Partialwellenanalyse der Proton - Antiproton - Annihilation in Ruhe in $K^+K^-\pi^0$

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Rainer Seibert
aus Bad Neustadt/Saale

Hamburg
1997

Gutachter der Dissertation:	Prof. Dr. U. Strohbusch
	Prof. Dr. K. Wick
Gutachter der Disputation:	Prof. Dr. U. Strohbusch
	Prof. Dr. W. Scobel
Datum der Disputation:	29. August 1997
Sprecher des Fachbereichs Physik und Vorsitzender des Promotionsausschusses:	Prof. Dr. B. Kramer

Abstract

Antiproton-proton-annihilation at rest into $K^+K^-\pi^0$ has been studied with the Crystal Barrel spectrometer by stopping antiprotons from LEAR in a liquid hydrogen target. The data were taken with a special trigger in order to enhance 2-prong events.

The main objective of a partial wave analysis is the study of contributions in the K^+K^- decay channel. The observation of a vector resonance at a mass of $M = 1676 \pm 12\,\mathrm{MeV/c^2}$ and a decay width of $\Gamma = 149 \pm 18\,\mathrm{MeV/c^2}$ is reported. A contribution of the $f_0(1500)$ can't neither be confirmed nor be excluded.
The branching ratios

$$BR(\bar{p}p \to K^+K^-\pi^0) = (25,5 \pm 1,5) \cdot 10^{-4}$$

and

$$BR(\bar{p}p \to \Phi\pi^0) = (6,3 \pm 0,4) \cdot 10^{-4}$$

have been calculated.

Zusammenfassung

Mit dem Crystal-Barrel-Detektor wurden Proton-Antiproton-Annihilationen in Ruhe in den Endzustand $K^+K^-\pi^0$ untersucht. Die vom LEAR bereitgestellten Antiprotonen wurden in einem flüssigen Wasserstoff-Target gestoppt. Die Datennahme erfolgte mit einem Trigger, der Ereignisse mit zwei geladenen Spuren im Endzustand anreicherte.

Ziel einer durchgeführten Partialwellenanalyse war die Untersuchung von resonanten Zwischenzuständen, die in K^+K^- zerfallen. Masse und Breite eines beobachteten Vektormesons wurden zu $M = 1676 \pm 12\,\mathrm{MeV/c^2}$ und $\Gamma = 149 \pm 18\,\mathrm{MeV/c^2}$ bestimmt. Eine Produktion des $f_0(1500)$ konnte weder bestätigt noch ausgeschlossen werden.
Ferner erfolgte die Messung der Verzweigungsverhältnisse

$$BR(\bar{p}p \to K^+K^-\pi^0) = (25,5 \pm 1,5) \cdot 10^{-4}$$

und

$$BR(\bar{p}p \to \Phi\pi^0) = (6,3 \pm 0,4) \cdot 10^{-4}.$$

Inhaltsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Vorwort

Die starke Wechselwirkung der Quarks (q) und Antiquarks ($\bar{q}$) wird in der Quantenchromodynamik (QCD) durch den Austausch von Eichbosonen (Gluonen g) beschrieben. Die klassischen, hadronischen Bindungszustände sind das Baryon (qqq) und das Meson ($q\bar{q}$). Neben den Valenzquarks, die für Quantenzahlen wie Ladung, Isospin und Strangeness verantwortlich sind, bestehen Hadronen aus virtuellen Quark-Antiquark-Paaren und Gluonen.

Seit der Entwicklung der QCD ist bis heute die Frage offen, ob Hadronen mit einer anderen Valenzstruktur existieren. Diese neuen, hypothetischen Teilchen werden unter dem Begriff „exotische“ Hadronen zusammengefaßt. Beispiele hierfür sind Multiquark-Mesonen ($qq\bar{q}\bar{q}$), Dibaryonen ($qqqqqq$) und Zustände, in denen Gluonen als Valenzteilchen auftreten: Gluebälle (gg oder ggg) und Hybride ($q\bar{q}g$ oder $qqqg$). Ihr experimenteller Nachweis wäre eine herausragende Bestätigung der Theorie der starken Wechselwirkung.

Eine aussichtsreiche Quelle zur Produktion exotischer Zustände ist die Nukleon-Antinukleon-Vernichtung, da hier der Anfangszustand schon bei kleinen Energien reich an Quarks und Gluonen ist. Zur Untersuchung von Proton-Antiproton-Annihilationen wurde am Antiprotonspeicherring LEAR des europäischen Kernforschungszentrums CERN in Genf der Crystal-Barrel-Detektor entwickelt und aufgebaut. Ziel des Experiments ist u. a. der Nachweis bisher unendeckter Mesonen im Massenbereich von 1 bis 2 GeV/c^2 sowie die Suche nach exotischen Zuständen.

Gegenstand der vorliegenden Arbeit, die im Rahmen des Crystal-Barrel-Experiments angefertigt wurde, ist die Partialwellenanalyse der Proton-Antiproton-Vernichtung in Ruhe in den Endzustand $K^+K^-\pi^0$. Von besonderem Interesse ist der Nachweis skalarer Mesonen, um weitere Einblicke in die Zusammensetzung des Nonetts und in die Natur des als Glueball diskutierten $f_0(1500)$ zu erhalten. Die Arbeit ist wie folgt gegliedert:

Nach einer Einführung wird im zweiten Kapitel der Aufbau des verwendeten Detektors beschrieben. Im dritten Abschnitt erfolgt die Erläuterung von Methoden zur Teilchenrekonstruktion und die Vorstellung der Monte-Carlo-Simulation. Kapitel 4 enthält die theoretischen Grundlagen der Partialwellenanalyse. Anschließend werden die Datenselektion und die Ergebnisse umfangreicher Untergrundstudien beschrieben. Damit sind die Voraussetzungen für die Partialwellenanalyse geschaffen. Deren Resultate werden in Kapitel 6 vorgestellt und diskutiert. Im siebten Abschnitt erfolgt die Bestimmung der Verzweigungsverhältnisse $\bar{p}p \rightarrow K^+K^-\pi^0$ und $\bar{p}p \rightarrow \Phi\pi^0$. Ferner wird für die letztgenannte Reaktion eine Verletztung der empirischen OZI-Regel aufgezeigt. Eine Zusammenfassung der Ergebnisse schließt die Arbeit ab.

Kapitel 1

Einführung und Motivation

Die Vorstellung, daß Materie aus einfachen, unteilbaren Bausteinen zusammengesetzt ist, läßt sich bis in die Antike zurückverfolgen. Etwa um das Jahr 400 vor Christus stellte der griechische Philosoph Demokrit von Abdera die Hypothese auf, daß sich hinter den vielfältigen Erscheinungen der makroskopischen Welt winzige und unwandelbare Partikel verbergen [Cap68]:
Nur scheinbar hat ein Ding eine Farbe, nur scheinbar ist es süß oder bitter; in Wirklichkeit gibt es nur Atome und den leeren Raum.
Gegen Ende des 19. Jahrhunderts führte die Atomhypothese mit der Begründung der Thermodynamik im Rahmen der statistischen Mechanik erstmals zu quantitativen, physikalischen Aussagen. Ebenfalls um diese Zeit wurde von Thomson das Elektron als das erste elementare und subatomare Teilchen entdeckt. Im Jahr 1911 veröffentlichte Rutherford aufgrund der Ergebnisse von Streuexperimenten sein berühmtes Atommodell. Die nach den Gesetzen der klassischen Physik auftretenden Schwierigkeiten bei der Beschreibung der Atome durch dieses Modell führten über das Bohrsche Atommodell (1913) zur Entwicklung der Quantenmechanik und schließlich zur Quantenfeldtheorie, deren Grundprinzipien 1929 von Dirac formuliert wurden.

Ziel der modernen Elementarteilchenphysik ist es, die Vielzahl der heute bekannten Teilchen aus möglichst wenigen fundamentalen Grundbausteinen zusammenzusetzen und beobachtete Phänomene durch grundlegende Wechselwirkungen zwischen diesen Bausteinen zu erklären. Nach heutigem Wissensstand zählen zu den fundamentalen Teilchen, die bis zu Dimensionen von 10^{-18} m punktförmig und strukturlos sind, drei Generationen von *Quarks* und *Leptonen*:

	Elektrische Ladung	Generation 1	2	3
Quarks	$+\frac{2}{3}$	u Up	c Charm	t Top
	$-\frac{1}{3}$	d Down	s Strange	b Bottom
Leptonen	0	ν_e Elektron-Neutrino	ν_μ Myon-Neutrino	ν_τ Tau-Neutrino
	-1	e Elektron	μ Myon	τ Tauon

Kräfte zwischen den Teilchen werden durch vier Wechselwirkungen hervorgerufen, die starke, die schwache, die elektromagnetische Wechselwirkung und die Gravitation. Im Bereich der Elementarteilchenphysik ist die Gravitation allerdings so gering, daß sie vernachlässigt werden kann.

Zur Beschreibung der Phänomene der verschiedenen Wechselwirkungen haben sich Eichtheorien besonders bewährt. Sie stellen zusammen mit den oben aufgeführten elementaren Teilchen das *Standardmodell* der Elementarteilchenphysik dar. Dieses Modell beinhaltet die Glashow-Salam-Weinberg-Theorie (GSW), eine vereinheitlichte Form der elektromagnetischen und schwachen Wechselwirkung und die Quantenchromodynamik (QCD) als Theorie der starken Wechselwirkung.

1.1 Quarkmodell und Quantenchromodynamik

Stark wechselwirkende Teilchen werden als Hadronen bezeichnet. Hierzu gehört neben den Kernbausteinen, den Nukleonen, eine Vielzahl kurzlebiger Teilchen. Ein klassifizierendes Ordnungsschema für diese zunächst als elementar angenommenen Teilchen konnte erstmals durch die Quarkhypothese gefunden werden [Gel64]. In diesem Modell werden Baryonen als gebundener Zustand aus drei Quarks (qqq) in passenden Drehimpulszuständen erklärt. Mesonen werden mit Bindungszuständen aus einem Quark und einem Antiquark ($q\bar{q}$) identifiziert. Ferner fordert das Spektrum der Hadronen die Existenz mehrerer Sorten von Quarks, die als Quarkflavour bezeichnet werden. Um mit diesem Aufbau Ladung und den halbzahligen Spin der Baryonen bzw. den ganzzahligen Spin der Mesonen zu reproduzieren, müssen die Quarks eine drittelzahlige Ladung und den Spin $\frac{1}{2}$ tragen.

Die Beobachtung, daß Hadronen mit gleichen J^{PC}-Quantenzahlen in Multipletts ähnlicher Masse angeordnet werden können, läßt auf eine approximative Flavoursymmetrie der starken Wechselwirkung schließen. Bei einer Beschränkung auf die drei Quarks mit den niedrigsten Massen (u-, d- und s-Quark) können die Hadronen aus Produktdarstellungen der Flavour-SU(3) konstruiert werden. Dementsprechend liegen die Baryonen in der zugehörigen Produktdarstellung $3 \otimes 3 \otimes 3 = 1 \oplus 8 \oplus 8 \oplus 10$. Die Mesonen können in Nonetts, bestehend aus einem Singulett und einem Oktett gruppiert werden: $3 \otimes \bar{3} = 8 \oplus 1$. Eine exakte Flavoursymmetrie hätte eine einheitliche Teilchenmasse für die einzelnen Mitglieder der Multipletts zur Folge. In der Natur beobachtet man jedoch hiervon Abweichungen. Diese Verletzung der Flavoursymmetrie kann auf eine größere Masse des s-Quarks im Vergleich zu den leichten u- und d- Quarks zurückgeführt werden.

Innerhalb eines Nonetts lassen sich die möglichen Quantenzahlen der Mesonen aus ihrem Aufbau als Quark-Antiquark-Bindungszustände herleiten. Für die Bestimmung der Eigenwerte der Parität P und der Ladungskonjugation C gelten folgende Regeln (letztere ist nur definiert, wenn Quark und Antiquark vom selben Flavour sind) :

$$P_{q\bar{q}} = (-1)^{L_{q\bar{q}}+1}$$
$$C_{q\bar{q}} = (-1)^{L_{q\bar{q}}+S_{q\bar{q}}}$$

Dabei bezeichnet $L_{q\bar{q}}$ den Bahndrehimpuls zwischen Quark und Antiquark, $S_{q\bar{q}}$ ist der Gesamtspin des $q\bar{q}$-Systems. Für den Gesamtdrehimpuls J, der dem Spin des Mesons entspricht, gelten die Regeln der Drehimpulsaddition:

$$|L-S| \leq J \leq |L+S|$$

Tabelle 1.1 listet die nach diesen Regeln berechneten Quantenzahlen J^{PC} für $L \leq 1$ und die gebräuchlichen Kurzbezeichnungen der zugehörigen Multipletts auf.

L	S	J^{PC}	Bezeichnung
0	0	0^{-+}	Pseudoskalar
0	1	1^{--}	Vektor
1	0	1^{+-}	Axialvektor
1	1	0^{++}	Skalar
1	1	1^{++}	Axialvektor
1	1	2^{++}	Tensor

Tabelle 1.1: Quantenzahlen des $q\bar{q}$-Systems für $L \leq 1$.
Mit L : Bahndrehimpuls, S : Gesamtspin, P : Parität, C : C-Parität.
In der rechten Spalte sind die gebräuchlichen Kurzbezeichnungen der zugehörigen Multipletts aufgeführt.

1.1.1 Farbdynamik und exotische Teilchen

Einige phänomenologische Eigenschaften der Hadronen können durch das einfache Quarkmodell nicht erklärt werden. So gibt es bisher keinen Nachweis von Teilchen mit drittelzahliger Ladung oder von Multiquarkzuständen der Zusammensetzung (qq) oder $(qqqq)$. Ferner kann für die $J^P = 3/2^+$ Baryonen aus drei gleichen Quarkflavours im Grundzustand keine antisymmetrische Quarkwellenfunktion konstruiert werden. Durch die Einführung eines weiteren inneren Freiheitsgrades der Quarks können diese Probleme beseitigt werden. Jedem Quark wird eine Farbe, die die drei Einstellungen rot, grün oder blau aufweisen kann, zugeordnet. Die einzelnen Quarks befinden sich in einem Triplett bezüglich der Farb-SU(3)-Symmetrie. Für die in der Natur beobachteten hadronischen Zustände fordert man, daß sie farbneutral sind, d.h. ein Singulett bezüglich der Farbe darstellen.

In der Quantenchromodynamik (QCD) erhält der zusätzlich eingeführte Freiheitsgrad der Farbe eine dynamische Bedeutung, indem die exakte Symmetrie unter SU(3)-Farbtransformationen als Eichsymmetrie ausgenutzt wird. Aus der Forderung nach Eichinvarianz folgt die Existenz von acht masselosen Eichbosonen mit Spin 1.

Im Gegensatz zu Photonen, die die elektromagnetische Kraft in der QED vermitteln, sind die Feldquanten der QCD - die Gluonen - selbst Träger von Farbladung und können untereinander wechselwirken. Diese Eigenschaft hat weitreichende Folgen: Gluonen können im Gegensatz zu Photonen nicht frei existieren. Während in der QED die Vakuumpolarisation durch Elektron-Positron-Schleifen zu einer effektiven Abschwächung des Potentials führt, bewirken Gluon-Gluon-Polarisationen in der QCD das Gegenteil, eine Verstärkung, die mit größer werdenden Abstand der beiteiligten Teilchen anwächst.

Im Bereich kleiner Abstände ($r \leq 10^{-3}\,\mathrm{fm}$) ist die QCD als Theorie der starken Wechselwirkung gut bestätigt. In diesem Fall ist der Wert der Kopplungskonstanten der starken Wechselwirkung g_s hinreichend klein, so daß störungstheoretische Rechnungen möglich sind. Quarks und Gluonen als Träger der Farbladung verhalten sich wie quasi-freie Teilchen (*asymptotische Freiheit*).

Der Bereich großer Abstände ($r \approx 1\,\mathrm{fm}$) ist von Phänomenen gekennzeichnet, die perturbativ nicht mehr behandelt werden können. Hierzu gehört der Einschluß von Quarks und Gluonen in hadronischer Materie (*confinement*). Diese Eigenschaft verhindert, daß in der Natur freie, isolierte Quarks beobachtet werden können. Sie kann anschaulich durch das sogenannte String-Modell erklärt werden. Dabei bilden die Feldlinien eine gespannte Saite zwischen den bindenen Quarks. Die Energie dieser gluonischen Saite steigt mit zunehmendem Abstand an. Vergrößert man den Abstand, bis die Energie zur spontanen Bildung eines leichten Quark-Antiquark Paares ausreicht, bricht die Saite auf und neue Hadronen werden gebildet.

In fast allen Approximationen der QCD im niederenergetischen Bereich werden neben den bekannten farbneutralen ($q\bar{q}$)-Mesonen und (qqq)-Baryonen zusätzliche Farbsinguletts vorhergesagt, die exotischen Zustände. Im Mesonensektor erwartet man folgende Teilchen:

- **Gluebälle (Gluonia):** Gebundene Zustände ohne Valenzquarkinhalt aus zwei oder mehreren Gluonen, die zu einem Farbsingulett koppeln.

- **Hybride:** Zustände, die aus einem ($q\bar{q}$)-Paar und einem oder mehreren Gluonen aufgebaut sind. Während die konventionellen Mesonen lediglich virtuelle Gluonenanteile enthalten, ruft bei den Hybriden der gluonische Anteil zusätzliche Freiheitsgrade der Vibration und Rotation hervor.

- **Multiquarkzustände:**($q^k\bar{q}^k$): Sie können entweder in kompakten Systemen oder in Gruppen gebundener Hadronen (k=3: Baryonia, k=2: Diquonia) auftreten.

Neben o. g. Klassifiaktion exotischer Zustände nach ihrem Aufbau, gibt es ein weiteres Ordnungsschema, welches sie nach den zu erwartenden, beobachtbaren Eigenschaften unterteilt:

- Exotische Hadronen der ersten Art nennt man Zustände mit offenen exotischen Werten für Hauptquantenzahlen wie elektrische Ladung, Strangeness oder Isospin. Beispiele sind Mesonen mit $|Q| > 1$, $|S| > 1$ oder $I > 1$. Diese Quantenzahlen können von Multiquarkzuständen oder Multiquarkhybriden gebildet werden, jedoch nicht von Glueballen.

- Exotische Hadronen der zweiten Art weisen J^{PC}-Quantenzahlen auf, die von herkömmlichen Hadronen nicht gebildet werden können. So sind beispielsweise die Quantenzahlen 0^{+-}, 0^{--}, 1^{-+}, 2^{+-} für ein $(q\bar{q})$-Meson nicht möglich (Tabelle 1.1). Der Nachweis eines Zustands mit einer dieser Quantenzahlen wäre ein eindeutiger Beweis für seine exotische Natur.

- Exotische Hadronen der dritten Art besitzen die gleichen Quantenzahlen wie gewöhnliche Teilchen. Sie weisen somit keine sichtbaren exotischen Eigenschaften auf. Ihr komplizierter innerer Aufbau kann nur indirekt erschlossen werden. Hinweise könnten eine anormal kleine Breite, anormale Zerfallskanäle oder ungewöhnliche Produktionsmechanismen sein. Eine wichtige Voraussetzung zur Identifizierung eines solchen Teilchens als exotisches Hadron ist die Kenntnis des Spektrums herkömlicher Mesonen. Zusätzliche Zustände weisen dann auf eine exotische Zusammensetzung hin.

1.2 Suche nach Glueballen

Der zweifelsfreie Nachweis exotischer Hadronen wäre ein wichtiger Beitrag zur Bestätigung der Quantenchromodynamik und ihrem Verständnis im niederenergetischen Bereich. Experimentelle Untersuchungen zum Nachweis von Glueballen sind von der Überlegung geleitet, daß sie charakteristische Produktions- und Zerfallseigenschaften aufweisen. So sollten Gluonia

- nur sehr schwach an Photonen koppeln, da Gluonen keine elektrische Ladung tragen,

- abgesehen von Phasenraumfaktoren zu gleichen Teilen in Hadronen mit verschiedenem Flavour-Gehalt zerfallen *(flavour blindness)*,

- in Prozessen, die reich an Gluonen sind, besonders stark produziert werden. Hierzu zählen radiative J/Ψ-Zerfälle, Proton-Antiproton-Annihilation und die zentrale Produktion beim pp-Stoßprozeß.

Die Suche wird jedoch dadurch erschwert, daß gefundene neue Zustände häufig auch mit der Hypothese eines herkömmlichen $(q\bar{q})$-Mesons verträglich sind. Ferner müssen die o. g. erwarteten Eigenschaften aufgrund möglicher Mischung mit $q\bar{q}$-Zuständen in der Natur nicht zwangsläufig vorliegen. Im Falle starker Mischung kann nur die Beobachtung von zusätzlichen, gegenüber den vom Quarkmodell vorhergesagten

Zuständen, ein Nachweis für einen Glueball sein. Für alle in den letzten Jahren gefundenen Kandidaten steht eine endgültige Bestätigung noch aus.

Bei der Vorhersage von Massen und anderen Eigenschaften ist man auf verschiedene Modellrechnungen[1] (Potentialmodelle [Hip89], Flux-Tube Modell [Jaf76], Gitter-Eichrechnungen [Bal93], MIT-Bag-Modell [Cho74]) angewiesen. Je nach speziellen Modellannahmen innerhalb von Rechnungen verschiedener Gruppen variieren die vorhergesagten Massen. Als allgemein übereinstimmendes Resultat ist das Spektrum $M(J^{PC})$ für Zweigluonenzustände zu nennen:

$$M(0^{++}) \leq M(0^{-+}) < M(2^{++}) \leq M(2^{-+})$$

Die Ergebnisse von Gitter-Eichrechnungen werden als die zuverlässigsten angesehen. Danach erwartet man für den Grundzustand des Glueballs eine Masse zwischen 1,5 GeV/c^2 und 1,75 GeV/c^2 [But94],[Sex95].

1.2.1 Das Nonett der skalaren Mesonen

Mit der Entdeckung des $K_0^\star(1430)$ durch das LASS-Experiment [Ast88] schienen alle Mesonen des skalaren Nonetts gefunden worden zu sein. Demnach setzte es sich aus dem $K_0^\star(1430)$ als seltsames Mitglied, dem $a_0(980)$ als Isovektor, dem $f_0(980)$ als Isoskalar im Oktett und dem $f_0(1370)$ als Zustand des Singuletts zusammen. Dieses Bild (Abbildung 1.1) weist jedoch einige Mängel auf. So besitzen das $f_0(980)$ und das $a_0(980)$ eine starke Kopplung an den Zerfall in $K\bar{K}$ und weisen gegenüber den anderen Mitgliedern des Nonetts auffällig kleine Massen auf. Diese Eigenschaften legen eine Interpretation als $K\bar{K}$-Moleküle nahe [Wein83].

Der Ausschluß des $f_0(980)$ und des $a_0(980)$ aus dem skalaren Nonett wird durch eine Reihe von neuen experimentellen Befunde gestützt. Vom Crystal-Barrel-Experiment wurde ein skalarer Isovektor das $a_0(1450)$ mit einer Masse und Breite von $M = 1450\,MeV/c^2$, $\Gamma = 270\,MeV/c^2$ in der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^0(\pi^0\eta)$ beobachtet [Ams95a].

Eine weitere skalare Resonanz das $f_0(1500)$ wurde in

- radiativen J/Ψ-Zerfällen [Bug94b],
- der zentralen Produktion von pp-Stoßprozessen [Aba94]
- und in verschiedenen Endzuständen bei der Proton-Antiproton-Annihilation nachgewiesen.

Die in der Proton-Antiproton-Annihilation beobachteten Zerfallskanäle des $f_0(1500)$ sind $\pi^0\pi^0$ [Ams95c], $\eta\eta$ [Ams92], $\eta\eta'$ [Ams95d], $4\pi^0$ [Ams96a] und K_LK_L [Abe96a]. Die durchschnittliche Masse und Breite wurden zu $M = 1509 \pm 10\,MeV/c^2$ und $\Gamma = 116 \pm 17\,MeV/c^2$ bestimmt.

[1] Eine gute Übersicht zu den verschiedenen Modellen ist in [Clo88] zu finden.

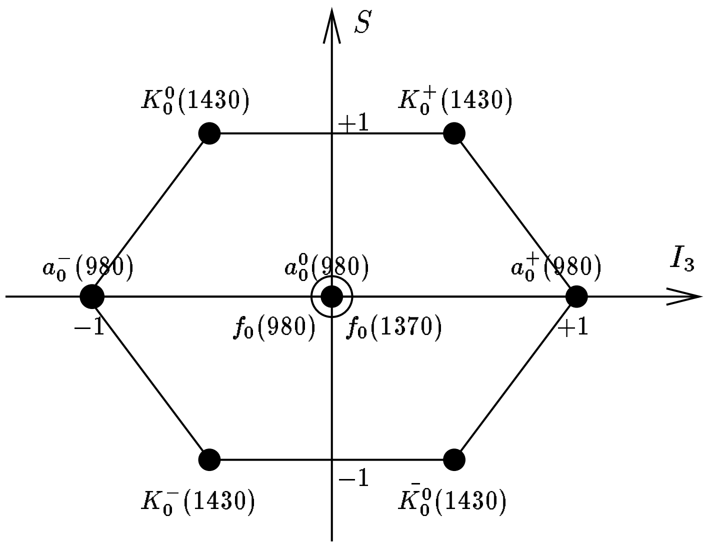

Abbildung 1.1: Das Nonett der skalaren Mesonen. Aufgetragen ist die Strangeness S gegen die dritte Komponente I_3 des Isospins. Die eingezeichneten Zustände galten lange Zeit als die besten Kandidaten für die Mitglieder des Nonetts.

Verschiedene Experimente berichten von einer isoskalaren Resonanz bei einer Masse von $1710\,\mathrm{MeV/c^2}$ [Mon96]. Der Spin dieses als $f_J(1710)$ bezeichneten Teilchens wird zur Zeit noch kontrovers mit Null oder Zwei angegeben.

Unter der Annahme, daß das $f_J(1710)$ den Spin Null besitzt, sind mittlerweile mehr Zustände gefunden worden als das skalare Nonett aufnehmen kann. Amsler und Close schlagen folgende, neue Zusammensetzung vor [Ams96b]: Das $a_0(1450)$ ersetzt das $a_0(980)$, das $f_0(1370)$ tritt an die Stelle des $f_0(980)$. Für den $s\bar{s}$-Zustand erwartet man gegenüber den anderen Mitgliedern des Nonetts eine erhöhte Masse. Diesen Platz nimmt das $f_0(1710)$ ein. Abbildung 1.2 zeigt das auf diese Weise neu geordnete Nonett der skalaren Mesonen.

Das $f_0(1500)$ wird als eine Mischung der beiden isoskalaren $q\bar{q}$-Nonett-Mitglieder mit dem leichtesten skalaren Glueball behandelt. Neben den schon genannten Reaktionen, in denen das $f_0(1500)$ beobachtet wurde, sind die relativen Kopplungen an die verschiedenen Zerfallskanäle ein weiteres Indiz für diese Hypothese. Aus den Messungen des Crystal-Barrel-Experiments ergeben sich die Verhältnisse der auf Phasenraum- und Formfaktoreffekte korrigierten Kopplungskonstanten für den Zerfall des $f_0(1500)$:

$$\pi\pi \ : \ K\bar{K} \ : \eta\eta \ : \ \eta\eta' = 1 \ : \ 0,24 \pm 0,09 \ : \ 0,27 \pm 0,11 \ : \ 0,19 \pm 0,08$$

Diese Werte sind nicht mit der Interpretation des $f_0(1500)$ als $q\bar{q}$-System verträglich. Insbesondere ist aufgrund der Unterdrückung des Zerfalls in $K\bar{K}$ eine Zuordnung als $s\bar{s}$-Zustand ausgeschlossen. Eine Abschätzung aus älteren Messungen [Gra83] liefert

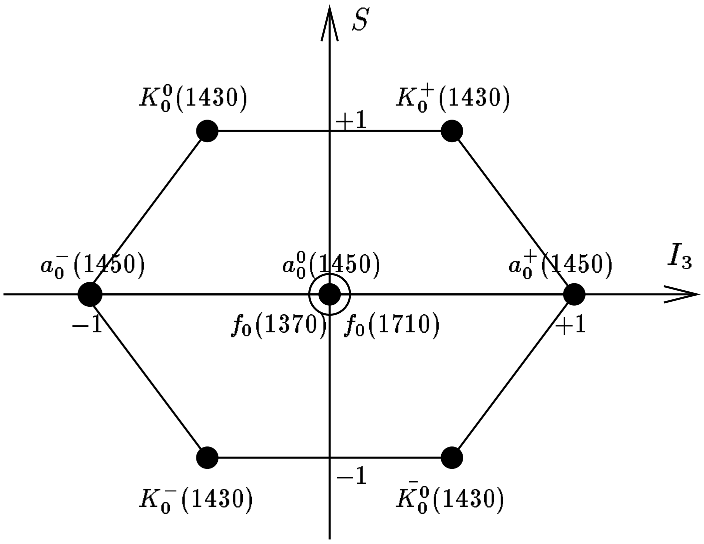

Abbildung 1.2: Vorschlag zur Neuordnung des Nonetts der skalaren Mesonen. An die Stelle des $f_0(980)$ und des $a_0(980)$ treten das $f_0(1370)$ bzw. das $a_0(1450)$. Das $f_0(1710)$ nimmt den $s\bar{s}$-Zustand des Nonetts ein.

im Widerspruch zum Crystal-Barrel-Ergebnis einen Wert von $0,1$ als obere Grenze für die relative Kopplung an $K\bar{K}$.

Für die Manifestierung des $f_0(1500)$ als Glueball, sind weitere Untersuchungen seiner Produktion und seines Zerfalls von großem Interesse. Insbesondere für den Zerfall in $K\bar{K}$ sind die bisherigen Ergebnisse z. T. widersprüchlich.

Mit der vorliegenden Arbeit wird die Suche nach diesem Zustand zum ersten Mal auf Proton-Antiproton-Annihilationen in Ruhe in den Endzustand $K^+K^-\pi^0$ ausgedehnt. Eine weitere interessante Fragestellung ist, ob Hinweise auf das noch fehlende $s\bar{s}$-Mitglied des skalaren Nonetts gefunden werden können. Gegenüber den Analysen der Reaktionen $\bar{p}p \to K_L K_L \pi^0$ in Ruhe [Abe96a] und $\bar{p}p \to K^+K^-\pi^0$ im Fluge (bei einem Antiprotonimpuls von 600 MeV/c) [Sch96] zeichnet sich die hier durchgeführte Untersuchung durch eine vollständige Rekonstruktion des Endzustands verbunden mit einem nahezu untergrundfreien Datensatz bzw. eine deutliche Verbesserung der Statistik aus.

Kapitel 2

Das Crystal-Barrel-Experiment

Die Crystal-Barrel-Kollaboration setzt sich zur Zeit aus ungefähr 80 Wissenschaftlern aus sechs Ländern zusammen. Sie hat sich neben der Untersuchung der Proton-Antiproton-Annihilation eine möglichst umfassende Spektroskopie leichter Mesonen zum Ziel gesetzt. Dies beinhaltet u.a. die Untersuchung des Strangeness-Anteils im Nukleon, der Dynamik von Quarks und Gluonen im Annihilationsprozeß, die Vervollständigung der Mesonen-Nonetts und das Auffinden exotischer Teilchen (Glueblle, Hybride, Vielquarkzustände).

Die Endzustände der $\bar{p}p$-Annihilation bestehen vorwiegend aus geladenen Pionen und Kaonen sowie aus Photonen, die aus dem Zerfall kurzlebiger neutraler Teilchen (π^0, η, η', ω) resultieren. Um mit einem flexiblen Experiment alle Endprodukte nachweisen zu können, muß das Detektorsystem folgende Anforderungen erfüllen:

- Nachweismöglichkeit von Photonen und geladenen Teilchen über einen großen Raumwinkelbereich
- Gute Impulsauflösung bei der Messung geladener Teilchen
- Möglichkeit zur Separation von geladenen Pionen und Kaonen
- Effizientes Triggersystem zur Anreicherung seltener Kanäle
- Verarbeitung hoher Aufzeichnungsraten durch das Datenerfassungssystem
- Verwendungsmöglichkeit des Detektors bei unterschiedlichen Strahlimpulsen
- Auswechselbare Targets (flüssiger, gasförmiger Wasserstoff, Deuterium)

Diese Zielsetzungen waren maßgebend beim Entwurf und der Auslegung des Crystal-Barrel-Detektors [Ake85]. Er wurde in den Jahren 1985 bis 1989 entwickelt und am LEAR-Speicherring in Genf aufgebaut (Abbildung 2.1). Nach der eigentlichen Aufbauphase wurde er laufend verbessert, Komponenten ausgetauscht bzw. neue Komponenten hinzugefügt. In den folgenden Abschnitten wird der Detektor in dem Zustand beschrieben, in dem er sich bei der Datennahme für die vorliegende Arbeit befand.

2.1 Erzeugung der Antiprotonen

Der LEAR[1] Speicherring ist eine der abschließenden Stufe des Antiprotonenkomplexes am CERN. Er stellt abgesehen von kurzen Füllzyklen einen kontinuierlichen

[1]**L**ow **E**nergy **A**ntiproton **R**ing.

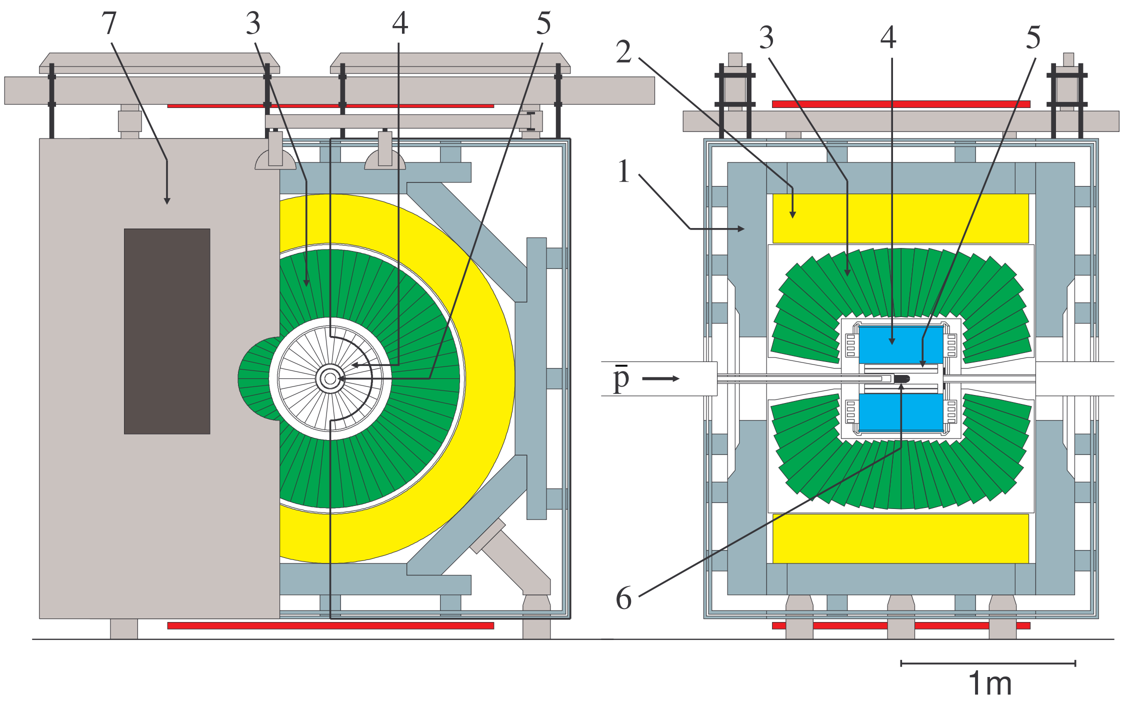

Abbildung 2.1: Front- und Seitenansicht des Crystal-Barrel-Detektors. **1** Eisenjoch, **2** Magnetspule, **3** Elektromagnetisches Kalorimeter, **4** Jet-Driftkammer, **5** Proportionaldrahtkammern, **6** Wasserstofftarget, **7** Abdeckung.

