+</sup>96b] S. Brauksiepe et al., *An internal experimental facility for threshold measurements*, Nucl. Instr. & Meth. **A 376**, 397–410 (1996).
- [B<sup>+</sup>98] J. T. Balewski et al., *Low-energy  $\Lambda$ -p scattering parameters from the  $pp \rightarrow pK^+\Lambda$  reaction*, Eur. Phys. J. **A 2**, 99–104 (1998).
- [Bar89] R. J. Barlow, *Statistics: a guide to the use of statistical methods in the physical science*, The Manchester Physics Series, John Wiley & Sons, Chichester, 1989.

- [Bau01] F. Bauer, Private Mitteilung, September 2001, I. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg & EDDA-Kollaboration, Forschungszentrum Jülich.
- [BK73] E. Byckling and K. Kajantie, *Particle Kinematics*, John-Wiley & Sons, London, 1973.
- [Bra96] S. Brauksiepe, Die Effizienz des Zwei-Protonen-Triggers am internen Experiment COSY-11, Diplomarbeit, Ruhr-Universität Bochum, 1996, IKP-Jül-3202.
- [BSL97] M. Batinic, A. Svarc and T. S. H. Lee, *Near threshold eta production in proton proton collisions*, Phys. Scripta **56**, 321–324 (1997).
- [C<sup>+</sup>97] H. Calén et al., *Measurement of the quasifree  $pn \rightarrow d\eta$  reaction near threshold*, Phys. Rev. Lett. **79** (1997).
- [C<sup>+</sup>99] H. Calén et al., *Higher partial waves in  $pp \rightarrow pp\eta$  near threshold*, Phys. Lett. **B 458**, 190–196 (1999).
- [D<sup>+</sup>97] H. Dombrowski et al., *The Münster cluster target for internal storage ring experiments*, Nucl. Instr. & Meth. **A 386**, 228–234 (1997).
- [Fic71] D. Fick, *Einführung in die Kernphysik mit polarisierten Teilchen*, Bibliographisches Institut, Mannheim, 1971.
- [FW01] G. Fäldt and C. Wilkin, *The production of  $\eta$ -mesons in nucleon-nucleon collisions at threshold*, Phys. Scripta **64**, 427–438 (2001).
- [G<sup>+</sup>92] B. Gugulski et al., Construction and Test of Drift Chambers for the New Jülich Accelerator COSY, Technical Report KFA-IKP(I)-1992-3, Forschungszentrum Jülich, 1992.
- [G<sup>+</sup>00] D. E. Groom et al., *Review of particle physics*, Eur. Phys. J. **C 15**, 1–878 (2000).
- [GW64] M. L. Goldberger and K. M. Watson, *Collision theory*, Structure of matter series, John Wiley & Sons, Inc., New York, 1964.
- [H<sup>+</sup>98] F. Hibou et al., *Comparison of  $\eta$  and  $\eta'$  production in the  $pp \rightarrow pp\eta(\eta')$  reactions near threshold*, Phys. Lett. **B 438**, 41–46 (1998).
- [Hag64] R. Hagedorn, *Relativistic Kinematics*, W. A. Benjamin, Inc., New York, 1964.

- [K<sup>+</sup>84] K. Kilian et al., Threshold Studies at LEAR, in *Proc. of the Erice Workshop on Physics at LEAR with Low-Energy Cooled Antiprotons 1982*, edited by R. K. U. Gastaldi, Ettore Majorana International Science Series, page 843 ff, New York, 1984, Plenum Press.
- [K<sup>+</sup>95] M. Köhler et al., Die Silizium-Pad-Detektoren im Experiment COSY-11, Jül-3071, Forschungszentrum Jülich, 1995.
- [Kol01] C. Kolf, Spurrekonstruktion in der Hexagonal-Driftkammer am Experiment COSY-11, Diplomarbeit in Vorbereitung, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2001.
- [Lis99] T. Lister, *Untersuchung der Reaktion  $pp \rightarrow ppK^+X$  in Nähe der  $f_0(980)$ -Resonanz*, Dissertation, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 1999.
- [M<sup>+</sup>00] P. Moskal et al., *S-wave  $\eta'$  proton FSI: Phenomenological analysis of near-threshold production of  $\pi^0$ ,  $\eta$ , and  $\eta'$  mesons in proton proton collisions*, Phys. Lett. **B 482**, 356–362 (2000).
- [M<sup>+</sup>01a] H. O. Meyer et al., *Complete set of polarization observables in  $\vec{p}\vec{p} \rightarrow pp\pi^0$  close to threshold*, Phys. Rev. **C 63**, 064002 (2001).
- [M<sup>+</sup>01b] P. Moskal et al., *Monitoring of the accelerator beam distributions for internal target facilities*, Nucl. Instr. & Meth. **A 466**, 444–451 (2001).
- [M<sup>+</sup>01c] P. Moskal et al., *Study of the eta-proton interaction via the reaction  $pp \rightarrow pp\eta$* , (2001), nucl-ex/0110018, to be published in PiN Newslett.
- [Mai97a] R. Maier, *Cooler synchrotron COSY*, Nucl. Phys. News **7N4**, 5–13 (1997).
- [Mai97b] R. Maier, *Cooler synchrotron COSY - performance and perspectives*, Nucl. Instr. & Meth. **A 390**, 1–8 (1997).
- [Mes61] A. Messiah, *Quantum Mechanics*, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1961.
- [Mos93] P. Moskal, Response Function of the Trigger Scintillator Detector for the COSY-11 Installation, Diplomarbeit, Jagellonische Universität Krakau, 1993, IKP-Jül-2825.
- [Mos98] P. Moskal,  *$\eta'$  meson production in the  $pp \rightarrow pp\eta'$  reaction near threshold*, Dissertation, Jagellonische Universität Krakau, 1998, IKP Jül-3685.
- [Nak01] K. Nakayama, Pseudoscalar and vector meson production in NN collisions, in *Proceedings of the symposium on the threshold meson production in pp and pd interaction*, 2001, e-Print Archive: nucl-th/0108032.

