

**Untersuchung der
 ω - und ϕ - Produktion
in Proton- Proton- Stößen
nahe der Reaktionsschwelle**

**Inaugural-Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften der
Justus-Liebig-Universität Gießen
(Fachbereich Physik)**

vorgelegt von

ARNDT BRENSCHEDE
aus Dornburg

**II. Physikalisches Institut
der Justus-Liebig-Universität Gießen**

August 1997

Dekan: Prof. Dr. H. Schramm
I. Berichterstatter: Prof. Dr. W. Kühn
II. Berichterstatter: Prof. Dr. E. Salzborn
Tag der mündlichen Prüfung: 19. September 1997

Zusammenfassung

Die Produktion der leichten Vektormesonen ω und ϕ in Proton - Proton Stößen wurde bei einer Strahlenergie von 2.85 GeV am Protonen-Synchrotron SATURNE am “Laboratoire National de Saturne” in Saclay (Frankreich) untersucht.

Das Verzweigungsverhältnis zwischen den Endzuständen $pp\phi$ und $pp\omega$ ist von fundamentaler Bedeutung für das Verständnis der Struktur der Nukleonen. Abweichungen von der Vorhersage der Okubo-Zweig-Iizuka (OZI) Regel, derzufolge die Produktion von ϕ -Mesonen stark unterdrückt ist, lassen Rückschlüsse auf den Anteil seltsamer Quarks in der Wellenfunktion des Protons zu.

Die Wirkungsquerschnitte für die Produktion dieser Mesonen nahe der Schwelle sind auch im Hinblick auf das an der GSI Darmstadt im Aufbau befindliche Dileptonen-Spektrometer HADES von großer Bedeutung. Mit HADES sollen Vektormesonen aus relativistischen Schwerionenstößen über ihren Zerfall in e^+e^- -Paare nachgewiesen werden, um mögliche Änderungen ihrer Eigenschaften in komprimierter Kernmaterie zu untersuchen. Zur Interpretation der Dileptonenspektren sind die elementaren Wirkungsquerschnitte der Reaktionen zwischen einzelnen Hadronen erforderlich. Insbesondere der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von ϕ -Mesonen in Stößen zwischen Nukleonen nahe der Schwelle ist jedoch bisher nicht bekannt.

Die Experimente wurden mit dem DISTO Spektrometer durchgeführt. DISTO ist ein Magnetspektrometer zum Nachweis geladener Teilchen. Durch die große geometrische Akzeptanz ist es möglich, Reaktionen mit 4 geladenen Teilchen im Ausgangskanal vollständig zu rekonstruieren. Zusätzliche Hodoskope aus Plastik-Szintillatoren sowie Wasser-Cherenkov Detektoren ermöglichen die Unterscheidung von Protonen, Pionen und Kaonen.

Es war möglich, aus ca. 300 Millionen registrierten Ereignissen etwa 40000 Ereignisse des Typs $pp \rightarrow pp\omega \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$ und ungefähr 65 Ereignisse des Typs $pp \rightarrow pp\phi \rightarrow ppK^+K^-$ zu rekonstruieren. Nach den erforderlichen Akzeptanzkorrekturen wurde damit das Verhältnis $\sigma(pp \rightarrow pp\phi)/\sigma(pp \rightarrow pp\omega)$ zu $(1.5 \pm 0.5_{-0.6}^{+1.3}) * 10^{-3} (\pm stat \pm sys)$ bestimmt. Berücksichtigt man die notwendigen Phasenraumkorrekturen, so zeigt dieses Ergebnis eine Überhöhung gegenüber der OZI-Vorhersage um einen Faktor 5, ähnlich wie es auch bei höheren Energien beobachtet wird.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Motivation	1
1.1	Fundamentale Kräfte	1
1.2	Die Quantenchromodynamik	1
1.3	Mesonenproduktion	2
1.4	Vektormesonen aus Proton Proton Stößen	4
1.4.1	Die Okubo-Zweig-Iizuka (OZI) Regel	4
1.4.2	Strangeness im Nukleon ?	6
1.5	Vektormesonen aus Schwerionenstößen	7
1.5.1	Das HADES Spektrometer	8
2	Aufbau und Durchführung	13
2.1	Beschleuniger SATURNE am LNS	13
2.2	Das DISTO-Spektrometer	14
2.3	Elektronik	16
2.4	Datenaufnahme	17
2.5	Durchführung des Experiments	18
2.5.1	Ereignis-Trigger	18
2.5.2	Detektoreigenschaften	19
3	Auswertung der Daten	25
3.1	Bestimmung der Spurparameter	25
3.1.1	Koordinatensysteme	25
3.1.2	Spur-Fit	26
3.1.3	Spur-Suche	29
3.1.4	Vertex-Rekonstruktion	32
3.1.5	Geometrische Kalibration des Spektrometers	32
3.2	Teilchen-Identifizierung	34
3.3	Ereignis-Rekonstruktion	35
3.3.1	Allgemeine Auswahlkriterien	35
3.3.2	Rekonstruktion des $pp\omega$ Endzustandes	35
3.3.3	Rekonstruktion des $pp\phi$ Endzustandes	38

4	Simulation der Detektoreffizienz	43
4.1	Reaktionsdynamik	44
4.1.1	ω -Zerfall	46
4.1.2	$pp\omega$ -Reaktionsdynamik	46
4.2	Cherenkov-Detektor	52
4.2.1	Simulation des Cherenkov-Signals	52
4.2.2	Cherenkov Effizienz	53
4.3	Tracking-Effizienz	55
4.3.1	Korrelierte Effizienzverluste	56
4.4	Trigger-Effizienz	58
5	Ergebnisse und Diskussion	61
5.1	Das ϕ/ω -Verhältnis	61
5.1.1	Messfehlerabschätzung	61
5.1.2	Der Wirkungsquerschnitt für ϕ -Produktion	62
5.2	Diskussion des Ergebnisses	62
5.2.1	Vergleich mit Rechnungen	64
5.2.2	Vergleich mit $p\bar{p}$ -Daten	65
5.2.3	Erklärung durch $s\bar{s}$ -Anteil im Nukleon	66
6	Ausblick	67
A	Berechnung der Phasenraumkorrektur	69

Kapitel 1

Einleitung und Motivation

1.1 Fundamentale Kräfte

Das Verständnis der fundamentalen Kräfte ist ein wesentliches Ziel der modernen Physik. Nach unserem heutigen Verständnis gibt es 3 verschiedene Kräfte: Gravitation, elektroschwache Kraft und starke Kraft. In der Vergangenheit wurden bereits wesentliche Fortschritte beim Verständnis dieser Kräfte erzielt, angefangen bei der Theorie der Gravitation durch Newton (1687) bzw. Einstein (1915), den elektromagnetischen Feldgleichungen durch Maxwell (1864) bis hin zur Vereinheitlichung der elektromagnetischen und der schwachen Kraft zur elektroschwachen Kraft durch Weinberg und Salam (1967).

Die starke Wechselwirkung jedoch hat sich bis heute einer vollständigen Beschreibung entzogen. Teilchen, die an der starken Wechselwirkung teilnehmen, nennt man Hadronen. Nach dem Standardmodell sind die Hadronen aus Unterbausteinen, den sogenannten "Quarks" zusammengesetzt. Quarks tragen eine von 3 "Farben" und in der Natur kommen nur farbneutrale Objekte vor, entweder solche aus 3 Quarks (oder Antiquarks) mit verschiedenen Farben oder solche aus einem Quark und einem Antiquark der gleichen Farbe (bzw. Antifarbe). Objekte aus 3 Quarks nennt man Baryonen (zu denen auch das Proton und das Neutron gehören), Quark-Antiquark-Paare nennt man Mesonen. Die starke Wechselwirkung zwischen den Quarks wird durch Austauschbosonen, den sogenannten "Gluonen" vermittelt.

1.2 Die Quantenchromodynamik

Es gibt heute eine allgemein anerkannte Quantenfeldtheorie der starken Wechselwirkung, die "Quantenchromodynamik" (QCD). Jedoch sind die zugrundeliegenden Gleichungen mit heutigen Methoden nur für Spezialfälle lösbar. Man unterscheidet daher zwei Bereiche der starken Wechselwirkung:

- im *perturbativen Bereich* lassen sich die zugrundeliegenden Gleichungen störungstheoretisch behandeln und lösen. Auf diese Weise lassen sich z.B. Stöße zwischen Protonen bei sehr großen Energien ($Q^2 > 100 \text{ GeV}^2$) näherungsweise beschreiben.
- im *nicht-perturbativen Bereich* sind die Impulsüberträge in der Größenordnung der typischen hadronischen Skala, $Q^2 \approx 1 \text{ GeV}^2$. Hier ist eine störungstheoretische Behandlung nicht möglich. Es sind viele vereinfachte Modelle entwickelt worden, die hadronische Prozesse im nicht-perturbativen Bereich mehr oder weniger gut beschreiben, ihnen ist jedoch gemeinsam, daß sie entweder eine Vielzahl von Parametern enthalten oder die experimentellen Daten nur unzureichend wiedergeben. Auf der anderen Seite versucht man mit Hilfe der "Lattice-QCD" die Feldgleichungen zu diskretisieren und mit Hilfe leistungsfähiger Computer numerisch zu lösen. Die Lattice-QCD stößt jedoch sehr schnell an die Grenzen der verfügbaren Rechenleistung, sodaß gegenwärtig die Quark-Felder nur indirekt berücksichtigt werden können und außerdem keine dynamischen Prozesse berechnet werden können.

Die Tatsache, daß sich so fundamentale Größen wie die Massen, magnetische Momente und Strukturfunktionen der Hadronen oder Wirkungsquerschnitte in Stößen zwischen Hadronen theoretisch nicht vorhersagen lassen - obwohl die zugrundeliegenden Feldgleichungen bekannt sind - ist einerseits unbefriedigend, andererseits aber auch eine Herausforderung für Experimentalphysiker. Denn nur durch präzise Daten für ein breites Spektrum von Prozessen, an denen sich theoretische Modelle messen müssen, wird es möglich, die starke Wechselwirkung im nicht-perturbativen Bereich zu verstehen.

1.3 Mesonenproduktion

Eine wichtige Klasse von Prozessen, die durch die starke Wechselwirkung vermittelt werden, ist die Produktion neuer Teilchen in Stößen zwischen Hadronen. In solchen Stößen werden überwiegend Mesonen produziert, da Baryonen aufgrund der Baryonenzahlerhaltung nur paarweise produziert werden können, sodaß dafür sehr viel mehr Energie nötig ist (z.B. benötigt man zur Produktion eines Pions nur 140 MeV, für ein Proton-Antiproton Paar dagegen 1876 MeV).

In Tabelle 1.1 sind die leichten Mesonen aufgelistet, die aus den drei leichtesten Arten von Quarks, nämlich "up", "down" und "strange" aufgebaut sind. Diese Mesonen lassen sich nach ihren Quantenzahlen für Drehimpuls J , Isospin I und seiner dritten Komponente I_3 sowie der Strangeness S ordnen, wie in Abbildung 1.1 dargestellt ist. Mesonen, bei denen die Quark-Spins zu $J=1$ koppeln, heißen "Vektormesonen", solche mit $J=0$ "pseudoskalar". Beide Gruppen lassen sich in $SU(3)$ Multipletts einordnen, jeweils ein $SU(3)$ -Oktett und ein

Tabelle 1.1: Quarkstruktur und Quantenzahlen der leichten Mesonen, die aus u -, d - und s -Quarks aufgebaut sind. Dabei ist J der Spin und P die Parität.

Meson	Masse [MeV/c ²]	Ladung	Lebensdauer [s]	J^P	Quarkstruktur
π^0	135	0	$8.4 \cdot 10^{-17}$	0^-	$ \pi^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\{ u\bar{u}\rangle - d\bar{d}\rangle\}$
π^+	140	1	$2.6 \cdot 10^{-8}$	0^-	$ \pi^+\rangle = u\bar{d}\rangle$
π^-	140	-1	$2.6 \cdot 10^{-8}$	0^-	$ \pi^-\rangle = d\bar{u}\rangle$
η	547	0	$5.5 \cdot 10^{-19}$	0^-	$ \eta\rangle \simeq \frac{1}{\sqrt{6}}\{ u\bar{u}\rangle + d\bar{d}\rangle - 2 s\bar{s}\rangle\}$
η'	958	0	$3.3 \cdot 10^{-21}$	0^-	$ \eta'\rangle \simeq \frac{1}{\sqrt{3}}\{ u\bar{u}\rangle + d\bar{d}\rangle + s\bar{s}\rangle\}$
K^+	494	1	$1.2 \cdot 10^{-8}$	0^-	$ K^+\rangle = u\bar{s}\rangle$
K^-	494	-1	$1.2 \cdot 10^{-8}$	0^-	$ K^-\rangle = s\bar{u}\rangle$
K^0	498	0	$\tau_{K_S} = 8.9 \cdot 10^{-11}$	0^-	$ K^0\rangle = d\bar{s}\rangle$
\bar{K}^0	498	0	$\tau_{K_L} = 5.2 \cdot 10^{-8}$	0^-	$ \bar{K}^0\rangle = s\bar{d}\rangle$
ρ^0	770	0	$4.3 \cdot 10^{-24}$	1^-	$ \rho^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\{ u\bar{u}\rangle - d\bar{d}\rangle\}$
ρ^+	770	1	$4.3 \cdot 10^{-24}$	1^-	$ \rho^+\rangle = u\bar{d}\rangle$
ρ^-	770	-1	$4.3 \cdot 10^{-24}$	1^-	$ \rho^-\rangle = d\bar{u}\rangle$
ω	783	0	$7.6 \cdot 10^{-23}$	1^-	$ \omega\rangle \simeq \frac{1}{\sqrt{2}}\{ u\bar{u}\rangle + d\bar{d}\rangle\}$
ϕ	1019	0	$1.5 \cdot 10^{-22}$	1^-	$ \phi\rangle \simeq s\bar{s}\rangle$
K^{*+}	892	1	$1.3 \cdot 10^{-23}$	1^-	$ K^{*+}\rangle = u\bar{s}\rangle$
K^{*-}	892	-1	$1.3 \cdot 10^{-23}$	1^-	$ K^{*-}\rangle = s\bar{u}\rangle$
K^{*0}	896	0	$1.3 \cdot 10^{-23}$	1^-	$ K^{*0}\rangle = d\bar{s}\rangle$
\bar{K}^{*0}	896	0	$1.3 \cdot 10^{-23}$	1^-	$ \bar{K}^{*0}\rangle = s\bar{d}\rangle$

SU(3)-Singlett. Die physikalisch beobachteten Mesonen mit $I=S=0$ sind jedoch keine reinen Oktett und Singlett-Zustände, sondern Linearkombinationen davon. Die zugehörigen Mischungswinkel sind bei den pseudoskalaren Mesonen (η, η') $\approx -11^\circ$ und bei den Vektormesonen (ω, ϕ) $\approx 39^\circ$. Bei einem Mischungswinkel von $\arcsin(1/\sqrt{3})=35.3^\circ$ spricht man von "idealer Mischung", das ϕ -Meson entspräche dann einem reinen $s\bar{s}$ -Zustand, was in der Praxis nahezu gegeben ist. Dies hat zum Beispiel zur Folge, daß beim Zerfall der ϕ -Mesonen das Verzweungsverhältnis in K^+K^- (50%) größer ist als das in $\pi^+\pi^-\pi^0$ (15%), obwohl die Phasenraumfaktoren aufgrund des größeren Q-Wertes den 3π -Zerfall (600 MeV) gegenüber dem K^+K^- Zerfall (32 MeV) bevorzugen[Per87].

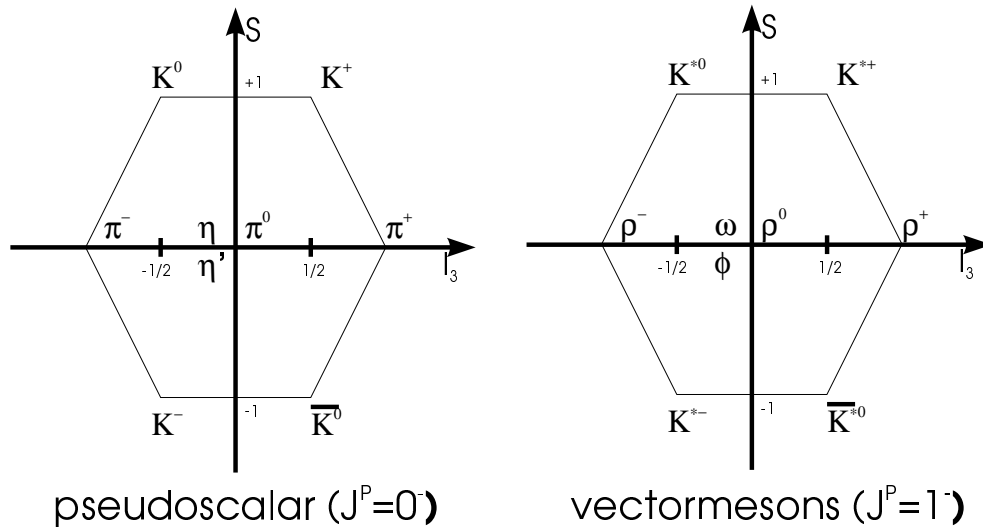


Abb. 1.1: Die leichten Mesonen lassen sich in $SU(3)$ -Multipletts einordnen, jeweils für $J=0$ (pseudoskalare Mesonen) und $J=1$ (Vektormesonen).

1.4 Vektormesonen aus Proton Proton Stößen

Die Vektormesonen ω und ϕ stimmen zwar in allen Quantenzahlen überein (Ladung, Spin, Parität, Isospin, Seltsamkeit) jedoch ist das ϕ -Meson ein fast reiner $s\bar{s}$ -Zustand ist, während ω -Mesonen fast keine s -Quarks enthalten. Beobachtet man die Produktion von ω - und ϕ -Mesonen in Stößen zwischen Hadronen, so können Unterschiede in den Wirkungsquerschnitten mit der Quarkstruktur der beteiligten Teilchen in Verbindung gebracht werden. In dem "naiven Quark-Bild" bestehen Nukleonen, also Protonen und Neutronen, nur aus up- und down-Quarks. In diesem Bild werden in Stößen zwischen Nukleonen mehr ω - als ϕ -Mesonen produziert, weil die up- und down Quarks, aus denen ω -Mesonen aufgebaut sind, in den Nukleonen ja bereits enthalten sind, die s -Quarks dagegen nicht. Diese Tatsache kann quantitativ mit Hilfe der OZI-Regel beschrieben werden.

1.4.1 Die Okubo-Zweig-Iizuka (OZI) Regel

Die OZI-Regel [Oku65][Oku77][Zwe64][Iiz66] besagt, daß Prozesse, für die es keine Diagramme mit zusammenhängenden Quarklinien gibt, verboten sind. Den Prozess $pp \rightarrow pp\omega$ kann man sich vorstellen als eine Rekombination von Quarks und Antiquarks, die in den Nukleonen bereits vorhanden sind, entweder als Valenzquarks oder im sogenannten Quark-Antiquark See. Dies ist im linken Teil der Abbildung 1.2 als Pseudo-Feynmann-Diagramm dargestellt. Nimmt man an, daß im Quark-Antiquark See der Nukleonen keine $s\bar{s}$ -Paare vorhanden sind und das ϕ -Meson ein reiner $s\bar{s}$ Zustand ist, so gibt es kein derartiges Diagramm für den Prozess $pp \rightarrow pp\phi$. Das Diagramm in niedrigster Ordnung enthält einen Austausch

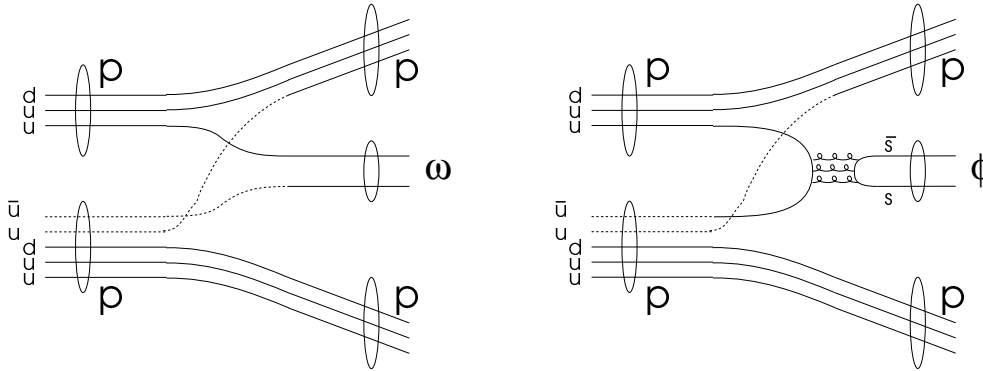


Abb. 1.2: Nach der OZI-Regel sind Prozesse, die nicht durch Diagramme mit zusammenhängenden Quark-Linien beschrieben werden können, stark unterdrückt. Unter der Annahme, daß ϕ -Mesonen reine $s\bar{s}$ -Zustände sind und Nukleonen keine s -Quarks enthalten, könnten ϕ -Mesonen in pp -Stößen nur durch Diagramme höherer Ordnung mit dem Austausch von 3 Gluonen produziert werden.

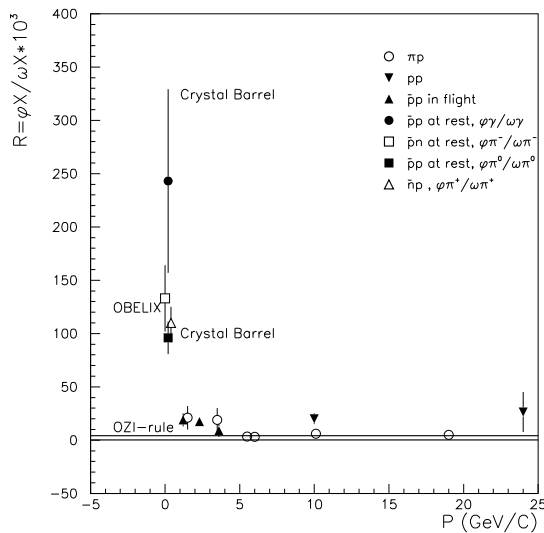


Abb. 1.3: ϕ/ω -Verhältnisse in Einheiten von 10^{-3} aus verschiedenen Reaktionen als Funktion des Strahlimpulses (Zusammenstellung aus [Ell95]). Während in πp Stößen die gemessenen ϕ/ω -Verhältnisse mit der Vorhersage der OZI-Regel ($4.2 \cdot 10^{-3}$, durch die waagrechte Linie dargestellt) übereinstimmen, sind sie in Nukleon-Nukleon-Reaktionen etwas größer ($\approx 20 \cdot 10^{-3}$) [Blo75][Bal77]. Noch sehr viel größere ϕ/ω -Verhältnisse werden in einigen Kanälen der Nukleon-Antinukleon-Vernichtung [Cry95][Ast91] beobachtet.

von 3 Gluonen und ist stark unterdrückt (siehe Abbildung 1.2, rechts). Beobachtet man dennoch einen endlichen Wirkungsquerschnitt für den Prozess $pp \rightarrow pp\phi$, so kann dies auf einen Anteil von $u\bar{u}$ oder $d\bar{d}$ in der ϕ -Wellenfunktion aufgrund der Abweichung vom idealen Mischungswinkel, oder aber auf eine Beimischung von $s\bar{s}$ -Paaren in der Wellenfunktion des Nukleons zurückzuführen sein. Die Abweichung vom idealen Mischungswinkel läßt sich berechnen, z.B. aus der (quadratischen) Gell-Mann-Okubo Massenformel. Man erhält daraus ein Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für die Produktion von ϕ - und ω -Mesonen von $4.2 \cdot 10^{-3}$ wenn man von Phasenraumkorrekturen absieht [Ell95].

Experimentell sind Abweichungen von der Vorhersage der OZI-Regel gefunden

worden. Abbildung 1.3 zeigt eine Zusammenstellung gemessener ϕ/ω -Verhältnisse (aus[Ell95]). Während in Stößen zwischen Pionen und Nukleonen das gemessene ϕ/ω -Verhältnis mit der OZI-Regel vertraglich ist, ist es in Stößen zwischen Nukleonen bei großen Energien etwas größer ($\approx 20 \cdot 10^{-3}$)[Blo75][Bal77]. Sehr viel größere ϕ/ω -Verhältnisse wurden jedoch in der Vernichtung von Nukleon-Antinukleon-Paaren in Ruhe aus einem relativen S-Zustand beobachtet[Cry95]. Dieser Effekt ist theoretisch noch nicht verstanden, aber Gegenstand aktueller Untersuchungen[Ell95][Buz94][Loc93].

1.4.2 Strangeness im Nukleon ?

Eine mögliche Erklärung für ein erhöhtes ϕ/ω -Verhältnis ist ein Anteil von $s\bar{s}$ -Paaren in der Nukleon-Wellenfunktion. Diese Frage wird auch im Zusammenhang mit anderen Experimenten diskutiert:

- in der tief-inelastischen Streuung von polarisierten Leptonen an polarisierten Nukleonen läßt sich über die spinabhängigen Strukturfunktionen der Anteil des Nukleonenspins, der von den up- und down-Quarks getragen wird, bestimmen. Man stellt dabei fest, daß diese Quarks, aus denen die Nukleonen im “naiven Quarkbild” ja ausschließlich bestehen, nur zu einem kleinen Teil zum Spin der Nukleonen von 1/2 beitragen. Der Rest muß entweder von den Gluonen getragen werden oder von Bahndrehimpulsen von Quarks und Gluonen oder aber von polarisierten $s\bar{s}$ -Paaren. QCD-Summenregeln erlauben aus fundamentalen Gesetzen der QCD Aussagen über die spinabhängigen Strukturfunktionen. Die Ellis-Jaffe Summenregel[Ell74a][Ell74b] macht eine Vorhersage über die ersten Momente der Strukturfunktion $g_1(x)$ für Protonen und Neutronen:

$$\Gamma_1^p = \int_0^1 g_1^p dx = 0.185$$

$$\Gamma_1^n = \int_0^1 g_1^n dx = 0.024$$

$$\text{mit } g_1(x) = \frac{1}{2} \sum e_i^2 [q_i^+(x) - q_i^-(x)] \quad i = u, d, s$$

Dabei werden Isospin-Invarianz und $SU(3)_F$ -Symmetrie angenommen und außerdem, daß es keinen polarisierten $s\bar{s}$ -See gibt:

$$\Delta s = \int_0^1 [s^+(x) - s^-(x) + \bar{s}^+(x) - \bar{s}^-(x)] dx = 0$$

Die Ellis-Jaffe Summenregel wird experimentell nicht bestätigt (siehe zum Beispiel [Hug95]). Eine mögliche Erklärung ist, daß die Annahme $\Delta s = 0$ nicht erfüllt ist, es also im Nukleon einen polarisierten $s\bar{s}$ -See gibt, der einen erheblichen Teil zum Gesamtspin beiträgt.