Antiprotonenstrahl bereit. Zur Erzeugung der Antiprotonen werden Protonen aus einem Linearbeschleuniger in das Protonensynchroton (PS) geleitet. Hier werden sie auf einen Impuls von 26 GeV/c beschleunigt und anschließend auf ein Wolframtarget gelenkt. Durch diesen Beschuß entstehen unter anderem Proton-Antiproton-Paare, die anhand ihrer unterschiedlichen elektrischen Ladung voneinander getrennt werden. Die Antiprotonen werden mit einem Impuls von 3,5 GeV/c in den Antiproton-Akkumulator eingespeist und dort zwischengespeichert. Während dieser Zeit zerfallen kurzlebige, unerwünschte Teilchen wie Pionen, Kaonen und Myonen, so daß ein kontaminationsfreier Antiprotonenstrahl zur Verfügung steht.

Aus dem Akkumulator können stündlich bis zu $3 \cdot 10^9$ Antiprotonen extrahiert werden. Nach ihrer Rückführung in das Protonensynchroton werden sie hier auf einen Impuls von 600 MeV/c abgebremst und in den Niederenergie-Antiproton-Ring (LEAR) gelenkt. Eine Füllung, die 10 bis 15 Minuten dauert, ermöglicht 1-3 Stunden Strahlzeit. Je nach experimenteller Fragestellung kann der Impuls auf Werte zwischen 0,1 und 2,0 GeV/c eingestellt und der Strahl auf mehrere Experimente aufgeteilt werden.

2.2 Aufbau des Detektors

2.2.1 Target und Eingangszähler

Der Antiprotonenstrahl tritt aus dem LEAR durch ein 100 μm dickes Berylliumfenster, durchdringt anschließend einen Eingangszähler und eine vierfach segmentierte Siliziumdiode. Das Diodensignal dient zum einen der Feinjustierung des Strahls zum anderen wird es als Startgeber (Trigger) für die Ausleseelektronik verwendet. Die Annihilation der Antiprotonen findet in der auf die Diode folgende Wasserstoffprobe, welche in eine Targetzelle eingeschlossen ist, statt. Die Zelle besteht aus 75 μm dicken Mylar, hat eine Länge von 44 mm und einen Durchmesser von 17 mm. Bei einem Impuls von 200 MeV/c stoppen die Antiprotonen nach 22 mm in der Zellenmitte. Hinter dem Target befindet sich in Strahlrichtung ein weiterer Zähler (Vetozähler). Dessen Signal zeigt an, daß ein Antiproton das Target ohne Wechselwirkung durchquert hat. Ein fehlendes Vetosignal zusammen mit einem Signal aus den Eingangszählern kennzeichnen eine Reaktion in der Wasserstoffprobe.

2.2.2 Proportionaldrahtkammern

Das Target wird von zwei zylindrischen Proportionaldrahtkammern (PWC) [2] umgeben (Abbildung 2.2). Ihre Länge beträgt 35 cm. Die innere Kammer ist aus 90, die äußere aus 150 Anodendrähten aufgebaut. Die Drähte verlaufen parallel zur Strahlachse und sind in einem Abstand von 25,5 mm bzw. 43 mm konzentrisch um das Target herum angeordnet. Der abgedeckte Raumwinkel beträgt 99% von 4π (97% für die äußere Kammer). Die Kammern arbeiten bei einer Spannung von 2550 V mit einer Effizienz von über 99%. In beiden PWC's wird eine Gasmischung aus 69.5% Argon, 30% Äthan und 0.5% Freon verwendet.

Geladene Teilchen lösen beim Durchgang durch die Kammern Signale an den Anodendrähten aus. Diese werden durch ein Vieldrahtkammersystem der Firma LeCroy ausgelesen. Die Treffermeldungen der einzelnen Drähte werden an CAMAC-Logikeinheiten weitergeleitet. Hier werden benachbarte Treffer zu sog. Clustern zusammengefaßt und die Clustermultiplizität für jede Kammer berechnet. Durch dieses System erhält man frühzeitig ein Signal, welches zum Triggern auf Ereignisse mit definierter geladener Multiplizität genutzt werden kann.

Die Verwendung zweier Drahtkammern bietet des weiteren die Möglichkeit, Ereignisse mit K_S^0-Mesonen im Endzustand anzureichern. Die Kammern sind so ausgelegt, daß ein Großteil dieser Teilchen zwischen erster und zweiter Kammer zerfällt. Liefert ein neutrales K_S^0 in der ersten Kammer kein Signal und zerfällt es zwischen den beiden Kammern in zwei geladene Pionen, so ist die Multiplizität der äußeren Kammer gegenüber der inneren um zwei erhöht. Durch Forderung dieser Multiplizitätsdifferenz läßt sich das Datensample stark mit K_S^0-Zerfällen anreichern.

[2] **P**roportional **W**ire **C**hamber

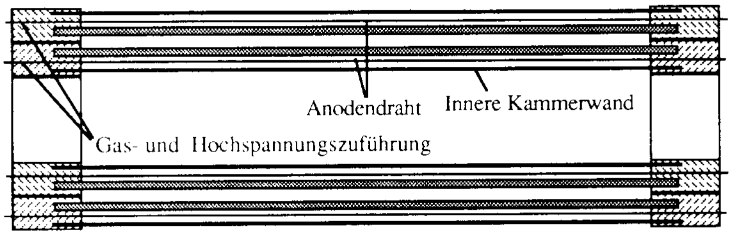

Abbildung 2.2: Schema der Proprtionaldrahtkammer

2.2.3 Jet-Driftkammer und Magnet

Die Jet-Driftkammer (JDC) dient dem Nachweis, der Identifikation und der Impulsbestimmung geladener Teilchen. Zur Impulsmessung wird der Einfluß eines homogenen Magnetfeldes auf die Bewegung eines geladenen Teilchens ausgenutzt. Die auftretende Lorentzkraft ist proportional zur Geschwindigkeit des Teilchens und zwingt dieses auf eine helixförmige Bewegungsbahn. Aus Krümmung und Steigung der Helix kann der Impuls und die Teilchenladung ermittelt werden [Boc90].

In einer Jet-Driftkammer sind positiv geladene Signaldrähte parallel zum Magnetfeld in mehreren konzentrischen Lagen um das Target herum angebracht. Zusätzliche, negativ geladene Felddrähte ermöglichen es, mehrere voneinander unabhängig arbeitende Driftzellen zu bilden. Ein durch Ionisation freigesetztes Elektron erzeugt durch Sekundärionisationen ein Signal auf dem Anodendraht. Über den Zeitpunkt des Auftretens des elektrischen Impulses am Anodendraht ist der Abstand der Teilchentrajektorie von diesem Draht festgelegt. Führt man diese Driftzeitbestimmung in mehreren Zellen durch, kann letztendlich die Teilchenbahn rekonstruiert werden (siehe Kapitel 3.1).

Abbildung 2.3 zeigt den Aufbau der im Crystal-Barrel-Detektor verwendeten Jet-Driftkammer. Die zylinderförmige Kammer deckt mit einen Durchmesser von 540 mm und einer Länge von 400 mm 93% des gesamten Raumwinkels ab. Der Radius der inneren Aussparung um das Strahlrohr herum beträgt 50 mm. Die Kammer ist speichenähnlich nahe der Strahlachse in 15 und ab einem Radius von 95 mm in 30 Sektoren eingeteilt. Jedes innere Sektorsegment besteht aus 5 Driftzellen, jedes äußere aus 17. In deren Zentrum sind abwechselnd Signaldrähte und Feldkorrekturdrähte gespannt (Abbildung 2.4). Der Abstand zwischen zwei Signaldrähten beträgt 8 mm. Relativ zur Mittelebene sind sie um $\pm$ 200 μm versetzt (sog. Staggering). Diese Anordnung ermöglicht den Einsatz eines Auswerteverfahrens, welches erkennt, auf welcher Sektorseite die Teilchenspur verläuft (siehe Kapitel 3.1). Die innerste Lage der Auslesedrähte hat einen Abstand von 63 mm zur Strahlachse. Die äußerste Lage ist in einer Distanz von 239 mm angebracht.

Die Hochspannungen der Felddrähte werden durch das GARFIELD-Driftkammer-Simulationsprogramms [Vee91] so berechnet, daß sich ein homogenes Driftfeld von 1100 V/cm ergibt. Als Zählergas wird ein Gemisch aus 90% Kohlen-

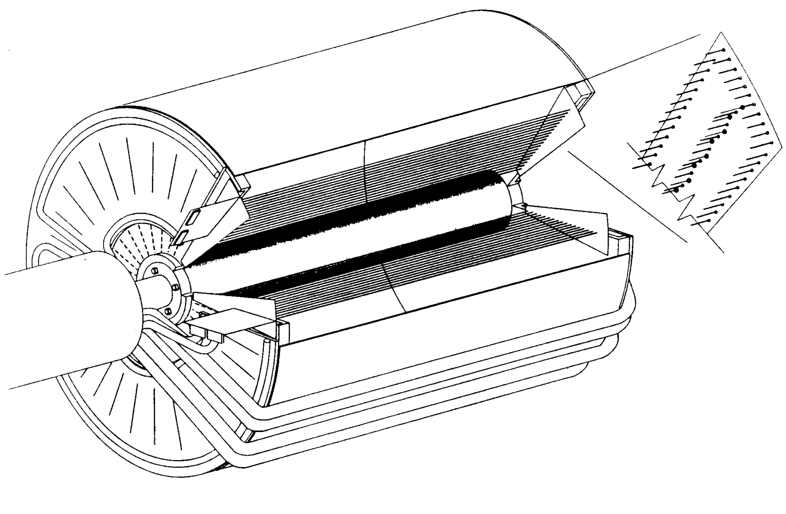

Abbildung 2.3: Die Jet-Driftkammer (JDC). Ein äußerer Sektorausschnitt ist rechts im Bild vergrößert dargestellt. Man erkennt die den Sektor nach außen begrenzenden Felddrähte und in der mittleren Reihe die Signaldrähte.

dioxid und 10% Isobutan benutzt. In diesem Gas beträgt die Driftgeschwingigkeit 8,4 μm/ns und bei einem Magnetfeld von 1,5 T der Lorentzwinkel[3] $7,2°$ (Abbildung 2.5).

Neben dem elektrischen Feld hängt die Driftgeschwindigkeit empfindlich von Temperatur, Druck und Gaszusammensetzung ab. Um die erforderliche Genauigkeit und Stabilität der Driftgeschwindigkeit zu gewährleisten, werden Temperatur und Gaskomposition während des Experiments konstant gehalten. Der Druck wird fortlaufend aufgezeichnet und bei der Rekonstruktion durch unterschiedliche Driftzeittabellen berücksichtigt.

Für die Signalauslese findet ein Flash-ADC-System der Firma Dr. B. Struck Verwendung. Die Signale an beiden Drahtenden werden auf Vorverstärker gegeben und anschließend von Struck-DL305 und DL310-Flash-ADC's digitalisiert. Um die Auflösung im unteren Amplitudenbereich zu verbessern, werden die ADC's mit einer nichtlinearen Kennlinie betrieben. Die Signale werden in Schritten von 10 ns gespeichert. Im Falle eines gültigen Ereignisses werden die Drahtnummer des angesprochenen Drahtes, die digitalisierten Rohpulse und die beiden vorverstärkten Signalamplituden an den Drahtenden aufgezeichnet.

Die JDC-Informationen werden auch für Triggerentscheidungen verwendet. Die Signale der Analogausgänge der FADCs von Drahtlage 2, 3, 4, 5, 20 und 21, ermöglichen es bezüglich Länge und Multiplizität geladener Spuren zu triggern.

Das konstante solenoidale Magnetfeld wird durch einen konventionellen, was-

[3]Der Lorentzwinkel beschreibt den Winkel in der xy-Ebene zwischen der Richtung des elektrischen Feldes und der davon abweichenden Driftrichtung der Elektronen aufgrund der Einwirkung des magnetischen Felds.

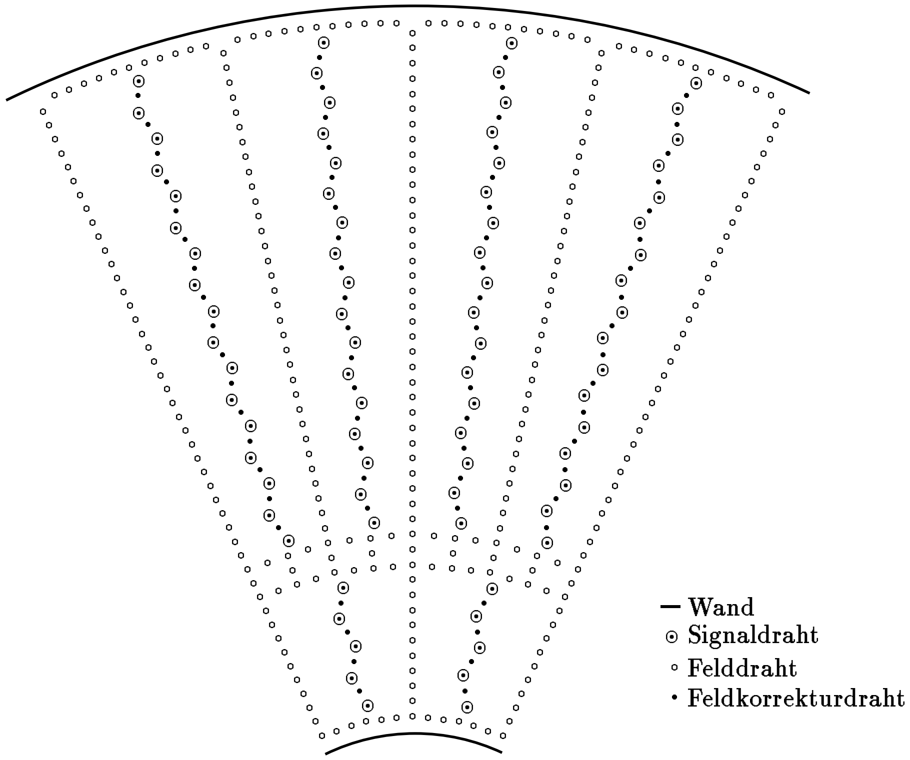

Abbildung 2.4: Anordnung und Aufbau der Sektoren in der r-φ-Ebene der JDC. Die Versetzung der Signaldrähte ermöglicht die Erkennung, ob die Teilchenspur links oder rechts der Drahtebene verläuft. Die Driftzellen der inneren fünf Lagen sind breiter und gegenüber den der äußeren Lagen versetzt. Dieser Aufbau verbessert die Homogenität des elektrischen Feldes in den Zellen nahe der Strahlachse.

sergekühlten Magneten erzeugt. Die Feldstärke beträgt 1,5 T. Sie wurde mit einer Hall-Sonde ausgemessen und variiert innerhalb des Volumens der Jet-Driftkammer um weniger als $\pm$1,5%.

2.2.4 Elektromagnetisches Kalorimeter

Ungefähr 90% aller $\bar{p}p$-Annihilationen führen zu Endzuständen mit mindestens einem π^0 oder einem η. Der Nachweis von Photonen, die aus dem Zerfall dieser Teilchen resultieren, erfolgt über die Messung des Szintillationslichts, das durch elektromagnetische Schauer in den Kalorimeterkristallen entsteht. Das modular aufgebaute Detektorsystem überdeckt 97% des Raumwinkels. Es ermöglicht den Nachweis von Photonen mit Energien bis zu 2000 MeV.

Das Kalorimeter besteht aus 1380 einzeln aufgehängten, von einer Titanhülle umgebenen Kristallen. Als Material wurde thalliumdotiertes Cäsiumjodid gewählt. Dieses zeichnet sich durch leichte Bearbeitbarkeit, kurze Strahlungslänge und geringe Hygroskopizität aus. Ein Kristallmodul hat eine Länge von 30 cm. Dies entspricht 16,1 Strahlungslängen und reicht aus, Photonen im geforderten Energiebereich nachzuweisen. Die Kristalle sind in 26 Ringen mit Ausrichtung zum Vertex angebracht.

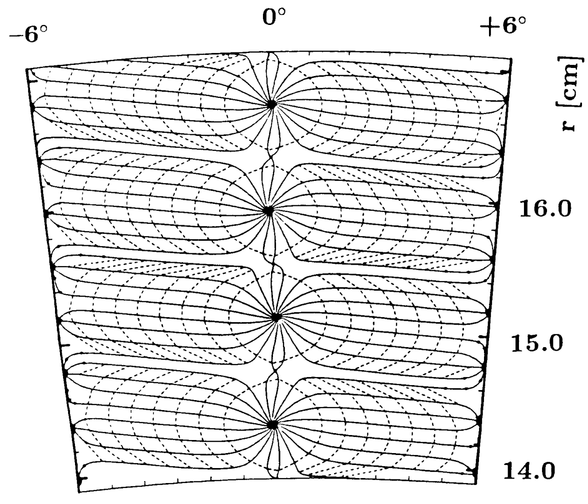

Abbildung 2.5: GARFIELD-Simulation des Feldverlaufs für die Lagen 11 bis 14 bei 1,5 Tesla in einem Sektorausschnitt der JDC. Die Isochronen sind für einen zeitlichen Abstand von 0,2 μs gestrichelt eingezeichnet.

Insgesamt wird ein Polarwinkel von 12° bis 168° abgedeckt. Durch die verbleibenden Öfnungen verlaufen das Strahlrohr und elektrische Zuleitungen. Die äußeren drei Ringe bestehen aus je 30, die restlichen aus jeweils 60 Kristallen. Mit Ausnahme der je drei Randlagen auf beiden Seiten überdeckt somit jedes Modul einen Raumwinkel von 6° in polarer und azimutaler Richtung (bzw. 12° des Azimutwinkels für die Randlagen). Abbildung 2.6 zeigt schematisch die Anordnung der Kristalle.

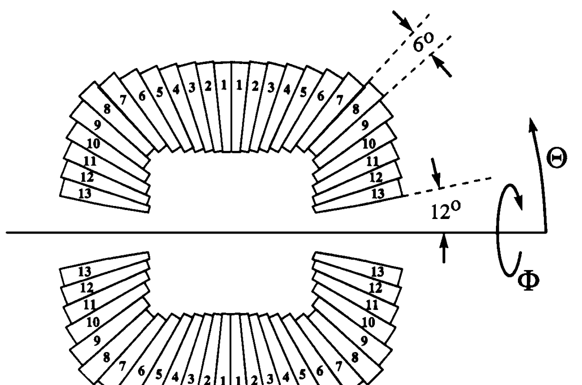

Abbildung 2.6: Horizontalschnitt durch das elektromagnetische Kalorimeter. Die Kristalle sind rotationssymmetrisch um die Strahlachse angeordnet.

Da sich das Kalorimeter innerhalb des Magnetfeldes befindet, ist die Kristallauslese mit Photomultipliern nicht möglich. Das emittierte Szintillationslicht wird von einem Wellenlängenschieber absorbiert und in einem Bereich größerer Wellenlänge reemittiert. Dieses Licht gelangt unter Totalreflektion auf eine Silizium-Photodiode, die seitlich an den Wellenlängenschieber geklebt ist. Die Verwendung von Wellenlängenschiebern ist notwendig, da die Empfindlichkeit der Diode im Spektralbereich des reemittierten Lichts wesentlich größer ist als bei der ursprünglichen Wellenlänge des Szintillationslichts aus den Kristallen. Abbildung 2.7 zeigt ein Kristallmodul mit den beschriebenen Komponenten.

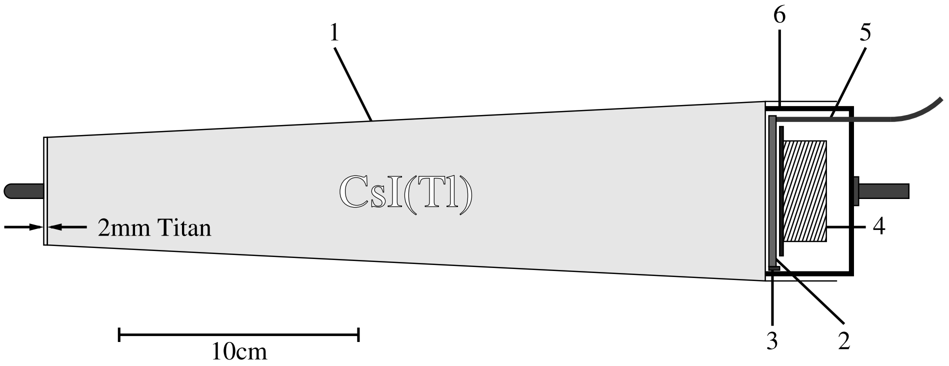

Abbildung 2.7: Aufbau eines Kristallmoduls. Die Lichtauslese erfolgt durch eine Photodiode, welche die von einem Wellenlängenschieber transformierte Strahlung des CsI(Tl) in elektrische Signale umsetzt. (1) Titanhülle, (2) Wellenlängenschieber, (3) Photodiode, (4) Vorverstärker, (5) Glasfaser des Lichtpulsers, (6) Abschirmung.

Das relativ schwache Signal der Photodiode wird zur Rauschunterdrückung sofort vorverstärkt und anschließend zu einem Hauptverstärker, welcher sich außerhalb des Detektors befindet, geleitet. In diesem werden die Signale über einen Shaper differenziert, integriert und verstärkt. Anschließend erfolgt eine Signalaufspaltung im Amplituden-Verhältnis 1:10. Die Digitalisierung wird von zwei unabhängig arbeitenden Analog-Digitalwandlersystemen der Firma LeCroy durchgeführt. Das eine System (FERA-ADC) deckt den Energiebereich von 0–2000 MeV, bei einer Auflösung von 1 MeV pro Kanal, ab (11 Bits). Um für geringe Energien die Auflösung zu verbessern, besitzt der zweite verwendete ADC-Typ (LeCroy 2282) einen dynamischen Bereich von 0–400 MeV bei einer Genauigkeit von 0,1 MeV pro Kanal (12 Bits).

Über die Signale zusätzlicher Verstärkerausgänge werden Kristalle, in denen die deponierte Energie oberhalb einer vorgegebenen Schwelle (ungefähr 25 MeV) liegt, identifiziert. Ein speziell angefertigtes Logikmodul[4] [Bra86] wertet die Matrix dieser Kristalle aus. Damit kann die Multiplizität der Energiedepositionen bestimmt und diese Information für Triggerentscheidungen benutzt werden.

[4]das sog. FACE (**Fa**st **C**luster **E**ncoder)

2.2.5 Kontrollsysteme

Die Funktionsfähigkeit der einzelnen Detektorkomponenten wird mit verschiedenen Monitorsystemen überwacht. Sie stellen technische und physikalische Informationen in Form von Text oder Graphik zur Verfügung.

- **Überwachung der Hardware**
  Die permanente Kontrolle von Stromversorgung, Hochspannungen, Gasmischung der Drahtkammern sowie die Temperaturüberwachung der JDC, des Magneten und der Kristalle erfolgt durch das *Slow-Control*-System. Die gemessenen Daten werden im Kontrollraum angezeigt und zusätzlich nach jeweils 100 Ereignissen auf das Magnetband geschrieben.

- **Lichtpulsersystem**
  Die Stabilität der Kalorimeterelektronik wird mit einem Lichtpulsersystemen überwacht [Fri89]. Dazu wird Licht einer Xenon-Blitzlampe durch Lichtmischer und sechs beliebig kombinierbare Neutralglasfilter über Glasfasern auf die Wellenlängenschieber der Kristalle geleitet. Abhängig von der gewählten Filterkombination lassen sich verschiedene Intensitäten erzeugen. Ein Diagnoseprogramm prüft, welche Kristalle nicht ausgelesen werden, ob das Rauschen zu groß ist oder ob andere Fehlfunktionen auftreten. Die Lichtpulserdaten erlauben ferner eine Bestimmung des Verstärkungsverhältnisses zwischen FERA und 2282-ADC. Diese Größen werden für die Kalibrationskonstanten der Kristalle benötigt.

- **Ereignisdarstellung**
  Das sog. Event-Display bietet während der laufenden Messung die Möglichkeit, einzelne Ereignisse zu untersuchen. Dazu werden die Rohdaten mit den Standardprogrammen des Experiments zu physikalischen Größen prozessiert und graphisch dargestellt. Die Ereignisse können in verschiedenen Detektoransichten und -komponenten auf einem eigenem Monitor im Kontrollraum betrachtet werden.

2.2.6 Datenerfassung

Die Kontrolle der gesamten Datennahme erfolgt über ein Macintosh IIx System. Dieses reicht Steuermeldungen (Triggereinstellungen, Start oder Stop der Datenauslese, auszulesende Detektorkomponente u.a.) an einen OS-9 Rechner weiter. Dieser sogenannte *Global Event Builder* ist über einen VMV-Bus mit weiteren Rechnern vernetzt (Abbildung 2.8). Nach einem ausgelösten Triggersignal lädt er von den verschiedenen Untereinheiten die benötigten Informationen und setzt sie für jedes Ereignis zu einem geschlossenen Datenblock zusammen. Hierzu liest er die PWC aus, steuert bei Bedarf den Lichtpulser und liest die Daten vom Softwaretrigger des Kalorimeters sowie von zwei OS-9 Rechnern ein, die für die JDC-Auslese verantwortlich sind. Neben diesen Informationen erhält er von einem weiteren OS-9

Rechner die Daten der *Slow-Control*. Zu Beginn eines Runs[5] startet er auf den JDC-Kontrollrechnern die Bestimmung der ADC-Nullpunkte (Pedestals)[6].

Nach ihrer Auslese werden alle Daten in einem maschinenunabhängigen Format (ZEBRA-Format [Bru87a]) zu einem Datenblock zusammengefaßt, dem Zentralrechner (VAX 3600) mittels direktem Speicherzugriff zur Verfügung gestellt und auf Magnetbänder geschrieben. Die dynamische Struktur des verwendeten ZEBRA-Formats erlaubt variable Datenlängen und zeichnet sich durch eine hohe Portabilität zwischen verschiedenen Rechnersystemen aus.

Die Erfassung der Ereignisse erfolgt mit einem hierarchisch organisierten Triggersystem. Das primäre Signal wird vom Siliziumzähler am Eingang des Targets beim Durchgang eines Antiprotons ausgelöst. Liefert der Vetozähler innerhalb von 0,1 μs kein Signal, so liegt eine $\bar{p}p$-Reaktion vor. Werden diese Signale als einziges Kriterium eingesetzt, haben die Daten den kleinstmöglichen systematischen Untergrund. Sie werden im folgenden als *Minimum-Bias*-Daten (MB-Daten) bezeichnet.

Zur Anreicherung von Endzuständen mit geladenen Teilchen werden auf der nächsten Stufe Informationen aus den beiden PWC's (Clustermultiplizitäten) und der JDC (Anzahl der Treffer in ausgewählten Drahtlagen) in die Triggerlogik integriert. Triggerentscheidungen bezüglich der Multiplizität im Kalorimeter werden durch das FACE-Modul gefällt.

[5] Ein *Run* ist die Zeit zwischen Begin und Ende der Datennahme.

[6] Die Pedestals der Kalorimeterauslese werden während der Strahlpausen in einem gesonderten *Pedestal Run* bestimmt.

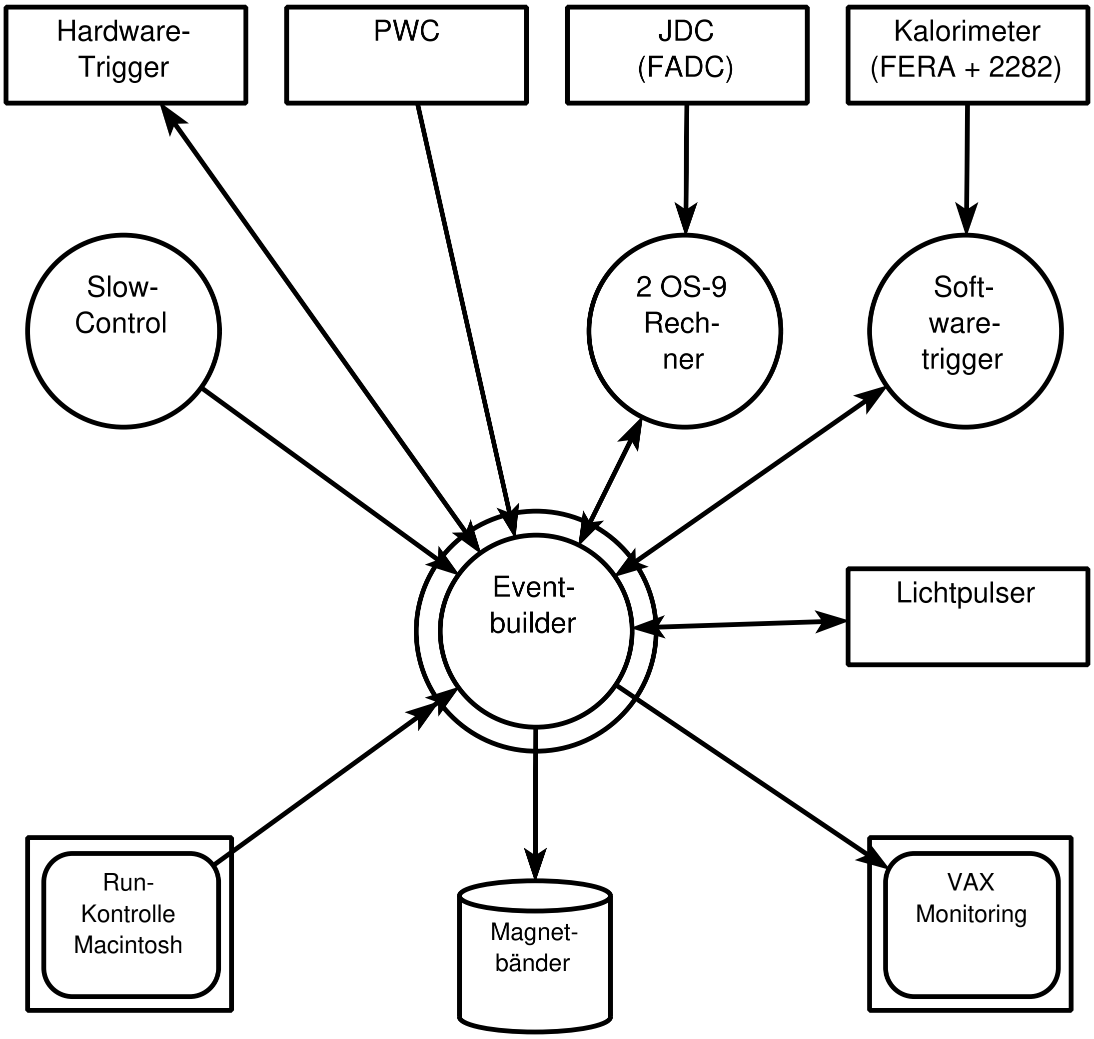

Abbildung 2.8: Datenfluß im Crystal-Barrel-Experiment: In die Rechtecke sind die verschiedenen Detektorkomponenten eingetragen. Ihre Auslese erfolgt durch die - in den Kreisen gezeigten - OS-9 Rechner. Die Steuerung und Überprüfung der gesamten Datennahme erfolgt mit einem Macintosh (unten links) bzw. einer VAX (unten rechts).

Kapitel 3

Rekonstruktionsverfahren, Eichung und Simulation

Die mit dem Detektor gemessenen Rohdaten müssen vor der eigentlichen Analyse in physikalische Größen wie z. B. Impulsvektoren umgewandelt werden. Diese Rekonstruktion erfolgt für das gesamte Experiment mit einer einheitlichen Offline-Software. Vor der Rekonstruktion werden die einzelnen Detektorkomponenten geeicht. Die dabei erhaltenen Eichkonstanten werden in einer zentralen Datenbank abgelegt [Hei90].

3.1 Spurrekonstruktion geladener Teilchen

Die Arbeitsschritte zur Spurerkennung und Impulsbestimmung werden vom Programmpaket LOCATER [Mey89] durchgeführt. Die Trajektorie eines geladenen Teilchens in der JDC wird durch eine Helix parametrisiert. Die hierzu benötigten Koordinaten der Spurpunkte werden in der r-φ-Ebene durch die gemessenen Driftzeiten und in z-Richtung durch die Methode der Ladungsteilung ermittelt. Die so erhaltenen Meßpunkte faßt ein Mustererkennungsprogramm zu Spuren zusammen. In einem ersten Verarbeitungsschritt werden an die gefundenen Spuren in der r-φ-Ebene Kreise und in der r-z-Ebene Geraden angepaßt. Die Parameter dienen anschließend als Startwerte für einen Helixfit. Dieser liefert letztendlich den Gesamtimpuls, dessen Meßfehler und das Ladungsvorzeichen des Teilchens.

Verarbeitung der Rohdaten

Ziel der Rohdatenverarbeitung ist es, aus der Spannungs- und Zeitinformation eines Signaldrahtes einen Satz von Koordinaten zu erhalten. Hierzu werden die vorliegenden FADC-Signale ausgelesen und auf eine lineare Skala umgerechnet. Zur Rauschunterdrückung muß die Signalamplitude der rechten oder linken Ausleseeinheit oberhalb eines Schwellwertes liegen. Der Beginn eines Treffers (Hit) ist durch den Zeitpunkt definiert, bei dem das Signal auf mindestens einer Seite diese Schwelle überschreitet. Sind beide Signalamplituden wieder unter diesen Wert abgefallen, wird das Hit-Ende festgelegt.
Zur Bestimmung der Driftzeit wird an die Anstiegsflanke des Rohpulsverlaufs eine Gerade angepaßt. Ihr Schnittpunkt mit dem Untergrund legt die Driftzeit fest. Aus dieser Zeitinformation wird über Driftzeittabellen ein Satz von x-y-Koordinaten[1]

[1]Nur aus der Zeitinformation kann noch nicht entschieden werden, auf welcher Seite des Signaldrahtes die Primärionisation stattgefunden hat. Deshalb werden die Koordinaten für zwei mögliche

eines Hits bestimmt.
Die z-Koordinate wird aus den beiden Amplitudeninformationen eines Signaldrahts bestimmt. Die Berechnung erfolgt nach der Formel:

$$z = z_0 + \frac{z_l}{2} \cdot \frac{A_r - \alpha A_l}{A_r + \alpha A_l} \tag{3.1}$$

Hierbei sind z_0 der Mittelpunkt des Drahtes, z_l die Drahtlänge zwischen den elektrischen Kontakten, α ein Eichfaktor, der eventuell unterschiedliche Signalverstärkungen berücksichtigt und A_r bzw. A_l die gemessenen Amplituden.