- [O<sup>+</sup>88] W. Oelert et al., *Threshold Meson Production at the Internal COSY-Beam in the Range of Scalar Mesons Involving Strangeness*, IKP-KFA (1988), COSY Proposal No. 11.
- [Oel93] W. Oelert, Threshold Measurements at the Experiment COSY-11, in *Proc. of the 105th WE-Heraeus-Seminar on Hadronic Processes at Small Angles in Storage Rings, Bad Honnef, Konferenzen des Forschungszentrums Jülich*, volume KFA-IKP(I)-1993-1, page 127ff, 1993.
- [Oel00] W. Oelert,  $\eta$  Production with a Polarized Beam in Proton-Proton Scattering at COSY-11, 2000.
- [Ohl72] G. G. Ohlsen, *Polarization transfer and spin correlation experiments in nuclear physics*, Rep. Prog. Phys. **35**, 717–801 (1972).
- [P<sup>+</sup>00] D. Prasuhn et al., *Electron and stochastic cooling at COSY*, Nucl. Instr. & Meth. **A 441**, 167–174 (2000).
- [Pel98] I. Pellmann, Luminositätsbestimmung am Experiment COSY-11: Vergleich verschiedener Methoden, Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 1998.
- [Pra01] D. Prasuhn, Private Mitteilung, September 2001.
- [Que97] C. Quentmeier, Aufbau eines Clustertargets und systematische Untersuchungen zur Clusterproduktion, Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 1997.
- [Que01] C. Quentmeier, *Untersuchung der Reaktion  $pp \rightarrow ppK^+K^-$  nahe der Produktionsschwelle*, Dissertation, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2001.
- [Roh97] H. Rohdjess, The EDDA experiment at COSY, in *Proc. of the 7th Int. Workshop on Polarized Gas Targets and Polarized Beams, Urbana*, 1997.
- [S<sup>+</sup>00] J. Smyrski et al., *Near-threshold eta meson production in proton proton collisions*, Phys. Lett. **B 474**, 182–187 (2000).
- [Sch98] G. Schepers, *Assoziierte Strangeness-Erzeugung an der Produktionsschwelle in der Reaktion  $pp \rightarrow pK^+\Lambda$  am Experiment COSY-11 mit einer optimierten Strahloptik*, Dissertation, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 1998, IKP Jül-3586.
- [Smy97] J. Smyrski, Three Dimensional Magnetic Field in the COSY dipole magnet, Annual Report 1996, Forschungszentrum Jülich, 1997, Jül-3365.

- [W<sup>+</sup>71] A. H. Walenta et al., *The multiwire drift chamber - a new type of proportional wire chamber*, Nucl. Instr. & Meth. **92**, 373–380 (1971).
- [W<sup>+</sup>99] M. Wolke et al., *Threshold Meson Production in Proton-Proton Interactions at the Internal Beam Facility COSY-11*, Nucl. Phys. News **9**, 27–32 (1999).
- [Wil77] K. Wille, *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*, Teubner, Stuttgart, 1977.
- [Wol93] M. Wolke, Ein großflächiger Szintillationsdetektor mit Matrix-Auslese für Experimente an COSY, Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 1993, IKP Jül-2852.
- [Wol97] M. Wolke, *Schwellennahe assoziierte Strangeness-Erzeugung in der Reaktion  $pp \rightarrow ppK^+K^-$  am Experiment COSY-11*, Dissertation, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 1997, IKP Jül-3532.
- [Wüs98] P. Wüstner, *Die Produktion des  $\eta$ -Mesons am Jülicher Beschleuniger COSY und Entwicklung eines optimierten Datenaufnahmesystem*, Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, 1998.
- [Z<sup>+</sup>94] K. Zwoll et al., *Flexible Data Acquisition System for Experiments at COSY*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **41**, 37–44 (1994).

