

Interner Bericht
DESY F31-89-04

Dezember 1989

Eigentum der	DESY	Bibliothek
Property of		library
Zugang:	12. JAN. 1990	
Accession:		
Leihfrist:	7	Tage
Loan period:		days

**Bestimmung der $\gamma\gamma$ -Partialbreite des
 η -Mesons und Suche nach anderen Zuständen
in $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$**

von

D. Sievers

Interner Bericht
DESY F31-89-04
Dezember 1989

Bestimmung der $\gamma\gamma$ -Partialbreite
des η -Mesons
und Suche nach anderen
Zuständen in $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Detlef Sievers
aus Hamburg

Hamburg
1989

Abstract

The Crystal Ball detector has been used to measure the exclusive production of $\pi^0\pi^0\pi^0$ final states in the collision of two quasisreal photons. The data, corresponding to an integrated luminosity of 99/pb, were taken at the e^+e^- storage ring DORIS II between 1983 and 1986. The observed $\pi^0\pi^0\pi^0$ invariant mass spectrum shows a prominent signal at the η mass and only few events at higher invariant masses. The number of observed η -mesons has been used to determine the two photon partial width of the η . The result $\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta) = (0.488 \pm 0.034 \pm 0.065)$ keV is in good agreement with other measurements obtained at e^+e^- -storage rings. The $\pi^0\pi^0\pi^0$ invariant mass spectrum shows no other resonant structure, therefore we calculated upper limits on the product $\Gamma_{\gamma\gamma}(X) \cdot B(X \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0)$ for pseudoscalar resonances X . These upper limits are ranging from $\lesssim 0.01$ keV (for $m_X \approx 800$ MeV/c²) up to $\lesssim 1$ keV (for $m_X \approx 2000$ MeV/c²).

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit untersucht die exklusive Produktion von $\pi^0\pi^0\pi^0$ Endzuständen in der Kollision zweier quasireeller Photonen. Die Datenmenge entspricht einer integrierten Luminosität von 99/pb und wurde in den Jahren 1983 bis 1986 mit dem Crystal Ball Detektor am e^+e^- -Speicherring DORIS II genommen. Das beobachtete invariante $\pi^0\pi^0\pi^0$ -Massenspektrum zeigt ein prominentes η Signal und weist nur wenige Einträge bei höheren $\pi^0\pi^0\pi^0$ -Massen auf. Die aus der Zahl der beobachteten η -Mesonen bestimmte Zwei-Photon Partialbreite beträgt $\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta) = (0.488 \pm 0.034 \pm 0.065)$ keV in guter Übereinstimmung mit anderen Messungen an e^+e^- -Speicherringen. Das invariante $\pi^0\pi^0\pi^0$ -Massenspektrum zeigt keine weiteren resonanten Strukturen, daher wurden obere Grenzen für das Produkt $\Gamma_{\gamma\gamma}(X) \cdot B(X \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0)$ für pseudoskalare Resonanzen X berechnet. Diese oberen Grenzen reichen von $\lesssim 0.01$ keV (für $m_X \approx 800$ MeV/c²) bis $\lesssim 1$ keV (für $m_X \approx 2000$ MeV/c²).

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Kinematik der $\gamma\gamma$ -Reaktion	3
2.2	Berechnung des Wirkungsquerschnittes	5
2.3	Erzeugung pseudoskalarer Resonanzen	8
2.4	Weizsäcker-Williams-Näherung	9
2.5	Pseudoskalare Mesonen im Quarkbild	10
3	Experimenteller Aufbau	14
3.1	Speicherring DORIS II	15
3.2	Crystal Ball Detektor	16
3.2.1	Hauptdetektor	18
3.2.2	Endkappendetektor	20
3.2.3	Innendetektor	21
3.2.4	Flugzeitähler	22
3.2.5	Luminositätsmonitor	22
3.3	Datenauslesesystem	23
3.3.1	Datenaufnahmeelektronik	23
3.3.2	Triggersystem	24
3.3.3	Online-Rechner	26
3.4	Datenaufbereitung	27
3.4.1	Energiekalibration	27
3.4.2	Teilchenrekonstruktion	29
3.4.3	Vorselektion von Ereignissen aus der $\gamma\gamma$ -Wechselwirkung	33
4	Datenanalyse	34
4.1	Ereignisselektion	34
4.1.1	Selektion von Sechs-Teilchen-Endzuständen	35
4.1.2	Definition von π^0 -Kandidaten	36

4.1.3	Selektion von $\pi^0\pi^0\pi^0$ -Ereignissen	41
4.1.4	Reduktion des $\eta\pi^0\pi^0$ -Untergrundes	42
4.2	Monte-Carlo Simulation	44
4.2.1	Der Übergang $\eta \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0 \rightarrow 6\gamma$	47
4.2.2	Der Übergang $\eta' \rightarrow \eta\pi^0\pi^0 \rightarrow 6\gamma$	49
4.3	Untergrundabschätzung	51
4.3.1	Diskussion der $ \sum \vec{p}_i ^2$ Verteilung	52
5	Ergebnisse und Diskussion	55
5.1	Bestimmung der $\gamma\gamma$ -Partialbreite des η Mesons	55
5.2	Suche nach weiteren pseudoskalaren Resonanzen	57
6	Zusammenfassung	60
Anhang		
A	Bestimmung der Winkelauflösung	61
B	Bestimmung der Massenauflösung	64
C	Simulation des Kammer-Vetobits	66
D	Bestimmung oberer Grenzen für $\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta) \cdot B(X \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0)$	68
	Crystal Ball Kollaboration	73
	Literaturverzeichnis	74
	Abbildungsverzeichnis	78
	Tabellenverzeichnis	79
	Danksagung	81

Kapitel 1

Einleitung

Gegenstand der hier vorgestellten Untersuchungen ist die Produktion von Mesonen in der Zwei-Photon-Wechselwirkung. Im Vordergrund stehen zwei Aspekte: Es soll die Zwei-Photon-Partialbreite $\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta)$ des η -Mesons gemessen werden und es soll nach weiteren pseudoskalaren Resonanzen gesucht werden, die sich in der Kollision zweier quasireeller Photonen erzeugen lassen.

Die ersten Experimente zur Bestimmung von $\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta)$ benutzten ein Verfahren, das ursprünglich von H. Primakoff vorgeschlagen wurde, um die Lebensdauer von π^0 -Mesonen zu bestimmen [1]. Es handelt sich dabei um die Streuung hochenergetischer Photonen am Coulombfeld schwerer Kerne. Dem Vorteil dieser Methode, nämlich der relativ hohen Dichte virtueller "Target"-Photonen, stehen Schwierigkeiten bei der Interpretation der experimentellen Daten gegenüber. So ist es nicht ohne weiteres möglich, die elektromagnetische Komponente der Photon-Photon-Wechselwirkung von dem hadronischen Anteil zu trennen. Tatsächlich sind die beiden mit Hilfe des Primakoff-Effektes durchgeführten Messungen von $\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta)$ nicht miteinander konsistent [2,3]. Allerdings läßt sich aus den Daten von Ref. [2] eine zweite Lösung für $\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta)$ bestimmen, die mit dem Ergebnis von Ref. [3] übereinstimmt.

Mit dem Bau von e^+e^- -Speicherringen genügend hoher Energien und Luminositäten eröffnete sich eine weitere Möglichkeit, Zwei-Photon-Wechselwirkungsprozesse zu studieren. Es existieren bereits fünf Messungen der radiativen Breite $\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta)$ [4-8], die an den Speicherringen SPEAR, PETRA, PEP und DORIS II gewonnen wurden. Diese Messungen stimmen sehr gut miteinander überein, können jedoch keines der beiden Primakoff-Ergebnisse bestätigen. Alle diese Messungen wiesen das η -Meson über seinen Zerfall in zwei Photonen nach; sie zeigen daher z.T. gemeinsame systematische Fehler. Die hier vorliegende Analyse benutzt erstmalig den $\pi^0\pi^0\pi^0$ -Zerfall des η -Mesons und stellt daher eine wichtige und unabhängige Messung von $\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta)$ dar.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

Dieses Kapitel gibt eine Einführung in die Thematik der Zwei-Photon-Physik. Das Ziel ist es, einige für die Analyse von $\gamma\gamma$ -Reaktionen wichtige Eigenschaften herauszustellen und die für die spätere Bestimmung der Zwei-Photon-Partialbreite $\Gamma_{\gamma\gamma}$ benötigten physikalischen Größen herzuleiten. Dazu wird in Abschnitt 2.1 die Kinematik der Zwei-Photon-Reaktion, wie sie an e^+e^- -Speicherringen stattfindet, diskutiert und es werden die verwendeten Variablen erläutert. Im Abschnitt 2.2 wird die Berechnung des Wirkungsquerschnittes für die Erzeugung von hadronischen Endzuständen in ihren Grundzügen dargestellt. Abschnitt 2.3 beschäftigt sich speziell mit der Erzeugung pseudoskalarer Resonanzen in $\gamma\gamma$ -Kollisionen. Hier wird die Größe $\bar{\sigma}$, die in die Berechnung von $\Gamma_{\gamma\gamma}$ eingeht, definiert. In Abschnitt 2.4 wird eine weitverbreitete Näherungsrechnung, die sog. *Equivalent Photon Approximation*, zur Bestimmung von $\bar{\sigma}$ dargestellt, weil daraus einige wichtige Eigenschaften der $\gamma\gamma$ -Reaktion direkt ablesbar sind. Abschnitt 2.5 schließlich beschäftigt sich mit der Darstellung von Pseudoskalarmesonen im Quarkmodell und erläutert die Bedeutung der partiellen Zerfallsbreite $\Gamma_{\gamma\gamma}$.

2.1 Kinematik der $\gamma\gamma$ -Reaktion

In Abb. 2.1 ist die Erzeugung eines Zustandes X in Zwei-Photon-Kollisionen schematisch dargestellt. Die Viererimpulse der einlaufenden Leptonen werden mit $\vec{p}_i = (E_i, \vec{p}_i)$ bezeichnet¹, die der gestreuten Leptonen mit $\vec{p}'_i = (E'_i, \vec{p}'_i)$. Wie im folgenden Abschnitt gezeigt wird, nehmen die Winkel θ_i , unter denen die Leptonen gestreut werden, in der weitaus größten Zahl aller Ereignisse kleine Werte an. Die gestreuten Leptonen werden dann im Detektor nicht nachgewiesen und man beobachtet lediglich die Zerfallsprodukte des Systems X . Man unterscheidet die Ereignisse nach der Zahl der im Detektor registrierten Leptonen (*no-tag*, *single-tag* bzw. *double tag*).

¹In dieser Arbeit wird das natürliche Einheitensystem verwendet, in dem $\hbar = c = 1$ gilt.

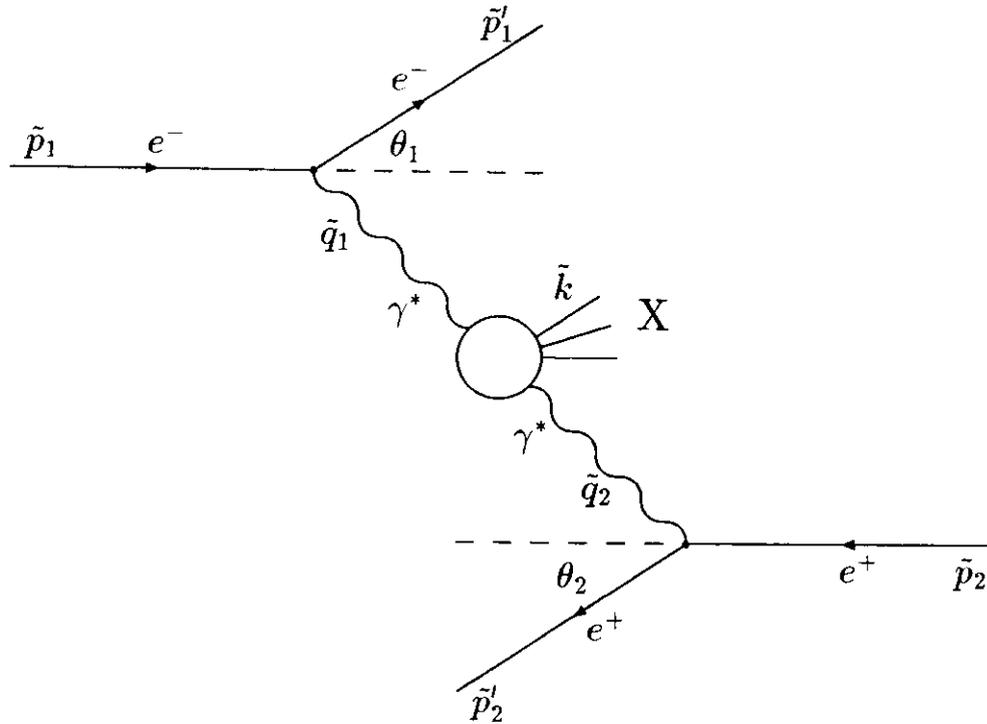


Abbildung 2.1: Feynman-Graph der Reaktion $e^+e^- \rightarrow e^+e^- X$.

Die Viererimpulse der von den Leptonen emittierten Photonen sind $\tilde{q}_i = (\omega_i, \vec{q}_i)$. Sie lassen sich aus den Viererimpulsen des jeweiligen Leptons vor bzw. nach der Streuung berechnen. Das invariante Massenquadrat eines Photons ist:

$$\begin{aligned}
 \tilde{q}_i^2 &= (\tilde{p}_i - \tilde{p}_i')^2 \\
 &= 2 \cdot m_e^2 - 2(E_i E_i' - \vec{p}_i \cdot \vec{p}_i') \\
 &\approx -2E_i E_i' (1 - \cos \theta_i) \quad (\text{für } E_i \gg m_e)
 \end{aligned} \tag{2.1}$$

Die Photon-Massen sind also mit den Streuwinkeln der Leptonen verknüpft. Für nicht verschwindende Streuwinkel $\theta_i > 0$ besitzen die Photonen ein negatives invariantes Massenquadrat, d.h. es handelt sich um virtuelle, raumartige Photonen. Zur Vereinfachung führt man die positiven Größen $Q_i^2 = -\tilde{q}_i^2$ ein.

Der Viererimpuls des erzeugten Systems X ist $\tilde{k} = (\epsilon, \vec{k})$. Die invariante Masse von X ergibt sich aus den Viererimpulsen der Photonen:

$$\begin{aligned}
 W_{\gamma\gamma}^2 &= (\tilde{q}_1 + \tilde{q}_2)^2 \\
 &= 4\omega_1\omega_2 - 2E_1' E_2' (1 + \cos \vartheta_{12})
 \end{aligned}$$

Dabei ist ϑ_{12} der Winkel zwischen den beiden gestreuten Leptonen. Für den Fall kleiner Streuwinkel θ_1 und θ_2 wird $\vartheta_{12} \approx \pi$ und damit:

$$W_{\gamma\gamma}^2 \approx 4\omega_1\omega_2 \quad (\text{für } \theta_1, \theta_2 \approx 0) \quad (2.2)$$

2.2 Berechnung des Wirkungsquerschnittes

Der Wirkungsquerschnitt für die Zwei-Photon-Produktion eines Zustandes X ist von verschiedenen Autoren berechnet worden. In diesem Abschnitt soll die Berechnung in ihren Grundzügen dargestellt werden, weil daraus einige für die Analyse der $\gamma\gamma$ -Reaktion wichtige Charakteristika erkennbar werden. Die Argumentation ist im wesentlichen an Ref. [10] angelehnt.

Das Übergangsmatrix-Element für die in Abb. 2.1 dargestellte Reaktion läßt sich mit Hilfe der Feynman-Regeln [11] bestimmen [12]:

$$S = \frac{e}{\tilde{q}_1^2} \cdot \frac{e}{\tilde{q}_2^2} \cdot [u(\tilde{p}'_1, s'_1) \gamma_\mu u(\tilde{p}_1, s_1)] \cdot [\bar{v}(\tilde{p}'_2, s'_2) \gamma_\nu v(\tilde{p}_2, s_2)] \cdot M^{\mu\nu}$$

Die Terme $\frac{e}{\tilde{q}_1^2}$ und $\frac{e}{\tilde{q}_2^2}$ stammen von den Photon-Propagatoren, während u, v und \bar{u}, \bar{v} die Propagatoren der einlaufenden und der auslaufenden Leptonen sind. Mit s_i und s'_i werden die Spins der Leptonen bezeichnet. Die in eckigen Klammern stehenden Ausdrücke entsprechen den Lepton-Photon-Vertizes. Dieser Teil des Matrixelementes wird durch die Quanten-Elektrodynamik (QED) beschrieben und ist exakt berechenbar. Die Kopplung der Photonen an den Endzustand X wird durch den Tensor $M^{\mu\nu}$ beschrieben.

Zur Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnittes muß das Betragsquadrat des Übergangsmatrix-Elementes S gebildet und über alle möglichen Spineinstellungen des Anfangszustands gemittelt sowie über die des Endzustands summiert werden [11]:

$$d\sigma = \sum_{\text{Spins}} |S|^2 \cdot \frac{(2\pi)^4 \cdot \delta(\tilde{q}_1 + \tilde{q}_2 - \tilde{k})}{4 \cdot \sqrt{(\tilde{p}_1\tilde{p}_2)^2 - m_e^4}} \cdot \frac{d^3\tilde{p}'_1}{(2\pi)^3 \cdot 2E'_1} \cdot \frac{d^3\tilde{p}'_2}{(2\pi)^3 \cdot 2E'_2} \cdot d\Gamma$$

Das Lorentz-invariante Phasenraumvolumenelement $d\Gamma$ für den Endzustand X wird durch den folgenden Ausdruck beschrieben:

$$d\Gamma = \frac{d^3\tilde{k}}{(2\pi)^3 \cdot 2\epsilon}$$

Es ist üblich, den hadronischen Tensor $W^{\mu'\nu'\mu\nu}$ sowie die Polarisationsdichtematrizen $\rho_{\mu\nu}^1$ und $\rho_{\mu\nu}^2$ der virtuellen Photonen einzuführen [10]:

$$W^{\mu'\nu'\mu\nu} = \frac{1}{2} \int M^{\mu'\nu'} M^{\mu\nu} \cdot (2\pi)^4 \cdot \delta(\tilde{q}_1 + \tilde{q}_2 - \tilde{k}) \cdot d\Gamma$$

$$\begin{aligned}\rho_{\mu\nu}^1 &= -\frac{1}{2\bar{q}_1^2} \sum_{\text{Spins}} [\bar{u}(\vec{p}'_1, s'_1) \gamma_\mu u(\vec{p}_1, s_1)] \cdot [\bar{u}(\vec{p}_1, s_1) \gamma_\nu u(\vec{p}'_1, s'_1)] \\ \rho_{\mu\nu}^2 &= -\frac{1}{2\bar{q}_2^2} \sum_{\text{Spins}} [\bar{v}(\vec{p}'_2, s'_2) \gamma_\mu v(\vec{p}_2, s_2)] \cdot [\bar{v}(\vec{p}_2, s_2) \gamma_\nu v(\vec{p}'_2, s'_2)]\end{aligned}\quad (2.3)$$

Nach Integration über den Phasenraum des Endzustandes erhält man für den differentiellen Wirkungsquerschnitt:

$$d\sigma = \frac{\alpha^2}{16\pi^4} \cdot \frac{1}{\bar{q}_1^2 \bar{q}_2^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{(\vec{p}_1 \vec{p}_2)^2 - m_e^4}} \cdot \rho_{\mu\mu'}^1 \cdot \rho_{\nu\nu'}^2 \cdot W^{\mu'\nu'\mu\nu} \cdot \frac{d^3 \vec{p}'_1}{E'_1} \cdot \frac{d^3 \vec{p}'_2}{E'_2} \quad (2.4)$$

Dabei wurde die Feinstrukturkonstante $\alpha = \frac{e^2}{4\pi}$ eingesetzt. Der hadronische Tensor $W^{\mu'\nu'\mu\nu}$ ist ein Tensor vom Rang vier, er besitzt daher 256 Komponenten. Aufgrund der Lorentz- und Eichinvarianz läßt er sich aber in eine Basis von 10 unabhängigen Kovarianten entwickeln, von denen zwei verschwinden, wenn man Zeitumkehr-Invarianz annimmt. In dieser neuen Basis, der sog. *Helizitätsbasis*, lassen sich die verbleibenden acht Kovarianten W_{ab} wie folgt darstellen [10]:

$$\begin{aligned}W_{TT} &= 2\sqrt{X} \sigma_{TT} & W_{TT}^\tau &= 2\sqrt{X} \tau_{TT} \\ W_{TL} &= 2\sqrt{X} \sigma_{TL} & W_{TL}^\tau &= 2\sqrt{X} \tau_{TL} \\ W_{LT} &= 2\sqrt{X} \sigma_{LT} & W_{TT}^a &= 2\sqrt{X} \tau_{TT}^a \\ W_{LL} &= 2\sqrt{X} \sigma_{LL} & W_{TL}^a &= 2\sqrt{X} \tau_{TL}^a\end{aligned}$$

Die Größen σ_{ab} ($a, b = T, L$) beschreiben die Wirkungsquerschnitte für die Kollision von transversal (Index T) bzw. longitudinal (Index L) polarisierten Photonen, während die Terme τ_{ab} und τ_{ab}^a Interferenzterme darstellen. Mit $X = (\bar{q}_1 \bar{q}_2)^2 - \bar{q}_1^2 \bar{q}_2^2$ bezeichnet man den sog. *Møller'schen Flußfaktor*.

Wenn man nun den differentiellen Wirkungsquerschnitt von Gl. (2.4) in der Helizitätsbasis ausdrückt, so erhält man [10]:

$$\begin{aligned}d\sigma &= \frac{\alpha^2}{16\pi^4} \cdot \frac{1}{\bar{q}_1^2 \bar{q}_2^2} \cdot \sqrt{\frac{(\bar{q}_1 \bar{q}_2)^2 - \bar{q}_1^2 \bar{q}_2^2}{(\vec{p}_1 \vec{p}_2)^2 - m_e^4}} \cdot \left[4\rho_1^{++} \rho_2^{++} \sigma_{TT} \right. \\ &\quad + 2|\rho_1^{+-} \rho_2^{+-}| \tau_{TT} \cos 2\bar{\varphi} + 2\rho_1^{++} \rho_2^{00} \sigma_{TL} + 2\rho_1^{00} \rho_2^{++} \sigma_{LT} \\ &\quad \left. + \rho_1^{00} \rho_2^{00} \sigma_{LL} - 8|\rho_1^{+0} \rho_2^{+0}| \tau_{TL} \cos \bar{\varphi} + A\tau_{TT}^a + B\tau_{TL}^a \right] \cdot \frac{d^3 \vec{p}'_1}{E'_1} \cdot \frac{d^3 \vec{p}'_2}{E'_2}\end{aligned}\quad (2.5)$$

Hier bedeutet $\bar{\varphi}$ den Winkel zwischen den Streuebeneen der zwei Leptonen im $\gamma\gamma$ -Schwerpunktsystem. Die Größen ρ_i^{ab} ($i = 1, 2; a, b = -, 0, +$) sind aus den Photonendichtematrizen Gl. (2.3) durch Anwendung der oben erwähnten Basistransformation hervorgegangen. Sie lassen sich vollständig ausdrücken durch die Impulse $\vec{p}_1, \vec{p}_2, \vec{p}'_1, \vec{p}'_2$ der einlaufenden bzw. gestreuten Leptonen. Die Faktoren A und B sind in Ref. [10] angegeben.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-X)$ in Gl. (2.5) ist bis auf die Größen σ_{ab} , τ_{ab} , τ_{ab}^a exakt berechenbar. Es ist das Ziel von Zwei-Photon-Experimenten, diese Größen zu bestimmen.

Die Gl. (2.5) läßt sich erheblich vereinfachen, wenn man einige Annahmen über die tatsächliche experimentelle Situation macht.

- Wenn die einlaufenden Leptonen keine longitudinale Polarisation aufweisen (dies ist bei DORIS II der Fall), dann verschwinden die Faktoren A und B [13]:

$$A = B = 0$$

Die Größen τ_{ab} bestimmen:

- Für quasireelle Photonen ($\tilde{q}_i^2 \rightarrow 0$) verschwinden alle Wirkungsquerschnitte σ_{ab} , τ_{ab} , an denen mindestens ein longitudinal polarisiertes Photon beteiligt ist [13]:

$$\begin{aligned} \sigma_{TL} &\sim \tilde{q}_2^2 & \sigma_{LL} &\sim \tilde{q}_1^2 \tilde{q}_2^2 \\ \sigma_{LT} &\sim \tilde{q}_1^2 & \tau_{TL} &\sim \sqrt{\tilde{q}_1^2 \tilde{q}_2^2} \end{aligned} \quad (\text{für } \tilde{q}_i^2 \rightarrow 0)$$

- Falls die gestreuten Leptonen nicht beobachtet werden, wie es in diesem Experiment der Fall ist, muß über den Winkel $\tilde{\varphi}$ integriert werden und der den Faktor $\cos 2\tilde{\varphi}$ enthaltende Term in Gl. (2.5) mittelt sich heraus.

$$\int_0^{2\pi} \cos 2\tilde{\varphi} d\tilde{\varphi} = 0$$

Unter diesen Voraussetzungen bleibt in der eckigen Klammer von Gl. (2.5) nur der Term $4\rho_1^{++}\rho_2^{++}\sigma_{TT}$ stehen und es ergibt sich für den differentiellen Wirkungsquerschnitt:

$$d\sigma = \frac{\alpha^2}{16\pi^4} \cdot \frac{1}{\tilde{q}_1^2 \tilde{q}_2^2} \cdot \sqrt{\frac{(\tilde{q}_1 \tilde{q}_2)^2 - \tilde{q}_1^2 \tilde{q}_2^2}{(\tilde{p}_1 \tilde{p}_2)^2 - m_e^4}} \cdot 4\rho_1^{++}\rho_2^{++}\sigma_{TT} \cdot \frac{d^3\tilde{p}_1'}{E_1'} \cdot \frac{d^3\tilde{p}_2'}{E_2'} \quad (2.6)$$

Um nun den totalen Wirkungsquerschnitt $\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-X)$ zu berechnen, muß zunächst ein Ansatz für σ_{TT} , den Wirkungsquerschnitt für die Streuung zweier virtueller, transversal polarisierter Photonen, gemacht werden und dann Gl. (2.6) über den relevanten kinematischen Bereich integriert werden.

2.3 Erzeugung pseudoskalarer Resonanzen

Der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung einer pseudoskalaren Resonanz R in der Wechselwirkung zweier virtueller, transversal polarisierter Photonen wird beschrieben durch den folgenden Ausdruck [14]:

$$\sigma_{TT} = \frac{m_R \cdot \sqrt{X}}{4} \cdot F^2(\vec{q}_1^2, \vec{q}_2^2) \cdot \frac{\Gamma_{tot}}{(W_{\gamma\gamma}^2 - m_R^2)^2 + \Gamma_{tot}^2 m_R^2} \quad (2.7)$$

Dabei ist $F(\vec{q}_1^2, \vec{q}_2^2)$ ein Formfaktor, der die \vec{q}^2 -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes beschreibt. Dieser hängt mit der partiellen Zwei-Photon-Zerfallsbreite $\Gamma_{\gamma\gamma}$ folgendermaßen zusammen [15]:

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

Für quasireelle Photonen ($\vec{q}_i^2 \rightarrow 0$) kann man σ_{TT} durch $\sigma_{\gamma\gamma}$ und \sqrt{X} durch $W_{\gamma\gamma}^2/2$ substituieren und Gl. (2.7) nimmt die folgende Form an [10]:

$$\sigma_{\gamma\gamma} = 8\pi \cdot \left(\frac{W_{\gamma\gamma}}{m_R}\right)^2 \cdot \frac{\Gamma_{\gamma\gamma} \cdot \Gamma_{tot}}{(W_{\gamma\gamma}^2 - m_R^2)^2 + \Gamma_{tot}^2 m_R^2}$$

Für schmale Resonanzen ($\Gamma_{tot} \ll m_R$) kann anstelle der Breit-Wigner Funktion eine δ -Funktion verwendet werden:

$$\sigma_{\gamma\gamma} \approx 8\pi^2 \cdot \frac{\Gamma_{\gamma\gamma}}{m_R} \cdot \delta(W_{\gamma\gamma}^2 - m_R^2) \quad (2.8)$$

Setzt man einen dieser beiden Ausdrücke anstelle von σ_{TT} in Gl. (2.6) ein und integriert diese anschließend, so erhält man eine Proportionalität zwischen dem Wirkungsquerschnitt $\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-R)$ und der partiellen Breite $\Gamma_{\gamma\gamma}(R)$ einer Resonanz R :

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-R) \sim \Gamma_{\gamma\gamma}(R)$$

Die Integration ist ohne weitere Vereinfachungen analytisch nicht durchführbar. Vielmehr wird sie numerisch im Zusammenhang mit der Monte-Carlo-Simulation von Ereignissen des Typs $e^+e^- \rightarrow e^+e^-R$ durchgeführt. Als Ergebnis liefert das Programm den Proportionalitätsfaktor $\bar{\sigma}$:

$$\bar{\sigma} := \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-R)}{\Gamma_{\gamma\gamma}(R)} \quad (2.9)$$

Dieser auf die partielle Zerfallsbreite $\Gamma_{\gamma\gamma}$ normierte Wirkungsquerschnitt wird später zur Bestimmung der Zerfallsbreite $\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta)$ des η -Mesons benutzt.

2.4 Weizsäcker–Williams–Näherung

Für eine Berechnung von $\bar{\sigma}$ mit hoher Genauigkeit stehen Computerprogramme zur Verfügung, die Gl. (2.6) numerisch integrieren. Will man $\bar{\sigma}$ jedoch analytisch berechnen, so ist dies nur unter Zuhilfenahme einiger vereinfachender Näherungen möglich. Die wichtigste dieser Näherungsrechnungen ist die sog. Weizsäcker–Williams–Näherung [16] bzw. Equivalent Photon Approximation (EPA). Wegen des übersichtlichen Ergebnisses soll diese Näherung hier vorgestellt werden.

Nach einer Variablentransformation läßt sich das Phasenraumvolumenelement der gestreuten Leptonen von Gl. (2.6) durch die Variablen ω_i und $Q_i^2 = -\tilde{q}_i^2$ der Photonen darstellen [10]:

oder über die Winkel θ_i und ϕ_i durch $d^3\tilde{p}_i' = \frac{d^3\tilde{p}_i'}{E_i'} = \pi^2 \cdot \frac{(\tilde{p}_1 + \tilde{p}_2)^2}{(\tilde{p}_1\tilde{p}_2)^2 - m_e^4} \cdot dQ_1^2 \cdot dQ_2^2 \cdot d\omega_1 \cdot d\omega_2$ (2.7) (2.8)

Im Grenzfall quasireeller Photonen ($\tilde{q}_i \rightarrow 0$) kann der Ausdruck $\sqrt{(\tilde{q}_1\tilde{q}_2)^2 - \tilde{q}_1^2\tilde{q}_2^2} \sigma_{TT}$ ersetzt werden durch $\frac{1}{2}W_{\gamma\gamma}^2 \sigma_{\gamma\gamma}$. Mit dieser Approximation läßt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt faktorisieren:

$$d\sigma = \sigma_{\gamma\gamma} \cdot dn_1 \cdot dn_2 \quad (2.10)$$

Dies ist die Aussage der Equivalent Photon Approximation: der Prozess $e^+e^- \rightarrow e^+e^- X$ kann betrachtet werden als die Streuung zweier reeller, unpolarisierter Photonenstrahlen. Dabei wird die Wechselwirkung dieser Photonen durch $\sigma_{\gamma\gamma}$ beschrieben, während dn_1 und dn_2 den jeweiligen Photonenfluß angeben [10]:

$$\begin{aligned} dn_i &= \frac{\alpha}{2\pi} \cdot \rho_i^{++} \cdot \frac{\omega_i \cdot d\omega_i}{E_i^2} \cdot \frac{dQ_i^2}{Q_i^2} \\ &= \frac{\alpha}{\pi} \cdot \left[\left(1 - \frac{\omega_i}{E_i} + \frac{\omega_i^2}{2E_i^2}\right) - \left(1 - \frac{\omega_i}{E_i}\right) \cdot \frac{m_e^2 \omega_i^2}{E_i(E_i - \omega_i)Q_i^2} \right] \cdot \frac{d\omega_i}{\omega_i} \cdot \frac{dQ_i^2}{Q_i^2} \end{aligned} \quad (2.11)$$

Aus Gl. (2.11) sind zwei wichtige Eigenschaften von Zwei-Photon-Prozessen ablesbar. Das Energiespektrum der abgestrahlten Photonen zeigt ein bremsstrahlungsähnliches Verhalten: $dn_i/d\omega_i \sim 1/\omega_i$. Es werden also stark bevorzugt Photonen niedriger Energie ω_i abgestrahlt. Wegen Gl. (2.2) ergibt sich daraus, daß die in Zwei-Photon-Reaktionen erzeugten Systeme X vorwiegend kleine invariante Massen $W_{\gamma\gamma}$ aufweisen.