Mustererkennung

Nach Abschluß der Rohdatenverarbeitung stehen für jeden Sektor die Ortskoordinaten zur Verfügung. Ein Mustererkennungsprogramm verknüpft diese Raumpunkte zu zusammenhängenden Spuren. Das dabei verwendete Verfahren besteht aus zwei Schritten:
Jeder Sektor wird nach dem Auftreten von Treffern untersucht. Anschließend werden von den äußeren Drahtlagen beginnend Punkte zu Segmenten zusammengefaßt. Bei der Erweiterung eines Segmentes um einen zusätzlichen Punkt wird berücksichtigt, daß das entstehende Element hinreichend glatt verläuft. Als Kriterium dient dabei die Stetigkeit des Neigungswinkels $\tan\lambda$ in der r-z-Ebene. Läßt sich ein Punkt innerhalb festgelegter Grenzen nicht anschließen, so dient er als Startwert für ein neues Segment. Im zweiten Schritt der Mustererkennung werden die gefundenen Elemente zu Spuren zusammengesetzt. Zusätzlich erfolgt hier anhand von zwei verschiedenen Methoden die Entscheidung, ob die Segmente rechts oder links der Signaldrahtebene verlaufen. Die eine wählt Elemente mit mehr als zehn Treffern aus und überprüft, ob ein Überschreiten der Sektorgrenzen stattgefunden hat. Ist dies der Fall, wird nach dem Anschlußsegment in einem der beiden Nachbarsektoren gesucht. Mit der links/rechts-Auflösung der Spurfortsetzung ist auch entschieden, auf welcher Seite der Signaldrahtebene die Spur verläuft. Bei kürzeren Spuren ist es wahrscheinlicher, daß sie innerhalb eines Sektors verlaufen. Hier erfolgt die rechts/links-Auflösung anhand des Staggerings. Es werden Segmente mit mindestens drei Treffern in aufeinander folgenden Drahtlagen gesucht (dadurch ist gewährleistet, daß die mittlere Lage immer um 400μm gegenüber den beiden äußeren versetzt ist). Aus den drei Driftzeiten wird die Größe $\delta = \frac{t_1+t_2}{2} - t_3$ berechnet. Anhand des Vorzeichens von δ kann erkannt werden, ob eine Spur links oder rechts der Drahtebne verläuft.
Am Ende der Mustererkennung werden die Koordinaten der einzelnen Treffer zusammen mit ihren Auflösungsfehlern abgespeichert.

Kreis- und Helixanpassung

In dieser Verarbeitungsstufe werden der Gesamtimpuls, sein Meßfehler und das La-

Punkte (links/rechts) ermittelt und abgespeichert.

dungsvorzeichen bestimmt. Der Impuls eines Teilchens errechnet sich aus:

$$p_{tot} = q \cdot B \cdot p_T \cdot \sqrt{1 + (\tan\lambda)^2}$$

Dabei ist q der Ladungsbetrag des Teilchens, B die Magnetfeldstärke, p_T der Transversalimpuls in der x-y-Ebene und λ der Neigungswinkel der Helix in der r-z-Ebene. Um sinnvolle Startwerte für den Helixfit zu erhalten, wird durch eine Kreisanpassung die Krümmung der Spur in der r-φ-Ebene bestimmt. In der r-z-Ebene werden an die Meßpunkte Geraden angepaßt und damit die Größe $\tan\lambda$ bestimmt.

Die ermittelten Parameter und deren Fehler dienen als Startwerte für eine dreidimensionale Helixanpassung. Dabei werden die r-φ-Koordinaten der PWC-Signale mitberücksichtigt. Weißt ein Ereignis mehr als eine Spur auf, wird eine Vertexanpassung durchgeführt. Der Vertex kann in radialer Richtung auf etwa 1 mm und in der z-Richtung auf ungefähr 5 mm genau bestimmt werden.
Die Ruhemasse der Teilchen kann durch die oben beschrieben Messung nicht bestimmt werden. Aufgrund des dominanten Anteils von Pionen wird sie zunächst mit deren Masse gleichgesetzt.

3.1.1 Eichung der JDC

Die Eichung der JDC besteht aus der Bestimmung der Zeitnullpunkte der Analog-Digital-Wandler, der z-Eichung, der r-φ-Eichung (Driftzeit) und der dE/dx-Eichung (Teilchenidentifikation). Die Nullpunkte der FADC's werden zu Beginn eines Runs automatisch eingestellt. Rauschsignale werden vor der Eichung durch eine Software-Schwelle für die Signalamplitude unterdrückt.
Da die r-φ-Koordinaten und die z-Koordinaten mit voneinander unabhängigen Methoden ermittelt werden, erfolgt auch ihre Eichung getrennt. Zur z-Kalibration werden in jeder Strahlzeit Daten bei abgeschaltetem Magnetfeld aufgezeichnet. Ein Trigger reichert Ereignisse mit mindestens vier geladenen Spuren an, die mehr als 10 Treffer aufweisen müssen. An die Spuren werden Geraden angepaßt, die einen gemeinsamen Punkt im Target kreuzen. Auf diese Weise erhält man ein Datensample gemessener z-Koordinaten für die einzelnen Amplituden. In einem zweiten Schritt wird dieser Satz von z-Koordinaten benutzt, um in mehreren Iterationen stabile Kalibrationskonstanten zu finden. Abhängig vom Draht wird eine Auflösung zwischen 7 und 9 mm erreicht.

Um eine r-φ-Kalibration vornehmen zu können, werden Daten bei eingeschaltetem Magnetfeld aufgezeichnet. Ein Trigger reichert Ereignisse mit zwei geladenen Spuren an. Zusätzlich wird gefordert, daß diese einen Winkel von mehr als 164° bilden und die Ereignisse kein γ-Quant aufweisen. Auf diese Weise selektiert man kollineare $\pi^+\pi^-$ bzw. K^+K^- Ereignisse. Die dabei produzierten Pionen und Kaonen sind monoenergetisch mit einem Impuls von 927,8 MeV/c bzw. 797,9 MeV/c. Mithilfe des GARFIELD-Simulationsprogrammes werden verschiedene Driftzeittabellen

für unterschiedliche Betriebsbedingung der Kammer erstellt. Zwischen diesen Tabellen wird linear interpoliert. Ausgehend von einer Driftzeittabelle wird für ungefähr 500 Ereignisse der Impuls bestimmt. Anschließend werden die Interpolationsfaktoren so lange verändert, bis die Breite der Impulsverteilung minimal ist. Mit dieser Methode erhält man für kollineare Pionen eine Impulsauflösung von $\sigma_p/p = 2\%$ bei einem Impuls von 927,8 MeV/c.
Die dE/dx-Kalibration der einzelnen Drähte erfolgt mit hochenergetischen Pionen, die als minimal ionisierend angesehen werden. Bei $\beta = 0{,}9$ ergibt sich eine dE/dx-Auflösung von 18% [Str90].

3.2 Messung von Photonen im Kalorimeter

Trifft ein aus einer Annihilation im Vertex entstandenes Photon auf einen der Kristalle im Kalorimeter, deponiert es dort und in den umgebenden Kristallen seine Energie. Dabei kann sich die räumliche Ausbreitung bis auf 30 Module erstrecken. Das Rekonstruktionsprogramm erkennt sog. Cluster und löst diese in einzelne Energiemaxima auf. Ein Cluster ist dabei durch benachbarte Kristalle definiert, welche mindestens eine gemeinsame Ecke und Energiedepositionen von mehr als 1 MeV aufweisen. Zur Rauschunterdrückung wird zusätzlich verlangt, daß in mindestens einem Kristall eine Energie von mehr als 4 MeV deponiert ist und die Gesamtenergie eines Clusters 10 MeV übersteigt.

Die Energiedeposition ist in der Regel am Ursprungsort des elektromagnetischen Schauers am größten und führt dort zu einem lokalen Energiemaximum. Treten innerhalb eines Clusters mehrere Maxima auf, werden im weiteren nur solche Kristalle als Maximum angesehen, deren Energieeintrag größer als 10 MeV ist. Alle so gefundenen Maxima werden mit einem Teilchen identifiziert und im folgenden als PED bezeichnet (**P**article **E**nergy **D**eposition). Ist nur ein PED im Cluster vorhanden, wird dessen Energie aus der Energiesumme der betrachteten Kristalle berechnet. Seine Richtung ist durch den Energieschwerpunkt des Clusters gegeben. Ein PED kann das Signal eines Photons oder eines geladenen Teilchens sein. Wird keine geladene Spur in unmittelbarer Nähe des PEDs gefunden, wird die Energiedeposition als Photon betrachtet.

Treffen mehrere Photonen dicht beieinander im Kalorimeter ein, gehen die erzeugten Cluster ineinander über und weisen mehrere PEDs auf. In diesem Fall wird für jedes PED wird die Energiesumme des Zentralkristalls und der acht angrenzenden Nachbarkristalle gebildet. Anschließend wird die gesamte Clusterenergie mit dieser Größe gewichtet und auf die einzelnen PEDs verteilt. Die Bewegungsrichtungen der mit den PEDs assoziierten Teilchen werden analog zum oben beschriebenen Fall bestimmt. Der wesentliche Unterschied besteht darin, daß hier zur Berechnung des Energieschwerpunktes für jedes PED nur jeweils der Zentralkristall und die acht angrenzenden Kristalle berücksichtigt werden.

Für die endgültige Energieberechnung werden die gemessenen Werte noch mit Korrekturfaktoren, die aus Simulationsrechnungen gewonnen wurden, versehen. Sie berückichtigen Leckverluste, die z. T. unterschiedliche Geometrie und Größe der Kristalle sowie den 1 MeV Energieschnitt der Nachbarkristalle [Hes91].

Die erreichte Orts- und Energieauflösung wurde durch Simulationsrechnungen bestimmt. Dabei wurden folgende Parametrisierungen ermittelt:

$$\sigma_\theta = 0,0419 \cdot e^{-1,34\cdot(E/800)^{0,25}+0,47} \text{ rad}$$

$$\sigma_\phi = 0,0436 \cdot e^{-0,686\cdot(E/1282)^{0,48}-8,95} \text{ rad}$$

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0,028}{(E[GeV])^{0,25}}$$

3.2.1 Eichung des Kalorimeters

Für die Kalorimetereichung wurden zwei Verfahren entwickelt. Das eine, die Kalibrierung mit minimalionisierenden Teilchen, wurde zu Beginn des Experiments eingesetzt und lieferte Startwerte für die darauffolgende genauere Eichung. Letztere beruht auf dem Abgleich der π^0-Masse.

Für minimalionisierende, geladene Teilchen beträgt der mittlere Energieverlust in den CsJ(Tl)-Kristallen ca. 175 MeV. Um auf diese Größe zu eichen, werden Ereignisse mit vier geladenen Teilchen bei abgeschaltetem Magnetfeld aufgezeichnet. Die deponierte Energie derjenigen Spuren, die nur in einem einzelnen Kristall Signale hinterlassen haben, wird für jeden Kristall histogrammiert und ausgewertet. Diese Methode zeichnet sich dadurch aus, daß sie keine Vorkalibrierung benötigt. Da sich Photonen und geladene Teilchen in der Art der Energieabgabe in den Kristallen unterscheiden, können jedoch systematische Unsicherheiten entstehen.

Um derartige Eichfehler zu vermeiden, werden in einem zweiten Schritt ca. eine Million rein neutrale Ereignisse aufgenommen. Trifft ein Photon einen Kristall, so wird ein diesem Kristall zugeordnetes Histogramm mit allen kombinatorischen invarianten $\gamma\gamma$-Massen gefüllt. Aufgrund der dominanten π^0-Produktion zeigen alle 1380 Histogramme ein π^0-Signal über einem kombinatorischem Untergrund. An diese Verteilungen wird eine Gaußkurve zur Signalbeschreibung zusammen mit Chebyshev Polynomen zur Beschreibung des Untergrunds angepaßt. In einem iterativen Prozeß werden die Kalibrierungskonstanten nun so bestimmt, daß die Position der Gaußverteilungen an die π^0-Nominalmasse angeglichen ist.

3.3 Monte-Carlo-Simulation

Zur Bestimmung von Verzweigungsverhältnissen und für Untergrundstudien ist es erforderlich, die Nachweis– und Rekonstruktionswahrscheinlichkeit des Detektors für verschiedene Zerfallskanäle zu kennen. Zur Ermittlung dieser Größen werden Simulationsrechnungen[2] durchgeführt. Das verwendete Programm [Bos92] beruht

[2] Auch Monte-Carlo-Rechnungen genannt.

auf dem CERN Softwarepaket GEANT [Bru87b]. Dieses verwendet seinerseits FLUKA [Aar90] zur Simulation von hadronischen Wechselwirkungen und EGS [For78] zur Simulation elektromagnetischer Schauer.

Die Berechnungen berücksichtigen die Wechselwirkungen der bei der Proton-Antiproton-Vernichtung entstandenen Teilchen mit den aktiven und passiven Detektorelementen. Dabei werden neben den Komponenten wie Target, PWC, JDC und Kalorimeter auch Tragegestelle, Zwischenräume und am Detektor angebrachte Verstärker berücksichtigt. Die Simulation umfaßt bei Photonen Paarbildung, Compton-Streuung und Photoeffekt. Bei geladenen Teilchen werden Vielfachstreuung, Ionisation, Produktion von δ-Elektronen und Bremsstrahlung simuliert. Hinzu kommen Positron-Elektron-Annihilation, Zerfall von Myonen sowie hadronische Wechselwirkungen.

Bei der Simulation der aktiven Detektorelemente werden die Drähte der PWC mit einer Ansprechwahrscheinlichkeit von 96% pro Draht beschrieben. Bei der JDC-Simulation werden für jeden Signaldraht die den zugehörigen Sektorteil durchquerenden geladenen Teilchen berücksichtigt. Die gekrümmte Bahn eines geladenen Teilchens wird innerhalb einer JDC-Zelle durch eine Gerade approximiert. Mithilfe von Tabellen werden die Driftzeiten entlang der Teilchenspur bestimmt. Die kürzeste Zeit wird mit der Zeitauflösung der FADCs verschmiert und abgespeichert. Die Signalamplitude wird aus der Länge der Spur und der Teilchenmasse nach der Bethe-Bloch-Formel berechnet.

Im Kalorimeter werden für jeden Kristall die von den Teilchen deponierten Energien aufaddiert, mit elektronischem Rauschen verschmiert und nach Umrechnung in ADC-Kanäle digitalisiert abgespeichert. Dabei werden Teilchen eines elektromagnetischen Schauers bis zu einer Energie von 200 keV für Elektronen und 75 keV für Photonen durch die Kristalle hindurch verfolgt. Unterhalb dieser Werte sind die von den Teilchen zurückgelegten Strecken so kurz, daß sich die gemessene Energie innerhalb eines Kristalls nicht mehr ändert. Eine weitere Verfolgung würde nur Rechenzeit verbrauchen, ohne die Simulation zu verbessern.

Simulierte und reale Daten werden im gleichen Format abgespeichert. Dies ermöglicht für beide Daten den Einsatz der gleichen Analysesoftware. Anhand von Monte-Carlo-Ereignissen ist somit eine Überprüfung der Rekonstruktionsprogramme möglich.

3.4 Erkennung neutraler Pionen

Neutrale Pionen zerfallen mit einer Wahrscheinlichkeit von fast 99% in zwei Photonen. Um aus den Kalorimeterdaten ein Pion zu rekonstrieren, wird für alle möglichen Photon-Photon-Kombinationen eines Ereignisses die invariante Masse berechnet. Liegt diese innerhalb eines Bereichs von 3σ bei der π^0-Masse von 134,97 MeV/c^2, so werden die zugehörigen Photonen in der globalen Datenbank markiert und eine zusätzliche π^0-Datenstruktur angelegt. Bei der Berechnung des Fehlers σ werden die Meßunsicherheiten (σ_Φ, σ_Θ, σ_E) der zugehörigen Photonen berücksichtigt. Die

π^0-Erkennung erfolgt durch das Programm PI0FND [Sch90].

3.5 Kinematische Anpassung

Die kinematische Anpassung trifft eine Wahrscheinlichkeitsaussage, ob die gemessenen Teilchenenergien und -impulse mit einer zu überprüfenden Hypothese vereinbar sind. Die Meßgrößen werden dabei innerhalb ihrer Fehler so korrigiert, daß sie kinematische Randbedingungen der ausgewählten Zerfallsreaktion erfüllen. Zwangsbedingung ist stets die Erhaltung von Gesamtenergie und -impuls. Daneben besteht die Möglichkeit bestimmte Zerfallsketten als Randbedingung einzuführen. So kann beispielsweise überprüft werden, ob zwei beobachtete Photonen auf den Zerfall eines neutralen Pions zurückzuführen sind.

Zerfällt das ruhende Protonium in n Teilchen, müssen vier Nebenbedingungen[3] berücksichtigt werden:

$$\sum_{i=1}^{n} p_{x_i} = 0, \quad \sum_{i=1}^{n} p_{y_i} = 0, \quad \sum_{i=1}^{n} p_{z_i} = 0, \quad \sum_{i=1}^{n} E_i = 2m_p$$

Dabei bezeichnen $(p_{x_i}, p_{y_i}, p_{z_i}, E_i)$ die Impulskomponenten und die Energien der n Teilchen im Endzustand. Enthält der Ausgangskanal Resonanzen (Masse M_{Res}), die in j Teilchen zerfallen, können weitere Nebenbedingungen formuliert werden:

$$\left(\sum_j E_j\right)^2 - \left(\sum_j \vec{p_j}\right)^2 = M_{Res}^2$$

Um eine Nebenbedingung f_k erfüllen zu können, werden zu den zu den Meßgrößen g_i Korrekturen c_i addiert:

$$f_k(g_i + c_i) = 0$$

Ein Iterationsverfahren, basierend auf der Methode der Lagrang'schen Multiplikatoren, variiert innerhalb der Meßfehler c_i solange, bis die Größe

$$\chi^2 = c^T G c$$

minimal wird (G bezeichnet die Kovarianzmatrix der Meßwerte). Am Ende des Iterationsverfahren erhält man einen Satz korrigierter Meßgrößen, welche die physikalischen Randbedingungen der Impuls- und Energieerhaltung exakt erfüllen. Das Ergebnis einer Anpassung läßt sich anhand seines χ^2 beurteilen. Geht man davon aus, daß die Meßwerte um die wahren Werte mit den angegeben Fehlern gaußverteilt sind, kann man unter Berücksichtigung der Anzahl n der Freiheitsgrade das Konfidenzniveau berechnen:

$$CL(\chi^2) = \int_{\chi^2}^{\infty} \frac{z^{n/2-1} e^{-z/2}}{2^{n/2}\Gamma(n/2)} dz$$

[3] Sog. 4 C-Fit, 4 Constraints

Das Konfidenzniveau gibt Auskunft, ob sich die gemessenen Werte mit den Annahmen über die physikalischen Eigenschaften des Ereignisses vereinbaren lassen. Richtig rekonstruierte Ereignisse sind zwischen Null und Eins gleichverteilt. Eine Häufung der Wahrscheinlichkeit nahe bei Null ist ein Kennzeichen für schlecht rekonstruierte Ereignisse oder für Untergrundreaktionen.

Eine Anwendung des Verfahrens ist unter der Voraussetzung gerechtfertigt, daß die Meßfehler normalverteilt sind [Roe92]. Deshalb werden im Crystal-Barrel-Programm CBKFIT [Hid91] nicht die kartesischen Impulskoordinaten, sondern Größen, die direkt durch die Messung zugänglich sind, verwendet. Für geladene Teilchen sind der dies inverse Transversalimpuls $\frac{1}{P_T}$, der Winkel ψ der Spur in der x-y-Ebene am dichtesten Punkt zur z-Achse und der Tangens des Winkels λ zwischen Spur und x-y-Ebene. Bei neutralen Teilchen erfolgt die Parametrisierung über den Polarwinkel Φ, den Azimutalwinkel θ und die Quadratwurzel der Energie $\sqrt{E}$.

Neben der aus dem χ^2 berechneten Wahrscheinlichkeitsverteilung bieten die sog. Pull-Verteilungen die Möglichkeit, die Qualität der Anpassung zu überprüfen. Für jede Meßgröße wird der Wert

$$\Delta g_i = \frac{g_i - g_i'}{\sqrt{\sigma_{g_i}^2 - \sigma_{g_i'}^2}}$$

berechnet. Dabei bezeichnen g_i die ursprünglich gemessenen Werte, g_i' die korrigierten Werte. $\sigma_{g_i}^2$ und $\sigma_{g_i'}^2$ sind die Diagonalelemente der Kovarianzmatrix. Weisen die Messungen keine systematischen Abhängigkeiten auf und sind die Fehler entsprechend der Voraussetzung normalverteilt, so muß auch Δg_i um den Mittelwert Null mit einer Breite von Eins normalverteilt sein.

Kapitel 4

Theoretische Grundlagen der Partialwellenanalyse

Ziel der Partialwellenanalyse ist neben der Untersuchung von Resonanzmassen und -breiten die Bestimmung der relativen Stärken von Übergangsamplituden aus dem $\bar{p}p$–Anfangszustand in den $K^+K^-\pi^0$– Endzustand. Dazu werden die experimentellen Daten in einer zweidimensionalen Verteilung – dem Dalitzdiagramm – dargestellt und mit einer theoretisch berechneten Dichteverteilung verglichen. Letztere beinhaltet dynamische Strukturen, die aus Übergangsamplituden für definierte, mehrstufige Zweikörperzerfälle berechnet werden. Darüber hinaus muß die theoretische Beschreibung Effekte berücksichtigen, die durch Detektoreinflüsse und Selektionsschnitte hervorgerufen werden. Dies und die Abschätzung von unerwünschten Untergrundreaktionen erfolgt durch Monte-Carlo-Simulationen. Letztendlich besteht die Aufgabe darin, eine bestmögliche Übereinstimmung zwischen theoretischer Modellierung und den Meßdaten zu finden. Die Annahmen zur Modellbildung und die daraus resultierenden Methoden zur Berechnung der Übergangsamplituden werden in den folgenden Abschnitten erläutert.

4.1 Eigenschaften des Dalitzdiagramms

Die Kinematik eines Teilchens läßt sich durch seine drei Impulskomponenten und seine Energie beschreiben. Dies führt bei der Betrachtung von drei Teilchen im Endzustand zunächst zu 12 unabhängigen Parametern. Unter Berücksichtigung der Gesamtenergie, Massen der Zerfallsteilchen und Rotationsinvarianz werden diese 12 Variablen auf zwei unabhängige Parameter reduziert[Dal53]. Jedes Ereignis kann demnach umkehrbar eindeutig auf einen Punkt im zweidimensionalen Raum abgebildet werden. Diese zweidimensionale Darstellung wird Dalitzdiagramm[1] genannt. Die beiden Parameter sind dabei im Prinzip frei wählbar. In der Praxis werden jedoch häufig die invarianten Massenquadrate von je zwei der drei Teilchen zur Parametrisierung verwendet. Im Fall der Proton-Antiproton-Annihilation in Ruhe sind dies:

$$X = M_{12}^2 = (2 \cdot M_p - E_3)^2 - \vec{P}_3^2$$
$$Y = M_{13}^2 = (2 \cdot M_p - E_2)^2 - \vec{P}_2^2$$

Bei der Wahl dieser oder dazu linearer Koordinaten ist das Dalitzdiagramm für rein phasenraumverteilte Ereignisse innerhalb der kinematischen Grenzen gleichmäßig

[1] Häufig auch mit Dalitzplot bezeichnet.

besetzt. Dynamische Prozesse wie Resonanzen führen zu Dichteschwankungen. Resonanzen zwischen Teilchen 1 und Teilchen 2 (bzw. Teilchen 1 und 3) erzeugen senkrecht (bzw. waagrecht) verlaufende Strukturen. Die Gleichung

$$m_{12}^2 + m_{13}^2 + m_{23}^2 = M^2 + m_1^2 + m_2^2 + m_3^2 = konst.$$

zeigt, daß Resonanzen zwischen zweiten und dritten Teilchen diagonal, parallel zur zweiten Winkelhalbierenden liegen.

Für ein festes invariantes Massenquadrat m_{12} läßt sich aus dem Dalitzdiagramm die Winkelverteilung der zugehörigen Resonanz ablesen. Zwischen Dichte- und Winkelverteilung besteht ein linearer Zusammenhang:

$$m_{12}^2 = \left(\frac{(m_{12}^2)_{min} + (m_{12}^2)_{max}}{2}\right) + \left(\frac{(m_{12}^2)_{min} - (m_{12}^2)_{max}}{2}\right) \cdot \cos(\Theta)$$

Wobei θ der Winkel zwischen Zerfallsrichtung der Resonanz in ihrem Ruhesystem und ihrer Bewegungsrichtung im Laborsystem ist. Die Indizes *min* und *max* bezeichnen die von m_{13}^2 abhängigen kinematisch erlaubten Grenzwerte für m_{12}^2.

4.2 Das Proton-Antiproton-System

Die Untersuchung mesonischer Endzustände bei der Annihilation von Protonen mit Antiprotonen hängt wesentlich von der Kenntnis des Anfangszustands ab. Die erste Generation der LEAR-Experimente konnte wichtige Beiträge zum Verständnis der ablaufenden Prozesse, die im folgenden geschildert werden, liefern.

Die in das Target eintretenden Antiprotonen werden durch Stöße mit den Wasserstoffmolekülen, wobei diese ionisiert und dissoziert werden, auf niedrige Impulswerte moderiert. Bei kinetischen Energien im Elektronenvoltbereich kann das Antiproton von einem Wasserstoffkern (d.h. einem Proton) eingefangen werden. Proton und Antiproton bilden nun ein elektromagnetisch gebundenes System, das *Protonium.* Dieses System befindet sich zunächst in einem Zustand mit hoher Hauptquantenzahl (n $\approx$ 30). Auger-Effekt, inelastische Stöße mit benachbarten H_2-Molekülen und radiative Übergänge führen zu einem Absinken auf niedrigere Energieniveaus (n $\approx 10 - 20$). Da das Protonium kleiner ist als die umgebenden Wasserstoffmoleküle, kann es diese als nach außen neutrales Objekt durchqueren (Day-Snow-Sucher-Mechanismus [Day60]). Dabei erfährt es die sehr starken elektrischen Felder im Inneren der Moleküle. Als Folge davon mischen Zustände gleicher Haupt- aber unterschiedlicher Drehimpulsquantenzahl (Stark-Effekt) und es werden schon bei hohen Hauptquantenzahlen atomare S-Zustände bevölkert. Aufgrund der großen Überlappung der Wellenfunktionen bei relativen Bahndrehimpuls von $l = 0$ finden hier verstärkt Annihilationen statt.

Der Stark-Effekt wird umso dominanter, je wahrscheinlicher der Durchgang des Protoniums durch ein benachbartes Molekül, d. h. je dichter das Medium ist. So finden Annihilationen in flüssigem Wasserstoff überwiegend aus der S-Welle heraus statt. Bei gasförmigen Wasserstoff ist die Starkmischung unterdrückt, so daß S-Zustände schwächer populiert sind und etwa die Hälfte aller Annihilationen aus der P-Welle des Protoniums erfolgen [Kle90].

Für die spätere Analyse ist die Kenntnis der Quantenzahlen des Anfangszustands von Bedeutung, da neben Energie- und Impulserhaltung auch Gesamtdrehimpuls, Isospin und Parität im Endzustand erhalten bleiben müssen. Für das Proton-Antiproton-System werden sie wie folgt berechnet:

- Spin: $S = 0$ oder $S = 1$ (Proton und Antiproton sind Fermionen)
- Isospin: $I = 0$ oder $I = 1$ (Isospin des (Anti)Protons beträgt $\frac{1}{2}$)
- Parität: $P = (-1)^{L+1}$
- Ladungskonjugation: $C = (-1)^{L+S}$
- G-Parität: $G = (-1)^{I+L+S} = (-1)^I \cdot C$
- Gesamtdrehimpuls: $J = \mid L - S \mid, \mid L - S + 1 \mid \ldots \mid L + S - 1 \mid, \mid L + S \mid$

Die hergeleiteten Symmetrieeigenschaften für die Gesamtwellenfunktion des Protoniums bleiben in der starken Wechselwirkung erhalten, so daß durch den Anfangszustand bereits die Symmetrieeigenschaften der Endzustände bestimmt sind. Die bei S- oder P-Wellen-Annihilation möglichen Quantenzahlen sind in Tabelle 4.1 zusammengestellt.

$\bar{p}p$-Zustand $^{2S+1}L_J$	Quantenzahlen $I^G(J^{PC})$	
$^1S_0$	$1^-(0^{-+})$	$0^+(0^{-+})$
$^3S_1$	$1^+(1^{--})$	$0^-(1^{--})$
$^1P_1$	$1^+(1^{+-})$	$0^-(1^{+-})$
$^3P_0$	$1^-(0^{++})$	$0^+(0^{++})$
$^3P_1$	$1^-(1^{++})$	$0^+(1^{++})$
$^3P_2$	$1^-(2^{++})$	$0^+(2^{++})$

Tabelle 4.1: Mögliche Quantenzahlen des $\bar{p}p$-Systems bei einem relativen Bahndrehimpuls von $L = 0$ oder $L = 1$. Die spätere Analyse nimmt einschränkend reine S-Wellen-Annihilation an.

4.3 Der Endzustand $K^+K^-\pi^0$

4.3.1 Beschreibung des Dreikörperzerfalls im Isobarenmodell

Der Zerfall des Protoniums in drei Teilchen wird durch das Isobarenmodell [Jac64] beschrieben. Dabei wird angenommen, daß bei der Annihilation in einem ersten

Schritt ein Dimeson und ein Rückstoßteilchen entstehen. In einem zweiten Prozeß zerfällt dann das Dimeson in zwei weitere Teilchen. Die Definition der kinematischen Größen erfolgt im sog. Gottfried-Jackson-System, das zum einen den Impuls $\vec{p}$ und den Bahndrehimpuls L aus dem Primärprozeß, zum anderen den Zerfallsimpuls $\vec{q}$ im Ruhesystem des Dimesons verwendet. Hierbei ist der Bahndrehimpuls l gleich dem Spin des Dimesons. Man betrachtet also den Zerfall eines Zustands immer in dessen Ruhesystem. Von der Impulsrichtung der Resonanz im Laborsystem und der Richtung ihrer Zerfallsteilchen im Ruhesystem der Resonanz wird der Winkel Θ eingeschlossen (Abbildung 4.1).

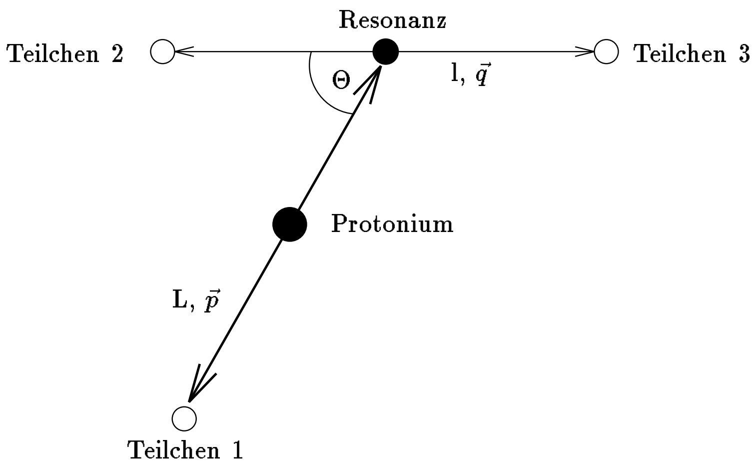

Abbildung 4.1: Geometrie und Nomenklatur des Gottfried-Jackson-Systems.

4.3.2 Quantenzahlen und Auswahlregeln möglicher Zwischenzustände

Für ein allgemeines System aus zwei Mesonen ergeben sich die Werte für Parität, C-Parität und G-Parität aus den inneren Quantenzahlen der Mesonen und dem Bahndrehimpuls wie folgt:

$$P = P_1 \cdot P_2 \cdot (-1)^L$$

$$C = C_1 \cdot C_2$$

$$G = G_1 \cdot G_2$$

Dabei ist zu beachten, daß die innere C-Parität nur für Teilchen definiert ist, die mit ihrem Antiteilchen identisch sind. Sind die betrachteten Mesonen Teilchen und Antiteilchen, so ist die Anwendung des C-Operators identisch mit der Paritätsoperation und einem Vertauschen der Spinkoordinate. Man erhält folgende Beziehungen:

$$C = (-1)^{L+S}$$

$$G = (-1)^{L+S+I}$$

Für spinlose Teilchen reduzieren sich die oben angegebenen Beziehungen zu:

$$P = C = (-1)^L \text{ bzw. } CP = +1$$

$$G = (-1)^{L+I} = C(-1)^I$$

Für identische Teilchen muß zusätzlich die Bose-Statistik beachtet werden. Diese erzwingt beispielsweise im Fall zweier neutraler Pionen einen geraden Drehimpuls zwischen den beiden Teilchen.

Wendet man das Isobarenmodell auf den Dreikörper-Endzustand $K^+K^-\pi^0$an, so lassen sich zwei prinzipiell unterschiedliche Reaktionen unterscheiden:

1. $\bar{p}p \rightarrow X\pi^0 \qquad X \rightarrow K^+K^-$
2. $\bar{p}p \rightarrow X^{\mp}K^{\pm} \qquad X^{\mp} \rightarrow K^{\mp}\pi^0$

Tabelle 4.2 faßt die Quantenzahlen der möglichen Zwischenzustände für die beiden Reaktionstypen zusammen. Dabei erfolgt eine Beschränkung auf Zustände mit $l \leq 2$, da Anteile mit höheren Spins bei der $\bar{p}p$-Annihilation in Ruhe aufgrund der Drehimpulsbarriere stark unterdrückt sind.

