

Interner Bericht  
DFSY F14-88-02  
Dezember 1988

EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNG DER REAKTIONEN  
 $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp$  UND  $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 K_S^0$  MIT DEM DETEKTOR PLUTO

von

Michael Feindt

DESY behält sich alle Rechte für den Fall der Schutzrechtserteilung und für die wirtschaftliche Verwertung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen vor.

DESY reserves all rights for commercial use of information included in this report, especially in case of filing application for or grant of patents.

“Die Verantwortung für den Inhalt dieses  
Internen Berichtes liegt ausschließlich beim Verfasser“

Interner Bericht  
DESY F14-88-02  
Dezember 1988

# Experimentelle Untersuchung der Reaktionen

$$\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp \text{ und } \gamma\gamma \rightarrow K_S^0 K_S^0$$

mit dem Detektor PLUTO

Dissertation  
zur Erlangung des Doktorgrades  
des Fachbereichs Physik  
der Universität Hamburg

Vorgelegt von:  
Dipl. Phys. Michael Feindt  
aus Berlin

Hamburg  
1988

## Kurzfassung

Diese Arbeit beschreibt eine experimentelle Analyse der Reaktionen  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma^*\gamma^* \rightarrow e^+e^-K_S^0K^\pm\pi^\mp$  und  $\rightarrow e^+e^-K_S^0K_S^0$ . Die zugrundeliegende Datenmenge von  $46\text{ pb}^{-1}$  wurde mit dem Detektor PLUTO am  $e^+e^-$ -Speicherring PETRA bei einer Strahlenergie von  $17.4\text{ GeV}$  aufgenommen.

In der Reaktion  $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0K^\pm\pi^\mp$  wurde erste Evidenz für exklusive  $\eta_c$ -Erzeugung beobachtet und die radiative Breite gemessen. Für die  $\gamma\gamma$ -Breite des Glueball-Kandidaten  $\eta(1440)$  (früher  $\iota$ ) wird eine obere Grenze hergeleitet.

In der Reaktion  $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0K_S^0$  wird exklusive  $f_2'$  Produktion beobachtet, deren radiative Breite und -erstmals- die Helizitätsstruktur gemessen. Für die mögliche Interpretation eines Teils dieses Signals als ein massenentartetes skalares Teilchen wird eine obere Grenze angegeben. Es wird destruktive  $f_2 - a_2$ -Interferenz beobachtet, aus der die möglichen relativen Phasen bestimmt werden. Neue obere Grenzen für die Anregung der Zustände  $f_2(1720)$  and  $X(2230)$  werden angegeben, die ihre Interpretation als Glueballs bekräftigen. Es wird gezeigt, daß der Oktett-Singlett-Mischungswinkel des  $2^{++}$  Nonetts wahrscheinlich näher am idealen Mischungswinkel liegt als um den aus der GMO Massenformel erwarteten Wert von  $27^\circ$ .

## Abstract

This thesis describes an experimental analysis of the reactions  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma^*\gamma^* \rightarrow e^+e^-K_S^0K^\pm\pi^\mp$  and  $\rightarrow e^+e^-K_S^0K_S^0$ . The data correspond to an integrated luminosity of  $46\text{ pb}^{-1}$  taken with the PLUTO detector at the  $e^+e^-$  storage ring PETRA at a beam energy of  $17.4\text{ GeV}$ .

In the reaction  $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0K^\pm\pi^\mp$  first evidence for exclusive  $\eta_c$  formation is observed and its radiative width is measured. An upper limit for the radiative width of the glueball candidate  $\eta(1440)$  (formerly  $\iota$ ) is determined.

In the reaction  $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0K_S^0$  a clear  $f_2'$  signal is observed. The radiative width and -for the first time- the helicity structure are measured. An upper limit for the possible interpretation of part of the signal due to a mass degenerate scalar is given. Destructive  $f_2 - a_2$ -interference is observed from which possible relative phases are determined. Strong upper limits for the excitation of the states  $f_2(1720)$  and  $X(2230)$  are derived, which support their interpretation as glueballs. The octet-singlet mixing angle of the  $2^{++}$  nonet is shown to be likely very near the ideal mixing value rather than around  $27^\circ$  as expected from the GMO mass formula.

# Inhaltsverzeichnis

1	Einführung und Übersicht	8
1.1	$\gamma\gamma$ -Wechselwirkungen an $e^+e^-$ -Speicherringen	8
1.2	Inhaltsübersicht	10
2	Theoretische Grundlagen	12
2.1	$\gamma\gamma$ -Wechselwirkungen an $e^+e^-$ -Speicherringen	12
2.1.1	Die "Equivalent Photon Approximation" und Lows Formel	15
2.1.2	Qualitative Eigenschaften von 2-Photon-Reaktionen an $e^+e^-$ -Speicherringen	16
2.2	Exakter Zusammenhang zwischen $d\sigma_{e^+e^- \rightarrow e^+e^- X}$ und $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow X}$	19
2.3	Erzeugung einzelner Resonanzen in $\gamma\gamma$ - Reaktionen	21
2.3.1	Pseudoskalare Resonanzen	23
2.3.2	Tensorielle Resonanzen	25
2.3.3	Zur Energieabhängigkeit der Formfaktoren	27
2.3.4	Vollständige Beschreibung der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow 2^{++} \rightarrow K\bar{K}$	27
2.3.5	Erhaltungssätze und Interferenzen in der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow K\bar{K}$	30
2.3.6	Helizitätsstruktur bei der Tensormesonproduktion - Experiment und Theorie	31
2.3.7	Skalare Resonanzen	33
2.4	Radiative Breiten und Quarkstruktur	34
2.4.1	SU(3) Oktett-Singlett- Mischung	34
2.4.2	Strahlungszерfälle und Quarkstruktur	36
2.4.3	SU(3)-Brechung	38
2.4.4	Verknüpfung mit experimentell zugänglichen Größen	38
2.4.5	<i>Stickiness</i> - Ein Maß für den Gluoniumgehalt von Mesonen	40
2.5	Zwischenresonanzen in 3-Körper- Zerfällen	41
2.5.1	Mögliche Zwischenresonanzen im $\eta_c \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ -Zerfall	41
2.5.2	Zerfallsamplitude für Kettenzerfälle	41
3	Das Experiment - Aufbau und Prozedur	44
3.1	Der Detektor PLUTO	44
3.1.1	Der Innendetektor	44
3.1.2	Die Vorwärtsspektrometer	48
3.2	Der Trigger	52
3.3	Die Rekonstruktions- und Reduktionskette	53
3.4	Prinzip der Datenauswertung	54
3.4.1	Numerische Auswertung in diesem Experiment	55

3.4.2	Zusammenhang zwischen integriertem $e^+e^- \rightarrow e^+e^-R$ - Wirkungsquerschnitt und partieller $\gamma\gamma$ -Breite . . . . .	56
3.5	Monte-Carlo-Ereignissimulation . . . . .	56
3.5.1	Motivation und Prinzip der Monte-Carlo-Methode . . . . .	56
3.5.2	Monte Carlo- Datenfluß . . . . .	57
3.5.3	Die Simulation der Reaktion $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$ . . . . .	58
3.5.4	Der Detektorsimulator . . . . .	59
3.6	Prozeduren für die Analyse von Interferenzen . . . . .	59
4	Sekundärvertexrekonstruktion und $K_S^0$ -Identifikation . . . . .	63
4.1	Eigenschaften und Signaturen von $K_S^0$ -Zerfällen . . . . .	63
4.2	Spurrekonstruktion im Innendetektor . . . . .	64
4.3	Vertexfit für Innendetektor-Spuren . . . . .	65
4.4	Kinematik und Geometrie von $V^0$ -Zerfällen . . . . .	67
4.5	$V^0$ -Kandidaten-Suche . . . . .	67
4.6	Fit an die $V^0$ -Hypothese . . . . .	70
4.7	Massenspektren und Untergrundreduktion . . . . .	71
5	Analyse der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ . . . . .	75
5.1	Datenselektion . . . . .	75
5.2	Evidenz für exklusive $\eta_c$ -Erzeugung . . . . .	76
5.2.1	Bestimmung der radiativen Breite . . . . .	82
5.3	$\gamma\gamma \rightarrow \eta_c$ 1988: Ein historischer Rückblick . . . . .	83
5.4	Eine obere Grenze für $\eta(1440)$ -Erzeugung durch zwei quasireelle Photonen . . . . .	84
6	Analyse der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 K_S^0$ . . . . .	86
6.1	Einleitung . . . . .	86
6.2	$\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 K_S^0$ bei großen Streuwinkeln $\theta_K^*$ . . . . .	87
6.3	$\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 K_S^0$ bei kleinen Streuwinkeln $\theta_K^*$ . . . . .	90
6.4	$f_2'$ -Resonanzenerzeugung . . . . .	93
6.5	Alternative Interpretation des 1525 MeV-Signals: Tensor und/oder Skalar? . . . . .	96
6.5.1	Motivation . . . . .	96
6.5.2	Konsequenzen für dieses Experiment . . . . .	98
6.6	Beobachtung von $f_2 - a_2$ - Interferenz . . . . .	99
6.7	Obere Grenzen für $f_2(1720)$ und $X(2230)$ . . . . .	105
6.8	SU(3)- Relationen für die Tensormesonen . . . . .	106
6.8.1	Zusammenstellung der benötigten experimentellen Daten . . . . .	106
6.8.2	SU(3)- Relationen für exakte SU(3) . . . . .	107
6.8.3	SU(3)- Relationen für gebrochene SU(3)- das magnetische Moment des $s$ - Quarks . . . . .	108
7	Zusammenfassung und Ausblick . . . . .	112

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Feynman-Diagramm des 2-Photon Prozesses . . . . .	13
2.2	Winkelverteilung für den Zerfall eines Tensormesons in zwei Pseudoskalare im $\gamma\gamma$ - Helizitätssystem. Gestrichelt: typische Akzeptanzkurve für den Nachweis der Teilchen in einem Zentraldetektor an einem $e^+e^-$ -Speicherring. . . . .	32
2.3	<i>Current algebra</i> - Modell für die Kopplung eines Mesons an zwei Photonen über eine Konstituenten-Quark- Schleife. . . . .	36
2.4	Feynman- Diagramme für Glueball-Erzeugung in a) radiativem $J/\psi$ - Zerfall, b) $\gamma\gamma$ -Reaktion . . . . .	40
2.5	Feynman-Diagramme für Kettenerfälle. . . . .	42
2.6	Dalitzplot für $\eta_c$ - Zerfall über eine Spin 2- Zwischenresonanz . . . . .	43
3.1	PLUTO-Detektor,y-z Projektion . . . . .	45
3.2	PLUTO- Detektor, $r\varphi$ -Projektion . . . . .	46
3.3	PLUTO-Proportionalkammer . . . . .	46
3.4	Barrel-Schauerzähler . . . . .	47
3.5	Endkappen-Schauerzähler . . . . .	47
3.6	PLUTO-Schauerzähler,r-z-Projektion . . . . .	49
3.7	$yz$ -Projektion eines der beiden PLUTO- Vorwärtsspektrometer . . . . .	49
3.8	Kleinwinkel- Schauerzähler . . . . .	50
3.9	Auflösung des Vorwärts-TOF-Systems . . . . .	51
4.1	Zerfallslängenverteilung für $K_S^0$ - Mesonen . . . . .	64
4.2	Zur Definition der Spurparameter . . . . .	65
4.3	Impulsauflösung ohne und mit Vertexfit . . . . .	66
4.4	Geometrie und Kinematik eines $V^0$ - Zerfalls . . . . .	68
4.5	Verschiedene Konstellationen von $V^0$ -Zerfällen in der Ebene senkrecht zum (homogenen) Magnetfeld . . . . .	68
4.6	Details der Geometrie eines $V^0$ -Zerfalls in der $r\varphi$ -Ebene . . . . .	69
4.7	Definition von Sekundärvertex-Kandidaten . . . . .	69
4.8	$\pi^+\pi^-$ -Massenspektrum für alle 27000 $V^0$ - Kandidaten . . . . .	72
4.9	$\pi^+\pi^-$ -Massenspektrum nach den im Text beschriebenen Schnitten . . . . .	72
4.10	$\pi^+\pi^-$ -Massenspektren für verschiedene $V^0$ -Klassen . . . . .	74
5.1	Invariantes $\pi^+\pi^-$ Massenspektrum der Sekundärvertexkandidaten von akzeptierten 4-Spur- Ereignissen . . . . .	76
5.2	Invariantes $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ - Massenspektrum, zwei Einträge pro Ereignis . . . . .	77
5.3	Korrelation zwischen fehlendem Transversalimpuls und invarianter $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ - Masse. . . . .	78

5.4	$r - \varphi$ -Projektion eines Innendetektor- $\eta_c$ - Kandidaten . . . . .	79
5.5	$\eta_c$ -Kandidaten-Ereignis mit Vorwärtsspur . . . . .	80
5.6	Erwartete Ereignisrate für den Prozeß $e^+e^- \rightarrow e^+e^- K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ als Funktion von $W$ für konstantes $\sigma_{\gamma\gamma}(W)$ . . . . .	81
6.1	Korrelation der invarianten $\pi^+ \pi^-$ -Massen der beiden $V^0$ -Kandidaten . . . . .	88
6.2	$r\varphi$ -Projektion eines $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 K_S^0$ -Ereignisses. . . . .	88
6.3	Invariantes $K_S^0 K_S^0$ -Massenspektrum im zentralen Winkelbereich . . . . .	89
6.4	Korrelation der $\pi^+ \pi^-$ -Massenkombinationen. Monte Carlo und Daten. . . . .	91
6.5	MC-Studie zur Winkelrekonstruktion im Vorwärtsbereich. . . . .	91
6.6	Invariantes $K_S^0 K_S^0$ -Massenspektrum im Vorwärtswinkelbereich . . . . .	92
6.7	Verteilung von $ \cos \theta_K^* $ für $f_2'$ -Ereignisse . . . . .	94
6.8	Der Prozeß $K^- p \rightarrow \Lambda X$ . . . . .	96
6.9	$ A ^2$ in der komplexen $s$ -Ebene . . . . .	100
6.10	Fits an das gemessene Massenspektrum . . . . .	102
6.11	Wahrscheinlichkeitskonturen in der $\varphi_{a_2} - \varphi_{f_2'}$ -Ebene . . . . .	103
6.12	Argand-Diagramme und $\sigma_{\gamma\gamma}(W)$ . . . . .	104
6.13	Zusammenhang zwischen Meßgrößen und dem SU(3)- Mischungswinkel . . . . .	109
6.14	Magnetisches Moment des $s$ - Quarks als Funktion des SU(3)- Mischungswinkels aus der Messung von $\mathcal{R}_1$ . . . . .	110
6.15	Magnetisches Moment des $s$ - Quarks als Funktion des SU(3)- Mischungswinkels aus der Messung von $\mathcal{R}_2$ . . . . .	111

## Tabellenverzeichnis

2.1	Einige Eigenschaften der Tensormesonen . . . . .	29
2.2	Vergleich verschiedener Formfaktor- Definitionen für die Tensor- Photon- Photon Kopplung . . . . .	39
6.1	Vergleich des Resultats für $\Gamma_{\gamma\gamma} \cdot B(f_2' \rightarrow K\bar{K})$ mit anderen Experimenten .	95
6.2	Kopplungsstärken der Tensormesonen in der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow K\bar{K}$ . . . . .	101
6.3	Obere Grenzen der radiativen Breite der Glueball- Kandidaten $f_2(1720)$ und $X(2230)$ . . . . .	105
6.4	Numerische Eingabe-Daten für SU(3)- Relationen (Weltmittelwerte). . . . .	107

# Kapitel 1

## Einführung und Übersicht

### 1.1 $\gamma\gamma$ -Wechselwirkungen an $e^+e^-$ -Speicherringen

Diese Arbeit befaßt sich mit der experimentellen Analyse der Reaktionen  $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp$  und  $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 K_S^0$ . Solche *Zwei-Photon-Reaktionen*, d.h. inelastische Streuung von Licht an Licht, sind reine Quanteneffekte. Im Rahmen der klassischen Theorie von Maxwell kommen Zwei-Photon-Reaktionen nicht vor. Denn Maxwell's Gleichungen und die daraus folgende Wellengleichung führen zum linearen Superpositionsprinzip: Die Amplituden zweier Lichtstrahlen addieren sich im räumlichen Überlappbereich. Es kommt zu Interferenzerscheinungen, aber beide Wellen laufen danach mit der ursprünglichen Richtung, Frequenz und Polarisation ungehindert genau so weiter, als ob es keine Kreuzung gegeben hätte. Mit den Anfängen der Quantenelektrodynamik änderte sich dieses Bild: Elastische  $\gamma\gamma$ -Streuung wurde jetzt formulierbar, der Wirkungsquerschnitt wurde 1935 von Euler und Kockel [1] erstmals berechnet. Photonen koppeln danach zwar nicht direkt an andere Photonen, wohl aber an geladene Teilchen. Elastische  $\gamma\gamma$ -Streuung ist dann mittels einer virtuellen Elektronenschleife möglich. Der Wirkungsquerschnitt ist jedoch im sichtbaren Frequenzbereich verschwindend klein und nicht meßbar. Im Rahmen der QED ist es auch möglich, durch Kollision zweier Photonen andere (massive) Teilchen zu erzeugen. Um dieses zu beobachten, sind allerdings sowohl sehr hohe Photonenenergien als auch (wegen des geringen Wirkungsquerschnittes) eine sehr hohe Strahldichte nötig. Da Photonen nicht elektrisch geladen sind, sind diese Bedingungen nur schwer zu realisieren.

*Zwei-Photon-Reaktionen* treten an Elektron-Positron-Speicherringen auf, wenn die einlaufenden Leptonen sich nicht vernichten, sondern nur streuen. Sowohl das Elektron als auch das Positron können raumartige virtuelle Photonen abstrahlen, die dann miteinander reagieren (siehe Abb.2.1 auf S. 13). Man kann sich diese Prozesse als Reaktion der die Leptonen begleitenden elektromagnetischen Felder vorstellen. Diese Abstrahlung ist im Rahmen der QED sehr gut verstanden, so daß man die inelastische Reaktion der beiden Photonen von der (beobachtbaren) Gesamtreaktion separieren kann.

Heute ist die Zwei-Photon-Physik ein florierendes Feld der experimentellen Hochenergiephysik. Hauptsächlich an den  $e^+e^-$ -Speicherringen DORIS, PEP, PETRA und neuerdings auch TRISTAN werden von vielen experimentellen Gruppen neben Annihilationsreaktionen auch 2-Photon-Reaktionen analysiert. Weit mehr als 100 experimentelle Analysen sind veröffentlicht worden. Bei dem letzten, im Abstand von zwei Jahren stattfindenden *Inter-*

*national Workshop on Photon Photon Interactions* im April 1988 in Shoresh/Jerusalem (Israel) wurden allein mehr als 60 neue, z.T. vorläufige experimentelle Ergebnisse von 10 verschiedenen Großexperimenten präsentiert [2]. Das Interesse an der Zwei-Photon-Physik beruht auf zwei Aspekten: Zum einen kann man etwas über das Photon lernen, zum anderen die Photonen als "Mikroskope" zum Studium z.B. der internen Struktur von Hadronen benutzen. Nach der  $e^+e^-$ -Annihilation ist die  $\gamma\gamma$ -Reaktion der einfachste Anfangszustand. Er zeichnet sich gegenüber allen hadronischen Anfangszuständen dadurch aus, daß er in der QED exakt berechenbar ist und keine Modellabhängigkeiten oder Strukturfunktionen schon in der Berechnung des Anfangszustandes auftreten. Weiterhin tritt keine Target-Fragmentation auf.

Bisherige Untersuchungen mit Hilfe der Zwei-Photon-Reaktion an  $e^+e^-$ -Speicherringen umfassen:

- die Erzeugung von Elektron- sowie Myon- Paaren. Diese zeigen sehr gute Übereinstimmung mit QED- Berechnungen 4. und 5. Ordnung. Die QED- Vorhersage für die  $\mu$ - Strukturfunktion des Photons (d.h. die Impulsverteilung virtueller Myonen im Photon) ist von der  $\mu$ - Masse abhängig, ein Vergleich mit experimentellen Daten ist konsistent bei der wirklichen Masse des Myons.
- die Messung der hadronischen Strukturfunktion in tief inelastischer Elektron- Photon-Streuung sowie die Messung des totalen Wirkungsquerschnitts in verschiedenen kinematischen Regionen. Diese machen die duale Struktur des Photons deutlich. Bei niedrigen Impulsüberträgen verhält sich ein Photon im Wesentlichen wie ein Vektor-Meson  $\rho, \omega$  oder  $\phi$ .  $\gamma\gamma$ - Reaktionen haben ähnliche Charakteristika wie niederenergetische Hadron- Hadron- Reaktionen, z.B. Teilchenproduktion bei kleinen Winkeln. Dies wird mit dem Vektordominanzmodell (VDM) beschrieben. Erst wenn irgendein externer oder interner Impulsübertrag groß wird, zeigt sich die punktförmige Kopplung eines Photons an die (virtuellen) geladenen Konstituenten (d.h. Quarks) im anderen Photon, und die Daten nähern sich den Vorhersagen des Quark- Parton- Modells (QPM) an.
- die Struktur der hadronischen Endzustände mit hohem Transversalimpuls. Diese zeigen hauptsächlich VDM- and QPM- artige Zwei- Jet- Struktur, liefern aber auch Evidenz für QCD- Korrekturen zum QPM durch Beobachtung von Multi- Jet- Topologien.
- die Erzeugung exklusiver Endzustände wie  $\pi\pi$ ,  $\rho\rho$  und anderer Vektormeson- Paare. Hier gibt es z.Zt. kein Modell, das alle Reaktionen gleichzeitig beschreiben kann.
- die Erzeugung einzelner Resonanzen mit positiver Ladungskonjugation, aus deren Erzeugungsrate die radiative Breite  $\Gamma_{\gamma\gamma}$  bestimmt werden kann. Diese liefern wichtige Beiträge zur Meson- Spektroskopie, da die Kopplung an zwei Photonen mit der inneren (Quark-) Struktur des Mesons verknüpft werden kann. Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Resonanzzeugung und Fragen der Mesonenspektroskopie.

## 1.2 Inhaltsübersicht

Diese Analyse befaßt sich mit der Suche nach Resonanzen in den Reaktionen  $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp$  und  $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 K_S^0$  mit dem PLUTO- Detektor bei PETRA. Aus der Erzeugungsrate einer Resonanz in einer exklusiven Reaktion kann die radiative Breite  $\Gamma_{\gamma\gamma}$  bestimmt werden. Tensormesonen (d.h. Teilchen mit Spin 2 und positiver Parität) können in  $\gamma\gamma$ - Reaktionen in zwei Polarisierungen auftreten, deren relativer Anteil mit Hilfe der Zerfallswinkelverteilung bestimmt werden kann.

### Kapitel 2: Theoretische Grundlagen

Im nächsten Kapitel wird auf die für diese Analyse wichtigen theoretischen Grundlagen eingegangen. Zunächst wird eine qualitative Beschreibung des 2-Photon- Prozesses in  $e^+e^-$ - Streuexperimenten gegeben, danach der exakte Zusammenhang zwischen dem meßbaren  $e^+e^- \rightarrow e^+e^- X$ - und dem interessierenden  $\gamma\gamma$ - Wirkungsquerschnitt dargestellt. Insbesondere wird die Kopplung einzelner skalarer ( $J^P = 0^+$ ), pseudoskalarer ( $0^-$ ) sowie tensorieller ( $2^+$ ) Resonanzen an zwei Photonen ausführlich behandelt und alle für die spätere Analyse wichtigen Formeln explizit angegeben sowie Modellabhängigkeiten diskutiert. Weiterhin werden Flavour-SU(3)- Relationen für radiative Breiten angegeben und -oft vernachlässigte- theoretische Unsicherheiten explizit aufgezeigt.

### Kapitel 3: Das Experiment: Aufbau und Prozedur

In Kapitel 3 wird das Experiment beschrieben. Zunächst wird der Aufbau des PLUTO- Detektors und seine einzelnen Komponenten vorgestellt, danach auf den Trigger, die Datennahme, Rekonstruktion und Selektionen eingegangen. Nach der prinzipiellen Methode der numerischen Auswertung, insbesondere der Integration und Simulation mit Hilfe der Monte- Carlo- Methode wird abschließend ein Algorithmus beschrieben, der für die Analyse von Interferenzerscheinungen im  $K_S^0 K_S^0$ - System entwickelt worden ist.

### Kapitel 4: Sekundärvertexrekonstruktion und $K_S^0$ - Identifikation

Bei der Suche nach Resonanzen ist es außerordentlich hilfreich, die nachgewiesenen Teilchen zu identifizieren. In dieser Arbeit werden erstmalig in der Analyse von Zwei- Photon- Reaktionen  $K_S^0$ -Mesonen durch Rekonstruktion ihrer Zerfallsvertizes identifiziert. In vorherigen Analysen hatte man die endliche Lebensdauer vernachlässigt und  $K_S^0$  nur aufgrund der invarianten  $\pi^+\pi^-$ -Masse mit hohem Untergrund nachweisen können. In Kapitel 4 wird die Methode der Sekundärvertexrekonstruktion eingehend erläutert.

### Kapitel 5: Analyse der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp$

Kapitel 5 behandelt die Analyse der Reaktion  $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ . In dieser Reaktion wird erstmals Evidenz für die exklusive Erzeugung des leichtesten aus Charm- Quarks bestehenden Mesons,  $\eta_c(2980)$ , gefunden und daraus  $\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta_c)$  bestimmt. Die Ergebnisse dieser Analyse

sind bereits Ende 1985 veröffentlicht worden [3]. Diese Veröffentlichung hat in vielen anderen experimentellen Gruppen eine starke Aktivität ausgelöst. Am Ende des Kapitels wird die derzeitige (1988) experimentelle Situation beschrieben.

## Kapitel 6: Analyse der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 \bar{K}_S^0$

Das 6. Kapitel beschreibt die Analyse der Reaktion  $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 \bar{K}_S^0$ . Die wichtigsten Ergebnisse sind Anfang 1988 veröffentlicht worden [4], einige neuere Aspekte (die mögliche Interpretation des  $f_2'$ -Signals als entartetes skalares Teilchen, für das kürzlich Evidenz gefunden wurde) wurden auf dem  $\gamma\gamma$ -Workshop in Jerusalem vorgestellt[5]. In diesem Endzustand wird die Formation des Tensormesons  $f_2'$  beobachtet und dessen radiative Breite gemessen. Mit Hilfe des PLUTO- Vorwärtsspektrometers ist es erstmals gelungen, auch  $K_S^0$ -Paare bei kleinen Produktionswinkeln nachzuweisen. Damit ist eine Messung der  $K_S^0$ - Winkelverteilung möglich, die eine Separation der beiden möglichen Helizitätszustände 0 und 2 erlaubt. Es wird keine Evidenz für Helizität 0 gefunden und eine obere Grenze für die entsprechende Erzeugungsrate angegeben. Damit ist die theoretisch erwartete Helizität 2- Dominanz für die  $f_2'$ - Erzeugung in  $\gamma\gamma$ - Reaktionen erstmals experimentell verifiziert worden. Bisherige Messungen der radiativen  $f_2'$ - Breite hatten vor dieser Messung systematische Unsicherheiten in der Größenordnung eines Faktors 2, weil sie nicht zwischen beiden Helizitäten unterscheiden können und sich deren experimentelle Akzeptanzen stark unterscheiden.

In dieser Reaktion wird weiterhin destruktive Interferenz zwischen dem isoskalaren Meson  $f_2$  und dem Isovektor-Meson  $a_2$  beobachtet und erstmalig quantitativ ausgewertet, indem die möglichen relativen Phasen bestimmt werden. Aus der Nichtbeobachtung von möglichen Signalen der Glueball- Kandidaten  $f_2(1720)$  (ehemals  $\theta(1690)$ ) sowie  $X(2230)$  (früher  $\xi(2220)$ ) werden obere Grenzen ihrer radiativen Breiten abgeleitet, die ihre Interpretation als Glueballs unterstützen. Am Ende werden noch aus diesen Messungen und SU(3)- Relationen folgende Ergebnisse zur inneren Struktur der Tensormesonen angegeben, z.B. der Anteil von nicht- seltsamen Quarks im  $f_2'$  auf 2.8% begrenzt. Insbesondere werden theoretische Unsicherheiten bei der Korrektur aufgrund der unterschiedlichen Massen explizit aufgezeigt. Unter Berücksichtigung der SU(3)- Brechung durch die höhere Masse des s- Quarks wird aufgrund dieser Messung ein Zusammenhang zwischen dem magnetischen Moment des s- Quarks und dem Oktett- Singlett- Mischungswinkel des Tensormesonen- Nonetts hergestellt. Die Ergebnisse favorisieren ideale Mischung eher als einen Mischungswinkel um  $28^\circ$ , der durch die Gell-Mann- Okubo- Massenformel erwartet wird.

## 7.Kapitel: Zusammenfassung

Abschließend werden die wichtigsten Ergebnisse und numerischen Resultate noch einmal zusammengestellt.

## Kapitel 2

### Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen für die in der vorliegenden Arbeit durchgeführten Experimente dargestellt. Insbesondere wird auf den Zwei-Photon Prozeß an  $e^+e^-$ -Speicherringen eingegangen. Kinematik und qualitative Eigenschaften werden in Abschnitt 2.1 vorgestellt, in 2.2 wird der exakte Formalismus für den Zusammenhang des meßbaren  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$ - Prozesses mit dem zu untersuchenden Subprozeß  $\gamma\gamma \rightarrow X$  beschrieben. Der Spezialfall der Erzeugung einzelner Resonanzen wird eingehend im darauffolgenden Abschnitt behandelt, mit besonderer Betonung der in dieser Analyse wichtigen Pseudoskalare, Tensoren und Skalare. Alle später benutzten Matrixelemente werden explizit angegeben sowie Modellabhängigkeiten der Erzeugungs- und Zerfallsformfaktoren erörtert. Erstmals wird die explizite  $W$ - Abhängigkeit der  $\gamma\gamma$ - Wirkungsquerschnitte und -Breiten ohne sonst übliche Näherungen angegeben.

Die Ergebnisse dieses Experiments (radiative Breiten von Mesonen) lassen Rückschlüsse auf die interne Struktur dieser Mesonen, d.h. deren Valenzquark- und Gluonengehalt, zu. Insbesondere kann der Flavour-  $SU(3)$ - Oktett- Singlett Mischungswinkel bestimmt werden. In Abschnitt 2.4 werden die Erwartungen des Quarkmodells sowie der Zusammenhang mit meßbaren Größen vorgestellt. Auch hier treten systematische Unsicherheiten auf, die in der Literatur oft nicht zur Kenntnis genommen werden.

Im abschließenden Abschnitt dieses Kapitels wird kurz auf den Formalismus für in Dreikörper- Zerfällen auftretende Zwischenresonanzen eingegangen.

#### 2.1 $\gamma\gamma$ -Wechselwirkungen an $e^+e^-$ -Speicherringen

Wenn man von  $\gamma\gamma$ -Reaktionen an einem  $e^+e^-$ - Speicherring redet, meint man damit den in Abb. 2.1 gezeigten Prozeß : Das einlaufende Elektron und das einlaufende Positron strahlen je ein raumartig virtuelles Photon ab, die dann miteinander wechselwirken und einen leptonischen oder hadronischen Endzustand  $X$  erzeugen. Im Gegensatz zu Annihilations- (oder  $1\gamma$ -) Ereignissen werden die wechselwirkenden Leptonen also nicht vernichtet, sondern gestreut. Aus Abb. 2.1 geht die Bedeutung der wichtigsten kinematischen Variablen eines

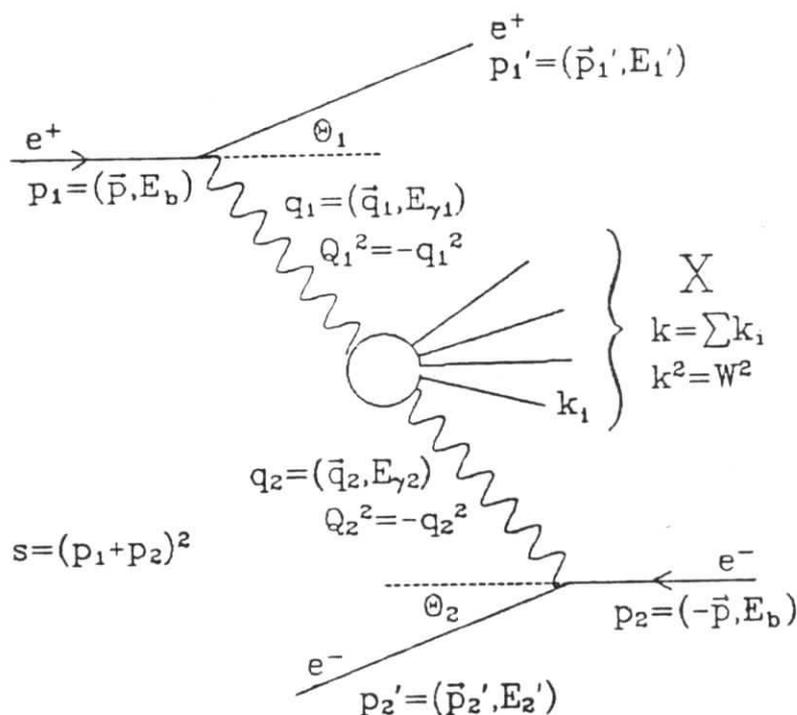


Abbildung 2.1: Feynman-Diagramm des Zwei-Photon Prozesses und Veranschaulichung der Bedeutung einiger kinematischer Variablen

2-Photon-Prozesses hervor.  $p_1$  und  $p_2$  stellen die Viererimpulse<sup>1</sup> des einlaufenden Positrons bzw. Elektrons dar. Die  $z$ -Achse des Laborsystems ist durch die Richtung der einlaufenden Positronen definiert, so daß  $\vec{p}_1 = (0, 0, p_{beam})$ .  $p'_1$  und  $p'_2$  sind die Viererimpulse der gestreuten Leptonen. Experimentell zugänglich sind die Energien  $E_{1,2}$ , die Streuwinkel  $\cos \theta_{1,2}$  und die Azimutwinkel  $\varphi_{1,2}$ .

Mit  $q_i$  werden die Viererimpulse der virtuellen Photonen bezeichnet. Die Quadrate dieser Viererimpulse sind negativ (d. h. die "Masse" der Photonen  $m_i = \sqrt{q_i^2}$  ist imaginär), es handelt sich also um raumartige Photonen. Üblicherweise benutzt man die positiven Größen  $Q_i^2 = -q_i^2$ . Durch die Messung des Viererimpulses des gestreuten Leptons  $p'_i$  (*tagging*) ist  $q_i$  vollständig festgelegt:

$$\begin{aligned}
 q_i &= p_i - p'_i = (E_{\gamma i}, \vec{q}_i) \quad (\text{im Laborsystem}) \\
 Q_i^2 &= 2E_{beam} E'_i \cdot (1 - \sqrt{1 - (\frac{m_e}{E_{beam}})^2} \cdot \cos \theta_i) \quad (2.1)
 \end{aligned}$$

<sup>1</sup>Die Buchstaben  $p, q, k$  ohne Vektorpfeil stehen immer für Viererimpulse  $p^\mu, q^\mu, k^\mu$  mit den Komponenten  $p^\mu = (E, \vec{p})$ . Die Metrik wird durch  $g_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1 & & & \\ & -1 & & \\ & & -1 & \\ & & & -1 \end{pmatrix}$  festgelegt, so daß  $p^2 = p_\mu p^\mu = p^\mu g_{\mu\nu} p^\nu = p_0^2 - \vec{p}^2 = E^2 - \vec{p}^2 = +m^2$ .

$$\approx 2E_{beam}E'_i \cdot (1 - \cos \theta_i) \quad (\text{für } \frac{m_e}{E_i} \ll 1)$$

Die Summe von  $q_1$  und  $q_2$  legt den Viererimpuls  $k$  des produzierten Systems  $X$  fest, der durch die invariante Masse  $W := W_{\gamma\gamma} = \sqrt{k^2}$  charakterisiert wird:

$$\begin{aligned} k &= q_1 + q_2 \\ &= (p_1 - p'_1) + (p_2 - p'_2) \\ W &= \sqrt{k^2} \\ W^2 &= 4E_{\gamma_1}E_{\gamma_2} - 2E'_1E'_2(1 - \cos \theta_1 \cos \theta_2 - \sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos \varphi) + O\left(\frac{m_e}{E'_i}\right) \\ &\approx 4E_{\gamma_1}E_{\gamma_2} \quad \text{für kleine } \theta_i \end{aligned} \quad (2.2)$$

Mit  $s = (p_1 + p_2)^2 = (p'_1 + p'_2 + k)^2 = 4E_{beam}^2$  wird das Quadrat der totalen  $e^+e^-$ -Schwerpunktsenergie bezeichnet.

Es ist nützlich, den die  $\gamma\gamma$ -Reaktion beschreibenden Feynman-Graphen aufzuteilen: Der äußere Teil steht für die Abstrahlung der virtuellen Photonen von den Leptonen. Die hier auftretenden Vertices sind in der Quantenelektrodynamik (QED) exakt berechenbar. Der innere Teil beschreibt dann die Wechselwirkung der beiden virtuellen Photonen, in der der Endzustand  $X$  erzeugt wird. Dies ist der interessante Teilprozeß, über den in 2-Photon-Experimenten Informationen gewonnen werden sollen. Hätte man genügend hochenergetische und intensive Quellen reeller Photonen, könnte man direkt den Wirkungsquerschnitt  $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow X)$  messen. Für einen festgelegten Endzustand  $X$  kann dieser Wirkungsquerschnitt nur von Lorentz-invarianten Größen abhängen. Im Falle der reellen Photonen ist das nur die invariante  $\gamma\gamma$ -Masse  $W$ . Bei einer  $\gamma\gamma$ -Reaktion am  $e^+e^-$ -Speicherring kann er aber auch noch von der Virtualität der Photonen abhängen:  $\sigma_{\gamma\gamma} = \sigma_{\gamma\gamma}(W, Q_1^2, Q_2^2)$ . Der Grenzfall  $Q_1^2 \rightarrow 0, Q_2^2 \rightarrow 0$  entspricht dann der Reaktion zweier reeller Photonen.

Zwei Bemerkungen sind hier angebracht: Erstens können die Photonen im Prozeß  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$  aufgrund der Energie-Impulserhaltung am  $ee\gamma$ -Vertex und der endlichen Masse des Elektrons nie den Grenzfall  $Q^2 = 0$  erreichen. Vielmehr gilt:

$$Q_{min}^2 = \frac{m_e^2 E_\gamma^2}{E_{beam} \cdot (E_{beam} - E_\gamma)} \quad (2.3)$$

Dadurch wird das Auftreten eines Pols im Wirkungsquerschnitt  $\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-X)$  durch die Photonenpropagatoren verhindert. Die zweite Bemerkung betrifft die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts vom Spin der Photonen: Photonen besitzen Spin 1. Aufgrund der Eichinvarianz können reelle (masselose) Photonen nur zwei Spineinstellungen haben (Helizität  $\pm 1$ ), d.h. sie sind transversal polarisiert. Für virtuelle Photonen gilt das nicht, sie können auch longitudinal polarisiert sein. Das verkompliziert den direkten Vergleich zwischen dem  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$ -Subprozeß<sup>2</sup>  $\gamma^*\gamma^* \rightarrow X$  mit der Reaktion  $\gamma\gamma \rightarrow X$ . Der vollständige Zusammenhang wird in Abschnitt 2.2 angegeben.

<sup>2</sup> $\gamma^*$  bezeichnet ein virtuelles Photon

## 2.1.1 Die "Equivalent Photon Approximation" und Lows Formel

Die wesentlichen Eigenschaften von  $\gamma\gamma$ -Reaktionen an  $e^+e^-$ -Speicherringen sind schon anhand von Näherungsformeln erkennbar, die auf der Faktorisierung des Gesamtwirkungsquerschnitts in Photonen-Fluß und  $\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnitt basieren. Die bekannteste dieser Näherungen ist die EPA ("Equivalent Photon Approximation"), die schon 1934 von v. Weizsäcker und Williams [6] eingeführt wurde. In diesem Modell kann man sich die  $e^+e^-$ -Wechselwirkungszone als Kreuzungspunkt zweier unabhängiger Breitband-Photonenstrahlen vorstellen. Beide Strahlen haben ein Bremsstrahlungs-ähnliches Spektrum (siehe z.B. [7]):

$$\frac{d^2 n_i}{dE_{\gamma i} dQ_i^2} = \frac{\alpha}{\pi E_{\gamma i} Q_i^2} \cdot \left( \left( 1 - \frac{E_{\gamma i}}{E_{beam}} + \frac{E_{\gamma i}^2}{2E_{beam}^2} \right) - \left( 1 - \frac{E_{\gamma i}}{E_{beam}} \right) \frac{Q_{min,i}^2}{Q_i^2} \right) \quad (2.4)$$

Der totale  $e^+e^-$ -Wirkungsquerschnitt ist dann

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow e^+e^- X} = \int \sigma_{\gamma\gamma \rightarrow X} \cdot \frac{d^2 n_1}{dE_{\gamma 1} dQ_1^2} \cdot \frac{d^2 n_2}{dE_{\gamma 2} dQ_2^2} dE_{\gamma 1} dE_{\gamma 2} dQ_1^2 dQ_2^2 \quad (2.5)$$

Das dimensionslose Produkt  $d^2 n_1 d^2 n_2 = d^4 L_{\gamma\gamma}$  wird als differentielle Photon-Luminositätsfunktion bezeichnet. Durch Variablentransformation (siehe Gleichung 2.2) und Ausführung der Integration über die anderen Variablen läßt sich eine nur von  $W_{\gamma\gamma}$  abhängige Luminositätsfunktion  $\mathcal{L}_{\gamma\gamma}$  definieren, so daß

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow e^+e^- X} = \int_0^1 \mathcal{L}_{\gamma\gamma}(\hat{s}) \cdot \sigma_{\gamma\gamma \rightarrow X}(\hat{s}) d\hat{s} \quad (2.6)$$

Dabei kann  $\hat{s}$ , das Quadrat der skalierten invarianten  $\gamma\gamma$ -Masse,

$$\hat{s} = \left( \frac{W}{2E_{beam}} \right)^2, \quad (2.7)$$

Werte zwischen 0 und 1 annehmen. Diese Luminositätsfunktion  $\mathcal{L}_{\gamma\gamma}$  beschreibt die Anzahl der Photonenpaare mit skaliert invarianter Masse  $z = \sqrt{\hat{s}}$ . Sie beträgt in der Näherung, in der nur führende Logarithmen berücksichtigt werden ("leading log approximation") [8,9]:

$$\mathcal{L}_{\gamma\gamma}(\hat{s}) = \left( \frac{4\alpha}{\pi} \ln \frac{E_{beam}}{m_e} \right)^2 \cdot f(\hat{s}) \quad (2.8)$$

mit

$$f(\hat{s}) = \left[ (2 + \hat{s})^2 \ln \frac{1}{\hat{s}} - (1 - \hat{s})(3 + \hat{s}) \right] \quad (2.9)$$

Für kleine invariante  $\gamma\gamma$ -Massen folgt damit aus Gleichung 2.6 für den differentiellen  $e^+e^-$ -Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d\sigma_{e^+e^- \rightarrow e^+e^- X}}{dW} \approx \frac{1}{W} \ln \left( \frac{2E_{beam}}{W} \right) \cdot \sigma_{\gamma\gamma}(W) \quad (2.10)$$

Der  $\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnitt zur Erzeugung einer schmalen Resonanz R, deren Breite  $\Gamma$  sehr viel kleiner ist als ihre Masse  $m_R$ , mit Spin J und partieller  $\gamma\gamma$ -Breite  $\Gamma_{\gamma\gamma} = \Gamma \cdot B(R \rightarrow \gamma\gamma)$  ist durch eine Breit-Wigner- Verteilungsfunktion gegeben:

$$\sigma_{\gamma\gamma}(s) = 8\pi^2(2J + 1) \cdot \frac{\Gamma_{\gamma\gamma} \Gamma}{(s - m_R^2)^2 + \Gamma^2 m_R^2} \quad (2.11)$$

Für schmale Resonanzen kann die Breit-Wigner-Funktion durch eine Dirac'sche  $\delta$ -Funktion approximiert werden:

$$\sigma_{\gamma\gamma}(s) = 8\pi(2J + 1) \cdot \frac{\Gamma_{\gamma\gamma}}{m_R} \cdot \delta(s - m_R^2) \quad (2.12)$$

Der  $e^+e^-$ -Wirkungsquerschnitt für die 2-Photon-Erzeugung der Resonanz läßt sich dann schreiben als:

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow e^+e^-X} = 4\alpha^2 \left( \ln \left( \frac{E_{beam}}{m_e} \right) \right)^2 \cdot f \left( \frac{m_R^2}{4E_{beam}^2} \right) \cdot (2J + 1) \frac{\frac{1}{2}\Gamma_{\gamma\gamma}}{m_R^3} \quad (2.13)$$

Diese Beziehung wurde schon 1960 von Low [8] berechnet, als er vorschlug, die  $\pi^0$ -Lebensdauer mit Hilfe von 2-Photon-Erzeugung in Elektron-Positron-Kollisionen zu messen<sup>3</sup>.

### 2.1.2 Qualitative Eigenschaften von 2-Photon-Reaktionen an $e^+e^-$ -Speicherringen

In diesem Abschnitt werden einige wesentliche Eigenschaften von 2-Photon-Reaktionen beschrieben, die aus den Formeln im vorigen Abschnitt folgen. Insbesondere werden sie mit denen von  $e^+e^-$ -Annihilationsereignissen verglichen und die Konsequenzen für ihre Messung mit  $e^+e^-$ -Speicherring-Experimenten vorgestellt.

**Kleine invariante Massen:** An Gleichung 2.10 erkennt man, daß vorwiegend  $\gamma\gamma$ -Endzustände  $X$  mit kleiner invarianter Masse erzeugt werden. Dies ist eine Konsequenz des bremsstrahlungsartigen Photonenflusses und hat (noch) nichts mit der  $W$ -Abhängigkeit des  $\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnittes zu tun. Wird ein bestimmter Endzustand  $X$  mit einem in  $W$  konstanten  $\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnitt erzeugt, ist die beobachtete Ereignisrate pro  $W$ -Intervall also näherungsweise:

$$\frac{dN}{dW} \propto \frac{1}{W} \cdot \ln \left( \frac{2E_{beam}}{W} \right).$$

Dies steht im Gegensatz zu  $e^+e^-$ -Annihilationsereignissen, bei denen (bis auf Strahlungskorrekturen) das interessierende Endzustandssystem immer die volle Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s} = 2 \cdot E_{beam}$  besitzt. Systeme mit kleiner invarianter Masse haben im Mittel auch eine kleinere Teilchenmultiplizität. Insbesondere ist man auch an 2-Photon-Reaktionen mit nur zwei geladenen (oder sogar nur neutralen) Teilchen im Endzustand interessiert. Das stellt an  $e^+e^-$ -Speicherring-Experimente, die sowohl Annihilations- als auch exklusive  $\gamma\gamma$ -Ereignisse mit kleiner Multiplizität messen wollen, hohe Ansprüche, insbesondere an den Trigger (siehe Kap. 3.2).

**Bewegung des Endzustandssystems  $X$  im Laborsystem:** Weil beide Photonen im allgemeinen nicht die gleichen Impulse haben, ruht das Endzustandssystem  $X$  im Laborsystem (d.h. dem  $e^+e^-$ -Schwerpunktssystem (c.m.s.)) nicht, sondern bewegt

<sup>3</sup>Es hat fast ein Viertel Jahrhundert gedauert, bis dieses Experiment durchgeführt werden konnte (Crystal Ball, 1984 [10])

sich, hauptsächlich in  $z$ -Richtung. Eine häufig benutzte Variable, die diese Bewegung in  $z$ -Richtung beschreibt, ist die Rapidity  $y$ :

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z} \quad (2.14)$$

Für einen festen Wert von  $W$  nimmt die Rapidity  $y$  des Endzustandes  $X$  ein (fast) flaches Spektrum zwischen den kinematischen Grenzwerten

$$-y_m < y < y_m \quad \text{mit} \quad y_m = \ln \frac{2E_{beam}}{W} \quad (2.15)$$

an [11]. Um z.B. Winkelverteilungen im System  $X$  zu studieren, müssen die gemessenen Impulse also immer in das  $\gamma\gamma$ -Schwerpunktsystem Lorentz-transformiert werden. Auch das steht im Gegensatz zu Annihilationsereignissen, bei denen das erzeugte System (unter Vernachlässigung von Strahlungskorrekturen) im Laborsystem ruht.

**Kleine Lepton-Streuwinkel:** Das bremsstrahlungsartige Verhalten am  $ee\gamma$ -Vertex führt zu typischerweise sehr kleinen Lepton-Streuwinkeln [12,13]:

$$\frac{d\sigma}{d\theta_i} \propto \frac{1}{\theta_i} \quad \text{für} \quad \frac{m_e}{E'_i} \ll \theta_i \ll 1 \quad (2.16)$$

Das führt dazu, daß für die meisten Ereignisse sowohl das gestreute Elektron als auch das gestreute Positron unbeobachtbar im Strahlrohr verbleiben. Solche Ereignisse nennt man *no-tag*-Ereignisse. Die  $Q^2$ -Werte der virtuellen Photonen können nicht direkt bestimmt werden, die invariante Masse  $W$  des  $\gamma\gamma$ -Systems muß aus dem Endzustand  $X$  selbst rekonstruiert werden. Weist man ein oder beide gestreute Leptonen nach, spricht man von *single tag* bzw. *double tag*-Ereignissen. In diesen Fällen sind die  $Q^2$ -Werte eines bzw. beider Photonen rekonstruierbar. Als experimentelle Konsequenz ergibt sich die Notwendigkeit, bis zu möglichst kleinen Winkeln gestreute Elektronen nachweisen zu können. Auch wenn dann in einem Ereignis kein Elektron gefunden wurde, kann man den  $Q^2$ -Wert der virtuellen Photonen wegen Gleichung 2.1 nach oben begrenzen (*anti-tag*). Da die Energie der virtuellen Photonen meist klein ist, ist die der gestreuten Elektronen nicht sehr viel geringer als die Strahlenergie. Die Signatur eines *tags* ist also ein hochenergetisches Elektron/Positron bei kleinen Winkeln. Wie diese experimentellen Anforderungen beim PLUTO-Experiment erfüllt werden, ist in Kap. 3.1.2 beschrieben. Die Ereignisrate von *single tag*-Ereignissen ist ca. eine Größenordnung geringer als die von *no-tag*-Ereignissen. *Double-tag*-Ereignisse sind noch einen weiteren Faktor 10 seltener.

**Teilchenproduktion bei kleinen Winkeln:** Nicht nur die gestreuten Leptonen, sondern auch die Teilchen des Endzustandes  $X$  werden vorzugsweise bei kleinen Winkeln produziert. Das hat zwei Gründe: Erstens weisen viele Prozesse  $\gamma\gamma \rightarrow X$  stärkere Vorwärtswinkel-Konzentrationen auf als die entsprechenden Reaktionen  $e^+e^- \rightarrow X$  (z.B. für  $X = \mu^+\mu^-$  [12]). Ein Großteil der inklusiven multi-hadronischen Reaktionen  $\gamma\gamma \rightarrow X$  (der vom Vektordominanz-Modell (VDM) beschrieben wird) besitzt die

Eigenschaften hadronischer Wechselwirkungen: die Fragmentation erfolgt im Wesentlichen entlang der  $\gamma\gamma$ -Achse im  $\gamma\gamma$ -Schwerpunktsystem, bei großen Winkeln werden fast keine Teilchen erzeugt. Erst bei Ereignissen, die eine Jetstruktur mit hohem Jet-Transversalimpuls oder ein hohes  $Q^2$  aufweisen, wird die punktförmige Kopplung des Photons an Quarks sichtbar, und die  $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$ -Winkelverteilung erlaubt auch Teilchenproduktion bei großen Winkeln. Der zweite Grund für die starke Teilchenproduktion bei kleinen Winkeln liegt in der möglichen Bewegung des  $\gamma\gamma$ -Systems im Laborsystem. Durch die Lorentz-Transformation der Viererimpulse können die Winkelverteilungen im  $\gamma\gamma$ -System und im  $e^+e^-$ -System vollkommen verschieden sein. Ereignisse mit hoher Rapidität  $y$  weisen im allgemeinen viele Teilchen bei sehr kleinen Winkeln im Detektor auf.

**Große Wirkungsquerschnitte:** Obwohl 2-Photon-Prozesse (Abb. 2.1) offensichtlich zweiter Ordnung in der elektromagnetischen Kopplung  $\alpha$  sind und gegenüber Anihilationsprozessen um den Faktor  $\alpha^2 \approx (\frac{1}{137})^2$  unterdrückt sein sollten, sind typische totale Wirkungsquerschnitte für  $\gamma\gamma$ -Reaktionen größer als die entsprechenden für  $1\gamma$ -Anihilationsreaktionen. Der Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-}$  ist beispielsweise bei einer Strahlenergie von ca.  $1.2\text{ GeV}$  genau so groß wie  $\sigma_{e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-}$ , bei  $17.3\text{ GeV}$  jedoch um ca. einen Faktor 1000 größer. Die großen Wirkungsquerschnitte sind folgendermaßen erklärbar: Die Wahrscheinlichkeit der Abstrahlung eines virtuellen Photons wächst logarithmisch mit der Strahlenergie an. Da die  $Q^2$ -Werte der Photonen im 2-Photon-Prozeß vorwiegend sehr klein sind, nehmen die Photonenpropagatoren  $1/(Q_1^2 Q_2^2)$  in der Amplitude große Werte an. Im Gegensatz dazu wird  $\sigma_{e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-}$  durch die hohe Virtualität des Anihilationsphotons stark unterdrückt:  $\sigma_{e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-} \sim 1/q^2 \sim 1/s$ . Ein weiterer Grund für die Dominanz des 2-Photon-Prozesses ist, daß der Phasenraum größer ist: Während Energie und Impuls des virtuellen Photons im Anihilationsprozeß durch die Kinematik vollständig festgelegt sind, ist bei der Berechnung des Matrixelements für den 2-Photon-Prozeß über die möglichen Viererimpulse der virtuellen Photonen zu integrieren.

**Kleine experimentelle Akzeptanzen:** Das häufige Verbleiben der gestreuten Leptonen im Strahlrohr, die niedrige Energie und die kleinen Produktionswinkel im Endzustand  $X$  führen zu sehr kleinen experimentellen Akzeptanzen in der Größenordnung  $0.1\% - 10\%$ , die stark von den Einzelheiten der beobachteten Prozesse abhängen. Die Akzeptanz für  $e^+e^-$ -Anihilationsreaktionen liegt dagegen um  $60 - 80\%$ . Die beobachteten Ereignisraten von  $1\gamma$  und  $\gamma\gamma$ -Reaktionen liegen deshalb in der gleichen Größenordnung.

**Erzeugung einzelner Resonanzen mit  $C = +1$ :** Besteht der  $\gamma\gamma$ -Endzustand aus einem einzelnen Teilchen  $R$ , so muß dieses die Ladungskonjugation  $C = +1$  besitzen (im Gegensatz zu  $e^+e^-$ -Anihilationsreaktionen, in denen nur  $C = -1$ -Resonanzen erzeugt werden können). Weiterhin muß es vollständig neutral sein: elektrische Ladung, Baryonenzahl, Leptonenzahl, Strangeness, Charm und andere additive Quantenzahlen müssen Null sein. Weitere Auswahlregeln sind als "Yang'sche Theoreme"

bekannt [14]: Resonanzen mit Spin 1 können nicht an zwei reelle Photonen koppeln. Eine vollständige Zusammenstellung aller auch für virtuelle Photonen geltenden Auswahlregeln ist bei Poppe [15] zu finden. Aus Gl. 2.13 erkennt man die folgenden Eigenschaften: Der Wirkungsquerschnitt steigt logarithmisch mit der Strahlenergie. Die Erzeugung von Resonanzen hoher Masse ist stark unterdrückt ( $\sigma \propto 1/m_R^3$ ). Der Wirkungsquerschnitt ist direkt proportional zur 2-Photon-Breite  $\Gamma_{\gamma\gamma}(R)$ .

## 2.2 Exakter Zusammenhang zwischen $d\sigma_{e^+e^- \rightarrow e^+e^-X}$ und $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow X}$

Nachdem die generellen Charakteristika von  $\gamma\gamma$ -Reaktionen vorgestellt worden sind, werden in diesem Abschnitt die exakten Formeln zusammengestellt, die für die vorliegende Analyse benutzt werden. Die Amplitude für die in Abb. 2.1 auf Seite 13 dargestellte 2-Photon-Erzeugung eines beliebigen Endzustandes  $X$  ist (siehe z.B. [7]):

$$T_{e^+e^- \rightarrow e^+e^-X} = [\bar{u}(p'_1, s'_1)\gamma^\mu u(p_1, s_1)] \frac{e}{q_1^2} \cdot T_{\mu\nu} \cdot \frac{e}{q_2^2} [\bar{v}(p'_2, s'_2)\gamma^\nu v(p_2, s_2)] \quad (2.17)$$

wobei  $u(p, s)$  und  $v(p, s)$  die Dirac-Spinoren für  $e^+$  bzw.  $e^-$  mit Impuls  $p$  und Spinprojektion  $s = \pm \frac{1}{2}$  darstellen.  $T_{\mu\nu}$  ist der die Reaktion

$$\gamma(q_1, \xi_1) + \gamma(q_2, \xi_2) \rightarrow X \quad (2.18)$$

der Photonen mit Viererimpuls  $q_i$  und Helizität  $\xi_i$  beschreibende Tensor. Aus der Amplitude läßt sich der Wirkungsquerschnitt herleiten:

$$d\sigma_{e^+e^- \rightarrow e^+e^-X} = \frac{(4\pi\alpha)^2}{q_1^2 q_2^2} \rho_1^{\mu\mu'} \rho_2^{\nu\nu'} T_{\mu'\nu'}^* T_{\mu\nu} \cdot \frac{(2\pi)^4 \delta^4(q_1 + q_2 - k) dLIPS(X)}{4\sqrt{(p_1 p_2)^2 - m_e^4}} \cdot \frac{d^3 p'_1}{(2\pi)^3 \cdot 2E'_1} \cdot \frac{d^3 p'_2}{(2\pi)^3 \cdot 2E'_2} \quad (2.19)$$

Dabei ist  $k = \sum_j k_j$  der Viererimpuls des Endzustandes  $X$  mit der invarianten Masse  $W = \sqrt{k^2}$ .  $dLIPS(X)$  ist das Lorentz-invariante Phasenraumelement des Endzustandes  $X$ :

$$dLIPS(X) = \prod_j \frac{d^3 k_j}{2E_j (2\pi)^3} \quad (2.20)$$

Die Matrizen  $\rho_i$  sind die Dichte-Matrizen der virtuellen Photonen, sie beschreiben die  $ee\gamma$ -Vertices. Sie können in der QED exakt berechnet werden.

