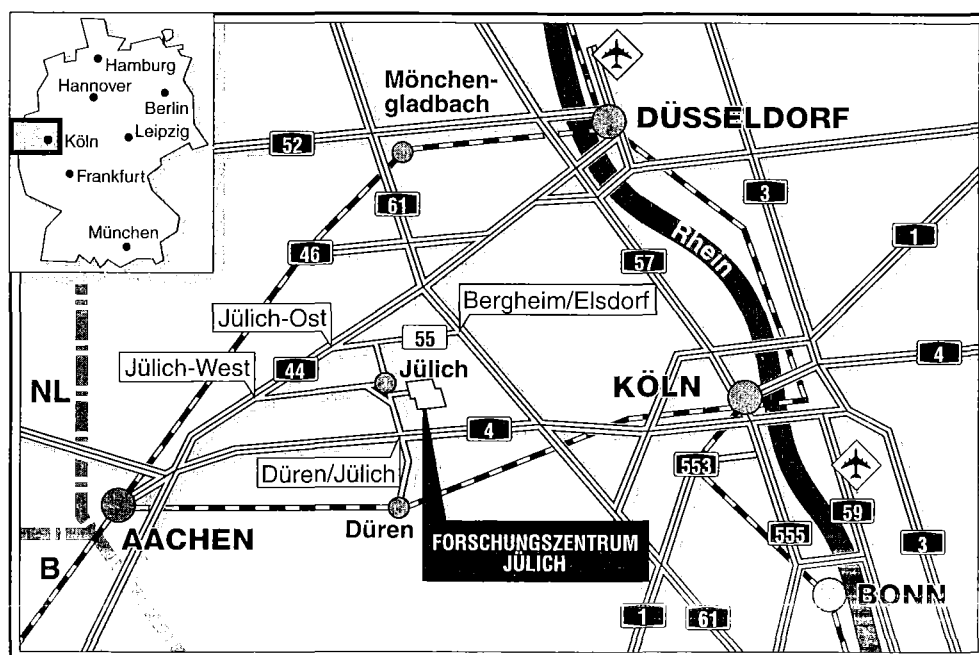


Institut für Kernphysik

**Pionenproduktion in der Reaktion
 $p + p \rightarrow \pi^+ + d$ nahe der Schwelle**

Gabriela Lippert



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 3323

ISSN 0944-2952

Institut für Kernphysik Jül-3323

D5 (Diss. Universität Bonn)

Zu beziehen durch : Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek
D-52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland
Telefon : 02461/61-6102 · Telefax : 02461/61-6103 · Telex : 833556-70 kfa d

Pionenproduktion in der Reaktion $p + p \rightarrow \pi^+ + d$ nahe der Schwelle

Gabriela Lippert

Abstract

In this work the reaction $p + p \rightarrow \pi^+ + d$ was studied at two energies close to threshold (corresponding to $\eta = 0.22$ and 0.18 with $\eta = q/(m_\pi \cdot c)$ and q the pion centre-of-mass momentum) over the full angular range. So far there existed no data from this reaction in the energy region so close to threshold, but only from the isospin-correlated reaction $n + p \rightarrow \pi^0 + d$ and from the time reversed reaction $\pi^+ + d \rightarrow p + p$.

The measurements were done at the magnetic spectrometer BIG KARL at COSY Jülich in two beam times in December 1994 and May 1995. The experimental setup at the spectrometer with its new focal plane detectors is described and the method of data analysis and background reduction is shown. At the studied energies (corresponding to beam momenta of 800.5 and 796.5 MeV/c) the spectrometer had an acceptance less than 100 %, so corrections had to be applied to the angular distributions. The data are then compared to theoretical predictions.

The deduced total cross sections and anisotropies are in good agreement with the so far existing data from the isospin-correlated and time reversed reactions, so that there is no evidence for charge symmetry breaking or time reversal violation.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Pionenerzeugung nahe der Schwelle	3
2.2	Kinematik	8
2.2.1	Zweikörperkinematik	8
2.2.2	Der kinematische Fit	11
2.3	Das Modell von Harzheim u. A.	12
3	Das Experiment	15
3.1	Motivation	15
3.2	COSY	15
3.3	Das Target	17
3.4	Die Detektoren in der Targetregion	18
3.4.1	Veto- und Pionenzähler	18
3.4.2	Die Luminositätsmonitore	19
3.5	Das Magnetspektrometer BIG KARL	20
3.6	Die Fokalebenendetektoren	25
3.6.1	Die Driftkammern	25
3.6.2	Das Szintillatorrhodoskop	27
4	Messungen	39
4.1	Kalibration der Luminositätsmonitore und des Spektrometers	39
4.2	Messungen bei verschiedenen Strahlimpulsen	42
4.2.1	Strahlzeit Dezember 1994 (Strahlimpuls 800.5 MeV/c)	43
4.2.2	Strahlzeit Mai 1995 (Strahlimpuls 796.5 MeV/c)	44
4.3	Datenanalyse	46
4.3.1	Daten bei 800.5 MeV/c	46
4.3.2	Daten bei 796.5 MeV/c	55
4.4	Korrektur auf die Akzeptanz	67

5	Ergebnisse	68
5.1	Wirkungsquerschnitte	69
5.2	Vergleich der Meßergebnisse mit dem Modell von Harzheim u. A. . . .	70
5.3	Einordnung in den Weltdatensatz	72
6	Zusammenfassung und Ausblick	76
	Anhang	77
A	Materialdaten und Fotos	79
	Literaturverzeichnis	83
	Danksagung	

Abbildungsverzeichnis

2.1	Mechanismen der Pionenerzeugung	7
2.2	Impulsdiagramme	9
2.3	Reaktionskinematik	11
2.4	Reaktionsdiagramme	12
3.1	COSY	16
3.2	Die Targetregion	18
3.3	BIG KARL	21
3.4	Abbildungseigenschaften von BIG KARL	22
3.5	BIG-KARL-Winkelakzeptanz	24
3.6	Anordnung der Fokalebenendetektoren	26
3.7	Energieverlust im Szintillatormaterial	30
3.8	^{207}Bi -Spektren, Lage P	33
3.9	^{207}Bi -Spektren, Lage Q	34
3.10	^{207}Bi -Spektren, Lage R	35
3.11	^{207}Bi -Spektren, Lage S	36
3.12	Höhenstrahlung	37
3.13	Elektronik	38
4.1	Kalibration der Luminositätsmonitore	40
4.2	Kalibration des Magnetspektrometers	41
4.3	Bestimmung des Strahlimpulses	42
4.4	Akzeptanzlöcher	43
4.5	Überlappende Szintillatoren	45
4.6	Winkel und Impulse ohne Schnitte, Strahlzeit Dezember 1994	47
4.7	Flugzeit zwischen Targetregion und Fokalebene	48
4.8	Winkel und Impulse nach dem Schnitt auf die Flugzeit, Strahlzeit Dezember 1994	49
4.9	„missing mass“ des Pions, Strahlzeit Dezember 1994	50
4.10	Winkel und Impulse nach allen Schnitten, Strahlzeit Dezember 1994	51
4.11	Rohdaten der Hodoskopebene R, Strahlzeit Dezember 1994	52
4.12	Hodoskopebene R, nach allen Schnitten, Strahlzeit Dezember 1994	53
4.13	Leertargetmessung Strahlzeit Dezember 1994	54
4.14	Winkel und Impulse ohne Schnitte, Strahlzeit Mai 1995	56

4.15	Zeitspektren der Lage Q	57
4.16	Winkel und Impulse nach dem Schnitt auf die „kleine“ Flugzeit, Strahlzeit Mai 1995,	58
4.17	„missing mass“ des Pions, Strahlzeit Mai 1995	59
4.18	Winkel und Impulse nach allen Schnitten, Strahlzeit Mai 1995	60
4.19	Rohdaten der Hodoskopebene R, Strahlzeit Mai 1995	61
4.20	Hodoskopebene R, nach allen Schnitten, Strahlzeit Mai 1995	62
4.21	Leertargetmessung Strahlzeit Mai 1995	63
4.22	Der kinematische Fit	64
4.23	Winkelverteilung vor und nach dem kinematischen Fit	65
4.24	$\cos \theta_{cm} - \phi_{cm}$ -Verteilung	66
5.1	Akzeptanzkorrekturen	68
5.2	Differentielle Wirkungsquerschnitte	69
5.3	Vergleich mit dem Modell von Harzheim u. A.	71
5.4	Anregungsfunktion	72
5.5	Totaler Wirkungsquerschnitt und Anisotropie	73
A.1	Das Magnetspektrometer BIG KARL und das Target	80
A.2	Das Szintillatorhodoskop und ein Szintillatormodul	81

Tabellenverzeichnis

2.1	Teilchendaten	3
2.2	Kinematische Größen	10
2.3	Ellipsenparameter	11
2.4	Übergangsamplituden	14
5.1	Parameter der Legendre-Polynome und korrigierte Wirkungsquerschnitte	70
5.2	Parameter des Gell-Mann und Watson Modells	74

Kapitel 1

Einleitung

Im Bereich der Mittelennergiephysik kann die starke Wechselwirkung zwischen Nukleonen durch den Austausch von Pionen beschrieben werden, wie erstmals von Yukawa 1935 postuliert wurde. Zur Erforschung der grundlegenden Mechanismen der Pion-Nukleon-Wechselwirkung sind elementare Prozesse wie die elastische πN -Streuung, Pionenabsorption sowie die Pionenproduktion, z. B. in Proton-Proton-Reaktionen, geeignet.

Mit dem am 1. April 1993 eingeweihten Beschleuniger COSY¹ am Forschungszentrum Jülich GmbH steht der Mittelennergiephysik ein hochpräzises Instrument zur Verfügung. Dort können Protonen (und prinzipiell auch leichte Ionen) bis auf Maximalimpulse von 3.3 GeV/c, das entspricht bei Protonen einer Energie von 2.5 GeV, beschleunigt werden. Durch Kühlung (mit den Methoden der stochastischen Kühlung und der Elektronenkühlung) kann ein Strahl mit einer hohen Orts- und Impulsschärfe erreicht werden; diese Option stand aber zum Zeitpunkt der in dieser Arbeit beschriebenen Untersuchungen noch nicht zur Verfügung.

In der vorliegenden Arbeit wird das erste Experiment am „neuen“ Magnetspektrometer BIG KARL mit seinen neuen Fokalebenendetektoren dargestellt, bei dem die Reaktion $p + p \rightarrow \pi^+ + d$ bei verschiedenen Energien nahe der Schwelle untersucht wurde.

Diese Reaktion wurde für die ersten Messungen ausgewählt, weil die Mechanismen, die nahe der Schwelle zur Pionenproduktion beitragen, in letzter Zeit wieder vermehrt theoretisches Interesse gefunden haben. Aus dieser Reaktion liegen jedoch in diesem Bereich noch keine Daten vor, sondern nur aus der Isospin-korrelierten Reaktion $n + p \rightarrow \pi^0 + d$ und aus der zeitumgekehrten Reaktion $\pi^+ + d \rightarrow p + p$. Mit dem Magnetspektrometer an einem externen Targetplatz bietet sich die Möglichkeit, diese Reaktion erstmals nahe der Schwelle über den gesamten Winkelbereich zu vermessen.

Bei dem Magnetspektrometer BIG KARL handelt es sich um ein Instrument, das bereits seit 1979 für Messungen am Isochronzyklotron JULIC², das heute als Vorbeschleuniger für COSY dient, eingesetzt wurde. Nach einigen Umbauten steht das

¹COoler SYnchrotron

²Juelich Isochronous Cyclotron

Spektrometer nun für Messungen an COSY zur Verfügung. Im Rahmen des GEM³-Experiments sollen dort in Zukunft Untersuchungen zur η - und π^0 -Produktion (COSY-Proposal 24 und 29) und zu pionischen Atomen (COSY-Proposal 10) durchgeführt werden. Dabei dient eine Germaniumwand dazu, die Akzeptanz des Magnetspektrometers zu vergrößern. Sie besteht in ihrer endgültigen Form aus einem Quirl mit jeweils 200 Archimedischen Spiralen auf der Vorder- und Rückseite sowie drei Detektoren mit jeweils 32 Segmenten⁴. Die Germaniumwand kam bei den hier beschriebenen ersten Messungen noch nicht zum Einsatz; sie wurde aber im August und November 1995 erfolgreich ersten Tests unterzogen.

Neben den Experimenten der GEM-Gruppe werden an BIG KARL auch Messungen der MOMO⁵-Kollaboration durchgeführt (siehe [Joo 96]).

Die Kernpunkte der vorliegenden Arbeit waren neben der Mitarbeit an Strahlzeiten und der Datenanalyse der Aufbau, Test und die Betreuung des Szintillatorhodoskops.

Diese Arbeit gliedert sich wie folgt:

- In **Kapitel 2** sind die theoretischen Grundlagen der Pionenerzeugung nahe der Schwelle beschrieben. Außerdem werden kurz die Besonderheiten der relativistischen Zweikörperkinematik und das Prinzip des kinematischen Fits erläutert. Ferner wird ein Modell zur Beschreibung exklusiver Pionenproduktion dargestellt, das von L. Harzheim u. A. entwickelt wurde (siehe [Har 88, Har 91, Kin 95]).
- **Kapitel 3** beschäftigt sich mit dem experimentellen Aufbau am Magnetspektrometer BIG KARL unter besonderer Berücksichtigung des Szintillatorhodoskops.
- In **Kapitel 4** wird die Analyse der Daten beschrieben, die während zweier Strahlzeiten im Dezember 1994 und Mai 1995 gewonnen wurden.
- In **Kapitel 5** werden die Resultate der beiden Messungen dargestellt, mit theoretischen Berechnungen verglichen und in den Weltdatensatz eingeordnet.
- **Kapitel 6** faßt die Resultate dieser Arbeit zusammen und gibt einen Ausblick auf zukünftige Messungen am Magnetspektrometer BIG KARL im Rahmen des GEM-Projektes.

³GEManimumwand + Magnetspektrometer

⁴Eine genaue Beschreibung der Germaniumwand findet sich in [Ige 93].

⁵Molecules Of Mesons Online

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

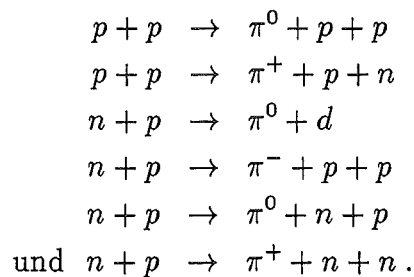
2.1 Pionenerzeugung nahe der Schwelle

In der vorliegenden Arbeit wurde die Reaktion $p + p \rightarrow \pi^+ + d$ untersucht. Die Daten der beteiligten Teilchen sind in Tab. 2.1 zusammengestellt. Damit diese Reaktion ablaufen kann, ist eine Energie oberhalb einer Schwelle nötig. Der dieser Schwelle entsprechende Strahlimpuls ergibt sich aus

$$p_1^2 = \left\{ \frac{1}{2m_2} \left[(m_3 + m_4)^2 - m_1^2 - m_2^2 \right] \right\}^2 - m_1^2 \quad (2.1)$$

zu 788.8 MeV/c; dies ist eine Energie von 287.5 MeV.

Andere elementare Reaktionen, in denen Pionen erzeugt werden können, sind:



Teilchensorte	Masse (MeV/c ²)	Spin	Isospin I	Parität
p	938.27231	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	+
d	1875.61339	1	0	+
π^+	139.56995	0	1	-

Tabelle 2.1: Daten der an der Reaktion $p + p \rightarrow \pi^+ + d$ beteiligten Teilchen, Angaben nach [PPB 94]

Im folgenden werden nur die beiden Reaktionen mit einem gebundenen Nukleonenzustand im Ausgangskanal betrachtet, d. h. die in dieser Arbeit untersuchte Reaktion $p + p \rightarrow \pi^+ + d$ und $n + p \rightarrow \pi^0 + d$. Außerdem wird noch die zeitumgekehrte Reaktion $\pi^+ + d \rightarrow p + p$ in die Betrachtungen mit einbezogen¹.

Der Wirkungsquerschnitt für die Pionenproduktionsreaktion $p + p \rightarrow \pi^+ + d$ ist gegeben durch (siehe [Per 87])

$$\sigma_{p+p \rightarrow \pi^+ + d} = |\mathcal{M}_{i,f}|^2 \cdot \frac{(2s_\pi + 1)(2s_d + 1)}{v_i v_f} \cdot q^2. \quad (2.2)$$

Dabei ist $|\mathcal{M}_{i,f}|$ das Übergangsmatrixelement zwischen dem Anfangszustand i und dem Endzustand f , das über alle Spinzustände der Teilchen im Eingangskanal gemittelt und über alle Drehimpulse summiert wurde. Ferner wurde über alle möglichen Winkel der Teilchen im Ausgangskanal integriert. v_i bzw. v_f bezeichnen die Relativgeschwindigkeiten der Teilchen im Anfangs- bzw. Endzustand; s ist der Teilchen-spin und q der Impuls im Ausgangskanal, gemessen im Schwerpunktsystem (centre-of-mass-System, kurz mit cm bezeichnet).

Für die zeitumgekehrte Reaktion $\pi^+ + d \rightarrow p + p$ erhält man

$$\sigma_{\pi^+ + d \rightarrow p + p} = \frac{1}{2} |\mathcal{M}_{f,i}|^2 \cdot \frac{(2s_p + 1)(2s_p + 1)}{v_f v_i} \cdot p_{cm}^2 \quad (2.3)$$

mit p_{cm} : cm-Impuls der Protonen. Da es sich bei dieser Reaktion im Ausgangskanal um ununterscheidbare Teilchen handelt, kommt noch ein Faktor $1/2$ hinzu, da nur über 2π statt über den gesamten Raumwinkel 4π integriert werden darf, um Doppelzählungen von Zuständen zu vermeiden. Im differentiellen Wirkungsquerschnitt ist dieser Faktor jedoch nicht nötig. Das Prinzip des detaillierten Gleichgewichts besagt nun, daß

$$|\mathcal{M}_{i,f}|^2 = |\mathcal{M}_{f,i}|^2. \quad (2.4)$$

Damit ergibt sich für das Verhältnis der beiden Wirkungsquerschnitte 2.2 und 2.3

$$\begin{aligned} \frac{\sigma_{p+p \rightarrow \pi^+ + d}}{\sigma_{\pi^+ + d \rightarrow p + p}} &= \frac{(2s_\pi + 1)(2s_d + 1)}{\frac{1}{2}(2s_p + 1)(2s_p + 1)} \cdot \frac{q^2}{p_{cm}^2} \\ &= \frac{3}{2} \cdot \frac{q^2}{p_{cm}^2}. \end{aligned} \quad (2.5)$$

Die beiden Nukleonen in der Reaktion $N + N \leftrightarrow \pi + d$ müssen aufgrund der Isospinerhaltung den Isospin $I = 1$ haben, da $I_d = 0$ und $I_\pi = 1$ ist. Das pp -System kann nur $I = 1$ haben, während sich das np -System mit gleicher Wahrscheinlichkeit entweder im Zustand $I = 1$ oder im Zustand $I = 0$ befindet. Also sind der totale und

¹Eine ausführliche Beschreibung dieser Prozesse findet sich z. B. in [Eri 88].

der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $n + p \rightarrow \pi^0 + d$ mit einem Faktor zwei zu multiplizieren, wenn man sie mit den Ergebnissen aus der Reaktion $p + p \rightarrow \pi^+ + d$ vergleichen will.

Der totale Wirkungsquerschnitt läßt sich, nach Partialwellen zerlegt, folgendermaßen schreiben:

$$\sigma_{p+p \rightarrow \pi^+ + d} = \sum_{l_\pi} \sigma_{l_\pi} . \quad (2.6)$$

Eine ausführliche Herleitung der Partialwellenzerlegung findet sich z. B. in [May 84]. Bei der Pionenproduktion in der Reaktion $p + p \rightarrow \pi^+ + d$ dominiert nahe der Schwelle die s-Welle (relativer πd -Drehimpuls $l_\pi = 0$) im Ausgangskanal. Mit zunehmender Energie gewinnt dann auch die p-Welle ($l_\pi = 1$) an Bedeutung; höhere Partialwellen spielen jedoch noch keine Rolle. Aufgrund der Drehimpuls-, Isospin- und Paritätserhaltung muß sich das Protonenpaar in einem Zustand mit totalem Drehimpuls $J = 1$, negativer Parität und Isospin $I = 1$ befinden, um ein s-Wellen-Pion zu produzieren. Da es sich um identische Fermionen handelt, ist das verallgemeinerte Pauli-Prinzip zu beachten. Demnach ist nur ein symmetrischer Spin-Zustand ($S = 1$) erlaubt. Das Protonenpaar befindet sich also in einem 3P_1 -Zustand², der die komplexe Amplitude a_1 hat. Für die p-Welle im Ausgangskanal, in dem dann insgesamt positive Parität vorliegt, gibt es im Eingangskanal die möglichen Zustände 1S_0 und 1D_2 (Singlett-Zustände) mit den Amplituden a_0 und a_2 . Bei einer Energie von 1232 MeV liegt die Δ -Resonanz mit Spin und Isospin $3/2$ und positiver Parität. Die möglichen Zustände eines ΔN -Paares in einem relativen S-Zustand sind $I = 1$ oder 2 , $J = 1$ oder 2 , mit positiver Parität. Also kann nur der 1D_2 -Zustand (Amplitude a_2) die Δ -Resonanz enthalten; er ist gegenüber dem 1S_0 -Zustand in diesem Energiebereich der dominierende.

Für Energien sehr nahe der Schwelle (vorwiegend s-Welle) ist der totale Wirkungsquerschnitt proportional zu $|a_1|^2$. Bei höheren Energien, wenn auch die p-Welle beiträgt, kann man den totalen Wirkungsquerschnitt schreiben als

$$\sigma_{p+p \rightarrow \pi^+ + d} \cong \frac{1}{4} \left[|a_1|^2 + |a_0|^2 + |a_2|^2 \right] . \quad (2.7)$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt läßt sich nach Legendre-Polynomen entwickeln

$$\begin{aligned} 4\pi \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega} &= \sum_l A_{2l} P_{2l}(\cos \theta_{cm}) \\ &= A_0 \cdot P_0(\cos(\theta_{cm})) + A_2 \cdot P_2(\cos(\theta_{cm})) \\ &= A_0 + A_2 P_2(\cos(\theta_{cm})) . \end{aligned} \quad (2.8)$$

Dabei ist $P_0(\cos(\theta_{cm})) = 1$ und $P_2(\cos(\theta_{cm})) = \frac{1}{2}(3 \cos^2(\theta_{cm}) - 1)$.

²Spektroskopische Notation: ${}^{2S+1}L_J$

Da es sich im Eingangskanal um zwei identische Teilchen handelt, ist die cm-Winkelverteilung symmetrisch um 90° . Dabei setzt sich A_2 folgendermaßen aus den Amplituden a_2 und a_0 zusammen

$$A_2 = \frac{1}{4} \left[|a_2|^2 - 2\sqrt{2} \operatorname{Re}(a_0 a_2^*) \right]. \quad (2.9)$$

Wenn man Gl. 2.8 über den gesamten Raumwinkelbereich integriert, erhält man für den totalen Wirkungsquerschnitt

$$\begin{aligned} \sigma &= \int \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) d\Omega \\ &= \frac{1}{4\pi} \left(\int A_0 d\Omega + \int A_2 P_2(\cos(\theta_{cm})) d\Omega \right) \\ &= \frac{1}{4\pi} \left(A_0 \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 (-d(\cos(\theta_{cm}))) d\phi \right. \\ &\quad \left. + \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 A_2 \left(\frac{1}{2} (3 \cos^2(\theta_{cm}) - 1) \right) (-d(\cos(\theta_{cm}))) d\phi \right) \\ &= \frac{1}{4\pi} \cdot 4\pi A_0 \\ \sigma &= A_0. \end{aligned} \quad (2.10)$$

Nahe der Schwelle läßt sich der Wirkungsquerschnitt als Funktion von $\eta = q/(m_\pi \cdot c)$ schreiben (in der Parametrisierung von Gell-Mann und Watson; siehe [Gel 54] und [Dol 70]). Für den differentiellen Wirkungsquerschnitt erhält man damit, wenn nur s- und p-Welle beitragen:

$$4\pi \frac{d\sigma}{d\Omega} = \alpha_0 \eta + \alpha_1 \eta^3 \frac{X + \cos^2 \theta}{X + 1/3} \quad (2.11)$$

$$\text{mit } X = \frac{|\sqrt{2} a_0 + a_2|^2}{3(|a_2|^2 - 2\sqrt{2} \operatorname{Re}(a_0 a_2^*))}. \quad (2.12)$$

Damit ergibt sich für den totalen Wirkungsquerschnitt:

$$\sigma = \alpha_0 \eta + \alpha_1 \eta^3. \quad (2.13)$$

Die Anisotropie, also der Anteil der p-Welle am gesamten Wirkungsquerschnitt, läßt sich im Rahmen dieses Modells schreiben als:

$$\frac{A_2}{A_0} = \frac{\alpha_1 \eta^2}{\alpha_0 + \alpha_1 \eta^2}. \quad (2.14)$$

Bei Reaktionen mit zwei geladenen Teilchen führt die Coulomb-Abstoßung zwischen den beiden zu einer Reduktion des Wirkungsquerschnittes, die durch Korrekturfaktoren berücksichtigt wird. Bei der Reaktion $n + p \rightarrow \pi^0 + d$ ist diese Korrektur nicht

notwendig, da dabei ein Teilchen neutral ist. Diese Faktoren sind abhängig von η ; der Effekt ist umso kleiner, je höher die Energie ist. Sie sind nahezu identisch für die s- und p-Wellen. Hier werden die Korrekturen nach [Rei 69] verwendet, der für das Deuteron und für das Pion eine Punktladung annimmt. Die Faktoren für die in dieser Arbeit untersuchten Energien sind in Tab. 5.1 zusammengestellt.

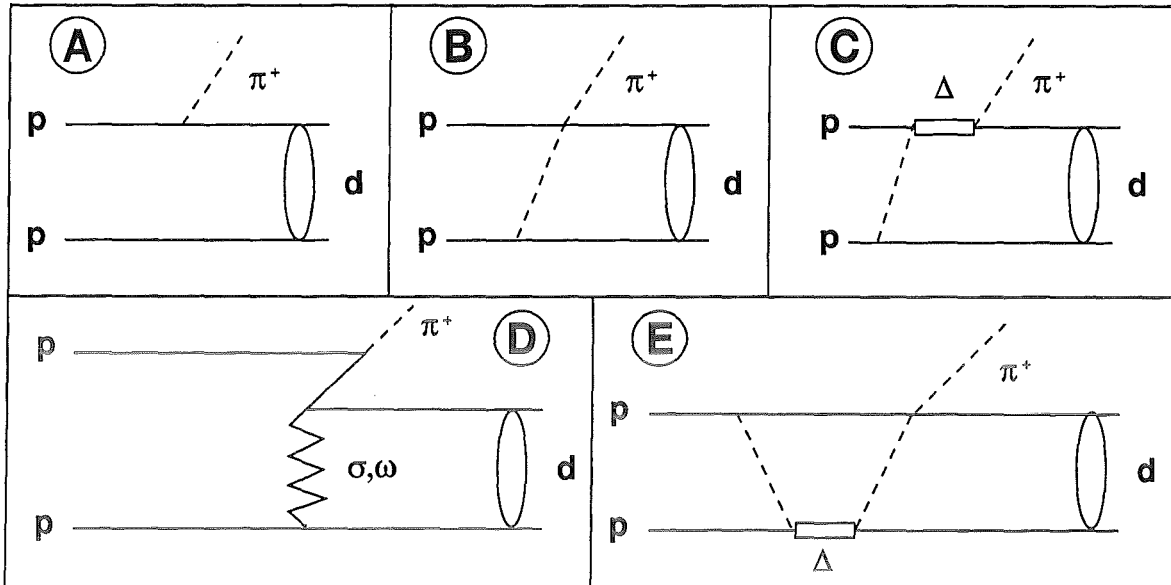


Abbildung 2.1: Verschiedene Mechanismen der Pionenerzeugung in der Reaktion $p + p \rightarrow \pi^+ + d$

Eine Beschreibung der Pionenabsorption und -produktion nahe der Schwelle ist bestimmt durch s- und p-Wellen-Mechanismen und muß die extreme kinematische Situation großer Impulsüberträge berücksichtigen. Dabei beträgt der Impulsübertrag in der Reaktion $p + p \rightarrow \pi^+ + d$ direkt an der Schwelle $\sim 370 \text{ MeV}/c$. Die Mechanismen, die zur Pionenproduktion nahe der Schwelle beitragen, sind neben dem direkten oder Born-Term (Abb. 2.1 A) die Streuung des von dem einen Nukleon emittierten Pions am zweiten (im folgenden mit Rescattering bezeichnet). Dies kann sowohl zu einem s-Wellen-Pion (siehe Abb. 2.1 B) als auch über die Anregung der Δ -Resonanz zu einem p-Wellen-Pion (siehe Abb. 2.1 C) führen. Beim direkten Prozeß emittiert ein Nukleon im gestörten Potential des zweiten Nukleons ein Pion. Dabei ist die Wechselwirkung zwischen den beiden Nukleonen zur Energie- und Impulserhaltung nötig.

Von verschiedenen Autoren (siehe [Lee 93, Hor 94]) wurde der Austausch schwerer Mesonen (σ - und ω -Mesonen) als Erklärung für eine Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment in der Reaktion $p + p \rightarrow \pi^0 + p + p$ (siehe [Mey 92]) vorgeschlagen. Alle bis dahin vorliegenden theoretischen Berechnungen unterschätzten die Daten um einen Faktor fünf. Nimmt man neben dem Born-Term und dem s-Wellen-Pion-Rescattering-Term (der in diesem Fall — im Gegensatz zur Reaktion $NN \rightarrow \pi d$ —

klein ist) auch noch den Mesonen-Austauschgraphen (Abb. 2.1 D) zu den Berechnungen hinzu, ergibt sich eine exzellente Übereinstimmung mit den Daten. Dies läßt sich auch auf den Fall übertragen, daß im Ausgangskanal ein gebundenes System vorliegt, also auf Reaktionen des Typs $N + N \rightarrow \pi + d$. Wenn man in diesem Fall einen modernen, kleineren Wert der π - NN -Kopplungskonstante verwendet, reduziert sich der Anteil des Wirkungsquerschnittes, der durch Pion-Rescattering verursacht wird. Es besteht also die Notwendigkeit für einen Effekt, der den Wirkungsquerschnitt wieder erhöht.

Von Niskanen [Nis 96] wurde dagegen zur Erklärung der Diskrepanz der in Abb. 2.1 E dargestellte Mechanismus vorgeschlagen, bei dem das Pion aus dem Δ -Zerfall noch eine s-Wellen-Streuung am zweiten Nukleon erleidet, bevor es emittiert wird. Demnach trägt die Δ -Resonanz selbst nahe der Schwelle schon signifikant zur s-Wellen-Pionenproduktion bei.

Rechnungen einer Jülicher Gruppe [Hai 96] für den s-Wellen-Anteil in den Reaktionen $p + p \rightarrow \pi^0 + p + p$ und $n + p \rightarrow \pi^0 + d$ berücksichtigen die direkte Emission, den Austausch schwerer Mesonen sowie zusätzlich im s-Wellen-Rescattering die off-shell-Eigenschaften der πN -Wechselwirkung und erzielen schon damit eine gute Übereinstimmung mit den Daten. Die Anregung der Δ -Resonanz ist in diesem Modell noch nicht enthalten.

Bei der Pionenproduktion nahe der Schwelle findet ein hoher Impulsübertrag statt, und trotzdem dominiert die s-Welle. Es muß sich also um kurzreichweitige Kräfte handeln, wie sie durch Austauschteilchen mit großen Massen vermittelt werden können. Damit ist der Austausch schwerer Mesonen besonders nahe der Schwelle favorisiert.

Eine konsistente Beschreibung der Kanäle $NN \rightarrow NN$, $\pi[NN] \leftrightarrow \pi[NN]$ und $\pi[NN] \leftrightarrow [NN]$ bieten Berechnungen des Dreikörper-Problems πNN im Rahmen des Fadeev-Modells³ (siehe z. B. [Blan 81]). Dabei kann es sich bei $[NN]$ sowohl um ein gebundenes System (also das Deuteron) als auch um ungebundene Nukleonen-Zustände handeln.

2.2 Kinematik

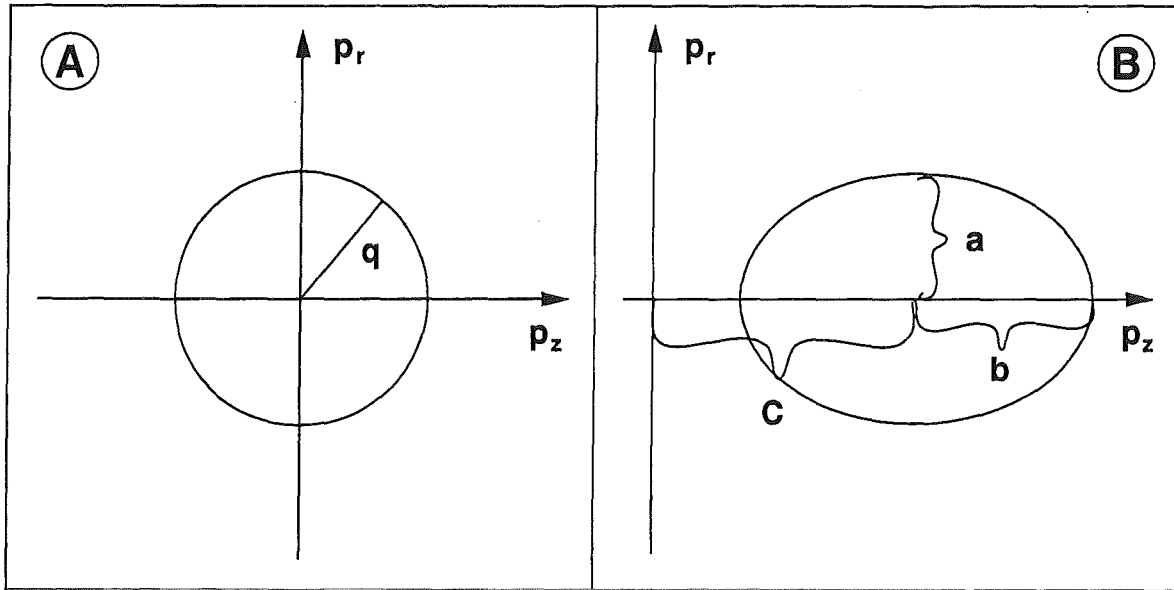
In der Reaktion $p + p \rightarrow \pi^+ + d$ liegt im Ausgangskanal ein Zweikörpersystem vor. In Kap. 2.2.1 werden die grundlegenden Prinzipien der Zweikörperkinematik dargestellt, und in Kap. 2.2.2 wird das Prinzip des kinematischen Fits erläutert.

2.2.1 Zweikörperkinematik

Die in dieser Arbeit untersuchte Reaktion $p + p \rightarrow \pi^+ + d$ läßt sich in Vierervektorschreibweise⁴ ($P = (E, \vec{p})$) wie folgt darstellen (unter der Annahme, daß der Strahl

³Eine theoretische Übersicht über das gesamte Gebiet bietet [Tho 80].

⁴Hier wie auch im folgenden wird $c = 1$ gesetzt.



Abbildungung 2.2: Impulsdigramme im Schwerpunktsystem (A) und im Laborsystem (B), weitere Erläuterungen siehe Text

nur eine z -Komponente hat und daß das Target ruht):

$$\begin{pmatrix} E_{\text{Strahl}} \\ 0 \\ 0 \\ p_{z,\text{Strahl}} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} E_{\text{Target}} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_d \\ p_{x,d} \\ p_{y,d} \\ p_{z,d} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} E_\pi \\ p_{x,\pi} \\ p_{y,\pi} \\ p_{z,\pi} \end{pmatrix}. \quad (2.15)$$

Dabei bezeichnet E die Gesamtenergie des Teilchens und $\vec{p}$ seinen Dreierimpuls. Die Länge des Vierervektors $P^2 = \sum g_{\mu\nu} P_\mu P_\nu = E^2 - p^2 = m^2$ ist invariant unter Lorentztransformationen, d. h. sie bleibt eine Konstante in jedem Bezugssystem⁵. $g_{\mu\nu}$ bezeichnet dabei den metrischen Tensor mit $g_{00} = 1$, $g_{11} = g_{22} = g_{33} = -1$ und $g_{\mu\nu} = 0$ für $\mu \neq \nu$.

Weitere nützliche Größen zur Berechnung der relativistischen Kinematik einer Reaktion $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$ sind (siehe auch [Mus 88]):

$$\begin{aligned} s &= |P_1 + P_2|_{ab}^2 \\ &= |P_1 + P_2|_{cm}^2 \\ &= (E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2 \\ &= m_1^2 + m_2^2 + 2 E_1 m_2 \\ &= (E_1^{cm} + E_2^{cm})^2 - (\vec{p}^{cm} + (-\vec{p}^{cm}))^2 \end{aligned} \quad (2.16)$$

⁵In der Minkowski-Notation, die z. B. in [Per 87] verwendet wird, ist $P = (\vec{p}, iE)$, und der Lorentzskalar P^2 ist gegeben durch $P^2 = p^2 - E^2 = -m^2$.

p_{Strahl} MeV/c	E_{kin} MeV	E_{gesamt} MeV	q MeV/c	η	$\sqrt{s}$ MeV	γ_{cm}	β_{cm}	p_{cm} MeV/c
800.5	295.1	1233.4	30.4	0.22	2018.7	1.0757	0.369	372.1
796.5	292.5	1230.8	24.6	0.18	2017.5	1.0751	0.367	370.4

Tabelle 2.2: Einige kinematische Größen für die in dieser Arbeit untersuchten Energien

$$E_3^{cm} = \frac{s + m_3^2 - m_4^2}{2\sqrt{s}} \quad (2.17)$$

$$E_4^{cm} = \frac{s - m_3^2 + m_4^2}{2\sqrt{s}}. \quad (2.18)$$

Dabei ist s die Mandelstam-Variable, die invariant unter Lorentztransformationen ist. Für den Massenmittelpunkt ist:

$$\beta_{cm} = \frac{p_1}{E_1 + m_2} \quad (2.19)$$

$$\begin{aligned} \gamma_{cm} &= \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_{cm}^2}} \\ &= \frac{E_1 + m_2}{\sqrt{s}}. \end{aligned} \quad (2.20)$$

Für den cm-Impuls im Eingangssystem ergibt sich

$$p_{cm}^2 = \frac{1}{4} \left[s - 2(m_1^2 + m_2^2) + \frac{(m_1^2 - m_2^2)^2}{s} \right] \quad (2.21)$$

und für den cm-Impuls im Ausgangskanal:

$$q^2 = \frac{1}{4} \left[s - 2(m_3^2 + m_4^2) + \frac{(m_3^2 - m_4^2)^2}{s} \right]. \quad (2.22)$$

Diese Größen sind für die in dieser Arbeit untersuchten Energien in Tab. 2.2 zusammengestellt. Im Schwerpunktsystem beschreibt der Impulsvektor in der p_r - p_z -Ebene einen Kreis (siehe Abb. 2.2 A) mit Radius q . Überführt man ihn mittels einer Lorentztransformation in das Laborsystem, wird dieser Kreis zu einer Ellipse deformiert (siehe Abb. 2.2 B)⁶. Die Transformation ist gegeben durch

$$\begin{aligned} p_x &= p_x^{cm} \\ p_y &= p_y^{cm} \\ p_z &= \gamma_{cm} \cdot p_z^{cm} + \gamma_{cm} \cdot \beta_{cm} \cdot E_{cm} \\ E &= \gamma_{cm} \cdot E_{cm} + \gamma_{cm} \cdot \beta_{cm} \cdot p_z^{cm}. \end{aligned} \quad (2.23)$$

⁶Betrachtet man es nicht in dieser Projektion, sondern im dreidimensionalen Raum, so wird die Kugel im Schwerpunktsystem zu einem Rotationsellipsoid im Laborsystem deformiert.