	K^+K^--Zwischenzustand		$K^{\pm}\pi^0$-Zwischenzustand	
Spin l	Quantenzahlen $I^G(J^{PC})$	Beispiel	Quantenzahlen $I(J^P)$	Beispiel
0	$0^+(0^{++})$	$f_0(1370)$	$\frac{1}{2}(0^+)$	$K_0^\star(1430)$
0	$1^-(0^{++})$	$a_0(1450)$	$\frac{3}{2}(0^+)$	-
1	$0^-(1^{--})$	$\Phi(1020)$	$\frac{1}{2}(1^-)$	$K^\star(892)$
1	$1^+(1^{--})$	$\rho(1700)$	$\frac{3}{2}(1^-)$	-
2	$0^+(2^{++})$	$f_2(1270)$	$\frac{1}{2}(2^+)$	$K_2^\star(1430)$
2	$1^-(2^{++})$	$a_2(1320)$	$\frac{3}{2}(2^+)$	-

Tabelle 4.2: Übersicht der möglichen Zwischenzustände mit $l \leq 2$ der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow K^+K^-\pi^0$. K^+ und K^- können zu $I = 0$ oder $I = 1$ koppeln. Das $K^{\pm}\pi^0$-System besitzt keine definierte C- und G-Parität. Der Isospin kann prinzipiel die Werte $I = \frac{1}{2}$ und $I = \frac{3}{2}$ annehmen. Letzterer kann jedoch von einem Meson im Quarkmodell nicht eingenommen werden.

Unter Berücksichtigung der bisher gemachten Überlegungen lassen sich Auswahlregeln bezüglich der für einen speziellen Zwischenzustand beitragenden Anfangszustände formulieren. Dabei wird ausgenutzt, daß die starke Wechselwirkung den

Isospin und die Paritäten erhält. Die entsprechenden Quantenzahlen werden nach o.g. Regeln aus denen der Zwischenzustände und denen des Rückstoßteilchens berechnet. Den Rechnungen liegt die Annahme zugrunde, daß die Annihilation aus dem S-Zustand des Protoniums erfolgt. Ein eventuell vorhandener geringer P-Wellen-Anteil wird vernachläßigt, da seine Einbeziehung in die Partialwellenanalyse die Parameteranzahl erheblich erhöhen und somit zu wenig aussagekräftigen Ergebnissen führen würde. Ferner erfolgt eine Beschränkung auf Bahndrehimpulse von $L \leq 2$. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.3 zusammengefaßt.

$\bar{p}p \to [K^+K^-]\pi^0$					
$\bar{p}p$ – System				Endzustand	
$^1S_0$		$^3S_1$			
$0^+(0^{-+})$	$1^-(0^{-+})$	$0^-(1^{--})$	$1^+(1^{--})$	$[I^G(J^{PC})], \pi^0$	Beispiel
I	**0**	I	G, P, C	$[0^+(0^{++})]$, $1^-(0^{-+})$	$f_0(1370)\pi^0$
0	G	G, P, C	P, C	$[1^-(0^{++})]$, $1^-(0^{-+})$	$a_0(1450)\pi^0$
I	**2**	I	G, P, C	$[0^+(2^{++})]$, $1^-(0^{-+})$	$f_2(1270)\pi^0$
2	G	G, P, C	P, C	$[1^-(2^{++})]$, $1^-(0^{-+})$	$a_2(1320)\pi^0$
I	G, C	I	**1**	$[0^-(1^{--})]$, $1^-(0^{-+})$	$\phi(1020)\pi^0$
G, C	G, C	**1**	G	$[1^+(1^{--})]$, $1^-(0^{-+})$	$\rho(1700)\pi^0$

$\bar{p}p \to [K^\pm\pi^0]K^\mp$					
$\bar{p}p$ – System				Endzustand	
$^1S_0$		$^3S_1$			
$0^+(0^{-+})$	$1^-(0^{-+})$	$0^-(1^{--})$	$1^+(1^{--})$	$[I(J^P)], K^\mp$	Beispiel
0	**0**	P	P	$\frac{1}{2}(0^+)$, $\frac{1}{2}(0^-)$	$K_0^{\star\pm}(1430)K^\mp$
1	**1**	**1**	**1**	$\frac{1}{2}(1^-)$, $\frac{1}{2}(0^-)$	$K^{\star\pm}(892)K^\mp$
2	**2**	**2**	**2**	$\frac{1}{2}(2^+)$, $\frac{1}{2}(0^-)$	$K_2^{\star\pm}(1430)K^\mp$

Tabelle 4.3: Auswahlregeln der Reaktion $\bar{p}p \to K^+K^-\pi^0$. Für verbotene Übergänge ist die Art der Paritätsverletzung angegeben. Die dick gedruckten Ziffern bezeichnen den erforderlichen Bahndrehimpuls zwischen den beiden Teilchen bei erlaubte Übergängen. Bahndrehimpulse von $L > 2$ werden nicht berücksichtigt. Ferner findet eine Beschränkung auf reine S-Wellenannihilation statt.

4.4 Berechnung der Übergangsamplituden

Die Übergangsamplitude eines definierten $\bar{p}p$-Anfangzustands in einen Dreikörperendzustand läßt sich im Isobarenmodell darstellen durch:

$$A_{J^{PC},T,l}(\vec{p},\vec{q}) = \sum_{T_3} b_{I,T,T_3} \cdot Z_{J^{PC},T,T_3,l}(\vec{p},\vec{q}) \cdot F_{T,T_3,l}(\vec{q})$$

Dabei bezeichnen:

$A_{J^{PC},T,l(\vec{p},\vec{q})}$	:	Die Übergangsamplitude
T, T_3	:	Den Isospin des Dimesons
b_{I,T,T_3}	:	Das Produkt der Clebsch-Gordan-Koeffizienten für die Isospinkopplung des $\bar{p}p$-Systems an Rückstoßteilchen und Dimeson und für die Kopplung des Dimesons an seine Zerfallsteilchen
$Z_{J^{PC},T,T_3,l}(\vec{p},\vec{q})$	:	Die Spin-Paritätsfunktion
$F_{T,T_3,l}(\vec{q})$	:	Die dynamische Funktion
$\vec{p}$	:	Den Impuls des primären Zerfalls
$\vec{q}$	:	Den Zerfallsimpuls des Dimesons
J^{PC}	:	Den Gesamtdrehimpuls und die Paritäten des Anfangszustands
L	:	Den Drehimpuls zwischen Dimeson und Rückstoßteilchen
l	:	Den Spin des Dimesons

Zur Parametrisierung der dynamischen Funktion wird im Rahmen dieser Arbeit der K-Matrixformalismus verwendet. Diese Formulierung beinhaltet alle physikalischen Randbedingungen wie Unitarität, Analyzität und Kausalität. Die Spin-Paritätsfunktion wird nach der Methode von C. Zemach konstruiert.

4.4.1 Die dynamische Funktion

In vielen bisherigen Analysen der $\bar{p}p$-Annihilation wurden auftretende Resonanzen durch Breit-Wigner-Funktionen parametrisiert. Diese Beschreibung setzt jedoch voraus, daß die Resonanzbreiten im Vergleich zu den Massen klein sind und daß innerhalb einer Partialwelle die Resonanzen nicht überlappen, da eine einfache Addition der Breit-Wigner-Funktionen die Unitaritätsbedingung verletzt. Die Formulierung der dynamischen Funktion im K-Matrixformalismus trägt dieser physikalischen Randbedingung Rechnung. Im folgenden wird diese Methode, ausgehend von der Beschreibung von Streuprozessen eingeführt und anschließend auf Produktionsprozesse wie in der $\bar{p}p$-Annihilation erweitert. Eine gute Übersicht zu diesem Thema findet sich in [Chu95].

Allgemein kann der Übergang von einem Anfangszustand $|i\rangle$ in einen Endzustand $|f\rangle$ durch den Streuoperator $\hat{S}$ beschrieben werden. Lassen sich die Anfangs- und Endzustände nach einem vollständigen System von Funktionen entwickeln, so kann der Streuoperator als Matrix dargestellt werden. Bei der Analyse der $\bar{p}p$-Annihilation findet eine Zerlegung in einzelne Partialwellen statt, so daß im folgenden die Operatoren als Matrizen bezeichnet werden. Der o.g. Übergang ist dann durch das Matrixelement S_{fi} gegeben:

$$S_{fi} = \langle f|S|i\rangle \tag{4.1}$$

Aus der Wahrscheinlichkeitserhaltung folgt für die Streumatrix S die Unitaritätsbedingung:

$$SS^{\dagger} = S^{\dagger}S = I, \qquad I: \text{ Einheitsmatrix} \tag{4.2}$$

Durch die Einführung der Übergangsmatrix T wird die Streumatrix in einen Anteil ohne Wechselwirkung und einen Anteil mit Wechselwirkung aufgespalten:

$$S = I + 2iT \tag{4.3}$$

Ausgehend von der Unitarität von S läßt sich folgende Beziehung herleiten:

$$(T^{-1} + iI)^{\dagger} = T^{-1} + iI \tag{4.4}$$

Die K-Matrix wird jetzt definiert durch:

$$K^{-1} = T^{-1} + iI \tag{4.5}$$

Aus (4.4) folgt, daß die so definierte K-Matrix hermetisch ist.

$$K = K^{\dagger} \tag{4.6}$$

Ferner wird in [Chu95] gezeigt, daß aufgrund der Zeitumkehrinvarianz von S und T die K-Matrix reel und symmetrisch sein muß. Bei Zerfällen unterhalb der Massenschale ist die K-Matrix analytisch fortsetzbar, wird dabei aber komplex. Wegen der Unitarität von S bleibt sie jedoch hermetisch. Durch Multiplikation von Gleichung (4.5) mit K und T von links und rechts bzw. umgekehrt erhält man:

$$T = K + iTK = K + iKT \tag{4.7}$$

D.h. K und T vertauschen miteinander. Auflösen nach T ergibt:

$$T = K(I - iK)^{-1} = (I - iK)^{-1}K \tag{4.8}$$

Die so definierte Übergangsmatrix T ist aber noch nicht lorentzinvariant. Zur lorentzinvarianten Formulierung muß noch die diagonal definierte Phasenraummatrix eingeführt werden [Chu71]:

$$\rho = \begin{pmatrix} \rho_1 & 0 & \cdots & 0 & 0 \\ 0 & \rho_2 & \cdots & 0 & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots \\ 0 & 0 & \cdots & \rho_{n-1} & 0 \\ 0 & 0 & \cdots & 0 & \rho_n \end{pmatrix} \tag{4.9}$$

mit:

$$\rho_i = \frac{2q_i}{m} \tag{4.10}$$

wobei q_i der Zerfallsimpuls der Masse m in den Kanal i ist.
Unter Verwendung der Phasenraummatrix sind die lorentzinvarianten Matrizen $\hat{T}$ und $\hat{K}$ definiert durch:

$$T = \{\rho^\dagger\}^{\frac{1}{2}}\hat{T}\{\rho\}^{\frac{1}{2}} \qquad \text{und} \qquad K = \{\rho^\dagger\}^{\frac{1}{2}}\hat{K}\{\rho\}^{\frac{1}{2}} \tag{4.11}$$

Analog zu Gleichung (4.7) läßt sich

$$\hat{T} = \hat{K} + i\hat{K}\rho\hat{T} = \hat{K} + i\hat{T}\rho\hat{K} \tag{4.12}$$

herleiten.
Auflösen nach $\hat{T}$ ergibt letztendlich:

$$\hat{T} = \hat{K}(I - i\rho\hat{K})^{-1} = (I - i\hat{K}\rho)^{-1}\hat{K} \tag{4.13}$$

Resonanzen treten nun als Summe von Polen in der K-Matrix auf. Ist die Übergangsamplitude nur durch Resonanzen beschreibar, so sind die einzelnen Matrixelemente gegeben durch:

$$\hat{K}_{ij} = \sum_\alpha \frac{\gamma_{\alpha i}\gamma_{\alpha j} m_\alpha \Gamma^0_\alpha B_l(q_i, q_\alpha) B_l(q_j, q_\alpha)}{m^2_\alpha - m^2} \tag{4.14}$$

Der Summationsindex α läuft dabei über die einzelnen Resonanzen mit jeweiliger Masse m_α. Die anderen Größen sind im einzelnen:

- $\gamma_{\alpha i}$: Normierte Kopplungskonstante der einzelnen Zerfallskanäle i (z.B. $\pi\pi$, $\eta\pi$, $K\bar{K}$) an die Resonanz α:

$$\sum_i \gamma^2_{\alpha i} = 1$$

- $B_l(q_i, q_\alpha)$: Blatt-Weisskopf-Dämpfungsfaktoren [Hip72]. Sie tragen der Überwindung von Drehimpulsbarrieren Rechnung und hängen vom Zerfallsimpuls q_i, dem Impuls q_α der Resonanz und vom Bahndrehimpuls l ab:

$$B_l(q_i, q_\alpha) = \frac{F_l(q_i)}{F_l(q_\alpha)}$$

$$\text{mit:} \quad F_0(q) = 1$$

$$F_1(q) = \sqrt{\frac{2z}{z+1}}$$

$$F_2(q) = \sqrt{\frac{13z^2}{(z-3)^2 + 9z}}$$

$$z = \frac{q^2}{q_R^2}; \; q_R = 0.197\, GeV/c$$

q_R entspricht der Annahme eines Annihilationsradiuses von 1 fermi.

- Γ^0_α: $\Gamma^0_\alpha = \sum_i \frac{\tilde{\Gamma}_{\alpha i}}{\rho_i(m_\alpha)}$. Dabei sind die $\tilde{\Gamma}_{\alpha i}$ die Partialbreiten der Resonanz α. Die Partialbreiten ergeben über $\Gamma^0_\alpha \cdot \sum_i \gamma^2_{\alpha i} \cdot \rho_i(m_\alpha)$ die Gesamtbreite der Resonanz α für die K-Matrix. An dieser Stelle sei angemerkt, daß die Pole und Breiten der K-Matrix keine physikalischen Parameter sind. Diese sind durch die Lage der T-Matrixpole in der komplexen Energieebene bestimmt.

Der bisher erläuterte Formalismus betrachtet nur Resonanzen in Streuprozessen der Form $ab \to cd$. Eine Verallgemeinerung auf den Fall der Produktion von Resonanzen ist dann möglich, wenn der Produktionsprozeß separierbar von nachfolgenden Endzustandswechselwirkungen ist. In diesem Fall kann die Übergangsamplitude $\hat{F}$ folgendermaßen dargestellt werden [Ait72]:

$$\hat{F} = (I - i\hat{K}\rho)^{-1}\hat{P} = \hat{T}\hat{K}^{-1}\hat{P} \tag{4.15}$$

Dabei beschreibt $\hat{P}$ die Produktion der Resonanz durch den Annihilationsprozeß. Der Produktionsvektor $\hat{P}$ besitzt dieselben Pole wie die K-Matrix und ist n-dimensional für ein n-Kanal Problem. Die einzelnen Elemente sind wie folgt aufgebaut:

$$\hat{P} = \sum_\alpha \frac{\beta_\alpha \gamma_{\alpha i} m_\alpha \Gamma^0_\alpha B_l(q_i, q_\alpha)}{m^2_\alpha - m^2} \tag{4.16}$$

β_α beschreibt die Produktionsstärke der Resonanz α.

Die bisherigen Ausführungen betrachteten den allgemeinen Fall der Produktion von mehreren Resonanzen, die in verschiedene Kanäle zerfallen können. Im Rahmen der vorliegenden Analyse wurde nur der jeweilige Zerfall in K^+K^- bzw. in $K^\pm\pi^0$ gemessen. Unter der Annahme einer einzelnen Resonanz erhält man dann folgende Amplitude:

$$\hat{F} = \beta \frac{m_0 \Gamma_0 B_l(q, q_0)}{m_0^2 - m^2 - i m_0 \Gamma(m)} \qquad \text{mit} \quad \Gamma(m) = \Gamma_0 \rho B_l^2(q, q_0) \tag{4.17}$$

Gleichung (4.17) ist nichts anderes als die gewöhnliche relativistische Breit-Wigner-Amplitude, erweitert um die Barrieren-Faktoren und einen beliebigen Faktor β.

Die Betrachtung von zwei Resonanzen mit Spin 0, den Massen m_1 und m_2 den Breiten Γ_1 und Γ_2 führt zu folgender Produktionsamplitude:

$$\begin{aligned} \hat{F} = \beta_1 & \frac{m_1 \Gamma_1}{m_1^2 - m^2 - i\rho(m_1\Gamma_1 + \Delta_{12})} + \\ \beta_2 & \frac{m_2 \Gamma_2}{m_2^2 - m^2 - i\rho(m_2\Gamma_2 + \Delta_{21})} \end{aligned} \tag{4.18}$$

mit:

$$\Delta_{12} = \frac{m_1^2 - m^2}{m_2^2 - m^2} m_2 \Gamma_2$$

$$\Delta_{21} = \frac{m_2^2 - m^2}{m_1^2 - m^2} m_1 \Gamma_1$$

Im Fall zweier schmaler Resonanzen werden die Überlappungsterme Δ_{12} und Δ_{21} vernachläßigbar klein, so daß Gleichung (4.18) der Summe zweier Breit-Wigner-Amplituden entspricht (Abbildung 4.2).

Aus Gleichung (4.7) ist ersichtlich, daß die Polstellen der K-Matrix, also die Parameter der Partialwellenanalyse, nicht identisch mit den Polstellen der T-Matrix sind. Letztere bestimmen die physikalischen Resonanzparameter und müssen aus den Ergebnissen der Partialwellenanalyse berechnet werden. Die Grundlagen und das Verfahren werden im folgenden kurz beschrieben, eine ausführliche Darstellung ist in [Bad82] zu finden.
Die im vorhergehenden Abschnitt eingeführten Amplituden können aufgrund ihrer Analyzität auf komplexe Energiewerte fortgesetzt werden. Resonanzen, d.h. Teilchen mit begrenzter Lebensdauer, erscheinen als Polstellen unterhalb der rellen Achse im Punkt $(M, -i\frac{\Gamma}{2})$. Berechnet man die Übergangsamplitude für ein feines Gitter in der komplexen Energieebene und trägt das Ergebnis in ein zweidimensionales Histogram ein, so heben sich die Polstellen als Struktur ab. Als Beispiel ist in Abbildung 4.2 die Übergangsamplitude in der komplexen Energieebene für den Fall zweier Pole dargestellt.

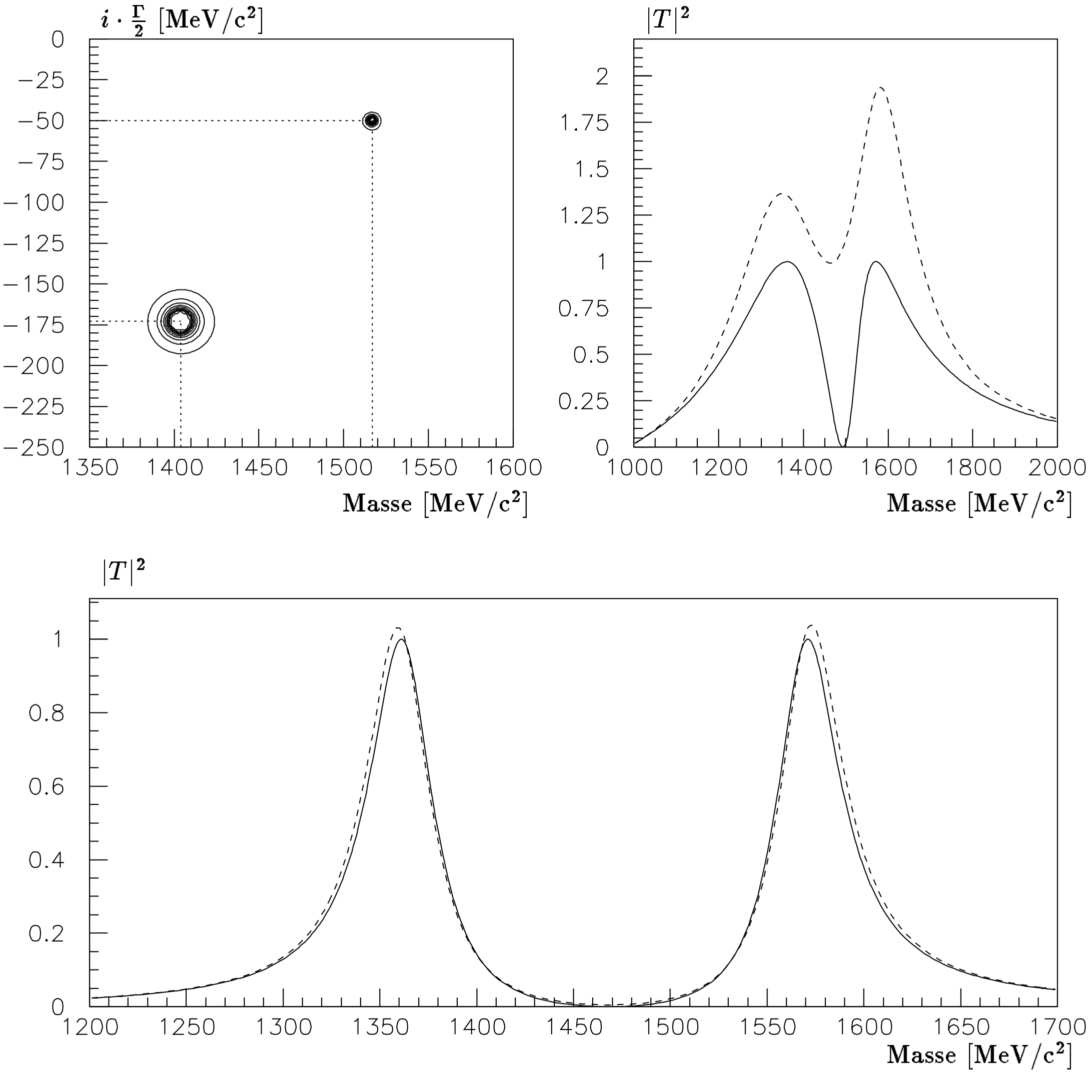

Abbildung 4.2: Übergangsamplituden für zwei Resonanzen mit Spin Null und einem Zerfallskanal. Oben links: Erweiterung der T-Matrix auf die komplexe Energiebene. Die zugehörige K-Matrix wurde durch $M_1 = 1361 MeV/c^2$, $\Gamma_1 = 264 MeV/c^2$, $M_2 = 1571 MeV/c^2$, $\Gamma_2 = 163 MeV/c^2$ parametrisiert. Die physikalische Resonanzparameter entsprechen den Polstellen in der T-Matrix $M_1^{Res} = 1404 MeV/c^2$, $\Gamma_1^{Res}/2 = 171 MeV/c^2$, $M_2^{Res} = 1517 MeV/c^2$, $\Gamma_2^{Res}/2 = 50 MeV/c^2$
Oben rechts: Vergleich der Übergangsamplitude im K-Matrixformalismus (durchgezogene Linie) mit der Parametrisierung durch zwei Breit-Wigner-Funktionen (gestrichelt). Es wurde eine relative Phase von Null zwischen den beiden Resonanzen und die gleichen Parameter wie in der linken Abbildung angenommen.
Unten: Für kleinere Breiten $\Gamma_1 = \Gamma_2 = 40 MeV/c^2$ kann die Übergangsampltitude durch die Addition zweier Breit-Wigner-Funktionen (gestrichelt) approximiert werden.

4.4.2 Die Zemach-Amplituden

Die Zemachamplituden beschreiben die durch Spin und Bahndrehimpuls resultierende Winkelabhängigkeit der Übergangsamplitude. Das Konstruktionsverfahren geht auf Arbeiten von Zemach und Baillon zurück [Zem65]. Die Berechnung der Winkelverteilung erfolgt durch die Kopplung von Tensoren der Stufe j, wobei j die Werte des Bahndrehimpulses des betrachteten Zweikörpersystems bezeichnet. Der Tensor der Stufe L der primären Reaktion wird mit dem Tensor der Stufe l des Zerfalls des Dimesons so gekoppelt, daß das Ergebnis ein Tensor der Stufe J des Anfangszustands ist. Aus dem direkten Produkt des Tensors mit sich selbst und anschließender vollständiger Verjüngung erhält man letztendlich die zu berechnende skalare Wahrscheinlichkeit. Die Impulsbeiträge werden im Rahmen dieses Verfahrens auf Eins normiert und damit die Drehimpulsbarrieren aus der Zemachamplitude herausgenommen. Die Zemachamplitude beschreibt für diesen Fall die reine Winkelabhängigkeit. Die Drehimpulsbarrieren sind dann Bestandteil der dynamischen Funktion F. Tabelle 4.4 listet die für die vorliegende Arbeit relevanten Zemachtensoren und die zugehörigen Winkelverteilungen auf. Abbildung 4.3 zeigt mit dem Zemachformalismus berechnete Simulationen des Dalitzdiagramms für verschiedene Zwischenzustände.

$J^{PC}(\bar{p}p)$	$J^P(X)$	l	L	Z	Winkelverteilung
0^{-+}	0^+	0	0	1	1
0^{-+}	1^-	1	1	$\vec{q}_0 \cdot \vec{p}_0$	$\cos^2\theta$
0^{-+}	2^+	2	2	$(\vec{p}_0 \cdot \vec{q}_0)^2 - \frac{1}{3}$	$(\cos^2\theta - \frac{1}{3})^2$
1^{--}	1^-	1	1	$\vec{q}_0 \times \vec{p}_0$	$\sin^2\theta$

Tabelle 4.4: Winkelverteilungen bei verschiedenen Ausgangs- und Zwischenzuständen, wobei der Zwischenzustand in zwei pseudoskalare Mesonen zerfällt. Aufgelistet sind der Anfangszustand des Protoniums J^{PC}, Spin-Parität des Zwischenzustands $J^P(X)$, Drehimpuls l zwischen den beiden Zerfallsteilchen, Drehimpuls L zwischen Resonanz und Rückstoßteilchen, Zemachamplitude Z und Abhängigkeit der Intensitätsverteilung vom Zerfallswinkel θ. $\vec{p}_0$ und $\vec{q}_0$ sind die auf Eins normierten Impulse der Resonanz bzw. der Zerfallsteilchen.

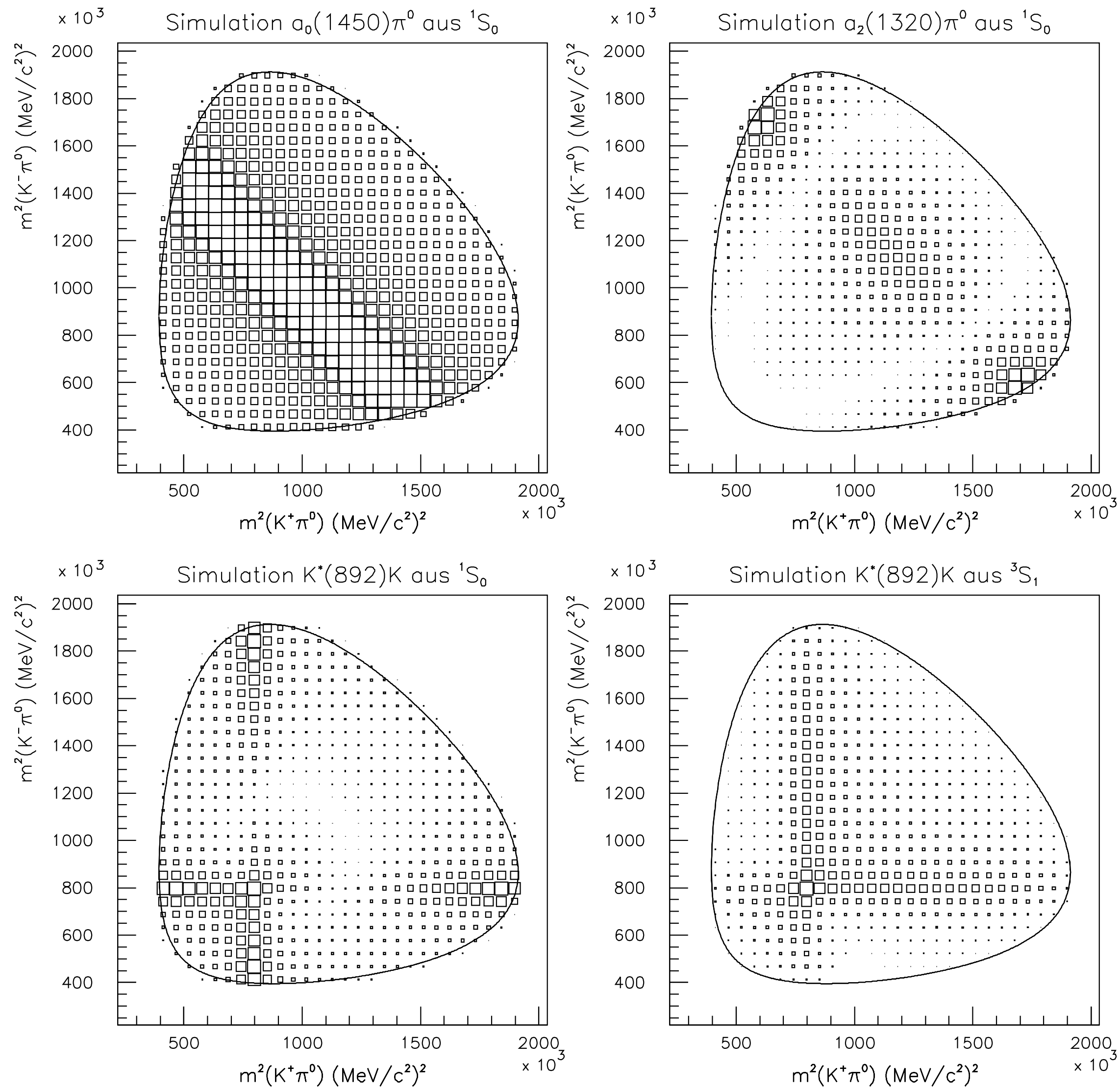

Abbildung 4.3: Simulationen des Dalitzdiagramms für verschiedene Zwischenzustände. Die vom Spin der Resonanz und vom Gesamtdrehimpuls des Anfangszustands abhängigen Winkelverteilungen sind deutlich zu erkennen. Zu beachten ist jedoch, daß aufgrund von Interferenzen die jeweiligen Signaturen in einem gemessenen Dalitzdiagramm erheblich verfälscht sein können.

Kapitel 5

Datenselektion

In der Strahlzeit vom Juni 1994 wurden 13,6 Millionen getriggerte Ereignisse aufgezeichnet. Der verwendete Trigger reicherte Ereignisse mit zwei geladenen Spuren an. Dabei wurde verlangt, daß neben den beiden Proportionaldrahtkammern ausgewählte Lagen in der JDC eine Multiplizität von zwei aufweisen. Zu Beginn des Experiments fanden die Lagen 20 und 21 Verwendung; nach Erkennen eines Hardwareproblems wurde die Triggerentscheidung mithilfe der Signale von Lage 19 und 20 gefällt. Neben diesen Daten wurden für Normalisierungszwecke zusätzlich 1,3 Millionen Minimum-Bias-Daten gemessen. Der Strahlimpuls der auf die flüssige Wasserstoffprobe treffenden Antiprotonen betrug 200 MeV/c.

Um den Inhalt der folgenden Abschnitte in den Gesamtzusammenhang der Arbeit besser einordnen zu können, gibt Abbildung 5.1 einen allgemeinen Überblick über die notwendigen Schritte zur Erstellung des experimentellen Dalitzdiagramms, wie es letztendlich in der Partialwellenanalyse verwendet wird. Die darin aufgeführten Punkte werden in den folgenden Abschnitten eingehend beschrieben.

5.1 Selektion des $K^+K^-\pi^0$–Endzustands

5.1.1 Qualitätskontrolle der Meßdaten

Ziel des folgenden Abschnitts ist es, für die Analyse ungeeignete Meßabschnitte[1] zu erkennen und auszusortieren. Eine Verwendung dieser Daten würde zu falsch berechneten Effizienzen und eventuell zu unphysikalischen Anhäufungen von Ereignissen in verschiedenen Spektren führen.

Als Qualitätskriterium wurde die Konstanz verschiedener Prüfparameter während der gesamten Strahlzeit herangezogen. Für unterschiedliche physikalische und technische Größen wurde der Mittelwert über alle Ereignisse eines Meßabschnitts berechnet. Weicht dieser für einen Meßabschnitt statistisch signifikant gegenüber anderen ab, so wird der betroffene Meßabschnitt für die weitere Analyse nicht verwendet. In Tabelle 5.1 sind die wichtigsten verwendeten Prüfparameter aufgeführt.

Die Qualitätskontrolle zeigte, daß das Kalorimeter während der gesamten Strahlzeit stabil und gleichmäsig arbeitete. Die Überprüfung der JDC (Abbildung 5.2) zeigte, daß die Effizienz in Runs zu Beginn eines Spills (Antiprotonenextraktion) geringer ist als in darauf folgenden Meßabschnitten. Dies ist auf Schwierigkeiten

[1] Im folgenden auch mit Run bezeichnet. Ein Meßabschnitt benötigt während der Datennahme 20-60 Minuten und entspricht im wesentlich einem Magnetband.

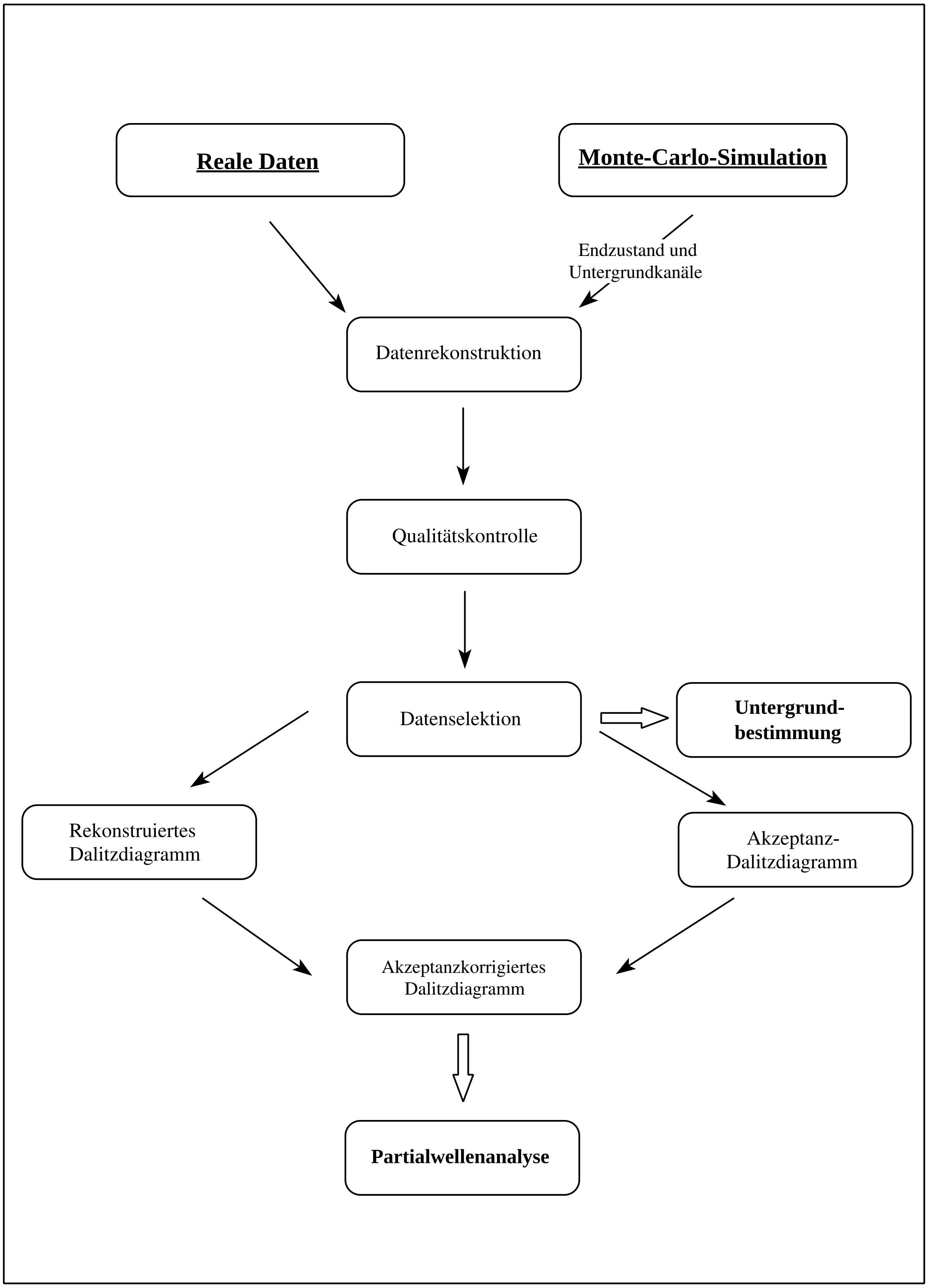

Abbildung 5.1: Übersicht der Arbeitsschritte zur Bestimmung des Anteils von Untergrundreaktionen und zur Erstellung des akzeptanzkorrigierten Dalitzdiagramms.

