

Internal Report
DESY F 31-86-045
June 1986

e
Crystal Ball
Ups. 6.4 (9460)
Ups. 6.4 (10020)

Messung von neutralen hadronischen Übergängen

der $Y(2S)$ in die $Y(1S)$ Resonanz

mit dem Crystal Ball Detektor bei DESY

Den Naturwissenschaftlichen Fakultäten
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg

zur

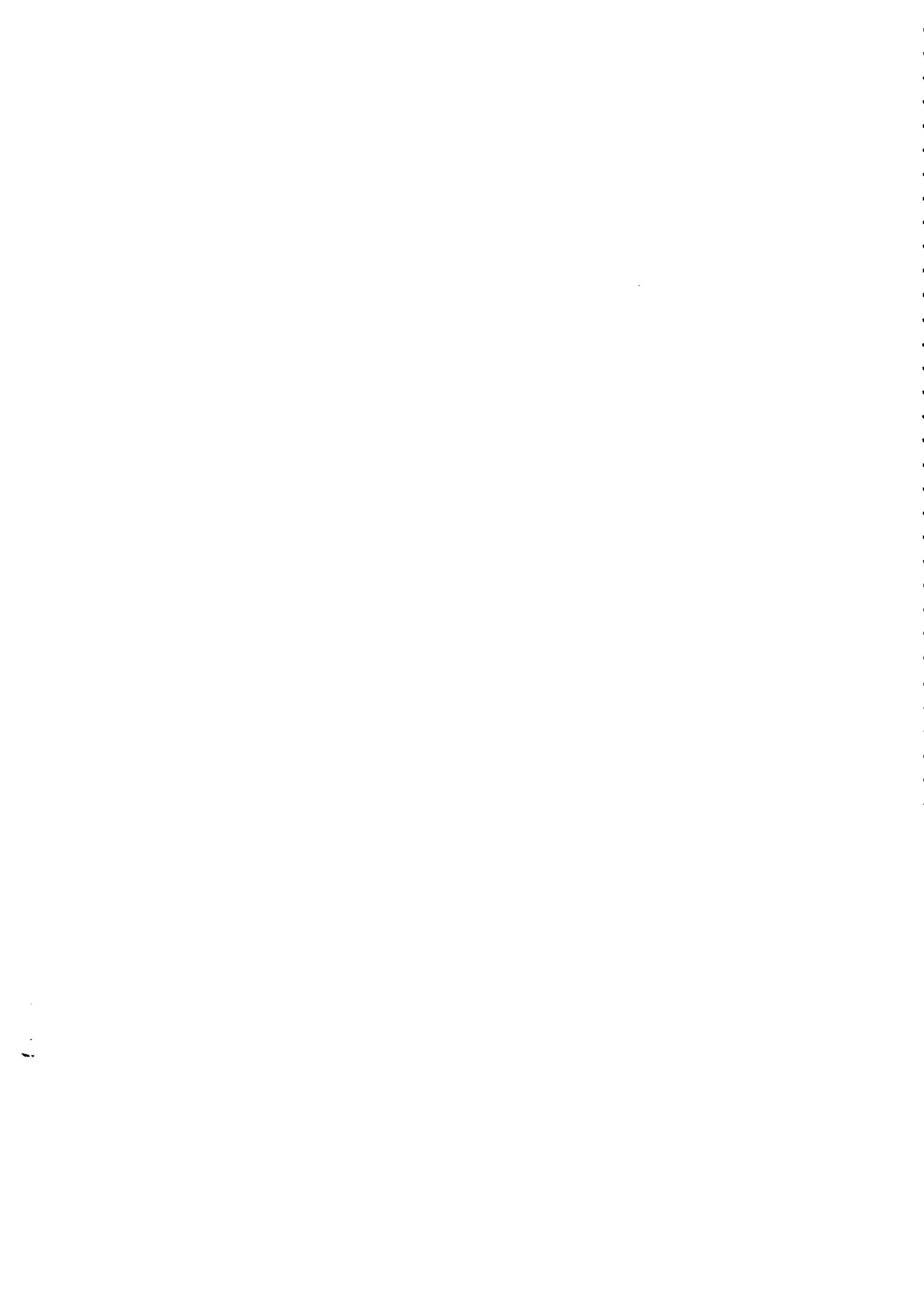
Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt von

Bruno Lurz

aus Würzburg

Eigentum der Property of	DESY	Bibliothek library
Zugang: Accession:	26. JAN. 1987	
Leihfrist: Loan period:	7	7 days



Messung von neutralen hadronischen Übergängen

der $Y(2S)$ in die $Y(1S)$ Resonanz

mit dem Crystal Ball Detektor bei DESY

Den Naturwissenschaftlichen Fakultäten
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg

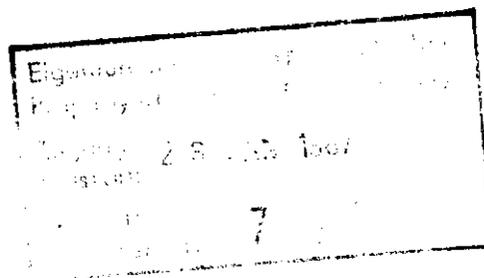
zur

Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt von

Bruno Lurz

aus Würzburg



Als Dissertation genehmigt von den Naturwissenschaft-
lichen Fakultäten der Universität Erlangen - Nürnberg

Tag der mündlichen Prüfung: 26. März 1986

Vorsitzender der Promotionskommission:

Professor Dr. K. Brodersen

Erstberichterstatter:

Professor Dr. H. Wegener

Zweitberichterstatter:

Professor Dr. U. Strohmusch

Abstract

In this thesis neutral hadronic transitions from the $Y(2S)$ to the $Y(1S)$ resonance are investigated. The analysis is based on approximately 193 000 $Y(2S)$ decays taken from 1982 to 1984 with the Crystal Ball detector at the DORIS e^+e^- storage ring of the Deutsches Elektronen Synchrotron (DESY) in Hamburg, West Germany.

The $\pi^0\pi^0$ transition with the $\mu\mu$ final state, the η transition with the $\mu\mu$ and the $\mu\mu\mu\mu$ (from the decay $\eta \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$) final states, and also the isospin forbidden single π^0 transition with the $\mu\mu$ final state are investigated in detail. In the subsequent decay of the $Y(1S)$ the exclusive decays into e^+e^- or $\mu^+\mu^-$ are considered.

Assuming lepton universality and using the present world average of $B_{\mu\mu}(Y(1S))$ the analysis results in a branching ratio for the $\pi^0\pi^0$ transition of $B(Y(2S) \rightarrow \pi^0\pi^0 Y(1S)) = (8.3 \pm 1.0 \pm 1.2) \%$. The angular distributions of the decay products are consistent with those expected for the emission of a spin zero $\pi\pi$ -system in a relative S - wave with the $Y(1S)$. The invariant mass spectrum $M_{\pi\pi}$ of the di-pion system peaks at high masses in agreement with theoretical expectations and with other measurements of the $\pi\pi$ transition, especially the $\pi^+\pi^-$ transition.

For the branching ratio of the η transition one obtains an upper limit of $B(Y(2S) \rightarrow \eta Y(1S)) < 0.60 \%$ (90 % CL). The single π^0 transition results in an upper limit of $B(Y(2S) \rightarrow \pi^0 Y(1S)) < 0.50 \%$ (90 % CL).

Inhaltsverzeichnis

Seite

1.	Einleitung	1
2.	Das Experiment	4
2.1	Der Speicherring DORIS	4
2.2	Der Crystal Ball Detektor	9
2.3	Verhalten von Teilchen im Crystal Ball Detektor	15
3.	Die theoretischen Grundlagen	19
3.1	Das Quark - Parton Modell	19
3.2	Die Quantenchromodynamik (QCD)	21
3.3	Quark - Antiquark Potential und Quarkonia	24
3.4	Zerfälle und Übergänge in Quarkoniasystemen	27
3.5	Hadronische Übergänge im Bottonium	30
4.	Elektron - Positron Reaktionen	37
4.1	Kontinuumsprozesse	37
4.2	Resonanzprozesse	45
5.	Die Datennahme und -aufbereitung	49
5.1	Der Trigger	49
5.2	Das ONLINE - Datennahmesystem	52
5.3	Die OFFLINE - Datenaufbereitung	55
6.	Die Datenanalyse	60
6.1	Die Selektion der Ereignisse $Y(2S) \rightarrow \pi^0 \pi^0 Y(1S) \rightarrow$ xxxx $l^+ l^-$ ($l=e, \mu$)	64
6.2	Untergrund zum $\pi^0 \pi^0 l^+ l^-$ Übergang	72
6.3	Die Selektion der Ereignisse $Y(2S) \rightarrow \eta Y(1S) \rightarrow$ xx $l^+ l^-$ ($l=e, \mu$)	75
6.4	Untergrund beim Übergang $Y(2S) \rightarrow \eta Y(1S) \rightarrow$ xx $l^+ l^-$	81
6.5	Selektion und Untergrundstudie zum Übergang $Y(2S) \rightarrow \pi^0 Y(1S) \rightarrow$ xx $l^+ l^-$ ($l=e, \mu$)	87
6.6	Suche nach Ereignissen $Y(2S) \rightarrow \eta Y(1S) \rightarrow$ $\pi^0 \pi^0 \pi^0 Y(1S) \rightarrow$ xxxxxx $l^+ l^-$ ($l=e, \mu$)	89

7.	Die Akzeptanzbestimmung mit Monte Carlo Methoden	91
7.1	Die theoretischen Modelle zur Erzeugung von Monte Carlo Ereignissen	92
7.2	Die Detektorsimulation	95
7.3	Die Akzeptanzberechnungen	97
8.	Die Ergebnisse der Analysen	104
8.1	Ergebnisse der Analyse des $\pi^0\pi^0$ Übergangs	105
8.2	Ergebnisse der Analyse des η - und π^0 - Übergangs	113
9.	Zusammenfassung	115
10.	Anhang	118
10.1	Die Schritte der Selektion	118
10.2	Die Photonen - Energiekorrektur	124
10.3	Energieverteilungen und Detektorauflösungsvermögen	126
10.4	Kinematische Fits	130
10.5	Systematische Fehler der Akzeptanzen	136
10.6	Kinematische Verhältnisse	138
10.7	Beispiele von rekonstruierten Ereignissen	141
	Literaturverzeichnis	147

1. Einleitung

Die Elementarteilchenphysik beschäftigt sich mit den Grundstrukturen der Materie und deren Wechselwirkung. Man geht heute davon aus, daß alle Materie aus einigen wenigen elementaren Bausteinen zusammengesetzt ist, die durch einfache Gesetze aufeinander wirken. Als elementar werden Gebilde angesehen, bei denen man keine Substruktur erkennt. Bei der Suche nach Substrukturen ist der Vorstoß in immer kleinere Dimensionen nötig. Zu ihrer Auflösung benötigt man immer kürzere Wellenlängen, was nach der Heisenbergschen Unschärferelation

$$\Delta x \cdot \Delta p \approx h \quad (1.1)$$

gleichbedeutend ist mit der Verwendung immer höherer Projektilenergien.

In Speicherringen werden entgegengesetzt umlaufende Teilchen - im allgemeinen e^+e^- oder p^+p^- - frontal aufeinandergeschossen, was sehr hohe Schwerpunktsenergien ermöglicht.

Vor allem mit ihrer Hilfe konnten in den letzten zwei bis drei Jahrzehnten die "Punktförmigkeit" der Leptonen bis hinab zu $1 \lesssim 10^{-17}$ m gezeigt werden und die Quarks als bisher "punktförmige" Konstituenten der Hadronen untersucht werden.

Man erwartet heute eine Symmetrie zwischen drei Generationen von Leptonen und drei Generationen von Quarks.

E.-Neutrino: ν_e Elektron: e	M.-Neutrino: ν_μ Muon: μ	T.-Neutrino: ν_τ Tauon: τ
up: u down: d	charm: c strange: s	top: t ? bottom: b

Tab. 1: Die drei Generationen der Elementarteilchen;
oben die Leptonen, unten die Quarks.

Das sechste Quark "top" wurde allerdings noch nicht überzeugend nachgewiesen.

Hadronen sind gebundene Quarksysteme. Aus drei Quarks kann man die Baryonen, aus Quark und Antiquark die Mesonen zusammensetzen.

Das im Jahre 1974 mit einer Masse von etwa 3 GeV gefundene J/ψ - Meson /1/ beziehungsweise das 1977 mit etwa 10 GeV entdeckte Y - Meson /2/ werden als gebundene Zustände des "charm" und "anticharm" Quarks ($c\bar{c}$) beziehungsweise des "bottom" und "antibottom" Quarks ($b\bar{b}$) interpretiert. Diese "Quarkonia" Systeme sind dem aus der QED bekannten Positroniumsystem ähnlich. Dies drückt sich auch in der Namensgebung "charmonium" für das $c\bar{c}$ und "bottonium" für das $b\bar{b}$ System aus.

Die Bewegungen der Quarks sind vor allem im $b\bar{b}$ System aufgrund der hohen b - Quark Ruhemasse verhältnismäßig nichtrelativistisch, was die theoretischen Berechnungen beträchtlich vereinfacht. Die Energiezustände lassen sich bei bekanntem Potential im nichtrelativistischen Grenzfall als Lösungen der Schrödingergleichung angeben. Umgekehrt eignen sich die experimentell gemessenen Anregungsspektren der Quarkonia Systeme sehr gut zum Studium der Kräfte zwischen den Quarks. Die Beobachtung von Übergängen zwischen den Zuständen stützt deren Interpretation als verschiedene Energieniveaus eines Quark - Antiquark Systems. Zusätzlich zu elektromagnetischen Übergängen durch Aussendung von Photonen erwartet man innerhalb eines Quarkonium Systems auch Übergänge durch die Emission von Hadronen.

Diese Arbeit berichtet über Untersuchungen der neutralen hadronischen Übergänge des ersten radial angeregten $b\bar{b}$ Zustandes mit Spin $S = 1$ und Bahndrehimpuls $L = 0$, des

Y' Zustandes, in den Grundzustand mit $S = 1$ und $L = 0$, den Y Zustand.^{+))}

Das Experiment fand am Elektron - Positron - Speicherring DORIS des Deutschen Elektronen Synchrotrons (DESY) in Hamburg mit dem Crystal Ball Detektor in den Jahren 1982 - 1984 statt.

+) Andere Bezeichnungen für den Y' Zustand sind beispielsweise $Y(2^3S_1)$ Meson, $Y(2S)$ Resonanz oder $Y(10023)$ Resonanz. Der Y Zustand wird auch als $Y(1^3S_1)$ Meson, $Y(1S)$ Resonanz oder $Y(9460)$ Resonanz bezeichnet. Die ersten beiden Bezeichnungen beinhalten die Quantenzahlen, die letzte die Masse des jeweiligen Teilchens. Die Masse wird, wie in der Hochenergiephysik üblich, in MeV angegeben ($\hbar = c = 1$).

2. Das Experiment

Dieses Kapitel beschreibt den experimentellen Aufbau des Versuchs. Zuerst wird der Speicherring DORIS und anschließend der Crystal Ball Detektor behandelt.

2.1 Der Speicherring DORIS

Der Speicherring DORIS wurde im Jahre 1974 auf dem Gelände des Deutschen Elektronen Synchrotrons (DESY) in Hamburg neben dem bereits bestehenden Synchrotron fertiggestellt. In seiner ursprünglichen Version war DORIS als Doppelring - Speicher ausgelegt, in dem die Teilchen in zwei separaten, übereinander liegenden Strahlrohren umliefen und an zwei Punkten, den Wechselwirkungspunkten, zur Kollision gebracht wurden. Diese Anordnung sollte auch Elektron - Elektron Kollisionen ermöglichen. Die Endenergie der Teilchen war durch die vorhandene Magnetfeldstärke und Hochfrequenzleistung - zur Beschleunigung der Teilchen und zur Kompensation der Synchrotronstrahlungsverluste - auf 3.5 GeV pro Strahl begrenzt.

Nach der Entdeckung des Bottoniums im Jahre 1977 /2/ und dem Wunsch, diese Resonanz in Elektron - Positron Reaktionen mit guter Energieauflösung zu beobachten, erhöhte man bei DORIS die Strahlenergie auf etwa 5 GeV. Dazu wurde der Doppelring aufgegeben und alle Ablenkmagnete und Hochfrequenzbeschleunigungsstrecken auf einen Ring konzentriert, in dem nun je ein Bündel von Elektronen und Positronen in entgegengesetzten Richtungen umliefen.

Mit dieser Anordnung wurden in den Jahren 1978 - 1980 Daten auf der γ und der γ' Resonanz genommen und einige Resonanzparameter bestimmt. /3/ Mit einigen wenigen

Ereignissen konnte sogar der hadronische Übergang $\Upsilon' \rightarrow \Upsilon \pi^+ \pi^-$ beobachtet werden /4/.

Ein weiterer Umbau wurde im Jahre 1981 durchgeführt. Die erreichbare Endenergie der Strahlen wurde um weitere 400 MeV angehoben, um auch höher angeregte Bottonium Zustände erreichen zu können. Die "Luminosität", das heißt die Ereignisrate einer Reaktion bei gegebenem Wirkungsquerschnitt (siehe unten) wurde durch den Einbau von fokussierenden Mini - β - Magneten links und rechts der Wechselwirkungszone um etwa einen Faktor fünf erhöht. Nach diesem Umbau beträgt die maximale DORIS - Strahlenergie etwa 5.6 GeV /5/.

Die Erzeugung und Vorbeschleunigung der Elektronen und Positronen erfolgt in den beiden Linearbeschleunigern LINAC I beziehungsweise LINAC II. Nach Einschub ins Synchrotron und einer weiteren Beschleunigung werden die Teilchen in die DORIS - Maschine gefüllt. Die verschiedenen Maschinenkomponenten zeigt Abbildung 1.

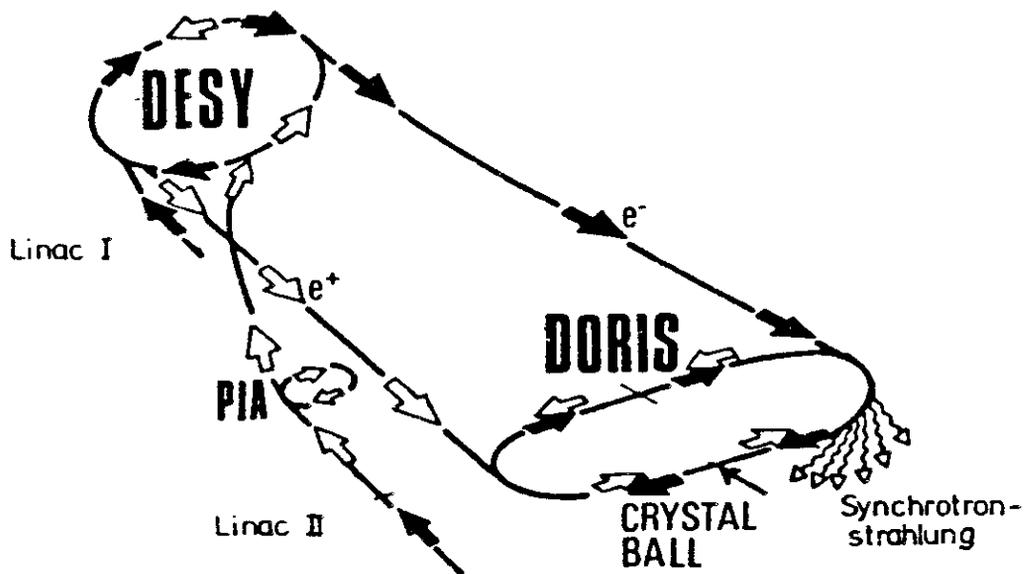


Abb. 1: DESY und DORIS

In DORIS laufen die Teilchen und Antiteilchen in je einem Paket ("Bunch") von wenigen Zentimetern Länge und etwa einem Millimeter Durchmesser mit nahezu Lichtgeschwindigkeit in entgegengesetzte Richtungen um. Sie werden durch Dipol-, Quadrupol- und Sextupolmagnete in dem einige Zentimeter Radius messenden Strahlrohr bei einem Vakuum von etwa 10^{-9} Torr auf ihrer Bahn gehalten und fokussiert. Eine neue Füllung, die im Normalbetrieb wenige Minuten erfordert, ist circa jede Stunde fällig. Innerhalb dieser Zeit fallen die Strahlströme von anfangs etwa je 30 - 50 mA auf etwa je 20 - 30 mA ab. Die Hauptgründe für den Teilchenverlust sind Kollisionen mit Restgasatomen, Strahl - Wand Wechselwirkungen und Teilchenverluste nach zu großem Energieverlust durch Synchrotronstrahlung. Die Synchrotronstrahlungsleistung P eines Speicherrings verhält sich wie

$$P \propto \frac{E^4}{R^2} \quad (2.1)$$

E: Strahlenergie

R: Krümmungsradius des Speicherrings

In Hohlraumresonatoren wird den Teilchen die verlorene Energie durch Hochfrequenzfelder ständig wieder zugeführt.

An zwei gegenüberliegenden Punkten, den Wechselwirkungspunkten, durchdringen sich die Bunche - bei DORIS mit einem Umfang von circa 300 m geschieht dies etwa jede halbe Mikrosekunde - und "manchmal" wechselwirkt ein Elektron mit einem Positron, wobei aus dem bei der Vernichtung entstehenden "Feuerball" verschiedenste "neue" Teilchen entstehen können. Jede dieser beiden Stellen ist von einem Detektor zum Studium dieser Ereignisse umgeben. An DORIS sind das der ARGUS Detektor in der einen und der Crystal Ball Detektor in der anderen Wechselwirkungszone.

Die Luminosität L eines Speicherrings ist eine Maschineneigenschaft. Sie ist ein Maß für die Ereignisrate \dot{N} bei gegebenem Wirkungsquerschnitt σ und damit für die Dauer eines Experiments.

$$\dot{N} = \sigma \cdot L \quad (2.2)$$

Mit den Strahlparametern ist sie durch folgende Beziehung verknüpft.

$$L = \frac{n_1 \cdot n_2 \cdot b \cdot f}{q} \quad (2.3)$$

L : Luminosität

n_1, n_2 : Anzahl der Teilchen 1, 2

b : Anzahl der Teilchenpakete

f : Umlauffrequenz

q : Strahlquerschnitt

In der Praxis ist es unmöglich diese Parameter mit hinreichender Genauigkeit zu messen und daraus die Luminosität zu bestimmen. Man mißt sie vielmehr durch die Zählung von Ereignissen einer Reaktion mit gut bekanntem Wirkungsquerschnitt über die Beziehung (2.2).

Als solche Reaktion verwendet man bei Elektron - Positron Speicherringen die "Bhabha" Streuung $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$.

Darauf wird im Kapitel vier näher eingegangen.

Ein weiterer wichtiger Parameter eines Speicherrings ist die Energieunschärfe der umlaufenden Teilchenpakete. Sie beträgt an DORIS bei einer Schwerpunktsenergie (= zwei mal Strahlenergie) von 10 GeV etwa $\Delta E \approx 7.5$ MeV.

Die im Speicherring umlaufenden Elektronen und Positronen werden im Dipolfeld der Ablenkmagnete allmählich transversal polarisiert. Solange man sich nicht im Energiebereich von sogenannten depolarisierenden Resonanzen des Rings befindet, bleibt diese Polarisation erhalten. Bei DORIS konnte nach ungefähr zehn - minütigem

Strahlumlauf im Energiebereich der Y (2S) Resonanz eine transversale Polarisation der Teilchen von 70 % - 80 % gemessen werden. Neben später zu besprechenden Auswirkungen auf das Experiment ermöglichte diese Polarisation eine erste sehr genaue Bestimmung der Y (2S) Masse, wie in /6/ ausführlich beschrieben ist. Tabelle 2 faßt einige wichtige Parameter von DORIS zusammen.

Ringumfang	288 m
Umlauffrequenz	≈ 1 MHz
Maximale Strahlenergie	5.6 GeV
Maximaler Strahlstrom	2 x 50 mA
Luminosität	$\sim 1 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$
Energieunschärfe	≈ 7.5 MeV
Bunchlänge	$\sigma_z \approx 2$ cm
Bunchdurchmesser	horizontal: ≈ 1 mm vertikal: ≤ 1 mm

Tab. 2: Wichtige Parameter des Speicherrings DORIS

2.2 Der Crystal Ball Detektor

Der Crystal Ball Detektor wurde von einer Gruppe amerikanischer Physiker in den Jahren 1976 - 1978 erstellt. Das Ziel war einen Detektor mit guter Energieauflösung für elektromagnetisch schauernde Teilchen im Energiebereich von mehreren MeV bis zu einigen GeV zu bauen.

Dieser Detektor wurde dann in den Jahren 1978 - 1981 am SPEAR (Stanford Positron Electron Accelerator Ring) bei SLAC (Stanford Linear Accelerator Center) in Kalifornien/USA zur Untersuchung des Charmoniumsystems erfolgreich eingesetzt.

Im Jahre 1982 wurde dieser Detektor zusammen mit dem Datennahmesystem zum Teil auf dem Luftweg von SPEAR an die eben umgebaute DORIS II Maschine gebracht. Dort wird er seitdem von einer amerikanisch - europäischen Kollaboration im Energiebereich der Υ Resonanz betrieben.

