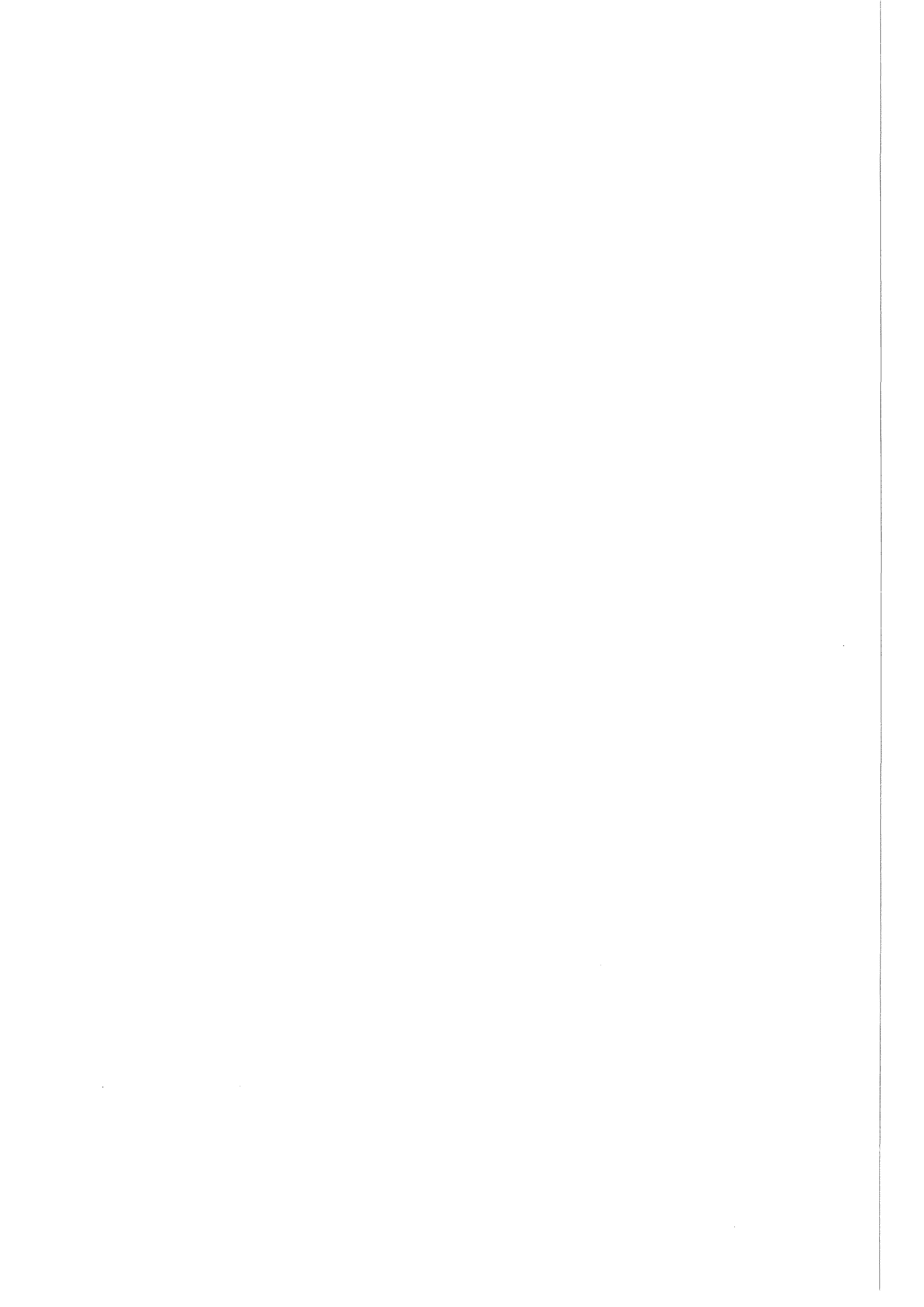




Institut für Kernphysik

***Messung der $pp \rightarrow d\pi^+$ Reaktion bei
793, 800 und 1920 MeV/c und
Bestimmung der Abbildungseigenschaften
des Magnetspektrometers Big-Karl***

Beate Razen



**Messung der $pp \rightarrow d\pi^+$ Reaktion bei
793, 800 und 1920 MeV/c und
Bestimmung der Abbildungseigenschaften
des Magnetspektrometers Big-Karl**

Beate Razen

Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 3488
ISSN 0944-2952
Institut für Kernphysik Jül-3488
D5 (Diss. Universität Bonn)

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek
D-52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland
☎ 02461/61-6102 · Telefax: 02461/61-6103 · e-mail: zb-publikation@fz-juelich.de

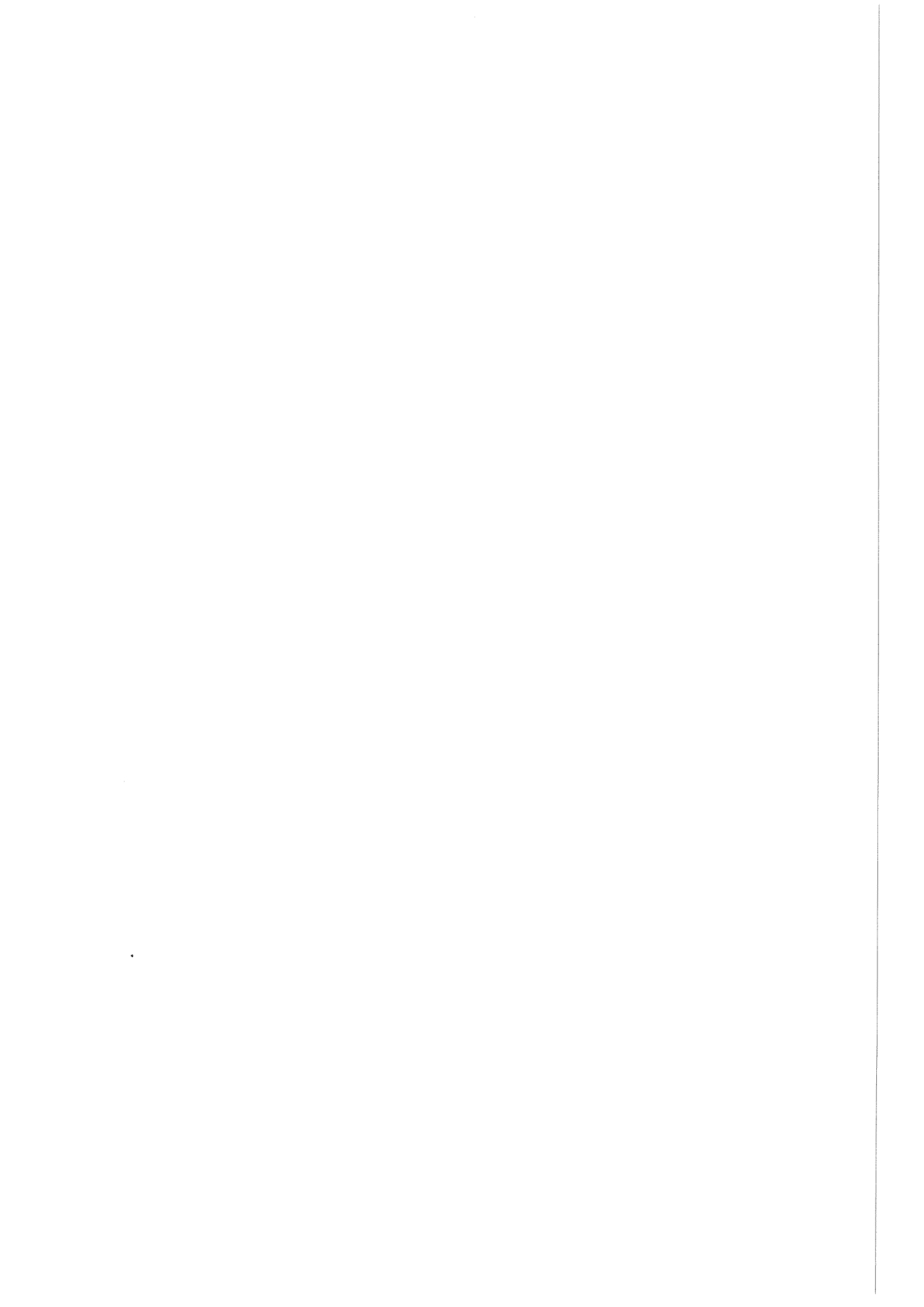
Abstract

Measurement of the $pp \rightarrow d\pi^+$ reaction at 793, 800 and 1920 MeV/c and fixing the transport matrix of the magnetic spectrometer Big Karl.

This work presents measurements of the $pp \rightarrow d\pi^+$ reaction at a beam momentum of 793 MeV/c and 801 MeV/c. Differential and total cross sections at these energies were measured with the magnetic spectrometer Big Karl, which grants a nearly 4π -acceptance in the center of mass system.

A major emphasis is given to the deduction of the transfer-matrix of the magnetic system, which allows full momentum reconstruction of the deuterons at the target point.

Anisotropies and partial wave contributions are deduced from these measurements. They suggest not negligible P-wave contribution already close to threshold. Comparing our data to the measurements of the isospin related reaction $np \rightarrow d\pi^0$ yields some difference, which might be a hint to some isospin-breaking. Finally a measurement at 1920 MeV/c beam momentum was done to calibrate the momentum of the external beam of COSY.



Abstract

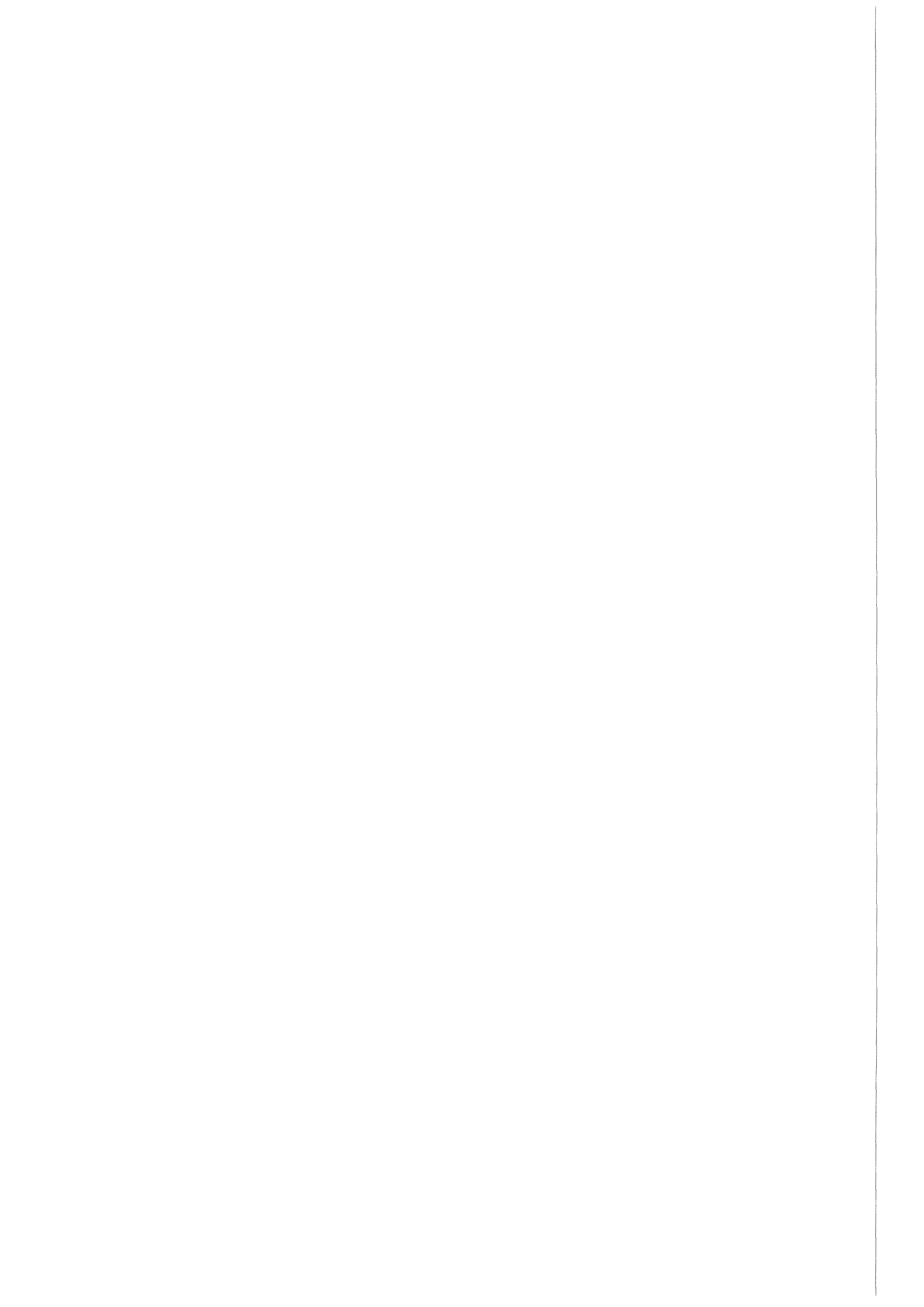
In dieser Arbeit werden die Messungen der Reaktion $pp \rightarrow d\pi^+$ bei einem Strahlimpuls von 793 MeV/c und 801 MeV/c vorgestellt.

Mit dem Spektrometer Big Karl, welches eine Akzeptanz im Schwerpunktsystem von nahezu 4π hat, wurden totale und differentielle Wirkungsquerschnitte gemessen.

Ein besonderer Schwerpunkt der Arbeit liegt in der Untersuchung und Verbesserung der Transfermatrix des magnetischen Systems, welches die vollständige Rekonstruktion des Deuteronenimpulses am Target erlaubt.

Aus den Messungen wurde die Anisotropien und die Partialwellen-Anteile bestimmt. Sie zeigen einen nicht verschwindenden Anteil von P-Wellen Beiträgen auch nahe der Reaktionsschwelle. Der Vergleich von unseren Daten mit den Messungen der Isospinverwandten Reaktion $np \rightarrow d\pi^0$ zeigt eine Differenz, welche ein Hinweis auf eine Isospin Verletzung sein kann.

Aus verschiedenen Messungen mit Strahlimpulsen um 1920 MeV/c wurde der Impuls des externen Strahls an COSY kalibriert.



Inhaltsverzeichnis

1	Die Physik der Pionenproduktion nahe der Schwelle	3
1.1	Auswahlregeln für die Reaktion	4
1.2	Beschreibung des Wirkungsquerschnitts	6
1.3	Modelle der Wechselwirkung $NN \rightarrow d\pi$	8
1.4	Bisherige experimentelle Ergebnisse	11
2	Das Experiment	13
2.1	Der Beschleuniger COSY	13
2.2	Die Targetregion	14
2.2.1	Vetozähler	14
2.2.2	LH ₂ -Target	17
2.2.3	Pionenringzähler	18
2.3	Das Spektrometer	19
2.4	Fokalebene	19
2.4.1	Trigger	22
2.4.2	Spurrekonstruktion in den Driftkammern	23
3	Das Spektrometer Big Karl	25
3.1	Einführung	25
3.2	Die Beschreibung der Ionen-Optik mit Matrizen	26
3.3	Der Einfluß Terme höherer Ordnung	27
3.4	Die Messung der Dispersion mit dem Primärstrahl	31
3.5	Die Akzeptanz des Spektrometers	33

4	Analyse der Daten bei 793 und 800 MeV/c	37
4.1	Die Bestimmung der Luminosität	37
4.2	Die Reduktion des Untergrundes	40
4.2.1	Lange Flugzeiten	40
4.2.2	Kurze Flugzeiten	40
4.2.3	Missing-Mass-Analyse	42
4.3	Die Impulsrekonstruktion	42
4.4	Der Kinematische Fit	43
5	Diskussion der Ergebnisse nahe der Schwelle	47
5.1	Totale Wirkungsquerschnitte	47
5.2	Winkelverteilungen	48
5.3	Vergleich mit bestehenden Daten	50
6	Die Reaktion $pp \rightarrow d\pi^+$ bei 1920 MeV/c	57
6.1	Die Kinematik bei 1920 MeV/c	58
6.2	Die Verifikation der Abbildungsmatrix	59
6.3	Die Teilchenidentifikation und Rekonstruktion des Primärstrahls . .	59
6.4	Die Bestimmung des COSY-Strahl-Impulses	63
7	Zusammenfassung und Ausblick	67
A	Koordinatensysteme bei GEM	69
B	Daten des Spektrometers	71
B.1	Die geometrischen Daten	71
B.2	Die Matrix	73

Einführung

Mesonenproduktion nahe der Schwelle in hadronischen Reaktionen zeichnet sich dadurch aus, daß große Impulse im Eingangskanal vorliegen aber nur kleine Impulse im Ausgangskanal. Dies bedeutet einen hohen Impulsübertrag, der vor allem durch die kurzreichweitigen Anteile der Wechselwirkung vermittelt wird.

Eine erste Beschreibung der Pionenproduktion wurde von Gell-Mann und Watson [GMW54] und Rosenfeld [Rof54] gefunden. Sie benutzten die Zeitinvarianz und die Erhaltung des Isospin um die Quantenzahlen des Pions festzulegen. Ihr Modell macht auch eine Aussage über die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts. Bislang gab es nur Messungen der Reaktion $np \rightarrow d\pi^0$ nahe der Schwelle. Extrapolationen zur Schwelle im Rahmen des Zentrifugalmodells von Rosenfeld, angepaßt an die Messungen im Bereich von $0.4 \leq \eta \leq 0.7$, zeigen eine Diskrepanz zu den Daten. Daher wurden im hier beschriebenen Experiment hochpräzise schwelennahe Messungen der Reaktion $pp \rightarrow d\pi^+$ durchgeführt, um sie mit den existierenden Daten der zeitumgekehrten Reaktion und der isospinkorrelierten Reaktion zu vergleichen, und diese Symmetrien zu testen.

Solche Messungen erfordern Strahlen hoher Brillianz, wie sie nur an modernen Beschleunigern wie IUCF Cooler Ring, Celsius in Uppsala sowie COSY in Jülich vorhanden sind. Das erste Experiment dieser Art wurde an der Indiana University Cyclotron Facility (IUCF) durchgeführt. Mayer et al. [Mey92] haben die Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^0$ 5.4 MeV über der π^0 -Schwelle gemessen. Um den Beitrag anderer Streuamplituden, die im $pp\pi^0$ -Kanal nicht auftreten, zu untersuchen wurde die Reaktion $pp \rightarrow d\pi^+$ zwischen 1 MeV/c und 12 MeV/c oberhalb der Reaktionsschwelle vermessen. Einzelheiten dieser Reaktion werden in Kapitel 2.3 näher erläutert. Um der Forderung nach hochpräzisen Messungen nachzukommen, benötigt man neben dem Strahl mit entsprechender Qualität auch einen adäquaten Detektor. Dazu bietet sich das Magnetspektrometer BIG KARL an, welches eine vollständige Rekonstruktion des Impulses der Deuteronen am Reaktionsort erlaubt. Diese Arbeit widmet sich insbesondere der Untersuchung und Verbesserung der Abbildungsmatrix dieses Spektrometers. Nach einer kurzen Einführung in die Theorie der $NN \rightarrow d\pi$ -Reaktion (Kapitel 2) und einer Schilderung des experimentellen Aufbaus (Kapitel 3), beschreibt Kapitel 4 ein paar Grundlagen der Ionen-Optik und die Untersuchungen zur Abbildungsmatrix des Spektrometers.

Die Analyse der Daten wird in Kapitel 5 behandelt, und in Kapitel 6 werden die gemessenen Wirkungsquerschnitte diskutiert. Eine Messung der Reaktion $pp \rightarrow d\pi^+$ bei 1920 MeV/c Strahlimpuls zur Überprüfung der Abbildungsmatrix und Bestimmung der Strahlparameter wird in Kapitel 7 vorgestellt.

Die Messungen dieser Reaktion $pp \rightarrow d\pi^+$ wurden von der GEM¹-Kollaboration im Dezember 1994 und Mai 1995 durchgeführt. Diese Arbeit ist Teil der Auswertung dieser Messungen und behandelt die Analyse der Daten vom Dezember 1994 (bei 801 MeV/c) sowie vom Mai 1995 (bei 792.9 MeV/c). Weitere Analysen finden sich in [Dro95], [Zol96], [Kem96], [Lip96] und [Ige97a]. Eine Zusammenfassung der wichtigsten Resultate ist in [Dro96] und [Raz97] publiziert.

¹GERmaniumwand und Magnetspektrometer

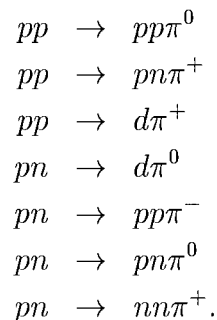
Kapitel 1

Die Physik der Pionenproduktion nahe der Schwelle

Will man den Prozess $NN \rightarrow NN\pi$ nahe der Schwelle messen, so darf nur wenig mehr Energie in das System hineingesteckt werden, als zur Produktion des Pions notwendig ist. Die Schwelle einer Reaktion, das heißt der Impuls für das einlaufende Teilchen bei dem die Reaktion gerade stattfinden kann, läßt sich aus den Prinzipien der Energie- und Impulserhaltung, sowie den Massen der beteiligten Teilchen errechnen. Für eine Reaktion $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$ gilt dann:

$$p_{th}^2 = \left\{ \frac{1}{2m_2} [(m_3 + m_4)^2 - m_1^2 - m_2^2] \right\}^2 - m_1^2. \quad (1.1)$$

Das Nukleon kann sowohl ein Proton als auch ein Neutron sein. Für den Prozess $NN \rightarrow NN\pi$ kommen damit folgende Reaktionen in Frage:



Um die Zahl der Endzustandswechselwirkungen (Final-State-Interactions) zu minimieren, und die Vorteile einer Zwei-Teilchen-Kinematik zu nutzen, bieten sich

die Reaktionen mit einem gebundenen Zwei-Nukleonen-System (dem Deuteron) an. Hierbei gibt es die in dieser Arbeit untersuchte $pp \rightarrow d\pi^+$ Reaktion, die zeitumgekehrte Reaktion der Pionabsorption am Deuteron ($d\pi^+ \rightarrow pp$) und die Isospin-verwandte Reaktion $pn \rightarrow d\pi^0$. Die Reaktionen $pp \rightarrow d\pi^+$ und $pn \rightarrow d\pi^0$ unterscheiden sich nur durch die Ladung, sind aber beides $NN \rightarrow d\pi$ -Reaktionen. Da sie aber (auf Grund der unterschiedlichen Masse von p und n) verschiedene Schwellenimpulse haben, ist es einfacher, die Wirkungsquerschnitte relativ zum Pionen-Impuls im Schwerpunktsystem ($\eta = \frac{p_\pi}{m_\pi}$) anzugeben. Dabei entspricht $\eta = 0$ dem Schwellenimpuls.

Der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $pp \rightarrow d\pi^+$ ist gegeben durch:

$$\sigma_{pp \rightarrow d\pi} = |M_{i,f}|^2 \frac{(2s_\pi + 1)(2s_d + 1)}{v_i v_f} q^2. \quad (1.2)$$

Hierin bedeuten:

v_i, v_f	Relativgeschwindigkeiten im Ein- und Ausgangskanal
s	Spin
q	Impuls im Ausgangskanal
$M_{i,f}$	Übergangsmatrixelement zwischen dem Eingangszustand i und dem Endzustand f.

Dabei wurde bereits über alle Spinzustände im Eingang gemittelt und über alle Drehimpulse summiert.

Für den Wirkungsquerschnitt der zeitumgekehrten Reaktion $d\pi^+ \rightarrow pp$ erhält man:

$$\sigma_{d\pi \rightarrow pp} = \frac{1}{2} |M_{f,i}|^2 \frac{(2s_p + 1)^2}{v_f v_i} p_{cm}^2. \quad (1.3)$$

Der Faktor zwei zwischen den beiden Wirkungsquerschnitten rührt daher, daß es bei der Reaktion $d\pi^+ \rightarrow pp$ zwei identische Teilchen im Ausgangskanal gibt. Um eine Doppelzählung auszugleichen, muß durch 2 geteilt werden.

1.1 Auswahlregeln für die Reaktion

Die Erhaltung des Isospins in der starken Wechselwirkung erfordert für das NN-System $I_{NN} = 1$, da das Deuteron $I_d = 0$ hat und das Pion immer $I_\pi = 1$. Die beiden einlaufenden Nukleonen müssen somit $I_{pp} = 1$ haben. Ein einlaufendes Protonen-Paar kann nur in diesem Zustand sein, ein Neutron-Proton-Paar hingegen kann mit gleicher Wahrscheinlichkeit $I_{np} = 0$ und $I_{np} = 1$ haben. Daraus folgt:

$$\sigma_t(pp \rightarrow d\pi^+) = 2\sigma_t(np \rightarrow d\pi^0). \quad (1.4)$$

Der totale Wirkungsquerschnitt läßt sich in partielle Wirkungsquerschnitte der möglichen Drehimpulszustände l_π des Endzustands zerlegen.

$$\sigma = \sum_{l_\pi} \sigma_{l_\pi}. \quad (1.5)$$

Dies ist die übliche Form der Analyse von Pion-Produktionsdaten. Dabei werden die beobachteten Größen als Funktionen der komplexen Übergangsamplituden dargestellt. Im folgenden wird die Notation von Mandl und Regge [MR55] benutzt.

Nahe der Schwelle dominiert die s-Wellen-Produktion des Pions. Der relative Drehimpuls des $d\pi$ -Systems ist Null.

Die Parität des $d\pi$ -Systems ergibt sich nach

$$P_{d\pi} = (-1)^{l_\pi} P_\pi P_d = (-1)^{l_\pi+1} \quad (1.6)$$

mit $P_\pi = -1$ und $P_d = 1$.

Damit ist der totale Drehimpuls

$$\begin{aligned} J &= L + S \\ &= L_{d\pi} + (S_d + S_\pi) \\ &= 0^{(+)} + (1^{(+)} + 0^{(-)}) \\ &= 1^{(-)}. \end{aligned} \quad (1.7)$$

Das pp-Paar muß sich also im 3P_1 -Zustand befinden¹. Die beitragende komplexe Übergangsamplitude ist a_1 .

Bei höheren Anregungs-Energien kann das $d\pi$ -System einen relativen Drehimpuls ($l_{d\pi} = 1$) haben. Entsprechend Gleichung 1.6 ist die Parität nun positiv und die möglichen Drehimpulszustände sind $J = 0, 1, 2$. Der Eingangszustand mit $J^\pi = 1^+$ ist auf Grund des Pauliprinzips für zwei Protonen verboten, so daß nur $J^\pi = 0^+$ (1S_0) und $J^\pi = 2^+$ (1D_2) beitragen. Die zugehörigen komplexen Amplituden sind a_0 und a_2 . Die Amplitude a_2 entspricht dem Produktionsmechanismus über die Deltaresonanz bei 1232 MeV (Δ), da nur sie an ein $N\Delta$ -System im s-Wellenzustand ($L_{N\Delta} = 0$) koppeln kann. Für einen relativen Drehimpuls im $N\Delta$ -System fehlt die Energie. Tabelle 1.1 zeigt alle wesentlichen Eingangs- und Ausgangszustände für die Produktion von s-, p- und d-Wellen Pionen, so wie die beitragenden komplexen Amplituden.

