Protoniumvernichtung
in
$K_L^\circ K^\pm \pi^\mp \pi^\circ$
und
$K_L^\circ K^\pm \pi^\mp \pi^\circ \pi^\circ$

Dissertation
der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität
München

vorgelegt von
Castulus Kolo
aus München

München, den 25. März 1995

1. Gutachter: Prof. Dr. M. A. Faessler
2. Gutachter: Prof. Dr. U. Meyer-Berkhout
Tag der mündlichen Prüfung:

Für Antonia

Zusammenfassung

Zur Messung der Endprodukte aus Proton-Antiproton-Annihilationen bei kleinen Schwerpunktsenergien wurde ein Detektor neuester Generation, das sogenannte Crystal-Barrel entwickelt. Es ermöglicht den gleichzeitigen Nachweis sowohl geladener als auch neutraler Annihilationsprodukte mit hoher Wahrscheinlichkeit und fast vollständiger Raumwinkelabdeckung. Damit wurden Protoniumzerfälle in die beiden Endzustände $K_L^\circ K^\mp\pi^\pm\pi^\circ$ und $K_L^\circ K^\mp\pi^\pm\pi^\circ\pi^\circ$ erstmals einer Untersuchung zugänglich.

Ziel dieser Arbeit war die Erklärung der beobachteten Spektren aus Beiträgen verschiedener Zerfallskaskaden über resonante Zwischenzustände. Von 10 Millionen Rohdaten passierten 14234 Ereignisse der Reaktion $\bar{p}p \to K_L^\circ K^\mp\pi^\pm\pi^\circ$ und 669 Ereignisse der Reaktion $\bar{p}p \to K_L^\circ K^\mp\pi^\pm\pi^\circ\pi^\circ$ den Selektionsprozeß. Geladene Pionen und Kaonen wurden dabei über einen eigens entwickelten Algorithmus nach deren Energieverlust (dE/dx) unterschieden. Das K_L° wurde aus dem fehlenden Viererimpuls rekonstruiert. Die ausgewählten Ereignisse wurden schließlich einer Partialwellenanalyse nach der *Unbinned-Maximum-Likelihood*-Methode unterzogen. Dabei wurden Akzeptanzschwankungen, sowie die begrenzte Auflösung des Detektors durch Monte-Carlo-Simulationen berücksichtigt.

Für den $K_L^\circ K^\mp\pi^\pm\pi^\circ$-Endzustand dominieren die primären Zerfälle $\bar{p}p(^3S_1) \to K^*\bar{K}^*$, $K_1(1270)K$, $K_1(1400)K$ und $\bar{p}p(^1S_0) \to K^*\bar{K}^*$. Die gemessenen Daten können jedoch nicht vollständig durch die Beschränkung auf Annihilationen in der S-Welle beschrieben werden. Für das $K_1(1270)$ wurden die weiteren Zerfälle über $K^*\pi$, $(K\pi)_s\pi$ und $K\rho$ nachgewiesen. Letzterer fehlt für das $K_1(1400)$. Die starke Asymmetrie zwischen den Beiträgen neutraler und geladener $K\pi$- bzw. $K\pi\pi$-Resonanzen konnte auf eine destruktive Interferenz der beiden Isospinzustände des Antiproton-Proton-Systems zurückgeführt werden. Der Verlauf der Spektren wird weiterhin nur durch Berücksichtigung eines isoskalaren und zweier neuer isovektorieller Zwischenzustände im $K\bar{K}\pi$-Sytem wiedergegeben. Für ersteren wurden die Quantenzahlen zu $J^{PC} = 1^{++}$, $m = 1435 \pm 20\ MeV/c^2$ und $\Gamma = 70^{+30}_{-10}\ MeV/c^2$ bestimmt. Er wurde mit dem bereits beobachteten $f_1(1420)$ identifiziert. Für die beiden Letzteren ergaben sich die Werte $m = 1530 \pm 10\ MeV/c^2$, $\Gamma = 15^{+15}_{-5}\ MeV/c^2$ bzw. $m = 1585 \pm 15\ MeV/c^2$, $\Gamma = 25^{+40}_{-10}\ MeV/c^2$. Sowohl die Untersuchung der Spektren als auch die Partialwellenanalyse favorisiert die Quantenzahlen $J^{PC} = 1^{+-}$ bzw. $J^{PC} = 1^{--}$. Resonanzen mit diesen Eigenschaften lassen sich nicht als gewöhnliche $q\bar{q}$-Mesonen erklären.

Protoniumzerfälle in den $K_L^\circ K^\mp\pi^\pm\pi^\circ\pi^\circ$-Endzustand folgen dominant der Form $\bar{p}p \overset{L=0}{\to} (K_L^\circ K^\pm\pi^\mp) + (\pi^\circ\pi^\circ)$ und $(\pi^\circ\pi^\circ) \overset{\ell=0}{\to} \pi^\circ + \pi^\circ$. Daneben gibt es Anzeichen für einen geringen Beitrag von primären Zerfällen über einen $K_L^\circ K^\pm\pi^\mp\pi^\circ$-Zwischenzustand bei etwa 1650 MeV/c^2. Der weitere Zerfall des $K_L^\circ K^\pm\pi^\mp$-Systems kann nur durch die Überlagerung dreier isoskalarer Amplituden hinreichend beschrieben werden: Ein Beitrag mit $J^{PC} = 1^{++}$ im weiterem Zerfall über $K^*\bar{K}$ bei der Masse $m = 1440 \pm 20\ MeV/c^2$ und $\Gamma = 105 \pm 40\ MeV/c^2$; dieser wurde ebenfalls mit dem bereits beobachteten $f_1(1420)$ identifiziert. Darüberhinaus ergab die Partialwellenanalyse einen 0^{-+}-Beitrag mit weiterem Zerfall über $K^*\bar{K}$ im Massenbereich $m = 1460 \pm 40\ MeV/c^2$ und $\Gamma = 90 \pm 40\ MeV/c^2$, sowie einen 0^{-+}-Beitrag mit weiterem Zerfall über $a_0(980)\pi$ im Massenbereich $m = 1430 \pm 30\ MeV/c^2$ und $\Gamma = 70 \pm 30\ MeV/c^2$. Das $a_0(980)$ wurde dabei neu zu $m_{a_0} = 992 \pm 10\ MeV/c^2$ und $\Gamma_{a_0} = 32 \pm 20\ MeV/c^2$ vermessen.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Elementarteilchenphysik:

Die Idee, daß sich Materie aus einfachen, unveränderlichen Bausteinen zusammensetzt, ist tief verwurzelt in unserer Denkweise. Wir beobachten in der makroskopischen Welt eine enorme Vielzahl verschiedener Erscheinungen, die sich ständig verändern. Dennoch sehen wir in diesem steten Wandel gleichbleibende Qualitäten oder Eigenschaften, die, einmal verschwunden, unter gleichen Bedingungen wiederkehren. Schon Demokrit bemerkte [1]:

Nur scheinbar hat ein Ding eine Farbe, nur scheinbar ist es süß oder bitter; in Wirklichkeit gibt es nur Atome und den leeren Raum.

Hinter den vielfältigen Formen der Materie verbergen sich demnach kleinste, unwandelbare Strukturelemente. Diese zu erkennen, ist Ziel der Elementarteilchenphysik.

Jedoch erst mit der Begründung der Thermodynamik im Rahmen der statistischen Mechanik durch Maxwell, Boltzmann und Gibbs gegen Ende des 19. Jahrhunderts verhalf die Atomhypothese der Physik zu quantitativen Aussagen. Um diese Zeit wurde auch von Thomson das Elektron als erstes, noch nach heutigem Wissen elementares Teilchen entdeckt. Rutherford stellte dann aufgrund von Streuexperimenten sein berühmtes Atommodell auf. Die Schwierigkeiten bei der Beschreibung dieser Atome nach den Gesetzen der klassischen Physik führten schließlich über das Bohrsche Atommodell (1913) zur Entwicklung der Quantenmechanik. Diese fand (nach 1931) in der relativistischen Quantenfeldtheorie ihren Abschluß. Sie ist die Erweiterung der klassischen Mechanik und zugleich der klassischen Feldtheorie um die quantenmechanischen Konzepte.

Die Entdeckung neuer Teilchen hat seither nicht aufgehört. Hinzu kam die Beobachtung zweier weiterer, neben dem Elektromagnetismus und der Gravitation fundamentaler Kräfte: die starke und die schwache Wechselwirkung.

Das Standardmodell:

Heute verfügt die Elementarteilchenphysik mit dem sogenannten Standardmodell über ein erfolgreiches, mit den experimentellen Ergebnissen in Einklang stehendes Theoriegebäude. Die bislang über hundert identifizierten Teilchen lassen sich demnach alle auf elementare Bausteine mit Spin 1/2 (Fermionen) zurückführen. Die Kräfte zwischen diesen werden über den Austausch von Teilchen mit Spin 1 (Bosonen) vermittelt. Abgesehen von der Gravitation, die bei den in der Elementarteilchenphysik auftretenden Massen keine Rolle spielt, konnten für die elektromagnetische, schwache und starke Wechselwirkung Quantenfeldtheorien entwickelt werden. Schwache und elektromagnetische Wechselwirkung wurden in der sogenannten Quantenflavourdynamik (QFD) vereinheitlicht. Die Quantenchromodynamik (QCD) beschreibt die starke Wechselwirkung.

Je nach Art der auftretenden Kräfte teilt man die elementaren Fermionen in zwei Gruppen: Sechs nur elektroschwach wechselwirkende Leptonen und ebenfalls sechs sowohl elektroschwach als auch stark wechselwirkende Quarks. Hinzu kommt die gleiche Zahl der jeweiligen Antiteilchen. Quarks scheinen jedoch ausschließlich in Form gebundener Systeme (Hadronen) beobachtbar zu sein (*confinement*). Bisher sind nur Hadronen aus Quark-Antiquark-Paaren, die sogenannten Mesonen ($q_1\bar{q}_2$), oder solche aus drei Quarks, die sogenannten Baryonen ($q_1q_2q_3$), bekannt.

Einige grundsätzliche Fragen sind im Standardmodell noch offen. Zum einen sind sie verbunden mit der Suche nach neuen Teilchen bei den höchsten verfügbaren Beschleunigerenergien. Auf der anderen Seite stößt man in der QCD bei niedrigen Energien auf Probleme, die aus der Natur der Quarks und den die starke Wechselwirkung vermittelnden Bosonen herrühren.

Die Quantenchromodynamik:

Die QCD ist ebenso wie die Quantenelektrodynamik (QED) und deren Erweiterung, die Quantenflavourdynamik, eine Eichtheorie. Die Eigenschaften der Kräfte zwischen zwei Teilchen folgen darin aus charakteristischen Symmetrien der Materiefeldgleichung. Das heißt, Wechselwirkungen sind verknüpft mit der Invarianz bestimmter Feldgrößen unter einer Gruppe von Symmetrieoperationen (Eichtransformationen). In der QED zum Beispiel erfordert die Eichinvarianz bei Erhaltung der elektrischen Ladung die Einführung eines Vektorfeldes, das die Austauschteilchen (Photonen) beschreibt.

Für die stark wechselwirkenden Quarks wurden bereits lange vor der Entdeckung der QCD aus experimentellen und theoretischen Gründen drei zusätzliche ladungsartige innere Freiheitsgrade eingeführt. In Analogie zu den Mischungseigenschaften von Licht wurden sie mit den Farben Rot (R), Grün (G) und Blau (B) bezeichnet. Antiquarks tragen dementsprechend die 'Antifarben': $\bar{R}$, $\bar{G}$ und $\bar{B}$. Die Kräfte zwischen den Quarks werden als invariant gegenüber einer Vertauschung der Farben angenommen; das heißt konkret gegenüber einer Transformation unter der Symmetriegruppe der SU(3). Im Gegensatz zur QED sind nunmehr acht Vektorfelder nötig, um die Struktur der Wechselwirkung zu beschreiben. Diese entsprechen acht Austauschteilchen, den sogenannten Gluonen. Während Photonen in der QED ungeladen sind, tragen Gluonen selbst auch Farbladung. Dies ist eine Konsequenz aus der Forderung nach Ladungserhaltung. So vernichtet zum Beispiel ein Quark der Farbe R mit einem Antiquark der Farbe $\bar{G}$ zu einem Gluon der Farbe $R\bar{G}$. Gluonen als Ladungsträger sind somit den gleichen Kräften ausgesetzt, die sie ihrerseits zwischen den Quarks vermitteln.

Die Stärke der Wechselwirkung wird durch eine dimensionslose Kopplungskonstante beschrieben. Ist diese klein, lassen sich die Kräfte zwischen zwei Teilchen als Störung gegenüber der freien Bewegung behandeln und die Feldgleichungen lösen. In der QCD ist dies bei hohen Impulsüberträgen q^2, beziehungsweise kleinen Abständen tatsächlich der Fall. In diesem Bereich ($q \geq 30$ GeV/c, $r \leq 10^{-3}$ fm) dominiert der Ein-Gluon-Austausch und die Quarks verhalten sich wie quasi-freie Teilchen (*asymptotic freedom*). Im niederenergetischen Fall, das heißt bei Quarkabständen um 1 fm, wie sie für die gebundenen Zustände, die Mesonen und Baryonen, charakteristisch sind, gewinnt die Selbstkopplung der Gluonen zunehmend an Bedeutung. Dies hat zur Folge, daß die Kopplungskonstante durch Vakuumpolarisationseffekte immer größer wird (*running coupling constant*). Zur Kraftwirkung trägt dann auch der Austausch mehrerer Gluonen bei. Eine störungstheoretische Behandlung ist in diesem Fall unmöglich. Man muß sich daher zur Beschreibung gebundener hadronischer Zustände mit phänomenologischen Modellen (Bag-Modell, Potentialmodelle) oder numerischen Lösungsansätzen (Gittereichtheorie) behelfen.

In fast allen Approximationen der QCD im niederenergetischen Bereich werden neben den bekannten farbneutralen $(q_1\bar{q}_2)$-Mesonen und $(q_1q_2q_3)$-Baryonen zusätzliche Farbsinguletts vorhergesagt, die als *exotische Resonanzen* in Erscheinung treten könnten. Im Mesonensektor erwartet man folgende Zustände:

- *Gluonia* sind quarklose Hadronen. Sie bestehen aus zwei, drei oder mehr Gluonen (*constituent gluons*), deren Bindung auf dem Austausch virtueller Gluonen beruht.
- *Hybride* bestehen aus einem Quark-Antiquark-Paar, dem ein Gluon oder eine Kette solcher Gluonen (*strings*) beigemischt ist. Hybride unterscheiden sich von konventionellen Mesonen, die lediglich virtuelle Gluonanteile enthalten, dadurch, daß sie zusätzliche Vibrations- und Rotationsfreiheitsgrade besitzen.
- *Multiquarkzustände* $(q^k\bar{q}^k)$ können entweder in kompakten (*baglike*) Systemen oder aber in Gruppen gebundener Hadronen auftreten. Unter letztere fallen die Baryonia mit k=3 ($N\bar{N}$) und die Diquonia ($qq\bar{q}q$).

Der zweifelsfreie Nachweis solcher 'exotischer' Hadronen wäre ein wichtiger Beitrag zur Bestätigung der Quantenchromodynamik und zu ihrem Verständnis im niederenergetischen Bereich. Die Suche nach derartigen Teilchen wird jedoch dadurch erschwert, daß zumeist alle experimentell beobachtbaren Größen auch mit der Hypothese eines herkömmlichen $q\bar{q}$-Mesons verträglich sind. Für alle in den letzten Jahren gefundenen Kandidaten steht daher eine endgültige Bestätigung noch aus. Eine wichtige Voraussetzung dafür wäre das Verständnis des gesamten Mesonenspektrums.

Antiproton-Proton-Annihilationen:

Die Antiproton-Proton-Annihilation ($\bar{p}p$) ist zur Spektroskopie der Mesonen besonders geeignet, da sie im Gegensatz zu Elektron-Positron-Reaktionen (e^+e^-) keine speziellen

Quantenzahlen auszeichnet. Darüberhinaus ist sie schon bei kleinen Energien reich an Quarks und Gluonen. Dies begünstigt die eventuelle Produktion von exotischen Zuständen. Der Antiprotonenspeicherring LEAR[1] am Europäischen Kernforschungszentrum CERN[2] bietet mit seiner hohen Impulsschärfe und Intensität ideale Voraussetzungen.

Das Crystal-Barrel-Experiment:

Zur Messung der Endprodukte aus Proton-Antiproton-Annihilationen bei kleinen Schwerpunktsenergien wurde ein Detektor neuester Generation, das sogenannte Crystal-Barrel entwickelt. Es ermöglicht erstmals den gleichzeitigen Nachweis sowohl geladener als auch neutraler Annihilationsprodukte mit hoher Wahrscheinlichkeit und fast vollständiger Raumwinkelabdeckung. Damit können zum einen bereits beobachtete $\bar{p}p$-Reaktionen mit hoher Genauigkeit und sehr viel höherer Statistik neu vermessen werden. Zum anderen werden manche Zerfallskanäle einer Untersuchung erstmals zugänglich.

Ein Ziel des Experiments ist die genaue Messung der Wirkungsquerschnitte, beziehungsweise der Verzweigungsverhältnisse möglichst aller $\bar{p}p$-Reaktionen. Hiervon erhofft man sich Hinweise auf die Dynamik der Annihilation, um damit einen Beitrag zum Verständnis der QCD bei kleinen Energien zu leisten. Der wichtigste Aspekt ist jedoch die Spektroskopie der leichten Mesonen mit Massen zwischen 1 und 2 GeV/c^2. Dazu gehört sowohl der Nachweis noch nicht oder nicht zweifelsfrei beobachteter Zerfallsmoden von bereits etablierten Mesonen als auch die Suche nach neuen mesonischen Zuständen.

Die Reaktionen $\bar{p}p \rightarrow K_L^\circ K^\pm \pi^\mp \pi^\circ$ und $\bar{p}p \rightarrow K_L^\circ K^\pm \pi^\mp \pi^\circ \pi^\circ$

Die meisten primären Reaktionsprodukte der $\bar{p}p$-Annihilation, denen das eigentliche Interesse der Untersuchungen gilt, lassen sich nicht direkt nachweisen. Sie zerfallen oft über mehrere Stufen in langlebigere und damit meßbare Endzustände. Nur ein kleiner Prozentsatz (≈ 2 %) aller Annihilationen führt dabei zu Kaonen (K_L°, K_S°, $K^\pm$). Der weitaus größte Anteil ist pionischer Natur (π°, $\pi^\pm$).

Voraussetzung für eine zuverlässige Untersuchung ist die möglichst klare Trennung von etwaigen Störkanälen, die im Detektor eine ähnliche Signatur hinterlassen. Dies ist bei den im folgenden analysierten Endzuständen möglich. Die vier verschiedenen auftretenden Teilchen zeigen für sie typische Signale. Sie lassen sich deshalb sehr genau festlegen.

Desweiteren ist eine hohe Statistik anzustreben, um quantitative Aussagen zu ermöglichen. Auch in diesem Punkt zeichnen sich die Kanäle $K_L^\circ K^\pm \pi^\mp \pi^\circ$

[1] Low Energy Antiproton Ring.
[2] Conseil Européenne de Recherche Nucleaire.

und $K_L^\circ K^\pm\pi^\mp\pi^\circ\pi^\circ$ gegenüber anderen denkbaren $K\bar{K}\pi\pi$- beziehungsweise $K\bar{K}\pi\pi\pi$-Endzuständen aus[3]. Sie sind bereits in der Produktion unter anderem durch Isospinfaktoren begünstigt.

Generell interessant sind die Kanäle des Typs $K\bar{K}\pi\ +\ n\cdot\pi$ aufgrund der in $K\bar{K}\pi$ zerfallenden primären Anihilationsprodukte. Schon in früheren Experimenten wurden im $K\bar{K}\pi$-System Resonanzen gesehen, die mit Reaktionen der Art $X\rightarrow a_\circ\pi$ ($a_\circ\rightarrow K\bar{K}$) bzw. $X\rightarrow K^*\bar{K}$ ($K^*\rightarrow K\pi$) in Verbindung gebracht werden konnten. Darunter fallen unter anderem das $f_1(1420)$ und das $\eta(1440)$, deren Einordnung in Mesonennonetts noch immer strittig ist. Die erstmalig vollständige Analyse des $K_L^\circ K^\pm\pi^\mp\pi^\circ\pi^\circ$-Endzustandes verspricht neues Licht auf dieses Problem, das sogenannte E/ι-Puzzle, zu werfen. Zumal bereits Vorüberlegungen zeigen, daß wegen der engen kinematischen Grenzen primäre Zerfälle der Form $\bar{p}p\rightarrow X+(\pi^\circ\pi^\circ)$ dominieren sollten.

Auch in $K\bar{K}\pi\pi$-Kanälen wurden Signale im $K\bar{K}\pi$-System gesehen, deren Natur nicht restlos geklärt ist bzw. deren Massen und Breiten mit großen Fehlern behaftet sind. Diese sind unter anderem das vermutete $h_1(1380)$ ($J^{PC}=1^{+?}$, $I=?$) und das $\phi(1680)$ ($J^{PC}=1^{--}$). Daneben verspricht die Analyse des $K_L^\circ K^\pm\pi^\mp\pi^\circ$-Endzustandes, die bisher noch nie mit so hoher Statistik durchgeführt wurde, die Entdeckung neuer schmaler Zustände. Dieser Kanal ist dazu hervorragend geeignet, da im $K_L^\circ K^\pm\pi^\mp$-System die C-Parität nicht festgelegt ist und in $K_L^\circ K^\pm\pi^\circ$ auch nach etwaigen geladenen Zuständen gesucht werden kann.

Die Partialwellenanalyse:

Beide hier untersuchten Reaktionen wurden einer Partialwellenanalyse unterzogen. Das heißt, Amplituden und relative Phasen aller möglichen Zerfallskaskaden, die zum gleichen Endzustand führen, wurden quantitativ bestimmt. Dabei wurden Akzeptanzschwankungen, sowie die begrenzte Auflösung des Detektors durch Monte-Carlo-Simulationen berücksichtigt. Die Güte der Anpassung läßt sich im Falle von vier bzw. fünf Teilchen allerdings nicht mehr durch Vergleich der gemessenen mit den errechneten Spektren beurteilen. Für den Dreikörper-Zerfall ist ein Ereignis durch die Angabe zweier Größen kinematisch vollständig bestimmt und somit graphisch gut darstellbar (*Dalitz*-Diagramm). Bei vier Teilchen im Endzustand werden bereits fünf Variable benötigt. Eine χ^2-Anpassung im fünfdimensionalen Raum ist jedoch bei der üblicherweise erreichbaren Statistik nicht durchführbar. Darum wurde im vorliegenden Fall die Maximierung der sogenannten *Likelihood*-Funktion als Methode gewählt (*unbinned-Maximum-Likelihood*-Methode).

[3]Darunter fallen zum Beispiel Reaktionen der Art $\bar{p}p\rightarrow K_L^\circ K_L^\circ\pi^+\pi^-$, $K^+K^-\pi^+\pi^-$ bzw. $\bar{p}p\rightarrow K_L^\circ K_L^\circ\pi^+\pi^-\pi^\circ$, $K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^\circ$.

Kapitel 2

Das Crystal-Barrel-Experiment am LEAR

2.1 Übersicht

Als Reaktionsprodukte der $\bar{p}p$-Annihilation entstehen hauptsächlich geladene Pionen und Kaonen, sowie Photonen (z.B. aus π°-, η-, η'- und ω-Zerfällen) und in wenigen Fällen das langlebige K_L°. Um daraus die kurzlebigen Resonanzen mit allen dazugehörigen Zerfallsmoden rekonstruieren zu können, muß die vollständige Kinematik aller Teilchen im Endzustand der Messung zugänglich sein. Ein entsprechender Detektor hat folgende Eigenschaften zu erfüllen:

- Gleichzeitiger Nachweis geladener ($K^{\pm}, \pi^{\pm}$) und neutraler Teilchen (Photonen).
- Bestimmung der Impulse geladener Teilchen mit großer Genauigkeit und Raumwinkelakzeptanz.
- Unterscheidung geladener Pionen und Kaonen.
- Sehr gute Energie- und Winkelauflösung für Photonen über einen Raumwinkel von nahezu 4π.
- Schneller *online*-Trigger zur Selektion seltener Zerfälle.
- Hohe Ereignisraten bei guter Effizienz des Gesamtdetektorsystems.

Allen bisherigen Experimenten mangelte es an einer geeigneten Möglichkeit, Photonen nachzuweisen. Daher konnten nur Annihilationen mit maximal einem neutralen Teilchen im Endzustand untersucht werden. Dies entspricht nur etwa 40 % aller möglichen Reaktionen. Der Crystal-Barrel-Detektor (siehe Abb. 2.1) erlaubt erstmals eine komplette Rekonstruktion der Kinematik aller Zerfallsprodukte [2].

Als Antiprotonenquelle dient der Speicherring LEAR. Er zeichnet sich durch seine hohe Strahlintensität (10^6 $\bar{p}/s$) bei extrem niedriger Impulsunschärfe (Δp/p $= 5 \cdot 10^{-5}$) aus. Die Impulse können dabei im Bereich von 105 MeV/c für Annihilationen in Ruhe bis 2 GeV/c für Annihilationen im Fluge variiert werden[1].

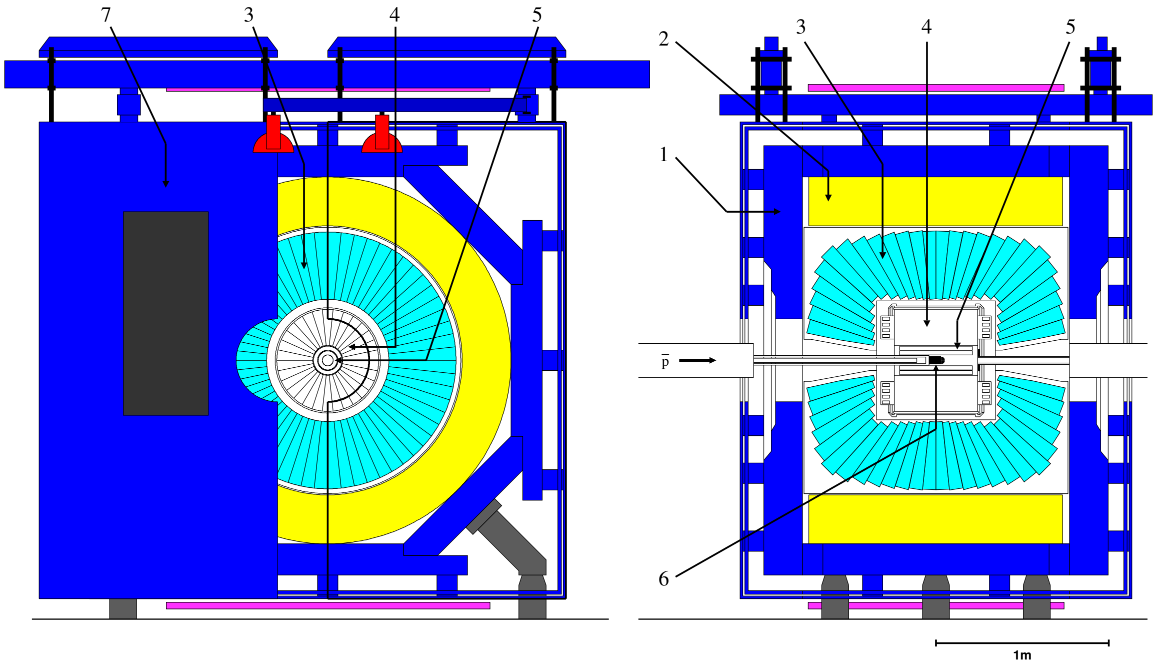

Abbildung 2.1: Der CRYSTAL-BARREL-Detektor: 1: Eisenjoch, 2: Magnetspule, 3: CsJ-Kalorimeter, 4: Jet-Driftkammer (JDC), 5: Proportionaldrahtkammer (PWC), 6: Flüssigwasserstoff (LH_2)-Target und 7: Magnettür.

Die Antiprotonen verlassen das Vakuumsystem des LEAR durch ein dünnes Beryllium-Fenster, dem Zähler zur Überwachung der Strahlintensität und zur Triggerung der Datenerfassung folgen. Daraufhin treten sie entlang der Symmetrieachse in das Feld eines Solenoidmagneten (1,5 T) ein, der den gesamten Detektor umschließt. Im Zentrum des Detektors treffen sie auf das Wasserstoff-Target. Zunächst wird die Anzahl der geladenen Annihilationsprodukte in zwei konzentrisch angeordneten Vieldrahtproportionalkammern (PWC's) gemessen. Diese sind von einer zylindrischen Driftkammer (JDC) umgeben. Aus der Krümmung der Spuren geladener Teilchen im Magnetfeld kann später deren Impuls rekonstruiert werden. Die Messung des Energieverlustes durch elektromagnetische Wechselwirkung mit den Molekülen des Kammergases (90% CO_2 + 10% Isobutan) erlaubt eine Unterscheidung geladener Pionen und Kaonen. Außerhalb der JDC befindet sich schließlich das elektromagnetische Kalorimeter aus CsJ(Tl)-Kristallen

[1]Für die in dieser Arbeit verwendeten Daten betrug der Anfangsimpuls der Antiprotonen 200 MeV/c. Dabei stoppen diese in der Mitte des Targets und vernichten dort mit den Wasserstoffkernen.

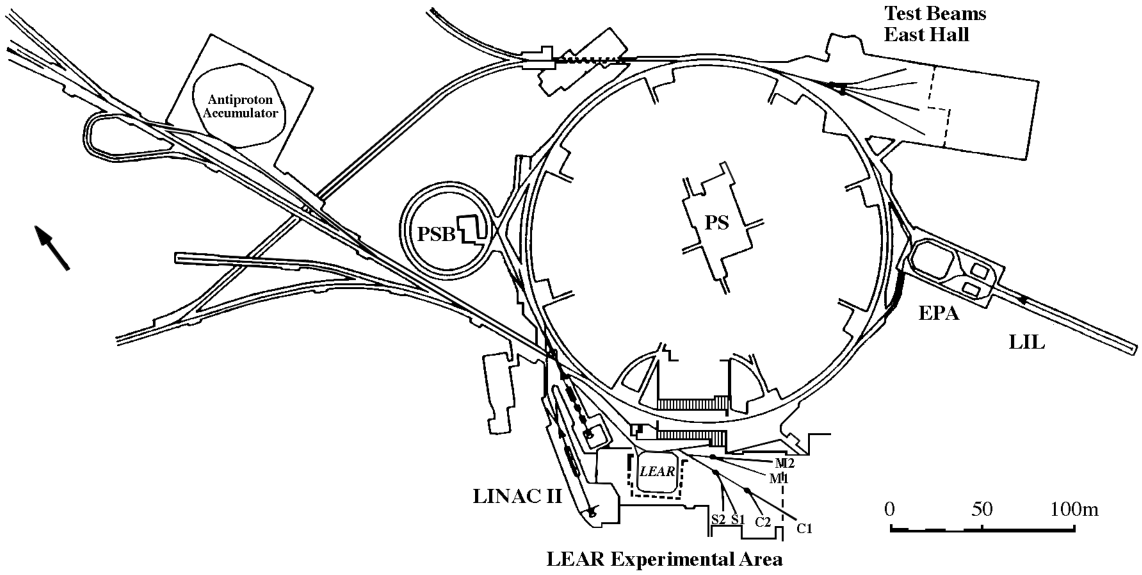

Abbildung 2.2: Der CERN-Antiprotonenkomplex

zum Nachweis von Photonen. Es deckt nahezu den gesamten Raumwinkel ab (97.8%).

Der Aufbau des Detektors wurde Ende 1989 vollendet. Bisher wurden damit circa 50 Millionen Ereignisse aufgezeichnet. Darunter sind sowohl Annihilationen in Ruhe als auch im Fluge für Targets aus flüssigem Wasserstoff beziehungsweise Deuterium. Zusätzlich wurde mit verschiedenen Triggern gearbeitet. Ein Target zur Untersuchung von Annihilationen in gasförmigem Wasserstoff wurde erstmals Ende 1994 eingesetzt.

2.2 Experimenteller Aufbau

2.2.1 Die Antiprotonenquelle LEAR

Der Antiprotonenspeicherring LEAR [3] ist Teil des Beschleunigerkomplexes am CERN (Abbildungen 2.2 und 2.3).

Durch Beschuß eines Wolframtargets mit Protonen, die im Protonensynchotron (PS) auf einen Impuls von 26 GeV/c beschleunigt wurden, werden die Antiprotonen zunächst erzeugt. Sie verlassen das Produktionstarget mit einem mittleren Impuls von 3.5 GeV/c und werden im *Antiproton Accumulator* (AA) zwischengespeichert. Mittels stochastischer Kühlung [4] werden sie erheblich in ihrem Phasenraum reduziert. Auf diese Weise werden täglich etwa 10^{12} Antiprotonen angereichert. Im PS werden sie schließlich in Paketen von 10^{11} Teilchen auf einen Impuls von 600 MeV/c abgebremst und in den LEAR zurücktransferiert. Dort kann der mittlere Impuls des Antiprotonenstrahls, je nach den experimentellen Erfordernissen, zwischen maximal 2 GeV/c und minimal 0.1 GeV/c variiert werden.

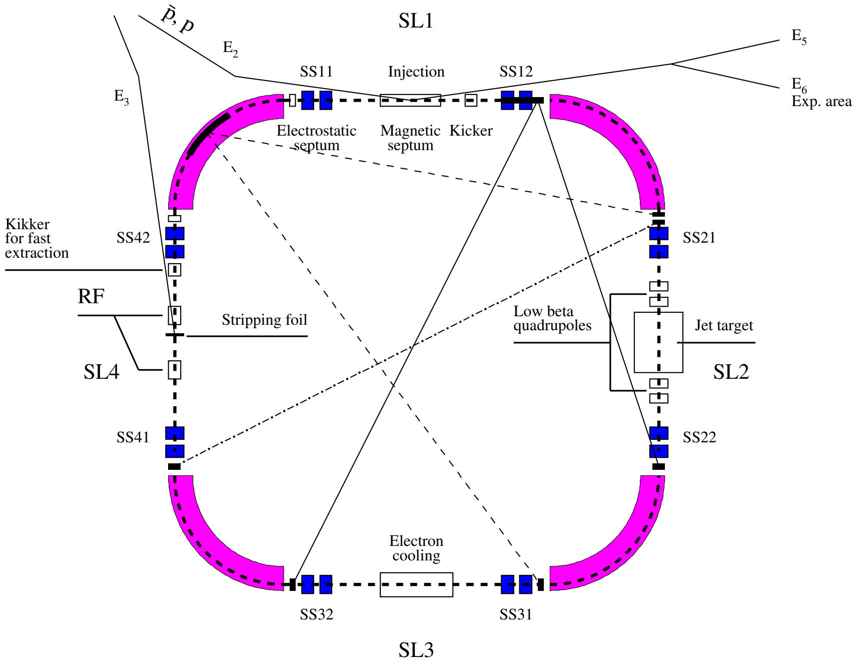

Abbildung 2.3: Der niederenergetische Antiprotonenspeicherring LEAR. Die eingezeichneten Querverbindungen übertragen die Steuersignale zur Kühlung. Das Crystal-Barrel-Experiment wird über das Strahlrohr E6 mit Antiprotonen versorgt.

Der so vom LEAR zur Verfügung gestellte Strahl weist keinerlei Verunreinigungen mehr auf, denn während der langen Speicherzeiten zerfallen die nach der Produktion im Strahl mitenthaltenen Pionen und Kaonen. Aufgrund der umfangreichen Strahlkühlungssysteme wird eine sehr geringe horizontale Strahlemittanz (2π·mm·mrad) und relative Impulsunschärfe (Δp/p von $5 \cdot 10^{-4}$) erreicht. Letztere läßt sich über eine zusätzliche Elektronenkühlung sogar auf Werte bis 10^{-5} senken.

2.2.2 Der Magnet

Das zur Bestimmung der Impulse geladener Teilchen nötige Magnetfeld wird von einem konventionellen Solenoidmagneten erzeugt [2]. Dieser setzt sich aus einer Aluminiumspule und zwei verschiebbaren Endplatten mit Kabeldurchführungen zusammen. Umgeben wird der ganze Magnet von einem kastenförmigen Rückflußjoch aus Stahl. Das freie Volumen im Inneren des Magneten hat eine Längsausdehnung von 157 cm und einen Durchmesser von 153 cm. Für die Kühlung des Magneten sorgen zylindrische Bohrungen in den insgesamt 408 Windungen der Spule, durch die destilliertes Wasser geleitet wird. Bei maximaler Leistung erreicht das Magnetfeld eine Stärke von 1,5 T in Richtung der Strahlachse. Die Inhomogenität im Bereich der Jet-Driftkammer ist dabei geringer als $\pm 1,5$ %. Ein Übersicht über die technischen Daten des Magneten gibt Tabelle 2.1.

Tabelle 2.1: Technische Daten des Magneten

Feldstärke	1,5 T
Spulenstrom	4800 A
Versorgungsspannung	500 V
Leistungsaufnahme	2,4 MW
Anzahl der Wicklungen	408
Kühlwasserdurchfluß	70 m^3/h
Wassererwärmung	30 K

2.2.3 Target und Strahlzähler

Im Zentrum des Detektors befindet sich ein 44 mm langes Target, das wahlweise mit flüssigem Wasserstoff oder Deuterium gefüllt werden kann. Zähler davor und dahinter registrieren die in das Target eintretenden beziehungsweise die daraus wieder austretenden Antiprotonen. Sie dienen als Ereignistrigger und zur Justierung des Antiprotonenstrahls [2].

Der Eingangszähler besteht aus einer 0,2 mm starken Silizium PIN–Diode (Si_1) und einem im Abstand von 5 mm dahinter befindlichen, 0,2 mm starken Oberflächensperrschichtzähler (Si_2 bis Si_5). Die sensitive Fläche des quadratischen Si_1-Zählers beträgt 25 mm^2. Die Oberfläche ($4{\cdot}10{,}8$ mm^2) des Si_{2-5}-Zählers ist durch Ätzung der Goldbeschichtung in vier Quadranten unterteilt. Die ganze Anordnung hat einen Abstand von 28 mm zum kreisförmigen Targetfenster (Durchmesser 10 mm). Der Strahl ist dann gut justiert, wenn die Summe der Antiprotonen, die pro Zeitintervall von den vier Quadranten registriert werden, der Anzahl der vom Si_1-Zähler nachgewiesenen Antiprotonen entspricht. Außerdem sollten die Raten in allen Quadranten etwa gleich hoch sein.

Hinter dem Target befindet sich ein Vetozähler aus Szintillatormaterial. Er weist Antiprotonen nach, die das Target ohne Wechselwirkung verlassen, um zu verhindern, daß so fälschlicherweise $\bar{p}p$-Ereignisse aufgezeichnet werden. Dieser Zähler kommt bei Messungen von Annihilationen im Fluge zum Einsatz. Bei Experimenten mit im Target gestoppten Antiprotonen wird er nicht benötigt.

Die Eingangszähler vor bzw. der Vetozähler hinter dem Target bilden den $\bar{p}p$-Eingangstrigger in der nullten Stufe des in Kapitel 2.2.7 beschriebenen Triggersystems.

2.2.4 Die Proportionaldrahtkammer (PWC)

Die Anzahl geladener Zerfallsprodukte wird zur schnellen *online*-Erkennung in zwei konzentrischen Proportionaldrahtkammern bestimmt [5] (Abbildung 2.4). Sie bestehen aus 90 beziehungsweise 150 Anodendrähten, die in einem Radius von 25 mm (43 mm) entlang der Strahlachse angeordnet sind. Elektronen, die durch Stöße mit dem Kammergas (eine sogenannte schnelle Gasmischung aus Argon, Äthan und Freon) freigesetzt wurden, driften zunächst in Richtung der Anodendrähte. In deren unmittelbarer Nähe kommt es zur lawinenartigen Sekundär-Ionisation. Die dann in entgegengesetzter Richtung driftenden Gasionen erzeugen einen meßbaren Spannungsstoß. Dadurch können die (r, φ)-Koordinaten des Durchstoßpunktes durch die Signaldrahtlagen mit einer Genauigkeit von etwa 1,3 mm festgelegt werden. Die z-Komponente wird nicht bestimmt.

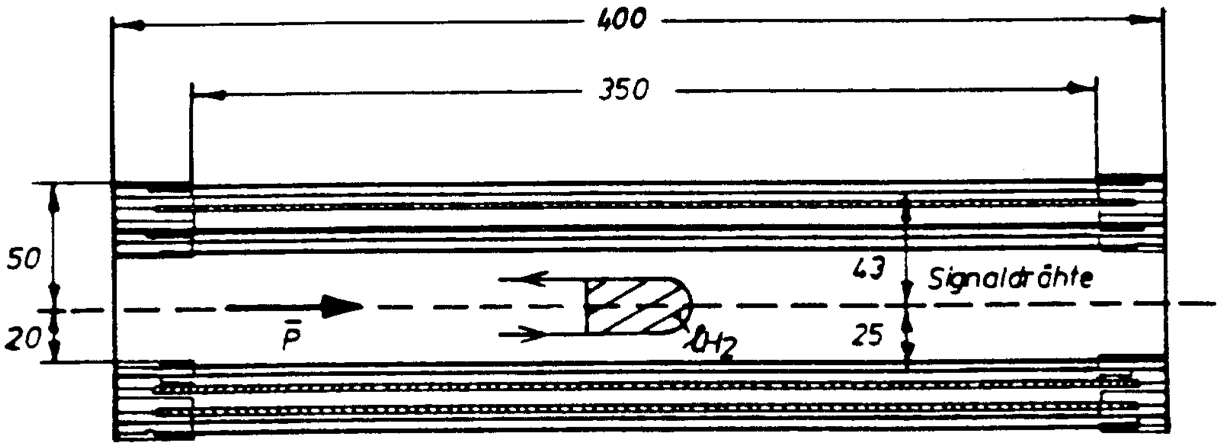

Abbildung 2.4: Zwei zylindrische Proportionalkammern umhüllen das Target (ℓ_{H_2}), in dem die von links eintretenden Antiprotonen annihilieren.

Wird zwischen den Anodendrähten und dem Kathodenmantel eine Spannung von 2450 Volt angelegt, so beträgt die Effizienz mehr als 99 %. Der gesamte Raumwinkel wird von der äußeren Kammer zu 97 %, von der inneren zu 99% abgedeckt. Die technischen Daten der Proportionaldrahtkammer sind in Tabelle 2.2 zusammengefaßt.

Tabelle 2.2: Technische Daten der Proportionaldrahtkammer

Innenradius	20 mm
Außenradius	50 mm
Sensitive Länge	350 mm
Radius der inneren Drahtlage	25 mm
Radius der äußeren Drahtlage	43 mm
Anzahl der Signaldrähte	90+150=240
Signaldrahtdurchmesser	15 μm
Signaldrahtmaterial	Wolfram-Rhenium
Signaldrahtverstärkung	10^4
Gasgemisch	Argon : Äthan (C_2H_6) : Freon ($CBrF_3$) = 75 : 24 :1

Eine weitere Anwendung der Proportionaldrahtkammern ist die Selektion von Ereignissen mit einem oder mehreren K_S° im Endzustand. Die Abstände der Signaldrahtlagen vom Annihilationsvertex sind vergleichbar mit der typischen mittleren Zerfallslänge eines K_S°-Mesons von einigen 100 MeV/c Impuls ($c \cdot \tau(K_S^\circ) = 26{,}75$ mm). Findet der Zerfall in zwei geladene Pionen zwischen den beiden PWC-Lagen statt, lassen sich in der äußeren PWC zwei zusätzliche Signale identifizieren. Auf diese Weise können bereits während der Datennahme Ereignisse mit neutralen Kaonen erheblich angereichert werden.

2.2.5 Die Jet-Driftkammer (JDC)

Die Trajektorien geladener Teilchen werden in einer zylindrischen, 40 cm langen Jet-Driftkammer (JDC) aufgezeichnet [2]. Der Durchmesser beträgt 50 cm. Azimutal

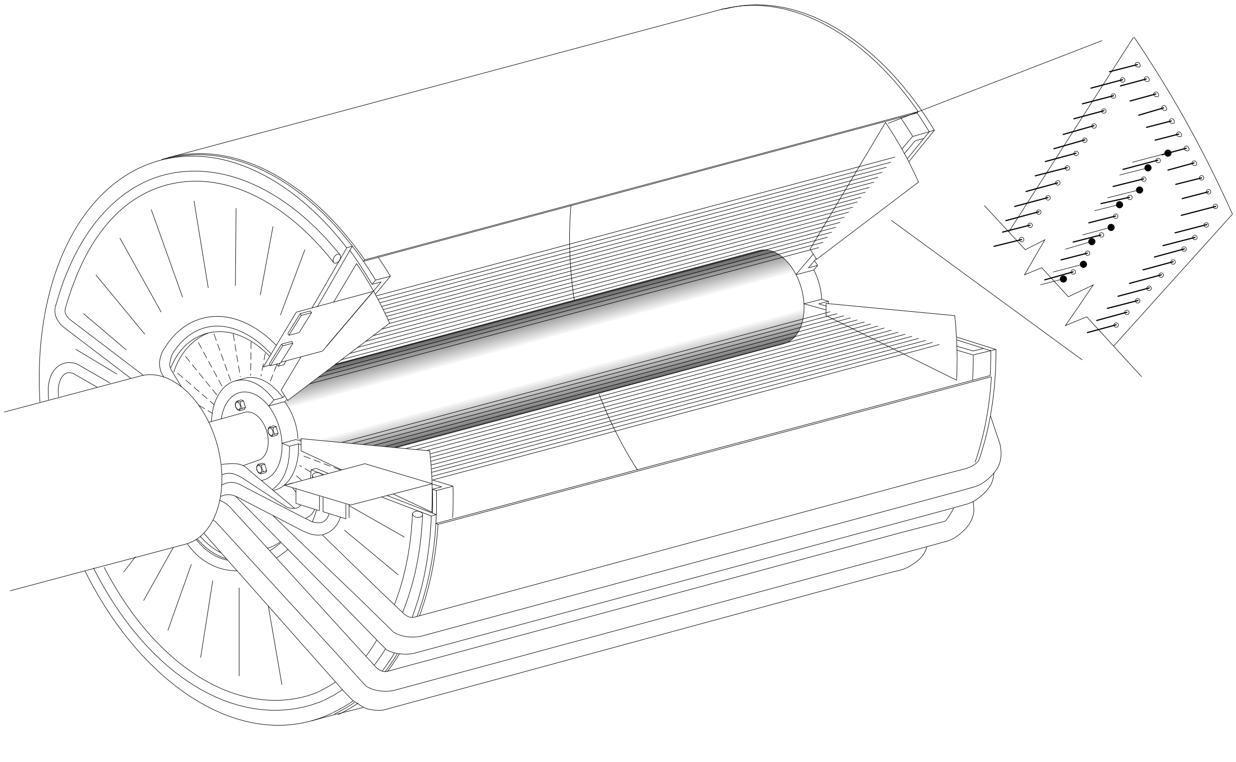

Abbildung 2.5: Schematische Darstellung der JDC: Die Lage der Signal- und Felddrähte ist in dem vergrößerten Ausschnitt der Kammerwand zu sehen

gliedert sich die JDC in 30 Sektoren (Abbildung 2.5). Die Felddrähte definieren dabei die Sektorgrenzflächen. In der Mittelebene jedes Sektors sind abwechselnd je 23 Signaldrähte und Feldkorrekturdrähte zur Einstellung der Gasverstärkung gespannt. Die elektrischen Feldlinien verlaufen von der Mittelebene ausgehend in azimutaler Richtung zu den Felddrähten. Mit dieser speziellen Driftkammergeometrie erreicht man auch innerhalb relativ geringer räumlicher Abmessungen eine hohe Impulsauflösung. Die Raumwinkelabdeckung beträgt dabei 93 %; für Spuren, die alle 23 Signallagen passieren, jedoch nur 66 %. Die technischen Daten der Jet-Driftkammer sind in Tabelle 2.3 zusammengefaßt.

Tabelle 2.3: Technische Daten der Jet-Driftkammer

Innenradius	50 mm
Außenradius	257 mm
Sensitive Länge	400 mm
Radius der innersten Drahtlage	63 mm
Radius der äußersten Drahtlage	239 mm
Anzahl der Sektoren	30
Anzahl der Drahtlagen	23
Abstand der Drahtlagen	8 mm
Anzahl der Signaldrähte	690
Anzahl der Feldkorrekturdrähte	660
Anzahl der Kathodendrähte	1770
Signaldrahtdurchmesser	20 μm
Signaldrahtmaterial	Edelstahl
Kathodendrahtdurchmesser	150 μm
Kathodendrahtmaterial	vergoldetes Aluminium
Gasgemisch	CO_2 : Isobutan (C_4H_{10}) = 90 : 10
Gasverstärkung	$5 \cdot 10^4$
Mittleres Driftfeld	1 kV/cm
Mittlere Driftgeschwindigkeit	0,8 cm/μs
Maximale Driftzeit	3 μs
Lorentzwinkel bei 1,5 T	$7,2°$
$r - \varphi$-Auflösung	130 μm
z-Auflösung	7,5 mm

Die entlang der Teilchenspur durch Ionisation freigesetzten Elektronen driften mit konstanter Geschwindigkeit entgegen dem elektrischen Feld auf die Signaldrähte zu und lösen dort eine Ionisationslawine aus. Die Radialkoordinate der Primärionisation ergibt sich aus dem Ort des getroffenen Signaldrahts. Da die Driftgeschwindigkeit im Vergleich zu der des ionisierenden Teilchens sehr klein ist, kann durch Messung der Driftzeiten der Abstand des Signaldrahtes von der Primärionisation und damit deren azimutale Koordinate bestimmt werden. Um die dabei auftretende Rechts-Links-Zweideutigkeit zu vermeiden, sind die Signaldrähte abwechselnd in entgegengesetzte Richtungen um 0,2 mm aus der Mittelebene versetzt (*staggering*). Die Lage der Lawinenbildung entlang eines Signaldrahtes, bzw. die z-Komponente der Primärionistaion, kann wegen des homogenen Widerstandes (30 Ω/cm) aus der Aufteilung der Ladung auf die beiden Drahtenden bestimmt werden. Die Gesamtladung ist darüberhinaus ein Maß für den Energieverlust pro Wegstrecke durch elektromagnetische Wechselwirkung. Bei bekanntem Teilchenimpuls kann daraus auf die Masse geschlossen werden (siehe Kapitel 3.3). Dadurch gelingt eine Unterscheidung kaonischer von pionischen Spuren bis zu Impulsen von etwa 500 MeV/c.

Die Spur eines geladenen Teilchens wird durch bis zu 23 Meßpunkte verfolgt. Aus der Krümmung der Teilchenbahn im Magnetfeld wird dann der Teilchenimpuls berechnet. Um eine gute Auflösung zu erzielen, sollten die Driftgeschwindigkeiten möglichst klein sein. Daher fiel die Wahl des Kammergases auf ein sogenanntes langsames Gas (Mischung aus 90 % Kohlendioxid und 10 % Isobutan). Zusätzlich werden die mit der Temperatur und dem Außendruck schwankenden Driftzeiten[2] während der Datennahme ständig von einer in den Gaskreislauf integrierten Testdriftkammer aufgezeichnet [6].

2.2.6 Das elektromagnetische Kalorimeter

Photonen, die vor allem aus den Zerfällen des π°, η, η' und ω herrühren, werden in einem elektromagnetischen Kalorimeter nachgewiesen [7]. Dabei wird ausgenutzt, daß die Wechselwirkung hochenergetischer Photonen mit Materie über Paarbildung und Bremsstrahlung zu einer Kaskade (Schauer) von Photonen, Elektronen und Positronen führt. In einem szintillierenden Material (siehe Tabelle 2.5) hat dies eine Lumineszenzstrahlung zur Folge, deren Intensität ein Maß für die Energie des primär wechselwirkenden Photons ist. Doch auch geladene Teilchen ($\pi^\mp$, $K^\pm$) und in wenigen Fällen das stark wechselwirkende K_L° hinterlassen ihre Signatur im Kalorimeter. Diese Effekte sind oft unerwünscht, da sie zu Verwechslungen mit Photonen führen können. Sie werden eingehend in Anhang C besprochen und daher hier nicht näher behandelt.

Der mechanische Aufbau

Das Schauerkalorimeter des Crystal-Barrel-Detektors wurde unter der Vorgabe hoher Photoneneffizienz sowie guter Energie- und Ortsauflösung im Bereich von 20 MeV bis 2000 MeV konzipiert. Dazu wurde ein modularer Aufbau gewählt, der einen Raumwinkel von fast 4π abdeckt. Das Kalorimeter besteht aus 1380 CsJ(Tl)-Kristallen in einer zum Vertex gerichteten Geometrie. Sie sind zu Gruppen von 60 bzw. 30 (für kleine Θ) Stück in 26 Ringen angeordnet, die einen Polarwinkelbereich von 12° bis 168° überstreichen (Abbildung 2.6 und Tabelle 2.4). Jeder Einzelkristall ist in eine Titanhülle gekapselt. Dies dient sowohl der optischen Trennung als auch der mechanischen Stabilisierung (siehe Abbildung 2.7). Die Kristalle haben die Form an der Spitze abgeschnittener Pyramiden, deren Dimensionen in polarer Richtung variieren (13 unterschiedliche Typen). Die radiale Ausdehnung beträgt 300 mm. Dies entspricht 16,1 Strahlungslängen (X_o). In einem Kalorimeter dieser Tiefe wird nahezu die gesamte Energie eines 2 GeV Photons deponiert.

[2] Die dünne Wandung der JDC würde sich bereits bei kleinen Differenzen zum Außendruck stark deformieren. Die JDC ist daher über ein mit Silikonöl gefülltes U-Rohr an den atmosphärischen Druck angekopppelt.

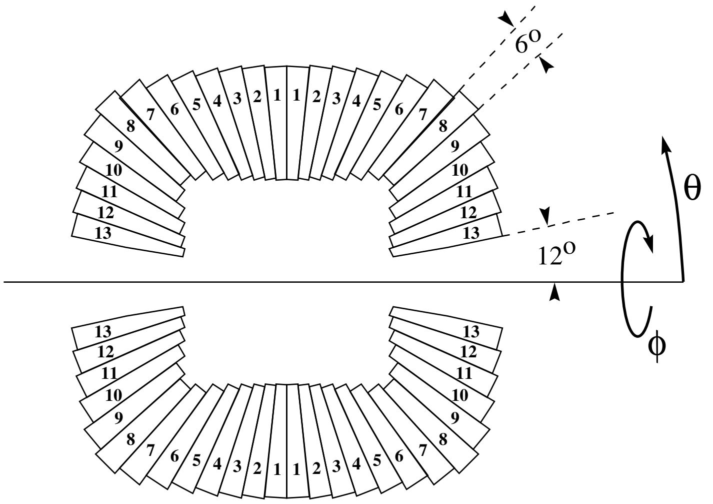

Abbildung 2.6: Schnittzeichnung des Kalorimeters bei festem Polarwinkel ϕ. Die Numerierung bezieht sich auf die 13, in ihrer Geometrie verschiedenen Kristalltypen.

Ein einzelner Kristall deckt sowohl in azimutaler als auch in polarer Richtung einen Winkel von 6° ab[3].

Tabelle 2.4: Technische Daten des Kalorimeters

Polarwinkelbereich	12° – 168°
Raumwinkel	$97,8\% \cdot 4\pi$
Länge innen	540 mm
Radius innen	270 mm
Anzahl der Elemente	1380
Szintillator	CsJ(Tl)
Aktive Länge	300 mm (16,1$\cdot X_o$)
Auslese	WLS und Photodiode
Gewicht	$3,8 \cdot 10^3$ kg

Zur Halterung der insgesamt etwa vier Tonnen schweren Kristalle dient ein Gerüst aus Aluminium. Die Kristalle sitzen dabei auf einem Zylinder von 28 cm Radius und 56 cm Länge. Diese Parameter definieren den Abstand zum Vertex und somit die absoluten Dimensionen. Um einen leichten Zugang zu den inneren Detektorkomponenten PWC,

[3]Für Kristalle bei sehr kleinen und sehr großen Polarwinkeln ($\theta \leq 30°$ und $\theta \geq 150°$) wurde der azimutale Winkelbereich auf 12° pro Kristall erhöht.

JDC und Target zu ermöglichen, ist das Kalorimeter aus zwei verschiebbaren Hälften aufgebaut.

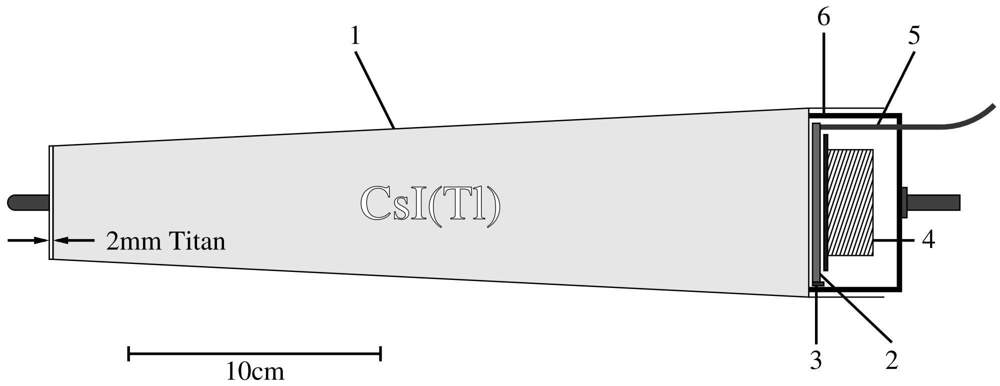

Abbildung 2.7: Die Kapselung des Einzelkristalls zum Modul. 1: Titanhülle, 2: Wellenlängenschieber, 3: Photodiode, 4: Vorverstärker, 5: optische Faser eines Lichtpulsersystems zum Testen der Kristalle, 6: Gehäusedeckel.

Die Signalverarbeitung

Da sich das Kalorimeter in einem Magnetfeld von 1,5 Tesla befindet, ist keine Auslese über Photovervielfacher möglich. Es werden daher zu diesem Zweck Photodioden eingesetzt. Das Spektrum des von den CsJ(Tl)-Kristallen emittierten Lichtes liegt im grünen Bereich (500 bis 600 nm) des sichtbaren Wellenlängenspektrums. Die Sensitivität der Photodiode hingegen erreicht erst im Roten ihr Maximum. Um diese Diskrepanz auszugleichen, wurde zwischen Kristall und Diode ein Wellenlängenschieber (WLS) gesetzt. Dessen Absorptionsspektrum stimmt mit dem Emissionsspektrum von CsJ(Tl) überein. Er reemittiert das Licht jedoch in dem für die Silizium-PIN-Dioden günstigen Spektralbereich. Ein zusätzlicher Effekt des WLS ist die Anpassung der verschieden großen Kontaktflächen am Kristallende bzw. an der Photodiode[4].

Der in der Photodiode nach Bestrahlung auftretende Ladungsimpuls wird über einen integrierenden Vorverstärker an der Rückseite des Kristalls (*chapeau*) aus dem Detektor geleitet. Ein 18 m langes Spezialkabel führt das Signal an den Hauptverstärker, der

[4]Bei der Verschiebung der Wellenlänge wird gleichzeitig der Phasenraum des Lichtbündels verändert. Eine Flächenanpassung mit den ursprünglichen Photonen hätte einen Verlust an Effizienz zur Folge (Liouville'sches Theorem).

Tabelle 2.5: Die Eigenschaften des anorganischen Szintillators CsJ(Tl): Die Photonenausbeute steht für die Anzahl der pro eingestrahltem MeV Energie freigesetzten Photonen. Der Molière-Radius ist ein Maß für die transversale Ausdehnung des elektromagnetischen Schauers und die Zeitkonstante τ bezeichnet die Abklingdauer des Lumineszenzlichtes.

Dichte	4,51 g/cm^3
Strahlungslänge X_o	1,86 cm
Molière-Radius R_M	3,8 cm
$(dE/dx)_{min}$	5,6 MeV/cm
Emissionsmaximum	550 nm
Photonenausbeute	$\approx 40 \cdot 10^3$/MeV
Zeitkonstante τ	≈ 900 ns

den langen Spannungsimpuls in einen kurzen unipolaren Puls für die Analog-Digital-Wandler umformt (*Shaper*). Das analoge Signal wird nun aufgespalten. Zum einen erzeugt es ein schnell verfügbares Diskriminatorsignal für den Hardwaretrigger FACE (siehe Kapitel 2.2.7). Zum anderen wird es von Analog-Digital-Wandlern (ADC's) erfaßt. Dort wird die eintreffende Ladung über eine Zeit von 5 μs integriert und in einer positiven natürlichen Zahl quantifiziert. Es kommen dabei zwei verschiedene Typen von ADC's zum Einsatz: Ein LeCroy FERA 4300 B mit einem Digitalisierungsbereich von 11 *bit* , der die volle Skala bis 2000 MeV erfaßt[5]. Darüberhinaus ein LeCroy 2282 ADC, der ein zehnfach höheres Signal empfängt und einen Digitalisierungsbereich von 12 *bit* besitzt. Er analysiert den niedrigen Energiebereich bis 400 MeV mit der zehnfach genaueren Skalenauflösung von 0.1 MeV. Die digitalisierten Werte werden schließlich von einem '68020'-Prozessor ausgelesen.

2.2.7 Das Triggersystem

Die Aufgabe des Triggersystems [8] ist zum einen, das Startsignal für die Auslese der Detektorkomponenten bereitzustellen. Zum anderen lassen sich durch Vorgabe einer bestimmten Ereignistopologie seltene Annihilationskanäle selektiv anreichern. Um dabei eine möglichst hohe Datenaufnahmerate zu erzielen, muß die durch die Entscheidungszeit des Triggers bedingte inaktive Phase des Detektors minimiert werden. Von N pro Zeiteinheit angebotenen Ereignissen kann ein Detektor mit der Totzeit t nur den Bruchteil R erfassen [9]:

$$R = \frac{1}{1 + tN}$$

Durch eine hierarchische Gliederung läßt sich der Entscheidungsprozeß zeitlich optimieren. Dazu werden Detektordaten schrittweise auf ihre Übereinstimmung mit dem geforderten Ereignistyp geprüft. Kommt es zu einer negativen Aussage, werden alle weiteren Stufen gar nicht erst aufgerufen. Abbildung 2.8 zeigt den Aufbau des Triggersystems.

[5] Die digitalisierten Werte entsprechen dann in etwa MeV-Einheiten.

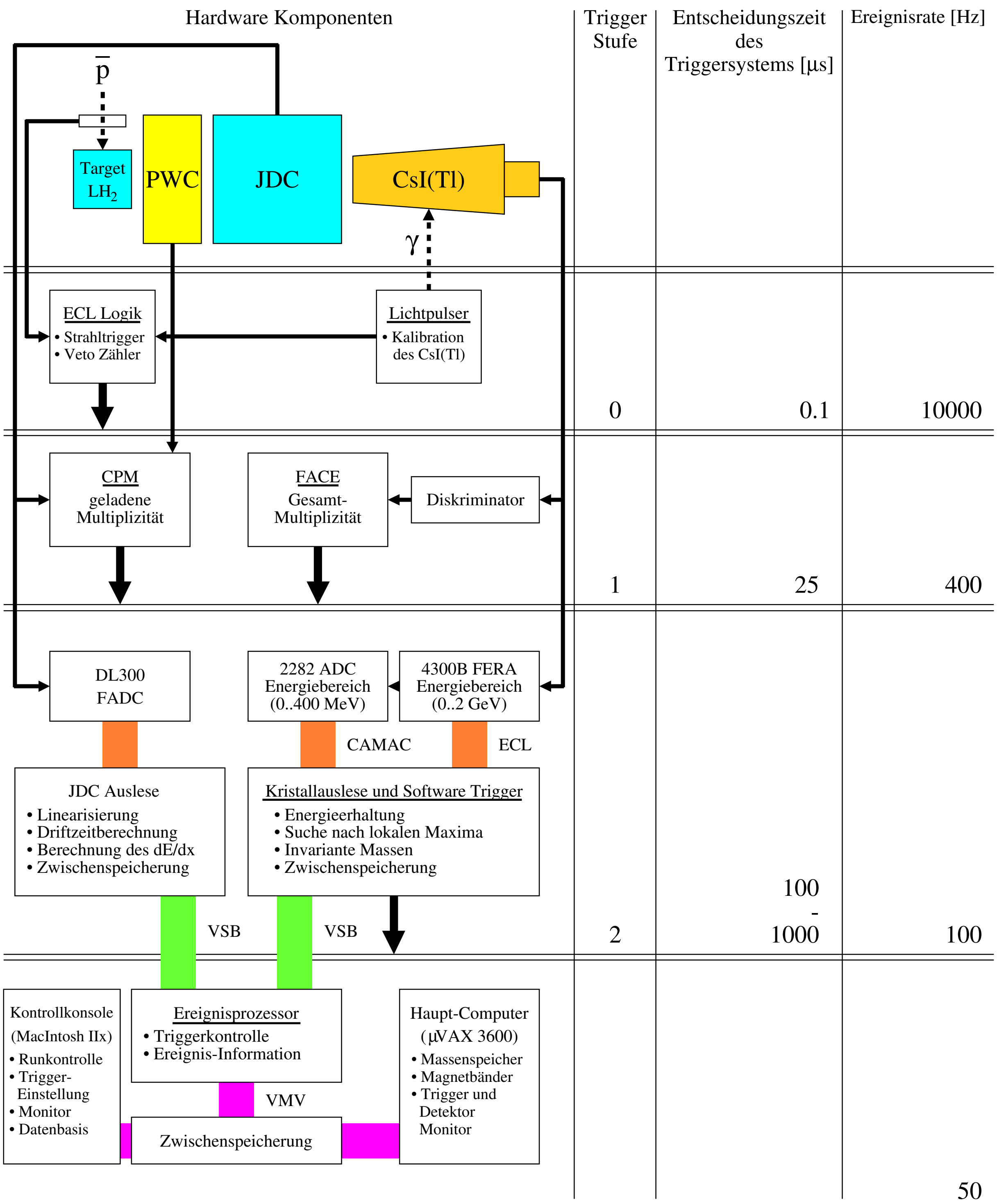

Abbildung 2.8: Der Datenfluß und die verschiedenen Stufen des Triggersystems.

Der Trigger nullter Stufe wird durch ein gestopptes Antiproton ausgelöst. Dafür ist eine Kombination von Koinzidenzen und Antikoinzidenzen der Strahlzähler verantwortlich. Auf der ersten Triggerstufe wird über eine logische Elektronik, die mit den PWC's verbunden ist, die Zahl der bei dem Ereignis entstandenen geladenen Teilchen bestimmt. Parallel dazu wird durch einen Hardwareprozessor (FACE [10]), der die Signale der Diskriminatoren empfängt, die gesamte Multiplizität aller Einträge im Kristall-Kalorimeter ermittelt. Auf diese Weise ist nach wenigen Mikrosekunden die Topologie des Endzustandes als Information vorhanden. Die digitalisierten Daten aus dem Kalorimeter werden in einer zweiten Triggerstufe (Softwaretrigger) unter anderem dazu verwendet, π°- und η-Mesonen durch ihre Zerfälle in $\gamma\gamma$ zu rekonstruieren.

2.2.8 Die Datenerfassung

Entspricht die Topologie eines Ereignisses den Vorgaben des Triggers, so werden alle digitalisierten Detektordaten auf Band geschrieben [11]. Um die Geschwindigkeit der Datennahme zu maximieren, werden leere ADC-Känale nicht ausgelesen (Null-Unterdrückung) und die restlichen möglichst stark komprimiert.

Detektor-komponente	Anz. der Kanäle	Roh-Daten (Bytes)	Null-Unter-drückt (Bytes)
PWC	240	500	50
JDC	1380	460 000	10 000
Kalorimeter	2×1380	5800	500
Slow Control	100	1000	1000
Triggerwerte	50	200	200

Tabelle 2.6: Die Verteilung der Datenmengen aus den verschiedenen Detektorteilen.

Die Datenerfassung verwendet ausschließlich VME[6]-Technologie und wird von einem Mikrocomputer gesteuert. Die verschiedenen Komponenten des Detektors werden parallel ausgelesen und geordnet (*event-builder*). Dafür wurde ein Motorola-Prozessor '60020' eingesetzt. Zusammengefaßt und formatiert werden die Daten schließlich an eine μVAX 3600 gesandt und auf Magnetband geschrieben. Ein Monitorprogramm überwacht dabei ständig die Arbeit des Detektors. Fehler können auf diese Weise schnell geortet und behoben werden.

Ein weiteres Kontrollsystem (*slow control*) prüft die langsam variierenden Parameter der verschiedenen Detektorteile (Temperaturen, Gaszusammensetzung, Stromstärken, Spannungen, etc.). Die gemessenen Werte werden in regelmäßigen Zeitabständen mit auf Band geschrieben.

[6]Versatile Module Europe

2.3 Kalibration und Produktion der Daten

2.3.1 Die Kalibration der JDC

Die Kalibration der JDC ist ein mehrstufiger Prozess [2]:

Skalierung der Rohdaten:

Zunächst werden die ADC-Einträge durch eine Reihe von Schnitten zur Rauschunterdrückung und Nullpunktsverschiebungen zur Einstellung des Startwertes der Driftzeitmessung in physikalisch sinnvolle Werte transformiert. Die jeweiligen Parameter gewinnt man zum einen aus den für mehrere Signaldrahtpulse histogrammierten Amplituden, zum anderen aus der scharfen Kante der Driftzeitverteilung zu kurzen Zeiten.

z-Kalibration:

Die z-Koordinate entlang eines getroffenen Signaldrahtes wird über das Prinzip der Ladungsteilung bestimmt:

$$z = z_0 + z_L \frac{A_+ - \alpha A_-}{A_+ + \alpha A_-}$$

wobei z_0 für die Mitte des Drahtes steht, z_L für dessen elektrische Länge und α für das Verhältnis der Verstärkungsfaktoren der an die beiden Drahtenden anschließenden Elektronik[7]. A_+ und A_- bezeichnen die zwei gemessenen Amplituden.

Um für jeden Signaldraht die drei Kalibrationskonstanten z_0, z_L und α zu erhalten, werden ohne Magnetfeld Daten mit mindestens vier Spuren genommen. Daraus werden wiederum Ereignisse ausgewählt, die zu mindestens drei Spuren mit mehr als 10 getroffenen Signaldrähten führten. Über einen Anfangssatz von typischen Werten für die Kalibrationskonstanten (siehe Fußnote) werden dann durch alle Spuren Geraden angepaßt, die in einen Vertexpunkt in der Targetregion münden. Die so gewonnenen z-Koordinaten werden zusammen mit den beiden gemessenen Amplituden für 50000 Ereignisse aufgezeichnet. Daraus wird ein neuer Satz von Kalibrationskonstanten ermittelt. Dieses Iterationsverfahren muß in der Regel drei bis vier mal wiederholt werden, bis man stabile Werte erreicht. Die resultierende Auflösung in z-Richtung liegt dann je nach Draht zwischen 7 und 9 mm.

$r - \phi$-Kalibration:

Für die $r - \phi$-Kalibration werden pro Meßperiode etwa 500 kollineare Ereignisse aufgezeichnet, die von Zerfällen in $\pi^+\pi^-$ und K^+K^- herrühren. Die zwei daraus resultierenden Spuren bilden eine einzige Helix, die die gesamte JDC durchmißt. Dies ist eine

[7] Typischerweise ist $z_0 = 0\ cm$, $z_L = 23,68\ cm$ und α zwischen $0,9$ und $1,1$.

besonders günstige Geometrie zur Optimierung der Rekonstruktion. Da die beiden Pionen (Kaonen) zudem monoenergetisch sind, erlaubt diese Methode nach Berechnung der Spurkrümmung, in unabhängiger Weise den Betrag des Magnetfeldes zu kontrollieren.

Zur Ermittelung der Kalibrationskonstanten werden zunächst mit Hilfe des Simulationsprogrammes GARFIELD [12] die Zusammenhänge zwischen verschiedenen Driftzeiten zu jedem Draht und den Teilchenkoordinaten berechnet. Mit der Temperatur, dem Druck und der Gaszusammensetzung variierende Driftgeschwindigkeiten werden dabei berücksichtigt. In mehreren Iterationsschritten wird nun abwechselnd die Spur rekonstruiert, aus den Koordinaten auf die Driftzeiten geschlossen und neue Konversionstabellen zur Umrechnung dieser Zeiten in geometrische Orte erstellt. Der Optimierungsprozeß ist abgeschlossen, wenn die Breite σ_p der Verteilung aller rekonstruierten Impulse ein Minimum erreicht. Letzteres liegt bei $\sigma_p = 16$ MeV/c. Für die monoenergetischen Pionen mit dem Impuls 928 MeV/c entspricht das einer Genauigkeit von $\sigma_p/p = 2,0$ %. Die zugrundeliegende Ortsunschärfe beträgt im optimalen Fall 125 μm.

dE/dx-Kalibration:

Der Energieverlust geladener Teilchen pro Wegstrecke (dE/dx) im Gas der JDC wird mit Hilfe der *truncated-mean*-Methode bestimmt. Dazu werden für jede Spur sowohl die 10% kleinsten als auch die 30 % größten Amplitudenwerte der getroffenen Signaldrähte verworfen. Dies hat zur Folge, daß die stark asymmetrische dE/dx-Verteilung (siehe Kapitel 3.3. und Anhang A) annähernd gaußförmig wird. Für jeden einzelnen Draht wird so die Verteilung der Amplituden für minimal ionisierende Teilchen aufgenommen. Der erhaltene Mittelwert kann dann über eine Eichkonstante an den theoretisch erwarteten Wert (nach Bethe-Bloch) angepaßt werden.

2.3.2 Die Kalibration des Kalorimeters

Die Kalibration des elektromagnetischen Kalorimeters vollzieht sich ebenfalls über mehrere Schritte [2]:

Zunächst wird das Nullpunktrauschen der einzelnen Kristalle festgelegt (*pedestal*). Hierzu werden während der Meßpausen die Einträge in den ADC's ausgelesen und deren Energieäquivalent bestimmt. Man erhält einen Rauschpegel in der Größenordnung von 150 keV. Diese Werte werden für jeden Kristall gemessen und aufgezeichnet. Sie dienen der späteren Untergrundsubtraktion.

Die Eichfaktoren zwischen digitalisiertem Signal und der in den Kristallen deponierten Energie werden über eine Minimierung der resultierenden π^o-Breite bestimmt: Zu jedem der 1380 Kristalle werden aus allen $\gamma\gamma$-Kombinationen, die zu einem Schauer führten, der sein Energiemaximum in dem betrachteten Kristall hat, die invarianten Massen berechnet. Man erhält so 1380 invariante $\gamma\gamma$-Massenspektren, die ein Signal bei m_{π^o} zeigen[8].

[8] Der genaue Wert ergibt sich dabei aus einer gleichzeitigen Anpassung von π^o-Signal und Untergrund.

Aus diesen Werten wird das gemeinsame Mittel $\langle m_{\pi^o} \rangle$ berechnet. Daraufhin werden alle Kristalle mit einem neuen Eichfaktor, c'_{Eich} versehen, der das jeweilige π^o-Signal zu diesem gemeinsamen Mittel verschiebt:

$$c'_{Eich} = \frac{m_{\pi^o}}{\langle m_{\pi^o} \rangle} c_{Eich}$$

Mit den neuen Konstanten wird die Analyse wiederholt. Dieser iterative Prozeß wird abgebrochen, sobald sich die Eichkonstanten innerhalb der Fehler, die aus der Anpassung der einzelnen Signale ermittelt wurden, nicht mehr verändern. Dies ist meist nach dem zweiten oder dritten Iterationsschritt der Fall. Um die absolute Eichung zu korrigieren, müssen dann alle Eichkonstanten nur noch mit einem globalen Faktor multipliziert werden, der das gemeinsame Mittel auf den Nominalwert der π^o-Masse verschiebt.

Die für einen bestimmten Kristall berechnete invariante $\gamma\gamma$-Masse wird allerdings von den jeweils benachbarten Kristallen beeinflußt. Daher werden zur Kalibration nur Schauer berücksichtigt, deren Zentralkristall wenigstens 50% der Gesamtenergie enthält. Da der Schauer in einem bestimmten Kristall mit Schauern aus allen anderen kombiniert wird, gehen deren Eichkonstanten nur im Mittel ein. Dies hat lediglich eine Verbreiterung der Signale zur Folge. Die Absolutwerte bleiben dabei unverändert.

Zu jeder Meßperiode werden auf diese Weise aus circa 10^6 vollständig neutralen Daten die Eichkonstaten bestimmt. Die daraus resultierende Energieauflösung beträgt [2]:

$$\sigma_E/E = \sqrt[4]{E(GeV)} \cdot 2,6\%$$

2.3.3 Die Datenproduktion

Mit Hilfe der Kalibrationskonstanten für JDC und Kalorimeter lassen sich die aufgezeichneten Rohdaten produzieren. Das heißt, die Einträge der ADC's werden in physikalische Größen umgerechnet. Das *offline*-Analyseprogramm dazu ist in ein Hauptprogramm und drei Unterprogramme, für die Kalorimeterdaten (BCTRAK [13]), für die JDC-Rekonstruktion (LOCATER [14]) und für die Zusammenfassung der Ergebnisse aus JDC und Kalorimeter (GTRACK [15]) gegliedert. Gespeichert werden die zu einem Ereignis gehörigen Werte in dynamisch verwalteten Datenbänken (ZEBRA-System [16]). Die Datenstruktur besteht aus einem Kopf, an den weitere Bänke angehängt werden. Diese sind über Zeiger (*pointer*) abrufbar. Jede Bank enthält dabei die Adressen der weiteren, daran anschließenden Bänke.

LOCATER:

Aus den Signalen an den Drähten der JDC werden die Spuren geladener Teilchen rekonstruiert. Die Links-Rechts-Doppeldeutigkeit wird dabei mit Hilfe des *staggering* (siehe Kapitel 2.2.5) beseitigt. An die Spuren werden dann über je sechs freie Parameter die optimalen Helices angepaßt. Aus der Krümmung α der Bahn kann bei bekanntem Magnetfeld der Impuls des Teilchens berechnet werden:

$$p_\perp = \frac{e|B|}{\alpha}; \quad p = p_\perp \sqrt{1 + tan^2\lambda}$$

λ hängt mit dem Koordinatensystem des Kalorimeters über die Beziehung $\lambda = 90° - \theta$ zusammen. Unter der Annahme, daß es sich bei dem Teilchen, das die Spur erzeugt hat, um ein Pion handelt, kann daraus die Energie berechnet werden. Das Programm LOCATER paßt die gefundenen Spuren an einen gemeinsamen Vertex an. Daraus läßt sich der Annihilationspunkt im Target feststellen. Auch alle sekundären Vertices aus Zerfällen der Art $K_S^\circ \to \pi^+\pi^-$ sind auf diese Weise lokalisierbar. Die relevanten Informationen aus der Rekonstruktion werden schließlich in Datenbänken abgespeichert.

BCTRAK:

Den Einträgen der FERA und 2282 ADC's werden über die Eichkonstanten Energiewerte zugeordnet. Kristalle, deren Energie über einem festgesetzten Mindeswert liegt (1 MeV), werden zu sogenannten Clustern gruppiert, sofern sie mindestens eine Kante gemeinsam haben. Ist die Gesamtenergie des Clusters größer als 20 MeV, so wird dieser berücksichtigt. Zur Auflösung räumlich überlappender Schauer wird jeder Cluster nach lokalen Maxima untersucht. Existieren innerhalb eines Clusters mehrere lokale Maxima, so wird jedes Maximum, dessen Zentralkristall oberhalb einer Schwelle von 20 MeV liegt, als Energiedeposition eines Teilchens (PED [9]) definiert.

Die Energien für isolierte PED's ergeben sich direkt als Summe der Energiedepositionen im Cluster. Die genaue Position wird über eine Schwerpunktsbestimmung der Energieverteilung innerhalb des Clusters rekonstruiert. Überlappen die Schauer, so wird für jedes PED die Energie des Zentralkristalls und seiner acht Nachbarkristalle aufsummiert:

$$E_9 = \sum_{i=1}^{9} E_i$$

Dabei bleibt unberücksichtigt, ob sich Überschneidungen mit anderen PED's ergeben oder der Energieeintrag in einem der Kristalle null ist. Die Gesamtenergie des Clusters E_{Cl} wird dann im Verhältnis dieser Summen auf die verschiedenen PED's verteilt:

$$E_{PED} = \frac{E_9}{\sum_{PEDs} E_9} E_{Cl}$$

Aufgrund von Leckverlusten in longitudinaler und lateraler Richtung wird die Energie des so rekonstruierten Photons nochmals um einen, in Monte-Carlo-Studien gewonnenen, winkel- und energieabhängigen Faktor korrigiert.

[9] Particle Energy Deposit

GTRACK:

Ist die Rekonstruktion soweit abgeschlossen, dann werden die relevanten Daten über die geladenen Spuren und die Informationen des Kalorimeters in der sogenannten *Global Tracking Bank* zusammengefaßt. Dabei wird versucht, jeder geladenen Spur ein PED im Kalorimeter zuzuordnen: Zunächst wird der Auftreffpunkt der Bahn auf die Kristalle berechnet. Mit der geladenen Spur wird dann das nächstliegende PED in Verbindung gebracht (*matched* PED). Ist der Winkelabstand jedoch größer als eine festgesetzte Schwelle ($cos(\theta) < 0,98$), so bleibt das benachbarte PED unberücksichtigt.

Ein weiteres Programmpaket liefert Angaben zum Energieverlust geladener Teilchen. Die entsprechenden dE/dx-Werte werden aus allen Signaldrahtpulsen einer Spur über die *truncated-mean*-Methode ermittelt (siehe Kapitel 2.3.1.).

Die *Global Tracking Bank* enthält damit alle Information, die der Benutzer bei der Analyse benötigt.

2.4 Monte Carlo Simulationen

Zur Simulation des Crystal-Barrel-Detektors steht ein sogenanntes Monte-Carlo-Programm zur Verfügung [17]. Aufbauend auf einem allgemeinen, am CERN entwickelten Programmpaket (GEANT [18]) versucht man dabei, das Verhalten jeder einzelnen Detektorkomponente möglichst genau nachzuzeichnen: Ein sogenannter Ereignisgenerator erzeugt zunächst kinematisch korrekte Zerfälle. Sowohl geladene als auch neutrale Teilchen werden dann auf deren gesamtem Weg durch den Detektor simuliert. Darunter fallen auch so komplexe Wechselwirkungen mit den einzelnen Komponenten wie Photonenschauer, Energieverlust im Kammergas, γ-Konversion usw.. Die auf diese Weise erzeugten Ereignisse können analog zu echten Daten auf Band gespeichert und mit der gleichen *offline*-Software rekonstruiert werden. Zur Bestimmung des Detektoreinflusses auf die gemessenen Spektren (Akzeptanzverteilung) sowie von Nachweiseffizienzen oder Untergrundwahrscheinlichkeiten stellen Monte-Carlo-Simulationen ein wichtiges Hilfsmittel dar.

Abbildung 2.9 zeigt den Einfluß des Detektors und des Rekonstruktionsprogamms auf die Verteilung der Teilchenimpulse im $K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ$-Endzustand[10]. Es wurden dazu rein phasenraumverteilte Ereignisse (LIPS[11]-Ereignisse) generiert und solchen gegenübergestellt, die eine Monte-Carlo-Simulation durchliefen und anschließend rekonstruiert wurden. Es zeigt sich dabei für das K_L° kaum eine Veränderung. Auch für das rekonstruierte π° sind die Verteilungen nahezu identisch. Lediglich für die geladenen Teilchen kommt es bei Monte-Carlo-Ereignissen zu einer Unterdrückung niedriger Impulse. Diese hängen mit einer stärkeren Krümmung im Magnetfeld zusammen, die wiederum im Mittel zu einer geringeren Anzahl von 'Treffern' an den Signaldrähten

[10] Für den $K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ \pi^\circ$-Endzustand folgen qualitativ die gleichen Ergebnisse.
[11] Lorentz Invariant Phase Space

führt. Zur Rekonstruktion der Ereignisse wurde jedoch, um ausreichende Auflösung zu gewährleisten, eine minimale Zahl von zehn aktiven Signaldrähten gefordert. Dies erklärt die verminderte Nachweiswahrscheinlichkeit für niedrige Impulse.