Der Großteil der europäischen Physiker kam aus der ehemaligen LENA - Kollaboration, die bereits bei diesen Energien an DORIS gemessen hatte /3, 4/.

Die wesentlichen Komponenten des Detektors sind in Abbildung 2 dargestellt.

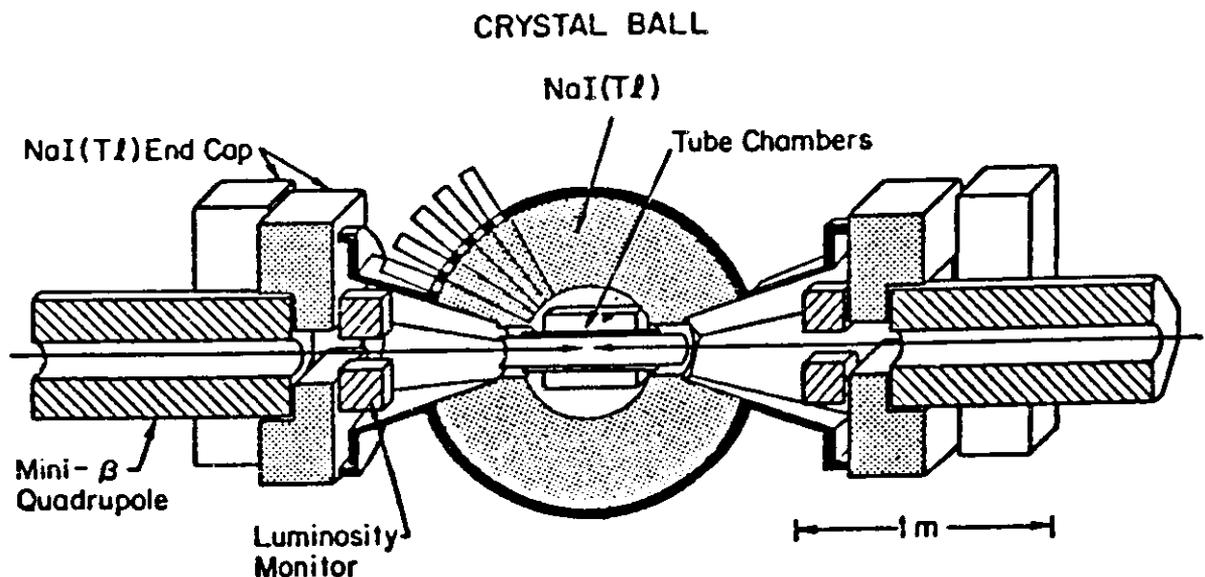


Abb. 2: Wesentliche Komponenten des Crystal Ball Detektors

Diese Komponenten sind:

- Kammern zur Identifikation von geladenen Teilchen
- Energiedetektor aus NaJ(Tl)
- Luminositätsmonitor
- System zur Flugzeitmessung (nicht abgebildet)

Die Kammern bestehen aus vielen Geiger - Müller ähnlichen Zählrohren, die parallel zum Strahl, zylindrisch um das Strahlrohr angeordnet sind. Je zwei Lagen von 80 Rohren bilden die Kammern eins und zwei, die einen Winkelbereich von etwa 96 % bedecken, zwei Lagen von je 160 Rohren bilden die Kammer drei, die einen Winkelbereich von etwa 75 % bedeckt. (Im Frühjahr 1984 wurde eine vierte Kammer eingebaut.) Diese Kammern sollen die Unterscheidung von geladenen Teilchen und Photonen ermöglichen. Durch Vergleich der Pulshöhen an den jeweiligen Rohrenden wird die Koordinate von Teilchen entlang der Kammerdrähte bestimmt (charge division readout).

Aufgrund der teilweise recht hohen Untergrundraten von DORIS und wegen der hohen Störanfälligkeit der direkt an den Enden der Rohre sitzenden Vorverstärker (Hybrids) lag die mittlere Effizienz dieser Kammern nur bei etwa 90 %.

Der Hauptteil des Detektors, der dem Apparat auch den Namen gab, besteht aus 672 untereinander optisch durch Papier isolierten NaJ(Tl) Kristallen. Die Kristalle haben die Form von Pyramidenstümpfen mit gleichseitiger Dreiecksgrundfläche und sind etwa 40 cm lang. Sie sind zu einer Kugel zusammengesetzt und zeigen auf den Wechselwirkungspunkt, wie aus Abbildung 3 ersichtlich wird. Die Anordnung geht von einem Ikosaeder mit 20 regelmäßigen Dreiecken aus, den sogenannten "Major Triangles". Durch weitere Unterteilung in je vier "Minor Triangles" und diese wiederum in je neun "Module", die dem einzelnen Kristall entsprechen, erhält man 720 Einzelmodule.

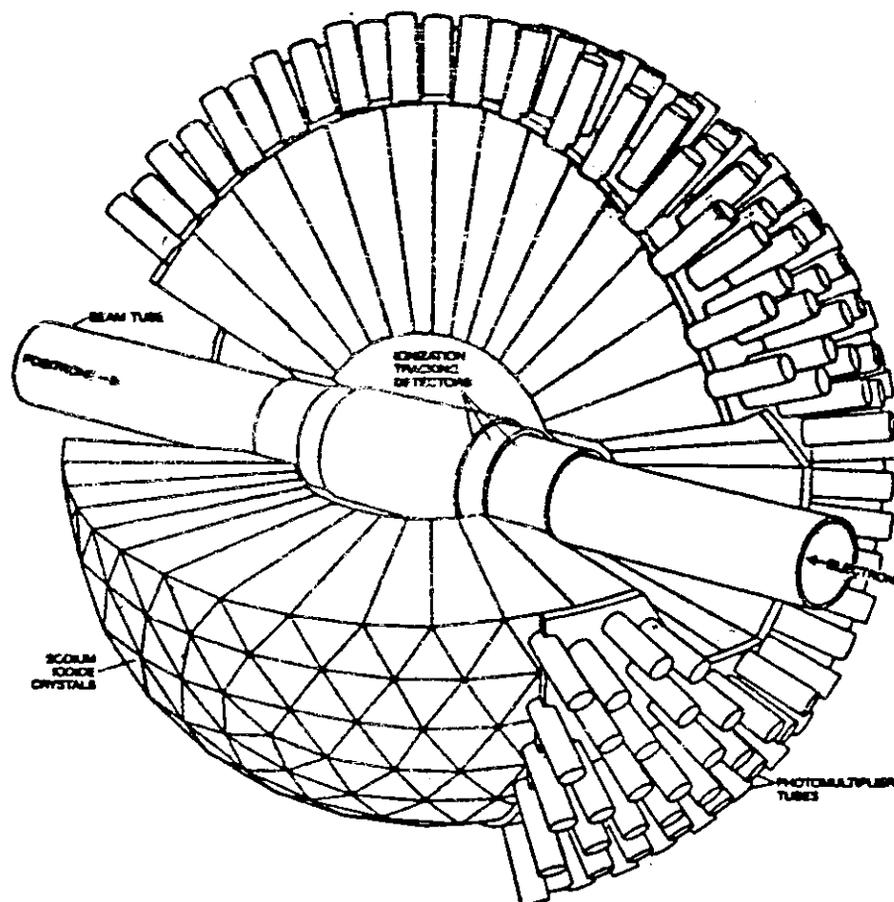


Abb. 3: Der Energiedetektor aus NaJ(Tl)

Diese Geometrie der Kristallanordnung zeigt Abbildung 4. Für den Durchlaß des Strahlrohrs muß man auf 48 Kristalle im sogenannten Tunnel verzichten und hat dann 672 Kristalle im Ball. Diese bedecken einen Raumwinkel von circa 93 % von 4π . Die 58 Kristalle um die Tunnelöffnungen werden als Tunnelkristalle bezeichnet. Zwei Endkappen (siehe Abbildung 2) aus je 20 Kristallen erhöhen den Raumwinkelbereich auf 98 % von 4π . Diese Kristalle werden wegen ihrer geringen Energieauflösung nicht zur Energiemessung verwendet. Sie dienen im Wesentlichen zu Veto zwecken.

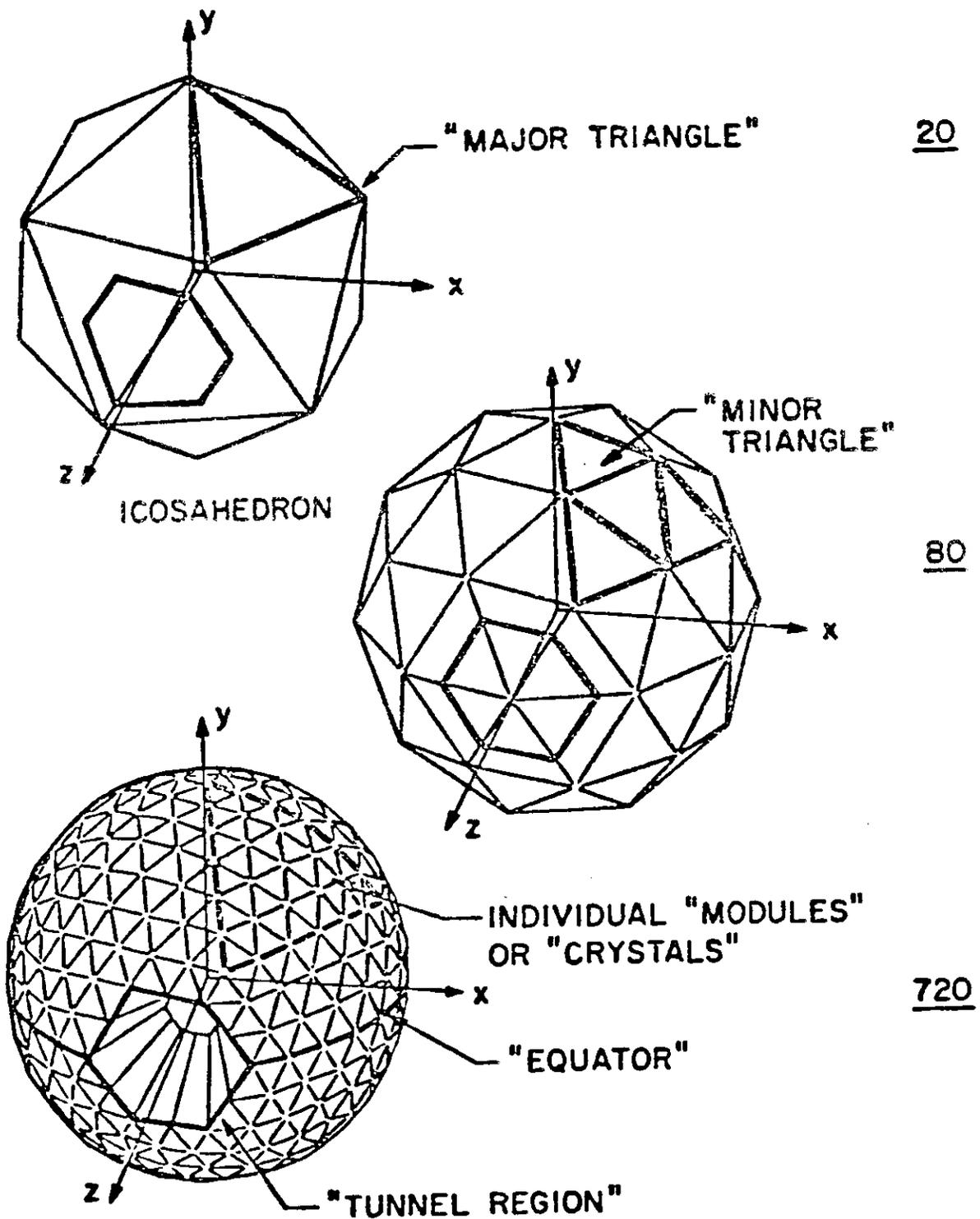


Abb. 4: Die Geometrie des Crystal Ball Detektors

Je die Hälfte der 672 Kristalle des Detektors sind mechanisch in einer oberen und einer unteren Hemisphäre zusammengefaßt. Details der Konstruktion sind sehr gut in /7/ beschrieben.

In den Öffnungen des Balls zum Durchlaß des Strahlrohrs, den Tunnelöffnungen, sind - unter kleinen Winkeln zum Wechselwirkungspunkt - Zähler angebracht, die zum Kleinwinkel - Luminositätsmonitor gehören. Den Aufbau zeigt Abbildung 5.

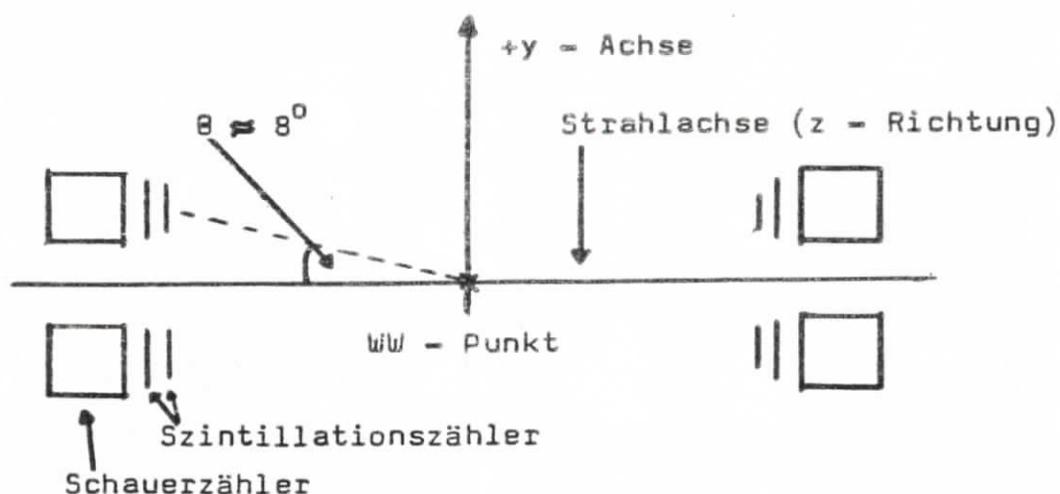


Abb. 5: Der Kleinwinkel - Luminositätsmonitor

Er besteht aus vier Schauerzählern (Blei - Scintillator Sandwich) und acht Plastikscintillatoren, wobei jeweils zwei Scintillatoren und ein Schauerzähler einen von vier Armen des Monitors bilden. Mit dieser Anordnung will man $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ Bhabha Ereignisse unter kleinen Streuwinkeln messen, um daraus die Luminosität zu bestimmen. Mit Koinzidenzbedingungen zwischen den Triggerzählern P und C und den Schauerzählern S von gegenüberliegenden Armen erreicht man, daß praktisch nur Bhabha Streueignisse gezählt werden /8/. Ferner erzielt man eine in erster Ordnung von der z - Koordinate des Wechselwirkungsortes unabhängige Koinzidenz - Zählrate.

Dieser Monitor registriert Ereignisse unter einem Streuwinkel $\theta \approx 6^\circ - 12^\circ$. Da der Wirkungsquerschnitt für Bhabha Streuung bei kleinen Streuwinkeln sehr groß wird, werden die Zählraten hoch, was eine schnelle Luminositätsbestimmung ermöglicht.

In Kapitel 4 wird auf die Luminositätsmessung nochmals genauer eingegangen.

Oberhalb des Detektors, also relativ weit entfernt vom Wechselwirkungspunkt, befindet sich ein System zur Flugzeitmessung, das Time of Flight (TOF) System. Es besteht aus Scintillator - Hodoskopen und bedeckt einen Raumwinkel von 25 % von 4π .

Diese Hodoskope können zwar nicht für die Hadron - Muon Trennung verwendet werden, da sich kein wirkungsvoller Hadronenabsorber davor befindet. Es können aber durch die Flugzeitmessung kosmische Muonen von Muonen, die aus dem Wechselwirkungspunkt kommen, unterschieden werden.

2.3 Verhalten von Teilchen im Crystal Ball Detektor

Tritt ein hochenergetisches Photon, Elektron oder Positron in das Material des Energiedetektors, so bildet sich ein elektromagnetischer Schauer aus. Dabei entsteht im Coulombfeld der Atomkerne des Materials aus einem hochenergetischen Photon ein e^+e^- Paar, während ein Elektron beziehungsweise Positron ein Bremsstrahlungsphoton aussendet. Da diese sekundär erzeugten Teilchen immer noch hohe Energien haben können, werden sich diese Prozesse abwechselnd weiter fortsetzen, und die Teilchenzahl im Schauer nimmt zu.

Bei kleiner werdenden Teilchenenergien überwiegen Photo- und Comptoneffekt bei Photonen und Energieverlust durch Ionisation bei Elektronen. Die Teilchenzahl im Schauer nimmt nun ab. Bei genügend dickem Detektor kann auf diese Weise die gesamte Energie eines einfallenden Photons oder Elektrons im Material deponiert werden.

Durch Bremsstrahlung verliert ein hochenergetisches Elektron der Energie E beim Durchqueren der Schichtdicke dx die Energie

$$-dE = \frac{dx}{X_0} \cdot E \quad (2.4)$$

Dabei ist die Strahlungslänge X_0 definiert zu /9/:

$$\frac{1}{X_0} = \frac{4\alpha N}{A} \cdot Z \cdot (Z + 1) \cdot r_e^2 \cdot \ln(183 \cdot Z^{-1/3}) \quad (2.5)$$

X_0 in g/cm^2

N : Avogadro Zahl

Z : Kernladungszahl

A : Kernmassenzahl

α : Feinstrukturkonstante = $1/137$

r_e : Klassischer Elektronenradius $r_e = \alpha \cdot (\hbar/mc)$

Beim Durchgang durch eine Strahlungslänge nimmt die Energie von hochenergetischen Elektronen im Mittel auf $1/e$ der Anfangsenergie ab.

Für hochenergetische Photonen beträgt die Wahrscheinlichkeit W für Paarerzeugung innerhalb der Wegstrecke dx :

$$W = \frac{7}{9} \cdot \frac{dx}{X_0} \quad (2.6)$$

Daraus ergibt sich eine Konversionswahrscheinlichkeit innerhalb einer Strahlungslänge von 54 %.

Bei einer NaJ(Tl) Strahlungslänge von $X_0 = 2.6$ cm erhält man für die 40 cm langen Detektor Kristalle etwa 16 Strahlungslängen. Dies gewährleistet eine nahezu vollständige Energieabgabe von Photonen und Elektronen bis zu Teilchenenergien von einigen GeV.

Das "Leakage" ⁺⁾ bei der Strahlenergie von 5 GeV kann unter anderem mit Bhabha Ereignissen studiert werden. Man erhält für 5 GeV Elektronen keine gaußförmige Energieverteilung. Für die Elektronen aus der vorliegenden Analyse ist dies in Anhang 10.3 zu sehen.

Das Energieauflösungsvermögen des Crystal Ball Detektors für elektromagnetisch schauernde Teilchen der Energie E wurde zu

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{0.028}{E^{1/4}} \quad (\text{in GeV}) \quad (2.7)$$

bestimmt.

Die laterale Ausdehnung eines Schauers wird durch den Molière Radius r_m bestimmt /9/. Dieser ist gegeben durch:

$$r_m = \frac{21 \text{ MeV}}{E_k} \cdot X_0 \quad (2.8)$$

wobei $E_k(\text{NaJ}) = 12.5 \text{ MeV}$ und $X_0(\text{NaJ}) = 2.6 \text{ cm}$.

+) Leakage Energie ist die Energie, die wegen endlicher Ausdehnung des Detektormaterials verloren geht.

Für NaJ(Tl) folgt daraus $r_m = 4.35$ cm. Zeichnet man in eine Anordnung von Detektorkristallen einen Kreis mit Radius $R = 2 \cdot r_m$, so sollten sich 95 % der Schauerenergie innerhalb des eingegrenzten Gebietes befinden. Dies ist für die Energiezuordnung zu Spuren wichtig, und ist in Abbildung 6 gezeigt.

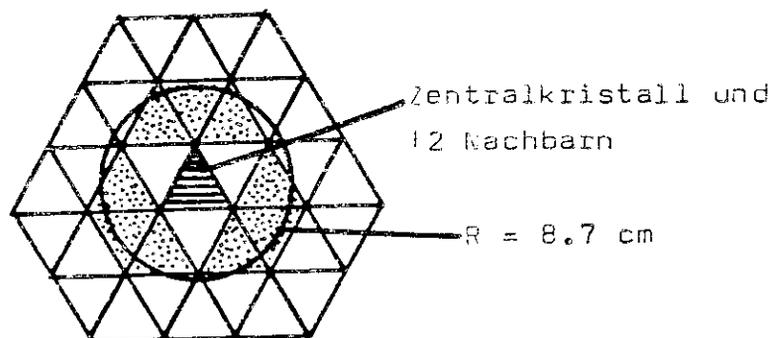


Abb. 6: Ausdehnung eines Schauers im Crystal Ball Detektor

Muonen und Hadronen geben aufgrund ihrer hohen Masse kaum Bremsstrahlung ab. Sie verlieren ihre Energie im Wesentlichen durch "minimale Ionisation" und hadronische Wechselwirkung. Im Crystal Ball hinterlassen minimal ionisierende Teilchen im Mittel eine Energie von etwa 220 MeV.

Durch "knock on" Elektronen, die dann ihre Energie über Schauerbildung abgeben, sind bei Muonen deponierte Energien bis zu 1.4 GeV bei einer Energie des einfallenden Muons von 5 GeV möglich.

Hadronen können als stark wechselwirkende Teilchen hadronische Schauer verursachen. Die dabei charakteristische Absorptionslänge Λ_0 beträgt ein Vielfaches der Strahlungslänge X_0 . Der Crystal Ball hat eine hadronische Absorptionslänge von etwa ein Λ_0 . Dabei ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein Hadron einen Materieblock der Dicke D durchdringt, gegeben durch

$$w(D) = \exp(-D/\Lambda_0) \quad (2.9)$$

Zum Teil verhalten sich Hadronen im Crystal Ball daher wie Muonen.

Die Bestimmung der Teilchenflugrichtungen kann für neutrale Teilchen nur aus dem Schwerpunkt des Schauers im Energiedetektor erfolgen. Für geladene Teilchen kann man dazu die Information aus den Drahtkammern verwenden. Zur Richtungsdefinition verwendet man ein Koordinatensystem mit der $+z$ - Achse parallel zur Positronenflugrichtung. Die $+y$ - Achse zeigt vertikal nach oben, die $+x$ - Achse liegt in der Horizontalen und zeigt vom DORIS-Mittelpunkt weg. Die Teilchenrichtungen werden nun durch die Polarkoordinaten, dem Azimutwinkel ϕ und dem Polariswinkel θ festgelegt. Dies wird aus Abbildung 7 ersichtlich.

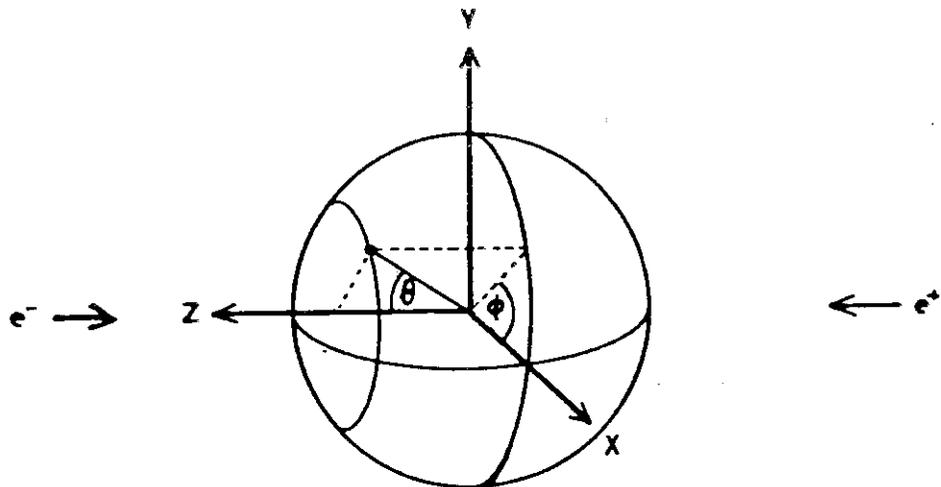


Abb. 7: Das Crystal Ball Koordinatensystem

3. Die theoretischen Grundlagen

In diesem Kapitel werden einige theoretische Modelle kurz dargestellt, die der Teilchenphysik heute zugrunde liegen.

3.1 Das Quark - Parton Modell

Als Basis für die erfolgreiche Flavor - Symmetriegruppe $SU(3)$ zur Erklärung des damals bekannten Hadronenspektrums wurde im Jahre 1964 von Gell-Mann und Zweig der Begriff "Quark" in die Teilchenphysik eingeführt /10/. Anfangs weniger als ein Name für real existierende Teilchen gedacht, manifestierten sich die Quarks in den darauffolgenden Jahren vor allem aufgrund von Ergebnissen der tiefinelastischen Lepton - Nukleon Streuung und der e^+e^- Vernichtung als punktförmige Konstituenten der Hadronen. Im Jahre 1964 ließen sich alle bekannten Hadronen aus drei Quarks (up, down, strange)⁺ aufbauen, mit der Hypothese:

- Mesonen bestehen aus einem Quark und einem Antiquark
- Baryonen bestehen aus drei Quarks.