- In der Reaktion $\vec{p}p \rightarrow pKY$ läßt sich aus der Polarisation des Hyperons Y ($Y=\Lambda, \Sigma$) der Spintransfer von dem polarisierten Proton auf das s -Quark des Hyperons bestimmen. Ein solcher Spintransfer ist zu erwarten, wenn ein Teil des Nukleonspins von s -Quarks getragen wird. Frühere Experimente konnten die Λ -Hyperonen jedoch nur inklusiv messen und daher nicht von Σ -Hyperonen unterscheiden, die in $\Lambda\gamma$ zerfallen. Eine neue Generation von Experimenten (DISTO[Dis96][Mag95], COSY-TOF[Rod96]) wird diese Reaktionen jedoch exklusiv vermessen können.
- durch Pion-Nukleon-Streuung kann der sogenannte “ π -N-Sigma-Term” bestimmt werden:

$$\Sigma^{\pi N} = \frac{m_u + m_d}{2} \langle p | \bar{u}u + \bar{d}d | p \rangle$$

der sich zu etwa 45 MeV ergibt[Gas91]. Durch die Gell-Mann-Okubo Massenformel und die Annahme $\langle p | \bar{s}s | p \rangle = 0$ ergibt sich (nach Korrekturen höherer Ordnung) $\Sigma^{\pi N} = 35 \text{ MeV}$. Aus dieser Abweichung ermittelt man:

$$\frac{\langle p | \bar{s}s | p \rangle}{\langle p | \bar{u}u + \bar{d}d | p \rangle} \approx 0.2$$

1.5 Vektormesonen aus Schwerionenstößen

Die Beobachtung von Mesonenproduktion in Stößen zwischen schweren Ionen bietet die Gelegenheit, die Eigenschaften von Kernmaterie unter extremen Bedingungen zu untersuchen. Die Mesonen dienen dabei als Sonden, die Informationen über die Kollision liefern. Dabei entsteht jedoch in der Regel das Problem, daß diese Mesonen mit der umgebenden hadronischen Materie stark wechselwirken und die Kollisionszone nicht ungehindert verlassen können. Die Mesonen, die man schließlich im Detektor nachweisen kann, haben nach ihrer Entstehung meist mehrere Streuprozesse durchlaufen und/oder wurden von Nukleonen unter Anregung in eine Resonanz absorbiert und anschließend wieder reemittiert. Dadurch geht die Information über den Zustand der Kernmaterie in der heißen, komprimierten Zone verloren und man erhält schließlich ein Abbild des Systems zum “Freeze-out” Zeitpunkt, d.h. wenn das System soweit expandiert ist, daß die einzelnen Teilchen nicht mehr miteinander wechselwirken. Um dennoch Aussagen über die komprimierte Phase machen zu können, benötigt man dann mikroskopische Transportrechnungen, mit denen die Ergebnisse verglichen werden können. Auch hier nehmen die Vektormesonen wieder eine Sonderstellung ein. Da sie die gleichen Quantenzahlen wie das Photon besitzen ($J^P = 1^-$), können sie sich in ein virtuelles Photon verwandeln, daß dann in ein Lepton-Paar zerfällt. Da die Leptonen nicht stark wechselwirken, können sie die Kollisionszone nahezu ungehindert verlassen. Mißt man also die Leptonen-Paare aus einer solchen Kollision, so kann man über ihre invariante Masse das ursprüngliche Vektormeson

Tabelle 1.2: Übersicht über die Zerfallskanäle und Lebensdauern der leichten, neutralen Vektormesonen ρ, ω, ϕ .

Meson	Masse [MeV/c ²]	Breite [MeV/c ²]	Lebensdauer [fm/c]	Hauptzerfall- Kanal	e^+e^- Verzweigungs Verhältnis
ρ^0	770	152	1.3	$\pi^+\pi^-$	$4.4 * 10^{-5}$
ω	783	8.43	23.4	$\pi^+\pi^-\pi^0$	$7.2 * 10^{-5}$
ϕ	1019	4.43	44.4	K^+K^-	$3.1 * 10^{-4}$

identifizieren und der Impuls des Lepton-Paares entspricht dem Impuls des Vektormesons.

Die Lebensdauern der Vektormesonen sind in der selben Größenordnung wie die Lebensdauer der komprimierten Phase während einer Schwerionenkollision (≈ 10 fm/c bei 1 AGeV). Nur die Mesonen, die in dieser Phase wieder zerfallen, tragen noch Informationen über die heiße, verdichtete Kernmaterie. In Tabelle 1.2 sind die leichten, neutralen Vektormesonen mit ihren Lebensdauern und wesentlichen Zerfallseigenschaften aufgelistet. Man erkennt, daß insbesondere das ρ -Meson mit einer Lebensdauer von nur 1.3 fm/c vollständig innerhalb der komprimierten Phase wieder zerfällt.

Eine vieldiskutierte Frage ist, ob man in hochdichter Kernmaterie Hinweise für eine Wiederherstellung der chiralen Symmetrie findet[Lut92]. Die chirale Symmetrie folgt aus der Tatsache, daß die Massen der up- und down Quarks nahezu null sind ($\approx 5-10$ MeV/c²), sodaß die Helizität von linkshändigen und rechthändigen Quarks einzeln erhalten ist. Die chirale Symmetrie ist jedoch im Vakuum durch den endlichen $\langle q\bar{q} \rangle$ Erwartungswert (das sogenannte chirale Kondensat) "spontan" gebrochen. Die relativ große "Konsituenten-Quark-Masse" von up- und down Quarks (≈ 300 MeV/c²) ist dynamisch erzeugt durch eine Kopplung der Quarks an das chirale Kondensat. Es gibt theoretische Vorhersagen[Lut92], daß schon bei Kernmateriedichten von wenigen ρ_0 die chirale Symmetrie restauriert wird und das chirale Kondensat verschwindet. Dies wäre beobachtbar als eine Reduzierung der Masse und/oder einer Zunahme der Breite der Vektormesonen[Bro91] und könnte somit über den Dileptonenzerfall experimentell nachgewiesen werden.

1.5.1 Das HADES Spektrometer

Eine wesentliche Herausforderung bei der Dileptonenspektroskopie ist, daß der Zerfall in Dileptonen als elektromagnetischer Prozess gegenüber den hadronischen Zerfällen um einen Faktor $\approx \alpha_{em}^2 \approx 10^{-4}$ unterdrückt ist, so daß man es mit sehr

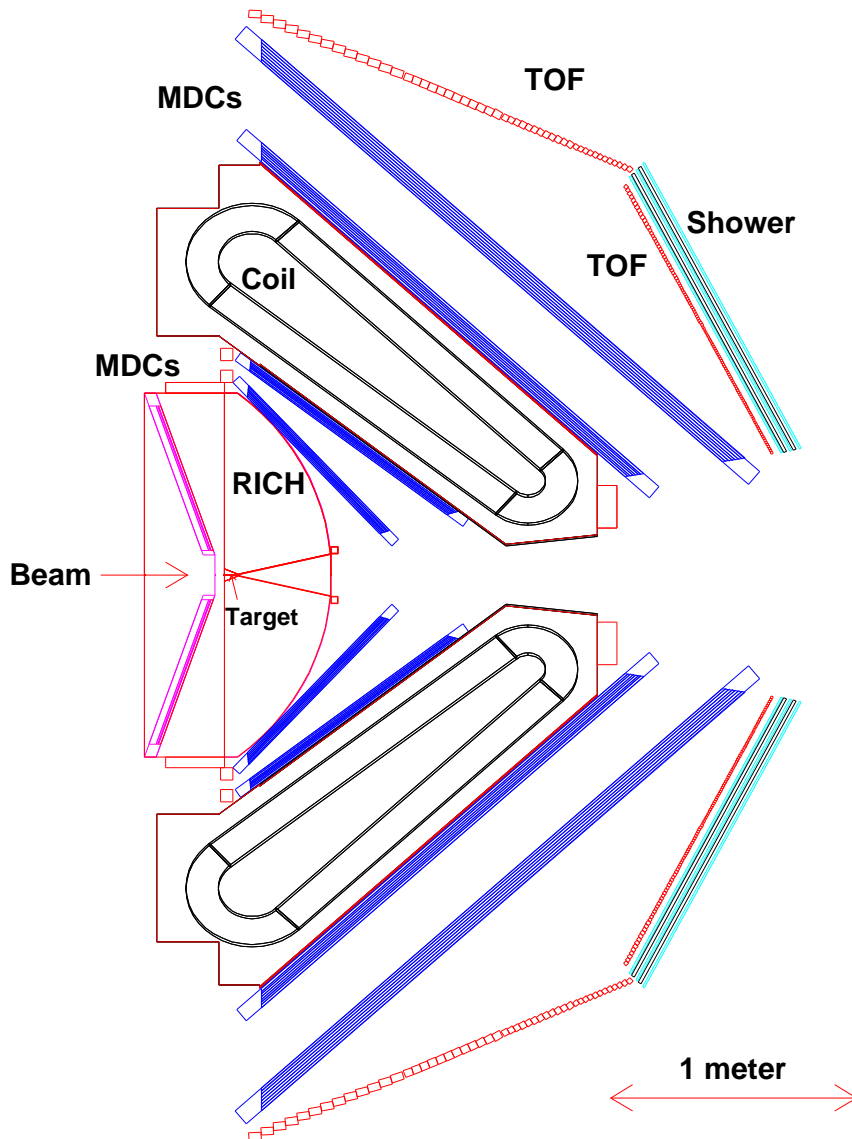


Abb. 1.4: Schematische Darstellung des im Bau befindlichen HADES-Spektrometers. Im inneren Teil um das Target befindet sich ein schneller, ringabbildender Cherenkov-Detektor (RICH) mit einem gasförmigen Radiator (C_4F_{10}) und einer festen Photokathode aus CsI. Er dient zur Identifikation der Elektronen. Weiter außen befindet sich zur Impulsmessung ein Magnetspektrometer aus supraleitenden Spulen sowie Mini-Drift-Kammern (MDCs) vor und hinter dem Magnetfeld. Ganz außen befinden sich zur weiteren Teilchenidentifizierung eine Flugzeitwand aus Plastikszintillatoren (TOF) sowie ein Sandwichdetektor aus Blei und Drahtkammern mit Pad-Auslese (SHOWER), der Elektronen anhand ihrer elektromagnetischen Schauer identifizieren kann.

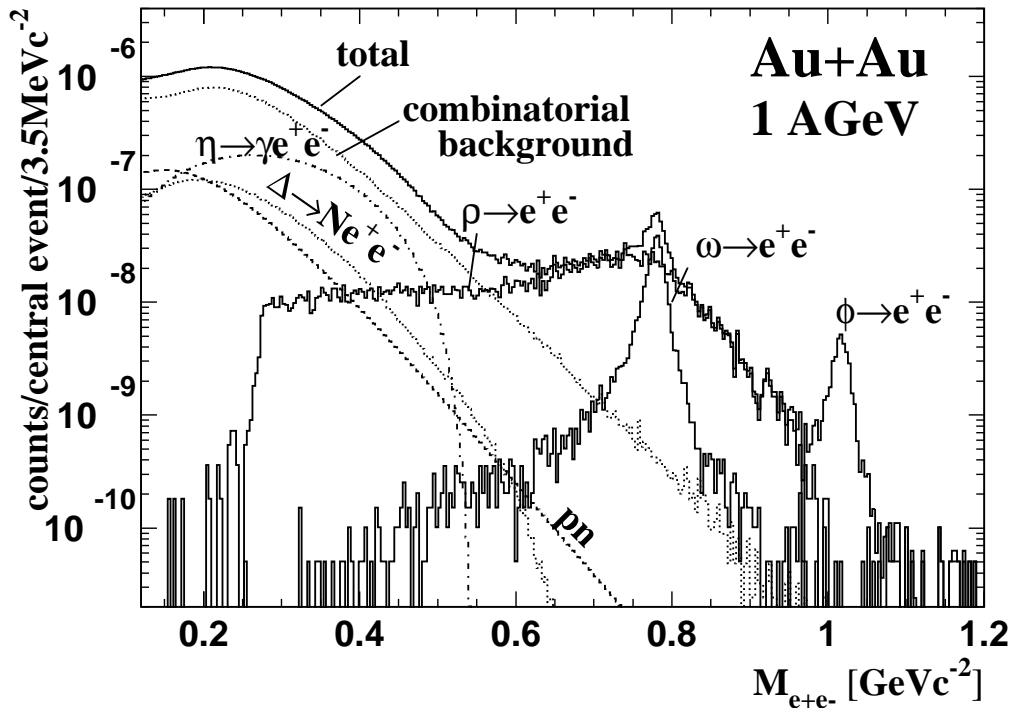


Abb. 1.5: Ergebnis einer Monte-Carlo Simulation für das Di-Elektronen Massenspektrum, wie es mit HADES in zentralen Au-Au Stößen bei 1 AGeV gemessen werden soll. Man erkennt, daß das invariante Massenspektrum oberhalb von etwa 500 MeV/c² vollständig durch den e⁺e⁻-Zerfall der Vektormesonen ρ , ω , ϕ dominiert ist, während bei kleinen Massen primär kontinuierliche Quellen beitragen.

geringen Zählraten in einem viel größeren Untergrund aus Hadronen zu tun hat. Das High-Acceptance-Di-Elektronen-Spektrometer HADES [Had94], das zur Zeit am Forschungszentrum GSI in Darmstadt aufgebaut wird, ist geeignet, um diese Fragen zu untersuchen. Erste Experimente mit HADES sind für Anfang 1999 geplant. Es ist so konzipiert, daß es eine große Akzeptanz für e⁺e⁻-Paare hat und sehr große Ereignisraten ($\approx 10^6/s$) verarbeiten kann. Die Elektronen und Positronen können durch mehrere unabhängige Detektoren von Hadronen unterschieden werden. Die wesentliche Komponente dazu ist ein ringabbildender Cherenkov-Detektor, bei dem die Elektronen über ihre ultraviolette Cherenkov-Strahlung in einem Radiator-Gas nachgewiesen werden. Der Brechungsindex des Radiator-Gases ist dabei so gewählt, daß nur Elektronen und Positronen Cherenkov-Licht erzeugen können und der Detektor somit "Hadronen-Blind" ist. Abbildung 1.4 zeigt eine schematische Abbildung des Spektrometers. Abbildung 1.5 zeigt ein aus Monte-Carlo Simulationen des vollständigen Detektorsystems mit realistischen Annahmen für die Detektoreigenschaften gewonnenes e⁺e⁻-Massenspektrum aus zentralen Au-Au Stößen bei 1 AGeV.

Zur Interpretation solcher e⁺e⁻-Spektren sind die elementaren Wirkungsquerschnitte für die Produktion der Vektormesonen erforderlich. Da die bei GSI

verfügbaren Strahlenergien für Schwerionenstrahlen von typisch 1 AGeV unterhalb der freien Produktionsschwelle für Vektormesonen liegen, sind besonders die Elementarquerschnitte nahe der Schwelle von Interesse. Für die Produktion von ϕ -Mesonen in Stößen zwischen Nucleonen nahe der Schwelle sind jedoch bisher keine Daten verfügbar.

In dieser Arbeit wird über eine Messung von ω - und ϕ - Mesonen aus Proton-Proton-Stößen am SATURNE bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 3$ GeV berichtet, was sehr nahe an der Schwelle für ϕ -Produktion von $\sqrt{s_{th}} = 2.9$ GeV ist. Im nächsten Kapitel wird zunächst das Experiment beschrieben. Im dritten und vierten Kapitel wird auf die Datenauswertung und die Akzeptanzsimulationen eingegangen. Im fünften Kapitel schließlich werden die Ergebnisse diskutiert.

Kapitel 2

Aufbau und Durchführung

Das Experiment wurde am DISTO-Spektrometer durchgeführt, das am Protonen-Synchrotron "SATURNE" aufgebaut ist. Das "Laboratoire Nationale Saturne" (LNS) befindet sich in Saclay etwa 30 km südlich von Paris.

2.1 Beschleuniger SATURNE am LNS

Das LNS verfügt über einen großen Komplex aus Beschleunigeranlagen, Ionenquellen und Detektoren. Das wesentliche Instrument ist das SATURNE-Synchrotron, mit dem Protonen (und leichte Ionen) bis zu einer Energie von 2.95 GeV ($*Z/A$) beschleunigt werden können. Die Intensität, die dabei erreicht werden kann, beträgt bis zu $2 * 10^{11}$ Protonen pro Zyklus. Die Zykluszeit bei der Maximalenergie beträgt 4.7 s, wobei 0.5 s für die Extraktion verwendet werden, der Rest zum Füllen des Synchrotrons und zur Beschleunigung. Die relativ kurze für Experimente nutzbare Extraktionszeit ist bei großen Energien begrenzt durch die thermische Belastung der Magnete, die während der Extraktion die größte Feldstärke liefern müssen und somit den meisten Strom verbrauchen.

Es ist eine ganze Kette von Beschleunigungsstufen erforderlich, um einen derartigen Protonenstrahl bereitzustellen. Polarisierter Protonen werden in der Ionenquelle "HYPERION 1" erzeugt. Dazu wird Wasserstoffgas zunächst in einem Hochfrequenzfeld zu Wasserstoffatomen dissoziiert. Aus diesen Atomen wird ein Atomstrahl erzeugt, aus dem in einem Stern-Gealach Separator zunächst eine Einstellung des Elektronenspins ausgewählt wird. Anschließend werden durch zwei verschiedene Hochfrequenzfelder die Protonen polarisiert. Der polarisierte Atomstrahl wird anschließend durch einen Elektronenstrahl ionisiert und zunächst auf 375 keV beschleunigt. Die Protonen werden danach noch in dem kleineren Synchrotron "MIMAS" vorbeschleunigt, bevor sie in SATURNE eingeschossen und dort auf die Endenergie beschleunigt werden.

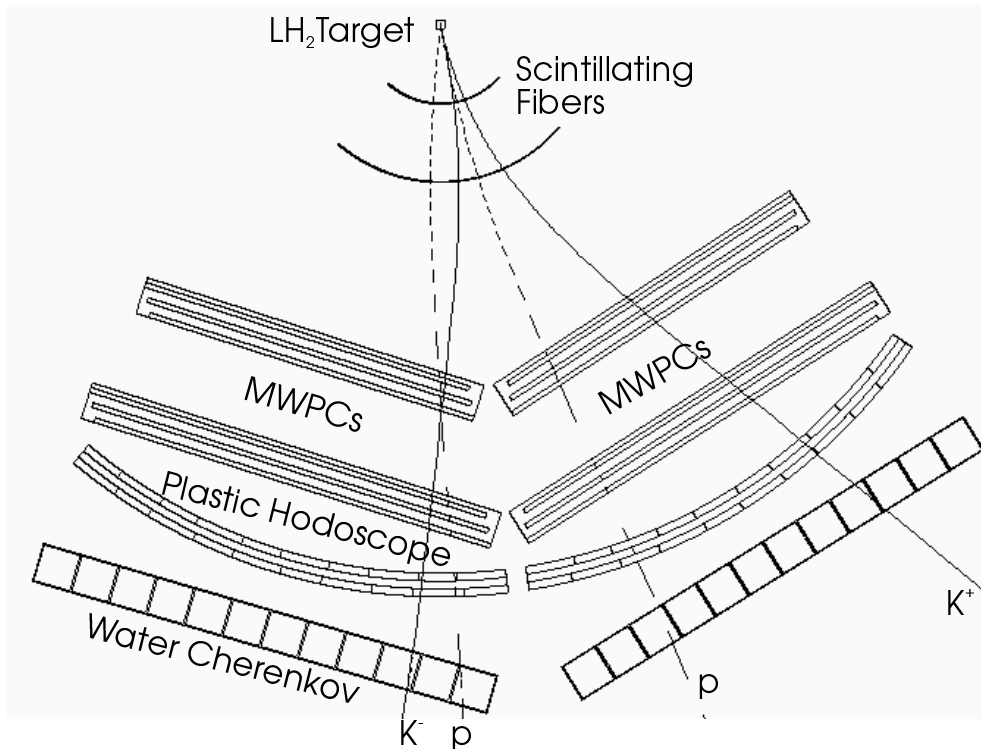


Abb. 2.1: Schematische Darstellung des DISTO-Spektrometers, von oben betrachtet. Der Protonenstrahl trifft auf ein 2 cm langes Flüssigwasserstoff-Target. Das Target ist im Abstand von 20 cm und 40 cm von zylindrischen Faser-Detektoren umgeben. Target und Faser-Detektoren befinden sich in einem Magnetfeld von 1.47 T. Außerhalb des Magnetfeldes befinden sich Vieldrahtproportionalkammern (MWPC), ein Plastik-Hodoskop und ein segmentierter Wasser-Cherenkovdetektor. Außerdem gezeigt sind die Spuren der geladenen Teilchen aus einem simulierten $pp \rightarrow pp\phi \rightarrow ppK^+K^-$ Ereignis.

2.2 Das DISTO-Spektrometer

Der Name "DISTO" wurde aus den Orten der zu Beginn beteiligten Institute zusammengesetzt: Dubna, Indiana, Saclay, Torino. Später wurde die Kollaboration erweitert durch Gruppen aus Darmstadt, Frankfurt, Gießen, Krakau und Vancouver, sodaß an der Kollaboration jetzt mehr als 40 Physiker aus aller Welt beteiligt sind[Dis96].

DISTO ist im wesentlichen ein (nicht-fokussierendes) Magnetspektrometer. Das Magnetfeld wird von einem Dipolmagneten erzeugt, der zwischen seinen Polschuhchen ein magnetisches Feld von 1.47 T erreicht. Innerhalb dieses Feldes ist ein Flüssig-Wasserstoff-Target und Detektoren aus szintillierenden Fasern untergebracht.

Abbildung 2.1 zeigt schematisch das Spektrometer mit dem Target und den De-

tektoren. Die Magnetfeldlinien (nicht im Bild) verlaufen in einem Bereich von ca 60 cm um das Target senkrecht zur Papierebene. Die geometrische Akzeptanz beträgt ca $\pm 15^\circ$ vertikal und $\pm 45^\circ$ horizontal.

Das Flüssig-Wasserstoff (LH_2) Target besteht aus einer zylindrischen Zelle von 20 mm Länge und 20 mm Durchmesser, dessen Wände aus 100 μm dickem Mylar bestehen. Diese Zelle befindet sich in einem Vakuumsystem, das im Bereich der Detektorakzeptanz in 4 cm Abstand durch einen kugelförmigen Behälter aus $\text{C}_2\text{H}_3\text{Cl}$ mit einer Massenbelegung von 0.075 g/cm^2 begrenzt ist. Der Abstand dieses Behälters von der Wasserstoff-Zelle ist groß genug, um anhand des rekonstruierten Wechselwirkungspunktes ("Vertex") Ereignisse im LH_2 von solchen im $\text{C}_2\text{H}_3\text{Cl}$ unterscheiden zu können.

Im Abstand von 20cm und 40cm um das Target befinden sich jeweils zwei Detektoren aus szintillierenden Fasern, von denen jeder aus 3 Lagen besteht, die Fasern unter verschiedenen Winkeln (0° , $\pm 45^\circ$) enthalten. Eine solche Anordnung aus drei Ebenen wird im folgenden "Triplet" genannt. Insgesamt bestehen diese Detektoren aus 3456 quadratischen Fasern von 1 mm^2 Querschnitt, von denen jede einzelne über einen Lichtleiter auf einen Multi-Anoden Photomultiplier (Hamamatsu H5828, 80 Anoden) geführt ist. Die Anoden der insgesamt 36 Photomultiplier werden mit dem PCOS III System (LeCroy) digital ausgelesen. Die Faserdetektoren werden benutzt, um die Teilchenspuren und daraus den Vertex-Punkt zu rekonstruieren.

Außerhalb des Magnetfeldes im Abstand von ca. 90 und 120 cm befinden sich Vieldrahtproportionalkammern ("Multi-Wire-Proportional-Chamber", MWPC), die ebenfalls zur Rekonstruktion der Teilchenspuren verwendet werden. Der logische Aufbau entspricht dem der Faser-Detektoren (Zwei Sets aus je zwei Triplets = 12 Ebenen), nur daß die Winkel hier (90° , $\pm 45^\circ$) sind. Die Kammern werden mit einer Mischung aus Argon, Isobutan und Wasserdampf als Zählgas und einer Hochspannung von ca. 1900 V betrieben. Insgesamt haben diese Kammern 2048 Signaldrähte (mit Abständen von 3 mm bzw 4 mm) die ebenfalls über das PCOS III System digital ausgelesen werden.

Faser- und Drahtkammerebenen werden im folgenden in folgender Weise bezeichnet: Rechts/Links, Triplettnummer (0/1 = innere/äußere Fasern, 2/3 = innere/äußere Drahtkammern), Ebenentyp ($Y=0^\circ$, $U=45^\circ$, $V=-45^\circ$, $X=90^\circ$). Also z.B. bezeichnet L2U die Drahtebene des linken, inneren Drahtkammertriples, deren Drähte einen Winkel von 45° aufweisen.

Hinter den Drahtkammern befindet sich noch ein Hodoskop aus 32 einzelnen Plastik-Szintillatoren, das für die Erzeugung des Triggers und zur Teilchenidentifizierung anhand von Flugzeit und Energieverlust verwendet wird.

Der äußerste Detektor schließlich ist ein segmentierter Wasser-Cherenkov-Detektor aus 24 einzelnen Modulen, die das von geladenen Teilchen erzeugte Cherenkov-Licht messen und so ebenfalls zur Teilchenidentifikation verwendet werden können. (siehe Abschnitt 3.2).

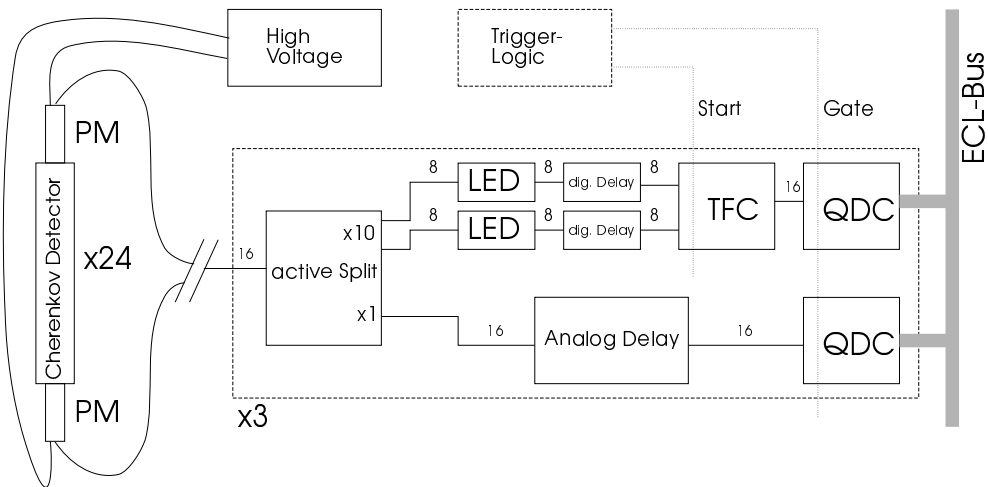


Abb. 2.2: Schematische Darstellung der Elektronik zur Auslese der Cherenkov-Detektoren. Zur Erläuterung der Abkürzungen siehe Text.

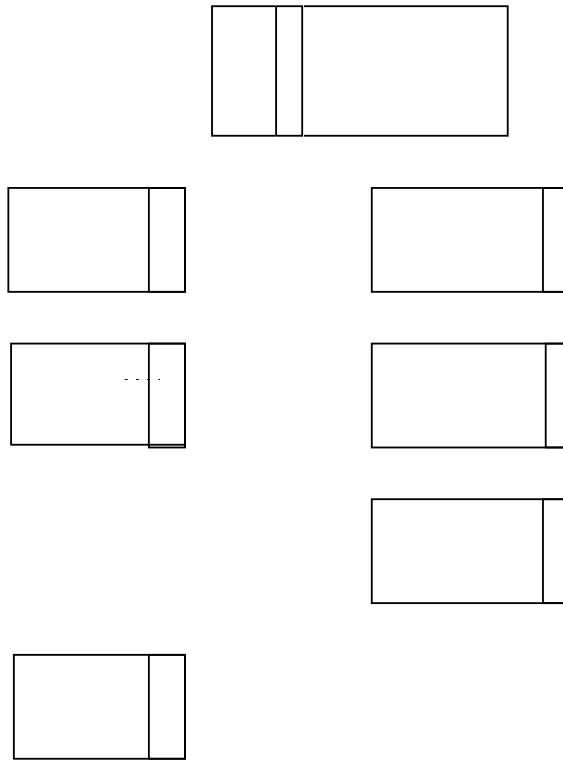
2.3 Elektronik

Zum Betrieb des Spektrometers ist umfangreiche Elektronik erforderlich, z.B. für die Auslese der Detektorsignale, die Datenaufnahme, die Bereitstellung der Hochspannungen für die Detektoren oder für die Erzeugung des Ereignis-Triggers. Diese Elektronik ist überwiegend aus Standard-Modulen für NIM- oder CAMAC-Einschubsysteme aufgebaut.

Am Beispiel der Elektronik zur Auslese des Cherenkov-Detektors soll dies näher erläutert werden (siehe Abbildung 2.2). Der Cherenkov-Detektor besteht aus 24 Modulen, von denen jedes durch 2 Photomultiplier ausgelesen wird. Diese 48 Signale werden einzeln über Koaxialkabel vom Detektor zur Messhütte geführt. Dort werden sie durch aktive Teiler (active Split) in zwei Zweige geteilt.

Der "Analog-Zweig" wird durch eine Verzögerungsschaltung um 220 ns verzögert und auf die Analog-Digital-Wandler (QDC) gegeben. Der "Zeit-Zweig" wird durch den aktiven Teiler verstärkt und durch einen Diskriminator ("Leading Edge Discriminator", LED) in ein Digitalsignal verwandelt. Dieses wird dann durch eine Digitalverzögerung ebenfalls verzögert (um 380 ns) und als Stop-Signal auf einen "Time-to-Fera-Converter" (TFC) gegeben. Der TFC erzeugt ein Ausgangssignal, dessen Fläche der Zeitdifferenz zwischen Start- und Stop-Signal proportional ist und durch einen nachgeschalteten QDC digitalisiert werden kann. Das Startsignal für den TFC wird vom Ereignis-Trigger abgeleitet.

