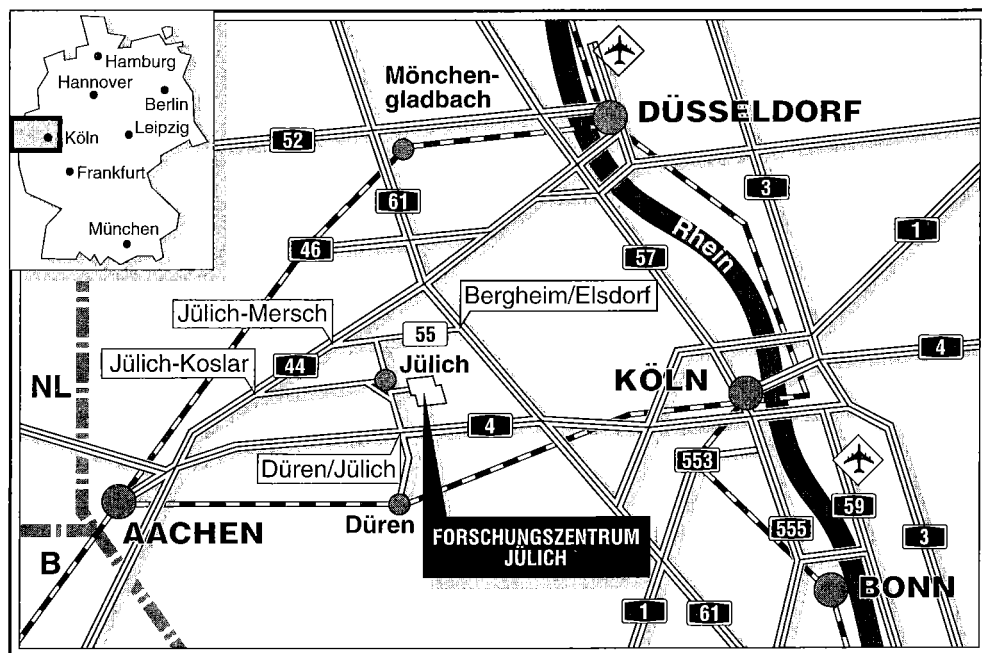


Institut für Kernphysik

**Das Flugzeitspektrometer an COSY:
Ein Detektor zur exklusiven Messung
von Mehrteilchenreaktionen**

Martin Dahmen



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 3140

ISSN 0944-2952

Institut für Kernphysik Jül-3140

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

Das Flugzeitspektrometer an COSY: Ein Detektor zur exklusiven Messung von Mehrteilchenreaktionen

Martin Dahmen

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Physik mit dem Time-of-Flight Spektrometer	5
2.1	Bremsstrahlung	5
2.2	η - und η' -Produktion und Wechselwirkung	9
2.3	Assoziierte Strangeness Produktion	13
3	Das Flugzeitspektrometer	15
3.1	Das Targetsystem	16
3.2	Die Startsysteme	19
3.2.1	Startdetektor für Bremsstrahlung	19
3.2.2	Startdetektor für assoziierte Strangenessproduktion	20
3.3	Die Stoppsysteme	20
3.3.1	Quirl- und Ringdetektor	21
3.3.2	Aufbau der Barrel-Detektoren	25
4	Eichung der Quirl-Szintillatoren mit Höhenstrahlung	27
4.1	Eigenschaften der Höhenstrahlung	27
4.2	Testaufbau	28
4.3	Zeitauflösung	31
4.4	Lichtlaufzeiten im Szintillator	33
4.5	Ortsabhängiger Amplitudenverlauf	36
5	1. Messung an COSY	39
5.1	Verwendete Detektorkonfigurationen	39
5.2	Strahlqualität	41
5.3	Datennahme	42
5.4	Trigger	44
6	Auswertung	47
6.1	Ortsrekonstruktion	48
6.2	Kalibrierung der TDC's	49
6.3	dE/dx Kalibrierung der ADC's	54
6.4	β -Rekonstruktion	59

6.5	Geometrische Impulsrekonstruktion	59
6.6	Darstellung von Ereignissen	61
6.7	Rohdaten	62
6.8	Analyse der Zweiteilchenkanäle	64
6.8.1	Elastische Streuung	64
6.8.2	Die Reaktion $d\pi^+$	69
6.8.3	Differentieller Wirkungsquerschnitt	74
6.9	Missing Mass Berechnung	79
6.10	Dreiteilchen-Kanäle	79
6.10.1	Darstellungen der Missing Mass Quadrate	81
6.10.2	Die Reaktion $pp\pi^0$	84
6.10.3	Kinematischer Fit	88
6.10.4	Dalitz-Plot	93
7	Zusammenfassung und Ausblick	101
A	Einige Formeln zum Quirl	105
B	Eichtabellen	107
	Literaturverzeichnis	109

Kapitel 1

Einleitung

Während die Hochenergieseite der Elementarteilchenphysik dazu beigetragen hat, die Quantenchromodynamik QCD als fundamentale Theorie der starken Wechselwirkung zu etablieren, in der die Elementarteilchen aus Quarks aufgebaut sind und die Wechselwirkung über den Austausch von Gluonen beschrieben werden kann, gibt es bisher noch keine Antwort auf die Frage, wie sich diese Theorie in den Bereich niedriger Energien fortsetzt.

Bisher gelten die beobachtbaren Hadronen als die relevanten Freiheitsgrade im Bereich der mittleren und niedrigen Energien. Dies steht nicht im Widerspruch zur QCD, da bei größeren Wechselwirkungsabständen nur farblose Objekte zwischen den Teilchen ausgetauscht werden können. Um klären zu können, ab wann Freiheitsgrade, die nur mit der Quarkstruktur der Materie begründet werden können, sichtbar werden, müssen Abweichungen zu den bisherigen Modellen (z.B. Mesonen Austauschbildern) gefunden werden. Dies bedingt, daß diese Theorien so gut wie möglich mit Hilfe von Observablen fixiert werden. Dazu bedarf es präziser Daten, die mit Experimenten an Beschleunigern mit hoher Strahlqualität gemessen werden.

Der im April 1993 am Forschungszentrum Jülich in Betrieb genommene Beschleuniger- und Speicherring COSY¹ ist speziell in Hinblick auf die Anforderungen dieser Experimente hin konzipiert. COSY überdeckt für Protonen einen Impulsbereich von 270 bis 3300 MeV/c bei einer Impulsschärfe von $\Delta p/p \approx 10^{-4}$ [Mai94]. Dieser Wert wird durch die Kombination eines Elektronenkühlers, der bis zu einem Impuls von 645 MeV/c arbeitet, und einer stochastischen Kühlung, die zwischen 1500 MeV/c und 3300 MeV/c einsetzt, erreicht.

Um sowohl polarisierte als auch unpolarisierte Protonen den Experimenten zur Verfügung stellen zu können, werden Protonen aus H^- Quellen im Zyklotron JULIC auf 270 MeV/c vorbeschleunigt und dann über eine Stripping Injektion in den Beschleunigerring injiziert. Bis zu $2 \cdot 10^{11}$ Teilchen können gespeichert und über eine ultralangsame Extraktion mit einer Rate von 10^{10}

¹COSY steht für COoler SYnchrotron.

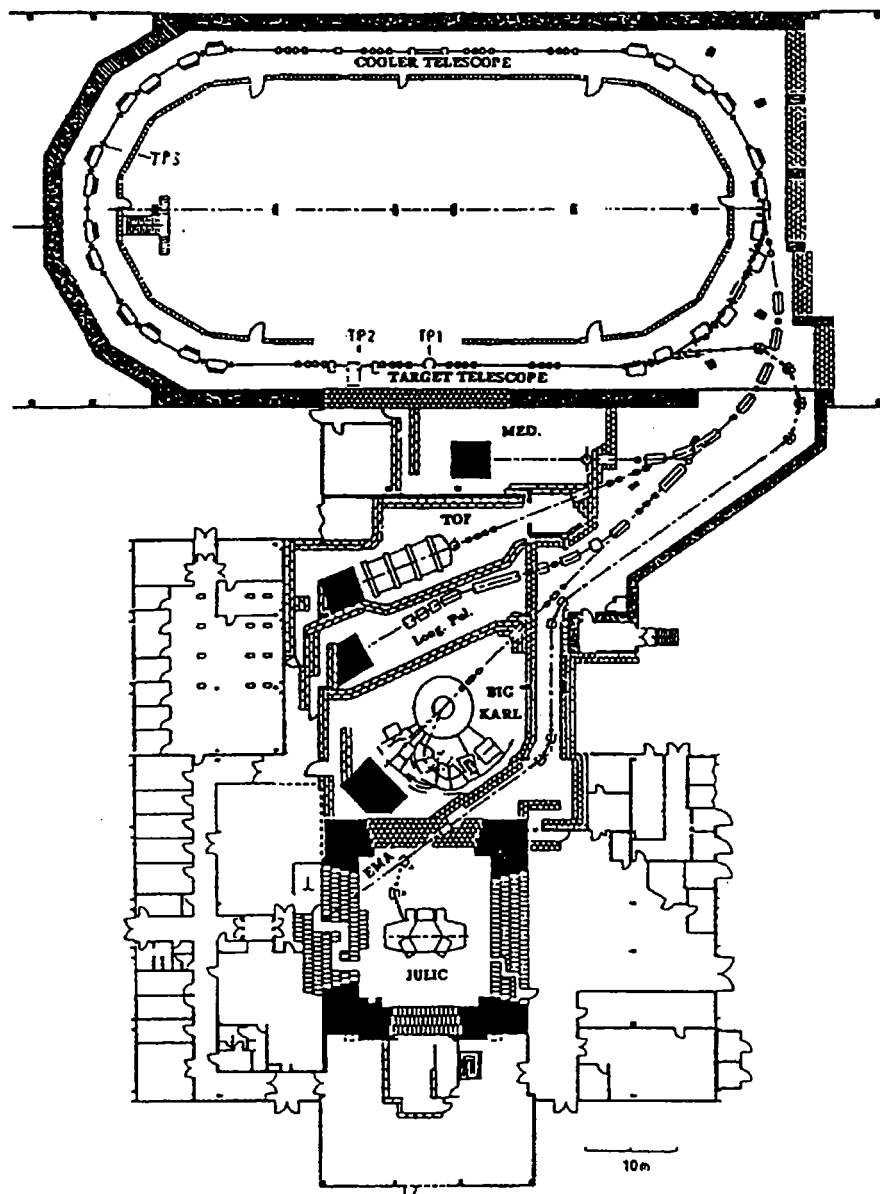


Abbildung 1.1: Gesamtansicht der Beschleunigeranlage COSY Jülich.

Protonen/s zu den externen Experimenten extrahiert werden.

Innerhalb des Rings befinden sich 3 Targetplätze für die internen Experimente EDDA, COSY 11 und die 0°-Facility. An den externen Targetplätzen stehen das Magnetspektrometer BIG KARL, das Flugzeitspektrometer TOF² und ein Experiment zu Studien der medizinischen Anwendung von geladenen Teilchen. Ein weiterer Targetplatz ist für die Durchführung von Polarisati-

²TOF ist die Abkürzung von Time Of Flight.

onsexperimenten mit longitudinal polarisierten Protonen vorgesehen.

Die vorliegende Arbeit wird sich mit den Experimenten beschäftigen, die am Flugzeitspektrometer TOF durchgeführt werden. Nach einer kurzen Vorstellung der genehmigten Experimentvorschläge wird der Aufbau der einzelnen Komponenten des Detektors beschrieben. Wichtige Eigenschaften des Detektors wurden in einer Messung mit minimalionisierenden Teilchen aus der Höhenstrahlung untersucht. In einer ersten Strahlzeit Ende Mai 1994 wurden Daten bei einem Strahlimpuls von $p_{Beam} = 1.019 \text{ GeV}/c$ genommen. Die Auswertung dieser Daten zeigt erste Ergebnisse der Analyse der gemessenen Zwei- und Dreikörperreaktionen und beschreibt Methoden der Darstellung der Meßdaten.

Kapitel 2

Physik mit dem Time-of-Flight Spektrometer

Der Beschleuniger COSY gehört zur einer neuen Klasse von Beschleunigern, die auf Grund ihrer hohen Präzision (Impulsschärfe und Strahlemittanz) bestens dazu geeignet sind, Phänomene der Mittelenenergiephysik zu untersuchen. Dementsprechend überdeckt das physikalische Meßprogramm an COSY eine Vielzahl von Untersuchungen zur Struktur der starken Wechselwirkung und zur Mesonenproduktion, die von der Schwelle der jeweiligen Reaktion bis zur höchsten erreichbaren Anregungsenergie reicht.

Dies spiegelt sich auch in den entsprechenden Detektorkonzepten wieder. Das Flugzeitspektrometer ist als Vielzweckdetektor konzipiert, der von der Schwelle an mit hoher Akzeptanz im Schwerpunktsystem zum Nachweis geladener Teilchen geeignet ist [Kil88].

Da nicht alle Experimente zur gleichen Zeit stattfinden können, sind vom Program Advisory Committee (PAC) drei Vorschläge als Experimente der 1. Stunde genehmigt. Dazu gehören

- die Proton-Proton Bremsstrahlung [Kuh89]
- die η - und η' - Produktion und Wechselwirkung [Rod89] und
- die Assoziierte Strangeness Produktion [Tur89].

Weitere Experimentvorschläge und -anregungen betreffen die Untersuchung der schwachen Λ -Produktion, die Lebensdauer des Hypertritiums, die Suche nach einer schmalen Dibaryon-Resonanz und den Zerfall des η in $\mu^+\mu^-$.

2.1 Bremsstrahlung

Die fundamentale Theorie zur Beschreibung der starken Wechselwirkung ist die Quantenchromodynamik (QCD), die bei hohen Impulsüberträgen eine

gute Beschreibung liefert, während bei kleinen Impulsüberträgen mit Hilfe der QCD keine Aussagen getroffen werden können. Grund dafür ist die starke Kopplungskonstante α_s , die bei hohen Impulsüberträgen klein wird (z.B. $\alpha_s(34\text{GeV}) = 0.14 \pm 0.02$ [PDG94]) und somit nur dort eine störungstheoretische Behandlung des Problems erlaubt.

Im nicht-pertubativen Bereich der starken Wechselwirkung bei kleinen Impulsüberträgen werden die Daten über effektive Nukleon-Nukleon (NN) Wechselwirkungsmodelle beschrieben, die mit Hilfe von NN-Streudaten fixiert werden. Diese Streudaten machen aber nur Aussagen über das On-Shell Verhalten der Wechselwirkung, da die beobachteten Teilchen real sind. Dies läßt sich durch

$$P^2 = m^2$$

mit

$$P = (E, \vec{p})$$

ausdrücken, d.h., reale Teilchen müssen die relativistische Massenbeziehung erfüllen. Um Off-Shell Effekte zu studieren muß mindestens eins der an der Wechselwirkung beteiligten Teilchen virtuell sein, d.h.

$$P^2 \neq m^2$$

sein. Der einfachste Prozess um solche Off-Shell Effekte zu untersuchen, ist die Proton-Proton Bremsstrahlung $pp \rightarrow pp\gamma$, da hier keine weiteren stark wechselwirkenden Teilchen (Spectators) an der Reaktion beteiligt sind und die elektromagnetische Wechselwirkung ($p\gamma$) bekannt ist.

Abbildung 2.1 zeigt die zur Bremsstrahlung beitragenden Prozesse [Her93]. Neben einer Klassifizierung in externe und interne Photonemission wird zwischen einem Einkörper- und einem Zweikörperstrom unterschieden. Die Erzeugung des Photons über ein intermediäres Δ , das radiativ zerfällt, trägt ebenfalls bei.

Arbeiten verschiedener Gruppen [Jet94] [Her93] [Brow91], in denen die Ergebnisse der unten angeführten Experimente mit Potentialmodell-Rechnungen verglichen werden, zeigen, daß Off-Shell Effekte benötigt werden, um die Daten zu beschreiben (Abb. 2.2). Eine Unterscheidung der einzelnen Modelle ist nur bedingt möglich, wobei insbesondere Polarisationsdaten (Analyzierstärke und Spinkorrelationskoeffizienten) sensitiver sind als der differentielle Wirkungsquerschnitt (Abb. 2.2).

Allerdings bietet die Bremsstrahlung die Möglichkeit auch bisher wenig bekannte Bereiche der NN-Wechselwirkung zu untersuchen (z.B. Off-Shell Formfaktoren). Auch die Fortsetzung der Messungen in den Bereich oberhalb der Pionproduktionsschwelle, über der die Potentialmodelle nur bedingte oder keine Gültigkeit mehr haben, dürfte der Theorie ein interessantes Arbeitsfeld bieten.

Im Gegensatz zum verstärkten Interesse am Studium dieser Reaktion stehen

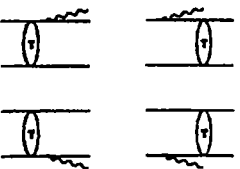
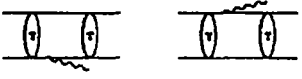
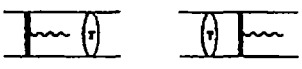
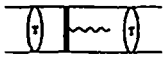
Strom	Anzahl der NN-WW's	externer Strom	interner Strom
$V_{em}^{(1)}$	0		
	1		
	2		
$V_{em}^{(2)}$	0		
	1		
	2		

Abbildung 2.1: Darstellung der Strombeiträge zur NN-Bremsstrahlung. Der Zweikörperstrom wird durch einen schwarzen Balken dargestellt (aus [Her93]).

Beschleuniger	T_{Beam} [MeV]	p_{Beam} [MeV/c]	θ_{Proton} [°]	Referenz
IUCF	294	798.8	4-14	[Prz92]
TRIUMF	280	777.1	20-30, 10-20	[Mic90]
Berkley	730	1379.4	50.5 ± 7 , 325 ± 25	[Nef77]

Tabelle 2.1: Übersicht der neueren Experimente zur Bremsstrahlung.

die zur Zeit verfügbaren experimentellen Informationen, die aus den in Tabelle 2.1 aufgeführten Experimenten gewonnen wurden. Es existieren noch

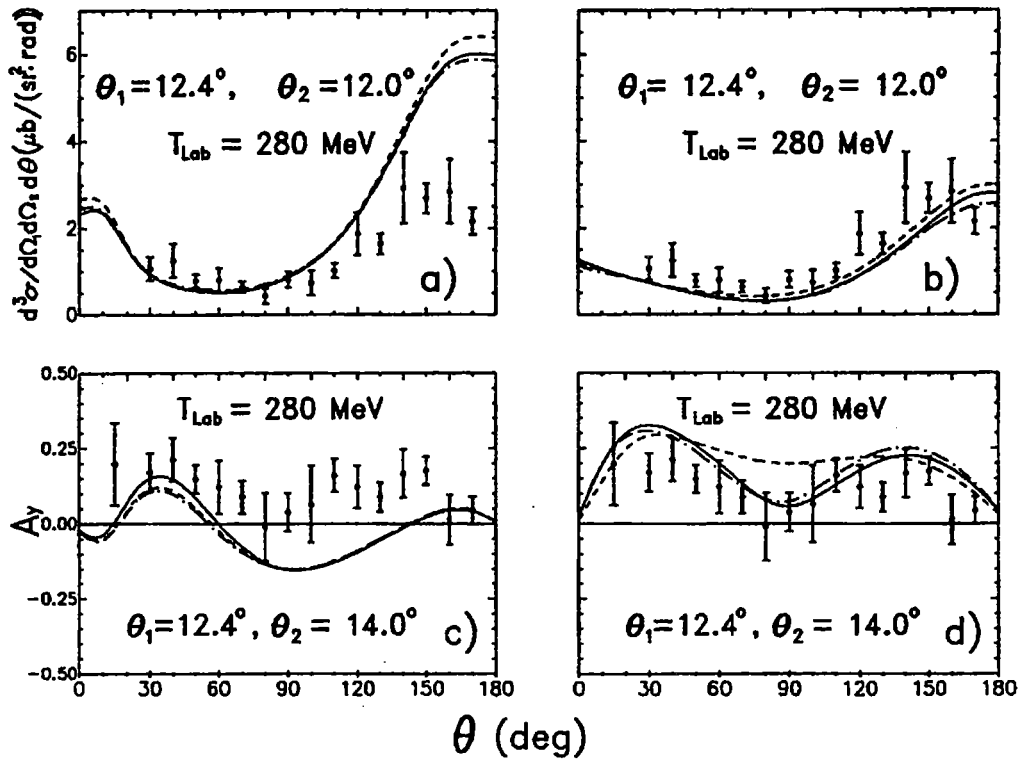


Abbildung 2.2: Vergleich der TRIUMF Daten mit On-Shell (a) und c)) bzw. Off-Shell Rechnungen (b) und d)). Die verwendeten Potentiale sind die Bonn-Potentiale OBEPQ (durchgezogen) und OBEPT (gestrichelt) und das Paris-Potential (strichpunktirt) (aus [Her93]).

Daten einer Reihe älterer Experimente, die aber auf Grund ihrer zu niedrigen maximalen Photonenenergie nicht so gut geeignet sind, Off-Shell Effekte zu studieren. Viele Experimente sind in fast komplanarer Geometrie durchgeführt, wobei die Detektoren zum Nachweis des γ 's aus der Bremsstrahlung nur einen kleinen Raumwinkel überdecken.

Im Gegensatz dazu wird die Messung der Reaktion mit dem Flugzeitspektrometer den vollen Raumwinkel der Reaktion zumindest für die hochenergetischen Photonen abdecken. Der Nachweis der Photonen wird über die Missing Mass Analyse der beiden Protonen, die im Quirl- und Ringdetektor nachgewiesen werden, durchgeführt. Diese Technik wurde auch bei den Experimenten am IUCF erfolgreich angewendet. Allerdings sind hierbei die Protonenwinkel auf $4^\circ < \theta < 14^\circ$ beschränkt, da der Detektor wie bei internen Experimenten üblich, um das Strahlrohr herumgebaut ist. Mit dem Flugzeitspektrometer und der kleinen Strahlemittanz des gekühlten COSY-Strahls wird es möglich sein, bis zu Protonenwinkeln $\theta \approx 1^\circ$ zu messen.

Um eine gute Rekonstruktion des Vierervektors der Photonen zu erreichen,

müssen die Protonenspuren mit hoher Genauigkeit gemessen werden. Ein Photonendetektor in der rückwärtigen Hemisphäre hinter dem Target, der Energie und Richtung der γ 's mißt, wird zur Zeit diskutiert.

Neben der Messung nahe der Pionproduktionsschwelle sollen auch Messungen bis zur Zweipionenschwelle durchgeführt werden. Rechnungen bei einer Einschußenergie von $T_{Lab} = 550$ MeV und symmetrischen Winkeln der gestreuten Nukleonen von 10° bzw. 30° , bei der die Effekte des Zweikörperstroms und der Δ -Resonanz auf den exklusiven Streuquerschnitt untersucht wurden [Mün94], zeigen, daß beide Effekte bei COSY Energien eine wesentliche Rolle spielen können. Insbesondere kann eine Unterscheidung der beiden Beiträge auf Grund ihrer unterschiedlichen Abhängigkeit von den Nukleonenwinkeln experimentell untersucht werden.

2.2 η - und η' -Produktion und Wechselwirkung

Mit der Einführung des Quarkmodells gelang es, den ständig anwachsenden Zoo von Elementarteilchen auf eine grundlegendere Struktur der Materie zurückzuführen. In diesem Bild sind die Baryonen aus 3 Quarks aufgebaut, während die Mesonen aus Quark-Antiquark Paaren gebildet werden. Die drei leichtesten Quarks u, d und s werden durch ein

Flavor	B	J	I	I_3	S	q
u	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	0	$+\frac{2}{3}$
d	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0	$-\frac{1}{3}$
s	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	0	0	-1	$-\frac{1}{3}$

$SU(3)_{Flavor}$ Oktett und Singulett beschrieben. Auf Grund der $SU(3)$ Brechung sind die physikalisch beobachtbaren Zustände von η bzw. η' eine Mischung der reinen Zustände η_1 und η_8 .

$$\begin{aligned}\eta &= \eta_8 \cdot \cos(\vartheta_p) - \eta_1 \cdot \sin(\vartheta_p) \\ \eta' &= \eta_8 \cdot \sin(\vartheta_p) + \eta_1 \cdot \cos(\vartheta_p)\end{aligned}$$

Der Mischungswinkel beträgt $\vartheta_p = -10.1^\circ$ [PDG94]. Durch seine Definition über die quadratische Massenformel hängt ϑ_p unter anderem von der Masse m_η ab, so daß neue Messungen zur Bestimmung der η -Masse durchgeführt wurden [Plo92].

Da die $\eta^{(\prime)}$ Mesonen keine offene Strangeness tragen (in der Wellenfunktion sind nur $s\bar{s}$ Paare enthalten) kann ihre Produktion in der Reaktion $pp \rightarrow pp\eta^{(\prime)}$ erfolgen. In Proton-Proton Reaktionen betragen die Schwellen zur Erzeugung dieser beiden Mesonen $p_{Beam} = 1.986$ bzw. 3.208 GeV/c, die beide im verfügbaren Energiebereich von COSY liegen. Da die Protonen nach der Reaktion unter kleinen Laborwinkeln emittiert werden, ist eine hohe

Name	Masse [MeV]	Zerfallsbreite Γ	Zerfallskanäle	R [%]
η	547.45 ± 0.19	1.2 ± 0.11 keV	$\gamma\gamma$	38.8 ± 0.5
			$\pi^0\pi^0\pi^0$	31.9 ± 0.4
			$\pi^+\pi^-\pi^0$	23.6 ± 0.6
			$\pi^+\pi^-\gamma$	4.88 ± 0.15
η'	957.77 ± 0.14	0.201 ± 0.016 MeV	$\pi^+\pi^-\eta$	43.7 ± 1.5
			$\rho^0\gamma$	30.2 ± 1.3
			$\pi^0\pi^0\eta$	20.8 ± 1.3

Tabelle 2.2: Einige Eigenschaften der η - und η' -Mesonen.

Detektorakzeptanz für die Messung gegeben. Bis zur Maximalenergie des Beschleunigers werden beide Protonen im Flugzeitspektrometer nachgewiesen, so daß eine Missing Mass Analyse des neutralen Teilchens durchgeführt werden kann.

Ein Vergleich mit der Pionproduktion erlaubt Aussagen über die Flavorabhängigkeit der starken Wechselwirkung. Bis vor kurzem standen theoretischen Rechnungen von [Ger90] und [Lag91a] nur unzureichende Daten für den Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion gerade im Schwellenbereich gegenüber. Neuere Messungen am SATURNE nahe der Schwelle mit dem Spektrometer SPES III [Ber93] und bis $T_p = 1.5$ GeV [Chi94] mit dem PINOT Spektrometer zeigen keine so gute Übereinstimmung der Theorie mit den Meßdaten. Die Ergebnisse von [Schu95], die am CELSIUS bis zur maximalen Strahlenergie von $T_p=1.352$ GeV gemessen wurden, zeigen, daß die Daten anscheinend nicht wie bei der Reaktion $pp\pi^0$ durch den Phasenraum und die pp Endzustandswechselwirkung beschrieben werden können.

Da das η stark an einige N^* Resonanzen koppelt, wird gerade an der Schwelle ein gebundener Zustand des η mit der $S_{11}(1535)$ Resonanz diskutiert. Die Daten von [Schu95] zeigen im Dalitz-Plot eine Überhöhung bei niedrigen $\eta-p$ invarianten Massen, deren Ursprung aber noch nicht endgültig geklärt ist. Ein anderer Aspekt zeigt sich in der Erzeugung in Proton-Deuteron Stößen, in denen ein unerwartet hoher Wirkungsquerschnitt für die Fusionsreaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He}\eta$ nahe der Produktionsschwelle gefunden wurde [Plo88]. Eine Rechnung von [Liu89] erklärt den Produktionsmechanismus durch eine Anregung der $S_{11}(1535)$ Resonanz über den Austausch eines virtuellen Pions ('direct

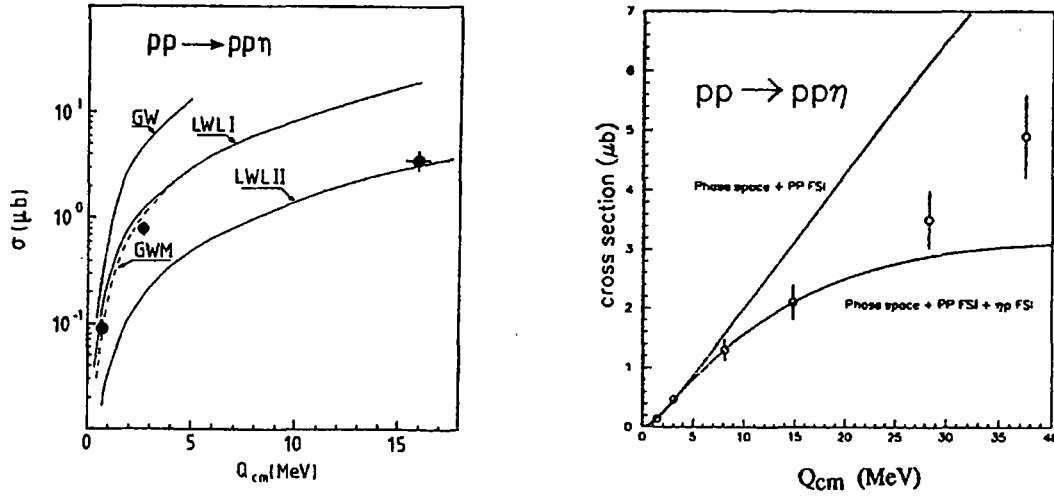


Abbildung 2.3: Totaler Wirkungsquerschnitt der Reaktion $pp \rightarrow pp\eta$ gegen die Schwerpunktsenergie über der Schwelle aus [Ber93] (links) und [Schu95] (rechts). Die verschiedenen eingezeichneten Modelle sind den Referenzen zu entnehmen.

projectile excitation'). Aus der $\pi^- p \rightarrow \eta n$ Streuung ist bekannt, daß das η über einige N^* Resonanzen erzeugt werden kann ($S_{11}(1535) \rightarrow N\eta$, Verzweigungsverhältnis 30-55 % [PDG94]). Da für die direkte Anregung aber ein hoher Impulsübertrag nötig ist, wird der Wirkungsquerschnitt unterschätzt. Ein anderes Modell [Lag88] erklärt die Produktion über einen Dreikörpermechanismus, bei dem der Impulsübertrag auf alle drei Nukleonen erfolgen kann. Bei kleinen Strahlenergien nahe der Schwelle liefert dieses Modell keine gute Übereinstimmung mit den Daten.

Eine Beschreibung von [Kil90] erklärt die Fusionsreaktion mit einem Zweistufenprozeß und einer Geschwindigkeitsanpassung ('Velocity Matching') zwischen Proton und Deuteron. Diese Zweistufenprozesse sind keine Besonderheit der η -Produktion, sondern können generell bei Reaktionen an 'komplexen' Targets auftreten¹. Um den Einfluß der Zweistufenprozesse und des Velocity Matchings untersuchen zu können, wird die gleichzeitige Messung der Anregungskurve der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He}\eta$ und des offenen Dreikörperkanals $pd \rightarrow pd\eta$ benötigt.

Eine weitere Fragestellung, die mit dem Time-of-Flight Spektrometer untersucht werden soll, ist die Zusammensetzung der Wellenfunktion der beiden Mesonen $\eta^{(\prime)}$. Definiert man eine Basis der Wellenfunktion $|\Psi\rangle$ durch

$$\begin{aligned} |N\rangle &\equiv \frac{1}{\sqrt{2}}|u\bar{u} + d\bar{d}\rangle \\ |S\rangle &\equiv |s\bar{s}\rangle \end{aligned}$$

¹Das Deuteron ist das einfachste 'komplexe' Target.

$$|G\rangle \equiv |gluonium\rangle$$

so läßt sich diese als

$$|\Psi\rangle \equiv x|N\rangle + y|S\rangle + z|G\rangle$$

schreiben [Ros83]. Aus der Normierungsbedingung der Wellenfunktion folgt

$$x^2 + y^2 + z^2 = 1$$

Abbildung 2.4 zeigt die Constraints, die für die Anteile x und y für η bzw. η' in [Ros83] angegeben werden. Da besonders für den Anteil von Strangeness im η' keine Schranken angegeben werden können, soll in der $\eta'N$ Wechselwirkung

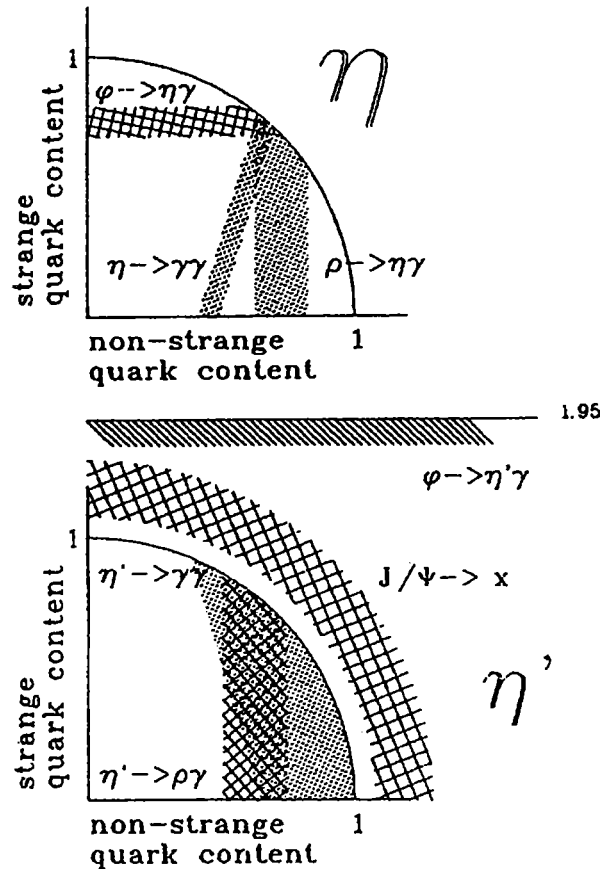


Abbildung 2.4: Constraints der Quarkinhalte von η und η' [Ros83].

das Verhältnis der Kanäle mit und ohne Strangeness gemessen werden. Dazu wird in der Reaktion pd das η' in einem ersten Schritt in einer Reaktion an einem Targetnukleon erzeugt, um dann in einem zweiten Reaktionsschritt am Spectator-Nukleon gestreut zu werden [Rod93]. Ein Beispiel hierfür ist die Reaktion

$$pd \rightarrow pp \quad \eta' n$$

$$\hookrightarrow K_s^0 \Lambda$$

Die Erzeugung des η' wird in der Missing Mass der ersten Stufe nachgewiesen. Durch den Nachweis des verzögerten Zerfalls der Kaonen und Hyperonen ist eine gute Signatur für das Auftreten dieser Ereignisse vorhanden.

2.3 Assoziierte Strangeness Produktion

Anfang der 50'er Jahre entdeckte man Reaktionen, bei denen Teilchen in starker Wechselwirkung erzeugt wurden, deren Zerfallsvertex aber einige Zentimeter vom primären Wechselwirkungspunkt entfernt lag. Neben dieser Besonderheit fiel auf, daß die Produktion dieser neuen Elementarteilchen immer paarweise erfolgte. Zur Erklärung dieses Phänomens führte man eine neue Quantenzahl ein, die in der starken Wechselwirkung erhalten ist, von der schwachen Wechselwirkung aber verletzt wird, die Strangeness. Nach der Etablierung des Quarkmodells wird die Strangeness von den s-Quarks getragen, und die assoziierte Strangeness Produktion wird auf die Erzeugung eines $s\bar{s}$ -Paares zurückgeführt.

Um den Prozeß der $s\bar{s}$ Produktion zu studieren, werden die Reaktionen $pp \rightarrow KYN$ untersucht [Kil86], die mit anderen Produktionskanälen $\bar{p}p \rightarrow \bar{Y}Y$ (LEAR) und $\gamma p \rightarrow KY$ (ELSA) verglichen werden können. Durch die verschiedene hadronische Umgebung im Eingang- und Ausgangskanal können die Effekte von Initial und Final State Interaction auf die Reaktion abgeschätzt werden. Auf Grund der Paritätsverletzung in der schwachen Wechselwirkung kann die Λ -Polarisation aus der Messung der Zerfallsteilchen bestimmt werden.

Nahe an der Produktionsschwelle, die z.B. $p_{Beam} = 2.339 \text{ GeV}/c$ für die Reaktion $pK^+\Lambda$ beträgt, tragen nur wenige Partialwellen bei, so daß die theoretische Interpretation der Daten einfacher wird. Gerade in diesem Bereich existiert aber nur ein Datenpunkt, der auf einer Statistik von 11 Ereignissen beruht [Fla84]. Experimentell hat der Nachweis der Reaktion den Vorteil, daß der verzögerte Zerfall des Λ eine klare Signatur im Detektor liefert. Auch werden die Reaktionsprodukte bis zur Maximalenergie von COSY unter Vorwärtswinkeln emittiert, so daß ein Nachweis im Flugzeitspektrometer mit hoher Akzeptanz gegeben ist. Obwohl die Pionen aus dem Zerfall des Λ auch nach rückwärts im Laborsystem fliegen können und somit nicht nachgewiesen werden, ist die Akzeptanz des Detektors aber in allen Bereichen der kinetischen Energie des Λ endlich, so daß die Möglichkeit einer Akzeptanzkorrektur besteht.

Durch die exklusive Messung der Vierervektoren aller Reaktionsprodukte ist es möglich, alle Subsysteme ($K\Lambda$), (Kp) und ($p\Lambda$) auf Resonanzen und Effekte der Endzustandswechselwirkung hin zu untersuchen. Rechnungen [Lag91b],

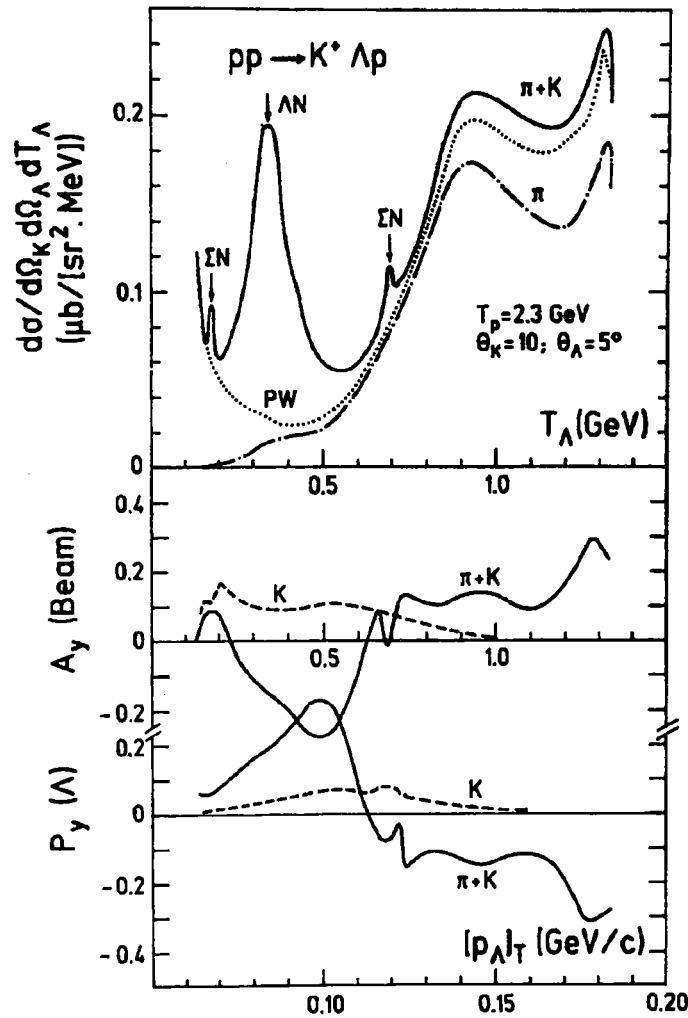


Abbildung 2.5: Wirkungsquerschnitt, Analysierstärke und Λ -Polarisation für eine exklusive Messung der Reaktion $pK^+\Lambda$ [Lag91b].

die zu inklusiven Messungen der Reaktion $pp \rightarrow K^+ X$ [Fras89] [Sie94] gemacht wurden und auf einem Mesonen-Austauschmodell mit π und K Austausch basieren, beschreiben die gemessenen Daten gut. Abbildung 2.5 zeigt die Vorhersagen für den Wirkungsquerschnitt, die Analysierstärke und die Λ -Polarisation bei einer exklusiven Messung von $pK^+\Lambda$, die mit dem gleichen Modell berechnet werden. Abweichungen von diesen theoretischen Rechnungen könnten Hinweise auf den Einfluß von Quarkfreiheitsgraden ($s\bar{s}$ Erzeugung durch Gluonen oder aus dem Vakuum) auf den Produktionsmechanismus geben.