¹spektroskopische Notation ${}^{2S+1}L_J$

Amplitude a_i	$J^\pi = (L + S)$	Pion Welle	$l_{d\pi}$	$s_{d\pi}$	l_{pp}	s_{pp}	pp Zustand	$L_{N\Delta}$
a_0	0^+	p	1	1	0	0	1S_0	2
a_1	1^-	s	0	1	1	1	3P_1	1
a_2	2^+	p	1	1	2	0	1D_2	0
a_3	1^-	d	2	1	1	1	3P_1	1
a_4	2^-	d	2	1	1	1	3P_2	1
a_5	2^-	d	2	1	3	1	3F_2	1
a_6	3^-	d	2	1	3	1	3F_3	1

Tabelle 1.1: Partialwellen bis zur d-Wellen Amplitude für die Reaktion $pp \rightarrow d\pi^+$. $L_{N\Delta}$ ist der minimale Drehimpuls des $N\Delta$ -Systems aus Gründen der Paritätserhaltung

1.2 Beschreibung des Wirkungsquerschnitts

Unter Benutzung dieser komplexen Amplituden kann man den totalen Wirkungsquerschnitt schreiben als [EW88, BA85]:

$$\sigma_t = \frac{1}{4}(|a_0|^2 + |a_1|^2 + |a_2|^2). \quad (1.8)$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt läßt sich nach Legendre-Polynomen entwickeln. Dabei ist θ_{cm} der Streuwinkel zwischen dem Deuteron und der Strahlachse im Schwerpunktsystem.

$$4\pi \frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_l A_{2l} P_{2l}(\cos\theta_{cm}) = A_0 + A_2 P_2(\cos\theta_{cm}). \quad (1.9)$$

Diese Entwicklung berücksichtigt nur s und p - Wellen Pionen. Will man Beiträge von d-Wellen mit berücksichtigen, so muß die Formel um $A_4 P_4(\cos\theta_{cm})$ erweitert werden.

Da es sich bei den Protonen im Eingangskanal um identische Teilchen handelt, tragen nur gerade Legendre-Polynome bei, das heißt die Winkelverteilung ist symmetrisch zu $\theta_{cm} = \pi/2$.

Durch Integration über den Raumwinkel erhält man:

$$\sigma_{tot} = A_0 = \frac{1}{4}(|a_0|^2 + |a_1|^2 + |a_2|^2). \quad (1.10)$$

A_2 enthält alle Beiträge, die mit $\cos\theta_{cm}$ variieren. In A_2 taucht kein Term mit a_0 auf, da sein Beitrag isotrop ist.

Neben $|a_2|^2$ enthält der winkelabhängige Teil des Wirkungsquerschnitts auch Terme, in denen s-Welle (a_1) und d-Welle ($a_3 - a_6$) gekoppelt sind. Somit ergibt sich

$$A_2 = \frac{1}{4}|a_2|^2 + \text{Re}\left\{-\sqrt{\frac{1}{2}}a_0a_2^* + \frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{2}}a_1a_3^* + \frac{1}{2}\sqrt{\frac{5}{2}}a_1a_4^* + \frac{1}{2}\sqrt{\frac{5}{7}}a_1a_5^* + \sqrt{\frac{1}{2}}a_1a_6^*\right\} + \dots \quad (1.11)$$

Nach einer Phasen-Analyse² von Bugg [Bug84] lassen sich die Interferenzterme mit a_1, a_3, a_4, a_5 und a_6 zu $65\eta^3(\mu\text{b})$ zusammenfassen.

Betrachtet man weiterhin nur s und p - Welle, vereinfacht sich A_2 zu:

$$A_2 = \frac{1}{4}|a_2|^2 - \text{Re}\left(\sqrt{\frac{1}{2}}a_0a_2^*\right). \quad (1.12)$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt ergibt sich zu

$$4\pi \frac{d\sigma_{tot}}{d\Omega} = A_0 + A_2 \frac{1}{2}(3\cos^2\theta - 1). \quad (1.13)$$

Eine andere mögliche Darstellung liefert das phänomenologische Modell von Gell-Mann und Watson [GMW54]. Unter der Annahme, daß die de-Broglie-Wellenlänge des Pions größer ist als der Absorptionsradius des Kerns, und mit der Beschreibung des Pions als ebener Welle, erhält man die Energieabhängigkeit des Übergangsmatrixelements der Reaktion in guter Näherung für kleine Energien (= nahe der Schwelle):

$$\sigma(pp \rightarrow d\pi^+) = \sum_{l_\pi} \alpha_{l_\pi} \eta^{2l_\pi+1}. \quad (1.14)$$

Da nahe der Schwelle nur s- und p-Welle beitragen, läßt sich der totale Wirkungsquerschnitt parametrisieren als

$$\sigma_{tot} = \alpha\eta + \beta\eta^3. \quad (1.15)$$

Für den differentiellen Wirkungsquerschnitt erhält man nach [Rof54] die Beschreibung:

$$4\pi \frac{d\sigma_{tot}}{d\Omega} = \alpha\eta + \beta\eta^3 \frac{X + \cos^2\theta}{X + \frac{1}{3}} \quad (1.16)$$

mit

²Phase-Shift-Analysis

$$X = \frac{|a_2 + \sqrt{2}a_0|}{3(|a_2|^2 - 2\sqrt{2}\text{Re}(a_0a_2^*))}.$$

Der Vergleich der beiden Beschreibungen (1.10,1.12 mit 1.15 liefert unter der Annahme $a_0 = 0$:

$$\frac{A_2}{A_0} = \frac{\beta\eta^3}{\alpha\eta + \beta\eta^3} = \frac{\beta\eta^2}{\alpha + \beta\eta^2}. \quad (1.17)$$

Vergleicht man die beiden Beschreibungen des differentiellen Wirkungsquerschnitts mit Legendre-Polynomen (Gl. 1.13) und nach dem Gell-Mann Watson-Theorem (Gl. 1.16), so erhält man eine erweiterte Darstellung für die Anisotropie:

$$A_0 + A_2 \frac{1}{2}(3\cos^2\theta - 1) = \alpha\eta + \beta\eta^3 \frac{X + \cos^2\theta}{X + \frac{1}{3}} \quad (1.18)$$

und damit

$$\frac{A_2}{A_0} = \frac{2}{3X + 1} \frac{\beta\eta^2}{\alpha + \beta\eta^2}. \quad (1.19)$$

Auf diese Weise kann man Aussagen über das Verhältnis der komplexen Streuamplituden a_0 und a_2 machen.

1.3 Modelle der Wechselwirkung $NN \rightarrow d\pi$

Es gibt eine Reihe von Modellen, die die schwellennahe Pionen-Produktion zu erklären versuchen. Sie basieren alle auf dem Modell von Koltun und Reitan [KR66] für die Produktion von s-Wellen Pionen.

Dabei werden die direkte Produktion an einem Nukleon (Born-Term) und eine Streuung am zweiten Nukleon bevor das Pion emittiert wird (sog. Rescattering) berücksichtigt. Die zugehörigen Diagramme finden sich in Fig. 1.1

Das Modell von Green, Niskanen et al. [GN76, Gre79, Nis78] erweitert das Modell von Koltun und Reitan. Es sieht eine Pion-Produktion über eine intermediäre Δ -Resonanz vor (Fig 1.2) und beschreibt die Daten im Bereich der Δ -Resonanz.

Der Vergleich mit den präzisen schwellennahen Daten für $pp \rightarrow pp\pi^0$ aus Indiana [Mey92] und vom TRIUMPH für $np \rightarrow d\pi^0$ [Hut91] zeigte, daß beide Modelle die Daten nicht gut beschreiben. Koltun und Reitans Modell kann zwar die Energieabhängigkeit der Daten reproduzieren, unterschätzt aber den absoluten Wert des Wirkungsquerschnitts um einen Faktor 8. Das Modell von

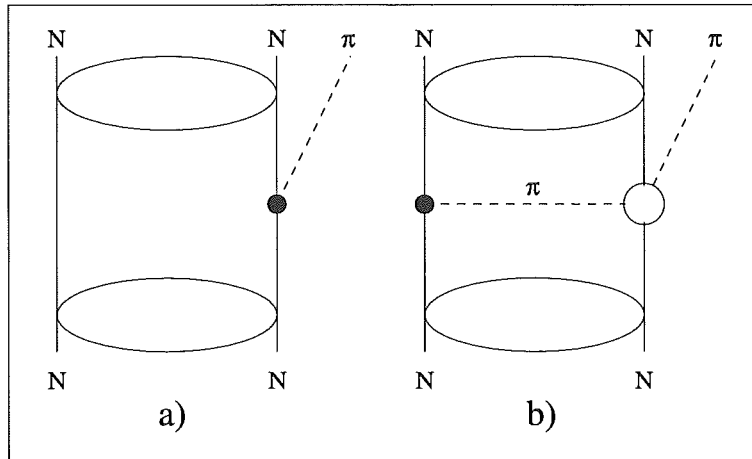


Abbildung 1.1: π -Produktionsmechanismen im Modell von Koltun und Reitan: a) Born-Term, b) π -Rescattering. Die Zeitachse verläuft in allen Graphen von unten nach oben.

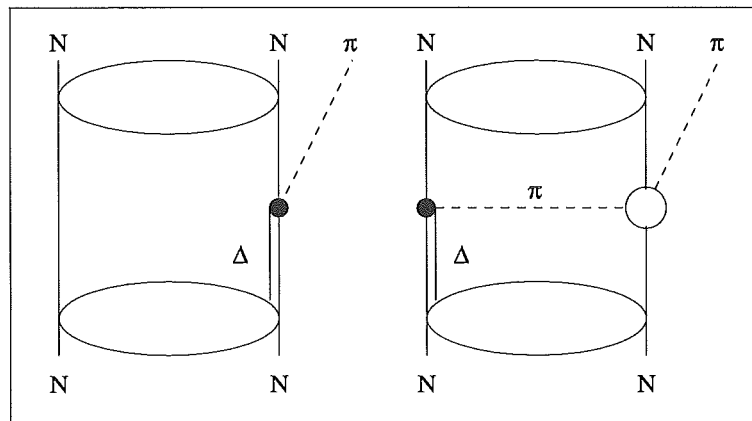


Abbildung 1.2: π -Produktion über die Δ -Resonanz.

Niskanen nähert sich auch nach Einführung einer Energieabhängigkeit des s-Wellen-Rescatterings [Nis94] (Fig 1.3) dem experimentellen Wirkungsquerschnitts nur auf einen Faktor 3.6.

Im Jahr 1993 wurde von Lee und Riska ein Mechanismus vorgeschlagen, der einen Austausch schwerer Mesonen (σ, ω) vorsieht (Heavy Meson Exchange Model HMEC) [LR93] (Fig 1.3). Dieser Mechanismus scheint besonders geeignet zu sein, die hohen Impulsüberträge zu bewerkstelligen. Damit erreichen sie eine Annäherung von Theorie und Experiment [HMG94]. Horowitz et al. [Hor94] sehen im HMEC einen wesentlichen Beitrag zur schwelennahen Pion-Produktion und können auch den $pp \rightarrow d\pi^+$ Wirkungsquerschnitt beschreiben, stehen aber damit im Widerspruch zu Niskanen [Nis96] .

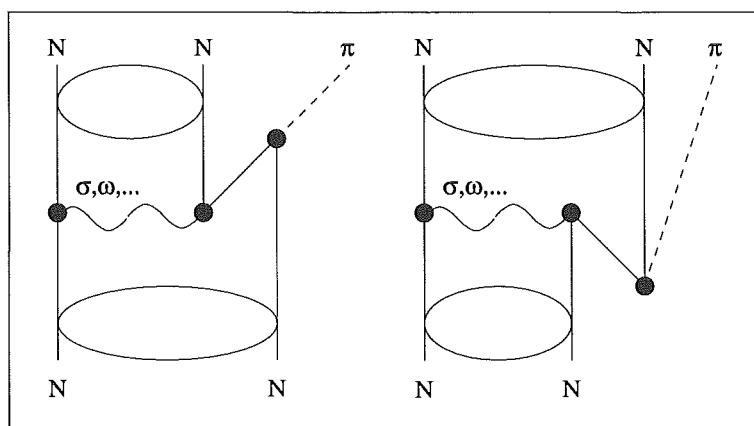


Abbildung 1.3: π -Produktion durch den Austausch schwerer Mesonen.

Andererseits haben Hernandez und Oset [HO95] ein Off-Shell³-Verhalten der πN -Rescattering-Amplitude berücksichtigt und können allein durch direkte Produktion und Rescattering den $pp \rightarrow pp\pi^0$ Wirkungsquerschnitt reproduzieren. Ein weiteres Modell von Haidenbauer, Hanhart et al. benutzt sowohl Off-Shell-Rescattering als auch den HMEC. Damit können sie die experimentellen $pp \rightarrow pp\pi^0$ Daten richtig beschreiben [Han95, HHS96]. Sie kommen zu dem Ergebnis, daß der größte Beitrag zum s-Wellen-Wirkungsquerschnitt der Reaktion $np \rightarrow d\pi^0$ das Rescattering ist, während der HMEC ca 10 % ausmacht. Schließlich gibt es noch die Chirale Störungstheorie, nach deren Rechnungen sich die Beiträge des Born-Terms und des Rescatterings gegenseitig aufheben. Danach käme dem Meson-Austausch-Mechanismus die größte Bedeutung zu [Par96]. Allerdings konnten bislang die experimentellen Wirkungsquerschnitte nicht reproduziert werden.

Seit fast 50 Jahren werden experimentelle und theoretische Bemühungen unternommen, dennoch gibt es immer noch Kontroversen über die Pion-Produktion

³Pion und Nukleon sind nicht auf der Massenschale, haben also nicht ihre Ruhemasse

Reaktion	Messungen (Referenzen)
$\sigma(pp \rightarrow d\pi^+)$	[Aeb78], [Bal62], [Car53], [Dol70], [Dro96], [Fie58], [Foc65], [Hei96], [Hof81], [Mat83], [Mes56], [Nan79], [Pon59], [Shi82]
$\sigma(d\pi^+ \rightarrow pp)$	[Axe76], [Bos81], [Bos82], [Coh57], [Dur], [Gog93], [Pre76], [Ric70], [Rit81], [Rit91], [Ros67], [Sac58], [Sta54],
$\sigma(pn \rightarrow d\pi^0)$	[Hut90]

Tabelle 1.2: Referenzen zu Messungen der schwelennahen $d\pi$ -Wechselwirkung, die Ergebnisse sind in Abb. 1.4 dargestellt.

in der NN-Wechselwirkung. Während langsam Erfolge erzielt werden, den totalen Wirkungsquerschnitt der Reaktion $pp \rightarrow d\pi^+$ zu berechnen, existiert keine Beschreibung des differentiellen Wirkungsquerschnitts. Zu einem endgültigen Verständnis der πNN -Wechselwirkung ist man noch nicht gelangt.

Der nächste Abschnitt gibt einen Überblick über die bisher gemessenen totalen Wirkungsquerschnitte.

1.4 Bisherige experimentelle Ergebnisse

Abbildung 1.4 zeigt den totalen Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $pp \rightarrow d\pi^+$ mit das erwartete Maximum bei $\eta = 1.5$ durch die Anregung der $\Delta(1232)$ -Resonanz.

Die Daten der Reaktion $\pi^+d \rightarrow pp$ sind nach dem Prinzip des detaillierten Gleichgewichts (Gleichung 1.3) umgerechnet und ebenfalls eingetragen. Während der Bereich der Resonanz in vielfältigen Messungen untersucht wurde, existierten bis 1996 nahe der Schwelle nur wenige Datenpunkte, vornehmlich aus der Reaktion $np \rightarrow d\pi^0$. Eine Anpassung des Zentrifugalmodells an die Daten den beiden geladenen Reaktionen bis zu $\eta = 0.7$ ist durch die Kurve in Bild 1.4 wiedergegeben. Man sieht eine Diskrepanz zwischen der Kurve und den Daten der Reaktion $np \rightarrow p\pi^0$. Präzise Messungen der Reaktion $pp \rightarrow d\pi^+$ nahe der Schwelle sollen nun zeigen, ob sich dieser Unterschied zwischen den geladenen Daten und der isospinverwandten Reaktion experimentell bestätigen läßt.

Inzwischen sind sowohl die Daten der GEM-Kollaboration [Dro96], zu denen auch diese Arbeit einen Beitrag geleistet hat, als auch Ergebnisse vom IUCF [Hei96] publiziert worden.

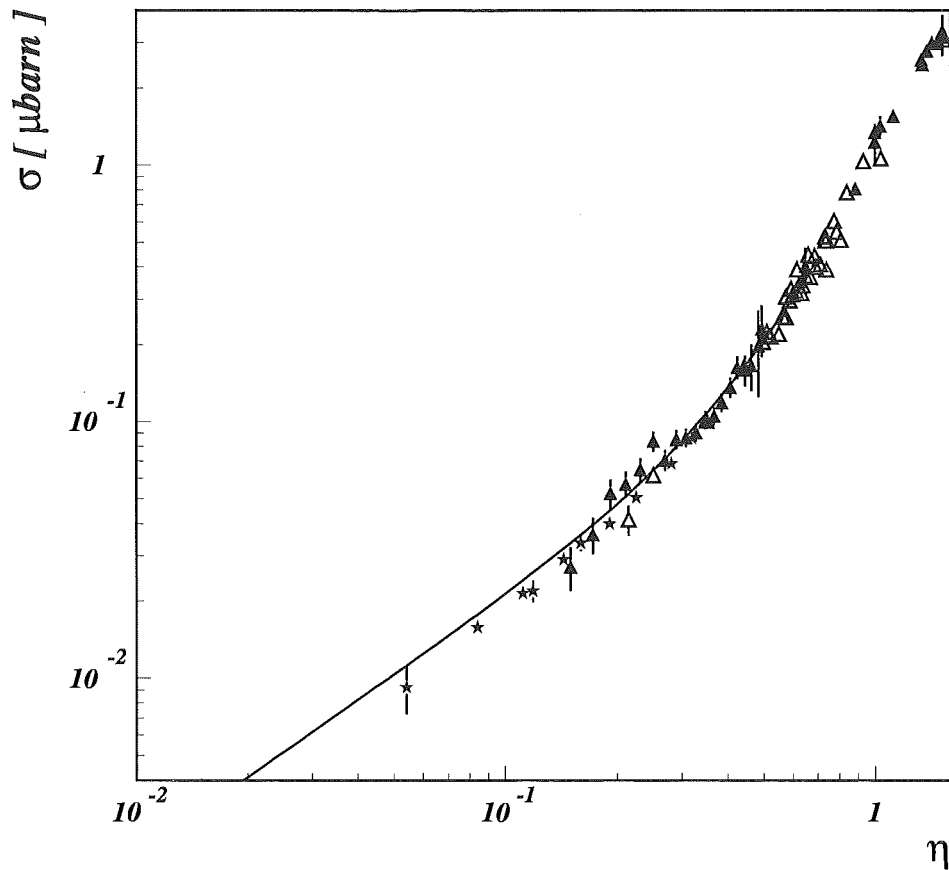


Abbildung 1.4: Zusammenstellung der totalen Wirkungsquerschnitte von $NN \rightarrow d\pi$ -Reaktionen bis $\eta \leq 1.6$. Referenzen siehe Tabelle 1.2. Die durch offene Symbole gekennzeichneten Daten sind nach dem Prinzip des detaillierten Gleichgewichts umgerechnet worden. Die Kurve gibt eine Anpassung des Zentrifugalmodells an die geladenen Daten bis $\eta = 0.7$ wieder.

Kapitel 2

Das Experiment

Das hier vorgestellte Experiment wurde am Cooler Synchrotron COSY im Forschungszentrum Jülich durchgeführt. Das Ziel war, den totalen und differentiellen Wirkungsquerschnitt der Reaktion $pp \rightarrow d\pi^+$ nahe der Schwelle zu messen. Da es sich um eine 2-Teilchen-Reaktion nahe der Schwelle handelt, sind die Winkel der Deuteronen im Laborsystem sehr klein. So konnte das Magnetspektrometer BIG-KARL benutzt werden, um die Winkel und Impulse der Deuteronen zu bestimmen. Als Magnetspektrometer bietet es den Vorteil, daß Reaktionsteilchen unter 0° bei gleichzeitiger Separation vom Primärstrahl gemessen werden können. Nahe der Schwelle (bis zu einem Strahlimpuls von etwa 793 MeV/c) hat das Spektrometer eine Akzeptanz von 100 % für die Deuteronen. In der Region der Fokalebene des Spektrometers befinden sich zwei Driftkammer-Module mit je 6 Lagen und ein Szintillator-Hodoskop.

Mit Hilfe der Driftkammern werden die Teilchenspuren rekonstruiert, aus denen die Winkel am Target errechnet werden können. Die Meßdaten aus dem Hodoskop dienen zur Teilchenidentifikation und damit der Untergrundreduktion. Die Reaktion $pp \rightarrow d\pi^+$ stellt mit ihrer einfachen Zweiteilchen-Kinematik zudem eine gute Möglichkeit dar, die Abbildungseigenschaften des Spektrometers zu prüfen. Um die Akzeptanz des Experimentes zu erweitern, wurde ein Germanium-Halbleiter-Detektor konzipiert, der vor dem Spektrometer montiert wird, und die Winkelakzeptanz von ± 28 mrad und ± 100 mrad auf je ± 287 mrad vergrößert. Die Entwicklung und Funktion des Germanium Detektors ist in [Ige93, Ige95, Ige97, Ige97a] genauer beschrieben.

2.1 Der Beschleuniger COSY

Die Beschleunigeranlage am Forschungszentrum Jülich besteht aus dem Zyklotron JULIC (Jülich Isochronous Cyclotron) und dem COoler SYNchrotron COSY. Das Zyklotron kann Protonen und leichte Kerne auf einen Impuls von 270 MeV/c

beschleunigen, die dann in COSY injiziert werden. Die Injektionsenergie für Protonen beträgt damit 40 MeV. Während der hier vorgestellten Messungen nahe der Schwelle wurde mit einer H_2^+ -Quelle gearbeitet, wobei das Elektron bei der Injektion in COSY an einer Folie abgestreift wurde ('stripping injection'). Inzwischen ist das System (Quelle-Zyklotron-Injektion) auf H^- -Ionen umgestellt worden, so daß nun je nach Quelle polarisierte oder unpolarisierte H^- injiziert werden können. Die Protonen können in COSY bis auf 3.3 GeV/c beschleunigt werden. Es stehen zwei Kühlsysteme zur Verfügung, um die Emittanz und die Impulsunschärfe des gespeicherten Strahls zu verkleinern, eine Elektronenkühlung bis 645 MeV/c und stochastische Kühlung ab 1500 MeV/c. Neben 4 Arbeitsplätzen für interne Experimente (z. Z. belegt von EDDA, COSY13, ANKE und COSY11) kann der Strahl auch extrahiert werden und steht an 3 externen Strahlplätzen zur Verfügung (Bild 2.1).

Bei Beschleunigung bis 2 GeV/c wurde etwa die Hälfte der injizierten Polarisation erhalten [Ler97]. Eine Extraktion des polarisierten Strahls wurde noch nicht versucht. Bis zu $2 \cdot 10^{11}$ Protonen können im Ring gespeichert werden. Der zirkulierende Strahl wird ganz langsam über eine Resonanz geschoben. Alle Teilchen im Bereich der Resonanz haben dann am Ort des elektrostatischen Septums eine so hohe transversale Impulskomponente, daß sie in den Extraktionskanal gelangen. Technische Einzelheiten zu COSY finden sich in [COS90, Mai94].

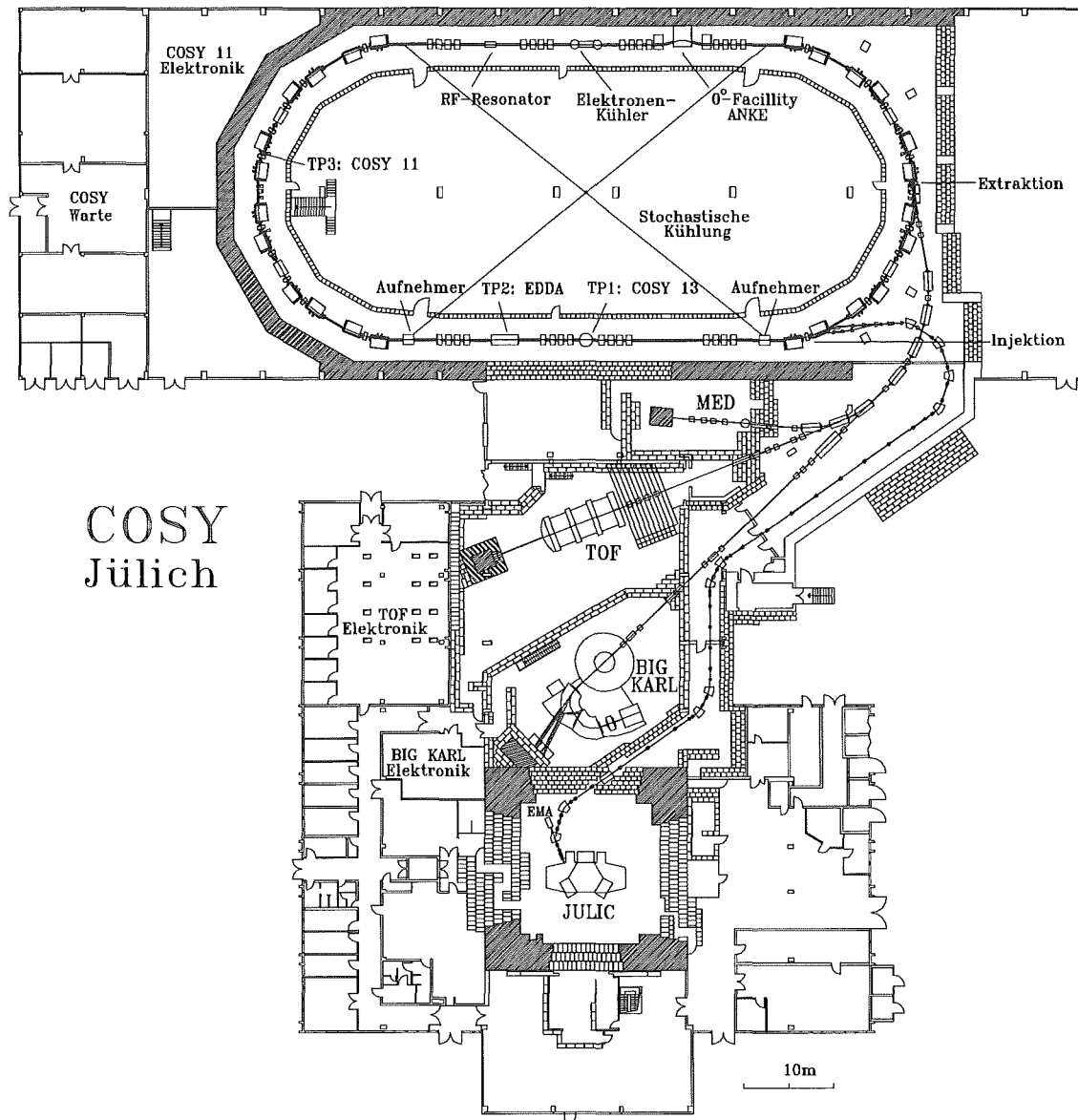
Die Extraktion selbst und die Elemente der Extraktionsstrahlführung bestimmen die Emittanz des Strahls, solange kein gekühlter Strahl extrahiert wird. Die Fokussierung der Protonen auf den Targetpunkt des Experiments am Strahlplatz BIG-KARL wurde mit den 4 letzten Quadrupolen der Extraktionsstrahlführung durchgeführt und mit Hilfe eines luminiszierenden Materials ($Al_2O_3 \cdot Cr$) und einer Kamera optisch überwacht. Die Ausdehnung des Strahlflecks war 2 mm in x- und 1 mm in y-Richtung. Die Divergenz des Strahls wurde mit dem Magnetspektrometer gemessen und ergab 1.8 mrad in x- und 3.8 mrad in y-Richtung. Die Impulsunschärfe des Strahls betrug $\Delta p/p = 4 \cdot 10^{-4} = 0.5$ MeV/c bei 801 MeV/c. (Fig. 2.2)

2.2 Die Targetregion

Vor dem Magnetspektrometer in der Targetregion befindet sich die Streukammer mit Vetoähler, Target und einem Pionenzähler.