Prüfbereich	Prüfparameter
Kalorimeter	Mittlere PED-Anzahl in Vorwärtsrichtung Mittlere PED-Anzahl in Rückwärtsrichtung Mittlere π^0-Energie Mittlere PED-Energie Mittlere Anzahl der 1 PED Cluster Mittlere Anzahl der Mehr-PED-Cluster Mittlere invariante Schauermasse
JDC	Mittlere Anzahl der Spuren in Vorwärtsrichtung Mittlere Anzahl der Spuren in Rückwärtsrichtung Mittlere Spuranzahl positiv geladener Teilchen Mittlere Spuranzahl negativ geladener Teilchen Relative Häufigkeit von Spuren pro Sektor Mittlere Anzahl getroffener JDC und PWC Drähte Mittelwert der Nummer der ersten getroffenen Lage Mittelwert der Nummer der letzten getroffenen Lage Mittlerer Impuls positiv geladener Teilchen Mittlerer Impuls negativ geladener Teilchen Mittlerer Energieverlust für Teilchen mit $\lvert p\rvert \geq 500\,MeV/c$
Trigger	Mittlere Multiplizität der PWC-Drähte Mittlere Multiplizität der JDC-Trigger-Lagen Mittlere FACE Multiplizität
Kinematik	Mittlerer Gesamtimpuls Mittlere Gesamtenergie Mittlere Anzahl von Ereignissen mit $1800\,MeV \leq E_{tot} \leq 2100\,MeV$ Mittlere Anzahl von Ereignissen mit $\lvert P_{tot}\rvert \leq 300\,MeV/c$

Tabelle 5.1: Tabelle der wichtigsten Prüfparameter. Der Mittelwert eines Parameters wurde gegen die Nummer des Meßabschnittes in einem zugehörigen Histogramm aufgetragen.

aufgrund der erhöhten Strahlintensität am Spillanfang beim automatischen Justieren der JDC-Pedestals zurückzuführen. Ferner ist für die ersten 270 Meßabschnitte in Sektor fünf eine zu geringe Effizienz zu beobachten: Bis zum Meßabschnitt 22569 wurden die JDC-Lagen 20 und 21 für Triggerentscheidungen verwendet. Dabei wurde übersehen, daß in Lage 21 des fünften Sektors kein Signal vorhanden ist. Dieses Problem wurde während der Messung erkannt und durch Verwendung der Lagen 19 und 20 für Triggerzwecke gelöst. Meßabschnitte, in denen eins der o. g. Probleme auftrat, wurden in der weiteren Analyse nicht berücksichtigt. Zusätzlich wurden Ereignisse verworfen, bei denen während der Datennahme ein weiteres Start-Signal vom Eingangszähler ausgelöst wurde (sog. Pile-up Events). Von den ursprünglich 13,6 Millionen Ereignissen verbleiben nach dieser ersten Selektion 9 041 348.

Die Minimum-Bias-Daten zeigen für Meßabschnitte zu Beginn der Strahlzeit eine zu geringe Multiplizität in der ersten PWC. Bei diesen Messungen war die Hochspannung noch nicht auf den vollen Betriebswert eingestellt. Erst ab Meßabschnitt 21382 wurde die Spannung auf den maximalen Wert von 2550 Volt geregelt. In die Analyse fanden nach Verwerfen dieser Meßabschnitte und der Pile-up Ereignisse 451 929 Minimum-Bias-Ereignisse Eingang.

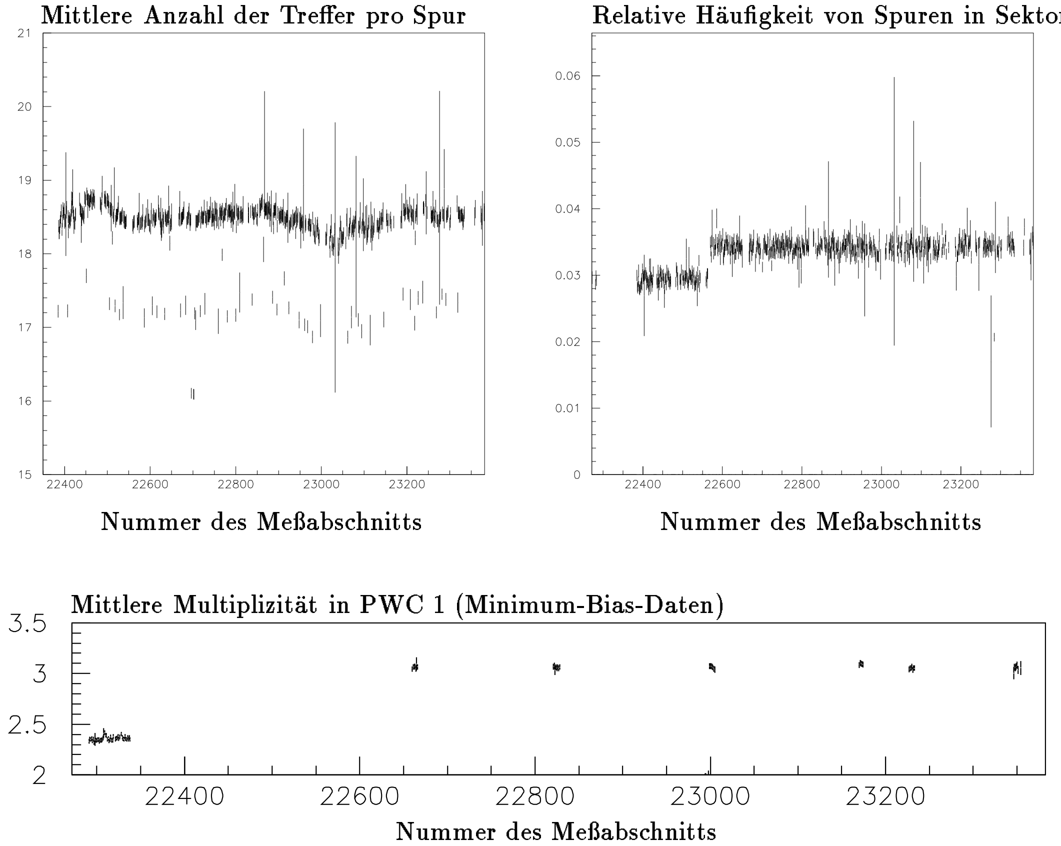

Abbildung 5.2: Ergebnisse der Qualitätskontrolle.
Oben links (getriggerte Daten): Aufgetragen ist die mittlere Anzahl der Treffer pro Spur gegen die Nummer des Meßabschnitts. Die Meßabschnitte mit geringer Effizienz fallen zeitlich mit dem Beginn neuer Spills zusammen.
Oben rechts (getriggerte Daten): Aufgrund eines fehlenden Signals in Drahtlage 21 des fünften Sektors (Lage 21 wurde neben Lage 20 für Triggerentscheidungen verwendet) hat dieser zu Beginn des Experiments eine verminderte Nachweiswahrscheinlichkeit. Durch Umsetzen des Triggers auf die Lagen 19 und 20 wurde dieser Effekt beseitigt.
Unten (Minimum-Bias-Daten): An der ersten PWC lag zu Beginn des Experiments noch nicht die volle Hochspannung an. Dies erklärt die geringere durchschnittliche Multiplizität im Vergleich mit der späterer Messungen.

5.1.2 Auswahl der Ereignisse

Aus den nach der Qualitätsprüfung verbleibenden Ereignissen wird der Endzustand $K^+K^-\pi^0$ selektiert. Die Ereignisse werden auf Eigenschaften hin untersucht, die für die betrachtete Reaktion möglichst typisch und für Untegrundreaktionen möglichst untypisch sind. Durch die Anwendung verschiedener Schnitte wird das Verhältnis von erwünschten zu unerwünschten Ereignissen ständig erhöht, um am Ende einen weitgehend untergrundfreien Datensatz zu erhalten. Dabei konkurriert die Forderung nach Minimierung des Untergrunds mit dem Ziel möglichst viele Ereignisse zu selektieren, so daß bei jedem Schnitt diese beiden Anforderungen gegeneinander abgewogen werden müssen. Die Auswahl der Ereignisse erfolgte nach folgenden Gesichtspunkten:

- Driftkammer

  Alle Spuren müssen einen gemeinsamen Vertex besitzen. Dieser Schnitt schließt Rückstreuungen geladener Teilchen aus dem Kalorimeter aus.

  Die Ereignisse müssen genau zwei geladene Spuren enthalten.

  Die Summe der Ladungen aller Spuren muß Null sein.

  Alle Spuren müssen spätestens in Lage 4 beginnen und frühestens in Lage 21 enden. Diese Forderung nach langen Spuren gewährleistet eine hinreichend genaue Spurrekonstruktion.

  79,3% aller Ereignisse erfüllen diese Bedingungen.

- Kalorimeter

  Energiedepositionen mit einem Winkel von weniger als 12° zu einer geladenen Spur werden verworfen. Diese Bedingung reduziert die Anzahl der hadronischen Splitoffs.

  Die Energie des Zentralkristalls eines Clusters muß mindestens 13 MeV betragen. Das Verhältnis der Zentralkristallenergie zur Clusterenergie muß kleiner als 0,96 sein. Diese beiden Forderungen vermindern die Anzahl elektromagnetischer Splitoffs.

  Weist eine Energiedeposition in der ersten Kristalllage rund um das Strahlrohr ein Maximum auf, so wird das Ereignis verworfen. Aufgrund seitlicher Verluste können in diesen Fällen die Energien nicht hinreichend genau gemessen werden.

  Die Ereignisse müssen zwischen zwei und sechs Energiedepositionen aufweisen. Dieses Kriterium dient der Vorselektion zur π^0-Erkennung.

  Nach Anwendung dieser Schnitte verbleiben 67,8% der ursprünglichen Ereignisse.

- Rekonstruktion neutraler Pionen

  Suche nach π^0's mit dem Program PI0FND (siehe Abschnitt 3.4).

  Selektion von Ereignissen, die genau ein neutrales Pion aufweisen. Dieser Schnitt reduziert die Datenmenge erheblich, da ein großer Anteil von Annihilationen zu Endzuständen mit zwei oder drei neutralen Pionen führt. Es verbleiben 28,6% der Ereignisse.

  Verwerfen von Energiedepositionen, die keinem π^0 zugeordnet wurden. Dieser Schritt erfolgt unter der Annahme, daß es sich bei diesen Energiedepositionen um Splitoffs handelt. Trifft diese Annahme zu, so würde eine Einbeziehung dieser PEDs zu einer zu hohen Gesamtenergie und einem zu hohen Gesamtimpuls führen. Für Ereignisse, bei denen die Annahme nicht zutrifft, berechnet man eine verminderte Gesamtenergie zusammen mit einem erhöhten Gesamtimpuls. Ob es sich bei den verworfenen Energiedepositionen um Splitoff's handelt wird letztendlich durch die kinematische Anpassung entschieden.

- Erhaltung des Gesamtimpulses und der Gesamtenergie

  Der Gesamtimpuls eines Ereignisses muß kleiner oder gleich 100 MeV/c sein.

  Unter der Hypothese, daß es sich bei den geladenen Teilchen um Kaonen handelt, muß die Gesamtenergie zwischen 1726 MeV und 2026 MeV liegen.

  Die Forderung nach Erhaltung des Gesamtimpulses und der Gesamtenergie verwirft einen Großteil des dominanten pionischen Untergrunds (siehe auch Abbildung 5.3). Die Anzahl der akzeptierten Ereignisse wird auf 0,51% reduziert.

- Kinematische Anpassung

  Die verbleibenden Ereignisse wurden einer kinematischen Anpassung mit zwei verschiedene Ereignishypothesen unterzogen:

  $$\text{Hypothese A:} \quad p\bar{p} \to K^+K^-\pi^0 \quad \pi^0 \to 2\gamma$$

  und

  $$\text{Hypothese B:} \quad p\bar{p} \to \pi^+\pi^-\pi^0 \quad \pi^0 \to 2\gamma$$

  In einem letzten Schnitt wurden nur die Ereignisse akzeptiert, bei denen das Konfidenzniveau für die erste Hypothese größer ist als für die zweite. Ferner muß das Konfidenzniveau der Hypothese $p\bar{p} \to K^+K^-\pi^0$ mehr als 10% betragen.

Nach diesen Selektionsschritten verbleiben von den ursprünglich 9 041 348 Ereignissen 28 237 Annihilationen, die in die Partialwellenanalyse Eingang finden.

Die Wirkung ausgewählter Selektionsschritte wird in Abbildung 5.3 verdeutlicht. Das obere linke Bild zeigt den Gesamtimpuls auftgetragen gegen die Gesamtenergie eines jeden Ereignisses vor den Schnitten auf die jeweiligen Größen. Die Energieberechnung erfolgte unter der Annahme, daß es sich bei den geladenen Teilchen um Kaonen handelt. Auffallend ist eine starke Anhäufung von Ereignissen mit einer Energie von ungefähr 2225 MeV und einem Impuls zwischen 0 MeV/c und 150 MeV/c. Hierbei handelt es sich um vollständig rekonstruierte Reaktionen der Art $p\bar{p} \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Aufgrund der für diesen Reaktionskanal falsch gewählten Massenhypothese ist die Energie gegenüber der Protoniummasse von 1876 MeV/c^2 zu höheren Werten verschoben. Aus diesen Bereich heraus führt ein Band, in dem die Ereignisse eine kleiner werdende Energie und gleichzeitig einen zunehmenden Gesamtimpuls aufweisen. Dieses Band läßt sich durch unvollständig rekonstruierte pionische Ereignisse erklären; z. B. durch die Rekation $p\bar{p} \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$, wobei ein π^0 nicht nachgewiesen wurde. Ferner ist im Bereich der zweifachen Protonenmasse bei geringen Gesamtimpulsen eine Häufung von Einträgen zu erkennen. Diese Ereignisse sind Kandidaten für den gesuchten Endzustand $K^+K^-\pi^0$. Die Dominanz pionischer Endzustände gegenüber kaonischen zeigt eindrucksvoll das obere rechte Bild. Hier sind die Gesamtenergien nach dem 100 MeV/c-Schnitt auf den Gesamtimpuls histogrammiert.

In den beiden unteren Abbildungen ist der spezifische Energieverlust gegen den Impuls des geladenen Teilchen aufgetragen, links für Ereignisse, die die Kriterien der kinematischen Anpassung erfüllen, rechts für Ereignisse, die von der Anpassung verworfen wurden. Während letztere noch einen deutlichen pionischen Anteil (unteres Band) aufweist, ist im linken Bild ein nahezu untergrundfreies kaonisches Band zu erkennen.

Erste Arbeiten mit der kinematischen Anpassung zeigten, daß die Pullverteilungen eine vom idealen Wert Eins abweichende Breite aufwiesen. In einem iterativen Verfahren wurden daher Korrekturfaktoren für die Meßfehler der Kovarianzmatrix bestimmt. Es zeigte sich, daß reale Daten und Monte-Carlo-Daten verschieden skaliert werden müssen. Ferner sind geringe ladungsabhängige Unterschiede in den Skalierungsfaktoren zu beobachten. Die ermittelten Korrekturen und die damit erhaltenen Mittelwerte und Breiten der Pullverteilungen sind in Tabelle 5.2 zusammengestellt.

Abbildung 5.4 zeigt die Verteilung des Konfidenzniveaus für die Hypothese $p\bar{p} \rightarrow K^+K^-\pi^0$. In das Histogramm wurden nur die Ereignisse eingetragen, welche für Hypothese A ein größeres Konfidenzniveau haben als für Hypothese B. Ab einem Wert von 10% ist die Verteilung annähernd flach. Die Häufung von Einträgen bei kleineren Wahrscheinlichkeiten ist auf schlecht rekonstruierte Ereignisse und auf Untergrundreaktionen zurückzuführen.

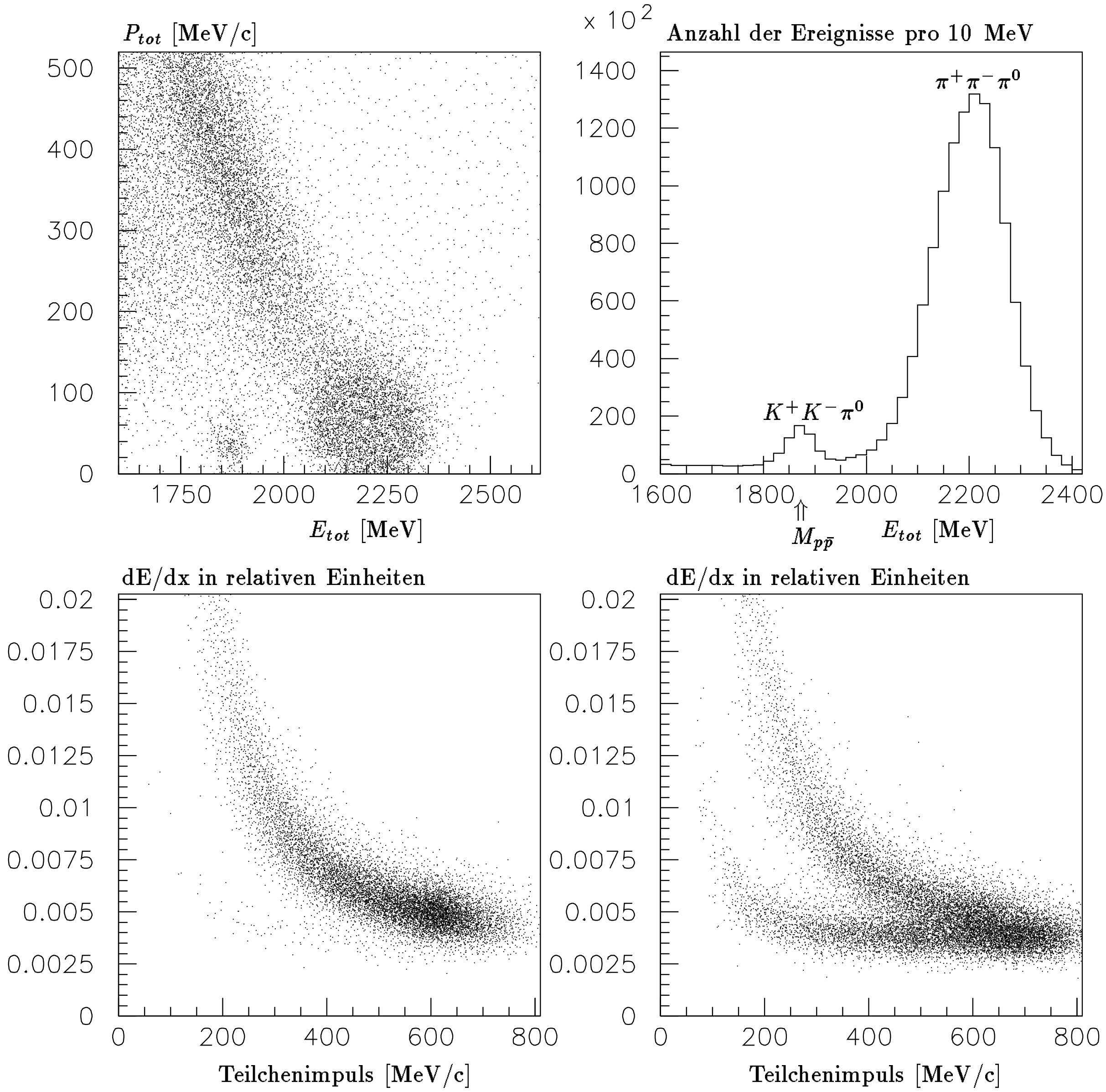

Abbildung 5.3: Verteilungen der Gesamtenergie, des Gesamtimpulses und des spezifischen Energieverlusts. Die Interpretation der Bilder erfolgt im laufenden Text.
Oben links: Energie-Impulsverteilung. Die Masse der geladenen Teilchen wurde auf die Kaonenmasse festgesetzt.
Oben rechts: Energieverteilung nach dem 100 MeV/c-Impulsschnitt. Neben einem dominanten pionischen Signal ist bei der zweifachen Protonenmasse das Signal des gesuchten Endzustands $K^+K^-\pi^0$ zu erkennen.
Unten links: Spezifischer Energieverlust gegen den Impuls des geladenen Teilchens für Ereignisse mit einem Konfidenzniveau von mehr als 10%.
Unten rechts: Spezifischer Energieverlust gegen den Impuls des geladenen Teilchens für Ereignisse mit einem Konfidenzniveau von weniger als 10%.

	Reale Daten			Monte-Carlo-Daten		
Parameter	Korrektur	Mittelwert	Breite	Korrektur	Mittelwert	Breite
σ^+_ψ	1,00	-0,04	1,05	1,00	0,05	1,06
$\sigma^+_{1/p_{xy}}$	1,27	-0,05	1,04	0,95	-0,06	1,01
$\sigma^+_{\tan\lambda}$	1,32	-0,01	1,03	0,95	-0,01	1,04
σ^-_ψ	0,99	-0,05	1,05	0,95	0,09	1,06
$\sigma^-_{1/p_{xy}}$	1,33	-0,04	1,03	1,04	-0,03	1,10
$\sigma^-_{\tan\lambda}$	1,38	-0,01	1,02	0,95	-0,01	1,05
σ_Θ	1,05	0,06	1,04	0,99	0,05	1,04
σ_Φ	0,86	-0,01	1,02	0,95	-0,01	1,05
$\sigma_{\sqrt{(E)}}$	1,00	0,07	1,16	1,00	0,12	1,19

Tabelle 5.2: Fehlerskalierung und Parameter der Pull-Verteilungen von positiven (+), negativen (-) und neutralen Teilchen. Die Mittelwerte und Breiten wurden durch eine Gaußanpassung an die Pullverteilungen ermittelt. Die dabei erhaltenen Fehler sind alle kleiner als 0,01.

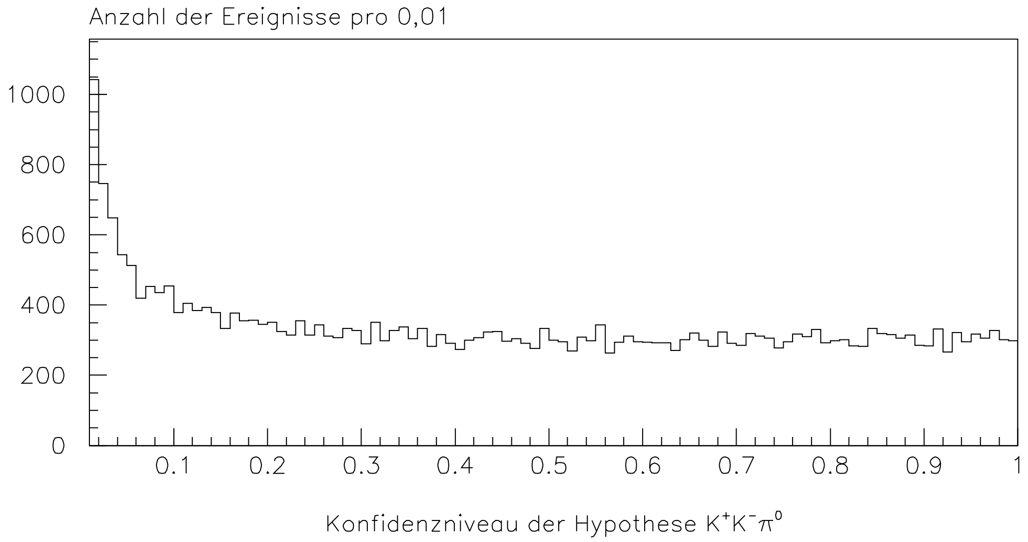

Abbildung 5.4: Wahrscheinlichkeitsverteilung der kinematischen Anpassung.
Eingetragen sind die Ereignisse, die für Hypothese A ein größeres Konfidenzniveau aufweisen als für Hypothese B. Um den Verlauf besser zu verdeutlichen, wurde das erste Bin in der Darstellung unterdrückt. In der Partialwellenanalyse fanden nur die Ereignisse mit einem Konfidenzniveau von mehr als 10% Verwendung.

Die Verteilungen der invarianten Massen und das Dalitzdiagramm zeigt Abbildung 5.5. In den Spektren sind das $K^{\star\pm}$- und das Φ-Meson zu erkennen. Ferner ist eine Häufung von Einträgen bei einer K^+K^--Masse von ca. 1650 MeV/c² zu beobachten. Der Massenbereich des $f_2(1270)$ und des $a_2(1320)$ zeigt ein sehr kleines Signal. Aufgrund von Interferenzerscheinungen zwischen diesen beiden Isospin-Zuständen ist es nicht zwingend notwendig, daß die zugehörigen Signale direkt in der Massenverteilung zu sehen sind. Über die genaue Zusammensetzung der beitragenden Resonanzen wird die Partialwellenanalyse Aufschluß geben.

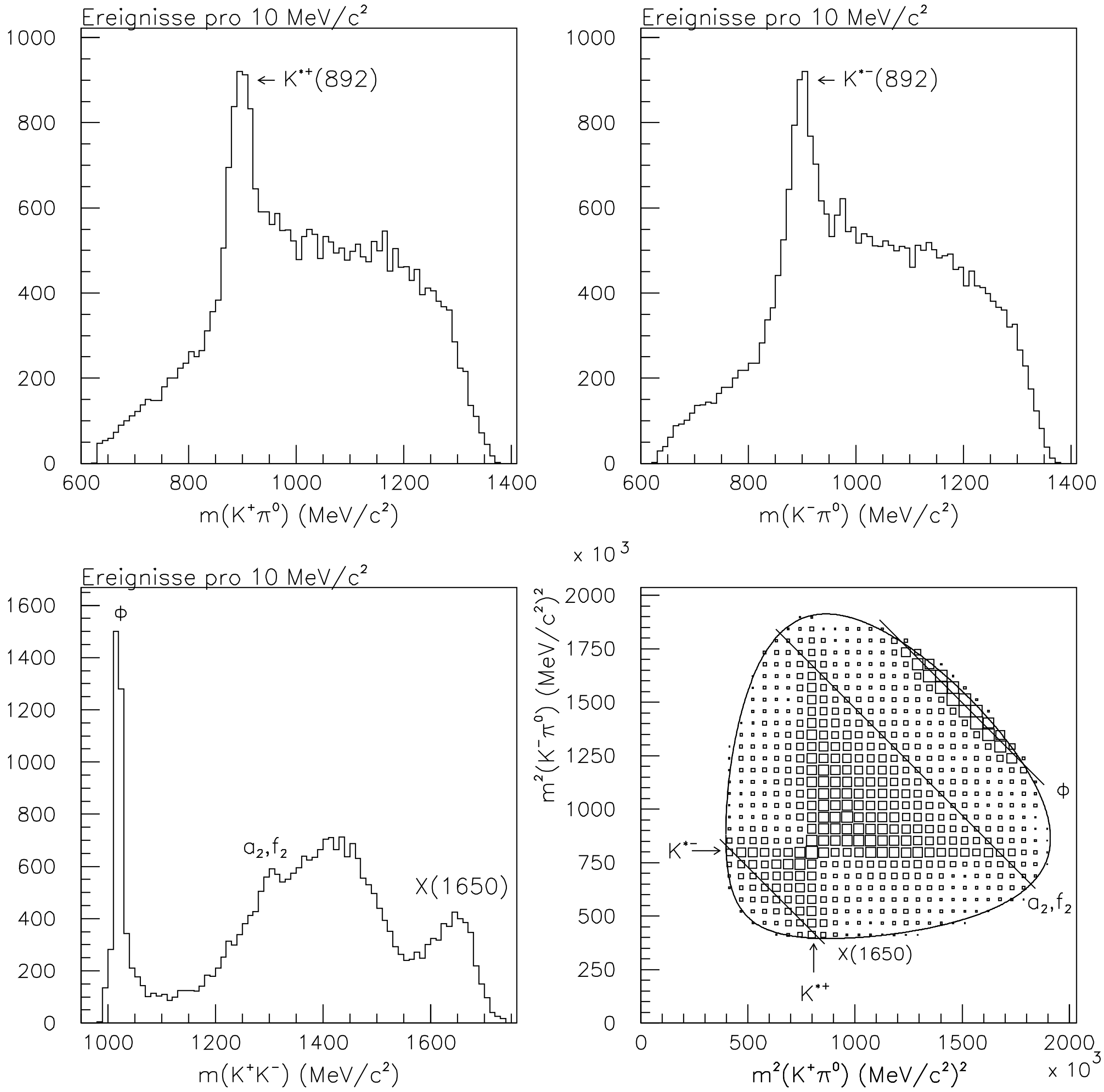

Abbildung 5.5: Verteilungen der invarianten Massen. Deutlich zu erkennen sind das $K^{\star\pm}$, das Φ und ein Signal bei einer K^+K^--Masse von ca./ 1650 MeV/c^2. Aufgrund von Interferenzerscheinungen sind weitere Signale nicht eindeutig identifizierbar. Aufschluß über die genaue Zusammensetzung der beitragenden Resonanzen wird die Partialwellenanalyse geben.

5.1.3 Monte-Carlo-Studien

Untergrunduntersuchungen

Die Bewertung der Selektionskriterien und die Abschätzung des Anteils von Untergrundreaktionen erfolgte durch umfangreiche Monte-Carlo-Studien. Es wurden Proton-Antiptoton-Annihilationen in verschiedene Endzustände simuliert und jeder Zerfallskanal allen Selektionsschritten einschließlich der kinematischen Anpassung unterzogen. Mögliche Untergrundbeiträge sind:

- $K^+K^-\pi^0\pi^0$, wobei ein π^0 nicht nachgewiesen wurde.
- $K^+K^-\omega$: Das ω-Meson zerfällt mit einer Wahrscheinlichkeit von 8,5% in $\pi^0\gamma$. Entweicht das Zerfallsphoton beispielsweise durch die Aussparungen um das Strahlrohr, so kann es nicht nachgewisen werden und dieser Zerfallskanal besitzt die gleiche Signatur wie der Endzustand $K^+K^-\pi^0$.
- $K_SK_L\pi^0$: Dieser Kanal kann zum Untergrund beitragen, wenn das K_S in $\pi^+\pi^-$ zerfällt und das K_L im Kalorimeter nicht wechselwirkt oder eine Energiedeposition hinterläßt, die im Rahmen der Splitoff-Unterdrückung verworfen wird.
- $\pi^+\pi^-\pi^0$ kann zum Untergrund beitragen, wenn die Erhaltung der Gesamtenergie erfüllt ist. Dies ist umso wahrscheinlicher je hochenergetischer die geladenen Pionen sind, da in diesem Fall die Annahme der Kaonenmasse einen geringeren Einfluß auf die Energieberechnung hat.
- $\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$: Ein π^0 wurde nicht nachgewiesen.
- $\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0\pi^0$: Zwei π^0-Mesonen konnten nicht detektiert werden.

In Tabelle 5.3 ist die Anzahl der jeweils generierten und die Anzahl der nach der Selektion verbleibenden Ereignisse zusammengestellt. Es fällt auf, daß alle Unter-

Simulierter Endzustand	Anzahl der generierten Ereignisse	Anzahl der selektierten Ereignisse
$K^+K^-\pi^0\pi^0$	280 000	2
$K^+K^-\omega \quad \omega \to \pi^0\gamma$	280 000	0
$K_SK_L\pi^0 \quad K_S \to \pi^+\pi^-$	140 000	4
$\pi^+\pi^-\pi^0$	320 000	1
$\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$	210 000	2
$\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0\pi^0$	320 000	1
$\pi^+\pi^-\omega$	120 000	0

Tabelle 5.3: Simulierte Untegrundkanäle

grundreaktionen von der Selektion sehr effizient verworfen werden. Dabei ist jedoch zu beachten, daß der Protoniumzerfall in Endzustände mit Pionen sehr viel wahrscheinlicher ist als ein Zerfall mit Kaonen im Endzustand. Während letzterer nur mit 2% zu allen $p\bar{p}$-Annihilationen beiträgt (dabei sind alle Multiplizitäten und Ladungszustände miteinbezogen), führen 7% aller Vernichtungen zum Endzustand $\pi^+\pi^-\pi^0$, 9% zu $\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ und 23% zu $\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0\pi^0$ [Win92]. Unter der Näherung, daß die ca. 9 Millionen gemessenen 2-Prong Ereignisse nur aus den letztgenannten Reaktionen bestehen, läßt sich mithilfe der berechneten Nachweiswahrscheinlichkeiten und der relativen Gewichtung der drei Reaktionen untereinander eine obere Grenze für den jeweiligen Untergrundbeitrag abschätzen. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.4 zusammengefaßt. Da alle Untergrundreaktionen nur zu einem sehr geringen Anteil beitragen, werden sie im folgenden vernachlässigt.

End-zustand	Anteil am 2-Prong Datensatz	Nachweis-wahrscheinlichkeit	Anteil am selektierten Datensatz
$\pi^+\pi^-\pi^0$	18%	$3,125 \cdot 10^{-6}$	$(1,8 \cdot 10^{-2})$%
$\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$	23%	$9,52 \cdot 10^{-6}$	$(7,0 \cdot 10^{-2})$%
$\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0\pi^0$	59%	$3,125 \cdot 10^{-6}$	$(5,9 \cdot 10^{-2})$%

Tabelle 5.4: Zur Abschätzung des pionischen Untergrunds wurden die Prozentangaben der zweiten Spalte auf die 9 041 348 gemessenen Ereignisse bezogen und andere Zerfallskanäle vernachlässigt.