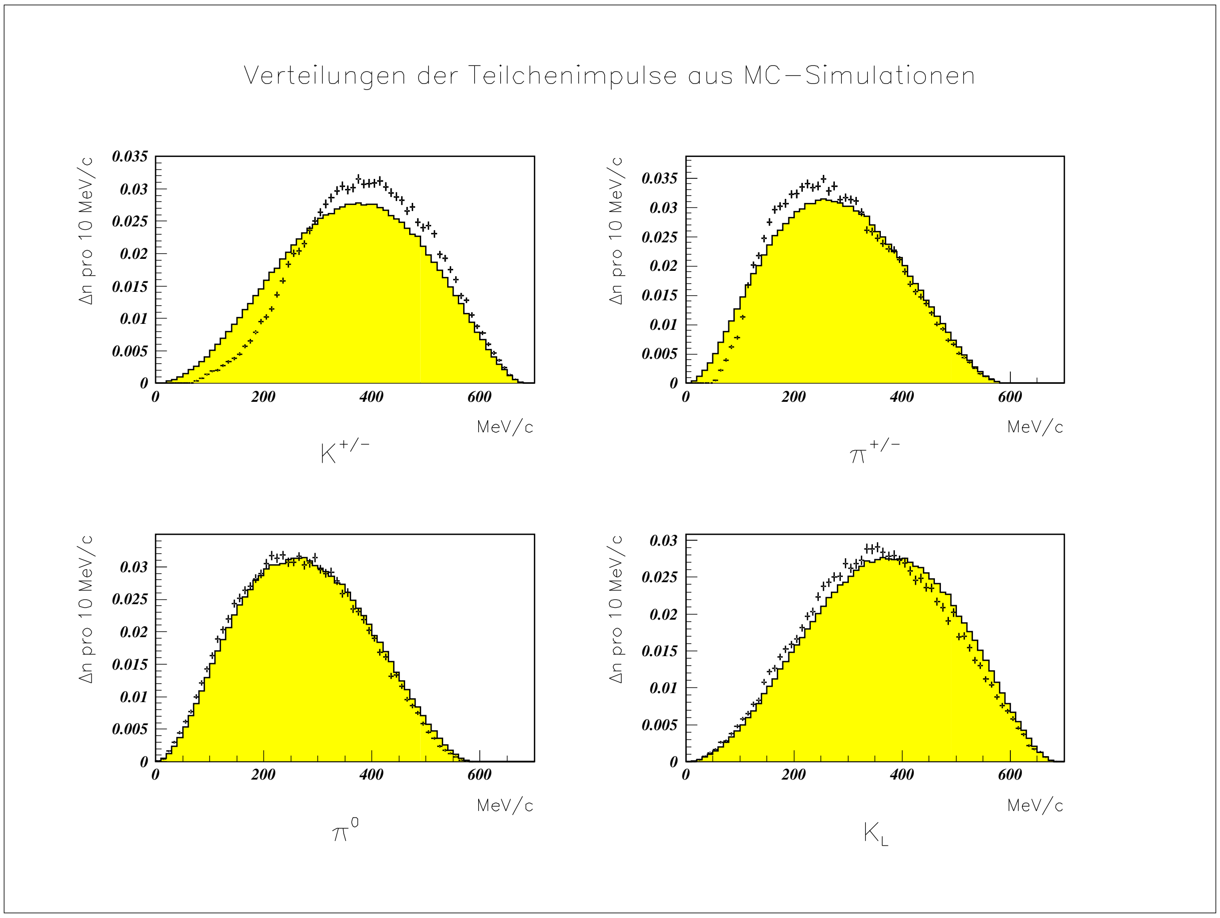

Abbildung 2.9: Vergleich der Teilchenimpulse im $K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ$-Endzustand für rein phasenraumverteilte (schattiertes Histogramm) und für aus Monte-Carlo-Simulationen rekonstruierte Ereignisse (überlagertes Histogramm mit Fehlerkreuzen). Beide Verteilungen sind auf 1 normiert.

Eine detaillierte Beurteilung der Qualität der Monte-Carlo-Simulationen zur Erfassung der Akzeptanzverteilung in den analysierten Endzuständen erfolgt in Anhang C.

Kapitel 3

Selektion der Ereignisse

3.1 Übersicht

Vor Beginn der Rekonstruktion eines konkreten Zerfallskanals aus dem vorhandenen Datenmaterial sind zunächst zwei Fragen zu klären:

- Welche Wechselwirkung zeitigt dieser mit dem Crystal-Barrel-Detektor?
- Wie äußert sich dies in den aufgezeichneten Daten?

Die Signatur des $K_L^\circ K^\pm \pi^\mp \pi^\circ$-Endzustandes[1] ist dabei bestimmt durch das Verhalten der vier verschiedenen darin auftretenden Teilchen:

$\pi^\pm$- und $K^\mp$-Wechselwirkung:

Geladene Teilchen erscheinen als Spuren in der JDC. Die Summe der Ladungen ist nur dann ausgeglichen, wenn die entsprechenden Krümmungen entgegengesetzt sind. Aus den gemessenen Teilchenimpulsen läßt sich allerdings noch nicht die Teilchenart erkennen. Als bestes Kriterium dafür stellte sich der Energieverlust durch elektromagnetische Wechselwirkung im Gas der JDC heraus. Selbst die maximal kinematisch möglichen Impulse liegen noch in einem Bereich unterhalb der minimalen Ionisation, wo eine Trennung nicht mehr möglich wäre. Sowohl geladene Pionen als auch Kaonen reagieren darüberhinaus mit dem Kalorimeter. Einträge in den Kristallen, die in der Nähe des Auftreffpunktes der Spuren liegen (*matched* PED's), werden daher bereits bei der Produktion der Daten gesondert gekennzeichnet, um eine Verwechslung mit Photonen auszuschließen. Dieses Verfahren arbeitet allerdings nicht mit hundertprozentiger

[1] Für den Zerfall in $K_L^\circ K^\pm \pi^\mp \pi^\circ \pi^\circ$ gilt ähnliches. Er wird daher in folgender Übersicht nicht näher behandelt. Besonderheiten und Unterschiede in der Rekonstruktion beider Endzustände werden in den Kapiteln 3.4. bzw. 3.5. besprochen.

Zuverlässigkeit. Desweiteren können komplexe hadronische Reaktionen mit den Atomkernen der CsJ(Tl)-Kristalle oder Zerfälle gestoppter Pionen und Kaonen auftreten. Die dabei entstehenden Reaktionsprodukte deponieren häufig Energie in Bereichen des Kalorimeters, die weit entfernt vom Auftreffpunkt der Spuren liegen ('hadronische' *split-off's*). Dies erschwert eine eindeutige Zuordnung (siehe Anhang C).

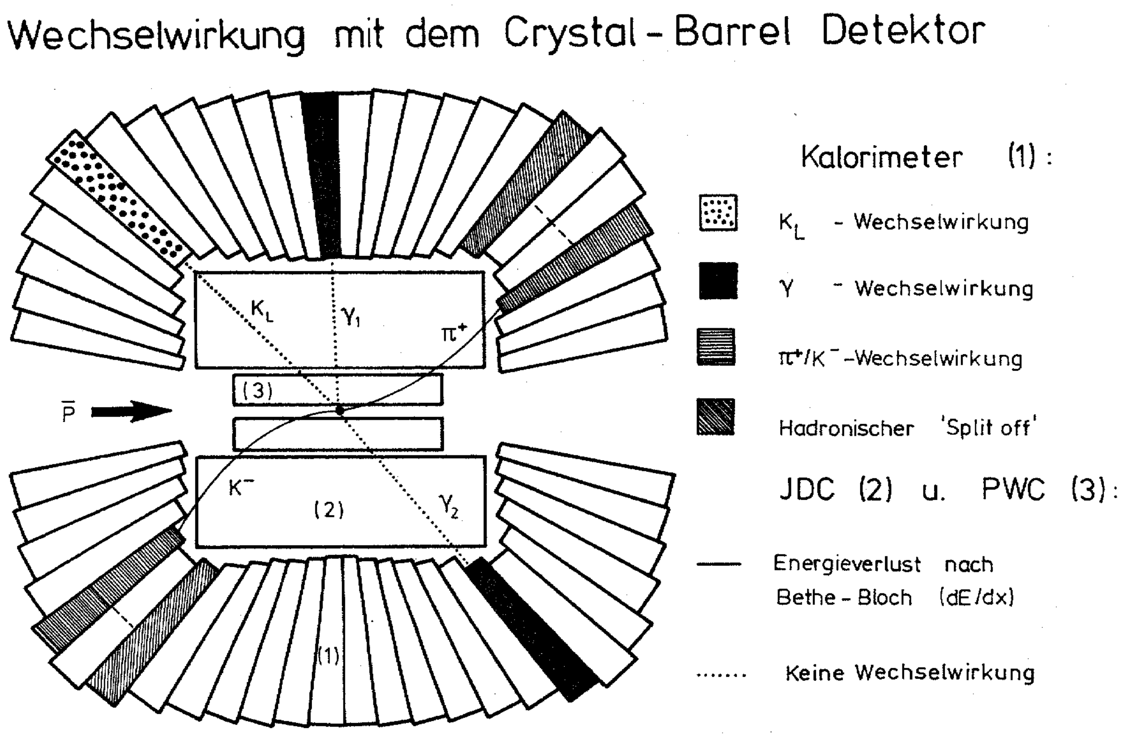

Abbildung 3.1: Die Signatur eines $K_L^\circ K^\pm \pi^\mp \pi^\circ$-Ereignisses im Crystal-Barrel-Detektor. In etwa 50 % aller Fälle kommt es zu einer Wechselwirkung des K_L° mit dem Kalorimeter. Zu zusätzlichen Einträgen führen unter anderem komplexe Reaktionen der geladenen Pionen und Kaonen ('hadronische' *split-off's*). Sie erschweren eine eindeutige Zuordnung (siehe Anhang C).

K_L°-Wechselwirkung

Das elektrisch neutrale K_L° hinterläßt keine Spuren im Gas der Driftkammer. Es kann jedoch hadronisch mit dem Kalorimeter wechselwirken (siehe Anhang C). Die Wahrscheinlichkeit hierfür ist durch die Wirkungsquerschnitte der elastischen und der inelastischen Streuung an Kernen, sowie der Erzeugung sekundärer Hadronen in Kernreaktionen gegeben. Die Gesamtwahrscheinlichkeit für eine Wechselwirkung mit den Kristallen und damit für die Erzeugung eines Eintrages (PED) liegt bei etwa 50 %. Auch wenn es zu keiner Reaktion mit dem Kalorimeter kommt, lassen sich die kinematischen Variablen des K_L° in jedem Fall aus den Viererimpulsen aller anderen Teilchen ermitteln. Die Richtigkeit der Rekonstruktion wird durch Vergleich der resultierenden invarianten Masse (*missing mass*) mit der exakten K_L°-Masse überprüft.

π°-Wechselwirkung:

Neutrale Pionen zerfallen bereits in der Nähe des Vertexpunktes in zwei Photonen. Gesehen werden im Detektor daher nur die beiden γ-Signale (PED's) im Kalorimeter. Sofern nur zwei Einträge aufgezeichnet wurden, läßt sich das primäre π° leicht durch Bildung der invarianten $\gamma\gamma$-Masse nachweisen. Diese sollte dann in einem durch die Energieauflösung gegebenen Bereich um die exakte π°-Masse liegen. Im vorliegenden Fall treten jedoch unter Umständen zusätzliche PED's im Kalorimeter auf, die von einer Wechselwirkung des K_L° oder sekundären Reaktionen geladener Teilchen (s.o.) herrühren. Eine eindeutige Aussage läßt sich daher nur bei Betrachtung der gesamten Ereignistopologie treffen. In Abbildung 3.1 ist die Wechselwirkung mit dem Crystal-Barrel-Detektor für ein Ereignis skizziert, das gleich mehrere der möglichen Komplikationen aufweist. Die Rekonstruktion des π° ist in diesem Fall erschwert durch das gleichzeitige Auftreten von Einträgen im Kalorimeter, die nicht auf Photonen zurückzuführen sind.

Mit dem Crystal-Barrel-Detektor wurden Daten unter verschiedenen Triggerbedingungen genommen. Durch die Forderung zweier Spuren in der Driftkammer (*two-prong*-Trigger) wird so bereits bei der Datennahme die Zahl der günstigen Ereignisse angereichert (siehe Abbildung 3.2). Zusätzlich wurden Bänder mit sogenannten *minimum-bias*-Ereignissen ausgewertet. Dabei kommt lediglich der Trigger nullter Stufe zum Tragen, der sicherstellt, daß überhaupt eine Annihilation stattfindet. Unter dieser Bedingung werden also alle Topologien gleichermaßen aufgenommen.

Tabelle 3.1: Zahl der analysierten Ereignisse

Meßperiode	Juni 1991	August 1991	November 90
Triggerbedingung	*two prong*	*two prong*	*minimum bias*
Anzahl der Ereignisse	2200595	2340240	4291507

Zur Rekonstruktion der gesuchten $K_L^\circ K^\pm\pi^\mp\pi^\circ$-Ereignisse wird zunächst in der Vorselektion ein grober Rahmen für die erlaubte Topologie der Ereignisse gesteckt. Weitere Schnitte erhöhen die Qualität des Datenmaterials. Danach werden schrittweise die Viererimpulse der gesuchten Teilchen ermittelt. Diese werden schließlich einer kinematischen Anpassung unterzogen, die Energie- und Impulserhaltung sicherstellt. Bei allen Schnitten sind dabei die beiden gegensätzlichen Forderungen nach Unterdrückung etwaiger Störkanäle und nach möglichst hoher Statistik zu optimieren.

Die Reaktion $\bar{p}p \to K_S^\circ K^\pm\pi^\mp\pi^\circ$ ($K_S^\circ \to \pi^+\pi^-$ oder $\pi^\circ\pi^\circ$) wäre in physikalischer Hinsicht zu obiger völlig äquivalent. Doch sowohl im Falle zweier zusätzlicher geladener

Teilchen als auch für zwei weitere neutrale Pionen wird eine Rekonstruktion durch die nicht mehr eindeutige Zuordnung der Kristalleinträge (PED's) wesentlich schwieriger. Die Entscheidung fiel daher auf den $K_L^\circ K^\pm \pi^\mp \pi^\circ$-Endzustand. Jedes der vier auftretenden Teilchen läßt sich hierbei durch ein gesondertes Kriterium charakterisieren. Dadurch kann die Zahl fehlerhaft rekonstruierter Ereignisse zuverlässig reduziert werden.

3.2 Vorselektion

Die Vorselektion dient der Reduzierung der Datenmenge. Ereignisse, die aufgrund ihrer Signatur nicht oder nur sehr unwahrscheinlich mit dem $K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ$- bzw. $K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ \pi^\circ$-Endzustand in Verbindung gebracht werden können, werden dabei ausgesondert. Folgende Bedingungen legen zunächst grob die Topologie der gesuchten Zerfallskanäle fest:

Es müssen genau zwei Spuren entgegengesetzter Krümmung in der JDC sichtbar sein. Diese sollen zudem mindestens zehn Signaldrähte passiert haben ('lange' Spuren) und von einem gemeinsamen Vertex in der Targetregion kommen.

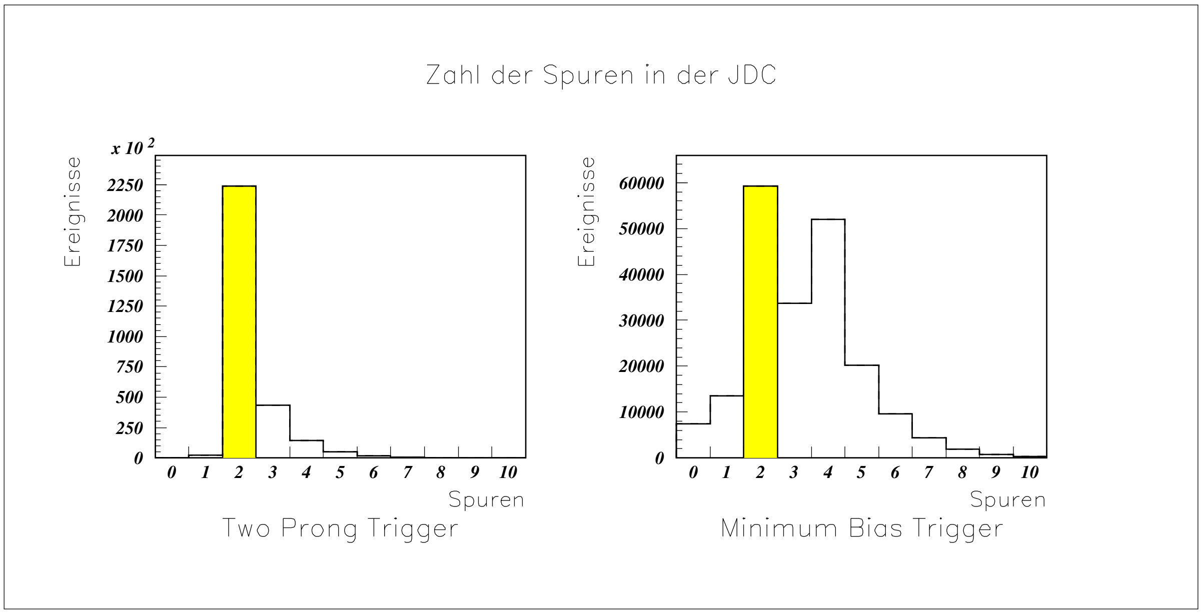

Abbildung 3.2: Zahl der Spuren in der JDC. Daß im Falle der sogenannten *two-prong*-Ereignisse auch mehr bzw. weniger als zwei Spuren auftreten, liegt an der nicht hundertprozentigen Effizienz des Triggers.

Nur die drei Teilchen $\pi^\mp$, $K^\pm$ und π° werden direkt nachgewiesen. Das K_L° wird als nicht wechselwirkendes, also quasi fehlendes Teilchen behandelt und nachträglich aus dem zum $\bar{p}p$-Anfangszustand fehlenden Viererimpuls rekonstruiert. Da Pionen wesentlich häufiger auftreten als Kaonen, werden bei der Anlage der Datenbänke in der Produktion zunächst alle geladenen Teilchen als Pionen interpretiert und dementsprechend die Teilchenenergie aus den Impulsen berechnet. Summiert man daher die Energien der mit dem Detektor wechselwirkenden Teilchen auf, so erhält man einen Betrag der aus zwei Gründen kleiner ist als die Energie des Anfangszustandes ($2 \cdot m_p = 1877\ MeV/c^2$).

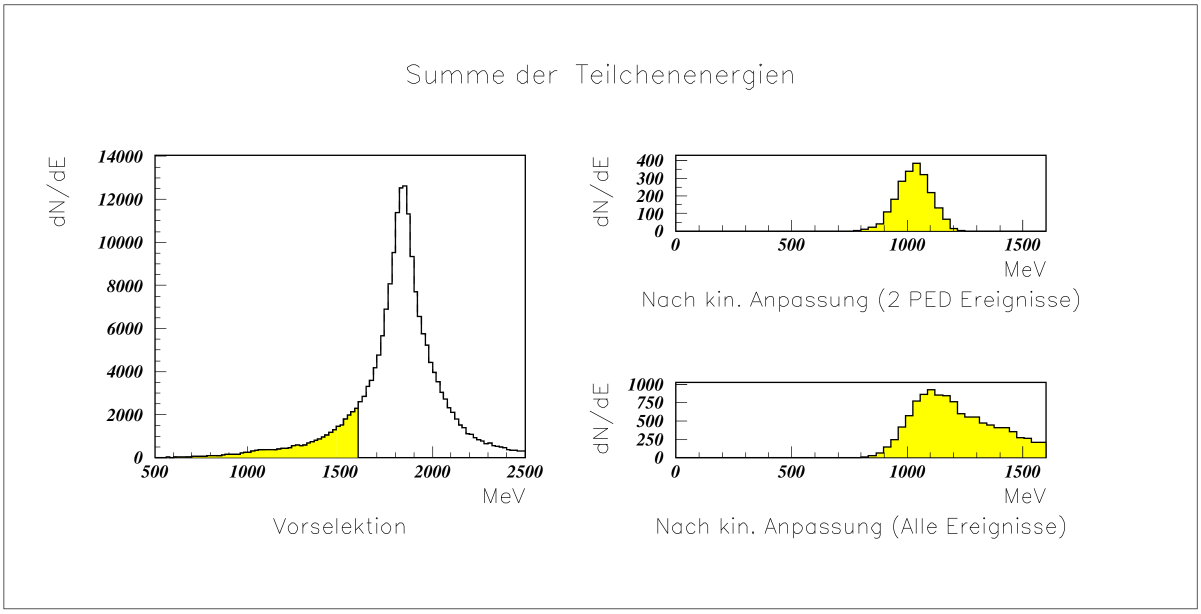

Abbildung 3.3: Links: Summe der Teilchenenergien vor allen weiteren Schnitten. Die beiden Histogramme rechts zeigen die Verteilungen der Energiesumme nach dem gesamten Rekonstruktionsprozeß. Ereignisse ohne K_L°-Wechselwirkung und 'hadronische' *Split-offs* (2-PED-Ereignisse) liegen tatsächlich weit unterhalb der gesetzten Schwelle von 1600 MeV (rechts oben). Betrachtet man alle Ereignisse zusammen, so zeigt sich, daß nur wenige (≈ 5 %) mit zusätzlichen Wechselwirkungen im Kalorimeter verworfen werden (rechts unten).

Zum einen fehlt für das nicht wechselwirkende K_L° mindestens ein Energiebetrag der dessen Ruhemasse entspricht ($498\ MeV/c^2$). Zum anderen ergibt sich bei der Berechnung der Energie des $K^\pm$ je nach Impuls ein mehr oder weniger verfälschter Wert:

$$\Delta E = \sqrt{m_{K^\pm}^2 + p^2} - \sqrt{m_{\pi^\pm}^2 + p^2}$$

Es wurde daher für die Summe der Teilchenenergien ein Schnitt bei 1600 MeV gesetzt. So wird die Vielzahl der Ereignisse von vornherein verworfen, deren Energiesumme bei etwa 1877 MeV liegt. Wie aus Abbildung 3.3 ersichtlich ist, bleibt dabei jedoch noch ausreichend 'Spielraum', um auch Ereignisse mit sekundären Reaktionen geladener Teilchen oder einer etwaigen K_L°-Wechselwirkung, deren Verteilung bei etwa 300 MeV ihr Maximum hat (siehe Anhang C), mit zu erfassen.

Ein weiterer Schnitt bezieht sich auf die Zahl der Einträge (PED's) im Kalorimeter (siehe Abbildung 3.4). Der Zerfall des π° führt dabei zu zwei PED's, die nicht in Verbindung mit geladenen Spuren stehen (*unmatched* PED's). Im Falle des $K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ \pi^\circ$-Endzustandes wären dementsprechend vier Einträge sichtbar.

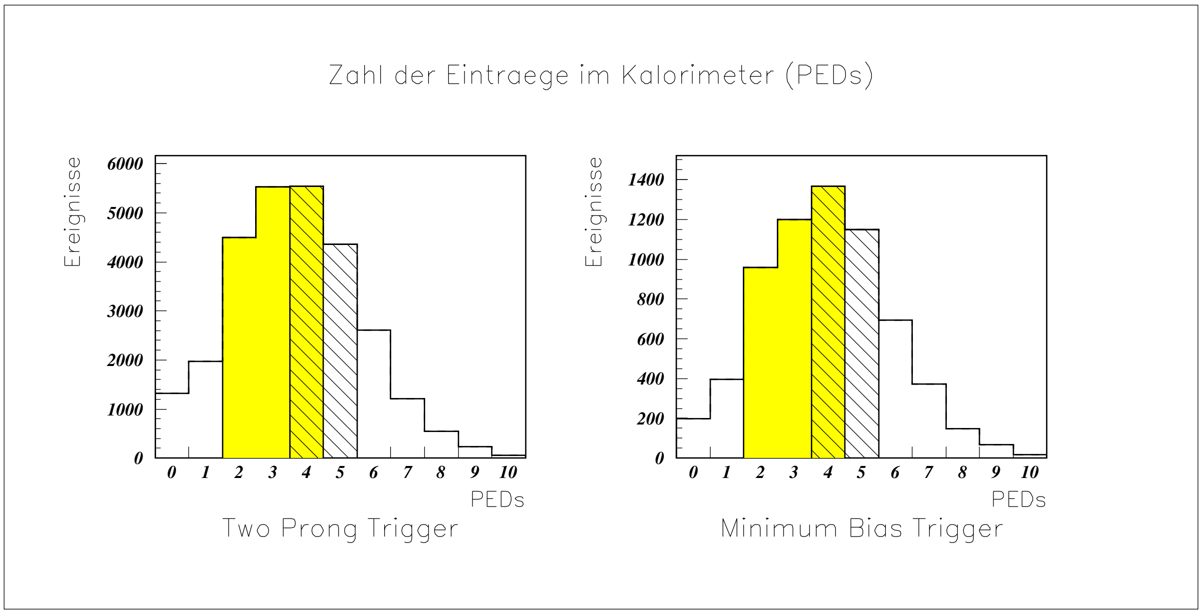

Abbildung 3.4: Zahl der Einträge im Kalorimeter (PED's). Für den $K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ$-Endzustand werden zwei bis vier PED's zugelassen (schattiert); für $K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ \pi^\circ$ hingegen vier und fünf PED's (schraffiert).

Um auch hierbei Ereignisse mit einem wechselwirkenden K_L° oder Sekundär-Reaktionen geladener Teilchen nicht grundsätzlich auszuschliessen, werden für die Datenselektion 2 bis 4 PED's (*unmatched*), bzw. für $K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ \pi^\circ$ 4 bis 5 PED's gefordert. Mehr sind nicht sinnvoll, da sich neutrale Pionen ansonsten aus der Vielzahl der Einträge nicht mehr rekonstruieren lassen.

Die so für die beiden Endzustände selektierten Ereignisse werden getrennt auf Bändern gespeichert. Vor der eigentlichen Rekonstruktion wird jedoch noch durch weitere Schnitte die Qualität der Daten erhöht:

- Kein PED darf sein Zentrum in einem der Randkristalle haben, die der Strahlachse am nächsten liegen (Schnitt auf Kristalltyp Nr. 13).
- Der Energieverlust geladener Teilchen im Gas der JDC (dE/dx) muß aufgezeichnet worden sein.
- Konnten n geladenen Spuren keine Einträge im Kalorimeter zugeordnet werden, so muß die Zahl der beobachteten PED's größer oder gleich n+2 (bzw. n+4) sein.

Die Zahl der Ereignisse, die in beiden untersuchten Endzuständen danach für die weitere Analyse zur Verfügung stehen, ist in Tabelle 3.3. bzw. 3.4. aufgeführt.

Tabelle 3.2: Die Schnitte der Vorselektion

Meßperiode	Juni 1991	August 1991	November 90
Zahl der Ereignisse	2200595	2340240	4291507
2 Spuren (JDC)	1627928	1815015	1256711
Lange Vertex-Spuren ($\sum q_i = 0$)	1567539	1674096	867665
$\sum E_i \leq 1600$ MeV	216522	221870	145907
2 PED's (*unmatched*)	33981	34871	22355
3 PED's (*unmatched*)	41946	43498	27100
4 PED's (*unmatched*)	42533	43950	29771
5 PED's (*unmatched*)	33723	34786	24606
$\sum$ 2-4 PED's ($K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ$)	118460	122319	79226
$\sum$ 4-5 PED's ($K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ \pi^\circ$)	76256	78736	54377

Tabelle 3.3: Auswirkung der Schnitte zur Erhöhung der Datenqualität ($K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ$)

Meßperiode	June 1991	August 1991	November 90
Ereignisse nach der Vorselektion	118460	122319	79226
Keine dE/dx Werte	288	343	990
Eintrag in Kristall Nr. 13	12303	15641	14084
N_{PED} inkompatibel mit N_{Spuren}	821	844	496
Verbleibende Anzahl	105048	105491	63656

Tabelle 3.4: Auswirkung der Schnitte zur Erhöhung der Datenqualität ($K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ \pi^\circ$)

Meßperiode	June 1991	August 1991	November 90
Ereignisse nach der Vorselektion	76256	78736	54377
Keine dE/dx Werte	120	131	533
Eintrag in Kristall Nr. 13	12008	15301	13672
N_{PED} inkompatibel mit N_{Spuren}	1561	1372	993
Verbleibende Anzahl	62567	61932	39179

3.3 Unterscheidung geladener Pionen und Kaonen

Geladene Pionen und Kaonen werden nach ihrem Energieverlust im Gas der JDC unterschieden. Theoretisch beschrieben wird der mittlere Energieverlust pro Wegstrecke dabei von der Bethe-Bloch-Gleichung [19]:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A}\frac{z^2}{\beta^2}\left[\ln\left(\frac{2m_e c^2\gamma^2\beta^2 W_{max}}{I^2}\right) - 2\beta^2\right] \quad (3.1)$$

z: Ladung des eintretenden Teilchen in Einheiten der Elementarladung
c: Lichtgeschwindigkeit
Z: Ordnungszahl des Mediums
A: Massenzahl des Mediums
m_e: Elektronenmasse
r_e: klassischer Elektronenradius ($2,8\ fm$)
N_A: Avogadrokonstante
ρ: Dichte
I: effektives Ionisationspotential
W_{max}: maximaler Energietransfer in einer Kollision
und $\gamma = (1-\beta^2)^{-\frac{1}{2}}$, $\beta = v/c$

Sie läßt sich in dieser einfachsten Form quasi-klassisch aus der Integration der Wechselwirkung beim Durchqueren des Coulomb-Feldes der Gasmoleküle herleiten.

Die zunächst von der Teilchengeschwindigkeit abhängige Beziehung spaltet sich gemäß der Zusammenhänge:

$$\beta = \frac{p}{E} = \frac{p}{\sqrt{m^2+p^2}} \quad (c=1)$$

und

$$\gamma = \frac{E}{m} = \frac{\sqrt{m^2+p^2}}{m} \quad (c=1)$$

bei Auftragung des Energieverlustes (dE/dx) gegen den Teilchenimpuls (p) je nach Masse (m) in verschiedene Kurven. Bei nichtrelativistischen Energien dominiert der starke Abfall des $1/\beta^2$-Terms. Für $\beta \approx 0,96$ wird ein ausgedehntes Minimum erreicht[2] (*minimum ionizing region*). In diesem Bereich ist der Energieverlust nahezu unabhängig von der Teilchenmasse. Steigt der Impuls weiter an, so wird der $1/\beta^2$-Term näherungsweise konstant. Der logarithmische Term führt nun zu einem erneuten Anstieg (*relativistic rise*). Energien dieser Größenordnung treten im Falle des Crystal-Barrel-Experiments jedoch nicht auf.

[2]Für Kaonen (m=494 MeV/c^2) entspricht dies einem Impuls von 1690 MeV/c; für Pionen mit einer Masse von 139 MeV/c^2 ergibt sich ein Wert von 480 MeV/c.

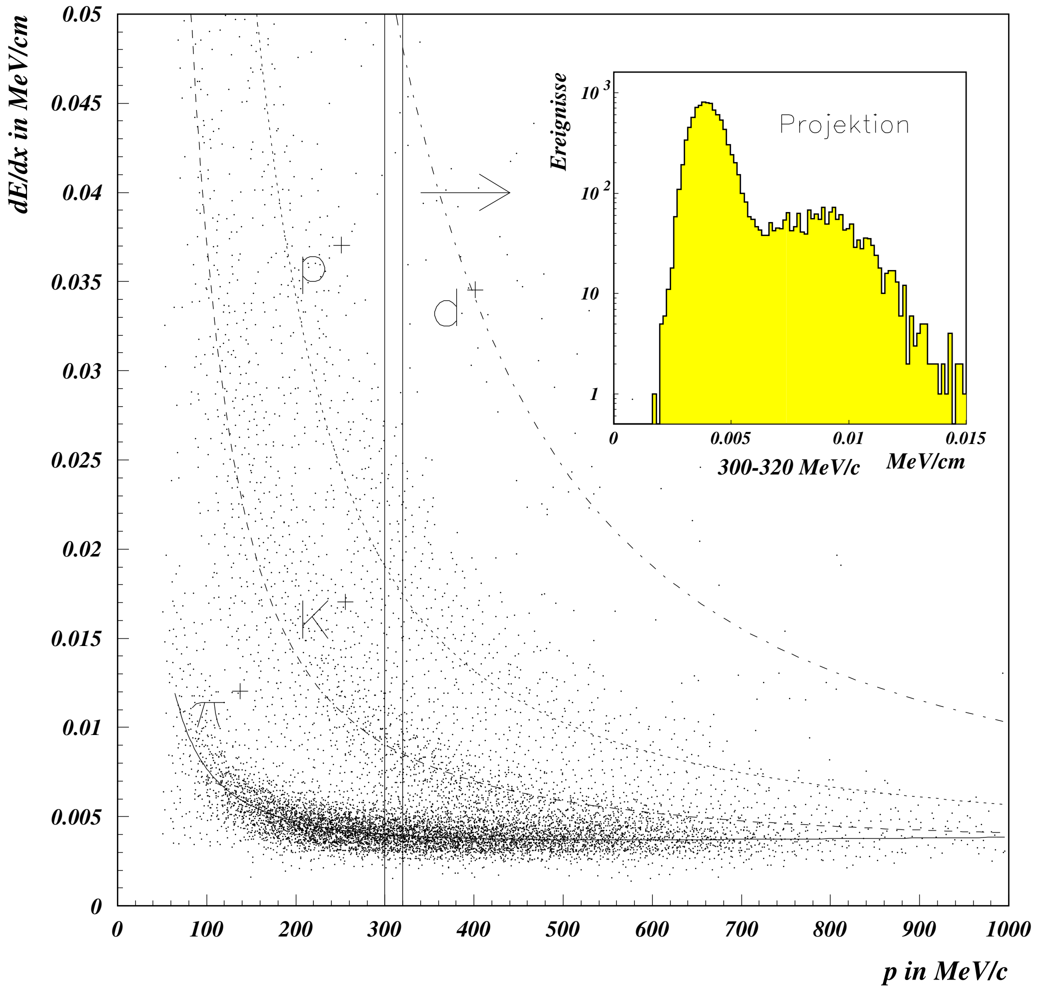

Abbildung 3.5: Die Verteilung der Energieverluste im Gas der JDC in Abhängigkeit der Teilchenimpulse: Klar sichtbar sind die zwei, von geladenen Pionen und Kaonen herrührenden Bänder. In einigen Ereignissen (Reaktionen mit dem Targetmantel) treten auch Protonen und Deuteronen auf. Die eingezeichneten Kurven ergaben sich aus der Anpassung einer modifizierten Bethe-Bloch-Gleichung mit den entsprechenden Teilchenmassen. Ein auf die dE/dx-Achse projizierter Schnitt für den schmalen Impulsbereich von 300 bis 320 MeV/c verdeutlicht den zunehmenden Überlapp des Pion- und Kaonbandes. Bei Werten von etwa 500 MeV/c wird eine Unterscheidung nach dem Energieverlust unmöglich.

Die Breite der in Abbildung 3.5 sichtbaren Bänder, das heißt die Verteilung des Energieverlustes um die nach Bethe-Bloch berechneten Mittelwerte, ergibt sich aus mehreren Faktoren: Passiert das geladene Teilchen ein dünnes Medium, so verliert es Energie aufgrund von wenigen Wechselwirkungen mit diesem. Der mögliche Energietransfer wird durch die Landauverteilung beschrieben [20]:

$$f(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}\left(\lambda + e^{-\lambda}\right)} \tag{3.2}$$

mit

$$\lambda = \frac{\Delta E - (\Delta E)_{mp}}{\xi} \quad , \qquad \xi = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} x$$

Dabei ist ΔE der tatsächliche, $(\Delta E)_{mp}$ der wahrscheinlichste und ξ der durch den ersten Term der Bethe-Bloch-Gleichung gegebene mittlere Energieverlust. Eine wesentliche Eigenschaft der Landauverteilung ist die Asymmetrie zu hohen Energieverlusten. Diese hängen mit Ereignissen zusammen, in denen eines oder mehrere hochenergetische δ-Elektronen[3] produziert werden. Durch die Mittelung über mehrere Signaldrahtpulse nach der *truncated-mean*-Methode während der Datenproduktion (Kapitel 2.3.3) resultiert daraus eine mit dem Teilchenimpuls stark abnehmende, annähernd gaußförmige Streuung der Werte (siehe Anhang A). Darüberhinaus führen die Ungenauigkeit der Impulsmessung und Effekte der Auslese-Elektronik zu einer weiteren Verbreiterung.

Um die experimentell beobachteten Bänder quantitativ beschreiben zu können, wurde der für geladene Teilchen des $K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ$- bzw. $K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ \pi^\circ$-Endzustandes mögliche Impulsbereich in Intervalle zu 20 MeV/c Breite aufgespalten. Aus den jeweiligen Projektionen auf die dE/dx-Achse (siehe Abbildung 3.5) wurden nach einem in Anhang A besprochenen Verfahren der Mittelwert und die Breite für Pion- sowie Kaonband ermittelt. Trägt man die mittleren Energieverluste gegen β auf, so erhält man einen Zusammenhang, an den sich sehr gut eine etwas modifizierte Bethe-Bloch-Gleichung anpassen läßt[4]. Der Verlauf der Breiten konnte ebenso funktional beschrieben werden[5]. Auf diese Weise wurde für jede Meßperiode separat die Verteilung des Energieverlustes als Satz von Parametern aus den Anpassungen erfaßt.

Die Selektion von Ereignissen mit je einem geladenen Pion und Kaon im Endzustand, bzw. die Trennung von störenden Ereignissen des Typs $K^+K^- + X$ und $\pi^+\pi^- + X$ erfolgt in mehreren Schritten:

Zunächst werden aus dem Impuls beider Teilchen sowohl unter der Annahme, es sei ein Kaon, als auch für die Annahme, es sei ein Pion, die aus der Anpassung resultierenden theoretischen Breiten $\overline{\sigma}$ bzw. die erwarteten mittleren Energieverluste $\overline{(dE/dx)}$

[3]Elektronen, die mit Energien von einigen keV oder höher aus Ionisationsprozessen hervorgehen, werden nach der alten Terminologie von Emulsionsaufnahmen als δ-Elektronen bezeichnet.

[4]Angepaßt wurde ein Produkt aus der Bethe-Bloch-Funktion (Gleichung 3.1.) und eines Polynoms 3. Grades. Die vier freien Koeffizienten wurden für jede Meßperiode separat ermittelt (Anhang A).

[5]Die Abhängigkeit der Breiten σ von β konnte am günstigsten durch die Funktion $\sigma = ae^{b/\beta} + c$ parametrisiert werden (siehe Anhang A).

berechnet. Daraus ergibt sich der Abstand zur vorher angepaßten Bethe-Bloch-Kurve in Einheiten der theoretischen Streuung zu:

$$d_{\pi^\pm} = \frac{(dE/dx)_{exp.} - \overline{(dE/dx)}_{\pi^\pm}}{\overline{\sigma}_{\pi^\pm}} \tag{3.3}$$

und

$$d_{K^\pm} = \frac{(dE/dx)_{exp.} - \overline{(dE/dx)}_{K^\pm}}{\overline{\sigma}_{K^\pm}} \tag{3.4}$$

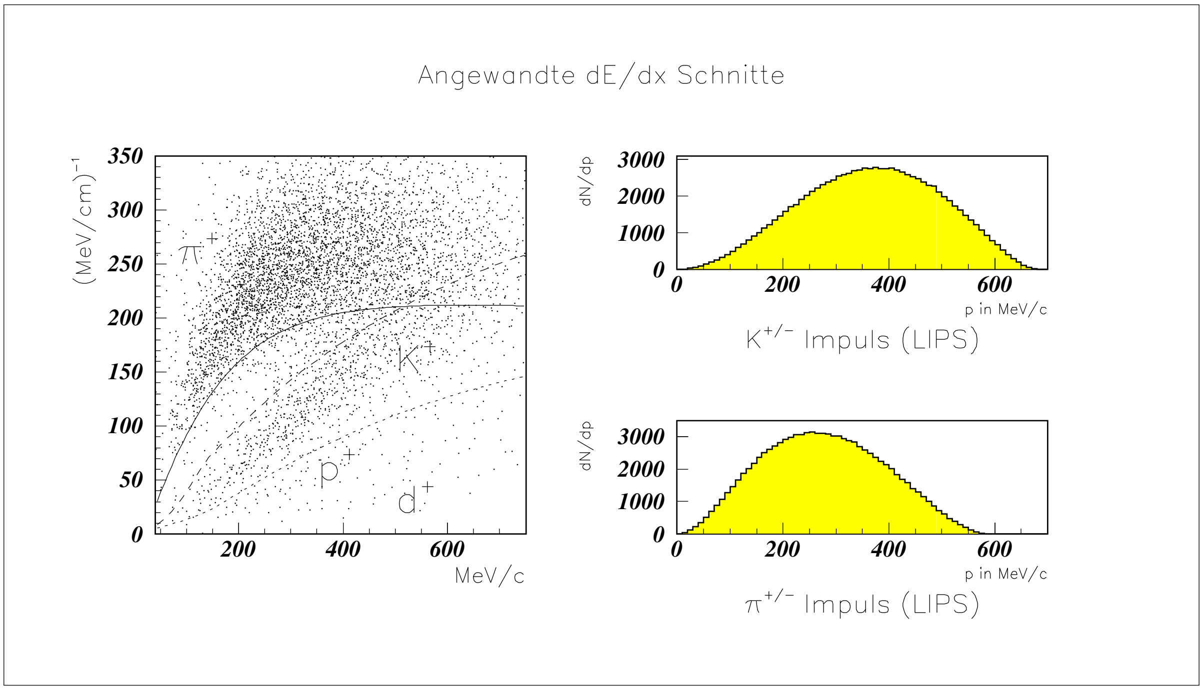

Abbildung 3.6: Links: Verteilung der reziproken dE/dx-Werte mit den jeweiligen Schnittlinen (durchgezogene Linie: $d_{\pi^\pm} = 2$, gestrichelte Linie: $d_{K^\pm} = -1$, gepunktete Linie: $d_{K^\pm} = 3$). Rechts: Phasenraumverteilungen für den $K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ$-Endzustand.

Die Entscheidung, ob es sich nun um ein Kaon oder ein Pion handelt, wird nach folgenden Kriterien getroffen:

- Falls $(d_{K^\pm} \geq 3) \rightarrow$ Proton oder Deuteron;
- falls $(d_{K^\pm} \geq -1) \rightarrow$ Kaon;
- falls $(d_{\pi^\pm} \leq 2) \rightarrow$ Pion;
- trifft keines der Kriterien zu, so ist eine Zuordnung unmöglich.

Die sich daraus ergebenden Begrenzungslinien zwischen den Bändern sind in Abbildung 3.6 dargestellt. Links ist eine modifizierte Darstellung der dE/dx-Verteilung sichtbar. Es werden dabei die reziproken Werte $(dE/dx)^{-1}$ gegen den Impuls aufgetragen. Dies hat den Vorteil, daß der Bereich gespreizt wird, in dem das Pion- mit dem Kaonband überlappt. Die drei eingezeichneten Kurven entsprechen den Schnittlinien für $d_{K^\pm} = -1$, $d_{K^\pm} = 3$ und $d_{\pi^\pm} = 2$. Für Kaonenimpulse von mehr als 500 MeV/c wird die Zuordnung zweideutig. Solche Werte treten jedoch, wie aus der Phasenraumverteilung (LIPS[6]) für den $K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ$-Endzustand hervorgeht (vergleiche Abbildung 3.6), kaum auf[7].

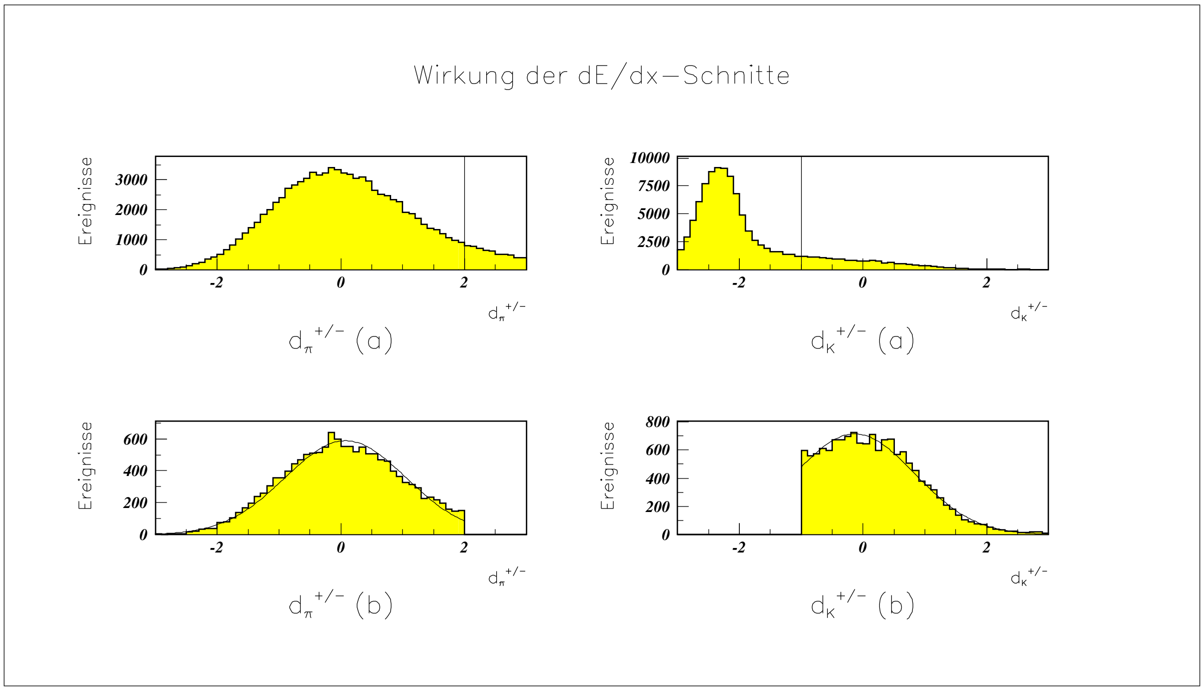

Abbildung 3.7: Verteilung der normierten Abstände vor der Selektion (a) und nach dem gesamten Selektionsprozess (b).

Der Schnitt auf die normierten Abstände $d_{\pi^\pm}$ bzw. $d_{K^\pm}$ hat folgende Eigenschaften:

- Für alle Impulse wird ein gleicher Prozentsatz von Ereignissen selektiert. Die ursprüngliche Impulsverteilung wird also nicht beeinflußt. Daraus resultiert eine annähernd über den gesamten Phasenraum konstante Nachweiswahrscheinlichkeit (siehe Anhang A).

[6]Lorentz Invariant Phase Space

[7]Die Zahl der Ereignisse, in denen beide geladenen Teilchen Impulse von etwa 500 MeV/c aufweisen, ist vernachlässigbar. Im Falle des $K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ \pi^\circ$-Endkanals liegen die maximalen, kinematisch möglichen Impulse bei noch niedrigeren Werten.

- Diese Vorgehensweise ist unabhängig von den absoluten Werten für dE/dx und σ. Sie läßt sich daher leicht auf verschiedene Meßperioden sowie auf Monte-Carlo-Simulationen übertragen.
- Ein derartiger Schnitt läßt sich durch die Variation von nur zwei Parametern ($d_{\pi\pm}$, $d_{K\pm}$) leicht optimieren.

Daß die oben angegebenen Schnitte auch wirksam sind, geht aus dem Vergleich der Verteilung der normierten Abstände vor der Selektion (Abbildung 3.7 a) und nach dem gesamten Selektionsprozeß (Abbildung 3.7 b), also auch nach allen noch folgenden Schnitten, hervor. Den weitaus größten Anteil geladener Teilchen stellen Pionen dar. Die Verteilung von $d_{K\pm}$ wird daher vor dem dE/dx-Schnitt vom ausgeprägten Maximum des Pionbandes bei etwa $d_{K\pm} = -2,25$ dominiert. Die Verteilung der $d_{K\pm}$-Werte für alle letztendlich ausgewählten, das heißt 'guten' Ereignisse, weist hingegen nahezu die erwartete Gaußform auf. Eine detailliertere Untersuchung (siehe Anhang E) ergibt noch einen geringen Überschuß an Einträgen bei Werten um $d_{K\pm} = -1$. Diese rühren von Pionen her, die fälschlicherweise als Kaonen identifiziert wurden.

Ein weiteres Indiz für die Güte der Teilchenidentifikation liefern die Verteilungen der invarianten Zweiteilchenmassen ($K^{\pm}\pi^{\mp}$, K^+K^- und $\pi^+\pi^-$) in Abbildung 3.8. Bereits in diesem frühen Stadium der Rekonstruktion sind die jeweils erwarteten resonanten Zwischenzustände (K^*, ϕ und K_S°) sichtbar.

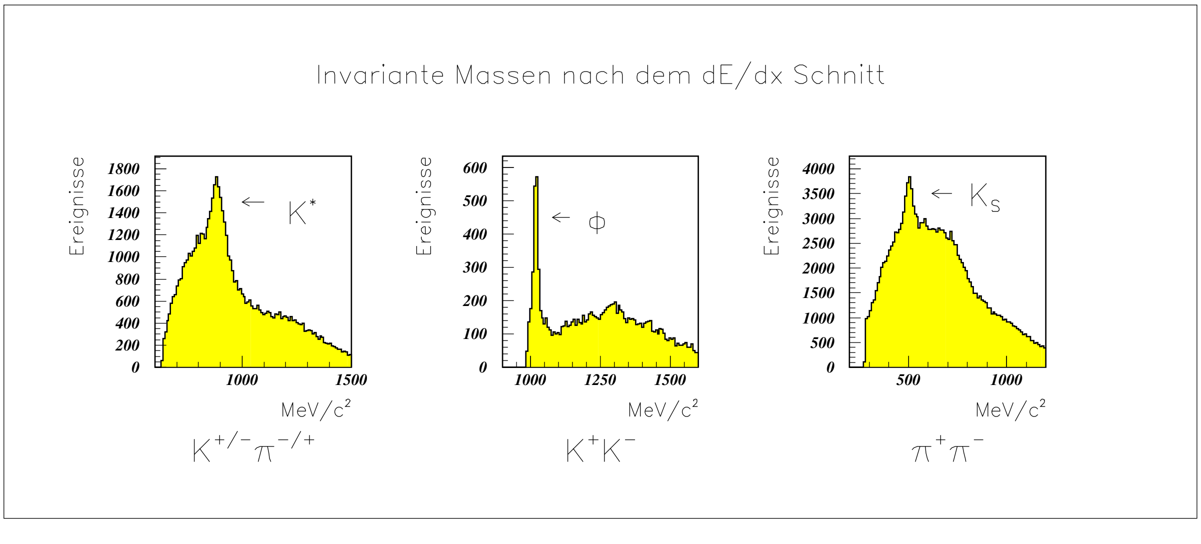

Abbildung 3.8: Verteilungen der invarianten Zweiteilchenmassen. Klar sichtbar sind die jeweils erwarteten resonanten Zwischenzustände.

Die Anzahl der nach diesen Schnitten verbleibenden Ereignisse für den $K_L^\circ K^{\mp}\pi^{\pm}\pi^\circ\pi^\circ$- bzw. $K_L^\circ K^{\mp}\pi^{\pm}\pi^\circ\pi^\circ$-Endzustand ist in den entsprechenden Folgekapiteln tabellarisch erfaßt (Tabelle 3.6 bzw. 3.7).

3.4 Selektion des $K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ$-Endzustandes

Über die Betrachtung des Energieverlustes in der JDC wurde bereits die Art der auftretenden geladenen Teilchen festgelegt. Dabei reduzierte sich der zur Verfügung stehende Datensatz weiter (siehe Tabelle 3.6). Im nächsten Schritt folgt nun die Rekonstruktion des neutralen Pions und des K_L°.

π°- und K_L°-Rekonstruktion:

Liegen nur zwei Einträge im Kalorimeter (PED's) vor, die nicht mit der Wechselwirkung geladener Teilchen in Verbindung zu bringen sind, so gestaltet sich die Rekonstruktion des π° sehr einfach: Man bildet das invariante Massenquadrat und vergleicht das Resultat mit der tatsächlichen π°-Masse. Im Falle von drei bzw. vier PED's gibt es dafür jedoch mehrere Kombinationsmöglichkeiten. In Abbildung 3.9 sind die resultierenden Verteilungen der invarianten $\gamma\gamma$-Massen dargestellt. Das π°-Signal tritt in allen drei Fällen deutlich aus dem Untergrund hervor. Dieser rührt daher, daß für manche Ereignisse einige oder unter Umständen auch alle der möglichen Kombinationen unzutreffend sind. Zuweilen liegen jedoch auch mehrere Hypothesen nahe der π°-Masse. Für die weitere Analyse wurden Intervallgrenzen festgelegt. Nur wenn die invariante $\gamma\gamma$-Masse zwischen 110 und 160 MeV/c^2 liegt, wird die Hypothese weiter verfolgt.

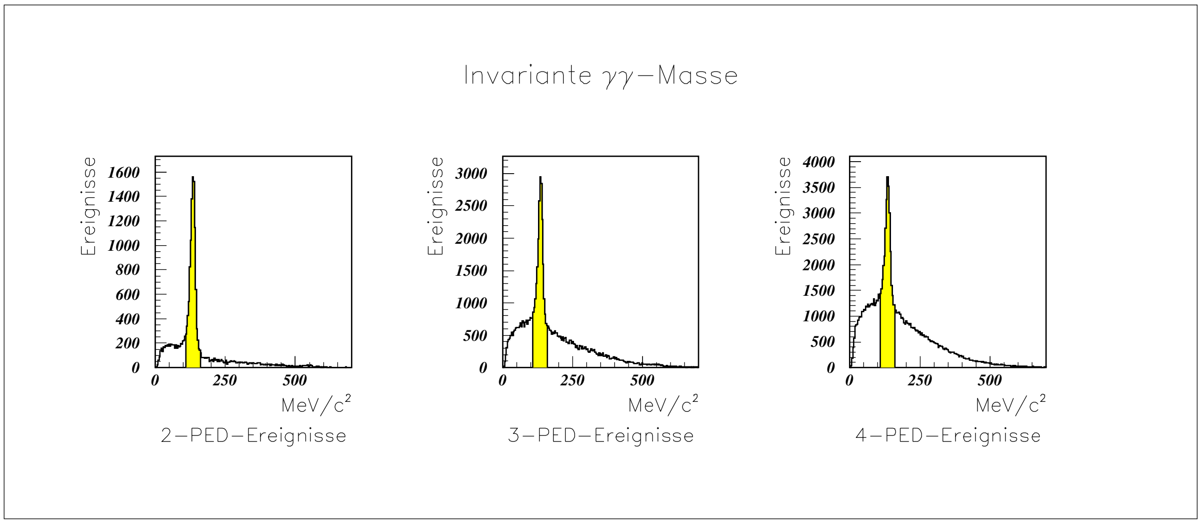

Abbildung 3.9: Invariante $\gamma\gamma$-Masse, aufgeschlüsselt nach Ereignissen mit verschiedener Anzahl von Energiedepositionen im Kalorimeter (PED's).

Darauf wird für alle verbliebenen Kombinationen der K_L°-Viererimpuls rekonstruiert:

$$E_{K_L^\circ} = 2m_p - (E_{\pi^\circ} + E_{\pi^\mp} + E_{K^\pm}) \qquad \vec{p}_{K_L^\circ} = -(\vec{p}_{\pi^\circ} + \vec{p}_{\pi^\mp} + \vec{p}_{K^\pm}) \tag{3.5}$$

Ergibt sich die entsprechende invariante Masse (siehe Abbildung 3.10) zu einem Wert zwischen 400 und 600 MeV/c^2 um die K_L°-Masse, so wird die zugrundeliegende $\gamma\gamma$-Kombination gespeichert. Die Intervallgrenzen[8] wurden, wie auch zur Identifikation des π°, so großzügig festgelegt, daß nahezu keine guten Ereignisse verworfen werden. Die Anzahl der Ereignisse, für die keine Kombination das π°- bzw. K_L°-Kriterium erfüllt, ist aus Tabelle 3.6 zu ersehen.

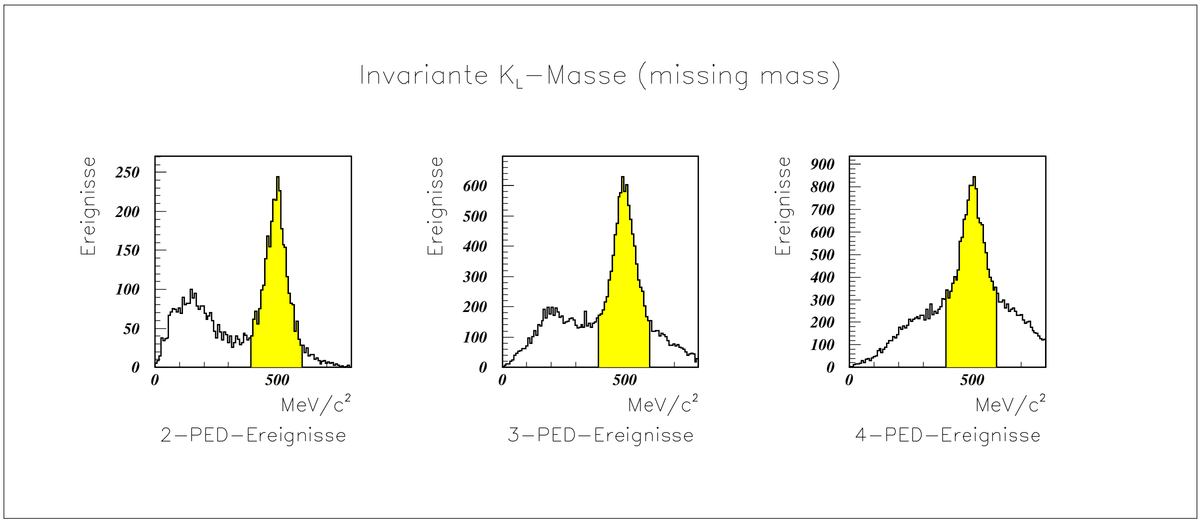

Abbildung 3.10: Invariante K_L°-Masse, aufgeschlüsselt nach Ereignissen mit verschiedener Anzahl von Energiedepositionen im Kalorimeter (PED's).

Da die natürlichen Zerfallsbreiten des π° sowie des K_L° sehr klein sind, gibt die Streuung der rekonstruierten Massen Aufschluß über die Auflösung des Detektors. Die Anpassung einer Gaußverteilung auf einem Polynom 2. Grades zur Beschreibung des Untergrundes im ausgewählten Bereich ergab folgende Werte:

Tabelle 3.5: Ergebnisse der Anpassungen an das K_L°- und π°-Signal (Angaben in MeV/c^2).

	Angep. Masse	Nominalmasse	Angep. Breite	Zerfallsbreite
K_L°	496,8 ± 0,7	497,97 ± 0,03	36,8 ±0,4	$(1,27 \pm 0,01) \cdot 10^{-14}$
π°	135,3 ± 0,2	134,974±0,001	6,56 ±0,04	$(8,02 \pm 0,42) \cdot 10^{-6}$

Sie stimmen mit Ergebnissen aus anderen Analysen [21] [22] [23] im Rahmen des statistischen Fehlers überein.

[8] Die entsprechenden Bereiche sind in den Histogrammen durch Schattierung gekennzeichnet.

Kinematische Anpassung:

Alle Kombinationen, die sich sowohl mit einem π° als auch mit einem K_L° in Verbindung bringen lassen, werden einer kinematischen Anpassung unterzogen. Dabei korrigiert eine in Anhang B beschriebene Prozedur die rekonstruierten Impulse und Energien derart, daß diese die kinematischen Randbedingungen des $K_L^\circ K^\mp\pi^\pm\pi^\circ$-Endzustandes exakt erfüllen[9]:

$$\sqrt{(E_{K_L^\circ})^2 - (\vec{p}_{K_L^\circ})^2} = m_{K_L^\circ} \tag{3.6}$$

und

$$\sqrt{(E_{\pi^\circ})^2 - (\vec{p}_{\pi^\circ})^2} = m_{\pi^\circ} \tag{3.7}$$

Durch die kinematische Anpassung wird zum einen die Auflösung deutlich verbessert; zum anderen läßt sich daraus mit den bekannten Fehlern des Detektors die Wahrscheinlichkeit (*confidence level*) angeben, mit der es sich bei vorliegender Kombination um den gesuchten Endzustand handelt (siehe Abbildung 3.11). Gleichzeitig können andere Hypothesen quantitativ gegenübergestellt werden (siehe unten).

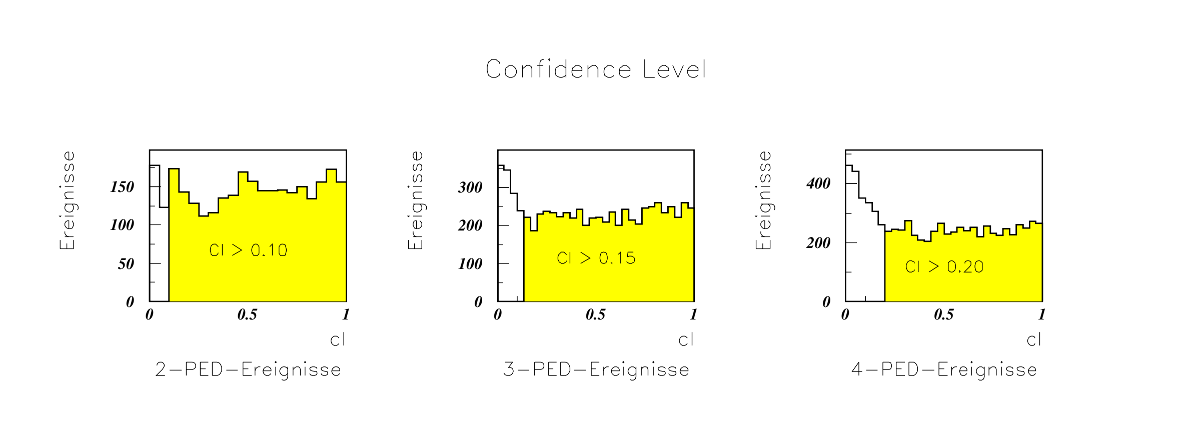

Abbildung 3.11: Güte der kinematischen Anpassung (*confidence level*) aufgeschlüsselt nach Anzahl der PED's pro Ereignis. Die schattierten Bereiche entsprechen den ausgewählten Ereignissen.

Nur die Kombination mit dem höchsten *confidence level* wurde weiter berücksichtigt. Zusätzlich wurde je nach Anzahl der auftretenden PED's ein minimaler Wert festgesetzt. Fehlerhaft rekonstruierte Ereignisse, die vor allem zu Einträgen in den unteren Bereichen der Verteilungen in Abbildung 3.11. führen, werden auf diese Weise verworfen.

[9] In diesem Fall handelt es sich also um eine Anpassung unter zwei Nebenbedingungen, auch 2-C-Anpassung (C für *constraint*). Der Viererimpuls des K_L° ergibt sich dabei aus Beziehung 3.5.

Untergrund:

Trotz der vorangegangenen Schnitte kann nicht ausgeschlossen werden, daß sich im verbliebenen Datensatz noch fehlerhaft rekonstruierte Ereignisse befinden. Diese können zum einen von falschen Kombinationen herrühren; zum anderen auch von völlig anderen Endzuständen, die lediglich in ihrer Signatur den gesuchten $K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ$-Ereignissen ähneln. Es wurden daher weitere Bedingungen für die endgültige Auswahl gestellt (siehe Abbildung 3.12):

- Das *confidence level* der zweitbesten $\gamma\gamma$-Kombination muß kleiner 0,1 sein.
- Das *confidence level* der $K_L^\circ K_S^\circ \pi^\circ$-Hypothese (mit $K_S^\circ \rightarrow \pi^+\pi^-$) muß kleiner 0,01 sein.

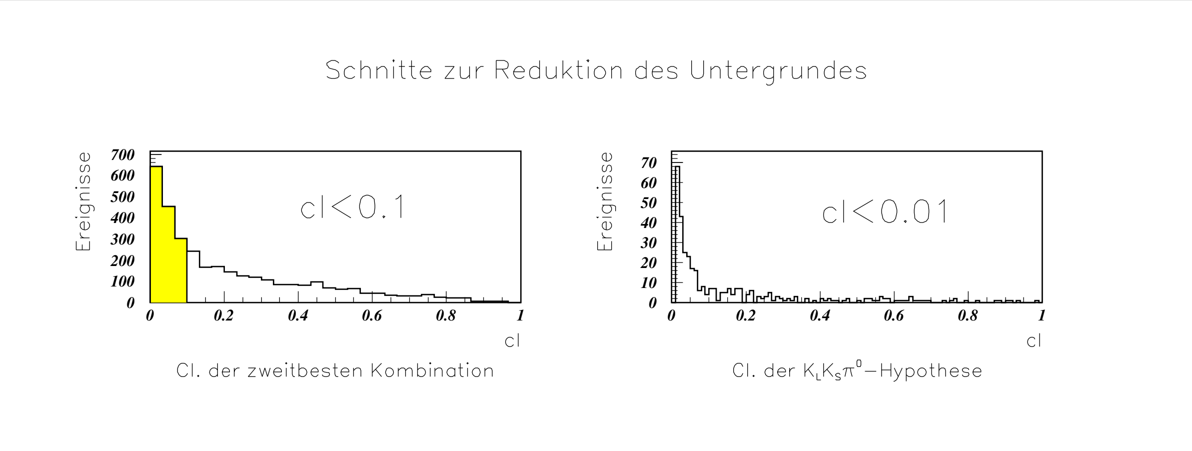

Abbildung 3.12: Schnitte zur Reduktion des Untergrundes. Trotz der vielen Selektionsschritte verbleiben noch Störereignisse mit hohem *confidence level.*

Auch der Einfluß weiterer möglicher Störkanäle wurde systematisch untersucht. Es stellte sich dabei jedoch heraus, daß diese bereits durch die vorangegangenen Selektionsschritte wirksam unterdrückt werden. Die dennoch beobachteten Untergrundereignisse lassen sich auf eine Summation von geringen Beiträgen mehrerer Störkanäle zurückführen (siehe dazu Anhang E).

Überzählige PED's:

Sowohl für 3-PED- als auch für 4-PED-Ereignisse werden letztendlich nicht alle Einträge im Kalorimeter zur Rekonstruktion des π° verwandt. Das verbleibende PED für 3-PED-Ereignisse bzw. die zwei verbleibenden PED's für 4-PED-Ereignisse lassen sich nachträglich mit Sekundär-Reaktionen geladener Teilchen oder einer K_L°-Wechselwirkung in Verbindung bringen (siehe Anhang C).

Wirkung der Schnitte:

In Tabelle 3.6 sind die Wirkungen aller Schnitte zur Rekonstruktion des $K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ$-Endzustandes zusammengefaßt. Die Angaben beziehen sich auf die Zahl der je nach Kriterium verworfenen Ereignisse.

Tabelle 3.6: Die Wirkung der Schnitte zur Rekonstruktion des $K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ$-Endzustandes auf die Zahl der Ereignisse.

Meßperiode	Juni 1991	August 1991	November 90
Ereignisse nach Vorselekt.	105048	105491	63656
Rekonstruktion der geladenen Teilchen (dE/dx)			
K^+K^-	5290	4368	3270
$\pi^+\pi^-$	65464	68712	39454
Proton oder Deuteron	1180	2200	372
Keine Zuordnung	9680	9092	4616
$K^\pm\pi^\mp$	23434	21119	15944
Rekonstruktion des π° und K_L°			
Keine gute Kombination	14565	13538	11257
Kinematische Anpassung			
Keine Konvergenz	329	261	213
Confidence-level-Schnitt	1550	1369	892
Schnitte zur Reduktion des Untergrunds			
Zweitbeste Komb. (cl$\geq$ 0.1)	807	681	454
$K_S^\circ K_L^\circ \pi^\circ$-Hyp. (cl$\geq$ 0.01)	106	106	135
Verbleibende Anzahl	6077	5164	2993
Aufgeschlüsselt nach Anzahl der PED's			
2-PED-Ereignisse	1179	960	481
3-PED-Ereignisse	2397	2098	1215
4-PED-Ereignisse	2502	2106	1297

Verteilung der rekonstruierten invarianten Massen:

Zur Analyse des $K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ$-Endzustandes verbleiben somit insgesamt 14234 Ereignisse. Aus den rekonstruierten Viererimpulsen können nun für alle möglichen Zwei- und Dreiteilchenkombinationen die entsprechenden invarianten Massen berechnet werden. Daraus ergeben sich erste Anzeichen für das Auftreten von Zwischenzuständen. Klar erkennbar ist z.B. in allen $K\pi$-Spektren das Signal des K^* bei einer Masse von etwa 890 MeV/c^2 (Abbildung 3.13).

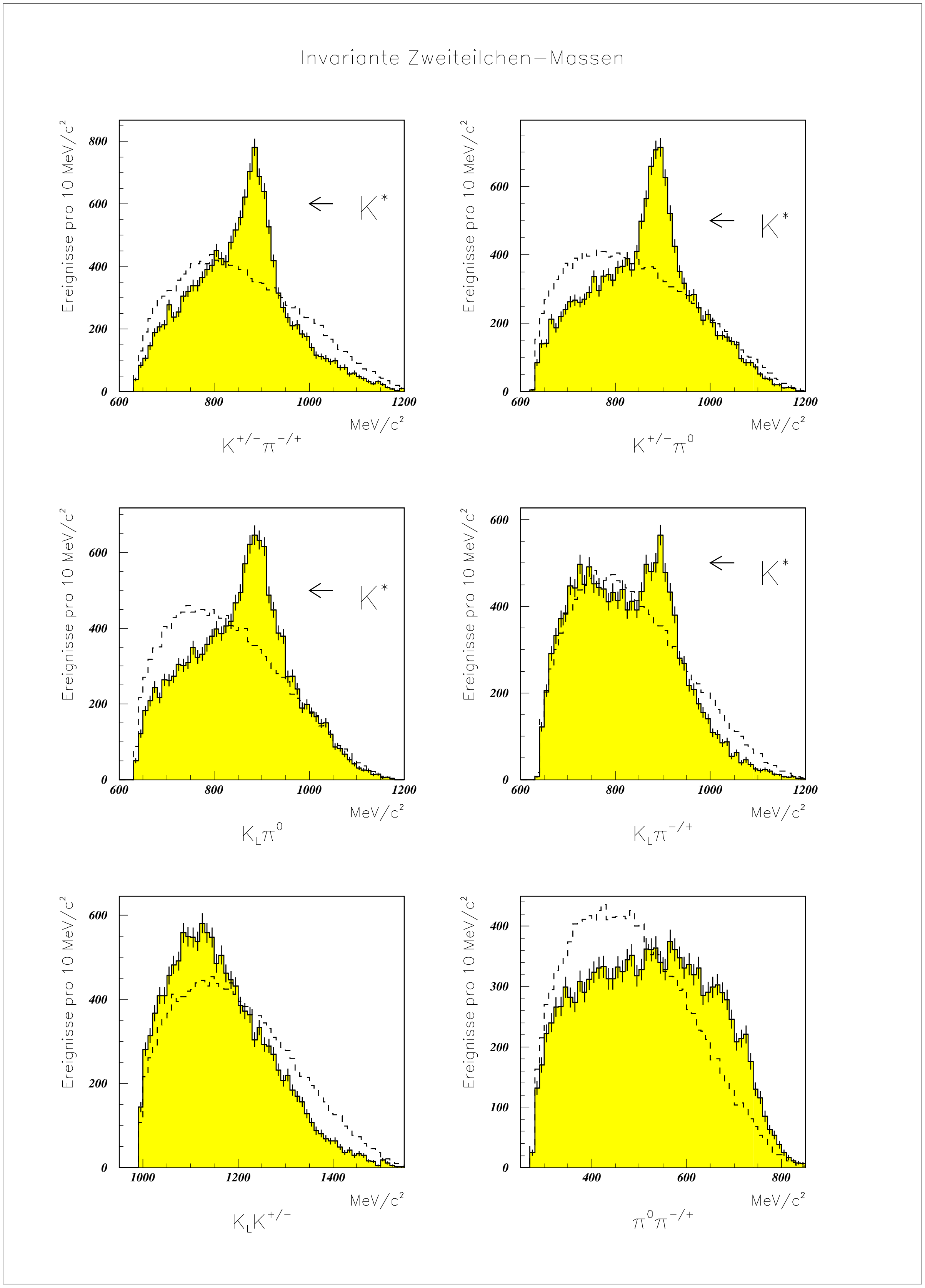

Abbildung 3.13: Verteilung der invarianten Massen aller Zweiteilchen-Kombinationen für reale Daten (schattierte Histogramme) und phasenraumverteilte Monte-Carlo-Ereignisse (gestrichelte Histogramme).

Bei den Dreiteilchenkombinationen zeigt die invariante $K_L^\circ K^\pm\pi^\circ$-Masse die interessantesten Strukturen. Sie rühren unter Umständen von neuen resonanten Objekten her. Der Vergleich von realen Daten (in den Abbildungen schattiert und mit Fehlerbalken versehen) mit phasenraumverteilten Monte-Carlo-Ereignissen (überlagerte Histogramme) zeigt wie erwartet deutliche Unterschiede. Diese sind eine Konsequenz der Überlagerung verschiedener Zerfallskaskaden (siehe Kapitel 4). Eine ausführliche Untersuchung der gewonnenen Spektren wird in Kapitel 5.4.1 durchgeführt.

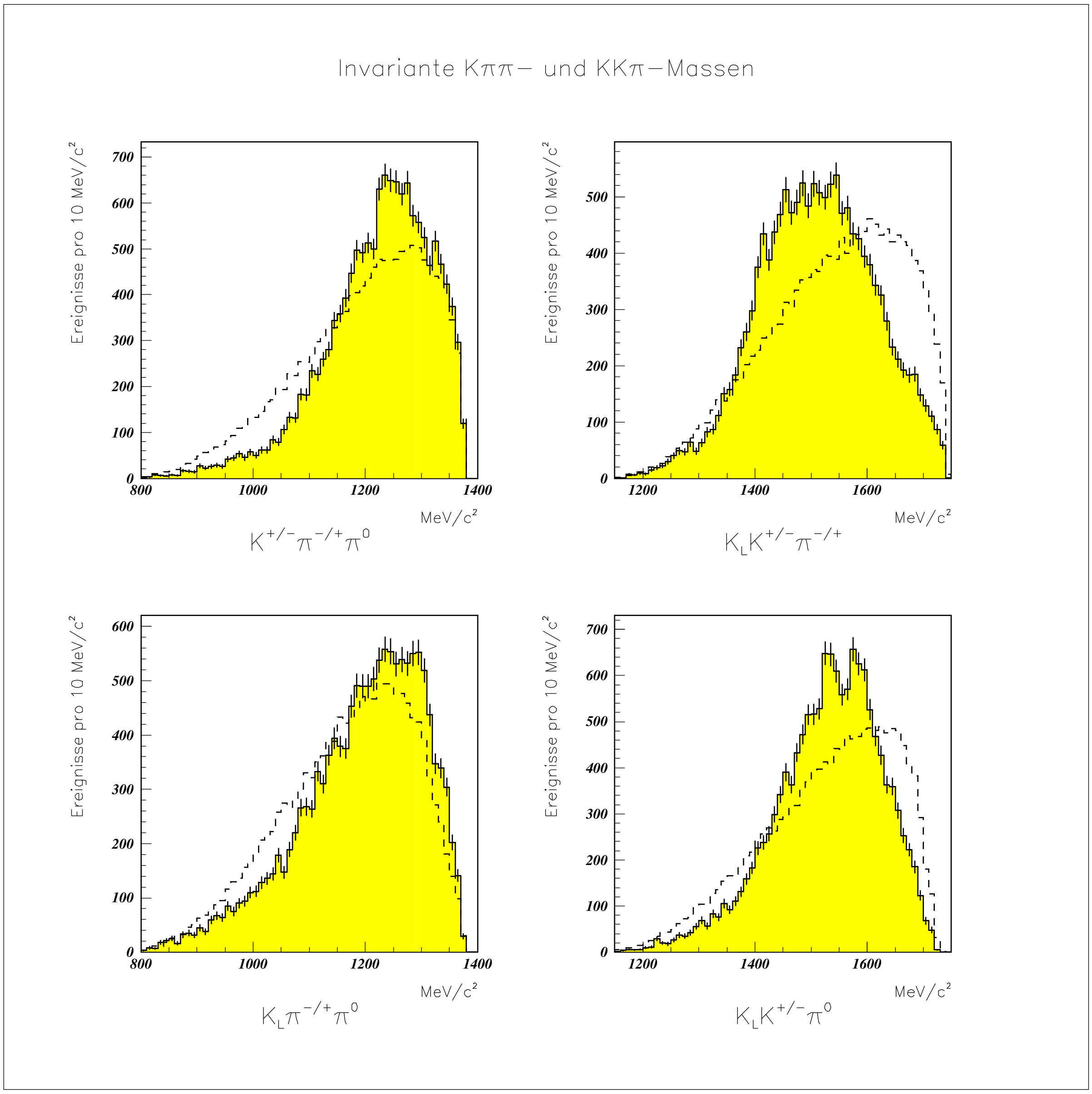

Abbildung 3.14: Verteilung der invarianten $KK\pi$- und $K\pi\pi$-Massen für geladene (unten) und ungeladene Kombinationen (oben).

3.5 Selektion des $K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ \pi^\circ$-Endzustandes

Für die Selektion des $K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ \pi^\circ$-Endzustandes wurden sowohl 4- als auch 5-PED-Ereignisse zugelassen. Abgesehen von diesem Unterschied und der Tatsache, daß nunmehr zwei neutrale Pionen aus allen Einträgen im Kalorimeter identifiziert werden müssen, verläuft die weitere Selektion analog zum $K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ$-Endzustand.

π°- und K_L°-Rekonstruktion:

Aus den vorhandenen PED's werden zunächst alle Kombinationen für je zwei $\gamma\gamma$-Paare durchgespielt (Abbildung 3.15).

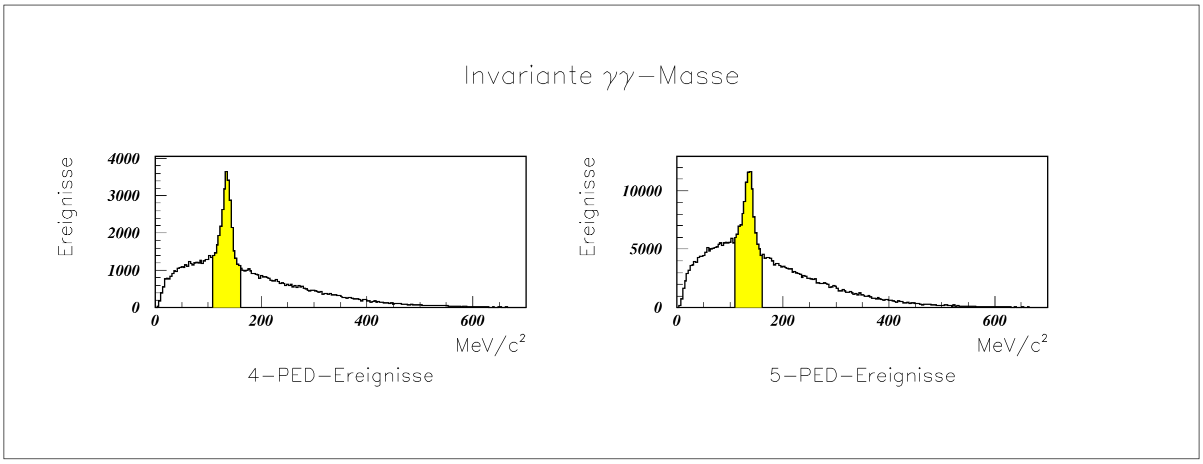

Abbildung 3.15: Invariante $\gamma\gamma$-Masse, aufgeschlüsselt nach Ereignissen mit verschiedener Anzahl von Energiedepositionen im Kalorimeter (PED's).

Liegen die so rekonstruierten neutralen Pionen im Massenbereich von 110 bis 160 MeV/c^2 wird daraus der Viererimpuls des 'fehlenden' K_L° berechnet. Für die resultierende invariante Masse des K_L° gelten die gleichen Intervallgrenzen wie im Falle des $K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ$-Endzustandes. Das Signal des K_L° ist jedoch hier nur andeutungsweise sichtbar (Abbildung 3.16). Dies liegt zum einen daran, daß der kombinatorische Untergrund wegen der Vielzahl der möglichen $\gamma\gamma$-Kombinationen deutlich erhöht ist. Zum anderen tragen viele denkbare Störkanäle eine ähnliche Signatur. Daß diese Vorgehensweise dennoch zum Ziel führt, wird aus Abbildung 3.17 deutlich. Dort ist die Verteilung der invarianten K_L°- und π°-Massen aller letztendlich zur Analyse ausgewählten $K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ \pi^\circ$-Ereignisse vorweggenommen[10].

[10]Es handelt sich hierbei zwar um Ereignisse, die die kinematische Anpassung bereits durchlaufen haben; aufgetragen sind jedoch die invarianten Massen, die sich aus den unkorrigierten Viererimpulsen ergeben. Die angepaßten Werte würden zur exakten π°- bzw. K_L°-Masse führen.

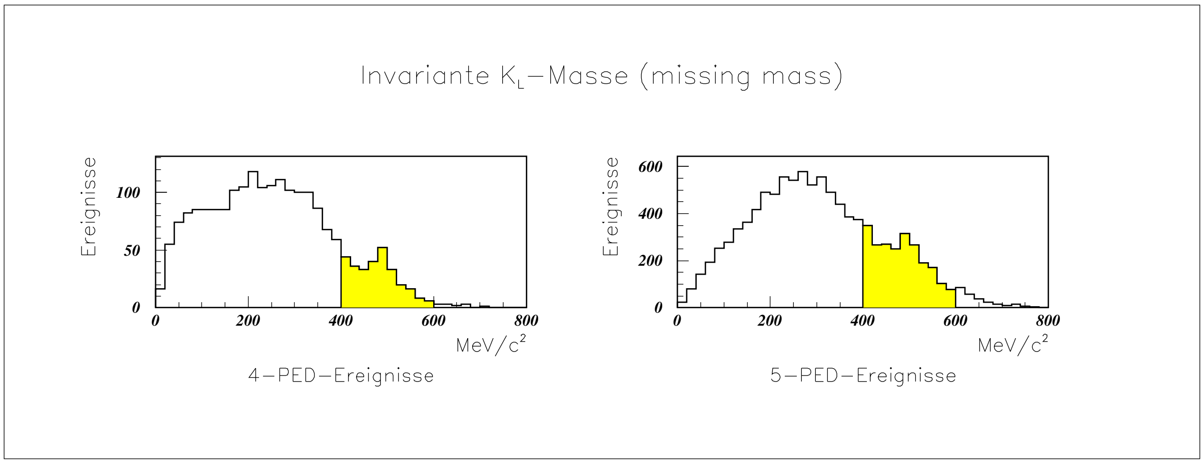

Abbildung 3.16: Invariante K_L°-Masse, aufgeschlüsselt nach Ereignissen mit verschiedener Anzahl von Energiedepositionen im Kalorimeter (PED's).

Alle Kombinationen, die mit der Hypothese zweier neutraler Pionen und des fehlenden K_L° verträglich sind, werden gespeichert und einer kinematischen Anpassung unterzogen.