Die Verzögerung im Analogzweig von 220 ns ist notwendig, da die Erzeugung des Ereignis-Triggers und damit der Gate-Signale für die QDC's eine gewisse Zeit in Anspruch nimmt. Die Gate-Signale müssen jedoch *vor* den Analogsignalen an den QDC's anliegen. Die Verwendung von Verzögerungskabeln war aus Platz-



An den ECL-Bus angeschlossen ist sowohl das PCOS-III System, mit dem die Drahtkammern und die Faserdetektoren ausgelesen werden als auch die QDC-Module (LeCroy 4300B), die für die Auslese der Pulshöhen des Plastik-Hodoskops und des Cherenkov-Detektors verwendet werden (und mit vorgeschalteten "Time-to-Digital-Converter"-Modulen (LeCroy 4303) auch für dessen Zeitinformationen).

Da alle ECL-Module über eine interne Nullunterdrückung verfügen, muß über den ECL-Bus nur die Information über die aktiven Detektoren übertragen werden. Dabei handelt es sich im Mittel um 300-400 Bytes pro Ereignis, so daß bis zu 30000 Ereignisse pro Burst (0.5 s) übertragen werden könnten. Die tatsächlich verwendeten Ereignisraten sind jedoch durch die Forderung nach einer geringen Totzeit ($\approx 10\%$) und durch den verfügbaren Pufferspeicher (2 MB) auf etwa 3000 Ereignisse pro Burst begrenzt.

Zusätzlich zum ECL-Bus werden auch herkömmliche CAMAC-Module über den CAMAC-Bus ausgelesen, diese jedoch nur einmal pro Burst. Dabei handelt es sich insbesondere um Zähler ("Scaler"), die Einzelzählraten von Detektoren oder die Information über die Strahlpolarisation liefern, und um ADC-Module, die z.B. die aktuelle Hochspannung der Drahtkammern protokollieren.

In einem VME-Bus-System befinden sich sowohl der ECL-Puffer-Speicher und der CAMAC-Controller. Beide werden von einem VME-CPU-Board ausgelesen, und die Informationen über einen SCSI-Bus auf ein DLT-Bandgerät ("Digital Linear Tape") geschrieben. DLT-Bandgeräte des verwendeten Typs (DLT-2000) können eine Datenrate von 1.5 MB/s aufzeichnen, wobei die Kapazität pro Kassette 10 GB (unkomprimiert) beträgt.

Zusätzlich sind eine Reihe von RISC-CPU's, die ebenfalls an den VME-Bus angeschlossen sind, vorgesehen, um die Daten vor der Speicherung vorzuverarbeiten und so die Datenrate zu vermindern ("second level trigger"). Von dieser Funktion wurde jedoch für die in der vorliegenden Arbeit beschriebenen Experimente kein Gebrauch gemacht.

2.5 Durchführung des Experiments

Die Meßdaten, die in dieser Arbeit ausgewertet werden, wurden im November/Dezember 1996 in einer 2-wöchigen Strahlzeit aufgezeichnet. Während dieser Zeit wurden etwa 300 Millionen Ereignisse auf DLT-Kassetten gespeichert, was einem Datenvolumen von 100 GB entspricht.

2.5.1 Ereignis-Trigger

Unter dem "Trigger" (Auslöser) versteht man die Elektronik, die anhand der Detektorsignale entscheidet, ob ein Ereignis stattgefunden hat, das aufgezeichnet werden soll. Die Trigger-Bedingung muß so gewählt sein, daß sie die Ereignisse,

die für das jeweilige Experiment von Interesse sind, mit möglichst hoher Effizienz akzeptiert, während andere Ereignisse möglichst unterdrückt werden sollen.

Für die Triggerelektronik stehen die Multiplizitätsinformationen des Plastikhodoskops (einzeln pro Segment, 0 oder 1) und der Faserdetektoren (pro Ebene, Zahl der aktiven Fasern) zur Verfügung. Diese Signale können analog addiert und mit 2-Schwellen-Diskriminatoren gegen eine untere und eine obere Schwelle diskriminiert werden. Ein spezielles Logik-Matrix-Modul erzeugt aus diesen Diskriminatorsignalen anhand einer beliebig programmierbaren logischen Funktion das Triggersignal.

In dem vorliegenden Experiment sollten Reaktionskanäle mit vier geladenen Teilchen im Endzustand untersucht werden. Die Triggerbedingung für das Plastikhodoskop wurde deshalb so gewählt, das sie in der Regel nur von mindestens 4 Teilchen erfüllt werden kann:

$$X \geq 3 \quad \text{und} \quad Y \geq 3 \quad \text{und} \quad (X \geq 4 \quad \text{oder} \quad Y \geq 4)$$

Dabei sind X und Y die Zahlen der aktiven vertikalen und horizontalen Segmente. Zusätzlich wurde für die Multiplizität in den Faserdetektoren verlangt:

$$Y_0 \geq 2 \quad \text{und} \quad Y_1 \geq 3 \quad \text{und} \quad U_0 \geq 1 \quad \text{und} \quad V_0 \geq 1 \quad \text{und} \quad U_1 \geq 1 \quad \text{und} \quad V_1 \geq 1$$

Dabei sind Y_0 , U_0 und V_0 jeweils die Summen der Multiplizitäten der entsprechenden Ebenen im linken und rechten inneren Faserdetektor, Y_1 , U_1 und V_1 entsprechend für den äußeren Faserdetektor.

2.5.2 Detektoreigenschaften

Die Drahtkammern konnten während der gesamten Meßzeit überwiegend stabil im Plateaubereich betrieben werden, wobei die Nachweiseffizienzen typisch 95% waren. Gelegentlich wurden jedoch einzelne Ebenen nach einem unzulässigen Anstieg des Ruhestromes von der Hochspannungsautomatik abgeschaltet und mußten anschließend während einer Erholungsphase von typisch einer Stunde bei einer geringeren Spannung betrieben werden, bei der die Nachweiseffizienz dann nahezu 0 ist. Abbildung 2.4 zeigt die Effizienz-Profile am Beispiel des inneren rechten Drahtkammertripplets (R2). Man erkennt, daß die Effizienz (abgesehen von Verlusten an den Rändern) gleichmäßig gut ist.

Die Faserdetektoren dagegen waren zeitlich stabil, jedoch war deren durchschnittliche Nachweiseffizienz nur etwa 70%. Tabelle 2.1 zeigt die (ortsgemittelten) Nachweiseffizienzen der einzelnen Faser-Ebenen in Prozent für drei verschiedene Bereiche der Teilchengeschwindigkeit ($\beta^{-2} \approx 1/2/4$) und damit des Ionisationsvermögens[Bed97]. Diese Werte wurden aus Daten berechnet, die mit einem Trigger aufgezeichnet wurden, der die Faserdetektoren nicht enthielt. Dazu wurde die Spursuche durchgeführt, ohne das jeweils zu untersuchende Faser-Triplett zu

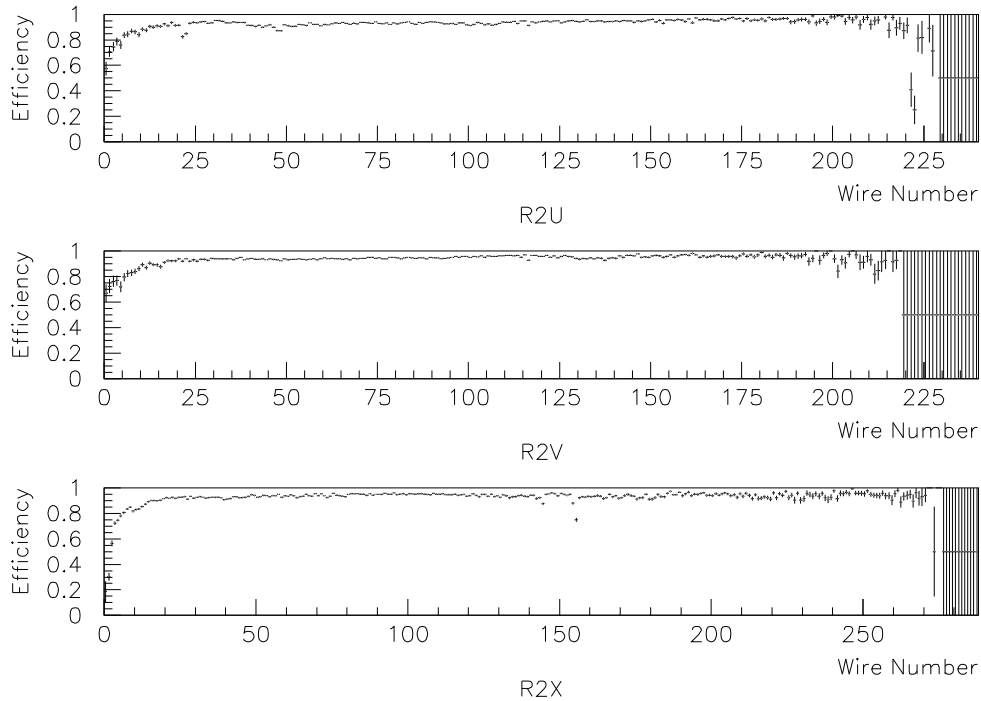


Abb. 2.4: Effizienz-Profile der Drahtkammern am Beispiel von R2. Abgesehen von einzelnen schlechten Drähten und einem Abfall der Effizienz zu den Rändern hin hatten die Drahtkammern eine gleichmäßig gute Effizienz von $\approx 95\%$.

Tabelle 2.1: Nachweiseffizienz der einzelnen Faser-Ebenen für drei verschiedene Bereiche des Ionisationsvermögens in Prozent[Bed97]. Die erste Zahl gilt für minimal ionisierende Teilchen, die beiden anderen für solche mit $\beta^{-2} \approx 2$ und $\beta^{-2} \approx 4$.

Detektor	Y-Ebene	U-Ebene	V-Ebene
R0 (innen rechts)	71/83/87	51/65/75	56/69/76
L0 (innen links)	65/75/77	58/68/75	57/65/73
R1 (außen rechts)	57/70/79	60/72/77	58/69/78
L1 (außen links)	57/67/70	48/60/67	50/63/71

benutzen und anschließend geprüft, ob in einem Bereich von 5 mm um die extrapolierte Position eine Faser aktiv ist.

Die Effizienz dieser Fasern ist außerdem ortsabhängig, d.h. von Faser zu Faser verschieden. Abbildung 2.5 zeigt die entsprechenden Effizienz-Profile für minimal ionisierende Teilchen am Beispiel eines Triplets (R0).

Abbildung 2.6 zeigt die Ortsauflösung der Faserdetektoren und der Drahtkam-

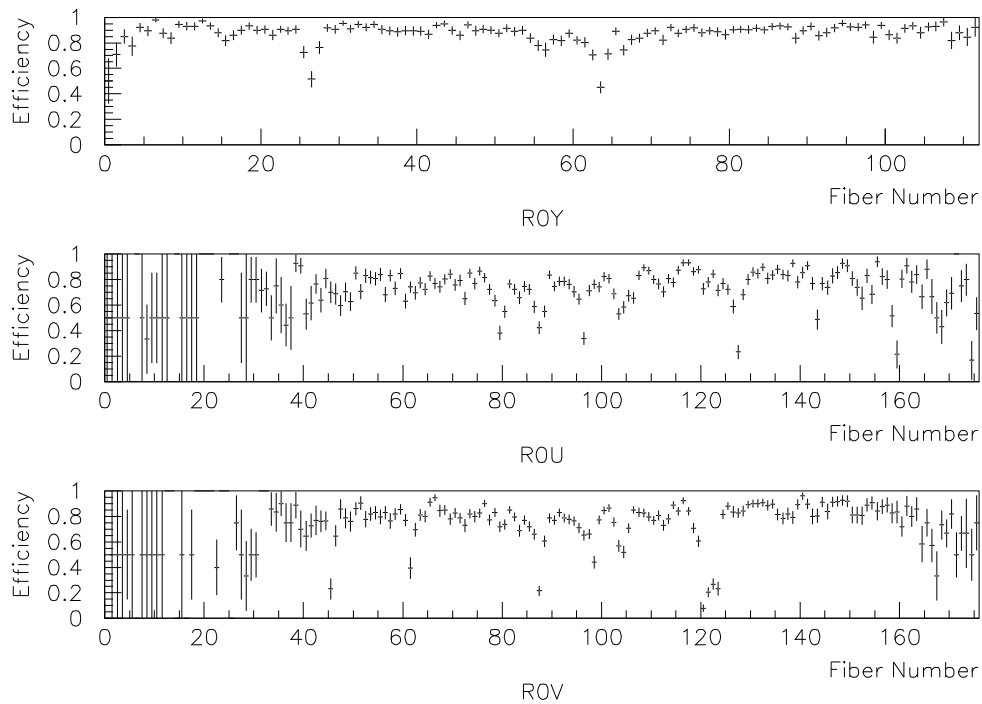


Abb. 2.5: Effizienz-Profile der Faser-Detektoren für minimal ionisierende Teilchen am Beispiel von R0.

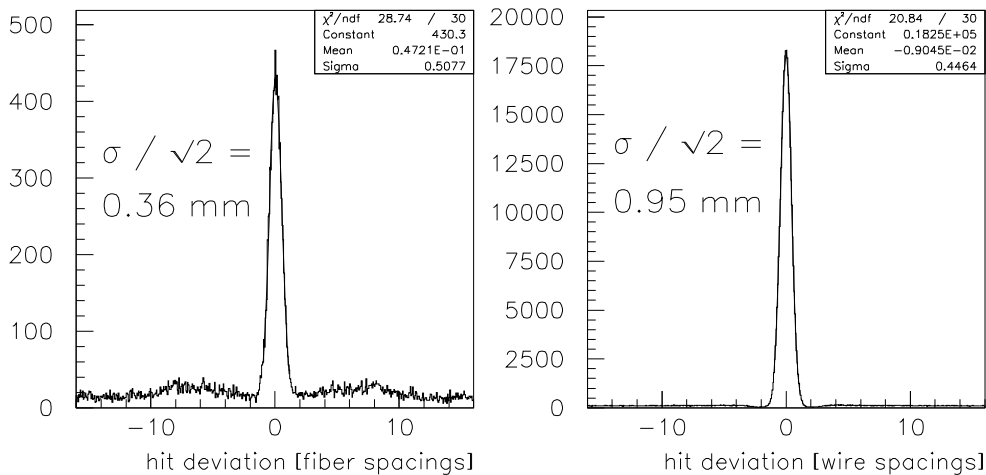


Abb. 2.6: Ortsauflösung der Faserdetektoren (R0Y, links) und der Drahtkammern (R2X, rechts).

mern. Diese Bilder wurden gewonnen, indem der Auftreffpunkt auf der jeweiligen Ebene (R0Y bzw. R2X) anhand der übrigen Detektoren extrapoliert und mit der gemessenen Drahtnummer verglichen wurde. Wenn man berücksichtigt, daß sich die gemessene Ortsauflösung zusammensetzt aus dem Fehler der Extrapolation (der von den beiden anderen Detektoren des gleichen Triplets bestimmt wird)

und dem Meßfehler der untersuchten Ebene, so erhält man Ortsauflösungen von 0.36 mm (σ) für die Faserdetektoren und 0.95 mm (σ) für die Drahtkammern. Dies stimmt sehr gut mit den erwarteten Werten $1 \text{ mm}/\sqrt{12}=0.29 \text{ mm}$ und $3 \text{ mm}/\sqrt{12}=0.87 \text{ mm}$ überein, wobei 1 mm und 3 mm die Faser- bzw. Drahtabstände sind. Die Nebenmaxima bei etwa ± 8 Fasern im linken Bild sind eine Folge des Übersprechens in den ortsauflösenden Photomultipliern, mit denen die Faserdetektoren ausgelesen werden.

Abbildung 2.7 zeigt eine Übersicht über die Detektorsignale für ein Ereignis mit vier geladenen Teilchen. Diese Signale sind bereits vorverarbeitet durch ein Verfahren zur "Cluster"-Erkennung, bei dem Cluster von bis zu drei benachbarten Drähten oder Fasern zusammengefaßt und größere Cluster verworfen werden. Durch die kleinen Kreise ist das Ergebnis der Suche nach Dreifachkoinzidenzen gezeigt, durch die die Zahl der möglichen Kombinationen eingeschränkt wird. Man erkennt weiterhin, daß eine Drahtkammerebene (L2U) zu dieser Zeit ausgefallen war. Außerdem wird deutlich, daß die richtige Zuordnung der Fasern aufgrund der geringen Fasereffizienzen erschwert wird.

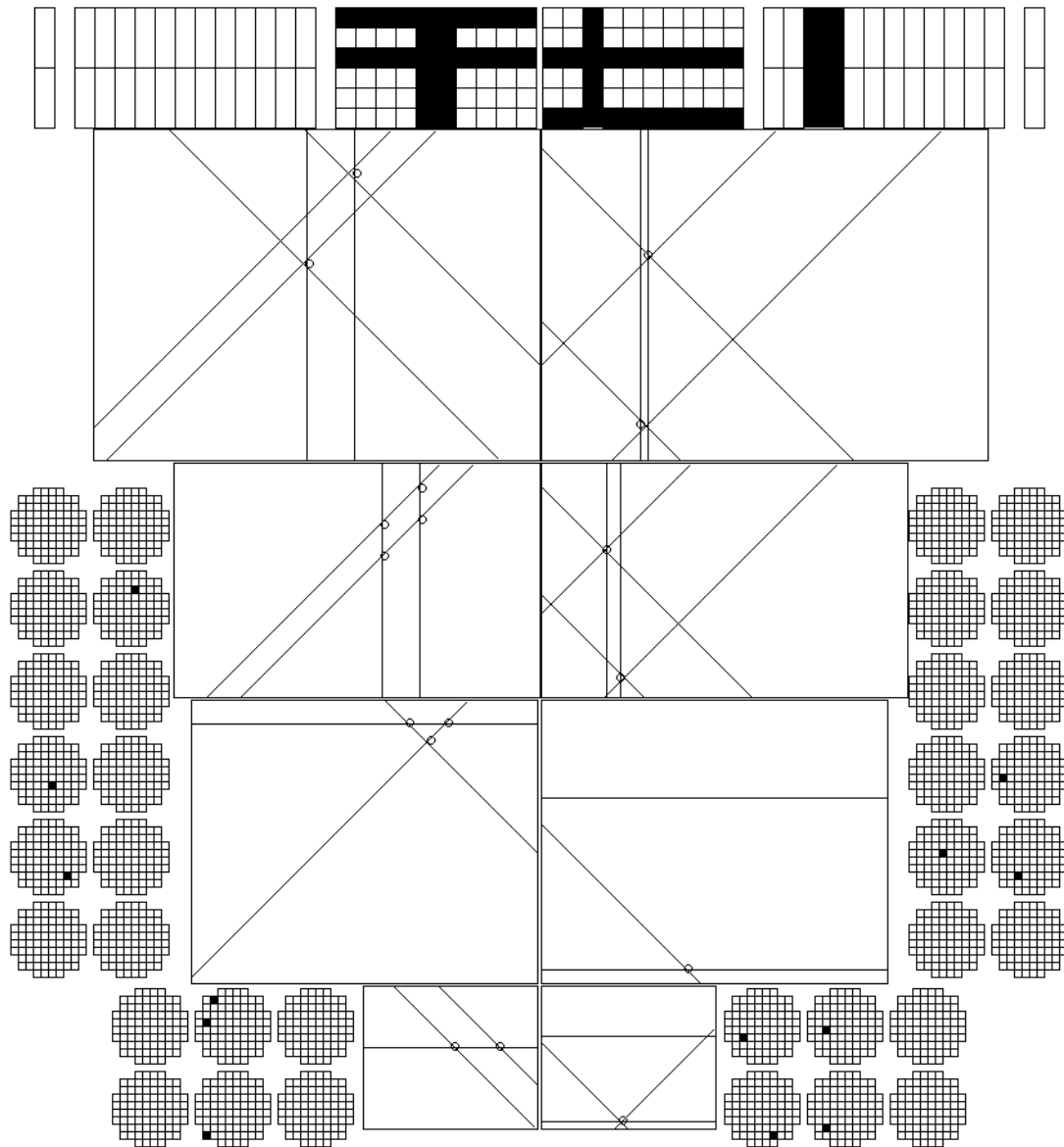


Abb. 2.7: Schematische Darstellung der Detektorsignale für ein Ereignis mit 4 Teilchen (nach Anwendung der Cluster-Erkennungs-Prozedur). Die Detektoren sind (von unten nach oben) innere Fasern, äußere Fasern, innere Drahtkammer, äußere Drahtkammern, Plastik-Hodoskop (innen), Cherenkov-Detektor (außen). Die karierten Kreise links und rechts stellen die Anoden der ortsauflösenden Photomultiplier dar, mit denen die Fasern ausgelesen werden. Die kleinen Kreise zeigen die Kombinationsmöglichkeiten innerhalb der Triplets, die nach der Dreifach-Koinzidenz-Suche noch erlaubt sind.

Kapitel 3

Auswertung der Daten

3.1 Bestimmung der Spurparameter

Das Magnetspektrometer besteht aus szintillierenden Faser-Hodoskopen sowie aus Vieldrahtproportionalkammern (siehe Abbildung 2.1). Das Problem, aus den Meßdaten dieser Detektoren die Spurparameter von geladenen Teilchen, die sie durchfliegen, zu bestimmen, wird im folgenden “Tracking” genannt. Das Tracking läßt sich weiter unterteilen in zwei Teilprobleme:

- bei der **Spur-Suche** muss zunächst ermittelt werden, welche Drähte oder Fasern welcher Spur zuzuordnen sind
- beim **Spur-Fit** müssen aus den gemessenen Koordinaten (also den Draht- oder Fasernummern) die Spurparameter berechnet werden

Obwohl bei der Analyse die Spur-Suche dem Spur-Fit natürlich vorrausgehen muß, soll hier dennoch zunächst der Spur-Fit besprochen werden. Der Grund dafür ist, daß der Spur-Fit auch ein wichtiges Werkzeug bei der Spur-Suche ist. Als erstes müssen jedoch kurz die verwendeten Koordinatensysteme beschrieben werden.

3.1.1 Koordinatensysteme

Als *Master-Koordinatensystem* wurde, wie allgemein üblich, ein rechtshändiges Koordinatensystem gewählt, bei dem die Z-Achse in Strahlrichtung zeigt, die Y-Achse nach oben und die X-Achse nach links. Der Ursprung liegt in der Targetmitte. Eine Besonderheit besteht jedoch darin, daß der Strahl in der Nähe des Targets durch das Magnetfeld gekrümmt ist. Die exakte Definition der Z-Richtung ist die Strahlrichtung *vor* Eintritt in das Magnetfeld, der Ursprung ist aber dennoch in der Targetmitte. Die Maßeinheit ist *cm*.

Ein weiteres Koordinatensystem ist das *Detektor-Koordinatensystem*. Hier wird für jede sensitive Detektorebene des Spektrometers, also Drahtkammer- und Faserebene, eine Koordinate derart definiert, daß sie in der Mitte des Detektors 0

ist und nach aussen positiver wird, wobei ein einfacher linearer Zusammenhang mit der Draht- oder Fasernummer besteht. Die Masseinheit ist ebenfalls *cm*. Der Spur-Fit verwendet lediglich die Detektor-Koordinaten, eine Transformation in das Master-Koordinatensystem findet nicht statt.

3.1.2 Spur-Fit

Die Spur eines geladenen Teilchens hat fünf Freiheitsgrade, nämlich zwei für den Ursprungspunkt (Vertex), zwei für die Richtung und einen für die Krümmung bzw. den Impuls. Der Grund, daß für den Vertex nur 2 Freiheitsgrade gezählt werden dürfen ist, daß sich die Vertexposition entlang der Spur ohne zusätzliche Informationen prinzipiell nicht bestimmen läßt. Die fünf Parameter, die in dieser Arbeit zur Beschreibung der Spur verwendet wurden, sind:

x: Die x-Koordinate des Durchstoßpunktes durch die $z=0$ Ebene

y: Die y-Koordinate des Durchstoßpunktes durch die $z=0$ Ebene

a: Die Steigung der Spur bei $z=0$

φ : Der Startwinkel in der Projektion auf die x-z Ebene

p_{xz} : Der inverse Impuls senkrecht zum B-Feld (d.h. nur x- und z-Komponenten)

Natürlich ist die Wahl dieses Parametersatzes willkürlich, jedoch erfordert der Spur-Fit, daß die Detektorkoordinaten möglichst "glatt" (also monoton, stetig usw., im Idealfall linear) von diesen Parametern abhängen. Daher ist ein solcher, geometrisch motivierter Parametersatz dem Problem angemessen. Beispielsweise ist der inverse Impuls in xz-Richtung proportional zur Krümmung der Spur und somit gibt es eine in erster Ordnung lineare Abhängigkeit der Detektorkoordinaten von diesem Parameter.

Das Problem des Spur-Fits besteht in der Berechnung der Spur-Parameter $p_i (i = x, y, a, \varphi, p_{xz})$ zu gegebenen Detektorkoordinaten $x_j (j = 1..12)$, wobei nicht alle Detektorkoordinaten gültig sein müssen. Es steht keine direkte Funktion $\vec{p} = G(\vec{x})$ zur Verfügung. Die Umkehrfunktion $\vec{x} = F(\vec{p})$ läßt sich aber leicht realisieren:

- Eine Software zur Spurverfolgung durch Magnetfelder und eine gegebene Geometrie (z.B. GEANT[CER93a], GISMO[Atw94], TOPICS[Bre95]) wird verwendet, um ein geladenes Teilchen mit den Spurparametern als Startwerten zu verfolgen und dabei die Durchstoßpunkte durch die sensitiven Detektorebenen zu registrieren. Dabei ist jedoch zu beachten, daß diese Softwarepakete eigentlich "Monte-Carlo"-Programme sind, d.h. Zufallsvariablen benutzen, um z.B. zur Simulation der Vielfachstreuung die Spur abzulenken oder instabile Teilchen zerfallen zu lassen. Für die Verwendung zum Spur-Fit sind diese Zufalls-Einflüsse aber unerwünscht, da sie

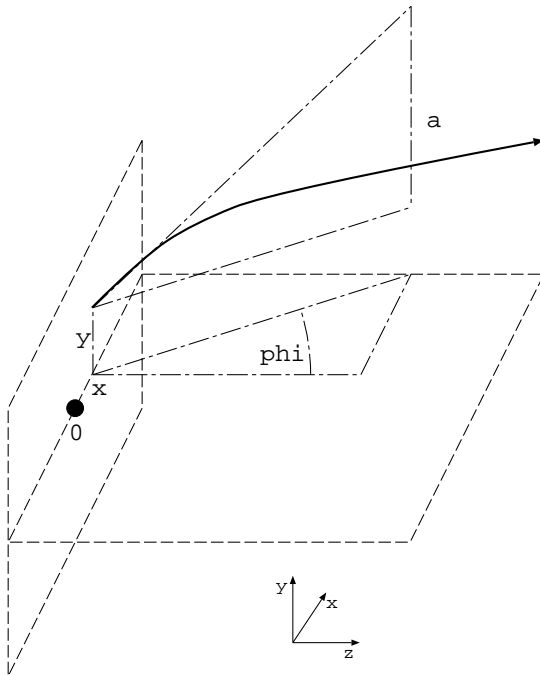


Abb. 3.1: Der für den Spur-Fit verwendete Parametersatz. Der Ursprungspunkt ist durch den Durchstoßpunkt (x,y) der Spur durch die $z=0$ Ebene beschrieben. Die Richtung wird durch die Steigung a und den horizontalen Startwinkel φ beschrieben. Die Krümmung wird durch den inversen x - z -Impuls p_{xz} beschrieben.

das Fit-Verfahren destabilisieren würden. Man muß also genau darauf achten, jegliche Zufallseinflüsse abzuschalten und die Spurverfolgung deterministisch zu machen. Für die vorliegende Arbeit wurde zur Spurverfolgung das selbsterstellte Programmpaket *topics* verwendet. Die Schnittstelle zum Tracking-Programm wurde nach dem Client/Server Prinzip als TCP/IP Kommunikation realisiert.

- Die so ermittelten Detektorkoordinaten lassen sich für feste Werte der Spurparameter in einer (5-dimensionalen !) Tabelle ablegen und die Koordinaten zu bestimmten Parametern später durch Interpolation näherungsweise bestimmen. Dabei muß ein Kompromiß gewählt werden zwischen der Zahl der Stützstellen in jeder Dimension und damit der Genauigkeit auf der einen Seite und der Größe der Tabelle auf der anderen Seite.