Kapitel 3

Das Flugzeitspektrometer

Im Gegensatz zu Magnetspektrometern, die eine sehr gute Impulsmessung bei kleiner geometrischer Akzeptanz ermöglichen und somit für Messungen nahe einer Reaktionsschwelle geeignet sind, bietet das Flugzeitspektrometer die Möglichkeit, Reaktionen von der Schwelle bis zu großen Anregungsenergien mit einer hohen Akzeptanz im Schwerpunktsystem zu messen. Die geladenen Reaktionsprodukte werden dabei einzeln nachgewiesen (exklusive Messung). Die Impulsbestimmung erfolgt über die Messung der Flugzeit und Richtung der Teilchen und ihres Energieverlustes und somit ihrer Geschwindigkeit β . Daraus erhält man den Impuls und die Gesamtenergie durch Annahme einer Masse mit Hilfe der relativistischen Formeln:

$$\begin{aligned}\vec{p} &= m \cdot \vec{\beta} \cdot \gamma \\ \gamma &= \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \\ E &= m \cdot \gamma = \sqrt{m^2 + \vec{p}^2}\end{aligned}$$

Da also die Vierervektoren $P_i = (E_i, \vec{p}_i)$ aller geladenen Teilchen bestimmt werden, kann über die Energie- und Impulserhaltung auch der Vierervektor eines neutralen oder außerhalb der Akzeptanz liegenden Reaktionsteilchens rekonstruiert werden.

Die Berechnung der relativen Impulsauflösung $\Delta p/p$ in Abhängigkeit von der Zeitauflösung Δt ergibt unter Vernachlässigung des Fehlers in der Ortsbestimmung:

$$\frac{\Delta p}{p} = \gamma^2 \cdot \frac{\Delta t}{t}$$

Mit den heute üblichen Detektortechnologien zur Zeitbestimmung beträgt danach die maximal erreichbare Impulsauflösung etwa 10^{-2} , während Magnetspektrometer einen Wert von $10^{-3} - 10^{-4}$ erreichen können.

Das gesamte Flugzeitspektrometer besteht aus einer Target- und Startregion und einer Stopregion, die aus mehrlagigen Szintillatorrhodskopen aufgebaut

ist (Abb. 3.1). Durch Variation der verwendeten Module lassen sich Abstände zwischen etwa 0.5 - 8.3 m in verschiedenen Rastern einstellen.

Da einer der Schwerpunkte des Meßprogramms mit dem Time-of-Flight Spek-

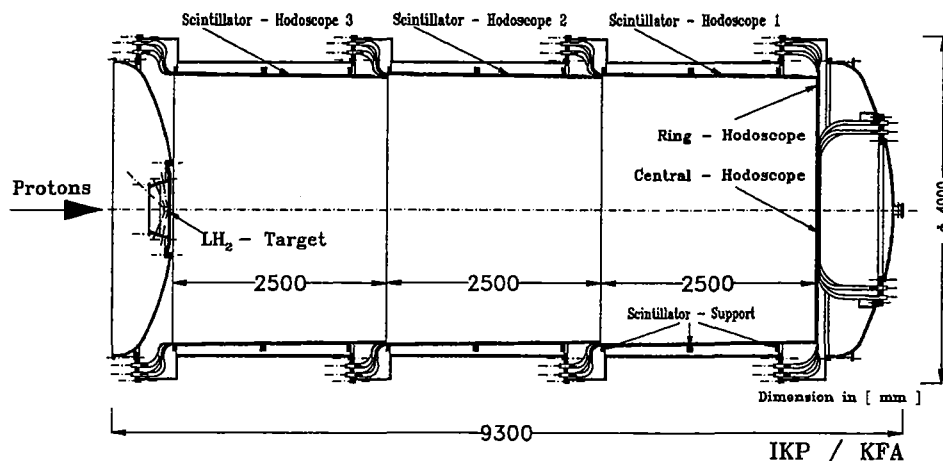


Abbildung 3.1: Aufbau des Flugzeitspektrometers in der Gesamtansicht.

trometer die Untersuchung von Reaktionen mit kleinen Wirkungsquerschnitten sein wird, befinden sich alle Komponenten in einem großen Vakuumtank, der auf einen Druck von 10^{-3} mbar evakuiert wird. Dadurch wird sowohl die Wahrscheinlichkeit von Sekundärstreuungen der Reaktionsteilchen und von Reaktionen der primären Strahlteilchen mit Gasmolekülen aus der Luft als auch die Coulomb-Vielfachstreuung minimiert.

3.1 Das Targetsystem

Um die besonderen Qualitäten des gekühlten COSY-Strahls für die Experimente am Flugzeitspektrometer nutzen zu können, wurde am IKP der KFA Jülich ein Flüssig-Wasserstoff/Flüssig-Deuterium Target mit sehr kleinen Abmessungen und sehr dünnen Fenstern entwickelt [Kil85][Jae94]. Dieses Target muß folgende Eigenschaften besitzen:

- ein homogenes Flüssigkeitsvolumen ohne Blasen

- geringe Abmessungen, um den Reaktionsvertex möglichst eng zu begrenzen
- dünne Abschlußfenster, die die Anzahl von Untergrundreaktionen und die Coulomb-Vielfachstreuung minimieren

Da das Target in einem Isolationsvakuum von etwa 10^{-6} mbar betrieben wird, ist die Fensterdicke durch den minimalen Druck bestimmt, der zur Verflüssigung der verschiedenen Targetmaterialien benötigt wird. Ein Druck von $p=200$ mbar ermöglicht die Verflüssigung folgender Gase:

Element	$T_i(K)$	$p_i(bar)$	$T(K)$ $p=0.2$ bar
$n - H_2$	13.957	0.072	15.95
$n - D_2$	18.730	0.171	19.10
N_2	63.148	0.125	65.90
O_2	54.351	0.002	77.18
4He	-	-	2.87
3He	-	-	1.95

Ein mechanisches Stabilisierungssystem gewährleistet eine konstante Druckdifferenz zwischen Targetzelle und Vakuum in allen Betriebszuständen des Targets. Besonders das schnelle Umschalten zwischen vollem und leerem Target (ein solcher Zyklus kann in wenigen Minuten durchfahren werden) hat sich im Experimentbetrieb als sehr nützlich erwiesen.

Abbildung 3.2 zeigt den schematischen Aufbau des Targetkopfes. Das Targetvolumen befindet sich am Ende eines Kupferröhrchens mit etwa $60 \mu m$ Wandstärke, das mit einem Kupferkühlkopf verbunden ist. Der Durchmesser der Targetzelle beträgt 6 mm bei einer Länge von 4 mm¹. Bei diesem Durchmesser können Folien (Hostaphan) bis zu einer Dicke von $0.9 \mu m$ Verwendung finden.

Um ein homogenes und blasenfreies Targetvolumen zu erzeugen, ist es nötig erwärmtes Targetmaterial abzuführen. Zu diesem Zweck befindet sich im Zulaufrohrchen des Targets eine Trennwand, die eine Konvektionsströmung hervorruft, durch die erwärmte Flüssigkeit durch kalte ersetzt wird. Mit Hilfe der Schlierenmethode konnte die Homogenität des Flüssigkeitsvolumens optisch nachgewiesen werden [Nak93].

Eine wichtige Kenngröße eines solchen Systems ist die Luminosität, die sich aus

$$L = \dot{n}_{beam} \cdot \rho_{target} \cdot l_{target} \cdot \frac{N_A}{A}$$

¹Die Länge des Targetkopfes kann den experimentellen Anforderungen angepaßt werden.

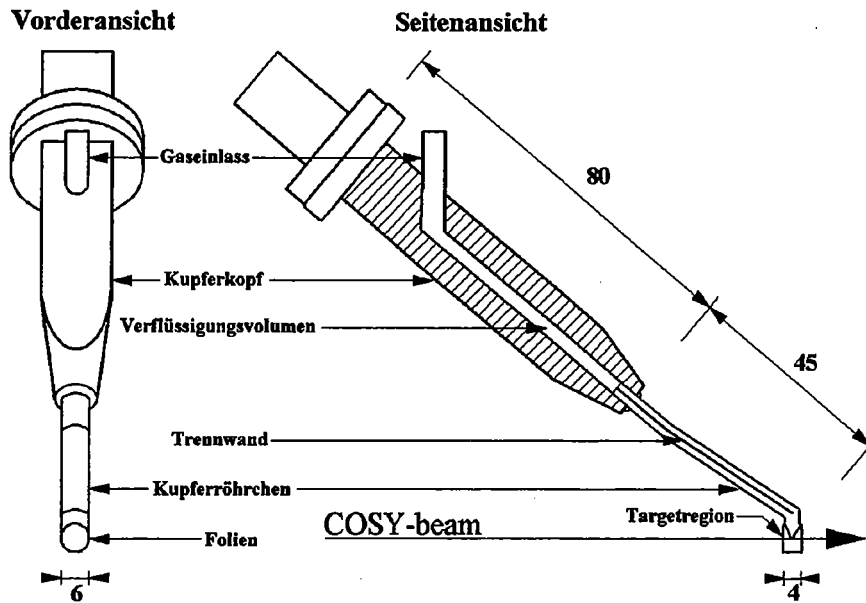


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des Targetkühlkopfs mit Targetzelle.

mit

$$\begin{aligned}
 \dot{n}_{\text{beam}} &= \text{Strahlintensität} \\
 \rho_{\text{target}} &= \text{Targetdichte} \\
 l_{\text{target}} &= \text{Targetlänge} \\
 N_A &= \text{Avogadro - Konstante} \\
 A &= \text{Atomgewicht}
 \end{aligned}$$

berechnet. Setzt man die Werte für LH_2 ($\rho = 0.07 \text{ g/cm}^3$), eine Targetlänge von 4 mm und eine mittlere Strahlintensität von 10^6 Protonen pro Sekunde ein, ergibt sich eine Luminosität von

$$L = 1.7 \cdot 10^{28} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$$

oder etwa 1500 Ereignisse pro Tag und μbarn . Vergleicht man dies mit der Luminosität der Targetfolie ($\text{C}_5\text{H}_4\text{O}_2$) pro μm Foliendicke von

$$L = 8.7 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \mu\text{m}^{-1}$$

also einer Luminosität der schweren Kerne (Kohlenstoff und Sauerstoff) von

$$L = 6.1 \cdot 10^{24} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \mu\text{m}^{-1}$$

so erkennt man die Bedeutung dünner Folien, um ein gutes Signal- zu Untergrundverhältnis zu erreichen.

3.2 Die Startsysteme

Zur Flugzeitmessung wird ein Startsignal benötigt, das in der Eingangsregion des Time-of-Flight Spektrometers gewonnen wird und eine möglichst gute Zeitdefinition gewährleistet. Als Startsysteme stehen zwei verschiedene, den jeweiligen Experimenten angepaßte, Detektorarrangements zur Verfügung.

3.2.1 Startdetektor für Bremsstrahlung

Eins der Hauptprobleme bei der Messung der Proton-Proton Bremsstrahlung stellt die elastische Streuung dar, die als Grenzfall der Bremsstrahlung mit verschwindender Photonenenergie betrachtet werden kann. Da diese einen etwa 10^4 mal höheren Wirkungsquerschnitt besitzt, ist es nötig eine effiziente Unterdrückung von Zweifachstreueignissen für dieses Experiment vorzusehen. Zumindest sollte die Möglichkeit bestehen, die zur Kalibrierung des Detektors wichtigen Ereignisse der elastischen Streuung mit einem angemessenen Unterdrückungsfaktor in der Datennahme zu berücksichtigen.

Zu diesem Zweck besteht der Startdetektor aus 2 jeweils 16-fach segmentierten Kreisringen (Abb. 3.3). Der innere Ring A hat eine Neigung von 80° und überdeckt einen Laborwinkelbereich von etwa $2.1 - 32^\circ$ ², der äußere Ring B, der eine Neigung von 67° besitzt, einen Bereich von $24.2 - 90^\circ$. Da Ring B zur Unterdrückung der elastischen Streuung eingesetzt werden kann, sind die Elemente überlappend angeordnet, um keine Ineffizienzen zu erzeugen.

Ein weiteres Problem stellt der Untergrund aus Reaktionen an schwereren Kernen (z.B. Kohlenstoff) dar, deren Signatur die der Bremsstrahlung überlagert [Lan94]. Dies führt zusammen mit der Forderung nach einer Minimierung von Sekundärreaktionen zur Verwendung von möglichst dünnen Materialien (geringe Massenbelegung) bei der Konstruktion des Detektors.

Die Szintillatoren sind aus BC418 von Bicron gefertigt und haben eine Dicke von $500\text{ }\mu\text{m}$, was einer Massenbelegung von 50 mg/cm^2 entspricht. Die Auslese erfolgt über Hohllichtleiter, die aus $15\text{ }\mu\text{m}$ dicken Nickelkörpern bestehen, die auf ihrer Innenseite mit 100 nm Aluminium bedampft sind. Als Träger der Szintillatoren dienen Kegel aus doppelt gewickelter Mylarfolie (Foliendicke $12\text{ }\mu\text{m}$). Bei Testmessungen am CERN mit minimalionisierenden Pionen und Protonen am Teststrahl T11 wurde eine Zeitauflösung von $\Delta t(\text{FWHM}) = 550\text{ ps}$ gemessen [Mic92].

²Der minimale Öffnungswinkel ist für einen Abstand von 40 mm und einen Radius des Strahllochs von 1.5 mm berechnet.

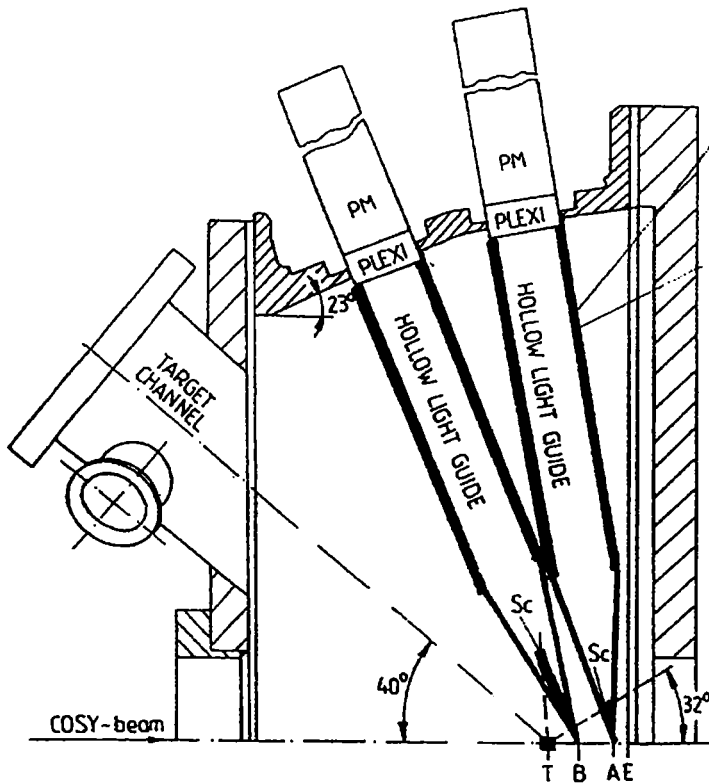


Abbildung 3.3: Der Startdetektor für die Messung der Reaktion $pp \rightarrow pp\gamma$.

3.2.2 Startdetektor für assoziierte Strangenessproduktion

Das Startdetektorsystem zur Messung der Reaktion $pp \rightarrow pK^+\Lambda$ ist auf den Nachweis des Zerfalls des neutralen Λ -Teilchens in zwei geladene Teilchen ($\Lambda \rightarrow p\pi^-$, Verzweigungsverhältnis $R = 64\%$) hin optimiert. Dabei wird zum einen der Zuwachs der Multiplizität der geladenen Spuren von 2 im Startdetektor auf 4 im Faserhodoskop, als auch zum anderen die Rekonstruktion des Λ -Zerfallvertex aus den beiden Spuren des Zerfalls-V's ausgenutzt. In Abbildung 3.4 sind die Komponenten des Startdetektorsystems mit einem typischen $pK^+\Lambda$ Event dargestellt. Eine genaue Beschreibung der einzelnen Detektoren und deren Eigenschaften befindet sich in [Kir94] [Wir95].

3.3 Die Stoppsysteme

Bei der Konstruktion der Stoppdetektoren des Flugzeitspektrometers gilt es, großflächige Detektorsysteme, die bei großem Abstand (lange Flugstrecke) ei-

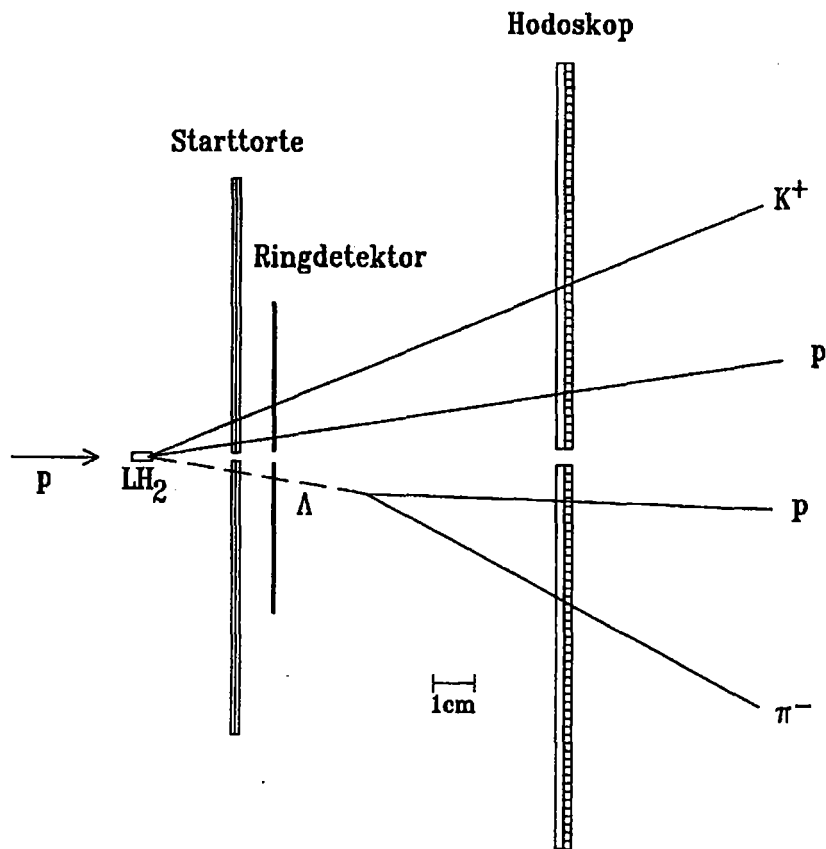


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung des Startsystems für die assoziierte Hyperonproduktion.

ne hohe Akzeptanz überdecken mit einer guten Zeitauflösung zu entwickeln. Als Lösung bietet sich ein modularer Aufbau des Systems aus planaren (Quirl und Ring) und sphärischen Geometrien (Barrel) an. Ein Vorteil dieses Konzepts besteht auch darin, daß für jedes Experiment ein geeigneter Abstand zwischen Start- und Stoppkomponenten eingestellt werden kann. Alle Stoppsysteme bestehen aus dreilagigen Szintillatorhodoskopen, die die Orts- und Flugzeitinformationen liefern.

3.3.1 Quirl- und Ringdetektor

Die Endkappe des Time-of-Flight Spektrometers wird durch den sogenannten 'Quirl' [Dah94] und den Ringdetektor gebildet. Detektoren vom 'Quirl'-Typ sind schon bei Experimenten am LEAR (PS 202, 'JETSET', z.B. [Ste94]) und CELSIUS ('PROMICE', z.B. [Wat94]) im Einsatz. Beide Komponenten bestehen aus einer Lage von Kreisringsegmenten und zwei Lagen gewundener

Elemente, die die Form von archimedischen Spiralen haben. Diese Form der Szintillatoren ermöglicht den Bau eines radialsymmetrischen Detektors mit radialer Auslese [Emp89]. Durch die räumliche Überlagerung der drei Detek-

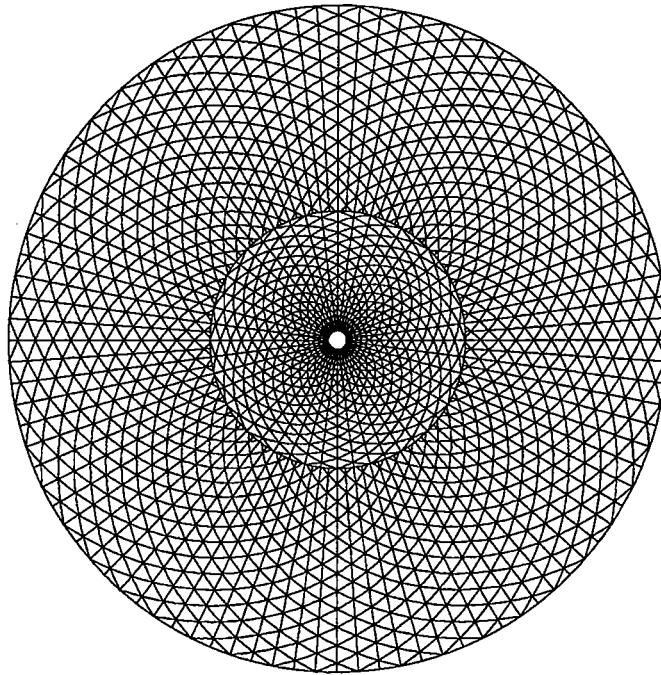


Abbildung 3.5: Aufbau der Endkappe des Flugzeitspektrometers bestehend aus Quirl und Ring.

torebenen erhält man eine feine Granulierung der Detektoren, die aus 1104 bzw. 2304 Pixeln besteht (Abb. 3.5).

Bedingt durch den radialsymmetrischen Aufbau der Detektoren überdeckt jedes Element einer Lage den gleichen Raumwinkel, was zu gleichen Totzeitverlusten in allen Komponenten führt, so daß systematische Fehler klein bleiben.

Eine archimedische Spirale wird mathematisch über die Beziehung

$$r = k \cdot \phi$$

definiert, wobei der Proportionalitätsfaktor k durch

$$k = \frac{r_{max}}{\phi_{max}}$$

gegeben ist. Dabei bedeutet ϕ den Winkel von der Spitze des Elementes bis zur aktuellen Position.

Während die Koinzidenz der Elemente zweier Lagen bei nur einer Spur bereits die Information über r (bzw. θ) und ϕ liefert, wird die verbleibende

Bezeichnung	BC404
Hersteller	Bicron
Mittlerer Brechungsindex	1.58
Totalreflexionswinkel [°]	39.3
Max. Photonengeschwindigkeit [cm/ns]	19.0
Dichte [g/cm^3]	1.032
Verhältnis H:C	1.1
Effektive Ladungszahl	5.612
Effektives Atomgewicht	11.157
Strahlungslänge [cm]	43.5
Dämpfungslänge [cm]	125
Bezeichnung	GS233
Hersteller	Röhm
Mittlerer Brechungsindex	1.48
Totalreflexionswinkel [°]	42.5
Max. Photonengeschwindigkeit [cm/ns]	20.3
Dämpfungslänge [cm]	600

Tabelle 3.1: Daten der verwendeten Szintillator- und Lichtleitermaterialien.

Detektor	Quirl
Szintillatormaterial	BC404
Hersteller	Bicron
Anzahl der Elemente	48/24/24
Öffnungswinkel [°]	7.5/15./15.
Innendurchmesser [cm]	4.2
Außendurchmesser [cm]	58.
Abstand zweier Lagen [cm]	0.6
Szintillatordicke [cm]	0.5 ± 0.065
Drehwinkel der Spiralen [°]	180
Länge der Lichtleiter [cm]	$\approx 108. / \approx 113. / \approx 118.$

Tabelle 3.2: Technische Daten des Quirl-Detektors

Detektor	Ring
Szintillatormaterial	NE110
Hersteller	NE Technology
Anzahl der Elemente	96/48/48
Öffnungswinkel [°]	3.75/7.5/7.5
Innendurchmesser [cm]	56.8
Außendurchmesser [cm]	154.
Abstand zweier Lagen [cm]	0.6
Szintillatordicke [cm]	0.5 ± 0.065
Drehwinkel der Spiralen [°]	142.6

Tabelle 3.3: Technische Daten des Ring-Detektors

Lage bei Mehrspurereignissen als redundante Messung dazu gebraucht, sogenannte Geister ('ghosts') zu unterdrücken³. Unter Geistern versteht man die Tatsache, daß bei einer Koinzidenzmatrix, die aus einem 2 lagigen Detektor gebildet wird, beim gleichzeitigen Durchgang von zwei oder mehr Teilchen die Durchtrittsorte nicht mehr eindeutig bestimmt werden können, da es bis zu n^2 mögliche Kombinationen gibt. Durch Hinzunahme einer weiteren Lage können diese Mehrdeutigkeiten vermieden bzw. bei höheren Multiplizitäten stark unterdrückt werden. Dadurch wird ein schneller Online Trigger möglich, der die θ - und ϕ -Informationen der Reaktionsprodukte auswertet [Sef88].

Ein großer Vorteil der verwendeten Detektorgeometrien besteht darin, daß die Komponenten von ihrer Spitze zum Photomultiplier hin ihren Querschnitt adiabatisch vergrößern. Dadurch kommt es zu einer Parallelisierung der Photonen ausbreitungsrichtungen und somit zu einem gegenüber Elementen mit konstantem Querschnitt verbesserten Zeitverhalten.

Dieses Prinzip ist auch bei der Konstruktion der Lichtleiter berücksichtigt, die am Übergang zwischen Szintillator und Lichtleiter eine Rampe zur weiteren Parallelisierung besitzen [Str94]. Bedingt durch den Gesamtaufbau des Flugzeitspektrometers sind die Lichtleiter um 90° gebogen, so daß die Auslese der planaren Detektoren in Strahlrichtung erfolgt. Zur Messung des Szintillationslichtes werden Photomultiplier vom Typ XP2020 von Philips Photonics eingesetzt, deren charakteristische Merkmale in Tabelle 3.4 zusammengestellt sind. Als Spannungsversorgung dient das LeCroy System 1440, bei dem bis zu 256 Hochspannungskanäle in einem Überrahmen untergebracht werden können. Jeweils 16 Kanäle befinden sich auf einer Platine eines Moduls 1443, die eine maximale Spannung von 2500 V und einen Strom von 2.5 mA lie-

³In Kapitel 6.2 wird eine weitere Möglichkeit der Unterdrückung von Geistern und zufälligen Koinzidenzen diskutiert.

Photomultipliertyp	XP2020
Fenstermaterial	Borsilikat
Brechungsindex	1.48 bei 550 nm
Photokathode	SbKCs
Max. Spektralempfindlichkeit	400 $\pm$ 30 nm
Quanten Effizienz	26 % bei 400 nm
Dynodenzahl	12 (linear fokussiert)
Dynodenmaterial	CuBe
Versorgungsspannung	2200 V für 3×10^7

Tabelle 3.4: Parameter der Photomultiplier vom Typ XP2020

fern.

Da die Detektoren im Vakuum betrieben werden, sind die Elemente nicht wie üblich einzeln lichtdicht eingepackt, sondern nur durch U-Profile aus 50 μm dicker Aluminiumfolie voneinander getrennt. Zur Entkopplung der Lagen voneinander befindet sich im Zwischenraum eine beidseitig aluminisierte (30 nm je Seite) Mylarfolie mit einer Dicke von 23 μm , der durch thermische Verformung eine Sägezahnstruktur aufgeprägt wird.

3.3.2 Aufbau der Barrel-Detektoren

Da planare Detektoren wie Quirl und Ring einen Raumwinkel abdecken, der stark vom Abstand zum Startgehäuse abhängt, sind weitere Detektoren mit einer faßförmigen Geometrie vorgesehen, die den verbleibenden Raum in der vorderen Hemisphäre ausfüllen. Der Aufbau der Fässer wird zur Zeit in zwei verschiedenen Konzepten untersucht.

In einer dreilagigen Ausführung wird der Detektor aus zwei Lagen von je 48 schraubenförmigen Szintillatoren, die einen Drehwinkel von $\phi = \pm 120^\circ$ besitzen, und einer Lage aus 96 geraden Szintillatoren, die zusammen den Durchstoßort eines Teilchens definieren, bestehen (Abb. 3.6). Die Kantenlänge der Pixel auf den geraden Streifen beträgt $\Delta z = 15.6 \text{ cm}$, so daß sich eine Auflösung $\sigma_z = 3.2 \text{ cm}$ ergibt.

Detektor	Barrel
Anzahl der Elemente	96/48/48
Drehwinkel [°]	0./120./120.
Innendurchmesser [cm]	$\approx 150.$
Außendurchmesser [cm]	$\approx 153.$
Länge des Detektors [cm]	250.

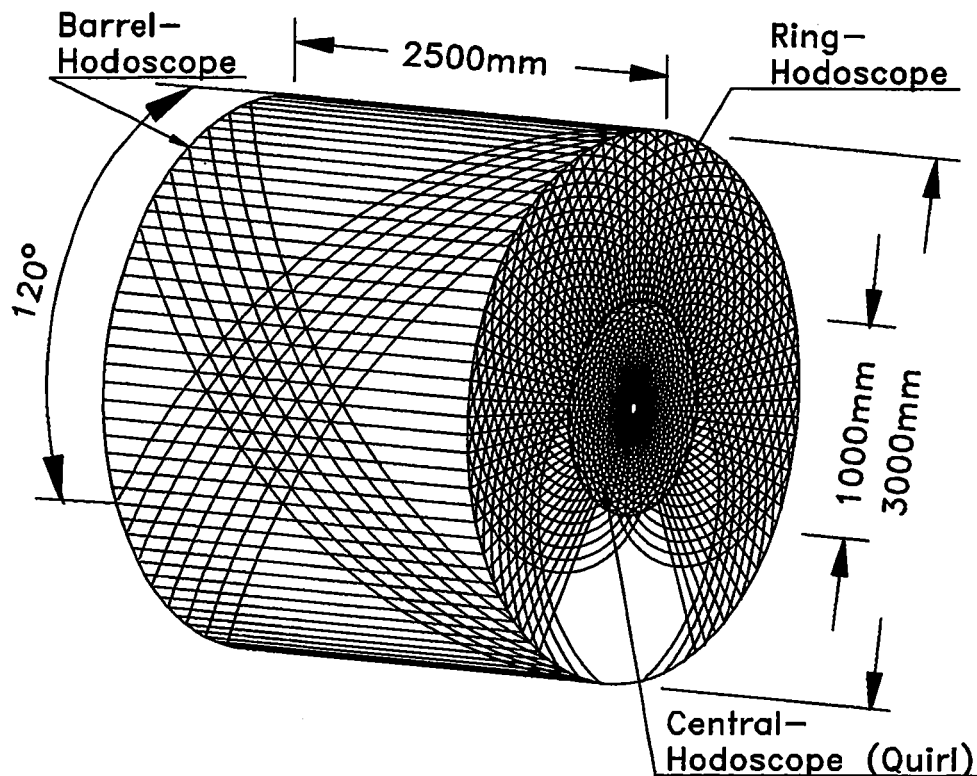


Abbildung 3.6: Aufbau der dreilagigen Variante der faßförmigen Geometrie. Die Dimensionen der beidseitigen Auslese sind entsprechend.

Eine kleinere Version dieses Detektors mit einem Radius von 35 cm und einer Länge von 70 cm ist bereits im Experiment PS202 eingebaut [Ste94]. Auf Grund der Länge der Elemente ($l=250$ cm für die geraden Szintillatoren und $l=420$ cm für die schraubenförmigen Komponenten) stellt die zu erreichende Zeitauflösung von $\sigma_t < 1$ ns über die gesamte Länge hohe Anforderungen an die Güte des Materials. Neuere Messungen mit minimalionisierenden Teilchen aus der Höhenstrahlung an zwei gebogenen Teststreifen zeigen, daß diese Anforderungen erfüllt werden [Pat95].

Eine andere Möglichkeit bietet ein einlagiger Aufbau, bei dem die Signale auf beiden Seiten der Szintillatoren ausgelesen werden. Zur Ortsbestimmung werden die unterschiedlichen Lichtlaufzeiten zu den beiden Photomultipliern verwendet.

Wie im Fall der dreilagigen Ausführung besteht der Detektor aus 96 Streifen mit einer Länge von 250 cm. Durch den Wegfall der gewundenen Lagen kann die Dicke der Szintillatoren und somit die Anzahl der erzeugten Photonen erhöht werden. Testmessungen mit verschiedenen Lichtleitergeometrien am CERN haben für eine $90^\circ - 90^\circ$ Auslese eines 5 mm dicken Streifens eine Zeitauflösung von $\sigma_t = 0.45$ ns und damit eine Ortsauflösung von $\sigma_z = 6.8$ cm ergeben [Mic93].

Kapitel 4

Eichung der Quirl-Szintillatoren mit Höhenstrahlung

Im November 1993 wurde der Quirl nach erfolgter Montage der letzten Lage mit minimalionisierenden Teilchen aus der Höhenstrahlung getestet. Dabei konnten sowohl das Zusammenspiel der Datennahme mit den Komponenten des Detektors als auch die Eigenschaften der Elemente des Quirls wie

- Zeitauflösung
- Lichtlaufzeiten im Szintillator
- Ortsabhängigkeit der Signalamplitude

untersucht werden. Diese Größen werden als Eingangsparameter für Monte Carlo Rechnungen und zur Kalibration des Detektors bei der Datenauswertung benötigt.

4.1 Eigenschaften der Höhenstrahlung

Die kosmische Höhenstrahlung entsteht hauptsächlich durch Reaktionen hoch-energetischer, geladener Teilchen mit den Atomen der oberen Atmosphärenschicht (Stickstoff und Sauerstoff), wobei eine große Zahl von Hadronen erzeugt wird [Fra74]. Der sich daraus entwickelnde Schauer enthält zum größten Teil Pionen, die mit einer Lebensdauer von $\tau = 2.6 \cdot 10^{-8}$ s in Myonen zerfallen (Abb. 4.1). Auf der Erdoberfläche sind etwa 75 % der geladenen Teilchen Myonen mit einer mittleren Energie von 2 GeV [PDG94].

Der gesamte Fluß durch ein horizontales Flächenelement beträgt etwa 1 geladenes Teilchen pro Quadratzentimeter und Minute. Die Winkelverteilung wird für Energien unterhalb von 1 TeV durch $\cos^2\theta$ beschrieben.

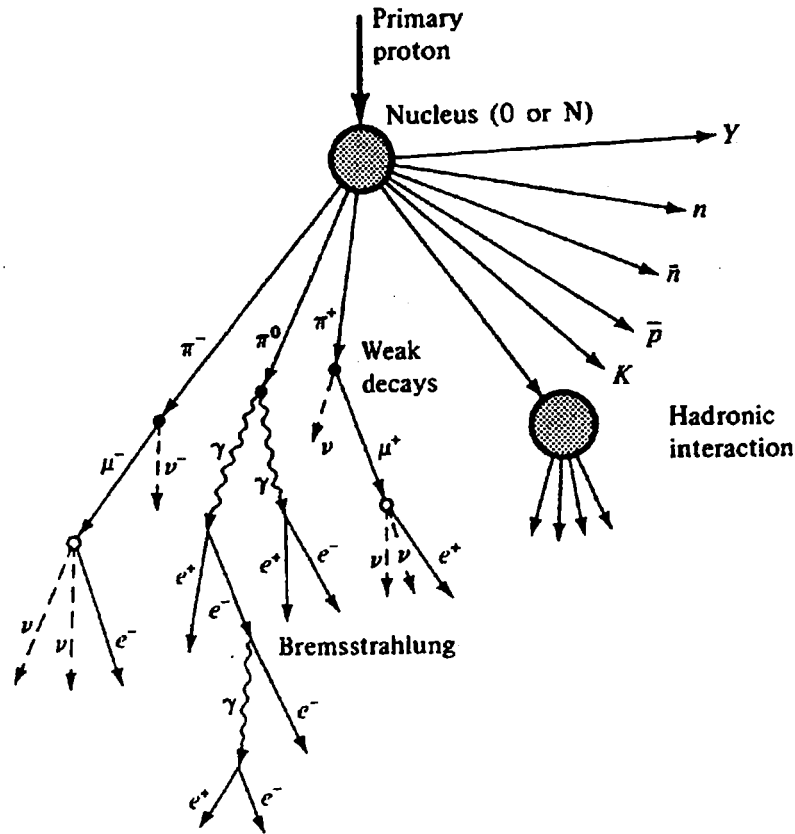


Abbildung 4.1: Beispiel für die Entwicklung eines Schauers [Fra74].

4.2 Testaufbau

Der für die Messungen verwendete Aufbau ist in Abbildung 4.2 skizziert. Als Startzähler dienen 2 Plastikszintillatoren, die in einem Abstand von ca. 4 m oberhalb des Hodoskops angebracht sind. Durch diese Anordnung kann der maximale Einfallswinkel auf $\theta_{max} < 10^\circ$ eingeschränkt werden.

Die Elemente jeder Lage des Quirls werden in einem logischen 'ODER' zusammengefaßt, indem die Stromsummenausgänge der Diskriminatoren einer Lage miteinander verbunden werden (Daisy Chain). Ein Stromsummenausgang liefert einen Strom von 2 mA pro angesprochenem Kanal, dies entspricht einer Spannung von 100 mV an 50 Ω . Alle drei Lagen des Hodoskops und der Startzähler werden in einem 'AND' logisch verknüpft. Dort können unterschiedliche Kombinationen von Detektoren zur Erfüllung der logischen Bedingung gefordert werden.