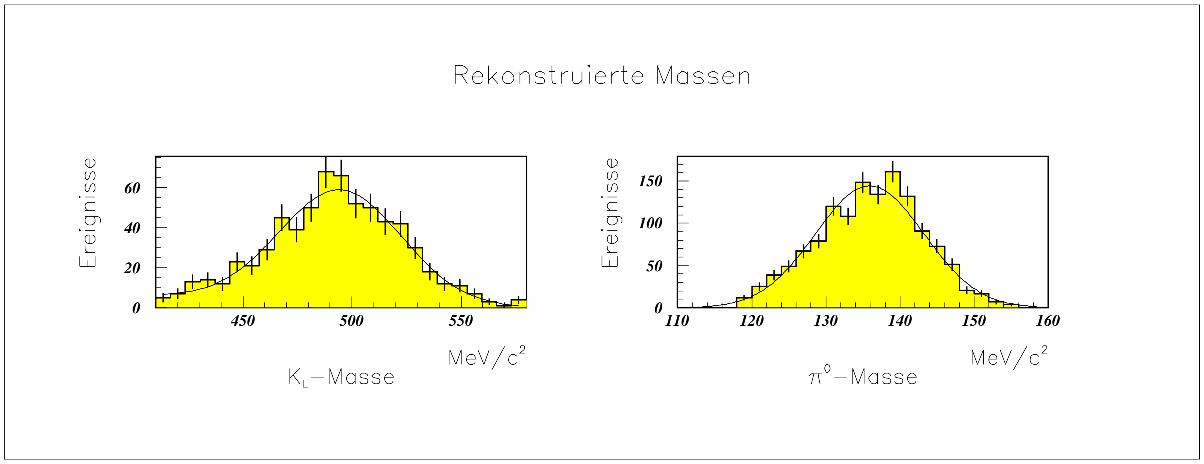

Abbildung 3.17: Invariante K_L°- und π°-Massen für selektierte Ereignisse. Die resultierenden Mittelwerte und Breiten der beiden Verteilungen stimmen im Rahmen des statistischen Fehlers mit den Angaben in Tabelle 3.5 überein.

Kinematische Anpassung:

Als Randbedingung ist wie im Falle des $K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ$-Endzustandes Gleichung 3.6 zu erfüllen, die die invariante K_L°-Masse exakt festlegt. Hinzu kommen analog zu Gleichung

3.7 zwei Bedingungen für die invarianten Massen der beiden $\gamma\gamma$-Paare[11]. Für die weitere Analyse wurde wiederum nur die Kombination mit der höchsten Wahrscheinlichkeit berücksichtigt. Zur Unterdrückung fehlerhaft rekonstruierter Ereignisse und etwaiger Störkanäle wurden zusätzlich untere Grenzen für die Güte der Anpassung (*confidence level*) festgesetzt (siehe Abbildung 3.18).

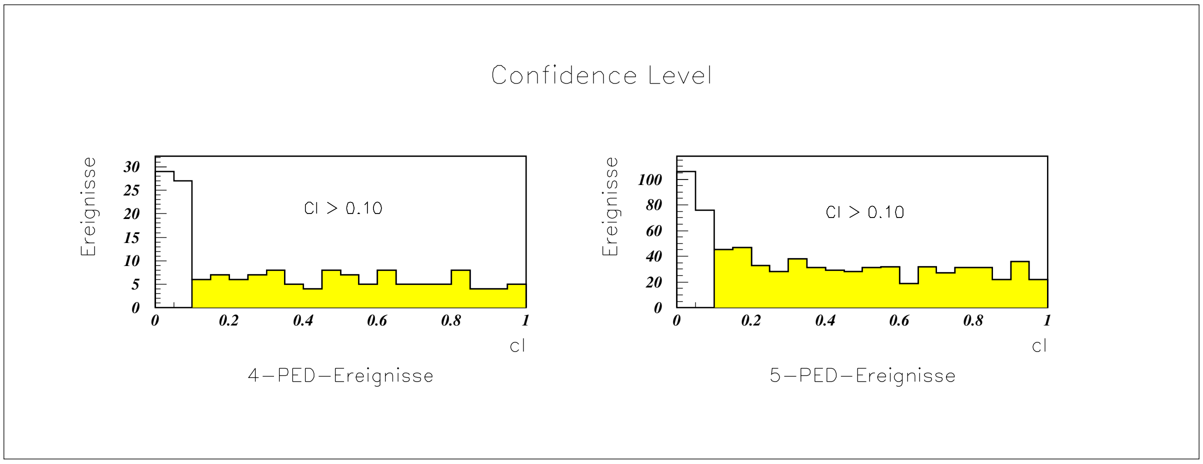

Abbildung 3.18: Güte der kinematischen Anpassung (*confidence level*) aufgeschlüsselt nach Anzahl der PED's pro Ereignis. Nur Ereignisse aus dem schattierten Bereich wurden zur Analyse ausgewählt.

Untergrund:

Zur weiteren Reduktion des Untergrund-Anteils wurden noch mehrere Alternativhypothesen geprüft. Nur Ereignisse, die folgende Bedingungen erfüllen, wurden darauf zur endgültigen Analyse ausgewählt:

- Sowohl das *confidence level* der $K_L^\circ K_S^\circ \pi^\circ \pi^\circ$-Hypothese (mit $K_S^\circ \to \pi^+\pi^-$) als auch das *confidence level* der $K_L^\circ K^\pm \pi^\mp \pi^\circ$-Hypothese muß kleiner sein als das für die beste $K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ \pi^\circ$-Kombination.

Ein weiterer Schnitt auf die zweitbeste Kombination, wie im Falle des $K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ$-Endzustandes, wurde aus Gründen der ohnehin schon sehr geringen Statistik unterlassen. Monte-Carlo-Studien zeigten zudem, daß die Zahl der falsch rekonstruierten π° vernachlässigbar gering ist. Eine Abschätzung des verbleibenden Untergrundes wird in Anhang E durchgeführt.

[11] Es handelt sich also um eine Anpassung unter drei Nebenbedingungen (3-C-Anpassung).

Wirkung der Schnitte:

In Tabelle 3.7 sind die Wirkungen aller Schnitte zur Rekonstruktion des $K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ \pi^\circ$-Endzustandes zusammengefaßt. Die Angaben beziehen sich auf die Zahl der je nach Kriterium verworfenen Ereignisse.

Tabelle 3.7: Wirkung der Schnitte zur Rekonstruktion des $K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ \pi^\circ$-Endzustandes auf die Zahl der Ereignisse.

Meßperiode	Juni 1991	August 1991	November 90
Ereignisse nach Vorsel.	62567	61932	39179
Rekonstruktion der geladenen Teilchen (dE/dx)			
K^+K^-	3285	2613	1810
$\pi^+\pi^-$	44869	45583	28186
Proton oder Deuteron	796	1444	292
Keine Zuordnung	1381	1152	632
$K^\pm\pi^\mp$	12236	11140	8259
Rekonstruktion des π° und K_L°			
Keine gute Kombination	11557	10534	7843
Kinematische Anpassung			
Keine Konvergenz	206	182	141
Confidence level Schnitt	100	77	61
Schnitte zur Reduktion des Untergrunds			
$K_S^\circ K_L^\circ \pi^\circ \pi^\circ$-Hyp.	3	6	9
$K_L^\circ K^\pm \pi^\mp \pi^\circ$-Hyp.	94	93	60
Verbleibende Anzahl	276	248	145
Aufgeschlüsselt nach Anzahl der PED's			
4-PED-Ereignisse	50	41	16
5-PED-Ereignisse	226	207	129

Verteilung der rekonstruierten invarianten Massen:

Zur Analyse des $K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ$-Endzustandes verbleiben insgesamt 669 Ereignisse. Die resultierenden Verteilungen aller invarianten Massen der möglichen Zwei- Drei- und Vierteilchenkombinationen sind in den Abbildungen 3.19, 3.20, 3.21 und 3.22 aufgelistet (schattierte Histogramme mit Fehlerbalken). Zum Vergleich sind jeweils phasenraumverteilte Monte-Carlo-Ereignisse (gestrichelte Histogramme) gegenübergestellt. Vor allem für die Spektren in Abbildung 3.19 zeigt sich dabei ein deutlicher Unterschied.

Dies ist eine Folge der im $K_L^\circ K^\pm\pi^\mp$-System erwarteten Zwischenzustände $f_1(1420)$ und $\eta(1440)$, für die vermutlich sowohl Zerfälle über $a_0\pi$ (und $a_0 \rightarrow K\bar{K}$) als auch über $K^*\bar{K}$ (und $K^* \rightarrow K\pi$) in Frage kommen. Für beide dieser Möglichkeiten finden sich Anzeichen im $K_L^\circ K^\pm$ bzw. in den $K_L^\circ\pi^\mp$- und $K^\pm\pi^\mp$-Spektren.

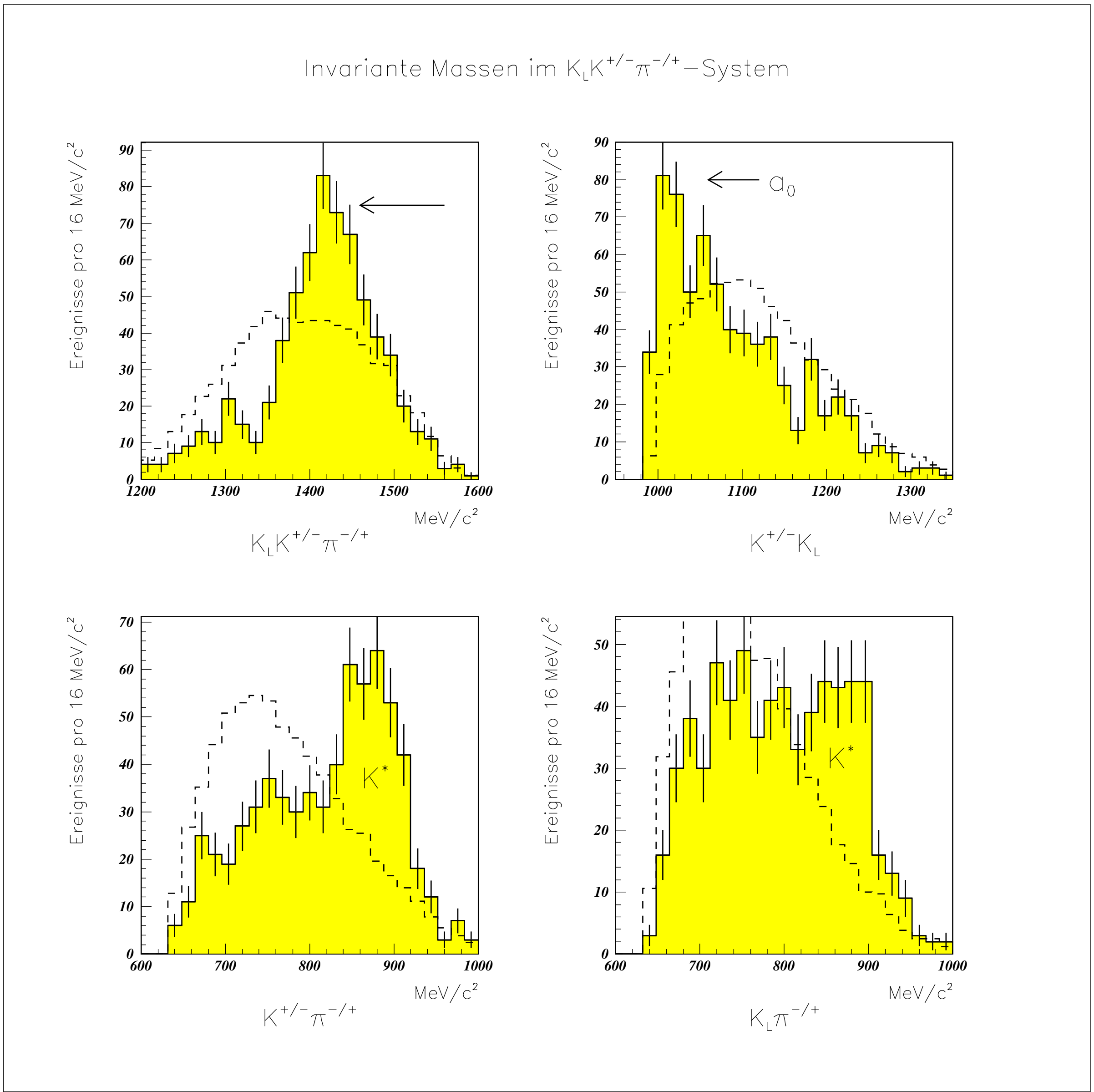

Abbildung 3.19: Verteilung der invarianten Massen im $K_L^\circ K^\pm\pi^\mp$-System. Im $K_L^\circ K^\pm\pi^\mp$-Spektrum ist ein relativ breites Signal um etwa 1420 MeV/c^2 zu erkennen. Nach bisherigen Messungen (siehe Kapitel 4.4.3) werden in diesem Massenbereich das $f_1(1420)$ und das $\eta(1440)$ erwartet, die u.U. über das a_0 oder über K^* (sichtbar in den Zweiteilchen-Spektren) weiter zerfallen.

Zerfälle der Art $\bar{p}p \to X + (\pi^\circ\pi^\circ)$ scheinen zu dominieren, denn in keinem der Spektren mit einem oder zwei beteiligten neutralen Pionen sind statistisch signifikante Signale sichtbar, die auf Zwischenzustände zurückgeführt werden können (siehe Kapitel 4.3.3). Die Abweichungen von den jeweiligen Phasenraum-Verteilungen lassen sich vielmehr als Reflexionen des $f_1(1420)$- bzw. $\eta(1440)$-Zerfalls interpretieren.

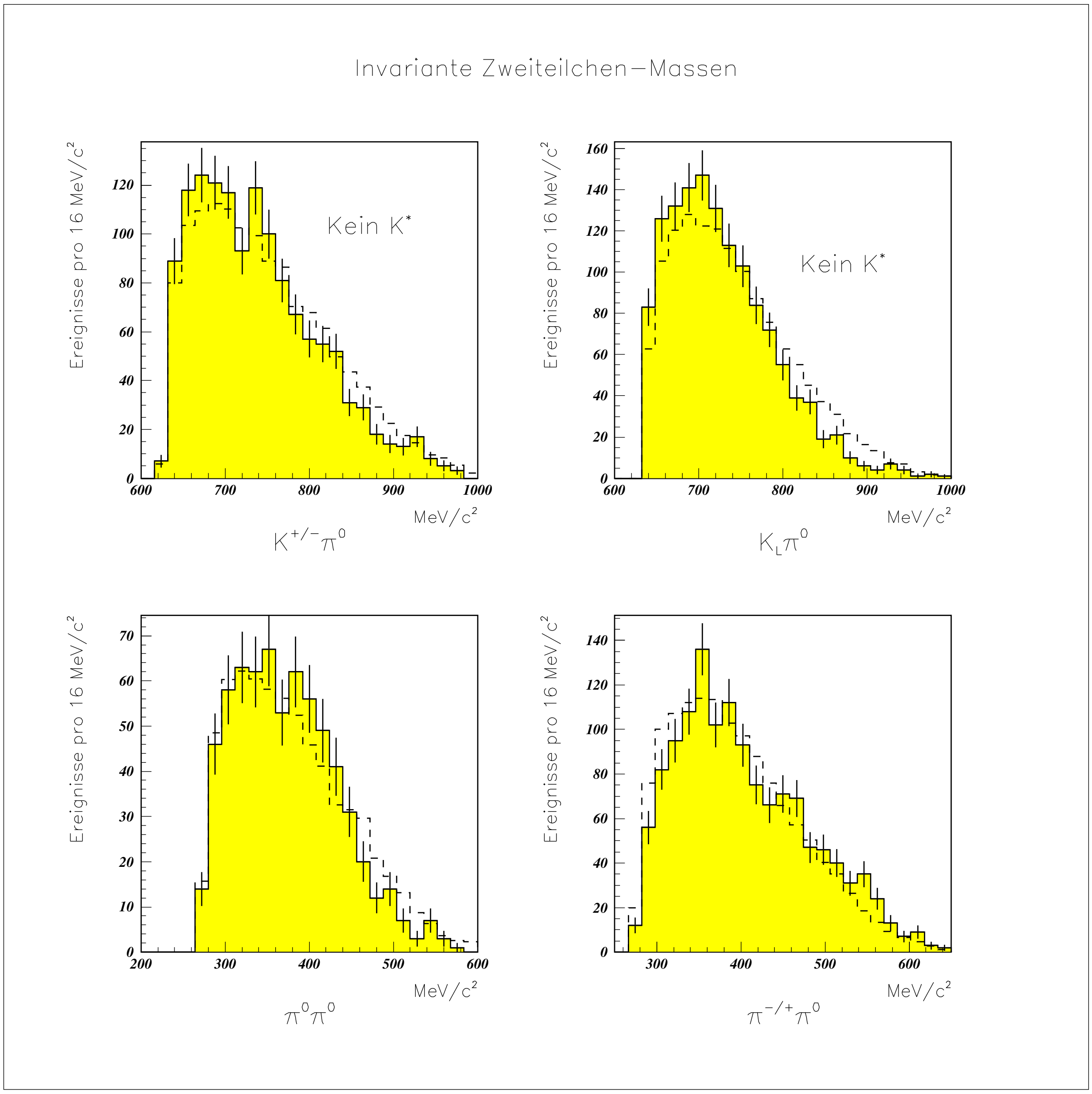

Abbildung 3.20: Verteilung der invarianten Massen für Zweiteilchen-Kombinationen mit beteiligten neutralen Pionen. Die phasenraumverteilten Monte-Carlo-Ereignisse (gestrichelte Histogramme) unterscheiden sich nur wenig von den realen Daten. In den $K\pi$-Spektren ist kein K^*-Signal sichtbar.

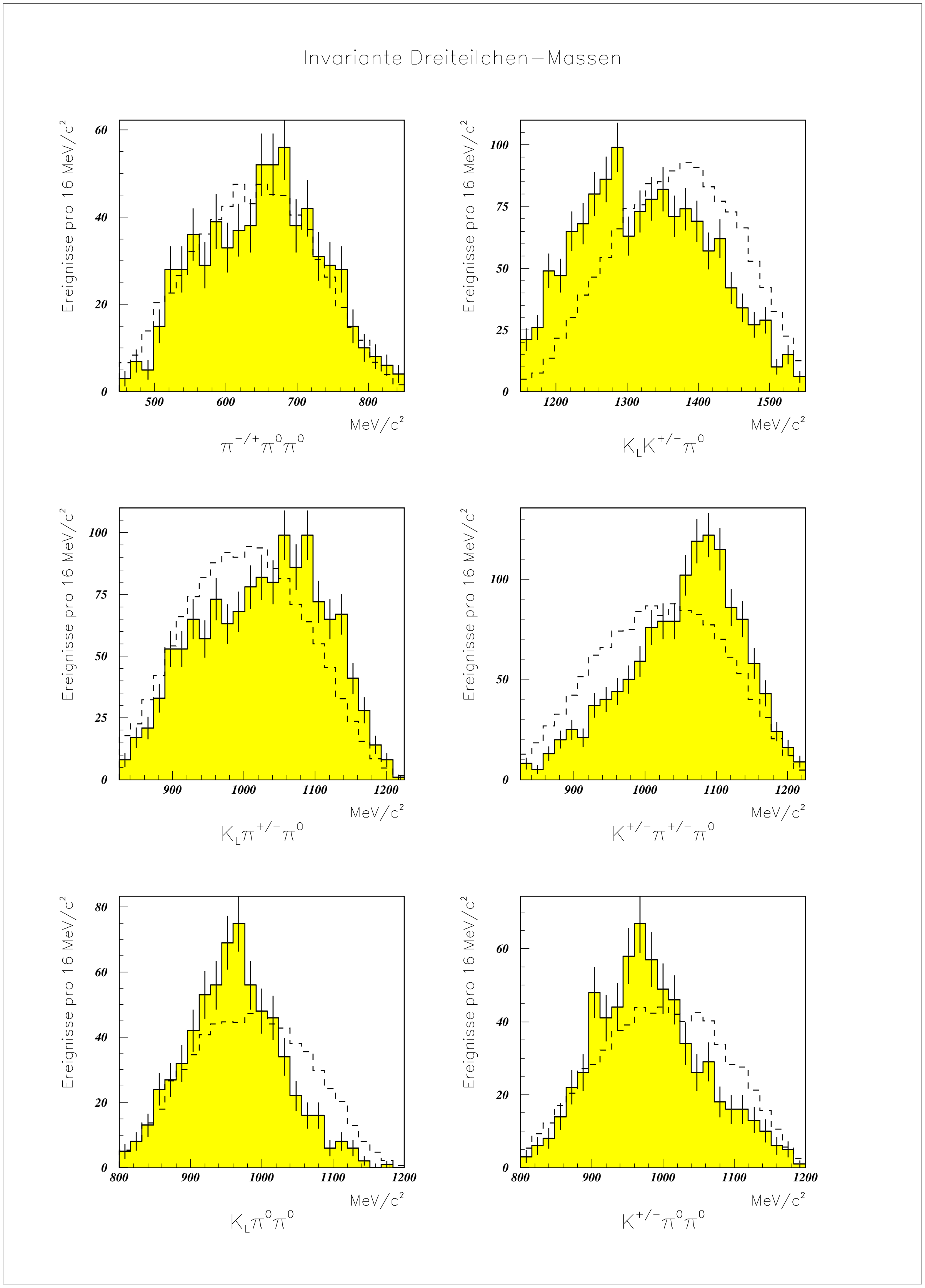

Abbildung 3.21: Verteilung der invarianten Massen für Dreiteilchen-Kombinationen mit beteiligten neutralen Pionen. Es sind keine signifikanten Strukturen zu erkennen, die nicht mit Reflexionen von Resonanzen aus dem $K^\circ_L K^\pm \pi^\mp$-System erklärbar sind.

Für den im $K_L^\circ K^\mp\pi^\pm\pi^\circ\pi^\circ$-Endkanal kinematisch möglichen Massenbereich wurden bislang keine resonanten Vierteilchenzustände gemessen. Auch in diesem Fall lassen sich die Abweichungen der Invarianten-Massenspektren von den entsprechenden Phasenraum-Verteilungen auf Reflexionen des $f_1(1420)$- bzw. $\eta(1440)$-Zerfalls zurückführen.

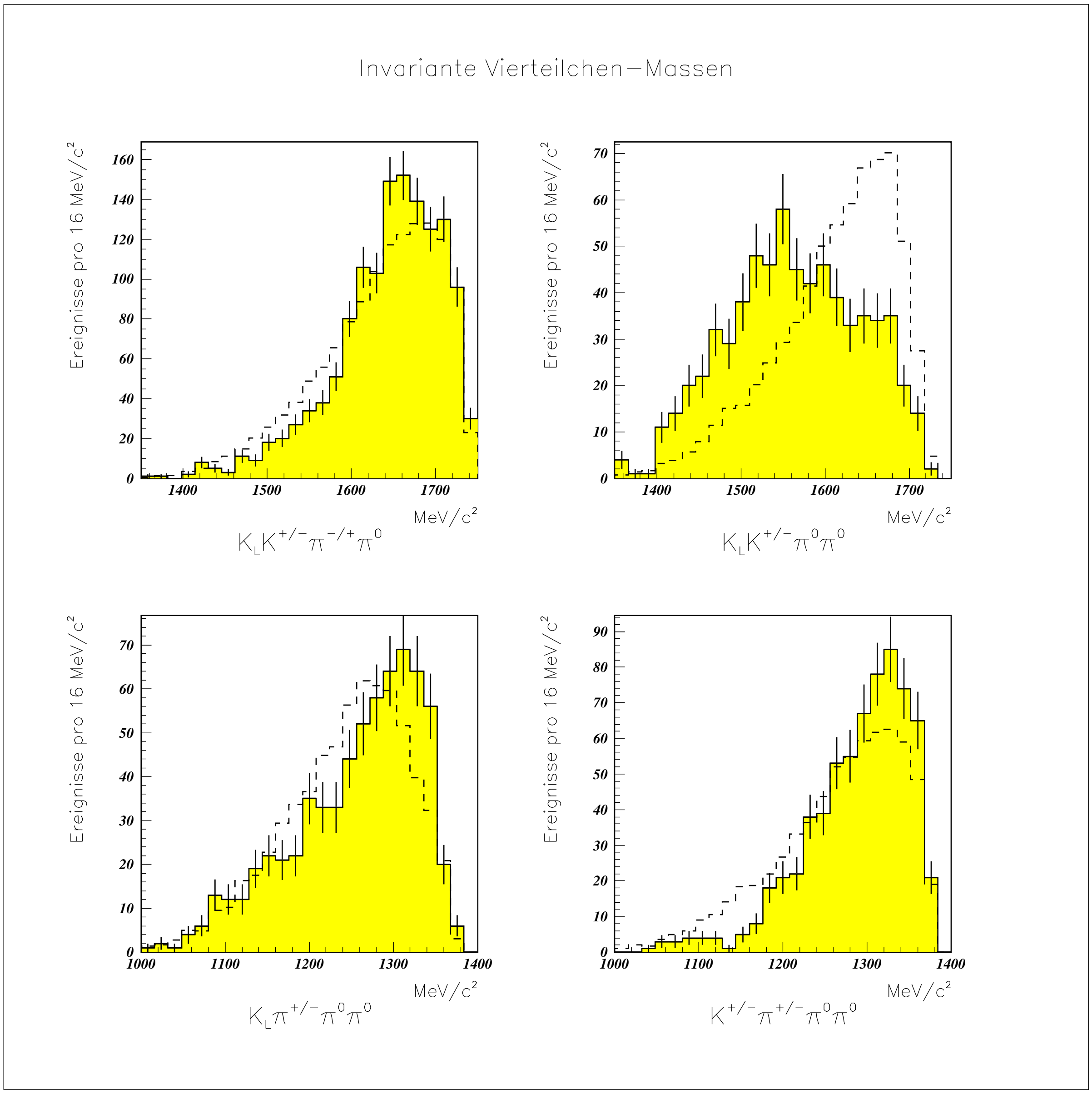

Abbildung 3.22: Verteilung der invarianten Massen für alle Vierteilchen-Kombinationen.

Eine ausführliche Untersuchung der gewonnenen Spektren wird in Kapitel 5.5.1 durchgeführt.

Kapitel 4

Physikalische Grundlagen

4.1 Übersicht

Die Vorüberlegungen zur Analyse der Reaktionen $\bar{p}p \rightarrow K^\circ_L K^\mp \pi^\pm \pi^\circ$ bzw. $\bar{p}p \rightarrow K^\circ_L K^\mp \pi^\pm \pi^\circ \pi^\circ$ werden im wesentlichen von vier Fragen bestimmt:

- Welche Anfangszustände des Protoniums müssen in Betracht gezogen werden?
- Welche bekannten Zwischenzustände können auftreten?
- Welche Zerfallswege sind angesichts der Quantenzahlen des Anfangs- und Endzustandes möglich und wie sind diese miteinander verknüpft?
- Sind neue mesonische Zustände zu erwarten und wie deuten sie sich an?

In flüssigem Wasserstoff dominieren Annihilationen aus der S-Welle. Die Anfangszustände mit $J^{PC} = 0^{-+}$ und 1^{--} sollten demnach stärker beitragen als die entsprechenden P-Wellen-Zustände mit $J^{PC} = 1^{+-}$, 0^{++}, 1^{++} und 2^{++}. Einschränkungen hinsichtlich der C-Parität oder des Isospins gibt es dabei für keine der hier analysierten Reaktionen.

Die Suche nach möglichen Zwischenzuständen vereinfacht sich, wenn man davon ausgeht, daß Zerfälle immer nur in je zwei Teilchen stattfinden (Isobar-Modell [24]). Neben den bereits bekannten, im *Review of Particle Properties* [25] aufgeführten Mesonen können auch sogenannte exotische Teilchen auftreten, die sich nicht auf Quark-Antiquark-Kombinationen zurückführen, oder aber Resonanzen, die noch nicht besetzte Plätze der erwarteten Mesonen-Nonette füllen.

Die Gesamtheit der Zwischenzustände und deren Quantenzahlen bestimmt schließlich die Zahl der in der Partialwellenanalyse zu berücksichtigenden Teilamplituden und die dabei auftretenden Drehimpulse.

4.2 Der Anfangszustand des Protoniums

Die Analyse von Protoniumzerfällen erfordert zunächst eine Untersuchung der möglichen Spin-, Isospin- und Drehimpulsquantenzahlen des Anfangszustandes. Zur experimentellen Klärung des Sachverhaltes wurden bereits vor Inbetriebnahme des Crystal-Barrel-Detektors am LEAR Proton-Antiproton-Annihilationen untersucht [26] [27]. Dabei wurden sowohl Prozesse in flüssigem als auch in gasförmigem Wasserstoff betrachtet. Die Annihilationsreaktion verläuft demnach in folgenden Schritten:

Die in das Target eintretenden Antiprotonen werden zunächst durch Stöße mit den Wasserstoffmolekülen moderiert. Die abgegebene Energie führt dabei zu Ionisation und Dissoziation. Bei kinetischen Energien im Elektronvoltbereich schließlich geht das Antiproton mit dem Wasserstoffkern in ein gebundenes System über (Protonium), das quantenmechanisch ähnlich beschrieben werden kann wie das Wasserstoffatom oder das Positronium. Das System befindet sich zunächst in einem Zustand mit hoher Hauptquantenzahl ($n \approx 30$) und hohem Drehimpuls ($\ell \approx 20$) [27].

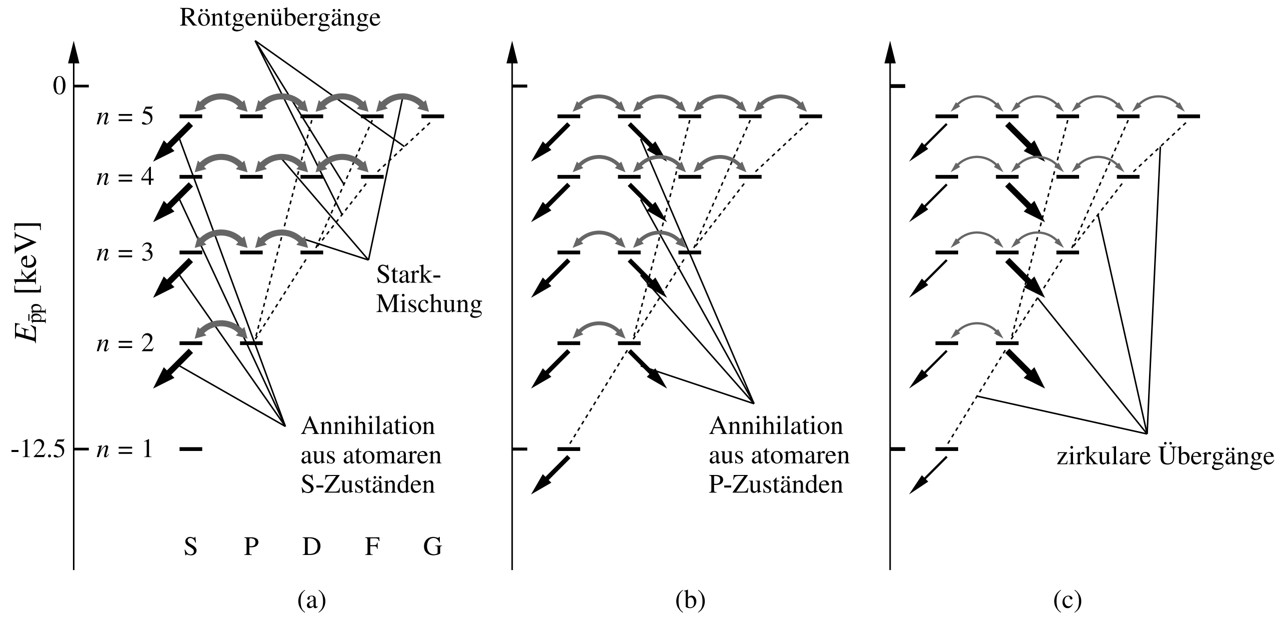

Abbildung 4.1: Atomare Kaskade des antiprotonischen Wasserstoffs: a) In flüssigem Wasserstoff kommt es zu einer Mischung von Zuständen gleicher Hauptquanten- und verschiedener Drehimpulsquantenzahl durch den Stark-Effekt (Stark-Mischung). Dies hat einen hohen Anteil an S-Wellen-Annihilationen zur Folge. K-Röntgenübergänge werden nicht beobachtet. b) In Wasserstoffgas bei Normalbedingungen halten sich Annihilationen aus S- und P-Welle in etwa die Waage. c) Bei einem Gasdruck von 300 mbar verlieren die durch den Stark-Effekt ausgelösten Übergänge ihre Bedeutung. Es dominiert die P-Wellen-Annihilation.

In gasförmigem Wasserstoff führen Auger-Effekte, inelastische Stöße mit benachbarten H_2-Molekülen und radiative Übergänge auf niedrigere Energieniveaus. Überlappen sich die Wellenfunktionen der beiden Teilchen stark genug, so findet die eigentliche Annihilation statt. Die Wahrscheinlichkeit dafür ist bei Ereichen des 2P-Niveaus bereits hundertmal größer als der radiative Übergang in den Grundzustand.

In flüssigem Wasserstoff tritt ein Effekt auf, der die Annihilationswahrscheinlichkeit bei höheren Hauptquantenzahlen steigert. Da das Protonium sehr viel kleiner ist als die es umgebenden Wasserstoffmoleküle, kann es diese nach außen hin neutralen Objekte durchqueren. Dabei ist es jedoch den starken elektrischen Feldern im Inneren der H_2-Moleküle ausgesetzt [28]. Dies führt zu einer Mischung von Zuständen gleicher Hauptquanten- aber unterschiedlicher Drehimpulsquantenzahl (Stark-Effekt), so daß jedem Zustand mit beliebigem Bahndrehimpuls ℓ ein S-Wellen-Anteil mit $\ell = 0$ beigemischt wird. Durch die relativ große Überlappung der Wellenfunktionen bei einem Bahndrehimpuls von $\ell = 0$ kommt es schon bei hohen Hauptquantenzahlen verstärkt zu Annihilationen aus der S-Welle. Der Stark-Effekt wird immer dominanter, je wahrscheinlicher der Durchgang des Protoniums durch ein benachbartes Molekül, d.h. je dichter das Medium ist (siehe Abbildung 4.1). So finden Annihilationen in flüssigem Wasserstoff überwiegend aus der S-Welle heraus statt [29]. Der genaue prozentuale Anteil hängt jedoch von der Reaktionsdynamik des untersuchten Endzustandes ab. Bei Annihilationen in gasförmigem Wasserstoff halten sich S- und P-Welle in etwa die Waage [26]. Durch Verdünnung des Gases kann sogar erreicht werden, daß der P-Wellen-Beitrag dominiert. Vernichtungen aus D- oder F-Zuständen sind in jedem Fall weit unwahrscheinlicher als weitere radiative Übergänge und werden daher im folgenden vernachlässigt.

Vor der Annihilation befindet sich das Protonium in Zuständen mit Bahndrehimpuls $\ell = 0$ oder $\ell = 1$. Die möglichen Quantenzahlen der Spinwellenfunktion des Systems ergeben sich aus der Koppelung der beiden Nukleonenspins ($s = 1/2$) zum Gesamtspin $S = 1$ oder $S = 0$. Gesamtspin und Bahndrehimpuls addieren sich schließlich zum Gesamtdrehimpuls $J = 0$, $J = 1$ oder $J = 2$. Die drei Quantenzahlen ℓ, S und J werden wie in der Atomspektroskopie zusammengefaßt:

$$^{2S+1}\ell_J$$

Für die Bahndrehimpulse $\ell = 0, 1, 2, 3$ setzt man üblicherweise die Symbole S,P,D,F.

Mit diesen Quantenzahlen hängen auch die Symmetrieeigenschaften des Antiproton-Proton-Systems hinsichtlich der Paritätsoperation $\hat{P}$ und der Ladungskonjugationsoperation $\hat{C}$ zusammen. Da die starke Wechselwirkung keine dieser Symmetrien bricht, sind durch den Ausgangszustand bereits die Eigenschaften der Endzustände bestimmt.

Das Verhalten der Gesamtwellenfunktion unter Raumspiegelung hängt nur vom relativen Bahndrehimpuls ℓ ab. Dieser wird durch die Kugelfunktion $Y_m^\ell(\cos\theta)$ beschrieben, deren Parität $(-1)^\ell$ ist. Da Fermionen und Antifermionen stets entgegengesetze Eigenparität besitzen, ergibt sich der Paritäts-Eigenwert des Protoniums zu:

$$P(\bar{p}p) = (-1)^{\ell+1}$$

Der Ladungskonjugationsoperator $\hat{C}$ ersetzt Teilchen durch Antiteilchen und umgekehrt. Um den C-Eigenwert der Gesamtwellenfunktion des Protoniums zu erhalten, betrachtet man zunächst das Verhalten der einzelnen Komponenten unter Vertauschung der beiden Fermionen: Ortswellenfunktion $\phi(x)$, Spinwellenfunktion $\alpha(Spin)$ und den ladungsabhängigen Teil $\chi(Ladung)$. Dem Pauli-Prinzip zufolge muß die Gesamtwellenfunktion ihr Vorzeichen bei Vertauschung von Proton und Antiproton ändern:

$$\phi(x) \cdot \alpha(Spin) \cdot \chi(Ladung) \quad \stackrel{1\leftrightarrow 2}{\longleftrightarrow} \quad -\phi(x) \cdot \alpha(Spin) \cdot \chi(Ladung)$$

Für die Ortswellenfunktion gilt wie oben: $\phi(x) \stackrel{1\leftrightarrow 2}{\longleftrightarrow} (-1)^{\ell} \cdot \phi(x)$. Die Spinwellenfunktion ändert ihr Vorzeichen bei gleichgerichteten Spins ($S = 1$) nicht; allerdings bei umgekehrt ausgerichteten Spins ($S = 0$) schon. Es gilt also: $\alpha(Spin) \stackrel{1\leftrightarrow 2}{\longleftrightarrow} (-1)^{S+1} \cdot \alpha(Spin)$. Der ladungsabhängige Teil definiert das Vorzeichen von C: $\chi(Ladung) \stackrel{1\leftrightarrow 2}{\longleftrightarrow} C \cdot \chi(Ladung)$. Da das Produkt dieser drei Eigenwerte -1 sein muß, folgt:

$$C(\bar{p}p) \quad = \quad (-1)^{\ell+S}$$

Neben dem Gesamtdrehimpuls J und den Eigenwerten P und C ist der Isospin des Antiproton-Proton-Systems für die Beschreibung des Anfangszustandes von Bedeutung. Auch dieser wird in der starken Wechselwirkung erhalten. Proton und Antiproton besitzen die Isospins $|I, I_3 >= |\frac{1}{2}, +\frac{1}{2} >$ und $|I, I_3 >= |\frac{1}{2}, -\frac{1}{2} >$. Sie können daher zum Gesamtisospin $|I, I_3 >= |1, 0 >$ oder $|I, I_3 >= |0, 0 >$ koppeln.

Tabelle 4.1: Quantenzahlen der Protoniumzustände

Bahndrehimpuls $\ell_{\bar{p}p}$	Spin $S_{\bar{p}p}$	Isospin $I_{\bar{p}p}$	atomarer Zustand $^{2S+1}\ell_J$	Quantenzahlen $I^G(J^{PC})$
0	0	0	$^1S_0$	$0^+(0^{-+})$
0	0	1	$^1S_0$	$1^-(0^{-+})$
0	1	0	$^3S_1$	$0^-(1^{--})$
0	1	1	$^3S_1$	$1^+(1^{--})$
1	0	0	$^1P_1$	$0^-(1^{+-})$
1	0	1	$^1P_1$	$1^+(1^{+-})$
1	1	0	$^3P_0$	$0^+(0^{++})$
1	1	1	$^3P_0$	$1^-(0^{++})$
1	1	0	$^3P_1$	$0^+(1^{++})$
1	1	1	$^3P_1$	$1^-(1^{++})$
1	1	0	$^3P_2$	$0^+(2^{++})$
1	1	1	$^3P_2$	$1^-(2^{++})$

Der $\hat{G}$-Operator setzt sich aus einer Drehung im Isospinraum und anschließender Ladungskonjugation zusammen:

$$\hat{G} = \hat{C} \cdot \exp(i\pi I_2)$$

Sein Eigenwert, die G-Parität ist ebenso eine Erhaltungsgröße. Diese ist allerdings keine fundamentale Quantenzahl, sondern dient lediglich der vereinfachten Beschreibung von Endzuständen mit geladenen Teilchen. Die entsprechenden Eigenwerte des Antiproton-Proton-Systems sind:

$$G(\bar{p}p) = (-1)^{\ell+S+I}$$

In Tabelle 4.1 sind die Quantenzahlen J, P, C, I und G der möglichen Anfangszustände zusammengefaßt.

Aufgrund der geladenen Teilchen in den hier analysierten Endzuständen ist die C-Parität nicht festgelegt. Das heißt, bereits bei Beschränkung auf Annihilationen in der S-Welle, müssen zwei verschiedene Anfangszustände in Betracht gezogen werden ($J^{PC} = 0^{-+}$ und 1^{--}). Deren jeweilige Beiträge werden in der Partialwellenanalyse inkohärent addiert[1]. Anders verhält es sich mit dem Isospin. Dieser kann für jede Ausgangssituation (J^{PC}) zwei verschiedene Werte annehmen, die quantenmechanisch nicht festgelegt sind. In diesem Fall ergibt sich der Gesamtzustand bei einer Überlappung der beiden entsprechenden Isospinwellenfunktionen aus einer kohärenten Addition beider Beiträge. Derartige Interferenzen verschiedener Isospinzustände wurden experimentell nachgewiesen [30] [31]. Die relative Phase, sowie das Verhältnis der Amplituden und der Grad der Überlappung kann allerdings je nach Annihilationsdynamik, das heißt je nach Anfangszustand, variieren. Theoretischen Modellen zufolge sind zum Beispiel die in Nukleon-Antinukleon-Annihilationen auftretenden Absorptionslängen sowohl von I als auch von J^{PC} abhängig[2] [32] [33] [34].

4.3 Eigenschaften der möglichen Zwischenzustände

4.3.1 Die Struktur der Mesonen im Quarkmodell

Dem Quarkmodell [39] [40] [41] [42] zufolge sind Mesonen aus Quark-Antiquark-Paaren zusammengesetzt. Die drei leichtesten Quark-Flavours *up, down* und *strange* (u, d und s) lassen sich demnach mit den entsprechenden Antiquarks zu $3^2 = 9$ Zuständen kombinieren. Je nach Bahndrehimpuls $\ell(q\bar{q})$ und radialer Anregung, die der atomaren Hauptquantenzahl entspricht (In Abbildung 4.2 mit R_1 bzw. R_2 bezeichnet), erwartet man verschiedene derartige Nonette:

---

[1] Dies ist eine Konsequenz aus der Tatsache, daß für Annihilationen in Ruhe keine Raumachse ausgezeichnet ist.

[2] Die entsprechenden Werte für die relative Phase und das Amplitudenverhältnis treten in der Partialwellenzerlegung als freie Parameter in Erscheinung.

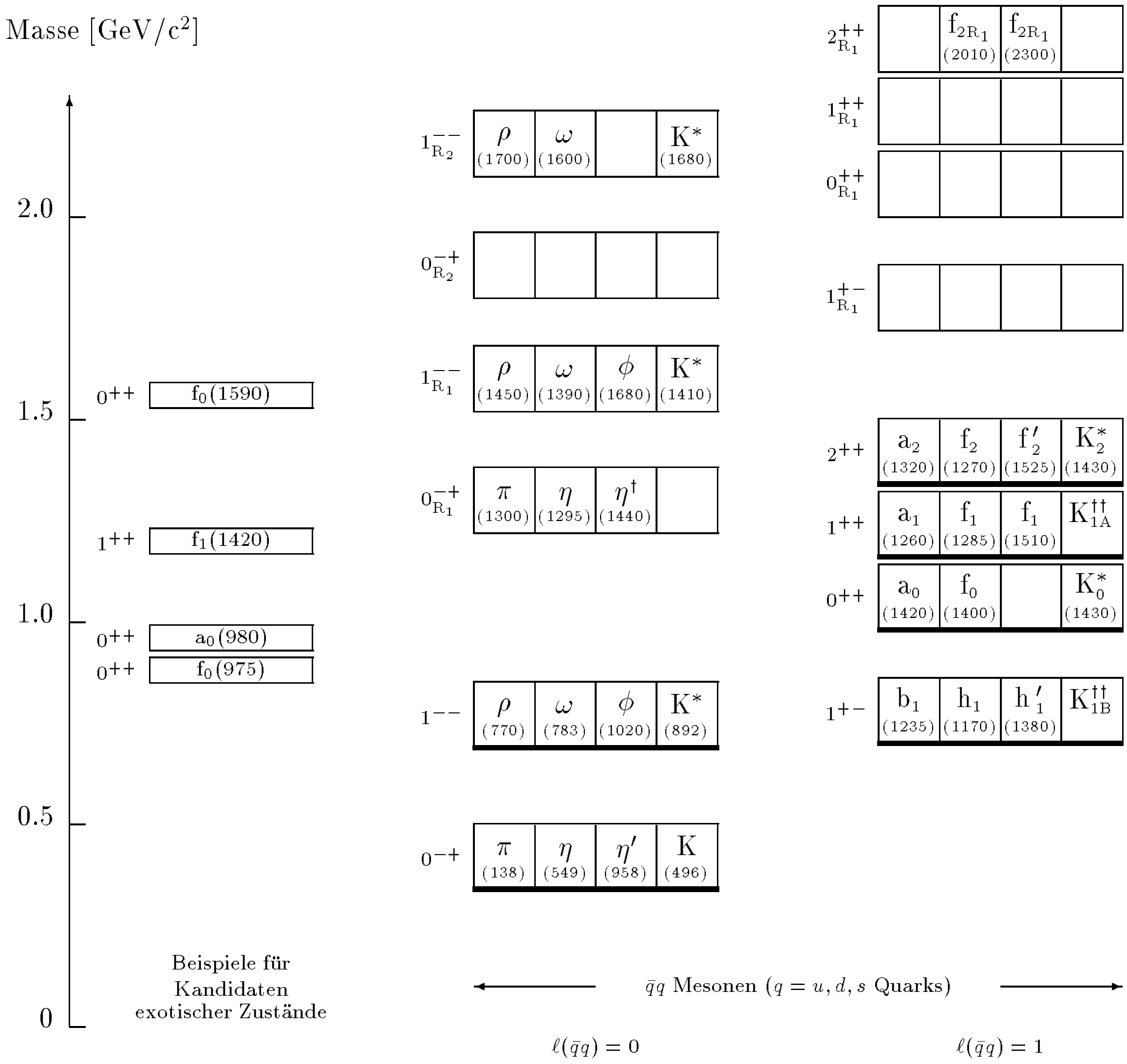

Abbildung 4.2: Schematisches Spektrum der leichten Mesonen: Die beiden rechten Spalten zeigen $q\bar{q}$-Mesonen und deren Quantenzahlen J^{PC} für die Bahndrehimpulse $\ell = 0$ und $\ell = 1$. Die Mitglieder eines Nonetts sind zu einem mittleren Massenwert zusammengefaßt. Von links nach rechts sind jeweils das Isospintriplett, die zwei Singulettzustände und die zwei kaonischen Isospindubletts (zusammengefaßt in einem Kästchen) aufgeführt. In der linken Spalte finden sich Beispiele für Zustände, deren Existenz zwar als gesichert gilt, aber deren Interpretation als $q\bar{q}$-Mesonen Schwierigkeiten bereitet. †: Die Einordnung des $\eta(1440)$ hängt zusammen mit der Klärung des sogenannten E/ι-Puzzles (siehe Kapitel 4.4.2 und 4.4.3) ††: Die beiden Mesonen K_{1A} und K_{1B} werden nicht als reine Zustände beobachetet. Gemessen werden deren Mischungen $K_1(1270)$ und $K_1(1400)$ (siehe Kapitel 4.3.3)

Es sind jedoch zum einen noch nicht alle nach diesem Modell erwarteten Zustände beobachtet worden. Zum anderen gibt es einige Kanditaten für sogenannte exotische Zustände, deren Einordnung in bestehende Nonette bislang strittig ist.

Für verschwindenden Bahndrehimpuls der beiden Konstituenten ($\ell = 0$) hängt der Gesamtdrehimpuls J eines Mesons nur von der relativen Orientierung der Quark- und Antiquarkspins ab. Beide sind Teilchen mit halbzahligem Eigendrehimpuls ($s = 1/2$). Daraus läßt sich ein $J = 1$ Spin-Triplett (parallele Spins) und ein $J = 0$ Spin-Singulett (antiparallele Spins) bilden.

Unter Berücksichtigung der umgekehrten intrinsischen Paritäten von Fermion und Antifermion folgt für die Gesamtparität des Mesons analog zum Protonium:

$$P(q\bar{q}) \;=\; (-1)^{\ell+1}$$

Ist $\ell = 0$ ergeben sich zwei Gruppen von je neun Mesonen mit $J^P = 0^-$ und $J^P = 1^-$. Aufgrund der Transformationseigenschaften unter Raumspiegelung und Rotation werden diese als Nonett der Pseudoskalar- bzw. Vektormesonen bezeichnet. Für einen Bahndrehimpuls von $\ell = 1$ spaltet sich das Spektrum nach der Kopplung mit den beiden Gesamtspinzuständen $S = 0$ bzw. $S = 1$ in vier Nonetts mit $J^{PC} = 1^{+-}$ bzw. $0^{++}, 1^{++}, 2^{++}$.

Die leichtesten und stabilsten aller bekannten Mesonen sind die Pionen, Kaonen und η-Mesonen. Sie können, wie aus Tabelle 4.2 hervorgeht, auf natürliche Weise mit den neun Quark-Antiquark-Kombinationen des Pseudoskalar-Nonetts identifiziert werden. Die jeweils etwas schwereren Mesonen ρ, ω, ϕ und K^* füllen das Nonett der Vektormesonen.

Isospin- und Seltsamkeitsquantenzahlen der jeweiligen Mesonen, sowie deren C-Paritäten, sofern diese definiert sind, ergeben sich nun aus dem Quarkinhalt: u- und d-Quark bilden ein Isospindublett ohne Seltsamkeit; das s-Quark ein Isospinsingulett mit Seltsamkeit $\mathsf{S} = -1$. Daraus folgt für die neun Pseudoskalar- bzw. Vektormesonen ein Isospintriplett (π- bzw. ρ-Mesonen), zwei Isospindubletts (K- bzw. K^*-Mesonen) und zwei Isospinsinguletts (η- bzw. ω-Mesonen). Keines der K-Mesonen hat eine definierte C-Parität. Eigenzustände zum Operator der Ladungskonjugation lassen sich in diesem Fall nur durch kohärente Überlagerung bilden (siehe unten). Für die übrigen ungeladenen Mesonen berechnet sich der $\hat{C}$-Eigenwert analog dem Protonium zu[3]:

$$C(q\bar{q}) \;=\; (-1)^{\ell+s}$$

also $C = +1$ für Pseudoskalar- und $C = -1$ für Vektormesonen.

Nicht alle der in Tabelle 4.2 aufgeführten Mesonen lassen sich auch direkt beobachten. Die in der Natur auftretenden η- und η'-Mesonen (bzw. ω und ϕ) sind Linearkombinationen der Zustände η_0 und η_8 (bzw. ω_0 und ω_8). Auch die neutralen Kaonen K° und $\bar{K}^\circ$ sind nur in den beiden Überlagerungen K_L° und K_S° meßbar. Deren spezielle Natur wird im folgenden erläutert.

[3] Die gleichen Überlegungen gelten für Mesonen mit Bahndrehimpuls $\ell = 1$.

Tabelle 4.2: Quarkkombinationen sowie Isospin- (I, I_3), Seltsamkeits- (S) und Gesamtdrehimpulsquantenzahlen (J) der Pseudoskalar- und Vektormesonen.

I	I_3	S	$q\bar{q}$	J		J	
1	+1	0	$u\bar{d}$	0	π^+	1	ρ^+
1	0	0	$(d\bar{d} - u\bar{u})/\sqrt{2}$	0	π^o	1	ρ^o
1	−1	0	$-d\bar{u}$	0	π^-	1	ρ^-
$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	1	$u\bar{s}$	0	K^+	1	K^{*+}
$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	1	$d\bar{s}$	0	K°	1	K^{*o}
$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	−1	$-s\bar{u}$	0	K^-	1	K^{*-}
$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	−1	$s\bar{d}$	0	$\bar{K}^\circ$	1	$\bar{K}^{*o}$
0	0	0	$(d\bar{d} + u\bar{u} - 2s\bar{s})/\sqrt{6}$	0	η_8	1	ω_8
0	0	0	$(d\bar{d} + u\bar{u} + s\bar{s})/\sqrt{3}$	0	η_0	1	ω_0

4.3.2 K-Mesonen

Die beiden neutralen K-Mesonen K° und $\bar{K}^\circ$ zerfallen in zwei oder drei Pionen bzw. in ein Pion und zwei Leptonen. Dabei ändert sich die Seltsamkeits-Quantenzahl (ΔS$= \pm 1$). Diese ist nur für die schwache Wechselwirkung keine Erhaltungsgröße.

Durch die Beobachtung der beiden neutralen K-Resonanzen in den gleichen Endzuständen kommt es zu quantenmechanischen Interferenzen. Das heißt, die schwache Wechselwirkung induziert in Prozessen höherer Ordnung Übergänge zwischen K° und $\bar{K}^\circ$. Demnach kann deren Zerfall nicht separat beschrieben werden. Nur über eine Kopplung von K° und $\bar{K}^\circ$ lassen sich meßbare Aussagen treffen:

Die schwache Wechselwirkung verletzt die Parität P und den Eigenwert der Ladungskonjugation C. Wenn man jedoch von den hier vernachlässigbaren Effekten der CP-Verletzung absieht, führt die sukzessive Anwendung der beiden entsprechenden Operatoren $\hat{C}\hat{P}$ wieder zu einer Erhaltungsgröße. Aus

$$\hat{P}|K^\circ> = -|K^\circ> \qquad \hat{P}|\bar{K}^\circ> = -|\bar{K}^\circ>$$

$$\hat{C}|K^\circ> = |\bar{K}^\circ> \qquad \hat{C}|\bar{K}^\circ> = |K^\circ>$$

ergeben sich folgende CP-Eigenzustände:

$$|K_1^\circ> = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^\circ> - |\bar{K}^\circ>) \qquad CP = +1 \qquad C = -1$$

$$|K_2^\circ> \;=\; \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^\circ> + |\bar{K}^\circ>) \qquad CP = -1 \qquad C = +1$$

Unter der Vorraussetzung von CP-Invarianz können keine Übergänge zwischen $|K_1^\circ>$ und $|K_2^\circ>$ auftreten. Beide Zustände haben spezifische Zerfallsmoden und Lebensdauern.

Experimentell wird tatsächlich ein kurzlebiges neutrales Kaon (K_S°) beobachtet, das in zwei Pionen und ein langlebigeres (K_L°), das in drei Pionen zerfällt. Bei Vernachlässigung der CP-Verletzung, kann daher ersteres mit dem ($CP = +1$)-Eigenzustand, letzteres mit dem ($CP = -1$)-Eigenzustand identifiziert werden[4]:

$$|K_S^\circ> \;=\; |K_1^\circ> \;=\; \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^\circ> - |\bar{K}^\circ>)$$

$$|K_L^\circ> \;=\; |K_2^\circ> \;=\; \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^\circ> + |\bar{K}^\circ>)$$

oder:

$$|K^\circ> \;=\; \frac{1}{\sqrt{2}}(|K_L^\circ> + |K_S^\circ>)$$

$$|\bar{K}^\circ> \;=\; \frac{1}{\sqrt{2}}(|K_L^\circ> - (|K_S^\circ>).$$

K_S° und K_L° sind somit auch näherungsweise Eigenzustände der Ladungskonjugation:

$$\hat{C}|K_S^\circ> = -|K_S^\circ> \qquad \hat{C}|K_L^\circ> = |K_L^\circ>$$

Für Zweiteilchenzustände folgt entsprechend:

$$|K\bar{K},\, C = -1> \;=\; \frac{1}{\sqrt{2}}(K^\circ\bar{K}^\circ - \bar{K}^\circ K^\circ) \;=\; \frac{1}{\sqrt{2}}(K_S^\circ K_L^\circ - K_L^\circ K_S^\circ),$$

$$|K\bar{K},\, C = +1> \;=\; \frac{1}{\sqrt{2}}(K^\circ\bar{K}^\circ + \bar{K}^\circ K^\circ) \;=\; \frac{1}{\sqrt{2}}(K_L^\circ K_L^\circ - K_S^\circ K_S^\circ)$$

[4]In den 60er Jahren wurde gezeigt, daß das langlebige K_L°-Meson auch in zwei Pionen zerfällt. Das heißt von der schwachen Wechselwirkung wird auch CP nicht erhalten. Die daraus folgende Beimischung von K_2° zum K_S°-Zustand (und K_1° zum K_L°-Zustand) ist jedoch gering und für die hier angestellten Untersuchungen vernachlässigbar.

Um daraus zugleich Eigenzustände des Isospinoperators zu konstruieren, müssen im folgenden die geladenen Kaonen mitberücksichtigt werden:

Das Antiproton-Proton-System wird von einer Überlagerung zweier Isospinwellenfunktion beschrieben:

$$|I, I_3>= |1,0> \qquad \text{und} \qquad |I, I_3>= |0,0>$$

Die Clebsch-Gordon-Koeffizienten für die Kopplung an zwei K-Mesonen mit halbzahligem Isospin sind:

$$|I, I_3> \;=\; |0,0> \;=\; \frac{1}{\sqrt{2}}\,|\tfrac{1}{2},+\tfrac{1}{2}>|\tfrac{1}{2},-\tfrac{1}{2}> \;-\; \frac{1}{\sqrt{2}}\,|\tfrac{1}{2},-\tfrac{1}{2}>|\tfrac{1}{2},+\tfrac{1}{2}>$$

$$|I, I_3> \;=\; |1,0> \;=\; \frac{1}{\sqrt{2}}\,|\tfrac{1}{2},+\tfrac{1}{2}>|\tfrac{1}{2},-\tfrac{1}{2}> \;+\; \frac{1}{\sqrt{2}}\,|\tfrac{1}{2},-\tfrac{1}{2}>|\tfrac{1}{2},+\tfrac{1}{2}>$$

Daraus ergeben sich die vier möglichen Isospin- und C-Paritäts-Eigenzustände:

$$|I=0,\; C=+1> \;=\; N \cdot [(K^+K^- - K^\circ\bar{K}^\circ) \;+\; (K^-K^+ - \bar{K}^\circ K^\circ)]$$

$$|I=0,\; C=-1> \;=\; N \cdot [(K^+K^- - K^\circ\bar{K}^\circ) \;-\; (K^-K^+ - \bar{K}^\circ K^\circ)]$$

$$|I=1,\; C=+1> \;=\; N \cdot [(K^+K^- + K^\circ\bar{K}^\circ) \;+\; (K^-K^+ + \bar{K}^\circ K^\circ)]$$

$$|I=1,\; C=-1> \;=\; N \cdot [(K^+K^- + K^\circ\bar{K}^\circ) \;-\; (K^-K^+ + \bar{K}^\circ K^\circ)]$$

Zu einem in seiner C-Parität festgelegten $(K\bar{K})$-Zustand kann demnach sowohl die (I=1)-Komponente als auch (I=0) beitragen.

Da es sich hierbei um Meson-Antimeson-Paare handelt, gelten zusätzliche Auswahlregeln bezüglich des relativen Drehimpulses der beiden Kaonen. Die Gesamtwellenfunktion zweier Bosonen ist nach dem Pauli-Prinzip symmetrisch unter Vertauschung:

$$\phi(x)\cdot\alpha(Spin)\cdot\chi(Ladung) \;\xleftrightarrow{1\leftrightarrow 2}\; \phi(x)\cdot\alpha(Spin)\cdot\chi(Ladung)$$

Das Verhalten des ladungsabhängigen Teils ist dabei durch die jeweilige C-Parität festgelegt: $\chi(Ladung) \xleftrightarrow{1\leftrightarrow 2} C\cdot\chi(Ladung)$. Für die Orts- und Spinwellenfunktion gelten folgende Beziehungen: $\phi(x) \xleftrightarrow{1\leftrightarrow 2} (-1)^\ell\cdot\phi(x)$ und $\alpha(Spin) \xleftrightarrow{1\leftrightarrow 2} (-1)^S\cdot\alpha(Spin)$. Der Gesamtspin S und der Drehimpuls ℓ eines Meson-Antimeson-Paares muß also die Gleichung

$$C \;=\; (-1)^{\ell+S}$$

erfüllen. Für Kaonen vereinfacht sich diese mit $S=0$ zu $C=(-1)^\ell$.

4.3.3 Quantenzahlen der möglichen Zwischenzustände

Eine wesentliche Grundannahme bei der vorliegenden Untersuchung ist die Gültigkeit des sogenannten Isobar-Modells [24]. Demnach läßt sich die Proton-Antiproton-Annihilation in den gemessenen Endzustand auf eine Kaskade von Zweiteilchen-Zerfällen zurückführen. Drei- und Mehrteilchenzerfälle treten nicht auf. Die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ$ läuft also über verschiedene Stufen. Die dafür in Frage kommenden Möglichkeiten lassen sich folgendermaßen schematisieren[5]:

$$\bar{p}p \;\rightarrow\; (K\pi) \;+\; (\bar{K}\pi) \tag{4.1}$$

$$\bar{p}p \;\rightarrow\; (K\pi\pi) \;+\; \bar{K} \qquad\qquad (K\pi\pi) \;\rightarrow\; (K\pi) + \pi \tag{4.2}$$

$$\bar{p}p \;\rightarrow\; (K\pi\pi) \;+\; \bar{K} \qquad\qquad (K\pi\pi) \;\rightarrow\; (\pi\pi) + K \tag{4.3}$$

$$\bar{p}p \;\rightarrow\; (K\bar{K}\pi) \;+\; \pi \qquad\qquad (K\bar{K}\pi) \;\rightarrow\; (K\pi) + \bar{K} \tag{4.4}$$

$$\bar{p}p \;\rightarrow\; (K\bar{K}\pi) \;+\; \pi \qquad\qquad (K\bar{K}\pi) \;\rightarrow\; (K\bar{K}) + \pi \tag{4.5}$$

$$\bar{p}p \;\rightarrow\; (\pi\pi) \;+\; (K\bar{K}) \tag{4.6}$$

Die Suche nach möglichen Zwischenzuständen beschränkt sich demnach auf die Zweiteilchensysteme $K\pi$, $\pi\pi$, $K\bar{K}$ und die Dreiteilchensysteme $K\pi\pi$ bzw. $K\bar{K}\pi$. Eine weitere Randbedingung liefert die durch das Proton-Antiproton-System festgelegte Gesamtenergie. Der in den beiden untersuchten Reaktionen für die jeweiligen invarianten Zwei- und Dreiteilchenmassen kinematisch mögliche Bereich ergibt sich aus den Spektren in Abbildung 3.13 und 3.14. Dabei muß allerdings berücksichtigt werden, daß Zerfälle $A \rightarrow B{+}C$ auch stattfinden können, wenn $m_B > m_A$ gilt, sofern die Zerfallsbreiten $\Gamma_\circ$ der Tochterteilchen ausreichend groß sind. Ein Beispiel dafür ist die Reaktion $K_1(1270) \rightarrow K_0^*(1430) + \pi$ mit $\Gamma_\circ(K_0^*(1430)) \approx 300$ MeV/c^2.

Für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ \pi^\circ$ sind prinzipiell noch mehr Kaskaden denkbar. Die Betrachtung der gemessenen Spektren zeigt jedoch, daß Zerfälle der Art

$$\bar{p}p \;\rightarrow\; (K\bar{K}\pi) \;+\; (\pi\pi) \qquad\qquad (K\bar{K}\pi) \;\rightarrow\; (K\bar{K}) + \pi \tag{4.7}$$

[5] Der Zerfall einer Resonanz im $K\bar{K}\pi$-System (Reaktionstyp 4.4) wird korrekterweise durch kohärente Addition der zwei Teilamplituden $(K\bar{K}\pi) \rightarrow (K\pi) + \bar{K}$ und $(K\bar{K}\pi) \rightarrow (\bar{K}\pi) + K$ beschrieben. Entsprechendes gilt auch für die anderen aufgeführten Reaktionstypen. Es handelt sich hierbei jedoch nur um eine schematische Übersicht, der im weiteren eine ausführlichere Beschreibung der Zerfallsketten folgt.

$$\bar{p}p \;\rightarrow\; (K\bar{K}\pi) \;+\; (\pi\pi) \qquad\qquad (K\bar{K}\pi) \rightarrow (K\pi) + \bar{K} \tag{4.8}$$

dominieren sollten. Denn für die von den beiden Vierteilchensystemen $K\bar{K}\pi\pi$ und $K\bar{K}\pi\pi$ abgedeckten Massenbereiche (vergleiche Abbildung 3.22) wurden bislang keine resonanten Zustände gemessen. Dies gilt auch für primäre Zerfälle des Protoniums in $(K\bar{K}) + (\pi\pi\pi)$ bzw. in $(K\pi) + (\bar{K}\pi\pi)$. Kinematisch sind für das geladene Dreipionsystem nur invariante Massen kleiner 900 MeV/c^2 möglich (vergleiche Abbildung 3.21). In dieser Region gibt es jedoch keine potentiellen Kandidaten mit Isospin $I \neq 0$, deren Zerfall in drei Pionen beobachtet wurde [25]. Ebensowenig gibt es im relevanten Massenbereich ($m <$ 1200 MeV/c^2) einen resonanten $K\pi\pi$-Zustand [25]. Reaktionen der Art $\bar{p}p \rightarrow (K\bar{K}\pi) + (\pi\pi)$ können für den $K^\circ_L K^\mp \pi^\pm \pi^\circ \pi^\circ$-Endzustand prinzipiell in einer neutralen $(K^\circ_L K^\pm \pi^\mp) + (\pi^\circ \pi^\circ)$ bzw. einer geladenen Version $(K^\circ_L K^\pm \pi^\circ) + (\pi^\mp \pi^\circ)$ auftreten. Gegen Letztere sprechen zwei Gründe: Zum einen müßte für das $K^\circ_L K^\pm \pi^\circ$-System $I \neq 0$ gelten. Für $m(K^\circ_L K^\pm \pi^\circ) <$ 1600 MeV/c^2 würde jedoch nur das $b_1(1235)$ mit $I^G(J^{PC}) = 1^+(1^{+-})$ diese Bedingung erfüllen. Dessen Zerfall in $K^\circ_L K^\pm \pi^\circ$ ist zwar von den Quantenzahlen her möglich, wurde allerdings noch nicht bestätigt. Es existieren lediglich obere Grenzen des Verzweigungsverhältnisses [25]. Im gemessenen Spektrum zeigen sich zudem keine statistisch signifikannten Signale für einen nennenswerten Beitrag. Ein weiterer Grund gegen die geladene Version $(K^\circ_L K^\pm \pi^\circ) + (\pi^\mp \pi^\circ)$ ist das beobachtete $\pi^\mp \pi^\circ$-Spektrum. Für $m(\pi^\mp \pi^\circ) <$ 600 MeV/c^2 sind keine resonanten Zwischenzustände bekannt [25]. Im $K^\circ_L K^\mp \pi^\pm \pi^\circ \pi^\circ$-Endzustand dominiert demnach der primäre Zerfall:

$$\bar{p}p \;\rightarrow\; (K^\circ_L K^\pm \pi^\mp) \;+\; (\pi^\circ \pi^\circ) \tag{4.9}$$

Diese heuristische Eingrenzung der möglichen Zerfallsketten wird in der Partialwellenanalyse des $K^\circ_L K^\mp \pi^\pm \pi^\circ \pi^\circ$-Endzustandes nochmals überprüft (siehe Kapitel 5.5.2).

Obige Überlegungen basieren auf der Gültigkeit des Isobar-Modells [24]. Sieht man davon ab, so sind auch nichtresonante Streuzustände denkbar. Bisherige Analysen haben allerdings die Brauchbarkeit dieses Modells wiederholt bestätigt.

Im folgenden schließt sich eine Aufstellung der kinematisch möglichen Zwischenzustände in den relevanten Zwei- bzw. Dreiteilchensystemen an. Es werden darin nur bereits etablierte Resonanzen berücksichtigt [25]. Zerfallsmoden die nicht in einen der hier analysierten Endzustände führen werden nicht erwähnt.

Resonanzen im $K\pi$ und $K\pi\pi$-System:

Neben den neutralen und geladenen P-Wellen-Zuständen des $K\pi$-Systems, den K^*-Mesonen des 1^{--}-Nonetts wurde im relevanten Massenbereich eine weitere $K\pi$-Resonanz in der S-Welle beobachtet (siehe Tabelle 4.3).

Dieses sogenannte $K^*_0(1430)$ besetzt die beiden Isospindubletts des 0^{++}-Nonetts für den relativen Quark-Antiquark-Drehimpuls von $\ell = 1$ (siehe Abbildung 4.2). Die

Tabelle 4.3: Massen und Zerfallsbreiten $\Gamma_\circ$ der Resonanzen im $K\pi$-System in MeV/c^2 (nach [25]). $\ell(K\pi)$ bezeichnet den relativen Drehimpuls von Pion und Kaon im $K\pi$-Schwerpunktsystem:

$K\pi$-Resonanz	J	P	Masse	$\Gamma_\circ$	$\ell(K\pi)$
$K^*(892)^\pm$	1	$-$	891.59 ± 0.24	49.8 ± 0.8	1
$K^*(892)^{*\circ}$	1	$-$	896.10 ± 0.28	50.5 ± 0.6	1
$K_0^*(1430)$	0	$+$	$1429. \pm 6$	$287. \pm 23.$	0

$K\pi$-Streuung in der S-Welle wird allerdings nur unzureichend von einer reinen Breit-Wigner-Amplitude mit der entsprechenden Zerfallsbreite und Masse für das $K_0^*(1430)$ aus Tabelle 4.3 dargestellt. Grundlage der Partialwellenanalyse war daher eine modifizierte Parametrisierung, im folgenden mit $(K\pi)_s$ bezeichnet, die dem gemessenen Verlauf besser entspricht [35] (siehe Kapitel 5.2.3).

Im $K\pi\pi$-System werden für den $K_L^\circ K^\mp\pi^\pm\pi^\circ$-Endzustand vier verschiedene Resonanzen erwartet. Deren Einordnung in Mesonennonnette geht aus Abbildung 4.2. hervor. Die reinen SU(3)-Zustände K_{1A} und K_{1B} des 1^{++}- bzw. 1^{+-}-Nonetts sind dabei Mischungen der experimentell beobachteten Zustände $K_1(1270)$ und $K_1(1400)$ [36] [37] [38].

Tabelle 4.4: Massen und Zerfallsbreiten $\Gamma_\circ$ der Resonanzen im $K\pi\pi$-System in MeV/c^2 (nach [25]). Es sind jeweils verschiedene, in den untersuchten Endzuständen beobachtbare Zerfälle möglich (Anteil in %). ℓ bezeichnet die erlaubten Drehimpulse der Zerfallsprodukte im $K\pi\pi$-Schwerpunktsystem [25]:

$K\pi\pi$-Resonanz	J	P	Masse	$\Gamma_\circ$	Zerfall	ℓ	%
$K_1(1270)$	1	$+$	1270 ± 10	90 ± 20	$K\rho(770)$	0,2	42 ± 6
					$(K\pi)_s\pi$	1	28 ± 4
					$K^*(892)\pi$	0,2	16 ± 5
$K_1(1400)$	1	$+$	1402 ± 7	174 ± 13	$K^*(892)\pi$	0,2	94 ± 6
					$K\rho(770)$	0,2	$3,0 \pm 3,0$
$K^*(1410)$	1	$-$	1412 ± 12	227 ± 22	$K^*(892)\pi$	1	> 40
					$K\rho(770)$	1	< 7
$K_2^*(1430)^0$	2	$+$	1432 ± 1	109 ± 5	$K^*(892)\pi$	2	25 ± 2
$K_2^*(1430)^\pm$			1425 ± 1	98 ± 2	$K\rho(770)$	2	9 ± 1

Die in Tabelle 4.4 angegebenen möglichen Bahndrehimpulse ℓ ergeben sich allgemein für eine Reaktion der Art $A \to B + C$ aus den Erhaltungssätzen für den Gesamtdrehimpuls (J_A) und die Parität P_A:

$$P_A = (-1)^\ell \cdot P_B \cdot P_C \tag{4.10}$$

$$|\ell - S| \leq J_A \leq |\ell + S| \tag{4.11}$$

Wobei $|J_B - J_C| \leq S \leq |J_B + J_C|$ gilt und J_B bzw. J_C für die Gesamtdrehimpulse der Teilchen B und C stehen. S ist der, aus deren Kopplung, resultierende Gesamtspin.

Alle oben angeführten K-Resonanzen tragen halbzahligen Isospin. Die jeweiligen z-Komponenten ergeben sich analog den K bzw. K^*-Dubletts in Tabelle 4.2. Die Eigenzustände zum Operator der C-Parität können wie für die K-Mesonen (siehe Kapitel 4.3.2) nur aus Superpositionen der beiden ungeladenen bzw. geladenen Zustände gewonnen werden. Eine Konvention für die Wirkung von $\hat{C}$ richtet sich nach der C-Parität des entsprechenden Mesonnonetts[6]:

$$\hat{C}|K> = +|\bar{K}> \tag{4.12}$$

$$\hat{C}|K^*> = -|\bar{K}^*> \tag{4.13}$$

$$\hat{C}|K_{1A}> = +|\bar{K}_{1A}> \tag{4.14}$$

$$\hat{C}|K_{1B}> = -|\bar{K}_{1B}> \tag{4.15}$$

Die Wirkung von $\hat{C}$ auf die gemessenen $K\pi\pi$-Zustände $K_1(1270)$ und $K_1(1400)$ ist aufgrund der in etwa gleichen Mischung (45°) von K_{1A} und K_{1B} unbestimmt (siehe oben).

Die nachfolgenden Überlegungen sind aus Gründen der Allgemeinheit auf die neutralen K-Mesonen K° und $\bar{K}^\circ$ bezogen. Unter Berücksichtigung der Zusammenhänge aus Kapitel 4.3.2 folgen daraus die entsprechenden Aussagen für das im Endzustand beobachtbare K_L° bzw. K_S°.

Resonante Zustände im $K\pi$-System können jeweils über zwei Wege zerfallen. Deren Beitrag bzw. relative Phase ergibt sich aus den Clebsch-Gordon-Koeffizienten für die Kopplung von Isospin $\frac{1}{2}$ und Isospin 1 zu $I = \frac{1}{2}$:

$$|\tfrac{1}{2}, +\tfrac{1}{2}> = \sqrt{\frac{2}{3}}\,|1,+1>|\tfrac{1}{2},-\tfrac{1}{2}> - \sqrt{\frac{1}{3}}\,|1,0>|\tfrac{1}{2},+\tfrac{1}{2}> \tag{4.16}$$

Für $|I, I_3> = |\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}>$ gilt entsprechendes. Daraus folgt für den Zerfall der K^*:

$$K^{*+} = +\sqrt{\frac{2}{3}}\,K^\circ\pi^+ - \sqrt{\frac{1}{3}}\,K^+\pi^\circ \tag{4.17}$$

$$\bar{K}^{*\circ} = +\sqrt{\frac{2}{3}}\,K^-\pi^+ - \sqrt{\frac{1}{3}}\,\bar{K}^\circ\pi^\circ \tag{4.18}$$

$$K^{*-} = -\sqrt{\frac{2}{3}}\,\bar{K}^\circ\pi^- + \sqrt{\frac{1}{3}}\,K^-\pi^\circ \tag{4.19}$$

$$K^{*\circ} = -\sqrt{\frac{2}{3}}\,K^+\pi^- + \sqrt{\frac{1}{3}}\,K^\circ\pi^\circ \tag{4.20}$$

[6]Eine gleichzeitige Umkehr aller Vorzeichen führt zu völlig äquivalenten Aussagen.

Die gleichen Beziehungen gelten auch für die $K_0^*(1430)$-Mesonen ($(K\pi)_s$).

Zerfälle der Art $K\pi\pi \to K\pi + \pi$ spalten sich analog dazu in je vier Amplituden mit fester Phasenbeziehung. Für das $K_1(1400)$ gilt stellvertretend für alle Resonanzen im $K\pi\pi$-System[7]:

$$\begin{aligned} K_1^\circ(1400) &= -\sqrt{\frac{2}{3}}\,K^{*+}\pi^- + \sqrt{\frac{1}{3}}\,K^{*\circ}\pi^\circ \\ &= -\sqrt{\frac{2}{3}}\left[+\sqrt{\frac{2}{3}}K^\circ\pi^+ - \sqrt{\frac{1}{3}}K^+\pi^\circ\right]\pi^- + \\ &\quad + \sqrt{\frac{1}{3}}\left[-\sqrt{\frac{2}{3}}K^+\pi^- + \sqrt{\frac{1}{3}}K^\circ\pi^\circ\right]\pi^\circ \end{aligned} \tag{4.21}$$

Davon sind jedoch nur zwei Teilamplituden im $K_L^\circ K^\mp\pi^\pm\pi^\circ$-Endzustand beobachtbar.

$$K_1^\circ(1400) \to +\sqrt{\frac{2}{9}}\,(K^+\pi^\circ)\pi^- - \sqrt{\frac{2}{9}}(K^+\pi^-)\pi^\circ \tag{4.22}$$

Das heißt der Zerfall über das geladene K^* ist gegenüber dem neutralen um 180° phasenverschoben. Das gleiche Ergebnis erhält man für die drei anderen Ladungszustände. Für Reaktionen der Art $(K\pi\pi) \to K + (\pi\pi)$ gibt es jeweils nur eine Möglichkeit, weil hier nur $\pi^\pm\pi^\circ$, also $I = 1$ und $I_3 = \pm 1$ nachgewiesen wird.

Resonante Zustände im $\pi\pi$ und $K\bar{K}$-System:

Die Suche nach möglichen Resonanzen im $K\bar{K}$-System beschränkt sich auf Teilchen mit Isospin 1. Nur solche können in der geladenen Reaktion $X^\pm \to K_L^\circ + K^\pm$ beobachtet werden. Das gleiche gilt für Mesonen, die in $\pi^\circ + \pi^\pm$ zerfallen.

Im $\pi^\circ\pi^\circ$-System des $K_L^\circ K^\mp\pi^\pm\pi^\circ\pi^\circ$-Endzustandes treten zusätzliche Komplikationen auf. Das $\pi^\circ\pi^\circ$-System zerfällt aufgrund der Symmetrie der Wellenfunktion (zwei identische Bosonen) nur mit geradem Drehimpuls ℓ. Vernachlässigt man Reaktionen mit $\ell \geq 4$ so ergeben sich nur die zwei Möglichkeiten $\ell = 0$ ($\pi^\circ\pi^\circ$ in der S-Welle) und $\ell = 2$ ($\pi^\circ\pi^\circ$ in der D-Welle). Die zu ersterer vorliegenden experimentellen Daten sind nicht gut verstanden. Theoretische Beschreibungen stützen sich zumeist auf Experimente zur $\pi^\circ\pi^\circ$-Streuung. Daraus erklären Au, Morgan und Pennington [94] den Verlauf der Streuamplitude durch Beiträge verschiedener Resonanzen. In der Partialwellenanalyse wurde auf deren Parametrisierung zurückgegriffen (siehe Kapitel 5.2.3). Diese wird im folgenden mit dem Kürzel $(\pi^\circ\pi^\circ)_s$ bezeichnet (siehe Tabelle 4.5). Die D-Welle wird vom $f_2(1270)$ dominiert. Die Betrachtung des im $K_L^\circ K^\mp\pi^\pm\pi^\circ\pi^\circ$-Endzustand für die invariante $\pi^\circ\pi^\circ$-Masse kinematisch möglichen Bereichs (vergleiche Abbildung 3.20), läßt

[7] Daß die Wirkung von $\hat{C}$ auf die beiden gemessenen Zustände $K_1(1270)$ und $K_1(1400)$ unbestimmt ist, spielt hierbei keine Rolle. Der angegebene Zusammenhang ist rein eine Folge des Isospins.

Tabelle 4.5: Massen und Zerfallsbreiten $\Gamma_\circ$ der Resonanzen im $\pi\pi$ und $K\bar{K}$-System in MeV/c^2 (nach [25]). ℓ bezeichnet den relativen Drehimpuls der Zerfallsprodukte im $K\bar{K}$ bzw. $\pi\pi$-Schwerpunktsystem:

$K^\pm K_L^\circ$-Resonanz	J	P	I	C(G)	Masse	$\Gamma_\circ$	$\ell(K^\pm K_L^\circ)$
$a_0(980)$	0	+	1	$+(-)$	980 ± 10	50 bis 300	0
$a_2(1320)$	2	+	1	$+(-)$	1318 ± 1	107 ± 5	2
$\pi^\circ\pi^\circ$-Resonanz	J	P	I	C(G)	Masse	Γ	$\ell(\pi^\circ\pi^\circ)$
$(\pi^\circ\pi^\circ)_s$	0	+	0	$+(+)$	s.u.	s.u.	0
$f_2(1270)$	2	+	0	$+(+)$	1275 ± 5	185 ± 20	2
$\pi^\pm\pi^\circ$-Resonanz	J	P	I	C(G)	Masse	Γ	$\ell(\pi^\pm\pi^\circ)$
$\rho(770)$	1	−	1	$-(+)$	770 ± 1	151 ± 1	1

jedoch trotz der großen Zerfallsbreite einen wesentlichen Beitrag ausschließen. Das heißt, der dominante Zerfallsmodus in den $K_L^\circ K^\mp\pi^\pm\pi^\circ\pi^\circ$-Endzustand (Beziehung 4.9) läßt sich noch weiter einschränken auf:

$$\bar{p}p \;\rightarrow\; (K_L^\circ K^\pm\pi^\mp) \;+\; (\pi^\circ\pi^\circ)_s,$$

wobei $J^{PC}[(\pi^\circ\pi^\circ)_s] = 0^{++}$.

Resonante Zustände im $K\overline{K}\pi$-System:

Die Suche nach neuen Resonanzen im $K\bar{K}\pi$-System ist eines der Ziele dieser Arbeit. Zudem steht für die bislang beobachteten Mesonen größtenteils noch eine Einordnung in die entsprechenden Nonette aus (vergleiche Abbildung 4.2 und Kapitel 4.3.4.). Die in Tabelle 4.6 aufgeführten Resonanzen wurden in verschiedenen Zerfallsreaktionen beobachtet. Für einige davon sind die Zerfallsmoden sowie teilweise sogar die Quantenzahlen noch unklar. Die angegebene Liste zu erwartender Zustände gilt daher zunächst nur der Übersicht und als Anhaltspunkt für die Partialwellenanalyse. Eine genauere Betrachtung der experimentellen Situation schließt sich im nächsten Abschnitt über potentielle exotische Zustände an.

Für neue Resonanzen lassen sich die möglichen Quantenzahlen eingrenzen. Geht man von Zerfällen über $a_0(980)\pi$ bzw. $K\bar{K}^*(892)$ aus[8], dann ergibt sich das in Tabelle 4.7 zusammengefasste Bild.

Als Indiz für die C-Parität einer neutralen Resonanz X mit Isospin I im $K\bar{K}\pi$-System kann die relative Phase der beiden Amplituden des Zerfalls in $K\bar{K}^*(892)$ dienen[9]:

$$X \;\rightarrow\; K^+(\bar{K}^\circ\pi^-) \;+\; \epsilon\,\bar{K}^\circ(K^+\pi^-) \tag{4.23}$$

[8]Die Schreibweise $K\bar{K}^*(892)$ stellt nur eine Abkürzung dar. Korrekterweise müßte es lauten $K\bar{K}^*(892) + \bar{K}K^*(892)$. Für Aussagen, in denen die relative Phase dieser beiden ladungskonjugierten Teilamplituden von Bedeutung ist, wird die volle Schreibweise angegeben (siehe unten).

[9]Die Beschränkung auf den Endzustand mit der Ladungskonstellation $K^+\pi^-$ bedeutet keinen Verlust der Allgemeingültigkeit, denn im umgekehrten Fall folgt die gleiche Phasendifferenz.

