Untersuchung Radiativer $\bar{p}p$ Annihilationen

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

vorgelegt von
MARCUS ENGLERT
aus München

München den 20. Dezember 1993

1. Gutachter: Prof. Dr. M. A. Faessler
2. Gutachter: Prof. Dr. U. Meyer-Berkhout
Tag der mündlichen Prüfung: 09. Februar 1994

Zusammenfassung

Das am Low-Energy-Antiproton-Ring LEAR des CERN installierte Crystal-Barrel-Detektorsystem stellt einen Detektortyp der neuen Generation für die Mesonenspektroskopie dar, mit dem es erstmals möglich ist, außer Zerfallskanälen mit geladenen Teilchen auch solche mit mehreren ungeladenen Reaktionsprodukten aus der $p\bar{p}$ Annihilation zu untersuchen.

Ziel der vorliegenden Arbeit war die Untersuchung radiativer Zerfälle von Protonium, $\bar{p}p \rightarrow \gamma X$.

Aus über $6.0 \cdot 10^6$ vollständig neutralen Ereignissen (d.h. Ereignissen ohne geladene Teilchen) wurden zunächst die Reaktionen $\bar{p}p \rightarrow \gamma\gamma$, $\pi^o\gamma$, $\eta\gamma$, $\omega\gamma$ und $\eta'\gamma$ untersucht. Für den $\pi^o\gamma$-Kanal konnte die Genauigkeit des Verzweigungsverhältnisses auf unter 10% verbessert werden: $BR_{\pi^o\gamma} = (44 \pm 4) \cdot 10^{-6}$. Für die Kanäle $\bar{p}p \rightarrow \eta\gamma$ und $\bar{p}p \rightarrow \omega\gamma$ konnte erstmalig ein Verzweigungsverhältnis bestimmt werden: $BR_{\eta\gamma} = (9.3 \pm 1.4) \cdot 10^{-6}$ und $BR_{\omega\gamma} = (68 \pm 19) \cdot 10^{-6}$. Für $BR_{\gamma\gamma}$ und $BR_{\eta'\gamma}$ wurden neue obere Grenzen von $0.63 \cdot 10^{-6}$ und $12 \cdot 10^{-6}$ gefunden. Die Ergebnisse für diese Reaktionen werden mit Vorhersagen des Vektormesonen-Dominanzmodells verglichen, es zeigt sich, daß die Messungen nur mit einer destruktiven Interferenz der I=0 und I=1 Isospinamplituden der Antiproton-Proton-Annihilation vereinbar sind.

Ein weiterer Schwerpunkt dieser Arbeit lag in der Untersuchung der Zerfallskanäle $\bar{p}p \rightarrow \gamma X$ mit $X \rightarrow \pi^o\pi^o$ bzw. $X \rightarrow \pi^+\pi^-$. Von besonderem Interesse ist dabei die Identifizierung des X(1520), welches bereits in pionischen Zerfallsreaktionen $\bar{p}p \rightarrow \pi^o X$ nachgewiesen wurde und bisher als Baryoniumkandidat angesehen wurde. Die Verzweigungsverhältnisse lauten: $BR(\gamma(\pi^o\pi^o)_{l=0}) = (3.5 \pm 0.5) \cdot 10^{-5}$, $BR(\gamma f_2(1270)_{\rightarrow\pi^o\pi^o}) = (3.4 \pm 0.6) \cdot 10^{-5}$ und $BR(\gamma X_0(1520)_{\rightarrow\pi^o\pi^o}) = (1.8 \pm 0.3) \cdot 10^{-5}$ bzw. $BR(\rho^o(770)\gamma) = (8.2 \pm 2.3) \cdot 10^{-5}$, $BR(\gamma(\pi^\pm\pi^\mp)_{l=0}) = (7.8 \pm 2.3) \cdot 10^{-5}$, $BR(\gamma f_2(1270)_{\rightarrow\pi^\pm\pi^\mp}) = (6.5 \pm 2.3) \cdot 10^{-5}$ und $BR(\gamma X_0(1520)_{\rightarrow\pi^\pm\pi^\mp}) = (5.6 \pm 1.3) \cdot 10^{-5}$. Die Ergebnisse stellen eine im Vergleich zu den aktuellen oberen Grenzen für das Verzweigungsverhältnis von Reaktionen des Typs $\bar{p}p \rightarrow \gamma X$ um mindestens eine Größenordnung stärkere Limitierung dar und somit auch eine neue Randbedingung für zukünftige Modellansätze zur Interpretation des X(1520). Die Untersuchung der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ erlaubte den eindeutigen Nachweis von Reaktionen mit innerer Bremsstrahlung und von radiativen Mesonenzerfällen $\rho^\pm(770) \rightarrow \pi^\pm\gamma$, $b_1^\pm(1235) \rightarrow \pi^\pm\gamma$ und $a_2^\pm(1320) \rightarrow \pi^\pm\gamma$.

Von besonderem Interesse ist der Zerfall $\bar{p}p \rightarrow \phi\gamma$, der hier zum ersten Mal nachgewiesen werden konnte. Als Verzweigungsverhältnis findet man: $BR_{\phi\gamma} = (15.3 \pm 4.1) \cdot 10^{-6}$ und für das Verhältnis $BR_{\phi\gamma}/BR_{\omega\gamma} : 0.23 \pm 0.09$. Diese Ergebnisse sind nicht in Übereinstimmung mit den Vorhersagen des naiven Quarkmodells und der OZI-Regel.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Physikalische Grundlagen

Die Teilchenphysik untersucht Eigenschaften der elementaren Bausteine der Materie und studiert deren Wechselwirkungen. Im Standardmodell der Teilchenphysik besteht alle Materie aus Quarks, Leptonen, Austauschbosonen, und einem hypothetischen skalaren Teilchen, dem Higgs. Die Wechselwirkungen der Teilchen untereinander werden durch die Quantenchromodynamik, die elektroschwache Wechselwirkung und die Gravitation beschrieben.

Die Gravitation spielt keine Rolle bei den Wechselwirkungen, die in der Teilchenphysik untersucht werden, da ihre Auswirkungen bei den zur Verfügung stehenden Energien klein sind.

Die elektroschwache Wechselwirkung, hervorgegangen aus der Vereinigung von Quantenelektrodynamik und schwacher Wechselwirkung, ist eine lokal eichinvariante, renormierbare Feldtheorie, in der die elementaren Bausteine der Materie über Austauschteilchen wechselwirken.

Die Quantenchromodynamik (QCD), eine in ihrer Struktur dem 'Standardmodell' der elektroschwachen Wechselwirkung ähnliche Theorie der starken Wechselwirkung, erlaubt eine Beschreibung der Wechselwirkung zwischen den Quarks. Quarks, von denen es mindestens fünf Sorten (*flavours*) gibt, scheinen nur in der Form gebundener Systeme beobachtbar zu sein (sog. *confinement*), und unter diesen sind bis heute nur Systeme aus Quark und Antiquark (Mesonen: $q_1\bar{q}_2$) und aus drei Quarks (Baryonen: $q_1q_2q_3$) mit Sicherheit bekannt. Die QCD ist ebenso wie die Quantenelektrodynamik (QED) eine Eichtheorie. Die Wechselwirkung ist invariant gegen lokale $SU(3)_{Colour}$-Eichtransformationen, die nicht abelsch sind, im Gegensatz zu den abelschen U(1)-Eichtransformationen der QED. Sie wird durch den Austausch von acht masselosen Eichfeldquanten mit Spin 1, den Gluonen, beschrieben. Die Gluonen koppeln an die sogenannte *Farbladung* (*chromos*, griech. Farbe) der Quarks, sie ist die analoge Größe zur elektrischen Ladung der Quantenelektrodynamik. Quarks treten in drei 'Farben' auf, etwa Rot, Grün, Blau, und entsprechend Antiquarks in drei 'Antifarben' $\bar{R}$, $\bar{G}$ und $\bar{B}$.

Mathematisch ausgedrückt, entsprechen die drei Farben der Fundamentaldarstellung der $SU(3)_{Colour}$-Symmetriegruppe. Als Arbeitsgrundlage bewährt sich hierbei die Forderung, daß nur Farbsinguletts beobachtbar sind; so sind Baryonen aus drei Quarks der 'Farben' R, G und B aufgebaut und Mesonen aus 'farbig-antifarbigen' Quark-Antiquark Paaren. Eine unmittelbare Folge der $SU(3)_{Colour}$-Symmetrie ist die Erhaltung der 'Farbe' in der starken Wechselwirkung: zum Beispiel annihiliert ein R Quark mit einem $\bar{G}$ Quark unter Emission eines $R\bar{G}$ Gluons. Die Gluonen tragen also ihrerseits Farbladungen und sind damit den gleichen Farbkräften ausgesetzt, die sie zwischen den Quarks vermitteln. Das hat zur Folge, daß durch Polarisationseffekte im Vakuum die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung α_s mit zunehmendem Quarkabstand, d.h. mit abnehmendem Impulsübertrag q^2, wächst (*running coupling constant*). Im Bereich sehr großer Impulsüberträge ($q \geq 30GeV/c$), das entspricht kleinen Abständen ($r \leq 10^{-3}fm$), wird die Kopplung klein, d.h die Quarks verhalten sich als quasi-freie Teilchen (*asymptotische Freiheit*). In diesem Grenzfall dominiert der Ein-Gluon-Austausch und die Gleichungen der QCD sind somit einer störungstheoretischen Behandlung zugänglich.

Unbefriedigend ist jedoch bislang die Beschreibung der starken Wechselwirkung für Quarkabstände um 1 fm, wie sie charakteristisch sind für die gebundenen Zustände, die Mesonen und Baryonen. Aufgrund der großen Kopplungskonstante dominiert in diesem Gebiet der Multi-Gluon-Austausch zwischen den Quarks, so daß die Methoden der perturbativen QCD versagen. So läßt sich aus der QCD gegenwärtig noch nicht herleiten, wie der Einschluß (Confinement) der Quarks zustande kommt, der es unmöglich macht, freie Quarks zu beobachten. Man bedient sich daher zur Beschreibung gebundener hadronischer Zustände phänomenologischer Modelle (Bag-Modell, Potentialmodelle siehe Kapitel 4), sowie numerischer Lösungsansätze (Gittereichtheorie). In fast allen diesen Modellen werden zusätzliche Farbsingulettzustände zu den $(q_1\bar{q}_2)$-Mesonen und $(q_1q_2q_3)$-Baryonen vorausgesagt, die als sogenannte exotische Resonanzen in Erscheinung treten sollten. Im Mesonensektor (Baryonquantenzahl=0) spricht man von folgenden Zuständen:

- **Gluonia** sind quarklose Zustände aus zwei, drei oder mehr Gluonen (*constituent gluons*), die wie die Hadronen als Farbsinguletts in Erscheinung treten können. Die Bindung zwischen den Gluonen versteht man nach den Regeln der QCD durch den Austausch virtueller Gluonen.

- **Hybride** bestehen aus einem Quark-Antiquark-Paar, dem ein Gluon oder eine Kette solcher Gluonen (*string*) beigemischt ist. Hybride unterscheiden sich von konventionellen Mesonen, die lediglich virtuelle Gluonanteile enthalten, durch zusätzliche Vibrations- und Rotationsfreiheitsgrade unter Beteiligung der konstituierenden Gluonenstrings.

- **Baryonia** sind Multiquarkzustände $(q^k\bar{q}^k)$. Die wichtigsten Klassen sind die Baryonia im engeren Sinne mit k=3 ($\bar{N}N$) und die Diquonia mit k=2

Auch wenn diese Zustände bisher nur von den Modellen vorausgesagt werden, vermutet man, daß sie eine Konsequenz der Grundannahmen der QCD sind. Ihr zweifelsfreier Nachweis wäre ein wichtiger Beitrag zur Verifizierung dieser Grundannahmen.

Das Crystal-Barrel-Experiment wird zur Untersuchung von $\bar{p}p$-Annihilationen am LEAR [1] betrieben. Der Detektor gehört zu der neuesten Generation solcher Experimente am CERN [2] in Genf (Schweiz), im Gegensatz zu den Vorgängern (z.B. ASTERIX [3] [1], Blasenkammerexperimente) ist man erstmals in der Lage, sowohl neutrale als auch geladene Teilchen im Endzustand mit hoher Effizienz und großem Raumwinkel nachzuweisen. Damit ergibt sich auch die Möglichkeit , die Untersuchung radiativer $\bar{p}p$-Annihilationen mit hoher Statistik und Genauigkeit durchzuführen. Eine ausführliche Detektorbeschreibung findet sich in Kapitel 2.

Bei der physikalischen Motivation des Crystal-Barrel-Experiments stehen zwei Aspekte im Vordergrund: Erstens die Messung von Verzweigungsverhältnissen und Wirkungsquerschnitten verschiedener Reaktionen und deren Verständnis im Rahmen theoretischer Beschreibungen. Hiervon erhofft man sich insbesondere Aussagen über die Dynamik der $\bar{p}p$-Annihilation und Beiträge zum Verständnis der nicht-perturbativen niederenergetischen QCD. Der zweite Aspekt ist die Spektroskopie von Mesonresonanzen. Dies beinhaltet die Bestätigung bekannter Mesonresonanzen in bisher noch nicht gesehenen Zerfallsmoden und die Suche nach exotischen Zuständen. Das Antiproton-Proton-System stellt einen exzellenten Ausgangskanal zur Erzeugung exotischer Zustände dar, da der Annihilationsprozeß, im Gegensatz zur Zwei-Photon- oder der (e^+e^-)-Physik, auch bei kleinen Energien reich an Quarks und Gluonen ist und so zur vermehrten Produktion von Gluonia, Hybriden und Baryonia führen kann.

Die Untersuchung radiativer $\bar{p}p$-Annihilationen kann in diesem Rahmen zu beiden oben genannten Aspekten beitragen. So stellen Übergänge des Typs $\bar{p}p \rightarrow \gamma X$ Reaktionen dar, bei denen die Produktion von Mesonen auf sehr einfache und saubere Weise, ohne Wechselwirkung der Teilchen im Endzustand (*final state interaction*) stattfindet. Bisher war es nicht möglich, Reaktionen des oben genannten Typs mit genügender Genauigkeit zu vermessen und es existieren nur wenige theoretische Modelle zur Beschreibung solcher Übergänge, jedoch kann man davon ausgehen, daß die hier durchgeführte Messung weiter zum Verständnis der Annihilationsdynamik beiträgt.

Im Rahmen des Konstituentenquarkmodells werden radiative Annihilationen durch die Vernichtung eines farbneutralen Quark-Antiquark Paares mit $J^{PC} = 1^{--}$ beschrieben. Im Vektormeson-Dominanzmodell (VMD) werden diese Übergänge in Beziehung zu einer Summe aus Amplituden gesetzt, die die gleichen Quark-Antiquark Paare enthalten und aus denen sich die Vektormesonen ρ, ω oder ϕ bilden. Dabei geht als einziger freier Parameter eine Phase zwischen Amplituden mit unterschiedlichem Isospin ein. Diese Phase kann aus dem Experiment bestimmt werden. Dazu werden im Rahmen dieser Arbeit zum Teil erstmals die folgenden Reaktionen untersucht: $\bar{p}p \rightarrow \gamma\gamma, \pi^o\gamma, \eta\gamma, \omega\gamma$ und $\eta'\gamma$. Diese Analyse ist Inhalt des Kapitels 3.

[1] LEAR: Low Energy Antiproton Ring.

[2] CERN: Conseil Européenne de Reserche Nucléaire.

[3] ASTERIX: Antiproton STop Experiment with tRigger on Initial Xrays.

Die Erweiterung der Analyse radiativer Übergänge auf Reaktionen mit zwei Mesonen im Endzustand ($\bar{p}p \rightarrow \pi^o\pi^o\gamma$ und $\pi^+\pi^-\gamma$) erlaubt die Untersuchung resonanter Zwischenzustände in der radiativen Erzeugung ohne *final state interaction* und die mögliche Entstehung von Exotica in radiativen Übergängen. Besonderes Augenmerk liegt hierbei auf dem am Crystal-Barrel-Experiment im Reaktionskanal $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^o$ gesehenen X(1520) [2], dessen Zuordnung bisher noch nicht eindeutig ist. Dieser Zustand könnte mit dem $f_2(1565)$ identisch sein, welches in der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^o$ im $(\pi^+\pi^-)$-System von der ASTERIX-Kollaboration nachgewiesen wurde [3], [4]. Die Diskrepanz in den Massen lässt sich durch die Dominanz des ρ^o im $(\pi^+\pi^-)$-System erklären, welches aufgrund der C-Paritäts-Erhaltung im $(\pi^o\pi^o)$-System nicht auftaucht. Theoretische Argumente bezüglich der Masse, Produktionsrate und Zerfallswahrscheinlichkeit lassen eine Interpretation des $X(1520)$ als Multiquarksystem zu [5]. Eine ausführliche Diskussion über Multiquarksysteme findet sich in Kapitel 4. Daneben besteht die Möglichkeit, radiative Mesonzerfälle (z.B. $a_2^{\pm}(1320) \rightarrow \pi^{\pm}\gamma$) zu untersuchen. Im Endzustand $\pi^+\pi^-\gamma$ erwartet man darüberhinaus Reaktionen mit innerer Bremsstrahlung, die kohärent zu anderen radiativen Übergängen sind, und Übergänge in $\rho^o(770), \rho^o(1450)$ und $\rho^o(1700)$.

Die Untersuchung des $K_L K_S\gamma$-Endzustandes erlaubt zum ersten Mal die Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \phi\gamma$. Gemäß dem naiven Quarkmodell und der Regel von Okubo, Zweig und Iizuka (OZI) sollten Übergänge mit externen $\bar{s}s$-Linien stark unterdrückt sein gegenüber solchen ohne externe Quarklinien. Für das Verhältnis $BR(\bar{p}p \rightarrow \omega X)/BR(\bar{p}p \rightarrow \phi X)$ wird ≈ 240 vorausgesagt. Messungen unterschiedlicher Reaktionen mit ϕ-Mesonen zeigen jedoch eine häufige Verletzung dieser Regel, verschiedene Erklärungsversuche existieren und werden in Kapitel 5 diskutiert. Die Messung von $BR(\bar{p}p \rightarrow \phi\gamma)$ ist in diesem Zusammenhang von besonderem Interesse.

Die Antiproton-Proton Annihilation

Die vom Antiprotonen-Speicherring LEAR bereitgestellten Antiprotonen treten am Experiment in ein Wasserstofftarget ein und werden zunächst durch Stöße mit Wasserstoffmolekülen (H_2) (diese werden dadurch angeregt oder ionisiert und dann dissoziert) so stark abgebremst, daß sie bei Energien im Elektronenvolt-Bereich von einem Wasserstoffkern, d.h. einem Proton, eingefangen werden. Das nun entstandene System befindet sich zunächst nahezu in Rydberg-Zuständen (d.h. sehr hohen Hauptquantenzahlen $n \approx 30$ und hohen Bahndrehimpulsen). Das Elektron wird dabei freigesetzt. Im weiteren dissoziert das antiprotonische Wasserstoffmolekül und es kommt zur Bildung eines Protonium-Atoms. Unter Aussendung von Auger-Elektronen und Röntgenquanten aus vorwiegend zirkularen elektromagnetischen Übergängen $((n+1, l = n) \rightarrow (n, l = n-1))$ kaskadiert das System in Zustände niedrigerer Hauptquantenzahlen. Im Falle eines freien Protoniums vernichtet das System schließlich mit einer hohen Wahrscheinlichkeit aus dem 2P-Zustand. In flüssigem Wasserstoff beeinflußt jedoch der STARK-EFFEKT den Annihilationsvorgang: Das neutrale Antiprotonium-Atom kann andere Moleküle des Wasserstoffs durchdringen, dabei ist es starken elektromagnetischen Feldern ausgesetzt.

Die dabei auftretenden Feldstärken sind so groß, daß eine Mischung verschiedener Bahndrehimpulse l bei gleichem n zu beobachten ist. Dies führt bereits bei hohen Hauptquantenzahlen n wegen des Überlapps der Wellenfunktionen zur Antiproton-Proton-Vernichtung aus der S-Welle ($L_{p\bar{p}} = 0$). Dieser Effekt ist abhängig von der Dichte. Messungen des ASTERIX-Experimentes haben gezeigt, daß in flüssigem Wasserstoff etwa 85% der Annihilationen aus dem S-Zustand und 15% aus dem P-Zustand stattfinden [6].

In Abbildung 1.1 sind die meßbaren Endzustände der Proton-Antiproton-Annihilation in Ruhe aufgetragen, die in beinahe allen Fällen aus dem Zerfall von zwei bis drei kurzlebigen Mesonen-Resonanzen wie $\rho, \omega, f...$ stammen. Von Interesse sind nun gerade diese primär erzeugten Teilchen, für die es bisher nur in circa 40% der Fälle einen Überblick gibt, da bisher ein geeigneter Detektor für die neutralen Komponenten ($\pi^o\eta...$) nicht zur Verfügung stand.

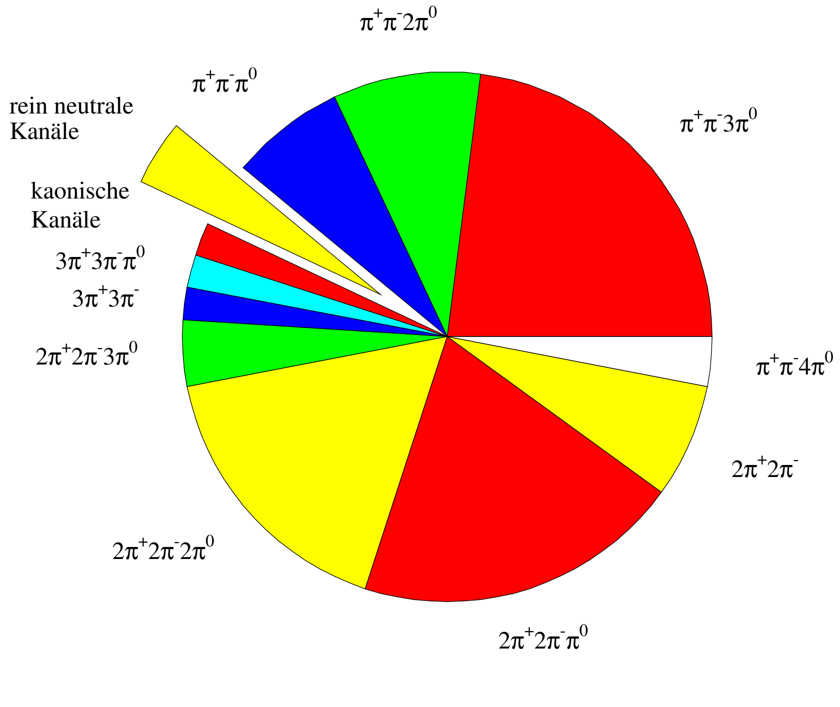

Abbildung 1.1: Endprodukte der $\bar{p}p$-Annihilation in flüssigem Wasserstoff

Bei der Beschreibung der Proton-Antiproton-Vernichtung ist die Kenntnis des quantenmechanischen Anfangszustandes des Protoniums von entscheidender Bedeutung. Die Quantenzahlen des ursprünglichen $\bar{p}p$-Systems wie auch die der Endzustandsmesonen sind durch Erhaltungsgrößen festgelegt. Als Konsequenz der Erhaltung von Parität, C-Parität, Isospin, und G-Parität in der starken Wechselwirkung reduzieren Auswahlregeln die Zahl der zur Annihilation beitragenden Zerfallskanäle. Die formale Charakterisierung der Anfangs- und Endzustände erfolgt über die Quantenzahlen $I^G(J^{PC})$ mit:

- Gesamtdrehimpuls J
- Parität (Raumspiegelung) P
- C-Parität (Ladungsumkehr) C
- Isospin I
- G-Parität G (G=$e^{i\pi I_2}$·C)

Für ein Fermion-Antifermion-System hängen die Erhaltungsgrößen P-,C- und G-Parität in folgender Weise von den (additiven) Erhaltungsgrößen L (Drehimpuls), S (Spin) und I (Isospin) ab:

$$\begin{array}{ll} \text{P-Parität:} & P = (-1)^{L+1} \\ \text{C-Parität:} & C = (-1)^{L+S} \\ \text{G-Parität:} & G = (-1)^{L+S+I} \end{array}$$

Daraus resultieren die in Tabelle 1.1 angegebenen möglichen Anfangszustände für das $\bar{p}p$-System.

Tabelle 1.1: Quantenzahlen von Fermion-Antifermion-Systemen

$L_{F\bar{F}}$	$S_{F\bar{F}}$	J	P	C	J^{PC}	$^{2S+1}L_J$	I^G
0	0	0	-	+	0^{-+}	$^1S_0$	$0^+, 1^-$
0	1	1	-	-	1^{--}	$^3S_1$	$0^-, 1^+$
1	0	1	+	-	1^{+-}	$^1P_1$	$0^-, 1^+$
1	1	0,1,2	+	+	$0^{++}, 1^{++}, 2^{++}$	$^3P_0, ^3P_1, ^3P_2$	$0^+, 1^-$
2	0	2	-	+	2^{-+}	$^1D_2$	$0^+, 1^-$
2	1	1,2,3	-	-	$1^{--}, 2^{--}, 3^{--}$	$^3D_1, ^3D_2, ^3D_3$	$0^-, 1^+$

Kapitel 2

Das CRYSTAL-BARREL-Experiment am LEAR

2.1 Der Speicherring LEAR

Der Antiprotonenspeicherring LEAR (Low-Energy-Antiproton-Ring) stellt eine der Endstufen des Antiprotonen-Beschleunigerkomplexes am CERN dar. (siehe Abb. 2.1, 2.2)

Antiprotonen werden durch Beschuß von Protonen mit einem Impuls von 26 GeV/c aus dem Protonensynchotron (PS) auf ein Wolframproduktionstarget erzeugt. Das Produktionsmaximum für Antiprotonen liegt hierbei in einem Impulsbereich des Mittelwerts 3.5 GeV/c. Am Tag werden so etwa 10^{12} Antiprotonen produziert. Sie werden im ACOL-Ring zwischengespeichert und mittels sogenannter stochastischer Kühlung in ihrem Phasenraum erheblich reduziert, bevor sie später extrahiert werden. Nach dieser Zwischenstation werden die Teilchen bei Betrieb des LEAR über das PS (Abbremsung auf 600 MeV/c) in den LEAR zurücktransferiert, wo sie entweder beschleunigt (p_{max} = 2 GeV/c) oder auf einen Minimalimpuls von 0.1 GeV/c abgebremst werden. So werden stündlich Pakete von ca. 10^{11} Antiprotonen über das PS in den LEAR transferiert, dabei sorgen Strahlkühlungsysteme für eine ausgezeichnete Strahlqualität. Mit dem Prinzip der stochastischen Kühlung können horizontale Strahlemittanzen von 2π mm mrad und relative Impulsunschärfen von Δp/p von $5 \cdot 10^{-4}$ erreicht werden, mittels Elektronenkühlung sind sogar Werte von 10^{-5} für die relative Impulsunschärfe möglich. Während der langen Speicherzeiten zerfallen hierbei im Gegensatz zu früher die im Strahl enthaltenen Pionen und Kaonen. Der Antiprotonenstrahl enthält daher keine Kontamination dieser Mesonen mehr.

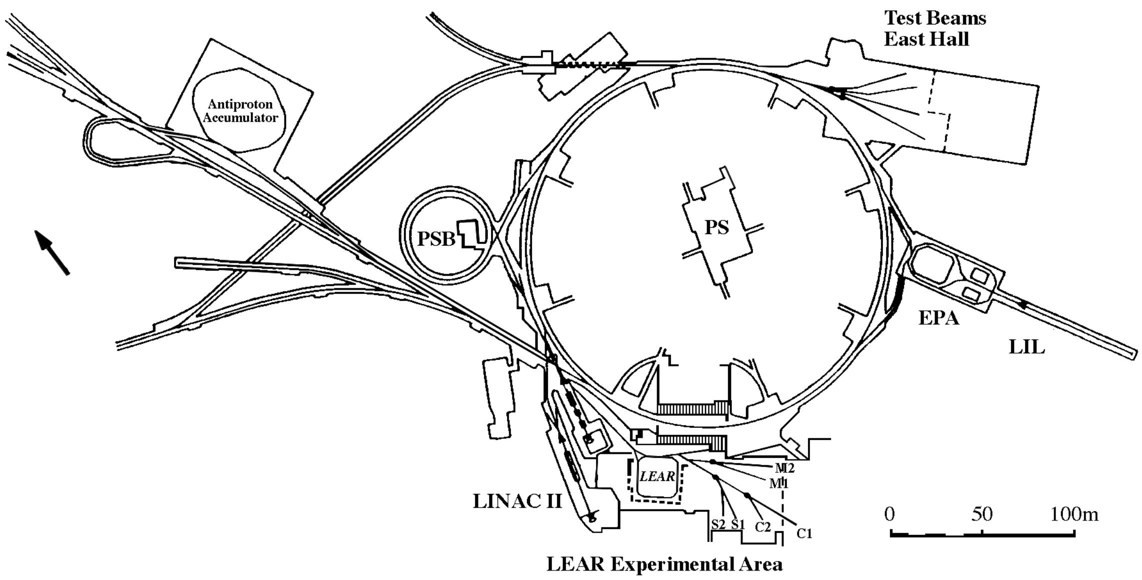

Abbildung 2.1: Der CERN-Antiprotonenkomplex

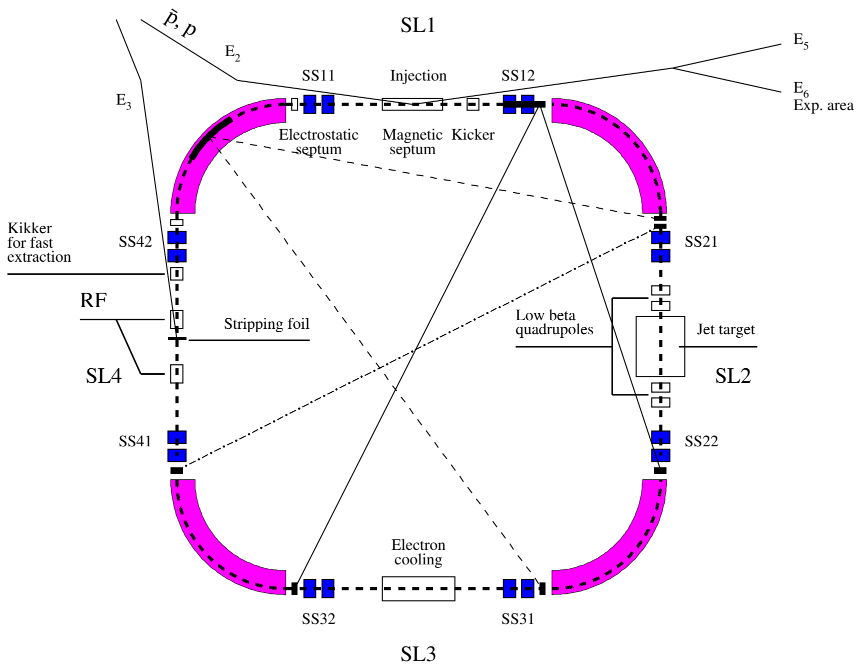

Abbildung 2.2: Der Niederenergie–Antiprotonen–Ring (LEAR). Die eingezeichneten Querverbindungen übertragen die Steuersignale zur Kühlung, das Crystal-Barrel-Experiment wird über das mit E6 bezeichnete Strahlrohr mit Antiprotonen versorgt.

2.2 Das Detektorsystem

Zur Untersuchung der in den vorherigen Abschnitten besprochenen Phänomene wird eine genaue Mesonenspektroskopie durch das CRYSTAL-BARREL-Experiment durchgeführt, dazu muß der Detektor eine Reihe von Anforderungen erfüllen:

- Gleichzeitiger Nachweis sowohl geladener ($K^{\pm}, \pi^{\pm}$) als auch neutraler (Photonen) Teilchen.
- Bestimmung der Impulse und Massen von geladenen Teilchen mit großer Genauigkeit und Raumwinkelakzeptanz.
- Unterscheidung geladener Pionen und Kaonen gleichen Impulses aus der dE/dx Messung.
- Sehr gute Energie- und Winkelauflösung für Photonen über einen Raumwinkel von nahezu 4π.
- Schneller *online*-Trigger zur Selektion seltener Zerfälle.
- Hohe Ereignisraten sollen bei guter Effizienz des Gesamtdetektorsystems möglich sein.

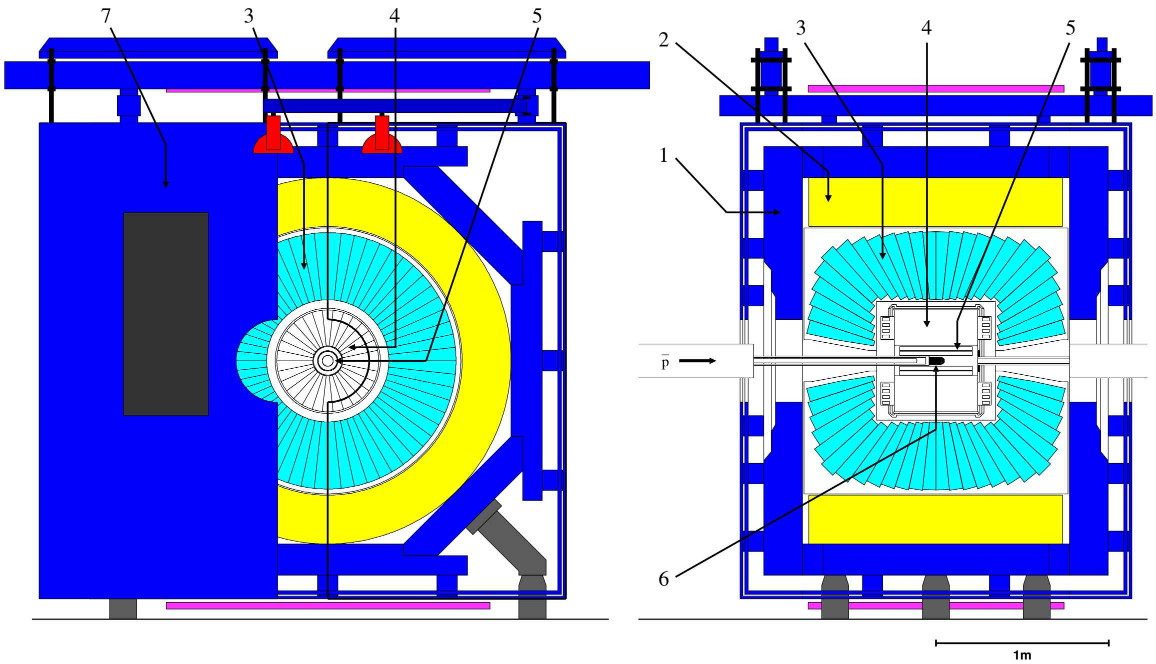

Abbildung 2.3: Der CRYSTAL-BARREL-Detektor: 1: Eisenjoch, 2: Magnetspule, 3: CsJ-Kalorimeter, 4: Jet-Driftkammer (JDC), 5: Proportionaldrahtkammer (PWC), 6: Flüssigwasserstoff (LH_2)-Target und 7: Magnettür.

Der diese hohen Anforderungen erfüllende Detektor ist in Abbildung 2.3 zu sehen. Im Zentrum befindet sich ein Flüssigwasserstoff-Target, welches von einer Proportionalkammer (PWC) umschlossen wird. Zur Impulsanalyse folgt daraufhin eine Jet-Driftkammer (JDC), welche die geladenen Spuren vermißt und eine Teilchentrennung durch Energieverlustmessung erlaubt. Der Nachweis von Photonen erfolgt schließlich in einem elektromagnetischen CsJ-Schauerkalorimeter, dem Crystal-Barrel.

Um die Lorentzkraft zur Impulsbestimmung geladener Teilchen zu nutzen, befindet sich der Detektor in einem Magnetfeld. Im Bereich des Zentraldetektors wird eine Homogenität von 1.5 % bei einer Feldstärke von 1.5 T erreicht. Die Spule muß dazu mit 5000 A gespeist werden. Durch Spule und Magnet wird ein zylindrischer Raum mit einem Durchmesser von 147 cm und einer Länge von 155 cm umschlossen. Zugänglich ist dieser Raum durch Eisentore an der Stirnseite des Magneten, die das Magnetvolumen abschliessen.

Der Aufbau des Detektors wurde Ende 1989 vollendet und bisher wurden circa 50 Mio. Daten genommen.

In den folgenden Abschnitten werden die einzelnen Komponenten des Detektors besprochen, auf den Trigger eingegangen und schließlich die Datennahme sowie die Datenproduktion behandelt.

2.2.1 Target und Strahlzähler

In der Mitte des Detektors befindet sich das 44mm lange Flüssigwasserstofftarget. Vor und hinter dem Target befinden sich in der Bahn des Antiprotonenstrahls Detektoren, deren Aufgabe es ist, jedes in das Target eintretende, beziehungsweise jedes aus dem Target austretende $\bar{p}$ nachzuweisen. Diese Zähler werden als Ereignistrigger verwendet, außerdem dienen sie zur Justierung des Antiprotonenstrahls.

Bei den sich vor dem Target befindenden Eingangszählern handelt es sich um eine 0.2 mm dicke Silizium PIN–Diode Si_1 und einen 0.2 mm dicken Oberflächensperrschichtzähler Si_{2-5}. Der quadratische zentrale Si_1 Zähler, dessen sensitive Fläche 25mm^2 beträgt, befindet sich im Abstand von 5mm vor dem Si_{2-5} Zähler. Dieser Zähler ist durch geeignete Ätzung der Goldschicht auf der Oberfläche in vier Quadranten unterteilt, die getrennt ausgelesen werden. Seine sensitive Fläche ist $4{\cdot}10.8$mm^2, und er befindet sich im Abstand von 28mm vor dem kreisförmigen Targetfenster, dessen Durchmesser 10mm beträgt.

Beim Ausrichten des Strahls spielen diese Zähler eine entscheidende Rolle. Der Strahl ist dann gut justiert, wenn die Summe der Antiprotonen, die in einem gewissen Zeitintervall von den vier Quadranten registriert werden, der Anzahl der vom Si_1 Zähler im selben Zeitraum nachgewiesenen Antiprotonen entspricht und wenn die Anzahl der Signale in den Zählern Si_{2-5} jeweils etwa gleich hoch ist.

Hinter dem Target befindet sich ein Vetozähler aus Szintillatormaterial. Dieser dient dazu, die aus dem Target wieder austretenden Antiprotonen, die im Target nicht wechselgewirkt haben, nachzuweisen, um zu verhindern, daß diese $\bar{p}p$-Ereignisse aufgezeichnet werden.

Die Eingangszähler vor und der Vetozähler hinter dem Target bilden den $\bar{p}p$-Eingangstrigger in der ersten Stufe des in Kapitel 2.2.5 beschriebenen Triggersystems.

2.2.2 Die Proportionaldrahtkammer (PWC)

Die Proportionaldrahtkammer dient zur schnellen *online*-Ermittlung der Multiplizität geladener Teilchen. Auf Zerfälle von $K_s \rightarrow \pi^+\pi^-$ ($c\tau_{K_s} = 2.675$ cm), die sich zwischen den beiden Signaldrahtlagen der Kammer ereignen, kann ebenfalls getriggert werden. Bei einem Innenradius von nur 2 cm und einem Außenradius von 5 cm sind zwei Signaldrahtlagen aus 90 bzw. 150 Drähten konzentrisch um die Strahlachse angeordnet, was die Messung des Durchstoßpunktes in $r-\varphi$-Richtung mit einer Genauigkeit bis 1.3 mm erlaubt. Die longitudinale z-Koordinate wird dabei nicht bestimmt. Als Kammergas wird eine Mischung aus Argon, Äthan und Freon verwendet (siehe Tabelle 2.1).

Tabelle 2.1: Technische Daten der Proportionaldrahtkammer

Innenradius	20 mm
Außenradius	50 mm
Sensitive Länge	350 mm
Raumwinkel (in % von 4π)	99 innen; 97 außen
Radius der inneren Drahtlage	25 mm
Radius der äußeren Drahtlage	43 mm
Anzahl der Signaldrähte	90+150=240
Signaldrahtdurchmesser	15 μm
Signaldrahtmaterial	Wolfram-Rhenium
Signaldrahtverstärkung	10^4
Gasgemisch	Argon : Äthan (C_2H_6) : Freon($CBrF_3$) = 75 : 24 :1

2.2.3 Die Jet-Driftkammer (JDC)

Als Zentraldetektor wird zur Bestimmung der räumlichen Bahn und damit des Impulses von geladenen Teilchen eine Jetdriftkammer (JDC) verwendet. Trotz relativ kleiner Abmessungen von nur 40 cm läßt sich durch die spezielle Konstruktion einer JDC die Forderung nach hoher Impulsauflösung erfüllen. Gegenüber herkömmlichen Driftkammern bietet eine JDC den Vorteil von wesentlich mehr Meßpunkten längs einer Trajektorie bei kleinerem Lorentzwinkel. Bei der Jet-Driftkammer des CRYSTAL-BARREL-Experimentes ist das Detektorvolumen in 30 azimutale Sektoren unterteilt. In der Mittelebene eines jeden Sektors sind abwechselnd 23 Signal- und Korrekturdrähte gespannt. Die Korrekturdrähte zwischen den Signaldrähten dienen zur Einstellung der

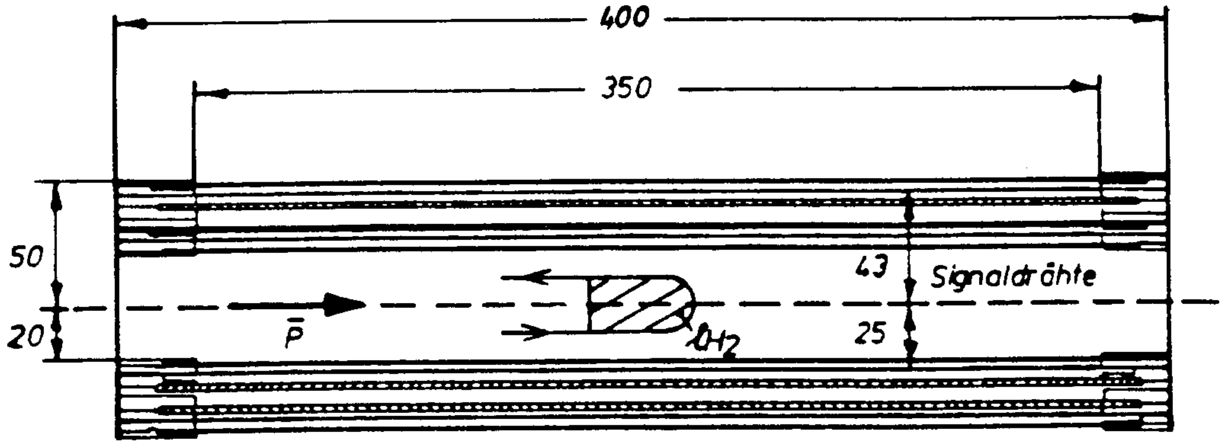

Abbildung 2.4: Die Proportionaldrahtkammer (PWC)

Gasverstärkung, sogenannte Felddrähte grenzen die Driftzellen voneinander ab (siehe Abb. 2.5).

Über die Driftzeit der ausgelösten Elektronen wird die Position des Teilchens in der $r-\varphi$-Ebene auf $130\mu m$ genau bestimmt. Die z-Koordinate wird durch Ladungsteilung des Signals an beiden Enden des Signaldrahtes ermittelt. Eine Trennung geladener Pionen und Kaonen ist durch die Bestimmung des dE/dx aus den Pulshöhen der Signale möglich.

Bei einer planaren Anordnung der Signaldrähte in der Mittelebene eines Sektors besteht keine Möglichkeit, allein aus der Driftzeit zu bestimmen, ob eine Teilchenbahn links oder rechts der Sektorenmitte verläuft. Aus diesem Grund sind die Signaldrähte abwechselnd um $\pm 200\mu m$ aus der Mittelebene versetzt eingezogen (sog. *staggering*). In Tabelle 2.2 sind die wichtigsten Daten der JDC zu sehen.

2.2.4 Das Kalorimeter

Zum Nachweis von Photonen wird ein Kalorimeter verwendet. Dabei wird ausgenutzt, daß die Wechselwirkung hochenergetischer Photonen oder Elektronen mit Materie über Paarbildung und Bremsstrahlung zu einer Kaskade (Schauer) von Photonen, Elektronen und Positronen führt. In einem szintillierenden Material führt dies zu Luminiszenzstrahlung, die über Photovervielfacher oder wie in diesem Fall Photodioden gemessen werden kann.

2.2.4.1 Der mechanische Aufbau

Das Schauerkalorimeter muß sowohl eine hohe Photoneneffizienz als auch eine gute Energie- und Ortsauflösung im Bereich von 20 MeV bis 2000 MeV zeigen. Dazu wurde

Tabelle 2.2: Technische Daten der Jetdriftkammer

Innenradius	50 mm
Außenradius	257 mm
Sensitive Länge	400 mm
Radius der innersten Drahtlage	63 mm
Radius der äußersten Drahtlage	239 mm
Anzahl der Sektoren	30
Anzahl der Drahtlagen	23
Abstand der Drahtlagen	8 mm
Anzahl der Signaldrähte	690
Anzahl der Feldkorrekturdrähte	660
Anzahl der Kathodendrähte	1770
Signaldrahtdurchmesser	20 μm
Signaldrahtmaterial	Edelstahl
Kathodendrahtdurchmesser	150 μm
Kathodendrahtmaterial	vergoldetes Aluminium
Gasgemisch	CO_2 : Isobutan (C_4H_{10}) = 90 : 10
Gasverstärkung	$5 \cdot 10^4$
Mittleres Driftfeld	1 kV/cm
Mittlere Driftgeschwindigkeit	0.8 μm/μs
Maximale Driftzeit	3 μs
Lorentzwinkel bei 1.5 T	7.2°
Pion-Kaon-Trennug über $\frac{dE}{dx}$-Messung	bis circa 500 MeV/c
$r - \varphi$-Auflösung	130 μm
z-Auflösung	7.5 mm

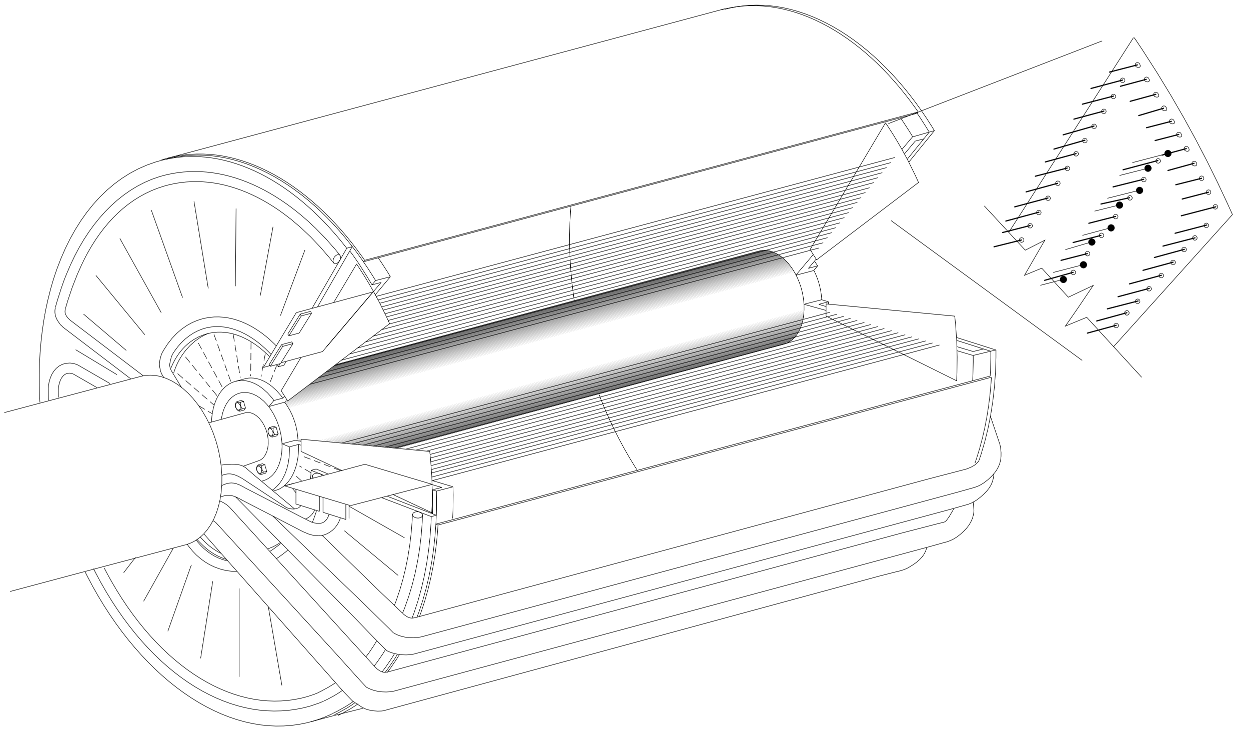

Abbildung 2.5: Schnittzeichnung der Jetdriftkammer: In der zentralen Drahtebene des Sektors sind abwechselnd die Signal- und Feldkorrekturdrähte angeordnet. Die 23 Signaldrähte sind seitlich um $\pm 200 \mu m$ versetzt.

ein modularer Aufbau gewählt, welcher einen Raumwinkel von fast 4π abdeckt. Das Kalorimeter besteht aus 1380 CsJ(Tl)-Kristallen, die in einer zum Vertex gerichteten Geometrie über einen Polarwinkelbereich von 12° bis 168° angeordnet sind. Die einzelnen Kristallmodule sind dabei in 26 Ringen zu 60 (bzw. 30) Detektoren angeordnet. Jeder Einzelkristall ist in einer Titantüte eingekapselt, was sowohl der optischen Trennung als auch der mechanischen Stabilisierung dient. (siehe Abb. 2.6 und 2.7).

Die Kristalle zeigen die Form von an der Spitze abgeschnittenen Pyramiden, mit in Polarrichtung variierenden Dimensionen, dabei gibt es 13 unterschiedliche Typen, sie haben eine Länge von 16.1 Strahlungslängen oder 300 mm. Nahezu die ganze Energie eines 2 GeV Photons wird in einem Kalorimeter dieser Tiefe deponiert. Die physikalischen Eigenschaften des anorganischen Szintillators CsJ(Tl) sind in Tabelle 2.3 zusammengefaßt.

Die Größe eines Kristalls deckt einen Winkel von 6°, sowohl in azimutaler als auch in polarer Richtung ab. Für Kristalle bei sehr kleinen und sehr großen Polarwinkeln ($\theta \leq 30°$ und $\theta \geq 150°$) wurde der azimutale Winkelbereich auf 12° pro Kristall erhöht.

Das Gesamtgewicht der Kristalle beträgt ungefähr vier Tonnen, alle tragenden Elemente sind aus einer Aluminiumlegierung gefertigt. Die Kristalle sitzen auf einem Zylinder von 28 cm Radius und 56 cm Länge auf. Diese Parameter definieren ihren Abstand

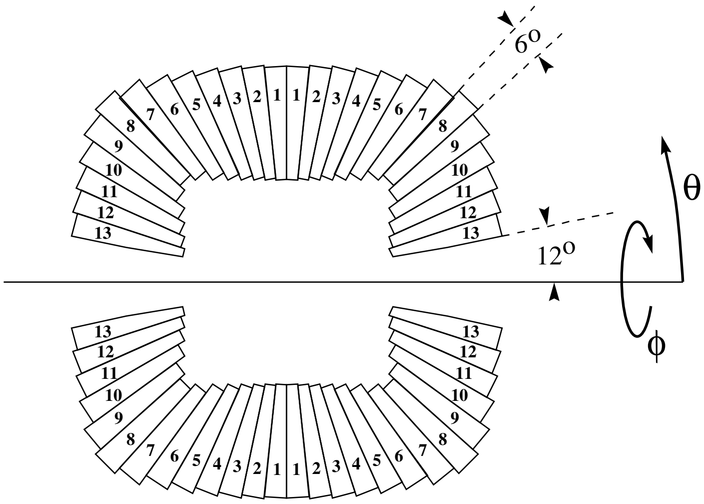

Abbildung 2.6: Schnittzeichnung des Kalorimeters bei konstantem Polarwinkel ϕ. Die Numerierung bezeichnet die 13 verschiedenen Kristalltypen.

Tabelle 2.3: Eigenschaften des anorganischen Szintillators CsJ(Tl). Das Emissionsmaximum stellt die Wellenlänge dar, bei der das Intensitätsmaximum des Lumineszenzlichts liegt. Die Photonenausbeute steht für die pro eingestrahltem MeV Energie freigesetzten Photonen.

Dichte	g/cm^3	4.51
Strahlungslänge X_o	cm	1.86
Moliére-Radius R_M	cm	3.8
$(dE/dx)_{min}$	MeV/cm	5.6
Emissionsmaximum	nm	550
Photonenausbeute	$10^3/MeV$	≈ 40
Zeitkonstante τ	ns	≈ 900

vom Vertex und damit ihre absoluten Dimensionen. Das Kalorimeter ist dabei aus zwei Hälften aufgebaut, die leicht auseinanderzuschieben sind und den Zugang zu den inneren Detektorkomponenten, PWC, JDC und Target ermöglichen. Die technischen Daten des Kalorimeters sind in Tabelle 2.4 zusammengefaßt.

2.2.4.2 Die Signalverarbeitung

Da sich das Kalorimeter in einem Magnetfeld von 1.5 Tesla befindet, ist es nicht möglich, Photovervielfacher zur Auslese zu verwenden, darum werden Photodioden für diese Aufgabe benutzt.

Tabelle 2.4: Technische Daten des Kalorimeters

Polarwinkelbereich	$12° - 168°$
Raumwinkel	$97.8\% \cdot 4\pi$
Länge innen	540 mm
Radius innen	270 mm
Anzahl der Elemente	1380
Szintillator	CsJ(Tl)
Aktive Länge	300mm (16.1 X_o)
Auslese	WLS und Photodiode
Gewicht	$3.8 \cdot 10^3$ kg

Das analoge Detektorsignal: Das Spektrum des von den CsJ Kristallen emittierten Lichtes liegt aufgrund des zur Dotierung verwendeten Thalliums im grünen Bereich des sichtbaren Wellenlängenspektrums (500 bis 600 nm). Zur Flächenanpassung und wegen der Quanteneffizienz der Photodiode, welche im langwelligen Spektralbereich besser ist, wird zwischen Kristall und Diode ein Wellenlängenschieber (WLS) angebracht, dessen Absorptionsspektrum mit dem Emissionsspektrum von CsJ(Tl) übereinstimmt. Er reemittiert das Licht im roten Spektralbereich. Dieses Licht wird von einer Silizium-PIN-Photodiode in einen Ladungsimpuls umgesetzt. Daran schließt sich ein Vorverstärker an, welcher die Amplitude des elektrischen Signals anhebt und den Ladungsimpuls integriert. All diese Komponenten sind, wie in Abbildung 2.7 zu sehen ist, an der Rückseite des Kristalls in einem sogenannten *Chapeau* untergebracht.

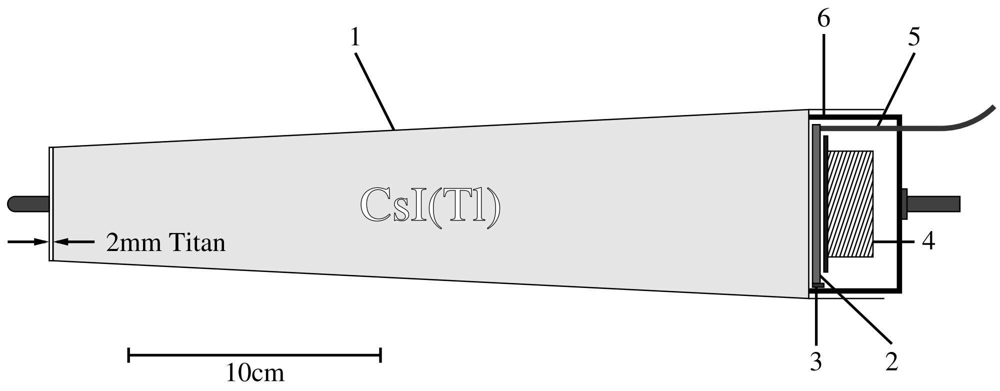

Abbildung 2.7: Kapselung des Einzelkristalls zum Modul. 1: Titanhülle, 2: Wellenlängenschieber, 3: Photodiode, 4: Vorverstärker, 5: optische Faser des Lichtpulsersystems und 6: Gehäusedeckel.

Die Signale werden dann an einen Empfänger, welcher sich abseits vom Experiment in der sogenannten Elektronikhütte befindet, über ein 18m Spezialkabel weitergeleitet. Dort sitzt ein Hauptverstärker, welcher den langen Spannungsimpuls in einen kurzen unipolaren Puls für die Analog-Digital-Wandler umformt. Das analoge Signal wird aufgespalten, um ein schnell verfügbares Diskriminatorsignal für den Hardwaretrigger FACE zu erzeugen.