2.2.1 Vetoähler

In der Analyse möchte man nur solche Ereignisse berücksichtigen, die aus einem wohldefinierten Targetvolumen stammen. Daher muß man alle Teilchen, die



COSY
Jülich

Abbildung 2.1: Übersicht über das Cooler Synchrotron COSY, das Zyklotron JULIC sowie die internen und externen Experimentiereinrichtungen.

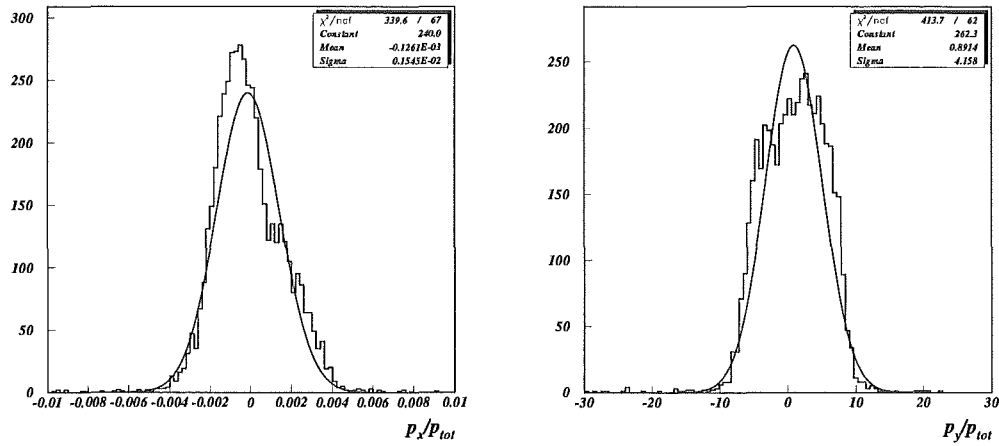


Abbildung 2.2: Die gemessene Divergenz des Primärstrahls in horizontaler und vertikaler Richtung. Die durchgezogenen Kurven sind Anpassungen mit einer Gaußverteilung. Die Divergenzen ergeben sich zu 0.1 mrad in x und 0.9 mrad in y.

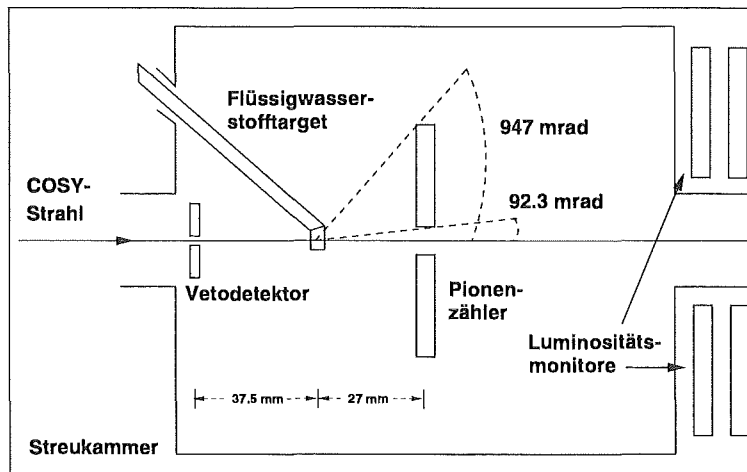


Abbildung 2.3: Der schematische Aufbau der Streukammer während der Strahlzeiten im Dezember 1994 und Mai 1995.

außerhalb dieses definierten Volumens die umliegende Targetregion erreichen, nachweisen. Das geschieht mit einem Veto-Zähler. Diese Untergrundereignisse können dann entweder schon im Trigger unterdrückt oder durch Schnitte in der Datenauswertung verworfen werden. Um eine hohe Nachweiswahrscheinlichkeit und präzise Zeitflanken auch bei einer großen Zählratenbelastung zu gewährleisten, verwenden wir für diese Veto-Zähler Plastiksintillatoren, die sich in der Vakuumkammer vor dem Target befinden. Sie haben ein zentrales Loch für den Primärstrahl, das an die gewünschte aktive Fläche des Targets angepaßt ist. Im Dezember 1994 und Mai 1995 war es ein 2 mm dicker Szintillator mit einem Durchmesser von 10 mm, der ein Loch 3 mm hatte. Er war 37.5 mm vor dem Target montiert. Der Strahl wurde so fokussiert, daß auf dem Veto-Zähler eine möglichst kleine Rate gemessen wurde, und gleichzeitig auch die Größe Strahlflecks am Target minimal war.

2.2.2 LH₂-Target

Zur genauen Definition des Reaktionsvertex benötigt man nicht nur einen gut definierten Strahl sondern, auch ein möglichst dünnes Target. Für die externen Experimentier-Einrichtungen an COSY mit Proton-Proton- oder Proton-Deuteron-Streuxperimenten, werden seit einigen Jahren in Jülich flüssig-Wasserstoff/Deuterium Targets entwickelt [Jae94, Jae92, Nak93, Nüs95] (Bild 2.4) und verwendet. Sie bieten durch ein homogenes Flüssigkeitsvolumen eine gleichmäßige Flächenbelegung und führen durch wenig Material in der Targetregion zu einer geringen Zahl von Untergrundereignissen. Die Forderung nach möglichst wenig wasserstofffremdem Material in der Targetregion wird durch extrem dünne Targetfenster realisiert. Um ein Reißen dieser Fenster zu vermeiden, muß die Druckdifferenz zwischen Targetinnenraum und dem umgebenden Vakuumsystem klein gehalten werden. Die Verflüssigung der Gase kann nur dann stattfinden, wenn der Arbeitspunkt oberhalb des Tripelpunktes im Phasendiagramm des jeweiligen Targetmaterials liegt, also bei etwa 200 mbar. Dieser Arbeitsdruck wird über ein Gasometer eingestellt, dessen Außenvolumen an das Vakuumsystem gekoppelt ist, während sein Innenvolumen mit der Targetzelle verbunden ist. Durch einen Membranbalg wird dieses Innenvolumen zu einem variablen Gasreservoir [Jae94].

Das eigentliche Target besteht aus einem ca 50 μm dicken Kupferröhrchen, das galvanisch hergestellt wird, und dessen Fenster mit Mylar (bzw. Hostaphan)[Hoe90] beklebt sind. Die Targets für die hier vorgestellten Messungen hatten Fenster aus 1.5 μm dicker Folie. Inzwischen konnten auch Fensterdicken von 0.9 μm erfolgreich realisiert werden. Die Herstellung und Funktion des Targets sind in [Nak93, Nüs95] genauer beschrieben. Bedingt durch das Herstellungsverfahren und die Betriebsbedingungen gibt es Abweichungen zwischen den Sollmaßen und der effektiven Länge des Targets. Im Dezember 1994 hatte das Target eine nominelle Länge von 4 mm, im Mai 1995 von 2 mm. Eine systematische Abweichung kommt

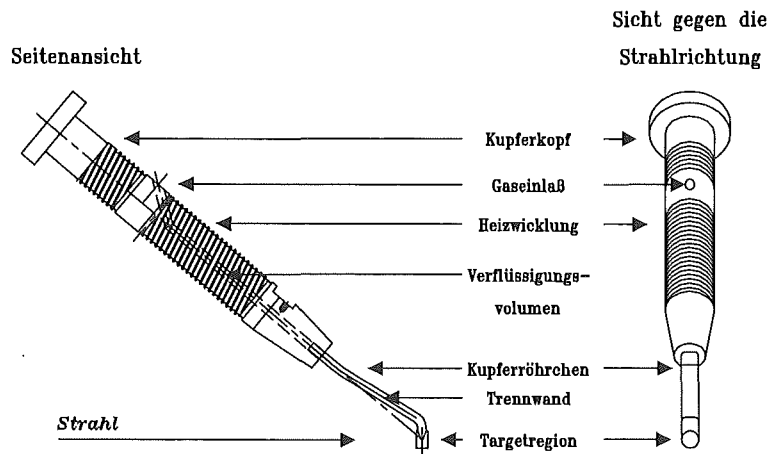


Abbildung 2.4: Der Aufbau des Jülicher Flüssig-Wasserstoff/Deuterium-Targets

dadurch zustande, daß sich die Fensterfolien bei gefülltem Target nach außen wölben. Diese Auswölbung hängt vom Targetinnendruck, dem Innendurchmesser des Targets und der Foliendicke ab. Diese Auswölbung wurde für $1.5 \mu\text{m}$ -Folien nachgemessen [Nak93]. Aus dieser Wölbung der Folie entsteht eine Zunahme der der Targetlänge von $0.43 \pm 0.22 \text{ mm}$. Zusätzliche Fehler durch die Herstellung führen zu einer effektiven Targetlänge von:

$$l = (2.43 \pm 0.25) \text{ mm} \quad \text{Mai 1995}$$

$$l = (4.43 \pm 0.25) \text{ mm} \quad \text{Dezember 1995.}$$

2.2.3 Pionenringzähler

Hinter dem Target befand sich in einem Abstand von 27 mm ein ringförmiger Szintillator ($75 \times 75 \times 5 \text{ mm}$) mit einem 5 mm durchmessenden Loch. Er dient zum Nachweis der bei der Reaktion $pp \rightarrow d\pi^+$ entstehenden Pionen. Dieser Zähler konnte somit Teilchen nachweisen, die das Target unter einem Winkel zwischen 92.3 mrad und 947 mrad verlassen haben. Der Öffnungswinkel der Pionen aus der untersuchten Reaktion beträgt bei einem Strahlimpuls von $801 \text{ MeV}/c$ nur etwa 700 mrad . Das Loch in der Mitte führt aber zum Verlust der Pionen, die nahe 0° bzw. 180° Grad im Schwerpunktssystem emittiert werden, was die Akzeptanz für die zugehörigen Deuteronen reduzierte. In der ersten Strahlzeit im Dezember 1994 war dieser Zähler mit im Trigger, wodurch wurde eine erhebliche Untergrundreduktion erreicht wurde. Wegen der Beschränkung des Raumwinkels wurde der Ringzähler in der zweiten Strahlzeit zwar ausgelesen, war aber nicht mehr im Trigger. Der Pionen-zähler erlaubt eine gute Trennung

der Reaktionsdeuteronen von Strahlprotonen, da er eine Flugzeitmessung für die Deuteronen zwischen der Targetregion und der Fokalebene (15 m) ermöglicht.

Außerhalb der Streukammer befanden sich oberhalb und unterhalb des Strahlrohres weitere Szintillationszähler. Mit ihnen wurden elastisch gestreute Protonen aus dem Target nachgewiesen. Über eine Kalibrationsmessung wurde die Relation der Zählrate dieser Szintillatoren zur absoluten Zahl der ankommenden Protonen in der Fokalebene (bei entsprechender Spektrometereinstellung) bestimmt.

2.3 Das Spektrometer

Für die Experimente mit Teilchenstrahlen bei COSY-Energien wurde das Magnetspektrometer BIG KARL umgebaut. Abbildung 2.5 zeigt eine schematische Darstellung des Spektrometers mit dem Targetbereich und den Detektoren der Fokalebene. Die zwei Quadrupole vor dem ersten Dipol wurden durch drei neue Magnete mit größerer Akzeptanz und höheren maximalen Feldstärken ersetzt. Der letzte Quadrupol vor dem Dipol macht es möglich, BIG KARL in einem winkelauflösenden Modus zu betreiben. Dadurch kann nicht nur der Gesamtimpuls des Teilchen über die Dispersion bestimmt werden, sondern auch beide Emissionswinkel am Target. Da BIG KARL unter einem Winkel von 0° zur Strahlrichtung betrieben wird, wurde der erste Dipol mit einem variablen Austrittsfenster versehen. Wenn die magnetische Steifigkeit von Primärstrahl und Reaktionsteilchen um einen Faktor 2 bis 3 verschieden sind, kann der Primärstrahl durch dieses Fenster das Spektrometer verlassen und in einem Strahlstopp aufgefangen werden.

Der letzte Quadrupol am Spektrometerausgang (Q3) wurde bei den Experimenten bislang nicht benutzt. Einige Kenndaten des Spektrometers sind in Tabelle 2.1 notiert. Weitere Details finden sich in Anhang B.1 und in [Mar83]. Die Abbildungseigenschaften des Spektrometers werden in Kapitel 3.1 genauer diskutiert.

2.4 Fokalebene

Im Bereich der Fokalebene des Spektrometers befinden sich zwei Driftkammermodule [Gug92] und ein Szintillator Hodoskop (Bild 2.6).

Die aktive Fläche der Kammern beträgt $140 * 20 \text{ cm}^2$. Damit ist ihre Akzeptanz für alle aus dem BIG KARL austretenden Teilchen groß genug. Ein Driftkammer-Modul besteht aus 6 Lagen. Die ersten beiden Lagen haben 27 Drähte, die um 30 Grad nach links gegen die Vertikale geneigt sind. Die 27 Drähte der dritten und vierten Lage sind um 30 Grad nach rechts geneigt. Die fünfte und sechste Lage

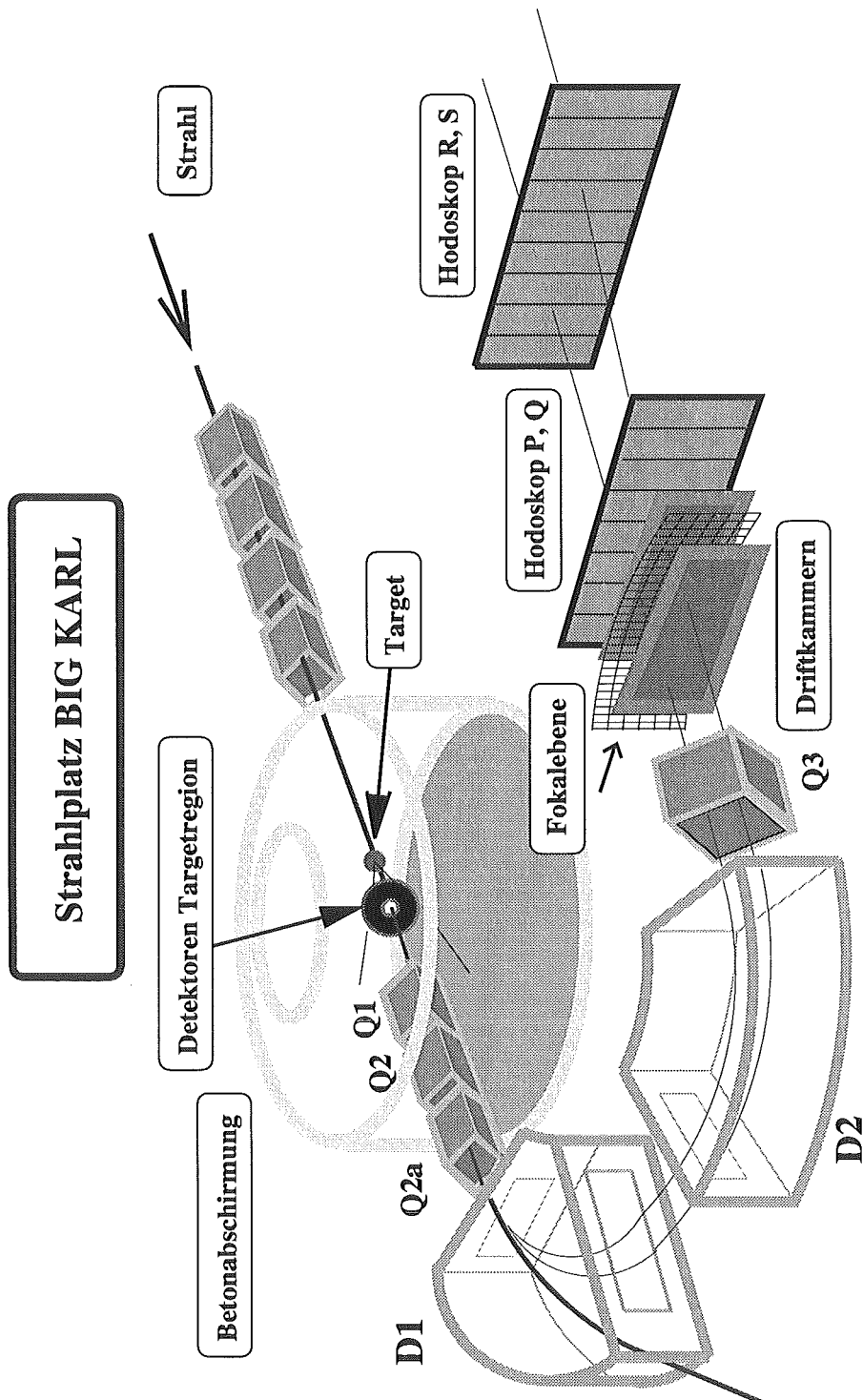


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung des Magnetspektrometers BIG KARL. Die Dipole sind mit D1 und D2, die Q-Quadrupole mit Q1, Q2, Q2a und Q3 bezeichnet.

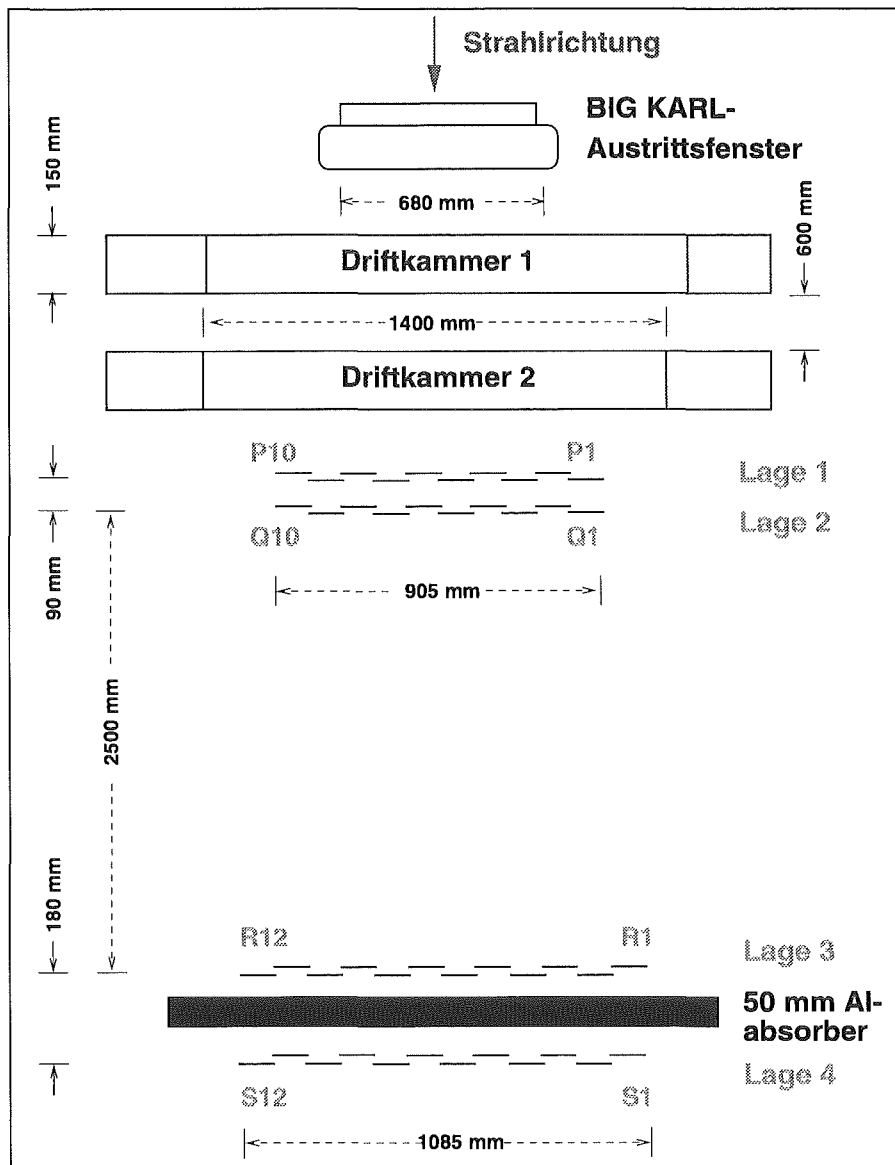


Abbildung 2.6: Anordnung der Detektoren in der Fokalebene.

BIG KARL–Kenngrößen	
Magnetstruktur	3Q2DQ
Zentralstrahlradius	194 cm
max. magnetische Steifigkeit	$0 \leq B\rho \leq 3.6 Tm$
max. Impuls für Protonen	1080 MeV/c
Impulsauflösung	$\Delta p/p \approx 10^{-4}$
Dispersion	$6.26 \text{ cm} \cdot (\text{MeV}/c)^{-1}$
Impulsakzeptanz	$\pm 4.5\%$
Winkelakzeptanz horizontal	$\leq \pm 28 \text{ mrad}$
Winkelakzeptanz vertikal	$\leq \pm 110 \text{ mrad}$

Tabelle 2.1: Einige Kenndaten des Magnetspektrometers BIG KARL.

besteht aus jeweils 32 Drähten, die vertikal ausgerichtet sind. Der Abstand der Signaldrähte beträgt 4 cm und die Drähte zweier zueinander gehörender Lagen sind um eine halbe Zellenbreite versetzt, um rechts-links Ambiguitäten aufzulösen. Durch die 6 Lagen werden die Koordinaten einer Teilchenspur mit einer Auflösung von etwa 200 μm gemessen [Gug92]. Aus den gemessenen Koordinaten aus beiden Modulen wird die Spur eines Teilchens im Raum rekonstruiert.

Hinter den Driftkammern befindet sich das Szintillator-Hodoskop, welches aus insgesamt 4 Szintillator-Lagen besteht. Es dient als schneller Triggerdetektor und zur Messung der Flugzeit und des Energieverlustes im Szintillatormaterial. Zwischen der zweiten (Q) und dritten (R) Szintillator-Lage waren 2 m (im Mai 1995 2.5 m) Luft, um die Flugzeit über diese Strecke messen zu können. Da der Raumwinkel der aus dem Spektrometer austretenden Teilchen voll abgedeckt werden soll, bestehen die beiden ersten Lagen aus jeweils 10 und die beiden hinteren Lagen aus je 12 rechteckigen Szintillatoren (10 * 25 * 2 mm). Im Dezember 1994 waren diese Szintillatoren nicht überlappend angeordnet, wodurch schmale Akzeptanzlöcher entstanden, die in Bild 5.1 zu sehen sind. Für die Strahlzeit im Mai 1995 wurden sie daher überlappend angeordnet, und damit diese Akzeptanzlöcher beseitigt. Vor der vierten (S) Lage des Hodoskops ist eine 2 cm dicke Aluminiumplatte montiert, in der Deuteronen aus dieser Reaktion nahe der Schwelle gestoppt werden. Somit kann diese vierte Lage als Veto wirken. Eine ausführliche Beschreibung des Hodoskops findet sich in [Lip96].

2.4.1 Trigger

Für die Daten nahe der Schwelle wird der Trigger aus den Signalen des Hodoskops gewonnen. Ein gültiges Ereignis muß ein Signal in jeder der ersten 3 Lagen (P,Q,R) haben. Dabei sind die Diskriminatorschwellen in der ersten (P) Lage so hoch

eingestellt, daß die Energieverluste der Protonen nicht für ein gültiges Signal ausreichen. Der Energieverlust der Deuteronen ist mehr als dreimal größer. Da eine hohe Diskriminatorschwelle bei unterschiedliche hohen Pulsen zu einem Schwanken des Zeitsignals führt, hatten die übrigen Lagen eine niedrige Schwelle, um eine gute Zeitinformation zu sichern. Nahe der Schwelle haben die Deuteronen Impulse zwischen 720 und 770 MeV/c. Dieser Impuls ist nicht groß genug, damit diese die Aluminiumplatte durchdringen. Daher wird für ein gültiges Ereignis verlangt, daß kein Signal aus der vierten (S) Lage vorliegt. Für die Messung der Reaktion $pp \rightarrow d\pi^+$ bei 1920 MeV/c Strahlimpuls gilt das nicht mehr. Vielmehr mußte hier die Diskriminatorschwelle sehr niedrig gehalten werden, denn die Pionen sind bei diesem Impuls minimal ionisierend, sollten aber auch nachgewiesen werden. Um sicherzustellen, daß das nachgewiesene Teilchen aus dem Target kommt, wird der Trigger aus der Fokalregion mit dem Signal des Vetozählers in Antikoinzidenz geschaltet.

2.4.2 Spurrekonstruktion in den Driftkammern

Die in den Driftkammern der Fokalebene gemessenen Driftzeiten werden in Orte umgerechnet und aus diesen dann die Spuren der Teilchen hinter dem Spektrometer rekonstruiert. Das zugehörige Analyseprogramm ist in [Zol95, Zol96] dokumentiert und erläutert. Die Ortsauflösung der Driftkammern beträgt nach [Zol96] $\Delta x_f = 130 \mu\text{m}$; $\Delta y_f = 300 \mu\text{m}$; $\Delta\alpha_f = 0.25 \text{ mrad}$. Der große Fehler in y rührt daher, daß die vertikale Position aus den um nur $\pm 30^\circ$ geneigten Lagen gewonnen wird.

Kapitel 3

Das Spektrometer Big Karl

3.1 Einführung

Da Experimente der Mittelenergie-Kernphysik eine kinematisch möglichst vollständige Messung der Reaktionsteilchen erfordern, reichten die Möglichkeiten des Spektrometers BIG KARL in seiner ursprünglichen Konfiguration [Mar83] nicht mehr aus. Die Magneto-optik des Spektrometers wurde dahingehend erweitert, daß neben der Messung in der dispersiven Richtung auch eine Messung der Impulskomponenten in der Vertikalen möglich ist. Das System von 3 Quadrupolen im Eingang des Spektrometers erlaubt eine Punkt-zu-Parallel Abbildung in der vertikalen Richtung. Vereinfacht kann man sich das als Abbildung mit einer Linse aus dem Fokalfunkt ins Unendliche vorstellen. Vertikale Winkel am Targetort werden in vertikale Positionen in der Fokalebene abgebildet. In der Horizontalen und damit in der dispersiven Richtung findet eine Abbildung des totalen Impulses statt. Die horizontalen Winkel in der Fokalregion sind mit den horizontalen Winkeln am Target korreliert. Ein einfaches Beispiel für die Abbildungseigenschaften des Spektrometers ist in Bild 3.1 dargestellt.

Aus dem optischen Analogon kann man eine sehr vereinfachte Beschreibung des Spektrometers mit 3 Parametern ableiten. Diese 3 Parameter-Darstellung kann aber nur in erster Näherung die Eigenschaften des Spektrometers beschreiben. Die in den Daten beobachtete Korrelation von horizontalen und vertikalen Winkeln ist in diesem Bild nicht verständlich. Dieser Effekt war in den beiden Datennahmen im Dezember 1994 und Mai 1995 unterschiedlich stark (Bild 3.2). Er kann zwar phänomenologisch korrigiert werden, aber für ein besseres Verständnis der Arbeitsweise des Spektrometers ist eine Klärung der Ursachen unbedingt notwendig.