»Wissen heißt wissen, wo es geschrieben steht!«  
(A. Einstein)



Am Ende dieser Arbeit gilt mein besonderer Dank

- Herrn Dr. Magnus Wolke für seine unverzichtbaren Tipps, Hilfestellungen, das ständige Beantworten meiner vielen Fragen und die unermüdlichen Bemühungen für einen problemlosen Experimentbetrieb. (*Erstmal kannst Du nichts mehr für mich tun.*),
- Herrn Dr. –habil. Paweł Moskal für die vielen Anregungen und Vorschläge, Programmpakete und physikalischen Beiträge sowie schöne Abende außerhalb der Physik (*In meiner Doktorarbeit hoffe ich, „habil.“ schreiben zu dürfen.*),
- Herrn Dr. Georg Schepers vor allem für seine Betreuung während meines Sommerpraktikums an COSY-11 und Aufenthalt am ATRAP-Experiment, die mitentscheidend für mein Weiterarbeiten in dieser Kollaboration war,
- Herrn Dr. Thomas Sefzick, der nicht nur im Bereich des Computers stets kompetente Antworten auf jede meiner Fragen parat hatte,
- Herrn Dr. Dieter Grzonka für zahlreiche Antworten unterschiedlichster Themengebiete,
- meinen beiden Mitstreitern Thomas Götz und Christian Kolf für die vielen witzigen Stunden im Büro und in der WG sowie die gute Hilfe beim Anfertigen der Diplomarbeit,
- für ein angenehmes Arbeitsklima in der Kollaboration: Piotr Kowina, Dr. Alfons Khoukaz, Dr. Thomas Lister, Heinz-Hermann Adam, Siegfried Steltenkamp, Prof. Dr. L. Jarczyk, Dr. habil. Jurek Smyrski, Rafał Czyżykiewicz sowie allen weiteren Mitgliedern der COSY-11 Kollaboration,
- Herrn Dr. Christoph Hanhart für die Korrektur der theoretischen Teile und seine stete Bereitschaft für Erläuterungen in diesem Bereich,
- Herrn Prof. Dr. Walter Oelert für seine exzellente, persönliche Betreuung während des vergangenen Jahres und meinen früheren Aufenthalt am Experiment COSY-11 sowie seinem Interesse am Fortgang der Arbeit,
- Herrn Prof. Dr. K. Kilian für Möglichkeit, diese Arbeit innerhalb des Institutes für Kernphysik I anfertigen zu können sowie für tiefergehende Einblicke in physikalische Sachverhalte,
- Herrn Prof. Dr. J. Bisplinghoff für die Übernahme des Koreferats.





issenschaft und Kunst  
gehören der Welt an,  
und vor ihnen verschwinden  
die Schranken der Rationalität.

(J. W. von Goethe)

| <b><math>\eta</math>-Meson<sup>1</sup></b> |                                                                                                                                                       |
|--------------------------------------------|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| $I^G(J^{PC})$                              | $0^+(0^{-+})$                                                                                                                                         |
| Masse $m$                                  | $547.30 \pm 0.12 \text{ MeV}$                                                                                                                         |
| Breite $\Gamma$                            | $1.18 \pm 0.11 \text{ keV}$                                                                                                                           |
| Hauptzerfälle                              | $2\gamma$ ( $39.33 \pm 0.25$ )%<br>$3\pi^0$ ( $32.24 \pm 0.29$ )%<br>$\pi^+\pi^-\pi^0$ ( $23.0 \pm 0.4$ )%<br>$\pi^+\pi^-\gamma$ ( $4.75 \pm 0.11$ )% |

| <b>Proton<sup>1</sup></b>   |                                      |
|-----------------------------|--------------------------------------|
| $I(J^P)$                    | $\frac{1}{2}(\frac{1}{2}^+)$         |
| Quarkinhalt                 | uud                                  |
| Masse $m$                   | $938.27200 \pm 0.00004 \text{ MeV}$  |
| Mittlere Lebensdauer $\tau$ | $> 1.6 \times 10^{25} \text{ years}$ |

---

<sup>1</sup>Werte sind [G<sup>+</sup>00] entnommen.