Untersuchung der Detektorakzeptanz

In diesem Abschnitt wird der Einfluß des Detektors auf die Ereignisverteilung innerhalb des Dalitzdiagramms untersucht. Dies ist notwendig, da ein ursprünglich gleichverteilte Dalitzdiagramm aufgrund der Datenrekonstruktion und -selektion Strukturen aufweisen kann, die in der anschließenden Partialwellenanalyse zu falschen Ergebnissen führen würden.

Es wurden 1 473 000 phasenraumverteilte Ereignisse generiert und anschließend dem kompletten Rekonstruktions- und Selektionsverfahren einschließlich einer Trigger-Emulation unterworfen. Die beiden zugehörigen Dalitzdiagramme zeigt Abbildung 5.6. Man kann deutlich erkennen, daß die nach der Selektion verbleibenden Ereignisse nicht mehr gleichmäßig über den Phasenraum verteilt sind. Man beobachtet mit kleiner werdender K^+K^--Masse und mit größer werdender $K^\pm\pi^0$-Masse eine abnehmende Nachweiswahrscheinlichkeit. In diesen Bereichen weist mindestens ein geladenes Kaon einen geringer werdenden Impuls auf. Je kleiner der Impuls eines geladenen Teilchens ist, desto größer ist die Krümmung seiner Bewegungsbahn im Magnetfeld des Detektors. Stark gekrümmte Spuren haben zum einen eine höhere Fehleranfälligkeit bei der Mustererkennung, zum anderen erreichen sie häufig die äußeren Lagen der JDC nicht mehr. Ein Ansprechen dieser Lagen wurde jedoch als Triggerbedingung eingesetzt. Ferner wurde in der Selektion explizit verlangt, daß jede Spur frühestens in Lage 21 endet. Aus diesen Überlegungen geht hervor, daß ein niederenergetisches, geladenes Teilchen eine geringere Nachweiswahrscheinlichkeit besitzt als ein hochenergetisches, geladenes Teilchen. Damit erklärt sich die geringere Effizienz in den beschriebenen Bereichen des Dalitzdiagramms.

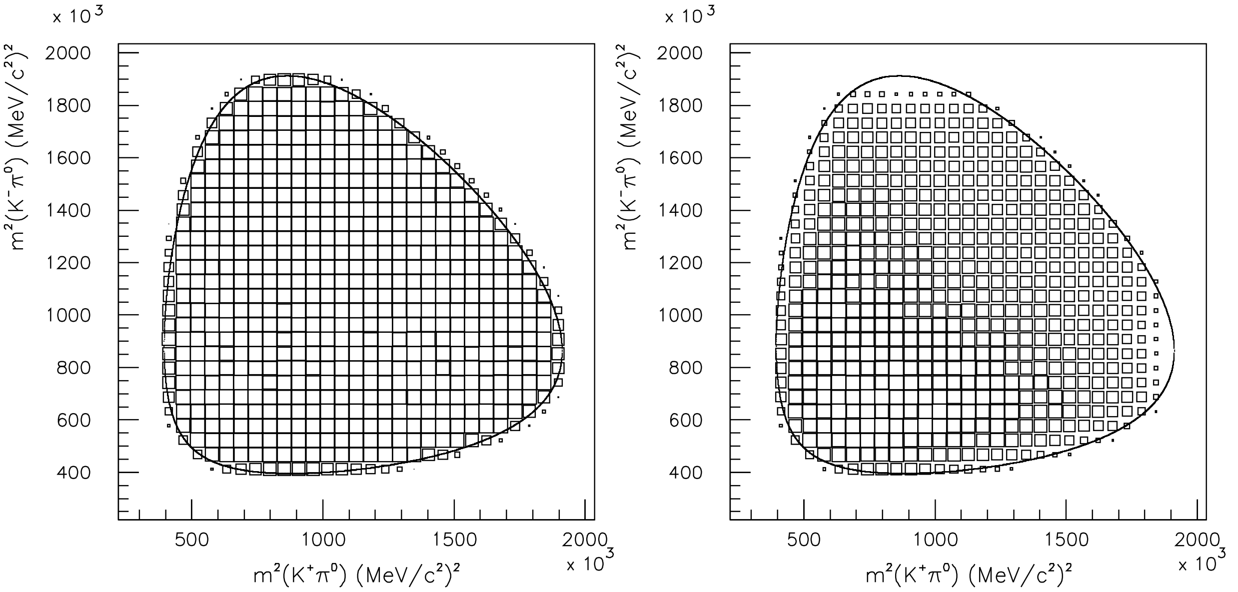

Abbildung 5.6: Dalitzdiagramm der generierten (links) und der selektierten (rechts) Monte-Carlo-Daten. Mit Ausnahme der Randzellen bevölkern die generierten Ereignisse die Fläche innerhalb der kinematischen Grenzen gleichmäßig. Diese Gleichverteilung bleibt nach der Datenselektion nicht mehr erhalten. Mit geringer werdenden Impuls haben geladene Kaonen eine kleiner werdende Nachweiswahrscheinlichkeit. Dies erklärt die Ausdünnung des Diagramms bei hohen $K^\pm\pi$-Massen (langsames Rückstoßteilchen) bzw. bei kleinen K^+K^--Massen (kleine Zerfallsimpulse).

Neben der Berechnung des Akzeptanz-Dalitzdiagramms dienen die simulierten $K^+K^-\pi^0$-Daten der Bestimmung der mittleren Detektoreffizienz für den betrachteten Kanal. Diese Größe ist notwendig, um das Verzweigungsverhältnis der Reaktion $p\bar{p} \rightarrow K^+K^-\pi^0$ angeben zu können. Die in diesem Zusammenhang durchgeführten Rechnungen und die daraus erhaltenen Ergebnisse sind Inhalt des Abschnitts 7.

Kapitel 6

Die Partialwellenanalyse

In Kapitel 4 wurden die allgemeinen theoretischen Grundlagen der Partialwellenanalyse erläutert. Das konkrete Verfahren zur Bestimmung der physikalischen Parameter aus den gemessenen Daten wird im folgenden Abschnitt beschrieben. Anschließend werden die verwendeten Parametrisierungen der einzelnen Übergangsamplituden vorgestellt und die damit erhaltenen Ergebnisse diskutiert.

6.1 Theoretisches Dalitzdiagramm und Anpassungsverfahren

Zur theoretischen Beschreibung des Dalitzdiagramms müssen die komplexen Übergangsamplituden A_{if} für alle Anfangs- und Endzustände berechnet werden. Meßgrößen sind jedoch nicht die quantenmechanischen Amplituden selbst, sondern die daraus resultierenden Intensitäten, die Einträge im Dalitzdiagramm. Die Intensität wird durch das Intergral über die Phasenraumdichte berechnet. Während für den Zerfall aus einem Anfangszustand die Amplituden kohärent addiert werden, wird bei verschiedenen Anfangszuständen angenommen, daß diese nicht mischen und somit inkohärent überlagert werden. Die Gesamtdichte ist dann durch die Summe über die Partialdichten der verschiedenen Anfangszustände gegeben. Unter der Annahme reiner S-Wellenannihilation[1] erhält man für den Endzustand $K^+K^-\pi^0$:

$$D = D_{^1S_0} + D_{^3S_1} \tag{6.1}$$

Die Wahrscheinlichkeitsdichte eines Anfangszustandes i im Punkt (X, Y) ist durch das Betragsquadrat der Summe der n_i verschiedenen Endzustände f gegeben:

$$D_i(X,Y) = |\sum_{f=1}^{n_i} \alpha_{if} e^{i\Phi_{if}} A_{if}(X,Y)|^2 \tag{6.2}$$

Dabei bezeichnen α_{if} die relativen Stärken und Φ_{if} die Phasen der Übergangsamplituden. Da absolute Phasen nicht meßbar sind, kann $\Phi_{i1} = 0$ gesetzt werden. Die Gesamtdichte wird durch Summation über alle Anfangszustände m berechnet:

$$D(X,Y) = \sum_{i=1}^{m} D_i(X,Y) = \sum_{i=1}^{m} |\sum_{f=1}^{n_i} \alpha_{if} e^{i\Phi_{if}} A_{if}(X,Y)|^2 \tag{6.3}$$

[1]Eine eventuell gering vorhandener P-Wellenanteil wird in der vorliegenden Analyse vernachlässigt.

Die Intensität entspricht dem Intergral der Wahrscheinlichkeitsdichte über das Dalitzdiagramm. Dieses wird in k identische Zellen der Größe $(\Delta X, \Delta Y)$ aufgeteilt. Die Intergration über eine Zelle j liefert dann die meßbare Intensität I_j:

$$I_j = \int_{Zelle_j(\Delta X,\Delta Y)} D(X,Y)dXdY \tag{6.4}$$

Einsetzen von Gleichung (6.3) führt zu:

$$\begin{aligned} I_j &= \int_{Zelle(\Delta X,\Delta Y)} \sum_{i=1}^{m} |\sum_{f=1}^{n_i} \alpha_{if} e^{i\Phi_{if}} A_{if}(X,Y)|^2 dXdY \\ &= \sum_{i=1}^{m} \int_{Zelle(\Delta X,\Delta Y)} |\sum_{f=1}^{n_i} \alpha_{if} e^{i\Phi_{if}} A_{if}(X,Y)|^2 dXdY \end{aligned} \tag{6.5}$$

Die Integration der Amplituden erfolgt numerisch. Die theoretischen Amplituden müssen noch geeignet normiert werden. Die Normierung erfolgt auf die Anzahl N^{exp} der Ereignisse im experimentellen Dalitzdiagramm:

$$A_{if} \rightarrow A'_{if} = \sqrt{\frac{N^{exp}}{\sum_{j=1}^{k} \int_{Zelle\,j} |A_{if}|^2 dXdY}} A_{if} \tag{6.6}$$

Die gewählte Normierung stellt sicher, daß im Fall der Beschreibung des Dalitzdiagramms mit genau einer Amplitude deren Anpassungsparameter α gleich Eins ist. Die relativen Anteile der beteiligten Anfangszustände erhält man durch:

$$R_i = \frac{\int D_i(X,Y)dXdY}{N^{exp}} = \frac{\sum_{j=1}^{k} \int_{Zelle\,j} |\sum_{f=1}^{n_i} \alpha_{if} e^{i\Phi_{if}} A'_{if}(X,Y)|^2}{N^{exp}} \tag{6.7}$$

Die Berechnung der Beiträge einzelner Zwischenzustände innerhalb eines Anfangszustandes ist aufgrund quantenmachanischer Interferenzen nur näherungsweise möglich. In der Praxis werden Interferenzen ignoriert und die Anteile R_f innerhalb eines Anfangszustandes über die relativen Intensitäten berechnet:

$$R_f(i) = \frac{\alpha_f^2}{\sum_{l=1}^{n} \alpha_i^2} \tag{6.8}$$

Die Anpassung der Parameter erfolgte durch eine χ^2-Minimierung. Ziel ist es, einen Parametersatz $\vec{p}$ zu finden, der die experimentellen Daten am besten beschreibt. Grundlage des Minimierungsalgorithmus ist das CERN-Programmpaket MINUIT [Jam87]. Angepaßt wurden die Beiträge α_{if} und Phasen ϕ_{if} der Amplituden sowie z.T. Massen und Breiten beitragender Resonanzen. An der Anpassung nahmen 561 Zellen mit einer Größe von $0.055\,GeV/c^2 \times 0.055\,GeV/c^2$ teil. Zellen mit weniger als 5 Einträgen wurden von der Anpassung ausgeschlossen. Jede Zelle des experimentellen Dalitzdiagramms wurde akzeptanzkorrigiert. Anschliesend erfolgte eine Normierung auf die ursprünglich vorhandene Anzahl von Ereignissen. Das χ^2 wurde wie folgt definiert:

$$\chi^2(\vec{p}) = \sum_{j=1}^{k} \frac{(I_{j,exp} - I_{j,theo}(\vec{p})^2}{\sigma_j^2} \tag{6.9}$$

Die experimentelle Intensität $I_{j,exp}$ ist durch die Anzahl der akzeptanzkorrigierten Zelleinträge gegeben. Die theoretische Intensität $I_{j,theo}$ hängt von dem anzupassenden Parametersatz $\vec{p}$ ab und wird durch das oben beschriebene Integrationsverfahren bestimmt. Dabei wurden drei verschiedene Klassen von Zellen unterschieden:

1. Zellen, die vollständig innerhalb des kinematischen Bereichs des Dalitzdiagramms liegen, also von den Grenzen nicht geschnitten werden.
2. Zellen (sog. Randzellen), die nur zum Teil innerhalb des kinematisch erlaubten Bereichs liegen. Die kinematische Grenze verläuft durch diese Zellen hindurch.
3. Zellen, für die gilt: $m(K^+K^-) \leq 1100\, MeV/c^2$.

Innerhalb von Zellen, die der ersten Klasse zugehören, erfolgte die Amplitudenberechnung an vier equidistanten Stützpunkten. Eine weitere Unterteilung zeigte fast keinen Einfluß auf das Ergebnis und würde unnötig Rechenzeit verbrauchen. In Zellen der zweiten und dritten Klasse wurden zur numerischen Intergration die Amplituden an 100 Stützstellen ausgewertet. Diese wesentlich feinere Unterteilung ist notwendig, da zum einen die Flächen der Randzellen nur mit einem jeweils unterschiedlichen Bruchteil zum physikalisch erlaubten Bereich des Dalitzdiagramms beitragen und zum anderen innerhalb von Zellen der Klasse drei sich die beitragenden Amplituden stark ändern (Signale des $\phi(1020)$, $f_0(980)$, $a_0(980)$).
Der Fehler σ_j der Einträge innerhalb einer Zelle ist durch den experimentellen Fehler $\sigma_{j,exp}$ und den Fehler der Akzeptanzkorrekur $\sigma_{j,\epsilon}$ gegeben:

$$\sigma_j = Norm \cdot \sqrt{(\frac{1}{\epsilon_j}\sigma_{j,exp})^2 + (\frac{N_j}{\epsilon_j^2}\sigma_{j,\epsilon})^2} \tag{6.10}$$

Mit:

- $Norm$: Normierungsfaktor.

  N^{exp}: Gesamte Anzahl der Ereignisse im Dalitzdiagramm.

  N_j: Anzahl der Einträge in der j-ten Zelle.

  $\epsilon_j = \frac{N_{j,rek}}{N_{j,gen}}$: Effizienz der Zelle j. $N_{j,rek}$ und $N_{j,gen}$ bezeichnen die Anzahl der in der Zelle generierten bzw. rekonstruierten Monte-Carlo-Ereignisse.

  $\sigma_{j,exp} = \sqrt{N_j}$: Experimenteller Fehler in Zelle j.

$$\sigma_{j,\epsilon} = \sqrt{\frac{N_{j,rek}}{N^2_{j,gen}} \cdot (1 - \frac{N_{j,rek}}{N_{j,gen}})} : \text{Fehler der Effizienz in der j-ten Zelle.}$$

Ein Maß zur Beurteilung der Anpassungsqualität ist das Verhältnis des χ^2 zur Anzahl der Freiheitsgrade ($N_{d.o.f}$ = Anzahl der Zellen abzüglich der Zahl der freien Parameter[2]). Sind die Abweichungen der Meßergebnisse von den theoretischen Vorhersagen rein statistischer Natur, so ist $\chi^2/N_{d.o.f} \approx 1$.

6.2 Parametrisierung der Übergangsamplituden

In Kapitel 4.3 sind die Auswahlregeln für erlaubte Zwischenzustände der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow K^+K^-\pi^0$ dargestellt. Die Übergangsamplituden der nach diesen Regeln möglichen Beiträge zum Endzustand $K^+K^-\pi^0$ wurden in der Analyse unterschiedlich parametrisiert.

Überlappen Resonanzen innerhalb einer Partialwelle nur zu einem geringen Anteil, erfolgte die Parametrisierung durch Breit-Wigner Funktionen (Gleichung 4.17). Tabelle 6.1 enthält die nach diesem Ansatz parametrisierten Resonanzen. Die aufgeführten Startwerte für Massen und Breiten sind der Zusammenstellung der Particle Data Group [Mon96] entnommen. Für die Werte des $f_0(1370)$ wurde auf Ergebnisse der Analyse $\bar{p}p \rightarrow K_L K_L \pi^0$ zurükgegriffen [Abe96a].

Resonanz	Masse [MeV/c²]	Breite [MeV/c²]
$K^{*\pm}(892)$	892	50
$\phi(1020)$	1019	4,5
$f_2(1270)$	1275	185
$a_2(1320)$	1318	106
$f_0(1370)$	1390	343
$a_0(1450)$	1450	270
$f_2'(1525)$	1525	76

Tabelle 6.1: Startwerte für Massen und Breiten von Breit-Wigner Resonanzen.

In Anpassungen, die neben dem $f_0(1370)$ auch das $f_0(1500)$ enthielten, wurde als dynamische Funktion für diese Beiträge eine 1×1 K-Matrix mit zwei Polen verwendet (Gleichung 4.18). Die Startwerte der K-Matrix Parameter

$$M_1 = 1361\,MeV/c^2,\ M_2 = 1571\,MeV/c^2,\ G_1 = 264\,MeV/c^2,\ G_2 = 163\,MeV/c^2$$

sind [Abe96a] entnommen. Diesen Werten entsprechen als Resonanzparameter der T-Matrix:

$$M_1 = 1404\,MeV/c^2,\ M_2 = 1517\,MeV/c^2,\ \Gamma_1 = 342\,MeV/c^2,\ \Gamma_2 = 96\,MeV/c^2$$

[2] d.o.f: degree of freedom

Die Zerfälle des $a_0(980)$ und des $f_0(980)$ in K^+K^- werden durch eine Breit-Wigner Amplitude nur unzureichend dargestellt. Der Grund hierfür ist, daß beide Teilchen stark an weitere Zerfallskanäle koppeln und daß sie Massen aufweisen, die im Bereich der zweifachen Kaonenmasse liegen. Flatté [Flat76] schlug eine Modifikation der Amplitude vor, um das daraus resultierende Schwellenverhalten geeignet zu beschreiben. Dabei wird neben dem Zerfall in K^+K^- auch die Kopplung an $\pi\pi$ für das $f_0(980)$ bzw. die Kopplung an $\eta\pi$ für das $a_0(980)$ berücksichtigt. In der lorentzinvarianten Form lautet die Flatté-Formel:

$$\hat{T} = \frac{m_0 g_{K\bar{K}}}{m_0^2 - m^2 - im_0(g_1\rho_1 + g_{K\bar{K}}\rho_{K\bar{K}})} \tag{6.11}$$

Dabei bezeichnet $g_{K\bar{K}}$ die Kopplung der Resonanz an den Zerfallskanal $K\bar{K}$ und g_1 die Kopplung an den jeweiligen anderen Kanal ($\pi\pi$ bzw. $\eta\pi$). $\rho_{K\bar{K}}$ und ρ_1 sind die zugehörigen Phasenraumfaktoren. Da zum Endzustand $K^+K^-\pi^0$ das $a_0(980)$ und das $f_0(980)$ beitragen können und beide Teilchen ein ähnliches Schwellenverhalten aufweisen, sind bei einer freien Anpassung die Resonanzparameter stark korreliert. Zur Vermeidung dieser Korrelationen wurde eine feste Parametriserung verwendet und nur die jeweiligen Beiträge angepaßt. Die Werte der Resonanzparameter beruhen auf Ergebnissen gekoppelter Analysen von verschiedenen Endzuständen in der Proton-Antiproton-Vernichtung. Für das $f_0(980)$ wurden in [Bug96] folgende Werte bestimmt:

$$m_0 = 990\,MeV/c^2,\ g_{\pi\pi} = 117\,MeV/c^2,\ g_{K\bar{K}} = 273\,MeV/c^2 \tag{6.12}$$

Die Parametrisierung des $a_0(980)$ erfolgte nach den Ergebnissen von [Bug94a]. Dabei ist die Kopplung an den Zerfallskanal $K\bar{K}$ als relatives Verhältnis r zur Kopplung an den Kanal $\eta\pi$ angegeben:

$$m_0 = 999\,MeV/c^2,\ g_{\eta\pi} = 221\,MeV/c^2,\ r = \frac{g_{K\bar{K}}}{g_{\eta\pi}} = 1,16 \tag{6.13}$$

Abbildung 6.1 zeigt das aus dieser Parametrisierung resultierende Dalitzdiagramm für das $a_0(980)$.

Die Beschreibung der $I = 1/2$ $(K\pi)_S$-Welle erfolgte durch eine Parametrisierung, die in anderen Analysen der Crystal-Barrel-Kollaboration verwendet wurde [Bra96], [Abe96a]. Grundlage sind Daten des LASS-Experiments, welches in der Reaktion $K^-p \to K^-\pi^+n$ Phase und Streuamplitude bestimmte [Ast88]. In [Bra96] wurde an die LASS-Daten folgende Streuamplitude angepaßt:

$$T = \rho(1 - i\rho K)^{-1}K \tag{6.14}$$

Die K-Matrix setzt sich zur Beschreibung des $K_0^*(1430)$ aus einem Pol-Term und einem nicht-resonanten Anteil zusammen:

$$K = \frac{m_0\Gamma_0/\rho_0}{m_0^2 - m^2} + \frac{am}{2 + arq^2} \tag{6.15}$$

Die Anpassung ergab folgende Werte für die verschiedenen Parameter:

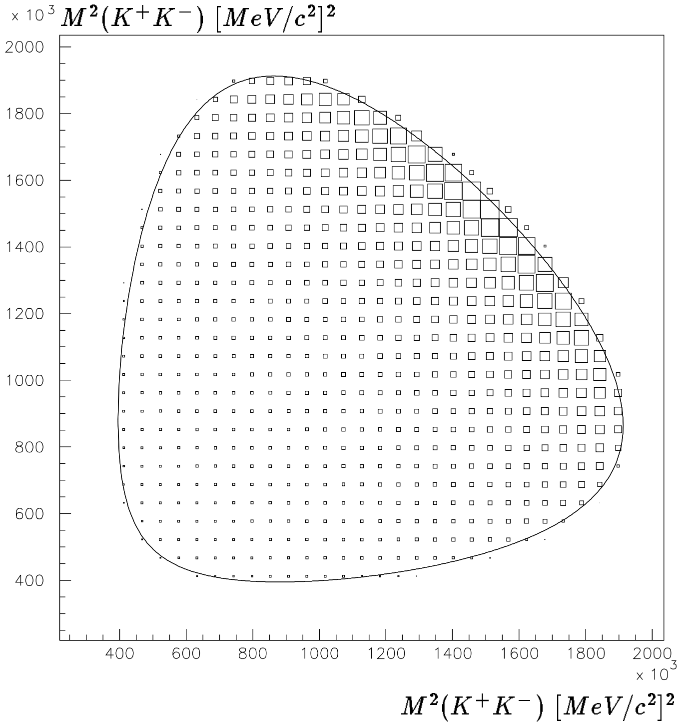

Abbildung 6.1: Simuliertes Dalitzdiagramm für das $a_0(980)$.

- K-Matrix Masse $m_0 = (1332 \pm 5)\,MeV/c^2$
- K-Matrix Breite $\Gamma_0 = (401 \pm 16)\,MeV/c^2$
- Streulänge $a = (1,79 \pm 0.09)\,GeV/c^{-1}$
- effektive Reichweite $r = (3.46 \pm 0.2)\,GeV/c^{-1}$
- Die Resonanzparameter des $K_0^\star(1430)$ wurden bestimmt zu:

$$m_R = (1423 \pm 10)\,MeV/c^2$$
$$\Gamma_R = (277 \pm 17)\,MeV/c^2$$

Abbildung 6.2 zeigt den Verlauf der aus dieser Parametrisierung resultierenden Amplitude.

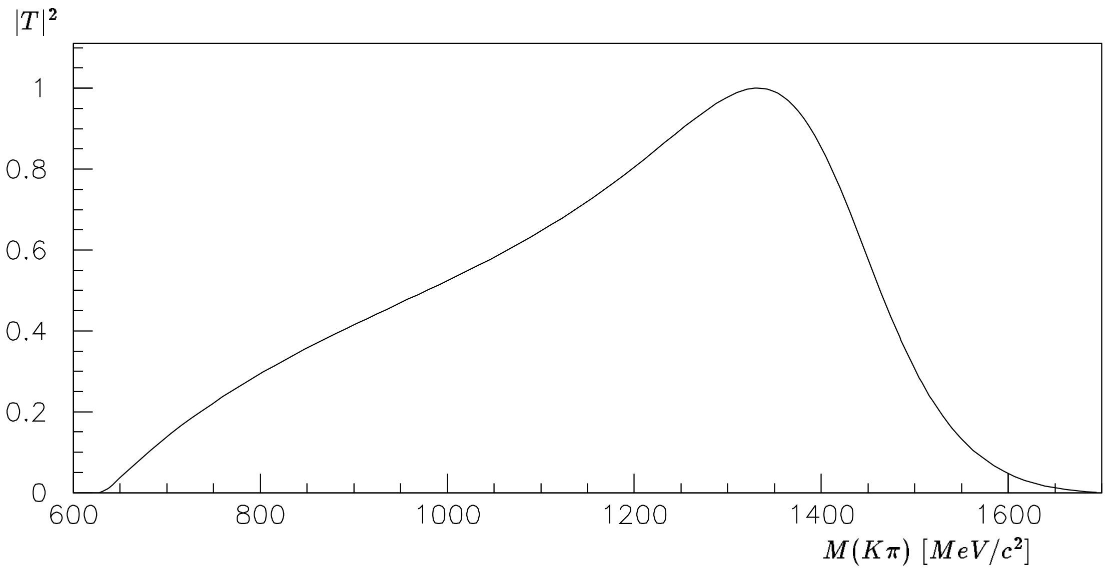

Abbildung 6.2: Berechnete Massenverteilung der $I = 1/2$ $(K\pi)_S$-Welle.

6.3 Ergebnisse

Die Anpassung der Daten erfolgt durch die Aufstellung sog. Ereignishypothesen. Eine Hypothese beinhaltet die Festlegung der an der Reaktion teilnehmenden Resonanzen mit deren Spins, Massen und Breiten. Ferner werden der Anfangszustand und die Drehimpulse zwischen Resonanz und Rückstoßteilchen berücksichtigt. Aufgrund von Interferenzen kann die Auswahl der beitragenden Resonanzen für eine Hypothese nicht ausschließlich an beobachtbaren Strukturen im Dalitzdiagramm bzw. in den invarianten Massenspektren erfolgen. Insbesondere die gleichzeitige Produktion von isoskalaren und isovektoriellen Zwischenzuständen, die häufig eine ähnliche Masse aufweisen, erschwert die Beurteilung der Zusammensetzung des Dalitzdiagramms.

Im Verlauf der Arbeit wurden über 100 Anpassungen mit unterschiedlichen Beiträgen durchgeführt. Von diesen kann hier nur eine geeignete Auswahl vorgestellt werden. Um die folgenden Ausführungen möglichst übersichtlich zu halten, werden innerhalb dieses Kapitels nur ausgewählte Ergebnisse der verschiedenen Anpassungen in Form von vergleichenden Tabellen und Graphiken präsentiert. Eine vollständige, tabellarische Zusammenstellung der einzelnen Anpassungsergebnisse ist im Anhang zu finden.

Um die z. T. hohe Parameterzahl (je nach Hypothese bis zu 52 Parameter) einzuschränken und somit die Anpassung zu stabilisieren, wurden - soweit sie bekannt sind - feste Werte für Massen und Breiten verwendet. Freie Anpassungsparameter waren dann Beiträge und Phasen. Zur Vermeidung von Korrelationen erfolgte die Anpassung der Produktionsstärken von $K^{\pm}\pi^{0}$-Zwischenzuständen nicht getrennt nach den Anfanszuständen $I = 0$ und $I = 1$. Die Stabilität einer gefundenen Lösung wurde durch wiederholte Anpassungen mit unterschiedlichen Startwerten überprüft.

Im folgenden werden zwei Gruppen von Anpassungen diskutiert. In der ersten Gruppe werden ausgehend von einem Minimalmodell drei weitere Hypothesen getestet. Das Minimalmodell enthält die in Tabelle 6.2 aufgeführten Resonanzen. Eine freie Anpassung erfolgte für alle Beiträge sowie für die Massen und Breiten des Φ und des $K^{\star\pm}(892)$. Die übrigen Resonanzparameter blieben auf die im vorhergehenden Abschnitt angegebenen Werte fixiert (siehe Tabelle 6.1). Im $^1S_0$-Anfangszustand wurde als frei wählbare Phase die des $K^{\star\pm}(892)$, im $^3S_1$-Anfangszustand die des $\Phi(1020)$ auf Null festgesetzt. Die verbleibenden Phasen nahmen an der Anpassung teil.

Die drei auf das Minimalmodell aufbauenden Hypothesen (Tabelle 6.2) unterscheiden sich durch zusätzliche Beiträge des $f_0(1500)$ und des $a_0(1450)$ in verschiedenen Kombinationen.

Tabelle 6.3 gibt eine vergleichende Übersicht ausgewählter Ergebnisse dieser ersten vier Hypothesen. Während die Breite des $\phi(1020)$ aufgrund der experimentellen Auflösung mit $9\,\mathrm{MeV/c^2}$ etwas höher als der Literaturwert ($\Gamma(\phi) = 4,43\,MeV/c^2$) ist, liegen die angepaßten Resonanzparameter des $K^{\star\pm}(892)$ innerhalb ihrer Fehler in guter Übereinstimmung mit Literaturangaben ($M = 892\,MeV/c^2$, $\Gamma = 50\,MeV/c^2$). Es fällt auf, daß alle Anpassungen von vergleichbarer Qualität sind. Das χ^2 pro

Freiheitsgrad liegt zwischen den Werten 2,07 und 2,22. Auch ein Vergleich der angepaßten Spektren der invarianten Massenquadrate (Abbildung 6.3) bestätigt diese Beobachtung. Aufgrund der nur geringfügigen Unterschiede in den Anpassungsergebnissen, ist es nicht gerechtfertigt, eine bestimmte Hypothese gegenüber einer anderen zu bevorzugen.

Eine Gemeinsamkeit aller vier Anpassungen ist die unbefriedigende Beschreibung der Daten im Bereich hoher K^+K^--Massen. Versuche, mit einer Kombination der bisher diskutierten Beiträge ein verbessertes Anpassungsergebnis zu erzielen, schlugen fehl. So führte die Freigabe von Resonanzparametern zwar zu einer Verbesserung des $\chi^2_{d.o.f.}$, die erzielten Werte lagen dann jedoch außerhalb einer sinnvollen, physikalischen Interpretation.

Als generell problematisch erwies sich die Beschreibung der Daten im Bereich hoher K^+K^--Massen ($1600\,MeV/c^2 - 1700\,MeV/c^2$). Naheliegend ist es, einen Beitrag des $f_?(1710)$ zu testen. Alle diesbezüglich durchgeführten Anpassungen verwarfen jedoch sowohl ein skalares als auch ein tensorielles Signal.

Zur Überprüfung der Anpassungsqualität in einer zweidimensionalen Darstellung eignet sich das χ^2 der einzelnen Zellen des Dalitzdiagramms. In Abbildung 6.4 ist das χ^2 gegenüber den invarianten Massenquadraten aufgetragen. Ein Eintrag erfolgte für Zellen, die ein $\chi^2 \geq 4$ aufweisen und falls die Anzahl der experimentellen Ereignisse größer ist als die Anzahl der angepaßten Ereignisse. Für alle Hypothesen ist zu beobachten, daß in dem o. g. K^+K^--Massenbereich die Anpassungen eine zu geringe Anzahl von Ereignissen reproduzieren und die Abweichungen sich im Bereich der ersten Winkelhalbierenden konzentrieren. Diese Signatur legt es nahe, in weiteren Hypothesen den Beitrag eines zusätzlichen Vektormesons zu überprüfen.

Hypothese 1: Minimalmodell	
Anfangszustand	Beitragende Resonanzen
$^1S_0$	$K^{\star\pm}(892)^\bullet$, $(K^\pm\pi^0)_S$, $f_0(980)$, $a_0(980)$ $f_2(1270)$, $a_2(1320)$, $f_2'(1525)$, $f_0(1370)$
$^3S_1$	$K^{\star\pm}(892)^\bullet$, $\phi(1020)^\bullet$

Erweiterungen des Minimalmodells	
Hypothese	Zusätzliche Beiträge
2	$f_0(1500)$ aus $^1S_0$
3	$a_0(1450)$ aus $^1S_0$
4	$f_0(1500)$ und $a_0(1450)$ aus $^1S_0$

Tabelle 6.2: Beiträge des Minimalmodells und dessen Erweiterungen. Für die mit einem • gekennzeichneten Resonanzen wurden Massen und Breiten frei angepaßt. Die Parametrisierung der ungekennzeichneten Resonanzen erfolgte durch die in Tabelle 6.1 aufgeführten Werte.

Vergleichsgröße	Hypothese 1	Hypothese 2	Hypothese 3	Hypothese 4
$M(K^{\star\pm})\,[MeV/c^2]$	899 ± 5	895 ± 5	897 ± 5	895 ± 5
$\Gamma(K^{\star\pm})\,[MeV/c^2]$	61 ± 4	52 ± 4	52 ± 4	52 ± 4
$M(\phi)\,[MeV/c^2]$	1017 ± 2	1017 ± 2	1017 ± 2	1017 ± 2
$\Gamma(\phi)\,[MeV/c^2]$	9 ± 3	9 ± 3	9 ± 3	9 ± 3
N_{Para}	22	24	24	26
$\chi^2_{d.o.f.} = \frac{\chi^2}{N_{Zellen}-N_{Para}}$	$\frac{1196}{561-22} = 2,22$	$\frac{1213}{561-24} = 2,26$	$\frac{1181}{561-24} = 2,20$	$\frac{1107}{561-26} = 2,07$

Tabelle 6.3: Vergleich der ersten vier Anpassungen. Die Hinzunahme weiterer skalarer Resonanzen führt zu keiner oder nur einer geringfügigen Verbesserung der Anpassungsergebnisse gegenüber dem Minimalmodell. Die im Vergleich zum Literaturwert $\Gamma(\phi) = 4,43\,MeV/c^2$ höhere Breite des $\phi(1020)$ ist auf die begrenzte experimentelle Auflösung zurückzuführen. Die übrigen Resonanzparameter sind innerhalb ihrer Fehler in guter Übereinstimmung mit Literaturangaben.
N_{Para} bezeichnet die Anzahl der freien Parameter, N_{Zellen} die Anzahl der an der Anpassung beitragenden Zellen, $\chi^2_{d.o.f.}$ gibt das χ^2 pro Freiheitsgrad an.