Um verschiedene Effekte untersuchen zu können, wurden folgende Trigger

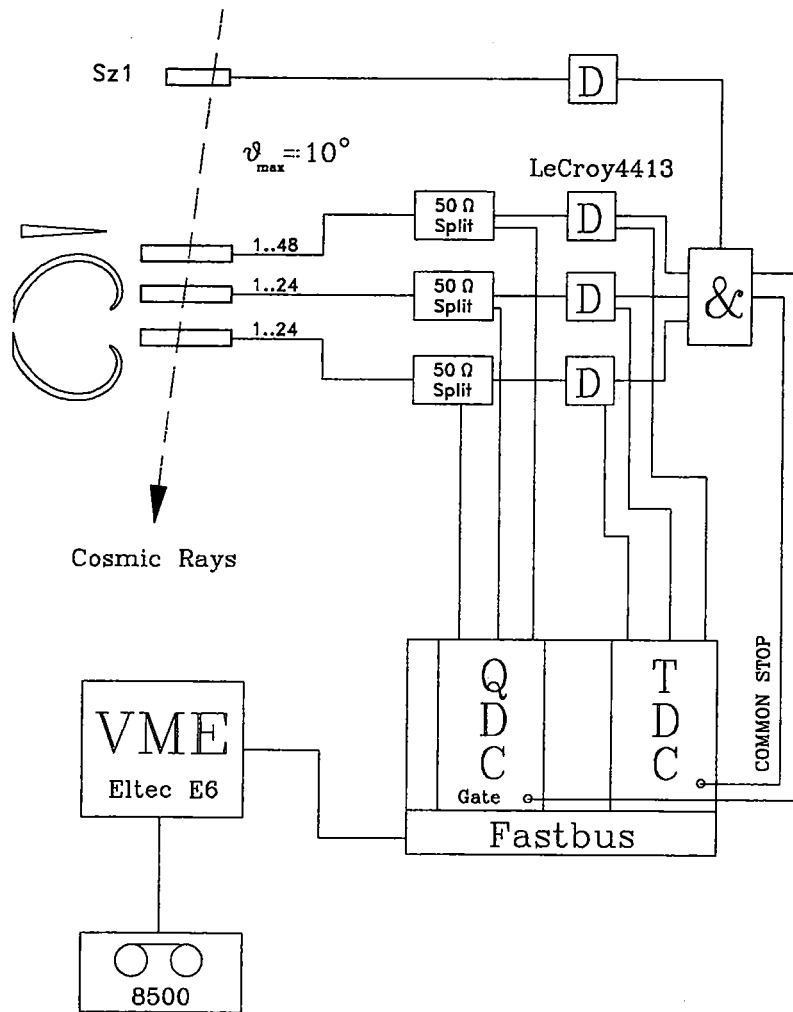


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung des Meßaufbaus.

verwendet:

- A: $M \geq 1$ in 2 von 3 Lagen
- B: $M \geq 1$ in 3 von 3 Lagen
- C: $M \geq 1$ in 3 von 3 Lagen und ein Treffer im Startzähler.

Die in den folgenden Kapiteln vorgestellten Daten sind alle mit Trigger C aufgenommen worden. Als Bedingung für die Verwendung eines Treffers in der Auswertung wird die Rekonstruktion eines Pixels aus allen 3 Lagen gemäß den in Anhang A definierten Beziehungen verlangt.

Bei einer homogenen Bestrahlung des Detektors, wie es für die Höhenstrahlung der Fall ist, entspricht die in einem Pixel gemessene Zählrate pro Zeiteinheit

seiner Fläche. Aus der Geometrie des Detektors wird eine lineare Abhängigkeit der Zählrate in einem Pixel von seiner Nummer erwartet (siehe Anhang A). In Abbildung 4.3 ist der Mittelwert der Zählrate aller 48 Elemente eines θ -Ringes gegen die Pixel-Nummer dargestellt. Durch den Umkreis des Detektors wird das äußerste Pixel stark beschnitten, was sich in einem Sprung in der Zählrate bemerkbar macht.

Für die folgenden Auswertungen stellt vor allem die sehr kleine Zählrate in den inneren Pixeln des Detektors ein Problem dar, da die Statistik in diesen Bereichen entsprechend niedrig ist.

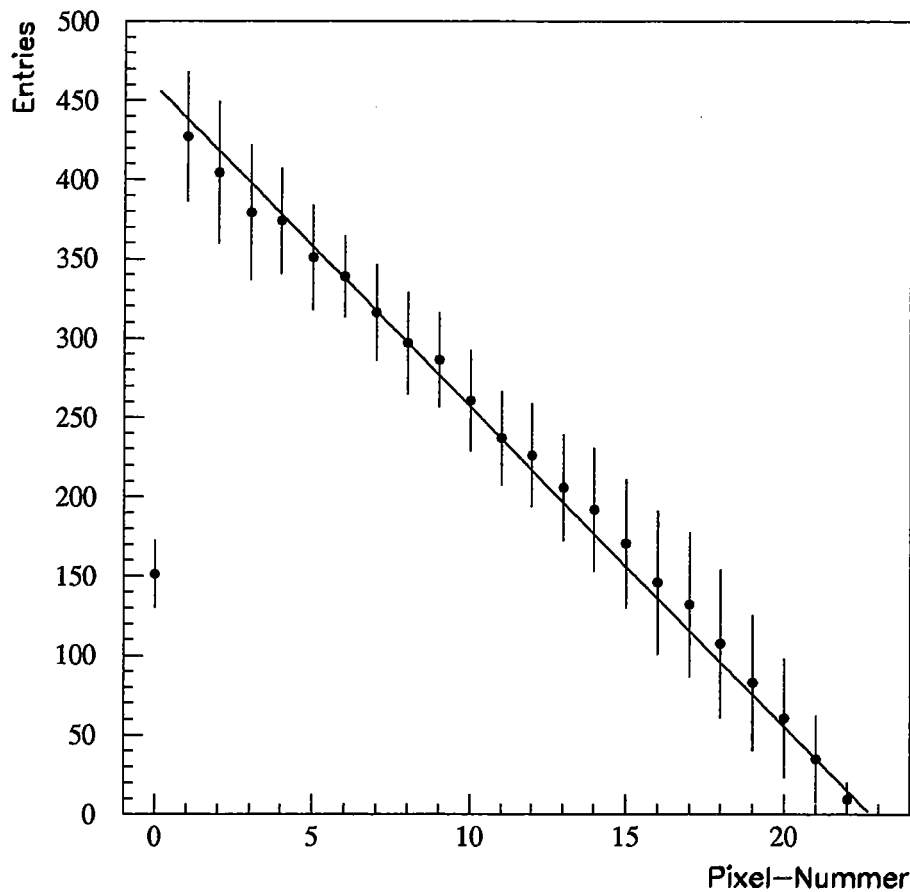


Abbildung 4.3: *Abhängigkeit der gemessenen Zählrate von der Pixel-Nummer. Die Fläche von Pixel 0 wird durch den Umkreis des Detektors beschnitten.*

4.3 Zeitauflösung

Ein entscheidendes Kriterium für die Qualität der Messung mit einem Flugzeitspektrometer ist die von den Komponenten des Detektors erreichte Zeitauflösung. Daraus ergibt sich eine Impulsauflösung von

$$\frac{\Delta p}{p} = \gamma^2 \cdot \frac{\Delta t}{t}$$

unter Vernachlässigung des Fehlers in der Ortsmessung. Folgende Effekte tragen zum Fehler Δt der Zeitmessung bei:

- Photonenausbeute und Transport
- Geometrie
- Elektronik

Für die intrinsische Zeitauflösung eines Photomultipliers gilt die empirische Beziehung $\Delta t \sim 1/\sqrt{n}$, wobei n die Anzahl der Photoelektronen ist. Somit sollte die Photonenausbeute so hoch wie möglich sein.

Aber nicht nur die Anzahl von Photonen und somit von Photoelektronen ist für die Zeitauflösung von Bedeutung, sondern auch die zeitliche Verschmierung der Photonen durch den Transport im Szintillator und Lichtleiter. Ideal verhält sich ein Bündel paralleler Photonen, die keine Zeitdispersion aufweisen. Dies ist aber auf Grund der isotropen Emission des Lichtes nicht gegeben. Durch das Prinzip der adiabatischen Parallelisierung [Str94] kann die Zeitdispersion der Photonen minimiert werden.

Ein weiterer Beitrag rührt von der endlichen Ausdehnung der Pixel her. Legt man einen Wert der mittleren Photonenausbreitungsgeschwindigkeit von ca. 60 ps/cm zugrunde, so erhält man für die äusseren Pixel des Quirls, die eine Kantenlänge von knapp 7.5 cm haben, eine maximale Zeitdifferenz von 450 ps.

Effekte, die von der Elektronik herrühren, sind der Walk und die Auflösung der Diskriminatoren, Zeitschwankungen der ECL Treiberchips, die besonders bei gleichzeitigen Signalen auf einem Chip nicht vernachlässigt werden können und das Übersprechen von Signalen auf den Kabeln.

In Abbildung 4.4 ist die Breite der Zeitdifferenzspektren

$$t(L - R) = TDC_{Links} - TDC_{Rechts}$$

der beiden gewundenen Detektorlagen dargestellt. Durch die Differenzbildung werden die den Startdetektor und die unterschiedliche Flugzeit der Teilchen betreffenden Effekte kompensiert. Die Zeitauflösung der einzelnen Elemente erhält man daraus durch Multiplikation mit $1/\sqrt{2}$. Vergleicht man den Verlauf der gemessenen Werte mit den in Kapitel 4.5 gezeigten Daten

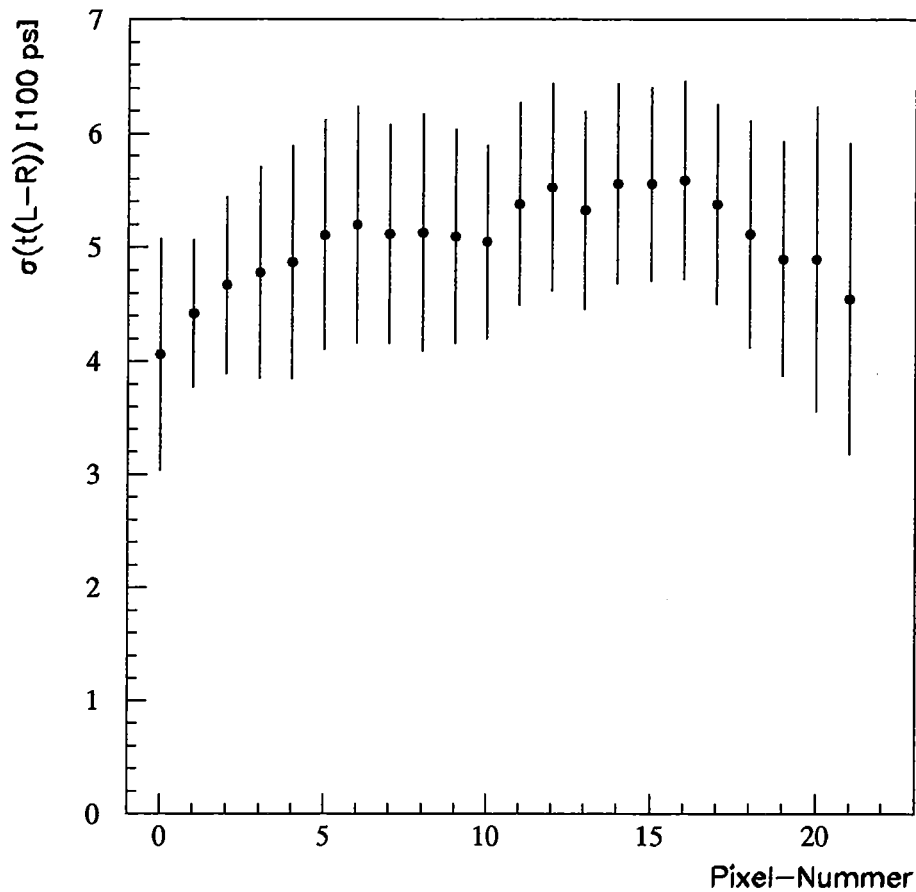


Abbildung 4.4: *Abhängigkeit der Zeitauflösung von der Pixel-Nummer.*

für die Abhängigkeit der Signalamplitude von der Pixel-Nummer, so erkennt man, daß die Bereiche besserer Zeitauflösung mit den Bereichen höherer Signalamplitude zusammenfallen.

Die mit der Höhenstrahlung gemessene Zeitauflösung weicht von dem in Kapitel 6.2 angegebenen Wert ab, da das dort vorgestellte iterative Kalibrationsverfahren zur Bestimmung der Zeitoffsets der einzelnen Kanäle noch nicht verfügbar war. Bei der vorliegenden Auswertung der Daten aus der Höhenstrahlung werden die Offsets aus den Mittelwerten der TDC Spektren des jeweiligen Photomultipliers bestimmt.

4.4 Lichtlaufzeiten im Szintillator

Eine weitere wichtige Größe, die bei der Auswertung von Flugzeitmessungen eine Rolle spielt, ist die Zeit, die das Licht vom Durchstoßort des Teilchens bis zur Röhre des Photomultipliers braucht. Für die Geschwindigkeit des Lichts in einem Medium gilt die Beziehung:

$$v_{\text{medium}} = \frac{1}{n_{\text{medium}}} \cdot c_{\text{vakuum}}$$

Bei einem Brechungsindex von $n_{\text{medium}} = 1.58$ für das von uns verwendete Szintillatormaterial ergibt sich eine Geschwindigkeit von $v_{\text{medium}} = 19.0$ cm/ns.

Da das Licht aber durch Totalreflexion an der Übergangsschicht zwischen Szintillator und Luft als auch - je nach Geometrie und Durchtrittsort des Teilchens - direkt transportiert werden kann, erhält man eine effektive Geschwindigkeit, die von dem oben angegebenen Wert abweicht.

Die im Experiment gemessene Zeit setzt sich aus folgenden Komponenten zusammen (siehe Kapitel 6.2):

$$t_{\text{mess}} = t_{\text{flight}}(\beta, l) + t_{\text{scint}}(r) + t_{\text{offset}}(n)$$

Der Wert $t_{\text{offset}}(n)$, der für jeden Kanal unterschiedlich sein kann, rührt von den etwas verschiedenen Laufzeiten der Signale auf den Kabeln, den Durchlaufzeiten der Elektronen im Photomultiplier und der restlichen Elektronik her. Ein Kalibrierungsverfahren um $t_{\text{offset}}(n)$ aus den Messungen zu bestimmen, wird in Kapitel 6.2 beschrieben.

Nachdem die Offsets der einzelnen Kanäle aufeinander justiert sind, wird noch die effektive Lichtlaufzeit im Szintillator benötigt, um aus dem gemessenen Wert die Flugzeit t_{flight} bestimmen zu können. Die Lichtlaufzeiten sind dabei im Falle des Quirls abhängig vom Radius r bzw. von der Bogenlänge s . In den Abbildungen 4.5 und 4.6 sind die aus der Höhenstrahlung ermittelten Werte für die geraden bzw. gebogenen Elemente dargestellt.

Bei beiden Formen erkennt man einen mittleren Bereich, der einen annähernd linearen Verlauf zeigt und Abweichungen von der Linearität sowohl zur Spitze als auch zum Ansatz an den Lichtleiter hin. Die eingezeichneten Geraden stammen von einem Fit einer linearen Funktion an den mittleren Bereich. Daraus ergeben sich Werte von

$$v_{\text{scint}} = 18.6 \text{ cm/ns}$$

für den geraden Szintillator und

$$v_{\text{scint}} = 14.9 \text{ cm/ns}$$

für das gebogene Detektorelement. Dabei wird aber vernachlässigt, daß die Szintillatoren auf Grund der Geometrie des Gesamtdetektors über lange

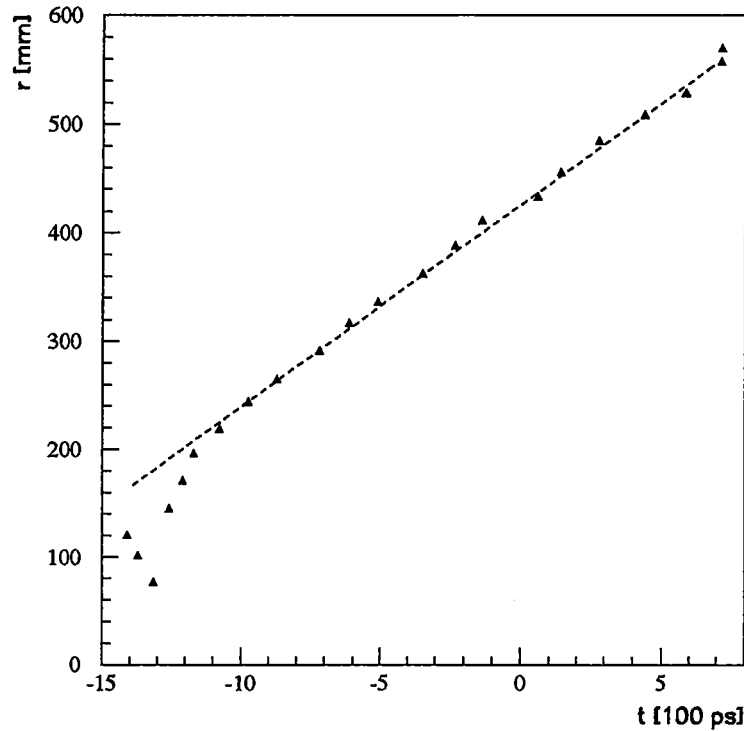


Abbildung 4.5: *Lichtlaufzeiten in den geraden Detektorelementen in Abhängigkeit vom Radius r .*

Lichtleiter ausgelesen werden. Da durch die fokussierenden Eigenschaften der Szintillatoren die mittlere Ausbreitungsgeschwindigkeit des Photonenpulses nicht konstant ist, kann sogar der Fall eintreten, daß Photonen von einem weiter entfernten Ort im Szintillator zeitlich früher am Photomultiplier eintreffen als von einem näher gelegenen. Dieser Effekt ist um so stärker je länger der Lichtleiter ist.

Eine einfache Modellrechnung kann dieses Phänomen verdeutlichen. An zwei Orten r_1 und r_2 mit einem Abstand $\Delta r = 2.4 \text{ cm}$ ¹ betrage die mittlere Geschwindigkeit des Photonenpakets $v(r_1) = 15.50 \text{ cm/ns}$ und $v(r_2) = 15.56 \text{ cm/ns}$. Unter der Annahme, daß sich diese Geschwindigkeit in einem 100 cm langen Lichtleiter fortsetzt, werden Zeiten $t(r_1) = 6.45 \text{ ns}$ und $t(r_2) = 6.58 \text{ ns}$ ermittelt. Aus der Zeitdifferenz $\Delta t = 0.13 \text{ ns}$ auf einer Strecke $\Delta r = 2.4$

¹Dies ist der Abstand der Schwerpunkte zweier Pixel auf einem geraden Element des Quirls.

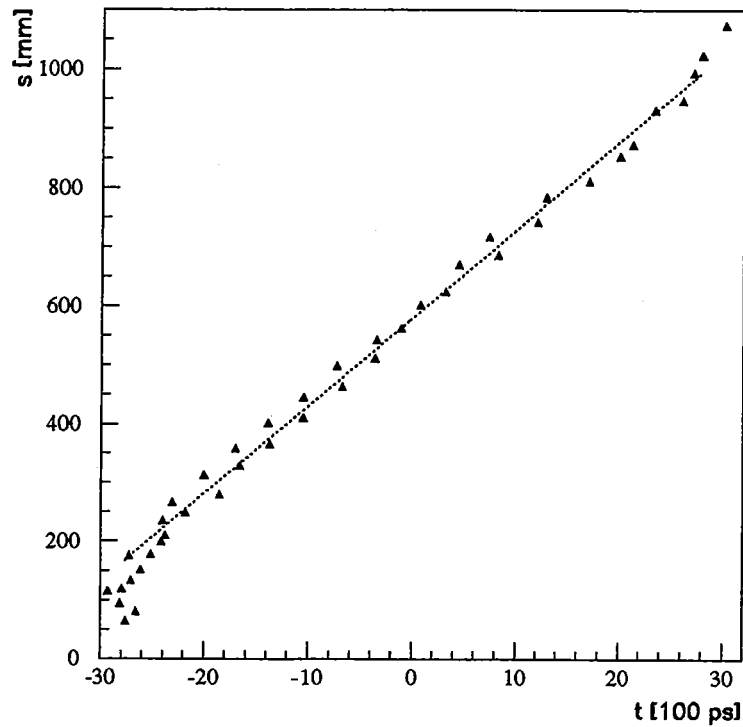


Abbildung 4.6: Lichtlaufzeiten in den gebogenen Detektorelementen in Abhängigkeit von der Bogenlänge s entlang der archimedischen Spirale.

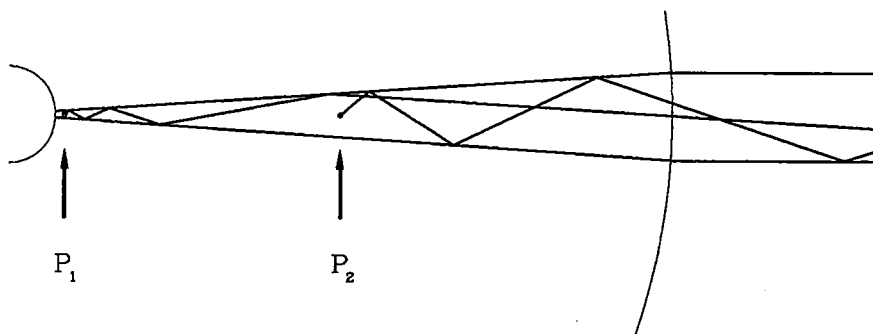


Abbildung 4.7: Ausbreitung von Photonen die unter gleichen Winkeln bei P_1 ($r=5 \text{ cm}$) und P_2 ($r=29 \text{ cm}$) starten.

cm erhält man $v = 18.5 \text{ cm/ns}$, also eine Geschwindigkeit, die dem oben angegebenen Wert entspricht.

Abbildung 4.7 zeigt die Unterschiede der Lichtwege für zwei Photonen, die unter dem gleichen Anfangswinkel bei P_1 ($r=5$ cm) und P_2 ($r=29$ cm) loslaufen. Während die Geschwindigkeit in Richtung der Photonen Spur immer v_{medium} beträgt, hängt die Geschwindigkeit, mit der das Photon in Richtung des Szintillators (Radius) wandert, vom Winkel der Spur bezüglich der Mittellinie des Keils ab. Photonen, die in der Spitze des Szintillators starten, werden mehrmals reflektiert, wobei sich der Winkel der Spur bei jeder Reflexion um den Öffnungswinkel des Elements verkleinert, während Photonen, die bei größeren Radien erzeugt werden, nur wenige Male reflektiert werden können. Dies hängt unter anderem von der Breite des Detektorelements ab, die von $d=0.5$ cm auf $d=7.6$ cm anwächst.

Somit ist das extreme Verhalten der geraden Szintillatoren, bei denen zur Spitze hin fast der Fall kürzer werdender Zeiten beobachtet wird, zu verstehen. Die mit Teilchen aus der Höhenstrahlung gemessenen Zeiten sollten als 1. Näherung der Zeitkorrekturen richtig sein (wenn man von einer Energieabhängigkeit der Korrekturen absieht).

4.5 Ortsabhängiger Amplitudenverlauf

Beim Transport der Photonen im Szintillator und Lichtleiter treten Verluste an den Oberflächen und im Material auf, die in guter Näherung durch eine effektive exponentielle Dämpfung beschrieben werden können. Die genaue Kenntnis der Photonenausbeute in Abhängigkeit vom Durchstoßpunkt der Teilchen ist für die Energiekalibration von entscheidender Bedeutung (Kapitel 6.3).

Da die Photonen, die beim Energieverlust eines geladenen Teilchens im Szintillator erzeugt werden, isotrop ausgesendet werden, erhält man zusammen mit der Bedingung unter der Totalreflexion stattfinden kann, zwei Lichtkegel, die im Material weitergeleitet werden können. Die sich vom Photomultiplier entfernenden Photonen können nun am Ende des Szintillators reflektiert und somit auch noch nachgewiesen werden. Dadurch kommt es zu einem starken Anstieg der Photonenausbeute zur Spitze der Detektorelemente hin.

Dieser Effekt läßt sich an der Form des Amplitudenverlaufs der beiden verschiedenen Geometrien deutlich erkennen (Abb. 4.8, 4.9). Während der Verlauf der Funktion für die gebogenen Elemente gut mit anderen Messungen übereinstimmt [Emp89] [Thi93], zeigt sich für die geraden Elemente eine signifikante Abweichung, die durch die beim Time-of-Flight Spektrometer verwendete andere Lichtleitergeometrie erklärt werden kann. Bei beiden Detektortypen erhält man einen von einer exponentiellen Dämpfung deutlich abweichenden Verlauf, der auf Grund des Anstiegs der Amplituden zum Ende hin zu einer Verbesserung der Zeitauflösung in diesem Bereich um 20 % führt.

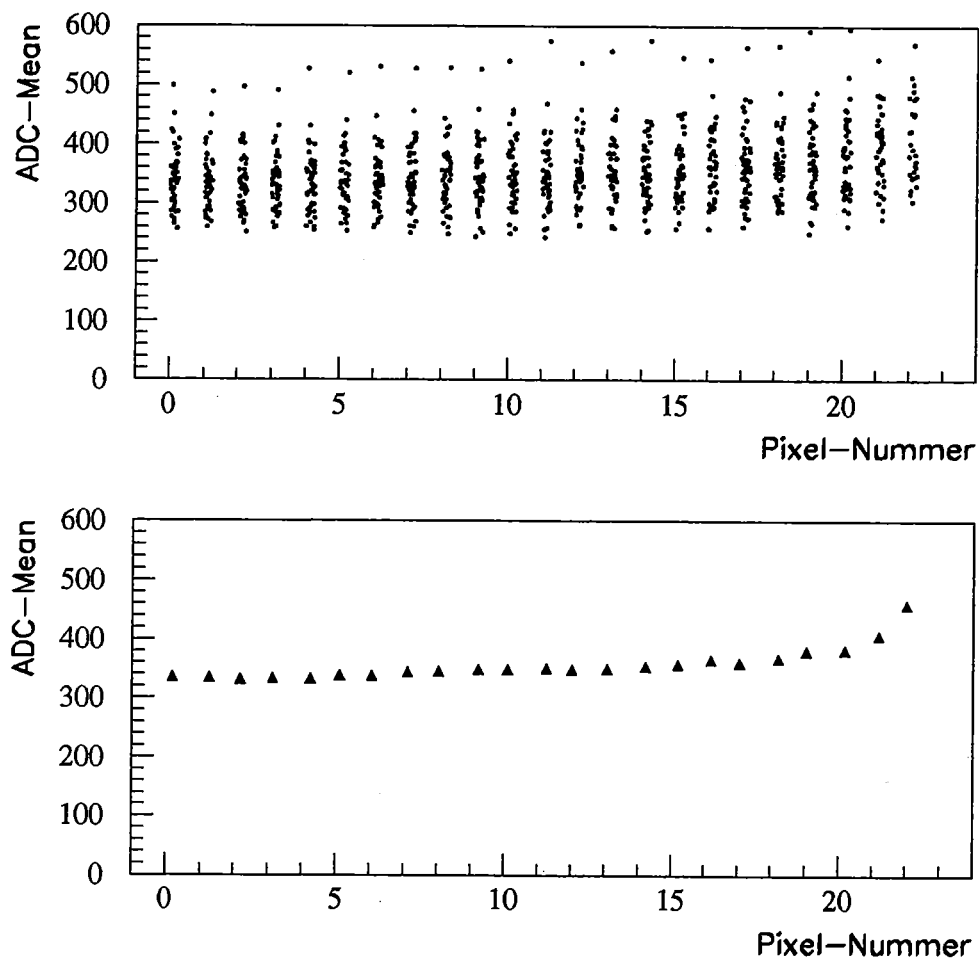


Abbildung 4.8: Photonenausbeute der geraden Detektorelemente in Abhängigkeit von der Pixelnummer. Mittelwerte der ADC Spektren der einzelnen Röhren (oben), Mittelwert aus allen Röhren (unten).

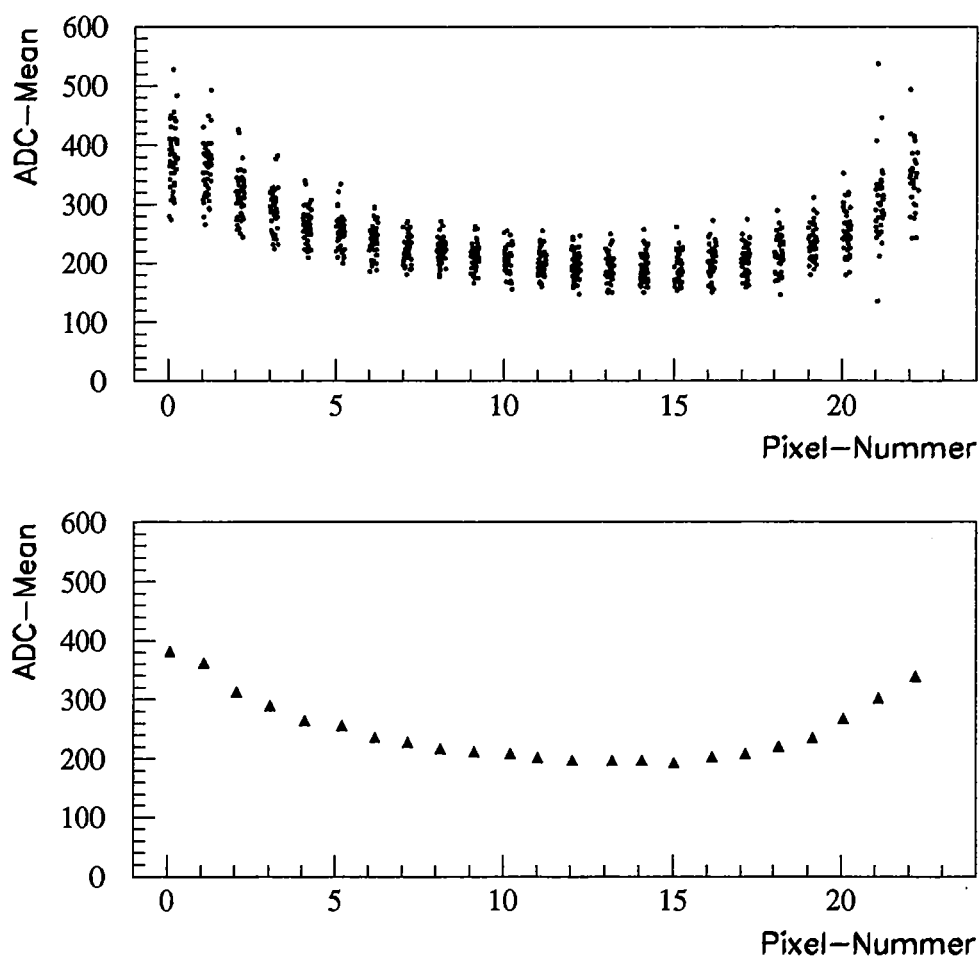


Abbildung 4.9: *Photonenausbeute der gewundenen Detektorelemente in Abhängigkeit von der Pixelnummer. Mittelwerte der ADC Spektren der einzelnen Röhren (oben), Mittelwert aus allen Röhren (unten).*

Kapitel 5

1. Messung an COSY

Nach Fertigstellung des zentralen Szintillatorrhodoskops - dem sogenannten 'Quirl'- fand Ende Mai 1994 eine zwei Wochen dauernde Strahlzeit statt, in der zum ersten Mal sowohl die Extraktions-Beamline zum TOF Meßplatz als auch eine kurze Version des Flugzeitspektrometers getestet werden konnten. Um die Analyse verschiedener Reaktionstypen zu ermöglichen wurde ein Strahlimpuls von $p_{Beam} = 1.019 \pm 0.003$ GeV/c gewählt, so daß insgesamt 5 Reaktionskanäle in Proton-Proton Stößen kinematisch erlaubt sind (Abb. 5.1).

5.1 Verwendete Detektorkonfigurationen

Durch die modulare Bauweise der einzelnen Komponenten des Flugzeitspektrometers kann die Größe des Vakuumentanks und somit der Abstand zwischen Start- und Stoppzähler leicht der gewünschten Akzeptanz angepaßt werden (Abb. 5.2). Ein erster Aufbau, der die parasitäre Messung während der Strahleinstellung erlaubt, verwendet ein Polyäthylen (CH_2)-Target von 5 mm Dicke, das mit Fäden in einem Abstand von etwa 40 cm zum Quirl aufgehängt ist. In dieser Geometrie werden beide Protonen aus der elastischen Streuung mit einer geometrischen Akzeptanz von 45 % nachgewiesen. Auf Grund des hohen Wirkungsquerschnitts dieser Reaktion kann so die Funktionsweise der Komponenten schnell Online überprüft werden.

Die eigentliche Messung verwendet das in Kapitel 3.1 beschriebene LH_2 -Target, das aus Sicherheitsgründen bei dieser Messung Abschlußfenster von $12\mu m$ Dicke besitzt. Zusammen mit dem LH_2 -Target ist der Rossendorfer Startzähler eingebaut, dessen äußerer Ring B vollständig und der innere Ring A mit 4 von 16 Elementen bestückt ist. Beim dem so eingestellten Abstand von $d=72$ cm, der einen maximalen Teilchenspurwinkel von $\theta_{max} = 38.9^\circ$ im Quirl erlaubt, wird nur noch ein Arm der elastischen Streuung im Stoppdetektor registriert.

Allerdings wird die Deuteron-Pion Produktion als Zweikörperreaktion wei-

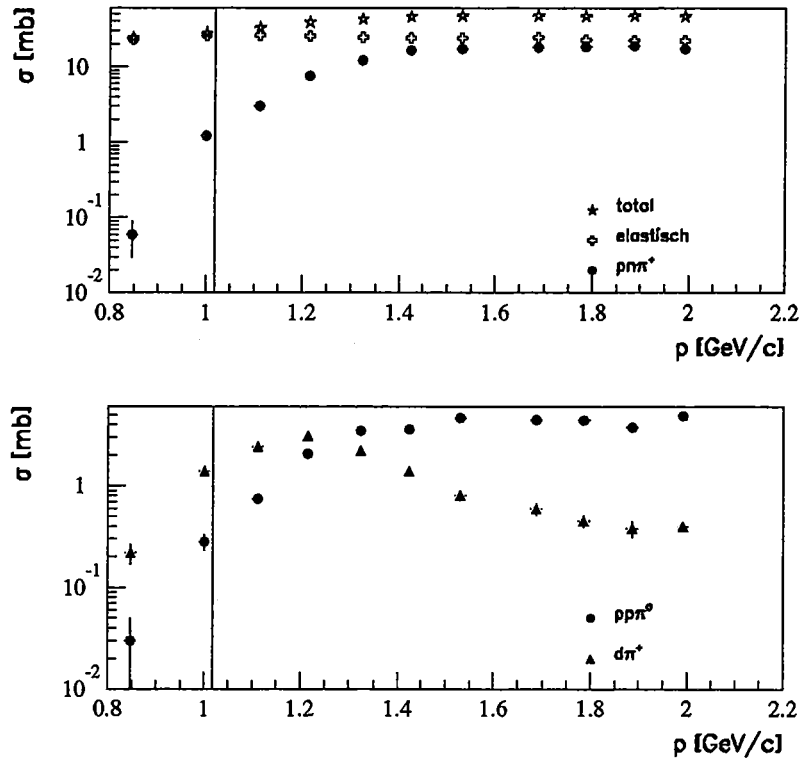


Abbildung 5.1: Wirkungsquerschnitte der in Proton-Proton Stößen möglichen Reaktionen (ohne Bremsstrahlung) bei $p_{\text{Beam}} = 1.019 \text{ GeV/c}$ [Shi82a].

terhin mit beiden Spuren mit einer geometrischen Akzeptanz von etwa 27 % gesehen. Auf die Messung und Identifizierung von Reaktionen mit 2 Teilchen im Ausgang kann nicht verzichtet werden, da die Zweikörperkinematik eine Impulsmessung aus der Geometrie eines Ereignisses erlaubt. Neben einer Kontrolle der Detektorposition werden diese Informationen zur Energieverlustkalibration der Szintillatoren benötigt.

Zwischen dem Volumen des Startgehäuses und dem Tank ist aus Sicherheitsgründen bei dieser 1. Messung ein massiver Aluminiumflansch von 10 mm Dicke eingebaut, der für den Strahl und die Reaktionsteilchen eine Öffnung von 100 mm besitzt, die mit einer $35 \mu\text{m}$ dicken Folie abgeschlossen ist.¹ Diese wird von einem 4 mm dicken Ring aus V2A gehalten, der eine Breite von 20 mm besitzt. Bei späteren Messungen wird sich dort anstatt des Flansches nur eine Folie befinden, die die beiden Vakuumbereiche voneinander trennt. Eine weitere Konfiguration, die in [Wir95] beschrieben ist, verwendet den

¹Die Geometrie des Aufbaus kann Abbildung 3.3 entnommen werden.

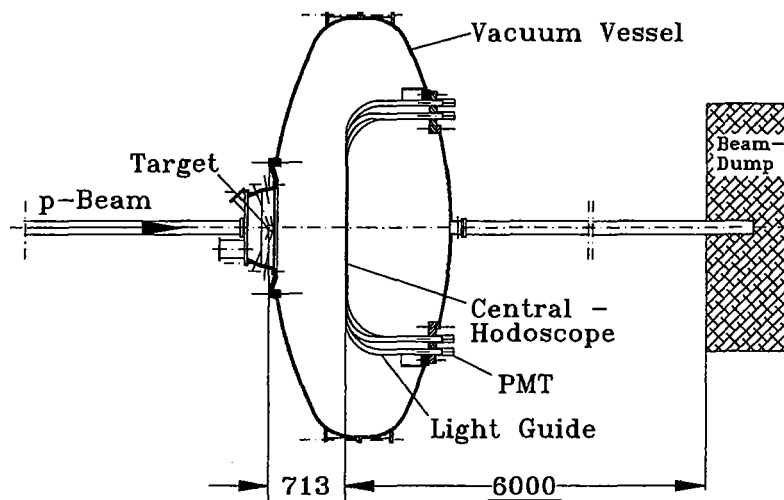


Abbildung 5.2: Detektorversion in der Strahlzeit im Mai 1994.

Startdetektors für die assoziierte Strangenessproduktion mit einem CH_2 -Target und dem Quirl als Stoppdetektor.

5.2 Strahlqualität

Zur Einstellung des COSY-Strahls stehen 2 Silizium Streifenzähler mit jeweils 96 Streifen mit einer Breite von $200\ \mu m$, die die horizontale und vertikale Ausdehnung des Strahls am Targetplatz messen, zur Verfügung. Die in Abbildung 5.3 gezeigten Verteilungen der Ausdehnung des Beamsports haben eine Halbwertsbreite von 1.5 bzw. 1 mm. Allerdings zeigt die xy-Trefferverteilung im Stoppdetektor in einigen Bereichen ein Anstreifen des Strahlhalos (Abb. 5.4), das teils durch die Strahldivergenz und teils durch eine leichte Dejustierung des Detektors verursacht wird.