Das digitale Detektorsignal: Der analoge Impuls des Hauptverstärkers wird von Analog-Digital-Wandlern (ADC) erfaßt. Dort wird die ankommende Ladung über eine Zeit von $5\mu s$ integriert und ihr eine entsprechende positive natürliche Zahl zugeordnet. Es kommen zwei verschiedene Typen von ADCs zum Einsatz, ein Le Croy FERA 4300 B mit einem Digitalisierungsbereich von 11 *bit* , der die volle Skala bis 2000 MeV erfaßt, das bedeutet, die digitalisierten Werte entsprechen in etwa MeV Werten, und ein Le Croy 2282 ADC, welcher ein zehnfach höheres Signal empfängt und einen Digitalisierungsbereich von 12 *bit* hat. Er analysiert den niedrigen Energiebereich bis 400 MeV mit einer zehnfach genaueren Skalenauflösung von 0.1 MeV. Die Ergebnisse der Wandlung werden via digitaler Datenwege von einem 68020 Prozessor ausgelesen.

2.2.4.3 Kalibration und Auflösung des Kalorimeters

In diesem Abschnitt soll das Verfahren zur Bestimmung der Eichkonstanten des Kalorimeters besprochen werden. Der erste Schritt ist die Festlegung des Nullpunktes durch Bestimmung des Nullpunktrauschens (*Pedestalmessung*). Hierzu werden während der Meßpausen in einem speziellen Meßzyklus die Kristalle zufällig ausgelesen und deren Energieäquivalent gemessen. Man erhält einen Rauschpegel in der Größenordnung von 150 keV. Diese Werte werden für jeden Kristall gemessen und aufgezeichnet. Sie dienen zur späteren Untergrundsubtraktion. Nun müssen die Eichfaktoren zwischen digitalisiertem Signal und der deponierten Energie bestimmt werden. Die hierzu verwendete Methode basiert auf der Minimierung der π^o-Breite. Zu jedem der 1380 Kristalle werden aus allen Gamma-Gamma-Kombinationen, die einen Schauer enthalten, welcher sein Energiemaximum in dem betrachteten Kristall hat, die invarianten Massen berechnet und in ein Histogramm eingetragen. Man erhält so 1380 invariante Gamma-Gamma-Massenspektren, die ein π^o-Signal bei m_{π^o} zeigen. Der genaue Wert wird aus einer Anpassung bestimmt, bei dem das π^o-Signal und der Untergrund angepaßt werden. Aus diesen Signalen wird nun das gemeinsame Mittel berechnet, $\langle m_{\pi^o}\rangle$. Alle Kristalle werden dann mit einem neuen Eichfaktor, c'_{Eich} versehen, der das zu ihnen gehörende π^o-Signal gerade zu diesem gemeinsamen Mittel verschiebt:

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

Mit diesen neuen Konstanten wird die Analyse wiederholt. Dieser iterative Prozeß wird abgebrochen, sobald sich die Eichkonstanten innerhalb der Fehler, die aus der Anpassung der einzelnen Signale kommen, nicht mehr verändern. In der Realität ist das bereits nach dem zweiten oder dritten Iterationsschritt der Fall. Um die absolute Eichung zu korrigieren, müssen dann alle so gewonnenen Eichkonstanten nur noch mit einem globalen Faktor multipliziert werden, welcher das gemeinsame Mittel auf den Nominalwert der π^o-Masse von 135 MeV verschiebt.

Die invariante Gamma-Gamma-Masse wird auch von den den Zentralkristall umgebenden Kristallen beeinflußt. Dieser Effekt wird verringert, wenn man fordert, daß die meiste Energie im Zentralkristall deponiert wird. Darum werden nur Schauer verwendet, deren Zentralkristall wenigstens 50% der Gesamtenergie enthält. Da ein Schauer eines bestimmten Kristalls mit Schauern aus allen anderen Kristallen kombiniert wird, gehen deren Eichkonstanten nur im Mittel ein, dies führt also zu keiner absoluten Verschiebung der Signale, sondern nur zu einer Verbreiterung.

Zu jeder Meßlauf-Periode werden auf diese Weise aus circa 10^6 vollständig neutralen Daten die Eichkonstaten bestimmt.

Die oben beschrieben Methode führt zu einer von Laufzeit- zu Laufzeitperiode schwach variierenden Energieauflösung von $\sigma_E/E = 2.6\% \sqrt[4]{E(GeV)}$ [7].

2.2.5 Das Triggersystem

Zum Start der Detektorauslese und zur Trennung erwünschter von unerwünschten Ereignissen wird ein Auslösemechanismus (Trigger) verwendet. So können zum Beispiel Reaktionen mit nur neutralen Teilchen im Endzustand von Ereignissen mit geladenen Spuren getrennt werden, oder es können Ereignisse mit einer bestimmten Anzahl von geladenen Teilchen ausgewählt werden.

Da jede Meßapparatur mit einer Totzeit τ behaftet ist, kann von einer der Poisson-Statistik gehorchenden Ereignisrate N nur ein Bruchteil R erfaßt werden, für den näherungsweise gilt [8]:

$$R = \frac{1}{1 + \tau N}$$

Es ist daher wünschenswert, die Totzeiten so klein wie möglich zu halten. Um dies zu erreichen, ist das Triggersystem des Crystal-Barrel-Experiments bei einer Triggerentscheidung hierarchisch gegliedert. Jede Triggerstufe ist in der Lage, die Ereignisrate um circa eine Größenordnung zu reduzieren. In Abbildung 2.8 ist dieses Triggersystem dargestellt.

Das Startsignal für den Trigger wird durch ein den Strahlzähler durchlaufendes Antiproton gegeben (siehe Kapitel 2.2.1). Bei einer Antiprotonenrate von $10^5/s$ und einer Totzeit von nur $0.1\mu s$ besitzt diese Stufe eine Effizienz von 99%. In der folgenden ersten Triggerstufe können zwei Hardwareprozessoren eingesetzt werden. Aus der Trefferinformation der PWC (bzw. JDC) wird mittels eines schnellen Analog-Digital-Wandlers die Multiplizität der geladenen Teilchen im Endzustand bestimmt. Über einen zweiten Prozessor, den Fast-Cluster-Encoder (FACE) ist es möglich, die Gesamtmultiplizität aus den Kalorimetersignalen zu bestimmen.

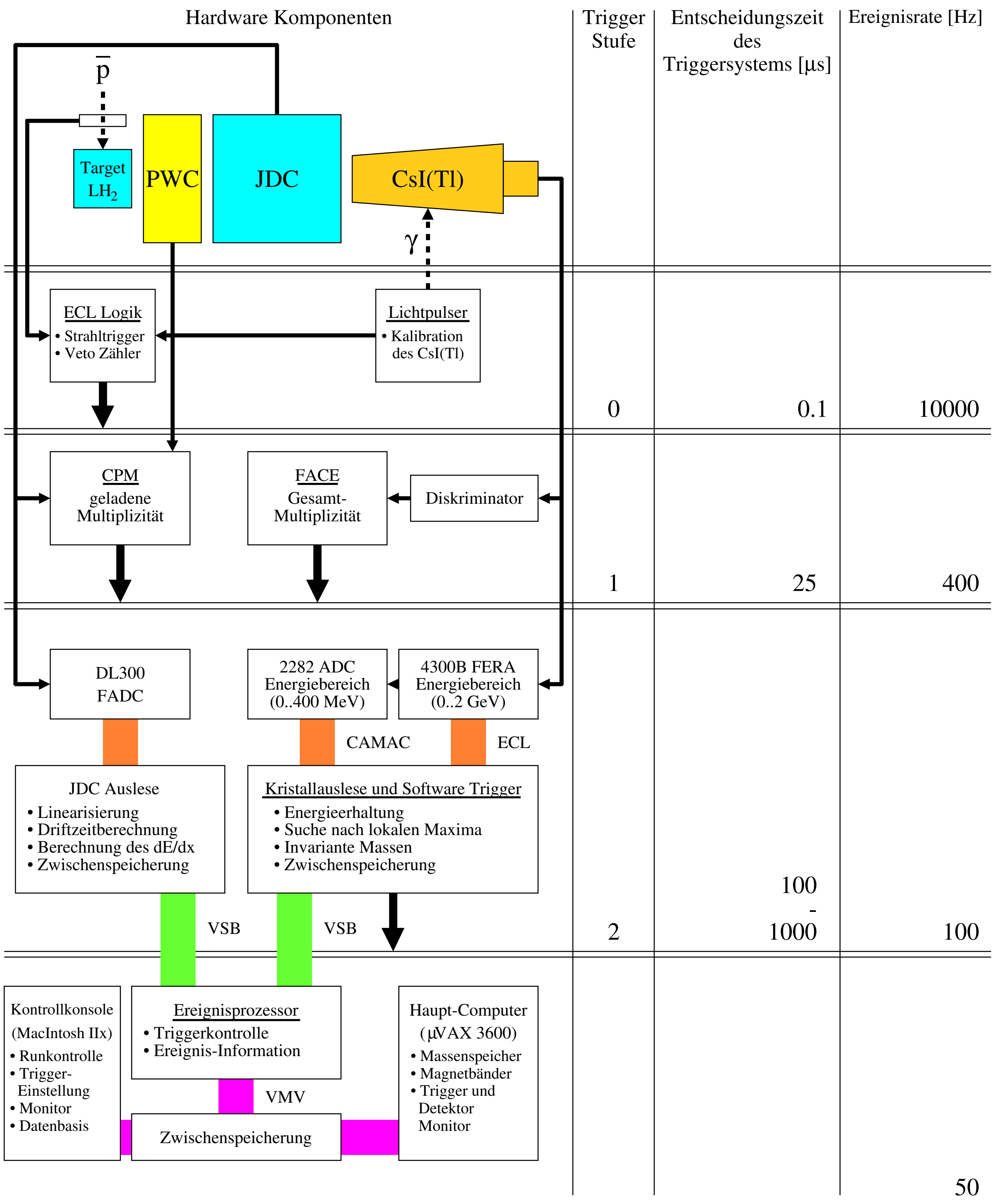

Abbildung 2.8: Das Bild zeigt den Datenfluß und die davon abgeleiteten Triggerhierarchiestufen. Es sind die benötigten Entscheidungszeiten und die damit korrelierten maximalen Ereignisraten angegeben.

Dies erlaubt innerhalb weniger Mikrosekunden eine Entscheidung über die Art und Anzahl der Teilchen im Endzustand. Entspricht dies dem gewollten Ereignismuster, wird in der zweiten Triggerstufe aus den invarianten Massen aller als Photonen identifizierten Teilchen eine weitere Entscheidung über die Zahl der primär auftretenden Mesonen, π^o und η, getroffen. Entspricht die gemessene Topologie dem gewählten Muster, werden die Daten auf ein Speichermedium aufgezeichnet.

2.2.6 Die Datenerfassung

Nach einem gültigen Triggersignal wird die Auslese aller Detektorkomponenten parallel gestartet:

- JDC: Pro Hälfte der Kammer lesen jeweils acht Mikroprozessoren die Signale der Drähte aus und übertragen die Daten zu einem lokalen Ereignisprozessor [9].
- Kalorimeter: Die Daten aus dem FERA System werden einem Triggerprozessor zugeführt. Nach einer positiven Triggerentscheidung werden die 2282-Daten gelesen; über spezielle Schnittstellen (*Latches*) ist für jeden Kristall eine Diskriminatorinformation zugänglich, die vom FACE verarbeitet wird [10].
- PWC: Die Trefferinformationen aus den Drähten wird über ein PCOS III System ausgelesen [11]

Ein globaler Ereignisprozessor (*Event-Builder*) synchronisiert die im Detektor ablaufenden Einzelprozesse. Für jedes akzeptierte Ereignis werden die Datenströme der einzelnen Komponenten des Detektorsystems zusammengeführt, an einen μVAX-3600-Computer weitergeleitet und von diesem auf ein Speichermedium aufgezeichnet.

Ein Personalcomputer (*Scheduler*) wird zur Steuerung des Experiments eingesetzt. Er setzt die Triggerbedingungen und überwacht die laufenden Prozesse.

In Tabelle 2.5 ist das Datenaufkommen und die Erfassungsrate für durchschnittliche Annihilationsereignisse dargestellt.

Tabelle 2.5: Datenaufkommen und Erfassungsrate des Detektorsystems für durchschnittliche Annihilationsereignisse bei einer Datenrate von circa 10^5 Antiprotonen pro Sekunde.

	PWC	JDC	Kalorimeter
Rohdaten	0.6 kb	480 kb	5.8 kb
Nullunterdrückung	0.05 kb	10 kb	0.5 kb
Datenrate	150 Hz	15-25 Hz	50 -100 Hz

Als Speichermedium werden Magnetbänder mit 200 Mb Speichervolumen verwendet. Nach Bestimmung der Eichkonstanten werden die Daten dann *offline* prozessiert.

2.2.7 Die Datenproduktion

Existiert für die genommenen Daten ein Satz von Eichkonstanten sowohl wie oben beschrieben für das Kalorimeter als auch für die Daten der JDC, auf deren Eichung hier nicht eingegangen wird, so werden die Daten produziert. Das *offline*-Analyseprogramm ist prinzipiell in ein Hauptprogramm und drei Unterprogramme, für die Kalorimeterdaten (*BCTRAK* [12]), für die JDC-Rekonstruktion (*LOCATER* [13]) und für die Zusammenfassung der Ergebnisse aus JDC und Kalorimeter (*GTRACK* [14]) unterteilt. Zur Speicherung der Daten in Datenbänke wird das sogenannte ZEBRA- System benutzt [15]. Es stellt ein dynamisches Speicherverwaltungssystem dar. Die Datenstruktur besteht aus einer Kopf-Bank, an die andere Bänke angehängt werden. Die einzelnen Bänke können mit sogenannten Zeigern (*pointern*) angesteuert werden, wobei jede Bank die Addressen der an ihr hängenden Bänke enthält.

LOCATER: Aus den gemessenen Signalen der Drähte werden Spuren rekonstruiert, die Links-Rechts Doppeldeutigkeit wird dabei mit Hilfe des *staggering* beseitigt. Die Spuren werden einer Helix-Anpassung unterworfen, wobei die Helix durch sechs Parameter beschrieben wird. Aus der Krümmung α der Bahn kann bei bekanntem Magnetfeld der Impuls des Teilchens berechnet werden:

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

wobei λ mit dem Koordinatensystem des Kalorimeters über $\lambda = 90° - \theta$ verbunden ist. Unter der Annahme, daß es sich bei dem Teilchen, welches die Spur erzeugt hat, um ein Pion handelte, kann nun die Energie berechnet werden. Später wird versucht, Kaonen von Pionen durch dE/dx Messung zu trennen. *LOCATER* paßt gefundene Spuren an einen gemeinsamen Vertex an, daraus läßt sich der Annihilationspunkt im Target feststellen und auch alle sekundären Vertices aus z.B. Kaonenzerfällen sind lokalisierbar. Alle relevanten Informationen aus der Rekonstruktion werden in Datenbänken abgespeichert und können dann vom Benutzer abgerufen werden.

BCTRAK: Den Einträgen der FERA und 2282 ADCs werden über die Eichkonstanten Energiewerte zugeordnet. Alle zusammenhängenden Kristalle, deren Energie über einem definierten Mindeswert liegt (1 MeV), werden zu sogenannten Clustern zusammengefaßt. Als zusammenhängend werden dabei zwei Kristalle bezeichnet, wenn sie eine Kante gemeinsam haben. Hat der Cluster eine Mindestenergie von 20 MeV, so wird er weiterverarbeitet. Zur Auflösung räumlich überlappender Schauer wird jeder Cluster nach lokalen Maxima untersucht. Existieren innerhalb eines Clusters mehrere lokale Maxima, so wird jedes Maximum, dessen Zentralkristall oberhalb einer Schwelle von 20 MeV liegt, als Energiedeposotion eines Teilchens (PED [1]) definiert.

[1] **P**article **E**nergy **D**eposit

Die Energien für isolierte PEDs ergeben sich direkt als Summe der Energiedepositionen im Cluster. Die Position wird über eine Schwerpunktsbestimmung der Energieverteilung innerhalb des Clusters rekonstruiert.
Bei überlappenden Schauern wird für jedes PED die Energie des Zentralkristalls und seiner acht Nachbarkristalle aufsummiert (ohne Rücksicht, ob sich dabei Überschneidungen mit anderen PEDs ergeben oder der Ebergieeintrag in einem der Kristalle null ist):

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

Die Gesamtenergie des Clusters E_{Cl} wird dann im Verhältnis dieser Summen auf die verschiedenen PEDs verteilt:

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

Zur Berücksichtigung von Leckverlusten in longitudinaler und lateraler Richtung erfährt die rekonstruierte PED Energie E_{PED} eine zusätzliche energie- und ortsabhängige Korrektur:

$$E_\gamma = E_{PED} \cdot C_m \cdot C_t(\theta) \cdot C_r(E_{PED})$$

In Monte-Carlo-Studien findet man die folgenden Korrekturfaktoren:

- $C_m = 1.038$
- $C_t = 1.05$ (ITHE=1,26), 1.005 (ITHE=13,14), 1.004 (ITHE=2,3,24,25), 1. (ITHE= 4–12,15–23)
- $C_r(E_{PED}) = 1 + \frac{0.6 MeV}{E_{PED}[MeV]}$

GTRACK: Ist die Rekonstruktion abgeschlossen, so werden die relevanten Daten aus geladenen Spuren und die Kalorimeterinformation in der sogenannten *Global Tracking Bank* zusammengefaßt. Dabei wird versucht, geladenen Spuren PEDs im Kalorimeter zuzuordnen, indem der Auftreffpunkt der Bahn auf die Kristalle berechnet wird und dort nach einem PED in der unmittelbaren Umgebung gesucht wird. Ein weiteres Programmpaket liefert Informationen aus der dE/dx Messung, es werden χ^2 der Pion-,Kaon-,Muon- und Elektron-Hypothesen angegeben. Die *Global Tracking Bank* enthält damit alle Information, die der Benutzer bei der Analyse benötigt.

2.2.8 Monte-Carlo-Simulation

Zur Simulation des in diesem Kapitel vorgestellten Detektors steht ein sogenanntes Monte-Carlo-Programm zur Verfügung. Dabei wird aufbauend auf einem über Jahre am CERN weiterentwickelten Programmpaket GEANT [16] jede einzelne Detektorkomponente exakt simuliert. Ein sogenannter Ereignisgenerator erzeugt kinematisch korrekte Zerfälle, daraus entstehende simulierte geladene Teilchen erzeugen Signale in den einzelnen Detektoren und die Ausbreitung von Photonenschauern in den Kristallen wird ebenfalls simuliert. Auf diese Art simulierte Ereignisse können analog zu echten Daten auf Band gespeichert und mit der gleichen *offline*-Software, welche auch für echte Daten Verwendung findet, analysiert werden. Zur Bestimmung von Nachweiseffizienzen oder Untergrundwahrscheinlichkeiten stellen so simulierte Ereignisse ein wichtiges Hilfsmittel dar. Nachweiswahrscheinlichkeiten werden dabei gemäß:

$$\epsilon = \frac{N_{nachgew.}}{N_{generiert}}$$

berechnet, der Fehler ergibt sich aus:

$$\sigma_\epsilon = \sqrt{\frac{\epsilon(1-\epsilon)}{N_{generiert}-1}}$$

Die Genauigkeit des hier verwendeten Monte-Carlo-Programms ist Inhalt einer im Rahmen der im nächsten Kapitel vorgestellten Analyse durchgeführten Studie.

Kapitel 3

Protoniumzerfälle in γX und $\pi^o X$ mit $X = \gamma, \pi^o, \eta, \omega$ und η'

In diesem Kapitel wird die Analyse radiativer $\bar{p}p$ Annihilationen in ein Photon und ein Meson bzw. zwei Photonen besprochen. Dabei wird nur auf die Reaktionen eingegangen, welche zwei-Photon bzw. über elektromagnetische Mesonzerfälle drei- ($\pi^o\gamma, \eta\gamma$ und $\eta'\gamma$) und vier-Photon ($\omega\gamma$) Endzustände produzieren. Der Kanal $\bar{p}p \to \phi\gamma$ wird in Kapitel 5 behandelt. Die ebenfalls untersuchten Reaktionen mit zwei Mesonen im Endzustand sind im Rahmen dieser Arbeit hauptsächlich als Untergrundreaktionen von Interesse.

3.1 Theoretische Grundlagen

3.1.1 Quantenzahlen der γX und $\pi^o X$ Systeme

In diesem Abschnitt soll geklärt werden, aus welchen Anfangszuständen die hier untersuchten Reaktionen auftreten können. Hierzu ist es zunächst notwendig, mögliche Quantenzahlen J^{PC} verschiedener Teilchensysteme zu betrachten. Unter Berücksichtigung der intrinsischen Quantenzahlen der einzelnen Teilchen und des Pauli-Prinzips ergeben sich die in Tabelle 3.1 in Abhängigkeit vom relativen Bahndrehimpuls L angegebenen Zustände:

Tabelle 3.1: Quantenzahlen J^{PC} von verschiedenen Teilchensystemen

L	$\pi^o\pi^o$	$\pi^o\eta$	$\pi^\pm\pi^\mp$	$\pi^o\omega$, $\pi^o\gamma$,$\eta\gamma$	$\omega\gamma$	$\gamma\gamma$
0	0^{++}	0^{++}	0^{++}	1^{+-}	$0^{++}, 1^{++}, 2^{++}$	$0^{++}, 2^{++}$
1		1^{-+}	1^{--}	$0^{--}, 1^{--}, 2^{--}$	$0^{-+}, 1^{-+}, 2^{-+}, 3^{-+}$	$0^{-+}, 2^{-+}$
2	2^{++}	2^{++}	2^{++}	$1^{+-}, 2^{+-}, 3^{+-}$	$0^{++}, 1^{++}, 2^{++}, 3^{++}, 4^{++}$	$0^{++}, 2^{++}, 3^{++}, 4^{++}$

Durch Kombination von Tabelle 3.1 mit Tabelle 1.1 kann man die möglichen Ausgangszustände für die verschiedenen Reaktionen finden. Die Ergebnisse sind in Tabelle 3.2 angegeben.

Tabelle 3.2: Mögliche Ausgangszustände $^{2S+1}L_J$ für diverse Zerfälle

$L_{p\bar{p}}$	$\pi^o\pi^o$,$\pi^o\eta$	$\pi^\pm\pi^\mp$	$\pi^o\omega$, $\pi^o\gamma$, $\eta\gamma$	$\omega\gamma$	$\gamma\gamma$
0		$^3S_1$	$^3S_1$	$^1S_0$	$^1S_0$
1	$^3P_2,^3P_0$	$^3P_2,^3P_0$	$^1P_1$	$^3P_0,^3P_1,^3P_2$	$^3P_0,^3P_2$
2		$^3D_1$	$^3D_1,^3D_2$	$^1D_2$	$^1D_2$

3.1.2 p̄p→ γX im Vektormesonen-Dominanzmodell (VMD)

Die Grundidee des VMD liegt darin, daß die Wechselwirkung von reellen oder virtuellen Photonen mit Hadronen durch die hadronische Komponente des physikalischen Photons erklärt wird. Eine Photon-Hadron-Wechselwirkung wird durch eine Photon-Vektormeson- Transformation mit anschließender Vektormeson-Hadron-Wechselwirkung ersetzt, was durch die identischen Quantenzahlen von Vektormesonen und Photonen möglich ist [17]. Bezeichnen wir die Kopplung des Photons mit dem Vektormeson als $g_{V\gamma}$ und wird mit $T^\lambda_{B,VA}$ die Amplitude einer Reaktion, $V + A \rightarrow B$, bezeichnet, wobei der Endzustand B ein oder mehrere Hadronen enthält, der Anfangszustand aus einem Vektormeson V mit Helizität λ und einem Hadron A besteht. Der Term $T^\lambda_{B,\gamma A}$ hat die entsprechende Bedeutung für die Reaktion $\gamma + A \rightarrow B$ bei der das Vektormeson durch ein Photon mit dem Viererimpulsquadrat q^2 ersetzt wurde. Das VMD sagt dann voraus, daß

$$T^\lambda_{B,\gamma A} = \sum_{V=\rho^o,\omega^o,\phi^o} \left[g_{\gamma V} \left(\frac{m_V^2}{m_V^2 - q^2} \right) T^\lambda_{B,VA} \right] \tag{3.1}$$

$g_{\gamma V}$ stellt dabei die Kopplungskonstante des Photons an das Vektormeson dar. Diese Konstante ist in erster Näherung nur von der mittleren Ladung $\langle e_V \rangle$ der Quarkkonstituenten der Vektormesonen abhängig und zeigt eine nur geringe Massenabhängigkeit [18]. Betrachtet man den Quarkinhalt der Vektormesonen:

$$\rho^o = \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d}); \quad \omega = \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} + d\bar{d}); \quad \phi = s\bar{s}$$

dann folgt [19]:

$$\langle e_{\rho^o} \rangle^2 = \frac{1}{2}(\frac{2}{3} + \frac{1}{3})^2 = \frac{1}{2}; \quad \langle e_\omega \rangle^2 = \frac{1}{2}(\frac{2}{3} - \frac{1}{3})^2 = \frac{1}{9}\frac{1}{2}; \quad \langle e_\phi \rangle^2 = (\frac{1}{3})^2 = \frac{1}{9}$$

Damit gilt:

$$g^2_{\gamma\rho^o} : g^2_{\gamma\omega} : g^2_{\gamma\phi} = 9 : 1 : 2$$

Experimentelle Ergebnisse sind in guter Übereinstimmung mit diesem einfachen Modell für die Kopplungskonstanten [18]. Messungen ergeben für $g^2_{\gamma\rho^o}$ einen Wert von $3.03\,10^{-3}$[18].

In Abb. 3.1 ist ein mögliches Quarkliniendiagramm für den Zerfall von Antiproton-Proton in $\pi^o\gamma$ zusammen mit den durch das VMD Modell verbundenen Quarkliniendiagrammen für die Zerfälle in ein π^o und ein Vektormeson dargestellt.

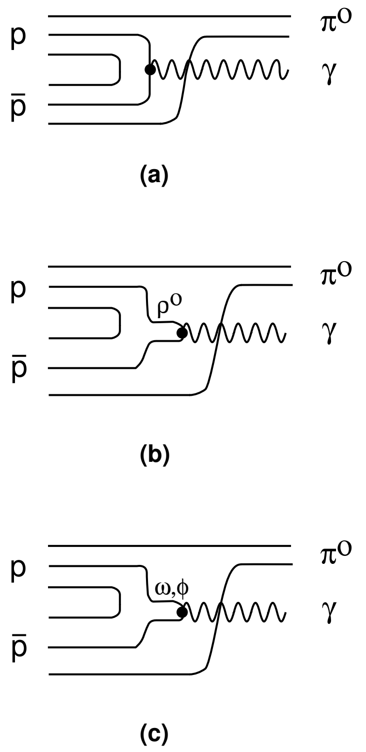

Abbildung 3.1: p̄p→ $\pi^o\gamma$ im Vektormesonen-Dominanzmodell. a): Ein mögliches Quarklinendiagramm; b): Dazugehörige Quarkliniendiagramme im VMD für Isospin I=0 ($\rho\pi^o$) und in c) für I=1 ($\omega\pi^o$ oder $\phi\pi^o$).

Da die Reaktion $\bar{p}p \to \phi\pi^o$ gegenüber den Reaktionen $\bar{p}p \to \rho^o\pi^o$ und $\bar{p}p \to \omega\pi^o$ um eine Größenordnung unterdrückt ist, wird der dritte Graph mit dem ϕ-Meson als intermediäres Vektormeson hier nicht betrachtet. Für die Amplitude der Reaktion gilt demnach:

$$A(p\bar{p} \to \pi^o\gamma) \sim \left[\frac{1}{3}A(p\bar{p} \to \pi^o\omega) + A(p\bar{p} \to \pi^o\rho^o)\right] g_{\gamma\rho^o} \tag{3.2}$$

und damit für das Verzweigungsverhältnis:

$$BR(p\bar{p} \to \pi^o\gamma) =$$
$$= \left[\frac{1}{9}BR(p\bar{p} \to \pi^o\omega) + \frac{2}{3}cos(\beta)\sqrt{BR(p\bar{p} \to \pi^o\rho^o)BR(p\bar{p} \to \pi^o\omega)} + BR(p\bar{p} \to \pi^o\rho^o)\right](g_{\gamma\rho^o})^2 P \tag{3.3}$$

wobei P_V einen Phasenraumfaktor darstellt, wie er von *von Hippel* und *Quick* vorgeschlagen wird [20]. Die Annihilation in LH_2 erfolgt hauptsächlich aus der S-Welle, wie weiter oben schon besprochen wurde, damit hat das System $\pi^o\gamma$ vorwiegend die Quantenzahlen $J^{PC} = 1^{--}$, der relative Bahndrehimpuls l ist also gleich eins, was zu folgendem Phasenraumfaktor führt:

$$P = \frac{k(\pi^o\gamma)\frac{k^2(\pi^o\gamma)}{(k^2(\pi^o\gamma)+k_R^2)}}{k(\pi^o V)\frac{k^2(\pi^o V)}{(k^2(\pi^o V)+k_R^2)}}$$

k stellt dabei den Impuls der Zerfallsprodukte dar. π^o hat Isospin I=1, ρ^o ebenfalls und ω ist ein Isoskalar. $\pi^o\rho^o$ kann somit nur zu Gesamtisospin 0 oder 2 koppeln, wobei I=2 für $p\bar{p}$ nicht möglich ist. $\pi^o\omega$ koppelt nur zu Isospin 1. Der in obiger Formel eingeführte Winkel β stellt die relative Phase zwischen der isoskalaren I=0 ($\pi^o\rho^o$) und der isovektoriellen I=1 Amplitude ($\pi^o\omega$) aus dem $^3S_1$-Anfangszustand von $p\bar{p}$ dar. Diese Phase ist unbekannt und kann aus den gemessenen Verzweigungsverhältnissen bestimmt werden.

Analog kann $p\bar{p} \to \eta\gamma$ und $p\bar{p} \to \eta'\gamma$ berechnet werden.

Für die Reaktion $p\bar{p} \to \omega\gamma$ gilt:

$$BR(p\bar{p} \to \omega\gamma) =$$
$$= \left[\frac{2}{9}BR(p\bar{p} \to \omega\omega) + \frac{2\sqrt{2}}{3}cos(\beta')\sqrt{BR(p\bar{p} \to \omega\rho^o)BR(p\bar{p} \to \omega\omega)} + BR(p\bar{p} \to \omega\rho^o)\right](g_{\gamma\rho^o})^2 P \tag{3.4}$$

Der Winkel β' stellt wieder die Phase zwischen der isoskalaren und der isovektoriellen Amplitude dar, diesmal für den $^1S_0$-Anfangszustand des p̄p-Systems.

Für die Reaktion $p\bar{p} \to \gamma\gamma$ folgt unter Berücksichtigung der Reaktionen $p\bar{p} \to \rho^o\rho^o$, $p\bar{p} \to \rho^o\omega$ und $p\bar{p} \to \omega\omega$

$$\begin{aligned} BR(p\bar{p} \to \gamma\gamma) &= \\ &= \Big[\frac{2}{9}BR(p\bar{p} \to \rho^o\omega) + \frac{1}{81}BR(p\bar{p} \to \omega\omega) + BR(p\bar{p} \to \rho^o\rho^o) + \\ &+ \frac{2\sqrt{2}}{27}cos(\beta')\sqrt{BR(p\bar{p} \to \omega\rho^o)BR(p\bar{p} \to \omega\omega)} + \frac{2\sqrt{2}}{3}cos(\beta')\sqrt{BR(p\bar{p} \to \omega\rho^o)BR(p\bar{p} \to \rho^o\rho^o)} + \\ &+ \frac{2}{9}\sqrt{BR(p\bar{p} \to \omega\omega)BR(p\bar{p} \to \rho^o\rho^o)}\Big](g_{\gamma\rho^o})^4 P \end{aligned} \tag{3.5}$$

Man hat also jeweils zwei unabhängige Messungen, um die Phase $cos(\beta)$ bzw. $cos(\beta')$ zu bestimmen. In der folgenden Tabelle sind die berechneten Vorhersagen des VMD für verschiedene Werte der Phasen β bzw. β' unter Verwendung der gemessenen Verzweigungsverhältnisse für $\bar{p}p \to \omega\omega, \omega\rho, \rho\rho, \pi^o\omega, \pi^o\rho, \eta\omega, \eta\rho, \eta'\omega$ und $\eta'\rho$ zusammengefaßt:

	$\gamma\gamma$	$\pi^0\gamma$	$\eta\gamma$	$\omega\gamma$	$\eta'\gamma$
$cos\beta = +1$	$2.8 \cdot 10^{-7}$	$8.6 \cdot 10^{-5}$	$5.3 \cdot 10^{-5}$	$2.7 \cdot 10^{-4}$	$3.3 \cdot 10^{-5}$
$cos\beta = 0$	$1.4 \cdot 10^{-7}$	$6.2 \cdot 10^{-5}$	$2.8 \cdot 10^{-5}$	$1.7 \cdot 10^{-5}$	$4.3 \cdot 10^{-6}$
$cos\beta = -1$	$5.0 \cdot 10^{-9}$	$3.8 \cdot 10^{-5}$	$4.1 \cdot 10^{-6}$	$2.0 \cdot 10^{-5}$	$5.5 \cdot 10^{-7}$

3.1.3 Das Verhältnis B(p$\bar{\text{p}}$$\rightarrow \gamma X$) zu B(p$\bar{\text{p}}$$\rightarrow \pi^o X$)

Eine grobe erste Abschätzung für das Verhältnis R der Verzweigungsverhältnisse von $p\bar{p} \rightarrow \gamma X$ und $p\bar{p} \rightarrow \pi^o X$ erhält man, wenn man in Betracht zieht, daß bei der Reaktion mit einem Photon zusätzlich die elektromagnetische Kopplungskonstante $\sqrt{\alpha}$ eingeht, dieser Kanal also um einen Faktor α unterdrückt sein wird. Wie in Kapitel 1 schon besprochen wurde, annihilieren in LH_2 nur ungefähr 15% (f_p)von $p\bar{p}$ aus der P-Welle [6]. Aus Tabelle 3.2 ist jedoch ersichtlich, daß die Reaktion mit zwei pseudoskalaren Mesonen im Endzustand nicht aus dem S-Zustand entstehen können, somit um ungefähr einen Faktor 1/15% gegenüber $p\bar{p} \rightarrow \gamma X$ unterdrückt sein werden. Das Verhältnis R der radiativen zu den pionischen Reaktionen sollte also von der Größe $\alpha/15\% \approx 5\%$ sein.

Für die Reaktionen $p\bar{p} \rightarrow \gamma\omega$ und $p\bar{p} \rightarrow \gamma\gamma$ erwartet man eine Unterdrückung gegenüber den pionischen Reaktionen von der Größenordnung $\alpha = 0.73\%$

3.1.4 Bestimmung des P-Wellenanteils der $\bar{\text{p}}$p-Vernichtung

Die im Zusammenhang mit dieser Analyse vorwiegend als Untergrundkanal untersuchte Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^o\pi^o$ kann benutzt werden um den Anteil der P-Wellenannihilation zu bestimmen. Aus Tabelle 3.2 ist ersichtlich, daß $p\bar{p} \rightarrow \pi^o\pi^o$ nur aus der P-Wellenvernichtung ($L_{p\bar{p}} = 1$) kommen kann, während $p\bar{p} \rightarrow \pi^\pm\pi^\mp$ auch aus der S-Wellenvernichtung ($L_{p\bar{p}} = 0$) möglich ist. Der Gesamtisospin des $\pi^\pm\pi^\mp$ Systems kann die Werte 0,1 oder 2 einnehmen. Isospin I=2 ist für das $p\bar{p}$ System nicht möglich, es bleiben also nur die antisymmetrische Kombination I=1 und die symmetrische Kombination I=0 übrig. Damit muss $L_{\pi^\pm\pi^\mp} = 0$ mit I=0 und $L_{\pi^\pm\pi^\mp} = 1$ mit I=1 kombiniert werden. Der Zerfall in geladene Pionen kann also aus der S-Wellenvernichtung nur in den Zustand I=1, aus der P-Wellenvernichtung nur nach I=0 gehen. Der Clebsch-Gordan-Koeffizient für die I=0 Kombination ist für neutrale Pionen um einen Faktor 2 kleiner als der für geladene Pionen. Damit erwartet man für das Verhältnis der Verzweigungsverhältnisse der Zerfälle in geladenen Pionen zu denen in neutralen Pionen aus der P-Wellenvernichtung ebenfalls einen Faktor 2. Da nun aber die P-Wellenvernichtung gegenüber der S-Wellenvernichtung um einen Faktor f_p unterdrückt ist und Vernichtung aus der D-Welle vermutlich vernachlässigbar kleine Wahrscheinlichkeit hat, gilt:

$$f_p = \frac{2BR(p\bar{p} \rightarrow \pi^o\pi^o)}{BR_{(L_{\bar{p}p}=1)}(p\bar{p} \rightarrow \pi^\pm\pi^\mp)} \tag{3.6}$$

Beim Asterix-Experiment wurde $BR_{(L_{\bar{p}p}=1)}(p\bar{p} \rightarrow \pi^\pm\pi^\mp)$ durch Messungen mit einem

Gastarget zu $(4.8 \pm 0.5) \cdot 10^{-3}$ bestimmt [21]. Durch Messung von $B_{(L=1)}(p\bar{p} \to \pi^o\pi^o)$ kann f_p somit experimentell bestimmt werden.

3.2 Kinematik

3.2.1 Der Zerfall $\pi^o \to \gamma\gamma$

In 98.8% aller Fälle zerfällt das π^o elektromagnetisch in zwei Photonen. Die Lebensdauer des π^o beträgt $8.4 \cdot 10^{-17}$s, die Zerfallstrecke liegt in der Größenornung von 10^{-6} cm. Innerhalb der Auflösung des Detektors findet dieser Zerfall also noch im Vertex statt.

Als Pseudoskalar ist beim Zerfall des Pions in zwei Photonen keine Raumrichtung ausgezeichnet, man erwartet also eine isotrope Winkelverteilung bezüglich aller Raumrichtungen. Jedes Raumwinkelelement ist proportional bezüglich $sin(\theta)$, eine isotrope Winkelverteilung bedeutet daher:

$$\frac{dN}{dcos(\theta)} = constans \tag{3.7}$$

Werde nun mit p^* der Photonenimpuls im Pionensystem bezeichnet ($p^* = m_{\pi^o}/2$) und mit $p^*_\perp, p^*_{||}$ die senkrechte, beziehungsweise parallele Impulskomponente zur Flugrichtung des Pions. Analog werde p, $p_\perp$ und $p_{||}$ im Laborsystem definiert. Sei weiterhin β gleich der Pionengeschwindigkeit und $\gamma = (1-\beta^2)^{-\frac{1}{2}}$. Dann folgt aus der Lorentztransformation:

$$E = p = \gamma p^* + \gamma\beta p^*_{||}$$

Damit:

$$E = p = \gamma p^*(1 + \beta cos(\theta)) \tag{3.8}$$

Daraus folgt:

$$\frac{dN}{dp} = \frac{dN}{dcos(\theta)}\frac{dcos(\theta)}{dp} = constans \tag{3.9}$$

Die Verteilung der Photonenenergien im Laborsystem ist also zwischen den kinematisch erlaubten Grenzen, die im nächsten Kapitel bestimmt werden, konstant. Weiterhin wird diese kastenförmige Energieverteilung als *Doppler-Box* bezeichnet werden.

3.2.2 Energien und Impulse der Zerfallsprodukte

Die Energien der Zerfallsprodukte eines Zweikörperzerfalls im Ruhesystem des zerfallenden Teilchens können aus folgender, mit einfachen kinematischen Überlegungen herleitbarer Formel berechnet werden:

$$E_1 = \frac{M^2 - m_2^2 + m_1^2}{2M} \tag{3.10}$$

Für die Impulse der Zerfallprodukte gilt:

$$p_1 = p_2 = \frac{[(M^2 - (m_1 + m_2)^2)(M^2 - (m_1 - m_2)^2)]^{\frac{1}{2}}}{2M} \tag{3.11}$$

Für jedes Meson, welches in zwei masselose Teilchen zerfällt, gilt folgende Verteilung für den relativen Öffnungswinkel θ der Zerfallsprodukte in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit β:

$$P(\theta) = \frac{1-\beta^2}{2\beta} \frac{cos\frac{\theta}{2}}{sin^2\frac{\theta}{2}} \frac{\Theta(\beta^2 - cos^2\frac{\theta}{2})}{\sqrt{\beta^2 - cos^2\frac{\theta}{2}}} \tag{3.12}$$

Die Funktion $\Theta(...)$ im Zähler ist die sogenannte Heavyside'sche Sprungfunktion. Die Verteilung ist durch einen minimalen Öffnungswinkel zwischen den beiden auslaufenden Photonen gekennzeichnet. Er ergibt sich aus:

$$\theta_{min} = 2arcsin\frac{m}{E}$$

In Abbildung 3.2 sind die nach Formel 3.12 berechneten Öffnungswinkelverteilungen für Photonen aus dem π^o von $\pi^o\gamma$-, aus dem η von $\eta\gamma$- und aus dem η' von $\eta'\gamma$-Ereignissen aufgetragen.

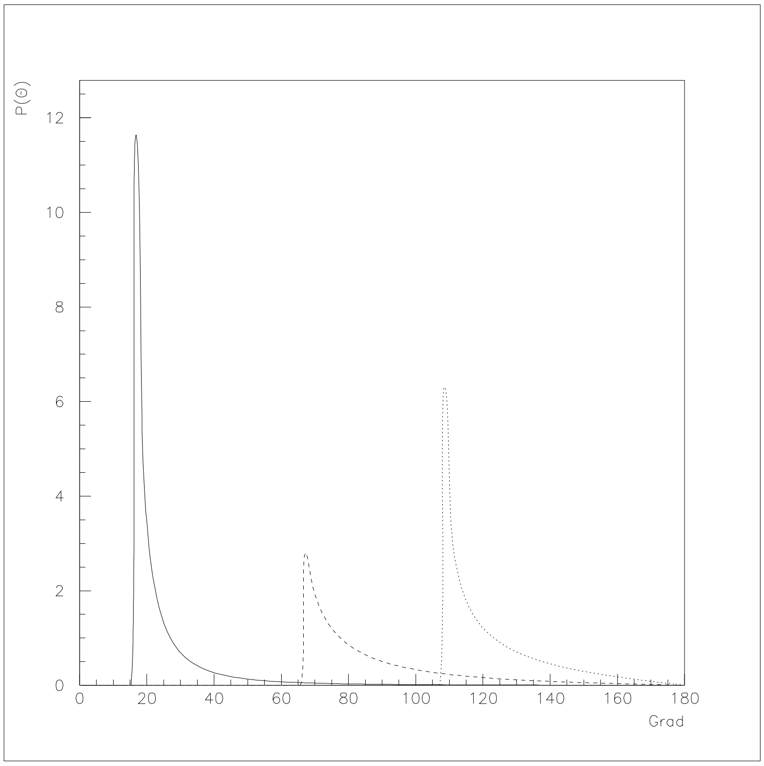

Abbildung 3.2: Öffnungswinkelverteilungen von Mesonenzerfällen. Durchgezogen: $\pi^o \rightarrow \gamma\gamma$ aus $\pi^o\gamma$, gestrichelt: $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ aus $\eta\gamma$, gepunktet: $\eta' \rightarrow \gamma\gamma$ aus $\eta'\gamma$.

Innerhalb der Zeichengenauigkeit sind die Verteilungen identisch mit denen aus $\pi^o\pi^o$-, $\eta\pi^o$- bzw. $\eta'\pi^o$-Reaktionen. Deutlich ist die Anhäufung bei kleinen Winkeln zu erkennen, sie wird als Jacobi-Spitze bezeichnet.

In Tabelle 3.3 sind die relevanten Größen für die hier untersuchten Reaktionen angegeben, dabei werden nur Mesonzerfälle in zwei Photonen betrachtet.

Tabelle 3.3: Kinematik der Annihilationskanäle γX, $\pi^o X$, ηX, ωX und $\eta' X$. θ_{min} bezeichnet dabei den minimalen Öffnungswinkel zwischen den aus dem π^o bzw. η bzw. η' stammenden Photonen.

Energie in MeV Winkel in Grad	$\gamma\gamma$	$\pi^o\gamma$	$\pi^o\pi^o$	$\eta\gamma$	$\eta\pi^o$	$\omega\gamma$	$\omega\pi^o$	$\eta'\gamma$	$\eta'\pi^o$
E_{π^o}		943.2	938.3		862.9		780.2		698.7
θ_{min}		16.46	16.55		18.00		19.93		22.28
E_η				1018.5	1013.7				
θ_{min}				65.21	65.56				
E_ω						1101.2	1096.4		
$E_{\eta'}$								1182.7	1177.8
θ_{min}								108.15	108.81
E_γ	938.3	933.4		858.1		775.4		693.9	
$E^{max}_{\gamma \text{ von } \pi^o}$		938.3	933.4		857.6		774.3		692.1
$E^{min}_{\gamma \text{ von } \pi^o}$		4.9	4.9		5.3		5.9		6.6
$E^{max}_{\gamma \text{ von } \eta}$				938.3	933.0				
$E^{min}_{\gamma \text{ von } \eta}$				80.3	80.7				
$E^{max}_{\gamma \text{ von } \omega}$						910.4	904.5		
$E^{min}_{\gamma \text{ von } \omega}$						158.1	159.1		
$E^{max}_{\pi^o \text{ von } \omega}$						943.1	937.3		
$E^{min}_{\pi^o \text{ von } \omega}$						190.8	191.6		
$E^{max}_{\gamma \text{ von } \pi^o \text{ von } \omega}$						938.2	932.4		
$E^{min}_{\gamma \text{ von } \pi^o \text{ von } \omega}$						4.9	4.9		
$E^{max}_{\gamma \text{ von } \eta'}$								938.3	931.7
$E^{min}_{\gamma \text{ von } \eta'}$								244.4	246.1

3.3 Untergrund

Betrachtet man Tabelle 3.3 und vergleicht die Ereignisse vom Typ γX mit denen vom Typ $\pi^o X$, so fällt auf, daß die maximale Photonenenergie aus dem extrem asymmetrischen π^o-Zerfall mit der Energie des einzelnen Photons quasi identisch ist. Verliert man also das niedenergetische Photon aus den stark asymmetrischen π^o-Zerfällen von $\pi^o X$- Ereignissen, so zeigen diese Reaktionen innerhalb der Auflösung des Kalorimeters die identischen kinematischen Eigenschaften wie die komplementären γX-Ereignisse. Um später noch zu besprechende sekundäre Schauer, die aufgrund von Fluktuationen bei der Schauerentwicklung entstehen, zu unterdrücken, wird ein Schnitt auf die minimale PED-Energie eingeführt, E_{MIN}. Der am Crystal-Barrel verwendete Schnitt liegt zunächst bei 20 MeV. Durch diesen Schnitt ist ein erheblicher Beitrag zum Untergrund der $\gamma - X$ Reaktionen zu erwarten. Innerhalb der *Dopplerbox* sind die Energien der aus dem π^o stammenden Photonen gleichverteilt, damit kann der Anteil berechnet werden, welcher durch diesen Schnitt verloren ginge:

$$P_{Verlust} = \frac{E_{MIN} - E^{min}_{\gamma\ aus\ \pi^o}}{E^{max}_{\gamma\ aus\ \pi^o} - E^{min}_{\gamma\ aus\ \pi^o}}$$

Das bedeutet, daß bei einem Schnitt von 20 MeV die in folgender Tabelle angegebenen Untergrundraten zu erwarten sind:

Tabelle 3.4: Zu erwartende Untergrundraten in % aufgrund des minimalen PED-Energieschnittes von 20 MeV

	$\pi^o\gamma$	$\pi^o\pi^o$	$\eta\pi^o$	$\omega\pi^o$	$\eta'\pi^o$
$\gamma\gamma$	1.62	0.26			
$\pi^o\gamma$		1.63			
$\eta\gamma$			1.73		
$\omega\gamma$				1.84	
$\eta'\gamma$					1.96

Innerhalb der Auflösung des Detektors sind diese falschen Ereignisse den echten Reaktionen täuschend ähnlich. Da die zu erwartenden Verzweigungsverhältnisse der $\pi^o X$-Ereignisse um wenigstens ein Ordnung größer sind als die der γX-Reaktionen, ist dieser Untergrund also nicht vernachlässigbar. Weitere Beiträge folgen aus der endlichen Auflösung des Detektors und aus der kleineren Nachweiswahrscheinlichkeit für niederenergetische Photonen, was dazu führt, daß zum Beispiel der mögliche Verlust eines 25 MeV Photons innerhalb der Auflösung nicht bemerkt wird und das Ereignis damit die falsche Signatur trägt.

3.4 Datenanalyse

3.4.1 Selektion der Endzustände

Die im folgenden vorgestellte Analyse beruht auf einem Datensatz von 4.15 Mio Ereignissen aus der Strahlzeit vom November 1990. Für die sehr seltenen Reaktionen $\bar{p}p \to \eta'\gamma$ und $\bar{p}p \to \gamma\gamma$ wurde ein erweiterter Datensatz von 6.1 Mio aus den Strahlzeiten vom November 1990, Juni 1990 und Juli 1990 verwendet.

3.4.1.1 Vorselektion

Um die Anzahl der Ereignisse auf ein leichter bearbeitbares Maß zu reduzieren, wurden in einer Vorselektion Ereignisse nach folgenden Kriterien ausgesucht:

1. Zunächst werden all die Ereignisse verworfen, die aufgrund der Triggereffizienz von kleiner 100% noch geladene Spuren im Detektor zeigen.

2. Ein Reihe von Ereignissen zeigt keine Energieeinträge im Barrel, auch diese Ereignisse werden verworfen.

3. Schließlich wird noch ein grober Schnitt auf die Energiesumme angewendet, der Ereignisse mit einer Energiesumme von weniger als 1450 MeV/c^2 verwirft.

3.4.1.2 Die kinematischen Schnitte

Die minimale PED-Energie: Treffen Einzelphotonen auf das Kalorimeter, so entwickelt sich wie oben beschrieben ein elektromagnetischer Schauer. Da die Schauerbildung ein statistischer Prozeß ist, können sich durch räumliche Fluktuationen zusätzliche lokale Maxima und sogar separate Cluster um das Schauerzentrum bilden (*elektromagnetischer Split-off*), welche als niederenergetische Photonen fehlinterpretiert werden. Diese so entstandenen sekundären Schauer können durch entsprechend hohe Schwellen weitgehend unterdrückt werden. Daher wurde in den bisherigen Analysen rein mesonischer Endzustände eine Schwelle von 20 MeV für die Cluster- und PED-Energie vorgezogen. Auf diese Weise wird jedoch die Effizienz des Detektors für niederenergetische Photonen erheblich reduziert, so daß eine untergrundfreie Separation von Ereignissen mit verschiedener Gammamultiplizität nur noch eingeschränkt möglich ist (siehe Kapitel 3.3). Um den Untergrund zu reduzieren, wurde bei dieser Analyse ein Schnitt von 10MeV gewählt. Dadurch wird zwar die Zahl der Ereignisse, die aufgrund von Schauerfluktuationen die Topologie von Ereignissen mit einer um eins erhöhten Multiplizität zeigen, erhöht, sie gehen also der eigentlichen Analyse verloren, dies führt jedoch nicht zur Entstehung von neuem Untergrund.

Der akzeptierte Raumwinkel: Der vom Kalorimeter überdeckte Raumwinkel beträgt nicht ganz 100%, denn das Strahlrohr und Kabeldurchführungen erfordern Aussparungen an beiden Enden der z-Achse des Detektors (siehe Kapitel 2.2.4). Treffen hochenergetische Photonen auf die Kristalle in der Nähe dieser Aussparungen, so ist es wahrscheinlich, daß sich ein Teil des Schauers in die Richtung nicht vorhandener Kristalle ausbreitet, also nur ein Teil der Energie des Photons deponiert wird. Um möglichst vollständige Ereignisse zu erhalten, werden Zerfälle mit PEDs, deren Schauermaxima in den Kristallen $I_\theta = 1, 2$ bzw. $I_\theta = 25, 26$ liegen, verworfen. Dadurch wird der aktive Azimutalwinkelbereich auf $24° \leq \theta \leq 156°$ reduziert, der akzeptierte Raumwinkel beträgt dann $91\% \cdot 4\pi$.

Photonmultiplizitäten und 4C-Anpassung: Aus den bisher vorselektierten Daten werden Ereignisse mit folgenden Topologien ausgewählt: 2PEDs ($\gamma\gamma$), 3PEDs ($\pi^o\gamma, \eta\gamma, \eta'\gamma$) , 4PEDs ($\pi^o\pi^o, \eta\pi^o, \eta'\pi^o, \omega\gamma$) und 5PEDs ($\omega\pi^o$). Nach einem ersten Schnitt auf Energie- und Impulserhaltung von $1650MeV \leq E_{Sum} \leq 2050MeV$ und $|P_{tot}| \leq 200MeV/c$ wird auf die verbleibenden Ereignisse eine kinematische 4C-Anpassung angewendet (zur kinematischen Anpassung siehe Anhang A). In Abbildung 3.3 sind die Verteilung des *Confidencelevel* ,*Cl*, und die sogenannten *Pulls* für die angepaßten Größen, Energie, θ und φ von 4PED- Ereignissen zu sehen. Die *Cl*-Verteilung ist na-

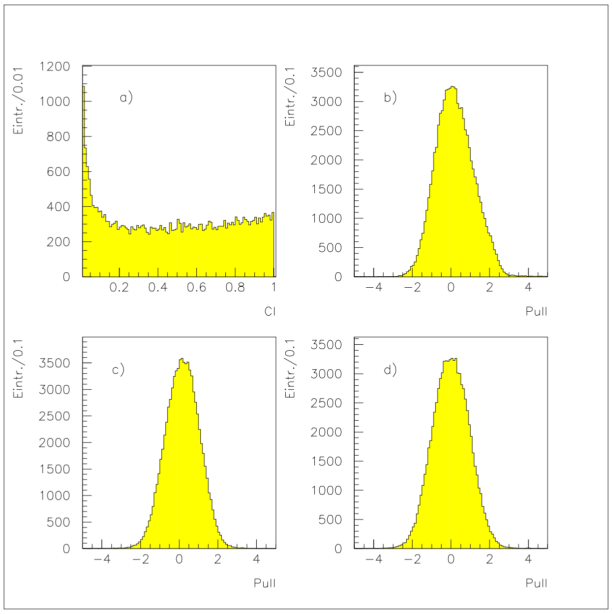

Abbildung 3.3: *Cl*-Verteilung a) und *Pulls* für Energie b), θ c) und ϕ d) von 4PED-Ereignissen (4C-Anpassung).

hezu flach, die *Pulls* für θ und φ zeigen eine Gaußform mit $\sigma = 1$, bei den *Pulls* für die Energie ist wegen der seitlichen und rückwärtigen Energieverluste in den Kristallen eine Abweichung von der Gaußform zu sehen, das σ ist jedoch ebenfalls eins. In Abbildung 3.4 ist die Energie- und Impulsverteilung vor, bzw. nach der 4C-Anpassung dargestellt.

Ereignisse welche die 4C-Hypothese mit einer Wahrscheinlichkeit von größer 15% erfüllen, werden für die weitere Analyse akzeptiert.

3.4.1.3 Die Mesonenrekonstruktion

Der Nachweis resonanter Zwischenzustände gelingt über die Berechnung der invarianten Masse. Die unter Lorentztransformation invariante Masse eines Systems aus n Teilchen

Abbildung 3.4: Gesamtenergie gegen Gesamtimpuls bei neutralen Ereignissen: a): vor der 4C-Anpassung; b): nach der 4C-Anpassung ($Cl \geq 15\%$); Man beachte die geänderte Skala.

mit den Energien E_i und den Impulsen $\vec{p_i}$, $i = 1, ..., n$, ist gegeben durch:

$$m_{inv.}^2 = (\sum_{i=1}^{n} E_i)^2 - (\sum_{i=1}^{n} \vec{p_i})^2$$

Im Falle zweier Photonen vereinfacht sich diese Beziehung zu:

$$m_{\gamma\gamma} = \sqrt{2E_{\gamma_1}E_{\gamma_2}(1 - cos\theta)}$$

Dabei ist θ der Winkel zwischen den Zerfallsphotonen.

Aufgrund der Überlegungen aus Kapitel 3.2 erwartet man bei hochenergetischen Pionen vor allem Zerfälle mit sehr kleinem Zwischenwinkel der beiden Zerfallsgammas. Dies bedeutet aber, daß sich die Schauer der beiden Gammas in den Kristallen überlappen, also im gleichen Cluster zu liegen kommen. Berechnet man die invariante Masse der in diesem Cluster enthaltenen Energieeinträge über folgende Formel:

$$R\mathrm{mass} = \sqrt{\left(\sum_{Kristalle} E_i\right)^2 - \left(\sum_{Kristalle} \vec{p_i}\right)^2}$$

so erwartet man, daß diese sogenannte invariante Schauermasse solcher Cluster in der Nähe der π^o- Masse zu liegen kommt. Dies wird in Abbildung 3.5a deutlich, wo eine stark ausgeprägte Spitze bei 144 MeV auftritt.