Nach Integration über den Phasenraum des produzierten Systems  $X$  enthält die Beziehung für den Wirkungsquerschnitt die Größen

$$W^{\mu'\nu',\mu\nu} = \frac{1}{2} \int T^{*\mu'\nu'} T^{\mu\nu} (2\pi)^4 \cdot \delta^4(q_1 + q_2 - k) dLIPS(X) \quad (2.21)$$

Dieser *hadronische Tensor* hat  $4^4 = 256$  Komponenten. Glücklicherweise sind nicht alle voneinander unabhängig: Aufgrund von Lorentz-Invarianz, Zeitumkehr-Invarianz und Eichinvarianz läßt er sich auf acht unabhängige Komponenten reduzieren (siehe z.B. [13]). Dabei

erscheint es sinnvoll, einen Basiswechsel von den 4 Lorentzindizes  $\mu, \nu = 0, 1, 2, 3$  in die Helizitätsbasis (3 Indizes  $a, b = +, -, 0$  für zwei transversale (T) (z.B. links- und rechts-zirkulare) und eine longitudinale (L) Photonpolarisation) durchzuführen, die eine einfache Interpretation der einzelnen Tensorkomponenten zuläßt. Auch die Photonendichtematrizen  $\rho_i$  lassen sich in dieser Basis angeben (siehe z.B. [7,15]). Die Matrixelemente  $M_{ab}$  in der Helizitätsbasis werden durch die Transformation

$$M_{ab} = T_{\mu\nu} \varepsilon_{1a}^\mu \varepsilon_{2b}^\nu \quad (2.22)$$

aus den Amplituden  $T_{\mu\nu}$  gewonnen. Die  $\varepsilon_i$  (siehe Gl. 2.72) sind die Polarisationsvektoren der beiden Photonen. In dieser Basis lautet der hadronische Tensor

$$W^{ab,a',b'} = \frac{1}{2} \int M^{*a'b'} M^{ab} dLIPS(X) \quad (2.23)$$

Faßt man die beiden transversalen Moden noch zusammen ( $+, - \rightarrow T; 0 \rightarrow L$ ), sind die unabhängigen Komponenten in der Helizitätsbasis:

$$\begin{aligned} W_{TT} &= \frac{1}{2}(W_{++,++} + W_{+-,+-}) = 2\sqrt{X}\sigma_{TT} \\ W_{TL} &= W_{+0,+0} = 2\sqrt{X}\sigma_{TL} \\ W_{LT} &= W_{0+,0+} = 2\sqrt{X}\sigma_{LT} \\ W_{LL} &= W_{00,00} = 2\sqrt{X}\sigma_{LL} \\ W_{TT}^\tau &= W_{+,-,-} = 2\sqrt{X}\tau_{TT} \\ W_{TL}^\tau &= \frac{1}{2}(W_{++,00} + W_{0+,-0}) = 2\sqrt{X}\tau_{TL} \\ W_{TT}^a &= \frac{1}{2}(W_{++,++} - W_{+,-,-}) = 2\sqrt{X}\tau_{TT}^a \\ W_{TL}^a &= \frac{1}{2}(W_{++,00} - W_{0+,-0}) = 2\sqrt{X}\tau_{TL}^a \end{aligned} \quad (2.24)$$

Die  $W_{ab}$  sind dimensionslose, Lorentz-invariante Funktionen, die nur von den Skalaren  $W, Q_1^2$  und  $Q_2^2$  abhängen. Im Wesentlichen sind sie  $\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnitte, aus denen alle Flußfaktoren herausgenommen wurden. Durch Einführung eines durch analytische Fortsetzung auf raumartig virtuelle Photonen generalisierten Möllerschen Flußfaktors:

$$\begin{aligned} X &= (q_1 q_2)^2 - q_1^2 q_2^2 \\ &= \frac{1}{4}(W^2 + Q_1^2 + Q_2^2)^2 - Q_1^2 Q_2^2 \\ &= W^2 \cdot k_\gamma^{*2} \end{aligned} \quad (2.25)$$

( $k_\gamma^*$  ist dabei der Impuls eines virtuellen Photons im  $\gamma\gamma$ -Schwerpunktsystem) können  $\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnitte für virtuelle Photonen definiert werden. Die rechte Spalte in Gleichung 2.24 zeigt den einfachen Zusammenhang dieser Größen mit den Tensorkomponenten  $W_{ab}$ : Es gibt vier  $\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnitte  $\sigma_{TT}, \sigma_{TL}, \sigma_{LT}, \sigma_{LL}$  für die Wechselwirkung transversaler Photonen mit transversalen, transversalen mit longitudinalen etc.. Die anderen vier  $W$ -Komponenten hängen mit Interferenztermen  $\tau_{ab}$  zusammen, die bei Integration über den Azimutwinkel  $\bar{\varphi}$  zwischen den Leptonen- Streuebene im  $\gamma\gamma$ -Schwerpunktsystem verschwinden. Der Gesamtwirkungsquerschnitt für die  $e^+e^- \rightarrow e^+e^- X$ - Reaktion läßt sich damit schreiben als [7]

$$\begin{aligned}
d\sigma_{e^+e^- \rightarrow e^+e^-X} &= \frac{\alpha^2}{32\pi^4 Q_1^2 Q_2^2 E_{beam}^2} \cdot \sqrt{X} \\
&\cdot \left( 4\rho_1^{++}\rho_2^{++}\sigma_{TT} + 2|\rho_1^{+-}\rho_2^{+-}|\tau_{TT}\cos 2\tilde{\varphi} + 2\rho_1^{++}\rho_2^{00}\sigma_{TL} \right. \\
&+ 2\rho_1^{00}\rho_2^{++}\sigma_{LT} + \rho_1^{00}\rho_2^{00}\sigma_{LL} - 8|\rho_1^{+0}\rho_2^{+0}|\tau_{TL}\cos\tilde{\varphi} \\
&\left. + A \cdot \tau_{TT}^a + B \cdot \tau_{TL}^a \right) \cdot \frac{d^3p'_1}{E'_1} \frac{d^3p'_2}{E'_2}
\end{aligned} \quad (2.26)$$

Die Terme A und B (siehe z.B. [7]) sind nur für polarisierte Elektronen- und Positronenstrahlen ungleich Null und auch dann im größten Teil des Phasenraums vernachlässigbar klein. Da in diesem Experiment keine Polarisierung festgestellt werden kann, spielen sie im Folgenden keine Rolle.

## 2.3 Erzeugung einzelner Resonanzen in $\gamma\gamma$ -Reaktionen

In diesem Abschnitt wird der Spezialfall behandelt, in dem der Endzustand  $X$  nur eine einzelne Resonanz  $R$  ist. Die  $\gamma\gamma$ -Kopplung hängt wesentlich von Spin  $J$  und Parität  $P$  der Resonanz ab. Eine vollständige Zusammenstellung der Matrixelemente, Formfaktor-Definitionen und  $\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnitte für alle  $J^P$ -Kombinationen ist im Review-Artikel von Poppe [15] zu finden, dem die Formeln dieses Abschnitts weitgehend entnommen wurden.

Das Matrixelement für die Erzeugung und den Zerfall einer Resonanz  $R$  lautet:

$$A = \underbrace{M_{ab}}_{\text{Erzeugungsamplitude}} \cdot \underbrace{\delta_{a-b}^{J_z} \delta_{J_f}^{J_R}}_{\text{Drehimpulserhaltung}} \cdot \underbrace{\frac{1}{W^2 - m_R^2 + im_R\Gamma_R}}_{\text{Propagatorterm (Breit-Wigner)}} \cdot \underbrace{D_{R \rightarrow f}^{J_z}}_{\text{Zerfallsamplitude}} \quad (2.27)$$

Der entsprechende hadronische Tensor lautet

$$W_{abab} = \frac{1}{2} \int \left| \frac{M_{ab}^{J_z=a-b} \cdot D^{J_z}}{W^2 - m_R^2 + im_R\Gamma_R} \right|^2 dLIPS(f) \quad (2.28)$$

Die Größe der Zerfallsamplitude läßt sich mit Hilfe der *Goldenen Regel* (siehe z.B. [16]) aus der Zerfallsbreite der Resonanz in den beobachteten Endzustand bestimmen<sup>4</sup>:

$$\Gamma(W) \cdot B(R \rightarrow f) = \frac{1}{2m_R} \int |D^{J_z}|^2 dLips(f), \quad (2.29)$$

so daß

$$W_{abab}(W, Q_1^2, Q_2^2) = \frac{1}{2} |M_{ab}|^2 \cdot \frac{2m_R\Gamma_R}{(W^2 - m_R^2)^2 + m_R^2\Gamma_R^2} \quad (2.30)$$

Für schmale Resonanzen ( $\Gamma_R \ll m_R$ ) ist  $\Gamma_R$  die nominelle Resonanzbreite. Bei Breiten über ca.  $50 \text{ MeV}$  muß man den sich mit der invarianten Masse  $W$  vergrößernden Zerfallsphasenraum und dynamische Effekte berücksichtigen. Für Zerfälle in zwei stabile

<sup>4</sup>Die Zerfallsbreite hängt bei starken Zerfällen nicht von der Spinorientierung  $J_z$  ab

Teilchen mit c.m.s.-Impuls  $\vec{k}^*$  und Bahndrehimpuls  $L$  gilt für die *energieabhängige Breite* beispielsweise:

$$\Gamma_R(W) \simeq \Gamma_0 \cdot \left( \frac{|\vec{k}^*(W)|}{|\vec{k}^*(m_R)|} \right)^{2L+1} \cdot \frac{m_R}{W} \cdot f(W) \quad (2.31)$$

In dieser Beziehung ist  $f(W)$  ein den Übergang beschreibender Formfaktor. Über hadronische Übergangsformfaktoren sind nur wenige Daten verfügbar. Ihre funktionelle Form ist auch nicht modellunabhängig vorherzusagen. Der (nichtrelativistische) Ansatz von Blatt und Weisskopf [17] geht z.B. von einem konstanten Wechselwirkungspotential in einem das zerfallende Hadron beschreibenden Volumen aus. Die explizite Funktion für den Zerfall eines Tensormesons wird in Gl. 2.69 auf S. 28 angegeben. Die wesentliche Aufgabe dieser Formfaktoren ist es, bei hohen Energien eine Dämpfung einzuführen, so daß Resonanzbreiten und Wirkungsquerschnitte nicht divergieren. Das Schwellenverhalten soll dagegen nicht wesentlich verändert werden.

Im Grenzfall  $Q_1^2 = Q_2^2 = 0$  ist die 2-Photon-Resonanzzerzeugung der inverse Prozeß zum radiativen Zerfall  $R \rightarrow \gamma\gamma$ . Die Zerfallsbreite für einen gegebenen Polarisationszustand  $\lambda$  beträgt (*Goldene Regel*):

$$d\Gamma_{\gamma\gamma}^\lambda = \frac{1}{2m_R} \int \sum_{a,b} \delta_{a-b}^\lambda |M_{ab}|^2 dLIPS(\gamma\gamma) \quad (2.32)$$

Da der Endzustand aus zwei reellen Photonen, also ununterscheidbaren Bosonen besteht, müssen zwei Tatsachen beachtet werden:

1. Die Summe über die Polarisierungen des Endzustandes ist nur über die transversalen Moden ( $a, b = +, -$ ) auszuführen.
2. Der Phasenraum ist aufgrund der Ununterscheidbarkeit nur halb so groß wie üblich:

$$dLIPS(\gamma\gamma) = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{(4\pi)^2} \cdot \frac{k^*}{W} d\Omega \quad (2.33)$$

$$= \frac{1}{64\pi^2} d\Omega \quad (2.34)$$

Später wird explizit gezeigt, daß neben der Winkelverteilung auch die integrierte Zerfallsbreite im Gegensatz zu hadronischen Resonanzbreiten stark von der Polarisation  $\lambda$  abhängt. Die Gesamtbreite erhält man durch Mittelung über die Polarisierungen des zerfallenden Mesons:

$$d\Gamma_{\gamma\gamma} = \frac{1}{2J+1} \sum_{\lambda=-J}^J d\Gamma_{\gamma\gamma}^\lambda \quad (2.35)$$

$$= \frac{1}{2J+1} \frac{1}{2m_R} \sum_{a,b=+,-} |M_{ab}|^2 dLIPS(\gamma\gamma) \quad (2.36)$$

Die Integration über den Phasenraum der Photonen ergibt

$$\Gamma_{\gamma\gamma} = \frac{1}{32\pi(2J+1) \cdot m_R} \sum_{a,b=+,-} |M_{ab}|^2 \quad (2.37)$$

Im Folgenden werden die expliziten Beziehungen zwischen  $d\sigma_{e^+e^- \rightarrow e^+e^-R}$  und  $\Gamma_{\gamma\gamma}(R)$  für pseudoskalare ( $J^{PC} = 0^{-+}$ ), tensorielle ( $J^{PC} = 2^{++}$ ) sowie skalare ( $J^{PC} = 0^{++}$ ) Mesonen zusammengestellt, die für die vorliegende Analyse benötigt werden.

### 2.3.1 Pseudoskalare Resonanzen

Das Matrixelement für die Kopplung der pseudoskalaren Resonanzen ( $\pi^0, \eta, \eta', \eta_c$ ) an zwei Photonen hat die folgende Gestalt [18]:

$$T_{\mu\nu} = i\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} q_1^\alpha q_2^\beta F_{TT0}(Q_1^2, Q_2^2) \quad (2.38)$$

Diese Form der Kopplung folgt aus Eichinvarianz, Drehimpulserhaltung, Paritätserhaltung sowie Bose-Symmetrie. In der Helizitätsbasis lautet sie [15]:

$$\begin{aligned} M_{++} &= \sqrt{X} \cdot F_{TT0}(Q_1^2, Q_2^2) \\ M_{+-} &= M_{0+} = M_{00} = 0 \end{aligned} \quad (2.39)$$

Diese Kopplung wird also durch einen einzigen Formfaktor beschrieben, für gleichsinnig transversal polarisierte Photonen. Die hier und in den folgenden Abschnitten eingeführten Formfaktoren sind nur von Lorentz-Skalaren abhängige Funktionen. Die Amplituden sind so konstruiert, daß die Formfaktoren in  $Q_1^2$  und  $Q_2^2$  symmetrisch sind. Die mögliche Abhängigkeit vom dritten Lorentz-Skalar,  $W$ , wird im allgemeinen vernachlässigt [15] (siehe dazu den Kommentar in Kap. 2.3.3).

Alle anderen Polarisationskombinationen können keinen Zustand mit  $J^P = 0^-$  bilden. Dann gilt mit Gl.2.30:

$$\begin{aligned} W^{+,+,+} &= F_{TT0}^2(Q_1^2, Q_2^2) \cdot X \cdot \frac{m_R \Gamma_R}{(W^2 - m_R^2)^2 + m_R^2 \Gamma_R^2} \\ W^{+,-,-} &= -W^{+,+,+} \\ W^{ab,cd} &= 0 \text{ für alle anderen a,b,c,d-Kombinationen} \end{aligned} \quad (2.40)$$

und für die  $\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnitte:

$$\begin{aligned} \sigma_{TT} &= \frac{1}{4} F_{TT0}^2(Q_1^2, Q_2^2) \cdot \sqrt{X} \cdot \frac{m_R \Gamma_R}{(W^2 - m_R^2)^2 + \Gamma_R^2 m_R^2} \\ \tau_{TT} &= -2\sigma_{TT} \\ \sigma_{a,b}, \tau_{a,b} &= 0 \text{ für alle anderen a,b-Kombinationen} \end{aligned} \quad (2.41)$$

Da in dieser Analyse (im *no-tag* und *single-tag*-Modus) eine implizite Integration über den Winkel  $\bar{\varphi}$  zwischen den Leptonstrebenebenen unvermeidbar ist, verschwindet der Beitrag von  $\tau_{TT}$  im Wirkungsquerschnitt, so daß sich Gl. 2.26 vereinfacht zu:

$$d\sigma_{e^+e^- \rightarrow e^+e^-0^-} = \frac{\alpha^2}{32\pi^4 E_{beam}^2} \cdot \frac{\sqrt{X}}{Q_1^2 Q_2^2} \cdot 4\rho_1^{++} \rho_2^{++} \sigma_{TT} \frac{d^3 p'_1}{E'_1} \frac{d^3 p'_2}{E'_2} \quad (2.42)$$

Die hier auftretenden Photon-Dichte-Matrixelemente haben die explizite Form [7]:

$$\begin{aligned} \rho_1^{++} &= \frac{(2p_1 q_2 - q_1 q_2)^2}{2X} + \frac{1}{2} + \frac{2m_e}{q_1^2} \\ \rho_2^{++} &= \frac{(2p_2 q_1 - q_1 q_2)^2}{2X} + \frac{1}{2} + \frac{2m_e}{q_2^2} \end{aligned} \quad (2.43)$$

Aus Gl. 2.37 folgt:

$$\Gamma_{\gamma\gamma}(W) = \frac{W^4}{64\pi m_R} \cdot F_{TT0}^2(0,0) \quad (2.44)$$

Ein prinzipielles Problem liegt nun in der Energieabhängigkeit der  $\gamma\gamma$ -Breite. Üblicherweise wird  $\Gamma_{\gamma\gamma}$  als eine energieunabhängige Zahl angesehen. Für schmale Resonanzen ( $\Gamma_R \ll m_R$ ) trägt nur der  $W$ -Bereich  $W \approx m_R$  zum Wirkungsquerschnitt bei<sup>5</sup>, so daß eine Unterscheidung von  $W$  und  $m_R$  nicht nötig ist. Bei den bisher in  $\gamma\gamma$ -Reaktionen beobachteten pseudoskalaren Mesonen und auch beim  $\eta_c$  ist diese Bedingung erfüllt, so daß man schreiben kann:

$$\Gamma_{\gamma\gamma} = \frac{m_R^3}{64\pi} \cdot F_{TT0}^2(0,0) \quad (2.45)$$

Diese Beziehung kann als Definition der nominellen  $\gamma\gamma$ -Breite angesehen werden. Für den allgemeinen Fall gilt dann

$$\Gamma_{\gamma\gamma}(W) = \frac{W^4}{m^4} \cdot \Gamma_{\gamma\gamma} \quad (2.46)$$

Das Symbol  $\Gamma_{\gamma\gamma}$  ohne  $W$ -Argument stellt im Folgenden immer die nominelle radiative Breite dar. Die radiative Breite  $\Gamma_{\gamma\gamma}(R)$  einer pseudoskalaren Resonanz  $R$  ist also direkt proportional zum Quadrat des Formfaktors für  $Q_1^2 = Q_2^2 = 0$  und zur dritten Potenz der Masse.

Einsetzen in Gl. 2.41 ergibt:

$$\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow R(0^{--})} = 8\pi \frac{W^2}{m_R^2} \cdot \Gamma_{\gamma\gamma} \cdot \frac{\Gamma_R(W)}{(W^2 - m_R^2)^2 + m_R^2 \Gamma_R^2} \quad (2.47)$$

Für die weitere Analyse ist es vorteilhaft, einen "normierten" Formfaktor  $f$  einzuführen, der nur die  $Q_i^2$ -Abhängigkeit der  $R\gamma\gamma$ -Kopplung beschreibt und für  $Q_1^2 = Q_2^2 = 0$  gleich 1 ist, so daß :

$$F^2(Q_1^2, Q_2^2) = F^2(0,0) \cdot f^2(Q_1^2, Q_2^2) = \frac{64\pi \Gamma_{\gamma\gamma}}{m_R^3} \cdot f^2(Q_1^2, Q_2^2) \quad (2.48)$$

Dann erlaubt die folgende Beziehung, die radiative Breite  $\Gamma_{\gamma\gamma}$  einer pseudoskalaren Resonanz  $R$  aus dem meßbaren  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-R$ -Wirkungsquerschnitt zu bestimmen:

$$d\sigma_{e^+e^- \rightarrow e^+e^-R} = \frac{2\alpha^2}{\pi^3 E_{beam}^2} \frac{X \cdot f^2(Q_1^2, Q_2^2)}{Q_1^2 Q_2^2 m_R^2} \rho_1^{++} \rho_2^{++} \frac{\Gamma}{(W^2 - m_R^2)^2 + \Gamma^2 m_R^2} \cdot \Gamma_{\gamma\gamma} \cdot \frac{d^3 p'_1}{E'_1} \frac{d^3 p'_2}{E'_2} \quad (2.49)$$

Der einzige Beitrag, der nicht aus ersten Prinzipien folgt, ist der Verlauf des Formfaktors  $f(Q_1^2, Q_2^2)$ . Hier ist man auf Modelle oder - wenn existent- Messungen angewiesen. Man kann experimentell jedoch die  $Q^2$ -Werte klein halten (durch *anti-tagging*), so daß nur kleine Extrapolationen nötig sind. Der Formfaktor für das  $\eta'$  konnte von PLUTO [19,20] und TPC/ $\gamma\gamma$  [21] gemessen werden. Die statistischen Fehler dieser Messungen sind sehr groß, sie erlauben keine Unterscheidung von verschiedenen Modellen. Deutlich zeigt sich aber, daß der Formfaktor mit steigendem  $Q^2$  abnimmt. Die Daten lassen sich gut mit einem

<sup>5</sup>siehe dazu aber Abschnitt 2.3.3 auf S. 27

einfachen  $\rho$ -Pol parametrisieren, wie es in Vektordominanz-Modellen (VDM) vorhergesagt wird:

$$f(Q_1^2, Q_2^2) = \frac{1}{(1 + Q_1^2/m_\rho^2)(1 + Q_2^2/m_\rho^2)} \quad (2.50)$$

Die anschauliche Interpretation dieses Ansatzes ist der, daß sich die Photonen erst in virtuelle  $\rho$ -Mesonen umwandeln, die dann (hadronisch) miteinander reagieren. Für die Erzeugung des aus Charm- und Anticharm-Quarks bestehenden  $\eta_c$  ist dann ein  $\rho$ -Formfaktor unwahrscheinlich. Stattdessen scheint ein  $J/\psi$ -Formfaktor der natürliche Ansatz zu sein. Dieser Formfaktor verläuft erheblich flacher, man muß dann mit mehr Ereignissen bei hohen  $Q^2$ -Werten rechnen.

### 2.3.2 Tensorielle Resonanzen

Die Beschreibung von Tensor- Meson- Erzeugung in  $\gamma\gamma$ - Reaktionen ist viel komplizierter als die von Pseudoskalaren, weil die vollständige Amplitude 5 verschiedene Kopplungen (Formfaktoren) enthält [18,15]. Die Formfaktor-Definition von Poppe [15] läßt eine einfache physikalische Deutung zu. Mit ihr gilt für die Matrixelemente in der Helizitätsbasis:

$$\begin{aligned} M_{++} &= F_{TT0}(Q_1^2, Q_2^2) \cdot \frac{8}{\sqrt{6}} \frac{X}{W^2} \\ M_{+-} &= F_{TT2}(Q_1^2, Q_2^2) \\ M_{0+} &= (F_{TL}(Q_1^2, Q_2^2) - (Q_1^2 - Q_2^2)F'_{TL}(Q_1^2, Q_2^2)) \cdot (-\sqrt{2}) \frac{\sqrt{Q_1^2} X}{q_1 q_2 W} \\ M_{00} &= F_{LL}(Q_1^2, Q_2^2) \cdot \frac{8}{\sqrt{6}} \frac{\sqrt{Q_1^2 Q_2^2} X}{q_1 q_2 W^2} \end{aligned} \quad (2.51)$$

$F_{TT0}$  und  $F_{TT2}$  beschreiben die Kopplung zweier transversaler Photonen zu einer Spin-2-Resonanz mit Spinprojektion  $J_z = 0$  (Helizität 0) bzw.  $J_z = 2$  (Helizität 2). Der effektive Formfaktor

$$F_{TL}^{eff} = F_{TL} - (Q_1^2 - Q_2^2)F'_{TL} \quad (2.52)$$

mißt die  $J_z = \pm 1$ -Rate. Er trägt nur zum Wirkungsquerschnitt bei, wenn mindestens ein Photon stark virtuell ist und longitudinal polarisiert ist.  $F_{LL}$  beschreibt die Kopplung zweier longitudinal polarisierter Photonen zu  $J_z = 0$  (nur im *double-tag*-Modus wichtig).

Zur Konstruktion der für die Definition der  $\gamma\gamma$ - Wirkungsquerschnitte (siehe Gl. 2.24) benötigten Tensoren

$$W_{ab,cd} = \frac{1}{2} \int M_{ab}^* M_{cd} dLIPS \quad (2.53)$$

werden weiterhin die Amplituden:

$$\begin{aligned} M_{--} &= M_{++} \\ M_{+0} &= -M_{0+} \quad \text{mit } Q_1^2 \leftrightarrow Q_2^2 \\ M_{-0} &= M_{+0} \end{aligned} \quad (2.54)$$

benötigt, die aus Symmetrieüberlegungen für  $J^P = 2^+$ -Zustände folgen [15].

Die partielle  $\gamma\gamma$ -Breite eines Tensormesons berechnet sich nach Gl. 2.37:

$$\Gamma_{\gamma\gamma} = \frac{1}{32\pi(2J+1)m_T} \sum_{a,b} |M_{ab}|^2 \quad (2.55)$$

Die Breite wird bestimmt, indem über die Spin- Endzustände summiert und über die Spinprojektion  $J_z$  des Tensormesons gemittelt wird (daher der Faktor  $1/(2J+1)$ ). Mit den in Gl. 2.51 angegebenen Helizitätsamplituden gilt für reelle Photonen ( $Q_1^2 = Q_2^2 = 0$ , in diesem Fall gilt  $X = W^4/4$ ):

$$\begin{aligned} M_{++} &= F_{TT0} \cdot \frac{2}{\sqrt{6}} W^2 \\ M_{+-} &= F_{TT2} \end{aligned} \quad (2.56)$$

Für die einzelnen  $J_z$ -Zustände gilt:

$$\Gamma_{\gamma\gamma}(J_z = \begin{Bmatrix} 2 \\ 1 \\ 0 \\ -1 \\ -2 \end{Bmatrix}) = \frac{1}{32\pi m_T} \begin{Bmatrix} |M_{+-}|^2 \\ 0 \\ |M_{++}|^2 + |M_{--}|^2 \\ 0 \\ |M_{-+}|^2 \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \frac{1}{32\pi m_T} F_{TT2}^2 \\ 0 \\ \frac{W^4}{24\pi m_T} F_{TT0}^2 \\ 0 \\ \frac{1}{32\pi m_T} F_{TT2}^2 \end{Bmatrix} \quad (2.57)$$

Im Gegensatz zu hadronischen Zerfällen hängt die partielle Breite für den elektromagnetischen Zerfall in zwei Photonen also stark von der Polarisation ab: Ein Tensormeson mit  $|\lambda| = 1$  kann gar nicht in zwei Photonen zerfallen. Dies ist eine direkte Konsequenz der Transversalität reeller Photonen.

Für die folgende Behandlung ist es günstig, die Helizitätszustände  $+2$  und  $-2$ , die experimentell nicht unterscheidbar sind, zusammenzufassen:

$$\Gamma_{\gamma\gamma}^{|J_z|=2} = \frac{1}{16\pi m_T} F_{TT2}^2 \quad (2.58)$$

Für die über die Spinrichtungen gemittelte  $\gamma\gamma$ -Breite gilt:

$$\Gamma_{\gamma\gamma}(W) = \underbrace{\frac{1}{80\pi m_T} F_{TT2}^2}_{\Gamma_{\gamma\gamma}^{(2)}} + \underbrace{\frac{1}{120\pi m_T} W^4 F_{TT0}^2}_{\Gamma_{\gamma\gamma}^{(0)}(W)} \quad (2.59)$$

Diese Gleichung definiert auch die im Folgenden häufiger verwendeten Größen  $\Gamma_{\gamma\gamma}^{(0)}$  und  $\Gamma_{\gamma\gamma}^{(2)}$ , wie sie beispielsweise auch in [23] benutzt werden. Sie sind nicht die partiellen Breiten für definierte Helizitätszustände (wie in Gl. 2.57), sondern sind so definiert, daß ihre Summe die helizitätsgemittelte Breite ergibt. Sie sind deshalb um den Faktor  $1/(2J+1) = 1/5$  kleiner. Wie im Fall der Pseudoskalare ist  $\Gamma_{\gamma\gamma}^{(0)}(W)$  von  $W$  abhängig. Analog wird auch hier das Symbol  $\Gamma_{\gamma\gamma}^{(0)}$  als *nominelle* radiative Breite  $\Gamma_{\gamma\gamma}^{(0)} = \Gamma_{\gamma\gamma}^{(0)}(W = m_T)$  angesehen, und es gilt:

$$\Gamma_{\gamma\gamma}^{(0)}(W) = \frac{W^4}{m_T^4} \cdot \Gamma_{\gamma\gamma}^{(0)}. \quad (2.60)$$

### 2.3.3 Zur Energieabhängigkeit der Formfaktoren

Die Formfaktoren  $F_{ij}$  werden üblicherweise nur als Funktionen von  $Q_1^2$  und  $Q_2^2$ , nicht aber von  $W$  angesehen (siehe z.B.[18,15]). Unter dieser Annahme steigt der Helizität 0 - Anteil der radiativen Breite mit der vierten Potenz von  $W$  an, analog zur radiativen Breite bei Pseudoskalaren. Nur ist hier die Auswirkung auf das Experiment prinzipiell größer, weil die Tensormesonen eine nicht zu vernachlässigende Breite aufweisen.

Man kann leicht zeigen, daß die Annahme eines in  $W$  konstanten Formfaktors  $F_{TT0}$  sowohl für Pseudoskalare als auch Tensormesonen nicht richtig sein kann: Sie würde zur Verletzung der Unitarität in der elastischen  $\gamma\gamma$ - Streuung über ein Tensormeson im Helizität 0 - Zustand führen. Mit einem Gl. 2.27 analogen Matrixelement gilt für diesen Fall:

$$\sigma_{TT0} = \frac{1}{4\sqrt{X}} \cdot \int \sum_{a=+,-} \left| \frac{M_{++}M_{aa}}{W^2 - m_R^2 + im_R\Gamma_R} \right|^2 dLIPS(\gamma\gamma) \quad (2.61)$$

$$\propto \frac{W^6 \Gamma_{\gamma\gamma}^{(0)}}{(W^2 - m_T^2)^2 + m_T^2 \Gamma_T^2} \quad (2.62)$$

$$\lim_{W \rightarrow \infty} \sigma_{TT0} \propto W^2 = \infty \quad (2.63)$$

Demnach müßte man analog zu hadronischen Formfaktoren eine  $W$ -Abhängigkeit erlauben, die zu einer Dämpfung bei hohen Energien führt. Eine modellunabhängige, allgemein gültige Methode gibt es hier nicht. Ein rein phänomenologischer Ansatz, der die Breite bei hohen Energien gegen eine Konstante gehen läßt und bei niedrigen Energien das  $W^4$ -Verhalten nicht wesentlich (je nach Wahl der Konstanten  $a$ ) ändert, ist:

$$F(W, Q_1^2, Q_2^2) = F(m, Q_1^2, Q_2^2) \cdot \sqrt{\frac{1 + aM^4}{1 + aW^4}} \quad (2.64)$$

Da der Effekt bei der statistischen Präzision dieses Experimentes keine Rolle spielt, wird diese Abhängigkeit im Folgenden vernachlässigt.

### 2.3.4 Vollständige Beschreibung der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow 2^{++} \rightarrow K\bar{K}$

Betrachtet man die Erzeugung eines Tensormesons  $T$  durch zwei Photonen und seinen Zerfall in zwei  $K^-$ -Mesonen als einen Prozeß, so gilt:

$$W^{abab} = \frac{1}{2} \int \left| \frac{M_{|J_z|, J_z=a-b}^{ab}(\gamma\gamma \rightarrow T) D_{|J_z|}(T \rightarrow K\bar{K})}{W^2 - m_T^2 + im_T\Gamma_T} \right|^2 dLIPS(K\bar{K}) \quad (2.65)$$

Der Zerfallsphasenraum des  $K\bar{K}$ -Endzustandes beträgt

$$dLIPS(K\bar{K}) = \frac{1}{(4\pi)^2} \frac{|\vec{k}^*|}{W} d\Omega, \quad (2.66)$$

wobei  $\vec{k}^*$  der  $K^-$ -Impuls im  $K\bar{K}$ -Schwerpunktsystem ist:

$$|\vec{k}^*| = \frac{1}{2} \sqrt{W^2 - 4m_K^2} \quad (2.67)$$

Die energieabhängige Breite  $\Gamma_R$  im Nenner der Breit-Wigner- Amplitude beträgt:

$$\Gamma_R(W) = \Gamma_0 \cdot \left( \frac{|\bar{k}^*(W)|}{|\bar{k}^*(m_R)|} \right)^{(2L+1)} \cdot \frac{m_R}{W} \cdot f^2(W) \quad (2.68)$$

$f(W)$  ist ein Formfaktor, der den Effekt der endlichen Ausdehnung des Tensormesons beschreibt. Nach Blatt und Weißkopf [17] gilt für einen  $L = 2$ -Übergang mit natürlicher Parität:

$$f(W) \propto \sqrt{\frac{r^4}{9 + 3(k^*r)^2 + (k^*r)^4}} \quad \text{mit } f(m_R) = 1 \quad (2.69)$$

Dabei ist  $r$  ein Maß für die Ausdehnung des Mesons. Experimentell wurde gefunden, daß  $r = 1 fm$  die Zerfallsformfaktoren gut beschreibt.

Die Amplitude des  $2^+ \rightarrow 0^-0^-$ -Zerfalls beträgt ( $p_1$  und  $p_2$  sind die Viererimpulse der  $K$ -Mesonen) [15]:

$$T_{\mu\nu} = f \cdot (p_1 - p_2)_\mu (p_1 - p_2)_\nu \quad (2.70)$$

Damit lautet die Helizitätsamplitude:

$$D_{J_z} = F_{TKK} \cdot \mathcal{E}_{J_z}^{\mu\nu} \cdot (p_1 - p_2)_\mu (p_1 - p_2)_\nu \quad (2.71)$$

Der Polarisationsensor  $\mathcal{E}^{\mu\nu}$  eines Tensormesons kann aus den Polarisationsvektoren eines Vektorteilchens konstruiert werden, deren explizite Form im Helizitätssystem lautet:

$$\varepsilon_{J_z=+1}^\mu = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ -1 \\ -i \\ 0 \end{pmatrix}; \quad \varepsilon_{J_z=0}^\mu = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}; \quad \varepsilon_{J_z=-1}^\mu = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ -i \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.72)$$

Es gilt:

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_{J_z=\pm 2}^{\mu\nu} &= \varepsilon_\mu(\pm 1)\varepsilon_\nu(\pm 1) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & i & 0 \\ 0 & i & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \\ \mathcal{E}_{J_z=\pm 1}^{\mu\nu} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\varepsilon_\mu(\pm 1)\varepsilon_\nu(0) + \varepsilon_\mu(0)\varepsilon_\nu(\pm 1)) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 0 & -i \\ 0 & -1 & -i & 0 \end{pmatrix} \\ \mathcal{E}_{J_z=0}^{\mu\nu} &= \frac{1}{\sqrt{6}}(2\varepsilon_\mu(0)\varepsilon_\nu(0) + \varepsilon_\mu(1)\varepsilon_\nu(-1) + \varepsilon_\mu(-1)\varepsilon_\nu(1)) = \frac{1}{\sqrt{6}} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.73)$$

Definieren  $\theta$  und  $\varphi$  die Zerfallswinkel des  $K$ - Mesons im  $\gamma\gamma$ -Helizitätssystem, gilt:

$$p_1^\mu = \begin{pmatrix} \sqrt{k^{*2} + m_K^2} \\ k^* \sin \theta \cos \varphi \\ k^* \sin \theta \sin \varphi \\ k^* \cos \theta \end{pmatrix}; \quad p_2^\mu = \begin{pmatrix} \sqrt{k^{*2} + m_K^2} \\ -k^* \sin \theta \cos \varphi \\ -k^* \sin \theta \sin \varphi \\ -k^* \cos \theta \end{pmatrix} \quad (2.74)$$

Meson T	Masse m/GeV	Breite $\Gamma$ /GeV	Verzweigungsverhältnis $B(T \rightarrow K\bar{K})/\%$	Kopplungskonstante $f_{TKK}$
$f_2$	1.274	0.178	2.9	3.15
$a_2$	1.320	0.110	4.9	2.69
$f'_2$	1.525	0.070	70 - 100	$5.45 \cdot \sqrt{B(f'_2 \rightarrow K\bar{K})}$
$f_2(1720)$	1.716	0.134	?	$5.278 \cdot \sqrt{B(f_2(1720) \rightarrow K\bar{K})}$
$X(2230)$	2.231	0.022	?	$1.135 \cdot \sqrt{B(X(2230) \rightarrow K\bar{K})}$

Tabelle 2.1: Einige Eigenschaften der Tensormesonen

und

$$(p_1 - p_2)^\mu = 2k^* \begin{pmatrix} 0 \\ \sin \theta \cos \varphi \\ \sin \theta \sin \varphi \\ \cos \theta \end{pmatrix} \quad (2.75)$$

Die Zerfallsamplituden lauten damit:

$$\begin{aligned} D_{J_z=2} &= -2F_{TKK} k^{*2} \sin^2 \theta e^{i2\varphi} \propto Y_2^2(\cos \theta, \varphi) \\ D_{J_z=1} &= -4F_{TKK} k^{*2} \sin \theta \cos \theta e^{i\varphi} \propto Y_2^1(\cos \theta, \varphi) \\ D_{J_z=0} &= \frac{4}{\sqrt{6}} F_{TKK} k^{*2} (3 \cos^2 \theta - 1) \propto Y_2^0(\cos \theta, \varphi) \end{aligned} \quad (2.76)$$

Der Formfaktor  $F_{TKK}$  ist von der invarianten Masse des  $K\bar{K}$ -Systems abhängig. Für  $W = m_T$  reduziert er sich zur  $T \rightarrow K\bar{K}$ -Zerfallskonstanten  $f_{TKK}$ . Die  $W$ -Abhängigkeit kann wieder mit dem Ansatz von Blatt und Weißkopf [17] (siehe Gl. 2.69) beschrieben werden. Die Zerfallskonstante  $f_{TKK}$  hängt folgendermaßen mit der partiellen Breite  $\Gamma_{K\bar{K}}(T) = \Gamma(T) \cdot B(T \rightarrow K\bar{K})$  zusammen:

$$\begin{aligned} \Gamma_{K\bar{K}}(T) &= \frac{1}{32\pi^2} \int D_{J_z}^* D_{J_z} \frac{k^*}{m^2} d\Omega \\ &= \frac{4}{15\pi} \frac{k^{*5}}{m^2} f_{TKK}^2 \end{aligned} \quad (2.77)$$

Dieses Resultat ist unabhängig von der Spinorientierung  $J_z$ . Die Zerfallskonstante kann also aus experimentell zugänglichen Größen bestimmt werden:

$$f_{TKK} = \sqrt{120\pi \frac{m_T^2}{(m_T^2 - 4m_K^2)^{5/2}} \Gamma_T \cdot B(T \rightarrow K\bar{K})} \quad (2.78)$$

In Tabelle 2.1 sind die relevanten experimentellen Größen für die Tensormesonen  $f_2$ ,  $a_2$  und  $f'_2$  sowie die Glueball-Kandidaten  $f_2(1720)$  (früher  $\theta(1690)$ ) und  $X(2230)$  (früher  $\xi(2220)$ ) zusammengestellt [9]. Der totale 2-Photon- Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung eines Tensormesons und dessen Zerfall in  $K\bar{K}$  lautet:

$$\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow K\bar{K}} = \frac{1}{2W^2} \left( \frac{2}{3} W^4 F_{TT0}^2 + F_{TT2}^2 \right) \frac{m_T \Gamma_T(W) B(T \rightarrow K\bar{K})}{(W^2 - m_T^2)^2 + m_T^2 \Gamma_T^2(W)} \quad (2.79)$$

so daß sich die Helizitäts- Wirkungsquerschnitte als Funktion der nominellen  $\gamma\gamma$ -Breiten schreiben lassen als:

$$\sigma_{\gamma\gamma}^{(0)} = 40\pi \frac{W^2}{m_T^2} \cdot \Gamma_{\gamma\gamma}^{(0)} \cdot \frac{\Gamma_T(W)B(T \rightarrow K\bar{K})}{(W^2 - m_T^2)^2 + m_T^2\Gamma_T^2(W)} \quad (2.80)$$

$$\sigma_{\gamma\gamma}^{(2)} = 40\pi \frac{m_T^2}{W^2} \cdot \Gamma_{\gamma\gamma}^{(2)} \cdot \frac{\Gamma_T(W)B(T \rightarrow K\bar{K})}{(W^2 - m_T^2)^2 + m_T^2\Gamma_T^2(W)} \quad (2.81)$$

Für die spätere Behandlung von Interferenzen werden hier noch zwei Amplituden  $A^{(0)}$  und  $A^{(2)}$  eingeführt:

$$A^{(0)} = \frac{W^2}{m_T^2} \cdot \sqrt{\Gamma_{\gamma\gamma}^{(0)}} \cdot B(T \rightarrow K\bar{K}) \cdot \frac{m_T\sqrt{\Gamma_T(W)}}{W^2 - m_T^2 + im_T\Gamma_T(W)} \quad (2.82)$$

$$A^{(2)} = \sqrt{\Gamma_{\gamma\gamma}^{(2)}} \cdot B(T \rightarrow K\bar{K}) \cdot \frac{m_T\sqrt{\Gamma_T(W)}}{W^2 - m_T^2 + im_T\Gamma_T(W)} \quad (2.83)$$

mit der energieabhängigen Breite (2.68). Mit ihnen lautet der reelle  $\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnitt einfach:

$$\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow K\bar{K}}(W) = \frac{40\pi}{W^2} \cdot (|A^{(0)}|^2 + |A^{(2)}|^2) \quad (2.84)$$

Mit Hilfe der Beziehungen

$$\frac{d\Gamma_T^{(2)}}{d\Omega} = \frac{15}{32\pi} \sin^4 \theta \cdot \Gamma_T \quad (2.85)$$

$$\frac{d\Gamma_T^{(0)}}{d\Omega} = \frac{15}{48\pi} (3 \cos^2 \theta - 1)^2 \cdot \Gamma_T \quad (2.86)$$

kann dann der vollständige 8-fach differentielle  $e^+e^-$ -Wirkungsquerschnitt konstruiert werden:

$$d\sigma_{e^+e^- \rightarrow e^+e^-T \rightarrow e^+e^-K\bar{K}} = \frac{5\alpha^2}{2\pi^4 Q_1^2 Q_2^2 E_{beam}^2} \rho_1^{++} \rho_2^{++} \cdot \frac{m_T^2 \Gamma_T(W) B(T \rightarrow K\bar{K})}{(W^2 - m_T^2)^2 + m_T^2 \Gamma_T^2(W)} \cdot \left( 160 \frac{X^2}{W^4 m_T^4} \Gamma_{\gamma\gamma}^{(0)} \cdot (3 \cos^2 \theta - 1)^2 + 15 \Gamma_{\gamma\gamma}^{(2)} \cdot \sin^4 \theta \right) \frac{d^3 p_1'}{E_1'} \frac{d^3 p_2'}{E_2'} d\Omega \quad (2.87)$$

### 2.3.5 Erhaltungssätze und Interferenzen in der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow K\bar{K}$

Die Parität eines System aus einem  $K^-$ - und einem  $\bar{K}^-$ - Meson beträgt  $P = (-1)^J$ . Da von zwei (quasi-) reellen Photonen keine Spin 1- Zustände erzeugt werden können [14, 15] und die Ladungskonjugation eines 2-Photon- Systems positiv ist, können nur  $J^{PC} = 0^{++}, 2^{++}, 4^{++} \dots$ - Resonanzen in der Reaktion  $\gamma\gamma \rightarrow K\bar{K}$  auftreten. Da alle erlaubten Zwischenzustände Eigenstände von  $CP$  mit Eigenwert +1 sind, ist der Zerfall in neutrale  $K^-$ -Mesonen auf die Kombinationen  $K_S^0 K_S^0$  und  $K_L^0 K_L^0$  beschränkt. Es gilt deshalb:

$$\begin{aligned} B(T \rightarrow K_S^0 K_S^0) &= \frac{1}{4} B(T \rightarrow K\bar{K}) \\ B(T \rightarrow K_L^0 K_L^0) &= \frac{1}{4} B(T \rightarrow K\bar{K}) \\ B(T \rightarrow K^+ K^-) &= \frac{1}{2} B(T \rightarrow K\bar{K}) \end{aligned} \quad (2.88)$$

Die Tensormesonen  $f_2(1270)$ ,  $a_2(1320)$  und  $f_2'(1525)$  koppeln sowohl an zwei Photonen als auch an  $K\bar{K}$  [9]. Daher kann es in der Reaktion  $\gamma\gamma \rightarrow K\bar{K}$ , insbesondere zwischen den fast massenentarteten  $f_2$  und  $a_2$ , zu Interferenzeffekten kommen, wenn die Reaktion kohärent verläuft. Allgemein kann die Amplitude (vgl. 2.82) der Reaktion  $\gamma\gamma \rightarrow K\bar{K}$  über ein Tensormeson die folgende Form aufweisen:

$$A^{(\lambda)} = A_{f_2}^{(\lambda)} + \exp(i\varphi_{a_2}) \cdot A_{a_2}^{(\lambda)} + \exp(i\varphi_{f_2'}) \cdot A_{f_2'}^{(\lambda)} \quad (2.89)$$

mit beliebigen Phasen  $\varphi_i$ . Der gesamte Wirkungsquerschnitt ist durch Gl. 2.84 gegeben. Aus der Form des gemessenen Spektrums ist es im Prinzip möglich, Aussagen über die Phasen zu machen. Da  $f_2$ ,  $a_2$  und  $f_2'$  durch Isospin und SU(3)-Symmetrie, d.h. deren Kopplungen durch Clebsch-Gordan Koeffizienten verknüpft sind, erwartet man reelle Resonanzresiduen, also Vielfache von  $\pi$  für die relativen Phasen. In Modellen, in denen die physikalischen Mesonen Mischungen von Symmetriezuständen (z.B. Isospin- Eigenzuständen) sind und in denen zur Beschreibung ihrer endlichen Lebensdauern komplexe Mischwinkel zugelassen werden, können die Phasen jedoch im Prinzip beliebig sein [24]. Mit Hilfe dieser Modelle hat man z.B. die CP-Verletzung im  $K^0\bar{K}^0$ -System sowie  $\rho - \omega$ - Interferenzen beschrieben. Eine Berechnung im Quarkmodell [25] ergibt, daß der Isoskalar  $f_2$  und der Iovektor  $a_2$  im Endzustand  $K_S^0\bar{K}_S^0$  destruktiv interferieren, im Endzustand  $K^+\bar{K}^-$  konstruktiv [25] (mit reellen Residuen).

### 2.3.6 Helizitätsstruktur bei der Tensormesonproduktion - Experiment und Theorie

Im Gegensatz zu den pseudoskalaren Mesonen ist es bei der Tensormesonerzeugung nicht möglich, ohne weitere Annahmen aus der Erzeugungsrate im *antitag*-Modus direkt auf die partielle Breite zu schließen. Vielmehr ist eine Kenntnis des Verhältnisses von  $J_z = 0$  zu  $J_z = 2$ -Produktion nötig. Experimentell ist dieses Verhältnis nur mit großen Unsicherheiten bekannt: Der Anteil von Helizität 2 am Gesamtwirkungsquerschnitt wurde für die Reaktion  $\gamma\gamma \rightarrow a_2$  von der Crystal-Ball-Kollaboration [26] im Zerfall  $a_2 \rightarrow \eta\pi^0$  zu  $0.81 \pm 0.22$  und von der PLUTO-Kollaboration [27] durch Rekonstruktion der Reaktion  $a_2 \rightarrow \rho^\pm\pi^\mp$  zu  $0.62 \pm 0.39$  bestimmt. Die Crystal-Ball-Kollaboration konnte das Verhältnis auch für die Reaktion  $\gamma\gamma \rightarrow f^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$  messen [28]. Dort beträgt der Helizität 2-Anteil  $0.89_{-0.28}^{+0.48}$ . Eine neuere Crystal Ball- Analyse mit verbesserter Statistik zeigt, daß gar kein Helizität 0-Anteil für die Beschreibung der Daten nötig ist und das Verhältnis  $\Gamma_{\gamma\gamma}^{(0)}/\Gamma_{\gamma\gamma}^{(2)}$  kleiner ist als  $0.14(90\%c.l.)$  [29]. Neue Messungen (April 1988) von Mark II [30] und JADE [31] bestätigen dies und geben beide obere Grenzen von 15% Helizität 0 an. DELCO[23] hat in der Reaktion  $\gamma\gamma \rightarrow f^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  ebenfalls keine Evidenz für Helizität 0 gefunden und eine obere Grenze für das Verhältnis von  $\Gamma_{\gamma\gamma}^{(0)}/\Gamma_{\gamma\gamma}^{(2)} < 0.14$  (bei 90%c.l.) angegeben. Für das  $f_2'$  ist das Verhältnis bisher nicht gemessen worden.

Abb. 2.2 zeigt die beiden Winkelverteilungen sowie eine typische Detektor-Akzeptanz unter der Annahme, daß die Zerfallsprodukte in einem *Zentraldetektor* nachgewiesen werden [15]. Zwei Aspekte werden daran deutlich: Im experimentell zugänglichen Bereich unterscheidet sich die Form beider Verteilungen nur wenig, so daß eine Trennung schwierig

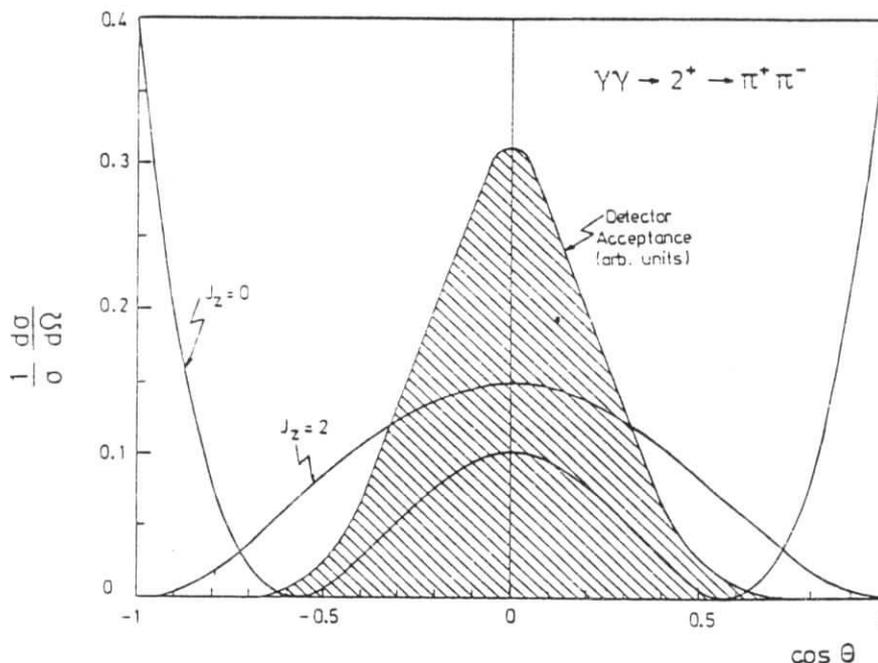


Abbildung 2.2: Winkelverteilung für den Zerfall eines Tensormesons in zwei Pseudoskalare im  $\gamma\gamma$ -Helizitätssystem. Gestrichelt: typische Akzeptanzkurve für den Nachweis der Teilchen in einem Zentraldetektor an einem  $e^+e^-$ -Speicherring.

ist. Die Detektorakzeptanz ist aber stark von der Helizität abhängig, so daß ohne weitere Annahmen Unsicherheiten in der Größenordnung eines Faktors 2 bestehen.

Theoretisch erwartet man, daß die Helizität 2-Amplitude die Tensormesonen-Produktion dominiert: Sind die beiden Photonen-Spins zu  $J_z = 2$  ausgerichtet, ist der Spin des  $\gamma\gamma$ -Systems  $J_z = 2$ , ohne daß Bahndrehimpuls nötig wird und damit eine Spinbarriere aufgebaut wird. Annihilieren die Spins der Photonen jedoch zu  $J_z = 0$ , muß der Spin des Mesons von einem Bahndrehimpuls  $L = 2$  aufgebracht werden. Formal zeigt sich das in den Amplituden

$$M_{++} = F_{TT0} \cdot \frac{8}{\sqrt{6}} \frac{X}{W^2} \Leftrightarrow L=2\text{-Übergang} \quad (2.90)$$

$$M_{+-} = F_{TT2} \cdot 1 \Leftrightarrow L=0\text{-Übergang} \quad (2.91)$$

Weiterhin deutet auch schon die Clebsch-Gordan-Zerlegung des 2-Photon-Zustandes auf eine Helizität-2-Dominanz hin:

$$\text{Helizität } 0: \begin{pmatrix} 1 \\ +1 \end{pmatrix} \otimes \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{6}} \begin{pmatrix} 2 \\ 0 \end{pmatrix} \oplus \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \oplus \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.92)$$

$$\text{Helizität } 2: \begin{pmatrix} 1 \\ +1 \end{pmatrix} \otimes \begin{pmatrix} 1 \\ +1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 2 \\ 2 \end{pmatrix}$$

Dieser Faktor  $1/6$  zeigt sich auch in VDM-Flavour-SU(3)-Vorhersagen [15]:

$$\Gamma_{\gamma\gamma}^{(0)} = \frac{1}{6} \Gamma_{\gamma\gamma}^{(2)} \quad (2.93)$$

Andere Modelle, die auf dem Quark-Modell beruhen [32,33] sagen sogar vorher, daß der Helizität 0-Anteil für reelle Photonen völlig verschwindet.

Das wohl modellunabhängigste Argument für die Dominanz der Helizität 2- Amplitude ist die Summenregel von Grassberger und Kögerler [34]. Mit sehr schwachen Konvergenzforderungen ( $\lim_{s \rightarrow \infty} |T_i| < s^2$ ) lautet sie

$$\int_{m_\pi^2}^{\infty} \sum_{J>2} (2J+1) \left( J(J+1) \Im f_{\lambda=0}^J(s) + (J^2 - J - 7) \Im f_{\lambda=2}^J(s) \right) ds = 0 \quad (2.94)$$

wobei die Partialwellen- Amplituden  $f_\lambda^J$  aufgrund von Unitarität für jedes  $s$  nicht negativ sein dürfen. Sie ist aus einer Dispersionsrelation für elastische  $\gamma\gamma$ - Streuung bei festem  $t$  hergeleitet. Im Sinne der Freund-Harari Dualität [35,36] mit der Annahme, daß der totale Wirkungsquerschnitt durch die Summe der  $s$ -Kanal- Resonanzen gesättigt ist, folgt daraus die exakte Ungleichung:

$$\sum_T \frac{\Gamma_{\gamma\gamma}^{(2)}(T)}{m_T^7} \geq 6 \sum_T \frac{\Gamma_{\gamma\gamma}^{(0)}(T)}{m_T^7} + \underbrace{\sum_{J=4,6,\dots} A^J}_{\text{positive Terme}} \quad (2.95)$$

Das impliziert, daß im Mittel die radiativen Breiten bei Zerfällen mit Helizität 2 viel grösser sein müssen als die mit Helizität 0. Aufgrund der starken Dämpfung mit der Masse können weitere, schwere Tensormesonen die Situation nicht stark verändern. Nimmt man irgendeine Vertex-Symmetrie der  $T\gamma\gamma$ - Amplitude (z.B. SU(3)) an, folgt (auch mit den in Abschnitt 2.4.4 gezeigten Unsicherheiten), daß die Dominanz von Helizität 2 sich auch auf die einzelnen Tensormesonen überträgt.

### 2.3.7 Skalare Resonanzen

Die Kopplung von skalaren Resonanzen ( $J^{PC} = 0^{++}$ ) an zwei Photonen wird durch die folgenden Helizitätsamplituden festgelegt[15]:

$$M_{++} = F_{TT0} \quad (2.96)$$

$$M_{+-} = 0 \quad (2.97)$$

$$M_{0+} = 0 \quad (2.98)$$

$$M_{00} = \sqrt{q_1^2 q_2^2 / (q_1 q_2)} \cdot F_{LL} \quad (2.99)$$

$M_{00}$  ist nur im *double tag* Modus ( $Q_1^2 \gg 0, Q_2^2 \gg 0$ ) wichtig, so daß die Streuung zweier quasi-reeller Photonen nur durch einen Formfaktor beschrieben wird. Aus Gl. 2.37 folgt:

$$\Gamma_{\gamma\gamma} = 1/(32\pi m_S) \cdot (|M_{++}|^2 + |M_{--}|^2) \quad (2.100)$$

$$= 1/(16\pi m_S) \cdot F_{TT0}^2 \quad (2.101)$$

Der hadronische Zerfall eines Skalars in zwei Pseudoskalare (z.B.  $K_S^0 K_S^0$ ) wird durch die konstante Amplitude [15]

$$T_{0+-0-+0-+} = f \quad (2.102)$$

beschrieben. Damit ist

$$\Gamma_S \cdot B(S \rightarrow 0^{++}0^{--}) = \frac{1}{2m_S} \int f^2 \frac{1}{(4\pi)^2} \frac{k^*}{W} d\Omega = \frac{1}{8\pi m_S} f^2 \frac{k^*}{W} \quad (2.103)$$

Nach Blatt und Weisskopf [17] ist der Formfaktor  $f$  für diesen Übergang konstant. Mit Gl. 2.30 gilt für den  $\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_{TT} = \frac{1}{4\sqrt{X}} \frac{1}{2} F_{TT0}^2 \cdot \frac{2m\Gamma_S(W) \cdot B(S \rightarrow f)}{(W^2 - m_S^2)^2 + m_S^2 \Gamma_S^2(W)} \quad (2.104)$$

Im Falle reeller Photonen vereinfacht sich dieser zu:

$$\sigma_{TT} = 8\pi \frac{m_S^2}{W^2} \cdot \Gamma_{\gamma\gamma} \cdot \frac{\Gamma_S(W) \cdot B(S \rightarrow f)}{(W^2 - m_S^2)^2 + m_S^2 \Gamma_S^2(W)} \quad (2.105)$$

## 2.4 Radiative Breiten und Quarkstruktur

### 2.4.1 SU(3) Oktett-Singlett- Mischung

Die neutralen Flavour-SU(3)-Eigenzustände der Mesonen sind (in der Schreibweise  $|SU(3) - \text{Repräsentation}, \text{Isospin}\rangle$ ):

$$\begin{aligned} |1, 1\rangle &= \frac{1}{\sqrt{3}}(|u\bar{u}\rangle + |d\bar{d}\rangle + |s\bar{s}\rangle) \\ |8, 1\rangle &= \frac{1}{\sqrt{6}}(|u\bar{u}\rangle + |d\bar{d}\rangle - 2 \cdot |s\bar{s}\rangle) \\ |8, 3\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|u\bar{u}\rangle - |d\bar{d}\rangle) \end{aligned} \quad (2.106)$$

In einem nichtrelativistischen additiven Quarkmodell sind die Massen der Mesonen im Prinzip durch:

$$m_M^2 = m_q^2 + m_{\bar{q}}^2 + V \quad (2.107)$$

gegeben, wobei  $V$  die Bindungsenergie darstellt. SU(3)-Symmetrie bedeutet, daß  $V$  für alle Oktett-Zustände gleich ist. Der Singlett-Zustand ist durch SU(3) nicht festgelegt,  $V_1$  und  $V_8$  können auch bei exakter SU(3)-Symmetrie unterschiedlich sein. Sind sie jedoch gleich, spricht man von *Nonett-Symmetrie*.