Aus den Überlegungen im Anhang D folgt für ϵ:

$$\epsilon = (-1)^I \cdot C = G \tag{4.24}$$

Entsprechend gilt auch für geladene $X^\pm$ (Isospin I=1):

$$X^+ \quad \rightarrow \quad K^+(\bar{K}^\circ\pi^\circ) \quad + \quad \epsilon\, \bar{K}^\circ(K^+\pi^\circ) \tag{4.25}$$

Tabelle 4.6: Massen und Zerfallsbreiten $\Gamma_\circ$ der Resonanzen im $K\bar{K}\pi$-System in MeV/c^2 (nach [25]). Es sind jeweils verschiedene Zerfälle möglich (Der Zerfall des $b_1(1235)$ in $K\bar{K}\pi$ wurde noch nicht nachgewiesen. Es existieren lediglich obere Grenzen[25]):

$K\bar{K}\pi$-Resonanz	J	P	I	C(G)	Masse	$\Gamma_\circ$	gesehen in
$b_1(1235)$	1	+	1	$-(+)$	1231 ± 10	142 ± 8	-
$f_1(1285)$	1	+	0	$+(+)$	1282 ± 5	24 ± 3	$a_0(980)\pi$
$\eta(1295)$	0	$-$	0	$+(+)$	1295 ± 4	53 ± 6	$a_0(980)\pi$
$h_1'(1380)$	1	+	?	?(?)	1380 ± 20	80 ± 30	$KK^*(892)$
$f_1(1420)$	1	+	0	$+(+)$	1415 ± 4	52 ± 4	s.u.
$\eta(1440)$	0	$-$	0	$+(+)$	1420 ± 20	60 ± 30	s.u.
$f_1(1510)$	1	+	0	$+(+)$	1512 ± 4	35 ± 15	$KK^*(892)$
$\pi_2(1670)$	2	$-$	1	$+(-)$	1380 ± 20	1380 ± 20	$KK^*(892)$
$\phi(1680)$	1	$-$	0	$-(-)$	1680 ± 50	150 ± 50	$KK^*(892)$

Tabelle 4.7: Erlaubte Quantenzahlen ($J^P(X)$) für die Zerfälle $X \rightarrow a_0\pi$ ($X \rightarrow 0^+ + 0^-$) bzw. $X \rightarrow K\overline{K}^*(892)$ ($X \rightarrow 0^- + 1^-$) und die entsprechenden Bahndrehimpulse im $K\bar{K}\pi$-Schwerpunktsystem:

	0^+	0^-	1^+	1^-	2^+	2^-
$X \rightarrow 0^- + 1^-$	-	1	0, 2	1	2	1
$X \rightarrow 0^+ + 0^-$	-	0	1	-	-	2

4.4 Die Suche nach exotischen Mesonenresonanzen

Die typischen Quarkabstände in Mesonen und Baryonen liegen bei etwa 1 Fermi. In diesem Bereich versagt die Anwendung der Störungstheorie auf die QCD wegen des anwachsenden Entwicklungsparameters α_S (siehe Kapitel 1). Um dennoch die Eigenschaften leichter Hadronen wie deren Masse, Partialbreiten usw. vorhersagen zu können, bedient man sich anderer Lösungsansätze. Darunter fallen die phänomenologischen *MIT-Bag-* [43] [44] Potential- [45] [46] und *flux-tube*-Modelle [47] sowie numerische Lösungsansätze der Gittereichtheorie [48]. Einige dieser Theorien sagen in der Massenregion von 1,5 bis 2,5 GeV/c^2 exotische Zustände voraus, die sich nicht wie herkömmliche Mesonen auf Quark-Antiquark-Paare zurückführen lassen [49] [50]. Bereits die Existenz der Gluon-Selbstkopplung legt das Auftreten gebundener Systeme aus zwei oder mehreren Gluonen (Gluonia oder *glueballs*) sowie sogenannter Hybride mit Quarks und Gluonen als Konstituenten nahe. Hinzu kommen mögliche Multiquark-Zustände.

4.4.1 Eigenschaften exotischer Mesonen

Die Versuche, konkrete Eigenschaften exotischer Zustände zu berechnen, führten oft zu verschiedenen oder gar widersprüchlichen Ergebnissen. Einige grundsätzliche Aussagen zu den erwarteten Nicht-$q\bar{q}$-Resonanzen lassen sich jedoch treffen: Die eindeutigste Signatur wäre das Auftreten exotischer Quantenzahlen ($J^{PC} = 0^{--}$, 0^{+-}, 1^{-+}, 2^{+-} ...), die nicht mit herkömmlichen Mesonen in Verbindung gebracht werden können. Ein weiteres Kriterium ist die bereits vollständige Besetzung des entsprechenden Nonetts (siehe Abbildung 4.2). Darüberhinaus erwartet man folgende Eigenschaften:

Gluonia:

Gittereichtheorien geben die Massen der leichtesten Gluonia mit den Quantenzahlen $J^{PC} = 0^{++}$ und $J^{PC} = 2^{++}$ zu 1,55 GeV/c^2 bzw. 2,25 GeV/c^2 an [48]. Die absoluten Werte hängen dabei stark von den herangezogenen Eingangs-Parametern ab. Das Massenverhältnis hingegen ist jedoch relativ stabil. Experimentell erwartet man folgende Eigenschaften:

- Gluonia sollten nur sehr schwach an Photonen koppeln, da Gluonen keine elektrische Ladung tragen.
- Sie sollten abgesehen von Phasenraumfaktoren zu etwa gleichen Teilen in Hadronen mit unterschiedlichen Flavour-Gehalt zerfallen, da Gluonen an Quarks jeden Typs gleich stark koppeln.
- Darüberhinaus sollten Gluonia vermehrt in Prozessen produziert werden, die reich an Gluonen sind.

Demnach sind Zustände, die in $\gamma\gamma$-Kollisionen erzeugt werden, höchstwahrscheinlich keine Gluonia sondern Quarkonia. Ebenso spricht der starke radiative Zerfall eines Zustands gegen ausschließlichen Gluoninhalt [51]. Weiterhin wird von Gluonia erwartet, daß ihre Partialbreiten $\Gamma_{\pi\pi}$, $\Gamma_{\eta\eta}$ und $\Gamma_{K\bar{K}}$ von vergleichbarer Größe sind [52]. Schließlich sollten solche Zustände in 'gluonreichen' Prozessen wie der Protoniumannihilation oder dem radiativen J/ψ-Zerfall vorrangig erzeugt werden, dagegen in 'gluonarmen' Prozessen wie der e^+e^--Vernichtung fehlen.

Hybride:

Experimentell ist die Suche nach Hybriden vielversprechender, da sie den Bereich aller Mesonen-Nonette abdecken und die Theorie charakteristische Zerfallsmoden vorhersagt [53]. Darüberhinaus tritt in allen Modellen ein Zustand mit den exotischen Quantenzahlen $J^{PC} = 1^{-+}$ auf (z.B. [54]). Die Massen der leichtesten Hybride werden im Bereich von 1,5 bis 2,0 GeV/c^2 erwartet. Die vermuteten Zerfallsbreiten werden zum Teil [55] als sehr schmal angegeben ($\Gamma_\circ < 100$ MeV).

Multiquark-Zustände:

Multiquark-Zustände werden entweder in kompakten (*baglike*) Systemen oder aber in Gruppen gebundener Mesonen vermutet [56]. Unter letztere würden auch deuteronartige Meson-Meson-Zustände fallen. Die Bindung wird dabei vom langreichweitigen Pionaustausch dominiert. Viele der zuverlässigsten Nicht-$q\bar{q}$-Kandidaten liegen nahe einer wichtigen Schwelle (z.B. $K\bar{K}$ und $K\bar{K}^*(892)$). Daher bietet sich deren Interpretation als gebundene Mesonpaare an.

4.4.2 Beobachtete Kandidaten

Bislang ist kein Zustand als zweifelsfrei exotisch identifiziert worden. Experimentell wurden jedoch einige Resonanzen gemessen, die sich einer Zuordnung zu den Quarkmodell-Mesonen bzw. deren radialer Anregungen entziehen. Letztere sind Zustände mit Hauptquantenzahlen $n > 1$. Im Prinzip lassen sich daraus beliebig viele Mesonen mit gleichen Quantenzahlenkombinationen J^{PC} konstruieren. Die Massen bereits gefundener radialer Anregungen des fundamentalen Pseudoskalar-Nonetts (z.B. $\pi(1300)$) legen jedoch nahe, daß auch bei den P-Zuständen eine radiale Anregung stets mit einem erheblichen Massenzuwachs verbunden ist.

Das 0^{++}-Nonett:

Das isoskalare $f_0(975)$ und das isovektorielle $a_0(980)$ besetzten lange Zeit die entsprechenden Plätzen des (0^{++})-Nonetts. Die Interpretation dieser beiden Zustände nahe der $K\bar{K}$-Schwelle als $q\bar{q}$-Mesonen wird jedoch zunehmend in Frage gestellt. Sie unterscheiden sich durch ihre auffällig niedrigen Massen deutlich von den anderen (0^{++})-, (1^{++})- und (2^{++})-Mesonen zu $\ell(q\bar{q}) = 1$. Vorhergesagt wurden weit höhere Werte [57]. Beide wurden wiederholt als schwach gebundene $K\bar{K}$-Moleküle erklärt [25]. Genaueren Aufschluß über deren Natur erwartet man z.B. aus der Untersuchung von J/ψ-Zerfällen in $\phi K\bar{K}$ und $\phi\pi\pi$ und einer Messung der Zerfallsraten. Letztere können bei einem schwach gebundenen Zustand mit quasi-freien Konstituenten im Vergleich zu $q\bar{q}$-Mesonen relativ leicht berechnet werden. Die bisherigen Beobachtungen lassen jedoch noch keine eindeutigen Folgerungen zu [?] [59].

Selbst wenn man das $f_0(975)$ sowie das $a_0(980)$ bei der Besetzung des 0^{++}-Nonetts nicht berücksichtigt, wurden mit diesen Quantenzahlen insgesamt mehr Resonanzen gemessen als dort Platz finden. Neben dem gesicherten seltsamen $K_0^*(1430)$ [72] gibt es Evidenz für ein weiteres, schwereres isoskalares Meson, das $f_0(1400)$ [60]. Darüberhinaus wurde von GAMS ein $f_0(1590)$ [61] [?] und von Crystal-Barrel sowohl drei isoskalare Zustände bei 1365 [62], 1520 [62] und 1560 [63] MeV/c^2 als auch ein isovektorieller Zustand bei 1450 MeV/c^2 [64] beobachtet. Letztere werden jedoch nicht in den hier analysierten Endzuständen erwartet.

Das 0^{-+}-Nonett:

Die etablierten Isoskalare mit $J^{PC} = 0^{-+}$ sind das η, η', $\eta(1295)$ und das $\eta(1440)$ [25]. Letzteres spaltet sich nach einigen Experimenten (siehe Kapitel 4.4.3.) in ein $\eta(1410)$ und ein $\eta(1490)$. Nach dem $q\bar{q}$-Modell werden für den Massenbereich von 500 bis 1800 MeV/c^2 je zwei Pseudoskalare im Grundzustand (1^1S_0) und in der ersten radialen Anregung (2^1S_0) erwartet. Das $\eta(1295)$ läßt sich leicht mit dem 2^1S_0 $(u\bar{u} + d\bar{d})$-Zustand identifizieren. Die Zuordnung des $\eta(1440)$ zum 2^1S_0 $s\bar{s}$-Zustand ist jedoch problematisch, da es in Reaktionen mit hohem $s\bar{s}$-Anteil wie z.B. $K^-p \rightarrow K\bar{K}^*(892) + \Lambda$ nicht beobachtet wird [65]. Eine abschließende Klärung des Sachverhalts hängt daher von der Natur des $\eta(1440)$ ab.

Das 1^{++}-Nonett:

Das $q\bar{q}$-Modell fordert zwei isoskalare 1^3P_1-Mesonen mit Massen bis etwa 1600 MeV/c^2. Es sind jedoch bislang mit dem $f_1(1285)$, dem $f_1(1420)$ und dem $f_1(1510)$ drei solcher 1^{++}-Zustände beobachtet worden [25]. Der wahrscheinlichste Exot darunter ist das $f_1(1420)$ (siehe Kapitel 4.4.3): Die Untersuchung von Reaktionen der Art $1^{++} \rightarrow \phi\gamma$ gibt Aufschluß über die $s\bar{s}$-Komponente in der Wellenfunktion des zerfallenden Mesons. Da zwar das $f_1(1285)$ darin beobachtet wurde, nicht jedoch das $f_1(1420)$, liegt es nahe, daß Letzteres nicht der $s\bar{s}$-Zustand im zum $f_1(1285)$ gehörenden Nonett ist [66]. Die Nähe des $f_1(1420)$ zur $K\bar{K}^*$-Schwelle läßt vielmehr eine Interpretation als $K\bar{K}^*$-Molekül vermuten [67]. Darüberhinaus wurde es als Hybrid ($q\bar{q}g$) [68] und als Multiquark-Zustand diskutiert [69].

Das 2^{++}-Nonett:

Die vier vom Quarkmodell gebotenen Plätze des Nonetts werden von einer K-Resonanz, dem $K_2^*(1430)$, dem isovektoriellen $a_2(1320)$ und den beiden isoskalaren Mesonen $f_2(1270)$ und $f_2'(1525)$ in befriedigender Weise ausgefüllt [25]. Alle vier Mesonen weisen sehr ähnliche Massen auf, die darüberhinaus mit den von Godfrey und Isgur getroffenen Vorhersagen [57] übereinstimmen. Die Beobachtungen des schwersten, dem $f_2'(1525)$, vertragen sich gut mit der Hypothese eines vorwiegenden $s\bar{s}$-Zustandes ($B(f_2'(1525) \rightarrow K\bar{K}) = 71\%$ [25]).

Ein weiterer, von verschiedenen Experimenten (MARK III, DM2, GAMS) bei 1700 MeV/c^2 beobachteter Zustand [70] [71], gilt als vielversprechender Gluonium-Kandidat. Er kann in den hier analysierten Endzuständen jedoch aus kinematischen Gründen nicht beobachtet werden.

Das 1^{+-}-Nonett:

Im Grundzustands-1^{+-}-Nonett herrscht bislang ein übersichtliches Bild. Lediglich der vermutete isoskalare Zustand $h_1'(1380)$ ist, was den Isospin und die C(G)-Parität anbetrifft, noch nicht ausreichend gesichert [72].

4.4.3 Das E/ι-Puzzle

Das sogenannte E/ι-Puzzle resultiert aus einer experimentellen Unsicherheit im Massenbereich zwischen 1400 und 1500 MeV/c^2:

Tabelle 4.8: Die experimentelle Situation im Massenbereich des E/ι (Massen und Zerfallsbreiten $\Gamma_\circ$ in MeV/c^2). Erläuterungen dazu werden im Text gegeben.

Experiment	Reaktion	J^{PC}	gesehen in	Masse	$\Gamma_\circ$	
CCDF	$\bar{p}p \to K\bar{K}\pi\ \pi\pi$	0^{-+}	$a_0\pi \to K\bar{K}\pi$	1425 ± 7	80 ± 10	[73]
		0^{-+}	$K\bar{K}^*(892)$			
Crystal Ball	$J/\Psi \to \gamma\ K^\circ_S K^\pm\pi^\mp$	0^{-+}	$a_0\pi \to K\bar{K}\pi$	1440^{+10}_{-15}	50^{+30}_{-20}	[74]
MPS	$\pi^- p \to K\bar{K}\pi\ n$	0^{-+}	$a_0\pi \to K\bar{K}\pi$	1421 ± 2	60 ± 10	[75]
KEK	$\pi^- p \to \eta\pi^+\pi^-\ n$	0^{-+}	$a_0\pi \to \eta\pi\pi$	1420 ± 5	31 ± 7	[76]
Mark III	$J/\Psi \to \omega\ K\bar{K}\pi$	1^+	$K\bar{K}\pi$	1442^{+15}_{-18}	40^{+18}_{-14}	[77]
ASTERIX	$\bar{p}p \to$ $\pi^+\pi^-\ K^\pm\pi^\mp K^\circ_L$	0^{-+}	$a_0\pi \to K\bar{K}\pi$	1413 ± 8	62 ± 16	[78]
CELLO	$e^+e^- \to$ $e^+e^-\ K\bar{K}\pi$	1^{++}	$K\bar{K}\pi$	1425 ± 10	42 ± 22	[79]
DM2	$J/\Psi \to \gamma\ K\bar{K}\pi$	0^{-+}	$a_0\pi \to K\bar{K}\pi$	1459 ± 5	75 ± 9	[80]
		0^{-+}	$K\bar{K}^*(892)$	1421 ± 14	63 ± 18	
		1^{++}	$K\bar{K}^*(892)$	1462 ± 20	129 ± 41	
WA 76	$(\pi^+/p)p \to$ $(\pi^+/p)\ K\bar{K}\pi\ p$	1^{++}	$K\bar{K}^*(892)$	1430 ± 4	58 ± 10	[81]
Mark III	$J/\Psi \to$ $\gamma\ K^\circ_S K^\pm\pi^\mp$	0^{-+}	$K\bar{K}^*(892)$	1490^{+14}_{-18}	91^{+69}_{-49}	[82]
		1^{++}	$K\bar{K}^*(892)$	1443^{+8}_{-6}	68^{+30}_{-20}	
		0^{-+}	$a_0\pi \to K\bar{K}\pi$	1416^{+11}_{-9}	54^{+39}_{-32}	

1967 wurde im $K\bar{K}\pi$-System eine Resonanz bei 1400 MeV/c^2 beobachtet und als E-

Meson bezeichnet [73]. Dabei wurden Proton-Antiproton-Annihilationen in Ruhe in den Endzustand $K_S^\circ K^\pm\pi^\mp\pi^+\pi^-$ untersucht. Die Quantenzahlen ergaben sich zu $J^{PC}=0^{-+}$. Die Zerfallsmoden in $K\bar{K}^*(892)$ und $a_0(980)\pi$ waren etwa gleich häufig. Vermutlich der gleiche Zustand wurde darauf auch in Annihilationen bei 0,7 GeV/c gesehen [107]. Eine Bestimmung der Quantenzahlen J^P war hier jedoch nicht möglich. Erhebliche Zweifel kamen schließlich auf, als in $\bar{p}p$-Annihilationen bei 1,2 GeV/c überhaupt kein Signal beobachtet wurde [83] [84]; in π^-p-Reaktionen hingegen eines mit den Quantenzahlen I=0, $J^{PC}=1^{++}$, das ansonsten die gleichen Eigenschaften wie das sogenannte E-Meson aufwies [85]. Letztere Quantenzahlen wurden seither wiederholt bestätigt. Für zusätzliche Verwirrung sorgte der Nachweis eines Zustandes mit $J^{PC}=0^{-+}$ in radiativen J/Ψ-Zerfällen, der als ι bezeichnet wurde [74]. Die Existenz zweier fast entarteter Teilchen mit verschiedenen Quantenzahlen schien schwer zu glauben. Da beide Zustände darüberhinaus mehrfach als Nicht-$q\bar{q}$-Kandidaten diskutiert wurden (siehe Kapitel 4.4.2), entfaltete sich eine rege Aktivität, deren Natur abschließend zu klären. In unterschiedlichen Produktionsmechanismen wurde dazu der relevante Massenbereich sowohl im $K\bar{K}\pi$- als auch im $\eta\pi\pi$-System ($X\to a_0\pi$ und $a_0\to\eta\pi$) untersucht: Ein 0^{-+}-Zustand wurde letzlich auch in $\eta\pi\pi$ bei einer Masse von 1420 MeV/c^2 gefunden [76]. Neuere Messungen radiativer J/Ψ-Zerfälle deuteten schließlich sogar drei unabhängige Strukturen im Massenbereich von 1400 bis 1500 MeV/c^2 an. Demnach wurde ein 1^{++}-Zustand nur im Zerfall über $K\bar{K}^*$ gesehen; zwei 0^{-+}-Zustände hingegen in $a_0\pi$ und $K\bar{K}^*$. Für die beiden letzteren Moden wurden unterschiedliche Massen und Breiten ermittelt. In Tabelle 4.8 sind einige der experimentellen Ergebnisse aufgeführt, die als exemplarisch gelten können.

Aus der Analyse der Reaktion $\bar{p}p\to K_L^\circ K^\mp\pi^\pm\pi^\circ\pi^\circ$, in der das E/ι als dominanter Zwischenzustand im $K\bar{K}\pi$-System erwartet wird, lassen sich wertvolle Hinweise zur Klärung dieser immer noch verwirrenden Situation erhoffen. Im $K_L^\circ K^\mp\pi^\pm\pi^\circ$-Endzustand ist dessen Produktion sowohl für $J^{PC}=1^{++}$ als auch für $J^{PC}=0^{-+}$ nur bei Annihilation aus der P-Welle möglich. Ein etwaiger Beitrag sollte daher unterdrückt sein (siehe Kapitel 4.2).

4.5 Auswahlregeln bei der Annihilation in $K_L^\circ K^\mp\pi^\pm\pi^\circ$

Zuletzt bleibt zu klären, aus welchen Protoniumzuständen heraus die Produktion der prinzipiell möglichen Zwischenzustände beobachtet werden kann und welche relativen Drehimpulse dabei auftreten. Zusammen mit den weiteren Zerfallsmoden (Kapitel 4.3.3) lassen sich daraus die gesamten Kaskaden rekonstruieren, die in der Partialwellenanalyse berücksichtigt werden müssen.

Die Aufstellung der primären Zerfallsreaktionen folgt den in Kapitel 4.3.3 aufgeführten Typen. Dabei wird nicht zwischen den zwei Ladungskonstellationen $K_L^\circ K^+\pi^-\pi^\circ$ und

$K_L^\circ K^- \pi^+ \pi^\circ$ unterschieden[10]. Beide werden im Selektionsprozeß jeweils eindeutig festgelegt (Kapitel 3.3) und interferieren daher nicht. Es folgt daraus lediglich ein glo-

Tabelle 4.9: Mögliche primäre Zerfallsreaktionen im $K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ$-Endzustand mit den entsprechenden Bahndrehimpulsen L der Tochterteilchen im Protonium-Schwerpunktsystem. Ist die jeweilige Reaktion aus bestimmten Anfangszuständen physikalisch nicht möglich, so ist dies gesondert gekennzeichnet (Verletzung der Parität: P, der Ladungskonjugation: C, des Pauli-Prinzips für Bosonen: B). Die Einschränkungen bezüglich der C-Parität gelten dabei allerdings nur für den Fall $I = 0$ bzw. den neutralen Ladungszustand einer isovektoriellen Resonanz (siehe unten). Die Auflistung folgt den in Kapitel 4.3.3 angegebenen Typen von Zerfallskaskaden. Weitere Anmerkungen im Text.

Reaktionen in den $K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ$-Endzustand S: Gesamtspin der Zerfallsprodukte				Protonium-Anfangszustände J^{PC}					
				S-Welle		P-Welle			
Typ	Nr.	Reaktion	S	0^{-+}	1^{--}	1^{+-}	0^{++}	1^{++}	2^{++}
$(K\pi) + (\bar{K}\pi)$	1a	$K^*(892) + \bar{K}^*(892)$	0	P	1	P	0	P	2
	1b	$K^*(892) + K^*(892)$	1	1	B	0,2	P	B	B
	1c	$K^*(892) + K^*(892)$	2	P	1	B	2	2	0,2
	1d	$(K\pi)_s + K^*(892)$	1	P	0	1	1	1	1
	1e	$(K\pi)_s + (K\pi)_s$	0	P	1	P	0	P	2
$(K\pi\pi) + \bar{K}$	2a	$K_{1B}(1270) + \bar{K}$	1	P	0,2	1	1	1	1
	2b	$K_{1A}(1400) + K$	1	P	0,2	1	1	1	1
	2c	$K^*(1410) + K$	1	1	1	0,2	P	0,2	2
	2d	$K_2^*(1430) + K$	2	2	2	1	P	1	1
$(K_L^\circ K^\pm) + (\pi^\mp \pi^\circ)$	3	$a_0(980) + \rho(770)$	1	P	0	1	1	1	1
$(K\bar{K}\pi) + \pi$	4a	$0^{-+}(\eta) + 0^{-+}$	0	P	C	C,P	0	P	2
	4b	$1^{++}(f_1) + 0^{-+}$	1	P	C	C	1	1	1
	4c	$1^{+-}(h_1,\ b_1) + 0^{-+}$	1	C,P	0,2	1	C	C	C
	4d	$1^{--}(\phi) + 0^{-+}$	1	C	1	0,2	C,P	C	C
	4e	$2^{-+}(\pi_2) + 0^{-+}$	2	P	C	C	2	2	0,2
	4f	$0^{--} + 0^{-+}$	0	C,P	1	P	C	C,P	C
	4g	$1^{-+} + 0^{-+}$	1	1	C	C	P	0,2	2
	4h	$2^{++} + 0^{-+}$	2	2	C	C	P	1	1
	4i	$2^{+-} + 0^{-+}$	2	C	2	1	C,P	C	C
	4j	$2^{--} + 0^{-+}$	2	C,P	1	2	C	C	C

baler Faktor 2, der in der Normierung der Gesamtamplitude berücksichtigt wird. Die Beschränkung auf Annihilationen in $K_L^\circ K^+ \pi^- \pi^\circ$ in den nachfolgenden Betrachtungen ist demnach zulässig. Sie hat des weiteren zur Folge, daß, aufgrund der Erhaltung der Seltsamkeitsquantenzahl bei starker Wechselwirkung, in den jeweiligen Amplituden das neutrale K-Meson nur in der Form $\bar{K}^\circ$ auftreten kann (siehe Tabelle 4.2). Beobacht-

[10]Die gleichen Überlegungen gelten auch für den $K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ \pi^\circ$-Endzustand.

bar ist Letzteres allerdings nur als K_S° bzw. K_L° (siehe Kapitel 4.3.2). Das heißt, die eigentliche Annihilation in $\bar{K}^\circ K^+\pi^-\pi^\circ$ spaltet sich in zwei Anteile:

$$|\bar{K}^\circ K^+\pi^-\pi^\circ > \;=\; \frac{1}{\sqrt{2}}(|K_L^\circ K^+\pi^-\pi^\circ > \;-\; |K_S^\circ K^+\pi^-\pi^\circ >)$$

Im Moment der Messung wird aufgrund der verschiedenen Signaturen der beiden Teilamplituden im Detektor daraus nur jeweils eine herausprojiziert. Bei der Berechnung der Amplituden mit einem K_L° anstelle des primär produzierten $\bar{K}^\circ$ im Endzustand führt dieser Effekt wiederum nur zu einem globalen Faktor $1/\sqrt{2}$.

In Tabelle 4.9 werden auch alle aus der P-Welle möglichen primären Zerfälle angegeben, da ein Beitrag derselben a priori nicht ausgeschlossen werden kann (siehe Kapitel 4.2).

Typ 1: $\bar{p}p \rightarrow (K\pi) + (\bar{K}\pi)$

Je nach Kopplung der Spins der beiden $K^*(892)$ zu S = 0, 1 oder 2 und je nach Anfangszustand J^{PC} ergeben sich andere relative Drehimpulse (siehe Tabelle 4.9). Bei der Konstruktion der entsprechenden Amplituden muß darüberhinaus darauf geachtet werden, daß die Symmetrie der Gesamtwellenfunktion für Meson-Antimeson-Paare gewahrt bleibt (Pauli-Prinzip für Bosonen siehe Kapitel 4.3.2).

Der Zerfall in $K^*\bar{K}^*$ spaltet sich in zwei Teile: $K^{*+}K^{*-}$ und $K^{*\circ}\bar{K}^{*\circ}$. Sowohl deren jeweiliger Beitrag als auch deren relative Phase ist nach Anhang D durch die Überlagerung von I=1 und I=0 im Anfangszustand des Protoniums bestimmt und demnach nicht a priori festzulegen (siehe Kapitel 4.2). Das Gleiche gilt für die beiden anderen Reaktionen in $(K\pi) + (\bar{K}\pi)$

Typ 2: $\bar{p}p \rightarrow K + (\bar{K}\pi\pi)$

Im $K\pi\pi$-System sind vier verschiedene resonante Zwischenzustände zu erwarten (siehe Tabelle 4.4). Die Reaktion (2d) in Tabelle 4.9 erfordert bei Annihilationen aus der S-Welle allerdings einen relativen Drehimpuls von $L = 2$. Darüberhinaus überschreitet sie die kinematischen Grenzen.

Für Protoniumzerfälle diesen Typs sind vier mögliche Teilamplituden A_1 bis A_4 denkbar[11]:

$$A_1: \quad \bar{p}p \;\rightarrow\; K_1^\circ(1270) \;+\; \bar{K}^\circ \qquad K_1^\circ(1270) \;\rightarrow\; K^{*\circ}(892) + \pi^\circ \tag{4.26}$$

$$A_2: \quad \bar{p}p \;\rightarrow\; K_1^\circ(1270) \;+\; \bar{K}^\circ \qquad K_1^\circ(1270) \;\rightarrow\; K^{*+}(892) + \pi^- \tag{4.27}$$

$$A_3: \quad \bar{p}p \;\rightarrow\; K_1^+(1270) \;+\; \bar{K}^\circ \qquad K_1^+(1270) \;\rightarrow\; K^{*\circ}(892) + \pi^+ \tag{4.28}$$

[11] Die gleichen Beziehungen gelten auch für die anderen Resonanzen im $K\pi\pi$-System

$$A_4: \qquad \bar{p}p \;\rightarrow\; K_1^+(1270) \;+\; \bar{K}^\circ \qquad\qquad K_1^+(1270) \;\rightarrow\; K^{*+}(892) + \pi^\circ \qquad (4.29)$$

Die Amplituden A_1 und A_2 bzw. A_3 und A_4 haben jeweils eine Phasendifferenz von 180° und tragen gleich stark bei (siehe Gleichung 4.22 und Anhang D). Das Verhältnis der daraus resultierenden Gesamtamplituden für den Zerfall über das geladene bzw. neutrale $K_1(1270)$ hängt jedoch wiederum von der Mischung der beiden für das Protonium möglichen Isospinzustände ab (siehe Anhang D). Da diese nicht bekannt ist, lassen sich nicht alle vier Teilamplituden zusammenfassen.

Typ 3: $\bar{p}p \rightarrow (K\bar{K}) + (\pi\pi)$

Für diesen Kaskadentyp ist unter den kinematischen Randbedingungen nur eine Amplitude möglich: $\bar{p}p \;\rightarrow\; a_0^\pm(980) \;+\; \rho^\mp(770)$. Sie kann sowohl aus dem Anfangszustand mit I=1 als auch mit I=0 beitragen. Der denkbare Zerfall $\bar{p}p \;\rightarrow\; a_2^\pm(1320) \;+\; \rho^\mp(770)$ liegt auch bei Berücksichtigung der Zerfallsbreiten an der Phasenraumgrenze und wird daher im weiteren ausgeschlossen.

Typ 4: $\bar{p}p \rightarrow (K\bar{K}\pi) + \pi$

Für diesen Reaktionstyp werden die eigentlich interessanten Ergebnisse erwartet. Denn für einige der bereits beobachteten Zwischenzustände im $K\bar{K}\pi$-System (siehe Tabelle 4.6) steht eine abschließende Klärung noch aus. Darüberhinaus ist mit neuen Zuständen zu rechnen. In Tabelle 4.9 sind zunächst die je nach Anfangszustand erwarteten relativen Drehimpulse der Zerfallsteilchen für bekannte Resonanzen aufgeführt (4a-4e). Einige davon (4a, 4b) können nur in der P-Welle produziert werden. Für 4e ($I(\pi_2) = 1$) ist nur der neutrale Ladungszustand in der S-Welle C-verboten (siehe unten). Zwischenzustände mit weiteren Kombinationen der Quantenzahlen J^{PC} ($J < 3$), auch solchen, die nur für exotische, das heißt nicht-$q\bar{q}$-Resonanzen, möglich sind, schließen sich in 4f bis 4j an.

Für Isospins $I \neq 0$ können auch geladene Zwischenzustände auftreten. In diesem Fall ist nicht mehr die C-Parität, sondern nur noch G eindeutig definiert. Da aber für das Protonium sowohl $G = +1$ als auch $G = -1$ möglich ist, sind geladene Resonanzen im $K\bar{K}\pi$-System auch dann beobachtbar, wenn die entsprechende Amplitude für den dazugehörigen neutralen Zustand, wie in Tabelle 4.9 angedeutet, C-verboten ist.

Zwischenzustände mit den Quantenzahlen $J^P = 0^+$ können nach Tabelle 4.7 aus Paritätsgründen nicht in $K\bar{K}\pi$ zerfallen.

Zum Zerfall einer Resonanz im $K\bar{K}\pi$-System über $K^*\bar{K}$ tragen zwei Teilamplituden bei:

$$X \;\rightarrow\; K^+(\bar{K}^\circ\pi^-) \;+\; \epsilon\, \bar{K}^\circ(K^+\pi^-),$$

wobei ϵ durch die G-Parität festgelegt ist (siehe Gleichung 4.24 und Anhang D).

Die Produktion einer Resonanz im $K\bar{K}\pi$-System ist für $I = 0$ nur aus Protoniumzuständen mit $|I, I_3 >= |1, 0>$ möglich ($I(\pi) = 1$). Für Resonanzen mit $I = 1$

können hingegen beide Isospin-Anfangszustände beitragen:

$$|0,0> \;=\; \frac{1}{\sqrt{3}}\,|1,+1>|1,-1> + \frac{1}{\sqrt{3}}\,|1,-1>|1,+1> - \frac{1}{\sqrt{3}}\,|1,0>|1,0> \tag{4.30}$$

$$|1,0> \;=\; \frac{1}{\sqrt{2}}\,|1,+1>|1,-1> - \frac{1}{\sqrt{2}}\,|1,-1>|1,+1> \tag{4.31}$$

Im Falle von $I(\bar{p}p) = 1$ ist allerdings der entsprechende Clebsch-Gordan-Koeffizient für den neutralen Ladungszustand gleich null. Das heißt, für eine ungleichmäßige Besetzung der Isospin-Anfangszustände, wie sie a priori nicht ausgeschlossen werden kann, ist eine Unterdrückung des Zerfalls über eine neutrale $K\bar{K}\pi$-Resonanz möglich.

4.6 Auswahlregeln bei der Annihilation in $K_L^\circ K^\mp\pi^\pm\pi^\circ\pi^\circ$

Die zur Reaktion $\bar{p}p \to K_L^\circ K^\mp\pi^\pm\pi^\circ\pi^\circ$ beitragenden Teilamplituden beschränken sich nach den Überlegungen in Kapitel 4.3.3 auf den Kaskadentyp $\bar{p}p \to (K_L^\circ K^\pm\pi^\mp) + (\pi^\circ\pi^\circ)_s$. Dies folgte zum einen aus den Spektren der invarianten Zwei- und Dreiteilchenmassen,

Tabelle 4.10: Mögliche primäre Zerfallsreaktionen im $K_L^\circ K^\mp\pi^\pm\pi^\circ\pi^\circ$-Endzustand mit den entsprechenden Bahndrehimpulsen L der Tochterteilchen im Protonium-Schwerpunktsystem. Ist die jeweilige Reaktion aus bestimmten Anfangszuständen physikalisch nicht möglich, so ist dies gesondert gekennzeichnet (Verletzung der Parität: P, der Ladungskonjugation: C).

Reaktionen in den $K_L^\circ K^\mp\pi^\pm\pi^\circ\pi^\circ$-Endzustand S: Gesamtspin der Zerfallsprodukte				Protonium-Anfangszustände J^{PC}					
				S-Welle		P-Welle			
Typ	Nr.	Reaktion	S	0^{-+}	1^{--}	1^{+-}	0^{++}	1^{++}	2^{++}
$(K_L^\circ K^\pm\pi^\mp)$ + $(\pi^\circ\pi^\circ)_s$	a	$0^{-+}(\eta) + 0^{++}$	0	0	C,P	C	P	1	P
	b	$1^{++}(f_1) + 0^{++}$	1	1	C	C	P	0	2
	c	$1^{+-}(h_1) + 0^{++}$	1	C	1	0	C,P	C	C
	d	$0^{--} + 0^{++}$	0	C	P	1	C,P	C	C,P
	e	$1^{-+} + 0^{++}$	1	P	C	C	1	1	1
	f	$1^{--} + 0^{++}$	1	C,P	0	1	C	C	C
	g	$2^{++} + 0^{++}$	2	P	C	C	2	2	0,2
	h	$2^{+-} + 0^{++}$	2	C,P	1	2	C	C	C
	i	$2^{-+} + 0^{++}$	2	2	C	C	P	1	1
	j	$2^{--} + 0^{++}$	2	C	2	1	C,P	C	C

zum anderen aus den engen kinematischen Randbedingungen. Mit den Quantenzahlen

$J^{PC} = 0^{++}$ des Dipionsystems ergeben sich je nach Anfangszustand die in Tabelle 4.10 angegebenen Drehimpulse.

Neben den bereits in ähnlichen Endzuständen beobachteten Resonanzen mit $J^{PC} = 0^{-+}$ (η) und $J^{PC} = 1^{++}$ (f_1) (siehe Kapitel 4.4.3) ist u.U. mit einem Beitrag von $J^{PC} = 1^{+-}$ (h_1) zu rechnen. Darüberhinaus sind in Tabelle 4.10 die für weitere Quantenzahlkombinationen J^{PC} resultierenden Drehimpulse, bzw. möglichen Anfangszustände erwähnt.

Alle für den $K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ$-Endzustand angeführten allgemeinen Bemerkungen treffen ebenso in diesem Falle zu; insbesondere auch die Angaben für den weiteren Zerfall von Resonanzen im $K\bar{K}\pi$-System.

Kapitel 5

Die Partialwellenanalyse

5.1 Übersicht

In Kapitel 4 wurde gezeigt, daß die Endzustände $K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ$ und $K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ \pi^\circ$ für verschiedene Quantenzahlen des Proton-Antiproton-Systems erreicht werden können. Dabei wird über mehrerere Zerfallswege eine wechselnde Zahl von Zwischenzuständen durchlaufen. Ziel der Partialwellenanalyse ist es, den Beitrag der entsprechenden Amplituden, sowie deren relative Phasen für jeden möglichen Anfangszustand quantitativ zu bestimmen. Darüberhinaus soll eine Aussage über den prozentualen Anteil der zugrundeliegenden Protoniumzustände getroffen werden.

Ausgangspunkt ist dabei ein Satz phasenraumverteilter Monte-Carlo-Ereignisse. Daraus wird für jedes Ereignis ein statistisches Gewicht berechnet. Durch den Bezug dieser Phasenraumgewichte aus Monte-Carlo-Simulationen (siehe Kapitel 2.4) werden gleichzeitig Akzeptanzschwankungen sowie die Auflösung des Detektors berücksichtigt. Nach der Anpassung eines zusätzlichen dynamischen Faktors, der ebenfalls von den kinematischen Variablen abhängt, kann im Idealfall die Verteilung realer Daten beschrieben werden. Dieses dynamische Gewicht berücksichtigt zum einen die Kopplung der beteiligten Bahndrehimpulse und Teilchenspins. Zum anderen wird der Tatsache Rechnung getragen, daß die auftretenden Zwischenzustände nur endliche Lebensdauern haben. Dieser Sachverhalt wird im allgemeinen durch Einführung von relativistischen Breit-Wigner-Amplituden beschrieben.

Bei der Berechnung des dynamischen Gewichtes treten je nach Komplexität der zugrundeliegenden Hypothese verschiedene freie Parameter auf. Deren Zahl hängt von den berücksichtigten Zerfallswegen und Anfangszuständen des Protoniums ab. In einem Anpassungsprozeß werden diese Variablen so festgelegt, daß die Verteilung der mit dem dynamischen Faktor gewichteten Monte-Carlo-Ereignisse mit der realer Daten möglichst genau übereinstimmt.

Für nur drei Teilchen im Endzustand ist ein Ereignis durch die Angabe zweier kinematischer Größen eindeutig beschrieben. Das heißt, die gemessene läßt sich der angepaßten

Verteilung der Ereignisse graphisch gegenüberstellen (*Dalitz*-Diagramm) und das aus der Abweichung pro Histogrammkanal resultierende χ^2 minimieren. Bei vier Teilchen werden jedoch bereits fünf Variable benötigt. Eine χ^2-Anpassung im fünfdimensionalen Raum ist jedoch im Rahmen der für den $K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ$-Endzustand erreichten Statistik nicht möglich. Für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ \pi^\circ$ gilt entsprechendes. Die hier zur Anpassung der Theorie an die gemessenen Daten gewählte Methode basiert auf der Maximierung der sogenannten *Likelihood*-Funktion. Dabei wird jedes Einzelereignis durch eine Wahrscheinlichkeit beschrieben. So läßt sich eine Aufteilung des Phasenraums in Zellen, wie es für die χ^2-Methode nötig ist, umgehen (*Unbinned-Maximum-Likelihood*-Methode).

Diese allgemeinen Prinzipien der Partialwellenanalyse werden neben einer heuristischen Untersuchung der Spektren in Kapitel 5.4. und 5.5. auf die beiden Endzustände $K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ$ bzw. $K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ \pi^\circ$ angewandt.

5.2 Übergangsamplituden

5.2.1 Grundlagen

Die Übergangswahrscheinlichkeit w von einem Zustand $|i>$ in einen Zustand $|f>$ ist proportional zum Quadrat der Übergangsamplitude A_{if} und der Phasenraumdichte ρ im Endzustand [86][25]:

$$w \sim |A_{if}|^2 \cdot \rho \tag{5.1}$$

Für die weiteren Überlegungen ist es sinnvoll, die beiden Faktoren in Beziehung 5.1. getrennt zu betrachten. Man setzt:

$$w = w_D \cdot w_{LIPS} \tag{5.2}$$

w_{LIPS} ist dabei das geeignet normierte Phasenraumgewicht, das sich aus der Betrachtung LIPS[1]-verteilter Monte-Carlo-Ereignisse bestimmen läßt. Der dynamische Faktor $w_D \equiv |A_{if}|^2$ trägt der Erhaltung der Drehimpulse sowie den Lebensdauern und Massen der beteiligten Zwischenzustände Rechnung.

Kann der untersuchte Endzustand aus einer festen Ausgangssituation j über verschiedene Zerfallskaskaden erreicht werden, so sind die jeweiligen Übergangsamplituden kohärent zu addieren:

$$w_D = |\sum_k (\alpha_{jk} A_{jk})|^2 \tag{5.3}$$

Die Summe erstreckt sich über alle aus dem Anfangszustand j möglichen Zerfallsketten k. Die komplexen Koeffizienten:

[1] Lorentz Invariant Phase Space

$$\alpha_{jk} = a_{jk} e^{i\phi_{jk}} \tag{5.4}$$

bezeichnen die Stärke der Beiträge (a_{jk}) sowie deren relative Phasen (ϕ_{jk}). Der Begriff 'Zerfallskette' impliziert dabei bereits die Gültigkeit des Isobar-Modells. Das heißt, daß der Zerfall des Antiproton-Proton-Systems in einen bestimmten Endzustand vollständig in Kaskaden verschiedener Zweikörperzerfälle zerlegt werden kann.

Im allgemeinen müssen für einen gegebenen Endzustand mehrere ($N_{p\overline{p}}$) Anfangszustände des Protoniums zu verschiedenen Quantenzahlen J^{PC} berücksichtigt werden. Die jeweiligen Übergangsamplituden addieren sich in diesem Fall inkohärent (siehe Kapitel 4.2):

$$w_D = \sum_j^{N_{p\overline{p}}} c_j |\sum_k \alpha_{jk} A_{jk}|^2 \tag{5.5}$$

c_j steht für den relativen Anteil der entsprechenden $p\overline{p}$-Anfangszustände.

5.2.2 Winkelverteilung der Zerfallsprodukte

Die Impulse zweier Zerfallsprodukte[2] sind im allgemeinen bezüglich des Ruhesystems der Mutterresonanz nicht isotrop im Raum verteilt. Die auftretenden Winkel hängen vielmehr von den Spins und Drehimpulsen der beteiligten Teilchen ab. Diese Tatsache kann umgekehrt dazu dienen, den Spin einer Resonanz zu bestimmen.

Zur Berechnung der Winkelverteilungen wurde in dieser Arbeit auf den Helizitätsformalismus zurückgegriffen [88] [87]. Daneben existieren weitere Methoden, wie z.B. die nach Zemach [89] oder Rarita und Schwinger [90], die zu den gleichen Ergebnissen führen.

Zunächst sei nur der einfache Zerfall eines Teilchens A mit Spin J in zwei Teilchen B und C mit den Spins s_1 und s_2 betrachtet. Insgesamt ergeben sich daraus im Ruhesystem Σ_1 von A $(2s_1+1)(2s_2+1)$ mögliche Spineinstellungen. Der Drehimpuls zwischen den Tochterteilchen B und C sei $\vec{\ell}$. Wählt man jeweils die Flugrichtung der Zerfallsteilchen als Quantisierungsachse z, so können deren Zustände durch den Impuls $\vec{p}$ und die Helizitäten

$$\lambda_i = \frac{(\vec{\ell} + \vec{s_i}) \cdot \vec{p}}{|\vec{p}|} \tag{5.6}$$

beschrieben werden. Letztere entsprechen einer Projektion der Teilchenspins auf die durch die Impulsrichtung gegebene Achse. Da der Bahndrehimpuls $\vec{\ell}$ senkrecht zum Impuls $\vec{p}$ steht, reduziert sich λ_i für diese spezielle Wahl von z zu:

$$\lambda_i = m_{s_i}, \tag{5.7}$$

[2]Grundlage der nachfolgenden Betrachtung ist ebenfalls das Isobar-Modell (siehe 4.3.3).

wobei m_{s_i} die z-Komponenten der Spins sind. Das heißt, der Bahndrehimpuls tritt bei dieser Wahl des Koordinatensystems nicht mehr explizit in Erscheinung. Der Endzustand ist danach durch die Größen p, λ_1 und λ_2 charakterisiert:

$$|f>=|p\lambda_1\lambda_2> \tag{5.8}$$

Im Koordinatensystem Σ_1, dessen z-Achse der Flugrichtung von A entspreche, sei die Flugrichtung von B durch die Kugelkoordinaten Θ und Φ beschrieben[3]. Die Helizitätszustände $|p\lambda_1\lambda_2>$ beziehen sich dann auf ein Koordinatensytem Σ_3, das aus dem ursprünglichen Ruhesystem Σ_1 durch zwei aufeinanderfolgende Drehungen hervorgeht:

$$R(\Theta,\Phi)=R_{y_2}(\Theta)\cdot R_{z_1}(\Phi)$$

$R_{z_1}(\Phi)$ rotiert dabei Σ_1 in Σ_2 mit dem Winkel Φ um die z_1-Achse und $R_{y_2}(\Theta)$ rotiert schließlich Σ_2 in Σ_3 mit dem Winkel Θ um die y_2-Achse. Im Spinraum läßt sich $R(\Theta,\Phi)$ durch die Rotationsmatrizen:

$$D^J_{mm'}(\Theta,\Phi)=e^{im'\Phi}d^J_{mm'}(\Theta) \tag{5.9}$$

darstellen. m und m' sind die z-Komponenten des Gesamtdrehimpulses im Anfangs bzw. Endzustand. Die Helizitätszustände 5.8 werden demnach im Ruhesystem Σ_1 der Resonanz A mit Spin J und der z-Komponente M durch

$$|p\Theta\Phi\lambda_1\lambda_2>=\ D^J_{M\lambda}(-\Theta,-\Phi)|p\lambda_1\lambda_2>, \tag{5.10}$$

beschrieben, wobei $\lambda=\lambda_1-\lambda_2$ gesetzt wurde.

Die Übergangsamplitude $f_T=f_{\lambda_1\lambda_2;M}$ für den Zerfall $A\rightarrow B+C$ läßt sich nun als Matrix der Dimension $[(2s_1+1)(2s_2+1)]\times(2J+1)$ darstellen:

$$\begin{aligned}
f_{\lambda_1\lambda_2;M} &= <\lambda_2\lambda_1\Phi\Theta p|T|JM> && (5.11)\\
&= D^{J*}_{M\lambda}(-\Theta,-\Phi)<\lambda_2\lambda_1 p|T|JM> && (5.12)\\
&= D^{J*}_{M\lambda}(-\Theta,-\Phi)T_{\lambda_1\lambda_2} && (5.13)\\
&= D^{J}_{M\lambda}(\Theta,\Phi)T_{\lambda_1\lambda_2} && (5.14)
\end{aligned}$$

Dabei wurde ausgenutzt, daß T rotationsinvariant ist [91].

Die Rotationsmatrix beschreibt die Winkelverteilung der Zerfallsteilchen im Ruhesystem der Mutterresonanz. Die Dynamik des Zerfalls ist in der sogenannten Helizitätsamplitude $T_{\lambda_1\lambda_2}$ enthalten. Ihre allgemeine Form lautet:

$$T_{\lambda_1\lambda_2}=\sum_{\ell S}\alpha_{\ell S}<J\lambda|\ell S0\lambda><S\lambda|s_1s_2\lambda_1-\lambda_2>, \tag{5.15}$$

[3] Die Bezeichnungsweise richtet sich im wesentlichen nach [91].

wobei die $\alpha_{\ell S}$ anzupassende Parameter sind und die beiden Klammern die Clebsch-Gordan-Koeffizienten zur Beschreibung der Kopplung von s_1 und s_2 zum Gesamtspin S und des Bahndrehimpulses ℓ mit dem Gesamtspin S zum Gesamtdrehimpuls J darstellen. Die Summe erstreckt sich über alle ℓ und S, die die Erhaltung der Quantenzahlen P (Parität), C (Ladungskonjugation) und J (Gesamtdrehimpuls) erfüllen. Oft reduziert sie sich jedoch auf nur einen Term. Dies ist zum Beispiel bei der Reaktion $J^P = 1^+ \rightarrow 1^- + 0^-$ ($f_1(1420) \rightarrow K^* + \bar{K}$) der Fall. Wenn man nur Drehimpulse $\ell < 2$ berücksichtigt, ist die einzig mögliche Kombination $\ell = 0$ und $S = 1$. Die Helizitätsamplitude ergibt sich in diesem Fall zu $T_{\lambda_1\lambda_2} = 1$.

Betrachtet man nun eine Zerfallskette, in der die Teilchen B und C in je zwei weitere Teilchen B_1 und B_2, sowie C_1 und C_2 zerfallen, dann folgt für die Übergangsamplitude:

$$\begin{aligned} f_T &= [f(B) \otimes f(C)] f(A) && (5.16) \\ &= \sum_{\lambda(B)\lambda(C)} \left(\left[f_{\lambda(B_1)\lambda(B_2);\lambda(B)} \right] \otimes \left[f_{\lambda(C_1)\lambda(C_2);\lambda(C)} \right] \right) \left[f_{\lambda(B)\lambda(C);\lambda(A)} \right] && (5.17) \end{aligned}$$

In einer Zerfallskette der Art $A \rightarrow B_1 + B_2$, $B_1 \rightarrow C_1 + C_2$ und $C_1 \rightarrow D_1 + D_2$ gilt entsprechendes. Die hierbei jeweils auftretenden Winkel beziehen sich auf die Ruhesysteme der zerfallenden Zwischenzustände.

Für die vorliegende Analyse stand ein Programm zur Verfügung [91], das nach diesem Schema für alle beitragenden Zerfallskaskaden die resultierenden Winkelverteilungen berechnet.

5.2.3 Parametrisierung resonanter Zwischenzustände

Bislang wurde noch nicht berücksichtigt, daß die in den Übergängen des Proton-Antiproton-Systems in den jeweiligen Endzustand erzeugten Zwischenzustände endliche Lebensdauern haben. Die Beschreibung des Zerfalls eines Mesons in zwei weitere Teilchen folgt dem Konzept der elastischen Streuung. Streuamplituden, die für einen relativen Drehimpuls ℓ und einen linearen Impuls $\vec{q}$ der beiden Reaktionsprodukte in deren Schwerpunktsystem bei der invarianten Masse m_0 ein Maximum durchlaufen, können durch die sogenannte Breit-Wigner-Resonanzformel dargestellt werden [92]. Deren relativistische Form lautet:

$$BW(m) = \frac{m_0\Gamma_0}{m_0^2 - m^2 - i \cdot m_0\Gamma(m)} \tag{5.18}$$

m steht für die invariante Masse der beiden Zerfallsprodukte, m_0 für die nominale Masse und Γ_0 für die totale Breite der Resonanz. $\Gamma(m)$ ist eine von q und ℓ abhängige Größe:

$$\Gamma(m) = \Gamma_0 \frac{m_0}{m} \frac{q}{q_0} \frac{F_\ell^2(q)}{F_\ell^2(q_0)} \tag{5.19}$$

Hierbei bezeichnet q_0 den Impuls der beiden Mesonen, wenn deren invariante Masse der Nominalmasse der Resonanz entspricht. Sind M_1 und M_2 die Massen der beiden Zerfallsprodukte, so gilt:

$$q^2(m) = \frac{(m^2 - M_1^2 - M_2^2)^2 - 4M_1^2 M_1^2}{4m^2}, \tag{5.20}$$

und $q_0 = q(m_0)$. Die Faktoren F_ℓ sind die sogenannten Blatt-Weisskopf-Dämpfungsfaktoren [93]. Sie tragen der Überwindung der je nach ℓ auftretenden Drehimpulsbarrieren Rechnung. In der Formulierung von Hippel und Quigg lauten sie [?]:

$$F_0(q) = 1 \tag{5.21}$$

$$F_1(q) = \sqrt{\frac{2z}{z+1}} \tag{5.22}$$

$$F_2(q) = \sqrt{\frac{13z^2}{(z-3)^2 + 9z}} \tag{5.23}$$

z ist der mit dem Reaktionsradius $R = 1$ Fermi $= (197,2\ MeV)^{-1}$ skalierte Teilchenimpuls q:

$$z = (q \cdot R) = \left(\frac{q}{197,3\ MeV/c}\right)^2 \tag{5.24}$$

Eine Ausnahme von dieser Parametrisierung durch relativistische Breit-Wigner-Funktionen bildet das in der Reaktion $\bar{p}p \to K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ \pi^\circ$ beobachtete $\pi^\circ\pi^\circ$-System in der S-Welle ($\ell = 0$). Die theoretische Beschreibung bezieht sich vor allem auf Experimente zur $\pi^\circ\pi^\circ$-Streuung. Au, Morgan und Pennington [94] stellten dafür die Streuamplitude $A_{(\pi^\circ\pi^\circ)_s}$ in folgender Form dar (es gelten die gleichen Bezeichnungen wie oben):

$$A_{(\pi^\circ\pi^\circ)_s}(m) = \frac{m}{q}\frac{\eta(m)e^{2i\delta(m)} - 1}{2i} \tag{5.25}$$

Die Elastizität η und die Phase δ ist in 24 Stützwerten tabelliert. Die dazwischenliegenden Werte werden jeweils durch Extrapolation ermittelt. Die resultierende Streuamplitude für beliebige invariante Massen der zwei Pionen ist in Abbildung 5.1 dargestellt. Es wird darin deutlich, daß sich das Verhalten der $\pi^\circ\pi^\circ$-Streuung durch Beiträge verschiedener resonanter Zwischenzustände interpretieren läßt. Deren Zahl sowie die entsprechenden Massen und Breiten sind jedoch umstritten. Für die im $K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ \pi^\circ$-Endzustand kinematisch möglichen invarianten Dipion-Massen ($m_{\pi^\circ\pi^\circ}^{max} \approx 600$ MeV/c^2) herrscht jedoch weitgehend Einigkeit.

Eine weitere Ausnahme von der Parametrisierung durch relativistische Breit-Wigner-Amplituden bildet die $K\pi$-Streuung in der S-Welle. In diesem Fall wurde auf Ergebnisse des LASS-Experiments zurückgegriffen [35].

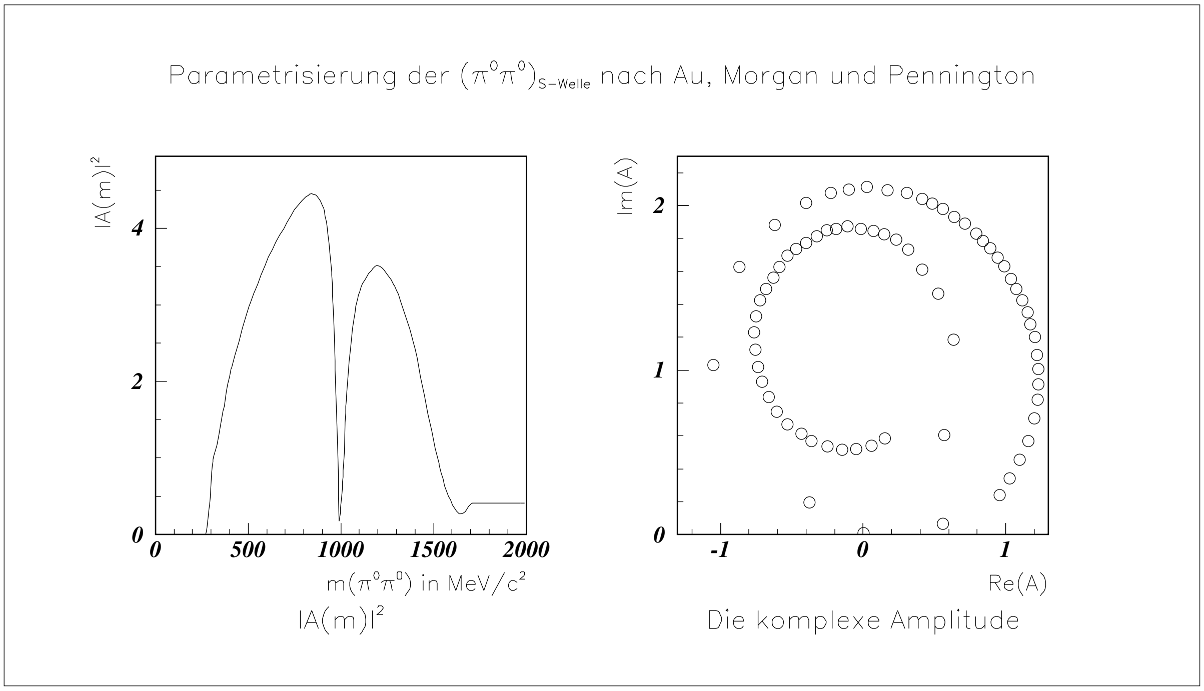

Abbildung 5.1: Links: Das Quadrat der Streuamplitude in Abhängigkeit von der invarianten Dipion-Masse. Rechts: Die komplexe Amplitude in Form eines Argand-Diagramms ($\Delta m_{\pi^\circ\pi^\circ} = 20\ MeV/c^2$).

Auch der Zerfall des a_0 in $K\bar{K}$ wird nur unzureichend durch eine Breit-Wigner-Amplitude dargestellt. Das a_0 mit einer Masse von etwa 980 MeV/c² [25] liegt nur knapp unter der doppelten Kaon-Masse. Um das daraus folgende Schwellenverhalten geeignet zu beschreiben, schlug Flatté [95] [96] eine Modifikation vor, die beide Zerfälle des a_0 in $K\bar{K}$ und $\eta\pi$ gleichermaßen berücksichtigt:

$$BW(m)_{Flatte} = \frac{m_{a_0}\Gamma_0}{m_{a_0}^2 - m_{K\bar{K}} - i \cdot m_{a_0}\Gamma(m_{K\bar{K}})} \tag{5.26}$$

$\Gamma(m_{K\bar{K}})$ setzt sich dabei aus zwei Zerfallsbreiten zusammen:

$$\Gamma(m_{K\bar{K}}) = \frac{m_{a_0}}{m_{K\bar{K}}}(g_{\eta\pi}^2 q_{\eta\pi} + g_{K\bar{K}}^2 q_{K\bar{K}}) \tag{5.27}$$

$g_{\eta\pi}$ bzw. $g_{K\bar{K}}$ sind die beiden Kopplungskonstanten für den Zerfall $a_0 \to \eta\pi$ bzw. $a_0 \to K\bar{K}$ und $q_{\eta\pi}$ bzw. $q_{K\bar{K}}$ bezeichnet den nach Gleichung 5.20 bestimmten Zerfallsimpuls des $\eta\pi$- bzw. $K\bar{K}$-Systems für $m = m_{K\bar{K}}$. Das Verhältnis von $g_{\eta\pi}$ zu $g_{K\bar{K}}$ folgt nach SU(3)-Vorhersagen zu [97]:

$$\frac{g_{\eta\pi}}{g_{K\bar{K}}} = \frac{2}{3} \tag{5.28}$$

Γ_0 ergibt sich nach Normierung von $BW(m)_{Flatte}$ an der Nominalmasse des a_0 als:

$$\Gamma_0 = g^2_{\eta\pi}\ q_{\eta\pi}(m_{a_0}) \tag{5.29}$$

Die Größen Γ_0, m_{a_0} und $g_{\eta\pi}/g_{K\bar{K}}$ werden in der Partialwellenanalyse als Anpassungsparameter variiert.

5.2.4 Die gesamte Übergangsamplitude

Für eine Zerfallskette der Art $A \to B + C$, $B \to B_1 + B_2$ und $C \to C_1 + C_2$ wird die gesamte Übergangsamplitude f_T nun zu:

$$f_T \to f_T F_{\ell_{BC}} F_{\ell_{B_1B_2}} F_{\ell_{C_1C_2}} BW_B BW_C \tag{5.30}$$

Die Blatt-Weisskopf-Faktoren F_ℓ drücken den Umstand aus, daß Zerfälle mit hohem Drehimpuls unterdrückt sind, wenn der Q-Wert der Reaktion klein ist. Aus diesem Grund müssen sie auch in der Übergangsamplitude mitberücksichtigt werden.

Allgemein gilt für beliebige Kaskaden k von einem festen Anfangszustand j:

$$A_{jk} = f_T \prod_i BW_i F_{\ell_i}(q_i) \tag{5.31}$$

Die Laufvariable i erstreckt sich dabei über die Anzahl der beteiligten Zwischenresonanzen. BW_i bezeichnet deren Parametrisierung durch relativistische Breit-Wigner-Funktionen[4] mit den jeweiligen Dämpfungsfaktoren $F_{\ell_i}(q_i)$. In f_T wird die Winkelverteilung der Teilchen im Endzustand sukzessive über alle in der Zerfallskaskade auftretenden intermediären Resonanzen bis auf die Anfangsbedingungen, d.h. die Spindichtematrix des Proton-Antiproton-Systems zurückverfolgt.

Die Amplituden A_{jk} der aus einem Anfangszustand j beitragenden Zerfallskaskaden k sind im allgemeinen Matrizen verschiedener Dimension. Sie addieren sich kohärent zur zur Gesamtamplitude A_j^{tot}:

$$A_j^{tot} = \sum_k \alpha_{jk} A_{jk} \tag{5.32}$$

Das gesamte dynamische Gewicht w_D der Annihilation aus dem Anfangszustand j erhält man daraus analog zu Gleichung 5.3 über die Bildung der Spur mit der Spindichtematrix des Proton-Antiproton-Systems (ρ_j):

$$\begin{aligned}
w_D &= Tr(A_j^{tot}\rho_j A_j^{tot+}) && (5.33)\\
&= Tr\left((\sum_k \alpha_{jk}A_{jk})\rho_j(\sum_k \alpha_{jk}A_{jk})^+\right) && (5.34)\\
&= \sum_k a^2_{jk} Tr(A_{jk}\rho_j A^+_{jk}) && (5.35)\\
&\quad +2\sum_{l<k} a_{jk}a_{jl}\mathrm{Re}[Tr(A_{jk}\rho_j A^+_{jl})]\cos(\phi_{jk}-\phi_{jl})\\
&\quad +2\sum_{l<k} a_{jk}a_{jl}\mathrm{Im}[Tr(A_{jk}\rho_j A^+_{jl})]\sin(\phi_{jk}-\phi_{jl})
\end{aligned}$$

[4] Für andere Parametrisierungen der Zwischenzustände gilt entsprechendes.

Die Spindichtematrix des Anfangszustandes j (ρ_j) ist eine $(2J+1)\times(2J+1)$ Matrix, wobei J den Gesamtdrehimpuls des Proton-Antiproton-Systems bezeichnet. Da die Quantenzahlen J^{PC} für jede Annihilation wohldefiniert sind, ist sie als diagonal anzusetzen. Sind alle magnetischen Zustände gleichmäßig bevölkert, das heißt wie in diesem Fall Target und Antiprotonenstrahl unpolarisiert, so gilt zudem für alle Diagonalelemente $(\rho_j)_{ii} = 1/(2J+1)$.

Im allgemeinen ist mehr als ein Anfangszustand möglich. Dies wird analog zu 5.5 durch eine zusätzliche Summation über die inkohärenten Beiträge berücksichtigt:

$$w_D = \sum_j^{N_{p\overline{p}}} c_j Tr((\sum_k \alpha_{jk} A_{jk})\rho_j(\sum_k \alpha_{jk} A_{jk}^+) \tag{5.36}$$

Bei geeigneter Normierung der α_{jk} lassen sich die Koeffizienten c_j darin absorbieren und w_D vereinfacht sich zu:

$$w_D = \sum_j^{N_{p\overline{p}}} Tr((\sum_k \alpha'_{jk} A_{jk})\rho_j(\sum_k \alpha'_{jk} A_{jk}^+) \tag{5.37}$$

5.3 Die Maximum-Likelihood-Methode

Zur Anpassung der Theorie an die gemessene Verteilung der Viererimpulse wurde die sogenannte *Unbinned-Maximum-Likelihood*-Methode herangezogen [98]. Die Likelihoodfunktion ist definiert als das Produkt über die Gewichte aller Einzelereignisse i:

$$\mathcal{L}(\vec{\alpha}) = \prod_{i=1}^{N_{Data}} p(\vec{x_i}, \vec{\alpha}) \tag{5.38}$$

Der Vektor $\vec{x_i}$ bezeichnet den Satz der zur vollständigen Beschreibung des Endzustandes nötigen kinematischen Variablen. Die zu ermittelnden Koeffizienten α_{jk} sind in $\vec{\alpha}$ zusammengefaßt. Das Einzelgewicht $p_i = p(\vec{x_i}, \vec{\alpha})$ für ein gegebenes Ereignis entspricht dem auf den gesamten Phasenraum Ω normierten dynamischen Gewicht $w_D(\vec{x_i})$:

$$p_i = \frac{w_D(\vec{x_i})}{\int w_D(\vec{x})d\Omega} \tag{5.39}$$

Die in w_D enthaltenen Amplituden A_{jk} sind ebenfalls zu normieren:

$$\int |A_{jk}(\vec{x_i})|^2 d\Omega = N_{Data} \tag{5.40}$$

Ziel ist es nun, über eine Variation der freien Parameter α_{jk} die Likelihoodfunktion $\mathcal{L}$ zu maximieren. Dazu werden einige Modifikationen der auftretenden Gleichungen durchgeführt, um die Anpassung in einer angemessenen Rechenzeit durchführen zu können:

Das Phasenraumintegral in Gleichung 5.39 wird aus LIPS[5]-verteilten Monte-Carlo-Ereignissen bestimmt. Dabei gilt die Näherung:

$$\int w_D(\vec{x})d\Omega \simeq \sum_i^{N_{LIPS}} w_D(\vec{x}_i) \tag{5.41}$$

Um nicht in jedem Iterationsschritt der Anpassung diese Summe erneut berechnen zu müssen, werden zunächst für jeden Anfangszustand j die beiden von den Koeffizienten α_{kl} unabhängigen Terme S^R_{jkl} und S^R_{jkl} berechnet:

$$S^R_{jkl} = \sum_i^{N_{LIPS}} Re(A_{jk}(\vec{x}_i)\rho_j A^+_{jl}(\vec{x}_i)) \tag{5.42}$$

$$S^I_{jkl} = \sum_i^{N_{LIPS}} Im(A_{jk}(\vec{x}_i)\rho_j A^+_{jl}(\vec{x}_i)) \tag{5.43}$$

berechnet. Damit ergibt sich für die Summe in 5.41 unter Heranziehung der Gleichungen 5.35, 5.37, 5.42 und 5.43:

$$\begin{aligned}\sum_i^{N_{LIPS}} w_D(\vec{x}_i) &= \sum_j^{N_{p\bar{p}}} \sum_k a^2_{jk} S^R_{jkk} + \qquad (5.44)\\ &+ 2\sum_j^{N_{p\bar{p}}} \sum_{l<k} a_{jk}a_{jl} S^R_{jkl} \cos(\phi_{jk} - \phi_{jl})\\ &+ 2\sum_j^{N_{p\bar{p}}} \sum_{l<k} a_{jk}a_{jl} S^I_{jkl} \sin(\phi_{jk} - \phi_{jl})\end{aligned}$$

Logarithmiert man die Likelihoodfunktion, so werden die in $\mathcal{L}$ auftretenden Produkte zu Summen und die Berechnung wird deutlich beschleunigt:

$$\log\mathcal{L} = \log\prod_i p(\vec{x}_i,\vec{\alpha}) = \sum_{i=1}^{N_{Data}} \log p(\vec{x}_i,\vec{\alpha}) \tag{5.45}$$

$$= \sum_{i=1}^{N_{Data}} \log\frac{w_D(\vec{x}_i)}{\int w_D(\vec{x})d\Omega} = \sum_i^{N_{Data}} \log\frac{w_D(\vec{x}_i)}{\sum_i^{N_{LIPS}} w_D(\vec{x}_i)} = \tag{5.46}$$

$$= \sum_i^{N_{Data}} \log w_D(\vec{x}_i) - \sum_i^{N_{Data}} \log\left(\sum_i^{N_{LIPS}} w_D(\vec{x}_i)\right) \tag{5.47}$$

[5] Lorentz Invariant Phase Space

Nach Multiplikation mit -1 geht das Anpassungsproblem in eine Minimierungsaufgabe über. Dafür steht in der CERN Programmbibliothek das Minimierungsprogramm MINUIT zur Verfügung [99] [100] [101]. Als Ergebnis erhält man einen Satz von Parametern α_{jk}, die die relative Stärke und Interferenz der beteiligten Zerfallskanäle beschreiben. Die jeweiligen Beiträge c_j der verschiedenen Anfangszustände berechnen sich daraus zu:

$$c_j = \frac{\sum_k a_{jk}^2}{\sum_j^{N_{p\bar{p}}} (\sum_k a_{jk}^2)} \tag{5.48}$$

Der prozentuale Anteil b_{jk} einer bestimmten Zerfallskaskade in Bezug auf alle möglichen ist:

$$b_{jk} = c_j \frac{a_{jk}^2}{\sum_k a_{jk}^2} \times 100\% \tag{5.49}$$

Für die Partialwellenanalyse des $K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ$- bzw. $K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ \pi^\circ$-Endzustandes wurde das Softwarepaket MAXTOOL genutzt [102], das in geeigneter Weise das Minimierungsprogramm MINUIT (siehe oben und [99] [100] [101]) und eine Routine zur Berechnung der Winkelverteilungen [91] sowie die Parametrisierung resonanter Zwischenzustände verknüpft.

5.4 Analyse des $K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ$-Endzustandes

Für die Analyse der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ$ wurden über den in Kapitel 3 geschilderten Selektionsprozeß die Viererimpulse aller Teilchen im Endzustand rekonstruiert. Zur Beschreibung eines Ereignisses werden fünf daraus gebildete, voneinander unabhängige Variablen benötigt. Das heißt im Gegegnsatz zu Dreikörperzerfällen (zwei Variablen) ist in diesem Fall keine vollständige graphische Darstellung mehr möglich. Dennoch können bereits die Spektren der invarianten Massen (Abbildungen 3.13 und 3.14) Aufschluß über einen etwaigen Beitrag von Zwischenzuständen und die charakteristischen Eigenschaften der Reaktion geben. Eine heuristische Untersuchung dieser Verteilungen wurde daher auch der Partialwellenanalyse vorangestellt. Zumal die Vorgehensweise in der Praxis analog verlief. Grund dafür waren analytische Schwierigkeiten, die sich aus den Überlegungen in Kapitel 4 ergeben:

- Tabelle 4.9 zeigt, daß bereits bei Beschränkung auf Annihilationen in der S-Welle eine Vielzahl primärer Zerfälle möglich ist. Die Hinzunahme eines P-Wellen-Beitrages, der a priori nicht ausgeschlossen werden kann, verkompliziert die Situation noch mehr.

- Zwischenzustände wie z.B. die K-Resonanzen $K_1(1270)$ und $K_1(1400)$ sowie die Resonanzen im $K\bar{K}\pi$-System können darüberhinaus über verschiedene weitere Ketten zerfallen (siehe Kapitel 4.3.3).

- Die Zahl der Möglichkeiten erhöht sich nochmals durch eine spezifische 'Tücke' dieses Endzustandes, der für die meisten Amplituden (1a-e, 2a-d in Tabelle 4.9) sowohl eine geladene als auch eine neutrale Version erlaubt. Zum Beispiel:

$$\bar{p}p \rightarrow K_1^\mp(1270)K^\pm$$

  und

$$\bar{p}p \rightarrow K_1^\circ(1270)K_L^\circ$$

Im folgenden Abschnitt wird daher durch verschiedene Projektionen bzw. Schnitte auf die vorhandenen Daten versucht, diese Vielzahl zu reduzieren und eine 'Leitlinie' für die anschließende Partialwellenanalyse zu entwickeln.

5.4.1 Analyse der Spektren

Die Untersuchung der Spektren folgt der in Kapitel 4.3.3 aufgestellten Systematik verschiedener Zerfallstypen des Protoniumsystems. Dabei wird versucht, schrittweise Aufschluß über deren Beitrag zu gewinnen. Dazu dienen jeweils charakteristische Strukturen in entsprechenden ein- bzw. zweidimensionalen Projektionen der Ereignisvariablen. Derartige Andeutungen können in diesem Stadium der Analyse allerdings nur als Indiz dienen. Denn jede Art von Projektion des zur vollständigen Beschreibung nötigen, fünfdimensionalen Raumes bedeutet einerseits einen Verlust an Information. Zum anderen können in den Spektren Reflexionen prinzipiell aller Zerfallsamplituden auftreten. Hinzu kommen verschiedenste Interferenzeffekte. Aufschluß darüber können jeweils Simulationen der in Frage kommenden Partialwellen geben.

Bereits in den eindimensionalen Projektionen der invarianten Zwei- und Dreiteilchenmassen (Abbildungen 3.13 und 3.14) fallen einige Eigenschaften des $K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ$-Endzustandes auf. Dazu gehört die deutliche Asymmetrie zwischen den geladenen bzw. neutralen Dreiteilchenmassen (Abbildung 5.2), die sich auch in den vier Spektren der

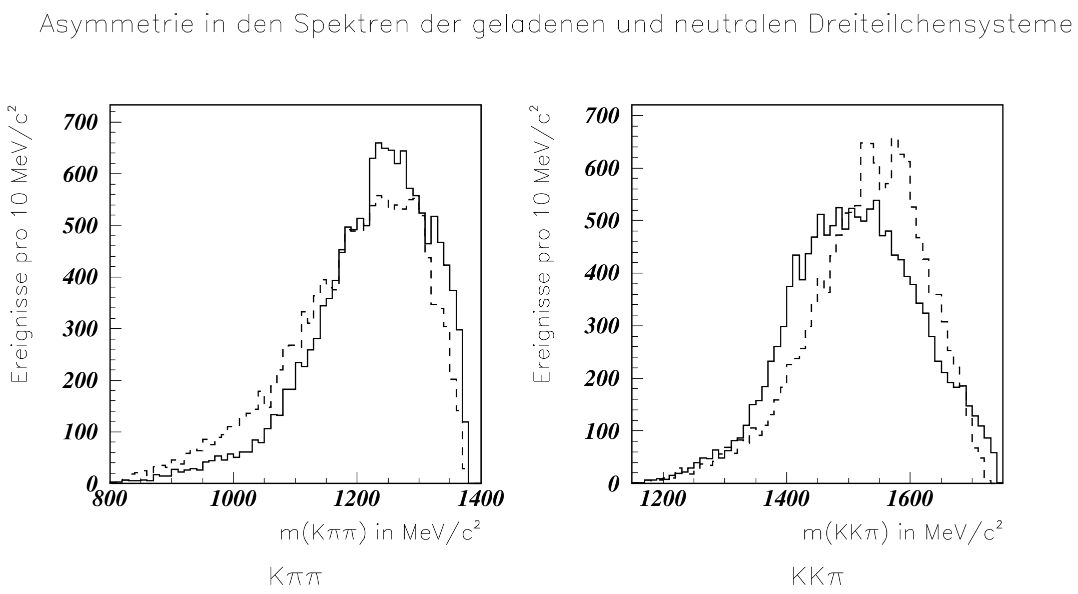

Abbildung 5.2: Die Asymmetrie in den Spektren der geladenen (gestrichelte Histogramme) und neutralen (durchgezogene Histogramme) Dreiteilchensysteme.

invarianten $K\pi$-Massen wiederspiegelt. In Letzteren zeigt sich ein starker Beitrag von Zerfällen über $K^*(892)$-Zwischenzustände. Der Anteil dieser Signale in den entsprechenden $K\pi$-Spektren variiert jedoch stark über alle vier Möglichkeiten. Ein weiteres herausstechendes Merkmal stellt die im $K_L^\circ K^\pm \pi^\circ$-System sichtbare Doppelstruktur bei den Massen von etwa 1530 MeV/c^2 bzw. 1580 MeV/c^2 dar. In diesem Bereich wurden bislang keine geladenen Resonanzen gesehen, auf die diese Signale zurückzuführen wären. Die folgende Analyse wird sich auch an diesen Auffälligkeiten orientieren:

Zerfälle vom Typ 1: $\bar{p}p \to (K\pi) + (\bar{K}\pi)$

$K^*(892)$-Mesonen können sowohl in Zerfällen der beiden K_1-Resonanzen als auch etwaiger $K\bar{K}\pi$-Resonanzen als Zwischenzustände auftreten. Daneben werden sie in Annihilationsreaktionen der Art

$$\bar{p}p \to K^{*o}\bar{K}^{*o} \tag{5.50}$$

und

$$\bar{p}p \to K^{*+}K^{*-} \tag{5.51}$$

direkt produziert. Die zweidimensionale Darstellung der neutralen bzw. geladenen $K\pi$-Spektren in Abbildung 5.3 zeigt jeweils eine deutliche Anhäufung von Ereignissen im Überkreuzungsbereich der beiden K^*-Massen. Dies spricht für einen starken Beitrag der obigen Amplituden.

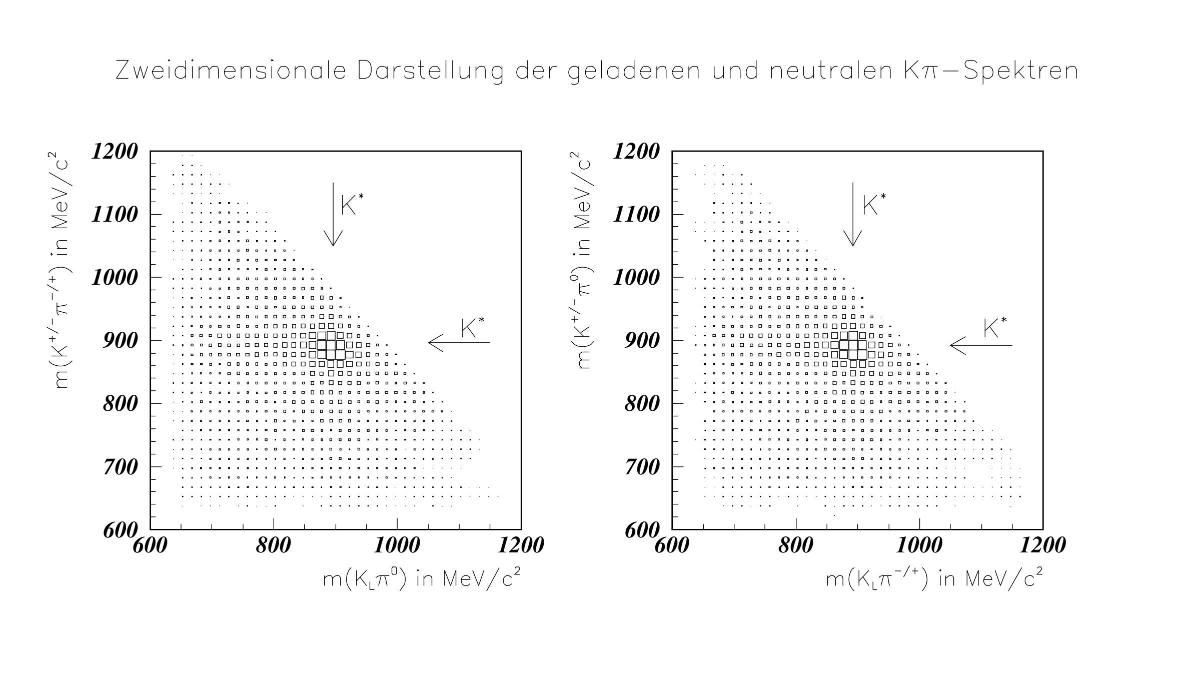

Abbildung 5.3: Die zweidimensionale Darstellung der geladenen und neutralen $K\pi$-Spektren gibt Aufschluß über einen etwaigen Beitrag der Reaktion $\bar{p}p \to K^*\bar{K}^*$.

Zerfälle des Protoniumsystems über $(K\pi)$-S-Wellen-Zustände können aufgrund der sehr breiten, darin auftretenden Resonanz $K^*(1430)$, die sich nur wenig von der entsprechenden Phasenraumverteilung unterscheidet, nicht aus den Spektren ersehen werden.

Zerfälle vom Typ 2: $\bar{p}p \rightarrow K + (\bar{K}\pi\pi)$

Zerfälle über die $K\pi\pi$-Zwischenzustände $K_1(1270)$ und $K_1(1400)$ werden mit einem starken Beitrag erwartet [103]. Die primäre Reaktion $\bar{p}p \rightarrow K_1\bar{K}$ ist in Annihilationen aus der S-Welle nur für den Anfangszustand mit $J^{PC} = 1^{--}$ möglich (siehe Tabelle 4.9). Am Beispiel des $K_1(1270)$ lassen sich mit dessen weiteren Zerfällen (siehe Kapitel 4.3.3) bei Beschränkung auf Drehimpulse $L, \ell < 2$ folgende Kaskaden konstruieren:

$$\begin{array}{llllll} \bar{p}p(1^{--}) & \stackrel{L=0}{\rightarrow} & K_1(1270) & + \bar{K} & & \\ & & K_1(1270) & \stackrel{\ell=0}{\rightarrow} & K^*(892) \; + \; \pi & \\ & & & & K^*(892) \; \stackrel{l=1}{\rightarrow} & K \; + \; \pi \end{array} \tag{5.52}$$

$$\begin{array}{llllll} \bar{p}p(1^{--}) & \stackrel{L=0}{\rightarrow} & K_1(1270) & + \bar{K} & & \\ & & K_1(1270) & \stackrel{\ell=1}{\rightarrow} & (K\pi)_s \; + \; \pi & \\ & & & & (K\pi)_s \; \stackrel{l=0}{\rightarrow} & K \; + \; \pi \end{array} \tag{5.53}$$

$$\begin{array}{llllll} \bar{p}p(1^{--}) & \stackrel{L=0}{\rightarrow} & K_1(1270) & + \bar{K} & & \\ & & K_1(1270) & \stackrel{\ell=0}{\rightarrow} & \rho(770) \; + \; K & \\ & & & & \rho(770) \; \stackrel{l=1}{\rightarrow} & \pi \; + \; \pi \end{array} \tag{5.54}$$

Alle vier Zerfälle treten jeweils in einer geladenen und einer neutralen Version auf. Für die Letztere schreiben sich die Kaskaden gemäß Reaktion 5.52 für den $K_L^\circ K^\mp\pi^\pm\pi^\circ$-Endzustand[6]:

$$\begin{array}{llllll} \bar{p}p(1^{--}) & \stackrel{L=0}{\rightarrow} & K_1^\circ(1270) & + K_L^\circ & & \\ & & K_1^\circ(1270) & \stackrel{\ell=0}{\rightarrow} & K^{*+} \; + \; \pi^- & \\ & & & & K^{*+} \; \stackrel{l=1}{\rightarrow} & K^+ \; + \; \pi^\circ \end{array} \tag{5.55}$$

und

$$\begin{array}{llllll} \bar{p}p(1^{--}) & \stackrel{L=0}{\rightarrow} & K_1^\circ(1270) & + K_L^\circ & & \\ & & K_1^\circ(1270) & \stackrel{\ell=0}{\rightarrow} & K^{*\circ} \; + \; \pi^\circ & \\ & & & & K^{*\circ} \; \stackrel{l=1}{\rightarrow} & K^+ \; + \; \pi^- \end{array} \tag{5.56}$$

Das heißt, die Kaskade spaltet sich je nach Zerfall über das geladene bzw. neutrale K^* nochmals in zwei Teilamplituden. Diese haben aus Isospingründen allerdings eine feste

[6] Für die Ladungskonstellation $K^-\pi^+$ gilt Entsprechendes.

relative Phase von 180° (siehe Kapitel 4.3.3 und 4.5). Sie lassen sich daher zu einer Amplitude koppeln. Die gleichen Überlegungen gelten auch für die geladene Version.