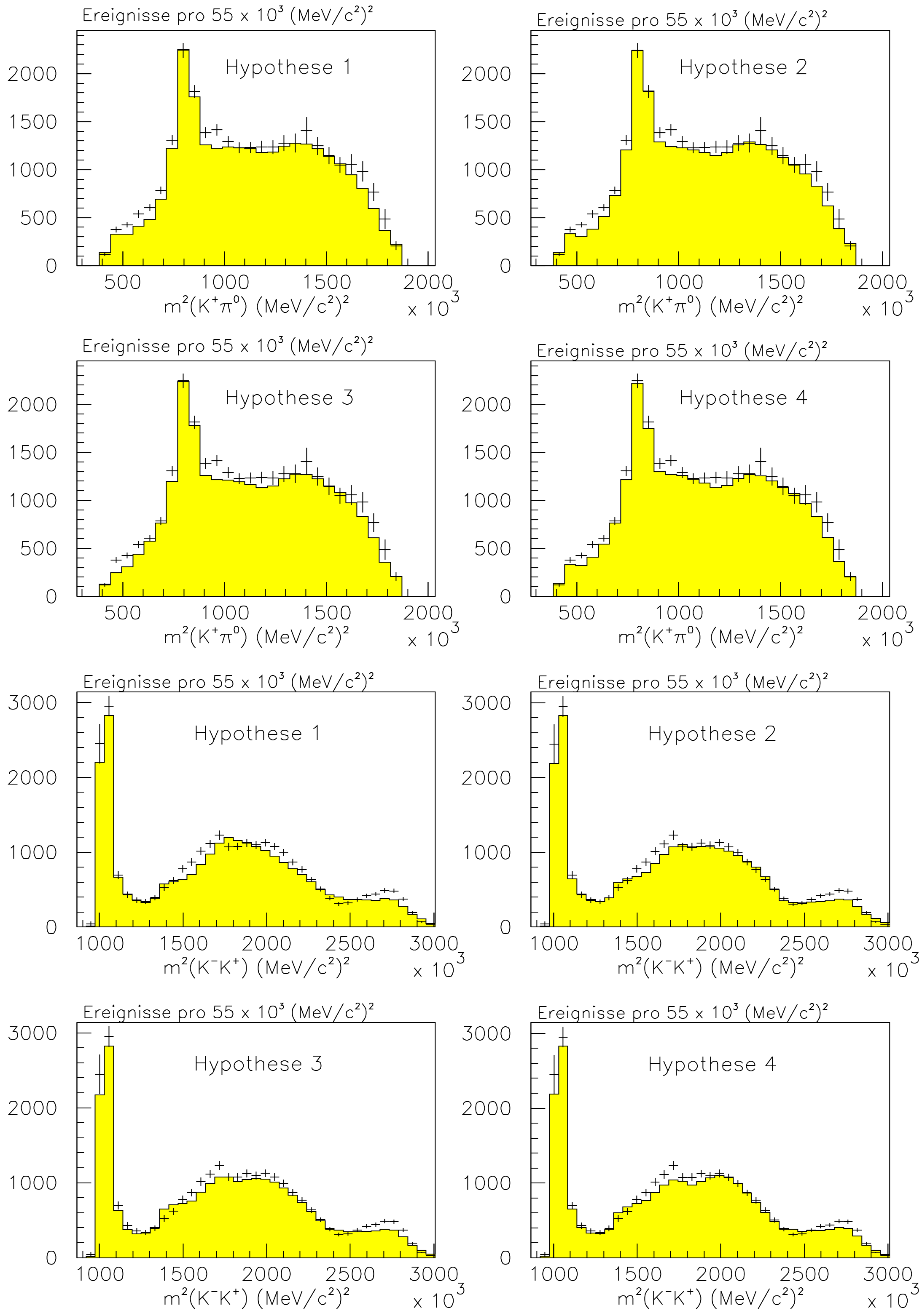

Abbildung 6.3: Projektionen der Dalitzdiagramme der ersten vier Hypothesen (die Projektionen auf die $K^-\pi^0$-Achse sind innerhalb der Fehler identisch mit den gezeigten Projektionen auf die $K^+\pi^0$-Achse). Die gemessenen Daten sind mit Fehlerbalken eingetragen, das Ergebnis der Anpassung ist dunkel unterlegt.

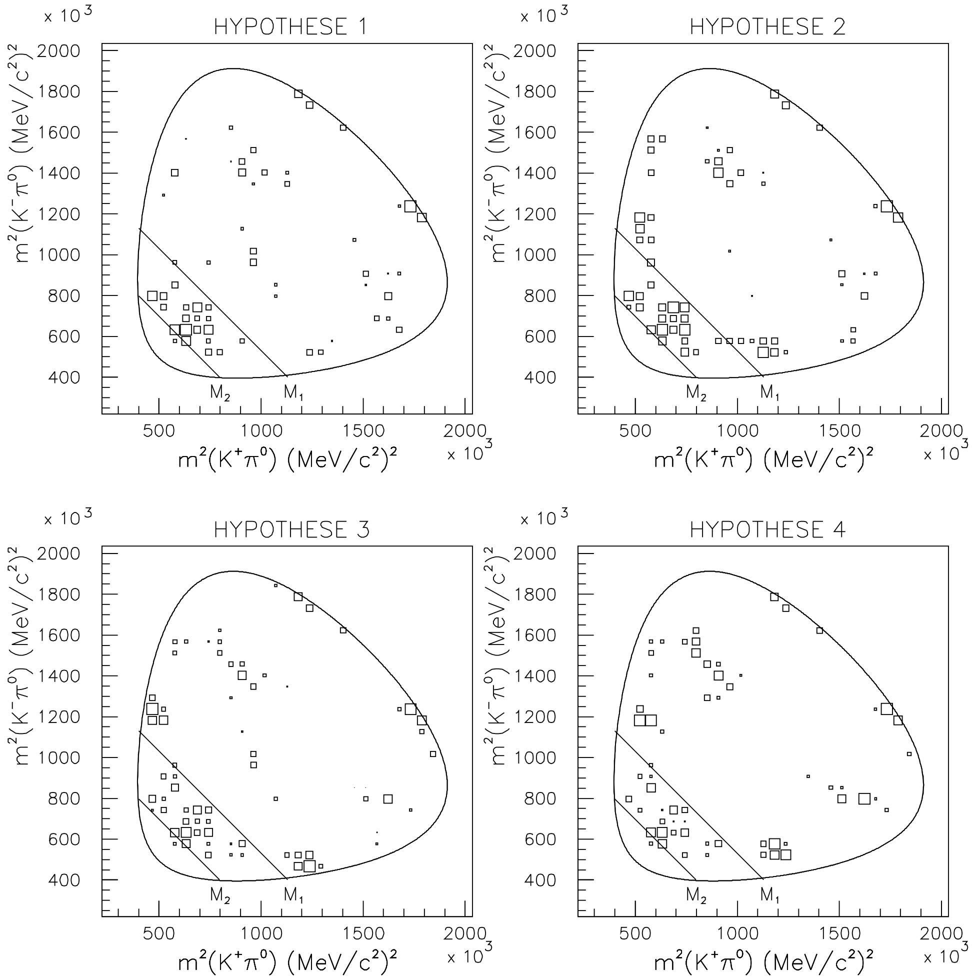

Abbildung 6.4: χ^2-Verteilung im Dalitzdiagramm für die Hypothesen 1 bis 4. Ein Eintrag erfolgte für Zellen mit einem $\chi^2 \geq 4$ und falls die Anzahl der experimentellen Ereignisse größer ist als die Anzahl der angepaßten Ereignisse. Die eingezeichneten Linien entsprechen konstanten K^+K^--Massen: $M_1 = 1600\,MeV/c^2$, $M_2 = 1700\,MeV/c^2$. Die in allen Diagrammen ähnliche Signatur zwischen M_1 und M_2 läßt auf das Fehlen eines Vektormesons schließen.

Erweiterung der Hypothesen um ein Vektormeson

Eine deutliche Verbesserung der Anpassungsergebnisse konnte durch die Hinzunahme eines Vektormesons (im folgenden mit $X_1(1680)$ bezeichnet) erzielt werden. Mögliche Kanditaten im relevanten Massenbereich sind [Mon96]

- das $\omega(1600)$: $M = (1649 \pm 24)\,MeV/c^2 \quad \Gamma = (220 \pm 35)\,MeV/c^2$,
- das $\Phi(1680)$: $M = (1680 \pm 20)\,MeV/c^2 \quad \Gamma = (150 \pm 50)\,MeV/c^2$ und das
- das $\rho(1700)$: $M = (1700 \pm 20)\,MeV/c^2 \quad \Gamma = (235 \pm 50)\,MeV/c^2$

Da das $X_1(1680)$ in der Masse deutlich vom $\Phi(1020)$ getrennt ist, erfolgte die Parametrisierung durch eine relativistische Breit-Wigner-Funktion. Die in Kapitel 4.3 formulierten Auswahlregeln legen die Produktion eines Vektormesons - unabhängig von seinem Isospin - auf den $^3S_1$-Anfangszustand fest.

Es werden wiederum vier Anpassungen mit unterschiedlichen skalaren Beiträgen vorgestellt. In den Tabellen 6.4 und 6.5 sind die einzelnen Hypothesen bzw. deren wichtigsten Ergebnisse zusammengefaßt. Im Vergleich zu den Anpassungen aus der ersten Gruppe führen die um das $X_1(1680)$ erweiterten Hypothesen zu einer deutlichen Verbesserung des χ^2 pro Freiheitsgrad. Die Hypothese 5, die neben den Beiträgen des Minimalmodells nur das $X_1(1680)$ enthält, führt mit einem χ^2 pro Freiheitsgrad von 1,79 zu der schlechtesten Beschreibung der Daten. Es ist also davon auszugehen, daß neben dem $f_0(1370)$ zusätzliche skalare Resonanzen benötigt werden. Die Ergebnisse der verbleibenden drei Anpassungen weisen jedoch mit einem näherungsweise konstanten $\chi^2_{d.o.f.}$ von 1,60 keine signifikanten Unterschiede auf. Der Grund für diese gleichwertigen Ergebnisse ist neben den z. T. großen Breiten in Interferenzerscheinungen zu suchen. So zeigte sich insbesondere bei Hypothesen, die das $f_0(1370)$, das $f_0(1500)$ und das $a_0(1450)$ enthielten, daß die normierten Beiträge einzelner Resonanzen einen Wert nahe bei Eins erreichen können. In solchen Fällen wurde die Gesamtintensität in der Anpassung durch destruktive Interferenz zwischen den Resonanzen beschränkt und somit trotz einzelner, hoher Beiträge ein Minimum mit einem befriedigendem χ^2 gefunden.

Tabelle 6.6 faßt die Anteile der verschiedenen Resonanzen für die Hypothesen fünf bis acht zusammen. Während das $K^{\star\pm}(892)$ in allen vier Anpassungen einen konstanten Anteil von ca. 16% aufweist, unterliegen die Beiträge der übrigen Resonanzen des $^1S_0$-Anfangszustands aus o. g. Gründen erheblichen Schwankungen. So kann insbesondere die Frage nach der Produktion des $f_0(1500)$ nicht abschließend beantwortet werden. Sein möglicher Anteil innerhalb der $^1S_0$-Welle liegt zwischen 0% und 6,2%.

In der Abbildung 6.5 der Projektionen des Dalitzdiagramms ist deutlich die verbesserte Beschreibung der Daten im hohen K^+K^--Massenbereich zu erkennen. Auch die zweidimensionale Darstellung der Verteilung des χ^2 pro Zelle weist auf die Produktion eines Vektormesons hin (Abbildung 6.6). Die angepaßten Massen und Breiten des $X_1(1680)$ ($\bar{M} = 1667\,MeV/c^2$ $\bar{\Gamma} = 149\,MeV/c^2$) sind am besten mit den

Erweiterungen des Minimalmodells		
Hypothese	Zusätzliche Beiträge	
	aus $^1S_0$	aus $^3S_1$
5		$X_1(1680)$
6	$f_0(1500)$	$X_1(1680)$
7	$a_0(1450)$	$X_1(1680)$
8	$f_0(1500), a_0(1450)$	$X_1(1680)$

Tabelle 6.4: Beiträge der um das $X_1(1680)$ erweiterten Hypothesen. Masse und Breite des Vektormesons wurden frei angepaßt.

oben aufgeführten Werten für das $\Phi(1680)$ verträglich. Innerhalb der Fehler ist eine Interpretation als $\omega(1600)$ oder $\rho(1700)$ jedoch nicht völlig auszuschließen.

Im Widerspruch zu diesem Ergebnis steht die Analyse der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow K^+K^-\pi^0$ im Fluge bei einem Antiprotonimpuls von 600 MeV/c [Sch96]. Hier wurde eine 2^{++}-Resonanz mit einer Masse von 1631 MeV/c^2 und einer Breite von 213 MeV/c^2 beobachtet. Allerdings wurde das Signal von den kreuzenden $K^\star$-Bändern stark überlagert. Ferner beruhte die Arbeit auf nur 1557 Ereignissen. Zusammen mit einer hohen Anzahl von anzupassenden Parametern (bis zu 100) kann dies der Grund für die Diskrepanz der Ergebnisse sein.

In der Analyse des Endzustands $K_LK_L\pi^0$ [Abe96a] wurde neben den in der ersten Gruppe diskutierten Beiträgen keine weitere Resonanz benötigt. Insbesondere konnte kein Hinweis auf die Produktion eines $f_0(1710)$ oder $f_2(1710)$ gefunden werden. Dieses Ergebnis bekräftigt einen Spin von Eins der in der vorliegenden Arbeit gefundenen Resonanz, da der Zerfall eines Vektormesons in K_LK_L aufgrund von Auswahlregeln verboten ist.

Vergleichsgröße	Hypothese 5	Hypothese 6	Hypothese 7	Hypothese 8
$M(K^{\star\pm})\,[MeV/c^2]$	898 ± 5	895 ± 5	895 ± 5	896 ± 5
$\Gamma(K^{\star\pm})\,[MeV/c^2]$	58 ± 4	56 ± 4	59 ± 4	57 ± 4
$M(\phi)\,[MeV/c^2]$	1017 ± 2	1017 ± 2	1017 ± 2	1017 ± 2
$\Gamma(\phi)\,[MeV/c^2]$	9 ± 3	9 ± 3	9 ± 3	9 ± 3
$X_1(1680)$:				
$M\,[MeV/c^2]$	1671 ± 12	1683 ± 11	1669 ± 13	1681 ± 12
$\Gamma\,[MeV/c^2]$	136 ± 17	167 ± 18	128 ± 17	163 ± 18
Anteil [%]	$4,7 \pm 0,5$	$9,3 \pm 0,9$	$4,7 \pm 0,4$	$8,1 \pm 0,9$
N_{Para}	26	28	28	30
$\chi^2_{d.o.f.} = \frac{\chi^2}{N_{Zellen} - N_{Para}}$	$\frac{958}{561-26} = 1,79$	$\frac{858}{561-28} = 1,61$	$\frac{842}{561-28} = 1,58$	$\frac{850}{561-30} = 1,60$

Tabelle 6.5: Ergebnisse der Hypothesen 5 bis 8. Die Hinzunahme des Vektormesons führt im Vergleich zu den Anpassungen der ersten Gruppe zu einer deutlichen Verbesserung des $\chi^2_{d.o.f.}$. Der angegebene Anteil des $X_1(1680)$ ist das Produkt aus seinem Beitrag innerhalb des $^3S_1$-Anfangszustands und dessen Anteil an allen Annihilationen.

$^1S_0$-Anfangszustand				
	Anteile [%]			
Resonanz	Hypothese 5	Hypothese 6	Hypothese 7	Hypothese 8
$K^{\star\pm}(892)$	$15,7 \pm 0,5$	$16,2 \pm 0,5$	$15,8 \pm 0,5$	$16,1 \pm 0,5$
$(K\pi)_S$	$10,3 \pm 0,5$	$3,2 \pm 0,2$	$17,7 \pm 0,9$	$2,4 \pm 0,1$
$f_0(980)$	$9,7 \pm 1,0$	$10,7 \pm 1,1$	$5,5 \pm 0,6$	$4,3 \pm 0,5$
$a_0(980)$	$6,2 \pm 0,6$	$6,9 \pm 0,6$	$3,5 \pm 0,3$	$2,7 \pm 0,3$
$f_2(1270)$	$5,2 \pm 0,3$	$1,3 \pm 0,1$	$4,3 \pm 0,2$	$1,1 \pm 0,1$
$a_2(1320)$	$20,2 \pm 1,2$	$11,8 \pm 0,8$	$11,4 \pm 0,7$	$5,1 \pm 0,3$
$f_0(1370)$	$31,5 \pm 1,8$	$42,7 \pm 2,6$	$16,2 \pm 1,0$	$44,4 \pm 2,6$
$f_0(1500)$	–	$2,7 \pm 0,2$	–	$6,2 \pm 0,7$
$a_0(1450)$	–	–	$23,8 \pm 1,5$	$16,0 \pm 1,1$
$f_2'(1525)$	$1,2 \pm 0,1$	$4,5 \pm 0,2$	$1,8 \pm 0,1$	$1,7 \pm 0,1$
$^3S_1$-Anfangszustand				
	Anteile [%]			
Resonanz	Hypothese 5	Hypothese 6	Hypothese 7	Hypothese 8
$K^{\star\pm}(892)$	$57,4 \pm 1,7$	$50,4 \pm 1,5$	$55,5 \pm 1,6$	$51,6 \pm 1,5$
$\phi(1020)$	$33,7 \pm 1,3$	$33,8 \pm 1,3$	$35,9 \pm 1,4$	$32,6 \pm 1,1$
$X_1(1680)$	$8,9 \pm 0,9$	$15,8 \pm 1,6$	$8,6 \pm 0,8$	$15,8 \pm 1,5$

Tabelle 6.6: Resonanzbeiträge innerhalb der beiden Anfangszustände.

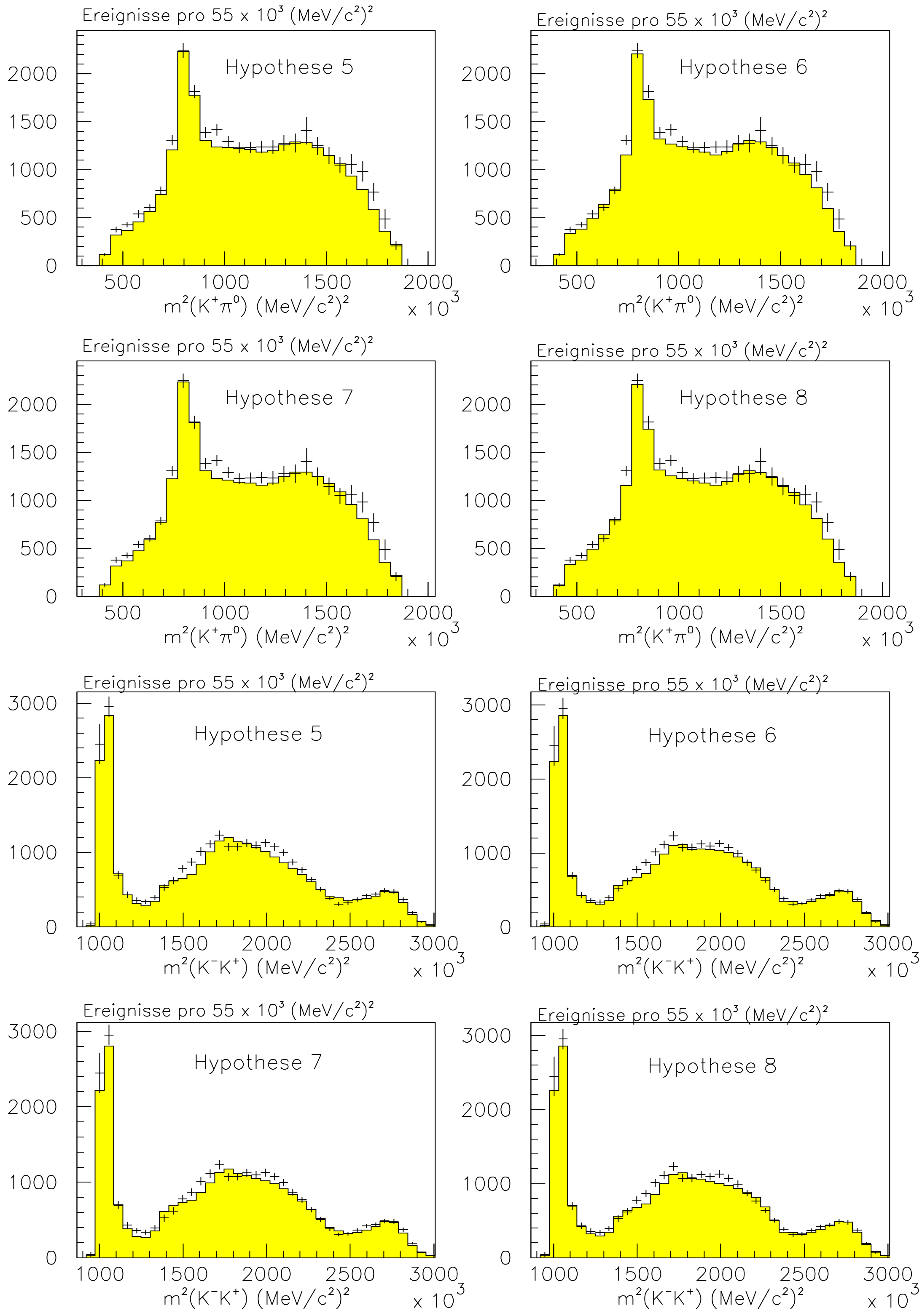

Abbildung 6.5: Projektionen der Dalitzdiagramme der Hypothesen 5 bis 8. Die Beschreibung der Daten im Bereich hoher K^+K^--Massen ist im Vergleich zu den Anpassungen aus der ersten Gruppe erheblich verbessert.

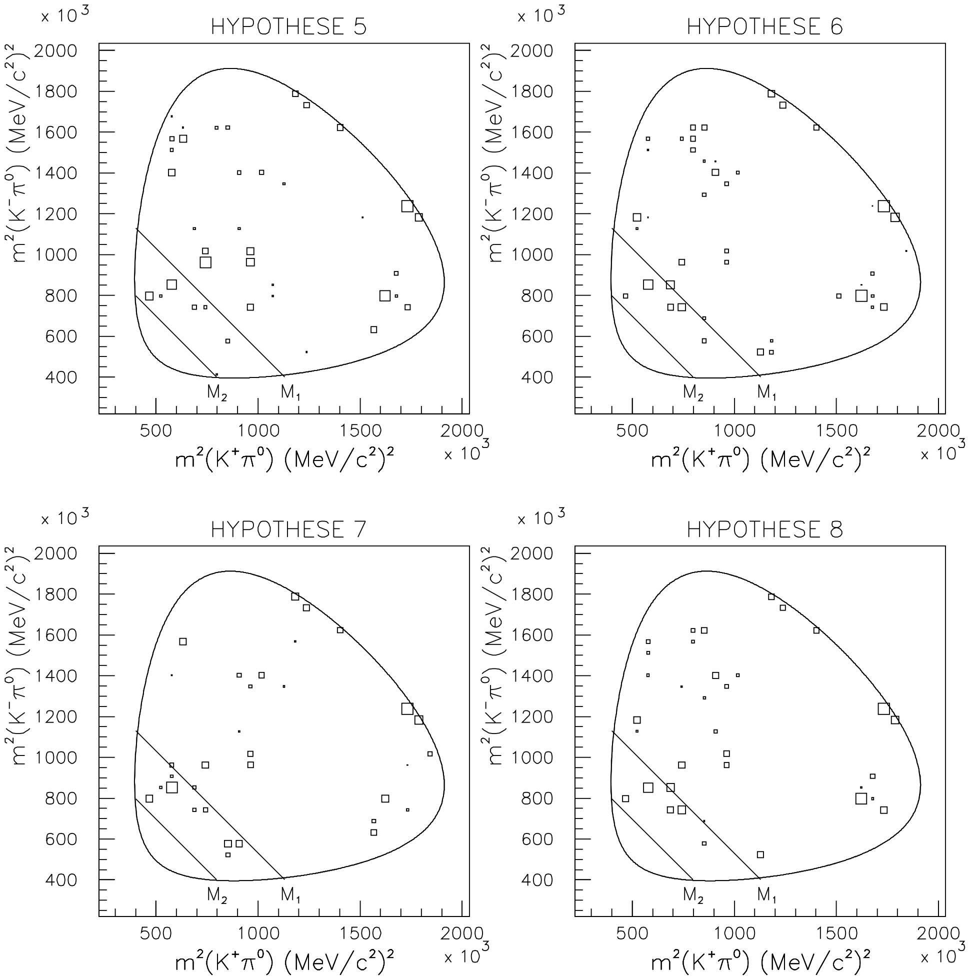

Abbildung 6.6: χ^2-Verteilung im Dalitzdiagramm der Hypothesen 5 bis 8. Ein Eintrag erfolgte für Zellen mit einem $\chi^2 \geq 4$ und falls die Anzahl der experimentellen Ereignisse größer ist als die Anzahl der angepaßten Ereignisse. Die Erweiterung der Hypothesen um das Vektormeson $X_1(1680)$ läßt die in Abbildung 6.6 vorhandenen Strukturen zwischen M_1 und M_2 verschwinden.

Kapitel 7

Verzweigungsverhältnisse

7.1 $\bar{p}p \to K^+K^-\pi^0$

Zur Bestimmung des absoluten Verzweigungsverhältnisses der Reaktion $\bar{p}p \to K^+K^-\pi^0$ müssen die Detektoreffizienz ϵ und der Anreicherungsfaktor α des verwendeten Triggers ermittelt werden. Die Berechnung von α erfolgt mithilfe der Minimum-Bias-Daten. Sie enthalten für jedes Ereignis Datenbänke mit den verschiedenen Triggerinformationen, so daß in der Offline-Analyse ein bestimmter Trigger simuliert werden kann.

Nach der Qualitätsprüfung (Kapitel 5.1.1) verblieben 451 929 Minimum-Bias-Ereignisse, von denen 43 627 Ereignisse die verwendeten Triggerbedingungen (genau zwei Treffer in der ersten und zweiten PWC, genau zwei Treffer in Lage 19 oder 20 der JDC) aufweisen. Damit berechnet sich der Anreicherungsfaktor α zu:

$$\alpha = \frac{451\,929}{43\,627} = 10,36 \pm 0,05$$

Die Bestimmung der Detektoreffizienz erfolgte durch Monte-Carlo-Rechnungen. Es wurden 1 473 000 $K^+K^-\pi^0$-Ereignisse generiert und anschließend dem kompletten Rekonstruktions- und Selektionsverfahren einschließlich einer Triggeremulation unterworfen. Nach diesen Schritten verbleiben 173 464 Ereignisse, so daß sich für die mittlere Effizienz

$$\bar{\epsilon} = \frac{173\,464}{1\,473\,000} = (11,8 \pm 0,7)\%$$

ergibt. Der angegebene Fehler beinhaltet den statistischen und den systematischen Fehler. Letzterer wurde durch Variationen der verwendeten Schnitt-Kriterien ermittelt. Mit

- der Anzahl der selektierten $K^+K^-\pi^0$-Ereignisse ($N_{Signal} = 28\,237$) und
- der Anzahl aller mit dem Trigger aufgezeichneten Annihilationen ($N = 9\,041\,348$)

kann nun das absolute Verzweigungsverhältnis berechnet werden:

$$\boxed{\begin{aligned} BR(\bar{p}p \to K^+K^-\pi^0) &= \frac{N_{Signal}}{N \cdot \alpha \cdot \bar{\epsilon}} \\ &= \frac{28\,237}{9\,041\,348 \cdot 10,36 \cdot 0,118} \\ &= (25,5 \pm 1,5) \cdot 10^{-4} \end{aligned}}$$

Da dieses Verzweigungsverhältnis hier zum ersten mal bestimmt wurde, ist ein Vergleich mit anderen Meßergebnissen nicht möglich.

7.2 $\bar{p}p \rightarrow \phi\pi^0$

Zur Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses $\bar{p}p \rightarrow \phi\pi^0$ wurde die Anzahl der Φ-Mesonen im invarianten K^+K^--Massenspektrum ermittelt. Hierzu erfolgte die Beschreibung des resonanten Anteils des gemessenen Spektrums durch die Faltung einer Gauß- und einer Breit-Wigner-Verteilung. Der verbleibende Untergrundanteil konnte durch eine konstante Funktion angenähert werden.

Mit dieser Parametrisierung wurde im Massenbereich von 990 MeV/c^2 bis 1070 MeV/c^2 eine Anpassungsrechnung durchgeführt (Abbildung 7.1). Dabei war die natürliche Breite des Φ ($\Gamma = 4,43\,\mathrm{MeV/c^2}$) fest vorgegeben.
Die Anpassung lieferte eine Masse von 1019,5 MeV/c^2 und eine Massenauflösung von 2,3 MeV/c^2. Die Anzahl N_Φ der Φ-Mesonen wurde zu 2665 ± 52 ermittelt.

Monte-Carlo-Rechnungen ergaben für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \phi\pi^0$ eine Detektoreffizienz von $\epsilon_\Phi = (9,2 \pm 0,5)\%$.

Unter Berücksichtigung des Anteils $r = (49,1 \pm 0,8)\%$ für den Zerfall des Φ in K^+K^- erhält man für das absolute Verzweigungsverhältnis:

$$\boxed{\begin{aligned} BR(\bar{p}p \rightarrow \Phi\pi^0) &= \frac{N_\Phi}{N \cdot \alpha \cdot \epsilon_\Phi \cdot r} \\ &= \frac{2665}{9\,041\,348 \cdot 10,36 \cdot 0,092 \cdot 0,491} \\ &= (6,3 \pm 0,4) \cdot 10^{-4} \end{aligned}}$$

Dieser Wert liegt etwas höher als die Ergebnisse anderer Messungen. Innerhalb der Fehler ist er jedoch verträglich mit den beiden ersten Meßwerten der Tabelle 7.1.

	$= (5,5 \pm 0,7) \cdot 10^{-4}$	[Ams95e]
$BR(\bar{p}p \rightarrow \Phi\pi^0)$	$= (5,22 \pm 0,46_{stat} \pm 0,56_{sys}) \cdot 10^{-4}$	[Abl95]
	$= (3,3 \pm 1,5) \cdot 10^{-4}$	[Chi88]

Tabelle 7.1: Verzweigungsverhältnisse der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \Phi\pi^0$

Im Zusammenhang mit der Φ-Produktion werden in der Literatur sog. „OZI-verletzende“ Reaktionen in der $\bar{p}p$-Annihilation diskutiert. Von besonderem Interesse ist dabei der Vergleich der Verzweigungsverhältnisse $BR(\bar{p}p \rightarrow \Phi\pi^0)$ und $BR(\bar{p}p \rightarrow \omega\pi^0)$. Im folgenden Abschnitt werden das OZI-Modell und die daraus resultierenden theoretischen Vorhersagen kurz vorgestellt.

7.2.1 Die OZI-Regel

Das naive Quarkmodell betrachtet das Proton als ein aus u- und d-Quarks aufgebautes System. Beschreibt man den Prozeß der Proton-Antiproton-Annihilation durch

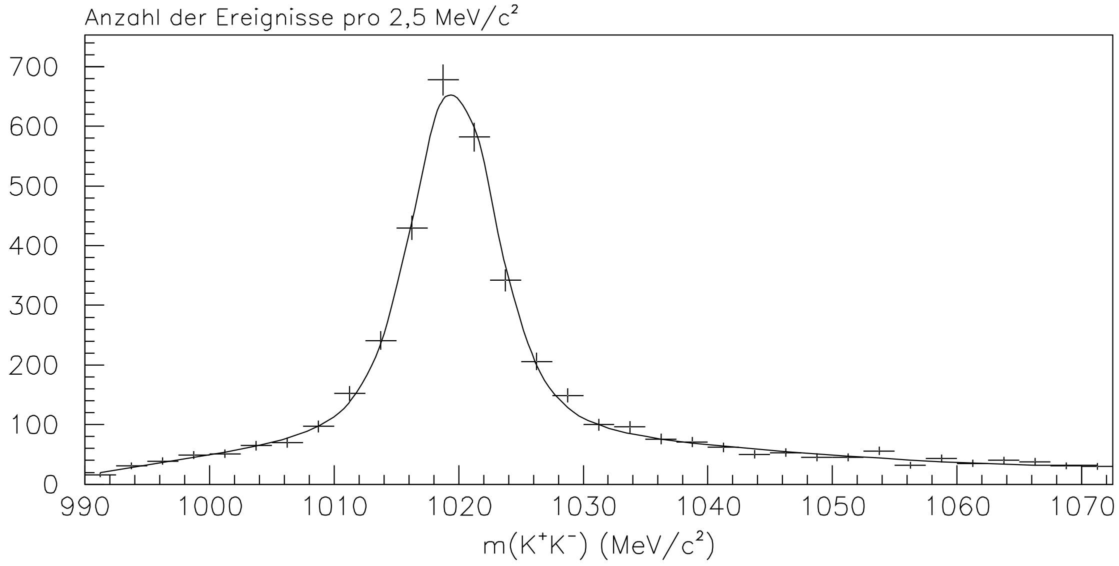

Abbildung 7.1: Das Φ-Signal im K^+K^- invarianten Massenspektrum. Die eingezeichnete Anpassung erfolgte durch die Faltung einer Gauß- und einer Breit-Wigner-Verteilung auf einem konstanten Untergund.

sog. Quarkliniendiagramme, so sind nach der empirischen OZI-Regel Diagramme mit unterbrochenen Quarklinien unterdrückt [Iiz66]. Abbildung 7.2 zeigt die Diagramme für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \Phi\pi^0$ (OZI-verboten) und $\bar{p}p \rightarrow \omega\pi^0$ (OZI-erlaubt).

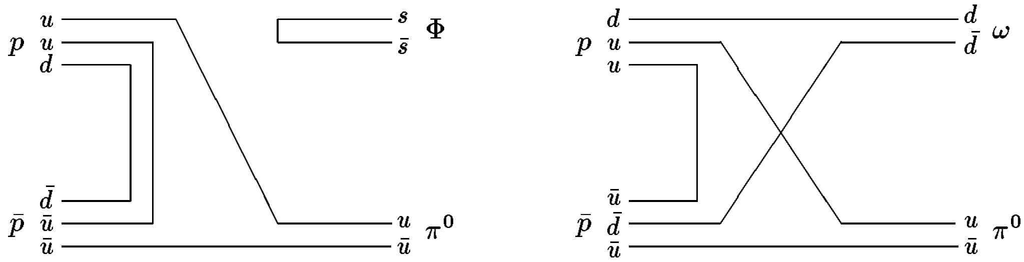

Abbildung 7.2: Quarkliniendiagramme der Proton-Antiproton-Annihilation.
Links: Nach der OZI-Regel unterdrückte Produktion des Φ-Mesons.
Rechts: OZI-erlaubte Produktion des ω-Mesons.

Wird die OZI-Regel als totales Verbot für das erstgenannte Diagramm betrachtet, dann kann die Produktion von Φ-Mesonen nur durch die Kopplung an den Anteil von u- und d-Quarks in der Wellenfunktion des Φ-Mesons erfolgen.