Nun ist SU(3) keine exakte Symmetrie. Sie ist (mindestens) durch eine größere Strange-Quark-Masse gebrochen. Deshalb ist die SU(3)-Repräsentation keine erhaltene Quantenzahl (Isospin dagegen ist weiter erhalten), und  $|1, 1\rangle$  und  $|8, 1\rangle$  können mischen. Allgemein können die physikalischen Zustände geschrieben werden als (am Beispiel der pseudoskalaren Mesonen, analoges gilt für alle anderen Multipletts):

$$\begin{aligned} \eta &= \cos \Theta \cdot \eta_8 - \sin \Theta \cdot \eta_1 \\ \eta' &= \sin \Theta \cdot \eta_8 + \cos \Theta \cdot \eta_1 \end{aligned} \quad (2.108)$$

Der Mischungswinkel  $\Theta$  ist dadurch festgelegt, daß die Massen-Quadrat-Matrix diagonal wird (siehe z.B.[9]):

$$M^2 = \begin{pmatrix} M_{11}^2 & M_{18}^2 \\ M_{18}^2 & M_{88}^2 \end{pmatrix} \quad (2.109)$$

$$M'^2 = \begin{pmatrix} m_\eta^2 & 0 \\ 0 & m_{\eta'}^2 \end{pmatrix} = RM^2R^T \quad \text{mit } R = \begin{pmatrix} \cos \Theta & -\sin \Theta \\ \sin \Theta & \cos \Theta \end{pmatrix}$$

Mit Hilfe der Quarkmassen in Gl.2.107 (ns= nicht strange, s=strange):

$$\begin{aligned} m_{\eta_1}^2 &= \frac{4}{3}m_{ns}^2 + \frac{2}{3}m_s^2 + V_1 \\ m_{\eta_8}^2 &= \frac{2}{3}m_{ns}^2 + \frac{4}{3}m_s^2 + V_8 \\ m_\pi^2 &= 2m_{ns}^2 + V_8 \\ m_K^2 &= m_{ns}^2 + M_s^2 + V_8 \end{aligned} \quad (2.110)$$

bekommt man sofort die Gell-Mann- Okubo- Massenformel [37]:

$$m_{\eta_8}^2 = \frac{1}{3}(4m_K^2 - m_\pi^2) \quad (2.111)$$

$m_{\eta_8}^2$  ist gleichzeitig das Matricelement  $M_{88}^2$  in Gl. 2.109. Die Lösung von (2.109) lautet:

$$m_\eta^2 + m_{\eta'}^2 = m_{\eta_8}^2 + m_{\eta_1}^2 \quad (2.112)$$

$$\tan^2 \Theta = \frac{M_{88}^2 - m_\eta^2}{m_{\eta'}^2 - M_{88}^2} \quad (2.113)$$

Wenn Nonett- Symmetrie vorliegt (d.h.  $V_1 = V_8$ ), muß zudem die Relation

$$m_\eta^2 + m_{\eta'}^2 = 2m_K^2 \quad (2.114)$$

erfüllt sein. Auch das Vorzeichen von  $\Theta$  hat im Quarkmodell Bedeutung. Es kann aus

$$\tan \Theta = \frac{M_{88}^2 - m_\eta^2}{M_{18}^2} \quad (2.115)$$

bestimmt werden.  $M_{18}^2$  ist negativ, wenn die Mischung hauptsächlich durch die große Masse des Strange- Quarks hervorgerufen wird:

$$M_{18}^2 = \langle \mathbf{8}, \mathbf{1} | \mathcal{H} | \mathbf{1}, \mathbf{1} \rangle = \frac{2}{3\sqrt{2}} \cdot (m_{ns}^2 - m_s^2) \quad (2.116)$$

Für die Pseudoskalare scheint die SU(3)- Symmetrie nicht nur aufgrund der größeren Strange- Quark- Masse, sondern zusätzlich aus dynamischen Gründen gebrochen zu sein. Hier ist die Nonett- Symmetrie stark verletzt, und die Mischung ist nahe der "perfekten Mischung"  $\approx -10^\circ$ , in der strange und nichtstrange Quarks mit gleicher Häufigkeit vorkommen. Alle anderen Nonetts sind mehr oder weniger *ideal* gemischt, ein Zustand ist rein  $|s\bar{s}\rangle$ , der andere  $1/\sqrt{2}(|u\bar{u}\rangle + |d\bar{d}\rangle)$ . In diesem Fall, der bei  $\tan \Theta_{ideal} = 1/\sqrt{2}$ ;  $\Theta_{ideal} \approx 35.5^\circ$

auftritt, ist der  $s$ -Quark- Sektor von den leichteren Quarks entkoppelt, ähnlich wie die schweren Quarks  $c$  und  $b$  von  $u, d$  und  $s$ . Dies ist auch im Tensormesononen- Nonett der Fall, in dem die Gell Mann- Okubo- Massenformel einen Mischungswinkel zwischen  $26^\circ$  (linear) und  $28^\circ$  (quadratisch) erwartet. Das  $f'_2$ , über das in diesem Experiment Aussagen gemacht werden, besteht vorwiegend aus  $s\bar{s}$ . Der Anteil von nichtseltsamen ( $u$  und  $d$ ) Quarks im  $f'_2$  kann aus dem Mischungswinkel bestimmt werden:

$$|\langle ns | f'_2 \rangle|^2 = \sin^2(\Theta - \text{atan} \frac{1}{\sqrt{2}}) \quad (2.117)$$

#### 2.4.2 Strahlungszерfälle und Quarkstruktur

Oft werden Oktett- Singlett- Mischungswinkel aus gemessenen  $\gamma\gamma$ -Zerfallsbreiten bestimmt. Im Rahmen von "Current Algebra"-Modellen erfolgt die Kopplung eines Mesons an zwei Photonen über eine interne Quark-Schleife (siehe Abb. 2.3). Jeder  $qq\gamma$ -Vertex trägt mit einem Faktor  $e_q$  (elektrische Ladung des Quarks) zur Amplitude bei. Da der Graph zwei  $qq\gamma$ - Vertizes aufweist, folgt

$$\frac{\langle \gamma\gamma | u\bar{u} \rangle}{4} = \frac{\langle \gamma\gamma | d\bar{d} \rangle}{1} = \frac{\langle \gamma\gamma | s\bar{s} \rangle}{1} \quad (2.118)$$

Die Kopplung der Quark- Schleife an den gebundenen Meson- Zustand ist durch die PCAC-Zerfallskonstanten  $f_i$  gegeben, wobei  $i$  für den SU(3)-Zustand ( $|1, 1\rangle, |8, 1\rangle, |8, 3\rangle$ ) steht.

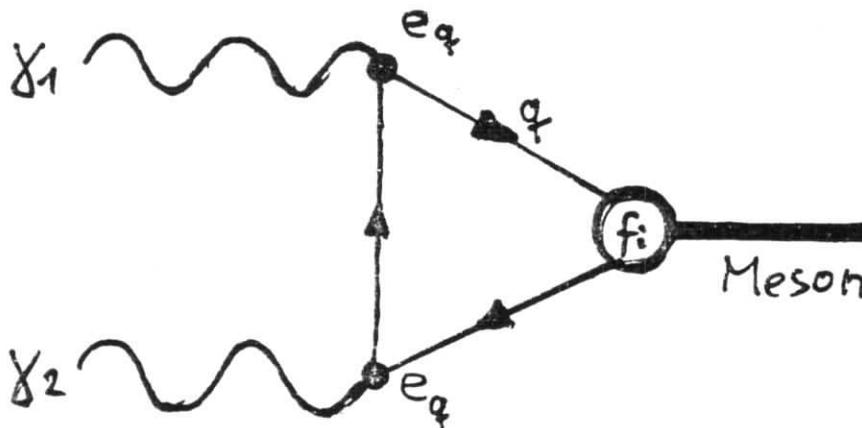


Abbildung 2.3: *Current algebra*- Modell für die Kopplung eines Mesons an zwei Photonen über eine Konstituenten-Quark- Schleife.

Die  $f_i$  können als Wahrscheinlichkeiten dafür angesehen werden, daß sich beiden Quarks im Hadron in einem Zustand befinden, in dem sie annihilieren können. In Potentialmodellen ist diese für  $L = 0$ -Mesonen proportional zum Quadrat der Wellenfunktion des gebundenen Zustandes am Ursprung ( $r = 0$ , d.h. Quark und Antiquark befinden sich am gleichen Ort). Im Fall von  $p$ -Wellen- Mesonen ( $0^{++}, 2^{++}$ ) ist diese Wahrscheinlichkeit immer Null, Anihilation kann nur über relativistische Korrekturen erfolgen, die proportional zum Quadrat

der Ableitung der Wellenfunktion am Ursprung sind.

SU(3)-Symmetrie bedeutet:

$$f_{|8,3\rangle} = f_{|8,1\rangle} \equiv f_8 \quad (2.119)$$

$f_1$  ist durch SU(3)-Symmetrie nicht mit  $f_8$  verknüpft, da Singlett und Oktett verschiedene Repräsentationen darstellen. Das Verhältnis

$$r = \frac{f_8}{f_1} \quad (2.120)$$

ist also ein freier Parameter und muß experimentell bestimmt werden. Im Falle von Nonett-Symmetrie ist  $r = 1$ .

Aus Gl. 2.106 und 2.118 folgt

$$\frac{\langle \gamma\gamma | 8, 3 \rangle}{-\sqrt{3}} = \frac{\langle \gamma\gamma | 8, 1 \rangle}{1} = \frac{\langle \gamma\gamma | 1, 1 \rangle}{2\sqrt{2} \cdot r} \quad (2.121)$$

Mit der in Gl.2.108 definierten Mischung erhält man zwei Gleichungen

$$\mathcal{R}_1 = \left| \frac{\langle \eta | \gamma\gamma \rangle}{\langle \eta' | \gamma\gamma \rangle} \right|^2 = \left( \frac{2\sqrt{2}r \sin \Theta - \cos \Theta}{2\sqrt{2}r \cos \Theta + \sin \Theta} \right)^2 \quad (2.122)$$

$$\mathcal{R}_2 = \left| \frac{\langle \eta' | \gamma\gamma \rangle}{\langle \pi | \gamma\gamma \rangle} \right|^2 = \left( \frac{2\sqrt{2}r \cos \Theta + \sin \Theta}{\sqrt{3}} \right)^2 \quad (2.123)$$

die es erlauben,  $r$  und  $\Theta$  aus den meßbaren Verhältnissen  $\mathcal{R}_1$  und  $\mathcal{R}_2$  zu bestimmen. Die Lösung von (2.122) lautet

$$\begin{aligned} r^2 &= (3\mathcal{R}_2(1 + \mathcal{R}_1) - 1)/8 \\ \cos^2 2\theta &= -P/2 \pm \sqrt{P^2/4 - Q} \end{aligned} \quad (2.124)$$

mit

$$\begin{aligned} P &= -\frac{6\mathcal{R}_2(1 - \mathcal{R}_1)(3\mathcal{R}_2(1 + \mathcal{R}_1) - 2)}{(3\mathcal{R}_2(1 + \mathcal{R}_1))^2} \\ Q &= \frac{(3\mathcal{R}_2(1 + \mathcal{R}_1) - 2)^2}{(3\mathcal{R}_2(1 + \mathcal{R}_1))^2} \end{aligned}$$

Wie man sofort sieht, gibt es normalerweise zwei Lösungen für den Mischungswinkel. In der Literatur wird meistens nur die eine Lösung, die der der Massenformel (2.115) am nächsten kommt, zitiert.

Eine interessante Lösung ist die *zero coupling solution*  $\sin \Theta_0 = 1/3$ ;  $\Theta_0 \approx 19.47^\circ$ , für die das eine Isosinglett gar nicht an zwei Photonen koppelt, während das andere ein Maximum erreicht:

$$\begin{aligned} |\eta_0\rangle &= 1/(3\sqrt{3}) \cdot (|u\bar{u}\rangle + |d\bar{d}\rangle - 5|s\bar{s}\rangle) \\ |\eta_{max}\rangle &= 1/(3\sqrt{6}) \cdot (5|u\bar{u}\rangle + 5|d\bar{d}\rangle + 2|s\bar{s}\rangle) \end{aligned} \quad (2.125)$$

Aus (2.121) und (2.122) folgt, daß die Summe der Quadrate der  $\gamma\gamma$ -Amplituden der Isosingletts unabhängig vom Mischungswinkel ist:

$$\langle \eta | \gamma\gamma \rangle^2 + \langle \eta' | \gamma\gamma \rangle^2 = (8r^2 + 1)/3 \cdot \langle \pi | \gamma\gamma \rangle^2 \quad (2.126)$$

### 2.4.3 SU(3)-Brechung

Die Tatsache, daß die beobachteten Teilchen nicht den SU(3)-Eigenzuständen, sondern Mischungen entsprechen, impliziert schon, daß die Symmetrie gebrochen ist. Ein anderer Aspekt, bei dem die Brechung deutlich wird, ist die unterschiedliche Masse der verschiedenen Mitglieder eines Oktetts. Als Hauptindiz für die Verletzung der SU(3) wird eine im Vergleich zum  $u$  und  $d$  größere  $s$ -Quark-Masse angesehen.

Wenn man den aufgrund von Symmetriebrechung auftretenden Mischungswinkel experimentell bestimmen möchte, muß man dabei auch andere auf der Symmetriebrechung beruhenden Effekte berücksichtigen. In nichtrelativistischen Quarkmodellen ist das Matrixelement für den Übergang  $R \rightarrow \gamma\gamma$  proportional zu den magnetischen Momenten  $\mu_q = e_q \hbar / (2m_q c)$  der beteiligten Valenzquarks [38]:

$$M_{R \rightarrow \gamma\gamma} = -\sqrt{2} \left\langle \sqrt{\frac{3}{2}} \left( \frac{2}{3} \mu'_u u \bar{u} - \frac{1}{3} \mu'_d d \bar{d} - \frac{1}{3} \mu'_s s \bar{s} \right) \left| e_1 \sigma_1^+ + e_2 \sigma_2^+ \right| SU(3)_R \right\rangle \quad (2.127)$$

Für die im vorigen Abschnitt angegebenen Formeln wurde für die reduzierten magnetischen Momente  $\mu'_q = e/e_q \cdot \mu_q$  implizit  $\mu_u = \mu_d = \mu_s := \mu$  angenommen. Experimentelle Vergleiche von Strahlungszfällen (z.B.  $1^- \rightarrow 0^- \gamma$ ,  $0^- \rightarrow 1^- \gamma$ ) zeigen jedoch, daß

$$\mu'_s = \frac{3}{5} \mu' ; \quad \mu'_u = \mu'_d := \mu' = \frac{e \hbar}{2m_u c} \quad (2.128)$$

die Daten besser beschreibt. Dieser Effekt ist durch eine höhere Masse für das  $s$ -Quark erklärbar. Nach Barnes [40] können bei der Bestimmung des  $\eta - \eta'$ -Mischungswinkels aufgrund dieser Masseneffekte Unsicherheiten in der Größenordnung von  $10^\circ$  entstehen.

Donoghue et al. [41] haben gezeigt, daß für pseudoskalare Mesonen die SU(3)-Symmetrie auch durch eine Korrektur 1. Ordnung chiraler Störungstheorie gebrochen ist, die bei der Bestimmung des Mischungswinkels aus den radiativen Breiten einen nicht zu vernachlässigenden Effekt hat. Demnach muß Gl. 2.119 modifiziert werden:

$$f_8 \approx 1.25 f_\pi \quad (2.129)$$

Beide möglichen Effekte zeigen, daß die einfache Anwendung der Formel 2.122 mit starken Unsicherheiten behaftet ist.

### 2.4.4 Verknüpfung mit experimentell zugänglichen Größen

Um Oktett-Singlett-Mischungswinkel aus den Zwei-Photon-Kopplungen zu bestimmen, muß man die Quadrate der Matrixelemente  $|\langle R | \gamma\gamma \rangle|^2$  mit den meßbaren Größen  $\Gamma_{\gamma\gamma}$  und  $m$  verknüpfen. SU(3)-Relationen gelten für Kopplungskonstanten in irreduzibler Vertex-Darstellung. Im Fall der pseudoskalaren Mesonen können die  $\langle R | \gamma\gamma \rangle$  zweifelsfrei mit den Formfaktoren  $F_{TT0}(0,0)$  identifiziert werden. Mit Gl. 2.45 gilt dann:

$$|\langle R(0^{++}) | \gamma\gamma \rangle|^2 = F_{TT0}^2(0,0) = \frac{64\pi \Gamma_{\gamma\gamma}(R)}{m_R^3} \quad (2.130)$$

Größe	Helizität	Poppe	Grassberger/Kögerler	Renard
rad. Breite	0	$m_T^3/(120\pi) \cdot F_{TT0}^2$	$1/m_T \cdot g_{++}^2$	$m_T^7/(1920\pi) \cdot g^2$
	2	$1/(80\pi m_T) \cdot F_{TT2}^2$	$1/m_T \cdot g_{+-}^2$	$m_T^3/(320\pi) \cdot g'^2$
Dimension	0	$GeV^{-1}$	$GeV$	$GeV^{-3}$
	2	$GeV$	$GeV$	$GeV^{-1}$
Äquivalent zur Poppe-Def.	0	$F_{TT0}$	$\sqrt{120\pi} g_{++}/m_T^2$	$m_T^2/4 \cdot g$
	2	$F_{TT2}$	$\sqrt{80\pi} g_{+-}$	$m_T^2/4 \cdot g'$
$ \langle T \gamma\gamma\rangle ^2$	0	$\Gamma_{\gamma\gamma}^{(0)}/m_T^3$	$\Gamma_{\gamma\gamma}^{(0)} \cdot m_T$	$\Gamma_{\gamma\gamma}^{(0)}/m_T^7$
	2	$\Gamma_{\gamma\gamma}^{(2)} \cdot m_T$	$\Gamma_{\gamma\gamma}^{(2)} \cdot m_T$	$\Gamma_{\gamma\gamma}^{(2)}/m_T^3$

Tabelle 2.2: Vergleich verschiedener Formfaktor- Definitionen für die Tensor- Photon- Photon Kopplung

so daß die Verhältnisse  $\mathcal{R}_1$  und  $\mathcal{R}_2$  in (2.122) durch

$$\mathcal{R}_1 = \frac{\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta) m_{\eta'}^3}{\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta') m_{\eta}^3} \quad (2.131)$$

$$\mathcal{R}_2 = \frac{\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta') m_{\pi}^3}{\Gamma_{\gamma\gamma}(\pi) m_{\eta'}^3} \quad (2.132)$$

gegeben sind.

Dasselbe Skalierungsverhalten wird oft auch für Tensormesonen benutzt. Hier ist die Zuordnung aber nicht so klar. Eine Schwierigkeit ergibt sich schon durch die unterschiedliche Dimension der die Vertizes beschreibenden Formfaktoren (siehe Gl. 2.59) für Helizität 0 und 2. Im Unterschied zu hadronischen Vertizes, an denen die Dimension der Kopplungskonstante unabhängig von der Spinausrichtung ist, ergeben sich bei elektromagnetischen Prozessen (aufgrund der Eichinvarianz) unterschiedliche Skalierungsverhalten bei verschiedenen Polarisierungen.

Neben der in dieser Arbeit benutzten Formfaktordefinition gibt es noch mehrere andere. In Tabelle 2.2 werden als Beispiele die von Grassberger und Kögerler [34] und Renard [39] benutzten Definitionen der von Poppe [15] gegenübergestellt. Eine weitere, nicht abwegige Möglichkeit ist es, dimensionslose Größen als durch SU(3) verknüpft anzusehen [34]. In diesem Fall wäre das Skalierungsgesetz  $\Gamma_{\gamma\gamma}/m_T$ . In expliziten dynamischen Modellen können sich noch andere Möglichkeiten für das Skalierungsverhalten ergeben. So hängt es in Potentialmodellen z.B. nicht nur von explizit in der Annihilationsformel auftretenden Massentermen ab, sondern auch von der Massenabhängigkeit der Wellenfunktionen bzw. deren Ableitungen am Ursprung [40,15].

Das unterschiedliche Skalierungsverhalten beider Polarisierungen hat eine interessante Konsequenz für das Verhältnis der  $\Gamma_{\gamma\gamma}^{(\lambda)}$ : Gelten für die  $F_{TT0}$  und  $F_{TT2}$  die gleichen SU(3)-Relationen (das ist notwendig, weil die interne Struktur der Tensormesonen nicht von der

Spinausrichtung abhängt), gilt für die partiellen Breiten der Helizitätszustände:

$$\frac{\Gamma_{\gamma\gamma}^{(2)}}{\Gamma_{\gamma\gamma}^{(0)}} = \frac{F_{TT2}^2}{F_{TT0}^2} \cdot m^4 \quad (2.133)$$

Ist dieses Verhältnis für das  $f_2$  gleich  $x$ , folgt daraus für das  $f_2'$  schon ein Verhältnis von  $(\frac{1.525}{1.274})^4 \cdot x \approx 2 \cdot x$ . Das hieße, daß der relative Anteil von  $\Gamma_{\gamma\gamma}^{(0)}$  an der gesamten radiativen Breite mit steigender Masse stark abnimmt und die Helizität 2- Dominanz sich bei hohen Massen stärker bemerkbar machen sollte.

Solange die theoretische Situation nicht klarer ist, muß man bei der Bestimmung der Mischungswinkel aus gemessenen radiativen Breiten also Vorsicht walten lassen. Glücklicherweise sind die Massendifferenzen zwischen den Tensormesonen weitaus geringer als bei den Pseudoskalaren, so daß trotz der Unsicherheit Aussagen möglich sind.

#### 2.4.5 *Stickiness* - Ein Maß für den Gluoniumgehalt von Mesonen

Neben den Quark- Antiquark- Zuständen werden im Rahmen der QCD aufgrund des nicht-abelschen Charakters der Wechselwirkung auch gebundene Zustände der Gluonen,  $gg$ ,  $ggg$ , erwartet, die *Gluonium* oder *Glueballs* genannt werden. Diese Zustände können im Prinzip

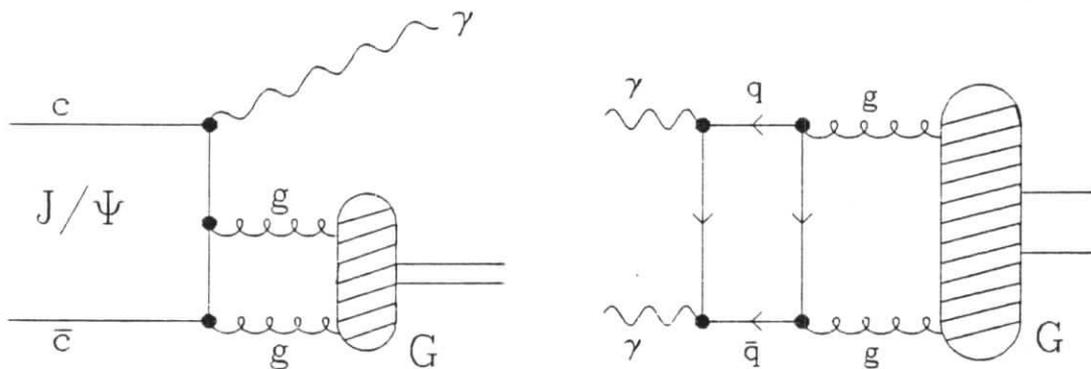


Abbildung 2.4: Feynman- Diagramme für Glueball-Erzeugung in a) radiativem  $J/\psi$ - Zerfall, b)  $\gamma\gamma$ -Reaktion

auch mit den neutralen normalen  $q\bar{q}$  Zuständen mischen. Die besten Glueball- Kandidaten sind das pseudoskalare  $\eta(1440)$  (in alter Nomenklatur  $\iota$ ) und das Tensormeson  $f_2(1720)$  (früher  $\theta$ ).

Da Gluonen keine elektrische Ladung besitzen, erwartet man, daß Glueballs nur schwach an zwei Photonen koppeln. Der  $\gamma\gamma$ - Zerfall (siehe Abb. 2.4b) müßte über eine intermediäre

Quark- Schleife verlaufen. Dagegen erwartet man eine häufige Produktion von Gluonium- Zuständen in radiativen  $J/\psi$ - Zerfällen (Abb. 2.4a), da hier das Meson an zwei intermediäre Gluonen koppelt. Diese Kopplung kann besonders stark sein, wenn das Meson selbst aus Valenz- Gluonen besteht.

Als quantitatives Maß für den Glueball- Charakter eines Mesons hat Chanowitz die Größe *Stickiness* eingeführt [42], die das Verhältnis der Kopplungen eines Zustandes  $X$  an zwei Gluonen und an zwei Photonen beschreibt:

$$S_X = \frac{|\langle gg|X\rangle|^2}{|\langle \gamma\gamma|X\rangle|^2} \quad (2.134)$$

$$= \frac{\Gamma(J/\psi \rightarrow \gamma X)}{\Gamma(\gamma\gamma \rightarrow X)} \cdot \left( \frac{m_X}{k_{J/\psi \rightarrow \gamma X}^*} \right)^n \quad \text{mit} \begin{cases} n = 1 & \text{für } J^{PC} = 2^{++} \\ n = 3 & \text{für } J^{PC} = 0^{-+} \end{cases} \quad (2.135)$$

Innerhalb eines  $J^{PC}$  Multipletts kann man dann das Stickiness- Verhältnis berechnen. Eine hohe Stickiness unterstützt im Prinzip eine Glueball- Interpretation. Allerdings ist dies nur ein qualitatives Argument. Insbesondere führt die in Gl. 2.125 beschriebene Quarkwellenfunktion zu einer unendlichen Stickiness, obwohl es sich um einen reinen Quark- Zustand handelt. Eine hohe Stickiness muß daher als notwendiges, aber nicht hinreichendes Kriterium für die Interpretation als Glueball angesehen werden.

## 2.5 Zwischenresonanzen in 3-Körper- Zerfällen

In diesem Abschnitt wird kurz beschrieben, wie die Amplitude für einen Kettenzerfall konstruiert werden kann. In dieser Analyse wird der Formalismus zur Bestimmung der Akzeptanz für den Fall benötigt, daß der Zerfall  $\eta_c \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp$  nicht phasenraumverteilt, sondern über eine Zwischenresonanz verläuft.

### 2.5.1 Mögliche Zwischenresonanzen im $\eta_c \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ -Zerfall

Die Zerfalldynamik des  $\eta_c$  ist experimentell nicht sehr gut bekannt. Es könnte durchaus sein, daß zumindest ein Teil dieser Zerfälle über Zwischenresonanzen erfolgt. Im Jahre 1984 hat die MARK III-Kollaboration vorläufige Resultate bekanntgegeben, wonach der Zerfall teilweise über die Tensorresonanz  $K_2^*(1430)$  verläuft [81]. In der endgültigen Analyse [82] wurde aufgrund der begrenzten Statistik und dem Vorhandensein von Untergrundereignissen jedoch keine eindeutige Aussage getroffen. Es gibt jetzt aber Hinweise auf den Zweikörperzerfall  $K^*(892)\bar{K} + c.c.$  [9].

### 2.5.2 Zerfallsamplitude für Kettenzerfälle

Die Konstruktion der Zerfallsamplitude für Kettenzerfälle wird am Beispiel des Zerfalls  $\eta_c \rightarrow K_2^*(1430)\bar{K} (+c.c.) \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp$  erläutert. Der Prozeß ist in Abb. 2.5 symbolisch dargestellt. Die Zerfallsamplitude kann geschrieben werden [15]:

$$A = \frac{\sum_{m=-2,2} D_m(\eta_c \rightarrow K_2^* \bar{K}) \cdot D_m(K_2^* \rightarrow K \pi)}{m_{K\pi}^2 - m_{K_2^*}^2 + im_{K_2^*} \Gamma_{K_2^*}}$$

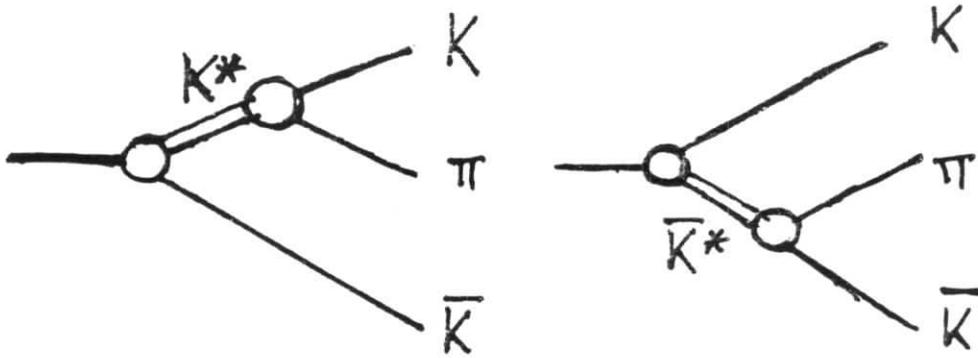


Abbildung 2.5: Feynman-Diagramme für Kettenzerfälle.

$$\pm \frac{\sum_{m=-2,2} D_m(\eta_c \rightarrow K \bar{K}_2^*) \cdot D_m(\bar{K}_2^* \rightarrow \bar{K} \pi)}{m_{\bar{K}\pi}^2 - m_{K_2^*}^2 + im_{K_2^*} \Gamma_{K_2^*}} \quad (2.136)$$

Die zwei Terme treten auf, weil die Zwischenresonanz sowohl im  $\bar{K}\pi$  als auch im  $\bar{K}\pi$ -System auftreten kann. Die  $D_m$  sind Helizitätsamplituden für die Einzelvertices, und der Breit-Wigner kann als Propagator des intermediären Teilchens (mit komplexer Masse) verstanden werden. Es ist über alle Spineinstellungen  $m$  der Zwischenresonanz zu summieren. In diesem einfachen Summenansatz kann die 2-Teilchen-Unitarität verletzt werden, Endzustandswechselwirkungen werden vernachlässigt. Daß dieser Ansatz dennoch brauchbare Resultate liefert, haben zahlreiche Analysen und Untersuchungen mit dem auf diesem Ansatz beruhenden Isobar-Modell gezeigt [83].

Das Vorzeichen der Interferenz (d.h. das relative Vorzeichen zwischen beiden obigen Termen) ist aufgrund von C-Parität und Isospin festgelegt. Aus den möglichen Zerfallskanälen  $K_2^* \bar{K}$  und  $\bar{K}_2^* K$  können durch Linearkombination zwei C-Eigenzustände konstruiert werden ( $C(K) = +1, C(K_2^*) = +1$ ):

$$C = + : \frac{1}{\sqrt{2}} (K_2^* \bar{K} - K \bar{K}_2^*) \quad (2.137)$$

$$C = - : \frac{1}{\sqrt{2}} (K_2^* \bar{K} + K \bar{K}_2^*) \quad (2.138)$$

Da das  $\eta_c$  positive Ladungskonjugation besitzt, kann es nur an die obere Kombination koppeln. Jetzt werden die Amplituden für die einzelnen Ladungszustände mit Hilfe von Isospin-Clebsch Gordan-Koeffizienten bestimmt (dabei wird das  $\eta_c$  als Isosinglett betrachtet):

$$K_2^* \bar{K} = \frac{1}{\sqrt{2}} |K_2^{*-} K^-| - \frac{1}{\sqrt{2}} |K_2^{*0} \bar{K}^0| \quad (2.139)$$

$$= \frac{1}{\sqrt{6}} (\sqrt{2} |K^- \pi^- K^-| - |K^- \pi^0 K^-| - \sqrt{2} |K^+ \pi^- \bar{K}^0| - |K^0 \pi^0 \bar{K}^0|)$$

$$|K \bar{K}_2^* = \frac{1}{\sqrt{2}} |K^+ K_2^{*-}| - \frac{1}{\sqrt{2}} |K^0 K_2^{*0}| \quad (2.140)$$

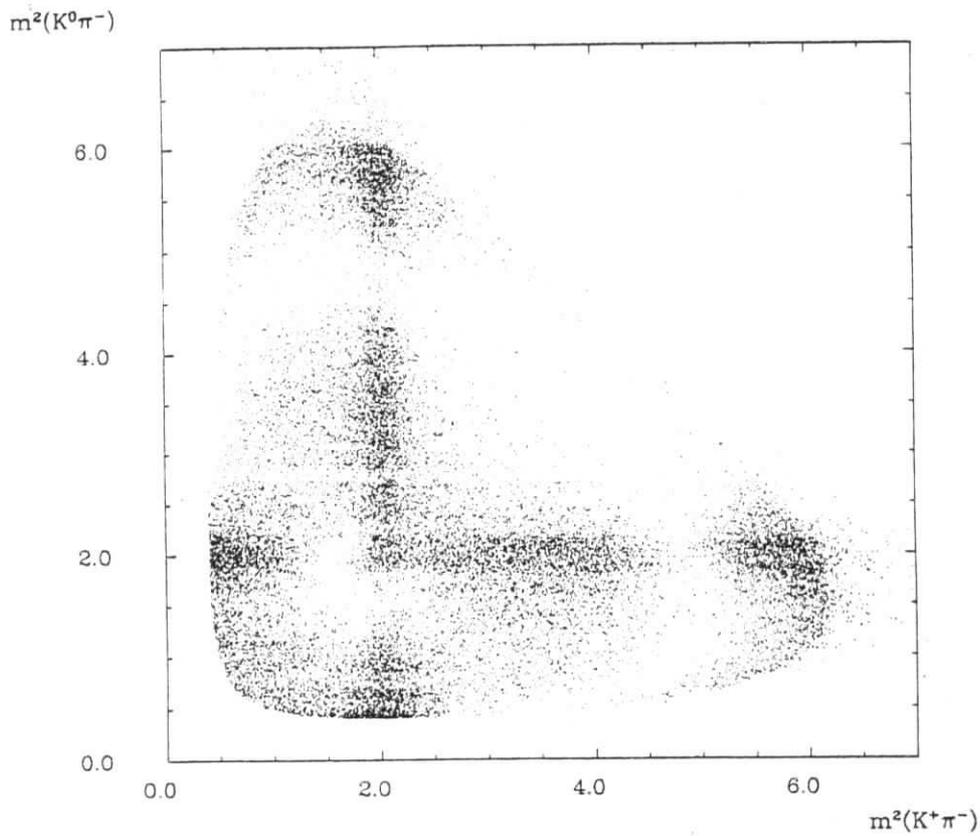


Abbildung 2.6: Dalitzplot für den Kettenzerfall  $\eta_c \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} K_2^* \bar{K} \\ \bar{K}_2^* K \end{array} \right\} \rightarrow K \bar{K} \pi$

$$= \frac{1}{\sqrt{6}} (-\sqrt{2} |K^+ \pi^- \bar{K}^0\rangle + |K^+ \pi^0 K^-\rangle - \sqrt{2} |K^0 \pi^+ K^-\rangle + |K^0 \pi^0 \bar{K}^0\rangle)$$

Betrachtet man einen bestimmten Endzustand (z.B.  $K^0 \pi^+ K^-$ ), findet man ihn in der  $K^* \bar{K}$  und in der  $\bar{K} \bar{K}^*$ - Zerlegung mit verschiedenem Vorzeichen. Das heißt, daß die einzelnen Ladungszustände gerade die umgekehrten relativen Vorzeichen aufweisen wie die allgemeinen  $K^* \bar{K}$  in Gl. 2.137. Im Fall der Tensor-Zwischenresonanz  $K_2^*(1430)$  im  $\eta_c$ - Zerfall in  $K^0 K^- \pi^+$  gilt für das Matrixelement also:

$$\langle \eta_c | K^0 \pi^+ K^- \rangle = \langle \eta_c | K^0 \bar{K}_2^{*0} | K^0 \pi^+ K^- \rangle - \langle \eta_c | K_2^{*-} K^- | K^0 \pi^+ K^- \rangle \quad (2.141)$$

das Vorzeichen in Gl. 2.136 muß also  $-$  sein und damit destruktive Interferenz auftreten.

Betrachtet man den Zwischenzustand  $K^*(892) \bar{K} + c.c.$  findet man konstruktive Interferenz. In diesem Fall ist nämlich  $C(K^*) = -1$  und damit besitzt die antisymmetrische Kombination  $\frac{1}{\sqrt{2}}(K^* \bar{K} - \bar{K} K^*)$  eine positive Ladungskonjugation.

Mit den expliziten Matrixelementen für die Übergänge  $J^P = 0^- \rightarrow 2^+ 0^-$  und  $2^+ \rightarrow 0^- 0^-$  aus [15] ergibt sich der in Abb. 2.6 gezeigte Dalitz-Plot. Die Orientierung der Normalen auf der Zerfallsebene zur  $\gamma\gamma$ - Achse ist durch das Quadrat der Kugelflächenfunktion  $Y_2^0(\cos \theta, \phi)$  gegeben.

## Kapitel 3

# Das Experiment - Aufbau und Prozedur

Die dieser Analyse zugrundeliegenden Daten wurden in den Jahren 1981 und 1982 mit dem Detektor PLUTO am  $e^+e^-$ -Speicherring PETRA am Deutschen Elektronen Synchrotron (DESY) in Hamburg aufgenommen. PETRA lieferte in dieser Zeit eine integrierte Luminosität von  $46 \text{ pb}^{-1}$  bei einer durchschnittlichen Strahlenergie von  $17.4 \text{ GeV}$ . In diesem Kapitel wird zunächst auf den Aufbau des PLUTO-Detektors eingegangen. Danach werden der Trigger, die Datenreduktion und -rekonstruktion sowie die prinzipielle Auswertemethode für die folgende Analyse beschrieben. Ferner wird die für die vorliegende Arbeit wesentliche Monte-Carlo Methode zur numerischen Integration und Simulation der physikalischen Vorgänge am Wechselwirkungspunkt und im Detektor vorgestellt. Abschließend wird eine für diese Arbeit entwickelte Methode zur Analyse von Interferenzerscheinungen beschrieben.

### 3.1 Der Detektor PLUTO

Der magnetische Detektor PLUTO wurde schon seit 1974 am Speicherring DORIS eingesetzt. 1978 wurde er leicht modifiziert in der Nordost-Wechselwirkungszone des neu fertiggestellten Speicherrings PETRA aufgebaut und hat bis August 1982 abwechselnd mit dem Experiment CELLO Daten genommen.

Die verschiedenen Komponenten ermöglichen den Nachweis der in  $e^+e^-$ -Wechselwirkungen entstehenden elektrisch geladenen Teilchen, Photonen sowie  $K^0$  und  $\Lambda_s$ . PLUTO besteht aus einem Zentraldetektor und zwei Vorwärtsspektrometern. Die letzteren wurden in den Jahren 1980/81 installiert und ermöglichen die Impulsmessung und Teilchenidentifikation im Winkelbereich  $5^\circ < \theta < 15^\circ$  um die Strahlachse. PLUTO ist damit besonders für die Analyse von 2-Photon-Reaktionen geeignet [43]. Ausführliche Beschreibungen des Detektors sind z.B. in [44] zu finden. Ich beschränke mich hier auf eine kurze Beschreibung der für die vorliegende Analyse wichtigsten Komponenten.

#### 3.1.1 Der Innendetektor

Kernstück des Zentraldetektors (siehe Abb. 3.2) ist eine supraleitende Solenoidspule, die ein parallel zur Strahlachse (z-Richtung) gerichtetes Magnetfeld von  $1.64 \text{ T}$  erzeugt. Umgeben ist die Spule von einem  $50 \text{ cm}$  dicken eisernen Rückflußjoch, das gleichzeitig als Hadronabsorber dient. Im Inneren des Solenoids sind elf zylindrische Proportionalkammern

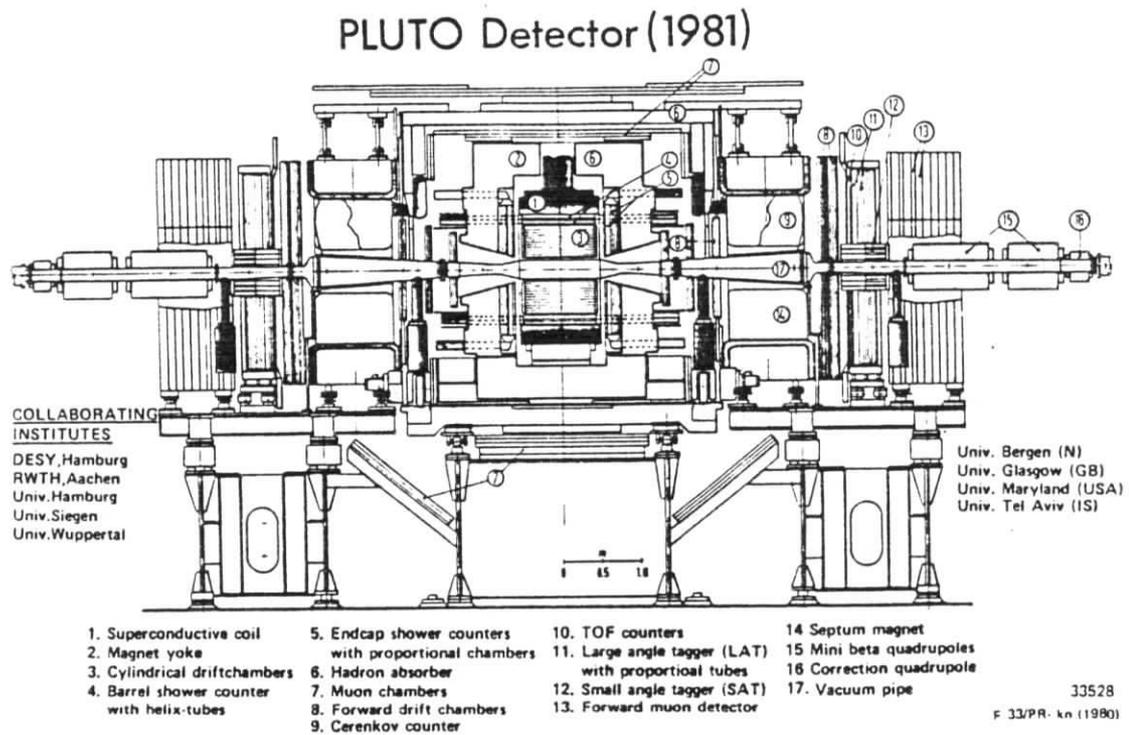


Abbildung 3.1:  $y$ - $z$ -Projektion des PLUTO-Detektors nach der Erweiterung im Jahre 1981

(CPCs) [45] und eine integrierte zylindrische Doppeldriftkammer (CDC) [46] konzentrisch um das Strahlrohr angeordnet. Abb. 3.3 zeigt den Aufbau einer typischen Proportionalkammer. Die Signaldrähte verlaufen parallel zur  $z$ -Achse und haben Abstände zwischen  $2.2\text{ mm}$  und  $4.7\text{ mm}$  in den CPCs.  $5.7 - 11.6\text{ mm}$  breite Kupferstreifen auf den Glasfaser-Epoxy-Kammerwänden dienen als Kathoden. Sie bilden Winkel von  $45^\circ$  oder  $90^\circ$  zu den Signaldrähten und werden zur Bestimmung der  $z$ -Koordinaten der Spuren verwendet. Die ursprünglich vorhandene Kammer 1 mußte für den Einsatz bei PETRA entfernt werden. Aus der durch das Magnetfeld hervorgerufenen Krümmung der Spuren in der  $r\varphi$ -Ebene wird der Impuls bestimmt. Eine sinnvolle Impulsmessung ist möglich, wenn die Spur fünf Kammern durchquert hat. Das führt zu einer Akzeptanz von  $87\%$  des gesamten Raumwinkels. Die Auflösung beträgt etwa  $\sigma(p)/p = 3\% \cdot p$  ( $p$  in GeV) [47], wenn man den Wechselwirkungspunkt mit in den Spurfit einbezieht<sup>1</sup>. Für Spuren mit Impulsen  $p < 1\text{ GeV}$  wird die Auflösung durch Vielfachstreuung im Strahlrohr und den Kammerwänden etwas verschlechtert.

Um den Spurdetektor herum, noch innerhalb der Spule, befindet sich der "Barrel" - ein zweilagiger Blei-Szintillations-Schauerzähler mit insgesamt  $8.6$  Strahlungslängen ( $X_0$ ) Dicke

<sup>1</sup>siehe dazu auch Kap. 4.3 auf Seite 65

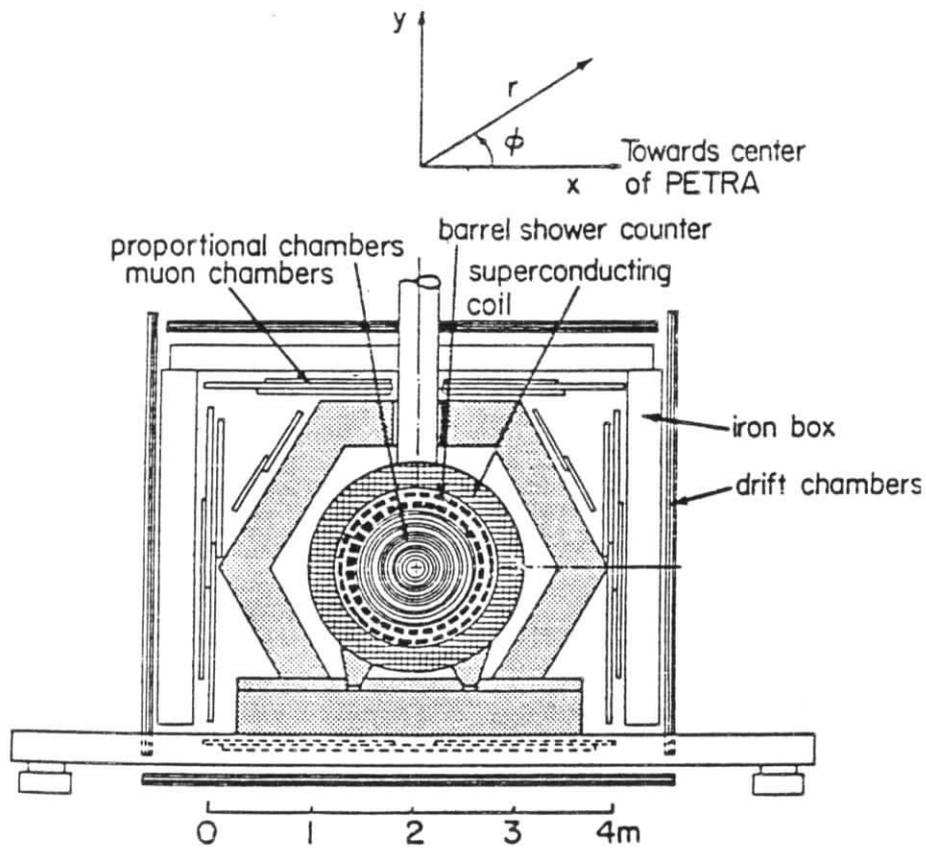
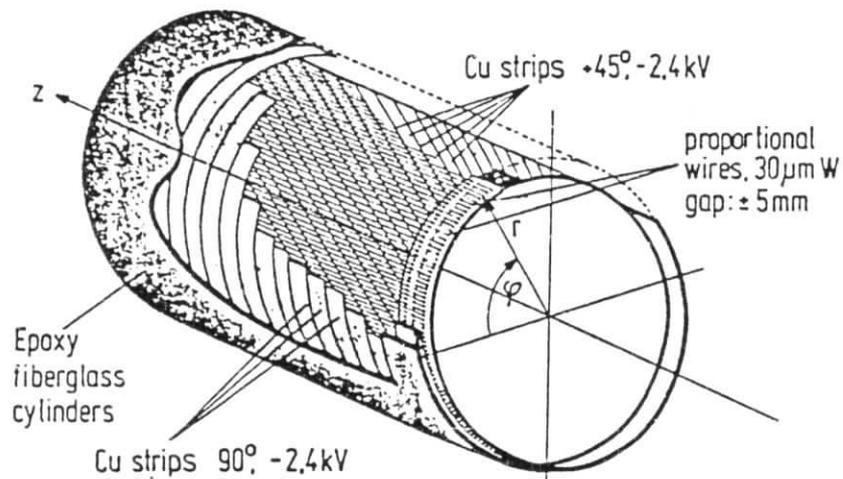
Abbildung 3.2: Querschnitt durch den PLUTO-Zentraldetektor,  $r\phi$ - Projektion

Abbildung 3.3: Eine zylindrische Proportionalkammer des PLUTO- Innendetektors.

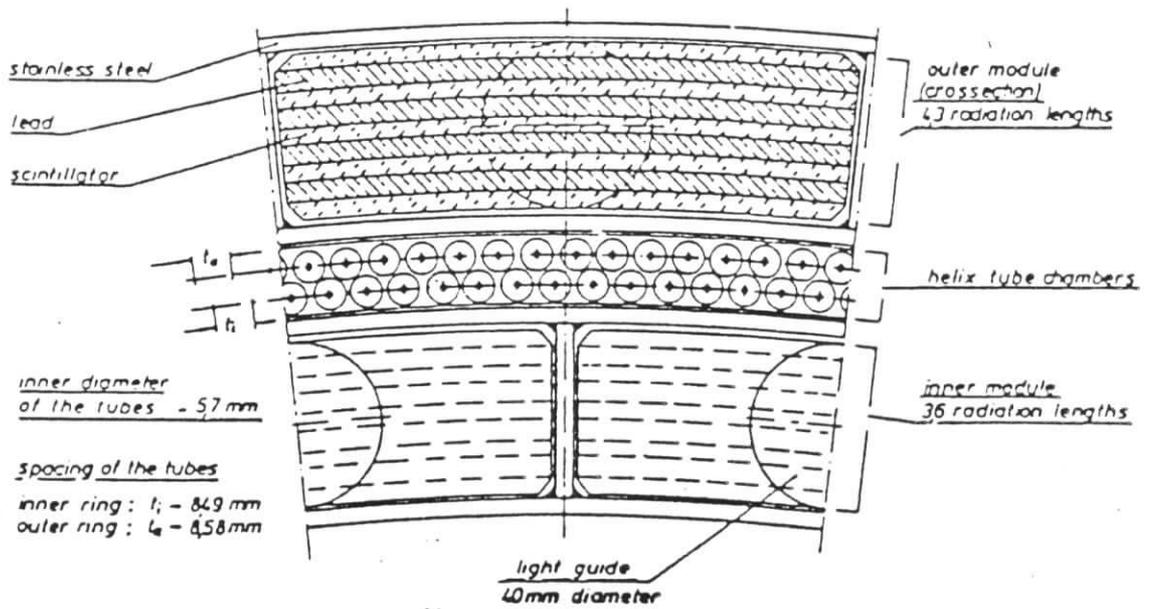


Abbildung 3.4: Querschnitt durch ein 12°-Segment des Barrel- Schauerzählers

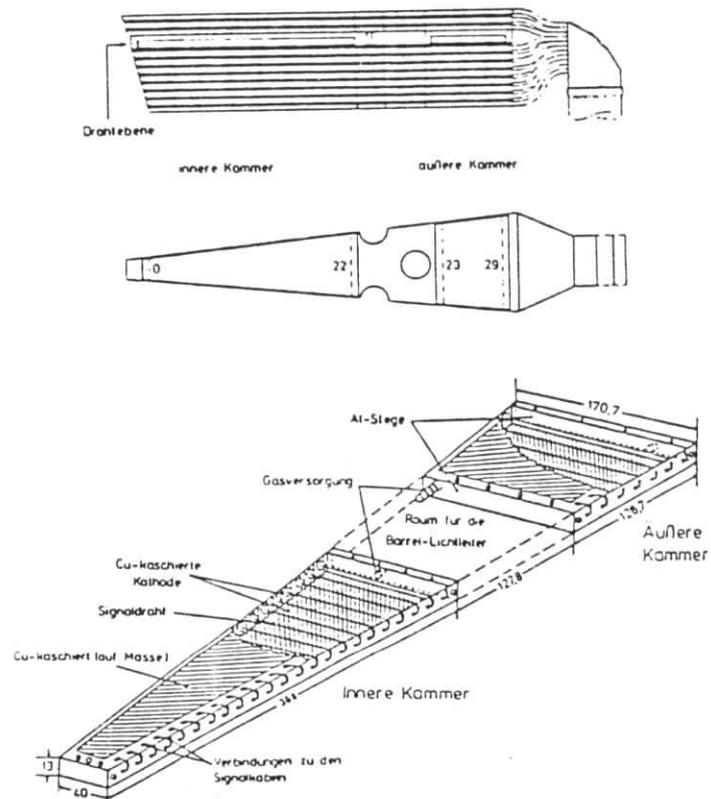


Abbildung 3.5: Ein Segment des Endcap- Schauerzählers mit der integrierten einlagigen Proportionalkammer

[48]. Jede Lage ist in dreißig Segmente, die jeweils  $12^\circ$  im Azimut abdecken, unterteilt (siehe Abb. 3.4). Die Segmente beider Lagen sind um  $6^\circ$  versetzt. Die Segmente werden an beiden Stirnflächen über Lichtleiter und Photomultiplier ausgelesen. Durch Pulshöhenvergleich kann eine grobe  $z$ -Bestimmung vorgenommen werden. Zwischen den beiden Szintillatorschichten sind 800 Wendelrohre in zwei gegeneinander versetzten Lagen angebracht. Dadurch ist sowohl in  $\varphi$  als auch vor allem in  $z$  eine wesentlich genauere Ortsbestimmung eines Schauers möglich [49]. Die Energieauflösung des Barrels für Elektronen und Photonen beträgt bei kleinen Energien ( $E < 1\text{GeV}$ )  $\sigma(E)/E = 35\%/\sqrt{E}$ , für größere Energien bis ca.  $7\text{GeV}$   $\sigma(E)/E = 25\%$ . Bei höheren Energien wird die Auflösung wegen der geringen Tiefe durch Herauslecken des Schauers ("Leakage") begrenzt.

An den Stirnflächen des Innendetektors sind die "Endcap"-Schauerzähler (EC)[50] montiert, die jeweils aus dreißig zweilagigen, tortenstückförmigen Modulen ( $12^\circ$  Segmente) mit  $10.3$  Strahlungslängen Dicke bestehen (siehe Abb. 3.5). Diese dienen zum Nachweis von elektromagnetischen Schauern bis zu einem Winkel von  $15^\circ$  relativ zur Strahlachse und erreichen eine Energieauflösung von  $\sigma(E)/E = 19\%/\sqrt{E}$ . Zwischen den beiden Lagen sind Proportionalkammern angebracht, die eine Winkelauflösung des Schauers von  $\sigma(\theta) = 1^\circ$  erlauben [50]. Die relative Anordnung von Barrel- und Endcap-Schauerzähler zum Spurdetektor wird in Abb. 3.6 verdeutlicht.

Der Innendetektor ist nach außen durch  $100\text{cm}$  Eisenäquivalent (inklusive Spule und Rückflußjoch) abgeschirmt. Sowohl innerhalb als auch außerhalb des Hadronabsorbers befinden sich Proportionalkammern. Bei typischen PETRA-Energien sind Myonen die einzigen geladenen Teilchen, die das Eisen durchdringen können. Bei Impulsen von mehr als ca.  $1.4\text{GeV}$  sind sie also durch ein Signal in diesen "Myonkammern" von anderen Teilchen unterscheidbar.

### 3.1.2 Die Vorwärtsspektrometer

Geladene Teilchen im Winkelbereich  $5^\circ < \theta < 15^\circ$  (und symmetrisch dazu zwischen  $165^\circ < \theta < 175^\circ$ ) werden in den Vorwärtsspektrometern nachgewiesen [52]. Sie bestehen jeweils aus 17 planaren Drift- und 4 planaren Proportionalkammern, die zu fünf mehrlagigen Kammern zusammengefaßt sind und  $x$ ,  $y$  sowie  $w(= 45^\circ)$ -Koordinaten der Flugbahn messen. Zwischen der dritten und vierten Kammer erzeugt ein Septummagnet ein Feld senkrecht zur  $yz$ -Ebene. Aus der dadurch erzeugten Ablenkung der Bahnkurve in  $y$ -Richtung kann der Impuls mit einer Genauigkeit von  $\sigma(p)/p = 2.5\%$  ( $p$  in  $\text{GeV}$ ) bestimmt werden. Die "Nasen" des Septummagneten decken jeweils einen Winkel von  $\varphi \approx 27^\circ$  ab, so daß Vorwärtsspuren nur in  $85\%$  des Azimuts nachgewiesen werden können.

Wesentliche Bestandteile eines auf die Analyse von 2-Photon-Reaktionen spezialisierten Detektors sind die Schauerzähler nahe der Strahlachse, die dem Nachweis der gestreuten Leptonen dienen ("tagging", siehe Seite 17). Bei PLUTO wird diese Aufgabe vom SAT ("Small Angle Tagger") [54] und vom LAT ("Large Angle Tagger") [55] übernommen.