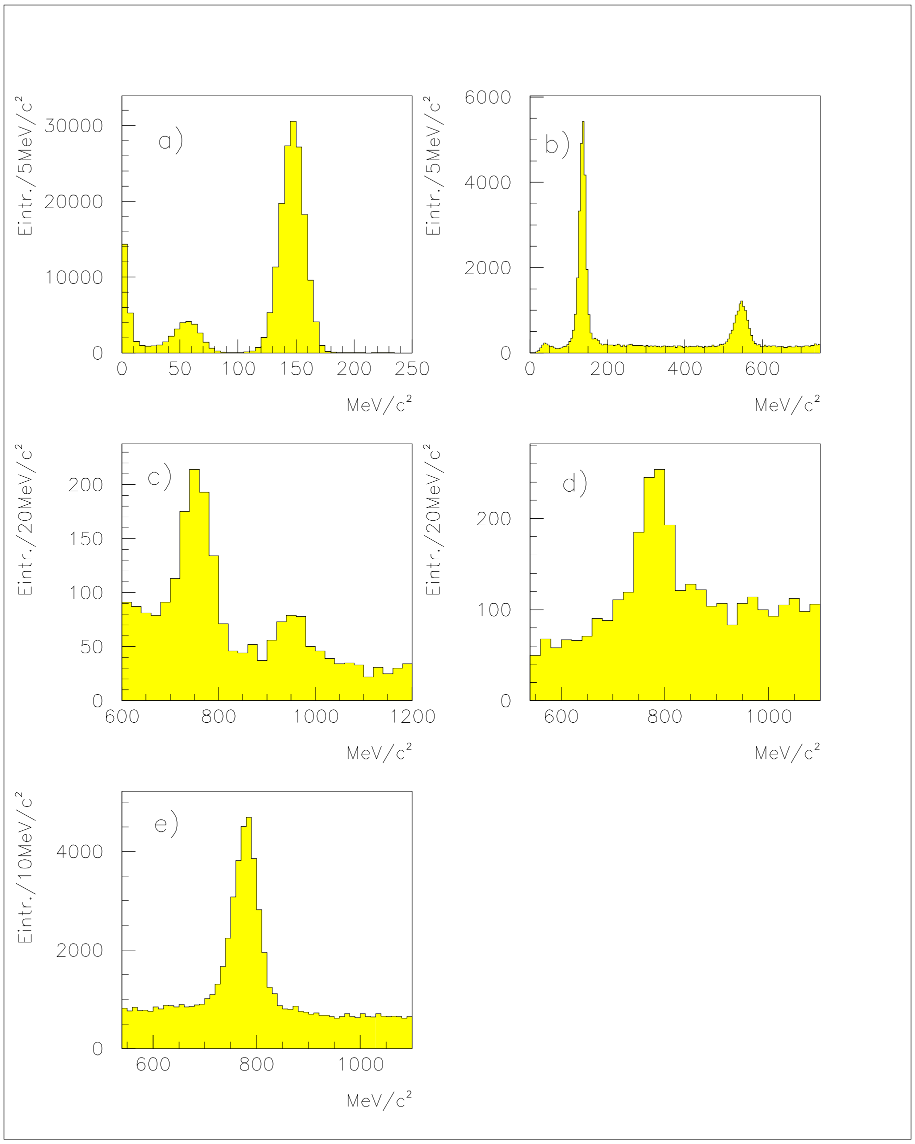

Abbildung 3.5: Zur Mesonenrekonstruktion; a): Invariante Schauermasse von 4PED-Ereignissen; b): Invariante Massen von $\gamma\gamma$-Paaren, bei denen kein π^o über die invariante Schauermasse gefunden wurde (4PED-Ereignisse); c): Invariante $\gamma\gamma$-Massen von 4PED-Ereignissen nach Elimination von π^o und η; d): Invariante $\pi^o\gamma$-Massen von 4- und e) 5PED-Ereignissen.

Beim Zerfall des η treten größere Winkel zwischen den beiden Photonen auf, in der Regel sind die Schauer also getrennt, die Identifizierung der η gelingt somit nur aus der invarianten Gamma-Gamma-Masse.

Abbildung 3.5b zeigt die invarianten Gamma-Gamma-Massen von 4PED-Ereignissen. Deutlich ist nahezu ohne kombinatorischen Untergrund ein π^o- und η-Signal zu erkennen. Das π^o-Signal rührt von asymmetrischen Zerfällen her, die zu einer räumlichen Trennung der Photonenschauer führen und darum nicht über die invariante Schauermasse detektiert werden. Eliminiert man alle Photonenpaare, die zum π^o- oder η-Signal beitragen, so tritt oberhalb von $950 MeV/c^2$ ein klares Signal für $\eta' \rightarrow \gamma\gamma$ auf (Abb. 3.5c). Das ebenfalls deutlich erkennbare Signal bei $780 MeV/c^2$ stammt von ω-Zerfällen in drei Photonen, wobei ein niederenergetisches Photon verloren gegangen ist. Die ω-Resonanzen werden über die invariante $\pi^o\gamma$-Mass detektiert, diese ist in Abbildung 3.5d,e für 5PED- und 4PED-Ereignisse aufgetragen.

Als Massen und Breiten der einzenen Mesonen findet man die in Tabelle 3.5 angegebenen Größen.

Tabelle 3.5: Mesonenmassen und Breiten

	Masse: m $[MeV/c^2]$	Breite:$\sigma_m[MeV/c^2]$
π^o	135.7 ± 0.03	10.7 ± 0.03
η	548.7 ± 0.08	13.6 ± 0.07
η'	963.6 ± 1.6	19.2 ± 2.2
ω	782.4 ± 0.1	18.2 ± 0.1

Durch das Setzen eines 3σ-Fensters um die π^o- und η-Masse werden diese Mesonen selektiert und auf akzeptierte $\pi^o\gamma$- , $\eta\gamma$-Ereignisse und $\pi^o\pi^o$, $\pi^o\eta$-Ereignisse wird eine 5C- bzw. 6C-Anpassung (siehe Anhang A) angewendet und Ereignisse, die die Hypothesen mit einer Wahrscheinlichkeit von mindesten 15% erfüllen werden akzeptiert.

Die Anzahl der η'- und ω-Mesonen wird durch Anpassung des Signals bestimmt, dabei wird eine Gaussfunktion für das Signal und ein Polynom für den Untergrund benutzt. In Tabelle 3.6 sind die im hier untersuchten Datensatz von 4.15 Mio Daten gefundenen Ereignisse aufgelistet, für die Reaktionen $\bar{p}p \rightarrow \gamma\gamma$ und $\bar{p}p \rightarrow \eta'\gamma$ wurde ein erweiterter Datensatz von 6.0 Mio analysiert.

Tabelle 3.6: Anzahl rekonstruierter Ereignisse

$\gamma\gamma$	$\pi^o\gamma$	$\pi^o\pi^o$	$\eta\gamma$	$\eta\pi^o$	$\omega\gamma$	$\omega\pi^o$	$\eta'\gamma$	$\eta'\pi^o$
98	2867	25910	281	2765	387	15064	11	133

3.4.2 Monte-Carlo-Simulation und Untergrundbehandlung

3.4.2.1 Monte-Carlo-Simulation

Um sowohl die Nachweiseffizienzen der untersuchten Kanäle als auch die möglichen Untergrundbeiträge zu den einzelnen Endzuständen zu bestimmen, wurde eine umfangreiche Simulation der Protoniumzerfälle durchgeführt. Dabei stand das in Kapitel 2.2.8 besprochene Monte-Carlo-Programm zur Verfügung [16]. Die simulierten Ereignisse wurden mit dem identischen Computerprogramm, welches für echte Daten Verwendung fand analysiert. Da die Energieauflösung der Monte-Carlo-Ereignisse geringfügig besser ist, wurden sämtliche Energieeinträge während der Analyse mit einer Gaussfunktion um 1.3% verschmiert [22], dies führt schließlich zu einer identischen Breite der Monte-Carlo-Signale, was in Abbildung 3.6 deutlich wird.

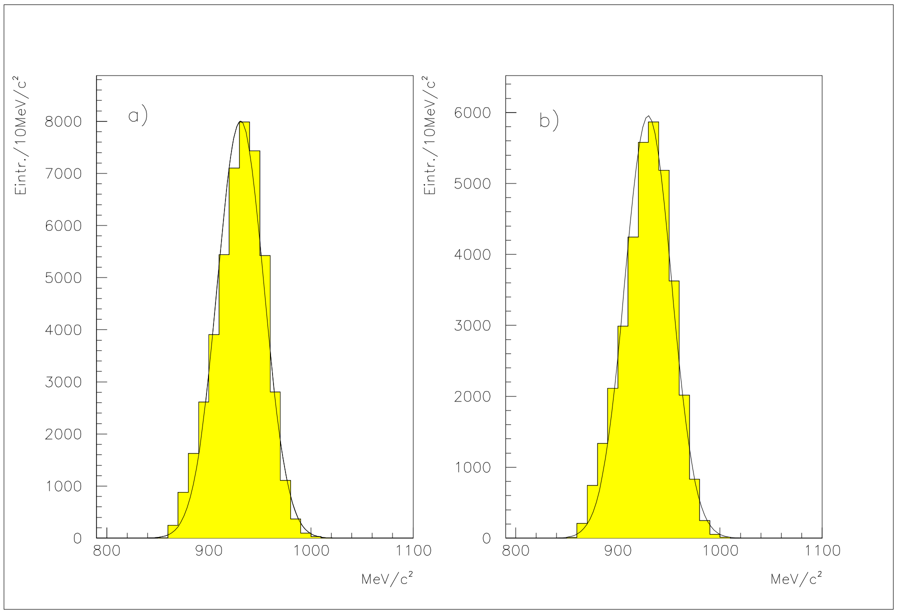

Abbildung 3.6: Vergleich der Signalbreite zwischen Daten (a) und Simulation (b). Aufgetragen ist die Energieverteilung rekonstruierter π^o aus $\pi^o\pi^o$-Ereignissen. Eine eingezeichnete Anpassung liefert als Breite des Signals 22.91 MeV für die Daten und 22.88 MeV für die Simulation.

In Tabelle 3.7 sind die Ergebnisse der Simulation eingetragen. Dabei werden nicht nur die Nachweiseffizienzen angegeben, sondern auch die Wahrscheinlichkeiten einzelner Kanäle, als Untergrundreaktion fehlinterpretiert zu werden.

Die Überprüfung der Genauigkeit der Monte-Carlo-Simulation ist Gegenstand des folgenden Unterkapitels.

Mit der nun bekannten Anzahl der beobachteten Ereignisse und den aus der Monte-Carlo-Simulation bestimmten Nachweis- und Untergrundwahrscheinlichkeiten kann die

Tabelle 3.7: MC-Nachweiswahrscheinlichkeiten; Linke Spalte: Erzeugte Ereignisart; Oberste Zeile: Rekonstruierte Ereignisart

	$\pi^o\gamma$	$\pi^o\pi^o$	$\eta_{neut.}\gamma$	$\eta_{neut.}\pi^o$
$\pi^o\gamma$	40.6 ± 0.3 %		0.9 ± 0.1%	
$\pi^o\pi^o$	1.3 ± 0.1%	35.7 ± 0.2%	0.03 ± 0.1%	
$\eta\gamma$			38.9 ± 0.6 %	
$\eta\pi^o$			0.8 ± 0.1 %	31.5 ± 0.4%

	$\omega_{neut.}\gamma$	$\omega_{neut.}\pi^o$	$\eta'_{neut.}\gamma$	$\eta'_{neut.}\pi^o$	$\gamma\gamma$
$\pi^o\gamma$			0.06 ± 0.02%		0.7 ± 0.1%
$\pi^o\pi^o$					0.02 ± 0.01 %
$\omega\gamma$	22.8 ± 0.3 %				
$\omega\pi^o$	0.4 ± 0.1 %	27.9 ± 0.3%			
$\eta'\gamma$			35.6 ± 0.3 %		
$\eta'\pi^o$			0.9 ± 0.2 %	45.3 ± 0.4%	
$\gamma\gamma$					54.1 ± 0.4%

Anzahl der Untergrundereignisse, welche zu den einzelnen Endzuständen beitragen, bestimmt werden.

Die bisherigen Ergebnisse sind in Tabelle 3.8 zusammengefaßt.

Tabelle 3.8: Anzahl von Ereignissen und Nachweiswahrscheinlichkeiten

Kanal	Beob. Ereignisse	Nachweiswahrscheinlichkeit	Untergrundereignisse
$\pi^o\pi^o$	25910 ± 161	35.7 ± 0.2%	
$\pi^o\gamma$	2867 ± 54	40.6 ± 0.3%	$\pi^o\pi^o$: 974 ± 43
$\eta\pi^o$	2765 ± 53	31.5 ± 0.4%	
$\eta\gamma$	281 ± 18	38.9 ± 0.6%	$\pi^o\eta$: 67 ± 7 $\pi^o\pi^o$: 21 ± 6 $\pi^o\gamma$: 44 ± 4
$\omega\pi^o$	15064 ± 123	27.9 ± 0.3%	
$\omega\gamma$	387 ± 20	22.8 ± 0.3%	$\pi^o\omega$:248 ± 27
$\eta'\pi^o$	133 ± 12	45.3 ± 0.4%	
$\eta'\gamma$ (6.13 mio)	11 ± 3	35.6 ± 0.3%	$\eta'\pi^o$: 3 ± 1 $\pi^0\gamma$: 1 ± 1
$\gamma\gamma$ (6.13 mio)	98 ± 10	54.1 ± 0.4%	$\pi^o\gamma$:54 ± 5 $\pi^o\pi^o$:16 ± 6

3.4.2.2 Alternative Untergrundbestimmung

Betrachtet man den Kanal $\bar{p}p \rightarrow \pi^o\gamma$ so zeigt die Monte-Carlo-Simulation, daß das Signal zu $66 \pm 3\%$ aus echten $\pi^o\gamma$-Ereignissen besteht und zu $34 \pm 3\%$ Untergundereignisse aus $\pi^o\pi^o$ enthält. Um diese Zahlen zu überprüfen, wurden zwei Methoden verwendet.

Zunächst betrachtet man die in Abbildung 3.7 dargestellte Impulsverteilung der Pionen aus $\pi^o\pi^o$ und $\pi^o\gamma$-Ereignissen.

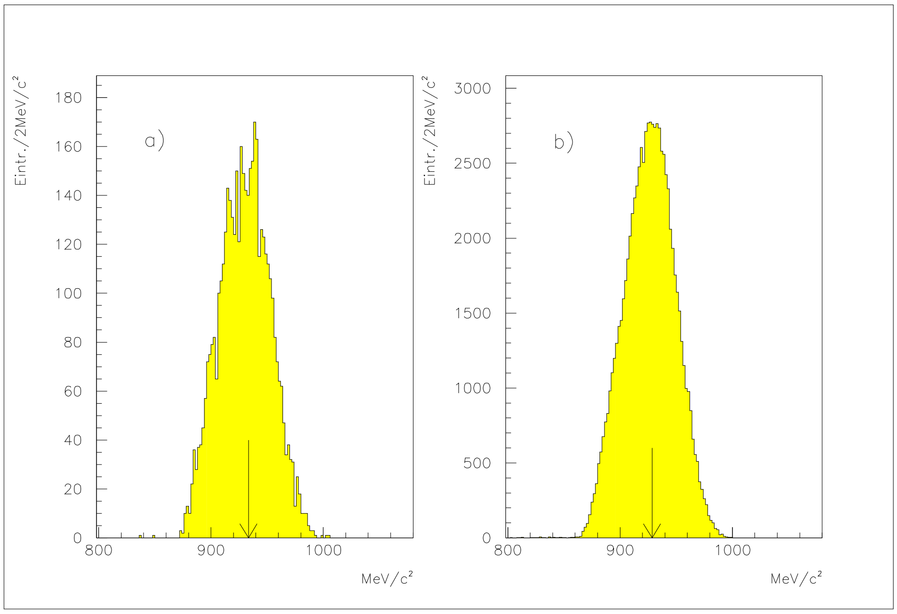

Abbildung 3.7: Impulsverteilungen der Pionen im $\pi^o\gamma$ (a) und $\pi^o\pi^o$ (b) -Endzustand. Die eingezeichneten Pfeile markieren den theoretisch erwarteten Impulswert.

Da die $\pi^o\pi^o$-Ereignisse als untergrundfrei angenommen werden, sollte ihr gemessener Impulsmittelwert dem theoretischen Impuls von 928.51 MeV/c entsprechen. Die geringe Abweichung von 6.MeV/c nach unten ist auf fehlerhafte Eichung zurückzuführen. Der Impulsmittelwert der $\pi^o\gamma$-Ereignisse sollte bei vollständigem Fehlen von Untergrund also ebenfalls dem um 6 MeV/c verschobenen theoretischen Wert von damit 927.41 MeV/c entsprechen. Der gemessene Wert für den Impuls von $\pi^o\gamma$-Ereignissen beträgt jedoch $926.0 \pm 0.4 MeV/c$. Diese Abweichung ist auf Untergrundreaktionen aus $\pi^o\pi^o$ zurückzuführen. Die Größe des Untergrundbeitrags kann aus der Verschiebung berechnet werden:

$$P_{\pi^o\gamma(gemessen)} = a \cdot P_{\pi^o\gamma(theo)} + b \cdot P_{\pi^o\gamma(\pi^o\pi^o real)}$$

$$a + b = 1$$

$$\Rightarrow a = \frac{P_{\pi^o\gamma(gemessen)} - P_{\pi^o\pi^o(real)}}{P_{\pi^o\gamma(theo)} - P_{\pi^o\pi^o(real)}}$$

Als Ergebnis bestimmt man für a $70 \pm 8\%$, die Übereinstimmung mit den Vorhersagen der Monte-Carlo-Simulation ist also sehr gut.

Eine weitere Methode sieht vor, an das π^o Impulsspektrum der $\pi^o\gamma$-Ereignisse zwei Histogramme anzupassen, eines davon das Impulsspektrum der $\pi^o\pi^o$-Ereignisse und ein weiteres identisches welches um die theoretische Impulsdifferenz von 4.95 MeV/c verschoben ist. Als Ergebnis erhält man $68 \pm 54\%$, aufgrund des großen Fehlers ist diese Zahl jedoch wenig aussagekräftig.

Für die $\omega\gamma$-Ereignisse liefert obige Impulsmittelwertmethode als Ergebnis $42 \pm 27\%$ Signal und $58 \pm 27\%$ Untergrund. Im Vergleich mit der Monte-Carlo-Simulaton, die als Ergebnis $36 \pm 9\%$ Signal und $64 \pm 9\%$ liefert, innerhalb des Fehlers befriedigend.

Es zeigt sich also, daß die Vorhersagen der Monte-Carlo-Simulation zumindest innerhalb recht großer Fehler bestätigt werden können.

3.5 Untersuchung systematischer Fehler

Zur Bestimmung eines systematischen Fehlers wurden umfangreiche Studien der Monte-Carlo-Simulation vorgenommen. Da die Endergebnisse dieser Analyse sowohl von den Nachweiswahrscheinlichkeiten als auch von den Untergrundwahrscheinlichkeiten abhängen, ist ein genaues Verständnis der Simulation notwendig.

Zunächst wurde der Einfluß einer Variation des aktiven Raumwinkels untersucht, dabei wurde in drei Schritten jeweils ein Kristall mehr herausgeschnitten und die Analyse mit echten Daten sowie mit Monte-Carlo-Daten wiederholt. Es zeigte sich eine Variation in der mit der Nachweiswahrscheinlichkeit korrigierten Anzahl der Ereignisse von maximal 2.1%.

Eine weitere Untersuchung varirierte den Schnitt in der *Cl*-Verteilung. Eine Variation in 5%-Schritten von 5% bis 25% zeigte eine Abweichung von maximal 1.5%.

Eine Änderung des minimalen PED-Energieschnittes von 10 auf 20 MeV führte zu einer Änderung der Ereignisanzahl von 3%.

Um den Einfluß einer von Null verschiedenen Position des Annihilationsvertex zu untersuchen, wurde in der Monte-Carlo-Simulation eine Verschiebung von 5 mm eingeführt. Dies führte zu einer Änderung der Nachweiswahrscheinlichkeit von 3%.

Um die Simulation der Schauerfluktuationen zu untersuchen, wurden $\pi^o\pi^o$-Ereignisse mit einem zusätzlichen PED betrachtet. In Abbildung 3.8 ist die Impulsverteilung aller Photonpaare im 5PED-Datensatz aufgetragen. Deutlich zeigt sich eine Spitze bei 930 MeV/c, die ihre Ursache in $\pi^o\pi^o$-Ereignissen mit einem zusätzlichen PED aus Schauerfluktuationen hat.

Die quantitative Auswertung von Abbildung 3.8 zeigt , daß 1701 echte Ereignisse ein solches zusätzliches PED zeigen, dies entspricht bei 14295 $\pi^o\pi^o$-Ereignissen im gleichen Datensatz 11.9%. In Monte-Carlo-Daten zeigen 12.2 % ein zusätzliches PED. Die Monte-Carlo-Simulation ist hier also auf 2% genau.

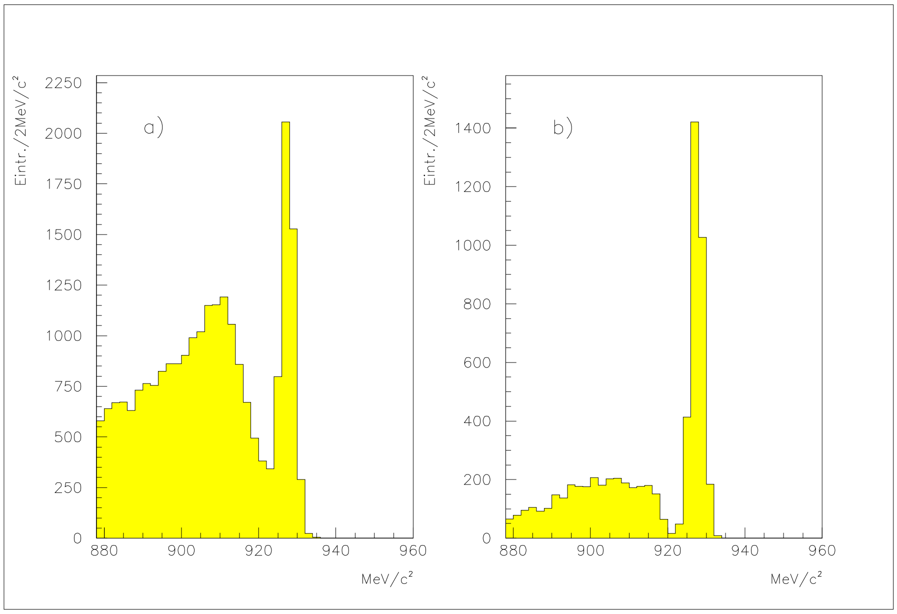

Abbildung 3.8: Schauerfluktuationen bei $\pi^o\pi^o$-Ereignissen. a): $\gamma\gamma$-Impulse von 5PED-Ereignissen (Daten); b): wie a) für Monte-Carlo-Daten.

Der Verlust niederenergetischer Photonen wurde quantitativ an $\pi^o\omega$-Ereignissen untersucht. Es wurden in einem erweiterten Datensatz 22112 vollständige 5PED-Ereignisse rekonstruiert und 544 ± 52 4PED-Ereignisse mit einem fehlenden Photon konnten in der invarianten $\gamma\gamma$-Massenverteilung identifiziert werden. (siehe Abbildung 3.9). Daraus kann mit der Nachweiswahrscheinlichkeit für $\pi^o\omega$-Ereignisse die Wahrscheinlichkeit ein niederenergetisches Photon zu verlieren zu $544 \cdot 0.279/22112 = (0.69 \pm 0.06)\%$ berechnet werden. Im Monte-Carlo-Datensatz wird diese Zahl zu $(0.75 \pm 0.03)\%$ bestimmt werden. Der systematische Fehler der Untergrundwahrscheinlichkeit ist demnach kleiner als der statistische Fehler.

Unter der Annahme, daß alle oben besprochenen Beiträge unkorreliert sind, ergibt sich ein gesamter relativer systematischer Fehler von 5.5 %.

3.6 Normierung mit der Reaktion $\bar{\mathrm{p}}\mathrm{p} \rightarrow \pi^o\pi^o$

Um den vollständig neutralen Datensatz auf die Anzahl der tatsächlich stattgefundenen Annihilationen zu normieren, wurde für die Daten der Strahlzeit vom November 1990 das Verzweigungsverhältnis des $\pi^o\pi^o$ Endzustandes in minimal getriggerten Daten bestimmt. Dazu wurden 4001058 Ereignisse analysiert. und auf Ereignisse ohne Energie (643) korrigiert. Ebenso werden 63799 Ereignisse, bei denen der Triggerzähler innerhalb eines Zeitfensters von $16\mu s$ ein zweites Mal ansprach, verworfen. Für diese Ereigniskategorie ist nicht sichergestellt, daß die im Detektor nachgewiesenen Signaturen von einem zeitlich separierten Antiprotonenstop hervorgerufen wurden

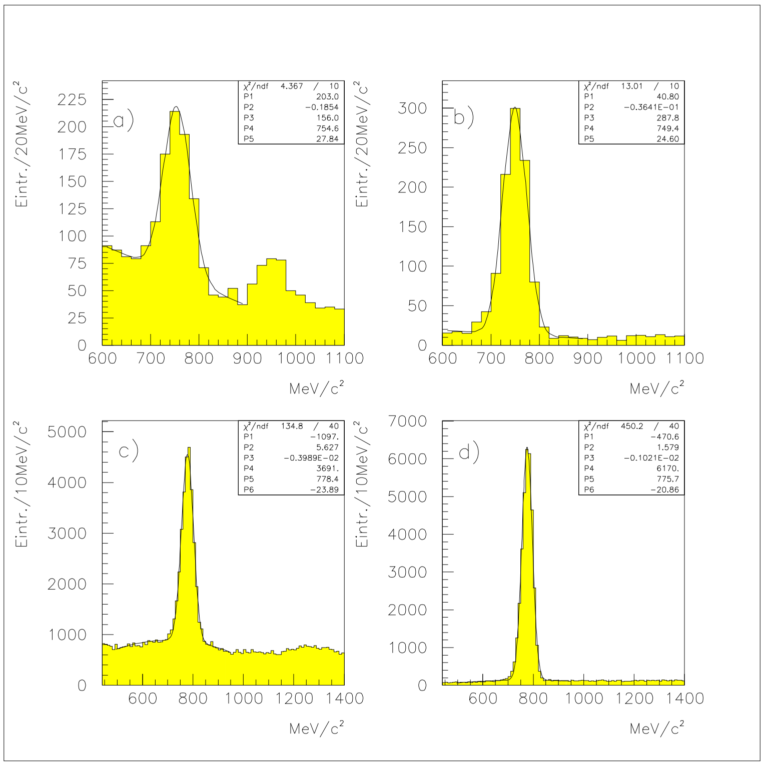

Abbildung 3.9: Photonenverlust bei $\pi^o\omega$-Ereignissen. a): Invariante $\gamma\gamma$-Massen von 4PED-Ereignissen (Daten); b): wie a) für Monte-Carlo-Daten; c): Invariante $\pi^o\gamma$-Massen von 5PED-Ereignissen (Daten); d): wie c) für Monte-Carlo-Daten.

(*pileup*-Effekte). Ein weiterer Korrekturfaktor resultiert aus der Forderung, daß das $\bar{p}p$-System in Ruhe, also mit einem Impuls $|\vec{p}_{tot}| = 0$, annihiliert. Der Anteil der Annihilationen mit $|\vec{p}_{tot}| \neq 0$ wurde in einer anderen Analyse zu $(4.8 \pm 0.3)\%$ bestimmt [23]. Nach einer weiteren Korrektur auf außerhalb des Targets stoppende Antiprotonen ($(3.9 \pm 0.7)\%$ [23]) ergeben sich schließlich 3557339 ± 43332 $\bar{p}p$ Annihilationen in Ruhe in LH_2. Daraus konnten 866 ± 29 $\pi^o\pi^o$ Ereignisse rekonstruiert werden. Mit einer Nachweiswahrscheinlichkeit von $(35.7 \pm 0.2)\%$ führt dies zu einem Verzweigungsverhältnis von $BR(\bar{p}p \to \pi^o\pi^o) = (6.82 \pm 0.24_{stat}) \cdot 10^{-4}$. Im vollständig neutralen Datensatz konnten 25910 ± 164 $\pi^o\pi^o$ Ereignisse rekonstruiert werden. Bezieht man diese Anzahl auf den ebenfalls um außerhalb des Targets annihilierende Antiprotonen korrigierten vollständig neutralen Datensatz von dann 3990429 ± 54129 so führt dies mit der Nachweiswahrscheinlichkeit von $(35.7 \pm 0.2)\%$ zu einem Verzweigungsverhältnis in vollständig neutralen Daten von $BR(\bar{p}p \to \pi^o\pi^o)_{neutral} = (1.81 \pm 0.03_{stat}) \cdot 10^{-2}$. Daraus kann nun der Normierungsfaktor f_N berechnet werden:

$$f_N = \frac{1.81 \cdot 10^{-2}}{6.82 \cdot 10^{-4}} = 26.53 \pm 1.02$$

An dieser Stelle soll auch auf die Normierung der anderen im Laufe dieser Arbeit verwendeten Datensätze eingegangen werden. Dabei wurde das gleiche Prinzip wie oben angewendet, nur, daß das nun bereits bekannte Verzweigungsverhältnis für $\pi^o\pi^o$ nicht jedesmal neu bestimmt wurde, sondern die einzelnen Datensätze auf die bekannte Zahl normiert wurden.

Tabelle 3.9: Normierung

Laufzeit	$\sharp$ all-neut.	$\sharp$ $\pi^o\pi^o$	ϵ	$N_{obs.}$	$BR(\pi^o\pi^o)_{all-neut.}$
Dez. 1989	688590	4105 ± 64	$35.7 \pm 0.2\%$	11500 ± 191	$1.67 \pm 0.03 \cdot 10^{-2}$
Juni 1990	1285070	7295 ± 85	$35.7 \pm 0.2\%$	20433 ± 264	$1.59 \pm 0.02 \cdot 10^{-2}$
Juli 1990	3090688	19419 ± 139	$35.7 \pm 0.2\%$	54396 ± 494	$1.76 \pm 0.02 \cdot 10^{-2}$

Vergleicht man die in Tabelle 3.9 berechneten Verzweigungsverhältnisse für $\bar{p}p \rightarrow \pi^o\pi^o$ in all-neutral Daten mit dem oben berechneten absoluten Wert so können daraus die Normierungsfaktoren für die unterschiedlichen Laufzeiten berechnet werden. Zusammen mit dem bereits bekannten Faktor für die November 1990 Laufzeit ergeben sich damit die in Tabelle 3.10 angegebenen Werte.

Tabelle 3.10: Normierungsfaktoren verschiedener Laufzeiten

Laufzeit	f_N
Dezember 1989	24.49 ± 0.97
Juni 1990	23.31 ± 0.87
Juli 1990	25.81 ± 0.95
November 1990	26.53 ± 1.02

3.7 Ergebnisse und Diskussion

Nach Bestimmung der Normierungsfaktoren kann nun das absolute Verzweigungsverhältnis der einzelnen Reaktionen bestimmt werden. In Tabelle 3.11 sind die Endergebnisse dargestellt, dabei werden neben den statistischen Fehlern, welche sich aus der Anzahl der rekonstruierten Daten und der verwendeten Monte-Carlo-Statistik ergeben, auch die Fehler aus Meßungenauigkeiten für verschiedene Mesonenzerfälle [24] (PDG-Fehler) und der systematische Fehler angegeben. Dem systematischen Fehler wurde hierbei auch der Fehler, welcher sich aus der Normierung über $\pi^o\pi^o$-Ereignisse ergibt, zugeschlagen.

Tabelle 3.11: Verzweigungsverhältnisse und Fehler

Kanal	Verzweigungsverhältnis	stat. Fehler	PDG Fehler	syst. Fehler	
$\pi^o\pi^o$	6.82	0.24		0.39	$\cdot 10^{-4}$
$\pi^o\gamma$	4.41	0.25		0.25	$\cdot 10^{-5}$
$\eta\pi^o$	2.14	0.09	0.03	0.12	$\cdot 10^{-4}$
$\eta\gamma$	9.32	1.31	0.12	0.51	$\cdot 10^{-6}$
$\omega\pi^o$	6.01	0.25	0.35	0.34	$\cdot 10^{-3}$
$\omega\gamma$	6.76	1.66	0.40	0.38	$\cdot 10^{-5}$
$\eta'\pi^o$	1.32	0.13	0.10	0.08	$\cdot 10^{-4}$
$\eta'\gamma$	6.46	2.93	0.51	0.37	$\cdot 10^{-6}$
$\gamma\gamma$	3.32	1.52		0.19	$\cdot 10^{-7}$

Aufgrund der geringen Statistik wird sowohl für $\gamma\gamma$ als auch für $\eta'\gamma$ im weiteren nur eine neue obere Grenze angegeben. In Tabelle 3.12 werden die Endergebnisse nochmals aufgeführt, dabei wurden die Fehler quadratisch addiert. Ein Vergleich mit früheren Messungen ist ebenfalls angegeben, die Ergebnisse der Reaktionen $\bar{p}p \rightarrow \pi^o X$ werden mit Ergebnissen einer anderen Arbeit der Crystal-Barrel-Kollaboration verglichen. Ebenfalls aufgeführt sind die berechneten Phasen aus dem VMD.

Tabelle 3.12: Endergebnisse und Phasen zwischen der I=0 und I= 1 Amplitude (VMD).

Kanal	Diese Messung	Frühere Messungen	$cos\beta$
$\pi^o\gamma$	$(44 \pm 4) \cdot 10^{-6}$	$(1.74 \pm 0.22) \cdot 10^{-5}$ [25]	-0.75 ± 0.11
$\eta\gamma$	$(9.3 \pm 1.4) \cdot 10^{-6}$	$\leq 8.7 \cdot 10^{-5} (95\% Cl)$ [26]	-0.78 ± 0.25
$\omega\gamma$	$(68 \pm 19) \cdot 10^{-6}$	$\leq 9.6 \cdot 10^{-4} (95\% Cl)$ [26]	-0.60 ± 0.18
$\eta'\gamma$	$\leq 12 \cdot 0^{-6} (95\% Cl)$	$\leq 2.0 \cdot 10^{-4} (95\% Cl)$ [26]	
$\gamma\gamma$	$\leq 0.63 \cdot 10^{-6} (95\% Cl)$	$\leq 1.7 \cdot 10^{-6} (95\% Cl)$ [25]	
$\pi^o\pi^o$	$(6.8 \pm 0.5) \cdot 10^{-4}$	$(6.9 \pm 0.4) \cdot 10^{-4}$ [23]	
$\eta\pi^o$	$(2.1 \pm 0.1) \cdot 10^{-4}$	$(2.1 \pm 0.1) \cdot 10^{-4}$ [23]	
$\omega\pi^o$	$(60.1 \pm 5.4) \cdot 10^{-4}$	$(57.0 \pm 5.4) \cdot 10^{-4}$ [23]	
$\eta'\pi^o$	$(1.3 \pm 0.2) \cdot 10^{-4}$	$(1.2 \pm 0.1) \cdot 10^{-4}$ [23]	

Für den Kanal $\bar{p}p \rightarrow \pi^o\gamma$ existieren bereits zwei Messungen [25] [27] Die genauere der beiden Messungen [25] ist mit dieser Messung nicht konsistent. Dabei ist wichtig zu bemerken, daß die gleiche Diskrepanz für den Kanal $\pi^o\pi^o$ besteht, der ebenfalls von [25] gemessen wurde.

Zum ersten Mal wurden in dieser Arbeit die Reaktionen $\bar{p}p \rightarrow \eta\gamma$ und $\bar{p}p \rightarrow \omega\gamma$ gemessen. Bisher existieren nur obere Grenzen, welche über den hier gemessenen Verzweigungsverhältnissen liegen. Für $\bar{p}p \rightarrow \gamma\gamma$ und $\bar{p}p \rightarrow \eta'\gamma$ werden neue obere Grenzen bestimmt, welche um wenigstens eine Größenordnung unter den bisherigen Grenzen liegen.

Die Bestimmung der Phase β aus dem Vektormesonen-Dominanzmodell liefert als Ergebnis, daß die I=0 und I=1 Isospinamplituden der ${}^3S_1$- und ${}^1S_0$-Anfangszustände des $\bar{p}p$-Systems negativ interferieren.

Die Verhältnisse der Verzweigungsverhältnisse liefern für $BR_{\pi^o\gamma}/BR_{\pi^o\pi^o}$ $(6.5 \pm 0.4)\%$, für $BR_{\eta\gamma}/BR_{\eta\pi^o}$ $(4.4 \pm 0.6)\%$ und für $BR_{\eta'\gamma}/BR_{\eta'\pi^o} \leq 12\%$. Der Vergleich mit der theoretischen Erwartung von $\alpha/f_p = 4.9\%$ aus Kapitel 3.1.3 zeigt sehr gute Übereinstimmung. Ebenso entspricht $BR_{\omega\gamma}/BR_{\omega\pi^o}$ mit $(1.1 \pm 0.3)\%$ und $BR_{\gamma\gamma}/BR_{\pi^o\gamma}$ mit $\leq 1.4\%$ der Erwartung von $\alpha = 0.73\%$. Diese Übereinstimmung ist in Anbetracht der Vereinfachungen bei der Abschätzung dieser Verhältnisse doch sehr überaschend.

Berechnet man wie in Kapitel 3.1.4 besprochen den P-Wellenanteil der $\bar{p}p$-Vernichtung so bekommt man als unerwartetes Ergebnis $f_p = (28.8 \pm 3.5)\%$, gegenüber dem früher bestimmten Wert von circa 15% [6]

Die in Kapitel 3.1.4 angeführte Messung von $BR_{(L_{\bar{p}p}=1)}(\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-)$ stellt eine Messung aus dem 2P-Zustand von $\bar{p}p$ dar, welche durch Koinzidenz mit L Röntgenstrahlen beim Asterix Experiment gemessen wurde [21]. Bisher wurde immer davon ausgegangen, daß das Verhältnis $R = BR(\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-)_{2P}/BR(\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-)_{\infty P}$ gleich eins ist ($BR(\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-)_{\infty P}$ steht dabei für das effektive Verzweigungsverhältnis in zwei Pionen von P-Zuständen mit hoher Hauptquantenzahl n). Diese Annahme widerspricht jedoch den Ergebnissen der Crystal-Barrel-Messungen [6]. Eine mögliche Erklärung hierfür findet sich in [6]: Bei Annihilation in Gas, bei der das Verzweigungsverhältnis für $\pi^+\pi^-$ gemessen wurde, tritt Mischung zwischen den verschiedenen Feinstrukturniveaus durch den Stark-Effekt wesentlich seltener auf als Annihilation. Darum ist das Verzweigungsverhältnis aus dem Feinstrukturzustand i durch das statistische Gewicht dieses Zustands, w_i, multipliziert mit dem Verzweigungsverhältnis in $\pi^o\pi^o$, α_i , gegeben. Das gesamte Verzweigungsverhältnis in $\pi^o\pi^o$ ergibt sich dann aus der Summation über alle 2P-Niveaus:

$$BR(\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-)_{2P} = \sum w_i \cdot \alpha_i(2P)$$

In flüssigem Wasserstoff treten die Effekte der Stark-Mischung wesentlich häufiger auf und die verschiedenen Feinstrukturniveaus werden ständig wieder ihrem statistischen Gewicht entsprechend besetzt. Ein Feinstrukturniveau mit großer starker Wechselwirkungsbreite wird demnach stärker zur Annihilation beitragen, als aufgrund seines statistischen Gewichts vermutet. Im Grenzfall einer sehr hohen Durchmischungsrate gegenüber einer kleinen Annihilationsrate ergibt sich:

$$BR(\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-)_{\infty P} = \frac{\sum w_i \cdot \Gamma_i \cdot \alpha_i(\infty P)}{\sum w_i \cdot \Gamma_i},$$

wobei Γ_i die starke Wechselwirkunsbreite des Feinstrukturzustandes i darstellt. Unter der Annahme von $\alpha_i(\infty P) = \alpha_i(2P)$ gilt R=1 nur dann, wenn alle Γ_i gleich sind, dies ist im allgemeinen aber nicht der Fall.

Kapitel 4

Die Reaktionen $\bar{\mathbf{p}}\mathbf{p} \rightarrow \pi^o\pi^o\gamma$ und $\bar{\mathbf{p}}\mathbf{p} \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$

4.1 Theoretische Grundlagen

Dieser Teil der Arbeit befaßt sich mit der detaillierten Analyse des $\pi^o\pi^o\gamma$ und $\pi^+\pi^-\gamma$ Endzustandes. Von besonderer Bedeutung ist dabei die Suche nach Baryoniumzuständen X in radiativen Zerfällen. Die Bildung solcher Multiquarkzustände wird in der $\bar{p}p$-Annihilation bevorzugt, da die für ihre Produktion notwendigen Quarks und Antiquarks bereits im Anfangszustand vorhanden sind.

Das am Crystal-Barrel-Experiment im Reaktionskanal $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^o$ gesehene $X(1520)$ [2] wurde bisher als möglicher Kandidat für ein solches Teilchen angesehen. Dieser Zustand, dem ursprünglich die Quantenzahlen $J^{PC} = 2^{++}$ zugeordnet wurden, könnte mit dem $f_2(1565)$ identisch sein, welches in der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^o$ im $\pi^+\pi^-$ System am Asterix-Experiment nachgewiesen wurde [3, 4]. Der Massenunterschied zum $X(1520)$ läßt sich durch die Dominanz des aufgrund der C-Paritätserhaltung nur im $\pi^+\pi-$ System auftauchenden ρ^o erklären. Theoretische Argumente bezüglich der Masse, Produktionsrate und Zerfallscharakteristik erlauben eine Interpretation des $X(1520)$ als Multiquarksystem [5]. Eine neuere Analyse der $3\pi^o$-Daten [28] favorisiert jedoch die Quantenzahlen $J^{PC} = 0^{++}$ für das X(1520) mit einer etwas kleineren Beimischung eines 2^{++}-Zustandes, seine Natur ist Gegenstand derzeitiger Diskussionen.

Die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ ist darüberhinaus von Interesse, da in diesem Endzustand Zerfälle von Protonium in $\pi^+\pi^-$ unter gleichzeitiger Entstehung eines Bremsstrahlungsphotons auftreten können.

4.1.1 Multiquarkzustände

Als Multiquark-Zustand wird ein farbneutraler Bindungszustand aus k Quark-Antiquark-Paaren bezeichnet, er hat die allgemeine Form $q^k\bar{q}^k$. Die wichtigsten Klassen sind hierbei die Baryonia ($\bar{N}N$) mit k=3 und die Diquonia mit k=2. Im folgenden sollen zwei gebräuchliche theoretische Modellansätze zur Vorhersage der Massen und Quantenzahlen von Multiquarksystemen vorgestellt werden.

4.1.1.1 Nukleon-Antinukleon-Potentialmodelle

Aufgrund der Sättigung der Farbkräfte innerhalb des Nukleons treten die eigentlichen starken Kräfte bei der Nukleon-Nukleon Wechselwirkung gar nicht auf. Die klassische Kernkraft ist vielmehr eine Restwechselwirkung, die sich in guter Näherung durch Mesonen-Austausch-Modelle beschreiben läßt.

So wird im **O**ne **B**oson **E**xchange **P**otential Modell (**OBEP**) die NN-Wechselwirkung durch eine Summation von Ein-Meson-Austauschpotentialen bechrieben, wobei der Austausch aller nicht-seltsamen Mesonen mit einer Masse von bis zu $\approx 1GeV/c^2$ miteinbezogen wird. Dazu gehören die pseudoskalaren Mesonen (π, η, η'), die Vektormesonen $(\rho, \omega, \phi(1020))$, sowie die skalaren Mesonen ($\sigma, a_0(980)$ und $f_0(975)$). Das σ stellt dabei einen breiten $\pi\pi$-Zustand dar, welcher zum Verständnis einer starken S-Wellen Amplitude im Massenbereich um 800 MeV/c^2 in der $\pi^+\pi^-$-Streuung notwendig ist, hier wird der σ-Austausch jedoch als Einteilchenaustausch gerechnet. Die dominanten Beiträge in diesem Modell liefern dabei die $\pi-, \rho-, \omega-$ und σ-Austauschpotentiale.

Der erste quantitative Versuch ein Nukleon-Antinukleon-Potential zu konstruieren, wurde bereits Ende der fünfziger Jahre von Ball und Chew unternommen [29]. Dabei wird analog der Quantenelektrodynamik vorgegangen: In der QED wird die elastische e^+e^- (Bhabba-) Streuung in erster Ordnung durch ein $-e^2/r$ Coulombgesetz beschrieben. Die entsprechende e^-e^- (Møller-) Streuung wird durch Umkehrung des Vorzeichens gewonnen, e^2/r, aufgrund der negativen C-Parität des ausgetauschten Photons. In Analogie dazu kann das $\bar{N}N$-Potential aus dem NN-Potential durch G-Paritätstransformation gewonnen werden:

$$V(NN)(r) = \sum_M V_M(r) \rightarrow V(\bar{N}N)(r) = \sum_M G_M V_M(r)$$

Hierbei bedeutet $V_M(r)$ den Beitrag von dem Austausch von Meson M mit G-Parität G_M. Im Gegensatz zum NN-Potential, für das außer dem schwach gebundenen Deuterium kein gebundener Zustand existiert, ist die $\bar{N}N$-Wechselwirkung bei kleinen Abständen ($\approx 1fm$) stark anziehend. Eine quantitative Berechnung der $\bar{N}N$-Energieniveaus erfordert eine numerische Integration der Schrödingergleichung, wobei verschiedene Modelle für $V(\bar{N}N)(r)$ benutzt werden:

Das **Paris-Potential** beinhaltet neben dem π- und dem ω-Austausch noch den Austausch eines 2π-Systems mit relativem Bahndrehimpuls L=0 und L=1 (S- und P-Welle).

Das **Stony-Brook-Potential** ist eine Erweiterung des Paris-Potentials und berücksichtigt höhere relative Bahndrehimpulse im 2π-System.

Daneben existieren weitere komplexere Modelle, in denen mehrere Zwei-Mesonen-Systeme ausgetauscht werden. So schließt das **Bonn-Potential** den $2\pi-, \pi\rho-, \pi\omega-$ und $\pi\sigma$-Austausch ein.

Die Vorhersagen sind modellabhängig:

- Die Potentiale hängen stark von weitgehend unbekannten Kopplungskonstanten ab.
- Bei sehr kurzen Abständen ($r < r_c \approx 0.5fm$) erlauben die Modelle aufgrund relativistischer Effekte und dem Austausch von schweren Mesonen keine vernünftigen Aussagen mehr. Verschiedene phänomenologische Modelle finden hier Verwendung, zum Beispiel:
  $V(\bar{N}N)(r) = 0$ für $r < r_c$ oder
  $V(\bar{N}N)(r) = V(r_c)$ für $r < r_c$.
  Je kleiner der Parameter r_c gwählt wird, um so tiefer gebunden sind die Zustände.
- Mesonenaustausch höherer Ordnung muss ebenfalls berücksichtigt werden.

In Abbildung 4.1 sind Ergebnisse zu verschiedenen Modellen dargestellt.

Die allgemeinen Eigenschaften des $\bar{N}N$-Spektrums im Potentialmodell lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- Eine große Anzahl von Zuständen wird an der $\bar{N}N$-Schwelle erwartet.
- Isospin-Entartung tritt nur bei wenigen Zuständen auf (nur in vereinzelten Modellen für S=0)
- G-Paritätsdubletts (C-Paritäts-Entartung) treten ebenfalls nur in wenigen Modellen auf.
- Zustände an der $\bar{N}N$-Schwelle treten sowohl mit positiver als auch mit negativer Parität auf.
- Besonders stark gebunden sollten die isoskalaren Zustände mit $I^G(J^{PC}) = 0^+(0^{++}), 0^-(1^{--}), 0^+(2^{++}), ...$ sein. Die Voraussagen für die Massen sind stark modellabhängig. Das Paris-Potential liefert:
  $(0^{++}) : M \approx 1110 MeV/c^2$
  $(1^{--}) : M \approx 1260 MeV/c^2$
  $(2^{++}) : M \approx 1565 MeV/c^2$
  dabei wurde $r_c \approx 0.8fm$ so gewählt, daß die Masse des $0^+(2^{++})$-Zustandes mit der des korrespondierenden Kandidaten $f_2(1565)$ übereinstimmt.

Neuere Modellansätze versuchen die Grundidee der $\bar{N}N$-Potentialmodelle auf Vier-Quark-Zustände zu übertragen [31]. In ähnlicher Weise wie die Baryonia als quasinuklear gebundene Zustände aus Nukleon und Antinukleon interpretiert werden, können Vierquarkzustände als *Deusonen*, d.h. deuteronartige Bindungszustände zweier Mesonen, verstanden werden. Im Rahmen des Deusonenmodells finden einige bisher nicht klassifizierte Zustände ihren natürlichen Platz.

Abbildung 4.1: Ergebnisse verschiedener Potentialmodelle; BP: Bonn-Potential; BG: Bryan-Gersten-Potential; P: Paris-Potential und SB: Stony-Brook-Potential [30].

4.1.1.2 Das MIT Bag-Modell

In diesem Modell werden Quarks und masselose Gluonen im Inneren von hadronischen Systemen durch eine konstante Energiedichte ($B \approx 50 MeV/fm^3$) eingeschlossen [32]. Ein Hadron wird als eine räumlich ausgedehnte, sphärische Kavität (*Bag*) verstanden. Dem Confinement wird damit als Zwangsbedingung Rechnung getragen. Ein hadronisches System im Grundzustand (L=0) wird konstruiert, indem die niedrigsten Dirac-Eigenmoden einer sphärischen Kavität vom Radius R mit Quarks entsprechender Farbe, Flavor und Spin aufgefüllt werden. Die Energie des Systems ist eine Funktion von R und besteht aus vier Termen:

$$E(R) = E_q + E_V + E_0 + E_g$$

dabei ist E_q die kinetische Energie der Quarks, $E_V = BV$ mit $V = \frac{4}{3}\pi R^3$ steht für den Energieterm, der mit dem einschließenden Druck B verbunden ist, E_0 stellt eine phänomenologische Abschätzung der Effekte der Nullpunktfluktuationen der in der Kavität eingeschlossenen Felder dar und der letzte Term trägt den Quark-Gluon Wechselwirkungen Rechnung. Die Quark-Gluon Kopplung kann innerhalb des *Bags* mit störungstheoretischen Methoden der QCD beschrieben werden. Die Masse der Hadronischen Systeme ergibt sich dann durch Minimierung der Energieeigenwerte bei Variation des Radius R, $m_H = E(R = R_0)$. Die Parameter des Modells werden durch eine Anpassung an die Massen von vier leichten Hadronen ($p(938), \Delta(1236), \Omega^-(1672)$ und $\omega(783)$) festgelegt.

Im Rahmen des Bag-Modells werden die folgenden Eigenschaften für das Spektrum von $q^2\bar{q}^2$-Zuständen prognostiziert [33]:

- Für viele Zustände tritt Isospin-Entartung mit I=0,1,2 auf (z.B. $I^G(J^{PC}) = 0^+(2^{++}), 1^-(2^{++})$ und $2^+(2^{++})$ mit einer Masse von 1550 MeV/c^2). Insbesondere isotensorielle Zustände stellen einen wesentlichen Anteil im Spektrum dar.

- G-Paritätsdubletts (d.h. C-Paritäts-Entartung) sind vorhanden (z.B. $1^-(2^{-+})$ und $1^+(2^{--})$).

- Zustände nahe der $\bar{N}N$-Schwelle (1650-1870 MeV/c^2) treten ausschließlich mit negativer Parität auf.

- Isoskalare Zustände mit $I^G(J^{PC}) = 0^+(0^{++}), 0^-(1^{--}), 0^+(2^{++}), ...$ sollten die stärkste Kopplung an $\bar{N}N$ haben. Für diese Zustände werden die folgenden Massen prognostiziert:
  $(0^{++}) : M \approx 1270 MeV/c^2$
  $(1^{--}) : M \approx 1650 MeV/c^2$
  $(2^{++}) : M \approx 1960 MeV/c^2$

4.1.2 Bisherige Suche nach Baryoniumzuständen

Aus den vorhergehenden Abschnitten wird deutlich, daß Baryoniumzustände ideale Objekte zum Studium der starken Wechselwirkung bei kleinen und mittleren Impulsüberträgen darstellen. Hier soll nun ein kurzer Überblick über die bisherige Suche nach Baryoniumzuständen gegeben werden.

Auf die Möglichkeit der Existenz radiativer Übergänge des Typs $\bar{p}p \rightarrow \gamma X$ wird bereits Anfang der siebziger Jahre von Dalkov et al. hingewiesen [34]. In dieser Publikation wurde die Existenz schmaler Baryoniumzustände ($\Gamma_X \leq 25MeV/c^2$) unterhalb der Proton-Antiprotonschwelle postuliert und davon ausgehend die Übergangswahrscheinlichkeit für Strahlungsübergänge aus atomaren 1S-Niveaus zu $10^{-2} - 10^{-3}$ pro Annihilation bestimmt. Die direkte Beobachtung schmaler Linien im inklusiven Gammaspektrum der Antiproton-Protonannihilation sollte daher möglich sein.

Erste experimentelle Hinweise auf die Existenz solch schmaler Baryoniumlinien wurden 1978 von Pavlopoulos et al. geliefert [35]. Das Gammaspektrum von $7 \cdot 10^7$ Annihilationsreaktionen wurde am CERN-Protonensynchotron mit einem 10 x 12 Zoll^2 großen NaI-Detektor mit einer Energieauflösung von $\Delta E/E = 8 - 10\%$ im Energiebereich von 30-1000 MeV vermessen. Neben der Panofskylinie bei $E_\gamma = 132MeV$ aus der Reaktion $\pi^- p \rightarrow \gamma n$, die hauptsächlich auf sekundäre Reaktionen der primär erzeugten negativen Pionen zurückzuführen waren, traten drei schmale Linien bei $183 \pm 7, 216 \pm 9$ und $420 \pm 17MeV$ mit einem Verzweigungsverhältnis in der Größenordnung von $5 \cdot 10^{-3}$ pro Annihilation und einer statistischen Signifikanz von 3σ auf.

Mit vergleichbarer Signifikanz beobachteten Richter et al. [36] 1983 in einem ähnlichen Experiment mit verbesserter Energieauflösung von $\Delta E/E = 4\%/(E[GeV])^{1/4}$ und einer Statistik von $1.5 \cdot 10^8$ Annihilationen vier schmale Linien bei $(103 \pm 1.1), (176 \pm 2.2), (222 \pm 6.3)$ und $(549 \pm 3.7)MeV$. Damit fanden die Ergebnisse von Pavloupoulos et al. teilweise Bestätigung.

Ein von Brando et al. am BNL durchgeführtes Experiment wies nur eine monochromatische Gammalinie bei $107 \pm 3MeV$ und einer Erzeugungsrate von $6 \cdot 10^{-3}$ pro Annihilation und einer statistischen Signifikanz von 3.3σ über einem flachen Untergrund nach [37]. Zum Photonennachweis wurde ein magnetisches Paarspektrometer mit einer Energieauflösung von $\Delta E/E = 4.5\%$ und einer Nachweisgrenze von 50 MeV verwendet.

Ende 1986 berichteten gleich drei unabhängige Experimente übereinstimmend von negativen Befunden:

In einem Experiment am japanischen KEK-Protonensynchotron untersuchten Chiba et al. mit Hilfe eines modularen NaJ-Kalorimeters das Photonenspektrum von $3.6 \cdot 10^7$ Annihilationen [38]. Bei einer instrumentellen Auflösung von $\Delta E/E = 6.2\%/(E[GeV])^{1/4}$ konnte keine der vier Linien von Richter et al. mit einer statistischen Signifikanz größer als 2σ beobachtet werden. Als obere Grenze für das Verzweigungsverhältnis von Reaktionen des Typs $\bar{p}p \rightarrow \gamma X$ wurde $1.5 \cdot 10^{-3}$ angegeben.

In einem LEAR-Experiment vermaßen Angelopoulos et al. mit einem magnetischen Paarspektrometer das inklusive Photonenspektrum von $4.8 \cdot 10^8$ Annihilationsereignissen

[39]. Die Energieauflösung des Spektrometers betrug 3-5%. In vollständiger Übereinstimmung mit Chiba et al. wurden keine signifikanten Strukturen im Spektrum der Photonen nachgewiesen. Bei einem Konfidenzniveau von 90% konnte für die Produktion schmaler Baryonia im Massenbereich $m_B \leq 1700 MeV/c^2$ eine obere Grenze von $2 - 5 \cdot 10^{-4}$ pro Annihilation und im Massenbereich $1700 - 1800 MeV/c^2$ eine obere Grenze von $5 - 10 \cdot 10^{-4}$ pro Annihilation angeben werden.