Eine Möglichkeit den Zerfall des $K_1^\circ(1270)$ (bzw. $\bar{K}_1^\circ(1270)$) über das $K^*(892)$ und das $\rho(770)$ in $K^\pm\pi^\mp\pi^\circ$ aus den Spektren zu ersehen, ist die Auftragung der invarianten $K^\pm\pi^\mp$-, $K^\pm\pi^\circ$- und $\pi^\mp\pi^\circ$-Masse gegen die des $K^\pm\pi^\mp\pi^\circ$-Systems. In Abbildung 5.4 zeigen sich in der Tat signifikante Strukturen bei den entsprechenden Massenkoordinaten. Die in Kontourlinien überlagerten Simulationen der Partialwellen unterstreichen deren Zusammenhang mit den beiden $K_1^\circ(1270)$-Zerfällen in $K^* + \pi$ und $K + \rho$.

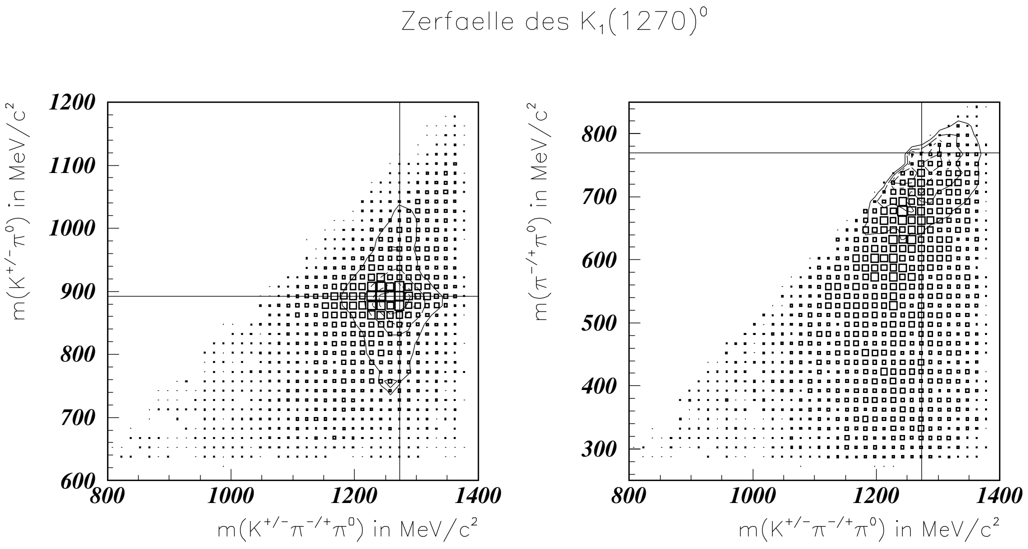

Abbildung 5.4: In obigen zweidimensionalen Projektionen deuten sich die Zerfälle des $K_1(1270)^\circ$ in $K^*\pi$ (links) bzw. $K\rho$ (rechts) an. Die $K^*(892)$- bzw. die $\rho(770)$-Masse sind durch Linien markiert; ebenso die Nominalmasse des $K_1(1270)$. Die überlagerten Kontourlinien sind das Ergebnis einer Simulation der beiden entsprechenden Partialwellen. Das gemessene Spektrum rechts zeigt dabei auch von der Simulation abweichende Strukturen. Diese sind Reflexionen anderer Beiträge, die nicht mitberücksichtigt wurden.

Beim Vergleich der beiden $K\pi\pi$-Spektren in Abbildung 5.2 links zeigt sich für das neutrale System eine deutliche Anreicherung von Ereignissen im Massenbereich um 1270 MeV/c^2, die auf den Beitrag des $K_1(1270)^\circ$-Zwischenzustandes zurückzuführen ist. Im geladenen Fall fehlt diese. Zerfälle der Art $\bar{p}p \rightarrow K_1^\mp(1270)K^\pm$ scheinen demnach gegenüber der neutralen Version $\bar{p}p \rightarrow K_1^\circ(1270)K_L^\circ$ stark unterdrückt zu sein. Ein derartiger Effekt kann aus einer Interferenz der beiden im Anfangszustand möglichen Isospinamplituden herrühren (siehe Anhang D).

Die Nominalmassen der anderen Zwischenzustände im $K\pi\pi$-System liegen alle nahe bzw. außerhalb des kinematisch möglichen Massenbereichs (siehe Tabelle 4.4). Aufgrund der großen Zerfallsbreiten muß zwar mit einem Beitrag gerechnet werden, aus den Spektren lassen sich aber aus eben diesem Grunde keine deutlichen Strukturen dafür erkennen.

Zerfälle vom Typ 3: $\bar{p}p \to (K\bar{K}) + (\pi\pi)$

Der einzige für diesen Typ mögliche Zerfall ist nach Kapitel 4.5 die Reaktion:

$$\bar{p}p \quad \to \quad a_0^\pm(980) \ + \ \rho^\mp(770) \tag{5.57}$$

Um auf einen Beitrag dieses Reaktionstypus zu schließen, eignet sich besonders die charakteristische Signatur des $a_0^\pm(980)$. Seine Masse knapp unter der $K\bar{K}$-Schwelle führt zu einem ausgeprägten Schwellenverhalten der Amplitude (siehe Kapitel 5.2.3), beobachtbar an einem deutlichen Überschuß von Einträgen an der unteren Grenze des $K_L^\circ K^+$-Spektrums. Dafür gibt es jedoch in diesem Fall keine Anzeichen.

Zerfälle vom Typ 4: $\bar{p}p \to (K\bar{K}\pi) + \pi$

Für resonante Zustände im $K\bar{K}\pi$-System wurden die weiteren Zerfälle in $a_0\pi$ und $K^*\bar{K}$ beobachtet (siehe Kapitel 4.3.3). Analog zur Untersuchung des K_1°-Zerfalls lassen sich auch hier durch Auftragung der entsprechenden $K\pi$- bzw. der $K_L^\circ K^\pm$-Masse gegen die jeweilige invariante $K\bar{K}\pi$-Masse, Indizien für das Auftreten eines Zwischenzustandes gewinnen. Der Zerfall einer Resonanz der Masse $m(K\bar{K}\pi)$ über $K^*\bar{K}$ würde sich dann in einer Anreicherung bei den Koordinaten $m(K\bar{K}\pi)/m(K^*)$ zeigen. Für das neutrale $K_L^\circ K^\pm \pi^\mp$-System ist in Abbildung 5.5 eine derartige Struktur bei etwa 1450 MeV/c^2 und andeutungsweise bei 1530 MeV/c^2 sichtbar. Im geladenen $K_L^\circ K^\pm \pi^\circ$-System deutet sich bei etwa 1530 MeV/c^2 eine starke und bei etwa 1580 MeV/c^2 eine schwache Anhäufung von Ereignissen an (in der Abbildung markiert). Diese Werte entsprechen der Lage der beiden im eindimensionalen $K_L^\circ K^\pm \pi^\circ$-Spektrum sichtbaren Signale.

Ein Zerfall über das $a_0(980)$ würde eine Anreicherung an der $K_L^\circ K^\pm$-Schwelle hervorrufen. Dafür gibt es in keinem der beiden Spektren in Abbildung 5.5 unten ein Anzeichen. Die dort sichtbaren breiten Strukturen um $m(K_L^\circ K^\pm) \approx 1100$ MeV/c^2 treten wieder bei den oben genannten Massen auf. Die Simulation von Zerfällen in $K^*\bar{K}$ zeigte für bestimmte Quantenzahlen eine damit zusammenhängende Anreicherung in diesem Bereich der invarianten $K_L^\circ K^\pm$-Massen (siehe unten).

Eine weitere Möglichkeit Zwischenzustände im $K\bar{K}\pi$-System zu erkennen und sogar Information über deren Quantenzahlen zu erhalten, ist dessen zweidimensionale Darstellung nach Art eines *Dalitz*-Diagramms. Für das neutrale $K_L^\circ K^\pm \pi^\mp$-System wird dazu die invariante $K^\pm \pi^\mp$- gegen die invariante $K_L^\circ \pi^\mp$-Masse aufgetragen; für das geladene $K_L^\circ K^\pm \pi^\circ$-System entsprechend $m(K^\pm \pi^\circ)$ gegen $m(K_L^\circ \pi^\circ)$ (siehe Abbildung 5.6). Sensitiv auf die Quantenzahlen ist der Überkreuzungsbereich der beiden K^*-Massen.

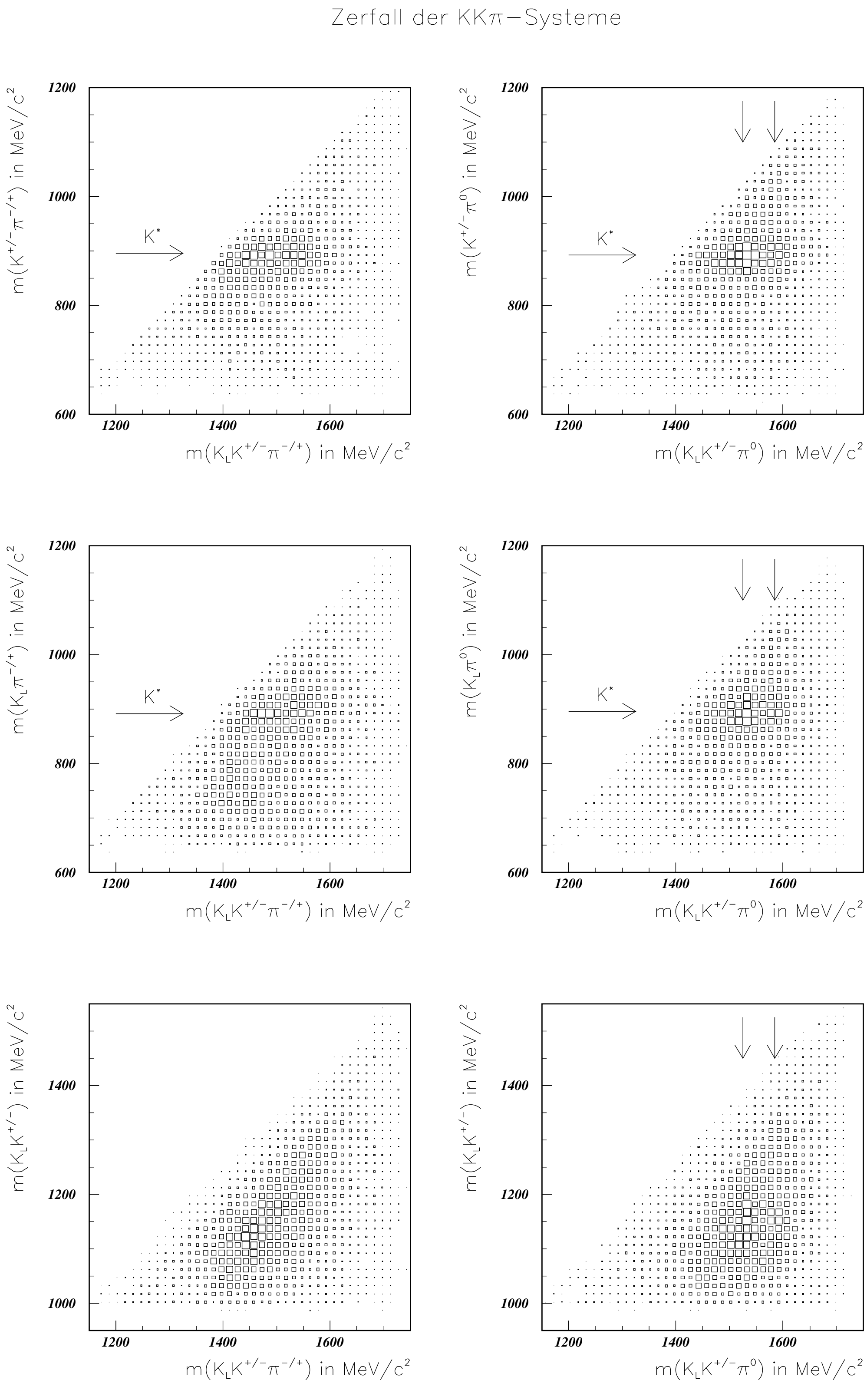

Abbildung 5.5: Aus der zweidimensionalen Auftragung der invarianten $K\pi$- bzw. $K_L^\circ K^\pm$-Massen gegen die Masse des neutralen (links) bzw. geladenen (rechts) $K\bar{K}\pi$-Systems lassen sich Informationen über den Zerfall etwaiger $K\bar{K}\pi$-Resonanzen gewinnen.

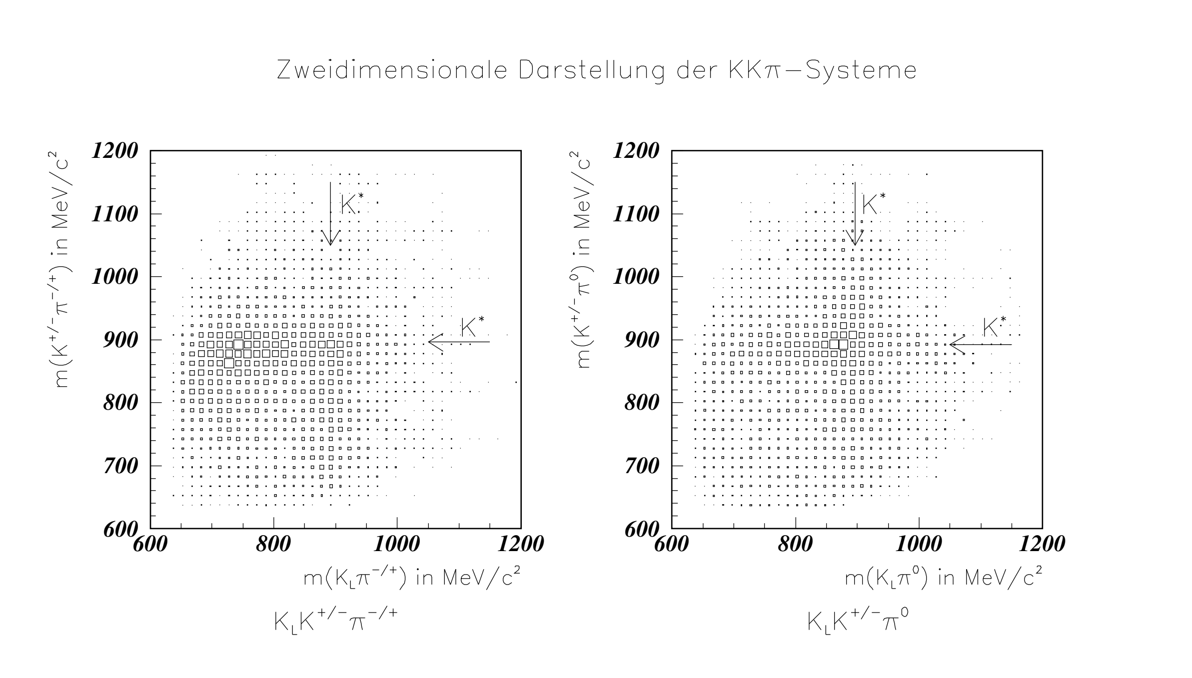

Abbildung 5.6: Die zweidimensionale Darstellung der $K\bar{K}\pi$-Systeme zeigt in beiden Fällen eine leichte Anhäufung von Ereignissen im Überlappungsbereich der K^*-Bänder. Die breite Struktur im linken Bild ist Simulationen zufolge eine Reflexion von Zerfällen der Art $\bar{p}p(1^{--}) \to K^{*\circ}(892)\bar{K}^{*\circ}(892)$. Deren Abwesenheit im rechten Bild unterstreicht die starke Asymmetrie zwischen geladenen und neutralen Zerfällen.

Resonanzen in den beiden $K\bar{K}\pi$-Systemen können jeweils über zwei Teilamplituden in $K^*\bar{K}$ zerfallen. In Anhang D wurde gezeigt, daß deren relative Phase von der entsprechenden G-Parität der Mutterresonanz abhängt. Eine Aussage über die Interferenz der beiden K^*-Bänder im Überlappungsbereich ist daraus allerdings noch nicht möglich. Dazu muß zusätzlich der beim Zerfall auftretende Bahndrehimpuls ℓ bzw. der Gesamtdrehimpuls J berücksichtigt werden. Das Beispiel des Zerfalls einer neutralen Resonanz mit $I^G(J^{PC}) = 1^+(1^{--})$ verdeutlicht dies[7]. Aus der Bildung von Eigenzuständen zu $\hat{C}$ und $\hat{I}$ folgt zunächst (siehe Anhang D):

$$|I=1,\ C=-1> \ \sim\ [K^+(\bar{K}^\circ\pi^-) + \bar{K}^\circ(K^+\pi^-)] \tag{5.58}$$

bzw. für den hier analysierten Endzustand (siehe Kapitel 4.3.2):

$$|I=1,\ C=-1> \ \sim\ [K^\pm(K_L^\circ\pi^\mp) + K_L^\circ(K^\pm\pi^\mp)] \tag{5.59}$$

Berücksichtigt man das Resonanzverhalten des Zwischenzustandes und die Winkelverteilung im Helizitätsformalismus, so ergibt sich gemäß Gleichung 5.31 die Amplitude A im Überkreuzungsbereich $(m(K^\pm\pi^\mp) \approx m(K_L^\circ\pi^\mp))$ zu:

$$A \ \sim\ f_T(K_L^\circ\pi^\mp,\, K^\pm)\cdot BW(K_L^\circ\pi^\mp) \ +\ f_T(K^\pm\pi^\mp,\, K_L^\circ)\cdot BW(K^\pm\pi^\mp) \tag{5.60}$$

[7] Eine explizite Rechnung dazu findet sich zum Beispiel in [104]

Für $J^P = 1^-$ gilt jedoch

$$f_T(K_L^\circ \pi^\mp,\, K^\pm) \;=\; -f_T(K^\pm \pi^\mp,\, K_L^\circ) \tag{5.61}$$

und die Interferenz im Überlappungsbereich wird daher destruktiv. Für die entsprechende geladene Resonanz folgt mit $G = +1$:

$$|G \;=\; +1 > \;\sim\; [K^\pm(K_L^\circ \pi^\circ) + K_L^\circ(K^\pm \pi^\circ)] \tag{5.62}$$

das gleiche Resultat. Für den geladenen Fall sind die Auswirkungen der G-Parität einerseits und des beim Zerfall einer Resonanz mit Spin bzw. Parität J^P auftretenden Drehimpulses ℓ andererseits in Abbildung 5.7 illustriert. Für eine fiktive Resonanz $X(J^P)$ der Masse[8] 1530 MeV/c^2 wurden alle für $L, \ell < 2$ in Annihilationen aus der S-Welle möglichen Kombinationen von J^P $(1^+, 1^-, 0^-, 2^-,)$ simuliert:

$$\begin{aligned} \bar{p}p(1^{--}) \;&\overset{L=0}{\rightarrow}\; X(1^+) \;+ \pi \\ &X(1^+) \;\overset{\ell=0}{\rightarrow}\; K^*(892) \;+\; \bar{K} \end{aligned} \tag{5.63}$$

$$\begin{aligned} \bar{p}p(1^{--}) \;&\overset{L=1}{\rightarrow}\; X(1^-) \;+ \pi \\ &X(1^-) \;\overset{\ell=1}{\rightarrow}\; K^*(892) \;+\; \bar{K} \end{aligned} \tag{5.64}$$

$$\begin{aligned} \bar{p}p(1^{--}) \;&\overset{L=1}{\rightarrow}\; X(0^-) \;+ \pi \\ &X(0^-) \;\overset{\ell=1}{\rightarrow}\; K^*(892) \;+\; \bar{K} \end{aligned} \tag{5.65}$$

$$\begin{aligned} \bar{p}p(1^{--}) \;&\overset{L=1}{\rightarrow}\; X(2^-) \;+ \pi \\ &X(2^-) \;\overset{\ell=1}{\rightarrow}\; K^*(892) \;+\; K \end{aligned} \tag{5.66}$$

Zerfälle über eine Resonanz mit $J^P = 1^-$ sind prinzipiell auch aus dem 0^{-+}-Anfangszstand möglich (siehe Tabelle 4.9). Sie unterscheiden sich in dieser Darstellungsweise jedoch qualitativ nicht von den Zerfällen aus dem Anfangszustand mit $J^{PC} = 1^{--}$.

Nicht alle der in 5.7 simulierten Amplituden sind auch für eine neutrale Resonanz im $K\bar{K}\pi$-System erlaubt. Aus Gründen der Erhaltung der C-Parität kann der Zerfall in Abbildung 5.7b nur in den P-Wellen-Anfangszuständen 0^{++}, 1^{++} und 2^{++} auftreten[9]. Der Zerfall in Abbildung 5.7d ist aus den gleichen Gründen im neutralen Fall nur aus Proton-Antiproton-Systemen in der S-Welle mit $J^{PC} = 0^{-+}$ möglich. Die Beispiele mit $J^P = 0^-$ und $J^P = 2^-$ sind nur für positive G-Paritäten gezeigt. Die entsprechenden Amplituden kommen sowohl für die Produktion neutraler, sowie geladener $K\bar{K}\pi$-Resonanzen aus der S-Welle in Frage.

[8] Qualitativ ergeben sich auch für andere Massen die gleichen Ergebnisse.

[9] Aus $I = 1$ und $G = -1$ folgt $C = +1$.

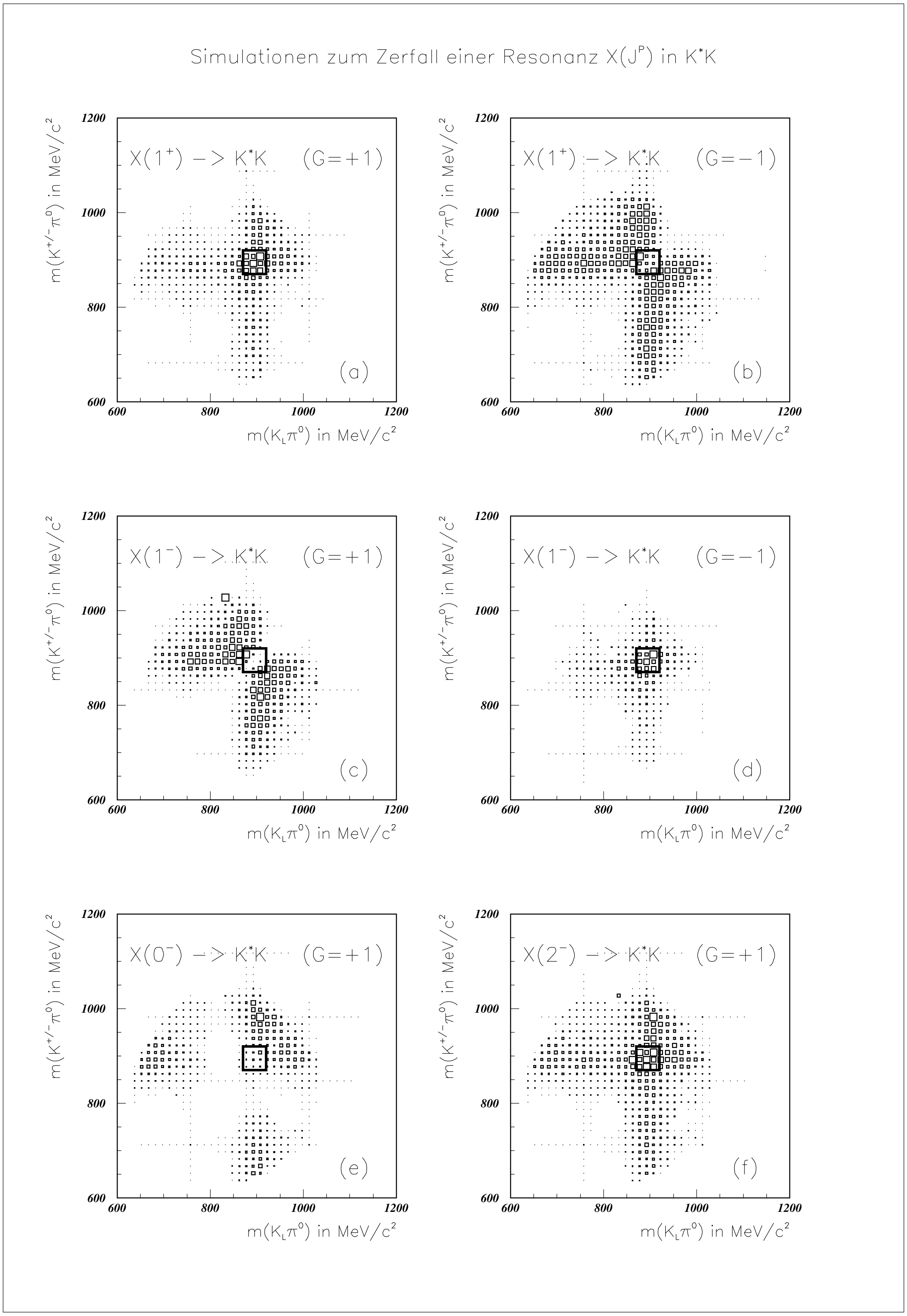

Abbildung 5.7: Simulationen zum Zerfall einer Resonanz in $K^*\bar{K}$. Durch Schnitte auf den Überlappungsbereich der K^*-Bänder lassen sich etwaige Resonanzen im $K\bar{K}\pi$-System je nach Quantenzahlen selektiv anreichern (überlagerte Quadrate).

Diese Vorüberlegungen dienten dazu, geeignete Schnitte auf die vorhandenen Daten herauszuarbeiten, um die in Abbildung 5.5 nur schwach sichtbaren Andeutungen resonanter Zustände in den beiden $K\bar{K}\pi$-Systemen selektiv anzureichern. Aus den Simulationen in Abbildung 5.7 wurde deutlich, daß nur bestimmte Kombinationen von Quantenzahlen zu einer starken Anreicherung von Ereignissen im Überlappungsbereich der beiden K^*-Bänder führt. In Abbildung 5.6 zeigt sich für beide $K\bar{K}\pi$-Systeme in dieser Region eine leichte Anhäufung von Ereignissen. Die Selektion von Ereignissen mit Einträgen in diesem Bereich hat auf die eindimensionale Projektion der invarianten $K\bar{K}\pi$-Massen die Wirkung, daß resonante Zustände mit positiver Interferenz der beiden $K^*\bar{K}$-Teilamplituden verstärkt werden. Ein derartiger Schnitt (im folgenden mit S_1 bezeichnet) ist in Abbildung 5.7 und 5.8 durch die überlagerten Quadrate angedeutet. Komplementär dazu ist der Schnitt S_2 (siehe Abbildung 5.8), der zwar einen Eintrag im Bereich der K^*-Bänder verlangt aber die Überlappungsregion ausschließt.

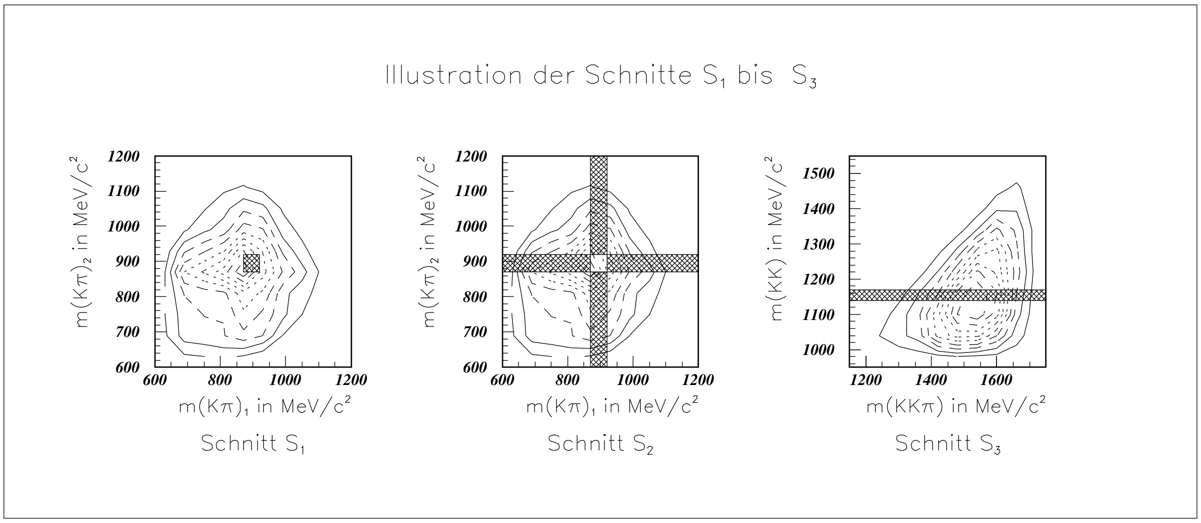

Abbildung 5.8: Illustration der Schnitte S_1 bis S_3. Deren Wirkung auf die eindimensionalen Projektionen der invarianten $K\bar{K}\pi$-Massen ist in Abbildung 5.10 dargestellt.

Simulationen zeigten, daß sich ein Zerfall des $K\bar{K}\pi$-Systems über $K^*\bar{K}$ je nach Quantenzahlen auch charakteristisch im Spektrum der invarianten $K_L^\circ K^\pm$-Masse niederschlägt. Dies gilt vor allem für $J^P = 0^-$. In letzterem Fall ergibt sich die in Abbildung 5.9 rechts dargestellte markante Struktur. Für die anderen aus der S-Welle möglichen Quantenzahlen zeigt das $K_L^\circ K^\pm$-Spektrum hingegen eine breite Verteilung, die für $J^P = 1^+$ in Abbildung 5.9 links illustriert ist. Der in den beiden Abbildungen 5.8 und 5.9 definierte Schnitt S_3 auf die invariante $K_L^\circ K^\pm$-Masse kann demnach, je nach Wirkung, die Menge der möglichen Quantenzahlen reduzieren.

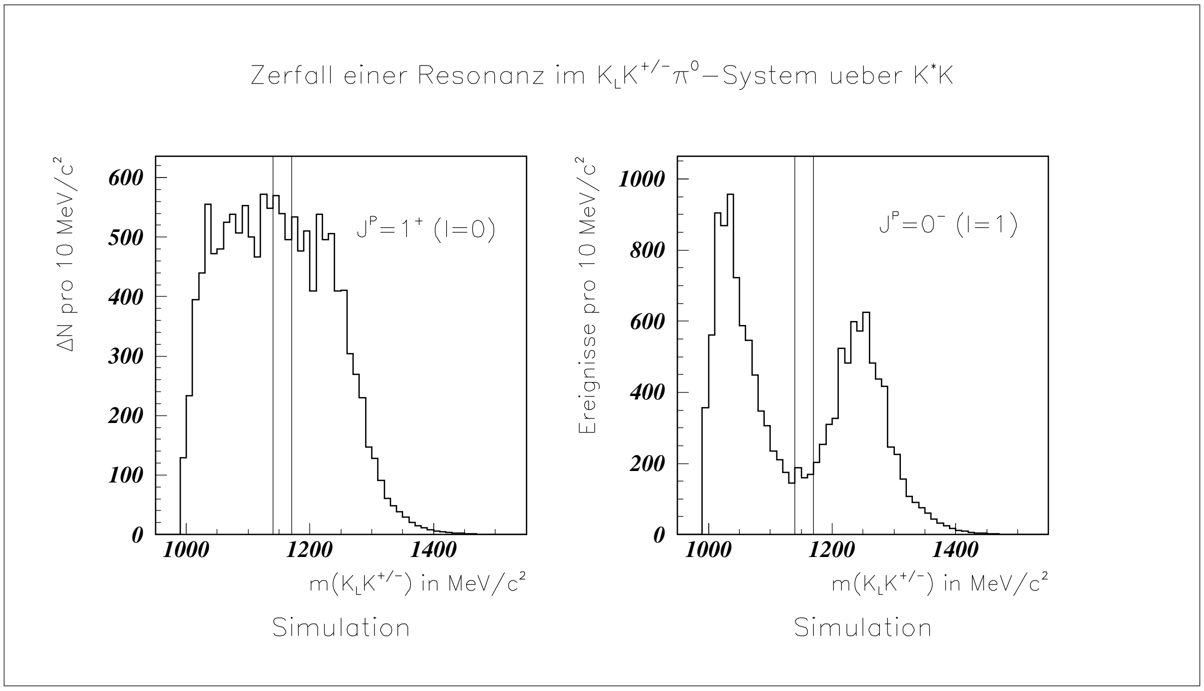

Abbildung 5.9: Der Zerfall einer Resonanz im $K_L^\circ K^\pm \pi^\circ$-System über $K^* \bar{K}$ reflektiert sich auch in der Verteilung der invarianten $K^\pm K_L^\circ$-Masse (vergleiche Abbildung 5.5 unten rechts). Je nach Quantenzahlen J^P bzw. Bahndrehimpuls ℓ ergeben sich verschiedene Resultate. Aus der Wirkung des Schnittes S_3 (angedeutet durch Linien) erscheint ein Zustand mit $J^P = 0^-$ sehr unwahrscheinlich (vergleiche Abbildung 5.10).

Die in Abbildung 5.10 durch die Schnitte S_1 bis S_3 hervorgerufenen Strukturen erlauben folgende Schlüsse:

S_1: Im geladenen Spektrum ergibt sich eine deutliche Anreicherung des Signals bei 1530 MeV/c^2. Dies ist auf eine positive Interferenz im Überlappungsbereich zurückzuführen. Auch im neutralen Falle zeigt sich ein Überschuß von Ereignissen gegenüber der Wirkung auf die phasenraumverteilten Monte-Carlo-Daten. Die in Abbildung 5.5 sichtbare Andeutung eines resonanten Zwischenzustandes bei 1450 MeV/c^2 erfährt für diesen Schnitt hingegen keine signifikante Anreicherung. Die Abwesenheit des Signals bei 1580 MeV/c^2 im geladenen Spektrum legt eine negative Interferenz nahe.

S_2: Im geladenen $K\bar{K}\pi$-Spektrum ragen die beiden Signale bei 1530 MeV/c^2 und 1580 MeV/c^2 über die Monte-Carlo-Verteilung. Dieser Schnitt unterstreicht zwar einen

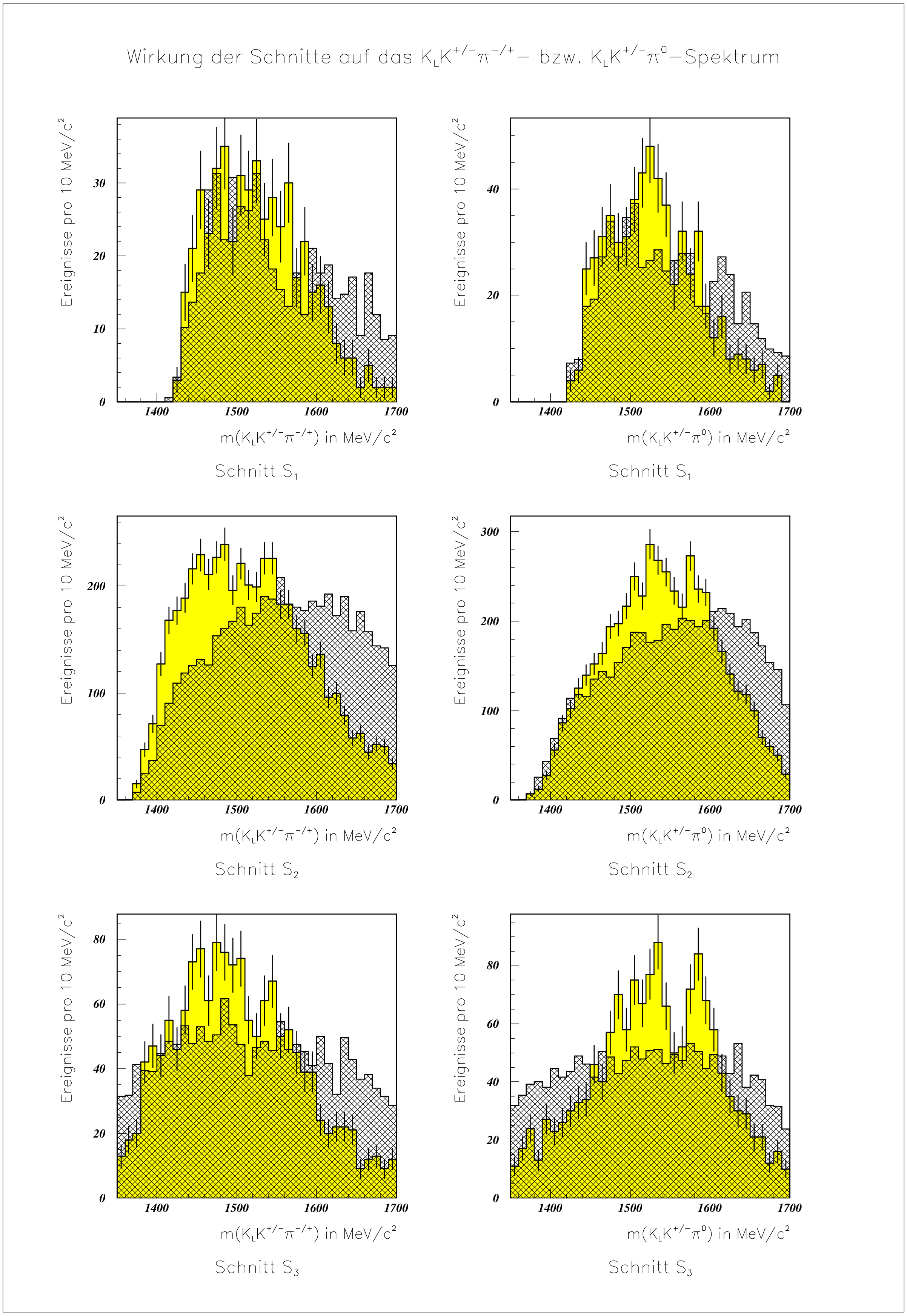

Abbildung 5.10: Die Wirkung der Schnitte S_1 bis S_3 auf die Verteilung der invarianten $K\bar{K}\pi$-Massen. Zum Vergleich wurden die gleichen Schnitte auch jeweils auf phasenraumverteilte Monte-Carlo-Daten angewandt (überlagerte Histogramme).

etwaigen Zerfall von Zwischenzuständen bei diesen Massen, ist aber weit weniger selektiv als S_1. Denn durch ihn können, wie die Simulationen in Abbildung 5.7 zeigen, sowohl resonante Zustände mit positiver als auch mit negativer Interferenz angereichert werden. Im neutralen Spektrum hebt dieser Schnitt deutlich eine Struktur bei 1450 MeV/c^2 heraus. Bei 1530 MeV/c^2 zeigt sich auch hier ein schwaches Signal, das jedoch kaum statistisch signifikant ist.

S_3: Dieser Schnitt projiziert im geladen Spektrum beide auch für S_2 verstärkten Signale deutlich heraus. Im neutralen Spektrum erscheinen Strukturen bei 1530 MeV/c^2 und 1450 MeV/c^2. Für die Quantenzahlen $J^P = 0^-$ wäre dies nicht der Fall.

Die Untersuchung der Spektren zum Zerfallstyp $\bar{p}p \rightarrow (K\bar{K}\pi)+\pi$ erbrachte zusammenfassend folgende Ergebnisse, die in der Partialwellenanalyse überprüft werden müssen:

- Sowohl im neutralen als auch im geladenen $K\bar{K}\pi$-System gibt es Anzeichen für resonante Zwischenzustände, die weiter über $K^*\bar{K}$ zerfallen. Für Zerfälle über $a_0(980)\pi$ gibt es keine Evidenz.

- Im geladenen System zeigen sich schmale Strukturen bei 1530 MeV/c^2 und 1580 MeV/c^2. Erstere ist mit einer konstruktiven Interferenz der beiden $K^*\bar{K}$-Teilamplituden korreliert, letztere mit einer destruktiven.

- Das Signal bei 1530 MeV/c^2 deutet sich auch im neutralen Fall an und weist dort ebenfalls auf eine konstruktive Interferenz hin; das bei 1580 MeV/c^2 scheint gänzlich zu fehlen. Daneben läßt sich eine breite Struktur bei 1450 MeV/c^2 durch Schnitte auf die entsprechenden K^*-Bänder hervorheben.

- Die Quantenzahlen $J^P = 0^-$ sind in keinem der Fälle wahrscheinlich.

Um für die Partialwellenanalyse weitere Anhaltspunkte zu gewinnen, wurden die beiden, auch im eindimensionalen $K_L^\circ K^\pm \pi^\circ$-Spektrum deutlich sichtbaren Signale bei 1530 MeV/c^2 und 1580 MeV/c^2 näher untersucht. Abbildung 5.11 zeigt einen vergrößerten Ausschnitt des Spektrums. Auf einem kubischen Untergrund wurden die beiden Strukturen einer Anpassung unterzogen. Die Anpassung von Gaußverteilungen anstatt von Breit-Wigner-Funktionen ist bei der vorhandenen Statistik sowie für Zerfallsbreiten in der Nähe der Detektorauflösung eine zulässige Näherung, die in der Partialwellenanalyse für die korrekte Form überprüft wird. Es ergaben sich die in Tabelle 5.1 zusammengefaßten Werte für die entsprechenden Massen und Zerfallsbreiten. Die dort angegebenen Fehler berücksichtigen sowohl die Variation der Resultate mit verschiedenen Untergrundmodellen (Polymome 2., 3. und 4. Grades) als auch den statistischen Fehler der Anpassung.

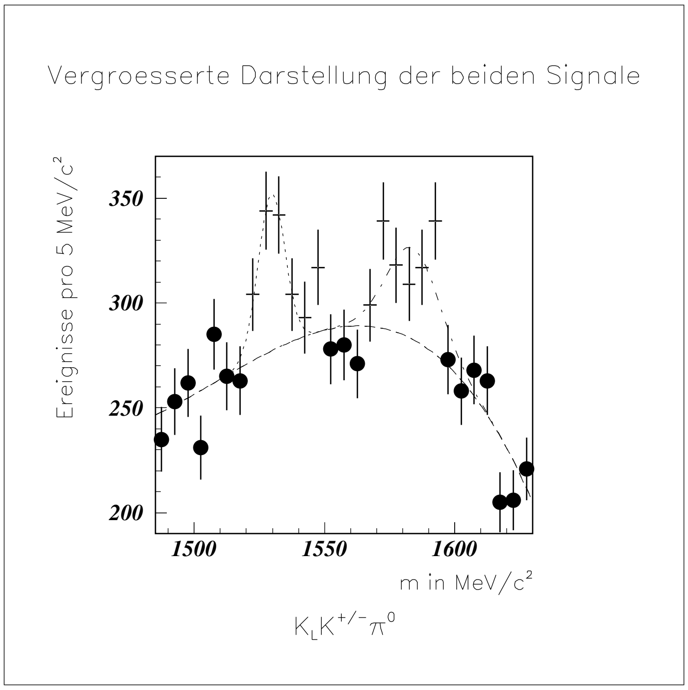

Abbildung 5.11: Die vergrößerte Darstellung der beiden Signale im $K_L^\circ K^\pm \pi^\circ$-System. Die mit Punkten markierten Einträge dienten der Anpassung des Untergrundes.

Trotz der Anzeichen eines physikalischen Ursprungs dieser beiden Signale, kann nicht ausgeschlossen werden, daß sie lediglich Artefakte der Schnitte im Selektionsprozeß oder etwaiger Untergrundkanäle sind. Zumal derart schmale Strukturen für geladene Teilchen in diesem Massenbereich bislang nicht publiziert wurden. In Abbildung 5.12 ist das $K_L^\circ K^\pm \pi^\circ$-Spektrum für verschiedene Datensätze dargestellt. Das Fehlen der beiden Strukturen in einer der Projektionen würde auf eine Störung hinweisen. Im Rahmen der Statistik ergibt sich jedoch für alle Darstellungen ein einheitliches Bild. Neben diesen Unterteilungen wurden andere untersucht, die jeweils selektiv verschiedene Untergrundeinflüsse unterdrücken (siehe Anhang E). In keinem der Fälle konnte allerdings ein Zusammenhang festgestellt werden.

Tabelle 5.1: Ergebnisse der Anpassungen zweier Gaußverteilungen ($\Gamma_\circ = 2 \cdot (2ln2)^{\frac{1}{2}} \cdot \sigma$) auf kubischem Untergrund an die beiden Signale im $K_L^\circ K^\pm \pi^\circ$-Spektrum (Angaben in MeV/c^2).

Masse m	Zerfallsbreite $\Gamma_\circ$
1530 $\pm$ 4	13 $\pm$ 5
1584 $\pm$ 10	24 $\pm$ 15

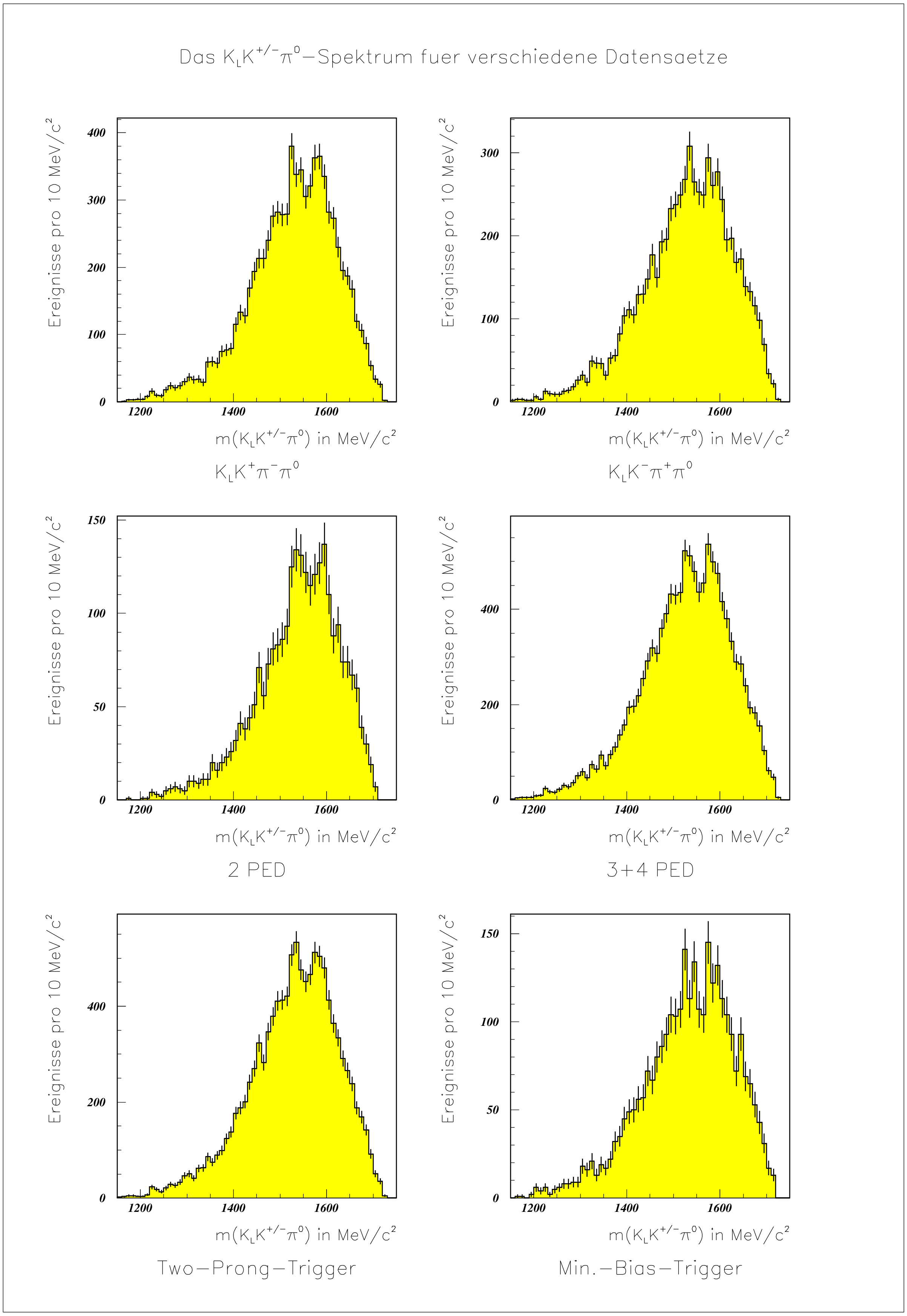

Abbildung 5.12: Das $K_L^\circ K^\pm\pi^\circ$-Spektrum für verschiedene Datensätze.

5.4.2 Partialwellenanalyse

Die Partialwellenanalyse folgt der gleichen Systematik wie die Untersuchung der Spektren. Zunächst werden in einem naiven Modell nur Amplituden des Typs 1: $\bar{p}p \rightarrow (K\pi)+(\bar{K}\pi)$ angepaßt. Durch den Vergleich des Anpassungsergebnisses mit den gemessenen Daten können aus den Abweichungen Informationen über fehlende andere Beiträge gewonnen werden. In einem weiteren Schritt werden daher Amplituden des Typs 2: $\bar{p}p \rightarrow K + (\bar{K}\pi\pi)$ sukzessive hinzugefügt und entsprechende Verbesserungen untersucht. Eine Amplitude vom Typ 3: $\bar{p}p \rightarrow (K\bar{K}) + (\pi\pi)$ erscheint nach der Analyse der Spektren zwar sehr unwahrscheinlich, wird aber dennoch geprüft. Bis zu diesem Punkt beschränkt sich die Partialwellenanalyse auf Annihilationen aus der S-Welle. Nach einem Exkurs über den Anteil von Annihilationen aus der P-Welle wird den Reaktionen vom Typ 4: $\bar{p}p \rightarrow (K\bar{K}\pi) + \pi$ nachgegangen.

Methodisch erfolgte der Anpassungsprozeß nach dem in Kapitel 5.1 bis 5.3 dargestellten Schema. Zunächst wurden die statistischen Gewichte w_{LIPS} (siehe Gleichung 5.2 und Kapitel 5.1) aus einem Satz von 60000 phasenraumverteilten Monte-Carlo-Ereignissen (siehe Kapitel 2.4) berechnet. Dadurch werden Akzeptanzschwankungen über den Phasenraum sowie die begrenzte Auflösung des Detektors erfaßt. Die dynamischen Gewichte ergaben sich aus den je nach Anpassungsmodell berücksichtigten Partialwellen. Neben den entsprechenden Amplituden wurde darüberhinaus zur näherungsweisen Beschreibung noch fehlender Beiträge stets ein phasenraumverteilter Untergrund mitangepaßt. Zur Beurteilung der Güte der Anpassung wurden zweierlei Kriterien herangezogen. Der Wert der Likelihood-Funktion $\mathcal{L}$ kann stets nur eine relative Aussage beim Vergleich der Modelle liefern. Information darüber, in welchen Massenbereichen der Spektren die Anpassung noch nicht befriedigt, wurde aus dem jeweiligen χ^2 pro Histogrammkanal[10] gewonnen. Das mittlere $\chi^2/_{d.o.f.}$ über alle zehn invarianten Massenspektren ($\bar{\chi}^2/_{d.o.f.}$) eignet sich gleichzeitig als weiteres Kriterium zur gesamten Beurteilung der Qualität des jeweiligen Modells.

Beitrag der Amplituden vom Typ 1: $\bar{p}p \rightarrow (K\pi) + (\bar{K}\pi)$

In einem ersten Modell 0 wurden folgende Amplituden angepaßt (siehe Tabelle 4.9):

$$\bar{p}p(1^{--}) \xrightarrow{S=0,\,L=1} K^{*\circ} + \bar{K}^{*\circ} \qquad \textit{neutral} \tag{5.67}$$

$$\bar{p}p(1^{--}) \xrightarrow{S=0,\,L=1} K^{*+} + K^{*-} \qquad \textit{geladen} \tag{5.68}$$

$$\bar{p}p(1^{--}) \xrightarrow{S=2,\,L=1} K^{*\circ} + \bar{K}^{*\circ} \qquad \textit{neutral} \tag{5.69}$$

[10] Im folgenden wird das χ^2 pro Histogrammkanal mit $\chi^2/_{d.o.f.}$ abgekürzt, mit d.o.f. = Zahl der Freiheitsgrade (*degrees of freedom*).

$$\bar{p}p(1^{--}) \xrightarrow{S=2,\, L=1} K^{*+} + K^{*-} \qquad \textit{geladen} \tag{5.70}$$

$$\bar{p}p(1^{--}) \xrightarrow{L=1} (K\pi)_s^\circ + (\bar{K}\pi)_s^\circ \qquad \textit{neutral} \tag{5.71}$$

$$\bar{p}p(1^{--}) \xrightarrow{L=1} (K\pi)_s^+ + (K\pi)_s^- \qquad \textit{geladen} \tag{5.72}$$

$$\bar{p}p(0^{-+}) \xrightarrow{S=1,\, L=1} K^{*\circ} + \bar{K}^{*\circ} \qquad \textit{neutral} \tag{5.73}$$

$$\bar{p}p(0^{-+}) \xrightarrow{S=1,\, L=1} K^{*+} + K^{*-} \qquad \textit{geladen} \tag{5.74}$$

Es ergab sich dabei für die Likelihoodfunktion ein Wert vom $\mathcal{L} = 3051$ und ein $\bar{\chi}^2/_{d.o.f.} = 4.46$. Die deutlichsten Abweichungen dieses Modells von den gemessenen Daten finden sich zum einen in den $K\pi$-Spektren. Dort wird die Zahl der auftretenden $K^*(892)$ nicht ausreichend wiedergegeben. Das heißt, es fehlen weitere Amplituden mit derartigen Zwischenzuständen.

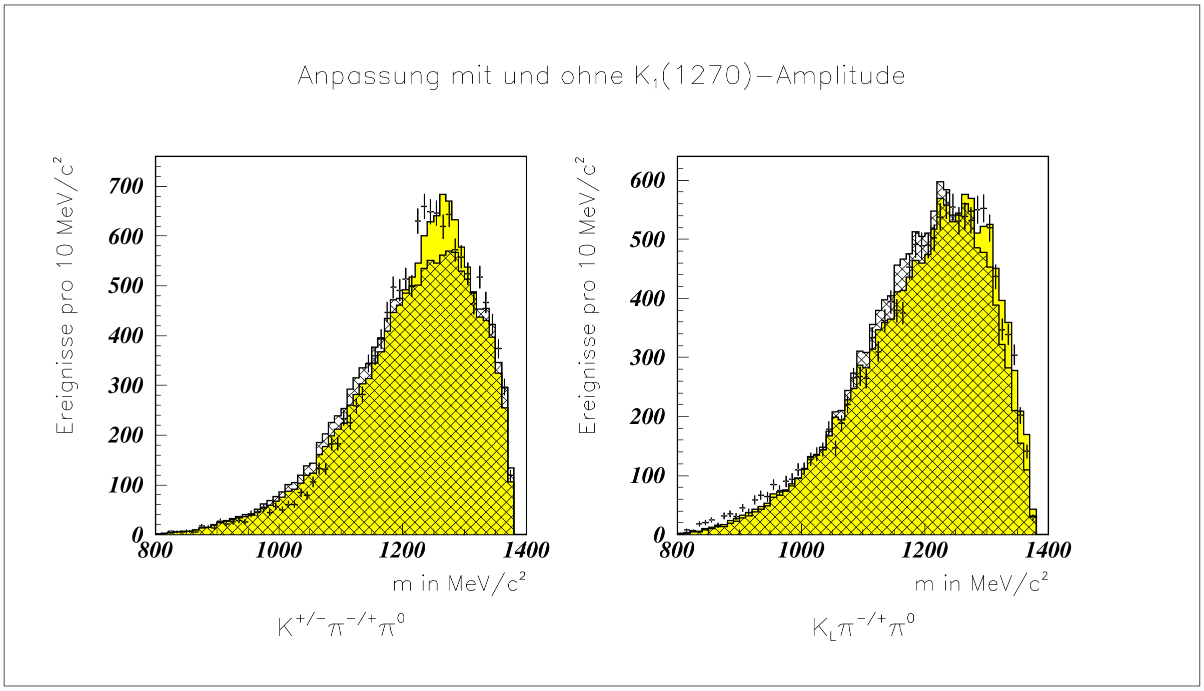

Abbildung 5.13: Die dunkel schraffierten Histogramme zeigen das Resultat der Anpassung mit Modell 0. Im geladenen Spektrum ist die Übereinstimmung bereits gut. Im neutralen hingegen zeigt sich im Massenbereich um 1270 MeV/c^2 eine deutliche Abweichung. Durch Hinzunahme des neutralen Zerfalls $\bar{p}p(1^{--}) \xrightarrow{L=0} K_1^\circ(1270) + K_L^\circ$ und $K_1^\circ(1270) \xrightarrow{\ell=0} K^*(892) + \pi$ ergibt sich eine deutlich verbesserte Übereinstimmung (hellgrau schattierte Histogramme).

In den $K\pi\pi$-Spektren (Abbildung 5.13) zeigt sich, daß Modell 0 (schraffierte Histogramme) für den geladenen Fall (rechts) bereits relativ gut die gemessenen Daten beschreibt. Im neutralen Spektrum hingegen zeigt sich genüber der Anpassung ein deutlicher Überschuß bei etwa 1270 MeV/c^2. Dies ist auf einen starken Beitrag des Zerfalls über das neutrale $K_1(1270)$ zurückzuführen.

Beitrag der Amplituden vom Typ 2: $\bar{p}p \to K + (\bar{K}\pi\pi)$

Das Ergebnis des ersten Anpassungsmodells legt die Hinzunahme von Zerfällen über das $K_1(1270)$ nahe. Um genaueren Aufschluß über den relativen Beitrag der neutralen bzw. der geladenen Primäreaktion zu erhalten und gegebenenfalls die in früheren Experimenten bestimmte Masse zu überprüfen, wurden zu den Amplituden aus Modell 0 die Zerfälle

$$\begin{array}{llllll} \bar{p}p(1^{--}) & \stackrel{L=0}{\rightarrow} & K_1(1270) & + K & & \\ & & K_1(1270) & \stackrel{\ell=0}{\rightarrow} & K^*(892) & + \ \pi \\ & & K_1(1270) & \stackrel{\ell=1}{\rightarrow} & (K\pi)_s & + \ \pi \\ & & K_1(1270) & \stackrel{\ell=0}{\rightarrow} & \rho(770) & + \ K \end{array} \tag{5.75}$$

getrennt in der geladenen:

$$\bar{p}p \to K_1^{\mp}(1270)K^{\pm}$$

und der neutralen Version:

$$\bar{p}p \to K_1^{\circ}(1270)K_L^{\circ}$$

hinzugefügt (siehe auch Kapitel 5.4.1) Das Ergebnis ist in Abbildung 5.14 links dargestellt. Im neutralen Fall bestätigt die signifikante Likelihood-Veränderung die Wichtigkeit der entsprechenden Amplituden zur Beschreibung der Meßdaten. Eine gleichzeitige Anpassung der $K_1^{\circ}(1270)$-Masse und -Breite erbrachte folgendes Resultat:

Tabelle 5.2: Ergebnisse der Anpassung der $K_1^{\circ}(1270)$-Masse und Breite auf der Grundlage des Modells 0 und der Amplituden 5.75 für den neutralen Zerfall $\bar{p}p(1^{--}) \to K_1^{\circ}(1270)K_L^{\circ}$ (Angaben in MeV/c^2).

	Masse m	Breite $\Gamma_\circ$
$K_1^{\circ}(1270)$	1274 ± 2	91 ± 7

Es bestätigt die in [25] angegebenen Werte (siehe Tabelle 4.4).

Im geladenen Fall variiert der Betrag der Likelihood-Funktion zwar auch über den untersuchten Massenbereich, es zeigt sich jedoch kein ausgeprägtes Maximum für $m_{K_1^{\pm}(1270)} = 1270 MeV/c^2$.

Der starke Beitrag des $K_1(1270)$ legt auch die Bedeutung von Zerfällen über das $K_1(1400)$ nahe, das Ersterem in seiner Natur sehr ähnlich ist (siehe Kapitel 4.3.3). Der Unterschied in der Relevanz der neutralen bzw. geladenen Zerfälle ist für das $K_1(1400)$ (Abbildung 5.14 rechts) sogar noch deutlicher. Es wurden wiederum alternierend für beide Versionen die Amplituden entsprechend 5.76 zum Modell 0 hinzugefügt und die Masse des $K_1(1400)$ variiert. Für den neutralen Fall zeigt sich auch hier ein deutlicher Anstieg der Likelihood-Funktion, im geladenen hingegen kaum eine Veränderung. Die Lage des Maximums stimmt für das $K_1^\circ(1400)$ nicht ganz mit dem Wert früherer Messungen überein. Dies ist darauf zurückzuführen, daß die Nominalmasse für den hier untersuchten Endzustand bereits außerhalb des kinematisch möglichen Bereichs liegt. Zerfälle über das $K_1(1400)$ sind daher nur aufgrund dessen Zerfallsbreite von $\Gamma_\circ = 174$ MeV/c^2 möglich. Die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow K_L^\circ K^\mp\pi^\pm\pi^\circ$ eignet sich darum auch nicht Masse und Breite anzupassen, wie das im Falle des $K_1(1270)$ möglich war. Es wurden im folgenden die Werte aus früheren Experimenten [25] beibehalten (siehe Tabelle 4.4).

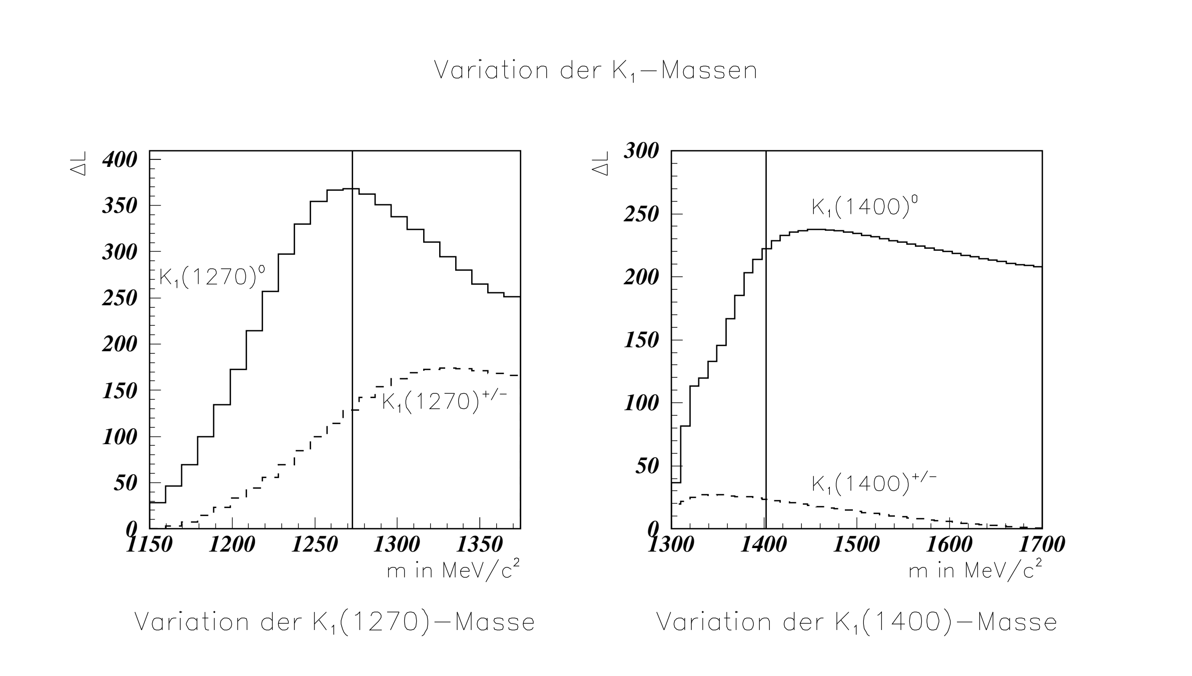

Abbildung 5.14: Die Hinzunahme der Amplituden entsprechend Reaktion 5.76 zum Modell 0 für das geladene und neutrale $K_1(1270)$ bzw. $K_1(1400)$ zeigt starke Unterschiede. Nur für die jeweils neutrale Version zeigt sich ein signifikantes Maximum der Likelihoodfunktion im erwarteten Massenbereich.

Ein weiteres Phänomen zeigte sich bei Hinzunahme der K_1-Amplituden: Der Beitrag von Zerfällen über die $(K\pi)$-S-Welle (Amplituden 5.71 und 5.72) nahm in jedem Fall stark ab. Bei gleichzeitiger Anpassung der Amplituden für das $K_1(1270)$ und $K_1(1400)$ reduzierte er sich auf eine Größe von $\approx 3\,\%$. Schon für Modell 0 zeigte die Anpassung mit bzw. ohne der $(K\pi)_s$-Amplituden keine nennenswerte Veränderung der Likelihood-Funktion noch des $\bar{\chi}^2/_{d.o.f.}$. Der einzige Effekt war eine Reduktion des phasenraumverteilten Untergrundes. Das gleiche Ergebnis zeigte sich für Zerfälle der Art:

$$\bar{p}p(1^{--}) \overset{L=0}{\longrightarrow} (K\pi)_s^{\circ} + \bar{K}^{*\circ} \qquad neutral \tag{5.76}$$

$$\bar{p}p(1^{--}) \overset{L=0}{\longrightarrow} (K\pi)_s^{\pm} + K^{*\mp} \qquad geladen \tag{5.77}$$

Hinzufügen bzw. Weglassen führte zu keiner Veränderung in der Qualität der Anpassung.

Im folgenden Modell 1 wurden daher zunächst nur Zerfälle über $K^*\bar{K}^*$ und $K_1\bar{K}$ angepaßt. Es ergab sich ein gegenüber Modell 0 deutlich verbessertes $\bar{\chi}^2/_{d.o.f.}$ von 2,27. Der Wert der Likelihoodfunktion betrug $\mathcal{L} = 3938$. Das Ergebnis (siehe Tabelle 5.3) bestätigt klar den verschieden starken Beitrag neutraler bzw. geladener Zerfälle aus dem 1^{--}-Anfangszustand. Dies gilt gleichermaßen für alle drei Zerfallstypen $\bar{p}p \to K^*\bar{K}^*$, $K_1(1270)\bar{K}$ und $K_1(1400)\bar{K}$. Lediglich die Amplitude $K_1^{\pm}(1400) \overset{\ell=1}{\to} (K\pi)_s\pi$ mit einem Anteil von 2,64 % fällt etwas aus diesem Bild. Die Simulation letzterer Partialwelle erklärt diesen Sachverhalt, da die resultierenden Verteilungen in den Spektren aufgrund der großen Breite sowohl des $K_1(1400)$ als auch der $(K\pi)$-S-Welle teilweise nur wenig von den entsprechenden Phasenraum-Verteilungen abweicht. Das Weglassen dieser Amplitude führt denn auch zu keiner Verschlechterung der Anpassung. Es erhöht sich lediglich der Beitrag des mitangepassten phasenraumverteilten Untergrunds. Daraus läßt sich schließen, daß über diese Partialwelle nur der fehlende Beitrag noch nicht berücksichtigter Amplituden korrigiert wird. Dies gilt auch für alle anderen Amplituden aus dem 1^{--}-Anfangszustand, die einen, wenn auch geringen Anteil geladener Zerfälle aufweisen. Für den 0^{-+}-Anfangszustand ergibt sich ein anderes Bild. Die Zerfälle über $K^*\bar{K}^*$ tragen sowohl in der geladenen wie auch in der neutralen Version mit in etwa gleichen Anteilen bei.

Die unterschiedliche Intensität geladener und neutraler Zerfälle aus dem 1^{--}- bzw. 0^{-+}-Anfangszustand läßt sich nach den Überlegungen in Anhang D als Interferenzeffekt der beiden im Anfangszustand möglichen Isospinamplituden interpretieren. Dort wurde gezeigt, daß für einen gleichen Beitrag beider Amplituden und eine Phasendifferenz von 180° der geladene Zerfall nicht auftritt. Die Besetzung, die relative Phase sowie der Grad der Überlappung beider Isospinzustände kann jedoch je nach den Quantenzahlen J^{PC} des Proton-Antiproton-Systems variieren. Das Ergebnis für den 0^{-+}-Anfangszustand würde dementsprechend entweder das Fehlen eines derartigen Interferenzeffektes d.h. der Überlappung der Wellenfunktionen oder eine andere Phase bzw. Besetzung der Isospinzustände nahelegen.

Um auszuschließen, daß dieses Resultat von der Zahl bzw. der Art der angepaßten Amplituden abhängt, wurde Modell 1 durch sukzessives Hinzufügen von Zerfällen über die $(K\pi)$-S-Welle bzw. Weglassen von Partialwellen variiert. Darüberhinaus wurden Beiträge anderer Zwischenzustände im $K\pi\pi$-System untersucht. Doch weder das $K_1^*(1410)$ noch das $K_2^*(1430)$ resultiert aus der Anpassung mit einem Anteil von mehr als einem Prozent.

Tabelle 5.3: Die Ergebnisse der Anpassung für Modell 1 ($\bar{\chi}^2/_{d.o.f.} = 2,27$ und $\mathcal{L} = 3938$). Die prozentualen Angaben zu $|A_i|^2$ berechnen sich aus $100\% \cdot |A_i|^2/\sum_i |A_i|^2$. Die Bezeichnung *neutral* bzw. *geladen* bezieht sich auf den primären Zerfall des Antiproton-Proton-Systems. Z.B: $\bar{p}p \to K^{*\circ}\bar{K}^{*\circ}$ (*neutral*) und $\bar{p}p \to K^{*-}K^{*+}$ (*geladen*).

<table>
<tr><th colspan="6">$J^{PC}(\bar{p}p) = 1^{--}$</th></tr>
<tr><th>$\bar{p}p \to$</th><th colspan="2">Teilamplituden</th><th>Phase ϕ</th><th>Amplitude A_i</th><th>$|A_i|^2$</th></tr>
<tr><td rowspan="4">$K^*\bar{K}^*$
(13,7 %)</td><td rowspan="2">$S=0, L=1$</td><td>*neutral*</td><td>0° (fest)</td><td>$0,206 \pm 0,013$</td><td>4,24 %</td></tr>
<tr><td>*geladen*</td><td>-</td><td>$0,000 \pm 0.000$</td><td>0%</td></tr>
<tr><td rowspan="2">$S=2, L=1$</td><td>*neutral*</td><td>$(176 \pm 6)°$</td><td>$0,285 \pm 0,013$</td><td>8,14 %</td></tr>
<tr><td>*geladen*</td><td>$(315 \pm 7)°$</td><td>$0,116 \pm 0,011$</td><td>1,34 %</td></tr>
<tr><td rowspan="8">$K_1(1270)\bar{K}$
(14,5 %)</td><td rowspan="2">$K_1(1270) \overset{\ell=0}{\to} K^*\pi$</td><td>*neutral*</td><td>$(248 \pm 5)°$</td><td>$0,208 \pm 0,020$</td><td>4,31 %</td></tr>
<tr><td>*geladen*</td><td>-</td><td>$0,000 \pm 0,000$</td><td>0 %</td></tr>
<tr><td rowspan="2">$K_1(1270) \overset{\ell=2}{\to} K^*\pi$</td><td>*neutral*</td><td>$(325 \pm 18)°$</td><td>$0,070 \pm 0,020$</td><td>0,49 %</td></tr>
<tr><td>*geladen*</td><td>-</td><td>$0,000 \pm 0,000$</td><td>0 %</td></tr>
<tr><td rowspan="2">$K_1(1270) \overset{\ell=1}{\to} (K\pi)_s\pi$</td><td>*neutral*</td><td>$(28 \pm 15)°$</td><td>$0,116 \pm 0,018$</td><td>1,34 %</td></tr>
<tr><td>*geladen*</td><td>-</td><td>$0,000 \pm 0,000$</td><td>0 %</td></tr>
<tr><td rowspan="2">$K_1(1270) \overset{\ell=0}{\to} K\rho$</td><td>*neutral*</td><td>$(27 \pm 6)°$</td><td>$0,273 \pm 0,011$</td><td>7,43 %</td></tr>
<tr><td>*geladen*</td><td>$(61 \pm 11)°$</td><td>$0,095 \pm 0,006$</td><td>0,90 %</td></tr>
<tr><td rowspan="8">$K_1(1400)\bar{K}$
(26,2 %)</td><td rowspan="2">$K_1(1400) \overset{\ell=0}{\to} K^*\pi$</td><td>*neutral*</td><td>$(217 \pm 5)°$</td><td>$0,307 \pm 0,024$</td><td>9,43 %</td></tr>
<tr><td>*geladen*</td><td>$(347 \pm 12)°$</td><td>$0,094 \pm 0,018$</td><td>0,88 %</td></tr>
<tr><td rowspan="2">$K_1(1400) \overset{\ell=2}{\to} K^*\pi$</td><td>*neutral*</td><td>$(326 \pm 7)°$</td><td>$0,270 \pm 0,018$</td><td>7,30 %</td></tr>
<tr><td>*geladen*</td><td>$(32 \pm 10)°$</td><td>$0,132 \pm 0,013$</td><td>1,75 %</td></tr>
<tr><td rowspan="2">$K_1(1400) \overset{\ell=1}{\to} (K\pi)_s\pi$</td><td>*neutral*</td><td>$(293 \pm 8)°$</td><td>$0,204 \pm 0,025$</td><td>4,18 %</td></tr>
<tr><td>*geladen*</td><td>$(349 \pm 7)°$</td><td>$0,162 \pm 0,021$</td><td>2,64 %</td></tr>
<tr><td rowspan="2">$K_1(1400) \overset{\ell=0}{\to} K\rho$</td><td>*neutral*</td><td>-</td><td>$0,000 \pm 0,000$</td><td>0 %</td></tr>
<tr><td>*geladen*</td><td>-</td><td>$0,000 \pm 0,000$</td><td>0 %</td></tr>
<tr><th colspan="6">$J^{PC}(\bar{p}p) = 0^{-+}$</th></tr>
<tr><th>$\bar{p}p \to$</th><th colspan="2">Teilamplituden</th><th>Phase ϕ</th><th>Amplitude A_i</th><th>$|A_i|^2$</th></tr>
<tr><td rowspan="2">$K^*\bar{K}^*$
(10,3 %)</td><td rowspan="2">$S=1, L=1$</td><td>*neutral*</td><td>0° (fest)</td><td>$0,237 \pm 0,010$</td><td>5,61 %</td></tr>
<tr><td>*geladen*</td><td>$(312 \pm 7)°$</td><td>$0,217 \pm 0,009$</td><td>4,70 %</td></tr>
<tr><td>($35,3 \pm 0,9$ %)</td><td colspan="5">phasenraumverteilter Untergrund</td></tr>
</table>

Durch weiteres Hinzufügen von Amplituden zu Modell 1 stößt man rasch an die Grenzen des rechentechnisch machbaren bzw. physikalisch sinnvollen. Die wiederholten Variationen sowie die Anpassung unter verschiedenen Anfangsbedingungen unterstrich jedoch die Stabilität des Ergebnisses von Modell 1 (Es wurden insgesamt mehr als 100 verschiedene Ansätze verglichen).

Der offensichtlich unbedeutende Beitrag geladener Zerfälle aus dem dem 1^{--}-Anfangszustand legt eine erneute Anpassung unter Modifikation von Modell 1 nahe.

In Modell 2 wurden daher all diese geladenen Amplituden entfernt. Auch alle weiteren Zerfälle, die nur mit einem geringen Anteil vertreten waren, wurden nicht berücksichtigt. In Übereinstimmung mit früheren Messungen [25] treten keine Zerfälle des $K_1(1270)$ in $K^*\pi$ mit $\ell = 2$ und keine des $K_1(1400)$ über $K\rho$ auf. Oben erwähnte Variationen von Modell 1 zeigten, daß nach Weglassen der geladenen Partialwellen die Hinzunahme des neutralen Zerfalls über die $(K\pi)$-S-Welle die Anpassung leicht verbessert. Deshalb wurde er mit in Modell 2 integriert. Die Amplituden bzw. relativen Phasen der anderen Partialwellen ändern sich dadurch im Rahen der Fehler nicht.

Tabelle 5.4: Die Ergebnisse der Anpassung für Modell 2 ($\bar{\chi}^2/_{d.o.f.} = 2,23$ und $\mathcal{L} = 3816$). Die prozentualen Angaben zu $|A_i|^2$ berechnen sich aus $100\% \cdot |A_i|^2 / \sum_i |A_i|^2$:

$J^{PC}(\bar{p}p) = 1^{--}$					
$\bar{p}p \rightarrow$	Teilamplituden		Phase ϕ	Amplitude A_i	$\lvert A_i\rvert^2$
$K^*\bar{K}^*$ (12,6 %)	$S=0, L=1$	*neutral*	$0°$ (fest)	$0,201 \pm 0,010$	4,05 %
	$S=2, L=1$	*neutral*	$(185 \pm 6)°$	$0,292 \pm 0,010$	8,50 %
$(K\pi)_s(K\pi)_s$ (2,6 %)	$S=0, L=1$	*neutral*	$(206 \pm 10)°$	$0,161 \pm 0,014$	2,60 %
$K_1(1270)\bar{K}$ (15,7 %)	$K_1(1270) \overset{\ell=0}{\rightarrow} K^*\pi$	*neutral*	$(256 \pm 8)°$	$0,208 \pm 0,012$	4,34 %
	$K_1(1270) \overset{\ell=1}{\rightarrow} (K\pi)_s\pi$	*neutral*	$(68 \pm 12)°$	$0,154 \pm 0,017$	2,37 %
	$K_1(1270) \overset{\ell=0}{\rightarrow} K\rho$	*neutral*	$(40 \pm 8)°$	$0,300 \pm 0,011$	9,00 %
$K_1(1400)\bar{K}$ (20,9 %)	$K_1(1400) \overset{\ell=0}{\rightarrow} K^*\pi$	*neutral*	$(223 \pm 8)°$	$0,292 \pm 0,020$	8,53 %
	$K_1(1400) \overset{\ell=2}{\rightarrow} K^*\pi$	*neutral*	$(351 \pm 8)°$	$0,268 \pm 0,013$	7,16 %
	$K_1(1400) \overset{\ell=1}{\rightarrow} (K\pi)_s\pi$	*neutral*	$(335 \pm 10)°$	$0,229 \pm 0,018$	5,24 %
$J^{PC}(\bar{p}p) = 0^{-+}$					
$\bar{p}p \rightarrow$	Teilamplituden		Phase ϕ	Amplitude A_i	$\lvert A_i\rvert^2$
$K^*\bar{K}^*$ (10,8 %)	$S=1, L=1$	*neutral*	$0°$ (fest)	$0,222 \pm 0,008$	4,91 %
		geladen	$(312 \pm 7)°$	$0,243 \pm 0,007$	5,92 %
($37,4 \pm 0,7$ %)	phasenraumverteilter Untergrund				

Die bisherigen Überlegungen verdeutlichten bereits eine prinzipielle Schwierigkeit der Partialwellenanalyse des $K_L^\circ K^\mp\pi^\pm\pi^\circ$-Endzustandes. Die große Zahl der möglichen Amplituden macht die übliche Vorgehensweise unmöglich, aus einem minimalen Modell durch Hinzunahme weiterer Zerfälle eine gute Beschreibung der Meßdaten zu entwickeln. Der Weg ist hier umgekehrt. Aus der Vielfalt der Partialwellen und deren gegenseitiger

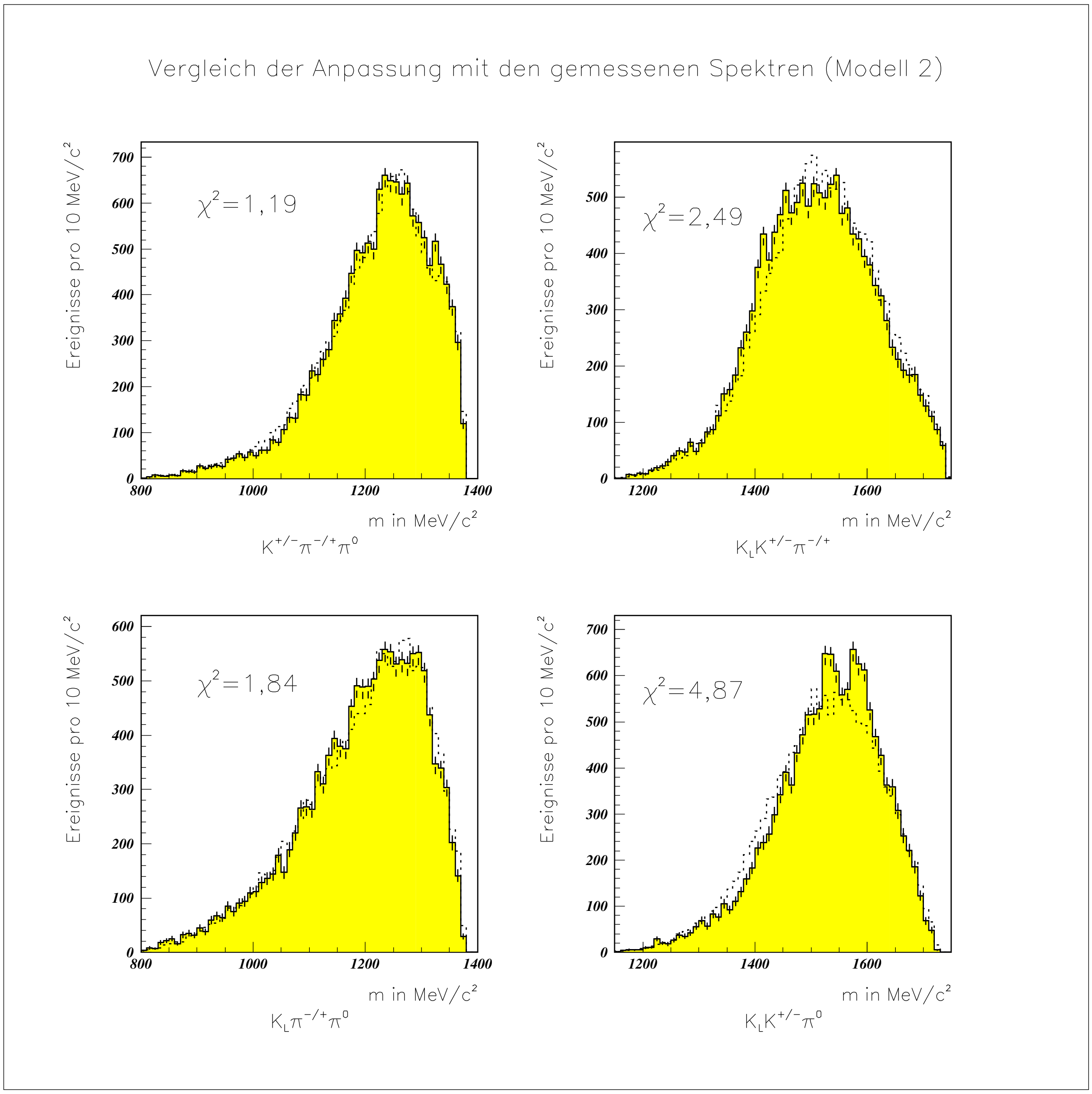

Abbildung 5.15: Vergleich der Anpassung (gestrichelte Histogramme) mit den gemessenen Spektren der invarianten Dreiteilchenmassen für Modell 2. Die angegebenen χ^2-Werte verstehen sich als $\chi^2/_{d.o.f.}$.