Der SAT überdeckt den Winkelbereich von  $28 - 77\text{mrad}$ , volle Akzeptanz erreicht er jedoch nur zwischen  $31$  und  $57\text{mrad}$ . Er ist aus zwölf  $30^\circ$ -Segmenten von Blei-Szintillatorschichtungen (*Sandwich*) mit  $19.5 X_0$  Dicke aufgebaut. Die Module werden sowohl an der

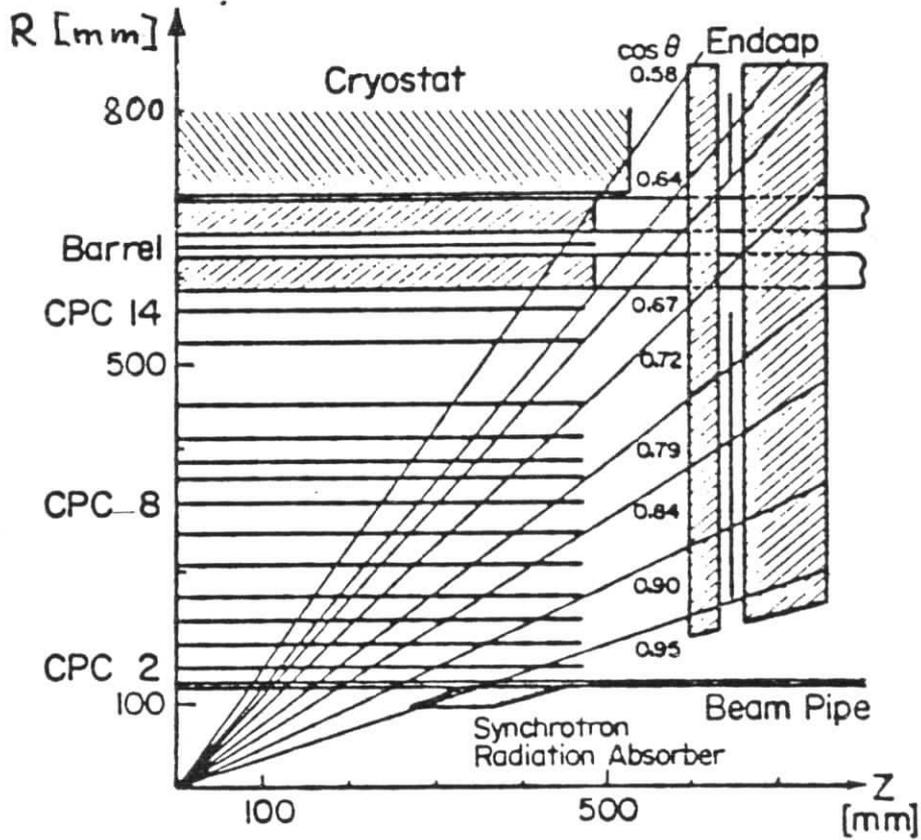
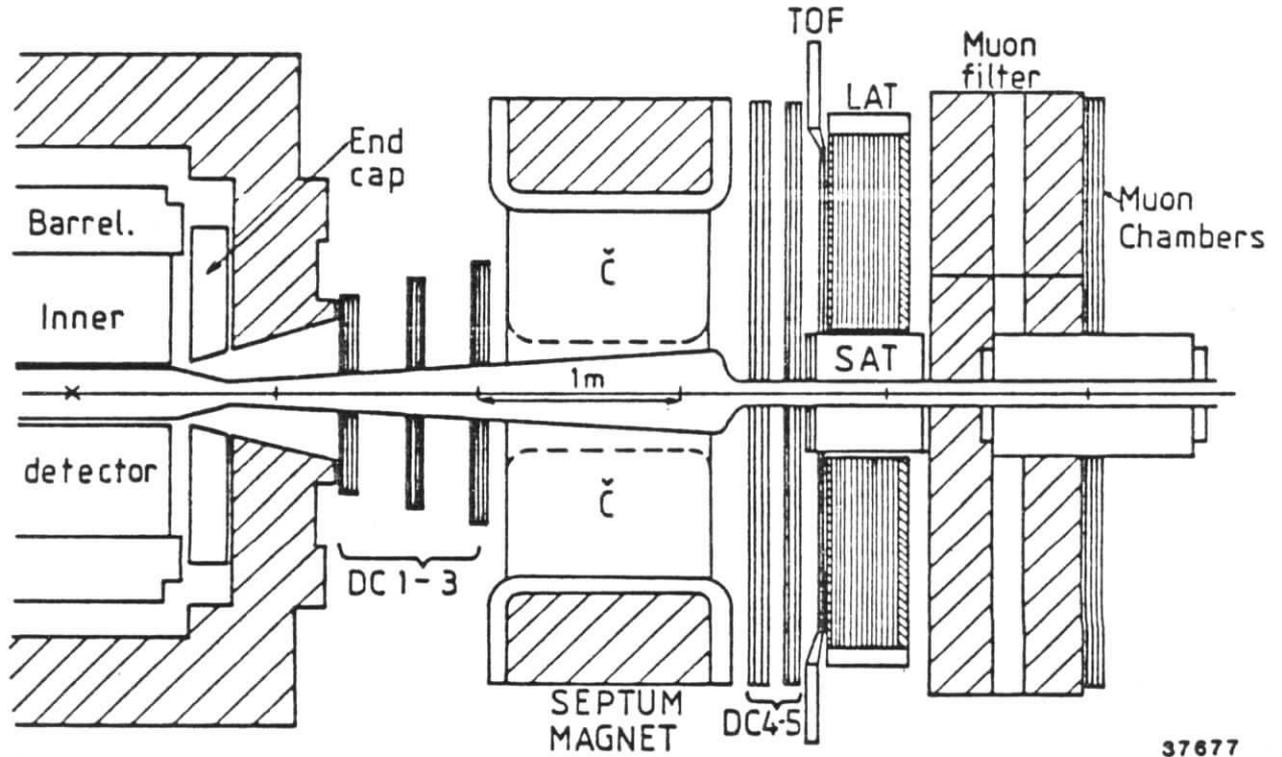


Abbildung 3.6: Lage der Barrel- und Endcap- Schauerzähler in der  $r - z$ -Projektion



37677

Abbildung 3.7:  $y-z$ -Projektion eines der beiden PLUTO- Vorwärtsspektrometer

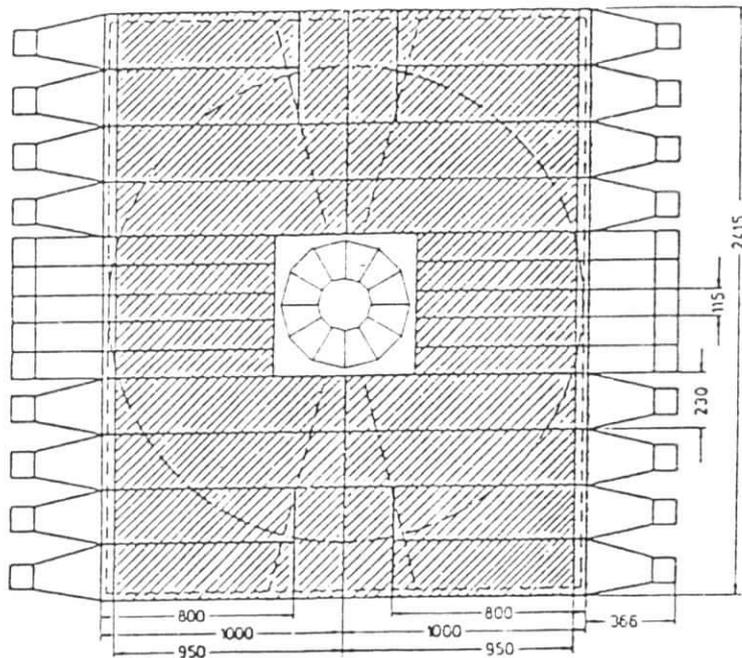


Abbildung 3.8: Blick auf einen der LAT-Schauerzähler in der  $r\varphi$ -Ebene. In der Mitte kann man direkt um das Strahlrohr den SAT erkennen.

inneren als auch an der äußeren Stirnfläche mit Hilfe von Wellenlängenschiebern ausgelesen. Die erreichten Auflösungen betragen  $\sigma(r) = 8\text{mm}$ ,  $\sigma(\varphi) = 2^\circ$  und  $\sigma(E) = 17\%/\sqrt{E}$ . Zur genaueren Ortsbestimmung eines Elektronenschauers und zur Unterscheidung von Elektronen und Photonen (Annihilations- Bremsstrahlung) dienen zwei gekreuzte Ebenen von Proportionalröhrchen vor dem SAT. Der Impulsübertrag  $Q^2$  des abgestrahlten virtuellen Photons kann aus der Energie- und Winkelinformation eines gestreuten Leptons im Bereich von ca.  $0.1$  bis  $1.0\text{GeV}^2$  auf ca.  $10\%$  genau bestimmt werden.

Um den SAT herum ist der LAT aufgebaut, der  $2\text{m}$  ( $x$ -Richtung)  $\times 2.4\text{m}$  ( $y$ -Richtung) mißt. Er erlaubt den Nachweis von elektromagnetischen Schauern im  $\theta$ -Winkelbereich von ca.  $70$  bis  $260\text{mrad}$  in  $85\%$  des Azimutwinkels (außerhalb des "Schattens" der Septumnasen). Er besteht aus 26 getrennt ausgelesenen Streifen, die aus jeweils 18 Lagen Blei-Szintillator-Sandwich mit insgesamt  $14.5 X_0$  Dicke zusammengesetzt sind. Nach 2.5 Strahlungslängen befinden sich zur besseren Ortsauflösung (vor allem in  $x$ -Richtung) zwei gekreuzte Ebenen Proportionalkammern. Für Elektronenschauer kommt die genaueste Ortsbestimmung aus der Extrapolation der Spur in den LAT. Die Energieauflösung wurde zu  $\sigma(E)/E = 25/\sqrt{E}$  ( $E$  in GeV) gemessen. Damit wird eine  $Q^2$ -Auflösung von  $\sigma_{Q^2}/Q^2 = 10\%$  erreicht. Der vom LAT erfäßbare  $Q^2$ -Bereich reicht von ca.  $1\text{GeV}^2$  bis ca.  $20\text{GeV}^2$ .

Zur Teilchenidentifizierung dienen weiterhin ein Cerenkov-Zähler, Myonkammern und ein Flugzeitmeßsystem (TOF). Das TOF-System besteht aus zehn direkt vor dem LAT

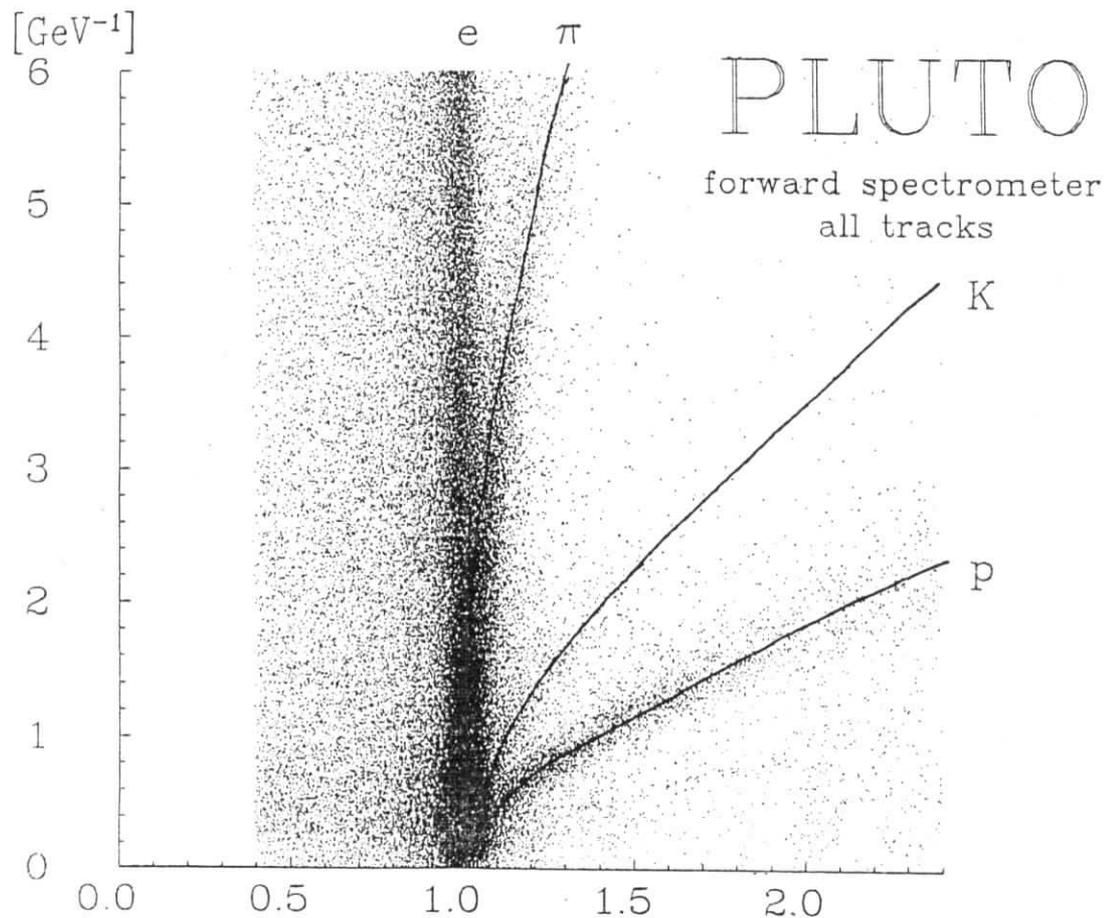


Abbildung 3.9: Gemessene Korrelationen zwischen inversem Impuls und inverser Geschwindigkeit für Vorwärtsspuren

angebrachten Szintillationszählern, die jeweils an zwei Enden ausgelesen werden. An jedem Photomultiplier sind zwei digitale Zähler (TDCs) angeschlossen, die jeweils mit dem PETRA-Wechselwirkungssignal gestartet werden. Beide Zähler erhalten ein Stoppsignal, wenn das Ausgangssignal des Photomultipliers einen (unterschiedlich hohen) Schwellenwert überschritten hat. So können einer Spur bis zu vier Flugzeitinformationen zugeordnet werden. Aus dem besten Schätzwert der Flugzeit (Auflösung  $200\text{ nsec}$ ) und der Spurlänge vom Wechselwirkungspunkt zum Szintillationszähler läßt sich die Geschwindigkeit  $\beta$  bestimmen. Abb. 3.9 zeigt die Korrelation zwischen  $1/p$  und  $1/\beta^2$ . Deutlich erkennt man ein Protonenband, ansatzweise auch K-Mesonen. Bei niedrigen Impulsen sind sogar Pionen deutlich von Elektronen zu trennen.

<sup>2</sup>Diese Darstellung wurde gewählt, weil die Auflösungen darin in erster Näherung konstant sind

## 3.2 Der Trigger

Alle  $3.6\mu\text{sec}$  treffen die Elektronen- und Positronen-Pakete ("Bunche") in der Wechselwirkungszone aufeinander. Meistens durchdringen sie sich, ohne daß eine physikalisch interessante Wechselwirkung stattfindet. Ein  $e^+e^-$ -Annihilationsereignis tritt bei einer typischen Luminosität von ca.  $5 \cdot 10^{-30} \text{nb}^{-1} \text{sec}^{-1}$  nur ca. alle zehn Minuten auf.

Würde man alle Teilchen registrieren, die den Detektor durchqueren, käme man jedoch auf eine Rate von ca. 10 000 Ereignissen pro Sekunde. Die meisten dieser Ereignisse stammen aus kosmischer Höhenstrahlung ("cosmics"), Photo- und Elektroproduktionsprozessen an Restgas-Atomen ("beam-gas-events"), von einzelnen aus der Sollbahn gekommenen Elektronen, die mit den Atomen des Strahlrohrs reagieren ("beam-wall-events") oder Synchrotronstrahlung.

Die Auslese aller Informationen der verschiedenen Detektorkomponenten dauert sehr lange im Vergleich zu den  $3.6\mu\text{sec}$  zwischen zwei Kollisionen. In dieser Zeit ist der Detektor nicht aufnahmefähig. Um die verfügbare Luminosität optimal zu nutzen, muß man diese "Totzeit" klein halten, indem man nur physikalisch interessant erscheinende Ereignisse vollständig ausliest. Die dafür notwendige schnelle Entscheidungslogik nennt man den Trigger.

Der PLUTO-Trigger ist zweistufig realisiert. In der ersten Stufe (dem Vortrigger) wird alle Information benutzt, die innerhalb einer Mikrosekunde verfügbar ist. Das sind einerseits Pulshöhen der an die Photomultiplier der Schauerzähler angeschlossenen ADCs (Analog-Digital-Konverter) und andererseits Signale der Proportional- und Driftkammern. Während eine (wenn auch durch fehlende Kalibration grobe) Abschätzung der in den Schauerzählern deponierten Energien schnell möglich ist, ist eine Aussage über geladene Spuren schwieriger, da die einzelnen getroffenen Drähte erst mit Hilfe von Mustererkennungsalgorithmen zu "Spuren" zusammengefaßt werden müssen. Für den Trigger kann deshalb nur eine sehr grobe Abschätzung der Anzahl der Spuren im Innendetektor durchgeführt werden: die sogenannte "parallel wire logic" zählt nur die Anzahl der getroffenen Kammern in gewissen "Ringen".

Der größte Teil der Untergrundereignisse kann schon mit dem Vortrigger verworfen werden, so daß dadurch keine Totzeit entsteht. Akzeptiert der Vortrigger jedoch ein Ereignis, wird es in der zweiten Stufe mit Hilfe der "sequential wire logic" einer genaueren Untersuchung der Innendetektor-Information unterzogen, für die ca.  $50\mu\text{sec}$  benötigt wird, und die die endgültige Spurtriggerentscheidung festlegt.

Die einzelnen Triggerbits (z.B.  $E_{SAT} > 4\text{GeV}$ ,  $E_{BARREL} > 1\text{GeV}$ , 2 lange Spuren im Innendetektor, 1 Vorwärtsspur etc.) werden in sieben *Random Access Memories* zur endgültigen Triggerentscheidung kombiniert. So werden beispielsweise Ereignisse mit  $E_{LAT} > 4\text{GeV}$  ("LAT stand alone") oder ( $E_{SAT} > 5\text{GeV}$  und eine kurze Spur) oder (eine lange und zwei kurze Spuren) oder weitere Bedingungen getriggert. Weitere Einzelheiten kann man in Referenz [57] finden.

### 3.3 Die Rekonstruktions- und Reduktionskette

Die gesamte Information aus Spurkammern und Schauerzählern der vom Trigger akzeptierten Ereignisse wird in den Online-PDP11/45- Rechner eingelesen und formatiert. Dieser ist mit dem DESY- Zentralrechner (zur Zeit der Datennahme ein System mehrerer IBM/370) verbunden. Im Rechenzentrum wurden die Ereignisse auf einem Magnetplattenspeicher gesammelt und ca. alle zwei Stunden auf Magnetband geschrieben (PLUDUMP-Bänder). Insgesamt wurden in der Meßperiode 1981/82 ca. 38 Millionen Ereignisse aufgenommen.

Der erste Auswertungsschritt ist das Innendetektor-Spurerkennungs- Programm PLU-TOPAT [58]. Zuerst werden mit einem schnellen Mustererkennungsalgorithmus ungefähr 2/3 aller Ereignisse markiert, die keinen Spurkandidaten aufweisen. Alle anderen Ereignisse werden einem aufwendigeren zweistufigen Algorithmus unterworfen, der mit großer Effizienz Spuren findet und mittels eines Fits an die gemessenen Punkte parametrisiert (siehe Kapitel 4.2).

In dem Filterprogramm FILT[59] wird zunächst ein schneller Algorithmus zur Vorwärtsspurerkennung [60] angewandt. Aufgrund der Innendetektor-Spuriinformation, der vorläufigen Vorwärtsspuriinformation sowie Energieabschätzungen von den Schauerzählern (ADC-Summen für SAT, LAT, EC und Barrel) werden viele nicht sinnvolle Ereignisse verworfen. Dazu gehören zum Beispiel solche aus kosmischer Strahlung oder Strahl-Gas- Reaktionen, Ereignisse mit keiner oder nur einer Spur (0- bzw. 1- "prongs"), wenn außerdem keine signifikante Schauerzählerenergie gemessen wurde, Bhabha- Streuereignisse im Winkelbereich des SAT-Schauerzählers sowie "cloud-events", in denen sich viele niederenergetische Teilchen voneinander untrennbar im Innendetektor "aufspiralen". Für die nicht verworfenen Ereignisse wird dann die vollständige Vorwärtsspurrekonstruktion [61] durchgeführt, bevor sie auf die sogenannten FILT-Bänder abgespeichert werden. Gleichzeitig werden Bhabha-Streuereignisse im Winkelbereich des Innendetektors auf einem separaten Datensatz gespeichert, der zur Ermittlung der integrierten Luminosität für jeden Run und zur Bestimmung der Lage des Wechselwirkungspunktes für jede PETRA-Füllung dient.

Die FILT-Datengeneration besteht aus 3.1 Millionen Ereignissen, von denen über 90 % aus der Bhabha-Streuung stammen. Das Programm QEDREJ0[62] rekonstruiert elektromagnetische Schauer im Barrel- bzw. Endcap-Zähler [63]. Daraufhin werden klare Bhabha- sowie "single-electron"-Ereignisse (strahlende Bhabhas,  $e^+e^- \rightarrow e(\text{Strahlrohr})e\gamma$ ) verworfen. Für die verbleibenden Ereignisse wird ein Vorwärtsspurfit durchgeführt, der die Impuls- und Winkelauflösung der vorher gefundenen Spuren erheblich verbessert [64].

Mit Hilfe dieser Information werden schließlich im Programm PHYS[65] verbleibende Bhabhas, Cosmics und Ereignisse ohne geladene Spuren verworfen. Neben der vollständigen SAT- [54] und LAT- [66] Schauerrekonstruktion und Eichung werden die Innendetektor-Spuren einem Vertexfit (siehe Kap. 4.3) unterzogen. Die PHYS-Datengeneration, enthält - außer Bhabha-Streuereignissen - fast alle physikalisch interessanten, auswertbaren Ereignisse aus Annihilations- und Zwei-Photon-Reaktionen, aber auch immer noch schwer zu trennenden Untergrund aus kosmischer Strahlung und Strahl-Gas-Reaktionen. Sie besteht aus ca.  $1.1 \cdot 10^6$  Ereignissen und stellt den Ausgangspunkt der Ereignisselektion für viele Analysen dar.

### 3.4 Prinzip der Datenauswertung

Die Strahlungsbreite  $\Gamma_{\gamma\gamma}(R)$  tritt als Parameter linear im differentiellen Wirkungsquerschnitt  $d\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-R)$  auf. In diesem Experiment wird  $\Gamma_{\gamma\gamma}$  für das pseudoskalare  $\eta_c$  und das Tensormeson  $f_2'$  aus der Ereignisrate der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-R$  bestimmt, die mit dem über einen bestimmten kinematischen Bereich integrierten Wirkungsquerschnitt zusammenhängt. Sowohl das  $\eta_c$  als auch  $f_2'$ -Meson haben nur sehr kurze Lebensdauern, so daß sie nur un beobachtbar kleine Strecken vor ihrem Zerfall zurücklegen können. Der Nachweis geschieht in dieser Analyse über die Zerfälle  $\eta_c \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp$  bzw.  $f_2' \rightarrow K_S^0 K_S^0$ , wobei die  $K_S^0$ -Mesonen über ihren Zerfall  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  nach einer endlichen Zerfallslänge an einem Sekundärvertex im Innendetektor identifiziert werden. Weil diese Zerfallsrekonstruktion für diese Analyse außerordentlich wichtig ist, wird sie im nächsten Kapitel ausführlich vorgestellt. Ausgangsbasis für die Analysen sind alle Ereignisse, die neben einem Sekundärvertex-Kandidaten eine positiv und eine negativ geladene Spur im Innendetektor oder Vorwärtsspektrometer bzw. zwei Sekundärvertex-Kandidaten aufweisen. Aus den Impulsen der gemessenen Teilchen wird mit entsprechenden Massenhypothesen die invariante Masse gebildet (am Beispiel  $\eta_c \rightarrow K_S^0 K^+ \pi^-$ ):

$$\begin{aligned} m_{K_S^0 K^+ \pi^-}^2 &= (p_{K_S^0} + p_{K^+} + p_{\pi^-})^2 \\ &= (E_{K_S^0} + E_{K^+} + E_{\pi^-})^2 - (\vec{p}_{K_S^0} + \vec{p}_{K^+} + \vec{p}_{\pi^-})^2 \quad (3.1) \\ \text{mit } E_i &= \sqrt{m_i^2 + \vec{p}_i^2} \end{aligned}$$

Als Skalarprodukt von Vierervektoren ist  $m_{K_S^0 K^+ \pi^-}^2$  eine Lorentz-invariante Größe. Stammen die drei Teilchen aus dem Zerfall eines einzelnen  $\eta_c$ -Mesons, folgt für die Viererimpulse:

$$\begin{aligned} p_{\eta_c} &= p_{K_S^0} + p_{K^+} + p_{\pi^-} \\ m_{K_S^0 K^+ \pi^-}^2 &= p_{\eta_c}^2 = E_{\eta_c}^2 - \vec{p}_{\eta_c}^2 = m_{\eta_c}^2 \quad (3.2) \end{aligned}$$

Die invariante Masse der drei Teilchen ergibt dann (im Rahmen der Meßgenauigkeit und der totalen Resonanzbreite  $\Gamma$ ) gerade die  $\eta_c$ -Masse. Die invariante Masse der Ereignisse, die nicht aus dem Zerfall eines einzelnen Teilchens stammen, ist mit aller Wahrscheinlichkeit nicht bei einem Wert zentriert, sondern über einen weiten Massenbereich (statistisch) verteilt. Trägt man die invariante Masse von allen gemessenen Ereignissen in ein Histogramm ein, erwartet man über einem statistisch verteilten Untergrund eine Überhöhung (einen *Peak*) bei der Resonanzmasse. Die Anzahl der Ereignisse im Peak ist proportional zum Wirkungsquerschnitt der betrachteten Reaktion. Die Breite des Peaks wird von der natürlichen Resonanzbreite und der Detektorauflösung bestimmt. Um das Signal klar vom Untergrund zu trennen, muß die Auflösung des Detektors möglichst gut sein. Das Verhältnis von Signal zu Untergrund unter dem Signal sowie die Anzahl der Ereignisse im Signal bestimmen die statistische Unsicherheit der Messung. Zur Minimierung dieser Unsicherheit ist es notwendig, Untergrundereignisse so weit wie möglich zu identifizieren und zu verwerfen.

Um aus der Anzahl der beobachteten  $\eta_c$ -Ereignisse auf die während der Datenaufnahme wirklich erzeugten zu schließen, muß man die Akzeptanz des Detektors in Bezug auf diesen bestimmten Prozeß kennen. Dazu ist man auf Monte-Carlo-Methoden angewiesen (siehe Kap. 3.5).

### 3.4.1 Numerische Auswertung in diesem Experiment

Die Luminosität  $L$  ist die Proportionalitätskonstante, die den Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  einer Reaktion mit der beobachteten Zählrate verknüpft:

$$\frac{dN}{dt} = L \cdot \sigma \quad (3.3)$$

Die Luminosität eines Speicherringes ist durch die folgende Beziehung gegeben:

$$L = \frac{I_+ \cdot I_-}{e^2 \cdot A \cdot f \cdot n_B} \quad (3.4)$$

Dabei bedeuten  $I_+, I_-$  die Strahlströme,  $A$  der Strahlquerschnitt,  $f$  die Umlauffrequenz und  $n_B$  die Anzahl der Teilchenpakete ("Bunche") pro Strahl.

Da die Strahlparameter schwer zu kontrollieren sind, ist es günstiger, die zeitintegrierte Luminosität  $L^{int} = \int L dt$  aus der beobachteten Ereigniszahl einer bekannten Monitorreaktion zu bestimmen. Dazu eignet sich elastische  $e^+e^-$ -Streuung (Bhabha-Streuung) aus drei Gründen sehr gut:

1. Der Wirkungsquerschnitt ist im Vergleich zu allen inelastischen Prozessen sehr groß. Damit wird der statistische Fehler minimiert.
2. Die Signatur von Bhabha-Streuereignissen im Detektor ist klar und (bis auf  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ ) fast untergrundfrei.
3. In der QED läßt sich der Wirkungsquerschnitt exakt berechnen.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/d\cos\theta(e^+e^- \rightarrow e^+e^-)$  hat einen Pol bei  $\cos\theta = 1$  und fällt vom Winkelbereich des SAT zum Winkelbereich des Zentraldetektors um viele Größenordnungen. Die genaueste Bestimmung ( $\pm 3\%$ ) kommt aus der Zentraldetektor-Bhabha-Messung [53]. Die parallel mit dem Endcap, dem LAT [53] und SAT [54] bestimmten integrierten Luminositäten weisen zwar sehr viel kleinere statistische Fehler auf, werden aber durch systematische Unsicherheiten (vor allem wegen der sehr großen Variation des Wirkungsquerschnittes im Winkelbereich dieser Zähler) limitiert. Innerhalb der 3%igen Unsicherheit stimmen alle Messungen überein. Die gesamte zur Verfügung stehende Datenmenge beträgt  $L^{int} = 46 pb^{-1}$ .

Der totale Wirkungsquerschnitt für den Prozeß  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\eta_c$  beträgt also:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-\eta_c) = \frac{N^{gen}(e^+e^- \rightarrow e^+e^-\eta_c)}{L^{int}} \quad (3.5)$$

Die Anzahl der beobachteten  $\eta_c$ -Ereignisse  $N^{obs}$  ist nur ein kleiner Teil aller erzeugten Ereignisse  $N^{gen}$ . Das Verhältnis aller in einem speziellen Endzustand beobachteten Ereignisse und aller in diesen Endzustand zerfallenden definiert die Detektor-Akzeptanz DA:

$$DA = \frac{N^{obs}}{N^{gen}} \cdot B(\eta_c \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp) \quad (3.6)$$

(siehe auch Kap. 3.5). Damit gilt

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-\eta_c) = \frac{N^{obs}}{L^{int} \cdot DA \cdot B(\eta_c \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp)} \quad (3.7)$$

### 3.4.2 Zusammenhang zwischen integriertem $e^+e^- \rightarrow e^+e^-R$ - Wirkungsquerschnitt und partieller $\gamma\gamma$ -Breite

In Gl. 2.49 wurde gezeigt, daß die gesuchte Größe  $\Gamma_{\gamma\gamma}(X)$  als linearer Parameter im differentiellen Wirkungsquerschnitt  $d\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-X)$  auftritt. Der im Experiment aus der Zählrate bestimmbare Wirkungsquerschnitt Gl. 3.5 ist der über einen gewissen kinematischen Bereich integrierte Wirkungsquerschnitt Gl.2.26. Für unpolarisierte  $e^+$  und  $e^-$ - Strahlen tritt keine azimutale Abhängigkeit des gesamten Prozesses auf, so daß eine der beiden  $\varphi$ -Integrationen eine triviale  $2\pi$  Multiplikation darstellt. Deshalb reichen fünf unabhängige Variablen zur Beschreibung aus. Der für die Integration verwendete Variablensatz besteht aus den normierten (Dreier-) Impulsbeträgen  $x_i = |\vec{p}_i|/p_{beam}$  der gestreuten Leptonen, deren Streuwinkel  $\theta_i$  relativ zur ursprünglichen Strahlrichtung und dem Azimutwinkel  $\bar{\varphi}$  zwischen den Lepton-Streuebenen.

Die Streuwinkel  $\theta_i$  können im *no tag* Fall auf ca.  $50\text{ mrad}$  beschränkt werden. Über die Energien der gestreuten Leptonen können keine Aussagen gemacht werden, deshalb ist die Integration über die  $x_i$  über den gesamten Bereich von 0 bis 1 zu erstrecken. Analog muß die  $\bar{\varphi}$ - Integration von 0 bis  $2\pi$  erfolgen.

Bei der Auswertung des Integrals wird die (später zu bestimmende) radiative Breite  $\Gamma_{\gamma\gamma}$  auf  $1\text{ keV}$  gesetzt. Zusätzlich wird noch ein Zahlenfaktor  $0.3894\text{ nb}/(\text{GeV keV})$  in den Integranden eingefügt, der die Konversion des Wirkungsquerschnittes, in dem alle Energien in  $\text{GeV}$  und die radiative Breite in  $\text{keV}$  angegeben sind, in  $\text{nb}$  bewirkt. Bezeichnet man das numerische Ergebnis mit INT, dann gilt:

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow e^+e^-X} [\text{nb}] = \text{INT} \cdot \Gamma_{\gamma\gamma}(X) [\text{keV}] \quad (3.8)$$

## 3.5 Monte-Carlo-Ereignissimulation

### 3.5.1 Motivation und Prinzip der Monte-Carlo-Methode

Obwohl PLUTO schon als gute Näherung für einen hermetisch abgeschlossenen  $4\pi$ -Detektor angesehen werden kann, können nicht alle im Wechselwirkungspunkt erzeugten Teilchen nachgewiesen werden. Gerade in 2-Photon-Reaktionen entstehen viele Teilchen unter sehr kleinen Winkeln zur Strahlachse, die innerhalb des Strahlrohrs verbleiben. Aber auch unter größeren Winkeln gibt es "Löcher" im Teilchennachweis, z.B. zwischen Endcap- und Vorwärtsspektrometer, oder im Bereich der Septum-Nasen. Es ist also nicht möglich, alle Ereignisse einer bestimmten Reaktion nachzuweisen.

Für die Messung eines Erzeugungsquerschnittes muß man aber von den rekonstruierten auf alle erzeugten Ereignisse zurückextrapolieren. Diese oft nur in der Größenordnung weniger Prozent liegende Akzeptanz kann analytisch nicht bestimmt werden. Zu viele Faktoren wirken in komplizierter Weise zusammen: Impuls- und Winkelverteilungen aller am Prozeß beteiligten Teilchen im  $\gamma\gamma$ -Ruhezustand, Lorentz-Transformationen in das Laborsystem, Zerfallslängen von instabilen Teilchen, der Einfluß von Meßungenauigkeiten auf die Identifizierung der Reaktion bei den kinematischen Schnitten zur Untergrundreduktion,

geometrische und energieabhängige Nachweiswahrscheinlichkeiten der einzelnen Detektor-komponenten, die Wahrscheinlichkeit, daß der Trigger ausgelöst wird, der Einfluß einzelner nichtfunktionierender Teile des Detektors. Zur Bestimmung der Zusammenhänge zwischen integriertem Wirkungsquerschnitt  $\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-R)$  und der partiellen 2-Photon-Breite einer Resonanz  $\Gamma_{\gamma\gamma}(R)$  wird die numerische Auswertung des 5-dimensionalen Integrals 3.8 benötigt. Auch dieses Integral ist analytisch nur sehr schwer zu lösen, so daß man auf numerische Quadraturverfahren angewiesen ist.

Beide Aufgaben, sowohl die Berechnung des Integrals 3.8 als auch die Bestimmung der Detektorakzeptanz und Vorhersage von speziellen Auflösungen werden in der Praxis mit der Monte-Carlo-Methode (MC) gelöst (siehe z.B. [67]). Grundidee dieser Methode ist es, den gesamten physikalischen Prozeß mit Hilfe der Zufallszahlen zu simulieren. Es existieren Algorithmen für digitale Rechenanlagen, die im Intervall  $]0,1[$  gleichverteilte Zufallszahlen erzeugen. Mit Hilfe der akkumulierten Verteilungen

$$F(x_1, x_2, \dots, x_n) = \int_0^{x_1} \dots \int_0^{x_n} f(t_1, t_2, \dots, t_n) dt_1 dt_2 \dots dt_n \quad (3.9)$$

kann man daraus Zahlen  $x_i$  mit einer Wahrscheinlichkeitsverteilung  $f(x_i)$  gewinnen. Damit ist man in der Lage, bei einem bekannten differentiellen Wirkungsquerschnitt  $d^n\sigma/dx_1 dx_2 \dots dx_n$  einzelne "Ereignisse" mit den Variablen  $x_1, x_2, \dots, x_n$  zu "generieren". Auch die Integration selbst kann man mit Hilfe von Zufallszahlen durchführen. Ein bestimmtes Integral läßt sich durch eine Riemannsumme annähern:

$$\int_a^b f(x) dx \approx \frac{b-a}{n} \sum_{i=1}^n f(x_i) \quad , a < x_i < b, 1 < i < n \quad (3.10)$$

In der Monte-Carlo-Integration werden die Stellen  $x_i$ , an denen die Funktionsauswertung durchgeführt wird, nicht durch ein regelmäßiges Gitter definiert, sondern durch Zufallszahlen aus dem Integrationsintervall bestimmt. Die Varianz des durch dieses Verfahren gewonnenen Näherungswertes ist durch  $1/n$  und der Varianz des Integranden  $f(x)$  im Intervall  $]a, b[$  bestimmt. Dieses Verfahren ist leicht auf höherdimensionale Integrationen zu verallgemeinern. Die Konvergenz wird bei höheren Dimensionen sogar besser als die der Gauß-Regel. Auch komplizierte Randbedingungen lassen sich mit der Monte-Carlo-Methode einfach realisieren, indem man den Integranden außerhalb des physikalischen Bereiches gleich Null setzt und die Integration dann über einen das ganze Gebiet überdeckenden Hyperquader erstreckt.

### 3.5.2 Monte Carlo- Datenfluß

Die Ereignissimulation wird in mehreren Schritten durchgeführt. Zuerst wird der Prozeß der Erzeugung des Endzustandssystems mit invarianter Masse  $m$  und Photon- Massen  $Q_1^2$  und  $Q_2^2$  generiert. Es können sowohl einzelne Resonanzen wie auch Kontinuum-Ereignisse erzeugt werden. Im nächsten Schritt wird der Zerfall dieser Resonanzen in den beobachtbaren Endzustand simuliert. Ein Ereignis besteht auf dieser Stufe aus den Vierervektoren für die zwei gestreuten Leptonen sowie die  $n$  Teilchen des von den zwei Photonen produzierten Systems. Die Ereignisse sind in Masse, Winkeln und deren Korrelationen so verteilt, wie man

es für den benutzten  $\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnitt und die Zerfallswinkel- und Impulsverteilungen erwartet.

Um in den folgenden, aufwendigen Simulationsschritten Rechenzeit zu sparen, werden die Ereignisse, die keine Chance haben, vollständig rekonstruiert zu werden, von der weiteren Bearbeitung ausgeschlossen. Diese Vorselektion muß natürlich sehr weich sein im Vergleich zu den endgültigen, in der Datenreduktion benutzten Schnitten, so daß mit Sicherheit kein Fehler entsteht.

Die verbleibenden Ereignisse werden in einem Detektor- Simulationsprogramm weiter verfolgt. Danach werden sie den gleichen Rekonstruktions-, Reduktions- und Selektionsprogrammen wie die wirklichen Daten unterworfen. Nur für die danach verbleibenden Ereignisse wird eine Triggeranalyse durchgeführt.

### 3.5.3 Die Simulation der Reaktion $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$

Die Simulation des am Wechselwirkungspunkt stattfindenden physikalischen Prozesses wird in zwei Stufen durchgeführt. Im ersten Schritt wird die Erzeugung des von den zwei virtuellen Photonen erzeugten Systems  $X$  entsprechend der Beziehung 2.26 mit den benötigten  $\gamma\gamma$ - Wirkungsquerschnitten (z.B. für  $J^P = 0^-$  die Formel 2.41) simuliert. Dieser Vorgang verläuft wiederum in zwei Schritten: Zuerst wird die Beziehung numerisch über die 5 unabhängigen Variablen integriert, und die akkumulierten Verteilungen werden auf einen Datensatz geschrieben (MOTTE0). Im zweiten Schritt (MOTTE1) werden mit Hilfe dieser Verteilungen Zufallszahlen generiert, deren Wahrscheinlichkeit der differentiellen Verteilung entspricht, d.h. Monte Carlo- Ereignisse erzeugt. Das Programmpaket MOTTE0/MOTTE1 [68] wurde für die PLUTO-Analyse exklusiver  $\eta'$ -Erzeugung [20,19] entwickelt und mittlerweile in Original- und leicht abgewandelter Form neben den in dieser Arbeit beschriebenen auch für andere Analysen von PLUTO [69], ARGUS [70] und CELLO [71] benutzt.

Da der Integrand innerhalb des Integrationsgebietes keine annähernd konstante Funktion ist, sondern sehr großen Schwankungen unterliegt, ist eine reine Monte Carlo- Integration (*hit and miss* Methode) nicht geeignet. Die für die Monte Carlo- Integration typische Konvergenz ( $\sigma \propto \sqrt{\text{Varianz von } f(x)/\text{Anzahl von Funktionsauswertungen}}$ ) wird dadurch erheblich beschleunigt, daß das 5-dimensionale Integrationsgebiet in einzelne Hyperquader eingeteilt wird, innerhalb derer sich die Funktion nur wenig ändert. Die optimale Einteilung wird in einer iterativen Prozedur gefunden (*importance sampling*). Für diese Aufgabe wurde das Programmpaket BASES/SPRING von S. Kawabata benutzt [72]. Für sehr schmale Resonanzen konvergiert die Integration sehr langsam, die durch eine Parametertransformation erheblich beschleunigt werden kann [20]. Ergebnisse von MOTTE0 (BASES) sind der integrierte Wirkungsquerschnitt INT (siehe 3.8) und der Datensatz mit den akkumulierten Verteilungen. Das Programm MOTTE1 (ruft SPRING) liest diesen Datensatz und erzeugt dann Monte Carlo- Ereignisse.

Der Zerfall des erzeugten Systems  $X$  in den beobachtbaren Endzustand  $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$  wird mit Hilfe des Programmpakets SAGE [73] erzeugt. Darin wird eine reine Phasenraumverteilung generiert. Zur Erzeugung von Kettenzerfällen (z.B.  $\eta_c \rightarrow K^*(1440)\bar{K}$ ) wird für jedes Phasenraumereignis ein Gewicht nach Gl.2.5 berechnet und dem Ereignis zugeordnet. Mit

Hilfe der *hit and miss*- Methode (siehe z.B. [67]) kann durch Verwerfen eines Teils der Ereignisse ein Monte Carlo-Ereignissatz mit Gewicht 1 erzeugt werden.

### 3.5.4 Der Detektorsimulator

Dieses Programm ist im Prinzip ein detailliertes mathematisches Modell des Detektors. Es enthält die exakte Geometrie aller Detektorkomponenten.

Für jedes Teilchen wird die Bewegung im PLUTO- Magnetfeld berechnet. Dabei wird das Innendetektor- Magnetfeld als homogen betrachtet. Die Krümmung wird vom Transversalimpuls  $p_{\perp}$  und dem Magnetfeld  $B$  bestimmt. Spuren im extrem inhomogenen Vorwärtsbereich werden durch numerische Integration verfolgt. Dazu wird ein dreidimensionales Gitter der gemessenen Feldstärken mit insgesamt 21000 Gitterpunkten benutzt.

Eine Spur wird solange verfolgt, bis eine Detektorkomponente erreicht wird. Wenn diese Komponente z.B. eine Driftkammer ist, werden TDC- und ADC- Inhalte, die mit der zugehörigen Driftkurve, Auflösung und Kalibration bestimmt wurden, abgespeichert. Dann wird das Teilchen zur nächsten Detektorkomponente weiterverfolgt. Durchquert eine Spur Materieschichten, z.B. das Strahlrohr oder den Magneten, wird Vielfachstreuung, Energieverlust und, je nach Teilchenart, Schauerbildung simuliert. Der Zerfall instabiler Teilchen (z.B.  $\pi \rightarrow \mu\bar{\nu}$ ) sowie  $\gamma$ -Konversion im Strahlrohr oder in den Kammern werden explizit berücksichtigt. Die Bahnen der auf diese Art im Detektor neu erzeugten Teilchen werden ebenso weiterverfolgt. Am Ende des Programms wird eine Triggersimulationsroutine aufgerufen. Nach der Detektorsimulation besitzen die Monte Carlo- Ereignisse die gleiche Datenstruktur wie die wirklich mit dem Detektor aufgenommenen Daten, so daß sie von den gleichen Programmen weiterverarbeitet werden können.

Daß viele Eigenschaften von PLUTO vom Detektor- Simulator gut wiedergegeben werden, haben umfangreiche Vergleiche von Daten- und Monte Carlo- Verteilungen von Prozessen gezeigt, die exakt berechnet werden können. Das sind vor allem QED- Prozesse wie Bhabha-Streuung und  $\mu$ -Paarerzeugung in Zwei- Photonreaktionen. Die Simulation des Triggers ist für die Analyse exklusiver  $\eta'$ - Erzeugung extensiv getestet worden [20].

## 3.6 Prozeduren für die Analyse von Interferenzen

Im Endzustand  $K_S^0 K_S^0$  ist die Erzeugung der Resonanzen  $f_2(1270)$ ,  $a_2(1320)$ ,  $f_2'(1525)$  und der Glueball- Kandidaten  $f_2(1720)$  sowie  $X(2230)$  möglich (siehe Kap. 2.3.2). Alle diese Resonanzen können im Prinzip mit Helizität 0 oder 2 erzeugt werden. Zur Analyse sind deshalb schon zehn verschiedene Monte Carlo- Modelle nötig. Würde man für jedes der Modelle einzeln Ereignisse erzeugen und die Detektorsimulation durchführen, wird eine immense Rechenzeit benötigt. Insbesondere soll auch die Interferenz zwischen  $f_2$ ,  $a_2$  und  $f_2'$ , d.h. kohärente Überlagerung von verschiedenen Modellen mit variablen Phasen, untersucht werden. Das ist mit den oben beschriebenen Datensätzen für einzelne Resonanzen überhaupt nicht möglich. Stattdessen wird für diesen Zweck eine große Anzahl Monte Carlo- Ereignisse mit einer kontinuierlichen  $W$ - und flachen  $\cos \theta_K^*$ - Verteilung generiert und durch den Detektorsimulator geschickt. Um Resonanzparameter und relative Phasen zu bestimm-

men, werden diese Ereignisse später mit verschiedenen Modellen gewichtet. Das geschieht in dem Program XFIT [74]. In diesem Programm ist es ausreichend, nur die durch den Detektorsimulator verfolgten, rekonstruierten und alle Schnitte überstehenden Ereignisse zum Fit heranzuziehen. Die anderen Ereignisse werden nicht mehr benötigt. Da diese Tatsache nicht trivial ist, wird der Algorithmus im Folgenden näher beschrieben.

Angenommen, man ist an dem Prozeß  $\gamma\gamma \rightarrow x\bar{x}$  interessiert, bei dem zwei stabile Teilchen  $x$  und  $\bar{x}$  erzeugt werden. Der gesamte Wirkungsquerschnitt ist 8-fach differentiell:

$$\frac{d^8\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-x\bar{x})}{dW d\xi^7} = \sum_{k=1}^8 \mathcal{L}_{\gamma\gamma,k}(W, \vec{\xi}) \cdot \sigma_{\gamma\gamma,k}(W, \vec{\xi}) = f^{MC}(W, \vec{\xi}) \quad (3.11)$$

Dabei stellt  $\vec{\xi}$  einen siebendimensionalen Vektor dar, der aus fünf (von  $W$  unabhängigen) die gestreuten Leptonen beschreibenden Variablen sowie zwei den Zerfall des  $\gamma\gamma$ -Systems beschreibenden Winkeln ( $\cos\theta_x, \varphi_x$ ) besteht. Die Variable  $\sigma_k$  steht symbolisch für die die 8 verschiedenen Photon- Polarisationen beschreibenden Wirkungsquerschnitte  $\sigma_{ij}$  bzw. Interferenzterme  $\tau_{ij}$  (siehe Gl. 2.24) und  $\mathcal{L}_{\gamma\gamma,k}$  für die jeweiligen Vorfaktoren in Gl. 2.26.

Zunächst wird der  $\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnitt im Monte Carlo so gesetzt, daß der gesamte relevante Phasenraum ungefähr gleichmäßig besetzt wird, z.B. mit einer in  $W$ ,  $\cos\theta_x$  und  $\varphi_x$  konstanten Funktion  $\sigma_{\gamma\gamma,TT}^{MC}(W, \vec{\xi})$ . Damit wird die Monte Carlo- Integration ausgeführt (MOTTE0,1), d.h. der totale integrierte  $e^+e^-$ - Wirkungsquerschnitt INT berechnet und  $N^{MC}$  Ereignisse generiert. Bei allen diesen Ereignissen werden neben den Vierervektoren auch die numerischen Werte von  $W, \vec{\xi}, \sigma_{\gamma\gamma,k}^{MC}$  und  $\mathcal{L}_{\gamma\gamma,k}$  abgespeichert. Die Monte Carlo-Luminosität des Datensatzes beträgt

$$L^{MC} = N^{MC} / INT. \quad (3.12)$$

Eine differentielle Verteilung wird in einem Histogramm dargestellt: Der Wertebereich einer Variablen (z.B.  $W$ ) wird in  $N_{bins}$  Bins aufgeteilt. Liegt die betrachtete Variable für ein Ereignis innerhalb der Bingenzen  $W_j, W_{j+1} = W_j + \Delta W, (j = 1, N_{bins})$ , so wird ein Zähler  $H_j$  um 1 erhöht. Die Menge der  $N_{bins}$  Zähler stellt das Histogramm  $H_j^{N_{bins}}(W)$  dar. Es ist folgendermaßen mit dem differentiellen Wirkungsquerschnitt verknüpft:

$$H_j^{N_{bins}}(W) = L^{MC} \cdot \int_{W=W_j}^{W_j+\Delta W} \frac{d\sigma_{e^+e^- \rightarrow e^+e^-x\bar{x}}}{dW}(W) dW \quad (3.13)$$

$$\approx L^{MC} \cdot \frac{d\sigma}{dW}(W_{Bin-Mitte}) \cdot \Delta W \quad (3.14)$$

Die totale Anzahl der Ereignisse im Histogramm ist

$$N_H = \sum_{j=1}^{N_{bins}} H_j^{N_{bins}}(W) = L^{MC} \cdot \int_W \frac{d\sigma_{e^+e^-}}{dW}(W) dW = L^{MC} \cdot \sigma_{e^+e^-} = N^{MC}. \quad (3.15)$$

Der Haupteffekt der Detektorsimulation ist, daß ein Großteil der Ereignisse nicht vollständig rekonstruiert werden kann und im Analyseprogramm nicht mehr zur Verfügung steht. Weitere Effekte sind endliche Auflösungen und möglicherweise systematische Verschiebungen in den gemessenen Variablen. Diese spielen in dieser Anwendung jedoch keine Rolle. Die

Akzeptanz kann so interpretiert werden, daß jedem Monte Carlo- Ereignis  $i$  ein Gewicht  $A(W_i, \bar{\xi}_i)$  von 0 oder 1 zugeordnet wird, je nachdem, ob das Ereignis nach der Simulation von Detektor und Trigger, Rekonstruktion und Selektion zur Verfügung steht oder nicht. Ein Histogramm der rekonstruierten Ereignisse  $H^{REC}$  unterscheidet sich also vom Histogramm aller generierten Ereignisse  $H^{GEN}$  dadurch, daß jedes Ereignis den zugehörigen Zähler  $H_j$  nicht um 1, sondern um  $A(W_i, \bar{\xi}_i)$  erhöht. Offensichtlich kann diese Prozedur dadurch ersetzt werden, die Summation nur über die rekonstruierten Ereignisse auszuführen.

Wenn man nun mit Hilfe dieser Ereignisse herausfinden will, wie die erwartete Verteilung für einen anderen  $\gamma\gamma$ - Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\gamma\gamma,k}^{MODEL}(W, \bar{\xi})$ ,  $k = 1, 8$  aussieht, berechnet man für jedes Ereignis den neuen differentiellen  $e^+e^-$ -Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d^8 \sigma_{e^+e^-}^{MODEL}}{dW d\xi^7}(W, \bar{\xi}) = \sum_{k=1}^8 \sigma_{\gamma\gamma,k}^{MODEL}(W, \bar{\xi}) \cdot \mathcal{L}_{\gamma\gamma,k}(W, \bar{\xi}) = f^{MODEL}(W, \bar{\xi}) \quad (3.16)$$

und ordnet ihm dann das Gewicht

$$WGT(W, \bar{\xi}) = \frac{f^{MODEL}(W, \bar{\xi})}{f^{MC}(W, \bar{\xi})} \quad (3.17)$$

zu, d.h. beim Füllen der Histogramme wird anstatt einer 1 das jeweilige Gewicht  $WGT$  addiert. Der totale Wirkungsquerschnitt kann dann geschrieben werden als:

$$\sigma_{e^+e^-}^{MODEL} = \int_W \int_{\bar{\xi}} WGT(W, \bar{\xi}) \cdot \frac{d^8 \sigma_{e^+e^-}^{MC}}{dW d\xi^7}(W) dW d\xi^7 \approx \frac{1}{L^{MC}} \sum_{i=1}^{N^{MC}} WGT(W_i, \bar{\xi}_i) \quad (3.18)$$

Die Monte- Carlo- Luminosität  $L^{MC}$  ändert sich durch das Wichten nicht. Die entsprechende Verteilung nach dem Detektor ist wieder dadurch zu erhalten, daß man nur die Ereignisse, die die Selektion überstehen, in das gewichtete Histogramm einträgt.

*Messung* bedeutet, ein mit den Daten erhaltenes Histogramm mit der Monte Carlo- Erwartung für ein bestimmtes, von Parametern  $\lambda_j$  abhängiges Modell  $\sigma_{\gamma\gamma,k}^{MC}(W, \bar{\xi}; \lambda_j)$ ,  $k = 1, 8$  zu vergleichen, und die  $\lambda_j$  zu finden, die zur optimalen Übereinstimmung führen. Werden im Bin  $m$   $H_m^{MODEL}(\lambda_k)$  Ereignisse erwartet, ist die Wahrscheinlichkeit, im selben Bin  $H_m^{DATA}$  Ereignisse in den Daten zu beobachten, durch die Poisson- Verteilung gegeben (siehe z.B. [9]). Durch Multiplikation über alle Bins des Histogramms wird eine Gesamtwahrscheinlichkeit (*Likelihood function*) definiert, deren Maximum als Funktion der Modellparameter  $\lambda_j$  in einem numerischen Verfahren (MLFIT [103]) gefunden wird. Wenn einige der Modellparameter (z.B. Verzweigungsverhältnisse) durch unabhängige Messungen mit Gaußschen Fehlern  $\lambda_k \pm \sigma(\lambda_k)$  bekannt sind, können sie in die Likelihood- Funktion integriert werden. Das Resultat dieses Fits sind die optimalen, zu messenden Parameter  $\lambda_j$  sowie deren Kovarianzmatrix.

Mit Hilfe dieses Verfahrens sind in dieser Arbeit sowohl Winkelverteilungen als auch Massenverteilungen analysiert worden. Da die Maximum-Likelihood Methode nur richtig ist, wenn die Anzahl der *erwarteten* Ereignisse in einem Bin exakt bekannt ist, muß der statistische Fehler der Monte Carlo- Erwartung vernachlässigbar sein gegenüber dem der Daten. Bei eindimensionalen Verteilungen kann die statistische Unsicherheit durch einen

Glättungsalgorithmus [75] verringert werden, der optional in XFIT benutzt werden kann. Die radiative Breite und die Helizitätsstruktur des  $f_2'$  wurde sowohl mit XFIT als auch zwei verschiedenen Resonanz-Monte Carlo- Datensätzen (für Helizität 0 und 2) bestimmt. Die Resultate beider Methoden stimmen sehr gut überein. XFIT wird inzwischen auch für zwei Analysen der CELLO- Kollaboration zum Studium von Interferenzen in den Endzuständen  $K_S^0 K_S^0$  [117] und  $\pi^+ \pi^-$  [76] benutzt.

## Kapitel 4

### Sekundärvertexrekonstruktion und $K_S^0$ -Identifikation

Die Identifizierung von  $K_S^0$ -Mesonen spielt für die vorliegende Analyse eine entscheidende Rolle. In diesem Kapitel wird deshalb detailliert auf die Rekonstruktion des Zerfallsvertices eingegangen [77].

#### 4.1 Eigenschaften und Signaturen von $K_S^0$ -Zerfällen

$K_S^0$ -Mesonen haben eine mittlere Lebensdauer von  $\tau = 0.8923 \cdot 10^{-10} \text{ sec.}$  [9], das entspricht einer mittleren Zerfallslänge von  $c \cdot \tau = 2.675 \text{ cm}$ . Der Hauptzerfallsmodus vom  $K_S^0$  ist  $\pi^+ \pi^-$  ( $B = 68.61 \pm 0.24\%$ ).  $K_S^0$ -Zerfälle zeichnen sich dadurch aus, daß ihre Zerfallsspuren nicht vom Wechselwirkungspunkt, sondern von einem Sekundärvertex stammen. Wegen der relativistischen Zeitdilatation leben hochenergetische  $K_S^0$  im Laborsystem länger. Abb. 4.1 zeigt den Anteil der noch nicht zerfallenen Kaonen als Funktion der (im Laborsystem) zurückgelegten Strecke  $s$  für verschiedene Impulse  $p$ :

$$\begin{aligned} R(t) &= \frac{N(t)}{N_0} = e^{-\frac{t}{\tau}} \\ R(s; p) &= \frac{N(s; p)}{N_0} = e^{-\frac{1}{\beta \gamma c \tau} \cdot s} = e^{-\frac{m}{pc \tau} \cdot s} \end{aligned} \quad (4.1)$$

Sehr niederenergetische  $K_S^0$ -Mesonen legen bis zum Zerfall vorwiegend nur so kleine Strecken zurück, daß die Zerfalls-Pionen scheinbar (im Rahmen der experimentellen Meßungenauigkeit) direkt vom Ereignisvertex stammen. Sie können nur dadurch nachgewiesen werden, daß man im invarianten  $\pi^+ \pi^-$ -Massenspektrum eine Überhöhung bei  $495 \text{ MeV}$  sucht. Dabei ist durch die Kombination aller positiven und negativen Spuren ein hoher Untergrund unvermeidbar. Ein weiteres Problem stellt sich durch den mit steigendem Impuls steigenden Anteil von  $K_S^0$ -Zerfällen mit endlicher Zerfallslänge: Normalerweise wird der Impuls eines geladenen Teilchens aus den Parametern der an den Bhabha-Vertex (siehe Kap. 4.3 auf Seite 65) angepaßten Spur berechnet. Mit steigender Zerfallslänge stimmt für die Zerfallspionen die Vertexhypothese immer weniger mit der Wirklichkeit überein. Gelingt der Vertexfit trotzdem, werden die Spuren künstlich zum Vertex hin gezwungen, was zur Verschlechterung der Impuls- und Richtungsauflösung führt. Gelingt der Vertexfit jedoch nicht, wird eine Spur standardmäßig entweder ganz verworfen, oder man benutzt die Spurparameter aus dem Fit ohne Vertex (GEOM-Spur). Die Richtung  $\varphi$  des Impulses wird dann

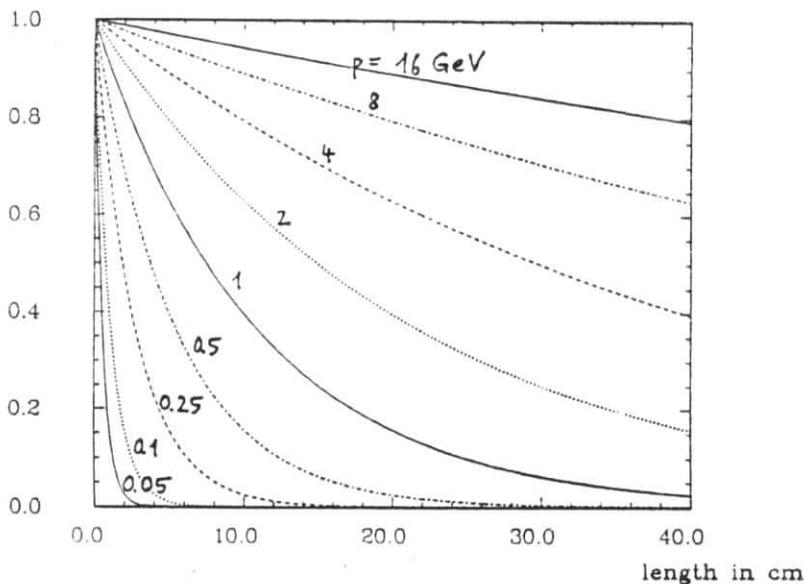


Abbildung 4.1: Zerfallsgesetz für  $K_S^0$  als Funktion der zurückgelegten Weglänge für verschiedene  $K_S^0$ -Impulse.

an dem Punkt, der am nächsten zum Bhabha-Vertex (oder sogar zum nominellen Koordinatennullpunkt des Detektors) liegt, ausgewertet. Bei Zerfallslängen, die nicht klein sind gegen die Punktauflösung des Spurdetektors, führt die letztere Möglichkeit zu einer erheblichen Verschlechterung der invarianten  $\pi^+\pi^-$ -Massen-Auflösung, durch die die Trennung des  $K_S^0$ -Signals vom Untergrund weiter erschwert wird. Mit dem ersteren Verfahren hat man gar keine Möglichkeit, solche  $K_S^0$ -Zerfälle zu finden.