Dadurch kommt es zu einer erhöhten Rate von zufälligen Koinzidenzen der Strahlteilchen und zu einem vergrößerten Untergrund aus Reaktionen mit den Kupferwänden und Klebestellen des Targets. Besonders deutlich wird dieses Problem beim verwendeten 1-Spur Trigger, der fast ausschließlich direkte Treffer von Strahlprotonen im Quirl enthält. Da die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit eines Strahlprotons mit dem Target nur $4.1 \cdot 10^{-4}$ beträgt, während ein geladenes Teilchen im Quirl mit einer Wahrscheinlichkeit von mehr als 98 % nachgewiesen wird, sind die Auswirkungen des Strahlhalos verständlich. Als Konsequenz des Auftretens eines massiven Strahlhalos wurde ein Vetozählersystem mit 2 Szintillatoren entwickelt, das bei folgenden

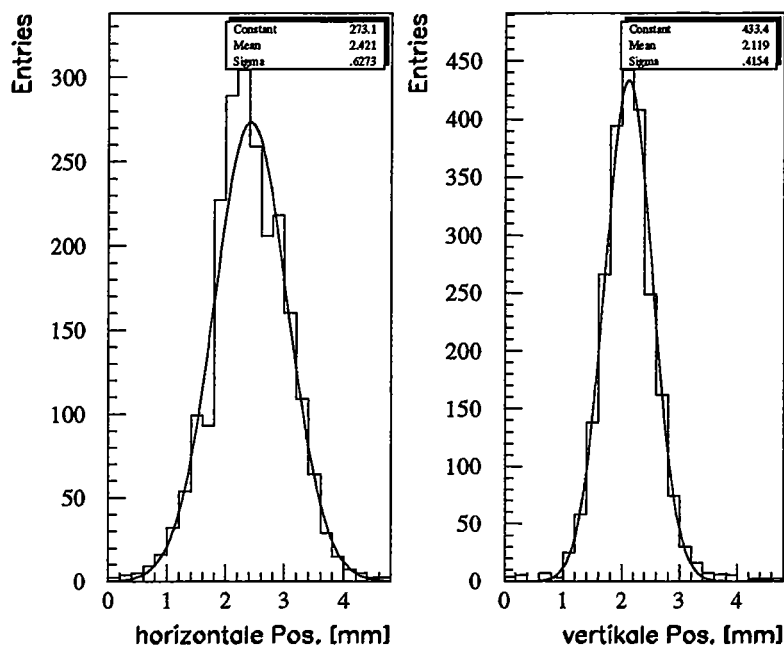


Abbildung 5.3: *Horizontale und vertikale Ausdehnung des Strahls am Targetplatz.*

Strahlzeiten eingesetzt wird.

Die Beamrate beträgt einige 10^5 Protonen pro Spill bei einer Spilldauer von etwa 0.5 Sekunden und einer Wiederholrate von 0.2 Hz. Ein besseres Tastverhältnis wird in Zukunft mit der ultralangsam Extraktion erreicht werden. Damit ist eine fast beliebige Spilldauer von bis zu 1000 s möglich. Des weiteren ist der Strahl nicht gekühlt, so daß die Impulsauflösung $\Delta p/p \approx 10^{-3}$ beträgt.

5.3 Datennahme

In der momentanen Ausbaustufe hat das Time-of-Flight Spektrometer etwa 130-400 TDC und QDC Kanäle je nach verwendeter Konfiguration. Dazu kommt eine Anzahl von Scaltern und Module, die für die Triggerlogik benötigt werden. Zur Auslese und Steuerung der FASTBUS und CAMAC Module wird eine VME/E6 CPU eingesetzt, die über einen VDB Bus mit den entsprechenden Einheiten kommuniziert.

Die verwendete Software basiert auf dem an der GSI entwickelten TDAS System, das an der Universität Bochum weiterentwickelt wurde [Rin91]. Alle

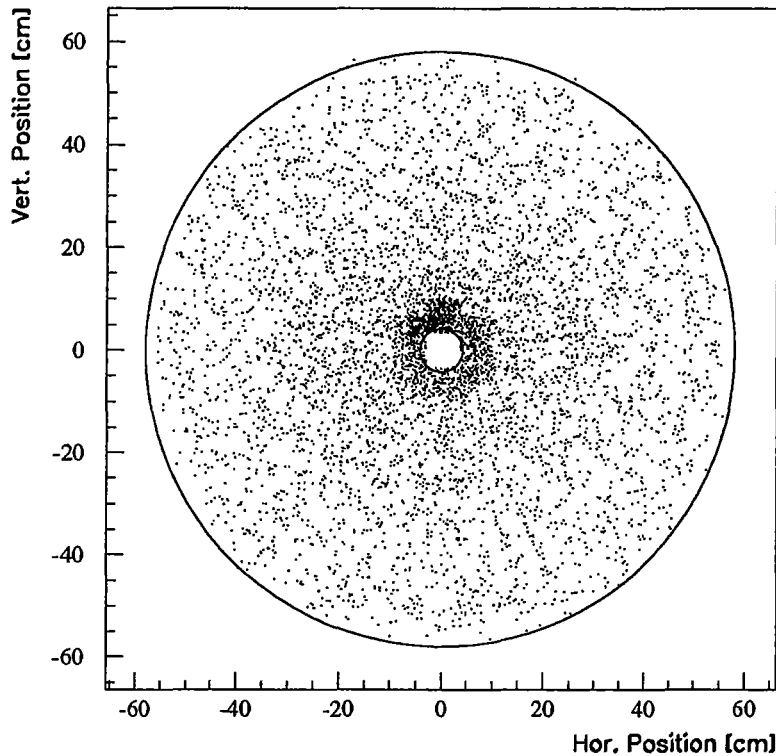


Abbildung 5.4: *xy-Trefferverteilung im Hodoskop. Deutlich ist der leicht asymmetrische Halo des Strahls zu erkennen.*

zur Konfiguration der Datennahme benötigten Informationen sind in Tabellen abgelegt, die zu Beginn eines jeden Runs auf das Band geschrieben werden. Die Archivierung der Daten erfolgt auf ein EXABYTE 8500 Laufwerk, das bis zu 5 Gigabyte Daten pro Band speichern kann. Um die Größe der einzelnen Datenfiles zu begrenzen, wird nach einer voreinstellbaren Anzahl von Bytes (z.Zt. etwa 150 MByte) automatisch ein neues File begonnen.

Messungen des Systems unter realistischen Bedingungen haben eine Eventrate von bis zu 2500 Events/s (entsprechend 470 kByte/s) ergeben [Bra92]. Gleichzeitig zur Archivierung auf Band wird ein Teil der registrierten Events über eine Ethernet-Leitung an eine IBM RS/6000 Workstation übertragen. Dort werden die Daten zur Online Kontrolle für das Software Paket XD konvertiert.

Die Digitalisierung der Detektorsignale erfolgt in FASTBUS TDC's 10C6 und QDC's 10C2 von Phillips Scientific, die beide eine Auflösung von 10 Bit besitzen (Tab. 5.1).

Modulbezeichnung	10C2
Verwendung	QDC
Dyn. Bereich	256 pC
Pedestal	40 fC/nsec
Temp. Stabilität	$< 50 \text{ fC}/^{\circ}\text{C}$
Auflösung	10 Bit
Eingänge	32
min. Konversionszeit	7.5 μsec

Modulbezeichnung	10C6
Verwendung	TDC
Modus	COMMON Stop
Dyn. Bereich	100,200,400,800 nsec
Auflösung	10 Bit
Eingänge	32
min. Konversionszeit	7.5 μsec

Tabelle 5.1: Einige Daten der verwendeten FASTBUS Module.

5.4 Trigger

Die Signale der Photomultiplier werden über 50 m lange RG213 Kabel vom Meßplatz zur Elektronik übertragen, wo sie in einem passiven 50 Ω Splitter aufgeteilt werden. Um alle Signale, die auf Grund der verschiedenen Energieverluste der Teilchen eine große Dynamik haben, in den QDC's digitalisieren zu können, wird dieser Signalzweig mit Hilfe von 15dB Dämpfern abgeschwächt.

Zur Kompensierung der Zeit, die zur Bildung des Triggers benötigt wird, werden die analogen Signale über 40 m lange RG213 Kabel verzögert. Der zweite Signalzweig wird in LeCroy 4413 Diskriminatoren verarbeitet und mit Twisted Pair Kabeln von 35 m Länge zu den TDC's übertragen. Die während dieser Strahlzeit verwendeten Trigger basieren hauptsächlich auf der Auswertung der Multiplizität M der geladenen Spuren in den unterschiedlichen Komponenten des Detektors. Dazu werden die Stromsummenausgänge der

Diskriminatoren der Elemente einer Detektorlage verbunden. Diese liefern an $50\ \Omega$ ein Signal von 100 mV pro gefeuertem Kanal, so daß in nachfolgenden Diskriminatoren mit unterschiedlichen Schwellen die Multiplizität einer Lage bestimmt werden kann. Daraus werden folgende Trigger abgeleitet:

- $M \geq 2$ in 2 von 3 Ebenen des Quirls
- $M \geq 2$ in 3 von 3 Ebenen des Quirls
- $M \geq 1$ im B-Ring und $M \geq 1$ in 2 von 3 Ebenen des Quirls
- $M \geq 1$ im B-Ring und $M \geq 1$ in 3 von 3 Ebenen des Quirls

Um den Trigger nur während der Spilldauer zu erlauben, wurde zusätzlich ein Signal des Zyklotrons, das als Injektor für COSY dient, verwendet, da das Verhältnis zwischen Strahlwiederholrate und Spilldauer bei dieser ersten Strahlzeit etwa 1:9 betrug.

Kapitel 6

Auswertung

Im folgenden Kapitel wird die Analyse der Daten (Kalibrierung des Detektors und Extraktion der Reaktionskanäle) beschrieben, wobei nur Ereignisse mit 2 rekonstruierten Spuren unter Zuhilfenahme der Informationen des Stopp-Hodoskopes berücksichtigt sind. Eine Beschreibung der Auswertung, die zusätzlich den Startdetektor zur Messung der Bremsstrahlung verwendet, findet sich in [Schü95], die Ergebnisse der Daten mit dem Startdetektor zur assoziierten Strangeness-Produktion in [Wir95].

Abbildung 6.1 zeigt am Beispiel eines 2-Spurevents, welche Informationen

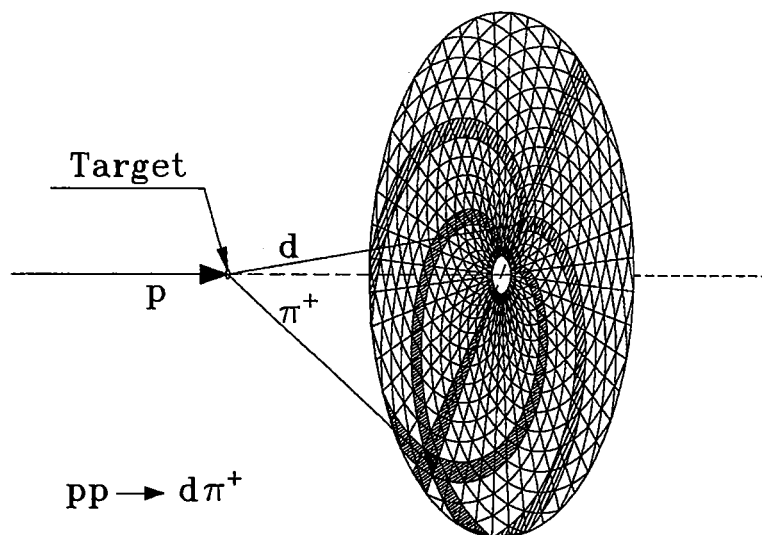


Abbildung 6.1: *Detektorinformationen bei der Messung eines Ereignisses mit 2 geladenen Spuren im Quirl.*

bei der Auswertung zur Verfügung stehen. Jede Spur wird durch

- drei Szintillatorelemente (Pixel)

- drei TDC Informationen und
- drei ADC Informationen

beschrieben. Aus Pixelposition und Target, das bei einer Länge von 4 mm als punktförmig angesehen wird, ergibt sich ein Richtungsvektor.

6.1 Ortsrekonstruktion

Wie in Kapitel 3.3.1 beschrieben, besteht das zentrale Hodoskop aus einer dreilagigen Anordnung von Szintillatorelementen. In der Aufsicht bilden diese Elemente Überlappungszonen (Pixel), die eine annähernd dreieckige Form haben. Die Länge der Grundseite dieser Dreiecke ist konstant und beträgt für den Quirl $\Delta r = 4.8$ cm. Berücksichtigt man allerdings, daß die Szintillatoren eine endliche Dicke besitzen und zwischen den Lagen ein Abstand von 6 mm besteht, so ergibt sich bei der Projektion des Detektors auf eine Kugeloberfläche die in Abbildung 6.2 gezeigte Form der Pixel. Zum einen werden

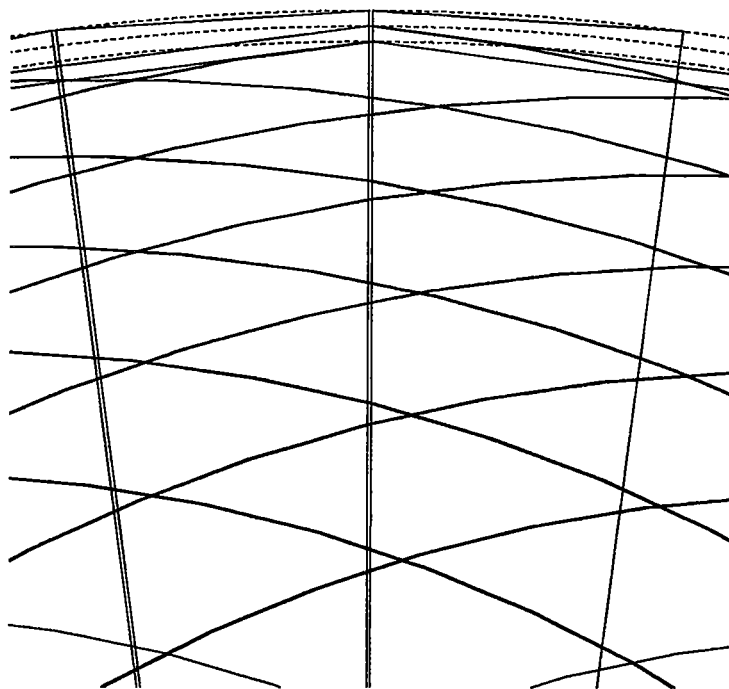


Abbildung 6.2: Projektion der Szintillatorelemente auf eine Kugeloberfläche bei einem Targetabstand von 40 cm.

beim hier dargestellten Abstand von 40 cm die äußeren Pixel gestaucht, und zum anderen ist deutlich eine Asymmetrie zwischen den beiden Hälften eines rautenförmigen Elements zu erkennen. Dadurch entstehen sogenannte Nebenpixel mit kleiner Fläche, die beim momentanen Stand der Auswertung

noch nicht berücksichtigt werden. Ein wichtiges Hilfsmittel, um auch Teilchen, die diese Fläche treffen, in der Datenanalyse zu berücksichtigen, stellt die in Kapitel 6.2 beschriebene Gleichzeitigkeitsbedingung dar.

Bei der Auswertung der Daten werden 2 Größen zur Beschreibung der Pixel benötigt:

- die Ortskoordinaten des Schwerpunkts
- die Größe des Raumwinkelements

Zur Bestimmung dieser Größen wird eine Einheitskugel mit dem Target als Mittelpunkt gleichmäßig mit Richtungsvektoren belegt und die Durchstoßpunkte in allen 3 Ebenen berechnet. Die Koordinaten des Schwerpunkts eines Pixels erhält man aus den Mittelwerten der Richtungsvektoren, die das jeweilige Pixel treffen. Daraus ergibt sich eine Auflösung von

$$\sigma_\phi \approx 1.7^\circ$$

und

$$\sigma_\theta(r) \approx 0.4 - 0.8^\circ$$

bei einem Abstand von 72 cm. Die Größe der Raumwinkelemente berechnet sich aus dem Verhältnis der Anzahl der Vektoren, die ein bestimmtes Pixel treffen zur Gesamtzahl der in 2π sr gewürfelten Vektoren.

$$d\Omega = \frac{N_{Pixel}}{N_{2\pi}}$$

Abbildung 6.3 zeigt die für die beiden verwendeten Targetabstände berechneten Raumwinkelemente in Abhängigkeit von der Pixelnummer. Deutlich ist der Unterschied im Raumwinkel zwischen den beiden Pixelhälften zu erkennen. Für große Abstände des Detektors vom Target nimmt die Asymmetrie immer mehr ab. Im Grenzfall unendlicher großer Abstände ergibt sich ein linearer Zusammenhang zwischen Pixelnummer und Raumwinkelement. Dies zeigt auch die Eichmessung mit Höhenstrahlung, die als von einem unendlich weit entfernten Punkt stammend angenommen werden kann.

Alle Größen, die für die Ortsbeschreibung des Detektors benötigt werden, sind in einer Lookup-Tabelle abgelegt, die alle 1104 gültigen Kombinationen des Detektors enthält.

6.2 Kalibrierung der TDC's

Alle Elemente der Detektoren werden über TDC's ausgelesen, die im COMMON Stop Modus betrieben werden. Dies bedeutet, daß die Zeitmessung von jedem Kanal individuell gestartet und von einem Triggersignal für alle

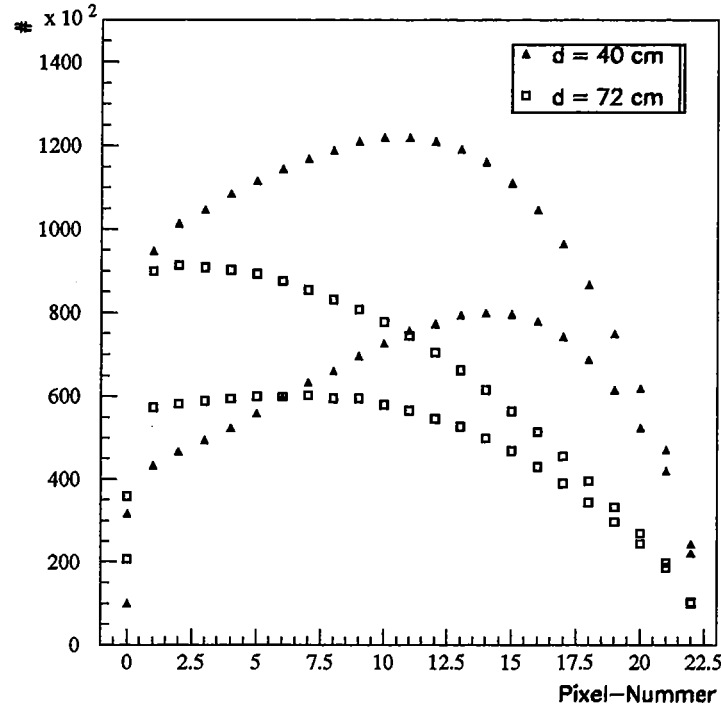


Abbildung 6.3: Größe der Raumwinkelemente für zwei verschiedene Targetabstände. Die unterschiedlichen Kurven für einen Abstand entstehen durch die beiden verschieden großen Pixel, die bei der Projektion des Detektors auf eine Kugeloberfläche entstehen (siehe Abb. 6.2).

Komponenten gleichzeitig gestoppt wird. Die gemessene Zeit setzt sich dann aus folgenden Anteilen zusammen:

$$t_{meas} = t_{flight}(\beta, l) + t_{scint}(r) + t_{offset}(n)$$

Dabei bedeutet $t_{flight}(\beta, l)$ die Flugzeit des Teilchens, die von der Geschwindigkeit β und der Flugstrecke l abhängt. Mit $t_{scint}(r)$ wird die radiale Abhängigkeit der Lichtlaufzeit im Szintillator beschrieben. Im Term $t_{offset}(n)$ sind für jedes Element alle Effekte zusammengefaßt, die von unterschiedlichen Signallaufzeiten in den Röhren, den Kabeln und der übrigen Elektronik herrühren. Einer Teilchenspur entspricht ein Durchstoßort mit drei TDC-Werten (die Lagen werden mit $m=0..2$ in Strahlrichtung gesehen durchnummeriert):

$$t_{meas}(m = 0..2) = t_{flight}(\beta, l) + t_{scint}(m, r) + t_{offset}(m, n)$$

Für die gebogenen Elemente sind auf Grund der besonderen Geometrie für alle Durchstoßorte die Lichtlaufzeiten in den koinzidenten Szintillatoren im

Mittel gleich, d.h.

$$t_{scint}(m=1, r) = t_{scint}(m=2, r)$$

Damit lassen sich durch die Differenz der Zeitmessungen der Spiralen die Offsets bestimmen:

$$\begin{aligned}\Delta t_{meas}(i, j) &= t_{meas}(m=1, i) - t_{meas}(m=2, j) \\ &= t_{offset}(m=1, i) - t_{offset}(m=2, j)\end{aligned}$$

mit

$$\begin{aligned}i &= 0..23 \text{ links} \\ j &= 0..23 \text{ rechts}\end{aligned}$$

Da ein Element einer Lage von 24 Elementen der anderen Lage überdeckt wird, erhält man 24 x 24 Gleichungen, um die 48 Offsets t_{offset} bestimmen zu können [Gey94]. Setzt man voraus, daß alle Komponenten einer Szintillatorgeometrie sich identisch verhalten, so ergibt die Zeitdifferenz $\Delta t_{meas}(i, j)$ nach Korrektur der Offsets im Mittel Null. Bildet man nun die Mittelwerte der Zeilen bzw. Spalten der Matrix $\Delta t_{meas}(i, j)$, so erhält man einen Wert für jedes Element n , der dem zeitlichen Offset gegenüber allen Elementen der anderen Lage entspricht.

$$\begin{aligned}t_{offset}(n) &= \sum_{j=0}^{23} \Delta t_{meas}(n, j) \\ t_{offset}(n) &= \sum_{i=0}^{23} \Delta t_{meas}(i, n)\end{aligned}$$

Hat also das n -te Element einen Offset der im Mittel zu groß ist, so erhält man für die linksdrehenden Spiralen einen positiven Mittelwert, für die rechtsdrehenden entsprechend einen negativen. Zur Mittelwertbildung werden nur Zeitdifferenzen herangezogen, die sowohl eine genügend große Anzahl von Einträgen haben als auch eine vorgegebene Breite nicht überschreiten. Setzt man diese Werte als Offsets in die Matrix ein, so wird nach wenigen Iterationen ein stabiler Wert erreicht.

Nach der Kalibrierung befinden sich alle Zeitdifferenzen in einem Korridor von etwa 400 ps Breite bei einem Sigma der einzelnen Verteilungen der bei 250 ps liegt (Abbildung 6.4). In der Reihe jedes Elementes befindet sich ein Zeitdifferenzwert mit einem größeren Wert σ der Verteilung (entsprechend der Länge des Striches), der zu dem auf Grund des Strahlrohrlochs nicht vorhandenen innersten Pixel gehört, in dem nur zufällige Koinzidenzen gezählt werden.

Nachdem die gebogenen Detektorkomponenten aufeinander kalibriert sind,

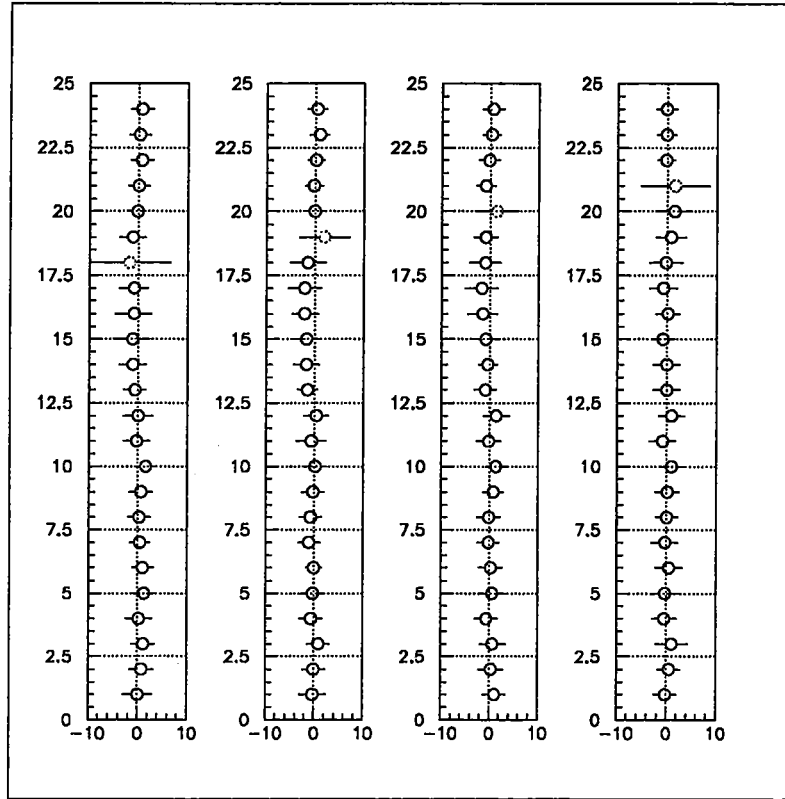


Abbildung 6.4: Zeitdifferenzen von 4 links gebogenen Elementen zu allen rechts gebogenen Elementen. Auf der Ordinate sind die Nummern der rechtsdrehenden Szintillatoren aufgetragen, auf der Abszisse die Zeitdifferenz $\Delta t_{meas}(i = n, j = 0..23)$ aufgetragen (1 Kanal = 100 ps).

können diese zur Eichung der geraden Szintillatoren genutzt werden. Um auch hier die Gleichzeitigkeit als Bedingung verwenden zu können, wird die Differenz der radialen Lichtsammelzeit zwischen geraden und gebogenen Komponenten bestimmt.

$$\begin{aligned}\Delta t_{meas}(k, r) &= t_{meas}(m = 0, k) - \left(\frac{t_{meas}(m = 1, i) + t_{meas}(m = 2, j)}{2} \right) \\ &= t_{offset}(k) - \left(\frac{t_{offset}(m = 1, i) + t_{offset}(m = 2, j)}{2} \right) + \Delta t_{radial}(r)\end{aligned}$$

mit

$$\Delta t_{radial}(r) = t_{scint}(m = 0, r) - t_{scint}(m = 1, r)$$

$$\begin{aligned}
 k &= 0..47 \text{ gerade} \\
 i, j &= 0..23 \text{ links, rechts} \\
 r &= r(i, j)
 \end{aligned}$$

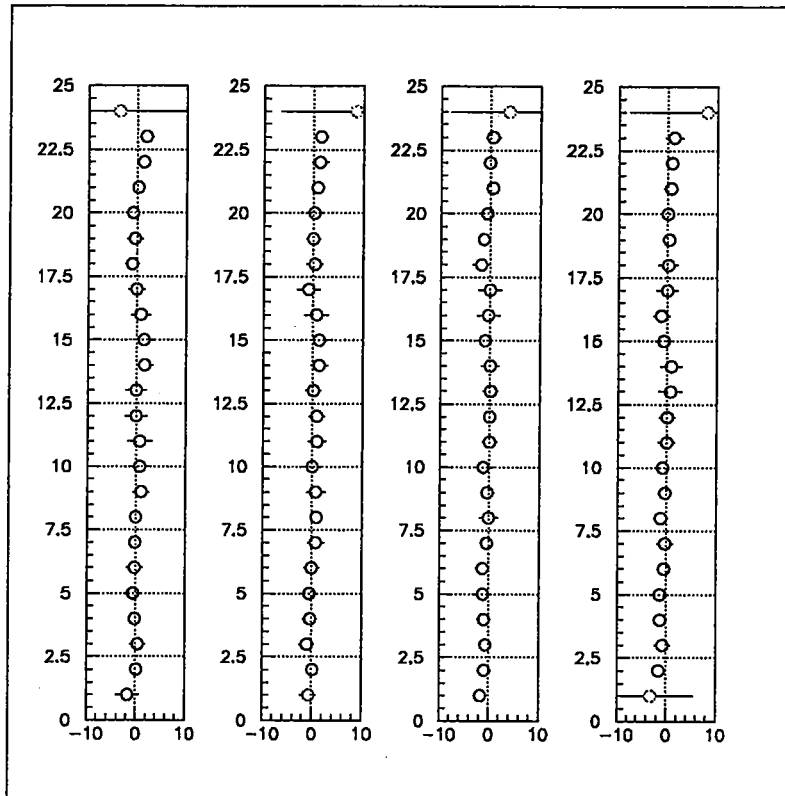


Abbildung 6.5: Zeitdifferenzen von 4 geraden Elemente gegen den Radius. Auf der Ordinate ist die Pixelnummer aufgetragen ($r_{\max} = \text{Pixelnummer } 0$), auf der Abszisse die Zeitdifferenz $\Delta t_{\text{meas}}(i = n, r = 0..23)$ aufgetragen (1 Kanal = 100 ps).

Aus der Matrix $\Delta t_{\text{meas}}(k, r)$ werden sowohl die Korrektur Offsets $t_{\text{offset}}(k)$ der geraden Elemente k als auch die radialen Korrekturen Δt_{radial} , die den Unterschied der radialen Zeitabhängigkeit zwischen geraden und gebogenen Szintillatoren beschreiben, bestimmt. Auch hier ergibt die Kalibration ein ähnlich gutes Ergebnis, wie bei der Kalibration der gebogenen Elemente (Abb. 6.5).

Ein wesentlicher Vorteil dieser Methode besteht darin, daß sämtliche Reaktionsteilchen ohne genaue Kenntnis des Reaktionstyps zur Eichung verwendet

werden können.

Aus den Zeitinformationen der 2 Treffer in den 3 Lagen des Quirls werden ohne den Startdetektor 2 Größen abgeleitet:

- die Zeitdifferenz zwischen 2 Lagen einer Spur (Gleichzeitigkeitsbedingung) und
- die Zeitdifferenz zweier Spuren in jeder Lage.

Im momentanen Status des Experiments muß die Koinzidenzbreite des Online Triggers alle Offsets der verschiedenen Kanäle und die unterschiedliche Radialabhängigkeit von gerader und gebogener Lage überdecken. Nach der Offline Kalibrierung der TDC's ist pro Spur eine Gleichzeitigkeitsbedingung für die drei getroffenen Szintillatoren von ca. 2-3 ns möglich, wodurch eine zusätzliche Unterdrückung von zufälligen Koinzidenzen in der Offline Auswertung erreicht wird. Andererseits bedeutet dies auch, daß bei entsprechender Anpassung der Signallaufzeiten die Koinzidenzbreite des Online Triggers für die Quirldetektoren deutlich verringert werden kann.

Die Zeitdifferenz zwischen 2 Elementen einer Lage wird durch den Durchstoßort und die Geschwindigkeit β der Reaktionspartner bestimmt. Ist die Geschwindigkeit entweder aus der Kinematik (Zweikörperreaktion) oder aus dem Energieverlust bekannt, so kann eine theoretische Vorhersage für die erwartete Zeitdifferenz berechnet werden. Aus dem Vergleich mit der gemessenen Differenz wird entweder ein Schnitt zur Eventselektion definiert oder es kann ein Fit zur Verbesserung der Geschwindigkeitsmessung aus dem Energieverlust formuliert werden.

6.3 dE/dx Kalibrierung der ADC's

Eine weitere wichtige Information, die bei den Experimenten mit dem Time-of-Flight Spektrometer gemessen wird, ist die von einem geladenen Teilchen im Szintillator deponierte Energie. Damit kann nach einer entsprechenden Kalibrierung der Detektorelemente sowohl die Geschwindigkeit β berechnet werden, als auch über den differentiellen Energieverlust in allen drei Lagen eine Unterscheidung von Pionen und schwereren Teilchen (z.B. Protonen und Deuteronen) in bestimmten Bereichen des Energieverlustes durchgeführt werden.

Die mittlere Energiedeposition wird mit Hilfe der Bethe-Bloch-Formel [PDG94] beschrieben.

$$-\frac{dE}{dx} = K z^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left\{ \frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 \right\}$$

mit

$$K = 0.307075 \text{ MeV g}^{-1} \text{ cm}^2$$

Hierin bedeuten Z, A und ρ Kernladungszahl, Atomgewicht und Dichte des Materials; z und β Ladung und Geschwindigkeit des Teilchens. I ist das effektive Ionisierungspotential, das für Elemente mit $Z > 16$ etwa 10 ± 1 eV/ Z beträgt.

Unter Hinzunahme der Näherung, daß für $2\gamma m_e/M \ll 1$ sich der maximale Energieübertrag als $T_{max} = 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2$ schreiben läßt, vereinfacht sich der logarithmische Ausdruck in der Klammer zu:

$$\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I}$$

Durch den Energieverlust verringert sich die kinetische Energie des Teilchens und somit seine Geschwindigkeit β . Dies führt zu einem erhöhten dE/dx in folgenden Materieschichten. Dieser Effekt und das $1/\beta^2$ Verhalten des Energieverlusts sorgen dafür, daß schließlich die verbleibende kinetische Energie in einem sehr scharf definierten Bereich deponiert wird (Bragg-Peak). Die Reichweite eines Teilchens in Materie kann somit recht genau angegeben werden. Dementsprechend gibt es eine scharfe untere Grenze der Geschwindigkeit, bei der Reaktionsejektile mit einer bestimmten Masse ein Material der Dicke Δx durchdringen können.

Die von einem Photomultiplier erzeugte Signalamplitude, die durch die beim Durchgang eines geladenen Teilchens erzeugten Photonen (etwa 1 Photon pro 100 eV) hervorgerufen wird, hängt nun von folgenden Größen ab:

- der Geschwindigkeit β des Teilchens
- der Wegstrecke Δx im Material
- der ortsabhängigen Photonenausbeute
- dem Verstärkungsfaktor der Röhre

Das Spannungssignal des Photomultipliers wird in einem ladungsintegrierenden ADC in einen digitalen Wert, der der Ladung des Signals entspricht, umgewandelt. Der Zusammenhang zwischen gemessenem ADC Wert und dem korrespondierenden Energieverlust läßt sich wie folgt schreiben:

$$\frac{dE}{dx} = a_1 \cdot ADC_{norm} + a_0$$

mit

$$ADC_{norm} = f(n) \cdot \cos(\theta) \cdot f_{efficiency}(r) \cdot ADC_{meas}$$

Um eine genügend große Statistik zur Kalibrierung der Detektoren zu erhalten, werden alle Elemente einer Lage und somit die Konstanten a_1 und a_0 gemeinsam geeicht. Dazu muß für jede Röhre ein Faktor $f(n)$ bestimmt

werden, der die Röhrenverstärkung und auch alle anderen einen Kanal betreffenden Effekte berücksichtigt. Dieser wird aus dem integralen ADC Spektrum der jeweiligen Röhre bestimmt, wobei darauf zu achten ist, daß keine systematischen Effekte (z.B. Beam-Halo in bestimmten Detektorsegmenten) das Spektrum einseitig verfälschen. Bei einer elementweisen Eichung, die bei späteren Messungen angestrebt wird, sollten die Konstanten a_0, a_1 für jeden Kanal einzeln bestimmt werden (a_0, a_1 und $f(n)$ werden in Konstanten $a_0(n), a_1(n)$ zusammengefaßt).

Da die Länge einer aus dem Target stammenden Spur und damit die Lichtausbeute im Szintillator vom Winkel θ über $1/\cos(\theta)$ abhängt (dies ergibt bei einem Abstand von 72 (40) cm einen maximalen Faktor 1.25 (1.75)), wird mit dem Faktor $\cos(\theta)$ auf einen senkrechten Einfall der Teilchen normiert. Die Ortsabhängigkeit der Photonen ausbeute $f_{efficiency}(r)$ ist aus der Höhenstrahlungsmessung bekannt (Kapitel 4.5) und kann somit auch korrigiert werden. Mit dem so normierten ADC Wert kann nun der spezifische Energieverlust dE/dx mit den zwei Konstanten a_0 und a_1 dargestellt werden. Zu deren Bestimmung werden die Zweikörperreaktionen

$$pp \rightarrow pp$$

bzw.

$$pp \rightarrow d\pi^+$$

verwendet, bei denen die Geschwindigkeit β der Reaktionsprodukte und somit der Energieverlust auf Grund der Kinematik bei jedem Winkel bekannt sind. Die Separation der Zweiteilchenkanäle über Geometrie und Zeitdifferenzen ist in Kapitel 6.8 beschrieben.

Abbildung 6.6 zeigt das Spektrum der normierten ADC Werte für die in der Eichung verwendeten $d\pi^+$ Ereignisse. Man erkennt deutlich eine Separation der Pionen, die im Bereich von $\beta=0.85$ liegen, von den Deuteronen mit β von etwa 0.4.

Zur Bestimmung der Eichparameter a_0 und a_1 wird der aus der Kinematik berechnete Energieverlust gegen die normierten ADC Werte aufgetragen und ein Fit an die Meßwerte durchgeführt. Dabei sind die Energieverluste in vorhergehenden Ebenen zur Berechnung des aktuellen Energieverlustes in einer Lage berücksichtigt worden (Abb. 6.7). Die aus den $d\pi^+$ Ereignissen ermittelten Eichparameter lauten ¹:

¹Die Eichparameter hängen stark von der Bestimmung der Röhrenverstärkung $f(n)$ ab, so daß eine Verwendung nur zusammen mit diesem Datensatz zu nutzbaren Ergebnissen führt.

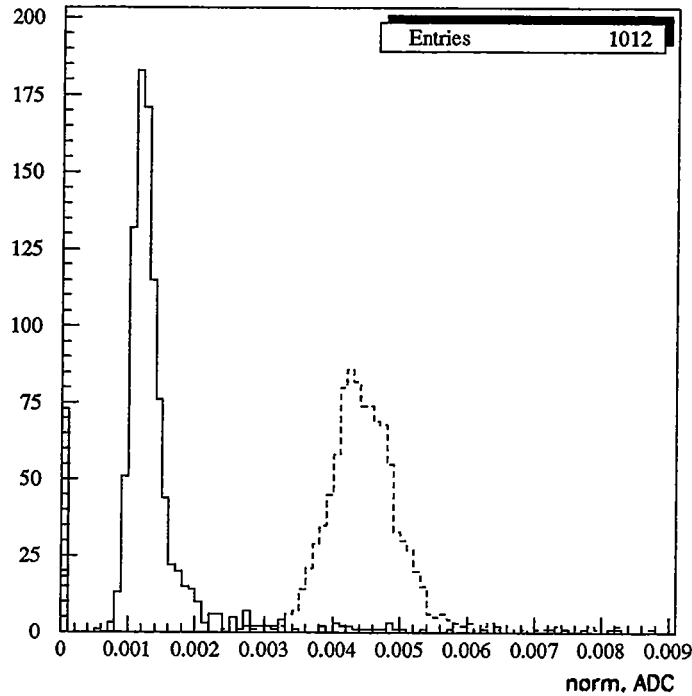


Abbildung 6.6: Spektrum der normierten ADC's für Pionen (durchgezogen) und Deuteronen (gestrichelt).

Detektorlage	a_1	a_0
gerade	970.58	-0.14105
links	711.65	-0.22651
rechts	740.76	-0.27876

Die zwischen geraden und den gebogenen Elementen unterschiedlichen Faktoren a_1 rühren hauptsächlich von den aus der Höhenstrahlungsmessung stammenden Korrekturfaktoren $f_{efficiency}(r)$ her, die nicht für beide Geometrietypen gleich normiert sind.