Die zweite wichtige Folgerung betrifft die Q^2 -Abhängigkeit des Photonenflusses. Es zeigt sich ebenfalls eine umgekehrte Proportionalität: $dn/dQ_i^2 \sim 1/Q_i^2$, d.h. in der weitaus größten Zahl aller Ereignisse befinden sich die Photonen nahe der Massenschale ($Q_i^2 \rightarrow 0$). Aus Gl. (2.1) folgt daher, daß die Streuwinkel θ_i überwiegend kleine Werte annehmen (man

beachte $E'_i = E_i - \omega_i \approx E_i$). Die gestreuten Leptonen werden daher im Detektor nicht beobachtet.

Kleine Werte für Q^2 bedeuten außerdem, daß das System X mit kleinem Transversalimpuls relativ zur e^+e^- -Strahlachse erzeugt wird. Für Zwei-Photon-produzierte Ereignisse erwartet man daher eine starke Bevorzugung kleiner Transversalimpulse $|\sum \vec{p}_t|^2$. Dies wird später zur Unterdrückung von Untergrundereignissen, die nicht exklusiv in $\gamma\gamma$ -Kollisionen produziert wurden, ausgenutzt.

Mit Hilfe der Weizsäcker-Williams-Näherung läßt sich nun der Wirkungsquerschnitt $\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^- R)$ berechnen, indem man für $\sigma_{\gamma\gamma}$ eine δ -Funktion (Gl. (2.8)) annimmt und dann Gl. (2.10) über $d\omega_i$ und dQ_i^2 integriert. Die Integration ist von F. Low [17] durchgeführt worden und ergibt für eine pseudoskalare Resonanz R :

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^- R) = \frac{16 \cdot \alpha^2 \cdot \Gamma_{\gamma\gamma}(R)}{m_R^3} \cdot \left(\ln \frac{E}{m_e}\right)^2 \cdot f\left(\frac{m_R}{2E}\right) \quad (2.12)$$

Mit m_e und E werden die Masse und Energie der Strahlleptonen bezeichnet, $f(x)$ ist eine langsam veränderliche Funktion [17] und liefert im für diese Analyse relevanten Bereich ($\frac{m_R}{2E} \approx 0.05$) Werte der Größenordnung 10.

Die Gl. (2.12) läßt einige wesentliche Merkmale der Resonanzzeugung in $\gamma\gamma$ -Kollisionen erkennen. Zunächst ist der Wirkungsquerschnitt direkt proportional zur Breite $\Gamma_{\gamma\gamma}$. Alle weiteren in der Gleichung vorkommenden Größen sind bekannt bzw. meßbar. Daher läßt sich durch eine experimentelle Bestimmung von σ die partielle Zerfallsbreite $\Gamma_{\gamma\gamma}(R)$ der Resonanz R messen. Weiterhin ist σ umgekehrt proportional zur dritten Potenz der Resonanzmasse m_R . Die Erzeugung von Resonanzen mit großer Masse ist daher stark unterdrückt. Die Abhängigkeit von σ von der Strahlenergie ist (abgesehen von der langsam veränderlichen Funktion f) gegeben durch den Faktor $(\ln \frac{E}{m_e})^2$. Der Wirkungsquerschnitt steigt also langsam mit der Strahlenergie an, im Gegensatz zur e^+e^- -Annihilation, wo er quadratisch mit der Strahlenergie fällt.

2.5 Pseudoskalare Mesonen im Quarkbild

Mesonen werden im Quarkbild als Mischungen von gebundenen Quark-Antiquark-Zuständen beschrieben.

$$|M\rangle = \sum_{i,j} c_{ij} \cdot |q_i \bar{q}_j\rangle$$

Die Quarks sind punktförmige Spin- $\frac{1}{2}$ Teilchen (Fermionen). Je nach Bahndrehimpuls und Einstellung der Quarkspins zueinander lassen sich die Mesonen klassifizieren. Im SU(3)-

Modell werden die $q\bar{q}$ -Zustände mit Gesamtdrehimpuls und Parität $J^P = 0^-$ zusammengefaßt zu dem Pseudoskalarmesonen-Nonett. In Tab. 2.1 sind die Mitglieder dieses Nonetts sowie einige ihrer Eigenschaften wiedergegeben. Die total neutralen Mitglieder sind π^0 , η_8 und η_1 . Im folgenden sollen nur diese betrachtet werden, da nur sie als einzelne Resonanzen in $\gamma\gamma$ -Kollisionen erzeugt werden können.

Meson	Quarkinhalt	el. Ladung	Isospin I_z	Strangeness
π^+	$u\bar{d}$	+1	+1	0
π^-	$d\bar{u}$	-1	-1	0
π^0	$\frac{1}{\sqrt{2}}(d\bar{d} - u\bar{u})$	0	0	0
K^+	$u\bar{s}$	+1	$+\frac{1}{2}$	+1
K^0	$d\bar{s}$	0	$-\frac{1}{2}$	+1
K^-	$s\bar{u}$	-1	$-\frac{1}{2}$	-1
K^0_S	$s\bar{d}$	0	$+\frac{1}{2}$	-1
η_8	$\frac{1}{\sqrt{6}}(d\bar{d} + u\bar{u} - 2s\bar{s})$	0	0	0
η_1	$\frac{1}{\sqrt{3}}(d\bar{d} + u\bar{u} + s\bar{s})$	0	0	0

Tabelle 2.1: Die pseudoskalaren Mesonen.

Die Kopplung von zwei Photonen an ein Quark-Antiquark-Paar mit relativem Bahndrehimpuls $L = 0$ ist proportional zum Quadrat der Quarkladung² und zum Wert der Wellenfunktion am Ursprung [13]:

$$\langle q\bar{q} | \gamma\gamma \rangle \sim e_q^2 \cdot \psi(0)$$

Wenn man annimmt, daß $\psi(0)$ unabhängig vom Quarkflavour ist, dann ergibt sich für die Kopplungskonstante eines Mesons [18]:

$$g_{M\gamma\gamma} \sim \langle M | \gamma\gamma \rangle \sim \sum_q c_q \cdot e_q^2$$

$$g_{M\gamma\gamma} \sim \langle e_q^2 \rangle_M \quad (2.13)$$

Mit $\langle e_q^2 \rangle_M := \sum_q c_q \cdot e_q^2$ wird die mittlere quadratische Ladung des Mesons M bezeichnet. Für die SU(3) Eigenzustände π^0 , η_8 und η_1 erhält man:

$$\langle e_q^2 \rangle_{\pi^0} = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot (e_d^2 - e_u^2) = -\frac{1}{\sqrt{18}}$$

$$\langle e_q^2 \rangle_{\eta_8} = \frac{1}{\sqrt{6}} \cdot (e_d^2 + e_u^2 - 2e_s^2) = \frac{1}{\sqrt{54}} \quad (2.14)$$

$$\langle e_q^2 \rangle_{\eta_1} = \frac{1}{\sqrt{3}} \cdot (e_d^2 + e_u^2 + e_s^2) = \frac{2}{\sqrt{27}}$$

²Alle elektrischen Ladungen werden in Einheiten der Elementarladung angegeben.

Aufgrund der großen Massendifferenz zwischen u - und d -Quarks einerseits und s -Quark andererseits ist die $SU(3)$ -Symmetrie gebrochen. Dies führt dazu, daß die real auftretenden Mesonen η und η' nicht identisch mit den $SU(3)$ -Eigenzuständen η_8 und η_1 sind. Sie lassen sich vielmehr als Linearkombinationen dieser Eigenzustände darstellen:

$$\begin{aligned}\eta &= \eta_8 \cdot \cos \theta - \eta_1 \cdot \sin \theta \\ \eta' &= \eta_8 \cdot \sin \theta + \eta_1 \cdot \cos \theta\end{aligned}\quad (2.15)$$

Der hier eingeführte Winkel θ ist der sog. *Mischungswinkel*. Mit *idealer Mischung* bezeichnet man den Fall, daß die leichten u - und d -Quarks und das s -Quark entmischen. Dies ist für einen Winkel

$$\theta^{ideal} \approx 35.3^\circ$$

erfüllt. In diesem Falle bestehen die beiden realen Mesonen η bzw. η' nur aus s -Quarks bzw. nur aus u - und d -Quarks.

Mit Hilfe von Gl. (2.13) kann unter Einbeziehung der Gleichungen (2.14) und (2.15) das Verhältnis der Kopplungskonstanten für die pseudoskalaren Mesonen berechnet werden:

$$\begin{aligned}\frac{g_{\eta\gamma\gamma}}{g_{\pi^0\gamma\gamma}} &= -\sqrt{\frac{1}{3}} \cdot \left(\frac{f_{\pi^0}}{f_8} \cos \theta - \sqrt{8} \frac{f_{\pi^0}}{f_8} \sin \theta \right) \\ \frac{g_{\eta'\gamma\gamma}}{g_{\pi^0\gamma\gamma}} &= -\sqrt{\frac{1}{3}} \cdot \left(\frac{f_{\pi^0}}{f_8} \sin \theta + \sqrt{8} \frac{f_{\pi^0}}{f_8} \cos \theta \right)\end{aligned}$$

Die hier eingeführten Größen f_{π^0} , f_8 und f_1 sind die sog. PCAC³-Zerfallskonstanten. Die Kopplungskonstanten $g_{M\gamma\gamma}$ sind nicht direkt meßbar. Sie hängen jedoch mit der partiellen $\gamma\gamma$ -Breite und der Masse eines Teilchens zusammen. Für pseudoskalare Mesonen P ist [19]:

$$\Gamma_{\gamma\gamma}(P) = \frac{m_P^3}{64\pi} \cdot g_{P\gamma\gamma}^2$$

Damit läßt sich das Verhältnis der partiellen Zwei-Photon-Breiten für je zwei Mesonen angeben:

$$\begin{aligned}\frac{\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta)}{\Gamma_{\gamma\gamma}(\pi^0)} &= \left(\frac{m_\eta}{m_{\pi^0}} \right)^3 \cdot \frac{1}{3} \cdot \left(\frac{f_{\pi^0}}{f_8} \cos \theta - \sqrt{8} \frac{f_{\pi^0}}{f_1} \sin \theta \right)^2 \\ \frac{\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta')}{\Gamma_{\gamma\gamma}(\pi^0)} &= \left(\frac{m_{\eta'}}{m_{\pi^0}} \right)^3 \cdot \frac{1}{3} \cdot \left(\frac{f_{\pi^0}}{f_8} \sin \theta + \sqrt{8} \frac{f_{\pi^0}}{f_1} \cos \theta \right)^2\end{aligned}$$

Man erhält also ein System mit zwei Gleichungen und drei Unbekannten: f_{π^0}/f_8 , f_{π^0}/f_1 und θ . Daher muß man Annahmen über eine dieser Größen machen und kann dann mit Hilfe der gemessenen $\gamma\gamma$ -Partialbreiten die beiden anderen bestimmen.

³PCAC=Partially Conserved Axial Current

Für den Quotienten der Zerfallskonstanten von π^0 und η_8 erwartet man im Falle exakter SU(3)-Symmetrie: $f_{\pi^0}/f_8 = 1$. Unter Berücksichtigung der Symmetriebrechung jedoch berechnen die Autoren von Ref. [20] für dieses Verhältnis:

$$\frac{f_{\pi^0}}{f_8} = 0.8 \quad .$$

Aus den in Tab. 2.2 angegebenen Weltmittelwerten der $\gamma\gamma$ Partialbreiten für die drei Mesonen π^0 , η und η' lassen sich nun der Mischungswinkel θ sowie der Quotient f_{π^0}/f_1 bestimmen⁴:

$$\begin{aligned} \theta &= (-22.2 \pm 1.1)^\circ \\ \frac{f_{\pi^0}}{f_1} &= 0.95 \pm 0.02 \quad . \end{aligned}$$

4 Berechnen die Autoren von Ref. [20] für dieses Verhältnis:

$\Gamma_{\gamma\gamma}(\pi^0)$ [eV]	7.5 ± 0.3
$\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta)$ [keV]	0.52 ± 0.03
$\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta')$ [keV]	4.30 ± 0.25

Tabelle 2.2: Mittelwerte der $\gamma\gamma$ -Partialbreiten für π^0 , η und η' [21].

⁴Da es sich bei Gl.(2.16) um quadratische Gleichungen handelt, existiert eine zweite Lösung für θ ($\theta = +55.2 \pm 1.3^\circ$). Eine Entscheidung darüber, welche dieser Lösungen die richtige ist, wird erst durch die Analyse anderer Zerfallskanäle möglich.

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau

Die in dieser Arbeit verwendeten Daten wurden in den Jahren 1983 bis 1986 mit dem Crystal Ball Detektor genommen. Der Crystal Ball, der in Abschnitt 3.2 beschrieben wird, ist ein nichtmagnetischer Detektor, der sich insbesondere durch seine hohe Energie- und Ortsauflösung für elektromagnetisch schauernde Teilchen auszeichnet. Er wurde ursprünglich zu Untersuchungen der J/ψ -Familie konstruiert und war in den Jahren 1978 bis 1981 am e^+e^- -Speicherring SPEAR¹ in Stanford/Kalifornien in Betrieb. In einer beispiellosen Aktion wurde er im Frühjahr 1982 nach Hamburg transportiert und am Speicherring DORIS² installiert.

Dieser Speicherring war 1974 gebaut worden und bestand ursprünglich aus zwei übereinander liegenden Ringen, in denen Elektronen und Positronen getrennt beschleunigt werden konnten. Um weitergehende Messungen an der Familie der Υ -Mesonen durchführen zu können, wurde DORIS vor der Installation des Crystal Ball aufgerüstet [22]. Hierzu wurde die Doppelring-Anordnung durch einen einfachen Ring ersetzt und die maximale Strahlenergie wurde durch den Einbau zusätzlicher Beschleunigungsstrecken auf 5.6 GeV angehoben. Gleichzeitig wurden die erreichbare Luminosität um mehr als einen Faktor 10 erhöht sowie der Energieverbrauch auf etwa die Hälfte verringert. An diesem, nun DORIS II genannten, Speicherring wurden in den Jahren 1982 bis 1986 Daten im Energiebereich der Υ -Mesonen gesammelt.

Nach erfolgreicher Beendigung seiner Messungen wurde der Crystal Ball Detektor im Herbst 1987 wieder nach Kalifornien zurücktransportiert.

¹SPEAR = Stanford Positron Electron Accelerator Ring

²DORIS = Doppel Ring Speicher

3.1 Speicherring DORIS II

In Abb. 3.1 sind der Speicherring DORIS II, das Synchrotron DESY sowie deren Injektionssysteme schematisch dargestellt. Die Elektronen, bzw. Positronen werden mit Hilfe zweier Linearbeschleuniger (LINAC I, bzw. LINAC II³) auf Energien von 63 MeV, bzw. 300 MeV vorbeschleunigt. Danach gelangen die Positronen zunächst in den Speicherring PIA⁴, wo sie zur Intensitätserhöhung zwischengespeichert werden. Die vorbeschleunigten Leptonen

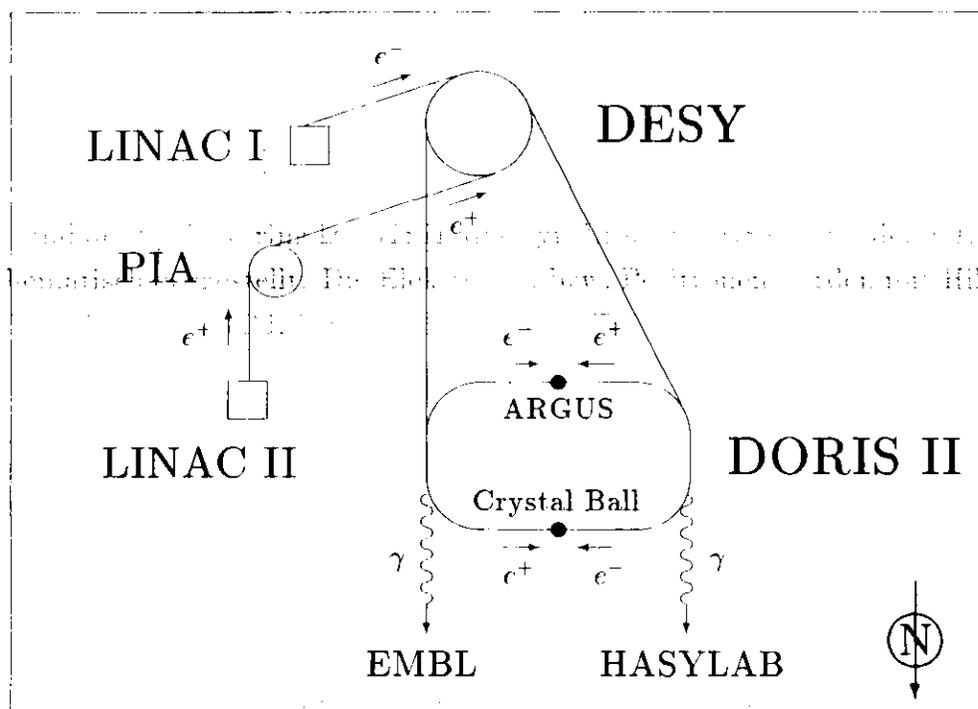


Abbildung 3.1: Der Speicherring DORIS II und sein Injektionssystem [23].

werden nun, getrennt nach Elektronen, bzw. Positronen, im Synchrotron DESY zu Paketen von etwa 10^{11} bis 10^{12} Teilchen verdichtet und auf die für DORIS gewünschte Strahlenergie weiterbeschleunigt. Diese Pakete werden anschließend in den Speicherring DORIS eingespeist und laufen dort in entgegengesetzter Richtung um.

Die Elektronen- und Positronenbündel begegnen sich bei ihren Umläufen an zwei Stellen des Speicherringes, den sog. *Wechselwirkungspunkten*. In der einen Wechselwirkungszone ist der Detektor ARGUS, in der anderen war der Crystal Ball installiert. Die Aufgabe dieser Detektoren ist es, die bei der Wechselwirkung der hochenergetischen Elektronen und Positronen entstehenden Teilchen zu registrieren und analysieren.

³LINAC = LINear ACcelerator

⁴PIA = Positronen Intensitäts Akkumulator

Neben der maximal erreichbaren Strahlenergie ist die Luminosität L eine der wichtigsten Größen für einen e^+e^- -Speicherring. Sie ist durch die Parameter des Speicherringes festgelegt [24]:

$$L = \frac{n_P \cdot n_+ \cdot n_- \cdot \nu}{A} \quad (3.1)$$

Hier bezeichnen n_P die Zahl der Teilchenpakete pro Strahl, n_+ , bzw. n_- die Zahl der Positronen, bzw. Elektronen pro Teilchenpaket, ν die Kollisionsfrequenz der Pakete und A die Querschnittsfläche eines Paketes.

Der Luminosität sind im praktischen Betrieb des Speicherringes Grenzen gesetzt. Die Umlauffrequenz ν ist durch den Umfang U des Speicherrings sowie durch die Geschwindigkeit der Elektronen, bzw. Positronen festgelegt ($\nu = \frac{U}{c} \approx 1$ MHz bei DORIS II). Die Zahl n_P der Teilchenpakete pro Strahl ist durch die Betriebsart gegeben. DORIS II wird im sog. *Single-Bunch* Modus betrieben, d.h. die Zahl der Teilchenpakete pro Strahl ist $n_P = 1$. Die maximalen Teilchenzahlen pro Paket n_{\pm} (und damit die erreichbaren Strahlströme $I_{\pm} = n_{\pm} \cdot \nu \cdot e$) hängen im wesentlichen von der Güte des im Strahlrohr herrschenden Vakuums ab. Bei DORIS II werden maximal etwa 50 mA pro Strahl erreicht; typische Werte im praktischen Betrieb liegen bei 35 mA pro Strahl. Zur Fokussierung der Teilchenpakete auf den Wechselwirkungspunkt (d.h. Minimierung der Querschnittsfläche A) wurden bei DORIS II sog. *Mini- β -Quadrupolmagnete* eingebaut. Damit lassen sich die Teilchenbündel auf einen Querschnitt von 0.1 mm^2 fokussieren [25]. Mit diesen Parametern ergibt sich im praktischen Betrieb von DORIS II eine Luminosität von $L \gtrsim 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [24].

Die Bestimmung der Luminosität über Gl.(3.1) ist mit der benötigten Genauigkeit nicht durchführbar. Vielmehr verwendet man die Reaktionen $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ und $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$, deren Wirkungsquerschnitte im Rahmen der QED exakt berechenbar sind. Aus der gemessenen Ereignisrate dN/dt läßt sich die Luminosität L bestimmen:

$$\frac{dN}{dt} = L \cdot \sigma$$

Mit dieser Methode wird beim Crystal Ball eine Genauigkeit von etwa 2.5 % erreicht [25].

3.2 Crystal Ball Detektor

Die folgenden Abschnitte geben einen Überblick über die einzelnen Komponenten des Crystal Ball Detektors. Eine ausführliche Darstellung ist in Ref. [26] zu finden. Abb. 3.2 zeigt eine schematische Darstellung des Detektors, wie er bei DORIS II installiert war. Seine Hauptkomponenten sind:

- *Der Hauptdetektor:* 672 $\text{NaJ}(\text{Tl})$ -Kristalle, die den Wechselwirkungspunkt radial umgeben.

- *Der Endkappendetektor:* Je 20 $NaJ(Tl)$ -Kristalle an den beiden Eintrittsstellen des Strahlrohres in den Hauptdetektor.
- *Der Innendetektor:* Vier Doppellagen von Driftröhren, die das Strahlrohr zylindrisch umschließen (in der Abbildung nicht erkennbar, da innerhalb des Hauptdetektors angeordnet).
- *Der Flugzeitzähler:* 94 Plastikszintillatoren, die auf dem Dach sowie an den Stirnseiten des Trockenhauses angeordnet sind (in der Abbildung nicht dargestellt).
- *Der Luminositätsmonitor:* Vier Blei Sandwich-Schauerzähler, deren Position aus der Abbildung hervorgeht.

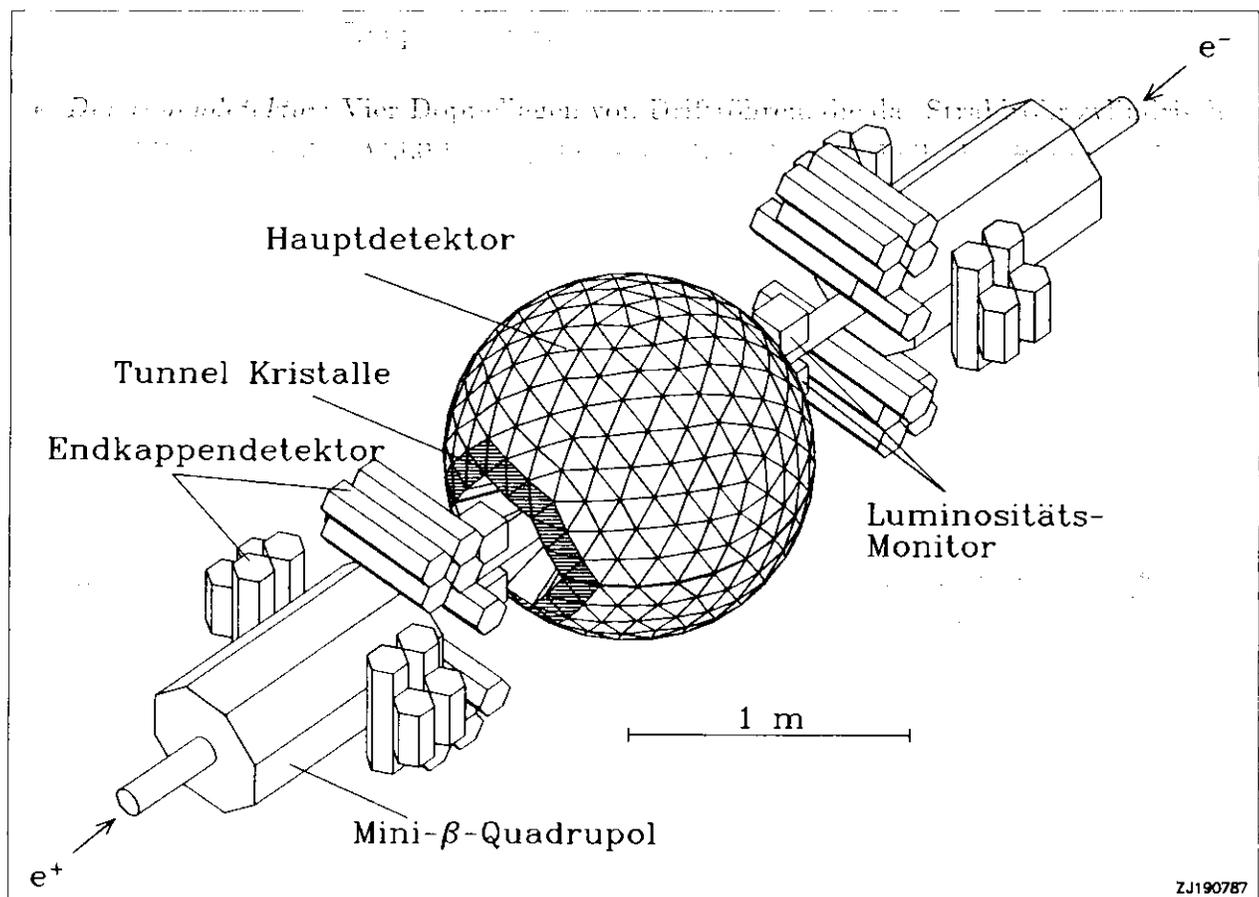


Abbildung 3.2: Der Crystal Ball Detektor mit seinen Komponenten. Dargestellt sind der Hauptdetektor, der Endkappendetektor und der Luminositätsmonitor. Außerdem sind das Strahlrohr sowie die zur Fokussierung der e^{\pm} -Strahlen verwendeten Mini- β Quadrupolmagnete zu erkennen [27].

Als Szintillatormaterial wurde für den Crystal Ball Natriumjodid, das mit Thallium dotiert ist, verwendet. Ein wesentlicher Vorzug von $NaJ(Tl)$ ist seine hohe Photonenausbeute

($\approx 1\gamma/25\text{eV}$ [9]) und die daraus resultierende hohe Energieauflösung. Für den Crystal Ball wurde empirisch eine Auflösung von

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{(2.7 \pm 0.2)\%}{\sqrt[4]{E/\text{GeV}}} \quad (3.2)$$

ermittelt [28]. Den Vorteilen von NaJ(Tl) stehen jedoch auch einige Nachteile gegenüber. Das Natriumjodid ist stark hygroskopisch, und seine Lichtausbeute ist temperaturabhängig. Deshalb ist der gesamte Detektor von einem Trockenhaus umgeben, das mit Hilfe einer aufwendigen Klimaanlage eine konstante Temperatur ($20.0 \pm 0.2^\circ\text{C}$) und niedrige Luftfeuchtigkeit (Taupunkt $\tau < -40^\circ\text{C}$) gewährleistet. Darüberhinaus ist NaJ(Tl) empfindlich gegen hochenergetische Röntgenstrahlung und sehr bruchempfindlich.

3.2.1 Hauptdetektor

Der Hauptdetektor des Crystal Ball ist ein Kalorimeter, das aus 672 NaJ(Tl) -Kristallen zusammengesetzt ist. Diese Kristalle besitzen die Form eines an der Spitze abgeschnittenen Tetraeders. Ihre Länge beträgt etwa 40.6 cm; dies entspricht 16 Strahlungslängen oder einer nuklearen Wechselwirkungslänge. Sie sind konzentrisch um den Wechselwirkungspunkt angeordnet, so daß ein von dort kommendes Teilchen den Kristall seiner gesamten Länge nach durchqueren muß. Zur Vermeidung von Lichtverlusten und zur Erzielung einer möglichst hohen optischen Isolation der Kristalle untereinander sind diese einzeln in 0.15 mm starkes, reflektierendes Papier und in 0.05 mm Aluminiumfolie eingewickelt. Die Kristalloberflächen wurden bereits im Herstellerwerk [29] einer gezielten Oberflächenbehandlung unterzogen, so daß bei Absorption eines elektromagnetisch schauernden Teilchens die Lichtausbeute nahezu unabhängig vom Ort der Absorption im Kristall wird.

Jedem Kristall ist ein Sekundärelektronenvervielfacher vom Typ SRC L50 B01 angeschlossen. Es handelt sich hier um einen zehnstufigen Photomultiplier, der mit einer Hochspannung von etwa 1500 V betrieben wird. Ein Potentiometer zwischen der dritten und vierten Dynode erlaubt die Adjustierung des Verstärkungsfaktors. Im Hinblick auf die in Abschnitt 3.3.2 beschriebene Triggerelektronik ist es besonders wichtig, daß die Verstärkungsfaktoren aller 672 Photomultiplier übereinstimmen. Deshalb wurde insgesamt zweimal während der Betriebsdauer des Crystal Ball bei DORIS II eine Anpassung dieser Verstärkungsfaktoren vorgenommen. Jeder Photomultiplier ist über eine $124\ \Omega$ Zweidrahtleitung (*twisted pair*) mit der Datenaufnahmeelektronik im ca. 40 m entfernten Kontrollraum verbunden.

Die Segmentierung des Hauptdetektors geht aus Abb. 3.3 hervor. Ausgehend von der Form eines Ikosaeders werden zwei Unterteilungen vorgenommen. Die 20 Dreiecke des

Ikosaeders (die sog. *Major-Triangles*) werden in je vier gleichseitige Dreiecke eingeteilt, wobei die Eckpunkte dieser Dreiecke auf die Oberfläche der umschriebenen Kugel projiziert werden. Diese sog. *Minor-Triangles* werden weiter untergliedert in je neun ebenfalls gleichseitige Dreiecke, die Einzelkristalle. Auch hier findet eine Projektion der Kristallvertizes auf die Kugeloberfläche statt. Um einen Durchlaß für das Strahlrohr zu schaffen, werden an zwei gegenüberliegenden Punkten je 24 Kristalle ausgenommen. Mit dieser Untergliederung setzt sich der Hauptdetektor aus 672 Kristallen zusammen, die etwa 93% des gesamten Raumwinkels von 4π sr überdecken.

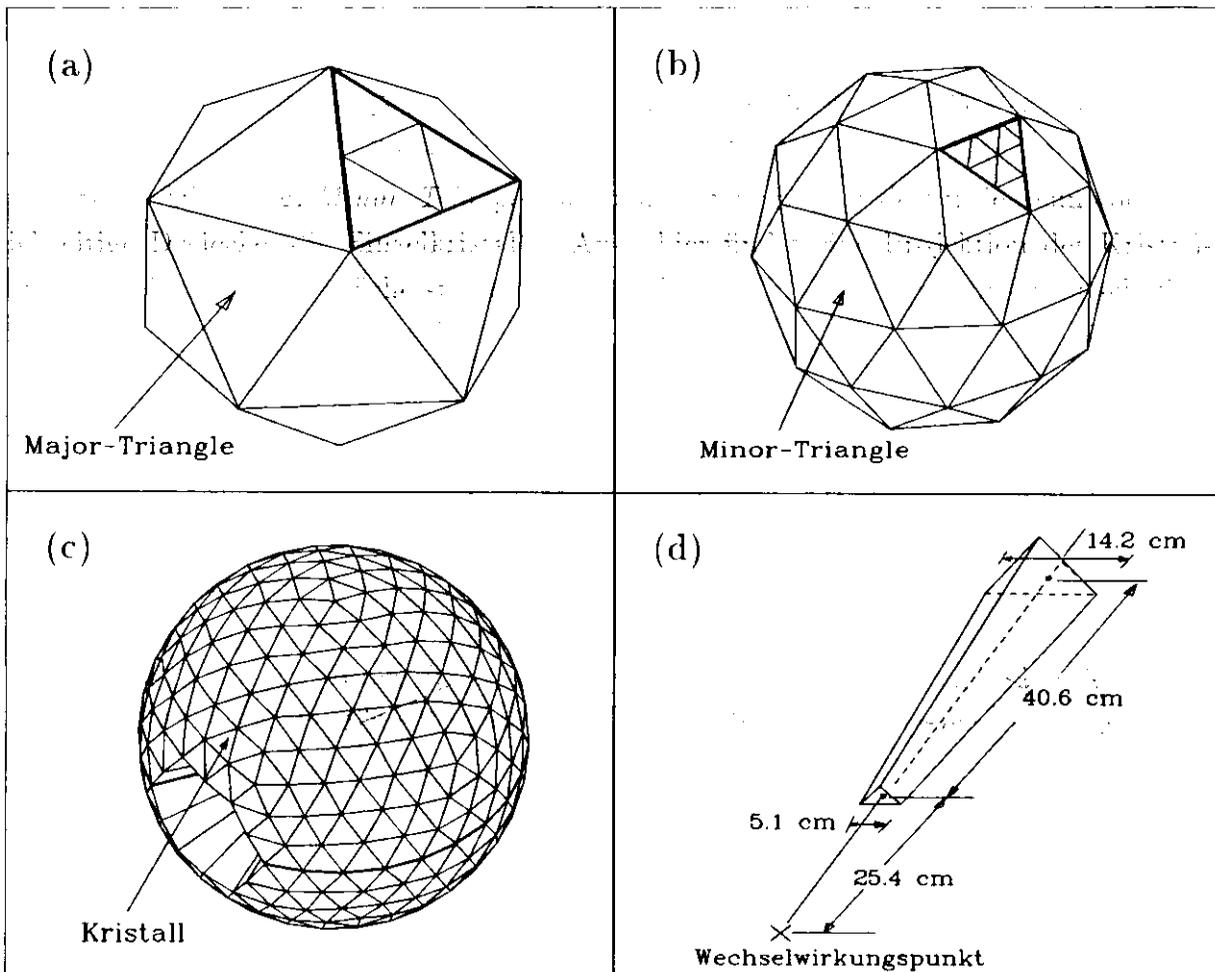


Abbildung 3.3: Die Segmentierung des Hauptdetektors.