Im Herbst 1974, nach der Entdeckung des J/ψ Mesons /1/, bestätigte sich ein viertes Quark "charm", das schon vorher vom GIM - Modell /11/ wegen der Nichtexistenz von Flavor ändernden neutralen Strömen gefordert worden war. Dieses Modell mußte im Jahre 1977 nach der Entdeckung des Y - Mesons /2/ um ein weiteres Quark "bottom" erweitert werden. Nach dem Kobajasni - Maskawa Modell /12/, in dem sechs Quarks in drei Dubletts zu drei "Generationen" zusammengefaßt werden, ist der Partner des b-Quarks das "top" Quark (siehe Tabelle 1). Nach ihm wird seit einigen Jahren intensiv gesucht. Erste experimentelle Anzeichen ergaben sich 1984 am europäischen Forschungslabor CERN in Genf.

+) Die verschiedenen Quarksorten (u, d, s, c, b, ...) bezeichnet man als den Quarkflavor.

Die Klassifikation der Quarks erfolgt durch verschiedene Quantenzahlen. Die wichtigsten sind in Tabelle 3 zusammengestellt /13/.

	e	I	I_3	S	C	B	T
u	+2/3	1/2	+1/2	0	0	0	0
d	-1/3	1/2	-1/2	0	0	0	0
s	-1/3	0	0	-1	0	0	0
c	+2/3	0	0	0	1	0	0
b	-1/3	0	0	0	0	-1	0
t	+2/3	0	0	0	0	0	1

Tab. 3: Quantenzahlen der Quarks

Zu jedem Quark gibt es ein Antiquark mit entgegengesetzten ladungsartigen Quantenzahlen.

Die Wellenfunktionen der Hadronen baut man aus denen der Quarks nach den Regeln für Zwei- und Dreiteilchen Bindungszustände der nichtrelativistischen Quantenmechanik auf.

Da Quarks als Teilchen mit Spin 1/2 dem Pauli Prinzip genügen müssen, muß die Gesamtwellenfunktion der daraus aufgebauten Baryonen antisymmetrisch gegen Vertauschung gleichartiger Quarks sein. Dies erreicht man, wenn man einen neuen Quarkfreiheitsgrad, die "Farbe" mit drei möglichen Zuständen einführt /14/. Quarks können danach in drei Farben, nämlich "rot, grün, blau" auftreten. Antiquarks tragen die Antifarben. Dieser zusätzliche Freiheitsgrad bestätigt sich unter anderem bei der Berechnung der Zerfallsbreite (Lebensdauer) $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ als auch bei der Messung des totalen Wirkungsquerschnittes von e^+e^- Vernichtungsprozessen /15, 16/, beziehungsweise des daraus abgeleiteten Verhältnisses R

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadronen})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} \quad (3.1)$$

Darauf wird in Kapitel 4 nochmals eingegangen.

3.2 Die Quantenchromodynamik (QCD)

Während der experimentellen Entdeckungen der letzten Jahrzehnte wurde auch eine Theorie der starken Wechselwirkung, die Quantenchromodynamik, entwickelt /16/. Sie ermöglicht Aussagen über die Wechselwirkung der Quarks und gibt Hinweise, warum bis heute keine freien Quarks beobachtet wurden.

Das in der QED erfolgreiche Konzept der lokalen Eichinvarianz, das zur Ankopplung der Fermionfelder an das gequantelte Photonfeld führt, war das Vorbild. Die "Ladung" der starken Wechselwirkung sind die bereits oben eingeführten drei Farben. Daraus ergeben sich - anstelle eines Eichfeldquants, dem Photon der QED - acht verschiedene Eichfeldquanten, die "Gluonen" als masselose Austauschbosonen. Die QCD ist eine nichtabelsche Eichtheorie, die invariant unter $SU(3)$ Phasentransformationen im Farbraum ist.

Die Wechselwirkung wird durch den Austausch von einem oder mehreren Gluon(en) hervorgerufen, die im Gegensatz zur Ladungsneutralität des Photons selbst Farbe tragen. Strahlt ein Quark ein Gluon ab, so ändert das Quark seine Farbe von i nach j . Dies zeigt Abbildung 8.

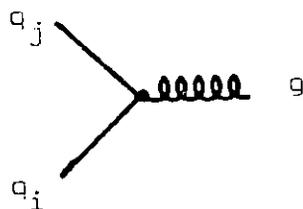


Abb. 8: qqg - Vertex

Farbige Gluonen sollten auch untereinander koppeln und einen ggg beziehungsweise $gggg$ - Vertex bilden, wie Abbildung 9 demonstriert.



Abb. 9: ggg - und gggg - Vertex

Wegen dieser Selbstkopplung sollten gebundene Gluonensysteme existieren. Bis heute konnte allerdings noch kein "Glue ball" eindeutig experimentell beobachtet werden. Die Tatsache, daß noch keine freien Quarks gefunden wurden, wird mit der Hypothese erklärt, daß beobachtbare Teilchen Singulett unter der Farbgruppe $SU(3)_c$, also "weiß" sein sollen. Es besteht die Hoffnung, dieses "Confinement" - Verhalten der Quarks einmal aus der Theorie ableiten zu können.

Die Stärke der Wechselwirkung wird durch die Kopplungskonstante bestimmt. Für die QED ist dies die elektrische Ladung e beziehungsweise die daraus abgeleitete Feinstrukturkonstante α :

$$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} \approx \frac{1}{137} \quad (3.2)$$

Das Analogon in der QCD ist die Kopplungskonstante α_s . Sie variiert mit der Energie und damit mit dem Abstand der wechselwirkenden Quarks.

$$\alpha_s(Q) = \frac{4\pi}{(11 - \frac{2}{3}N_f) \cdot \ln(\frac{Q^2}{\Lambda^2})} \quad (3.3)$$

- Q : Energie der Wechselwirkungsreaktion
- N_f : Anzahl der beteiligten Quarkflavors
- Λ : QCD Skalenkonstante

Λ ist nicht aus der Theorie ableitbar, sondern muß vom Experiment bestimmt werden. Die Messungen bewegen sich im Moment bei $\Lambda \approx 100 - 200 \text{ MeV}$.

Die Energieabhängigkeit der Kopplungskonstante hat einige bemerkenswerte Folgerungen.

- Bei hohen Energien und damit kleinen Abständen geht α_s asymptotisch gegen Null. Dieses Verhalten wird als asymptotische Freiheit bezeichnet. In diesem Fall kann man die Wechselwirkung der Quarks durch den Ein - Gluon Austausch beschreiben. (1. Ordnung QCD Störungsrechnung).
- Bei kleinen Energien und damit großen Abständen wird α_s so groß, daß man höhere Terme der Störungsreihe berücksichtigen muß. Dies wird durch einen Multi - Gluon Austausch beschrieben und kann dazu führen, daß die Quarks in Hadronen eingeschlossen bleiben (Confinement).

3.3 Quark - Antiquark Potential und Quarkonia

Ähnlich wie ein Elektron und ein Positron im Positronium durch die elektromagnetische Wechselwirkung zusammengehalten werden, werden Quark - Antiquark Systeme, die Quarkonia, durch die starke Wechselwirkung zusammengehalten. Kennt man das $q\bar{q}$ Potential, so kann man die verschiedenen Anregungszustände im nicht relativistischen Grenzfall mit Hilfe der Schrödingergleichung berechnen. Andererseits kann man durch Messung des Anregungsspektrums auf das $q\bar{q}$ Potential schließen. Dies gelingt um so besser, je nicht relativistischer die Quarkbewegungen sind. Für die schweren Quarksysteme aus c- beziehungsweise b-Quarks ist diese Bedingung schon recht gut erfüllt, vor allem für das $b\bar{b}$ System. Die für die Relativistik charakteristische Größe $\langle v^2/c^2 \rangle$ beträgt für den Spintriplett Grundzustand des Charmoniums beziehungsweise des Bottoniums etwa /17/

$$\begin{aligned} \langle v^2/c^2 \rangle (c\bar{c}) &\approx 0.20 \\ \langle v^2/c^2 \rangle (b\bar{b}) &\approx 0.10 \end{aligned} \quad (3.4)$$

Phänomenologische Ansätze eines Quarkpotentials sollten sowohl die oben erwähnte asymptotische Freiheit, als auch das Confinement der Quarks richtig wiedergeben. Ein möglicher Ansatz ist das Potential aus zwei Einzelbeiträgen zusammensetzen /16/. Für das Confinement führt man ein linear ansteigendes Potential ein, für die Bindung bei kurzen Abständen addiert man ein attraktives Coulombpotential. Für Mesonen ergibt sich die Form:

$$V = V_1 + V_c = k \cdot r + \left(- \frac{4 \alpha_s}{3 \cdot r} \right) \quad (3.5)$$

Das Potential soll dabei von den Quarkflavors unabhängig sein.

Die Lösung der Schrödingergleichung mit dem Hamiltonoperator H

$$H = \sum_{i=1}^2 \left(m_i + \frac{p_i^2}{2m_i} \right) + (V_1(r_{12}) + V_C(r_{12})) \quad (3.6)$$

sollte zu den Massen der entsprechenden Zustände führen. Passt man die freien Parameter α_s , k , m_c oder m_b an einigen gemessenen Massen an, so ist die Übereinstimmung von Massenaufspaltungen im $c\bar{c}$ - und $b\bar{b}$ - System zwischen Vorhersage und Experiment überraschend gut. Allerdings beschreibt in diesem Massenbereich anstelle von (3.5) ein logarithmisches Potential der Form

$$V = a \cdot \ln(r/r_0) \quad (3.7)$$

die Daten ebenso gut. Die Situation für verschiedene Potentialansätze ist in Abbildung 10 gezeigt.

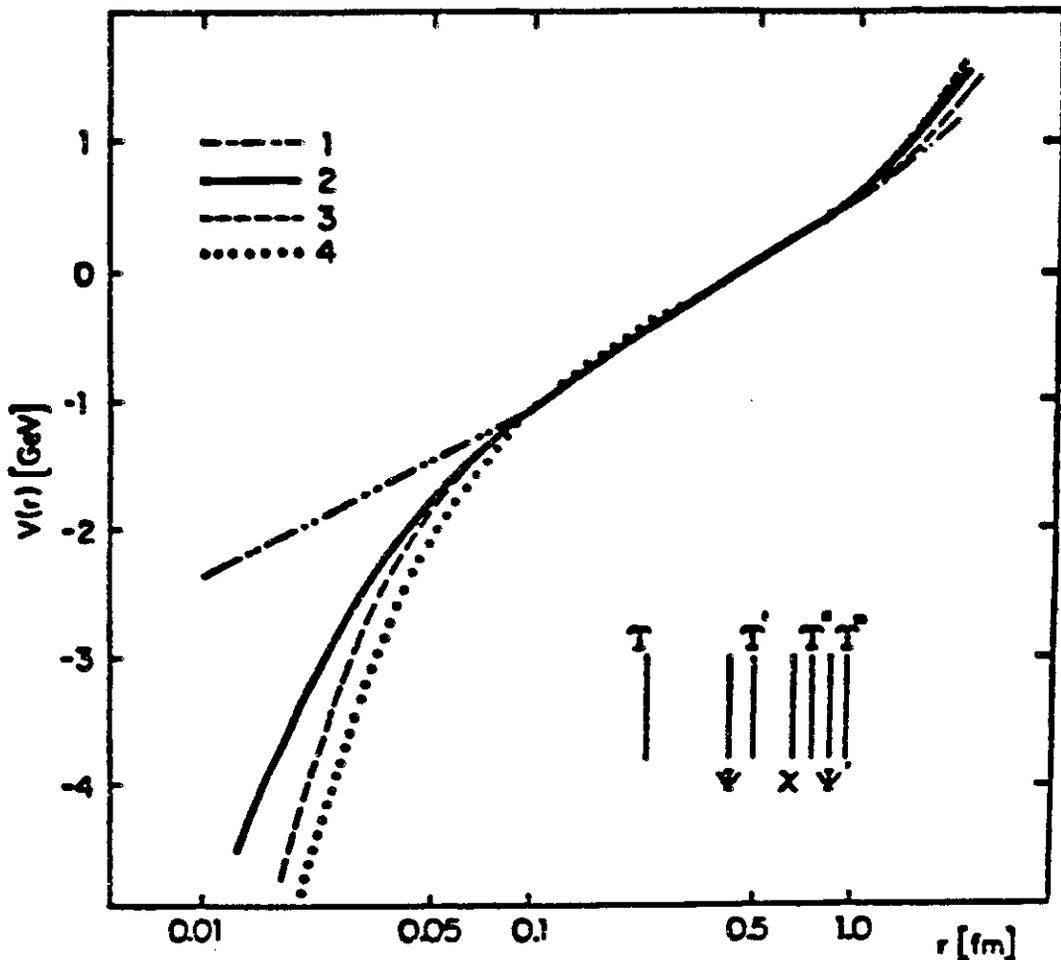


Abb. 10: Verschiedene Potentialmodelle und die mittleren Radien einiger Mesonenzustände. (Aus /18/)

In den Quarkoniasystemen erfolgt die Klassifikation der $q\bar{q}$ Zustände mit der in der Atom- und Kernphysik üblichen Notation. Man verwendet folgende Quantenzahlen:

- Radialquantenzahl: n
 - Bahndrehimpuls: L (S, P, D, ...)
 - Spin: S
- mit der Notation: $n^{2S+1}L_J$.

L und S koppeln zum Gesamtdrehimpuls J . Für die Parität P , beziehungsweise die Ladungsparität C gilt folgender Zusammenhang:

$$P = -(-1)^L ; \quad C = (-1)^{(L+S)} \quad (3.9)$$

Abbildung 11 zeigt einen Ausschnitt aus dem $b\bar{b}$ Anregungsspektrum mit der obigen Notation.

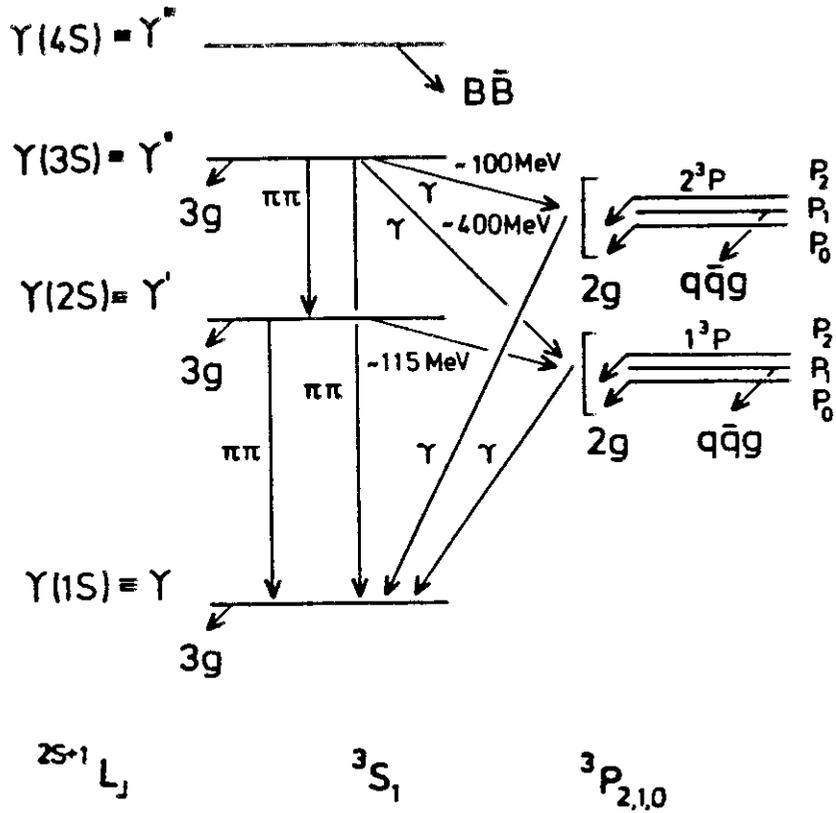


Abb. 11: Ausschnitt aus dem Anregungsspektrum des $b\bar{b}$ Systems

3.4 Zerfälle und Übergänge in Quarkoniasystemen

Ein Quark - Antiquark System hat folgende Zerfallsmöglichkeiten:

- Zerfall durch Vernichtung des ursprünglichen $q\bar{q}$ Systems in Gluonen oder in ein Photon.
- Zerfall in Hadronen durch Erzeugung von $q\bar{q}$ Paaren aus dem Vakuum.
- Übergang in einen niedrigeren Anregungszustand, falls das System sich nicht bereits im Grundzustand befindet.

Wir wollen hier zuerst die direkten Zerfälle von $q\bar{q}$ Systemen betrachten, auf Übergänge zwischen Anregungsniveaus werden wir später eingehen.

Zumindest für die niedrigen Anregungszustände der schweren Quarkonia (Charmonium und Bottomonium) reicht die Gesamtenergie des Systems nicht aus, um durch Erzeugung eines $q\bar{q}$ Paares aus dem Vakuum direkt in Hadronen zu zerfallen. Ihr Zerfall ist nur über die Vernichtung des ursprünglichen Quarksystems möglich. Die wichtigsten Vernichtungsprozesse beim Orthobottomonium sind der drei Gluon Zerfall, analog dem drei Photon Zerfall des Orthopositroniums und der Zerfall über ein Photon.

Die zugehörigen Diagramme zeigt Abbildung 12.

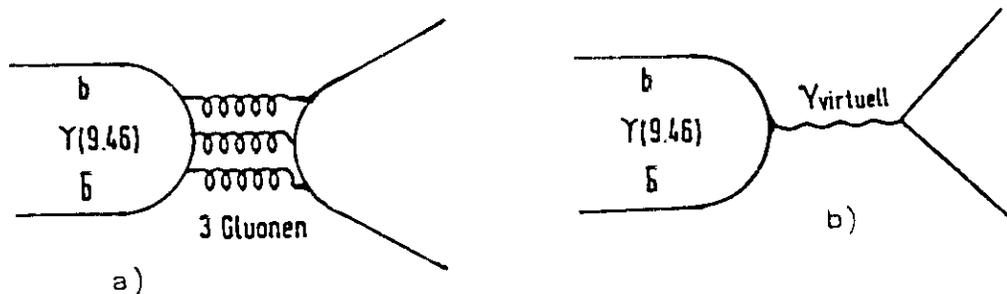


Abb. 12: a) Drei Gluon Zerfall des $b\bar{b}$ Systems.

b) Zerfall über ein Photon ("Vakuumpolarisation")

Ein beziehungsweise zwei Gluon Zerfälle sind verboten. Der Anfangszustand, das $q\bar{q}$ System, ist ein Farbsingulett, kann also wegen Farberhaltung nicht in ein einzelnes Gluon, das ein Farboktett darstellt, zerfallen.

Aus allgemeinen Prinzipien kann man ableiten, daß ein Spin = 1 Objekt nicht in zwei Spin = 1 Teilchen mit der Ruhemasse Null zerfallen kann.⁺⁾

So bleibt für das Orthobottonium in niedrigster Ordnung erst der Zerfall in drei Gluonen übrig.

Während die Gluonen mit der Wahrscheinlichkeit eins in Hadronen fragmentieren, ist die Wahrscheinlichkeitsamplitude für die Abstrahlung von Gluonen, wie für Photonen in der QED, proportional zum Produkt der Kopplungskonstanten an den einzelnen Vertices. Für die Reaktion a) ergibt sich somit eine Wahrscheinlichkeit $P \propto \alpha_s^3$ beziehungsweise für b) $P \propto \alpha^2$. Wegen $\alpha_s \gg \alpha$ ist der Zerfall in drei Gluonen der weitaus häufigere.

Die für einen starken Zerfall überraschend lange Lebensdauer des J/ψ und Υ Mesons $\tau \approx 10^{-20}$ sec erklärt man mit der empirisch gefundenen OZI - Regel /19/. Diese Regel besagt, daß Zerfälle stark unterdrückt sind, die durch Graphen mit unterbrochenen Quarklinien beschrieben werden und sich somit Quark und Antiquark erst vernichten müssen.

Erst wenn die Gesamtenergie des $q\bar{q}$ Systems ausreicht, neue Quarks aus dem Diracsee zu erzeugen, können zweigerlaubte Zerfälle stattfinden. Nun dominieren diese und die Lebensdauer des Zustandes wird drastisch kleiner.

Abbildung 13 zeigt zwei Diagramme für zweigerlaubte Zerfälle.



Abb. 13: Quarkoniumzerfälle durch Erzeugung von $q\bar{q}$ Paaren aus dem Vakuum. (Zweigerlaubte Zerfälle)

^{+) Das Orthopositronium zerfällt ebenfalls nicht in zwei, sondern erst in drei Photonen /9/. (Yangsches Theorem)}

Im Charmoniumsystem liegt die Energieschwelle für zweig-erlaubte Zerfälle zwischen dem 2S und dem 3S Zustand, im Bottoniumsystem zwischen dem 3S und dem 4S Zustand. Viele Details über das $b\bar{c}$ System sind in /20/ beschrieben.

Neben dem direkten Zerfall sind für angeregte Quark - Anti-quark Zustände auch Übergänge in niedrigere Zustände möglich. Auf diese wollen wir jetzt näher eingehen.

Elektromagnetische Photon-Übergänge gibt es zwischen Zuständen mit unterschiedlicher Ladungsparität.

Man erwartet beispielsweise zwischen S und P Zuständen elektrische Dipolübergänge, während magnetische Dipol-übergänge zwischen den Triplett 3S_1 und den Singlett 1S_0 Zuständen auftreten sollten.

Zusätzlich zu elektromagnetischen Übergängen sind in Quarkoniumsystemen wie dem Charmonium und dem Bottonium auch hadronische Übergänge möglich. Auf diese wird im folgenden Abschnitt näher eingegangen.

3.5 Hadronische Übergänge im Bottonium

Die Quantenchromodynamik beschreibt hadronische Übergänge innerhalb von $q\bar{q}$ Systemen in zwei Schritten /21, 22/.

1.) Emission von weichen Gluonen durch das angeregte $q\bar{q}$ System mit Übergang in den energetisch niedrigeren Zustand.

2.) Fragmentation der Gluonen in leichte Hadronen.

In Abbildung 14 ist dies schematisch dargestellt.

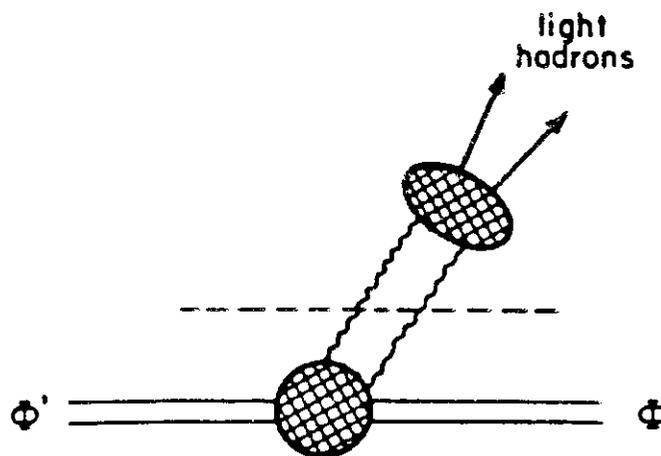


Abb. 14: Hadronischer Übergang eines angeregten Vektormesons.

Im Bottonium und auch im Charmonium sind die Anregungsenergien zwischen den in der vorliegenden Arbeit betrachteten Triplet S-Zuständen in der Größenordnung von einigen hundert MeV. Deshalb können bei hadronischen Übergängen wie zum Beispiel dem Übergang $Y(2S) \rightarrow Y(1S) + \text{hadronen}$ nur leichte Hadronen, wie das Pion oder eventuell auch das Eta-Meson, emittiert werden.

Bei diesem Prozess der starken Wechselwirkung, ist die Aussendung eines einzelnen Pions aus Gründen der Isospinerhaltung stark unterdrückt. Im allgemeinen werden also immer zwei Pionen in einem $I = 0$ Zustand entstehen. Das Eta-Meson kann als Isospinsinglett auch alleine ausgesandt werden.

Bei der theoretischen Behandlung dieses Übergangs werden die schweren Quarks in nichtrelativistischer Näherung betrachtet. Aus Farberhaltungsgründen müssen in niedrigster Ordnung mindestens zwei Gluonen abgestrahlt werden. Analog zur Multipolentwicklung des elektromagnetischen Feldes für elektromagnetische Übergänge wird eine Multipolentwicklung des Gluonenfeldes vorgenommen. Nach dieser Klassifikation erfolgen die Zwei - Pionenübergänge als zwei chromoelektrische Dipolübergänge. Die Theorie liefert jedoch heute nur grobe Abschätzungen von Verzweigungsverhältnissen. Es gibt aber viele Skalierungsbetrachtungen, mit denen im $c\bar{c}$ System gemessene Zerfallsraten eine Vorhersage für die Raten im $b\bar{b}$ System liefern.

Im Folgenden wollen wir uns nun auf Übergänge zwischen dem $Y(2S)$ und dem $Y(1S)$ Zustand beschränken.