So einfach die erste Methode auch ist, ist sie dennoch wenig praktikabel, da die Spurverfolgung durch ein Magnetfeld sehr rechenintensiv ist. Die Interpolation in der 5-dimensionalen Tabelle ist deutlich schneller, jedoch immer noch der dominante Beitrag zur benötigten Rechenzeit. Quadratische Interpolation würde $12 * 3^5 \approx 3000$ Zahlenwerte aus der Tabelle benutzen, um alle 12 Detektorkoordinaten zu interpolieren und scheidet damit aus. Bei linearer Interpolation sind es immerhin noch $12 * 2^5 = 384$.

Hat man eine Implementierung der Funktion $\vec{x} = F(\vec{p})$, so läßt sich die Umkehrfunktion durch eine χ^2 Minimierung realisieren:

$$\chi^2 = \sum_{j \in \text{gültige Koord.}} \left(\frac{x_j^m - x_j(\vec{p})}{\sigma_j} \right)^2 = \min$$

Dabei sind x_j^m die gemessenen Koordinaten und σ_j die Genauigkeit, mit der diese Koordinaten gemessen wurden.

χ^2 Minimierung

Zur χ^2 Minimierung wurde das "Quasi-Newton-Verfahren" verwendet. Dies ist ein Iterationsverfahren ähnlich dem Newton-Verfahren, wobei aber die dort benötigten zweiten Ableitungen durch einen Ausdruck ersetzt werden, der nur erste Ableitungen enthält. Neben dem Vorteil, daß keine zweiten Ableitungen berechnet werden müssen, ist dieses Verfahren auch numerisch stabiler als das Newton-Verfahren. Hat man Startwerte \vec{p}_0 für die Parameter, so werden Korrekturen $\Delta\vec{p}$ dazu berechnet gemäß:

$$\hat{A} * \Delta\vec{p} + \vec{b} = 0$$

$$\text{wobei} \quad \hat{A} = (a_{ij}), \quad a_{ij} = \sum_{k \in \text{gültige Koord.}} \frac{2}{\sigma_k^2} \frac{\partial x_k}{\partial p_i} \frac{\partial x_k}{\partial p_j}$$

$$\text{und} \quad \vec{b} = (b_i), \quad b_i = \frac{\partial \chi^2}{\partial p_i}$$

Das ist ein lineares Gleichungssystem mit einer 5x5 Koeffizientenmatrix und kann mit einem der üblichen Verfahren direkt gelöst werden. Die benötigten Ableitungen lassen sich entweder durch finite Differenzen berechnen:

$$\frac{\partial x_i}{\partial p_j} = \frac{x_i(p_0..p_j + \delta_j, ..) - x_i(p_0..p_j - \delta_j, ..)}{2 * \delta_j}$$

Dabei sind δ_j kleine Änderungen der Parameter, die so gewählt werden müssen, daß die zugehörigen Änderungen der Detektorkoordinaten klein genug, aber groß gegenüber den numerischen Fehlern sind (≈ 1 mm). Benutzt man zur Berechnung der Koordinaten die 5-dimensionalen Tabelle, so können die Ableitungen auch durch eine entsprechend modifizierte Interpolationsformel direkt aus der Tabelle berechnet werden.

Das Verfahren konvergiert, bei sinnvoll gewählten Startwerten, nach typisch 3 Iterationen. Werden die Koordinaten durch lineare Interpolation aus einer Tabelle berechnet, so ergibt ein Iterationsschritt sofort die "exakte" Lösung, sofern sich durch die Korrektur der Parameter der "Gitterpunkt", also die nächstgelegene Stützstelle in der Tabelle, nicht ändert. Diese Tatsache erlaubt ein einfaches Abbruchkriterium.

Ein Vorteil bei der Verwendung eines solchen Spur-Fit Verfahrens, das zur Berechnung der Detektorkoordinaten eine Tabelle verwendet, liegt darin, daß detektorspezifische geometrische Berechnungen (analytische Geometrie) während der Datenanalyse nicht erforderlich sind.

3.1.3 Spur-Suche

Die Spur-Suche beschäftigt sich mit der Frage, welche Drähte (oder Fasern) zu welcher Spur gehören. Insbesondere durch die Forderung, auch Spuren zu finden, die nicht in allen Detektorebenen ein Signal hinterlassen haben, wird das zu einem komplexen kombinatorischen Problem (*“hat die Spur in dieser Ebene überhaupt einen Draht gefeuert, und wenn ja, welchen ?”*). Diese Forderung ist jedoch unabdingbar, da sonst schon bei geringen Ineffizienzen $\epsilon < 1$ die Gesamteffizienz für die Rekonstruktion eines 4-Teilchen Endzustandes in 12 Detektorebenen mit ϵ^{48} skaliert und somit praktisch verschwindet.

Um jedoch die Kombinatorik überschaubar zu halten, wurde folgender Kompromiß gewählt:

- jede Spur muß in jedem Triplet mindestens 2 Ebenen gefeuert haben
- Spuren, die zwischen dem inneren und dem äußeren Drahtkammer-Triplet von links nach rechts oder umgekehrt wechseln, werden nicht gesucht.
- Es wird nur das innere Faser-Triplett berücksichtigt.¹
- Es werden nur Spuren gesucht, die in etwa auf das Target deuten.

Dies erlaubte eine Dreiteilung des kombinatorischen Problems in die folgenden Teilschritte:

- Suche nach Dreifachkoinzidenzen in den einzelnen Triplets.
- Spursuche in den Drahtkammern
- Zuordnung der Fasern zu diesen Spuren

Suche nach Dreifachkoinzidenzen

Feuert ein Teilchen alle 3 Ebenen eines Triplets so muß die gemessene x- bzw. y-Koordinate mit der aus den u - und v -Koordinaten berechneten x_{calc}, y_{calc} in etwa übereinstimmen:

$$x \approx x_{calc} = (u + v)/\sqrt{2}, \quad y \approx y_{calc} = (u - v)/\sqrt{2}$$

¹Es hat sich gezeigt, daß zur Berechnung des Vertex-Punktes die Information der inneren Faserdetektoren unbedingt erforderlich ist. Die Impulsauflösung wird nur unwesentlich schlechter wenn, bei bekanntem Vertex-Punkt, der Spur-Fit ausschließlich mit der Drahtkammerinformation durchgeführt wird. Daher kann zur Rekonstruktion von Ereignissen ohne externe Vertices auf die Information der äußeren Fasern verzichtet werden.

Bei den Drahtkammern ist durch die Reihenfolge der Ebenen u-x-v sichergestellt, daß diese Korrelation nur vom vertikalen Einfallswinkel gestört wird, nicht aber vom horizontalen². Für den vertikalen Einfallswinkel läßt sich aber aus der berechneten y-Position y_{calc} mit Hilfe eines empirisch bestimmten Korrekturfaktors f_{corr} eine Korrektur berechnen, sodaß der Ausdruck:

$$x_{diff} = x - x_{calc} - f_{corr}y_{calc}$$

ein gutes Maß für die Korrelation ist. (Bei den szintillierenden Fasern ist der Abstand der Ebenen nur 1 mm, sodaß die Korrektur für den Einfallswinkel für diesen Zweck vernachlässigt werden kann). Das Auffinden der Dreifachkoinzidenzen geschieht iterativ, indem solange für die jeweils beste Dreierkombination die zugehörigen Drähte als "verbraucht" markiert werden, bis es keine Dreierkombination mehr gibt, für die x_{diff} kleiner ist als ein vorgegebener Maximalwert. Auf diese Weise wird die Mehrdeutigkeit, die entsteht, wenn zwei Spuren in einer der drei Koordinaten sehr nahe benachbart sind, meistens richtig aufgelöst (siehe auch Abschnitt 4.3.1). Die gefundenen Dreifachkoinzidenzen werden zur Reduktion der Kombinatorik verwendet, bei der Spur-Suche werden aber auch Spuren gesucht, auf die in einem oder mehreren Triplets nur zwei Ebenen angesprochen haben.

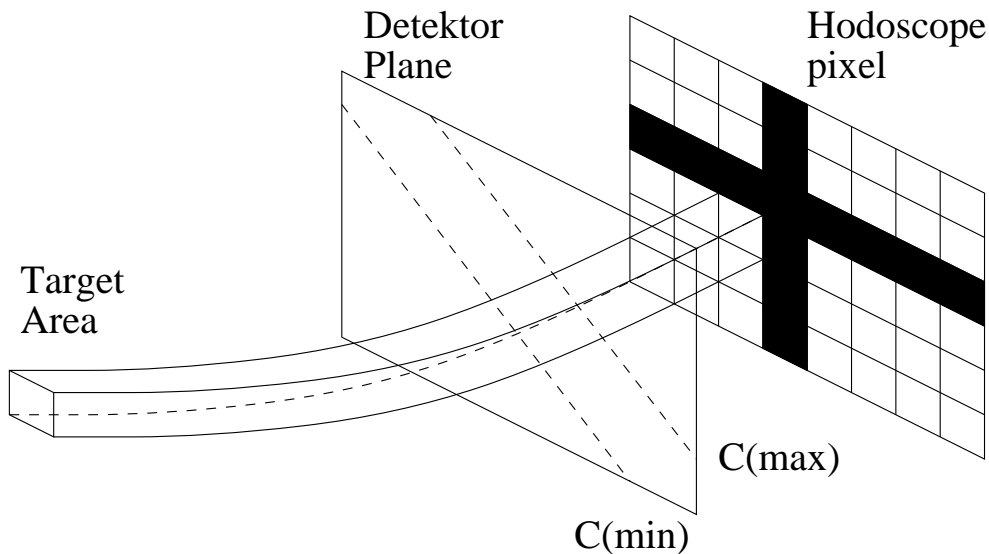


Abb. 3.2: Zum schnellen Auffinden der Spuren enthält eine Tabelle für jedes Hodoskop-Pixel und jeden Impulsbereich die erlaubten Koordinatenbereiche C_{min}, C_{max} für alle Detektorebenen (wie beispielhaft für eine V-Ebene gezeigt ist). Diese Tabelle enthält außerdem Startparameter für den Spur-Fit.

²der Abstand der sensitiven Ebenen betrug jeweils 3.5 cm, was nicht vernachlässigt werden kann.

Spursuche in den Drahtkammern

Die Spursuche in den Drahtkammern beginnt damit, daß für alle “sinnvollen” (siehe unten) Kombinationen von jeweils 2 Drähten im inneren und äußeren Triplet die Spurparameter bestimmt werden mit der Nebenbedingung, daß die x-Vertexposition = 0 ist (aus 4 Koordinaten lassen sich nur 4 Parameter bestimmen). Die resultierende y-Vertexposition v_y dient dann anschliessend als Kriterium zum Auffinden der richtigen Kombinationen. Die Zahl der zu testenden Kombinationen wird begrenzt durch:

- Für alle Dreifachkoinzidenzen, die im vorherigen Schritt gefunden wurden, wird der zugehörige X-Draht nicht berücksichtigt und die U- und V-Drähte mit keinem anderen Draht des selben Triplets kombiniert.
- Eine Tabelle enthält für jedes Pixel (Kombination aus vertikalem und horizontalem Segment) des Plastik-Hodoskops und verschiedene Impulsbereiche die erlaubten Koordinatenbereiche für alle Detektorebenen. Die erlaubten Bereiche sind durch einen Schlauch zwischen einem Bereich um das Target und dem Hodoskop-Pixel definiert (siehe Abbildung 3.2). Nur Drahtkombinationen, bei denen alle Drähte für ein aktives Hodoskop-Pixel und für den gleichen Impulsbereich innerhalb des erlaubten Koordinatenbereichs liegen, werden getestet. Die Tabelle deckt den Bereich $-3 < p_{xz} < 3 \text{ GeV}/c^{-1}$ ab, der Impulsen ab $330 \text{ MeV}/c$ entspricht.

Man erhält auf diese Weise eine Liste *möglicher* Spuren. In der Regel werden manche Drähte jedoch zu mehreren Spuren in dieser Liste gehören, was unphysikalisch ist. Daher müssen in einem weiteren Schritt die falschen Spuren aus dieser Liste wieder gelöscht werden. Das dazu verwendete Iterationsverfahren wird auch für weitere Schritte der Spur-Suche, mit anderen Kriterien, verwendet. In diesem Fall ist das Kriterium, daß die y-Vertexposition möglichst nahe bei 0 ist. In jedem Fall ist sichergestellt, daß anschließend kein Draht mehrmals in der Liste auftaucht, und daß das Ergebnis nicht davon abhängt, in welcher Reihenfolge die Spuren anfänglich in der Liste stehen.

Indem die Forderung $v_y \approx 0$ nur verwendet wird, um Mehrdeutigkeiten aufzulösen, aber nicht als explizite Bedingung, eignet sich das Verfahren auch noch in gewissem Umfang, um Spuren aus externen Vertices zu finden (Zusätzlich wurde jedoch auch eine explizite Bedingung $|v_y| < 5 \text{ cm}$ verwendet).

Zuordnung der Fasern

Bei der Zuordnung der Fasern ist die Annahme, daß die Spur aus der Mitte des Targets kommt, nicht mehr zulässig. Um zu verstehen, warum das im folgenden beschriebene Verfahren so kompliziert ist, muß daran erinnert werden, daß die Faserdetektoren erhebliche Effizienz- und Übersprechprobleme haben (siehe Abschnitt 2.5.2).

Der hier gewählte Ansatz beruht darauf, jeweils 2 Fasern mit einer Drahtkammerspur zu kombinieren, sodaß ein anschließender Spur-Fit von allen 5 Parametern an diese 6 Koordinaten überbestimmt ist und damit das χ^2 als Qualitätskriterium verwendet werden kann. Leider messen die y-Faserebenen die Koordinate in Feldrichtung, in der die Spur nicht durch das Magnetfeld abgelenkt wird. Das bedeutet, daß man z.B. zu einer Y-U-Kombination aus der richtigen Y-Faser und einer falschen U-Faser immer einen Impuls finden kann, bei dem die Spur alle Fasern trifft und man somit keine Möglichkeit hat, zwischen einer richtigen und einer falschen U-Faser zu unterscheiden.

Um dieses Problem zu umgehen, wird die Faserzuordnung zunächst nur für UV-Paare und für *einzelne* Y-Fasern gemacht (bei letzterem wird für den χ^2 -Fit eine $x=0$ Nebenbedingung verwendet). Für die anschließende Zuordnung von U- oder V-Fasern zu diesen einzelnen Y-Fasern wird als Qualitätskriterium die Abweichung von der entsprechenden extrapolierten U- oder V-Koordinate (aus dem $x=0$ Fit) verwendet (und somit wiederum Emission vom Target vorausgesetzt).

3.1.4 Vertex-Rekonstruktion

Aus zwei Spuren läßt sich deren gemeinsamer Ursprungspunkt ("Vertex") berechnen. Dazu wird ein *simultaner* Fit beider Spuren verwendet mit der Nebenbedingung, daß sich beide Spuren in einem Punkt schneiden. Dieses Fit-Verfahren ist numerisch völlig analog zum Spur-Fit, nur hat man es mit der doppelten Zahl von Koordinaten und mit 9 Parametern (3 für den Vertex und je 3 für die beiden Impulse) zu tun. Das χ^2 aus diesem Fit kann zum Test der Hypothese verwendet werden, daß die beiden Spuren tatsächlich einen gemeinsamen Vertex haben.

Gegenüber einer analytischen Berechnung des "Punktes der nächsten Annäherung" hat dieses Verfahren den Vorteil, daß man die Fehlermatrizen der Spurparameter nicht explizit berechnen muß, sondern sämtliche Primärinformationen automatisch richtig gewichtet werden. Der Nachteil ist jedoch der hohe Rechenaufwand. Außerdem ist dieses Verfahren ebenfalls nicht frei von analytischer Geometrie, da die Spuren auf die $z=0$ Ebene zurückgerechnet werden müssen, damit zur Berechnung der Koordinaten die 5-dimensionale Tabelle verwendet werden kann.

3.1.5 Geometrische Kalibration des Spektrometers

Sämtliche oben genannten Algorithmen zur Spur-Suche und zum Spur-Fit beruhen darauf, daß man die Positionen und Orientierungen der Detektoren im Raum *genau* kennt. Genau heißt in diesem Fall: deutlich genauer als die Ortsauflösung der Detektoren. Primäre Geometrieinformation liefern sowohl die technischen Zeichnungen als auch die optische Vermessung. Beides ist jedoch auf eine Genauigkeit von typisch 2 mm beschränkt, was nicht ausreicht.

Genauere Geometrieinformation erhält man nur aus den Messdaten selbst. z.B. lassen sich aus der U-V-X Korrelation in einem Drahtkammertripplet (siehe 3.1.3) Parallelverschiebungen der einzelnen Ebenen relativ zueinander berechnen. Aus der vertikalen Korrelation zwischen den Drahtkammertripplets lassen sich Vertikalverschiebungen der Triplets gegeneinander berechnen usw.

Da dieses Verfahren, immer wieder manuell Korrelationen auszuwerten und daraus analytisch Geometrie-Korrekturen zu berechnen, sehr umständlich und aufwendig ist und außerdem nicht immer zum optimalen Ergebnis führt, wurde es verallgemeinert und automatisiert. Man braucht dazu:

- eine Parametrisierung der Detektorgeometrie durch einen Satz *unabhängiger* Parameter. Die Anordnung der Detektoren in Triplets legt es nahe, diese Parameter so zu wählen, daß die relative Orientierung der Detektoren eines Triplets gegeneinander und die Position und Orientierung des gesamten Triplets entkoppeln. So wird es möglich, einzelne Triplets zunächst intrinsisch zu kalibrieren und anschließend als ganzes zu verschieben, ohne die intrinsische Kalibrierung zu beeinflussen.
- Ein *sauberes* Sample von einigen hundert Ereignissen mit möglichst viel Redundanz. Das Verfahren funktioniert nicht, wenn das Sample falsch rekonstruierte Ereignisse enthält, da es davon ausgeht, daß die Meßfehler gaussförmig verteilt sind. Je mehr Redundanz die Ereignisse haben, desto mehr Geometrie-Parameter lassen sich damit bestimmen. Z.B. lassen sich mit einzelnen Trajektorien lediglich die einzelnen Triplets intrinsisch kalibrieren und vertikal gegeneinander ausrichten. Am besten eignen sich jedoch Paare von elastisch gestreuten Protonen, da es hier eine feste Beziehung zwischen Polarwinkel und Impuls sowie eine feste Winkelbeziehung der Teilchen untereinander gibt.
- Software zum Minimieren des *totalen* χ^2 , also der Summe der χ^2 's aller Ereignisse des verwendeten Samples. Die Parameter, die dabei variiert werden, sind die kinematischen Parameter all dieser Ereignisse *und* die Geometrieparameter. Hierfür eignet sich der gleiche Algorithmus wie in Abschnitt 3.1.2 beschrieben, nur daß die Zahl der Parameter wesentlich größer ist. Dabei ist aber zu beachten, daß zur Berechnung der Detektorkoordinaten aus den Parametern keine Tabelle verwendet werden kann, da die Geometrie ja ebenfalls variiert wird³. Die Zahl der Ereignisse, die für den

³Die Berechnung der Koordinaten für eine veränderliche Geometrie wurde mit einer TCP/IP-Kommunikation zu einem Tracking-Programm realisiert, wobei das Kommunikationsprotokoll sowohl Kommandos zur Koordinatenberechnung als auch zur Geometrieänderung beinhaltet. Es hat sich jedoch gezeigt, daß sich die Geometrieoptimierung vor allem auf offset-artige Parameter (Linearkombinationen von Offsets zu den Detektorkoordinaten) anwenden läßt, während sie für rotations-artige Parameter leicht instabil wird. offset-artige Parameter ließen sich aber auch als Korrekturen zu einer Tabelle realisieren, was deutlich einfacher und schneller wäre.

χ^2 -Fit verwendet werden können wird dadurch begrenzt, daß temporär eine Matrix der Größe $N_{Parameter}^2$ gespeichert werden muß, sodaß nicht mehr als einige hundert Ereignisse verwendet werden können.

3.2 Teilchen-Identifizierung

Die Spurparameter, die mit Hilfe des Magnetspektrometers bestimmt werden, enthalten den Impuls der Teilchen (oder genauer: das Produkt aus Impuls und Ladung), aber nicht ihre Masse und somit keine Information über den Typ des Teilchen (π, K, p, \dots). Um den Teilchentyp bestimmen zu können, benötigt man als eine weitere unabhängige Messgröße auch die Geschwindigkeit $\beta = v/c$, sodaß aus Impuls und Geschwindigkeit auf die Masse des Teilchens und damit den Teilchentyp geschlossen werden kann.

Es gibt bei DISTO drei verschiedene Möglichkeiten, die Teilchengeschwindigkeit zu bestimmen: über den Energieverlust in den Szintillatoren des Plastik-Hodoskops (der nach der Bethe-Bloch-Formel mit β zusammenhängt), über die Flugzeit sowie über den Cherenkov-Effekt im Wasser-Cherenkov-Detektor.

Ein allgemeines Problem bei der Teilchenidentifizierung für relativistische Teilchen ist, daß bei relativistischen Impulsen sich die Geschwindigkeit asymptotisch der Lichtgeschwindigkeit nähert und somit konstant wird. Aus diesem Grund ist die π, K, p -Trennung durch Flugzeit- oder Energieverlustmessungen oberhalb von Impulsen von etwa 500 MeV/c sehr schwierig.

Der Cherenkov-Effekt hängt von der Teilchengeschwindigkeit β ab gemäß:

$$Licht \sim 1 - \frac{1}{\beta^2 r_{idx}^2}$$

Wobei r_{idx} der optische Brechungsindex des Mediums ist. Unterhalb der der Geschwindigkeit $\beta_{th} = 1/r_{idx}$ wird kein Licht produziert.

Der Cherenkov-Effekt unterliegt prinzipiell auch dem Problem, daß im relativistischen Grenzfall keine Trennung mehr möglich ist. Aufgrund des Schwellenverhaltens bietet er aber die Möglichkeit, durch geeignete Wahl des Mediums den Impulsbereich auszuwählen, in dem eine effektive π, K, p -Trennung möglich ist. Die Identifikation der Kaonen funktioniert sehr gut, wenn ihre Impulse knapp über der Cherenkov-Schwelle liegen.

Durch die Wahl von Wasser ($r_{idx}=1.34$) als Cherenkov-Radiator wurde erreicht daß die Impulse der Kaonen aus der ϕ -Zerfall von typisch 700 MeV/c knapp über der Cherenkov-Schwelle von 560 MeV/c liegen und sie so gut von Pionen und Protonen unterschieden werden können.

In Abbildung 3.8 ist links oben die Korrelation des Cherenkov-Lichtes gegen den Impuls für positive Teilchen gezeigt. Man erkennt, daß Protonen nur für Impulse oberhalb ihrer Cherenkov-Schwelle (1.05 GeV/c) Licht produzieren und daß Protonen und Pionen gut voneinander getrennt werden können. Im Bild rechts oben

ist diese Korrelation für eine mit Kaonen angereicherte Ereignis-Auswahl gezeigt, dort erkennt man den Kaonenast mit seiner Schwelle von 560 MeV/c.

3.3 Ereignis-Rekonstruktion

3.3.1 Allgemeine Auswahlkriterien

Ziel dieser Arbeit ist die Rekonstruktion der Reaktionskanäle $pp \rightarrow pp\omega \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$ und $pp \rightarrow pp\phi \rightarrow ppK^+K^-$. In beiden Fällen handelt es sich um drei positive und ein negativ geladenes Teilchen im Endzustand, die alle von einem gemeinsamen Vertex stammen, der innerhalb des LH₂-Targets liegt (Das π^0 zerfällt neutral und wird daher nicht registriert). Zahlreiche Bedingungen, die zur Auswahl dieser Ereignisse erforderlich sind, können daher auf beide Reaktionskanäle gemeinsam angewendet werden.

Zunächst wird verlangt, daß *exakt* drei positive und ein negatives Teilchen in den Drahtkammern rekonstruiert wurden. Dann wird getestet, ob der Vertex-Punkt innerhalb des Targets liegt. Damit der Vertex berechnet werden kann wird verlangt, daß für mindestens zwei der vier Spuren Fasern des inneren Faserdetektors zugewiesen werden konnten. Aus diesen zwei Spuren kann der Vertex wie in Abschnitt 3.1.4 beschrieben rekonstruiert werden.

Gibt es mehr als zwei Spuren mit Faser-Information, so wird der Vertex für alle möglichen Kombinationen rekonstruiert und dann derjenige ausgewählt, der das kleinste *reduzierte* χ^2 ergibt.

Bei Paaren mit kleinem Öffnungswinkel ist die z-Koordinate des berechneten Vertex-Punktes mit einem großen Fehler behaftet, der sich dann auch auf die Fehler von invarianten Massen, fehlenden Massen usw. übertragen würde. Daher wird der Vertex-Fit noch einmal durchgeführt, mit der Nebenbedingung, daß die Vertex-z-Koordinate 0 ist. Der daraus erhaltene Vertex ($x,y,z=0$) wird im folgenden benutzt.

Der Test, ob der Vertexpunkt innerhalb des LH₂-Targets liegt, wird dann explizit für die x und y-Koordinate durchgeführt ($|x| < 6 \text{ mm}$, $|y| < 6 \text{ mm}$) und implizit auf die z-Koordinate durch die Forderungen, daß das reduzierte χ^2 aus dem Vertex-Fit durch die $z=0$ Nebenbedingung höchstens um $0.3 * 12$ steigen darf (siehe Abbildung 3.3). Auf diese Weise wird ein möglicher Bias gegen kleine Öffnungswinkel vermieden, der durch eine explizite Bedingung $|z| < z_{max}$ entstehen könnte und zu einem systematischen Fehler bei der Bestimmung des ϕ/ω -Verhältnisses führen würde.

3.3.2 Rekonstruktion des $pp\omega$ Endzustandes

Der wesentliche Zerfallkanal von ω -Mesonen ist $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Da das π^0 neutral zerfällt und daher in DISTO nicht nachgewiesen wird, kann das ω -Meson nicht

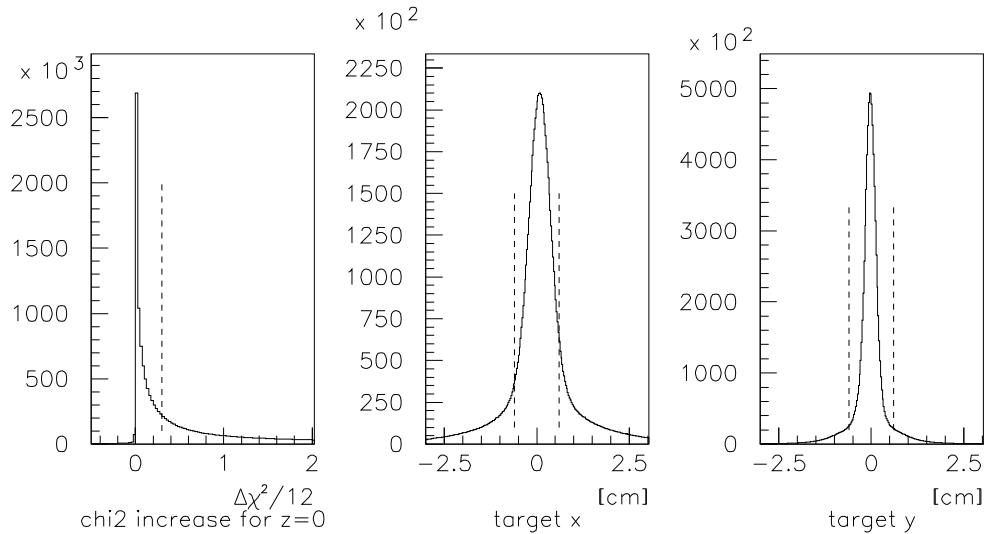


Abb. 3.3: Vertex-Verteilung für 4-Spur Ereignisse. Links: Anstieg des reduzierten χ^2 durch die $z=0$ Nebenbedingung. Mitte und Rechts: x - und y -Verteilung für Vertices, die die χ^2 -Bedingung erfüllen. Die gestrichelten Linien markieren die Schnitte, die für die Vertex-Selektion verwendet wurden.

aus seinen Zerfallsprodukten rekonstruiert werden. Der *exklusive* Reaktionskanal $pp \rightarrow pp\omega$ kann aber auch über die fehlende Masse aus den beiden Protonen nachgewiesen werden. Dazu werden nur die 4-Teilchen Ereignisse verwendet, bei denen das negative und eines der positiven Teilchen anhand des Cherenkovsignals als Pionen identifiziert wurden.