Eine besondere Rolle bei der Datenaufnahme (Triggerung, s. Kapitel 3.3.2) und bei der Datenanalyse (Ereignisselektion, s. Kapitel 4.1.1) spielen die sog. *Tunnelkristalle*. Als Tunnelkristall werden diejenigen Kristalle des Hauptdetektors bezeichnet, die mit einer Fläche oder einer Kante an den Durchlaß für das Strahlrohr grenzen. In Abb. 3.2 sind diese Kristalle schraffiert dargestellt.

Die aus der Segmentierung des Kalorimeters resultierende Winkelauflösung beträgt etwa $6 - 7^\circ$ (Winkelabstand der Mittelpunkte zweier direkt benachbarter Kristalle). Eine deutliche Verbesserung ergibt sich, wenn man die laterale Energieverteilung elektromagnetisch schauernder Teilchen berücksichtigt. Die damit erreichbare Winkelauflösung liegt bei $\sigma_\theta = 2 - 3^\circ$ in Abhängigkeit von der Teilchenenergie. Nähere Einzelheiten hierzu finden sich im Anhang A.

Der Hauptdetektor ist an der Äquatorebene in zwei Hälften geteilt. Die Kristalle jeder Hemisphäre sind in ein Gehäuse, das die Form einer Halbkugelschale besitzt, eingebaut. Die innere Begrenzung dieser Schale wird durch eine Stahlwand von 1.5 mm Stärke und 25.6 cm Radius gebildet. Die äußere Begrenzung besteht aus 25 mm starkem Aluminium und hat einen Radius von 66.0 cm. Zur Versteifung der Innenwand ist diese durch eine Reihe von Drähten mit der Außenwand verbunden. Ein leichter Unterdruck innerhalb des Gehäuses verleiht ihr zusätzliche Stabilität.

Mit Hilfe einer hydraulischen Anlage lassen sich die beiden Hemisphären separieren, so daß für Wartungs- und Reparaturarbeiten sowie für die regelmäßig stattfindende Energiekalibration ein Zugang möglich ist. Da die Hydraulik vom Kontrollraum aus ferngesteuert werden kann, ist es möglich, den Crystal Ball während der Injektionen von e^\pm -Teilchenbündel in DORIS II auseinanderzufahren und so die hohe Strahlenbelastung während der Injektionen zu reduzieren. Zu Beginn der Meßperiode 1984 wurde zusätzlich eine ebenfalls hydraulisch betriebene Bleiabschirmung von 2 cm Stärke installiert, die während der Injektionen bei geöffnetem Hauptdetektor das Strahlrohr und den Innendetektor umgibt. Weitere Einzelheiten hierzu finden sich in Ref. [30].

3.2.2 Endkappendetektor

Der Endkappendetektor besteht aus $2 \cdot 20$ $NaJ(Tl)$ -Kristallen, die beiderseits des Hauptdetektors rund um das Strahlrohr angeordnet sind. Sie vergrößern den vom Crystal Ball erfaßten Raumwinkel auf 98% von 4π sr. Bei einem hexagonalen Querschnitt weisen die Kristalle einen inneren Durchmesser von 13 cm auf. Aufgrund der durch die Mini- β -Quadrupolmagnete begrenzten Raumverhältnisse mußten die Endkappenkristalle quer zur Strahlrichtung montiert werden (vgl. Abb. 3.2). Für ein vom Wechselwirkungspunkt kommendes Teilchen ergibt sich daraus eine innerhalb des Kristalles zurückgelegte Wegstrecke von 3 bis 9 Strahlungslängen (je nach Einfallrichtung des Teilchens). Die daraus resultierende schlechte Energieauflösung⁵ führt dazu, daß die Endkappenkristalle in vielen Fällen nicht zur Energiebestimmung herangezogen werden. Sie werden in einigen Analysen lediglich als Vetoähler benutzt für Teilchen, die den Hauptdetektor nahe der e^\pm -Strahlachse

⁵Die Energieauflösung der Endkappenkristalle beträgt bei ^{137}Cs -Energie etwa 33% (FWHM), während die Kristalle des Hauptdetektors im Mittel eine Energieauflösung von etwa 24% aufweisen.

verlassen haben. In der vorliegenden Arbeit werden Ereignisse, in denen die Endkappen von einem Teilchen getroffen wurden, für die Analyse nicht verwendet.

3.2.3 Innendetektor

Die Diskriminierung von geladenen und ungeladenen Teilchen wird im Crystal Ball Experiment mit Hilfe des Innendetektors vorgenommen. Dieser bestand ursprünglich aus drei Doppellagen von Driftröhren, die innerhalb des Hauptdetektors zylinderförmig um das Strahlrohr herum angeordnet sind. Im Sommer 1983 mußten die beiden inneren Doppellagen erneuert werden, und im Frühjahr 1984 wurde die äußere Kammer durch zwei Doppellagen ersetzt. Die dieser Arbeit zugrundeliegenden Daten wurden fast ausschließlich nach dem Frühjahr 1984 genommen, d.h. mit dem Vierkammeraufbau.

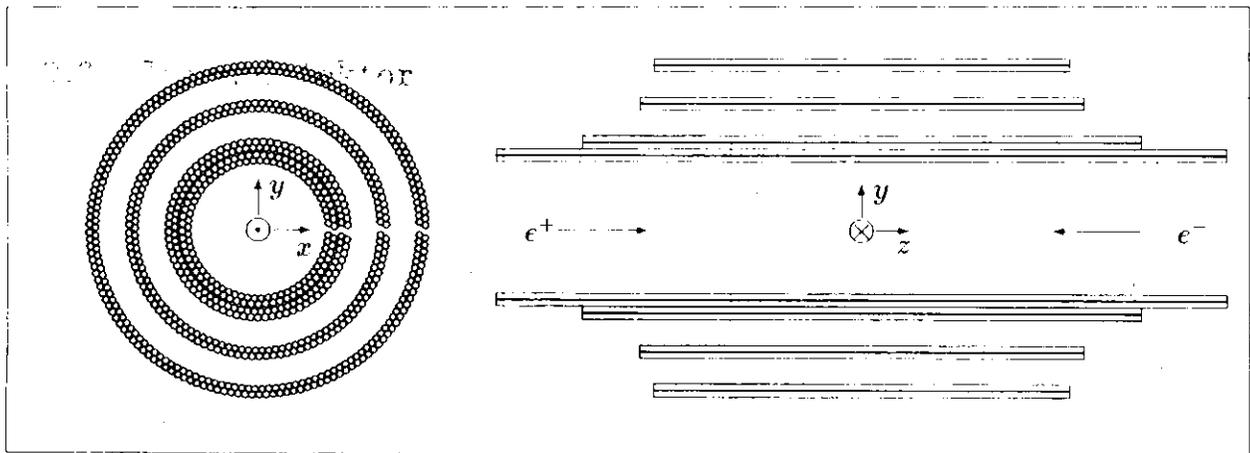


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung des Vierkammersystems [23].

Die einzelnen Driftröhren bestehen aus einer röhrenförmigen Aluminiumkathode von 5 bis 6 mm Durchmesser und 0.18 mm Wandstärke. Entlang ihrer Achse ist ein $50\ \mu\text{m}$ dicker Edelstahl draht gespannt, der als Anode dient. Die Röhren sind mit einer Gasmischung gefüllt, die zu 80% aus Argon, 19% aus CO_2 und 1% aus CH_4 besteht. Sie werden bei einer Potentialdifferenz von etwa 1800 V im Proportionalmodus betrieben.

Jede Driftröhre wird an beiden Enden ausgelesen, und das Verhältnis der Signalstärken wird dazu genutzt, die Position des ursprünglich einfliegenden Teilchens entlang des Drahtes zu bestimmen. Auf diese Weise erreicht man eine Auflösung von 0.6 cm (für die äußere Kammer) bis 1.5 cm (für die innere Kammer) [25]. Die azimuthale Winkelauflösung ergibt sich aus der Position des getroffenen Drahtes und damit aus dem Querschnitt und der Packungsdichte der Driftröhren. Sie beträgt etwa 11 mrad für die äußere Kammerlage und 23 mrad für die innere [14].

Die durch den Innendetektor gewonnenen Informationen werden für die vorliegende Analyse nicht benutzt. Lediglich der verwendete Trigger (siehe Abschnitt 3.3.2) benutzt die Information, ob eine Kammer von einem geladenen Teilchen getroffen wurde, als Veto-bedingung. Dazu werden die von den einzelnen Kammern ausgelesenen Pulshöhen über Diskriminatoren mit voreingestellten Schwellwerten verglichen. Liegt die Pulshöhe über der jeweiligen Schwelle, so wird dies als Treffer interpretiert und es wird das sog. *Vetobit* für die betreffende Kammer gesetzt. Diese Vetobits werden von einigen Triggern ausgewertet und außerdem für spätere Analysen bei der Datenauslese auf Band geschrieben.

3.2.4 Flugzeitzähler

Zur Unterscheidung von Teilchen aus der kosmischen Höhenstrahlung (hauptsächlich Myonen) und solchen, die aus der e^+e^- -Wechselwirkung stammen, wird das Flugzeitsystem eingesetzt. Dieses besteht aus 94 Plastikszintillatoren, die auf dem Dach und an den Stirnseiten des Trockenhauses angebracht sind und etwa 25% des gesamten Raumwinkels überdecken. An jeden Szintillator sind zwei Photomultiplier angeschlossen, die neben der Pulshöheninformation auch eine zeitliche Information liefern. Die Auswertung dieser Daten ermöglicht eine Reduzierung von Untergründereignissen, die durch kosmische Höhenstrahlung hervorgerufen wurden, um etwa 80% [31].

3.2.5 Luminositätsmonitor

Für eine schnelle (Online-) Bestimmung der Luminosität wird im Crystal Ball der Luminositätsmonitor verwendet. Er besteht aus vier Schauerzählern, deren Positionen aus Abb. 3.2 hervorgehen. Die Zähler sind sandwichartig aufgebaut und bestehen aus jeweils 11 Lagen Blei, bzw. Szintillationsmaterial von 6.35 mm Dicke. Sie besitzen eine aktive Fläche von 178 cm^2 . Das im Szintillator entstehende Licht wird über einen Wellenlängenschieber auf einen Photomultiplier vom Typ 56 AVP gegeben. Die Energieauflösung dieser Schauerzähler wurde vor Inbetriebnahme des Crystal Ball an DORIS II an einem Teststrahl des DESY bestimmt und beträgt $\sigma_E/E \approx 11\%$ bei $E=5 \text{ GeV}$ [32]. Eine ausführliche Beschreibung des Luminositätsmonitors findet sich in Ref. [33].

Die endgültige Bestimmung der Luminosität wird, wie bereits auf Seite 16 beschrieben, mit Hilfe von Bhabha-Ereignissen durchgeführt.

3.3 Datenauslesesystem

Der folgende Teilabschnitt beschreibt die elektronischen Komponenten, die zur Auslese und Digitalisierung der vom Kalorimeter stammenden Signale verwendet werden. Die damit einhergehende Auswahl physikalisch interessanter Ereignisse (Trigger) wird im daran anschließenden Teilabschnitt 3.3.2 erläutert. Zur Auslese der übrigen Detektorkomponenten werden ähnliche Systeme benutzt, die hier nicht beschrieben werden sollen.

3.3.1 Datenaufnahmeelektronik

Die analogen Ausgangssignale der Photomultiplier werden im Crystal Ball Experiment nacheinander ausgelesen und mit Hilfe eines schnellen ADC⁶ digitalisiert. Dieser besitzt eine Wortbreite von 13 Bit, entsprechend 8192 Kanälen. Mit der Forderung, daß Signale von maximal 6.5 GeV noch dargestellt werden sollen, ergibt sich eine Auflösung von 800 keV/Kanal. Eine Verbesserung dieser Auflösung für kleine Signale wird dadurch erreicht, daß das Photomultipliersignal in der Elektronik auf zwei parallele Kanäle (*LEC* und *HEC*⁷) gegeben wird. Diese weisen ein Verhältnis der Verstärkungsfaktoren von 1:20 auf, so daß sich für den LEC eine Auflösung von 40 keV/Kanal und ein maximal darstellbares Signal von etwa 330 MeV ergibt.

Der sequentielle Auslesevorgang aller Detektorkomponenten benötigt etwa 53 ms, daher ist eine Zwischenspeicherung der Photomultipliersignale notwendig. Diese Zwischenspeicherung erfolgt in speziell hierfür konstruierten elektronischen Baugruppen, den sog. *Integrate and Hold*-Modulen (I&H-Modul). Eine Darstellung des Aufbaues und der Funktionsweise dieser I&H-Module kann Ref. [34] entnommen werden.

Jedes I&H-Modul ist in der Lage, die Signale von neun Photomultipliern zu verarbeiten. Es handelt sich hierbei um die Photomultiplier einer Gruppe von neun benachbarten Kristallen (ein Minor-Triangle, vgl. Abb. 3.3 auf Seite 19). Das Eingangssignal wird im I&H-Modul in die zwei Kanäle LEC und HEC aufgespalten und verstärkt. Danach wird es mit Hilfe eines Kondensators integriert und im Falle eines getriggerten Ereignisses (s.u.) bis zur Digitalisierung gespeichert. Dieser Haltevorgang wird durch einen CMOS-Schalter innerhalb des I&H-Moduls kontrolliert, der durch ein externes Signal (Halte-Impuls von der Triggerbox, s.u.) gesteuert wird. Die Integrationskondensatoren können einzeln mit Hilfe eines Analog-Multiplexers auf den Analogsignal-Ausgang des I&H-Moduls durchgeschaltet werden. Die Kontrolle über den Multiplexer wird durch das *NEMO-Modul* ausgeübt, welches die Digitalisierung aller LEC- und HEC-Signale überwacht. Das NEMO enthält einen Adreßspeicher, der vom Computer mit den Adressen der auszulesenden I&H-Module

⁶ADC=Analog to Digital Converter.

⁷LEC = Low Energy Channel, HEC = High Energy Channel

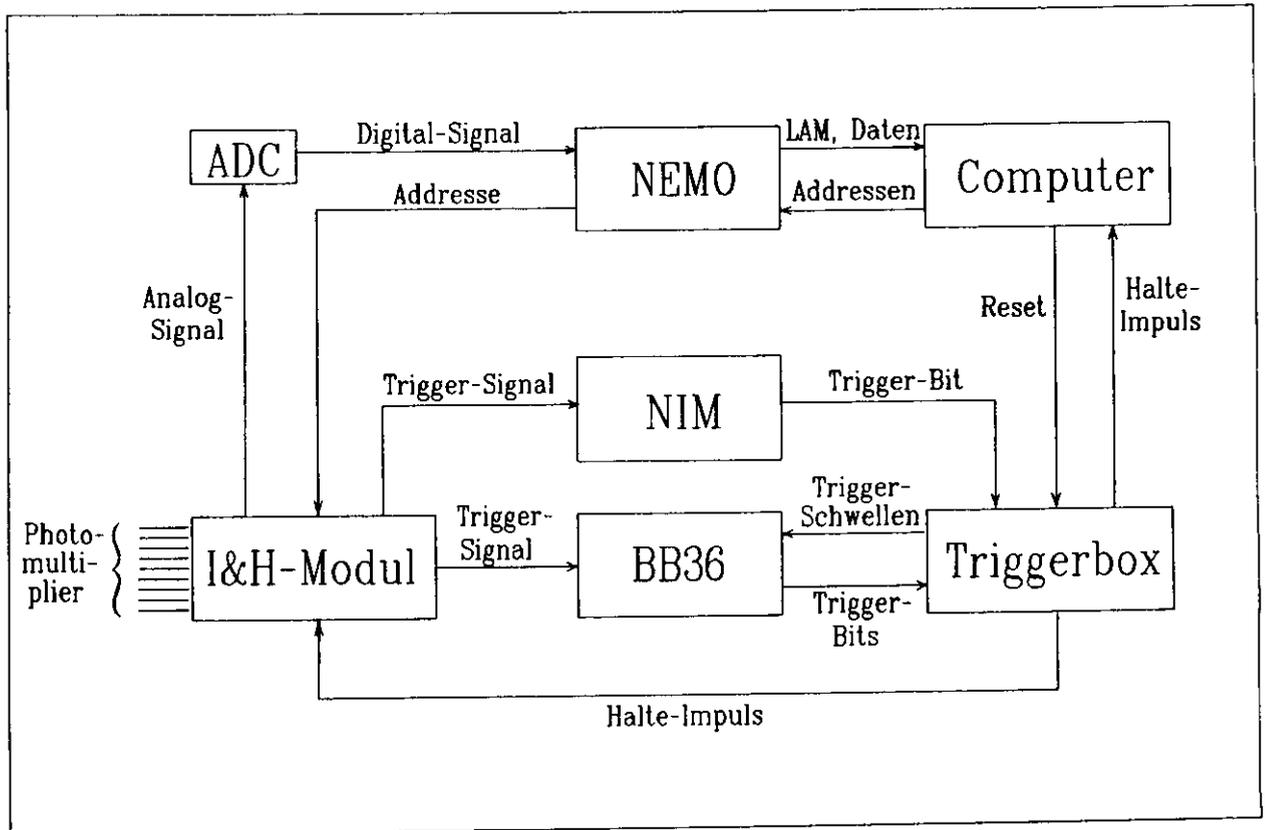


Abbildung 3.5: Das Datenaufnahmesystem für das Kalorimeter. Der Übersichtlichkeit halber ist nur eines der insgesamt 88 I&H-Module und eines der 10 BB36-Module dargestellt.

geladen wird sowie einen Datenspeicher, der die Ergebnisse des Digitalisierungsprozesses aufnimmt. Nachdem das NEMO die Digitalisierung aller in seinem Adreßspeicher angegebenen Kanäle veranlaßt hat, gibt es ein Signal an den Computer, der den Datenspeicher ausliest. Parallel zu den LEC- und HEC-Kanälen werden die Eingangssignale der an ein I&H-Modul angeschlossenen neun Photomultiplier als Summensignal an den Triggersignal-Ausgang geführt.

3.3.2 Triggersystem

Die Triggerlogik des Crystal Ball Experimentes ist in zwei nahezu unabhängige Systeme gegliedert (NIM-Trigger und TTL-Trigger). Beide Systeme verwenden die Summensignale, die von den I&H-Modulen am Triggersignal-Ausgang zur Verfügung gestellt werden.

Das *TTL-Triggersystem* basiert auf der TTL-Norm⁸. Es besteht aus den *BB36-*

⁸TTL = Transistor to Transistor Logic. In der TTL-Norm werden die Spannungen 0 V, bzw. 5 V zur Darstellung der logischen Zustände 0, bzw. 1 verwendet.

Modulen und der Triggerbox. Jedes der zehn BB36-Module analysiert die Signale von zwei Vierergruppen von I&H-Modulen. Diese Vierergruppen gehören zu den Kristallen zweier Major-Triangles, die sich im Detektor genau gegenüber liegen. Die BB36-Module vergleichen die Signale jedes einzelnen I&H-Moduls mit einstellbaren Schwellen. Außerdem bilden sie die Summensignale für jedes Major-Triangle und vergleichen sie ebenfalls mit einstellbaren Schwellen. Bei Überschreiten der Schwellenwerte werden entsprechende Bits im BB36-Modul gesetzt und an die Triggerbox weitergeleitet. Die *Triggerbox* untersucht dieses Bitmuster und erzeugt genau dann einen Halte-Impuls, wenn es bestimmten vor-eingestellten Bedingungen genügt.

Das *NIM Triggersystem*⁹ analysiert ebenfalls die an den Triggersignal-Ausgängen der I&H-Module anliegenden Spannungen. Daraus werden Analogsummen-Signale für die Kristalle der oberen Hemisphäre, der unteren Hemisphäre sowie für alle Kristalle des Hauptdetektors (mit Ausnahme der Tunnelkristalle) gebildet. Diese Summensignale werden mit Hilfe verschiedener Bauteile, wie Diskriminatoren, Zeitverzögerungsgliedern, Koinzidenzeinheiten und logischen Bauteilen (AND- und OR-Gatter), analysiert. Bei Überschreiten gewisser Schwellen und bei Erfüllung bestimmter Bedingungen wird ein Signal an die Triggerbox gemeldet, die dann die Datenauslese startet.

Die in dieser Analyse benutzte Triggerbedingung wurde speziell entwickelt, um Ereignisse aufzunehmen, die aus Zwei-Photon-Reaktionen stammen. Dabei wird eine der charakteristischen Eigenschaften dieser Ereignisse ausgenutzt, nämlich der niedrige Gesamttransversalimpuls. Die Energieverteilung im Hauptdetektor muß gewissen topologischen Kriterien genügen. Zur Definition dieser Kriterien wird der Hauptdetektor auf drei Arten in je zwei Halbkugeln eingeteilt, wobei die Grenzflächen entlang der Major-Triangle-Grenzen verlaufen. Diese Einteilung wird so gewählt, daß das Strahlrohr in der Grenzfläche enthalten ist. Auf diese Weise erhält man sechs Hemisphären, die sich gegenseitig überlappen. Die Topologieforderung besteht nun darin, daß in jeder dieser Hemisphären mindestens ein Major Triangle enthalten ist, dessen Energie oberhalb einer festgelegten Schwelle E_{topo} liegt. Außerdem verlangt die Triggerbedingung, daß die im Hauptdetektor insgesamt deponierte Energie einen Mindestwert E_{tot} überschreitet und daß die in jeder Tunnelregion deponierte Energie nicht größer als ein Wert E_{tunnel} ist. Als weitere Bedingung wird gefordert, daß das Ereignis neutral ist, wobei die Neutralität mit Hilfe des Vetobits für eine oder mehrere Kammerlagen definiert wird. Dieser Trigger war in unterschiedlichen Versionen installiert, die sich in ihren Schwellen E_{topo} und E_{tot} sowie in der Neutralitätsbedingung unterscheiden. Die beiden in dieser Analyse verwendeten Einstellungen sind in Tab. 3.1 angegeben.

⁹NIM = Nuclear Instrument Modules.

	π^0 -Trigger	$\pi^0\pi^0$ -Trigger
E_{topo6}	>40 MeV	>40 MeV
E_{tot}	>90 MeV	>200 MeV
E_{tunnel}	<35 MeV	<35 MeV
Kammer-Veto	Kammer 2 & 3	Kammer 3
$\mathcal{L} = \int L dt$	47/pb	52/pb

Tabelle 3.1: Der verwendete Trigger mit seinen Einstellungen. Die letzte Zeile gibt die mit der jeweiligen Triggereinstellung genommenen integrierten Luminositäten wieder.

Der zweite für diese Analyse wichtige Trigger ist der sog. *DBM-Trigger*¹⁰. Dieser Trigger soll keine physikalisch motivierte Auswahl von Ereignissen treffen, sondern er dient dazu, die Untergrundbedingungen beim Betrieb des Speicherringes zu untersuchen. Der DBM-Trigger wird bei jeder 10⁷ten Begegnung der e^\pm -Pakete ausgelöst, ohne daß weitere Bedingungen zu erfüllen sind. Auf diese Weise erhält man eine Menge von zufällig ausgewählten, homogen über die Datenakquisitionsperioden verteilten Ereignissen, die nicht aus e^+e^- -Wechselwirkungen stammen. Diese Ereignisse werden mit Monte-Carlo-simulierten Ereignissen gemischt (siehe Kapitel 4.2) und ermöglichen somit eine realistische Simulation der physikalischen Prozesse einschließlich der während der Datenaufnahme vorherrschenden Untergrundbedingungen.

3.3.3 Online-Rechner

Integraler Bestandteil des Crystal Ball Experimentes ist ein Computer vom Typ PDP 11/55 mit 256 kByte Hauptspeicher. Dieser Computer ist ausgestattet mit mehreren Plattenlaufwerken von insgesamt etwa 300 MByte Speicherkapazität sowie zwei Magnetbandeinheiten. Hauptaufgaben dieses Rechners sind die Datenaufnahme sowie die Überwachung des gesamten experimentellen Aufbaues. Dazu sind verschiedene Programme installiert, die neben der Auslese des gesamten Experimentes eine schnelle Online-Analyse ermöglichen sowie eine Vielzahl von Meßgrößen protokollieren (z.B. Temperatur und Luftfeuchtigkeit im Trockenhaus, Hochspannungsversorgung der Photomultiplier). Gleichzeitig dazu werden die aufgenommenen Ereignisse über eine Standleitung an die IBM-Großrechenanlage des DESY-Forschungslabors weitergeleitet. Hier werden sie zunächst auf Magnetplatte gespeichert und dann auf Magnetbänder (sog. *Rohdatenbänder*) übertragen.

¹⁰DBM = DORIS Bunch Marker

3.4 Datenaufbereitung

Die Rohdaten müssen zunächst aufbereitet werden, bevor sie einer physikalischen Analyse zugänglich gemacht werden können. Der erste Schritt dieses als *Produktion* bezeichneten Vorganges ist die Umwandlung der gemessenen Pulshöhen in Energien. Die hierzu notwendigen Konstanten werden durch regelmäßig durchgeführte Kalibrationen ermittelt. Die Energieeichung des Kalorimeters wird in Abschnitt 3.4.1 beschrieben. In den weiteren Stufen der Produktion wird versucht, aus den Energiedepositionen im Kalorimeter sowie aus den Informationen der übrigen Detektorkomponenten die ursprünglichen Teilchen zu rekonstruieren. Auf die Produktion der Rohdaten wird im Abschnitt 3.4.2 eingegangen. Mit der Produktion einhergehend findet eine Klassifizierung der Ereignisse nach gewissen Kriterien (z.B. Hadronen-, Zwei Photon-, Bhabha Vorselektion) statt. Zweck dieser Vorselektion ist es, die Datenmenge für eine nachfolgende Analyse deutlich zu reduzieren und so einen effizienten Einsatz der verfügbaren Computerleistung zu ermöglichen. Die Vorselektion für Ereignisse, die aus der Zwei Photon-Wechselwirkung stammen, wird in Abschnitt 3.4.3 beschrieben. An die Produktion schließt sich die Analyse der Daten an. Diese beinhaltet die Ereignisrekonstruktion, die auf den aus der Produktion hervorgegangenen Datenbändern (in dieser Arbeit auf den vorselektierten Zwei Photon-Ereignissen) basiert. Dieser Teil der Analyse wird im Kapitel 4 beschrieben.

3.4.1 Energiekalibration

Zur Energieeichung des Kalorimeters muß für jeden Kristall ein Satz von Kalibrationskonstanten ermittelt werden. Diese Konstanten stellen den Zusammenhang zwischen der Impulshöhe des Photomultiplier-signalen (gemessen in ADC-Kanälen) und der im Kristall deponierten Energie (in MeV) her. Man geht von einem linearen Zusammenhang aus [35], so daß für jeden Kristall vier Konstanten zu bestimmen sind: jeweils das Nullpunktsignal (*Pedestal*) und der Kalibrationsfaktor (*Slope*) für die beiden Kanäle LEC und HEC. Der Quotient der Kalibrationsfaktoren ist gegeben durch das Verhältnis der Verstärkungsfaktoren im I&H-Modul und hängt nur von den verwendeten elektronischen Bauteilen ab. Dieser Quotient weist daher eine hohe Langzeitstabilität auf und man benutzt als vierte Kalibrationskonstante nicht die Slope des HEC, sondern den Quotienten *Ratio* aus $Slope^{HEC}$ und $Slope^{LEC}$.

Die Energieeichung wird in drei Stufen durchgeführt: die Quelleneichung bei einer Energie von 662 keV, die van de Graaff-Eichung bei 6.13 MeV und die Bhabha-Eichung bei der e^+e^- -Strahlenergie von etwa 5 GeV.

Zur Quelleneichung wird ein Satz von Cäsiumpräparaten verwendet, die über die Reaktion $^{137}\text{Cs} \rightarrow ^{137}\text{Ba}^* + \beta^- + \bar{\nu}_e$, $^{137}\text{Ba}^* \rightarrow ^{137}\text{Ba} + \gamma(662 \text{ keV})$ eine monoenergetische γ -Linie liefern [36]. Die Eichung findet in einem etwa zweiwöchigen Rhythmus statt. Dazu wird der Speicherring DORIS II abgeschaltet und die Crystal Ball Datenaufnahme unterbrochen. Die Cäsiumquellen werden im Zentrum des Hauptdetektors sowie in den Tunnel- und Endkappenregionen installiert. Es wird eine besondere Betriebsart des Datenaufnahmesystems eingeschaltet, in der für jedes Ereignis nicht der gesamte Detektor ausgelesen werden muß, sondern nur die Photomultiplier einer ausgewählten Gruppe von neun Kristallen (ein Minor-Triangle). Der Reihe nach wird jedes Minor-Triangle adressiert, und für die zugehörigen neun Kristalle werden Energiespektren aufgenommen. Ein typisches Spektrum für einen Einzelkristall zeigt Abb. 3.6. Nach Beendigung der Datenaufnahme

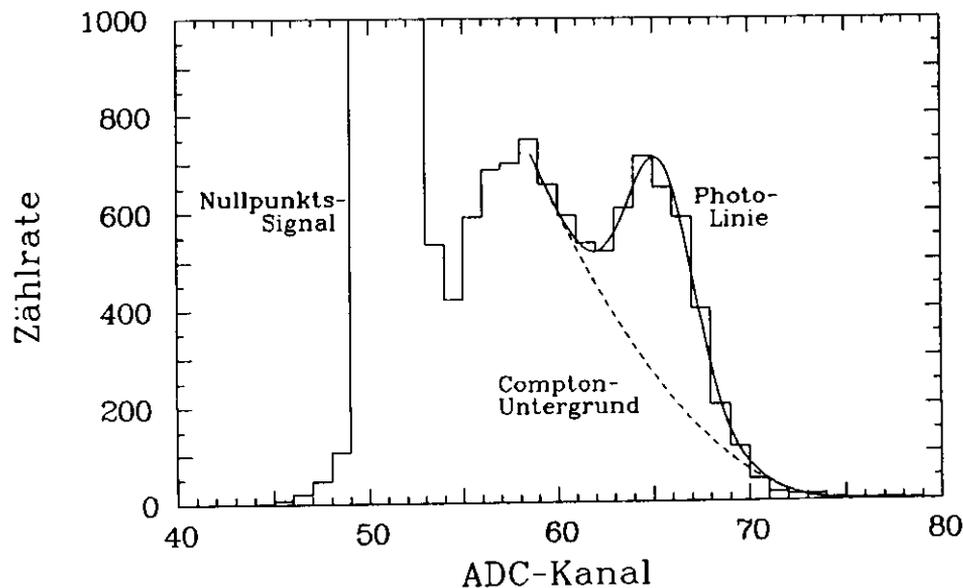


Abbildung 3.6: Das Energiespektrum eines Einzelkristalls, aufgenommen bei der ^{137}Cs -Eichung. Man erkennt die Beiträge von Pedestal, Compton-Untergrund und Photolinie. Die durchgezogene Kurve stellt das Ergebnis einer Anpaßrechnung dar (Gauß-Funktion plus Legendrepolynom dritter Ordnung). Die gestrichelte Kurve zeigt den Untergrund allein.

für alle Minor-Triangles werden die Spektren mit Hilfe eines interaktiven Programmes ausgewertet. An jedes Spektrum wird die Summe aus einer Gauß-Funktion und einem Legendre-Polynom dritten Grades angepaßt und so die Position des Cäsiumsignales ermittelt. Das Nullpunktsignal (Pedestal) wurde vorher in einer ähnlichen Prozedur, aber ohne Installation der ^{137}Cs -Quelle ermittelt. Aus den Werten für Nullpunktsignal und ^{137}Cs -Signal ergibt sich (in Verbindung mit der Energie der γ -Linie) für jeden Kristall der Kalibrationsfaktor. Die Quelleneichung ist in Ref. [34] beschrieben.