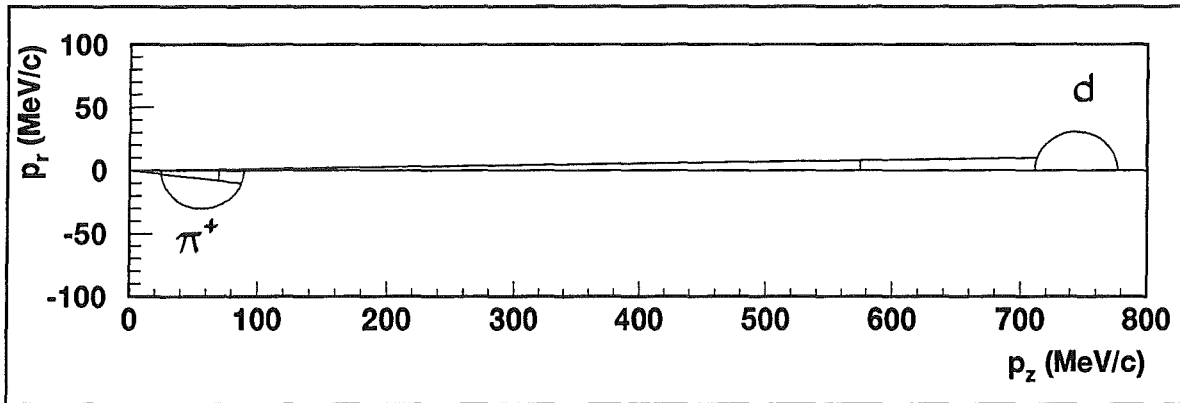


Abbildung 2.3: Kinematik der Reaktion $p + p \rightarrow \pi^+ + d$ bei einem Strahlimpuls von $800.5 \text{ MeV}/c$

p_{Strahl} MeV/c	E_d^{cm} MeV	E_π^{cm} MeV	C_π MeV/c	C_d MeV/c	b MeV/c
800.5	1875.9	142.8	56.7	743.8	32.7
796.5	1875.8	141.7	56.0	740.5	26.4

Tabelle 2.3: Parameter der Impulsellipse für Deuteronen und Pionen bei den in dieser Arbeit untersuchten Energien

Dabei bleibt also die kleine Halbachse $a = p_r = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ gleich dem Kreisradius q . Die große Halbachse der Ellipse transformiert sich zu $b = \gamma_{cm} \cdot q$ und ist für beide Teilchen im Ausgangskanal gleich. Der Mittelpunkt der Ellipse (d. h. $p_z^{cm} = 0$) ist gegeben durch $C = \gamma_{cm} \cdot \beta_{cm} \cdot E_{cm}$. Die Zahlenwerte für diese Größen bei den hier untersuchten Energien sind in Tab. 2.3 zusammengestellt. In Abb. 2.3 sind der obere Teil der Deuteronenellipse und der dazu korrespondierende Teil der Pionenellipse für einen Strahlimpuls von $800.5 \text{ MeV}/c$ dargestellt.

Der maximale Winkel, unter dem die Teilchen austreten können, läßt sich aus

$$\tan \theta_{max} = \frac{1}{\gamma_{cm} \cdot \sqrt{\kappa_i^2 - 1}} \quad (2.24)$$

berechnen. Dabei ist $\kappa_i = (\beta_{cm} E_i^{cm})/p_i^{cm}$.

2.2.2 Der kinematische Fit

Im Experiment wurde der Impuls des Deuterons mit einem gewissen Fehler gemessen. Setzt man die Massen der beteiligten Teilchen als bekannt voraus und kennt man die

Strahlenergie, so liefert die Kinematik (siehe Kap. 2.2.1) die Zwangsbedingungen, die erfüllt werden müssen.

In dieser Situation ist es nun möglich, einen kinematischen Fit vorzunehmen. Dabei muß die Fehlerfunktion

$$\chi^2 = \frac{(p_{x,kine} - p_{x,d})^2}{\sigma_{p_x}^2} + \frac{(p_{y,kine} - p_{y,d})^2}{\sigma_{p_y}^2} + \frac{(p_{z,kine} - p_{z,d})^2}{\sigma_{p_z}^2} \quad (2.25)$$

minimal werden. Die $p_{i,kine}$ sind Größen, die aus der vorgegebenen Kinematik berechnet werden können, $p_{i,d}$ sind die Meßwerte und σ_{p_i} die jeweiligen Fehler. Dieses Verfahren liefert also für jeden Meßpunkt den Punkt der Kinematik, der diesem am nächsten liegt.

2.3 Das Modell von Harzheim u. A.

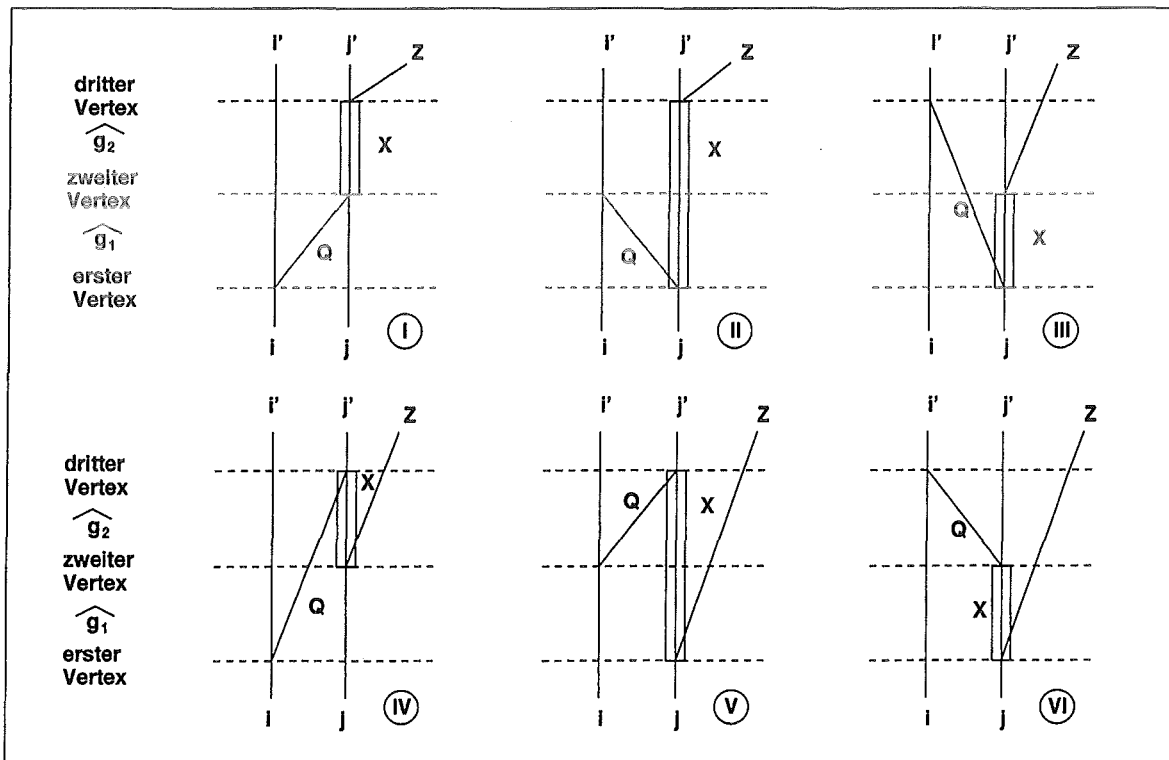


Abbildung 2.4: Mögliche Reaktionsdiagramme, nach [Kin 95]

Das von L. Harzheim u. A. [Har 88, Har 91] entwickelte Modell beschreibt exklusive und inklusive Pionenproduktion; dabei wurden jedoch nur Pionenaustausch, Δ -Anregung und weitere nichtresonante Zwischenzustände behandelt. Von J. Kingler [Kin 95] wurde es dann weiterentwickelt, so daß auch andere Mesonen (wie η , ρ , Kaon und

ω) und angeregte Baryonenzustände (wie z. B. $N(1440) 1/2^+$, $N(1535) 1/2^-$ und Λ) enthalten sind.

Im folgenden sollen nur die grundlegenden Ideen dieses Modells beschrieben werden; für eine eingehende theoretische Beschreibung sei auf die oben zitierten Arbeiten verwiesen. In diesem Modell setzen sich Kerne aus Baryonen zusammen, die stark wechselwirken können. Quark-Freiheitsgrade werden als angeregte Baryonen beschrieben. Im exklusiven Fall (nur der ist für die in der vorliegenden Arbeit beschriebene Reaktion $p + p \rightarrow \pi^+ + d$ von Interesse) läuft die Reaktion gemäß

$$A_1 + A_2 \rightarrow B + \pi \quad (2.26)$$

ab. Hier und im folgenden bezeichnet A_1 das Projektil, A_2 das Target, und B den Endzustandskern.

Im Endzustand gibt es hier also, im Gegensatz zur inklusiven Reaktion, bei der ein Pion erzeugt und das – i. a. unbeobachtete – Restsystem ungebunden bleibt, ein gebundenes System und ein Pion.

Die freie Energie im Eingangskanal wird komplett zur Erzeugung eines Pions verwendet. Dies geschieht durch Anregung baryonischer Resonanzen, so daß die Energie, statt sich über viele Freiheitsgrade zu verteilen, auf relativ wenige beschränkt bleibt. Der Prozeß läuft in drei Phasen ab:

- Wechselwirkung der Nukleonen durch Austausch von Mesonen,
- Anregung einer baryonischen Resonanz,
- Zerfall der Resonanz unter Emission eines Pions.

Der Propagator des angeregten Zustandes kann in spektraler Darstellung geschrieben werden als

$$\hat{g} = \sum_{\nu} \frac{|A_{\nu}^*(E)\rangle \langle A_{\nu}^*(E)|}{E - \lambda_{\nu}(E)} \quad (2.27)$$

$$\approx \frac{1}{E - \lambda(E)} \sum_{\nu} |A_{\nu}^*(E)\rangle \langle A_{\nu}^*(E)| \quad (2.28)$$

$$= \frac{1}{E - \lambda(E)} \quad (2.29)$$

Dabei sind $|A_{\nu}^*(E)\rangle$ die Eigenzustände mit Eigenwerten λ_{ν} eines effektiven, energieabhängigen Hamiltonoperators für den angeregten Zwischenzustand. Ferner wird die Closure-Approximation verwendet, d. h. alle Eigenwerte λ_{ν} werden durch eine mittlere Energie λ ersetzt. Alle Zwischenzustände A_{ν}^* tragen also mit dem gleichen Gewicht bei. Der Real- und Imaginärteil von λ geben die effektive Masse und die mittlere Breite des dominanten Zwischenzustands an. Durch Beschränkung der Summation auf kleine Drehimpulse werden dynamische Auswahlregeln nachgebildet. Der angeregte Zwischenzustand zerfällt dann und emittiert das Meson Z .

	dritter Vertex		zweiter Vertex		erster Vertex
Diagramm 1	$\hat{\mathcal{L}}_{X \rightarrow j'Z}^\dagger i'X\rangle$	$\widehat{g}_2$	$\langle i'X \hat{\mathcal{L}}_{Qj \rightarrow X} i'Qj\rangle$	$\widehat{g}_1$	$\langle i'Qj \hat{\mathcal{L}}_{i \rightarrow i'Q}^\dagger$
Diagramm 2	$\hat{\mathcal{L}}_{X \rightarrow j'Z}^\dagger i'X\rangle$	$\widehat{g}_2$	$\langle i'X \hat{\mathcal{L}}_{Qi \rightarrow i'} iQX\rangle$	$\widehat{g}_1$	$\langle iQX \hat{\mathcal{L}}_{j \rightarrow XQ}^\dagger$
Diagramm 3	$\hat{\mathcal{L}}_{Qi \rightarrow i'} iQj'Z\rangle$	$\widehat{g}_2$	$\langle iQj'Z \hat{\mathcal{L}}_{X \rightarrow j'Z}^\dagger iQX\rangle$	$\widehat{g}_1$	$\langle iQX \hat{\mathcal{L}}_{j \rightarrow XQ}^\dagger$
Diagramm 4	$\hat{\mathcal{L}}_{QX \rightarrow j'} i'QXZ\rangle$	$\widehat{g}_2$	$\langle i'QXZ \hat{\mathcal{L}}_{j \rightarrow XZ}^\dagger i'Qj\rangle$	$\widehat{g}_1$	$\langle i'Qj \hat{\mathcal{L}}_{i \rightarrow i'Q}^\dagger$
Diagramm 5	$\hat{\mathcal{L}}_{QX \rightarrow j'} i'QXZ\rangle$	$\widehat{g}_2$	$\langle i'QXZ \hat{\mathcal{L}}_{i \rightarrow i'Q}^\dagger iXZ\rangle$	$\widehat{g}_1$	$\langle iXZ \hat{\mathcal{L}}_{j \rightarrow XZ}^\dagger$
Diagramm 6	$\hat{\mathcal{L}}_{Qi \rightarrow i'} iQj'Z\rangle$	$\widehat{g}_2$	$\langle iQj'Z \hat{\mathcal{L}}_{X \rightarrow j'Q}^\dagger iXZ\rangle$	$\widehat{g}_1$	$\langle iXZ \hat{\mathcal{L}}_{j \rightarrow XZ}^\dagger$

Tabelle 2.4: Übergangsamplituden $\hat{T}_{ij}(Q, X, Z)$ für die sechs Diagramme aus Abb. 2.4 (nach [Kin 95]).

Die Übergangsamplitude für diesen Prozeß ist schematisch gegeben durch

$$\langle B, Z | \hat{T}_{total} | A_1, A_2 \rangle = \sum_{\text{Diagramme}} \sum_Q \sum_X \int_{\vec{q}} \left(\sum_{i \in A_1, j \in A_2} + \sum_{i \in A_2, j \in A_1} \right) \times \\ \langle B, Z | \hat{T}_{i,j}(\text{Diagramm}, Q, X, Z) | A_1, A_2 \rangle. \quad (2.30)$$

Dabei ist Q das (virtuelle) Austauschmeson und X der angeregte Zwischenzustand. Die möglichen Diagramme, die man aus der Störungstheorie erhält, sind in Abb. 2.4 dargestellt; die Übergangsamplituden für diese Diagramme finden sich in Tab. 2.3. Es tragen nicht notwendigerweise bei jeder Reaktion alle Diagramme bei; u. U. sind einige davon durch Auswahlregeln verboten. Bei der in dieser Arbeit untersuchten Reaktion $p + p \rightarrow \pi^+ + d$ tragen z. B. die Diagramme IV, V und VI nicht zur Δ -Anregung bei, denn nach der Emission des (reellen) Pions bleibt das $N\Delta$ -System mit einem Isospin von 1 oder 2 zurück, und der nachfolgende Austausch eines (virtuellen) π oder ρ kann damit nicht mehr zu einem Isospin-Null-Kern, also zu einem Deuteron, führen.

Die $\hat{\mathcal{L}}^\dagger$ bzw. $\hat{\mathcal{L}}$ sind Vertexoperatoren. Sie erzeugen bzw. vernichten einen Mesonenzustand und enthalten zudem noch baryonische Übergangsoperatoren, die auf Spin, Impuls und Flavour eines Baryons wirken. Für alle Vertices wird eine nichtrelativistische statische Näherung verwendet. Die η -, π - und Kaonen-Vertices werden durch ein nichtrelativistisches Quarkmodell in niedrigster Ordnung beschrieben, während für die ρ -Vertices die des Bonn-Potentials benutzt werden und für den ωNN -Vertex die gleiche Kopplungsstärke angenommen wird wie für ρNN . Die Kerne werden durch das Schalenmodell mit Wellenfunktionen des harmonischen Oszillators beschrieben.

Das von J.Kingler geschriebene Fortran-Programm zur Berechnung der exklusiven Pionenproduktion wurde auf einer Alpha-Workstation implementiert. Damit wurden die Modellrechnungen erstellt, die in Kap. 5.2 mit den Daten verglichen werden.

Kapitel 3

Das Experiment

3.1 Motivation

Wie in Kap. 2.1 dargestellt, ist die Pionenproduktion nahe der Schwelle gekennzeichnet durch hohen Impulsübertrag und dominierender s-Welle im Ausgangskanal mit starkem Überlapp. An dieser Reaktion und gerade an den Mechanismen, die zur Erzeugung eines s-Wellen-Pions beitragen, besteht in letzter Zeit wieder verstärkt Interesse von seiten der Theorie. Ferner waren Messungen der Reaktionen $n + p \rightarrow \pi^0 + d$ und $\pi^+ + d \rightarrow p + p$ bei kleinen Pionenimpulsen inkonsistent (siehe [Hut 90]). Diese Diskrepanzen wurden zwar zum Teil durch neuere Daten beseitigt, trotzdem ist eine Messung der Reaktion $p + p \rightarrow \pi^+ + d$ über den gesamten Winkelbereich und nahe der Schwelle von großem Interesse. Mit dem hochauflösenden Magnetspektrometer BIG KARL können die Winkel und Impulse eines Reaktionsteilchens am Target präzise bestimmt werden. Nahe der Schwelle (bis zu Strahlimpulsen von 793 MeV/c) hat das Spektrometer eine Akzeptanz von 100 % für diese Reaktion. Bei höheren Strahlimpulsen ist dies nicht mehr gegeben, die Daten können jedoch auf die Akzeptanz korrigiert werden (siehe Kap. 4.4). Damit sind dann Messungen über den gesamten Winkelbereich möglich.

Außerdem stellt die Reaktion $p + p \rightarrow \pi^+ + d$ mit ihrer einfachen Zweikörperkinematik eine gute Möglichkeit zum Test des „neuen“ Spektrometers und der neuen Fokalebenenendetektoren dar.

3.2 COSY

Die Beschleunigeranlage COSY (siehe Abb. 3.1) am Forschungszentrum Jülich GmbH kann Protonen und prinzipiell auch leichte Ionen auf Impulse von 277 MeV/c bis 3.3 GeV/c beschleunigen. Für Protonen entspricht dies Energien von 40 MeV bis 2.5 GeV. Als Injektor dient das Isochronzyklotron JULIC, das einen H_2^+ -Strahl¹ liefert; das

¹zum Zeitpunkt der hier beschriebenen Messungen; inzwischen wird mit einer H^- -Quelle gearbeitet.

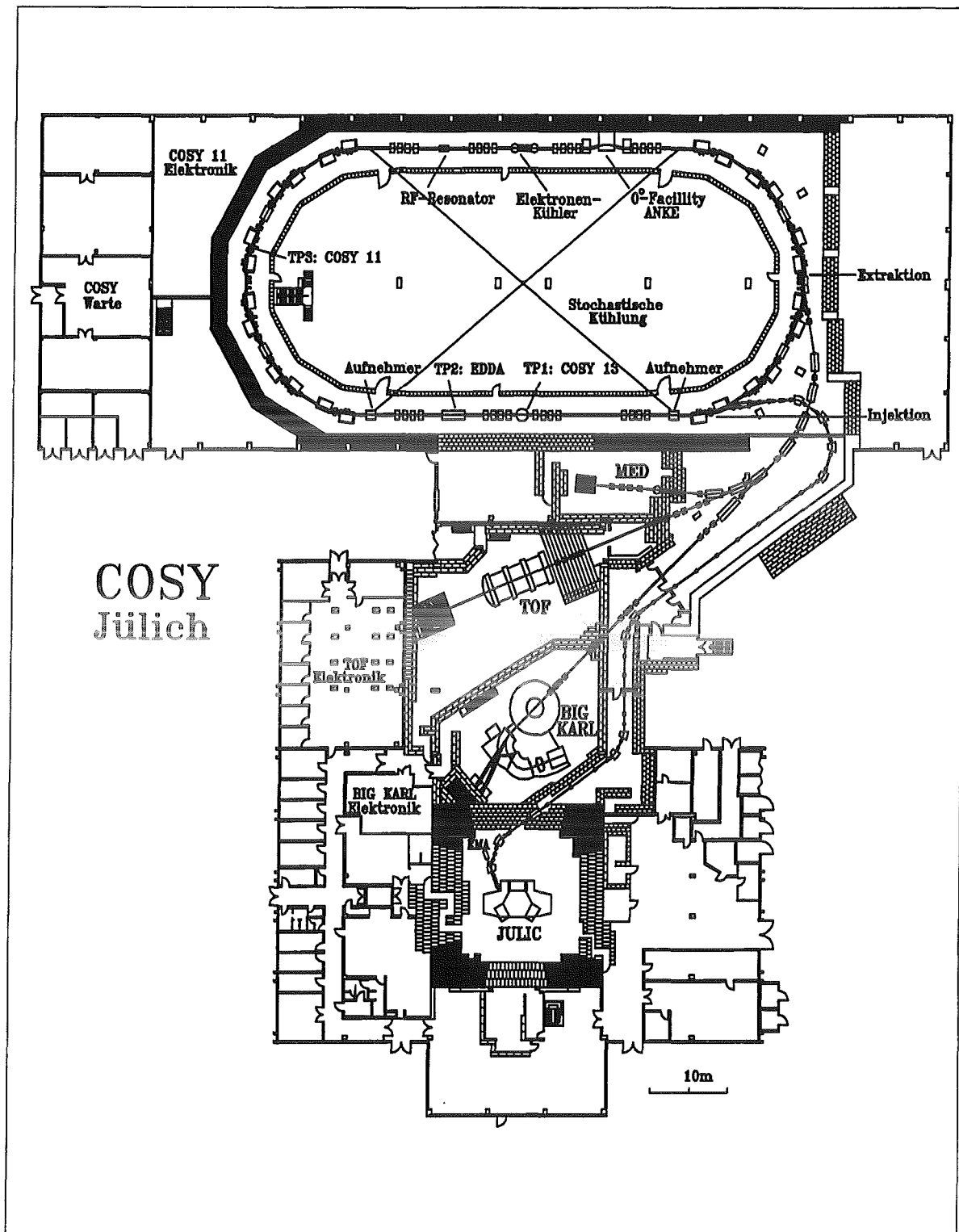


Abbildung 3.1: Der Beschleuniger COSY am Forschungszentrum Jülich GmbH

Elektron wird bei der Injektion in COSY an einer Folie abgestreift. Die Injektionsenergie beträgt für Protonen 40 MeV. In einer späteren Phase ist eine Kühlung des Strahls (mittels Elektronenkühlung und — für hohe Impulse — mittels stochastischer Kühlung) vorgesehen, der dann eine hohe Orts- und Impulsschärfe aufweist. Zum Zeitpunkt des hier beschriebenen Experiments stand jedoch noch kein gekühlter Strahl zur Verfügung. Ferner ist in einer weiteren Ausbaustufe die Beschleunigung eines polarisierter Strahl geplant. Technische Einzelheiten zu COSY finden sich in [COS 90]; eine Beschreibung der Anlage und der Eigenschaften des internen Strahls bieten z. B. [Wol 96] und [Bol 96].

Die in der vorliegenden Arbeit beschriebenen Daten wurden in zwei Strahlzeiten (Dezember 1994 und Mai 1995) am externen Strahlplatz BIG KARL gewonnen. Im Dezember wurden Protonen mit einem Impuls von 800.5 MeV/c verwendet, während im Mai Messungen zwischen 796.5 und 789.75 MeV/c durchgeführt wurden. Die Ergebnisse dieser Messungen wurden von der GEM-Kollaboration bereits publiziert (siehe [Dro 96]). In dieser Arbeit wird nur auf die Messungen bei 800.5 MeV/c sowie bei 796.5 MeV/c eingegangen, das sind 11.7 bzw. 7.7 MeV/c über dem Schwellenimpuls im Laborsystem. Dies entspricht im Schwerpunktsystem Überschußenergien von 3.4 MeV bzw. 2.2 MeV. Eine detaillierte Analyse der Daten bei den kleineren Strahlimpulsen findet sich in einer anderen Arbeit².

Der Strahlfleck hatte eine Ausdehnung von weniger als 2 mm in x- und 1 mm in y-Richtung³ und Divergenzen von 1.8 mrad (x) und 3.8 mrad (y-Richtung). Die Impulsunschärfe wurde zu $\Delta p/p = 4 \times 10^{-4}$ gemessen, und der Strahl hatte ein Tastverhältnis von 10%.

3.3 Das Target

Für das hier beschriebene Experiment wurde ein Flüssigwasserstofftarget (siehe Abb. A.1) verwendet. Wasserstoff liegt bei einem Druck von 200 mbar im Temperaturbereich von 14 bis 16 K in flüssiger Phase vor. Das zur Verflüssigung verwendete System ist ausführlich in [Jae 94] beschrieben. Bei diesen Temperaturen hat der flüssige Wasserstoff eine Dichte zwischen $\rho = 0.07722 \text{ g/cm}^3$ ($T = 13.95 \text{ K}$) und $\rho = 0.07549 \text{ g/cm}^3$ ($T = 15.95 \text{ K}$). Die Targetzelle bestand aus einer Kupferwandung mit Ein- und Austrittsfenstern aus $2 \mu\text{m}$ starker Hostaphanfolie ([Hoe 90]) und hatte einen Durchmesser von 6 mm (Zur Targetherstellung siehe [Jae 92, Nak 93]).

Die Länge betrug bei der Messung im Dezember $4.4 \pm 0.2 \text{ mm}$ und bei den Runs im Mai $2.4 \pm 0.1 \text{ mm}$ (siehe [Nüs 95]). Das Target wurde i. a. bei einer Temperatur von 14 K betrieben. Damit ergibt sich für das 4.4 mm-Target eine Massenbelegung von $2.04 \cdot 10^{22} \text{ Protonen/cm}^2$ und für das 2.4 mm-Target von $1.12 \cdot 10^{22} \text{ Protonen/cm}^2$. Somit ist also bei einem Wirkungsquerschnitt von ca. $40 \mu\text{b}$ für die Reaktion $p+p \rightarrow \pi^+ + d$ und einer Strahlintensität von $1 \cdot 10^6 \text{ Protonen/s}$ eine Ereignisrate von etwa einem Deuteron

²S. Igel, Dissertation in Vorbereitung

³jeweils volle Breite auf halber Höhe

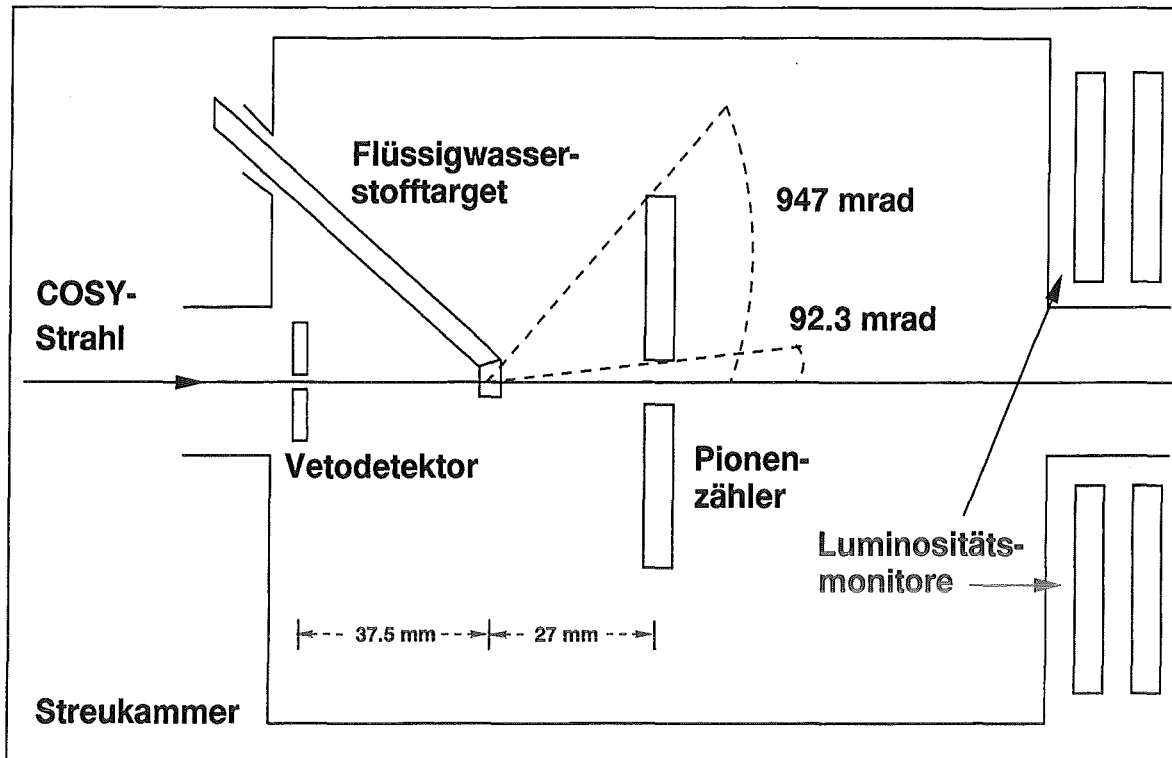


Abbildung 3.2: Die Targetregion, schematisch; bei der Messung im Dezember 1994 wurde im Gegensatz hierzu nur unterhalb des Strahlrohres ein Szintillatorpaar zur Luminositätsmessung verwendet, oberhalb wurde mit einem einzelnen Paddel gearbeitet.

pro Sekunde zu erwarten. Im Gegensatz dazu liefert die elastische Streuung, die bei den hier untersuchten Energien einen Wirkungsquerschnitt von ca. 25 mb hat, etwa 500 Ereignisse pro Sekunde (bzw. ein Deuteron alle zwei Sekunden und 275 elastische Ereignisse pro Sekunde für das 2.4 mm-Target).

Ein besonders dünnes Target ist wichtig, um den Fehler in der Rekonstruktion des Reaktionsvertex zu minimieren, die durch die Unsicherheit darüber, an welcher Stelle das Target getroffen wurde, verursacht werden. Außerdem wird die Winkelaufstreuung und die Wahrscheinlichkeit von Sekundärreaktionen für die Reaktionsteilchen auf diese Weise auch verringert.

3.4 Die Detektoren in der Targetregion

3.4.1 Veto- und Pionenzähler

In der Vakuumkammer (siehe Abb. 3.2) befand sich vor dem Target in einem Abstand von 37.5 mm ein dünner Plastiksintillator. Die Lichtauslese erfolgte hier wie auch bei dem im folgenden beschriebenen Pionendetektor mittels Plastiklichtleitern, die durch

Vakuumdurchführungen auf Photomultiplier des Typs Philips XP 2020 gegeben wurden⁴. Die Dimensionen des Detektors waren 30 mm × 30 mm × 2 mm. In der Mitte befand sich eine Bohrung von 3 mm Durchmesser. Dieser Szintillator arbeitete als Veto-zähler. Damit wurde der Strahl definiert, und es konnten so Ereignisse, die durch Teilchen des Strahlhalos verursacht wurden, schon im Trigger verworfen werden. Der Spannungsteiler des Multipliers war mit zusätzlichen -800 V und Zenerdioden an den letzten drei Dynoden stabilisiert, um ihn ratenfest zu machen. Trotzdem limitierte dieser Detektor die verwendbare Strahlintensität, da er bei mehr als einer Million Ereignissen pro Spill in die Sättigung ging.

Ebenfalls in der Vakuumkammer, hinter dem Target in einem Abstand von 27 mm, befand sich ein weiterer Szintillationszähler, der die in der Reaktion $p + p \rightarrow \pi^+ + d$ erzeugten Pionen registrierte. Seine Dimensionen waren 75 mm × 75 mm × 5 mm, mit einer Bohrung von 5 mm Durchmesser in der Mitte, die dazu diente, die Deuteronen passieren zu lassen. Dieser Detektor konnte Teilchen nachweisen, die das Target in einem Winkelbereich von 92.3 mrad bis 947 mrad verlassen haben. Die obere Grenze führt erst ab etwa 812 MeV/c Strahlimpuls zu Akzeptanzproblemen; für die hier verwendeten Impulse war der Pionen-Öffnungswinkel immer kleiner⁵. Die Mittelöffnung führte jedoch zu Verlusten in der $\cos \theta_{cm}$ -Winkelverteilung um 0° und 180°, sofern dieser Detektor mit im Trigger war (siehe Kap. 4.3.1).

Die Flugzeit zwischen diesem Detektor und dem Szintillatorrhodoskop bietet ein gutes Unterscheidungsmerkmal zwischen Strahlprotonen und Deuteronen. Für die Strecke von 18 m zwischen Targetregion und Fokalebene benötigen die Deuteronen im Mittel etwa doppelt so lange wie die Protonen, so daß eine saubere Trennung möglich ist. Die genauen Flugzeiten betragen bei einem Strahlimpuls von 800.5 MeV/c für Protonen 75.7 ns und für Deuteronen, die einen Impuls von 711 – 777 MeV/c (entsprechend einer kinetischen Energie von 130 – 155 MeV) haben können, 160.8 – 147.8 ns. Bei einem Strahlimpuls von 796.5 MeV/c beträgt die Flugzeit für Protonen 76 ns und für Deuteronen (Impulse von 714 – 766.5 MeV/c, kinetische Energie von 131 – 151 MeV) 160.3 – 149.7 ns.

Die beiden Detektoren waren mit LED's ausgestattet (siehe Kap. 3.6.2), die es gestatteten, die Zeitverzögerung zwischen Targetregion und Fokalebene bereits ohne Strahl einzustellen.

3.4.2 Die Luminositätsmonitore

Außerhalb der Streukammer befanden sich oberhalb und unterhalb des Strahlrohrs (siehe Abb. 3.2) Szintillationszähler. Wie die Erfahrungen in der Strahlzeit Dezember

⁴Aus technischen Gründen wurden diese Zähler von Photomultipliern dieses Typs ausgelesen, während für das Hodoskop (siehe Kap. 3.6.2) Röhren des Typs THORN EMI 9954 B verwendet wurden.

⁵Er betrug bei 800.5 MeV/c Strahlimpuls 580 mrad und bei 796.5 MeV/c 461 mrad. Der maximale Deuteronenöffnungswinkel betrug 41 mrad bzw. 33 mrad, siehe Gl. 2.24.

1994 zeigten, ist es günstiger, Paare zu verwenden, um das Eigenrauschen der Zähler zu unterdrücken und den Untergrund zu minimieren.

Bei diesen Zählern handelte es sich um die gleichen Module, die auch in der Fokalebene verwendet wurden (siehe Kap. 3.6.2). Sie dienten zur Messung elastisch gestreuter Protonen. Der Wirkungsquerschnitt für elastische Streuung beträgt bei den hier untersuchten Strahlimpulsen etwa 25 mb.

Diese Luminositätsmonitore wurden vor der Messung wie folgt kalibriert: Bei gefülltem Target wurde der direkte Strahl in die Fokalebene gelenkt. Die Strahlintensität wurde soweit reduziert, daß die Szintillatoren des Hodoskops noch nicht im Bereich der Sättigung waren. Dann wurde die Intensität in kleinen Schritten erhöht und jeweils die Zählrate im Hodoskop und in den Monitoren aufgenommen. Durch Extrapolation der Zählrate im Hodoskop aus dem Bereich, in dem noch keine Sättigung vorlag, konnte eine lineare Beziehung zwischen Anzahl der Strahlprotonen und gemessener Zählrate in den Monitoren gewonnen werden. Bei den späteren Runs wurde die Zählrate der Luminositätsmonitore mitgemessen, daraus die Anzahl der Strahlprotonen bestimmt und die resultierenden Wirkungsquerschnitte darauf normiert.

3.5 Das Magnetspektrometer BIG KARL

Das Magnetspektrometer BIG KARL (siehe Abb. 3.3 und Abb. A.1), das in seiner ursprünglichen Form bereits für Messungen am Zyklotron eingesetzt wurde, steht nach einigen Umbauten und einer Verschiebung um 12 m in seine jetzige Position nun für Experimente an COSY zur Verfügung.

Es besteht in seiner heutigen Form aus einem Quadrupol-Triplett, zwei Dipolen sowie einem weiteren Quadrupol (Q3D2Q-Spektrometer)⁶. Bei dem hier beschriebenen Experiment wurde dieser letzte Quadrupol jedoch nicht verwendet. Er erlaubt eine Erhöhung der Dispersion; dies war aber bei der sehr guten Ortsauflösung der verwendeten Detektoren (siehe Kap. 3.6.1) nicht mehr notwendig. Die Eingangsquadrupole dienen zur Fokussierung des Strahls in x- und y-Richtung.

Nach der Ersetzung des ursprünglichen Quadrupol-Dubletts⁷ in der Eingangsregion durch ein Triplett ist es jetzt möglich, das Spektrometer in der Vertikalen im point-to-parallel-mode (Punkt-zu-parallel-Abbildung) zu betreiben, d. h. Teilchen, die unter einem Winkel aus einem Punkt kommen, werden entsprechend dieses Winkels in einer Ebene abgebildet.