Des weiteren fallen die negativen Offsets a_0 auf, die eigentlich den Wert 0 haben müßten, da ein ADC Wert von 0 auch einen Energieverlust 0 bedeutet. Die gefundenen Offsets können mit nicht korrigierten ADC Pedestals erklärt werden, die während der 1. Strahlzeit nicht gemessen wurden.

Unter einem ADC Pedestal versteht man die Tatsache, daß die Integration über die Breite des Gates immer einen endlichen Wert im ADC liefert, auch ohne daß ein Signal am entsprechenden Kanal anliegt. Die Größe des Pedestals hängt unter anderem von der Gatebreite und dem Offset des Eingangstroms des jeweiligen Kanals ab. Somit setzt sich ein gemessener Wert

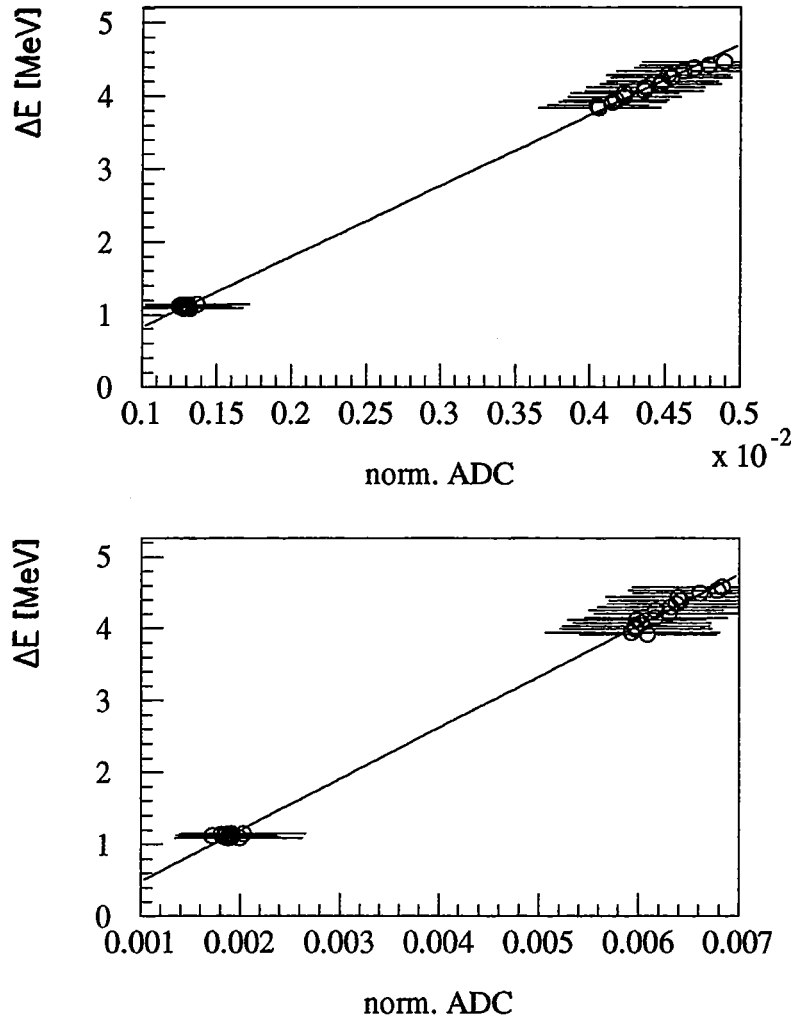


Abbildung 6.7: Bestimmung der Eichparameter der geraden und gebogenen Szintillatoren aus $d\pi^+$ Ereignissen.

ADC_{meas} immer aus den beiden Anteilen $ADC(\Delta E)$ und $ADC_{Pedestal}(n)$ zusammen.

$$ADC_{meas} = ADC(\Delta E) + ADC_{Pedestal}(n)$$

Die in späteren Messungen bestimmten ADC Pedestals von im Mittel etwa 10 Kanälen entsprechen den oben angegebenen Offsets a_0 . Besonders bei kleinen Signalen macht sich der Effekt der Pedestals stark bemerkbar, da sie von der Signalhöhe unabhängig sind.

6.4 β -Rekonstruktion

Nachdem durch die oben beschriebene Eichung jedem gemessenen ADC Wert ein ΔE und umgekehrt zugeordnet werden kann, wird nun ein Verfahren beschrieben, daraus die Geschwindigkeit des Teilchens zu bestimmen. Dabei muß berücksichtigt werden, daß die Änderung der Geschwindigkeit von einer zur nächsten Lage für verschiedene Massen der Reaktionsejektile unterschiedlich ist. Für ein gegebenes β und eine Masse m_0 berechnen sich Gesamtimpuls p und damit die kinetische Energie T durch:

$$\begin{aligned} p &= m_0 \cdot \beta \cdot \gamma \\ T &= E - m_0 \\ &= m_0 \cdot (\gamma - 1) \\ &= \sqrt{m_0^2 + p^2} - m_0 \end{aligned}$$

Leichte Teilchen wie z.B. Pionen haben also bei gleicher Geschwindigkeit einen kleineren Impuls und eine kleinere kinetische Energie als schwere Teilchen (Protonen, Deuteronen etc.). Da aber der Energieverlust ΔE nur von β und nicht von der Masse abhängt, werden leichte Teilchen stärker abgebremst und haben in darauffolgenden Materieschichten einen höheren Energieverlust.

Zur Bestimmung von β aus dem Energieverlust in drei Lagen wird eine Ausgleichsrechnung durchgeführt, bei der das Minimum von

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^3 \left(\frac{ADC_{Messung}(i) - ADC_{Fit}(i)}{\sigma_{ADC}(i)} \right)^2$$

gesucht wird. Die Werte $ADC_{Fit}(i)$ werden zu jedem Startwert von β über den Energieverlust und die Umkehrfunktion der obigen Eichfunktion berechnet. Abbildung 6.8 zeigt die Verteilungen $\Delta ADC/ADC$ für die Deuteronen und Pionen des zur Eichung verwendeten Eventsamples in der 1. Detektorlage.

6.5 Geometrische Impulsrekonstruktion

Eine Möglichkeit, Ereignisse mit 2 rekonstruierten Spuren auszuwerten, besteht darin, die gemessenen Richtungsvektoren in einem Vektorsummendiagramm zu interpretieren. Dazu werden die Richtungsvektoren der Spuren wie in Abbildung 6.9 dargestellt aufgetragen. Mit Hilfe des Strahlensatzes folgen daraus die Beziehungen:

$$|\vec{p}_t| = \frac{|\vec{p}_B|}{z} \cdot \left(\frac{r_1 \cdot r_2}{r_1 + r_2} \right)$$

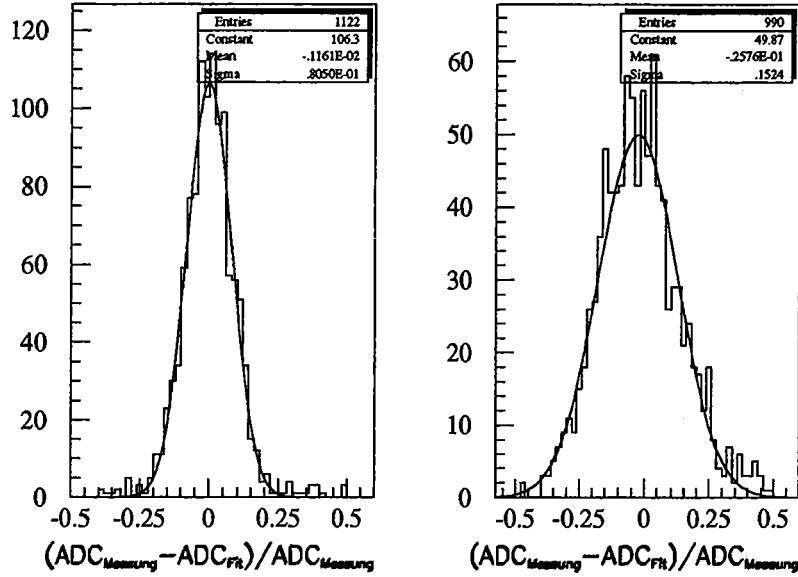


Abbildung 6.8: Verteilung von $\Delta ADC / ADC$ in der 1. Detektorlage für Deuteronen (links) und Pionen (rechts).

$$|\vec{p}_{l1}| = |\vec{p}_B| \cdot \left(\frac{r_2}{r_1 + r_2} \right)$$

$$|\vec{p}_{l2}| = |\vec{p}_B| \cdot \left(\frac{r_1}{r_1 + r_2} \right)$$

mit

$$r_1, r_2 = \text{Radius der Treffer im Detektor}$$

$$z = \text{Abstand Target - Detektor}$$

$$|\vec{p}_B| = \text{Strahlimpuls}$$

Diese Methode braucht nur einen geringen Rechenaufwand und ist ideal geeignet, um Online eine Rekonstruktion von Zweispurereignissen zur Überwachungszwecken durchzuführen (siehe Abb. 6.12). Diese Rekonstruktion ergibt natürlich nur für Zweikörperreaktionen die richtigen Impulswerte, sie zeigt aber sehr schnell, ob in der Messung auch andere Reaktionskanäle zu sehen sind.

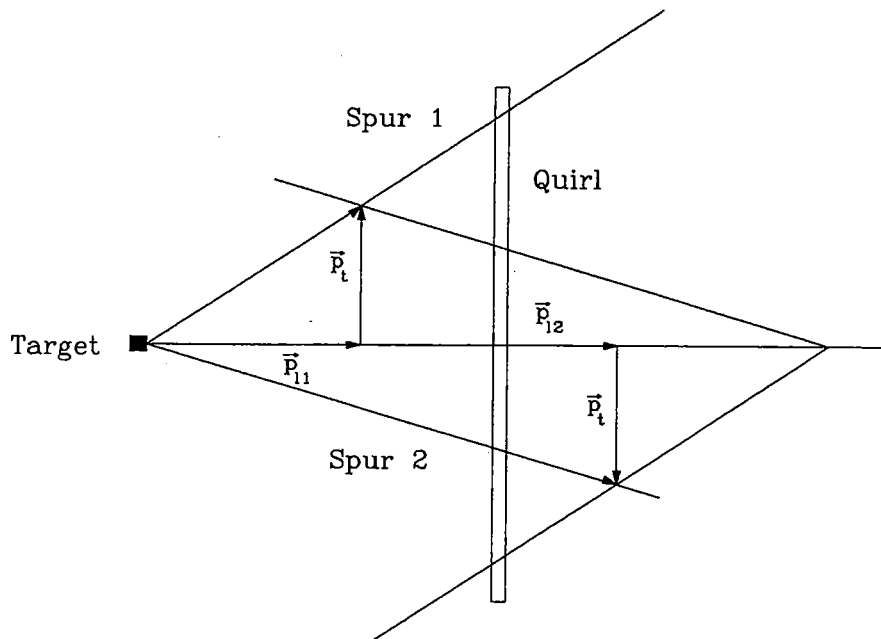


Abbildung 6.9: Konstruktion des Vektorsummendiagramms zur geometrischen Impulsrekonstruktion.

6.6 Darstellung von Ereignissen

Ein wichtiges Hilfsmittel bei der Online Kontrolle des Experiments und der Datenauswertung ist die graphische Darstellung der gemessenen Informationen in einem Eventdisplay (Abb. 6.10). Besonders die Geometrie des Aufbaus und damit verknüpft die in einer Lookup-Tabelle abgelegten Schwerpunkte der Pixel, die für jeden Targetabstand neu berechnet werden, können so leicht überprüft werden. Das mit Hilfe des Programmpakets HIGZ [Hig94] aus der CERN Program Library realisierte Display bietet die dafür notwendigen Optionen, wie

- Markierung der Pixelschwerpunkte
- sphärische und planare Projektion des Detektors
- Vergrößerung einzelner Detektorbereiche
- Abspeichern besonderer Events auf File etc.

In einem eigenen Fenster werden die Rohdaten der angesprochenen Elemente mit eventuellen Cuts und Offsets angezeigt. Durch 'Point and Click'² können

²Auswählen eines Punktes auf dem Grafikbildschirm mit der Maus.

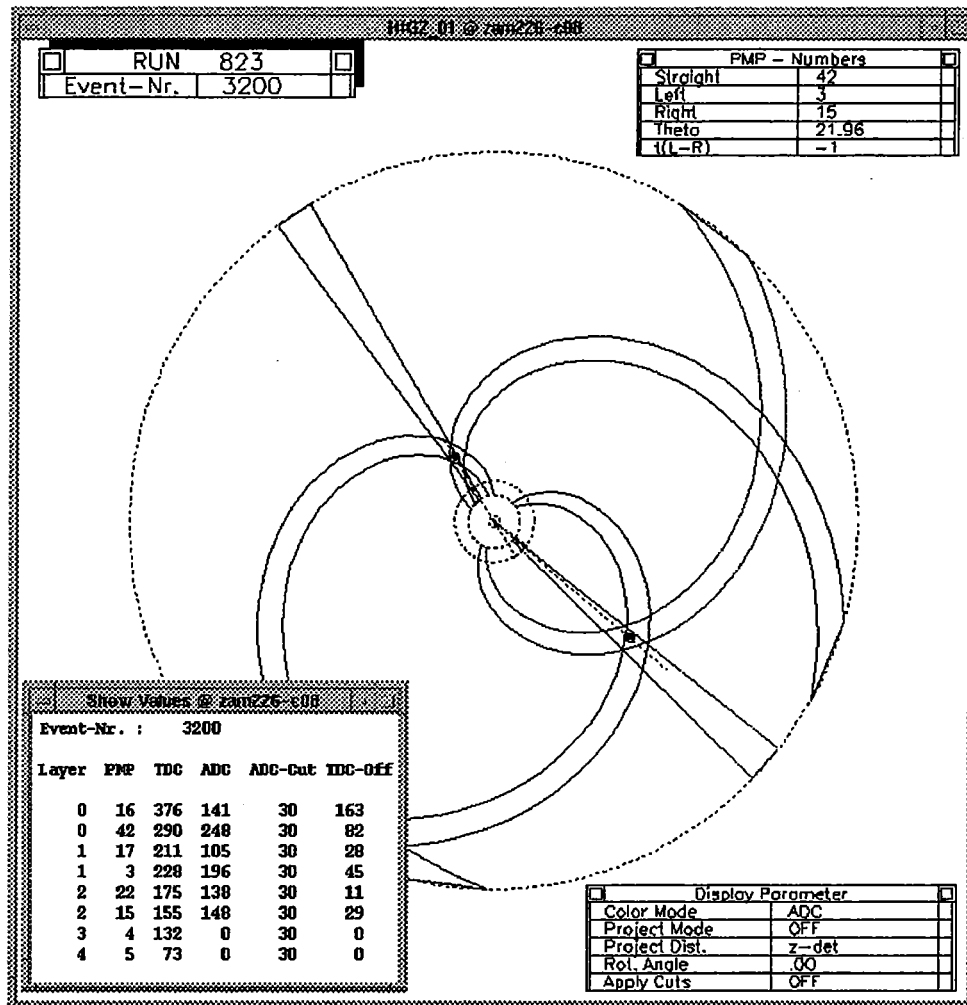


Abbildung 6.10: Beispiel für die Darstellung der Rohdaten im Eventdisplay.

mit dem Mauscursor weitere Informationen (z.B. Winkel θ und Zeitdifferenzen eines Pixels) über das Ereignis angefordert werden.

6.7 Rohdaten

Die vorliegende Auswertung konzentriert sich auf einen Trigger, der eine Multiplizität von mindestens 2 Treffern in 2 von 3 (bzw. 3 von 3) Lagen des Quirls fordert. Ein gültiger Hit (Pixel) wird dann rekonstruiert, wenn zu einem von 2 gewundenen Szintillatoren gebildeten Pixel ein entsprechendes gerades Element gefunden wird. In einer Schleife über alle gefeuerten Elemente der drei Lagen werden die Treffer ermittelt.

Es gibt verschiedene Gründe keinen gültigen Hit zu erhalten

- durch die räumliche Anordnung der Lagen wird ein sogenanntes Nebenpixel gebildet und getroffen
- bei einem schrägen Durchgang eines Teilchens sprechen Elemente an, die keine gemeinsame Überlappung besitzen
- ein in der 2. Lage gestopptes Teilchen kann keine Dreifachkoinzidenz auslösen
- mit einer geringen Wahrscheinlichkeit ($< 1\%$) wird ein Spalt zwischen 2 Elementen getroffen.

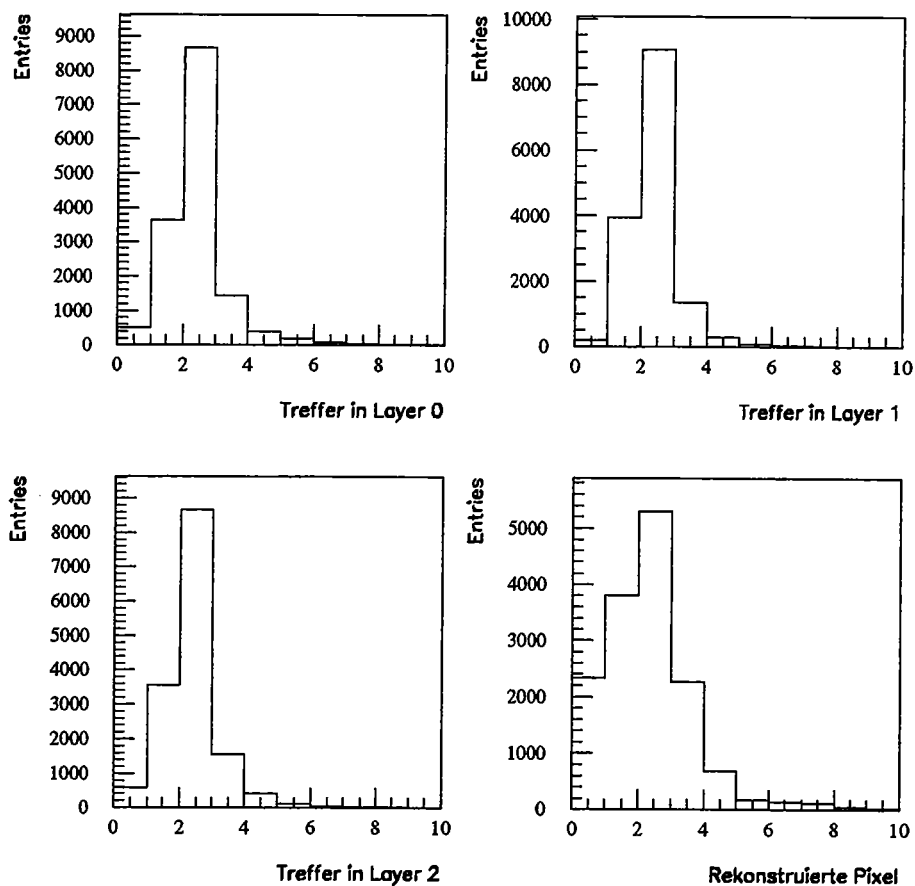


Abbildung 6.11: Multiplizität der Treffer in den 3 Lagen des Hodoskops und Anzahl der aus einem Event rekonstruierten Pixel.

Abbildung 6.11 zeigt die Anzahl der angesprochenen Elemente in jeder Lage, wobei Schnitte auf ADC Werte und den Overflow der TDC's gesetzt sind. Etwa 30 % der Ereignisse haben genau 2 rekonstruierte Pixel und werden in der weiteren Auswertung berücksichtigt. Ereignisse mit 1 Pixel lassen sich zum größten Teil auf den Strahlhalo zurückführen, bei dem ein etwas außerhalb des Strahls fliegendes Proton einen direkten Treffer bei sehr kleinen Radien verursacht. Höhere Pixelmultiplizitäten erhält man durch das Ansprechen mehrerer nebeneinanderliegender Elemente, das zu sogenannten Clustern führt. Eine Ursache dieses Effekts sind hadronische Schauer, die von Haloteilchen durch Reaktionen mit schwereren Kernen ausgelöst werden.

6.8 Analyse der Zweiteilchenkanäle

In Proton-Proton Stößen gibt es zwei mögliche Reaktionskanäle mit zwei Teilchen im Endzustand

$$pp \rightarrow pp$$

bzw.

$$pp \rightarrow d\pi^+$$

Diese beiden Reaktionen zeichnen sich bei dem im Mai verwendeten Strahlimpuls von $p_{Beam} = 1.019 \text{ GeV}/c$ ($T_{Beam} = 446.9 \text{ MeV}$) durch hohe Wirkungsquerschnitte (siehe Tabelle 6.10) aus. Sie lassen sich wegen ihrer Komplanzität mit dem Strahl leicht identifizieren und eignen sich besonders gut zur Kalibrierung des Detektors.

6.8.1 Elastische Streuung

Bei kleinen Strahlimpulsen wird fast der gesamte Wirkungsquerschnitt von der elastischen Streuung bestimmt (über 90 % bei $p_{Beam} = 1.019 \text{ GeV}/c$)³. Im nichtrelativistischen Grenzfall beträgt der Öffnungswinkel zwischen den beiden Protonen immer 90°. Durch die Lorentz-Transformation vom Schwerpunkt- ins Laborsystem wird für relativistische Geschwindigkeiten dieser Winkel abhängig von der Geschwindigkeit des Schwerpunktsystems und dem Winkel der beiden Protonen im Schwerpunktsystem. Auf Grund dieses Lorentz-Boosts nimmt er im Laborsystem kleinere Werte an ($\theta_{pp} \approx 85^\circ$ für Ereignisse der elastischen Streuung, die in der Akzeptanz des Detektors liegen). Es gilt:

$$\tan \theta_1 \cdot \tan \theta_2 = \frac{1}{\gamma^2}$$

Daraus folgt, daß bei dem gewählten Strahlimpuls die elastische Streuung nur mit dem CH_2 -Target und dem kurzen Abstand von 40 cm mit beiden

³Unterhalb der Schwelle für Pionproduktion ist nur die elastische Streuung bzw. Bremsstrahlung möglich.

Spuren im Quirl gemessen werden kann.

Die der Auswertung am leichtesten zugänglichen Informationen sind die Koordinaten des Durchstoßpunktes einer Spur im Detektor. Mit Hilfe der in Kapitel 6.5 beschriebenen Algorithmen lassen sich die aus der Geometrie des Ereignisses ermittelten Impulskomponenten mit den theoretischen Werten vergleichen. Hierbei sind alle Ereignisse verwendet worden, die 2 gültige

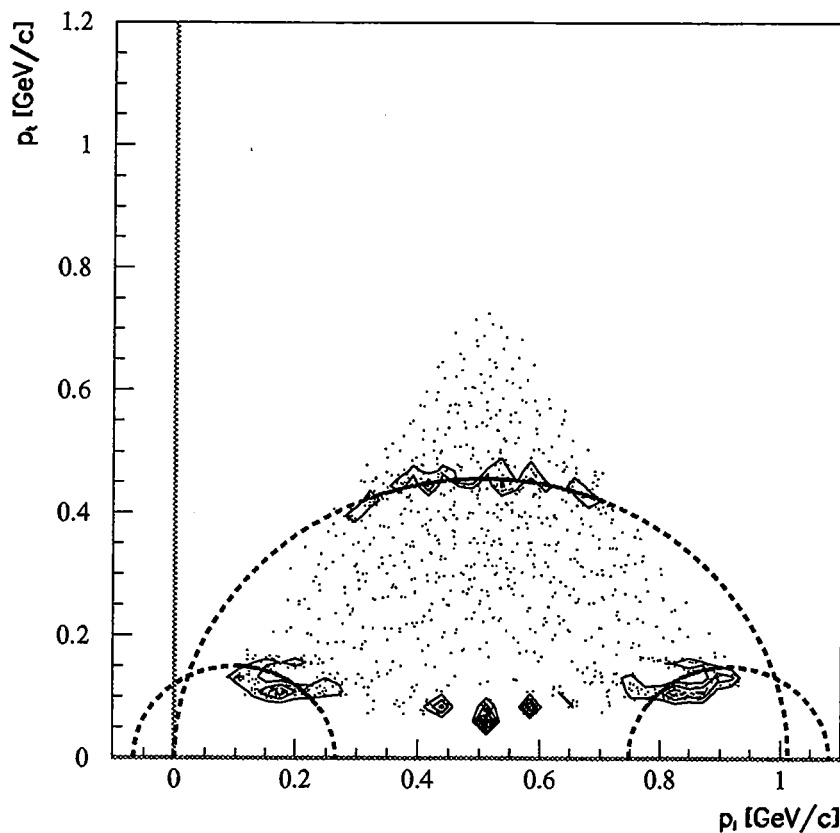


Abbildung 6.12: Vergleich der geometrisch ermittelten Impulskomponenten mit der Kinematik der Zweikörperreaktionen ohne besondere Schnitte. Die durchgezogenen Linien der kinematischen Ellipsen entsprechen der geometrischen Akzeptanz des Detektors beim Nachweis beider Reaktionspartner.

Pixelkombinationen ergeben, wobei ein Schnitt auf ADC Werte größer 30 benutzt wurde.

Abbildung 6.12 enthält somit alle möglichen Trefferkombinationen des Quirls. Man erkennt schon in den Rohdaten eine Anreicherung der Einträge im Bereich der Akzeptanz für die elastische Streuung. Außerdem treten Überhöhun-

gen in der Nähe der Deuteron-Pion Kinematik auf, die allerdings hauptsächlich von Untergrundereignissen aus dem Halo des Strahls stammen. Die Einträge in der Mitte des Impulsbereiches bei kleinen Winkeln werden von Ereignissen hervorgerufen, bei denen 2 benachbarte Elemente im innersten Pixelring von Teilchen getroffen werden, die direkt aus dem Halo oder aus Reaktionen des Halos mit Materie (Folien oder Aluminiumflansch) stammen. Um nun die elastische Streuung vom Untergrund und den anderen möglichen Reaktionskanälen zu trennen, lassen sich folgende Kriterien angeben (Abb. 6.13):

- $\Delta t < 5 \text{ ns}$
- $|\Delta\phi| > 150^\circ$
- $75^\circ < \theta_1 + \theta_2 < 95^\circ$

Die Zeitdifferenz Δt ist die Differenz der TDC Werte der beiden geraden Szintillatoren eines Events. Im Fall der elastischen Streuung kompensieren sich die unterschiedliche Flugzeit der Protonen und die Lichtsammelzeit im Szintillator fast vollständig, so daß die Zeitdifferenz eine sehr schmale Verteilung mit einer Breite $\sigma_t < 1 \text{ ns}$ und aus Symmetriegründen (zwei gleiche Teilchen) mit einem Mittelwert von 0 ergibt.

Wie in Kapitel 6.3 beschrieben, läßt sich die elastische Streuung zur Energiekalibration des Detektors verwenden und somit eine Berechnung der Geschwindigkeit β durchführen. Ein Vergleich von gemessenem und aus der Kinematik berechnetem β zeigt eine gute Übereinstimmung (Abb. 6.14). Gut erkennbar ist die Verschlechterung der Auflösung mit steigendem β also kleiner werdendem Energieverlust. Aus der Verteilung von

$$\frac{\Delta\beta}{\beta_{ADC}} = \frac{(\beta_{ADC} - \beta_{Kinematik})}{\beta_{ADC}}$$

ergibt sich eine β -Auflösung von

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} = 8 - 10\%$$

im Bereich von $\beta = 0.45 - 0.65$. Da die Eichung der Elemente einer Lage integral erfolgt, geht die Qualität der Kalibration der einzelnen Szintillatoren in die Auflösung mit ein.

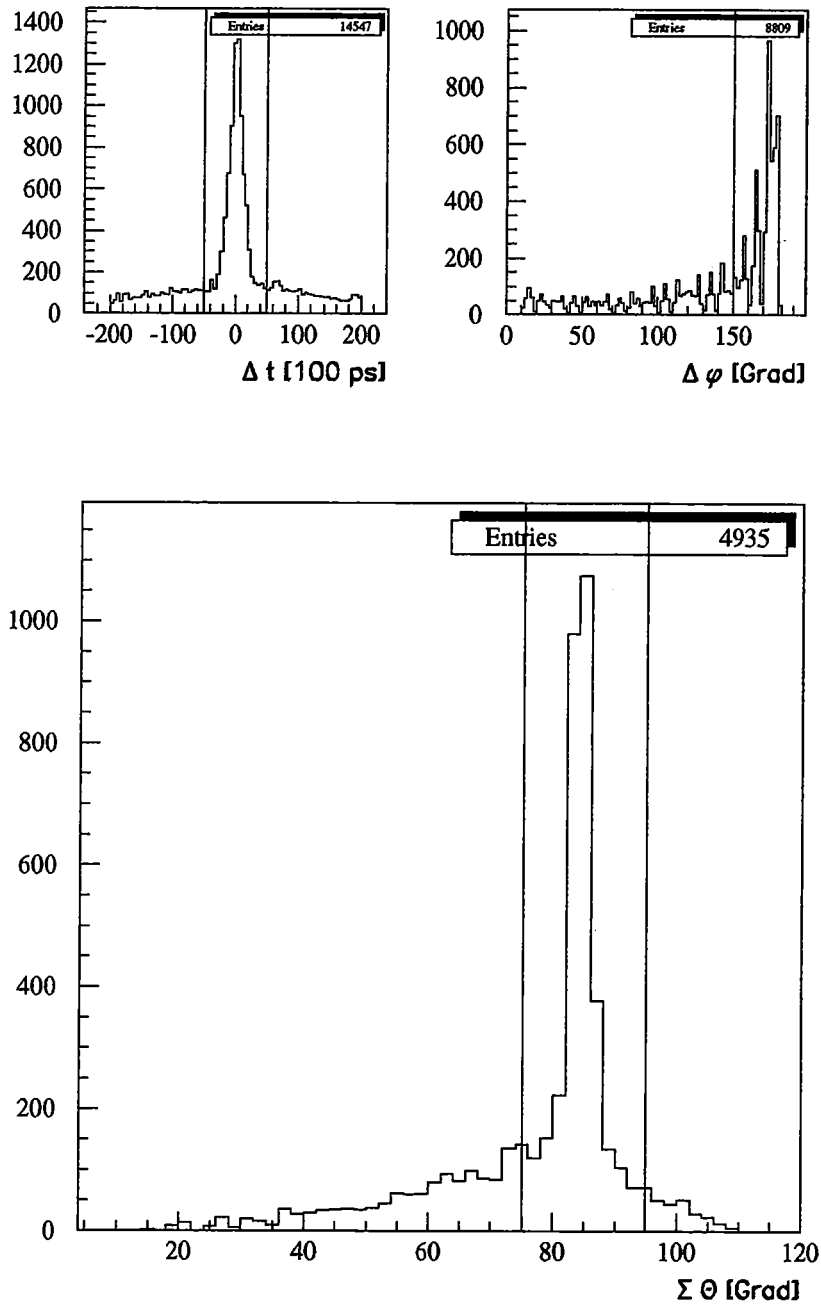


Abbildung 6.13: Verwendete Schnitte zur Rekonstruktion der elastischen Streuung. Die Schnitte in den einzelnen Teilbildern sind additiv verwendet, d.h. das Bild der Winkelsumme von θ enthält sowohl den Zeit- als auch den $\Delta\phi$ -Schnitt.

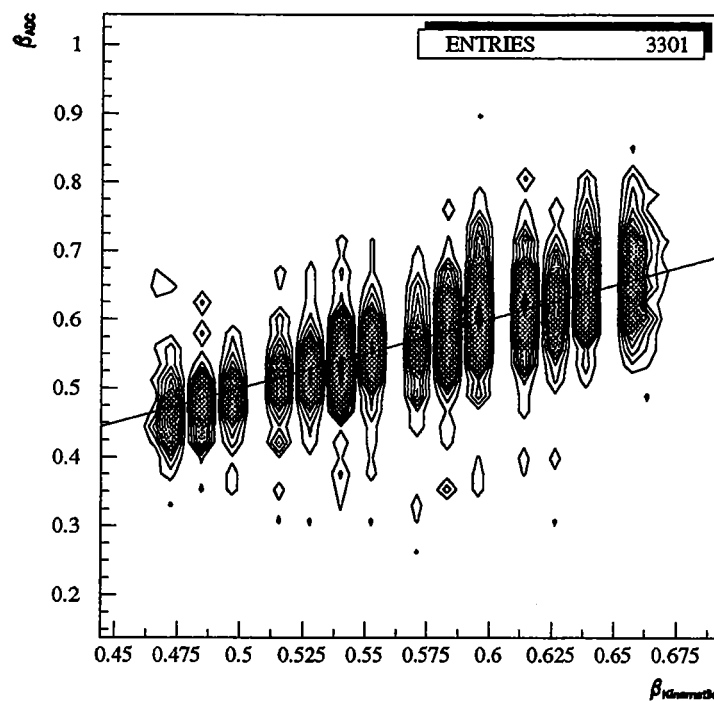


Abbildung 6.14: Vergleich zwischen gemessenem und aus der Kinematik bestimmtem β für elastisch gestreute Protonen.

6.8.2 Die Reaktion $d\pi^+$

Nachdem wie im vorigen Kapitel beschrieben die elastische Streuung sicher identifiziert werden kann, wird nun die Deuteron-Pion Reaktion analysiert. Hierbei werden die Daten der Messung mit dem LH_2 -Target und einem Abstand von 72 cm ausgewertet. Die Kinematik der Reaktion $d\pi^+$ unterscheidet sich sehr deutlich von der elastischen Streuung, weil auf Grund der großen Masse des Deuterons der Öffnungswinkel der Deuteronspuren im Labor auf Winkel

$$\theta_{\text{Deuteron}} < 9.5^\circ$$

beschränkt ist. Damit fallen die Deuteronspuren in den Bereich des Strahlhals (siehe Abb. 5.4) und es muß die Frage geklärt werden, ob die Informationen des Detektors ausreichen, um die Reaktion aus diesem hohen Untergrund heraus zu selektieren.

Dabei wird ausgenutzt, daß die zufälligen Koinzidenzen zwischen Strahlprotonen und einem weiteren Teilchen, das benötigt wird um die Triggerbedingung zu erfüllen, keine Korrelationen in der Zeit oder den Ortskoordinaten besitzen. Nach der TDC - Kalibration, die wie in Kapitel 6.2 erläutert keine Kenntnis über mögliche Reaktionen oder Teilchenmassen benötigt, zeigt schon die Zeitdifferenz der beiden Treffer, die mit den geraden Szintillatorelementen berechnet ist, ohne weitere Schnitte eine deutliche Signatur der $d\pi^+$ -Reaktion (Abb. 6.15a). Da sich die Geschwindigkeiten von Deuteron und Pion auf Grund ihrer unterschiedlichen Massen stark unterscheiden, ergibt die Differenz der Flugzeiten einen Wert, der von 0 verschieden ist. Nach einem weichen Schnitt ($\Delta\phi > 145^\circ$) auf die Komplanarität der Ereignisse, der einen Unterdrückungsfaktor von etwa 2.5 bewirkt, ist schon eine signifikante Anreicherung im Bereich der erwarteten Zeitdifferenz zu erkennen (Abb. 6.15b).

Damit sind aber noch nicht alle kinematischen Randbedingungen des Reaktionstyps in die Eventselektion eingeflossen. Ein Schnitt auf die Deuteronwinkel

$$\theta_{\text{Deuteron}} < 12^\circ$$

ergibt eine weitere Verbesserung und führt zu einem fast untergrundfreien Sample (Abb. 6.16a).

Auch die Darstellung der normierten ADC Werte, die dem Energieverlust der beiden geladenen Teilchen entsprechen, zeigt die Charakteristik der extremen Deuteron-Pion Kinematik mit einem langsamen, schweren Teilchen (hoher Energieverlust) und einem leichten schnellen Teilchen (niedriger Energieverlust) (Abb. 6.16b).

Da sich also die $d\pi^+$ Ereignisse hervorragend vom Untergrund trennen lassen, wurde diese Reaktion zur dE/dx Kalibration des Detektors für den größeren Abstand von $d=72$ cm verwendet, bei dem die elastische Streuung nicht mehr mit beiden Spuren nachgewiesen werden kann.

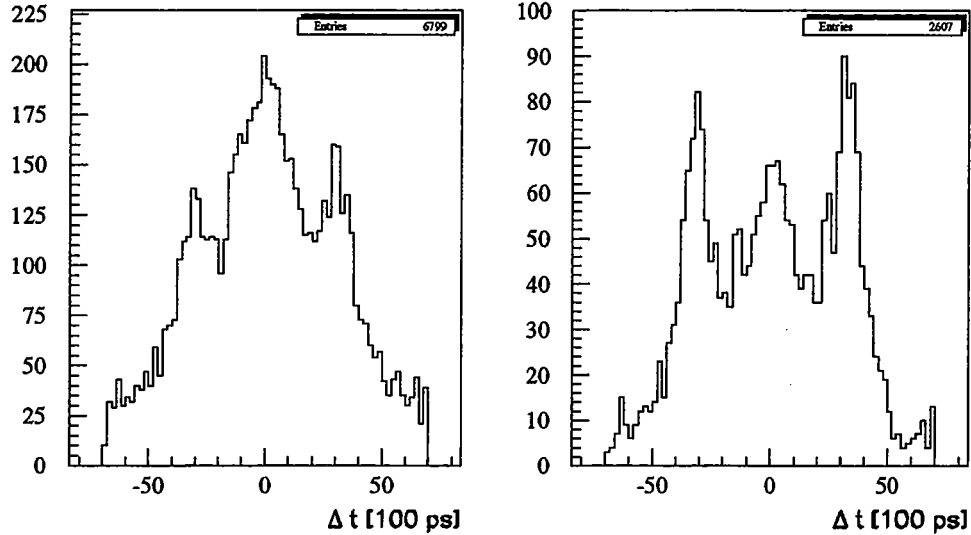


Abbildung 6.15: Zeitdifferenz ohne (links) und mit Schnitt auf $\Delta\phi > 145^\circ$ (rechts).

Obwohl die Deuteronen nur die inneren 4 Pixel des Detektors treffen, läßt sich die Winkelauflösung im Schwerpunktsystem (CMS) durch die Pionen, die fast den gesamten Detektor belegen, um einen Faktor 4 verbessern. Die aus den Deuteronen bestimmte β Auflösung (Abb. 6.17) beträgt

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} = 4\%$$

wobei zu bedenken ist, daß die radiale Normierung des Detektors nur Pixelweise bekannt ist und somit besonders zur Spitze deutliche Abweichungen von diesen Werten auftreten werden, da dort der stärkste Anstieg der Photoneausbeute zu beobachten ist. Umgekehrt sollte dieser Umstand ausgenutzt werden, um die radiale Eichung der Elemente gerade in diesem kritischen Bereich genauer zu bestimmen.

Bei der Bestimmung der Geschwindigkeit der fast minimalionisierenden Pionen ergibt sich das Problem, daß gemessene Energieverluste, die kleiner als der minimal mögliche Energieverlust sind, zu einem Wert führen, der gleich der Geschwindigkeit im Minimum der Energieverlustfunktion von $\beta = 0.96$ ist. Dadurch wird die Geschwindigkeit etwa der Hälfte der gemessenen Pionen um einen systematischen Fehler von 10 % zu groß gemessen.