Für die Zerfallsbreite von $Y' \rightarrow Y \pi\pi$ erhält man eine Abschätzung aus der Skalierung /22/ und den Raten aus /17/.

$$\frac{\Gamma(\psi' \rightarrow J/\psi + 2\pi)}{\Gamma(Y' \rightarrow Y + 2\pi)} = \frac{\langle r^2 \rangle_{\psi'}^2}{\langle r^2 \rangle_{Y'}} = 16 \quad (3.10)$$

Aus dem für das ψ' gemessenen Wert /13/

$$B(\psi' \rightarrow \pi^+ \pi^- J/\psi) = (33 \pm 2) \%$$

und

$$\Gamma_{\text{tot}}(\psi') = 215 \text{ keV} : \Gamma_{\text{tot}}(Y') = 30 \text{ keV}$$

ergibt sich eine Vorhersage für das Verzweigungsverhältnis von

$$B(Y' \rightarrow \pi^+ \pi^- Y) \approx 15 \% \quad (3.11)$$

Von einem Prozess der starken Wechselwirkung erwartet man die Erhaltung des Isospins.

Daher sollte sich für den neutralen Kanal ein

$$B(Y' \rightarrow \pi^0 \pi^0 Y) = 1/2 \cdot B(Y' \rightarrow \pi^+ \pi^- Y) \approx 8 \% \quad (3.12)$$

ergeben.

Eine Messung beider Kanäle testet also auch die Isospinerhaltung des Übergangs.

Die Skalierung (3.10) enthält gleichzeitig eine Aussage über den Spin der Gluonen. Das vorgestellte Verhältnis gilt nur für Spin = 1 Gluonen, während für Spin = 0 Gluonen ein Verhältnis von etwa eins erwartet würde. Die Vorhersagen (3.11) und (3.12) beinhalten folglich die Spin = 1 Natur der Gluonen, die inzwischen durch viele Messungen bestätigt ist.

Sehr spezifische Aussagen machen die theoretischen Modelle über Winkelverteilungen der ausgesandten Teilchen. Die Emission des $\pi\pi$ -Systems sollte fast ausschließlich in S - Welle erfolgen. Ein P - Wellenbeitrag ist wegen Paritätserhaltung verboten, ein D - Wellenbeitrag sollte sehr klein sein /22, 23/.

Ein Zerfall in S - Welle zeigt sich in einer isotropen Winkelverteilung des $\pi\pi$ -Systems:

$$\frac{dN}{d\Omega_{\pi\pi}} = \text{konstant} \quad (3.13)$$

Eine weitere interessante Größe ist der relative Bahndrehimpuls der ausgesandten zwei Pionen. Sensitiv darauf ist die Verteilung des Winkels θ_{π}^* zwischen der Flugrichtung eines Pions und der z - Achse im $\pi\pi$ -Ruhsystem /24/.

Für den erwarteten relativen Bahndrehimpuls $l = 0$ erhält man eine isotrope Verteilung der Pionen:

$$\frac{dN}{d\Omega_{\pi}} = \text{konstant} \quad (3.14)$$

Nach einer S - Wellenemission des $\pi\pi$ - Systems erwartet man den Zerfall des Y - Mesons in zwei Leptonen in der Form, die für ein Spin = 1 Objekt beim Zerfall in zwei Spin = 1/2 Teilchen üblich ist.

$$\frac{dN}{d\Omega_e} \propto (1 + \cos^2 \theta_e) \quad (3.15)$$

Bei polarisierten Strahlen, wie sie an DORIS bei Y(2S) Energien auftreten, ergibt sich nach dem $\pi\pi$ - Übergang die Winkelverteilung der Leptonen aus dem Y - Zerfall zu /25/.

$$\frac{dN}{d\Omega_e} \propto ((1 + \cos^2 \theta_1) + P_T^2 \cdot \sin^2 \theta_1 \cdot \cos(2 \phi_1)) \quad (3.16)$$

P_T : Strahlpolarisationsgrad
 θ_1 : Polarwinkel des Leptons
 ϕ_1 : Azimutwinkel des Leptons

Auf die Winkelverteilungen der Pionen hat die Strahlpolarisation, bei einer reinen S - Wellenemission des $\pi\pi$ - Systems und einem relativen Bahndrehimpuls der Pionen von $l = 0$, keinen Einfluß.

Eine interessante Vorhersage liefert die Theorie für die Verteilung der invarianten Masse des beim Pionenübergang entstehenden Zwei - Pionensystems. Für völlig isotrope Winkelverteilungen der Zerfallsprodukte erwartet man für die invariante Masse $M_{\pi\pi}$ eine Verteilung nach /22, 23/:

$$\frac{d\Gamma_0}{dM_{\pi\pi}} = K \cdot (M_{\pi\pi}^2 - 2 \cdot m_{\pi}^2) \quad (3.17)$$

Diese Verteilung ist sehr stark zu hohen invarianten Massen hin erhöht.

Die Parametrisierung von Voloshin und Zahkarov läßt die genaue Form der Kurve über den Parameter λ frei und lautet /26/:

$$\frac{d\Gamma}{dm_{\pi\pi}} = K \cdot (m_{\pi\pi}^2 - \lambda \cdot m_{\pi}^2) \quad (3.18)$$

$$K = \left((m_{Y'} + m_Y)^2 - m_{\pi\pi}^2 \right) \cdot \left((m_{Y'} - m_Y)^2 - m_{\pi\pi}^2 \right) \cdot \left(m_{\pi\pi}^2 - 4m_{\pi}^2 \right)^{1/2}$$

$m_{Y'}$, m_Y , m_{π} : Ruhemasse von Y' , Y und Pion.

Die experimentellen Werte für λ aus Messungen, vor allem des $\pi^+ \pi^-$ Spektrums, im Charmonium und Bottonium System bewegen sich zwischen $\lambda = 2$ und $\lambda = 4$.

Andere mögliche Parametrisierungen sind im Kapitel 8.1 erwähnt /22, 27/.

Für die Emission eines pseudoskalaren η - Mesons ist nach der Theorie chromomagnetische $M1 - M1$ und $E1 - M2$ Strahlung verantwortlich. Die Übergangsrate für den η - Übergang vom $Y(2S)$ ins $Y(1S)$ wird nicht zuletzt wegen des zur Verfügung stehenden kleinen Phasenraums als stark unterdrückt erwartet. Eine Abschätzung liefern Skalierungsbetrachtungen /22/.

$$\frac{\Gamma(\psi' \rightarrow \eta J/\psi)}{\Gamma(Y' \rightarrow \eta Y)} = \left[\frac{m_b}{m_c} \right]^4 \cdot \left[\frac{P_{\eta}(\psi)}{P_{\eta}(Y)} \right]^3 \approx 400 \quad (3.19)$$

mit $m_b = 5.2$ GeV, $m_c = 1.8$ GeV, $(P_{\eta}(\psi)/P_{\eta}(Y))^3 \approx 4.2$ als Phasenraumfaktor.

Mit dem für das ψ' gemessenen Wert von /13/

$$B(\psi' \rightarrow \eta J/\psi) = (2.8 \pm 0.6) \%$$

und den oben schon zitierten Werten für $\Gamma_{\text{tot}}(\psi')$ beziehungsweise $\Gamma_{\text{tot}}(Y')$ erwartet man

$$B(Y' \rightarrow \eta Y) \approx 0.07 \% \quad (3.20)$$

Eine andere theoretische Abschätzung liefert /26/

$$\frac{\Gamma(Y' \rightarrow \eta Y)}{\Gamma(Y' \rightarrow \pi^+ \pi^- Y)} \approx 4 \cdot 10^{-3} \cdot \left(\frac{M(Y') - M(Y) - m_\eta}{10 \text{ MeV}} \right)^{3/2} \quad (3.21)$$

was mit $B(Y' \rightarrow \pi^+ \pi^- Y) \approx 20 \%$ zu einer Vorhersage von

$$B(Y' \rightarrow \eta Y) \approx 0.1 \% \quad (3.22)$$

führt.

Die Winkelverteilung des Eta-Mesons erwartet man zu

$$\frac{dN}{d\Omega_\eta} \propto (1 + \cos^2 \theta_\eta) \quad (3.23)$$

die der Leptonen aus dem $\Upsilon(1S)$ Zerfall zu

$$\frac{dN}{d\Omega_1} \propto (3 - \cos^2 \theta_1) \quad (3.24)$$

Bei transversal polarisierten Strahlen ergibt sich für das η -Meson /25/

$$\frac{dN}{d\Omega_\eta} \propto ((1 + \cos^2 \theta_\eta) + p_T^2 \cdot \sin^2 \theta_\eta \cdot \cos(2\phi_\eta)) \quad (3.25)$$

und für die Leptonen:

$$\frac{dN}{d\Omega_1} \propto ((3 - \cos^2 \theta_1) - p_T^2 \cdot \sin^2 \theta_1 \cdot \cos(2\phi_1)) \quad (3.26)$$

Im Charmonium System wurde auch der isospinverbotene Übergang $\psi' \rightarrow \pi^0 J/\psi$ mit einem zwar kleinen, aber meßbaren

Verzweigungsverhältnis gefunden. Man bestimmte /13/

$$B(\psi \rightarrow \pi^0 J/\psi) = (0.10 \pm 0.03) \%$$

Vermutlich gilt für den π^0 Übergang die gleiche Skalierung wie für den η - Übergang. Benutzt man diese aus (3.19) und setzt den Phasenraumfaktor $(P_{\eta}(\psi)/P_{\eta}(Y))^3 = 1$, so erhält man eine Vorhersage von

$$B(Y \rightarrow \pi^0 Y) \approx 0.01 \% \quad (3.27)$$

4. Elektron - Positron Reaktionen

Dieses Kapitel erläutert die wichtigsten an Elektron - Positron Speicherringen vorkommenden Reaktionen.

4.1 Kontinuumsprozesse

Die Reaktionen, die an e^+e^- Speicherringen bei Kontinuumsenergien (d. h. nicht auf Resonanzen) vorkommen, lassen sich im wesentlichen in drei Prozesse einteilen:

- 1.) Die Lepton- und Photonproduktion einschließlich der Bhabhastreuung.
- 2.) Die Hadronenproduktion.
- 3.) Zweiphotonen - Austauschprozesse.

Die Wirkungsquerschnitte können in der QED mit Hilfe einer Störungsreihe in Potenzen von α berechnet werden. Diese Reihe läßt sich durch "Feynman - Diagramme" darstellen. Die Bhabhastreuung wird in niedrigster Ordnung Störungsrechnung durch zwei Feynman - Diagramme beschrieben, die in Abbildung 15 gezeigt sind.

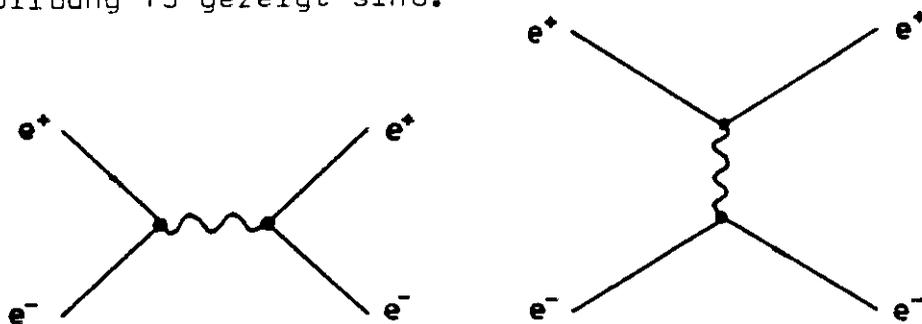


Abb. 15: Diagramme zur Bhabhastreuung

Der linke Graph a) beschreibt die Vernichtung von Elektron und Positron in ein virtuelles Photon, das wiederum in ein e^+e^- Paar zerfällt.

Der rechte Graph b) beschreibt die e^+e^- Streuung durch Austausch eines virtuellen Photons. Beide Graphen sind im Endzustand ununterscheidbar. Der differentielle Wirkungsquerschnitt ergibt sich für $p \gg m_e c$ zu /28/:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} (e^+e^- \rightarrow e^+e^-) = \frac{r_e^2}{2} \cdot \left(\frac{m_e c}{p}\right)^2 \cdot \left[\frac{1}{4} \cdot \frac{1+\cos^4\theta/2}{\sin^4\theta/2} + \frac{1}{8} (1+\cos^2\theta) - \frac{1}{2} \cdot \frac{\cos^4\theta/2}{\sin^2\theta/2} \right] \quad (4.1)$$

θ : Streuwinkel des Elektrons

p : Impuls des Elektrons

r_e : Klassischer Elektronenradius ($r_e = e^2/m_e c^2$)

m_e : Masse des Elektrons

Die Verteilung ist in Abbildung 16 gezeigt.

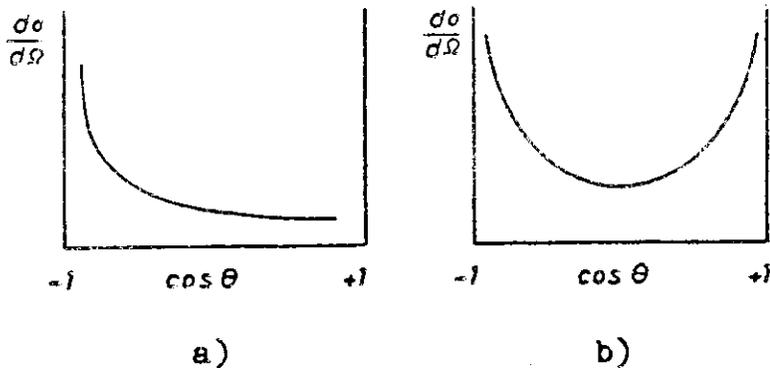


Abb. 16: Differentieller Wirkungsquerschnitt der Bhabha-streuung

a) $\cos \theta$ der Elektronen

b) $\cos \theta$ der e^+ und e^- im Detektor

Da der Crystal Ball Detektor nicht zwischen Elektronen und Positronen unterscheiden kann, wird die Winkelverteilung für die Bhabhastreuung symmetrisch um $\cos \theta = 0$ (siehe Abb. 16 b).

Im Crystal Ball Detektor wird die Bhabhastreuung zur Luminositätsbestimmung gemäß der Beziehung (2.2) verwendet. Die Erfassung der Bhabha - Ereignisse erfolgt auf zwei verschiedene Arten:

- 1.) Registrierung von Ereignissen im zentralen Detektor für den Polarwinkelbereich:

$$|\cos \theta| \leq 0.85 \text{ bzw. } \leq 0.92$$

Diese Großwinkelstreuereignisse werden zunächst wie alle anderen Ereignisse im Detektor gemessen und vom Rechner auf Magnetband geschrieben. Später werden sie

mit speziellen Analyseprogrammen selektiert und aus ihrer Anzahl die integrierte Luminosität der jeweiligen Datennahme - Perioden bestimmt.

- 2.) Registrierung von Ereignissen im Kleinwinkel - Luminositätsmonitor (siehe Kapitel 2.2, Abbildung 5) im Polarwinkelbereich:

$$6^{\circ} \leq \theta \leq 12^{\circ}$$

Dieser Kleinwinkel - Bhabhamonitor liefert einen sofort verfügbaren Wert für die Luminosität. Wegen der hohen Zählraten ist der statistische Fehler klein. Die systematischen Fehler sind hier jedoch größer als bei der Großwinkelstreuung.

Die mit beiden Methoden gewonnenen Luminositätswerte können miteinander verglichen werden und stimmen im allgemeinen innerhalb etwa $\pm 3\%$ überein.

Die in den Jahren 1982 - 1984 mit dem Crystal Ball Detektor bei verschiedenen Energien genommenen integrierten Luminositäten sind in Tabelle 4 zusammengefaßt.

Y (1S) : $\sim 37 \text{ pb}^{-1}$
Y (2S) : $\sim 61 \text{ pb}^{-1}$
Y (4S) : $\sim 20 \text{ pb}^{-1}$

Tab. 4: Vom Crystal Ball in den Jahren 1982 - 1984 genommene integrierte Luminositäten

Diese Werte schließen zum Teil Resonanzscans und benachbarte Kontinuumsenergien mit ein.

Für die Luminositätsmessung aus Großwinkelstreuereignissen wird im Crystal Ball Detektor nicht zwischen den Reaktionen $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ und $e^+e^- \rightarrow \gamma$ unterschieden. Deshalb trägt der Prozeß $e^+e^- \rightarrow \gamma$ mit den in niedrigster Ordnung zwei Diagrammen der Abbildung 17 ebenfalls bei der Registrierung von Großwinkelstreuereignissen bei.

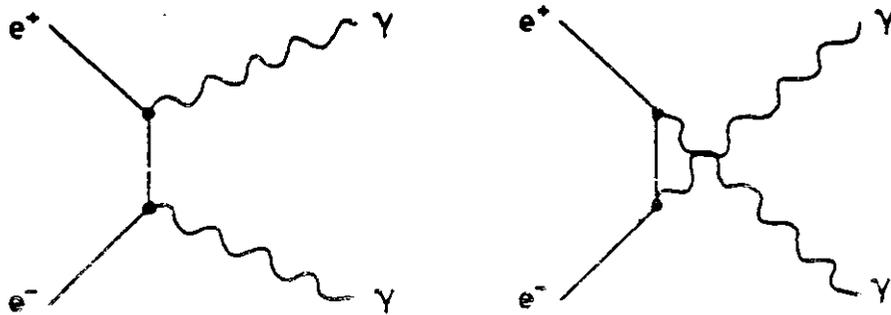


Abb. 17: Diagramme zu $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$

Wegen der Ununterscheidbarkeit der Photonen müssen beide Amplituden gleichermaßen für den Wirkungsquerschnitt berücksichtigt werden. Er ist gegeben durch /28/:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} (e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{r_e^2}{2} \left(\frac{m_e c}{p} \right)^2 \frac{\cos^4 \theta/2 + \sin^4 \theta/2}{\sin^2 \theta + (m_e c/p)^2 \cdot \cos^2 \theta} \quad (4.2)$$

Das in der e^+e^- Vernichtung entstehende virtuelle Photon (siehe Abbildung 15 a) kann außer an Elektronen beziehungsweise an Positronen auch an andere Teilchen koppeln. Aus dem Bereich der Leptonen gibt es die μ - Paarerzeugung und bei genügend hoher Energie auch die τ - Paarerzeugung. In niedrigster Ordnung trägt jeweils nur ein Graph bei, wie in Abbildung 18 demonstriert ist.

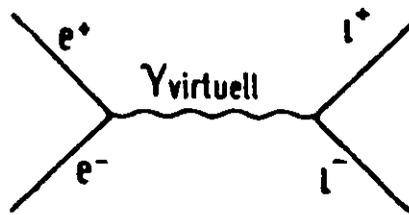


Abb. 18: Diagramm erster Ordnung zur Leptonenpaar - Erzeugung

Der differentielle Wirkungsquerschnitt ergibt sich für $p \gg m_\mu c$ zu /28/:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} (e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) = \frac{r_e^2}{16} \cdot \left(\frac{m_e c^2}{E}\right)^2 \cdot \frac{pc}{E} \cdot (1 + \cos^2 \theta + \frac{m_\mu^2 c^4}{E^2} \cdot \sin^2 \theta) \quad (4.3)$$

E: Energie des Muons

Integriert man über $d\Omega$ und vernachlässigt die Ruhemasse der Muonen, so erhält man den totalen Wirkungsquerschnitt zu:

$$\sigma_{\mu\mu} = \frac{4\pi}{3} \cdot \frac{\alpha^2}{s} = \frac{86.85 \text{ GeV}^2 \text{ nb}}{s} \quad (4.4)$$

s: Quadrat der Schwerpunktsenergie

Anstelle der Muonen beziehungsweise Tauonen kann auch ein Quark - Antiquark Paar über das virtuelle Photon erzeugt werden. Dies führt zur Hadronenproduktion im Kontinuum. Das entstandene $q\bar{q}$ Paar zieht je nach Schwerpunktsenergie weitere Quark - Antiquark Paare aus dem Vakuum und fragmentiert in zwei Hadronenjets.

Der Graph niedrigster Ordnung ist ähnlich dem für die Muonenerzeugung und in Abbildung 19 gezeigt.

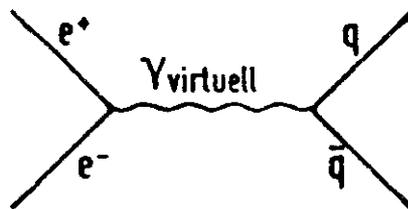


Abb. 19: Hadronenproduktion im Kontinuum

Der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{q\bar{q}}$ für die Erzeugung eines Quark - Antiquark Paares ergibt sich aus dem Muonen - Wirkungsquerschnitt unter Berücksichtigung der Quarkladungen zu:

+) Es wurde $\hbar = c = 1$ gesetzt.

$$\sigma_{qq}^{QED} = \frac{4\pi}{3} \cdot \frac{e^2}{s} \cdot Q_q^2 \quad (4.5)$$

Q_q : Quarkladung ($-1/3$ bzw. $+2/3$)

Für den totalen hadronischen Wirkungsquerschnitt im Kontinuum muß man noch über alle möglichen Quarks summieren. Man erhält:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadronen}) = \frac{4\pi\alpha^2}{3 \cdot s} \cdot \sum_{\text{Farbe}} \cdot \sum_{\text{Flavor}} \cdot Q_q^2 \quad (4.6)$$

Die Summe über die Farben liefert einen Faktor drei, die über die Flavours ist von der jeweiligen Schwerpunktsenergie abhängig. Daraus ergibt sich dann das in (3.1) zur Bestätigung der Farbhypothese angeführte Verhältnis R zu:

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadronen})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = 3 \cdot \sum_i^{N_f} \{u, d, s, \dots\} Q_i^2 \quad (4.7)$$

Q_i : Quarkladung

N_f : Zahl der Flavours bei der jeweiligen Energie

Bei vier Quarkflavours (u, d, s, c) folgt daraus für R ein Wert von $R = 10/3$.

In Abbildung 20 ist das in e^+e^- Reaktionen bei verschiedenen Energien gemessene R gezeigt.

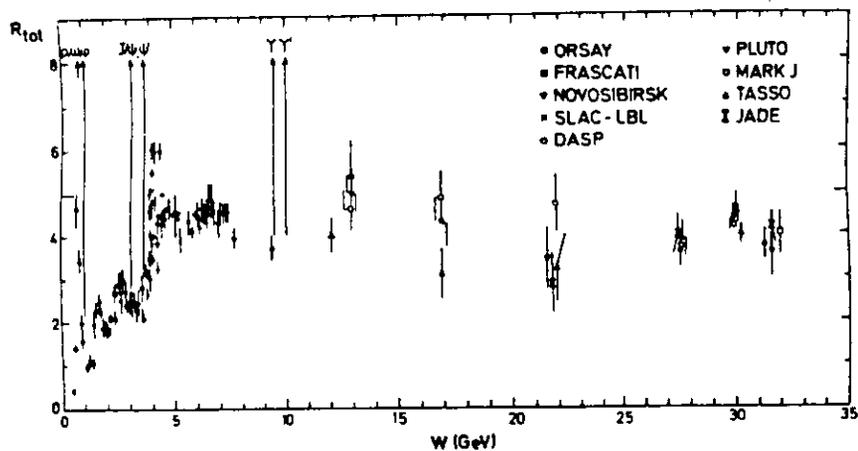


Abb. 20: Messungen von R (aus /15/)

Man sieht den Anstieg beim Überschreiten der Energieschwelle zur Erzeugung eines neuen Quarkflavors. Ebenfalls erkennt man die Notwendigkeit der drei Farben zum Verständnis des numerischen Wertes von R .

Auf die senkrecht eingezeichneten Linien der Abbildung wird im nächsten Abschnitt eingegangen.

Für genauere Wirkungsquerschnitts - Berechnungen müssen in der Störungsreihe auch Graphen höherer Ordnung in der Kopplungskonstanten α berücksichtigt werden. Das bedeutet die zusätzliche Auswertung von Diagrammen mit mehreren Vertices.

Die nächste Ordnung Störungsrechnung beinhaltet für die Muonenerzeugung Graphen der Form, wie sie in Abbildung 21 gezeigt sind.

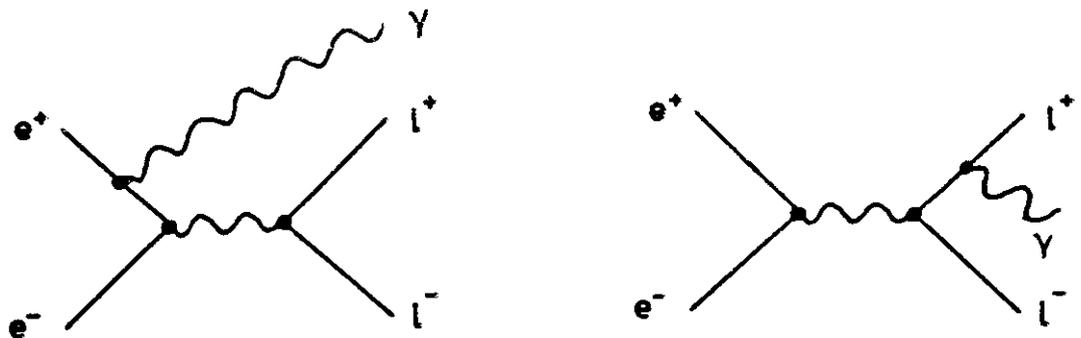


Abb. 21: Strahlungskorrekturen bei der μ - Paarerzeugung

Zusätzlich zu den beiden Leptonen wird ein reelles Photon ausgesandt. In der QED liegen solche Korrekturen nächster Ordnung in der Größenordnung von wenigen Prozent.