In unserem Fall heißt das, daß Teilchen, die das Target mit einem Impuls verlassen, der eine y-Komponente ungleich null hat, entsprechend ihres Winkels in der Vertikalen in unterschiedlicher Höhe in der Fokalebene abgebildet werden – je größer dieser Winkel, desto höher (siehe Abb. 3.4 A). In dieser Betriebsart (auch als angle sensitive mode bezeichnet) ist eine viel genauere Rückverfolgung der Teilchenspuren zum Target

⁶Zur Steuerung der Magnete siehe [Kül 95]

⁷Zu den Eigenschaften des ursprünglichen BIG KARL siehe [Mar 83]

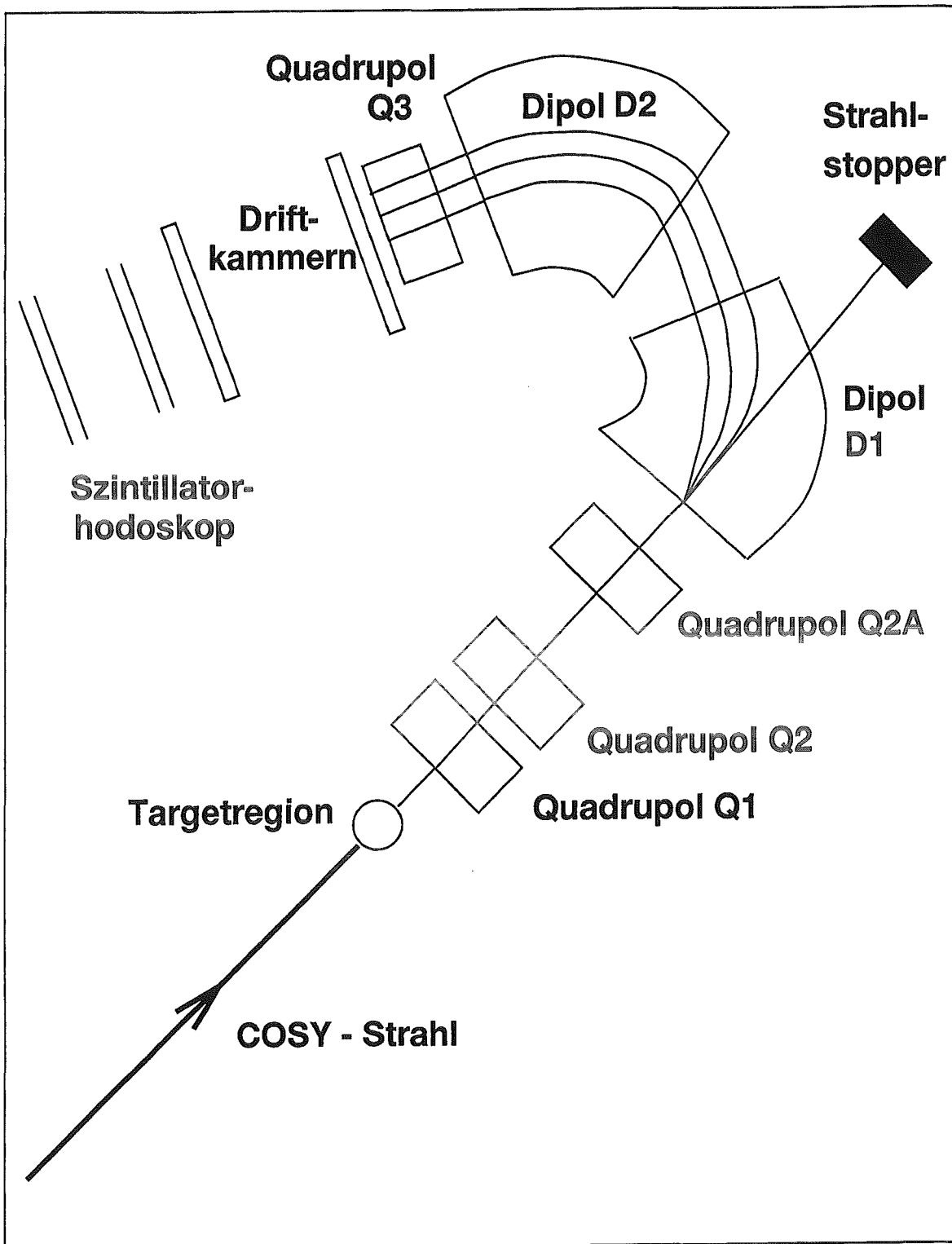


Abbildung 3.3: Das Magnetspektrometer BIG KARL, schematisch, nicht maßstabsgetreu; die Driftkammern und das Szintillatorhodoskop sind in Kap. 3.6 beschrieben.

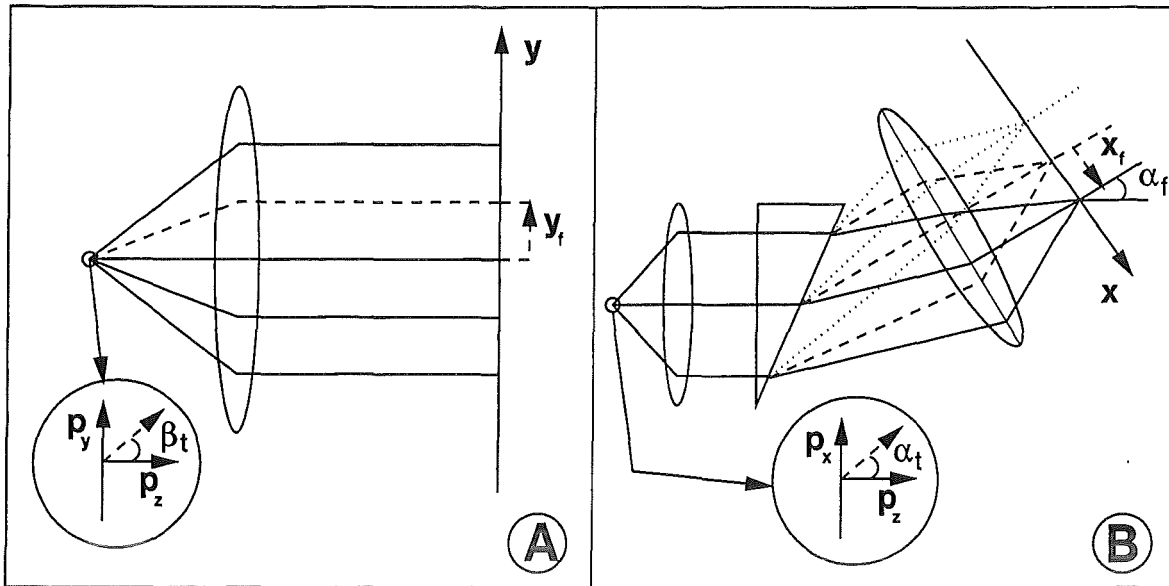


Abbildung 3.4: Abbildungseigenschaften des Magnetspektrometers BIG KARL in der Vertikalen (A) und in der Horizontalen (B); dabei bezeichnet p_z den Impuls in Strahlrichtung.

möglich als zuvor (bisher wurde sowohl horizontal als auch vertikal mit einer Punkt-zu-Punkt-Abbildung gearbeitet). Außerdem können so einfach geladene Teilchen bis zu Impulsen von 1100 MeV/c gemessen werden. Die Fokussierung der ursprünglichen Quadrupole war so schwach, daß in der Vertikalen sehr hohe Vergrößerungen erzielt wurden und die Teilchenspuren somit nicht mehr in die Dipole paßten. Mit den neuen, stärker fokussierenden Magneten ist die Vergrößerung kleiner und somit die Winkelakzeptanz größer. Die Winkelakzeptanz des Magnetspektrometers ist impulsabhängig. Die mit dem Programm TURTLE [Car 74, Bro 74] berechnete Winkelakzeptanz ist in Abb. 3.5 dargestellt. Sie beträgt maximal ± 100 mrad in y-Richtung und ± 25 mrad in x-Richtung. Die Impulsakzeptanz beträgt etwas mehr als $\pm 4\%$. Bei den Deuteronenöffnungswinkeln, die bei den hier beschriebenen Messungen auftreten (siehe Kap. 3.4.1), sind nur die Schnitte in x-Richtung von Bedeutung, die durch die Dipolfenster verursacht werden; in y-Richtung sollten keine Schnitte sichtbar werden.

Ferner wurde eine Öffnung im ersten Dipol geschaffen, die es erlaubt, den Primärstrahl herauszuführen. Bei Experimenten unter null Grad kann so, falls sich die magnetischen Steifigkeiten⁸ von Strahlteilchen und Ejektilen genügend unterscheiden, vermieden werden, daß der Primärstrahl in der Dipolwandung gestreut wird und so einen hohen Untergrund verursacht. Durch diese Öffnung können Teilchen mit mag-

⁸Die magnetische Steifigkeit ist gegeben durch: $\vec{B}\rho = \vec{p}/q$, mit $\vec{B}$: Magnetfeld, ρ : Biegeradius der Bahnablenkung, $\vec{p}$: Teilchenimpuls und q : Ladung

netischen Steifigkeiten zwischen $2 \cdot B \cdot \rho$ und $3 \cdot B \cdot \rho$ herausgeführt werden⁹.

In der Horizontalen wirken die Dipole dispersiv (siehe Abb. 3.4 B), d. h. sie spalten die Teilchen entsprechend ihres Gesamtimpulses auf: solche mit großen Impulsen werden weniger stark abgelenkt als solche mit niedrigeren Impulsen. Setzt man die Lorentz-Kraft gleich der Zentrifugalkraft, so ergibt sich:

$$\begin{aligned} |\vec{F}_L| &= |\vec{F}_Z| \\ \Rightarrow z e v B &= \frac{m v^2}{r} \\ \Rightarrow r &= \frac{p}{z e B}. \end{aligned} \quad (3.1)$$

Bei dem hier beschriebenen Experiment wurde in der Datenanalyse mit einer Dispersion von 6.26 cm pro Prozent gerechnet.

Der Teilchenweg läßt sich mittels einer Transformationsmatrix aus den in der Fokalebene gemessenen Teilchenspuren zum Target zurückrechnen. Die Matrix zwischen Target und Fokalebene ist gegeben durch

$$\begin{pmatrix} x \\ \alpha \\ y \\ \beta \\ l \\ \delta \end{pmatrix}_{fokal} = \begin{pmatrix} R_{11} & R_{12} & 0 & 0 & 0 & R_{16} \\ R_{21} & R_{22} & 0 & 0 & 0 & R_{26} \\ 0 & 0 & R_{33} & R_{34} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & R_{43} & R_{44} & 0 & 0 \\ R_{51} & R_{52} & 0 & 0 & 1 & R_{56} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x \\ \alpha \\ y \\ \beta \\ l \\ \delta \end{pmatrix}_{target}. \quad (3.2)$$

Dabei ist l die Weglängendifferenz von zufälliger Teilchenbahn und Zentralbahn sowie $\delta = \Delta p/p_0$ mit p_0 : Zentralimpuls. δ kann also maximal $\pm 4\%$ betragen. Die Koeffizienten R_{ij} können in eine Reihe als Funktion von δ entwickelt werden:

$$\begin{aligned} R_{ij} &= R_{ij}(\delta) \\ &= R_{ij}^{(0)} + R_{ij}^{(1)} \cdot \delta + R_{ij}^{(2)} \cdot \delta^2 + \dots \end{aligned} \quad (3.3)$$

In einer Vereinfachung sind die Größen Impulsbetrag δ sowie die Winkel am Target α_{target} und β_{target} gegeben durch

$$\delta = \frac{x_{fokal}}{R_{16}} \quad (3.4)$$

$$\alpha_{target} = \frac{\alpha_{fokal}}{R_{22}} \quad (3.5)$$

$$\beta_{target} = \frac{y_{fokal}}{R_{34}}. \quad (3.6)$$

Aus der Position in der Fokalebene läßt sich also der Teilchenimpuls in Betrag und Richtung bestimmen: Aus der y -Position erhält man den Winkel in der Vertikalen am

⁹Zu weiteren technischen Einzelheiten siehe z. B. [Jül 89].

		dp/p in %				
		-4.000	-2.000	0.000	2.000	4.000
y' in mrad		I**	**	**	**	**I
100.000 to 90.000	I		\$			I
90.000 to 80.000	I		\$			I
80.000 to 70.000	I		\$			I
70.000 to 60.000	I		\$			I
60.000 to 50.000	I	\$				I
50.000 to 40.000	I	\$				I
40.000 to 30.000	I	\$				I
30.000 to 20.000	I	\$				I
20.000 to 10.000	I	\$				I
10.000 to 0.000	I	\$				I
0.000 to -10.000	I	\$				I
-10.000 to -20.000	I	\$				I
-20.000 to -30.000	I	\$				I
-30.000 to -40.000	I	\$				I
-40.000 to -50.000	I	\$				I
-50.000 to -60.000	I	\$				I
-60.000 to -70.000	I	\$				I
-70.000 to -80.000	I	\$				I
-80.000 to -90.000	I	\$				I
-90.000 to -100.000	I	\$				I
		I**	**	**	**	**I

		dp/p in %				
		-4.000	-2.000	0.000	2.000	4.000
x' in mrad		I**	**	**	**	**I
25.000 to 22.500	I		\$			I
22.500 to 20.000	I		\$			I
20.000 to 17.500	I		\$			I
17.500 to 15.000	I		\$			I
15.000 to 12.500	I	\$				I
12.500 to 10.000	I	\$				I
10.000 to 7.500	I	\$				I
7.500 to 5.000	I	\$				I
5.000 to 2.500	I	\$				I
2.500 to 0.000	I	\$				I
0.000 to -2.500	I	\$				I
-2.500 to -5.000	I	\$				I
-5.000 to -7.500	I	\$				I
-7.500 to -10.000	I	\$				I
-10.000 to -12.500	I	\$				I
-12.500 to -15.000	I	\$				I
-15.000 to -17.500	I	\$				I
-17.500 to -20.000	I	\$				I
-20.000 to -22.500	I	\$				I
-22.500 to -25.000	I	\$				I
		I**	**	**	**	**I

Abbildung 3.5: BIG-KARL-Winkelakzeptanz in y- und x-Richtung, berechnet mit dem Programm TURTLE [Car 74, Bro 74]

Targetort, aus der x-Position den Impulsbetrag und aus dem Winkel in der Horizontalen den Horizontal-Winkel am Target (siehe Abb. 3.4).

Bei der Matrix aus Gl. 3.2 wird angenommen, daß die Bewegung in x- und y-Richtung entkoppelt sind. Dies scheint jedoch nicht der Fall zu sein, denn man erhält bessere Resultate, wenn man Kopplungsterme hinzunimmt (insbesondere sind R_{32} und R_{36} ungleich null). Genauere Untersuchungen zum Transport der Teilchen durch das Spektrometer werden zur Zeit von B. Razen¹⁰ durchgeführt.

Etwa 400 mm hinter dem Austrittsfenster, d. h. kurz hinter der ersten Driftkammer (siehe Kap. 3.6.1) befindet sich die Fokalebene des Spektrometers. Sie ist jedoch nicht wirklich eine Ebene, sondern eine leicht gekrümmte Fläche¹¹.

Die Kalibration des Spektrometers erfolgte mit dem in der Intensität abgeschwächten¹² Primärstrahl. Dazu wurden verschiedene Zentralimpulse eingestellt und die Strahlposition in der Fokalebene gemessen. Aus diesen Daten (siehe Kap. 4.1) ist dann eine Bestimmung des Versatzes in x, y, α_{fokal} und β_{fokal} möglich.

3.6 Die Fokalebenendetektoren

In der Fokalebenenregion des Magnetspektrometers befinden sich zwei Driftkammern¹³ und ein vierlagiges Szintillatorrhodoskop, mit denen die Teilchen vermessen werden, die das Magnetspektrometer verlassen. Im folgenden werden diese Detektoren und ihr Funktionsprinzip kurz beschrieben. Eine ausführliche Darstellung der Funktionsweisen gebräuchlicher Detektoren findet sich z. B. in [Leo 87].

3.6.1 Die Driftkammern

Direkt hinter dem BIG-KARL-Austrittsfenster (Breite 680 mm, Höhe 70 mm) stehen zwei baugleiche Driftkammern (siehe Abb. 3.6). Jede von ihnen besteht aus sechs Ebenen; in zwei Lagen sind die Anodendrähte vertikal angeordnet, in zwei anderen um $+31^\circ$ und in zwei weiteren um -31° geneigt. Die Ebenen mit vertikaler Anordnung enthalten 32 Anodendrähte und solche mit geneigten Drähten 27. Der Abstand zwischen zwei Drähten beträgt 40 mm. Zur Vermeidung von Rechts-Links-Zweideutigkeiten sind die Ebenen mit der gleichen Drahtanordnung um eine halbe Zellenbreite verschoben. Die äußeren Abmessungen einer Kammer betragen 1800 mm $\times$ 600 mm $\times$ 150 mm, die aktive Fläche ist 1400 mm $\times$ 200 mm groß. Die Kammern werden mit einer Mischung aus 50 % Ethan und 50 % Argon (mit einer Beimischung von Ethanol zur Vermeidung von Strahlenschäden) betrieben und mit -2000 V für die Felddrähte und mit $+1550$ V

¹⁰Dissertation in Vorbereitung

¹¹P. v. Rossen, persönliche Mitteilung

¹²um eine Überlastung der Driftkammern (siehe Kap. 3.6.1) zu vermeiden

¹³gefertigt im Rahmen der GEM- und MOMO-Projekte

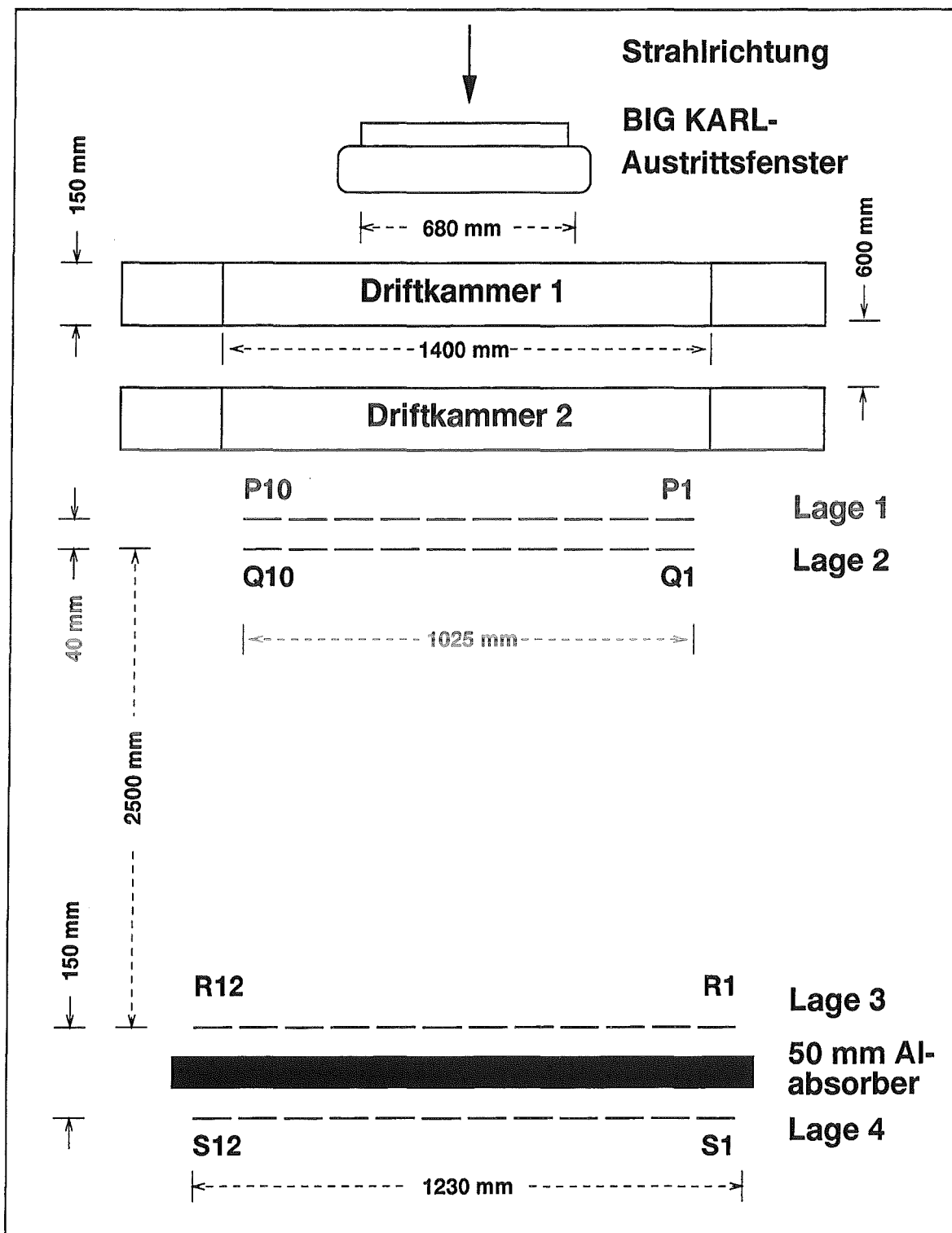


Abbildung 3.6: Anordnung der Fokalebeneendetektoren, nicht maßstabsgetreu

für die Anodendrähte versorgt (zu weiteren technischen Einzelheiten und zu Testmessungen siehe [Gug 92]). Die Driftgeschwindigkeit beträgt $50 \mu\text{m}/\text{ns}$. Die Auslese dieser Kammern erfolgte mit TDC's¹⁴. Die Driftkammern arbeiten im „Common Stop Mode“, d. h. die Drahtsignale starten die TDC's, und das Triggersignal stoppt sie. Aus den Driftzeiten läßt sich dann der Durchstoßpunkt und aus den Treffern in den einzelnen Lagen mit dem Programmpaket „Meduza“¹⁵ die Teilchenspur mit einer Genauigkeit von 0.2 mm bestimmen.

3.6.2 Das Szintillatorhodoskop

Das Szintillatorhodoskop (siehe Abb. A.2), das den Trigger liefert, befindet sich hinter den Driftkammern. Es besteht aus 44 Szintillatormodulen, die in vier Lagen zusammengefaßt sind. Die ersten beiden Ebenen bestehen aus jeweils zehn Szintillatoren, während die Lagen drei und vier aus je zwölf Modulen aufgebaut sind. Der genaue Aufbau ist aus Abb. 3.6 zu ersehen. Die Abmessungen eines Moduls (siehe Abb. A.2) betragen $250 \text{ mm} \times 100 \text{ mm} \times 4 \text{ mm}$.

Diese Szintillatoren wurden so aufgehängt, daß ihr Überlapp in vertikaler Richtung bei den ersten beiden Lagen 150 mm und bei den letzten beiden Ebenen 200 mm betrug. Damit wurde die aktive Fläche so klein wie möglich gehalten, um so den Untergrund aus gestreuten Strahlteilchen, die unter so großen Winkeln austreten, daß sie nicht zu einem gültigen Ereignis gehören können, zu minimieren. Aus dem gleichen Grund wurde die Anzahl der Szintillatoren von den ursprünglich geplanten zwölf Modulen in den ersten beiden Lagen und vierzehn in den letzten auf zehn bzw. zwölf reduziert. Unter Berücksichtigung der Divergenz der Teilchenstrahlen, die hinter der Fokalebene wieder auseinanderlaufen, und der Winkelaufstreuung der Teilchen beim Durchgang durch Materie (Folie, Driftkammerngas, Szintillator, Luft), sollte eine Breite von etwa 800 mm in den ersten beiden Lagen und ca. 1000 mm in den Ebenen drei und vier ausreichend sein. Dies läßt sogar noch eine weitere Reduktion der Modulanzahl zu, die jedoch erst einmal nicht vorgenommen wurde (siehe auch Kap. 4.2.2).

Die Lagen werden im folgenden mit P, Q, R und S (die letzte Ebene, S, steht für Stop) bezeichnet. Die Szintillatoren sind in jeder Lage von 1 bis 10 bzw. 12 durchnummeriert, und zwar so, daß die kleinen Nummern innen sind, also kleinen Impulsen entsprechen. Vor der vierten Lage befindet sich ein 50 mm starkes Aluminiumblech, das die ganze aktive Fläche abdeckt. Diese Dicke reicht aus, um die Deuteronen zu stoppen. Die Strahlprotonen passieren diesen Absorber und werden registriert. Somit kann die vierte Lage als Veto genutzt werden.

Die Anordnung in Doppellagen wurde gewählt, um durch Koinzidenz den Untergrund aus Neutronen und Gammas zu reduzieren. Der modulare Aufbau gestattet eine höhere Ereignisrate als es z. B. mit einem einzigen Modul möglich wäre, das sich über

¹⁴Time to Digital Converter, Le Croy Modell TDC 2277

¹⁵geschrieben von M. Sokolowski, Jagellonische Universität Krakau

die gesamte Breite der Fokalebene erstreckt, obwohl dadurch auch Akzeptanzprobleme verursacht werden (siehe Kap. 4.2.1).

Für die Hodoskopmodule wurde Plastiksintillatormaterial (Bicron BC 404, zu den technischen Daten siehe Anhang A) verwendet. Dieses Material ist leicht zu bearbeiten und zu handhaben. Es hat das Maximum des Emissionsspektrums im Bereich der größten Empfindlichkeit von Standardmultipliern (bei etwa 400 nm). Außerdem zeigt es ein gutes Zeitverhalten, d. h. kurze Anstiegs- und Abklingzeiten, und hat eine geringe Selbstabsorption. Zudem ist es auch noch relativ preiswert.

Bei Plastiksintillatoren handelt es sich um organische Szintillatoren, die in einem Lösungsmittel gelöst sind, das dann fest geworden ist. Der Mechanismus der Szintillation in organischen Substanzen beruht auf der Anregung von Molekülzuständen, die unter Lichtemission wieder zerfallen. Dabei erfolgt die Abregung meist auf höher liegende Unterzustände des Grundniveaus, welche schnell durch strahlungslose Übergänge zum energetisch tiefsten Zustand entvölkert werden. Aus diesem erfolgt die Absorption, so daß Emissions- und Absorptionsspektrum gegeneinander verschoben sind. Selbstabsorption findet daher, je nach Überlapp, mehr oder weniger stark statt; u. U. muß noch ein Wellenlängenschieber beigemischt werden.

Beim Umgang mit Plastiksintillatoren sollte man darauf achten, sie nur mit Handschuhen anzufassen, da sie durch Schweiß angegriffen werden. Zum Reinigen kann man Isopropanol verwenden. Plastik ist hygroskopisch (allerdings nicht in so starkem Maße wie z. B. NaJ), was i. a. keine Probleme bereitet, jedoch bei speziellen Anwendungen, wie z. B. beim Einsatz im Vakuum, zu Schwierigkeiten führen kann. Eine mögliche Lösung ist die Verwendung von Plastiksintillatormaterialien, die bis zu solchen Temperaturen ausgeheizt werden können, daß das Wasser verdampft (z. B. BC-434 oder BC-438).

Beim Durchgang von schweren Teilchen (d. h. schwerer als Elektronen) durch Materie verlieren diese ihre Energie vorwiegend durch inelastische Stöße mit den Elektronen des Materials¹⁶. Dabei können die Elektronen in höhere Bahnen gehoben oder bei hinreichend großem Energieübertrag herausgeschlagen werden; letztere bezeichnet man auch als δ -Elektronen. Der Energieverlust dE/dx läßt sich mit der Bethe-Bloch-Formel berechnen, dabei wird die Notation aus [Leo 87] verwendet

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 \right]. \quad (3.7)$$

¹⁶Weitere Prozesse sind die elastische Streuung und Kernreaktionen; diese treten jedoch wesentlich seltener als die inelastischen Stöße auf.

Dabei sind:

r_e :	klassischer Elektronenradius ($2.817 \cdot 10^{-13}$ cm)
m_e :	Elektronenmasse (511 keV)
N_a :	Avogadro-Konstante ($6.022 \cdot 10^{23}$ mol $^{-1}$)
z :	Ladung des einfallenden Teilchens in Einheiten der Elektronenladung
Z :	Ordnungszahl des Materials
A :	Massenzahl des Materials
ρ :	Dichte des Materials
W_{max} :	maximaler Energietransfer in einer einzelnen Kollision
I :	mittleres Ionisationspotential
β :	v/c des einfallenden Teilchens
γ :	$1/\sqrt{1-\beta^2}$
η =	$\beta \cdot \gamma$

Der numerische Wert von $2\pi N_a r_e^2 m_e c^2$ beträgt $0.1535 \text{ MeV cm}^2/\text{g}$. Wenn die Masse M des einlaufenden Teilchens sehr viel größer ist als die des Elektrons, dann ist der maximale Energietransfer gegeben durch

$$W_{max} \approx 2 m_e c^2 \eta^2. \quad (3.8)$$

Das mittlere Ionisationspotential I für Plastiksintillatoren beträgt 64.7 eV .

Ferner kommen in Gl. 3.7 noch Korrekturen bei hohen bzw. niedrigen Energien hinzu (Dichteeffekt- bzw. Schalenkorrektur), die jedoch in dem hier betrachteten Energiebereich keine Rolle spielen.

Bei nichtrelativistischen Energien ist der Energieverlust dE/dx durch $1/\beta^2$ bestimmt und nimmt mit zunehmender Geschwindigkeit ab. Bei $v \approx 0.96 c$ wird ein Minimum erreicht; solche Teilchen werden als minimalionisierend bezeichnet. Dieser Minimalwert von dE/dx ist nahezu derselbe für Teilchen mit der gleichen Ladung. Danach steigt der Energieverlust jedoch wegen des logarithmischen Terms wieder an. Für sehr kleine Geschwindigkeiten, die vergleichbar mit den Geschwindigkeiten der Hüllenelektronen sind, gilt die Bethe-Bloch-Formel nicht mehr. In Abb. 3.7 ist der Energieverlust für Protonen und Deuteronen in Plastiksintillatormaterial zusammengestellt. Protonen mit einer Energie von 295 MeV verlieren also ca. 0.36 MeV pro mm , Deuteronen von 150 MeV hingegen etwa das Dreifache.

Beim Durchgang von Elektronen durch Materie ist zu berücksichtigen, daß es sich jetzt bei Stößen mit den Hüllenelektronen um Kollisionen ununterscheidbarer Teilchen mit identischen Massen handelt. Zudem trägt auch Bremsstrahlung zum Energieverlust bei; für hohe Energien ist das der dominierende Anteil.

Die Photomultiplier¹⁷ befanden sich in lichtdichten Plastikgehäusen, umgeben von einem μ -Metall-Schild (zu den technischen Daten der hier verwendeten Röhren vom

¹⁷Eine ausführliche Beschreibung von Photomultipliereigenschaften findet sich z. B. in [Scho 70].

Typ THORN EMI 9954B und der Basen siehe Anhang A). Sie waren mit optischem Fett an die Lichtleiter gekoppelt. Szintillator und Lichtleiter wurden lose (um möglichst gute Totalreflexion zu gewährleisten) in eine dünne, $30\text{ }\mu\text{m}$ starke Aluminiumfolie gewickelt. Schließlich wurde alles in dünne lichtdichte schwarze Folie gehüllt. Bevor die Module verwendet wurden, wurden sie auf Lichtdichtigkeit überprüft. Es empfiehlt sich, diesen Test vor jedem Einsatz nach einer längeren Phase des Nichtgebrauchs durchzuführen, um festzustellen, ob die Verpackung beschädigt ist oder sich Klebestreifen gelöst haben.

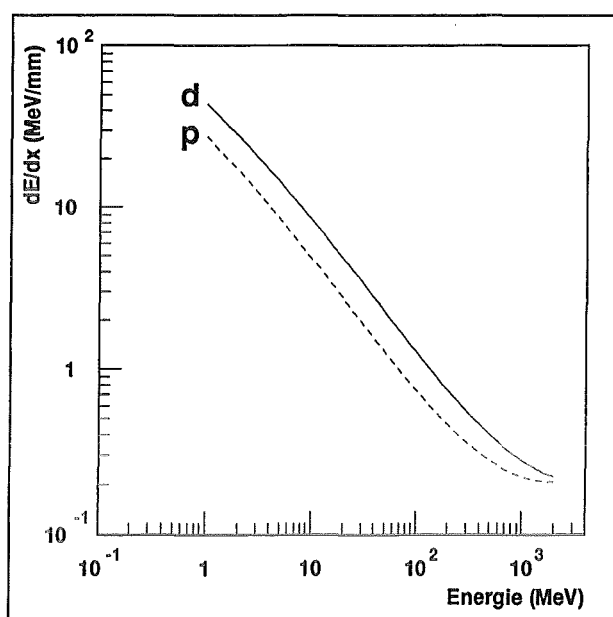


Abbildung 3.7: *Energieverlust von Protonen und Deuteronen in Szintillatormaterial; berechnet mit dem Programm TRIM [Zie 85] auf der Grundlage von Gl. 3.7*

Abklingzeiten von LED's liegen sonst bei einigen 100 ns, selbst wenn man sie mit einem kurzen Puls ansteuert. Die Pulsbreite und die Lichtmenge lassen sich durch die Variation der Kabellänge einstellen, hier erwies sich eine Länge von 15 cm als günstig. Es wurden grüne LED's verwendet, da sie am besten für diese Anwendung geeignet sind; blaue¹⁹ LED's z. B. sind zu träge, was zu einer geringeren Amplitude führt.

Die Kalibration der Module erfolgte mit einer ^{207}Bi -Quelle, die u. a. eine Konversionslinie bei 975 keV hat²⁰. Elektronen dieser Energie werden im Szintillator vollstän-

¹⁸Im praktischen Fall wird es aber zur Vermeidung statischer Aufladungen hochohmig (hier mit 10 k Ω) abgeschlossen.

¹⁹obwohl die maximale Empfindlichkeit von Photoröhren mehr im blauen Spektralbereich liegt und blaue LED's daher sehr gut geeignet wären

²⁰Außerdem ist im Spektrum noch deutlich eine Konversionslinie bei 480 keV zu sehen.

Alle Szintillatormodule sind mit Leuchtdioden (LED's) ausgerüstet, die es gestatten, die Eigenschaften der Photomultiplier während des Experiments zu überwachen sowie eine Einstellung des Timings (Verzögerung zwischen den einzelnen Lagen sowie zum Pionenzähler) im Vorfeld der Messungen erlauben. Diese LED's werden von einem Pulser getrieben, der hohe Nadelpulse (Amplitude ca. 1 A, Anstiegszeit 2 ns, Halbwertsbreite 4 ns) liefert (siehe [Sef 90]). Die Leuchtdiode wird mit einem kurzen, idealerweise offenen¹⁸ Kabel abgeschlossen, an dessen Ende der Strompuls reflektiert und dabei invertiert wird. Dieser Puls läuft dann zurück zur LED und beendet die Lichtemission abrupt. Auf diese Weise lassen sich kurze (in der Größenordnung von 20 ns) Szintillatorpulse simulieren. Die typischen

dig gestoppt. Spektren für die Szintillatoren aller Lagen sind in Abb. 3.8 bis 3.11 zu sehen. Die relative Energieauflösung ist gegeben durch

$$r = \frac{\Delta E}{E}. \quad (3.9)$$

Dabei ist $\Delta E = FWHM = 2.35 \cdot \sigma$. FWHM (full width half maximum) bezeichnet die volle Breite auf halber Höhe. Die Energieauflösung für alle verwendeten Module lag zwischen 19 % und 29 %; die mittlere Auflösung war 23.47 ± 2.45 %. Die Einzelelektronenpeaks der Photomultiplier lagen bei den hier verwendeten Spannungen zwischen 25 und 40 mV.

Ferner wurden auch Tests mit Höhenstrahlung durchgeführt (Beispielspektren siehe Abb. 3.12). Dazu wurde die ganze Anordnung um 90° gedreht, so daß die Szintillatormodule waagrecht lagen. Diese Messungen dienten auch dazu, die Driftkammern zu testen, die zwischen die zweite und dritte Hodoskopebene gelegt wurden.

Die Versorgung der Photomultiplier, die mit negativer Hochspannung betrieben wurden, erfolgte mit LeCroy-Einheiten²¹, die vom Meßraum aus per PC über ein Fortran-Programm²² ferngesteuert werden konnten. Die Photomultiplierbasen boten die Möglichkeit, sie mit zusätzlichen $-800V$ an den letzten drei Dynoden zu versorgen, um eine Stabilisierung bei hohen Raten zu erreichen. Die Versorgung mit dieser Stützspannung erfolgte durch eine Einheit der Firma Heinzinger, die ebenfalls ferngesteuert werden konnte.

Die Photomultipliersignale wurden aus dem Experimentbunker über 40 m lange BNC-Kabel (RG 58) in den Meßelektronikraum gegeben²³, wo sie in Diskriminatormodule²⁴ eingespeist wurden. Der Aufbau der Meßelektronik ist in Abb. 3.13 dargestellt. Eine ausführliche Darstellung des Datenerfassungssystems und der verwendeten Software findet sich in [Dro 95] und [Kem 96].

Die Diskriminatoreinheiten haben je einen analogen und je zwei digitale Ausgänge. Das Analogsignal wurde über geeignet lange Verzögerungsleitungen (ca. 300 ns) an FERA ADC's²⁵ gegeben, während aus den Digitalsignalen jeder Lage der Trigger gebildet wurde. Um ein gültiges Ereignis zu definieren, mußte aus den Lagen P, Q und R jeweils mindestens ein Modul angesprochen haben. Ferner durfte aus der vierten Lage kein Signal vorliegen.

Da die Protonen und Deuteronen unterschiedlich viel Energie im Szintillator deponieren, kann die Energieinformation dazu verwendet werden, den Protonenunter-

²¹Modell HV 4032 A

²²geschrieben von S. Kistryn; mittlerweile wurde das Programm von W. Garske unter C auf einen Linux-PC portiert.

²³Auf dieser Strecke verlieren die Signale im Kabel zwar etwa einen Faktor zwei an Amplitude, was aber bei typischen Signalhöhen von 1 V noch nicht kritisch ist.

²⁴gebaut am ZEL, Forschungszentrum Jülich GmbH

²⁵Fast Encoding and Readout ADC, LE CROY Model 4300 B

grund schon „online“, d. h. während des Experiments, herauszufiltern. In der ersten Lage wurden die Diskriminatorschwellen so weit heraufgedreht (bis auf 1 V)²⁶, daß der Hauptanteil der gestreuten Strahlprotonen herausgeschnitten wurde. Damit gelang es dann, die Zählrate soweit zu verringern, daß in der Datenerfassung so gut wie keine Totzeit mehr auftrat. Mit dieser Einstellung war es auch möglich, bereits „online“ die Deuteronen im TOF-Spektrum zu identifizieren. Der Restuntergrund wurde dann bei der Datenanalyse mit Schnitten weiter reduziert, die in Kap. 4.3 beschrieben sind.