Ein weiteres Experiment am LEAR setzte zum Nachweis der Photonen zwei modulare Wismutgermanat-Detektoren (BGO) mit einer Auflösung von $\Delta E/E = 4\%/(E[GeV])^{1/4}$ ein. Adiels et al. wiesen in der Annihilation von $5.5 \cdot 10^9$ Antiprotonen $2.4 \cdot 10^7$ Photonen nach und lieferten damit die bisher statistisch signifikanteste Messung des inklusiven Photonenspektrums [40]. In den Spektren konnte ebenfalls keine schmale Resonanz entsprechend einer Baryoniummasse zwischen 1040 und 1770 MeV/c^2 beobachtet werden. Bei einem Konfidenzniveau von 99.96% wird als obere Schranke für die Produktionsrate schmaler Baryonia im radiativen Zerfallskanal $1 \cdot 10^{-3}$ pro Annihilation angegeben.

Alle bisherigen Experimente konzentrierten sich bei der Suche nach Baryonia auf Zustände mit schmalen Zerfallsbreiten (d.h. $\Gamma_X \leq 25 MeV/c^2$). Inspiriert durch die negativen Resultate der neueren Experimente am LEAR und am KEK wurde in der Folgezeit die Entwicklung alternativer dynamischer Modelle vorangetrieben (z.B. die bereits weiter oben erwähnten $N\bar{N}$-Potentialmodelle), die die Existenz von breiten Zuständen ($\Gamma_X \approx 100 MeV/c^2$) prognostizieren [5]. Ein Nachweis derartiger Zustände im inklusiven Photonenspektrum erscheint jedoch aussichtslos, da sich ein breites Signal auf dem dominanten Untergrund radiativer Mesonenzerfälle ($\pi^o \to \gamma\gamma, \eta \to \gamma\gamma, \omega \to \pi^o\gamma, ...$) einer experimentellen Beobachtung entzieht. Daraus ergibt sich die Forderung nach einem Detektorsystem, welches den Nachweis aller neutralen und geladenen Teilchen im Endzustand mit sehr guter Orts- und Energieauflösung ermöglicht und so eine vollständige Rekonstruktion der primären Zerfallsprodukte erlaubt. Mit dem Crystal-Barrel-Detektor am LEAR steht nun erstmals ein solches System zur Verfügung.

4.1.3 Innere Bremsstrahlung

In Abbildung 4.2 ist ein Annihilationsprozeß in n Mesonen mit Ladungen Q_ν, Viererimpulsen p_ν und Massen $m_\nu = (p_\nu^2)^{1/2}$ dargestellt. Die Emission eines zusätzlichen Photons von einem der geladenen Teilchen (Abb. 4.2 b) wird als innere Bremsstrahlung bezeichnet. Jede andere mögliche Emission eines Photons wird durch den sogenannten Strukturterm in Abbildung 4.2 c dargestellt; dieser Prozess ist kohärent zur inneren Bremsstrahlung.

Die differentielle Zerfallsbreite von Protonium aus einem bestimmten Anfangszustand in einen Endzustand mit n Mesonen kann folgendermaßen beschrieben werden:

$$d\Gamma_n^l = \frac{1}{2M} |A_n^l|^2 d\phi_n \tag{4.1}$$

Wobei A_n^l die Übergangsamplitude und $d\phi_n$ das Phasenraumelement von n Mesonen darstellt. l steht für den relativen Drehimpuls des Protoniums. Im sogenannten *soft* *photon limit*, also bei hinreichend kleinen Photonenenergien ω, kann der Endzustand aus n Mesonen wie eine klassische Ladungsverteilung behandelt werden, damit ergibt sich für die differentielle Bremsstrahlungsbreite [41]:

$$d\Gamma^l_{nB} = \frac{\alpha}{4\pi^2} R_B d\Omega_k \frac{d\omega}{\omega} d\Gamma^l_n \tag{4.2}$$

wobei

$$R_B = -\sum_{\nu=1}^{n}\sum_{\mu=1}^{n} Q_\nu Q_\mu \frac{p_\nu p_\mu}{(p_\nu k)(p_\mu k)} \tag{4.3}$$

und $d\Gamma^l_n$ die in 4.1 definierte nichtradiative Zerfallsbreite darstellt. α ist die Feinstrukturkonstante, $k = (|\vec{k}|, \vec{k})$, wobei $\vec{k}$ den Dreiervektor des Photons bezeichnet, und $d\Omega_k$ ist das differentielle Raumwinkelelement des Photons. Aus Gleichung 4.1 bis 4.3 kann der Beitrag der inneren Bremsstrahlung zu $d\Gamma^S_{\pi^+\pi^-\gamma}$ aus zum Beispiel dem $^3S_1$ Anfangszustand berechnet werden:

$$d\Gamma^S_{\pi^+\pi^-\gamma_{brems}} = \frac{\alpha}{\pi^2}\Gamma^S_{tot} BR^S(\pi^+\pi^-)\frac{p^2E^2 sin(\theta)^2}{E^2 - p^2cos(\theta)^2} d\Omega_k \frac{d\omega}{\omega} \tag{4.4}$$

Hier ist $E = M/2, p = (M^2/4 - m^2)^{1/2}$ und m die Energie, der Impuls und die Masse des Pions. Γ^S_{tot} stellt die totale Zerfallsbreite des $^3S_1$ Anfangszustands dar und $BR^S(\pi^+\pi^-)$ steht für das Verzweigungsverhältnis von $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-$. Integration von Gleichung 4.4 über den gesamten Raumwinkel und Photonenenergien führt zu folgendem Verhältnis zwischen $BR(\pi^+\pi^-\gamma)_B$ und $BR(\pi^+\pi^-)$:

$$\frac{BR(\pi^+\pi^-\gamma)_B}{BR(\pi^+\pi^-)} = \frac{2\alpha}{\pi} ln(\frac{\omega_{max}}{\omega_{min}})(\frac{E^2+p^2}{2Ep} ln(\frac{E+p}{E-p}) - 1) = 2.66 \quad \alpha \quad ln(\frac{\omega_{max}}{\omega_{min}}) \tag{4.5}$$

Dabei ist ω_{min} die minimal auftretende Photonenergie, von je nach Schnitt $10 - 20MeV$ und ω_{max} die maximale Photonenenergie von $917MeV$. Bei einem Schnitt von $10MeV$ und dem in einer Crystal-Barrel-Analyse bestimmten Verzweigungsverhältnis für $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-$ von $(3.07 \pm 0.13)\cdot 10^{-3}$ ergibt sich als Abschätzung für das Verzweigungsverhältnis $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma_{brems}$:

$$BR(\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma_{brems}) = (2.7 \pm 0.1)\cdot 10^{-4} \tag{4.6}$$

Das benutzte *soft photon limit* ist für die hier auftretenden Photonenenergien nicht mehr streng gültig, die in 4.6 angegebene Zahl ist daher nur als Abschätzung zu werten.

Die Energieverteilung der Bremsstrahlungsphotonen zeigt im *soft photon limit* eine $1/E_\gamma$-Charakteristik.

Aus der Erhaltung von J, P- und C-Parität folgt, daß als Zwischen- und Endzustand für $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma_{brems}$ nur $J^{PC} = 1^{--}, 0^{++}$ und 2^{++} möglich sind, also die bereits in Kapitel 3 angegebenen Quantenzahlen des $\pi^+\pi^-$-Systems. Als Beispiel wird der Anfangszustand $^3S_1$ mit $J^{PC} = 1^{--}$ betrachtet: Im Zwischenzustand haben die beiden Pionen ebenfalls $J^{PC} = 1^{--}$. Im Endzustand liegen die $\pi^+\pi^-$ entweder mit $J^{PC} = 0^{++}$ oder 2^{++} vor, dazu kommt ein Photon mit $J^{PC} = 1^{--}$, was dann wieder zum Gesamtzustand $J^{PC} = 1^{--}$ führt.

Zur späteren Simulation einer Bremsstrahlungsamplitude aus dem $^3S_1$-Anfangszustand wird folgender Ausdruck für das Übergangsmatrixelement verwendet [42]:

$$M = \frac{\sqrt{\alpha}}{2\pi} \cdot \frac{1}{\sqrt{\vec{r}^2}} \cdot \frac{1}{\omega} \cdot \Psi_\alpha (p_1^\alpha - p_2^\alpha) \epsilon_\beta \left(\frac{p_1^\beta}{p_1 \hat{k}} - \frac{p_2^\beta}{p_2 \hat{k}} \right) \tag{4.7}$$

Dabei steht Ψ für den Spin des Protoniums, ϵ für den Spin des Photons und r ist $p_1 - p_2$, wobei p_1, p_2 die Vierervektoren der beteiligten Pionen sind.

Abbildung 4.2: Zur inneren Bremsstrahlung; a): Annihilation in n Mesonen; b:) Annihilation mit innerer Bremsstrahlung und c): Strukturterm [41].

4.1.4 Quantenzahlen der $\pi^o\pi^o\gamma$- und $\pi^+\pi^-\gamma$-Systeme

In Kapitel 3 wurde bereits auf die Quantenzahlen des $\pi^o\pi^o$-Systems eingegangen. Aufgrund der Bose-Einstein-Statistik verbieten sich im $\pi^o\pi^o$-System alle ungeraden Drehimpulse. Damit kann das Dipion nur in Zuständen $J^{PC} = 0^{++}(L = 0)$ und $2^{++}(L = 2)$ auftreten. Höhere Bahndrehimpulse werden im folgenden vernachlässigt. Als einzige

Zustände, mit denen das Gesamtsystem Dipion-Photon an das Proton-Antiproton-System anzukoppeln vermag, findet man $J^{PC} = 1^{--}(L = 0)$ und $1^{+-}(L = 1)$. Alle übrigen konstruierbaren Zustände (z.B. $0^{+-}, 2^{+-}, ...$) sind im $\bar{p}p$-System nicht realisierbar (siehe Tabelle 1.1). Somit ist die Reaktion auf die atomaren Anfangszustände $^3S_1$ und $^1P_1$ beschränkt.

Das $\pi^+\pi^-$-System jedoch kann auch mit ungeradem Drehimpuls auftreten ($J^{PC} = 1^{--}(L = 1)$), dadurch lassen sich wesentlich mehr Zustände konstruieren, mit denen das $\pi^+\pi^-\gamma$-System an das Protonium ankoppeln kann. Die möglichen Ausgangszustände sind in Tabelle 4.1 angegeben.

Tabelle 4.1: Mögliche Ausgangszustände $^{2S+1}L_J$ für Zerfälle in $\pi^o\pi^o\gamma$ und $\pi^+\pi^-\gamma$.

$L_{p\bar{p}}$	$\pi^o\pi^o\gamma$	$\pi^+\pi^-\gamma$
0	$^3S_1$	$^1S_0$, $^3S_1$
1	$^1P_1$	$^1P_1$, $^3P_0$, $^3P_1$, $^3P_2$

4.2 Analyse der Reaktion $\bar{\mathrm{p}}\mathrm{p} \rightarrow \pi^o\pi^o\gamma$

4.2.1 Vorselektion

Für die Untersuchung der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^o\pi^o\gamma$ werden drei mit einem Trigger auf vollständig neutrale Ereignisse genommene Datensätze der Strahlzeiten vom Dezember 1989, Juni 1990 und November 1990 genommen. Insgesamt stehen damit circa sechs Millionen Daten zur Verfügung, dies entspricht in etwa 150 Millionen $\bar{p}p$-Annihilationen. Um die sehr große Datenmenge in geeigneter Weise zu reduzieren, wird eine Vorselektion durchgeführt, welche zwar den Datensatz stark verringert, aber noch keine endgültige Selektion darstellt. Dabei wird nach folgenden Selektionskriterien vorgegangen:

1. Zunächst werden all die Ereignisse verworfen, die aufgrund der Triggereffizienz von kleiner 100% noch geladene Spuren im Detektor zeigen.

2. Ein Reihe von Ereignissen zeigt keine Energieeinträge im Barrel, auch diese Ereignisse werden verworfen, ebenso *pileup*-Ereignisse (siehe Kapitel 3).

3. Um kinematisch vollständige Ereignisse zu selektieren, werden Ereignisse mit einer Energiesumme von weniger als 1650 MeV oder einer Impulssumme von größer 200 MeV/c verworfen

4. Schließlich wird noch gefordert, daß das Ereignis genau 5 PEDs mit einer Mindestenergie von 10 MeV hat

Aus der nach den Schnitten 1 und 2 verbleibenden Anzahl von Ereignissen kann mit den in Kapitel 3 bestimmten Normierungsfaktoren die Gesamtanzahl von $\bar{p}p$-Annihilationen berechnet werden. Die Ergebnisse der Vorselektion sind in Tabelle 4.2 angegeben.

Tabelle 4.2: Vorselektion $\pi^o\pi^o\gamma$-Endzustandes.

Strahlzeit	Dezember 1989	Juni 1990	November 1990	Summe
$\bar{p}p$-Annihilationen	15682935	29954982	105667866	151305783
Schnitt 3-4	26629	51155	178544	256328

4.2.2 Hauptanalyse

4.2.2.1 Der akzeptierte Raumwinkel

Analog zu der in Kapitel 3 vorgestellten Analyse wird auch hier der aktive Azimutalwinkelbereich auf $18^\circ \leq \theta \leq 162^\circ$ reduziert, der akzeptierte Raumwinkel beträgt dann $95\% \cdot 4\pi$.

4.2.2.2 Unterdrückung von Split-off

In Kapitel 3 wurde bereits auf die Problematik zusätzlicher PEDs aufgrund von Schauerfluktuationen in den CsJ-Kristallen eingegangen. Führt dieser Effekt bei der Untersuchung von Zweikörperkanälen nur zu einer Verringerung der Nachweiseffizienz, so stellt er bei der Analyse von Mehrkörperendzuständen ein großes Problem dar. Im Falle des Kanals $\pi^o\pi^o\gamma$ ist aufgrund dieser Schauerfluktuationen ein erheblicher Anteil von ursprünglichen $\pi^o\pi^o$ Ereignissen zu erwarten. Diese Ereignisse sind kinematisch nicht von echten $\pi^o\pi^o\gamma$ zu unterscheiden, man muß also nach anderen Methoden zu ihrer Reduktion suchen. Im folgenden wird eine im Rahmen dieser Analyse weiterentwickelte Methode vorgestellt.

Die Grundidee ist hierbei, daß zusätzliche PEDs aus Schauerfluktuationen, aufgrund ihrer Entstehung, meistens recht nahe bei den ursprünglichen Photonen, aus deren Schauer sie entstanden sind, liegen. Weiterhin ist die Energie der FluktuationsPEDs wesentlich kleiner als die der dazugehörigen echten PEDs. Betrachtet man nun in Abbildung 4.3a die zweidimensionale Auftragung des Zwischenwinkels zweier PEDs (hier als cosinus des Winkels angegeben) gegen das Verhältnis der Energien dieser beiden PEDs, so fällt eine starke Anhäufung bei kleinen Winkeln und kleinen Energieverhältnissen auf.

Das ebenfalls sichtbare Band in dieser Darstellung resultiert aus hochenergetischen Pionen, welche vorzugsweise nach vorne zerfallen (Jacobi-Spitze, siehe Kapitel 3). Durch geeignete geometrische Schnitte kann die beschriebene Anhäufung der FluktuationsPEDs herausgeschnitten werden. Um die Funktionsfähigkeit dieser Methode zu überprüfen, werden sowohl $\pi^o\pi^o$ als auch $\pi^o\omega$-Ereignisse simuliert und analysiert. Als Schnitt in der zweidimensionalen Auftragung wird ein Polynom 3. Grades an die Anhäufung angepaßt. In Abbildung 4.3 ist die Energieverteilung der PEDs aus $\pi^o\pi^o$-Ereignissen mit einem Split-off (5PED-Ereignisse) und aus $\pi^o\omega$-Ereignissen sowohl vor als auch nach dem Schnitt auf Schauerfluktuationen aufgetragen. Deutlich ist die starke Reduktion der ungewollten $\pi^o\pi^o$-Ereignisse gegenüber einer nur leichten Reduktion der $\pi^o\omega$-Ereignisse sichtbar. Dies wird auch in Tabelle 4.3 deutlich, wo die Anzahl der Ereignisse vor bzw. nach dem Schnitt angegeben wird.

Anzahl der 5PED Ereignisse	$\pi^o\pi^o$(40000)	$\pi^o\omega$(100000)	Echte Daten
Vor Split-Off Schnitt	4999	44698	45978
Nach Split-Off Schnitt	540	43086	40563

Tabelle 4.3: Anzahl der 5PED-Ereignisse vor bzw. nach dem Schnitt auf Schauerfluktuationen.

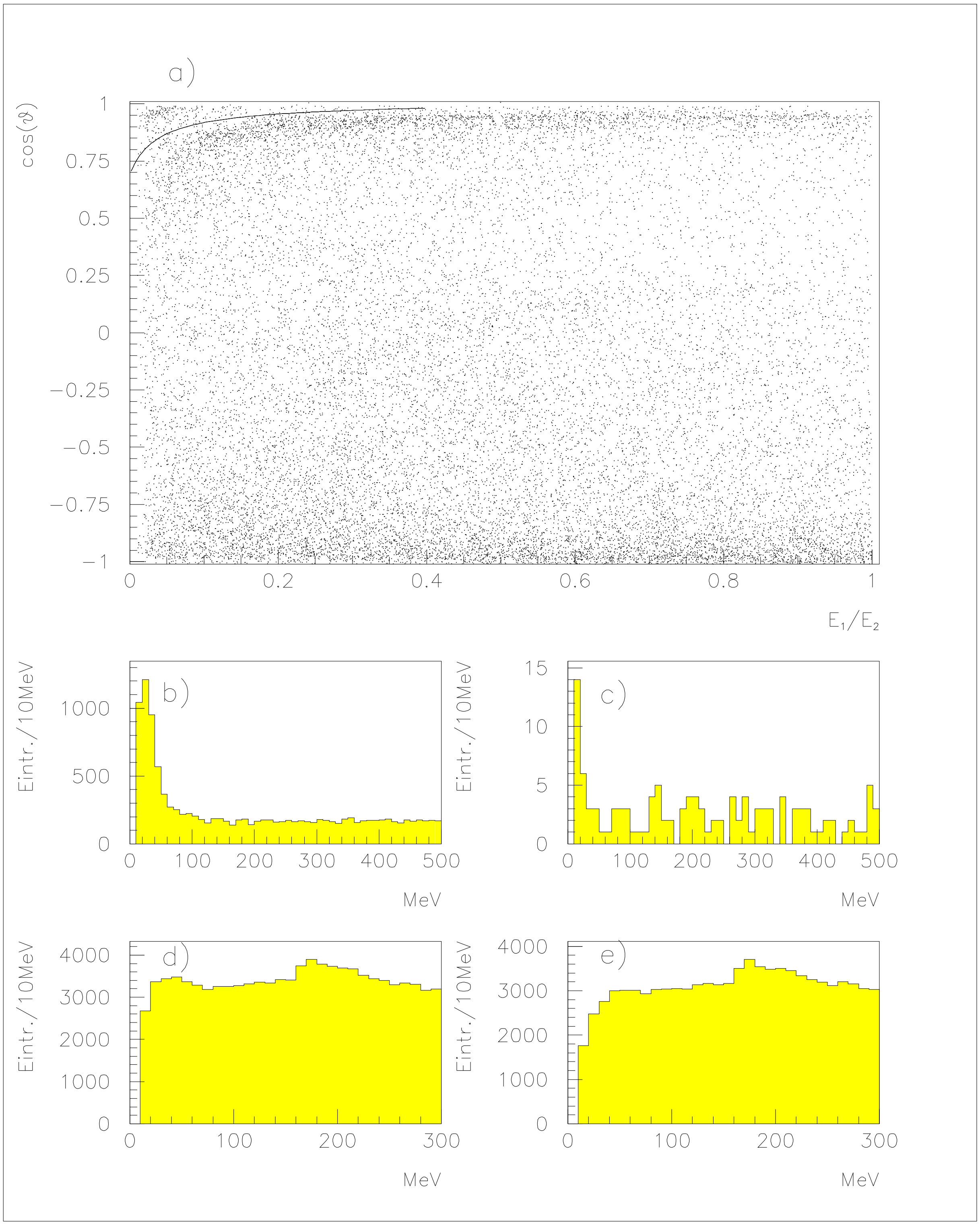

Abbildung 4.3: Zur Unterdrückung von Schauerfluktuationen; a):Zwischenwinkel gegen Energieverhältnis zweier PEDs (Die eingezeichnete Kurve stellt den Schnitt gegen Schauerfluktuationen dar); b): PED-Energieverteilung von $\pi^o\pi^o$-(5PED-) Ereignissen, vor bzw. nach (c)) dem Schnitt auf Schauerfluktuationen; d): PED-Energieverteilung von $\pi^o\omega$-Ereignissen, vor bzw. nach (e)) dem Schnitt auf Schauerfluktuationen.

4.2.2.3 Kinematische Anpassung

4C-Anpassung Die vorselektierten 5PED-Ereignisse werden nach dem Schnitt auf Schauerfluktuationen einer kinematischen 4C-Anpassung unterworfen (zur kinematischen Anpassung siehe Anhang A). Ereignisse mit einem *Confidencelevel* von kleiner 10% werden dabei verworfen. In Abbildung 4.4 sind die *Pulls* , sowie die *Confidencelevel*verteilung dargestellt, die Breite der *Pulls* ist eins und die *Confidencelevel*verteilung ist ab 10% hinreichend flach.

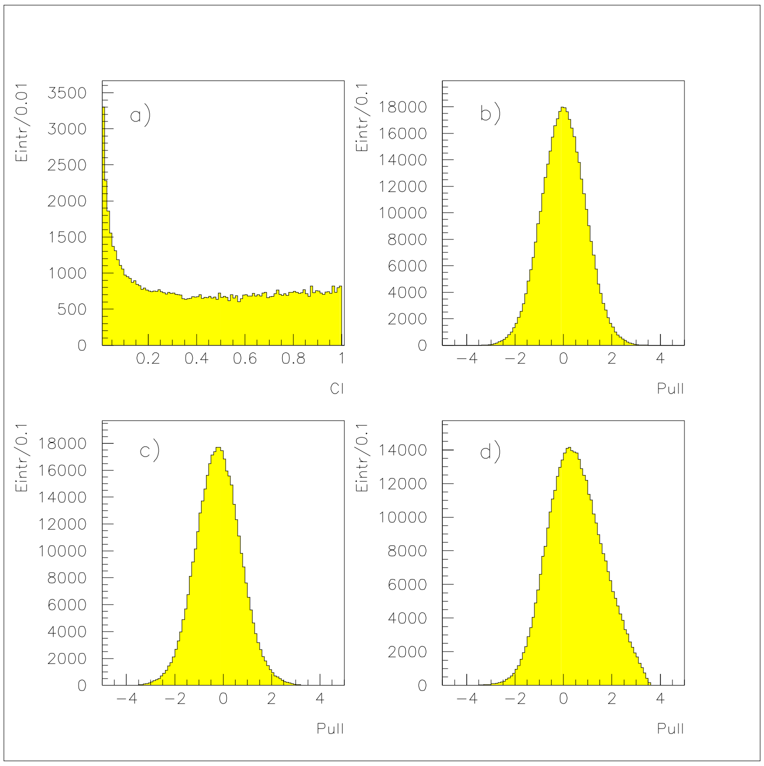

Abbildung 4.4: *Cl*-Verteilung, a), und *Pulls* von 5PED-Ereignissen (4C-Anpasung); b): *Pulls* von θ ; c): *Pulls* von ϕ und d): *Pulls* der Energie.

6C-Anpassung Als letzter Analyseschritt wird schließlich eine 6C-Anpassung auf die Daten angewandt, dabei werden der Anpassung drei Hypothesen angeboten:

- $\pi^o\pi^o\gamma$
- $\pi^o\eta\gamma$
- $\eta\eta\gamma$

Zur Untergrundreduktion werden zunächst nur solcher Ereignisse betrachtet, welche zumindest eine der drei Hypothesen mit einer Wahrscheinlichkeit von größer 10% erfüllen. Diese Kandidaten werden entsprechend der Hypothese mit der größten Wahrscheinlichkeit klassifiziert. Bei der Selektion der $\pi^o\eta\gamma$- und $\eta\eta\gamma$-Ereignisse wird als zusätzliche Forderung verlangt, daß die Wahrscheinlichkeit der zweitbesten Hypothese kleiner als 5% ist. Dieses Verfahren erwies sich als notwendig, da in einer ersten Analyse der $\pi^o\eta\gamma$- und $\eta\eta\gamma$-Kandidaten eine starke Kontamination durch $\pi^o\pi^o\gamma$-Ereignisse beobachtet wurde.

In Tabelle 4.4 sind die nach den jeweiligen Schnitten verbleibenden Ereignisse aufgeführt.

Tabelle 4.4: Datenreduktion bei der Hauptanalyse von $\pi^o\pi^o\gamma$-Ereignissen.

Schnitt	Anzahl Ereignisse	in %
Vorselektion	256328	100.0
Raumwinkel	232428	90.7
Split-Off	198029	77.3
4C-Anpassung ($Cl \geq 10\%$)	125590	49.0
$\pi^o\pi^o\gamma$-Anpassung ($Cl \geq 10\%$)	47165	18.4
$\pi^o\eta\gamma$-Anpassung ($Cl \geq 10\%$,$\bar{C}l \leq 5\%$)	26341	10.3
$\eta\eta\gamma$-Anpassung ($Cl \geq 10\%$,$\bar{C}l \leq 5\%$)	491	0.2

Im folgenden wird ausschließlich der bisher einzige im Detail untersuchte Datensatz der $\pi^o\pi^o\gamma$-Ereignisse diskutiert, mit der Auswertung der anderen Datensätze ist an anderer Stelle bereits begonnen worden, so daß auch hier in näherer Zukunft mit ersten quantitativen Ergebnissen zu rechnen ist.

4.2.3 Der $\pi^o\pi^o\gamma$-Dalitzplot

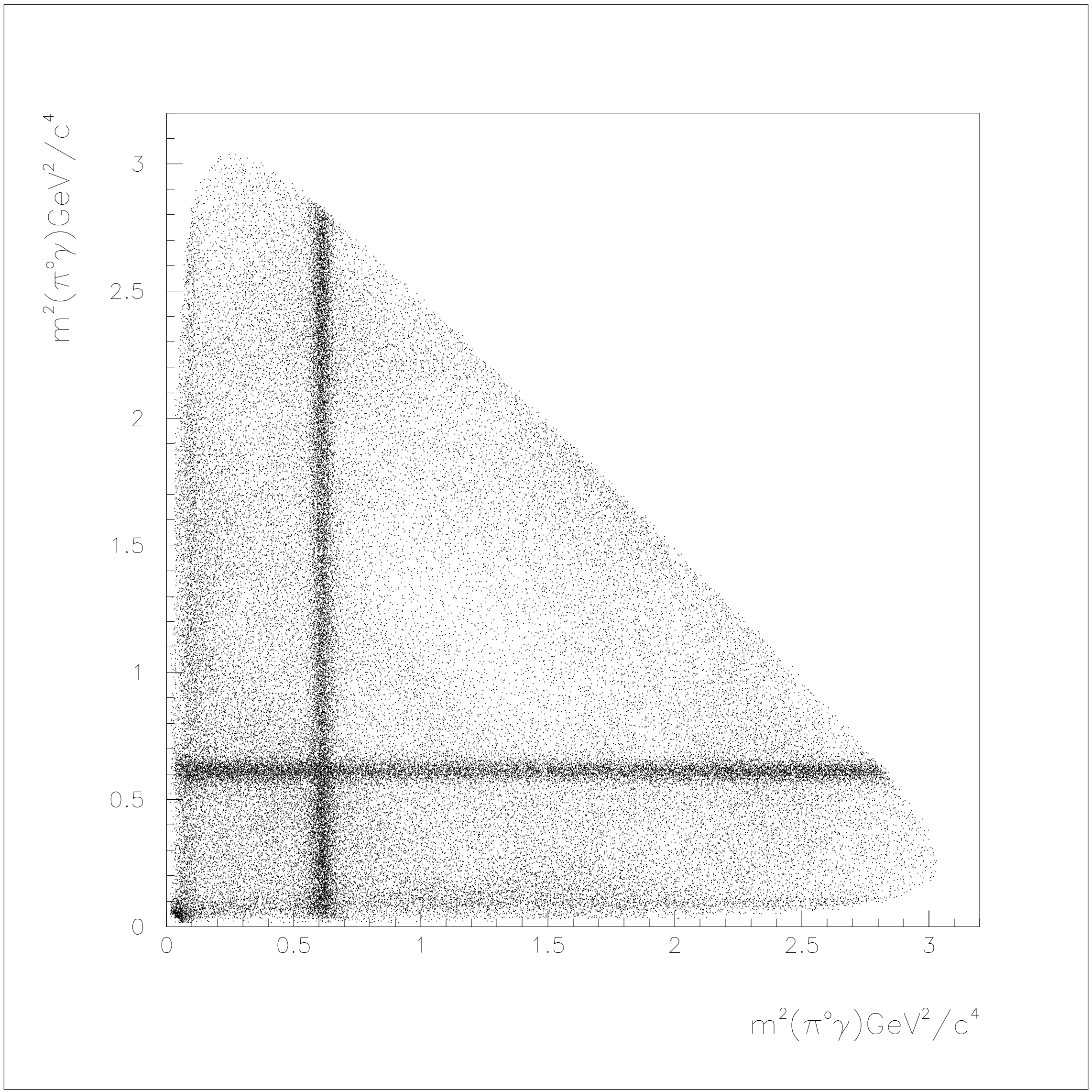

Abbildung 4.5: Dalitzplot der Reaktion $p\bar{p} \rightarrow \pi^o\pi^o\gamma$.

Zur vollständigen Beschreibung der dynamischen Verhältnisse in einem Drei-Teilchen-Zerfall eignet sich in besonderer Weise der sogenannte Dalitzplot. Bei festgelegter Anfangsenergie und festgelegtem Anfangsimpuls reduziert sich unter Berücksichtigung aller bekannter Invarianten (Viererimpuls, Massen der Zerfallsteilchen und Invarianz unter räumlicher Rotation) die Anzahl der unabhängigen Parameter des Zerfalls auf zwei kinematische Variablen. Wählt man für diese Variablen die Quadrate der invarianten Massen von Teilchen 1 und 2 (m_{12}^2) und Teilchen 1 und 3 (m_{13}^2) und trägt diese gegeneinander auf, so wird jedes Ereignis eindeutig durch einen Punkt in dieser zweidimensionalen Darstellung repräsentiert. Die Zahl der Einträge pro Flächenelement ist also direkt proportional der Wahrscheinlichkeit für das Auftreten eines bestimmten Ereignisses. Für phasenraumverteilte Ereignisse ohne resonante Zwischenzustände ist innerhalb der kinematisch erlaubten Grenzen eine gleichverteilte Flächenbelegung zu erwarten. Damit läßt sich nach Korrekturen auf die Akzeptanz aus Strukturen im Dalitzplot (z.B. Bänder) direkt auf dynamische Effekte schließen. Die Wahl der invarianten Massenquadrate als Parameter hat den Vorteil, daß sich aus der Projektion auf die Achsen des Dalitzplots direkt die Massen der Resonanzen zwischen Teilchen 1 und 2, bzw. Teilchen 1 und 3 ablesen lassen. Wegen

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

schlagen sich Resonanzen zwischen Teilchen 2 und 3 als diagonale Bänder senkrecht zur Winkelhalbierenden im Dalitzplot nieder.

Aus der Dichteverteilung innerhalb eines Bandes läßt sich direkt die Winkelverteilung der Resonanz entnehmen.

Der Dalitzplot in Abbildung 4.5 stellt den gesamten Phasenraum des $\pi^o\pi^o\gamma$-Endzustandes dar. Senkrechte und waagrechte Streifen weisen auf Resonanzen im $\pi^o\gamma$-System hin, diagonale Bänder senkrecht zur Winkelhalbierenden bedeuten $\pi^o\pi^o$-Resonanzen und sind als mögliche radiative Zerfallsreaktionen des Typs $\bar{p}p \rightarrow \gamma X(X \rightarrow \pi^o\pi^o)$ zu interpretieren. Aus Symmetriegründen ergeben sich für jedes Ereignis zwei Einträge.

Neben einem dominanten Signal für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^o\omega(\omega \rightarrow \pi^o\gamma)$ stellt man einige weitere Strukturen in der Dichteverteilung fest. Diese werden in den in Abbildung 4.6 dargestellten invarianten $\pi^o\gamma$ und $\pi^o\pi^o$ Massenspektren deutlicher.

Dabei ist zu berücksichtigen, daß das invariante Massenspektrum des $\pi^o\pi^o$-Systems stark durch kinematische Reflektionen der ω-Mesonen beeinflußt wird. Diese Reflektionen haben ihre Ursache darin, daß bei der Projektion der Dalitzplot-Dichte auf die Winkelhalbierende auch Effekte der $\pi^o\omega$-Dynamik übertragen werden.

Das $\pi^o\gamma$-System zeigt folgende Strukturen:

- ein deutliches Signal für $\omega(783)$
- eine Anhäufung im Bereich um 300 MeV/c^2
- zwei Anhäufungen im Bereich invarianter Massen oberhalb von 1200 MeV/c^2

Die beiden Anhäufungen oberhalb von 1200 MeV/c^2 stellen Untergrundsignale aus dem $3\pi^o$-Endzustand dar. Sie stammen aus Zerfällen $f_2(1270) \rightarrow \pi^o\pi^o$ und $X_0(1520) \rightarrow \pi^o\pi^o$, bei denen aufgrund eines stark asymmetrischen π^o-Zerfalls ein niederenergetisches

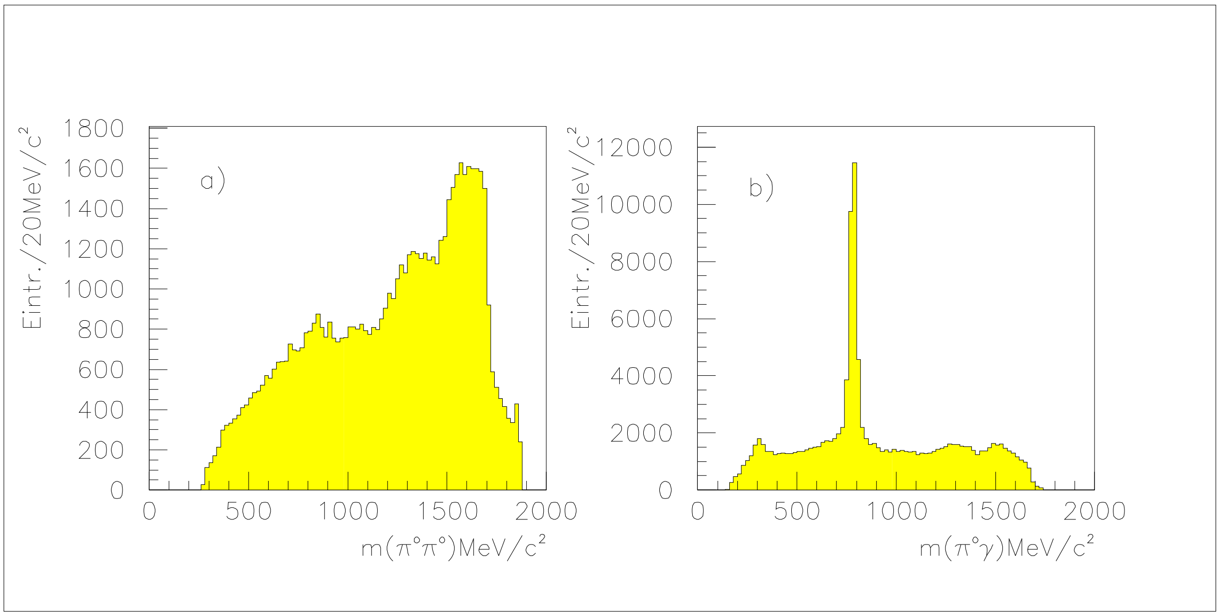

Abbildung 4.6: Massenprojektionen des $\pi^o\pi^o\gamma$-Dalitzplots; a): invariante $\pi^o\pi^o$-Masse und b): invariante $\pi^o\gamma$-Masse.

Photon unterhalb der Nachweisschwelle von 10 MeV entsteht. Eine direkte Beobachtung dieser Mesonenresonanzen im $\pi^o\gamma$-Kanal ist aufgrund der Quantenzahlerhaltung nicht möglich. Die Anhäufung im Bereich von 300 MeV/c^2 wird später noch einmal aufgegriffen werden.

Das $\pi^o\pi^o$-System zeigt folgende Strukturen:

- eine Struktur im Bereich unterhalb von 1000 MeV/c^2
- eine Anhäufung im Bereich des $f_2(1270)$
- eine erhöhte Intensität im Massenbereich oberhalb von 1450 MeV/c^2

Trotz der starken kinematischen Reflektionen des ω lassen sich also eindeutige Strukturen erkennen, die auf eine radiative Produktion von $\pi^o\pi^o$-Resonanzen hinweisen. Besonders auffällig ist die Erhöhung im Bereich des $f_2(1270)$, welche im Dalitzplot als deutliches Band auftritt. Die in Abbildung 4.7 dargestellt Winkelverteilung unterscheidet sich deutlich von der Winkelverteilung des $f_2(1270)$ im $3\pi^o$-Endzustand [2].

Durch die Dominanz der ω-Bänder im Bereich des $X_0(1520)$ entzieht sich diese Resonanz einer direkten Beobachtung als Band im Dalitzplot. Eine Erhöhung im Massenbereich um 1520 MeV/c^2 ist jedoch offensichtlich.

Bei der Betrachtung des $\pi^o\gamma$-Systems wurde bereits ein gewisser Beitrag von Untergrundereignissen aus dem $3\pi^o$-Endzustand deutlich. Es ist daher zu vermuten, daß zu den beobachteten Strukturen im $\pi^o\pi^o$-System ebenfalls Untergrundereignisse aus den korrespondierenden pionischen Zerfallsreaktionen $\bar{p}p \rightarrow \pi^o X$ beitragen. Die genaue Untersuchung dieses Untergrundes ist Gegenstand des folgenden Abschnittes.

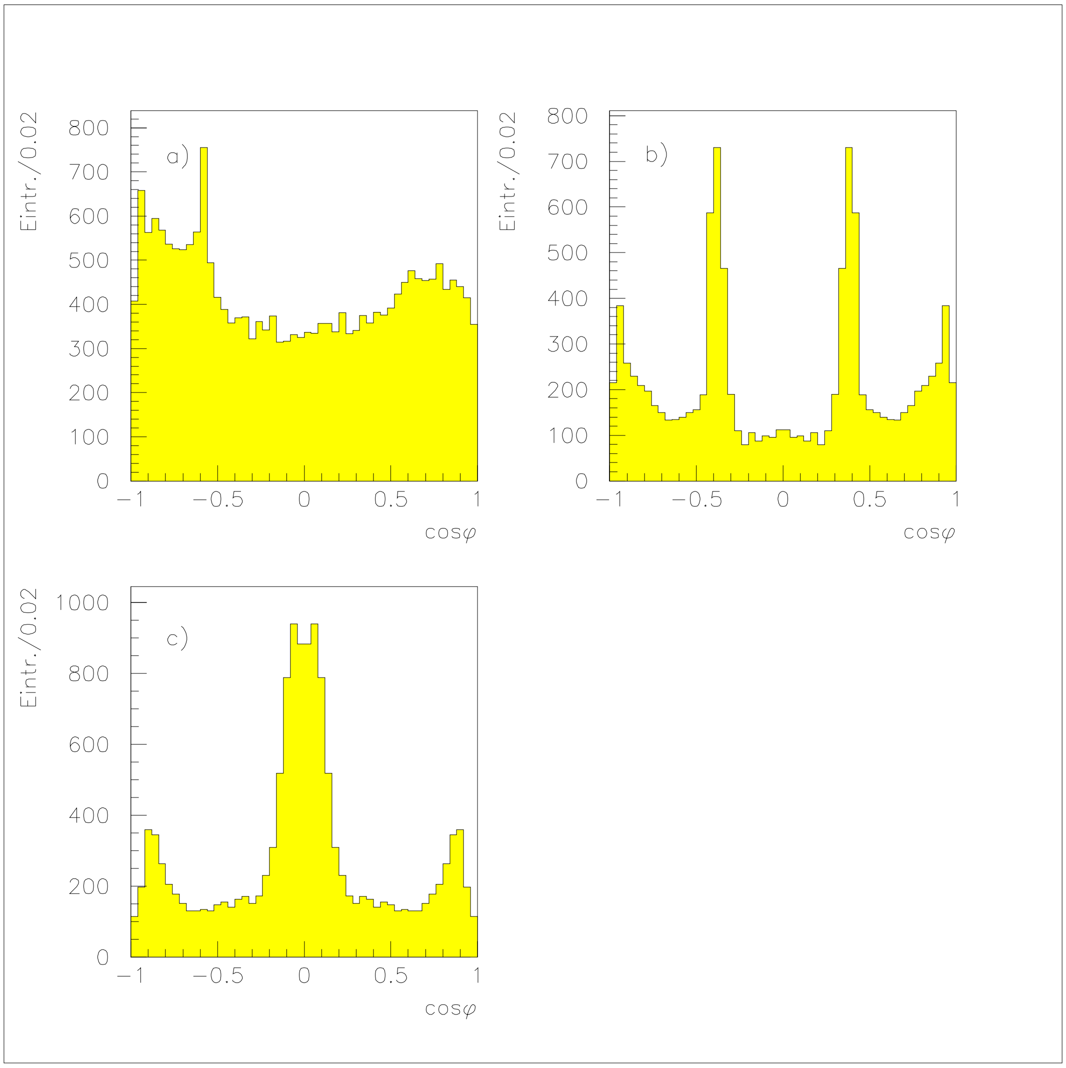

Abbildung 4.7: Winkelverteilung der Pionen und Photonen im $\pi^o\gamma$- bzw $\pi^o\pi^o$-System des $\pi^o\pi^o\gamma$-Endzustandes.
a): Winkelverteilung für $m_{\pi^o\gamma} = (782 \pm 20) MeV/c^2$,
b): Winkelverteilung für $m_{\pi^o\pi^o} = (1270 \pm 50) MeV/c^2$,
c): Winkelverteilung für $m_{\pi^o\pi^o} = (1520 \pm 50) MeV/c^2$

4.2.4 Akzeptanz und Untergrundsimulation

Zur Bestimmung der Akzeptanz werden 50000 phasenraumverteilte Monte-Carlo-Ereignisse des Typs $\bar{p}p \rightarrow \pi^o\pi^o\gamma$ erzeugt und in vollständiger Analogie zu den experimentellen Daten analysiert. Aus dem Verhältnis der Zahl identifizierter Ereignisse zur Anzahl der generierten Ereignisse kann die Gesamtakzeptanz von Detektor und Analyse für den betrachteten Endzustand berechnet werden. Die absolute Akzeptanz beträgt mit 13982 identifizierten Monte-Carlo-Ereignissen $(28.0 \pm 0.2)\%$. Berechnet man diese

Akzeptanz für jede Phasenraumzelle, so gewinnt man die Akzeptanzfunktion für den $\pi^o\pi^o\gamma$-Dalitzplot (Abbildung 4.8). Es stellt sich heraus, daß die Akzeptanzfunktion über weite Bereiche nur statistisch bedingte Fluktuationen zeigt. Damit ist sichergestellt, daß die beobachteten Strukturen nicht durch Schwankungen der Akzeptanzfunktion hervorgerufen werden. Lediglich im Bereich sehr hoher $\pi^o\pi^o$-Massen beobachtet man einen Anstieg der Akzeptanz auf etwa 50%.

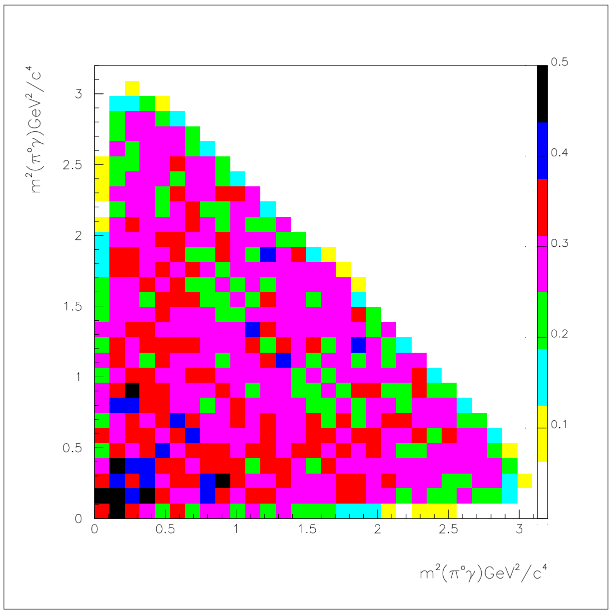

Abbildung 4.8: Akzeptanzdalitzplot der Reaktion $\bar{\mathrm{p}}\mathrm{p}\rightarrow \pi^o\pi^o\gamma$.

Wie oben bereits angedeutet stellt vor allem der $3\pi^o$-Endzustand den vermuteten Hauptbeitrag zum Untergrund in $\pi^o\pi^o\gamma$ dar. Um diesen Untergrund in geeigneter Weise zu simulieren wird folgendermaßen vorgegangen: Zunächst werden 500000 $3\pi^o$-Monte-Carlo-Ereignisse erzeugt, die große Anzahl von generierten Ereignissen ergibt sich aus Forderungen an die Statistik, da aufgrund der geringen (siehe unten) Untergrundwahrscheinlichkeit nur ein geringer Teil der erzeugten Ereignisse tatsächlich Eingang in die Analyse findet. Diese Ereignisse durchlaufen dann die gleiche Analyse wie die echten Daten, dabei ergibt sich eine Untergrundwahrscheinlichkeit von 2%. Zur weiteren Untersuchung werden die Ergebnisse einer vorangegangenen Analyse [2] des $3\pi^o$-Endzustands in Form eines Dalitzplots verwendet (siehe Abbildung 4.9).

Aus der bekannten Kinematik der mit Monte-Carlo generierten $3\pi^o$-Ereignisse werden die zugehörigen Variablen X und Y im $3\pi^o$-Dalitzplot berechnet und daraus die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten einer bestimmten Kinematik in Form eines Gewichtes aus dem realen Dalitzplot bestimmt. Da die Daten im $3\pi^o$-Dalitzplot in Form von Phasenraumzellen vorliegen wird das Gewicht durch entsprechende Mittelung über

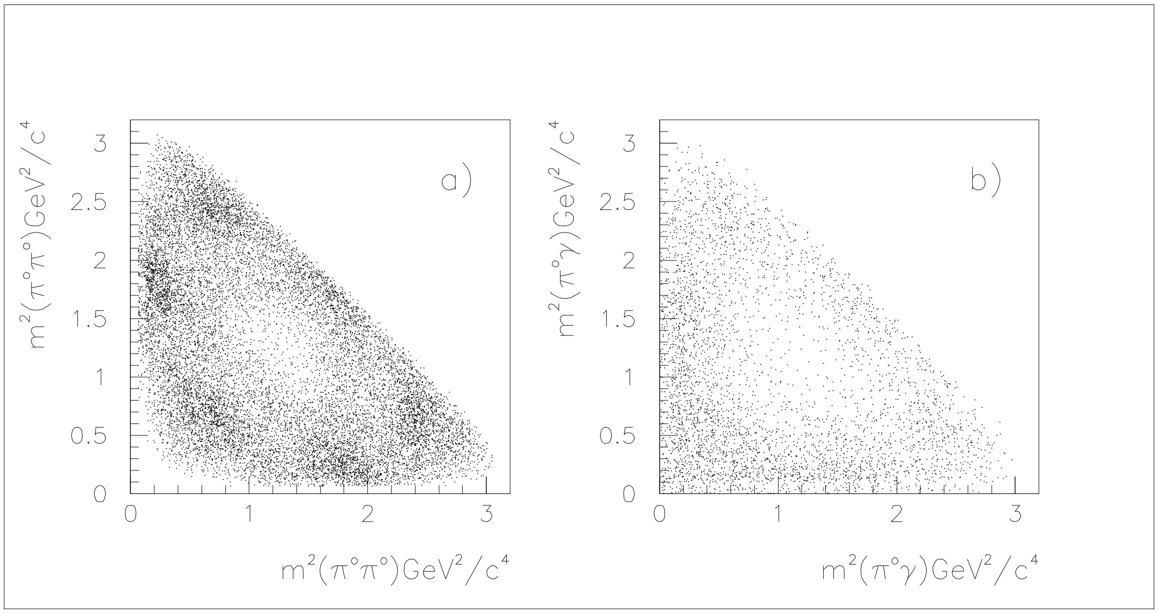

Abbildung 4.9: Dalitzplot der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^o\pi^o\pi^o$; a): vor und b): nach der Detektorsimulation und anschließender Selektion von $\pi^o\pi^o\gamma$-Kandidaten.

die Nachbarn der X und Y enthaltenden Zelle berechnet. Die ursprünglich phasenraumverteilt generierten $3\pi^o$-Ereignisse werden dann mit diesen Gewichten versehen und spiegeln somit den genauen Untergrund in $\pi^o\pi^o\gamma$ wieder. Analog wird mit dem Kanal $\pi^o\pi^o\eta$ verfahren. Neben diesen Dreikörperendzuständen werden auch noch die Reaktionen $\bar{p}p \rightarrow \eta\omega$, $\omega\omega$ und $\pi^o\pi^o$ als Untergrundkanäle untersucht. In Tabelle 4.5 sind die Ergebnisse der Untergrundsimulationen dargestellt, dabei wird nicht nur die Wahrscheinlichkeit für einen der oben genannten Kanäle, als Untergund in $\pi^o\pi^o\gamma$ beizutragen, angegeben, sondern auch die relative Stärke der einzelnen Beiträge in Bezug auf den $\pi^o\omega$ Endzustand.

Tabelle 4.5: Untergrundkanäle zu $\pi^o\pi^o\gamma$

End-Zustand	Erzeugte Ereignisse	als $\pi^o\pi^o\gamma$	Untergrund-wahrscheinlichkeit	Reaktionsrate (neutr. Zerfälle)	bezogen auf $\pi^o\omega$
$\pi^o\pi^o\pi^o$	500000	8846	$(1.77 \pm 0.02) \cdot 10^{-2}$	$(8.58 \pm 1.16) \cdot 10^{-3}$	1.17 ± 0.18
$\pi^o\pi^o\eta$	250000	228	$(9.1 \pm 0.6) \cdot 10^{-4}$	$(2.51 \pm 0.38) \cdot 10^{-3}$	$(1.68 \pm 0.30) \cdot 10^{-2}$
$\pi^o\pi^o$	50000	156	$(3.1 \pm 0.3) \cdot 10^{-3}$	$(6.82 \pm 0.50) \cdot 10^{-4}$	$(1.55 \pm 0.21) \cdot 10^{-2}$
$\eta\omega$	50000	267	$(5.3 \pm 0.3) \cdot 10^{-3}$	$(4.90 \pm 0.33) \cdot 10^{-4}$	$(1.91 \pm 0.21) \cdot 10^{-2}$
$\omega\omega$	50000	88	$(1.8 \pm 0.2) \cdot 10^{-3}$	$(2.34 \pm 0.19) \cdot 10^{-4}$	$(3.10 \pm 0.47) \cdot 10^{-3}$

4.2.5 Partialwellenanalyse

Zweck dieser Partialwellenanalyse ist die Bestimmung der Anteile aller Übergänge, welche vom atomaren Anfangszustand des Proton-Antiproton-Systems zum $\pi^o\pi^o\gamma$-Endzustand führen, und die Festlegung der Beiträge aus den verschiedenen Untergrundkanälen am experimentellen Dalitzplot. Dies geschieht durch Anpassung einer Superposition verschiedener simulierter Dalitzplots an die experimentellen Daten. Das Konzept der Partialwellenanalyse wird in Anhang B im Detail beschrieben, hier wird auf die Durchführung der Analyse mit zwei Hypothesen eingegangen.

Das Untergrundmodell

Die einfachste Hypothese geht davon aus, daß zu den beobachteten Strukturen neben dem deutlich erkennbaren Signal aus $\bar{p}p \rightarrow \pi^o\omega$ nur noch Untergrundereignisse aus anderen Kanälen beitragen. Dieses sogenannte Untergrundmodell umfaßt damit die folgenden Anteile (L steht dabei für den relativen Drehimpuls der beteiligten Mesonen):

- $\bar{p}p(^3S_1) \rightarrow \pi^o\omega$ mit L=1
- $\bar{p}p(^1P_1) \rightarrow \pi^o\omega$ mit L=0 und 2
- Untergrund aus

$$\bar{p}p \rightarrow \pi^o\pi^o\pi^o$$
$$\bar{p}p \rightarrow \pi^o\pi^o\eta$$
$$\bar{p}p \rightarrow \eta\omega$$
$$\bar{p}p \rightarrow \pi^o\pi^o$$
$$\bar{p}p \rightarrow \omega\omega$$

Da die Winkelverteilung der $\pi^o\omega$-Ereignisse aus einer anderen Analyse sehr genau bekannt ist [43], wird diese Reaktion mit Monte-Carlo simuliert und jedem Ereignis ein seiner Kinematik entsprechendes Gewicht aus der Winkelverteilung mitgegeben. Dadurch wird das bereits hinreichend bekannte [43] Verhältnis der beiden Anfangszustände festgelegt und der Anpassung als fester Parameter übergeben.

Die Dalitzplotanpassung liefert für das Untergrundmodell ein χ^2 pro Freiheitsgrad von $\chi^2_{red} = 738/522 = 1.41$. Tabelle 4.6 zeigt die relativen Beiträge der verschiedenen Anteile

Wie bereits im Rahmen der Untergrundsimulation vorhergesagt wurde, stellt man einen erheblichen Untergrundbeitrag von $\pi^o\pi^o\pi^o$-Ereignissen fest. Um einen quantitativen Vergleich mit dem in Kapitel 4.2.4 bestimmten Wert zu ermöglichen, wird das Verhältnis der beiden Untergrundkanäle $\bar{p}p \rightarrow \pi^o\pi^o\pi^o$ und $\bar{p}p \rightarrow \pi^o\pi^o\eta$ zur Zahl der identifizierten $\pi^o\omega$-Ereignisse betrachtet:

$$\frac{R(\pi^o\pi^o\pi^o)}{R(\pi^o\omega)} = \frac{53.41}{37.43} = 1.43; \quad \frac{R(\pi^o\pi^o\eta)}{R(\pi^o\omega)} = \frac{0.86}{37.43} = 2.30 \cdot 10^{-2}$$

Tabelle 4.6: Ergebnisse der $\pi^o\pi^o\gamma$-Dalitzplotanalyse im Untergrundmodell

Übergang	Relativer Anteil [%]
Signal	
$\bar{p}p(^3S_1, ^1P_1) \rightarrow \omega\pi^o$	$37.43 \pm 0.20\%$
Untergrund	
$\bar{p}p \rightarrow 3\pi^o$	$53.41 \pm 0.29\%$
$\bar{p}p \rightarrow 2\pi^o\eta$	$0.86 \pm 0.08\%$
$\bar{p}p \rightarrow \eta\omega$	$2.78 \pm 0.13\%$
$\bar{p}p \rightarrow 2\pi^o$	$0.75 \pm 0.05\%$
$\bar{p}p \rightarrow \omega\omega$	$0.39 \pm 0.06\%$
Summe	$95.63 \pm 0.13\%$
χ^2_{red}	1.41

Für beide Untergrundkanäle ergibt sich also ein Wert, der etwas über der Erwartung aus Tabelle 4.5 liegt.

Das Untergrundmodell vermag 95.63% der Intensität im Dalitzplot zu beschreiben. Die Ergebnisse der Anpassung sind in Abbildung 4.10 zusammen mit den experimentellen Daten dargestellt. Man stellt fest, daß im Bereich kleiner invarianter $\pi^o\gamma$-Massen die Anpassung eine nur unbefriedigende Beschreibung insbesondere der bei $300 MeV/c^2$ auftretenden Spitze erlaubt. Ebenso wird in Abbildung 4.10 ein Defizit an den Rändern der Winkelverteilungen für die $\pi^o\gamma$-Systeme deutlich. Beide Effekte sind miteinander verbunden und sind Gegenstand einer Untersuchung im folgenden Abschnitt.