In der zweiten Stufe der Energiekalibration werden mit Hilfe eines van de Graaff-Generators beschleunigte Protonen auf ein Lithium-Fluorid Target geschossen. Dabei wird die Reaktion $^{19}\text{F} + p(340 \text{ keV}) \rightarrow ^{20}\text{Ne}^* \rightarrow ^{16}\text{O}^* + \alpha$, $^{16}\text{O}^* \rightarrow ^{16}\text{O} + \gamma(6.13 \text{ MeV})$ angeregt. Zur Datenaufnahme werden bei der van de Graaff-Eichung wiederum einzelne Minor-Triangles adressiert und bei Auslösung eines Triggers werden die Pulshöhen der zugehörigen sowie der direkt angrenzenden Kristalle (Gruppen von 32, bzw. 33 Kristallen) ausgelesen. Diese Ereignisse werden auf Magnetband geschrieben und später auf dem IBM-Rechner des DESY ausgewertet. Dazu wird ein Programm verwendet, das als Startwerte die in der Cäsiumeichung ermittelten Kalibrationskonstanten benötigt und in einer iterativen Prozedur neue Werte liefert. Weitere Einzelheiten zur van de Graaff-Eichung finden sich in Ref. [37].

Die endgültige Eichung wird mit Hilfe von Bhabha-Ereignissen des Typs $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ und $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ durchgeführt, die während der normalen Meßzeit aufgenommen wurden. Für eine vollständige Bhabha-Eichung werden etwa 10^5 Ereignisse benötigt. Diese werden aus den bei der Produktion erzeugten Bhabha-Datenbändern selektiert. Zur Bestimmung des Kalibrationsfaktors für den HEC werden Ereignisse verwendet, bei denen mindestens 70% der Teilchenenergie im Zentralkristall deponiert wurde. In einer iterativen Prozedur, die als Startwerte die aus der van de Graaff-Eichung stammenden Kalibrationskonstanten benutzt, wird der Kalibrationsfaktor des Zentralkristalles solange variiert, bis die gemessene mit der nominellen Teilchenenergie (\equiv Strahlenergie) übereinstimmt. Das Ratio wird mit solchen Ereignissen bestimmt, bei denen etwa 50–280 MeV im Kristall deponiert wurde. Für diese Ereignisse ergibt sich bereits eine nennenswerte Impulshöhe im HEC (etwa 60–350 ADC-Kanäle), während der LEC noch nicht gesättigt ist (Pulshöhe etwa 1200–7000 Kanäle).

3.4.2 Teilchenrekonstruktion

Aus den Rohdaten (ADC- und TDC¹¹-Impulshöhen) müssen die Vierervektoren der im Detektor nachgewiesenen Teilchen rekonstruiert werden. Dies ist ein mehrstufiger Prozeß, der im folgenden beschrieben werden soll. Dabei spielt die in den Kristallen deponierte Energie sowie deren laterale Verteilung eine wesentliche Rolle. Dazu sollen an dieser Stelle einige Begriffe erläutert werden.

Teilchen, die in den Hauptdetektor eintreten, können (abhängig von der Teilchenart) unterschiedliche Prozesse bewirken. Ein elektromagnetisch schauerndes Teilchen (e^+ , e^- , γ), das vom Wechselwirkungspunkt kommt und somit die Kristalle des Hauptdetektors der Länge nach durchquert, hinterläßt nahezu seine gesamte Energie im Kalorimeter. Die Energiedeposition erstreckt sich dabei, abhängig von der Teilchenenergie, über einen oder

¹¹TDC=Time to Digital Converter.

mehrere Kristalle. Sehr niederenergetische Teilchen ($E \lesssim 1 \text{ MeV}$) hinterlassen ihre gesamte Energie in nur einem Kristall, während z.B. ein Elektron von 5 GeV seine Energie auf etwa 13 Kristalle verteilt.

Abb. 3.7 zeigt eine Gruppe benachbarter Kristalle. Der Kristall, in den ein Teilchen eintritt, ist mit einem Stern markiert und wird als *Zentralkristall* bezeichnet. Hervorgehoben gezeichnet sind die drei (bzw. zwölf) nächsten Nachbarn, die (zusammen mit dem Zentralkristall) die *Gruppe der vier* (bzw. die *Gruppe der dreizehn*) Kristalle bilden. Man definiert nun die folgenden Energiesummen:

E_1 = Energie im Zentralkristall

E_4 = Energiesumme des Zentralkristalles und seiner drei nächsten Nachbarn

E_{13} = Energiesumme des Zentralkristalles und seiner zwölf nächsten Nachbarn

Für die Energiebestimmung von elektromagnetisch schauernden Teilchen wird im wesentlichen die Energiesumme E_{13} verwendet (s.u.). Zur Diskriminierung verschiedener Teilchen-

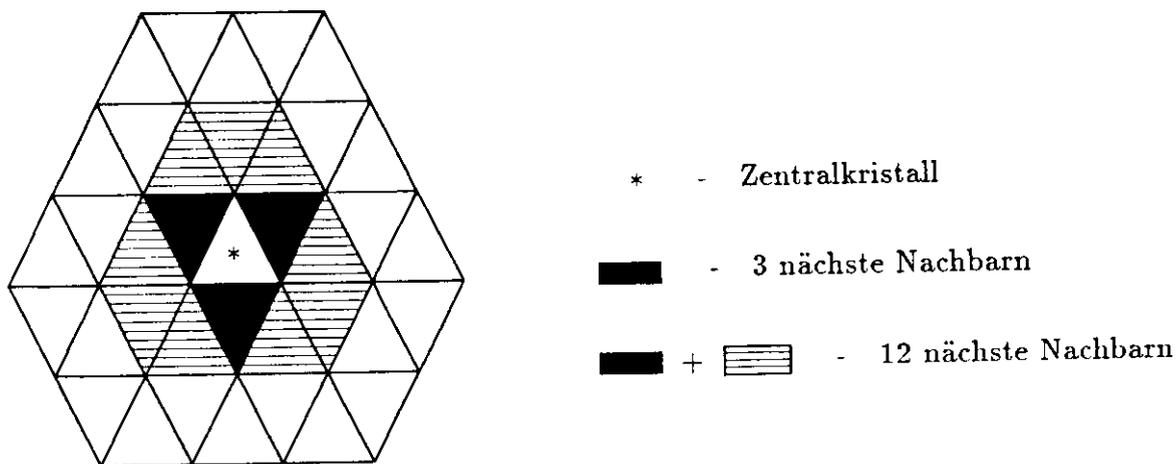


Abbildung 3.7: Zur Definition der Energiesummen E_1 , E_4 und E_{13} [23].

klassen lassen sich wegen des unterschiedlichen Schauerverhaltens von elektromagnetisch schauernden, hadronisch schauernden oder minimal ionisierenden Teilchen die Verhältnisse dieser Energiesummen (E_1/E_4 , E_4/E_{13} , ...) verwenden [14].

Erste Stufe (ENERGY)

In der ersten Stufe der Produktion werden die Impulshöhen der *NaJ*-Kristalle in Energien umgesetzt. Dazu werden die in der Bhabha-Eichung bestimmten Kalibrationskonstanten ($P_{\text{pedestal}}^{\text{LEC}}$, $P_{\text{pedestal}}^{\text{HEC}}$, $S_{\text{slope}}^{\text{HEC}}$, R_{ratio}) verwendet. Bei kleiner Signalstärke ($\text{HEC} < 350$ Kanäle) benutzt man die Information des niederenergetischen Kanals LEC, im anderen Falle wird die Information des HEC herangezogen. Kristalle, deren Energie

weniger als 0.3 MeV beträgt, werden nicht berücksichtigt (d.h. die Energie wird auf Null gesetzt). Die so bestimmten Energien werden für jeden Kristall einzeln abgespeichert.

Zweite Stufe (CONREG)

In der zweiten Stufe sucht man zusammenhängende Energiedepositionen, die von im Hauptdetektor nachgewiesenen Teilchen stammen. Dazu werden die im ersten Schritt berechneten Kristallenergien benutzt und sog. *Connected Regions* definiert. Als *Connected Region* bezeichnet man eine zusammenhängende Gruppe von Kristallen, die jeweils eine Energie von mindestens 10 MeV aufweisen.

Dritte Stufe (BUMPS)

Eine *Connected Region* kann die Energiedeposition von einem oder auch von mehreren im Detektor nachgewiesenen Teilchen sein. In der dritten Stufe der Produktion wird daher nach lokalen Energiemaxima (sog. *Bumps*) innerhalb einer *Connected Region* gesucht [38]. Dabei wird der Kristall mit der höchsten Energie als Bumpkristall markiert. Die anderen Kristalle der betrachteten *Connected Region* werden dem Bump zugeordnet und markiert, falls eine der beiden Bedingungen:

$$(1) \quad \theta \leq 15^\circ \quad \theta = \text{Winkel zwischen dem Bumpkristall und dem betrachteten Kristall}$$

oder

$$(2) \quad E \leq 0.72 \cdot E_4 \cdot e^{-9.4 \cdot (1 - \cos \theta)} \quad \begin{array}{l} E = \text{Energie im betrachteten Kristall} \\ \text{und } \theta \leq 45^\circ \quad E_4 = \text{Energiesumme des Bumpkristalles} \\ \text{und seiner drei nächsten Nachbarn} \end{array}$$

erfüllt ist. Unter allen Kristallen der betrachteten *Connected Region*, die auf diese Weise nicht markiert wurden, wird der höchstenergetische als neuer Bumpkristall ausgewählt und das Verfahren solange wiederholt, bis alle Kristalle der *Connected Region* einem Bump zugeordnet sind. Die so gefundenen Bumpkristalle werden als Eintrittspunkte von Teilchen in den Hauptdetektor betrachtet.

Vierte Stufe (CHGTKS)

Im vierten Schritt werden die Informationen des Innendetektors ausgewertet. Dazu werden zwei Verfahren verwendet, das sog. *Tracking* und das *Tagging*. Beim *Tracking* wird versucht, Treffer in den Kammern zu finden, die innerhalb gewisser Fenster $\Delta\phi$ und Δz miteinander übereinstimmen (ϕ ist der Azimuthwinkel, z bezeichnet die Koordinate entlang der e^+ -Strahlachse). Werden mindestens fünf (beim dreilagigen Kammeraufbau vor 1984

mindestens drei) solcher Treffer gefunden, so wird hieraus eine Spur (*Track*) bestimmt, indem eine Gerade durch diese Treffer gelegt wird. Die in der *BUMPS*-Stufe erkannten Bumps werden als geladen markiert (*tracked charged*), falls sie in Richtung einer im Innendetektor erkannten Spur liegen. Das zweite Verfahren, das sog. *Tagging*, versucht für die bisher nicht als geladen erkannten Bumps weitere noch nicht verwendete Kammertreffer zu finden. Gelingt dies, so wird der betreffende Bump ebenfalls als geladen (*tagged charged*) markiert.

Fünfte Stufe (ESORT)

In diesem Schritt wird jedem Bump in einer Connected Region eine Energie zugewiesen. Dazu werden zwei unterschiedliche Verfahren verwendet (ENER13 und ESORT), deren Ergebnisse jeweils abgespeichert werden und alternativ als Teilchenenergie für die spätere Analyse zur Verfügung stehen [39]. Die hier vorliegende Analyse verwendet die ENER13-Energie.

Beim ENER13-Verfahren wird die Energie des Bumpkristalles und seiner zwölf Nachbarn aufsummiert (E_{13}) und auf zwei Effekte korrigiert. Die erste Korrektur berücksichtigt die Tatsache, daß nicht die gesamte Teilchenenergie in der Gruppe von 13 Kristallen und somit in der Energiesumme E_{13} enthalten ist. Diese Energiesumme wird daher um einen empirisch gefundenen Faktor (2.25%) nach oben korrigiert. Die andere Korrektur betrifft den Energieverlust, der durch das zwischen den Kristallen befindliche Material entsteht. Je nach Eintrittsort eines Teilchens in den Kristall (auf der Kristallachse oder am Kristallrand) geht ein geringerer oder größerer Anteil der Energie verloren. Dies wird durch eine ebenfalls empirisch gefundene Korrekturfunktion ausgeglichen, die Korrekturen bis zu 5.5% liefert.

Beim ESORT-Verfahren wird die laterale Energieverteilung in den Kristallen mit dem Schauerverhalten von Monte-Carlo-simulierten elektromagnetisch schauernden Teilchen verglichen. Für die Monte-Carlo-Ereignisse wird der Zentralkristall in 16 hypothetische Submodule unterteilt. Für jedes dieser Submodule wird eine große Zahl von Ereignissen generiert, wobei das betreffende Submodul als Eintrittsort des Teilchens fungiert. Diese Schauerverteilungen werden mit der im realen Ereignis vorliegenden Energiedeposition verglichen. Dem Teilchen werden Energie und Richtung desjenigen Monte-Carlo-Teilchens zugeordnet, dessen Energieverteilung am besten mit der realen Verteilung übereinstimmt.

Sechste Stufe (ToF)

In der letzten Stufe der Produktion werden die Rohdaten der Flugzeitähler (TDC-Signalhöhen) in Zeitinformationen umgewandelt. Diese Informationen werden in der vorliegenden Analyse nicht verwendet. Einzelheiten zum Flugzeitsystem finden sich in Ref. [31].

3.4.3 Vorselektion von Ereignissen aus der $\gamma\gamma$ -Wechselwirkung

Mit der Produktion der Rohdaten einhergehend wird eine Klassifizierung der Ereignisse vorgenommen. Jedes Ereignis wird anhand einfacher Merkmale einem oder auch mehreren Ereignistypen zugeordnet (z.B. Hadronen-, Zwei-Photon-, Bhabha-Ereignisse). Diese Klassifizierung wird bereits in einem frühen Stadium der Produktion (nach dem Bumps-Schritt) durchgeführt, so daß die Ereignisse, die keiner der vorgesehenen Kategorien entsprechen, von der weiteren Bearbeitung ausgenommen werden können. Dies reduziert den Rechenzeitbedarf sowie die Anzahl der benötigten Datenbänder.

Im folgenden wird die Vorselektion der Ereignisse beschrieben, die als Kandidaten für Zwei-Photon-produzierte Ereignisse angesehen werden. Als Kriterien werden die invariante Masse des Endzustandes sowie dessen Transversalimpuls bezogen auf die e^+e^- -Strahlachse verwendet:

Im folgenden wird die Vorselektion der Ereignisse beschrieben, die als Kandidaten für Zwei-Photon-produzierte Ereignisse angesehen werden. Als Kriterien werden die invariante Masse des Endzustandes sowie dessen Transversalimpuls bezogen auf die e^+e^- -Strahlachse verwendet:

Jedes Ereignis wird M durch $\sqrt{E^2 - \vec{p}^2}$ berechnet, wobei E die Energie und \vec{p} der Transversalimpuls des Endzustandes ist. (z.B. $\vec{p}_t = \sum \vec{p}_i$ für alle Photonen i im Ereignis). $|\vec{p}_t| = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$

Da in diesem Stadium der Produktion noch keine Viererimpulse für die im Detektor nachgewiesenen Teilchen berechnet wurden, müssen diese beiden Größen aus der Energieinformation des Kalorimeters bestimmt werden. Dazu wird angenommen, daß in jedem Kristall, in dem Energie deponiert wurde, ein Photon der entsprechenden Energie nachgewiesen wurde. Der Viererimpuls des gesamten Ereignisses $\vec{p} = (E, \vec{p})$ ergibt sich dann durch die Summation über die Impulse aller dieser hypothetischen Photonen.

Für Ereignisse, die von einem Zwei-Photon-Trigger aufgenommen wurden (vgl. Seite 25), verlangt die Zwei-Photon-Vorselektion, daß die folgenden Kriterien erfüllt sind:

- Das Ereignis weist mindestens zwei Bumps auf.
- Die invariante Masse M beträgt maximal $5000 \text{ MeV}/c^2$. Diese Forderung ist sehr effizient in der Unterdrückung von e^+e^- -Annihilationsereignissen.
- Der Transversalimpuls $|\sum \vec{p}_i|$ des Ereignisses bezogen auf die e^+e^- -Strahlachse beträgt maximal $200 \text{ MeV}/c$. Dieser Schnitt ist geeignet, um niederenergetischen Untergrund zurückzuweisen.

Diese Vorselektion hat eine hohe Akzeptanz ($\approx 88\%$) für die in dieser Analyse gesuchten Ereignisse.

Kapitel 4

Datenanalyse

Nachdem im vorangegangenen Kapitel beschrieben wurde, wie die Rohdaten aufgenommen und vorbereitet werden, soll in diesem Kapitel die physikalische Analyse dieser Daten dargestellt werden. Im ersten Abschnitt (Kapitel 4.1) werden die Schritte zur Selektion von Ereignissen vom Typ $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\pi^0\pi^0\pi^0$ vorgestellt. Nach Anwendung dieser Schritte auf die Gesamtheit aller Daten erhält man ein invariantes $\pi^0\pi^0\pi^0$ -Massenspektrum und hieraus die Zahl der *gefundenen* η -Mesonen.

Diese Zahl muß mit der Nachweiswahrscheinlichkeit korrigiert werden, um die Zahl der *produzierten* η -Mesonen zu erhalten. Unter Verwendung von Monte-Carlo-Methoden werden dazu Ereignisse des gesuchten Reaktionstyps generiert und einer Detektorsimulation unterzogen. Diese Ereignisse werden in der gleichen Weise analysiert wie die realen Daten, und aus der Zahl der *wiedergefundenen* η -Mesonen wird die Nachweiswahrscheinlichkeit bestimmt. Die Monte-Carlo-Simulation wird in Abschnitt 4.2 beschrieben.

Der letzte Abschnitt dieses Kapitels (Abschnitt 4.3) beschäftigt sich mit der Abschätzung des im invarianten $\pi^0\pi^0\pi^0$ -Massenspektrums verbliebenen Untergrundes. Dazu wird die Verteilung des Gesamttransversalimpulses untersucht und mit der entsprechenden aus Monte-Carlo-Studien erwarteten Verteilung verglichen.

4.1 Ereignisselektion

Die Ereignisselektion wird in drei aufeinander aufbauenden Stufen durchgeführt. Im ersten Schritt werden Ereignisse gesucht, die genau sechs Teilchen im Endzustand aufweisen. Diese Ereignisse werden als Sechs-Photon-Kandidaten betrachtet. Die Sechs-Photon-Selektion wird in Abschnitt 4.1.1 beschrieben. Diese Photonen werden paarweise miteinander kombiniert, um π^0 -Kandidaten zu finden. Die Definition von π^0 -Kandidaten erfolgt in Abschnitt 4.1.2.

In der zweiten Stufe der EreignisSelektion werden Ereignisse mit drei π^0 -Kandidaten gesucht. Diese $\pi^0\pi^0\pi^0$ -Selektion wird in Abschnitt 4.1.3 erläutert.

In der dritten Stufe schließlich wird der Untergrund im invarianten $\pi^0\pi^0\pi^0$ -Massenspektrum reduziert. Als Untergrundquelle wird dabei die Produktion von η' -Mesonen mit deren anschließendem Zerfall in $\eta\pi^0\pi^0$ in Betracht gezogen. Die Untergrundsubtraktion wird in Abschnitt 4.1.4 beschrieben.

4.1.1 Selektion von Sechs-Teilchen-Endzuständen

In der ersten Stufe der EreignisSelektion werden Ereignisse gesucht, die sechs Energiedepositionen im Endzustand aufweisen. Dazu müssen die folgenden Bedingungen erfüllt sein:

- (1) *Das Ereignis enthält genau sechs Bumps.*

Dieser Schnitt stellt sicher, daß ein Ereignis die für diese Analyse geforderte Multiplizität aufweist. Zur Definition des Begriffes Bump siehe Seite 31.

- (2) *Keiner der Bumpkristalle ist Tunnel- oder Endkappen-Kristall.*

Diese Bedingung sorgt dafür, daß sich die nachgewiesenen Teilchen mit Sicherheit innerhalb des geometrischen Akzeptanzbereiches des Hauptdetektors befinden und somit eine zuverlässige Energiebestimmung möglich ist. Außerdem wird sichergestellt, daß die Teilchen die beiden für das Triggerveto verwendeten Kammern 2 und 3 durchlaufen. Die angegebene Bedingung entspricht einem Schnitt von $|\cos\theta| < 0.86$, wobei θ den Winkel zwischen der Bumprichtung und der e^+ -Strahlrichtung bezeichnet.

- (3) *Das Ereignis erfüllt die Bedingungen einer Software-Triggersimulation mit schärferen Triggerbedingungen.*

Diese Triggersimulation wird aus zwei Gründen durchgeführt. Zum einen wird man dadurch unabhängig von geringfügigen Variationen der (Hardware-) Triggerschwellen, zum anderen soll diese Triggersimulation ebenfalls auf Monte Carlo generierte Ereignisse angewandt werden, um die Triggereffizienz bestimmen zu können. Tab.4.1 faßt die Schwellen

Bedingung	Software-Triggerschwelle
E_{topo6}	>45 MeV
E_{tot}	>240 MeV
E_{tunnel}	<30 MeV

Tabelle 4.1: Die Software-Triggerschwellen. (Zur Definition von E_{topo6} , E_{tot} und E_{tunnel} siehe Seite 25.)

für den Software-Trigger zusammen. Neben den in der Tabelle angegebenen Bedingungen verlangt der Software-Trigger, daß ein Ereignis keinen Treffer in Kammer 3 (bzw. Kammer 2 oder Kammer 3, je nach Triggereinstellung) aufweist.

- (4) *Der Gesamttransversalimpuls¹ des Ereignisses beträgt maximal*
 $|\sum \vec{p}_t|^2 \leq 2500 \text{ (MeV/c)}^2$.

Der vierte Schnitt reduziert den Anteil der nicht aus $\gamma\gamma$ -Wechselwirkungen stammenden Ereignisse. Solche Ereignisse, die nur aufgrund dieses Schnittes verworfen wurden, werden später mit zur Untersuchung der Transversalimpulsverteilung herangezogen.

In diesem Stadium der Ereignis Selektion werden zwei Korrekturen angebracht. Die eine Korrektur betrifft die Energie der Photonenkandidaten. In früheren Untersuchungen, die mit dem Crystal Ball durchgeführt wurden, hat sich gezeigt, daß die vom Kalorimeter gelieferten Ausgangssignale nicht exakt linear von der Energie abhängig sind. Deshalb wurde eine empirische Energiekorrektur entwickelt, die diesen Effekt berücksichtigt [40].

Die zweite Korrektur betrifft die Richtungsvektoren der im Detektor nachgewiesenen Photonen. Diese wurden in der dritten Stufe der Teilchenrekonstruktion (in der BUMPS-Stufe, siehe Seite 31) dadurch bestimmt, daß jedem Teilchen der Richtungsvektor des zugehörigen Bumpkristalles zugeordnet wurde. Um diese diskrete Richtungsbestimmung zu verbessern, wurde eine Routine (SHOWER) entwickelt, die durch eine energiegewichtete Schwerpunktsbestimmung die Richtung des jeweiligen Schauermaximums ermittelt und diese als Teilchenrichtung interpretiert. Mit dieser Methode läßt sich die bereits im Kapitel 3.2.1 erwähnte Winkelauflösung von $2 - 3^\circ$ erreichen (siehe dazu auch Anhang A).

4.1.2 Definition von π^0 -Kandidaten

Ereignisse, die die Schnitte (1)–(4) durchlaufen haben, werden im folgenden als Sechspoton-Ereignisse behandelt. Um π^0 -Mesonen zu finden, werden die Photonen jedes Ereignisses zu Paaren kombiniert und deren invariante Masse $m_{\gamma\gamma}$ berechnet:

$$m_{\gamma\gamma} = \sqrt{2 \cdot E_1 \cdot E_2 \cdot (1 - \cos \alpha)} \quad (4.1)$$

$E_{1,2}$ = Energien der Photonen

α = Öffnungswinkel zwischen den Photonenrichtungen

¹An dieser Stelle, wie auch im restlichen Teil der Analyse, wird der Gesamttransversalimpuls eines Ereignisses aus den Vierervektoren der sechs Photonen und nicht, wie in Abschnitt 3.4.3 beschrieben, aus den Kristallenergien berechnet.

Das sich daraus ergebende Massenspektrum ist in Abb. 4.1 dargestellt. Es enthält 15 Einträge für jedes Ereignis, entsprechend den 15 Möglichkeiten, Zweierkombinationen aus sechs Photonen zu bilden. Man erkennt deutliche Signale bei den nominellen π^0 - und η -Massen. Der Untergrund unter diesen beiden Signalen läßt sich zum großen Teil durch falsche $\gamma\gamma$ -Kombinationen erklären, wie in Abschnitt 4.2.2 gezeigt wird.

Die Abb. 4.2 und 4.3 zeigen Ausschnitte aus dem invarianten $\gamma\gamma$ -Massenspektrum, und zwar die Regionen bei der π^0 - bzw. bei der η -Masse. An das Massenspektrum wurde in beiden Regionen eine Funktion angepaßt, die aus einer Gauß-Funktion und einem Legendre-Untergrund dritten Grades besteht. Die Ergebnisse dieser Anpassungsrechnungen sind in den Abbildungen gezeigt, die sich daraus ergebenden Parameter sind:

Klassen	$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$	$\eta \rightarrow \gamma\gamma$
Einträge	1426 \pm 74	162 \pm 15
Masse [MeV/c ²]	135.5 \pm 0.4	543 \pm 4
Breite [MeV/c ²]	7.9 \pm 0.4	27 \pm 3
χ^2/N_f	64 / 36	30 / 23

Zur Definition von π^0 bzw. η Kandidaten [41] wird nun die Massenauflösung σ_m der invarianten Zwei-Photon Masse benötigt. Ausgehend von Gl. (4.1) ergibt sich σ_m als Funktion der Energie- und der Winkelauflösung:

$$\sigma_m = \frac{m_{\gamma\gamma}}{2} \cdot \sqrt{\left(\frac{\sigma_E(E_1)}{E_1}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_E(E_2)}{E_2}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\cos\alpha}}{1 - \cos\alpha}\right)^2} \quad (4.2)$$

In dieser Gleichung stellt die Größe $\sigma_{\cos\alpha}$ ein Maß für die Genauigkeit dar, mit der man den Kosinus des Öffnungswinkels zwischen zwei Photonen messen kann. Hier geht die Winkelauflösung σ_θ des Kalorimeters ein, die mittels Monte-Carlo-Ereignissen bestimmt wurde (s. Anhang A). Der genaue Zusammenhang zwischen der Massenauflösung einerseits und der Energie- und Winkelauflösung andererseits wird im Anhang B dargestellt.

Mit Hilfe von Gl. (4.2) läßt sich zu jedem $\gamma\gamma$ -Paar mit gegebenen Photonenenergien E_1 und E_2 ein Wert für die erwartete Massenauflösung σ_m berechnen. Zur Definition von π^0 Kandidaten ist es nützlich, die Größe $\Delta(\pi^0)$ einzuführen:

$$\Delta(\pi^0) := \frac{m_{\gamma\gamma} - m_{\pi^0}}{\sigma_m}$$

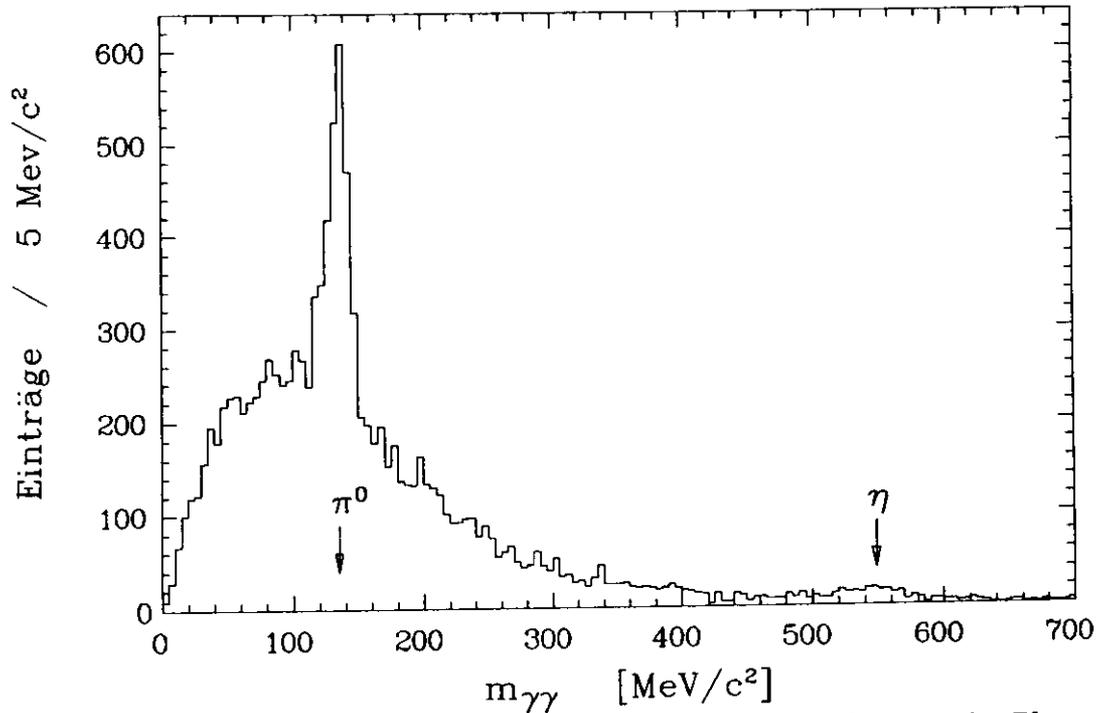


Abbildung 4.1: Das invariante Zwei-Photon-Massenspektrum nach der Sechs-Photon-Selektion gemäß Abschnitt 4.1.1. Die Pfeile markieren die nominellen Massen von π^0 und η [9].

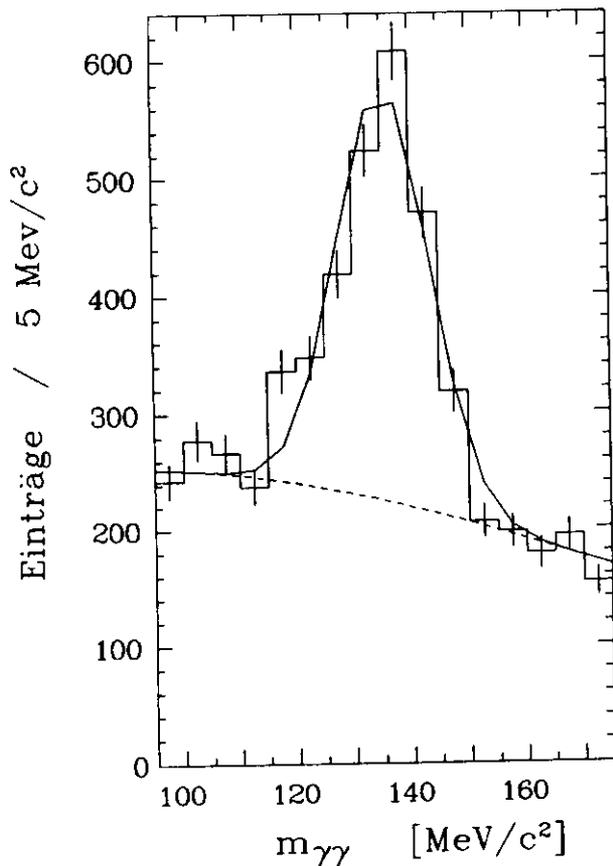


Abbildung 4.2: Das invariante $\gamma\gamma$ -Massenspektrum im Bereich der π^0 -Masse. Die durchgezogene Kurve zeigt einen Fit mit einer Gauß-Funktion und einem Legendre-Untergrund; die gestrichelte Kurve zeigt diesen Untergrund allein.