Des weiteren wurden Signale von der zweiten und auch von der dritten Ebene auf TDC's²⁷ gegeben, womit die Flugzeit zwischen beiden gemessen wurde. Dabei sind eigentlich schon die Signale der zweiten Ebene ausreichend, da gegen den Trigger gemessen wurde, für den die dritte Lage zeitbestimmend war.

Die Strecke zwischen beiden Ebenen beträgt 2,5 m. Auf dieser Distanz unterscheiden sich die Flugzeiten der Deuteronen und Strahlprotonen im Mittel um 11 ns, was eine präzise Messung nötig macht. Laufzeitunterschiede, je nachdem, ob das Modul nahe am Lichtleiter oder weit davon entfernt getroffen wurde, sind jedoch nicht auflösbar. Diese „kleine“ Flugzeit kann dann zur Unterscheidung der Protonen und Deuteronen herangezogen werden, wenn man auf die „große“ Flugzeit verzichten möchte, um Akzeptanzprobleme zu vermeiden.

²⁶Zeitbestimmend für den Trigger war die dritte Lage, deren Schwellen tief waren, so daß sich kein Problem für die Zeitmessung ergab.

²⁷LE CROY Model 4303 und 4300 B

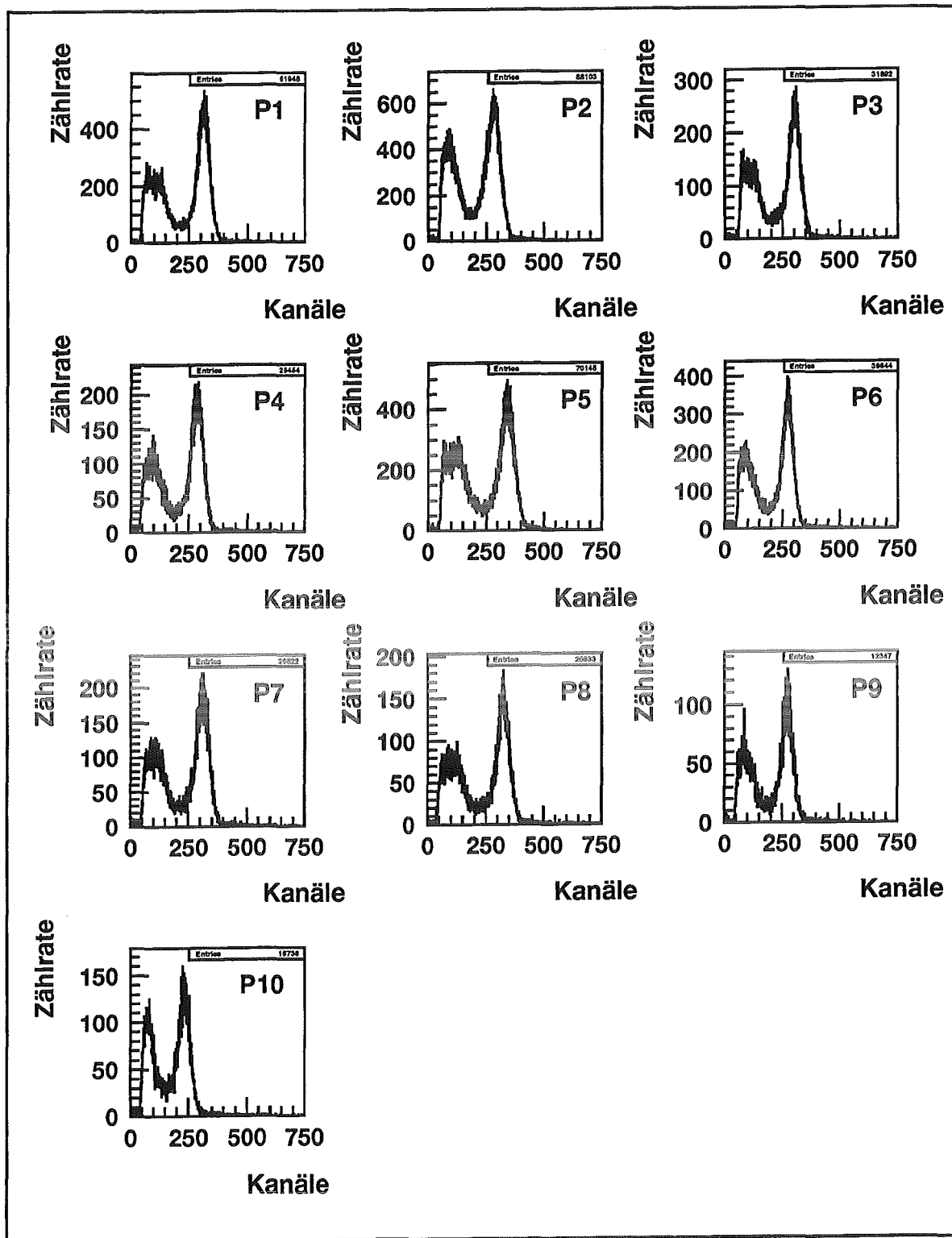


Abbildung 3.8: ^{207}Bi -Kalibrationsspektren der Szintillatoren aus der Lage P

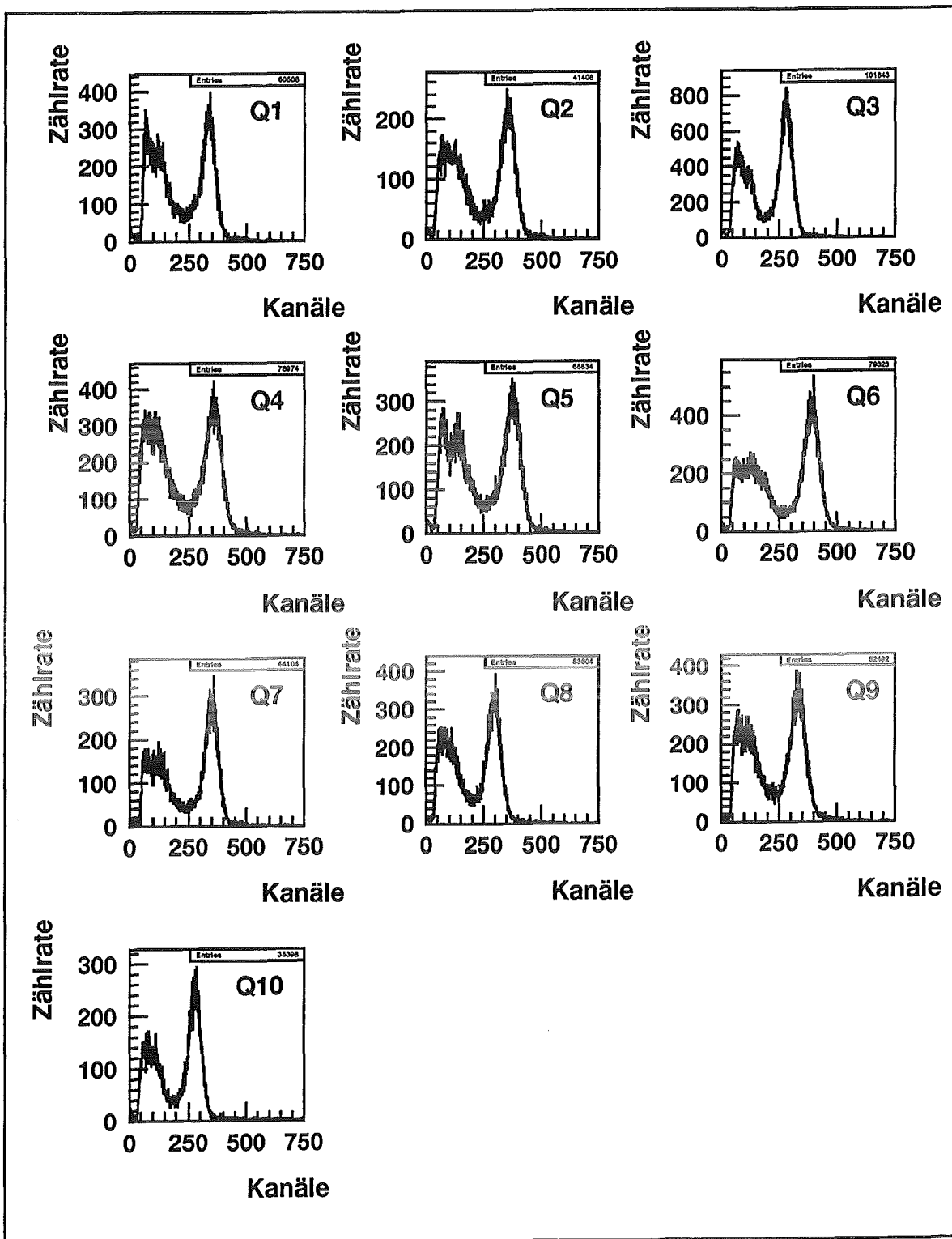
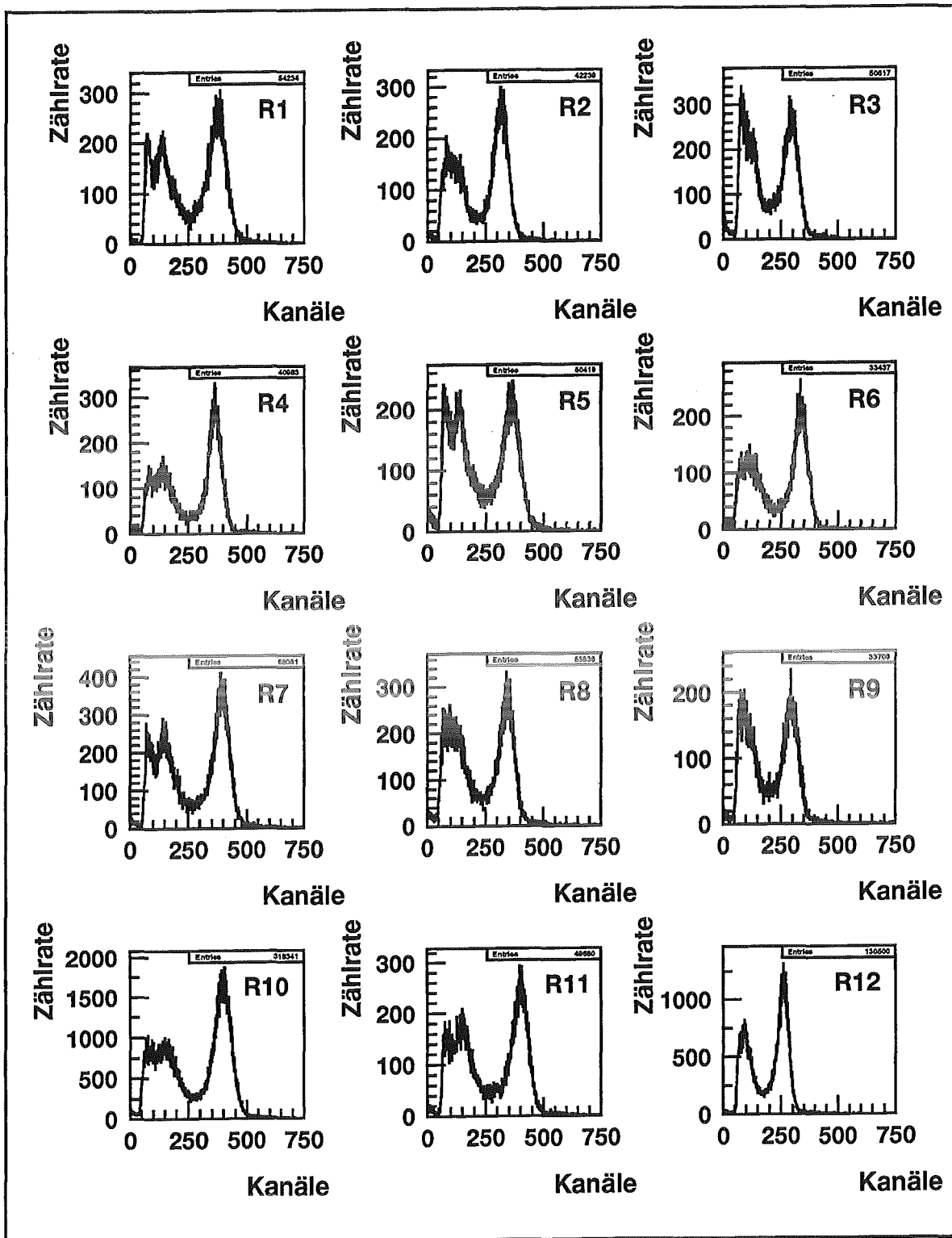


Abbildung 3.9: ^{207}Bi -Kalibrationsspektren der Szintillatoren aus der Lage Q

Abbildung 3.10: ^{207}Bi -Kalibrationsspektren der Szintillatoren aus der Lage R

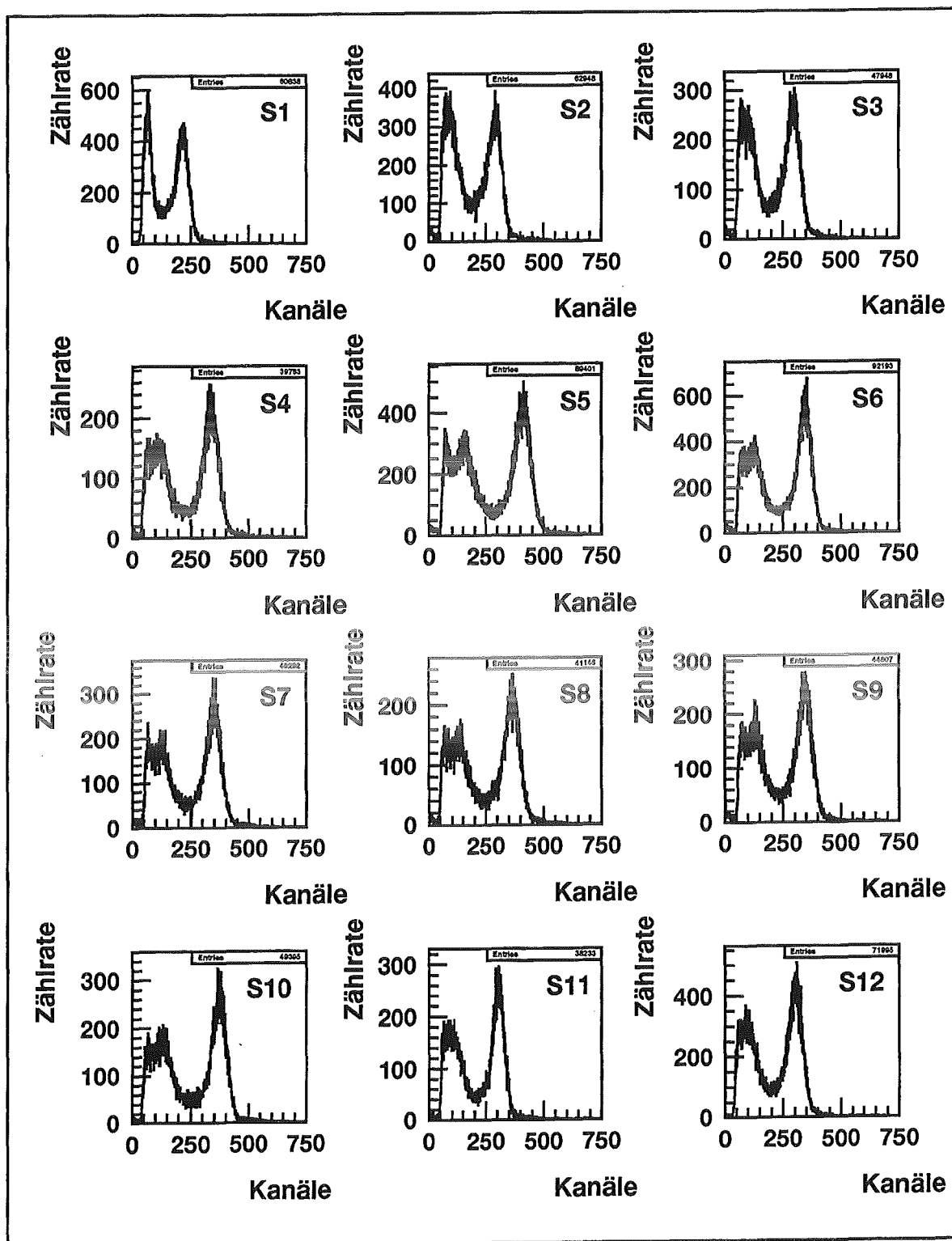


Abbildung 3.11: ^{207}Bi -Kalibrationsspektren der Szintillatoren aus der Lage S

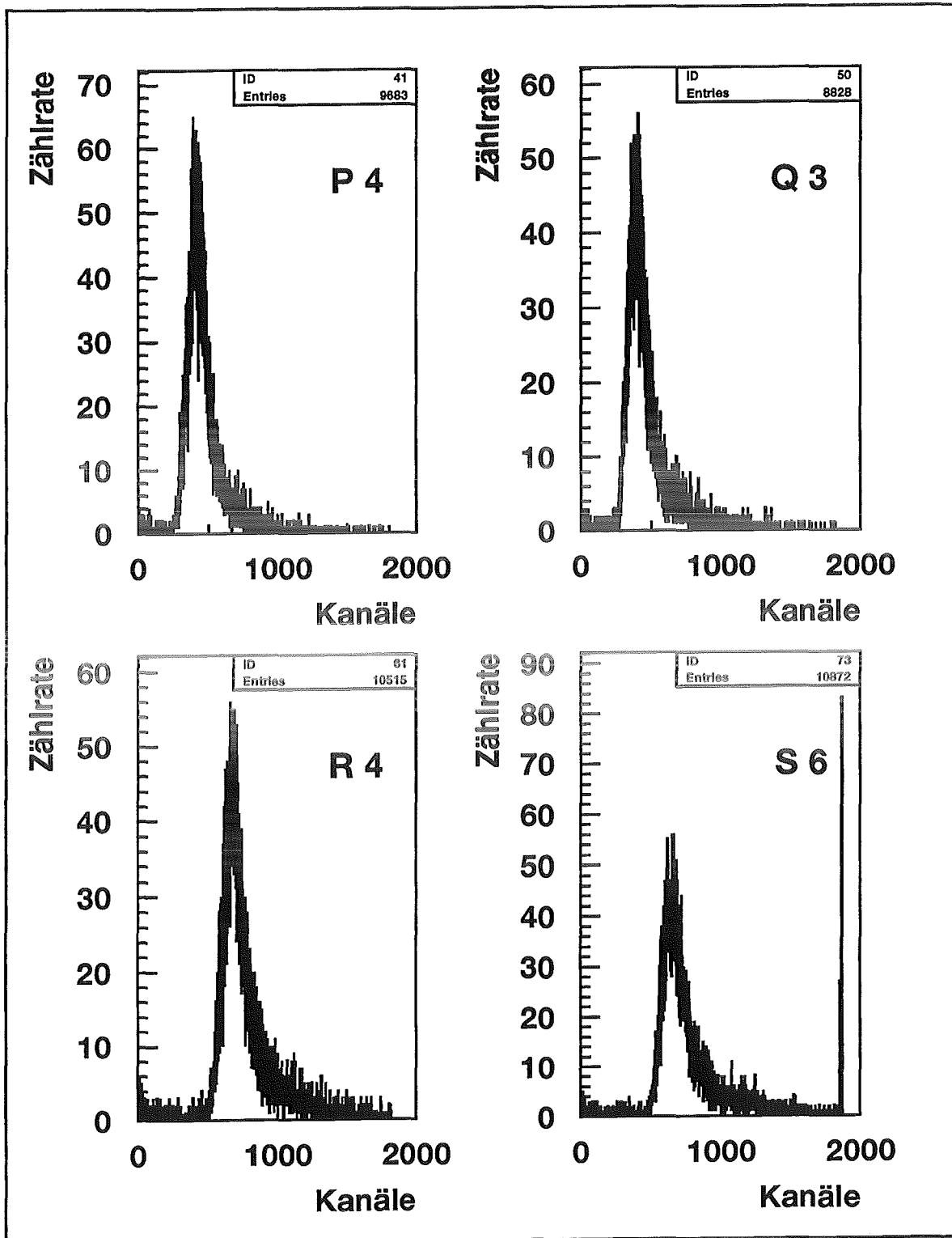


Abbildung 3.12: Spektren von ausgewählten Szintillatoren, gemessen mit Höhenstrahlung; es handelt sich hierbei um die Module P4, Q3, R4 und S6.

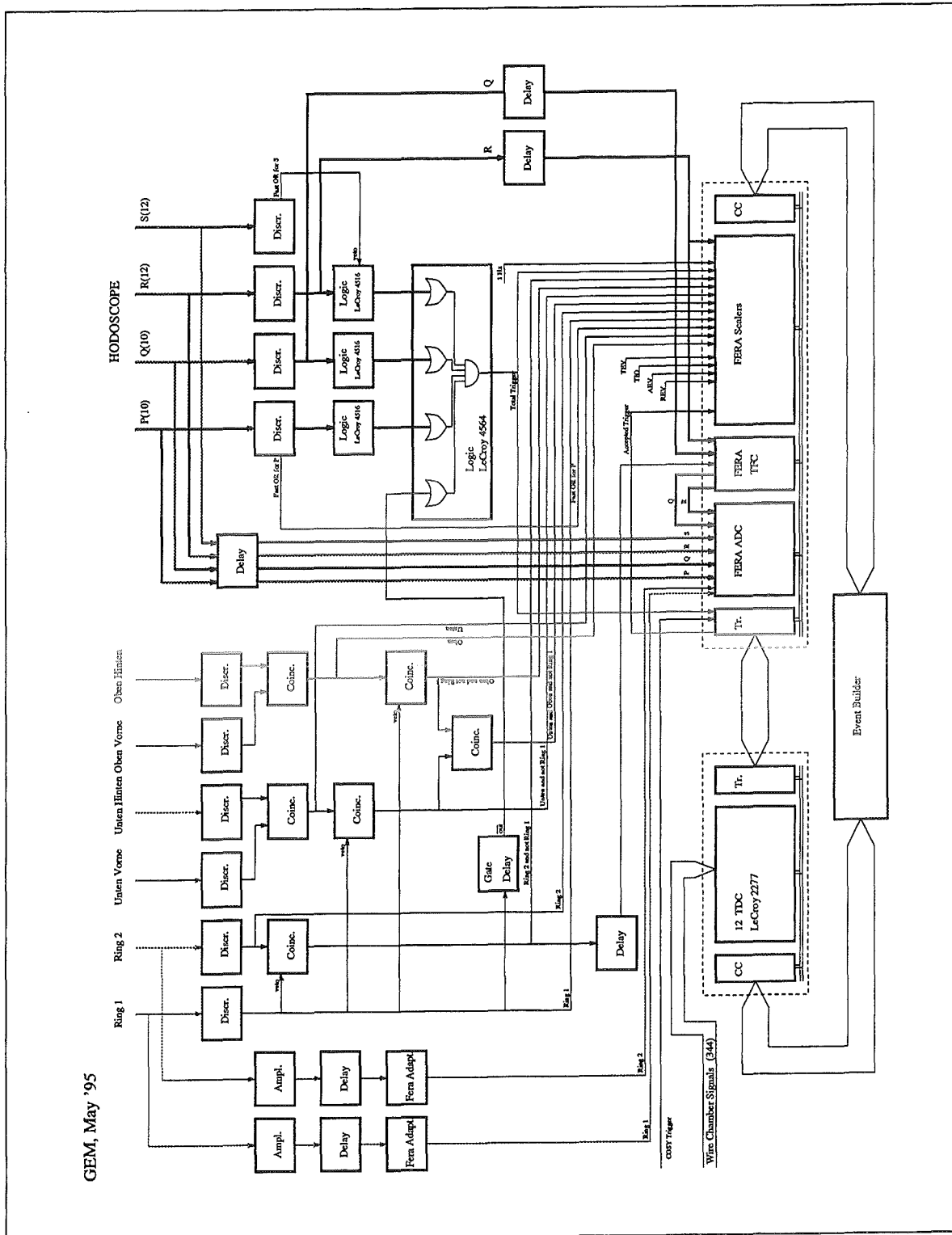


Abbildung 3.13: Setup der Elektronik für die Messung im Mai 1995, zu Abweichungen bei der Messung im Dezember 1994 siehe Kap. 4.2.1; Zeichnung von W. Klimala

Kapitel 4

Messungen

4.1 Kalibration der Luminositätsmonitore und des Spektrometers

Die Kalibration der Luminositätsmonitore erfolgte wie unter Kap. 3.4.2 beschrieben. Der normierte Wirkungsquerschnitt ergibt sich aus

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{N_{\Omega}}{n_{Strahl} \cdot A_{Target}} = \frac{N_{\Omega}}{L'} \quad (4.1)$$

bzw.

$$\sigma = \frac{N_{total}}{n_{Strahl} \cdot A_{Target}} = \frac{N_{total}}{L'}. \quad (4.2)$$

Dabei ist N_{Ω} die Zahl der in das Raumwinkelement $d\Omega$ gestreuten Teilchen, N_{total} die Gesamtzahl der registrierten Teilchen, n_{Strahl} die Zahl der Strahlteilchen in der gesamten Meßzeit und A_{Target} die Massenbelegung des Targets, die für die beiden Messungen in Kap. 3.3 gegeben ist.

Bei der Messung im Dezember 1994 ergaben sich die in Abb. 4.1 oben dargestellten Kalibrationskurven, an die Geraden angepaßt wurden¹. Setzt man nun die Zählerstände der Luminositätsmonitore aus den Pionenproduktionsmessungen in die Geradengleichungen ein, so ergibt sich ein Wert von $(4.75 \pm 0.24) \cdot 10^{10}$ Protonen in der gesamten Meßzeit, das sind ca. $2.7 \cdot 10^6$ Protonen pro Sekunde. Damit ergibt sich L' zu $(9.64 \pm 0.66) \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2}$.

Für die Messung im Mai 1995 (siehe Abb. 4.1 unten), bei der mit zwei Szintillatorpaaren gemessen wurde, ergab sich ein Mittelwert von $(6.57 \pm 0.46) \cdot 10^{10}$ Protonen in der gesamten Meßzeit, das sind $1.2 \cdot 10^6$ Protonen pro Sekunde. Also ist $L' = (7.33 \pm 0.59) \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2}$.

¹Dabei wurden zur Bestimmung der Luminosität nur die Meßwerte des unteren — in Koinzidenz geschalteten — Paddelpaares herangezogen.

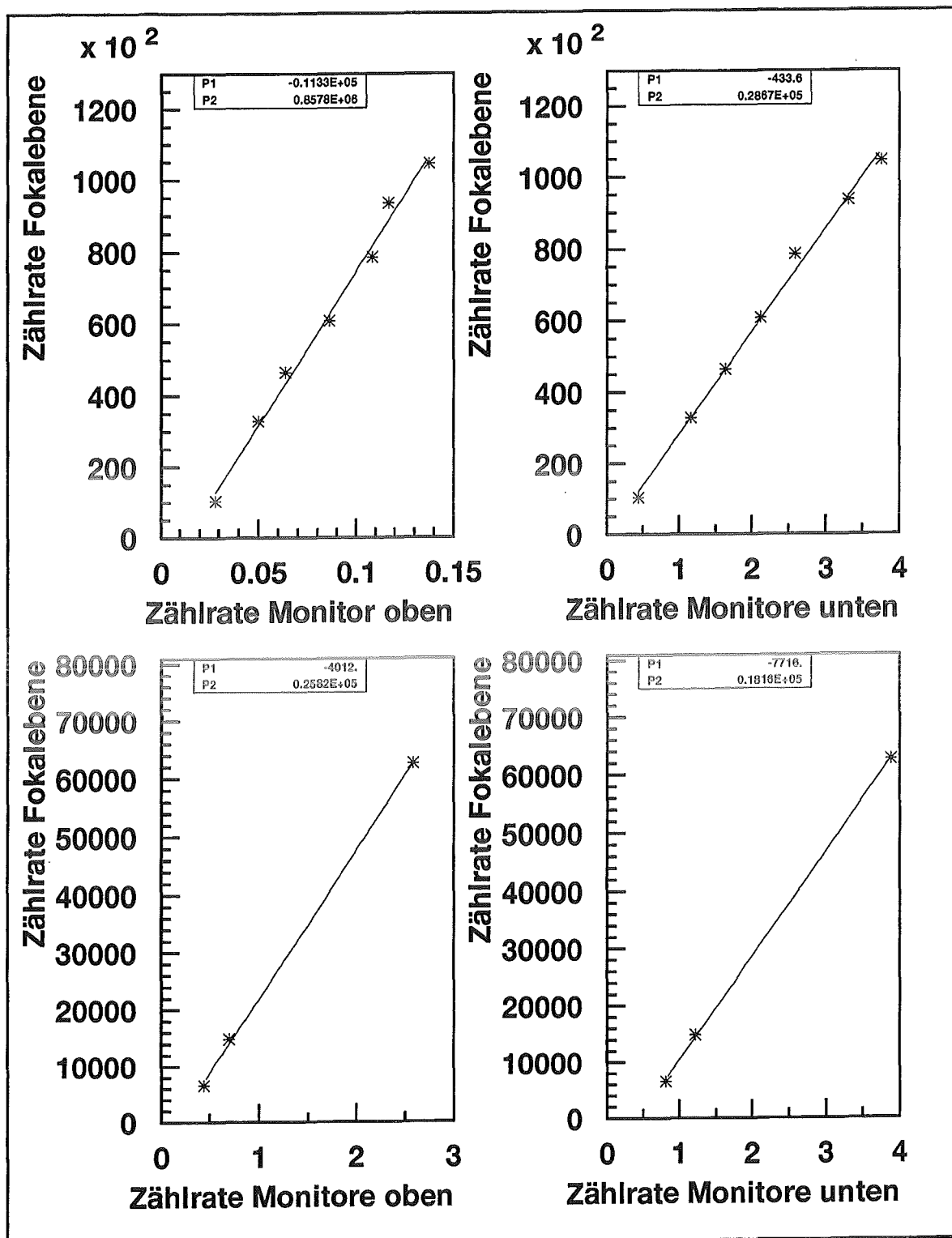


Abbildung 4.1: Kalibration der Luminositätsmonitore; oben: Strahlzeit Dezember 1994, unten Strahlzeit Mai 1995

4.1. KALIBRATION DER LUMINOSITÄTSMONITORE UND DES SPEKTROMETERS 41

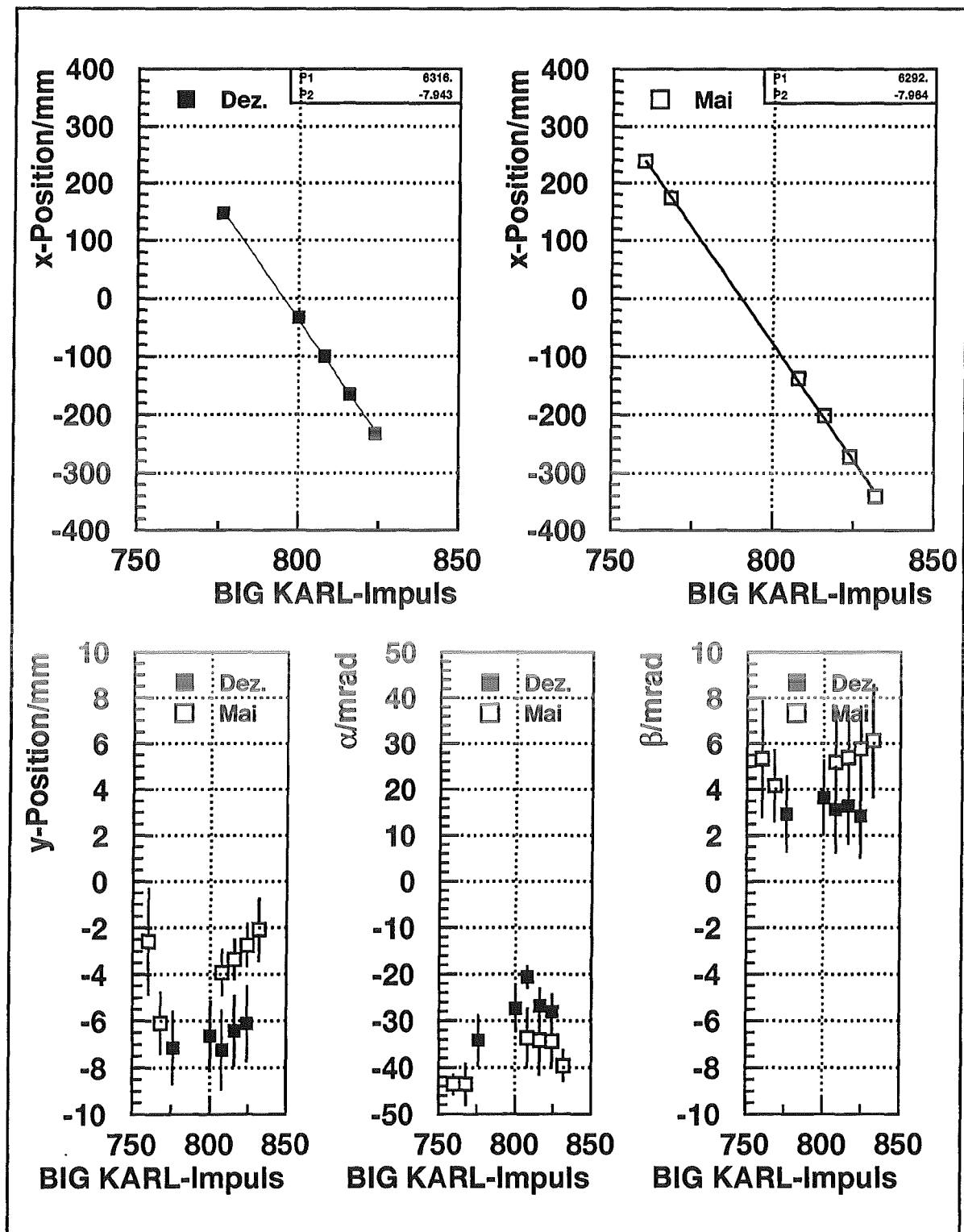


Abbildung 4.2: Bestimmung des x-,y- und Winkelversatzes für die Strahlzeiten im Dezember 1994 und Mai 1995; der Spektrometerimpuls wurde in MeV/c gemessen.

Die Kalibration des Magnetspektrometers erfolgte, wie in Kap. 3.5 beschrieben, mit dem abgeschwächten Primärstrahl. Den Versatz in x erhält man folgendermaßen: Man trägt die Einstellung des Magnetspektrometers gegen den gemessenen x -Wert auf und paßt eine Gerade an die Meßwerte an. Setzt man in diese Gleichung den Strahlimpuls ein, bei dem $x = 0$ sein sollte, so liefert der x -Wert, den man daraus erhält, den Versatz (siehe Abb. 4.2, oben).

Der Versatz in y und in den Winkeln α und β (siehe Abb. 4.2, unten) sollte unabhängig von der Spektrometereinstellung sein; es wurde also mit einem mittleren Versatz gerechnet.

4.2 Messungen bei verschiedenen Strahlimpulsen

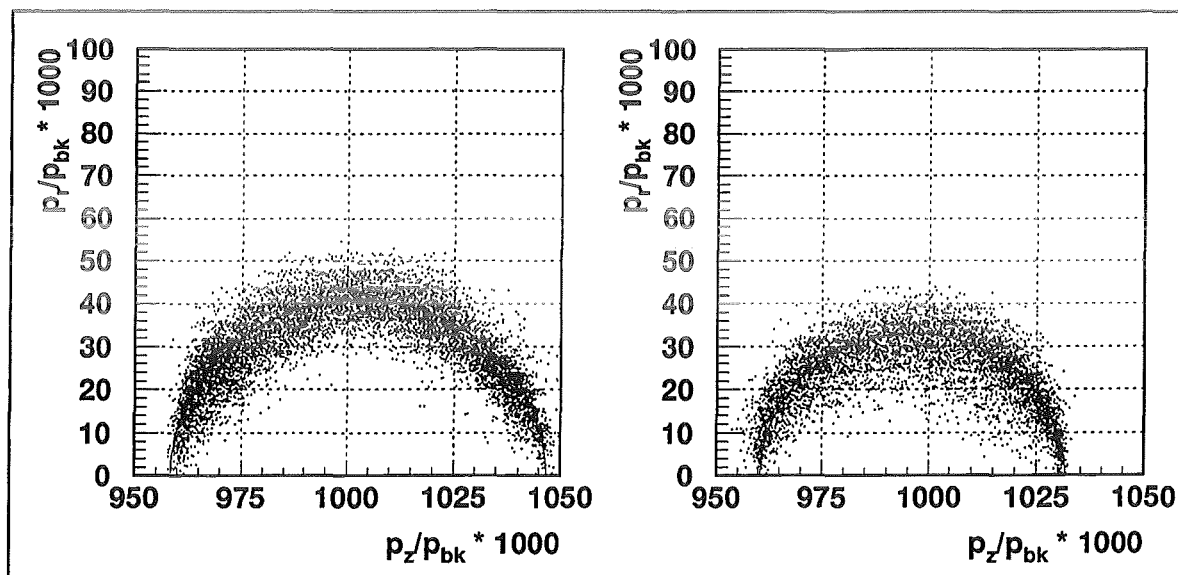


Abbildung 4.3: *Bestimmung des Strahlimpulses durch Vergleich mit der berechneten Kinematik (durchgezogene Kurve); links: Strahlzeit Dezember 1994, rechts: Strahlzeit Mai 1995; die Impulse sind in relativen Einheiten angegeben.*

Die im folgenden beschriebenen Daten wurden in zwei Strahlzeiten bei zwei verschiedenen Strahlenergien nahe der Schwelle gewonnen. Der Strahlimpuls ist zum einen aus den Angaben von COSY bekannt; zum anderen läßt er sich aus der Größe der Impulselipse und Vergleich mit theoretischen Berechnungen (siehe Kap. 2.2.1) abschätzen. Damit ergab sich der Strahlimpuls für die Messung im Dezember zu 800.5 MeV/c bei einem Spektrometer-Zentralimpuls von 742 MeV/c (siehe Abb. 4.3, links). Für die Messung im Mai erhält man einen Strahlimpuls von 796.5 MeV/c bei einer Spektrometereinstellung von 743.5 MeV/c (siehe Abb. 4.3, rechts). Das Spektrometer stand bei

den hier beschriebenen Messungen unter null Grad. Da die Strahlprotonen im Impuls nur geringfügig über den zu messenden Deuteronen liegen und die gleiche Ladung und somit dieselbe magnetische Steifigkeit (siehe Kap. 3.5) haben, können sie nicht durch das Austrittsfenster im ersten Dipol geführt werden. Sie werden an der Dipolwandung gestreut und liefern so einen hohen Untergrund in der Fokalebene. Deshalb ist besonderes Augenmerk auf die Untergrundreduktion zu richten. Dies wurde zum einen durch einen relativ „scharfen“ online-Trigger und zum anderen bei der Analyse durch Schnitte in den gemessenen Daten erreicht; beide Methoden werden im folgenden eingehend erläutert.