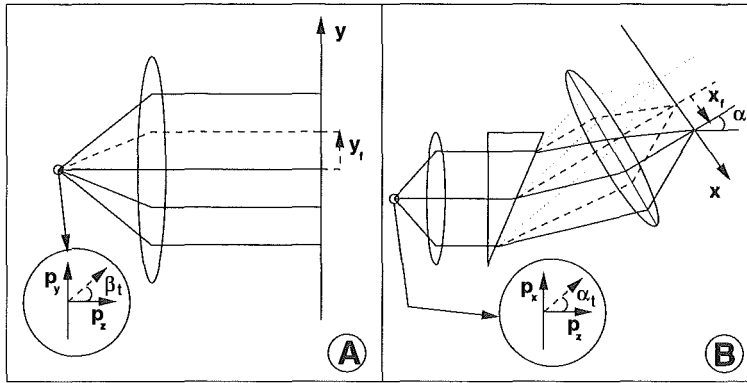


Abbildung 3.1: Das optische Analogon zur prinzipiellen Arbeitsweise des Spektrometers. In der vertikalen Richtung (A) bildet es einen Winkel am Target (β_t) auf eine Strecke (y_f) in der Fokalebene ab. In der horizontalen, also dispersiven Richtung (B) entspricht die Arbeitsweise des Spektrometers einem Prisma.

3.2 Die Beschreibung der Ionen-Optik mit Matrizen

Prinzipiell kann jedes optische Element durch Matrizen beschrieben werden, die Position und Winkel im Eingang mit Position und Winkel im Ausgang korrelieren. Die Matrix eines optischen Systems, bestehend aus mehreren optischen Elementen, erhält man durch Multiplikation der Matrizen der einzelnen optischen Elemente. Hierbei müssen auch Driftstrecken ohne magnetisches Feld als optische Elemente mit eigenen Matrizen behandelt werden. Im Fall des Spektrometers gilt es 5 Variablen zu berücksichtigen, zwei Positionen im Raum, zwei Winkel im Raum und der Impuls des Teilchens. Die einfachste Matrixbeschreibung des Spektrometers sieht folgendermaßen aus:

$$\begin{pmatrix} x_f \\ \alpha_f \\ y_f \\ \beta_f \\ l_f \\ \delta_f \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R_{11} & R_{12} & 0 & 0 & 0 & R_{16} \\ R_{21} & R_{22} & 0 & 0 & 0 & R_{26} \\ 0 & 0 & R_{33} & R_{34} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & R_{43} & R_{44} & 0 & 0 \\ R_{51} & R_{52} & 0 & 0 & 1 & R_{56} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_t \\ \alpha_t \\ y_t \\ \beta_t \\ l_t \\ \delta_t \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

Dabei sind (x,y) die Koordinaten am Targetpunkt, bzw. in der Fokalebene und (α,β) die zugehörigen Winkel. Weitere Größen sind die Länge der Trajektorie l und die relative Abweichung vom Zentralimpuls (δ).

Dem Element R_{12} kommt dabei eine besondere Bedeutung zu. Es koppelt die Position x in der Fokalebene zum horizontalen Winkel am Target. Ein echtes Bild

kann in der Fokalregion nur dann entstehen, wenn dieses Element Null ist, also die Position in der Fokalebene nur vom Impuls abhängt. Beim Spektrometer BIG-Karl ist dieser Wert in linearer Optik 6.26 mm/% Impulsabweichung.

Die einzelnen Elemente dieser Matrix sind bestimmt durch die Teilchenbahn im magnetischen Feld. Bewegungen der Teilchen werden relativ zu einer zentralen Trajektorie, die in der magnetischen Mittelebene liegt, betrachtet. Die Bewegungsgleichungen erhält man durch geschicktes Umstellen der Hamiltongleichungen für das magnetische Feld. Diese Theorie wird im Detail in [Bro64] dargestellt. Mit diesem Ansatz erhält man schon in zweiter Ordnung Multipolterme in den Dipolen. Durch Positionierungsfehler¹ der Elemente, werden diese Terme verstärkt. Berechnet man das System des Spektrometers in linearer Optik, das heißt in erster Ordnung, gibt es keine Mischung zwischen horizontaler und vertikaler Richtung, und keine chromatischen Effekte. Diese treten erst auf, wenn man höhere Ordnungen berücksichtigt. Die erweiterte Darstellung der höheren Ordnung ist nicht mehr eine Matrix, sondern ein Tensor, welcher Terme der Form $x_i x_j$ in die Berechnung der Trajektorien im Ausgang einfließen läßt. Die Matrix-Gleichung:

$$x_i^{focal} = (R_{ij})x_j^{target} \quad (3.2)$$

wird also erweitert zu:

$$x_i^{focal} = (R_{ij})x_j^{target} + T_{ijk}x_j^{target}x_k^{target} \quad (3.3)$$

3.3 Der Einfluß Terme höherer Ordnung

Die in Kapitel 3.1 beschriebenen Abhängigkeit zwischen horizontalen und vertikalen Winkeln kommt durch Positionierungsfehler der Elemente zustande. Um eine Mischung in der beobachteten Stärke hervorzurufen, müßten die Quadrupole um mehrere Grad (25 mrad) gedreht sein [Zol96], was durch eine Messung nicht bestätigt werden konnte. Solche Terme treten aber auch dann auf, wenn die Teilchen nicht auf der optischen Achse des Systems durch das Spektrometer fliegen. Hier reicht schon eine Abweichung von 1 mm von der optischen Achse in der Vertikalen aus, um einen starken Mischungsterm hervorzurufen. Solcher y-Versatz² des Targets ist ein Freiheitsgrad, der auf Grund von Ungenauigkeiten bei der Justage durchaus im Bereich von einigen Millimetern variieren kann. Um für die einzelnen Strahlzeiten den tatsächlichen Targetpunkt herauszufinden, wurde das Spektrometer mit Hilfe des Simulationsprogramms COSY-infinity [Ber90] simuliert. Dabei wird den einzelnen optischen Elementen Rechnung getragen und eine Matrix berechnet, die die Korrelation zwischen Positionen und Winkeln am Target zu solchen in den Driftkammern herstellt.

¹sog. 'misalignments'

²offset

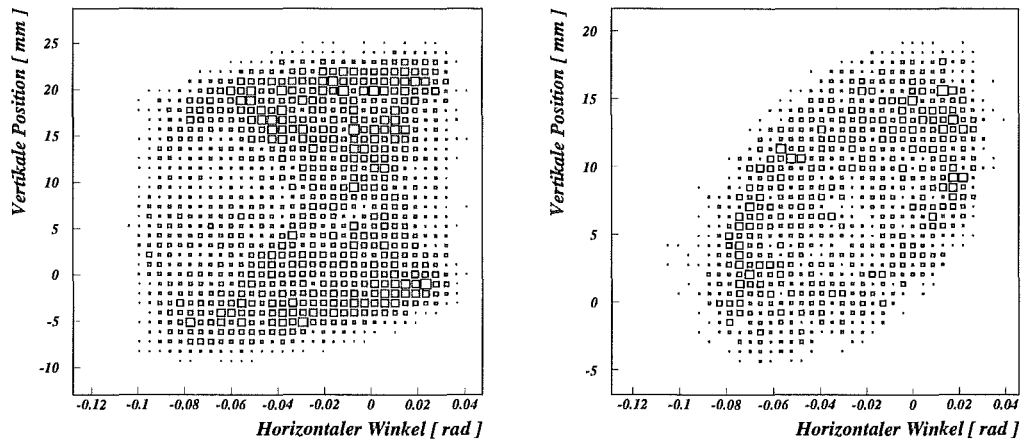


Abbildung 3.2: Beispiel für die gemessene Mischung von horizontalem und vertikalem Winkel, der sich in der Fokalebene als Mischung von horizontalem Winkel α und vertikaler Position y darstellt. Das linke Bild zeigt die Daten der Messung vom Dezember 1994 (801 MeV/c) und das rechte Daten vom Mai 1995 (792.9 MeV/c).

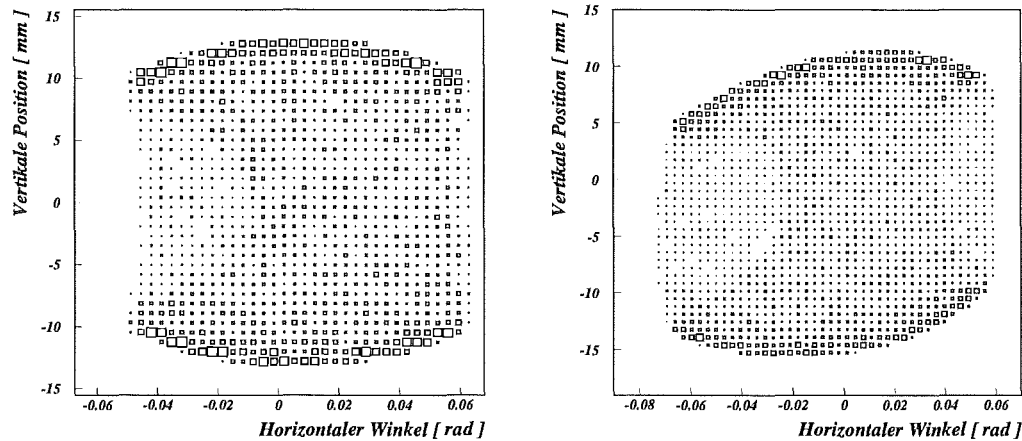


Abbildung 3.3: Eine simulierte Deuteronenverteilung bei 800 MeV/c Strahlimpuls ohne Target-Versatz (links) und unter der Annahme eines Target-Versatzes von 1 mm (rechts).

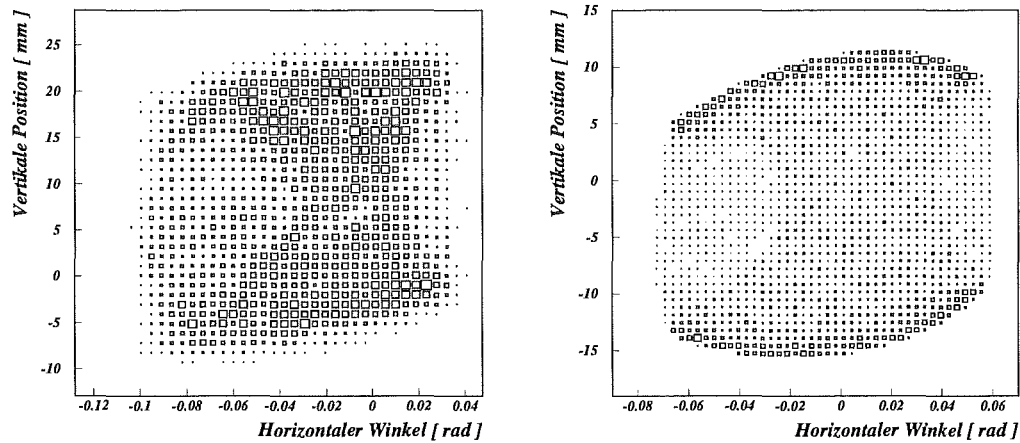


Abbildung 3.4: Der Vergleich der gemessenen Daten bei 800 MeV/c (links) und der Simulation (rechts) zeigt eine gute Übereinstimmung für einen Target-Versatz von 1 mm.

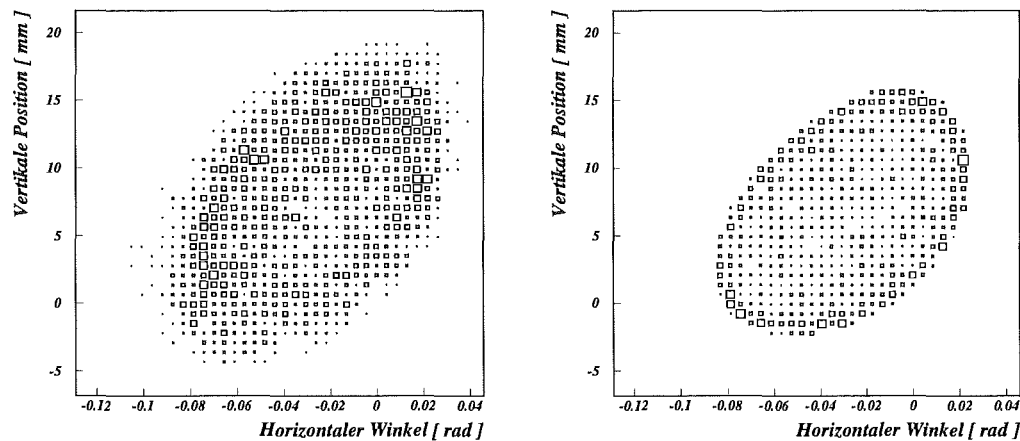


Abbildung 3.5: Der Vergleich der Daten vom Mai 1995 bei 793 MeV/c (links) und der Simulation (rechts) zeigt eine gute Übereinstimmung für einen Target-Versatz von 2.2 mm.

Mit Hilfe dieser Matrix wird die Abbildung von Deuteronen vom Target zur Fokalebene simuliert und mit den dort gemessenen Spuren der Reaktionsteilchen aus der Reaktion $pp \rightarrow d\pi^+$ verglichen. Die Bilder in 3.3 zeigen die Resultate der Simulation, wobei die Simulation im ersten Fall in linearer Optik durchgeführt wurde und im zweiten Bild Terme höherer Ordnung und Positionierungsfehler des Targets berücksichtigt wurden. Für die Strahlzeit Dezember 1994 findet sich ein Target-Versatz von 1 mm, für die Strahlzeit Mai 1995 betrug dieser Target-Versatz 2.2 mm. Bild 3.4 und Bild 3.5 zeigen deutlich, daß unter diesen Annahmen die Daten gut durch die Simulation beschrieben werden.

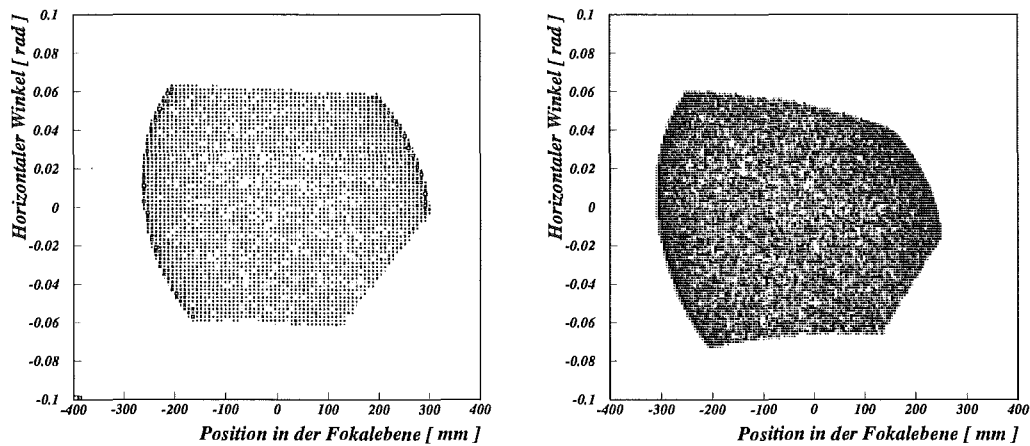


Abbildung 3.6: Der Einfluß der chromatischen Aberration auf die Abbildung zeigt sich im Vergleich der Simulation ohne chromatische Terme (links) mit der Simulation mit diesen Termen (rechts).

Neben der Mischung von horizontaler und vertikaler Richtung durch Sextupoleffekte im Dipol ist ein weiterer nicht zu vernachlässigender Effekt der zweiten Ordnung die chromatische Aberration. Bild 3.6 zeigt deutlich den Einfluss der Terme $x\delta$ und $\alpha\delta$ auf die Abbildung in der Fokalebene. Im linken Bild sind nur lineare Terme berücksichtigt, im rechten Bild auch die Terme der chromatischen Aberration. Bild 3.7 zeigt den Vergleich von Daten und Simulation, wobei in der Simulation auch die Terme der zweiten Ordnung und damit auch die chromatischen Effekte berücksichtigt sind.

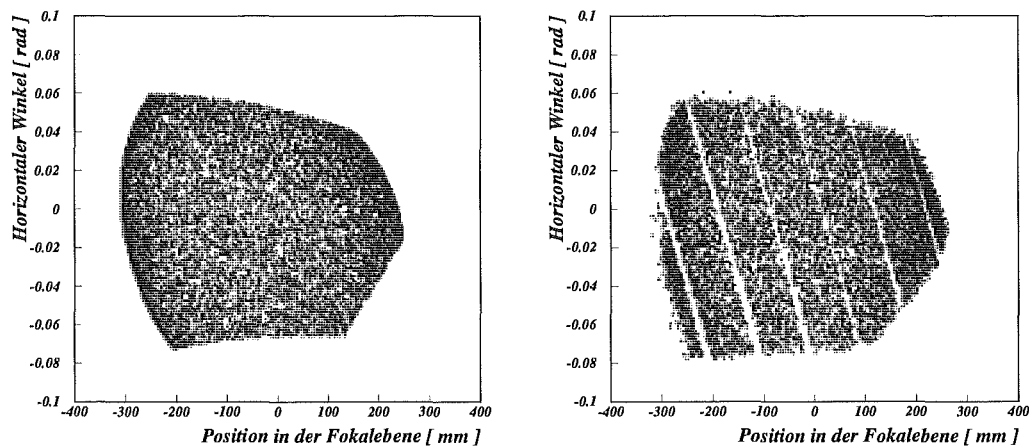


Abbildung 3.7: Die chromatische Aberration. Der Vergleich der Simulation mit aberrativen Termen (links) mit den Daten (rechts) zeigt eine gute Übereinstimmung.

3.4 Die Messung der Dispersion mit dem Primärstrahl

Von allen Parametern der Matrix läßt sich die Dispersion am einfachsten direkt messen. Dazu wurde das Feld des Spektrometers so eingestellt, daß der Primärstrahl in der Fokalebene nachgewiesen werden konnte. Dann wurden die Felder variiert, um verschiedene Werte für $\delta = \frac{\Delta p}{p}$ zu erhalten. Die Position x des Strahls in der Fokalebene wurde mit den Driftkammern gemessen.

Die Stärke der Felder wurde hierbei mit NMR-Sonden überprüft. Bild 3.8 zeigt die gemessene Position des Primärstrahls in der Fokalebene relativ zu $\frac{\Delta p}{p}$ in % gemessen in den Strahlzeiten Dezember 1994 und Mai 1995. Die Kurve gibt die Position eines simulierten Strahls wieder. Zwei weitere Observablen bei diesem Verfahren sind die Variation der Mittelwerte der y -Position des Strahls sowie des horizontalen Winkels in der Fokalebene mit der x -Position. Der Vergleich von Messung und Simulation ist in Bild 3.9 und Bild 3.10 dargestellt. Man sieht, daß das Verhalten der Versätze gut durch die Simulation beschrieben wird. Der einzige Freiheitsgrad bei diesem Vergleich von Daten und Simulation ist ein absoluter Versatz, der durch Positionierungsfehler der Driftkammern hervorgerufen wird.

Die aus dem Vergleich von Daten des Primärstrahls und der Simulation gewonnenen Werte für den Versatz können direkt in der Analyse verwendet werden.

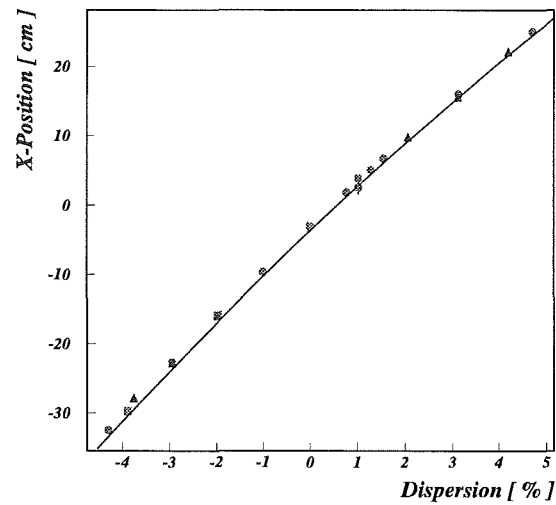


Abbildung 3.8: Die gemessene Dispersion des Spektrometers im Vergleich zu dem Ergebnis der Simulation. Die durchgezogene Linie gibt das Resultat der Simulation wieder, die Symbole die Messung.

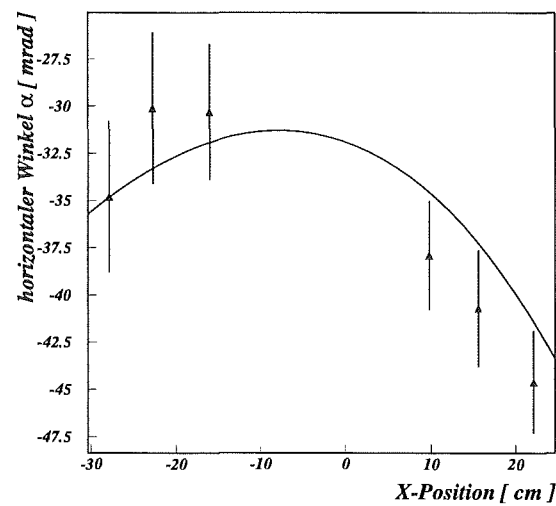


Abbildung 3.9: Variation des horizontalen Winkels α bei verschiedenen Impulsen (und damit verschiedenen x-Positionen). Die gemessenen Daten sind mit Fehlerbalken eingetragen. Die Linie gibt das Resultat der Simulation wieder.

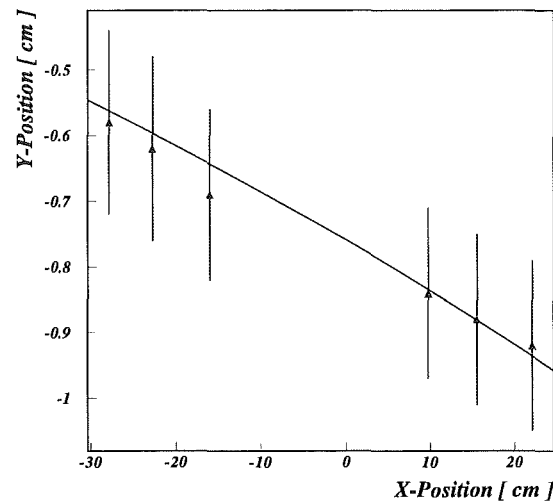


Abbildung 3.10: Variation der vertikalen Position y bei verschiedenen Impulsen (und damit verschiedenen x -Positionen). Die gemessenen Daten sind mit Fehlerbalken eingetragen. Die Linie gibt das Resultat der Simulation wieder.

3.5 Die Akzeptanz des Spektrometers

Das Spektrometer BIG KARL ist ein hervorragendes Instrument, um Reaktionsteilchen unter Null Grad zu messen. Es hat jedoch den Nachteil, daß seine Raumwinkel-Akzeptanz begrenzt ist. Nur für Reaktionen sehr nahe der Schwelle hat es eine Akzeptanz von 100 %. Um auch Reaktionen vermessen zu können, deren Raumwinkelbelegung größer ist, als die Akzeptanz des Spektrometers, ist es notwendig, die Akzeptanz genau zu kennen, um darauf korrigieren zu können. Die maximale Impulsakzeptanz des Spektrometers ist ± 4.5 %. Die Akzeptanz wird limitiert durch die Breite des aktiven Bereiches im Dipol 2. Die Winkelakzeptanz ist bestimmt durch die Feldeinstellungen in den ersten 2 Quadrupolen. Da ein Quadrupol immer in eine Richtung fokussiert, und gleichzeitig in der anderen Richtung defokussiert, muß eine große Akzeptanz in y -Richtung mit einer kleinen Akzeptanz in x -Richtung bezahlt werden. Die Akzeptanz für horizontale Winkel beträgt ± 28 mrad, für vertikale Winkel ± 120 mrad im Maximum. Das linke Bild von Abbildung 3.11 zeigt eine Darstellung der Winkelakzeptanzen relativ zur Impulsabweichung vom Zentralimpuls unter der Annahme daß kein y -Versatz am Target vorliegt.

Sobald das Target nicht auf der optischen Achse positioniert ist, verschiebt sich diese Akzeptanz drastisch. Das rechte Bild von Abbildung 3.11 zeigt

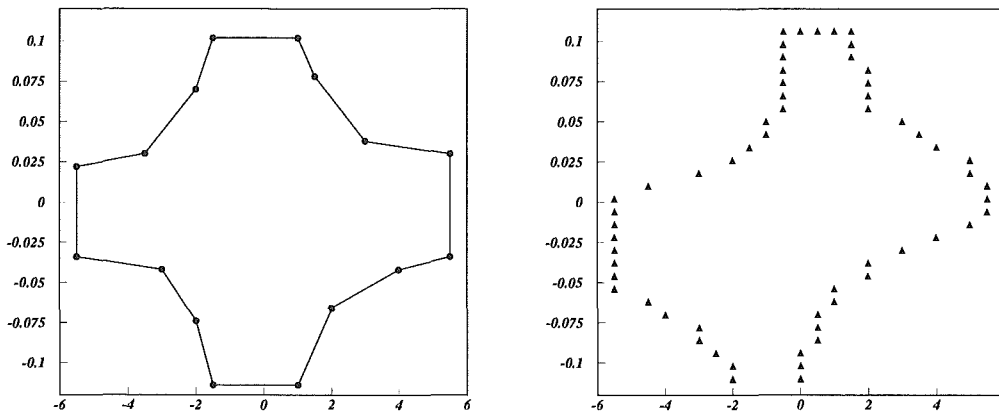


Abbildung 3.11: Die berechnete y-Akzeptanz ohne y-Versatz am Target (links) und mit einem y-Versatz von 2.2 mm (rechts).

die Akzeptanz in vertikaler Richtung für einen y-Versatz von 2.2 mm. Durch das Sextupolelement im Dipol wird die y-Abbildung so verändert, daß die Akzeptanz zurückgeht. Bild 3.12 zeigt, wie gut die berechnete Akzeptanz mit der Messung übereinstimmt. Die Daten sind Deuteronen aus der Reaktion $pp \rightarrow d\pi^+$ bei 792.9 MeV/c (Strahlzeit Mai 1995). Für die Ausleuchtung des Akzeptanzbereiches des Spektrometers wurden diese Daten bei verschiedenen Zentralimpulsen des Spektrometers aufgenommen. Dadurch verschob sich der Mittelpunkt der Deuteronen-Kinematik im Spektrometer und die Randbereiche der Ellipse fallen aus der Akzeptanz. Das Bild (3.12) zeigt den Vergleich der Mai-Daten mit der berechneten Winkelakzeptanz für einen y-Versatz von 2.2 mm. Man sieht, daß die Annahmen über das Spektrometer den gemessenen Daten entspricht. Während für die Akzeptanz in y-Richtung die Quadrupole im Eingang begrenzend sind, gibt es für die Akzeptanz in horizontaler Richtung noch einen weiteren akzeptanzbegrenzenden Ort. Die maximalen Winkel werden zwar auch durch die Eingangsquadrupole vorgegeben, das Verhältnis von Winkel zu Impuls wird jedoch durch die Breite des Spaltes im Dipol 2 bestimmt. Teilchen mit hohem Impuls und großem horizontalem Winkel können dann nicht mehr in die Fokalebene transportiert werden. Das verursacht den Schnitt in den Daten auf der Hochimpulsseite. Bild 3.13 zeigt den Vergleich der berechneten Akzeptanz in x-Richtung mit den Daten. Auch hier findet man eine gute Übereinstimmung. Da die Akzeptanzbegrenzungen bekannt sind, kann man sie bei der Analyse der Daten entsprechend berücksichtigen.