Beeinflussung im Anpassungsprozeß müssen diejenigen herausgearbeitet werden,

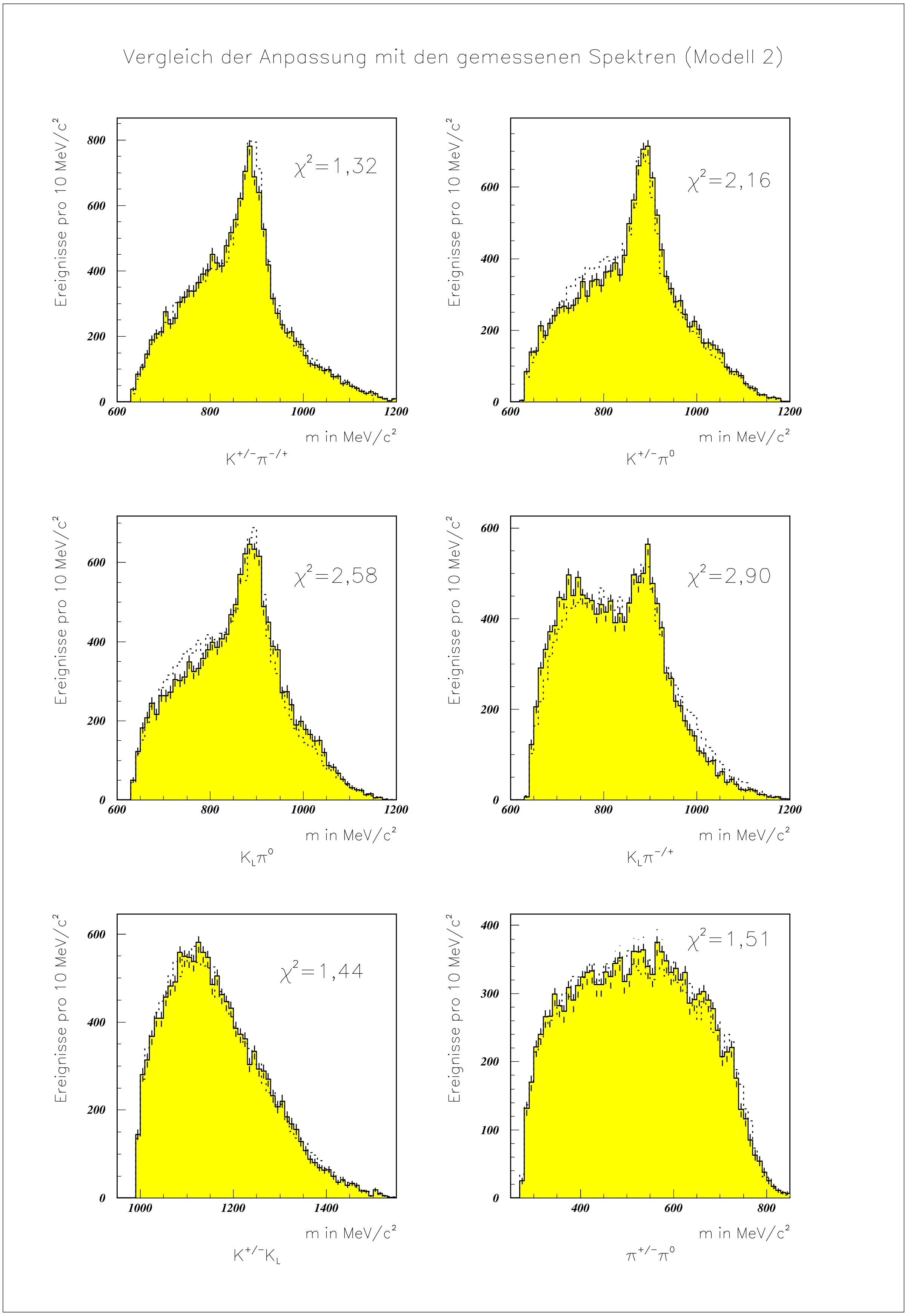

Abbildung 5.16: Vergleich der Anpassung (gestrichelte Histogramme) mit den gemessenen Spektren der invarianten Zweiteilchenmassen für Modell 2. Die angegebenen χ^2-Werte verstehen sich als $\chi^2/_{d.o.f.}$.

die minimal zu einer Wiedergabe der Messung nötig sind. Denn eine Anpassung mit mehr als 20 Amplituden, das heißt mehr als etwa 40 freien Parametern ist nicht mehr glaubwürdig. Modell 2 erfüllt diese Bedingungen. Trotz der gegenüber Modell 1 von 22 auf 11 reduzierten Zahl der Amplituden verschlechtert sich der Wert der Likelihoodfunktion nur geringfügig. Das $\bar{\chi}^2/_{d.o.f.}$ verbessert sich sogar leicht. In Modell 2 bleiben die Verhältnisse sowie die relativen Phasen der Partialwellen im wesentlichen konstant, was nochmals die Irrelevanz der geladenen Zerfälle in $K^*\bar{K}^*$, $K_1(1270)\bar{K}$ und $K_1(1400)\bar{K}$ aus dem 1^{--}-Anfangszustand unterstreicht.

In den Abbildungen 5.15 und 5.16 ist das Anpassungsergebnis den gemessenen Daten gegenübergestellt. In den $K_L^\circ K^\pm$-, $\pi^\mp\pi^\circ$- sowie in den $K\pi\pi$-Spektren werden die gemessenen Werte bereits gut von Modell 2 beschrieben. In den $K\bar{K}\pi$-Spektren hingegen führt Modell 2 zu einem unbefriedigenden Ergebnis. Dies ersieht man besonders deutlich an der Darstellung der Differenz zwischen der Messung und der Anpassung in Abbildung 5.17. Im geladenen Fall bleiben die beiden Strukturen bei 1530 MeV/c² und 1580 MeV/c² unbeschrieben. Im neutralen Spektrum zeigt sich für den Massenbereich um 1420 MeV/c² ein signifikanter Überschuß an gemessenen Ereignissen:

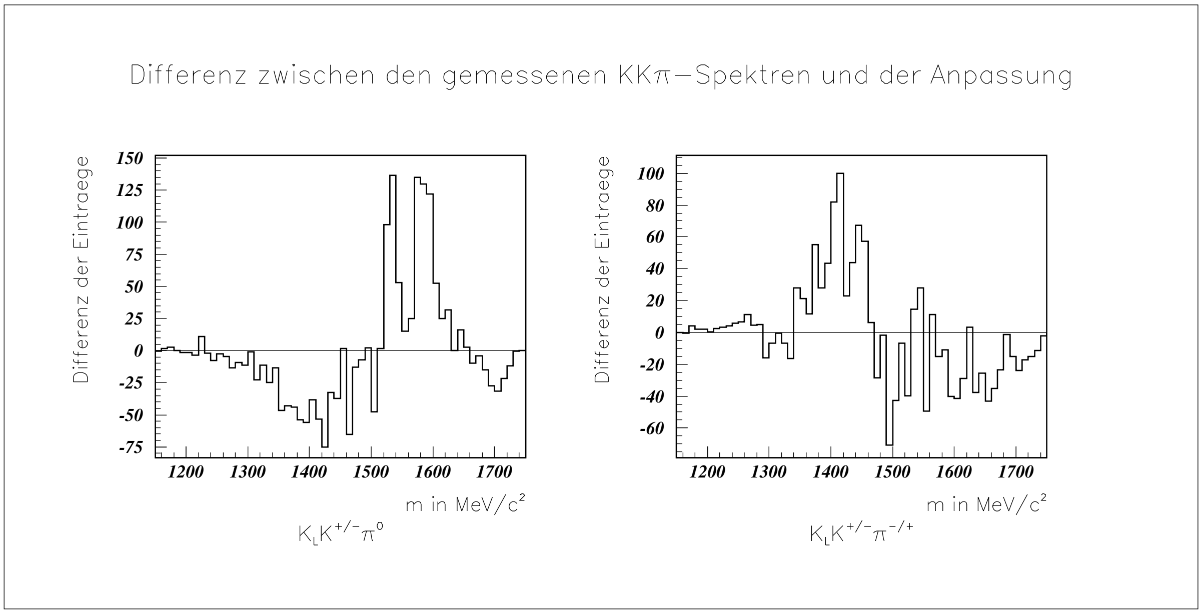

Abbildung 5.17: Die Differenz zwischen den gemessenen $KK\pi$-Spektren und der Anpassung aus Modell 2 weist auf resonante Zwischenzustände in den $K\bar{K}\pi$-Systemen hin.

Ein weiteres Resultat der Modelle 1 und 2 ist der unerwartet hohe Beitrag an phasenraumverteiltem Untergrund. Auch dies ist ein Zeichen dafür, daß noch einige Beiträge nicht berücksichtigt wurden. Im folgenden wird weiteren Möglichkeiten nachgegangen.

Amplituden vom Typ 3: $\bar{p}p \rightarrow (K\bar{K}) + (\pi\pi)$

Die einzige für den $K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ$-Endzustand mögliche Amplitude diesen Typs ist der Zerfall

$$\bar{p}p \quad \rightarrow \quad a_0^\pm(980) \ + \ \rho^\mp(770) \tag{5.78}$$

In keinem der beiden Modelle 1 und 2 sowie deren Variationen führt diese Partialwelle jedoch zu einem Anteil von mehr als 1,5 %. Dies bestätigt das Ergebnis aus der Analyse der Spektren.

Beitrag von Annihilationen aus der P-Welle

Die Hinzunahme aller aus P-Wellen-Annihilationen erlaubten Amplituden ist im Falle dieses Endzustandes nicht möglich, auch wenn man sich auf die in Modell 2 stark beitragenden beschränkt. Denn dies hätte ein Anwachsen der Zahl von Partialwellen um etwa einen Faktor vier zur Folge. In der Analyse des ähnlichen Endzustandes $K_L^\circ K_S^\circ \pi^\circ \pi^\circ$ begrenzt allerdings die festgelegte negative C-Parität die Zahl der Anfangszustände auf einen aus der S-Welle (1^{--}) und einen aus der P-Welle (1^{+-}). Sie wurde am gleichen Experiment durchgeführt [103] und erbrachte je nach Anpassungsmodell einen P-Wellen-Beitrag von bis zu 50 %. In der Analyse des $K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ$-Endzustandes konnte nur eine Abschätzung vorgenommen werden. Dazu wurden nach einer entsprechenden Korrektur der auftretenden Drehimpulse jeweils für einen der vier P-Wellenzustände die in Modell 2 berücksichtigten Partialwellen zusammengestellt. Diese wurden dann gleichzeitig mit den Partialwellen aus der S-Welle einer Anpassung unterzogen. Die Qualität der Anpassung aus Modell 2 alleine veränderte sich dadurch zwar kaum. Doch in jedem der vier Fälle reduzierte sich der phasenraumverteilte Untergrund zwischen fünf und zehn Prozent. Alle bisherigen Aussagen wurden darüberhinaus durch die Ergebnisse nicht angetastet. In einem weiteren Test wurde jeweils nur ein P-Wellenzustand berücksichtigt und dafür alle Amplituden aus Modell 1 angepaßt. Die Qualität der Resultate war in allen vier Fällen vergleichbar mit der reinen Anpassung der beiden S-Wellenzustände. Die relativen Verhältnisse der Partialwellen entsprachen auch dabei wieder den Werten aus Modell 1 bzw. 2. Dies gilt ebenso für Variationen dieser beiden Tests.

Das Fazit dieser Untersuchungen ist also, daß P-Wellen-Zustände auch im Falle des $K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ$-Endzustandes bedeutend sind und der angepaßte Beitrag von etwa 35% phasenraumverteiltem Untergrund zu einem Teil darauf zurückzuführen ist. Denn die Abschätzung des Untergrundes an falsch selektierten Ereignissen erbrachte eine obere Grenze von 15 % (siehe Anhang E). Darüberhinaus zeigte sich jedoch, daß die wesentlichen Strukturen der Spektren von Modell 2 ausreichend beschrieben werden. Die noch bestehenden Differenzen zu den gemessenen Werten sind nicht durch Aplituden der Art $\bar{p}p \rightarrow K^*\bar{K}^*$, $K_1(1270)K$ und $K_1(1400)K$ aus der P-Welle zu erklären.

Die etwaige Bedeutung von Annihilationen aus der P-Welle wird allerdings bei Betrachtung der Zerfälle über $K\bar{K}\pi$-Zwischenzustände in Tabelle 4.9 klar. Viele der bisher gemessen Resonanzen sind nur aus derartigen Anfangszuständen möglich und daher nicht über ein Modell, das sich auf die S-Welle beschränkt, beschreibbar.

Amplituden vom Typ 4: $\bar{p}p \to (K\bar{K}\pi) + \pi$

Eine Methode resonante Zwischenzustände zu erkennen und unter Umständen sogar Aussagen über deren Quantenzahlen zu treffen, ist die wiederholte Anpassung unter Variation der Teilchenmasse. Dies entspricht dem Abtasten der K_1-Massen in Abbildung 5.14. Zeigt sich bei einem bestimmten Wert ein Maximum der Likelihood-Funktion und der Intensität der Partialwelle, bzw. eine Verbesserung des $\bar{\chi}^2/_{d.o.f.}$, so läßt dies auf einen entsprechenden Beitrag schließen, auch wenn in den Spektren selbst kein deutliches Signal zu erkennen ist. Zum Vergleich verschiedener Hypothesen wird dieses Verfahren für verschiedene Quantenzahlen wiederholt und die Resultate miteinander verglichen. Im Idealfall kristallisiert sich eine Kombination heraus, die deutlich besser als alle anderen abschneidet. Endgültige Schlüsse sind daraus allerdings noch nicht zu ziehen, denn die Ergebnisse können mit der angenommenen Breite des hypothetischen Teilchens, sowie der Art und Zahl aller anderen mitangepaßten Partialwellen variieren. Dies ist durch entsprechende Wiederholung bzw. Variation auszuschließen.

Zunächst wurde versucht die Natur der im geladenen $K_L^\circ K^\pm \pi^\circ$-Spektrum beobachteten Signale bei 1530 und 1580 MeV/c² zu klären. Die Analyse der Spektren legte dabei einen Zerfall über $K^*\bar{K}$ nahe. Für Annihilationen aus der S-Welle lassen sich die möglichen Quantenzahlen mit $J < 3$ und Bahndrehimpulsen $L < 2$ auf die Kombinationen $J^P = 1^+$, 1^-, 0^- und 2^- eingrenzen. Da auch im neutralen $K_L^\circ K^\pm \pi^\mp$-Spektrum die Andeutung eines Signals bei 1530 MeV/c² gesehen wurde, gelten unter den obigen Voraussetzungen zusätzliche Einschränkungen für die C-Parität. Im Bereich um 1580 MeV/c² wurde zwar im neutralen Fall kein Signal beobachtet, es ist jedoch eine sinnvolle Ausgangshypothese, daß aus dem entprechenden Anfangszustand prinzipiell auch die Produktion einer neutralen Resonanz im $K\bar{K}\pi$-System möglich sein sollte. Unter diesen Umständen ist die C-Parität festgelegt und die möglichen Produktionsamplituden aus der S-Welle sind ($J^{PC}(\pi) = 0^{-+}$):

$$\bar{p}p(1^{--}) \overset{L=0}{\to} X(1^{+-}) + \pi \tag{5.79}$$

$$\bar{p}p(1^{--}) \overset{L=1}{\to} X(1^{--}) + \pi \tag{5.80}$$

$$\bar{p}p(1^{--}) \overset{L=1}{\to} X(0^{--}) + \pi \tag{5.81}$$

$$\bar{p}p(1^{--}) \overset{L=1}{\to} X(2^{--}) + \pi \tag{5.82}$$

$$\bar{p}p(0^{-+}) \overset{L=1}{\to} X(1^{-+}) + \pi \tag{5.83}$$

Die im weiteren Zerfall auftretenden Quantenzahlen wurden in Kapitel 5.4.1 (Beziehungen 5.63 bis 5.66) zusammengestellt. Der Isospin wurde mit $I = 1$ angenommen.

Für beide Signale wurden jeweils alle fünf Hypothesen durchgespielt. Das heißt zu Modell 2 wurde eine Partialwelle für die Produktion einer geladenen $K\bar{K}\pi$-Resonanz hinzugefügt und die Masse jeweils über den relevanten Bereich variiert. Als erste Näherung der Zerfallsbreiten wurden die aus dem $K_L^\circ K^\pm \pi^\circ$-Spektrum gewonnenen Werte (siehe Tabelle 5.1) herangezogen. In einem weiteren Durchgang wurde das gleiche Verfahren für eine neutrale $K\bar{K}\pi$-Resonanz wiederholt[11]; danach nochmals unter gleichzeitiger Anpassung einer neutralen und einer geladenen Partialwelle zu Modell 2. Es ergaben sich folgende Resultate:

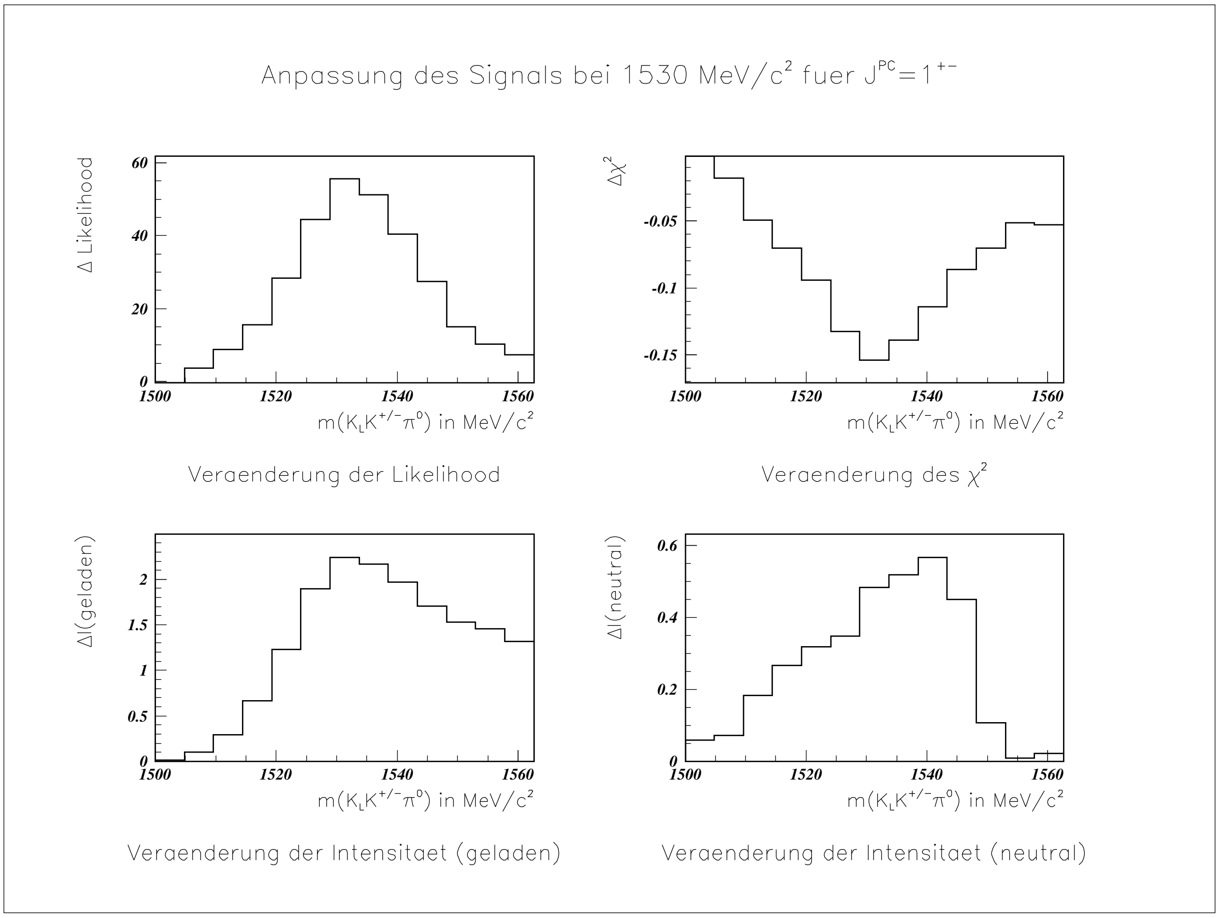

Abbildung 5.18: Die Anpassung des Signals bei 1530 MeV/c² für $J^{PC} = 1^{+-}$ unter Variation der Masse. Die angegebenen χ^2-Werte verstehen sich als $\chi^2/_{d.o.f.}$. Die Intensitäten I berechnen sich aus $I = 100\% \cdot |A_i|^2 / \sum_i |A_i|^2$.

- Für die Quantenzahlen $J^{PC} = 1^{-+}$ aus dem 0^{-+}-Anfangszustand zeigt sich in keinem Fall ein signifikanter Likelihood-Anstieg. Auch die Intensitäten der entsprechenden Partialwellen bleiben über den gesamten Bereich marginal.

[11]Eine Resonanz mit $I = 1$ muß in einer geladenen und einer neutralen Version beobachtbar sein.

- Für das Signal um 1530 MeV/c^2 ergibt sich bei eben dieser Masse nur für die Hypothesen $J^{PC} = 1^{+-}$ und 1^{--} ein deutliches Maximum. Auch die Massenvariation des neutralen $K\bar{K}\pi$-Systems führt für $J^{PC} = 1^{+-}$ und 1^{--} zu einem zwar geringeren, aber dennoch klaren Anstieg der Likelihood-Funktion sowie der Intensität. Er ist jedoch für erstere Kombination deutlich ausgeprägter. Das Maximum wird in diesem Fall bei der etwas höheren Masse von 1540 MeV/c^2 ereicht. In Abbildung 5.18 ist das Ergebnis für die gleichzeitige Anpassung einer neutralen und einer geladenen Partialwelle in diesem Fall dargestellt.

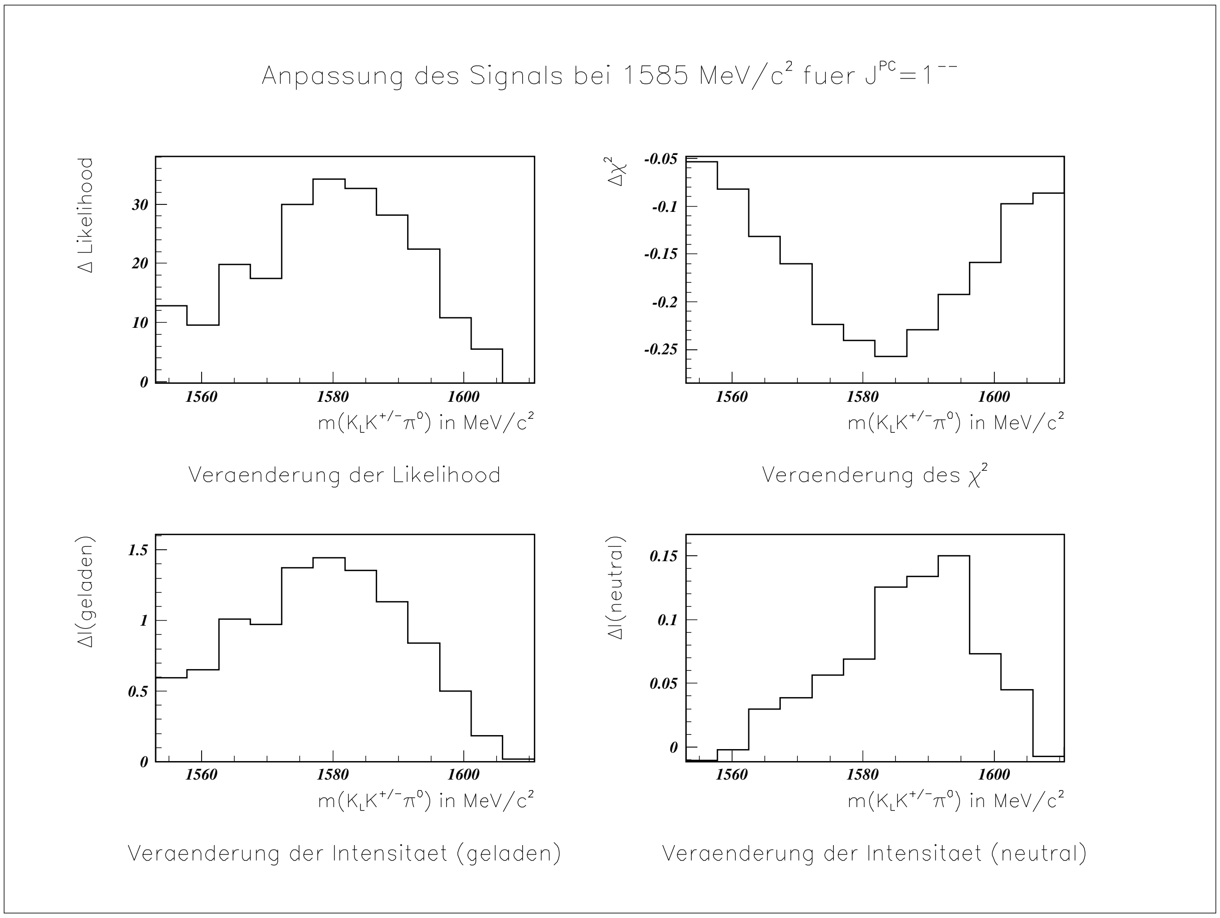

Abbildung 5.19: Die Anpassung des Signals bei 1580 MeV/c^2 für $J^{PC} = 1^{--}$ unter Variation der Masse. Die angegebenen χ^2-Werte verstehen sich als $\chi^2/_{d.o.f.}$. Die Intensitäten I berechnen sich aus $I = 100\% \cdot |A_i|^2 / \sum_i |A_i|^2$.

- Für das Signal bei 1580 MeV/c^2 ist eine Eingrenzung der Möglichkeiten im Falle des geladenen $K\bar{K}\pi$-System problematisch. Alle Hypothesen außer $J^{PC} = 1^{-+}$ weisen ein Maximum im Wert der Likelihood sowie ein minimales $\bar{\chi}^2/_{d.o.f.}$ für $m \approx 1580$ MeV/c^2 auf. Doch lediglich für $J^{PC} = 1^{--}$ zeigt auch die neutrale Partialwelle ein derartiges Verhalten. Für diese Hypothese ist das Ergebnis der Anpassung in 5.19 abgebildet.

Die Zuordnung der Quantenzahlen $J^{PC} = 1^{+-}$ für das Signal bei 1530 MeV/c^2 und 1^{--} für das bei 1580 MeV/c^2 wird auch durch die Analyse der Spektren unterstrichen. Im ersteren Fall wurde eine positive Interferenz im Bereich der beiden K^*-Bänder favorisiert, im zweiten eine destruktive. Die Simulationen aus Abbildung 5.7 bestätigen dies für die Auswahl dieser Quantenzahlen.

Die Untersuchung im vorherigen Abschnitt wies auf einen relativ starken Beitrag aus der P-Welle hin. Resonanzen mit $J^{PC} = 1^{+-}$ und 1^{--} können auch aus dem 1^{+-}-Anfangszustand produziert werden. Es wurden daher die Anpassungen unter Variation der Masse nochmals für diesen Fall wiederholt. Dabei wurden qualitativ die Ergebnisse für Annihilationen aus der S-Welle reproduziert. Lediglich der Anstieg der Likelihoodfunktion sowie die Intensität der Amplituden war ausgeprägter. Die gleichzeitige Anpassung aus der S- und aus der P-Welle favorisierte Letztere.

Die bisherigen Überlegungen sind nur dann sinnvoll, wenn sich durch Hinzunahme der beiden Partialwellen

$$\bar{p}p \;\rightarrow\; X_1^{\pm}(1530) \;+\; \pi^{\mp} \qquad\qquad J^{PC}(X_1) = 1^{+-} \tag{5.84}$$

und

$$\bar{p}p \;\rightarrow\; X_2^{\pm}(1580) \;+\; \pi^{\mp} \qquad\qquad J^{PC}(X_2) = 1^{--} \tag{5.85}$$

das Ergebnis der Anpassung aus Modell 2 in allen Spektren deutlich verbessern läßt. Dazu wurden diese einmal für die Produktion aus dem 1^{--}-Anfangszustand (S-Welle) und einmal für den 1^{+-}-Anfangszustand (P-Welle) mitangepaßt. In ersterem Fall ergab sich eine Reduktion des $\bar{\chi}^2/_{d.o.f.}$ von $2,23$ für Modell 2 alleine auf $\bar{\chi}^2/_{d.o.f.} = 1,89$ ($\mathcal{L} = 3921$). Für die Produktion aus der P-Welle war das Ergebnis mit $\bar{\chi}^2/_{d.o.f.} = 1,72$ ($\mathcal{L} = 3927$) noch besser. Am besten war jedoch die gleichzeitige Anpassung aus S- und P-Welle mit einem $\bar{\chi}^2/_{d.o.f.}$ von 1,69 ($\mathcal{L} = 3959$). Die Ergebnisse der Anpassung für die Produktion aus der P-Welle (Modell 3a) sind in Abbildung 5.20 links drei ausgewählten gemessenen Spektren gegenübergestellt.

Das Fazit daraus ist nicht, daß die Quantenzahlen $J^{PC} = 1^{-+}$ und 1^{--} die richtigen sind, sondern zunächst nur, daß durch Hinzunahme dieser beiden Partialwellen die Übereinstimmung der Daten mit den Spektren drastisch verbessert wird. Daß die Hinzunahme von Amplituden nicht in jedem Fall eine Verbesserung bewirkt, stellte sich beim Vergleich von Modell 1 und 2 heraus. Die deutliche Steigerung in der Qualität der Anpassung zeigt sich auch nur bei gleichzeitiger Anpassung beider Signale. Dies ist durch die Interferenz der beiden Amplituden zu erklären. Die Anpassung ergab eine relative Phase von etwa 180° (siehe Tabelle 5.5 zu Modell 3b), also destruktive Interferenz. Dies ist eine natürliche Erklärung für die ausgeprägte 'Lücke' zwischen beiden Strukturen im $K_L^\circ K^{\pm}\pi^\circ$-Spektrum.

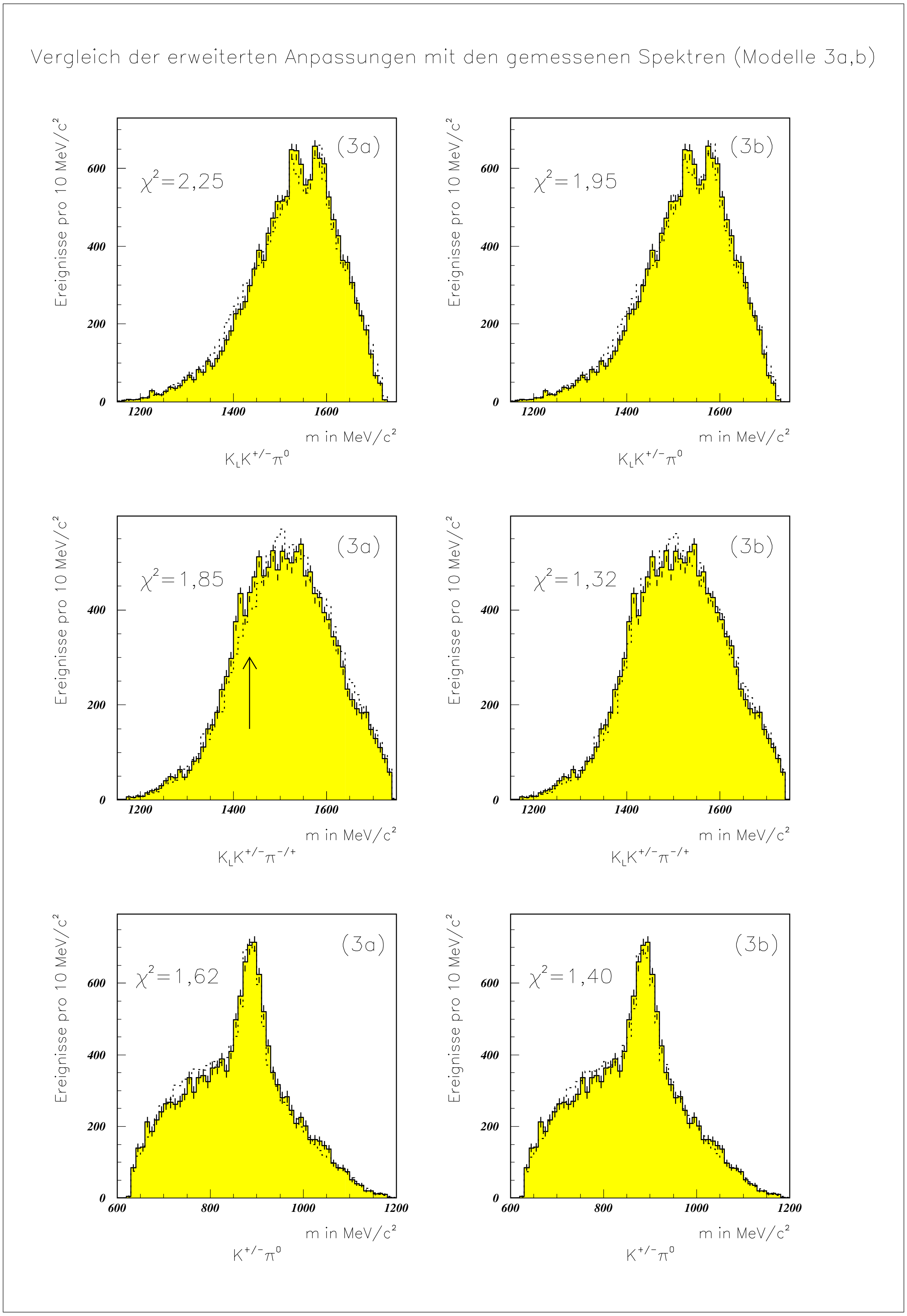

Abbildung 5.20: Durch die Erweiterung des Anpassungsmodells 2 um zwei (Modell 3a) bzw. drei Partialwellen (Modell 3b siehe folgende Seiten) wird jeweils eine deutlich verbesserte Übereinstimmung mit den gemessenen Spektren erzielt. Die angegebenen χ^2-Werte verstehen sich als $\chi^2/_{d.o.f.}$.

Es stellt sich die Frage, ob sich nicht auch durch die Kombination zweier anderer Quantenzahlen eine derartige Verbesserung erzielen läßt. Für andere auch aus S-Wellen-Annihilationen mögliche Variationen wurde kein vergleichbares Resultat gefunden. Die zusätzliche Untersuchung der Produktion aus der P-Welle würde die Zahl der Kombinationen nochmals erhöhen. Dies wäre ein äußerst langwieriges Vorhaben, das von der vorhanden Statistik nicht gerechtfertigt wird. Es ging in dieser Analyse vielmehr darum, zu zeigen, daß die beiden Signale im $K_L^\circ K^\pm \pi^\circ$-Spektrum prinzipiell als physikalischer Natur zu erklären sind. Die Quantenzahlen 1^{+-} und 1^{--} können aus den Ergebnissen der Anpassung nicht zweifelsfrei festgelegt werden. Die Untersuchung von Alternativhypothesen unterstreicht allerdings deren Favorisierung. Darüberhinaus stehen sie im Einklang mit den Ergebnissen aus der heuristischen Untersuchung der Spektren (Kapitel 5.4.1).

Modell 3a, das aus Modell 2 durch Hinzunahme der beiden Partialwellen 5.84 und 5.85 in P-Wellen-Produktion hervorging, stellt nicht das bestmögliche dar. Ein zusätzlicher Beitrag dieser beiden Amplituden aus der S-Welle würde, wie oben erwähnt, zu einer weiteren Verbesserung führen. In Modell 3a sind vielmehr die beiden Vorgaben nach möglichst guter Anpassung sowie minimaler Zahl von Amplituden optimiert.

Der Vergleich der Anpassung unter Modell 3a mit den gemessenen Daten zeigt im $K_L^\circ K^\pm \pi^\mp$-Spektrum ein Defizit im Massenbereich um 1430 MeV/c^2 (Abbildung 5.20 links). In dieser Region wurden schon bei der Analyse der Spektren Anzeichen für einen resonanten Zwischenzustand gefunden, der weiter über $K^*\bar{K}$ zerfällt. Von den in früheren Experimenten in dem entsprechenden Massenbereich gesehenen Resonanzen $f_1(1420)$, $\eta(1440)$ und $h_1(1380)$ kann nur Letzteres in Annihilationen aus der S-Welle produziert werden. Eine Anpassung der Amplitude:

$$\bar{p}p(1^{--}) \;\rightarrow\; h_1(1380) \;+\; \pi^\circ \qquad\qquad J^{PC}(h_1) = 1^{+-} \tag{5.86}$$

zusätzlich zu Modell 3a unter Variation der h_1-Masse von 1350 bis 1500 MeV/c^2 erbrachte weder eine Verbesserung des $\bar{\chi}^2/_{d.o.f.}$, noch einen signifikanten Anstieg im Wert der Likelihood-Funktion. Das gleiche Resultat ergab sich für eine Produktion aus der P-Welle ($J^{PC} = 1^{+-}$). Für einen etwaigen Beitrag des $\eta(1440)$ ($J^{PC} = 0^{-+}$) kommt mit $L < 2$ nur der Anfangszustand mit $J^{PC} = 0^{++}$ in Frage (siehe Tabelle 4.9). Doch auch in diesem Fall war ein Abtasten des Massenbereichs von 1400 bis 1500 MeV/c^2 negativ. Das $f_1(1420)$ mit $J^{PC} = 1^{++}$ kann prinzipiell aus den drei P-Wellenzuständen 0^{++}, 1^{++} und 2^{++} produziert werden. Für alle drei Möglichkeiten zeigt sich bei Hinzunahme jeweils einer der Amplituden

$$\bar{p}p(0^{++}) \;\stackrel{L=1}{\rightarrow}\; f_1(1420) \;+\; \pi^\circ \qquad\qquad \bar{\chi}^2 = 1,59 \;\; \mathcal{L} = 3986 \tag{5.87}$$

$$\bar{p}p(1^{++}) \;\stackrel{L=1}{\rightarrow}\; f_1(1420) \;+\; \pi^\circ \qquad\qquad \bar{\chi}^2 = 1,56 \;\; \mathcal{L} = 3982 \tag{5.88}$$

$$\bar{p}p(2^{++}) \;\stackrel{L=1}{\rightarrow}\; f_1(1420) \;+\; \pi^\circ \qquad\qquad \bar{\chi}^2 = 1,53 \;\; \mathcal{L} = 4008 \tag{5.89}$$

zu Modell 3a die rechts angegebene, deutliche Verbesserung der Anpassung, mit einem Maximum bei m=1435 MeV/c^2. Das beste Resultat ergab sich für den 2^{++}-Anfangszustand. In Modell 3b wurde die entsprechende Partialwelle mit aufgenommen.

Tabelle 5.5: Die Ergebnisse der Anpassung für Modell 3b ($\bar{\chi}^2/_{d.o.f.} = 1,53$ und $\mathcal{L} = 4008$). Die prozentualen Angaben zu $|A_i|^2$ berechnen sich aus $100\% \cdot |A_i|^2 / \sum_i |A_i|^2$:

$J^{PC}(\bar{p}p) = 1^{--}$				
$\bar{p}p \rightarrow$	Teilamplituden	Phase ϕ	Amplitude A_i	$\|A_i\|^2$
$K^*\bar{K}^*$ (10,7 %)	$S=0, L=1$ *neutral*	0° (fest)	$0,211 \pm 0,011$	4,47 %
	$S=2, L=1$ *neutral*	$(187 \pm 6)^\circ$	$0,249 \pm 0,013$	6,21 %
$(K\pi)_s(\bar{K}\pi)_s$ (3,1 %)	$S=0, L=1$ *neutral*	$(213 \pm 7)^\circ$	$0,175 \pm 0,017$	3,07 %
$K_1(1270)\bar{K}$ (14,0 %)	$K_1(1270) \overset{\ell=0}{\rightarrow} K^*\pi$ *neutral*	$(261 \pm 6)^\circ$	$0,199 \pm 0,017$	3,95 %
	$K_1(1270) \overset{\ell=1}{\rightarrow} (K\pi)_s\pi$ *neutral*	$(83 \pm 10)^\circ$	$0,129 \pm 0,022$	1,65 %
	$K_1(1270) \overset{\ell=0}{\rightarrow} K\rho$ *neutral*	$(56 \pm 5)^\circ$	$0,290 \pm 0,011$	8,42 %
$K_1(1400)\bar{K}$ (18,0 %)	$K_1(1400) \overset{\ell=0}{\rightarrow} K^*\pi$ *neutral*	$(234 \pm 6)^\circ$	$0,237 \pm 0,023$	5,62 %
	$K_1(1400) \overset{\ell=2}{\rightarrow} K^*\pi$ *neutral*	$(16 \pm 5)^\circ$	$0,239 \pm 0,016$	5,71 %
	$K_1(1400) \overset{\ell=1}{\rightarrow} (K\pi)_s\pi$ *neutral*	$(351 \pm 6)^\circ$	$0,258 \pm 0,023$	6,65 %
$J^{PC}(\bar{p}p) = 0^{-+}$				
$\bar{p}p \rightarrow$	Teilamplituden	Phase ϕ	Amplitude A_i	$\|A_i\|^2$
$K^*\bar{K}^*$ (9,2 %)	$S=1, L=1$ *neutral*	0° (fest)	$0,209 \pm 0,010$	4,38 %
	geladen	$(312 \pm 7)^\circ$	$0,220 \pm 0,009$	4,84 %
$J^{PC}(\bar{p}p) = 1^{+-}$				
$\bar{p}p \rightarrow$	Teilamplituden	Phase ϕ	Amplitude A_i	$\|A_i\|^2$
$X_1^\pm(1530)\pi^\mp$ (2,5 %)	$X_1^\pm(1530) \overset{\ell=0}{\rightarrow} K^*\bar{K}$	0° (fest)	$0,157 \pm 0,009$	2,47 %
$X_2^\pm(1585)\pi^\mp$ (3,4 %)	$X_2^\pm(1585) \overset{\ell=1}{\rightarrow} K^*\bar{K}$	$(186 \pm 25)^\circ$	$0,185 \pm 0,010$	3,41 %
$J^{PC}(\bar{p}p) = 2^{++}$				
$\bar{p}p \rightarrow$	Teilamplituden	Phase ϕ	Amplitude A_i	$\|A_i\|^2$
$f_1(1420)\pi^\circ$ (5,3 %)	$f_1(1420) \overset{\ell=0}{\rightarrow} K^*\bar{K}$	0° (fest)	$0,230 \pm 0,011$	5,31 %
($33,8 \pm 2,0$ %)	phasenraumverteilter Untergrund			

Das konkrete Anpassungsergebnis geht aus Tabelle 5.5 hervor. Daraus ersieht man, daß durch die Addition von nur drei weiteren Partialwellen zu Modell 2 die Qualität von $\bar{\chi}^2/_{d.o.f.} = 2,23$ auf $\bar{\chi}^2/_{d.o.f.} = 1,53$ steigt. Die Beiträge der anderen Amplituden ändern sich dabei nur marginal. Sowohl die Intensitätsverhältnisse als auch die relativen Phasen sind gegenüber Modell 2 weitgehend konstant. Das Anpassungsergebnis läßt sich nochmals verbessern, wenn eine Produktion des $f_1(1420)$ aus allen drei P-Wellenzuständen berücksichtigt wird. In Modell 3b wurde jedoch wieder das gleiche Prinzip verfolgt, bei einer minimalen Zahl von Amplituden ein möglichst gutes Ergebnis zu erzielen.

Eine weitere Möglichkeit die Anpassung zu verbessern war die systematische Variation der Zerfallsbreiten und der Massen für alle drei $K\bar{K}\pi$-Zwischenzustände. Dabei zeigte sich, daß für Letztere das Optimum relativ unabhängig von der Wahl der jeweils anderen beiden Massen ist. Für die Breiten gilt dies hingegen nicht. In diesem Fall ist das Ergebnis für die beiden Partialwellen, die die Signale im $K^\circ_L K^\pm \pi^\circ$-System beschreiben, auch abhängig davon, ob man deren Produktion aus der S-Welle mitberücksichtigt. Das Gleiche gilt für die Wahl der Anfangszustände im Falle des $f_1(1420)$. Da eine gleichzeitige Anpassung aller drei Zerfallsbreiten und Massen aus rechentechnischen Gründen nicht möglich war, kann nur ein in verschiedenen Modellvariationen gefundenes Optimum angegeben werden. Die entsprechenden Werte wurden auch für die Anpassungsmodelle 3a und 3b herangezogen:

Tabelle 5.6: Massen und Breiten der $K\overline{K}\pi$-Resonanzen aus Modell 3a bzw. 3b (Angaben in MeV/c^2):

$K\overline{K}\pi$-Resonanz	$I^G(J^{PC})$	Masse	Zerfallsbreite
$X_1^\pm$	$1^+(1^{+-})$	1530 ± 10	15^{+15}_{-5}
$X_2^\pm$	$1^+(1^{--})$	1585 ± 15	25^{+40}_{-10}
$f_1(1420)$	$0^+(1^{++})$	1435 ± 10	70^{+30}_{-10}

Die angegebenen Fehler berücksichtigen sowohl die maximal beobachtete Schwankung der Werte unter Variation der jeweils anderen Modellparameter, als auch den reinen Anpassungsfehler. Für die beiden geladenen Zwischenzustände decken sich die Ergebnisse im wesentlichen mit der groben Bestimmung aus dem $K^\circ_L K^\pm \pi^\circ$-Spektrum in Tabelle 5.1.

In diesem Stadium wurde nochmals ein eventueller h_1-Beitrag ($J^{PC} = 1^{+-}$) und ein $\phi(1680)$-Beitrag ($J^{PC} = 1^{--}$) im weiteren Zerfall über $K^*\bar{K}$ untersucht. Die Anpassungsergebnisse waren jedoch für beide negativ. Dies schließt allerdings einen h_1- bzw. einen $\phi(1680)$-Beitrag mit anderen Zerfallsmoden nicht grundsätzlich aus.

Die noch bestehenden Differenzen zwischen der Anpassung aus Modell 3b und den gemessenen Daten resultieren zum größten Teil daraus, daß es sich um ein 'minimales' Modell handelt. Das heißt nicht alle möglichen Amplituden wurden auch berücksichtigt. Darüberhinaus stellt sich jedoch die (hypothetische) Frage, ob es noch Strukturen in den

Spektren der invarianten Massen gibt, die sich auch nicht bei einer Erweiterung des Modells um alle bis hier erwähnten Partialwellen beschreiben lassen. Einen Anhaltspunkt dafür gibt das $K_L^\circ \pi^\mp$-Spektrum in Abbildung 5.16. Der Überschuß an Ereignissen im Bereich von der Schwelle bis etwa 750 MeV/c^2 bleibt trotz einer Verbesserung des $\chi^2/_{d.o.f.}$ gegenüber Modell 2 auch für Modell 3b (und Variationen davon) bestehen. Ein derartiger Schwelleneffekt im $K\pi$-System wurde auch bei der Analyse des $K_L^\circ K_S^\circ \pi^\circ \pi^\circ$-Endzustandes beobachtet [103]. Die analytischen Schwierigkeiten im $K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ$-Endzustand sind jedoch zu groß, als daß man darüber weiteren Aufschluß gewinnen könnte.

5.5 Analyse des $K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ \pi^\circ$-Endzustandes

In den Vorüberlegungen (siehe Kapitel 4) zeigte sich, daß für den $K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ \pi^\circ$-Endzustand Zerfälle der Art:

$$\bar{p}p \quad \rightarrow \quad (K_L^\circ K^\pm \pi^\mp) \; + \; (\pi^\circ \pi^\circ)_s$$

dominieren sollten. Dies wurde auch schon bei Betrachtung der Spektren in Kapitel 3 deutlich (Abbildungen 3.19 bis 3.22). Die Zahl der prinzipiell möglichen Partialwellen ist also in diesem Fall bereits erheblich eingeschränkt. Die analytische Schwierigkeit liegt daher auch an anderer Stelle als für den $K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ$-Endzustand. Zum einen ist dies in der sehr geringen Statistik begründet, die zu großen Fehlertoleranzen in der Partialwellenanalyse führt. Dieses Problem wurde in Analysen ähnlicher Endzustände (z.B. [78]) mit vergleichbarer Statistik dadurch umgangen, daß man sich auf eine Untersuchung des $K_L^\circ K^\pm \pi^\mp$-Systems beschränkte und dessen zweidimensionales Spektrum nach Art eines *Dalitz*-Diagramms nach der χ^2-Methode anpaßte. Die *unbinned-Maximum-Likelihood*-Methode hat zwar demgegenüber den Vorteil, daß sie jeweils das vollständige Ereignis berücksichtigt und sich nicht nur an der Übereinstimmung mit einzelnen Projektionen orientiert, sie führt jedoch in diesem Fall teilweise zu instabilen Lösungen. Diese Schwierigkeit wird zum anderen noch dadurch verstärkt, daß die Existenz der hauptsächlich erwarteten Zwischenzustände im $K\bar{K}\pi$-System, das $\eta(1440)$ und das $f_1(1420)$ zwar gesichert ist, die entsprechenden Massen und Breiten sowie Aussagen über die Arten des Zerfalls jedoch stark variieren (siehe Kapitel 4.4.3). Das heißt, es gibt keine verläßliche Aplitude, auf der eine Partialwellenanalyse aufbauen könnte. Daher wurde auch in diesem Fall versucht, bereits durch die Analyse der Spektren, sowie charakteristischer Winkelverteilungen ein prinzipielles Verständnis der Reaktion zu ereichen.

5.5.1 Analyse der Spektren

Die Dominanz von Zerfällen über $K_L^\circ K^\pm \pi^\mp$-Zwischenzustände beschränkt die Analyse zunächst auf die entsprechenden Spektren dieses Systems. Analog zur Untersuchung der $K\bar{K}\pi$-Spektren im $K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ$-Endzustand, können auch in diesem Fall zweidimensionale Darstellungen der invarianten Massen Aufschluß geben. Die weiteren Zerfälle über $K^*\bar{K}$ und $a_0(980)\pi$, die sich in den eindimensionalen Projektionen der $K^\pm\pi^\mp$-, $K_L^\circ \pi^\mp$- bzw. $K_L^\circ K^\pm$–Masse andeuten, spiegeln sich auch bei Auftragung der Letzteren gegen $m(K_L^\circ K^\pm \pi^\mp)$ wieder. In Abbildung 5.21 zeigen sich deutliche Strukturen sowohl im Bereich des K^* als auch an der $K_L^\circ K^\pm$-Schwelle, die mit $m(K_L^\circ K^\pm \pi^\mp) \approx 1430$ MeV/c^2 korreliert sind. In dieser Massenregion wurden bisher zwei verschiedene Resonanzen nachgewiesen (siehe Tabelle 4.6 und Kapitel 4.4.3): Das $\eta(1440)$ mit den Quantenzahlen $J^{PC} = 0^{-+}$ und das $f_1(1420)$ mit $J^{PC} = 1^{++}$. Abbildung 5.21 ist allerdings noch nicht sehr aufschlußreich, da sich, wie Simulationen zeigten (siehe Abbildungen 5.26 und 5.27), in dieser Form die Signaturen der zwei möglichen weiteren Zerfälle nicht stark unterscheiden. Dies gilt auch für die Unterscheidung der Produktion aus der S- bzw. P-Welle. Beide, oben genannten Zwischenzustände können für Drehimpulse $L < 2$ prinzipiell aus dem 0^{-+} bzw. 1^{++}-Anfangszustand beitragen (siehe Tabelle 4.10). Da die Untersuchung des $K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ$-Endzustandes zeigte, daß auch Annihilationen aus der P-Welle von Bedeutung sind, sollte auch in diesem Fall mit einem entsprechenden Anteil gerechnet werden. Zu einer weiteren Aufschlüsselung müssen also Methoden gefunden werden, um die Zahl, der in Frage kommenden Partialwellen weiter einzugrenzen.

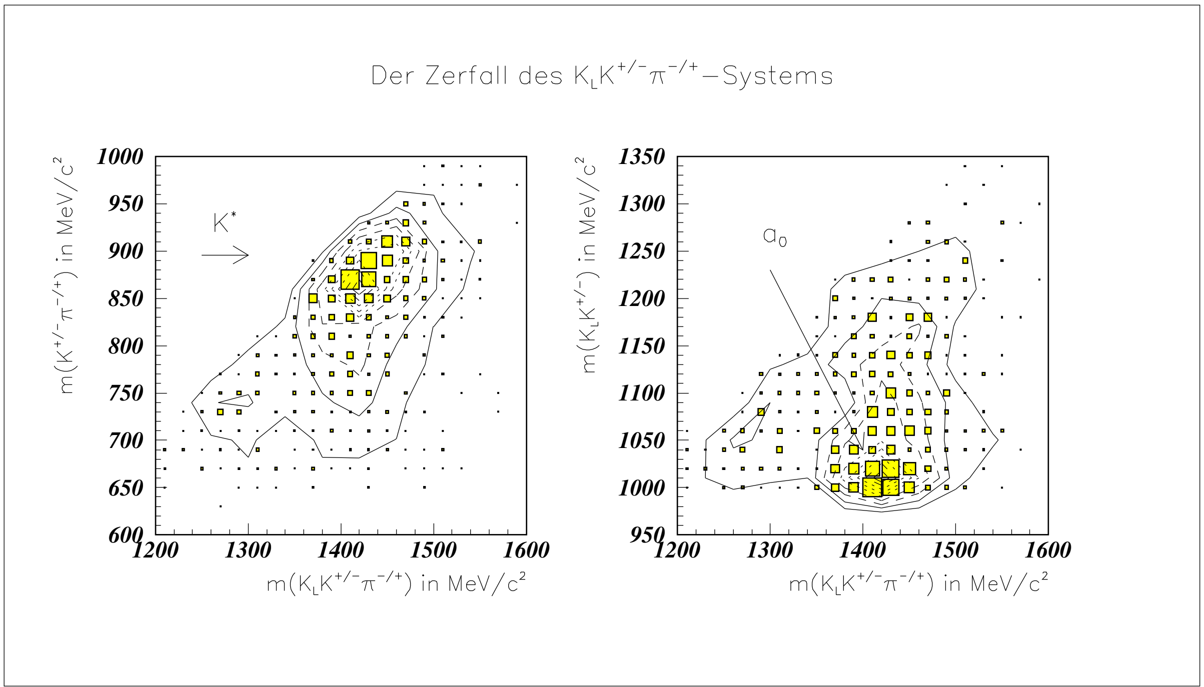

Abbildung 5.21: In der zweidimensionalen Auftragung der invarianten $K^\pm \pi^\mp$- bzw. $K_L^\circ K^\pm$-Masse gegen die Masse des $K_L^\circ K^\pm \pi^\mp$-Systems zeigen sich Strukturen, die sowohl auf einen Zerfall über $K^* \bar{K}$ als auch über $a_0 \pi$ hinweisen.

Bei Beschränkung auf die Zwischenzustände $\eta(1440)$ und $f_1(1420)$ und Drehimpulse $L < 2$ ergeben sich unter Bezug die auf die Tabellen 4.7 und 4.10 folgende Amplituden aus dem 0^{-+}-Anfangszustand:

$$\begin{array}{llll} \bar{p}p(0^{-+}) & \stackrel{L=0}{\rightarrow} & \eta(1440) & + (\pi^\circ \pi^\circ)_s \\ & & \eta(1440) & \stackrel{\ell=1}{\rightarrow} \quad K^*(892)\bar{K} \end{array} \tag{5.90}$$

$$\begin{array}{llll} \bar{p}p(0^{-+}) & \stackrel{L=0}{\rightarrow} & \eta(1440) & + (\pi^\circ \pi^\circ)_s \\ & & \eta(1440) & \stackrel{\ell=0}{\rightarrow} \quad a_0(980)^\pm \; + \; \pi^\mp \end{array} \tag{5.91}$$

$$\begin{aligned} \bar{p}p(0^{-+}) \stackrel{L=1}{\rightarrow} & \; f_1(1420) \quad + (\pi^\circ\pi^\circ)_s \\ & \; f_1(1420) \stackrel{\ell=0}{\rightarrow} K^*(892)\bar{K} \end{aligned} \tag{5.92}$$

$$\begin{aligned} \bar{p}p(0^{-+}) \stackrel{L=1}{\rightarrow} & \; f_1(1420) \quad + (\pi^\circ\pi^\circ)_s \\ & \; f_1(1420) \stackrel{\ell=1}{\rightarrow} a_0(980)^\pm \; + \; \pi^\mp \end{aligned} \tag{5.93}$$

bzw. aus dem 1^{++}-Anfangszustand:

$$\begin{aligned} \bar{p}p(1^{++}) \stackrel{L=1}{\rightarrow} & \; \eta(1440) \quad + (\pi^\circ\pi^\circ)_s \\ & \; \eta(1440) \stackrel{\ell=1}{\rightarrow} K^*(892)\bar{K} \end{aligned} \tag{5.94}$$

$$\begin{aligned} \bar{p}p(1^{++}) \stackrel{L=1}{\rightarrow} & \; \eta(1440) \quad + (\pi^\circ\pi^\circ)_s \\ & \; \eta(1440) \stackrel{\ell=0}{\rightarrow} a_0(980)^\pm \; + \; \pi^\mp \end{aligned} \tag{5.95}$$

$$\begin{aligned} \bar{p}p(1^{++}) \stackrel{L=0}{\rightarrow} & \; f_1(1420) \quad + (\pi^\circ\pi^\circ)_s \\ & \; f_1(1420) \stackrel{\ell=0}{\rightarrow} K^*(892)\bar{K} \end{aligned} \tag{5.96}$$

$$\begin{aligned} \bar{p}p(1^{++}) \stackrel{L=0}{\rightarrow} & \; f_1(1420) \quad + (\pi^\circ\pi^\circ)_s \\ & \; f_1(1420) \stackrel{\ell=1}{\rightarrow} a_0(980)^\pm \; + \; \pi^\mp \end{aligned} \tag{5.97}$$

Der Zerfall des $f_1(1420)$ über $a_0\pi$ ist bislang nicht bestätigt worden [25]. Er wurde dennoch in obige Liste aufgenommen, da er prinzipiell möglich ist.

Eine weitere Methode Informationen über die Natur des $K_L^\circ K^\pm\pi^\mp$-Systems zu erhalten ist, wie in der Analyse des $K_L^\circ K^\mp\pi^\pm\pi^\circ$-Endzustandes besprochen, die Dartsellung nach Art eines *Dalitz*-Diagramms. Das heißt, es wird die invariante $K_L^\circ\pi^\mp$- gegen die invariante $K^\pm\pi^\mp$-Masse aufgetragen (siehe Abbildung 5.22). Auch in diesem Fall können aus der Interferenz im Überkreuzungsbereich der beiden K^*-Massen Aussagen über die Quantenzahlen getroffen werden. Es zeigt sich eine klare Anhäufung von Ereignissen in dieser Region. Ein derartiges Ergebnis würde man nach den Überlegungen in Anhang D und Kapitel 5.4.1 sowohl für die Quantenzahlen $I^G(J^{PC}) = 0^+(0^{-+})$ als auch für $I^G(J^{PC}) = 0^+(1^{++})$ erwarten.

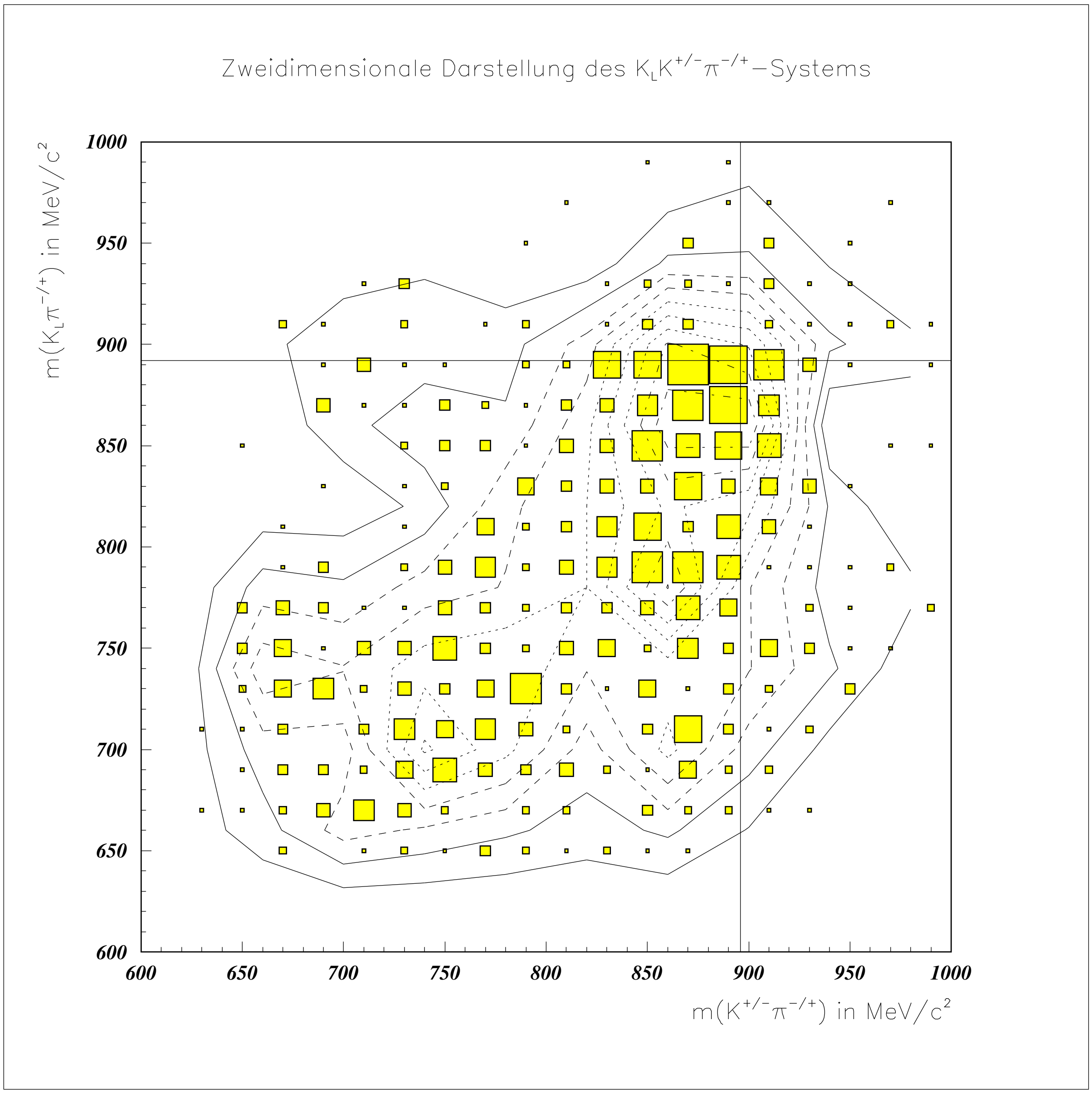

Abbildung 5.22: Die zweidimensionale Darstellung des $K_L^\circ K^\pm \pi^\mp$-Systems zeigt eine starke Anhäufung von Ereignissen im Überkreuzungsbereich der beiden K^*-Massen (angedeutet durch Linien). Dies ist sowohl für den Zerfall des $\eta(1440)$ als auch des $f1(1420)$ über $K^*\bar{K}$ zu erwarten. Die überlagerten Kontourlinien dienen der leichteren Auflösung grober Strukturen.

Aus der Bildung von Eigenzuständen zu $\hat{C}$ und $\hat{I}$ bzw. $\hat{G}$ folgt für die Kopplung der beiden Teilamplituden eines Zerfalls in $K^*\bar{K}$:

$$|G(K_L^\circ K^\pm \pi^\mp) = +1 > \;\sim\; [K^\pm (K_L^\circ \pi^\mp) + K_L^\circ (K^\pm \pi^\mp)] \tag{5.98}$$

Für die Spin-Paritäten 0^- und 1^+ bleibt das positive Vorzeichen auch nach Berücksichtigung der Helizitätsamplituden bestehen. Der Beitrag eines h_1 mit $I^G(J^{PC}) = 0^-(1^{+-})$

erscheint dementsprechend sehr unwahrscheinlich.

Im folgenden erweist sich eine Aufteilung der Analyse für verschiedene Bereiche der $K_L^\circ K^\pm \pi^\mp$-Masse als nützlich (Abbildung 5.23). Die Trennung in zwei grobe Bereiche für $m(K_L^\circ K^\pm \pi^\mp) < 1340\ MeV/c^2$ bzw. $m(K_L^\circ K^\pm \pi^\mp) > 1340\ MeV/c^2$ wird bereits durch den Verlauf des Spektrums nahegelegt. Der oberere Massenbereich wurde in einem zweiten Schritt weiter zerlegt. Die dafür gewählten Intervalle $1340\ MeV/c^2 < m(K_L^\circ K^\pm \pi^\mp) < 1420\ MeV/c^2$ und $1420\ MeV/c^2 < m(K_L^\circ K^\pm \pi^\mp) < 1470\ MeV/c^2$ sind im Prinzip willkürlich. Es zeigten sich jedoch bei Betrachtung der Spektren für diese Einteilung die deutlichsten Unterschiede, die auf verschiedene Prozesse in den entsprechenden Massenbereichen hinweisen.

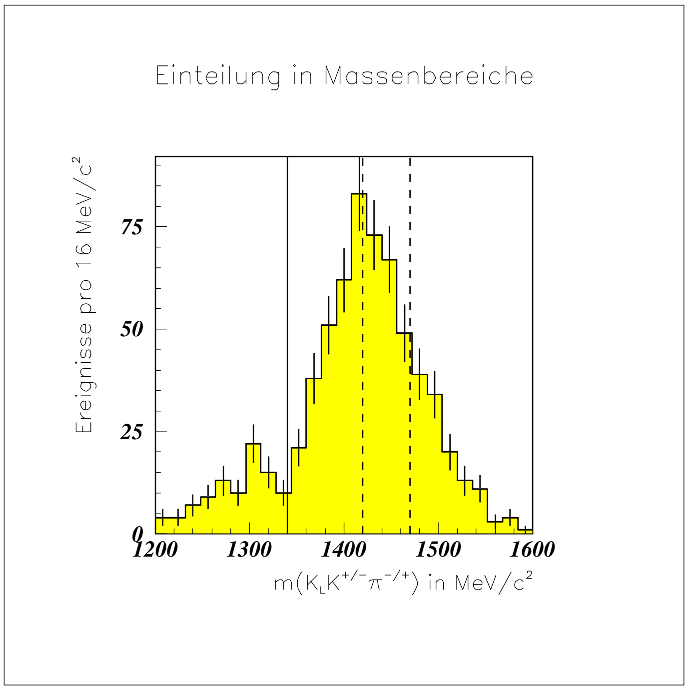

Abbildung 5.23: Einteilung der invarianten $K_L^\circ K^\pm \pi^\mp$-Masse in Bereiche.

Diese Verschiedenheit spiegelt sich nicht nur in den Verteilungen der invarianten Massen, sondern auch der, charakteristischer Winkel wieder (siehe unten).

Um Anhaltspunkte für eine Zuordnung dieser Charakteristika zu den Partialwellen 5.91 bis 5.98 zu gewinnen, wurden Letztere für jeweils verschiedene Massen simuliert. Der Vergleich mit den gemessenen Spektren kann so im Idealfall zu einer Eingrenzung der Möglichkeiten führen.

Wie man aus Abbildung 5.22 ersieht, finden die wesentlichen Phänomene am Rande des Phasenraumes statt. Dieser Bereich ist besonders anfällig für Akzeptanzschwankungen. Der Einfluß der Detektoreigenschaften sowie des Selektionsprozesses auf den Verlauf der Spektren spiegelt sich in den entsprechenden Monte-Carlo-Verteilungen wieder. Eine derartige Simulation der Phasenraumverteilung ist daher der weiteren Untersuchung vorangestellt.

Auch für die Analyse der Spektren des $K_L^\circ K^\mp\pi^\pm\pi^\circ\pi^\circ$-Endzustandes gelten die in Kapitel 5.4.1 erwähnten Einschränkungen. Die Reduktion des zur Beschreibung nötigen Variablen-Raumes auf eine bzw. zwei Dimensionen kann zu verschiedensten Strukturen führen, deren Zuordnung zu den ursächlichen Partialwellen oft nicht eindeutig ist.

Einfluß der Detektorakzeptanz auf die Spektren:

Der Vergleich der Impulsverteilungen aus Monte-Carlo-Simulationen mit errechneten, zeigt die gleiche, bereits für den $K_L^\circ K^\mp\pi^\pm\pi^\circ$-Endzustand beobachtete Abweichung (siehe Kapitel 2.4). Bedingt durch die Forderung nach langen Spuren der geladenen Teilchen in der Driftkammer (JDC) werden niedrige Impulse im Selektionsprozeß unterdrückt (Abbildung 5.25). Dieses Phänomen spiegelt sich auch in einer Asymmetrie bei der zweidi-

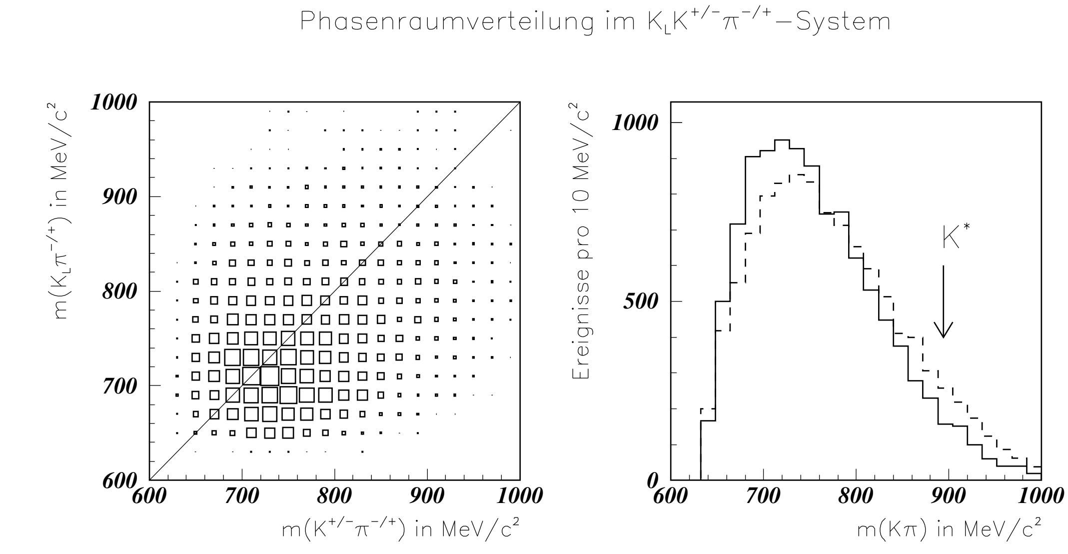

Abbildung 5.24: Monte-Carlo-Simulation der Phasenraumverteilung im $K_L^\circ K^\pm\pi^\mp$-System. Es zeigt sich eine Asymmetrie bezüglich der Diagonalen (links). Dies wird auch in den Verteilungen der invarianten $K\pi$-Massen deutlich (rechts). Die Akzeptanz für Ereignisse mit $K_L^\circ\pi^\mp$-Massen (durchgezogenes Histogramm) in der Region des K^* ist deutlich niedriger als für solche mit $m(K^\pm\pi^\mp) \approx m(K^*)$ (gestricheltes Histogramm).

mensionalen Darstellung des $K_L^\circ K^\pm\pi^\mp$-Systems (Abbildung 5.24), sowie in den beiden invarianten $K\pi$-Massen wieder. Für Monte-Carlo-Ereignisse sind diese Verteilungen in Abbildung 5.24 zusammengefaßt. Derartige Akzeptanzschwankungen müssen auch in den Winkelverteilungen berücksichtigt werden. Alle Darstellungen in dem entsprechenden Abschnitt sind darauf korrigiert.

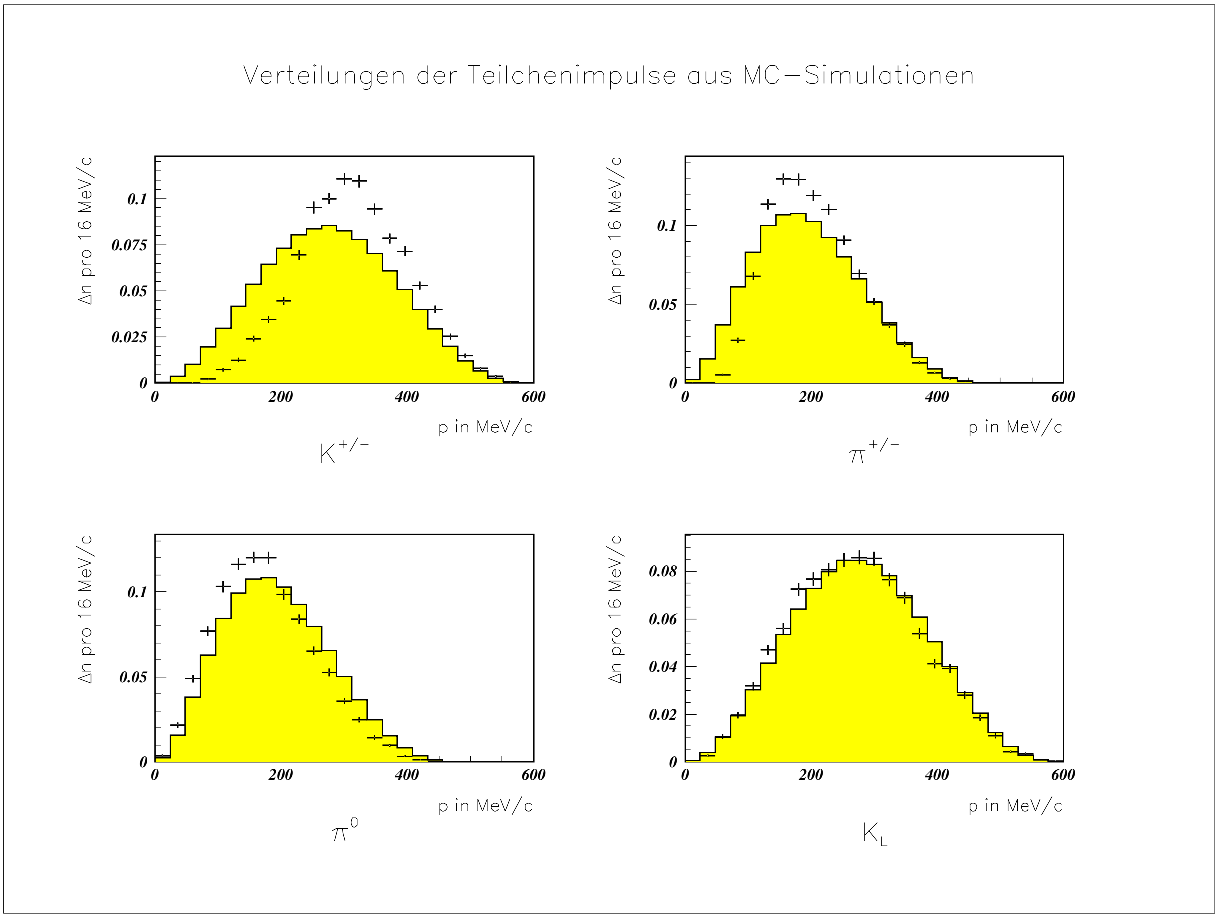

Abbildung 5.25: Vergleich der auf 1 normierten Impulsverteilungen aus Monte-Carlo-Simulationen (Fehlerkreuze) mit den gerechneten (grau schattierte Histogramme).

Diese detektorbedingte Verzerrung findet ebenso wie im Falle des $K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ$-Endzustandes auch in der Partialwellennanalyse Eingang durch die Berechnung der Phasenraumgewichte w_{LIPS} (siehe Kapitel 5.2.1) aus 10000 Monte-Carlo-Ereignissen.

Simulation von Zerfällen:

Die Simulation von Zerfällen über $a_0\pi$ sowie $K^*\bar{K}$ sowohl für eine Resonanz mit $J^{PC} = 0^{-+}$ ($\eta(1440)$) als auch mit $J^{PC} = 1^{++}$ ($f_1(1420)$) verdeutlicht die analytischen Schwierigkeiten im $K_L^\circ K^\pm \pi^\mp$-System. Alle vier Partialwellen weisen in den abgebildeten

Projektionen (Abbildungen 5.26 und 5.27) zum Teil sehr ähnliche Charakteristika auf.

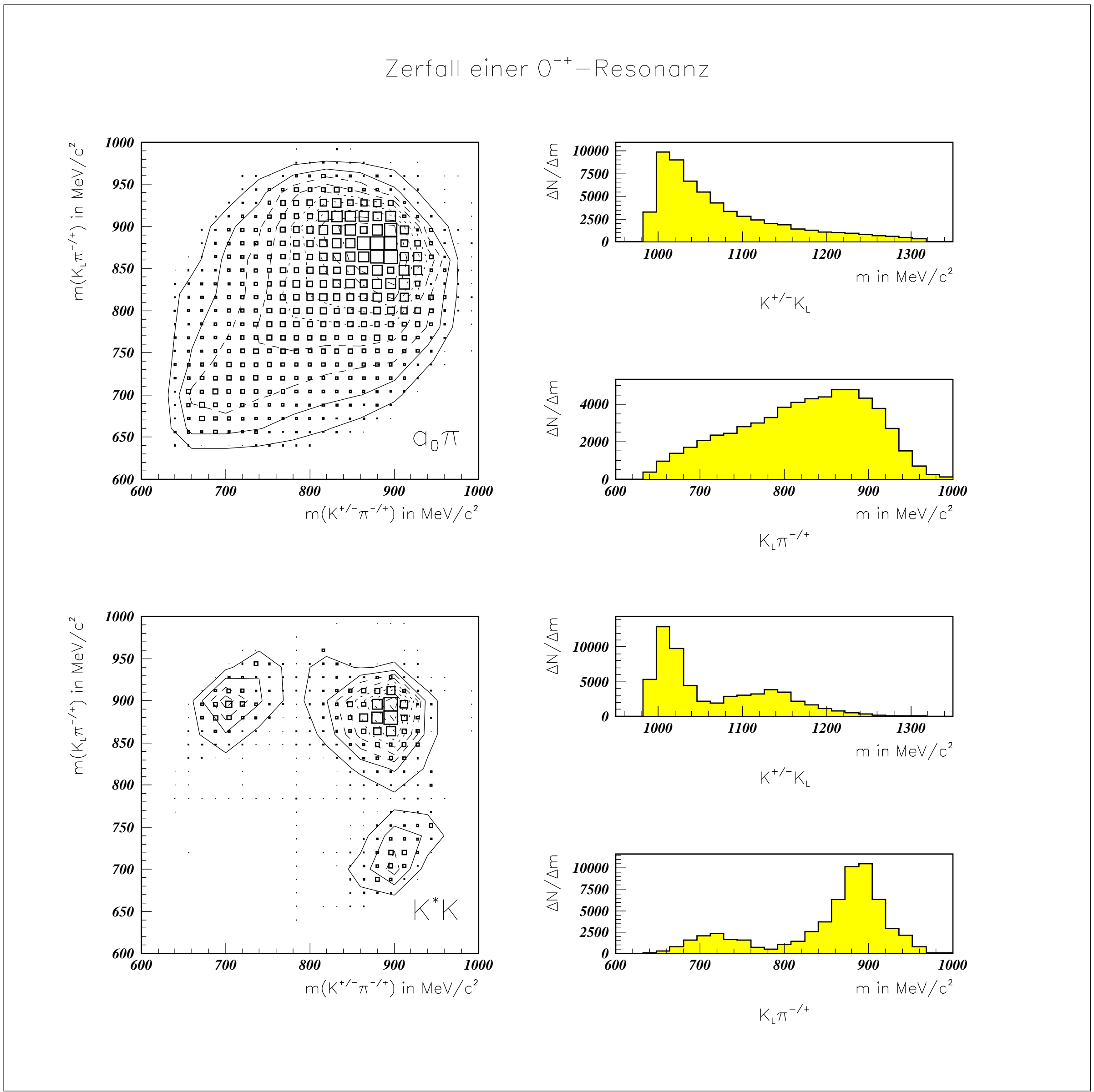

Abbildung 5.26: Die Simulation von Zerfällen einer 0^{-+}-Resonanz über $a_0\pi$ (oben) bzw. $K^*\bar{K}$ (unten). Allen Verteilungen liegt eine gleichförmige Akzeptanz zugrunde.

Darunter fällt zum einen die starke Anhäufung von Ereignissen im Überkreuzungsbereich der K^*-Massen und die damit verbundene Anreicherung an der $K_L^\circ K^\pm$-Schwelle. Auch in den $K\pi$-Spektren liegt das Maximum sowohl für Zerfälle über $a_0\pi$ als auch über $K^*\bar{K}$ im gleichen Massenbereich. Angesichts der geringen Statistik von 669 Ereignissen, ist eine Aufschlüsselung nach möglichen Partialwellen in diesen Darstellungen schwierig.

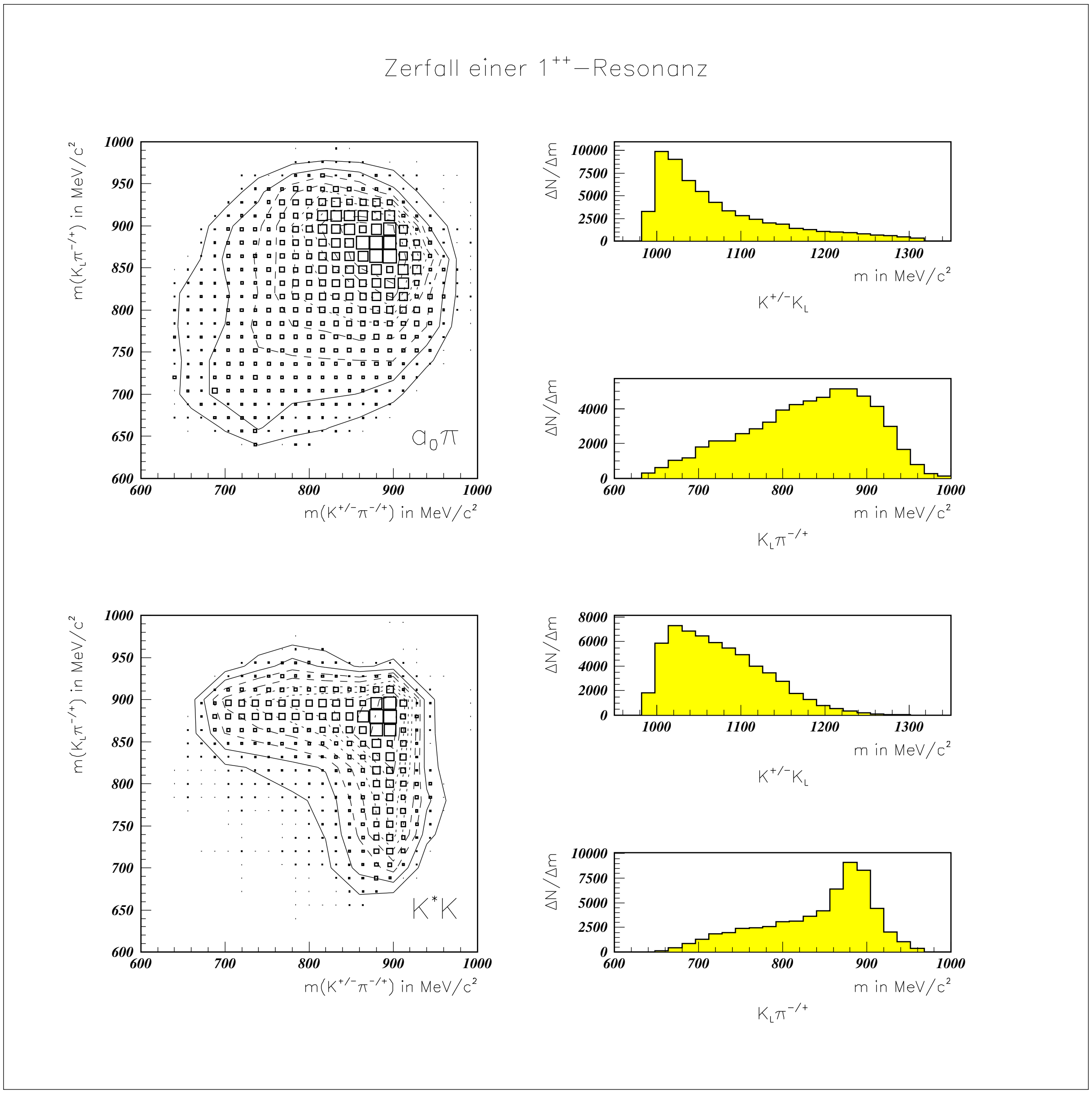

Abbildung 5.27: Die Simulation von Zerfällen einer 1^{++}-Resonanz über $a_0\pi$ (oben) bzw. $K^*\bar{K}$ (unten). Allen Verteilungen liegt eine gleichförmige Akzeptanz zugrunde.