Man kann sowohl die Massenauflösung verbessern als auch den Untergrund drastisch reduzieren, wenn es gelingt, den Sekundärvertex des  $K_S^0$ -Zerfalls zu rekonstruieren. In den folgenden Abschnitten wird das in diesem Experiment verwendete Verfahren näher beschrieben. Zuerst werden die Standard-Spurparametrisierung und der Vertex-Fit beschrieben. Dann wird die aus der Kinematik des Zerfalls eines neutralen in zwei geladene Teilchen ( $V^0$ -Zerfall) folgende Signatur im Detektor skizziert, danach auf den Algorithmus zur Suche von  $V^0$ -Kandidaten und den kinematisch-geometrischen Fit an die  $V^0$ -Hypothese eingegangen. Schließlich werden Schnitte zur Untergrundreduzierung beschrieben,  $\pi^+\pi^-$ -Massenspektren gezeigt sowie die  $K_S^0$ -Identifikations-Effizienz und  $K_S^0$ -Impulsauflösung präsentiert.

## 4.2 Spurrekonstruktion im Innendetektor

Da das Magnetfeld parallel zur Strahlachse und zu den Kammerdrähten ausgerichtet ist, sind die Spuren nur in der  $r\varphi$ -Ebene gekrümmt. Vernachlässigt man Energieverlust, Coulomb-Vielfachstreuung und die kleinen Feldinhomogenitäten an den Ecken des Detektors, ist die Trajektorie eines geladenen Teilchens eine zur z-Achse parallele Helix konstanter Steigung. Die Lage der getroffenen Drähte definiert die  $r\varphi$  Projektion einer Spur. Mit Hilfe der Methode der kleinsten Quadrate wird den  $r\varphi$ -Meßpunkten ein Kreis angepaßt ("Least-Square-Fit"), der durch die drei Größen  $\kappa$  ( $\equiv$  Krümmung  $= 1/R$ , ( $R$ =Krümmungsradius)),  $r_{min}$

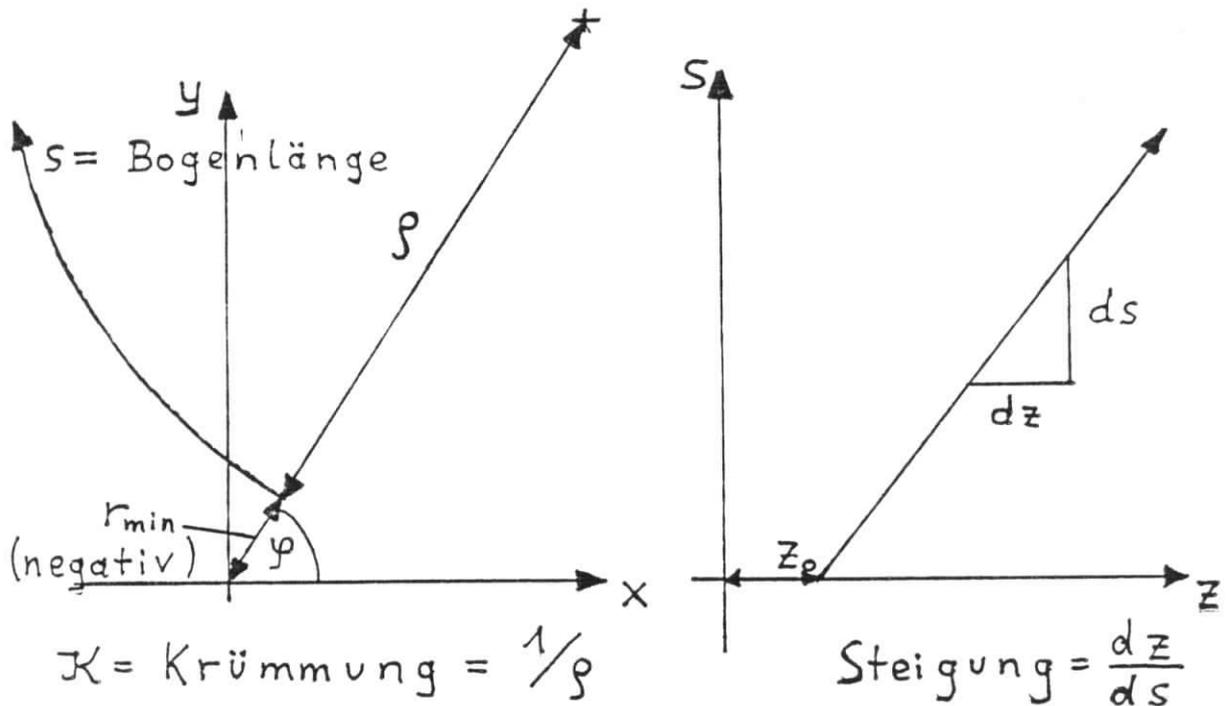


Abbildung 4.2: Zur Definition der Spurparameter

(minimaler Abstand des Kreises zum nominellen Nullpunkt ( $x = y = 0$ )) sowie  $\varphi$  (Azimutwinkel zum Mittelpunkt des Kreises) parametrisiert wird (siehe Abb. 4.2). Danach wird die  $z$ -Rekonstruktion durchgeführt. Für jede  $r\varphi$ -Koordinate werden innere und äußere Kathodenstreifen (die einen unterschiedlichen Winkel zur  $z$ -Achse einnehmen) gesucht, die einen gemeinsamen Schnittpunkt mit dem Signaldraht besitzen. Dieser definiert die zugehörige  $z$ -Koordinate. Bezeichnet man die Spurlänge in  $r\varphi$  als  $s$ , so besteht für helixförmige Spuren ein affin linearer Zusammenhang zwischen  $z$  und  $s$ , der durch die Parameter  $z_0$  ( $=z$  für  $s=0$ ) und Steigung  $dz/ds$  beschrieben wird. Sowohl für den  $r\varphi$ - als auch für den  $s-z$ -Fit wird eine Kovarianzmatrix bestimmt und neben den Spurparametern für die weitere Verarbeitung abgespeichert. Die so erhaltene Spurparametrisierung wird als GEOM-Spur bezeichnet[78].

### 4.3 Vertexfit für Innendetektor-Spuren

Die Teilchenpakete des Speicherringes PETRA besitzen in den Wechselwirkungszone (nach letzter Bündelung mit Mini- $\beta$ -Quadrupolmagneten) eine transversale Ausdehnung (r.m.s.) von  $\delta x = 100 - 150 \mu\text{m}$  und  $\delta y = 20 - 30 \mu\text{m}$  und eine Länge von ca.  $10 \text{mm}$ . Die Reaktionsprodukte von Strahl-Strahl-Reaktionen entstehen im Kreuzungsbereich der beiden Strahlen, der in der  $r\varphi$ -Ebene gut lokalisiert ist, während die  $z$ -Koordinate eines Ereignisvertices aufgrund der viel größeren Länge der Teilchenpakete um bis zu ca.  $25 \text{mm}$  vom Mittelwert abweichen kann.

Die Lage der Teilchenbahnen im Speicherring PETRA und somit die Lage des Wechsel-

wirkungspunktes kann von Füllung zu Füllung variieren. Deshalb wird der für den Vertexfit zu benutzende Punkt aus den Daten selbst bestimmt. Dazu werden alle kollinearen (also nicht-strahlenden) Bhabha-Ereignisse, die während einer PETRA-Füllung aufgenommen wurden, einem "Ein-Spur-Fit" unterzogen, d.h. es wird angenommen, daß die beiden gestreuten Elektronen entgegengesetzt gleiche Impulse und Ladungen besitzen, so daß beide Spuren auf demselben Kreis liegen. Die Schnittpunkte dieser Spuren aller Bhabha-Ereignisse einer PETRA-Füllung definieren den sogenannten "Bhabha-Vertex"  $x_V, y_V, z_V \pm \sigma_{z_V}$ .

Der Impuls einer Spur wird aus der Krümmung bestimmt, diese wiederum durch einen Fit an die gemessenen  $r\varphi$ -Koordinaten. Der Radius der innersten Kammer ist  $142.5\text{mm}$ , der der äußersten Kammer  $562.5\text{mm}$ . Durch Hinzunahme des Wechselwirkungspunktes (in  $r\varphi$ ) wird der durch "Meßpunkte" bekannte Kreisbogenausschnitt erheblich vergrößert, was zu einer verbesserten Impulsauflösung führt. Abb. 4.3 zeigt den Effekt für Annihilations-

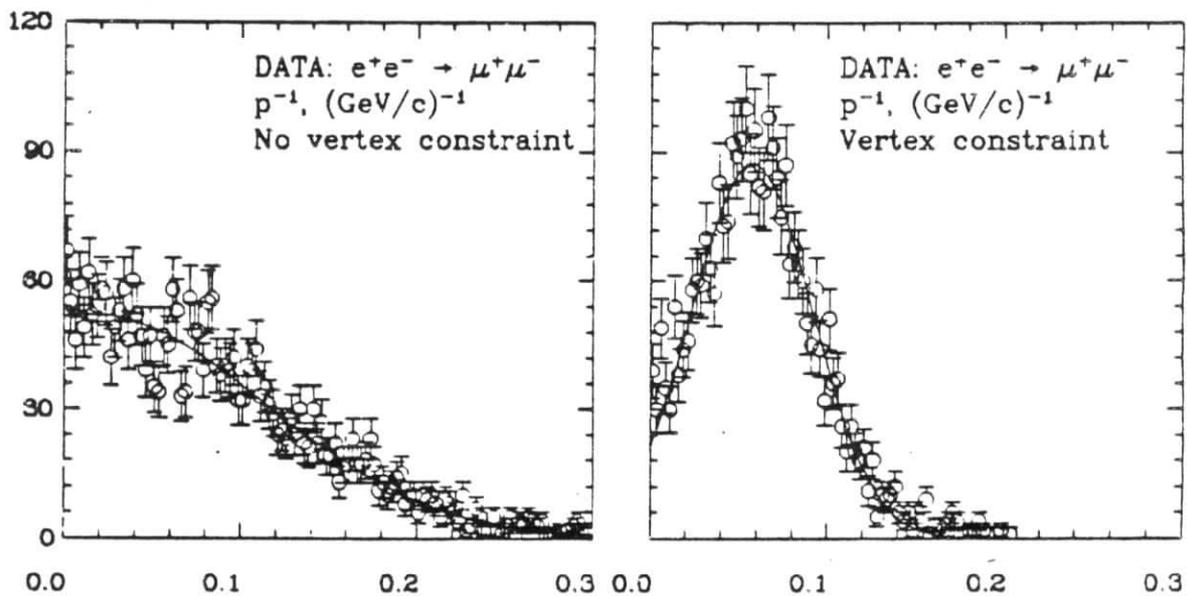


Abbildung 4.3: Beobachtete Verteilungen von  $1/p$  für  $17.3\text{GeV}$ -Myonen mit  $|\cos(\theta)| < 0.75$  aus der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ .

$\mu$ -Paare [79]: Die aus den GEOM-Spurfits bestimmte reziproke Impulsverteilung kann mit einer Gaußverteilung mit den folgenden Parametern beschrieben werden:

$$\langle 1/p \rangle = 0.015 \pm 0.008 \text{GeV}^{-1}, \quad \sigma(1/p) = 0.098 \pm 0.004 \text{GeV}^{-1}$$

Die Verteilung aus den Vertex-Spurfits liefert:

$$\langle 1/p \rangle = 0.058 \pm 0.001 \text{GeV}^{-1}, \quad \sigma(1/p) = 0.034 \pm 0.001 \text{GeV}^{-1}.$$

Stammt eine geladene Spur jedoch nicht direkt aus der  $e^+e^-$ - (bzw.  $\gamma\gamma$ -) Reaktion, sondern aus dem Zerfall eines langlebigen Teilchens ( $K_S^0, \Lambda$ ) oder aus der Konversion eines Photons,

wird die Wahrscheinlichkeit des Vertexfits sehr gering, meist ist ein vernünftiger Fit dann gar nicht möglich. Durch Streuung und Energieverlust im Strahlrohr (0.045 Strahlungslängen Dicke) oder in den Kammerwänden können gelegentlich auch direkt am Wechselwirkungspunkt erzeugte geladene Teilchen nur schlecht von einer Helix durch den Bhabha-Vertex beschrieben werden.

Gelingt der Vertex-Fit mit einer Wahrscheinlichkeit von mehr als 0.0001 und ist das gemessene  $r_{min}$  kleiner als 50mm, wird einer GEOM-Spur eine sogenannte TRAC-Spur mit den neu ermittelten Spurparametern und Kovarianzmatrizen zugeordnet [80].

## 4.4 Kinematik und Geometrie von $V^0$ -Zerfällen

Alle wichtigen geometrischen Eigenschaften des Zerfalls eines neutralen Teilchens in zwei geladene folgen aus dem Impulserhaltungssatz:

$$\vec{p}_0 = \vec{p}_1 + \vec{p}_2 \quad (4.2)$$

und aus der Tatsache, daß der Sekundärvertex auf der durch die Richtung des Impulses  $\vec{p}_0$  vorgegebenen Geraden des Ereignisvertices liegen muß (siehe Abb.4.4). Aufgrund der Vorzeichen der elektrischen Ladung der Zerfallspionen gibt es dann zwei geometrisch unterschiedliche Konstellationen: Entweder entfernen sich die Spuren der Pionen in der  $r\varphi$ -Projektion durch die Krümmung im Magnetfeld voneinander ("Konkave Konstellation", siehe Abb. 4.5a), oder sie nähern sich zunächst an und schneiden sich unter Umständen noch einmal ("Konvexe Konstellation", siehe Abb. 4.5b).

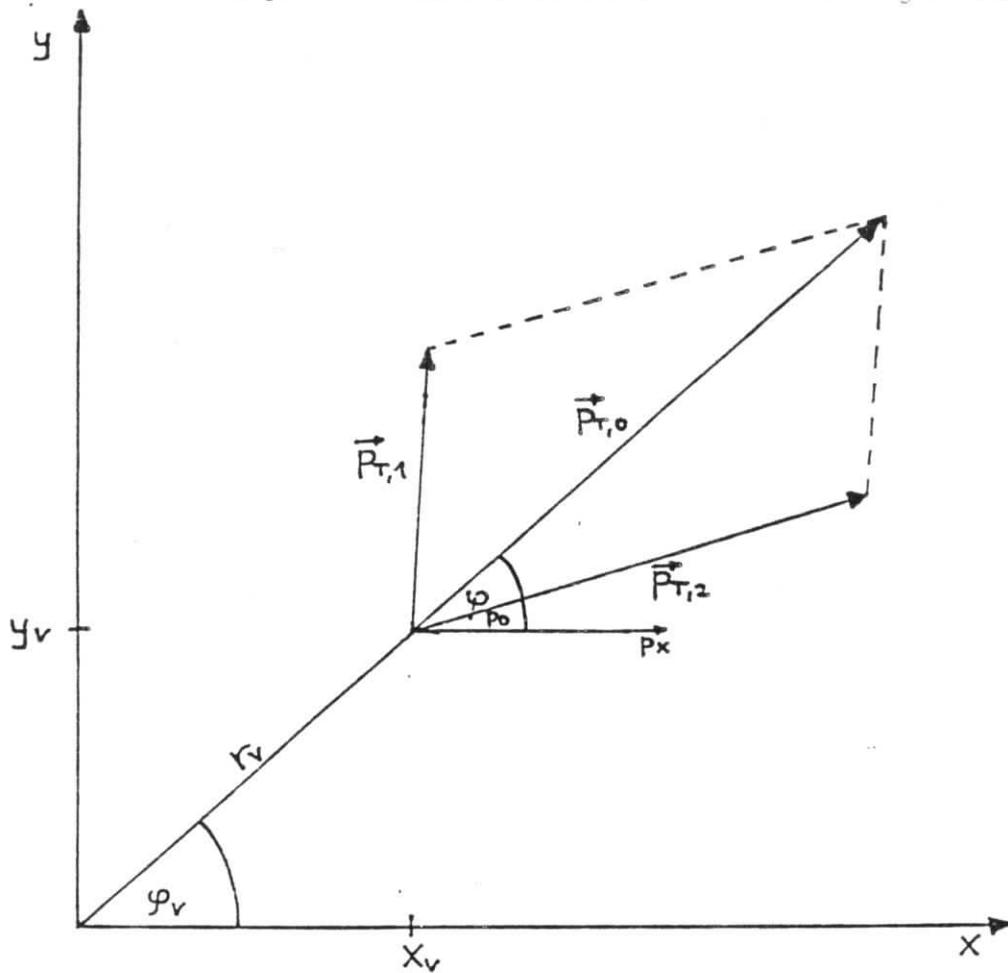
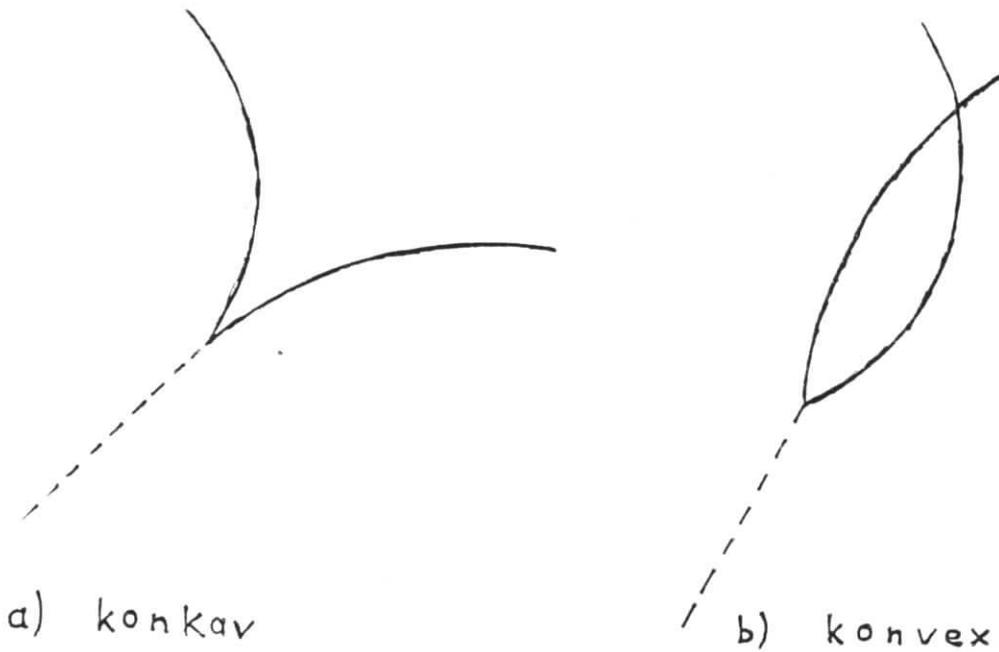
Eine für die Suche von  $V^0$ -Kandidaten wichtige Tatsache ist, daß der Impulsvektor  $\vec{p}_{0\perp}$  (in der  $r\varphi$ -Projektion) senkrecht auf der Verbindungslinie der Kreismittelpunkte der beiden Spuren steht. Das kann man anhand von Abb. 4.6 einsehen:  $M_1$  und  $M_2$  sind die Mittelpunkte der Kreise mit Radius  $r_1$  und  $r_2$ , die sich im Sekundärvertex  $V$  schneiden. Die senkrecht auf  $\overline{M_1M_2}$  stehende Strecke  $\overline{AV}$  hat dann die Länge  $|\overline{AV}| = r_1 \cdot \sin \alpha = r_2 \cdot \sin \beta$ . Die Impulsvektoren  $\vec{p}_{1\perp}$  und  $\vec{p}_{2\perp}$  liegen am Punkt  $V$  tangential zu den zugehörigen Kreisen, also senkrecht zu  $\overline{M_1V}$  bzw.  $\overline{M_2V}$  und haben eine Länge von  $|\vec{p}_{1\perp}| = CP \cdot 1/\kappa = CP \cdot r_1$  bzw.  $|\vec{p}_{2\perp}| = CP \cdot r_2$ . Die Vektorsumme  $\vec{p}_{0\perp} = \vec{p}_{1\perp} + \vec{p}_{2\perp}$  kann in Komponenten parallel und senkrecht zu  $\overline{AV}$  zerlegt werden. Die senkrechte Komponente verschwindet:

$$\begin{aligned} p_{0\perp s} &= p_{1\perp} \cdot \sin \alpha - p_{2\perp} \cdot \sin \beta \\ &= CP \cdot (r_1 \cdot \sin \alpha - r_2 \cdot \sin \beta) \\ &= CP \cdot (|\overline{AV}| - |\overline{AV}|) \\ &= 0. \end{aligned} \quad (4.3)$$

Daraus folgt, daß der Transversalimpuls des neutralen Teilchens parallel zur Strecke  $\overline{AV}$ , also senkrecht zur Verbindungslinie der Kreismittelpunkte steht.

## 4.5 $V^0$ -Kandidaten-Suche

Bevor mit der Suche nach Sekundärvertexkandidaten begonnen wird, werden die (nicht an den Wechselwirkungspunkt angepaßten) GEOM-Spurparameter so transformiert, daß

Abbildung 4.4: Geometrie und Kinematik eines  $V^0$ - ZerfallsAbbildung 4.5: Verschiedene Konstellationen von  $V^0$ -Zerfällen in der Ebene senkrecht zum (homogenen) Magnetfeld

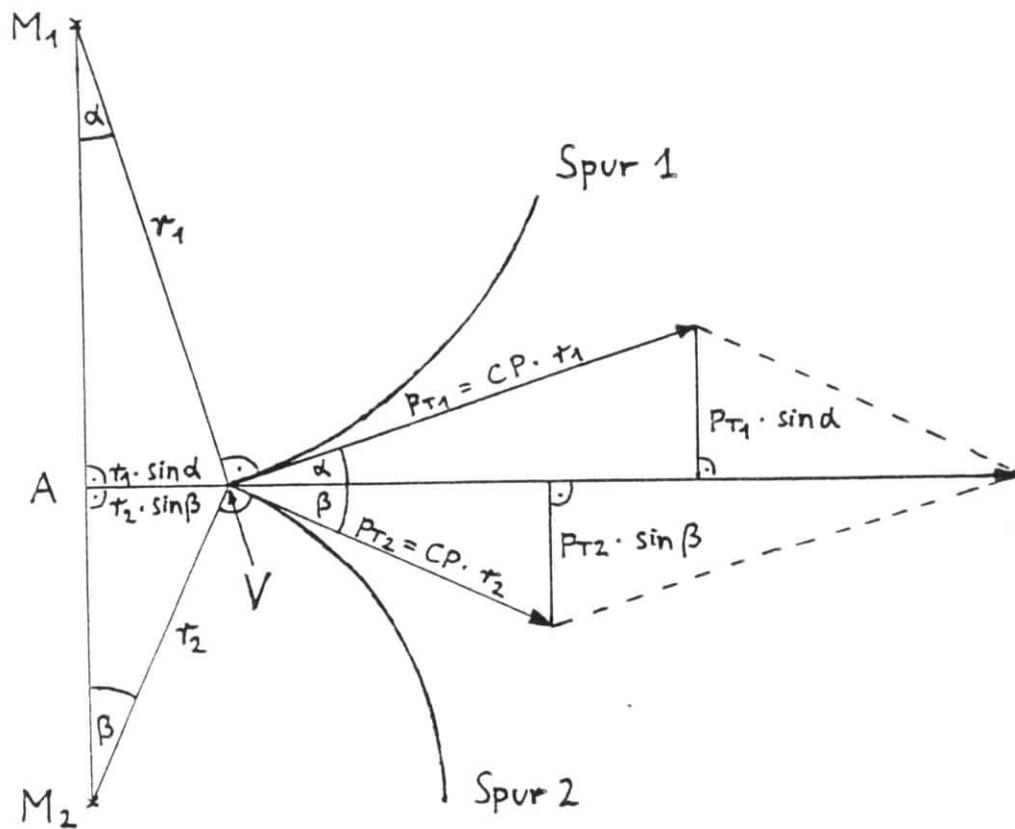


Abbildung 4.6: Details der Geometrie eines  $V^0$ -Zerfalls in der  $r\varphi$ -Ebene des Detektors (siehe Text)

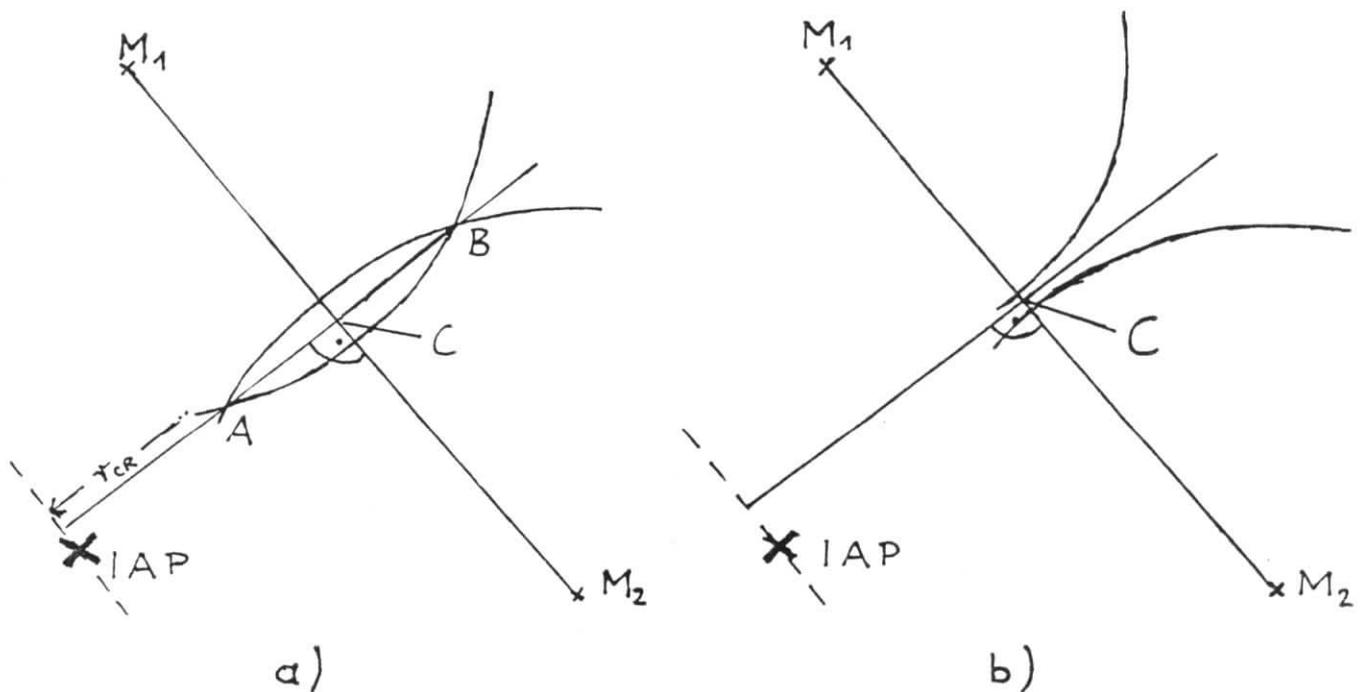


Abbildung 4.7: Definition von Sekundärvertex-Kandidaten(A,B,C)

nicht der nominelle Detektor- Nullpunkt, sondern der für jede PETRA-Füllung gemessene Bhabha-Vertex als Bezugspunkt dient. Im Folgenden werden immer diese transformierten GEOM-Spurparameter benutzt.

Um  $V^0$ -Kandidaten zu finden, wird jetzt jede positive mit jeder negativen Spur kombiniert. Dabei gibt es entweder zwei Schnittpunkte (siehe Abb. 4.7a) oder keinen (Abb. 4.7b). Wegen der Meßungenauigkeit und der Möglichkeit von Streuung im Strahlrohr werden aber nicht nur die Schnittpunkte  $A$  und  $B$  im ersten Fall, sondern auch die Punkte  $C$  auf der Verbindungslinie der Kreismittelpunkte als potentielle Sekundärvertexkandidaten angesehen. Eine für  $V^0$ 's gute Näherung für die  $r\varphi$ -Zerfallslänge ist die Größe  $r_{CR}$  (siehe Abb. 4.7). Ein Kandidat wird akzeptiert, wenn

1.  $r_{CR}$  größer ist als  $4mm$ ,
2. kein Punkt mit Radius  $r < 0.9 \cdot r_{CR}$  gemessen wurde,
3. die  $\varphi$ -Werte der beiden Spuren am Radius  $r_{CR}$  weniger als  $0.02rad (\approx 1.1^\circ)$  voneinander abweichen,
4. die  $\varphi$ -Differenz aus der Kinematik (d.h. Senkrechte zur Verbindungslinie der Kreismittelpunkte) und Geometrie (Strecke Wechselwirkungspunkt-Sekundärvertexkandidat) weniger als  $0.3rad (\approx 17.2^\circ)$  beträgt,
5. die  $z$ -Werte der Spuren am Radius  $r_{CR}$  weniger als  $50mm$  voneinander abweichen.

Sind nach diesen Schnitten für ein Spur-Paar noch mehrere  $r_{CR}$ -Werte möglich, wird derjenige benutzt, für den die  $z$ -Differenz der beiden Spuren minimal ist.

## 4.6 Fit an die $V^0$ -Hypothese

Für alle Sekundärvertex-Kandidaten wird dann ein Fit an die Hypothese, daß es sich um den Zerfall eines neutralen Teilchens handelt, durchgeführt. Im Prinzip stehen elf "gemessene" Parameter zur Verfügung: Für beide Spuren <sup>1</sup> je drei  $r\varphi$ -Parameter:

- $\kappa$  (Krümmung)
- $r_{min}$  (minimaler Abstand zum  $r\varphi$ -Bhabha-Vertex)
- $\varphi$  (Winkel vom Bhabha-Vertex zum Kreismittelpunkt)

mit ihrer Kovarianzmatrix, sowie je zwei  $s - z$ -Parameter

- $z_0$  ( $z$ -Wert am Punkt( $r_{min}, \varphi$ ))
- $\frac{dz}{ds}$  ( $z$ -Steigung,  $s$  ist die Bogenlänge in  $r\varphi$ )

<sup>1</sup> siehe Abb. 4.2 auf Seite 65

mit Kovarianzmatrix. Außerdem wird das mittlere  $z_0$  des Bhabha-Vertices mit seiner Standardabweichung  $\sigma_{z_0}$  als bekannte Meßgröße behandelt. Die Zerfallslänge in der  $r\varphi$ -Projektion  $r_V$  ist hingegen nicht direkt gemessen und muß aus den Bedingungen der  $V^0$ -Hypothese bestimmt werden.

Die Bedingungen sind:

1. Am Radius  $r_V$  müssen beide Spuren dieselbe  $\varphi$ -Koordinate aufweisen.
2. Am Radius  $r_V$  müssen beide Spuren dieselbe z-Koordinate aufweisen.
3. Die Richtung  $\varphi$  der Transversalimpulssumme (d.h. die Senkrechte zur Verbindungslinie der Kreismittelpunkte) ist gleich der Richtung vom Wechselwirkungspunkt zum Sekundärvertex  $(r_V, \varphi_V)$ .
4. Der Polarwinkel  $\cos\theta$  der am Sekundärvertex ausgewerteten Impulssumme der geladenen Teilchen ist gleich dem Polarwinkel  $\cos\theta$  des Vektors vom  $z_0$  des Ereignisses zum  $z_V$  des Sekundärvertices.

Mit vier Zwangsbedingungen und einer ungemessenen Variablen hat der Fit drei Freiheitsgrade. Bei dem Fit sind keine expliziten Massenhypothesen für die geladenen Teilchen nötig. Als Ergebnis erhält man die Lage der Sekundärvertices, die Dreier-Impulse der geladenen Spuren am Sekundärvertex sowie ein  $\chi^2$ , das die Güte des Fits angibt. Die Wahrscheinlichkeit  $\text{Prob}(\chi^2, n.d.f.)$ , das ein gegebener  $V^0$ -Kandidat wirklich aus dem Zerfall eines neutralen Teilchens stammt, kann aus dem Wert von  $\chi^2$  und der Anzahl der Freiheitsgrade bestimmt werden. Wenn die Hypothese wirklich zutrifft, erwartet man für diese Größe eine Gleichverteilung zwischen 0 und 1, während Untergrundereignisse fast alle eine sehr kleine Wahrscheinlichkeit aufweisen.

## 4.7 Massenspektren und Untergrundreduktion

Die  $V^0$ -Hypothese beschreibt im Prinzip die folgenden Reaktionen:

- $K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$
- $\Lambda \rightarrow p \pi^-$
- $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p} \pi^+$
- $\gamma \rightarrow e^+ e^-$  (nur in Materie, also  $r_V \geq r_{\text{Strahlrohr}}$ ).

Sekundärvertices können auch durch die folgenden Prozesse vorgetäuscht werden:

- Zufällige Überschneidungen von Spuren innerhalb des Strahlrohrs (vor allem bei multihadronischen Ereignissen)
- Durch Streuung einer vom Ereignisvertex stammenden Spur im Strahlrohr ( $0.045X_0$  Dicke) oder Energieverlust durch Ionisation werden die Spurparameter so verfälscht, daß ein scheinbarer Sekundärvertex entsteht.

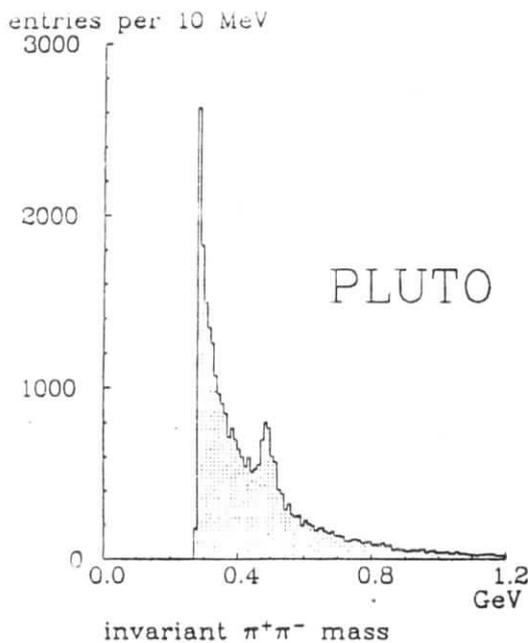


Abbildung 4.8:  $\pi^+\pi^-$ -Massenspektrum für alle 27000  $V^0$ -Kandidaten

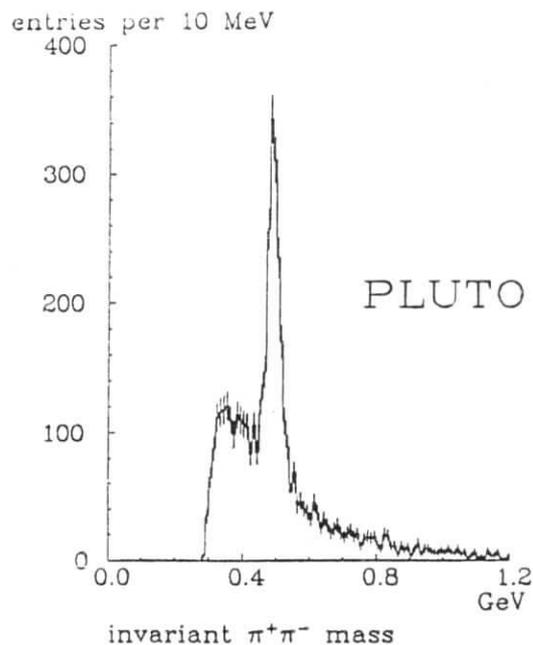


Abbildung 4.9:  $\pi^+\pi^-$ -Massenspektrum nach den im Text beschriebenen Schnitten

Der in den vorangegangenen Abschnitten beschriebene Algorithmus wurde auf alle (ca.  $1.1 \cdot 10^6$ ) Ereignisse der PHYS-Datengeneration<sup>2</sup> angewendet. Insgesamt wurden 27000 Sekundärvertex-Kandidaten in 21000 Ereignissen gefunden. Diese Ereignisse bilden die VOTAPE- Ereignisklasse, die den Ausgangspunkt für die in den folgenden Kapiteln beschriebenen Selektionen darstellen.

Abb. 4.8 zeigt das invariante  $\pi^+\pi^-$ -Massenspektrum. Über einem großen, abfallenden Untergrund erkennt man eine Überhöhung im Bereich um  $0.5 \text{ GeV}$ , die auf  $K_S^0$ -Zerfälle zurückzuführen ist. Der Untergrund läßt sich durch die folgenden Schnitte erheblich reduzieren:

- Die den Spuren des Sekundärvertices zugeordnete Schauerenergie darf  $1 \text{ GeV}$  nicht übersteigen. Damit werden viele konvertierte Photonen verworfen.
- Die Zerfallslänge in der  $r\varphi$ -Projektion muß größer sein als  $20 \text{ mm}$ . Dieser Schnitt verwirft einen Großteil der durch Streuung im Strahlrohr vorgetäuschten Sekundärvertices und viele zufällige Kreuzungspunkte in Ereignissen mit hoher Multiplizität.

<sup>2</sup>siehe Kap 3.3 auf Seite 53

- Der Öffnungswinkel des  $V^0$ -Kandidaten im Laborsystem muß zwischen  $30^\circ$  und  $130^\circ$  liegen. Für kleinere Öffnungswinkel ist die Zerfallslänge nur schwer zu bestimmen: kleine Fehler in den Spurparametern führen zu großen Änderungen in der Zerfallslänge. Außerdem können konvertierte Photonen, die aufgrund der vorzugsweise sehr kleinen invarianten  $e^+e^-$ -Masse auch kleine Öffnungswinkel aufweisen, damit unterdrückt werden. Die obere Grenze verwirft weitere zufällige Kreuzungen und durch Streuung hervorgerufenen Untergrund. Wirkliche  $K_S^0$ -Zerfälle weisen nur äußerst selten (bei sehr niederenergetischen  $K_S^0$ ) größere Öffnungswinkel auf.
- Das  $\chi^2$  des Fits muß kleiner sein als 12 (d.h. die Wahrscheinlichkeit, daß die Hypothese zutrifft, größer als ca.1%). Dadurch werden Konstellationen, die nur schwer an die  $V^0$ -Hypothese anzupassen sind, verworfen.

Abb. 4.9 zeigt das  $\pi^+\pi^-$ -Massenspektrum der Sekundärvertex-Kandidaten, die alle diese Bedingungen erfüllen: Im Bereich von  $0.45$  bis  $0.54\text{GeV}$  ist eine deutliche Überhöhung von  $1105 \pm 50$  Ereignissen über einem Untergrund von  $680 \pm 26$  Ereignissen zu erkennen. Die experimentelle  $\pi^+\pi^-$ -Massenauflösung beträgt  $\sigma(m_{\pi\pi}) \approx 16\text{MeV}$ .

Eine weitere Möglichkeit, den Untergrund zu reduzieren, besteht in der Untersuchung, inwieweit die den  $V^0$ -Kandidaten bildenden Spuren damit verträglich sind, daß sie vom Ereignisvertex stammen. Wie in Kap. 4.3 auf Seite 65 dargelegt wurde, wird versucht, jede Spur an den Bhabha-Vertex anzupassen. Gelingt dieser Fit mit einer Wahrscheinlichkeit von mehr als  $0.01\%$ , wird sie der TRAC-Klasse zugeordnet. Für einen Sekundärvertex-Kandidaten kann man nun drei Klassen unterscheiden:

**Klasse 0:** Beide Spuren sind nicht mit dem Ereignisvertex verträglich.

**Klasse 1:** Nur eine Spur kann der TRAC-Klasse zugeordnet werden, die andere ist nicht mit dem Ereignisvertex verträglich.

**Klasse 2:** Beide Spuren sind TRAC-Spuren und könnten auch direkt am Ereignisvertex entstanden sein.

Abb. 4.10 zeigt die invarianten  $\pi^+\pi^-$ -Massenspektren der drei Teilklassen. Links sind die Spektren vor allen Schnitten gezeigt (die Summe dieser Spektren entspricht Abb. 4.9). Der Untergrund nimmt von Klasse 2 bis Klasse 0 drastisch ab. Jede Klasse enthält ungefähr ein Drittel der  $K_S^0$ -Kandidaten.

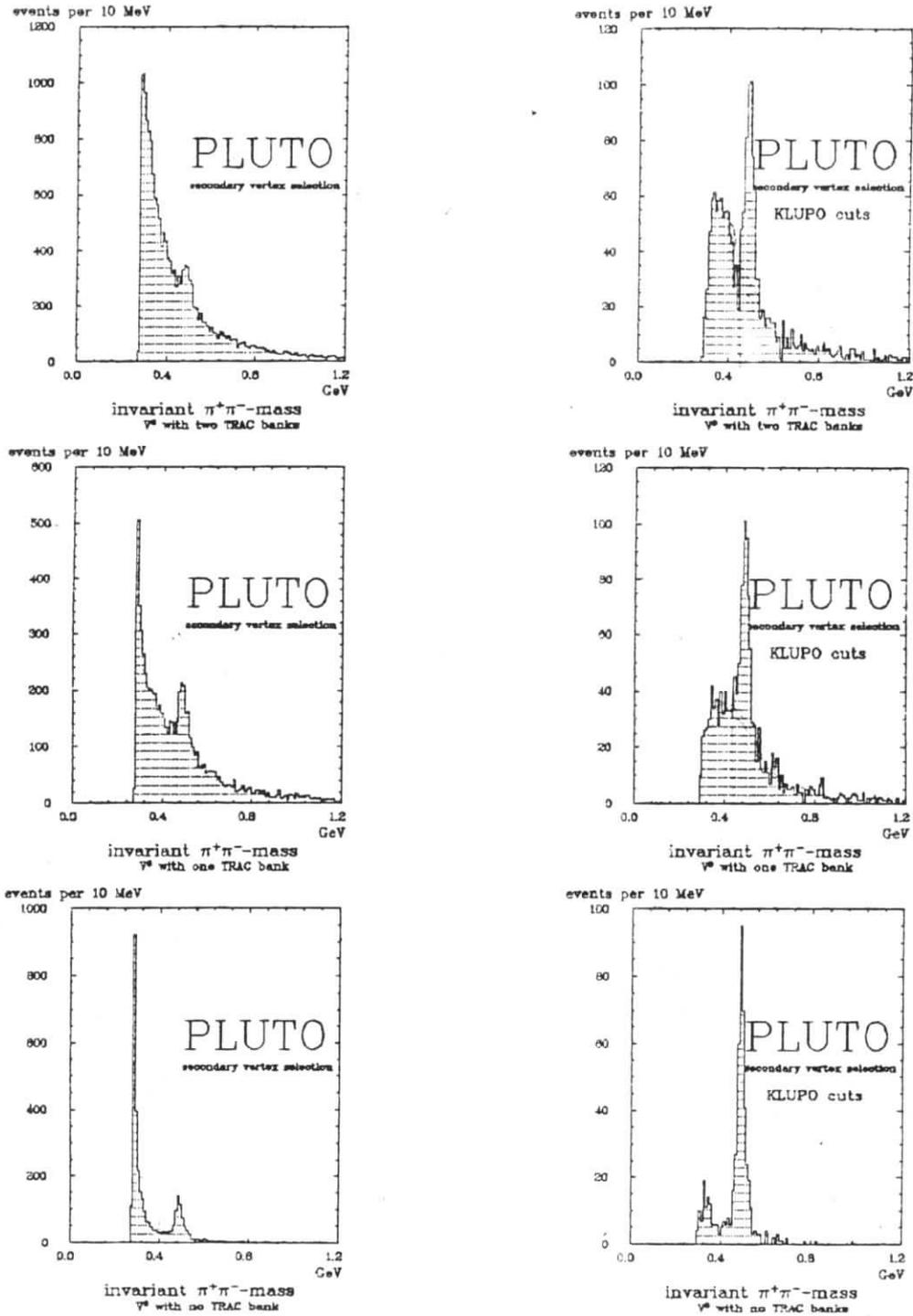


Abbildung 4.10:  $\pi^+\pi^-$ -Massenspektrum für Klasse 2 (oben), Klasse 1 (Mitte) und Klasse 0 (unten)- Sekundärvertices. Links sind alle Kandidaten eingetragen, rechts nur die die geometrischen Schritte überstehenden.

## Kapitel 5

### Analyse der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp$

In diesem Kapitel wird die Analyse der Reaktion  $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp$  beschrieben. Sie liefert Evidenz für die Reaktion  $\gamma\gamma \rightarrow \eta_c(2980)$  und stellt damit die erste Beobachtung von Charm-Erzeugung durch die Reaktion zweier Photonen dar. Weiterhin wird eine obere Grenze für die Erzeugung des "Glueball"-Kandidaten  $\iota(1440)$  (in der neuen Nomenklatur [9]:  $\eta(1440)$ ) angegeben. Die Ergebnisse dieser Analyse wurden bereits im Jahre 1985 veröffentlicht [3]. Inzwischen gibt es viele weitere Messungen dieses Kanals. Im abschließenden Abschnitt dieses Kapitels wird der gegenwärtige Erkenntnisstand zusammengefaßt und diskutiert.

#### 5.1 Datenselektion

Um die Reaktion  $e^+e^- \rightarrow e^+e^- K_S^0 K^\pm \pi^\mp$  zu isolieren, wurden die 21000 VOTAPE-Ereignisse (siehe 4.7), die einen erfolgreichen Sekundärvertex-Fit aufweisen, als Ausgangsbasis benutzt. Neben dem Sekundärvertex-Kandidaten müssen die Ereignisse genau eine positiv und eine negativ geladene Spur enthalten. Diese können TRAC-Spuren aus dem Innendetektor oder FGEO-Spuren im Vorwärtsspektrometer sein. Ereignisse mit zusätzlichen Photonen werden verworfen. Abb. 5.1 zeigt das  $\pi^+\pi^-$ -Massenspektrum der  $V^0$ -Kandidaten der 88 verbliebenen Ereignisse. Es wird deutlich von der  $K_S^0$ -Überhöhung mit 69 Ereignissen über einem aus den Seitenbändern abgeschätzten Untergrund von  $5 \pm 1$  Ereignissen dominiert. Ein Fit an das Massenspektrum resultiert in einem zentralen Massenwert von  $0.490 \pm 0.03 \text{ GeV}$  und einer Massenauflösung  $\sigma = 0.020 \pm 0.003 \text{ GeV}$ , die gut mit den Monte-Carlo-Erwartungen übereinstimmen. Im Folgenden werden die  $V^0$ s mit invarianten  $\pi^+\pi^-$ -Massen zwischen 0.45 und 0.54 GeV als  $K_S^0$ -Kandidaten behandelt. Ihnen wird der Summenimpuls  $\vec{p}_0$  aus dem  $V^0$ -Fit und die nominelle  $K_S^0$ -Masse von 497.7 MeV zugeordnet.

Um exklusive  $\gamma\gamma$ -Ereignisse zu selektieren, werden im Weiteren nur die Ereignisse verwendet, deren fehlender Transversalimpuls  $p_\perp$  weniger als  $0.25 \text{ GeV}$  (für *no-tag*-Ereignisse) bzw.  $0.35 \text{ GeV}$  (unter Berücksichtigung des gestreuten Elektrons für *single tag*-Ereignisse) beträgt. Monte-Carlo-Studien zeigen, daß ca. 90 % der exklusiven  $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ -Ereignisse diese Schritze überstehen.

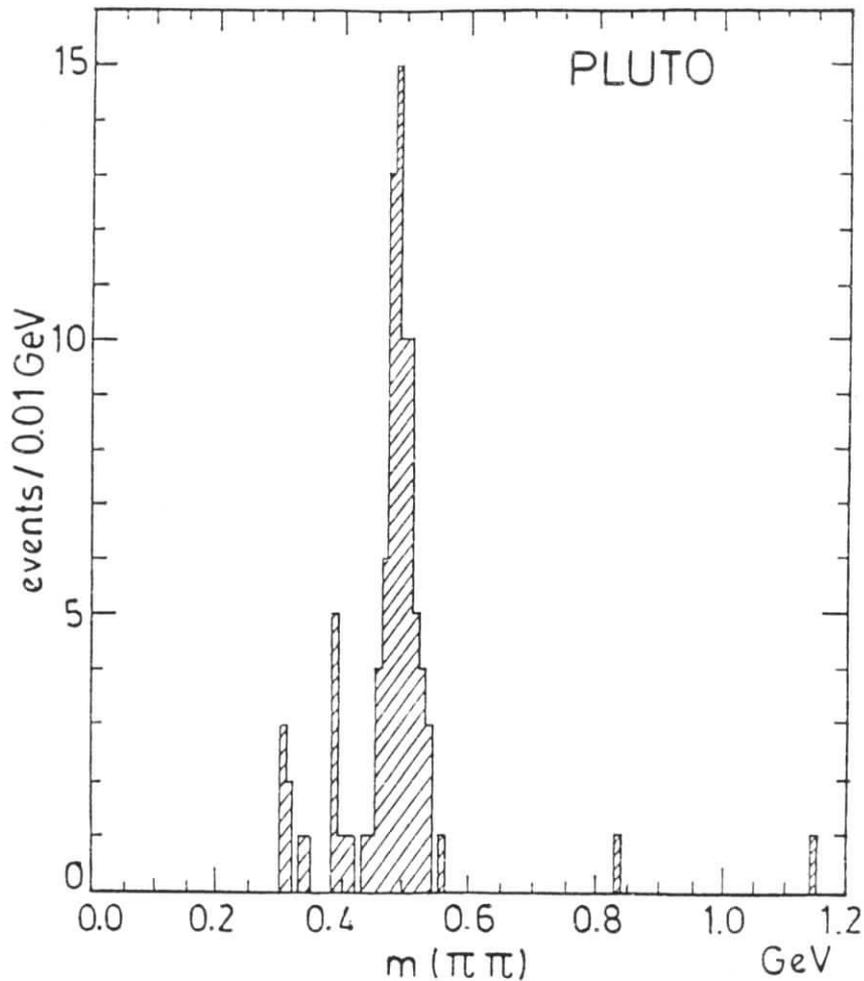


Abbildung 5.1: Invariantes  $\pi^+\pi^-$  Massenspektrum der Sekundärvertexkandidaten von akzeptierten 4-Spur- Ereignissen

## 5.2 Interpretation der invarianten $K_S^0 K^\mp \pi^\mp$ - Massenspektren - Evidenz für exklusive $\eta_c$ -Erzeugung

Der PLUTO-Detektor bietet (außer im Vorwärtsspektrometer für Impulse kleiner als 1 GeV) keine Möglichkeit, ein geladenes  $\pi$ -Meson von einem  $K$ -Meson zu unterscheiden. Da die selektierten Ereignisse mit den rekonstruierten  $K_S^0$ -Mesonen eine klare Strangeness-Signatur aufweisen, muß (genau) eines der beiden zusätzlichen Teilchen ein Kaon sein, wenn das Ereignis vollständig rekonstruiert ist. Die letzte Annahme ist aufgrund des Transversalimpuls-Spektrums berechtigt. Die folgenden invarianten Massenspektren haben jeweils zwei Einträge pro Ereignis: einen für die Massenhypothese  $K_S^0 K^\mp \pi^\mp$  und einen für  $K_S^0 \pi^+ K^\mp$ . Es zeigt sich, daß der Unterschied bei der Berechnung der invarianten Masse klein ist, besonders bei hohen Massen liegt die Differenz meistens unter ca. 50 MeV.

Das kombinierte  $K_S^0 K^\mp \pi^\mp$ -Massenspektrum ist in Abb. 5.2a) dargestellt. Es wird von

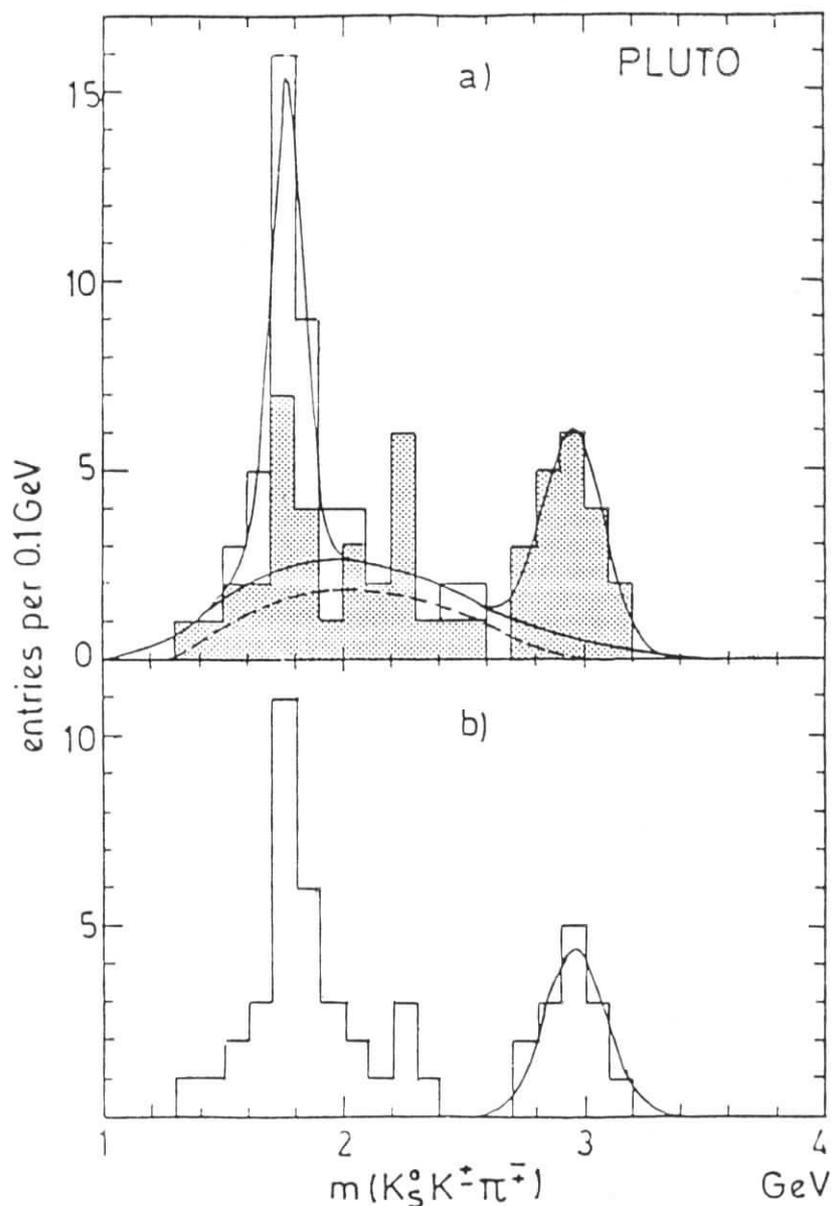


Abbildung 5.2: Invariantes  $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ - Massenspektrum, zwei Einträge pro Ereignis.

a) Vollständiger Datensatz.

Die gestrichelte Linie ist eine Abschätzung des Untergrundanteils von nicht exklusiven Endzuständen sowie falschen  $K_S^0$ . Die durchgezogene Linie ist ein Fit eines durch ein Polynom beschriebenen Untergrundes und zweier Gaußverteilungen für das  $f_2'$  und das  $\eta_c$ . Dabei sind Lage und Breite der Gaußverteilungen auf die Monte Carlo- Erwartung fixiert. Das schattierte Histogramm entspricht den Ereignissen, die nicht kompatibel mit dem Endzustand  $K_S^0 K_S^0$  sind.

b) Nur Ereignisse mit eindeutig vom Wechselwirkungspunkt separierten Sekundärvertices (Klasse 0 und 1, siehe Text)

Die durchgezogene Linie ist die erwartete Massenverteilung für exklusive  $\eta_c$  Ereignisse, normalisiert auf die beobachtete Anzahl von Einträgen.