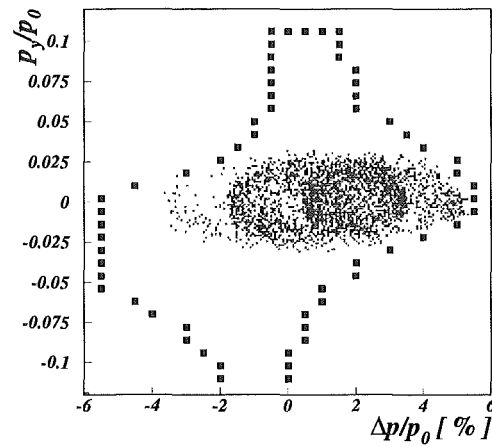


Abbildung 3.12: Vergleich der gemessenen und berechneten vertikalen Akzeptanz bei einem Strahlimpuls von 792.9 MeV/c. Die Daten wurden bei verschiedenen Spektrometer-Einstellungen gemessen. Die Berechnung der Akzeptanz erfolgte unter der Annahme eines Target-Versatzes von 2.2 mm.

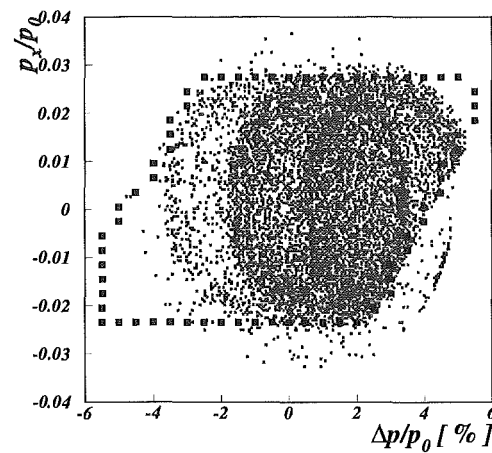


Abbildung 3.13: Vergleich der gemessenen und berechneten horizontalen Akzeptanz bei einem Strahlimpuls von 792.9 MeV/c. Die Daten wurden bei verschiedenen Spektrometer-Einstellungen gemessen.

Kapitel 4

Analyse der Daten bei 793 und 800 MeV/c

4.1 Die Bestimmung der Luminosität

Das Ziel der Messungen war, den Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $pp \rightarrow d\pi^+$ zu bestimmen. Der Wirkungsquerschnitt ist definiert als

$$\sigma = \frac{N_{\text{total}}}{N_{\text{Strahl}} \cdot A_{\text{Target}}} = \frac{N_{\text{total}}}{L'}. \quad (4.1)$$

Dabei ist N_{total} die Gesamtzahl der Reaktionsteilchen, N_{Strahl} die Zahl der Strahlteilchen in der gesamten Meßzeit und A_{Target} die Massenbelegung des Targets. Die Teilchenflächendichte der Protonen im Flüssig-Wasserstoff-Target betrug im Dezember 1994 für das 4.4 mm Target $2.04 \cdot 10^{22}$ Protonen/cm², für das 2.4 mm Target im Mai 1995 $1.11 \cdot 10^{22}$ Protonen/cm². Zur Bestimmung der Luminosität L' braucht man weiterhin den einfallenden Strahlstrom. Dieser wurde im Experiment mit den im Kapitel 2 angesprochenen Luminositätsmonitoren und dem Ringzähler hinter dem Target gemessen. Diese Monitore sind nach folgendem Verfahren kalibriert worden. Der Protonenstrahl wurde in die Fokalregion des Magnetspektrometers gelenkt und dort mit den Szintillatoren des Hodoskops nachgewiesen. Die Intensität wurde dabei auf weniger als 10^6 Teilchen/s reduziert, so daß keine Totzeiteffekte in den Detektoren auftraten. Aus dem Zählratenverhältnis zwischen dem Hodoskop und den Luminositätsmonitoren sowie dem Ringzähler ergeben sich die Kalibrationskurven in Abbildung 4.1, die sich zu höheren Zählraten hin linear extrapolieren lassen. Das Abknicken der Datenpunkte ist auf die Sättigung der Detektoren, die den direkten Strahl messen, zurückzuführen.

Aus der Flächendichte des LH₂-Targets ergeben sich die im Experiment erreichten Luminositäten, die in Tabelle 4.1 aufgeführt sind.

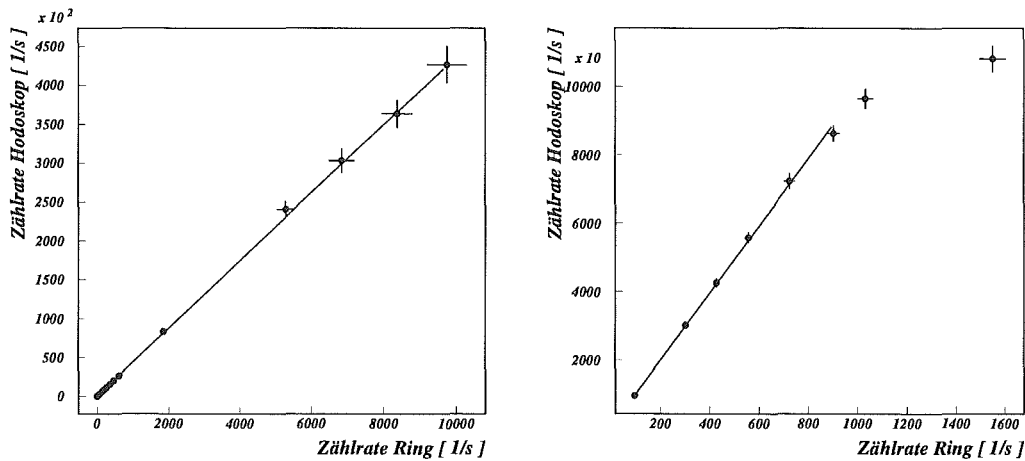


Abbildung 4.1: Kalibrationskurven für die Luminositätskalibration des Ring-Zählers. Die linke Seite zeigt die Kurve für den Strahlimpuls von 792.9 MeV/c, die rechte Seite 801 MeV/c Strahlimpuls. Das Abknicken der Datenpunkte ist auf die Sättigung der Detektoren, die den direkten Strahl messen, zurückzuführen. Die Geraden sind an die Punkte bei kleinen Zählraten angepaßt. Das Intervall wurde durch ein χ^2 -Kriterium begrenzt.

Luminosität	
Strahlimpuls	integrierte Luminosität
792.9 MeV/c	$(3.92) \cdot 10^{32}$
800.1 MeV/c	$(9.40) \cdot 10^{32}$

Tabelle 4.1: Im Experiment erreichte Luminositäten bei den verschiedenen Strahlimpulsen, integriert über die Meßzeit.

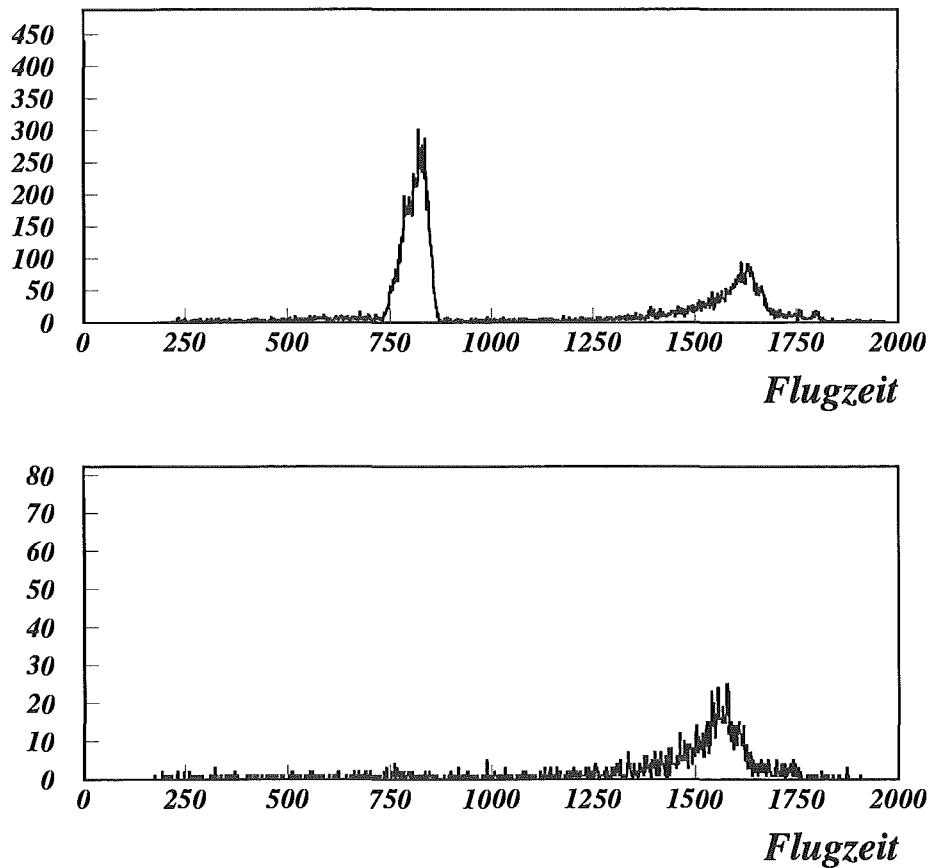


Abbildung 4.2: Flugzeitspektrum zwischen Pionen-Ring und Fokalebene. Die Zeitachse verläuft von rechts nach links daher befinden sich die schnellen Protonen auf der rechten Seite des Spektrum und die Deuteronen links. Das obere Bild zeigt eine Messung mit gefülltem Target, das untere im Vergleich eine Messung mit leerem Target.

4.2 Die Reduktion des Untergrundes

Bei der Untersuchung der Reaktion $pp \rightarrow d\pi^+$ mit einem Eingangsimpuls von etwa 801 MeV/c haben die Deuteronen einen Impuls zwischen 710 und 780 MeV/c. Die Impulsdifferenz zwischen den nachzuweisenden Teilchen und dem Primärstrahl ist nicht groß genug, so daß der Primärstrahl das Spektrometer nicht durch die dafür vorgesehene Öffnung im Dipol 1 verlassen kann. Vielmehr treffen die Protonen des Primärstrahls im Dipol 2 auf das Eisen und erzeugen eine Reihe von Sekundärteilchen. Hohe Schwellen in den Szintillatorlagen der Fokalebene können dabei nur einen Teil des Untergrundes reduzieren, da es genügend niederenergetische gestreute Protonen gibt, die einen den Deuteronen vergleichbaren Energieverlust in den Szintillatoren zu haben.

4.2.1 Lange Flugzeiten

Die einfachste Möglichkeit Deuteronen der Reaktion vom Untergrund zu trennen, ist die Messung der Flugzeit über die 14 m des Spektrometers. Dazu bedarf es allerdings der Messung, wann die Reaktion stattgefunden hat, das heißt, ein Nachweis der Pionen mit einem Szintillator hinter dem Target. Der entsprechende experimentelle Aufbau ist in Kapitel 2 erklärt. Bild 4.2 zeigt ein Spektrum dieser Flugzeit zwischen dem Pionringzähler hinter dem Target und der Fokalebene. Da die Datenaufnahme im Common-Stop-Modus arbeitet, sind die hohen Einträge in diesem Spektrum zu schnellen Teilchen korreliert. Der untere Teil von Bild 4.2 zeigt das gleiche Spektrum mit einem leeren Target. Man sieht deutlich, daß die Spitze, die mit den Deuteronen identifiziert wird, nicht mehr auftritt. Das Kriterium der langen Flugzeit erlaubt eine sehr saubere Reduktion des Untergrundes, wie in Bild 4.3 für die Daten der Dezemberstrahlzeit dargestellt.

4.2.2 Kurze Flugzeiten

Da aber der Pionringzähler, der für diese Flugzeitmessung notwendig ist, nur eine begrenzte Winkelakzeptanz hat, wie in Kapitel 2 erläutert, werden die Pionen, die zu den im Schwerpunktssystem vorwärts und rückwärts gestreuten Deuteronen gehören, dort nicht mehr nachgewiesen. Für diese Teilchen fehlt also die Information für die lange Flugzeit. Aus diesem Grunde wurde in der Strahlzeit im Mai 1995 der Abstand zwischen den Szintillatorlagen in der Fokalregion auf 2.5 m vergrößert, um eine Messung der 'kurzen Flugzeit' zwischen diesen beiden Hodoskoplagen zu ermöglichen. Die Information aus der lange Flugzeit wird benutzt, um die Schnitte auf die kurze Flugzeit festzulegen. Bild 4.4 zeigt die Untergrundreduktion durch den Schnitt auf die kurze Flugzeit.

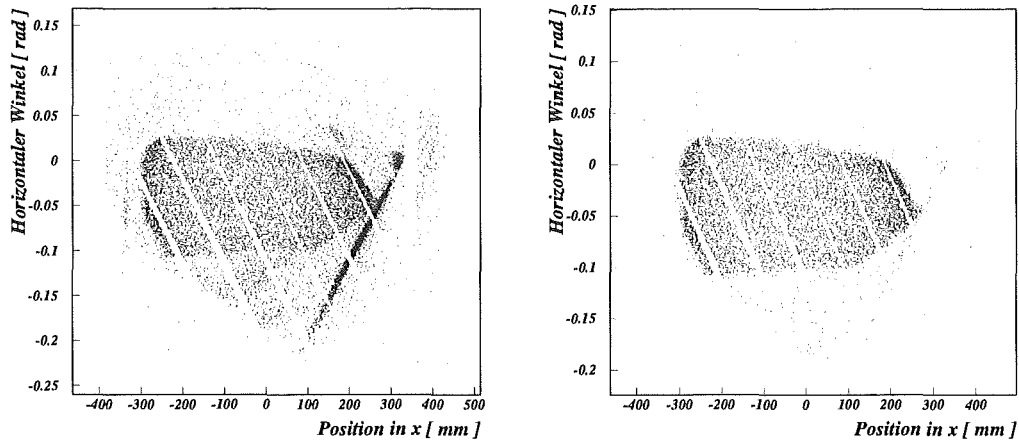


Abbildung 4.3: Daten der Messung bei einem Strahlimpuls von 801 MeV/c. Links sind alle Datenpunkte eingetragen, rechts die nach einem Schnitt auf die große Flugzeit.

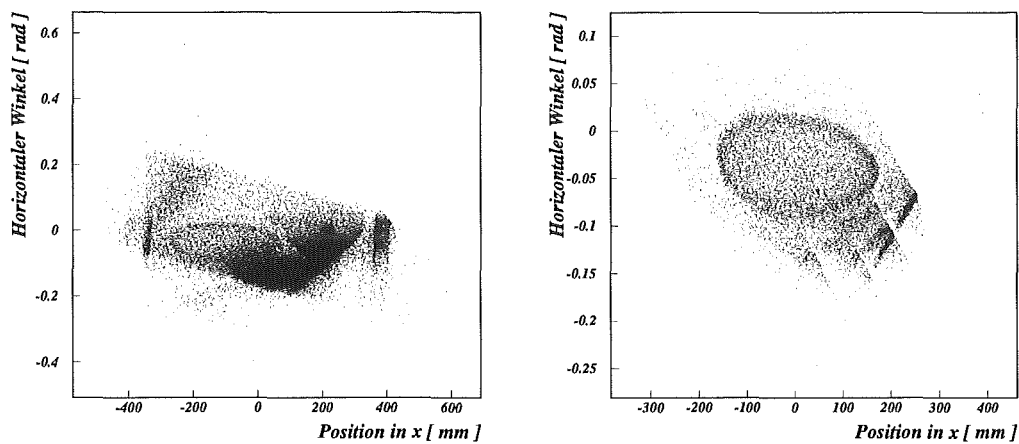


Abbildung 4.4: Daten der Messung bei einem Strahlimpuls von 792.9 MeV/c. Links sind alle Datenpunkte eingetragen, rechts (vergrößert) die nach einem Schnitt auf die kurze Flugzeit. Hier ist eine weitere Untergrundreduktion durch eine Missing-Mass-Analyse nötig.

4.2.3 Missing-Mass-Analyse

Das entscheidende Kriterium zur Identifikation des nicht direkt nachgewiesenen Teilchens ist die Analyse der fehlenden Masse¹. Unter der Hypothese, daß das in der Fokalregion nachgewiesene Teilchen ein Deuteron ist, gilt für die fehlende Masse m_x einer Reaktion $pp \rightarrow dX$ mit den Viererimpulsen \mathbf{p}_b , \mathbf{p}_t , \mathbf{p}_d und \mathbf{p}_X die Beziehung:

$$m_x^2 \equiv \mathbf{p}_X^2 = (\mathbf{p}_b + \mathbf{p}_t - \mathbf{p}_d)^2 \quad (4.2)$$

Nach Anwendung der oben beschriebenen Flugzeitschnitte ergibt sich ein Missing-Mass-Spektrum, wie es in Bild 4.5 dargestellt ist, das bei der Pionenmasse von 139.5 MeV ein Maximum zeigt. Für die weitere Analyse des Wirkungsquerschnitts wird daher ein zusätzlicher Schnitt auf die Missing-Mass gelegt ($\pm 2\%$).

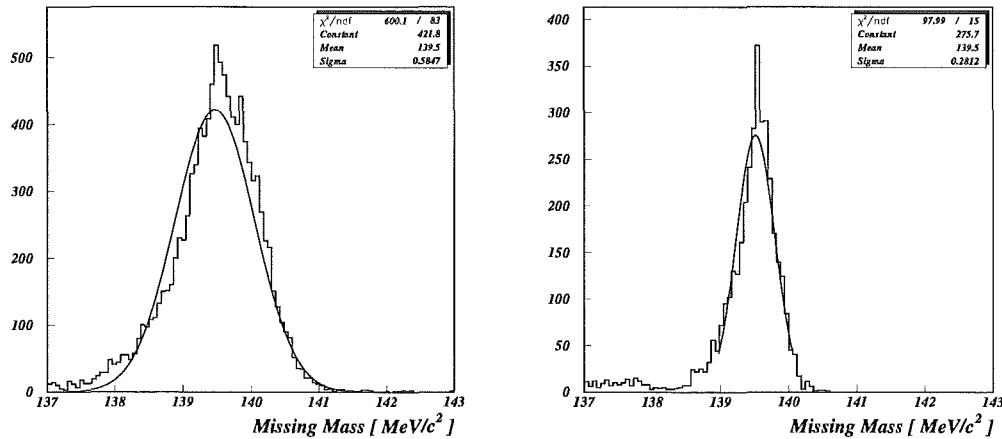


Abbildung 4.5: Die rekonstruierte Masse des nicht nachgewiesenen Teilchens (Pion) der Reaktion $pp \rightarrow dX$, bei einem Strahlimpuls von 801 MeV/c und 792.9 MeV/c.

4.3 Die Impulsrekonstruktion

Nachdem durch den Vergleich von Daten und Simulation eine gute Matrix bzw. Tensor-Beschreibung des Spektrometers gefunden wurde, wird diese Matrix nun benutzt, um die gemessenen Spuren in der Fokalebene in Impulse zurückzurechnen. Da es sich bei der Reaktion $pp \rightarrow d\pi^+$ um eine 2-Teilchen-Reaktion handelt,

¹Missing Mass

müssen die Impulse der Deuteronen im Schwerpunktsystem alle auf einer Kugeloberfläche liegen, bzw. die Projektionen der Impulse sich durch Kreise darstellen lassen. Die Bilder 4.6 und 4.7 zeigen die 3 Projektionen dieser Impulsellipse ($p_{\text{hor}}/p_{\text{long}}, p_{\text{vert}}/p_{\text{long}}, p_{\text{hor}}/p_{\text{vert}}$). Es ist schön zu sehen, daß in allen drei Projektionen die rekonstruierten Impulse recht gut mit Kreisen verträglich sind. Entsprechend der unterschiedlichen Auflösung der einzelnen Impulskomponenten sind die Ränder der kinematischen Ellipsen mehr oder weniger verschmiert. Bei einem Impuls von 792.9 MeV/c ist nur ein Akzeptanzschnitt durch die y-Akzeptanz (Bild 4.7) zu sehen. Bei 801 MeV/c sieht man in der Projektion p_x/p_z schmale Streifen (Bild 4.6). Sie rühren daher, daß in dieser Strahlzeit die Szintillatoren in den Hodoskopen nicht überlappend angeordnet waren, und somit ein kleiner Spalt freiblieb, in dem Deuteronen nicht nachgewiesen wurden, und somit kein Trigger erzeugt wurde.

Deutlich zu sehen ist auch die horizontale Winkelakzeptanz von ± 25 mrad. Die Masse des nicht gemessenen Pions konnte bei Strahl-Impuls von 801 MeV/c zu 139.50 ± 0.56 MeV bestimmt werden. Die Messung bei einem Strahl-Impuls von 792.9 MeV/c ergab $m_\pi = 139.57 \pm 0.28$ MeV. Die Massenverteilung für die Dezemberdaten (801 MeV/c) ist breiter als die der Mai-Daten, da im Dezember ein Target von 4 mm Dicke, im Mai jedoch eines von 2 mm Dicke benutzt wurde. Dadurch war der Energieverlust der Deuteronen im Target sehr viel größer, was sich in einer Impulsunschärfe der Deuteronen und damit in einer Massenunschärfe des fehlenden Teilchens niederschlägt.

4.4 Der Kinematische Fit

Da es sich bei der Reaktion $pp \rightarrow d\pi^+$ um eine Zwei-Teilchen-Reaktion handelt hat man nach Messung des Dreierimpulses der Deuteronen die vollständige Kinematik. Aus den Erhaltungssätzen für Energie und Impuls ergibt sich folgendes Gleichungssystem:

$$\begin{pmatrix} E_{\text{Strahl}} \\ 0 \\ 0 \\ p_{\text{Strahl}} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} E_{\text{Target}} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_d \\ p_{x,d} \\ p_{y,d} \\ p_{z,d} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} E_\pi \\ p_{x,\pi} \\ p_{y,\pi} \\ p_{z,\pi} \end{pmatrix}. \quad (4.3)$$

Unter der Annahme, daß die gemessenen Teilchen Deuteronen sind, ist auch die Energie E_d bekannt. Bei den Ereignissen, die als $d\pi$ -Ereignisse klassifiziert worden sind, kann man die Missing-Mass in E_π durch die diskrete Pionmasse ersetzen, dadurch wird das Gleichungssystem (4.3) einfach überbestimmt. Die drei Meßgrößen p_x , p_y und p_z sind mit Meßfehlern behaftet, daher werden diese Meßwerte innerhalb ihrer Fehler in kleinen Schritten variiert, bis die

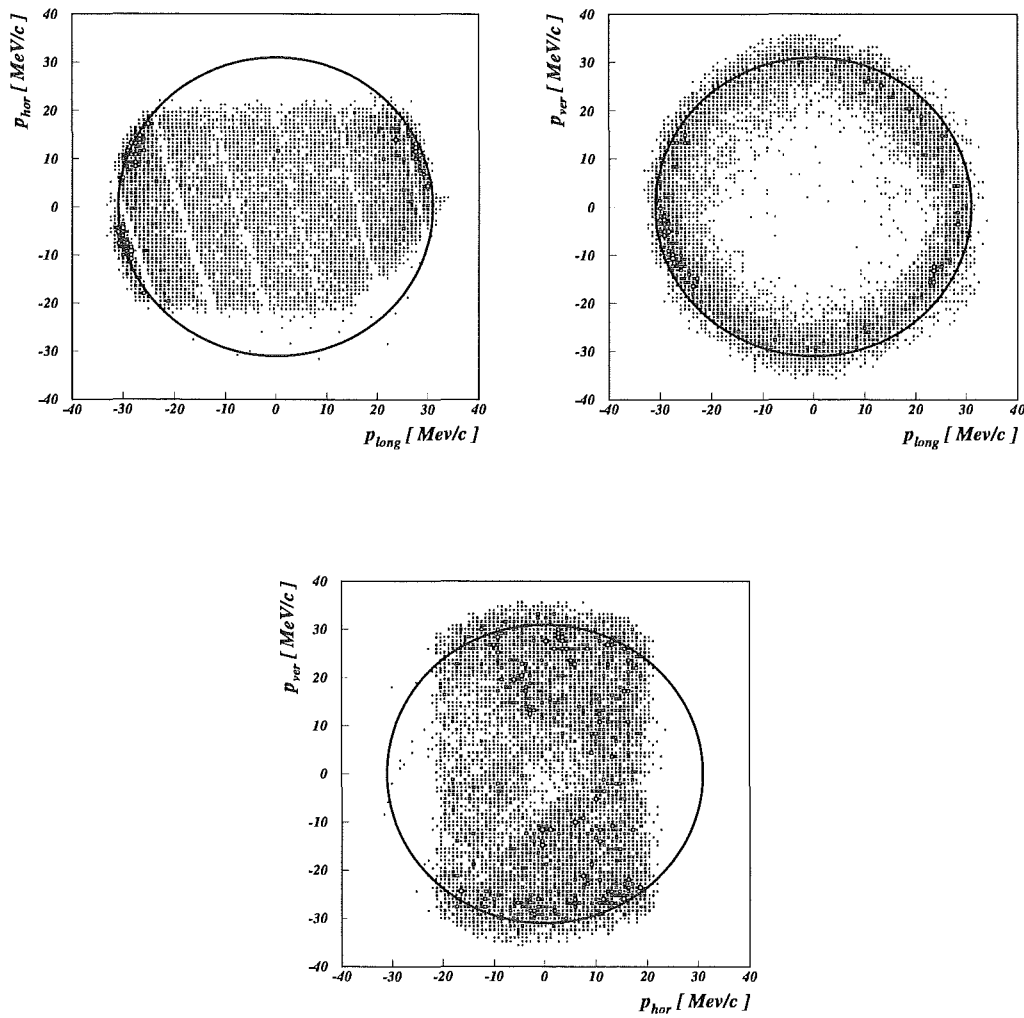


Abbildung 4.6: Die drei Projektionen der Impulsellipse im Schwerpunktsystem bei 801 MeV/c Strahlimpuls. Die Daten folgen recht gut der erwarteten Kinematik (Kreis).