In Abbildung 3.4 ist links die Korrelation zwischen dem Quadrat der invarianten Masse aus den beiden Pionen und dem Quadrat der fehlenden Masse aus den beiden Protonen dargestellt. Man erkennt deutlich ein Band entlang der Diagonalen, wo das Quadrat der invariante Masse gleich dem der fehlenden Masse ist. Dieses Band entspricht dem Endzustand $pp\pi^+\pi^-$. Diese Ereignisse sollten zwecks Untergrund-Reduktion durch eine entsprechende Bedingung verworfen werden. Da die Form des verbleibenden Untergrundes wesentlich von der Wahl dieser Bedingung abhängt, sollen 2 verschiedene Bedingungen getestet und die Ergebnisse verglichen werden. Diese sind:

- ein horizontaler Schnitt in Abbildung 3.4: $m_{\pi\pi}^2 < 0.41 \text{ GeV}^2$
- ein diagonaler Schnitt in Abbildung 3.4: $m_{cm-pp}^2 - m_{\pi\pi}^2 < 0.15 \text{ GeV}^2$

Die entsprechenden Verteilungen des Quadrats der fehlenden Masse sind in Abbildung 3.5 dargestellt. Durch Anpassen einer Gauss-Funktion läßt sich jeweils die Zahl der Ereignisse vom Typ $pp\omega$ abschätzen, wobei als Untergrund jeweils ein Polynom 3. Ordnung angenommen wurde. Zusätzlich wurde noch das Signal aus $pp\eta$ berücksichtigt, da auch das η -Meson teilweise in $\pi^+\pi^-\pi^0$ zerfällt.

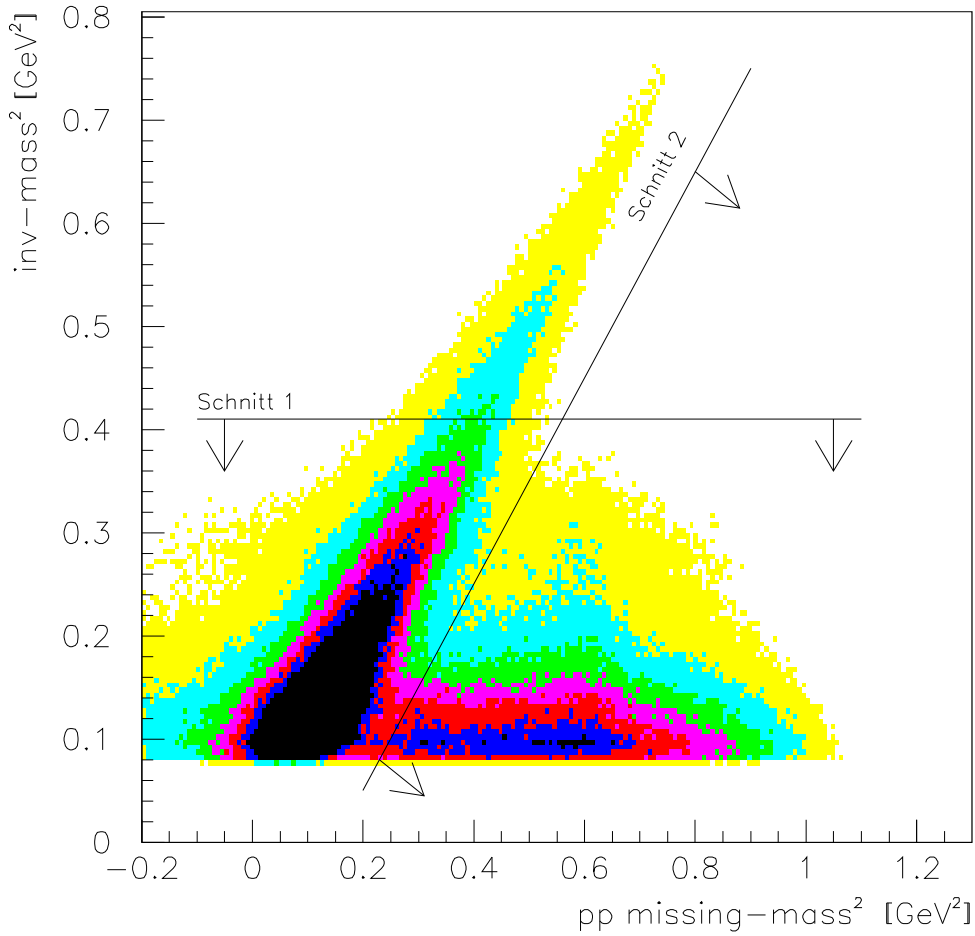


Abb. 3.4: Korrelation zwischen dem Quadrat der invarianten Masse des Pionenpaares und dem Quadrat der fehlenden Masse aus den Protonen.

Der Vergleich der beiden Fits erlaubt eine Abschätzung des durch die Form des Untergrundes entstehenden systematischen Fehlers, der sich zu 25% ergibt. Der statistische Fehler für das ω -Signal ergibt sich zu 5%.

Impulsverteilung

Die Impulsverteilung der gemessenen ω Mesonen wurde als Funktion der Parameter p_t (transversaler Impuls) und y (Rapidität) untersucht. Dazu wurde die Anzahl der Mesonen für jedes Intervall in p_t oder y getrennt durch einen Fit and das Signal ähnlich wie in Abbildung 3.5 bestimmt. In Abbildung 3.6 ist das Ergebnis durch die Datenpunkte dargestellt. Zum Vergleich sind zusätzlich durch ein Band die Verteilungen gezeigt, die man aufgrund einer Monte Carlo Simulation erhält, die als Quelle eine 3-Körper Phasenraumverteilung benutzt. Man

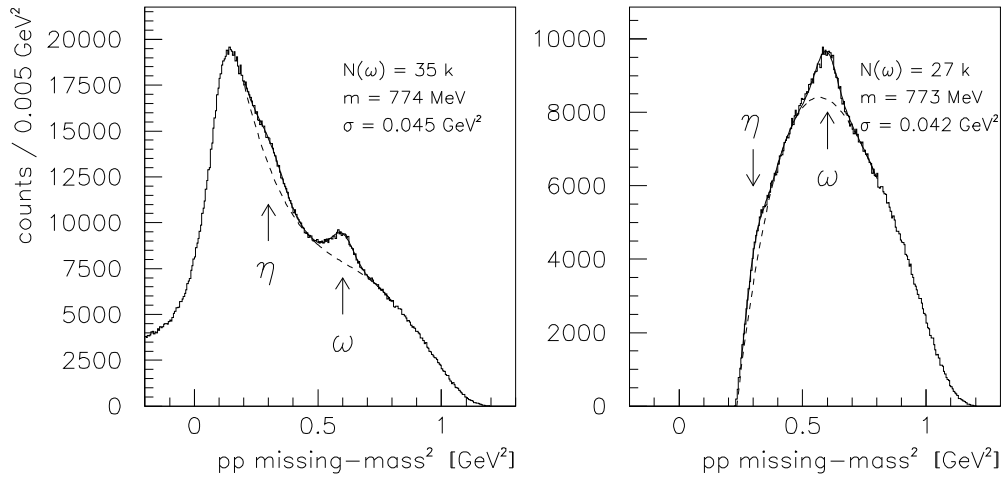


Abb. 3.5: Verteilung der fehlenden Masse aus 2 Protonen für zwei verschiedene Schnitte: links: Schnitt 1, rechts: Schnitt 2.

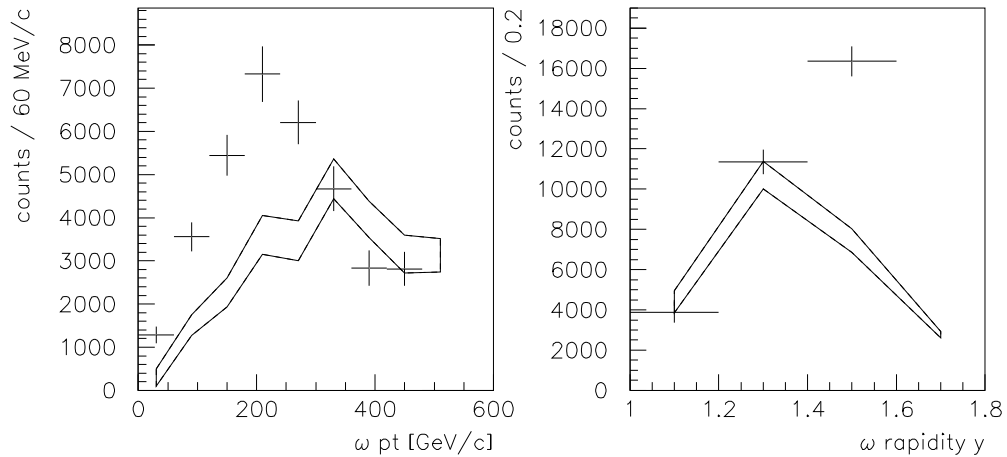


Abb. 3.6: Kinematische Verteilungen der gemessenen ω Mesonen. Rechts: transversaler Impuls, Links: Rapidität. Die durchgezogenen Linien zeigen zusätzlich die gemäß einer Phasenraum-Monte Carlo Simulation erwartete Verteilung, die jedoch deutlich von der gemessenen Verteilung abweicht.

erkennt eine deutliche Abweichung. Die Phasenraum-Hypothese ist daher für die Akzeptanz-Simulation des $pp\omega$ -Kanal nicht zulässig. Auf dieses Problem wird in Abschnitt 4.1 näher eingegangen.

3.3.3 Rekonstruktion des $pp\phi$ Endzustandes

ϕ -Mesonen zerfallen zu 50% gemäss $\phi \rightarrow K^+K^-$. Die Analyse ist daher auf diesen Zerfall beschränkt. Die Schwierigkeit bei der Rekonstruktion des $pp\phi$ Endzustandes ist der extrem kleine Wirkungsquerschnitt dieses Reaktionkanals, für den

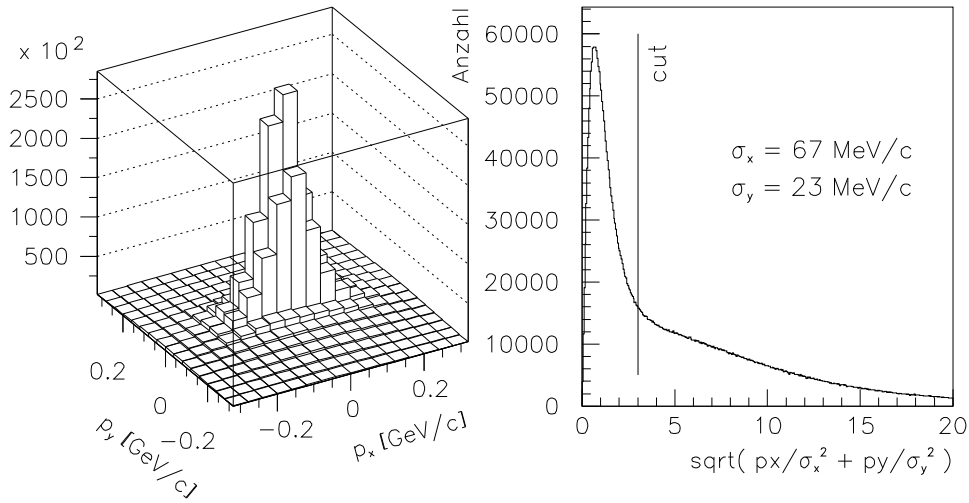


Abb. 3.7: Verteilung der transversalen Komponenten des totalen Impulses. Das Signal um 0 entspricht Ereignissen, bei denen alle Teilchen rekonstruiert wurden. Im rechten Bild ist die auf die Auflösung normierte Verteilung des Transveralimpulses gezeigt zusammen mit dem Schnitt, der für die Rekonstruktion der ppK^+K^- Ereignisse verwendet wird.

man gegenüber dem $pp\omega$ -Kanal nach der OZI-Regel eine Unterdrückung durch den Faktor $\approx 4 \cdot 10^{-3}$ und zusätzlich durch einen Phasenraumfaktor ≈ 0.1 erwartet. Zur Untergrundabtrennung müssen daher alle verfügbare Informationen benutzt werden. Dies sind:

- *Teilchenidentifikation:* Die Zerfallskaonen können in dem Impulsbereich zwischen der Cherenkov-Schwelle (560 MeV/c) und etwa 900 MeV/c recht gut über das Signal des Wasser-Cherenkov Detektors identifiziert werden. Durch die Nutzung der Plastik-Hodoskop Information ließe sich dieser Impulsbereich nach kleineren Impulsen hin erweitern, was jedoch aufgrund der speziellen Kinematik der ppK^+K^- Ereignisse nicht erforderlich ist.
- *Kinematische Randbedingungen:* Die Erhaltung des totalen 4-er Impulses in der Reaktion $pp \rightarrow ppK^+K^-$ erlaubt eine drastische Untergrundunterdrückung. Der Test auf Erhaltung des 3-er Impulses diskriminiert gegen alle Reaktionskanäle mit mehr als 4 Teilchen und gegen fehlerhaft rekonstruierte Ereignisse (siehe Abbildung 3.7). Als vierte Komponente wird nicht die totale Energie verwendet, sondern $\Delta m^2 = m_{cm-pp}^2 - m_{KK}^2 \approx 0$, also die Differenz aus dem Quadrat der fehlenden Masse des Protonenpaares minus dem Quadrat der invarianten Masse des Kaonenpaares. Da zur Berechnung der invarianten Masse die Masse der Kaonen explizit eingeht, diskriminiert dieser Test auch gegen Reaktionen, bei denen der 3-er Impuls erhalten ist, also insbesondere $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ und $pp \rightarrow pK^+\Lambda \rightarrow ppK^+\pi^-$

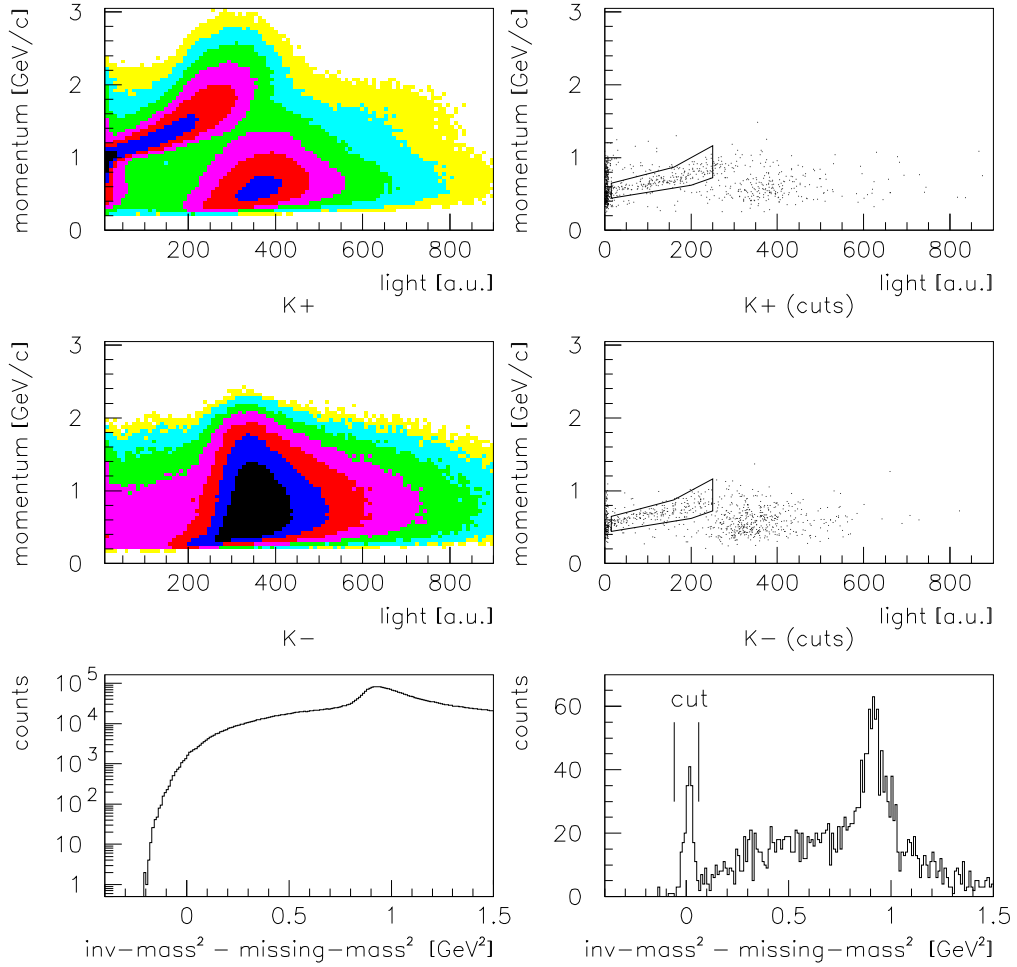


Abb. 3.8: Die 3 wesentlichen Bedingungen zur Identifikation von ppK^+K^- Ereignissen sind Cherenkov-Bedingungen für die beiden Kaonen sowie die Bedingung, daß die das Quadrat der invariante Masse des Kaonenpaares gleich dem Quadrat der fehlenden Masse des Protonenpaares sein muss. Die ursprünglichen Verteilungen der entsprechenden Variablen sind links dargestellt, während rechts jeweils die übrigen beiden Bedingungen angewandt wurden. Man erkennt deutlich das Signal von ppK^+K^- Ereignissen.

Die 3 wesentlichen Bedingungen zur Identifikation der ppK^+K^- Ereignisse sind die Cherenkov-Bedingungen für die beiden Kaonen sowie die Bedingung $\Delta m^2 = m_{cm-pp}^2 - m_{KK}^2 \approx 0$. In Abbildung 3.8 ist die Wirkung dieser 3 Bedingungen dargestellt, indem jeweils die ursprüngliche Verteilung der entsprechenden Variablen gezeigt ist (links) sowie die Verteilung, die man erhält, wenn man jeweils die übrigen 2 Bedingungen anwendet (rechts). Man erkennt jeweils das entsprechende Signal (also den Kaonenast in der Cherenkov-Korrelation bzw. das Signal bei 0 in der Variablen Δm^2) deutlich auf der rechten Seite, wohingegen es links nicht zu sehen ist. Der Peak bei $\Delta m^2 \approx 0.9 \text{ GeV}^2$ stammt von $pp\pi^+\pi^-$ Ereignissen,

bei denen die Pionen als Kaonen misidentifiziert wurden.

Massenverteilung der K^+K^- Paare

Die Verteilung der invarianten Masse der gemessenen K^+K^- -Paare ist in Abbildung 3.9 gezeigt. Der dargestellte Massenbereich entspricht dem kinematisch erlaubten Bereich, der am unteren Ende durch die Ruhemasse der Kaonen beschränkt ist ($2 * m_K = 0.988 \text{ GeV}/c^2$) und am oberen Ende durch die verfügbare Energie ($\sqrt{s} - 2 * m_P = 1.121 \text{ GeV}/c^2$).

Man erkennt deutlich das Signal des ϕ -Mesons mit einer Masse von $1020 \text{ MeV}/c^2$ auf einem Untergrund von nichtresonant produzierten K^+K^- -Paaren. Aus dem gezeigten Fit mit einem gaussförmigen Untergrund erhält man $65 \text{ } pp\phi$ Ereignisse mit einem statistischen Fehler von ± 19 . Durch die Wahl anderer Untergrundfunktion (linear, quadratisch, exponentiell) variiert die Zahl zwischen 55 und 70, sodaß zusätzlich ein durch den Untergrundabzug entstehender systematischer Fehler von $\pm 15\%$ angenommen werden muss.

Zu beachten ist, daß diese Verteilung nicht akzeptanz-korrigiert ist. Zum Vergleich ist außerdem eine mit der experimentellen Akzeptanz gefaltete gleichförmige Massenverteilung dargestellt (die somit proportional zur Akzeptanz sein sollte). Man erkennt, daß die Akzeptanz mit der invarianten Masse abnimmt, im Bereich um das ϕ -Signal jedoch flach verläuft.

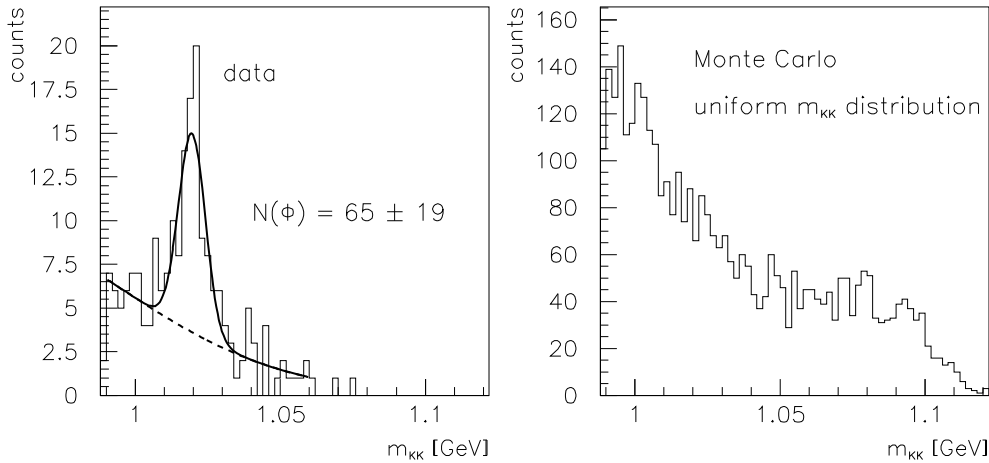


Abb. 3.9: Verteilung der invarianten Masse der gemessenen K^+K^- Paare (links). Man erkennt deutlich das ϕ Meson mit einer Masse von 1020 MeV . Das rechte Bild zeigt die Verteilung der invarianten Masse, die man mit der gleichen Analyse aus einer Monte-Carlo Simulation erhält, bei der m_{KK} im erlaubten Bereich gleichmäßig und das 3-Körper-System p,p, KK phasenraum-verteilt ist.

Impulsverteilungen

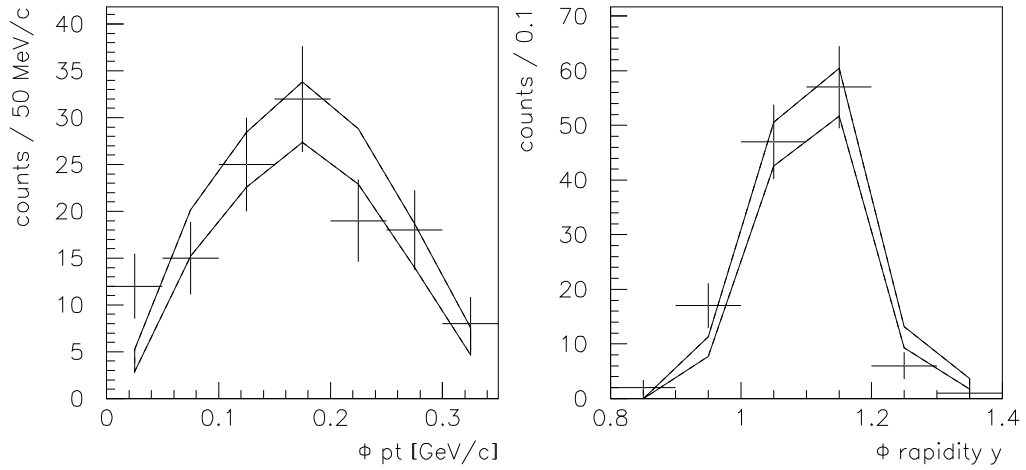


Abb. 3.10: Impulsverteilung der gemessenen K^+K^- Paare im Massenbereich $m_\phi \pm 15 \text{ MeV}/c^2$ Rechts: transversaler Impuls, Links: Rapidität. Durch das Band ist zusätzlich die gemäß einer Phasenraum-Monte Carlo Simulation erwartete Verteilung gezeigt. Die Übereinstimmung ist gut.

Um die Impulsverteilung der gemessenen ϕ Mesonen zu untersuchen, wurden alle K^+K^- Paare im Massenbereich $m_\phi \pm 15 \text{ MeV}$ verwendet, da eine y - oder p_t -differenzielle Unterscheidung von ϕ Mesonen und nichtresonanten K^+K^- Paaren bei der verfügbaren Statistik nicht möglich ist. Abbildung 3.10 zeigt die gemessenen Verteilungen zusammen mit den entsprechend normierten Verteilungen aus einer Phasenraum-Monte-Carlo Simulation. Die Übereinstimmung ist gut (im Gegensatz zu $pp\omega$).

Kapitel 4

Simulation der Detektoreffizienz

Leider lassen sich bei komplexen Experimenten die gemessenen Zahlen nicht direkt als physikalische Ergebnisse interpretieren. Die Detektoren decken nicht den gesamten Raumwinkel ab und außerdem sind die Effizienzen der einzelnen Detektoren von Impuls, Teilchentyp und der Multiplizität abhängig. Um dennoch detektorunabhängige, physikalische Ergebnisse berechnen zu können, benötigt man eine möglichst realistische Beschreibung des Detektors sowie Monte-Carlo-Simulationen, um die Annahmen über die primären physikalischen Größen mit der Detektorakzeptanz und -effizienz zu falten, bevor sie mit den Messdaten verglichen werden können.

Die gesamte Rekonstruktionseffizienz für die zu untersuchenden Kanäle beträgt nur typisch 1%. Dieser Wert setzt sich zusammen aus der geometrischen Akzeptanz, der Trigger-Effizienz, der Effizienz der Track-Rekonstruktion sowie den Effizienzen aller Bedingungen, die zur Identifikation des jeweiligen Kanals angewandt werden. Tabelle 4.1 gibt einen Überblick über die Effizienzen der einzelnen Rekonstruktionsschritte für die Reaktionsanäle $pp\omega$ und $pp\phi$. Für jeden Schritt wird der Anteil der Ereignisse angegeben, die bei diesem Schritt übrigbleiben, und zwar sowohl relativ zum vorhergehenden Schritt (rel) als auch zum ursprünglichen Anzahl (tot). Diese Zahlen wurden aus der Monte-Carlo Simulation gewonnen. Folgendes ist dazu anzumerken:

- Die geometrischen Akzeptanzen hängen von den tatsächlichen Winkelverteilungen ab (siehe Abschnitt 4.1).
- Die Verluste durch Teilchenzerfall (d.h. insbesondere Kaonen-Zerfall) beziehen sich nur auf Zerfälle vor der letzten Drahtkammer. Effizienzverluste durch Zerfälle zwischen der letzten Drahtkammer und dem Cherenkov-Detektor werden so der Teilchenidentifizierung zugeordnet.
- Der genaue Wert der Tracking-Effizienz hängt von den Drahtkammereffizienzen ab. Die hier angegebenen Werte beziehen sich auf Drahtkammereffizienzen von 90% (siehe Abschnitt 4.3).

Tabelle 4.1: Zusammensetzung der Gesamt-Rekonstruktionseffizienz für die Reaktionskanäle $pp\omega$ und $pp\phi$ aus der Monte-Carlo Simulation. Neben der geometrischen Akzeptanz dominieren vor allem die Tracking-Effizienz und die Effizienz der Teilchenidentifizierung.

Effekt	$pp\omega$ (rel.) [%]	$pp\phi$ (rel.) [%]	$pp\omega$ (tot.) [%]	$pp\phi$ (tot.) [%]
Verzweigungsverhältnis	89.0	50.0	89.0	50.0
Geometrische Akzeptanz	3.8	33.5	3.4	16.7
Sekundärzerfälle (π, K)	98.0	57.5	3.3	9.6
Trigger	86.7	87.8	2.9	8.5
Drahtkammer-Tracking	48.0	56.8	1.38	4.8
Faser-Zuordnung	100	100	1.38	4.8
Vertex-Cut	93.3	90.0	1.29	4.3
Kinematische Cuts	98.3	99.0	1.27	4.3
Teilchenidentifizierung	73.3	23.7	0.93	1.01

Aus Tabelle 4.1 geht hervor, daß die Gesamt-Rekonstruktions-Effizienz vor allem dominiert wird durch die geometrische Akzeptanz (und damit durch die Reaktionsdynamik), die Tracking-Effizienz sowie die Effizienz der Teilchenidentifizierung durch den Cherenkov-Detektor. Daher sollen diese drei Aspekte im folgenden eingehender untersucht werden.