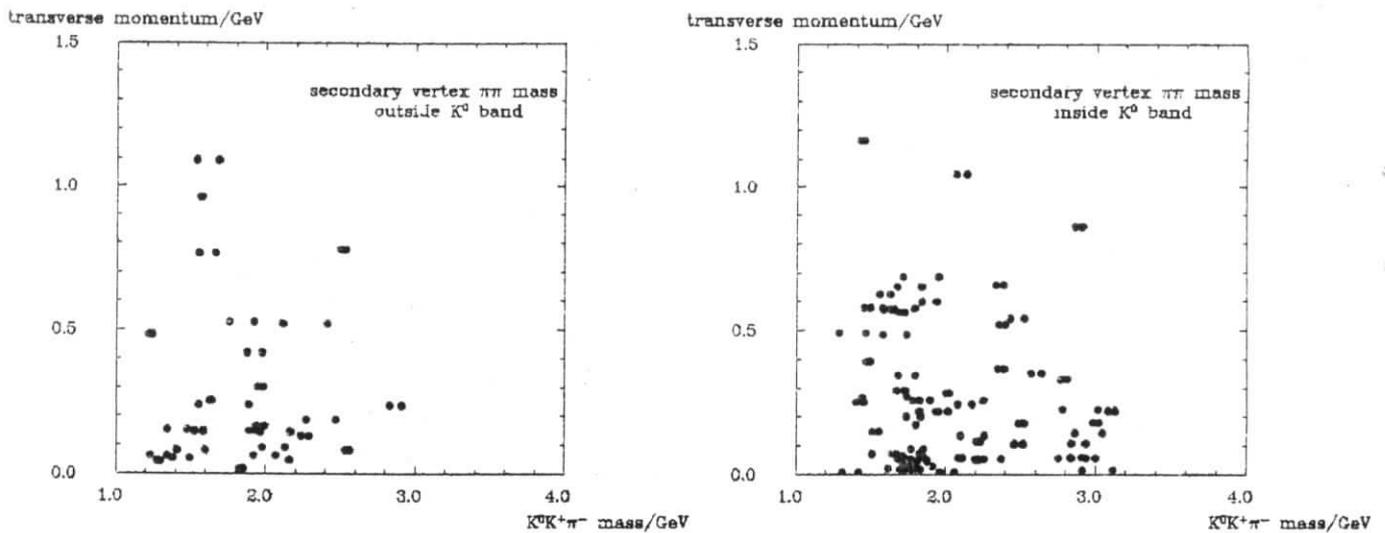


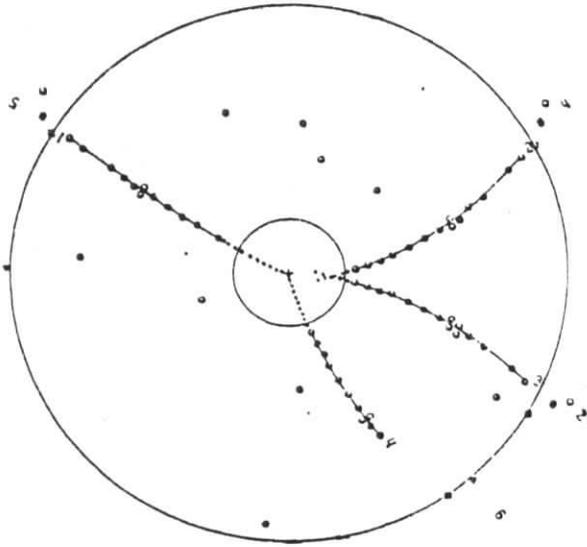
Abbildung 5.3: Korrelation zwischen fehlendem Transversalimpuls und invarianter  $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ -Masse.

a) Ereignisse im  $K_S^0$ - Seitenband, b) Ereignisse im  $K_S^0$ - Signalband

zwei Überhöhungen dominiert, eine bei 1.8 GeV und eine um 3 GeV.

Der auf unvollständig rekonstruierte Ereignisse zurückführbare Untergrund wird aus dem Transversalimpulsspektrum abgeschätzt: Er besteht aus ca. 4 Ereignissen mit vorwiegend kleinen  $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ -Massen. Die Abschätzung des Untergrundes unter dem  $K_S^0$ -Signal ( $5 \pm 1$  Ereignisse) aus den Seitenbändern trägt ebenfalls nur zu kleinen  $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ -Massen bei. In Abb 5.3 sind die Korrelationen des fehlenden Transversalimpulsquadrats gegen die invarianten  $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ -Massen für die Ereignisse im  $K_S^0$ -Bereich (b) und außerhalb des  $K_S^0$ -Bereichs (a) aufgetragen. Deutlich erkennt man die beiden Anhäufungen bei 1.8 GeV und 3 GeV bei kleinen  $p_\perp^2$  im  $K_S^0$ -Band. Das kombinierte Massenspektrum der beiden Untergrundquellen ist als gestrichelte Linie in Abb. 5.2a) angedeutet. Die Überhöhung bei 1.8 GeV ist größtenteils auf Ereignisse des Typs  $\gamma\gamma \rightarrow f_2' \rightarrow K_S^0 K_S^0$  zurückzuführen, in denen ein  $K_S^0$  so schnell zerfallen ist, daß nur ein Sekundärvertex rekonstruiert werden kann. Die Massenverschiebung ist auf die falsche ( $K^\pm$  statt  $\pi^\mp$ ) Massenzuweisung zurückzuführen.

Die zweite Überhöhung von 20 Einträgen um 3 GeV wird durch den Schnitt gegen potentielle  $K_S^0 K_S^0$ -Ereignisse nicht beeinflusst. Sie ist auf 10 Ereignisse zurückzuführen, die beide Massenkombinationen in dieser Überhöhung aufweisen. Diese Ereignisse werden als Evidenz für exklusive  $\eta_c$ -Erzeugung interpretiert. Die Massenverteilung stimmt gut mit der Erwartung aus der Monte-Carlo-Simulation des Prozesses  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\eta_c \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp$  überein. Die durchgezogene Linie in Abb. 5.2a) ist das Ergebnis eines Fits von 2 Gauß-Verteilungen (für das  $f_2'$  und das  $\eta_c$ ) und einen durch ein Polynom dargestellten Untergrundterm. Dieser Untergrund liegt etwas höher als der oben diskutierte Untergrund unter dem  $K_S^0$ -Signal und von nicht vollständig rekonstruierten Ereignissen, so daß Raum für  $7 \pm 5$  Ereignisse nicht-

Abbildung 5.4:  $r-\varphi$ -Projektion eines Innendetektor- $\eta_c$ -Kandidaten

resonanter  $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ -Produktion existiert. Der zentrale Massenwert sowie die Breite des  $\eta_c$ -Signals sind durch die Monte-Carlo-Erwartung fixiert, nur die Normalisierung ist ein freier Parameter im Fit.

Der Untergrund unter dem  $K_S^0$ -Signal kann weiter reduziert werden, indem Ereignisse mit Klasse 2-Sekundärvertices (siehe Seite 74 und Abb. 4.10), in denen also beide den  $V^0$ -Kandidaten bildenden Spuren auch mit dem Ereignisvertex verträglich sind, ausgeschlossen werden. Das  $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ -Massenspektrum der verbleibenden Ereignisse ist in Abb. 5.2b) dargestellt. Das  $\eta_c$ -Signal besteht hier aus 7 Ereignissen und ist deutlich vom  $f_2'$ , möglichen  $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ -Kontinuum und Untergrundeignissen bei niedrigen Massen getrennt. Die Reduktion des Signals durch diesen Schnitt ist konsistent mit dem Verlust von 31 %, der in der Monte-Carlo-Simulation vorhergesagt wird.

Weitere exklusive  $\gamma\gamma$ -Prozesse, die einen  $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ -Endzustand vortäuschen, sind  $\Lambda\bar{\Lambda}$ ,  $\Lambda\bar{p}K^+$  und  $\bar{\Lambda}pK^-$ -Produktion. In diesen Fällen muß die invariante  $p\pi^-$  bzw.  $\bar{p}\pi^+$ -Masse am Sekundärvertex mit der  $\Lambda$ -Masse von 1.115 GeV kompatibel sein. Zwei der  $\eta_c$ -Kandidaten weisen ein  $V^0$  auf, das sowohl als  $K_S^0$  als auch als  $\Lambda$  interpretiert werden kann; in Übereinstimmung mit der Monte-Carlo-Erwartung von 22 %. Für eines dieser Ereignisse kann man die  $\Lambda$ -Interpretation jedoch ausschließen: Es weist eine Vorwärtsspur auf, die wegen der Baryonenzahlerhaltung ein Antiproton sein muß, wenn der Sekundärvertex von einem  $\Lambda$ -Zerfall herrührt. Die Flugzeitmessung (TOF) für diese Spur weicht jedoch mehr als  $5\sigma$  von der  $\bar{p}$ -Hypothese ab. Das Ereignis ist in Abb. 5.5 dargestellt. Die TOF-Messung dieses Ereignisses ist in Abb. 3.9 auf S. 51 als Kreuz gekennzeichnet.

Weitere Monte Carlo- Studien zeigen, daß die  $\eta_c$ -Überhöhung nicht durch Akzeptanzeffekte oder Selektionskriterien erklärt werden kann. Dazu wurden Ereignisse des Typs  $e^+e^- \rightarrow e^+e^- K_S^0 K^\pm \pi^\mp$  mit konstantem  $\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnitt für invariante Massen zwischen der kinematischen Schwelle und  $6\text{ GeV}$  generiert und die experimentelle Akzep-



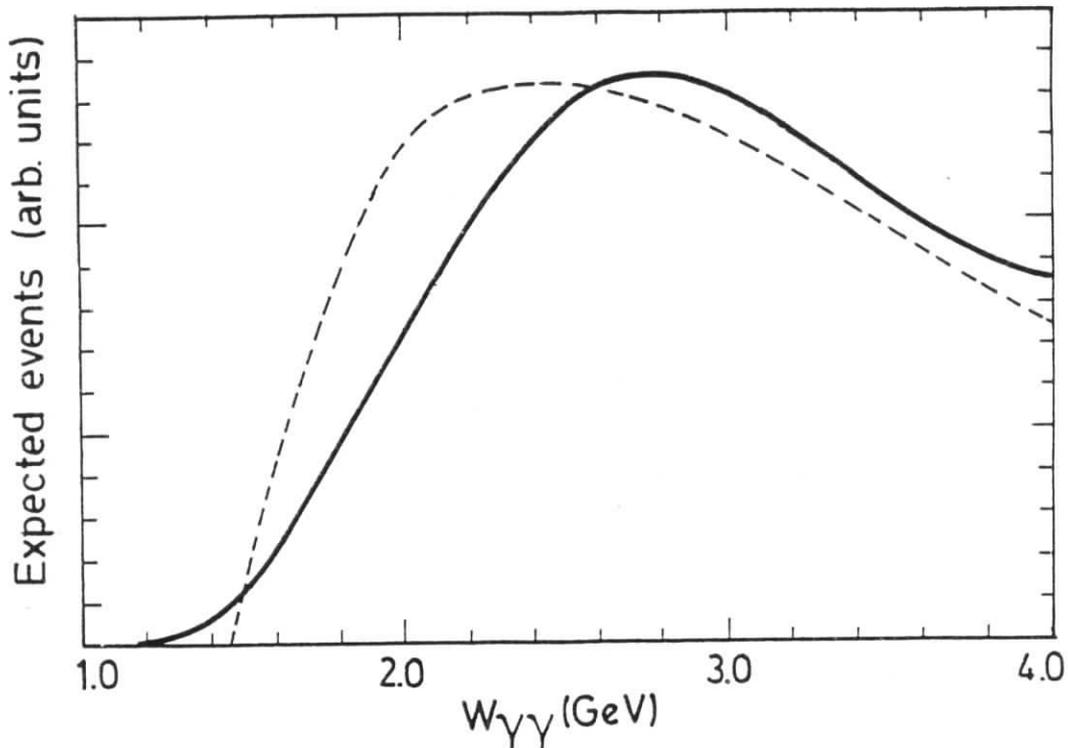


Abbildung 5.6: Erwartete Ereignisrate für den Prozeß  $e^+e^- \rightarrow e^-e^-K_S^0K^\pm\pi^\mp$  als Funktion von  $W$  für konstantes  $\sigma_{\gamma\gamma}(W)$  (willkürliche Normierung). Die durchgezogene Linie gilt für einen Phasenraumzerfall, die unterbrochene Linie für den Zerfall über eine  $K^*(1430)$ -Resonanz.

tanz bestimmt. Abb. 5.6 zeigt die erwartete Ereignisrate als Funktion von  $W$ . Um  $3 \text{ GeV}$  ist dies eine sich nur schwach ändernde Kurve, so daß die Interpretation des  $\eta_c$ -Signals als künstlich entstandene Struktur aufgrund von fallender Luminositätsfunktion und steigender Akzeptanz ausgeschlossen werden kann.

Die Akzeptanz kann im Prinzip stark von Details des Zerfalls des  $\eta_c$  abhängen. Wegen der nicht auszuschließenden Möglichkeit, daß der Zerfall über die Zwischenresonanz  $K^*(1430)$  verläuft (siehe Abschnitt 2.5), wurden auch solche Monte Carlo- Ereignisse generiert und die Akzeptanz berechnet. Im Bereich der  $\eta_c$ -Masse liegt sie um 8% niedriger als für einen Phasenraumzerfall (siehe gestrichelte Linie in Abb. 5.6).

In weiteren Monte Carlo- Studien wurde möglicher Untergrund durch die Prozesse  $\gamma\gamma \rightarrow \text{Hadronen}$  (mit hadronischem (VDM) als auch punktförmigen Anteil (QPM mit u,d,s und c Quarks) und LUND Fragmentation) sowie  $e^+e^- \rightarrow \tau\tau$  und  $\gamma\gamma \rightarrow \tau\tau$  untersucht. Nach den beschriebenen Schnitten werden 4 hadronische Ereignisse und kein  $\tau$ -Ereignis in den Daten erwartet. Die Massen dieser Ereignisse liegen weit unter dem  $\eta_c$ -Signal, weil Ereignisse mit höherem  $W$  vorwiegend in Endzustände höherer Multiplizität zerfallen.

### 5.2.1 Bestimmung der radiativen Breite

In diesem Abschnitt wird unter der Annahme, daß das Signal von exklusiver  $\eta_c$ - Erzeugung herrührt, die radiative Breite des  $\eta_c$  bestimmt. Dazu wurden Monte Carlo- Ereignisse für die Erzeugung und den Phasenraum- verteilten Zerfall in  $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$  generiert. Für den  $Q^2$ -Verlauf des Formfaktors wurden zwei Modelle gewählt, ein  $\rho$ - und ein  $J/\psi$ - Formfaktor (siehe Gl. 2.50 auf S. 25). Nach der Simulation des Detektors und Triggers sowie der Anwendung von Selektions- und Rekonstruktionsprogrammen wird mit diesen Ereignissen wie in den Daten ein  $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ -Massenhistogramm mit zwei Einträgen pro Ereignis gefüllt. Es ergibt sich eine Gauß'sche Verteilung bei der Masse  $2.98 \text{ GeV}$  mit einer Breite von  $0.1 \text{ GeV}$ . Aufgrund der hohen Impulse der am Prozeß beteiligten Teilchen liegen die rekonstruierten Massen für die  $K_S^0 K^+ \pi^-$ - und die  $K_S^0 \pi^+ K^-$ - Hypothesen nicht weit auseinander, sie liegen beide in der Überhöhung. Lage und Breite des Monte Carlo- Signals stimmen sehr gut mit dem in den Daten beobachteten Signals überein (siehe Abb. 5.2).

Die resultierende Akzeptanz für die Rekonstruktion des Prozesses  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\eta_c \rightarrow e^+e^-K_S^0 K^\pm \pi^\mp$  mit dieser Prozedur beträgt  $5.0\% \pm 0.1\%$ , wenn man einen  $J/\psi$ - Formfaktor annimmt, und  $6.3\%$  im Falle eines  $\rho$ - Formfaktors. Daraus resultiert eine systematische Unsicherheit in der Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnittes  $\sigma_{e^+e^- \rightarrow e^+e^-\eta_c}$ . Durch die nötige Integration bis zu hohen  $Q^2$ -Werten unterscheiden sich die Resultate für unterschiedliche Formfaktoren stark [20]. Glücklicherweise ist die Modellabhängigkeit der radiativen Breite weitaus geringer.  $\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta_c)$  ist ein Maß für den differentiellen Wirkungsquerschnitt im Grenzwert  $Q_1^2 = Q_2^2 = 0$ , so daß für den überwiegenden Anteil der Ereignisse nur eine sehr kleine Extrapolation nötig ist. Die numerischen Resultate für  $\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta_c)$  unterscheiden sich unter Benutzung der verschiedenen Formfaktoren um weniger als  $4\%$ .

Eine experimentelle Unterscheidung zwischen den zwei Modellen ist aufgrund der geringen Statistik nicht möglich. In einem der zehn  $\eta_c$ - Kandidaten wird ein *SAT-tag* beobachtet, was für einen  $\rho$ - Formfaktor bei  $5\%$  der Ereignisse, für einen  $J/\psi$ - Formfaktor bei  $18\%$  erwartet wird.

Das Resultat für die radiative Breite des  $\eta_c$  ist:

$$\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta_c) \cdot B(\eta_c \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp) = 0.5_{-0.15}^{+0.2}(\text{stat.}) \pm 0.1(\text{syst.}) \text{ keV} \quad (5.1)$$

Der systematische Fehler wird durch die folgenden Beiträge abgeschätzt: Unsicherheiten in der Luminositätsmessung ( $3\%$ ), Trigger- Effizienz ( $10\%$ ), Untergrundsubtraktion ( $10\%$ ), im Formfaktormodell ( $4\%$ ), in der Zerfallsdynamik ( $8\%$ ) sowie durch einen zusätzlichen Term für den Effekt der Änderung von einzelnen Selektionsschnitten. Durch quadratisches Addieren erhält man so eine systematische Unsicherheit von  $20\%$ . Um von diesem Wert auf  $\Gamma_{\gamma\gamma}$  zu schließen, benötigt man das Verzweigungsverhältnis  $B(\eta_c \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp)$ . Zur Zeit der Veröffentlichung dieser Resultate akzeptierte Wert [89] betrug  $B(\eta_c \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp) = (3.5_{-2.5}^{+2.8}) \cdot 10^{-2}$ . Daraus ergab sich (mit quadratischer Addition von statistischem, systematischem und Fehler des Verzweigungsverhältnisses):  $\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta_c) = 14 \pm 12 \text{ keV}$ . Neuere Messungen des Verzweigungsverhältnisses führen zu  $B(\eta_c \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp) = 1.8\%$  [9] und damit  $\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta_c) = 28 \pm 15 \text{ keV}$ .

## 5.3 $\gamma\gamma \rightarrow \eta_c$ 1988: Ein historischer Rückblick

Die Veröffentlichung der in diesem Kapitel beschriebenen Resultate Ende 1985 [3] hat zu einer regen Aktivität in anderen experimentellen Gruppen geführt. Schon im April 1986 hat die TASSO-Kollaboration auf dem  $\gamma\gamma$ -Workshop in Paris [90] ein Signal im  $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ -Endzustand präsentiert und als vorläufiges Resultat  $\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta_c) \cdot B(\eta_c \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp) = 1.2 \pm 0.6 \pm 0.4 \text{ keV}$  angegeben. Später wurde dieser Wert nicht mehr zitiert und statt dessen in einer Dissertationsschrift eine obere Grenze [91]  $\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta_c) \cdot B(\eta_c \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp) < 1.2 \text{ keV}$  hergeleitet. Inzwischen hat TASSO die Analyse auf eine grössere Datenmenge und die zusätzlichen Endzustände  $\pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$  und  $K^+ K^- \pi^+ \pi^-$  ausgedehnt. In zwei Spektren sind Signale zu erkennen. Ein globaler Fit über alle drei Zerfallsmoden führt zu dem Ergebnis [92]  $\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta_c) = 19.9 \pm 6.1 \pm 8.6 \text{ keV}$ .

Die Mark II-Kollaboration beobachtet vier  $\eta_c$ -Kandidaten im Endzustand  $K_S^0 K \pi$  und zitiert  $\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta_c) = 8 \pm 6 \text{ keV}$  [88]. Die TPC/2 $\gamma$ -Gruppe [93] hat die Endzustände  $K_S^0 K \pi$  (kein Signal), KKKK und  $\phi\phi$  analysiert. Aus einem beobachteten (untergrundfreiem)  $\phi\phi$ -Ereignis wurde eine untere Grenze  $\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta_c) > 1.6 \text{ keV}$  hergeleitet, zusammen mit einer oberen Grenze von  $15 \text{ keV}$  aus allen beobachteten Zerfallskanälen. Ein globaler Fit führt zu  $\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta_c) = 4.5_{-3.6}^{+3.5} \text{ keV}$ .

Das R704-Experiment am ISR [94] hat in der Reaktion  $p\bar{p} \rightarrow \gamma\gamma$  Evidenz für  $\eta_c$ -Erzeugung gefunden und gibt eine partielle Breite  $\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta_c) = 4.3_{-3.7}^{+3.4} \pm 2.4 \text{ keV}$  an.

Erfolgreiche Suchen wurden von MD-1 [95] in Novosibirsk mit einer double tag-missing mass-Technik ( $\Gamma_{\gamma\gamma} < 11 \text{ keV}, 90\%c.l.$ ) sowie von CELLO [96] ( $\Gamma_{\gamma\gamma} < 12 \text{ keV}, 95\%c.l.$ ) und JADE [97] ( $\Gamma_{\gamma\gamma} < 11 \text{ keV}, 95\%c.l.$ ) im Zerfallsmodus  $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$  durchgeführt. In der Analyse der Reaktion  $J/\psi \rightarrow \gamma\gamma\gamma$  wurde von MARK III kein  $\eta_c$ -Signal gefunden und daraus eine Grenze von  $\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta_c) < 14 \text{ keV} (95\%c.l.)$  hergeleitet.

Es gibt also zwei Klassen von Experimenten: die Hälfte findet keine Signale und zitiert obere Grenzen etwas über  $10 \text{ keV}$ , während die andere Hälfte Evidenz für exklusive  $\eta_c$ -Erzeugung hat. Alle diese Experimente verfügen aber nur über eine kleine Anzahl von Kandidaten und besitzen große statistische Fehler, so daß diese Zweiteilung der Experimente keine Inkonsistenz bedeutet. Im Licht der neueren Ergebnisse erscheint der in diesem Experiment gefundene Wert ( $28 \pm 15 \text{ keV}$ ) recht hoch, der wahre Wert scheint unter  $10 \text{ keV}$  zu liegen. Obwohl nur wenig mehr als eine Standardabweichung zwischen dem PLUTO-Wert und den neueren Werten liegt, kann man nach möglichen Gründen für diese Diskrepanz fragen. Da ist zunächst die Möglichkeit einer statistischen Fluktuation. *A posteriori* ist dies sicher der Fall. Allgemein zeigt die Erfahrung (siehe z.B. Statistiken in [9]), daß die ersten positiven Evidenzen für die Existenz einer Reaktion oft zu zu großen Raten führen, weil sie meistens auf kleiner Statistik beruhen. Oft gab es vorher schon erfolglose Suchen nach derselben Reaktion. Das Experiment, in dem die statistischen Schwankungen zufällig zu einer großen Zählrate führt, veröffentlicht dann die erste positive Evidenz und leitet aus seiner Zählrate einen (zu großen) Wirkungsquerschnitt ab.

Neben diesem Effekt sollte auch noch die systematische Unsicherheit bei der Untergrundsubtraktion hervorgehoben werden: Auch zur Abschätzung des Untergrundverlaufs stehen in einem Experiment mit wenig Statistik nur wenige Ereignisse zur Verfügung, die ihrer-

seits mit statistischen Unsicherheiten versehen sind. Deshalb ist es nicht auszuschließen, daß ein oder zwei Ereignisse in der  $\eta_c$ - Massenregion trotz der suggestiven resonanzartigen Verteilung doch Untergrundereignisse sind. Diese Möglichkeit wurde in der Analyse der systematischen Fehler in Betracht gezogen. Bei den Vergleichen zwischen verschiedenen Experimenten werden oft statistische und systematische Fehler quadratisch addiert (und damit vielleicht unterschätzt). Alles in allem gibt es trotz des unterschiedlichen qualitativen Aussagen mit den angegebenen Fehlern keine signifikante numerische Diskrepanz.

## 5.4 Eine obere Grenze für $\eta(1440)$ -Erzeugung durch zwei quasireelle Photonen

Der Glueball-Kandidat  $\eta(1440)$  (früher  $\iota(1440)$ ) wurde in der Reaktion  $J/\psi \rightarrow \gamma K_S^0 K^\pm \pi^\mp$  entdeckt. Seine Parameter sind:  $m = 1440 \pm 20 \text{ MeV}$ ,  $\Gamma = 76 \pm 8 \text{ MeV}$ ,  $J^{PC} = 0^{-+}$ . Wenn  $\eta(1440)$  wirklich ein gebundener Gluonen-Zustand ist, erwartet man eine kleine 2-Photon-Breite. Die experimentelle Situation in der  $\eta(1440)$ -Massenregion ist z.Zt. etwas konfus: es scheint mindestens zwei Zustände mit ähnlichen Massen und gleichen Zerfallskanälen ( $K^- \bar{K}^0 \pi^+$ ,  $\eta \pi \pi$ ,  $\delta \pi$ ) zu geben, von denen einer in radiativen  $J/\psi$ -Zerfällen entdeckt wurde und  $J^{PC} = 0^{-+}$  besitzt. Der andere wurde in hadronischen Reaktionen nachgewiesen und wird  $E(1420)$  (jetzt  $f_1(1420)$ ) genannt. Er scheint  $J^{PC} = 1^{++}$  zu besitzen, jedoch gibt es hier experimentelle Diskrepanzen.

Für die Erzeugung eines  $0^{-+}$ -Zustandes mit den obigen Parametern in *no-tag*-Reaktionen sind einige obere Grenzen veröffentlicht worden [84,85]. Kürzlich hat die TPC/ $2\gamma$ -Kollaboration Evidenz für die Erzeugung eines Spin 1-Mesons in der 1440 MeV-Region gefunden: Sie konnten ein Signal in der *single tag*-Reaktion  $\gamma\gamma^* \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp$  nachweisen. Die  $Q^2$ -Verteilung ist konsistent mit der Erwartung für ein Spin 1-Teilchen mit einem  $\rho$ -Formfaktor [86]. Die Experimente MARK II [87], JADE [107] und CELLO [96] haben diese Messung kürzlich bestätigt. Diese Analyse kann mit den genannten Messungen im  $\eta(1440)$ -Massenbereich nicht konkurrieren. Der Grund liegt darin, daß durch die  $K_S^0$ -Rekonstruktion an einem mindestens  $20 \text{ mm}$  vom Wechselwirkungspunkt entfernten Sekundärvertex die Akzeptanz für niedrige  $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ -Massen sehr klein wird. Die TPC/ $2\gamma$ -Gruppe hat stattdessen ein geladenes K-Meson durch  $dE/dx$ -Messung identifiziert und  $K_S^0$ -Zerfälle ohne Sekundärvertex rekonstruiert. Trotzdem wird im Folgenden aus dem gemessenen  $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ -Massenspektrum eine obere Grenze für  $\eta(1440)$ -Erzeugung durch quasireelle Photonen hergeleitet.

Dazu wurden  $\eta(1440)$ -Monte-Carlo-Ereignisse mit den oben angegebenen Parametern generiert. Das Integral Gl. 3.8 beträgt bei Integration bis  $40 \text{ mrad}$  unter Benutzung eines  $\rho$ -Formfaktors  $INT = 0.092 \text{ nb}/k\text{eV} \cdot \Gamma_{\gamma\gamma}(\eta(1440))$ . Der Zerfall des  $\eta(1440)$  in den beobachtbaren Endzustand  $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$  wurde entsprechend einer Phasenraumverteilung erzeugt. Die Akzeptanz der experimentellen Prozedur beträgt 0.2%. Im Massenspektrum Abb. 5.2 sind in der  $\eta(1440)$ -Massenregion ( $m < 1.6 \text{ GeV}$ ) 4 Einträge zu erkennen, die auf 3 Ereignisse zurückzuführen sind. Unter der Annahme, daß alle 3 Ereignisse  $\eta(1440)$ -Kandidaten

sind, wird die folgende obere Grenze für die radiative Breite des  $\eta(1440)$  hergeleitet:

$$\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta(1440)) \cdot B(\eta(1440) \rightarrow K^-\bar{K}^-\pi) < 2.7 \text{ keV at } 95\% \text{ c.l.} \quad (5.2)$$

Im Vergleich dazu beträgt die entsprechende obere Grenze von der TPC/ $2\gamma$ - Kollaboration  $1.6 \text{ keV}$ .

## Kapitel 6

# Analyse der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 K_S^0$

### 6.1 Einleitung

In diesem Kapitel werden zwei Analysen beschrieben. Die erste versucht, die Reaktion  $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 K_S^0$  durch Rekonstruktion der Sekundärvertices im Innendetektor zu isolieren und so den großen Untergrund der Reaktion  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$  zu bewältigen. Da hier zwei Sekundärvertices in einem Ereignis mit vier Spuren gefordert werden, können die Schnitte weicher angesetzt werden als für die Analyse der Reaktion  $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ . Obwohl das  $\pi^+ \pi^-$ -Massenspektrum aller so gewonnenen Sekundärvertexkandidaten von Untergrund dominiert und nur ein kleines  $K_S^0$ -Signal aufweist, ist ein klares  $K_S^0 K_S^0$ -Signal in Ereignissen mit zwei Sekundärvertexkandidaten zu erkennen. Mit dieser Prozedur findet man die Ereignisse mit großen Streuwinkeln  $\theta_K^*$  zwischen einlaufenden virtuellen Photonen und auslaufenden  $K_S^0$  (d.h. den zentralen Bereich in Abb. 2.2).

Um die radiative Breite  $\Gamma_{\gamma\gamma}$  des  $f_2'$ -Mesons ohne Modellannahme zu bestimmen, ist es jedoch nötig, den relativen Anteil von Helizität 0 und 2-Erzeugung zu kennen. Im zentralen Winkelbereich unterscheidet sich die Form beider Winkelverteilungen kaum, aber die Normierung um fast einen Faktor 2. Diese Tatsache impliziert eine große systematische Unsicherheit, wenn man die Messung nur im zentralen Winkelbereich ausführen kann.

Bisherige Messungen [98,99,100,23] der radiativen  $f_2'$ -Breite mußten deshalb von der Annahme ausgehen, daß der Helizität 0-Anteil verschwindet (siehe Kap. 2.3.6). Im zweiten Abschnitt dieses Kapitels wird die erste Messung des Helizität 0-Anteils der  $f_2'$ -Erzeugung vorgestellt. Dazu werden  $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 K_S^0$ -Ereignisse mit kleinen Streuwinkeln  $\theta_K^*$  gesucht, weil sich die Vorhersagen für Helizität 0 und Helizität 2 im Winkelbereich  $|\cos \theta_K^*| > 0.8$  stark unterscheiden (siehe Abb. 2.2). In dieser Analyse wird kein Resonanzsignal gefunden.

Anschließend wird noch eine alternative Interpretation des Signals bei  $1500 \text{ MeV}$  gegeben. Wenn sich die Evidenz für ein mögliches  $f_0'(1525)$  mit Masse, Breite und Zerfallskanälen, die sich nicht wesentlich vom  $f_2'(1525)$  unterscheiden, erhärtet, muß die Möglichkeit in Betracht gezogen werden, daß das beobachtete Signal ganz oder teilweise von diesem Skalar herrührt.

Obwohl es in den Massenspektren keine Evidenz für andere Resonanzen als das  $f_2'$  gibt, können auch Aussagen über die Tensormesonen  $f_2(1270)$  und  $a_2(1320)$  gemacht werden. Aus anderen Messungen sind sowohl deren Kopplung an zwei Photonen als auch an  $K \bar{K}$  bekannt. In Abschnitt 6.6 wird gezeigt, daß unter der Annahme inkohärenter Überlagerung

aller möglichen Resonanzen ein  $f_2, a_2$ -Signal zu beobachten sein müßte. Die Nichtbeobachtung kann demnach als experimentelle Evidenz für  $f_2 - a_2$ -Interferenz interpretiert werden, und die möglichen relativen Phasen werden bestimmt.

Beide Analysen werden außerdem dazu benutzt, obere Grenzen für die Erzeugung der *Glueball*-Kandidaten  $f_2(1720)$  (besser bekannt als  $\theta(1690)$ ) und  $X(2230)$  (früher  $\xi(2220)$ ) herzuleiten. Abschließend werden SU(3)-Relationen mit den experimentellen Ergebnissen konfrontiert, die deutlich machen, daß das  $f_2'$  fast ausschließlich aus strange- Quarks besteht.

## 6.2 Analyse der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 K_S^0$ bei großen Streuwinkeln $\theta_K^*$

Für die Analyse des Endzustandes  $K_S^0 K_S^0$  bei großen Streuwinkeln  $\theta_K^*$  werden Ereignisse selektiert, die vier geladene Spuren im PLUTO-Innendetektor aufweisen. Der hohe Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$  stellt einen großen Untergrund dar. Um ein klares  $K_S^0 K_S^0$ -Signal zu erhalten, ist es also wieder nötig,  $K_S^0$ -Zerfälle an Sekundärvertices zu rekonstruieren.

Dazu wird der in Kap. 4 beschriebene Algorithmus leicht abgeändert: Bei der Kandidatensuche werden alle Spur-Paare akzeptiert, deren "Zerfallslänge"  $r_{CR}$  positiv ist. Die Kandidaten (bis zu vier pro Ereignis) werden dann nach ihrer Zerfallslänge sortiert und der in Abschnitt 4.6 beschriebenen Fit-Prozedur unterworfen. Die Kandidaten, deren Fit ein  $\chi^2$  von weniger als 12 und eine  $r\varphi$ -Zerfallslänge  $r_v > 2mm$  aufweisen, werden als  $V^0$  akzeptiert. Gleichzeitig werden die weiteren Kandidaten, bei denen eine der beiden akzeptierten Spuren beteiligt ist, verworfen. Die 507 Ereignisse, die zwei  $V^0$ -Kandidaten aufweisen, bilden die TWOV0-Datengeneration. Auch hier stammt die Mehrheit der Ereignisse nicht aus der Reaktion  $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 K_S^0$ . Zur weiteren Untergrundreduktion werden zunächst Ereignisse verworfen, bei denen (mindestens) ein  $V^0$  ein konvertiertes Photon ist. Diese werden durch die Bedingungen:

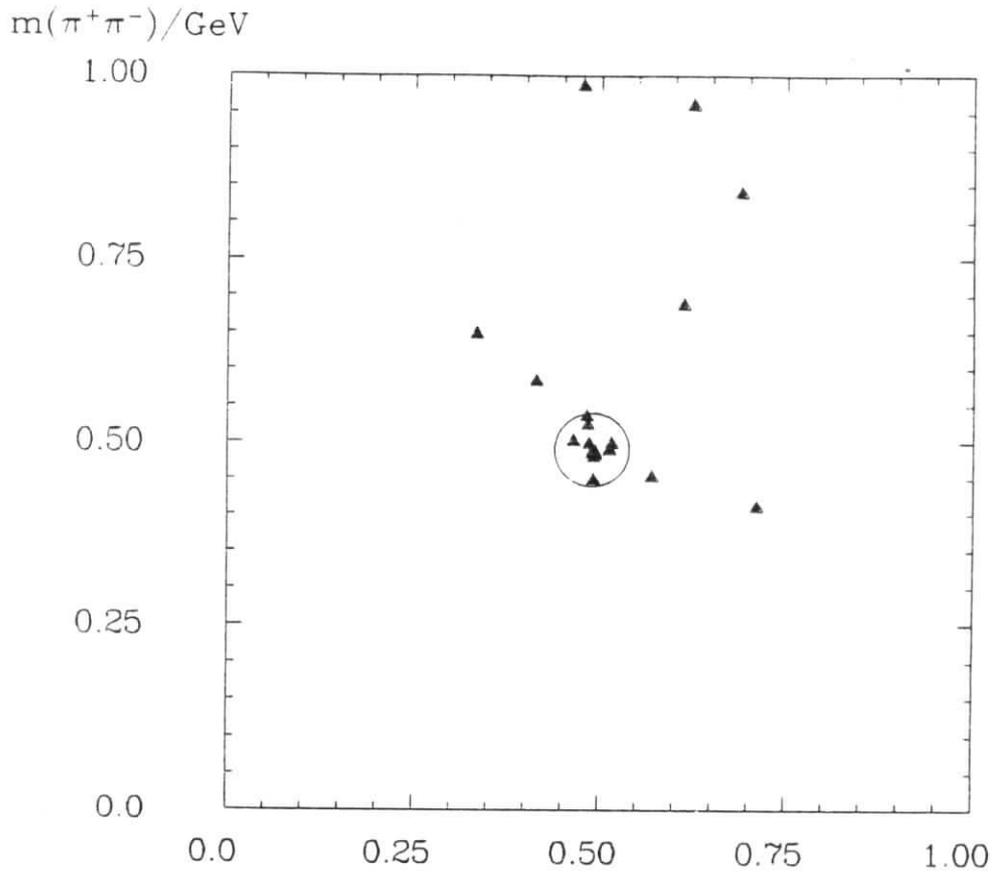
$$\frac{r_V - r_{Strahlrohr}}{\sigma(r_V)} > -4 \quad (6.1)$$

und

$$m_{e^+e^-} < 0.25 GeV \quad (6.2)$$

erkannt. Dann werden die Ereignisse, bei denen alle vier Spuren mit dem Wechselwirkungspunkt verträglich sind, von der weiteren Bearbeitung ausgeschlossen. Die Verträglichkeit wird mit den folgenden zwei Bedingungen definiert:

- alle vier Spuren sind TRAC-Spuren (siehe Kap. 4.3)
- alle vier TRAC-Spuren lassen sich an einen gemeinsamen  $z$ -Vertex anpassen; und
  - die Wahrscheinlichkeit dieses Fits ist größer als 2%
  - oder es gibt keine einzelne Spur, durch deren Weglassen das  $\chi^2$  um mehr als 6 verbessert würde

Abbildung 6.1: Korrelation der invarianten  $\pi^+\pi^-$ -Massen der beiden  $V^0$ -Kandidaten

RUN 26628  
EVENT 14053

```

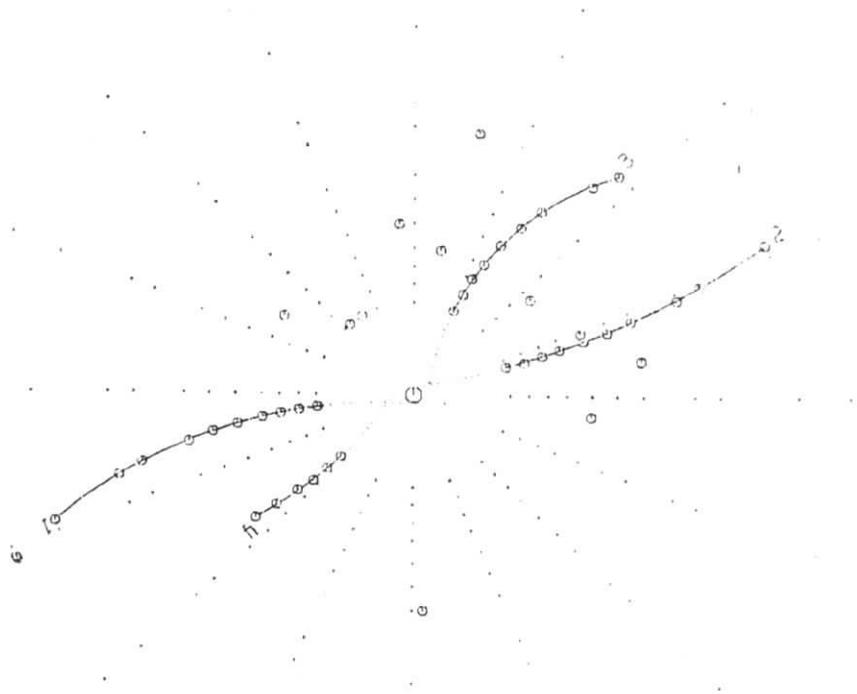
GEOM 1 SIGN -1
P 0.35 +- 0.01
Q 13.2 +- 2.0
T 177.1 +- 0.7
PROB 0.3741 N 10
C -0.471 +- 0.012

GEOM 2 SIGN -1
P 0.53 +- 0.01
Q 11.0 +- 2.0
T 10.0 +- 0.7
PROB 0.5531 N 10
C -0.611 +- 0.010

GEOM 3 SIGN 1
P 0.19 +- 0.01
Q 20.0 +- 3.0
T 33.6 +- 1.2
PROB 0.2420 N 10
C -0.703 +- 0.006

GEOM 4 SIGN 1
P 0.79 +- 0.06
Q 25.0 +- 6.4
T 121.1 +- 11.2
PROB 0.3773 N 6
C -0.510 +- 0.009

```

Abbildung 6.2:  $\phi\phi$ -Projektion eines  $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 K_S^0$ -Ereignisses.

events per 75 MeV

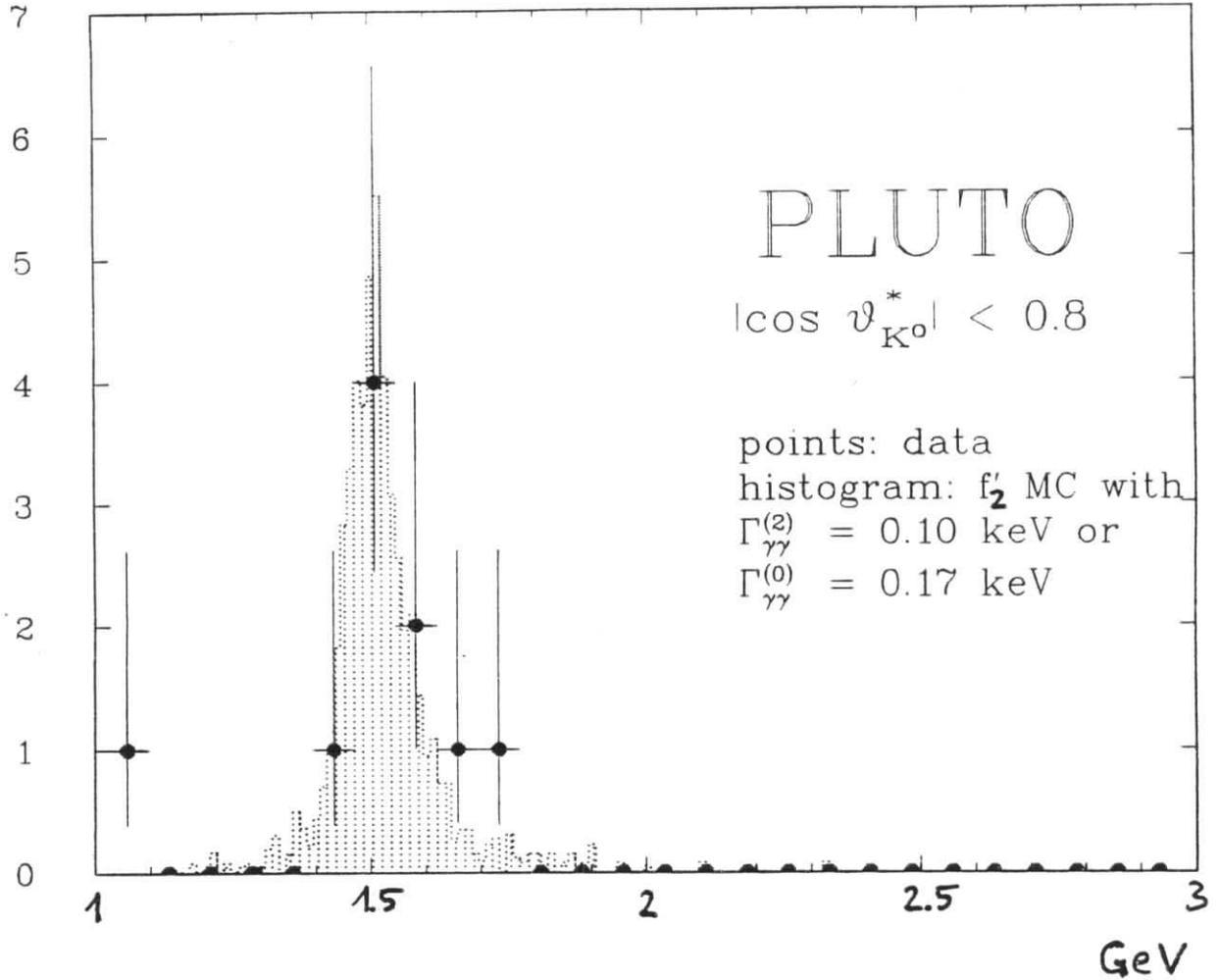


Abbildung 6.3: Invariantes  $K_S^0 K_S^0$ -Massenspektrum für Ereignisse mit großem Streuwinkel  $\theta_K^*$ . Die schattierte Fläche ist die MC-Erwartung für exklusive  $f_2'$ -Erzeugung mit  $\Gamma_{\gamma\gamma} \cdot B(f_2' \rightarrow K\bar{K}) = 0.10 \text{ keV}$  und reiner Helizität 2. Die gleiche Ereignisrate wird bei reiner Helizität 0 mit  $\Gamma_{\gamma\gamma} \cdot B(f_2' \rightarrow K\bar{K}) = 0.17 \text{ keV}$  erwartet.

Weiterhin wird verlangt, daß beide durch die  $\Upsilon^0$ -Fits ermittelten  $r_\varphi$ -Zerfallslängen um mehr als eine Standardabweichung von Null verschieden sind. Die quadratische Summe der beiden Zerfallslängen in Einheiten ihrer jeweiligen Standardabweichungen muß größer als 10 sein:

$$\left(\frac{r_{V1}}{\sigma(r_{V1})}\right)^2 + \left(\frac{r_{V2}}{\sigma(r_{V2})}\right)^2 > 10 \quad (6.3)$$

Schließlich werden nur solche  $\Upsilon^0$ s akzeptiert, deren im Detektor zurückgelegte Strecke mindestens 15% der mittleren Zerfallslänge für ein  $K_S^0$  des gemessenen Impulses beträgt.

Um vollständig rekonstruierte Ereignisse zu selektieren, wird verlangt, daß das Gesamt-Transversalimpulsquadrat kleiner ist als  $0.08 \text{ GeV}^2$ .

Abb. 6.1a) zeigt die Korrelation der  $\pi^+\pi^-$ -Massen beider  $V^0$ s für die verbleibenden 19 Ereignisse. Es ist ein Signal von  $K_S^0 K_S^0$ -Ereignissen zu erkennen. Ein Kreis mit dem Radius  $50 \text{ MeV}$  definiert die Signal-Region. Der Untergrund in dieser Region kann aus dem Ring um das Signal zu  $1.2 \pm 0.6$  Ereignissen abgeschätzt werden. Das invariante  $K_S^0 K_S^0$ -Massenspektrum der zehn  $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 K_S^0$ -Ereignisse ist in Abb. 6.3 dargestellt: Ein (SAT-getagtes) Ereignis ist direkt an der  $K_S^0 K_S^0$ -Schwelle, die übrigen Ereignisse liegen in der Massenregion um  $1500 \text{ MeV}$  und sind auf exklusive  $f_2'$ -Resonanzzeugung zurückzuführen (siehe Kap. 6.4). Die  $r\varphi$ -Projektion eines dieser Ereignisse ist in Abb. 6.2 dargestellt. Deutlich sind die beiden Sekundärvertices zu erkennen.

### 6.3 Analyse der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 K_S^0$ bei kleinen Streuwinkeln $\theta_K^*$

In diesem Abschnitt wird die Suche nach Ereignissen der Reaktion  $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 K_S^0$  mit kleinem Streuwinkel  $\theta_K^*$  ( $|\cos \theta_K^*| > 0.8$ ) beschrieben. Der Transversalimpuls solcher  $K_S^0$  ist klein, so daß Sekundärvertexrekonstruktion in der  $r\varphi$ -Ebene nicht möglich ist. Stattdessen werden Ereignisse selektiert, bei denen (genau) vier Spuren in der  $r\varphi$ -Ebene mit dem Ereignisvertex verträglich sind. Insbesondere sind hier Ereignisse wichtig, die eine oder mehrere Spuren im Vorwärtspektrometer aufweisen. Ohne Sekundärvertexrekonstruktion gibt es zunächst zwei Möglichkeiten, zwei neutrale Kombinationen aus zwei positiv und zwei negativ geladenen Teilchen zu bilden. In der folgenden Analyse wird jedoch nur die Kombination untersucht, die den kleineren Winkel zwischen dem  $\pi^+\pi^-$ -Summenimpuls und der  $\gamma\gamma$ -Achse im  $\gamma\gamma$ -Ruhesystem (=  $4\pi$ -Ruhesystem) aufweist. Experimentell wird die  $\gamma\gamma$ -Achse bei *no-tag*-Ereignissen durch die  $e^+e^-$ -Achse angenähert. Monte-Carlo-Studien zeigen, daß dieses Verfahren für wirklich in Vorwärtsrichtung zerfallende  $f_2'$ -Mesonen die richtigen Kombinationen findet: Abb. 6.4 zeigt die Korrelation der beiden so gefundenen  $\pi^+\pi^-$ -Massen für mit Helizität 0 erzeugte Monte-Carlo- $f_2'$ -Ereignisse. Deutlich ist das  $K_S^0 K_S^0$ -Signal zu erkennen. Die Ereignisse, die nicht in der  $K_S^0 K_S^0$ -Anhäufung liegen (für die also durch diese Kombination der Pionen nicht die richtige Kombination gefunden wird) sind hauptsächlich Ereignisse mit großen Streuwinkeln  $\theta_K^*$ : Abb. 6.5 zeigt die Korrelation von rekonstruiertem  $|\cos \theta_K^*|$  und wahren  $|\cos \theta_K^*|$  für Helizität 0- $f_2'$ -Monte-Carlo-Ereignisse aus dem  $K_S^0 K_S^0$ -Signal (a) bzw. aus dem Untergrund (b).

Alle Ereignisse, die im  $K_S^0 K_S^0$ -Signal liegen und deren rekonstruiertes  $|\cos \theta_K^*|$  größer als 0.8 ist, werden als Kandidaten für Vorwärts- $f_2'$ -Ereignisse angesehen. Es zeigt sich, daß mit dieser Methode 2.1% von allen mit Helizität 0 erzeugten  $f_2'$  Monte-Carlo-Ereignissen rekonstruiert werden können; das entspricht 3.9% aller mit  $|\cos \theta_K^*| > 0.8$  generierten Ereignisse.

Um diese Analyse für die echten Daten durchzuführen, wurden von den PLUTOS.PHYS-Bändern alle Ereignisse mit vier bis fünf Spuren (GEOM und FGEO) selektiert. Ereignisse mit genau vier mit dem Vertex verträglichen Spuren und keinem akzeptierten Photon werden der oben beschriebenen Prozedur unterworfen. Abb. 6.1b) zeigt die Korrelation der als  $K_S^0$ -Kandidaten dienenden  $\pi^+\pi^-$ -Kombinationen. Die Daten werden deutlich von der Reaktion  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$  dominiert. Es ist keine signifikante Erhöhung im  $K_S^0 K_S^0$ -Bereich zu erkennen.

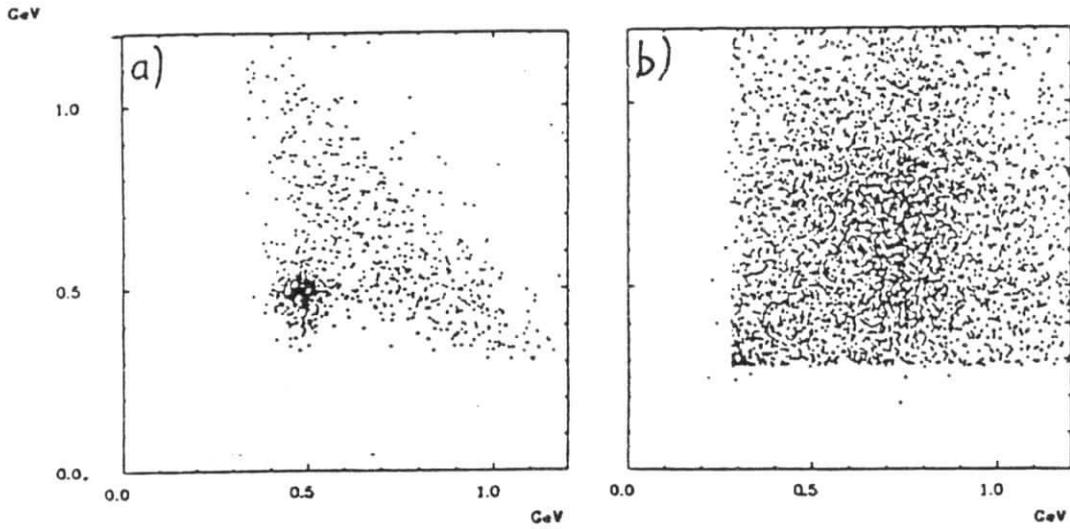


Abbildung 6.4: Korrelation der mit dem im Text beschriebenen Verfahren gewonnenen  $\pi^+\pi^-$ -Massenkombinationen. (a) Helizität 0- $f_2'$ - Monte Carlo.(b) Daten.

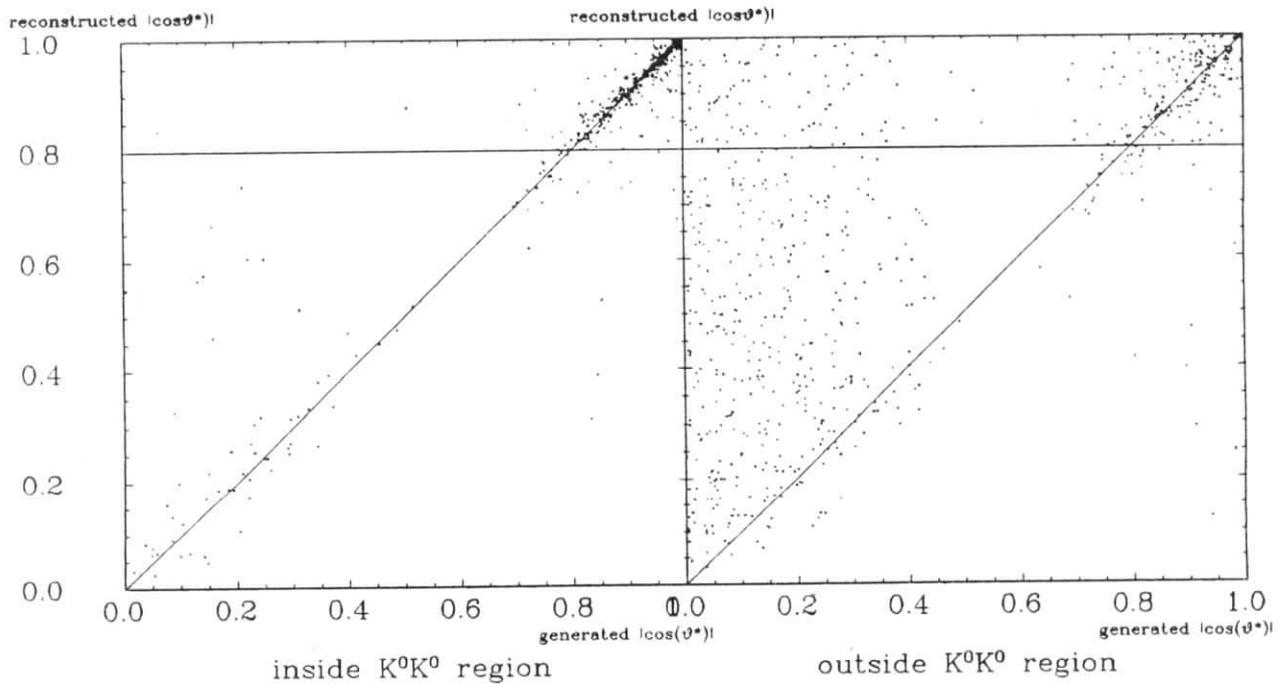


Abbildung 6.5: Korrelation des mit dem im Text beschriebenen Verfahren rekonstruierten Streuwinkels  $\cos\theta_K^*$  mit dem generierten. Helizität 0- $f_2'$ -Monte Carlo. In Abb. a) sind die Ereignisse aus der  $K_S^0 K_S^0$ -Region (siehe Abb. 6.4) eingetragen, in Abb.b) nicht im Signal liegende Ereignisse.

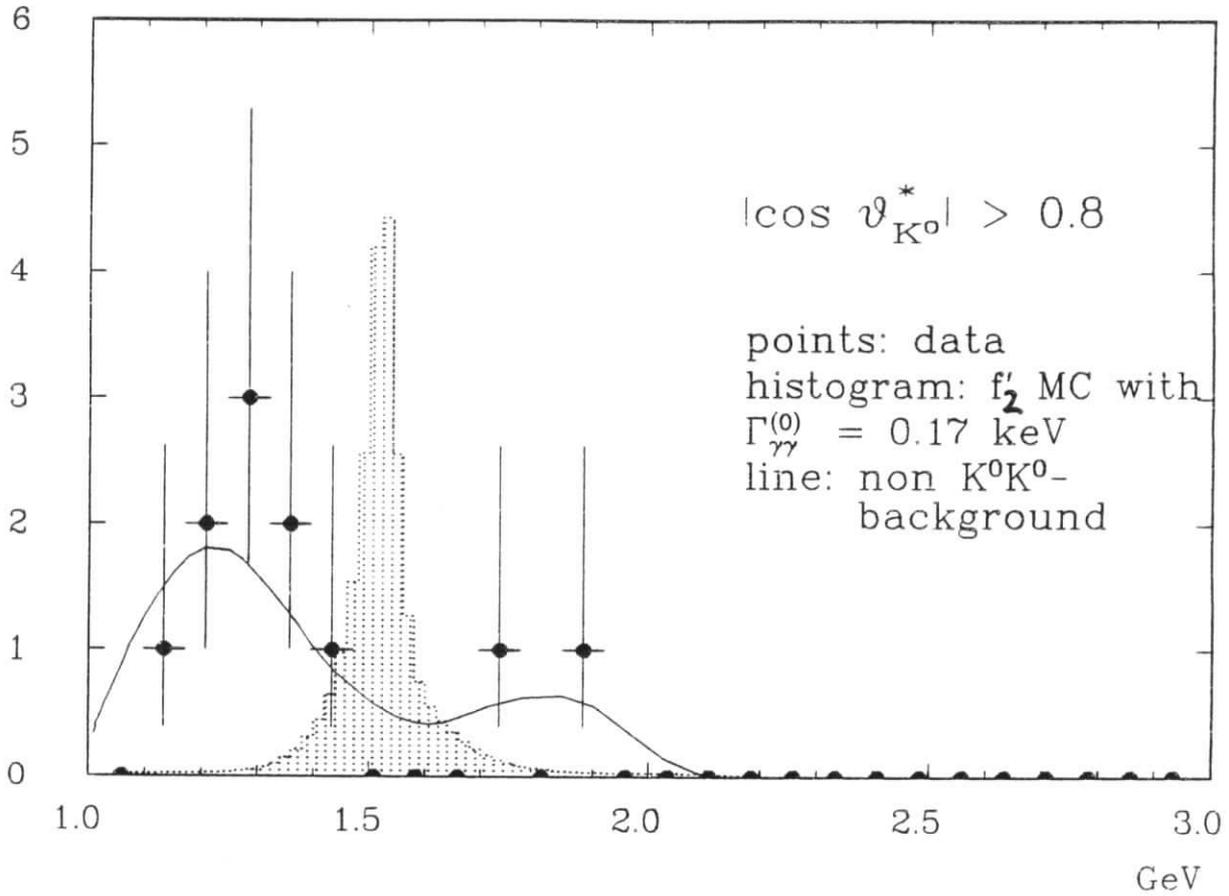


Abbildung 6.6: Invariantes  $K_S^0 K_S^0$ -Massenspektrum für Ereignisse mit  $|\cos \theta_K^*| > 0.8$ . Das Histogramm zeigt die Massenverteilung der 11  $K_S^0 K_S^0$ -Kandidaten. Die Linie ist eine Abschätzung des aus  $12.5 \pm 1.8$  Ereignissen bestehenden Untergrundes. Die schattierte Fläche deutet die  $f_2$ -MC- Erwartung für  $\Gamma_{\gamma\gamma} \cdot B(f_2 \rightarrow K \bar{K}) = 0.17 \text{ keV}$  bei reiner Helizität 0- Erzeugung an.