4.2.1 Strahlzeit Dezember 1994 (Strahlimpuls 800.5 MeV/c)

Im Dezember 1994 wurden Messungen bei einem Strahlimpuls von 800.5 MeV/c (entsprechend einer Energie von 295.1 MeV) durchgeführt. Dieser Impuls liegt 11.7 MeV/c oberhalb des Schwellenimpulses von 788.8 MeV/c und entspricht einer Überschußenergie von 3.4 MeV im Schwerpunktsystem.

Bei diesem Impuls hat das Spektrometer noch nicht 100 % Akzeptanz (siehe Kap. 3.5). Dennoch wurde diese Energie für eine der ersten Messungen gewählt, weil der Wirkungsquerschnitt groß genug ist, um in einer angemessenen Zeit eine einigermaßen gute Statistik zu erreichen. Auf die Akzeptanzverluste muß dann korrigiert werden, siehe Kap. 4.4.

Für die Messung im Dezember war der Trigger folgendermaßen aufgebaut: Es wurde ein Signal aus den Lagen P, Q und R sowie vom Pionenzähler verlangt. Ferner durfte kein Signal aus der Lage S und vom Vetozyhler vorliegen. Außerdem wurde in der ersten Lage die in Kap. 3.6.2 beschriebene Pulshöhen-diskriminierung vorgenommen, so daß ein Großteil des Protonenuntergrundes bereits durch den Trigger unterdrückt werden konnte. Bei der Datenanalyse stellte sich dann jedoch heraus, daß die Anordnung der Szintillatoren in der Fokalebene Akzeptanzprobleme verursachte.

Die einzelnen Paddel waren so gut wie möglich aneinandergeschoben worden, was aber dennoch zu mehr oder weniger großen Löchern zwischen den einzelnen Modulen führte. Diese Öffnungen machten sich als schräge Streifen bemerkbar (siehe z. B. das p_z - p_x -Spektrum, Abb. 4.6). Die Struktur ist folgendermaßen zu erklären (siehe Abb. 4.4): Die Teilchenspuren sind auf die Fokalebene fokussiert, die sich kurz hinter der

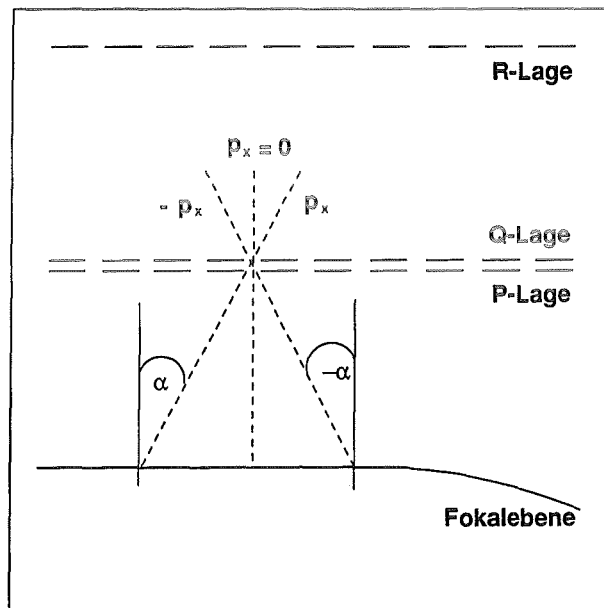


Abbildung 4.4: Zustandekommen der Akzeptanzlöcher zwischen den Szintillatoren

Die einzelnen Paddel waren so gut wie möglich aneinandergeschoben worden, was aber dennoch zu mehr oder weniger großen Löchern zwischen den einzelnen Modulen führte. Diese Öffnungen machten sich als schräge Streifen bemerkbar (siehe z. B. das p_z - p_x -Spektrum, Abb. 4.6). Die Struktur ist folgendermaßen zu erklären (siehe Abb. 4.4): Die Teilchenspuren sind auf die Fokalebene fokussiert, die sich kurz hinter der

ersten Driftkammer befindet (siehe Kap. 3.5). Die erste Hodoskoplage liegt jedoch noch etwa 500 mm dahinter. Die Teilchen kommen also hier unter verschiedenen Winkeln an. Deuteronen mit einem höheren Impuls in p_z „sehen“ das Loch unter einem negativen Winkel, also mit negativem p_x , während solche mit einem niedrigeren Impuls einen positiven p_x -Wert haben². Die Löcher in der zweiten und dritten Lage führen dann zu einer Verbreiterung der Streifen, da die Lagen in Koinzidenz geschaltet waren und also der Trigger immer dann nicht ansprach, wenn aus einer Lage kein Signal vorlag.

4.2.2 Strahlzeit Mai 1995 (Strahlimpuls 796.5 MeV/c)

Im Mai wurden einige Verbesserungen am Aufbau vorgenommen. Zum einen wurden die Module im Szintillatorhodoskop überlappend angeordnet (siehe Abb. 4.5), um die bei der bisherigen Konfiguration deutlichen Akzeptanzverluste an den Stellen zwischen den Szintillatoren zu vermeiden.

Diese Anordnung ist nicht problematisch für die Messung des Energieverlustes, da sowohl die Protonen als auch die Deuteronen so hochenergetisch sind, daß es egal ist, ob sie z. B. in der ersten Lage einen oder zwei Szintillatoren durchqueren. Die Energiedeposition in den folgenden Modulen bleibt in jedem Fall fast die gleiche. Der Energieverlust von etwa 1.5 MeV (für Protonen) und etwa 4 MeV (für Deuteronen) pro Modul führt noch nicht dazu, daß sich der Energieverlust im folgenden dramatisch ändert³.

Außerdem verkleinerte sich durch diese Maßnahme die aktive Fläche des Szintillatorhodoskops in horizontaler Richtung. Dies ist jedoch unproblematisch, da auch Breiten von ca. 900 mm und etwa 1000 mm noch ausreichen (siehe Kap. 3.6.2). Dies wird auch durch die Messungen im Dezember bestätigt (siehe Abb. 4.12).

Für die in Zukunft geplanten Experimente jedoch, in denen unter anderem die Reaktionen $p + d \rightarrow \eta + {}^3\text{He}$ und $p + d \rightarrow \pi^0 + {}^3\text{He}$ untersucht werden sollen⁴, ist dies nicht möglich, da die ${}^3\text{He}$ -Teilchen in der Überlapp-Region steckenbleiben würden. Für diese Messungen wird zur Zeit ein neues Hodoskop am Institute of Nuclear Physics in Krakau entwickelt, das aus einzelnen Modulen besteht, die sich in einer gemeinsamen Verpackung befinden und die so dicht wie möglich aneinandergeschoben werden. Die Auslese des Lichts soll beidseitig über Hohllichtleiter erfolgen.

Zum anderen wurde der Pionenzähler nicht mehr mit in den Trigger genommen, da durch die Bohrung in der Mitte ein Teil der Pionen verlorengeht, wie in 3.4.1 erläutert. Seine Signale wurden jedoch weiterhin mit auf Band geschrieben und standen für die spätere Auswertung zur Verfügung. Ansonsten war der Trigger der gleiche wie in Kap. 4.2.1 beschrieben; auch die Diskriminatorschwellen der ersten Lage waren heraufgedreht.

²Diese Akzeptanzlöcher haben dennoch einen positiven Aspekt: durch die durch sie gegebene Struktur sieht man, daß die Spurrekonstruktion richtig arbeitet; anderenfalls würde man diese Streifen nicht so klar, sondern verzerrt sehen.

³obwohl die Teilchen nicht minimalionisierend sind

⁴siehe COSY-Proposal 24 und 29

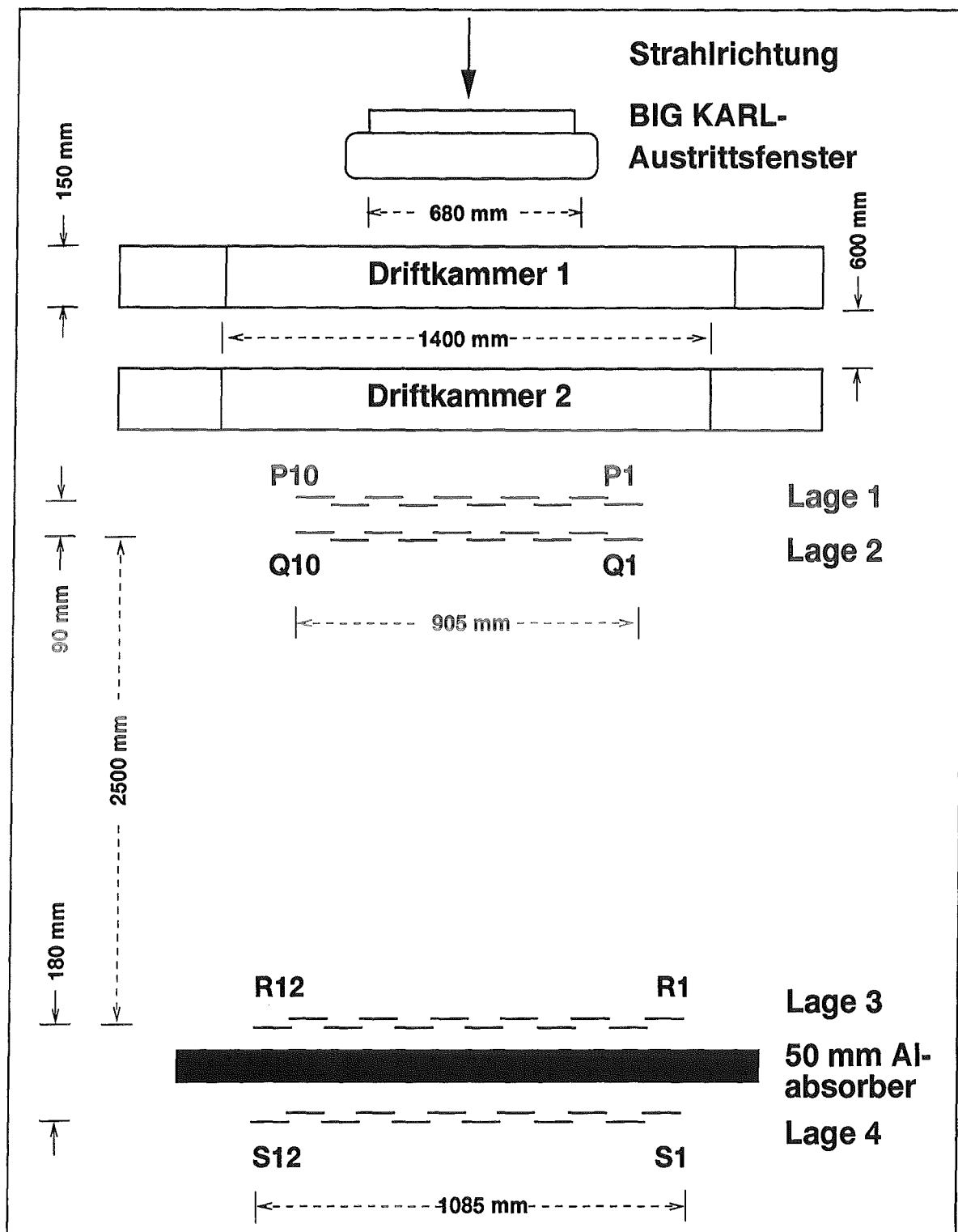


Abbildung 4.5: Überlappende Anordnung der Szintillatoren in der Fokalebene, nicht maßstabsgetreu

In dieser Strahlzeit wurden Messungen bei verschiedenen Energien noch näher an der Schwelle durchgeführt (von 796.5 bis herunter zu 790 MeV/c). Davon wird im folgenden nur die höchste Energie betrachtet (siehe Kap. 3.2), die einer Überschußenergie von 2.2 MeV im Schwerpunktsystem entspricht.

4.3 Datenanalyse

Bei den hier beschriebenen Messungen war ein hoher Protonenuntergrund vorhanden. In der Analyse mußten die Daten also sorgfältig von diesen Ereignissen gesäubert werden. Ferner wurde auf den Versatz in α, β, y und x korrigiert (siehe Kap. 4.1). Der Versatz kann zum einen durch eine geringe Abweichung der BIG KARL-Magnetfelder von den Sollwerten oder durch eine Verschiebung der Kammern gegenüber ihrer Sollposition und nicht exakte Parallelität der beiden Kammerpakete verursacht werden.

Die online- wie auch die offline-Analyse der Daten erfolgte mit dem Programmpaket „xd“, das von M. Gasthuber ([Gas 92]) in C++ für SUN-Workstations geschrieben und von P.A. Zolnierczuk ([Zol 96]) auf Ultrix- und Alpha-Workstations portiert wurde. „xd“ erlaubt das Sortieren der Daten unter zuvor gesetzten Bedingungen („Gates“). Zur Darstellung der Spektren und für die vorgenommenen Fits wurde das Programmpaket „PAW“ ([CER 89]) verwendet.

4.3.1 Daten bei 800.5 MeV/c

Abb. 4.6 zeigt die Winkel- und Impulsspektren vor allen Schnitten für die Messung im Dezember 1994. Dabei war der Pionendetektor mit im Trigger, also waren die durch ihn verursachten Verluste nicht zu vermeiden. Deshalb konnte ein Schnitt auf die Deuteronenflugzeit vorgenommen werden. Zuvor wurde das Flugzeitspektrum auf die etwas unterschiedlichen Zeiten korrigiert, die durch geringfügig abweichende Kabel- und Elektroniklaufzeiten für die einzelnen Module der dritten Lage verursacht wurden (siehe Abb. 4.7). Da der Trigger die TDC-Auslese startet und das verzögerte Signal des Pion-Detektors sie stoppt, sind im Spektrum die schnelleren Teilchen, also die Protonen, bei höheren Kanälen als die langsameren Deuteronen zu sehen.

Mit dem Schnitt auf die Flugzeit ist schon eine relativ gute Untergrundreduktion möglich, siehe Abb. 4.8. In einem weiteren Schritt wird auf die Masse des nicht gemessenen Pions geschnitten. Da der Strahlimpuls (siehe oben) sowie die Masse der Protonen und des Deuterons als bekannt vorausgesetzt werden kann und der Impuls des Deuterons gemessen wird, erhält man die „missing mass“ des Pions (siehe Abb. 4.9) aus der Energie- und Impulserhaltung zu

$$\begin{aligned} m_\pi &= \sqrt{(E_{Strahl} + E_{Target} - E_d)^2 - p_\pi^2} \\ m_\pi &= \sqrt{(E_{Strahl} + m_p - E_d)^2 - (p_{r,d}^2 + (p_{Strahl} - p_{z,d})^2)}. \end{aligned} \quad (4.3)$$

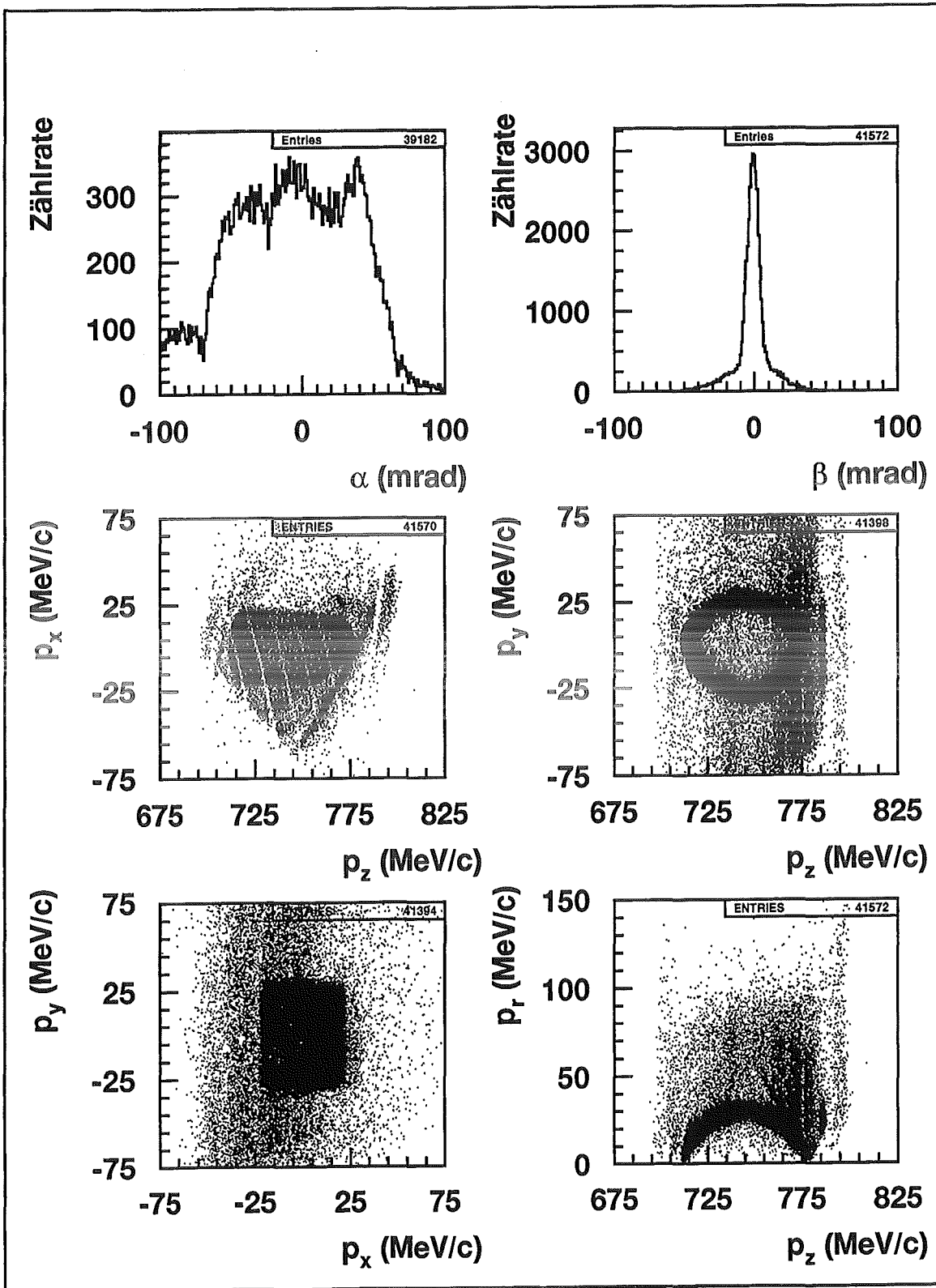


Abbildung 4.6: Winkel in der Fokalebene und Impulse vor der Anwendung von Schnitten, Strahlzeit Dezember 1994. Die unterschiedliche Anzahl der Einträge erklärt sich dadurch, daß sich Untergrundereignisse außerhalb der Grenzen des Spektrums befinden können.

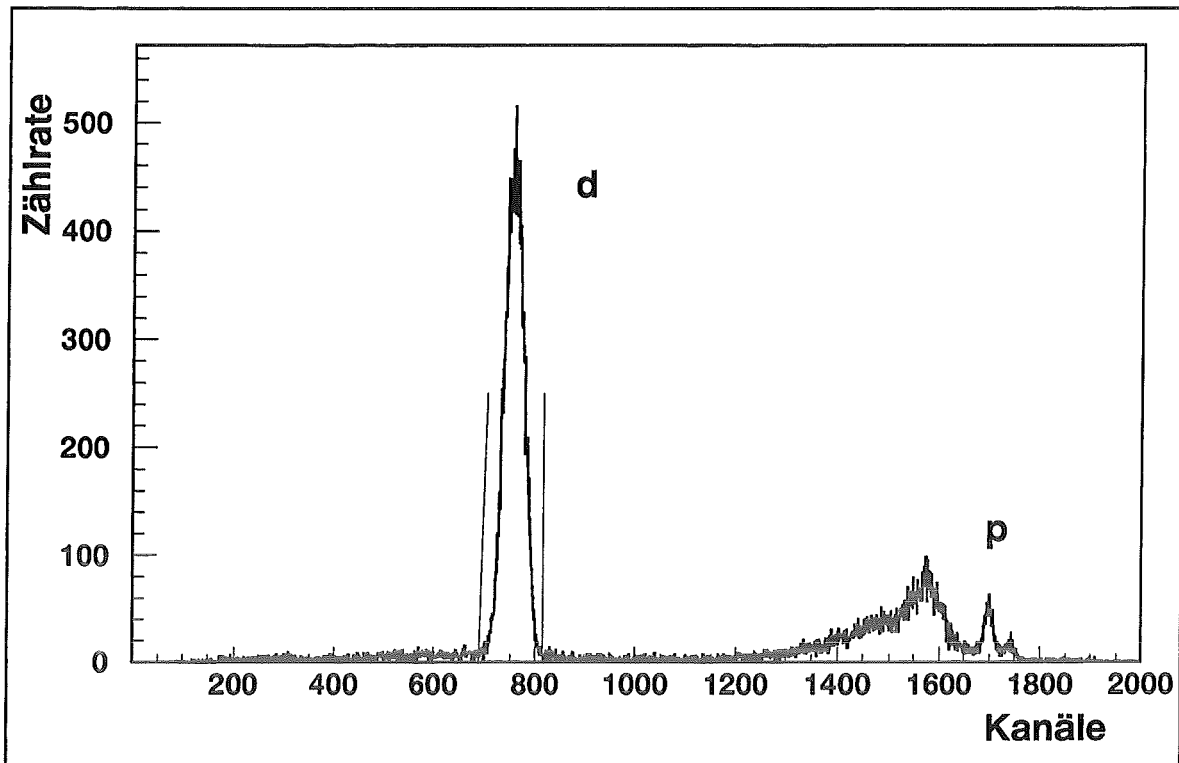


Abbildung 4.7: Flugzeit zwischen Targetregion und Fokalebene; die gestreuten Protonen sind rechts und die Deuteronen im linken Teil des Spektrums zu sehen; die senkrechten Linien kennzeichnen die gesetzten Schnitte.

Die gemessene „missing-mass“ liegt bei $139.9 \text{ MeV}/c^2$, was sehr gut mit dem Literaturwert von $139.56995 \text{ MeV}/c^2$ übereinstimmt. Die Halbwertsbreite⁵ der Verteilung beträgt $1.3 \text{ MeV}/c^2$. Der Schnitt wurde bei $\pm 3\sigma$ gemacht.

Die Primärstrahlprotonen erreichen aufgrund ihres etwas höheren Impulses die Fokalebene nicht direkt, sondern werden an der Wandung des zweiten Dipols gestreut. Sie kommen dann unter größeren Winkeln an als die Deuteronen, so daß man auch einen Schnitt auf α setzen kann. Ferner wurde noch ein Schnitt auf den Energieverlust in den ADC-Spektren der Szintillatormodule verwendet. Damit ließ sich eine sehr gute Untergrundreduktion durchführen, siehe Abb. 4.10.

Die Abb. 4.11 zeigt die Rohspektren der Fokalebenenszintillatoren. Als Beispiel wurde die Lage R gewählt. In der Abb. 4.12 sind die gleichen Spektren nach allen Schnitten dargestellt. Deutlich tritt der Deuteronenpeak hervor, und es ist ersichtlich, daß der Schnitt auf die Energie, der bereits im Trigger gemacht wurde, nicht zu scharf war und dadurch keine guten Ereignisse verworfen wurden.

⁵FWHM = $2.35 \cdot \sigma$

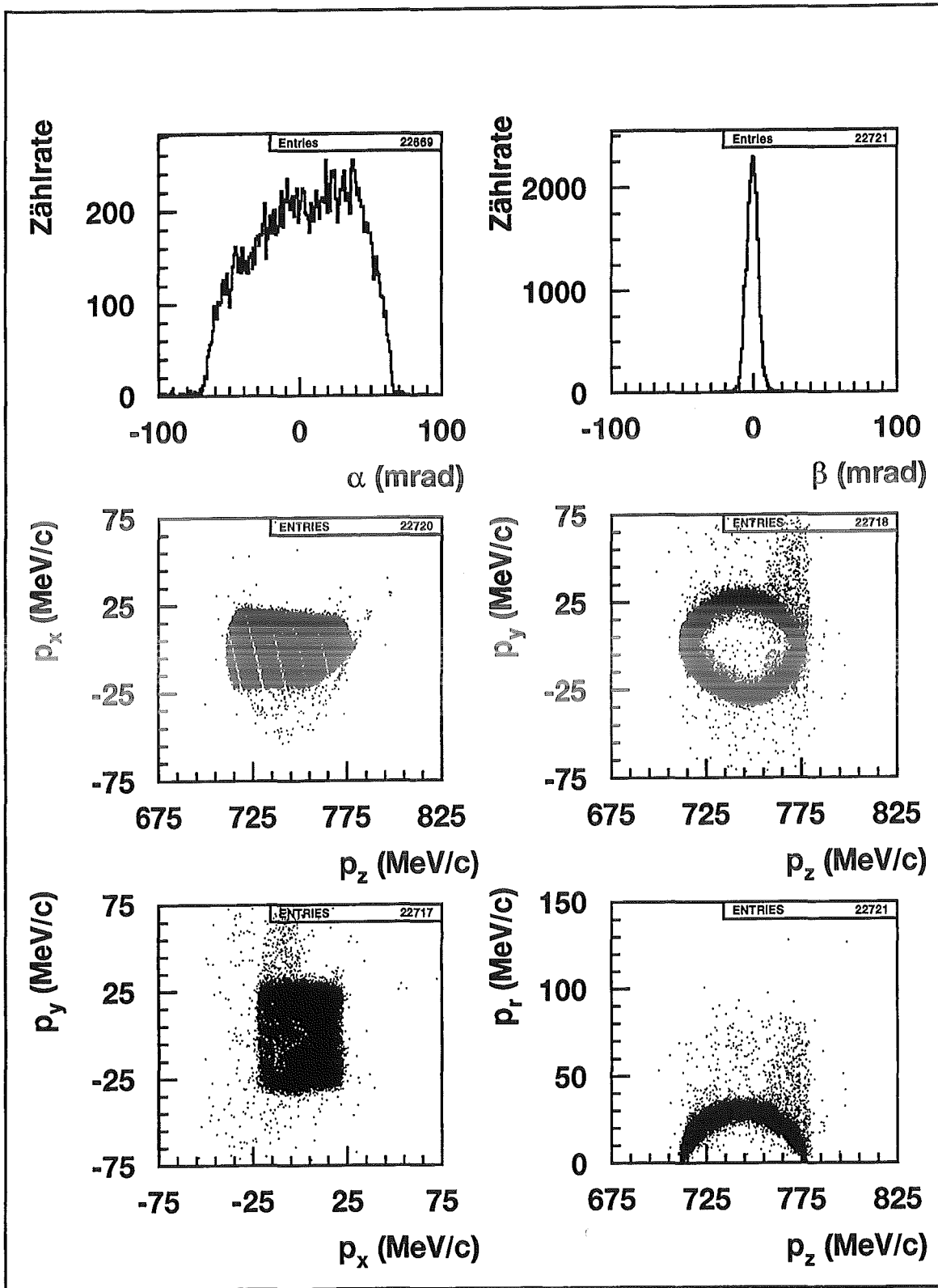


Abbildung 4.8: Strahlzeit Dezember 1994, wie 4.6, aber nach Anwendung des Schnitts auf die Flugzeit

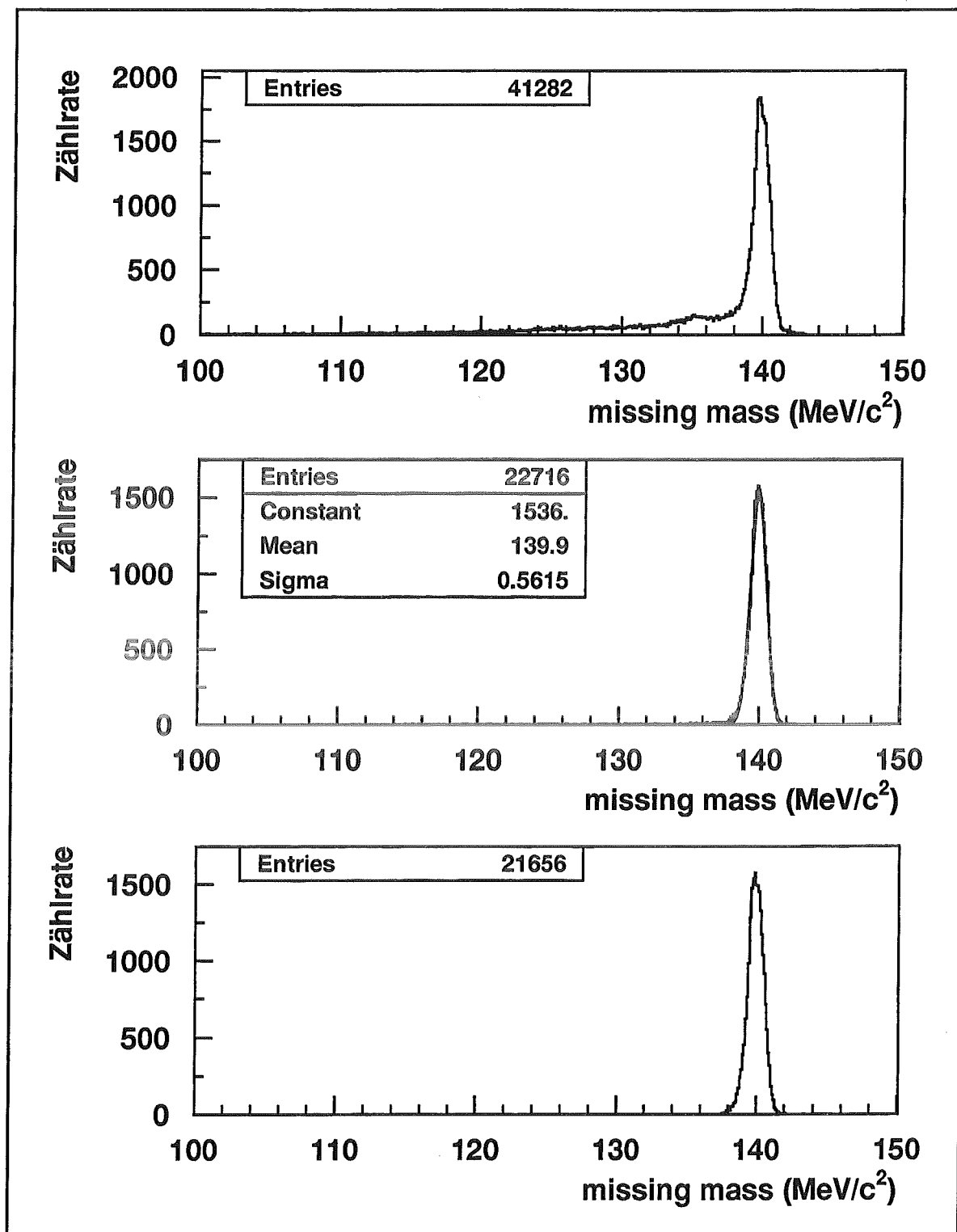


Abbildung 4.9: Strahlzeit Dezember 1994, „missing mass“ des Pions, oben: ohne Gates, mitte: nach dem Schnitt auf die Flugzeit, mit Gaußfit, unten: Schnitt auf die „missing mass“

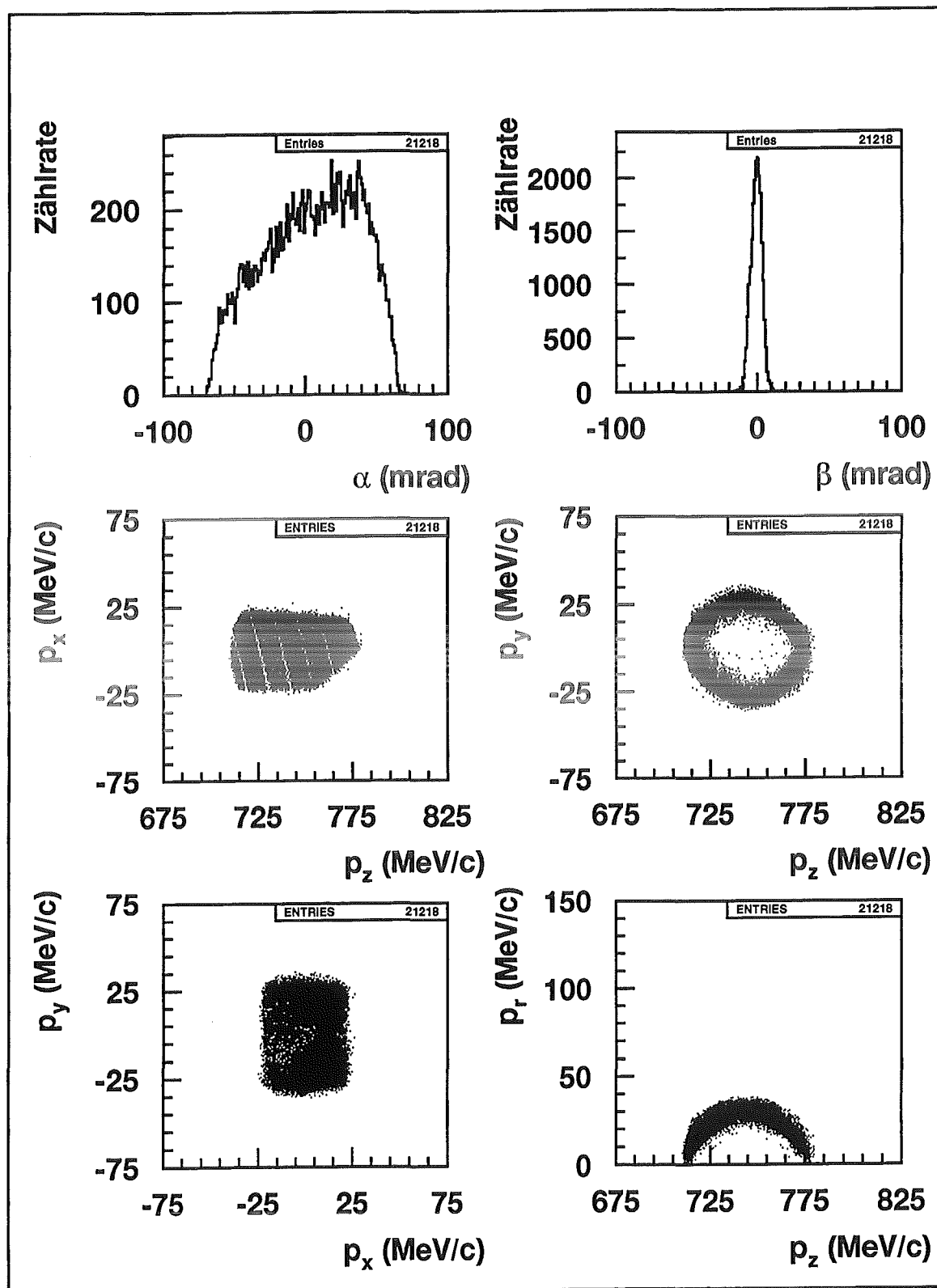


Abbildung 4.10: Strahlzeit Dezember 1994, wie 4.6, nach allen Schnitten

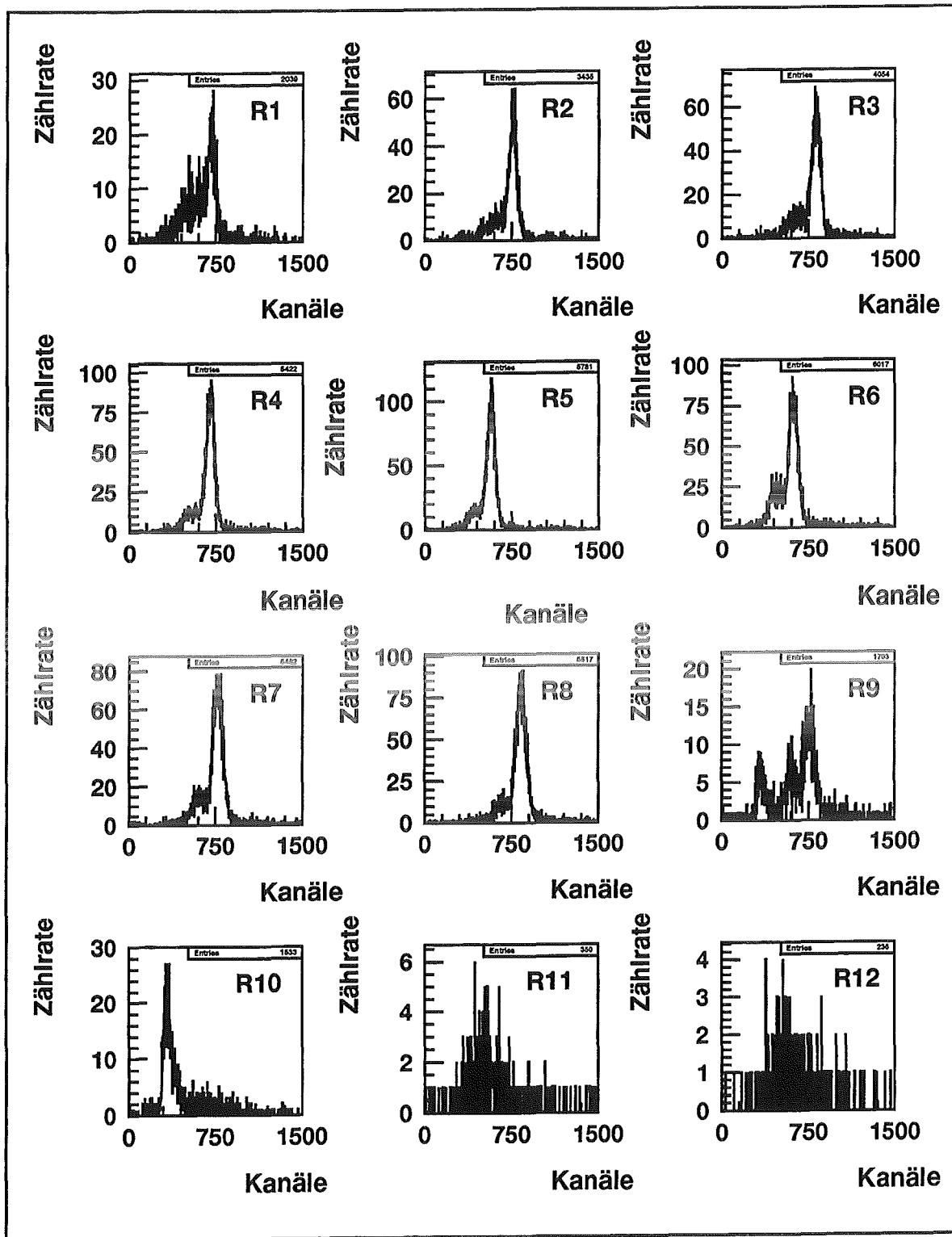


Abbildung 4.11: Rohdaten der Hodoskopieebene R, Strahlzeit Dezember 1994

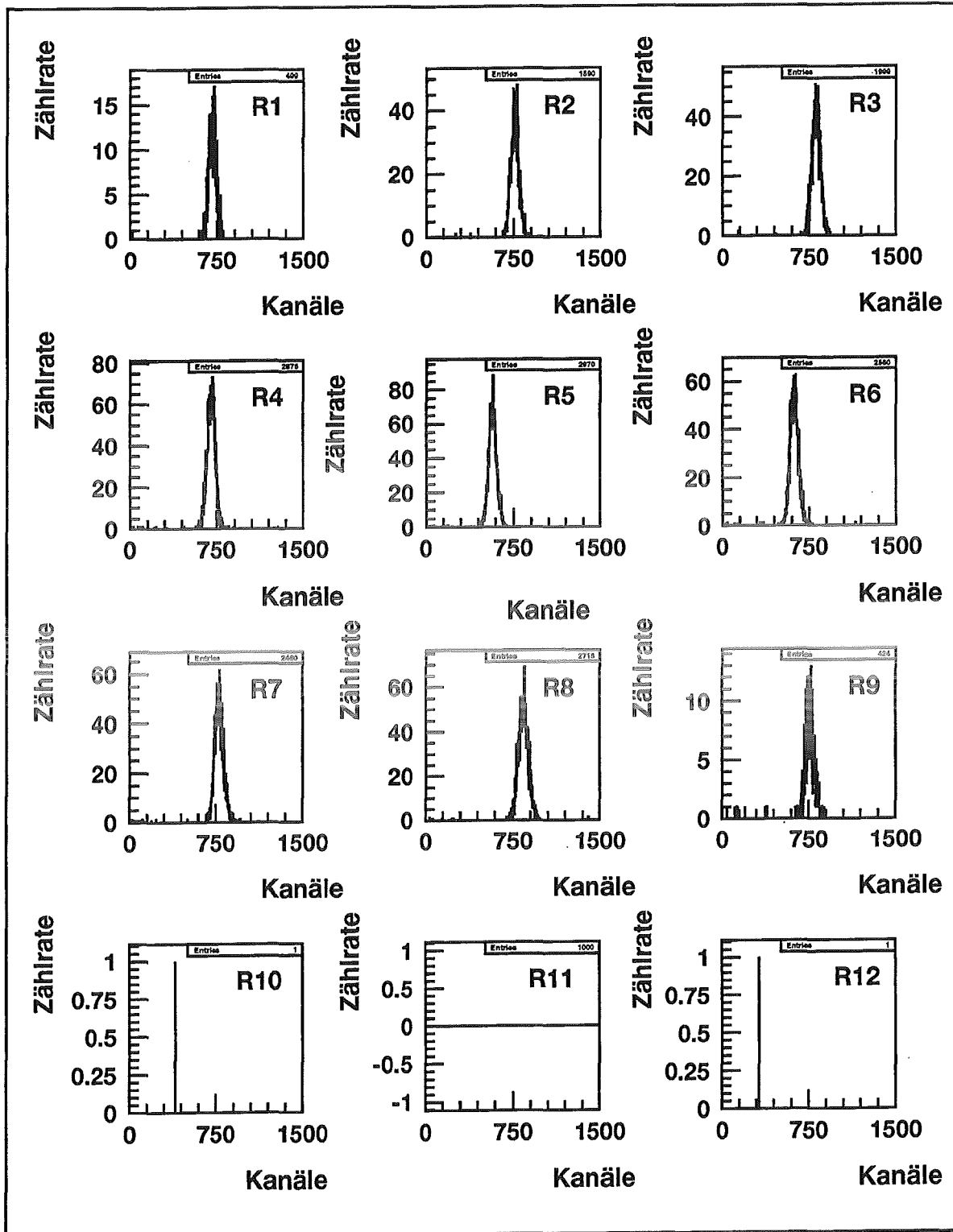


Abbildung 4.12: Daten der Hodoskopeebene R , nach allen Schnitten, Strahlzeit Dezember 1994; die Szintillatoren $R10$ bis $R12$ haben keine Deuteroneneinträge; $R1$ hat zwar einige Einträge, aber Abb. 4.6 zeigt, daß in diesem Bereich keine Daten verlorengegangen sind.