Nachdem nun also die Geschwindigkeit und Spurrichtung bekannt sind, wird der komplette Vierervektor $P_i = (E_i, \vec{p}_i)$ und daraus die Missing Mass der

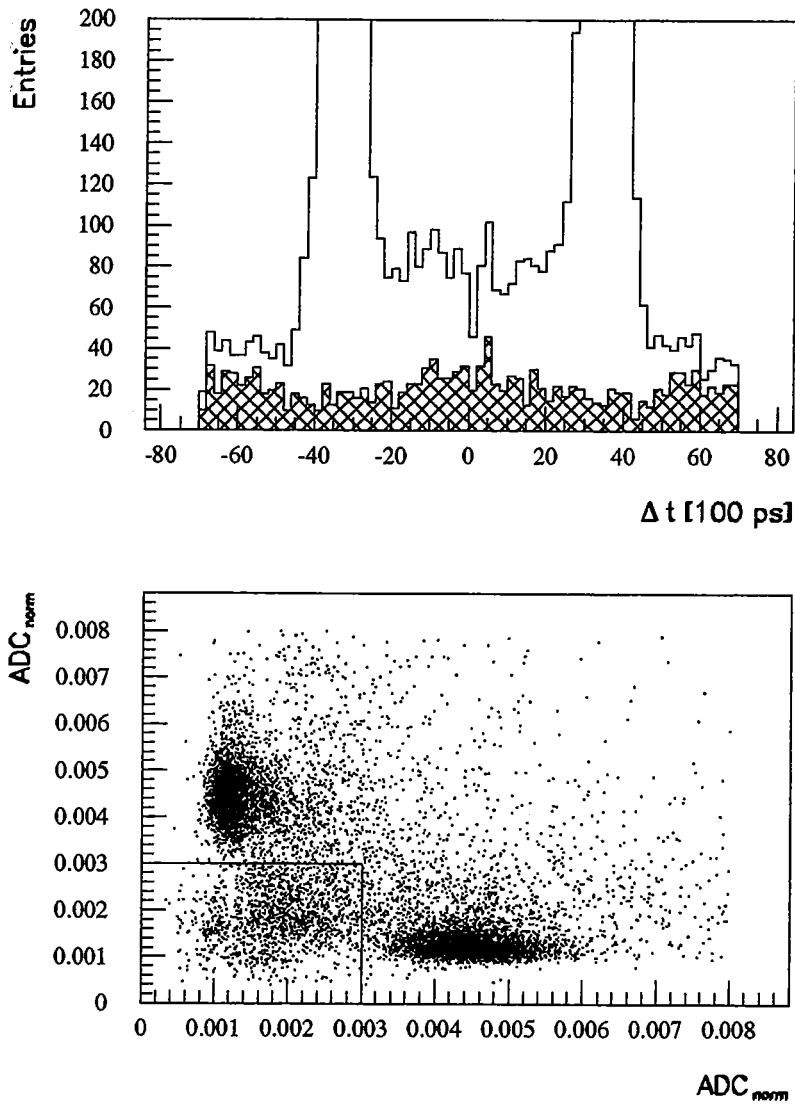


Abbildung 6.16: Zeitdifferenz mit Schnitt auf den maximalen Winkel der Deuteronen (oben). Schraffiert eingezeichnet ist der Untergrund, der von Ereignissen mit falschem ΔE (ADC_{norm}) stammt. Die Schnittgrenzen sind in der ΔE Verteilung der beiden geladenen Spuren eingetragen (unten).

Ereignisse berechnet (siehe Kapitel 6.9), indem jeder Spur die beiden angenommenen Teilchenmassen (Deuteron oder Pion) zugeordnet werden. Der

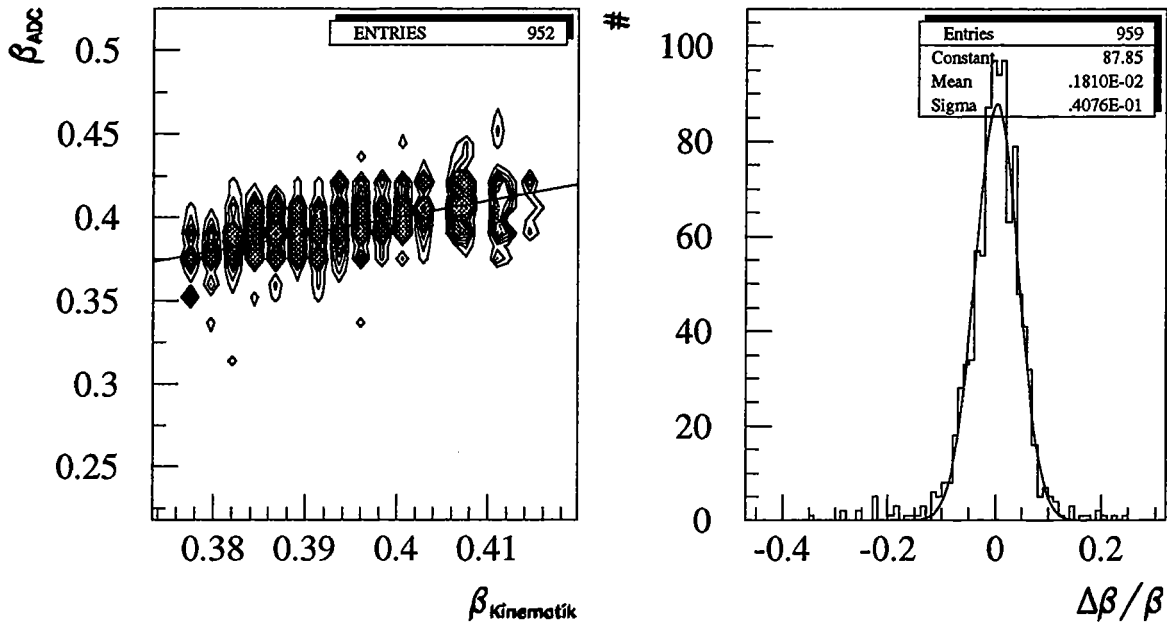


Abbildung 6.17: Gemessene Geschwindigkeit β gegen aus der Kinematik errechnetes β für die Deuteronen (links). β Auflösung der Deuteron Events (rechts).

resultierende Vierervektor hat folgende Eigenschaften:

$$P_{X^0} = 0$$

und somit auch

$$P_{X^0}^2 = m_{X^0}^2 = 0$$

Bei der Berechnung der Missing Mass der $d\pi^+$ Events findet man für die vertikale Komponente p_y des Differenzvierervektors eine systematische Abweichung (Abb. 6.18a) von

$$p_y = 14 \text{ MeV}/c$$

während die anderen Komponenten symmetrisch zur 0 verteilt sind. Diese Verschiebung resultiert aus einer Fehljustierung des Detektors um etwa 1 cm gegenüber der optischen Strahlachse, die in einer Vermessung des Detektors nach dem Experiment ermittelt wurde. Auch in der Trefferbelegung des

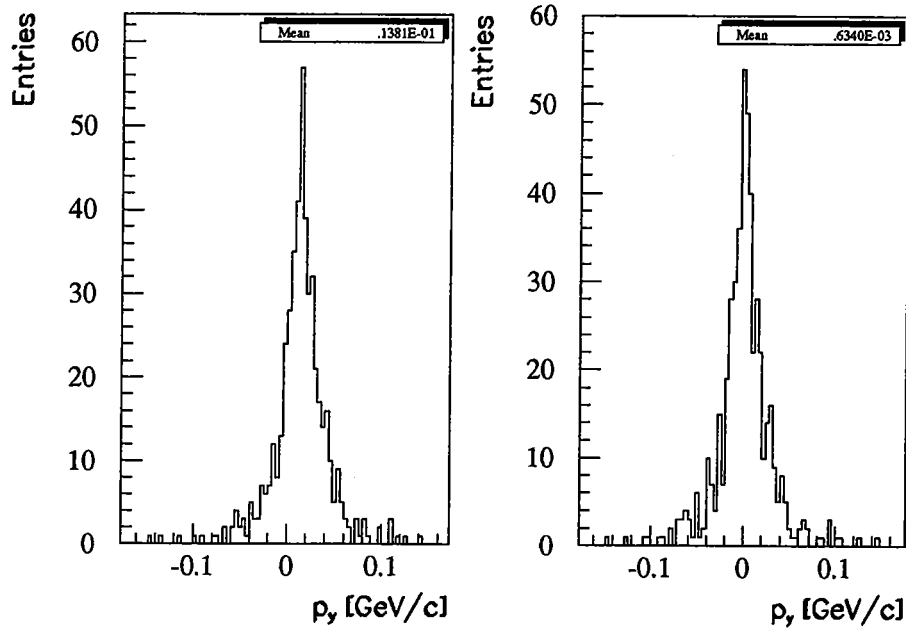


Abbildung 6.18: Komponente p_y des resultierenden Vierervektors für $d\pi^+$ Ereignisse. Durch Korrektur der vertikalen Position des Detektors um 1 cm, wird die systematische Verschiebung von 14 MeV/c (links) vollständig kompensiert (rechts).

Quirls ist für die analysierten Ereignisse eine leichte Asymmetrie bezüglich des Detektormittelpunkts zu erkennen (Abb. 6.19). Unter Berücksichtigung einer Korrektur auf die reale Position des Quirls ergibt sich eine symmetrische Verteilung der Komponente p_y des Differenzvierervektors (Abb. 6.18b). Nach der Energieverlustkalibration des Detektors und der daraus bestimmten Geschwindigkeit β jeder Teilchenspür, bietet die Missing Mass Analyse die Möglichkeit im Sample der $d\pi^+$ Kandidaten Ereignisse aus Dreiteilchenreaktionen (siehe Kapitel 6.10) positiv zu identifizieren. Abbildung 6.20a zeigt das Spektrum der Missing Mass Quadrat Werte der Hypothese ppX^0 im Bereich des π^0 Massenquadrates. Die starke Überhöhung bei $m_{\pi^0}^2$ ist ein deutlicher Hinweis für die Anwesenheit dieses Dreiteilchenkanals.

Aus diesen Ereignissen resultiert der in Abbildung 6.20b markierte Untergrund im Zeitdifferenzspektrum, der zum Teil durch einen einfachen Schnitt im Spektrum entfernt werden kann, dessen Ausläufer unter die $d\pi^+$ Ereignisse so aber nicht erreicht werden können.

An diesem Beispiel wird der Vorteil eines Detektors mit hoher Akzeptanz

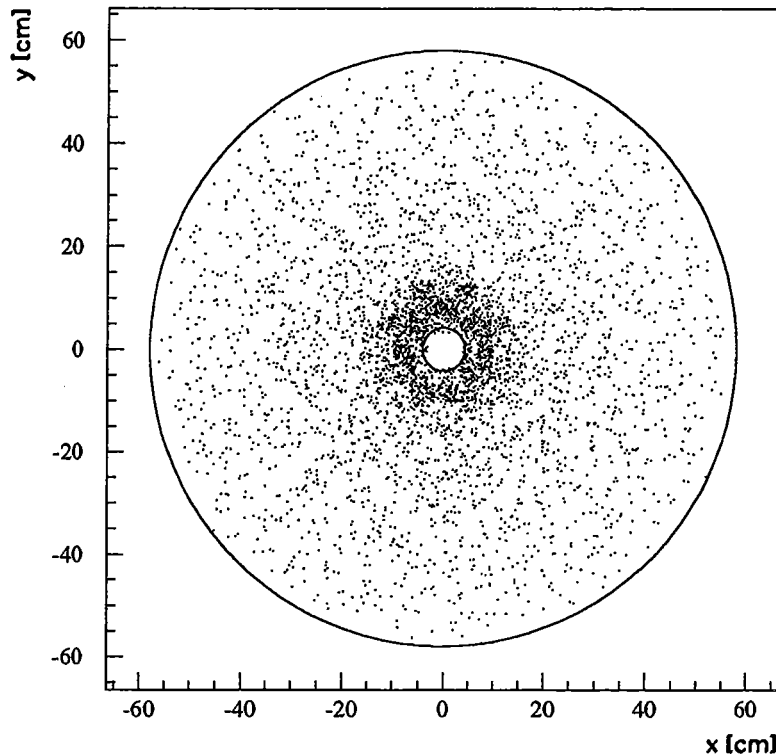


Abbildung 6.19: xy -Trefferbelegung des Quirl Detektors für $d\pi^+$ Ereignisse. Die eingezeichneten Kreise entsprechen Strahlloch und Außendurchmesser. Für die unkorrigierten Ereignisse ist eine leichte Asymmetrie erkennbar.

besonders deutlich, da Konkurrenzreaktionen positiv identifiziert und somit in der weiteren Analyse der Reaktion nicht mehr berücksichtigt werden.

6.8.3 Differentieller Wirkungsquerschnitt

Eine absolute Bestimmung des $d\pi^+$ Wirkungsquerschnitts ist nicht möglich, da in der ersten Strahlzeit die Luminosität nicht gemessen wurde. Die elastische Streuung kann bei der untersuchten Triggerbedingung (Multiplizität größer gleich 2 in mindestens 2 Lagen des Detektors) und dem gewählten Abstand von $d=72$ cm nicht zur Normierung verwandt werden. Deshalb wird der Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnitts der $d\pi^+$ -Reaktion untersucht, um diese Reaktion zur Abschätzung von Dreiteilchen Wirkungsquerschnitten zu verwenden.

Zur Berechnung der Winkel im Schwerpunktsystem (CMS) werden die La-

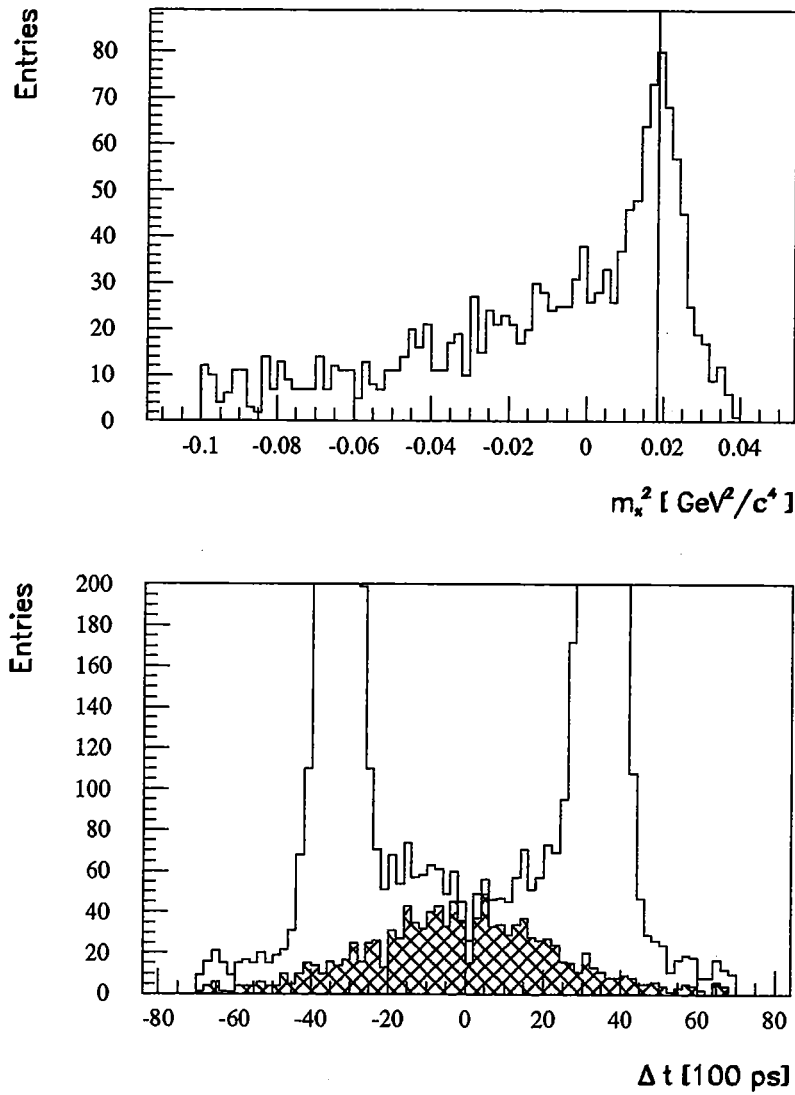


Abbildung 6.20: *Spektrum der Missing Mass Quadrate der Hypothese ppX^0 im Bereich von $m_{\pi^0}^2$ (oben). Der daraus resultierende Untergrund im Zeitdifferenzspektrum ist schraffiert eingetragen (unten).*

borwinkel der Pionen benutzt, da diese eine wesentlich höhere Auflösung der Winkel ermöglichen. Die oben beschriebene Korrektur der Ortskoordinaten und erneute Berechnung der Teilchenrichtung bewirkt, daß die Rasterung der Laborwinkel auf Grund der Pixelstruktur des Detektors und damit der CMS

Winkel aufgehoben wird. Als weiterer Schritt wird die Akzeptanz des Detektors für eine isotrope Verteilung der $d\pi^+$ Ereignisse unter Berücksichtigung einer Dejustierung aus einer Monte Carlo Simulation bestimmt.

Dabei wird der Zerfall der Pionen, der eine Identifizierung der Reaktion erschwert, vernachlässigt. Die mittlere Zerfallslänge eines Teilchens ist durch

$$l_{decay} = c \cdot \tau \cdot \beta \cdot \gamma$$

gegeben, wobei τ die mittlere Lebensdauer des Teilchens ist. Für die Pionen, deren Lebensdauer

$$\tau_\pi = 2.6030 \pm 0.0024 \cdot 10^{-8} s$$

beträgt, ergeben sich Zerfallslängen von

$$l_{decay} = 12.3 - 14.8 m$$

Unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Flugstrecken erhält man 6-7 % Zerfallsverluste, die also über die Akzeptanz des Detektors nur wenig variieren.

Abbildung 6.21 zeigt die normierte Winkelverteilung der Pionen im Schwerpunktsystem. Der differentielle Wirkungsquerschnitt einer Reaktion kann mit Hilfe von Legendre-Polynomen

$$4\pi \frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_{n=0}^{2l_{max}} A_n P_n(\cos \theta)$$

beschrieben werden. Da der differentielle Wirkungsquerschnitt symmetrisch zu $\cos \theta = 0$ sein muß, tragen nur geradzahlige Polynome zur Entwicklung bei. Falls im Ausgang eine reine s-Welle (mit $l=0$) vorliegt, ist die Winkelverteilung im Schwerpunktsystem isotrop. Tragen höhere Partialwellen bei, wird die Verteilung anisotrop, wie in Abbildung 6.21 zu sehen.

Aus der Anpassung eines Legendre-Polynoms mit $l_{max} = 1$ erhält man ein Verhältnis von

$$\frac{A_2}{A_0} = 0.94 \pm 0.06$$

das kleiner als das von [Aeb76] bestimmte und von [Jon82] reanalyisierte Verhältnis von

$$\frac{A_2}{A_0} = 1.107 \pm 0.018$$

ist. Auch zeigt die Winkelverteilung eine andere Krümmung als das Fit-Polynom.

Nimmt man Terme bis $l_{max} = 2$ mit, was einem d-Wellen Anteil entspricht, ergibt sich eine bessere Übereinstimmung mit der gemessenen Winkelverteilung, da mehr freie Parameter für den Fit zur Verfügung stehen. Dies zeigt deutlich eine Schwierigkeit der Partialwellen Analyse auf, da die Anpassung

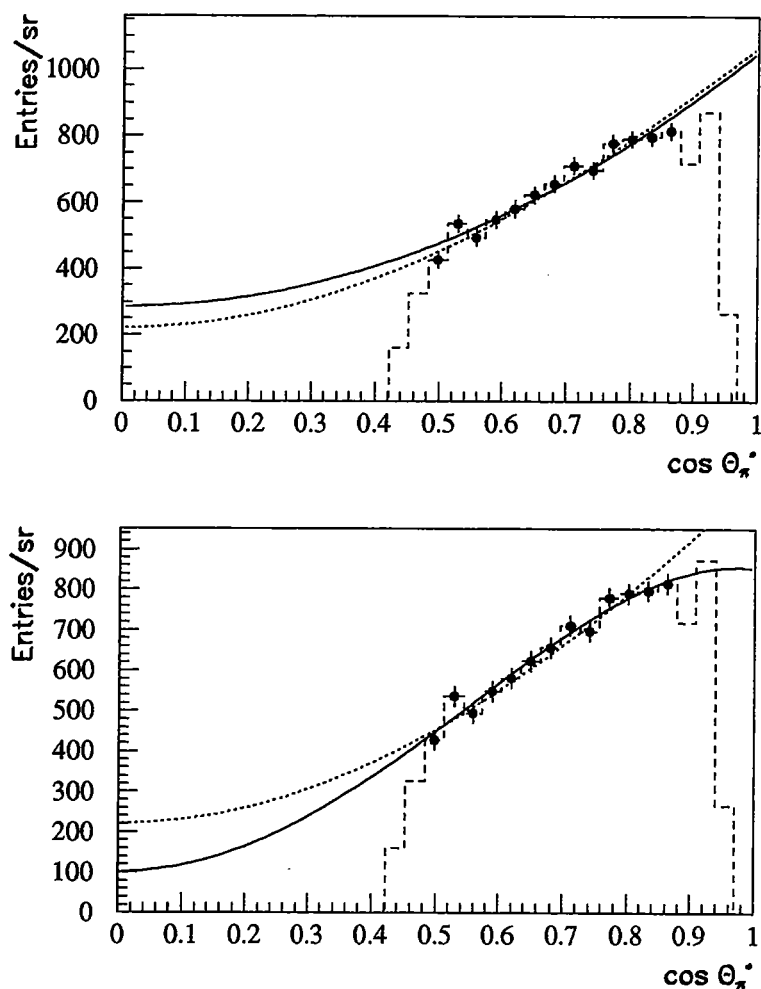


Abbildung 6.21: Normierte Winkelverteilung der Pionen im Schwerpunktsystem. Die eingezeichneten Kurven sind angepaßte Legendre-Polynome mit $l_{max} = 1$ (oben) und $l_{max} = 2$ (unten). In beiden Bildern ist ein Legendre-Polynom mit $l_{max} = 2$ und bekannten Koeffizienten aus [Jon82] eingezeichnet (gestrichelt).

von Polynomen mit höheren Ordnungen in l anscheinend eine bessere Übereinstimmung mit den Daten liefert.

Ein Vergleich der Daten mit einem Legendre-Polynom mit $l_{max} = 2$, dessen Koeffizienten A_n aus der Literatur entnommen sind [Jon82], zeigt eine geringe Abweichung von den Daten im mittleren Bereich. Die Abweichung der experimentell bestimmten Winkelverteilung vom Verlauf der Fitfunktion besonders bei hohen Werten von $\cos \theta$ kann mit der nicht genau bekannten Akzeptanz und Rekonstruktionseffizienz am Strahlrohrloch erklärt werden. Eine experimentelle Bestimmung der Koeffizienten A_n mit dem vorliegenden Aufbau ist schwierig, da

- die Winkelverteilung nur einen kleinen Ausschnitt des Schwerpunktsystems überdeckt,
- der Einfluß der Detektordejustierung auf die Rekonstruktionseffizienz am Strahlrohr ungenau bekannt ist,
- die Akzeptanz hauptsächlich von den Deuteronen bestimmt wird, die in einen kleinen Konus um das Strahlrohrloch emittiert werden.

Um den Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnitts besser zu bestimmen, werden Meßwerte bei kleineren (und größeren) $\cos \theta$ -Werten benötigt, die, wie in Abbildung 6.21 zu sehen, sofort eine deutliche Veränderung der Koeffizienten des Fit-Polynoms mit $l_{max} = 2$ bewirken.

Aus dem Vergleich mit dem bekannten Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnitts und der guten Übereinstimmung in einem Teil des Schwerpunktsystems folgt, daß durch Verwendung nur des mittleren Bereichs der Meßdaten eine Luminositätsbestimmung der Messung erfolgen kann. Die Integration des Wirkungsquerschnitts von $0.498 < \cos \theta < 0.893$ ergibt einen Wert von

$$\sigma = 0.375 \text{ mb}$$

Aus der Anzahl der $d\pi^+$ -Ereignisse in diesem Winkelbereich erhält man eine integrierte Luminosität von

$$L_{int} = 2.13 \pm 0.21 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2}$$

Dividiert man diesen Wert durch die Zeit von 204 Minuten, in der die Daten aufgenommen wurden, ergibt sich eine Luminosität von

$$L = 1.74 \pm 0.17 \cdot 10^{27} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

die einer mittleren Strahlintensität von 10^5 Protonen/s entspricht.

6.9 Missing Mass Berechnung

Die Energie- und Impulserhaltung ist eine fundamentale Eigenschaft, die in allen Wechselwirkungen ihre Gültigkeit hat. Benutzt man die Viererimpulschreibweise

$$P = (E, \vec{p})$$

so läßt sich dies für eine Reaktion durch

$$P_{in} = P_{out}$$

formulieren. Setzt man für P_{in} die Viererimpulse für Strahl und Target ein und nimmt eine Reaktion mit zwei nachgewiesenen und einem neutralen un beobachteten Teilchen an, so erhält man:

$$P_{Strahl} + P_{Target} = P_1 + P_2 + P_{X^0}$$

bzw.

$$P_{X^0} = P_{Strahl} + P_{Target} - P_1 - P_2$$

Mit Hilfe der relativistischen Beziehung

$$m^2 = E^2 - \vec{p}^2 = P^2$$

läßt sich somit das Missing Mass Quadrat des Teilchens X^0

$$m_{X^0}^2 = P_{X^0}^2$$

aus den Vierervektoren der Reaktionsprodukte bestimmen. Einen Spezialfall stellen dabei die Zweikörperreaktionen dar, für die

$$P_{X^0} = 0$$

gilt, was zur Unterscheidung zwischen elastischer Streuung und Bremsstrahlung dient, die beide ein Missing Mass Quadrat $m_{X^0}^2 = 0$ besitzen.

6.10 Dreiteilchen-Kanäle

Zusätzlich zu den beobachteten Zweiteilchenkanälen sind bei der zur Verfügung stehenden Gesamtenergie $\sqrt{s} = 2.088$ GeV noch weitere Kanäle mit mehr als zwei Reaktionsteilchen im Endzustand möglich, für deren Bildung eine Energie von $\epsilon = \sqrt{s} - 2m_{Proton} = 211.4$ MeV zur Verfügung steht. Aus dem Spektrum der bisher bekannten Baryonen und Mesonen ergeben sich somit die in Tabelle 6.2 aufgelisteten Reaktionskanäle⁴.

Da aus Gründen der Ladungserhaltung das dritte Teilchen neutral sein muß

⁴Die totalen Wirkungsquerschnitte sind aus [Shi82a] entnommen.

Reaktion	p_{Schwelle} [MeV/c]	σ_{tot} [mb]	geomet. Akzeptanz
$p p$	0.	25.8 ± 0.5	44.4 % (40 cm)
$p p \gamma$	0.	≈ 0.01	38.2 %
$p p \pi^0$	776.6	0.28 ± 0.05	74.9 %
$d \pi^+$	790.0	1.39 ± 0.12	27.3 %
$p n \pi^+$	796.3	1.23 ± 0.11	30.4 %

Tabelle 6.2: Totale Wirkungsquerschnitte für $p_{\text{Beam}}=1.000$ GeV/c aus [Shi82a]. Die Akzeptanzen sind für den Nachweis von 2 Treffern innerhalb der Fläche des Detektors bei einem Abstand von 72 cm berechnet.

und somit im Detektor nicht nachgewiesen wird, erfolgt die Analyse der Reaktion über die Bestimmung der Missing Mass des nicht gemessenen Reaktionsprodukts.

Die zentrale Meßgröße des Flugzeitspektrometers ist die Geschwindigkeit β der Ejektile und deren Richtung. Daraus kann ein Impuls unter Annahme einer Massenhypothese über die Beziehung

$$\vec{p} = m_0 \cdot \vec{\beta} \cdot \gamma$$

errechnet werden, wobei ausgenutzt wird, daß es nur endlich viele Möglichkeiten für die Massen der geladenen Teilchen gibt. Bei der Auswertung der Daten werden nun jeder geladenen Spur alle Massenhypothesen zugeordnet, so daß sich folgende Kombinationen ergeben:

Spur 1	Spur 2	Missing Mass
p	p	keine, γ, π^0
d	π^+	keine
π^+	d	keine
p	π^+	n
π^+	p	n

Auf Grund der Kombinatorik ergibt sich ein hoher Rechenaufwand, da jedes Ereignis mit allen 5 Massannahmen durchgerechnet wird. Ein erster und wichtiger Schritt der Datenauswertung ist somit eine Reduktion der Daten vorzunehmen, die eine gute Unterdrückung von zufälligen und nicht interpretierbaren Ereignissen gewährleistet. Zur Datenvorreduktion sind folgende Schnitte durchgeführt worden:

- Forderung der Gleichzeitigkeitsbedingung für jedes Pixel

- Rekonstruktion von genau 2 gültigen Pixeln
- $\Delta\phi > 10$ Grad
- $\Delta t < 15$ ns (Flugzeitakzeptanz für physikalische Events)

Im Gegensatz zu den Zweiteilchenkanälen können keine scharfen Schnitte definiert werden, die die Reaktionen voneinander unterscheiden⁵. Somit werden alle Hypothesen in einem ersten Schritt gleichberechtigt behandelt.

6.10.1 Darstellungen der Missing Mass Quadrate

Es gibt eine Möglichkeit, die Identifikationskriterien gleichzeitig darzustellen, in einem Würfel, dessen Achsen die Missing Mass Quadrat Werte der jeweiligen Reaktionstypen bilden. Sogar die Zweikörperreaktion $d\pi^+$, bei der das Deuteron als Proton-Neutron System mit Relativenergie $\epsilon = 0$ interpretiert werden kann, ist in einem solchen Bild enthalten⁶. Ordnet man der Deuteron-Spur die Protonenmasse als Hypothese zu, so ergibt die Rechnung die Neutronenmasse als Missing Mass.

Besonders klar wird die Signatur für Monte-Carlo Ergebnisse, die mit der gemessenen Energieauflösung des Detektors verrauscht und anschließend mit der vorhandenen Auswertesoftware analysiert werden (Abb. 6.22). Die Zusammensetzung des Monte-Carlo Samples entspricht den in der Tabelle

Spur 1	Spur 2	Missing Mass	Anzahl von Ereignissen
p	p	γ	1000
p	p	π^0	5000
d	π^+	keine	5000
π^+	d	keine	5000
p	π^+	n	5000
π^+	p	n	5000

aufgelisteten Anteilen, die nicht ganz den erwarteten Wirkungsquerschnittsverhältnissen entsprechen.

Deutlich erkennt man die beiden symmetrischen Flügel der $p\pi^+n$ (π^+pn)-Reaktion mit den korrespondierenden Zweikörperhypothesen, die durch ihre schärfere Lokalisierung erkennbar sind. Die ebenfalls simulierten $pp\pi^0$ und $pp\gamma$ Ereignisse liegen in einer Scheibe im oberen Bereich des Kubus. Dies

⁵Der maximale Grenzwinkel der Protonen von $\theta_{max} = 37.6^\circ(pp\pi^0)$ bzw. $35.9^\circ(p\pi^+n)$ liegt ziemlich genau an der Grenze der geometrischen Detektorakzeptanz und ergibt somit als Schnitt keine Verbesserung.

⁶Auch die elastische Streuung als eine mögliche ppX^0 Hypothese gibt bei gegebener Akzeptanz vernünftige Einträge im Würfel.

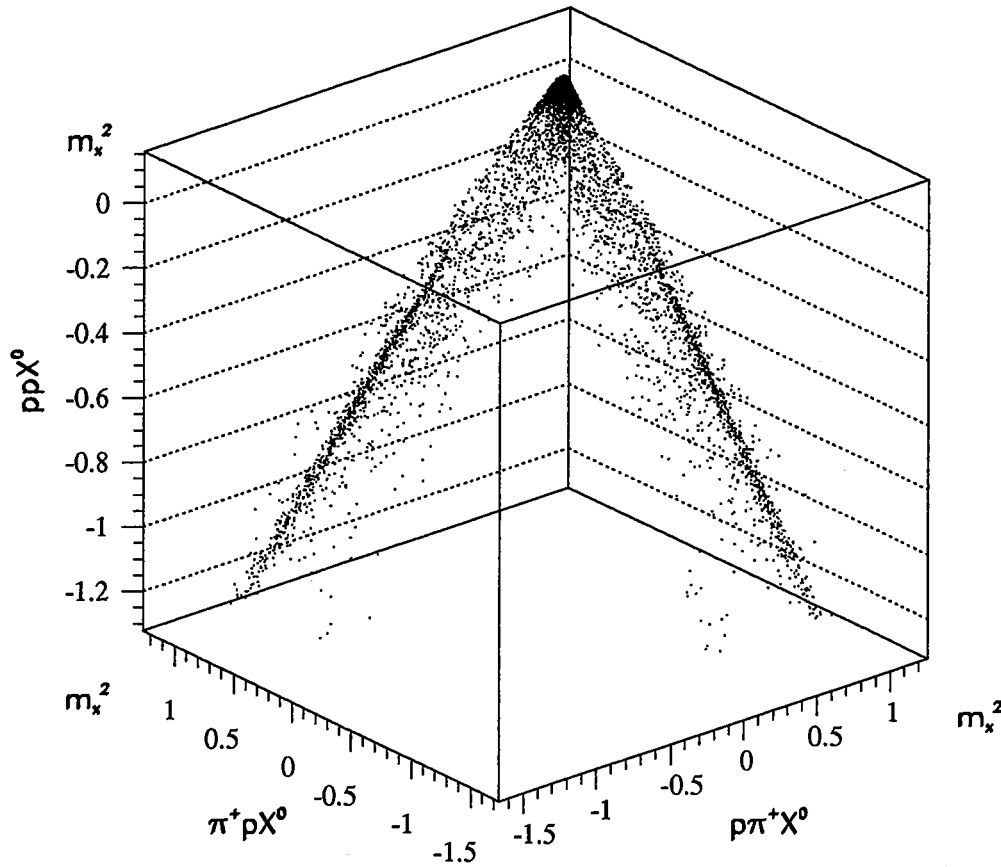


Abbildung 6.22: Dreidimensionale Darstellung der Missing Mass Quadrate der 3 Hypothesen für simulierte Ereignisse (Einheiten in GeV^2/c^4).

läßt sich besonders gut in den Projektionen auf die Grundflächen des Würfels veranschaulichen (Abb. 6.23).

An einem krassen Beispiel kann die Struktur des Würfels veranschaulicht werden: ein Deuteron hat beim verwendeten Strahlimpuls in der Akzeptanz des Detektors einen β -Wert zwischen 0.38 und 0.41, die zugehörigen Pionen zwischen 0.84 und 0.88. Die richtige Zuordnung der Spuren ergibt die Neutronenmasse als Missing Mass Quadrat, die falschen Hypothesen (Proton mit $0.84 < \beta < 0.88$) resultieren in einem sehr negativen Missing Mass Quadrat. Vergleicht man die gemessenen Ereignisse mit der Monte Carlo Simulation, so erkennt man deutlich eine Klasse von Punkten, die bei den simulierten Events nicht vorhanden ist und die aus dem Beamhalo und aus nuklearen

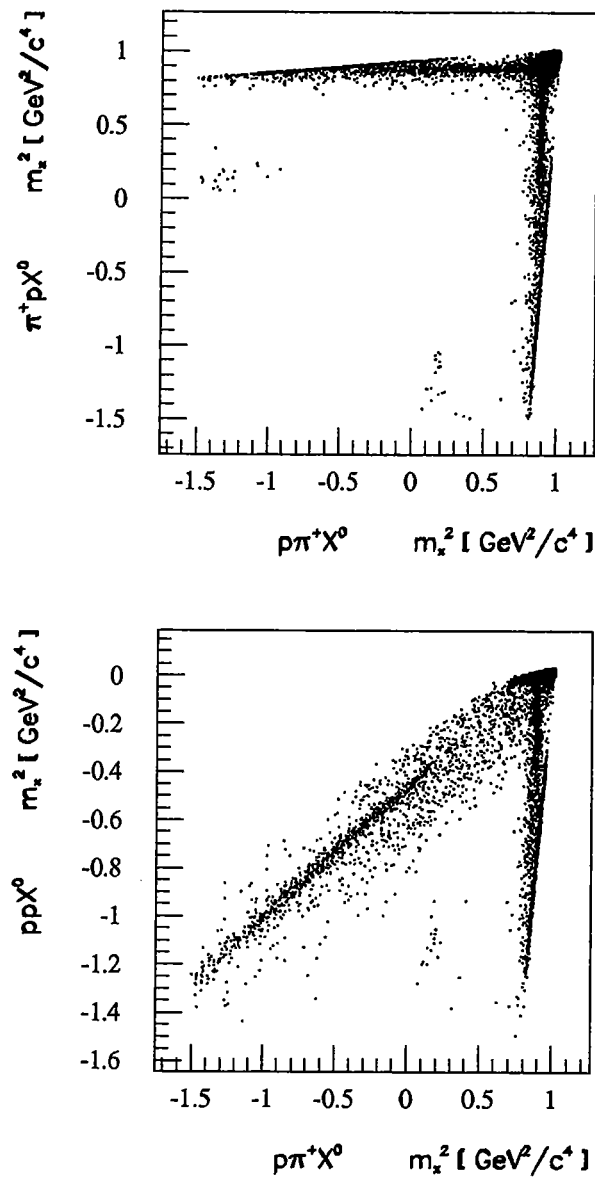


Abbildung 6.23: Zwei der drei möglichen Projektionen auf die Grundflächen des Würfels für simulierte Ereignisse.

Reaktionen an Folien, Trennflansch und Targetkörper stammen (Abb. 6.24). Auch die Darstellung der Leertargetmessung zeigt diese Ereignisse deutlich

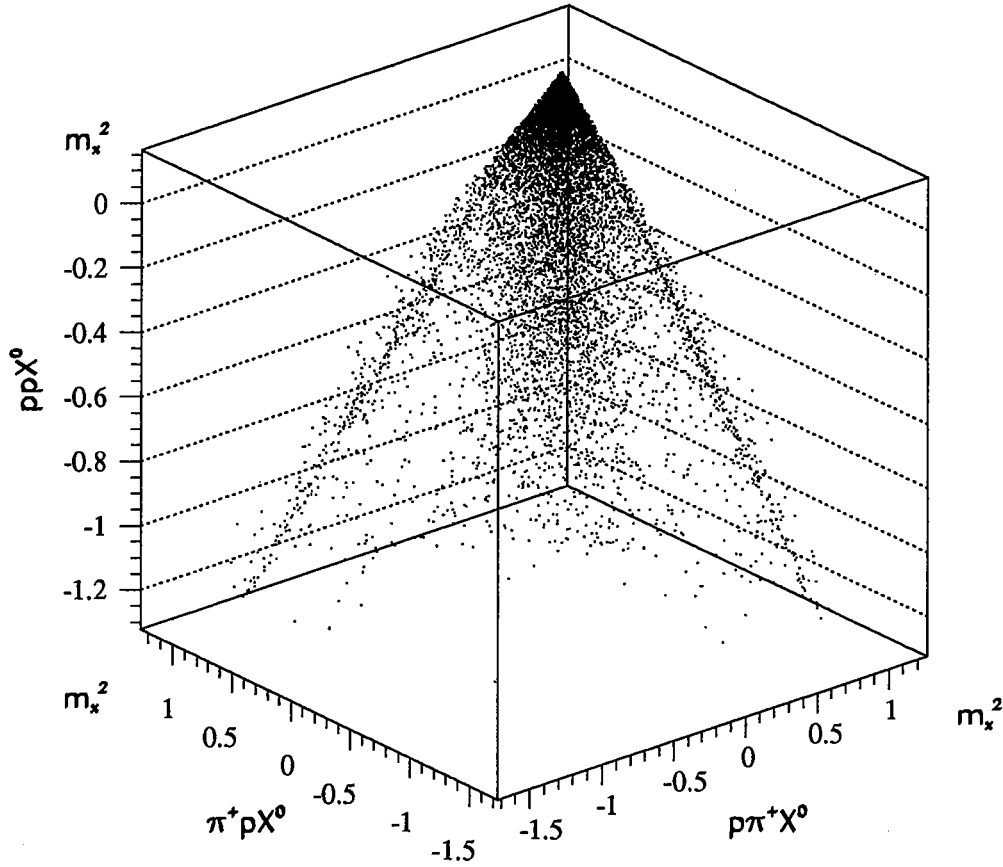


Abbildung 6.24: Darstellung der Ereignisse der Volltargetmessung (Einheiten in GeV^2/c^4).

und zudem fehlen die Zweikörperreaktionen, die in der Volltargetmessung deutlich als Strich zu erkennen sind (Abb. 6.25).