Die mit einem Radius von  $50 \text{ MeV}$  um die nominellen  $K_S^0$ -Massen definierte Signalregion enthält  $75 \pm 9$  Ereignisse, der aus dem Ring zwischen den Radien  $75 \text{ MeV}$  und  $125 \text{ MeV}$  (mit vierfacher Fläche) abgeschätzte Untergrund beträgt  $72 \pm 4$  Ereignisse. Die weiteren Schnitte  $|\cos \theta_K^*| > 0.8$  und  $p_{\perp}^2 < 0.04 \text{ GeV}^2$  reduzieren die Anzahl der Kandidaten auf 11 bei einem erwarteten Untergrund von 12.25. Es wird also keine Evidenz für die Reaktion  $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 K_S^0$  bei kleinen Streuwinkeln beobachtet. Stattdessen werden die Daten dazu benutzt, obere Grenzen für die Erzeugung von Tensormesonen mit Helizität 0 abzuleiten. Das Histogramm in Abb. 6.6 zeigt die  $4\pi$ -Masse für die 11  $K_S^0 K_S^0$ -Kandidaten, die durchgezogene Linie ist eine Abschätzung der Massenverteilung des Untergrundes. Das schattierte Histogramm zeigt die Erwartung für die Reaktion  $\gamma\gamma \rightarrow f_2' \rightarrow K_S^0 K_S^0$  für  $\Gamma_{\gamma\gamma}(f_2') \cdot B(f_2' \rightarrow K\bar{K}) = 0.1 \text{ keV}$  und reiner Helizität-0-Erzeugung.

## 6.4 $f_2'$ -Resonanzerzeugung

In den beiden in den vorangegangenen Abschnitten beschriebenen Analysen wurde die Ereignisrate für die Reaktion  $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 K_S^0$  in verschiedenen Winkelbereichen bestimmt. Insbesondere zeigt sich Evidenz für exklusive  $f_2'$ -Erzeugung im zentralen Winkelbereich, während bei kleinen Streuwinkeln keine  $f_2'$ -Erzeugung beobachtet wird. In diesem Abschnitt werden die beiden Spektren Abb. 6.3 und 6.6 zur quantitativen Bestimmung der radiativen  $f_2'$ -Breite  $\Gamma_{\gamma\gamma}(f_2')$  und ihrer Helizitätszusammensetzung herangezogen.

Die gemessene Winkelverteilung im  $\gamma\gamma$ -Ruhezustand ist in Abb. 6.7 aufgetragen. Der Bereich  $0 < |\cos \theta_K^*| < 0.8$  entspricht den neun Ereignissen mit invarianten Massen zwischen  $1.35$  und  $1.7 \text{ GeV}$  in Abb. 6.3. Im Bereich  $|\cos \theta_K^*| > 0.8$  liegen im Prinzip die Ereignisse der in Abschnitt 6.3 beschriebenen Analyse (für die keine positive Evidenz gefunden wurde). Zum Vergleich sind die Monte-Carlo-Erwartungen für  $\Gamma_{\gamma\gamma}^{(2)}(f_2') = 0.1 \text{ keV}$  (Linie) bzw.  $\Gamma_{\gamma\gamma}^{(0)}(f_2') = 0.17 \text{ keV}$  (schattierte Fläche) eingezeichnet. Deutlich ist erkennbar, daß sich beide Erwartungen im zentralen Bereich im Wesentlichen nur durch die Normalisierung unterscheiden. Um die gleiche Anzahl von beobachteten Ereignissen zu beschreiben, benötigt man eine um fast einen Faktor 2 größere partielle Breite  $\Gamma_{\gamma\gamma}$  bei Helizität 0 als bei Helizität 2. Im Vorwärtsbereich dreht sich die Situation um: Bei Helizität 0 erwartet man sechs Ereignisse, während bei Helizität 2 fast keine Vorwärtserzeugung stattfindet.

Zur quantitativen Bestimmung von  $\Gamma_{\gamma\gamma}^{(0)}$  und  $\Gamma_{\gamma\gamma}^{(2)}$  (mit  $\Gamma_{\gamma\gamma} = \Gamma_{\gamma\gamma}^{(0)} + \Gamma_{\gamma\gamma}^{(2)}$ ) wird ein Maximum-Likelihood-Fit durchgeführt. Dazu werden Daten und auf  $\Gamma_{\gamma\gamma}^{(0)} = 1 \text{ keV}$  bzw.  $\Gamma_{\gamma\gamma}^{(2)} = 1 \text{ keV}$  normierte Monte-Carlo-Erwartungen  $N^{(0)}$  bzw.  $N^{(2)}$  in  $|\cos \theta_K^*|$ -Intervalle der Breite 0.1 aufgeteilt. Die gemessene Ereigniszahl wird mit der Erwartung

$$N_i^{theo} = \Gamma_{\gamma\gamma}^{(0)} \cdot N_i^{(0)} + \Gamma_{\gamma\gamma}^{(2)} \cdot N_i^{(2)} \quad \text{für } i = 1, 8 \quad (6.4)$$

verglichen. Im Vorwärtsbereich wird der Untergrund  $N^{BG}$  explizit berücksichtigt:

$$N_9^{theo} = \Gamma_{\gamma\gamma}^{(0)} \cdot N_9^{(0)} + \Gamma_{\gamma\gamma}^{(2)} \cdot N_9^{(2)} + N^{BG,theo} \quad (6.5)$$

Der theoretisch zu erwartende Untergrund wird aus dem das  $K_S^0 K_S^0$ -Signal umschließenden

entries per 0.1 intervall

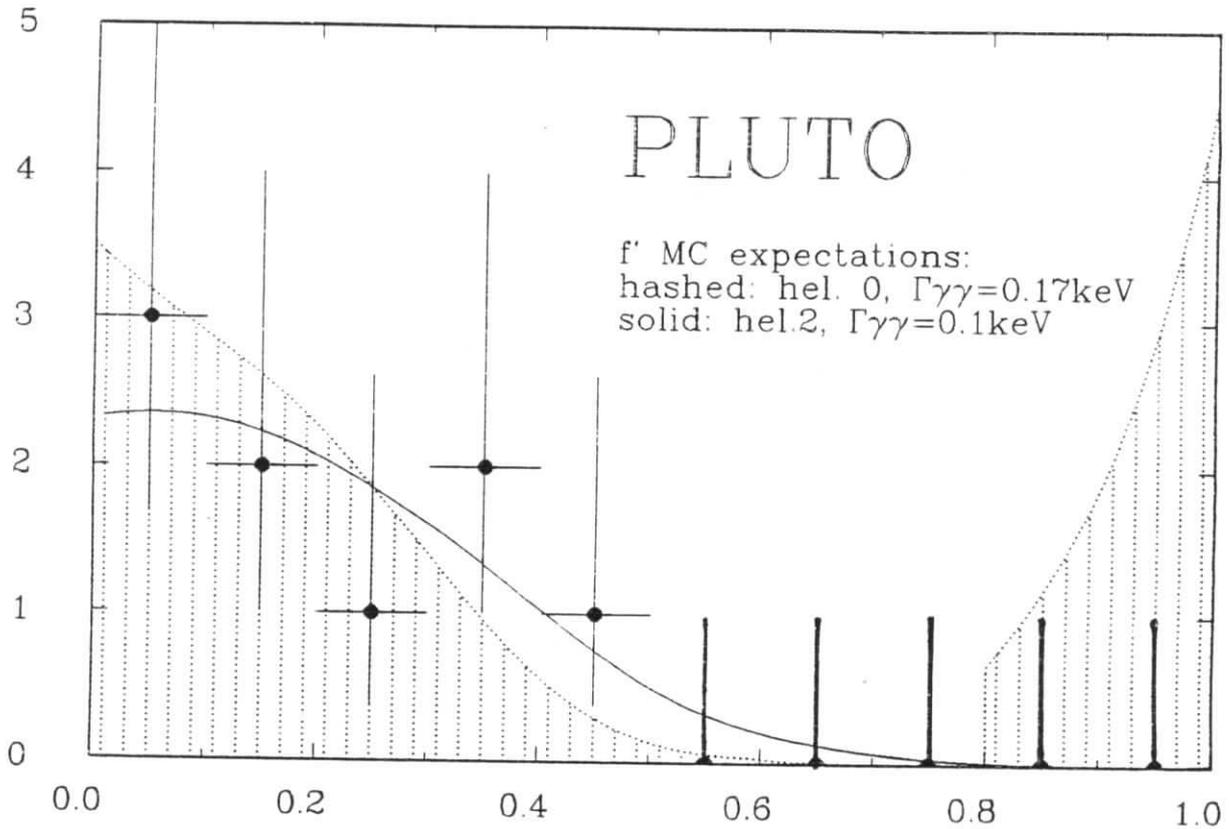


Abbildung 6.7: Verteilung von  $|\cos \theta_K^*|$  für  $f_2'$ -Ereignisse. Die Daten sind zusammen mit den  $f_2'$ -MC-Erwartungen für  $\Gamma_{\gamma\gamma} = 0.17 \text{ keV}$  und Helizität 0 (schattierte Fläche) bzw.  $\Gamma_{\gamma\gamma} = 0.1 \text{ keV}$  und Helizität 2 (Linie) aufgetragen. Im Bereich  $|\cos \theta_K^*| < 0.8$  stammen die Daten aus der Analyse mit zwei Sekundärvertices im Innendetektor, oberhalb von 0.8 aus der in Abschnitt 6.3 beschriebenen Analyse.

Ring der vierfachen Fläche abgeschätzt (siehe Abb. 6.4):

$$N^{BG,theo} = \frac{1}{4} \cdot N^{BG} \quad (6.6)$$

Insgesamt stehen also zehn Gleichungen zur Verfügung, um die drei Parameter  $\Gamma_{\gamma\gamma}^{(0)}$ ,  $\Gamma_{\gamma\gamma}^{(2)}$  und  $N^{BG,theo}$  zu bestimmen. In dem Maximum-Likelihood-Fit werden diese Parameter so bestimmt, daß sie unter der Annahme, daß die gemessenen Ereignisraten um die erwarteten Poisson-verteilt sind, zur größtmöglichen Wahrscheinlichkeit führen.

Versucht man, die Winkelverteilung nur mit einer Helizität zu beschreiben, so ergibt sich:

$$\begin{aligned} \text{Helizität 2: } \Gamma_{\gamma\gamma}(f_2') &= 0.10_{-0.03}^{+0.04} \text{ keV} \quad \ln \mathcal{L} = -10.9 \\ \text{Helizität 0: } \Gamma_{\gamma\gamma}(f_2') &= 0.11_{-0.03}^{+0.04} \text{ keV} \quad \ln \mathcal{L} = -15.4 \end{aligned} \quad (6.7)$$

Das Ergebnis hängt also, im Gegensatz zu allen bisherigen Analysen, nicht stark von der Helizitätsannahme ab. Der Fit bevorzugt Helizität 2 deutlich, deren Fitwahrscheinlichkeit 100 mal größer ist als für reine Helizität 0.

Da der erwartete Untergrund im Vorwärtsbereich mit  $10/4 = 2.5$  Ereignissen höher ist als die beobachtete Rate (1 Ereignis), liegt das Ergebnis des Fits im nichtphysikalischen

Experiment	Kanal	$\Gamma_{\gamma\gamma} \cdot B(f'_2 \rightarrow K\bar{K})/keV$	Jahr	Bemerkungen
PLUTO	$K_S^0 \bar{K}_S^0$	$0.10^{+0.04+0.03}_{-0.03-0.02}$	1987	
TASSO [98]	$K^+ K^-, K_S^0 \bar{K}_S^0$	$0.11 \pm 0.02 \pm 0.04$	1983	<sup>1)</sup>
TPC/2 $\gamma$ [101]	$K^+ K^-$	$< 0.28(95\%c.l.)$	1986	<sup>1)</sup>
DELCO[23]	$K^+ K^-$	$0.07 \pm 0.01 \pm 0.04$	1986	<sup>1)</sup>
MARK II[99]	$K_S^0 \bar{K}_S^0$	$0.10 \pm 0.04$	1986	<sup>1)2)</sup>
CELLO[100]	$K_S^0 \bar{K}_S^0$	$0.11^{+0.03}_{-0.02} \pm 0.02$	1987	<sup>1)2)</sup>
<sup>1)</sup> reine Helizität 2 angenommen				
<sup>2)</sup> vorläufiges Resultat				

Tabelle 6.1: Vergleich des Resultats für  $\Gamma_{\gamma\gamma} \cdot B(f'_2 \rightarrow K\bar{K})$  mit anderen Experimenten

Bereich:

$$\Gamma_{\gamma\gamma}^{(0)} \cdot B(f'_2 \rightarrow K\bar{K}) = -0.03 \pm 0.03 keV \quad (6.8)$$

Durch Beschränkung des Resultats auf die physikalische Region kann eine obere Grenze für den Helizität 0- Anteil der radiativen Breite hergeleitet werden [102]:

$$\Gamma_{\gamma\gamma}^{(0)} \cdot B(f'_2 \rightarrow K\bar{K}) < 0.10 keV \quad (95\% c.l.) \quad (6.9)$$

Dieser Wert beinhaltet einen Faktor 1.2, der eine systematische Unsicherheit von 20% bei der Berechnung der Akzeptanz widerspiegelt (siehe unten). Für den relativen Helizität 0- Anteil beträgt die Grenze

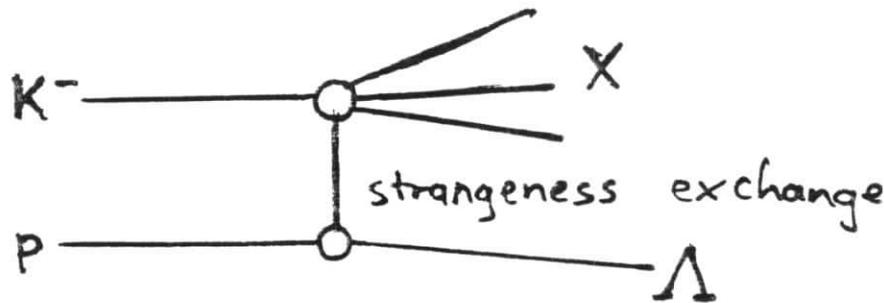
$$\Gamma_{\gamma\gamma}^{(0)}/\Gamma_{\gamma\gamma}(f'_2) < 0.60 \quad (95\% c.l.) \quad (6.10)$$

Das Resultat für die gesamte radiative  $f'_2$ -Breite lautet

$$\Gamma_{\gamma\gamma}(f'_2) \cdot B(f'_2 \rightarrow K\bar{K}) = 0.10^{+0.04}_{-0.03}(stat.)^{+0.03}_{-0.02}(syst.) keV \quad (6.11)$$

Dieses Resultat hängt nicht von *a priori*- Annahmen über die Helizitätsstruktur ab. Der systematische Fehler wurde aus Unsicherheiten in der Luminositätsbestimmung (3%), Trigger-Simulation (10%), Detektor-Simulation (z.B. hadronische Wechselwirkungen im Strahlrohr)(10%), Untergrund-Subtraktion (10%), Formfaktor-Effekten (4%) als auch durch die Änderung spezieller kinematischer Schnitte zu 20% abgeschätzt. Außerdem enthält er einen möglichen Beitrag von einem kleinen Helizität 0- Anteil, der durch die beschriebene Prozedur nicht ausgeschlossen werden kann.

Im Folgenden wird gezeigt, daß mögliche Interferenzen mit  $f_2(1270)$ ,  $a_2(1320)$  und eventuell  $f_2(1720)$  die Bestimmung von  $\Gamma_{\gamma\gamma}(f'_2)$  aus dem beobachteten Spektrum erheblich beeinflussen können. Der Wert in Gl. 6.11 bleibt zwar der wahrscheinlichste Wert, aber der systematische Fehler muß auf  $^{+0.05}_{-0.04} keV$  erhöht werden, wenn man beliebige Phasen und eine nicht zu vernachlässigende radiative  $f_2(1720)$ - Breite erlaubt.

Abbildung 6.8: Der Prozeß  $K^- p \rightarrow \Lambda X$ 

Das Resultat ist in guter Übereinstimmung mit bisherigen Messungen der radiativen  $f_2'$ -Breite (siehe Tab. 6.1). Diese Messung bestätigt auch die Annahme der anderen Experimente, daß die Helizität 2-Amplitude in der Reaktion  $\gamma\gamma \rightarrow f_2'$  dominiert und verringert so die daraus resultierende (nicht explizit in den zitierten systematischen Fehlern enthaltene) Unsicherheit.

## 6.5 Alternative Interpretation des 1525 MeV-Signals: Tensor und/oder Skalar?

### 6.5.1 Motivation

Im Quarkmodell unterscheiden sich Mesonen mit  $J^{PC} = 0^{++}, 1^{++}$  und  $2^{++}$  nicht stark: In allen haben die Quarks einen relativen Bahndrehimpuls  $L = 1$ , und die Spins sind parallel ausgerichtet:  $S = 1$ . Der Unterschied besteht lediglich in der relativen Orientierung von  $L$  und  $S$ , also im Gesamtdrehimpuls  $J$ . In Potentialmodellen (z.B. in der Positronium-Theorie) erwartet man daher fast entartete Zustände, die nur durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung aufgespalten werden. Im  $c\bar{c}$  und  $b\bar{b}$ -Spektrum ist experimentell gezeigt worden, daß die Spin-Bahn-Wechselwirkung klein ist [9].

Für die leichten Mesonen, bei denen die Anwendung nichtrelativistischer Potentialmodelle zunächst zweifelhaft erscheint, kann mit der "klassischen"  $SU(3)$ -Nonett-Klassifizierung diese Beinahe-Entartung nicht beobachtet werden. Seit einiger Zeit gerät diese klassische Zuordnung ( $0^{++} : f_0(975), a_0(980), f_0(1300), K_0^*(1350)$ ) mehr und mehr unter Kritik. Ein Hauptargument ist die geringe Breite von  $f_0(975)$  (das alte  $S^*$ ) und  $a_0(980)$  (früher  $\delta$ ), die in krassem Gegensatz zur Standard- $q\bar{q}$ -Erwartung steht. Jaffe [108] beschrieb schon 1977 diese Mesonen als 4-Quark-Zustände und schlug folgendes alternatives  $q\bar{q}$ -Nonett vor:  $f_0'(\approx 1500), \delta'(1300), \varepsilon(1300), \kappa(1350)$  (in alter Notation), fast ideal gemischt. Weitere, verfeinerte Berechnungen in nicht-sphärischen Bag-Modellen zeigten, daß sich in 4-Quark Zuständen aus zwei seltsamen und zwei nichtseltsamen Quarks ( $q\bar{q}s\bar{s}$ ) eine besonders stabile Konfiguration ergibt. Darin separieren die vier Quarks in zwei stark ge-

bundene Farb-Singulett- Paare  $q\bar{s}$  und  $s\bar{q}$ , die im Vergleich dazu schwach untereinander gebunden sind. Diesen Zustand kann man auch als gebundenen  $\bar{K}\bar{K}$ - Zustand (oder  $\bar{K}\bar{K}$ -Molekül) auffassen. Auch in Potentialmodellen gibt es Hinweise darauf, daß die attraktive  $\bar{K}\bar{K}$ - Wechselwirkung gebundene Zustände erzeugen könnte. Analog zum Deuteron (gebundener  $pn$ -Zustand) finden dann die Massen von  $f_0(975)$  und  $a_0(980)$  knapp unter der  $\bar{K}\bar{K}$ -Schwelle sowie ihre geringe Breite eine natürliche Erklärung. Eine weitere Eigenschaft dieser Modelle ist, daß sie nur  $f_0(975)$  und  $a_0(980)$  "stabilisieren". Alle anderen  $qq\bar{q}\bar{q}$ -Zustände besitzen "fall apart"- Zerfallsmoden: Es ist immer ein Rearrangieren der Farbzustände der vier Quarks in zwei  $q\bar{q}$ -Farbsingulett, d.h. zwei Mesonen möglich. Dies führt zu sehr großen Breiten, so daß diese Zustände nicht als Resonanzen beobachtbar sind. Für das  $f_0(975)$  und das  $a_0(980)$  sind diese "fall apart"- Zerfälle in zwei K-Mesonen kinematisch verboten, und es ist nur ein (OZI- unterdrückter) Zerfall über  $s\bar{s}$ - Annihilation möglich. Aufgrund der sehr großen Anzahl möglicher  $4q$ -Zustände (allein 216 s-Wellen Grundzustände), die auch in vielen bisher gemessenen Reaktionen auftreten könnten, ist diese Eigenschaft sehr nützlich.

Auch die Zuordnung im  $1^{+-}$ -Nonett wird, vor allem durch neue experimentelle Resultate, immer häufiger kritisiert. In der Massenregion um 1420 MeV existieren (mindestens) ein Pseudoskalar (der Glueball-kandidat  $\eta(1440)$ ) und ein Axialvektor ( $f_1(1420)$ , früher  $E(1420)$ ) mit Zerfallskanälen  $\bar{K}\bar{K}\pi$  und  $\eta\pi\pi$ . Die Standard- Klassifizierung betrachtet das  $f_1(1420)$  als  $s\bar{s}$ - Zustand eines näherungsweise ideal gemischten Nonetts ( $\theta = 49^\circ$  aus der Gell Mann- Okubo Massenformel).

"Strangeonium"- Zustände koppeln stark an  $\bar{K}\bar{K}$  bzw.  $\bar{K}^*\bar{K}$ . Man erwartet daher hohe Erzeugungsraten in der Reaktion  $\bar{K}^-p \rightarrow \Lambda X$  (Abb.6.8), die durch  $\bar{K}$  bzw.  $\bar{K}^*$ -Austausch dominiert ist. In einer kürzlich veröffentlichten Partialwellen- Analyse der Reaktion  $\bar{K}^-p \rightarrow \Lambda\bar{K}\bar{K}\pi$  mit dem LASS- Spektrometer [109] wurde jedoch keine Evidenz für das  $f_1(1420)$  gefunden, wohl aber  $1^{++}$ - Signale bei 1280 MeV ( $f_1(1285)$ ) und um 1525 MeV. Damit wurde frühere Evidenz für ein  $f_1'(1525)$  in derselben Reaktion (damals D' genannt) [110] bestätigt. Das  $f_2(1420)$  müßte dann eine exotische Interpretation erfahren: Eine diskutierte Möglichkeit ist ein  $\bar{K}\bar{K}\pi$ - "Molekül", das mit einer Masse existieren könnte, bei der sich alle Resonanzbänder im Dalitzplot ( $\bar{K}^*\bar{K}, \bar{K}\bar{K}^*, a_0(980)\pi$ ) an einem Punkt überschneiden [111]. Diese Masse beträgt gerade 1435 MeV.

Von der LASS- Kollaboration wurde kürzlich auch eine Partialwellen- Analyse der Reaktion  $\bar{K}^-p \rightarrow \Lambda K_S^0 K_S^0$  durchgeführt [112]. Diese zeigte, daß unter dem  $f_2(1525)$  eine s-Wellen- Resonanz  $f_0(1525)$  mit ungefähr gleicher Masse und Breite existiert, die ein Drittel des Gesamtsignals ausmacht. Die statistische Signifikanz beträgt 4 Standardabweichungen. Eine ähnliche Überhöhung der s-Welle wurde 1983 schon in der Analyse der Reaktion  $\bar{K}^-p \rightarrow \Lambda\bar{K}^+\bar{K}^-$  mit der CERN-2m- Blaskammer beobachtet [113]. Hier beträgt die statistische Signifikanz ca.  $3\sigma$ . Auch die Daten des  $\Omega'$ -Spektrometers [114] weisen in der s-Wellen- Intensität um 1500 MeV eine kleine ( $1 - 2\sigma$ ) Fluktuation nach oben auf. Die anderen in [9] aufgeführten Experimente, die die Reaktion  $\bar{K}^-p \rightarrow \Lambda\bar{K}\bar{K}$  analysiert haben, haben keine vollständige Partialwellenzerlegung durchgeführt und können daher nicht zwischen Spin 0 und 2 unterscheiden.

Wenn sich die Evidenz für die Existenz von  $f_1(1525)$  und  $f_0(1525)$  erhärtet, würde sich

die Situation im Quarkmodell grundlegend ändern. Die  $L = 1$ -Mesonen  $0^{++}, 1^{++}$  und  $2^{++}$  wären alle annähernd ideal gemischt, und die Spin- Bahn- Wechselwirkung würde nur kleine Massenaufspaltungen hervorrufen, wie z.B. im erfolgreichen Potentialmodell von Godfrey und Isgur [115].

### 6.5.2 Konsequenzen für dieses Experiment

Unter den im vorigen Abschnitt beschriebenen Voraussetzungen muß man die Interpretation des Signals im  $\gamma\gamma \rightarrow \bar{K}\bar{K}$ - Massenspektrum neu überdenken. Die Zuordnung zum Spin 2- Meson  $f_2'(1525)$  erfolgte nur aufgrund der Masse und des bekannten Zerfallskanals  $K_S^0 \bar{K}_S^0$ . Für eine Spin 0- Resonanz wird eine isotrope Winkelverteilung erwartet (siehe Kap. 2.3.7). Unter der Annahme, daß das Signal in der Zentraldetektor- Analyse (Abb. 6.3) vollständig auf eine Spin 0- Resonanz zurückzuführen ist, werden in der Vorwärts- Analyse 2.2 Ereignisse erwartet.

Ein Fit der Winkelverteilung an die Spin 0-Hypothese liefert das Resultat:

$$\Gamma_{\gamma\gamma}(f_0') \cdot B(f_0' \rightarrow \bar{K}K) = 0.57_{-0.18}^{+0.25} \text{ keV} \quad (6.12)$$

$$\ln \mathcal{L} = -12.76 = \ln \mathcal{L}(f_2'^{\lambda=2}) - 1.85 \quad (6.13)$$

Die Fitwahrscheinlichkeit beträgt immerhin noch 16% von derjenigen einer Spin 2- Helizität 2- Resonanz, kann also nur mit 1.9 Standardabweichungen ausgeschlossen werden. Bisherige Messungen der radiativen  $f_2'$ - Breite [101,23,100,99] haben aufgrund ihres beschränkten Raumwinkelbereichs praktisch gar keine Möglichkeit, mit ihrer vorhandenen Statistik zwischen Spin 0 und 2 zu unterscheiden. Nur die TASSO- Kollaboration [98] gibt an, daß ihre gemessene Winkelverteilung nicht isotrop ist, quantifiziert diese Aussage jedoch nicht und zeigt auch die Winkelverteilung nicht. Da das TASSO-Experiment nach eigenen Angaben nicht zwischen verschiedenen Helizitätszuständen zu unterscheiden vermag, kann angenommen werden, daß zumindest ein Teil des Signals einer isotropen Verteilung folgen könnte.

In Potentialmodellen erwartet man für die radiativen Breiten der  $0^{++}$  und  $2^{++}$ - Zustände des gleichen Flavour- Gehalts das Verhältnis [40,85]:

$$\frac{\Gamma_{\gamma\gamma}(0^{++})}{\Gamma_{\gamma\gamma}(2^{++})} = \frac{15}{4} \left( \frac{m_{0^{++}}}{m_{2^{++}}} \right)^3 \quad (6.14)$$

Für fast massenentartete Zustände erwartet man also eine um fast einen Faktor 4 größere radiative Breite des Skalars. Aufgrund des Faktors  $2J - 1$  in Gl. 2.37 beträgt der  $\gamma\gamma$ - Wirkungsquerschnitt bei einer skalaren Resonanz bei gleicher radiativer Breite nur ein Fünftel dessen einer  $2^{++}$ -Resonanz. Hadronische Verzweungsverhältnisse würden sich nicht stark unterscheiden (vgl. z.B.  $\chi_0(3415)$  und  $\chi_2(3555)$ ). Die erwartete Winkelverteilung für den Fall  $\Gamma_{\gamma\gamma}(f_2') \cdot B(f_2' \rightarrow \bar{K}\bar{K}) = 0.07 \text{ keV}$  und  $\Gamma_{\gamma\gamma}(f_0') \cdot B(f_0' \rightarrow \bar{K}\bar{K}) = 15/4 \cdot \Gamma_{\gamma\gamma}(f_2') \cdot B(f_2' \rightarrow \bar{K}\bar{K}) = 0.26 \text{ keV}$  ist relativ gut mit den Daten verträglich ( $\ln \mathcal{L} = -11.6$ , 1.2 Standardabweichungen schlechter als reiner Spin 2).

Wenn man die Möglichkeit der Existenz eines zum  $f_2(1525)$  fast massenentarteten  $f_0'$  in Betracht zieht, muß das Resultat 6.11 folgendermaßen relativiert werden:

1. Der wahrscheinlichste Wert bleibt unverändert  $\Gamma_{\gamma\gamma} \cdot B(f_2' \rightarrow \bar{K}\bar{K}) = 0.10 \text{ keV}$ .

2. Die Änderungen der  $1\sigma$ - Fehler sind klein (von  $^{+0.04}_{-0.03}$  auf  $^{+0.04}_{-0.035}$ ).
3. Die statistische Signifikanz des  $f'_2$ -Signals ist jedoch geringer als vorher. Die Möglichkeit einer verschwindenden radiativen Breite des  $f'_2$  kann nur mit 1.9 Standardabweichungen ausgeschlossen werden.
4. Für die radiative Breite des hypothetischen Skalars  $f_0(1525)$  gilt die obere Grenze:

$$\Gamma_{\gamma\gamma}(f'_0) \cdot B(f'_0 \rightarrow K\bar{K}) < 1.0\text{keV} \text{ mit } 95\% \text{ c.l.} \quad (6.15)$$

Gerade der Punkt 3 ist vielleicht für einige Modelle interessant, die die Tensormesonen  $f_2(1270)$ ,  $f'_2(1525)$  und  $f_2(1720)$  als Mischungen von  $q\bar{q}$  und  $gg$  interpretieren. Eine der favorisierten Lösungen, die aber aufgrund des TASSO- Resultats [98] ausgeschlossen werden mußte, sagt ein verschwindendes  $\Gamma_{\gamma\gamma}(f'_2)$  vorher [116].

Eine quantitative Auswertung einer möglichen Spin 0- Interpretation des  $f'_2(1525)$ -Signals wurde kürzlich auch von der CELLO- Kollaboration vorgelegt[117,5]. Auch hier wird kein Spin 0- Anteil gebraucht und eine obere Grenze:

$$\text{CELLO } \Gamma_{\gamma\gamma}(f'_0) \cdot B(f'_0 \rightarrow K\bar{K}) < 0.85\text{keV} \text{ (at } 95\% \text{ c.l.)} \quad (6.16)$$

angegeben. Kombiniert man beide Experimente [5], ergeben sich 2.8 Standardabweichungen Evidenz gegen reine Spin 0- Produktion, und die obere Grenze für den Skalar beträgt:

$$\text{PLUTO, CELLO kombiniert: } \Gamma_{\gamma\gamma}(f'_0) \cdot B(f'_0 \rightarrow K\bar{K}) < 0.70\text{keV} \text{ (at } 95\% \text{ c.l.)} \quad (6.17)$$

## 6.6 Beobachtung von $f_2 - a_2$ - Interferenz

In Kap. 2.3.2 auf Seite 30 wurde gezeigt, daß es in der Reaktion  $\gamma\gamma \rightarrow K\bar{K}$  zu Interferenzeffekten kommen kann. In diesem Abschnitt wird gezeigt, daß dies in diesem Experiment klar beobachtbar ist, und eine erste Bestimmung der relativen Phasen zwischen  $f_2 - a_2$  und  $f_2 - f'_2$  wird vorgestellt.

Für die folgende Behandlung wird davon ausgegangen, daß die Helizität 0- Amplituden für alle Tensormesonen zu vernachlässigen sind. Die Amplitude (2.89) läßt sich dann schreiben als:

$$A \equiv A^{(2)} = \frac{g_{f_2}}{W^2 - m_{f_2}^2 + im_{f_2}\Gamma_{f_2}} + \frac{g_{a_2} \cdot \exp(i\varphi_{a_2})}{W^2 - m_{a_2}^2 + im_{a_2}\Gamma_{a_2}} + \frac{g_{f'_2} \cdot \exp(i\varphi_{f'_2})}{W^2 - m_{f'_2}^2 + im_{f'_2}\Gamma_{f'_2}} \quad (6.18)$$

Die Kopplungsstärken  $g_i = \sqrt{\Gamma_{\gamma\gamma}^{(2)}(T_i) \cdot B(T_i \rightarrow K\bar{K})} \cdot m_{T_i} \Gamma_{T_i}$  sind aus experimentell bestimmten Daten berechenbar. Diese und die Anzahl der ohne Interferenz erwarteten Ereignisse in diesem Experiment sind in Tabelle 6.2 zusammengestellt. Im Fall von inkohärenter Überlagerung würde man die gestrichelte Linie im Massenspektrum Abb. 6.10 erwarten. Die Wahrscheinlichkeit, im Massenbereich von  $1.2\text{GeV}$  bis  $1.4\text{GeV}$  kein Ereignis zu beobachten, beträgt unter Berücksichtigung der Unsicherheiten aller beteiligten Meßgrößen weniger als 2%. Das Spektrum liefert also klare Evidenz für kohärente  $f_2 - a_2$ - Erzeugung.

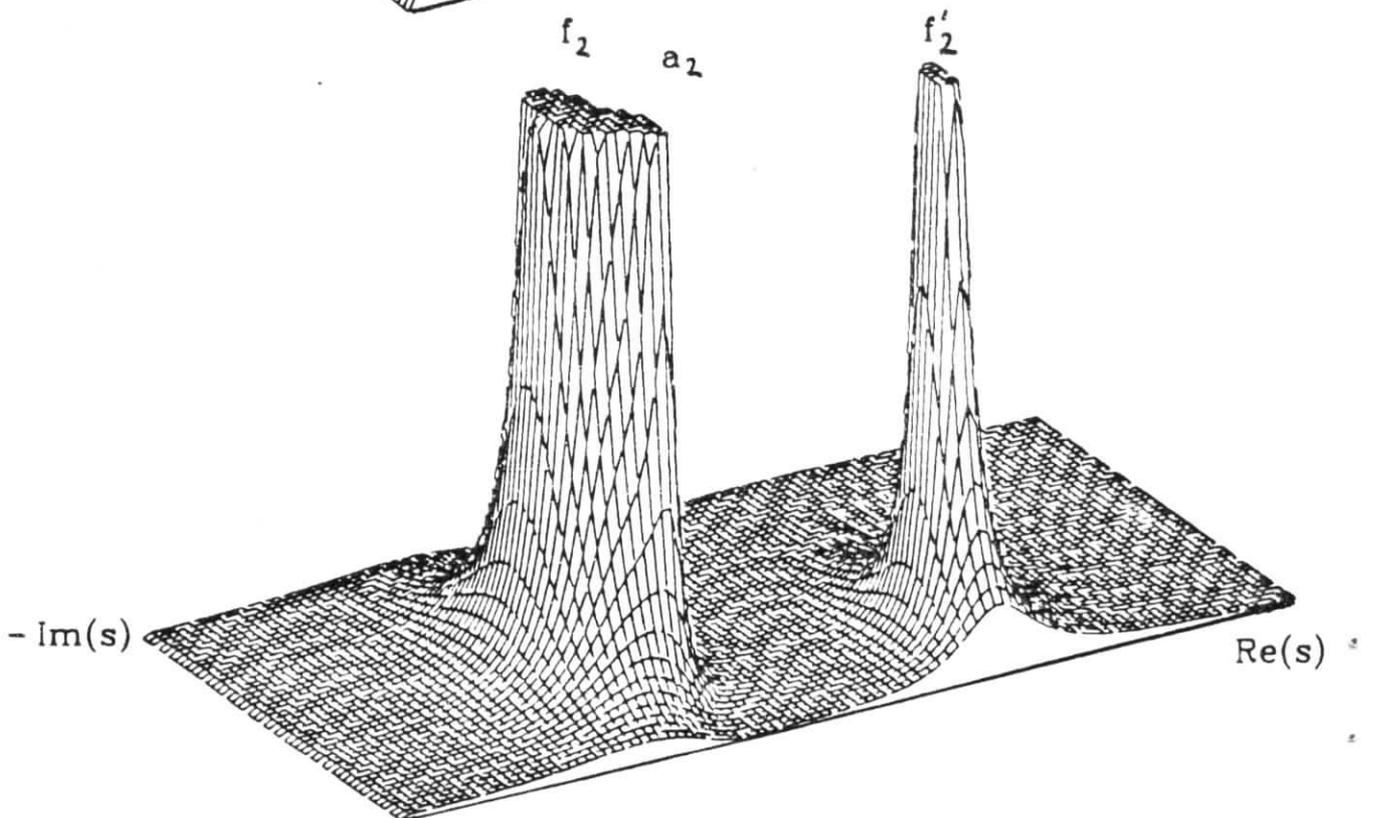
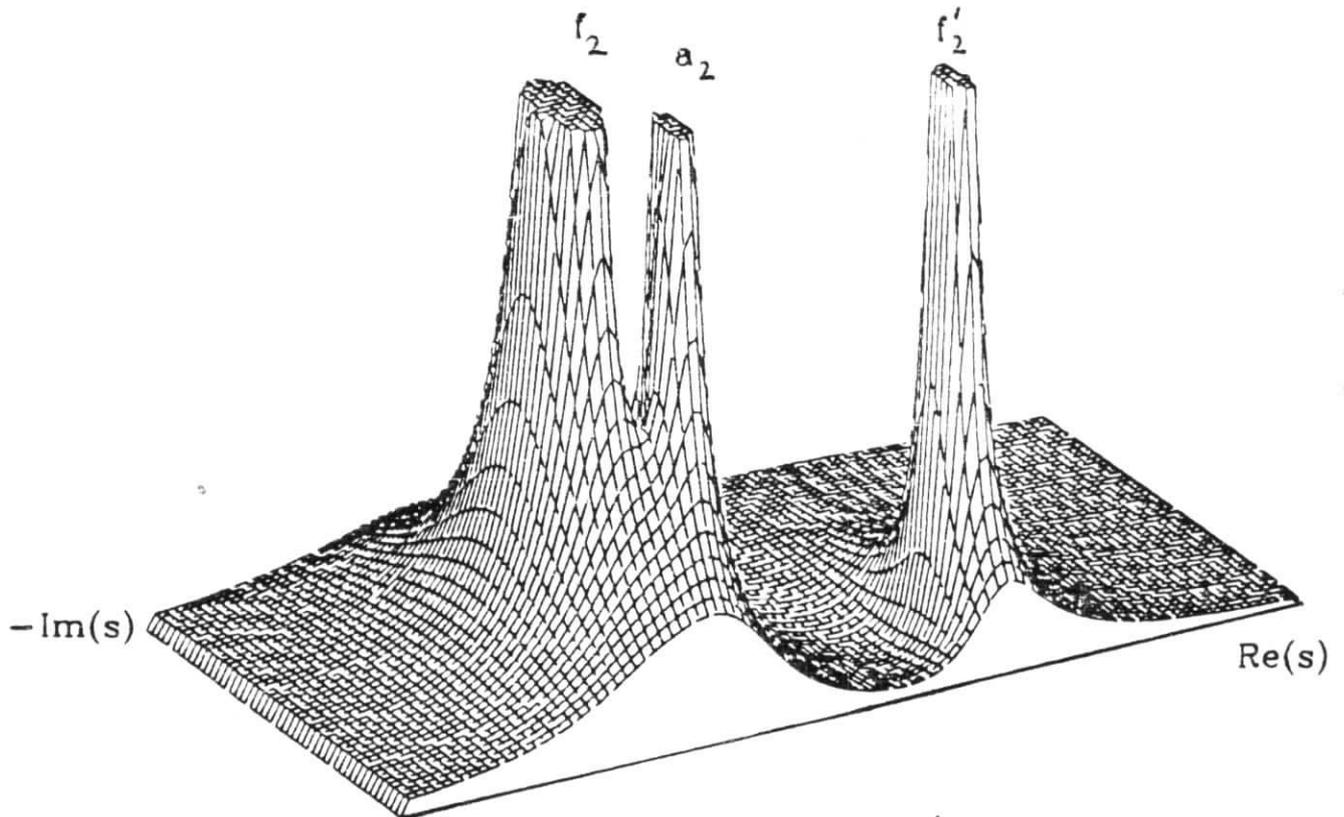


Abbildung 6.9: Quadrat der kohärenten Amplitude (6.18) in der komplexen  $s$ -Ebene für (a) konstruktive und (b) destruktive Interferenz. Die vordere Schnittfläche ( $\Im s = 0$ ) ist mit dem meßbaren Wirkungsquerschnitt verknüpft.

Meson $T$	$m$ [MeV]	$\Gamma$ [MeV]	$B(T \rightarrow K\bar{K})$ %	$\Gamma_{\gamma\gamma}$ [keV]	$g_i$ [GeV <sup>5/2</sup> ]	erwartete Ereignisse
$f_2$	$1274 \pm 5$	$176 \pm 20$	$2.9 \pm 0.2$	$2.84 \pm 0.16$	6.4	3.7
$a_2$	$1318 \pm 5$	$110 \pm 5$	$4.9 \pm 0.8$	$0.96 \pm 0.11$	3.1	2.4
$f_2'$	$1525 \pm 5$	$70 \pm 10$	$X(> 70)$	$0.1/X$	3.4	9

Tabelle 6.2: Kopplungsstärken  $g_i$  und Anzahl der in diesem Experiment ohne Interferenzeffekte erwarteten Ereignisse für die Tensormesonen  $f_2, a_2$  und  $f_2'$ . Massen, Breiten und Verzweigungsverhältnisse stammen aus [9], die partiellen  $\gamma\gamma$ - Breiten des  $f_2$  und  $a_2$  aus [107]. Für  $\Gamma_{\gamma\gamma}(f_2')$  ist der in diesem Experiment bestimmte Wert eingetragen.

Wenn man die Amplitude als Funktion von  $s$  analytisch fortsetzt, sind die Breit-Wigner-Amplituden einfache Pole in der komplexen  $s = W^2$ - Ebene. Die Lage der Pole ist durch Masse und Breite der Resonanz festgelegt:  $\Re s = m_T^2, \Im s = -m_T \Gamma_T$ . Das Residuum des Pols ist vom Betrag her gleich der Kopplungsstärke  $g_i$ . Wie die Beiträge der einzelnen Resonanzen zur Gesamtamplitude addieren, hängt wesentlich von den relativen Phasen der Residuen ab. Als Beispiel ist  $|A|^2$  für die beiden Fälle *konstruktive Interferenz* (alle  $g_i$  reell,  $\varphi_{a_2} = 0, \varphi_{f_2'} = 0$ ) und *destruktive Interferenz* (alle  $g_i$  reell,  $\varphi_{a_2} = \pi, \varphi_{f_2'} = 0$ ) in Abb. 6.9 in der  $s$ -Ebene aufgetragen. An den Polstellen ist die Phase von  $A$  völlig unbestimmt, der Betrag  $|A| = \infty$ . Der meßbare Wirkungsquerschnitt ist mit der vorderen Schnittfläche in Abb. 6.9 ( $\Im s = 0, \Re s = W^2$ ) verknüpft. Durch den glücklichen Umstand, daß die Kopplungsstärken aller drei Tensormesonen in der gleichen Größenordnung liegen, kann aufgrund der Nichtbeobachtung von Ereignissen im  $f_2 - a_2$ - Bereich experimentell auf die Phase geschlossen werden. Dazu wurden Monte-Carlo- Ereignisse mit einem in  $W$  konstanten Wirkungsquerschnitt benutzt. Sie wurden mit einem Resonanz- Wirkungsquerschnitt nach Gl. 2.84 mit der kohärenten Amplitude in Gl. 6.18 gewichtet, um das beobachtete Massenspektrum zwischen 1.1 und 1.7 GeV zu beschreiben. Für feste Phasen  $\varphi_{a_2}$  und  $\varphi_{f_2'}$  wurden die Kopplungsstärken  $g_i$  mit einer Maximum-Likelihood- Methode [103] unter der Annahme von Poisson-Statistik an das beobachtete Massenspektrum angepaßt. Dabei wurde eine Variation von  $g_{f_2}$  und  $g_{a_2}$  erlaubt, die zur Likelihood- Funktion als weitere Messungen mit Mittelwerten und Gauß'schen Fehlern (nach [9]) in  $g_i^2 = \Gamma_{\gamma\gamma}^{(2)} \cdot B(T \rightarrow K\bar{K}) \cdot m_T^2 \Gamma_T^2$  beitragen. Die Strahlungsbreite  $\Gamma_{\gamma\gamma}(f_2') \cdot B(f_2' \rightarrow K\bar{K})$  wurde als freier Parameter behandelt. Diese Prozedur wurde für viele Paare  $\varphi_{a_2} - \varphi_{f_2'}$  durchgeführt. Die beste Beschreibung der Daten ergibt sich für

$$\begin{aligned}\varphi_{a_2} &= (234_{-36}^{+32}(\text{stat.}) \pm 20(\text{syst.}))^\circ \\ \varphi_{f_2'} &= (233_{-50}^{+74}(\text{stat.}) \pm 20(\text{syst.}))^\circ\end{aligned}\quad (6.19)$$

Abb. 6.11 zeigt die Wahrscheinlichkeitskonturen in der  $\varphi_{a_2} - \varphi_{f_2'}$ - Ebene. Man sieht, daß alle Werte für die Phase des  $f_2'$  innerhalb von ca.  $2\ 1/4\sigma$  mit dem gemessenen Spektrum verträglich sind. Die Phase zwischen den fast massenentarteten Zuständen  $f_2$  und  $a_2$  kann jedoch stärker eingeschränkt werden, einige Werte können mit  $3\ 1/2$  bis  $5\sigma$  ausgeschlossen werden. In dieser Abbildung sind auch die Fitresultate für  $\Gamma_{\gamma\gamma} \cdot B(f_2' \rightarrow K\bar{K})$  an einigen Stellen wiedergegeben, die auch im Bereich guter Fits erheblich variieren:  $0.07 - 0.15\ \text{keV}$  an der  $1\sigma$ - Kontur. Die systematischen Fehler enthalten Beiträge von möglichen kleinen,

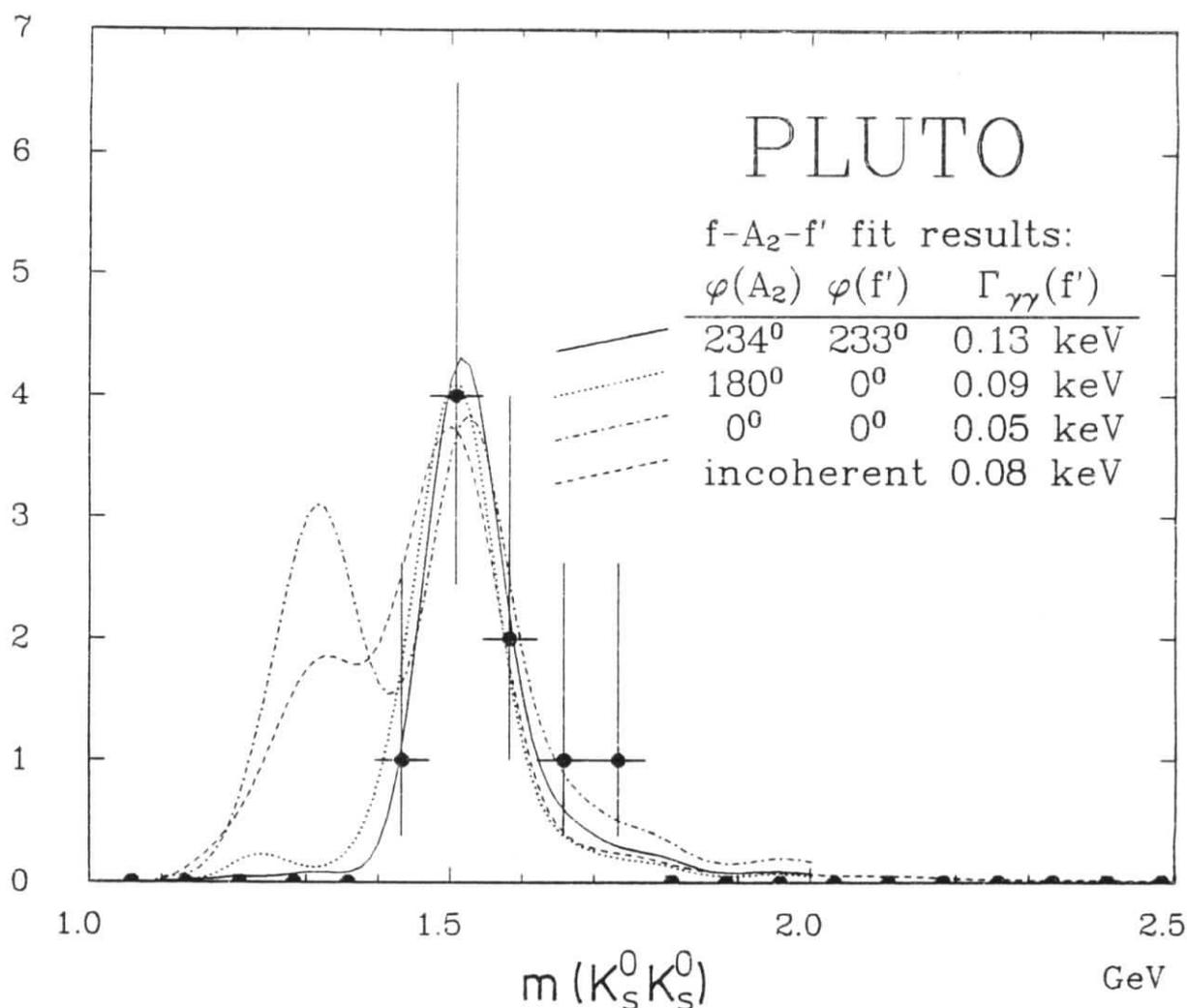
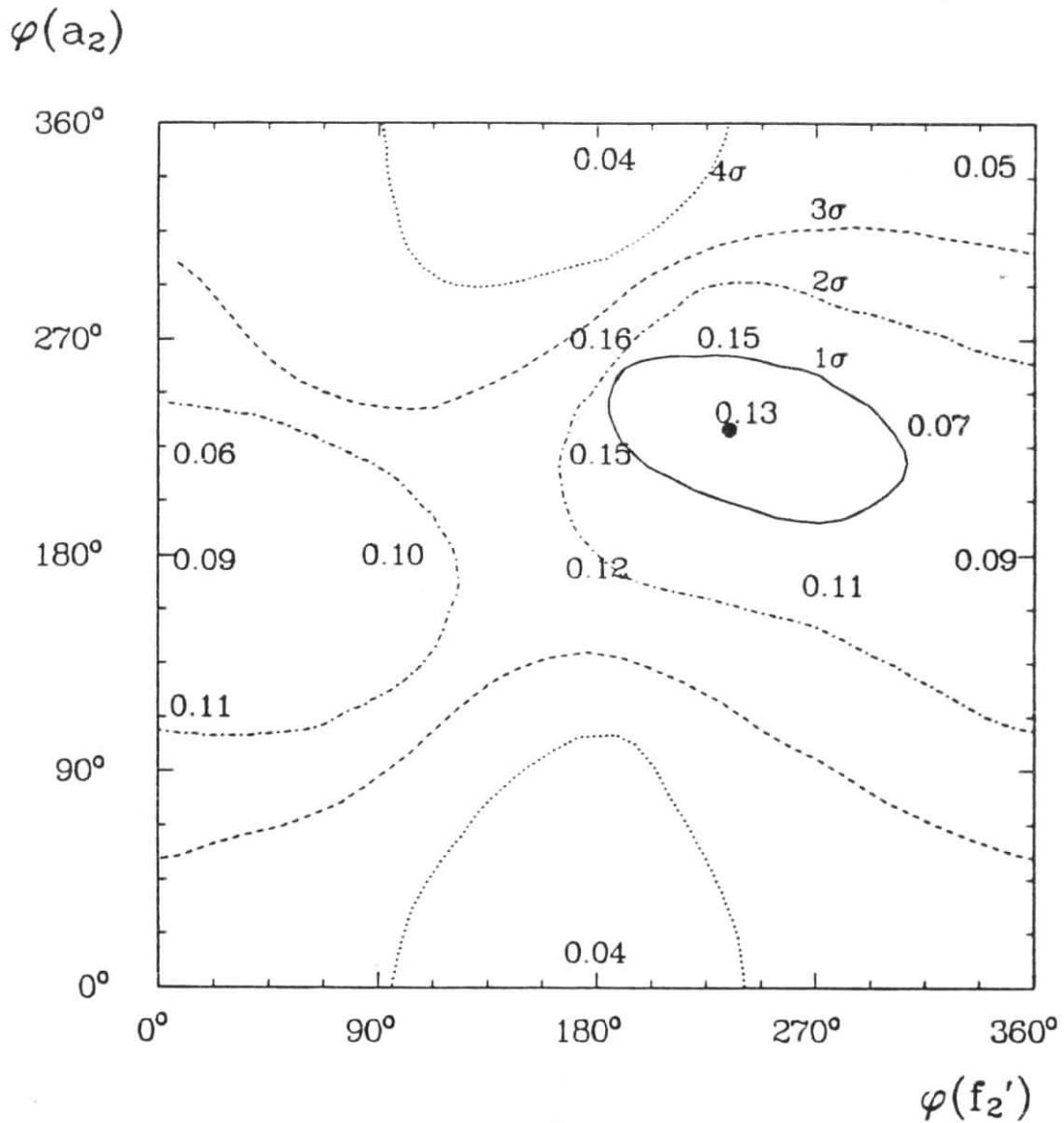


Abbildung 6.10: Gemessenes Massenspektrum mit Erwartungen für verschiedene Modelle (siehe Text).

nicht vom Monte Carlo beschriebenen Massenkalibrationsfehlern, Änderungen der totalen Resonanzbreiten innerhalb ihrer experimentellen Unsicherheiten [9] sowie unterschiedlichen möglichen Parametrisierungen ihrer Energieabhängigkeit.

Abb. 6.10 zeigt die Fitresultate für den besten Fit, konstruktive und destruktive Interferenz mit reellen Residuen sowie inkohärente Superposition. Die von Lipkin [25] favorisierte (siehe Kap. 2.3.5) destruktive Interferenz ( $\varphi_{a_2} = 180^\circ$ ,  $\varphi_{f'_2} = 0 = 360^\circ$ ) resultiert in einem recht guten Fit, während inkohärente Überlagerung sowie konstruktive Interferenz mit *Confidence levels* von  $> 98\%$  bzw.  $99.4\%$  ausgeschlossen werden können.

Der Unterschied zwischen dem besten Fit und der reellen, destruktiven Interferenz ist der, daß beim ersteren die linke  $f'_2$ -Flanke sowie die Region unterhalb  $1.25 \text{ GeV}$  noch stärker unterdrückt sind (siehe Abb. 6.12). Der Effekt ist jedoch zu klein, um ihn als Evidenz für nichtreelle Resonanzresiduen anzusehen. Um so einen möglichen Effekt experimentell zu bestätigen, ist viel mehr Statistik sowie eine noch bessere Massenauflösung nötig.

Abbildung 6.11: Wahrscheinlichkeitskonturen in der  $\varphi_{a_2} - \varphi_{f_2'}$ -Ebene

In diesem Zusammenhang ist ein vorläufiges Ergebnis der CELLO- Kollaboration interessant, die eine integrierte Luminosität von  $87 pb^{-1}$  zur Verfügung hat [100]. Mit derselben Methode wird das  $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 K_S^0$ - Spektrum ebenfalls mit Phasen um  $250^\circ$  am besten beschrieben [117,5].

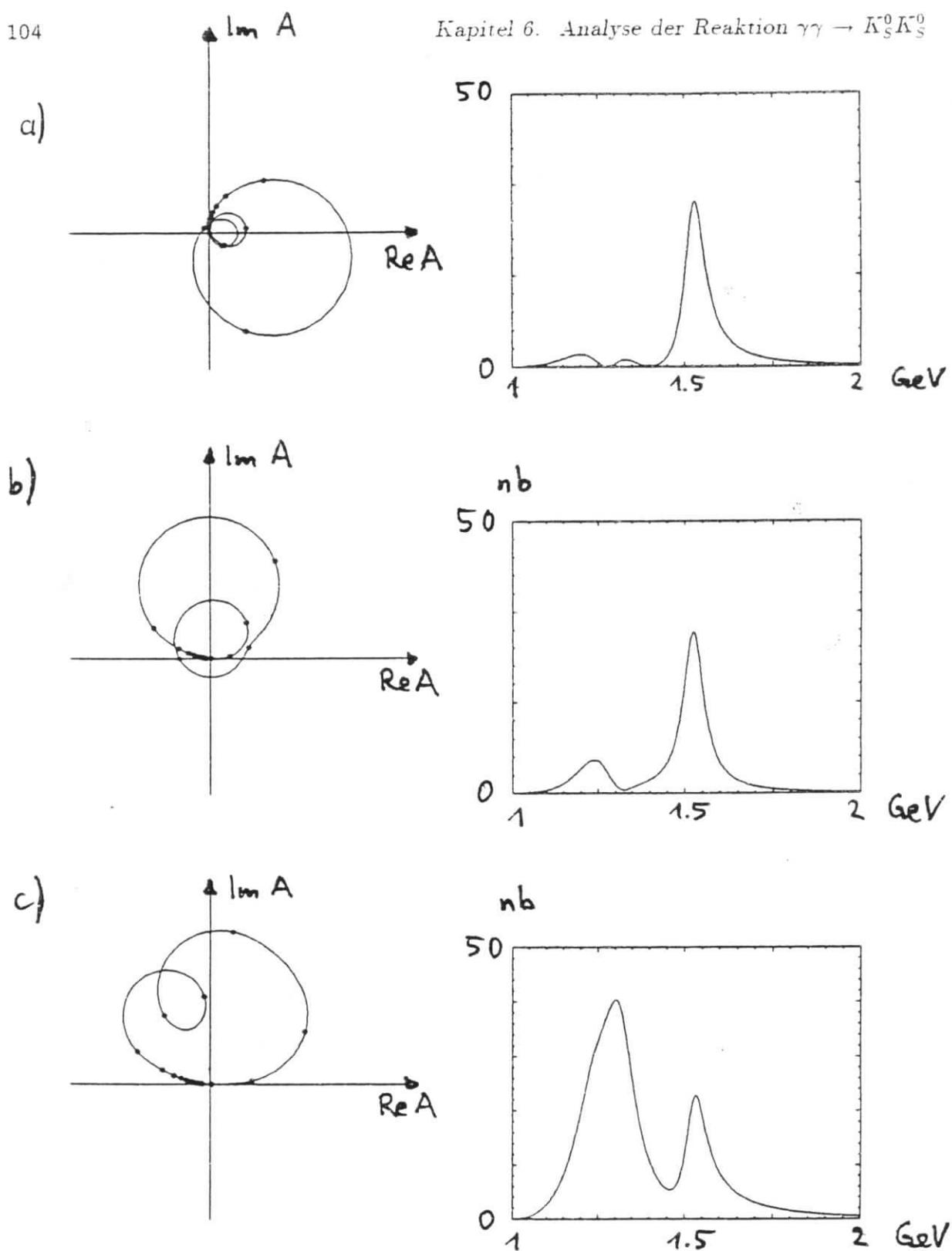


Abbildung 6.12: Argand-Diagramme und  $\sigma_{\gamma\gamma}(W)$  für a) besten Fit, b) destruktive Interferenz c) konstruktive Interferenz. Die Argand-Plots sind alle  $100\text{MeV}$  mit einem Punkt versehen.