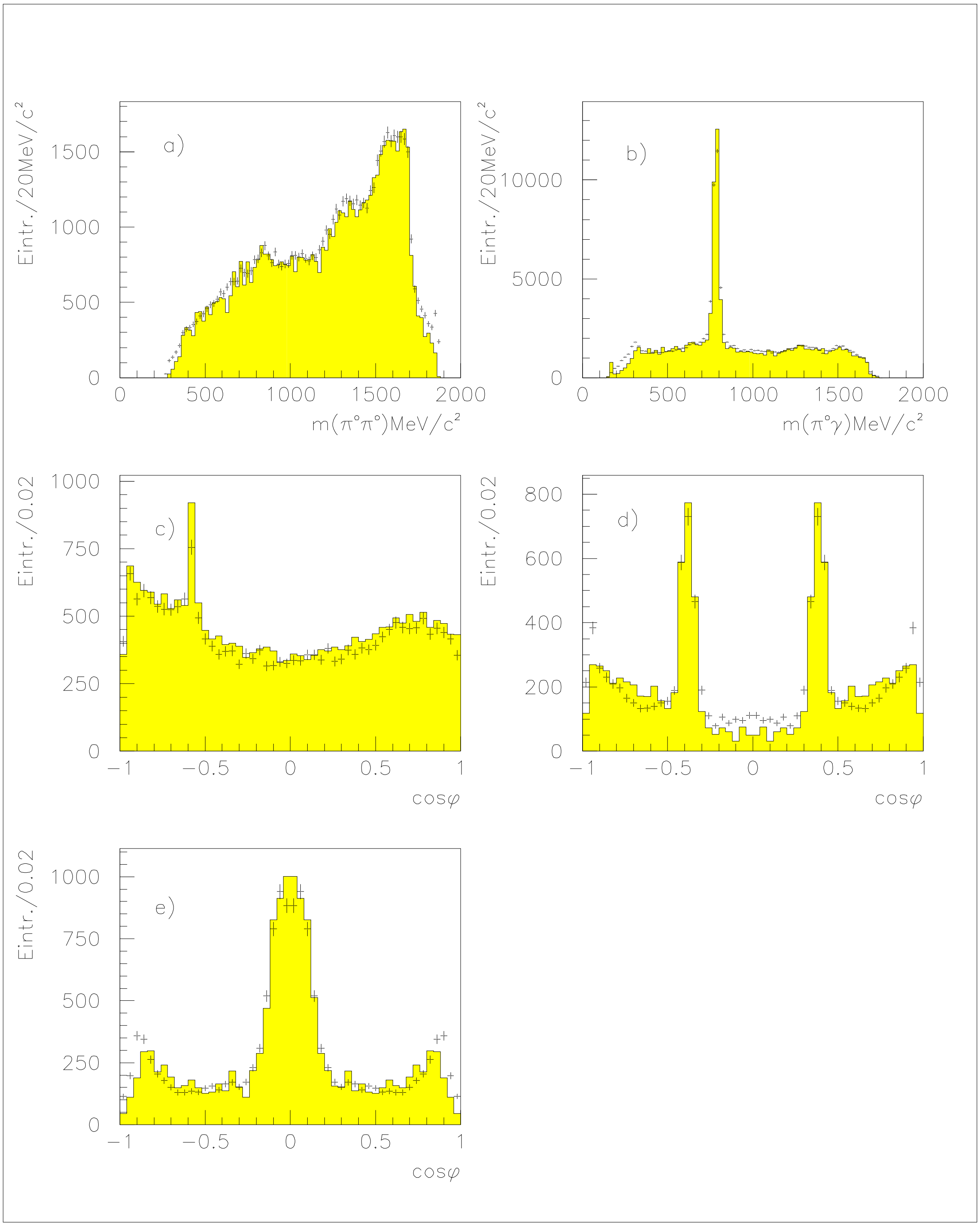

Abbildung 4.10: Ergebnisse der $\pi^o\pi^o\gamma$-Partialwellenanalyse im Untergrundmodell.
a): invariante $\pi^o\pi^o$-Masse,
b): invariante $\pi^o\gamma$-Masse,
c): Winkelverteilung für $m_{\pi^o\gamma} = (782 \pm 20) MeV/c^2$,
d): Winkelverteilung für $m_{\pi^o\pi^o} = (1270 \pm 50) MeV/c^2$,
e): Winkelverteilung für $m_{\pi^o\pi^o} = (1520 \pm 50) MeV/c^2$

Beschreibung der invarianten $\pi^o\gamma$-Massenregion um $300MeV/c^2$

Der invariante $\pi^o\gamma$-Massenbereich um $300MeV/c^2$ stellt gerade die Region zweier π^o-Massen dar. Als naheliegender Erklärungsversuch bietet sich an, daß es sich bei der erkennbaren Anhäufung tatsächlich um invariante $\pi^o\pi^o$-Massen handelt, wobei zwei Photonen im gleichen Cluster nicht mehr aufgelöst werden. Diese Erklärung gewinnt um so mehr an Bedeutung, wenn man in Betracht zieht, daß die Winkelauflösung des Kalorimeters in der Monte-Carlo-Simulation geringfügig besser ist, als die der echten Daten (siehe Anhang A). Ein Unterschied in der Winkelauflösung würde natürlich direkt zu einer unterschiedlichen Überlappwahrscheinlichkeit von Monte-Carlo-Schauern und echten Schauern führen. Um dies zu überprüfen, wird die Kinematik von 500000 $\pi^o\pi^o\pi^o$-Ereignissen simuliert, ohne dabei Detektoreinflüsse zu berücksichtigen.

In Abbildung 4.11a sind die Zwischenwinkel zwischen zwei nicht aus dem selben π^o stammenden Photonen aufgetragen, eine nicht verschwindende Wahrscheinlichkeit des Überlapps wird deutlich. Setzt man nun einen Schnitt von 12° auf den minimalen Winkelabstand zweier noch unterscheidbarer PEDs, so geht ein Teil der ursprünglichen 6PED-Ereignisse in 5PED-Ereignisse über (Abbildung 4.11b). Bildet man mit diesen 5PED-Ereignissen alle invarianten $\gamma\gamma$-Massenkombinationen, so fällt in Abbildung 4.11c neben einer schmalen π^o-Spitze, die hier aufgrund fehlender Detektoreinflüsse nicht verbreitert ist, einige weitere Ereignisse in der π^o-Massenregion auf. Es sind dies Ereignisse, deren invariante $\gamma\gamma$-Masse aus zwei ursprünglich nicht vom selben π^o stammenden Photonen zufällig wieder in der π^o-Massenregion zu liegen kommt, also fälschlich als π^o identifiziert werden wird. Fliegen zwei Pionen nahezu in die gleiche Richtung und zerfallen sie beide nach vorne, was aufgrund der in Kapitel 3 besprochenen Öffnungswinkelverteilung nicht unwahrscheinlich ist (Jacobi-Spitze), so kann es durchaus vorkommen, daß die Energien der Zerfallsphotonen ähnlich sind, eine beliebige Kombination also wieder zu einer π^o-Masse führt. So besteht eine nicht verschwindende Wahrscheinlichkeit dafür, daß aus diesen ursprünglichen $\pi^o\pi^o\pi^o$-Ereignissen durch Überlapp zweier Photonen ein $\pi^o\pi^o\gamma$-Ereignis wird. Trägt man nun die invariante $\pi^o\gamma$-Masse solcher Ereignisse auf (siehe Abbildung 4.11d), so tritt in der Tat eine ausgeprägte Spitze bei circa $300MeV/c^2$ hervor.

In einer zweiten Anpassung wird die Breite der Schauer in den simulierten $\pi^o\pi^o\pi^o$ Monte-Carlo-Ereignissen künstlich vergrößert und die Anpassung im Untergrundmodell wiederholt. Neben nur geringfügigen quantitativen Veränderungen, fällt besonders die in Abbildung 4.11f gegenüber Abbildung 4.11e verbesserte Beschreibung der invarianten $\pi^o\gamma$-Massenregion um $300MeV/c^2$ auf. Eine weitere Verbesserung ergibt sich bei den Flanken der Winkelverteilungen, was in Abbildung 4.11g und h deutlich wird. Die Beschreibung der niederenergetischen Flanke der Anhäufung ist jedoch immer noch unbefriedigend. Ein weiterer interessanter Erklärungsversuch sieht die Möglichkeit vor, daß die Überhöhung durch den radiativen $\rho^o(770)$-Zerfall unterhalb der $\pi^+\pi^-$-Schwelle verursacht wird. Dieses Meson zerfällt vorwiegend in $\pi^+\pi^-$ (aufgrund des Isospins jedoch nicht in $\pi^o\pi^o$) und mit sehr geringer Wahrscheinlichkeit in $\pi^o\gamma$ ($(7.9\pm2.0)\cdot10^{-4}$). Im folgenden Abschnitt wird das Untergrundmodell um Annihilationen in $\pi^o\rho^o(770)$ erweitert.

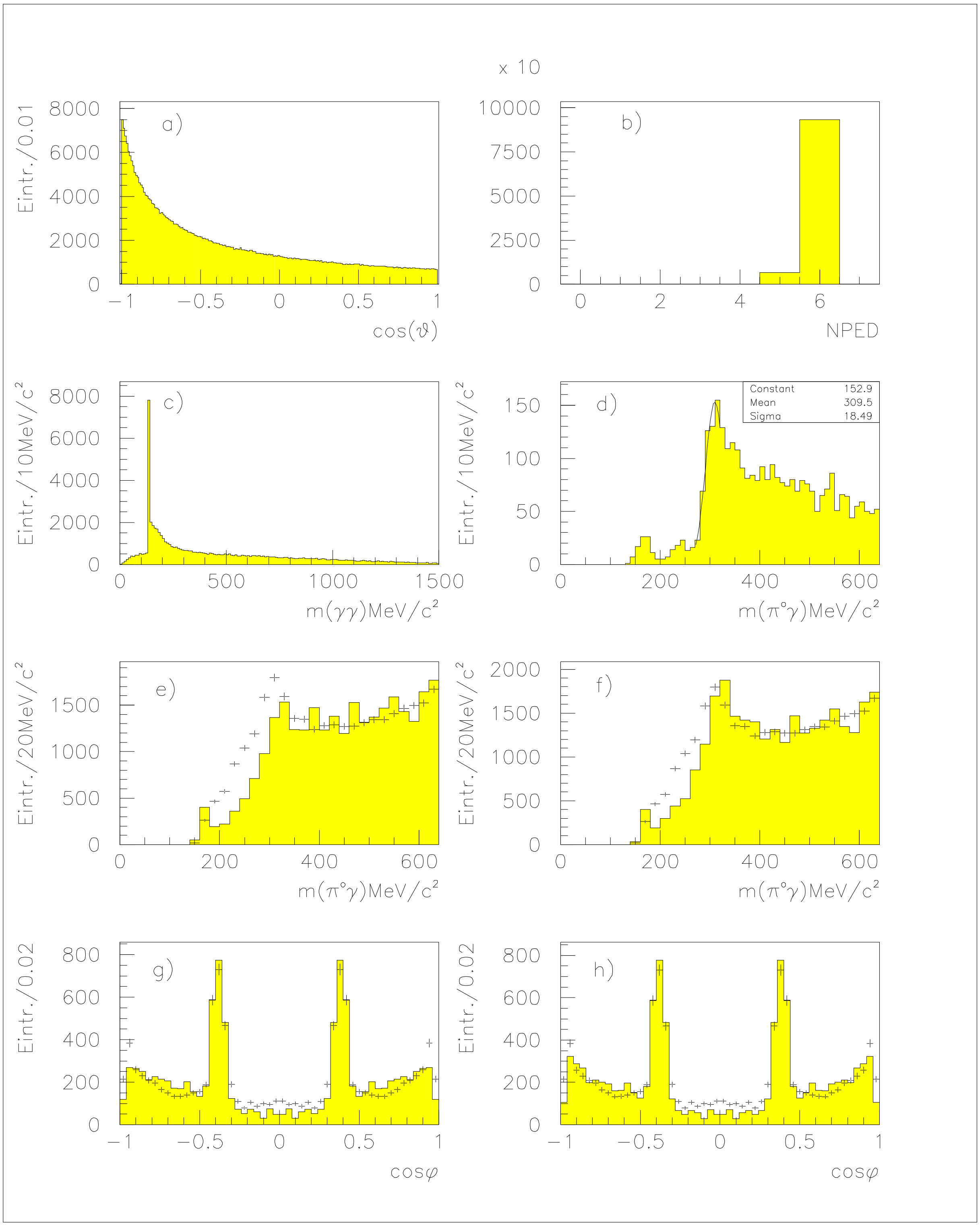

Abbildung 4.11: Simulation zur invarianten $\pi^o\gamma$-Massenregion um $300 MeV/c^2$ bei $\pi^o\pi^o\pi^o$-Ereignissen. a): cos des Zwischenwinkels zweier nicht aus dem selben π^o stammenden PEDs; b): Anzahl der PEDs nach dem Schnitt auf Überlapp; c): Invariante $\gamma\gamma$-Masse von 5PED-Ereignissen; d): Invariante $\pi^o\gamma$-Masse von $\pi^o\pi^o\gamma$-Ereignissen (Simulation); e): Invariante $\pi^o\gamma$-Masse von $\pi^o\pi^o\gamma$-Ereignissen (Daten und Anpassung); f): wie e), nach Schauerverbreiterung; g): $\pi^o\pi^o$-Winkelverteilung für $m_{\pi^o\pi^o} = (1270 \pm 50) MeV/c^2$ (Daten und Anpassung) und h): wie g), nach Schauerverbreiterung.

Erweiterung des Untergrundmodells um $\bar{p}p \rightarrow \rho^o(770)\pi^o$-Zerfälle

Um in diesem erweiterten Modell Interferenzen zwischen den Übergängen in $\pi^o\omega$ und $\pi^o\rho^o(770)$ zu ermöglichen werden die folgenden Amplituden nun auch mit SPIN (siehe Anhang B) simuliert:

- $\bar{p}p(^3S_1) \rightarrow \pi^o\rho^o(770)$ mit L=1
- $\bar{p}p(^1P_1) \rightarrow \pi^o\rho^o(770)$ mit L=0 und 2
- $\bar{p}p(^3S_1) \rightarrow \pi^o\omega$ mit L=1
- $\bar{p}p(^1P_1) \rightarrow \pi^o\omega$ mit L=0 und 2

Neben quasi unveränderten Untergrundbeiträgen liefert dieses Modell die folgenden Beiträge für die interessierenden ω- und $\rho^o(770)$-Anteile:

Tabelle 4.7: Ergebnisse der $\pi^o\pi^o\gamma$-Dalitzplotanalyse im erweiterten Untergrundmodell].

Übergang	Relativer Anteil [%]
Signal	
$\bar{p}p(^3S_1) \rightarrow \omega\pi^o$L=1	$36.18 \pm 0.31\%$
$\bar{p}p(^3S_1) \rightarrow \rho^o(770)\pi^o$L=1	$0.31 \pm 0.31\%$
$\bar{p}p(^1P_1) \rightarrow \omega\pi^o$L=0	$1.16 \pm 0.17\%$
$\bar{p}p(^1P_1) \rightarrow \rho^o(770)\pi^o$L=0	$0.01 \pm 0.01\%$
$\bar{p}p(^1P_1) \rightarrow \omega\pi^o$L=2	$0.12 \pm 0.07\%$
$\bar{p}p(^1P_1) \rightarrow \rho^o(770)\pi^o$L=2	$0.00 \pm 0.00\%$
Untergrund	
$\bar{p}p \rightarrow 3\pi^o$	$53.79 \pm 0.49\%$
$\bar{p}p \rightarrow 2\pi^o\eta$	$0.58 \pm 0.08\%$
$\bar{p}p \rightarrow \eta\omega$	$2.14 \pm 0.14\%$
$\bar{p}p \rightarrow 2\pi^o$	$0.74 \pm 0.07\%$
$\bar{p}p \rightarrow \omega\omega$	$0.34 \pm 0.09\%$
Summe	$95.37 \pm 0.71\%$
χ^2_{red}	1.47

Der Anteil der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^o\omega$ liegt mit 37.46% praktisch unverändert bei der im Untergrundmodell bestimmten Zahl. Der Anteil der Beiträge aus der P-Wellenvernichtung ist der Erwartung entsprechend sehr klein. Beiträge aus $\bar{p}p \rightarrow \rho^o(770)\pi^o$-Reaktionen tragen kaum bei. Um zu überprüfen, ob dies realistisch ist, wird im folgenden das Verhältnis der ω und $\rho^o(770)$-Reaktionen abgeschätzt. Das Verzweigungsverhältnis für $\bar{p}p \rightarrow \rho^o(770)\pi^o$ beträgt $(1.6 \pm 0.1) \cdot 10^-2$ [44] und für $\bar{p}p \rightarrow \pi^o\omega$ $(6.01 \pm 0.54) \cdot 10^{-3}$ (siehe Kapitel 3). Mit dem bekannten Verzweigungsverhältnis für $\omega \rightarrow$

$\pi^o\gamma$ von $(8.5\pm0.5)\cdot10^{-2}$ erhält man für das Verhältnis $BR(\omega \rightarrow \pi^o\gamma)/BR(\rho^o(770) \rightarrow \pi^o\gamma)$ den Wert 40 ± 11. Bei einem Anteil von 37% $\bar{p}p \rightarrow \pi^o\omega$ erwartet man also einen Beitrag der $\bar{p}p \rightarrow \rho^o(770)\pi^o$-Reaktionen von $0.93 \pm 0.26\%$, dies ist in guter Übereinstimmung mit der hier bestimmten Zahl. Eine verbesserte Beschreibung der Anhäufung bei $300 MeV/c^2$ wird durch die Hinzunahme dieser $\rho^o(770)$-Reaktionen nicht ermöglicht. In der weiteren Analyse werden sie daher nicht mehr betrachtet.

Das radiative Modell

Nun wird das Untergrundmodell durch Hinzunahme radiativer Amplituden für $\bar{p}p(^3S_1) \rightarrow \gamma X$ und $\bar{p}p(^1P_1) \rightarrow \gamma X$ erweitert. Diese Modell soll als radiatives Modell bezeichnet werden. Das radiative Modell enthält also die folgenden Anteile (El bzw Ml bezeichnet dabei elektromagnetische Übergänge verschiedener Multipolordnungen):

- $\bar{p}p(^3S_1) \rightarrow \pi^o\omega$ mit L=1
- $\bar{p}p(^1P_1) \rightarrow \pi^o\omega$ mit L=0 und 2
- $\bar{p}p(^3S_1) \rightarrow \gamma(\pi^o\pi^o)_{l=0}$ E1
- $\bar{p}p(^3S_1) \rightarrow \gamma f_2(1270)$ mit E1 und E3
- $\bar{p}p(^3S_1) \rightarrow \gamma X_0(1530)$ mit E1
- $\bar{p}p(^1P_1) \rightarrow \gamma(\pi^o\pi^o)_{l=0}$ M1
- $\bar{p}p(^1P_1) \rightarrow \gamma f_2(1270)$ M1
- $\bar{p}p(^1P_1) \rightarrow \gamma X_0(1530)$ M1
- Untergrund aus:

  $\bar{p}p \rightarrow \pi^o\pi^o\pi^o$

  $\bar{p}p \rightarrow \pi^o\pi^o\eta$

  $\bar{p}p \rightarrow \eta\omega$

  $\bar{p}p \rightarrow \pi^o\pi^o$

  $\bar{p}p \rightarrow \omega\omega$

Dabei wird vereinfachend angenommen, daß Interferenzen des mesonischen Zerfalls $\bar{p}p \rightarrow \pi^o\omega$ mit den radiativen Zerfällen aufgrund der geringen Breite $(8.4 MeV/c^2)$ des ω-Mesons vernachlässigbar sind. Die Simulation der $\pi^o\omega$-Ereignisse erfolgt wieder mit dem Monte-Carlo-Programm.

Die Anpassung liefert in diesem erweiterten Modell ein χ^2 pro Freiheitsgrad von $\chi^2_{red} = 641/506 = 1.27$. Dieser Wert stellt im Vergleich zum Untergrundmodell eine leichte

Tabelle 4.8: Amplituden und Phasen im radiativen Modell

Übergang	Amplitude	Phase	Relativer Anteil [%]
$\bar{p}p(^3S_1,^1P_1) \rightarrow \omega\pi^o$	0.6084 ± 0.0016		$37.10 \pm 0.20\%$
$\bar{p}p(^3S_1) \rightarrow \gamma(\pi^o\pi^o)_{l=0}E1$	0.1125 ± 0.0130	0.0000 ± 0.0000	$1.30 \pm 0.30\%$
$\bar{p}p(^3S_1) \rightarrow \gamma f_2(1270)E1$	0.1216 ± 0.0152	3.5496 ± 0.3779	$1.52 \pm 0.39\%$
$\bar{p}p(^3S_1) \rightarrow \gamma f_2(1270)E3$	0.0000 ± 0.9634	0.0000 ± 0.0000	$0.00 \pm 0.00\%$
$\bar{p}p(^3S_1) \rightarrow \gamma X_0(1520)E1$	0.0976 ± 0.0075	5.5822 ± 0.3671	$0.98 \pm 0.10\%$
$\bar{p}p(^1P_1) \rightarrow \gamma(\pi^o\pi^o)_{l=0}M1$	0.1391 ± 0.0058	0.0000 ± 0.0000	$1.41 \pm 0.14\%$
$\bar{p}p(^1P_1) \rightarrow \gamma f_2(1270)M1$	0.1220 ± 0.0033	4.2893 ± 0.1334	$1.09 \pm 0.08\%$
$\bar{p}p(^1P_1) \rightarrow \gamma X_0(1520)M1$	0.0636 ± 0.0136	2.0242 ± 0.1634	$0.40 \pm 0.17\%$

Tabelle 4.9: Ergebnisse der $\pi^o\pi^o\gamma$-Dalitzplotanalyse im radiativen Modell

Übergang	Relativer Anteil [%]
Signal	
$\bar{p}p(^3S_1,^1P_1) \rightarrow \omega\pi^o$	$37.10 \pm 0.20\%$
$\bar{p}p(^3S_1,^1P_1) \rightarrow \gamma(\pi^o\pi^o)_{l=0}$	$2.71 \pm 0.33\%$
$\bar{p}p(^3S_1,^1P_1) \rightarrow \gamma f_2(1270)$	$2.61 \pm 0.39\%$
$\bar{p}p(^3S_1,^1P_1) \rightarrow \gamma X_0(1520)$	$1.38 \pm 0.20\%$
Untergrund	
$\bar{p}p \rightarrow 3\pi^o$	$50.02 \pm 0.32\%$
$\bar{p}p \rightarrow 2\pi^o\eta$	$0.60 \pm 0.08\%$
$\bar{p}p \rightarrow \eta\omega$	$1.61 \pm 0.15\%$
$\bar{p}p \rightarrow 2\pi^o$	$0.75 \pm 0.05\%$
$\bar{p}p \rightarrow \omega\omega$	$0.26 \pm 0.06\%$
Summe	$97.04 \pm 0.69\%$
χ^2_{red}	1.27

Verbesserung dar. Die Ergebnisse der Anpassung für die Amplituden und Phasen der einzelnen Beiträge sind in Tabelle 4.8 angegeben.

Damit ergeben sich die in Tabelle 4.9 eingetragenen relativen Anteile der Untergrundreaktionen und Signale.

Mit 97.04% vermag das radiative Modell nur unwesentlich mehr des Signals zu beschreiben als das Untergrundmodell. Abbildung 4.12 zeigt die Resultate der Anpassung

Ein Vergleich mit Abbildung 4.10 macht deutlich, daß die Einführung der radiativen Amplituden nur einen geringfügigen Einfluß auf die qualitative Beschreibung der beobachteten Massenspektren hat. Eine deutlichere Verbesserung zeigt sich nur bei der Winkelverteilung in der invarianten $\pi^o\pi^o$-Massenregion um $1270 MeV/c^2$. Damit trägt das radiative Modell nicht zu einem grundlegend besseren Verständnis der experimentellen Daten bei, es ist vielmehr als ein alternativer Ansatz zur Interpretation der experimentellen Ergebnisse zu verstehen.

Tabelle 4.9 ist zu entnehmen, daß sich die radiativen Anteile aus den $^3S_1$- und $^1P_1$-Anfangszuständen auf insgesamt $(6.70 \pm 0.55)\%$ aller Ereignisse belaufen, wobei das Verhältnis der beteiligten Anfangszustände aus Tabelle 4.8 zu

$$\frac{R(\bar{p}p(^3S_1) \rightarrow \gamma X)}{R(\bar{p}p(^1P_1) \rightarrow \gamma X)} = \frac{3.80}{2.90} = 1.31 \pm 0.20$$

bestimmt wird. Im Vergleich zum Untergrundmodell reduziert sich der Untergrund der $\pi^o\pi^o\pi^o$-Ereignisse um 3.39% auf 50.02% und der $\pi^o\pi^o\eta$-Ereignisse um 0.26% auf 0.60%. Daraus läßt sich schließen, daß ein Großteil der im radiativen Modell als radiative Anteile interpretierten Ereignisse, im Rahmen des Untergrundmodells als Untergrundbeiträge aus $\pi^o\pi^o\pi^o$ bzw. $\pi^o\pi^o\eta$ verstanden werden. Die relativen Anteile dieser Untergrundbeiträge betragen im radiativen Modell:

$$\frac{R(\pi^o\pi^o\pi^o)}{R(\pi^o\omega)} = \frac{50.02}{37.10} = 1.35; \qquad \frac{R(\pi^o\pi^o\eta)}{R(\pi^o\omega)} = \frac{0.60}{37.10} = 1.62 \cdot 10^{-2}$$

Im Vergleich zu den Vorhersagen der Untergrundsimulation in Tabelle 4.5 stellt man also recht gute Übereinstimmung fest, dennoch kann nicht ausgeschlossen werden, daß bei der Anpassung im radiativen Modell ein Teil des Untergrundes als radiativer Beitrag fehlinterpretiert wird.

Der Anteil der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^o\omega$ macht im Rahmen des radiativen Modells insgesamt $(37.10 \pm 0.20)\%$ aller Ereignisse aus und erweist sich damit im Rahmen des statistischen Fehlers als modellunabhängig.

Ersetzt man in obiger Anpassung die Übergangsamplituden für das $X_0(1520)$ mit denen für ein $X_2(1520)$, so zeigen sich nur minimale quantitative Änderungen. Das χ^2_{red} bleibt praktisch unverändert bei 1.27 und der Anteil der entsprechenden Amplitude reduziert sich geringfügig von 1.38% auf 1.19%. Die Anpassung vermag also nicht zu entscheiden, ob ein $J^{PC} = 0^{++}$- oder 2^{++}-Zustand vorliegt.

4.2.6 Ergebnisse und Diskussion

Aus den Resultaten der Anpassung läßt sich das relative Verzweigungsverhältnis der radiativen und mesonischen Komponente im $\pi^o\pi^o\gamma$-Endzustand berechnen:

$$\frac{BR(\bar{p}p \rightarrow \gamma X \rightarrow \gamma\pi^o\pi^o)}{BR(\bar{p}p \rightarrow \pi^o\omega \rightarrow 5\gamma)} = \frac{6.70}{37.10} = 0.181 \pm 0.015$$

Die Reaktionsrate für $\bar{p}p \rightarrow \pi^o\omega \rightarrow 5\gamma$ wird aus der Analyse in Kapitel 3 zu $(4.85 \pm 0.32) \cdot 10^{-4}$ bestimmt. Damit kann nun das absolute Verzweigungsverhältnis berechnet werden. Betrachtet man den Fehler der Anpassung als statistischen Fehler, der sich ja aus der Statistik der experimentellen und der simulierten Daten ergibt, und übernimmt man den Fehler für $BR(\bar{p}p \rightarrow \pi^o\omega \rightarrow 5\gamma)$ als systematische Unsicherheit, so ergibt sich folgender Wert:

$$BR(\bar{p}p \rightarrow \gamma X \rightarrow \gamma\pi^o\pi^o) = (8.78 \pm 0.72_{stat} \pm 0.58_{syst}) \cdot 10^{-5}$$

Aufgrund der Interferenzbeiträge innerhalb eines atomaren Anfangszustandes ist es nicht möglich, ein allgemeingültiges Verfahren zur Bestimmung sinnvoller Verzweigungsverhältnisse für die einzelnen Amplituden anzugeben. Hier wird dennoch der Versuch einer Abschätzung unternommen, indem die Zerfallsrate unter Vernachlässigung quantenmechanischer Interferenzen nur durch die relative Intensität x_k^2 der betreffenden Übergangsamplitude ausgedrückt wird. Bei n inkohärenten Amplituden aus dem Anfangszustand J^{PC} ist dann der Anteil der Amplitude k gegeben durch:

$$R(k) := R(J^{PC}) \cdot \frac{x_k^2}{\sum_{j=1}^{n} x_j^2}$$

wobei $R(J^{PC})$ den gesamten Beitrag des Anfangszustandes darstellt. Aus dem oben berechneten absoluten Verzweigungsverhältnis für $BR(\bar{p}p \rightarrow \gamma X \rightarrow \gamma\pi^o\pi^o)$ können folgende Verzweigungsverhältnisse berechnet werden:

$$BR(\bar{p}p \rightarrow \gamma(\pi^o\pi^o)_{l=0}) = (3.54 \pm 0.43_{stat} \pm 0.23_{syst}) \cdot 10^{-5}$$

$$BR(\bar{p}p \rightarrow \gamma f_2(1270) \rightarrow \gamma\pi^o\pi^o) = (3.41 \pm 0.51_{stat} \pm 0.22_{syst}) \cdot 10^{-5}$$

$$BR(\bar{p}p \rightarrow \gamma X_0(1520) \rightarrow \gamma\pi^o\pi^o) = (1.80 \pm 0.26_{stat} \pm 0.12_{syst}) \cdot 10^{-5}$$

Dabei soll nochmals betont werden, daß die Einführung der radiativen Amplituden nicht zu einer signifikant verbesserten Beschreibung der experimentellen Daten führt. Die Frage nach der Existenz radiativer Übergänge in der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \gamma\pi^o\pi^o$ kann also auch mit Hilfe der Partialwellenanalyse nicht eindeutig geklärt werden. Das radiative Modell dient hier als ein hypothetischer Ansatz, welcher es gestattet, die Produktionsraten der radiativen Zerfälle $\bar{p}p \rightarrow \gamma X$ mit $X \rightarrow \pi^o\pi^o$ auf die oben angegebenen Werte zu limitieren. Damit ist im Vergleich zu den aktuellen oberen Grenzen [38], [39], [40] eine um mindestens eine Größenordnung stärkere Eingrenzung gelungen, wodurch speziell für die Erarbeitung zukünftiger Modellansätze zur Interpretation des $X_0(1520)$ eine neue Randbedingung geschaffen worden ist. Ein Hinweis auf weitere Zustände unterhalb der $\bar{p}p$-Schwelle, die als mögliche Baryonia zu werten sind, ergibt sich nicht.

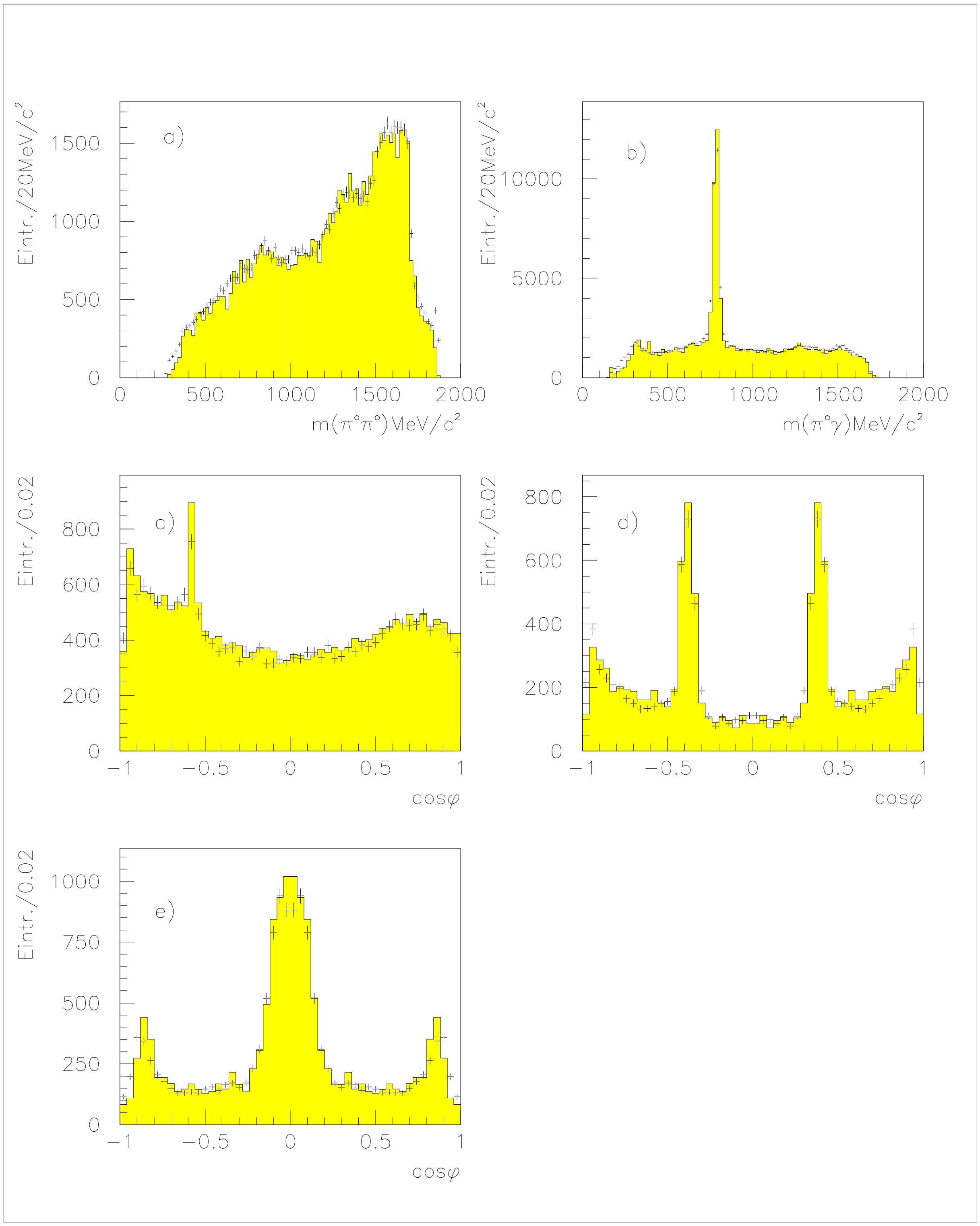

Abbildung 4.12: Ergebnisse der $\pi^o\pi^o\gamma$-Partialwellenanalyse im radiativen Modell
a): invariante $\pi^o\pi^o$-Masse,
b): invariante $\pi^o\gamma$-Masse,
c): Winkelverteilung für $m_{\pi^o\gamma} = (782 \pm 20) MeV/c^2$,
d): Winkelverteilung für $m_{\pi^o\pi^o} = (1270 \pm 50) MeV/c^2$,
e): Winkelverteilung für $m_{\pi^o\pi^o} = (1520 \pm 50) MeV/c^2$

4.3 Analyse der Reaktion p̄p→ $\pi^+\pi^-\gamma$

4.3.1 Vorselektion

Neben bisher nur vollständig neutralen Endzuständen wurde im Rahmen dieser Arbeit auch ein gemischter Endzustand mit zwei geladenen Teilchen und einem Photon untersucht. Stellen die vollständig neutralen Ereignisse circa 4% der gesamten möglichen Zerfallskanäle dar, so treten in ungefähr 40% der Fälle [45] Ereignisse mit zwei Spuren auf. Eine Anreicherung wie bei den vollständig neutralen Ereignissen ist also nur bedingt möglich. Im Juni und August 1991 wurden circa vier Milionen Daten mit einem Trigger auf zwei lange Spuren [1] genommen, dieser Datensatz bildet die Grundlage der hier vorgestellten Analyse. Zunächst werden die Daten auf die Anzahl der tatsächlichen Spuren untersucht, da wegen Ineffizienzen des Triggers durchaus noch Ereignisse mit mehr Spuren die Kriterien eines Zweispurereignisses erfüllt haben können. Gleichzeitig wird gefordert, daß die Summe der Ladungen Null ist. Eine geringe Anzahl von Mehrspurereignissen kann ein oder mehrere geladene Teilchen verlieren und somit ein Zweispurereignis vortäuschen, sind die verlorenen Teilchen von gleicher Ladung, so kann ein solches Ereignis detektiert werden, indem die Summe der verbleibenden Ladungen überprüft wird. Wegen weiter unten noch genauer zu besprechender Probleme mit sogenannten hadronischen Split-Offs, ist zu erwarten, daß im Mittel jede geladene Spur 0.4-0.6 zusätzliche PEDs erzeugt [46]. Eine Vorselektion auf genau ein PED ist daher nicht sinnvoll.

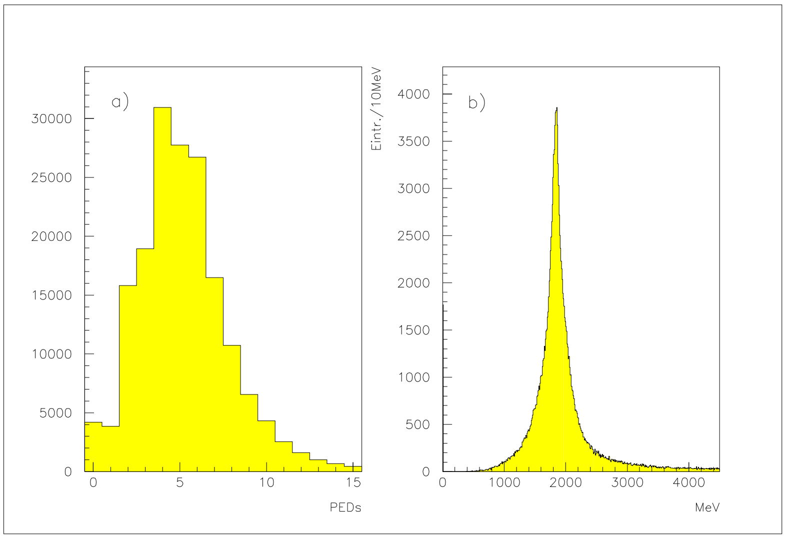

Abbildung 4.13: a): PEDs pro Ereignis und b): Energiesumme von Zweispurereignissen.

[1] Als lange Spur wird dabei eine Spur bezeichnet, die im *Layer* 1-4 der JDC beginnt und sich wenigstens bis *Layer* 20 erstreckt.

Betrachtet man in Abbildung 4.13a die Anzahl der PEDs pro Ereignis, so fällt auf, daß die Anzahl der Ereignisse mit nur einem PED sehr gering ist. In einer ersten Vorselektion werden Ereignisse mit höchstens vier PEDs ausgewählt, dies ermöglicht es, später den im Rahmen dieser Arbeit vor allem als Untergrundkanal interessanten Endzustand $\pi^+\pi^-\pi^o$ und $\pi^+\pi^-\eta$ ebenfalls zu analysieren. Die in Abbildung 4.13b dargestellte Energiesumme macht deutlich, daß die Auflösung im Vergleich zu vollständig neutralen Ereignissen wesentlich schlechter ist, als grober Schnitt auf Energie- und Impulserhaltung wird daher $1500MeV \leq E_{Summe} \leq 2400MeV$ und $|\vec{p}_{ges.}| \leq 300$ MeV gewählt. Schließlich wird noch aus bereits diskutierten Gründen eine Beschränkung des aktiven Raumwinkels für Photonen auf 97%$\cdot 4\pi$ vorgenommen. In Tabelle 4.10 ist die nach den jeweiligen Schnitten der Vorselektion verbleibende Anzahl der Ereignisse angegeben.

Tabelle 4.10: Vorselektion des $\pi^+\pi^-\gamma$-Endzustands

Schnitt	Anzahl der Ereignisse
2Spuren u. $\sum_Q = 0$	3567771
0-4 PED	1193777
Energie- u. Impulsschnitt	850026
Raumwinkel	795056

4.3.2 Selektion des $\pi^+\pi^-\gamma$-Endzustands

4.3.2.1 Unterdrückung von hadronischem Split-Off

Aufgrund hadronischer Wechselwirkungen der Pionen mit den CsJ-Kernen des Kalorimeters enstehen sekundäre Schauer, deren Charakteristik stark unterschiedlich zu der elektromagnetischer Split-Offs ist. Durch solche hadronischen Wechselwirkungen können zum Beispiel Neutronen aus der ursprünglichen Schauerentwicklung heraustreten und an anderer Stelle im Kalorimeter neue Schauer verursachen. Aufgrund der fehlenden Ladung ist es nicht möglich, die Spuren solcher Neutronen in der JDC zu verfolgen. Eine Identifizierung solcher Schauer als Split-Off ist daher nur eingeschränkt möglich. Eine weitere Schwierigkeit besteht darin, daß das hier verwendete Monte-Carlo-Simulationsprogramm die Entstehung solch hadronisch verursachter sekundärer Schauer nur unzureichend zu beschreiben vermag. Ist, wie sich später herausstellt, eine qualitative Beschreibung möglich, so erlaubt die Simulation keine quantitative Aussage. Diese Problematik wiegt um so schwerer, als bei dem hier untersuchten Endzustand $\pi^+\pi^-\gamma$ starker Untergrund aus der Reaktion $\bar{p}p \to \pi^+\pi^-$ aufgrund dieser sekundären Schauer zu erwarten ist. Zur Unterdrückung des hadronischen Split-Off wird in zwei Schritten vorgegangen. Zunächst werden die von Hadronen verursachten primären Schauer untersucht. Befindet sich im gleichen Cluster ein weiteres lokales Maximum, welches von der Rekonstruktionssoftware als eigenes PED identifiziert wird (PEDs die in unmittelbarer Nähe zu dem Auftreffpunkt der geladenen Spur auf das Kalorimeter liegen, werden von der Rekonstruktionssoftware zu 98% bereits als hadronische Schauer identifiziert und weiter nicht mehr als PED geführt), so wird dieses PED ausgeblendet und nicht mehr weiter betrachtet. In einem weiteren Schritt werden sukzessive verbleibende PEDs von Null beginnend bis zur maximalen Anzahl ausgeblendet und eine 4C-Anpassung durchgeführt. Die Ereignisse werden dann entsprechend der Hypothese mit dem besten *Cl* klassifiziert. Bei $\pi^+\pi^-1PED$-Ereignissen wird dabei nur überprüft, ob die $\pi^+\pi^-$-Hypothese ein besseres *Cl* liefert, nicht aber ob $\pi^+\pi^-2PED$-Ereignisse aufgrund eines besseren *Cl* als $\pi^+\pi^-1PED$ klassifiziert werden, da man so zwar hadronischen Split-Off unterdrückt, andererseits aber mehr Untergrund aus $\pi^+\pi^-\pi^o$-Ereignissen zuläßt. Bei den ebenfalls als Untergrundreaktionen untersuchten $\pi^+\pi^-\pi^o$- und $\pi^+\pi^-\eta$-Ereignissen wird diese Methode jedoch auch für $\pi^+\pi^-4\gamma$-Endzustände angewendet. In Tabelle 4.11 ist ein Vergleich zwischen verbleibenden $\pi^+\pi^-\pi^o$-Ereignissen bei echten Daten und Monte-Carlo-Daten eingetragen.

Tabelle 4.11: Anzahl von $\pi^+\pi^-\pi^o$-Ereignissen nach dem Ausblenden verschiedener PED-Multiplizitäten.

PEDs ausgebl.	Daten	Monte-Carlo	Daten/Monte-Carlo
$= 0$	15345	10734	1.43
≤ 1	18243	12841	1.42
≤ 2	18900	13313	1.42

Dabei ist weniger das dort angegebene absolute Verhältnis zwischen Daten und Monte-Carlo von Bedeutung, das nur durch die verwendete Statistik gegeben ist, sondern die Tatsache, daß die Monte-Carlo-Simulation zumindest relative Änderungen richtig zu beschreiben vermag.

In Abbildung 4.14 ist die invariante $\pi^+\pi^-$-Masse von $\pi^+\pi^-\gamma$-Ereignissen vor und nach der Unterdrückung hadronischen Split-Offs aufgetragen. Eine deutliche Verbesserung ist dadurch erkennbar, daß die vermutlich hauptsächlich von hadronischem Split-Off verursachte Spitze am oberen Rand der invarianten $\pi^+\pi^-$-Massen eine starke Unterdrückung erfährt.

4.3.2.2 Kinematische Anpassung

Wie bereits im vorhergehenden Abschnitt besprochen, wird im Rahmen der Unterdrückung von hadronischem Split-Off eine kinematische Anpassung auf die Daten angewandt. Im Vergleich zur Anpassung von rein neutralen Endzuständen erfordert die Anpassung der geladenen Spuren umfangreiche Fehleruntersuchungen und Skalierungen der systematisch zu klein gemessenen Impulse. Dabei müssen positive und negative Spuren getrennt untersucht werden. Das Ziel der Veränderungen, sowohl der der Anpassung

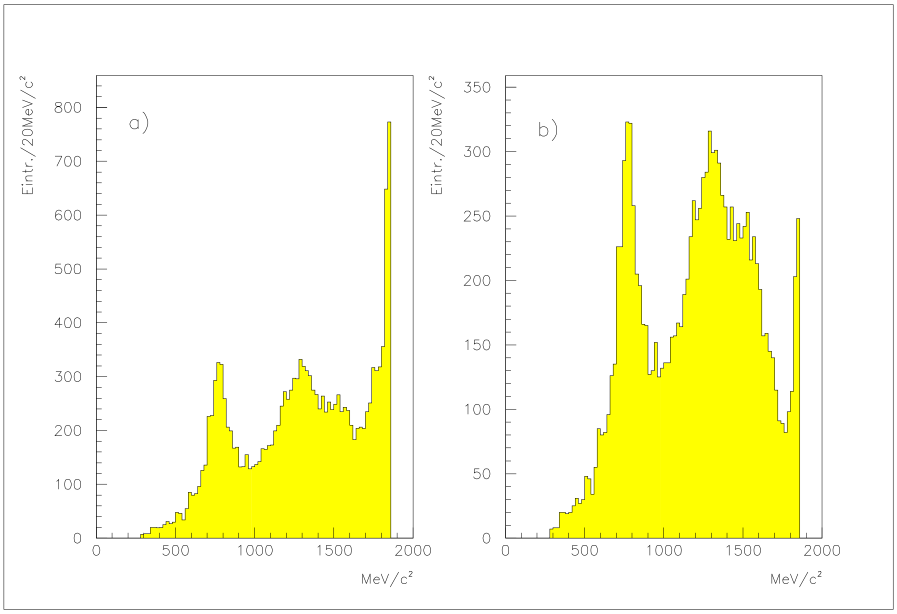

Abbildung 4.14: Invariante $\pi^+\pi^-$-Massen von $\pi^+\pi^-\gamma$-Ereignissen; a): vor und b): nach der Unterdrückung von hadronischem Split-Off.

übergebenen Fehler als auch der Impulse, ist, die *Pulls* auf eine Breite von eins und um Null zentriert zu bringen. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.15 aufgetragen. Dort sind neben der *Cl*-Verteilung die *Pulls* der angepaßten Größen ψ , $1/P_{xy}$ und $\tan(\lambda)$ für positive und negative Spuren getrennt dargestellt. Die *Cl*-Verteilung ist hinreichend flach und die um Null zentrierten *Pulls* zeigen eine Breite von nahezu eins. Ereignisse, welche die $\pi^+\pi^-\gamma$-Hypothese mit einer Wahrscheinlichkeit von wenigstens 10% erfüllen werden für die weitere Analyse akzeptiert. In Tabelle 4.12 ist die nach den jeweiligen Schnitten verbleibende Anzahl von Ereignissen eingetragen.

Tabelle 4.12: Datenreduktion bei der Hauptanalyse von $\pi^+\pi^-\gamma$-Ereignissen.

Schnitt	Anzahl Ereignisse	in %
Vorselektion	795056	100
2 Spuren + 1PED	51868	6.5
Split-Off (1. Schritt)	41227	5.2
Split-Off (2. Schritt mit 4C-Anpassung ($Cl \geq 10\%$))	11204	1.4

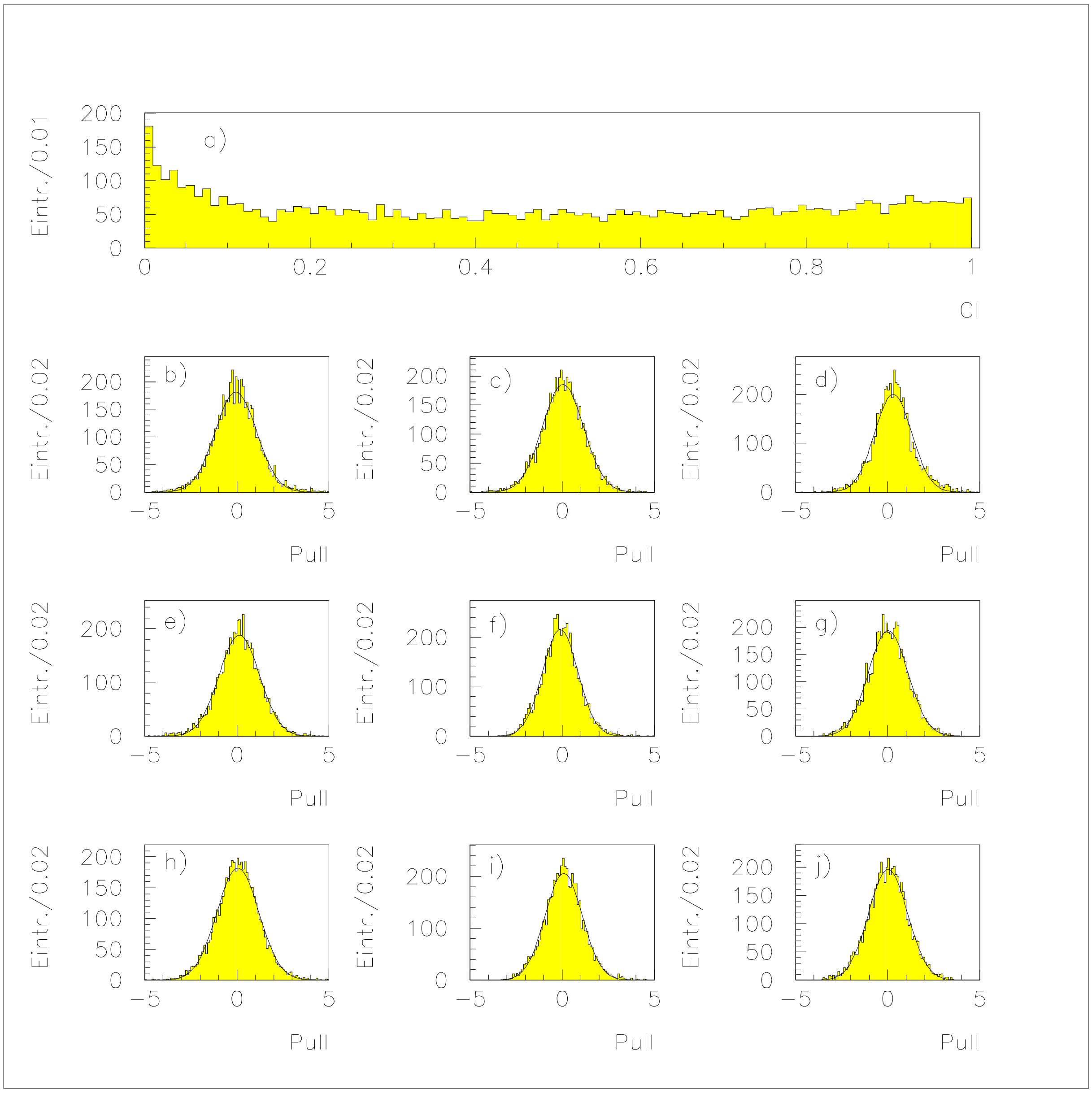

Abbildung 4.15: *Cl*-Verteilung , a), und *Pulls* von $\pi^+\pi^-\gamma$-Ereignissen; b): *Pulls* von ϕ ; c): *Pulls* von θ und d): *Pulls* der Energie für Photonen; e): *Pulls* von ψ ; f):*Pulls* von $tan\lambda$ und g): *Pulls* von $1/P_{xy}$ für positive Spuren; h), i) und j) wie e), f) und g) für negative Spuren.

4.3.3 Der $\pi^+\pi^-\gamma$-Dalitzplot

Die verbleibenden 11204 $\pi^+\pi^-\gamma$-Ereignisse werden in einen Dalitzplot eingetragen. In Abbildung 4.16 sind neben der Auftragung der invarianten $\pi^\pm\gamma$-Massenquadrate auch die Projektionen auf die $\pi^\pm\gamma$- und $\pi^+\pi^-$-Achse zu sehen.

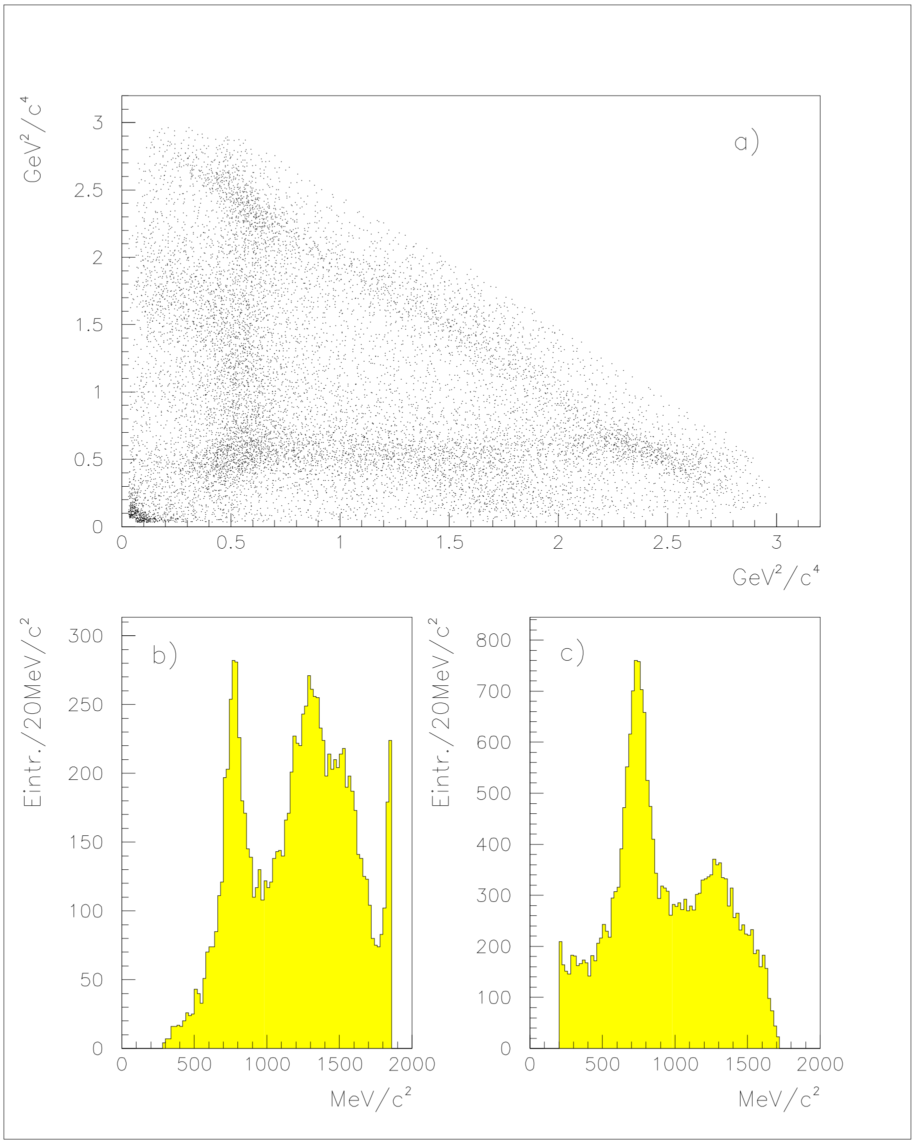

Abbildung 4.16: Dalitzplot, a), $\pi^+\pi^-$-, b) und $\pi^\pm\gamma$-Massenprojektionen, c), von $\pi^+\pi^-\gamma$-Ereignissen.

Sowohl im Dalitzplot als auch in den Projektionen fallen dominante ρ-Signale auf. Daneben werden Strukturen in der $\pi^\pm\gamma$-Massenprojektion in der Region um $1300 MeV/c^2$ und in der $\pi^+\pi^-$-Massenprojektion um $1500 MeV/c^2$ deutlich. Die Klärung der Frage, ob die beobachteten Strukturen tatsächlich aus echten $\pi^+\pi^-\gamma$-Ereignissen stammen oder aber, ob diese von Untergrundreaktionen hervorgerufen werden, ist Gegenstand der folgenden Abschnitte.

4.3.4 Akzeptanz und Untergrundanalysen

Zur Bestimmung der Akzeptanz werden 50000 phasenraumverteilte Monte-Carlo-Ereignisse des Typs $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ erzeugt und in vollständiger Analogie zu den experimentellen Daten analysiert. Aus dem Verhältnis der Zahl identifizierter Ereignisse zur Anzahl der generierten Ereignisse kann die Gesamtakzeptanz von Detektor und Analyse für den betrachteten Endzustand berechnet werden. Die absolute Akzeptanz beträgt mit 13878 identifizierten Monte-Carlo-Ereignissen $(27.8 \pm 0.2)\%$. Berechnet man diese Akzeptanz für jede Phasenraumzelle, so gewinnt man die Akzeptanzfunktion für den $\pi^+\pi^-\gamma$-Dalitzplot (Abbildung 4.17). Es stellt sich heraus, daß die Akzeptanzfunktion über weite Bereiche nur statistisch bedingte Fluktuationen zeigt. Damit ist sichergestellt, daß die beobachteten Strukturen nicht durch Schwankungen der Akzeptanzfunktion hervorgerufen werden. Lediglich im Bereich kleiner $\pi^+\pi^-$-Massen, also am diagonalen Rand des Dalitzplots, beobachtet man einen Abfall der Akzeptanz auf etwa 10%.