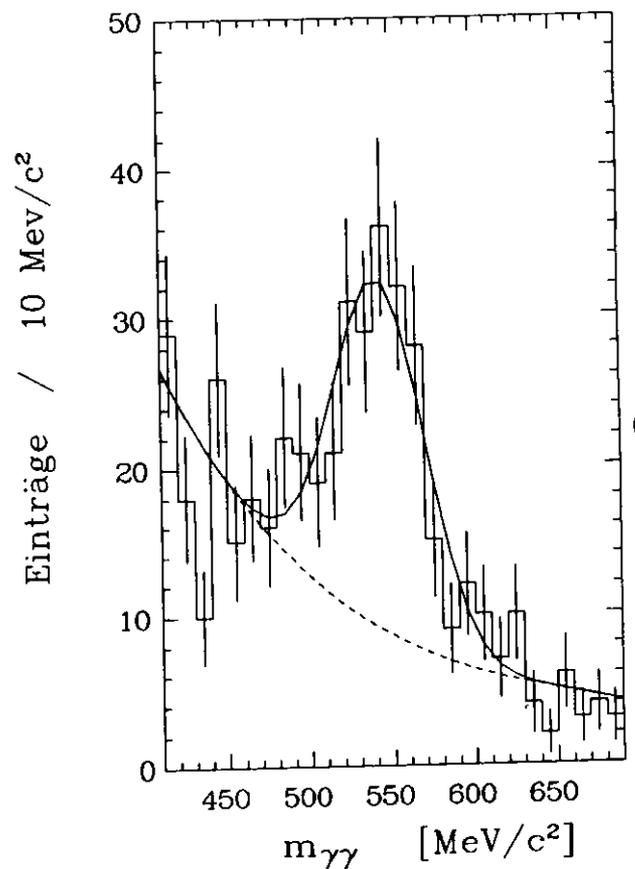


Abbildung 4.3: Das invariante $\gamma\gamma$ -Massenspektrum im Bereich der η -Masse. (Wegen der geringen Statistik wurde eine größere Intervallbreite gewählt.)

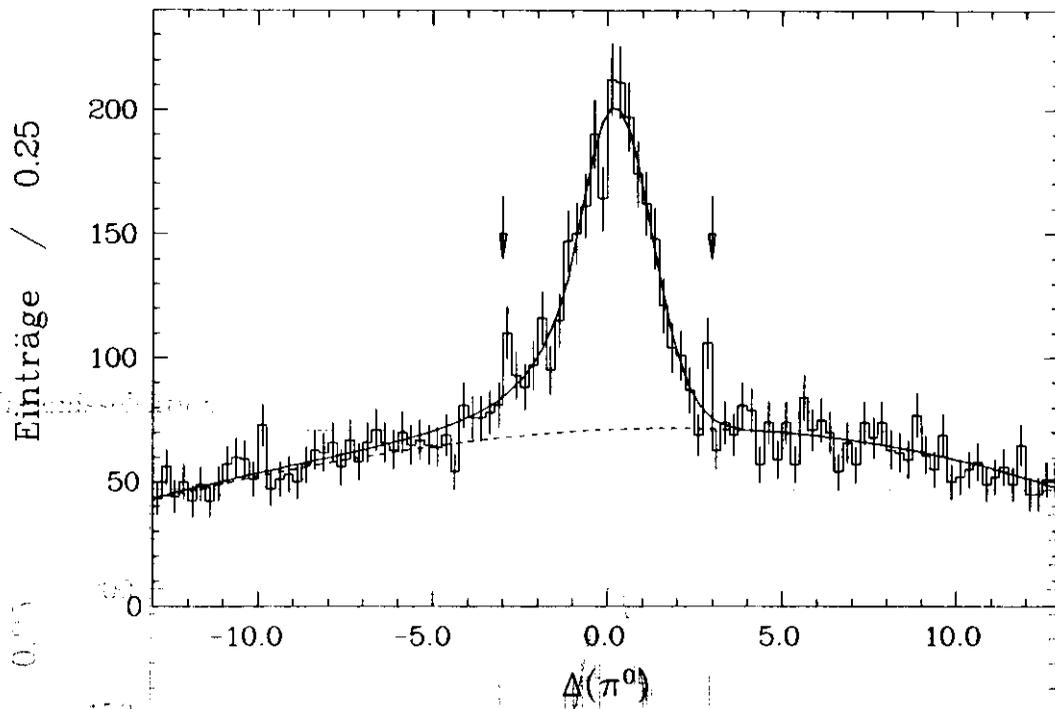


Abbildung 4.4: Verteilung der Größe $\Delta(\pi^0)$ für alle $\gamma\gamma$ -Kombinationen. Die durchgezogene Linie ist das Ergebnis einer Anpassungsrechnung mit einer Lineshape-Funktion (s. Text) und einem Legendre-Untergrund dritten Grades. Die gestrichelte Linie zeigt diesen Untergrund.

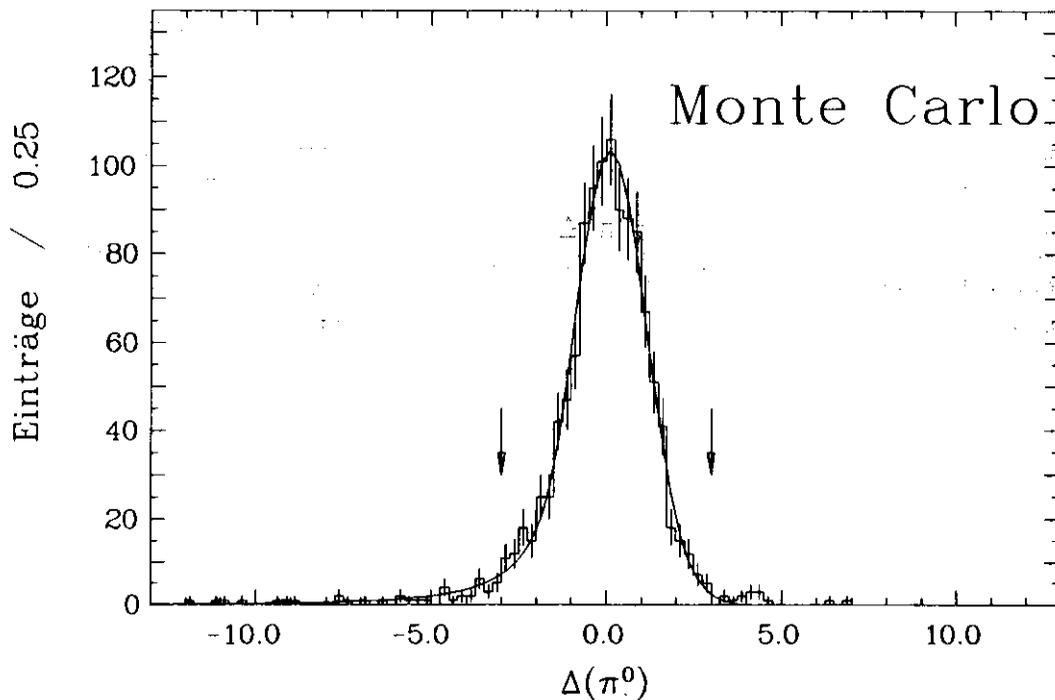


Abbildung 4.5: Verteilung der Größe $\Delta(\pi^0)$ für Monte-Carlo-generierte Photonenpaare, die aus Zerfällen von π^0 -Mesonen stammen. Die Pfeile markieren die Schnitte zur Definition von π^0 -Kandidaten.

Die Verteilung von $\Delta(\pi^0)$ ist in Abb. 4.4 dargestellt. Das Spektrum enthält alle Zwei-Photon-Kombinationen derjenigen Ereignisse, die die Selektion von Abschnitt 4.1.1 durchlaufen haben. Es zeigt ein deutliches Signal bei $\Delta(\pi^0) = 0$ über einem nahezu flachen Untergrund. Zum Vergleich zeigt Abb. 4.5 die entsprechende Verteilung für Monte-Carlo-generierte Photonen, die aus einem π^0 -Zerfall stammen. In beiden Verteilungen läßt sich das beobachtete Signal gut durch eine Gauß-Funktion beschreiben, die an ihrem linken Ende in eine Potenzfunktion übergeht (sog. *Lineshape-Funktion* [39]).

Im folgenden wird eine $\gamma\gamma$ -Kombination als π^0 -Kandidat bezeichnet, wenn sie die Bedingung

$$|\Delta(\pi^0)| \leq 3 \quad (4.3)$$

erfüllt. Die dieser Definition entsprechenden Schnittgrenzen sind in den Abb. 4.4 und 4.5 durch Pfeile markiert.

4.1.3 Selektion von $\pi^0\pi^0\pi^0$ -Ereignissen

Im zweiten Schritt der Ereignisselektion wird nach solchen Ereignissen gesucht, die mit der Hypothese verträglich sind, daß alle sechs Photonen aus π^0 -Zerfällen stammen. Deshalb wird verlangt, daß folgende Bedingung erfüllt ist:

- (5) *Ein Ereignis besitzt mindestens eine Konfiguration, in der sich die sechs Photonen zu drei π^0 -Kandidaten gemäß Definition (4.3) kombinieren lassen.*

Für diese Ereignisse ist das invariante $\pi^0\pi^0\pi^0$ Massenspektrum in Abb. 4.6 dargestellt. Es wird von einem Signal bei der η -Masse beherrscht und zeigt neben einer Anhäufung im Bereich der η' -Masse nur wenige Einträge bei höheren $\pi^0\pi^0\pi^0$ Massen.

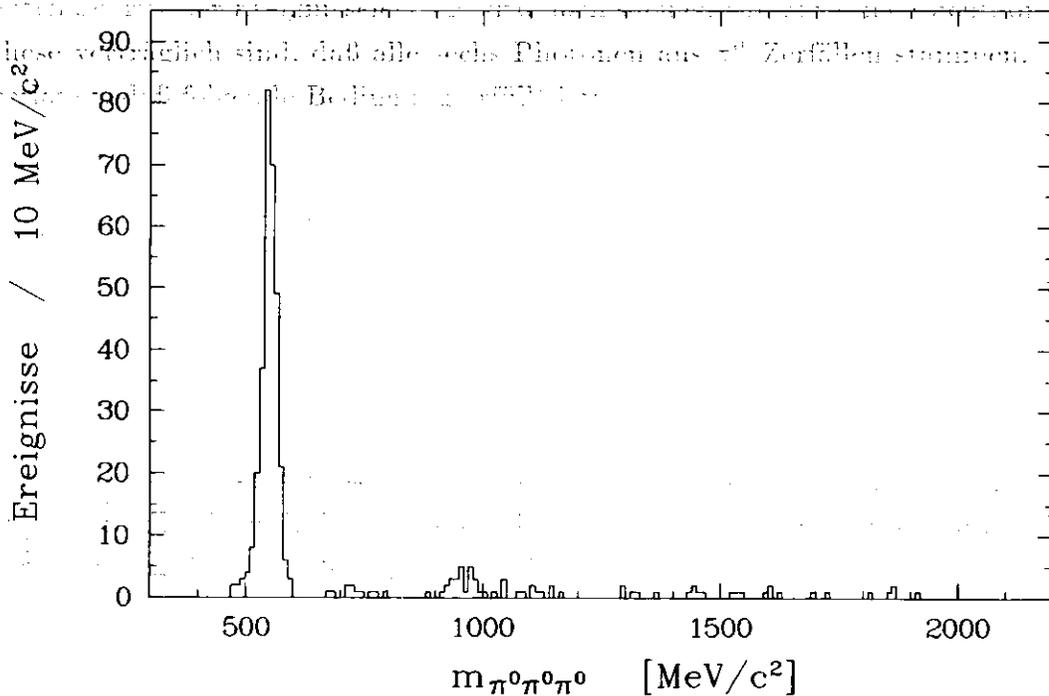


Abbildung 4.6: Das invariante $\pi^0\pi^0\pi^0$ -Massenspektrum für alle Ereignisse mit sechs Photonen, die sich zu drei π^0 -Kandidaten kombinieren lassen.

4.1.4 Reduktion des $\eta \pi^0 \pi^0$ -Untergrundes

Durch Monte-Carlo-Studien kann gezeigt werden (s.u.), daß der Prozess $\eta' \rightarrow \eta \pi^0 \pi^0$ einen deutlichen Beitrag zum invarianten $\pi^0 \pi^0 \pi^0$ -Massenspektrum liefert. Um diesen Untergrund zu reduzieren, werden $\eta \pi^0 \pi^0$ -Kandidaten aus dem Datensatz entfernt². In Analogie zur Definition von π^0 -Kandidaten bezeichnen wir eine $\gamma\gamma$ -Kombination als η -Kandidaten, wenn sie die Bedingung

$$\Delta(\eta) := \frac{m_{\gamma\gamma} - m_{\eta}}{\sigma_m} \quad |\Delta(\eta)| \leq 3$$

erfüllt. Für die Ereignisselektion wird nun verlangt:

- (6) *Ein Ereignis darf keine Konfiguration besitzen, in der sich die sechs Photonen zu einem η - und zwei π^0 -Kandidaten kombinieren lassen.*

Das resultierende invariante $\pi^0 \pi^0 \pi^0$ -Massenspektrum nach Abzug der $\eta \pi^0 \pi^0$ -Kandidaten ist in Abb. 4.7 dargestellt. Wie man sieht, ist die Anhäufung von Ereignissen im Bereich der η' -Masse verschwunden.

Um aus dem endgültigen invarianten $\pi^0 \pi^0 \pi^0$ -Massenspektrum die Anzahl der gefundenen η -Mesonen zu bestimmen, wird eine Anpassung an das η -Signal durchgeführt. Dazu wird eine Gauß-Funktion über einem linearen Untergrund verwendet. Das Ergebnis dieser Anpassung ist in Abb. 4.8 dargestellt, die daraus resultierenden Parameter sind:

	$\eta \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$	
Einträge	293	± 18
Masse [MeV/c ²]	550.1	± 1.0
Breite [MeV/c ²]	15.7	± 0.8
χ^2/N_f	137	/ 144

Aus den Parametern der linearen Untergrundfunktion läßt sich die Zahl der Untergrundeignisse unter dem η -Signal bestimmen. Man erhält für den Massenbereich $500 \text{ MeV}/c^2 < m_{\pi^0 \pi^0 \pi^0} < 600 \text{ MeV}/c^2$:

$$N_{bg} = (7.1 \pm 2.0) \text{ Ereignisse} . \quad (4.4)$$

²Die Reaktion $e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- \eta'$, $\eta' \rightarrow \eta \pi^0 \pi^0$ wurde bereits in einer früheren Analyse mit dem Crystal Ball untersucht [42]. Dabei wurde die radiative Breite des η' gemessen.

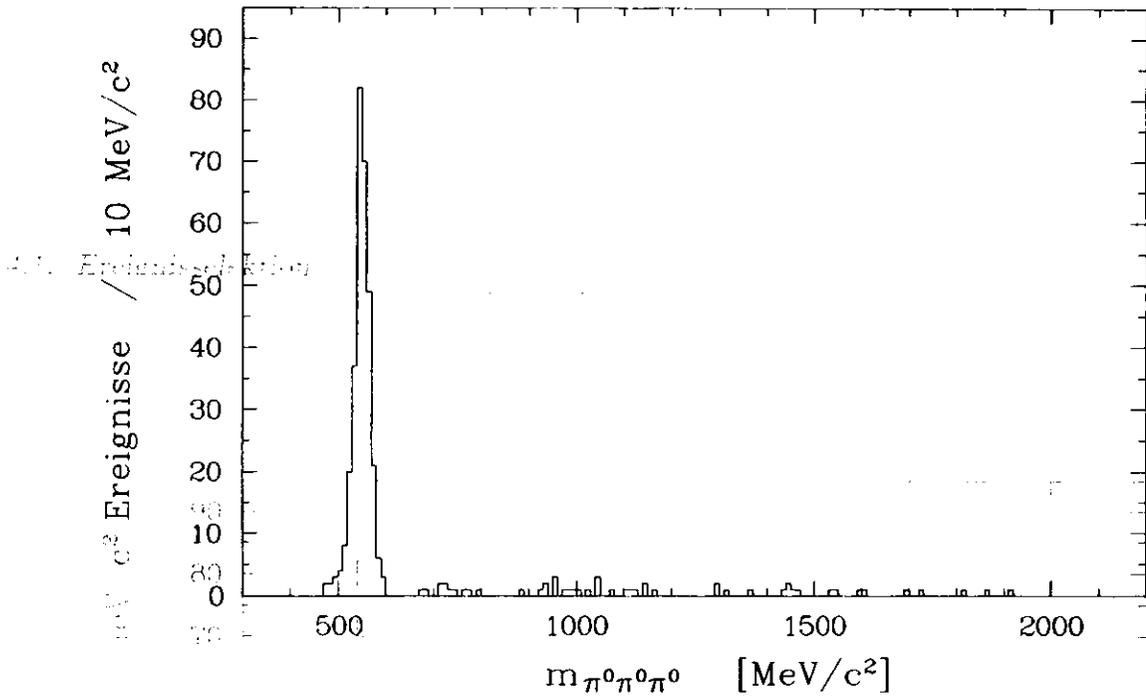


Abbildung 4.7: Das invariante $\pi^0\pi^0\pi^0$ -Massenspektrum für alle Ereignisse mit drei π^0 -Kandidaten, aber keiner Kombination, die mit $\eta\pi^0\pi^0$ verträglich ist.

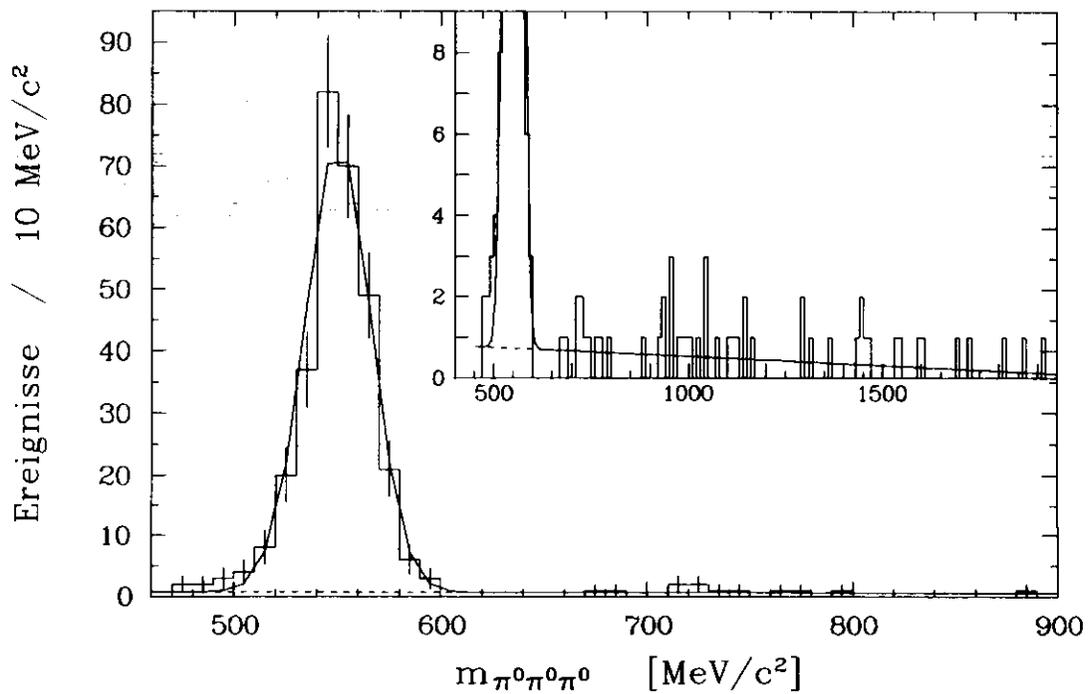


Abbildung 4.8: Das invariante $\pi^0\pi^0\pi^0$ -Massenspektrum aus Abb. 4.7 mit einem Fit an das η -Signal.

4.2 Monte–Carlo–Simulation

Um von der Zahl der beobachteten η -Mesonen auf die Erzeugungsrate schließen zu können, muß man die Akzeptanz des Gesamtsystems Detektor/Analyse kennen. Diese Akzeptanz wird mittels Monte–Carlo–Methoden bestimmt.

Das Prinzip besteht darin, eine bestimmte Anzahl von Ereignissen der gesuchten Reaktion zu generieren (STEP1), für diese Ereignisse eine Detektorsimulation durchzuführen (STEP2) und sie anschließend der normalen Analyseketten zu unterwerfen (STEP3). Die Akzeptanz ergibt sich dann als Quotient aus der Zahl der wiedergefundenen und der ursprünglich generierten Ereignisse. Im folgenden soll kurz auf die einzelnen Stufen der Monte–Carlo–Simulation eingegangen werden.

STEP1 – Erzeugung der Vierervektoren

Der erste Schritt der Monte–Carlo–Simulation ist die Erzeugung von Vierervektoren für die gewünschte Reaktion. Im Rahmen dieser Analyse wurden die folgenden Reaktionen simuliert:

$$\begin{aligned} e^+ e^- &\rightarrow e^+ e^- \eta & \eta &\rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0 \\ e^+ e^- &\rightarrow e^+ e^- \eta' & \eta' &\rightarrow \eta \pi^0 \pi^0 \\ & & &\hookrightarrow \gamma \gamma \end{aligned}$$

Die Erzeugung der Vierervektoren wird mit Hilfe eines Programmes nach Vermaseren [43] durchgeführt. Dabei wird Gl. (2.6), Seite 7 numerisch integriert. Die erzeugten Resonanzen η und η' werden als stabile Teilchen betrachtet, so daß für den Wirkungsquerschnitt der Ansatz einer δ -Funktion gemacht werden kann. Anschließend wird der Zerfall in die oben angegebenen Kanäle generiert.

Bei der numerischen Integration wird gleichzeitig der auf die radiative Breite normierte Wirkungsquerschnitt $\bar{\sigma}$ berechnet. Diese in Gl. (2.9) auf Seite 8 definierte Größe wird im Kapitel 5 zur Bestimmung von $\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta)$ benötigt. Das Monte–Carlo–STEP1–Programm liefert³:

$$\bar{\sigma}(e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- \eta) = (1362 \pm 3) \text{ pb/keV}$$

STEP2 – Detektorsimulation

Zur Analyse der Monte–Carlo–generierten Ereignisse muß eine Detektorsimulation durchgeführt werden. Ausgehend von den Vierervektoren der STEP1–Teilchen wird die Energieverteilung in den NaJ -Kristallen berechnet. Für elektromagnetisch schauernde Teilchen

³Zum Vergleich: Die Berechnung von $\bar{\sigma}$ mit Hilfe der Weizsäcker–Williams–Näherung (Gl. (2.12) auf Seite 10) ergibt $\bar{\sigma} = 1466 \text{ pb/keV}$.

wird im Crystal Ball hierzu das Programm EGS⁴ (Version 3) verwendet [44]. Es berechnet für jedes STEP1-Teilchen den innerhalb des Detektors zurückgelegten Weg sowie die Energiedeposition in den einzelnen Detektorkomponenten. Dabei werden die Wechselwirkungen zwischen den Teilchen und dem Detektormaterial simuliert und aufgrund der bekannten Wirkungsquerschnitte die Energiedeposition sowie das weitere Verhalten des Teilchens im Material berechnet.

Bei der Analyse der so erzeugten Monte Carlo Ereignisse zeigt sich, daß die laterale Energiedeposition elektromagnetischer Schauer sehr gut mit der von realen Ereignissen erwarteten übereinstimmt. Allerdings liegt die Energie um etwa 3% zu niedrig. Dieses Verhalten wird dadurch erklärt, daß ein Teil der Energie am Ende des Kristalles verloren geht (*Rear Leakage*). In realen Daten tritt dieser Effekt nicht auf, da er durch die Energiegleichung automatisch kompensiert wird. Um nun auf diese fehlende Energie zu korrigieren, wird für jeden Kristall die deponierte Energie mit einem Faktor 1.028 multipliziert.

Betrachtet man die Energieauflösung für Monte Carlo generierte Ereignisse, so findet man die gleiche Energieabhängigkeit wie in realen Daten ($\sigma_E/E \sim 1/\sqrt{E}$). Allerdings erhält man als Proportionalitätskonstante einen Wert von etwa 1.5%, während man für die Energieauflösung des Crystal Ball Detektors 2.7% erwartet (Gl. (3.2) auf Seite 18). Daher werden die Kristallenergien zusätzlich um eine gaußverteilte Zufallszahl verschmiert. Eine eingehende Untersuchung zu diesen beiden Korrekturen findet sich in Ref. [39].

Zur realistischen Beschreibung des Verhaltens von Photonen im Innendetektor werden zwei physikalische Prozesse simuliert: Im ersten Schritt wird die Konversion eines Photons in ein e^+e^- -Paar generiert, bevor im zweiten Schritt die Pulshöhen in den einzelnen Driftröhren berechnet werden [45].

Bei der Bestimmung der Konversionswahrscheinlichkeit werden Art und Dicke des durchquerten Materials berücksichtigt. Für jede Driftkammer wird im Monte-Carlo-Programm berechnet, wieviele Strahlungslängen ein vom Wechselwirkungspunkt kommendes Photon zu durchqueren hat, bevor es diese Kammer erreicht. Über eine Zufallszahl wird nun entschieden, ob und an welchem Ort die Konversion des Photons stattfindet. Die zugrundegelegte Energieabhängigkeit der Konversionswahrscheinlichkeit ist in Abb. 4.9 gezeigt.

Für konvertierte Photonen werden nun die Pulshöhen in den einzelnen Driftröhren berechnet. Dazu werden die Pulshöhenverteilungen von Bhabha-Ereignissen verwendet. Diese werden nach der Gleichung für den wahrscheinlichsten Energieverlust durch Ionisation [46] auf die Energie der bei der Konversion erzeugten Elektronen skaliert.

⁴Elektron Gamma Schauer

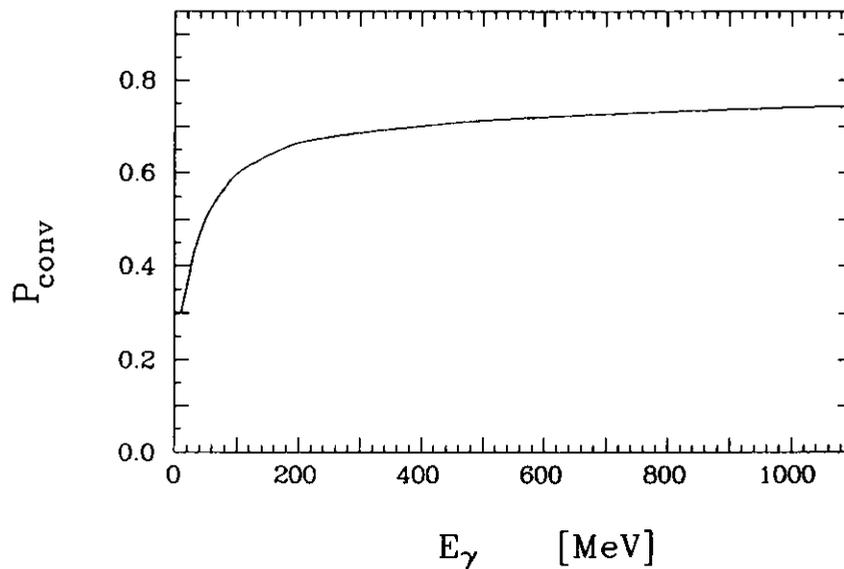


Abbildung 4.9: Energieabhängigkeit der Konversionswahrscheinlichkeit in einer Strahlungslänge durchquerten Materials.

Zur Simulation des nicht aus e^+e^- -Wechselwirkungen stammenden Untergrundes (im wesentlichen handelt es sich hier um Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Wechselwirkungen sowie Synchrotronstrahlung) bedient man sich beim Crystal Ball der in Kapitel 3.3.2 beschriebenen DBM-Ereignisse. Jedes Monte-Carlo-Ereignis wird mit einem DBM-Ereignis gemischt, d.h. es werden für jeden Kristall die Energien und für jede Driftröhre die Pulshöhen aus dem Monte-Carlo- und dem DBM-Ereignis addiert.

Die Monte-Carlo-Ereignisse werden anschließend in demselben Format abgespeichert wie die experimentellen Daten. Daher ist eine Analyse der Monte-Carlo-Daten mit den auch für die Analyse von realen Daten verwendeten Programmen möglich.

STEP3 – Analyse der Monte-Carlo-Ereignisse

Die Analyse der Monte-Carlo-Ereignisse verläuft weitgehend analog zur Analyse realer Daten. Es zeigt sich allerdings, daß die leichte Nichtlinearität im Energieverhalten des Kalorimeters, die zu der auf Seite 36 beschriebenen Energiekorrektur führte, durch die Monte-Carlo-Simulation nicht reproduziert wird. Deshalb wird diese Korrektur auf Monte-Carlo-Ereignisse nicht angewendet.

4.2.1 Der Übergang $\eta \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0 \rightarrow 6\gamma$

Abb. 4.10 zeigt das invariante $\gamma\gamma$ -Massenspektrum für Monte-Carlo-generierte Ereignisse vom Typ $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\eta$. Ein qualitativer Vergleich mit dem entsprechenden Spektrum für reale Daten (Abb. 4.1 auf Seite 38) ergibt gute Übereinstimmung im Bereich bis etwa $300 \text{ MeV}/c^2$. Dies zeigt, daß der Untergrund unter dem π^0 -Signal von Abb. 4.1 zum großen Teil durch die Kombinatorik der Photonen beschrieben wird. Eine Anpassung an das π^0 -Signal von Abb. 4.10 ergibt die folgenden Parameter:

	$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$	
Einträge	1051	± 52
Masse [MeV/c^2]	135.2	± 0.4
Breite [MeV/c^2]	6.6	± 0.4
χ^2/N_f	33	/ 36

Nach Selektion von $\pi^0 \pi^0 \pi^0$ -Ereignissen erhält man das in Abb. 4.11 dargestellte invariante $\pi^0 \pi^0 \pi^0$ -Massenspektrum. Die durchgezogene Linie ist das Ergebnis einer Anpassung mit einer Gauß-Funktion und ergibt:

	$\eta \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$	
Einträge	345	± 19
Masse [MeV/c^2]	549.5	± 0.8
Breite [MeV/c^2]	15.2	± 0.6
χ^2/N_f	3.2	/ 26

Aus der Zahl der wiedergefundenen η -Mesonen sowie der Zahl der generierten Ereignisse ($N = 25\,345$) läßt sich die Selektionseffizienz bestimmen:

$$\epsilon = (1.36 \pm 0.08)\%$$

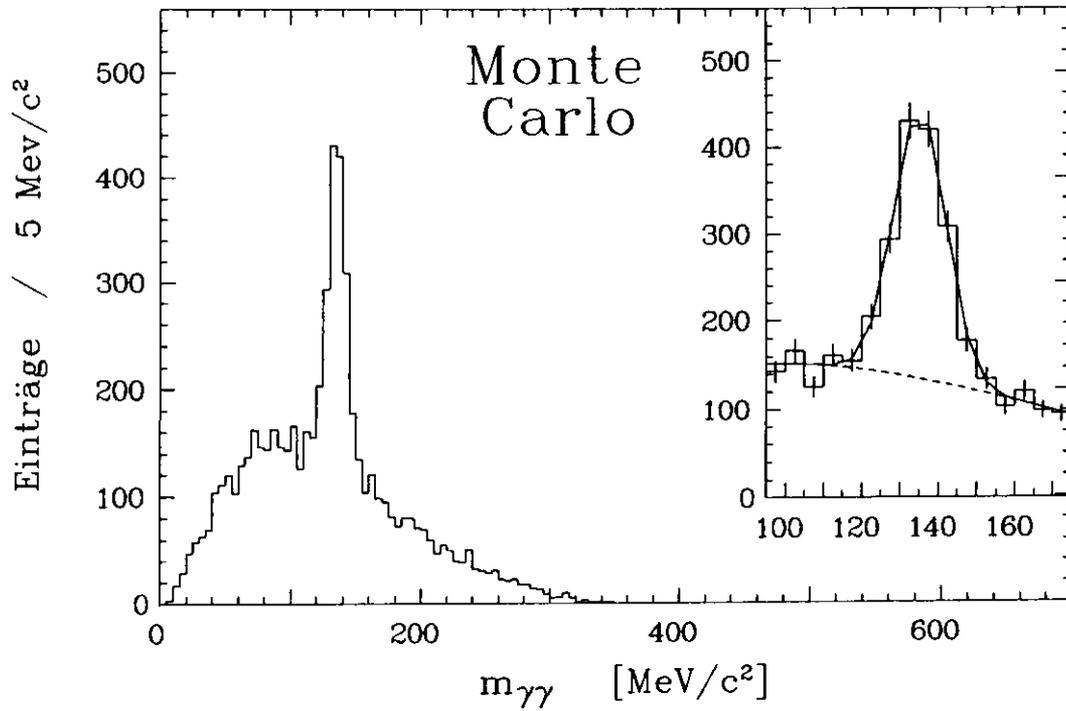


Abbildung 4.10: Das invariante Zwei-Photon-Massenspektrum für Monte-Carlo-Ereignisse mit sechs Photon-Kandidaten.