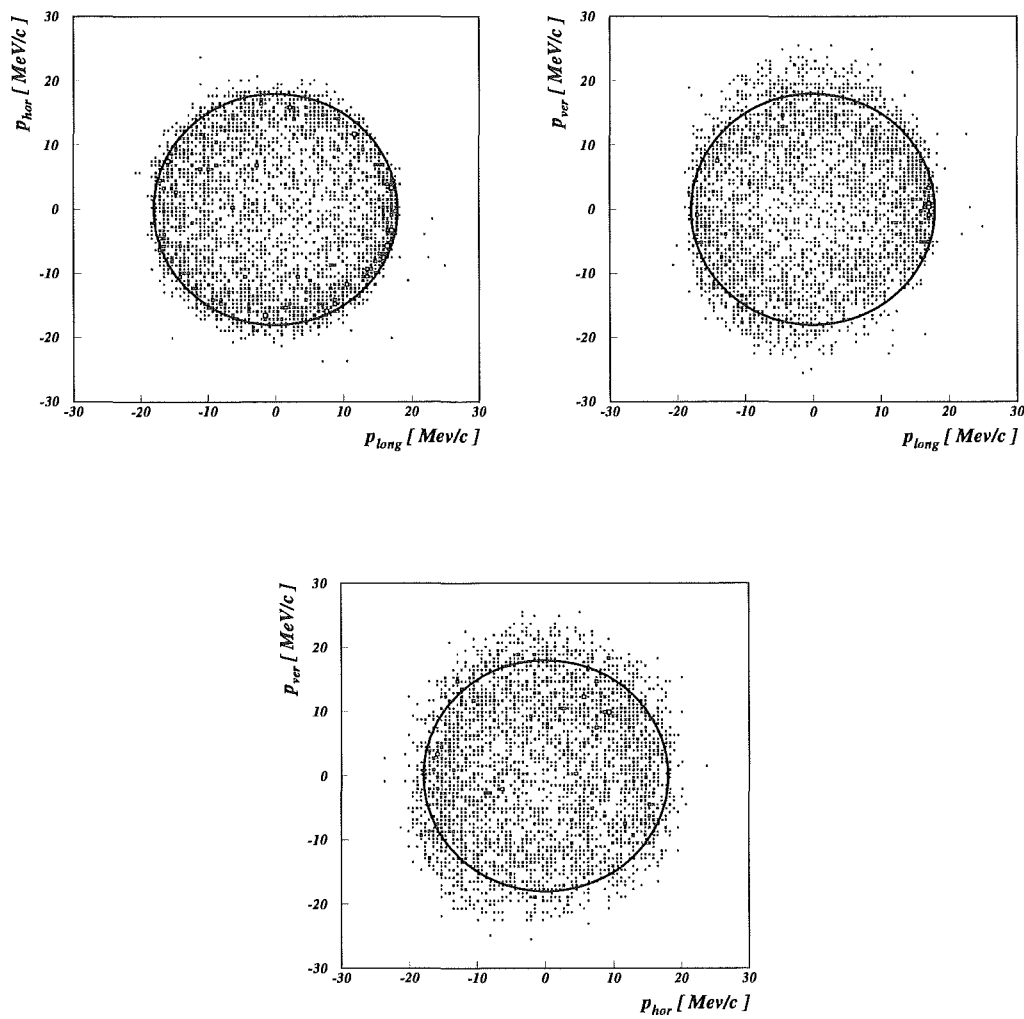


Abbildung 4.7: Die drei Projektionen der Impulsellipse im Schwerpunktsystem bei 792.9 MeV/c Strahlimpuls. Die Daten folgen recht gut der erwarteten Kinematik (Kreis).

beste Übereinstimmung mit den Randbedingungen der Kinematik gefunden wird. Gesucht wird das Minimum der χ^2 -Verteilung:

$$\chi^2 = \left(\frac{p_0^{\text{gemessen}} - p_0^{\text{fit}}}{\sigma_{p_0}} \right)^2 + \left(\frac{\alpha^{\text{gemessen}} - \alpha^{\text{fit}}}{\sigma_\alpha} \right)^2 + \left(\frac{\beta^{\text{gemessen}} - \beta^{\text{fit}}}{\sigma_\beta} \right)^2. \quad (4.4)$$

Dem Ereigniss werden dann die Impulskomponenten zugeordnet, bei denen das χ^2 minimal ist. Das Ergebnis des kinematischen Fits zeigt Bild 4.8 und 4.9.

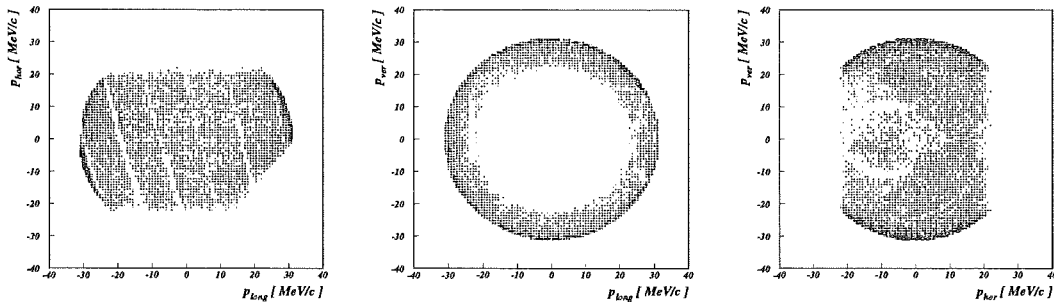


Abbildung 4.8: Die Impulse im Schwerpunktsystem bei 801 MeV/c Strahlimpuls nach dem kinematischen Fit.

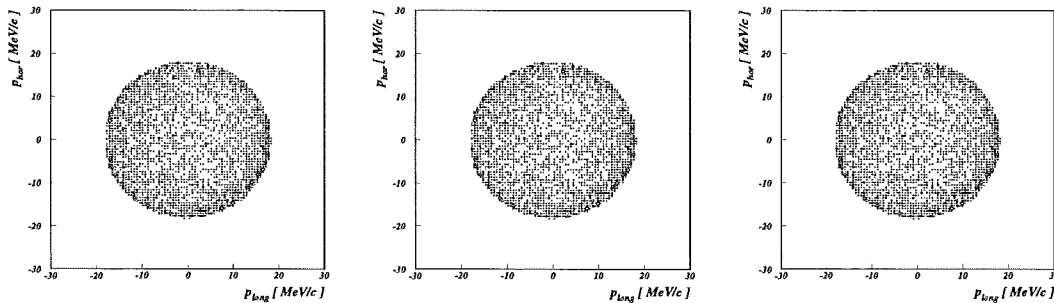


Abbildung 4.9: Die Impulse im Schwerpunktsystem bei 792.9 MeV/c Strahlimpuls nach dem kinematischen Fit.

Kapitel 5

Diskussion der Ergebnisse nahe der Schwelle

5.1 Totale Wirkungsquerschnitte

Aus der Anzahl der gemessenen Deuteronen zusammen mit den in Tabelle 4.1 genannten Luminositäten lässt sich der totale Wirkungsquerschnitt für die untersuchte Reaktion nach Gleichung 4.1 bestimmen. Um die Coulombeffekte zu kompensieren, wurde die Coulombkorrektur von Reitan [Rei69] verwendet. Die korrigierten Wirkungsquerschnitte und die Korrekturfaktoren sind in Tabelle 5.1 enthalten.

Coulomb-korrigierte Wirkungsquerschnitte			
η	A_0 [μb]	C	$\sigma_t = \frac{A_0}{C}$ [μb]
0.13	$25.0 \pm 1.6 \pm 2.6$	0.84	$29.8 \pm 1.9 \pm 3.1$
0.22	$48.0 \pm 3.33 \pm 4.0$	0.90	$53.3 \pm 3.7 \pm 4.4$

Tabelle 5.1: Coulomb-Korrekturen und absolute Wirkungsquerschnitte bei 792.9 MeV/c und 801 MeV/c.

Die systematische Fehler für die Bestimmung der totalen Wirkungsquerschnitte setzten sich aus den Fehlern der Effizienz der Spurrekonstruktion in den Driftkammern, der Bestimmung der Luminosität mit den Strahlmonitoren, der Targetdicke sowie einem Fehler für die Bestimmung der Akzeptanz zusammen. Ein zusätzlicher systematischer Fehler bei den coulombkorrigierten Wirkungsquerschnitten entsteht durch eine Unsicherheit von 5 % in den Werten für die Korrekturfaktoren.

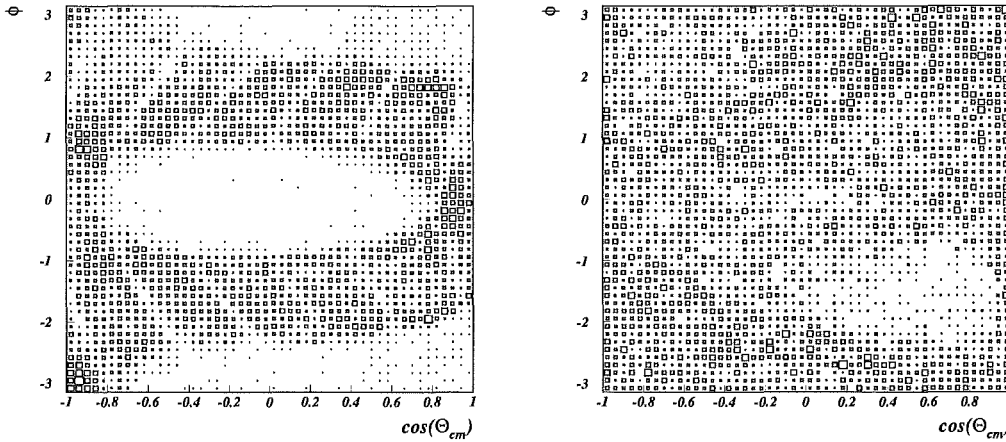


Abbildung 5.1: Ein Zylinderentwurf der Oberfläche der Impulsugel im Schwerpunktsystem. Im linken Bild sind neben der Akzeptanzbeschränkung von ± 25 mrad, die die beiden weißen Flecken hervorruft, auch die Akzeptanzlöcher in den Hodoskopen zu sehen (Dezember 1994, Strahlimpuls 801 MeV/c). Das rechte Bild zeigt die Messung bei 792.9 MeV/c Strahlimpuls. Die weiße Fläche rechts wird durch den Akzeptanzverlust in vertikaler Richtung verursacht (siehe Bild 3.11).

5.2 Winkelverteilungen

Aus den ins Schwerpunktsystem transformierten Impulsen ergibt sich der Cosinus des jeweiligen Streuwinkels der Deuteronen zu:

$$\cos(\Theta_{cm}) = \frac{p_{zcm}}{p_{cm}} \quad (5.1)$$

Die Abbildung 5.1 zeigt die Oberfläche der Impulsugel im Schwerpunktsystem für die Strahlzeit Dezember 1994. Die Akzeptanz des Spektrometers und der Detektoren ist direkt aus den Daten ersichtlich. Neben den Schnitten in x-Richtung sind bei dieser Messung auch die Akzeptanzverluste durch die Öffnungen zwischen den Szintillatoren zu sehen. Die Akzeptanz wird durch folgenden Verfahren bestimmt. Die Verteilung aus Bild 5.1 wird in kleine Abschnitte unterteilt. Findet sich in einem Abschnitt eine vorgegebene Anzahl von Einträgen, so wird die Akzeptanz für diesen Abschnitt auf 1 gesetzt, andernfalls auf Null. Mit der so erhaltenen Akzeptanz-Karte können die gemessenen Winkelverteilungen korrigiert werden, da für die Untersuchung der Winkelverteilungen nur die Projektion der $\cos(\Theta) - \phi$ -Verteilung auf die horizontale Achse interessiert.

An die Winkelverteilungen wurden nun Legendre-Polynome gemäß Gleichung 1.13 angepaßt.

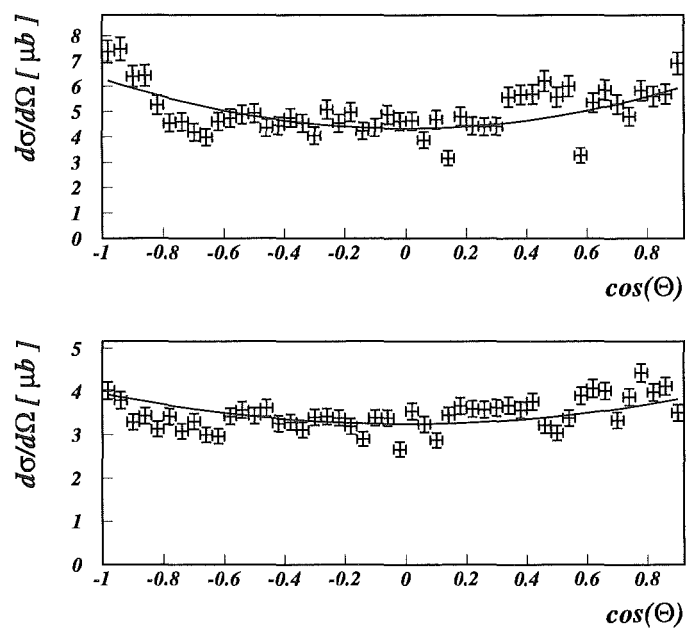


Abbildung 5.2: Die Winkelverteilungen der Reaktion $pp \rightarrow d\pi^+$ bei einem Strahlimpuls von 801 MeV/c (oben) und 792.9 MeV/c (unten). Die Kurven geben einen Fit der Legendre-Polynome gemäß Gleichung 1.13 wieder.

Anisotropien		
η	A_2 [μb]	A_2/A_0
0.13	3.1 ± 0.8	0.124 ± 0.035
0.22	12.9 ± 2.8	0.269 ± 0.063

Tabelle 5.2: Anisotropien bei 792.9 MeV/c und 801 MeV/c.

5.3 Vergleich mit bestehenden Daten

In Abbildung 5.3 sind alle gemessenen Wirkungsquerschnitte für $\eta < 1$ eingetragen. Alle Werte aus Reaktionen mit zwei geladenen Teilchen im Ein- und Ausgangskanal wurden einheitlich mit den Coulombkorrekturen von Reitan versehen. Die Wirkungsquerschnitte aus der zeitumgekehrten Reaktion $d\pi^+ \rightarrow pp$ wurden nach dem Prinzip des detaillierten Gleichgewichts umgerechnet. Die Daten aus der isospinkorrelierten Reaktion $np \rightarrow d\pi^0$ wurden mit einem Isospinfaktor 2 multipliziert. Zum Zeitpunkt des Experiments waren keine totalen Wirkungsquerschnitte der Reaktion $pp \rightarrow d\pi^+$ unterhalb von $\eta = 0.4$ bekannt. Etwa zeitgleich mit der Messung der GEM-Kollaboration [Dro96] ist auch eine Messung von der IUCF in Bloomington veröffentlicht worden [Hei96]. Die Ergebnisse unserer Messungen sind mit den Messungen von Heinberg innerhalb der Fehler verträglich. Aus dem gemeinsamen Datensatz der geladenen Daten läßt sich die Entwicklung des Wirkungsquerschnitts nach Potenzen von η gemäß Gleichung 1.15 anpassen, und man erhält die Parameter α_0 und α_1 des Zentrifugalmodells. Das beste χ^2 für diesen Fit ergibt sich für ein $\eta < 0.6$. Die resultierenden Werte sind $\alpha_0 = 0.205 \pm 0.009$ mb und $\alpha_1 = 0.791 \pm 0.079$ mb mit $\chi^2/n_{free} = 0.84$.

Nach dem Zentrifugalmodell ist die Energieabhängigkeit des P-Wellen-Anteils im Wirkungsquerschnitt proportional zu η^3 . Bild 5.4 zeigt die gemessenen Werte für A_2 sowohl der geladenen als auch der Isospin korrelierten Reaktion. Das A_2 folgt sehr gut einer η^3 -Abhängigkeit und ergibt sich zu $A_2 = (1.375 \pm 0.017 \text{ mb})\eta^3$. Dieses Ergebnis für A_2 steht im Widerspruch zum Wert von α_1 , welcher aus durch fitten der Anregungsfunktion gefunden wurde. Diese Diskrepanz spiegelt sich auch in der Darstellung A_2/A_0 wieder. Abbildung 5.5 zeigt die gemessenen Anisotropien. Folgt man dem Zentrifugalmodell, so sollte sich A_2/A_0 verhalten gemäß:

$$\frac{A_2}{A_0} = \frac{\alpha_1 \eta^2}{\alpha_0 + \alpha_1 \eta^2} \quad (5.2)$$

Mit dem α_0 und α_1 , die man aus dem Fit an die Anregungsfunktion erhalten hat, ergibt sich die untere gestrichelte Kurve in Bild 5.5. Benutzt man den in Gleichung

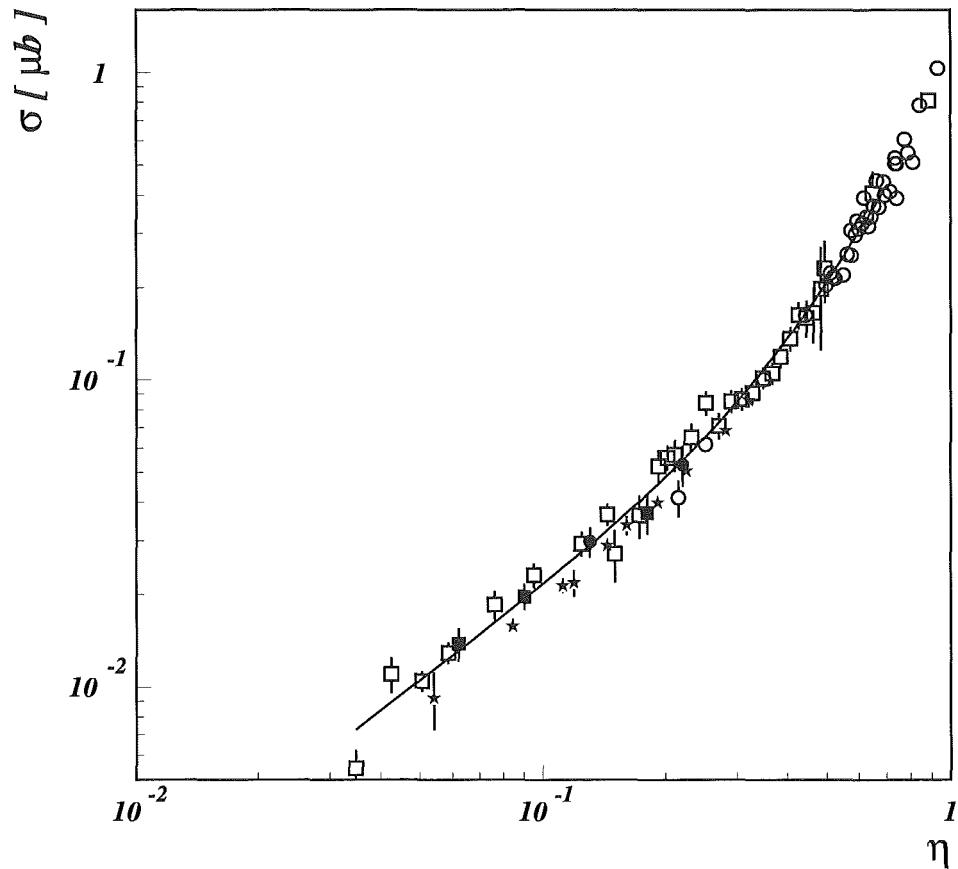


Abbildung 5.3: Weltdatensatz der totalen Wirkungsquerschnitte des $d\pi$ -Kanals bis $\eta < 1.0$. Die Daten dieser Arbeit sind mit einem schwarzen Kreis markiert, die Daten von [Dro96] mit einem schwarzen Quadrat. Die anderen $pp \rightarrow d\pi^+$ -Daten sind als offenes Quadrat dargestellt. Daten aus der Reaktion $d\pi^+ \rightarrow pp$ [Axe76, Gog93, Pre76, Ros67, Rit91, Rit81] (offene Kreise) sind nach dem Prinzip des detaillierten Gleichgewichts umgerechnet und Daten aus der isospinkorrelierten Reaktion $np \rightarrow d\pi^0$ [Hut90] (Stern) mit einem Isospin-Faktor 2 versehen worden. Die Kurve ist ein Fit des Zentrifugalmodells ohne die Neutronen-Daten.

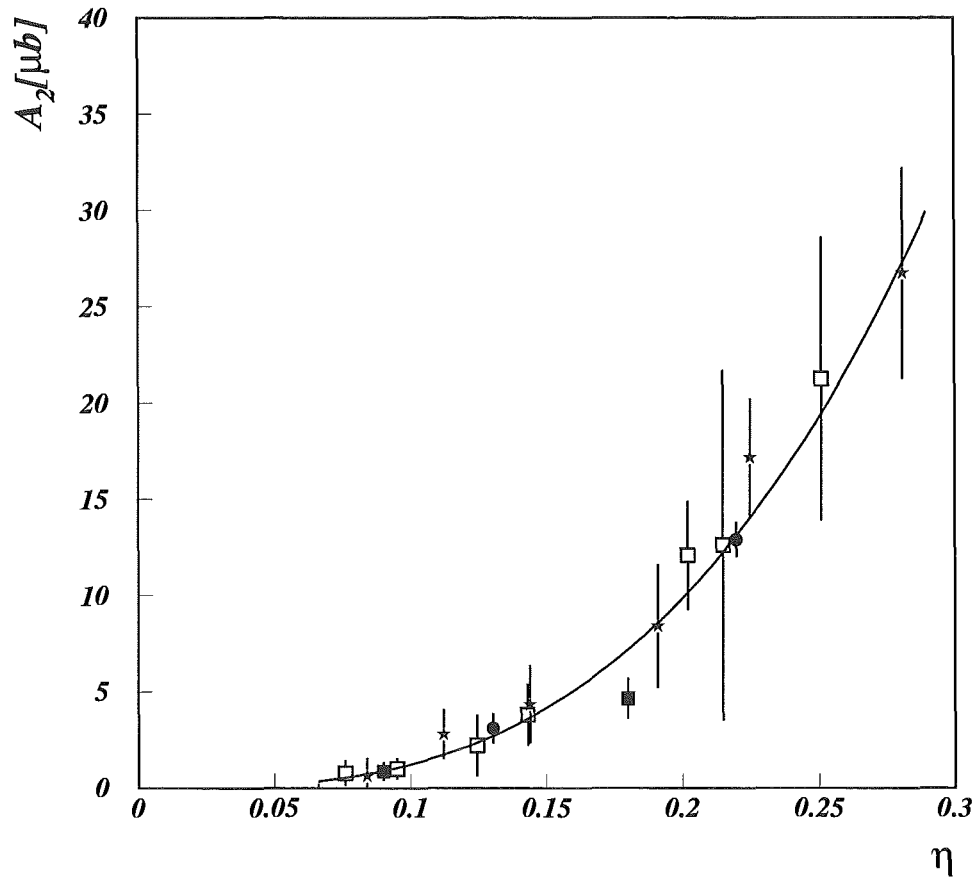


Abbildung 5.4: Weltdatensatz der Werte für A_2 des $d\pi$ -Kanals bis $\eta < 0.3$. Die Daten dieser Arbeit wurden mit einem schwarzen Kreis markiert, die Daten von [Dro96] mit einem schwarzen Quadrat. Die anderen geladenen Daten sind als offenes Quadrat dargestellt. Die Daten der neutralen Reaktion sind mit Sternen wiedergegeben.

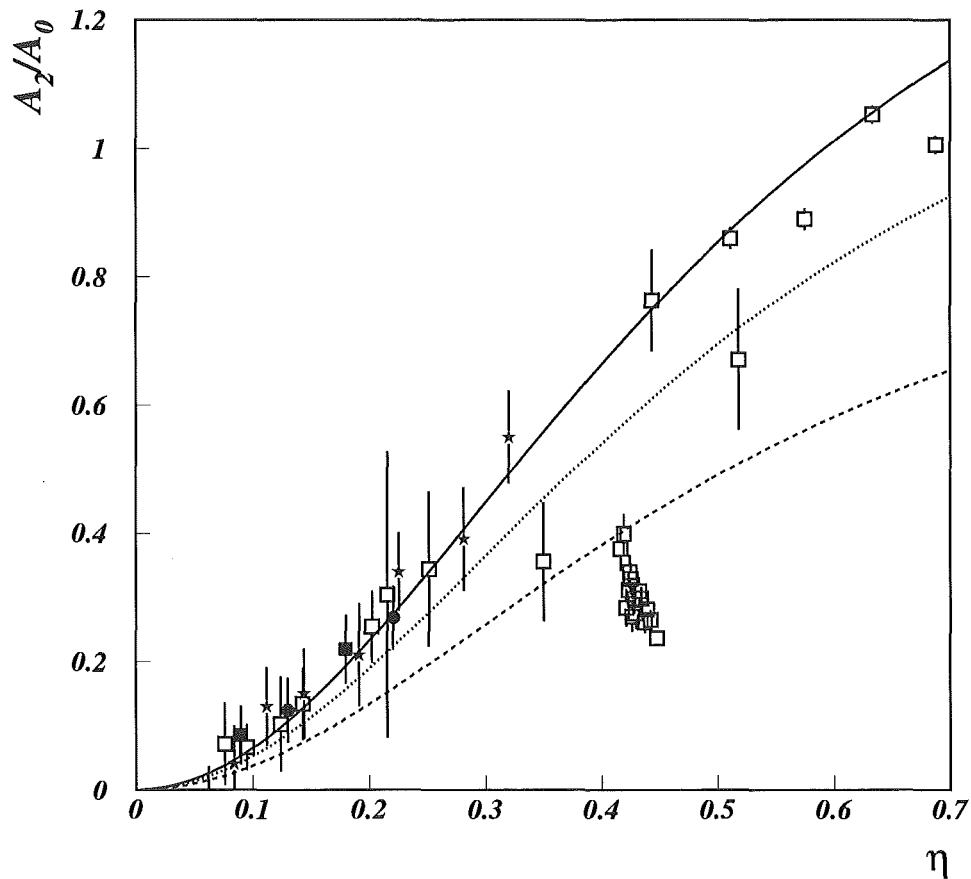


Abbildung 5.5: Weltdatensatz der Anisotropie des $d\pi$ -Kanals bis $\eta < 0.6$. Die Daten dieser Arbeit sind mit einem schwarzen Kreis markiert, die Daten von [Dro96] mit einem schwarzen Quadrat. Die anderen geladenen Daten sind als offene Quadrate dargestellt. Die Daten der neutralen Reaktion sind mit Sternen wiedergegeben. Die Daten bei $\eta = 0.45$, die signifikant von den übrigen abweichen wurden von Pasyuk et al. [Pas97] gemessen. Die untere gestrichelte Linie gibt das Zentrifugalmodell mit den Fitergebnissen von Bild 5.3 wieder. Die mittlere Kurve entspricht dem Modell von Gell-Mann und Watson mit $X = 0.138$ (Gl. 1.16). Die obere durchgezogene Kurve erhält man mit dem separaten Fit an A_2 aus Bild 5.4.

1.16 von Watson eingeführten phenomenologischen Faktor X mit einem Wert von 0.138 und beschreibt A_2 als

$$A_2 = \frac{2\alpha_1\eta^3}{3X + 1} \quad (5.3)$$

so ergibt sich die gepunktete Linie in Bild 5.5. Nimmt man jedoch den Wert für A_0 und A_2 die Werte, die man aus dem jeweiligen individuellen Fit erhält, so ergibt sich die durchgezogene Linie. Geht man von einem statischen α_0 aus, so ist ein Interferenzterm, der Interferenzen zwischen den höheren Streuamplituden Rechnung trägt, notwendig, um das beobachtete Verhalten der Anisotropie zu beschreiben. Nimmt man jedoch ein energieabhängiges α_0 an, wie es in den neueren theoretischen Beschreibungen [Nis94, Han95] verwendet wird, so läßt sich damit diese Diskrepanz ebenso aufklären.

Bild 5.6 zeigt das Ergebniss der jüngsten theoretischen Rechnungen zur Pionproduktion in pp -Stößen [Han97]. Für diese Rechnungen wurden die Parameter für der Beitrag der s -Wellen-Amplituden nur an die $pp \rightarrow pp\pi^0$ -Reaktion angepaßt.