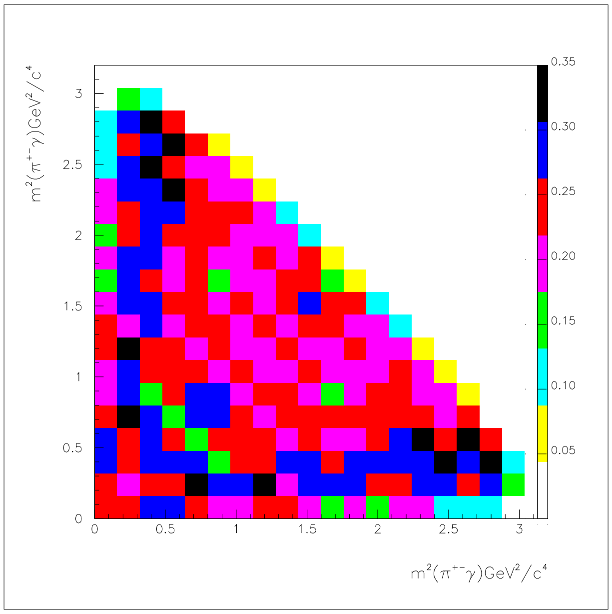

Abbildung 4.17: Akzeptanzdalitzplot der Reaktion $\bar{\text{p}}$p→ $\pi^+\pi^-\gamma$.

Analog zu den bisher besprochenen Reaktionen ist auch beim $\pi^+\pi^-\gamma$-Endzustand hauptsächlich Untergrund von $\pi^+\pi^-\pi^o$-Ereignissen zu erwarten. Um diesen Untergrund genau zu simulieren, wird zunächst der Kanal $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^o$ analysiert. Nach Unterdrückung von hadronischem Split-Off wird eine 4C- und daran anschließend eine 5C-Anpassung auf die Daten angewandt. Das Ergebnis dieser Analyse ist in Abbildung 4.18 dargestellt. Deutlich ist sowohl in der invarianten $\pi^+\pi^-$- als auch in der $\pi^\pm\pi^o$-Massenprojektion eine Struktur in der ρ^o- bzw. $\rho^\pm$-Massenregion zu erkennen. Weitere Strukturen weisen auf die Produktion von $f_o(1270)$ hin. Eine leichte Erhöhung in der Massenregion um $1550 MeV/c^2$ wird deutlich. Eine genauere Analyse der $\pi^+\pi^-\pi^o$-Ereignisse findet sich bei [47]. Parallel zu $\pi^+\pi^-\pi^o$ wird auch $\pi^+\pi^-\eta$ als weiterer möglicher Untergrundkanal untersucht. Die Ergebnisse dieser Analyse sind ebenfalls in Abbildung 4.18 dargestellt. In der $\pi^+\pi^-$-Massenprojektion tritt wieder das ρ^o hervor und eine weitere Anhäufung in der Region des $f_o(980)$ ist sichtbar. In der $\pi^\pm\eta$-Massenprojektion werden $a_o(980)$- und $a_2(1320)$-Mesonen deutlich. Weitere Anhäufungen stellen sogenannte Reflektionen dar und werden verständlich, wenn man das Massenspektrum als Projektionen des Dalitzplots auf eine Achse begreift.

Die so gewonnenen $\pi^+\pi^-\pi^o$- und $\pi^+\pi^-\eta$-Dalitzplots werden in Analogie zu der in Kapitel 4.2.4 beschriebenen Methode zur Bestimmung der Untergrunddalitzplots verwendet. Die Untergrundwahrscheinlichkeit wird durch Simulation von 450000 $\pi^+\pi^-\pi^o$ und 250000 $\pi^+\pi^-\eta$ phasenraumverteilten Monte-Carlo-Ereignissen bestimmt. Dabei durchlaufen die simulierten Ereignisse die selbe Analysekette, wie die experimentellen Daten. In Tabelle 4.13 sind die Ergebnisse der Untergrundsimulationen dargestellt, dabei wird nicht nur die Wahrscheinlichkeit der oben genannten Kanäle als Untergund in $\pi^+\pi^-\gamma$ beizutragen angegeben, sondern auch die relative Stärke der einzelnen Beiträge in Bezug auf die Anzahl von 11204 $\pi^+\pi^-\gamma$-Ereignissen im Dalitzplot unter Benutzung der bekannten Verzweigungsverhältnisse für die relevanten Zerfallskanäle (zur entsprechenden Normierung siehe Kapitel 4.3.6).

Tabelle 4.13: Untergrundkanäle zu $\pi^+\pi^-\gamma$

Reaktion	Erzeugte Ereignisse	als $\pi^+\pi^-\gamma$ rekonstruiert	normierte Anzahl von Untergrundereignissen im $\pi^+\pi^-\gamma$-Dalitzplot	in %
$\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^o$	450000	4041	6847	61.2
$\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$	250000	30	14	0.13
$\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-$	50000	2555	1533	13.7

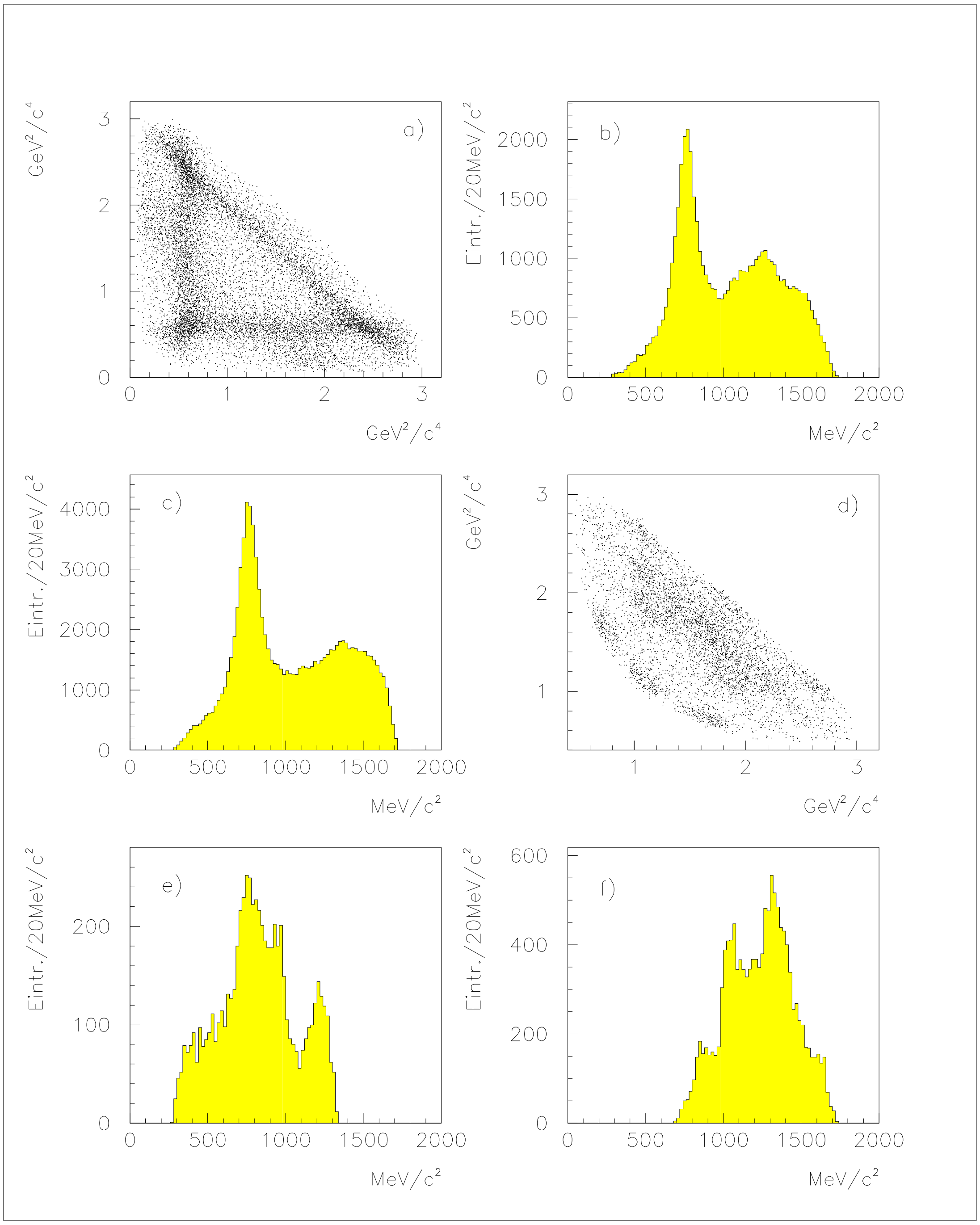

Abbildung 4.18: Dalitzplot und Projektionen von $\pi^+\pi^-\pi^o$- und $\pi^+\pi^-\eta$-Ereignissen; a): $\pi^+\pi^-\pi^o$-Dalitzplot; b): invariante $\pi^+\pi^-$-Massen; c): invariante $\pi^\pm\pi^o$-Massen; d): $\pi^+\pi^-\eta$-Dalitzplot; e): invariante $\pi^+\pi^-$-Massen (Die Spitze bei $1250 MeV/c^2$ stellt eine Reflektion dar) und f): invariante $\pi^\pm\eta$-Massen.

4.3.5 Partialwellenanalyse

Die Durchführung einer Partialwellenanalyse soll analog zu der in Kapitel 4.2.5 vorgestellten Methode der Bestimmung sowohl der Anteile aller Übergänge, welche vom atomaren $\bar{p}p$-Anfangszustand zum $\pi^+\pi^-\gamma$-Endzustand führen als auch der Untergrundbeiträge dienen.

Das Untergrundmodell

Im Untergrundmodell wird die Hypothese überprüft, daß die im $\pi^+\pi^-\gamma$-Dalitzplot auftretenden Strukturen ausschließlich auf Untergrundereignisse zurückzuführen sind. Das Untergrundmodell enthält die folgenden Beiträge

- Untergrund aus:

$$\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^o$$
$$\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$$
$$\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-$$

Tabelle 4.14: Ergebnisse der $\pi^+\pi^-\gamma$-Dalitzplotanalyse im Untergrundmodell

Untergund	Relativer Anteil [%]
$\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^o$	$77.54 \pm 0.83\%$
$\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$	$0.99 \pm 0.11\%$
$\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-$	$9.21 \pm 0.27\%$
Summe	$87.74 \pm 0.88\%$
χ^2_{red}	3.92

Die Anpassung liefert in diesem Modell ein χ^2 pro Freiheitsgrad von $\chi^2_{red} = 525/134 = 3.92$. Die Anteile der einzelnen Beiträge sind in Tabelle 4.14 aufgetragen. Mit 87.74% erlaubt das Untergrundmodell nur eine unbefriedigende Beschreibung der experimentellen Daten. Die Anteile der Untergrundreaktionen entsprechen in etwa den Abschätzungen aus Tabelle 4.13.

Betrachtet man in Abbildung 4.19a und b die invarianten Massenprojektionen, so fällt vor allem ein Defizit in der Region kleiner invarianter $\pi^\pm\gamma$- bzw. großer $\pi^+\pi^-$-Massen auf, das nicht durch hadronischen Split-Off beschrieben werden kann.

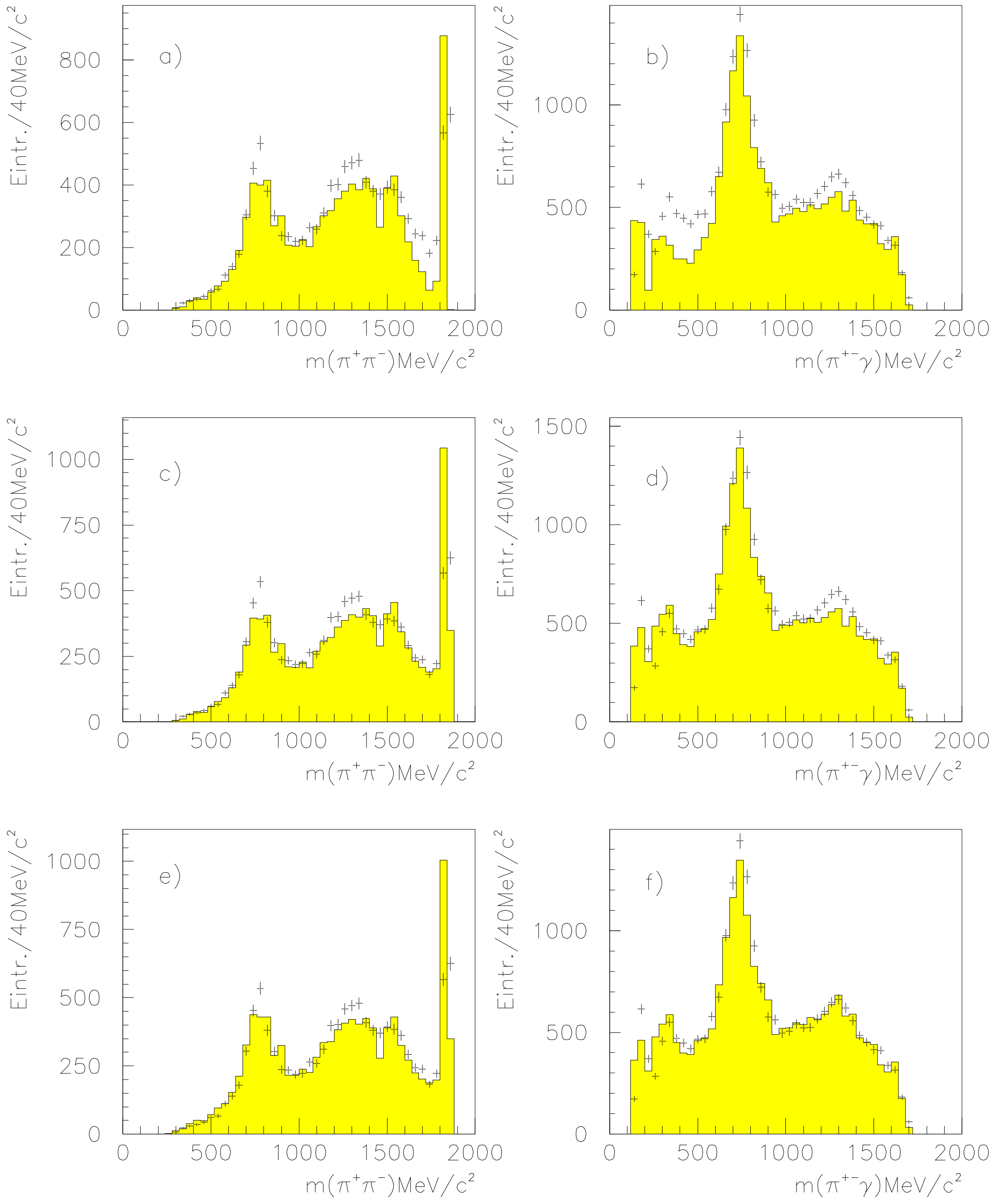

Abbildung 4.19: Ergebnisse der $\pi^+\pi^-\gamma$-Partialwellenanalyse im Untergrundmodell, erweiterten Untergrundmodell und S-Wellenmodell
a): invariante $\pi^+\pi^-$-Masse und b): invariante $\pi^\pm\gamma$-Masse im Untergrundmodell;
c): invariante $\pi^+\pi^-$-Masse und d): invariante $\pi^\pm\gamma$-Masse im erweiterten Untergrundmodell;
e): invariante $\pi^+\pi^-$-Masse und f): invariante $\pi^\pm\gamma$-Masse im S-Wellenmodell.

Innere Bremsstrahlung

Die Region kleiner $\pi^\pm\gamma$- bzw. großer $\pi^+\pi^-$-Massen, stellt den Massenbereich dar, in dem Ereignisse mit innerer Bremsstrahlung zu liegen kommen. In einem erweiterten Untergrundmodell wird deshalb eine Bremsstrahlungsamplitude aus dem $^3S_1$ Anfangszustand simuliert (siehe Kapitel 4.1.3) und der Anpassung als zusätzliche Amplitude angeboten. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.15 aufgetragen.

Tabelle 4.15: Ergebnisse der $\pi^+\pi^-\gamma$-Dalitzplotanalyse im Untergrundmodell mit Bremsstrahlungsübergang.

Übergang	Relativer Anteil [%]
Signal	
$\bar{p}p(^3S_1) \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma_{brems}$	$8.99 \pm 0.56\%$
Untergrund	
$\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^o$	$75.74 \pm 0.62\%$
$\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$	$0.97 \pm 0.11\%$
$\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-$	$8.23 \pm 0.21\%$
Summe	$93.93 \pm 0.87\%$
χ^2_{red}	1.96

Mit 93.93%, ermöglicht dieses erweiterte Modell eine wesentlich bessere Beschreibung der Daten und vermag auch die invarianten $\pi^\pm\gamma$- bzw. $\pi^+\pi^-$-Massen besser wiederzugeben. Dies wird in Abbildung 4.19c und d deutlich. Lediglich der Beitrag aus $\pi^+\pi^-$-Untergundreaktionen mit einem hadronischen Split-Off reduziert sich geringfügig. Wegen der nur unzureichenden quantitativen Beschreibung solcher Split-Off-Ereignisse ist die Monte-Carlo-Vorhersage hier allerdings sicherlich nicht verbindlich. Das χ^2_{red} verbessert sich ebenfalls deutlich auf 1.96.

Das S-Wellenmodell

Im S-Wellenmodell soll das erweiterte Untergrundmodell um Amplituden radiativer Mesonzerfälle und Übergänge aus der atomaren S-Welle des $\bar{p}p$-Systems ergänzt werden.

Als radiative Mesonzerfälle bieten sich Zerfälle vom Typ $\rho^\pm(770) \rightarrow \pi^\pm\gamma$; $b_1^\pm(1235) \rightarrow \pi^\pm\gamma$ und $a_2^\pm(1320) \rightarrow \pi^\pm\gamma$ an. Alle genannten Zerfälle sind bereits gemessen [24].

Als radiative Übergangsamplituden werden der Anpassung Übergänge in $(\pi^o\pi^o)_{l=0}\gamma$, $f_2(1270)\gamma$ und $X_0(1520)\gamma$ aus dem $^3S_1$ Anfangszustand sowie die Übergange in $\rho^o(770)\gamma$, $\rho^o(1450)\gamma$ und $\rho^o(1700)\gamma$ aus dem $^1S_0$ Anfangszustand angeboten.

Das S-Wellenmodell umfaßt damit die folgenden Anteile:

- $\bar{p}p(^1S_0) \rightarrow \pi^{\pm}\rho^{\mp}(770)$ mit L=1
- $\bar{p}p(^1S_0) \rightarrow \rho^o(770)\gamma$ M1
- $\bar{p}p(^1S_0) \rightarrow \rho^o(1450)\gamma$ M1
- $\bar{p}p(^1S_0) \rightarrow \rho^o(1700)\gamma$ M1
- $\bar{p}p(^3S_1) \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma_{brems}$
- $\bar{p}p(^3S_1) \rightarrow \pi^{\pm}\rho^{\mp}(770)$ mit L=1
- $\bar{p}p(^3S_1) \rightarrow \pi^{\pm}b_1^{\mp}(1235)$ mit L=0 und 2
- $\bar{p}p(^3S_1) \rightarrow \pi^{\pm}a_2^{\mp}(1320)$ mit L=2
- $\bar{p}p(^3S_1) \rightarrow \gamma(\pi^{\pm}\pi^{\mp})_{l=0}$ E1
- $\bar{p}p(^3S_1) \rightarrow \gamma f_2(1270)$ E1 und E3
- $\bar{p}p(^3S_1) \rightarrow \gamma X_0(1520)$ E1
- Untergrund aus:

$$\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^o$$
$$\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$$
$$\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-$$

Die Ergebnisse der Anpassung sind in Tabelle 4.16 eingetragen

Es zeigt sich eine nochmalige Verbesserung des χ^2_{red} auf $176/114 = 1.54$. Die Anteile der Untergrundreaktionen reduzieren sich zum Teil merklich, so daß auch hier, ähnlich wie bei der Analyse des $\pi^o\pi^o\gamma$-Endzustandes, davon ausgegangen werden kann, daß ein Teil des Untergrundes als radiativer Beitrag fehlinterpretiert wird. In Abbildung 4.16e und f zeigt sich, daß die Hinzunahme des radiativen $\rho^o\gamma$-Übergangs zu einer leicht verbesserten Beschreibung der invarianten $\pi^+\pi^-$-Masse in der Region um $770MeV/c^2$ führt, ebenso erlaubt der radiative Zerfall des $b_1^{\pm}(1235)$ und des $a_2^{\pm}(1320)$ eine verbesserte Beschreibung der invarianten $\pi^{\pm}\gamma$-Massenregion um $1280MeV/c^2$. Eine Hinzunahme höherer ρ-Mesonen erscheint jedoch nicht zwingend erforderlich.

Das P-Wellenmodell

Im P-Wellenmodell werden die möglichen Übergangsamplituden um Beiträge aus den $^1P_1$, $^3P_0$, $^3P_1$ und $^3P_2$ Anfangszuständen erweitert. Dieses Modell umfaßt damit die folgenden Amplituden:

- $\bar{p}p(^1S_0) \rightarrow \pi^{\pm}\rho^{\mp}(770)$ mit L=1

Tabelle 4.16: Ergebnisse der $\pi^+\pi^-\gamma$-Dalitzplotanalyse im S-Wellenmodell.

Übergang	Relativer Anteil [%]
Signal	
$\bar{p}p(^1S_0) \rightarrow \rho^{\pm}(770)\pi^{\mp}$	$0.27 \pm 0.34\%$
$\bar{p}p(^1S_0) \rightarrow \rho^{o}(770)\gamma$	$2.12 \pm 0.10\%$
$\bar{p}p(^1S_0) \rightarrow \rho^{o}(1450)\gamma$	$0.26 \pm 0.16\%$
$\bar{p}p(^1S_0) \rightarrow \rho^{o}(1700)\gamma$	$0.20 \pm 0.19\%$
$\bar{p}p(^3S_1) \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma_{brems}$	$8.19 \pm 0.56\%$
$\bar{p}p(^3S_1) \rightarrow (\pi^{\pm}\pi^{\mp})_{l=0}\gamma$	$2.19 \pm 0.91\%$
$\bar{p}p(^3S_1) \rightarrow f_2(1270)\gamma$	$1.42 \pm 0.69\%$
$\bar{p}p(^3S_1) \rightarrow X_0(1520)\gamma$	$1.34 \pm 0.43\%$
$\bar{p}p(^3S_1) \rightarrow \rho^{\pm}(770)\pi^{\mp}$	$0.58 \pm 0.07\%$
$\bar{p}p(^3S_1) \rightarrow b_1^{\pm}(1235)\pi^{\mp}$	$0.70 \pm 0.42\%$
$\bar{p}p(^3S_1) \rightarrow a_2^{\pm}(1320)\pi^{\mp}$	$2.33 \pm 0.39\%$
Untergrund	
$\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^o$	$70.61 \pm 0.50\%$
$\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$	$0.79 \pm 0.11\%$
$\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-$	$6.86 \pm 0.17\%$
Summe	$97.86 \pm 1.62\%$
χ^2_{red}	1.54

- $\bar{p}p(^1S_0) \rightarrow \rho^o(770)\gamma$ M1
- $\bar{p}p(^1S_0) \rightarrow \rho^o(1450)\gamma$ M1
- $\bar{p}p(^1S_0) \rightarrow \rho^o(1700)\gamma$ M1
- $\bar{p}p(^3S_1) \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma_{brems}$
- $\bar{p}p(^3S_1) \rightarrow \pi^{\pm}\rho^{\mp}(770)$ mit L=1
- $\bar{p}p(^3S_1) \rightarrow \pi^{\pm}b_1^{\mp}(1235)$ mit L=0 und 2
- $\bar{p}p(^3S_1) \rightarrow \pi^{\pm}a_2^{\mp}(1320)$ mit L=2
- $\bar{p}p(^3S_1) \rightarrow \gamma(\pi^{\pm}\pi^{\mp})_{l=0}$ E1
- $\bar{p}p(^3S_1) \rightarrow \gamma f_2(1270)$ E1 und E3
- $\bar{p}p(^3S_1) \rightarrow \gamma X_0(1520)$ E1
- $\bar{p}p(^1P_1) \rightarrow \pi^{\pm}\rho^{\mp}(770)$ mit L=0 und 2
- $\bar{p}p(^1P_1) \rightarrow \pi^{\pm}b_1^{\mp}(1235)$ mit L=1
- $\bar{p}p(^1P_1) \rightarrow \pi^{\pm}a_2^{\mp}(1320)$ mit L=1

- $\bar{p}p(^1P_1) \rightarrow \gamma(\pi^\pm\pi^\mp)_{l=0}$ M1
- $\bar{p}p(^1P_1) \rightarrow \gamma f_2(1270)$ M1
- $\bar{p}p(^1P_1) \rightarrow \gamma X_0(1520)$ M1
- $\bar{p}p(^3P_0) \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma_{brems}$
- $\bar{p}p(^3P_0) \rightarrow \pi^\pm b_1^\mp(1235)$ mit L=1
- $\bar{p}p(^3P_0) \rightarrow \rho^o(770)\gamma$ E1 und E3
- $\bar{p}p(^3P_0) \rightarrow \rho^o(1450)\gamma$ E1 und E3
- $\bar{p}p(^3P_0) \rightarrow \rho^o(1700)\gamma$ E1 und E3
- $\bar{p}p(^3P_1) \rightarrow \pi^\pm\rho^\mp(770)$ mit L=0 und 2
- $\bar{p}p(^3P_1) \rightarrow \pi^\pm b_1^\mp(1235)$ mit L=1
- $\bar{p}p(^3P_1) \rightarrow \pi^\pm a_2^\mp(1320)$ mit L=1
- $\bar{p}p(^3P_1) \rightarrow \rho^o(770)\gamma$ E1 und E3
- $\bar{p}p(^3P_1) \rightarrow \rho^o(1450)\gamma$ E1 und E3
- $\bar{p}p(^3P_1) \rightarrow \rho^o(1700)\gamma$ E1 und E3
- $\bar{p}p(^3P_2) \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma_{brems}$
- $\bar{p}p(^3P_2) \rightarrow \pi^\pm\rho^\mp(770)$ mit L=2
- $\bar{p}p(^3P_2) \rightarrow \pi^\pm b_1^\mp(1235)$ mit L=1
- $\bar{p}p(^3P_2) \rightarrow \pi^\pm a_2^\mp(1320)$ mit L=1
- $\bar{p}p(^3P_2) \rightarrow \rho^o(770)\gamma$ E1 und E3
- $\bar{p}p(^3P_2) \rightarrow \rho^o(1450)\gamma$ E1 und E3
- $\bar{p}p(^3P_2) \rightarrow \rho^o(1700)\gamma$ E1 und E3
- Untergrund aus:

  $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^o$

  $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$

  $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-$

Die numerischen Ergebnisse der Anpassung sind in Tabelle 4.17 angegeben.

Beiträge aus den ^3P Anfangszuständen tragen nur unwesentlich bei. Gegenüber dem reinen S-Wellenmodell kommt es nur zu geringen Verschiebungen zwischen S- und P-Anfangszuständen. Damit ergeben sich die in Tabelle 4.18 eingetragenen relativen Anteile der Untergrundreaktionen und Signale.

Das χ^2_{red} beträgt in diesem Modell $144/98 = 1.47$ und stellt damit nur eine geringfügige Verbesserung gegenüber dem S-Wellenmodell dar.

Tabelle 4.17: Amplituden und Phasen der $\pi^+\pi^-\gamma$-Dalitzplotanalyse im P-Wellenmodell. El, Ml steht dabei für die Multipolordnung der elektromagnetischen Übergänge bzw. S für den Gesamtspin des Meson-Meson-Systems und L für den relativen Drehimpuls der beiden Mesonen.

$\bar{p}p$	Überg.	En,Mn S L	Ampl.	Phase	BR [%]
$^1S_0$	$\rho^o(770)\gamma$	M1	0.1526 ± 0.0181	3.2836 ± 0.3176	2.01 ± 0.48
	$\rho^o(1450)\gamma$	M1	0.0533 ± 0.0256	1.9833 ± 0.4263	0.25 ± 0.24
	$\rho^o(1700)\gamma$	M1	0.0473 ± 0.0245	2.6462 ± 0.6377	0.19 ± 0.20
	$\rho^\pm(770)\pi^\mp$	1 1	0.0547 ± 0.0327	0.0000 ± 0.0000	0.27 ± 0.32
$^3S_1$	$\pi^\pm\pi^\mp\gamma_{brems}$		0.2881 ± 0.0099	0.0000 ± 0.0000	8.19 ± 0.56
	$(\pi^\pm\pi^\mp)_{l=0}\gamma$	E1	0.1166 ± 0.0189	4.0261 ± 0.5266	1.34 ± 0.43
	$f_2(1270)\gamma$	E1	0.1099 ± 0.0198	5.5837 ± 0.6250	1.13 ± 0.41
	$f_2(1270)\gamma$	E3	0.0348 ± 0.0303	3.1033 ± 0.0960	0.13 ± 0.22
	$X_0(1520)\gamma$	E1	0.1203 ± 0.0117	6.1324 ± 0.3099	1.36 ± 0.26
	$\rho^\pm(770)\pi^\mp$	1 1	0.0943 ± 0.0042	0.0000 ± 0.0000	0.89 ± 0.08
	$b_1^\pm(1235)\pi^\mp$	1 0	0.0816 ± 0.0268	1.2280 ± 1.4142	0.67 ± 0.44
	$b_1^\pm(1235)\pi^\mp$	1 2	0.0000 ± 0.0000	0.0000 ± 0.0000	0.00 ± 0.00
	$a_2^\pm(1320)\pi^\mp$	2 2	0.1556 ± 0.0125	0.9157 ± 0.3193	2.42 ± 0.39
$^1P_1$	$(\pi^\pm\pi^\mp)_{l=0}\gamma$	M1	0.0748 ± 0.0187	0.4607 ± 0.7341	0.56 ± 0.28
	$f_2(1270)\gamma$	M1	0.0595 ± 0.0205	0.9660 ± 1.4142	0.32 ± 0.22
	$X_0(1520)\gamma$	M1	0.0000 ± 0.0000	0.0000 ± 0.0000	0.00 ± 0.00
	$\rho^\pm(770)\pi^\mp$	1 0	0.0187 ± 0.6361	0.0000 ± 0.0000	0.03 ± 2.04
	$\rho^\pm(770)\pi^\mp$	1 2	0.0539 ± 0.0158	1.6190 ± 1.2292	0.29 ± 0.17
	$b_1^\pm(1235)\pi^\mp$	1 1	0.0101 ± 0.0298	0.8370 ± 1.0992	0.01 ± 0.06
	$a_2^\pm(1320)\pi^\mp$	2 1	0.0231 ± 0.0371	1.8709 ± 1.9934	0.06 ± 0.19
$^3P_0$	$\rho^o(770)\gamma$	E1			
	$\rho^o(770)\gamma$	E3			≤ 0.3
	$b_1^\pm\pi^\mp$	1 1			
$^3P_1$	$\rho^o(770)\gamma$	E1			
	$\rho^o(770)\gamma$	E3			
	$\rho^\pm(770)\pi^\mp$	1 0			
	$\rho^\pm(770)\pi^\mp$	1 2			≤ 0.3
	$b_1^\pm(1235)\pi^\mp$	1 1			
	$a_2^\pm(1320)\pi^\mp$	2 1			
$^3P_2$	$\rho^o(770)\gamma$	E1			
	$\rho^o(770)\gamma$	E3			
	$\rho^\pm(770)\pi^\mp$	1 2			≤ 0.3
	$b_1^\pm(1235)\pi^\mp$	1 1			
	$a_2^\pm(1320)\pi^\mp$	2 1			

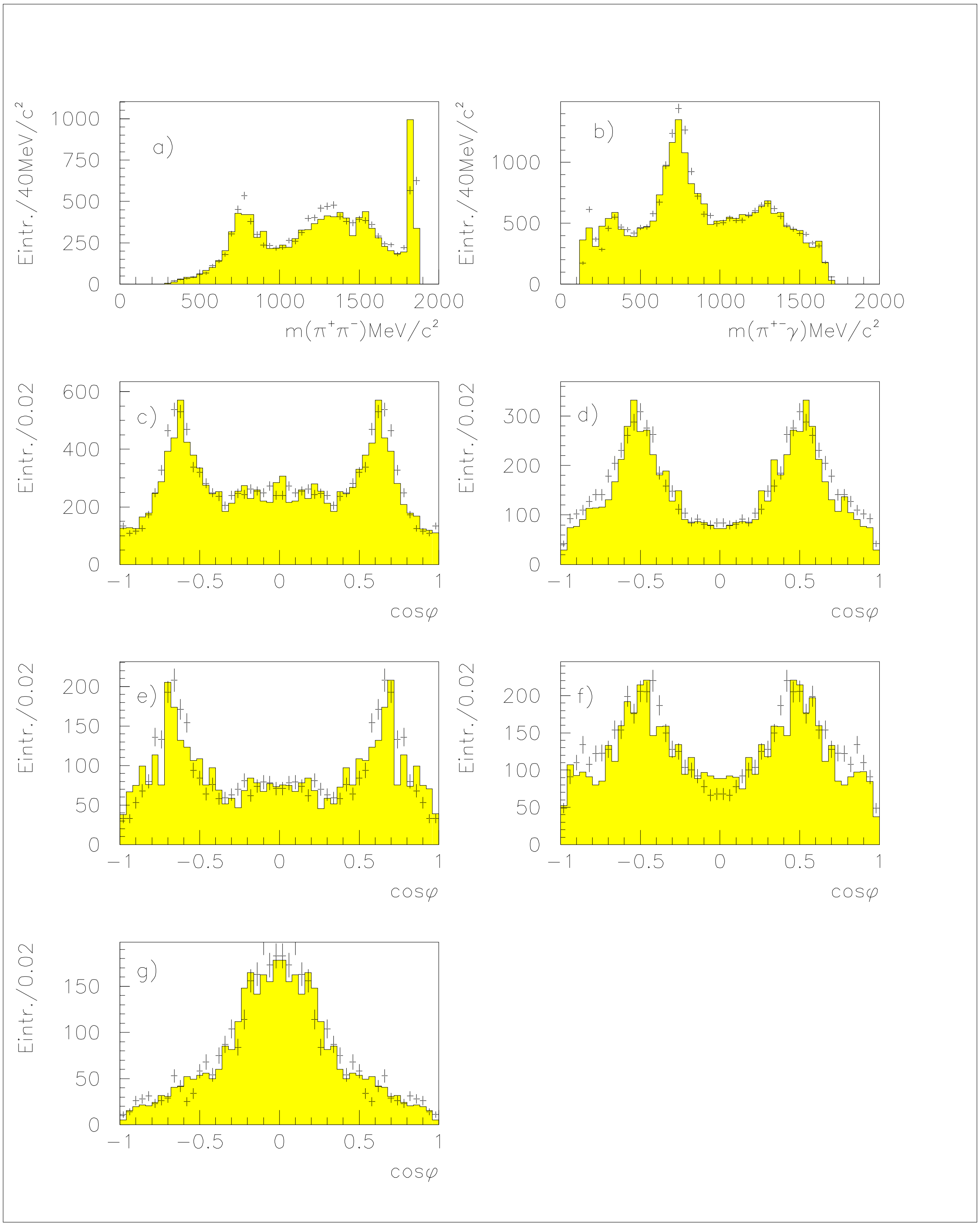

Abbildung 4.20: Ergebnisse der $\pi^+\pi^-\gamma$-Partialwellenanalyse im P-Wellenmodell
a): invariante $\pi^+\pi^-$-Masse,
b): invariante $\pi^\pm\gamma$-Masse,
c): Winkelverteilung für $m_{\pi^\pm\gamma} = (770 \pm 130) MeV/c^2$,
d): Winkelverteilung für $m_{\pi^\pm\gamma} = (1275 \pm 130) MeV/c^2$,
e): Winkelverteilung für $m_{\pi^+\pi^-} = (770 \pm 130) MeV/c^2$,
f): Winkelverteilung für $m_{\pi^+\pi^-} = (1270 \pm 160) MeV/c^2$,
g): Winkelverteilung für $m_{\pi^+\pi^-} = (1520 \pm 100) MeV/c^2$

Tabelle 4.18: Ergebnisse der $\pi^+\pi^-\gamma$-Dalitzplotanalyse im P-Wellenmodell.

Übergang	Relativer Anteil [%]
Signal	
$\bar{p}p(^3S_1) \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma_{brems}$	$8.19 \pm 0.56\%$
$\bar{p}p(^1S_0) \rightarrow \rho^o(770)\gamma$	$2.01 \pm 0.48\%$
$\bar{p}p(^1S_0) \rightarrow \rho^o(1450)\gamma$	$0.25 \pm 0.24\%$
$\bar{p}p(^1S_0) \rightarrow \rho^o(1700)\gamma$	$0.19 \pm 0.20\%$
$\bar{p}p(^3S_1,^1P_1) \rightarrow (\pi^\pm\pi^\mp)_{l=0}\gamma$	$1.90 \pm 0.51\%$
$\bar{p}p(^3S_1,^1P_1) \rightarrow f_2(1270)\gamma$	$1.58 \pm 0.52\%$
$\bar{p}p(^3S_1) \rightarrow X_0(1520)\gamma$	$1.36 \pm 0.26\%$
$\bar{p}p(^1S_0,^3S_1,^1P_1) \rightarrow \rho^\pm(770)\pi^\mp$	$1.45 \pm 0.37\%$
$\bar{p}p(^3S_1,^1P_1) \rightarrow b_1^\pm(1235)\pi^\mp$	$0.68 \pm 0.44\%$
$\bar{p}p(^3S_1,^1P_1) \rightarrow a_2^\pm(1320)\pi^\mp$	$2.48 \pm 0.43\%$
Untergrund	
$\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^o$	$70.21 \pm 0.79\%$
$\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$	$0.77 \pm 0.11\%$
$\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-$	$7.82 \pm 0.26\%$
Summe	$98.89 \pm 1.57\%$
χ^2_{red}	1.46

4.3.6 Ergebnisse und Diskussion

Um aus den vorher bestimmten relativen Anteilen der einzelnen Amplituden an der Zahl der Gesamtereignisse absolute Verzweigungsverhältnisse zu bestimmen, bedarf es der Normierung des hier verwendeten Datensatzes.

Normierung auf die Anzahl der $\rho^o\pi^o$-Ereignisse

Um die Anzahl der tatsächlich stattgefundenen $\bar{p}p$-Annihilationen zu bestimmen, findet der analysierte $\pi^+\pi^-\pi^o$-Datensatz Verwendung. Unter Vernachlässigung quantenmechanischer Interferenzen kann die Anzahl der $\rho^o\pi^o$-Ereignisse durch auszählen des ρ-Signals bestimmt werden. Man findet (23579 ± 489) Ereignisse. Mit einer Nachweiswahrscheinlichkeit von $(15.09 \pm 0.16)\%$ ergeben sich (156256 ± 3640) ursprüngliche $\rho^o\pi^o$-Ereignisse. Bei einem Datensatz von 3567771 Zweispurereignissen bedeutet dies ein Verzweigungsverhältnis von $(4.38 \pm 0.10) \cdot 10^{-2}$. Ein Vergleich mit dem bekannten $\rho^o\pi^o$-Verzweigungsverhältnis von $(1.6 \pm 0.1) \cdot 10^{-2}$ [26] liefert als Normierungsfaktor für die Zweispurereignisse:

$$\eta(2P) = \frac{1.6}{4.38} = 0.365 \pm 0.024$$

Im Vergleich zu früheren Messungen von $\eta(2P)$, 0.43 ± 0.01 [48], [24], stellt diese Zahl einen wesentlich kleineren Wert dar, dies ist jedoch aufgrund der von 100% unterschiedlichen Akzeptanz des Zweispurtriggers zu erwarten. Ein Vergleich liefert eine Akzeptanz des Triggers von 85%, was durchaus realistisch ist. Die 3567771 Zweispurereignisse entsprechen also (9774715 ± 642742) $\bar{p}p$-Annihilationen.

Absolute Verzweigungsverhältnisse

Mit der im vorherigen Abschnitt bestimmten Anzahl der $\bar{p}p$-Annihilationen kann die Anzahl der gesamten $\pi^+\pi^-\gamma$-Ereignisse normiert werden. Es ergibt sich ein Verzweigungsverhältnis von:

$$BR(\pi^+\pi^-\gamma) = \frac{N_{\pi^+\pi^-\gamma}}{\epsilon_{\pi^+\pi^-\gamma} \cdot N_{\bar{p}p}} = (4.1 \pm 0.3) \cdot 10^{-3}$$

Wobei obiges Verzweigungsverhältnis den Untergrund aus anderen Kanälen miteinschließt, also nicht als echtes Verzweigungsverhältnis in reine $\pi^+\pi^-\gamma$-Endzustände zu verstehen ist. Dem Fehler von $0.3 \cdot 10^{-3}$, der sich aus der Statistik der verwendeten Daten ergibt, wird ein systematischer Fehler der Monte-Carlo-Simulation zugeschlagen. In Kapitel 3 wurde dieser systematische Fehler zu 5.5% bestimmt, da sich die Simulation der geladenen Spuren problematischer darstellt, wird dieser Fehler auf 10% erhöht.

$\underline{\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma_{brems}}$: Die 8.19% Anteil der Bremsstrahlungsamplitude an der Gesamtzahl der rekonstruierten $\pi^+\pi^-\gamma$-Ereignisse entspricht damit einem Verzweigungsverhältnis von:

$$BR(\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma_{brems}) = (3.4 \pm 0.2_{stat} \pm 0.4_{syst}) \cdot 10^{-4}$$

wobei 0.2_{stat} für den statistischen Fehler aus der Partialwellenanalyse und 0.4_{syst} für den systematischen Fehler aus der Normierung steht. Ein Vergleich mit der in Kapitel 4.1.3 berechneten Zahl von $(2.7 \pm 0.1) \cdot 10^{-4}$ zeigt befriedigende Übereinstimmung innerhalb der Fehler.

$\underline{\bar{p}p \rightarrow \rho^\pm(770)\pi^\mp \rightarrow \pi^\pm\gamma\pi^\mp}$: Das bereits bekannte Verzweigungsverhältnis für $\bar{p}p \rightarrow \rho^\pm(770)\pi^\mp$ beträgt $(3.0 \pm 0.3) \cdot 10^{-2}$ [44] Ein Vergleich mit dem hier bestimmten Verzweigungsverhältnis von $(6.0 \pm 1.5_{stat} \pm 0.7_{syst}) \cdot 10^{-5}$ liefert das Verzweigungsverhältnis radiativer $\rho^\pm(770)$-Zerfälle:

$$BR(\rho^\pm(770) \rightarrow \pi^\pm\gamma) = \frac{6.0 \cdot 10^{-5}}{3.0 \cdot 10^{-2}} = (2.0 \pm 0.6) \cdot 10^{-3}$$

Ein Vergleich mit der bereits in einem früheren Experimente gemessenen Zahl von $(4.5 \pm 0.5) \cdot 10^{-4}$ [24] macht eine Abweichung von über einem Faktor vier deutlich. Es kann also nicht ausgeschlossen werden, daß Untergrundereignisse aus dem Zerfall $\rho^\pm \rightarrow \pi^\pm\pi^o$ als radiative Zerfälle fehlinterpretiert werden. Allerdings liegt der hier gemessene Wert nur circa 2.5 Standardabweichungen von der früheren Messung entfernt.

<u>$\bar{p}p \rightarrow b_1^{\pm}(1235)\pi^{\mp} \rightarrow \pi^{\pm}\gamma\pi^{\mp}$:</u> Analog zum vorherigen Abschnitt kann das Verzweigungsverhältnis radiativer $b_1^{\pm}(1235)$-Zerfälle berechnet werden. Aus einer früheren Messung von $\bar{p}p \rightarrow b_1^{\pm}(1235)\pi^{\mp}$ mit einem Verzweigungsverhältnis von $(1.96\pm0.27)\cdot10^{-2}$ und der hier bestimmten Zahl von $(2.8\pm1.8_{stat}\pm0.3_{syst})\cdot10^{-5}$ findet man für $BR(b_1^{\pm}(1235) \rightarrow \pi^{\pm}\gamma)$:

$$BR(b_1^{\pm}(1235) \rightarrow \pi^{\pm}\gamma) = \frac{2.8\cdot10^{-5}}{1.96\cdot10^{-2}} = (1.4\pm0.9)\cdot10^{-3}$$

Die bisherige Messung ist mit $(1.5\pm0.4)\cdot10^{-3}$ in ausgezeichneter Übereinstimmung.

<u>$\bar{p}p \rightarrow a_2^{\pm}(1320)\pi^{\mp} \rightarrow \pi^{\pm}\gamma\pi^{\mp}$:</u> Das Verzweigungsverhältnis für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow a_2^{\pm}(1320)\pi^{\mp}$ beträgt $(2.83\pm0.31)\cdot10^{-2}$. Die hier bestimmte Zahl lautet $(1.02\pm0.18_{stat}\pm0.12_{syst})\cdot10^{-4}$. Damit wird $BR(a_2^{\pm}(1320) \rightarrow \pi^{\pm}\gamma)$ berechnet:

$$BR(a_2^{\pm}(1320) \rightarrow \pi^{\pm}\gamma) = \frac{1.01\cdot10^{-4}}{2.83\cdot10^{-2}} = (3.6\pm0.9)\cdot10^{-3}$$

Die bisher gemessene Zahl von $(2.7\pm0.5)\cdot10^{-3}$ zeigt innerhalb der Fehler wieder gute Übereinstimmung.

<u>$\bar{p}p \rightarrow \rho^o(770)\gamma$:</u> Für den radiativen Übergang in $\rho^o(770)$ findet man:

$$BR(\bar{p}p \rightarrow \rho^o(770)\gamma) = (8.2\pm2.0_{stat}\pm1.0_{syst})\cdot10^{-5}$$

Vorhersagen des in Kapiel 3 vorgestellten Vektormesonen-Dominanzmodells ergeben für $cos\beta = -1 : 1.2\cdot10^{-6}$ und für $cos\beta = +1 : 6.2\cdot10^{-5}$. Diese Messung liegt also an der oberen Grenze der Erwartung. Das Verhältnis $BR(\bar{p}p \rightarrow \rho^o(770)\gamma)$ zu $BR(\bar{p}p \rightarrow \rho^o(770)\pi^o)$ berechnet sich zu:

$$R = \frac{BR(\bar{p}p \rightarrow \rho^o(770)\gamma)}{BR(\bar{p}p \rightarrow \rho^o(770)\pi^o)} = (5.2\pm1.4)\cdot10^{-3}$$

In sehr guter Übereinstimmung mit der naiven Erwartung von in etwa einem Faktor $\alpha = 7.3\cdot10^{-3}$ (siehe Kapitel 3).

Die Produktion höherer ρ^o-Zustände scheint nicht zum beobachteten Signal beizutragen, die oberen Grenzen liegen hier bei $3\cdot10^{-5}(95\%Cl)$.

<u>$\bar{p}p \rightarrow X\gamma$ **mit** $X = (\pi^{\pm}\pi^{\mp})_{l=0}, f_2(1270)$ **und** $X_0(1520)$:</u> Aus Tabelle 4.18 können die folgenden Verzweigungsverhältnisse berechnet werden:

$$BR(\bar{p}p \rightarrow \gamma(\pi^{\pm}\pi^{\mp})_{l=0}) = (7.8\pm2.1_{stat}\pm1.0_{syst})\cdot10^{-5}$$

$$BR(\bar{p}p \rightarrow \gamma f_2(1270) \rightarrow \gamma\pi^{\pm}\pi^{\mp}) = (6.5\pm2.1_{stat}\pm0.8_{syst})\cdot10^{-5}$$

$$BR(\bar{p}p \to \gamma X_0(1520) \to \gamma\pi^\pm\pi^\mp) = (5.6 \pm 1.1_{stat} \pm 0.7_{syst}) \cdot 10^{-5}$$

Ein Vergleich dieser Verzweigungsverhältnisse mit den in der $\pi^o\pi^o\gamma$-Analyse bestimmten Zahlen zeigt innerhalb der Fehler sehr gute Übereinstimmung, wobei zu berücksichtigen ist, daß aufgrund des Zerfalls in $\pi^\pm\pi^\mp$ ein Faktor zwei gegenüber dem Zerfall in $\pi^o\pi^o$ in das Verzweigungsverhältnis eingeht. Eine ebenfalls durchgeführte Analyse, bei der das $X_0(1520)$ durch das in einer $\pi^+\pi^-\pi^o$-Analyse gesehene $X_2(1565)$ [3] ersetzt wurde, zeigt nur geringe quantitative Unterschiede.

Die Einführung radiativer Übergänge und radiativer Mesonzerfälle erlaubt eine wesentlich verbesserte Beschreibung des $\pi^+\pi^-\gamma$-Endzustandes. Dabei führt vor allem die Hinzunahme einer Bremsstrahlungsamplitude zu merklichen Verbesserungen in der Beschreibung der invarianten Massen. Die Einführung radiativer Mesonzerfälle erscheint notwendig und wird für das $b_1^\pm(1235)$ und das $a_2^\pm(1320)$ auch quantitativ richtig wiedergegeben. Die Frage nach der Existenz radiativer Zerfälle $\bar{p}p \to \gamma X$ mit $X \to \pi^+\pi^-$ kann im Rahmen der hier zur Verfügung stehenden Statistik nicht eindeutig geklärt werden. Wie bei der Analyse des $\pi^o\pi^o\gamma$-Endzustandes ergeben sich keine Hinweise auf weitere mögliche Baryoniumzustände mit einem Verzweigungsverhältnis von $\geq 10^{-5}$ pro Annihilation.

Kapitel 5

Die Reaktion $\bar{\text{p}}$p$\rightarrow \phi\gamma$

5.1 Theoretische Grundlagen

5.1.1 Das naive Quarkmodell und die OZI-Regel

Das naive Quarkmodell (NQM) faßt das Proton als ein System von ausschließlich u- und d-Quarks auf. Unter Hinzunahme der Regel von Okubo, Zweig und Iizuka (OZI) sollten Übergänge wie in Abbildung 5.1a mit externen $\bar{s}s$-Quarklinien stark unterdrückt sein gegenüber denen, bei denen keine externen Quarklinien vorkommen (Abb. 5.1b).

Das ϕ ist allerdings kein reiner $\bar{s}s$-Zustand, sondern stellt ebenso wie das ω eine Überlagerung dar:

$$|\omega\rangle = cos\theta|\frac{\bar{u}u + \bar{d}d}{\sqrt{2}}\rangle + sin\theta|\bar{s}s\rangle$$

$$|\phi\rangle = -sin\theta|\frac{\bar{u}u + \bar{d}d}{\sqrt{2}}\rangle + cos\theta|\bar{s}s\rangle$$

Dabei ist θ der Mischungswinkel, der aus der quadratischen Gell-Mann-Okubo Massenformel zu $\theta = 3.7°$ bestimmt wurde. Es ist also möglich, daß der geringe Anteil an $\bar{u}u$ und $\bar{d}d$ Paaren im ϕ an das Proton koppelt. Mit dieser Annahme kann man zum Beispiel das folgende Verhältnis zweier Produktionsraten berechnen:

$$\frac{BR(\bar{p}p \rightarrow \omega X)}{BR(\bar{p}p \rightarrow \phi X)} = tan^{-2}(\theta) \approx 240$$

Betrachtet man jedoch in Abbildung 5.2 die dort aufgetragenen Verhältnisse für verschiedene Mesonen X, so stellt man fest, daß obiges Verhältnis häufig unterschritten wird, die OZI-Regel also verletzt ist [49] [26].

Die Ergebnisse in Abbildung 5.2 lassen sich in drei Gruppen einteilen: Einige der relativen Verzweigungsverhältnisse sind (beinahe) in Übereinstimmung mit der Erwartung

Abbildung 5.1: a): Quarkliniendiagramm mit externer Quarklinie in der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \phi\pi^o$ (OZI-verboten); b): ohne externe Quarklinie in der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow K^*\bar{K}$ (OZI-erlaubt).

nach der OZI-Regel, zumindest innerhalb eines Faktors zwei, wie zum Beispiel $R_{\pi\pi}$. Einige der Verhältnisse sind um einen Faktor 10 größer als erwartet, zum Beispiel R_ω und schließlich gibt es eine Gruppe von Meßpunkten,R_π, die beinahe um zwei Größenordnungen über der Erwartung liegen.

Abbildung 5.2: Verschiedene Verhältnisse von Produktionsraten $BR(\omega X)/BR(\phi X)$.

5.1.2 Seltsamkeit im Proton

Das NQM liefert ein gutes generelles Bild der Struktur von Hadronen bei großen Abständen bzw. kleinen Impulsüberträgen Q^2, während Experimente bei kleinen Abständen neben drei Valenzquarks die Existenz zusätzlicher Konstituenten, eines Sees aus Quark-Antiquark-Paaren (u,d und s) sowie Gluonen deutlich werden lassen. Zwei experimentelle Ergebnisse der letzten Jahre lassen jedoch vermuten, daß diese Konstituenten bereits bei großen Abständen (also kleinem Q^2) von Bedeutung sind:

Ein erster Hinweis hierauf stammt aus der Messung des sogenannten $\pi - N$ σ-Terms [50], der folgendermaßen definiert ist:

$$\sigma_{\pi N} = \frac{1}{2}(m_u + m_d)\langle p|(\bar{u}u + \bar{d}d)|p\rangle$$

und den u- und d-Quark-Inhalt des Protons mißt. Die Messung [50] zeigt, daß der σ-Term ungefähr einen Faktor zwei größer ist als man es aus der Gell-Mann-Okubo Massenformel unter der Annahme eines verschwindenden s-Quark-Inhaltes im Proton, $\langle p|\bar{s}s|p\rangle = 0$, welche durch das NQM motiviert wird, erwartet. Dieser Faktor zwei kann dadurch erklärt werden, daß von einem nicht verschwindenden s-Quark-Anteil im Proton ausgegangen wird. Eine Berechnug dieses Anteils aus den Ergebnissen der Messung liefert:

$$\frac{\langle p|\bar{s}s|p\rangle}{\langle p|(\bar{u}u + \bar{d}d + \bar{s}s)|p\rangle} \approx 0.21$$

Einen weiteren Hinweis auf einen nichtverschwindenden s-Quark-Anteil im Proton liefert eine Messung der EMC-Kollaboration [51]. Das EMC-Experiment untersucht die tief inelastische Streuung von polarisierten Myonen an Protonen. Definiert man das Spindichtemoment eines bestimmten *flavours* als:

$$\Delta q = \int_0^1 (q\downarrow(x) - q\uparrow(x))dx$$

so findet EMC als überraschendes Ergebnis:

$$|\frac{\Delta s}{\Delta u}| \approx 0.25, \quad |\frac{\Delta s}{\Delta d}| \approx 0.45$$

und

$$\Delta u + \Delta d + \Delta s \approx 0$$

Gemäß dieser Gleichung ist die Summe der Spinanteile der einzelnen Quark-*flavours* im Proton gleich Null, was im grassen Gegensatz zum NQM steht. Dies wird als die sogenannte 'Spinkrise' des Protons bezeichnet. Diese Resultate lassen auf einen hohen Anteil zumindest der Gluonen am Gesamtspin schließen. Ob hierzu jedoch auch ein nennenswerter Anteil durch s-Quarks beiträgt, ist nicht eindeutig geklärt.

Außer diesen experimentellen Hinweisen zeigen Berechnungen des Baryonenmassenspektrums im Rahmen von Gittereichtheorien (LGT), daß s-Quarks in Form von sog. Quarkschleifen zu berücksichtigen sind [51].

Die oben genannten Hinweise lassen den Schluß zu, daß zur Beschreibung der Nukleonen ein Modell wie das NQM, welches sich nur auf u- und d-Quarks beschränkt, unzureichend ist. Die Frage nach dem Strangeness-Gehalt im Proton ist jedoch offen.

5.1.3 Theoretische Ansätze zur Erklärung der Verletzung der OZI-Regel

In diesem Abschnitt soll ein kurzer Überblick über existierende Erklärungsversuche zur Verletzung der OZI-Regel gegeben werden

Kopplung über Seequarks: Diese Erklärung von *Ellis et al.* [51] führt die Anreicherung von Zerfallskanälen mit ϕ-Mesonen im Endzustand auf die Kopplung des ϕ an den $\bar{s}s$-See des Protons zurück. Eine Verletzung der OZI-Regel im eigentlichen Sinne wird somit also umgangen. Gegen diese Theorie spricht, daß sie die Variation in den einzelnen Verhältnissen (siehe Abbildung 5.2) nicht zu erklären vermag.