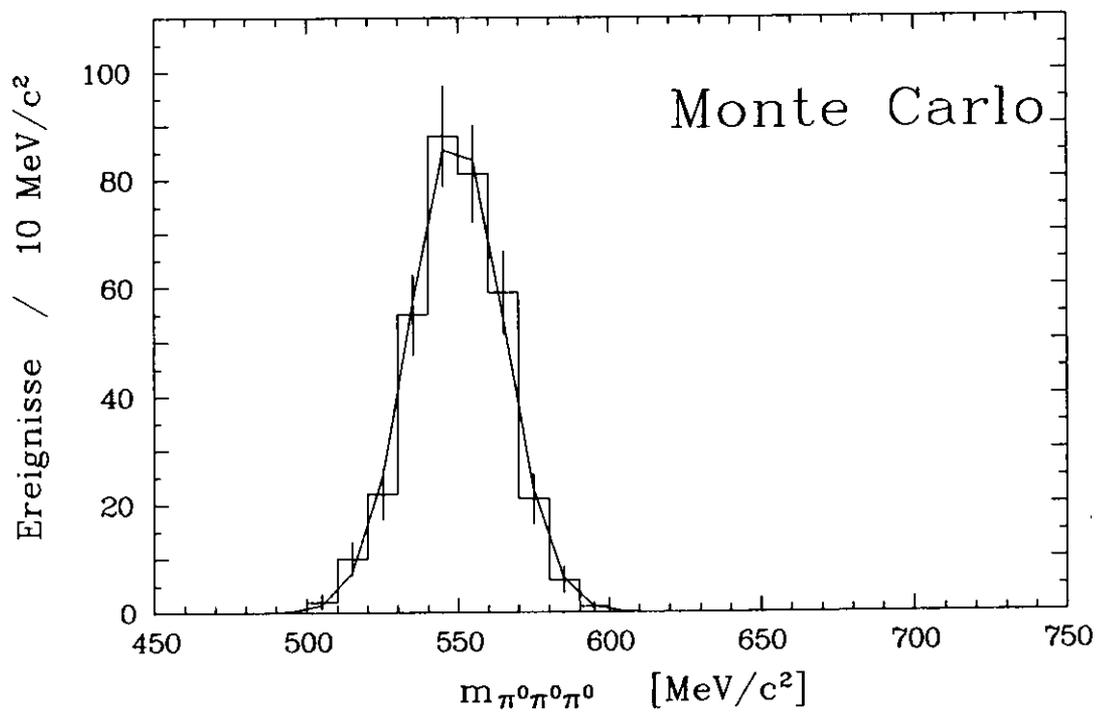


Abbildung 4.11: Das invariante $\pi^0\pi^0\pi^0$ -Massenspektrum für Monte-Carlo-Ereignisse. Die durchgezogene Kurve ist das Ergebnis einer Anpassungsrechnung.

4.2.2 Der Übergang $\eta' \rightarrow \eta \pi^0 \pi^0 \rightarrow 6\gamma$

Bereits in Kapitel 4.1 wurde auf die Tatsache hingewiesen, daß durch den Zerfall $\eta' \rightarrow \eta \pi^0 \pi^0$ ein Beitrag im invarianten $\pi^0 \pi^0 \pi^0$ -Massenspektrum zustande kommt. Um dies näher zu untersuchen, wurde die Reaktion $e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- \eta'$, $\eta' \rightarrow \eta \pi^0 \pi^0 \rightarrow 6\gamma$ simuliert und analysiert.

Abb. 4.12 zeigt das invariante $\gamma\gamma$ -Massenspektrum für diese Ereignisse. Man erkennt deutliche Signale für das π^0 und das η über einem kombinatorischen Untergrund, der in seiner Form gut mit dem Untergrund von Abb. 4.1 übereinstimmt. Auch für diese Signale wurde eine numerische Anpassung durchgeführt, deren Ergebnisse in Abb. 4.12 dargestellt sind. Für die Parameter ergibt sich:

Einträge	172	\pm 22	75	\pm 9
Masse [MeV/c ²]	135.5	\pm 0.9	553	\pm 2
Breite [MeV/c ²]	7.3	\pm 1.0	16	\pm 2
χ^2/N_f	51	/ 37	26	/ 24

Wendet man auf die Ereignisse aus Abb. 4.12 die in Abschnitt 4.1.3 beschriebene $\pi^0 \pi^0 \pi^0$ -Selektion an, so zeigt sich, daß einige Ereignisse als Kandidaten für $\pi^0 \pi^0 \pi^0$ -Endzustände mißinterpretiert werden. Dies ist eine Folge der großen Zahl der Kombinationsmöglichkeiten von sechs Photonen zu drei $\gamma\gamma$ -Paaren. Anhand eines Beispiel-Ereignisses soll gezeigt werden, daß ein Ereignis von Typ $\eta' \rightarrow \eta \pi^0 \pi^0$ tatsächlich in einer anderen Kombination der sechs Photonen fälschlicherweise als $\pi^0 \pi^0 \pi^0$ -Ereignis interpretiert werden kann.

Hierzu ist in Abb. 4.13 ein Monte-Carlo-Ereignis vom Typ $\eta' \rightarrow \eta \pi^0 \pi^0 \rightarrow 6\gamma$ gezeigt. Die durch die Photonen in den NaJ-Kristallen deponierten Energien werden durch Punkte dargestellt, wobei die Punktgröße ein Maß für die Energiedeposition ist. Man erkennt sechs Energieanhäufungen, die den sechs Photonen entsprechen.

Berechnet man nun die invarianten Zwei-Photon-Massen für alle möglichen $\gamma\gamma$ -Paare, so ergeben sich mehrere Kombinationen, deren invariante Masse mit der π^0 - oder η -Masse übereinstimmen. Diese sind in Tab. 4.2 durch Fettdruck hervorgehoben. Insbesondere findet man je eine Konfiguration, in der sich die sechs Photonen zu drei π^0 -Kandidaten bzw. zu einem η - und zwei π^0 -Kandidaten kombinieren lassen. Diese beiden Konfigurationen sind in Tab. 4.3 angegeben.

Dieses Ereignis wird also als Kandidat für ein $\pi^0 \pi^0 \pi^0$ -Ereignis akzeptiert, obwohl es tatsächlich aus dem Zerfall $\eta' \rightarrow \eta \pi^0 \pi^0$ stammt.

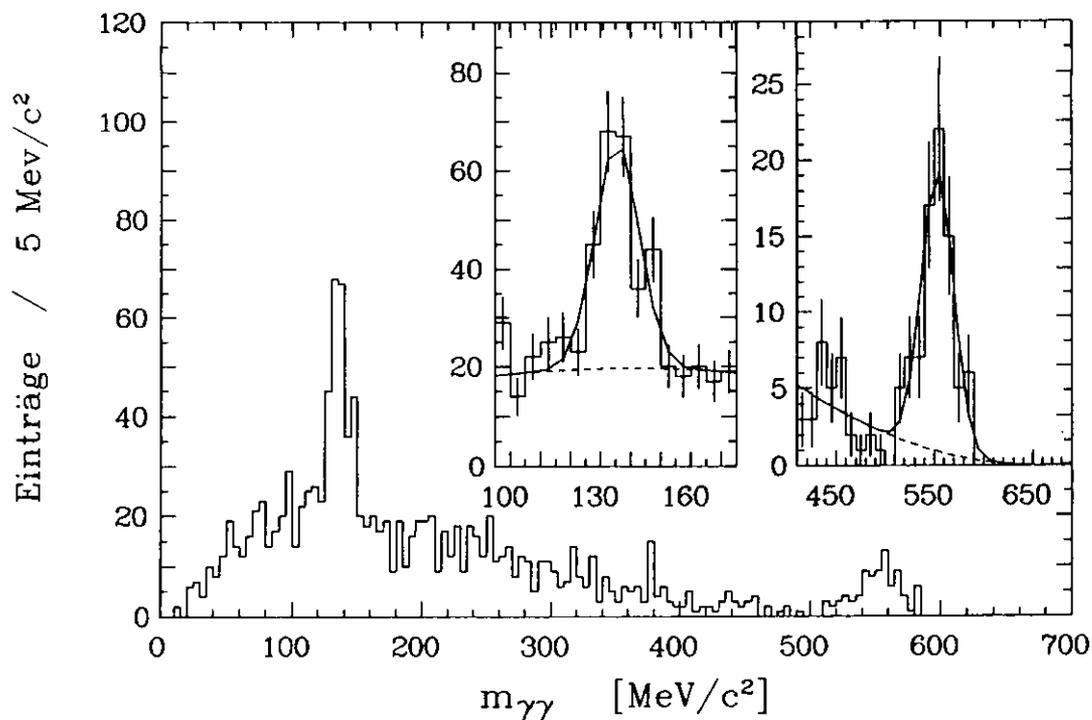


Abbildung 4.12: Das invariante Zwei-Photon-Massenspektrum für Monte-Carlo-Ereignisse vom Typ $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\eta'$, $\eta' \rightarrow \eta\pi^0\pi^0 \rightarrow 6\gamma$.

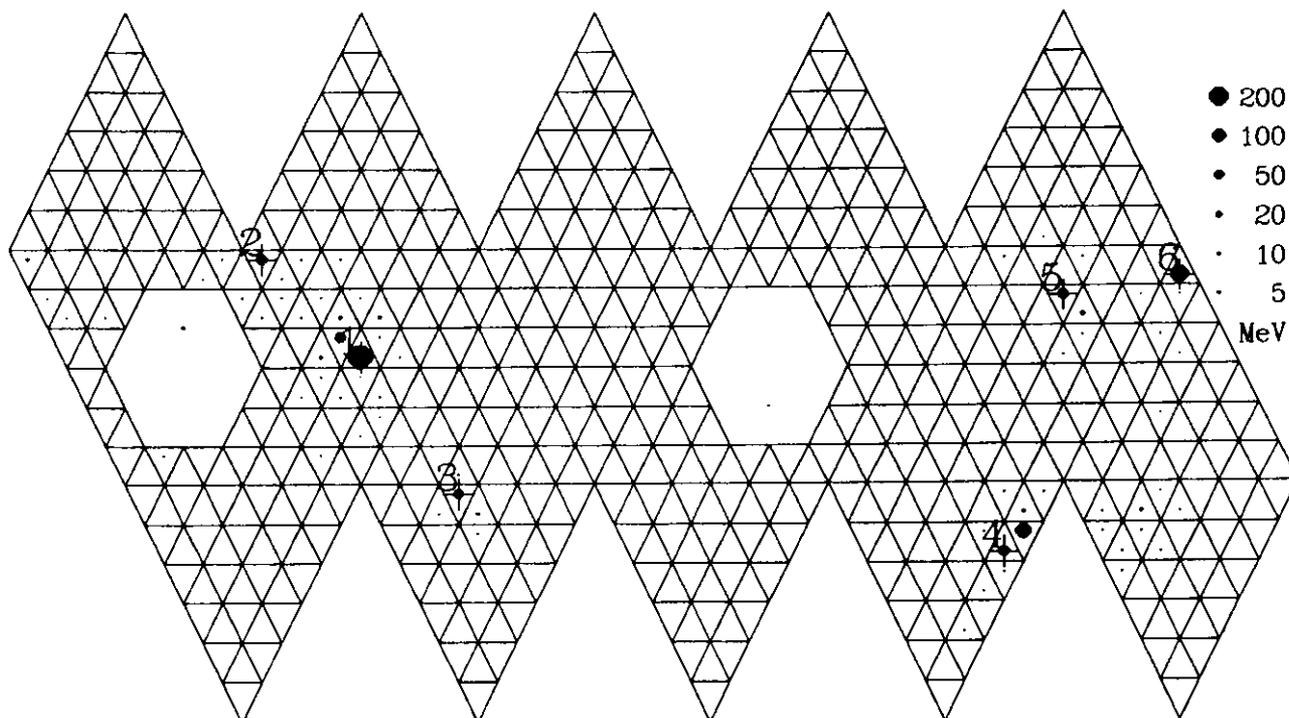


Abbildung 4.13: Ein Monte-Carlo-Ereignis vom Typ $\gamma\gamma \rightarrow \eta' \rightarrow \eta\pi^0\pi^0$.

	1	2	3	4	5	6
1	—	93.3	137.2	552.0	339.2	439.9
2	93.3	—	83.1	216.5	116.2	132.1
3	137.2	83.1	—	173.2	134.8	199.2
4	552.0	216.5	173.2	—	129.8	248.0
5	339.2	116.2	134.8	129.8	—	70.4
6	439.9	132.1	199.2	248.0	70.4	—

4.3. Untergrundabschätzung

75

Tabelle 4.2: Invariante Zwei-Photon-Massen für alle $\gamma\gamma$ -Paare aus Abb. 4.13.

		$m_{\gamma\gamma}$	σ_m	$\Delta(\pi^0)$	$\Delta(\eta)$	
1	1,3	137.2	10.2	0.221	5	6
2	2,6	132.1	7.7	-0.365	3.4	439.9
3	4,5	129.8	8.5	-0.607	116.2	132.1
4	2,4	552.0	15.8	173.2	0.202	199.2
5	2,6	132.1	7.7	-0.365	129.8	248.0
	3,5	134.8	5.1	-0.031		

Tabelle 4.3: Die Konfigurationen, die das Ereignis von Abb. 4.13 zu einem Kandidaten für ein $\eta\pi^0\pi^0$ - bzw. $\pi^0\pi^0\pi^0$ -Ereignis machen.

4.3 Untergrundabschätzung

Es stellt sich die Frage, in welchem Maße das invariante $\pi^0\pi^0\pi^0$ -Massenspektrum durch Ereignisse kontaminiert ist, die nicht aus dem exklusiven Prozess $\gamma\gamma \rightarrow \eta \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ stammen. Als Quellen für einen solchen Untergrund sind zwei physikalische Prozesse denkbar:

- (1) *die inklusive Produktion von $\pi^0\pi^0\pi^0$ Endzuständen*
(z. B. im Kanal $\gamma\gamma \rightarrow \eta' \rightarrow \eta\pi^0\pi^0$, $\eta \rightarrow \pi^0(\pi)(\pi)$;
wobei die in Klammern gesetzten Pionen im Detektor nicht nachgewiesen werden.)
- (2) *die inklusive Produktion von η -Mesonen*
(z. B. in der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \eta' \rightarrow \eta(\pi)(\pi)$.)

Im erstgenannten Falle ist ein nicht resonanter Beitrag zum invarianten $\pi^0\pi^0\pi^0$ -Massenspektrum von Abb. 4.7 zu erwarten. Dieser Beitrag wurde bereits durch einen linearen Anteil in der Anpassungsrechnung berücksichtigt und ergibt $N_{(1)} = (7.1 \pm 2.0)$ Ereignisse (Gl. (4.4)).

Für die zweite Untergrundreaktion erwarten wir einen resonanten Beitrag zum η -Signal. Dieser Anteil läßt sich daher nicht durch eine Anpassungsrechnung an das invariante $\pi^0\pi^0\pi^0$ -Massenspektrum bestimmen.

Eine Unterscheidung zwischen exklusiver Zwei-Photon-Produktion von η -Mesonen einerseits und inklusiver Produktion von η - bzw. $\pi^0\pi^0\pi^0$ -Zuständen andererseits läßt sich aber auf statistischer Basis anhand der Verteilung des Transversalimpulses $|\sum \vec{p}_i|^2$ durchführen. Für die exklusiv produzierten η -Mesonen erwartet man eine starke Bevorzugung kleiner Werte, während für die Untergrundereignisse eine flache Verteilung zu erwarten ist. Dieses unterschiedliche Verhalten wird im folgenden Abschnitt ausgenutzt, um den im $\pi^0\pi^0\pi^0$ -Spektrum verbliebenen Untergrund abzuschätzen. Insgesamt ergibt sich damit ein Untergrund von $N_{(1)+(2)} = (24.2 \pm 6.1)$ Ereignissen (s.u.).

Für die Zahl der beobachteten Zerfälle $\gamma\gamma \rightarrow \eta \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ nach Untergrundabzug erhält man nach diesen Überlegungen:

$$N_\eta = N_{fit} + N_{(1)} - N_{(1)+(2)}$$

$$N_\eta = (276 \pm 19) \text{ Ereignisse.}$$

4.3.1 Diskussion der $|\sum \vec{p}_i|^2$ -Verteilung

Abb. 4.14 zeigt die Verteilung des Gesamttransversalimpulses $|\sum \vec{p}_i|^2$ für die Ereignisse, die alle Schnitte mit Ausnahme des Schnittes auf $|\sum \vec{p}_i|^2$ selbst durchlaufen haben (d.h. die Schnitte (1)–(3), Seite 35 und (5)–(6), Seite 41 und 42). Schraffiert dargestellt ist die Verteilung für die nicht aus dem η -Signal stammenden Ereignisse ($m_{\pi^0\pi^0\pi^0} > 600 \text{ MeV}/c^2$). Man erkennt einen nahezu flachen Verlauf, was als Hinweis darauf betrachtet werden kann, daß es sich hier nicht um exklusiv in $\gamma\gamma$ -Kollisionen produzierte Ereignisse handelt.

Die $|\sum \vec{p}_i|^2$ -Verteilung für Ereignisse, deren invariante $\pi^0\pi^0\pi^0$ -Masse im Bereich der η -Masse liegt ($500 \text{ MeV}/c^2 < m_{\pi^0\pi^0\pi^0} < 600 \text{ MeV}/c^2$), zeigt dagegen das für $\gamma\gamma$ -produzierte Ereignisse erwartete Verhalten (Abb. 4.15), nämlich die starke Bevorzugung kleiner Werte von $|\sum \vec{p}_i|^2$. Um hierüber eine quantitative Aussage machen zu können, wird diese Verteilung mit der von Monte-Carlo-generierten Ereignissen erwarteten Verteilung verglichen.

Die Monte-Carlo-Verteilung (Abb. 4.16) läßt sich gut durch die Summe zweier Exponentialfunktionen beschreiben:

$$MC(x) = A_1 \cdot e^{-x/\lambda_1} + A_2 \cdot e^{-x/\lambda_2}$$

Das Ergebnis einer Anpassungsrechnung ist in der Abbildung dargestellt. Die resultierenden Parameter wurden verwendet, um die $|\sum \vec{p}_t|^2$ Verteilung für reale Daten (Abb. 4.15) zu beschreiben. Dazu wurde eine Funktion an die Daten angepaßt, die sich aus einem linearen Untergrund und der Monte-Carlo-Funktion, versehen mit einem Normalisierungsfaktor, zusammensetzt:

$$Data(x) = B_1 + B_2 \cdot x + N \cdot MC(x)$$

Das Resultat dieser Anpassung ist in der Abbildung als durchgezogene Kurve dargestellt, die gestrichelte Gerade zeigt den Untergrund. Aus den Parametern des linearen Untergrundes (B_1 und B_2) läßt sich nun die Zahl der Untergrundereignisse berechnen, die bei einem Schnitt von $|\sum \vec{p}_t|^2 \leq 2500 \text{ (MeV/c)}^2$ zu erwarten sind. Das Ergebnis ist:

$$N_{bg} = (24.2 \pm 6.1) \text{ Ereignisse.}$$

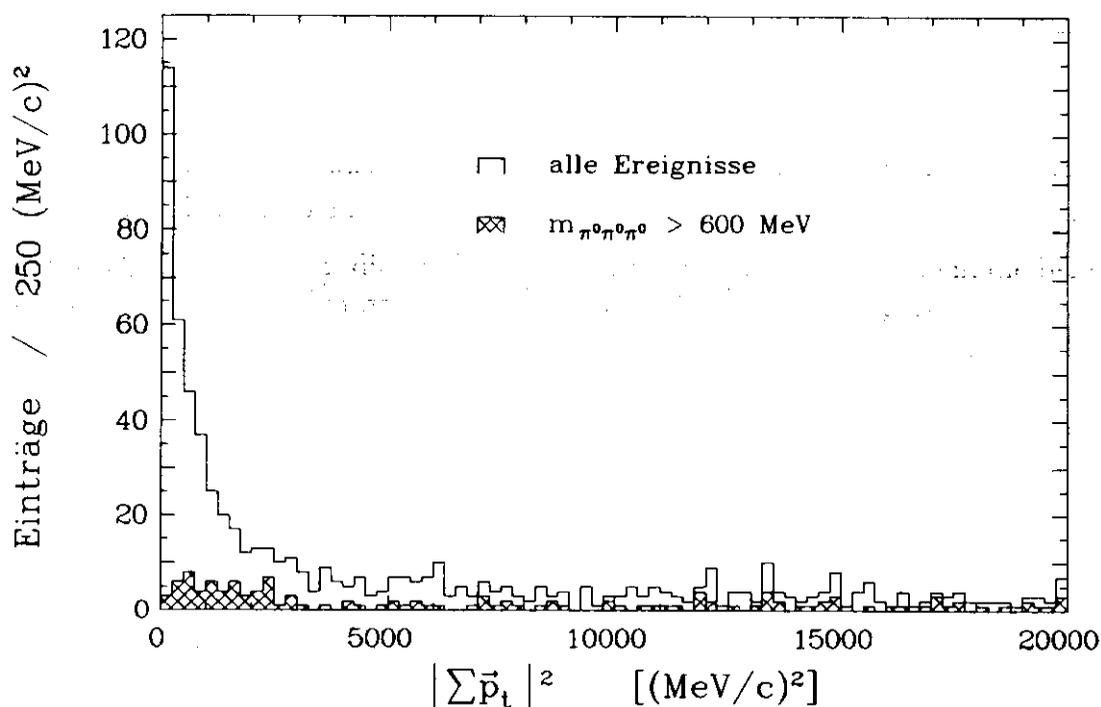


Abbildung 4.14: Verteilung des Gesamttransversalimpulses. Ereignisse, deren invariante Masse nicht mit der η -Masse übereinstimmt sind schraffiert dargestellt.

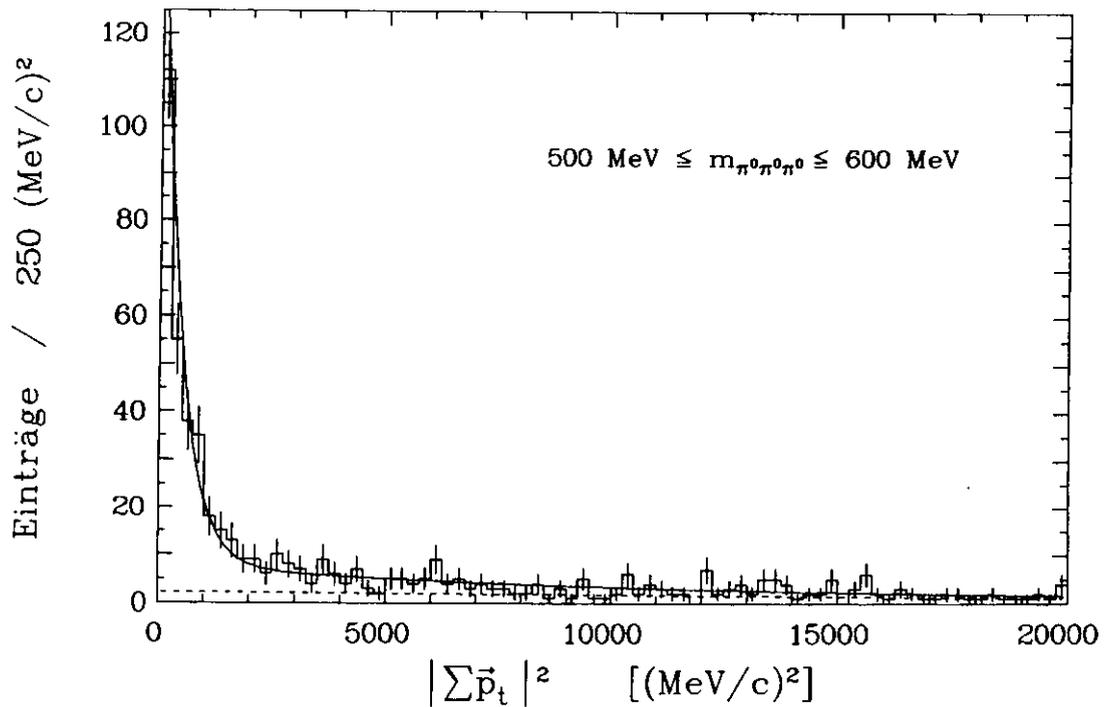


Abbildung 4.15: Gesamttransversalimpuls für Ereignisse, deren invariante Masse mit der η -Masse verträglich ist. Die Kurve zeigt eine Anpassung, wie im Text beschrieben.

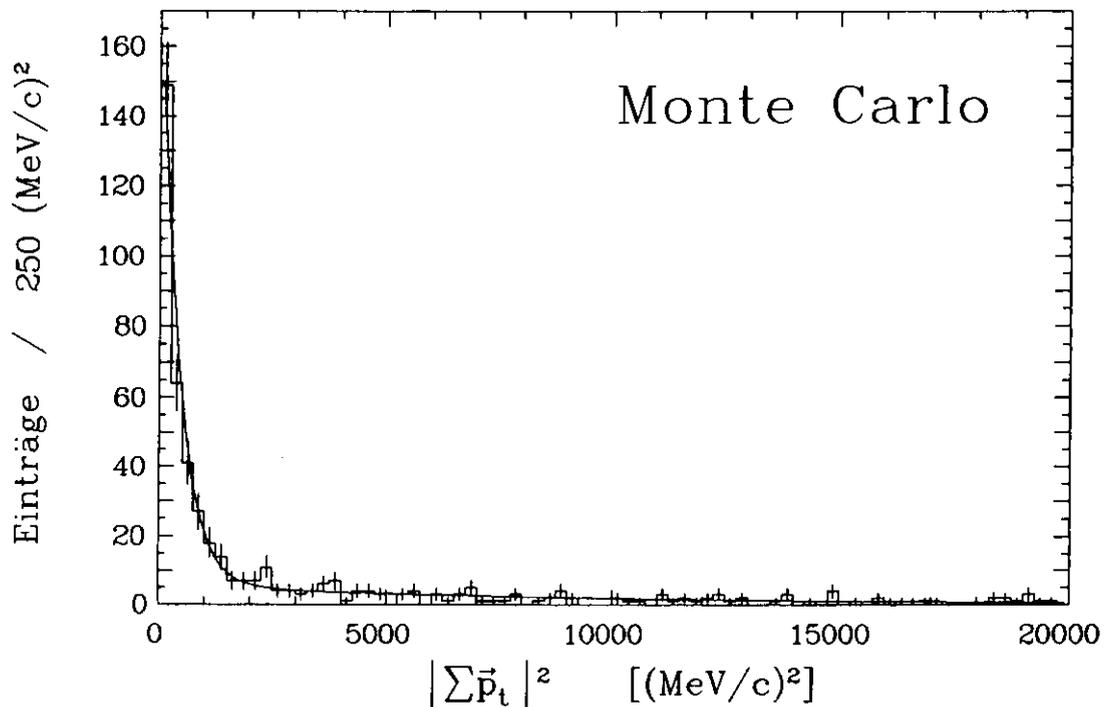


Abbildung 4.16: Verteilung des Gesamttransversalimpulses für Monte-Carlo-Ereignisse. Die Kurve ist das Ergebnis einer Anpassungsrechnung mit der Summe zweier Exponentialfunktionen.

Kapitel 5

Ergebnisse und Diskussion

In diesem Kapitel werden die physikalischen Ergebnisse der in Kapitel 4 beschriebenen Datenanalyse vorgestellt und diskutiert. In Abschnitt 5.1 wird die Zahl der beobachteten Ereignisse $\eta \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ zur Berechnung der radiativen Breite $\Gamma_{\gamma\gamma}$ des η -Mesons herangezogen. Im daran anschließenden Abschnitt 5.2 wird nach weiteren pseudoskalaren Resonanzen X gesucht, die nach $\pi^0\pi^0\pi^0$ zerfallen.

5.1 Bestimmung der $\gamma\gamma$ -Partialbreite des η -Mesons

Bestimmung von $\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta)$

Der Berechnung von $\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta)$ liegt der allgemeine Zusammenhang zwischen Wirkungsquerschnitt σ einer Reaktion und der daraus resultierenden Teilchenzahl N zugrunde:

$$N = \sigma \cdot \mathcal{L}$$

Unter Berücksichtigung des Verzweigungsverhältnisses für den betrachteten Zerfallskanal sowie der Nachweiswahrscheinlichkeit für die vorliegende Analyse und unter Verwendung der in Gl. (2.9) auf Seite 8 definierten Größe $\bar{\sigma}$ erhält man:

$$\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta) = \frac{N_{\eta}}{\bar{\sigma} \cdot B \cdot \mathcal{L} \cdot \varepsilon} \quad (5.1)$$

In die Bestimmung der Zwei-Photon-Partialbreite $\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta)$ gehen also die folgenden, in den vorangegangenen Kapiteln diskutierten Größen ein:

- N_{η} , die Zahl der in der Analyse gefundenen η -Mesonen.
- $\bar{\sigma}$, der auf die Partialbreite $\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta)$ normierte Wirkungsquerschnitt für die Zwei-Photon-Erzeugung von η -Mesonen.

- $B = B(\eta \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0) \cdot [B(\pi^0\pi^0\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)]^3$, das kombinierte Verzweigungsverhältnis für den Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0 \rightarrow 6\gamma$ [9].
- $\mathcal{L} = \int L dt$, die integrierte Luminosität.
- ε , die Nachweiswahrscheinlichkeit für die vorliegende Analyse.

N_η	276 ± 19
$\bar{\sigma}$ [pb/keV]	1362 ± 3
B [%]	30.8 ± 0.3
\mathcal{L} [pb ⁻¹]	99 ± 3
ε [%]	1.36 ± 0.08

Tabelle 5.1: Die Parameter zur Berechnung von $\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta)$.

Mit den in Tab. 5.1 zusammengefaßten Zahlenwerten erhalten wir:

$$\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta) = (0.488 \pm 0.034 \pm 0.065) \text{ keV}$$

Die angegebenen Fehler bezeichnen den statistischen und den systematischen Fehler dieser Analyse.

Fehlerdiskussion

Der angegebene statistische Fehler ergibt sich aus dem statistischen Fehler von N_η , der Zahl der gefundenen η -Mesonen. Der systematische Fehler berücksichtigt die folgenden Fehlerquellen (quadratisch addiert):

- der statistische Fehler bei der Berechnung des normierten Wirkungsquerschnittes $\bar{\sigma}$ (1.3 %).
- der Fehler im kombinierten Verzweigungsverhältnis B (1.1 %).
- der Fehler in der Bestimmung der integrierten Luminosität \mathcal{L} (3 %).
- der statistische Fehler der Nachweiswahrscheinlichkeit ε (5.5 %).
- die Unsicherheiten bei der Monte-Carlo Simulation (10 %).
- die systematischen Änderungen von $\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta)$ bei Variation der Selektionsschnitte (6 %).

Vergleich mit anderen Experimenten

Die bisher durchgeführten Messungen der Partialbreite $\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta)$ sind zusammen mit dem Ergebnis dieser Analyse in Tab. 5.2 zusammengefaßt und in Abb. 5.1 graphisch dargestellt.

$\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta)$ [keV]	Kanal	Experiment
1.00 ± 0.22	Primakoff	Bemporad <i>et al.</i> [2]
0.324 ± 0.046	Primakoff	Browman <i>et al.</i> [3]
$0.56 \pm 0.12 \pm 0.10$	$\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$	Crystal Ball (SPEAR) [4]
$0.53 \pm 0.04 \pm 0.04$	$\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$	JADE [5]
$0.64 \pm 0.14 \pm 0.13$	$\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$	TPC/ $\gamma\gamma$ [6]
$0.514 \pm 0.017 \pm 0.035$	$\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$	Crystal Ball (DÖRIS) [7]
$0.490 \pm 0.010 \pm 0.048$	$\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$	ASP [8]
0.514 ± 0.025	$\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$	gewichtetes Mittel
$0.488 \pm 0.034 \pm 0.065$	$\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$	Diese Analyse

Tabelle 5.2: Vergleich der in dieser Analyse bestimmten Partialbreite $\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta)$ mit den Ergebnissen anderer Experimente.