4.1 Reaktionsdynamik

Die Dynamik der Reaktionen $pp \rightarrow pp\omega$ und $pp \rightarrow pp\Phi$ ist zunächst nicht bekannt. In beiden Fällen handelt es sich um 3-Körper Probleme mit 4 Freiheitsgraden (nach Abzug aller Erhaltungssätze und Symmetrien). Im Falle von $pp\omega$ kommt dazu, daß auch der Zerfall der ω Mesonen in $\pi^+\pi^-\pi^0$ zusätzliche Freiheitsgrade beinhaltet.

Im folgenden wird der Ausdruck “Akzeptanz” für das Produkt aus geometrischer Akzeptanz und Detektoreffizienz verwendet, da sich diese beiden Größen nicht immer eindeutig trennen lassen.

Für den inklusiven Nachweis eines bestimmten Teilchens (oder dessen Zerfallsprodukten) hängt die Akzeptanz nur von zwei Parametern ab (etwa Polarwinkel und Energie, über den Azimutalwinkel kann integriert werden) und kann daher mittels einer Monte-Carlo-Simulation explizit bestimmt und in eine 2-dimensionale Tabelle eingetragen werden. Für die anschließende Akzeptanzkorrektur muß dann

jedes Ereignis mit dem Kehrwert dieser Akzeptanz gewichtet werden. Das setzt voraus, daß (nach Mittelung über die vorhandenen physikalischen Symmetrien) die Akzeptanz nirgendwo 0 ist.

Dieses Verfahren läßt sich für die exklusive Messung des $pp\omega$ Kanals nicht anwenden, da zum einen die Akzeptanztabelle 4-dimensional sein müßte und zum anderen das Detektorsystems in Teilen des Phasenraums keine Akzeptanz hat.

Stattdessen wurde, für $pp\omega$, mit einer Vielzahl “plausibler” Eventgeneratoren mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulation die integrale Akzeptanz bestimmt. Anschliessend wurden diejenigen Verteilungen, die nach Durchlaufen von Monte-Carlo-Simulation und Analyse mit den Messdaten konsistent sind, benutzt, um die integrale Akzeptanz und deren systematischen Fehler abzuschätzen.

Für $pp\phi$ wurde auf einen Test verschiedener Eventgeneratoren verzichtet, da die Phasenraumsimulation die Daten hinreichend gut beschreibt (siehe Abbildung 3.10). Aus physikalischen Gründen sind für die ϕ -Produktion nahe der Schwelle große Abweichungen von der isotropen Verteilung auch nicht zu erwarten, da der Ausgangskanal von der S-Welle dominiert sein sollte. Außerdem ist für diese Schwellenreaktion die geometrische Akzeptanz ohnehin relativ groß und daher nicht sehr sensitiv auf die tatsächliche Verteilung.

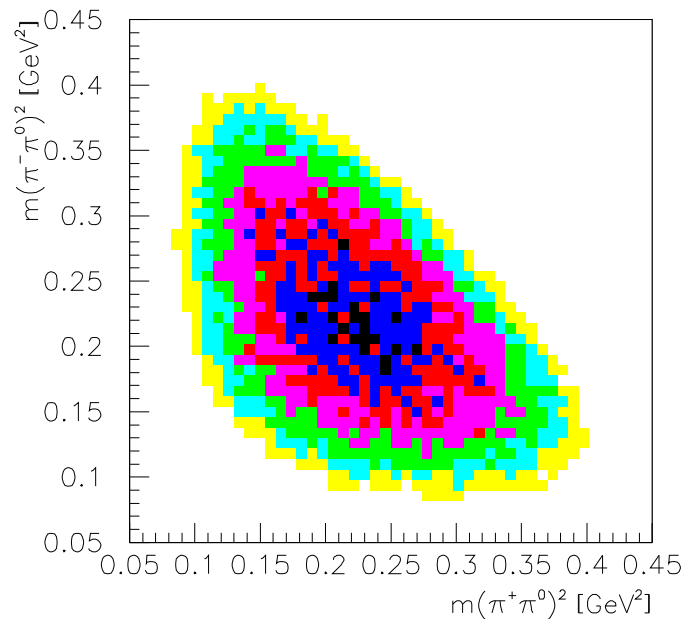


Abb. 4.1: Dalitz-Plot für den Zerfall von ω Mesonen in 3 Pionen für das Matrixelement, das in den Simulationen verwendet wurde (“ME” in Tabelle 4.2). Der entsprechende Dalitz-Plot für den Phasenraumzerfall (“PS”, hier nicht gezeigt) wäre innerhalb der Ellipse gleichmäßig belegt.

4.1.1 ω -Zerfall

Für die Simulation des 3-Körper Zerfalls der ω Mesonen in 3 Pionen wurde neben der einfachen Phasenraumverteilung auch ein realistisches Matrixelement verwendet[Lic94], um Einflüsse dieser Zerfallsdynamik auf die Akzeptanz für den $pp\omega$ Endzustand abzuschätzen. Das über die möglichen Spin-Zustände gemittelte Matrixelement wurde berechnet gemäß:

$$\sum_{\lambda} |M_{\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0}|^2 \sim [s_{12}s_{13}s_{23} - m_{\pi}^2(m_{\omega}^2 - m_{\pi}^2)^2] \left| \sum_{i < j} \frac{1}{s_{ij} - (m_{\omega} - i\Gamma_{\rho}/2)^2} \right|^2$$

mit den kinematischen Invarianten:

$$s_{12} = m_{\pi}^2 - m_{\omega}^2 + 2m_{\omega}(E_{\pi^+} + E_{\pi^-})$$

$$s_{13} = m_{\pi}^2 + m_{\omega}^2 - 2m_{\omega}E_{\pi^-}$$

$$s_{23} = m_{\pi}^2 + m_{\omega}^2 - 2m_{\omega}E_{\pi^+}$$

Dabei sind $m_{\pi}=140$ MeV/ c^2 und $m_{\omega}=783$ MeV/ c^2 . $\Gamma_{\rho}=150$ MeV/ c^2 ist die Zerfallsbreite des ρ -Mesons. Abbildung 4.1 zeigt den zugehörigen Dalitz-Plot. Der Vergleich mit experimentellen Daten aus[Ste62] ergibt eine qualitative Übereinstimmung.

4.1.2 $pp\omega$ -Reaktionsdynamik

Die verwendeten Eventgeneratoren zur Erzeugung der Testverteilungen für die $pp \rightarrow pp\omega$ Reaktion sind in Tabelle 4.2 angegeben. Die 3-Körper Phasenraumverteilung wurde mit zwei verschiedenen Verteilungen für den ω 3-Körper Zerfall kombiniert (mit Matrixelement (PSME) und ohne (PSPS)). Alle übrigen Generatoren wurden als Kaskaden von 2-Körper Reaktionen über einen resonanten Zwischenzustand realisiert. Das Resonanzsystem war dabei entweder ein $p\omega$ oder ein pp System, seine Masse war entweder breit im gesamten erlaubten Bereich verteilt oder aber gemäß einer schmalen Verteilung am oberen oder unteren Ende des erlaubten Bereichs. Sowohl für die Erzeugung der Resonanz (primär) als auch für deren "Zerfall" (sekundär) wurde eine Winkelverteilung in Form von Legendre-Polynomen (P0=isotrop, P1 oder P2) implementiert.

Abbildung 4.2 veranschaulicht diese Verteilungen anhand ihrer Dalitz-Plots (m_{pp}^2 gegen $m_{p\omega}^2$). Die beiden Phasenraum-Generatoren (11,12) unterscheiden sich nur durch den ω -Zerfall und haben daher die gleichen Dalitz-Plots. Das 12. Bild zeigt stattdessen den Dalitzplot einer Phasenraumverteilung, die mit der experimentellen Akzeptanz gefiltert wurde.

Als Parameter zur Beschreibung der kinematischen Verteilungen wurden der Impuls des Vektormesons (in den relativistisch invarianten Koordinaten y und p_t)

Tabelle 4.2: Eventgeneratoren zum Test der $pp\omega$ Akzeptanz. Bis auf die Phasenraumgeneratoren (11,12) wurden die als Kaskaden von 2-Körper-Reaktionen realisiert, wobei das Resonanz-System entweder ein pp - oder ein $p\omega$ -System, dessen Masse und Breite variiert wurden und für deren Erzeugung (primär) und Zerfall (sekundär) Winkelverteilungen in Form von Legendre-Polynomen (P_0 , P_1 , P_2) implementiert wurden. Der Zerfall des ω -Mesons wurde durch das Matrixelement (ME) aus Abschnitt 4.1.1 beschrieben.

Kurzbezeichnung	Res.-system	Masse [MeV]	Breite [MeV]	prim. ϑ -Vert.	sek. ϑ -Vert.	ω -Zerfall
1 : $p(p\omega)P_1$	$p\omega$	1850	210	P_1	P_0	ME
2 : $p(p\omega)P_1P_1$	$p\omega$	1850	210	P_1	P_1	ME
3 : $p(p\omega)P_2$	$p\omega$	1850	210	P_2	P_0	ME
4 : $p(p\omega-)P_1$	$p\omega$	1750	30	P_1	P_0	ME
5 : $p(p\omega+)P_1$	$p\omega$	2010	30	P_1	P_0	ME
6 : $(pp)\omega P_1$	pp	2045	114	P_1	P_0	ME
7 : $(pp)\omega P_1P_1$	pp	2045	114	P_1	P_1	ME
8 : $(pp)\omega P_2$	pp	2045	114	P_2	P_0	ME
9 : $(pp-)\omega P_1$	pp	1906	30	P_1	P_0	ME
10 : $(pp+)\omega P_1$	pp	2165	30	P_1	P_0	ME
11 : PSME	-	-	-	-	-	ME
12 : PPS	-	-	-	-	-	PS

sowie die relative Orientierung (ϑ, φ) des Proton-Proton Systems in seinem eigenen Schwerpunktsystem verwendet.

Abbildung 4.3 zeigt die Verteilung dieser Parameter für die gemessenen $pp\omega$ Ereignisse für drei verschiedene Analysemethoden. Diese Verteilungen wurden durch Fits des ω -Signals an die Verteilungen der fehlenden Masse aus den Protonen für einzelne Bins in dem jeweiligen Parameter gewonnen. Zusätzlich ist für jede Analysemethode auch der Fit des ω -Signals an den gesamten Datensatz gezeigt. Die Analysemethoden unterscheiden sich durch zusätzliche Bedingungen auf die fehlende Masse aus 4 Teilchen (\mathbf{m}_4) sowie den ω -Impuls (\mathbf{p}_ω) ($p_t < 480$ MeV, $1 < y < 1.6$).

Abbildung 4.4 zeigt die gleichen Verteilungen für simulierte $pp\omega$ -Ereignisse am Beispiel von 3 Eventgeneratoren aus Tabelle 4.2. Dabei wurde für die Analyse die restriktivste Analysemethode ($\mathbf{m}_4, \mathbf{p}_\omega$) benutzt, und somit sind diese Verteilungen mit der rechten Spalte der Abbildung 4.3 zu vergleichen.

Tabelle 4.3 zeigt die Akzeptanzen für ω -Mesonen für alle 12 Eventgeneratoren

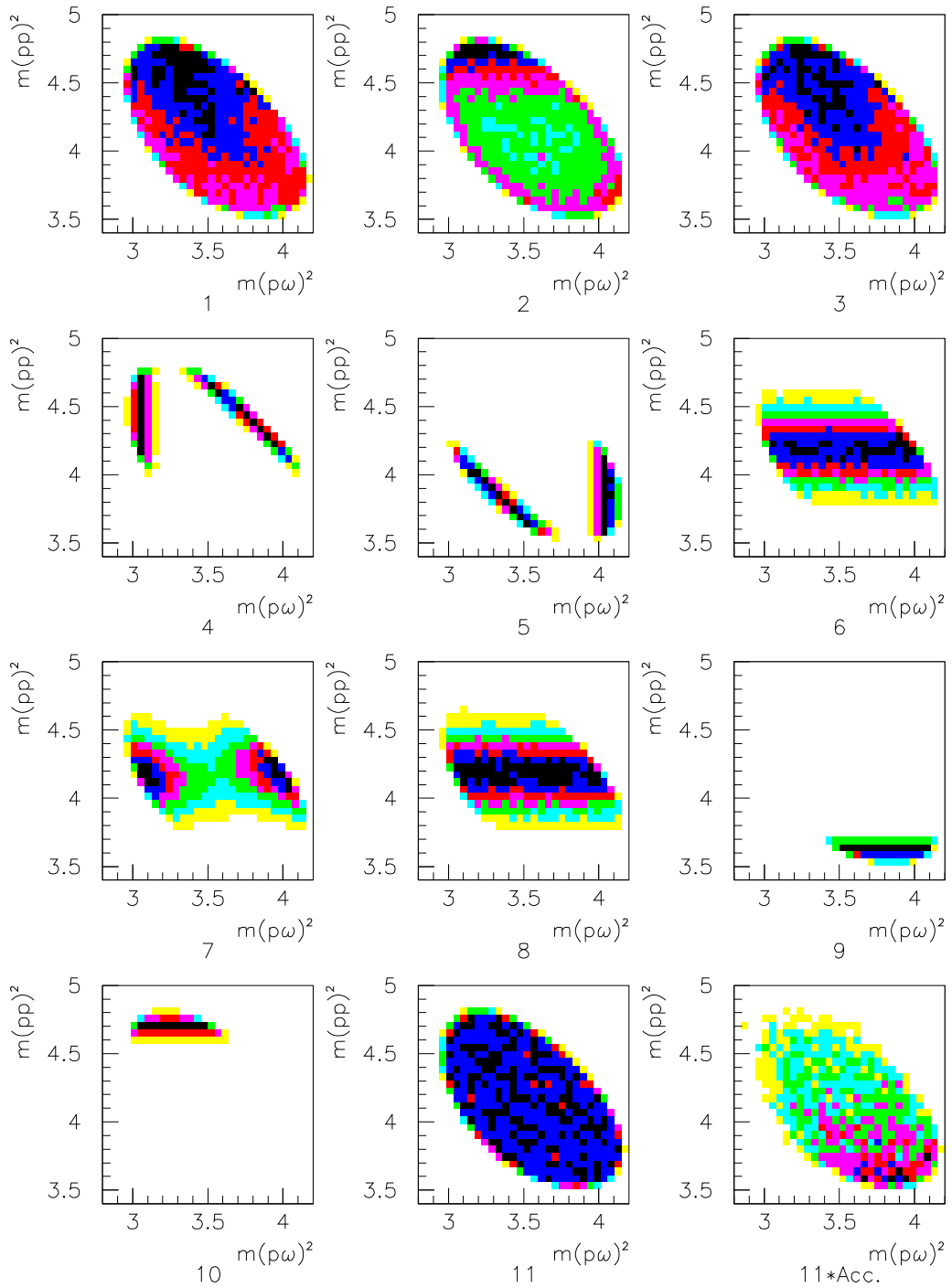


Abb. 4.2: Dalitz-Plots der primären kinematischen Verteilungen der verwendeten ω -Eventgeneratoren. Die Numerierung entspricht der aus Tabelle 4.2. Rechts unten ist der Dalitz-Plot der Verteilung gezeigt, die man aus der Phasenraumverteilung (11) nach Durchlaufen des experimentellen Filters erhält.

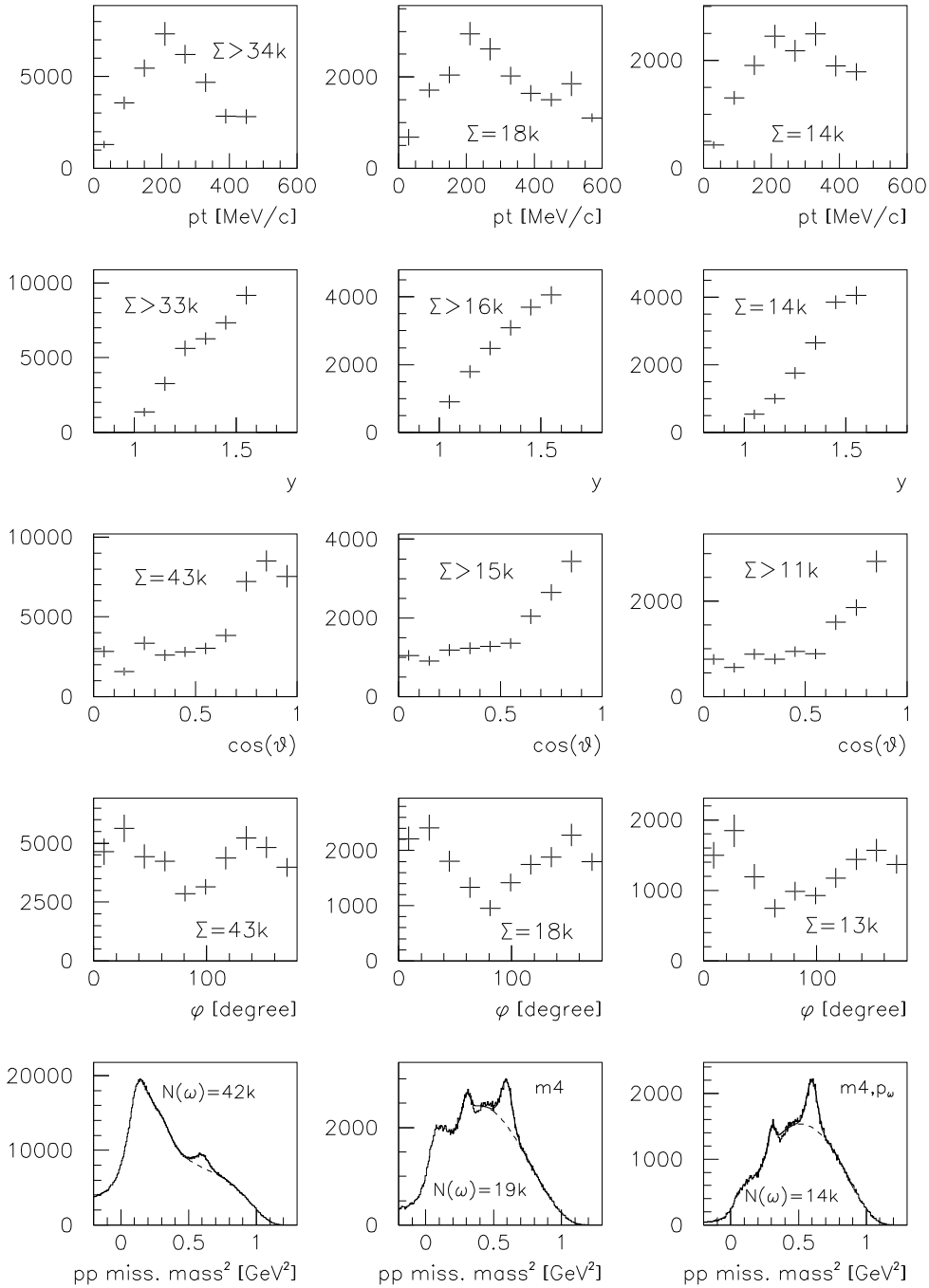


Abb. 4.3: Kinematische Verteilung der gemessenen ω Mesonen. Gezeigt sind die Verteilungen als Funktion des ω -Impulses (y, p_t) sowie der relativen Orientierung (ϑ, φ) des pp -Systems in seinem eigenen Schwerpunktsystems. Die Verteilungen wurden für 3 verschiedene Analysemethoden bestimmt: gegenüber der linken Spalte wurde für die mittlere Spalte ein zusätzlicher Schnitt auf die fehlende Masse aus 4 Teilchen angewandt (m_4) und für die rechte Spalte auch noch eine Bedingung auf den ω -Impuls (p_ω).

Tabelle 4.3: ω Ausbeuten für verschiedene Eventgeneratoren und Analysemethoden. Die Numerierung der Generatoren entspricht Tabelle 4.2. Die Zahlen für die rekonstruierten Ereignisse aus der Simulation beziehen sich jeweils auf 10^6 primäre Ereignisse, wobei jedoch die Verzweigungsverhältnisse für den Vektor-mesonenerfall in diesen Simulationen nicht berücksichtigt wurden. Die entsprechenden Zahlen für die Meßdaten beziehen sich auf den gesamten analysierten Datensatz. Die Zahlen in Klammern geben zeigen den relativen Unterschied in der integralen Akzeptanz relativ zu einem Referenzwert an. Die χ^2 -Werte in der rechten Spalte sind ein Maß für die Übereinstimmung der Verteilungen von $y, p_t, \vartheta, \varphi$ mit den Meßdaten (siehe Abbildungen 4.3 und 4.4). Im unteren Teil der Tabelle sind die entsprechenden Zahlen für ϕ -Mesonen angegeben.

ω Gen.- Nr	Trigger Eff. [%]	$N(\omega)$	$N(\omega)$ m4	$N(\omega)$ m4,p ω	χ^2
1	13.8	8695(0.91)	4326(1.00)	3012(0.95)	7.3
2	14.8	9938(1.04)	5020(1.16)	3191(1.00)	5.5
3	14.2	9136(0.96)	4517(1.05)	3177(1.00)	5.1
4	12.5	<i>5571(0.58)</i>	<i>2460(0.57)</i>	<i>2188(0.69)</i>	25.1
5	14.3	<i>11030(1.16)</i>	<i>5818(1.35)</i>	<i>3227(1.02)</i>	42.4
6	14.1	9965(1.05)	5228(1.21)	4534(1.43)	10.3
7	15.0	9618(1.01)	4764(1.10)	4197(1.32)	11.2
8	14.6	10810(1.13)	5960(1.38)	5133(1.62)	18.3
9	18.4	<i>18910(1.98)</i>	<i>10530(2.44)</i>	<i>4265(1.34)</i>	43.7
10	11.2	<i>5548(0.58)</i>	<i>2159(0.50)</i>	<i>1821(0.57)</i>	110
11	12.8	8952(0.94)	4481(1.04)	3064(0.96)	7.6
12	13.2	8435(0.89)	4304(1.00)	2916(0.92)	6.8
data	—	42000	19000	14000	
Φ Gen.		$N(\Phi)$			
PS	55.5	17590			
data	—	65			

und alle drei Analysemethoden. Fett gedruckt ist der Wert, der für die Berechnung des ϕ/ω Verhältnisses verwendet wird. Zusätzlich ist jeweils in Klammern der relative Unterschied für die integrale Akzeptanz, relativ zu diesem Referenzwert angegeben. Die angegebenen Triggereffizienzen enthalten die geometrische Akzeptanz und sind daher nicht mit denen aus Tabelle 4.1 vergleichbar. Die χ^2 -Werte sind ein Maß für die Übereinstimmung der Verteilungen von $y, p_t, \vartheta, \varphi$

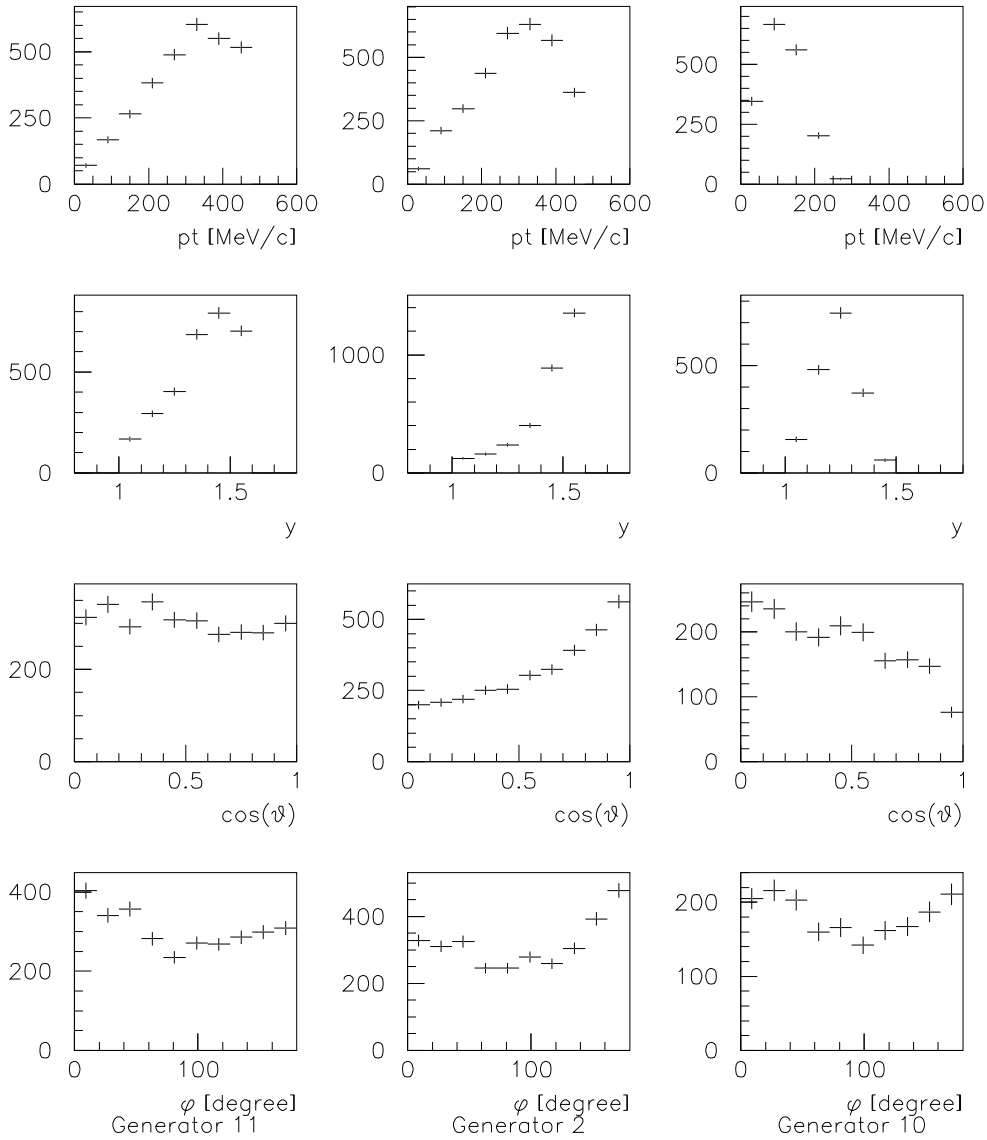


Abb. 4.4: *Kinematische Verteilung simulierter ω Mesonen am Beispiel von 3 Eventgeneratoren. Links: Phasenraum - Simulation (12), Mitte: der für die weitere Berechnung verwendete Generator (2), Rechts: einer der Generatoren, die bei der Fehlerabschätzung nicht verwendet werden. Für die Numerierung der Eventgeneratoren siehe Tabelle 4.2.*

mit den Meßdaten (siehe Abbildungen 4.3 und 4.4). Die Zahlen geben die über alle Bins gemittelte, mit den statistischen Fehlern gewichtete, quadratische Abweichung der auf die gleiche Fläche normierten Verteilungen an[CER93b].

Keiner der getesteten Eventgeneratoren beschreibt alle 4 kinematischen Parameter gleichzeitig korrekt. Diese Untersuchungen zeigen aber, daß die integrale Akzeptanz relativ robust auch auf drastische Änderungen der Reaktionsdynamik

reagiert. Zwar läßt sich durch extreme Eventgeneratoren die integrale Akzeptanz um einen Faktor 2 verändern, wie z.B. durch Generator Nr. 10, bei dem die ω -Mesonen im CM-System nahezu in Ruhe produziert werden, jedoch sind in diesen Fällen die Verteilungen offensichtlich inkompatibel mit den Daten. (siehe Abbildung 4.4). Als Akzeptanzschwelle wurde $\chi^2 < 20$ benutzt. In Tabelle 4.3 sind die Werte, die für die Fehlerabschätzung nicht verwendet werden, kursiv gesetzt.

Aus der Variation der integralen Akzeptanzen für die übrigen Eventgeneratoren läßt sich der systematische Fehler, der durch die Unsicherheit bei der Reaktionsdynamik entsteht, zu ${}^{+50\%}_{-10\%}$ abschätzen.

Unten in Tabelle 4.3 sind die entsprechenden Zahlen für ϕ Mesonen angegeben. Hier kann der systematische Fehler aus der Unsicherheit bei der Reaktionsdynamik geringer angesetzt werden ($\pm 10\%$)¹.

Zur Berechnung des ϕ/ω Verhältnisses ist zusätzlich zu beachten, daß die Verzweigungsverhältnisse (BR) für den Vektormesonenzzerfall in dieser Simulation nicht berücksichtigt wurden (BR($\phi \rightarrow K^+ K^-$)=50%, (BR($\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$)=89%) Für die Berechnung des ϕ/ω -Verhältnisses siehe Abschnitt 5.2.