KK-Streuung: *S. Furui* [52] führt die Anreicherung auf OZI-erlaubte Zerfälle in K^*K (siehe 5.1.1) und anschließender KK-Streuung zurück. So wird zum Beispiel der Zerfall $\bar{p}p \to \phi\pi^o$ dadurch erklärt, daß das ursprünglich entstandene K^* in $K\pi^o$ zerfällt und sich anschließend durch KK-Streuung ein ϕ-Meson bildet. Dieser Erklärungsversuch ist jedoch nur auf einige spezielle Zerfälle anwendbar.

Kopplung des Protoniums an einen resonanten qq$\bar{\text{q}}\bar{\text{q}}$-Zustand: Eine weitere Alternative zur Erklärung der unerwartet großen Verzweigunsverhältnisse von Reaktionen des Typs $\bar{p}p \to \phi X$ wird von *Dover* und *Fishbane* gegeben [53]. Ihr Vorschlag sieht einen resonanten $q^2\bar{q}^2$ Zwischenzustand vor, der einen Anteil an $\bar{s}s$-Quarks enthält. Die von *Dover* und *Fishbane* vorgeschlagene Kopplung an einen Zustand aus vier Quarks würde die Anreicherung auf spezielle Kanäle beschränken, z.B. auf Annihilationen aus dem Spintriplett des $\bar{p}p$-Grundzustandes in $\phi\pi^o$, nicht aber in $\phi\gamma$ (siehe unten). Der geforderte exotische Zwischenzustand wird mit dem C(1480) identifiziert, welches in neueren Experimenten jedoch nicht bestätigt werden konnte [49]. Dem C werden die Quantenzahlen 1^{--} zugeschrieben, über einen C-Zustand mit der exotischen Quantenzahl 1^{-+} wird spekuliert. Nach dieser Theorie wird der Zerfall in $\phi\gamma$ gegenüber dem Zerfall in $\phi\pi^o$ unterdrückt, da die Quantenzahlen 1^{--} für das $\phi\gamma$-System nicht möglich sind, bzw. 1^{-+} im $\bar{p}p$-System nicht vorliegt.

In Abbildung 5.3 sind die verschiedenen Erklärungen zur radiativen Enstehung eines ϕ-Mesons dargestellt.

Abbildung 5.3: Quarkliniendiagramme zur radiativen $\bar{\mathrm{p}}\mathrm{p}$-Annihilaton in ein ϕ-Meson. a): OZI-verbotenes Diagramm; b): a) im Vektormeson-Dominanzmodell; c): OZI-erlaubte Entstehung über den geringen u- und d-Quarkanteil im ϕ; d): Entstehung aus Seequarks und e): OZI-erlaubte Produktion über K^*K oder einen $\bar{\mathrm{q}}\mathrm{q}\bar{\mathrm{s}}\mathrm{s}$-Zwischenzustand.

5.1.4 Quantenzahlen relevanter Zerfallskanäle und Ausgangszustände

Neutrale K-Mesonen zerfallen in zwei oder drei Pionen oder in ein Pion und zwei Leptonen. Da sich hierbei die Seltsamkeitsquantenzahl um $\Delta S \pm 1$ ändert, können diese Zerfälle nicht von der starken oder elektromagnetischen sondern nur von der die Seltsamkeit nicht respektierenden schwachen Wechselwirkung bewirkt werden. Da beide neutrale K-Mesonen (K° und $\bar{K}^\circ$) diese Zerfälle zeigen, kann die schwache Wechselwirkung in Prozessen höherer Ordnung auch Übergänge zwischen K° und $\bar{K}^\circ$ induzieren. Der Zerfall von K° und $\bar{K}^\circ$ kann also nicht separat betrachtet werden, vielmehr muß man das Zweizustandssystem (K°-$\bar{K}^\circ$) als Ganzes betrachten.
Die schwache Wechselwirkung erhält weder die Parität P noch die Ladungskonjugation C, jedoch - in gewissen Grenzen - die Eigenwerte der Hintereinanderausführung $\hat{CP}$. Es liegt daher nahe, Eigenzustände des CP-Operators zu betrachten. Mit

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

und

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

ergeben sich die Eigenzustände zu

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

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

Gilt CP-Invarianz so können keine Übergänge zwischen $K_1^\circ>$ und $K_2^\circ>$ auftreten. Jeder dieser Zustände hätte demnach separate Zerfallsmoden und -dauern. In der Tat kann experimentell ein kurzlebiges in zwei Pionen zerfallendes K_S° und ein langlebigeres in drei Pionen zerfallendes K_L° beobachtet werden. Unter der Annahme, daß CP erhalten bleibt, kann daher ersteres mit dem $CP = +1$ -Eigenzustand letzteres mit dem $CP = -1$ -Eigenzustand identifiziert werden:

$$|K_S^\circ> \;=\; |K_1^\circ>$$

$$|K_L^\circ> \;=\; |K_2^\circ>$$

In den 60er Jehren wurde nun allerdings gezeigt, daß das langlebige K-Meson auch in zwei Pionen zerfällt, und damit, daß die schwache Wechselwirkung keine CP-Invarianz gewährleistet. Die daraus folgende Beimischung von K_2° zum K_S°-Zustand (und K_1° zum K_L°-Zustand) ist jedoch gering und für die hier angestellten Untersuchungen ohne Belang.

Die Superpositionen von K° und $\bar{K}^\circ$ sind auch Eigenzustände der Ladungskonjugation ($\hat{C}|K_S^\circ >= -|K_S^\circ>$, $\hat{C}|K_L^\circ >= |K_L^\circ>$), so daß man folgern kann: Wird in einem stark wechselwirkenden Prozeß ein $(K^\circ\bar{K}^\circ)$-System erzeugt, das vermittels eines $(K_S^\circ K_L^\circ)$-Paares beobachtet wird, so war dieses $(K^\circ\bar{K}^\circ)$-System in einem C-Eigenzustand mit negativer C-Parität.

Aus diesen Überlegungen resultieren die in Tabelle 5.1 angegebenen Qunatenzahlen relevanter Zerfallskanäle.

Durch Kombination von Tabelle 1.1 mit Tabelle 5.1 kann man die möglichen Ausgangszustände für die hier interessierenden Reaktionen finden. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.2 angegeben.

Tabelle 5.1: Quantenzahlen J^{PC} der Systeme $\phi\gamma$, $\phi\pi^o$ und $K_L K_S \pi^o$

L	$\phi\gamma$	$\phi\pi^o$	$K_L K_S \pi^o$
0	0^{++}, 1^{++},2^{++}	1^{+-}	1^{+-}
1	0^{-+}, 1^{-+},2^{-+},3^{-+}	0^{--}, 1^{--},2^{--}	0^{--}, 1^{--},2^{--}

Tabelle 5.2: Mögliche Ausgangszustände $^{2S+1}L_J$ für Zerfälle in $\phi\gamma$, $\phi\pi^o$ und $K_L K_S \pi^o$

$L_{p\bar{p}}$	$\phi\gamma$	$\phi\pi^o$	$K_L K_S \pi^o$
0	$^1S_0$	$^3S_1$	$^3S_1$
1	$^3P_0, ^3P_1, ^3P_2$	$^1P_1$	$^1P_1$

5.1.5 Winkelverteilungen der Zerfallsteilchen

Die Winkelverteilung der Kaonen im Ruhesystem des ϕ bezüglich seiner Impulsrichtung im Laborsystem ist nicht isotrop, sondern eine Funktion der Drehimpulse der beteiligten Teilchen. Da in flüssigem Wasserstoff die Annihilation aus der S-Welle überwiegt, kann man sich auf S-Anfangszustände beschränken, der einzig interessante Anfangszustand für $\phi\gamma$ ist somit $J^{PC} = 0^{-+}$.

Ein zur Beschreibung der Winkelverteilung nützlicher Formalismus relativistischer Tensoren stammt von *Rarita* und *Schwinger* [54] [55]:

ϕ und γ haben beide $J^{PC} = 1^{--}$, das Produkt der inneren Paritäten ändert sich also beim Übergang. Solche Amplituden werden als Pseudoskalar bezeichnet. Seien $P, \zeta, k, K, \bar{K}$ die Viererimpulse von Protonium, ϕ, γ, K und $\bar{K}$ und werde der Spin des ϕ durch den Vierervektor η und der Spin des Photons durch λ beschrieben. Die Spinvektoren sind dabei so definiert, daß im Ruhesystem des Teilchens ihre zeitliche Komponente null ist, während ihre räumlichen Komponenten die Spinrichtung angeben.

Für die Produktionsamplitude gilt damit:

$$A_{Prod} = \epsilon_{\alpha\beta\gamma\delta}\eta^\alpha\lambda^\beta k^\gamma\zeta^\delta$$

(Wegen $P = k + \zeta$ ist es egal, welche zwei der drei Vierervektoren P, ζ, k man in die Produktionsamplitude aufnimmt). $\epsilon_{\alpha\beta\gamma\delta}$ steht dabei für den total antisymmetrischen Einheitstensor. Der total antisymmetrische Tensor hat folgende Eigenschaften: $\epsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} = -\epsilon^{\alpha\beta\gamma\delta}$, $\epsilon_{0123} = 1$ und $\epsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} = \pm 1$ je nachdem, ob $\alpha\beta\gamma\delta$ eine gerade oder ungerade Permutation von 0123 ist.

Die Zerfallsamplitude für das ϕ stellt sich folgendermaßen dar:

$$A_{Zerf} = \eta\rho \qquad mit: \rho = K - \bar{K}$$

Die Gesamtamplitude ergibt sich aus dem Produkt der Produktionsamplitude und der Zerfallamplitude. Der Zwischenzustand ϕ hat drei Möglichkeiten der Spineinstellung.

Die Polarisationsrichtung des ϕ wird jedoch nicht beobachtet, daher wird über die drei Einstellungen von η summiert:

$$A = \sum_{m(\eta)} A_{Prod} A_{Zerf} = \epsilon_{\alpha\beta\gamma\delta}\eta^{\alpha}\lambda^{\beta}k^{\gamma}\zeta^{\delta}(\eta^{\mu}\rho_{\mu}) = \epsilon_{\alpha\beta\gamma\delta}(-g^{\alpha\mu} + \frac{\zeta^{\alpha}\zeta^{\mu}}{\zeta^2})\rho_{\mu}\lambda^{\beta}k^{\gamma}\zeta^{\delta} =$$

$$= -\epsilon_{\alpha\beta\gamma\delta}\rho^{\alpha}\lambda^{\beta}k^{\gamma}\zeta^{\delta}$$

$g^{\alpha\mu}$ stellt dabei den metrischen Tensor dar. Der zweite Summand verschwindet wegen $\zeta \cdot \rho$ =0, da im Ruhesystem des ϕ die zeitliche Komponente $\rho_0 = E_K - E_{\bar{K}} = 0$ gilt. Die Übergangswahrscheinlichkeit ist das Quadrat dieser Amplitude. Da die Polarisationsrichtung des Photons unbekannt ist, muß auch über diese zwei Spineinstellungen summiert werden.

$$\sum_{Spin(\gamma)} = \epsilon_{\alpha\beta\gamma\delta}\rho^{\alpha}\lambda^{\beta}k^{\gamma}\zeta^{\delta}\epsilon^{\mu\nu\sigma\tau}\rho_{\mu}\lambda_{\nu}k_{\sigma}\zeta_{\tau}$$

Dabei gilt:

$$\sum \lambda_{\beta}\lambda_{\nu} = -g_{\beta\nu}$$

und

$$\epsilon_{\alpha\beta\gamma\delta}\epsilon^{\mu\nu\sigma\tau} = -[\delta^{\mu}_{\alpha}\delta^{\sigma}_{\gamma}\delta^{\tau}_{\delta} + \delta^{\sigma}_{\alpha}\delta^{\tau}_{\gamma}\delta^{\mu}_{\delta} + \delta^{\tau}_{\alpha}\delta\gamma^{\mu}\delta^{\sigma}_{\delta} - \delta^{\sigma}_{\alpha}\delta^{\mu}_{\gamma}\delta^{\tau}_{\delta} - \delta^{\mu}_{\alpha}\delta^{\tau}_{\gamma}\delta^{\sigma}_{\delta} - \delta^{\tau}_{\alpha}\delta^{\sigma}_{\gamma}\delta^{\mu}_{\delta}]$$

Für die Übergangswahrscheinlichkeit gilt also:

$$W = \rho^2\zeta^2k^2 + (\rho\cdot\zeta)(\zeta\cdot k)(\rho\cdot k) + (\rho\cdot k)(\rho\cdot\zeta)(\zeta\cdot k) - (\rho\cdot\zeta)^2k^2 - \rho^2(\zeta\cdot k)^2 - (\rho\cdot k)^2\zeta^2$$

Da $k^2 = 0$ und $\zeta \cdot \rho = 0$ wird aus der Übergangswahrscheinlichkeit W:

$$W = -\rho^2(\zeta\cdot k)^2 - (\rho\cdot k)^2\zeta^2$$

Alle genannten Größen sind Lorentz- invariant, so daß die Produkte im einfachen Fall eines speziellen Bezugssystems ausgewertet werden können. Hier empfielt es sich in das Ruhesystem des ϕ zu gehen, dann gilt: $\rho = (0, \vec{\rho}), \rho^2 = -\vec{\rho}^2, \zeta^2 = m_{\phi}^2, \zeta \cdot k = m_{\phi}|\vec{k}|$ und $\rho \cdot k = -\vec{\rho}\cdot\vec{k}$; also:

$$W \propto \vec{\rho}^2\vec{k}^2 - (\vec{\rho}\cdot\vec{k})^2 \propto sin^2(\theta)$$

Die Berechnung der Winkelverteilung für die Reaktion $\bar{p}p \to \phi\pi^o$ liefert das gleiche Ergebnis. Eine mögliche Unterscheidung von gesuchter Reaktion $\bar{p}p \to \phi\gamma$ und Untergrundreaktion $\bar{p}p \to \phi\pi^o$ anhand der Winkelverteilung ist also nicht möglich.

5.1.6 Kinematik relevanter Zerfallskanäle

Analog zu der in Kapitel 3 vorgestellten Analyse ist auch bei dem hier untersuchten Zerfallskanal mit Untergrund vor allem aus den Reaktionen $\bar{p}p \to \phi\pi^o$ und $\bar{p}p \to K^*K$ zu rechnen. Wobei im Falle von $\phi\pi^o$ der Verlust eines Photons zu einer ähnlichen Signatur wie bei $\phi\gamma$ führt, während der Zerfall des K^* in $K\pi^o$ mit Verlust des niederenergetischen Photons aus dem π^o-Zerfall zu Untergrund im Endzustand $K\bar{K}\gamma$ führt.

Die Vorgehensweise bei der Analyse wird von der Kenntnis der Kinematik bestimmt, daher werden im folgenden die relevanten kinematischen Größen der interessierenden Zerfallskanäle vorgestellt. Die Berechnung erfolgte dabei analog zu den in Kapitel 3.2.2 angegebenen Formeln. In Tabelle 5.3 sind die interessierenden Größen angegeben.

Tabelle 5.3: Kinematik relevanter Zerfallskanäle; die zweiten Werte in der K^*-Spalte geben die Energien der Zerfallsteilchen im Falle von $K^* \rightarrow K\gamma$ an.

Energie in MeV	$\phi\gamma$	$\phi\pi^o$	K^*K
E_ϕ	1215.3	1210.4	
E_γ	661.7		
E_{π^o}		665.6	
E_{K^*}			1084.0
E_K			792.1
$E^{max}_{K von \phi}$	678.6	675.2	
$E^{min}_{K von \phi}$	536.7	535.3	
$E^{max}_{\gamma von \pi^o}$		658.6	
$E^{min}_{\gamma von \pi^o}$		6.9	
$E^{max}_{K von K^*}$			894.4/920.1
$E^{min}_{K von K^*}$			499.4/498.3
$E^{max}_{\pi^o/\gamma von K^*}$			584.6/590.7
$E^{min}_{\pi^o/\gamma von K^*}$			189.6/163.9
$E^{max}_{\gamma von \pi^o von K^*}$			576.7
$E^{min}_{\gamma von \pi^o von K^*}$			7.9

Auch hier wird wieder deutlich, daß die maximale Energie der Photonen bei asymmetrischen π^o-Zerfällen von $\phi\pi^o$ sehr nahe bei der Energie des Einzelphotons von $\phi\gamma$ liegt, ein ähnlich starker Untergrund wie bei den Reaktionen in Kapitel 3 ist also auch bei $\bar{p}p \rightarrow \phi\gamma$ zu erwarten.

5.2 Datenanalyse

5.2.1 Signatur des Kanals $\phi\gamma$

Als $\bar{s}s$-Meson zerfällt das $\phi(1020)$ vorzugsweise in Kaonen, die pionischen Zerfallskanäle sind stark unterdrückt:

$$\begin{array}{llll} \phi & \rightarrow & K^+K^- & 49\% \\ & \rightarrow & K_L^o K_S^o & 34\% \\ & \rightarrow & \pi^+\pi^-\pi^o & 15\% \end{array}$$

Die geringe Zerfallswahrscheinlichkeit in 3 Pionen ist eine Bestätigung der OZI-Regel, da Übergänge mit unterbrochenen Quarklinien unterdrückt sein sollen.

Die geladenen Pionen können ebenso wie die geladenen Kaonen nur schwach zerfallen, ihre mittlere Lebensdauer ist mit circa 10^{-8} s so lang, daß kein nennenswerter Anteil von ihnen noch innerhalb des Detektors zerfällt.

Das neutrale Kaon K_S^o zerfällt mit einer mittleren Lebensdauer von $0.89 \cdot 10^{-10}$ s in zwei geladene (68.6%) oder zwei neutrale Pionen (31.4%). Bei typischen Impulsen von einigen 100 MeV/c bedeutet das, daß der Zerfall des K_S^o einige Zentimeter vom Annihilationsvertex entfernt stattfindet, was nicht ohne Auswirkung auf die Meßwerte bleibt, da der Detektormittelpunkt wegen der Nichtbeobachtbarkeit von Teilchenspuren in neutralen Kanälen als Zerfallsvertex angenommen werden muß. Der Zwischenwinkel zweier Photonen aus dem π^o-Zerfall von Pionen aus dem K_S wird systematisch zu klein gemessen, da der tatsächliche Zerfall in der Regel in einiger Entfernung zum Detektormittelpunkt stattfinden wird. Dies führt zu einer systematisch um einige MeV/c^2 kleiner gemessenen π^o-Masse.

Die Lebensdauer des K_L^o beträgt etwa $5 \cdot 10^{-8}$ s, es ist daher zu erwarten, daß die Mehrzahl der K_L^o, bevor sie zerfallen, in das elektromagnetische Kalorimeter gelangen. Ein Teil von ihnen wird mit den CsJ-Kristallen hadronisch wechselwirken.

Die zu erwartende Signatur der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \phi\pi^o$ wird im Endzustand mit zwei geladenen Kaonen also zwei Spuren in der PWC und JDC und einen elektromagnetischen Schauer in den Kristallen des Kalorimeters zeigen, während der Zerfall in zwei neutrale Kaonen entweder zwei Spuren in den Kammern (im Falle von $K_s \rightarrow \pi^+\pi^-$) und einen elektromagnetischen Schauer im Kalorimeter oder 5 elektromagnetische Schauer in den Kristallen (im Falle von $K_s \rightarrow \pi^o\pi^o$) zeigt. In einigen Fällen, circa 50% (siehe weiter unten) wird ein zusätzliches PED aufgrund der Wechselwirkung des K_L mit den Kristallen auftreten. Aufgrund der wesentlich höheren Statistik an neutralen Ereignissen wird in der hier vorgestellten Analyse nur der Zerfall in den vollständig neutralen Endzustand betrachtet. Dabei wird verlangt, daß das K_L nicht wechselwirkt, seine Energie geht dem Ereignis also verloren, dies muß bei der weiteren Analyse berücksichtigt werden. Relevante Ereignisse zeigen also 5 PEDs und haben eine zwischen 535.6 und 679.7 reduzierte Gesamtenergie (siehe Tabelle 5.3).

5.2.2 Vorselektion der Daten

Um die sehr große Datenmenge in geeigneter Weise zu reduzieren wurde eine Vorselektion durchgeführt, welche zwar den Datensatz stark veringert, aber noch keine endgültige Selektion darstellt. Dabei wurde nach folgenden Selektionskriterien vorgegangen:

1. Zunächst werden all die Ereignisse verworfen, die aufgrund der Triggereffizienz von kleiner 100% noch geladene Spuren im Detektor zeigen.

2. Ein Reihe von Ereignissen zeigt keine Energieeinträge im Barrel, auch diese Ereignisse werden verworfen, ebenso *pileup*-Ereignisse (siehe Kapitel 3).

3. Um den gesamten möglichen $K_L K_S \gamma$-Phasenraum bei der Analyse abzudecken, werden aufgrund der bereits weiter oben besprochenen kinematischen Verhältnisse Ereignisse mit einer Energiesumme von mehr als 1500 MeV/c^2 oder weniger als 850 MeV/c^2 verworfen (siehe Tabelle 5.3).

4. Schließlich wird noch gefordert, daß das Ereignis genau 5 PEDs mit einer Mindestenergie von 20 MeV hat.

Aus der nach den Schnitten 1 und 2 verbleibenden Anzahl von Ereignissen kann mit den in Kapitel 3 bestimmten Normierungsfaktoren die Gesamtanzahl von $\bar{p}p$-Annihilationen berechnet werden. Die Ergebnisse der Vorselektion sind in Tabelle 5.4 angegeben.

Tabelle 5.4: Vorselektion des $K_L K_S \gamma$-Endzustandes.

Strahlzeit	Juni 1990	Juli 1990	November 1990	Summe
$\bar{p}p$-Annihilationen	29954982	79770657	105667866	215393505
Schnitt 3-4	35167	84308	92520	211995

5.2.3 Hauptanalyse

5.2.3.1 Der akzeptierte Raumwinkel

Analog zu der in Kapitel 3 vorgestellten Analyse wird auch hier der akzeptierte Raumwinkel auf $91\% \cdot 4\pi$ reduziert, um möglichst vollständige Ereignisse zu erhalten.

5.2.3.2 Split-Off Unterdrückung

Bei der Analyse des $K_L K_S \gamma$-Kanals ist ein Beitrag aus der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow K_L K_S$ mit einem zusätzlichen Ped aus Schauerfluktuationen zu erwarten. In einer Monte-Carlo-Studie konnte gezeigt werden, daß auch bei dieser Art von Ereignissen mit unvollständiger Energie das Prinzip der in Kapitel 4 vorgestellten Methode zur Reduktion solchen Split-Offs funktioniert. Vor den weiteren Analyseschritten wird daher eine Split-Off Unterdrückung auf die Daten angewandt.

5.2.3.3 Schnitt auf den Z-Impuls

Die Vorselektion auf Ereignisse mit unvollständiger Energie und unvollständigem Impuls bewirkt eine Anreicherung von Ereignissen, die ein oder mehrere Teilchen in Richtung der Strahlrohre verloren haben. Dies wird in Abbildung 5.4 deutlich, wo der Winkel des Gesamtimpulses zur Z-Achse ($cos\theta_{p_z}$) aufgetragen ist.

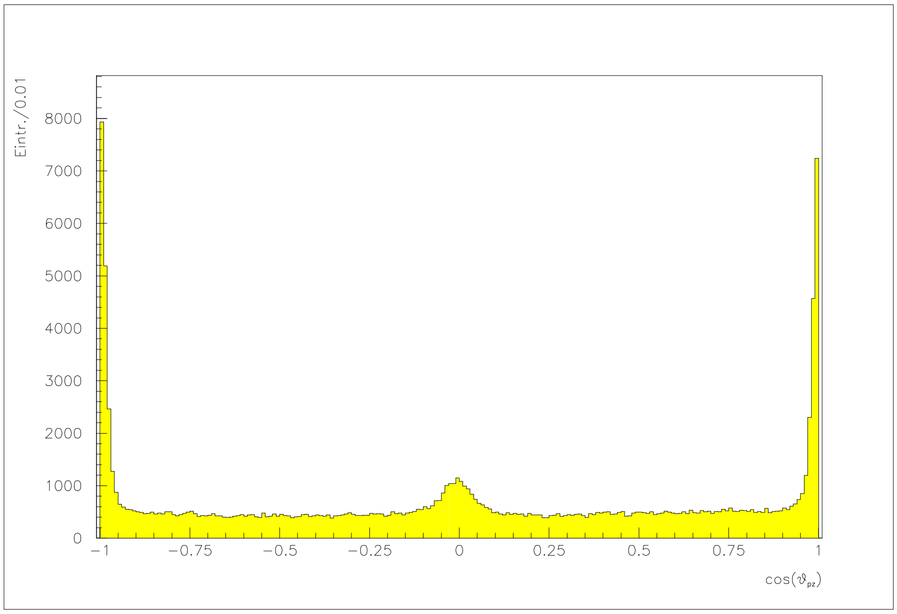

Abbildung 5.4: Winkel zwischen fehlendem Impuls und der Z-Achse.

Eine Anhäufung von Ereignissen bei Winkeln von 0^o und 180^o ist klar erkennbar. Da diese Ereignisse nicht zum hier interessierenden Endzustand passen, werden sie durch einen Schnitt auf $|cos\theta_{p_z}| \leq 0.9511$ ausselektiert. Dieser Schnitt entspricht gerade einem Winkel von 18° und schneidet damit die Öffnung im Kalorimeter einschließlich Kristall 13 heraus. In Abbildung 5.4 wird ebenfalls eine Anhäufung bei $cos\theta_{p_z} = 0$ deutlich, sie ist eine Folge der Alluminiumplatte zwischen den beiden Barrelhälften, welche als inaktives Material dazu führt, daß ein Teil der Energie nicht von den Kristallen erfaßt wird.

5.2.3.4 Schnitt auf K_L und K_S

Im folgenden Analyseschritt werden die Daten einem groben Schnitt auf das fehlende K_L unterzogen. Für echte $K_LK_S\gamma$ Ereignisse sollte das invariante Massenquadrat gebildet aus der fehlenden Energie und dem fehlenden Impuls eine Anhäufung beim Quadrat der Kaonmasse zeigen. Um also solche Ereignisse auszuselektieren, wird ein Schnitt auf die in Abbildung 5.5 aufgetragene fehlende Masse von $200MeV/c^2 \leq$ fehl.Masse $\leq 800MeV/c^2$ gesetzt.

Eine kleine Anhäufung in der interessierenden Massenregion ist sichtbar. Das K_S wird durch seine neutralen Zerfall in zwei Pionen nachgewiesen. Ein erster grober Schnitt auf die invariante Masse aller 4PED-Kombinationen mit $300MeV/c^2 \leq$ inv. 4PED-Masse $\leq 700MeV/c^2$ soll den interessierenden Endzustand anreichern. Betrachtet man in Abbildung 5.5 die invarianten 4PED-Massenkombinationen, so ist eine ausgeprägte Spitze bei $470MeV/c^2$ erkennbar. Aufgrund der weiter oben schon besprochenen Verschiebung

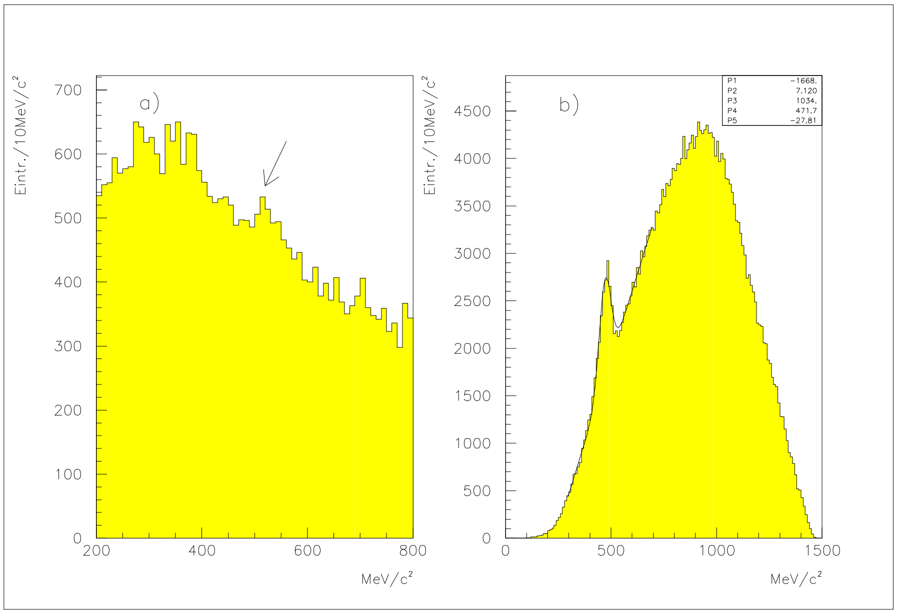

Abbildung 5.5: Fehlende Masse und invariante 4PED-Masse.

des Zerfallsvertex liegt die K_S-Masse einige MeV/c^2 unter der nominellen Masse von $497.7 MeV/c^2$.

5.2.3.5 Kinematische Anpassung

Die selektierten Ereignisse werden anschließend einer kinematischen Anpassung unterworfen. Dabei wird schrittweise vorgegangen, zunächst wird die Hypothese $K_L 5\gamma$ überprüft. Mit Energie- und Impulserhaltung und dem festgelegten Massenquadrat beträgt die Anzahl der Randbedingungen in diesem Fall fünf. Da jedoch vier Variablen völlig frei sind ($E_{K_L} p_{\vec{K}_L}$), also keinen Einfluß auf das χ^2 haben, ist das Problem 1fach überbestimmt, es handelt sich also um eine 1C-Anpassung.

Ereignisse, welche die 1C-Anpassung mit wenigstens 1% CL erfüllen, werden einer 3C-Anpassung mit der Hypothese $K_L \pi^o \pi^o \gamma$ unterzogen. Betrachtet man in Abbildung 5.6c die invariante $\pi^o \pi^o$-Masse der verbleibenden Ereignisse, so sieht man ein deutliches K_S-Signal über nur noch kleinem Untergrund. Das Signal liegt wie erwartet wieder einige MeV/c^2 unter dem Nominalwert und fällt zur Seite der niedrigeren Masse deutlich flacher ab. Dies ist darin begründet, daß die Überlebenswahrscheinlichkeit des K_S eine mit der Entfernung vom $\bar{p}p$-Annihilationsvertex exponentiell abnehmende Funktion ist und der verschobene K_S-Vertex, der für die zu klein gemessenen invarianten Massen verantwortlich ist, nicht in einheitlichem Abstand zum Detektormittelpunkt liegt.

Die Ereignisse werden anschließend einer $K_L K_S \gamma$-Anpassung unterworfen und solche Zerfälle, welche diese Hypothese mit einem CL von mehr als 10% erfüllen, werden als $K_L K_S \gamma$-Ereignisse akzeptiert, ihre Zahl entpricht in etwa der Anzahl der Einträge in der Spitze in Abbildung 5.6c.

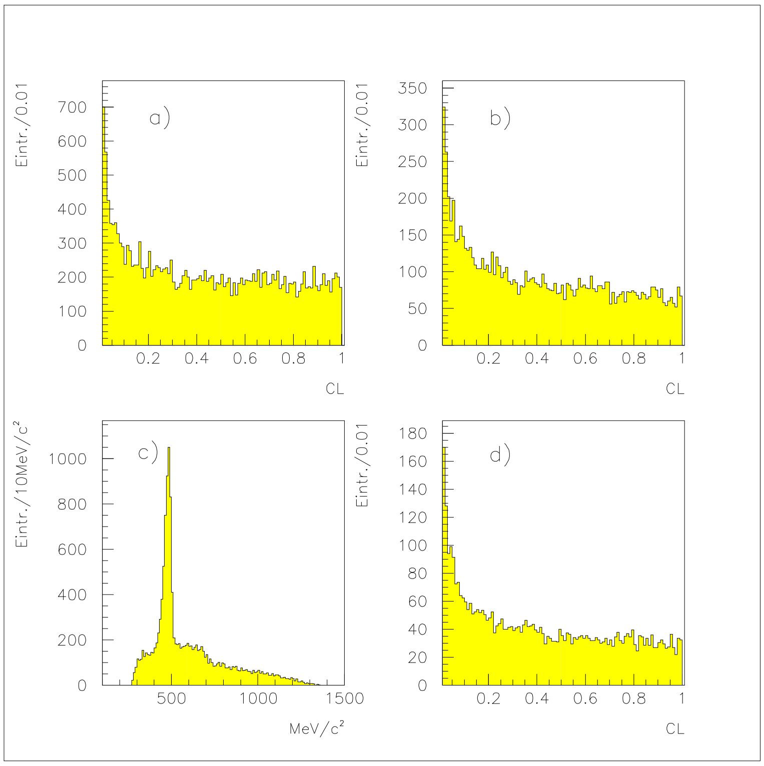

Abbildung 5.6: Ergebnisse der $K_L 5\gamma$ Anpassung; a): CL-Verteilung der $K_L 5\gamma$ Anpassung; b): CL-Verteilung der $K_L \pi^o \pi^o$ Anpassung; c): Invariante $\pi^o \pi^o$-Masse von $K_L \pi^o \pi^o$-Ereignissen und d): CL-Verteilung der $K_L K_S \gamma$ Anpassung.

5.2.3.6 Schnitt gegen $K_L K_S$-Ereignisse

Wie später noch besprochen werden wird, zeigen nur circa 50% aller Ereignisse kein wechselwirkendes K_L, 50% wechselwirken mit den Kristallen des Detektors und zeigen somit ein oder mehrere PEDs. $K_L K_S$-Ereignisse, die ein weiteres PED aufgrund solcher K_L-Wechselwirkungen zeigen, können zunächst nicht von echten $K_L K_S \gamma$-Ereignissen unterschieden werden, wenn die Energiedeposition des K_L klein genug ist, um die kinematische 1C-Anpassung zu erfüllen (wird zuviel Energie deponiert, fällt das Ereignis nicht mehr innerhalb des gesetzten Energiefensters von unter 1500 MeV). Um diese Art von Ereignissen zu unterdrücken, wird ein Schnitt in der zweidimensionalen Darstellung der Energie des K_S und des Zwischenwinkels zwischen K_L und fünftem PED angewendet.

Betrachtet man diese Darstellung in Abbildung 5.7a so wird eine Anhäufung bei großen K_S-Energien und Winkeln von $cos\theta = 1$ deutlich. Dies ist eine Folge der $K_L K_S$-Ereignisse, da deren K_S-Energie bei 938 MeV liegt und auch das PED aufgrund seiner Entstehung als Energiedeposition des K_L in die gleiche Richtung wie der K_L-Impuls weist. In Abbildung 5.7b und c sind die Projektionen aufgetragen, deutlich wird auch hier die starke Anhäufung bei hohen K_S-Energien und Winkeln von 0°. Solche eindeutig als $K_L K_S$ identifizierten Ereignisse werden durch ein geeignetes Polynom herausgeschnitten und verworfen. In Abbildung 5.7d,e und f ist die Auswirkung dieses Schnitts dargestellt.

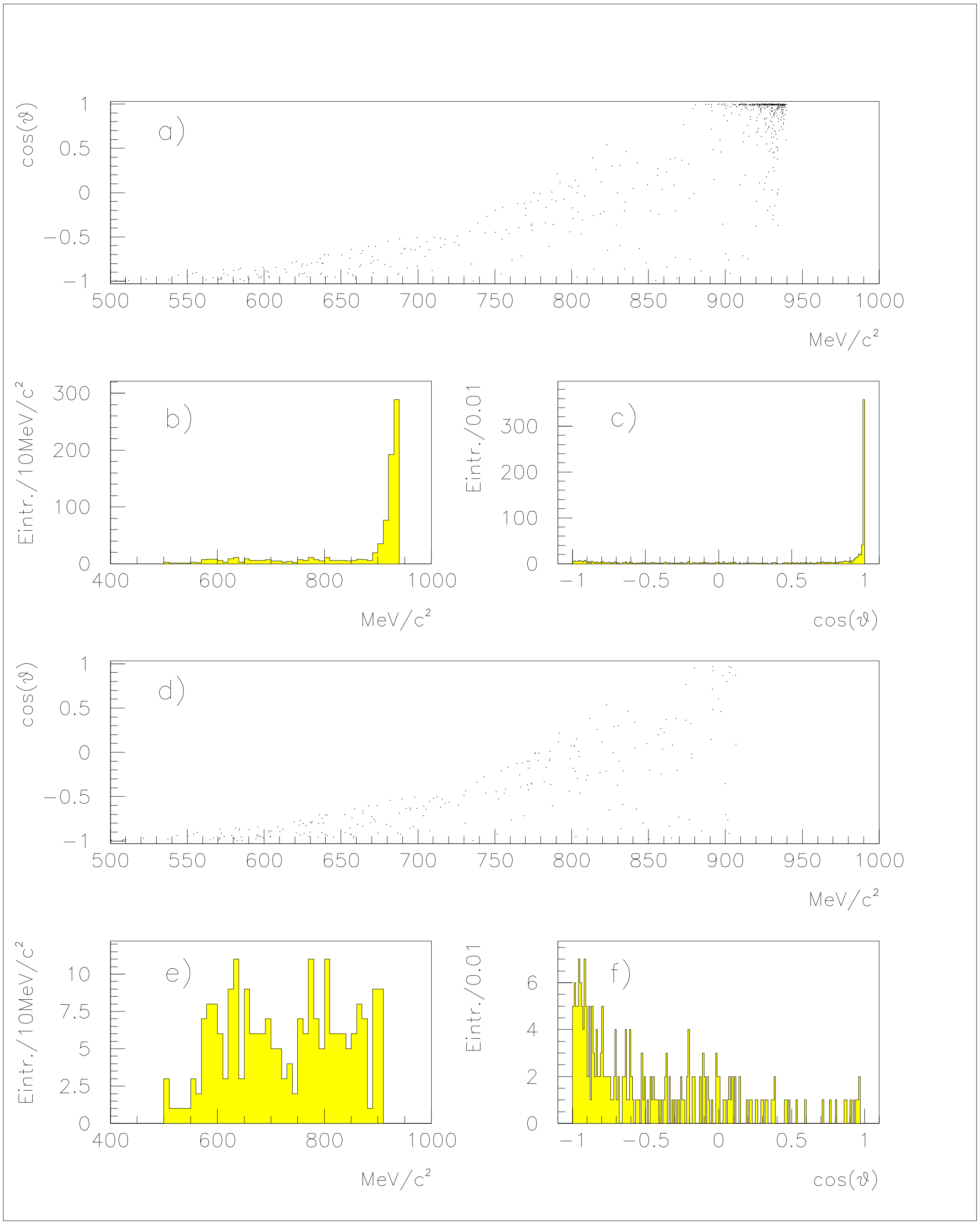

Abbildung 5.7: Schnitt gegen $K_L K_S$-Ereignisse; a): cos des Zwischenwinkels zwischen K_L und fünftem PED gegen K_S-Energie; b): K_S-Energie; c): cos des Zwischenwinkels zwischen K_L und fünftem PED; d):,e): und f): wie a):,b): und c): nach dem Schnitt auf $K_L K_S$-Ereignisse.

In Tabelle 5.5 sind alle besprochenen Schnitte noch einmal zusammengefaßt und die jeweilige Anzahl der verbleibenden Ereignisse für die Analyse bei einem PED-Schnitt von 20MeV angegeben.

Tabelle 5.5: Selektion des $K_L K_S \gamma$-Endzustands; Schnitte und Ereignisse bei einem PED-Schnitt von 20MeV.

Schnitt	Anzahl der Ereignisse	%
Vorselektion	211995	100.0
$91\% \cdot 4\pi$ Raumw.	154065	72.7
Split-Off	129929	61.3
$cos\theta_{p_z}$	96209	45.4
Fehl. Masse	59949	28.3
Inv. 4PED-Masse	44357	20.9
$K_L 5\gamma$-Hypo. ($CL \geq$ 1%)	17638	8.3
$K_L 2\pi^o \gamma$-Hypo.($CL \geq$ 1%)	9573	4.5
$K_L K_S \gamma$-Hypo.($CL \geq$ 10%)	2110	1.0
$K_L K_S$-Schnitt	905	0.4

5.3 Der $K_L K_S \gamma$ Dalitzplot

In Abbildung 5.8a ist der $K_L K_S \gamma$ Dalitzplot zu sehen, dabei wurde das invariante $K_L \gamma$-Massenquadrat gegen das invariante $K_S \gamma$-Massenquadrat aufgetragen. Deutlich werden zwei Bänder längs der Achsen und ein Diagonalband sichtbar. Das Diagonalband ist eine Folge der ϕ-Zerfälle in $K_L K_S$. Die Abhängigkeit der Winkelverteilung vom Quadrat des Sinus wird im Dalitzplot deutlich, da die $\phi\gamma$-Ereignisse sich in der Mitte des Bandes anhäufen. Die Längsbänder stellen Zerfälle von K^* in $K\gamma$ dar. Ob dies echte radiative Zerfälle sind oder nur Untergrund aus $K^* \rightarrow K\pi^o$-Ereignissen ist, bei denen ein niederenergetisches Photon aufgrund eines stark asymmetrischen π^o-Zerfalls unterhalb der Nachweisschwelle von 10MeV entsteht, wird in Kapitel 5.4.1 untersucht. Die im Dalitzplot erkennbaren Strukturen werden ebenfalls in den in Abbildung 5.8b, c und d sichtbaren Projektion deutlich. Der sowohl im Dalitzplot als auch in den Projektionen erkennbare Unterschied in der Breite der K_L^*- und K_S^*-Bänder ist eine Folge der unterschiedlichen Rekonstruktionsmechanismen. Während das K_S über seine Zerfallsprodukte über gemessene Größen rekonstruiert wird, wird das K_L über fehlende Größen detektiert. Die Breite des K_L^* erfährt eine stärkere Variation als die des K_S^*.

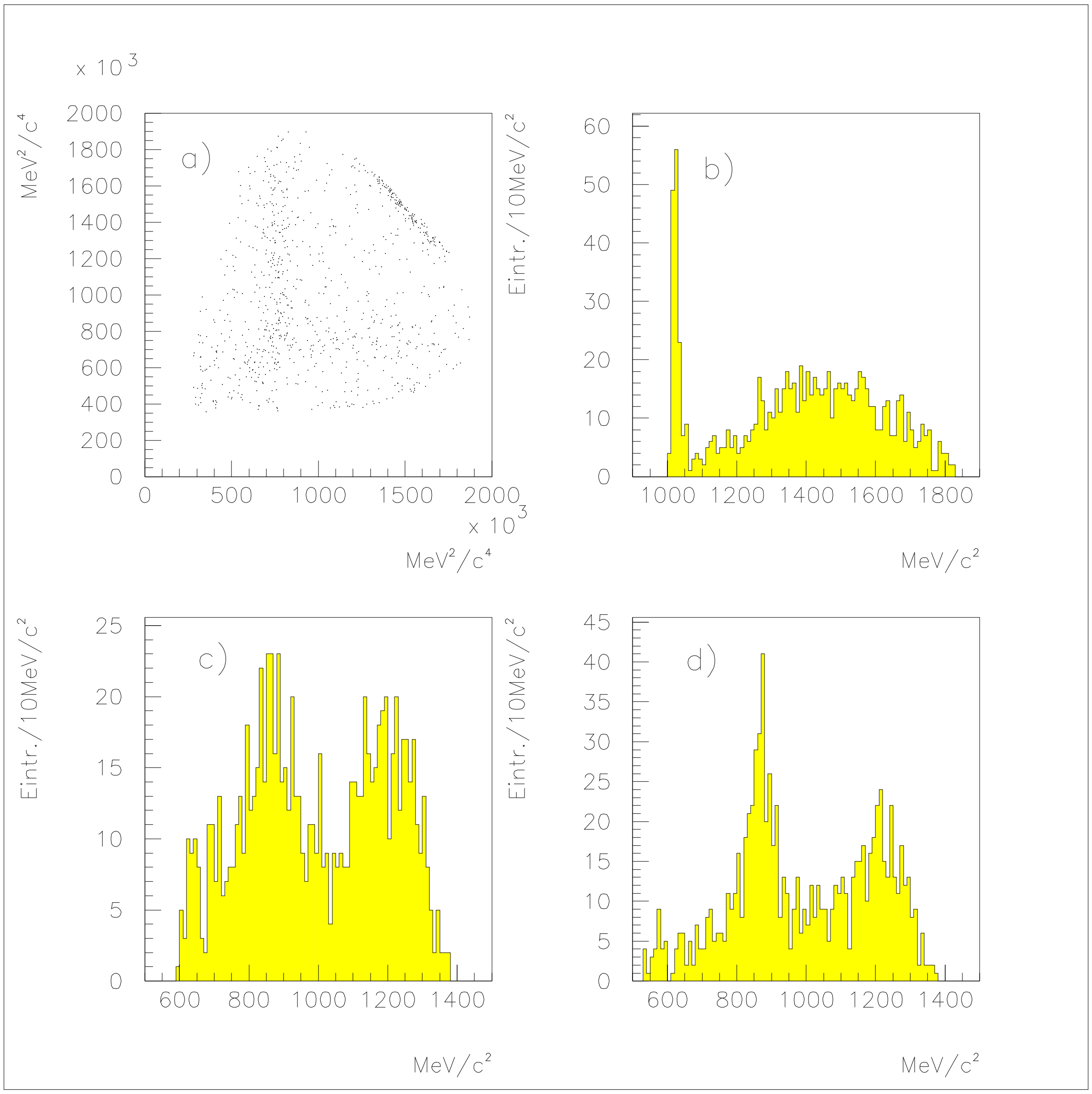

Abbildung 5.8: $K_L K_S \gamma$ Dalitzplot a); Projektionen der invarianten $K_L K_S$-Massen b); und der invarianten $K_L\gamma$- c) und $K_S\gamma$-Massen d).

5.4 Methoden zur Untergrundbehandlung

5.4.1 Normierung auf die Anzahl echter $\phi\pi^o$ Ereignisse

In einer am *Crystal-Barrel* durchgeführten Analyse wurde die Anzahl der echten $K_L K_S \pi^o$- bzw. $\phi\pi^o$- Ereignisse [1] bestimmt [56]. Dabei findet man im untersuchten Datensatz von 4090090 Ereignissen 12882 $K_L K_S \pi^o$ und 3409 $\phi\pi^o$ Ereignisse. Dies entspricht einer Zahl von 26659 bzw. 7055 Reaktionen bei der hier untersuchten Datenmenge. In einer Monte-Carlo-Simulation wurden 200000 $\phi\pi^o$ Ereignisse erzeugt und analog den echten Daten analysiert. Mit der oben gewonnenen Anzahl echter $\phi\pi^o$ Ereignisse können die Monte-Carlo-Daten skaliert werden. Die so gefundene Anzahl von Untergrundereignissen wird von der Zahl der rekonstruierten echten Ereignisse abgezogen und die verbleibenden $\phi\gamma$ Ereignisse werden durch die aus 250000 erzeugten $\phi\gamma$ Monte-Carlo-Ereignissen bestimmten Nachweiswahrscheinlickeit geteilt. In Tabelle 5.6 sind die relevanten Zahlen für die oben beschriebene Methode zur Bestimmung der Anzahl echter $\phi\gamma$ Ereignisse zusammengefaßt:

Tabelle 5.6: Normierung mit der Anzahl echter $\phi\pi^o$ Ereignisse

Kanal	5 MeV	10 MeV	15 MeV	20 MeV	Datensatz
$\phi\gamma$ MC	2762	5457	6426	6681	25000
$\epsilon_{\phi\gamma}$	$11.1 \pm 0.2\%$	$21.8 \pm 0.3\%$	$25.7 \pm 0.3\%$	$26.7 \pm 0.3\%$	
$\phi\pi^o$ MC	271 ± 16	1048 ± 32	2013 ± 45	2710 ± 52	200000
$\epsilon_{Untergrund}$	$0.14 \pm 0.01\%$	$0.52 \pm 0.02\%$	$1.01 \pm 0.02\%$	$1.36 \pm 0.03\%$	
$\phi\pi^o$ MC skaliert	10 ± 1	37 ± 1	71 ± 2	96 ± 2	7055 ($\eta_{skal.} = 3.5\%$)
$\phi\gamma$ Daten	31 ± 6	82 ± 9	123 ± 11	152 ± 12	215393505
$\phi\gamma$ Daten-MC	21 ± 6	45 ± 9	52 ± 11	56 ± 12	215393505
$/\epsilon_{\phi\gamma}$	189 ± 54	206 ± 39	202 ± 43	210 ± 45	215393505

Der Mittelwert über die vier untersuchten Energieschwellenwerte beträgt 202 ± 45 $\phi\gamma$ Ereignisse.

Vergleicht man die aus Monte-Carlo bestimmte Untergrundwahrscheinlichkeit $\epsilon_{Untergrund}$ aus Tabelle 5.7 mit dem wie in Kapitel 3.3 beschrieben berechneten Vorhersagen, so ergibt sich gute Übereinstimmung:

Untersuchung der K^* Bänder Das bekannte Verzweigungsverhältnis für den radiativen K^* Zerfall $K^* \rightarrow K\gamma$ beträgt $(2.3 \pm 0.2) \cdot 10^{-3}$ [24]. Daraus läßt sich die Anzahl

[1] Dabei werden nur die Ereignisse gezählt, welche sich im ϕ-Signal selbst befinden. In der Analyse [56] wird die Anzahl der $\phi\pi^o$-Ereignisse durch Anpassen einer Amplitude bestimmt und unterscheidet sich damit geringfügig von der durch Auszählen bestimmten Zahl.

Tabelle 5.7: Vergleich zwischen MC- und berechneten Untergrundwahrscheinlichkeiten

Energieschnitt	Monte-Carlo	Rechnung
5 MeV	$0.14 \pm 0.02\%$	0.0%
10 MeV	$0.52 \pm 0.03\%$	0.48%
15 MeV	$1.01 \pm 0.05\%$	1.24%
20 MeV	$1.36 \pm 0.06\%$	2.01%

der zu erwartenden K^* Ereignisse im hier untersuchten Datensatz berechnen:

$$N_{K^* in K_L K_S \gamma} = N_{K^* in K_L K_S \pi^o} \cdot \frac{B(K^* \rightarrow K\gamma)}{B(K^* \rightarrow K\pi^o)}$$

Dabei steht $B(K^* \rightarrow K\gamma)$ bzw. $B(K^* \rightarrow K\pi^o)$ für die Zerfallswahrscheinlichkeiten von K^* in $K\gamma$ ($(2.3 \pm 0.2) \cdot 10^{-3}$) bzw. in $K\pi^o$ ($\approx 100\%$). Benutzt man wiederum die aus der vorhergehenden Analyse bekannte Anzahl von $K^*\pi^o$ Ereignissen in $K_L K_S \pi^o$, so kann die zu erwartende Anzahl der radiativen K^* Zerfälle zu jeweils $\approx 23 K_L^*$ und K_S^* Ereignissen berechnet werden. Bei einer Nachweiswahrscheinlichkeit von $\approx 20\%$ sollte man also jeweils circa 5 echte Ereignisse finden. In Abb. 5.9 sind die jeweiligen $K_L\gamma$ und $K_S\gamma$ invarianten Massenprojektionen für echte Daten und Monte-Carlo-Daten aufgetragen. Das Monte-Carlo-Spektrum wurde dabei aus 140000 $K_L K_S \pi^o$ Ereignissen gewonnen, welche mit einer aus den echten Daten gewonnenen [56] Verteilung generiert wurden, alle in Abb. 5.9b und d dargestellten Ereignisse stellen also Untergrundereignisse dar. Eine ebenfalls eingezeichnete Anpassung liefert die in Tabelle 5.8 für verschiedene Energieschnitte angegebene Anzahl von Ereignissen. Normiert man nun die Monte-Carlo-Ereignisse wie oben besprochen, so ergeben sich die ebenfalls in Tabelle 5.8 angegebene Zahl von K^* Ereignissen. Innerhalb des recht großen Fehlers zeigt sich gute Übereinstimmung zwischen Monte-Carlo-Daten und echten Daten. Die Anzahl der im $K_L K_S \gamma$ auftretenden K^* Ereignissen kann also durch *feed-through* erklärt werden, wobei einige wenige echte Ereignisse durchaus möglich sind.

Tabelle 5.8: Anzahl der $K^* \rightarrow K\gamma$ Ereignisse

Energieschn.	K_L^*			K_S^*		
	Daten	MC	Daten-MC$_{norm.}$	Daten	MC	Daten-MC$_{norm.}$
10 MeV	63 ± 36	208 ± 39	23 ± 37	76 ± 20	399 ± 47	-1 ± 22
15 MeV	101 ± 35	407 ± 54	23 ± 36	126 ± 22	659 ± 61	-1 ± 25
20 MeV	150 ± 36	631 ± 64	29 ± 38	203 ± 33	1050 ± 76	1 ± 36

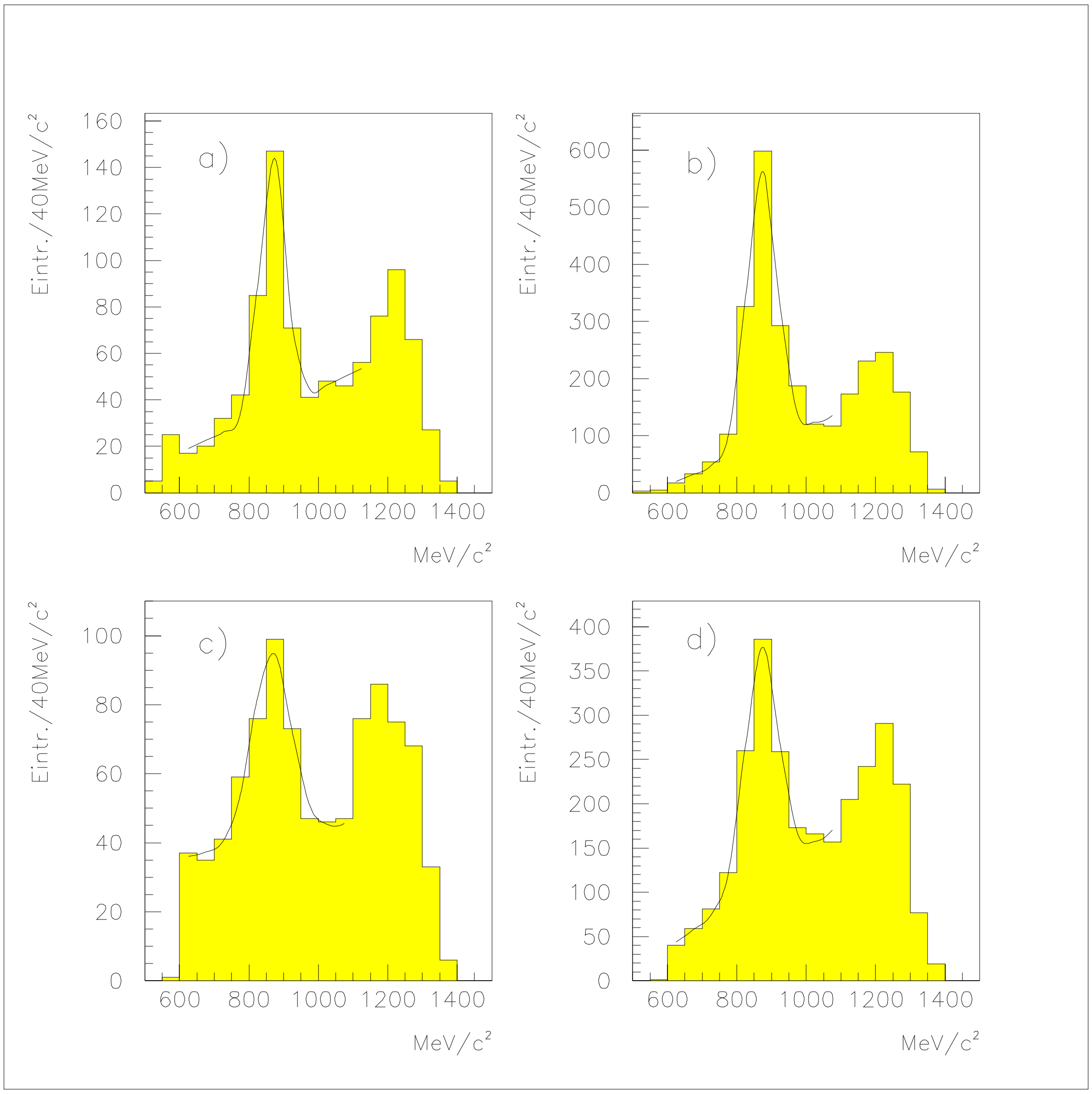

Abbildung 5.9: Invariante $K_L\gamma$ und $K_S\gamma$ Massen; a): Inv. $K_S\gamma$-Masse (Daten); b): Inv. $K_S\gamma$-Masse (Monte-Carlo); b): Inv. $K_L\gamma$-Masse (Daten); d): Inv. $K_L\gamma$-Masse (Monte-Carlo). Aus der eingezeichneten Anpassung kann die jeweilige Anzahl der Ereignisse im Signal bestimmt werden.