In der QCD sind die Strahlungskorrekturen wegen $\alpha_s \approx 1$ meist sehr viel größer als in der QED. Dies stellt das Konzept der Störungsrechnung in Frage. Das Analogon zur Bremsstrahlung in der QED ist die Gluonbremsstrahlung der QCD. Das abgestrahlte Gluon konvertiert in Hadronen. Diese Gluonbremsstrahlung wurde vor wenigen Jahren am PETRA -

Speicherring bei DESY erstmals beobachtet und ist bis heute eine starke experimentelle Stütze der QCD /29/.

Das R - Verhältnis ist auch mit Strahlungskorrekturen höherer Ordnung bekannt. Es lautet /13/:

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadr})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = 3 \cdot \sum_{i \in \{u, d, \dots\}} Q_i^2 \cdot \left(1 + \frac{\alpha_S}{\pi} + N \cdot \frac{\alpha_S^2}{\pi^2} + \dots \right) \quad (4.8)$$

N; Numerischer Faktor der Größenordnung eins, abhängig vom Renormierungsschema

Mit einem bei einer Energie von etwa 10 GeV erwarteten $\alpha_S \approx 0.2$ liegen diese Korrekturen von einigen Prozent innerhalb der heutigen Meßfehler von R.

Auf Zweiphotonen - Austauschprozesse, die man durch Graphen der Abbildung 22 beschreibt, soll hier nicht näher eingegangen werden.

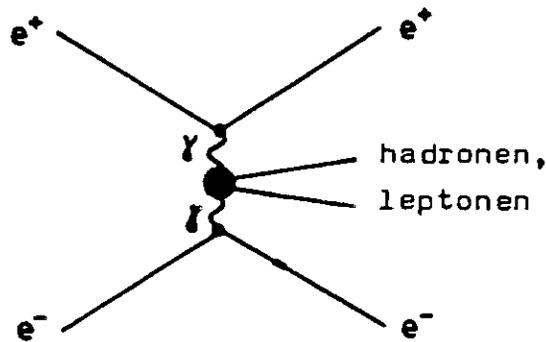


Abb. 22: Diagramm für den Zweiphoton - Austauschprozess

Die meist um sehr kleine Winkel gestreuten Elektronen beziehungsweise Positronen werden selten vom Detektor erfasst. Man findet nur die aus den Photonen entstandenen Teilchen.

4.2 Resonanzprozesse

Stellt man die Speicherringenergie auf bestimmte Werte, so steigt der Wirkungsquerschnitt für die Teilchenproduktion und dabei vor allem für die Hadronenproduktion sehr stark an. Dieses resonanzartige Verhalten ist in Abbildung 20 mit senkrechten Linien angedeutet. Man erklärt dies damit, daß bei bestimmten Energien quasigebundene $q\bar{q}$ Zustände entstehen, deren Zerfallsprodukte zusätzlich zur Teilchenerzeugung im Kontinuum beitragen.

Es können in e^+e^- Vernichtungsreaktionen allerdings nur Teilchen mit den Quantenzahlen des Photons

$$J^{PC} = 1^{--}$$

direkt erzeugt werden. Zur Resonanzzerzeugung trägt in niedrigster Ordnung der Graph der Abbildung 23 bei.

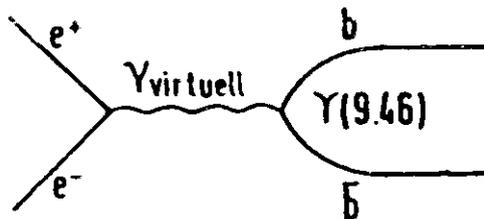


Abb. 23: Graph zur Resonanzzerzeugung

Von den $c\bar{c}$ beziehungsweise den $b\bar{b}$ Zuständen können so nur die Ortho - S - Zustände n^3S_1 direkt entstehen.⁺⁾ Andere Anregungen erreicht man durch Übergänge von einem höheren S - Zustand.

Bei der Messung einer Resonanz betrachtet man im allgemeinen den Zerfall in Hadronen.

^{+) Wegen der Beimischung von S - Zuständen zu D - Zuständen konnte im Charmonium System der 1^3D_1 Zustand ($M=3770$ MeV) auch direkt in e^+e^- Reaktionen beobachtet werden.}

Der Wirkungsquerschnitt für die resonante Erzeugung eines Zustandes V und dessen Zerfall in Hadronen ist gegeben durch /15/:

$$(e^+e^- \rightarrow V \rightarrow \text{had}) = \frac{3\pi}{s} \cdot \frac{\Gamma_{ee} \cdot \Gamma_{\text{had}}}{(\sqrt{s} - m_V)^2 + 1/4 \cdot \Gamma_{\text{tot}}^2} \quad (4.9)$$

s : Schwerpunktsenergie zum Quadrat

m_V : Masse der Resonanz

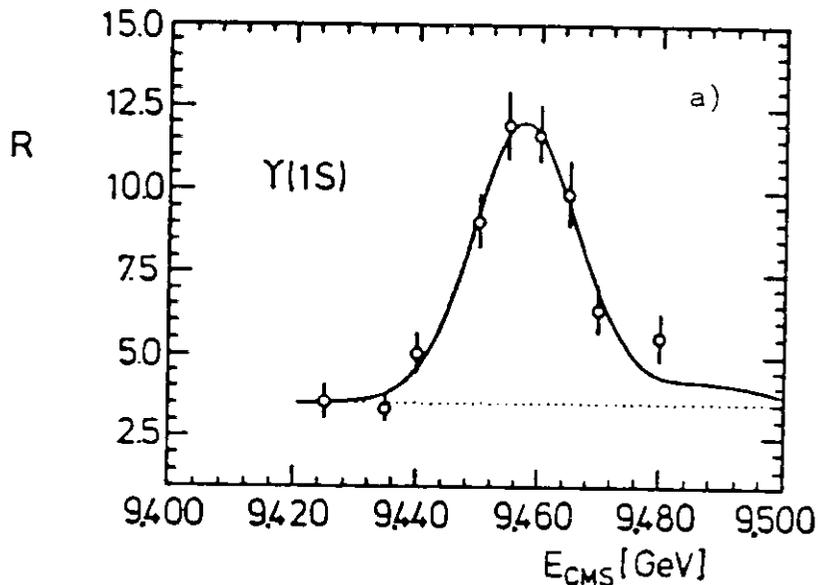
$\Gamma_{ee, \text{had}, \text{tot}}$: elektronische, hadronische und totale Breite der Resonanz

Dieser Wirkungsquerschnitt besitzt eine Breit - Wigner Form.

Die Messung der Resonanz über den hadronischen Wirkungsquerschnitt liefert die Breit - Wigner Kurve gefaltet mit der Energieunschärfe der Maschine. Eine Asymmetrie im Wirkungsquerschnitt ergibt sich wegen Strahlungskorrekturen /30/.

In Abbildung 24 sind die vom Crystal Ball gemessenen hadronischen Wirkungsquerschnitte im Bereich der Y und Y' Resonanzen gezeigt.

Aufgetragen ist der auf den muonischen Wirkungsquerschnitt normierte hadronische Wirkungsquerschnitt, das Verhältnis R .



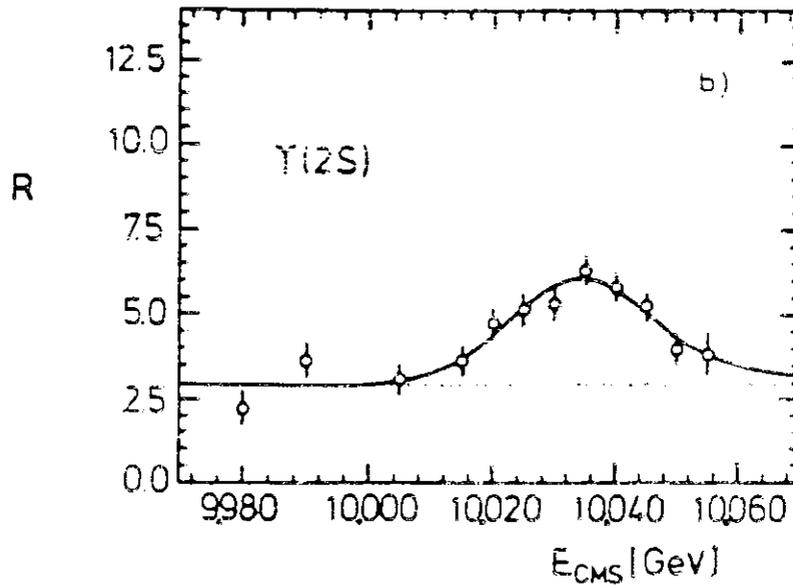


Abb. 24: Resonanzkurven der a) Υ Resonanz
und der b) Υ' Resonanz

Da die Energieunschärfe der Maschine sehr viel größer ist (siehe Kapitel 2.1) als die natürliche Linienbreite der Resonanz, spiegelt die Breite der gemessenen Verteilung die Maschinenbreite wieder.

Um zur Linienbreite des Zustandes zu gelangen, betrachtet man die von der Maschinenauflösung unabhängige Größe:

$$\tilde{\Gamma}_{ee} := \frac{\Gamma_{ee} \cdot \Gamma_{had}}{\Gamma_{tot}} = \frac{M^2}{6\pi^2} \cdot \int \sigma_{had}^{res}(W) dW \quad (4.10)$$

M : Masse der Resonanz

W : Schwerpunktsenergie

σ_{had}^{res} : hadronischer Wirkungsquerschnitt der Resonanz

$\Gamma_{ee, had, tot}$: elektronische, hadronische und totale Breite der Resonanz

Im Falle der $Y(1S)$ Resonanz folgt daraus für die leptoni-
sche Breite:

$$\Gamma_{ee} = \tilde{\Gamma}_{ee} \cdot \frac{\Gamma_{tot}}{\Gamma_{had}} = \frac{\tilde{\Gamma}_{ee}}{(1 - 3 B_{\mu\mu})} \quad (4.11)$$

mit $B_{\mu\mu} := \Gamma_{\mu\mu} / \Gamma_{tot}$

Dabei wurde unter der Annahme der Lepton - Universalität

$$\Gamma_{tot} = \Gamma_{had} + 3 \cdot \Gamma_{\mu\mu}$$

eingesetzt.

Mitt man das Verzweigungsverhältnis der Resonanz in
Muonen, so erhält man nach (4.10) und (4.11) die leptoni-
sche Breite Γ_{ee} und aus

$$\Gamma_{tot} = \frac{\Gamma_{\mu\mu}}{B_{\mu\mu}} = \frac{\Gamma_{ee}}{B_{\mu\mu}} \quad (4.12)$$

die totale Breite der Resonanz.

Aus

$$\Gamma_{tot} \cdot \tau = \hbar$$

ergibt sich dann die mittlere Lebensdauer τ .

In Tabelle 5 sind einige gemessene Parameter der Y und Y'
Resonanz zusammengestellt.

	Y Resonanz	Y' Resonanz
Masse (in MeV)	9460.0 ± 0.3	10023.4 ± 0.3
$B_{\mu\mu}$ (in %)	3.2 ± 0.4	1.9 ± 1.3
Γ_{ee} (in keV)	$1.32 \pm 0.02 \pm 0.11$	$0.55 \pm 0.02 \pm 0.04$
Γ_{tot} (in keV)	40.2 ± 8.9	27 ± 17

Tab. 5: Resonanzparameter von Y und Y' (aus /13, 20/)

Diese beiden Resonanzen werden als 1^3S_1 und 2^3S_1 Zustände
des $b\bar{b}$ Systems interpretiert. Ihre hohe Lebensdauer ist
im Einklang mit der im Kapitel 3 erwähnten Zweigregel.

5. Die Datennahme und -aufbereitung

Dieses Kapitel beschreibt die Datennahme mit dem Crystal Ball Detektor und die Aufbereitung der Daten.

5.1 Der Trigger

An DORIS durchdringen sich die Elektronen- und Positronenpakete in einer Wechselwirkungszone etwa eine Million mal pro Sekunde. Ereignisse, bei denen ein Elektron und Positron aus diesen Paketen miteinander wechselwirken, sind dabei äußerst selten; sie geschehen mit einer Rate von weniger als einem Hertz.

Der Trigger hat die Aufgabe für solche erwünschten Ereignisse die Datennahme zu starten, und nicht erwünschte Ereignisse aus Untergrundreaktionen von der Aufzeichnung möglichst auszuschließen. Der Sinn ist, das Signal zu Untergrund Verhältnis für die spätere Analyse in vernünftigen Größenordnungen zu halten. Die Entscheidung wird, für jedes Ereignis, aus der im Detektor hinterlegten Information, wie beispielsweise der gemessenen Energie und ihrer räumlichen Verteilung, mit Hilfe von physikalisch motivierten Bedingungen, den Triggerbedingungen, getroffen. Die Forderung einer hohen Verarbeitungsrate verlangt die Verwendung von einfachen Entscheidungskriterien. Um möglichst alle gewünschten Ereignisse zu erkennen, werden verschiedene Bedingungen überprüft, wobei es für den Start der Datennahme genügt, eine davon zu erfüllen.

Tabelle 6 nennt einige der wichtigsten, beim Crystal Ball Experiment während der Y(2S) Datennahme installierten und in der vorliegenden Analyse verwendeten Triggerbedingungen.

- | |
|---|
| <ol style="list-style-type: none">1.) Gesamtenergie - Trigger (ETOT - Trigger)2.) Muonenpaar - Trigger (μ - pair - trigger)3.) Topologie - Trigger (TOPO 20 - Trigger)4.) DBM - Trigger (<u>D</u>ORIS <u>B</u>UNCH <u>M</u>ARKER - Trigger) |
|---|

Tab. 6: Einige wichtige Trigger am Crystal Ball Experiment

Die vollständige Liste enthält fast 20 verschiedene Triggerbedingungen, wobei sich viele jedoch nur in Details unterscheiden.

Für den Gesamtenergie - Trigger werden die Pulshöhen aller 672 Ball - Kristalle analog aufsummiert, und ein Trigger wird erzeugt, wenn die Summe einer Energie von $E \geq 1800$ MeV entspricht. Diese Triggerbedingung werden alle Bhabha Ereignisse und auch ein Großteil der hadronischen Ereignisse erfüllen.

Der Muonenpaar - Trigger ist eigens dazu vorgesehen, Ereignisse mit zwei kollinearen Muonen zu erkennen. Da Muonen im Mittel nur etwa 220 MeV im Ball deponieren, können sie nicht den Gesamtenergie - Trigger setzen. Der Muonenpaar - Trigger verlangt mindestens 220 MeV Energie im Ball, ohne die an den Tunneln angrenzenden Kristalle, wobei mindestens je 85 MeV in zwei etwa gegenüberliegenden Minor Triangles deponiert sein müssen. Zur Begrenzung der Untergrundrate darf die Energie in den Tunnelkristallen nicht größer als 2×30 MeV sein (Tunnelveto).

Für den Topologie - Trigger, der in der vorliegenden Analyse verwendet wurde (TOPO 20), wird eine Mindestenergie von etwa 770 MeV verlangt. Weiterhin muß in jeder von 20 möglichen Ballhemisphären mindestens ein Major Triangle mit einer Energie von mehr als 150 MeV liegen.

Diese drei Trigger sollten die in der vorliegenden Analyse gesuchten Ereignisse mit hoher Effizienz erkennen. Auf die Vorstellung weiterer Trigger, ausgenommen dem DBM - Trigger, wird deshalb verzichtet.

Der DBM - Trigger ist kein Trigger im obigen Sinne, sondern er wird zum Studium des sich auch zeitlich ändernden Untergrundes verwendet. Bei jedem zehnten Durchgang der Teilchenpakete durch die Wechselwirkungszone,

alle zehn Sekunden, wird die zu diesem Zeitpunkt im Detektor anstehende Information ausgelesen. Die so erhaltenen DBM - Ereignisse ermöglichen später eine Berücksichtigung des mittleren - auch in e^+e^- Vernichtungsergebnissen - vorhandenen Untergrunds. Dies ist für die Berechnung von Akzeptanzwerten wichtig.

Um den Untergrund von Ereignissen aus der kosmischen Höhenstrahlung möglichst klein zu halten, werden Ereignisse nur innerhalb eines Zeitfensters, das den Durchdringungszeitpunkt der beiden Teilchenpakete einschließt, akzeptiert. Die Breite dieses Zeitfensters beträgt 50 nsec.

Sobald - innerhalb des Zeitfensters - mindestens eine Triggerbedingung erfüllt ist, wird ein Ereignis akzeptiert. Das ansonsten ständig ablaufende Einlesen der Detektorkomponenten in die Elektronik wird angehalten und die Datennahme beginnt.

5.2 Das ONLINE - Datennahmesystem

Der Trigger startet bei Erfüllung mindestens einer Triggerbedingung die Datennahme. Die auf Kondensatoren gespeicherten Pulshöhen der einzelnen Kristalle werden seriell über einen schnellen ADC (Analog Digital Converter) digitalisiert und in den Online - Rechner, eine PDP 11/55, eingelesen. Ähnlich wird mit sämtlichen anderen Detektorkomponenten verfahren. Die Kammern werden über einen eigenen schnellen ADC, sämtliche Flugzeitähler werden über TDC's (Time to Digital Converter) ausgelesen. Das Abspeichern eines Ereignisses dauert auf diese Weise circa 50 msec. Während dieser Zeit können keine neuen Ereignisse registriert werden, es entsteht eine gewisse Totzeit. Bei einer typischen Triggerrate von 5 Hertz beträgt die Totzeit etwa 25 %.

Nach dem Auslesen der Elektronik werden sämtliche elektronische Komponenten zurückgesetzt und die Registrierung eines weiteren Ereignisses kann beginnen.

Die in die PDP eingelesenen Daten werden in ein Datenfeld - das Ereigniswort - eingefüllt. Das Ereigniswort enthält auch allgemeine Information, wie zum Beispiel Datum und Uhrzeit des Ereignisses, die Strahlenergie, und eine fortlaufende Run- und Ereignisnummer.

Die Ereignisse werden auf einer großen Magnetplatte zwischengespeichert und im Normalfall sofort über eine Leitung ins DESY Rechenzentrum zu einer IBM - 3081 Maschine geschickt. Dort werden die Ereignisse wiederum auf eine große Magnetplatte geschrieben. Ist diese Platte zu etwa 2/3 voll, - was circa 30 000 Ereignissen entspricht - startet automatisch ein Programm, das diese Ereignisse auf ein Magnetband kopiert. (DUMP - Programm)

Das DUMP - Programm startet weitere Programme, die entweder der Überwachung der Detektorfunktionen dienen oder vorläufige Datenanalysen durchführen.

Ein Überwachungs - Programm fertigt über den Zeitraum der obigen etwa 30 000 Ereignisse eine Trefferstatistik jeder

Detektorkomponente an. Dies ermöglicht eine einfache und schnelle Lokalisation von ausgefallenen Teilen.

Die vorläufigen Datenanalysen umfassen im wesentlichen folgende Selektionen:

- Ein Bhabha - Selektionsprogramm, mit dem die Großwinkel - Bhabha - Luminosität bestimmt wird.
- Ein vorläufiges Hadron - Selektionsprogramm zur schnellen R - Wert Bestimmung.
- Ein Programm, das alle DBM - Ereignisse auf separate Magnetbänder kopiert.

Während einer Neufüllung von DORIS - etwa jede Stunde - wird die Datennahme unterbrochen. Danach wird ein neuer "Run" mit aufsteigender Runnummer und mit eins beginnender Ereignisnummer gestartet. Jedes einzelne Ereignis kann durch diese beiden Nummern identifiziert werden.

Der Online - Rechner, die PDP, steuert neben der Auslese der Detektorkomponenten weitere Funktionen, die der Überwachung der Datennahme und der Detektorfunktionen dienen.

Einen schnell verfügbaren Wert für die Luminosität aus der Großwinkel - Bhabha - Streuung liefert ein einfaches Bhabha - Selektionsprogramm. Die Luminosität aus der Kleinwinkel - Bhabha - Streuung ist hingegen über Zähler ständig verfügbar.

Etwa alle zwei Minuten werden wichtige Versorgungsspannungen auf ihren Sollwert innerhalb erlaubter Toleranzen überprüft.

Zur ständigen Kontrolle der Detektorfunktionen wird vor allem das Flashersystem verwendet. Alle zehn Sekunden werden alle Photomultiplier einer Hemisphäre über Lichtleitfasern von einer Xenon - Blitzlampe beleuchtet. Diese Flasher - Ereignisse erzeugen ihren eigenen Trigger, werden ausgelesen und wie andere Ereignisse abgespeichert. Ein sofortiger Vergleich der Pulshöhen aller Kristalle mit erwarteten Werten ermöglicht die Entdeckung von defekten Teilen. Die Variation der Helligkeit der Blitzlampe durch Vor-

schalten von Filtern erlaubt die Durchführung von Linearitätstests.

Um aus den im Ereigniswort enthaltenen Pulshöhen die Energien oder Flugzeiten berechnen zu können, benötigt man für jede Nachweiskomponente eine Kalibrationskonstante, die sich selbstverständlich auch zeitlich ändern kann.

Zur Kalibration der NaJ(Tl) Kristalle, die hier kurz erläutert werden soll, wendet man drei verschiedene Methoden, die Eichpunkte bei unterschiedlichen Energien ergeben, an.

- 1.) Aufnahme der Kristallpulshöhen mit einer Cs - Quelle bei $E_\gamma = 662 \text{ keV}$.
- 2.) Aufnahme der Pulshöhen bei $E_\gamma = 8.13 \text{ MeV}$ mit γ -Quanten aus der Reaktion
$$p + {}^{19}\text{F} \rightarrow {}^{20}\text{Ne} \rightarrow \alpha + {}^{16}\text{O}^* \rightarrow \alpha + {}^{16}\text{O} + \gamma$$
mit Van de Graaff beschleunigten Protonen.
- 3.) Kalibration mit Bhabha gestreuten Elektronen und Positronen der Strahlenergie.

Zur Durchführung der ersten beiden Kalibrationsmethoden wird die "normale" Datennahme alle zwei Wochen für einige Stunden unterbrochen.

Für die Bhabha - Kalibration werden nur Ereignisse verwendet, die mindestens 70 % der Teilchenenergie in dem zu kalibrierenden Kristall deponierten. Für diese letztendlich gültige Bhabha - Eichung werden die Resultate der Cs - und der ${}^{16}\text{O}$ - Eichung als Startpunkte für ein iteratives Verfahren zur Gewinnung der Kalibrationskonstanten verwendet /31/.

Für jeden zwei - Wochenabschnitt wird ein Konstantenfile angelegt, der die Umrechnungsfaktoren von Pulshöhen zu Energien enthält.

5.3 Die OFFLINE - Datenaufbereitung

Die sofort nach der Datennahme auf den Rohdatenbändern gemachten Analysen können noch nicht mit der aktuellen Kalibration angefertigt werden. Für diese schnellen Analysen wird immer die letzte verfügbare Kalibration verwendet. Sobald nach einigen Wochen die jeweils aktuelle Kalibration zur Verfügung steht, werden die Daten produziert. Jedem Ereignis werden, zum Rohdatenblock mit den Pulshöhen aller Detektorkomponenten, verschiedene zusätzliche Blöcke angehängt, in die, mit Hilfe der Kalibrationskonstanten berechnete, physikalisch interessante Größen wie Flugzeiten und Energien geschrieben werden. Weiterhin werden die Anzahl und Richtungen von geladenen und neutralen Spuren festgestellt und mit Energien korreliert.

Dieses Verfahren ist sehr rechenzeitaufwendig. Daher werden, mangels Rechenzeit am DESY Rechenzentrum, die Rohdatenbänder per Luftfracht zum SLAC geschickt und nach der Produktion auf dem dortigen Großrechner werden Kopien der erstellten Bänder zurückgeschickt. Mit den produzierten Daten können jetzt detaillierte Analysen durchgeführt werden.

Die Datenaufbereitung umfaßt beim Crystal Ball Experiment verschiedene Einzelschritte, die in Tabelle 7 aufgeführt sind.

- | |
|---|
| <ol style="list-style-type: none">1.) Bestimmung aller Kristallenergien (ENERGY - Step)2.) Suche von zusammenhängenden Energieverteilungen (Connected Region - Step)3.) Suche nach Energiemaxima (BUMP - Step)4.) Suche nach geladenen Spuren in der Kammer (Charged Track - Step)5.) Korrelation von Spuren und Energien und Suche nach neutralen Spuren (ESORT - Step)6.) Flugzeitbestimmung der Spuren (TOF - Step) |
|---|

Tab. 7: Schritte bei der Datenproduktion

Im ersten Schritt werden die Energien aller Kristalle aus den Photomultiplier - Pulshöhen berechnet. Sie werden in einem separaten Datenfeld abgespeichert.