4.2 Cherenkov-Detektor

4.2.1 Simulation des Cherenkov-Signals

Da die verwendeten Cherenkov-Detektoren innen diffus reflektierend sind, kann man davon ausgehen, daß bei gegebenem Abstand zum Photomultiplier das gemessene Signal dem primär produzierten Licht proportional ist und nicht etwa von dessen Richtung anhängt. Die Menge an primär produzierten Licht hängt mit der Teilchengeschwindigkeit $\beta = v/c$ zusammen gemäß:

$$\text{Licht} \sim \text{Weglänge} * \left(1 - \frac{1}{\beta^2 r_{idx}^2}\right) \quad r_{idx}(\text{Wasser}) = 1.34$$

Die Abhängigkeit von der vertikalen Position y ist in guter Näherung exponentiell, wobei die Absorptionslänge λ ca 40 cm beträgt. Da die typische Gesamtzahl von gemessenen Photoelektronen pro Teilchen in beiden Photomultipliern ca. 60 betrug, ist die Auflösung vollständig durch die Poisson-Statistik bestimmt.

Um die Cherenkov-Signale korrekt zu simulieren, wurde mit Hilfe des Tracking-Programms für jedes Teilchen die relative Lichtausbeute nach oben und unten (u bzw. d) bestimmt (relativ zu einem Referenzteilchen mit $\beta = 1$, das den Detektor

¹Bei der Berechnung der absoluten Akzeptanz gibt es zusätzliche Fehlerquellen aus Unsicherheiten etwa bei der Bestimmung der Detektoreffizienzen oder der Effizienz des Tracking-Algorithmus. Diese Fehler heben sich bei der Berechnung von Akzeptanzverhältnissen aber heraus und werden daher hier nicht berücksichtigt.

in der Mitte senkrecht durchfliegt):

$$l_{u/d} = \frac{\int_s (1 - 1/(\beta r_{idx})^2) * e^{\pm y/\lambda} ds}{s_0 * (1 - 1/r_{idx}^2)} \quad s_0 = 9.5 \text{ cm}$$

Die mittlere Zahl der Photoelektronen ergibt sich dann durch Multiplikation mit der entsprechenden Zahl N^0 für das Referenzteilchen, daraus wird gemäß der Poissonstatistik die tatsächliche Anzahl gewürfelt. Durch anschließende Multiplikation mit einer Eichkonstante k wird das simulierte Detektorsignal bestimmt:

$$\text{Signal}_{u/d} = k * \text{Poisson}(l_{u/d} * N_{u/d}^0)$$

Durchfliegt das Teilchen mehr als ein Detektormodul, wird diese Berechnung entsprechend für alle beteiligten Detektoren durchgeführt. Für diese Prozedur werden neben der Absorptionslänge λ noch zwei Konstanten pro Photomultiplier benötigt (N^0, k), diese wurden anhand von Teilchen bekannter Geschwindigkeit aus den Messdaten bestimmt [Pfa98].

4.2.2 Cherenkov Effizienz

Zur Kaonen-Identifizierung wurden restriktive Bedingungen auf die Cherenkov-Signale benutzt. Daher ist es wichtig, die Effizienz dieser Bedingungen durch die Simulation korrekt zu beschreiben, um zu quantitativen Aussagen zu kommen. Anhand der ppK^+K^- Ereignisse läßt sich diese Effizienz direkt messen, da sich die Zahl der ppK^+K^- Ereignisse auch dann noch bestimmen läßt, wenn man nur auf eines der Kaonen eine Cherenkov-Bedingung setzt. Dazu wurden nur K^+K^- Paare mit einer invarianten Masse von $m_{\Phi} \pm 15 \text{ MeV}/c^2$ verwendet, um das Signal/Untergrund-Verhältnis zu verbessern (und weil nur dafür die Effizienz benötigt wird).

Abbildung 4.5 zeigt die Verteilung der Variable $\Delta m^2 = m_{cm-pp}^2 - m_{KK}^2$ für verschiedene Cherenkov-Bedingungen. In der linken Spalte wird von oben nach unten die K^- Bedingung zunehmend restriktiver (keine Bedingung \rightarrow Teilchen hat geometrisch den Cherenkovdetektor getroffen \rightarrow Teilchen hat Licht erzeugt \rightarrow volle Licht-Impuls-Korrelation (siehe Abb. 3.8)). Dabei ist für das K^+ die volle Bedingung gesetzt. In der rechten Spalte wird entsprechend die K^+ Bedingung variiert. Die Zahlen geben jeweils den Inhalt des Signals um $\Delta m^2 = 0$ an, der durch einen Gauss-Fit bestimmt wurde, sowohl absolut als auch relativ zum oberen Bild in Prozent. In Klammern ist die entsprechende Zahl aus der Simulation angegeben. Man erkennt, daß die Cherenkov-Effizienz nur etwa 40% beträgt. Darin sind aber, neben wirklichen Detektorineffizienzen, auch Verluste durch Teilchen unterhalb der Cherenkovschwelle sowie durch Pile-up enthalten. Für das Produkt aus beiden Effizienzen ergibt sich $0.46 * 0.36 = 17\%$. Die Abweichung zur Simulation (21%) ist zwar innerhalb des statistischen Fehlers, jedoch

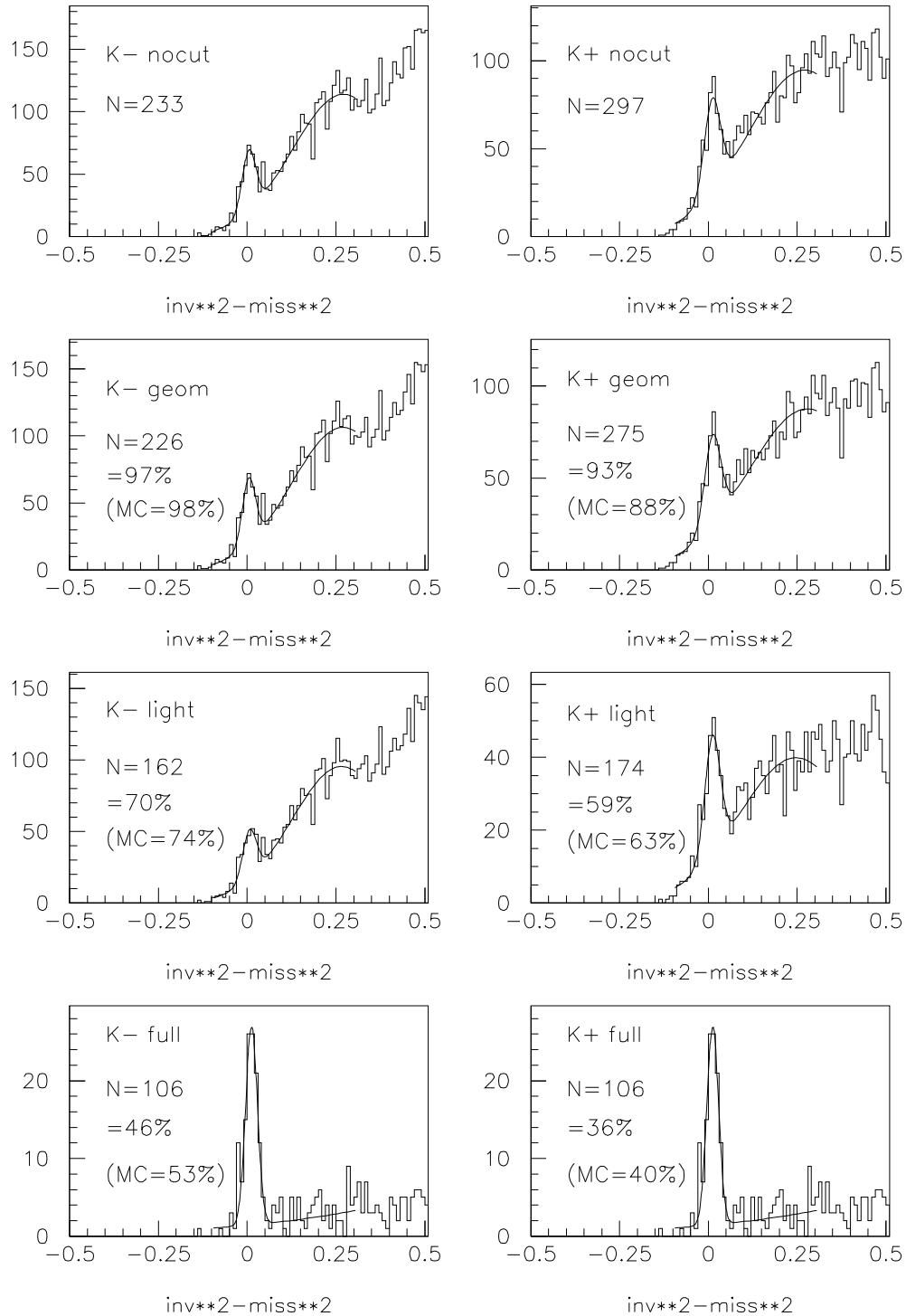


Abb. 4.5: Cherenkov Effizienz für Kaonen aus ppK^+K^- Ereignissen mit $m_{KK} = m_{\Phi} \pm 15 \text{ MeV}/c^2$. Die Effizienz wurde bestimmt, indem für jeweils ein Teilchen (links: K^- , rechts: K^+) die Cherenkov-Bedingung variiert wurde und die Zahl der ppK^+K^- Ereignisse durch einen Gauss-Fit bestimmt wurde. Die Zahlen in Klammern geben die entsprechenden Effizienzen aus der Simulation an.

muss man davon ausgehen, daß die Cherenkoeffizienz tatsächlich etwas schlechter ist als in der Simulation angenommen. Für den systematischen Fehler bei der Beschreibung der Cherenkov-Effizienz für K^+K^- -Paare muß daher 25% angenommen werden.

Für die Cherenkov-Effizienz für die Pionen aus dem ω -Zerfall kann ein ähnliches Verfahren nur für das π^- angewandt werden, da ohne die π^+ Identifizierung das ω -Signal nicht mit ausreichender Genauigkeit bestimmt werden kann. Für das π^- erhält man aus den Daten eine Effizienz von 78%, aus der Simulation jedoch 86%. Nimmt man an, daß sich das π^+ genauso verhält, erhält man eine Abweichung von $1 - (78/86)^2 = 18\%$, was sowohl nach Betrag und Richtung mit der Abweichung bei den K^+K^- -Paaren vergleichbar ist. Dennoch kann nicht davon ausgegangen werden, daß sich beide Effekte gegenseitig aufheben, da die Cherenkov-Bedingungen für Pionen und Kaonen teilweise komplementär sind und die Ursache für die Diskrepanz nicht bekannt ist.

4.3 Tracking-Effizienz

Die Tracking-Effizienz ist die Wahrscheinlichkeit, für ein Ereignis, bei dem alle Teilchen durch die Detektoren durchgeflogen sind, auch alle Spuren korrekt zu rekonstruieren. Effizienzverluste entstehen durch zwei verschiedene Mechanismen:

- **direkte Effizienzverluste:** Der verwendete Trackingalgorithmus setzt voraus, daß jedes Teilchen in jedem Drahtkammer-Triplett in mindestens zwei (von drei) Ebenen nachgewiesen wird. Wenn nun ein Teilchen (von 4) in einem Triplett (von 2) in nicht mehr als einer Ebene nachgewiesen wird, so kann das gesamte Ereignis nicht mehr rekonstruiert werden. Kennt man die Effizienz der Drahtkammern, so kann man diese direkten Effizienzverluste abschätzen. Ist z.B. die Effizienz aller Drahtkammern konstant gleich ϵ , so sind die direkten Effizienzverluste:

$$1 - (\epsilon^3 + 3 * \epsilon^2 * (1 - \epsilon))^8$$

Setzt man, wie üblicherweise in der Monte-Carlo Simulation angenommen, $\epsilon=0.9$, so ergibt sich für den direkten Effizienz-Verlust durch die Drahtkammern 20%. Obwohl durch die Unsicherheit bei der tatsächlichen Drahtkammereffizienz sowie deren zeitliche Schwankungen dieser Wert sehr unsicher ist, kann hierdurch jedoch das ϕ/ω -Verhältnis nicht wesentlich beeinträchtigt werden, da dieser Effekt auf beide Reaktionskanäle gleich wirken sollte. Da die Drahtkammern in ihrem Plateau-Bereich betrieben werden, werden mögliche Abhängigkeiten der Effizienzen von dem spezifischen Energieverlust der Teilchen als vernachlässigbar angenommen.

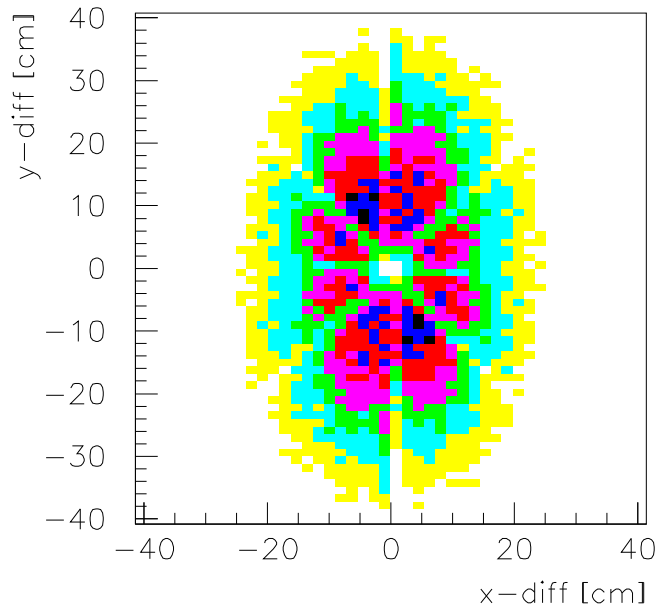


Abb. 4.6: Verteilung der Abstandes der Hit-Positionen der beiden Protonen auf dem Drahtkammertriplet L2 in den Koordinaten x (horizontal) und y (vertikal); für gemessene Ereignisse, die den kinematischen Bedingungen für die $pp\phi$ -Identifikation entsprechen. Entlang der Drahtrichtungen $u, v, x (\pm 45^\circ, 0^\circ)$ erkennt man Minima, die auf korrelierte Effizienzverluste zurückzuführen sind.

- **korrelierte Effizienzverluste:** Der Trackingalgorithmus kann dadurch beeinträchtigt werden, daß zwei Spuren auf den Detektoren in einer der 3 Koordinaten nahe benachbart sind. Dies wird durch zwei Effekte verursacht: Zum einen fordert der Clustererkennungs-Algorithmus, daß die Drähte, die zu zwei verschiedenen Spuren gehören durch mindestens zwei inaktive Drähte getrennt sind, andernfalls werden sie ignoriert. Zum anderen kann es bei der Suche nach Dreifachkoinzidenzen (siehe Abschnitt 3.1.3) durch nahe benachbarte Spuren zu falschen Zuordnungen kommen, insbesondere dann, wenn beide Spuren nur zwei Ebenen gefeuert haben. Die korrelierten Effizienzverluste sind unterschiedlich groß für die Reaktionskanäle $pp\omega$ und $pp\phi$, da für letzteren aufgrund der Kinematik die Spuren im Mittel näher benachbart sind. Es ist daher wichtig, diesen Effekt durch die Monte-Carlo Simulation korrekt zu beschreiben, da sonst das ϕ/ω -Verhältnis falsch berechnet würde. Darauf wird im folgenden Abschnitt näher eingegangen.

4.3.1 Korrelierte Effizienzverluste

Abbildung 4.6 zeigt als Beispiel die Verteilung des relativen Abstandes (in den Koordinaten x und y) von zwei Protonen auf dem Drahtkammertriplett L2 für ge-

gemessene Ereignisse, die den kinematischen Bedingungen für die $pp\phi$ -Identifikation entsprechen (die Kaonen-Identifizierung wurde hier nicht verlangt, um genügend Statistik zu erhalten). Man erkennt deutlich, daß es entlang der Drahtrichtungen Minima gibt, die auf die oben beschriebenen Effekte zurückzuführen sind. Abbildung 4.7 zeigt die Projektionen dieser Verteilung auf die Koordinaten U und X zusammen mit den entsprechenden Bildern für simulierte $pp\phi$ Ereignisse. Der relative Verlust ist jeweils durch einen Fit an das Minimum in der Mitte bestimmt worden. Für die U-Koordinate erhält man aus den simulierten und den gemessenen Ereignissen übereinstimmend einen Verlust von 3-4%, das gleiche gilt für die V-Koordinate (die deshalb nicht gezeigt wird). Für die X-Koordinate jedoch ist der Verlust für die gemessenen Ereignisse (2.9%) deutlich geringer als aus der Simulation erwartet (5.5%).

Das abweichende Verhalten der X-Koordinate kann dadurch erklärt werden, daß die Effizienz der X-Ebenen im Mittel etwas schlechter war als die der U- und V-Ebenen (was in der Simulation nicht berücksichtigt wurde). Denn bei dem verwendeten Trackingverfahren treten Effizienzverluste durch nahe benachbarte Koordinaten besonders dann auf, wenn zusätzlich eine der jeweils anderen Ebenen nicht angesprochen hat.

Die angegebenen Werte entsprechen dem Verlust, der durch die innere *und* die äußere Ebene gemeinsam verursacht wird, da die Koordinatendifferenzen in den inneren und den äußeren Ebenen stark korreliert sind. Berücksichtigt man, daß entsprechende Verluste von im Mittel 4% für alle 3 Koordinaten sowie für 2 bis 3 (≈ 2.5) Teilchenkombinationen auftreten, so kann man abschätzen, daß man diese 4% etwa $3 \cdot 2.5 = 7.5$ anwenden muß und so einen gesamten korrelierten Effizienzverlust durch die Drahtkammern von $1 - (1 - 0.04)^{7.5} = 26\%$ erhält.

Zusammen mit den direkten Effizienzverlusten (20%) ist diese Abschätzung konsistent mit der simulierten Tracking-Effizienz aus Tabelle 4.1.

Schätzt man die Genauigkeit, mit der man die Effizienzverluste durch die Simulation reproduziert, mit $\pm 1\%$ Punkte für U und V und mit $\pm 3\%$ Punkte für X, so ergibt sich daraus eine gesamte Unsicherheit von $2.5 \cdot (1\% + 1\% + 3\%) = 12.5\%$. Der Einfluß auf das ϕ/ω -Verhältnis ist jedoch kleiner, da dieser Effekt auf beide Reaktionskanäle zwar unterschiedlich stark, aber in der gleichen Richtung wirkt. Außerdem wurde mit der Proton-Proton Korrelation für den $pp\phi$ -Kanal für diese Abschätzung die Kombination ausgewählt, bei der der mittlere Abstand am kleinsten und damit der Effekt am größten ist. Somit kann die Unsicherheit in der Beschreibung der korrelierten Effizienzverluste *in den Drahtkammern* zu 10% abgeschätzt werden.

Dabei ist jedoch zu beachten, daß die Faserdetektoren darin nicht berücksichtigt sind. Dort sind die Effekte schwieriger zu beschreiben, da aufgrund des Übersprechverhaltens auch nicht-lokale Effekte möglich sind. Allerdings führt die zwei-aus-vier Auswahl für die Faserdetektoren (siehe Abschnitt 3.3.1) dazu, daß solche Effekte nur schwach in das Verhältnis der Nachweiseffizienzen eingehen. Als grobe Abschätzung sollen hier für den Fehler aus korrelierten Effizienzverlusten aus den

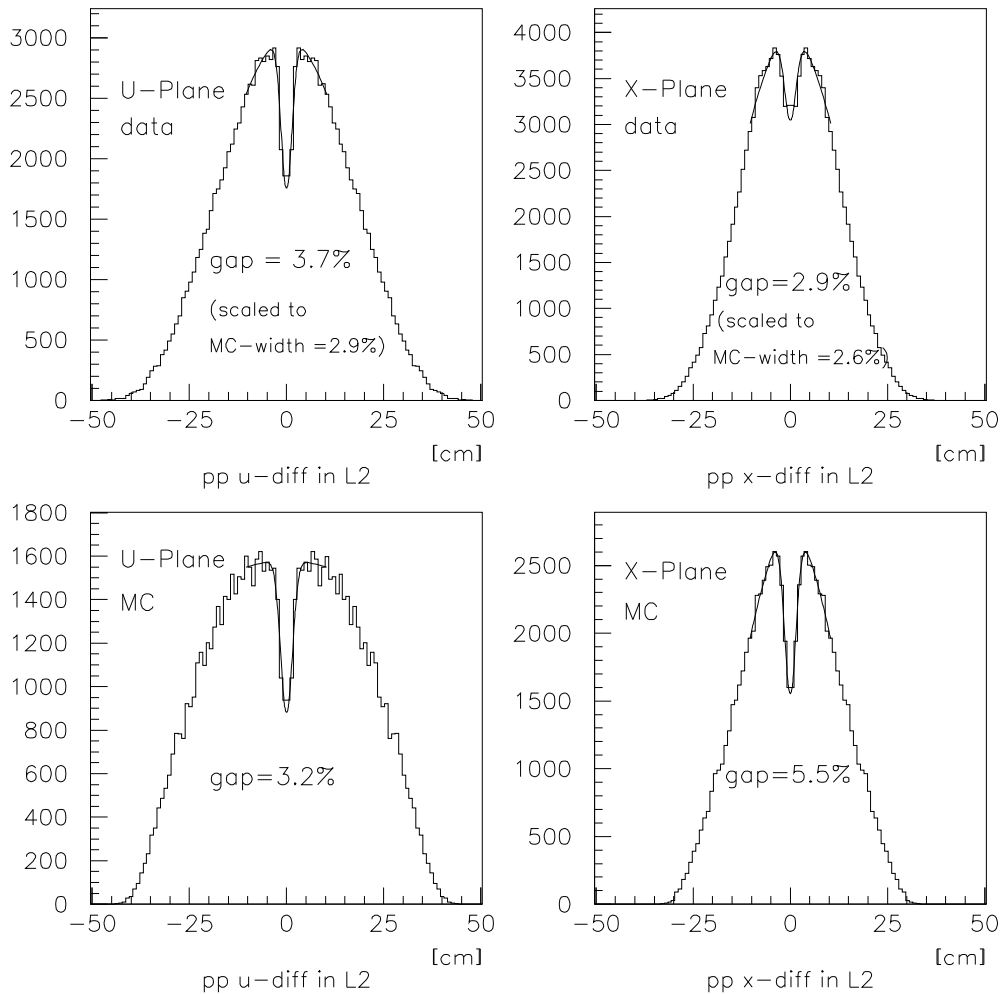


Abb. 4.7: Oben: Projektionen der Verteilung aus Abbildung 4.6 auf die U- und X-Koordinate. Unten: die entsprechenden Verteilungen für simulierte $pp\phi$ Ereignisse. Die Prozentzahlen geben jeweils die relative Fläche des Minimums in der Mitte an. Zum besseren Vergleich sind oben zusätzlich auch die Werte angegeben, die man erhalten würde, wenn die Breite der Verteilung mit der aus der Simulation übereinstimmen würde.

Faserdetektoren ebenfalls 10% angesetzt werden.

4.4 Trigger-Effizienz

In den Simulationen ist der Teil der Trigger-Bedingung, der sich auf das Plastik-Hodoskop bezieht (siehe Abschnitt 2.5.1), explizit berücksichtigt. Die simulierten Trigger-Effizienzen aus Tabelle 4.1 zeigen eine für $pp\phi$ und $pp\omega$ gleich große Effizienz von 87%.

Der Teil der Triggerbedingung, der sich auf die Faser-Detektoren bezieht, kann in den Simulationen jedoch nicht berücksichtigt werden, da die Faser-Multiplizitäten durch Übersprechen stark beeinflusst werden, das Übersprechen aber nicht simuliert wird.

Die Faser-Bedingung war:

$$Y_0 >= 2 \text{ und } Y_1 >= 3 \text{ und } U_0 >= 1 \text{ und } V_0 >= 1 \text{ und } U_1 >= 1 \text{ und } V_1 >= 1$$

Dabei sind Y_0 , U_0 und V_0 jeweils die Summen der Multiplizitäten der entsprechenden Ebenen im linken und rechten inneren Faserdetektor, Y_1 , U_1 und V_1 entsprechend für den äußeren Faserdetektor.

Es kann nicht ausgeschlossen werden, daß diese Faser-Bedingung einen der Reaktionskanäle bevorzugt. Ein solcher "Bias" kann durch das unterschiedliche Ionisationsvermögen von Pionen und Kaonen entstehen. Eine weitere Möglichkeit sind unterschiedlich große, geometrische Verluste durch die nicht durch Fasern abgedeckten, toten Bereiche in der Mitte.

Mit der vereinfachenden Annahme, daß es kein Übersprechen gäbe, läßt sich der maximale Einfluß des unterschiedlichen Ionisationsvermögens auf die Triggereffizienz abschätzen: die Pionen aus dem ω -Zerfall sind minimal ionisierend ($\beta \approx 1$) und die Kaonen haben einen mittleren Impuls von 700 MeV/c ($\beta^{-2}=1.5$). Aus den mittleren Y-Faser-Effizienzen (siehe Tabelle 2.1) von 62.5% ($\beta^{-2}=1$), 73.8% ($\beta^{-2}=2$) und 78.3% ($\beta^{-2}=4$) erhält man durch quadratische Interpolation eine mittlere Effizienz für Kaonen von $\epsilon_K=70\%$ gegenüber $\epsilon_\pi=62.5\%$ für Pionen. Mit der 3-aus-4 Kombinatorik der Bedingung " $Y_1 >= 3$ " ergeben sich die Effizienzen:

$$\epsilon_\omega = \epsilon_p^2 \epsilon_\pi^2 + 2 * \epsilon_p^2 \epsilon_\pi * (1 - \epsilon_\pi) + 2 * \epsilon_\pi^2 \epsilon_p * (1 - \epsilon_p) = 0.3938$$

$$\epsilon_\phi = \epsilon_p^2 \epsilon_K^2 + 2 * \epsilon_p^2 \epsilon_K * (1 - \epsilon_K) + 2 * \epsilon_K^2 \epsilon_p * (1 - \epsilon_p) = 0.4459$$

wobei die Effizienz für Protonen ebenfalls zu $\epsilon_p=70\%$ angenommen wurde. Daraus folgt ein Effizienzunterschied von 11%. Berücksichtigt man auch die übrigen Ebenen erhält man 17%.

Alle diese Effekte werden jedoch durch das Übersprechen abgeschwächt und sind daher nicht als Korrektur berücksichtigt. Da dies jedoch nicht quantitativ gezeigt werden kann, wird ein möglicher Trigger-Bias von 15% angenommen.

Kapitel 5

Ergebnisse und Diskussion

5.1 Das ϕ/ω -Verhältnis

Das Verhältnis der totalen Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $pp \rightarrow pp\phi$ und $pp \rightarrow pp\omega$ kann aus den in Tabelle 4.3 angegebenen Werten berechnet werden. Dazu ist das Verhältnis der gemessenen Anzahlen zu korrigieren mit dem Verhältnis der Gesamt-Nachweiseffizienzen. Zusätzlich ist zu berücksichtigen, daß bei den Tabelle 4.3 zugrundeliegenden Monte-Carlo Simulationen die Verzweigungsverhältnisse (BR) der Vektormesonenerfälle in den jeweils betrachteten Kanal ($\text{BR}(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)=0.89$, $\text{BR}(\phi \rightarrow K^+K^-)=0.5$ [CER94]) nicht berücksichtigt wurden.

Für das Verhältnis ergibt sich demnach:

$$\frac{\sigma(pp \rightarrow pp\phi)}{\sigma(pp \rightarrow pp\omega)} = \frac{65}{14000} \frac{3177}{17590} \frac{0.89}{0.5} = 1.5 * 10^{-3}$$

5.1.1 Messfehlerabschätzung

Die Bestimmung des ϕ/ω Verhältnisses ist, neben dem statistischen Fehler, auch mit systematischen Unsicherheiten behaftet. Die Ursache dafür sind insbesondere die Schwierigkeiten bei der Akzeptanzkorrektur für einen 4-Teilchen Endzustand sowie die Unsicherheit beim Einfluß des Detektorverhaltens auf die Gesamtnachweiseffizienz. In Tabelle 5.1 werden die möglichen Fehlerquellen jeweils mit der geschätzten Unsicherheit zusammengefaßt, wobei jeweils auf das Kapitel verwiesen wird, in dem näher auf diese Effekte eingegangen wird.