Die Experimente bedienten sich dazu zweier unterschiedlicher Methoden. Die ersten Messungen wurden mit Hilfe des Primakoff-Effektes [1] durchgeführt. Die Ergebnisse dieser beiden Messungen sind nicht miteinander konsistent. Ebenso existiert eine Diskrepanz zur zweiten Kategorie von Experimenten, nämlich denen, die an e^+e^- -Speicherringen durchgeführt wurden. Diese benutzten bisher ausschließlich den $\gamma\gamma$ -Zerfallsmodus des η -Mesons. Trotz der erheblichen experimentellen Schwierigkeiten, stimmen die Resultate der e^+e^- -Messungen sehr gut miteinander überein.

Die vorliegende Analyse nun bedient sich des gleichen Erzeugungsmechanismus (e^+e^- -Speicherring), aber eines anderen Zerfallskanals. Das Ergebnis ist in hervorragender Übereinstimmung mit den bisherigen Messungen an Speicherringen.

5.2 Suche nach weiteren pseudoskalaren Resonanzen

Das invariante $\pi^0\pi^0\pi^0$ -Massenspektrum in Abb. 4.7 auf Seite 43 zeigt neben dem η -Signal keine weiteren resonanten Strukturen. Die Ereignisse bei höheren invarianten $\pi^0\pi^0\pi^0$

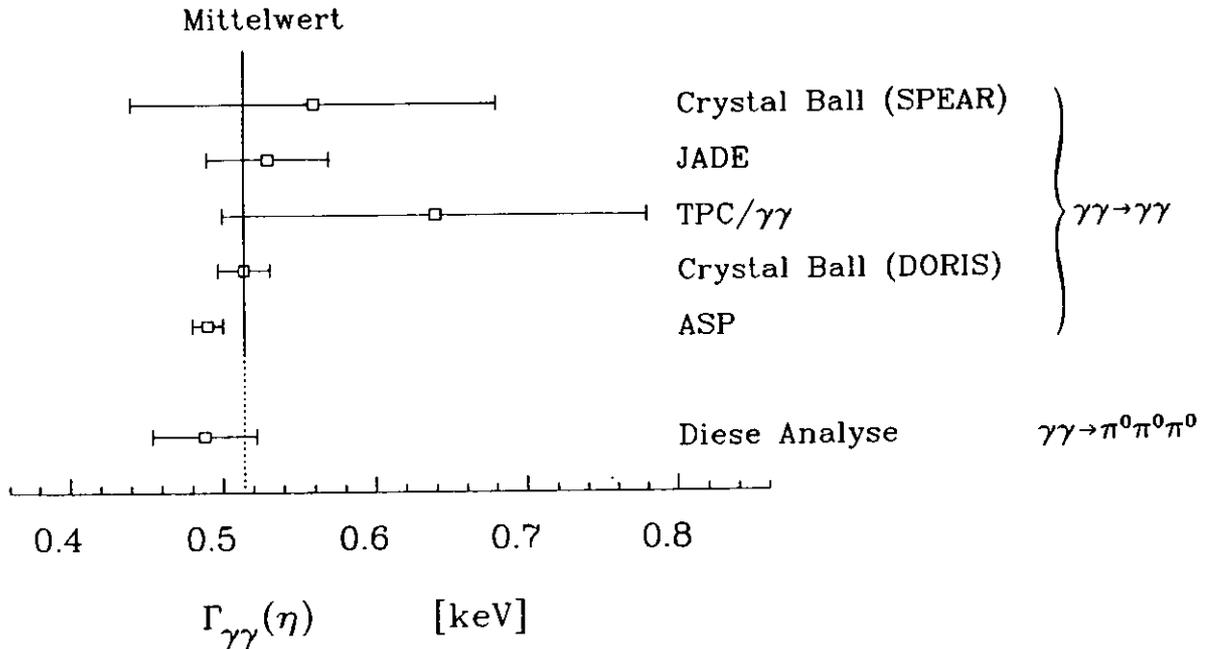


Abbildung 5.1: Vergleich der in dieser Analyse bestimmten Partialbreite $\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta)$ mit den Ergebnissen anderer Experimente, die an e^+e^- -Speicherringen durchgeführt wurden. Es sind jeweils die statistischen Fehler dargestellt.

Massen ($m_{\pi^0\pi^0\pi^0} > 600 \text{ MeV}/c^2$) lassen sich, wie in Abschnitt 4.3.1 gezeigt wurde, als nicht identifizierte Untergrundereignisse interpretieren. Unter der konservativen Annahme, daß diese Ereignisse dennoch aus dem exklusiven Prozess $\gamma\gamma \rightarrow X \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ stammen, wurden obere Grenzen für das Produkt $\Gamma_{\gamma\gamma}(X) \cdot B(X \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0)$ für pseudoskalare Resonanzen X bestimmt. Die hierfür verwendete Methode wird im Anhang D erläutert.

Das Ergebnis dieser Berechnung ist in Abb. 5.2 dargestellt. Die durchgezogene Kurve zeigt die obere Grenze (für ein Vertrauensintervall (*C.L.*) von 90%) für das Produkt $\Gamma_{\gamma\gamma}(X) \cdot B(X \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0)$ unter der Annahme, daß es sich um eine schmale Resonanz X handelt. Man erkennt, daß für Resonanzen mit einer Masse $m_X \lesssim 1400 \text{ MeV}/c^2$ dieses Produkt kleiner als 0.1 keV bleibt. Die gestrichelte Kurve zeigt die entsprechende obere Grenze für pseudoskalare Resonanzen mit einer totalen Breite von $\Gamma_{tot} = 100 \text{ MeV}/c^2$.

Diskussion

Im Rahmen des Quarkmodells erwartet man die Existenz von radial angeregten Zuständen der Pseudoskalarmesonen. Diese konnten bisher jedoch nicht nachgewiesen werden. Erste Hinweise auf ein $J^P = 0^-$ Teilchen lieferten Partialwellenanalysen von Dreipion-Systemen, die in Reaktionen der Art $\pi A \rightarrow 3\pi A$ ($A = p, Be, C, Al, Si, Ti, Cu, Ag, Ta, Pb$) sowie in der Ladungsaustauschreaktion $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 n$ erzeugt wurden [9]. Die Masse dieses

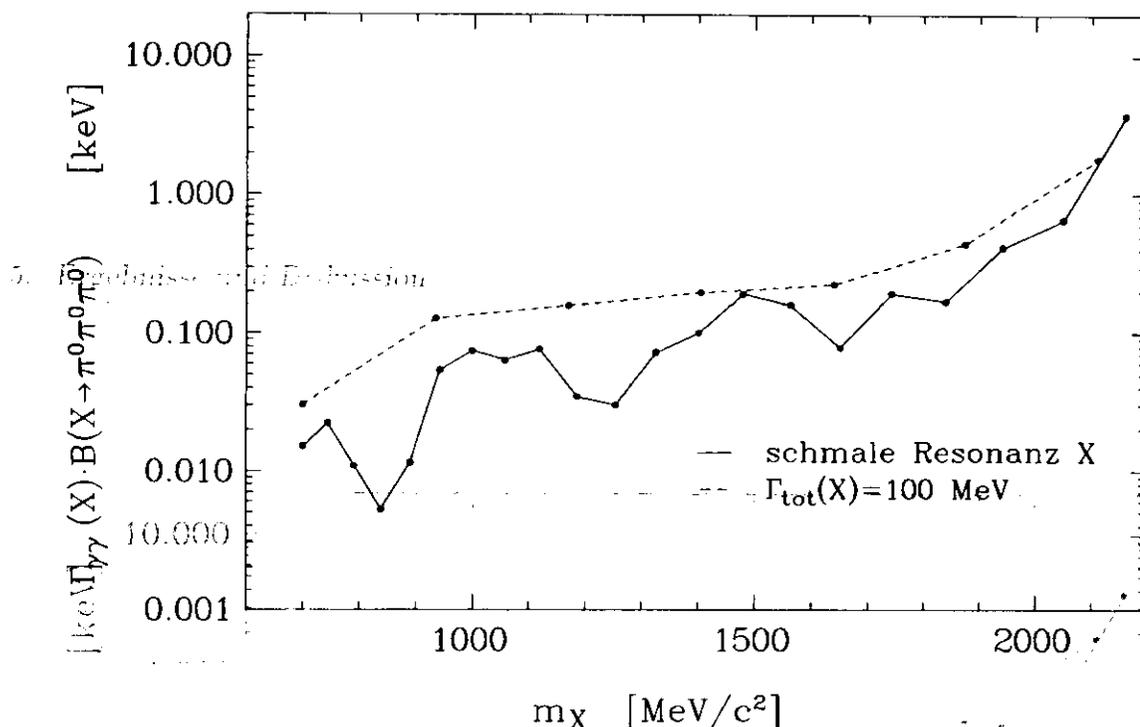


Abbildung 5.2: Obere Grenzen (90% C.L.) für das Produkt $\Gamma_{\gamma\gamma}(X) \cdot B(X \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0)$. Diese oberen Grenzen wurden berechnet unter der Annahme, daß es sich um eine pseudoskalare Resonanz X handelt.

als $\pi(1300)$ bezeichneten Zustandes liegt im Bereich von etwa $1200 - 1350 \text{ MeV}/c^2$, seine Breite beträgt etwa $220 - 600 \text{ MeV}/c^2$. Dieses Teilchen wird als Kandidat für eine radiale Anregung des Pions interpretiert.

Für eine pseudoskalare¹ Resonanz $\pi(1300)$ der Masse $m = 1300 \text{ MeV}/c^2$ mit einer totalen Breite $\Gamma_{tot} = 100 \text{ MeV}/c^2$ liefert diese Analyse eine obere Grenze

$$\Gamma_{\gamma\gamma}(\pi(1300)) \cdot B(\pi(1300) \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0) < 0.2 \text{ keV} \quad (90\% \text{ C.L.}).$$

¹An dieser Stelle muß erwähnt werden, daß die gezeigten oberen Grenzen nur für pseudoskalare Resonanzen gelten. Die Analyse von Monte-Carlo-generierten Ereignissen des Typs $\gamma\gamma \rightarrow \pi_2 \rightarrow f_2\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ [47] zeigt, daß aufgrund der unterschiedlichen kinematischen Verhältnisse beim Zerfall des π_2 die Nachweiswahrscheinlichkeit um etwa einen Faktor 3.5 kleiner ist, als für den hier betrachteten Phasenraumzerfall eines spinlosen Teilchens.

Kapitel 6

Zusammenfassung

Die hier vorgestellte Arbeit untersuchte die $\gamma\gamma$ -Produktion von Sechs-Photon-Endzuständen im Hinblick auf den Kanal $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$, $X \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0 \rightarrow 6\gamma$. Es wurden zwei Ziele verfolgt: die Bestimmung der radiativen Zerfallsbreite des η -Mesons und die Suche nach weiteren pseudoskalaren Resonanzen, die zu einem nennenswerten Anteil in drei neutrale Pionen zerfallen. Die Ergebnisse können wie folgt zusammengefaßt werden:

- Zum ersten Male wurde die Zwei-Photon-Produktion des η -Mesons über den Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ nachgewiesen.
- Die in dieser Analyse bestimmte radiative Breite des η -Mesons beträgt

$$\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta) = (0.488 \pm 0.034 \pm 0.065) \text{ keV}$$

in hervorragender Übereinstimmung mit den bisher vorliegenden, an e^+e^- -Speicherungen gewonnenen Ergebnissen.

- Es wurden keine weiteren pseudoskalaren Resonanzen X beobachtet. Erstmals wurden obere Grenzen für das Produkt $\Gamma_{\gamma\gamma}(X) \cdot B(X \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0)$ als Funktion der Masse m_X bestimmt.
- Diese oberen Grenzen liegen im Bereich $\lesssim 0.01 \text{ keV}$ (für $m_X \approx 800 \text{ MeV}/c^2$) bis $\lesssim 1 \text{ keV}$ (für invariante Massen bis $2000 \text{ MeV}/c^2$).

Anhang A

Bestimmung der Winkelauflösung

Zur Berechnung der invarianten Zwei-Photon-Massenauflösung σ_m werden die Winkelauflösungen σ_θ und σ_ϕ ¹ benötigt. Diese sind ein Maß dafür, mit welcher Genauigkeit man die Richtungen eines Teilchens im Crystal Ball Detektor bestimmen kann. Wegen der Kugelsymmetrie des Hauptdetektors ist zu erwarten, daß die Auflösungen in beiden Raumrichtungen (bis auf den geometrischen Faktor $\sin \theta$) gleich sind:

$$\sigma_\phi = \frac{\sigma_\theta}{\sin \theta}$$

Es genügt daher, die Größe σ_θ zu bestimmen. Wir nehmen weiterhin an, daß σ_θ nur von der Energie eines Teilchens abhängt²:

$$\sigma_\theta = \sigma_\theta(E)$$

Im folgenden soll dieser funktionale Zusammenhang bestimmt werden. Dazu werden in Monte-Carlo-Ereignissen für jedes Photon die beiden Winkel θ_1 und θ_2 bestimmt:

θ_1 = Polarwinkel des Monte-Carlo-generierten Photons
(STEP1-Information)

θ_2 = Polarwinkel des in der Analyse wiedergefundenen Photons
(STEP3-Information)

Im Idealfall stimmen diese beiden Winkel überein: $\Delta\theta := \theta_1 - \theta_2 = 0$. In der Realität ergibt sich aufgrund der Granularität des Detektors und als Folge von Schauerfluktuationen eine Streuung von $\Delta\theta$ um Null.

Die Differenz $\Delta\theta$ für Monte-Carlo-generierte Photonen ist in Abb. A.1 gegen die Energie der Photonen dargestellt. Man erkennt deutlich die zu kleinen Energien E anwachsende

¹Mit θ und ϕ werden Polar- bzw. Azimutwinkel im sphärischen Koordinatensystem bezeichnet.

²Es wird hier insbesondere über den Einfluß der z -Vertex Verschmierung hinweggemittelt.

Streuung von $\Delta\theta$. Um nun ein Maß für die Winkelauflösung σ_θ als Funktion der Energie E zu erhalten, wird Abb. A.1 in Energieintervalle unterteilt und für jedes Intervall die Projektion auf die $\Delta\theta$ -Achse gebildet.

Als Beispiel zeigt Abb. A.2 diese Projektion für das Energieintervall $125 \text{ MeV} < E < 150 \text{ MeV}$. An die aus der Projektion resultierenden Verteilungen wird jeweils eine Gauß-Funktion angepaßt und so für jedes Energieintervall die Breite σ_θ bestimmt. Diese Breite σ_θ ist in Abb. A.3 als Funktion der Energie E gezeigt. Die durchgezogene Kurve ist das Ergebnis einer Anpassungsrechnung (Konstante plus Exponentialfunktion) und wird im folgenden zur Parametrisierung für $\sigma_\theta(E)$ verwendet:

$$\sigma_\theta(E) = \sigma_0 + \sigma_1 \cdot e^{-E/E_0} \quad (\text{A.1})$$

$$\sigma_0 = (35.4 \pm 0.6) \text{ mrad}$$

$$\sigma_1 = (28.1 \pm 1.0) \text{ mrad}$$

$$E_0 = (133 \pm 11) \text{ MeV}$$

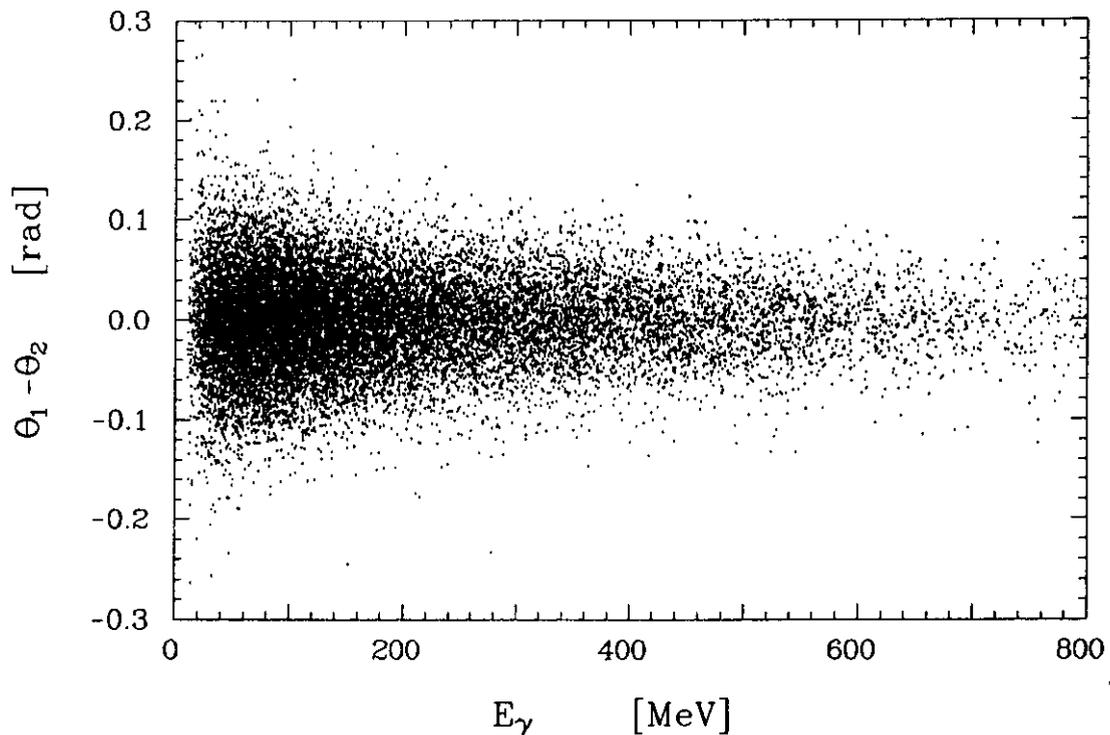


Abbildung A.1: Die Größe $\Delta\theta$ in Abhängigkeit von der Energie E_γ für Monte-Carlo-generierte Photonen. θ_1 ist der Polarwinkel des generierten Photons, θ_2 der des in der Analyse wiedergefundenen Photons.

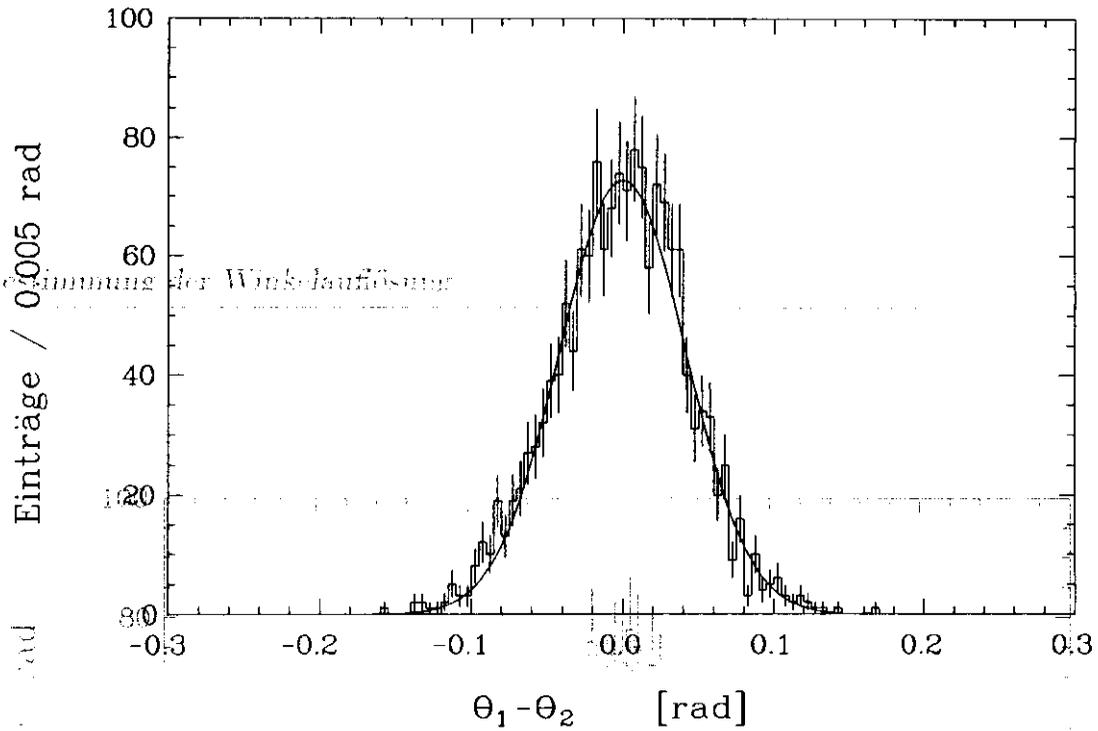


Abbildung A.2: Verteilung der Größe $\Delta\theta$ für Monte-Carlo-generierte Photonen, deren Energie im Intervall $125 \text{ MeV} < E < 150 \text{ MeV}$ liegt.

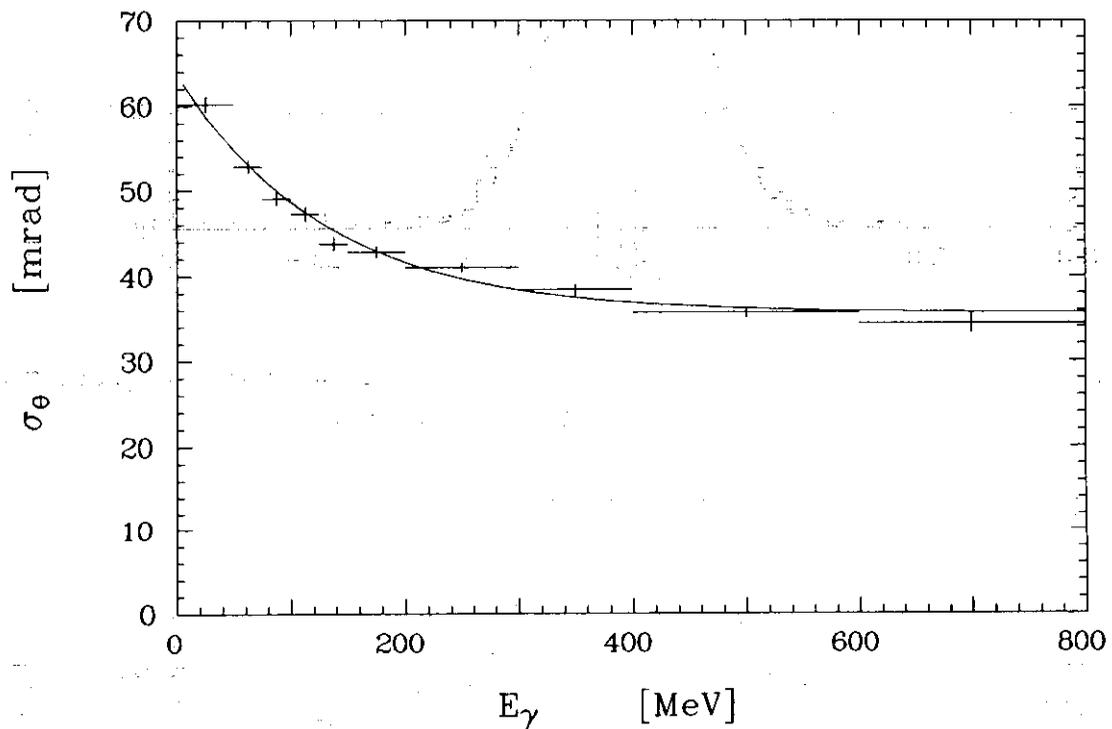


Abbildung A.3: Breite der Verteilungen nach Abb. A.2 in Abhängigkeit von der Photonenenergie. Die durchgezogene Linie ist das Ergebnis einer Anpassungsrechnung nach Gl. (A.1).

Anhang B

Bestimmung der Massenauflösung

Aus der Gleichung für die invariante Zwei-Photon-Masse $m_{\gamma\gamma}$ (Gl. (4.1) auf Seite 36) läßt sich der folgende Ausdruck für die Massenauflösung σ_m herleiten:

$$\sigma_m = \frac{m_{\gamma\gamma}}{2} \cdot \sqrt{\left(\frac{\sigma_E(E_1)}{E_1}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_E(E_2)}{E_2}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\cos\alpha}}{1 - \cos\alpha}\right)^2} \quad (\text{B.1})$$

Dabei bedeutet $\sigma_E(E_i)/E_i$ die Energieauflösung für ein Photon mit gegebener Energie E_i ($i = 1, 2$). Sie läßt sich nach Gl. (3.2), Seite 18 bestimmen. Die Größe $\sigma_{\cos\alpha}$ bezeichnet die Auflösung für den Kosinus des Öffnungswinkels α zwischen den beiden Photonen. In diese Größe gehen die Winkelaufösungen σ_θ und σ_ϕ des Crystal Ball Detektors ein. Wie bereits im Anhang A beschrieben, werden diese als reine Funktionen der Energie E eines nachgewiesenen Photons betrachtet.

Um nun einen Ausdruck für $\sigma_{\cos\alpha}$ herzuleiten, ist es zweckmäßig, den Kosinus des Öffnungswinkels durch die Richtungsvektoren der beiden Photonen auszudrücken:

$$\cos\alpha = x_1 \cdot x_2 + y_1 \cdot y_2 + z_1 \cdot z_2 \quad (\text{B.2})$$

$$x_i = \sin\theta_i \cdot \cos\phi_i$$

$$y_i = \sin\theta_i \cdot \sin\phi_i$$

$$z_i = \cos\theta_i$$

Mit x_i, y_i, z_i werden die Komponenten dieser Richtungsvektoren im kartesischen Koordinatensystem bezeichnet.

Mit dem Fehlerfortpflanzungsgesetz läßt sich aus Gl. (B.2) die Größe $\sigma_{\cos \alpha}$ bestimmen. Das Ergebnis lautet:

$$\sigma_{\cos \alpha} = \sqrt{K_1^2 \cdot \sigma_\phi(E_1)^2 + K_2^2 \cdot \sigma_\phi(E_2)^2 + K_3^2 \cdot [\sigma_\phi(E_1)^2 + \sigma_\phi(E_2)^2]}$$

$$K_1 = \frac{x_1 x_2 + y_1 y_2}{\sin \theta_1} \cdot z_1 \cdot \sin \theta_1 \cdot z_2$$

$$K_2 = \frac{x_1 x_2 + y_1 y_2}{\sin \theta_2} \cdot z_2 \cdot \sin \theta_2 \cdot z_1 \quad (B.3)$$

$$K_3 = x_1 y_2 - x_2 y_1$$

Nach Substitution dieses Ausdruckes in Gl. (B.1) kann man nun für jedes Photonenpaar mit gegebenen Energien und Richtungsvektoren einen Wert für die erwartete Massenauflösung σ_m angeben.

$$\sigma_m = \sqrt{K_1^2 \cdot \sigma_\phi(E_1)^2 + K_2^2 \cdot \sigma_\phi(E_2)^2 + K_3^2 \cdot [\sigma_\phi(E_1)^2 + \sigma_\phi(E_2)^2]}$$

Anhang C

Simulation des Kammer–Vetobits

Der in dieser Analyse verwendete Trigger verlangt, daß ein Ereignis im Endzustand vollständig neutral ist. Als Kriterium für die Neutralität dient die Information, ob Kammer 3 (bzw. Kammer 2 *oder* Kammer 3, je nach Triggereinstellung) einen Treffer aufweist, oder nicht. Dabei wird eine Kammer als von einem geladenen Teilchen getroffen betrachtet, wenn die Pulshöhe dieser Kammer¹ eine voreingestellten Schwelle überschreitet.

Für Monte–Carlo–Ereignisse werden zwar die Pulshöhen für jede einzelne Röhre des Innendetektors simuliert, nicht jedoch das Setzen des Vetobits. Dies muß im Rahmen der Analyse geschehen. Das hierzu verwendete Verfahren soll an dieser Stelle beschrieben werden [45].

Zunächst wird die Wahrscheinlichkeit für das Setzen des Vetobits in Abhängigkeit von der maximalen Pulshöhe einer Kammerlage² bestimmt. Dazu werden Ereignisse aus realen Daten verwendet, die durch einen Trigger *ohne* Kammerveto aufgenommen wurden. Die Effizienz für das Setzen des Vetobits ist in Abb.C.1 dargestellt. Man erkennt den schwellenförmigen Verlauf, der jedoch aufgrund von elektronischem Rauschen nicht exakt rechteckförmig ist.

¹Genauer: "... die Summe der Pulshöhen einer 8er–Gruppe von Driftröhren dieser Kammer ...". Bei der Datenaufnahme werden die Summensignale von jeweils acht Driftröhren mit Hilfe von Diskriminatoren untersucht und bei Überschreiten einer vorgegebenen Schwelle wird das Vetobit für die betreffende Kammerlage gesetzt.

²Auch hier ist unter der maximalen Pulshöhe das maximale Summensignal einer Gruppe von acht Driftröhren der betrachteten Kammerlage zu verstehen.

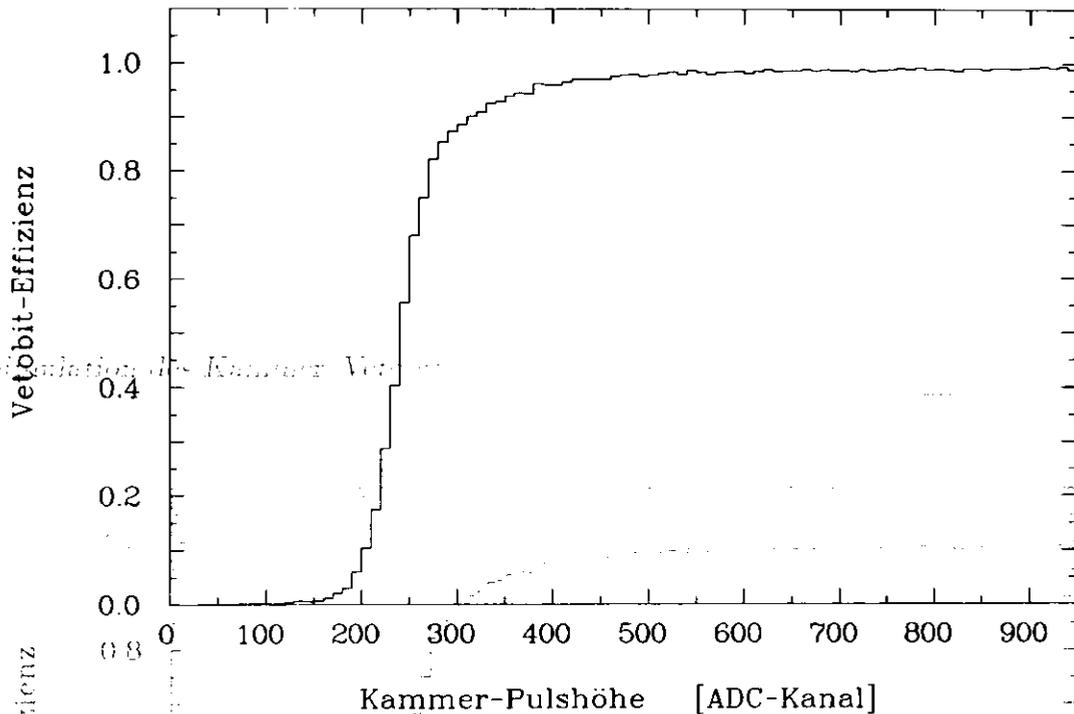


Abbildung C.1: Beispiel für eine Vetobit-Effizienzkurve. Für jede Meßperiode und für jede Kammer wurden solche Kurven getrennt aufgenommen.

Aus der Abbildung ist zu ersehen, daß die Schwelle für das Setzen des Vetobits während der Datenaufnahme bei einer Pulshöhe von etwa 200 ADC-Kanälen gelegen hat. Während der gesamten Meßzeit des Crystal Ball wurde diese Schwelle mehrfach geändert. Deshalb muß für jede Meßperiode eine solche Effizienz-Kurve ermittelt werden. Ebenso werden für Kammer 2 und für Kammer 3 getrennte Kurven aufgenommen.

Zur Simulation des Kammervetobits für Monte-Carlo Ereignisse wird nun der für die jeweilige Meßperiode und Kammerlage relevante Kurvenverlauf herangezogen. Für jedes Monte Carlo-Ereignis wird die maximale Pulshöhe der zu untersuchenden Kammerlage ermittelt und aus Abb.C.1 die zugehörige Vetobit-Effizienz abgelesen. Dann wird eine Zufallszahl ($0 < Z \leq 1$) bestimmt und mit der ermittelten Vetobit-Effizienz verglichen. Ist die Zufallszahl kleiner, als die Vetobit-Effizienz, so wird das entsprechende Vetobit als gesetzt betrachtet, im anderen Falle als nicht gesetzt.

Dieses Vetobit wird für Monte-Carlo-Ereignisse im Rahmen der Software-Trigger-Simulation (Seite 35) verwendet, um die Vetobedingung des benutzten Triggers angemessen zu simulieren.