Zustand	Helizität	Interferenz	Obere Grenze [keV]
$f_2(1720)$	0	keine	0.09
	2	keine	0.07
	beliebig	keine	0.09
	beliebig	beliebig	0.20
$X(2230)$	0	beliebig	0.07
	2	beliebig	0.06
	beliebig	beliebig	0.07

Tabelle 6.3: 95% c.l. obere Grenzen für  $\Gamma_{\gamma\gamma}(X) \cdot B(X \rightarrow K\bar{K})$  der Glueball-Kandidaten  $f_2(1720)$  und  $X(2230)$  unter verschiedenen Voraussetzungen

## 6.7 Obere Grenzen für die radiativen Breiten der Gluonium-Kandidaten $f_2(1720)$ und $X(2230)$

In diesem Abschnitt werden obere Grenzen für die Erzeugung der *Glueball*-Kandidaten  $f_2(1720)$  und  $X(2230)$  hergeleitet. Das  $f_2(1720)$  (damals  $\theta(1690)$  genannt) wurde 1982 in radiativen  $J/\psi$ -Zerfällen in den Zerfallskanälen  $\eta\eta$  und  $K^+K^-$  entdeckt [105]. Inzwischen ist seine Existenz unumstritten, sie wurde in den Experimenten Mark III und DM2 [106] mit hoher Statistik bestätigt. Kontrovers wird dagegen noch die Existenz des  $X(2230)$  (früher  $\xi(2220)$ ) diskutiert: Während Mark III eine schmale Resonanz mit  $\Gamma \approx 20 \text{ MeV}$  in den Kanälen  $K^+K^-$  und  $K_S^0\bar{K}_S^0$  beobachtet, sieht DM2 keine Evidenz.

Für die Interpretation dieser Zustände im Rahmen der QCD spielt das Verhältnis der Kopplung an zwei Gluonen (im radiativen  $J/\psi$ -Zerfall) zur Kopplung an zwei Photonen eine wichtige Rolle. Eine schwache Kopplung an Photonen unterstützt dabei im Prinzip eine Interpretation als gebundenen Gluonen-Zustand, zur quantitativen Beschreibung benutzt man die in Kap. 2.4.5 beschriebene Größe *Stickiness*.

Bei der Berechnung der Monte-Carlo-Erwartung wurden die in Tab. 2.1 angegebenen Resonanzparameter benutzt. Mit Hilfe des in Kap. 3.6 beschriebenen Verfahrens können die Monte Carlo-Erwartungen für beide Kandidaten in beiden Helizitätszuständen ( $|\lambda| = 0, 2$ ) bestimmt werden.

Die in den Abschnitten 6.2 und 6.3 beschriebenen Analysen zeigen keine Evidenz für  $f_2(1720)$  oder  $X(2230)$ -Erzeugung, weder im zentralen Winkelbereich (siehe Abb. 6.3) noch im Vorwärtsbereich (siehe Abb. 6.6). Zur Herleitung von oberen Grenzen werden  $\Gamma_{\gamma\gamma}^{(0)}$  und  $\Gamma_{\gamma\gamma}^{(2)}$  wieder getrennt behandelt, so daß die Ergebnisse nicht von a priori-Annahmen über die Helizitätsstruktur abhängen.

Die oberen Grenzen werden mit Hilfe der Poisson-Verteilung für einen *confidence level* von 95% bestimmt. Bei der Berechnung der Akzeptanz wird eine zusätzliche systematische Unsicherheit von 20% (siehe Abschnitt 6.4) berücksichtigt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 6.3 zusammengestellt. Das  $X(2230)$  liegt weit über allen anderen Resonanzen, so daß Interferenz keine Rolle spielt. Beim das  $f_2'$  überlappende  $f_2(1720)$  können Interferenzeffekte jedoch wichtig werden (siehe Abschnitt 6.6). Destruktive Interferenz zwischen  $f_2'$  und  $f_2(1720)$  kann dazu führen, daß trotz einer erheblichen radiativen Breite kein  $f_2(1720)$ -

Signal beobachtbar ist. Für beliebige Interferenz wurde die obere Grenze dadurch gefunden, daß für verschiedene feste  $\Gamma_{\gamma\gamma}(f_2(1720))$  in XFIT (siehe Kap. 3.6) sowohl  $\Gamma_{\gamma\gamma}(f'_2)$  als auch die relative Phase so bestimmt (*gefittet*) wurden, daß die Daten optimal beschrieben werden. Trägt man die resultierenden Werte der log-Likelihood-Funktion als Funktion der jeweils festgehaltenen  $f_2(1720)$ -Breite auf, hat diese ihr Maximum bei 0. Die 95% - Konfidenz-Grenze ist dort, wo die log-Likelihood Funktion sich um 2 verringert hat (siehe z.B. [118]).

Diese Grenzen lassen sich in das folgende Stickiness-Verhältnis der isoskalaren Tensormesonen umformen (unter Vernachlässigung von Interferenz):

$$S_{f_2} : S_{f'_2} : S_{f_2(1720)} : S_{X(2230)} = 1 : 13 : > 28 (95\%c.l.) : > 9 (95\%c.l.). \quad (6.20)$$

Das  $f_2(1720)$  ist damit ein guter Glueball-Kandidat. Wie in Kap. 2.4.5 angedeutet, ist eine große Stickiness jedoch nur ein notwendiges, jedoch kein hinreichendes Kriterium.

## 6.8 SU(3)-Relationen für die Tensormesonen

In diesem Abschnitt werden Aussagen über die Quark-Zusammensetzung der Tensormesonen mit Hilfe der gemessenen radiativen Breiten gemacht. Dazu werden zunächst die nötigen Meßwerte zusammengestellt. Danach werden diese unter Annahme von exakter SU(3)-Symmetrie ausgewertet. Abschließend wird der Effekt einer SU(3)-Brechung aufgrund einer höheren Strange-Quark-Masse diskutiert und aus den vorliegenden Messungen das mögliche magnetische Moment des  $s$ -Quarks als Funktion des Oktett-Singlett-Mischungswinkels bestimmt. In allen diesen Analysen wird angenommen, daß die Tensormesonen  $f_2$ ,  $a_2$  und  $f'_2$  nur aus Quarks bestehen und nicht mit Gluonium mischen. Die wesentlichen Formeln sind bereits in Kapitel 2.4 angegeben worden.

### 6.8.1 Zusammenstellung der benötigten experimentellen Daten

Für die benötigten radiativen Breiten werden die neuesten Weltmittelwerte benutzt. Diese sind durch Kombination [2] der Werte aus [107] und der neuesten Resultate von  $\gamma\gamma$ -Workshop 1988 [30] gewonnen worden, die Fehler durch quadratische Addition von statistischen und systematischen Unsicherheiten:

$$\Gamma_{\gamma\gamma}(f_2) = 2.9 \pm 0.1 \text{ keV} \quad (6.21)$$

$$\Gamma_{\gamma\gamma}(a_2) = 0.98 \pm 0.11 \text{ keV} \quad (6.22)$$

$$\Gamma_{\gamma\gamma}(f'_2) = 0.1 \pm 0.02 \text{ keV} / B(f'_2 \rightarrow K \bar{K}) \quad (6.23)$$

Das Verzweigungsverhältnis  $B(f'_2 \rightarrow K \bar{K})$  ist zwar nicht exakt bekannt, jedoch existiert eine untere Grenze von 70% [119]. Im Folgenden wird angenommen, daß  $B(f'_2 \rightarrow K \bar{K}) = 0.85$  gilt, und die Fehler so modifiziert, daß die obere Grenze für  $B = 0.7$  und die untere für  $B = 1$ , gilt:

$$\Gamma_{\gamma\gamma}(f'_2) = 0.12^{+0.05}_{-0.04} \text{ keV} \quad (6.24)$$

In Abschnitt 2.4.4 ist auf die unklare theoretische Situation bei der Zuordnung von durch SU(3) verknüpften zu meßbaren Größen hingewiesen worden. Bei der numerischen Auswertung werden zwei verschiedene Skalierungsverhalten benutzt, um die Spanne der theoretischen Unsicherheit deutlich zu machen:

$$\text{Skalierung A: } |\langle T|\gamma\gamma\rangle|^2 \propto \Gamma_{\gamma\gamma}/m_T^3 \quad (6.25)$$

$$\text{Skalierung B: } |\langle T|\gamma\gamma\rangle|^2 \propto \Gamma_{\gamma\gamma} \cdot m_T \quad (6.26)$$

Die ebenfalls gebräuchliche Skalierung von dimensionslosen Größen ( $|\langle T|\gamma\gamma\rangle|^2 \propto \Gamma_{\gamma\gamma}/m_T$ ) liefert Ergebnisse, die zwischen den beiden angegebenen liegt. In Tabelle 6.4 sind die numerischen Werte für die Matrixelemente in den Skalierungsschemata A und B sowie die Verhältnisse  $\mathcal{R}_1$  und  $\mathcal{R}_2$  zusammengestellt.

Meson	$\Gamma_{\gamma\gamma}[keV]$	$m[GeV]$	$ \langle T \gamma\gamma\rangle _A^2 [keV/GeV^3]$	$ \langle T \gamma\gamma\rangle _B^2 [keV \cdot GeV]$
$f_2$	$2.9 \pm 0.1$	1.274	$1.40 \pm 0.05$	$2.70 \pm 0.13$
$a_2$	$0.98 \pm 0.11$	1.318	$0.43 \pm 0.05$	$1.30 \pm 0.15$
$f_2'$	$0.12^{+0.05}_{-0.04}$	1.525	$0.034^{+0.014}_{-0.011}$	$0.18^{+0.08}_{-0.06}$
$\mathcal{R}_1 =  \langle f_2' \gamma\gamma\rangle ^2/ \langle f_2 \gamma\gamma\rangle ^2$			$0.024^{+0.010}_{-0.008}$	$0.054^{+0.022}_{-0.018}$
$\mathcal{R}_2 =  \langle f_2 \gamma\gamma\rangle ^2/ \langle a_2 \gamma\gamma\rangle ^2$			$3.26 \pm 0.40$	$2.85 \pm 0.34$

Tabelle 6.4: Numerische Eingabe-Daten für SU(3)-Relationen (Weltmittelwerte).

### 6.8.2 SU(3)-Relationen für exakte SU(3)

Unter der Annahme exakter SU(3) können aus den gemessenen Verhältnissen  $\mathcal{R}_1$  und  $\mathcal{R}_2$  sowohl der Oktett-Singlett-Mischungswinkel  $\Theta$  als auch der Nonett-Symmetrie-Parameter  $r$  bestimmt werden (siehe Gl. 2.124 auf S. 37). Das Resultat ist:

$$\text{Skalierung A: } r = 1.06 \pm 0.07 \quad \Theta = 26.8^{+1.5}_{-1.0}^\circ \quad |\langle ns|f_2'\rangle|^2 = 2.2^{+0.5\%}_{-0.8\%} \quad (6.27)$$

$$\text{Skalierung B: } r = 0.98 \pm 0.07 \quad \Theta = 31.8^{+3.0}_{-2.0}^\circ \quad |\langle ns|f_2'\rangle|^2 = 0.4^{+0.5\%}_{-0.4\%} \quad (6.28)$$

In beiden Fällen ist die Nonett-Symmetrie gut erfüllt, und die Winkel liegen zwischen den Vorhersagen der Gell-Mann-Okubo-Massenformel (2.111) und dem idealen Mischungswinkel  $35.3^\circ$ . Der relative Anteil von nichtseltsamen Quarks (siehe Gl. 2.117 auf S. 36) ist auf

2.7% beschränkt. Abb. 6.13 faßt die Meßergebnisse zusammen. Die Kurven in Abb. a) und b) geben den theoretischen Zusammenhang für die meßbaren Verhältnisse  $\mathcal{R}_1$  bzw.  $\mathcal{R}_2$  und dem Mischungswinkel  $\Theta$  für verschiedene Nonett- Parameter  $r$  an ( $r = 1$ : durchgezogen,  $r = 1.06$  (d.h. Lösung für Skalenverhalten A): gepunktet,  $r = 0.98$  (Skalenverhalten B): gestrichelt), die waagerechten Bänder sind die Meßwerte mit ihren  $\pm 1\sigma$ - Unsicherheiten. Diese Bänder sind für beide Skalierungsverhalten angegeben.

In radiativen  $J/\psi$  Zerfällen  $J/\psi \rightarrow \gamma M$  ist das intermediäre 2-Gluonen- System ein Flavour- Singlett. Man erwartet daher, daß nur der Singlett- Anteil des Mesons  $M$  zur Kopplung beiträgt. Ein guter Test dieser Annahme ist die experimentell nachgewiesene Unterdrückung des radiativen  $J/\psi$ - Zerfalls in einen Isovektor: Im  $0^{--}$ - Multipllett beträgt die Kopplung an ein  $\pi^0$  nur 0.6% von der Summe der Kopplungen an  $\pi^0, \eta$  und  $\eta'$  [9], der radiative Zerfall in  $a_2$  wurde gar nicht beobachtet. Unter dieser Annahme ist es möglich, durch Messung des Verhältnisses der partiellen Breiten und einer Phasenraumkorrektur den Mischungswinkel zu bestimmen:

$$\mathcal{R}_\psi = \frac{\langle J/\psi | \gamma f_2' \rangle^2}{\langle J/\psi | \gamma f_2 \rangle^2} = \frac{\Gamma(J/\psi \rightarrow \gamma f_2')}{\Gamma(J/\psi \rightarrow \gamma f_2)} \cdot \frac{k_{f_2}^*}{k_{f_2}'^*} = \tan^2 \Theta \quad (6.29)$$

Im Falle der Pseudoskalare beträgt der so erhaltene Mischungswinkel  $-22.2_{-1.4}^{+1.7^\circ}$  in Übereinstimmung mit  $\gamma\gamma$ - Experimenten [107]. Auch für die Tensormesonen liegen jetzt experimentelle Werte vor [120]:

$$B(J/\psi \rightarrow \gamma f_2) = 0.16 \pm 0.02 \quad (6.30)$$

$$B(J/\psi \rightarrow \gamma f_2') \cdot B(f_2' \rightarrow K\bar{K}) = 0.016 \pm 0.005 \quad (6.31)$$

Der aus diesen Resultaten folgende Wert für  $\mathcal{R}_\psi$  ist in Abb. 6.13 c) dargestellt, er führt zu  $\Theta = 36.0 \pm 7.5^\circ$ . Abb. d) zeigt einige interessante Mischungswinkel sowie den Anteil der nicht- seltsamen Quarks im  $f_2'$  als Funktion des Mischungswinkels.

### 6.8.3 SU(3)- Relationen für gebrochene SU(3)- das magnetische Moment des $s$ - Quarks

Es wurde gezeigt, daß die Daten gut mit der Annahme exakter Nonett-Symmetrie übereinstimmen. Im nichtrelativistischen Quark- Modell (NQPM) wird dies auch erwartet. Eine Brechung der SU(3)- Symmetrie im Rahmen des NQPMs kann eher durch die höhere Masse des  $s$ - Quarks hervorgerufen werden. Im Folgenden werden die  $\gamma\gamma$ - Breiten der Tensormesonen unter diesem Aspekt untersucht und dazu die Beziehung (2.127) auf S. 38 herangezogen.

In den Abbildungen 6.14 und 6.15 sind die mit den Messungen von  $\mathcal{R}_1$  bzw.  $\mathcal{R}_2$  verträglichen Gebiete in der  $\mu'_s/\mu'_u - \Theta$ - Ebene aufgetragen. Auch wenn bei der  $\mathcal{R}_1$ - Messung Unsicherheiten im  $f_2'$ -Verzweigungsverhältnis sowie die Unsicherheit im Skalierungsverhalten explizit berücksichtigt werden, schränken die vorhandenen Messungen die Möglichkeiten schon stark ein. Für  $\mu'_s = \mu'_u$  (exakte SU(3)- Symmetrie) erhält man die im vorigen Abschnitt beschriebenen Lösungen. Verhältnisse grösser als 1 entsprechen einer kleineren  $s$ - Quark-Masse und sind deshalb äußerst unwahrscheinlich. Das in gebrochener SU(3) erwartete

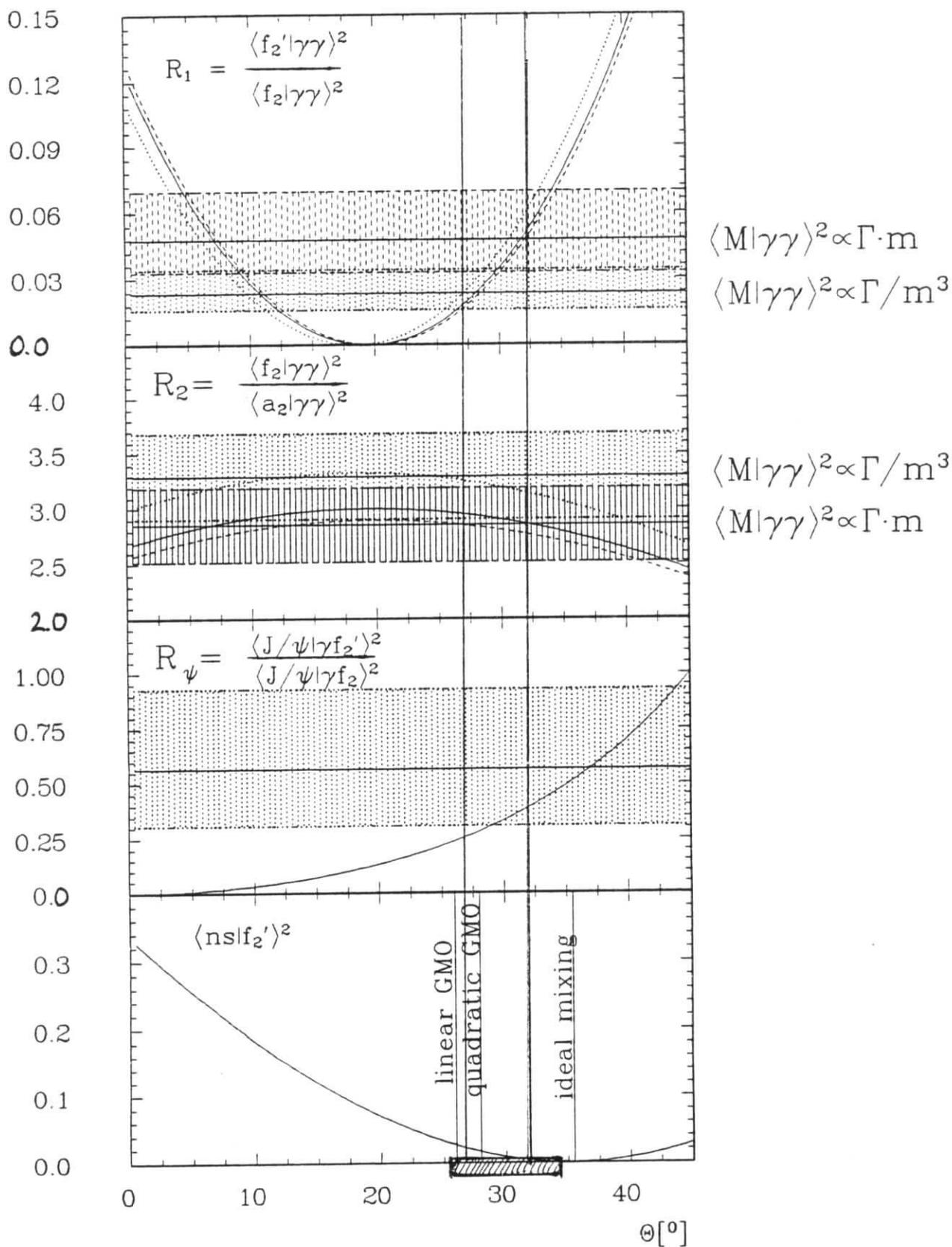


Abbildung 6.13: Zusammenhang zwischen Meßgrößen und dem SU(3)- Mischungswinkel  $\Theta$ .  
 Siehe Text

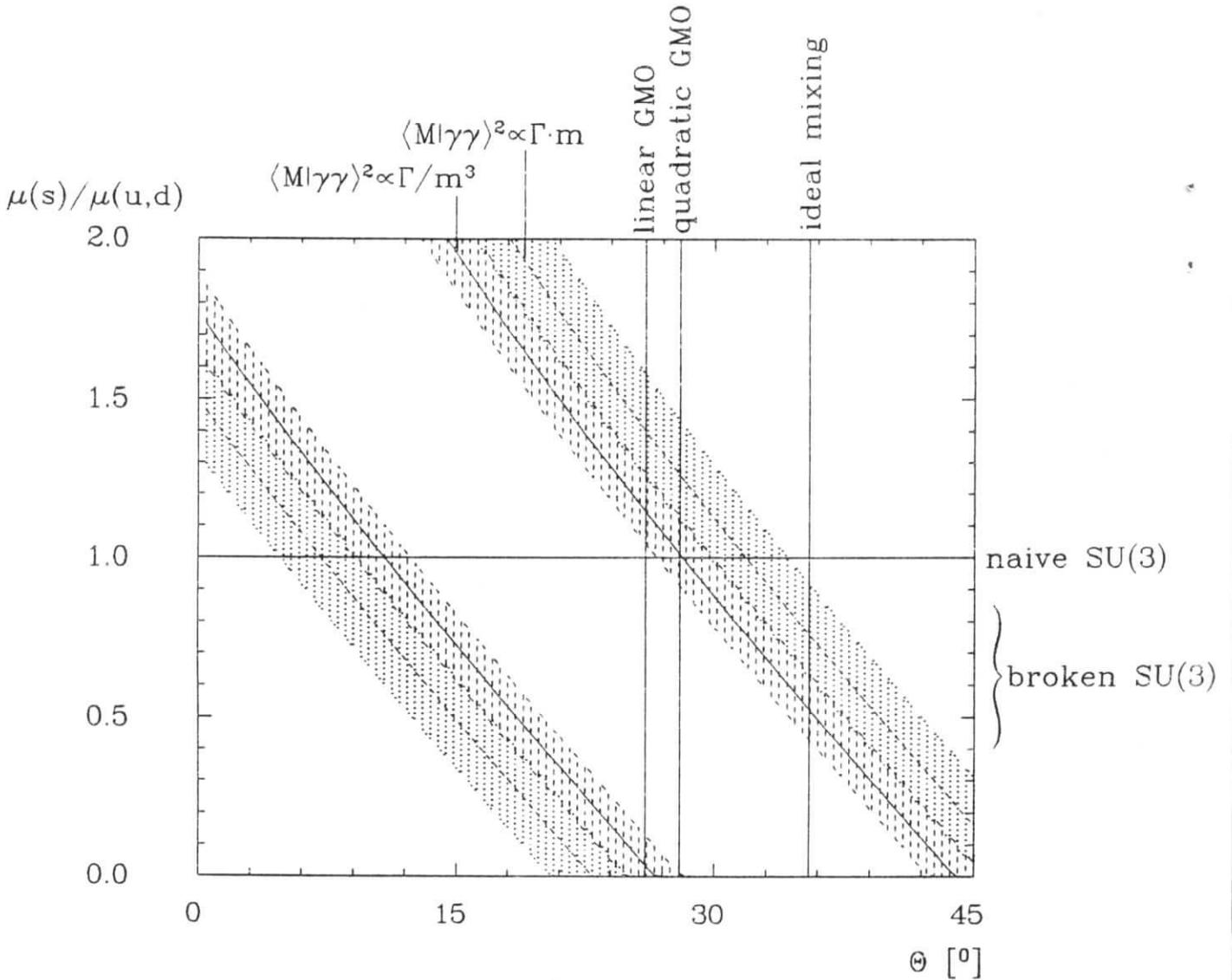


Abbildung 6.14: Magnetisches Moment des  $s$ - Quarks als Funktion des  $SU(3)$ - Mischungswinkels aus der Messung von  $\mathcal{R}_1$

Verhältnis  $\mu'_s/\mu'_u \approx 0.6$  führt zu Mischungswinkeln, die dichter am idealen Mischungswinkel liegen als die aus der Gell-Mann- Okubo- Massenformel.

Im Prinzip ist es möglich, durch Messung von  $\mathcal{R}_1$  und  $\mathcal{R}_2$  sowohl  $\Theta$  als auch  $\mu'_s/\mu'_u$  zu bestimmen. Dazu ist aber eine erhebliche genauere Messung von  $\mathcal{R}_2$ , insbesondere der radiativen Breite des  $a_2$  nötig. Mit den derzeitigen Messungen sind alle relevanten Kombinationen von  $\mu'_s/\mu'_u$  und  $\Theta$  erlaubt (siehe Abb. 6.15).

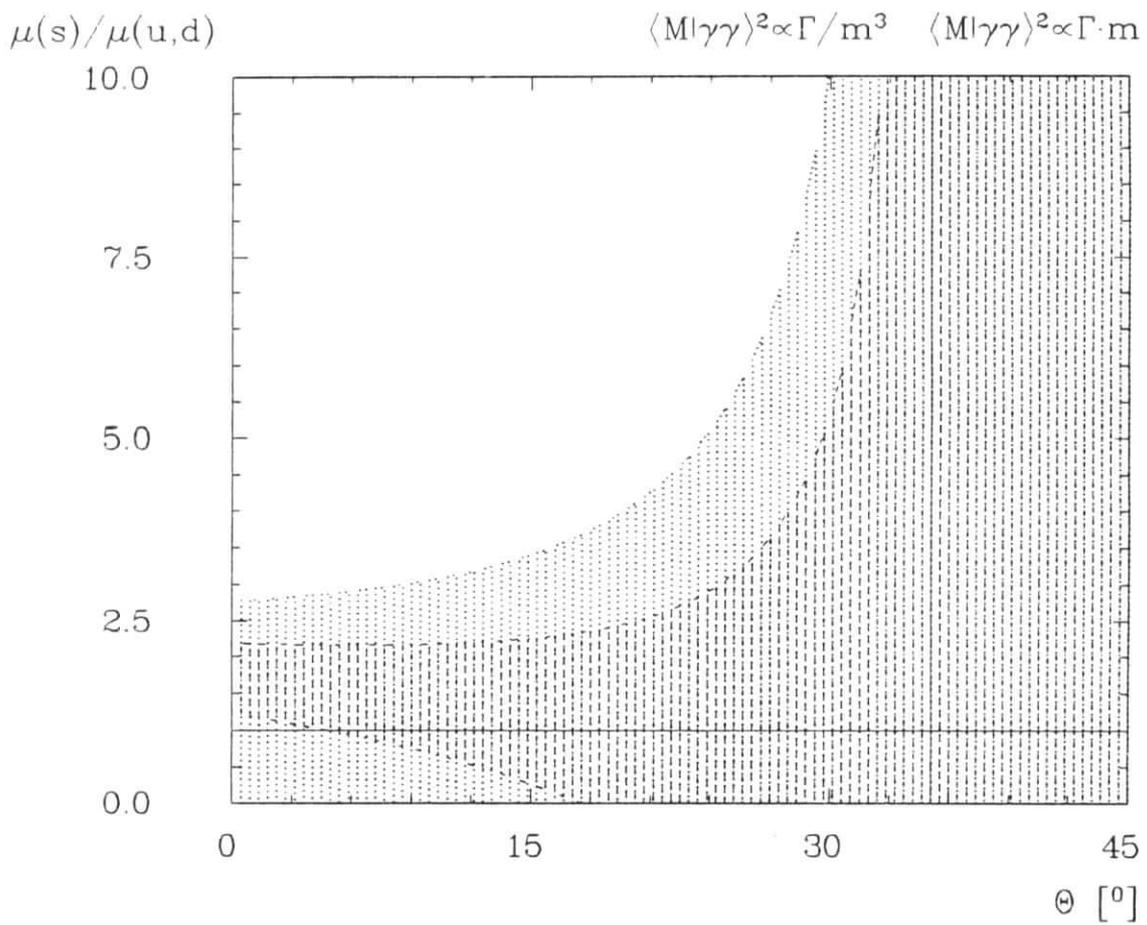


Abbildung 6.15: Magnetisches Moment des  $s$ - Quarks als Funktion des  $SU(3)$ - Mischungswinkels aus der Messung von  $\mathcal{R}_2$

# Kapitel 7

## Zusammenfassung und Ausblick

In diesem abschließenden Kapitel wird eine Zusammenfassung der vorliegenden Arbeit gegeben und die wichtigsten numerischen Resultate zusammengestellt.

Diese Arbeit beschreibt eine experimentelle Untersuchung der Reaktionen  $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp$  und  $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 K_S^0$ . Ziel der Analysen ist die Suche nach Resonanzen und die Bestimmung deren radiativer Breiten  $\Gamma_{\gamma\gamma}$  und ggf. anderen Resonanzparametern.

### Theorie

Die für die Auswertung nötigen Formeln werden zusammengestellt. Die Abstrahlung virtueller Photonen von den einlaufenden Leptonen und die Formation einzelner  $J^P = 0^+, 0^-$  und  $2^+$  Resonanzen wird ohne Näherungen und modellunabhängig beschrieben. Insbesondere wird der Zusammenhang zwischen den meßbaren  $\gamma\gamma$ - Wirkungsquerschnitten und den radiativen Breiten näherungsfrei hergeleitet. Es wird gezeigt, daß die übliche  $\gamma\gamma$ -Meson-Übergangsformfaktordefinition zur Verletzung der Unitarität führt, wenn man nicht explizit eine  $W$ - Abhängigkeit einführt. Weiterhin werden theoretische Unsicherheiten in SU(3)-Relationen zur Bestimmung des Singlett- Oktett- Mischungswinkels aufgezeigt. Insbesondere ergibt sich bei SU(3)- Relationen für Tensormesonen eine unterschiedliche Massen-Skalierung für die Helizitätszustände 0 und 2.

### Experiment

Die Daten wurden zwischen Oktober 1981 und August 1982 mit dem PLUTO-Detektor am  $e^+e^-$ -Speicherring PETRA bei Strahlenergien von 17.3 bis 17.5 GeV genommen. Sie entsprechen einer integrierten Luminosität von  $46 \text{ pb}^{-1}$ .

Neben Standard-Rekonstruktionsprogrammen wurde erstmals in einer  $\gamma\gamma$ - Analyse ein Sekundärvertex- Rekonstruktions- und Fitalgorithmus angewendet, der die Identifizierung von  $K_S^0$ -Mesonen mit wenig Untergrund ermöglicht. Eine weitere Besonderheit in dieser Analyse ist die Ausnutzung der PLUTO- Vorwärtsspektrometer, um  $K_S^0$ -Mesonen bei kleinen Winkeln nachzuweisen.

Die Monte- Carlo Integration und Simulation benutzt exakte Formeln ohne Näherungen. Zur quantitativen Auswertung von Interferenzerscheinungen wird ein neu entwickelter Fitalgorithmus benutzt.

### $\eta_c$ -Erzeugung in der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp$

In der Reaktion  $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp$  wird erstmals positive Evidenz für die Erzeugung des  $\eta_c$ -Mesons gefunden, jedoch mit kleiner Statistik (7 Kandidaten). Das Produkt aus radiativer Breite und dem Verzweigungsverhältnis in den beobachteten Endzustand wird zu

$$\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta_c) \cdot B(\eta_c \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp) = 0.5_{-0.15}^{+0.2}(\text{stat.}) \pm 0.1(\text{syst.}) \text{ keV} \quad (7.1)$$

bestimmt. Mit dem neuesten Wert für das Verzweigungsverhältnis und quadratischer Addition von statistischem und systematischem Fehler entspricht das einer radiativen Breite von

$$\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta_c) = 28 \pm 15 \text{ keV}. \quad (7.2)$$

### Obere Grenze für $\eta(1440)$ -Erzeugung in der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp$

Für die Erzeugung des Glueball-Kandidaten  $\eta(1440)$  (früher  $\iota$  genannt) wird keine Evidenz gefunden und eine obere Schranke hergeleitet:

$$\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta(1440)) \cdot B(\eta(1440) \rightarrow K \bar{K} \pi) < 2.7 \text{ keV at } 95\% \text{ c.l.} \quad (7.3)$$

### $f_2'$ -Erzeugung in der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 K_S^0$

In der Reaktion  $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 K_S^0$  wird exklusive Erzeugung des Tensormesons  $f_2'$  beobachtet und dessen radiative Breite bestimmt:

$$\Gamma_{\gamma\gamma}(f_2') \cdot B(f_2' \rightarrow K \bar{K}) = 0.10_{-0.03}^{+0.04}(\text{stat.})_{-0.02}^{+0.03}(\text{syst.}) \text{ keV} \quad (7.4)$$

Durch Kombination zweier komplementärer Analysen (im zentralen und Vorwärtswinkelbereich) ist dieses Ergebnis im Gegensatz zu allen Resultaten anderer Experimente nicht von Annahmen über die Helizitätsstruktur abhängig.

### Helizitätsstruktur der $f_2'$ -Erzeugung

Die beiden oben genannten Analysen erlauben die Messung der  $f_2'$ - Zerfallswinkelverteilung im vollen Raumwinkelbereich. Aufgrund dieser Verteilung ist erstmals eine Unterscheidung von den theoretisch erlaubten Helizitätszuständen  $|\lambda| = 0$  und  $2$  möglich.  $|\lambda| = 2$  wird deutlich bevorzugt, es wird kein Helizität-0 Anteil benötigt:

$$\Gamma_{\gamma\gamma}^{(0)} \cdot B(f_2' \rightarrow K \bar{K}) = -0.03 \pm 0.03 \text{ keV} \quad (7.5)$$

oder, als obere Schranke ausgedrückt:

$$\Gamma_{\gamma\gamma}^{(0)} \cdot B(f_2' \rightarrow K \bar{K}) < 0.10 \text{ keV} \quad (95\% \text{ c.l.}) \quad (7.6)$$

Für den relativen Helizitäts-0-Anteil an der radiativen Breite gilt:

$$\Gamma_{\gamma\gamma}^{(0)} / \Gamma_{\gamma\gamma}(f_2') < 0.60 \quad (95\% \text{ c.l.}) \quad (7.7)$$

Diese Messung bestätigt die theoretische Erwartung einer Helizität-2- Dominanz.

### Obere Grenze für die Erzeugung des Skalars $f_0(1525)$

Mit Hilfe der  $K_S^0$ - Zerfallswinkelverteilung wird auch eine obere Grenze für die Erzeugung eines zum  $f_2'$  massenentarteten skalaren Mesons  $f_0(1525)$  hergeleitet, für das kürzlich Evidenz gefunden wurde:

$$\Gamma_{\gamma\gamma}(f_0') \cdot B(f_0' \rightarrow K\bar{K}) < 1.0 \text{ keV mit } 95\% \text{ c.l.} \quad (7.8)$$

Ein Fit an die Winkelverteilung bevorzugt eine Spin 2- Interpretation deutlich, so daß die radiative Breite des  $f_2'$  durch die eventuelle Existenz dieses Teilchens sich innerhalb der  $1\sigma$ -Grenzen nicht ändert. Insgesamt beträgt die statistische Signifikanz jedoch nur noch 1.9 Standardabweichungen.

### Beobachtung von $f_2 - a_2 - f_2'$ - Interferenz

Die Nichtbeobachtung von  $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 K_S^0$ - Ereignissen im Massenbereich um  $1.3 \text{ GeV}$  stellt Evidenz für destruktive Interferenz zwischen  $f_2$  und  $a_2$  dar, die erstmals quantitativ ausgewertet wird. Inkohärente Überlagerung sowie konstruktive Interferenz können mit *Confidence levels* von  $> 98\%$  bzw.  $> 99.4\%$  ausgeschlossen werden. Die beste Beschreibung der Daten erhält man für die folgenden relativen Phasen ( $\varphi_{f_2} = 0$ ):

$$\begin{aligned} \varphi_{a_2} &= (234_{-36}^{+32}(\text{stat.}) \pm 20(\text{syst.}))^\circ \\ \varphi_{f_2'} &= (233_{-50}^{+74}(\text{stat.}) \pm 20(\text{syst.}))^\circ \end{aligned} \quad (7.9)$$

### Obere Grenzen für die Erzeugung von $f_2(1720)$ und $X(2230)$

In der Reaktion  $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 K_S^0$  wird keine Evidenz für die Erzeugung der Glueball- Kandidaten  $f_2(1720)$  (früher  $\Theta(1690)$ ) und  $X(2230)$  (früher  $\xi(2220)$ ) gefunden. Unter verschiedenen Voraussetzungen über die Helizitätsstruktur und mögliche Interferenzen sind obere Schranken hergeleitet worden. Unter allgemeinsten Annahmen gilt:

$$\begin{aligned} \Gamma_{\gamma\gamma}(f_2(1720)) \cdot B(f_2(1720)) \rightarrow K\bar{K} &< 0.20 \text{ keV mit } 95\% \text{ c.l.} \\ \Gamma_{\gamma\gamma}(X(2230)) \cdot B(X(2230)) \rightarrow K\bar{K} &< 0.07 \text{ keV mit } 95\% \text{ c.l.} \end{aligned} \quad (7.10)$$

Beim Vergleich dieser harten Grenzen mit denen anderer Experimente ist zu beachten, daß diese meist unter Annahme reiner Helizität 2 und ohne Beachtung möglicher Interferenzefekte gewonnen wurden. Diese Grenzen führen zu dem folgenden *Stickiness*- Verhältnis:

$$S_{f_2} : S_{f_2'} : S_{f_2(1720)} : S_{X(2230)} = 1 : 13 : > 28 (95\% \text{ c.l.}) : > 9 (95\% \text{ c.l.}) \quad (7.11)$$

Die hohen *Stickiness*- Werte unterstützen eine Glueball- Interpretation dieser Zustände.

### Bestimmung des Oktett-Singlett- Mischungswinkels des Tensormeson- Nonetts

Durch Kombination der Werte dieser Analyse mit anderen Meßwerten der radiativen Breiten der Tensormesonen wird der  $SU(3)$ - Mischungswinkel bestimmt. Es wird gezeigt, daß

verschiedene Ansätze für die aufgrund der unterschiedlichen Massen notwendigen Korrekturen Unsicherheiten in der Größenordnung 50% für gemessene Verhältnisse geben können. Trotz dieser Unsicherheit sowie des unbekanntes Verzweigungsverhältnisses  $B(f'_2 \rightarrow K \bar{K})$  sind sinnvolle quantitative Aussagen möglich. Die Daten sind gut verträglich mit Nonett-Symmetrie ( $r = 1$ ):

$$r_{SU_3} = \frac{f_8}{f_1} = 1.02 \pm 0.11 \quad (7.12)$$

Unter Annahme exakter SU(3) gilt für den Mischungswinkel:

$$25.8^\circ < \Theta < 34.8^\circ, \quad (7.13)$$

d.h. der Anteil von nicht- seltsamen Quarks im  $f'_2$  ist klein:

$$0 < |\langle ns | f'_2 \rangle|^2 < 2.8\% \quad (7.14)$$

Zieht man die mögliche SU(3)- Brechung aufgrund der höheren Masse des  $s$ -Quarks in Betracht, kann ein Zusammenhang zwischen dem magnetischen Moment des  $s$ -Quarks und  $\Theta$  hergestellt werden. Aufgrund dieser Betrachtung erscheint ein Wert in der Nähe des idealen Mischungswinkels  $\Theta = 35.3^\circ$  wahrscheinlicher als Werte um  $27^\circ$ , die mit Hilfe von Massenformeln errechnet werden.

## Literaturverzeichnis

- [1] H. Euler, B.Kockel. Nat. Wiss. 23 (1935) 246  
H.Euler, Ann. Phys. 26 (1936) 398
- [2] M.Feindt, *New CELLO Results on  $\gamma\gamma$  Interactions and Other Highlights of the  $\gamma\gamma$  Workshop in Jerusalem*, DESY Seminar-Vortrag, 24. Mai 1988.
- [3] PLUTO Collaboration, Ch. Berger et al., Phys. Lett. 167 B (1986), 120
- [4] PLUTO Collaboration, Ch. Berger et al., Z.Phys. C 37 (1988), 329
- [5] M. Feindt,  *$\gamma\gamma$  Exclusive - PLUTO's Last and CELLO's Latest* . Proc. VIII. International Workshop on Photon Photon Collisions, Shresh, Israel, 1988, to be published
- [6] K.F.v.Weizsäcker, Z.Phys.(1934),612  
E.Williams, Kgl. Danske Videnskap Selskap, Mat.-Fiz.Med. No.13(1935)
- [7] V.M.Budnev, I.F.Ginzburg, G.V.Meledin, V.G.Serbo. Phys.Rep. 15 C (1975),181
- [8] F.E.Low, Phys.Rev. 120 (1960),582
- [9] Review of Particle Properties, Particle Data Group, Phys.Let. 170B (1986)
- [10] D.A.Williams. in VI. International Workshop on Photon-Photon-Collisions, Lake Tahoe, USA, ed. R. Lander (World Scientific, Singapore, 1985)  
Crystal Ball Collaboration, DESY Preprint 88-033
- [11] J.H.Field, Nucl.Phys. B168,477 ff. et Erratum
- [12] S.J.Brodsky, T.Kinoshita, H.Terazawa, Phys.Rev.D4 (1971), 1532
- [13] W. Wagner, Photon Photon Interactions, Habilitationsschrift. I. Phys. Inst. der RWTH Aachen (1983)
- [14] C.N.Yang, Phys.Rev.77 (1950), 242
- [15] M. Poppe, Int. Jour. of Mod. Phys. A1 (1986), 545
- [16] I.J.R.Aitchison, A.J.G. Hey, *Gauge Theories in Particle Physics*, Adam Hilger, Bristol 1982

- [17] J.M.Blatt, V.Weisskopf, *Theoretical Nuclear Physics*, John Wiley, New York, 1952  
H.Pilkuhn, in Landolt-Börnstein, New Ser. Vol 6, Springer, Berlin, Heidelberg, New York 1972
- [18] G.Köpp, T.Walsh, P.Zerwas, Nucl.Phys. B70 (1974), 461
- [19] PLUTO-Collaboration, Ch. Berger et al., Phys.Lett. 142B(1984) 125
- [20] M.Feindt, Diplomarbeit Hamburg, Interner Bericht DESY PLUTO 84-03
- [21] TPC/ $\gamma\gamma$  Collaboration, H. Aihara et al., Phys. Rev. D35 (1987) 2650
- [22] Mark II Collaboration, G. Gidal et al., Phys. Rev. Lett. 59 (1987) 2012
- [23] DELCO-Collaboration, A. Courau et al., Phys.Lett. 147B (1984) 227  
R.P.Johnson, *Ph.D. Thesis*, Stanford, SLAC-294
- [24] J.Harte, R.G. Sachs, Phys.Rev 135 (1964) B459  
A.S.Goldhaber, G.C.Fox, C.Quigg, Phys.Lett.30B (1969) 249  
M.Gourdin, L.Stodolsky, F.M. Renard, Phys.Lett.30B (1969) 347  
P.J.Biggs et al., Phys.Rev.Lett. 24 (1970) 1201  
J.L.Lemke, R.G Sachs, Phys.Rev. D5 (1972) 590
- [25] H.J. Lipkin , Nucl.Phys. 7 B (1968),321; Procs. EPS Int. Conf. on High Energy Physics, Palermo 1975, p.609  
D. Faïman et al., Phys.Lett. 111 B(1975),169
- [26] Crystal Ball Collaboration, D. Antreasyan et al., Phys.Rev. D33 (1986) 1847
- [27] PLUTO Collaboration, Ch. Berger et al., Phys.Lett. 149B (1984) 427
- [28] Crystal Ball Collaboration, C.Edwards et al., Phys.Lett. 110B (1982) 82
- [29] H. Marsiske, Dissertation Hamburg, DESY-F31-88-02 (1988)  
H.Marsiske, Proc. VIII. International Workshop on Photon Photon Collisions, Shoresh, Israel, 1988, to be published
- [30] G. Gidal, Proc. VIII. International Workshop on Photon Photon Collisions, Shoresh, Israel, 1988, to be published
- [31] J. Olsson, Proc. VIII. International Workshop on Photon Photon Collisions, Shoresh, Israel, 1988, to be published
- [32] H.Krasemann, J.Vermaseren, Nucl.Phys. B184(1981) 269
- [33] N.N.Achasov, V.A.Kernakov, Novosibirsk TF 14-147 (1985)
- [34] P. Grassberger, P. Kögerler, Nucl. Phys. 106 B (1976) 451
- [35] P.G.O.Freund, Phys.Rev.Lett. 20 (1968) 235

- [36] H.Harari, Phys.Rev.Lett. 20 (1968) 1395
- [37] M.Gell-Mann, Phys.Rev. 125 (1962) 1067  
S.Okubo, Progr.Theo.Phys. (Kyoto) 27 (1962) 949
- [38] F.Close, *An Introduction to Quarks and Partons*, Academic Press, London, New York, San Francisco 1979.
- [39] F.M.Renard, *Basics of Electron Positron Collisions*, Editions Frontières, Gif sur Yvette 1981
- [40] T. Barnes, Proc. VIIIth International Workshop on Photon-Photon Collisions, Paris 1986, p.25
- [41] J.Donoghue, B.Holstein and Y.C.Lin, Phys.Lett.55 (1985) 2766,  
J. Gasser and H.Leutwyler, Nucl. Phys. B250 (1986), 465
- [42] M. Chanowitz, Proc. VIth International Workshop on Photon Photon Collisions, Lake Tahoe, USA, ed. R. Lander (World Scientific, Singapore, 1985)
- [43] Internal Report PLUTO-79/01, PRC 79/06 Ergänzung 1980
- [44] L. Criegee and G. Knies, Phys. Rep. 83 (1982) 153,  
R.G. Kellogg et al., Internal Report DESY-PLUTO-84/04 (1984),  
S.L. Cartwright, *Ph.D. Thesis*, Internal Report DESY-PLUTO-84/01 (1984)  
A.J. Tylka, *Ph.D. Thesis*, Internal Report DESY PLUTO-85-04 (1985)
- [45] K. Derikum, Diplomarbeit Hamburg, Interner Bericht DESY-F33-75/02 (1975)
- [46] U. Michelsen, Diplomarbeit Hamburg, Interner Bericht DESY-PLUTO 80/07 (1980)
- [47] W. Lührsen, Dissertation Hamburg, Interner Bericht DESY-PLUTO 81/07 (1981)
- [48] H.M. Jensing, Diplomarbeit Hamburg, Interner Bericht DESY-F14-79/01 (1979)
- [49] O. Achterberg et al., Nucl. Inst. and Meth. 156 (1978) 287  
O. Achterberg, Diplomarbeit Hamburg, Interner Bericht DESY-F14-78/05 (1978)  
O. Achterberg, Dissertation Hamburg, Interner Bericht DESY-PLUTO 81/09 (1981)
- [50] H. Daumann, Diplomarbeit Hamburg, Interner Bericht DESY-F14-78/05 (1978)
- [51] H. Kapitza, Diplomarbeit Hamburg, Interner Bericht DESY-F14-79/01 (1979)
- [52] K. Diehlmann, Diplomarbeit Hamburg, Interner Bericht DESY-PLUTO-83/01  
B. Lewendel, Diplomarbeit Hamburg, Interner Bericht DESY-PLUTO-81/05  
D. Burkart, Diplomarbeit Hamburg, Interner Bericht DESY-PLUTO-82/01
- [53] H. Kapitza, Dissertation Hamburg, Interner Bericht DESY-PLUTO-85-05

- [54] R.G. Kellogg, S.J. Maxfield, R.O. Polvado, A.J. Tylka, SAT analysis, DESY-PLUTO-84/04 (1984)
- [55] siehe [44] und A. Deuter, Dissertation Aachen, PITHA 84/17
- [56] *CALTOF*-Programmbeschreibung, M. Poppe (unveröffentlicht), M. Feindt,  $K_S^0$  und  $K^*$ -Erzeugung in Zwei-Photon-Reaktionen, Kurzvortrag DPG-Tagung München 1985
- [57] A. Bäcker, Interne PLUTO-Note "PLUTO-Trigger", April 1982 K.H. Pape, Diplomarbeit Hamburg, Interner Bericht DESY-F33-80/02 (1982)
- [58] G. Franke, "PLUTOPAT und Filter", PLUTO unveröffentlicht, Interne PLUTO-Note 16/8/79
- [59] Ch. Gerke, *FILT*-Programmbeschreibung 1982, unveröffentlicht
- [60] G. Franke, PLUTO Interne PLUTO-Note (Januar 1982)
- [61] I.O. Skillicorn, J. Dainton, H. Kapitza, B. Lewendel, J.M. Scarr, Interne PLUTO-Note (10/6/1982)
- [62] R.G. Glasser, G. Knies, K. Kraski, M. Zachara, Interne PLUTO-Note (29/6/1982, 10/3/1984)
- [63] G. Bella, V. Blobel, "Barrel and Endcap Shower reconstruction". Programmbeschreibung, unveröffentlicht, 1978
- [64] S. Cartwright, I.O. Skillicorn, Interne PLUTO-Note (16/2/1982)  
S. Cartwright, *Ph.D. Thesis*, Glasgow, Internal Report DESY-PLUTO-84-01 (1984)
- [65] A.J. Tylka, M. Zachara, G. Knies, Interne PLUTO-Note (20/4/1983)
- [66] B.T. King, A. Deuter, S. Maxfield, *LATVEC*, Interne PLUTO Note(1982)
- [67] F. James, *Monte Carlo Theory and Practice*, CERN DD/80/6, 1980
- [68] M. Feindt, *MOTTE0/1 - Monte Carlo Integration für  $\gamma\gamma$ -Reaktionen (Resonanzen und Kontinuum) ohne Näherungen*, Programmbeschreibung, unveröffentlicht.
- [69] PLUTO-Collaboration, *Z.Phys. C* 38 (1988) 521
- [70] ARGUS-Collaboration, DESY - 87-063 (1988)
- [71] CELLO-Collaboration, siehe z.B. [5,117,96] und 8 *contributed papers* zur 20.th International Conference on High Energy Physics, Munich, 1988.
- [72] S. Kawabata, *A new MC event generator*, Beitrag zum International Colloquium on Photon Photon Interactions, 1981, siehe z.B. J.H. Field, *Recent Results in  $\gamma\gamma$  Interactions*, DESY-81/037  
*Comp.Phys.Comm.* 41 (1986) 127

- [73] J. Friedmann, *SAGE - A General System for Monte Carlo Generation with Preferred Phase Space Density Distributions* SLAC - Computation Group Technical Memo 145, 1972
- [74] M. Feindt, *XFIT - Maximum-Likelihood Fit für beliebige Resonanzmodelle an Zwei-Körper-Reaktionen*, Programmbeschreibung, unveröffentlicht.
- [75] V. Blobel, *SMFT Smoothing by Fourier Transformation*, Programmbeschreibung, unveröffentlicht.
- [76] J. Harjes (CELLO Collaboration),  *$f_2(1720)$  Resonance Production in  $\gamma\gamma$  Reactions* Proc. VIII. International Workshop on Photon Photon Collisions, Shresh, Israel, 1988, to be published
- [77] V. Blobel, *FITPAIR,  $V^0$ -Kandidaten-Suche und Fit an die  $V^0$ -Hypothese*, Programmbeschreibung, unveröffentlicht
- [78] G. Franke, Argonne-Report HRS-21 (1975) (englische Übersetzung von K. Jäger)
- [79] Diese Untersuchung ist von G. Bella für die  $\mu$ -Paar-Analyse durchgeführt worden: PLUTO-Collaboration, Ch. Berger et al., Z.Phys. C21 (1983) 53.
- [80] V. Blobel, Interne PLUTO-Note (3/3/1982)
- [81] A.L. Spadafora (MARK III Collaboration), *Recent Results from Mark III: the  $\eta_c$  and Hadronic  $J/\psi$  Decays*, University of Illinois Preprint UI-HEPG-03 (1985)
- [82] MARK III Collaboration, R.M. Baltrusaitis et al., *Hadronic Decays of the  $\eta_c$* , SLAC-PUB-3704 (1985)
- [83] *Three Particle Phase Shift Analysis and Meson Resonance Production*, Daresbury Study Weekend Series No. 8, 1975, ed. J.B. Dainton and A.J.G. Hey.
- [84] siehe z.B. B.J. Shen, Proc. VIIth International Workshop on Photon-Photon Collisions, Paris 1986, p.3
- [85] Ch. Berger, W. Wagner, Phys. Rep. 146 (1987) 1
- [86] TPC  $\gamma\gamma$  Collaboration, H. Aihara et al., Phys.Rev.Lett. 57 (1986) 2500
- [87] MARK II Collaboration, G. Gidal et al., SLAC-PUB-4275 (1987)
- [88] S. Cooper, Proc. 23rd Int. Conf. on High Energy Physics, Berkeley 1986.
- [89] Particle Data Group, *Review of Particle Properties*, Rev.Mod.Phys. 56 (1984)
- [90] U. Karshon, Proc. VII. International Workshop on Photon-Photon Collisions, Paris 1986, p.353
- [91] V. Mertens, Dissertation, Bonn 1987, Bonn-IR-87-07

- [92] TASSO Collaboration, Preprint DESY-88-050.
- [93] TPC/2 $\gamma$ -Collaboration, H.Aihara et al., contributed paper #296 to the International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Hamburg 1987.
- [94] R704-Collaboration, C.Baglin et al., Phys.Lett.187 B (1987),191
- [95] MD-1 Collaboration, A. Blinov et al., Novosibirsk Preprint 86-107, 1986
- [96] CELLO Collaboration, H.J.Behrend et al.,  $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$  production in tagged and untagged  $\gamma\gamma$  interactions, Contributed paper to the VIII. International Workshop on Photon Photon Collisions, Jerusalem 1988  
J.Ahme, Proceedings of the workshop, to be published
- [97] JADE Collaboration, see J.Olsson, *Photon Photon Interactions*, Proceedings of the 1987 International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Hamburg 1987, North-Holland, Amsterdam 1987.
- [98] TASSO Collaboration, M. Althoff et al., Phys.Lett. 121 B (1982),216  
TASSO Collaboration, M.Althoff et al., Z.Phys. C 29 (1985),189
- [99] G. Gidal (MARK II Collaboration), Proc. VIIth International Workshop on Photon-Photon Collisions, Paris 1986, p.418
- [100] CELLO Collaboration, H.J. Behrend et al., Contributed Paper to the 1987 International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Hamburg, July 1987.
- [101] TPC/Two Gamma Collaboration, H.Aihara et al., Phys.Rev.Lett. 57(1986), 404
- [102] J.F. Grivaz, CELLO Note O-082 (20.1.1986)  
A.G. Frodesen, O.Skjeggestad, H.Tofte, *Probability and Statistics in High Energy Physics*, Universitetsforlaget, Bergen 1979
- [103] Für die Durchführung der Maximum- Likelihood- Fits wurde das Programm MLFITA von V. Blobel benutzt.
- [104] J. Ahme, CELLO-Kollaboration , private Mitteilung.
- [105] Crystal Ball Collaboration, C. Edwards et al., Phys.Rev.Lett. 48 (1982) 458  
M.E.B. Franklin (Mark II Collaboration), *Ph.D. Thesis*, SLAC-254 (1982)
- [106] L. Köpke (MARK III Collaboration), Proc. 23rd International Conference on High Energy Physics, Berkeley 1986; University of Santa Cruz preprint SCIPP 86/74  
A. Falvard (DM2 Collaboration), Proc. VIIth International Workshop on Photon-Photon Collisions, Paris 1986, p.435
- [107] J. Olsson, Proc 1987 International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Hamburg, DESY 87-136

- [108] R.L. Jaffe, Phys.Rev. D15(1977) 267  
R.L. Jaffe, F.E. Low, Phys.Rev. D19(1979) 2105
- [109] LASS Collaboration, D.Aston et al., SLAC-PUB 4394, submitted to Phys.Lett.B
- [110] Ph. Gavillet et al., Z.Phys. C16 (1982) 119
- [111] J.L. Rosner, Proc. Hadron 87, Tsukuba, Japan 1985, University of Chicago Preprint EFI 87-26.
- [112] LASS Collaboration, D.Aston et al., DPNU-87-15, SLAC-PUB 4279 (1987), submitted to Nucl.Phys.
- [113] M.Baubillier et al., Z.Phys C17(1983) 309
- [114]  $\Omega'$ -Collaboration, T. Armstrong et al., Nucl.PhysB 224 (1983) 193
- [115] S.Godfrey, N.Isgur, Phys.Rev. D32 (1985) 189
- [116] J.L.Rosner, S.F.Tuan, Phys.Rev. D27 (1983) 1544
- [117] CELLO Collaboration, *The  $K_S^0 K_S^0$  final state in  $\gamma\gamma$  interactions*, Contributed paper to the VIII International Workshop on Photon Photon Collisions, Shresh, Israel, April 1988.
- [118] G.P.Yost, *Lectures on Probability and Statistics*, Berkeley Preprint LBL-16993 Rev., June 1985
- [119] L.Montanet, Rep. Prog. Phys. 46 (1983) 337
- [120] MARK III Collaboration, D.M. Coffman et al., SLAC-PUB-3720

## Danksagung

Diese Arbeit ist in den Jahren 1984 - 1988 während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am II. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg entstanden. Als Mitglied in der Gruppe F14 am Deutschen Elektronen- Synchrotron DESY habe ich an den Experimenten PLUTO und CELLO mitgewirkt.

Ich bedanke mich bei meinen Ansprechpartnern Prof. Dr. H. Spitzer und Prof. Dr. V. Blobel für die gute Arbeitsatmosphäre, das Vertrauen und die mir überlassene Freiheit, die finanzielle Unterstützung sowie die Möglichkeit, an einigen Sommerschulen und Konferenzen teilnehmen zu können.

Weiterhin bedanke ich mich bei meinen Kollegen von PLUTO und CELLO, mit denen die Zusammenarbeit (meistens) eine Freude war, insbesondere bei meinen Freunden in der Gruppe F14. Außerdem möchte ich Dr. M. Poppe und Dr. J. E. Olsson für einige Diskussionen danken, von denen ich profitieren konnte.

Trotz meines Engagements bei DESY ist es mir gelungen, eine Familie zu gründen. Meine Liebe und mein besonderer Dank gilt meiner Frau Gerda und meinen kleinen Kindern Alexander und Laura, für die ich leider oft viel zu wenig Zeit habe. Ihnen ist diese Arbeit gewidmet.