Damit ergibt sich für das ϕ/ω -Verhältnis mit seinen absoluten statistischen und systematischen Fehlern:

$$R = (1.5 \pm 0.5_{-0.6}^{+1.3}) * 10^{-3}$$

Tabelle 5.1: Fehlerquellen für das ϕ/ω -Verhältnis.

systematischer Fehler durch:	siehe Abschnitt	rel. Fehler [%]
ω -Akzeptanz	4.1.2	+50 – 10
ω -Untergrundabzug	3.3.2	± 25
ϕ -Akzeptanz	4.1.2	± 10
ϕ -Untergrundabzug	3.3.3	± 15
K^+K^- -Cherenkov-Effizienz	4.2.2	± 25
$\pi^+\pi^-$ -Cherenkov-Effizienz	4.2.2	± 25
Trigger-Bias	4.4	± 15
Tracking-Effizienz	4.3	± 20
statistischer Fehler durch:	siehe Abschnitt	rel. Fehler [%]
ω	3.3.2	± 5
ϕ	3.3.3	± 30

5.1.2 Der Wirkungsquerschnitt für ϕ -Produktion

Um eine Abschätzung für den Wirkungsquerschnitt der Reaktion $pp \rightarrow pp\phi$ bei der Strahlenergie von 2.85 GeV zu machen, kann das Ergebnis einer früheren Messung der $pp \rightarrow pp\omega$ Reaktion [Bod68] bei einer vergleichbaren Energie auf 2.85 GeV extrapoliert und mit dem von uns bestimmten ϕ/ω -Verhältnis multipliziert werden.

In [Bod68] wird, auf der Basis von etwa 30 in einer Blaskammer beobachteten $pp \rightarrow pp\omega$ Ereignissen, berichtet:

$$\sigma(pp \rightarrow pp\omega) = 80 \pm 30 \mu b \quad \text{bei} \quad E_{kin} = 3.16 \text{ GeV}$$

Für die Extrapolation auf 2.85 GeV muß dieser Wert mit 0.78 multipliziert werden, wenn man für die Energieabhängigkeit [Sib97] als Anhaltspunkt benutzt. Für den ϕ -Querschnitt folgt dann:

$$\sigma(pp \rightarrow pp\phi) = 80 \mu b * 0.78 * 1.5 * 10^{-3} = 94_{-60}^{+100} \text{ nb} \quad \text{bei} \quad E_{kin} = 2.85 \text{ GeV}$$

5.2 Diskussion des Ergebnisses

Die OZI-Regel sagt für das ϕ/ω -Verhältnis voraus: $R = 4.2 * 10^{-3} * f$, wobei f ein Phasenraumfaktor ist. Dieser Phasenraumfaktor ist in unserem Fall nicht zu

vernachlässigen, da die ϕ -Mesonen nahe der Reaktionsschwelle produziert werden, wo der verfügbare Phasenraum klein wird.

Der Phasenraumfaktor wurde durch numerische Integration zu 0.07 bestimmt (siehe Anhang A). Bei dieser Berechnung sind jedoch die Spin-Freiheitsgrade vernachlässigt worden, sodaß auch dieser Wert mit einem Fehler behaftet ist. Wie in [Rek95] erläutert, ist exakt an der Schwelle die $pp \rightarrow pp\phi$ -Reaktion nach dem Pauli-Prinzip nur möglich, wenn die Protonenspins im Eingangskanal parallel sind. Dies führt zu einer Halbierung des (unpolarisierten) Wirkungsquerschnittes. Wie groß dieser Effekt bei $\sqrt{s} - \sqrt{s_{th}} = 83$ MeV ist, kann hier aber nicht quantitativ bestimmt werden.

Multipliziert man den OZI-Faktor mit dem Phasenraumfaktor, erhält man ein Verhältnis von $R = 4.2 * 10^{-3} * 0.07 = 0.3 * 10^{-3}$. Der von uns gemessene Wert von $(1.5 \pm 0.5_{-0.6}^{+1.3}) * 10^{-3}$ ist um etwa einen Faktor 5 größer und daher nicht mit der OZI-Regel verträglich.

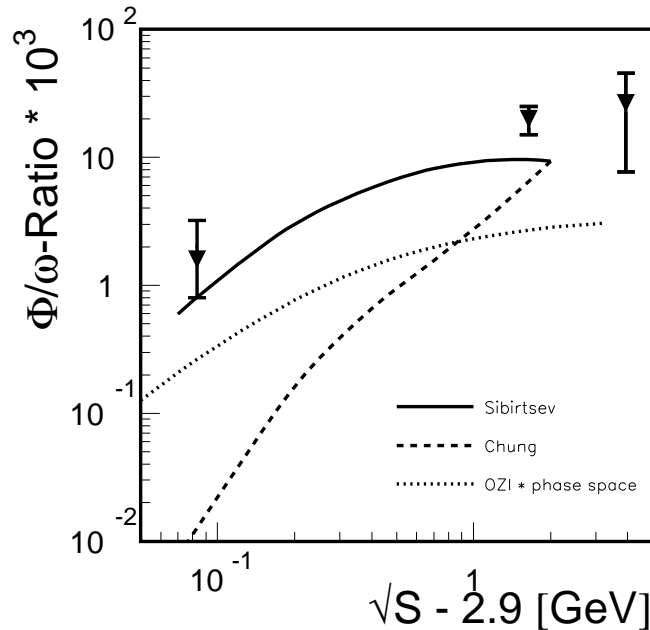


Abb. 5.1: Verhältnis der totalen Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $pp \rightarrow pp\phi$ und $pp \rightarrow pp\omega$ als Funktion der verfügbaren Energie oberhalb der $pp\phi$ Schwelle. Das Ergebnis dieser Arbeit ($\sqrt{s} - \sqrt{s_{th}} = 83$ MeV) ist verglichen mit Resultaten bei höheren Energien ([Blo75][Bal77]) sowie mit Rechnungen [Sib97][Chu97].

In Abbildung 5.1 ist unser Ergebnis zusammen mit Daten bei höheren Energien [Blo75][Bal77] sowie mit Rechnungen [Sib97][Chu97] in Abhängigkeit von der Überschussenergie $\sqrt{s} - \sqrt{s_{th}}$ verglichen. Die gepunktete Linie zeigt den energieabhängig phasenraumkorrigierten OZI-Faktor. Die bei höheren Energien gemessenen Datenpunkte zeigen ebenfalls eine Überhöhung um einen Faktor 5-10

gegenüber der OZI-Vorhersage.

Anstelle der Messung von ϕ - und ω -Produktion bei der gleichen Energie und der Berechnung der Phasenraumkorrektur könnte man das ϕ/ω -Verhältnis auch dadurch bestimmen, daß man beide Reaktionen bei der gleichen *Überschußenergie* mißt. Ein mögliches Problem unserer Methode besteht nämlich darin, daß das Wirkungsquerschnittsverhältnis auch durch unterschiedliche Produktionsmechanismen beeinflusst werden könnte, etwa weil die verschiedenen Partialwellen unterschiedlich stark beitragen. Der Vorteil besteht jedoch darin, daß beide Reaktionen gleichzeitig im selben Experiment gemessen werden und so viele systematische Fehlerquellen sich herauskürzen.

Es stehen also die theoretische Unsicherheit auf der einen Seite den experimentellen Unsicherheiten auf der anderen Seite gegenüber. Auf jeden Fall wäre ein Vergleich mit der anderen Methode interessant. Dies würde eine Messung der ω -Produktion bei $\sqrt{s} = 2 * m_p + m_\omega + 83 \text{ MeV}$ ($E_{kin} = 2.13 \text{ GeV}$) erfordern.

5.2.1 Vergleich mit Rechnungen

Die durchgezogene Kurve in Abbildung 5.1 wurde durch Division der Wirkungsquerschnitte für exklusive ϕ - und ω -Produktion aus [Sib97] gewonnen, die nach dem "One-Boson-Exchange-Model" (OBEM) berechnet wurden. In diesem Modell kann der Wirkungsquerschnitt der $pp \rightarrow pp\phi$ Reaktion mit dem gemessenen $\pi^- p \rightarrow \phi n$ Querschnitt in Verbindung gebracht werden. Dieses Modell ist als einziges in der Lage, die gesamte Anregungsfunktion hinreichend gut zu beschreiben.

Dagegen benutzt die gestrichelte Kurve den Wirkungsquerschnitt für exklusive ϕ -Produktion aus [Chu97]. Da dort kein Wirkungsquerschnitt für ω -Produktion angegeben ist, wurde, um das ϕ/ω -Verhältnis zu berechnen, ebenfalls der ω -Querschnitt aus [Sib97] benutzt (der jedoch durch Meßdaten gestützt ist und somit auch als ein Fit an diese innerhalb einer Genauigkeit von $\pm 40\%$ angesehen werden kann). Diese Kurve weicht von unserer Messung um etwa den Faktor 75 ab und ist damit völlig unvereinbar. Laut [Chu97] besteht der Unterschied zu dem Modell aus [Sib97] im wesentlichen darin, daß auch die "Off-Shell" Eigenschaft des Pions sowie die Interferenz des direkten und des Austauschdiagramms berücksichtigt werden.

Eine weitere Rechnung [Han97] leitet die Kopplungsstärken an den elementaren Nukeon-Nukeon-Meson Produktionsvertices aus dem Meson-Cloud Bild ab. Diese Rechnung ergibt bei der von uns untersuchten Energie einen Wirkungsquerschnitt der Reaktion $pp \rightarrow pp\phi$ von 84 nb, wobei jedoch betont wird, daß es sich dabei lediglich um eine untere Grenze handelt, weil nicht alle Terme berücksichtigt wurden. Dennoch stimmt diese Rechnung mit unserer Messung gut überein. Obwohl allerdings [Han97] und [Sib97] bei unserer Energie nahezu den gleichen Querschnitt vorraussagen, erscheint die Übereinstimmung eher zufällig, da die Energieabhängigkeit anders ist: Zur Schwelle hin fällt der Wirkungsquerschnitt

aus [Sib97] stärker ab als der aus [Han97].

5.2.2 Vergleich mit $p\bar{p}$ -Daten

Das auffälligste Ergebnis der Untersuchungen zum ϕ/ω -Verhältnis in der Zerstrahlung von Antiprotonen ist die extreme Überhöhung gegenüber der OZI-Vorhersage um nahezu zwei Größenordnungen in einigen Kanälen der Proton-Antiproton-Vernichtung in Ruhe[Cry95][Ast91]. Dieser Effekt wird jedoch nur unter folgenden Bedingungen beobachtet:

- Die Zerstrahlung muß von vollständig gestoppten Antiprotonen erfolgen. Bei höherem Relativimpuls wird die extreme Überhöhung nicht beobachtet.
- Die Zerstrahlung muß aus einem relativen S-Zustand des “Antiprotonischen Wasserstoffs” erfolgen. Der Anteil der Reaktionen aus einem S-Zustand läßt sich in diesen Experimenten durch Wahl des Targetmaterials variieren (Flüssiger oder gasförmiger Wasserstoff) um so die gemessenen Verzweigungsverhältnisse nach S- und P-Zuständen im Eingangskanal aufzuschlüsseln.
- Der Endzustand muss $\phi+X$ bzw. $\omega+X$ sein, wobei das Rückstoßteilchen X leicht ist, d.h. γ oder π . Ist das Rückstoßteilchen z.B ein η -Meson, so wird die extreme Überhöhung nicht beobachtet. Ist das Rückstoßsystem $\pi^+\pi^-$, so läßt sich eine Abhängigkeit des ϕ/ω -Verhältnisses von der invarianten Masse des $\pi^+\pi^-$ -Paares feststellen.

Es ist noch nicht bekannt, was die Ursache für den beobachteten Effekt ist. Somit läßt sich auch die Frage, ob und unter welchen Bedingungen man einen vergleichbaren Effekt auch in Proton-Proton-Stößen erwartet, nicht eindeutig beantworten.

Wenn der entscheidende Faktor der initiale S-Zustand ist, so könnte man den Effekt in Proton-Proton-Stößen an der Schwelle erwarten, da dort nur die S-Welle beiträgt. Wie groß der Beitrag der S-Welle bei $\sqrt{s} - \sqrt{s_{th}} = 83 MeV$ ist, läßt sich jedoch im Rahmen dieser Arbeit nicht genau beantworten.

Die Rolle des Rückstoßteilchens läßt sich aber nicht ohne weiteres auf Proton-Proton-Stöße übertragen. Betrachtet man die beiden Protonen als das “Rückstoßsystem”, so läßt sich die Forderung nach einem leichten Rückstoßteilchen nicht erfüllen.

Unabhängig von der extremen Überhöhung des ϕ/ω -Verhältnisses in den beschriebenen speziellen Fällen wird jedoch auch in allen übrigen Kanälen eine signifikante Überhöhung von typisch einem Faktor 2-5 festgestellt. Diese Überhöhung ist vergleichbar mit unserem Resultat sowie den Daten aus Proton-Proton-Stößen bei höheren Energien.

5.2.3 Erklärung durch $s\bar{s}$ -Anteil im Nukleon

Unser Ergebnis liefert zusätzliche Evidenz dafür, daß es einen merklichen Anteil von $s\bar{s}$ -Paaren in der Nukleon-Wellenfunktion gibt. Nach dem jetzigen Verständnis ist das ϕ/ω -Verhältnis in allen Reaktionen zwischen Nukleonen oder Anti-Nukleonen und bei allen Energien um einen Faktor 2-10 größer als nach der OZI-Regel zu erwarten. Eine Ausnahme bilden nur die Reaktionen $\bar{p}p \rightarrow \phi\gamma$ und $\bar{p}p \rightarrow \phi\pi^0$ aus einem relativen S-Zustand in Ruhe, die noch weit größere ϕ/ω -Verhältnisse liefern. Weitere Evidenz für einen $s\bar{s}$ -Anteil im Nukleon (bei großen Q^2) kommt von den spinabhängigen Strukturfunktionen aus tief-inelastischer Streuung polarisierter Leptonen an Nukleonen sowie von der Bestimmung des “ $\pi - N$ sigma Terms”. Eine ausführliche Übersicht dazu gibt [E1189] und [E1195]. Auch neuere Messungen zur tief-inelastischen Streuung von polarisierten Leptonen an polarisierten Nukleonen können den Spin des Protons nicht ohne einen Anteil polarisierter $s\bar{s}$ -Paare in der Proton-Wellenfunktion erklären[Hug95].

Kapitel 6

Ausblick

Obwohl die Frage nach dem ϕ/ω -Verhältnis der zentrale Punkt dieser Arbeit war, gibt es weitere Fragen, die anhand der gleichen oder zukünftiger Experimente beantwortet werden können.

Für die ϕ -Produktion konnte bisher aufgrund der beschränkten Statistik nur der totale Wirkungsquerschnitt bestimmt werden. Durch die Auswertung von mehr Statistik wird es eventuell möglich sein, auch Winkelverteilungen zu analysieren. Dies ist insbesondere interessant, da der Protonenstrahl in unserem Experiment polarisiert war und so die ϕ -Produktion auch polarisationsabhängig untersucht werden kann.

Die gemessenen K^+K^- -Paaren besitzen neben dem über das ϕ -Meson produzierten auch einen nicht-resonanten Anteil. Die Untersuchung dieser K^+K^- -Paare erfordert mehr Statistik und ein Analyseverfahren mit einer verbesserten Akzeptanz für K^+K^- -Paare mit größerer invarianter Masse. Letzteres erfordert eine gute Effizienz für den Nachweis der enger benachbarten Protonen sowie für Kaonen mit in einem größeren Impulsbereich, also insbesondere auch unterhalb der Cherenkov-Schwelle von 560 MeV/c. Dies würde es dann eventuell ermöglichen, den totalen Wirkungsquerschnitt für K^+K^- -Produktion zu bestimmen, der mit dem inklusiven K^- -Querschnitt identisch ist.

Die Frage nach den s-Quarks im Nukleon läßt sich auch auf c-Quarks übertragen: Auch für die Produktion von $c\bar{c}$ -Paaren, also J/Ψ -Mesonen, in pp-Stößen an der Reaktionsschwelle existieren keine Daten. Da jedoch die Produktionsschwelle für J/Ψ 's deutlich größer ist als für ϕ -Mesonen ($\sqrt{s_{th}} = 2 * m_p + m_{J/\Psi} = 4.97$ GeV, $E_{kin} = 11.3$ GeV) benötigt man für dieses Experiment ein Protonensynchrotron für die entsprechend größere Energie. Da der zum $\phi \rightarrow K^+K^-$ Zerfall analoge Kanal $J/\Psi \rightarrow D^+D^-$ jedoch energetisch verboten ist, müßte der Nachweis über den Zerfall in Leptonen erfolgen.

Der Leptonenzerfall wird auch benutzt werden, um ω - und ϕ -Mesonen aus Kern-Kern-Stößen mit dem HADES-Spektrometer nachzuweisen. In solchen Stößen werden ϕ -Mesonen nach heutigem Verständnis nicht vorwiegend durch direkte NN-Stößen, sondern auch durch πN - oder ΔN -Stöße produziert. Der Vergleich

des mit HADES in Kern-Kern-Stößen gemessenen ϕ/ω -Verhältnisses mit der Vorhersage aus Transportmodellen kann Aufschluß über mögliche Änderungen der Querschnitte für ϕ -Produktion in solchen Stößen und damit auch über mögliche Änderungen des s-Quark Anteils in komprimierter hadronischer Materie liefern.

Anhang A

Berechnung der Phasenraumkorrektur

Der relativistisch invariante Phasenraum für einen $pp + \text{Vektormeson}$ Endzustand wurde berechnet gemäß: ([Per87][Lic94])¹:

$$\rho_f \sim \int d\vec{p}_1 \int d\vec{p}_2 \quad \delta(E_1 + E_2 + E_V - E_{tot}) \frac{1}{E_1 E_2 E_V}$$

wobei \vec{p}_1, \vec{p}_2 und \vec{p}_V die Impulse der beiden Protonen und des jeweiligen Vektormesons sind und E_1, E_2 und E_V ihre Energien. Im CM-System gilt $\vec{p}_V = -\vec{p}_1 - \vec{p}_2$ und $E_{tot} = \sqrt{s}$. Dieses 6-fach Integral läßt sich nicht direkt numerisch integrieren. Es läßt sich aber näherungsweise berechnen, indem man die Delta-Funktion durch eine Funktion endlicher Breite ersetzt und das 6-fach Integral durch Monte-Carlo Sampling auswertet. Eine andere Möglichkeit besteht darin, den Ausdruck umzuformen zu:

$$\rho_f \sim \int_{m_p}^{E_p^{max}} dE_1 \int_{m_p}^{E_p^{max}} dE_2 \quad \Theta[1 - |C(E_1, E_2)|]$$

wobei E_p^{max} eine obere Schranke für die Energie der Protonen ist und das Argument der Stufenfunktion Θ den Cosinus des Winkels enthält, den die Protonen zueinander haben müssen, um 4-er Impulserhaltung zu gewährleisten:

$$C(E_1, E_2) = \frac{p_V^2 - p_1^2 - p_2^2}{2p_1 p_2} \quad , \quad p_V^2 = (\sqrt{s} - E_1 - E_2)^2 - m_V^2$$

Dieses 2-fach Integral läßt sich direkt numerisch integrieren. Das Verhältnis dieser Phasenraumintegrale für $pp\phi$ und $pp\omega$ wurde nach beiden Verfahren mit identischem Resultat als Funktion der Schwerpunktsenergie \sqrt{s} berechnet und nach Multiplikation mit dem OZI-Faktor $4.2 \cdot 10^{-3}$ in Abbildung 5.1 eingetragen.

¹dieser Ausdruck vernachlässigt sowohl Spin-Freiheitsgrade wie auch das Pauliprinzip. Für die Reaktion nahe der Schwelle ist der Endkanal mit parallelen Protonenspins Pauli-verboden. Es ist daher anzunehmen, daß sich dadurch nahe der Schwelle eine zusätzliche Korrektur von maximal einem Faktor 2 ergibt, was hier aber nicht gezeigt werden kann.

Abbildungsverzeichnis

1.1	SU(3) Mesonen Multipletts	4
1.2	Diagramme zur OZI-Regel	5
1.3	ϕ/ω -Verhältnisse in verschiedenen Reaktionen	5
1.4	HADES-Spektrometer	9
1.5	Simuliertes e^+e^- Spektrum	10
2.1	Das DISTO-Spektrometer	14
2.2	Elektronik zur Cherenkov-Auslese	16
2.3	Datenaufnahme-Schema	17
2.4	Effizienz-Profile der R2 Drahtkammern	20
2.5	Effizienz-Profile des R0 Faser-Detektors	21
2.6	Ortsauflösung der Detektoren	21
2.7	Ereignis-Display für 4-Teilchen	23
3.1	Definition der Spurparameter	27
3.2	Illustration der Pixel-Tabelle	30
3.3	Vertex Verteilung	36
3.4	Invariante gegen fehlende Masse für $pp\pi^+\pi^-$ Ereignisse	37
3.5	Fehlende Masse aus pp-Paaren	38
3.6	y und p_t Verteilung der ω -Mesonen	38
3.7	p_t^{tot} Bedingung für ppK^+K^- Ereignisse	39
3.8	Bedingungen für KK Identifizierung	40
3.9	KK invariante Masse	41
3.10	y und p_t Verteilung der ϕ -Mesonen	42
4.1	Dalitz-Plot für den ω -Zerfall	45
4.2	Dalitz-Plots zu den ω -Eventgeneratoren	48
4.3	Kinematische Verteilungen der gemessenen ω -Mesonen	49
4.4	Kinematische Verteilungen der simulierten ω -Mesonen	51
4.5	Cherenkov Effizienz für Kaonen	54
4.6	Abstandsverteilung (2d) von Protonen auf L2	56
4.7	Abstandsverteilung (1d) von Protonen auf L2	58
5.1	ϕ/ω Verhältnis bei verschiedenen Energien	63

Tabellenverzeichnis

1.1	Eigenschaften der leichten Mesonen	3
1.2	Zerfälle der leichten Vektormesonen	8
2.1	Nachweiseffizienz der einzelnen Faser-Ebenen	20
4.1	Zusammensetzung der Gesamt-Rekonstruktionseffizienz	44
4.2	Eventgeneratoren zum Test der ω -Akzeptanz	47
4.3	ω -Effizienzen für verschiedene Eventgeneratoren	50
5.1	Fehlerquellen für das ϕ/ω -Verhältnis	62

Literaturverzeichnis

- [Ast91] ϕ production in $\bar{p}p$ annihilation at rest. Physics Letters B 267 (1991) 299–308. The Asterix Collaboration.
- [Atw94] ATWOOD, B. et al.: *GISMO Toolkit*. ftp://ftp.slac.stanford.edu/software/gismo, 1994.
- [Bal77] BALDI, R. et al. Phys. Lett. B 68 (1977) 381.
- [Bed97] BEDFER, Y., 1997. Persönliche Mitteilung.
- [Blo75] BLOBEL, V. et al. Phys. Lett. B 59 (1975) 88.
- [Bod68] BODINI, L. et al.: *A Bubble-Chamber Study of Proton-Proton Collisions at 4 GeV/c*. Il Nuovo Cimenti LVIII A (1968) 475–499.
- [Bre95] BRENSCHEDE, A., 1995. Tracking Of Particles In Complex Setups, C++ Programmibibliothek, unveröffentlicht.
- [Bro91] BROWN, G.E. und M. RHO. Phys. Rev. Lett. 66 (1991) 2720.
- [Buz94] BUZATU, D. und F. M. LEV: *On the role of K^*K intermediate states in OZI-rule violating reactions of antiproton annihilation*. Physics Letters B 329 (1994) 143–148.
- [CER93a] CERN, APPLICATION SOFTWARE GROUP: *GEANT3-Manual*. Cern/DD/ee/84-1, Genf, 1993.
- [CER93b] CERN, APPLICATION SOFTWARE GROUP: *HBOOK Statistical Analysis and Histogramming*. CERN Program Library Y250, Genf, 1993.
- [CER94] CERN, PARTICLE DATA GROUP: *Review of Particle Properties*. Phys. Rev. D (1994).
- [Chu97] CHUNG, W.S. et al.: *Phi meson production cross sections in pion-baryon and baryon-baryon interactions*. nucl-th/9611024, to appear in Phys. Lett. B (1997).

- [Cry95] *Observation of radiative $\bar{p}p$ annihilation into a ϕ meson.* Physics Letters B 346 (1995) 363–370. The Crystal Barrel Collaboration.
- [Dis96] *Strangeness Production in the p - N and p -Nucleus Interaction.* (1996). The DISTO Kollaboration.
- [Ell74a] ELLIS, J. und R.L. JAFFE. Phys. Rev. D 9 (1974) 1444.
- [Ell74b] ELLIS, J. und R.L. JAFFE. Phys. Rev. D 10 (1974) 1669.
- [Ell89] ELLIS, J. et al.: *The OZI Rule does not apply to Baryons.* Physics Letters B 217 (1989) 173–180.
- [Ell95] ELLIS, J. et al.: *Abundant ϕ -meson production in $\bar{p}p$ annihilation at rest and strangeness in the nucleon.* Physics Letters B 353 (1995) 319–328.
- [Gas91] GASSER, J. et al.: *Sigma-term update.* Physics Letters B 253 (1991) 252.
- [Had94] *Proposal for a High-Acceptance Di-Elektron Spectrometer.* (1994). The Hades Kollaboration.
- [Han97] HANHART, C., 1997. Persönliche Mitteilung.
- [Hug95] HUGHES, V.W.: *Nucleon Spin Structure from polarized deep inelastic muon-nucleon scattering at CERN.* CERN-PPE/95-178 (1995).
- [Iiz66] IIZUKA, I. Prog. Theor. Phys. Suppl. 37-38 (1966) 21.
- [Lic94] LICHARD, P.: *Three-pions reactions in dilepton production from hadron gas.* Physical Review D 49 (1994) 5812.
- [Loc93] LOCHER, M.P. et al.: *Rates for the reactions $\bar{p}p \rightarrow \pi\phi$ and $\gamma\phi$.* Zeitschrift f. Physik A 347 (1993) 281–284.
- [Lut92] LUTZ, M. et al. Nucl. Phys. A 542 (1992) 621.
- [Mag95] MAGGIORA, A. Nucl. Phys. News 5 (1995) 23.
- [Oku65] OKUBO, S. Phys. Lett. B 5 (1965) 165.
- [Oku77] OKUBO, S. Phys. Rev. D 16 (1977) 2336.
- [Per87] PERKINS, D.H.: *Introduction to High Energy Physics.* Addison-Wesley, New York, 1987.
- [Pfa98] PFAFF, H.W.: *Doktorarbeit, in Vorbereitung.* Diplomarbeit, II. Physikalisches Institut, Justus-Liebig-Universität Gießen, 1998.

- [Rek95] REKALO, M.P. et al.: *OZI-violation and polarization effects in the nucleon-nucleon induced production of vector mesons*. Preprint LNS/Ph/95-15 (1995).
- [Rod96] RODERBURG, E.: *Studies of pp and pd interactions with the time of flight spectrometer at COSY*. Acta Physica Polonica B 27 (1996) 2953.
- [Sib97] SIBIRTSEV, CASSING und MOSEL. ZPA in press (1997).
- [Ste62] STEVENSON, M. et al. Physical Review 125 (1962) 687.
- [Zwe64] ZWEIG, G.: *CERN report No. 8419/Th 412*. unpublished (1964).

Danksagung

Für die interessante Aufgabenstellung dieser Arbeit und die stetige Förderung möchte ich Herrn Prof. Dr. Wolfgang Kühn danken.

Den Mitgliedern der DISTO-Kollaboration gilt mein Dank für die gute Zusammenarbeit. Hier seien insbesondere Herr Dipl.-Phys. Jurek Foryciarz, Herr Dipl.-Phys. Hans-Werner Pfaff und Herr Dr. Jim Ritman genannt. Besonders danken möchte ich ebenfalls Herrn Dr. Yann Bedfer, der durch seinen unermüdlichen Einsatz, seine Hilfsbereitschaft und durch zahlreiche inspirierende Diskussionen wesentlich zum Erfolg dieser Arbeit beigetragen hat.

Bei den anderen Mitarbeitern an den HADES-Simulationsrechnungen möchte ich mich an dieser Stelle für die gute Zusammenarbeit bedanken. Namentlich genannt seien Herr Dr. Wolfgang König, Herr Dr. Rainer Schicker und Frau Dr. Heike Schön.

Allen Mitgliedern des II. Physikalischen Instituts gilt mein Dank für das angenehme Umfeld. Frau Anita Rühl und Herrn Jürgen Schneider für die ständige Hilfsbereitschaft. Herrn Dipl.-Phys. Martin Appenheimer, Herrn Dr. Martin Franke und Herrn Dr. Michael Notheisen, die mir stets mit Rat und Tat zur Seite standen.

Mein besonderer Dank gilt meinen Eltern für die Ermöglichung des Studiums sowie allen mir nahestehenden Personen für das aufgebrachte Verständnis.