Wenn der Isospin in hadronischen Reaktion vollständig erhalten ist, sollte sich kein Unterschied zwischen den Daten der Reaktion $pp \rightarrow d\pi^+$ und denen der Reaktion $np \rightarrow d\pi^0$ zeigen. In Bild 5.3 liegen die Daten der geladenen Reaktion deutlich über denen der ungeladenen. Eine separate Anpassung der Parameter des Zentrifugalmodells liefert $\alpha_0 = 0.184 \pm 0.005$ mb und $\alpha_1 = 0.813 \pm 0.029$ mb. Es fällt auf, daß das Ergebnis für α_1 mit dem der geladenen Daten verträglich ist, während die Ergebnisse für α_0 etwa 10 % voneinander abweichen. Vergleicht man nun das Verhalten von A_2 , so findet sich kein augenfälliger Unterschied zwischen der geladenen und der ungeladenen Reaktion. Eine fehlerhafte Coulombkorrektur der geladenen Daten kann die Diskrepanz im totalen Wirkungsquerschnitt zwischen den beiden Kanälen nicht erklären, denn auch die Meßwerte für A_2 wurden coulombkorrigiert. Die Abweichungen müssten also auch dort zu finden sein. Daher legt dieser Beobachtete Unterschied die Vermutung nahe, daß hier der Isopin im s -Wellen-Kanal verletzt wird.

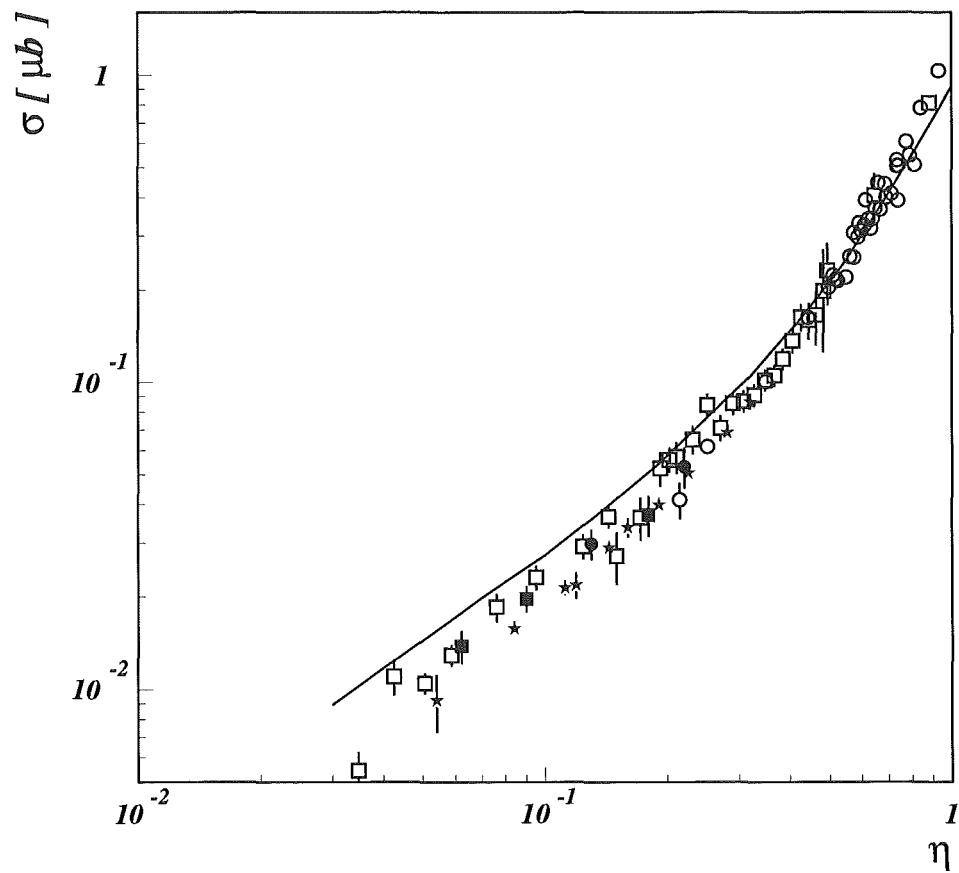


Abbildung 5.6: Ein Vergleich des Weltdatensatzes der $d\pi$ -Reaktion mit den theoretischen Rechnungen von [Han97].

Kapitel 6

Die Reaktion $pp \rightarrow d\pi^+$ bei 1920 MeV/c

Bedingt durch den kleinen Öffnungswinkel und die geringe Impulsvariation des zu messenden Teilchens hat das Spektrometer an der Reaktionsschwelle eine fast 100 prozentige Akzeptanz für das Reaktionsprodukt. Findet die Reaktion jedoch weit von der Reaktionsschwelle entfernt statt, vermag das Spektrometer nur noch einen kleinen Teil der Reaktionskinematik zu vermessen, und zwar den Teil, der unter kleinen Winkeln in das Spektrometer eintritt, also gerade die Vorder- oder Rückkappe der Impulsellipsoids. Im Schwerpunktsystem betrachtet sind das dann die vorwärts- oder rückwärts gestreuten Teilchen. Findet man jedoch einen Strahlimpuls, bei dem die Reaktionsendprodukte den gleichen Endimpuls haben, so können beide Reaktionsendprodukte im Spektrometer nachgewiesen werden. Dadurch, daß beide Endprodukte einer 2-Teilchen-Reaktion vermessen werden, kann man zusätzliche Informationen über den Primärstrahl gewinnen. Bei den Messungen sehr nahe der Reaktionsschwelle hat sich gezeigt, daß der von COSY angegebene Strahlimpuls nicht 100%ig mit dem Strahlimpuls übereinstimmt, der aus den Messungen extrahiert werden kann. Gerade bei den Daten nahe der Schwelle läßt sich dieser Strahlimpuls sehr gut bestimmen, denn hier wird die gesamte Kinematik vermessen. Der Radius der Impulsellipse im Schwerpunktsystem ist nahe der Schwelle extrem sensitiv auf den Impuls des einfallenden Strahls. Daher bedeutet bei einem Strahlimpuls von 793 MeV/c eine Änderung von 0.1 MeV/c dieses Impulses eine Änderung des Radius der Impulsellipse im Schwerpunktsystem von 1 MeV/c. Die Messung nahe der Schwelle erlaubt also eine genaue Aussage über den Strahlimpuls und damit eine Kalibration des COSY-Strahls. Um nun bei einem Impuls weit entfernt von der Reaktionsschwelle eine weitere Kalibrationsmessung durchzuführen, müssen beide Reaktionsprodukte nachgewiesen werden, da der Radius der Impulsellipse nicht mehr als Maß für den Strahlimpuls dienen kann. Denn auf Grund der großen

Ausdehnung der Impulsellipse wird nur noch ein geringer Teil im Spektrometer nachgewiesen. Der Rest fällt aus der Impuls und Winkelakzeptanz heraus.

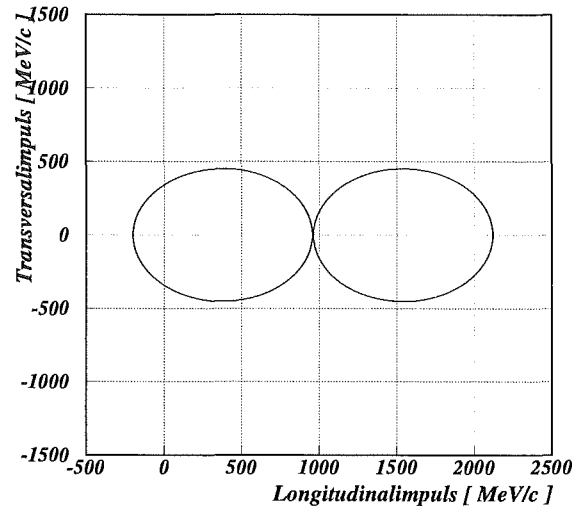


Abbildung 6.1: Die vollständige Kinematik der Pionen (links) und Deuteronen (rechts) für die Reaktion $pp \rightarrow d\pi^+$ bei 1920 MeV/c Strahlimpuls. Die beiden Ellipsen berühren sich nicht, was aber bei dem großen Maßstab nicht zu sehen ist.

6.1 Die Kinematik bei 1920 MeV/c

Ein Nachweis beider Reaktionsteilchen ist mit dem Magnetspektrometer dann möglich, wenn beide nachzuweisenden Teilchen die gleiche magnetische Steifigkeit, d.h. den gleichen Impuls im Laborsystem haben. Bei der Untersuchung der Reaktion $pp \rightarrow d\pi^+$ bedeutet das, der Nachweis ist möglich, wenn die vorwärts gestreuten Pionen und die rückwärts gestreuten Deuteronen gerade den gleichen Laborimpuls haben. Bild 6.1 zeigt die vollständige Kinematik der Deuteronen (rechts) und Pionen (links) bei einem Strahlimpuls von 1920 MeV/c. Die beiden Ellipsen berühren sich nicht, was aber bei dem großen Maßstab nicht zu sehen ist. Daher zeigt Bild 6.2 in einer Vergrößerung den Ausschnitt aus der Reaktionskinematik, der vom Spektrometer nachgewiesen werden kann. Die beiden Impulsellipsen berühren sich, wenn der Strahlimpuls 1930.54 MeV/c beträgt.

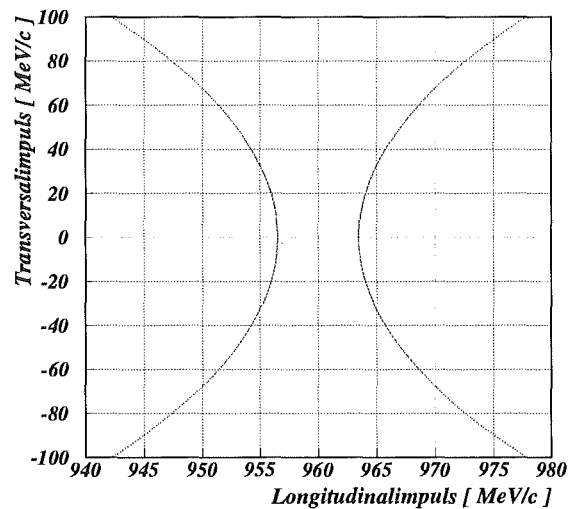


Abbildung 6.2: Der Ausschnitt aus Kinematik der Pionen und Deuteronen für die Reaktion $pp \rightarrow d\pi^+$ bei 1920 MeV/c Strahlimpuls, der vom Spektrometer nachgewiesen werden kann.

6.2 Die Verifikation der Abbildungsmatrix

Die Messung bei dieser Energie kann benutzt werden, um die bei niedrigeren Energien bestimmte Matrixbeschreibung des Spektrometers zu überprüfen. Bild 6.3 zeigt im Vergleich die gemessene Pionen-Verteilung und die simulierten Pionen-Verteilung, beide stimmen recht gut miteinander überein. Diese Pion-Verteilung ist durchaus sensitiv auf den y -Versatz am Target, wie man aus Bild 6.4 entnehmen kann. Hier sind die gemessenen Daten und eine Simulation ohne y -Versatz am Target einander gegenübergestellt. Dadurch daß allerdings nur ein kleiner Ausschnitt aus der Kinematik gemessen wurde, ist diese Messung nicht sensitiv genug, um den y -Versatz auf mehr als 0.5 mm genau zu bestimmen. Es ergibt sich für diese Strahlzeit ein y -Versatz von 1.5 ± 0.5 mm.

6.3 Die Teilchenidentifikation und Rekonstruktion des Primärstrahls

Mit Hilfe der Abbildungsmatrix kann man aus den gemessenen Spuren der Pionen den Impuls der Pionen errechnen. Unter der Annahme eines bekannten Strahlimpulses kann die Masse des zweiten Teilchens ausgerechnet werden. Die

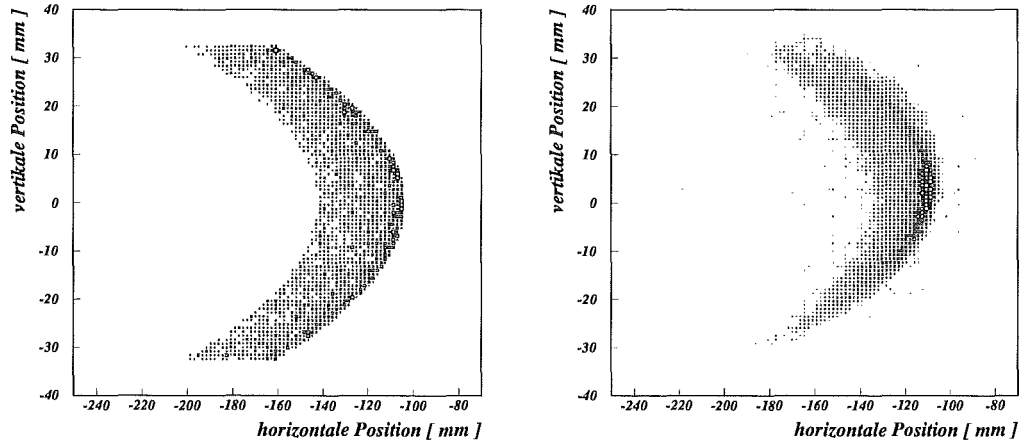


Abbildung 6.3: Vergleich von gemessener(rechts) und simulierter(links) Verteilung der Pionen in den Driftkammern. In der Simulation wurde kein y-Versatz am Target angenommen.

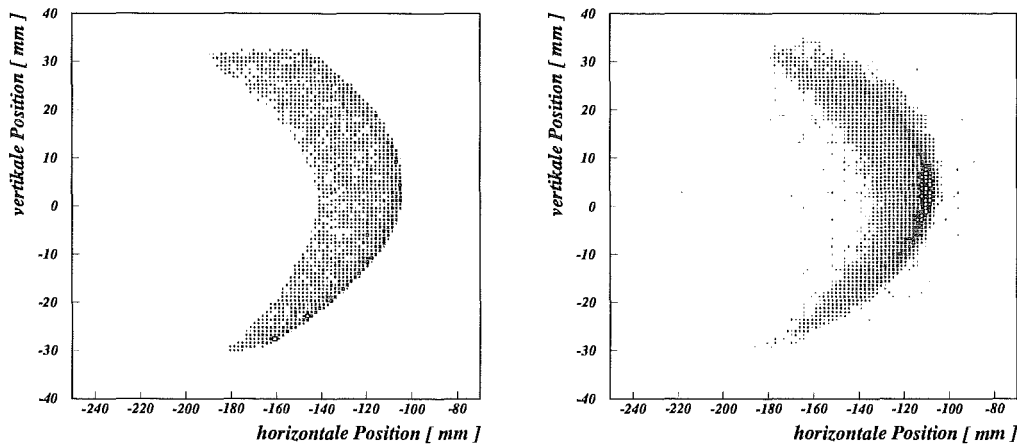


Abbildung 6.4: Vergleich von gemessener(rechts) und simulierter(links) Verteilung der Pionen in den Driftkammern. In der Simulation wurde ein y-Versatz am Target von 1.5 mm angesetzt.

6.3 Die Teilchenidentifikation und Rekonstruktion des Primärstrahls61

Missing Mass der Pionen ergibt sich zu $139.0 \pm 3.0 \text{ MeV}/c^2$ (Bild 6.6) Diese Missing-Mass der Deuteronen ergibt sich zu: $1874.4 \pm 0.4 \text{ MeV}/c^2$ (Bild 6.5). Diese 400 keV entsprechen einer prozentualen Genauigkeit von 0.04 % . Während die Pionen sehr gut und sauber rekonstruiert werden können, ergibt sich für die Deuteronen eine Schwierigkeit dadurch, daß der Trigger durch die Pionen ausgelöst wurde, die etwa 50 ns vor den Deuteronen die Fokalebene erreichen. Da eine separate Messung der Ankunftszeit der Deuteronen nicht möglich war, entstehen Rekonstruktionsfehler in der Deuteronenspur in den Driftkammern und damit ein großer Fehler in der Impulsbestimmung der Deuteronen, vor allem der transversalen Komponente des Impulses. Dieser Fehler führt auch bei der folgenden Untersuchung dazu, daß die Ergebnisse nur obere Grenzen sein können.

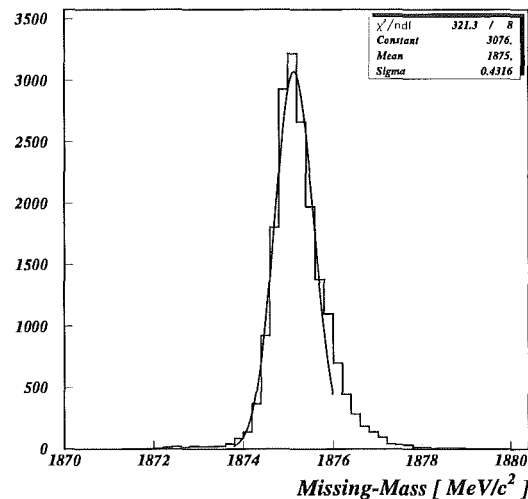


Abbildung 6.5: Die aus den Pionimpulsen rekonstruierte Masse der Deuteronen.

Da beide Reaktionsteilchen der Reaktion gemessen wurden, ist die Reaktion nun kinematisch mehrfach überbestimmt, und aus den rekonstruierten Impulsen können Rückschlüsse auf die Eigenschaften des Primärstrahls gezogen werden. So muß die Summe des Pionen- und Deuteronenimpulses gerade den Strahlimpuls ergeben (Gleichung 6.1). Bild 6.7 zeigt den so ermittelten Strahlimpuls bei $1910 \text{ MeV}/c$. Die große Breite der Verteilung (2 MeV/c FWHM) sowie die Schwänze beruhen auf dem ungenauen Deuteronenimpuls.

$$p_1 + p_2 = p_0 \quad (6.1)$$

Weiterhin läßt sich aus der Summe der Transversalkomponenten der Winkel des Primärstrahls bestimmen, da sich die beiden Transversalkomponenten zu Null

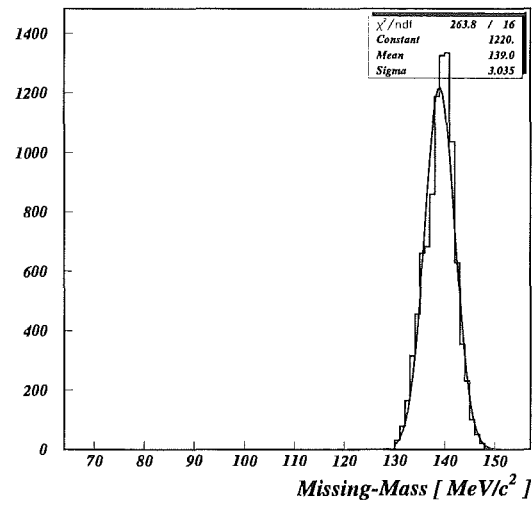


Abbildung 6.6: Die aus den Deuteronenimpulsen rekonstruierte Masse der Pionen.

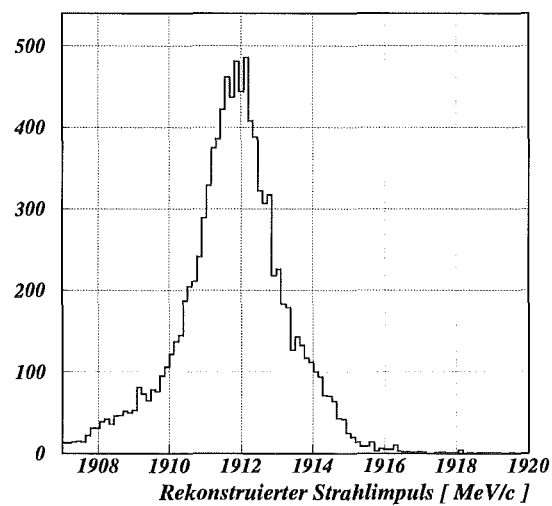


Abbildung 6.7: Die Summe der gemessenen Pionen- und Deuteronenimpulse bei einem nominellen Strahlimpuls von 1910 MeV/c. Die Breite der Verteilung (2 MeV/c FWHM) sowie die Schwänze beruhen auf dem ungenauen Deuteronenimpuls.

addieren sollten. Ergibt sich bei der Addition jedoch ein von Null verschiedener Wert, so bedeutet dies, der Primärstrahl hatte schon einen Winkel. Aufgrund der ungenauen Deuteronenimpulse ergibt diese Addition keine eindeutige Aussage. Diese Winkel ergeben sich zu 1.1 ± 5.7 mrad in der Horizontalen (Bild 6.8) und -0.4 ± 7.0 mrad in der Vertikalen (Bild 6.9).

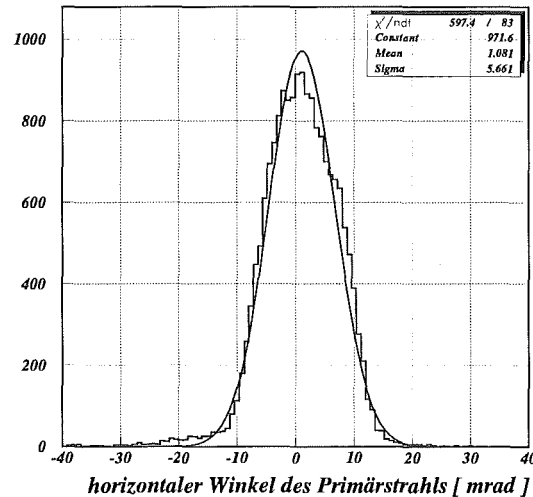


Abbildung 6.8: Der Winkel des Primärstrahls ergibt sich aus dem Impuls des Primärstrahls in x-Richtung. Er wird durch Addition aus den jeweiligen Impulskomponenten der Deuteronen und Pionen bestimmt.

6.4 Die Bestimmung des COSY-Strahl-Impulses

Wie oben erläutert, haben das Deuteron und das Pion bei einem Strahlimpuls von 1930.54 MeV/c den gleichen Laborimpuls. Diesen Berührungspunkt der beiden Impulsellipsen kann man auch experimentell bestimmen, indem der Abstand zwischen den beiden Impulsellipsen gemessen wird. Dieser Abstand ist eine nahezu lineare Funktion des Strahlimpulses. Damit läßt sich der Nulldurchgang dieser Geraden auch ohne direkte Messung am Berührungspunkt bestimmen. Diese Methode erlaubt eine Festlegung des wahren COSY-Strahlimpulses. Dazu wurde im Februar 1997 die Reaktion $pp \rightarrow d\pi^+$ 1910, 1920, 1930 und 1940 MeV/c Strahlimpuls vermessen. Bild 6.10 zeigt einen Ausschnitt aus der gemessenen Impulsellipse bei einem Sollimpuls von 1910 MeV/c. Die Messung bei 1930 MeV/c kann zur Bestimmung des Abstandes zwischen der Deuteronen- und Pionenellipse

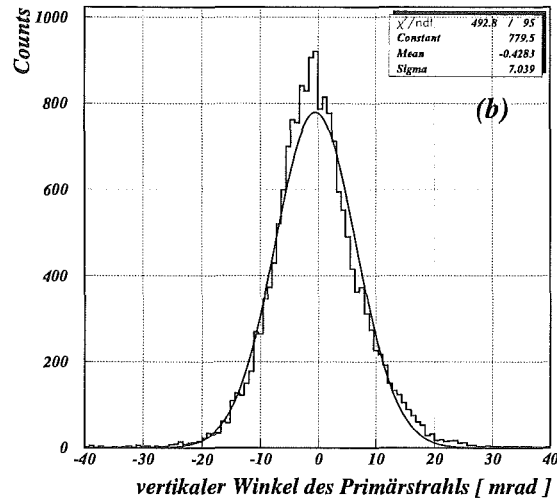


Abbildung 6.9: Der Winkel des Primärstrahls ergibt sich aus dem Impuls des Primärstrahls in y-Richtung. Er wird durch Addition aus den jeweiligen Impulskomponenten der Deuteronen und Pionen bestimmt.

nicht herangezogen werden, da die beiden Ellipsen bereits überlappen, und damit die Ränder nicht sauber zu bestimmen sind. Bei 1940 MeV/c ist diese Überlappung schon so groß, daß die Pionen mit dem größten Impuls und die Deuteronen mit den kleinsten Impuls gut zu trennen sind. Aus diesen drei Messungen läßt sich dieser Abstand recht gut extrahieren. Die Werte sind in Tabelle 6.1 eingetragen.

Da dieser Abstand nun linear vom Strahlimpuls abhängt, kann man an diese drei Punkte eine Gerade anpassen. Der Nulldurchgang der Geraden bezeichnet dann genau den COSY-Impuls, der 1930.54 MeV/c entspricht. Der Geradenfit (Bild 6.11) ergibt den Nulldurchgang bei einem Strahlimpuls von 1928.02 ± 0.07 MeV/c. Um nun daraus Schlüsse auf eine Differenz zwischen nominellem

Strahlimpuls (MeV/c)	π_{\max} (MeV/c)	d_{\min} (MeV/c)	Abstand (MeV/c)
1910	949.74	961.02	11.28
1920	958.75	963.54	4.79
1940	974.39	965.61	-8.78

Tabelle 6.1: Die Abstände der Pionen- und Deuteronenellipse (in MeV/c) bei verschiedenen Strahlimpulsen.

und wahren Strahlimpuls zu ziehen, muß noch berücksichtigt werden, daß die Deuteronen im Target (4 mm flüssig-Wasserstoff) einen Energieverlust erleiden, der einer Verringerung des Impulses um $0.474 \text{ MeV}/c$ entspricht. Da der Impuls der Deuteronen kleiner wird, berühren sich die Impulsellipsen von Deuteronen und Pionen schon bei einem kleineren Strahlimpuls, nämlich bei $1929.83 \text{ MeV}/c$. Damit ist der Unterschied zwischen dem wahren Strahlimpuls und dem angegebenen Strahlimpuls $1.82 \text{ MeV}/c$.

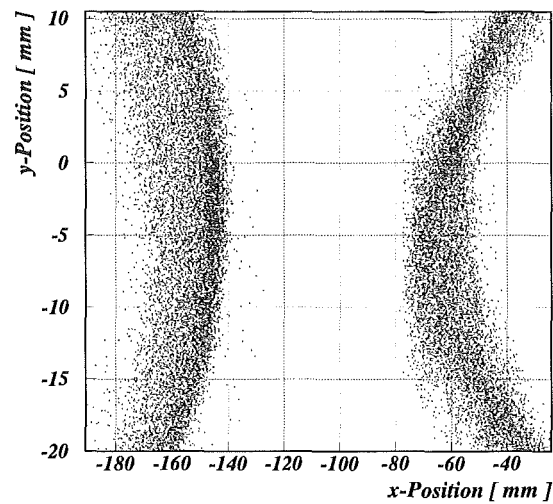


Abbildung 6.10: Ausschnitt der Impulsellipse bei $1910 \text{ MeV}/c$.