Die Simulationen wurden für beide Quantenzahlen mit den gleichen Teilchenmassen ($m_{\eta/f_1} = 1450\,MeV/c^2$) und Zerfallsbreiten ($\Gamma_{\eta/f_1} = 50\,MeV/c^2$) durchgeführt. Der Zerfall des a_0 wurde in der von Flatté vorgeschlagenen Form (siehe Kapitel 5.2.3) mit $m_{a_0} = 985\,MeV/c^2$ und $\Gamma_{a_0} = 50\,MeV/c^2$ parametrisiert. Es zeigte sich, daß Variationen dieser Parameter, die bestehenden Unterschiede in den Projektionen noch mehr verwischen können. Für $m_\eta \approx 1410\ MeV/c^2$ und $\Gamma_\eta \approx 40\ MeV/c^2$ reflektiert sich z.B. der Zerfall über $a_0\pi$ in den $K\pi$-Spektren als ein dem K^* sehr ähnliches Signal.

Diese Überlegungen zeigen auch, daß eine reduzierte Analyse nur des $K_L^\circ K^\pm\pi^\mp$-Systems über eine Anpassung des zweidimensionalen Spektrums aus Abbildung 5.22 nach der χ^2-Methode zu fragwürdigen Ergebnissen führen kann.

Untersuchung des $K_L^\circ K^\pm\pi^\mp$-Systems für verschiedene Massenbereiche:

Bei alleine 18 verschiedenen eindimensionalen Projektionen der invarianten Massen (Abbildungen 3.19 bis 3.22) ist zunächst nicht klar worauf sich das Augenmerk richten sollte. Erst der Vergleich vieler Darstellungsmöglichkeiten unter variierenden Schnitten verschafft einen Überblick über interessante Bereiche. Die Trennung der Spektren in Intervalle der $K_L^\circ K^\pm\pi^\mp$-Masse ist das Ergebnis eines solchen Prozesses.

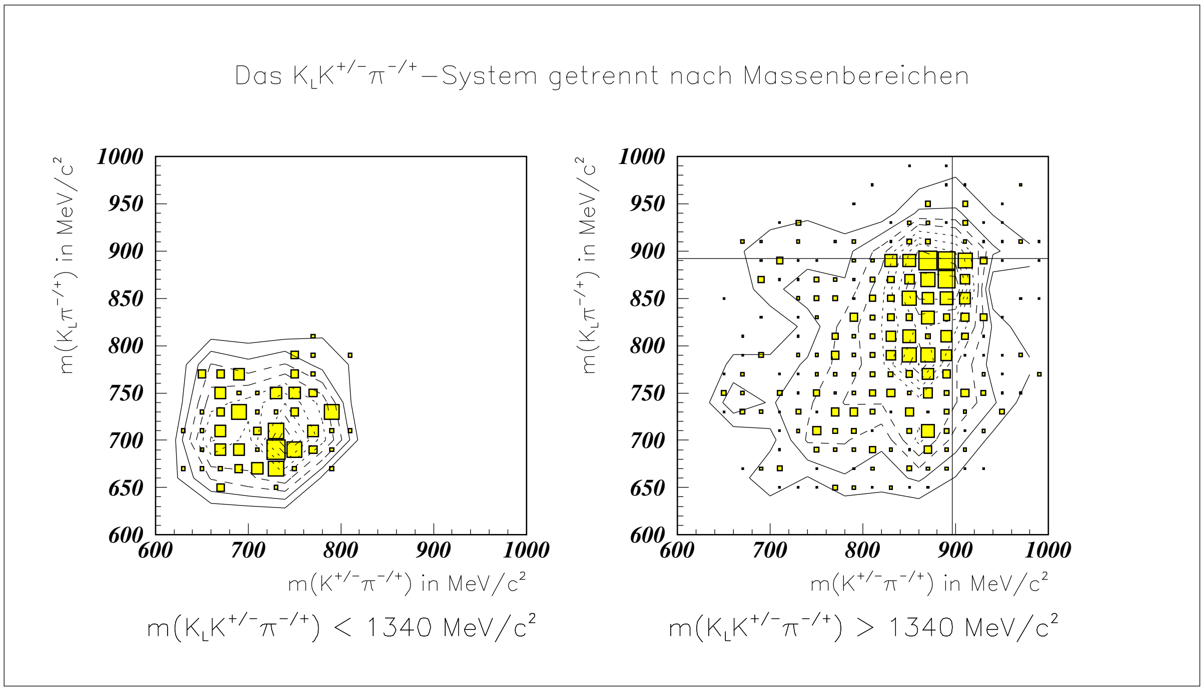

Abbildung 5.28: Die zweidimensionale Darstellung des $K_L^\circ K^\pm\pi^\mp$-Systems getrennt nach Massenbereichen.

Bereits die erste grobe Einteilung in Abbildung 5.28 verdeutlicht die Verschiedenheit der Reaktionen in beiden Massenregionen. Die zweidimensionale Darstellung des $K_L^\circ K^\pm\pi^\mp$-Systems entspricht für $m(K_L^\circ K^\pm\pi^\mp) < 1340\,MeV/c^2$ im wesentlichen, der in Abbildung 5.24 simulierten Phasenraumverteilung. Für $m(K_L^\circ K^\pm\pi^\mp) > 1340\,MeV/c^2$ werden die bereits in Abbildung 5.22 sichtbaren Strukturen noch verstärkt.

Für den unteren Massenbereich wurde weiter in anderen Spektren nach auffälligen Strukturen gesucht, die sich von der Wirkung eines derartigen Schnittes auf rein phasenraumverteilte Ereignisse unterscheiden. Eine solche Abweichung zeigt sich in der invarianten Masse des $K_L^\circ K^\pm \pi^\mp \pi^\circ$-Systems. Die in Abbildung 5.29 sichtbare Doppelstruktur weist auf einen Vierteilchen-Zwischenzustand bei etwa 1650 MeV/c^2 hin. Die kombinatorische Zweideutigkeit in diesem Fall (2 π°) kann dann einen derartigen Verlauf des Spektrums verursachen. Auch charakteristische Winkelverteilungen (siehe unten) legen einen von der dominanten Reaktion in diesem Endzustand abweichenden Prozeß der Art:

$$\begin{aligned} \bar{p}p \quad \rightarrow \quad & (K_L^\circ K^\pm \pi^\mp \pi^\circ) \quad + \pi^\circ \\ & (K_L^\circ K^\pm \pi^\mp \pi^\circ) \quad \rightarrow \quad (K_L^\circ K^\pm \pi^\mp) \; + \; \pi^\circ \end{aligned} \tag{5.99}$$

nahe. Die niedrige Statistik kann in diesem Fall jedoch nicht zu mehr als einem Indiz für künftige Analysen führen.

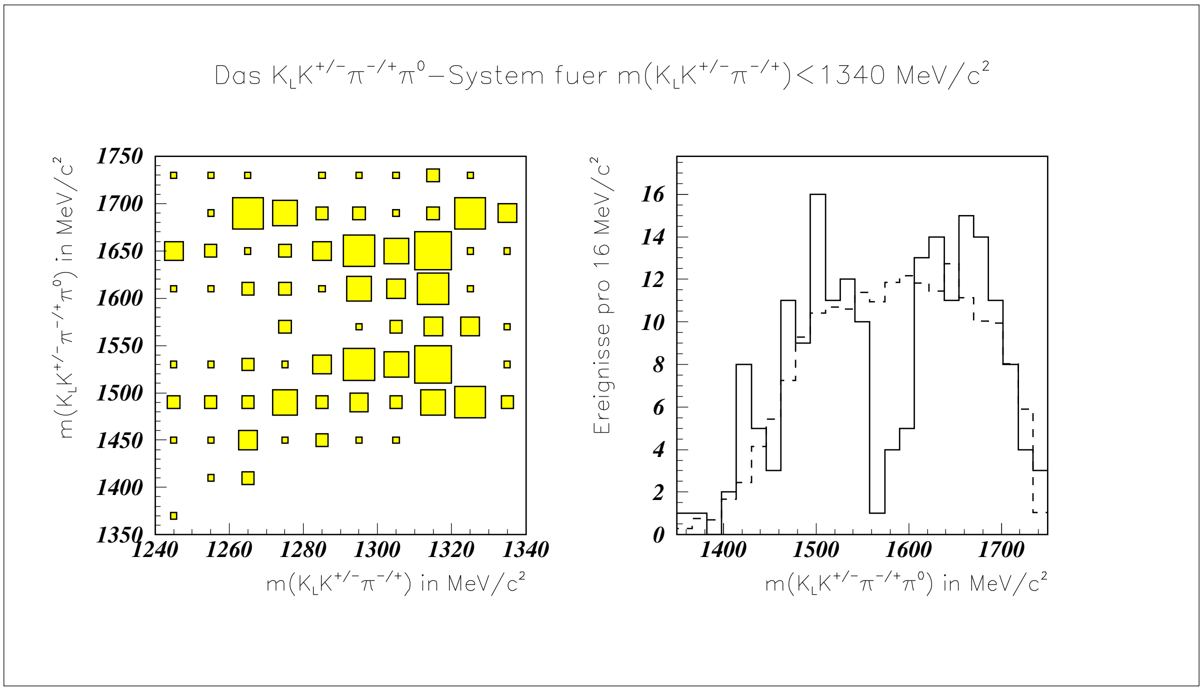

Abbildung 5.29: Das $K_L^\circ K^\pm \pi^\mp \pi^\circ$-System zeigt für $m(K_L^\circ K^\pm \pi^\mp) < 1340 MeV/c^2$ eine auffällige Doppelstruktur (zwei Einträge pro Ereignis).

Die weitere Unterteilung des oberen Massenbereiches führt in der zweidimensionalen Darstellung des $K_L^\circ K^\pm \pi^\mp$-Systems (Abbildung 5.30) zu verschiedenen Verteilungen, die sich auch deutlich in den eindimensionalen Projektionen (Abbildung 5.31) niederschlagen.

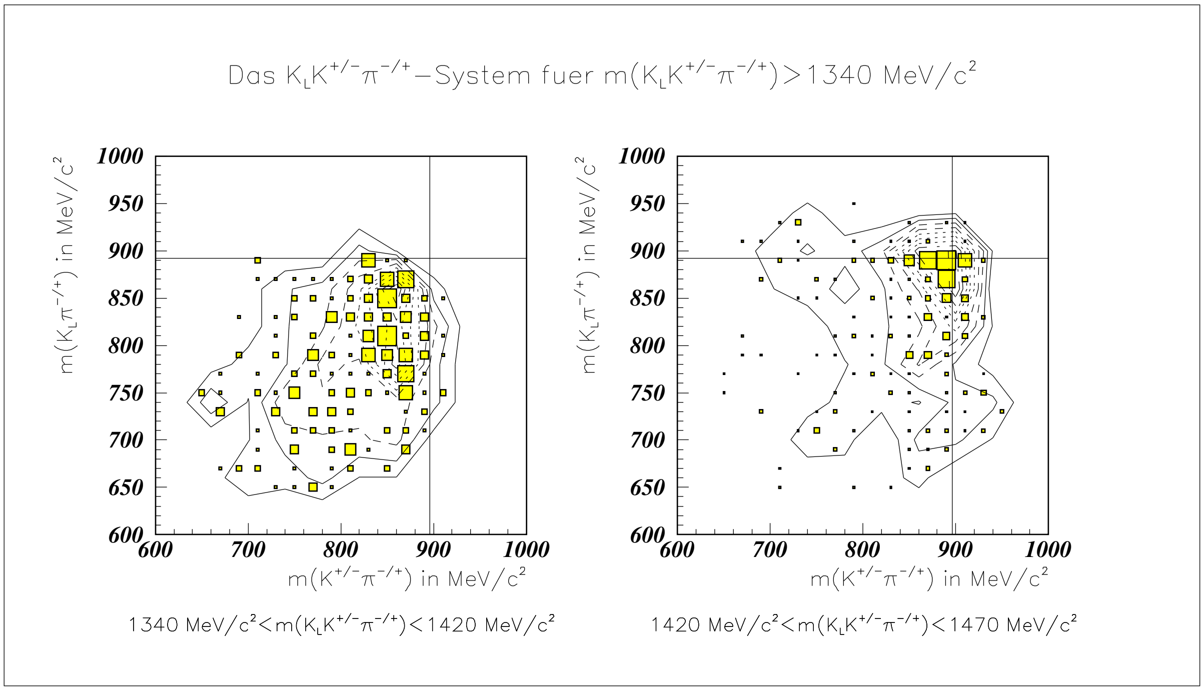

Abbildung 5.30: Die zweidimensionale Darstellung des $K_L^\circ K^\pm \pi^\mp$-Systems für den oberen Massenbereich.

Die gleichzeitige Betrachtung beider Abbildungen erlaubt folgende Schlüsse:

- $1340\ MeV/c^2 < m(K_L^\circ K^\pm \pi^\mp) < 1420\ MeV/c^2$:
  Dieser Massenbereich zeigt deutlich die Signatur des Zerfalls über $a_0\pi$. Sowohl das ausgeprägte Schwellenverhalten im $K_L^\circ K^\pm$-Spektrum als auch der Vergleich der Verteilung in der zweidimensionalen Darstellung mit den Simulationen weisen darauf hin. In den $K\pi$-Spektren ist darüberhinaus keine Anreicherung bei der K^*-Masse sichtbar. Die dort beobachteten Verteilungen mit einem Maximum bei etwa 850 MeV/c^2 lassen sich vielmehr gut durch den Zerfall einer schmalen ($\Gamma \approx 40\ MeV/c^2$) 0^{-+}-Resonanz mit der Masse von $m \approx 1410\ MeV/c^2$ simulieren.

- $1420\ MeV/c^2 < m(K_L^\circ K^\pm \pi^\mp) < 1470\ MeV/c^2$:
  In diesem Massenbereich dominieren die klaren K^*-Signale. In der zweidimensionalen Darstellung schlägt sich dies in der ausgeprägten konstruktiven Interferenz im Überkreuzungsbereich der beiden entsprechenden Massen nieder. Im $K_L^\circ K^\pm$-Spektrum fehlt der starke Schwelleneffekt, der für den Zerfall über $a_0\pi$ charakteristisch ist.

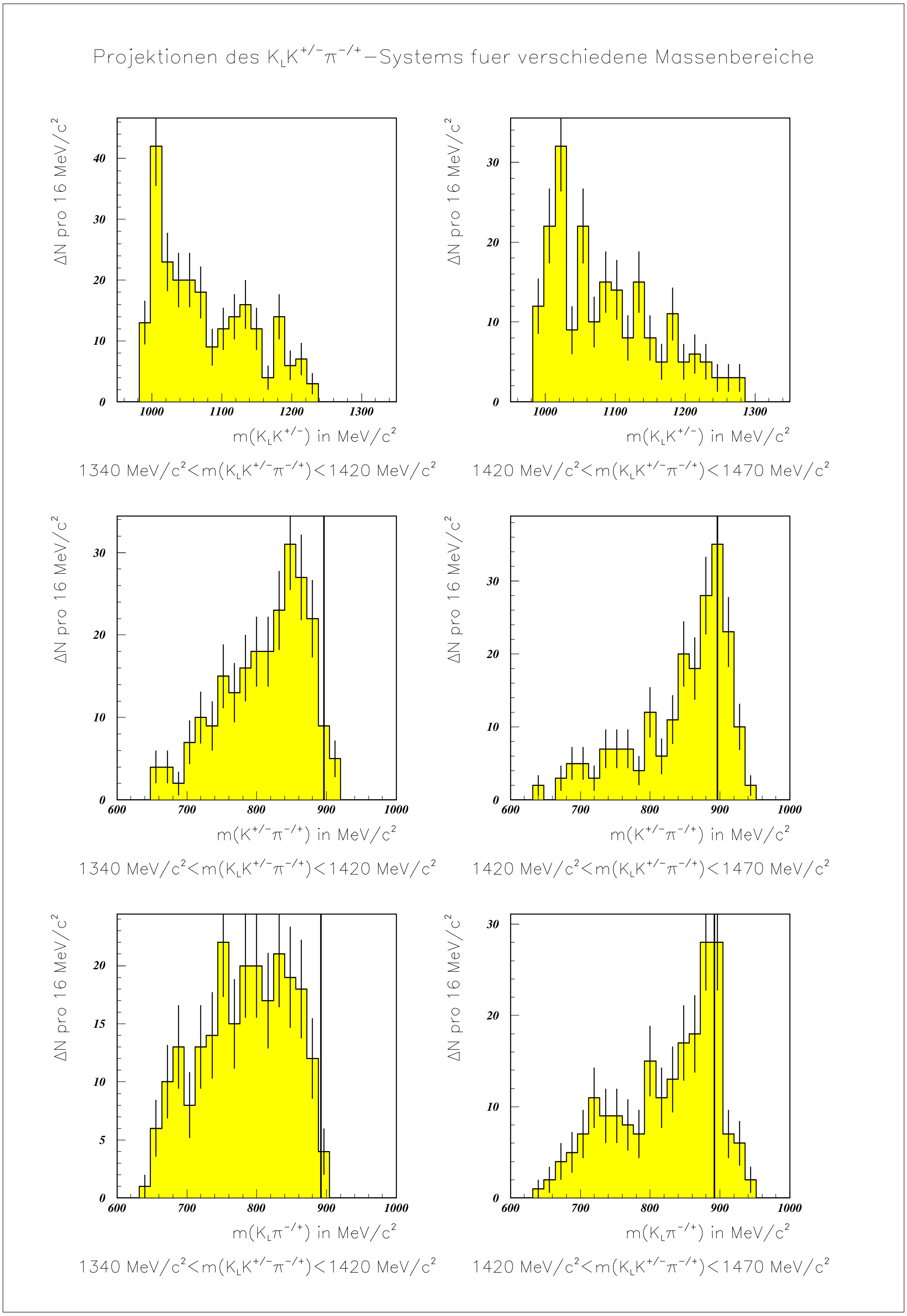

Abbildung 5.31: Die Projektionen des $K_L^\circ K^\pm\pi^\mp$-Systems für verschiedene Massenbereiche. Die Nominalmasse der K^* ist durch überlagerte Linien angedeutet.

Die in beiden Intervallen deutlichen Anzeichen für Zerfälle über $a_0\pi$ bzw. $K^*\bar{K}$ lassen darüberhinaus auf einen sehr geringen Untergrundbeitrag schließen. Eine Abschätzung durch Vergleich mit den simulierten Spektren ergab einen Anteil von etwa 30 %. Im Gegensatz dazu scheint im obersten Massenintervall der Beitrag von Untergrundereignissen besonders hoch zu sein. Ein Schnitt mit $m(K_L^\circ K^\pm\pi^\mp) > 1470 MeV/c^2$ führt in den $K\pi$-Spektren zwar auch zu einer Anreicherung im Massenbereich der K^*, jedoch wesentlich undeutlicher.

Im folgenden Abschnitt wird versucht durch die Untersuchung der Verteilung charakteristischer Winkel die in den invarianten Massen-Spektren gefundenen Indizien zu erhärten und neben einer Eingrenzung der weiteren Zerfallsmoden des $K_L^\circ K^\pm\pi^\mp$-Systems auch Informationen über dessen Quantenzahlen zu erhalten. Die bisherigen Darstellungen erlaubten dies nicht. Auch die Frage nach dem Beitrag von S- bzw. P-Wellenannihilationen blieb offen.

Untersuchung charakteristischer Winkelverteilungen:

Geht man von der Dominanz der Reaktion:

$$\bar{p}p \quad \rightarrow \quad (K_L^\circ K^\pm\pi^\mp) \ + \ (\pi^\circ\pi^\circ)$$

aus, so sind vor allem die Verteilungen der beiden in Abbildung 5.32 definierten Winkel φ und γ charakteristisch für den Primärprozeß:

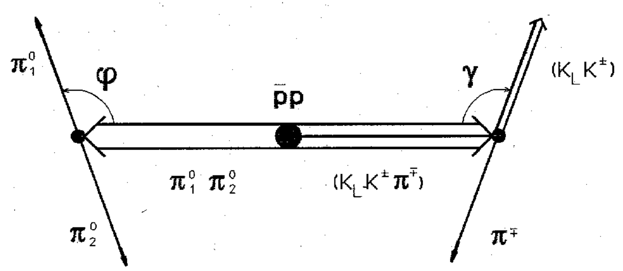

Abbildung 5.32: Definition der Winkel φ und γ.

Die Verteilung der Zerfallswinkel φ im $(\pi^\circ\pi^\circ)$-System (Abbildung 5.33) sollte im Falle verschwindenden Drehimpulses, also relativer S-Welle isotrop sein.

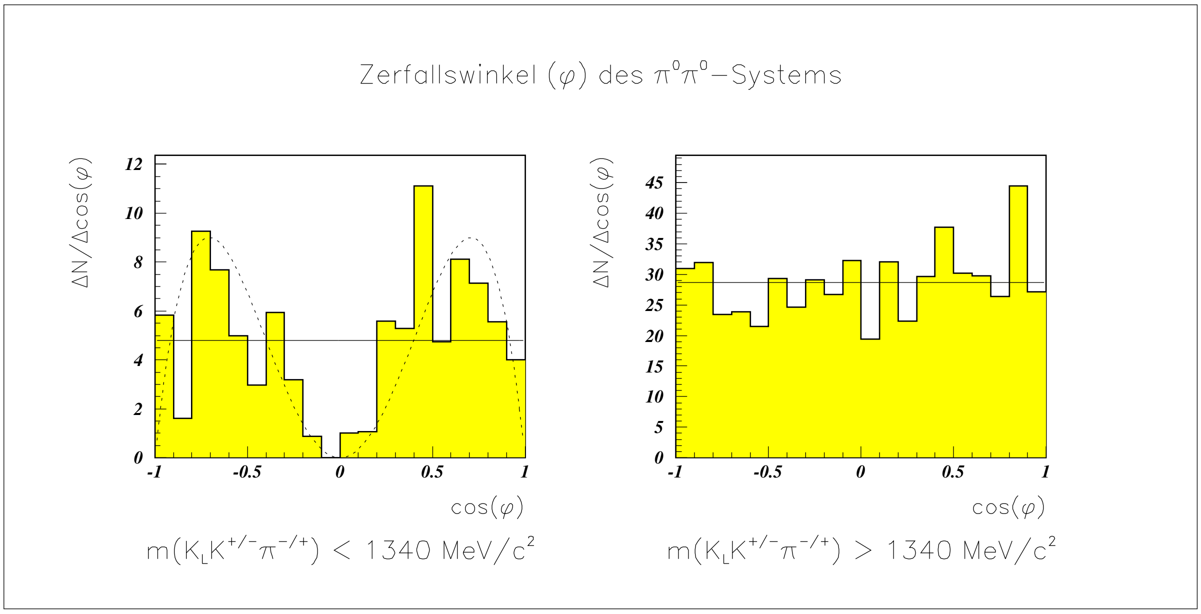

Abbildung 5.33: Der Zerfallswinkel φ des $\pi^\circ\pi^\circ$-Systems.

Dies ist für den Massenbereich $m(K_L^\circ K^\pm\pi^\mp) > 1340\,MeV/c^2$ tatsächlich der Fall. Eine weitere Unterteilung dieses oberen Intervalles zeigt im Rahmen der Statistik keine Differenzierung. Dies bestätigt die Annahme der S-Wellen-Dominanz im $\pi^\circ\pi^\circ$-System. Im unteren Massenbereich hingegen ist die beobachtete Verteilung nicht wie erwartet flach. Der Verlauf folgt vielmehr einer Funktion der Form $cos^2(\varphi)\cdot[1-cos^2(\varphi)]$. Hinweise auf einen von der dominanten Reaktion verschiedenen Prozeß wurden für diese Massenregion bereits aus den Spektren der invarianten Massen gewonnen. Eine Abweichung von der Isotropie ist nur für einen nicht verschwindenden relativen Drehimpuls der beiden neutralen Pionen zu erklären. Dafür gibt es folgende Interpretationen: Zum einen ist für das $(\pi^\circ\pi^\circ)$-System eine relative D-Welle prinzipiell möglich. Für die auftretenden Relativimpulse ist dies jedoch sehr unwahrscheinlich. Doch auch in einer Reaktion der Art (siehe oben)

$$\begin{array}{lll} \bar{p}p & \rightarrow & (K_L^\circ K^\pm\pi^\mp\pi^\circ) \quad + \pi^\circ \\ & & (K_L^\circ K^\pm\pi^\mp\pi^\circ) \quad \rightarrow \quad (K_L^\circ K^\pm\pi^\mp) \; + \; \pi^\circ \end{array}$$

können die Quantenzahlen des Vierteilchensystems ein relativen Drehimpuls zwischen den beiden π° erfordern. Angesichts der niedrigen Statistik bleiben jedoch derartige Aussagen Spekulation.

Winkel γ ist sensitiv auf den Drehimpuls zwischen Dipion- und $K_L^\circ K^\pm\pi^\mp$-System. Die entsprechende Verteilung ist über den gesamten Massenbereich flach (Abbildung 5.34). Eine 0^{-+}-Resonanz wird zwar je nach Annihilation aus der S-Welle bzw. P-Welle mit einem relativen Drehimpuls von $L=0$ bzw. $L=1$ produziert (siehe Amplituden

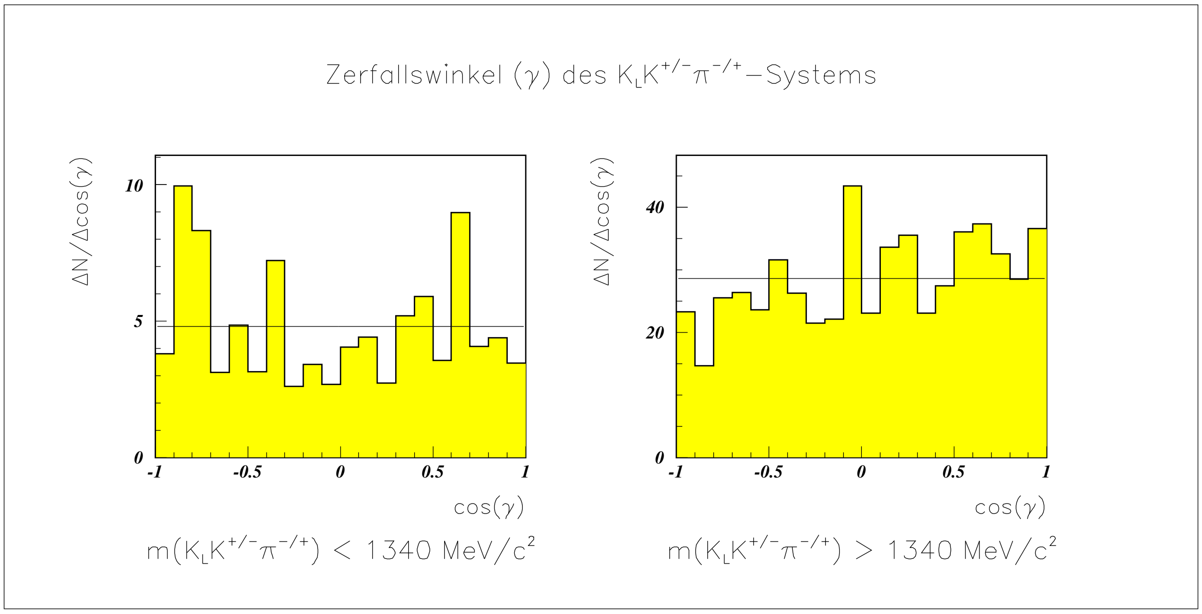

Abbildung 5.34: Der Zerfallswinkel γ des $K_L^\circ K^\pm\pi^\mp$-Systems ist sensitiv auf den relativen Drehimpuls zum Dipion-System.

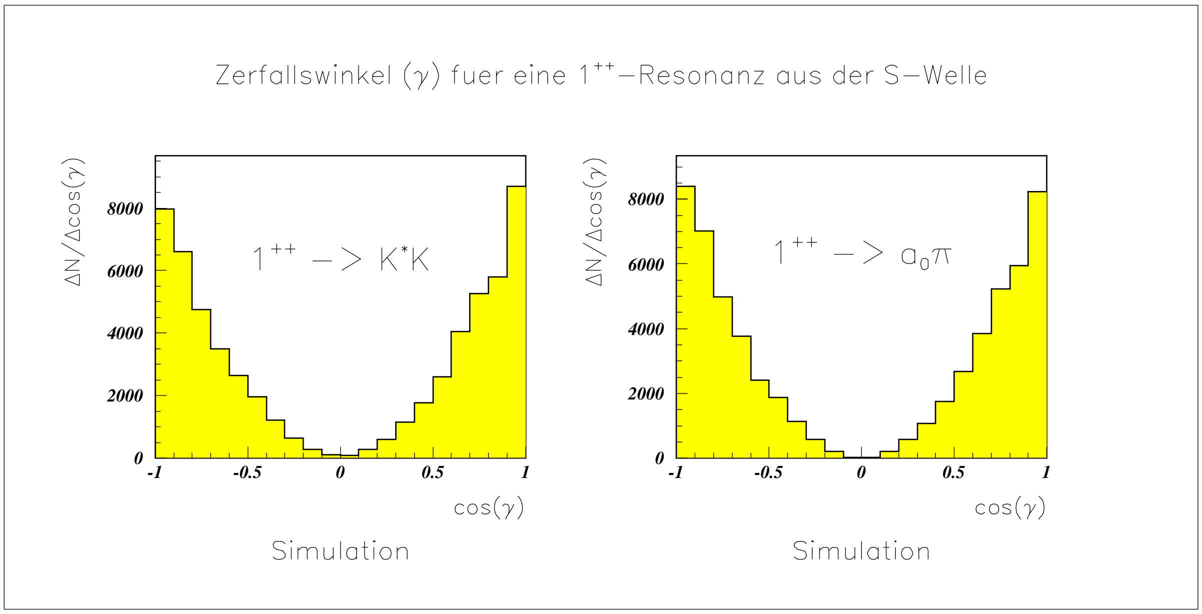

Abbildung 5.35: Simulation des Zerfallswinkels γ für eine 1^{++}-Resonanz aus der S-Welle (0^{-+}-Anfangszustand).

5.91/5.92 und 5.95/5.96), beide Möglichkeiten führen jedoch aufgrund des Teilchenspins

$J = 0$ zu einer isotropen Verteilung. Für eine 1^{++}-Resonanz hat die Produktion aus der S-Welle einen relativen Drehimpuls von $L = 1$, und damit unabhängig vom weiteren Zerfall, eine Verteilung der Form $cos^2(\gamma)$ zur Folge (siehe Abbildung 5.35). Die entsprechenden Partialwellen können daher keinen nennenswerten Beitrag leisten. Eine etwaige Produktion aus der P-Welle hingegen ($L = 0$) steht im Einklang mit der Beobachtung.

Auf den weiteren Zerfall des $K_L^\circ K^\pm\pi^\mp$-Systems sind die in Abbildung 5.37 (folgende Seite) definierten Winkel α und β sensitiv.

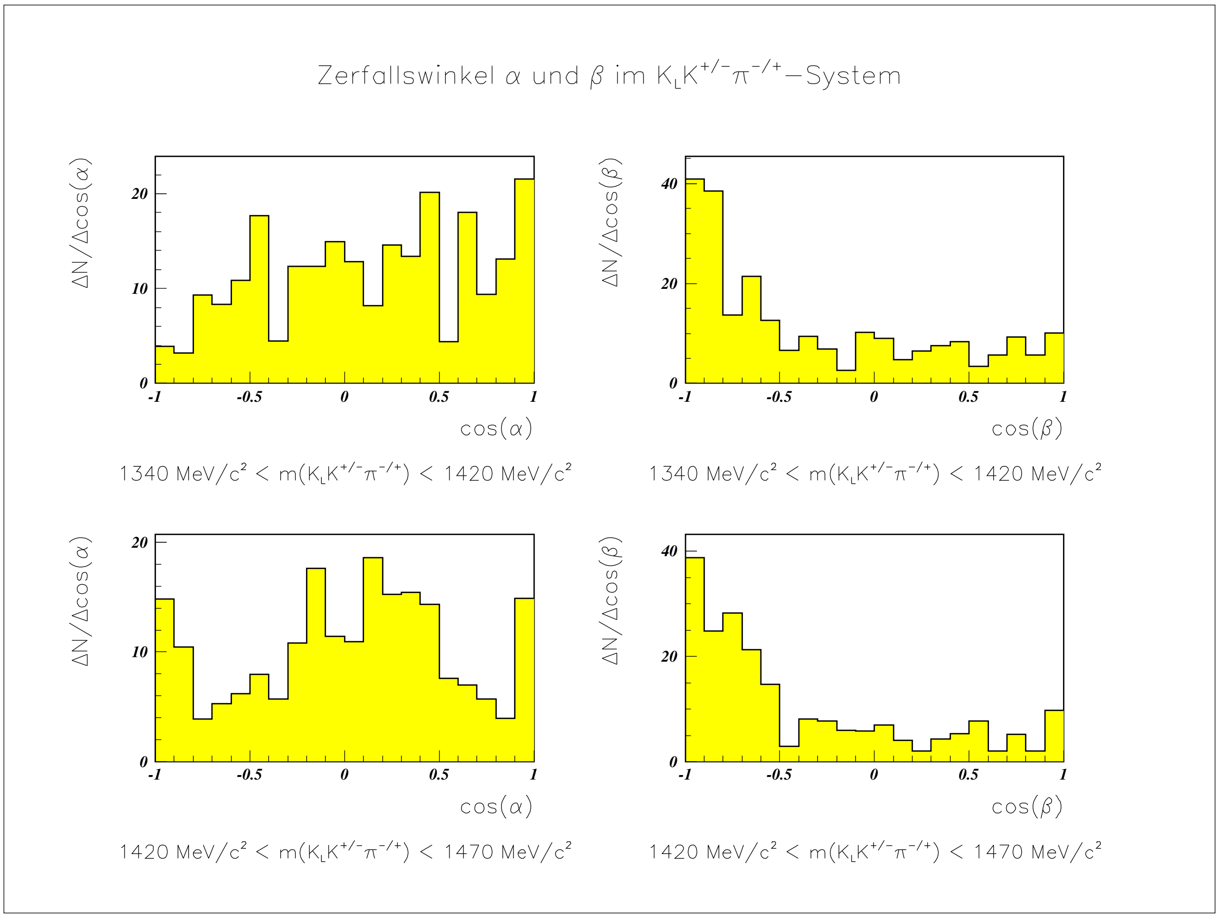

Abbildung 5.36: Die Zerfallswinkel α und β im $K_L^\circ K^\pm\pi^\mp$-System.

α bezeichnet den Zerfallswinkel des $K^\pm$ im $K_L^\circ K^\pm$-Ruhesystem. β hingegen steht für den Zerfallswinkel des $K^\pm$ im $K^\pm\pi^\mp$-Ruhesystem.

Der Vergleich der entsprechenden Verteilungen für verschiedene Massenintervalle (Abbildung 5.36) mit Simulationen (Abbildung 5.38) bestätigt die Ergebnisse des vorherigen Abschnitts.

Die flache Verteilung des Winkels α für $1340\,MeV/c^2 < m(K_L^\circ K^\pm\pi^\mp) < 1420\,MeV/c^2$ unterstreicht die Dominanz des Zerfalls über $a_0\pi$ in diesem Bereich. Der Verlauf für $1420\,MeV/c^2 < m(K_L^\circ K^\pm\pi^\mp) < 1470\,MeV/c^2$ steht im Einklang mit Zerfällen über $K^*\bar{K}$. Im unteren der beiden Massenbereiche geben diese Darstellungen allerdings keinen Aufschluß, ob es sich um den Zerfall einer 0^{-+}- oder einer 1^{++}-Resonanz handelt. Der Verlauf der Verteilung von α für die höhere Massenregion favorisiert einen 0^{-+}-Zustand.

Die Verteilungen der Winkel β sind aufgrund der niedrigen Statistik wenig aufschlußreich. Sie bestätigen jedoch den niedrigen Anteil an Untergrundereignissen (siehe oben).

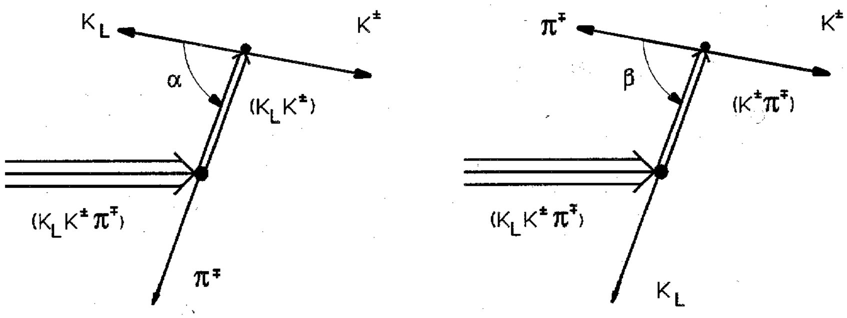

Abbildung 5.37: Definition der Winkel α und β

Die Analyse der Spektren erbrachte zusammenfassend folgende Ergebnisse:

- Der Reaktionstyp $\bar{p}p \rightarrow (K_L^\circ K^\pm\pi^\mp) + (\pi^\circ\pi^\circ)$ dominiert den $K_L^\circ K^\mp\pi^\pm\pi^\circ\pi^\circ$-Endzustand.
- Zwischenzustände im $K_L^\circ K^\pm\pi^\mp$-System haben positive G-Parität.
- Das $(\pi^\circ\pi^\circ)$-System zerfällt dominant mit Drehimpuls 0
- Die nennenswerte Produktion eines resonanten Zustandes im $K_L^\circ K^\pm\pi^\mp$-System mit $J^{PC} = 1^{++}$ aus der S-Welle kann ausgeschlossen werden.
- Im Massenbereich $1340\,MeV/c^2 < m < 1420\,MeV/c^2$ dominieren Zerfälle des $K_L^\circ K^\pm\pi^\mp$-Systems über $a_0\pi$.
- Im Massenbereich $1420\,MeV/c^2 < m < 1470\,MeV/c^2$ hingegen dominieren Zerfälle des $K_L^\circ K^\pm\pi^\mp$-Systems über $K^*\bar{K}$. Die Quantenzahlen 0^{-+} werden leicht favorisiert.
- Ereignisse mit $m(K_L^\circ K^\pm\pi^\mp) < 1340\,MeV/c^2$ sind u.U. mit einer Reaktion über einen Vierteilchen-Zwischenzustand im $K_L^\circ K^\pm\pi^\mp\pi^\circ$-System verknüpft.

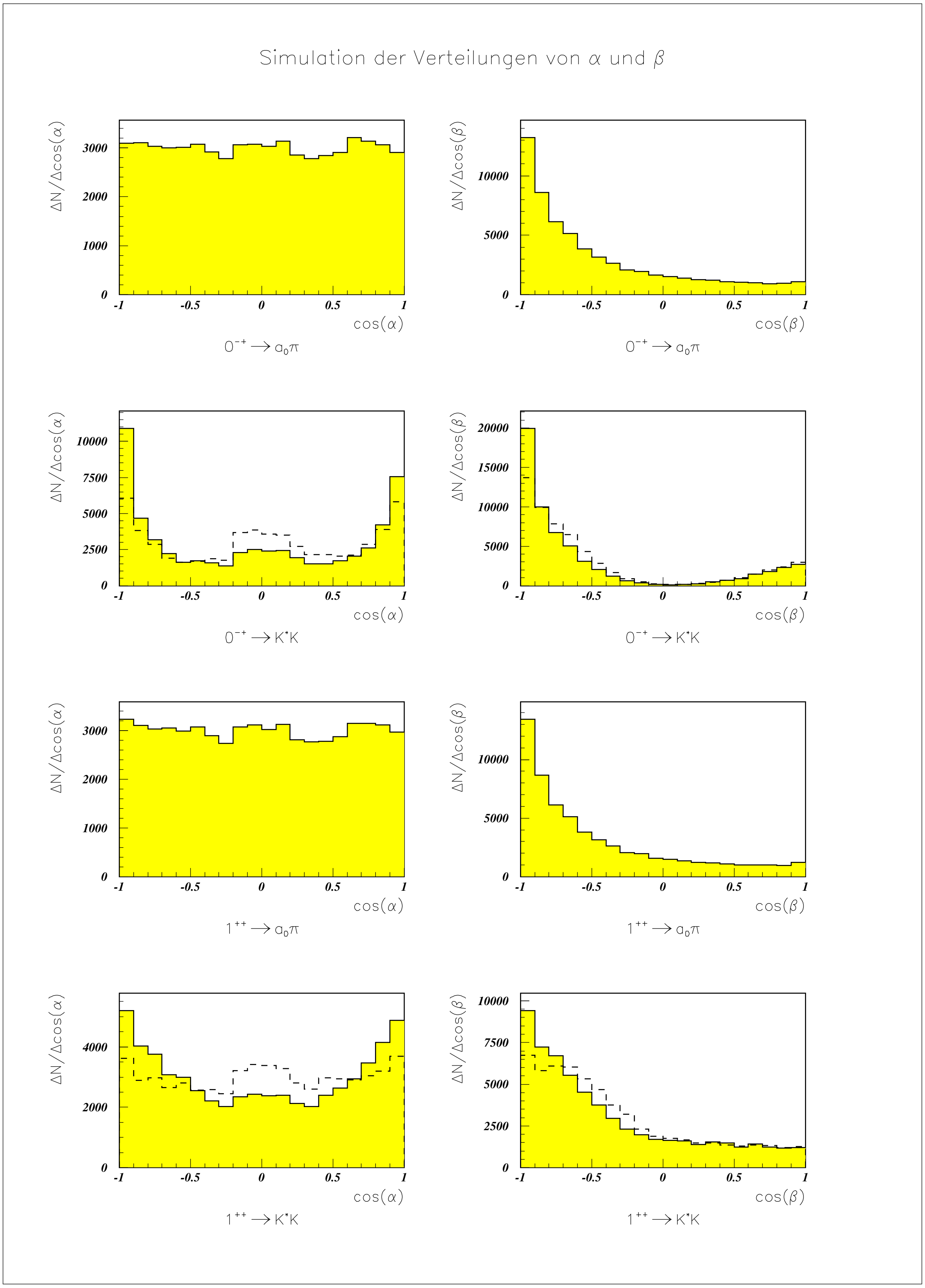

Abbildung 5.38: Die Simulation der Verteilungen von α und β für den Zerfall über $a_0\pi$ wurde mit den gleichen Werten wie für Abbildung 5.26 und 5.27 durchgeführt; die Zerfälle über $K^*\bar{K}$ mit den Teilchenmassen 1430 MeV/c^2 (durchgezogene Histogramme) und 1460 MeV/c^2 (gestrichelte Histogramme) bei einer Zerfallsbreite von $\Gamma_\circ = 60\,MeV/c^2$.

5.5.2 Partialwellenanalyse

Durch den Ausschluß der Produktion des $f_1(1420)$ ($J^{PC} = 1^{++}$) aus Annihilationen in der S-Welle reduziert sich die Zahl der zu untersuchenden Partialwellen 5.91 bis 5.98 auf sechs.

Für einen ersten Überblick über die Sensitivität der Maximum-Likelihood-Methode auf verschiedene Parameter der verbleibenden Amplituden wurde jeweils nur eine zuzüglich eines phasenraumverteilten Untergrundes angepaßt. Variiert wurde die Masse des $K_L^\circ K^\pm \pi^\mp$-Zwischenzustandes sowie dessen Zerfallsbreite. Für einen etwaigen $f_1(1420)$-Beitrag aus P-Wellenannihilationen ist das Ergebnis in Abbildung 5.39 dargestellt. Dabei entspricht der durchgezogene Wert der Likelihoodfunktion einer Breite von $\Gamma_\circ = 30\ MeV/c^2$, der gestrichelte einer Breite von $\Gamma_\circ = 60\ MeV/c^2$ und der gepunktete einer Breite von $\Gamma_\circ = 90\ MeV/c^2$. Das $a_0(980)$ wurde wiederum in der von Flatté vorgeschlagenen Form mit $m = 990\ MeV/c^2$ und $\Gamma_\circ = 30\ MeV/c^2$ parametrisiert (siehe Kapitel 5.2.3). Das gleiche Verfahren wurde für einen etwaigen $\eta(1440)$-Beitrag aus der S-Welle in Abbildung 5.40 wiederholt.

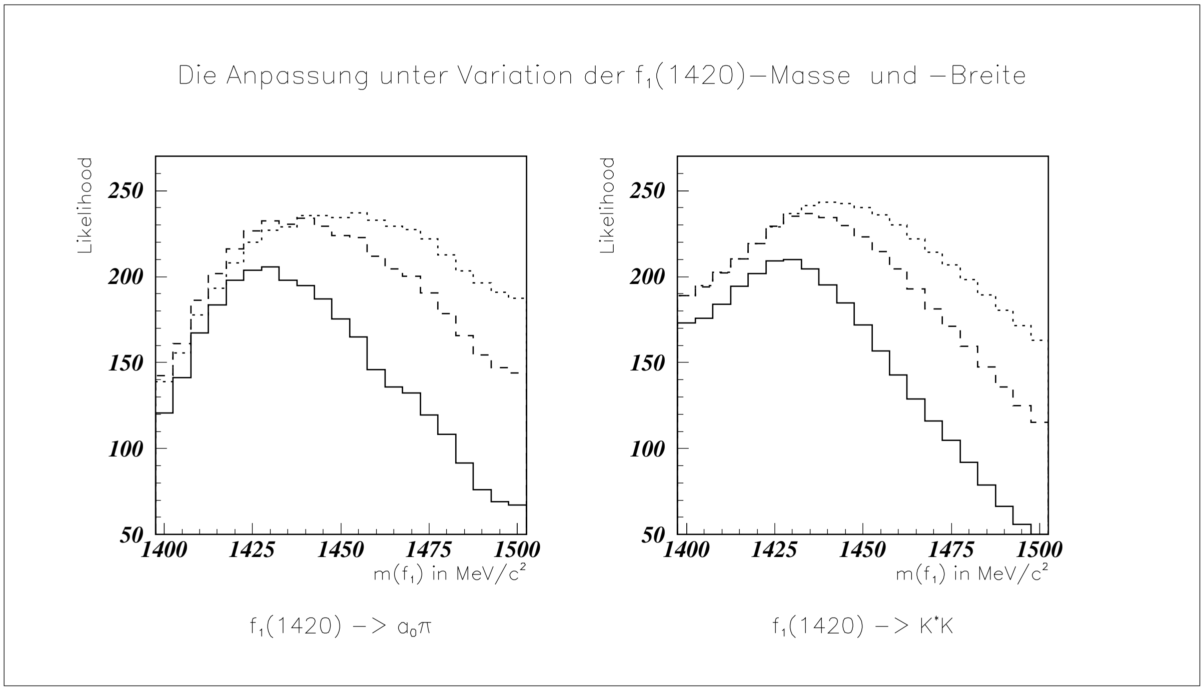

Abbildung 5.39: Die Anpassung unter Variation der $f_1(1420)$-Masse und -Breite (siehe Text).

Dieses erste Ergebnis zeigt, daß entweder die Maximum-Likelihood-Methode für die niedrige Statistik von 669 Ereignissen kaum zwischen den verschiedenen angebotenen Partialwellen differenziert, oder aber alle gleichermaßen relevant sind.

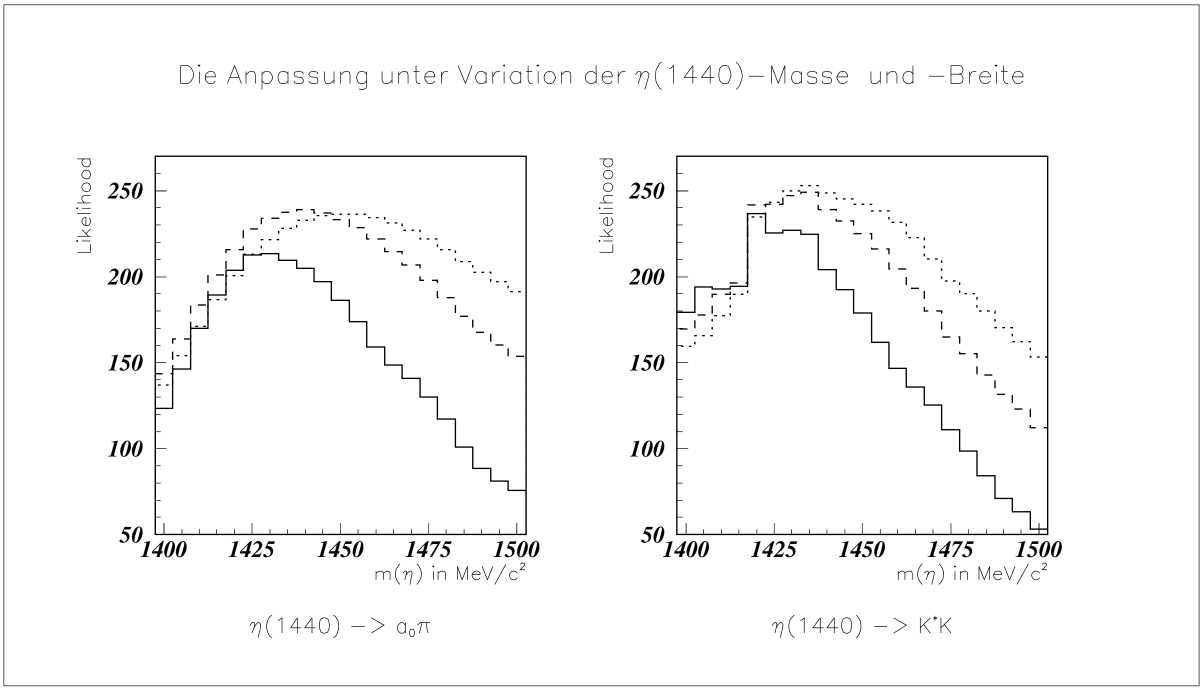

Abbildung 5.40: Die Anpassung unter Variation der $\eta(1440)$-Masse und -Breite (siehe Text).

Sowohl für einen 0^{-+}- als auch für einen 1^{++}-Zwischenzustand erreicht die Anpassung ihr Optimum bei annähernd den gleichen Massen sowie Zerfallsbreiten (siehe auch Tabelle 5.8). Der Wert der Likelihood-Funktion ist ist dabei stets vergleichbar. Um darüberhinaus weitere Aussagen treffen zu können, mußte ein anderer Weg gefunden werden. Das Problem wurde dazu in Teilschritte zerlegt:

Zunächst wurde die Abhängigkeit der Güte der Anpassung für den Zerfall

$$\begin{array}{llll} \bar{p}p(0^{-+}) & \stackrel{L=0}{\rightarrow} & \eta(1440) & + (\pi^\circ\pi^\circ)_s \\ & & \eta(1440) & \stackrel{\ell=0}{\rightarrow} \; a_0(980)^\pm \; + \; \pi^\mp \end{array}$$

von der Masse und Breite des a_0 untersucht. Letztere wurden dazu mehrmals für verschiedene Zerfallsbreiten und Massen des $\eta(1440)$ gleichzeitig optimiert.

Tabelle 5.7: Anpassung der $a_0(980)$-Masse und Breite für die Parametrisierung nach Flatté (siehe Kapitel 5.2.3). Die angegebenen Fehler entsprechen der mittleren Streuung der Anpassungsergebnisse (Angaben in MeV/c^2).

Resonanz	Masse m	Breite Γ
$a_0(980)$	992 $\pm$ 10	32 $\pm$ 20

Die Veränderung der Anpassung mit der $\eta(1440)$-Masse unter verschiedenen Parametrisierungen des a_0 ist für $\Gamma_\eta = 60\ MeV/c^2$ in Abbildung 5.41 illustriert. Es zeigte sich dabei, daß die beste Parametrisierung des a_0 relativ unabhängig von den Größen des $\eta(1440)$ ist. Nach Mittelung ergaben sich die in Tabelle 5.7 zusammengefaßten Werte.

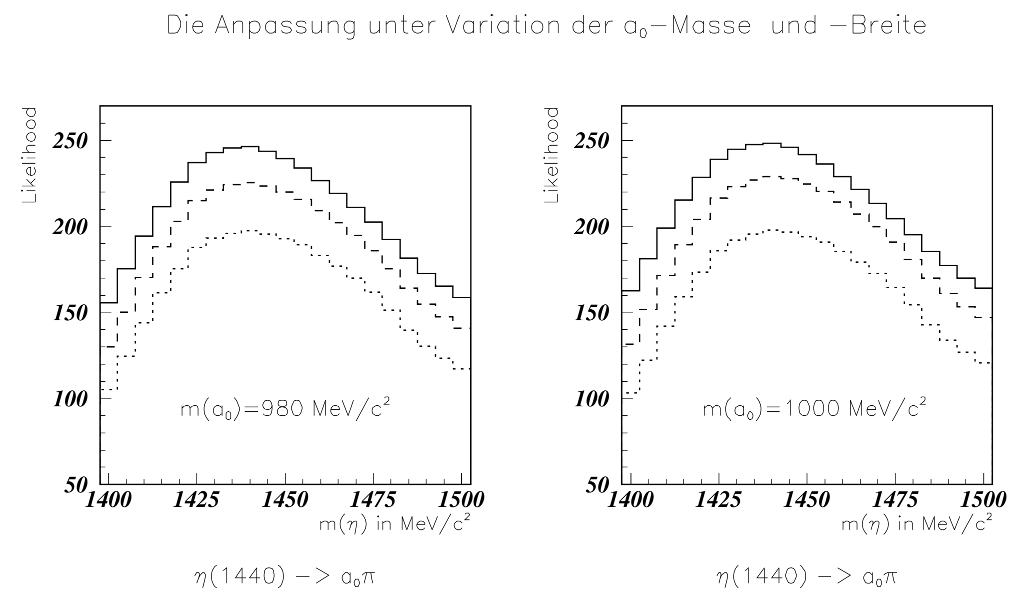

Abbildung 5.41: Die Anpassung unter Variation der $a_0(980)$-Masse und -Breite (siehe Text); durchgezogen: $\Gamma_{a_0} = 30\ MeV/c^2$, gestrichelt: $\Gamma_{a_0} = 60\ MeV/c^2$, gepunkted: $\Gamma_{a_0} = 90\ MeV/c^2$.

Unter Variation des Verhältnisses der Kopplungskostanten g_η/g_K (siehe Kapitel 5.23) für die beiden Zerfallsmoden des a_0 zwischen 0,5 und 2,5 bleiben obige Werte im Rahmen der Fehler konstant.

In einem weiteren Schritt wurde untersucht, ob die Anpassung eine Produktion des $\eta(1440)$ aus der S-Welle oder aus der P-Welle favorisiert. Dazu wurden für obige Parametrisierung des a_0 gleichzeitig beide entsprechenden Partialwellen für verschiedene η-Massen und -Breiten (Reaktionen 5.92 und 5.96) zuzüglich eines phasenraumverteilten Untergrundes angeboten. Für η-Massen kleiner 1440 MeV/c^2 verschwand die Amplitude für Annihilationen aus der P-Welle unabhängig von der gewählten Breite. Darüber nimmt der P-Wellen-Beitrag kontinuierlich zu, bis er ab 1465 MeV/c^2 dominiert. Gleichzeitig fällt der Betrag der Likelihood-Funktion ab. Deren Maximum wird im Bereich reinen S-Wellen-Beitrages durchlaufen. Die Anpassung von $\eta(1440)$-Zerfällen über $K^*\bar{K}$ führt zu nahezu identischen Resultaten. Daraus läßt sich sich schließen, daß das $\eta(1440)$ dominant aus dem 0^{-+}-Anfangszustand mit $L = 0$ produziert wird.

Sieht man von dem bisher noch nicht beobachteten Zerfall des $f_1(1420)$ über $a_0\pi$ ab, so verbleiben nunmehr die drei Partialwellen 5.91, 5.92 und 5.97. Für diese wurden jeweils einzeln die entsprechenden Zerfallsbreiten und Massen gleichzeitig angepaßt (Tabelle 5.8). Letztere sind im Rahmen des Fehlers gleich. Die Breiten für Zerfälle über K^*K liegen hingegen bei etwas höheren Werten als für den Zerfall des $\eta(1440)$ über $a_0\pi$. Das Resultat für das $f_1(1420)$ steht darüberhinaus im Einklang mit den Ergebnissen aus der Analyse des $K_L^\circ K^\mp\pi^\pm\pi^\circ$-Endzustandes. Es stellt sich jedoch die Frage, wie stabil diese Werte, die der Anpassung jeweils nur einer Partialwelle entsprangen, bei Hinzunahme weiterer sind.

Tabelle 5.8: Anpassung der $\eta(1440)$- und $f_1(1420)$-Massen und Breiten (Angaben in MeV/c^2). Die angegeben Fehler sind reine Anpassungsfehler. Sie berücksichtigen nicht die Variation der jeweiligen Werte bei Hinzunahme weiterer Partialwellen. Die absoluten Fehler sind dementsprechend größer (siehe unten).

Zerfall	Masse m	Breite Γ
$\eta(1440) \overset{\ell=0}{\to} a_0(980) + \pi$	1437 ± 7	57 ± 10
$\eta(1440) \overset{\ell=1}{\to} K^*(892)\bar{K}$	1434 ± 15	89 ± 20
$f_1(1420) \overset{\ell=0}{\to} K^*(892)\bar{K}$	1445 ± 10	110 ± 30

In der Tat ändern sich die Werte aus Tabelle 5.8 bei gleichzeitiger Anpassung mehrerer Partialwellen. Die einzige exakte Methode wäre demnach die simultane Optimierung aller Zerfallsbreiten und Massen. Dies war rechentechnisch nicht möglich. Außerdem ist das Ergebnis einer Anpassung mit derart vielen freien Parametern angesichts der geringen Statistik nicht mehr glaubwürdig. Es wurde daher versucht aus den Resultaten verschiedener Modellvarianten allgemeine Aussagen zu filtern:

Die beiden Zerfälle des $\eta(1440)$ wurden zunächst so behandelt, als ob sie von zwei verschiedenen 0^{-+}-Resonanzen ausgingen. Legt man für den Zerfall über $a_0\pi$ Masse und Breite nach Tabelle 5.8 fest und paßt für eine weitere 0^{-+}-Resonanz, die ausschließlich über $K^*\bar{K}$ zerfällt, Breite und Masse gleichzeitig an so verschiebt sich Letztere zu höheren Werten ($\Delta m \approx 20\ MeV/c^2$) als dem entsprechenden aus Tabelle 5.8. Die alternative Hinzunahme eines $f_1(1420)$-Beitrages hingegen läßt dessen Masse gegenüber Tabelle 5.8 im Rahmen der Fehler konstant. Die Zerfallsbreiten ändern sich in beiden Fällen gegenüber Tabelle 5.8 nicht. Die Vermutung, daß die beiden Zerfälle $0^{-+} \to a_0\pi$ und $0^{-+} \to K^*\bar{K}$ auf zwei verschiedene Resonanzen zurückzuführen sind, ist schon in früheren Experimenten geäußert worden (siehe Kapitel 4.4.3). Die Ergebnisse, ob das η mit der höheren Masse über $a_0\pi$ zerfällt, oder aber das mit der niedrigeren, waren allerdings widersprüchlich. Die Analyse des $K_L^\circ K^\mp\pi^\pm\pi^\circ\pi^\circ$-Endzustandes unterstützt letztere Hypothese.

Ein weiterer Schluß läßt sich aus dem Vergleich verschiedener Modellvarianten ziehen.

Unabhängig davon, ob man von der Existenz zweier η ausgeht oder nicht, führt die gleichzeitige Anpassung der f_1-Partialwelle mit beiden 0^{-+}-Partialwellen stets zu einem nennenswerten Beitrag der Ersteren ($> 10\%$). Diese Aussage wurde für verschiedene Massen und Zerfallsbreiten in den entsprechenden Amplituden überprüft. Noch allgemeiner ergab sich, daß für keine der vielen geprüften Parameterkombinationen eine der drei Partialwellen aus Tabelle 5.8 von den jeweils anderen beiden vollständig dominiert wurde. Das heißt, alle drei sind zur Beschreibung der Meßdaten notwendig. Im Gegensatz dazu führt die weitere Hinzunahme einer vierten Partialwelle für den hypothetischen Zerfall des $f_1(1420)$ über $a_0\pi$ zu keiner Verbesserung der Anpassung. Deren Beitrag ergab sich für keine der geprüften Parameterkombinationen zu mehr als 2 %. Die Eingrenzung der Untersuchung auf die drei Partialwellen 5.91, 5.92 und 5.97 wird dadurch unterstrichen.

Um das Verhalten der Anpassung für verschiedene Varianten zu illustrieren, wurden drei idealtypische Modelle ausgewählt. In Modell 1 wurden beide 0^{-+}-Partialwellen berücksichtigt. Unter der Annahme nur eines 0^{-+}-Zwischenzustandes wurde gleichzeitig dessen Masse und Breite angepaßt. Die resultierenden Amplituden sowie die Phasendifferenz sind in Tabelle 5.9 zusammengefaßt:

Tabelle 5.9: Die besten Ergebnisse des Anpassungsmodells 1 finden sich für eine $\eta(1440)$-Masse von $1450 \pm 10\ MeV/c^2$ und eine Zerfallsbreite von $\Gamma_\circ = 81 \pm 20\ MeV/c^2$ ($\mathcal{L} = 289$, $\bar{\chi}^2 = 1,49$). Das a_0 wurde nach Tabelle 5.7 parametrisiert.

$J^{PC}(\bar{p}p) = 0^{-+}$			
Partialwelle	Phase ϕ	Amplitude A_i	$\|A_i\|^2/\sum_i \|A_i\|^2$
$\eta(1440) \stackrel{\ell=0}{\rightarrow} a_0(980) + \pi$	$0°$ (fest)	$0,41 \pm 0,07$	$(17 \pm 6)\%$
$\eta(1440) \stackrel{\ell=1}{\rightarrow} K^*(892)\bar{K}$	$(290 \pm 10)°$	$0,48 \pm 0,07$	$(23 \pm 6)\%$
phasenraumverteilter Untergrund			$(60 \pm 15)\%$

In den Abbildungen 5.42 und 5.43 ist das Ergebnis der Anpassung den gemessenen Spektren gegenübergestellt. Am schlechtesten wird der Verlauf der invarianten $K_L^\circ K^\pm \pi^\mp$- und der $K^\pm \pi^\mp$-Masse beschrieben. In allen anderen Spektren ist die Übereinstimmung befriedigend. Es gibt darin im Rahmen der Fehler keine Strukturen, die nicht wiedergegeben werden. Dies gilt auch für die in der Aufstellung nicht berücksichtigten Spektren. Auffallend gut ist das Ergebnis der Anpassung für die invariante $K_L^\circ K^\pm$-Masse. Das Schwellenverhalten des a_0 wird dabei richtig wiedergegeben. Der hohe Anteil an phasenraumverteiltem Untergrund stimmt allerdings nicht mit der Abschätzung aus der Analyse der Spektren überein. Auch dies ist ein Hinweis auf noch fehlende Beiträge.

In den beiden anderen Modellen wurde daher zusätzlich die Partialwelle für den Zerfall des $f_1(1420)$ über $K^*\bar{K}$ mitberücksichtigt. Modell 2 ist eine Erweiterung des ersten

Modells. Die für letzteres optimierte Breite bzw. Masse des $\eta(1440)$ wurde beibehalten; die Masse und Breite des f_1 hingegen wurde wiederum simultan angepaßt. Die resultierenden Werte (siehe Tabelle 5.10) sind gegenüber denen aus Tabelle 5.8 nur wenig verändert. Abbildung 5.44 links zeigt, daß sich die Wiedergabe der kritischen Spektren zwar verbessert, die von Modell 1 nur schlecht beschriebene Struktur im $K^{\pm}\pi^{\mp}$-Spektrum bleibt allerdings bestehen.

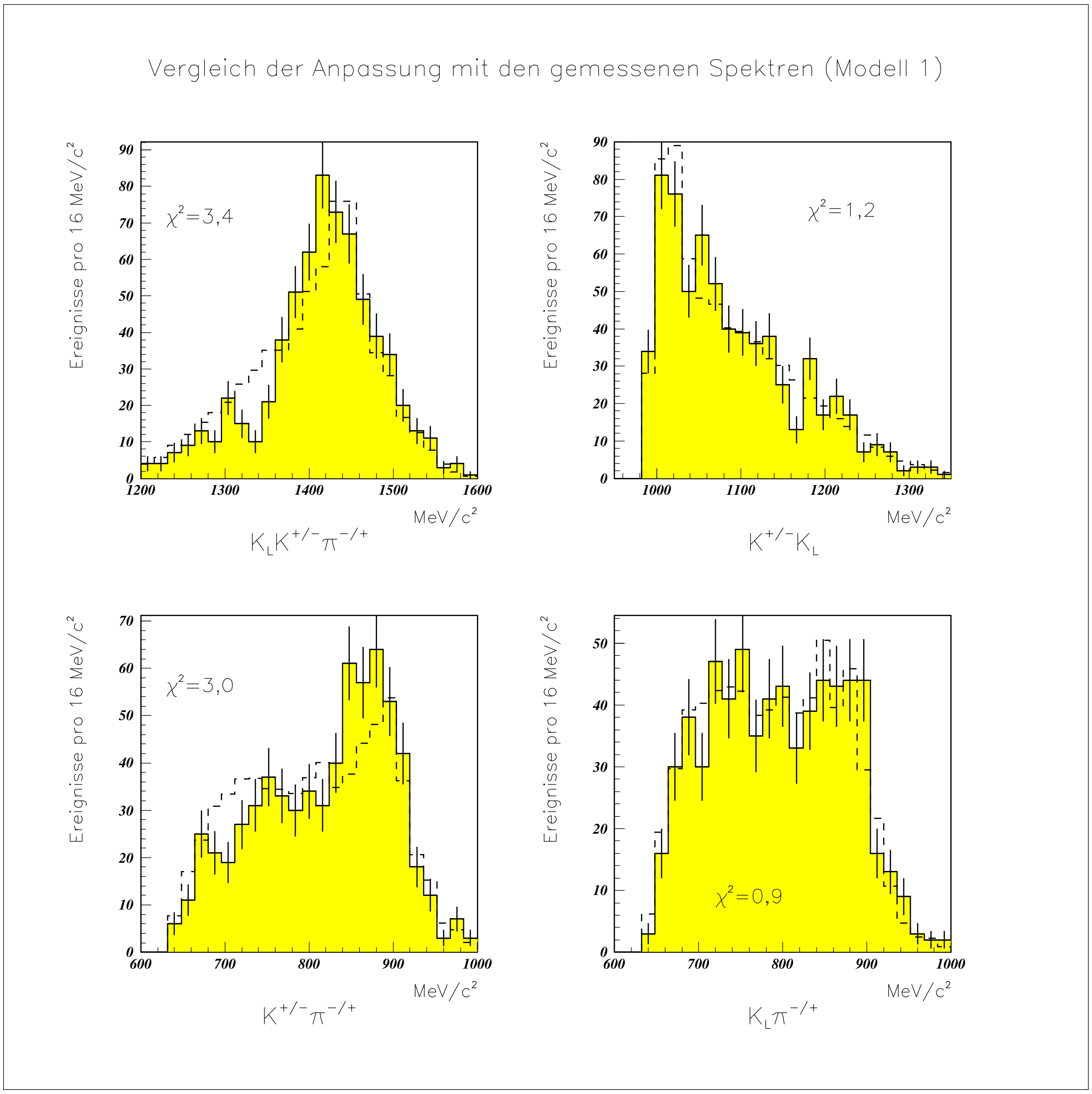

Abbildung 5.42: Vergleich der Anpassung mit den gemessenen Spektren des $K_L^{\circ}K^{\pm}\pi^{\mp}$-Systems (Modell 1).

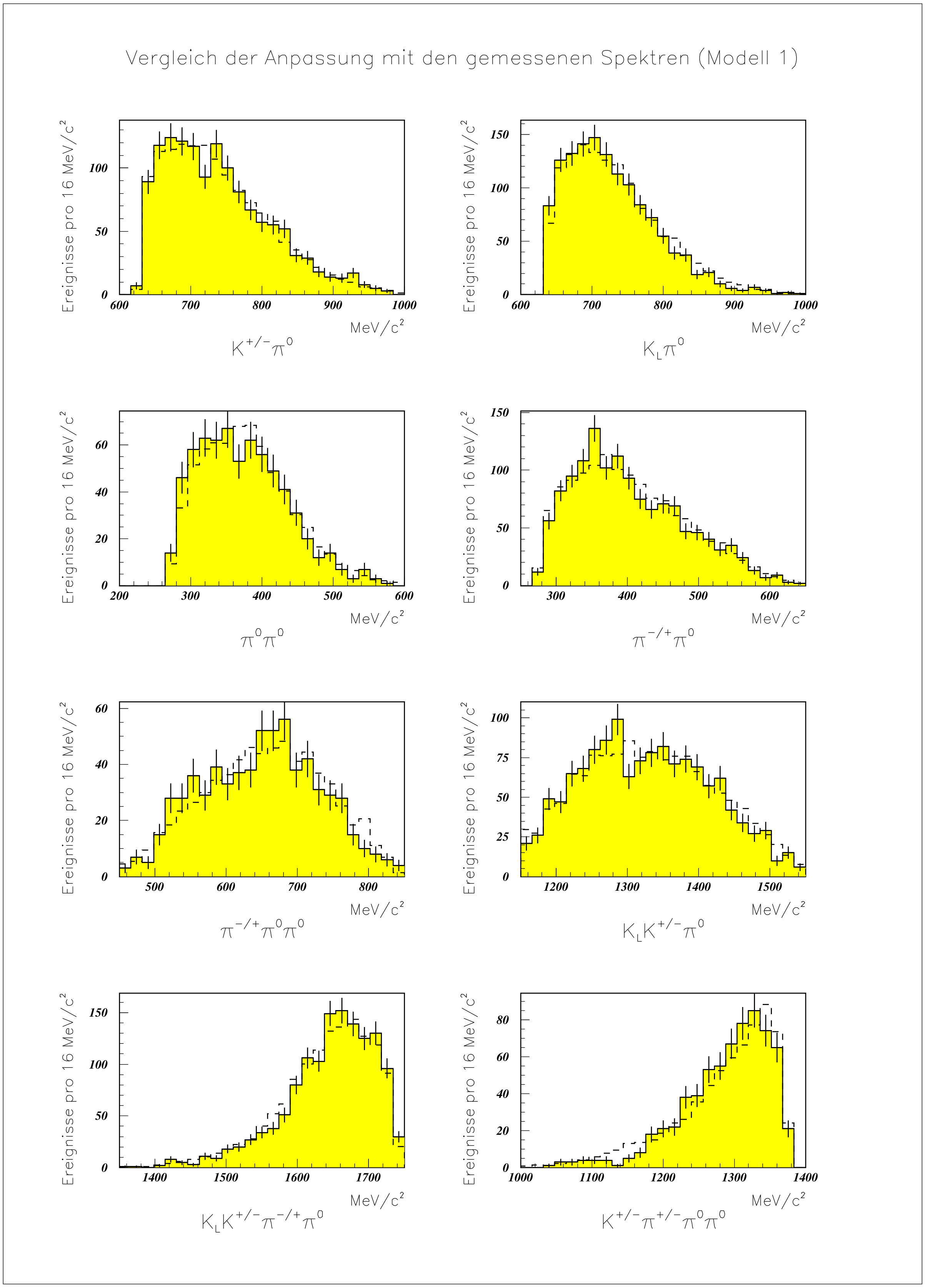

Abbildung 5.43: Vergleich der Anpassung mit den gemessenen Spektren (Modell 1).

Darüberhinaus ändert sich, trotz des reduzierten Untergrundes, der Wert der Likelihoodfunktion kaum (siehe Tabelle 5.10). Die im Rahmen des Fehlers konstante Phase zwischen beiden $\eta(1440)$-Partialwellen spricht für die Stabilität des Anpassungsmodells. Auch der Beitrag des $\eta(1440)$-Zerfalls über $a_0\pi$ ist gegenüber Modell 1 nahezu unverändert.

Tabelle 5.10: Die Ergebnisse des Anpassungsmodells 2 für $m_\eta = 1450\ MeV/c^2$, $\Gamma_\eta = 81\ MeV/c^2$ (siehe Modell 1) und $m_{f_1} = 1436 \pm 10\ MeV/c^2$, $\Gamma_{f_1} = 105 \pm 34\ MeV/c^2$ ($\mathcal{L} = 300$, $\bar{\chi}^2 = 1,33$).

$J^{PC}(\bar{p}p) = 0^{-+}$			
Partialwelle	Phase ϕ	Amplitude A_i	$\lvert A_i\rvert^2/\sum_i \lvert A_i\rvert^2$
$\eta(1440) \overset{\ell=0}{\to} a_0(980) + \pi$	$0°$ (fest)	$0,37 \pm 0,08$	$(14 \pm 6)\%$
$\eta(1440) \overset{\ell=1}{\to} K^*(892)\bar{K}$	$(281 \pm 12)°$	$0,41 \pm 0,08$	$(17 \pm 6)\%$
$J^{PC}(\bar{p}p) = 1^{++}$			
Partialwelle	Phase ϕ	Amplitude A_i	$\lvert A_i\rvert^2/\sum_i \lvert A_i\rvert^2$
$f_1(1420) \overset{\ell=0}{\to} K^*(892)\bar{K}$	$0°$ (fest)	$0,37 \pm 0,08$	$(14 \pm 6)\%$
phasenraumverteilter Untergrund			$(55 \pm 18)\%$

Für Modell 3 wurden die beiden 0^{-+}-Partialwellen als von verschiedenen $K\bar{K}\pi$-Resonanzen herrührend betrachtet und in Tabelle 5.11 mit η_1 und η_2 bezeichnet.

Tabelle 5.11: Die Ergebnisse des Anpassungsmodells 3 wurden mit den am MARK-III-Experiment [82] gemessenen Massen und Breiten aus Tabelle 4.8 gewonnen ($\mathcal{L} = 293$, $\bar{\chi}^2 = 1,25$).

$J^{PC}(\bar{p}p) = 0^{-+}$			
Partialwelle	Phase ϕ	Amplitude A_i	$\lvert A_i\rvert^2/\sum_i \lvert A_i\rvert^2$
$\eta_1 \overset{\ell=0}{\to} a_0(980) + \pi$	$0°$ (fest)	$0,43 \pm 0,09$	$(19 \pm 8)\%$
$\eta_2 \overset{\ell=1}{\to} K^*(892)\bar{K}$	$(347 \pm 31)°$	$0,33 \pm 0,08$	$(11 \pm 5)\%$
$J^{PC}(\bar{p}p) = 1^{++}$			
Partialwelle	Phase ϕ	Amplitude A_i	$\lvert A_i\rvert^2/\sum_i \lvert A_i\rvert^2$
$f_1(1420) \overset{\ell=0}{\to} K^*(892)\bar{K}$	$0°$ (fest)	$0,42 \pm 0,09$	$(18 \pm 8)\%$
phasenraumverteilter Untergrund			$(52 \pm 18)\%$

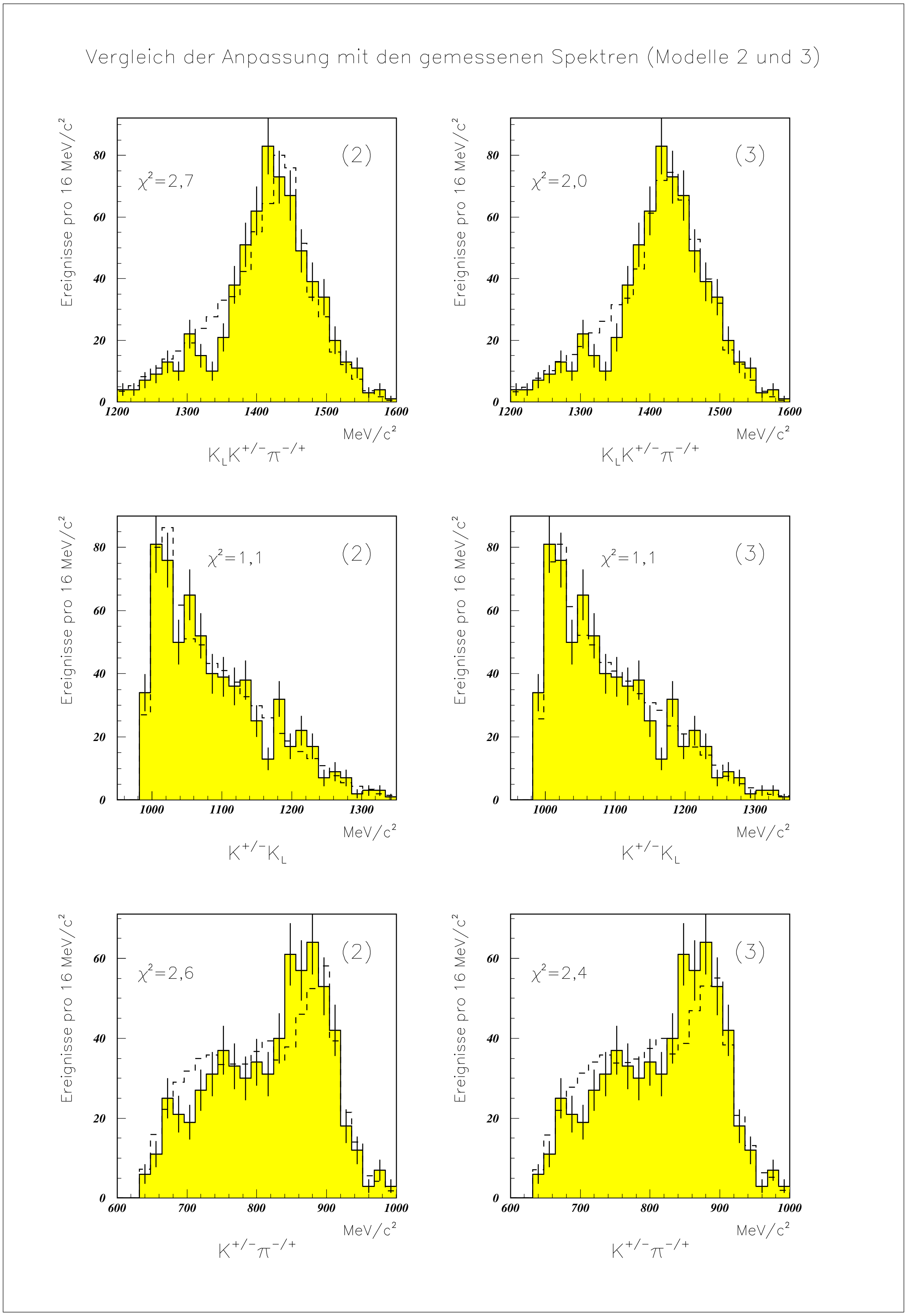

Abbildung 5.44: Vergleich der Anpassung mit den gemessenen Spektren (Modell 2 und 3).

Die auftretenden Massen und Zerfallsbreiten wurden in diesem Fall nicht angepaßt, sondern früheren Ergebnissen des MARK-III-Experiments [82] (siehe Kapitel 4.4.3) entsprechend festgelegt. Der Beitrag einer 0^{-+}-Resonanz, die über $a_0\pi$ zerfällt mit der Masse von $m = 1416\ MeV/c^2$ (η_1) entspricht zudem den Resultaten aus der Analyse der Spektren. Trotz der erhöhten Zahl von Beschreibungsparametern (zwei η-Massen und -Breiten) wird der Wert der Likelihoodfunktion gegenüber Modell 2 sogar geringfügig schlechter. Die Übereinstimmung der Spektren (Abbildung 5.44 rechts) verbessert sich allerdings. Die Einzelbeiträge der Partialwellen sowie die auftretende Phase bleiben im Rahmen der Fehler konstant. Auch nach Variation der in Modell 3 gewählten Massen und Zerfallsbreiten konnte die Anpassung nicht nennenswert verbessert werden.

Zusammenfassend wird demnach folgendes Modell der $K\bar{K}\pi$-Resonanzen favorisiert:

- Ein $1++$-Beitrag mit weiterem Zerfall über $K^*\bar{K}$ im Massenbereich $m = 1440 \pm 20\ MeV/c^2$ und $\Gamma = 105 \pm 40\ MeV/c^2$.
- Ein $0-+$-Beitrag mit weiterem Zerfall über $a_0\pi$ im Massenbereich $m = 1430 \pm 30\ MeV/c^2$ und $\Gamma = 70 \pm 30\ MeV/c^2$.
- Ein $0-+$-Beitrag mit weiterem Zerfall über $K^*\bar{K}$ im Massenbereich $m = 1460 \pm 40\ MeV/c^2$ und $\Gamma = 90 \pm 40\ MeV/c^2$.

Die angegebenen Fehler berücksichtigen sowohl die maximal beobachtete Schwankung der Werte unter Variation der jeweils anderen Modellparameter, als auch den reinen Anpassungsfehler.

Für die nach wie vor bestehende Diskrepanz zwischen Anpassung und Messung kann es verschiedene Gründe geben:

Zum einen besteht die Möglichkeit, daß wichtige Partialwellen noch nicht berücksichtigt wurden. Es wurden daher verschiedene Erweiterungen der Modelle 1 bis 3 untersucht. Die Hinzunahme keiner weiteren der Partialwellen 5.91 bis 5.98 führt zu einer Verbesserung. Die Suche nach dem etwaigen Beitrag eines h_1 mit $J^{PC} = 1^{+-}$ in der Reaktion

$$\begin{array}{llll} \bar{p}p(1^{+-}) & \stackrel{L=0}{\rightarrow} & h_1 & + (\pi^\circ\pi^\circ)_s \\ & & h_1 & \stackrel{\ell=0}{\rightarrow} \ K^*(892)\bar{K} \end{array} \tag{5.100}$$

verlief für verschiedene Massen wie Zerfallsbreiten negativ. Darüberhinaus wurden auch die Zerfälle

$$\begin{array}{llll} \bar{p}p & \rightarrow & \eta(1295) & + (\pi^\circ\pi^\circ)_s \\ & & \eta(1295) & \stackrel{\ell=0}{\rightarrow} \ a_0(980)^\pm \ + \ \pi^\mp \end{array} \tag{5.101}$$

und

$$\begin{array}{llll} \bar{p}p & \rightarrow & f_1(1285) & + (\pi^\circ\pi^\circ)_s \\ & & f_1(1285) & \stackrel{\ell=1}{\rightarrow} \ a_0(980)^\pm \ + \ \pi^\mp \end{array} \tag{5.102}$$

sowohl aus dem 0^{-+}- als auch aus dem 1^{++}-Anfangszustand von der Anpassung verworfen. Dies war nach der Analyse der Spektren auch zu erwarten, da sich für den Massenbereich des $K_L^\circ K^\pm \pi^\mp$ um 1280 MeV/c^2 keine Anreicherung an der $K_L^\circ K^\pm$-Schwelle zeigt (siehe Abbildung 5.21).

Die Abweichungen der Anpassung von den gemessenen Spektren des $K_L^\circ K^\pm \pi^\mp$-Systems können allerdings auch daher rühren, daß die der Anpassung zugrundeliegende Parametrisierung resonanter Zwischenzustände in diesem Fall nicht ganz korrekt ist. Dies ist vor allem für die Zerfälle des 0^{-+}-Zwischenzustandes anzunehmen. Sind beide Zerfallsmöglichkeiten $0^{-+} \rightarrow a_0\pi$ und $0^{-+} \rightarrow K^*\bar{K}$ auf ein und dieselbe Resonanz zurückzuführen, so ist eine Parametrisierung wahrscheinlicher, die beide Teilamplituden gleichzeitig in analog der von Flatté für das $a_0(980)$ vorgeschlagenen Form (siehe Kapitel 5.2.3) berücksichtigt.