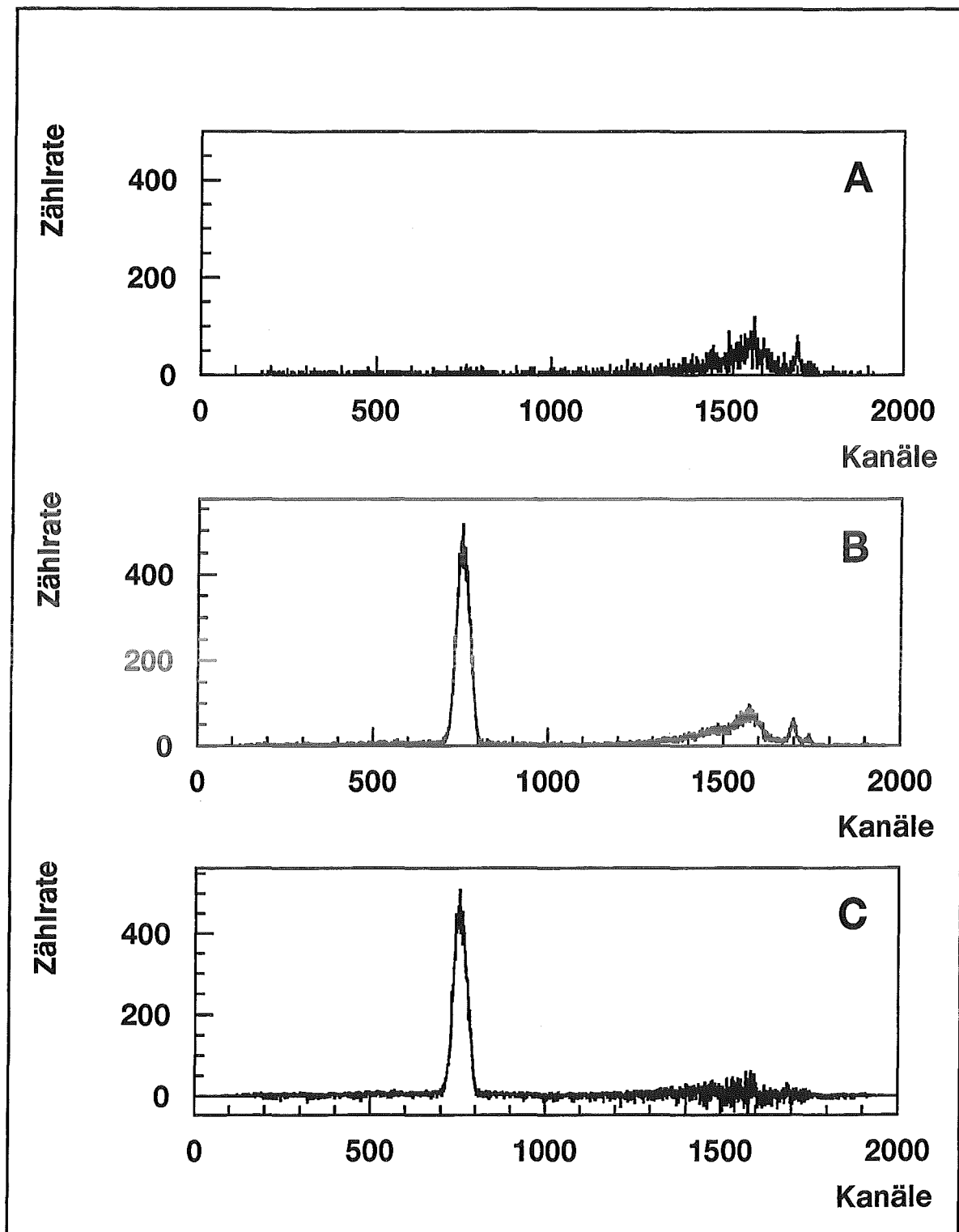


Abbildung 4.13: Strahlzeit Dezember 1994; A: Flugzeitspektrum, Leertargetmessung, normiert auf die Zeit der Datennahme; B: Flugzeitspektrum, gewonnen aus den Daten, ohne Schnitte; C: Differenzspektrum

In Abb. 4.13 A ist das Flugzeitspektrum bei einer Leertarget-Messung dargestellt. Anhand dieses Spektrums läßt sich die Untergrundrate durch Reaktionen z. B. an den Folienfenstern des Targets oder an den Szintillatoren, die sich in der Streukammer befinden, abschätzen. Um diese Messung mit den Pionenproduktionsmessungen (siehe Abb. 4.13 B) vergleichen zu können, wurde sie auf die Dauer der Datennahme normiert. Dabei muß man gleiche Strahlintensität voraussetzen, da die Kontrolle mithilfe der Luminositätsmonitore fehlte, die ja elastisch gestreute Protonen am Target messen. Bei der Leertargetmessung ist der Protonenpeak im Flugzeitspektrum deutlich sichtbar, aber auch in der Deuteronenregion gibt es einige wenige Einträge, jedoch nicht signifikant mehr als in den benachbarten Regionen.

Zieht man nun die Leertargetmessung von den Daten ab, so verschwinden die Einträge in der Protonenregion fast vollständig, während die Intensität in der Deuteronenregion nur um ca. 3% abnimmt (siehe Abb. 4.13 C). Die Anzahl der auch mit leerem Target gemessenen Teilchen mit korrekter Deuteronenflugzeit ist somit, wie diese Messung zeigt, verschwindend gering.

4.3.2 Daten bei 796.5 MeV/c

Bei den Messungen im Mai, und zwar bei allen Energien, kam das Deuteronenellipsoid verdreht aus dem Spektrometer; im Dezember trat dieser Effekt noch nicht so stark auf. Eine Ursache dafür könnte z. B. ein schräger Strahleinfall oder eine Fehleinstellung der Quadrupole sein⁶. Dieses verdrehte Ellipsoid könnte auch die Schnitte, die im p_y - p_z -Spektrum (siehe Abb. 4.18) und auch in der ϕ_{cm} - $\cos \theta_{cm}$ -Verteilung (siehe Abb. 4.24 rechts oben und links unten) deutlich zu sehen sind, erklären. Die Verkippung ist so stark, daß die Schnitte in x-Richtung zum schrägen Abschneiden führen. Diese „Löcher“ in der ϕ_{cm} - $\cos \theta_{cm}$ -Verteilung zeichnen sich auch schon in den Dezember-Daten ab.

Um auf diese Effekte zu korrigieren, wurde die Drehung um 10 mrad wieder rückgängig gemacht, bevor die Impulse bestimmt wurden⁷. Abb. 4.14 zeigt die Winkel- und Impulsspektren vor allen Schnitten, aber mit dieser Korrektur.

Während der Messungen im Mai war der Pionendetektor nicht mit im Trigger. Dadurch war die Untergrundrate deutlich höher. Um Akzeptanzverluste zu vermeiden, wurde auf den in Kap. 4.3.1 beschriebenen Schnitt auf die „große“ Flugzeit verzichtet. Stattdessen wurden alle Ereignisse verworfen, die einen klaren Eintrag außerhalb der Deuteronenflugzeit hatten. Auf diese Art und Weise wurden auch solche Ereignisse akzeptiert, die kein Signal im Pionendetektor hatten.

⁶Es könnte sich auch um eine leichte mechanische Verschiebung der Magnete gegeneinander handeln.

⁷Daß durch die schrägen Schnitte Daten verlorengegangen sind, läßt sich dadurch allerdings nicht beheben, sondern muß bei der Akzeptanzkorrektur berücksichtigt werden.

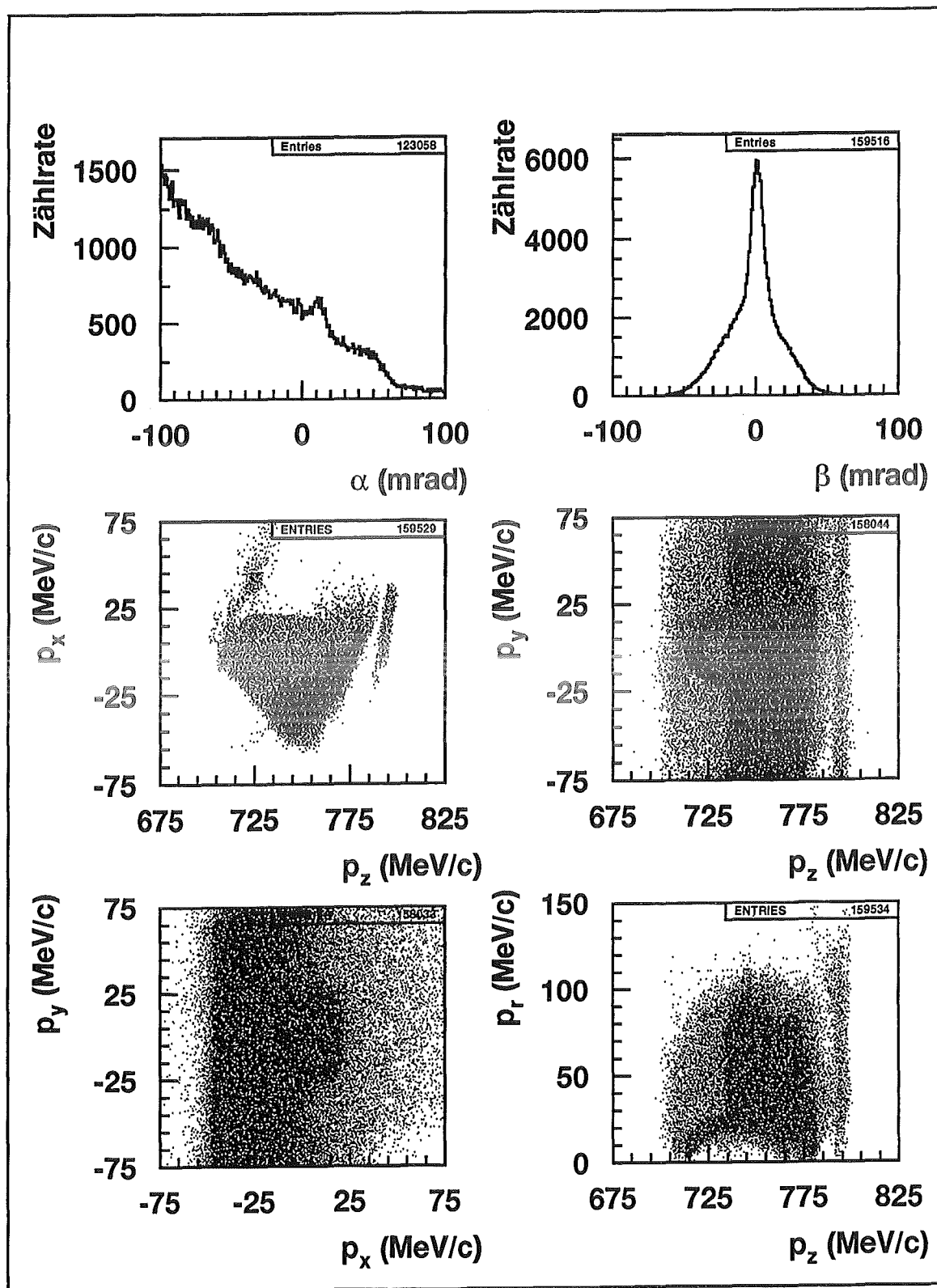


Abbildung 4.14: Winkel in der Fokalebene und Impulse vor der Anwendung von Schnitten; zur Verdeutlichung wurde für die z-Achse eine logarithmische Skala gewählt.

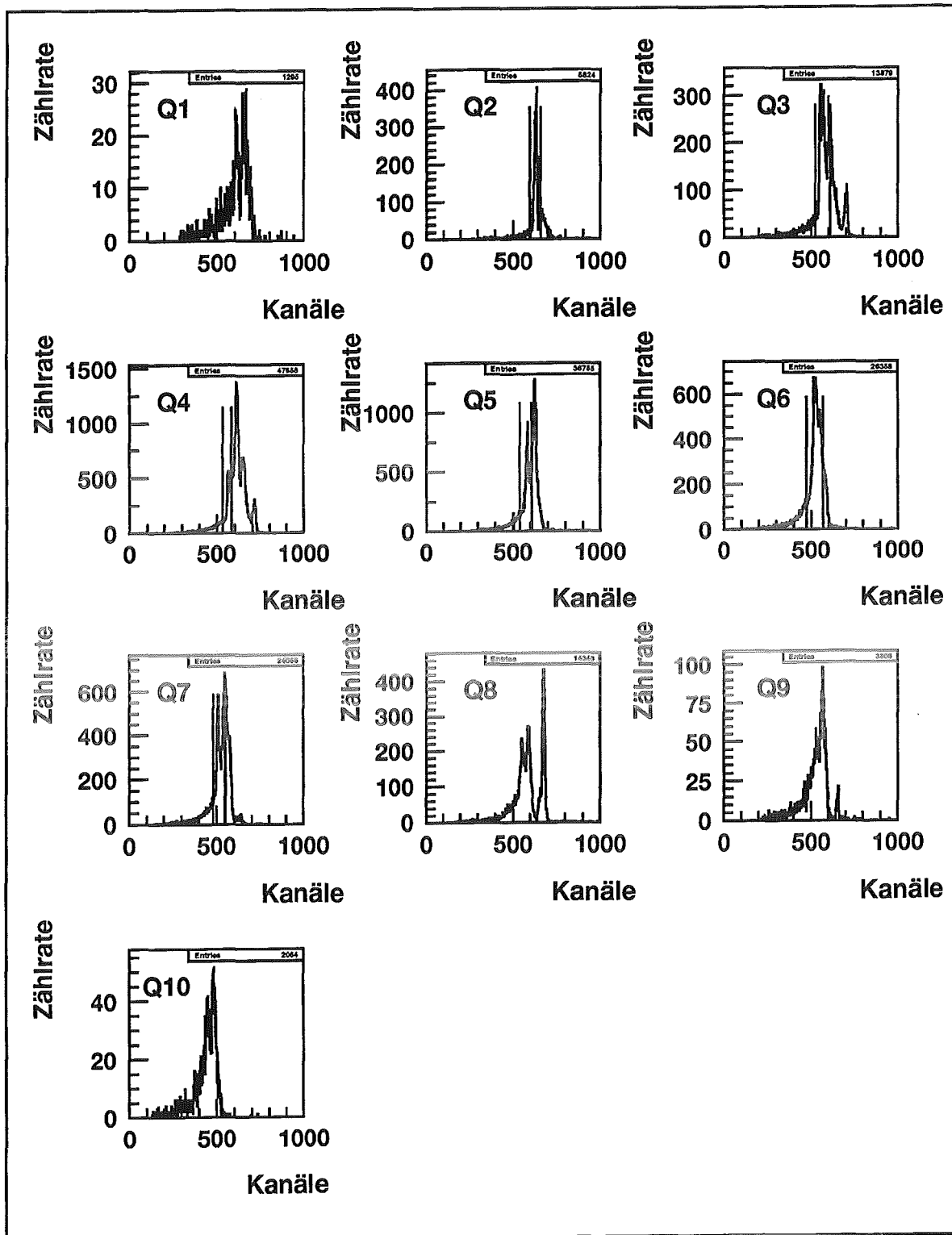


Abbildung 4.15: Zeitspektren der Lage Q; die senkrechten Linien geben die gesetzten Schnitte an; Q1, Q8, Q9 und Q10 enthalten keine Deuteronensignale.

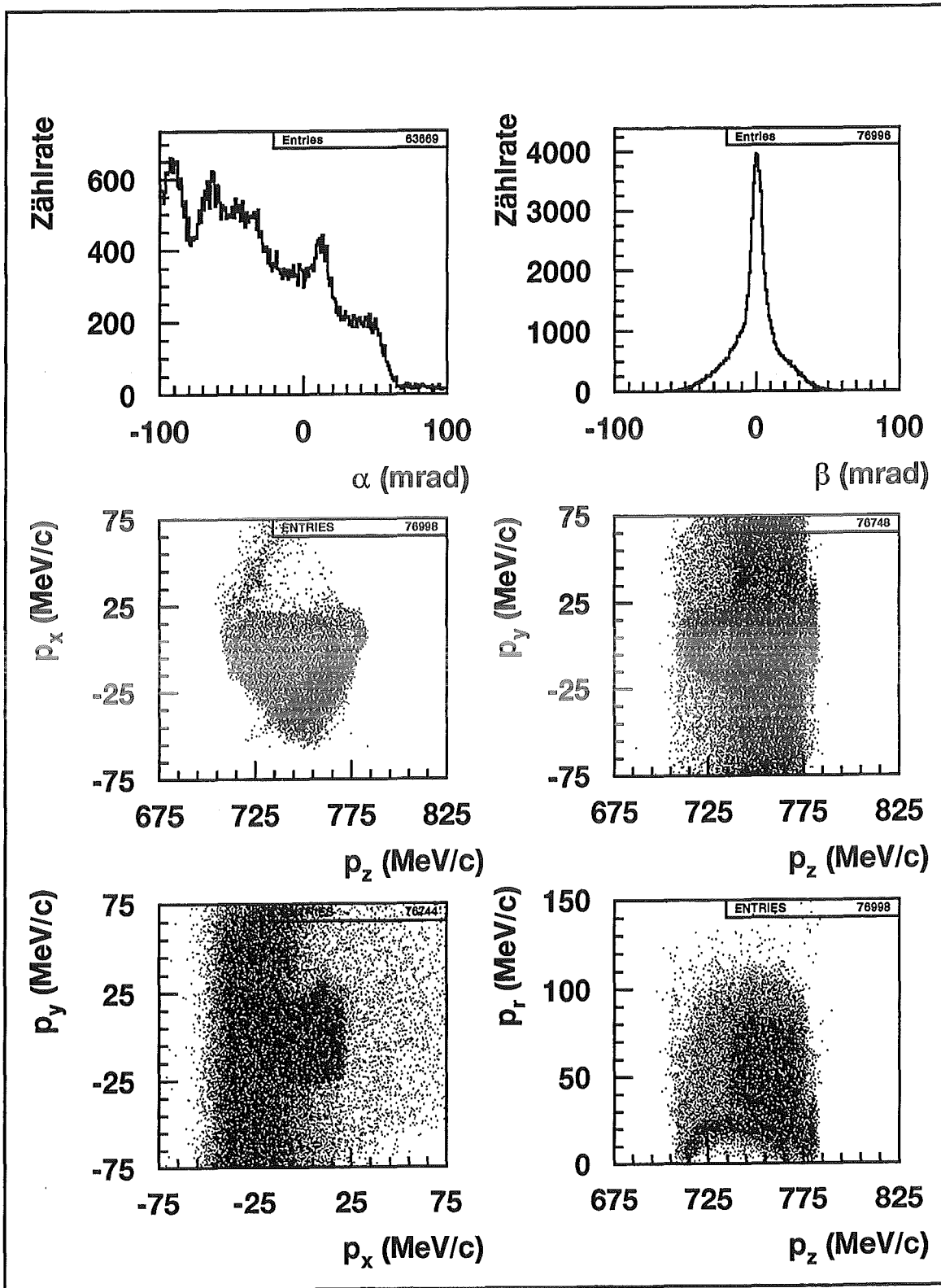


Abbildung 4.16: Winkel und Impulse, wie 4.14, aber nach Anwendung des Schnitts auf die „kleine“ Flugzeit; z -Achse logarithmisch.

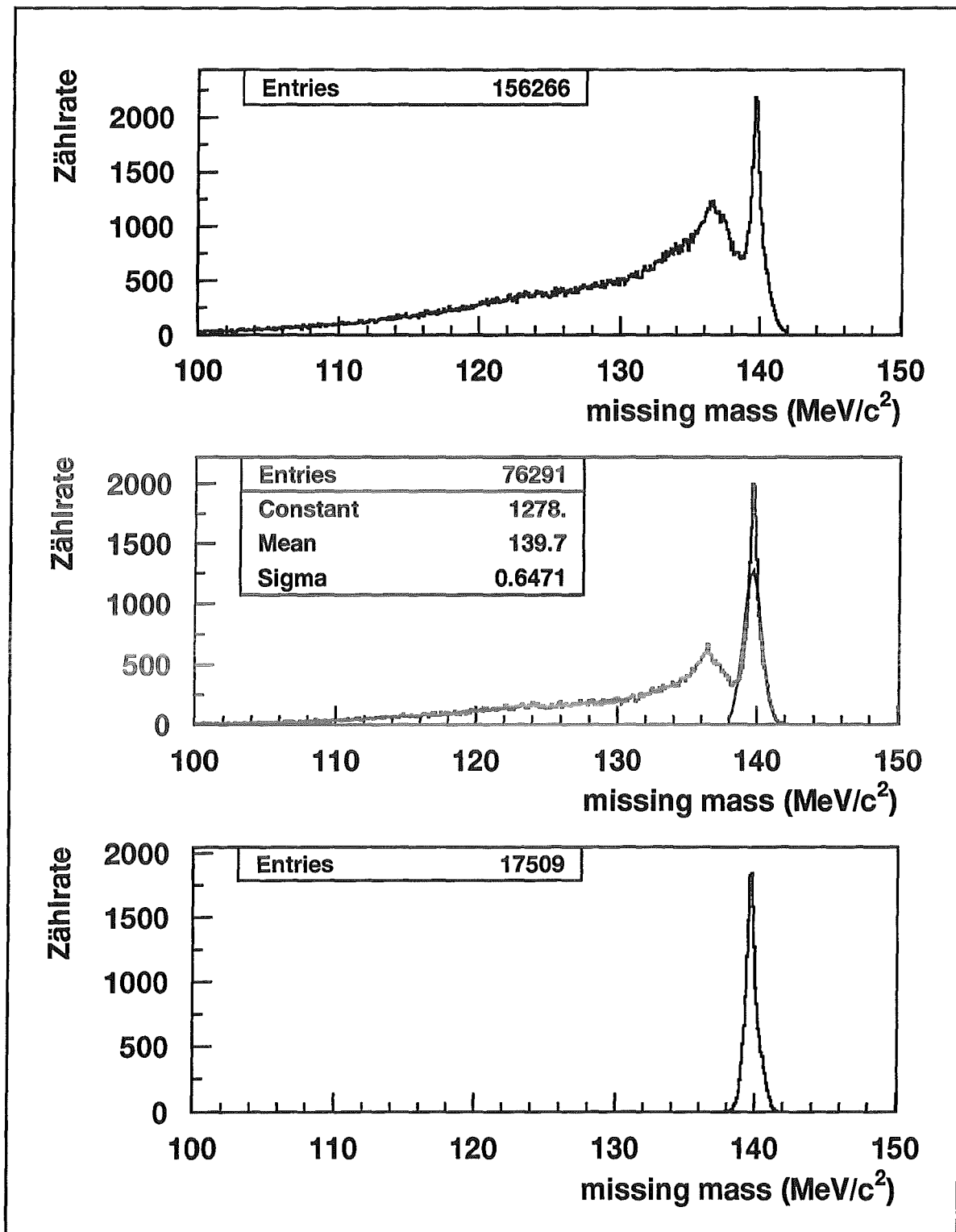


Abbildung 4.17: „missing mass“ des Pions, oben: ohne Gates, mitte: nach dem Schnitt auf die „kleine“ Flugzeit, mit Gaußfit, unten: Schnitt auf die „missing mass“.

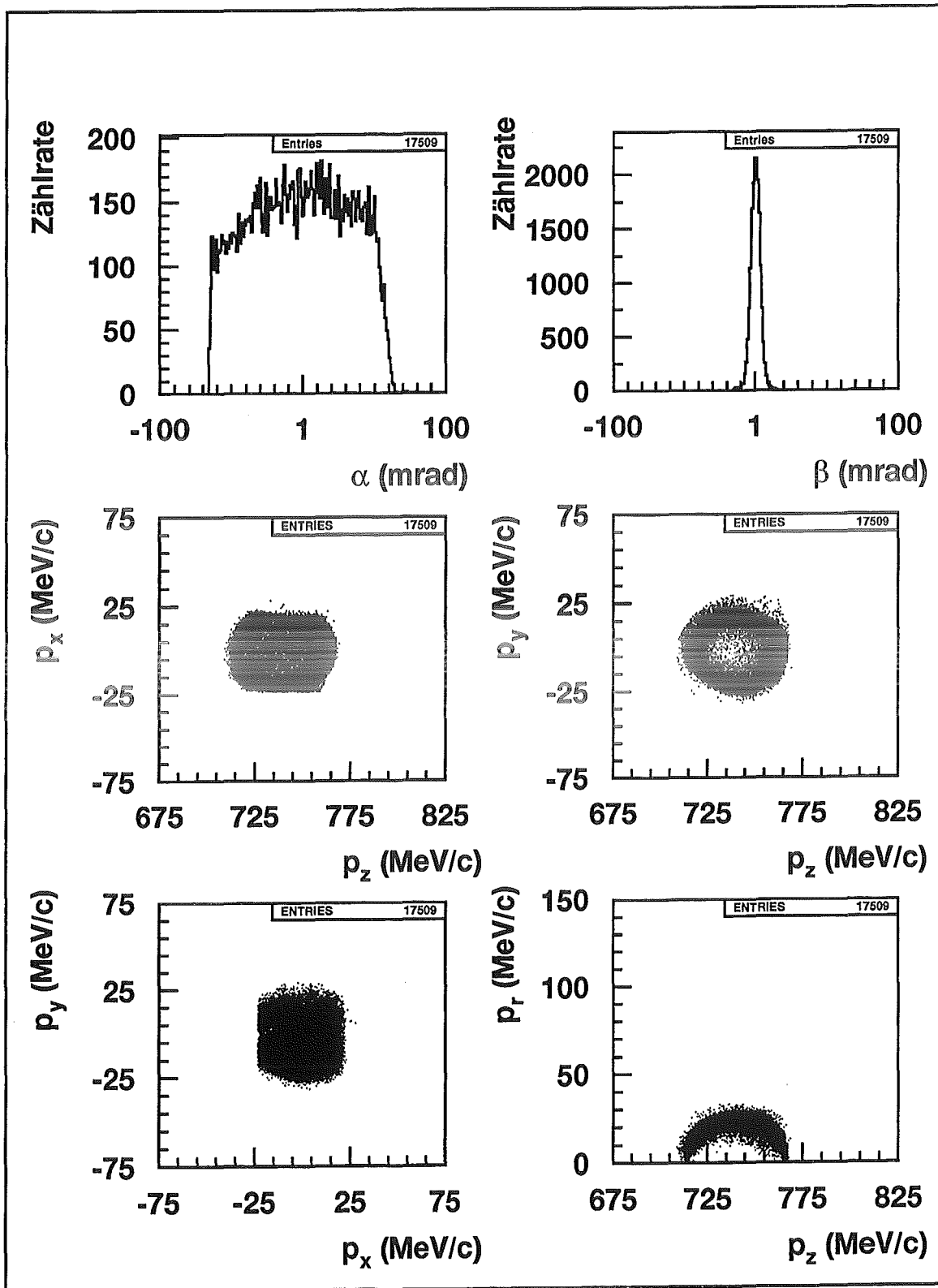


Abbildung 4.18: Winkel und Impulse, wie 4.14, nach allen Schnitten

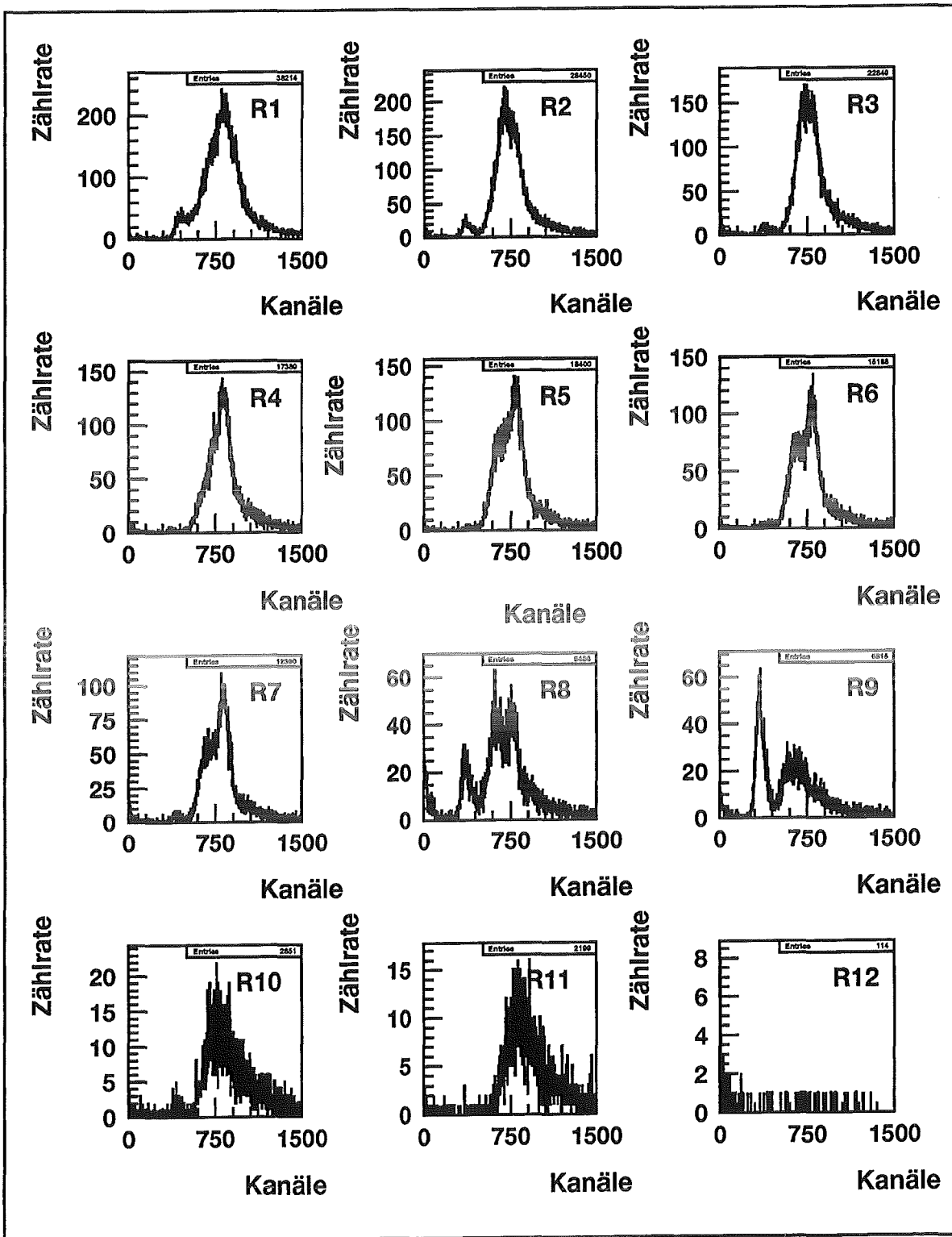


Abbildung 4.19: Rohdaten der Hodoskopebene R

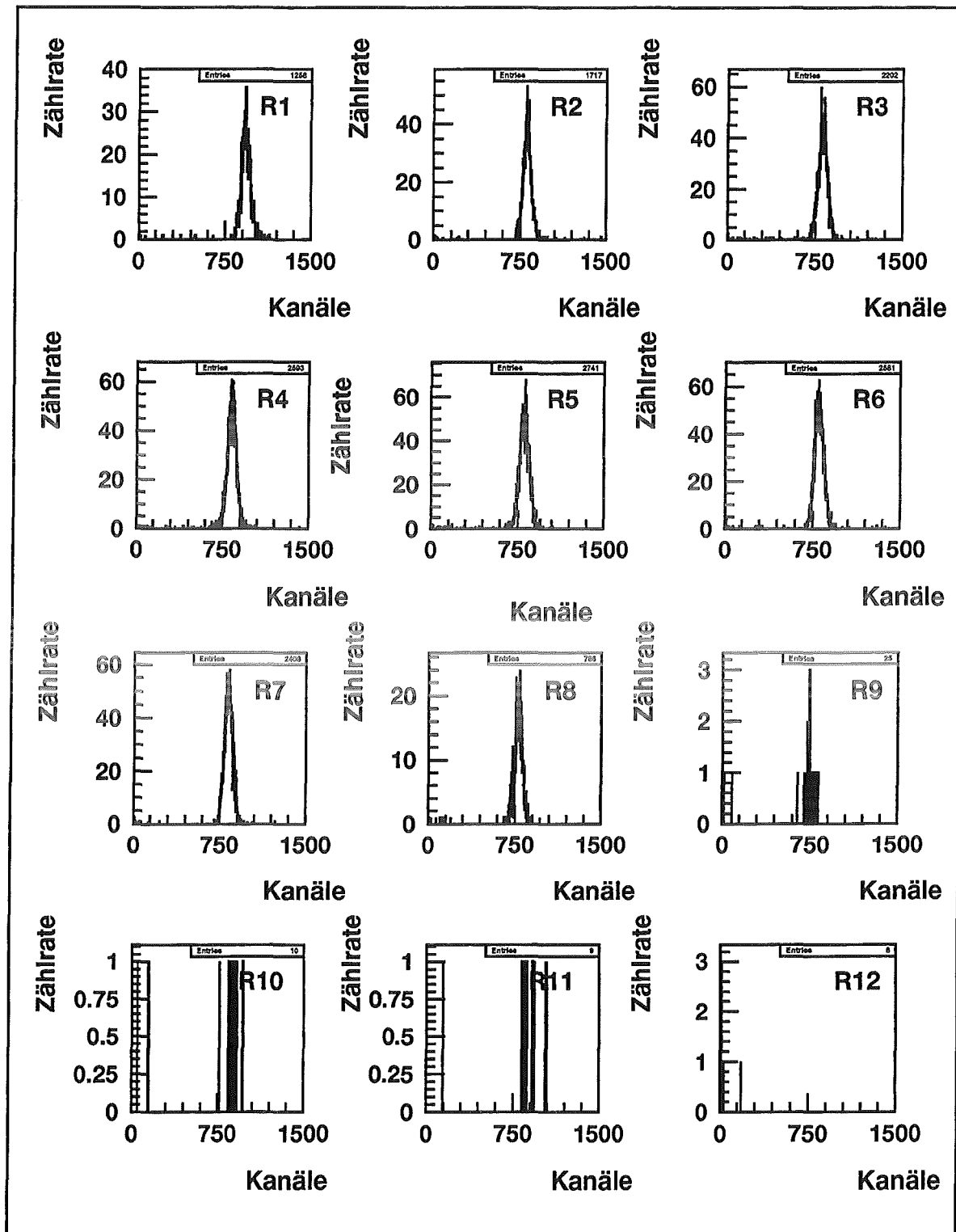


Abbildung 4.20: Daten der Hodoskopenebene R, nach allen Schnitten, Strahlzeit Mai 1995