5.4.2 Untersuchung des Energieschwellenverhaltens

Der Energieschwellenschnitt von 5 MeV liegt bereits unter der kinematisch möglichen Minimalenergie des niederenergetischen Photons aus dem asymmetrischen π^o Zerfall in $\phi\pi^o$ Ereignissen (siehe Tabelle 5.3). Damit ist in erster Näherung der Untergrund von $\phi\pi^o$ Ereignissen auf Null abgesunken. Aufgrund zweier Effekte bleibt jedoch auch unterhalb von 7 MeV eine geringe Untergrundwahrscheinlichkeit. Ein Grund ist der Raumwinkel des Detektors, der nur $97.8\% \cdot 4\pi$ beträgt. Darum besteht eine nicht verschwindende Wahrscheinlichkeit dafür, daß genau ein Photon verloren geht. Diese Wahrscheinlichkeit kann berechnet werden:

$$P(5\gamma) = 0.978^5 \cdot (1 - 0.978) = 1.97\%$$

Bei einem Ereignis mit sechs Photonen ($\phi\pi^o$) bestehen sechs Möglichkeiten ein Photon zu verlieren, wobei das verlorene Photon vom Rückstoßpion stammen muß, um Untergrund in $\phi\gamma$ zu erzeugen. Obige Wahrscheinlichkeit von 1.97% erhöht sich damit um einen Faktor 6/3 auf 3.9%. Aufgrund der endlichen Auflösung des Detektors wird der Verlust eines niederenergetischen Photons nicht bemerkt, es zeigt sich, daß Photonen bis zu einer Energie von circa 25 MeV unbemerkt dem untersuchten Ereignis verloren gehen können (wobei auch für höherenergetische Photonen eine geringe Wahrscheinlichkeit besteht, daß ihr Verlust der kinematischen Anpassung verborgen bleibt, die Verteilung der unbemerkt verlorengegangenen Photonen liegt jedoch im Mittel bei circa 25 MeV). Dies wird in Abbildung 5.10 deutlich, wo die Energieverteilung der verloren gegangenen Photonen für $\phi\pi^o$-Ereignisse aufgetragen ist.

Der Bereich von 6.9 bis 25 MeV stellt 2.8% des kinematisch möglichen Photonenergiebereiches der aus dem π^o stammenden Photonen von $\phi\pi^o$ dar. Daraus folgt, daß $2.8\% \cdot 3.9\% = 0.1\%$ aller $\phi\pi^o$ Ereignisse unabhängig vom Energieschwellenschnitt als Untergrund in $\phi\gamma$ auftauchen. Ein weiterer Grund für Untergrund ist die kleinere Nachweiswahrscheinlichkeit für niederenergetische Photonen aufgrund von Leckverlusten in den Kristallen und Verlusten in inaktiven Teilen des Detektors (Titantüten, Aluminiumplatte zwischen den Detektorhälften etc.). Dies führt zu einer variablen Verlustwahrscheinlichkeit von Photonen unterhalb 25 MeV von im Mittel circa 5% [57] was zu einer Untergrundwahrscheinlichkeit von ungefähr 0.1% führt. Man kann also von einem konstanten Untergrundwert von circa 0.1% - 0.2% ausgehen, der allerdings noch eine Variation aufgrund der mit kleinerem Energieschwellenwert größer werdenden Schauerfluktuationswahrscheinlichkeit erfahren wird. Im hier untersuchten Datensatz bedeutet dies, daß circa 7-14 Untergrundereignisse in den Daten zu erwarten sind. Die bei dem Schnitt von 5 MeV gefundene Ereigniszahl von 31 reduziert sich damit auf circa 20. Mit einer Nachweiswahrscheinlichkeit von 11.1% ergeben sich somit etwa 180 echte $\phi\gamma$ Ereignisse. Die Vorhersagen der Monte-Carlo-Simulation entsprechen also im Rahmen der Fehler obiger Abschätzung.

Im folgenden wird die Region von 30 MeV bis herunter zu einem MeV genauer untersucht. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.11 dargestellt. Betrachtet man dort die

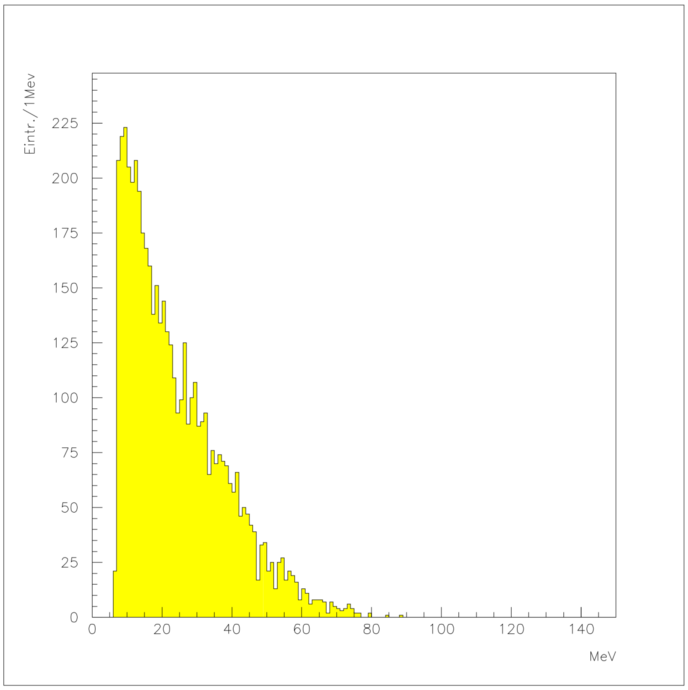

Abbildung 5.10: Energieverteilung verlorener Photonen aus $\phi\pi^o$-Ereignissen. Die mittlere Energie liegt bei circa 25 MeV, Energien unter 6.9 MeV sind kinematisch nicht möglich (siehe Tabelle 5.3).

Variation der Anzahl der $\phi\pi^o$ Untergrundereignisse, so bemerkt man, daß sich tatsächlich bei Energien unterhalb von 7 MeV langsam eine Sättigung einstellt, die mit kleiner werdendem Energieschwellenschnitt langsame Abnahme ist mit der Zunahme der Schauerfluktuationen zu begründen.

Eine weitere auf Monte-Carlo basierende Methode beruht auf der Annahme, daß die Abhängigkeit der selektierten Ereignisse von der gewählten Schwellenenergie für verschiedene Zerfallskanäle ($\phi\gamma$, $\phi\pi^o$) unterschiedlich ist. Analog zum vorhergehenden Kapitel wird davon ausgegangen, daß sich die Messwerte linear aus den beiden MC-Datensätzen, $\phi\gamma$ und $\phi\pi^o$-Untergrund zusammensetzten. Für jeden Messpunkt gilt also:

$$N_{gemessen} = N_{\phi\pi^o} \cdot \eta_{skal.} + \epsilon_{\phi\gamma} \cdot N_{\phi\gamma}$$

Dabei sind $N_{gemessen}$, $N_{\phi\pi^o}$ und $N_{\phi\gamma}$ die Anzahlen an Messdaten, $\phi\pi^o$-MC- bzw. echten $\phi\gamma$-Ereignissen, $\eta_{skal.}$ steht für den Skalierungsfaktor zwischen erzeugter Monte-Carlo-Statistik und der Anzahl echter $\phi\pi^o$ Ereignisse und $\epsilon_{\phi\gamma}$ ist die Nachweiswahrscheinlichkeit für $\phi\gamma$ Ereignisse. Im Unterschied zum vorherigen Abschnitt läßt man den Faktor $\eta_{skal.}$ frei. Man hat also zwei Unbekannte, $\eta_{skal.}$ und $N_{\phi\gamma}$, und sieben Gleichungen. Das Gleichungssystem ist damit überdeterminiert. Durch Variation der beiden Parameter versucht man, die unabhängigen Gleichungen simultan zu lösen. Eine Anpassung liefert als Ergebnis:

$$\eta_{skal.} = 3.7 \pm 0.7\% \qquad N_{\phi\gamma} = 195 \pm 40$$

$\eta_{skal.}$ entspricht also sehr genau dem vorher bestimmten Wert von 3.5%. In Abbildung 5.11 sind sowohl die Anzahl rekonstruierter $\phi\gamma$ und $\phi\pi^o$-MC Ereignisse in Abhängigkeit vom Schwellenwert als auch die Nachweiseffizienz sowie das Ergebnis der Anpassung eingezeichnet.

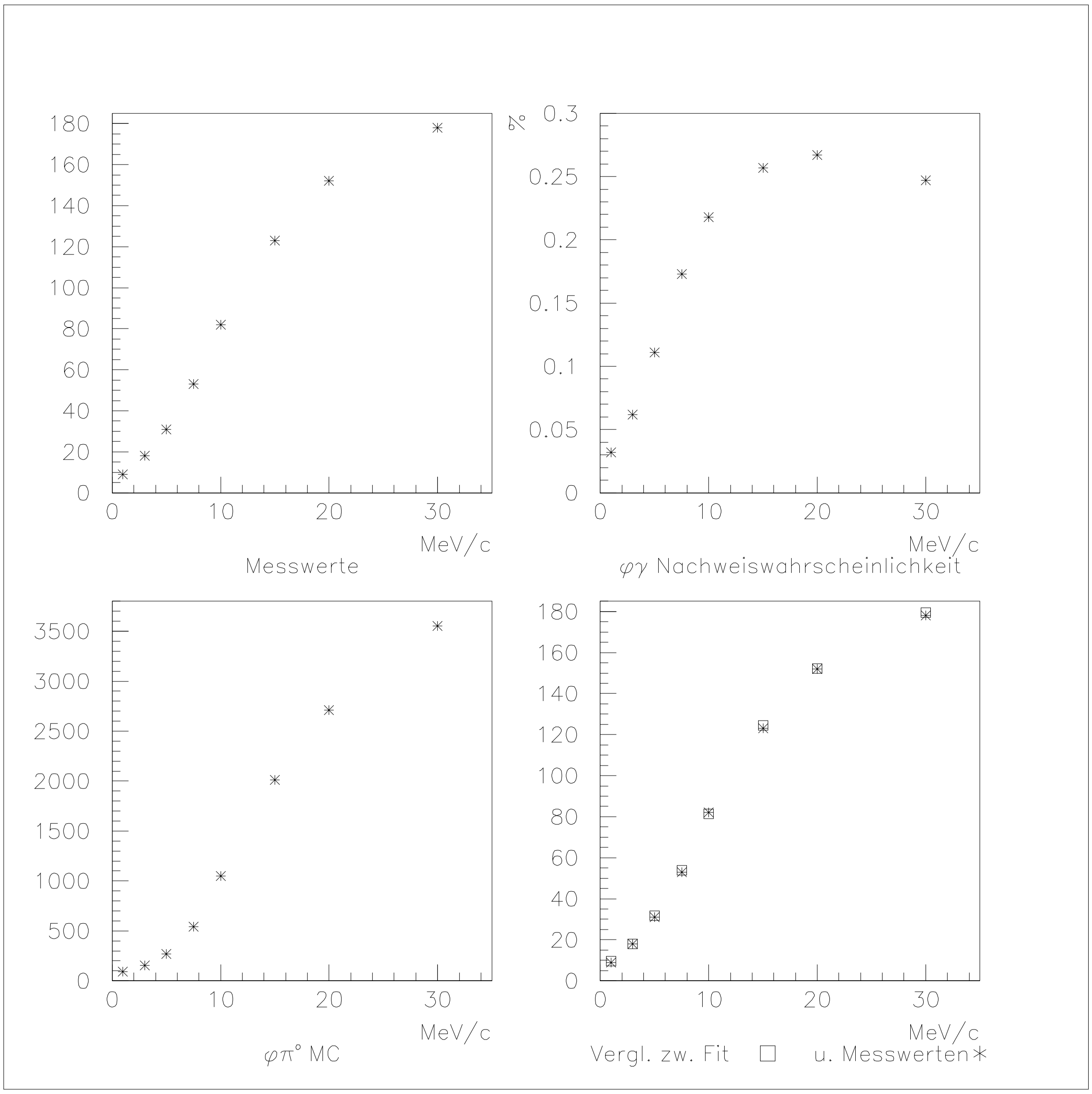

Abbildung 5.11: Das Energieschwellenverhalten. Anzahlen rekonstruierter Ereignisse und Nachweiswahrscheinlichkeiten für verschiedene Energieschwellenwerte.

5.4.3 Dalitzplotanalyse

Analog zum Vorgehen in Kapitel 4 kann auch beim $K_L K_S \gamma$ Dalitzplot eine Partialwellenanalyse durchgeführt werden. Als nicht interferierende Amplituden werden der Anpassung $K_L K_S \pi^o$ Untergrundereignisse und eine generische $\phi\gamma$-Amplitude aus dem $^1S_0$ $\bar{p}p$ Anfangszustand angeboten. Die 140000 $K_L K_S \pi^o$ Ereignisse wurden dabei so erzeugt, daß ihre Verteilung exakt der in [56] bestimmten Verteilung echter Daten entspricht. Die numerischen Ergebnisse der Anpassung zu drei verschiedenen Schwellenwerten sind in Tabelle 5.9 angegeben, die dort angegebenen Fehler kommen aus der Anpassung und beruhen hauptsächlich auf der Statistik der echten und simulierten Daten.

Tabelle 5.9: Ergebnisse der $K_L K_S \gamma$ Dalitzplotanalyse

Energieschnitt	χ^2_{red}	Anteil $\phi\gamma$	Anteil $K_L K_S \pi^o$	Einträge	$\sharp$ $\phi\gamma$
10 MeV	1.39	$10.6 \pm 3.2\%$	$91.1 \pm 4.3\%$	407	43 ± 13
15 MeV	1.24	$7.5 \pm 1.3\%$	$90.8 \pm 2.8\%$	633	48 ± 9
20 MeV	1.20	$6.1 \pm 0.9\%$	$93.0 \pm 1.5\%$	842	51 ± 8

Mit der aus Monte-Carlo bestimmten Nachweiswahrscheinlichkeit ergeben sich bei 10 MeV Energieschnitt 197 ± 60, bei 15 MeV 187 ± 35 und bei 20 MeV 191 ± 30 echte $\phi\gamma$ Ereignisse. Im Mittel sind dies 192 ± 42 Ereignisse

Die graphischen Ergebnisse der Anpassung sind in Abbildung 5.12 für den Schwellenwert von 10 MeV zu sehen.

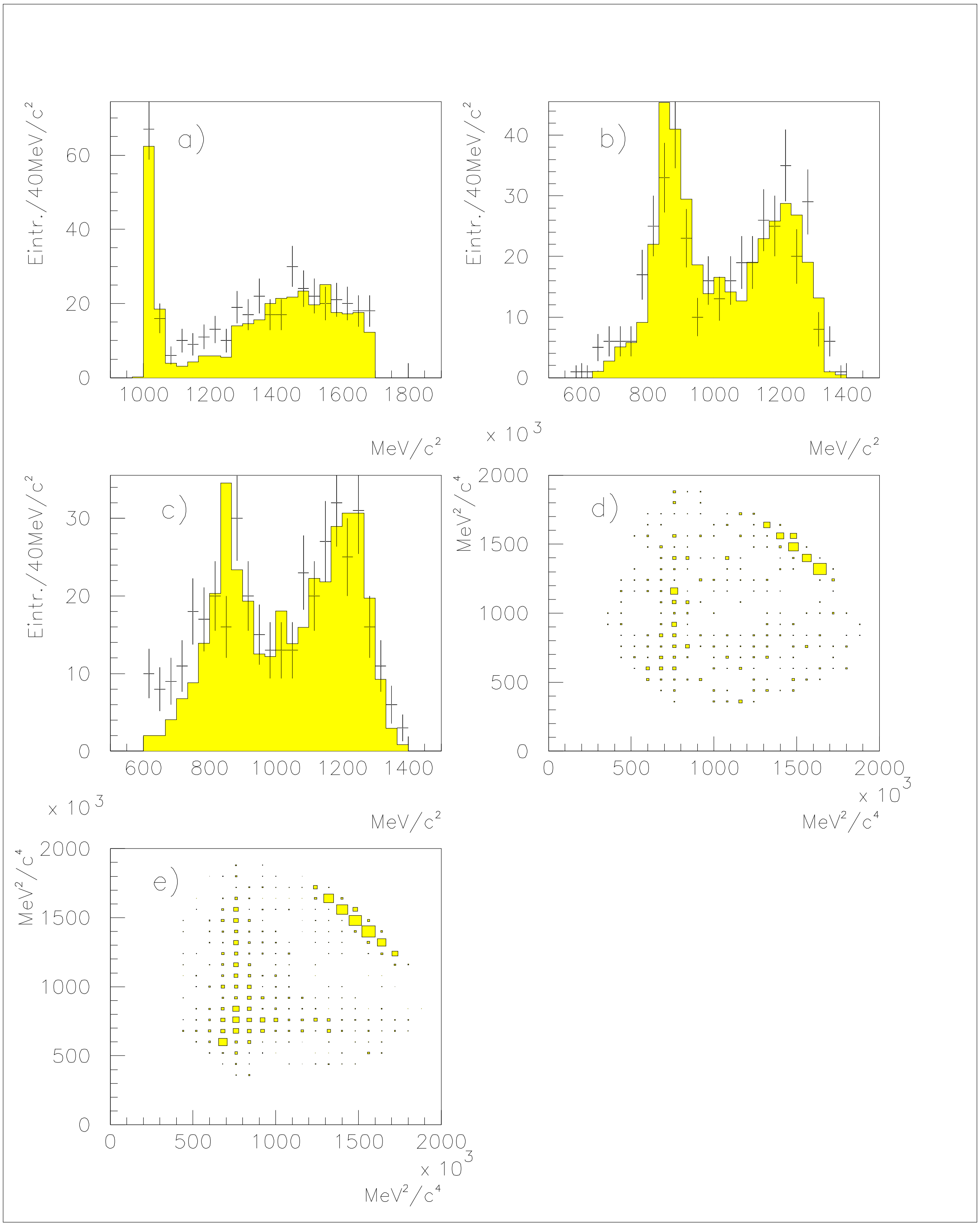

Abbildung 5.12: Ergebnisse der $K_L K_S \gamma$ Dalitzplotanalyse. Durchgezogen: echte Daten; gestrichelt: Ergebnis der Anpassung; a): Inv. $K_L K_S$-Masse; b): Inv. $K_S\gamma$-Masse; c): Inv. $K_L\gamma$-Masse; d): Dalitzplot (echte Daten); e): Anpassungs-Dalitzplot.

5.4.4 Mögliche weitere Untergrundkanäle

Als weitere mögliche Untergrundkanäle wurden noch die Reaktionen $\bar{p}p \to \phi\eta$ und $\bar{p}p \to \phi\pi^o\pi^o$ untersucht. Es wurden jeweils 50000 Ereignisse mit Monte-Carlo generiert und die identischen Analyseprogramme auf die Daten angewendet. Dabei wurden 14 $\phi\eta$- und kein $\phi\pi^o\pi^o$- als $\phi\gamma$-Ereignisse rekonstruiert. Bei einem Verzweigungsverhältnis von $\approx 9 \cdot 10^{-5}$ [56] für $\bar{p}p \to \phi\eta$ und $\approx 1.2 \cdot 10^{-4}$ [58] für $\bar{p}p \to \phi\pi^o\pi^o$ ergeben sich 0.1 bzw 0 Untergrundereignisse. Ein nennenswerter Beitrag zum Signal aus diesen Reaktionen ist also nicht zu erwarten.

5.5 Ergebnisse und Diskussion

Die aus den drei vorgestellten Methoden bestimmte Anzahl von $\phi\gamma$ Ereignissen wird in folgender Tabelle noch einmal zusammengefaßt:

Tabelle 5.10: Anzahl von $\phi\gamma$-Ereignissen

Methode	Anzahl $\phi\gamma$
MC-Untergrund	202 ± 45
Energieschw.verh.	195 ± 40
Dalitzplotanalyse	192 ± 42

Die drei Methoden zeigen ein in sich konsistentes Ergebnis von im Mittel 196 ± 42 Ereignissen.

Um absolute Verzweigungsverhältnisse angeben zu können, bedarf es der Kenntnis der Wechselwirkungswahrscheinlichkeit von K_L mit den CSJ-Kristallen des Kalorimeters.

5.5.1 Die K_L-Wechselwirkungswahrscheinlichkeit

In einer Studie, welche im Rahmen einer Diplomarbeit an der Universität München durchgeführt wurde [59], wurde die Wahrscheinlichkeit , P_{Int}, ermittelt, daß das K_L wechselwirkt, bzw. daß seine Wechselwirkung detektiert wird. Die Messung dieser Wahrscheinlichkeit wurde bisher jedoch nur bei einem festen Impulswert von 800 MeV/c aus der Reaktion $\bar{p}p \to K_L K_S$ vorgenommen und zu $(57\pm3)\%$ bestimmt. Ein vorläufiger Wert von $(45\pm8)\%$ wurde aus der Reaktion $\bar{p}p \to K_L K_S \pi^o$ [56] als Mittelwert über einen K_L-Impulsbereich von 200 bis 700 MeV/v gewonnen. Innerhalb der statistischen Fehler wurde keine Impulsabhängigkeit in diesem Bereich festgestellt. Der tatsächliche Wert für P_{Int} wird also zwischen 40 und 60 % liegen.

5.5.2 Relative und absolute Verzweigungsverhältnisse

Zur Bestimmung der Verzweigungsverhältnisse werden noch die Zerfallswahrscheinlichkeiten für spezifische Endzustände benötigt. Der hier untersuchte Zerfall ist rein neutral, die Wahrscheinlichkeit für $\phi \rightarrow K_L K_S$ beträgt $34.4 \pm 0.7\%$ [24]. Das neutrale Kaon zerfällt wiederum mit $31.4 \pm 0.3\%$ [24] in zwei neutrale Pionen.

5.5.2.1 Das Verhältnis $BR(\bar{p}p \rightarrow \phi\pi^o)$ zu $BR(\bar{p}p \rightarrow \phi\gamma)$

Aus der gleichzeitig durchgeführten Analyse von $\bar{p}p \rightarrow \phi\pi^o$ [56] kann mit den hier vorgestellten Ergebnissen das Verhältnis der beiden Verzweigungsverhältnisse berechnet werden. Die K_L-Wechselwirkungswahrscheinlichkeit geht dabei nicht ein, da der in beiden Reaktionen abgedeckte K_L-Impulsbereich nahezu identisch ist, auch andere systematische Fehler fallen bei der Bildung dieses Verhältnisses heraus:

$$R(\phi\pi^o/\phi\gamma) = \frac{BR(\bar{p}p \rightarrow \phi\pi^o)}{BR(\bar{p}p \rightarrow \phi\gamma)} = \frac{N_{\phi\pi^o}}{N_{\phi\gamma}} = \frac{7055 \pm 120}{196 \pm 42} = 36 \pm 8$$

Aus der Annahme, daß etwa gleich viele Annihilationen aus der S_0- wie aus der S_1-Welle stattfinden, sollte der Zerfallskanal $\phi\gamma$ um den Wert der elektromagnetischen Kopplungskonstanten $\alpha = 1/137$ gegenüber dem Zerfallskanal $\phi\pi^o$ unterdrückt sein. Der hier ermittelte Wert von 36 liegt also um einen Faktor vier über der naiven Erwartung.

5.5.2.2 $BR(\bar{p}p \rightarrow \phi\gamma) \cdot (1 - P_{Int})$

Das absolute Verzweigungsverhältnis für $\bar{p}p \rightarrow \phi\gamma$ kann wie folgt berechnet werden:

$$B(\bar{p}p \rightarrow \phi\gamma) = \frac{N_{\phi\gamma}}{\epsilon_{\phi \rightarrow K_L K_S} \cdot \epsilon_{K_S \rightarrow \pi^o\pi^o} \cdot (1 - P_{K_L}^{ww}) \cdot N_{\bar{p}p}}$$

Dabei steht $\epsilon_{\phi \rightarrow K_L K_S}$ und $\epsilon_{K_S \rightarrow \pi^o\pi^o}$ für die Zerfallswahrscheinlichkeiten des ϕ in $K_L K_S$ und des K_S in $\pi^o\pi^o$ und $N_{\bar{p}p}$ für die Anzahl der $\bar{p}p$-Annihilationen im untersuchten Datensatz.

Aufgrund der ungenauen Messung der K_L-Wechselwirkungswahrscheinlichkeit erscheint es sinnvoll, das $\phi\gamma$-Verzweigungsverhältnis als $BR(\bar{p}p \rightarrow \phi\gamma) \cdot (1 - P_{Int})$ anzugeben. Als systematische Fehler geht vor allem die Ungenauigkeit der Monte-Carlo-Simulation ein, die in Kapitel 3.5 zu 5.5% bestimmt wurde. Berücksichtigt man weiterhin den Fehler, welcher sich aus der in Kapitel 3.6 vorgestellten Normierung der Datensätze mit der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^o\pi^o$ ergibt, so kann als systematischer Fehler 6.0% berechnet werden. Damit ergibt sich:

$$BR(\bar{p}p \rightarrow \phi\gamma) \cdot (1 - P_{Int}) = (8.4 \pm 1.8_{stat} \pm 0.2_{PDG} \pm 0.5_{syst}) \cdot 10^{-6}$$

wobei $1.8_{stat} \cdot 10^{-6}$ für den statistischen Fehler, $0.2_{PDG} \cdot 10^{-6}$ für den Fehler der Zerfallswahrscheinlichkeiten von $\phi \rightarrow K_L K_S$ bzw. $K_S \rightarrow \pi^o\pi^o$ und $0.5_{syst} \cdot 10^{-6}$ für den systematischen Fehler steht.

5.5.2.3 Absolutes Verzweigungsverhältnis und $BR(\bar{p}p \to \phi\gamma)$ zu $BR(\bar{p}p \to \omega\gamma)$

Um eine Aussage über die OZI-Verletzung der Reaktion $\bar{p}p \to \phi\gamma$ treffen zu können benötigt man für die Berechnung des Verhältnisses von $BR(\bar{p}p \to \phi\gamma)$ zu $BR(\bar{p}p \to \omega\gamma)$ die Kenntnis des absoluten Verzweigungsverhältnisses. Dabei stellt sich aber das Problem der nur unzureichend bekannten Wechselwirkungswahrscheinlichkeit, dem mit einem großen systematischen Fehler von 14.5% Rechnung getragen wird. Damit ergibt sich für das absolute Verzweigungsverhältnis von $\bar{p}p \to \phi\gamma$ folgender Wert:

$$BR(\bar{p}p \to \phi\gamma) = (15.3 \pm 3.3_{stat} \pm 0.4_{PDG} \pm 2.4_{syst}) \cdot 10^{-6}$$

Die Berechnung von $R(\phi\gamma/\omega\gamma)$ kann nun auf zwei Arten erfolgen. Entweder über das oben berechnete absolute Verzweigungsverhältnis oder über ein Produkt aus drei Verhältnissen:

$$R(\phi\gamma/\omega\gamma)_{prod} = \frac{BR(\phi\gamma)}{BR(\phi\pi^o)} \cdot \frac{BR(\phi\pi^o)}{BR(\omega\pi^o)} \cdot \frac{BR(\omega\pi^o)}{BR(\omega\gamma)}$$

wobei das zweite Verhältnis in einem anderen Experiment [26] zu $5.8 \pm 3.0 \cdot 10^{-2}$ bestimmt wurde und das dritte Verhältnis aus Kapitel 3 mit $(90.9 \pm 24.8) \cdot 10^{-2}$ übernommen werden kann. Damit ergeben sich folgende Werte:

$$R(\phi\gamma/\omega\gamma)_{abs} = 0.23 \pm 0.09 \qquad R(\phi\gamma/\omega\gamma)_{prod} = 0.15 \pm 0.09$$

Trotz des relativ großen Fehlers ist dieses Ergebnis nicht im Einklang mit der Erwartung nach der OZI-Regel. Es stellt sich also heraus, daß sowohl die Reaktion $\bar{p}p \to \phi\pi^o$ als auch $\bar{p}p \to \phi\gamma$ stark OZI-verletzend ist. Eine mögliche Erklärung des $\phi\pi^o$-Verzweigungsverhältnisses mit der Kopplung an einen resonanten Zwischenzustand, wie in 5.1.3 diskutiert scheint damit ausgeschlossen.

Kapitel 6

Zusammenfassung der Ergebnisse

Die vorliegende Arbeit hatte die detaillierte Analyse von radiativen Antiproton-Proton Annihilationen im flüssigen Wasserstoff zum Thema. Die Daten hierzu wurden seit 1989 im europäischen Laboratorium für Teilchenphysik CERN bei Genf mit dem Crystal Barrel Spektrometer gemessen und aufgezeichnet. Dabei ist erstmalig eine umfangreiche Messung radiativer Übergänge mit großer Genauigkeit gelungen.

In der folgenden Tabelle sind die Ergebnisse der einzelnen Kapitel dieser Arbeit noch einmal zusammengefaßt. Die Mehrzahl der dort angegebenen Zerfälle wurde bisher noch nicht oder nur mit sehr geringer Genauigkeit beobachtet.

Bisher existieren keine theoretischen Modelle zur Beschreibung der hier untersuchten Übergänge. Es kann jedoch davon ausgegangen werden, daß die Vielzahl der hier durchgeführten Messungen weiter zum Verständnis der $\bar{p}p$-Annihilation und der niederenergetischen QCD beiträgt und die Zahlenwerte der Bestätigung zukünftiger theoretischer Ansätze dienen.

Tabelle 6.1: Zusammenfassung der Ergebnisse

Kanal	Diese Messung	Frühere Messungen
$\gamma\gamma$	$\leq 0.63 \cdot 10^{-6} (95\% Cl)$	$\leq 1.7 \cdot 10^{-6} (95\% Cl)$ [25]
$\pi^o\gamma$	$(44 \pm 4) \cdot 10^{-6}$	$(1.74 \pm 0.22) \cdot 10^{-5}$ [25]
$\eta\gamma$	$(9.3 \pm 1.4) \cdot 10^{-6}$	$\leq 8.7 \cdot 10^{-5} (95\% Cl)$ [26]
$\omega\gamma$	$(68 \pm 19) \cdot 10^{-6}$	$\leq 9.6 \cdot 10^{-4} (95\% Cl)$ [26]
$\eta'\gamma$	$\leq 12 \cdot 10^{-6} (95\% Cl)$	$\leq 2.0 \cdot 10^{-4} (95\% Cl)$ [26]
$\rho^o(770)\gamma$	$(8.2 \pm 2.3) \cdot 10^{-5}$	$\leq 2.9 \cdot 10^{-3} (95\% Cl)$ [26]
$\rho^o(1450)\gamma$	$\leq 3.0 \cdot 10^{-5} (95\% Cl)$	
$\rho^o(1700)\gamma$	$\leq 3.0 \cdot 10^{-5} (95\% Cl)$	
$\gamma(\pi^o\pi^o)_{l=0}$	$(3.5 \pm 0.5) \cdot 10^{-5}$	$\leq 2 - 10 \cdot 10^{-4} (90\% Cl)$ [38], [39], [40]
$\gamma f_2(1270) \rightarrow \gamma\pi^o\pi^o$	$(3.4 \pm 0.6) \cdot 10^{-5}$	$\leq 2 - 10 \cdot 10^{-4} (90\% Cl)$ [38], [39], [40]
$\gamma X_0(1520) \rightarrow \gamma\pi^o\pi^o$	$(1.8 \pm 0.3) \cdot 10^{-5}$	$\leq 2 - 10 \cdot 10^{-4} (90\% Cl)$ [38], [39], [40]
$\gamma(\pi^+\pi^-)_{l=0}$	$(7.8 \pm 2.3) \cdot 10^{-5}$	$\leq 2 - 10 \cdot 10^{-4} (90\% Cl)$ [38], [39], [40]
$\gamma f_2(1270) \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-$	$(6.5 \pm 2.3) \cdot 10^{-5}$	$\leq 2 - 10 \cdot 10^{-4} (90\% Cl)$ [38], [39], [40]
$\gamma X_0(1520) \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-$	$(5.6 \pm 1.3) \cdot 10^{-5}$	$\leq 2 - 10 \cdot 10^{-4} (90\% Cl)$ [38], [39], [40]
$\phi\gamma$	$(15.3 \pm 4.1) \cdot 10^{-6}$	$\leq 1.4 \cdot 10^{-4} (95\% Cl)$ [26]
$\rho^\pm(770) \rightarrow \pi^\pm\gamma$	$(2.0 \pm 0.6) \cdot 10^{-3}$	$(4.5 \pm 0.5) \cdot 10^{-4}$ [24]
$b_1^\pm(1235) \rightarrow \pi^\pm\gamma$	$(1.4 \pm 0.9) \cdot 10^{-3}$	$(1.5 \pm 0.4) \cdot 10^{-3}$ [24]
$a_2^\pm(1320) \rightarrow \pi^\pm\gamma$	$(3.6 \pm 0.9) \cdot 10^{-3}$	$(2.7 \pm 0.5) \cdot 10^{-3}$ [24]
$\bar{p}p(^3S_1) \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma_{brems}$	$(3.4 \pm 0.5) \cdot 10^{-4}$	$(2.7 \pm 0.1) \cdot 10^{-4}$ (Theorie)

Anhang A

Die kinematische Anpassung

Eine Methode, die Auflösung gemessener Daten zu verbessern und die Richtigkeit einer Hypothese über die Art des vorhandenen Ereignisses zu überprüfen stellt die sogenannte *kinematische Anpassung* dar. Hierbei werden Kenntnisse über die Kinematik der Reaktionen einerseits und Informationen über die Meßfehler andererseits verwertet. Es wird versucht, die gemessenen Energien und Impulse der Teilchen so zu korrigieren, daß sie die kinematischen Randbedingungen einer bestimmten ausgewählten Reaktion erfüllen. Die Korrektur orientiert sich an den durch die Auflösung der Meßapparatur gegebenen Fehlern.

Die Erhaltung der Gesamtenergie und des Gesamtimpulses und die Relationen zwischen den Energie- und Impulsgrößen der Zerfallsteilchen einer bekannten Resonanz definieren die kinematischen Randbedingungen.

Vom mathematischen Standpunkt aus betrachtet ist die kinematische Anpassung - wie jede andere Anpassung auch - eine Minimierungsaufgabe. Ziel ist es, einerseits die Korrekturen an den kinematischen Variablen hinsichtlich ihrer Meßfehler möglichst gering zu halten und andererseits die gegebenen Randbedingungen zu erfüllen. Seien $x_1^m ... x_N^m$ die gemessenen Energien und Impulse der Teilchen, x_i die korrigierten Werte und σ_i die Meßfehler der Werte x_i^m, so lässt sich (im einfachen Fall nicht korrelierter Fehler) ein zu minimierendes χ^2 definieren :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N} \left(\frac{x_i - x_i^m}{\sigma_i} \right)^2$$

Die L Randbedingungen werden mit Hilfe der Funktionen $F_1 ... F_L$ realisiert, in dem $F_\lambda(x_1, x_2 ... x_N) = 0$ gefordert wird. Es gilt also eine Optimierungsaufgabe unter Nebenbedingungen zu lösen. Dies geschieht durch Einführung sogenannter Lagrangemultiplikatoren $2\alpha_\lambda$. Mit diesen Multiplikatoren lässt sich χ^2 dann erweitern zu :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N} \left(\frac{x_i - x_i^m}{\sigma_i} \right)^2 \quad + \quad 2 \cdot \sum_{\lambda=1}^{L} \alpha_\lambda F_\lambda(x_1 ... x_N)$$

Um χ^2 zu minimieren, werden die Ableitungen gleich Null gesetzt und man erhält :

$$1/2 \cdot \frac{\partial \chi^2}{\partial x_i} = \sum_{i=1}^{N} \frac{x_i - x_i^m}{\sigma_i^2} \quad + \quad \sum_{\lambda=1}^{L} \alpha_\lambda \cdot \frac{\partial F_\lambda}{\partial x_i} \quad = \quad 0$$

$$1/2 \cdot \frac{\partial \chi^2}{\partial \alpha_\lambda} = F_\lambda(x_1 ... x_N) \quad = \quad 0$$

Dies ist ein Gleichungssystem aus N+L Gleichungen für N kinematische Variablen x_i und die Lagrangemultiplikatoren α_λ der L Randbedingungen. Die Randbedingungen F_λ sind im allgemeinen keine linearen Funktionen der Variablen x_i, die Lösung muß daher in einem iterativen Prozeß ermittelt werden.

In dem hier verwendeten Programm *CBKFIT* [60] , welches am Crystal-Barrel Experiment entwickelt wurde, werden dazu die Funktionen F_λ linear genähert. Für den n-ten Iterationsschritt

$$x_i(n+1) = x_i(n) + \Delta x_i$$

gilt :

$$F_\lambda(\vec{x}(n+1)) = F_\lambda(\vec{x}(n)) \quad + \quad \frac{\partial F_\lambda}{\partial x_i}(\vec{x}(n)) \cdot \Delta x_i \quad + \quad O(\Delta \vec{x})^2$$

Vernachlässigt man den Term zweiter Ordnung und setzt $x_i(n)$ ein, wird das obenstehende Gleichungssystem linear in Δx_i .

$$\sigma_i^{-2} \cdot \Delta x_i \quad + \quad \sigma_i^{-2}(x_i(n) - x_i^m) \quad + \quad \alpha_\lambda \frac{\partial F_\lambda}{\partial x_i}(\vec{x}(n)) \quad = \quad 0$$

$$\frac{\partial F_\lambda}{\partial x_i}(\vec{x}_i(n)) \cdot \Delta x_i \quad + \quad F_\lambda(\vec{x}(n)) \quad = \quad 0$$

Mit der Lösung für $\Delta \vec{x}$ ist die Iterationsvorschrift gegeben.
Als Variablen für rein neutrale Ereignisse werden dabei die Richtungsvektoren und die Energie der PEDs verwendet. Als Fehler der gemessenen Photonenimpulse geht die Energieauflösung des Kalorimeters ein:

$$\sigma(E_\gamma) = \frac{2.5\%}{(E/GeV)^{1/4}} E_\gamma$$

Die Energieauflösung von Monte-Carlo Ereignissen war ursprünglich wesentlich besser als die der echten Daten, durch Gaußsche Verschmierung sowohl der Eichkonstanten um

1%, als auch der gemessenen Energien um 2% wurde die Auflösung jedoch in erster Näherung an das Experiment angeglichen.

Die Winkelauflösung in θ und φ für isolierte PEDs hängt von der Anzahl der Kristalle ab, welche zur Schwerpunktsbildung und damit zur Richtungsdefinition eines PEDs herangezogen werden Die Anzahl der Kristalle in einem PED wiederum ist energieabhängig. Es wird darum eine von der Energie der PEDs abhängige Winkelauflösung ($\sigma_{\theta,\varphi}$) zwischen 20 und 35 mrad verwendet.

Für mehr als zwei PEDs pro Cluster ist aufgrund des in Kapitel 2 beschriebenen Algorithmus' die Winkelauflösung durch die laterale Ausdehnung eines Kristalls gegeben, da dann nur noch sein Mittelpunkt zur Richtungsdefinition herangezogen wird. Die Auflösung wird in diesem Fall als konstant 35 mrad angenommen.

Es zeigt sich, daß die Winkelauflösung der Monte-Carlo generierten Ereignisse für mehr als zwei PEDs in einem Cluster etwas besser als die experimentelle Auflösung ist, es wird darum ein etwas kleinerer Wert von 33 mrad verwendet.

Für geladene Teilchen werden der Winkel ψ, der inverse Impuls in der xy-Ebene $1/P_{xy}$ und $tan(\lambda)$ angepaßt.

Das Ergebnis einer Anpassung läßt sich anhand seines χ^2 beurteilen. Es ist zu erwarten, daß die Messungen typischerweise um Beträge von einem σ korrigiert werden, da das ja gerade die vermuteten Meßfehler sind. Muß dagegen einer oder mehrere Meßwerte um viele σ korrigiert werden, um die Randbedingungen zu erfüllen, so wächst χ^2 stark an. Geht man davon aus, daß die Meßwerte um die wahren Werte Gaußisch mit den angegebenen σ verteilt sind, und kennt man die Anzahl der Freiheitsgerade der Anpassung n, so läßt sich die Wahrscheinlichkeit berechnen, mit der die Meßwerte von den korrigierten, als wahr angenommenen Werten abweichen würden.

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

Dieses *confidence level* gibt Auskunft darüber ob sich die gemessenen Werte mit den Annahmen über die physikalischen Eigenschaften des Ereignisses vereinbaren lassen. Die kinematische Anpassung beurteilt also *nicht* die Qualität einer Messung als solche sondern ihre Übereinstimmung mit einer physikalischen Hypothese. Ein Schnitt auf ein minimales confidence level, d.h. auf ein maximales χ^2 ermöglicht die Trennung von *guten* und *schlechten* Ereignissen.

Neben der flachen Verteilung des confidence level oberhalb des Schnitts kann die Untersuchung der *Pulls* , der Beträge um die die gemessenen Fehler korrigiert worden sind, Aufschluß über die Güte der Anpassung geben. Der *Pull* ist in erster Näherung die Differenz zwischen angepaßtem Wert und Meßwert, geteilt durch den gegebenen Meßfehler.

Anhand der Breite der *Pulls* kann die Richtigkeit der angenommenen Fehlergrößen überprüft werden. Ist der Fehler Gaußisch, so sollte die Breite der Verteilung $\sigma_{pull} = 1$ sein. Bei den in den einzelnen Analysekapiteln gezeigten Verteilungen ist das in etwa der Fall. Bei zu großem oder zu kleinem σ muß der in die kinematische Anpassung gesteckte Fehler entsprechend korrigiert werden.

input anhangb

Literaturverzeichnis

[1] S. Ahmad et al.: The ASTERIX spectrometer at LEAR, Nucl. Inst., A 286 (1989) 76

[2] K. Peters: Beobachtung des $X_2(1515)$ in der Proton-Antiproton-Vernichtung in $3\pi^o$ in Ruhe, Dissertation, Universität Mainz, 1991

[3] B. May: Beobachtung einer isoskalaren $2^{++}(\pi^+\pi^-)$-Resonanz bei einer Masse von $1565 MeV/c^2$ in der $\bar{p}p$-Vernichtung in Ruhe, Dissertation, Universität Mainz, 1989

[4] B. May et al.: Antiproton-proton annihilation at rest in H_2 gas into $\pi^+\pi^-\pi^o$, Z. Phys. C46 (1990) 191

[5] C. B. Dover, T. Gutsche, A. Faessler: Case for quasinuclear $\bar{N}N$ bound states, Phys. Rev., C43 (1991) 397

[6] C. Amsler et al.: P- versus S-wave $\bar{p}p$-annihilation at rest in LH_2, Phys. Lett. B297 (1992) 214

[7] E. Aker et. al: The Crystal Barrel spectrometer at LEAR, Nucl. Instrum. & Methods A 321 (1992) 69

[8] K. Kleinknecht: Detektoren für Teilchenstrahlung, Verlag B.G. Teubner Stuttgart (1987)

[9] M. Merkel: Aufbau und Test des Datenerfassungssystems für den Zentraldetektor des Crystal-Barrel-Spektrometers, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (1989)

[10] M. A. Kunze: Aufbau und Test des eines Triggersystems für das Crystal-Barrel-Experiment, Dissertation, Universität Karlsruhe (1990)

[11] D. Urner: Entwicklung und Test der beiden Proportionalkammern für das Crystal-Barrel-Experiment, Diplomarbeit, Universität Zürich (1989)

[12] F.–H. Heinsius, T. Kiel: Crystal Data Reconstruction Software, CB–note 92

[13] C. A. Meyer: Chamber Reconstruction Software, CB–note 93

[14] M. Burchell: Global Tracking Particle Bank Structure, CB–note 118

[15] R. Brun, J. Zoll: ZEBRA User Guide (provisional), Cern Computer Center Program Library Long Write Up Q100

[16] R. Brun et al.: GEANT3, Internal Report CERN DD/EE/84-1 (1987)

[17] M. Perl: High Energy Hadron Physics, J. Wiley a. Sons, New York (1974)

[18] P. J. O'Donnel: Radiative Decays of Mesons, Rev. Mod. Phys. 53 (1981)

[19] R. P. Feynman: Photon-Hadron Interactions, Addison-Wesley Publishing Company, Inc. (1989)

[20] F. v. Hippel und C. Quigg: Centrifugal-Barrier Effects in Resonance Partial Decay, Phys. Rev. 5 (1972) 624

[21] M. Doser et al.: $\bar{p}p$ Annihilation into $\pi^+\pi^-$ and K^+K^- from Atomic p States, Phys. Lett. B215 (1988)

[22] M. Englert: Zerfall von Protonium in $\pi^o X$ und γX mit $X = \gamma, \pi^o, \eta$ und ω, Diplomarbeit, Universität München, unveröffentlicht

[23] C. Amsler et al.: Antiproton-proton annihilation at rest into two-body final states, Z. Phys. C 58 (1993) 175-189

[24] K. Hikasa et al.: Review of Particle Properties, Phys. Rev. D45, No.11 (1992) Part II

[25] L. Adiels et al.: Exp. Det. of the B$p\bar{p} \rightarrow 2\pi^o, \pi^o\gamma$ and 2γ at Rest, Z. Phys. C-Particle and Fields 35 (1987)

[26] M. Chiba et al.: Proton-Antiproton Annihilation at Rest into $\pi^o M$ and γM with M = $\Phi, \eta', \omega, \rho^o, \eta$, and π^o, Phys. Rev. D Particle and Fields 38 (1988)

[27] G. Backenstoss et al.: Proton-Antiproton Annihilation at Rest into $\pi^o\omega, \pi^o\eta, \pi^o\gamma, \pi^o\pi^o$, and $\pi^o\eta'$, Nucl. Phys. 228B (1983)

[28] C. Amsler et al.: Observation of Two $J^{PC} = 0^{++} I = 0$ Resonances at 1365 and 1520 MeV, wird veröffentlicht in Phys. Letters B

[29] J. S. Ball, G. F. Chew, Phys. Rev. 109 (1958) 1385

[30] W. W. Buck, C. B. Dover, J. M. Richard: The interaction of nucleons with antinucleons I. General features of the $\bar{N}N$ Spectrum in potential models, Ann. Phys., 121 (1979) 47

[31] N. A. Törnquist: Possible Large Deuteronlike Meson-Meson States Bound by Pions, Phys. Rev. Lett., 67 (1991) 556

[32] A. Chodos, R. L. Jaffee, K. Johnson, C. B. Thorn, V. F. Weisskopf: New extended model of hadrons, Phys. Rev., D9 (1974) 3471

[33] R. L. Jaffee: Multiquark hadrons. I. Phenomenology of $Q^2\bar{Q}^2$ mesons: Phys. Rev., D15 (1977) 267

Multiquark hadrons. II. Methods, Phys. Rev., D15 (1977) 281

[34] O. D. Dalkarov, V. M. Samoilov, I. S. Shapiro: Spectrum of gamma quanta produced from annihilation of stopped $\bar{p}$ in hydrogen, Sov. J. Nucl. Phys., 17 (1973) 566

[35] P. Pavlopoulos et al., Phys. Lett., 72B (1978) 415

[36] B. Richter et al.: New results in the search for narrow states in the $\bar{p}p$-System below threshold, Phys. Lett., 126B (1983) 284

[37] T. Brando et al.: Search for monoenergetic gamma rays produced in $\bar{p}p$ annihilations at rest, Phys. Lett., 139B (1984) 133

[38] M. Chiba et al.: Search for narrow states by detection of monochromatic gamma rays in $\bar{p}p$ annihilatio at rest, Phys. Lett., 177B (1986) 217

[39] A. Angelopoulos et al.: A search for narrow lines in gamma spectra from $\bar{p}p$ annihilation at rest, Phys. Lett., 178B (1986) 441

[40] L. Adiels et al.: Search for narrow signals in the γ-spectrum from $\bar{p}p$ annihilation at rest, Phys. Lett., 182B (1986) 405

[41] R. Rückl und Č. Zupančič: Inner bremsstrahlung in low energy antiproton-proton annihilaton, Phys. Lett., 150B (1985) 225

[42] Č. Zupančič: Private Mitteilung

[43] C. Strassburger: Private Mitteilung

[44] P. Blüm et al.: Antiproton-Proton Annihilation at Rest - a Data Compilation, KfK Primärbericht 14.02.01P29A (1988)

[45] B. Schmidt: Proton-Antiproton Annihilation into $\pi^+\pi^-\pi^o\pi^o$ and $\pi^+\pi^-\pi^o\eta$, Dissertation, Universität Zürich, 1991

[46] M. Burchell: Private Mitteilung

[47] F. Loser: Antiproton-Proton Annihilation in $\pi^+\pi^-\pi^o$, Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1993

[48] C. Baltay et. al., Phys. Rev. 145 (1966) 1103

[49] J. Reifenröther et. al.: ϕ production in $\bar{p}p$ annihilation at rest Phys. Lett. B267 (1991) 299

[50] W. Kluge: Low Enegy πN Experiments, IEKP-KA/89-1

[51] J. Ellis, E. Gabathuler u. M. Karliner: The OZI rule does not apply to baryons, Phys. Lett. B217 (1989) 173

[52] S. Furui: Z. Phys. C 46 (1990) 621 und Nucl. Phys. A 516 (1990) 643

[53] C. B. Dover und P. M. Fishbane: Anomalous ϕ-Production in $\bar{N}N$-Annihilation: Four-Quark Exotics or $\bar{s}s$ Components in the Nucleon ?, Phys. Rev. Lett. 62 (1989) 2917

[54] Č. Zupančič: private Mitteilung

[55] S. U. Chung: Spin Formalism, CERN 71-8 (1971)

[56] H.-P. Dietz: Zerfall von Protonium in ϕX, Dissertation, Universität München (1993)

[57] P. M. Schütterle: Akzeptanz und Energieauflösung des X-tal Barrel Kalorimeters für niederenergetische single γs (7-30 MeV), F2 Praktikum, Universität München (1992), unveröffentlicht

[58] M. A. Faessler: Hidden and open $\bar{s}s$ production in $\bar{p}p$ annihilation at rest, wird veröffentlicht in Proceedings, Hadron 93, Como, Italy

[59] O. Cramer: Zerfall von Protonium in $K_L K_S$, Diplomarbeit, Universität München (1993)

[60] P. Hidas, G. Pinter Kinematic Fitting Software Ver. 2.09/00 CB–note 138

[61] K. Peters: CBPWA, Fitting of two-dimensional Dalitzplots, CB–note 120

[62] F. James, M. Roos: Minuit, Function minimization and error analysis, CERN DD Long Writeup D506 1987

F. James: Interpretation of the errors on parameters given by MINUIT, CERN DD Suppl. D506 1978

F. James: Determining the statistical significance of experimental results, CERN DD/81/02

[63] C. Amsler: Spin-Parity analysis of resonances, CB-Minutes, Physics Meeting, unveröffentlicht.

[64] J. D. Jackson: Nuovo Cimento, 34 (1964) 1644

[65] K. L. Au, D. Morgan, M. R. Pennington: Phys. Rev., D35 (1987) 1633

Persönliche Anmerkungen

Arbeiten auf dem Gebiet der Elementarteilchenphysik finden heute in der Regel in internationalen Forschungsinstituten und großen Kollaborationen statt. So sind auch am Crystal-Barrel Experiment circa 70 Wissenschaftler aus 13 Instituten beteiligt. Die Arbeit in einer so großen Gruppe mit einer reichen Facette an Persönlichkeiten und Charakteren, gegenseitiger Hilfe aber auch Egoismus, Fachwissen aber auch Inkompetenz, organisatorischer Mängel neben organisatorischen Talenten, erforderte viel Geduld und Ruhe und erlaubte einen großen Lerneffekt.

So liegt das persönliche Ergebnis dieser und auch vieler anderer Arbeiten vielleicht weniger in dem inhaltlichen Aspekt sondern darin, daß trotz aller Widrigkeiten und selbst- oder fremdverschuldeter Hochs und Tiefs die Durchführung eines langen und detaillierten Projektes gelungen ist.

Dieser so durchlaufene Reifeprozeß wird auf dem zukünftigen Weg sicher auch auf anderen Gebieten von Vorteil sein.

Neben allen Unterschieden hat sich doch auch eine gewisse Geistesverwandschaft unter den Mitgliedern der Münchner Gruppe gezeigt und dies ist nicht zuletzt auf unseren gemeinsamen Doktorvater Prof. Dr. M. A. Faessler zurückzuführen. Ihm sei sehr herzlich gedankt, für unkonventionelle Betreuung, die wenig einschränkend war und dem Prinzip der maximalen Freiheit folgte, ein Experiment, welches im großen und ganzen gelungen ist, trotz Entfernung von in der Regel mindestens 600 Km.

Dank gebührt aber auch Herrn Prof. Dr. Č. Zupančič für viele Anregungen und Hilfen, sei es persönlich oder aber über die elektronische Nabelschnur, das Faxgerät. Neben fachlicher Hilfe erfordert besonders auch die Hilfe, welche mir neben der eigentlichen physikalischen Arbeit zu Teil wurde, einen herzlichen Dank. Waren es die Erstellung von Gutachten für Stipendien oder Sommerschulen, oder Gespräche über die berufliche Zukunft, man fand immer viel Verständnis auch für über die Physik hinausgehende Interessen.

Eine Doktorarbeit, die sich beinahe ausschließlich mit der Analyse von Daten befaßt ist ohne Computer als Werkzeug nicht möglich. Neben viel eigener Arbeit waren es vor allem die guten Geister der Garchinger Computergruppe, ohne die sinnvolles Arbeiten gar nicht möglich gewesen wäre. Besonderer Dank gebührt hier Herrn K. Steinberger, Herrn Dr. N. Gollwitzer und Herrn Dr. A. Lösch. Nicht vergessen werden darf Herr Dr. G. Folger, der vom CERN aus Hilfestellung leistete und besonders in der Anfangsphase in Garching von unschätzbarer Hilfe war.

Besonders sei auch Herrn Dr. K. Braune am CERN gedankt, der neben physikalischem Wissen auch ein umfangreiches Wissen über die Kochkunst besitzt und damit zu den positiven Erinnerungen beigetragen hat.

Ebenfalls nicht unerwähnt bleiben darf Dr. habil. W. Dünnweber in Garching, der Ansprechpartner nicht nur für physikalische Fragen war und besonders in der Endphase meine Doktorarbeit kompetent und kritisch korrigierte.

Danke auch den vielen anderen Mitgliedern der Kollaboration, die zwar nicht immer als Hilfe bezeichnet werden konnten, die aber viel zum Lerneffekt beitrugen.

Zwei Mitdoktoranden möchte ich besonders danken:

H.P. Dietz, mit dem ich nicht nur über vier Jahre das Büro sondern auch viele Höhen und Tiefen teilte. Ein Teil des Erfolges der Arbeit gebührt ihm, zu zweit konnten viele Probleme besser gelöst werden und der Humor war ein Faktor der vor allem bei H.P. nie zu kurz kam.

C. Kolo hat durch seine ähnlichen über die Physik hinausgehenden Interessen für viele interessante Diskussionen und Unternehmungen gesorgt, vor allem die vielen Berg- und Wanderabenteuer werde ich nicht vergessen.

Die häufigen Fahrten ans CERN wurden vor allem auch wegen der freundlichen Aufnahme dort durch P. Lendermann und S. Adlung verschönert, beiden sei nicht nur für großzügige Unterbringung gedankt, sondern auch für viele interessante Gespräche und nicht immer rein wissenschaftliche *electronic mails*.

Trotz großer räumlicher Entfernung und gänzlich unterschiedlicher physikalischer Arbeitsgebiete ist der Kontakt zu Dr. W. Hackenberg am Cavendish Laboratory in Cambridge nie zum Erliegen gekommen, danke für die Bestätigung, daß Physik nicht das ganze Leben ist.

Ein besonderer Dank gilt meinen Eltern, ohne deren moralische und vor allem finanzielle Unterstützung das fast neun Jahre dauernde Studium nicht möglich gewesen wäre.

Diese Arbeit ist den beiden 'Weisheiten' in meinem Leben gewidmet: Für Sophie und Sophia.

carpe diem

LEBENSLAUF

Name:	Marcus Alexander Maximilian Englert
Geburtsdatum:	26.Mai 1965
Geburtsort:	München
Eltern:	Dr. med. Rudolf Englert und Barbara Englert, geb. Moos

<u>Schulausbildung:</u>

1971-1975	Besuch der Grundschule in Gars am Inn
1975-1984	Besuch des neusprachlich humanistischen Gymnasiums Gars am Inn
Mai 1984	Reifeprüfung

<u>Wehrdienst:</u>

1.7.1984-30.9.1985	Grundwehrdienst bei den Gebirgsjägern in Bad Reichenhall

<u>Studium:</u>

ab 1.11.85	Physikstudium an der Ludwig-Maximilians-Universität München
April 1987	Diplomvorprüfung
01.12.89-15.01.91	Diplomarbeit zum Thema: 'Zerfall von Protonium in $\pi^o X$ und γX mit $X = \gamma, \pi^o, \eta$ und ω' am Europäischen Institut für Kernforschung CERN bei Genf.
12.03.91	Diplomhauptprüfung

<u>Promotion:</u>

01.08.91 - 31.03.94	Promotion in Experimentalphysik bei Herrn Prof. Dr. M. A. Faessler an der Ludwig-Maximilians-Universität München
seit Januar 1992	Promotionsförderung der Studienstiftung des Deutschen Volkes
Juli-August 1992	Studienaufenthalt an der Stanford University, Stanford USA
August 1993	Besuch der Scottish Universities Summer School in Physics in St. Andrews, Schottland.