Eine weitere Ursache für die noch bestehende Diskrepanz zwischen Anpassung und Messung kann in der Beschreibung des Untergrundes durch eine Phasenraumverteilung liegen. Bereits in der Analyse der Spektren zeigte sich ein je nach Massenbereich variierender Beitrag.

Auch die Phasenraumverteilung selbst stellt nur eine Näherung dar. Sie wurde aus Monte-Carlo-Simulationen gewonnen, um Akzeptanzschwankungen geeignet zu berücksichtigen. Letztere sind jedoch gerade in dem Randbereich des Phasenraumes besonders ausgeprägt (siehe Abbildung 5.24), der von den angepaßten Partialwellen 'besetzt' wird. Eine korrekte Simulation der Detektoreigenschaften sowie des Selektionsprozesses ist daher wesentlich.

Angesichts dieser Vielzahl möglicher Mängel der Partialwellenanalyse, ist eine Verbesserung einschließlich der zuverlässigen Bestimmung aller Massen sowie Zerfallsbreiten der $K_L^\circ K^\pm \pi^\mp$-Zwischenzustände nur mit deutlich erhöhter Statistik zu erzielen.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Diskussion der Ergebnisse

6.1 Die Reaktion $\overline{p}p \rightarrow K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ$

6.2 Die Reaktion $\overline{p}p \rightarrow K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ \pi^\circ$

Anhang A

Energieverlust nach Bethe-Bloch

Für die Analyse des $K_L^\circ K^\mp\pi^\pm\pi^\circ$- bzw. $K_L^\circ K^\mp\pi^\pm\pi^\circ\pi^\circ$-Endzustandes standen Daten aus drei verschiedenen Meßperioden zur Verfügung. Die Energieverluste geladener Teilchen im Gas der JDC wurden dabei aus den Amplituden der aktiven Signaldrähte ermittelt (siehe Kapitel 2.2.5). Als Eichkonstante diente jeweils ein Wert, der aus der Verteilung für minimal ionisierende Teilchen gewonnen wurde (siehe Kapitel 2.3.1).

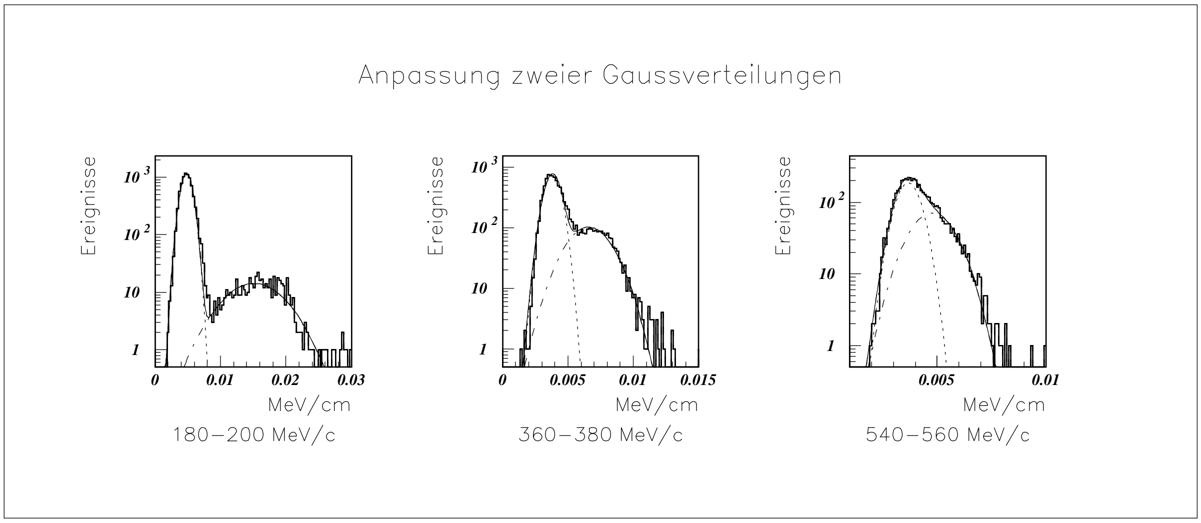

Abbildung A.1: Verteilung der Energieverluste (dE/dx) für drei verschiedene Impulsbereiche (Meßperiode: Juni 1991). Die logarithmische Skala macht auch den Anteil der zahlenmäßig geringeren Kaonen sichtbar.

Trägt man die auf diese Weise bestimmten dE/dx-Werte gegen den Teilchenimpuls auf, so zeigt sich eine je nach Meßperiode und Impulsbereich mehr oder weniger starke Abweichung von dem nach Bethe-Bloch erwarteten Verlauf. Dies hat vor allem zwei Gründe. Zum einen ist weder die Gasverstärkung noch die nachfolgende Ausleseelektronik über den gesamten Amplitudenbereich linear. Zum anderen variierten diese Parameter, wenn auch nur leicht, von Meßperiode zu Meßperiode. Der exakte Wert des Energieverlustes ist jedoch für die Unterscheidung geladener Pionen und Kaonen völlig unerheblich. Ziel ist vielmehr, die in Abbildung 3.5 (Kapitel 3.3) wiedergegebene Verteilung der dE/dx-Werte über den relevanten Impulsbereich möglichst genau zu parametrisieren.

Dazu wurden für jede Meßperiode sowie für Monte-Carlo-Ereignisse die Energieverluste in Impulsintervallen von 20 MeV/c getrennt untersucht. Abbildung A.1 zeigt die resultierenden Projektionen. Sie setzen sich aus einem je nach Bereich verschieden stark voneinander abgesetzten pionischen und kaonischen Anteil zusammen. Beide Beiträge werden dabei gut von einer angepaßten gaußförmigen Verteilung beschrieben.

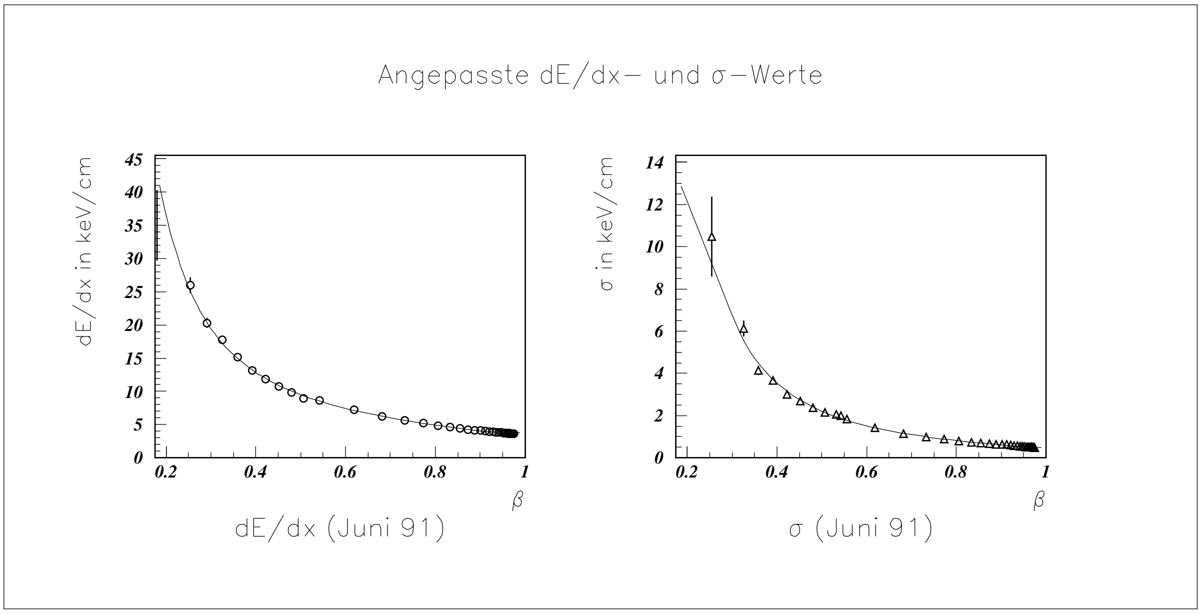

Abbildung A.2: Anpassungen an den mittleren Energieverlust (dE/dx) und die Streubreite (σ).

Für jeden Impulsbereich wurde auf diese Weise sowohl für Kaonen als auch für Pionen der Mittelwert der Energieverluste und deren Streuung ermittelt. Berechnet man aus dem jeweiligen Impuls und der entsprechenden Teilchenmasse die Teilchengeschwindigkeiten $\beta = v/c$, so lassen sich die Ergebnisse für beide Teilchenarten in einem Histogramm erfassen (Abbildung A.2). Die Werte für $\beta \leq 0,5$ rühren vom kaonischen Anteil her. Sowohl der mittlere Energieverlust als auch die Streubreite σ geht für zunehmende β wie erwartet in die für Pionen ermittelten Beträge über.

Der Verlauf des mittleren Energieverlustes wird jedoch nur unzureichend von der Bethe-Bloch-Gleichung (siehe Kapitel 3.3) beschrieben. Sie wurde daher durch Multiplikation mit einem Polynom 3. Grades modifiziert. Die vier freien Parameter wurden für jede Meßperiode, sowie für Monte-Carlo-Ereignisse separat angepaßt. Es ergibt sich, wie in Abbildung A.2 dargestellt, eine gute Beschreibung der gemessenen mittleren Energieverluste.

Die Breiten der dE/dx-Verteilungen sind das Ergebnis der Faltung einer Landauverteilung (siehe Kapitel 3.3) mit einer von der Auflösung her bestimmten gaußförmigen Streuung. Da für jede Spur aus allen Signaldrahtpulsen nach der *truncated-mean*-Methode ein mittleres dE/dx gebildet wird, läßt sich die resultierende Struktur im Rahmen der vorhandenen Statistik für den gesamten Impulsbereich jedoch hinreichend genau mit einer Normalverteilung erfassen. Der Verlauf der ermittelten Breiten σ wurde über die Funktion $\sigma = a \cdot e^{b/x} + c$ beschrieben. Diese Parametrisierung steht allerdings nicht für einen formalen physikalischen Zusammenhang. Sie stellt lediglich die einfachste (nach der Zahl der zu bestimmenden freien Parameter) Beziehung dar, die den gemessenen Verlauf funktional beschreibt.

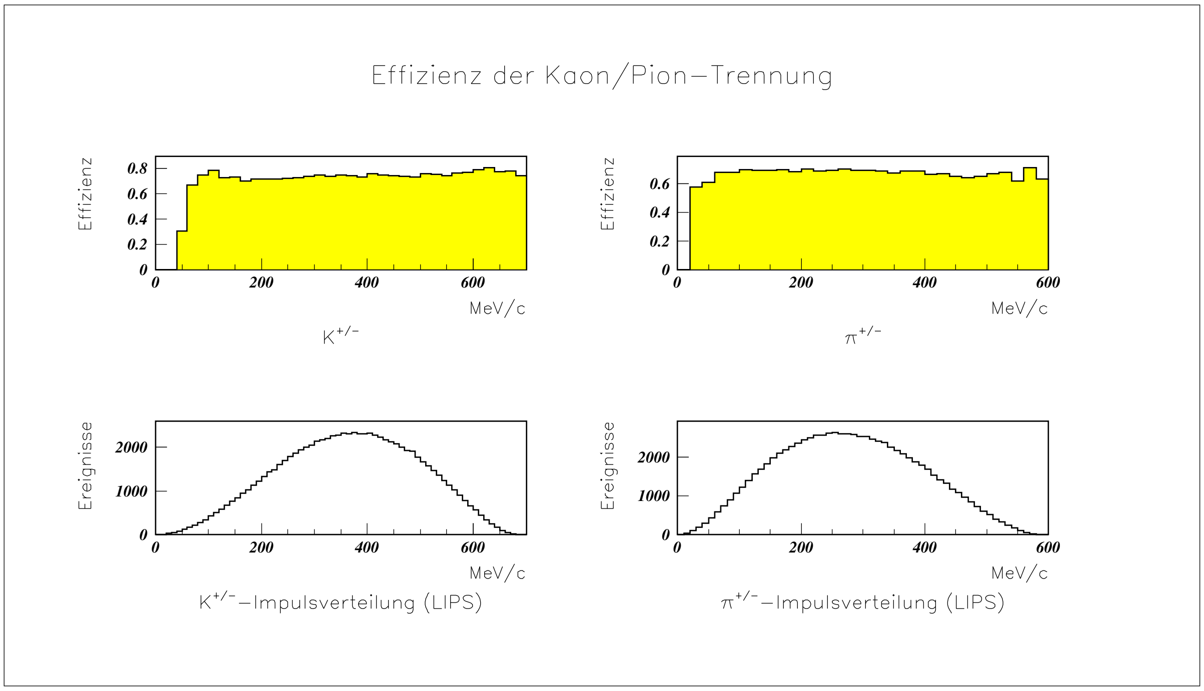

Abbildung A.3: Die Nachweiswahrscheinlichkeiten (Effizienzen) für Kaonen und Pionen sind über den gesamten, für den $K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ$-Endzustand kinematisch möglichen Impulsbereich nahezu konstant (LIPS=*Lorentz Invariant Phase Space*). Die maximalen Impulse für den $K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ \pi^\circ$-Endzustand liegen bei noch niedrigeren Werten.

Nach der formalen Erfassung des Pion- und Kaonbandes wurden in Kapitel 3.3 Bereiche um die Mittelwerte bestimmt, die die jeweilige Teilchenart festlegen. Die Effizienz dieser Art von Kaon/Pion-Trennung wurde mit phasenraumverteilten Monte-Carlo-Ereignissen geprüft. Abbildung A.3 zeigt, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit über den gesamten Impulsbereich nahezu konstant bei etwa 70 % liegt.

Anhang B

Kinematische Anpassung

Mit Hilfe der kinematischen Anpassung werden die gemessenen Viererimpulse derart korrigiert, daß sie die kinematischen Randbedingungen des ausgewählten Endzustandes exakt erfüllen. Die jeweilige Variation richtet sich dabei nach den für die verschiedenen Meßgrößen bestimmten Fehlern. Gleichzeitig ergibt sich daraus ein quantitatives Maß für die Wahrscheinlichkeit, ob die beobachteten Energien und Impulse im Rahmen der Auflösung mit einer zu überprüfenden Hypothese vereinbar sind.

Ziel der Anpassung ist es also, einerseits die Korrekturen an den kinematischen Variablen hinsichtlich ihrer Meßfehler möglichst gering zu halten und andererseits die gegebenen Randbedingungen zu erfüllen. Mathematisch handelt es sich demnach um eine Minimierung unter Nebenbedingungen:

Seien $x_1^m ... x_N^m$ die gemessenen Energien und Impulse der Teilchen, x_i die korrigierten Werte und σ_i die Meßfehler der Werte x_i^m, so läßt sich ein zu minimierendes χ^2 definieren[1]:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N} \left(\frac{x_i - x_i^m}{\sigma_i} \right)^2 \tag{B.1}$$

Die L Randbedingungen werden mit Hilfe der Funktionen $F_1 ... F_L$ realisiert, indem $F_\lambda(x_1, x_2 ... x_N) = 0$ gefordert wird. Die Optimierungsaufgabe unter Nebenbedingungen ist durch Einführung von Lagrangemultiplikatoren $2\alpha_\lambda$ lösbar. Das χ^2 erweitert sich dann zu :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N} \left(\frac{x_i - x_i^m}{\sigma_i} \right)^2 + 2 \cdot \sum_{\lambda=1}^{L} \alpha_\lambda F_\lambda(x_1 ... x_N) \tag{B.2}$$

Um diesen Ausdruck zu minimieren, werden die Ableitungen gleich Null gesetzt:

$$\frac{1}{2} \frac{\partial \chi^2}{\partial x_i} = \frac{x_i - x_i^m}{\sigma_i^2} + \sum_{\lambda=1}^{L} \alpha_\lambda \cdot \frac{\partial F_\lambda}{\partial x_i} = 0 \tag{B.3}$$

[1] Dieser Zusammenhang gilt nur für den Fall nicht korrelierter Fehler. Diese Annahme erwies sich in Monte-Carlo-Studien als gerechtfertigt.

und

$$\frac{1}{2}\frac{\partial\chi^2}{\partial\alpha_\lambda} \;=\; F_\lambda(x_1 ... x_N) \quad = \quad 0 \tag{B.4}$$

Dies ist ein Gleichungssystem aus N+L Gleichungen für N kinematische Variablen x_i und die Lagrangemultiplikatoren α_λ der L Randbedingungen F_λ. Letztere sind im allgemeinen keine linearen Funktionen der Variablen x_i. Die Lösung muß daher in einem iterativen Prozeß ermittelt werden.

In dem verwendeten Programm CBKFIT [111], das nach den Erfordernissen des Crystal-Barrel-Experiments entwickelt wurde, werden dazu die Funktionen F_λ linear genähert. Für den n-ten Iterationsschritt

$$x_i(n+1) = x_i(n) + \Delta x_i \tag{B.5}$$

gilt :

$$F_\lambda(\vec{x}(n+1)) \;=\; F_\lambda(\vec{x}(n)) \;+\; \sum_{j=1}^{N} \frac{\partial F_\lambda(\vec{x}(n))}{\partial x_j} \cdot \Delta x_j \;+\; O(\Delta\vec{x})^2 \tag{B.6}$$

Vernachlässigt man den Term zweiter Ordnung und setzt $\vec{x}(n+1)$ ein, so werden die N Gleichungen aus B.3 ($i = 1, ..., N$):

$$\frac{\Delta x_i}{\sigma_i^2} \;+\; \frac{(x_i(n) - x_i^m)}{\sigma_i^2} \;+\; \sum_{\lambda=1}^{L} \alpha_\lambda \cdot \frac{\partial}{\partial x_i}\left(F_\lambda(\vec{x}(n)) + \sum_{j=1}^{N} \frac{\partial F_\lambda(\vec{x}(n))}{\partial x_j} \cdot \Delta x_j \right) \;=\; 0 \tag{B.7}$$

und die L Gleichungen aus B.4 ($\lambda = 1, ..., L$):

$$F_\lambda(\vec{x}(n)) \;+\; \sum_{j=1}^{N} \frac{\partial F_\lambda(\vec{x}(n))}{\partial x_j} \cdot \Delta x_j \;=\; 0 \tag{B.8}$$

linear in den Δx_i. Mit der Lösung für $\Delta\vec{x}$ ist die Iterationsvorschrift gegeben.

Bei richtiger Kalibration des Detektors kann man davon ausgehen, daß die Differenzen der gemessenen zu den korrigierten Werten mit der Breite der erwarteten Fehler gaußförmig streuen. In Abbildung B.1 sind für den Fall der $K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ$-Hypothese die Verteilungen der variierten kinematischen Größen dargestellt. Die berechneten Abweichungen (*pulls*) wurden dabei auf die jeweiligen Fehler normiert. Sind Letztere richtig angesetzt, so erwartet man eine Breite von 1.

Das Ergebnis einer Anpassung läßt sich schließlich anhand des entsprechenden χ^2 beurteilen. Muß einer oder mehrere Meßwerte um ein Vielfaches der erwarteten Fehler σ korrigiert werden, um die Randbedingungen zu erfüllen, so wächst χ^2 stark an.

Sind die Meßwerte um die wahren Werte, wie in Abbildung B.1 gezeigt wurde, mit den Breiten σ entsprechend der Fehler normalverteilt, so läßt sich die Wahrscheinlichkeit berechnen, mit der die Meßwerte von den korrigierten, als wahr angenommenen Werten abweichen würden (n bezeichnet die Anzahl der Freiheitsgrade der Anpassung):

$$CL(\chi^2) = \int_{\chi^2}^{\infty} \frac{z^{n/2-1}e^{-z/2}}{2^{n/2}\Gamma(n/2)} \; dz \tag{B.9}$$

Dieses Maß für die Güte der Anpassung (auch *confidence level* oder cl) gibt Auskunft darüber, ob sich die gemessenen Werte mit den Annahmen über die physikalischen Eigenschaften des Ereignisses vereinbaren lassen. Die kinematische Anpassung beurteilt also nicht die Qualität einer Messung als solcher, sondern deren Übereinstimmung mit einer physikalischen Hypothese. Die Festlegung eines minimalen *confidence levels*, bzw. eines maximalen χ^2 ermöglicht daher die Trennung von 'guten' und 'schlechten' Ereignissen. Bei einer korrekten Bestimmung der Meßfehler und sauber selektierten Ereignissen ist oberhalb einer gewissen Schwelle eine flache Verteilung der *confidence levels* zu erwarten. Dies ist für beide analysierten Endzustände der Fall (siehe Abbildungen 3.11 und 3.18).

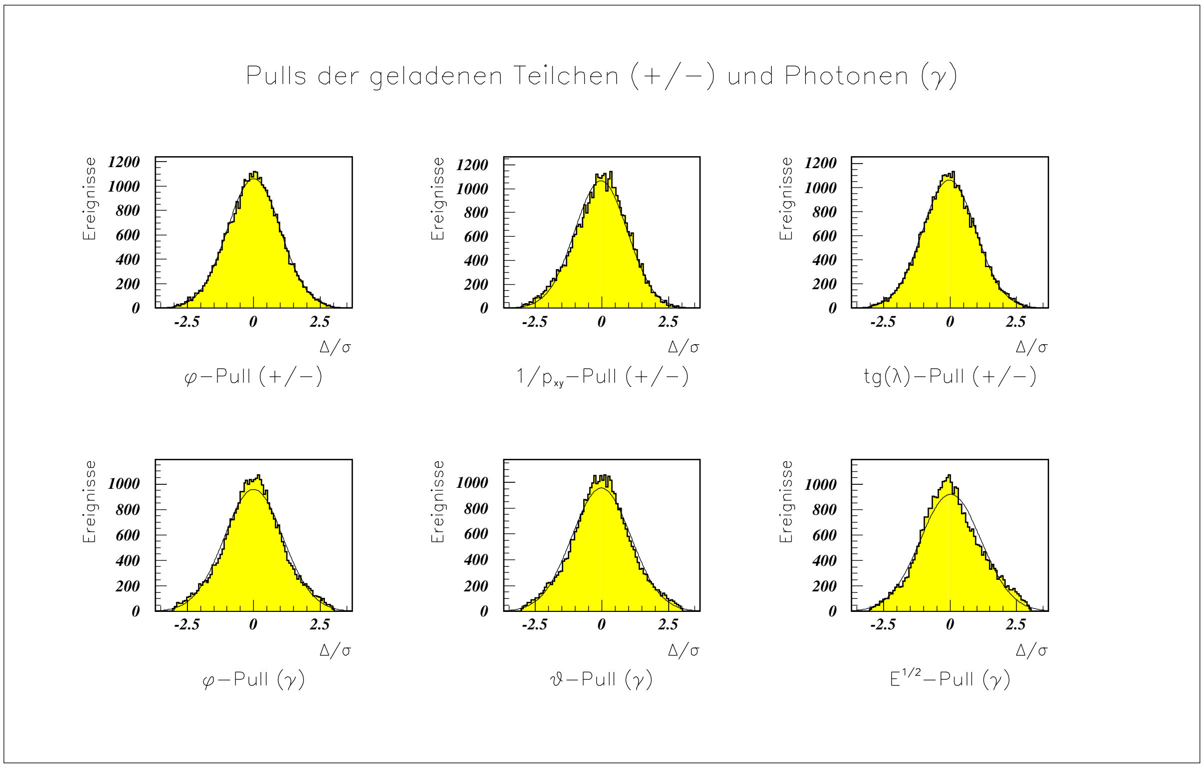

Abbildung B.1: Verteilungen der Differenzen von gemessenem und angepaßten Wert für die variierten kinematischen Größen. Für geladene Teilchen (+/−) wurden jeweils zwei Winkelvariablen (ϕ, $tg(\lambda)$) und der inverse Impuls in der xy-Ebene korrigiert; für Photonen (γ) ebenfalls zwei Winkelvariablen (ϕ, θ) und die Energie ($E^{1/2}$). Die resultierenden Verteilungen sind annähernd symmetrisch und haben eine Breite von 1.

Anhang C

Wechselwirkungen mit dem Kalorimeter

Für die Selektion des $K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ$-Endzustandes wurden zwei bis vier Einträge im Kalorimeter (PED's) zugelassen, die sich nicht mit einer primären Wechselwirkung geladener Teilchen in Verbindung bringen lassen (*unmatched* PED's). Zwei davon werden im Rekonstruktionsprozeß auf das neutrale Pion zurückgeführt. Es stellt sich also die Frage, woher die überzähligen PED's rühren[1]. Die Antwort darauf gab eine 'ex post'-Untersuchung der räumlichen Verteilung für selektierte Ereignisse. In Abbildung C.1 sind dazu die Winkelabstände derjenigen PED's bezüglich der Flugrichtung des K_L° und des nächsten geladenen Teilchens aufgetragen, die nicht aus dem Zerfall des π° resultieren. Dabei wird eine klare Korrelation deutlich. Das heißt, die überzähligen Einträge im Kalorimeter folgen entweder aus einer K_L°-Wechselwirkung oder aber sie stehen mit dem $\pi^\pm$ bzw. $K^\pm$ in Verbindung. Im folgenden werden Energie und räumliche Verteilung der daraus resultierenden PED's genauer untersucht. Die Wechselwirkung von Photonen mit dem Crystal-Barrel-Detektor bleibt hier unberücksichtigt. Sie wird in Kapitel 2.2.6. dargestellt.

K_L°-Wechselwirkung:

Bei der hadronischen Wechselwirkung der K_L°-Mesonen mit den Atomkernen des Kalorimeters spielen drei Prozesse eine Rolle [112] [113]:

- Elastische Streuung an Kernen,
- inelastische Streuung an Kernen,
- Kernreaktionen mit Erzeugung von sekundären Hadronen.

[1] Für den $K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ \pi^\circ$-Endzustand gilt ähnliches. Er wird daher im folgenden nicht separat berücksichtigt

Die elastische Streuung spielt hier nur eine untergeordnete Rolle, da der Energieübertrag durch die hohen Massen der Stoßpartner Cäsium und Jod sehr gering ist. Bei der inelastischen Streuung werden die entsprechenden Kerne derart angeregt, daß sie unter Aussendung von γ-Strahlung in den Grundzustand fallen. Weitere inelastische Prozesse sind die Kernreaktionen. Dabei werden durch das K_L° Nukleonen freigesetzt oder aber Hadronen wie π, Λ oder Σ als Sekundärteilchen erzeugt. Die zwei letzteren Formen der K_L°-Wechselwirkung spielen bei den im $K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ$-Endzustand auftretenden Impulsen die dominierende Rolle.

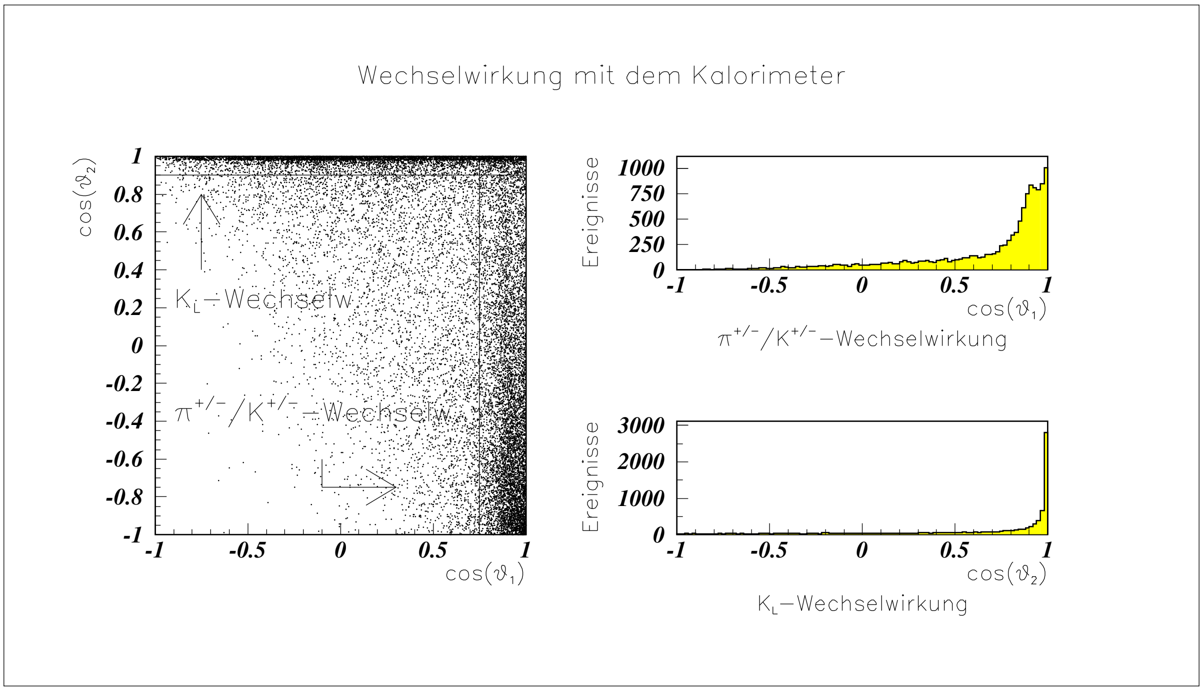

Abbildung C.1: Die räumliche Verteilung der überzähligen PED's zeigt eine deutliche Korrelation mit dem Winkelabstand zur Flugrichtung des K_L° ($cos(\theta_2)$) bzw. der geladener Teilchen ($cos(\theta_1)$). Die überlagerten Linien entsprechen den in Abbildung C.2 eingesetzten Schnitten. In den Projektionen rechts zeigt sich, daß die Wechselwirkung des K_L° auf wesentlich kleinere Winkelabstände beschränkt ist als die geladener Teilchen.

Die bisherigen Erkenntnisse über die Wirkungsquerschnitte dieser Reaktionen beruhen auf Messungen an Proton- und Deuterontargets mit K_L°-Strahlen im Impulsbereich von 0,1 bis 100 GeV/c, sowie auf solchen mit Targetmaterialen, die häufig in hadronischen Kalorimetern Verwendung finden, wie U, Pb, Fe, C etc. [112]. Diese Wirkungsquerschnitte bilden die Grundlage für Abschätzungen der K_L°-Wechselwirkung mit anderen Kernen. Dabei wird gewöhnlich eine Parametrisierung in Abhängigkeit von Kernmasse und Kaonimpuls angesetzt. Die Ergebnisse sind mit entsprechend großen Fehlern behaftet. Bei den Kristallen des Crystal-Barrel-Kalorimeters ergaben sich daraus für die meßbare[2] Wechselwirkungswahrscheinlichkeit mit zunnehmenden Impuls von 98% (200 MeV/c) bis 57 % (700 MeV/c) abnehmende Werte. Eine erste genaue experimentelle Messung mit mononergetischen K_L° aus der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow K_L^\circ K_S^\circ$ ergab [114]:

$$p_{int}(q = 795 MeV/c) \quad = \quad (57,2 \pm 2,7)\%.$$

Eine weitere Untersuchung in Reaktionen der Art $\bar{p}p \rightarrow K_L^\circ K_S^\circ \pi^\circ$ führte zu etwas niedrigeren Werten für die über den relevanten Impulsbereich gemittelte Wechselwirkungswahrscheinlichkeit [21]:

$$\bar{p}_{int}(q = 200 - 700 MeV) \quad = \quad (42 \pm 8)\%$$

Insgesamt läßt sich aus diesen Zahlen folgern, daß im Gegensatz zu geladenen Teilchen und Photonen, mit deren wesentlich höheren elektromagnetischen Wirkungsquerschnitten, längst nicht alle K_L° mit dem Kalorimeter wechselwirken. Dies konnte auch für die Zerfälle $\bar{p}p \rightarrow K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ$ bzw. $\bar{p}p \rightarrow K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ \pi^\circ$ bestätigt werden. Da jedoch die Anzahl der pro Wechselwirkung auftretenden PED's über einen relativ großen Bereich schwankt [114] und darüberhinaus weitere, von den geladenen Teilchen herrührende PED's auftreten, konnte für die hier untersuchten Reaktionen keine quantitative Analyse durchgeführt werden. Die Verteilung der PED-Energien aus K_L°-Wechselwirkungen deckt sich jedoch mit den oben genannten Untersuchungen [114] [21] (siehe Abbildung C.2 Mitte).

Wechselwirkung geladener Teilchen mit dem Kalorimeter:

Bei der Wechselwirkung geladener Teilchen mit dem Kalorimeter ist streng zwischen solchen hadronischer und elektromagnetischer Natur zu unterscheiden. Beide führen zu verschiedenen PED-Energien und unterschiedlicher räumlicher Verteilung der Kristall-Einträge.

Normalerweise wird im Produktionsprozeß der Daten (siehe 2.3.3.) mit jeder Spur in der JDC ein Eintrag im Kalorimeter in Verbindung gebracht (*matched* PED), der dann gar nicht erst in den zur Analyse betrachteten Datenbänken erscheint. Dieses Verfahren arbeitet allerdings nicht hundertprozentig. In einigen Fällen ist eines oder zwei der identifizierten *unmatched* PED's in Wirklichkeit auf die Wechselwirkung eines geladenen Teilchens zurückzuführen. Solche primären $K^\pm/\pi^\pm$-Wechselwirkungen liegen bei sehr kleinen Winkelabständen zur Flugrichtung geladener Teilchen.

Eine weitere Form elektromagnetischer Wechselwirkung ist sekundärer Art: Sowohl Pionen als auch Kaonen können in den Kristallen im wesentlichen über folgende Prozesse weiter zerfallen[3]:

[2]Dabei wurde berücksichtigt, daß nicht alle K_L° das Kalorimeter erreichen, sondern zuweilen bereits vorher in anderen Detektorkomponeneten wechselwirken.

[3]Für negative Pionen und Kaonen gelten die ladungskonjugierten Zerfälle

- $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ (64 %) und $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^\circ$ (21 %)
- $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$

Die geladenen Produkte erzeugen ihrerseits PED's, die meist in Winkelabständen von weniger als 40° ($cos(\theta_1) \geq 0,75$) zu den Primärteilchen liegen. Der Impuls der Myonen aus $\pi^\pm$-Zerfällen beträgt nur 40 MeV/c. Die resultierenden Energieverluste sind daher nur minimal. Die Pionen und Myonen aus kaonischen Zerfällen hingegen liegen nahezu im Bereich minimaler Ionaistaion der Bethe-Bloch-Verteilung (q_π = 226 MeV/c bzw. q_μ = 236 MeV/c). Daraus resultiert das starke Signal bei etwa 135 MeV in der Verteilung der PED-Energien in Abbildung C.2 links.

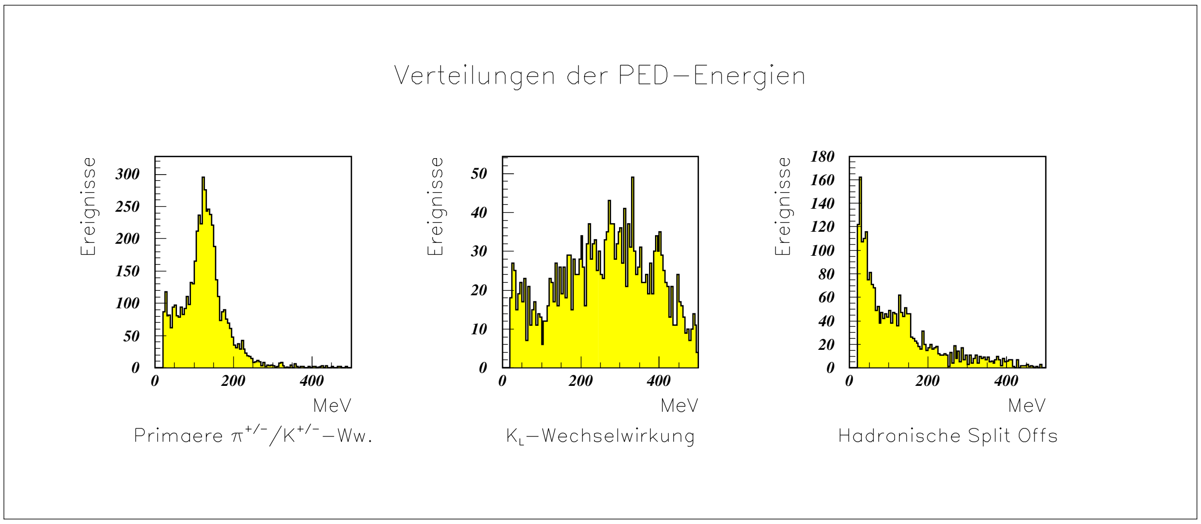

Abbildung C.2: Die Energieverteilungen der überzähligen PED's weisen je nach deren Herkunft starke Unterschiede auf. Links: Energien für $cos(\theta_2) \leq 0,9$ und $cos(\theta_1) \geq 0,75$ (Minimal ionisierende Pionen und Myonen aus dem $K^\pm$- bzw. $\pi^\pm$-Zerfall und nicht identifizierte Primärwechselwirkung); Mitte: $cos(\theta_2) \geq 0,9$ und $cos(\theta_1) \leq 0,75$ (K_L°-Wechselwirkung); Rechts: $cos(\theta_2) \leq 0,9$ und $cos(\theta_1) \leq 0,75$ (Hadronische *split offs*). Die entsprechenden Schnitte sind in Abbildung C.1 durch Linien angedeutet. Sie wurden so gewählt, um eine möglichst klare Darstellung der verschiedenen Energieverteilungen zu erreichen.

Sogenannte hadronische *split offs* liegen im Gegensatz dazu auch bei sehr großen Winkelabständen zu den geladenen Primärteilchen. Sie sind das Ergebnis einer Wechselwirkung von neutralen Hadronen (vor allem Neutronen) aus inelastischen Stößen mit den Atomkernen der Kristalle. Die entsprechende Energieverteilung der produzierten PED's zeigt den erwarteten exponentiellen Abfall (siehe Abbildung C.2 rechts).

Für die Bestimmung absoluter Verzweigungsverhältnisse wäre es notwendig, die Wechselwirkungwahrscheinlichkeit der K_L°-Mesonen mit dem elektromagnetischen Kalorimeter bzw. den Einfluß der von geladenen Teilchen herrührenden überzähligen PED's auf die

Anzahl der selektierten Ereignisse genau zu verstehen. Darauf wurde jedoch in dieser Arbeit verzichtet, da bislang kein Monte-Carlo-Simulationsprogramm zur Verfügung steht, das die hadronische Wechselwirkung mit dem Kalorimeter in den relevanten Impulsbereichen befriedigend beschreibt. In obiger Darstellung sollte vielmehr gezeigt werden, daß die während der Rekonstruktion des $K^\circ_L K^\mp \pi^\pm \pi^\circ$-Endzustandes verworfenen PED's nicht etwa auf falsch identifizierte Ereignisse hinweisen, sondern sich mit verstandenen Reaktionen in Verbindung bringen lassen.

Zur Erzeugung eines Monte-Carlo-Datensatzes für den $K^\circ_L K^\mp \pi^\pm \pi^\circ$-Endzustand, wie er unter anderem zur Partialwellenanalyse zum Einsatz kam, mußte ein Kompromiß gefunden werden, da das entsprechende Programmpaket nur Reaktionen mit entweder etwa 95 % oder 0 % Wechselwirkungswahrscheinlichkeit für das K°_L simulieren kann. Die Energie- und Winkelverteilungen der resultierenden PED's sind dabei jedoch in Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen. Unter Berücksichtigung der Werte aus [21] und [114] zur Wechselwirkung des K°_L wurde eine mittlere Wahrscheinlichkeit von 50 % angesetzt. Der letztendlich zur Analyse herangezogene Monte-Carlo-Datensatz ergab sich dann aus der Kombination der zwei Simulationsoptionen.

Anhang D

Isospin- und C-Paritäts-Eigenzustände

Betrachtet man den Zerfall eines neutralen resonanten Zwischenzustandes X im $K\bar{K}\pi$-System über $K\bar{K}^*$, so treten je nach dessen Isospin und C-Parität vier verschiedene Kombinationen auf ($I = 1, 0$ und $C = \pm 1$). Die Aufstellung der Eigenfunktionen zu $\hat{C}$ und $\hat{I}$ folgt mit den Beziehungen 4.12 und 4.13 analog zu Systemen aus zwei Kaonen[1] (siehe Kapitel 4.3.2):

$$|I = 0,\ C = +1 > \ \sim\ [(K^+K^{*-} - K^\circ\bar{K}^{*\circ})\ -\ (K^-K^{*+} - \bar{K}^\circ K^{*\circ})] \tag{D.1}$$

$$|I = 0,\ C = -1 > \ \sim\ [(K^+K^{*-} - K^\circ\bar{K}^{*\circ})\ +\ (K^-K^{*+} - \bar{K}^\circ K^{*\circ})] \tag{D.2}$$

$$|I = 1,\ C = +1 > \ \sim\ [(K^+K^{*-} + K^\circ\bar{K}^{*\circ})\ -\ (K^-K^{*+} + \bar{K}^\circ K^{*\circ})] \tag{D.3}$$

$$|I = 1,\ C = -1 > \ \sim\ [(K^+K^{*-} + K^\circ\bar{K}^{*\circ})\ +\ (K^-K^{*+} + \bar{K}^\circ K^{*\circ})] \tag{D.4}$$

Beschränkt man sich auf Reaktionen in eine bestimmte Ladungskonstellation (K^+ und π^-), so ergeben sich nach Einsetzen der Beziehungen 4.17 bis 4.20 für die Zerfälle der K^* folgende Amplituden:

$$|I = 0,\ C = +1 > \ \sim\ [K^+(\bar{K}^\circ\pi^-) + \bar{K}^\circ(K^+\pi^-)] \tag{D.5}$$

$$|I = 0,\ C = -1 > \ \sim\ [K^+(\bar{K}^\circ\pi^-) - \bar{K}^\circ(K^+\pi^-)] \tag{D.6}$$

$$|I = 1,\ C = +1 > \ \sim\ [K^+(\bar{K}^\circ\pi^-) - \bar{K}^\circ(K^+\pi^-)] \tag{D.7}$$

[1]Alle nachfolgenden Überlegungen sind auf die neutralen K-Mesonen K° und $\bar{K}^\circ$ bezogen. Unter Berücksichtigung der Zusammenhänge aus Kapitel 4.3.2 folgen daraus die entsprechenden Aussagen für das im Endzustand beobachtbare K°_L bzw. K°_S.

$$|I=1,\ C=-1> \ \sim \ [K^+(\bar{K}^\circ\pi^-) + \bar{K}^\circ(K^+\pi^-)] \tag{D.8}$$

Oder zusammengefaßt über die G-Parität ($G = (-1)^I \cdot C$):

$$X \ \rightarrow \ K^+(\bar{K}^\circ\pi^-) \ + \ G \cdot \bar{K}^\circ(K^+\pi^-) \tag{D.9}$$

Ein ganz analoges Problem stellt sich bei der Betrachtung der möglichen Teilamplituden für Annihilationen der Art $\bar{p}p \rightarrow K^*\bar{K}^*$. Je nach Anfangszustand des Protoniums müssen $K^*\bar{K}^*$-Eigenfunktionen zu verschiedenem I und C konstruiert werden:

$$|I=0,\ C=+1> \ \sim \ [(K^{*+}K^{*-} - K^{*\circ}\bar{K}^{*\circ}) \ + \ (K^{*-}K^{*+} - \bar{K}^{*\circ}K^{*\circ})] \tag{D.10}$$

$$|I=0,\ C=-1> \ \sim \ [(K^{*+}K^{*-} - K^{*\circ}\bar{K}^{*\circ}) \ - \ (K^{*-}K^{*+} - \bar{K}^{*\circ}K^{*\circ})] \tag{D.11}$$

$$|I=1,\ C=+1> \ \sim \ [(K^{*+}K^{*-} + K^{*\circ}\bar{K}^{*\circ}) \ + \ (K^{*-}K^{*+} + \bar{K}^{*\circ}K^{*\circ})] \tag{D.12}$$

$$|I=1,\ C=-1> \ \sim \ [(K^{*+}K^{*-} + K^{*\circ}\bar{K}^{*\circ}) \ - \ (K^{*-}K^{*+} + \bar{K}^{*\circ}K^{*\circ})] \tag{D.13}$$

Mit den Beziehungen 4.17 bis 4.20 für den Zerfall der K^* und Beschränkung auf die Ladungskonstellation $K^+\pi^-$ bzw. den Endzustand $\bar{K}^\circ K^+\pi^-\pi^\circ$ folgt daraus[2]:

$$\begin{aligned} |I=0,\ C=+1> \quad \sim \quad & [(K^+\pi^\circ)(\bar{K}^\circ\pi^-) - (K^+\pi^-)(\bar{K}^\circ\pi^\circ)] \ + \\ & [(\bar{K}^\circ\pi^-)(K^+\pi^\circ) - (\bar{K}^\circ\pi^\circ)(K^+\pi^-)] \end{aligned} \tag{D.14}$$

$$\begin{aligned} |I=0,\ C=-1> \quad \sim \quad & [(K^+\pi^\circ)(\bar{K}^\circ\pi^-) - (K^+\pi^-)(\bar{K}^\circ\pi^\circ)] \ - \\ & [(\bar{K}^\circ\pi^-)(K^+\pi^\circ) - (\bar{K}^\circ\pi^\circ)(K^+\pi^-)] \end{aligned} \tag{D.15}$$

$$\begin{aligned} |I=1,\ C=+1> \quad \sim \quad & [(K^+\pi^\circ)(\bar{K}^\circ\pi^-) + (K^+\pi^-)(\bar{K}^\circ\pi^\circ)] \ + \\ & [(\bar{K}^\circ\pi^-)(K^+\pi^\circ) + (\bar{K}^\circ\pi^\circ)(K^+\pi^-)] \end{aligned} \tag{D.16}$$

[2]Der Zusammenhang zwischen dem K_L° und den hier berücksichtigten $\bar{K}^\circ$ bzw. K° folgt aus Kapitel 4.3.2.

$$|I=1,\ C=-1> \quad \sim \quad [(K^+\pi^\circ)(\bar{K}^\circ\pi^-) + (K^+\pi^-)(\bar{K}^\circ\pi^\circ)] \; - \qquad \text{(D.17)}$$
$$[(\bar{K}^\circ\pi^-)(K^+\pi^\circ) + (\bar{K}^\circ\pi^\circ)(K^+\pi^-)]$$

oder zusammengefaßt nach Amplituden für die Annihilation in geladene ($A^C_\pm$) beziehungsweise ungeladene K^* ($A^C_\circ$) mit der entsprechenden C-Parität:

$$I=0: \qquad A^C_\pm \; - \; A^C_\circ \qquad \text{(D.18)}$$

$$I=1: \qquad A^C_\pm \; + \; A^C_\circ \qquad \text{(D.19)}$$

wobei

$$A^C_\pm \; = \; (K^+\pi^\circ)(\bar{K}^\circ\pi^-) \; + \; C\cdot(\bar{K}^\circ\pi^-)(K^+\pi^\circ) \qquad \text{(D.20)}$$
$$A^C_\circ \; = \; (K^+\pi^-)(\bar{K}^\circ\pi^\circ) \; + \; C\cdot(\bar{K}^\circ\pi^\circ)(K^+\pi^-) \qquad \text{(D.21)}$$

Nach [30] und [31] setzt sich ein Protoniumzustand zu festem J^{PC} aus einer kohärenten Überlagerung von I=1 und I=0 zusammen. Der Mischungswinkel sowie das Verhältnis beider Beiträge ist jedoch abhängig von der betrachteten Reaktion und daher nicht a priori festgelegt. Setzt man:

$$|\bar{p}p> \; \sim \; |I=0> \; + \alpha\cdot|I=1> \; = \; (A^C_\pm - A^C_\circ) \; + \; \alpha\cdot(A^C_\pm + A^C_\circ) \qquad \text{(D.22)}$$
$$= \; (\alpha+1)\cdot A^C_\pm \; + \; (\alpha-1)\cdot A^C_\circ,$$

so zeigt sich, daß je nach Wert des komplexen α der geladene Zerfall bzw. der ungeladene unter Umständen ganz verschwinden kann.

Bei Annihilationen der Art $\bar{p}p \to K_1\bar{K}$, muß berücksichtigt werden, daß sowohl für das $K_1(1270)$, als auch für das $K_1(1400)$ die Wirkung von $\hat{C}$ unbestimmt ist (siehe Kapitel 4.3.3). Es lassen sich daher zunächst nur Aussagen über die reinen Zustände K_{1A} und K_{1B} des 1^{++}- bzw. 1^{+-}-Nonetts machen. Im Falle des K_{1A} gilt mit Beziehung 4.14:

$$|I=0,\ C=+1> \; \sim \; [(K^+K^-_{1A} - K^\circ\bar{K}^\circ_{1A}) \; + \; (K^-K^+_{1A} - \bar{K}^\circ K^\circ_{1A})] \qquad \text{(D.23)}$$

$$|I=0,\ C=-1> \; \sim \; [(K^+K^-_{1A} - K^\circ\bar{K}^\circ_{1A}) \; - \; (K^-K^+_{1A} - \bar{K}^\circ K^\circ_{1A})] \qquad \text{(D.24)}$$

$$|I=1,\ C=+1> \; \sim \; [(K^+K^-_{1A} + K^\circ\bar{K}^\circ_{1A}) \; + \; (K^-K^+_{1A} + \bar{K}^\circ K^\circ_{1A})] \qquad \text{(D.25)}$$

$$|I=1,\ C=-1> \; \sim \; [(K^+K^-_{1A} + K^\circ\bar{K}^\circ_{1A}) \; - \; (K^-K^+_{1A} + \bar{K}^\circ K^\circ_{1A})] \qquad \text{(D.26)}$$

Der Zerfall des K_{1A} in $K^*\pi$ folgt der gleichen Zerlegung wie für $K^* \to K\pi$ in Kapitel 4.3.3 (Gleichungen 4.17 bis 4.20, bzw. 4.21):

$$K^+_{1A} \;\; \to \;\; (K^\circ\pi^\circ)\pi^+ \; - \; (K^\circ\pi^+)\pi^\circ \qquad \text{(D.27)}$$

$$\bar{K}^{\circ}_{1A} \;\rightarrow\; (K^-\pi^{\circ})\pi^+ \;-\; (K^-\pi^+)\pi^{\circ} \tag{D.28}$$

$$K^-_{1A} \;\rightarrow\; (\bar{K}^{\circ}\pi^{\circ})\pi^- \;-\; (\bar{K}^{\circ}\pi^-)\pi^{\circ} \tag{D.29}$$

$$K^{\circ}_{1A} \;\rightarrow\; (K^+\pi^{\circ})\pi^- \;-\; (K^+\pi^-)\pi^{\circ} \tag{D.30}$$

Eingesetzt in D.23 bis D.26 ergibt sich daraus wiederum unter Beschränkung auf die Ladungskonstellation $K^+\pi^-$ bzw. den Endzustand $\bar{K}^{\circ}K^+\pi^-\pi^{\circ}$:

$$\begin{aligned} |I=0,\ C=+1> \quad \sim \quad & K^+[(\bar{K}^{\circ}\pi^{\circ})\pi^- - (\bar{K}^{\circ}\pi^-)\pi^{\circ}] \;- \\ & \bar{K}^{\circ}[(K^+\pi^{\circ})\pi^- - (K^+\pi^-)\pi^{\circ}] \end{aligned} \tag{D.31}$$

$$\begin{aligned} |I=0,\ C=-1> \quad \sim \quad & K^+[(\bar{K}^{\circ}\pi^{\circ})\pi^- - (\bar{K}^{\circ}\pi^-)\pi^{\circ}] \;+ \\ & \bar{K}^{\circ}[(K^+\pi^{\circ})\pi^- - (K^+\pi^-)\pi^{\circ}] \end{aligned} \tag{D.32}$$

$$\begin{aligned} |I=1,\ C=+1> \quad \sim \quad & K^+[(\bar{K}^{\circ}\pi^{\circ})\pi^- - (\bar{K}^{\circ}\pi^-)\pi^{\circ}] \;+ \\ & \bar{K}^{\circ}[(K^+\pi^{\circ})\pi^- - (K^+\pi^-)\pi^{\circ}] \end{aligned} \tag{D.33}$$

$$\begin{aligned} |I=1,\ C=-1> \quad \sim \quad & K^+[(\bar{K}^{\circ}\pi^{\circ})\pi^- - (\bar{K}^{\circ}\pi^-)\pi^{\circ}] \;- \\ & \bar{K}^{\circ}[(K^+\pi^{\circ})\pi^- - (K^+\pi^-)\pi^{\circ}], \end{aligned} \tag{D.34}$$

bzw. nach Zusammenfassung der Amplituden für die Annihilation in geladene ($A_{\pm}$) und ungeladene K_{1A} ($A_{\circ}$):

$$I=0: \qquad A_{\pm} \;-\; C\cdot A_{\circ} \tag{D.35}$$

$$I=1: \qquad A_{\pm} \;+\; C\cdot A_{\circ} \tag{D.36}$$

Für das K_{1B} gilt analog dazu:

$$I=0: \qquad A_{\pm} \;+\; C\cdot A_{\circ} \tag{D.37}$$

$$I=1: \qquad A_{\pm} \;-\; C\cdot A_{\circ} \tag{D.38}$$

Aus der kohärenten Überlagerung von I=0 und I=1 im Anfangszustand folgen daher für Zerfälle in $K_{1A}\bar{K}$ die gleichen Konsequenzen wie für die Annihilation in $K^*\bar{K}^*$:

$$|\bar{p}p> \;\sim\; |I=0> \;+\alpha\cdot|I=1> \;=\; (\alpha+1)\cdot A_{\pm} \;+\; C\cdot(\alpha-1)\cdot A_{\circ}, \tag{D.39}$$

bzw. für Zerfälle in $K_{1B}\bar{K}$:

$$|\bar{p}p> \ \sim \ |I=0> \ + \alpha \cdot |I=1> \ = \ (\alpha+1)\cdot A_{\pm} \ - \ C\cdot(\alpha-1)\cdot A_{\circ}, \tag{D.40}$$

Die experimentell gemessenen Reaktionen $\bar{p}p \rightarrow K_1(1270)\bar{K}$ und $\bar{p}p \rightarrow K_1(1400)\bar{K}$ ergeben sich daraus durch entsprechende kohärente Addition. Auch in diesem Falle folgt also unabhängig von der jeweiligen Mischung des K_{1A} und K_{1B} im $K_1(1400)$ bzw. $K_1(1270)$ und von der C-Parität des Proton-Antiproton-Systems, daß je nach α der geladene bzw. neutrale Zerfall ganz verschwinden kann.

Anstatt Eigenzustände zu festem I und C zu konstruieren, ist es auch möglich, sich auf C und G zu beziehen. Die daraus resultierenden Aussagen wären zu obigen völlig äquivalent.

Anhang E

Abschätzung des Untergrundbeitrags

Trotz der zahlreichen Selektionskriterien für die beiden Reaktionen $\bar{p}p \rightarrow K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ$ und $\bar{p}p \rightarrow K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ \pi^\circ$ (siehe Kapitel 3) kann nicht ausgeschlossen werden, daß sich neben den gesuchten Ereignissen auch noch solche aus anderen Endzuständen befinden, die falsch rekonstruiert wurden. Dafür kommen im wesentlichen folgende Ursachen in Frage:

- Das Kriterium zur Unterscheidung geladener Pionen und Kaonen nach dem Energieverlust (dE/dx) in der JDC ist ein Kompromiß zwischen der Forderung nach einem möglichst reinen Datensatz und hoher Statistik. Dabei besteht die Gefahr eines störenden Beitrages aus Reaktionen der Art $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^- + X$ und $\bar{p}p \rightarrow K^+K^- + X$. Dies gilt vor allem im Bereich hoher Impulse, in dem eine Trennung durch das Überlappen des Pion- bzw. Kaonbandes erschwert ist. Ereignisse, in denen beide geladenen Teilchen derartige Impulse aufweisen, sind allerdings im Phasenraum stark unterdrückt. Eine gleichzeitige Fehlinterpretation ist daher unwahrscheinlich (< 1 %).

- Durch den Schnitt auf die Gesamtenergie werden während der Vorselektion neben Ereignissen mit einem nicht wechselwirkenden[1] K_L° auch solche angereichert, bei denen aus anderen Gründen die Messung ein Energiedefizit zeigt. Unter Letztere fallen vor allem Ereignisse, die aus dem Verlust eines Teilchens entlang der Strahlachse resultieren. Die Verteilung der rekonstruierten K_L°-Impulse, bzw. des fehlenden Impulsbetrages weist allerdings keine deutliche Anreicherung in diese Richtung auf (siehe Abbildung E.1). Diese Ursache für etwaigen Untergrund kann daher vernachlässigt werden (< 1 %).

[1]Auch im Falle einer Wechselwirkung wird meist nicht die gesamte K_L°-Energie im elektromagnetischen Kalorimeter nachgewiesen (siehe Anhang C).

- Für die Selektion der beiden Endzustände wurden jeweils mehr Einträge im Kalorimeter (PED's) zugelassen als zur Rekonstruktion der neutralen Pionen notwendig sind. Es gibt daher in manchen Fällen mehrere Kombinationsmöglichkeiten. Die Untersuchung von Monte-Carlo-Simulationen zeigte jedoch, daß diese Fehlerquelle durch die Kombination aller Selektionsschritte ebenfalls vernachlässigbar wird (< 1 %). Darüberhinaus wurde dieses Ergebnis durch Vergleich der Spektren für Ereignisse mit verschiedener Zahl von PED's bestätigt.

- Durch eine K_L°-Wechselwirkung bzw. andere hadronische oder sekundäre Reaktionen geladener Teilchen im Kalorimeter (siehe Anhang C) entstehen zusätzliche PED's, die versehentlich auf den Zerfall eines π° in $\gamma\gamma$ zurückgeführt werden können. So kann in einigen Fällen die Reaktion $\bar{p}p \to K_L^\circ K^\pm\pi^\mp$ eine ähnliche Signatur aufweisen wie der $K_L^\circ K^\mp\pi^\pm\pi^\circ$-Endzustand. Analog dazu erwartet man einen störenden Beitrag der Reaktion $\bar{p}p \to K_L^\circ K^\pm\pi^\mp\pi^\circ$ im $K_L^\circ K^\mp\pi^\pm\pi^\circ\pi^\circ$-Endzustand. Es stellte sich allerdings heraus, daß auch diese Fehlerquelle, nach Durchlaufen aller Selektionsschnitte, auf weniger als ein Prozent reduziert wird.

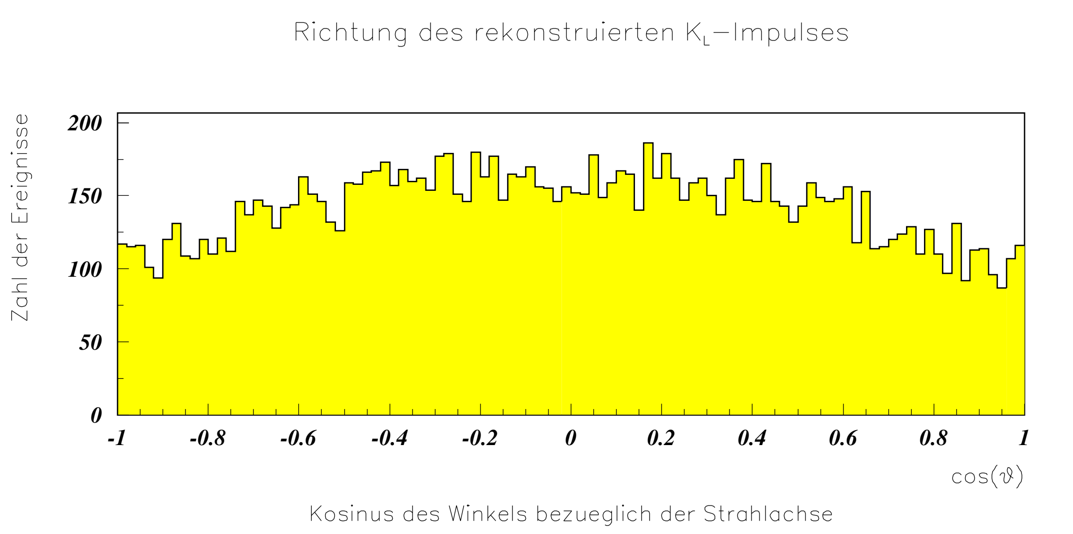

Abbildung E.1: Die Richtungsverteilung des rekonstruierten K_L°-Impulses weist keine deutliche Anreicherung in Richtung der Strahlachsen auf ($cos(\vartheta) = \pm 1$). Das Abfallen der Verteilung in diese Richtungen ist auf die dort reduzierte Akzeptanz des Detektors zurückzuführen. In der Partialwellenanalyse wird dies durch Vergleich mit Monte-Carlo-Simulationen berücksichtigt.

Als hauptsächliche Ursache des Untergrundes verbleibt demnach in beiden Endzuständen die falsche Zuordnung geladener Teilchen. Für eine Abschätzung des daraus resultierenden Untergrundbeitrags bietet sich folgende Methode an:

Abbildung E.2 zeigt links die rekonstruierten K_L°-Massen vor der kinematischen Anpassung. Das eigentliche K_L°-Signal ragt aus einem breiten, teils durch Kombinatorik, teils durch Störereignisse hervorgerufenen Untergrund (siehe auch Abbildung 3.10). Wäre der Datensatz nach allen weiteren Selektionsschritten untergrundfrei, so sollte sich eine gaußförmige Verteilung ergeben. In Abbildung E.2 rechts zeigt sich allerdings, daß dies nur näherungsweise der Fall ist. Aus der gleichzeitigen Anpassung eines linearen Untergrundes läßt sich dessen Beitrag abschätzen. Dieses Verfahren wurde im Falle des $K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ$-Endzustandes für beide Triggervarianten (*two prong* bzw. *minimum bias*) und je nach Zahl der PED's getrennt durchgeführt, um eine differenzierte Beurteilung der Datenqualität zu ermöglichen. Es zeigte sich jedoch im Rahmen des Anpassungsfehlers keine signifikante Variation. Als mittlerer Wert ergab sich:

$$\frac{Untergrund\ (K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ)}{Zahl\, der\, Ereignisse\, insgesamt} \approx \ (11 \pm 3)\ \%$$

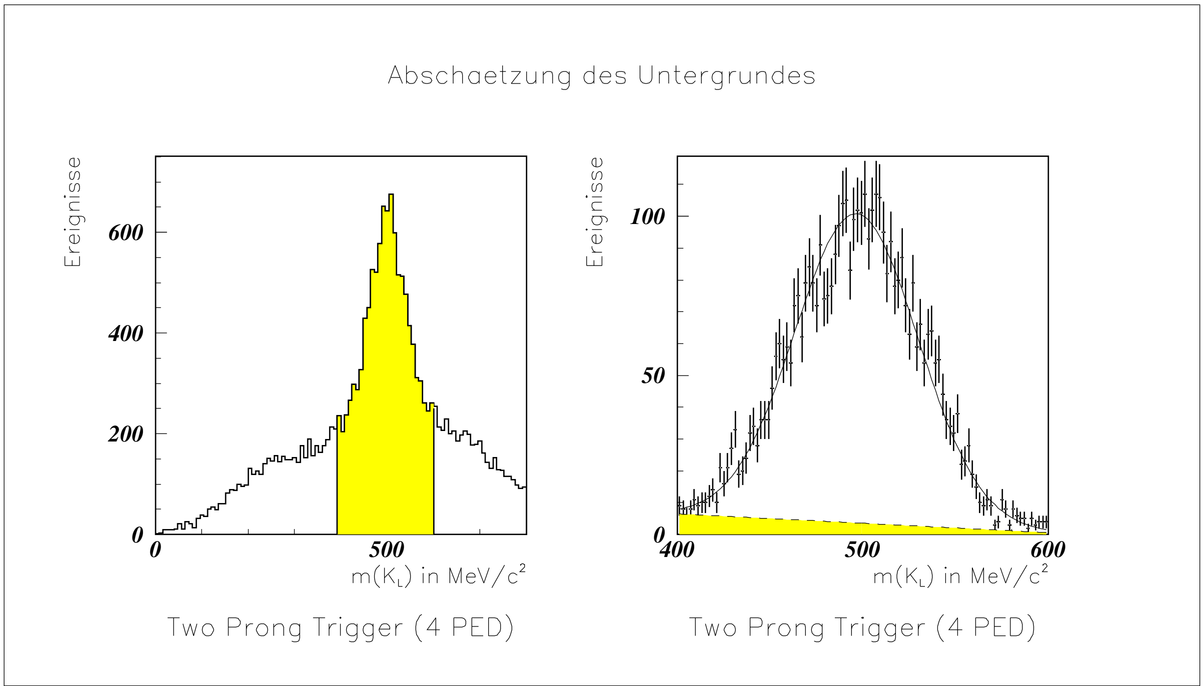

Abbildung E.2: Die Anpassung einer Gaußfunktion auf linearem Untergrund wurde für den $K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ$-Endzustand getrennt nach Triggervarianten und Anzahl der PED's durchgeführt. Das Beispiel hier zeigt *two-prong*-Daten mit vier PED's, die nicht auf eine Wechselwirkung geladener Teilchen mit dem Kalorimeter zurückzuführen sind (*unmatched* PED's). Links: Die rekonstruierten K_L°-Massen vor der kinematischen Anpassung (vergleiche Abbildung 3.10). Rechts: Die aus den nicht angepaßten Vierervektoren rekonstruierten K_L°-Massen für Ereignisse, die den gesamten Selektiosprozeß durchlaufen haben.

Für die Reaktion $\bar{p}p \to K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ \pi^\circ$ wurde auf analoge Weise ein Verhältnis von

$$\frac{Untergrund\,(K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ \pi^\circ)}{Zahl\,der\,Ereignisse\,insgesamt} \;\approx\; (10 \pm 6)\ \%$$

ermittelt (siehe Abbildung E.3):

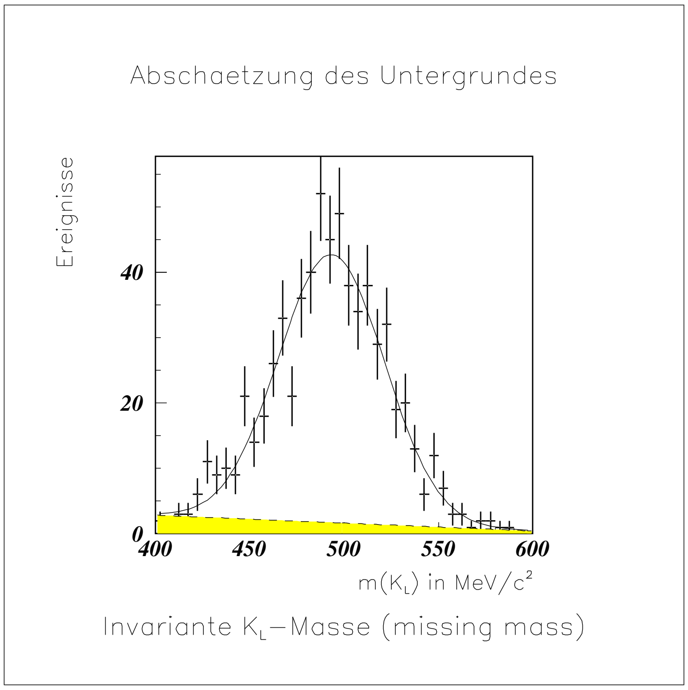

Abbildung E.3: Im Falle des $K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ \pi^\circ$-Endzustandes wurden für die Anpassung einer Gaußfunktion auf linearem Untergrund wegen der niedrigen Statistik alle Ereignisse zusammengefaßt (vergleiche Abbildungen 3.16 und 3.17).

Daß der derart bestimmte Untergrundbeitrag tatsächlich von der fälschlichen Zuordnung geladener Pionen bzw. Kaonen herrührt, wird erst nach einer weiteren Überlegung deutlich:

Abbildung E.4 zeigt quasi einen Querschnitt durch das Kaonen- bzw. Pionenband summiert über den gesamten Impulsbereich. Aufgetragen sind die nach Gleichung 3.3 bzw. 3.4 normierten Abstände zum Mittelwert ($d_{\pi^\pm}$, $d_{K^\pm}$) der jeweiligen Verteilung (siehe Kapitel 3.3). Für beide Bänder zeigt sich jeweils eine leichte Anreicherung von Ereignissen in Richtung des anderen. Sie resultieren aus einer falschen Identifikation. Durch Auszählen erhält man einen Beitrag von etwa 10 %, was der obigen Abschätzung für den $K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ$-Endzustand entspricht[2]. Durch einen strengeren Schnitt auf $d_{\pi^\pm}$ bzw. $d_{K^\pm}$ läßt sich der Untergrundanteil bei gleichzeitigem Verlust an Statistik verringern. Dies hat zur Folge, daß auch die Verteilung der rekonstruierten K_L°-Massen

[2] Auch im Falle des $K_L^\circ K^\mp \pi^\pm \pi^\circ$-Endzustandes ergibt sich ein entsprechendes Resultat.

zunehmend in eine perfekte Gaußform übergeht. Durch schrittweise Variation dieses dE/dx-Kriteriums kann der Einfluß derartiger Störereignisse auf den Verlauf der Spektren untersucht werden. Für beide analysierten Endzustände konnte so ein etwaiger Zusammenhang der signifikanten Signale mit diesem Untergrundbeitrag ausgeschlossen werden.

Alle anderen eingangs erwähnten möglichen Fehlerquellen tragen zwar alleine nur marginal bei. In der Summe stellen sie jedoch u.U. einen Anteil in der Größenordnung von einigen Prozent. Eine etwaige Auswirkung auf den Verlauf der Spektren kann allerdings auch in diesen Fällen durch strengere Schnitte auf die entsprechenden Einflußparameter bzw. durch Vergleich verschiedener Datensätze (z.B. zu verschiedener Anzahl von PED's) ausgeschlossen werden. Für eine zusammenfassende Untergrundabschätzung sollten die oben angegeben Werte also noch etwas nach oben korrigiert werden. Ein Betrag von maximal 15 % als obere Grenze scheint für beide Endzustände realistisch. In der Partialwellenanalyse wird dieser Anteil durch eine Phasenraumverteilung genähert.

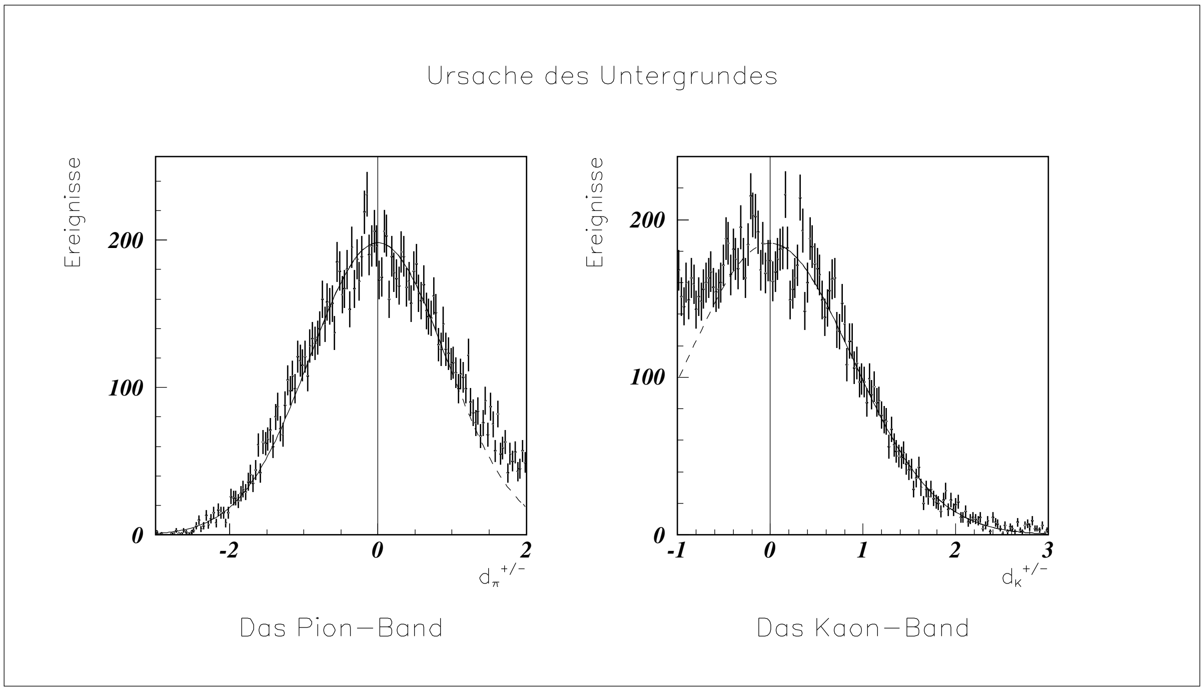

Abbildung E.4: Falsch identifizierte Kaonen bzw. Pionen zeigen sich an einem Überschuß von Einträgen gegenüber der erwarteten Gaußverteilung in Richtung des jeweils anderen Bandes (bei $d_{\pi^\pm} = 2$ bzw. $d_{K^\pm} = -1$). Die überlagerten Funktionen ergaben sich dabei aus der Anpassung einer Gaußverteilung in dem Bereich, der der Überlappung der beiden Bänder abgewandt ist und deren Extrapolation auf die andere Seite (gestrichelt).

Literaturverzeichnis

[1] W. Capelle (Hrsg.): Die Vorsokratiker, Kröner: Stuttgart (1968)

[2] E. Aker et al.: The Crystal Barrel Spectrometer at LEAR, Nuclear Instruments and Methods A 321 (1992) 69

[3] P. Lefèvre: Proc. Fourth LEAR Workshop (1987), Villars-sur-Ollon (Schweiz). Hrsg.: C. Amsler et al., Harvard Academic Publishers: Harvard (1988)

[4] D. Möhl et al.: Phys. Rev. 58 (1980) 73

[5] D. Urner: Entwicklung und Test der beiden Proportionalkammern für das Crystal-Barrel-Experiment, Diplomarbeit, Universität Zürich (1989)

[6] C. Kolo: Inbetriebnahme einer Monitordriftkammer am Crystal-Barrel-Experiment, Diplomarbeit, Universität München (1990)

[7] W. Schott: Das CsJ(Tl)-Kalorimeter des Crystal-Barrel-Detektors, Dissertation, Universität Karlsruhe (1989)

[8] M.A. Kunze: Aufbau und Test des eines Triggersystems für das Crystal-Barrel-Experiment, Dissertation, Universität Karlsruhe (1990)

[9] K. Kleinknecht: Detektoren für Teilchenstrahlung, Teubner: Stuttgart (1987)

[10] P. Illinger: Aufbau und Test eines Multiplizitätstriggers für das Crystal-Barrel-Experiment, Diplomarbeit, Universität München (1990)

[11] M. Merkel: Aufbau und Test des Datenerfassungssystems für den Zentraldetektor des Crystal-Barrel-Spektrometers, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (1989)

[12] R. Veenhof: CERN Program Library W5050 (1989)

[13] F.H. Heinsius, T. Kiel: Crystal Data Reconstruction Software, CB–note 92

[14] C.A. Meyer: Chamber Reconstruction Software, CB–note 93

[15] M. Burchell: Global Tracking Particle Bank Structure, CB–note 118

[16] R. Brun, J. Zoll: ZEBRA User Guide (provisional), Cern Computer Center Program Library Long Write Up Q100

[17] R. Bossingham: Monte Carlo Software CBGEANT 4.06/03, CB-note 169

[18] R. Brun et al.: GEANT3, Internal Report CERN DD/EE/84-1 (1987)

[19] W.R. Leo: Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer: Berlin, Heidelberg, New York (1987)

[20] F. Sauli: Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers, CERN 77-09

[21] H.-P. Dietz: Protoniumvernichtung in $K^\circ\bar{K}^\circ\pi^\circ$ und $K^\circ\bar{K}^\circ\eta$, Dissertation, Universität München (1994)

[22] M. Englert: Untersuchung radiativer $\bar{p}p$-Annihilationen, Dissertation, Universität München (1993)

[23] P. Illinger: Zerfall von Protonium in $\pi^\circ\pi^\circ\pi^\circ\pi^\circ$, Dissertation, Universität München (1994)

[24] D.J. Herndon et al.: Phys. Rev. D11 (1975) 3165

[25] L. Montanet et al.: Phys. Rev. D50 (1994) Part I: Review of Particle Properties

[26] M. Doser et al.: Nuclear Physics A486 (1988) 493

[27] C.J. Batty: Rep. Prog. Phys. 52 (1989) 1165

[28] T.B. Day, G.A. Snow, J. Snucher: Phys. Rev. 118 (1960) 864

[29] C. Amsler et al.: Phys. Lett. B297 (1992) 214

[30] R. Armenteros und B. French: Antinucleon-Nucleon Interactions in High Energy Physics. Vol. 4, S. 237, Academic Press: New York, London (1968)

[31] B. Conforto et al.: Nucl. Phys. B3 (1967) 469

[32] R. Bizzarri et. al.: Nucl. Phys. B69 (1974) 298

[33] B.R. Desai: Phys. Rev. 119 (1960) 1385

[34] R.A. Bryan und R.J.N. Phillips: Nucl. Phys. B5 (1968) 201

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

[36] R.K. Carnegie et al.: Phys. Lett. B68 (1977) 287

[37] R.K. Carnegie et al.: Nucl. Phys. B127 (1977) 509

[38] C. Daum et al.: Nucl. Phys. B187 (1981) 1

[39] K.L. Au, D. Morgan, M.R. Pennington: Phys. Rev. D35 (1987) 1633

[40] J.J.J. Kokkedee: The Quark Model, Benjamin: New York (1969)

[41] D. H. Perkins: Introduction to High Energy Physics. 3. Edition, Addison-Wesley Publ. Comp. (1987)

[42] E. Lohrmann: Hochenergiephysik. 3. Auflage, Teubner: Stuttgart (1986)

[43] F. Halzen und A.D. Martin: Quarks and Leptons, Wiley: New York (1984)

[44] A. Chodos et al.: Phys. Rev. D9 (1974) 3471

[45] P. Hasenfratz und J. Kuti: Phys. Rep. 40, Nr. 2 (1978) 75-179

[46] T. Barnes: Z. f. Phys. C10 (1981) 275

[47] J. Cornwall und A. Soni: Phys. Lett. B120 (1983) 431

[48] N. Isgur, J. Paton: Phys. Rev. D 31 (1985) 2910

[49] G.S. Bali et al.: Phys. Lett. B 309 (1993) 378

[50] F. Close: Rep. Prog. Phys. 51 (1988) 833

[51] T.H. Burnett und S.R. Sharpe: Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 40 (1990) 327

[52] E. Kada, P. Kessler and J. Parisi: PRD 39 (1989) 2657

[53] M.S. Chanowitz and S.R. Sharpe: Phys. Lett. B132 (1983) 413

[54] Leyaouanc et al.: Z. f. Phys. C28 (1985) 309

[55] N. Isgur: Phys. Rev. Lett. 54 (1985) 869

[56] S. Ishida et al.: Proc. of the HADRON 89 Conf., S.305 (1990)

[57] R. L. Jaffee: Phys. Rev. D15 (1977) 267 und 281

[58] S. Godfrey and N. Isgur: Phys. Rev. D32 (1985) 189

[59] D. Morgan, M.R. Pennington: Phys. Lett. B258 (1991) 444

[60] VII Inter.Workshop on Photon-Photon Collisions, Paris (1986)

[61] L. Akesson et al.: Nucl. Phys. B264 (1986) 154

[62] F. Binon et al.: Nuovo Cimento A78 (1983) 313

[63] D. Alde et al.: Phys. Lett. B201 (1988) 160

[64] V.V. Anisovich et al.: Phys. Lett. B323 (1994) 233

[65] C. Amsler et al.: Phys. Lett. B291 (1992) 347

[66] C. Amsler et al.: Phys. Lett. B333 (1994) 277

[67] D. Aston et al.: Nucl. Phys. B292 (1987) 693

[68] S.I. Bityukov et al.: Phys.Lett. B203 (1988) 327

[69] D.O. Caldwell: Proc. of the HADRON 89 Conference, S. 127 (1990)

[70] S. Ishida et al.: Prog. in Theor. Phys. 82 (1989) 119

[71] R.S. Longacre: Phys. Rev. D42 (1990) 874

[72] T.A. Armstrong et al.: Phys. Lett. B227 (1989) 186

[73] Zheng Zhipeng: XVI Intern. Symp. on Lepton-Photon Interactions, Cornell (1993)

[74] D. Aston et al.: Phys. Lett. B201 (1988) 573

[75] P. Baillon et al.: Nuovo Cimento 50A (1967) 393

[76] B. Lörstad et al.: Nucl. Phys. B14 (1969) 63

[77] D.L. Scharre et al.: Phys. Lett. B97 (1980) 329

[78] S.U. Chung et al.: Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 779

[79] A. Ando et al.: Phys. Rev. Lett. 57 (1986) 1296

[80] J. Becker et al.: Phys. Rev. Lett. 59 (1987) 186

[81] K. Duch et al.: Z. f. Phys. C45 (1989) 223

[82] H.J. Behrend et al.: Z. f. Phys. C42 (1989) 367

[83] J.E. Augustin et al.: Phys. Rev. D46 (1992) 1951

[84] T.A. Armstrong et al.: Z. f. Phys. C56 (1992) 29

[85] Z. Bai et al.: Phys. Rev. Lett. 65 (1990) 2507

[86] Ch. d'Andlau et al.: Phys. Lett. 17 (1965) 347

[87] Ch. d'Andlau et al.: Nucl. Phys. B5 (1968) 693

[88] Dahl et al.: Phys. Rev. 163 (1967) 1377

[89] A. Messiah: Quantenmechanik (Band 1 und 2), De Gruyter: Berlin, New York (1985)

[90] S.U. Chung: Spin Formalisms, CERN 71-8 (1971)

[91] M. Jacob und G.C. Wick: Ann. of. Phys. 7 (1959) 404-428

[92] Ch. Zemach: Phys. Rev. B140 (1965) 97 und 109

[93] W. Rarita und J. Schwinger: Phys. Rev. 60 (1941) 61

[94] C. Amsler, J.C. Bizot: Simulations of Angular Distributions and Correlations in the Decay of Particles with Spin. Computer Physics Communications 30 21-30, North-Holland Publishing Company, (1983)

[95] J. D. Jackson: Nuovo Cimento, 34 (1964) 1644

[96] J.M. Blatt und V. Weisskopf: Theoretical Nuclear Physics, Wiley: New York (1952)

[97] F. von Hippel und C. Quigg: Phys. Rev. D5 (1972) 624

[98] S.M. Flatté: Phys. Lett. B63 (1976) 224

[99] S.U. Chung: Formulas for Partial-Wave-Analysis, CB-Note 211 (1989)

[100] D. Morgan: Phys. Lett. 51B (1974) 71

[101] K. Königsmann: Fits to Unbinned Data, CB-note xx (1992)

[102] F. James, M. Ross: MINUIT, Function Minimization and Error Analysis, CERN DD Lomg Writeup D506 (1987)

[103] F. James: Interpretation of the Errors on Parameters given by MINUIT, CERN DD Suppl. D506 (1978)

[104] F. James: Determining the Statistical Significance of Experimental Results, CERN DD/81/02 (1981)

[105] C.W. Felix: MAXTOOL, CB-note 244 (1995)

[106] C.W. Felix: Hadron 93, 21.-25. Juni, 1993, Villa Como, Como, Italien

[107] N. Barash et al.: Phys. Rev., Vol. 139, Nr. B6 (1965) 1659

[108] N. Barash et al.: Phys. Rev., Vol. 145, Nr. 4 (1966) 146

[109] R. Nacash et al.: Nucl. Phys. B135 (1978) 203

[110] B. French et al.: Nuovo Cimento 52A (1967) 438

[111] J. Duboc et al.: Nucl. Phys. B46 (1972) 429

[112] A. Birman et al.: Phys. Rev. Lett., Vol. 61, Nr. 14 (1988) 1557

[113] P. Hidas, G. Pinter: Kinematic Fitting Software Ver. 2.09/00, CB-note 120

[114] S.I. Alekhin et al.: CERN HERA 87-01

[115] H. Fesefeldt: GHEISHA, PITHA Report 85-02, RWTH Aachen (1985)

[116] O. Cramer: Protonium Vernichtung in $K_L^\circ K_S^\circ$, Diplomarbeit, Universität München (1993)

[117] M. Perl: High Energy Hadron Physics, Wiley: New York (1974)