Dieses Datenfeld der Kristallenergien wird in den nächsten beiden Schritten gemäß der Crystal Ball Geometrie nach zusammenhängenden Energiedepositionen und lokalen Maxima der Energie durchsucht. Kristalle gehören so lange zur gleichen Region, als sie mit mindestens einer Seitenfläche an einen Kristall mit einer Energie $E \geq 10$ MeV angrenzen. Mit Hilfe eines empirisch festgelegten Schnittes an Energieverhältnissen von Nachbarkristallen wird entschieden, ob ein lokales Maximum der Energiedeposition vorliegt.⁺⁾ Solche Maxima, die auch "Bumps" genannt werden, bezeichnen im allgemeinen die Durchgangspunkte von Teilchen durch den Energiedetektor und definieren beim Crystal Ball die Spuren eines Ereignisses. Aus der Richtung des Kristalls, der ein lokales Maximum darstellt, kann bereits grob die Flugrichtung des jeweiligen Teilchens bestimmt werden. Die Anzahl und Nummern der Kristalle, die zu einer Region gehören beziehungsweise lokale Energiemaxima darstellen, werden vermerkt.

In den Drahtkammern werden in einem weiteren Schritt Spuren von geladenen Teilchen gesucht. Es wird versucht, durch die Treffer in den Kammern Geraden zu legen, die aus der Richtung des Wechselwirkungspunktes kommen. Gefundene Spuren werden zusammen mit ihren Richtungen in einem Datenfeld abgespeichert.

Der nächste Schritt (ESGRT - Schritt) dient vor allem einer Zuordnung von Teilchenspuren und -energien. Die in den Kammern gefundenen Spuren werden mit den Kristallen, die ein Energiemaximum darstellen und nahe oder auf der Kammerspur liegen, korreliert. Spuren, die zu keinem Energiemaximum korreliert werden können, ignoriert man in der weiteren

+) Fluktuationen der Energieverteilungen durch hadronisch wechselwirkende Teilchen will man nicht als lokale Maxima bezeichnen.

Analyse. Energiemaxima, die zu keiner geladenen Spur passen, werden als Durchgangspunkte von neutralen Teilchen angesehen, deren Flugrichtung nun näher bestimmt wird. Der Kristall mit dem Energiemaximum wird in 16 Teilmodule unterteilt und man versucht energieabhängige Schauerprofile möglichst gut an den gemessenen Schauer anzupassen. Das Teilmodul, das als Ursprung des am besten passenden Schauerprofils gefunden wird, liefert die Teilchenrichtung. Nun können für die geladenen als auch für die neutralen Spuren die gemessenen Energien näher bestimmt werden. Am häufigsten wird dafür die sogenannte E13 Energie verwendet. Dabei wird die Energie des Kristalls, durch den die Spur zeigt, beziehungsweise die Energie des Kristalls mit dem lokalen Maximum, die man auch als E1 Energie oder Bump Energie bezeichnet, und die Energien der zwölf umgebenden Nachbarkristalle aufaddiert. Alle Spuren werden zusammen mit ihren Energien und Richtungen abgespeichert.

Bei der Crystal Ball Geometrie sind im Mittel 98 % der Energie eines elektromagnetisch schauernden Teilchens in E13 enthalten (siehe auch Kapitel 2.3). Auf die restlichen zwei Prozent wird mit einer empirischen Formel abhängig vom Schauerprofil korrigiert.

Ähnlich der E13 Energie werden in der Analyse oft die E2, E3 und E4 Energien verwendet. Für die E4 Energie werden die E1 Energie und die Energien der drei nächsten Nachbarn aufaddiert, für die E2 beziehungsweise E3 Energien werden die Energien der zwei beziehungsweise drei höchstenergetischen Kristalle aus den E13 Kristallen aufaddiert. Diese Energiedefinitionen sind in Abbildung 25 gezeigt.

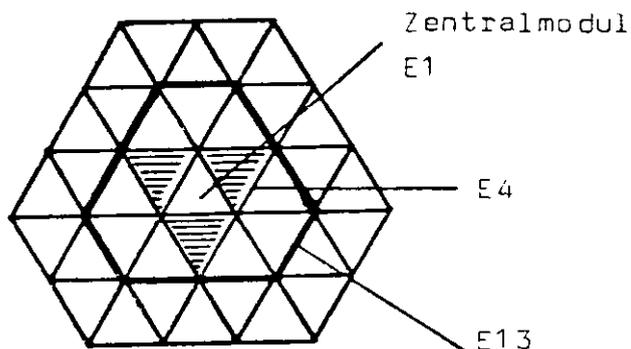


Abb. 25: Energiedefinitionen beim Crystal Ball Detektor

Verhältnisse dieser Energien liefern einen Eindruck vom Schauerprofil der jeweiligen Spur und ermöglichen so eine, selbstverständlich nur statistische, Unterscheidung von elektromagnetisch schauernden und nicht schauernden Teilchen.

Manchmal wird am Crystal Ball auch die Energie einer gesamten zusammenhängenden Region aus den dazu gehörigen Kristallenergien ermittelt und mit E13 verglichen. Ging nur ein Teilchen durch diese Region, so sollte diese Energie annähernd gleich der E13 Energie sein.

Im letzten Schritt werden die Flugzeiten der gefundenen Spuren ermittelt. Man bestimmt die Zeit zwischen dem Trigger-signal und dem Signal der Zähler, deren Uhren (TDC's) vom Trigger gestartet und beim Durchgang eines Teilchens angehalten werden. Auch diese Zeiten werden in einem dafür vorgesehenen Datenfeld abgespeichert.

Während der eben beschriebenen Produktion der Rohdaten geschieht auch bereits eine grobe Einteilung der Ereignisse nach ihrer physikalischen Herkunft. Anhand von Energie- und Topologiekriterien werden die Zuordnungsmöglichkeiten zu etwa 20 verschiedenen Ereignistypen geprüft /32/.

Entspricht das Ereignis einer Klasse, wird es entsprechend gekennzeichnet. Selbstverständlich kann ein Ereignis auch mehreren Klassen zugeordnet werden. Diese Aufteilung erleichtert die spätere Selektion. Von den Ereignissen, die keinem der gesuchten Typen entsprechen, wird nur jedes zehnte auf das Produktionsband geschrieben. Das spart einerseits Magnetbänder, andererseits sind immer noch Untergrundabschätzungen möglich.

Vier Typen der oben genannten Ereignisklassen werden sofort bei der Produktion auf die "Spezial - Bänder" - das sind Bänder mit speziellen Ereignissen - geschrieben. Diese vier Klassen beinhalten die als hadronische Ereignisse und als Übergangs - Ereignisse gekennzeichneten Daten .

Tabelle 8 zeigt die auf die Spezial - Bänder kopierten Ereigniskandidaten.

- Hadronische Ereignisse
- Kaskaden - Übergangereignisse des Typs $\gamma l^+ l^-$ ($l=e, \mu$)
- Hadronische Übergangereignisse des Typs $\pi^0 \pi^0 l^+ l^-$ ($l=e, \mu$)
- Hadronische Übergangereignisse des Typs $\pi^+ \pi^- e^+ e^-$

Tab. 8: Ereigniskandidaten auf den Spezial - Bändern

Die vorliegende Arbeit geht von diesen Spezial - Bändern aus und verwendet die dort erfolgte Ereignisvorauswahl. Auf die Kriterien dieser Einteilung wird im nächsten Kapitel teilweise eingegangen.

6. Die Datenanalyse

Das Ziel dieser Arbeit ist die Suche nach neutralen hadronischen Übergängen zwischen dem $Y(2S)$ Meson und dem $Y(1S)$ Meson. Neben dem am häufigsten vorkommenden $\pi^0\pi^0$ Übergang erwartet man auch den Übergang durch Aussendung eines η - Mesons. Weiterhin wird nach dem, im Charmonium experimentell gefundenen, isospinverbotenen Übergang durch Aussendung eines einzelnen π^0 - Mesons gesucht. Aufgrund der kurzen Lebensdauer des π^0 - Mesons und des η - Mesons werden im Detektor nur die Zerfallsprodukte der jeweiligen Mesonen nachgewiesen. Auf die Zwischenzustände muß durch kinematische Rekonstruktion geschlossen werden.

Das π^0 - Meson zerfällt zu 98.8 % in zwei Photonen und wir werden uns bei diesem auf den 2γ Endzustand beschränken. Das η - Meson besitzt folgende Hauptzerfallskanäle /13/:

- 1.) $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ (39.0 %)
- 2.) $\eta \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ (31.8 %); $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ (98.8 %)
- 3.) $\eta \rightarrow \pi^0\pi^+\pi^-$ (23.7 %)

Tab. 9: Hauptzerfallskanäle des η - Mesons mit ihren Verzweigungsverhältnissen

In der vorliegenden Analyse von neutralen Übergängen wollen wir auch nur neutrale Endzustände betrachten und werden für den η - Übergang nach den beiden ersten Zerfällen suchen. Das hat den Vorteil, daß neben den Teilchenrichtungen auch die -energien gemessen werden, was eine wirkungsvolle Untergrundtrennung ermöglicht.

Beim Zerfall des $Y(1S)$ Mesons beschränken wir uns in dieser exklusiven Analyse auf die leptonischen Zerfallskanäle $Y \rightarrow e^+e^-$ und $Y \rightarrow \mu^+\mu^-$, die im Detektor gut zu identifizieren sind.

Die Analyse wird also folgende Endzustände erfassen:

- 1.) ~~8888~~ 1^+1^- aus dem Übergang $Y' \rightarrow \pi^0 \pi^0 Y$ (Multiplizität: 6)
- 2.) ~~88~~ 1^+1^- aus dem Übergang $Y' \rightarrow \eta Y$ (Multiplizität: 4)
- 3.) ~~888888~~ 1^+1^- aus dem Übergang $Y' \rightarrow \eta Y$ (Multiplizität: 8)
- 4.) ~~88~~ 1^+1^- aus dem Übergang $Y' \rightarrow \pi^0 Y$ (Multiplizität: 4)

Tab. 10: Endzustände in der vorliegenden Analyse

Die Unterscheidung der Ereignisse nach den beiden leptoni-
schen Endzuständen ist sehr einfach über die "gesehene"
Gesamtenergie des jeweiligen Ereignisses möglich. Das
Elektron und Positron aus dem Zerfall des Y Mesons deponieren
durch elektromagnetische Schauerbildung annähernd ihre ge-
samte Energie im Detektor ebenso wie die vom Übergang
stammenden Photonen. Für diese Ereignisse wird praktisch
die doppelte Strahlenergie als Gesamtenergie gemessen.
Für Übergangereignisse mit Muonen im Endzustand erwartet
man dagegen von den Muonen eine mittlere Energie von circa
 2×220 MeV, was zusammen mit den Photonen aus dem Übergang
etwa 1 GeV als Gesamtenergie ergibt.
Die beiden Leptonen werden wegen der geringen Geschwindig-
keit des $Y(1S)$ Mesons auch im Laborsystem annähernd kol-
linear zerfallen (siehe auch Anhang 10.6).

Die weitere Selektion geht von den in Kapitel 5.3 vorge-
stellten Spezial - Bändern aus⁺⁾ .

Bei deren Erstellung wurden bei den Übergangereignissen
die Schnitte der Tabelle 11 zur Definition der jeweiligen
Ereignisklasse verwendet.

Um Untergrundanalysen zu vereinfachen wurden diese Ereignis-
klassen auch für Ereignisse, die nicht bei der $Y(2S)$ Energie
genommen wurden, definiert.

+) Der Endzustand 3.) aus Tabelle 10 wurde unter den als
 $\pi^0 \pi^0$ definierten Ereignissen gesucht, da für diese
bis zu neun Spuren zugelassen waren und vier Photonen
insgesamt nur 160 MeV Mindestenergie haben mußten.

a) Vorselektion der $Y' \rightarrow \pi^0 \pi^0 Y \rightarrow \mu\mu l^+ l^-$ ($l=e, \mu$) Ereignisse

1.) Anzahl der Spuren innerhalb $|\cos \theta| \leq 0.92$: 6 bis 9

2.) Energiesumme aller Spuren:

für $e^+ e^- \mu\mu$ Ereignisse: 8000 MeV bis 12000 MeV

für $\mu^+ \mu^- \mu\mu$ Ereignisse: 600 MeV bis 1300 MeV

3.) Forderungen an die Leptonen Kandidaten:

zwei Spuren mit:

für $e^+ e^- \mu\mu$ Ereignisse: $3500 \text{ MeV} \leq E_{13} \leq 6200 \text{ MeV}$ und
 $\cos \vartheta(1_1, 1_2) \leq -0.70$

für $\mu^+ \mu^- \mu\mu$ Ereignisse: $140 \text{ MeV} \leq E_{13} \leq 350 \text{ MeV}$ und
 $\cos \vartheta(1_1, 1_2) \leq -0.70$ und
 $E_4/E_{13}(1_1, 1_2) \geq 0.96$

4.) Forderungen an Photonen Kandidaten:

mindestens vier Spuren mit der Energiesumme:

$$160 \text{ MeV} \leq \sum_1^4 E(\gamma) \leq 750 \text{ MeV}$$

b) Vorselektion der $Y' \rightarrow \mu\mu Y \rightarrow \mu\mu l^+ l^-$ ($l=e, \mu$) Ereignisse

1.) Anzahl der Spuren innerhalb $|\cos \theta| \leq 0.92$: 4 bis 7

2.) wie in a)

3.) wie in a)

4.) Forderungen an Photonen Kandidaten:

mindestens zwei Spuren mit der Energiesumme:

$$350 \text{ MeV} \leq \sum_1^2 E(\gamma) \leq 750 \text{ MeV}$$

Tab. 11: Schnitte in der Vorselektion bei der Erstellung der Spezial - Bänder

Unter den vom Crystal Ball in den Jahren 1982 - 1984 etwa zehn Millionen aufgenommenen Ereignissen, beziehungsweise den daraus resultierenden 1.2 Millionen Ereignissen auf den Spezial - Bändern, befanden sich 154 426 Ereignisse, die mindestens einer der obigen beiden Klassen zugeordnet waren.

Diese Ereignisse wurden von den Spezial - Bändern kopiert und dabei nochmals teilweise produziert, ohne die Drahtkammerinformation zur Teilchenrichtungsdefinition zu

verwenden. Die Richtung der Teilchen wird dann allein durch den Schwerpunkt des Energieschauers im NaJ(Tl) definiert. Für neutrale Teilchen ist dies ohnehin die einzige Möglichkeit der Richtungsdefinition; für die geladenen Leptonen erreicht man eine Unabhängigkeit vom jeweiligen Zustand der Driftkammern. Die Kammerinformation wird nur noch zum "Tagging" verwendet, das heißt, es wird damit nur noch entschieden, ob eine Spur geladen oder neutral ist. Für solche Ereignisse kann nun der z - Vertex des jeweiligen Ereignisses, der durch die endliche Länge der Strahlbündel in DCRIS hervorgerufen wird, nicht mehr bestimmt werden. So setzt man den Vertex der reproduzierten Ereignisse immer auf $z = 0$.^{+))}

Bei der Suche nach Übergangseignissen beschränken wir uns zunächst auf Daten, die bei der $Y(2S)$ Energie genommen wurden. Daten aus Energiescans werden wegen unterschiedlicher Triggerbedingungen nicht verwendet. Daten bei $Y(1S)$, $Y(4S)$ und Kontinuum - Energien werden später zur Untergrundbestimmung ausgewertet.

Im weiteren Verlauf der Analyse werden die verschiedenen Endzustände aus Tabelle 10 getrennt untersucht.

+) Vertexabweichungen in x und y sind wegen des geringen Strahldurchmessers von $d \lesssim 1$ mm zu vernachlässigen.

6.1 Die Selektion der Ereignisse $Y(2S) \rightarrow \pi^0 \pi^0 Y(1S) \rightarrow$
~~xxxx~~ $l^+ l^-$ ($l=e, \mu$)

Die von den Spezial - Bändern selektierten 154 426 Ereignisse enthalten 106 496 Ereignisse, die der $\pi^0 \pi^0$ Klasse zugeordnet sind. Diese teilen sich auf in 21 527 Ereignisse, die als $e^+ e^-$ ~~xxxx~~ und 84 969 Ereignisse, die als $\mu^+ \mu^-$ ~~xxxx~~ Kandidaten gekennzeichnet sind.

Aus Datennahmeperioden auf der $Y(2S)$ Energie stammen 13 093 beziehungsweise 55 542 Ereignisse, unter denen nun die gewünschten Zerfälle mit spezifischen Kriterien gesucht werden.

Die detaillierten Schnitte sind in Anhang 10.1 erläutert, hier wird nur auf die wichtigsten Selektionskriterien eingegangen.

- 1.) Die Gesamtenergie (das ist die Summe aller Kristallenergien) muß
für ee ~~xxxx~~ Kandidaten: $7000 \text{ MeV} \leq E_G \leq 12000 \text{ MeV}$ bzw.
für $\mu\mu$ ~~xxxx~~ Kandidaten: $700 \text{ MeV} \leq E_G \leq 1600 \text{ MeV}$
betragen.
Die Energiesumme der Endkappenkristalle darf 80 MeV nicht überschreiten.
- 2.) Die Anzahl der Spuren eines Ereignisses muß⁺⁾
 $6 \leq N_{Sp} \leq 8$ betragen.
Nicht mit Spuren korrelierte "Überschußenergie" muß
für ee ~~xxxx~~ Kandidaten: $E_{\bar{U}} \leq 500 \text{ MeV}$ bzw.
für $\mu\mu$ ~~xxxx~~ Kandidaten: $E_{\bar{U}} \leq 80 \text{ MeV}$ sein.
- 3.) Suche nach Leptonenspuren:
Zwei Spuren innerhalb $|\cos \theta| \leq 0.86$ und
für ee ~~xxxx~~ Kand.: Spurenergie: $3000 \text{ MeV} \leq E_1 \leq 6000 \text{ MeV}$
Kollinearität: $\cos \varphi_{(1,12)} \leq -0.90$
invariante Masse: $M_{ee} \leq 8000 \text{ MeV}$
für $\mu\mu$ ~~xxxx~~ Kand.: Spurenergie: $150 \text{ MeV} \leq E_1 \leq 330 \text{ MeV}$
Kollinearität: $\cos \varphi_{(1,12)} \leq -0.95$
zusätzliche Schnitte an Energieverhältnissen (Pattern cuts)

+) Spuren am Crystal Ball Detektor bezeichnen sowohl geladene als auch neutrale Spuren.

4.) Suche nach Photonen Kandidaten:

Vier Spuren innerhalb $|\cos \theta| \leq 0.92$, davon mindestens drei Spuren innerhalb $|\cos \theta| \leq 0.86$

Energien der Spuren: $20 \text{ MeV} \leq E_\gamma \leq 550 \text{ MeV}$, wobei für Spuren mit $|\cos \theta| > 0.86$: $50 \text{ MeV} \leq E_\gamma \leq 550 \text{ MeV}$
Schnitte an Energieverhältnissen (Pattern cuts, z.B. $E1/E4, E4/E13, \dots$)

5.) Schnitte, die die räumliche Trennung der Teilchen gewährleisten.

Separation der Photonen untereinander und von den Leptonen durch den Winkel: $\cos \vartheta_{ij} \leq 0.90$

Sind außer den Leptonen und Photonen noch zusätzliche getrennte Spuren vorhanden, dürfen sie zusammen höchstens eine Energie von $\sum E \leq 20 \text{ MeV}$ besitzen.

6.) Anforderung an die π^0 Rekonstruktion:

Für Ereignisse, die die bisherigen Selektionskriterien erfüllen, werden für alle Zweierkombinationen der vier Photonen die invarianten Massen gebildet nach der Beziehung

$$m_{\gamma_1 \gamma_2}^{\text{inv}} = (2 \cdot E_{\gamma_1} \cdot E_{\gamma_2} \cdot (1 - \cos \vartheta_{\gamma_1 \gamma_2}))^{1/2} \quad (6.1).$$

Diese werden, in Paaren gruppiert, in eine Korrelationsdarstellung eingetragen. Man hat für die Gruppierung von vier Photonen zu je zwei Paaren insgesamt drei Kombinationsmöglichkeiten. Für jedes Ereignis enthält die Darstellung somit drei Einträge.

In Abbildung 26 ist diese Korrelationsdarstellung $M_{\gamma_i \gamma_j} - M_{\gamma_k \gamma_l}$ für die $ee\gamma\gamma$ und $\mu\mu\gamma\gamma$ Kandidaten gezeigt. Man sieht deutlich eine Häufung um (M_{π^0}, M_{π^0}) , wobei $M_{\pi^0} = 135 \text{ MeV}$ die π^0 - Ruhmasse bezeichnet.

Die eingezeichneten Linien bei $M_{\gamma\gamma} = 110 \text{ MeV}$ und $M_{\gamma\gamma} = 160 \text{ MeV}$ grenzen ein Gebiet von $M_{\gamma\gamma}$ ein, das einer Breite von 6σ in der Auflösung der invarianten Masse entspricht.^{+))}

+) Aus Monte Carlo Studien ergibt sich für die $1^+1^-\pi^0\pi^0$ Ereignisse ein $\sigma(M_{\gamma\gamma}) \approx 8 \text{ MeV}$ (siehe auch Anhang 10.3).

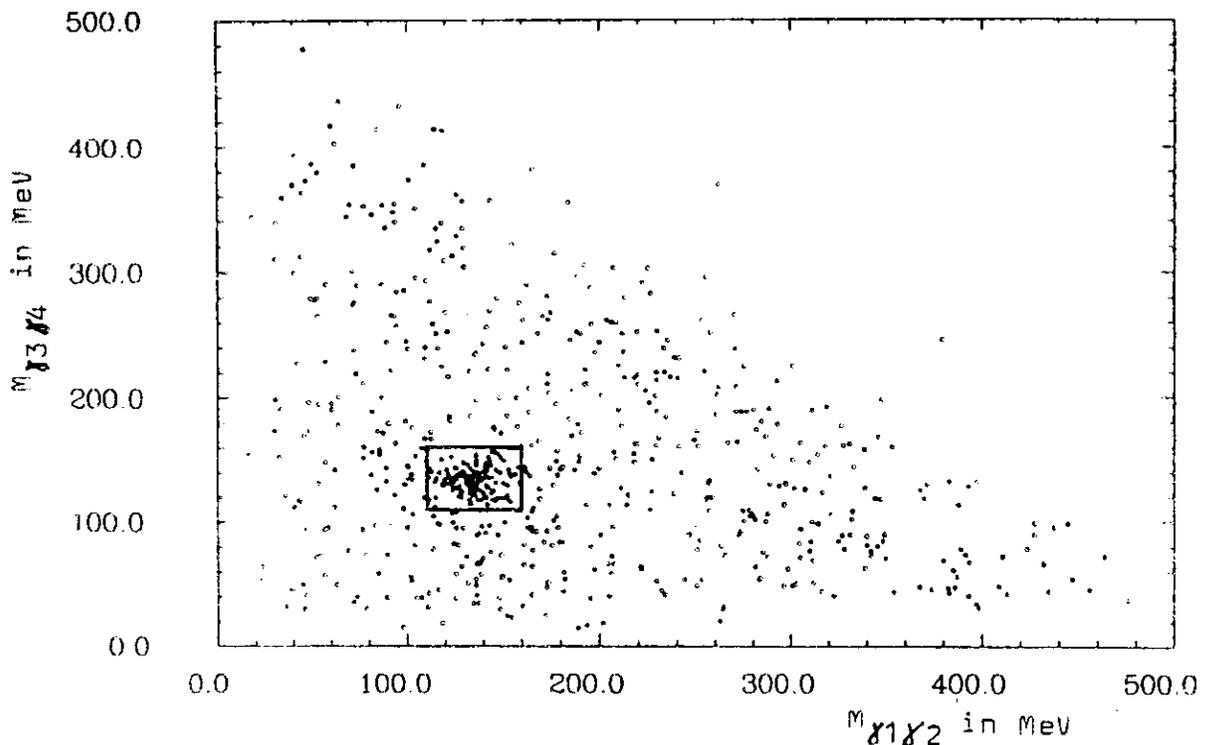


Abb. 26: Korrelationsdarstellung der invarianten Massen von je zwei Photonen $M_{\gamma_1\gamma_2}$ gegen $M_{\gamma_3\gamma_4}$ aus den ee und $\mu\mu$ Kandidaten. Das Fenster um $110 \text{ MeV} \leq M_{\gamma_1\gamma_2} \leq 160 \text{ MeV}$ zeigt den Schnitt bei der Selektion.

Nur Ereignisse, die wenigstens eine Kombination von $(M_{\gamma_1\gamma_2} - M_{\gamma_3\gamma_4})$ in dem eingezeichneten Bereich der Abbildung 26 haben, werden akzeptiert. Die verbleibende Anzahl von Ereignissen besteht in 84 ee und 82 $\mu\mu$ Kandidaten.

7.) Anforderung an die gemessene Massendifferenz:

Wahre Ereignisse besitzen die Eigenschaft, daß die aus den vier Photonen bestimmte Massendifferenz $\widetilde{\Delta M}$ mit der Massendifferenz $\Delta M := M(Y') - M(Y)$ von Y' und Y Zustand übereinstimmt.