6.10.2 Die Reaktion $pp\pi^0$

Nach diesem Überblick auf die Situation des gesamten Eventsamples kann zur Selektion der $pp\pi^0$ (und $pp\gamma$) Ereignisse zur weiteren Datenreduktion ein Schnitt im Missing Mass Quadrat erfolgen, da wie oben beschrieben stark negative Werte hauptsächlich aus falschen Massenzuordnungen stammen. Abbildung 6.26a zeigt die Projektion des Würfels auf die Hypothese ppX^0 . Das so erhaltene Spektrum weist auf einem hohen, aber abfallenden Untergrund

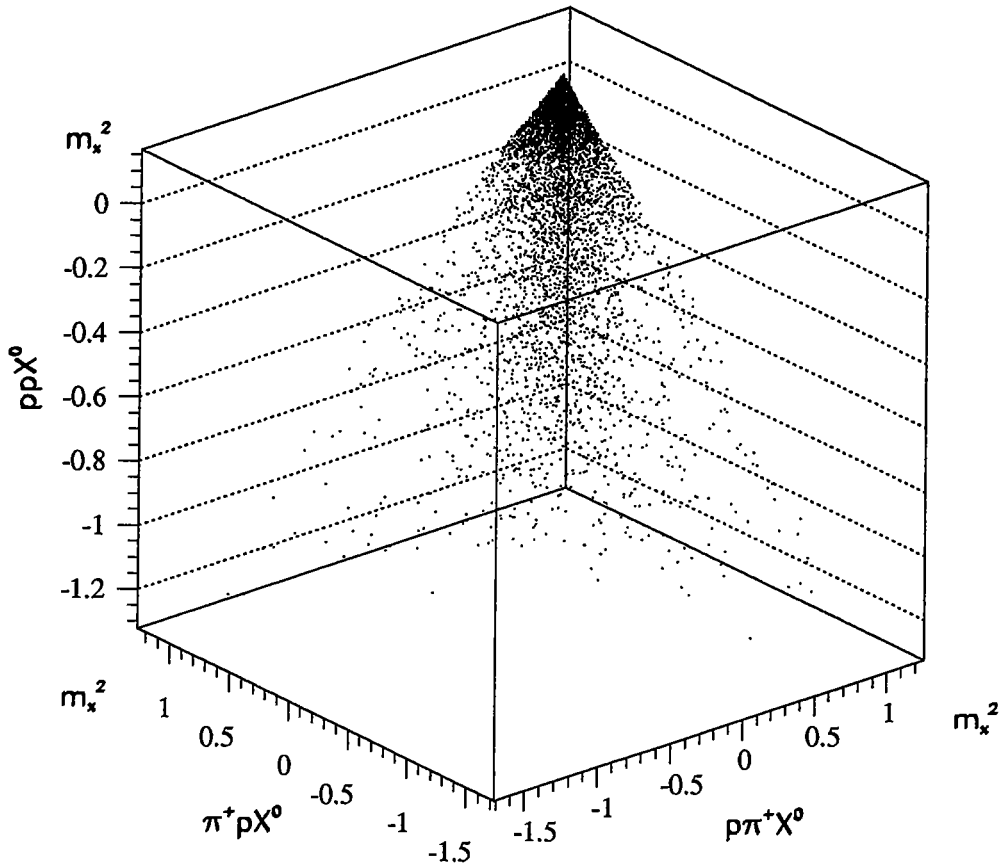


Abbildung 6.25: Darstellung der Ereignisse der Leertargetmessung. (Einheiten in GeV^2/c^4).

eine deutliche Überhöhung im Bereich des Pionenmassenquadrats $m_{\pi^0}^2$ auf. Eine mögliche Erklärung für den Abfall des Untergrunds läßt sich aus der dreidimensionalen Darstellung der Ereignisse ableiten. Da das kinematisch erlaubte Volumen nach unten hin zunimmt, wird bei einer gleichmäßigen Belegung mit zufälligen Ereignissen die Projektion auf eine der Achsen einen Anstieg zu negativen Massenquadraten aufweisen.

Die entsprechende Leertargetmessung (Abb. 6.26b) bestätigt den Verlauf des Untergrunds und enthält keine Anzeichen für eine Anreicherung von Pionen. Nach der Anpassung eines Polynoms 3. Grades an den Untergrund und einer Skalierung um einen Faktor 14, kann dieser vom Spektrum der Volltargetmessung abgezogen werden. Aus dem verbleibenden Spektrum (Abb. 6.26c)

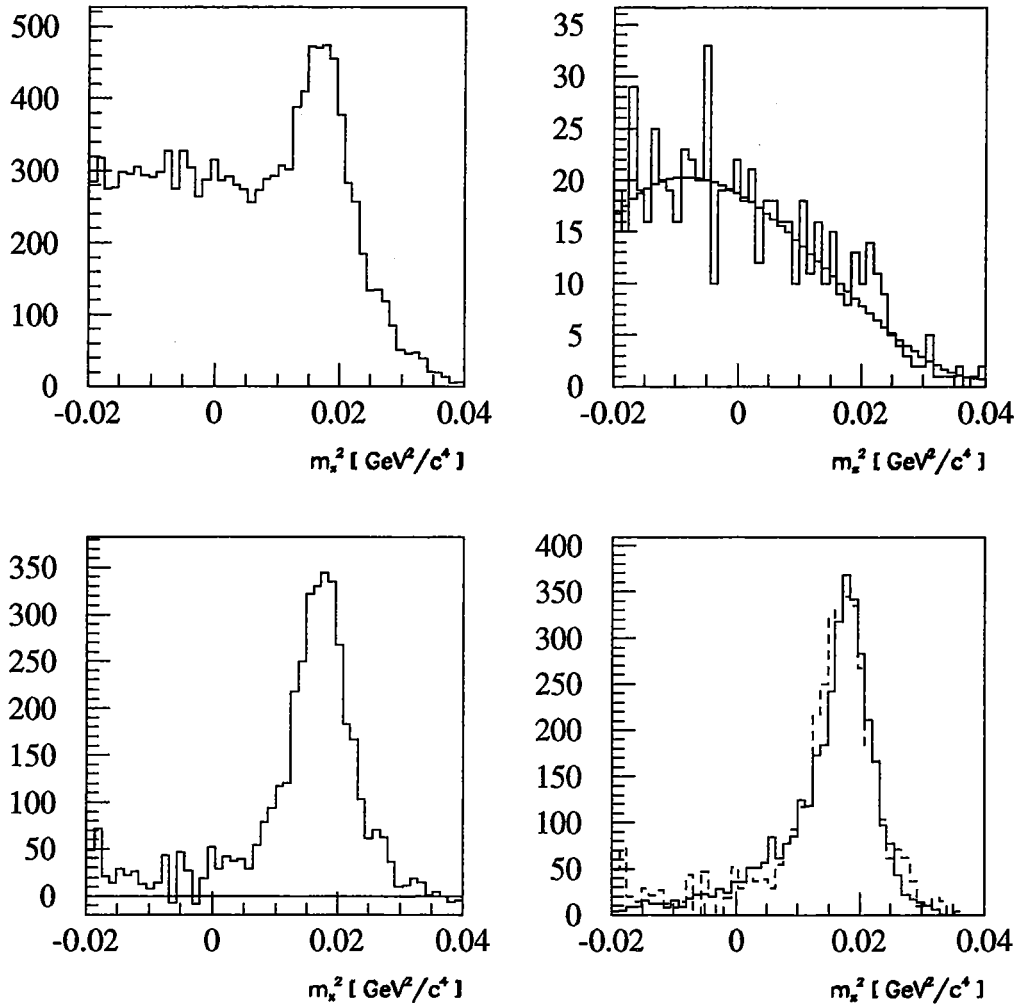


Abbildung 6.26: Missing Mass Quadrat Spektren für die Hypothese ppX^0 . Gesamtes Spektrum der Volltargetmessung (oben links), Spektrum der Leertargetmessung mit analytisch angepaßtem Untergrund (oben rechts). Spektrum nach Korrektur des Untergrunds (unten links), Vergleich mit rekonstruierten MC Ereignissen (unten rechts).

können folgende Werte extrahiert werden:

- die Auflösung des π^0 Massenquadrates beträgt

$$\Delta m_x^2(FWHM) = 9.6 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^2/c^4$$

entsprechend einer relativen Auflösung⁷ von

$$\frac{\sigma(m_x^2)}{m_x^2} = 0.22$$

- das Signal zu Untergrundverhältnis im Bereich des Peaks beträgt etwa 1:1
- das Verhältnis von $pp\pi^0/d\pi^+$ Ereignissen stimmt in der Größenordnung mit den Literaturwerten überein

Ein Vergleich der Meßergebnisse mit den rekonstruierten MC Ereignissen zeigt eine gute Übereinstimmung der Breiten und somit der Auflösung (Abb. 6.26d).

Nach dem Abzug des Untergrunds enthält das Spektrum 3336 Einträge im Bereich von $0.005 < m_{x^2} < 0.04$. Aus der Analyse des differentiellen Wirkungsquerschnitts der $d\pi^+$ Ereignisse ist die Luminosität der Messung bekannt. Eine Abschätzung der Akzeptanz der $pp\pi^0$ Reaktion an Hand der Monte Carlo Ergebnisse ergibt eine Akzeptanz $\epsilon = 63.6\%$ im gleichen Bereich des Missing Mass Quadrates. Der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $pp\pi^0$ berechnet sich dann zu

$$\begin{aligned}\sigma &= \frac{N_{pp\pi^0}}{L \cdot \epsilon} \\ &= 246 \pm 50 \mu b\end{aligned}$$

Damit liegt der angegebene Wirkungsquerschnitt im Bereich des von anderen Experimenten gemessenen Wertes (z.B. [Shi82a] $\sigma = 280 \mu b$). Für die Berechnung des Fehlers werden

$$\begin{aligned}\Delta N_{pp\pi^0} &= 10\% \\ \Delta \epsilon_{pp\pi^0} &= 10\% \\ \Delta L &= 0.21 \cdot 10^{31} cm^{-2}\end{aligned}$$

angenommen. Durch eine Variation des Faktors mit dem der Untergrund abgezogen wird, ergibt sich eine Abschätzung des Fehlers für die Anzahl der $pp\pi^0$ Ereignisse von 10 %. Eine Hauptunsicherheit bei der Angabe des Wirkungsquerschnitts stammt von der Akzeptanz des Detektors, die $\epsilon = 75\%$ ist, wenn die Geometrie des Detektors allein betrachtet wird. Vergleicht man dies mit der aus der Monte Carlo Simulation bestimmten Akzeptanz, erscheint auch hier ein Fehler von 10 % realistisch zu sein.

⁷Zwischen dem Wert für FWHM (Full Width Half Maximum) und der Varianz σ einer Gaußverteilung besteht die Beziehung: $\sigma = \text{FWHM}/2.35$.

6.10.3 Kinematischer Fit

Bei der Auswertung der Daten ergeben sich zwei Hauptschwierigkeiten:

- die Trennung der Ereignisse, die zu verschiedenen Massenhypothesen gehören
- die rekonstruierten Events ergeben bedingt durch die Meßfehler Massen m_{X^0} , die mit keiner bekannten Masse übereinstimmen.

Werden bei einer Messung genau so viele Variablen bestimmt, wie zu Rekonstruktion der Reaktion benötigt werden, so können die fehlenden Größen gerade aus den Erhaltungssätzen bestimmt werden.

Ein einfaches Beispiel dafür ist die Messung nur der Richtung eines Protons bei elastischer Streuung, bei der durch die Kinematik die Richtung des zweiten nicht gemessenen Protons festliegt. Im Time-of-Flight Spektrometer werden die Richtungen und die Geschwindigkeiten aller geladenen Reaktionsprojekte gemessen. Ordnet man der Messung eine Reaktionshypothese zu, so sind damit auch die Impulsbeträge und Gesamtenergien der Teilchen bekannt.

Für eine Zweikörperreaktion, bei der beide Teilchen nachgewiesen werden, sind also alle Variablen bekannt, und das Gleichungssystem ist vierfach überbestimmt (hat vier 'Overconstraints'). Bei einer Dreiteilchenreaktion wird der fehlende Vierervektor berechnet, aus dem dann eine Missing Mass des neutralen Teilchens X^0 bestimmt wird.

Diese Missing Mass wird im Allgemeinen von der Masse eines bekannten Teilchens abweichen. Da in der Natur aber nur diskrete Massen (mit endlicher Breite) realisiert sind, kann die Missing Mass gleich der Masse des bekannten Teilchens gesetzt werden. Das Gleichungssystem

$$\begin{aligned} E_{in} &= E(1) + E(2) + \tilde{E}(X^0) \\ p_{x_{in}} &= p_x(1) + p_x(2) + \tilde{p}_x(X^0) \\ p_{y_{in}} &= p_y(1) + p_y(2) + \tilde{p}_y(X^0) \\ p_{z_{in}} &= p_z(1) + p_z(2) + \tilde{p}_z(X^0) \end{aligned}$$

hat damit einen 'Overconstraint', z.B.

$$\tilde{E}(X^0) = \sqrt{m_{X^0}^2 + \tilde{p}(X^0)^2}$$

Der Vektor $\tilde{p}(X^0)$ und $\tilde{E}(X^0)$ bezeichnet die aus den Erhaltungssätzen errechneten Viererimpulskomponenten des neutralen Teilchens.

Die Überbestimmtheit des Gleichungssystems kann nun dazu benutzt werden, die Meßgrößen so zu variieren, daß natürlich die Kinematik erfüllt wird,

aber zusätzlich die quantisierte genaue Masse des für m_{χ^0} angenommenen Teilchens erfüllt wird. Dazu wird das Minimum der Funktion

$$S = \sum_{tracks} \sum_{x,y,z} \left(\frac{p_i^{meas} - p_i^{fit}}{\sigma_{p_i}} \right)^2$$

gesucht [Lyo86]. Diese Formel läßt sich auch auf Meßgrößen mit korrelierten Fehlern verallgemeinern, indem die inverse Fehlermatrix E_{ij} eingeführt wird.

$$S = \sum_{i=1}^{3N} \sum_{j=1}^{3N} (p_i^{meas} - p_i^{fit}) E_{ij} (p_j^{meas} - p_j^{fit})$$

Die Funktion S ist ein Maß für die Abweichung der Fit-Werte von den gemessenen Werten. Eine Bedingung für das Minimum dieser Funktion ist, daß die partiellen Ableitungen nach jeder unabhängigen Größe gleich Null sind. Um nun auch gleichzeitig die Overconstraints erfüllen zu können, werden die überbestimmten Größen mit Hilfe der Methode der Lagrangeschen Multiplikatoren mit den partiellen Ableitungen verknüpft. Eine detaillierte Beschreibung der Methode und insbesondere der Matrizenrechnungen, die zur Lösung des Problems benötigt werden, finden sich in [Lyo86].

Als Abbruchkriterium des Fits wird das Unterschreiten einer vorwählbaren Schranke für die Summe der verbleibenden Abweichungen von der Kinematik bzw. das Erreichen der maximalen Anzahl von Iterationsschritten gewählt [Ster95]. Falls für die Fehler in der Formel zur Berechnung von S realistische Werte eingesetzt werden, entspricht die Verteilung der Werte von S einer χ^2 -Verteilung. Diese ist durch

$$f(z; n) = \frac{z^{(n/2-1)} e^{-z/2}}{2^{n/2} \Gamma(n/2)}$$

definiert [PDG94]. Wichtige charakteristische Merkmale der Verteilung sind

$$\bar{z} = n$$

und

$$\sigma^2 = 2n$$

Folgt die errechnete Verteilung wie in Abbildung 6.27 gezeigt, einer χ^2 -Verteilung, so wird durch Wahl der Schnitte festgelegt, welcher Anteil von gewünschten Ereignissen akzeptiert bzw. verworfen wird⁸. Die Auswirkungen des Fits auf das Eventsample und insbesondere Schnitte in χ^2 treten in verschiedener Hinsicht auf:

⁸Entsprechende Kurven findet man z.B. in [PDG94], eine tabellarische Auflistung der Werte z.B. in [Bron87]

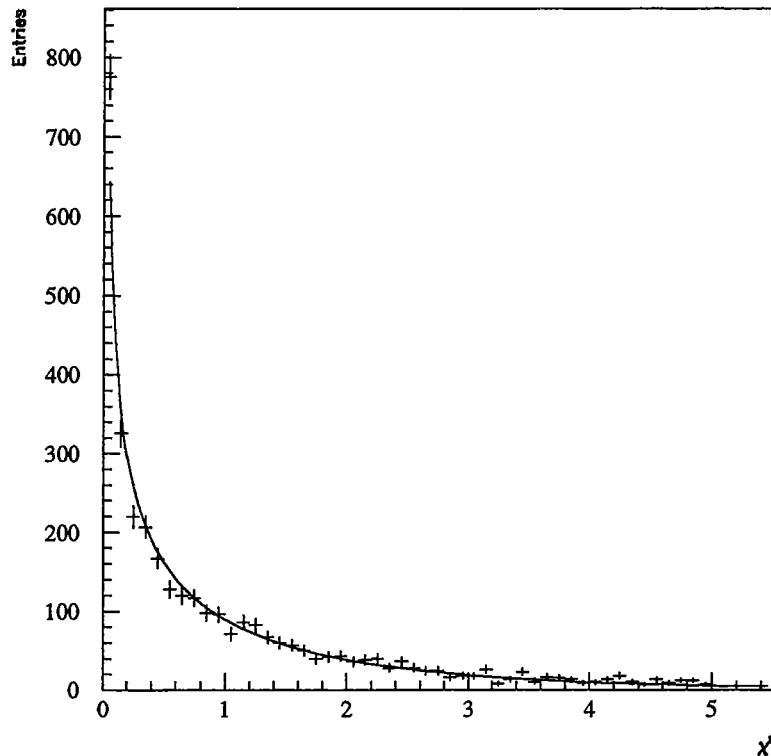


Abbildung 6.27: Verteilung der χ^2 -Werte für die Hypothese $pp\pi^0$ des Monte Carlo Samples mit angepaßter χ^2 -Verteilung.

- die Eventeigenschaften werden verbessert, in dem die Kinematik mit der 'richtigen' Masse m_{X^0} erfüllt wird
- durch Schnitte werden Ereignisse der gewünschten Reaktion häufiger akzeptiert als Ereignisse aus Konkurrenzreaktionen

Bei der Wahl der Schnittgrenzen ist Vorsicht geboten, da bei einer zu engen Begrenzung Ereignisse mit bestimmten Eigenschaften bevorzugt angereichert werden können.

Sehr anschaulich lassen sich die Auswirkungen des Fits an Monte Carlo Ereignissen zeigen, die sowohl keine Untergrundereignisse beinhalten als auch den Vorteil haben, daß die verwendete Reaktionshypothese leicht abgefragt werden kann. Abbildung 6.28 zeigt die Verteilung der χ^2 -Werte in Abhängigkeit vom rekonstruierten Missing Mass Quadrat und Spektren der Missing Mass Quadrate für verschiedene Schnitte. Durch die Schraffur wird angedeutet, wieviele Ereignisse der gewünschten Hypothese im jeweiligen Spektrum

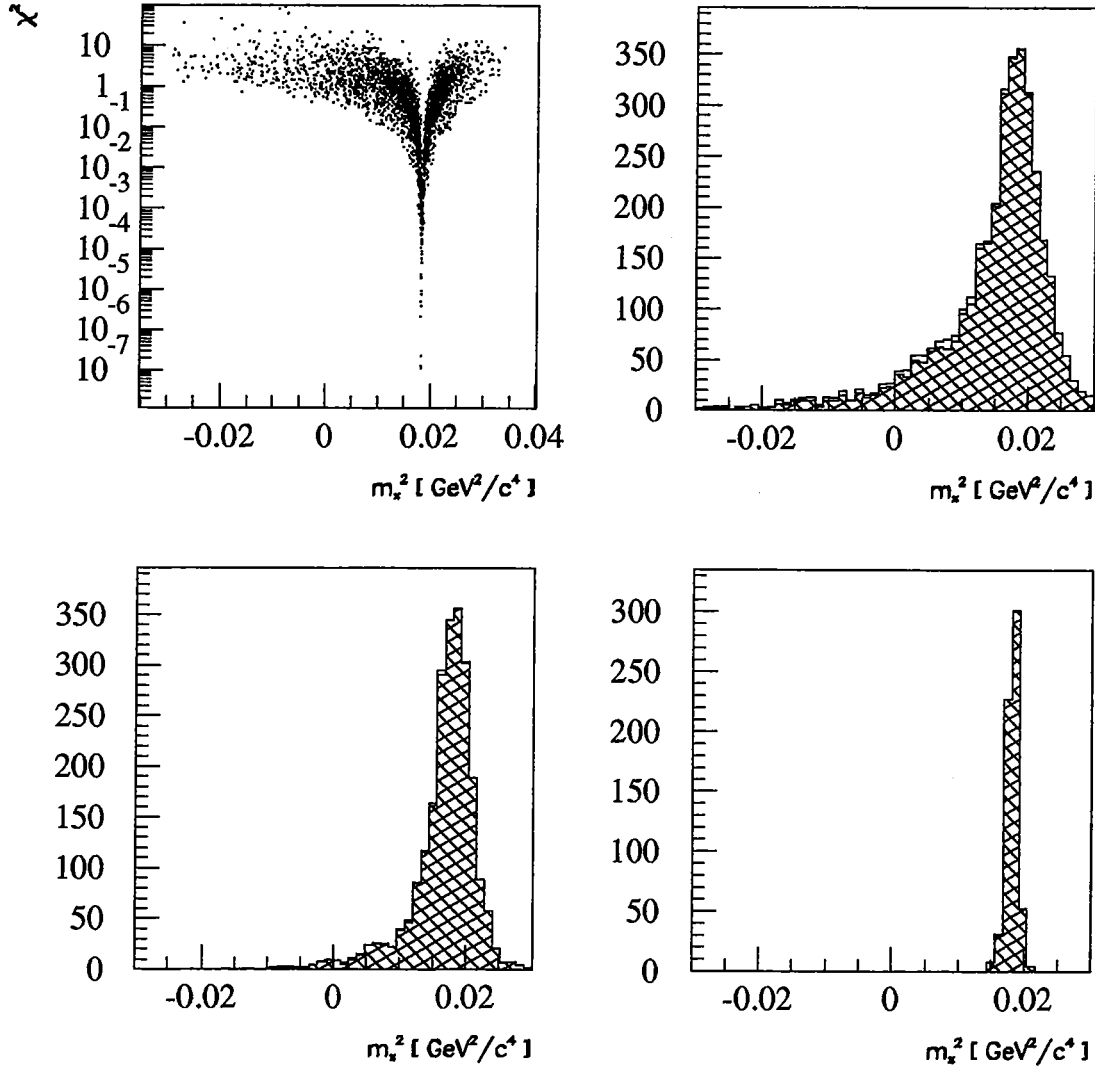


Abbildung 6.28: Kinematischer Fit des MC Samples (siehe Kap. 6.10.1) mit der Hypothese $pp\pi^0$. Abhängigkeit der χ^2 -Werte vom Missing Mass Quadrat und Spektren der Missing Mass Quadrate für die Schnitte $\chi^2 < \infty$, $\chi^2 < 1.07$ und $\chi^2 < 0.064$. Die Schraffur entspricht den Ereignissen der gewünschten Hypothese.

enthalten sind. Die Reduktion des $pp\pi^0$ Eventsamples kann vernachlässigt werden, die Kontamination durch die anderen Hypothesen ($p\pi^+n$ und π^+pn)

ist kleiner als 1 %. Dieses klare Ergebnis des Fits ist hauptsächlich auf den

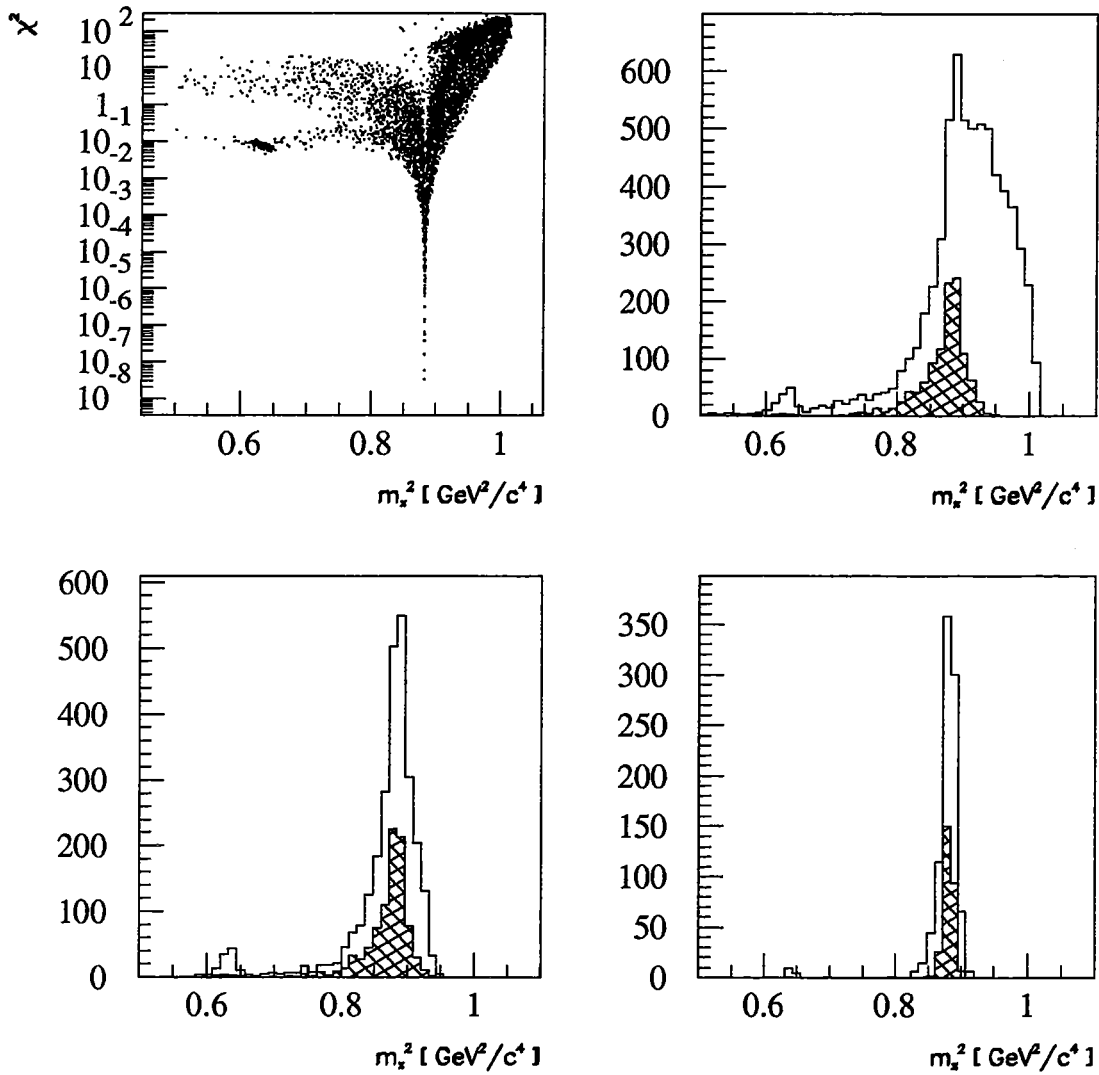


Abbildung 6.29: *Kinematischer Fit des MC Samples (siehe Kap. 6.10.1) mit der Hypothese $p\pi^+n$. Abhängigkeit der χ^2 -Werte vom Missing Mass Quadrat und Spektren der Missing Mass Quadrate für die Schnitte $\chi^2 < \infty$, $\chi^2 < 1.07$ und $\chi^2 < 0.064$. Die Schraffur entspricht den Ereignissen der gewünschten Hypothese.*

großen Massenunterschied zwischen Proton und Pion zurückzuführen.

Ein ganz anderes Bild (Abb. 6.29) liefert ein Fit mit der Hypothese $p\pi^+n$, der ohne weitere Schnitte im χ^2 keine deutliche Verbesserung des Eventsamples vermuten läßt. Während die Ereignisse der Hypothese π^+pn fast vollständig unterdrückt werden, kann der Fit nur sehr schwer Reaktionen des Typs $pp\pi^0$ verwerfen. Wie die Darstellung der Ereignisse im Missing Mass Würfel allerdings zeigt, können $pp\pi^0$ Ereignisse durch einen einfachen Schnitt in der pp -Hypothese ausgewählt werden. $d\pi^+$ Ereignisse, bei denen das Deuteron aus einem pn -System mit verschwindender Relativenergie gebildet ist, sind durch Schnitte im χ^2 nicht zu selektieren. Diese können nur durch ihre besondere Geometrie oder in einem Dalitz-Plot erkannt werden.

Allgemein werden solche Ereignisse in einem Fit akzeptiert, deren Missing Mass Quadrat nicht zu stark vom Massenquadrat der Hypothese abweicht. Somit werden natürlich auch Untergrundereignisse aus Strahlhalo, Trennflanschen oder Folien, die in diesem Bereich liegen, weiterhin im Sample enthalten sein (Abbildung 6.30). Als wichtigstes Ergebnis eines kinematischen Fits bleibt aber festzuhalten:

- die Ereignisse erfüllen die Kinematik der Reaktion mit der 'richtigen' Masse m_{X^0} und
- die Abweichungen der Meßwerte von den richtigen Werten sind kleiner.

Die Korrektur der Meßwerte wird um so besser, je mehr Overconstraints für den Fit zur Verfügung stehen.

6.10.4 Dalitz-Plot

Eine Möglichkeit, Dreiteilchenreaktionen zu interpretieren, bietet der Dalitz-Plot. Dazu trägt man die Massenquadrate m_{ij}^2 der verschiedenen Subsysteme gegeneinander auf. Diese sind durch

$$m_{ij}^2 = P_{ij}^2$$

definiert mit

$$P_{ij} = P_i + P_j$$

Im Fall einer 3-Teilchen Kinematik kann bei festem m_{12}^2 der Wert von m_{13}^2 nur einen durch die Kinematik beschränkten Bereich überdecken, dessen Extrema durch parallele oder antiparallele Stellung der Impulsvektoren $\vec{p}_1$ und $\vec{p}_3$ festgelegt sind [PDG92].

$$m_{13}^2 = P_{13}^2 = m_1^2 + m_3^2 + 2E_1E_3 - 2|\vec{p}_1||\vec{p}_3|\cos\theta_{13}$$

Aus der Beziehung

$$m_{12}^2 + m_{23}^2 + m_{13}^2 = S + m_1^2 + m_2^2 + m_3^2$$

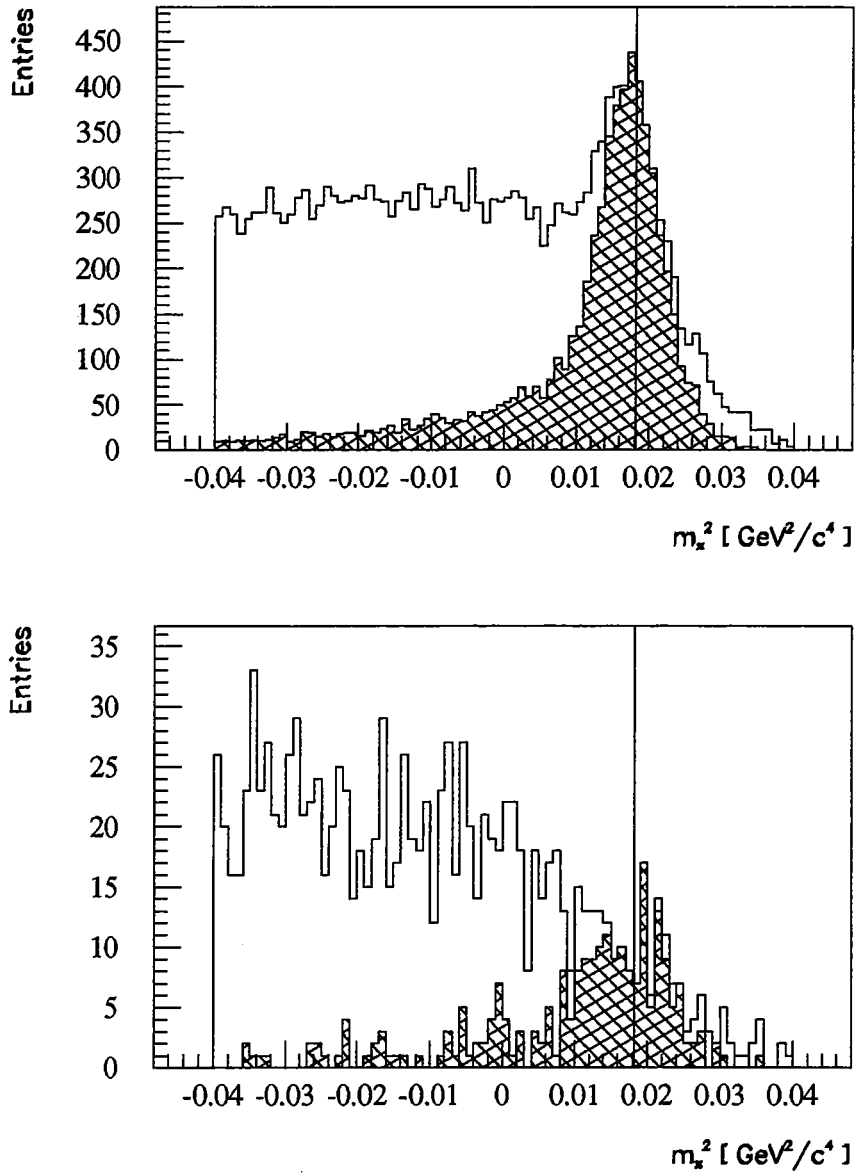


Abbildung 6.30: *Ergebnis des kinematischen Fits mit der Hypothese $pp\pi^0$ für experimentelle Daten. Sowohl die Volltargetmessung (oben) als auch die Leertargetmessung (unten) zeigt, daß der Untergrund im Bereich des π^0 Massenquadrats nicht reduziert wird.*

folgt, daß durch Festlegung von zwei Kombinationen auch die dritte Möglichkeit eindeutig bestimmt ist.

Da die Zerfallswahrscheinlichkeit durch

$$d\Gamma = \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{1}{32M^3} |\mathcal{M}| dm_{12}^2 dm_{23}^2$$

gegeben ist [PDG92], erhält man eine konstante Belegung des Dalitz- Plots falls $|\mathcal{M}| = \text{const.}$ ist. Desweiteren läßt sich der zulässige Bereich eines Massenquadrats m_{ij}^2 angeben, der durch

$$\begin{aligned} m_{ij\min}^2 &= (m_i + m_j)^2 \\ m_{ij\max}^2 &= (\sqrt{s} - m_k)^2 \end{aligned}$$

minimale bzw. maximale Relativenergie im Subsystem gekennzeichnet ist. Durch einen kinematischen Fit wird erreicht, daß sich alle Ereignisse innerhalb des für die Reaktion erlaubten kinematischen Bereichs befinden.

Abbildung 6.31 zeigt die Belegung des Dalitz-Plots nach einem kinematischen Fit der Daten mit der Hypothese $pp\pi^0$. Eine Interpretation des Plots ist nur bedingt möglich, da keine Akzeptanzkorrektur und vor allem kein Abzug des Untergrunds enthalten ist. In der Projektion des Dalitz-Plots auf die Achse des invarianten $p\pi^0$ Massenquadrates erkennt man, daß die gemessene Verteilung (Abb. 6.32a) von der Monte Carlo Verteilung (Abb. 6.32c) abweicht. Eine mögliche Erklärung dafür könnte der Ausläufer der Δ -Resonanz(1232) sein, die bei einer Breite von $\Gamma \approx 120$ MeV das Spektrum beeinflussen kann. Da der Untergrund (Abb. 6.32b) wie in Kapitel 6.10.2 gezeigt aber etwa 50 % beträgt, sind solche Aussagen über eine mögliche Struktur noch vorläufig. Etwas anschaulicher ist der Dalitz-Plot der Hypothese π^+pn (Abb. 6.33), der zeigt, daß sich die Deuteron-Pion Ereignisse wie erwartet an der Stelle des Proton-Neutron Subsystems mit verschwindender Relativenergie befinden. Außerdem ist im Vergleich zwischen Voll- und Leertargetmessung deutlich ein Verschwinden der Deuteron-Pion Events zu erkennen. Ebenso ist aber auch eine deutliche Übereinstimmung der Struktur bei hohen Relativenergien zwischen Voll- und Leertargetmessung vorhanden.

Die Projektion des Dalitz-Plots auf die Achse des invarianten p-n Massenquadrates verdeutlicht dies (Abb. 6.34a und b). Abbildung 6.34c zeigt die Verteilung des Spektrums für die Ergebnisse der Monte Carlo Simulation. In allen Spektren ist der Anteil des Spektrums eingetragen, der durch Ereignisse verursacht wird, bei denen beide Spuren einen Winkel $\theta > 10^\circ$ haben. Ein großer Teil der Überhöhung rührt demnach von Events mit kleinen Spurwinkeln her, die wohl hauptsächlich aus dem Strahlhalo stammen dürften. Die Untersuchung der Reaktion π^+pn wird also durch den Untergrund besonders stark beeinträchtigt. Dies unterstreicht die Notwendigkeit durch ein Veto-Zählersystem den Strahlhalo auszublenden.