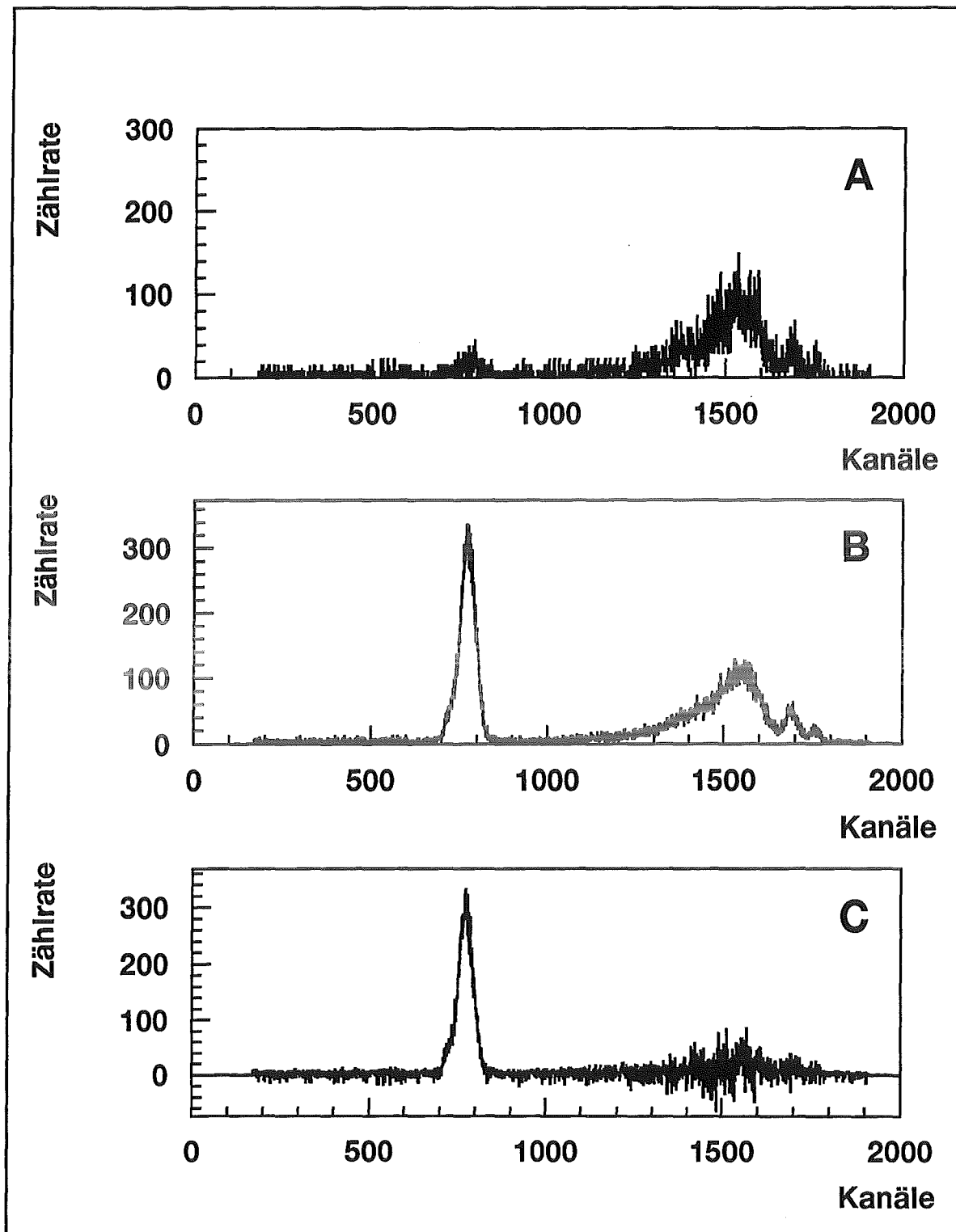


Abbildung 4.21: Strahlzeit Mai 1995; A: Flugzeitspektrum, Leertargetmessung, normiert auf die Zeit der Datennahme; B: Flugzeitspektrum, gewonnen aus den Daten, ohne Schnitte; C: Differenzspektrum

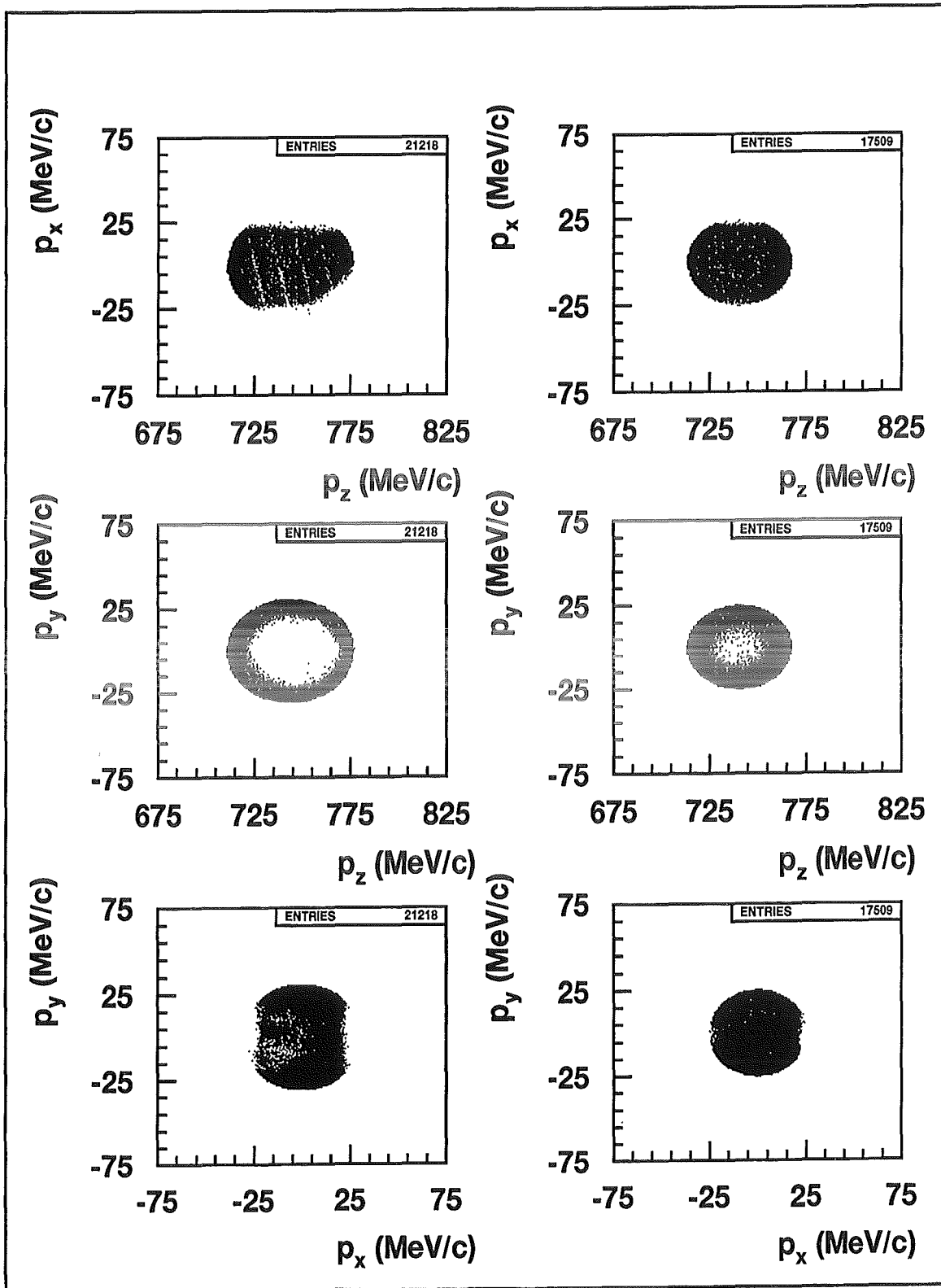


Abbildung 4.22: Kinematischer Fit für die Messung im Dezember 1994 (links) und im Mai 1995 (rechts)

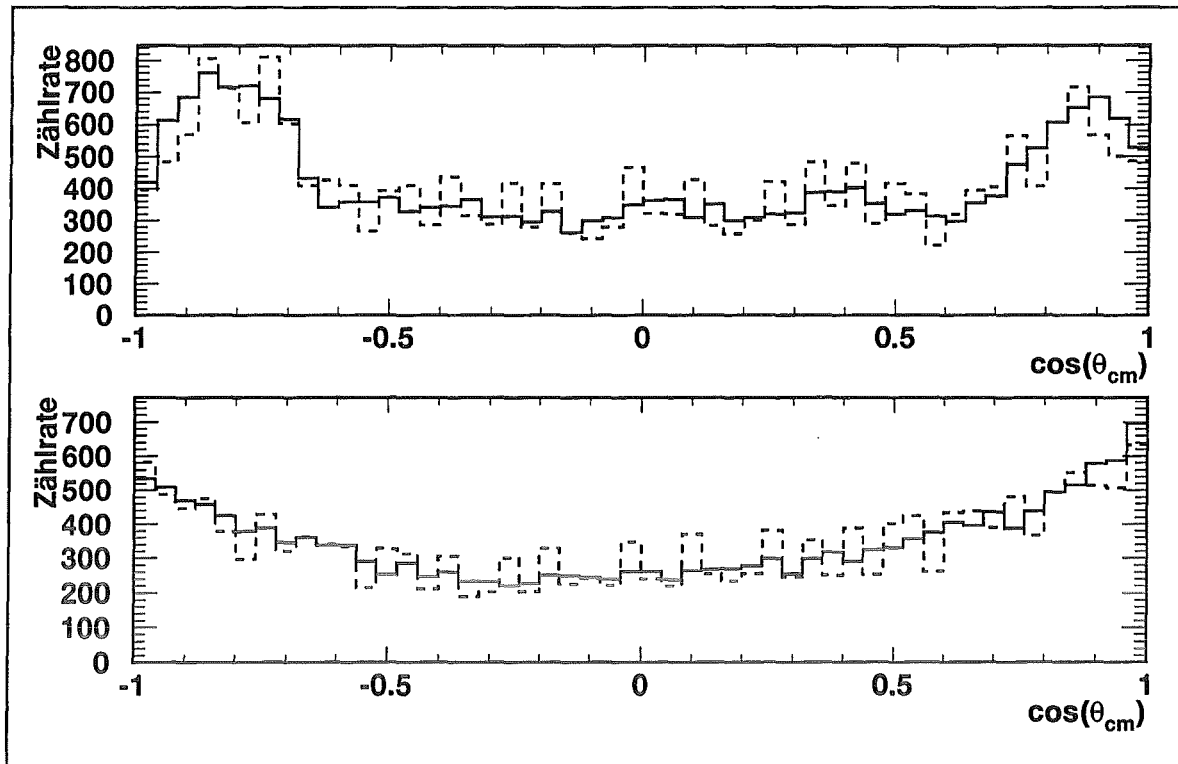


Abbildung 4.23: Winkelverteilung vor (durchgezogene Kurve) und nach (gestrichelt) dem kinematischen Fit; oben: Strahlzeit Dezember 1994, unten: Strahlzeit Mai 1995.

Ferner wurde die Flugzeit zwischen den Modulen der zweiten und dritten Lage zur Untergrundreduktion herangezogen. Die Flugstrecke betrug nun statt 18 m nur noch 2.5 m, was einen Unterschied zwischen Deuteronen- und Protonenflugzeit von nur noch 11 ns (im Mittel) bedeutet. Der Deuteronen- und Protonenpeak sind nicht mehr so klar getrennt wie bei der „großen“ Flugzeit. Trotzdem ist es möglich, Schnitte auf die „kleine“ Flugzeit zu setzen, auch wenn sie nicht ganz so effektiv sind. In Abb. 4.15 sind die Zeitspektren der Lage Q mit den verwendeten Schnitten dargestellt. Abb. 4.16 zeigt die Winkel- und Impulsspektren nach dem Schnitt auf die „kleine“ Flugzeit. Der Untergrund ist dabei zwar schon um 50% reduziert, aber es verbleibt noch ein hoher Anteil.

Die „missing mass“ ist in Abb. 4.17 dargestellt. Man erhält einen Mittelwert von $139.7 \text{ MeV}/c^2$ mit einer Halbwertsbreite von $1.5 \text{ MeV}/c^2$. Nimmt man nun noch den „missing-mass“-Schnitt sowie die Schnitte auf den Winkel α und auf die ADC-Spektren hinzu, so ist auch hier eine gute Reduktion des Protonenuntergrundes möglich, wie Abb. 4.18 zeigt.

In der Abb. 4.19 sind die Rohdaten der Fokalebenenszintillatoren für die Strahlzeit im Mai 1995 dargestellt sowie in Abb. 4.20 die Spektren nach allen Schnitten. Wieder wurde als Beispiel die Lage R gewählt.

Abb. 4.21 A (zum Vergleich dazu die Daten in Abb. 4.21 B) zeigt eine Leertarmessung für die Messung im Mai 1995. Hier fällt auf, daß die Anzahl der Einträge bei der Deuteronenflugzeit höher ist als im Dezember; im Differenzspektrum (Abb. 4.21 C) ergibt sich eine Abnahme der Zählrate in der Deuteronenregion um etwa 10%. Eine mögliche Ursache dafür könnte ein leicht schräg einfallender Strahl gewesen sein, der die Bohrungen der Szintillatoren nicht ideal passiert, sondern die Detektoren gestreift hat.

Abb. 4.22 schließlich zeigt die Impulsspektren für beide Messungen nach der Durchführung des kinematischen Fits. Dabei wurde der Fehler in p_y aufgrund der in Kap. 3.5 geschilderten Probleme doppelt so groß angesetzt wie die anderen Fehler.

Die Winkelverteilung im Schwerpunktsystem erhält man aus:

$$\cos \theta_{cm} = \frac{p_z^{cm}}{\sqrt{p_{r,cm}^2 + p_{z,cm}^2}} \quad (4.4)$$

Die Größen im cm-System ergeben sich nach Rücktransformation aus den Meßwerten im Laborsystem (siehe Kap. 2.2). In Abb. 4.23 sind diese Winkelverteilungen vor und nach dem kinematischen Fit dargestellt.

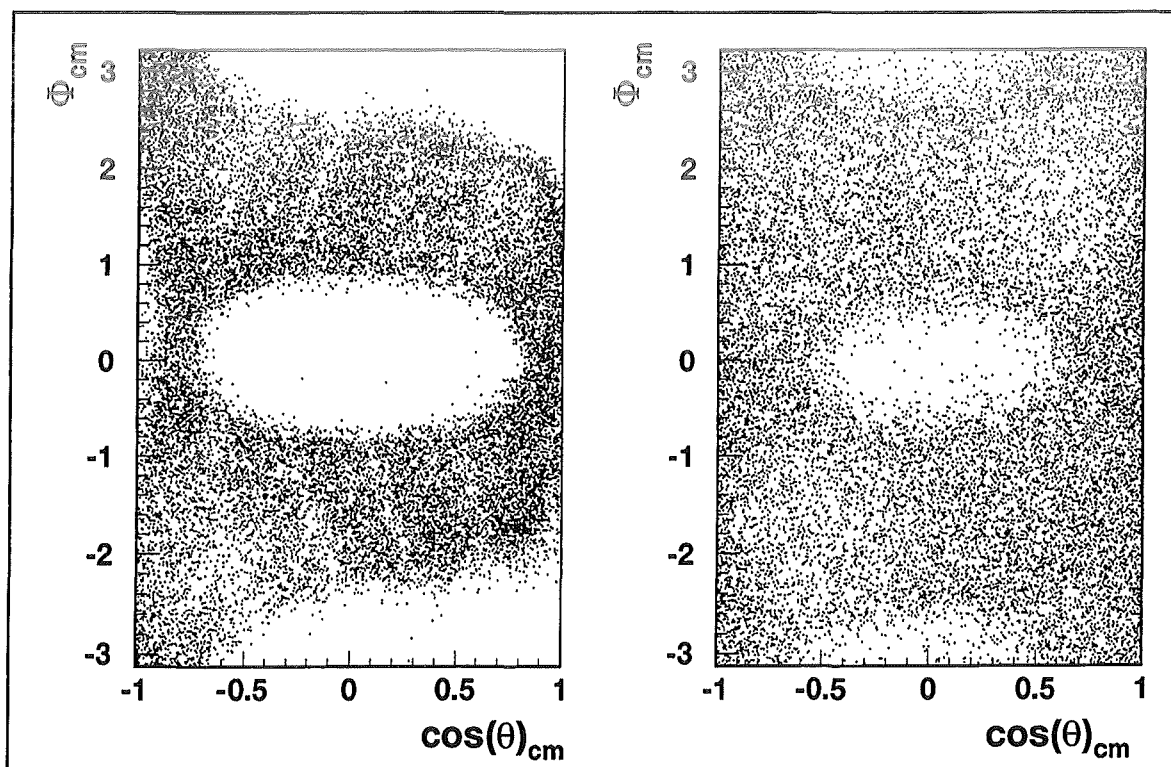


Abbildung 4.24: $\cos \theta - \phi$ -Verteilung im cm-System; links: Strahlzeit Dezember 1994, rechts: Strahlzeit Mai 1995

4.4 Korrektur auf die Akzeptanz

Die Akzeptanz des Spektrometers und der Detektoren ist direkt aus den Daten ersichtlich. Besonders deutlich wird dies in der Abb. 4.24, die die Oberfläche der Kugel im cm-System zeigt. Bei der Messung im Dezember sind neben den Schnitten in x auch noch die Akzeptanzverluste durch die Öffnungen zwischen den Szintillatoren zu sehen.

Die Akzeptanz erhält man nun dadurch, daß der Kanalinhalt in jedem Kanal in Abb. 4.24, der eine gewisse, empirisch festzulegende Anzahl von Ereignissen überschritt⁸, gleich eins gesetzt wurde; lag die Zählrate darunter, wurde er gleich null gesetzt. Projiziert man die so gewonnene Verteilung auf die x-Achse und teilt sie durch die maximal mögliche Anzahl von Einträgen, d. h. die Anzahl der Kanäle in y-Richtung, so erhält man für jeden Kanal einen Wert, der angibt, wieviel Prozent der Teilchen überhaupt registriert werden können. Um nun auf diese Akzeptanz zu korrigieren, sind die Daten durch diese Werte zu teilen.

⁸Ein Wert von fünf hat sich als sinnvoll erwiesen; es wurde ein Gitter von 50 · 52 Kanälen verwendet.

Kapitel 5

Ergebnisse

Im folgenden werden die differentiellen und totalen Wirkungsquerschnitte sowie die Anisotropien für die beiden Messungen im Dezember 1994 und Mai 1995 bestimmt und mit den Berechnungen nach dem Modell von Harzheim u. A. verglichen. Schließlich werden die Resultate in den Weltdatensatz eingeordnet und die Parameter α_0 und α_1 des Gell-Mann-Watson-Modells bestimmt.

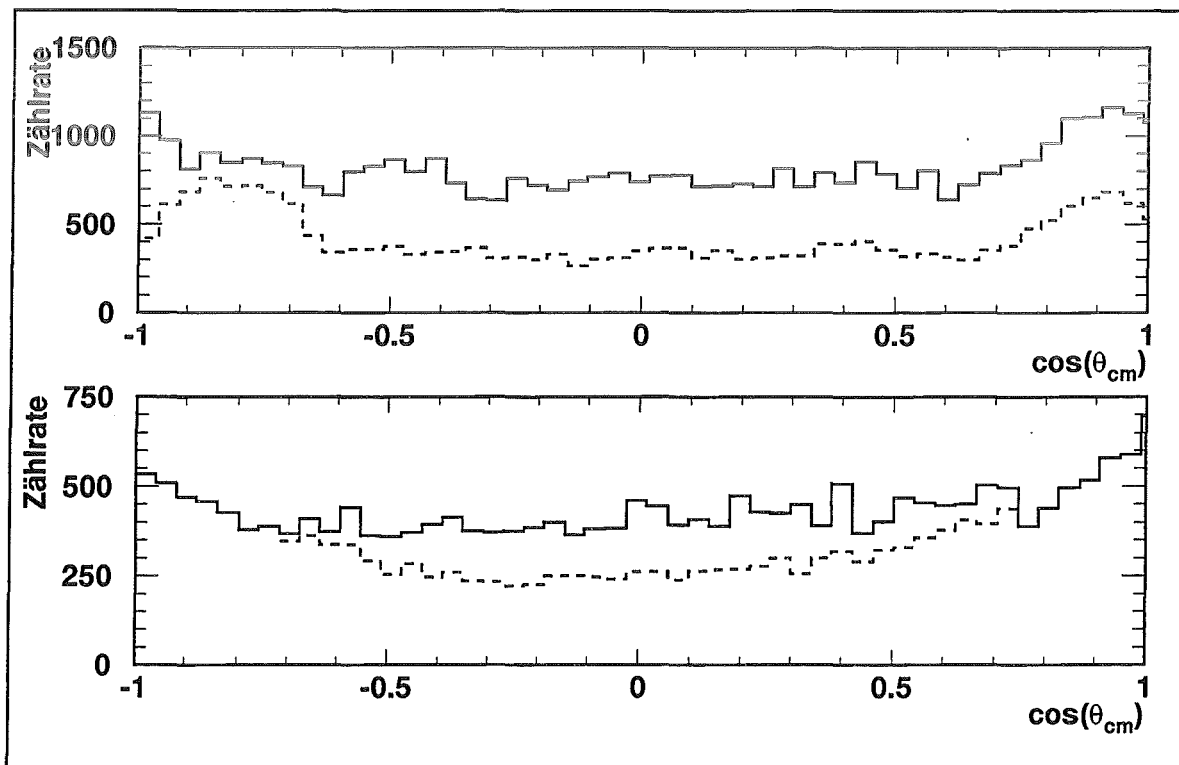


Abbildung 5.1: Winkelverteilung vor (gestrichelt) und nach (durchgezogene Linie) den Korrekturen auf die Akzeptanz; oben: Messung Dezember 1994; unten: Mai 1995.

5.1 Wirkungsquerschnitte

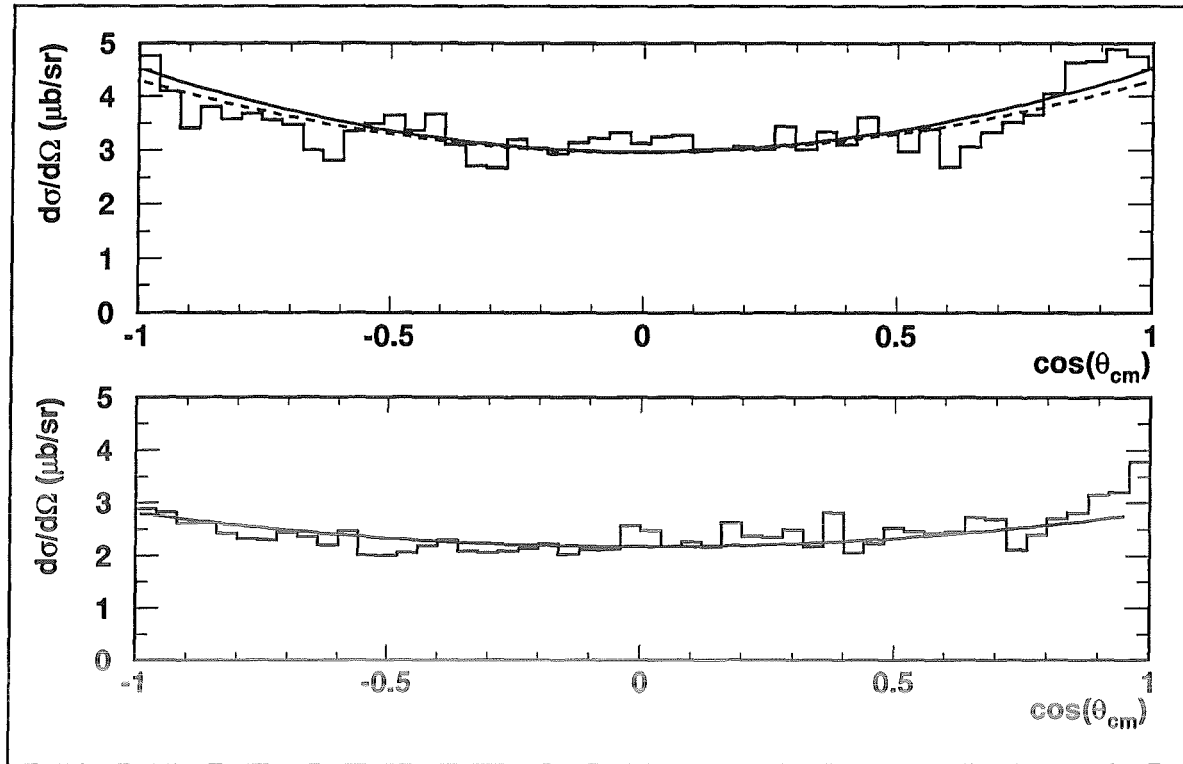


Abbildung 5.2: Differentielle Wirkungsquerschnitte für Dezember (oben) und Mai (unten). Die Kurven zeigen die Legendre-Fits; weitere Erläuterungen im Text.

Abb. 5.1 zeigt die Winkelverteilung im Schwerpunktsystem für beide Messungen vor und nach den in Kap. 4.4 beschriebenen Akzeptanzkorrekturen.

Die so korrigierten Verteilungen wurden auf die Zahl der Strahlprotonen und die Targetdicke normiert (siehe Kap. 4.1), und anschließend wurden Legendre-Polynome gemäß Gl. 2.8 angepaßt (siehe Abb. 5.2). Das Resultat dieser Anpassung sowie die Anisotropie und der totale Wirkungsquerschnitt vor und nach der Coulomb-Korrektur sind in Tab. 5.1 zusammengestellt¹. Die Fehler enthalten statistische Fehler sowie Unsicherheiten in der Bestimmung der Targetdicke und des Strahlstroms. Letztere lagen typischerweise bei etwa 5 %, siehe Kap. 4.1. Zusätzlich wurde noch ein systematischer Fehler von 10 % aufgrund der Akzeptanzkorrektur angenommen. In der Größe A_2 wurde dieser systematische Fehler auf 20 % angesetzt. In der Veröffentlichung der GEM-Kollaboration [Dro 96] wurde für die Messung bei 800.5 MeV/c der Bereich $-1 < \cos(\theta) < -0.5$ für die Anpassung der Legendre-Polynome ausgeschlossen, weil

¹Die Abweichung zu den in [Dro 96] angegebenen Werten erklärt sich wohl durch leichte Unterschiede in der Behandlung der Akzeptanzkorrekturen, die gerade bei diesen Messungen besonders kritisch sind; aber diese Werte stimmen innerhalb der Fehlergrenzen überein.

η	A_0 (μb)	A_2 (μb)	A_2/A_0	Coulomb- Korrektur	σ , korrigiert (μb)
0.22	$43.8 \pm 3.5 \pm 4.4$	13.0 ± 2.7	0.30 ± 0.08	0.91	$48.1 \pm 3.8 \pm 4.8$
0.18	$29.9 \pm 2.2 \pm 2.9$	5.3 ± 1.3	0.18 ± 0.05	0.89	$33.6 \pm 2.5 \pm 3.4$

Tabelle 5.1: *Parameter der Legendre-Polynome sowie Coulomb-Korrekturen nach [Rei 69]*

dort ein offensichtliches Akzeptanzproblem vorlag. Folgt man dieser Vorschrift, so ergibt sich für die Anpassung die durchgezogene Kurve in Abb. 5.2 und die in Tab. 5.1 angegebenen Parameter. Versucht man, auf diese Akzeptanz zu korrigieren (siehe Abb. 5.1), so ergibt sich für die Anpassung die gestrichelte Kurve, die eine etwas kleinere Anisotropie liefert. Beide Werte stimmen aber innerhalb des Fehlers (der im zweiten Fall aufgrund der Unsicherheit in der Akzeptanzbestimmung höher, und zwar auf 12 % bzw. 25 %, angesetzt wurde), überein. Die Werte, die sich nach der letzteren Methode ergeben, sind $A_0 = 42.8 \pm 3.4 \pm 5.1 \mu b$, $A_2 = 11.2 \pm 2.9 \mu b$ und $A_2/A_0 = 0.26 \pm 0.085$. Für die Messung bei 796.5 MeV/c zeigt sich dieses Problem noch stärker; dort konnte aber eine Messung, die diesen Bereich bei einer veränderten Spektrometereinstellung (und somit an einem anderen Ort im Spektrometer) mißt, herangezogen werden. Diese Messung ist in Abb. 4.24 und in Abb. 5.1 nicht enthalten. Für die Zukunft muß sicherlich endgültig geklärt werden, was diese Akzeptanzprobleme verursacht; eine Vermutung wurde in Kap. 4.3.2 bereits angesprochen.

5.2 Vergleich der Meßergebnisse mit dem Modell von Harzheim u. A.

Abb. 5.3 zeigt die gemessenen Winkelverteilungen im Vergleich mit den Berechnungen nach dem Modell von Harzheim u. A. (siehe Kap. 2.3). Die durchgezogenen Kurven wurden mit den Vertices und Propagatoren von Kingler und die gestrichelten Linien mit den Vertices und Propagatoren von Harzheim berechnet². Im ersten Fall wurde für das Deuteron eine Oszillatorgröße von 2.6 fm und im zweiten Fall von 2.2 fm angenommen. Diese Werte hatten sich — zumindest bei höheren Energien (siehe [Har 91, Kin 95]) — als sinnvoll erwiesen. Bei den hier untersuchten Energien tragen außer der Δ -Resonanz noch keine höheren Nukleonenresonanzen bei; auch der Beitrag vom η -Austausch ist klein. Als Austauschmesonen wurden das π , ρ und ω verwendet.

Für die Messung bei der höheren Energie ergibt sich eine bessere quantitative Übereinstimmung als bei 796.5 MeV/c, wo die Berechnungen deutlich zu tief liegen. Dies kann durch Vernachlässigung von s-Wellen-Anteilen (siehe [Har 91]), die ja bei kleineren Energien eine größere Rolle spielen, verursacht werden.

²Zum Zusammenhang zwischen beiden siehe [Kin 95], Anhang A

5.2. VERGLEICH DER MESSERGEBNISSE MIT DEM MODELL VON HARZHEIM U. A.71

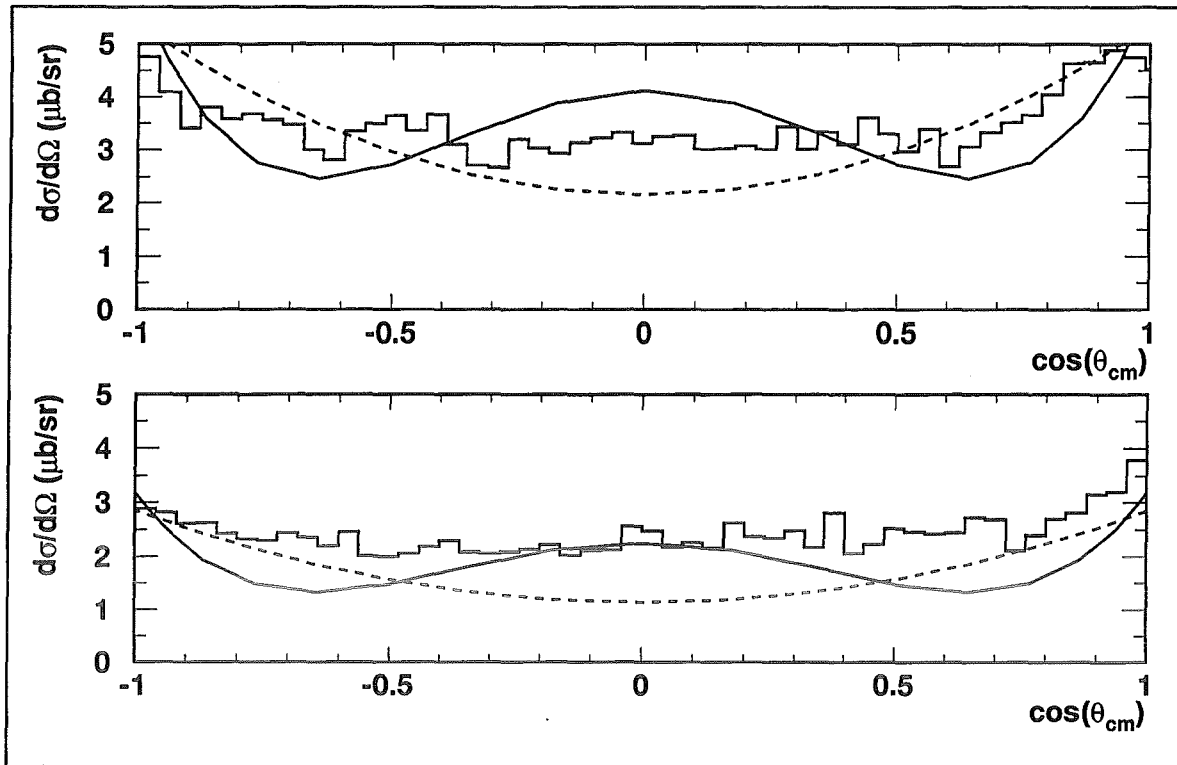


Abbildung 5.3: Vergleich mit dem Modell von Harzheim et. al; oben: Messung Dezember 1994; unten: Messung Mai 1995. Die durchgezogene Kurve wurde mit den Vertices von Kingler und die gestrichelte Linie mit den Vertices von Harzheim berechnet.

Bei den Berechnungen mit den Vertices von Kingler fällt die Erhöhung um 90° auf, die systematisch bei allen Energien auftritt (siehe [Kin 95]). Sie hat ihre Ursache wahrscheinlich im Vektor-Mesonen-Austausch und wird vermutlich dadurch bewirkt, daß die statische Approximation für die Vertices, bei der z.B. die Spin-Bahn-Kopplung vernachlässigt wird, ein zu einfaches Modell ist.

In Abb. 5.4 sind die totalen Wirkungsquerschnitte für die Reaktion $p + p \rightarrow \pi^+ + d$, die zeitumgekehrte Reaktion $\pi^+ + d \rightarrow p + p$ und die Isospin-korrelierte Reaktion $n + p \rightarrow \pi^0 + d$ dargestellt. Daten aus der Reaktion $p + p \rightarrow \pi^+ + d$ sind mit gefüllten Symbolen, Daten aus $\pi^+ + d \rightarrow p + p$ mit offenen Dreiecken und Daten aus $n + p \rightarrow \pi^0 + d$ mit dem offenen Stern bezeichnet. In die Betrachtung wurden nur Messungen, die nach 1967 veröffentlicht wurden, miteinbezogen. Die Daten aus der zeitumgekehrten Reaktion wurden nach dem Prinzip des detaillierten Gleichgewichts (Gl. 2.5) umgerechnet und die Meßwerte der Isospin-korrelierten Reaktion mit einem Faktor zwei multipliziert. Ferner wurden alle Daten mit zwei geladenen Teilchen im Ausgangskanal auf Coulomb-Effekte korrigiert (nach [Rei 69]).

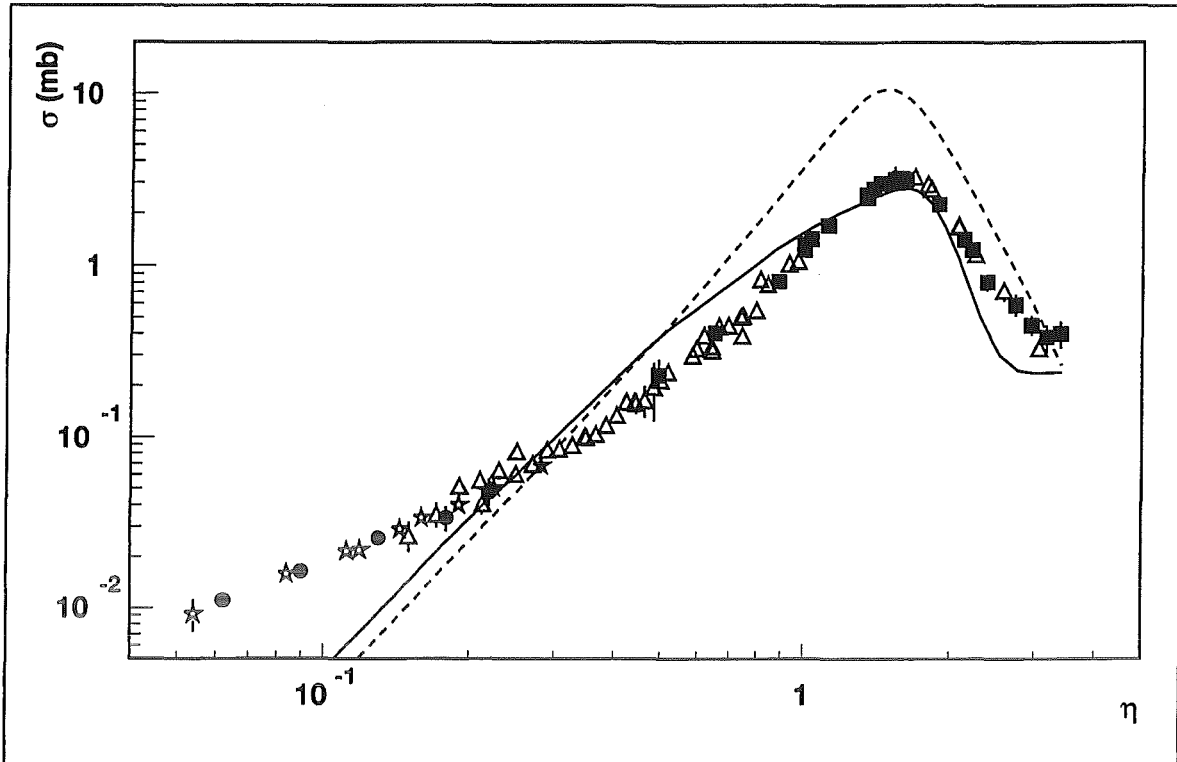


Abbildung 5.4: Totaler Wirkungsquerschnitt, Daten aus [Aeb 78], [Shi 82], [Ros 67], [Rit 91], [Axe 76], [Gog 93], [Pre 76], [Rit 81], [Hut 90], [Mat 83], [Ric 70], [Nan 79], [Hof 81], [Dol 70] und [Bos 81]; die Daten der GEM-Kollaboration sind durch gefüllte Kreise dargestellt; durchgezogene Kurve: Berechnung mit den Vertices von Kingler; gestrichelte Kurve: Berechnung mit den Vertices von Harzheim; weitere Erläuterungen siehe Text.