Die Massendifferenz $\widetilde{\Delta M}$ erhält man aus

$$\widetilde{\Delta M} = \left(p_Y^2 + \sum_1^4 p_{\gamma_i}^2 \right)^{1/2} - m_Y + \sum_1^4 E_{\gamma_i} \quad (6.2)$$

Die Verteilung von $\widetilde{\Delta M}$ ist in Abbildung 27 für die ee und $\mu\mu$ Kandidaten gezeigt.

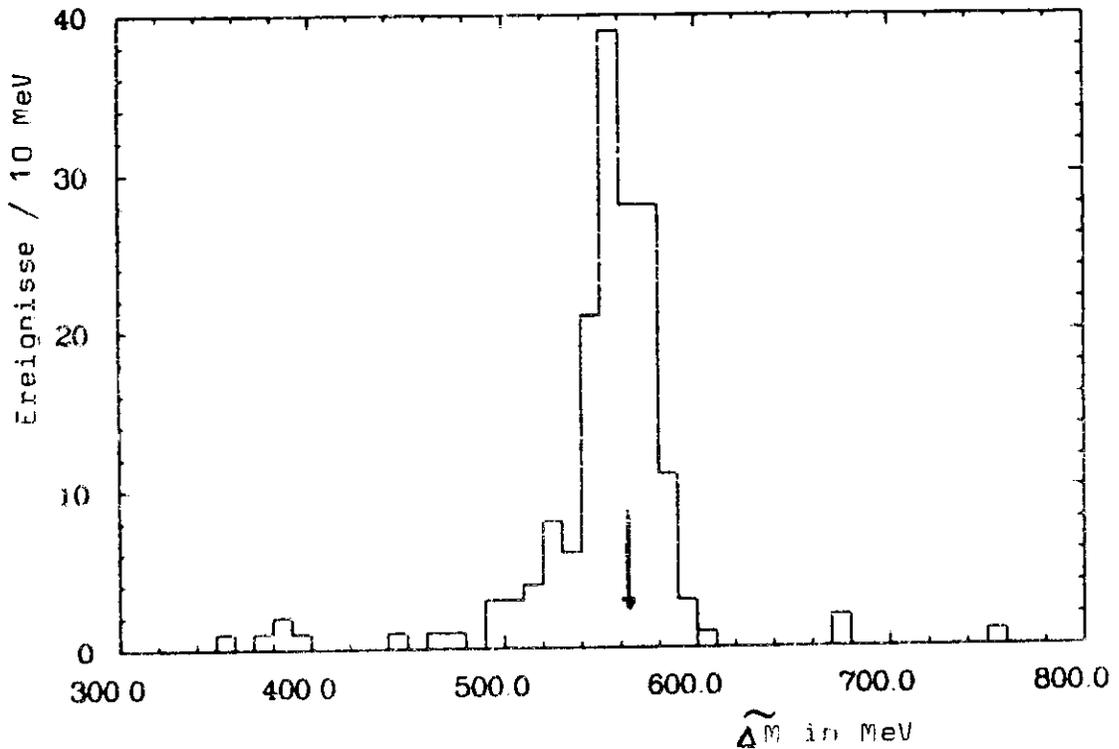


Abb. 27: Verteilung der gemessenen Massendifferenz ΔM für die $e e \pi \pi$ und $\mu \mu \pi \pi$ Kandidaten nach der Selektion. Der Pfeil zeigt auf den erwarteten Wert von $\Delta M = 563$ MeV.

Wie für Übergangereignisse erwartet, zeigt die Verteilung ihr Maximum bei der Massendifferenz ΔM . Man erkennt außerhalb der in etwa gaußförmigen Verteilung einige Ereignisse, die aus Untergrundreaktionen stammen müssen.

8.) Kinematischer Fit.

Die nach den bisherigen Schnitten noch übrigen 84 $e e \pi \pi$ und 82 $\mu \mu \pi \pi$ Kandidaten werden nun kinematisch gefittet. Für jedes Ereignis wird dabei die Energie- und Impulserhaltung - eventuell auch unter Einbeziehung von Zwischenzuständen - überprüft.

Dem Fit werden die gemessenen Richtungen aller Teilchen und die gemessenen Energien der Photonen eingegeben. Die Energien der Leptonen werden als freie

Parameter im Fit behandelt^{+) .}

Als zusätzliche Bedingungen werden verlangt, daß die Photonen aus dem Zerfall von zwei neutralen Pionen stammen und daß die aus den vier Photonen ermittelte Massendifferenz $\widetilde{\Delta M}$ der Massendifferenz ΔM von Y' und Y Zustand gleich ist.

Unter diesen Voraussetzungen erhält man sowohl für die ee als auch für die $\mu\mu$ Ereignisse einen Fit mit fünf Zwangsbedingungen (5C - Fit; C = Constraint).⁺⁺⁾ Details zum Fit sind in Anhang 10.4 näher erläutert. Ebenfalls dort aufgeführt sind die im Fit verwendeten Meßfehler.

Die Erfüllung der im Fit geforderten Bedingungen drückt sich für ein Ereignis im Confidence Level aus. In Abbildung 28 a) und b) sind diese CL - Verteilungen für die ee und $\mu\mu$ Kandidaten gezeigt. Die Verteilung besitzt einen flachen Verlauf, wie man bei richtig angenommenen, gaußförmigen Meßfehlern erwartet. Bei sehr kleinen Werten des CL wird jedoch eine Häufung von Ereignissen beobachtet. Dahinter verbergen sich Ereignisse, die zwar durch die Selektion gelangen, aber kinematisch nicht mit der Hypothese von Ereignissen aus dem Übergang $Y' \rightarrow \pi^0 \pi^0 Y \rightarrow \mu\mu l^+ l^-$ verträglich sind.⁺⁺⁺⁾

+) Für Muonen sind die Energien nicht gemessen, für Elektronen würde die Eingabe der Energien wegen der kinematischen Verhältnisse $\Delta M \ll M_Y$ wenig bewirken. Da die gemessenen Elektronenenergien keine gaußförmige Energieverteilung zeigen, würde man aber Ereignisse mit niedrigen Energien verlieren. (Siehe Anhang 10.3)

++) Das bedeutet, daß das Gleichungssystem aus allen Energie- und Impulserhaltungsbedingungen 5-fach überbestimmt ist.

+++) Dies sind beispielsweise die Ereignisse mit zu niedrig gemessener Massendifferenz $\widetilde{\Delta M}$ aus Abbildung 27.

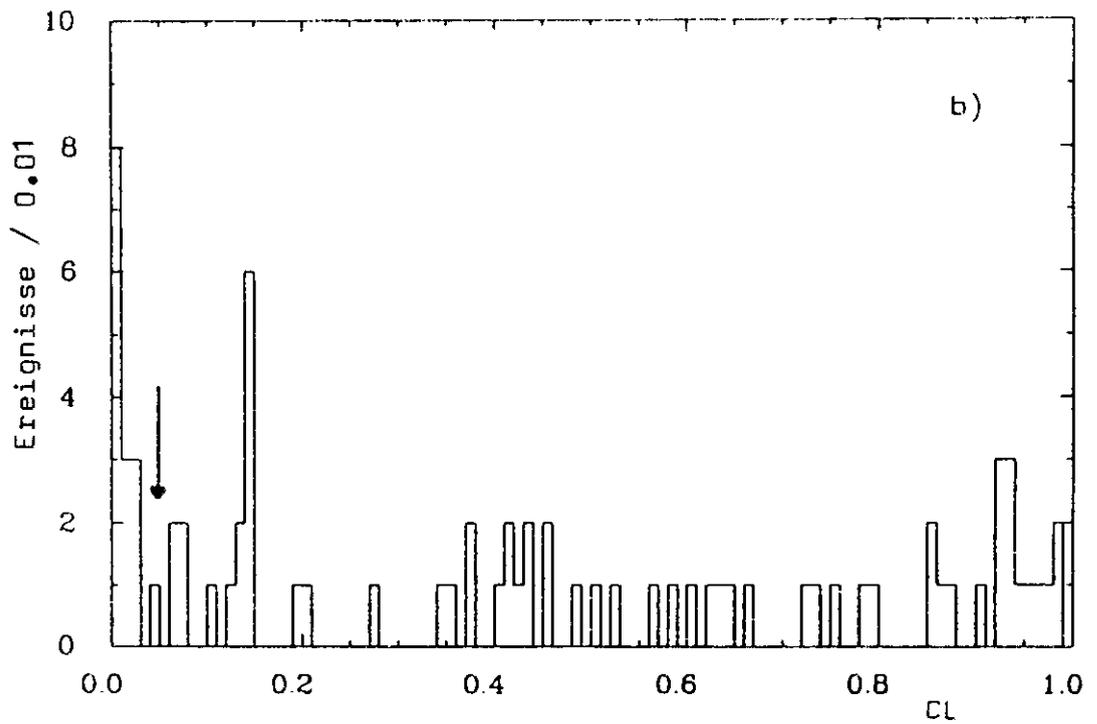
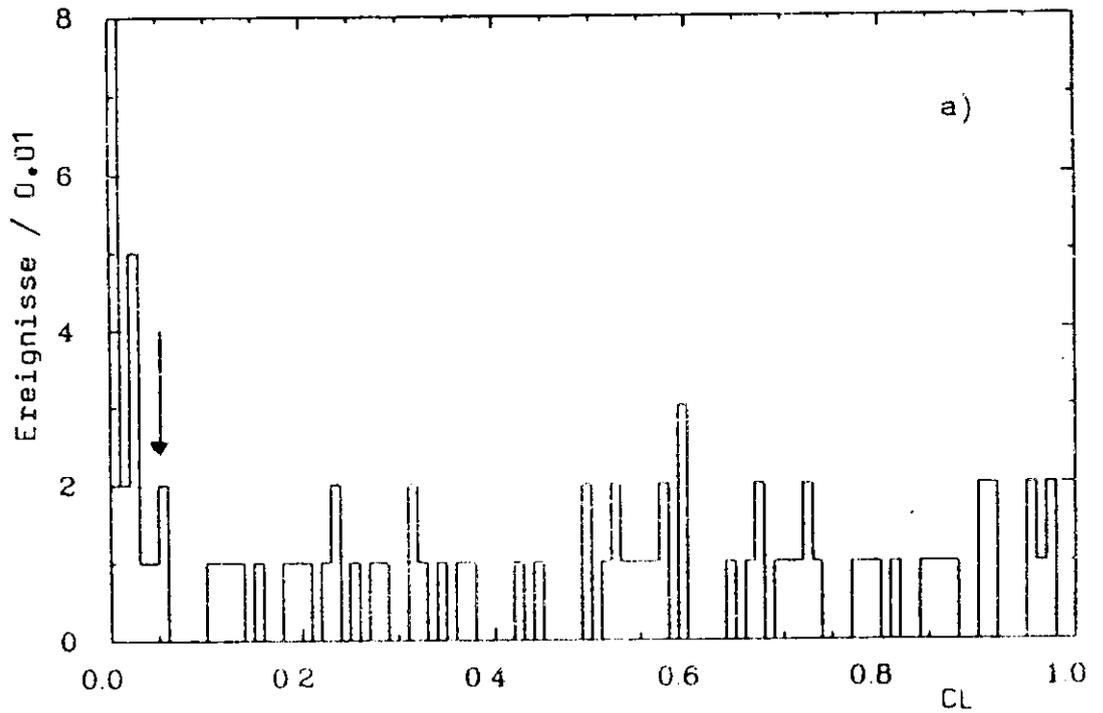


Abb. 28: Verteilung der Confidence Level CL des 5C - Fits für die a) ~~ee~~ - b) ~~μμ~~ Kandidaten. Der Pfeil zeigt jeweils den Schnitt bei $CL \geq 5\%$.

Schließlich werden nur Ereignisse akzeptiert, die einen Confidence Level Wert von $CL \geq 5\%$ besitzen. Dies sind 65 ~~eepp~~ und 61 ~~μμpp~~ Ereignisse.

Zur späteren Berücksichtigung von Triggerakzeptanzen wird noch überprüft, ob alle Ereignisse einen der Trigger 1.) - 3.) der Tabelle 6 erfüllt haben. Für alle obigen Ereignisse ist dies der Fall.⁺)

Die Leptonen der $\pi\pi$ Übergangereignisse sollten aufgrund der am DORIS bei $\Upsilon(2S)$ Energien beobachteten transversalen Strahlpolarisation eine charakteristische Winkelverteilung nach (3.16) aufweisen.

Abbildung 29 zeigt die ϕ - Verteilung der Leptonen aus den oben selektierten 65 ~~eepp~~ und 61 ~~μμpp~~ Ereignissen.

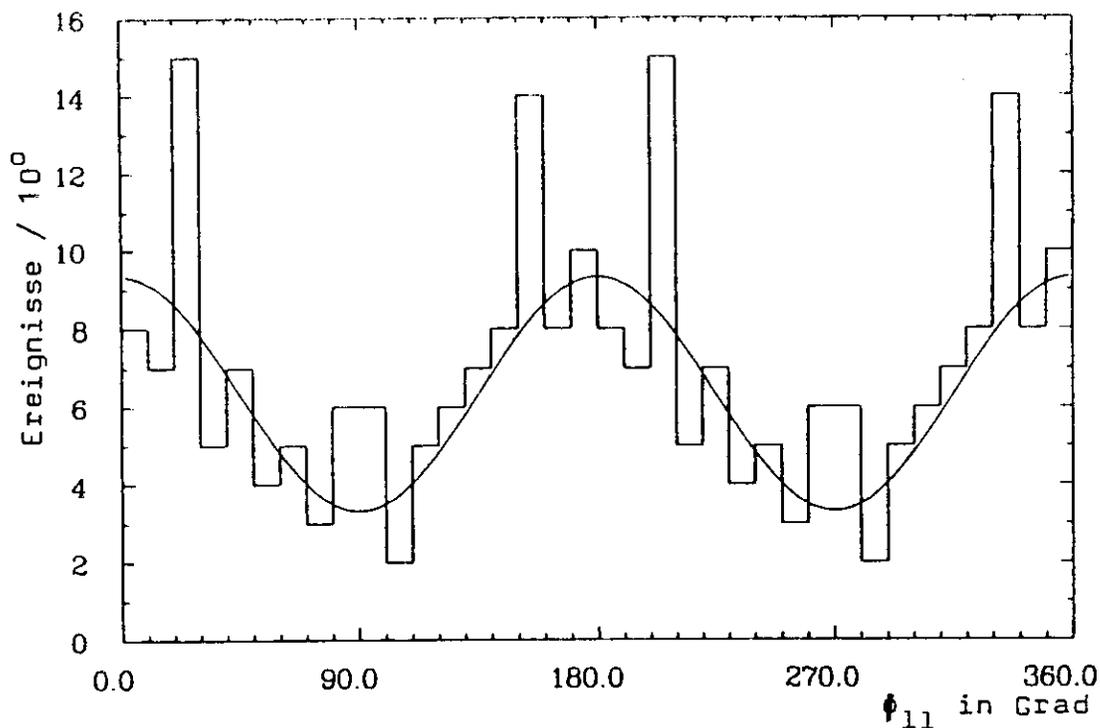


Abb. 29: Verteilung des Azimutwinkels ϕ_{11} der beiden Leptonen aus den $\pi^0\pi^0l^+l^-$ Ereignissen im Ruhssystem des $\Upsilon(1S)$ Mesons. Die durchgezogene Linie zeigt einen Fit mit der Beziehung (3.16).

⁺) ~~eepp~~ Ereignisse sollten u.a. den ETOT - Trigger, ~~μμpp~~ Ereignisse sollten den μ - pair- oder TOPO 20 - Trigger setzen.

Ein Fit dieser Verteilung mit der Beziehung (3.16) ergibt ein $P_T = 0,88 \pm 0,10$. Dies ist mit einem durch andere Methoden (zum Beispiel: $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$) gemessenen Polarisationsgrad von $P_T = (0,70 - 0,80)$ verträglich.

Für die oben vorgestellten 65 ~~ee~~ und 61 ~~$\mu\mu$~~ Ereignisse ist dieser Wert ein deutlicher Hinweis, daß die selektierten Daten keinen wesentlichen Untergrund mehr enthalten.

Die Verteilung der invarianten Photonenmassen $M_{\gamma\gamma}$ und der Massendifferenz $\tilde{\Delta}M$ der hier gefundenen Ereignisse ist in Anhang 10.3 gezeigt.

6.2 Untergrund zum $\pi^0\pi^0 1^+1^-$ Übergang

In der $\widetilde{\Delta M}$ - Verteilung der Abbildung 27 zeigen sich in diesem Stadium der Analyse einige Ereignisse, die außerhalb der erwarteten Verteilung von $\widetilde{\Delta M}$ liegen⁺⁾ und somit nicht aus dem gesuchten Übergang stammen können.

Es bleibt also abzuschätzen, wie viele Untergrundereignisse sich nach dem 5C - Fit noch in dem Ereignissample befinden. Dazu werden die in der Abbildung 27 enthaltenen 84 ee und 82 $\mu\mu$ Ereignisse einem 2C - Fit unterworfen. Dieser fordert nur noch die Energie- und Impulserhaltung für das Ereignis.⁺⁺⁾

Diesen Fit könnten also durchaus auch Ereignisse, die nicht vom $\pi^0\pi^0$ Übergang stammen, bestehen. Als eine Möglichkeit zur Untergrundabschätzung bietet sich die Analyse der Seitenbänder der $\widetilde{\Delta M}$ - Verteilung an.

Den 2C - Fit bestehen mit einem Confidence Level von mehr als fünf Prozent 80 ee und 72 $\mu\mu$ Ereignisse.

Abbildung 30 zeigt die mit den Photonen gemessene $\widetilde{\Delta M}$ - Verteilung der Ereignisse, die diesen 2C - Fit bestehen.

Man findet in den Seitenbändern

$370 \text{ MeV} \leq \widetilde{\Delta M} \leq 500 \text{ MeV}$ und

$620 \text{ MeV} \leq \widetilde{\Delta M} \leq 740 \text{ MeV}$ jeweils vier Ereignisse vom Typ ee und $\mu\mu$.

Da die Seitenbänder zusammen etwa die doppelte Größe der Signalregion besitzen, ergibt sich ein abzuziehender Untergrund von je zwei Ereignissen in jedem Kanal.

Nach der Subtraktion erhalten wir aus dem 2C - Fit

78 ee und 70 $\mu\mu$ Ereignisse.

+) Die Auflösung in $\widetilde{\Delta M}$ wurde mit MC - Ereignissen zu $\sigma(\widetilde{\Delta M}) = 16 \text{ MeV}$ bestimmt (siehe Anhang 10.3).

++) Leptonenenergien werden als freie Parameter behandelt. Die Photonen werden nicht mehr auf die Zwischenzustände $M_{\gamma_i\gamma_j} = M_{\pi^0}$ und $\widetilde{\Delta M} = \Delta M$ festgelegt.

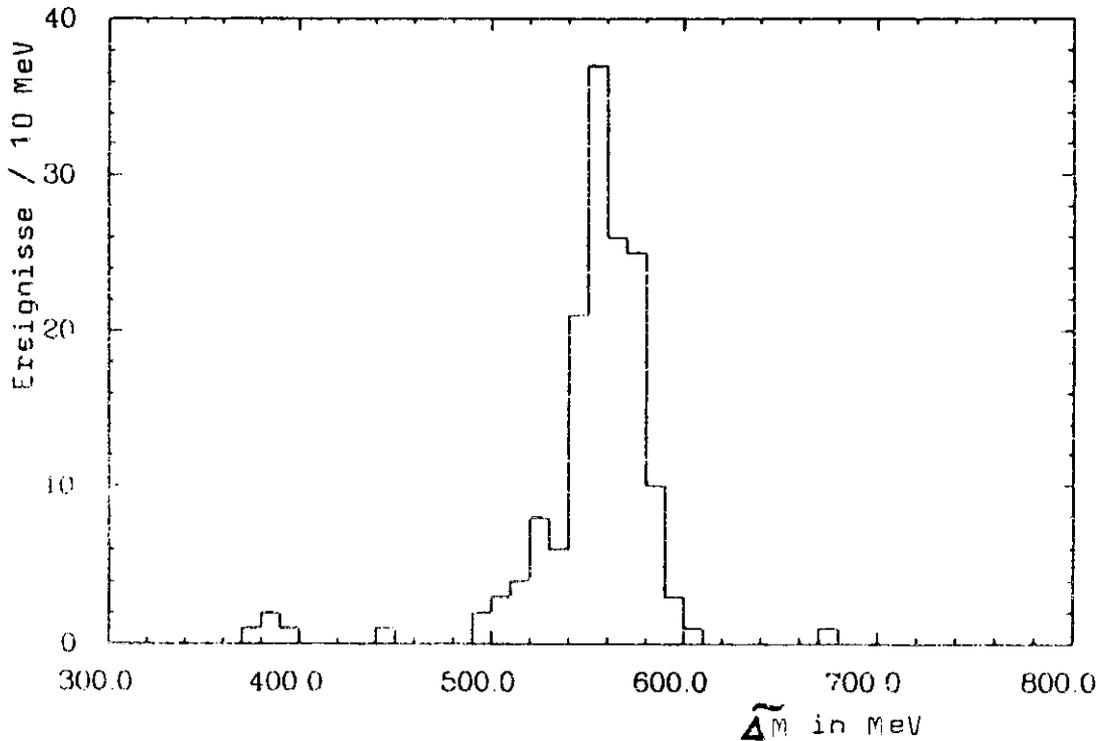


Abb. 30: Verteilung der gemessenen Massendifferenz ΔM für die $e\bar{e}$ und $\mu\bar{\mu}$ Kandidaten aus dem 2C - Fit.

Selbst nach Abzug des Untergrunds ergeben sich also aus dem 2C - Fit erheblich mehr Ereignisse als aus dem 5C - Fit. Ursache hierfür sind in erster Linie die unterschiedlichen Fitakzeptanzen. Wir schließen aus dem vorliegenden Vergleich auf ein weitgehend untergrundfreies Ereignissample nach dem 5C - Fit.

Eine weitere Möglichkeit nach Untergrundereignissen zu suchen bietet die Analyse der Y(1S) und Y(4S) Daten. Die gleiche, oben beschriebene Selektion liefert nach dem 5C - Fit und dem 5 % CL - Schnitt kein $e\bar{e}$, jedoch ein $\mu\bar{\mu}$ Ereignis, das bei der Y(1S) Energie genommen wurde. Aus Tabelle 4 ergibt sich ein etwa gleiches Verhältnis der Luminositäten von Y(2S) zu Y(1S)+Y(4S) Daten. Aus dieser Analyse erhält man, bezogen auf die Luminosität, keinen Untergrundbeitrag im $e\bar{e}$ Kanal und circa ein Untergrundereignis im $\mu\bar{\mu}$ Kanal.

Zum Untergrund für den $\pi^0\pi^0$ Kanal können QED - Ereignisse zusammen mit zusätzlicher Energie und hadronische Ereignisse niedriger Multiplizität aus Resonanz- oder Kontinuumszerfällen beitragen.

Ein weiterer Untergrundbeitrag wären Ereignisse aus dem Zerfall $Y(2S) \rightarrow \pi^0\pi^0 Y(1S) \rightarrow \tau^+\tau^-$. Eine MC - Simulation zeigt, daß aus diesem Übergang bezogen auf die tatsächlichen $\pi^0\pi^0$ Zerfälle kein Beitrag im e^+e^- - und weniger als ein Ereignis im $\mu^+\mu^-$ Kanal für einen 50 - Ereignisfit zu erwarten sind.

Aufgrund dieser Untersuchungen ist es gerechtfertigt unser 50 - gefittetes Ereignissample als untergrundfrei anzusehen.

6.3 Die Selektion der Ereignisse $Y(2S) \rightarrow n Y(1S) \rightarrow \mu\mu l^+l^-$
($l=e, \mu$)

Für die Suche nach solchen Zerfällen werden ebenfalls die bereits oben erwähnten Spezial - Bänder benutzt. Darauf sind 84 145 Ereignisse als $\mu\mu$ Kandidaten gekennzeichnet, wovon 12 665 Ereignisse ein e^+e^- Paar und 71 480 Ereignisse ein $\mu^+\mu^-$ Paar im Endzustand aufweisen. Auf der $Y(2S)$ Energie liegen davon 7 000 e^+e^- und 45 579 $\mu\mu$ Ereignisse.

Die Kriterien für die Selektion sind im wesentlichen ähnlich zu den Schnitten 1.) - 5.) der Analyse der l^+l^- Ereignisse. Hauptunterschiede in der Selektion bestehen in der Anzahl der gesuchten Spuren und in der Raumwinkel - Akzeptanz der Leptonen und Photonen.

Im einzelnen sucht man nach Ereignissen mit

- 4 bis 6 Spuren
- Für die Leptonen wird jetzt ein Raumwinkel von $|\cos \theta| \leq 0.75$ gefordert.
- Für die Photonen wird ein Raumwinkel von $|\cos \theta| \leq 0.80$ und eine Energie von $50 \text{ MeV} \leq E_\gamma \leq 550 \text{ MeV}$ verlangt.
- Für die räumliche Trennung der Photonen untereinander wird ein Winkel von $\cos \theta_{\mu\mu} \leq 0.88$, zu den Leptonen wird ein Winkel von $\cos \theta_{\mu l} \leq 0.80$ gefordert.
- Zusätzlich zu den Forderungen bei der Selektion der l^+l^- Ereignisse muß hier mindestens eine der Photonen Spuren als neutral identifiziert sein (Details dazu siehe Anhang 10.1). Um die Ineffizienz durch in den Kammern konvertierte Photonen klein zu halten, darf eine der beiden Photonen Spuren in der Kammer als geladen identifiziert sein.