Anhang D

Bestimmung oberer Grenzen für

$$\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta) \cdot B(X \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0)$$

In diesem Abschnitt wird die Berechnung oberer Grenzen für das Produkt $\Gamma_{\gamma\gamma}(X) \cdot B(X \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0)$ als Funktion der Resonanzmasse m_X für pseudoskalare Resonanzen X dargestellt. Dazu ist es notwendig, die Größen $\bar{\sigma}$ und ε , sowie die $\pi^0\pi^0\pi^0$ -Massenauflösung σ_m jeweils als Funktion von m_X zu kennen. Daher werden Monte Carlo Ereignisse vom Typ

$$\begin{aligned} e^+e^- &\rightarrow e^+e^-X & X &\rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0 \rightarrow 6\gamma \\ (m_X &= 700, 900, 1100, \dots, 2100 \text{ MeV}/c^2) \end{aligned} \quad (\text{D.1})$$

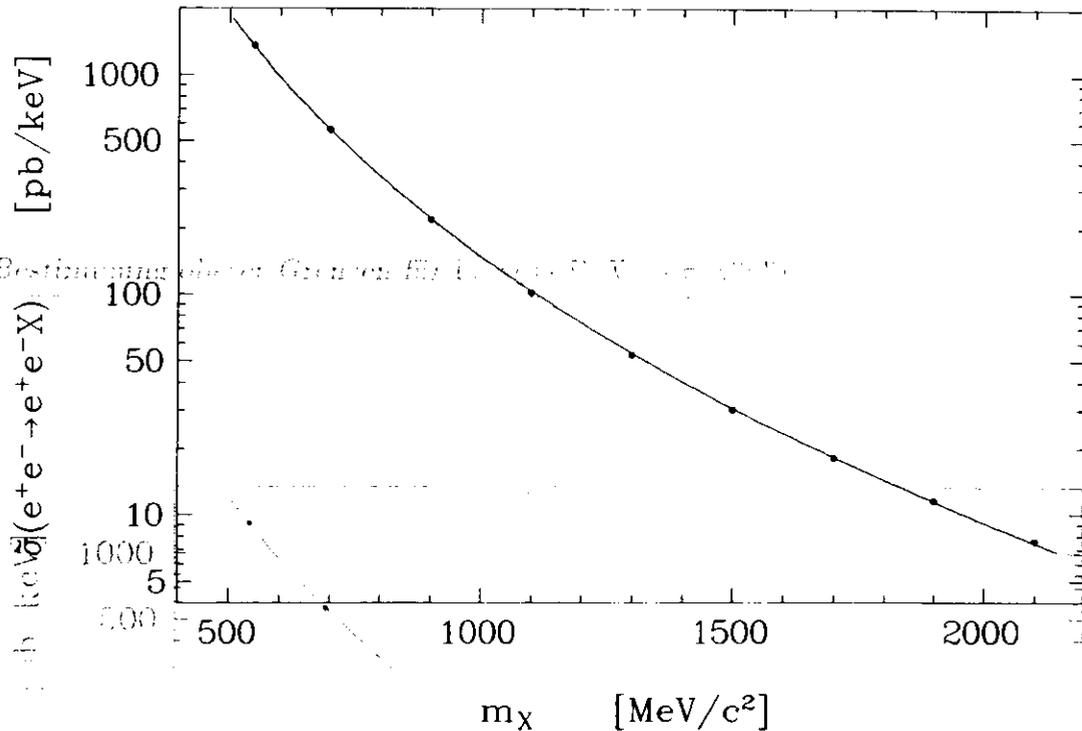
generiert (STEP1).

Die dabei berechneten Werte von $\bar{\sigma}$ sind in Abb. D.1 in halblogarithmischer Form gezeigt. Man erkennt einen in dieser Darstellung nahezu linearen Abfall von $\bar{\sigma}$ mit m_X , wie es auch von Gl. (2.12), Seite 10 erwartet wird. Die in der Abbildung dargestellte Kurve ist das Ergebnis einer Anpassungsrechnung mit der Funktion:

$$\bar{\sigma}(m) = \frac{C_1}{m^3} \cdot f\left(\frac{m}{C_2}\right) \quad (\text{D.2})$$

Hier ist $f(x)$ die bereits in Gl. (2.12) verwendete Funktion. Für die spätere Berechnung der oberen Grenzen wird bei gegebener Resonanzmasse m_X der zugehörige normierte Wirkungsquerschnitt $\bar{\sigma}$ nach Gl. (D.2) bestimmt.

Die nach Gl. (D.1) generierten Ereignisse werden nun im Detektor simuliert (STEP2) und durch das Selektionsprogramm analysiert (STEP3). Die dabei erhaltenen invarianten $\pi^0\pi^0\pi^0$ -Massenspektren werden in gewohnter Weise dazu benutzt, die Nachweiswahrscheinlichkeit ε , sowie die Massenauflösung σ_m zu bestimmen.

Abbildung D.1: Die Größe $\bar{\sigma}$ in Abhängigkeit von der Masse m_X .

Die Nachweiswahrscheinlichkeit ε zeigt mit steigender Resonanzmasse m_X zunächst einen leichten Anstieg, erreicht etwa bei $m_X = 1000$ MeV/c² ihr Maximum und fällt dann sehr schnell ab (Abb. D.2). Der Anstieg im Bereich $m_X = 500 - 1000$ MeV/c² läßt sich darauf zurückführen, daß mit wachsender Masse m_X die aus dem Zerfall von X stammenden Photonen im Mittel eine höhere Energie aufweisen und im Detektor besser nachgewiesen werden können. Für Massen oberhalb von etwa 1000 MeV/c² steigt allerdings die Wahrscheinlichkeit dafür an, daß eines der π^0 Mesonen eine genügend hohe Energie aufweist, so daß die beiden Zerfallsphotonen sich im Detektor überlappen. Ein solches Ereignis wird vom Selektionsprogramm verworfen, weil es nicht mehr als Sechs Teilchen-Endzustand erkannt wird.

Der Verlauf von ε als Funktion der Masse m_X wurde durch ein Legendrepolynom zweiter Ordnung approximiert. Das Ergebnis dieser Approximation, das als durchgezogene Kurve in Abb. D.2 dargestellt ist, wird zur Berechnung von ε für beliebige Werte von m_X verwendet.

Die Abhängigkeit der $\pi^0\pi^0\pi^0$ -Massenauflösung von m_X läßt sich gut durch eine lineare Funktion beschreiben. Die Gerade in Abb. D.3 zeigt das Ergebnis einer Anpassungsrechnung, das zur Bestimmung von σ_m als Funktion von m_X herangezogen wird.

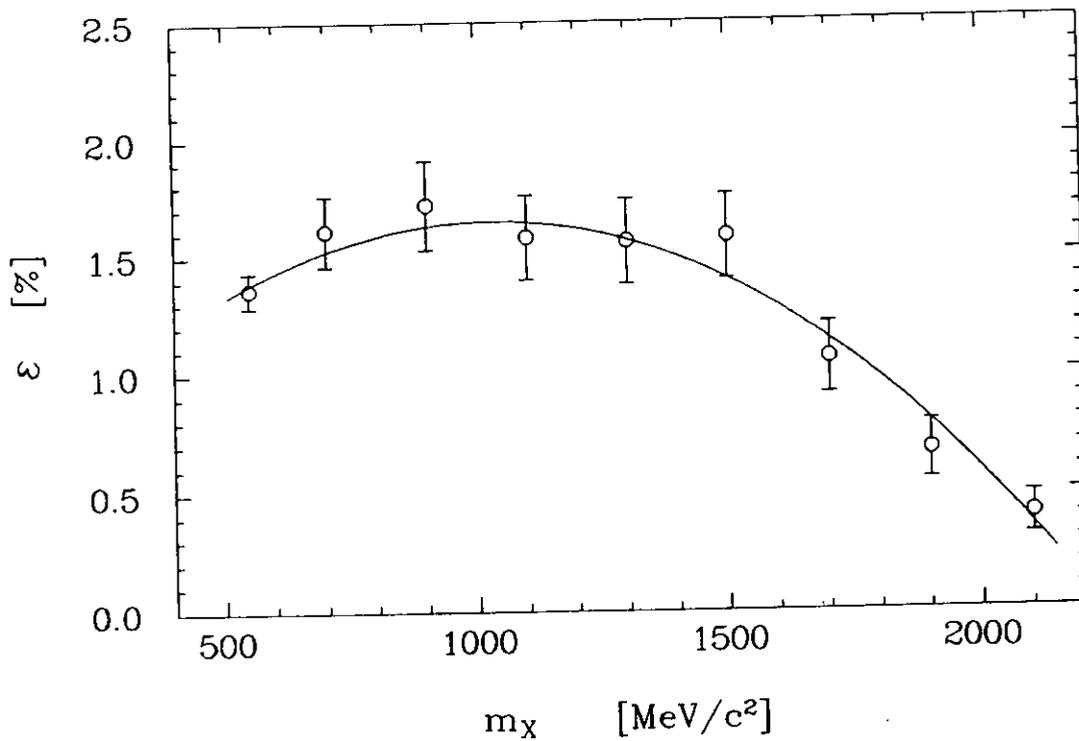


Abbildung D.2: Die Nachweiswahrscheinlichkeit ε in Abhängigkeit von der Masse m_X .

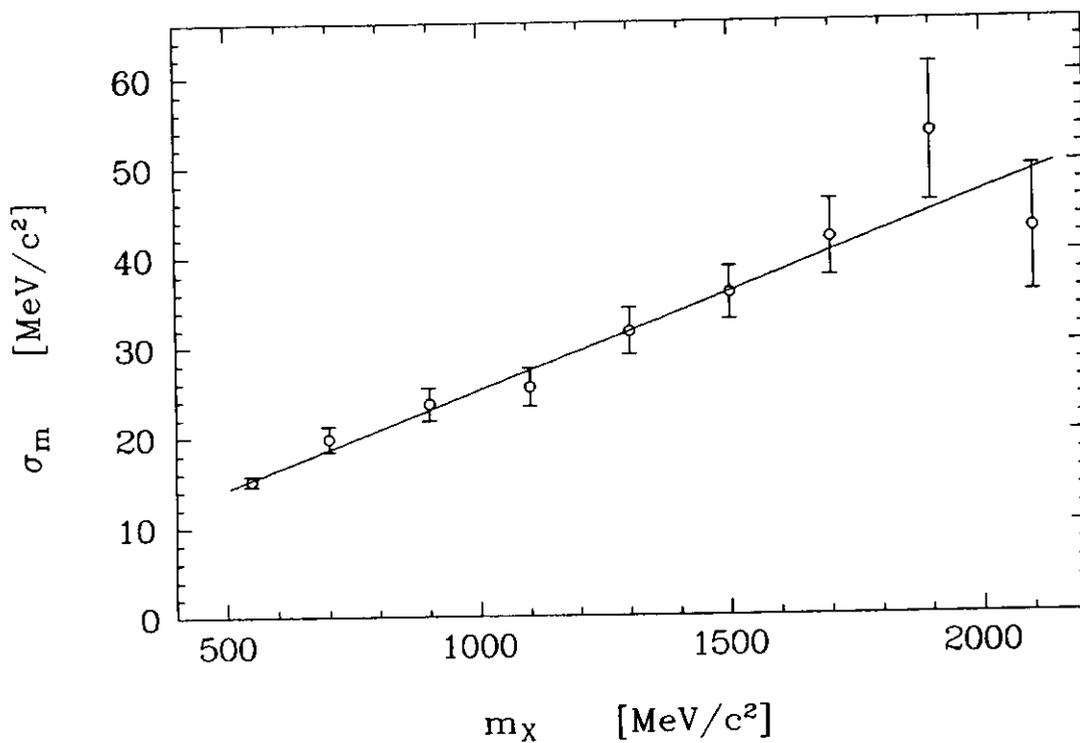


Abbildung D.3: Die Massenauflösung σ_m in Abhängigkeit von der Masse m_X .

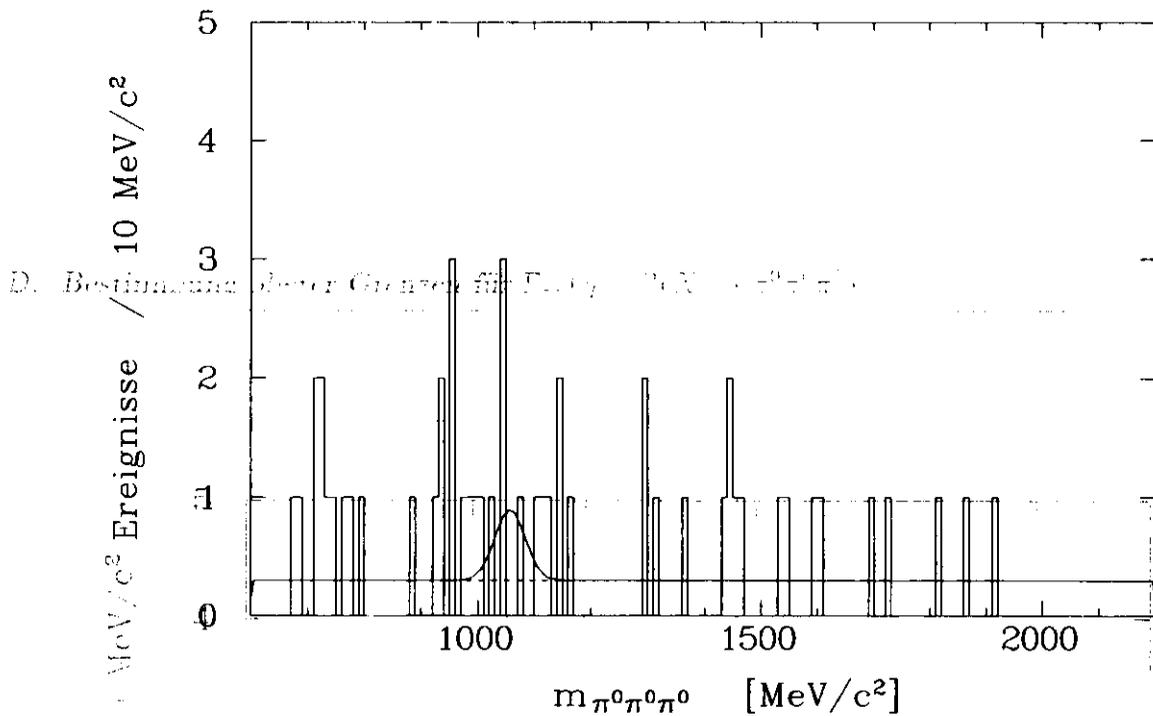


Abbildung D.4: Ein Beispiel für die Anpassung der im Text beschriebenen Funktion an die Daten ($m_X = 1057 \text{ MeV}/c^2$, $\sigma_m = 26.4 \text{ MeV}/c^2$). Die Rechnung liefert $N_X = 4.0$ als besten Wert für die Zahl von Ereignissen.

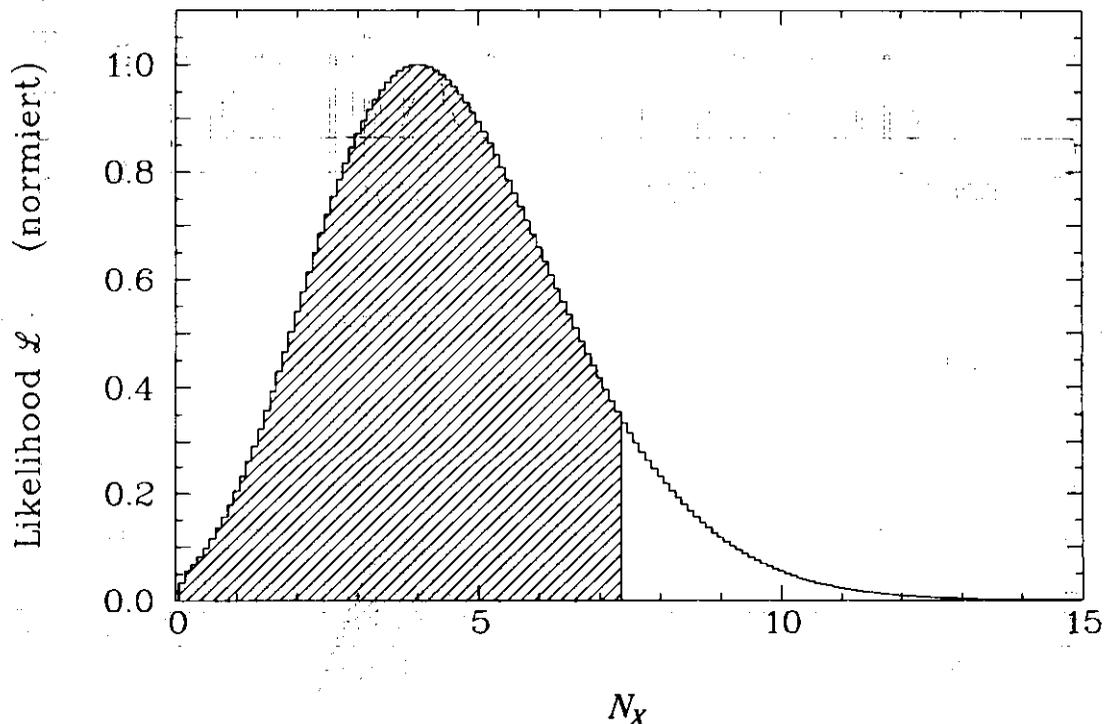


Abbildung D.5: Verteilung der Größe *Likelihood* in Abhängigkeit von N_X . Die Fläche unter der Kurve im Intervall $0 < N_X < 7.3$ beträgt 90% der Gesamtfläche.

Die Bestimmung der Partialbreite $\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta)$ nach Gl. (5.1), Seite 55 läßt sich auf die Berechnung oberer Grenzen für das Produkt $\Gamma_{\gamma\gamma}(X) \cdot B(X \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0)$ übertragen¹:

$$\Gamma_{\gamma\gamma}^{U.L.}(X) \cdot B(X \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0) = \frac{N_x^{U.L.}}{\bar{\sigma} \cdot [B(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)]^3 \cdot \mathcal{L} \cdot \varepsilon} \cdot (1 + 1.28 \cdot \Delta_{\text{stat}}) \quad (\text{D.3})$$

Im folgenden sollen die oberen Grenzen bestimmt werden als Funktion der Resonanzmasse m_X . Dazu wird für einen gegebenen Wert von m_X eine Gaußfunktion über einem konstanten Untergrund an das invariante $\pi^0\pi^0\pi^0$ -Massenspektrum angepaßt und die Zahl der Ereignisse N_x ermittelt. Für die Anpassung werden der Mittelwert und die Breite der Gaußfunktion auf den vorgegebenen Wert von m_X , sowie auf die zugehörige (nach Abb. D.3 bestimmte) Massenauflösung σ_m fixiert. Abb. D.4 zeigt ein Beispiel für eine solche Anpassung.

In der Anpassungsrechnung wird die Ereigniszahl N_x variiert ($0 \leq N_x \leq 30$) und für jeden Wert von N_x wird die Größe *Likelihood* α^φ berechnet. Diese ist ein Maß für die Güte der Anpassungsrechnung. In Abb. D.5 ist für das Beispiel von Abb. D.4 α^φ gegen N_x aufgetragen.

Die obere Grenze $N_x^{U.L.}$ für ein bestimmtes Vertrauensintervall (hier 90% *C.L.*) erhält man nun durch Integration von α^φ bis der entsprechende Anteil (hier 90%) der Gesamtfläche erreicht ist [48]. Die so ermittelte obere Grenze $N_x^{U.L.}$ wird in Gl. (D.3) eingesetzt und die obere Grenze für das Produkt $\Gamma_{\gamma\gamma}(X) \cdot B(X \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0)$ berechnet.

Dieses Verfahren wird im Massenbereich von 700 MeV/c² bis 2200 MeV/c² durchgeführt. Dabei wird die Masse m_X , beginnend mit $m_X = 700$ MeV/c² in Schritten von jeweils $2.35 \cdot \sigma_m$ erhöht. Das Resultat dieser Berechnungen ist die in Abb. 5.2 auf Seite 59 dargestellte Kurve.

¹Durch den Faktor $(1 + 1.28 \cdot \Delta_{\text{stat}})$ wird der systematische Fehler Δ_{stat} in die Berechnung der oberen Grenzen einbezogen.

Die Crystal Ball Kollaboration

D. Antreasyan¹, D. Aschman², H.W. Bartels³, D. Besset⁴, Ch. Bieler⁵, J.K. Bienlein³,
A. Bizzeti⁶, E.D. Bloom⁷, I. Brock⁸, K. Brockmüller³, R. Cabenda⁴, A. Cartacci⁶,
M. Cavalli-Sforza⁹, R. Clare⁷, A. Compagnucci⁶, G. Conforto⁶, S. Cooper⁷, R. Cowan⁴,
D. Coyne⁹, G. Drews³, C. Edwards¹⁰, A. Engler⁸, K. Fairfield⁷, G. Folger¹¹, A. Fridman⁷,
J. Gaiser⁷, D. Gelpman⁷, G. Glaser¹¹, G. Godfrey⁷, K. Graaf⁵, F.H. Heimlich^{7,8}, F.H. Heinsius⁵,
R. Hofstadter⁷, J. Irion¹, Z. Jakubowski¹², H. Janssen¹³, K. Karch^{5,13}, S. Keh¹⁴, T. Kiel⁵,
H. Kilian¹⁴, B. Kirkbride⁷, T. Klöpper³, M. Köbel¹¹, W. Koch³, A.C. König¹³, K. Königsmann¹⁴,
R.W. Kraemer⁸, S. Krüger⁵, G. Landi⁶, R. Lee⁷, S. Leffler⁵, R. Lekebusch⁵, P. Lezoch⁵,
A.M. Litke⁷, W. Lockman⁷, S. Lowe⁷, B. Lurz¹¹, D. Marlow⁸, H. Marsiske^{5,12}, W. Maschmann^{5,8},
T. Matsui⁷, P. McBride¹, F. Messing⁸, W.J. Metzger¹³, H. Meyer³, B. Monteleoni⁶, B. Muryn¹²,
R. Nernst⁵, C. Newman-Holmes⁴, B. Niczyporuk⁷, G. Nowak¹², C. Peck¹⁰, C. Pegel⁵,
D. Antreasyan¹, D. Aschman², H.W. Bartels³, D. Besset⁴, Ch. Bieler⁵, J.K. Bienlein³,
P.G. Pelfer⁶, B. Pollock⁷, C. Pols¹³, F.C. Porter¹⁰, D. Prindle⁸, P. Ratoff¹⁰, M. Reidenbach¹³,
B. Renger⁸, C. Rippich⁸, M. Scheer¹⁴, P. Schmitt¹⁴, M. Schmitz³, J. Schotanus¹³, J. Schütte¹¹,
A. Schwarz⁷, F. Selonke³, D. Sievers⁵, T. Skwarnicki³, V. Stock⁵, K. Strauch¹, U. Strohbusch⁵,
J. Tompkins⁷, H.J. Trost³, B.K. van Uitert⁷, R.T. Van de Walle¹³, H. Vogel⁸, A. Voigt³,
U. Volland¹¹, K. Wachs³, K. Wacker⁷, W. Walk¹³, H. Wegener¹¹, D.A. Williams^{9,2}, P. Zschorsch³

¹ Harvard University, Cambridge, MA 02138, USA

² University of Cape Town, South Africa

³ Deutsches Elektronen Synchrotron DESY, D-2000 Hamburg, Germany

⁴ Princeton University, Princeton, NJ 08544, USA

⁵ Universität Hamburg, I. Institut für Experimentalphysik, D-2000 Hamburg, Germany

⁶ INFN and University of Firenze, I-50125 Firenze, Italy

⁷ Department of Physics, HEPL, and Stanford Linear Accelerator Center,
Stanford University, Stanford, CA 94305, USA

⁸ Carnegie-Mellon University, Pittsburgh, PA 15213, USA

⁹ University of California at Santa Cruz, Santa Cruz, CA 95064, USA

¹⁰ California Institute of Technology, Pasadena, CA 91125, USA

¹¹ Universität Erlangen-Nürnberg, D-8520 Erlangen, Germany

¹² Cracow Institute of Nuclear Physics, PL-30055 Cracow, Poland

¹³ University of Nijmegen and NIKHEF, NL-6525 ED Nijmegen, The Netherlands

¹⁴ Universität Würzburg, D-8700 Würzburg, Germany

Literaturverzeichnis

- [1] H. Primakoff, Phys. Rev. **81** (1951) 899.
- [2] C. Bemporad *et al.*, Phys. Lett. **25B** (1967) 380.
- [3] A. Browman *et al.*, Phys. Rev. Lett. **32** (1974) 1067.
- [4] A. Weinstein *et al.*, Phys. Rev. **D28** (1983) 2896.
- [5] W. Bartel *et al.*, Phys. Lett. **160B** (1985) 421.
- [6] H. Aihara *et al.*, Phys. Rev. **D33** (1986) 844.
- [7] D.A. Williams *et al.*, Phys. Rev. **D38** (1988) 1365.
- [8] N.A. Roe *et al.*, SLAC-PUB-4931, zu veröffentlichen in Phys. Rev. Lett.
N.A. Roe, Ph.D. Thesis, Stanford University, SLAC-Report-338 (1989).
- [9] Particle Data Group, Phys. Lett. **204B** (1988) und Referenzen darin.
- [10] V.M. Budnev, I.F. Ginzburg, G.V. Meledin und V.G. Serbo,
Phys. Rep. **15C** (1975) 181.
- [11] J.D. Bjorken und S.D. Drell: *Relativistic Quantum Mechanics*, New York 1964.
- [12] G. Bonneau, M. Gourdin und F. Martin, Nucl. Phys. **B54** (1973) 573.
- [13] H. Kolanoski: *Two-Photon Physics at e^+e^- Storage Rings*, Springer Tracts
in Modern Physics Vol. 105 (1984).
- [14] H. Marsiske, Dissertation, Universität Hamburg (1988), interner Bericht
DESY F31-88-02.
- [15] M. Poppe, Int. Journ. Mod. Phys. **A1** (1986) 545.

- [16] Fermi, Z. Phys. **29** (1924) 315.
E. Williams, Proc. Roy. Soc. London (Series A) **139** (1933) 163.
K.F. von Weizsäcker, Z. Phys. **88** (1934) 612.
E. Williams, Kgl. Danske Videns. Selskab. Mat.-Fiz. Med., No. **13** (1935).
- [17] F. Low, Phys. Rev. **120** (1960) 582.
- [18] B.K. van Uiter, Dissertation, Universität Utrecht (1986).
- [19] M.S. Chanowitz, Proc. VI International Workshop on Photon-Photon Collisions, Lake Tahoe, 1984. Edited by R.L. Lander
F.M. Renard: *Basics of electron positron collisions*, Editions Frontieres, Gif sur Yvette, Frankreich (1980).
E. Williams, Proc. Roy. Soc. London (Series A) **139** (1933) 163.
- [20] J. Donoghue, B. Holstein, und Y.C. Lin, Phys. Rev. Lett. **55** (1985) 2766.
K.F. von Weizsäcker, Z. Phys. **88** (1934) 612.
- [21] S. Cooper, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **38** (1988) 705. Med., No. 13 (1935).
- [22] DESY Wissenschaftlicher Jahresbericht 1982.
- [23] W. Maschmann, Dissertation, Universität Hamburg, interner Bericht DESY F31-89-02.
- [24] T. Kloiber, Diplomarbeit, Universität Erlangen-Nürnberg (1984), interner Bericht DESY F31-84-01.
- [25] K. Wachs, Dissertation, Universität Hamburg, interner Bericht DESY F31-88-01.
- [26] E.D. Bloom und C.W. Peck, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **33** (1983) 143.
S. Williams, Proc. Roy. Soc. London (Series A) **139** (1933) 163.
- [27] Z. Jakubowski *et al.*, Z. Phys. **C40** (1988) 49.
- [28] H. Janssen *et al.*, Phys. Lett. **B228** (1989) 273.
- [29] Harshaw Chemical Company, Solon, Ohio.
- [30] P. Schmitt, Diplomarbeit, Universität Würzburg (1984), unveröffentlicht.
- [31] M. Kobel, Diplomarbeit, Universität Erlangen (1986), interner Bericht DESY F31-86-03.
- [32] G. Folger, J. Irion, B. Lurz: *Testbeam Results on Shower Counters for the Crystal Ball Luminosity Monitor*, interne Crystal Ball Mitteilung.
- [33] K.M. Brockmüller, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1987), interner Bericht DESY F31-87-05.

- [34] D. Sievers, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1985), unveröffentlicht.
- [35] Y. Chan *et al.*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-25** (1978) 333.
- [36] C.M. Lederer, V.S. Shirley: *Tables of Isotopes*, Lawrence Berkeley Laboratory, Berkeley (1978).
- [37] W. Maschmann, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1984), unveröffentlicht.
- [38] R.A. Partridge, Ph. D. Thesis, California Institute of Technology, Pasadena, CALT-68-1150 (1984).
- [39] R.A. Lee, Ph.D. Thesis, Stanford University, SLAC-Report-282 (1985).
- [40] D. Gelfman *et al.*, Phys. Rev. **D32** (1985) 2893.
D. Gelfman, Ph.D. Thesis, Stanford University, SLAC-Report-286 (1985).
- [41] R. Lekebusch, private Diskussion.
- [42] D. Antreasyan *et al.*, Phys. Rev. **D36** (1987) 2633.
- [43] J. Vermaseren, Nucl. Phys. **B229** (1983) 347.
- [44] R.L. Ford, W.R. Nelson, Stanford University, SLAC-Report-210 (1978).
- [45] M. Kobel, private Diskussion.
- [46] L.D. Landau, J.Phys.USSR **8** (1944) 201.
R.M.Sternheimer, R.F.Peierls, Phys. Rev. **B3** (1971) 3681.
- [47] Für die Bereitstellung der Monte-Carlo-Ereignisse danke ich B. Muryn.
- [48] L. Lyons: *Statistics for Nuclear and Particle Physicists*, Cambridge University Press, Cambridge U.K. 1986.

A.2	Verteilung von $\Delta\theta$ für $125 \text{ MeV} < E_\gamma < 150 \text{ MeV}$	63
A.3	Breite σ_θ als Funktion von E_γ	63
C.1	Vetobit-Effizienz	67
D.1	Die Größe $\bar{\sigma}$ in Abhängigkeit von der Masse	69
D.2	Nachweiswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Masse	70
D.3	Massenauflösung in Abhängigkeit von der Masse	70
D.4	Beispiel für die Bestimmung von N_x	71
D.5	Verteilung der Größe <i>Likelihood</i>	71

Tabellenverzeichnis

2.1	Die pseudoskalaren Mesonen	11
2.2	Mittelwerte der $\gamma\gamma$ -Partialbreiten für π^0 , η und η'	13
3.1	Der verwendete Trigger mit seinen Einstellungen	26
4.1	Software-Triggerschwellen	35
4.2	Invariante $\gamma\gamma$ -Massen	51
4.3	Konfigurationen für $\eta\pi^0\pi^0$ - bzw. $\pi^0\pi^0\pi^0$ -Kandidaten	51
5.1	Parameter zur Berechnung von $\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta)$	56
5.2	Vergleich von $\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta)$ mit anderen Experimenten	57

Danksagung

Die Durchführung von Experimenten der Hochenergiephysik ist nur im Rahmen von großen Kollaborationen denkbar. Die hier vorgestellte Analyse verwendete Daten, die mit dem Crystal Ball Detektor genommen wurden. Jedem Mitglied der Crystal Ball Kollaboration gebührt mein Dank für seinen Beitrag bei Aufbau und Betrieb des Experimentes.

Darüber hinaus danke ich ganz besonders:

Herrn *Prof. Dr. Udo Strohbusch*, der diese Arbeit als Doktorvater betreute.

Herrn *Prof. Dr. Johann Konrad Bienlein*, der sich als Gutachter der Dissertation zur Verfügung stellte.

Herrn *Dipl.-Phys. Reinhardt Lekebusch* für die unzähligen Diskussionen über physikalische Probleme aller Art.

Herrn *Dr. Walter Maschmann*, der mir jederzeit als Ansprechpartner zur Verfügung stand.

Herrn *Dr. Helmut Marsiske*, der mir in vielen Fragen über Probleme der $\gamma\gamma$ -Physik hilfreich zur Seite stand.

Herrn *Dipl.-Phys. Michael Kobel*, der mir sehr geholfen hat, das Crystal Ball Kammer-Monte-Carlo zu verstehen und anzuwenden.

den Mitgliedern der Gruppe I04, die auf ihre Art wesentlich zu einer guten Arbeitsatmosphäre beitrugen.

Diese Arbeit wurde durch finanzielle Mittel des Bundesministeriums für Forschung und Technologie sowie des Landes Hamburg gefördert.