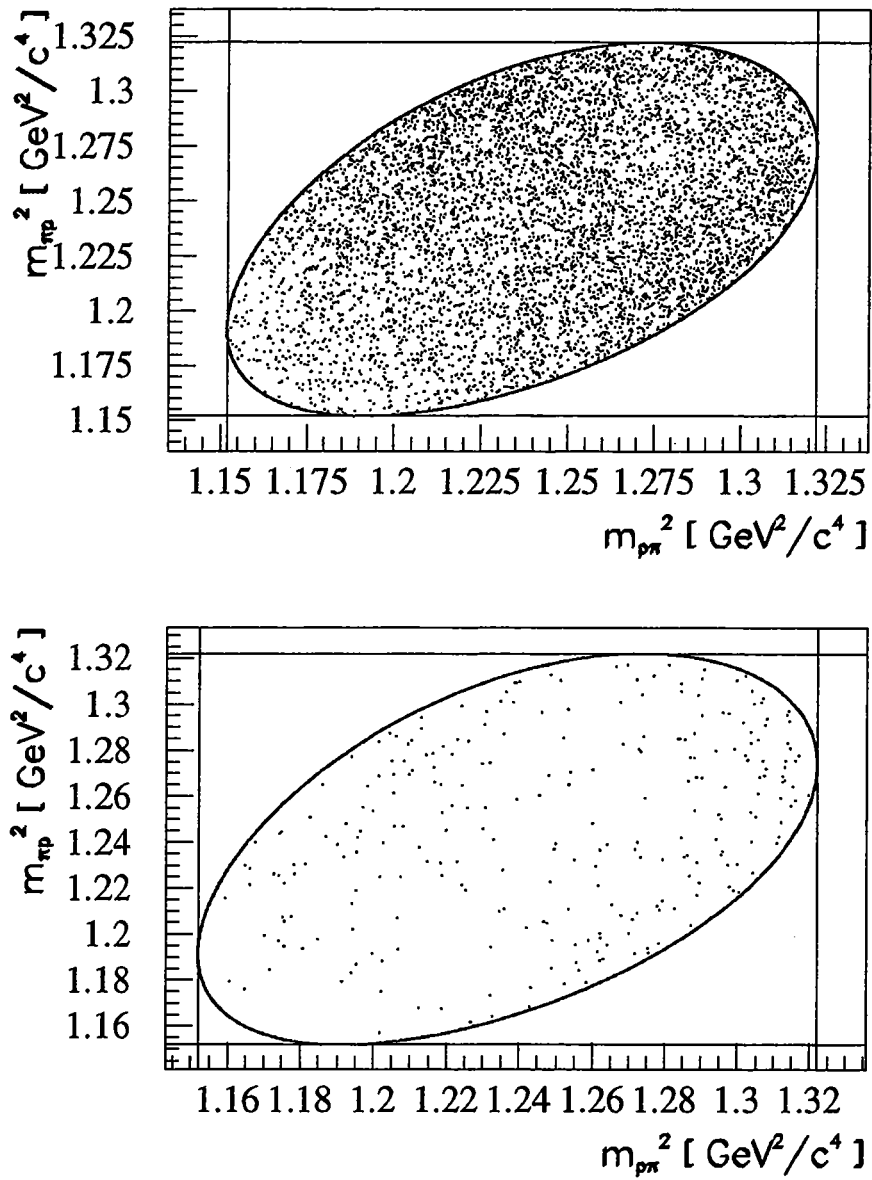


Abbildung 6.31: Belegung des Dalitz-Plots mit Ereignissen der Hypothese $pp\pi^0$ für die Voll- (oben) bzw. Leertargetmessung (unten).

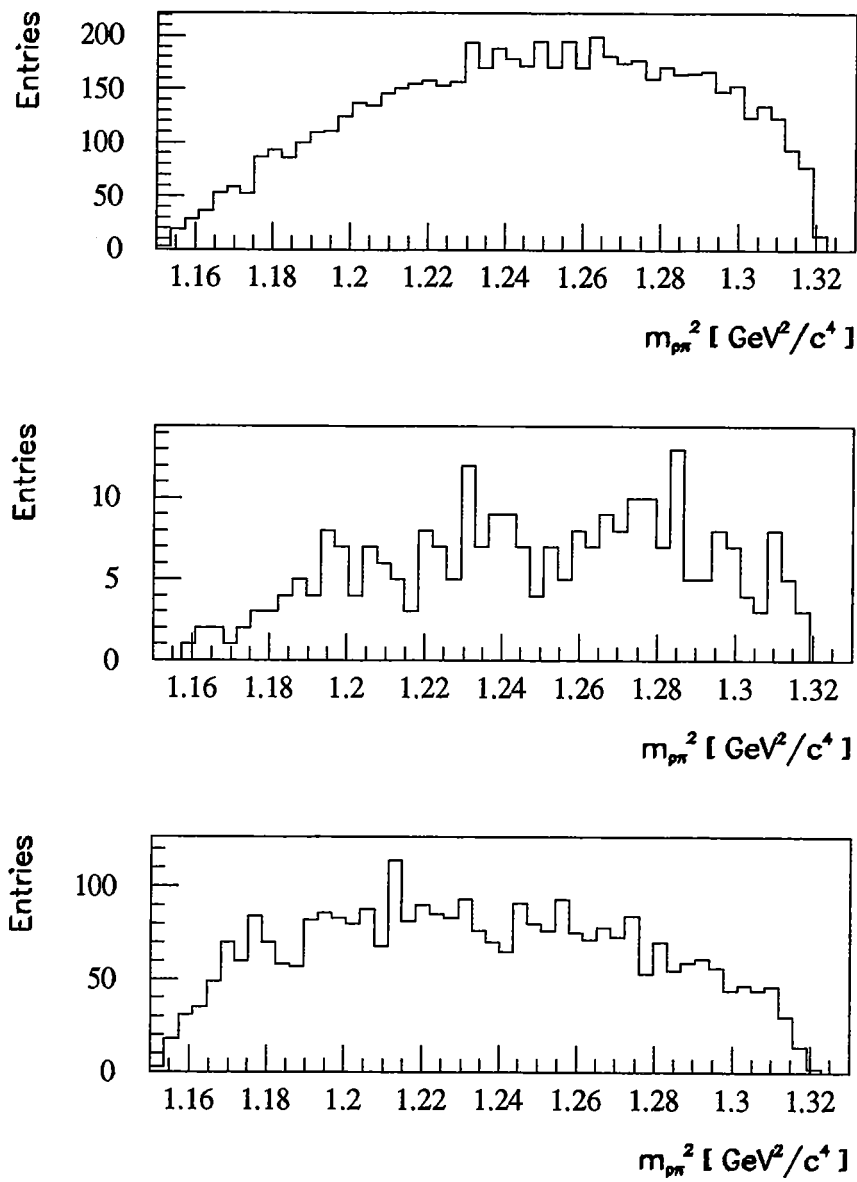


Abbildung 6.32: Verteilung des $p\pi^0$ invarianten Massenquadrates für die Volltargetmessung (oben), die Leertargetmessung (mitte) und die $pp\pi^0$ Ereignisse der Monte Carlo Simulation (unten).

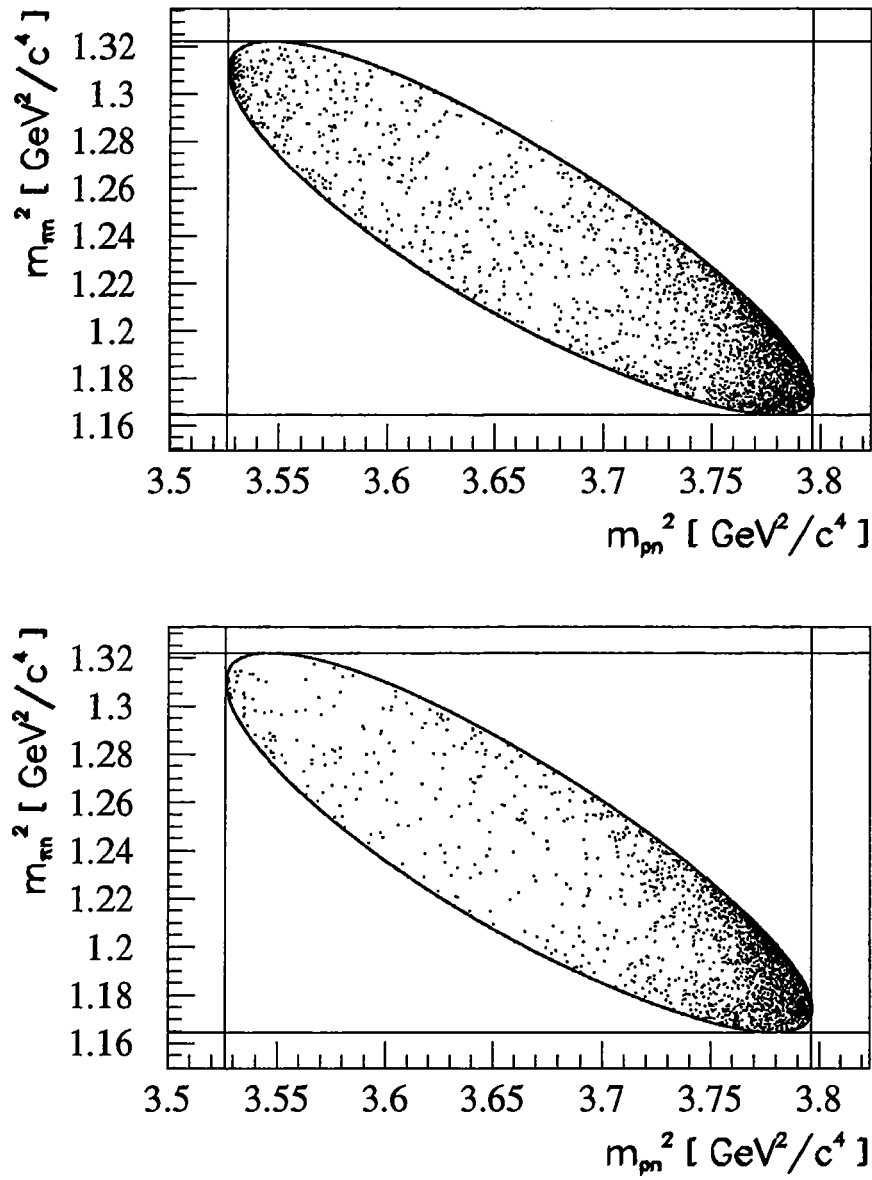


Abbildung 6.33: Belegung des Dalitz-Plots mit Ereignissen der Hypothese π^+pn für die Voll- (oben) bzw. Leertargetmessung (unten).

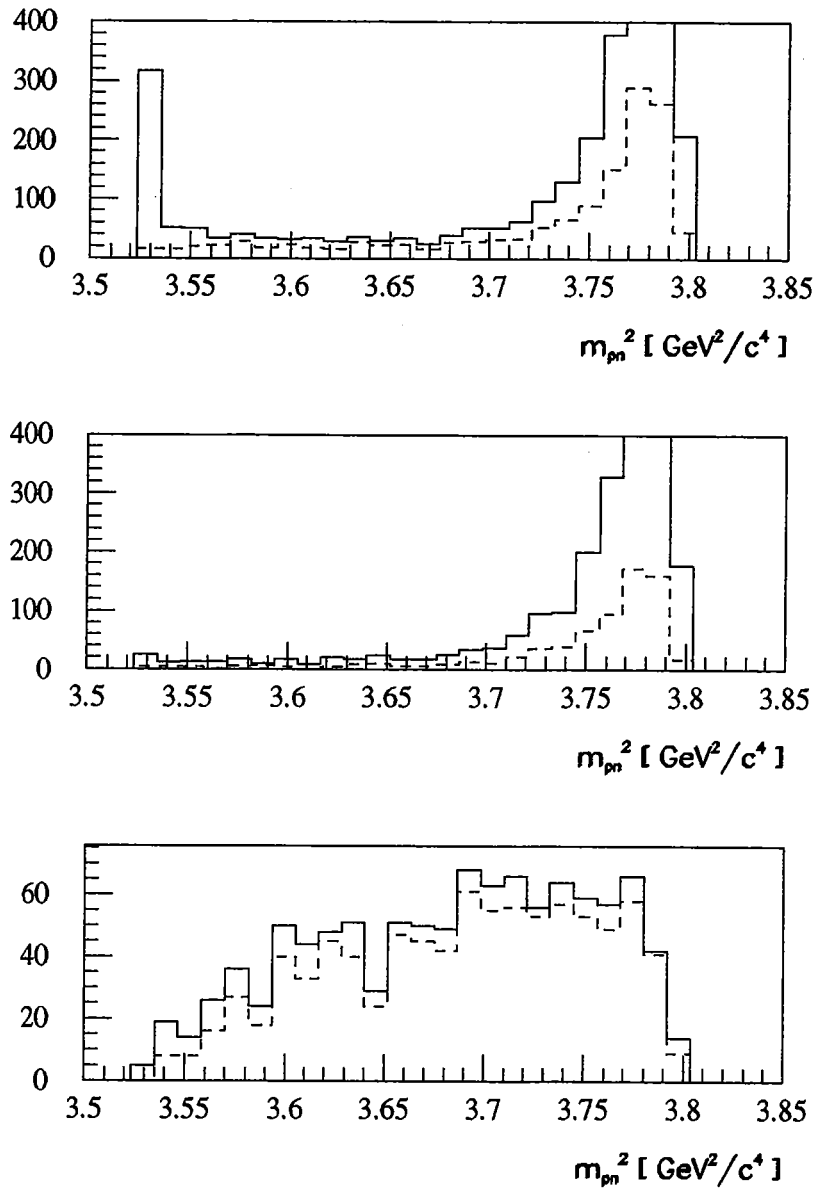


Abbildung 6.34: Verteilung des p-n invarianten Massenquadrates für die Volltargetmessung (oben), die Leertargetmessung (mitte) und die π^+pn Ereignisse der Monte Carlo Simulation (unten). Der Beitrag der Ereignisse, bei denen beide Spuren einen Winkel $\theta > 10^\circ$ haben sind in allen Spektren gestrichelt eingetragen.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Das Flugzeitspektrometer TOF an COSY ist ein Detektor mit hoher Akzeptanz für geladene Teilchen, der zur exklusiven Messung von Mehrteilchenkanälen konzipiert ist.

In der 1. Strahlzeit im Mai 1994, bei der auch zum ersten Mal der extrahierte COSY Strahl bis zum Targetplatz des Time-of-Flight Spektrometers geführt wurde, konnten Daten mit dem Vorwärtshodoskop (Quirl) in geringer Distanz zum Target bei $p_{Beam} = 1.019 \text{ GeV}/c$ genommen werden. In Proton-Proton Stößen sind bei diesem Strahlimpuls die Zweiteilchenreaktion pp und $d\pi^+$ und die Dreiteilchenreaktionen $pp\gamma, pp\pi^0$ und $pn\pi^+$ möglich.

Die vorliegende Arbeit beschreibt die Auswertung von Ereignissen, bei denen zwei geladene Teilchen im Vorwärtshodoskop registriert wurden. Dabei wurden allein die Informationen des Quirls (Spurrichtung, Zeitdifferenz und Energieverlust) zur Analyse der Daten benutzt.

Die auftretenden Zweiteilchenkanäle pp (elastische Streuung) und $d\pi^+$ konnten anhand ihrer bekannten Kinematik (Geometrie) aus der Messung extrahiert werden. Nach einer Energieverlustkalibration der 3 Lagen des Szintillatorhodoskops mit $d\pi^+$ Ereignissen konnte die Geschwindigkeit β der geladenen Teilchen berechnet werden. Die daraus bestimmte Auflösung $\Delta\beta/\beta = 4\%$ für Werte $0.38 < \beta < 0.41$ bzw. $\Delta\beta/\beta \approx 12\%$ für Werte $0.84 < \beta < 0.88$ entspricht in etwa der Auflösung, die für eine Flugstrecke von 1 m aus der Flugzeitmessung erwartet wird.

Dieses überraschend gute Ergebnis erlaubte es, die gesamte Offline Analyse der gemessenen Ereignisse durchzuführen. Aus der Geschwindigkeit β und einer Teilchenmasse läßt sich für jede geladene Spur der Impuls und die Gesamtenergie und somit ein Vierervektor $P = (E, \vec{p})$ berechnen. Damit ist jedes Ereignis vollständig bestimmt und mit Hilfe der Methode der Missing Mass Analyse konnten die Dreiteilchenkanäle $pp\pi^0$ und $p\pi^+n$ identifiziert werden.

Durch Abzug des deutlich vorhandenen Untergrunds (Strahlhalo, Reaktionen am Trennflansch), der aus einer Leertargetmessung bestimmt wurde, konnte

die Anzahl der $pp\pi^0$ Ereignisse ermittelt werden. Ein Vergleich mit der Reaktion $d\pi^+$, aus der die Luminosität der Messung ermittelt wurde, lieferte eine Abschätzung für den Wirkungsquerschnitt dieses Dreiteilchenkanals von $\sigma = 246 \pm 50 \mu b$, der gut mit Literaturwerten übereinstimmt.

Eine Monte Carlo Simulation des Detektors, bei der die gemessene Energieauflösung als Parameter verwendet wurde, lieferte eine der gemessenen Verteilung vergleichbare Breite des Spektrums der Missing Mass Quadrate. Zur weiteren physikalischen Interpretation wurde ein kinematischer Fit der Daten durchgeführt, bei dem die Überbestimmtheit der Messung dazu benutzt wird, die Ereignisse mit der Kinematik der Reaktion in Übereinstimmung zu bringen. Die Darstellung der Daten in einem Dalitz-Plot zeigte für die π^+pn Ereignisse deutlich das Signal der Zweiteilchenreaktion π^+d , bei der das Deuteron als Proton-Neutron System mit verschwindender Relativenergie auftritt. Eine weitergehende Interpretation der Daten war auf Grund des hohen Untergrunds noch nicht möglich.

Die vorliegende Auswertung zeigt, daß die Informationen des Stopphodokops allein ausreichen, um alle auftretenden Zwei- und Dreiteilchenkanäle zu identifizieren. Für die Bremsstrahlung $pp\gamma$ war sowohl die Untergrundunterdrückung (Vetozähler fehlte) als auch die $\pi^0 - \gamma$ Separation bei $p_{Beam} = 1.019$ GeV/c erwartungsgemäß nicht gut genug. Durch den Vetozähler für Strahlhalo und Hinzunahme der Flugzeiten bei größeren Abständen ist in künftigen Messungen eine Analyse der Bremsstrahlung auch bei 1 GeV/c möglich.

Als Konsequenz der Erfahrungen dieser Messung wurde ein Vetozählersystem mit 2 Szintillatoren, die den Strahldurchmesser auf das Targetvolumen begrenzen und direkte Treffer von Strahlprotonen im Detektor verhindern, gebaut.

In einer weiteren Strahlzeit im Dezember 1994 bei einem Strahlimpuls von 800 MeV/c wurde die Suche nach $pp\gamma$ Ereignissen fortgesetzt. Als Ergebnis wurden 150 Kandidaten gefunden, deren Zahl aber noch mit der Anzahl von Untergrundereignissen in diesem Bereich verträglich ist, da auch bei dieser Messung der Vetozähler für Strahlhalo nicht eingebaut war. Die Ergebnisse der Strahlzeiten im Mai und Dezember 1994 zeigen, daß ein System aus Vetozähler, Target und Vorwärtshodoskop ausreicht, um bei 800 MeV/c Bremsstrahlung zu messen.

Im April 1995 wurde bei einem Impuls der Protonen von 2.75 GeV/c nach Ereignissen aus der assoziierten Strangeness Produktion gesucht. Erste Reaktionen des Typs $pp \rightarrow pK^+\Lambda$ wurden auf Grund der Signatur des verzögerten Λ -Zerfalls in den Rohdaten gefunden.

Neben der Entwicklung des Ring-Detektors, der Anfang 1996 einsatzbereit sein wird und durch die vergrößerte Akzeptanz des Detektors längere Flugstrecken erlaubt, haben Testmessungen an Modulen eines Energiekalorimeters stattgefunden. Außer der Messung der totalen Energie von gestoppten Teilchen soll eine Unterscheidung von positiven und negativen Pionen er-

folgen. Da die negativen Pionen vom Kern eingefangen werden, werden sie prompt in der starken Wechselwirkung mit dem Kern annihiliert. Der schwache Zerfall der positiven Pionen mit einer mittleren Lebensdauer von 26 ns in Myonen und der anschließende Zerfall dieser Myonen, der im Mittel nach $2 \mu\text{s}$ erfolgt, ergeben eine charakteristische Signatur, die zur Unterscheidung dienen kann.

Überlegungen zu einem Schauerdetektor in Rückwärtsrichtung, mit dem die Photonen aus der Bremsstrahlung oder dem Zerfall von Pionen oder η -Mesonen nachgewiesen werden, sind neu in die Diskussion gekommen. Ein Nachweis der Photonen ergibt außer einer deutlichen Unterdrückung von Untergrund eine bessere Rekonstruktion der Photonenrichtung.

Anhang A

Einige Formeln zum Quirl

Wie schon in vorhergehenden Kapiteln beschrieben gibt es einige nützliche Relationen, die die besondere Geometrie der archimedischen Spiralen betreffen, die an dieser Stelle in kompakter Form zusammengestellt sind. In Polarkoordinaten lautet die Gleichung einer archimedischen Spirale, die unter einem Startwinkel von 0° beginnt:

$$r = k \cdot \phi_{Spirale} \quad (A.1)$$

mit

$$k = \frac{r_{max}}{\phi_{max}}$$

Für verschiedene Startwinkel und unter Berücksichtigung der verwendeten Nomenklatur der Szintillatorelemente erhält man einen Winkel im Weltkoordinatensystem von

$$\phi_{Wks} = n \cdot \Delta\phi + 180^\circ - \phi_{Spirale} \quad (A.2)$$

bzw.

$$\phi_{Wks} = m \cdot \Delta\phi + 180^\circ + \phi_{Spirale} \quad (A.3)$$

für links- bzw. rechtsgewundene Elemente. Unter $\Delta\phi$ versteht man den Öffnungswinkel der Spiralen, der von der Anzahl der Elemente pro Lage abhängt; $\phi_{Spirale}$ bezeichnet den unter (A.1) definierten Winkel auf einer Spirale, n und m die Nummern der jeweiligen Elemente.

Aus den Formeln (A.2) und (A.3) lassen sich durch Subtraktion bzw. Addition einige einfache aber nützliche Relationen herleiten:

$$\phi_{Spirale} = \frac{1}{2}(n - m) \cdot \Delta\phi \quad (A.4)$$

$$= \frac{1}{k} \cdot r \quad (A.5)$$

$$\phi_{Wks} = \frac{1}{2} \cdot [(n + m) \cdot \Delta\phi + 360^\circ] \quad (A.6)$$

Wie ersichtlich ist die Differenz der Elementnummern ($n - m$) proportional zum Radius r , die Addition ($n + m$) proportional zum Winkel ϕ_{Wks} im Weltkoordinatensystem ¹.

Daraus kann nun eine einfache Bedingung für eine gültige Dreifach Koinzidenz formuliert werden. Der Winkel ϕ_{Wks} im WKS muß mit der Elementnummer eines der beiden geraden Segmente übereinstimmen, die das jeweilige Pixel überdecken. Sollen auch die Nebapixel, die in der Projektion des Detektors auf eine Kugel erkennbar werden, in der Auswertung berücksichtigt werden, kann diese Bedingung auf die beiden angrenzenden geraden Elemente erweitert werden.

Eine weitere wichtige Größe, die bei der Korrektur der Lichtsammelzeiten benötigt wird, ist die Bogenlänge s der archimedischen Spirale. Für eine Kurve $r = r(\phi)$ in Polarkoordinaten ist

$$s = \int_{\phi_1}^{\phi_2} ds = \int_{\phi_1}^{\phi_2} \sqrt{(r^2 + r'^2)} d\phi$$

[Bron87]. Durch Einsetzen von Gleichung (A.1) erhält man:

$$s = \left[\frac{1}{2}k \cdot (\phi \sqrt{\phi^2 + 1}) + \operatorname{arsinh}(\phi) \right]_{\phi_1}^{\phi_2}$$

Für die Elemente des Quirl Detektors ergibt sich eine Bogenlänge vom Strahlrohrloch bei $r=4.2$ cm bis zum maximalen Radius von $r=58$ cm von $s=108.6$ cm.

Wie in Kapitel 6.1 beschrieben, sind bei einer parallelen Projektion des Detektors (senkrechter Einfall) die gebildeten Pixel Dreiecke mit einer konstanten Grundseite, die die Länge Δr hat. Somit wird die Fläche des Detektors in konzentrische Ringe unterteilt, deren Fläche von außen nach innen abnimmt. Bezeichnet man die Nummern der Pixel mit $i=0..23$ von außen nach innen, so ergibt sich für die Flächen eines Ringes:

$$F = \pi((r_i^2 - r_{i+1}^2))$$

Aus der Bedingung $r_{i+1} = r_i - \Delta r$ mit $\Delta r = \text{konst.}$ folgt:

$$F \sim i$$

¹Bemerkung: Wenn der Fall $m > n$ berechnet werden soll, muß m durch $(m - 24)$ ersetzt werden.

Anhang B

Eichtabellen

Pixel-Nummer	ADC-Mittelwert
0	340.0
1	334.8
2	334.1
3	332.7
4	334.5
5	339.3
6	341.2
7	343.1
8	345.5
9	348.0
10	350.1
11	351.0
12	353.9
13	353.5
14	355.4
15	359.8
16	363.8
17	364.9
18	366.6
19	372.0
20	377.0
21	394.8
22	406.0

Tabelle B.1: Ortsabhängige Photonenausbeute für die geraden Szintillatorelemente. Pixel-Nummer 0 entspricht dem äußersten Pixel des Detektors. Pixel 23 fehlt auf Grund des Strahlrohrlochs.

Pixel-Nummer	ADC-Mittelwert
0	381.0
1	362.5
2	316.0
3	290.0
4	267.0
5	252.0
6	235.0
7	225.0
8	220.0
9	210.0
10	207.5
11	200.0
12	198.0
13	197.0
14	197.0
15	200.0
16	205.0
17	212.0
18	227.5
19	243.0
20	268.0
21	310.0
22	360.0

Tabelle B.2: Ortsabhängige Photonenausbeute für die gebogenen Szintillatorelemente. Pixel-Nummer 0 entspricht dem äußersten Pixel des Detektors. Pixel 23 fehlt auf Grund des Strahlrohrlochs.

Zur Energiekalibration der Szintillatoren (siehe Kap. 6.3) und damit zur Berechnung der Geschwindigkeit β der Teilchen werden die aus der Höhenstrahlung gewonnen Werte für die ortsabhängige Photonenausbeute benötigt. Während die Abhängigkeit für die geraden Elemente über den größten Bereich des Szintillators nur schwach ist, besitzen die gewundenen Elemente ein ausgeprägtes Minimum im mittleren Bereich. Bei beiden Geometrien fällt ein gegenüber quaderförmigen Elementen (exponentielle Dämpfung) abweichender Verlauf der Photonenausbeute auf.

Literaturverzeichnis

- [Aeb76] D. Aebischer et al., *Measurements of $pp \rightarrow \pi^+ d$ between 398 MeV and 572 MeV*, Nucl. Phys. B 106 (1976), 214
- [Ber93] A.M. Bergdolt et al., *Total cross section of the $pp \rightarrow pp\eta$ reaction near threshold*, Phys. Rev. D 48 (1993), R2969
- [Berg88] J. Berger et al., *Identification of the $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ Reaction Very Near Threshold: Cross Section and Deuteron Tensor Analyzing Power*, Phys. Rev. Lett. 61 (1988), 919
- [Bert85] P. Berthet et al., *Very backward π^0 and η^0 production by proton projectiles on a deuterium target at intermediate energies*, Nucl. Phys. A 443 (1985), 589
- [Bron87] Bronstein, Semendjajew, *Taschenbuch der Mathematik*, Verlag Harri Deutsch, Thun (1987)
- [Brow91] V. R. Brown et al., *Proton-proton bremsstrahlung calculations at 280 MeV*, Phys. Rev. C 44 (1991), 1296
- [Bra92] H. Brand et al., *Hardware and software for the COSY-TOF spectrometer*, Annual Report 1992, Jül-2726, 7
- [Chi94] E. Chiavassa et al., *Measurement of the $pp \rightarrow pp\eta$ total cross section between 1.265 and 1.5 GeV*, Phys. Lett. B 322 (1994), 270
- [Dah94] M. Dahmen et al., *A Three Layer Circular Scintillator Hodoscope*, NIM A 348 (1994), 97
- [Emp89] A. Empl, *Untersuchung eines Szintillations-Detektors besonderer Form*, Diplomarbeit, Universität Bonn (1989), Jül-Spez-510
- [Fla84] V. Flaminio et al., *Compilation of cross-sections, III: p and $\bar{p}$ induced reactions*, CERN-HERA 84-01
- [Fras89] R. Frascaria et al., *Nuovo Cimento* 102A (1989), 561

- [Fra74] H. Frauenfelder, E. Henley, *Subatomic Physics*, Prentice-Hall Physics Series, (1974)
- [Ger90] J.F. Germond and C. Wilkin, *The $pp \rightarrow pp\eta$ reaction near threshold*, Nucl. Phys. A 518 (1990), 308
- [Gey94] R. Geyer, private Mitteilungen
- [Her93] V. Herrmann, *Proton-Proton- und Neutron-Proton- Bremsstrahlung im Potentialmodell*, Dissertation, Universität Bonn (1993), Jül-2840
- [Hig94] HIGZ, *High Level Interface to Graphics and Zebra, User's Guide, CERN Program Library Long Writeup Q120*, CERN, Geneva (1994)
- [Jae94] V. Jaeckle et al., *A liquid hydrogen/deuterium target with very thin windows*, NIM A 349 (1994), 15
- [Jet94] M. Jetter, *Nucleon-nucleon potentials and their test with bremsstrahlung*, Phys. Rev. C 49 (1994), 1832
- [Jon82] G. Jones, *$NN \rightarrow \pi d$ AND $NN \rightarrow NN\pi$; A REVIEW OF EXPERIMENTAL RESULTS*, AIP Conference Proceedings, Number 79, AIP 1982
- [Kil85] K. Kilian, L. Mazzone und G. Novellini, CERN EP internal report 85-02 (1985)
- [Kil86] K. Kilian, *Assoziierte Strangeness Produktion in pp Reaktionen*, COSY Note No. 62 (1986)
- [Kil88] K. Kilian, *Ideale Detektoren für Hadronenphysik an COSY*, CANU Arbeitstreffen Detektorentwicklung und Experimente an COSY (1988), Jül-Spez-445
- [Kil90] K. Kilian und H. Nann, *Meson Production and Velocity Matching*, AIP Conference Reports 221, New York (1990), 185
- [Kir94] M. Kirsch, *Entwicklung und Aufbau eines Detektorsystems zur Messung der assoziierten Strangenessproduktion im Proton-Proton-Stoß*, Dissertation, Universität Erlangen (1994)
- [Kuh89] E. Kuhlmann et al., *COSY Proposal 9* (1989)
- [Lag88] J.M. Laget und J.F. Lecolley, *Direct Evidence for Three-Body Mechanisms in the Reaction $p + \bar{d} \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$* , Phys. Rev. Lett. 61 (1988), 2069

- [Lag91a] J.M. Laget, F. Wellers and J.F. Lecolley, *η -meson production in nucleon-nucleon collisions*, Phys. Lett. B 257 (1991), 254
- [Lag91b] J.M. Laget, *Strangeness production in nucleon-nucleon collisions*, Phys. Lett. B 259 (1991), 24
- [Lan94] S. Lange, *Extraktion von Bremsstrahlungsereignissen in Proton-Proton-Reaktionen durch Anwendung künstlicher neuronaler Netze*, Dissertation, Universität Bochum (1994)
- [Liu89] L.C. Liu et al., *Proton-induced production of η on nuclei*, Phys. Rev. C 40 (1989), 832
- [Lyo86] L. Lyons, *Statistics for nuclear and particle physicists*, Cambridge University Press 1986
- [Mai94] R. Maier, *Status of the Cooler Synchrotron COSY Jülich*, Berichte des Forschungszentrums Jülich (1994), Jül-2965
- [Mic90] K. Michelian, *Proton-proton bremsstrahlung at 280 MeV*, Phys. Rev. D 41 (1990), 2689
- [Mic92] P. Michel et al., *Test of the Start Detector System for the Investigation of the pp-Bremsstrahlung with the COSY Time-of-Flight Spectrometer (TOF)*, Annual Report 1992, Jül-2726, 5
- [Mic93] P. Michel et al., *Investigation of Light-Readout from Long Straight Scintillating Stripes for the COSY-TOF Stop Detector*, Annual Report 1993, Forschungszentrum Rossendorf e.V., FZR-35, 84
- [Mün94] A. Mündel, *Zweikörperströme in der Proton-Proton-Bremsstrahlung*, Diplomarbeit, Universität Bonn (1994)
- [Nak93] C. Nake, *Optimierung eines Flüssig-Wasserstoff/Deuterium-Targets mit äußerst dünnen Folienfenstern*, Diplomarbeit, Universität Bonn (1993), Jül-2820
- [Nef77] B.M.K. Nefkens et al., *Proton-Proton Bremsstrahlung at 730 MeV*, Phys. Rev. Lett. 38 (1977), 876
- [Pat95] J. Patt, Diplomarbeit, Universität Bonn (1995), to be published
- [PDG92] Particle Data Group, *Review of Particle Properties*, Phys. Rev. D 45 (1992), Part II
- [PDG94] Particle Data Group, *Review of Particle Properties*, Phys. Rev. D 50 (1994), 1173

- [Plo88] F. Plouin et al., *Threshold productions: η and π^0 beams at SATURNE*, Beitrag zum Workshop über "Production and Decay of Light Mesons" (edited by P. Fleury), World Scientific Verlag (1988), 114
- [Plo92] F. Plouin et al., *The η -meson mass*, Phys. Lett. B 276 (1992), 526
- [Prz92] B.v.Przewoski et al., *Differential cross section for proton-proton bremsstrahlung at 294 MeV*, Phys. Rev. C 45 (1992), 2001
- [Rin91] P. Ringe, *Ein Detektor für COSY: Überlegungen zu einem Datenerfassungssystem für das Flugzeitspektrometer*, Diplomarbeit, Universität Bochum (1991)
- [Rod89] E. Roderburg et al., *COSY Proposal 12* (1989)
- [Rod93] E. Roderburg et al., *Studies of η and η' measurements with the Time Of Flight spectrometer at COSY*, Acta Physica Polonica B Vol.24 (1993), 1629
- [Ros83] J. L. Rosner, *Quark content of neutral mesons*, Phys. Rev. D 27 (1983), 1101
- [Schu95] U. Schuberth *The Reaction $pp \rightarrow pp\eta$ close to Threshold*, Dissertation, Uppsala (1995)
- [Schü95] A. Schülke, Dissertation, Universität Dresden (1995), to be published
- [Sef88] T. Sefzick, *Der schnelle Triggerszintillator für das JETSET-Experiment*, Diplomarbeit, Universität Bonn (1988), Jül-Spez-480
- [Sie94] R. Siebert et al., *High resolution study of hyperon-nucleon interactions by associated strangeness production in pp collisions*, Nucl. Phys. A 567 (1994), 819
- [Shi82a] F. Shimizu et al., *Measurement of the pp cross sections in the momentum range 0.9-2.0 GeV/c*, Nucl. Phys. A 386 (1982), 571
- [Shi82b] F. Shimizu et al., *Study of pp interactions in the momentum range 0.9 - 2.0 GeV/c*, Nucl. Phys. A 389 (1982), 445
- [Ste94] O. Steinkamp, *Messung der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \phi\phi$ am Experiment JETSET*, Dissertation, Universität Bonn (1994), Jül-2877
- [Ster95] G. Sterzenbach, private Mitteilungen

- [Str94] R. Stratmann, *Entwicklung einer Influenzdriftkammer für Experimente an COSY und Untersuchung von Hochrateneffekten nach einem neuartigen Verfahren*, Dissertation, Universität Bonn (1994), Jül-2901
- [Thi93] J. Thimmel, *Untersuchung der Lichtausbeute von Plastikszintillatoren*, Diplomarbeit, Universität Bonn (1993), Jül-2804
- [Tur89] P. Turek et al., *COSY Proposal 15*, 1989
- [Wat94] M. Waters, *The Reaction $pd \rightarrow {}^3\text{He}\eta$ at 200 MeV Excess Energy*, Dissertation, Universität Bonn (1994), Jül-2917
- [Wer91] R. Werding, *Ein Detektor für COSY: Untersuchungen von Photovervielfachern und Szintillatoren für das Flugzeitspektrometer*, Diplomarbeit, Universität Bochum (1991)
- [Wir95] S. Wirth, Dissertation, Universität Erlangen (1995), to be published

Danksagung

Während meiner Doktorarbeit habe ich viele Menschen kennengelernt, die dazu beigetragen, daß ich mich bei meiner Arbeit und in Jülich wohlfühlte habe. Dafür bedanke ich mich bei

Herrn Prof. Dr. Kurt Kilian, der mir die Wahl des Themas ermöglichte, und für seine Fähigkeit, komplexe Sachverhalte einfach zu erklären, auch wenn die Verwirklichung der Ideen meist längere Zeit in Anspruch nahm.

Herrn Prof. Dr. J. Bisplinghoff für die Übernahme des Korreferats und seine Anregung eine Gebühr von 5,- für jede komplexe Formel auf einer Vortragsfolie zu erheben.

Herrn Dr. Eduard Roderburg für die vorzügliche Betreuung meiner Doktorarbeit und die vielen schönen Erinnerungen, die mir von einigen Rad- und Wandertouren bleiben werden.

Herrn Dr. habil. Walter Oelert, durch den ich an der interessanten Suche nach Anti-Wasserstoffatomen teilnehmen konnte. Ob 'Anti-Eis' wohl auch schmeckt?

Herrn Dr. Rudolf Maier, der mir die Möglichkeit gab, meine Ergebnisse mit der nötigen Ruhe zu erlangen.

Herrn Dr. P. Turek für seine Anstöße, auch ohne Einsatz von Computern gute Ideen zu entwickeln und seine Unterstützung unserer Fußballmannschaft besonders nach Niederlagen.

Dem Graduiertenkolleg Bonn 'Die Erforschung subnuklearer Strukturen der Materie' für die Förderung und Unterstützung meiner Arbeit und die interessanten Diskussionen besonders während der Studientage.

Der Arbeitsgruppe im Institut für Kernphysik Ralf Bröders, Dr. Reiner Geyer, Dr. Dieter Grzonka, Volkmar Jaeckle, Christoph Nake, Volker Renken, Dr. Michael Rook, Kirsten Sachs, Dr. Thomas Sefzick, Dr. Rüdiger Stratmann, Dr. Martin Waters, Magnus Wolke und den vielen anderen für die schönen Aktivitäten auch außerhalb der Arbeitszeit.

Dr. Reiner Geyer für die gemeinsame Arbeit bei der Datenauswertung und die vielen Diskussionen, die auch die größten Höhenflüge immer wieder auf den physikalischen Boden der Tatsachen zurückführten.

Dem 'Ehemaligen' Dr. Rüdiger Stratmann für die gemeinsame Zeit während der Entwicklung der IDC und der Anfänge der TOF Auswertung und dafür, daß bei der Wohnungsrenovierung nicht das ganze Haus im Dunkeln stand.

Der COSY-TOF Kollaboration, den Werkstätten im Forschungszentrum Jülich und der COSY Betriebsmannschaft, ohne die der Aufbau und die Durchführung der Messung nicht möglich gewesen wäre.

Der IKP Fußballmannschaft für ihre Bereitschaft auch Doppellinksfüßer in

ihren Reihen spielen zu lassen.

Ein besonderer Dank gilt meiner Frau Karin, meinen Eltern und meinen Freunden, die mir während der Zeit meines Studiums zur Seite gestanden haben und auch bei Verlängerung und Elfmeterschießen mir den nötigen Halt gaben.

Jül-3140
November 1995
ISSN 0944-2952