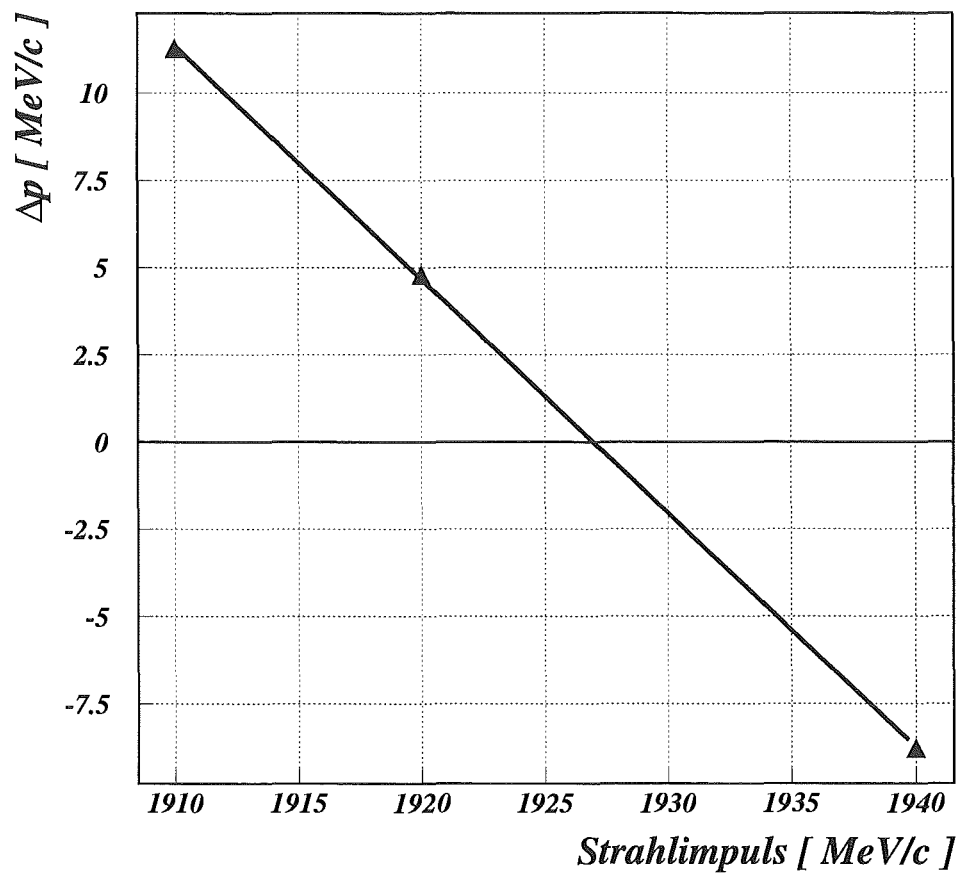


Abbildung 6.11: Ein Geradenfit an die Daten aus Tabelle 6.1

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Mit dem Magnetspektrometer BIG KARL wurden erstmals totale und differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion $pp \rightarrow d\pi^+$ nahe der Reaktionsschwelle vermessen. Das Spektrometer erlaubt neben der Separation vom Primärstrahl vor allem eine vollständige Rekonstruktion des Impulses der Deuteronen am Reaktionsort. Die in der Abbildung beobachtete Korrelation von horizontalen und vertikalen Winkeln konnte auf einen Versatz des Targets zurückgeführt werden. Die Matrixbeschreibung des Spektrometers berücksichtigt dies nun. Die so verbesserte Matrix wurde durch Messungen des Primärstrahls und einer koinzidenten Kalibrationsreaktion verifiziert.

Der Schwerpunktsimpuls der Deuteronen variiert nahe der Schwelle sehr stark mit dem Impuls des Strahls und konnte zur Bestimmung des COSY-Strahlimpulses benutzt werden. Im Dezember 1994 betrug die Differenz zwischen gemessenem Impuls und Sollimpuls 0.13 %, im Mai 1995 0.02 %. Die Unschärfe innerhalb des Strahls lag bei 0.04 %.

Aus einer koinzidenten Messung der Deuteronen und Pionen der Reaktion $pp \rightarrow d\pi^+$ bei verschiedenen Strahlimpulsen um 1920 MeV/c konnte die Differenz zwischen tatsächlichem Impuls und Sollimpuls bei dieser hohen Energie zu 0.094 % bestimmt werden. Die Aussagen über die Winkel, unter denen der Strahl den Meßplatz erreicht, können nur eine obere Grenze angeben, weil die Messung der Deuteronen nicht mit der gewünschten Genauigkeit gelang.

Die gemessenen totalen und differentiellen Wirkungsquerschnitte der Reaktion $pp \rightarrow d\pi^+$ ergänzen den Weltdatensatz des $d\pi$ -Kanals, der in diesem Bereich bisher nur durch die isospinkorrelierte und die zeitumkehrinvariante Reaktion vermessen worden war. Wendet man auf die Daten von [Hei96] die gleiche Coulombkorrektur an, wie auf die hier vorgestellten Daten, so stimmen beide innerhalb der Fehlerbalken überein. Der Weltdatensatz des $d\pi$ -Kanals läßt sich im Rahmen des Zentrifugalmodell parametrisieren, wobei eine gute Beschreibung der Energieabhängigkeit des totalen Wirkungsquerschnitte gelingt. Das Verhalten

der Anisotropie A_2/A_0 , welche man aus den differentiellen Wirkungsquerschnitten erhält, wird jedoch nicht korrekt wiedergegeben. Diese Anisotropie zeigt, daß der Beitrag der Amplitude a_2 und damit die Pionenproduktion über die Δ -Resonanz ohne relativen Drehimpuls im $N\Delta$ -System auch nahe der Schwelle noch wichtig ist, jedoch von der Amplitude a_1 (s-Wellen-Produktion) dominiert wird. Die Daten sind gut geeignet, Theorien zur Pionenproduktion zu testen. Dabei gelingt den Theorien die Beschreibung der p-Wellen-Beiträge besser, als die der s-Wellen-beiträge [Han97a].

Auffällig bleibt eine Diskrepanz zwischen den Daten der geladenen Reaktion $pp \rightarrow d\pi^+$ und der neutralen Reaktion $np \rightarrow d\pi^0$ im totalen Wirkungsquerschnitt, wohingegen die gemessenen Werte für A_2 beider Reaktionen keine solche Differenz aufweist. Da auch die Meßwerte für A_2 coulombkorrigiert wurden, kann dieser Unterschied nun ein Hinweis sein, daß der Isospin doch keine gute Quantenzahl ist, und sich hier eine Verletzung des Isospins im s-Wellen-Kanal andeutet.

Die verschiedenen Streuamplituden kann man separieren, wenn bestimmte Eingangszustände durch Polarisation selektiert werden. Ein erster Schritt ist die Messung mit einem polarisierten Strahl, wie sie von [Hei96] durchgeführt wurde. Auch am COSY in Jülich sind solche Messungen denkbar, wobei eine longitudinale Polarisation im extrahierten Strahl nur aufwendig zu realisieren ist, der transversal polarisierte Strahl aber schon bald zur Verfügung stehen soll. Für die Polarisation des Targets wird bereits ein Frozen-Spin-Target entwickelt. Die Messung mit polarisiertem Strahl und polarisiertem Target würde einen noch schärferen Test für die Theorien bedeuten und eine bessere Einsicht in die Mesonenproduktion eröffnen.

Anhang A

Koordinatensysteme bei GEM

Um die Ergebnisse der beiden Simulationsprogramme, bzw. die Ergebnisse der Simulationsprogramme mit den Daten vergleichen zu können, muß man zunächst die Koordinatensysteme aufeinander abstimmen. Es liegt nahe positive Abweichungen vom zentralen Impuls mit positiven x-Werten gleichzusetzen. Diese Konvention wird bei GEM benutzt. Im Koordinatensystem der Driftkammern und damit auch der GEM-Spurrekonstruktion wird y nach oben positiv gezählt. Da die z-Richtung mit der Strahlrichtung festliegt, bedeutet das insgesamt ein linkshändiges Koordinatensystem für GEM, wie es in Bild A.1 dargestellt ist.

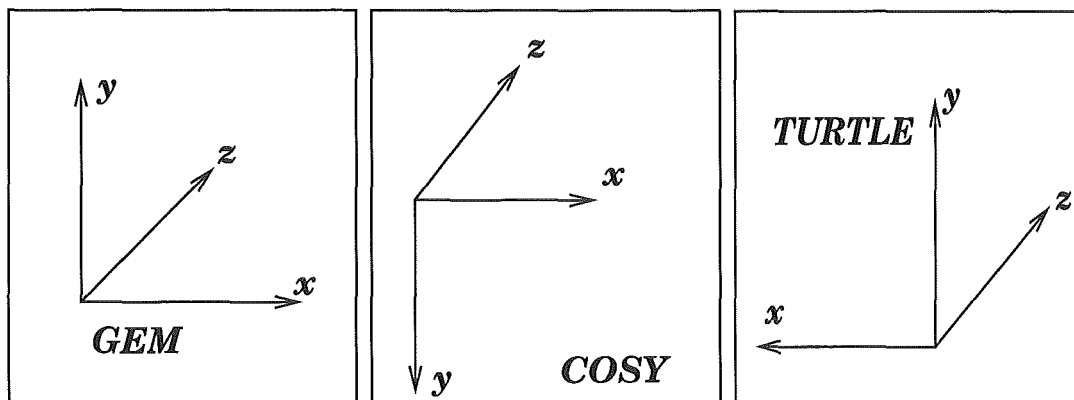


Abbildung A.1: Koordinatensysteme von GEM, COSY-infinity und TURTLE

COSY-infinity arbeitet mit der gleichen Notation in x, also positives x für positive Impulsabweichungen vom zentralen Impuls, allerdings benutzt es ein rechtshändiges Koordinatensystem, d.h. die y-Richtung ist genau umgedreht.

TURTLE wiederum benutzt auch ein rechtshändiges Koordinatensystem, definiert jedoch die x-Richtung entgegengesetzt der Impulsabweichung. Somit sind x und y genau entgegengesetzt zu COSY-infinity.

Damit ist die Winkelzählung in y ($y' = \frac{y}{z}$) für beide Simulationsprogramme identisch. Die Winkelzählung in x hingegen unterscheidet sich im Vorzeichen.

Entsprechend muß man beim Vergleich der Daten mit der Simulation durch COSY-infty darauf achten, daß die y -Richtung umgekehrt ist.

Anhang B

Daten des Spektrometers

B.1 Die geometrischen Daten

Das Spektrometer besteht aus 3 Quadrupolen, zwei Dipolen und einem weiteren Quadrupol im Ausgang, an dem jedoch kein Feld angelegt ist.

Matrixorientierte Simulationprogramme unterscheiden die Elemente entlang der optischen Achse des Systems nach ihren Feldern. Da auch feldfreie Flugstrecken in die Matrix eingehen, müssen diese ebenso wie die Magnete in der Simulation berücksichtigt werden. Diese 'Driftstrecken' meinen solche Bereiche, in denen kein, oder ein nur sehr kleines Magnetfeld vorliegt. Der magnetoptische Aufbau des Spektrometers ist in Tabelle B.1 dargestellt.

Die Apertur der Quadrupole beträgt 0.08061 m. Die Apertur der Dipole beträgt 0.18 m für den ersten Dipol (D1) und

0.30 m für den zweiten Dipol (D2). Die Flußdichte an den Polspitzen der Quadrupole sind impulsabhängig. Für ein Zentralimpuls von 744 MeV/c sind diese Flußdichten:

Q1	-0.8909
Q2	0.67025
Q2a	-0.63540

Die zentrale Spur in den Dipolen liegt auf einem Kreis mit dem Radius vom 1.94 m. Der Ablenkwinkel in jedem Dipol liegt bei 78 Grad.

Die Ein- und Austrittsfenster der Dipole sind nicht flach, sondern weisen einen Winkel und eine Biegung auf, die einen möglichst gleichmäßigen Übergang der Felder im Dipol zum freien Raum gewährleisten soll.

Element	Länge des Elements
Target	0
Driftstrecke	0.622
Quadrupol 1	0.538
Driftstrecke	0.4004
Quadrupol 2	0.538
Driftstrecke	0.8077
Quadrupol 2a	0.538
Driftstrecke	1.0615
	Dipol 1
Driftstrecke	1.0953
	Dipol 2
Driftstrecke	1.021
Quadrupol 3 (feldfrei)	0.73
Driftstrecke	0.270
erste Lage der Driftkammern	

Tabelle B.1: Daten des Spektrometers

	D1	D2
Spaltbreite des Magneten	6 cm	6 cm
Breite der Polschuhe	60 cm	82 cm
Länge der Polschuhe	253 cm	260 cm
geometrischer Radius	192 cm	192 cm
Radius des Zentralstrahls	194 cm	194 cm
Ablenkwinkel	78°	78°
Randwinkel am Eingang	0.112°	30.263°
Randwinkel am Ausgang	29.654°	0.166°
Radius der Krümmung am Eingang	0.817 m	-0.359136 m
Radius der Krümmung am Ausgang	0.788 m	-0.2563 m

Tabelle B.2: Technische Daten der Dipole

B.2 Die Matrix

Die Matrizen für das Spektrometer enthalten auch schon den y-Versatz am Target, deshalb unterscheiden sich bei beiden Matrixdarstellungen der Strahlzeiten Dezember 1994 und Mai 1995.

Für die Simulation des Spektrometers und die Analyse der Daten wurden die Terme der ersten Ordnung und die führenden Terme der zweiten Ordnung verwendet. Um eine eindeutige Rückrechnung zu ermöglichen, wird die Dispersion am Target in x- und y-Richtung als vernachlässigbar klein angenommen. Somit lautet die Matrix, die die Winkel am Target mit Orten und Winkeln in der 1. Lage der Driftkammern verbindet, für einen Targetoffset von 2.2mm:

$$\begin{pmatrix} x_f \\ \alpha_f \\ y_f \\ \beta_f \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -.062347 & -.51272E-04 & 6.4736 \\ 2.2595 & .11346E-02 & -.52608 \\ .016526 & .032217 & .047819 \\ .029705 & .054849 & .30140 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha_t \\ \beta_t \\ \delta_t \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} .28870 \\ -13.451 \\ -.56897 \\ -7.7985 \end{pmatrix}.$$

Die führenden Tensorterme sind:

$$\begin{aligned} x_f = & (R_{1j}) * x_j - .7762076E-03 * \alpha_t^2 - .3705301E-06 * \alpha_t * \beta_t \\ & + .4063171E-02 * \alpha_t * \delta - .1402203E-05 * \beta_t^2 \\ & + .3106580E-03 * \beta_t * \delta - .1043011 * \delta^2 \end{aligned} \quad (\text{B.1})$$

und

$$\begin{aligned} a_f = & (R_{2j}) * x_j - .8304043E-02 * \alpha_t^2 + .3642316E-05 * \alpha_t * \beta_t \\ & - .7851321E-01 * \alpha_t * \delta - .7990443E-05 * \beta_t^2 \\ & - .2661770E-03 * \beta_t * \delta - .4195935 * \delta^2. \end{aligned} \quad (\text{B.2})$$

Die Matrix, die die Winkel am Target mit Orten und Winkeln in der 1. Lage der Driftkammern verbindet, für einen Targetoffset von 1mm lautet:

$$\begin{pmatrix} x_f \\ \alpha_f \\ y_f \\ \beta_f \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -.070170 & -.24598E-04 & 6.4927 \\ 2.1685 & .52759E-03 & -.84676 \\ .0071740 & .032363 & .018056 \\ .012991 & .056333 & .12222 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha_t \\ \beta_t \\ \delta_t \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} -.0052606 \\ .0054029 \\ -.21866 \\ -3.4705 \end{pmatrix}.$$

Die Tensorterme lauten:

$$\begin{aligned} x_f = & (R_{1j}) * x_j - .6059024E - 03 * \alpha_t^2 - .3613622E - 06 * \alpha_t * \beta_t \\ & + .2989181E - 02 * \alpha_t * \delta - .1246240E - 05 * \beta_t^2 \\ & + .1403775E - 03 * \beta_t * \delta - .1028714 * \delta^2 \end{aligned} \quad (\text{B.3})$$

und

$$\begin{aligned} x_f = & (R_{1j}) * x_j - .6858390E - 02 * \alpha_t^2 + .8517041E - 06 * \alpha_t * \beta_t \\ & - .7169940E - 01 * \alpha_t * \delta + .9008601E - 06 * \beta_t^2 \\ & - .1147248E - 03 * \beta_t * \delta - .4307032 * \delta^2. \end{aligned} \quad (\text{B.4})$$

Literaturverzeichnis

- [Aeb78] D. Aebischer et al., Nuclear Physics B 108, 214 (1976).
- [Axe76] D. Axen et al., Nuclear Physics A 256, 387 (1976).
- [BA85] B. Blankleider und I.R. Afnan, Physical Review C 31, 1380 (1985).
- [Bal62] Baldoni, Nuovo Cimento 26, 1376 (1962)
- [BKM92] V. Vernard, N. Kaiser, U. G. Meissner, Nuclear Physics B 383, 442 (1992)
- [Ber90] M. Berz, Nuclear Instruments and Methods A 298, 473 (1990)
- [Bon95] A. Bondar et al., Physics Letters B 356, 8 (1995).
- [Bos81] J. Boswell et al., aus G. Jones, in: Pion Production and Absorption in Nuclei – 1981, AIP Conference Proceedings 79, 15 (1982).
- [Bos82] J. Boswell et al., Physical Review C 25, 2540 (1982).
- [Bro64] K. L. Brown et al. The Review of Scientific Instruments Vol. 35 Nr. 4, 481 (1964).
- [Bug84] D. Bugg, Journal of Physics G 10, 47 (1984).
- [Car53] W. F. Cartwright et al., Physical Review 91, 677 (1953).
- [Coh57] C. E. Cohn, Physical Review 105, 1582 (1957)
- [COS90] COSY user guide, Forschungszentrum Jülich GmbH 1990.
- [Dol70] C. L. Dolnick, Nuclear Physics B 22, 461 (1970).
- [Dro95] M. Drochner, Dissertation, TU Dresden, 1995.
- [Dro96] M. Drochner et al., Physical Review Letter 77, 454 (1996).
- [Dur] R. Durbin et al., Physical Review 84, 581 (1951).

- [EW88] T. Ericson und W. Weise, Pions and Nuclei, Clarendon Press, Oxford, 1988.
- [Fie58] T. H. Fields et al., Physical Review 109, 1704 (1958).
- [Foc65] S. Focardi, Nuovo Cimento 39,405 (1965)
- [GMW54] M. Gell-Mann und K. M. Watson, Annu. Review of Nuclear Science 4, 219 (1954).
- [Gog93] S. I. Gogolev et al., Physics Letters B 300, 24 (1993).
- [GN76] A. M. Green, J. Niskanen, Nuclear Physics A 271, 503 (1976).
- [Gre79] A. M. Green in: Mesons and Nuclei, North-Holland 1979.
- [Gug92] B. Gugulski et al., Construction and Test of Drift Chambers for the New Jülich Accelerator COSY, KFA IKP(I)-1992-3.
- [Han95] C. Hanhart et al., Physics Letters B 358, 21 (1995).
- [Han97] C. Hanhart, Dissertation, Universität Bonn, 1997.
- [Han97a] C. Hanhart, private Mitteilungen
- [Hei96] P. Heimberg et al., Physical Review Letters 77, 1012 (1996).
- [HHS96] J. Haidenbauer, Ch. Hanhart und J. Speth, Threshold meson production in nucleon-nucleon collisions, Proceedings zur Konferenz „Meson 96“ in Krakau, Polen, eingereicht zur Veröffentlichung in Acta Physica Polonica B.
- [Has97] A. Hassan et al.: The Target Area at the External COSY Experiments, akzeptiert zur Veröffentlichung bei Nuclear Physics A.
- [HMG94] C. J. Horowitz, H. O. Meyer und D. K. Griegel, Physical Review C 49, 1337 (1994).
- [HO95] E. Hernández, E. Oset, Physics Letters B 350, 158 (1995).
- [Hoe90] Hoechst AG Wiesbaden, Datenblatt Hostaphan, Ausgabe 1/90.
- [Hof81] Hoftiezer et al., Physics Letters B 100, 462 (1981).
- [Hor93] C. J. Horowitz, Physical Review C 48, 2920 (1993).
- [Hor94] C. J. Horowitz et al., Physical Review C 49, 1337 (1994).
- [Hut90] D. A. Hutcheon et al., Physical Review Letters 64, 176 (1990).

- [Hut91] D. A. Hutcheon et al. Nuclear Physics A 535, 618 (1991).
- [Ige93] St. Igel, Diplomarbeit, Universität Bonn, Berichte des Forschungszentrums Jülich Jül-2860, 1993.
- [Ige95] St. Igel et al., Acta Physica Polonica B 26, 627 (1995).
- [Ige97] St. Igel et al.: A Solid-State Spectrometer for Cooled Beams with High Acceptance and Resolution in Space and Energy, akzeptiert zur Veröffentlichung bei Nuclear Physics A.
- [Ige97a] St. Igel, Dissertation, Universität Bonn, 1997.
- [Jae94] V. Jaeckle et al., Nuclear Instruments and Methods of Physics Research, A 349, 15 (1994).
- [Jae92] V. Jaeckle, Diplomarbeit, Universität Bonn, Berichte des Forschungszentrums Jülich Jül-2633, 1992.
- [Kem96] G. Kemmerling, Dissertation, Universität Münster, 1996.
- [KN91] K. Kilian und H. Nann, Meson Production and Velocity Matching, Proc. Conf. on Particle production near threshold, Nashville, Indiana, 1990 AIP Conference Proceedings 221, Particle and Fields Series 41 American Institute of Physics, New York (1991) 185.
- [KR66] D. Koltun, A. Reitan, Physical Review 141, 1413 (1966).
- [Ler97] A. Lerach, Dissertation, Universität Bonn, 1997
- [Lip96] G. Lippert, Dissertation, Universität Bonn, 1996.
- [LR93] T.-S. Lee, D. Riska, Physical Review Letters 70 2237 (1993).
- [Mai94] R. Maier, Status of the Cooler Synchrotron COSY Jülich, Berichte des Forschungszentrums Jülich Jül-2965, 1994.
- [Mar83] S. Martin et al., Nuclear Instruments and Methods of Physics Research 214, 281 (1983).
- [Mat83] E. L. Mathie et al., Nuclear Physics a 397, 469 (1983).
- [Mes56] Mescheryako et al., Suppl. Nuovo Cimento 3, 119 (1956).
- [Mey92] H. O. Meyer et al., Nuclear Physics A 539, 633 (1992).
- [MR55] F. Mandl und T. Regge, Physical Review 99, 1478 (1955).

- [Nak93] C. Nake, Diplomarbeit, Universität Bonn, Berichte des Forschungszentrums Jülich Jül-2820, 1993.
- [Nan79] H. Nann et al., Physics Letters B 88, 257 (1979).
- [Nis78] J. Niskanen, Physics Letters A 289, 417 (1978).
- [Nis94] J. Niskanen, Physical Review C 49 (1994).
- [Nis96] J. Niskanen, Physical Review C 53, 526 (1996).
- [Nüs95] J. Nüsser, Diplomarbeit, Fachhochschule Aachen, 1995.
- [Par96] T. Y. Park et al., Physical Review C 53, 1519 (1996).
- [Pas97] E. A. Pasyuk et al. Physical Review C 55, 1026 (1997).
- [Pre76] B. M. Preeedom et al., Physics Letters B 65, 31 (1976).
- [Pon59] Pondrom, Physical Review 114, 1623 (1959).
- [Raz97] B. Razen et al., $pp \rightarrow d\pi^+$ precise angular distributions close to threshold from 0.3 to 5 MeV, akzeptiert zur Veröffentlichung bei Nuclear Physics A.
- [Rei69] A. Reitan, Nuclear Physics B 11, 170 (1969).
- [Ric70] C. Richard-Serre et al., Nuclear Physics B 20, 413 (1970).
- [Rit81] B. G. Ritchie et al., Physical Review Review C 24, 552 (1981).
- [Rit91] B. G. Ritchie et al., Physical Review Letter 66, 568 (1991); Physical Review C 47, 21 (1993).
- [Roe82] E. Roessle et al., in: Pion Production and Absorption in Nuclei – 1981, AIP Conference Proceedings 79, 171 (1982).
- [Ros67] C. M. Rose, Physical Review 154, 1305 (1967).
- [Rof54] A. H. Rosenfeld, Physical Review 96, 139 (1954).
- [Sac58] A. M. Sachs et al., Physical Review 109, 1733 (1958).
- [Shi82] F. Shimizu et al., Nuclear Physics A 386, 571 (1982).
- [Siu96] R. Siudak, private Mitteilung.
- [Sta54] H. L. Stadler, Physical Review 96, 496 (1954).

- [Zol95] P. A. Żolnierczuk, GEM Data Analysis Software, GEM Internal Report, Krakau, 1995.
- [Zol96] P. A. Żolnierczuk, Dissertation, Universität Krakau, 1996.

Danksagung

Drei Jahre einer Promotion beinhalten weit mehr, als sich in Daten, Zeichnungen und Diagrammen ausdrücken läßt. Daher möchte ich zum Abschluß den Menschen danken, die, jeder auf seine Weise, zu dieser Arbeit einen kleinen, aber wichtigen Teil beigetragen haben.

Mein Dank gilt Herrn Prof. Dr. K. Kilian, daß er mir diese Arbeit am Institut für Kernphysik ermöglicht hat, und für die Diskussionen über Kinematik und andere Bereiche der Physik.

Herr Prof. Dr. Ernst übernahm das Korreferat dieser Arbeit. Hierfür und für sein Interesse am Fortgang meiner Promotion möchte ich mich herzlich bedanken.

Ebenso danke ich Herrn Dr. H. Machner für die Anleitung und Hilfestellung bei Fragen und Problemen sowie die vielen Diskussionen über spannende Physik.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dipl.-Phys. W. Garske, Herrn Dipl.-Phys. W. Klimala und Herrn Dr. P. A. Żolnierczuk für ihre geduldige Hilfestellung in allen Fragen, die im Umgang mit uneinsichtigen Computern auftreten.

Ein herzlicher Dank gilt auch Herrn Dipl.-Phys. K. Grewer und Herrn Dipl.-Phys. W. Garske für die interessanten Gespräche über Physik und andere wichtige Dinge des Lebens.

Ich danke auch den übrigen, mittlerweile größtenteils ehemaligen Doktoranden Herrn Dr. M. Drochner, Herrn Dr. G. Kemmerling, Herrn Dr. S. Igel, Frau Dr. G. Lippert und Frau Dipl. Phys. I. Ilieva, die durch ihre Arbeit wesentlichen Anteil am Gelingen der Experimente der GEM-Kollaboration haben.

Mein Dank gilt ebenso Herrn Dr. P. v. Rossen, Herrn Dr. P. Leunissen und Herrn Dr. S. Martin für die freundliche Unterstützung und Hilfestellung in Fragen der Magneto-optik und im Umgang mit den Simulationsprogrammen.

Natürlich kann eine experimentelle Doktorarbeit in Physik nicht ohne technische Hilfe und Unterstützung entstehen. Für diese bedanke ich mich bei Herrn R. Klein, Herrn Dr. J. Bojowald stellvertretend für das Elektronenlabor, Herrn Dipl.-Phys. D. Protić und seinen Mitarbeitern, Herrn A. Hamacher und Herrn U. Rindfleisch vor allem für die technischen Zeichnungen, sowie Herrn H. Hadamek und seinen Mitarbeitern in der mechanischen Werkstatt.

Allen Mitgliedern der GEM-Kollaboration danke ich für ihre Beiträge zum Experiment, die diese Arbeit erst möglich gemacht haben.

Für ihre Bemühungen um gute Strahlqualität und funktionierende Großgeräte bedanke ich mich bei Herrn Dr. R. Maier und der COSY-Mannschaft sowie bei Herrn J. Engel.

Am Ende einer so langen Liste finden sich diejenigen wieder, die eigentlich ganz oben stehen sollten: Bei meinen Eltern bedanke ich mich für ihre große Hilfsbereitschaft und daß sie mir mein Studium ermöglicht haben.

Forschungszentrum Jülich



Jül-3488
Dezember 1997
ISSN 0944-2952