Eingezeichnet sind die Berechnungen nach Kingler (durchgezogene Kurve) und Harzheim (gestrichelt).

Die Form der Anregungsfunktion wird in beiden Fällen nur schlecht reproduziert, wobei sich für die Berechnungen nach Kingler zumindest im Bereich der Δ -Resonanz eine recht gute Übereinstimmung ergibt, während die Berechnung nach Harzheim dort viel zu hoch liegt. Beide Rechnungen unterschätzen die Daten im Bereich $\eta < 0.25$ drastisch, was um so mehr darauf hindeutet, daß die Behandlung kleiner Energien in diesem Modell problematisch ist und seine Stärke naturgemäß in der Behandlung von Resonanzen liegt.

5.3 Einordnung in den Weltdatensatz

Abb. 5.5 oben zeigt die Daten aus derselben Reaktion, die hier untersucht wurde, sowie aus der zeitumgekehrten und der Isospin-korrelierten Reaktion im Bereich bis $\eta < 0.8$

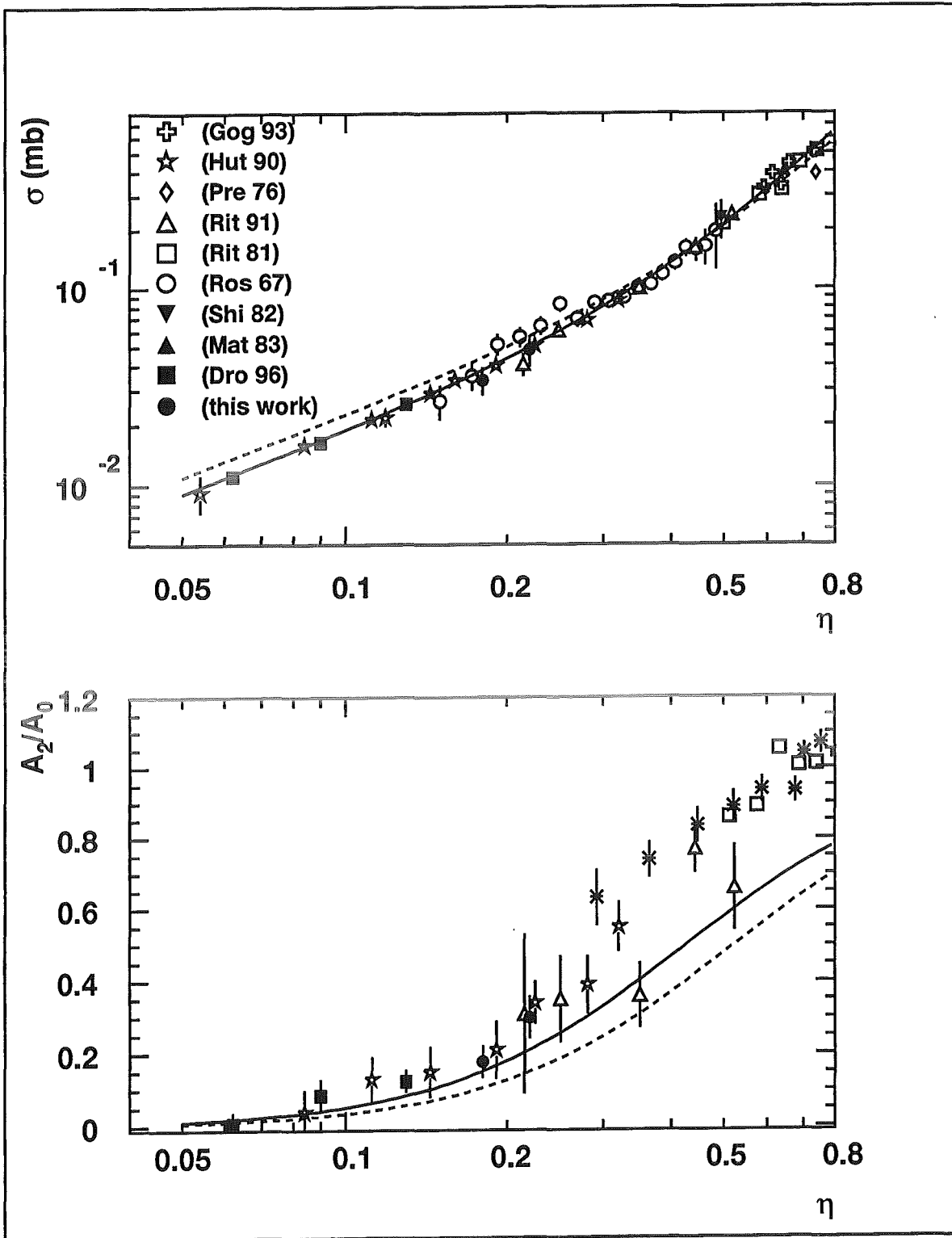


Abbildung 5.5: Totaler Wirkungsquerschnitt (oben) und Anisotropie (unten); im unteren Bild kommt zu den oben angegebenen Referenzen noch [Roe 82] hinzu, dargestellt als Stern; weitere Erläuterungen siehe Text.

Bedingung	$\alpha_0(mb)$	$\alpha_1(mb)$	$\chi^2_{\text{reduziert}}$
$\eta < 0.8$ zwei geladene Teilchen ohne GEM-Daten	0.218 ± 0.005	0.793 ± 0.012	17.03
$\eta < 0.8$ zwei geladene Teilchen mit GEM-Daten	0.199 ± 0.004	0.831 ± 0.009	15.9
$\eta < 0.5$ zwei geladene Teilchen ohne GEM-Daten	0.187 ± 0.009	0.937 ± 0.057	1.07
$\eta < 0.5$ zwei geladene Teilchen mit GEM-Daten	0.180 ± 0.006	0.973 ± 0.04	0.9
Daten aus [Hut 90]	0.184 ± 0.005	0.781 ± 0.079	
Berechnung aus [Hor 93], ohne HME	0.101 ± 0.009		
mit HME	0.203 ± 0.021		

Tabelle 5.2: Parameter des Gell-Mann und Watson Modells, Erläuterungen im Text

(zur Umrechnung der Daten siehe Kap. 5.2). An diese Daten wurden Anpassungen nach Gl. 2.13 vorgenommen. Die gestrichelte Kurve berücksichtigt alle Daten mit $\eta < 0.8$ und zwei geladenen Teilchen im Ausgangskanal ohne die fünf Meßpunkte der GEM-Kollaboration. Die Daten werden eindeutig überschätzt. Nimmt man die Daten der GEM-Kollaboration hinzu und beschränkt sich auf Meßwerte mit $\eta < 0.5$, so ergibt sich eine sehr viel bessere Übereinstimmung. Berücksichtigt man auch die Daten für $0.5 < \eta < 0.8$, so verschlechtert sich der Fit signifikant, was sich auch nicht durch Hinzunahme von höheren Partialwellen oder der Annahme einer Energieabhängigkeit von α_0 (siehe [Spu 75, Bug 84]) beheben läßt. Die Parameter dieser Fits sind in Tab. 5.2 zusammengestellt; zum Vergleich sind die Werte aus der Isospin-korrelierten Reaktion ([Hut 90]) angegeben. Für α_0 ergibt sich zwischen diesen und dem Fit für $\eta < 0.5$ mit den GEM-Daten eine sehr gute Übereinstimmung; die Werte von α_1 weichen jedoch stärker voneinander ab. Ferner sind die Berechnungen von Horowitz ([Hor 93]) ohne und mit dem Austausch schwerer Mesonen³ (HME) mit angegeben.

Abb. 5.5 unten zeigt die Anisotropie A_2/A_0 . Bei der Bildung dieses Verhältnisses fallen etwaige Coulomb-Korrekturen, die ja für s- und p-Welle nahezu identisch sind, heraus. Bei der höchsten in dieser Arbeit untersuchten Energie beträgt der p-Wellen-Anteil noch 30 %; er nimmt dann zu kleineren Energien weiter ab. Die durchgezogene Kurve ergibt sich gemäß Gl. 2.14 aus den Parametern der obigen Anpassung bis $\eta < 0.8$ ohne die Daten der GEM-Gruppe, die gestrichelte aus dem Fit mit diesen Daten bis

³Nach [Nis 96] ist dieser Effekt jedoch deutlich kleiner.

$\eta < 0.5$. Besonders zu hohen η -Werten ergibt sich eine deutliche Diskrepanz zu den Daten. In Gl. 2.14 wurde jedoch angenommen, daß die Amplitude $|a_0|$ klein ist. Die Abweichung von den Daten könnte durch Interferenzen der Zustände 1S_0 und 1D_2 im pp -Kanal erklärt werden, und somit scheint die Amplitude $|a_0|$ — zumindest in diesem Bereich — nicht vernachlässigbar.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Bei dem in dieser Arbeit beschriebenen Experiment am Magnetspektrometer BIG KARL wurde die Reaktion $p + p \rightarrow \pi^+ + d$ erstmals bei zwei Energien nahe der Schwelle über den gesamten Winkelbereich vermessen. Bisher existierten so nahe an der Schwelle noch keine Daten aus dieser Reaktion, sondern nur aus der Isospin-korrelierten ($n + p \rightarrow \pi^0 + d$) und der zeitumgekehrten ($\pi^+ + d \rightarrow p + p$) Reaktion. Bei den hier vermessenen Energien hatte das Magnetspektrometer noch nicht 100% Akzeptanz, so daß die extrahierten Winkelverteilungen auf diese Akzeptanzschnitte korrigiert werden mußten. Die aus den Daten gewonnenen totalen Wirkungsquerschnitte und Anisotropien fügen sich gut in den Weltdatensatz ein. Somit ergibt sich hier also kein Widerspruch zur Gültigkeit der Isospinsymmetrie und Zeitumkehrinvarianz. Die in den Messungen im Dezember 1994 und Mai 1995 gewonnenen Daten sind von der GEM-Kollaboration in [Dro 96] veröffentlicht worden.

Kürzlich wurden Daten veröffentlicht [Hei 96], die jedoch nicht mehr in die hier gemachten Betrachtungen miteinbezogen werden konnten. Dabei wurde ebenfalls die Reaktion $p + p \rightarrow \pi^+ + d$ vermessen, und zwar im Bereich $\eta = 0.035$ bis $\eta = 0.20$; es ergaben sich jedoch tendenziell höhere Wirkungsquerschnitte.

Ferner hat das in der vorliegenden Arbeit dargestellte Experiment gezeigt, daß das umgebaute Magnetspektrometer BIG KARL zusammen mit den neuen Fokalebene-detektoren zuverlässig arbeitet. Für die Zukunft sind Experimente zur η - und π^0 Produktion (COSY-Proposal 24 und 29) und zu pionischen Atomen (COSY-Proposal 10) geplant. Bei diesen Messungen ist der Einsatz der Germaniumwand zur Vergrößerung der Spektrometer-Akzeptanz nötig, die bereits in Strahlzeiten im August und November 1995 erfolgreich getestet wurde.

Außerdem hat sich herausgestellt, daß — besonders zur Messung der ^3He bei der η - und π^0 -Produktion — der Bau eines neuen Hodoskops unumgänglich ist, da durch den modularen Aufbau Löcher unvermeidlich sind. Dieses neue Hodoskop wird zur Zeit am Institute of Nuclear Physics in Krakau konstruiert und wird voraussichtlich für erste Messungen Ende 1996 zur Verfügung stehen.

Anhang

Anhang A

Materialdaten und Fotos

Technische Daten des Szintillatorrhodoskops

Photomultiplier	
Typ	Thorn EMI 9954 B
Bauform	linear focused, head-on
Dynodenanzahl	12
maximale Betriebsspannung	– 2800 V
typ. Betriebsspannung	– 2000 V
effektiver Kathodendurchmesser	46 mm
maximale spektrale Empfindlichkeit	400 nm
Quantenausbeute	26 %
Gain	$2,6 \times 10^6$
typ. Anstiegszeit	2 ns
typ. Elektronentransitzeit	41 ns
Base	CERN EP 4244, die letzten drei Dynoden sind mit Zenerdioden stabilisiert und werden mit zusätzlichen –800 V versorgt
alle Werte nach Herstellerangaben	

Szintillatoren	
Material	Bicron BC 404 Plastikszintillator auf Polyvinyltoluene-Basis
Dicke	4 mm
Länge	250 mm
Breite	100 mm
spektrales Maximum	408 nm
Zeitkonstante	1.8 ns
alle Werte nach Herstellerangaben	

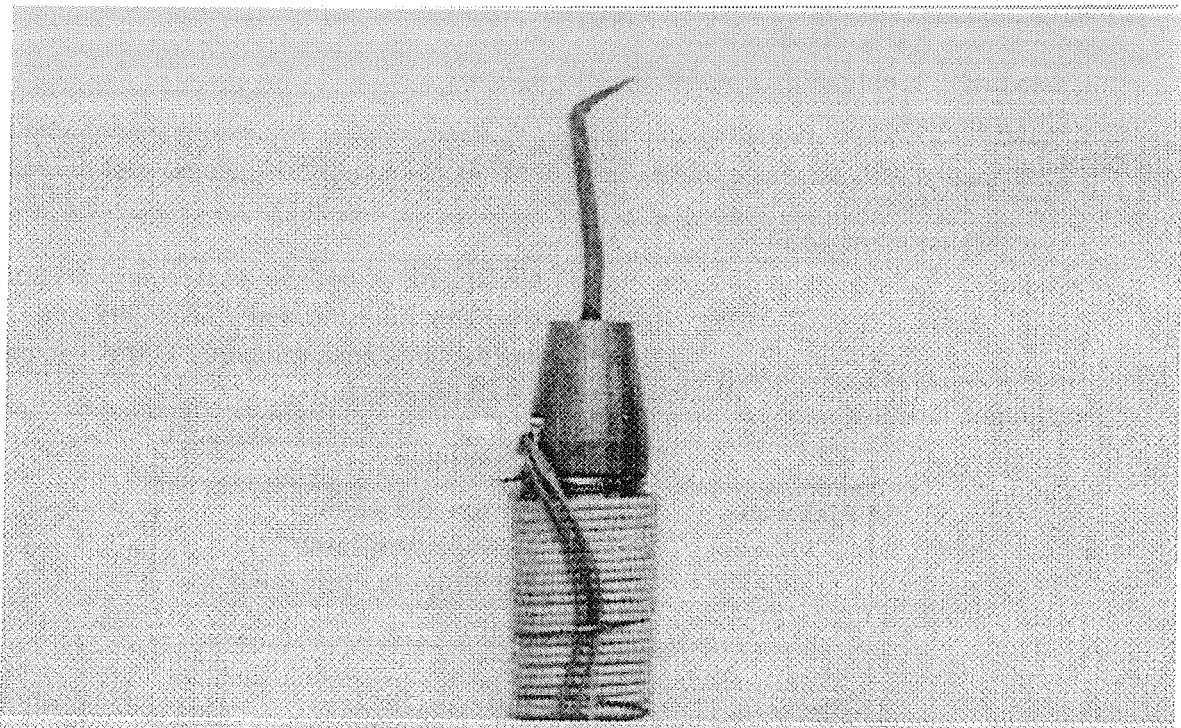
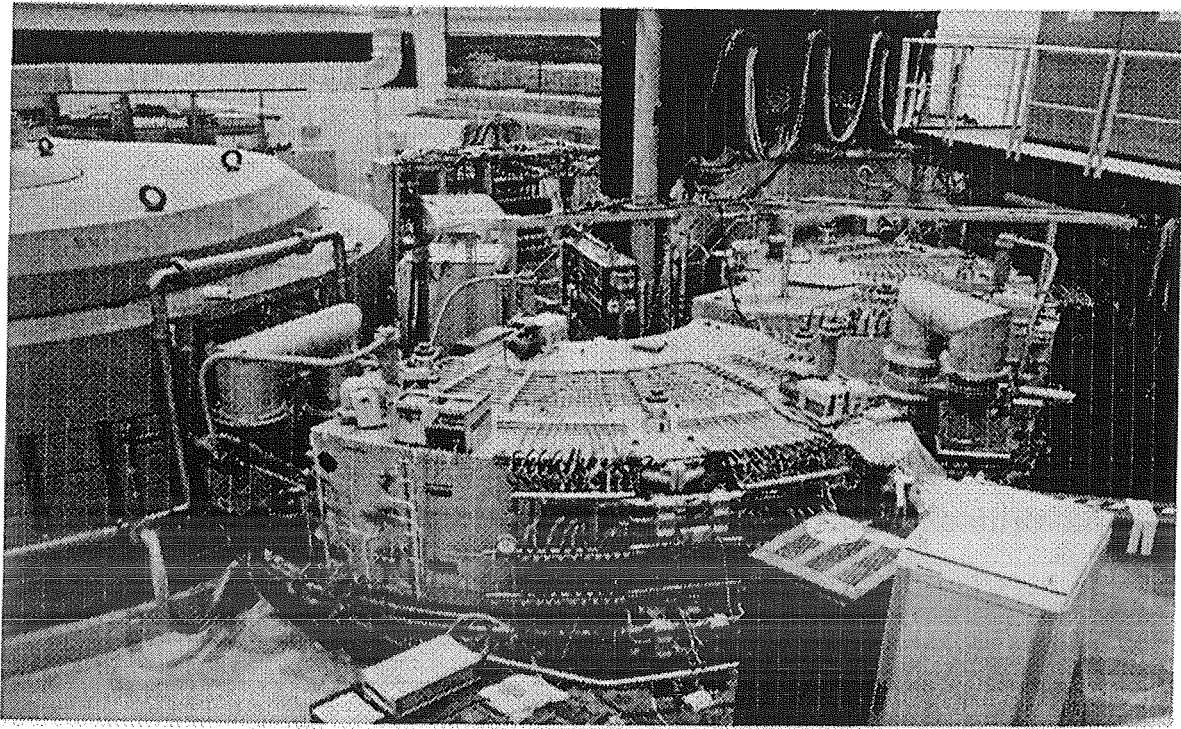


Abbildung A.1: Das Magnetspektrometer *BIG KARL* (oben) und das 2.4-mm-Target (unten)

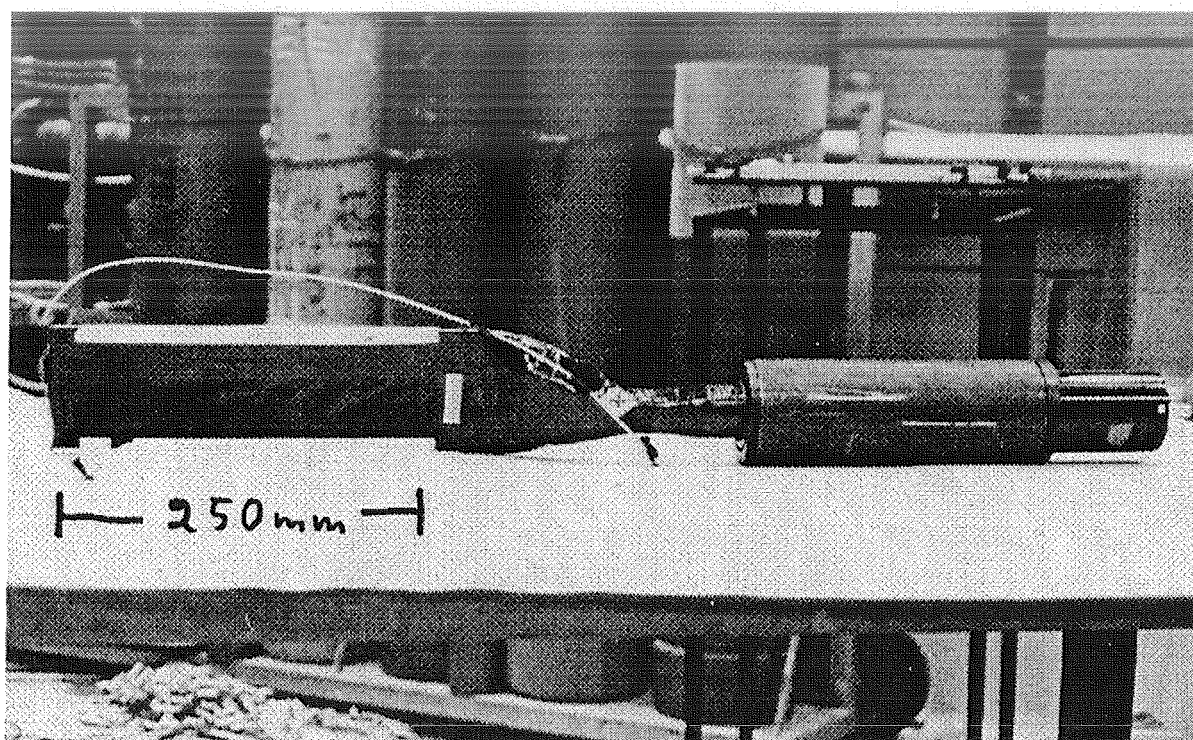
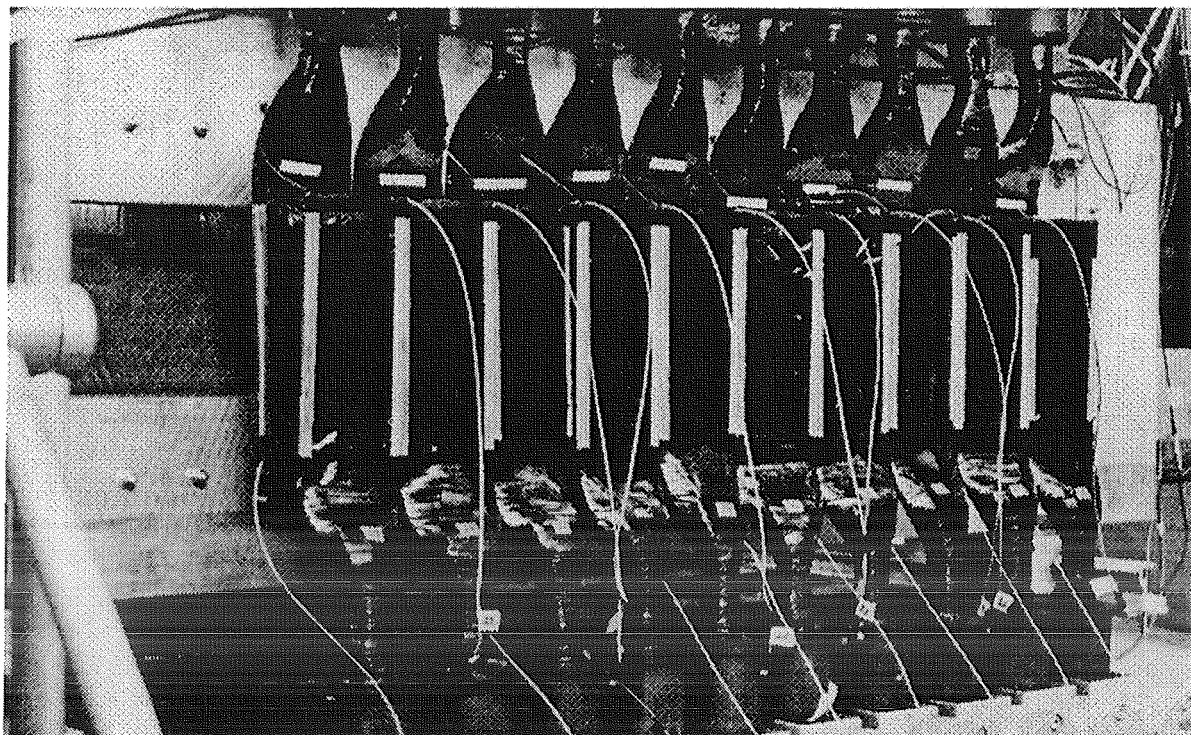


Abbildung A.2: Die erste und die zweite Lage des Szintillatorrhodskops, noch ohne Überlapp in horizontaler und Optimierung der aktiven Fläche in vertikaler Richtung (oben) und ein Szintillatormodul mit LED-System (unten).

Literaturverzeichnis

- [Aeb 78] D. Aebischer et al. Measurement of $p + p \rightarrow \pi^+ + d$ between 398 MeV and 572 MeV. *Nucl. Phys. B*, 108:214–238, 1978.
- [Axe 76] D. Axen et al. The Interaction between Positive Pions and Deuterons at 47.5 MeV. *Nucl. Phys. A*, 256:387–413, 1976.
- [Blan 81] B. Blankleider, I.R. Afnan. Unified Theory of $NN \rightarrow \pi d$, $\pi d \rightarrow \pi d$, and $NN \rightarrow NN$ Reactions. *Phys. Rev. C* 24:1572–1595, 1981.
- [Bol 96] R. Bollmann. *Winkelverteilungen und Anregungsfunktionen der elastischen Proton-Proton-Streuung aus Messungen mit dem EDDA-Detektor während der Strahlbeschleunigung von COSY im Energiebereich von $T=600\dots2300$ MeV*. Dissertation, Universität Hamburg, 1996.
- [Bro 74] K.L. Brown, Ch. Iselin. *Decay Turtle (Trace Unlimited Rays Through Lumped Elements) A Computer Program for Simulating Charged Particle Beam Transport Systems, Including Decay Calculations*. CERN 74-2, 1974.
- [Bos 81] J. Boswell et al., aus: G. Jones, in: *Pion Production and Absorption in Nuclei – 1981*, AIP Conf. Proc. 79, 15, 1982.
- [Bug 84] D. Bugg, $NN \rightarrow \pi d$ Amplitudes up to 580 MeV. *J. Phys. G* 10:47–62, 1984.
- [Car 74] D.C. Carey. *Turtle (Trace Unlimited Rays Through Lumped Elements) A Computer Program for Simulating Charged Particle Beam Transport Systems*. Report NAL-64, 1974.
- [CER 89] CERN Program Library. Report 1989.10.03, CERN, 1989.
MINUIT Entry D 506
PAW Entry Q 121.
- [COS 90] COSY user guide. Forschungszentrum Jülich GmbH. 1990.
- [Dol 70] C.L. Dolnick, Polarization and Differential Cross Section for the Reaction $pp \rightarrow \pi^+ d$ at 425 MeV. *Nucl. Phys B* 22:461, 1970.

- [Dro 95] M. Drochner. *Aufbau eines flexiblen Datenaufnahmesystems unter Verwendung objektorientierter Techniken für das GEM-Experiment am Jülicher Beschleuniger COSY und Messungen der Reaktion $p + p \rightarrow \pi^+ + d$ nahe der Produktionsschwelle*. Dissertation, TU Dresden, 1995.
- [Dro 96] M. Drochner et al. Total and Differential Cross Sections of $p + p \rightarrow \pi^+ + d$ Reactions down to 275 keV above Threshold. *Phys. Rev. Lett.*, 77:454–457, 1996.
- [Eri 88] T. Ericson und W. Weise. *Pions and Nuclei*. Clarendon Press, Oxford, 1988.
- [Gas 92] M. Gasthuber. *Ein System zur Auswertung und graphischen Darstellung von Vielparameterexperimenten bei COSY*. Report beim COSY-Arbeitstreffen, KFA Jülich, 1992.
- [Gel 54] M. Gell-Mann und K.M. Watson. The Interaction between π -Mesons and Nucleons. *Ann.Rev.Nucl.Sci.*, 4:219, 1954.
- [Gog 93] S.I. Gogolev et al. Total Cross Section of the Reaction $\pi^+ + d \rightarrow p + p$ at Pion Energies 26–40 MeV. *Phys. Lett. B* 300:24–28, 1993.
- [Gug 92] B. Gugulski et al. *Construction and Test of Drift Chambers for the New Jülich Accelerator COSY*, KFA IKP(1)–1992–3.
- [Hai 96] J. Haidenbauer, Ch. Hanhart, J. Speth. Threshold Meson Production in Nucleon–Nucleon Collisions, in: *MESON '96 Conference Proceedings*, in Vorbereitung.
- [Har 88] L. Harzheim. *Pionproduktion im Kern–Kern–Stoß*. Dissertation, Institut für Theoretische Kernphysik, Universität Bonn, 1988.
- [Har 91] L. Harzheim, M.G. Huber, B.C. Metsch. Pion Production in Nuclear Collisions. *Z. Phys. A – Hadrons and Nuclei*, 340:399–410, 1991.
- [Hei 96] P. Heimberg et al. Measurement of the $\bar{p}p \rightarrow d\pi^+$ Cross Section and Analyzing Power at Threshold. *Phys. Rev. Lett.* 77:1012–1015
- [Hoe 90] Hoechst AG, Wiesbaden. *Datenblatt Hostaphan*. Ausgabe 1/90.
- [Hof 81] Hoftiezer et al., Energy Dependence of the $pp \rightarrow \pi^+d$ Differential Cross-Section between 500 MeV and 600 MeV. *Phys. Lett. B* 100:462–465, 1981.
- [Hor 93] C.J. Horowitz. Role of Heavy Meson Exchange in near Threshold $NN \rightarrow d\pi$. *Phys. Rev. C*, 48:2920–2925, 1993.
- [Hor 94] C.J. Horowitz, H.O.Meyer, D.K. Griegel. Role of Heavy-meson Exchange in Pion Production near Threshold. *Phys. Rev. C*, 49:1337–1346, 1994.

- [Hut 90] D. A. Hutcheon et al. Measurement of $np \rightarrow d\pi^0$ Cross Sections very near Threshold *Phys. Rev. Lett.*, 64:176, 1990 und D. A. Hutcheon et al. Measurements of $NN \rightarrow d\pi$ very near Threshold. *Nucl. Phys. A* 535:618–636, 1991.
- [Ige 93] S. Igel, *Ein rotationssymmetrischer, ortsauflösender Germanium-Ringdetektor für maximale Zählraten*, Diplomarbeit, Universität Bonn, Jül-2860, 1993.
- [Jae 92] V. Jaeckle. *Aufbau eines Flüssig-Wasserstoff-Targets mit extrem dünnen Fenstern*. Diplomarbeit, Universität Bonn, Jül-2633, 1992.
- [Jae 94] V. Jaeckle, K. Kilian, H. Machner, Ch. Nake, W. Oelert, P. Turek. A Liquid Hydrogen/Deuterium Target with very thin Windows. *Nucl. Inst. and Meth.*, A349:15–17, 1994.
- [Joo 96] R. Joosten, *Aufbau und Inbetriebnahme eines hochgranularen Vertexdetektors aus szintillierenden Fasern für das Experiment MOMO an COSY und erste Ergebnisse zur Reaktion $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^+ + \pi^-$* . Dissertation, Universität Bonn, 1996.
- [Jül 89] IKP Annual Report 1989. Forschungszentrum Jülich GmbH. 1989.
- [Kem 96] G. Kemmerling. *Entwicklung objektorientierter Anwendersoftware für das GEM-Experiment am Jülicher Beschleuniger COSY und Messung der Reaktion $p + p \rightarrow \pi^+ + d$ nahe der Produktionsschwelle*. Dissertation, Universität Münster, 1996.
- [Kin 95] J. Kingler. *A Model for Exclusive Meson Production and Experiments on Forming Light Lambda Hypernuclei in Proton-Induced Reactions*. Dissertation, ISKP Universität Bonn, 1995.
- [Kol 66] D.S. Koltun, A. Reitan. Production and Absorption of S-Wave Pions at Low Energy by Two Nucleons. *Phys. Rev.* 141:1413–1418, 1966
- [Kül 95] U. Külz. *Entwicklung einer graphischen Oberfläche zur Steuerung und Kontrolle des großen Magnetspektrometers BIG KARL*. Diplomarbeit, Naturwissenschaftlich-technische Akademie Isny, 1995.
- [Lee 93] T.-S. H. Lee und D.O.Riska. Short Range Exchange Contributions to the Cross Section for $pp \Rightarrow pp\pi^0$ near Threshold. *Phys. Rev. Lett.*, 70:2237–2240, 1993.
- [Leo 87] W.R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Detection Experiments: A How-to-approach*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, 1987.

- [Mat 83] E. L. Mathie et al. Pion Production from Hydrogen Bombarded by Polarized Protons at Intermediate Energies. *Nucl. Phys. A*, 397:469–497, 1983.
- [May 84] T. Mayer-Kuckuk. *Kernphysik*. Teubner, Stuttgart, 1984.
- [Mar 83] S. Martin et al. The QQDDQ Magnet Spectrometer “BIG KARL” *Nucl. Inst. and Meth.*, 214:281–303, 1983.
- [Mey 92] H.O. Meyer et al. Total Cross Section for $p + p \rightarrow p + p + \pi^0$ Close to Threshold. *Nucl. Phys. A*, 539:633–61, 1992.
- [Mus 88] G. Musiol, J. Ranft, R. Reif, D. Seeliger. *Kern-und Elementarteilchenphysik*. VCH Verlagsgesellschaft, Weinheim, 1988.
- [Nak 93] Ch. Nake, *Optimierung eines Flüssig-Wasserstoff/Deuterium-Targets mit äußerst dünnen Fenstern*, Diplomarbeit, Universität Bonn, Jül-2820, 1993.
- [Nan 79] H. Nann et al. $pp \rightarrow d\pi^+$ Reaction at 0.8 GeV. *Phys. Lett. B* 88:257-261, 1979.
- [Nis 96] J.A. Niskanen. Comment on “Role of Heavy Meson Exchange in near Threshold $NN \rightarrow d\pi$ ” *Phys. Rev. C*, 53:526, 1996.
- [Nüs 95] J. H. Nüsser, *Entwicklung eines 2 mm Flüssig-Wasserstoff/Deuterium Targets mit äußerst dünnen Folienfenstern und dessen Steuerung unter der Benutzeroberfläche MS-Windows*, Diplomarbeit, Fachhochschule Aachen (Abteilung Jülich), 1995.
- [PPB 94] Particle Data Group. *Particle Physics Booklet*, American Institute of Physics, 1994.
- [Per 87] D.H. Perkins. *Introduction to High Energy Physics*, Addison-Wesley Publishing Company Inc., 1987.
- [Pre 76] B.M. Preedom et al. The Deuteron D-State and the $\pi^+ + d \rightarrow p + p$ Reaction. *Phys. Lett. B*, 65:31, 1976.
- [Rei 69] A. Reitan, Absorption of Low Energy π^+ and Bound K Mesons by Deuterons. *Nucl. Phys. B*, 11:170–175, 1969.
- [Ric 70] C. Richard-Serre et al. A Study of the Reaction $\pi^+ + d \rightarrow p + p$ for Pion Energies between 142 and 262 MeV. *Nucl. Phys. B*, 20:413, 1970.
- [Rit 81] B.G. Ritchie et al. Reaction $\pi^+ + d \rightarrow p + p$ at 20 to 65 MeV. *Phys. Rev. C*, 24:552–560, 1981.

- [Rit 91] B.G. Ritchie et al. Total and Differential Cross Sections for $\pi^+d \rightarrow pp$ below 21 MeV. *Phys. Rev. Lett.*, 66:568, 1991 und B.G. Ritchie et al. $\pi^+ + d \rightarrow p + p$ below 21 MeV *Phys. Rev. C*, 47:21–28, 1993.
- [Roe 82] E. Roessle et al., in: *Pion Production and Absorption in Nuclei – 1981*, AIP Conf. Proc. 79, 171, 1982.
- [Ros 67] C.M. Rose. Study of the Process $\pi^+ + d \rightarrow p + p$ at Low Energies. *Phys. Rev.*, 154:1305–1313, 1967.
- [Scho 70] J.M. Schonkeren. *Photomultipliers*. Philips Application Book, Philips Eindhoven, 1970.
- [Sef 90] T. Sefzick, K. Kilian, W. Oelert, G. Wienand. A System for Simulation of Scintillator Light Signals. *Nucl. Inst. and Meth.*, A228:571–573, 1990.
- [Shi 82] F. Shimizu et al. Measurement of the pp Cross Section in the Momentum Range 0.9–2.0 GeV/c. *Nucl. Phys. A*, 386:571–588, 1982.
- [Spu 75] J. Spuller and D.F. Measday. s Wave Production of Pions in $pp \rightarrow \pi^+d$. *Phys. Rev D* 12:3550–3555, 1975.
- [Tho 80] A.W. Thomas and R.H. Landau. Pion–Deuteron and Pion–Nucleus Scattering – a Review. *Physics Reports*, 58:121–212, 1980.
- [Wol 96] K. Woller. *Die Außenschale des EDDA-Detektors an COSY und erste Ergebnisse zur elastischen Proton-Proton-Streuung bei $T=1505$ MeV und $T=2201$ MeV*. Dissertation, Universität Hamburg, 1996.
- [Zie 85] J.F. Ziegler, J.P. Biersack, U. Littmark. *The Stopping and Range of Ions in Solids*. Pergamon Press, New York, 1985.
- [Zol 96] P.A. Zolnierczuk. *Charged Pion Production near the Kinematical Threshold*. Dissertation, Jagellonian University, Krakau, Polen, 1996.

Danksagung

Hiermit möchte ich all denen danken, die zum Zustandekommen dieser Arbeit beigetragen haben:

Herrn Prof. Dr. K. Kilian dafür, daß er diese Arbeit ermöglicht hat.

Herrn Dr. H. Machner für die Betreuung.

Herrn Prof. Dr. R. Jahn für die Übernahme des Korreferats.

Den Mitgliedern der GEM-Kollaboration für das interessante Arbeitsklima und die Zusammenarbeit.

Der COSY-Crew für den guten Strahl.

Der elektronischen und auch der mechanischen Werkstatt für die Zusammenarbeit.

Meinen Freunden in Hamburg und in Jülich für die "moralische Unterstützung", insbesondere den "Hamburgern" dafür, daß sie mich nicht vergessen haben.

Meinen Eltern, die mir mein Physikstudium ermöglicht und mich auch während meiner Promotion immer unterstützt haben.

Jül-3323
Dezember 1996
ISSN 0944-2952