Die Vektormesonen ω und Φ sind Mischungszustände der aus dem statischen Quarkmodell folgenden Zustände ω_0 und ω_8:

$$\begin{aligned}
|\omega_0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{3}}|u\bar{u}+d\bar{d}+s\bar{s}\rangle \\
|\omega_8\rangle &= \frac{1}{\sqrt{6}}|u\bar{u}+d\bar{d}-2s\bar{s}\rangle \\
|\omega\rangle &= \sin\theta|\omega_8\rangle + \cos\theta|\omega_0\rangle \\
|\Phi\rangle &= \sin\theta|\omega_0\rangle - \cos\theta|\omega_8\rangle
\end{aligned}$$

Dabei bezeichnet θ den Mischungswinkel der Vektormesonen.
Unter Vernachlässigung dynamischer Korrekturen ergibt sich das Verhältnis der Poduktion von Φ- zu ω-Mesonen in Abhängigkeit vom Mischungswinkel durch:

$$\begin{aligned}
\frac{BR(\bar{p}p\rightarrow\Phi\pi^0)}{BR(\bar{p}p\rightarrow\omega\pi^0)} &= \frac{\langle\Phi|u\bar{u}|\Phi\rangle + \langle\Phi|d\bar{d}|\Phi\rangle}{\langle\omega|u\bar{u}|\omega\rangle + \langle\omega|d\bar{d}|\omega\rangle} \\
&= \frac{2\sin^2\theta - \frac{4}{\sqrt{2}}\sin\theta\cos\theta + \cos^2\theta}{\sin^2\theta + \frac{4}{\sqrt{2}}\sin\theta\cos\theta + 2cos^2\theta} \\
&= \tan^2\delta\,; \qquad \delta = (\theta - \theta_{ideal})
\end{aligned}$$

Die Größe δ gibt die Abweichung des Mischungswinkels vom idealen Mischungswinkel ($\theta_{ideal} \approx 35,3°$) an. Im Grenzfall der idealen Mischung ist die Produktion des Φ-Mesons in der Proton-Antiproton-Annihilation nach der OZI-Regel gänzlich ausgeschlossen.
Mit dem Wert des aus der quadratischen Gell-Mann-Okubo-Massenformel bestimmten Mischungswinkels von $\theta \approx 39°$ erwartet man ein Produktionsverhältnis von

$$\frac{BR(\bar{p}p\rightarrow\Phi\pi^0)}{BR(\bar{p}p\rightarrow\omega\pi^0)} \approx \frac{1}{240} \approx 4,17\cdot10^{-3}$$

In [Ams93] wurde für das Verzweigungsverhältnis

$$BR(\bar{p}p\rightarrow\omega\pi^0) = (5,73\pm0,47)\cdot10^{-3}$$

gemessen. Zusammen mit dem hier bestimmten Wert für das Verzweigungsverhältnis $\bar{p}p\rightarrow\Phi\pi^0$ berechnet sich das experimentelle Produktionsverhältnis zu:

$$\boxed{\frac{BR(\bar{p}p\rightarrow\Phi\pi^0)}{BR(\bar{p}p\rightarrow\omega\pi^0)} = \frac{6,3\cdot10^{-4}}{5,73\cdot10^{-3}} = (110\pm11)\cdot10^{-3}}$$

Dieser Wert weicht um mehr als eine Größenordnung von der theoretischen Vorhersage ab. Zur Erklärung dieser Beobachtung gibt es verschiedene Ansätze, die jedoch bei genauer Betrachtung nicht alle Aspekte der überhöhten ϕ-Produktion in der Nukleon-Antinukleon-Vernichtung erklären können. In [Ell89] wird die Anreicherung von Φ-Mesonen im Endzustand auf die Kopplung des Φ an $s\bar{s}$-Seequarks im Proton zurückgeführt. Damit kann die Verletzung der OZI-Regel umgangen werden. Allerdings hat dieser Ansatz eine generelle Anreicherung von ΦX-Kanälen zur Folge (X bezeichnet ein beliebiges Spektatorteilchen). Dem widerspricht die experimentelle Beobachtung, daß die relativen Produktionsverhältnisse erheblichen Schwankungen unterliegen, je nachdem welches begleitende Teilchen betrachtet wird (Tabelle 7.2).

Endzustände	$R(\phi/\omega) \cdot 10^{-3}$
$\phi\gamma$, $\omega\gamma$	230 ± 90
$\star$ $\phi\pi^0$, $\omega\pi^0$	110 ± 11
$\phi\pi^0$, $\omega\pi^0$	96 ± 15
$\phi\eta$, $\omega\eta$	6 ± 2
$\phi\pi^0\pi^0$, $\omega\pi^0\pi^0$	6 ± 3
$\phi\pi^+\pi^-$, $\omega\pi^+\pi^-$	$7 \pm 1{,}4$
$\phi\omega$, $\omega\omega$	19 ± 7

Tabelle 7.2: Relative Verzweigungsverhältnisse $R(\phi/\omega) = \frac{BR(\bar{p}p \rightarrow \Phi X)}{BR(\bar{p}p \rightarrow \omega X)}$ in der Proton-Antiproton-Vernichtung in Ruhe (Übersicht aus [Ell95]). In der mit einem $\star$ gekennzeichneten Zeile ist der ermittelte Wert aus der vorliegenden Arbeit eingetragen.

Eine weitere Möglichkeit, die erhöhte Φ-Produktion zu erklären, ist die Annahme einer Endzustandswechselwirkung [Fur90], [Loc95]. Hier wird die erhöhte Rate von OZI-verbotenen Reaktionen auf die Rückstreuung von Endzustandsteilchen, die in OZI-erlaubten Reaktionen produziert werden, zurückgeführt. Kanäle mit offener Seltsamkeit, wie zum Beispiel $\bar{p}p \rightarrow K^{\pm\star}K^{\mp}$ sind nach der OZI-Regel erlaubt. Das aus dem $K^\star$-Zerfall entstehende Kaon bildet mit dem primären Kaon ein gebundenes System, im vorliegenden Fall ein Φ-Meson. Auch dieses Modell ist jedoch nicht in der Lage, alle experimentellen Befunde wie z. B. das große Verhältnis $BR(\bar{p}p \rightarrow \Phi\gamma)/BR(\bar{p}p \rightarrow \omega\gamma)$, zu erklären.

Kapitel 8

Zusammenfassung

Mit dem Crystal-Barrel-Detektor wurden 13,6 Millionen Proton-Antiproton-Vernichtungen in Ruhe gemessen. Die Aufzeichnung der Daten erfolgte unter Verwendung eines Triggers, der Reaktionen mit zwei geladenen Spuren im Endzustand anreicherte. Die zu Beginn der Arbeit durchgeführte Datenüberprüfung sichert eine gleichbleibende Qualität der verwendeten Meßabschnitte und reduziert den ursprünglichen Datensatz auf ca. 9 Millionen Ereignisse. Hieraus wurden 28 237 Annihilationen in den Endzustand $K^+K^-\pi^0$ selektiert. Durch die geeignet gewählten Selektionskriterien und aufgrund der guten Impulsauflösung des Detektors beträgt der über Monte-Carlo-Studien abgeschätzte Anteil an Untergrundreaktionen weniger als 1%.

Unter Berücksichtigung der Detektorakzeptanz wurde eine Partialwellenanalyse der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow K^+K^-\pi^0$ durchgeführt. Ziel dieser Analyse war es, resonante Zwischenzustände zu bestimmen. Alle durchgeführten Anpassungen bestätigten die Produktion des $K^{*\pm}(892)$ aus den $^1S_0$- und $^3S_1$-Anfangszuständen des Protoniums. Die ermittelte Masse von $(896 \pm 5)\,\mathrm{MeV/c^2}$ und Breite von $(56 \pm 4)\,\mathrm{MeV/c^2}$ befinden sich in guter Übereinstimmung mit Literaturangaben. Durch Binning- und Auflösungseffekte weicht die gemessene Breite (Γ=$(9 \pm 3)\,\mathrm{MeV/c^2}$) des signifikanten $\Phi(1020)$-Signals geringfügig vom Literaturwert ab, während die Masse (M=$(1017 \pm 2)\,\mathrm{MeV/c^2}$) innerhalb der Fehler konsistent mit anderen Messungen ist. Neben diesen beiden etablierten Resonanzen wurde die Produktion und der Zerfall eines weiteren Vektormesons beobachtet. Die mittlere Masse und Breite dieser in K^+K^- zerfallenden Resonanz wurden zu $1676 \pm 12\,\mathrm{MeV/c^2}$ und $149 \pm 18\,\mathrm{MeV/c^2}$ bestimmt. Diese Werte legen eine Interpretation als $\Phi(1680)$ nahe. Im Mesonenspektrum kann diese - in der $\bar{p}p$-Annihilation erstmals beobachtete Resonanz - als radiale Anregung des $\Phi(1020)$ eingeordnet werden.

Interferenzeffekte und die z. T. großen Breiten der skalaren Resonanzen erschwerten die genaue Bestimmung von weiteren Beiträgen zur Reaktion. Es wurden verschiedene Hypothesen mit unterschiedlichen Kombinationen folgender Resonanzen getestet: $f_0(980)$, $a_0(980)$, $f_2(1270)$, $a_2(1320)$, $f_0(1370)$, $K_0^{\pm}(1430)$, $a_0(1450)$, $f_0(1500)$ und $f_2'(1525)$. Für die dabei festgehaltenen Resonanzparameter wurde auf Literaturangaben bzw. auf Werte anderer Messungen des Crystal-Barrel-Experiments zurückgegriffen. Trotz der dadurch erreichten Einschränkung der freien Parameter, konnte keine eindeutig beste Lösung gefunden werden. An dieser Stelle sei die Diskussion auf Beiträge der schweren, skalaren Mesonen beschränkt: Alle Anpassungen zeigten, daß die Daten nur unter der Hinzunahme des $f_0(1370)$ befriedigend beschrieben werden können. Dessen Anteil innerhalb des $1S_0$-Anfangszustands schwankt je nach weiteren skalaren Beiträgen zwischen 32% und 44%. Erweiterungen

der Hypothesen um das $f_0(1500)$ und/oder das $a_0(1450)$ führten zu keiner signifikanten Verbesserung des Anpassungsergebnisses, so daß deren Zerfall in K^+K^- weder bestätigt noch ausgeschlossen werden kann. Die ermittelten Beiträge lagen zwischen 2,7% und 6,2% für das $f_0(1500)$ bzw. zwischen 16% und 23% für das $a_0(1450)$. Hinweise auf eine Produktion des $f_0(1710)$ konnten nicht gefunden werden.
Ein weiteres Ergebnis der Arbeit ist die Bestimmung der Verzweigungsverhältnisse

$$BR(\bar{p}p \rightarrow K^+K^-\pi^0) = (25,5 \pm 1,5) \cdot 10^{-4}$$

und

$$BR(\bar{p}p \rightarrow \Phi\pi^0) = (6,3 \pm 0,4) \cdot 10^{-4}$$

Da das Verzweigungsverhältnis in den Endzustand $K^+K^-\pi^0$ hier zum ersten Mal gemessen wurde, kann kein Vergleich mit Ergebnissen anderer Experimente angegeben werden. Der ermittelte Wert für das Verzweigungsverhältnis von $\bar{p}p \rightarrow \Phi\pi^0$ liegt in Übereinstimmung mit anderen Messungen.

Die Berechnung des relativen Verzweigungsverhältnisses

$$R = \frac{BR(\bar{p}p \rightarrow \Phi\pi^0)}{BR(\bar{p}p \rightarrow \omega\pi^0)} = (110 \pm 11) \cdot 10^{-3}$$

zeigt eine starke Abweichung von der theoretischen Vorhersage ($R = 4,2 \cdot 10^{-3}$), welche sich bei strenger Gültigkeit der OZI-Regel ergibt.

Anhang A

Tabellen der Anpassungsergebnisse

Die folgende Tabellen fassen die Ergebnisse der in Abschnitt 6.3 vorgestellten Anpassungen zusammen. Für Resonanzen, die mit einem • markiert sind, erfolgte eine freie Anpassung von Massen und Breiten. Im $^1S_0$-Anfangszustand wurde die Phase des $K^{\star\pm}(892)$, im $^3S_1$-Anfangszustand die des $\Phi(1020)$ auf Null festgesetzt.

Hypothese 1

Anfangszustand $^1S_0$ Beitrag: 49,4%				
Resonanz	Anteil [%]	Phase [rad]	Masse [MeV/c²]	Breite [MeV/c²]
$K^{\star\pm}(892)^\bullet$	$21,3 \pm 0,6$	$0,0$	899 ± 5	61 ± 4
$K_0^{\star\pm}(1430)$	$3,9 \pm 0,2$	$5,85(1)$	$(K\pi)_S$-Welle	
$f_0(980)$	$7,4 \pm 0,8$	$3,88(2)$	Flatté	
$a_0(980)$	$4,7 \pm 0,5$	$0,12(4)$	Flatté	
$f_2(1270)$	$7,4 \pm 0,5$	$6,22(6)$	1275	185
$a_2(1320)$	$17,2 \pm 0,9$	$4,09(5)$	1318	106
$f_0(1370)$	$36,2 \pm 1,2$	$1,76(6)$	1390	343
$f_2'(1525)$	$1,9 \pm 0,1$	$0,59(1)$	1525	76
Anfangszustand $^3S_1$ Beitrag: 50,6%				
Resonanz	Anteil [%]	Phase [rad]	Masse [MeV/c²]	Breite [MeV/c²]
$K^{\star\pm}(892)^\bullet$	$53,2 \pm 1,6$	$3,79(1)$	899 ± 5	61 ± 4
$\Phi(1020)^\bullet$	$46,8 \pm 1,6$	$0,0$	1017 ± 2	9 ± 3
$\frac{\chi^2}{d.o.f.} = 2,22$				

Tabelle A.1: Anpassungsergebnisse der Hypothese 1

Hypothese 2

Anfangszustand $^1S_0$ Beitrag: 48,9%				
Resonanz	Anteil [%]	Phase [rad]	Masse [MeV/c²]	Breite [MeV/c²]
$K^{\star\pm}(892)^\bullet$	$19,7 \pm 0,5$	$0,0$	895 ± 5	52 ± 4
$K_0^{\star\pm}(1430)$	$8,6 \pm 0,4$	$5,39(4)$	$(K\pi)_S$-Welle	
$f_0(980)$	$7,1 \pm 0,8$	$4,12(8)$	Flatté	
$a_0(980)$	$4,5 \pm 0,4$	$0,78(4)$	Flatté	
$f_2(1270)$	$1,9 \pm 0,1$	$6,10(2)$	1275	185
$a_2(1320)$	$12,2 \pm 0,7$	$3,91(1)$	1318	106
$f_0(1370)$	$38,0 \pm 2,3$	$1,58(7)$	1404	342
$f_0(1500)$	$3,9 \pm 0,2$	$2,37(1)$	1517	96
$f_2'(1525)$	$4,1 \pm 0,2$	$2,26(3)$	1525	76
Anfangszustand $^3S_1$ Beitrag: 51,1%				
Resonanz	Anteil [%]	Phase [rad]	Masse [MeV/c²]	Breite [MeV/c²]
$K^{\star\pm}(892)^\bullet$	$51,1 \pm 1,3$	$3,75(6)$	895 ± 5	52 ± 4
$\Phi(1020)^\bullet$	$48,9 \pm 1,9$	$0,0$	1017 ± 2	9 ± 3
$\frac{\chi^2}{d.o.f.} = 2,26$				

Tabelle A.2: Anpassungsergebnisse der Hypothese 2

Hypothese 3

Anfangszustand $^1S_0$ Beitrag: 48,7%				
Resonanz	Anteil [%]	Phase [rad]	Masse [MeV/c²]	Breite [MeV/c²]
$K^{\star\pm}(892)^\bullet$	$15,9 \pm 0,5$	$0,0$	897 ± 5	52 ± 4
$K_0^{\star\pm}(1430)$	$9,4 \pm 0,4$	$4,56(9)$	$(K\pi)_S$-Welle	
$f_0(980)$	$2,7 \pm 0,3$	$1,93(2)$	Flatté	
$a_0(980)$	$1,9 \pm 0,2$	$1,7494)$	Flatté	
$f_2(1270)$	$2,6 \pm 0,1$	$0,19(2)$	1275	185
$a_2(1320)$	$5,9 \pm 0,4$	$3,45(2)$	1318	106
$f_0(1370)$	$32,9 \pm 1,9$	$0,25(9)$	1390	343
$a_0(1450)$	$25,3 \pm 1,8$	$3,23(7)$	1450	270
$f_2'(1525)$	$3,4 \pm 0,2$	$0,192$	1525	76

Anfangszustand $^3S_1$ Beitrag: 51,3%				
Resonanz	Anteil [%]	Phase [rad]	Masse [MeV/c²]	Breite [MeV/c²]
$K^{\star\pm}(892)^\bullet$	$49,2 \pm 1,4$	$3,75(9)$	897 ± 5	52 ± 4
$\Phi(1020)^\bullet$	$50,8 \pm 1,9$	$0,0$	1017 ± 2	9 ± 3

$$\frac{\chi^2}{d.o.f.} = 2,20$$

Tabelle A.3: Anpassungsergebnisse der Hypothese 3

Hypothese 4

Anfangszustand $^1S_0$ Beitrag: 52,7%				
Resonanz	Anteil [%]	Phase [rad]	Masse [MeV/c²]	Breite [MeV/c²]
$K^{\star\pm}(892)^{\bullet}$	$14,4 \pm 0,4$	$0,0$	895 ± 5	52 ± 4
$K_0^{\star\pm}(1430)$	$4,2 \pm 0,2$	$4,37(5)$	$(K\pi)_S$-Welle	
$f_0(980)$	$6,2 \pm 0,7$	$1,39(9)$	Flatté	
$a_0(980)$	$4,1 \pm 0,4$	$1,26(1)$	Flatté	
$f_2(1270)$	$2,1 \pm 0,1$	$5,01(6)$	1275	185
$a_2(1320)$	$5,4 \pm 0,3$	$3,17(5)$	1318	106
$f_0(1370)$	$34,8 \pm 1,9$	$5,50(1)$	1404	342
$a_0(1450)$	$16,6 \pm 1,3$	$2,71(2)$	1450	270
$f_0(1500)$	$10,6 \pm 0,6$	$0,40(2)$	1517	96
$f_2'(1525)$	$1,6 \pm 0,1$	$6,21(8)$	1525	76
Anfangszustand $^3S_1$ Beitrag: 47,3%				
Resonanz	Anteil [%]	Phase [rad]	Masse [MeV/c²]	Breite [MeV/c²]
$K^{\star\pm}(892)^{\bullet}$	$48,7 \pm 1,4$	$4,31(5)$	895 ± 5	52 ± 4
$\Phi(1020)^{\bullet}$	$51,3 \pm 2,0$	$0,0$	1017 ± 2	9 ± 3
$\frac{\chi^2}{d.o.f.} = 2,07$				

Tabelle A.4: Anpassungsergebnisse der Hypothese 4

Hypothese 5

Anfangszustand $^1S_0$ Beitrag: 46,6%				
Resonanz	Anteil [%]	Phase [rad]	Masse [MeV/c²]	Breite [MeV/c²]
$K^{\star\pm}(892)^\bullet$	$15,7 \pm 0,5$	$0,0$	898 ± 5	58 ± 4
$K_0^{\star\pm}(1430)$	$10,3 \pm 0,5$	$0,90(1)$	$(K\pi)_S$-Welle	
$f_0(980)$	$9,7 \pm 1,0$	$4,13(8)$	Flatté	
$a_0(980)$	$6,2 \pm 0,6$	$5,48(7)$	Flatté	
$f_2(1270)$	$5,2 \pm 0,3$	$5,01(3)$	1275	185
$a_2(1320)$	$20,2 \pm 1,2$	$1,62(4)$	1318	106
$f_0(1370)$	$31,5 \pm 1,8$	$1,49(1)$	1390	343
$f_2'(1525)$	$1,2 \pm 0,1$	$0,33(8)$	1525	76
Anfangszustand $^3S_1$ Beitrag: 53,4%				
Resonanz	Anteil [%]	Phase [rad]	Masse [MeV/c²]	Breite [MeV/c²]
$K^{\star\pm}(892)^\bullet$	$57,4 \pm 1,7$	$3,91(3)$	898 ± 5	58 ± 4
$\Phi(1020)^\bullet$	$33,7 \pm 1,3$	$0,0$	1017 ± 2	9 ± 3
$X_1(1680)^\bullet$	$8,9 \pm 0,9$	$5,24(8)$	1671 ± 12	136 ± 17
$\frac{\chi^2}{d.o.f.} = 1,79$				

Tabelle A.5: Anpassungsergebnisse der Hypothese 5

Hypothese 6

Anfangszustand $^1S_0$ Beitrag: 49,1%				
Resonanz	Anteil [%]	Phase [rad]	Masse [MeV/c^2]	Breite [MeV/c^2]
$K^{\star\pm}(892)^{\bullet}$	$16,2 \pm 0,5$	$0,0$	895 ± 5	56 ± 4
$K_0^{\star\pm}(1430)$	$3,2 \pm 0,2$	$0,28(8)$	$(K\pi)_S$-Welle	
$f_0(980)$	$10,7 \pm 1,1$	$3,71(9)$	Flatté	
$a_0(980)$	$6,9 \pm 0,6$	$5,57(2)$	Flatté	
$f_2(1270)$	$1,3 \pm 0,1$	$4,79(2)$	1275	185
$a_2(1320)$	$11,8 \pm 0,8$	$3,14(7)$	1318	106
$f_0(1370)$	$42,7 \pm 2,6$	$1,01(1)$	1404	342
$f_0(1500)$	$2,7 \pm 0,2$	$1,18(5)$	1517	96
$f_2'(1525)$	$4,5 \pm 0,2$	$5,16(7)$	1525	76
Anfangszustand $^3S_1$ Beitrag: 50,9%				
Resonanz	Anteil [%]	Phase [rad]	Masse [MeV/c^2]	Breite [MeV/c^2]
$K^{\star\pm}(892)^{\bullet}$	$50,4 \pm 1,5$	$3,91(1)$	895 ± 5	56 ± 4
$\Phi(1020)^{\bullet}$	$33,8 \pm 1,3$	$0,0$	1017 ± 2	9 ± 3
$X_1(1680)^{\bullet}$	$15,8 \pm 1,6$	$5,17(7)$	1683 ± 11	167 ± 18

$$\frac{\chi^2}{d.o.f.} = 1,61$$

Tabelle A.6: Anpassungsergebnisse der Hypothese 6

Hypothese 7

Anfangszustand $^1S_0$ Beitrag: 45,4%				
Resonanz	Anteil [%]	Phase [rad]	Masse [MeV/c²]	Breite [MeV/c²]
$K^{\star\pm}(892)^\bullet$	$15,8 \pm 0,5$	$0,0$	895 ± 5	59 ± 4
$K_0^{\star\pm}(1430)$	$17,7 \pm 0,9$	$1,50(2)$	$(K\pi)_S$-Welle	
$f_0(980)$	$5,5 \pm 0,9$	$5,23(2)$	Flatté	
$a_0(980)$	$3,5 \pm 0,3$	$5,31(7)$	Flatté	
$f_2(1270)$	$4,3 \pm 0,2$	$5,67(5)$	1275	185
$a_2(1320)$	$11,4 \pm 0,7$	$3,77(5)$	1318	106
$f_0(1370)$	$16,2 \pm 1,0$	$3,70(1)$	1390	343
$a_0(1450)$	$23,8 \pm 1,5$	$1,61(9)$	1450	270
$f_2'(1525)$	$1,8 \pm 0,1$	$0,17(4)$	1525	76

Anfangszustand $^3S_1$ Beitrag: 54,6%				
Resonanz	Anteil [%]	Phase [rad]	Masse [MeV/c²]	Breite [MeV/c²]
$K^{\star\pm}(892)^\bullet$	$55,5 \pm 1,6$	$3,57(5)$	895 ± 5	59 ± 4
$\Phi(1020)^\bullet$	$35,9 \pm 1,4$	$0,0$	1017 ± 2	9 ± 3
$X_1(1680)^\bullet$	$8,6 \pm 0,8$	$5,08(7)$	1669 ± 13	128 ± 17

$$\frac{\chi^2}{d.o.f.} = 1,58$$

Tabelle A.7: Anpassungsergebnisse der Hypothese 7

Hypothese 8

Anfangszustand $^1S_0$ Beitrag: 48,8%				
Resonanz	Anteil [%]	Phase [rad]	Masse [MeV/c²]	Breite [MeV/c²]
$K^{\star\pm}(892)^{\bullet}$	$16,1 \pm 0,5$	$0,0$	896 ± 5	57 ± 4
$K_0^{\star\pm}(1430)$	$2,4 \pm 0,1$	$0,14(8)$	$(K\pi)_S$-Welle	
$f_0(980)$	$4,3 \pm 0,5$	$3,70(4)$	Flatté	
$a_0(980)$	$2,7 \pm 0,3$	$5,10(1)$	Flatté	
$f_2(1270)$	$1,1 \pm 0,1$	$4,99(4)$	1275	185
$a_2(1320)$	$5,1 \pm 0,3$	$3,23(6)$	1318	106
$f_0(1370)$	$44,4 \pm 2,6$	$1,45(8)$	1404	342
$a_0(1450)$	$16,0 \pm 1,1$	$5,58(9)$	1450	270
$f_0(1500)$	$6,2 \pm 0,7$	$3,70(4)$	1517	96
$f_2'(1525)$	$1,7 \pm 0,1$	$5,06(4)$	1525	76
Anfangszustand $^3S_1$ Beitrag: 51,2%				
Resonanz	Anteil [%]	Phase [rad]	Masse [MeV/c²]	Breite [MeV/c²]
$K^{\star\pm}(892)^{\bullet}$	$51,6 \pm 1,5$	$3,75(1)$	896 ± 5	57 ± 4
$\Phi(1020)^{\bullet}$	$32,6 \pm 1,1$	$0,0$	1017 ± 2	9 ± 3
$X_1(1680)^{\bullet}$	$15,8 \pm 1,5$	$5,03(4)$	1681 ± 12	163 ± 18

$$\frac{\chi^2}{d.o.f.} = 1,60$$

Tabelle A.8: Anpassungsergebnisse der Hypothese 8

Literaturverzeichnis

[Aar90] P.A. Aarnio et al., *FLUKA Users Guide*, Technical Report TIS-RP-190, CERN, 1990.

[Aba94] S. Abatzis et al., Phys. Lett. **B324** (1994) 509.

[Abe96a] A. Abele et al., Phys. Lett. **B385** (1996) 425.

[Abe96b] A. Abele et al., Nucl. Phys. **A609** (1996) 562.

[Abl95] V.G. Ableev et. al., Nucl. Phys. **A594** (1995) 375.

[Ait72] I.J.R. Aitchison, Nucl. Phys. **A189** (1972) 417.

[Ake85] E. Aker et al., *The Crystal Barrel: Meson Spectroscopy at LEAR with a 4π-Neutral and Charged Detector, Proposal*, CERN/PSCC/85-56, 1985.

[Ams92] C. Amsler et al., Phys. Lett. **B291** (1992) 347.

[Ams93] C. Amsler et al., Z. Phys. **C58** (1993) 175.

[Ams95a] C. Amsler et.al., Phys. Lett. **B353** (1995) 571.

[Ams95b] C. Amsler et al., Phys. Lett. **B355** (1995) 425.

[Ams95c] C. Amsler et al., Phys. Lett. **B342** (1995) 433.

[Ams95d] C. Amsler et al., Phys. Lett. **B340** (1995) 259.

[Ams95e] C. Amsler et al., Phys. Lett. **B346** (1995) 363.

[Ams96a] C. Amsler et al., Phys. Lett. **B380** (1996) 453.

[Ams96b] C. Amsler, F.E. Close, Phys. Rev. **D53** (1996) 295.

[Ast88] D. Aston et al., Nucl. Phys. **B296** (1988) 493.

[Bad82] A.M. Badalyan et al., Phys. Rep. **82** (1982) 31.

[Bal93] G.S. Bali, Phys. Lett. **B309** (1993) 378.

[Bat89] C. Batty, Rep. Progr. Phys. **52** (1989) 1165.

[Boc90] R.K. Bock et al., *Data analysis techniques for high-energy physics experiments*, Cambridge 1990.

[Bos92] R. Bossingham, *Monte Carlo Software CBGEANT*, CB-Note 169, University of California 1992, unveröffentlicht.

[Bra86] K. Braune, *Fast Cluster Encoder*, CB-Note 41, Universität München 1986, unveröffentlicht.

[Bra96] K. Braune et al., *Antiproton-Proton Annihilation at Rest into $K_L K_S \pi^0 \pi^0$*, CB-Note 296, Universität München 1996, Veröffentlichung in Vorbereitung in Phys. Lett. B.

[Bru87a] R. Brun und J. Zoll, *ZEBRA user guide*, program library Q100, CERN 1987.

[Bru87b] R. Brun et al., *Geant*, report, DD/EE/84-1, CERN 1987.

[Bug94a] D.V. Bugg et al., Phys. Rev. **D50** (1994) 4412.

[Bug94b] D.V. Bugg, Proc. of. Intern. Symp. on Medium Energy Physics, Peking, Aug. 1994, unveröffentlicht

[Bug96] D.V. Bugg et al., Nucl. Phys. **B471** (1996) 59.

[But94] F. Butler et al., Nucl. Phys. **B430** (1994) 179.

[Cap68] W. Capelle (Hrsg.) *Die Vorsokratiker*, Kröner, Stuttgart 1968.

[Chi88] M. Chiba et al., Phys. Lett. **B202** (1988) 447.

[Cho74] A. Chodos et al., Phys. Rev. **D 9** (1974) 3471.

[Chu71] S.U. Chung et al., *Spin Formalisms*, CERN Yellow Report CERN-71-8, CERN, 1971.

[Chu95] S.U. Chung et al., *Partial Wave Analysis in K-Matrix-Formalism*, Ann. Phys. **4** (1995) 404.

[Clo88] F. E. Close Rep. Prog. Phys. **51** (1988) 833.

[Dal53] R.H. Dalitz, Phil. Mag. **44** (1953) 1068.

[Day60] T.B. Day, G.A. Snow, J. Sucher, Phys. Rev. **118** (1960) 864.

[Ell89] J. Ellis et al., Phys. Lett. **B217** (1989) 173.

[Ell95] J. Ellis et al., Phys. Lett. **B353** (1995) 319.

[Flat76] S.M. Flatté, Phys. Lett. **B63** (1976) 224.

[For78] R.L. Ford, W.R. Nelson, *The EGS Code System: Computer Programs for the Monte Carlo simulation of electromagnetic cascade showers (Version 3)*, Report 210, SLAC Stanford, Juni 1978.

[Fri89] J. Friedrich *Lichtpulsersystem zur Überwachung und Messung der Kennlinie der Kalorimeterelektronik des Crystal-Barrel-Detektors*, Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1989.

[Fur90] S. Furui, Z. Phys. **C46** (1990) 621.

[Gel64] M. Gell-Mann, Phys. Lett. **8** (1964) 214.

[Gra83] L. Gray et al., Phys. Rev. **D27** (1983) 307.

[Hei90] F.-H. Heinsius, *Calibration Constants Database*, CB-Note 122, Universität Hamburg 1990, unveröffentlicht.

[Hes91] N. Hessey, *Photon Energy Correction Factors*, CB-Note 161, 1991, unveröffentlicht.

[Hid91] P. Hidas, G. Pinter, *Kinematic Fitting Software*, CB-Note 138, KFKI Budapest 1995, unveröffentlicht.

[Hip72] F. v. Hippel, C. Quigg, Phys. Rev. **5** (1972) 624.

[Hip89] T. Hippchen et al., Phys. Rev. **C39** (1989) 761.

[Iiz66] J. Iizuka, Prog. Theor. Phys. Suppl. 37-38 (1966) 21.

[Jac64] J.D. Jackson, Nuovo Cimento **34** (1964) 1644.

[Jam87] F. James et al., *MINUIT, Function Minimization and Error Analysis*, CERN Report CERN-DD, Long Writeup D506, CERN, 1987.

[Jaf76] R.L. Jaffe, K. Johnson, Phys. Lett. **B60** (1976)201.

[Kle90] E. Klempt, G. Reifenröther, Phys. Lett. **B245** (1990) 129.

[Loc95] M.P. Locher, Z. Phys. **A351** (1995) 83.

[Mey89] C.A. Meyer, *Chamber Reconstruction Software, Locater Ver. 2.00*, CB-Note 93, 1994, unveröffentlicht.

[Mon96] L. Montanet et al., Phys. Rev. **D54** (1996) 379.

[Roe92] B.P. Roe, *Probability and statistics in experimental physics*, New York, 1992.

[Sch90] P. Schmidt, *Rekonstruktion von neutralen Pi-Mesonen am Crystal Barrel Detektor*, Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1996.

[Sch96] P. Schmidt, *Partialwellenanalyse der Proton-Antiproton-Annihilation im Fluge in* $K^+K^-\pi^0$, Dissertation, Universität Hamburg, 1990.

[Str90] C. Straßburger, *Nachweis von Vektormesonen im Crystal Barrel Detektor*, Diplomarbeit, Universität Mainz, 1990.

[Vee91] R. Veenhof, *Garfield, a drift-chamber simulation program*, program library W5050, CERN, 1991.

[Sex95] J. Sexton et al., Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 4563.

[Wein83] J. Weinstein, N. Isgur, Phys. Rev. **D27** (1983) 588.

[Wie93] P. Wiedenauer et al., Z. Phys. **C58** 1993 387.

[Win92] N. Winter, *Analyse des $\pi^0\pi^0\eta$ Endzustands bei der Proton-Antiproton-Vernichtung*, Dissertation, Universität Karlsruhe, 1992.

[Zem65] C. Zemach, Phys. Rev. **B140** (1965) 97.
C. Zemach, Phys. Rev. **B140** (1965) 109.

Danksagung

Diese Arbeit entstand im Rahmen des Crystal-Barrel-Experiments am europäischen Kernforschungszentrum (CERN) in Genf. Mein Dank gilt allen Mitarbeitern der Crystal-Barrel-Kollaboration, die zum Aufbau und zur Durchführung des Experiments beigetragen haben. Besonders bedanke ich mich bei

- Herrn Prof. Dr. Udo Strohbusch, der diese Arbeit ermöglichte und betreute,
- Jan Reißmann für die fruchtbaren physikalischen Diskussionen,
- Dr. Peter Schmidt, Jürgen Meier und Jörn Adomeit für ihre Unterstützung bei Programmier-und Rechnerarbeiten sowie bei
- Reinhardt Lekebusch, für seine Hilfestellungen bei der Datenanalyse.

Auch meinen Eltern, die mich stets unterstützten, und natürlich Dunja, die mir über so manche Durststrecke hinweg geholfen hat, möchte ich an diese Stelle meinen Dank aussprechen.