Nach der Selektion der $Y(2S)$ Daten bleiben 135 e^+e^- und 105 $\mu\mu$ Kandidaten übrig. Darunter sind vor allem Ereignisse aus den Photonenübergängen über die 1^3P_J ($J=1,2$) Zustände in den $Y(1S)$ Zustand enthalten.

Eine Eigenschaft dieser Ereignisse ist, daß die $\tilde{\Delta M}$ - Verteilung bei der Massendifferenz ΔM von Y' und Y Zustand ihr Maximum besitzt. Die $\tilde{\Delta M}$ - Verteilung der oben selektierten Ereignisse ist in Abbildung 31 gezeigt. Man erkennt, daß sich außerhalb der Erhöhung bei $\tilde{\Delta M} = \Delta M$, vor allem bei Werten von $\tilde{\Delta M} < \Delta M$ noch viele Ereignisse befinden, die nicht von einem Übergang $Y' \rightarrow \gamma\gamma Y$ herrühren können.

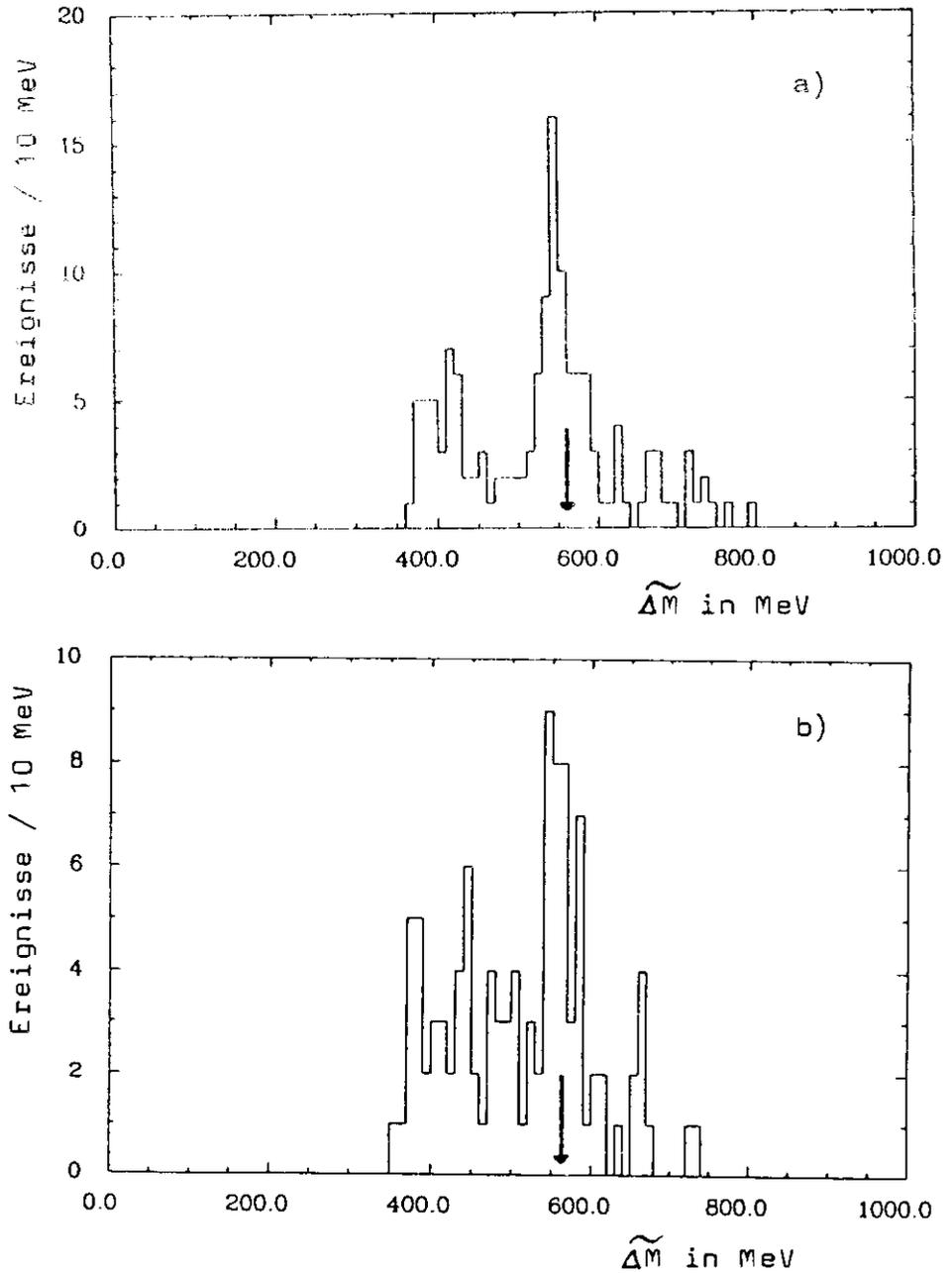


Abb. 31: Verteilung der gemessenen Massendifferenz $\tilde{\Delta M}$ für die a) ee und b) $\mu\mu$ Kandidaten nach der Selektion. Der Pfeil zeigt auf $\Delta M = 563$ MeV.

Dabei kann es sich vor allem um Ereignisse aus dem $\pi^0\pi^0$ Übergang handeln, wo zwei der vier Photonen auf irgendeine Weise verlorengehen.

Zur Demonstration ist in Abbildung 32 das $\widetilde{\Delta^M}$ Spektrum für $\pi^0\pi^0 1^+1^-$ MC - Ereignisse gezeigt, die wie $\delta\delta 1^+1^-$ Ereignisse selektiert wurden.

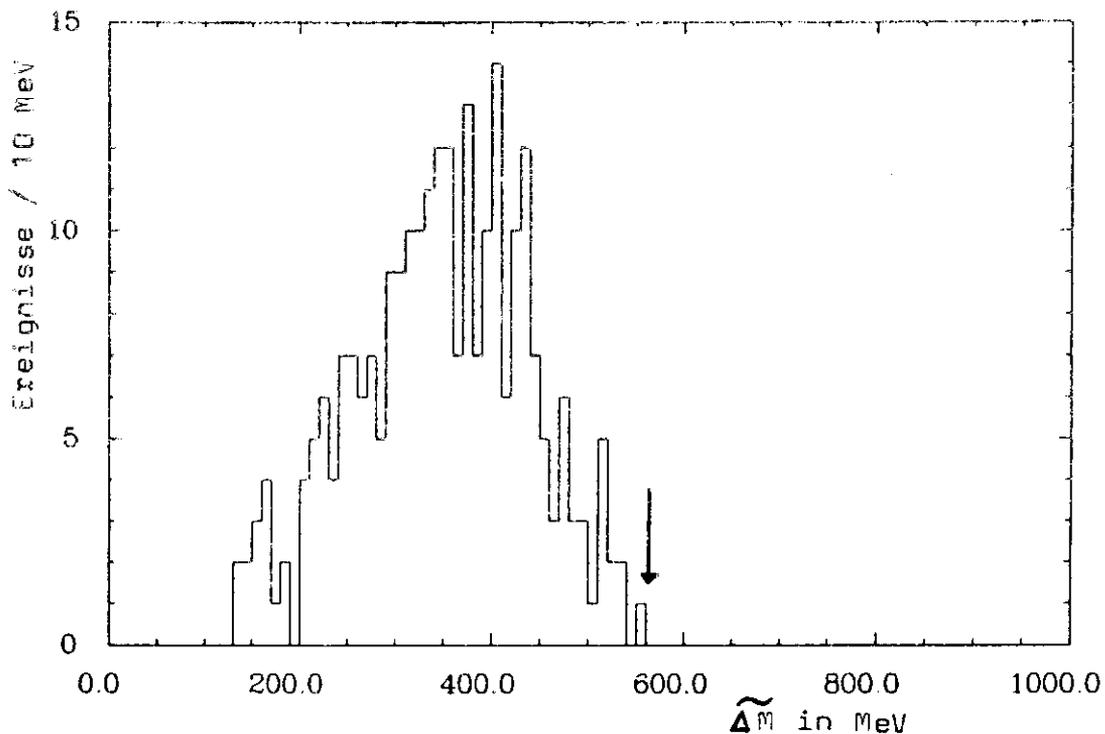


Abb. 32: Verteilung der gemessenen Massendifferenz $\widetilde{\Delta^M}$ für $\pi^0\pi^0 1^+1^-$ MC - Ereignisse nach der Selektion als $\delta\delta 1^+1^-$ Ereignisse. (Der Pfeil zeigt auf $\Delta^M=563$ MeV).

Auch Ereignisse aus dem $\pi^+\pi^-$ Übergang zeigen ein ähnliches $\widetilde{\Delta^M}$ Spektrum. Durch Ineffizienzen der Drahtkammern werden auch solche Ereignisse durch die bisherige Selektion nicht ausgesondert.

Um den Untergrund zu reduzieren werden die oben selektierten Daten einem 3C - Fit unterworfen. Neben Energie- und

Impulserhaltung wird die Bedingung $\tilde{\Delta M} = \Delta M(Y', Y)$ gefordert.⁺⁾ Wie bei den $1^+1^- \gamma\gamma$ werden nur solche Ereignisse akzeptiert, für die der CL $\geq 5\%$ ist.

Nach dem Fit und dem CL - Schnitt verbleiben 57 $e\gamma\gamma$ und 35 $\mu\mu\gamma\gamma$ Ereignisse.

Die gemessene Massendifferenz $\tilde{\Delta M}$ ist für diese Ereignisse in Abbildung 33 dargestellt.

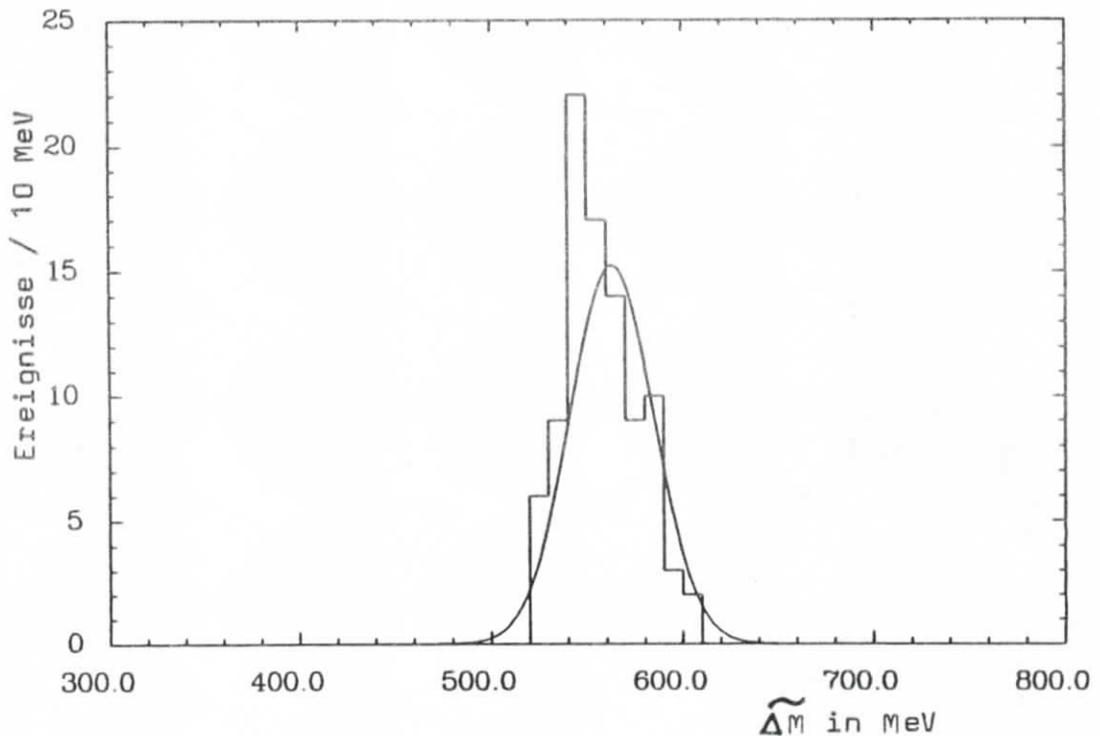


Abb. 33: Verteilung der gemessenen Massendifferenz $\tilde{\Delta M}$ für die $\gamma\gamma 1^+1^-$ Ereignisse nach dem 3C - Fit. Die durchgezogene Kurve zeigt einen Fit mit einer Gaußverteilung um $\Delta M = 563$ MeV.

Die Abbildungen 34 a) und b) zeigen eine Dalitz - Darstellung dieser Ereignisse mit den aus dem 3C - Fit erhaltenen Energien.

+) Elektronenenergien werden auch in diesem Fit als freie Parameter behandelt.

Jedes Ereignis hat zwei Einträge bei der invarianten Masse $M_{Y\gamma_1}$ beziehungsweise der invarianten Masse $M_{Y\gamma_2}$ gegen $M_{\gamma_1\gamma_2}$.

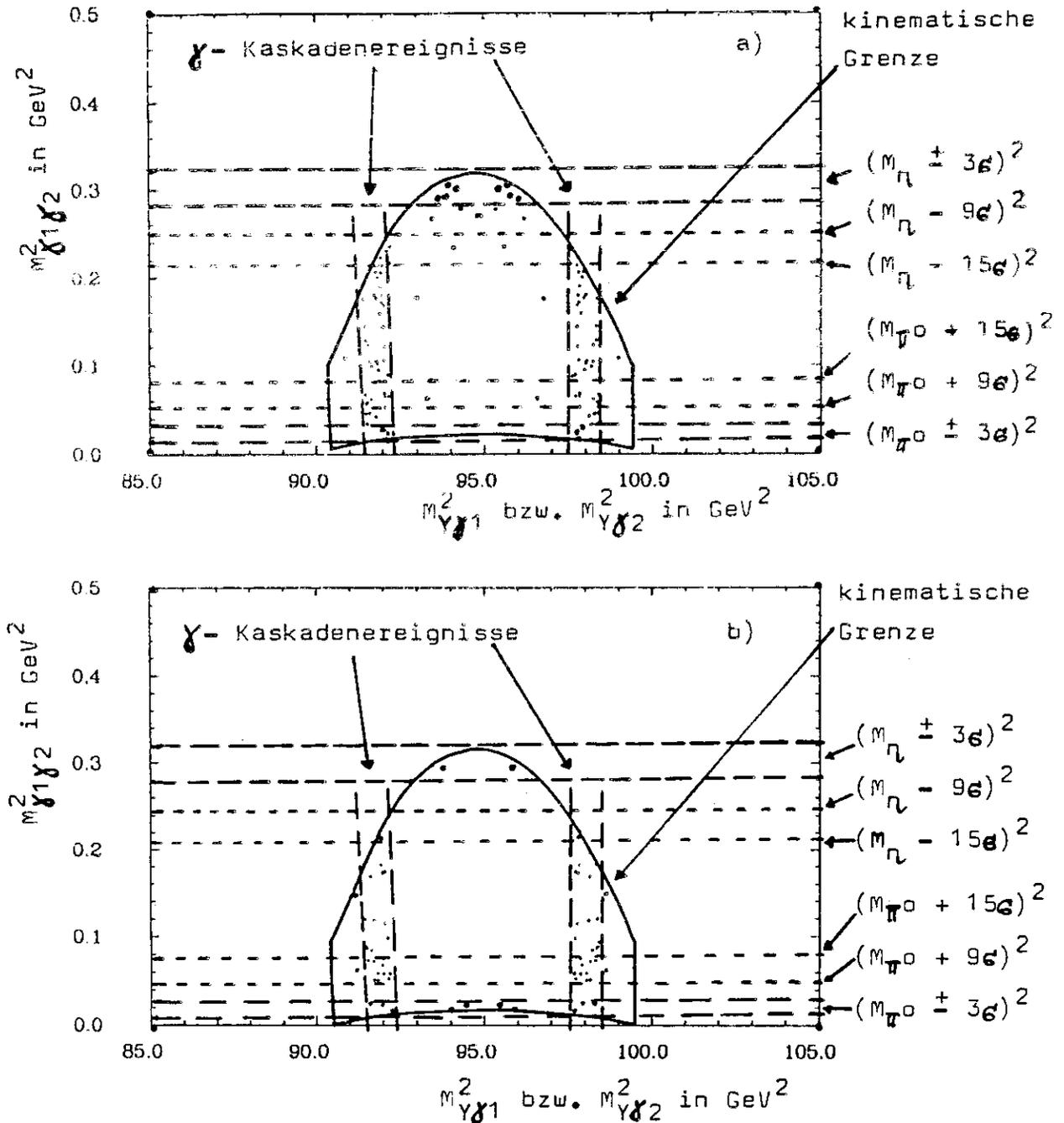


Abb. 34: Dalitz - Darstellung der invarianten Masse von $Y(1S)$ und Photon 1 $M_{Y\gamma_1}$ bzw. Photon 2 $M_{Y\gamma_2}$ gegen die invariante Masse der beiden Photonen $M_{\gamma_1\gamma_2}$ für die a) e^+e^- - und b) $\mu^+\mu^-$ Ereignisse nach dem 3C - Fit. Eingezeichnet sind die Gebiete, in denen spezielle Übergänge erwartet werden ebenso wie die kinematische Grenze für Photonen aus dem Übergang $Y' \rightarrow \gamma Y$.

Man sieht deutlich die vertikalen Bänder, die von den Kaskaden Ereignissen herrühren.⁺⁾ Zwischen diesen beiden Bändern sieht man bei hohen M_{α} -Massen acht $e\bar{e}$ und ein $\mu\bar{\mu}$ Ereignisse.

Zur weiteren Untersuchung werden die Ereignisse einem 4C - Fit unterworfen. Es wird zusätzlich zu der gemessenen Massendifferenz ΔM noch die invariante Masse der Photonen M_{α} als Constraint verwendet. Für den η - Übergang wird $M_{\alpha} = M_{\eta} = 549$ MeV verlangt.

Diesen 4C - Fit bestehen mit einem Confidence Level von $CL \geq 5\%$ vier Ereignisse des Typs $e\bar{e}$ und ein Ereignis des Typs $\mu\bar{\mu}$.

In Abbildung 34 sind das jeweils die Ereignisse mit den größten M_{α} Massen.

+) Die einhüllende Kurve zeigt die kinematischen Grenzen. Auf die horizontalen Linien wird in den nächsten Abschnitten eingegangen. Die vertikalen Linien zeigen 3 σ breite Fenster in der Photonen Energieauflösung um die Kaskaden - Bänder. ($\sigma(E) \approx 5$ MeV). Vom Crystal Ball wurden die Photonenenergien bei den P - Übergängen gemessen /33/:

$$E_{\gamma}(2^3S_1 \rightarrow 1^3P_2) \approx 110 \text{ MeV}$$

$$E_{\gamma}(2^3S_1 \rightarrow 1^3P_1) \approx 131 \text{ MeV}$$

$$E_{\gamma}(2^3S_1 \rightarrow 1^3P_0) \approx 164 \text{ MeV}$$

Für den 1^3P_0 Zustand erwartet man den Photonenübergang in den 1^3S_1 Zustand als so stark unterdrückt, daß kein solches Ereignis in unseren Daten zu erwarten ist.

Das Fenster um die Kaskadenereignisse schließt daher nur den 1^3P_2 und den 1^3P_1 Zustand mit ein.

6.4 Untergrund beim Übergang $Y(2S) \rightarrow \eta Y(1S) \rightarrow \gamma \gamma l^+ l^-$

Trägt man in die Dalitz - Darstellung von Abbildung 34 die mit Monte Carlo - Ereignissen bestimmten Massenauflösungen ein, so findet man innerhalb eines 3σ Fensters in der Auflösung um M_{η} , was durch die oberen beiden horizontalen Linien angedeutet wird, vier $e\gamma\gamma$ und ein $\mu\mu\gamma\gamma$ Ereignisse.^{+))} Dies sind auch genau die fünf Ereignisse, die den 4C - Fit bestehen. Geht man zu kleineren M_{η} - Massen und nimmt zwei weitere jeweils 6σ breite Bänder hinzu, findet man außerhalb der Kaskaden - Bänder nochmals drei und ein $e\gamma\gamma$ und kein $\mu\mu\gamma\gamma$ Ereignis. Man sieht auch, daß von den Kaskaden - Übergängen kein Untergrund zum η - Signal beitragen kann.⁺⁺⁾

Um die Art des oben gefundenen Untergrunds näher zu untersuchen wird die gleiche Selektion auf unseren $Y(1S)$ und $Y(4S)$ Daten durchgeführt. Dies sollte vor allem einen bei $e\gamma\gamma$ Ereignissen denkbaren Untergrund von zweifach radiativen Bhabha - Ereignissen aufzeigen.

Die nach der Selektion vorhandenen Ereignisse werden auf die gleiche Hypothese wie die $Y(2S)$ Ereignisse gefittet, wobei die gemessene Massendifferenz $\tilde{\Delta M} = \Delta M = 563$ MeV als Constraint für den Fit verwendet wird. Dies ist möglich, da die Leptonenenergien als freie Parameter in den Fit eingehen. Den 3C - Fit bestehen mit einem $CL \geq 5\%$ 18 $e\gamma\gamma$ und 3 $\mu\mu\gamma\gamma$ Ereignisse.

Bezüglich der Luminosität sind die verwendeten $Y(2S)$ und $Y(1S) + Y(4S)$ Datensamples etwa vergleichbar groß.

Abbildung 35 a) und b) zeigen die Dalitz - Darstellungen der gefundenen Ereignisse. Für den $e\gamma\gamma$ Kanal sieht man eine Häufung von Ereignissen an den kinematischen Grenzen. Qualitativ ist dies durch einen Photonenuntergrund mit der Wahrscheinlichkeit einer γ - Emission $P \propto 1/E_\gamma$ zu verstehen.

+) $\sigma(M_{\eta\gamma}) = 6$ MeV. (Siehe Anhang 10.3).

++) Die Kinematik (siehe Anhang 10.6) erlaubt beim Übergang $Y' \rightarrow \eta Y \rightarrow \gamma \gamma l^+ l^-$ Photonenenergien im Bereich von 220 MeV $\leq E_\gamma \leq 340$ MeV.

Dies deutet also auf zweifach radiative Bhabha - Ereignisse hin. Kein nennenswerter Untergrund ist dagegen im Bereich um das η - Signal zu sehen.

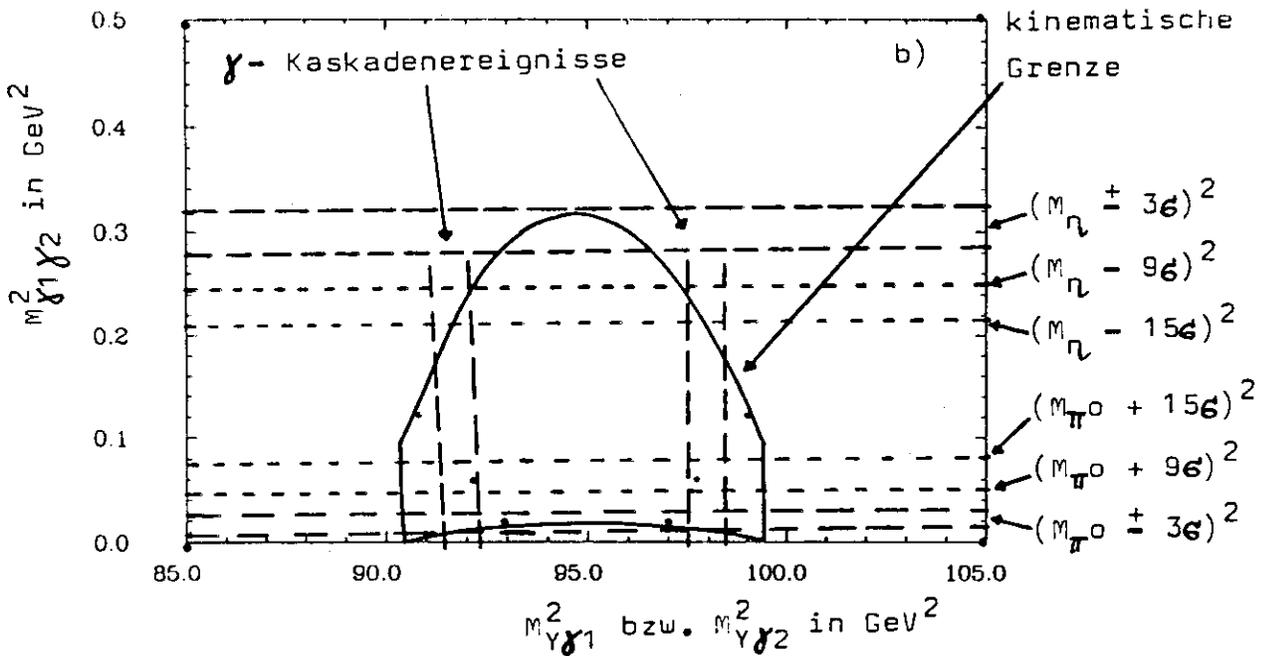
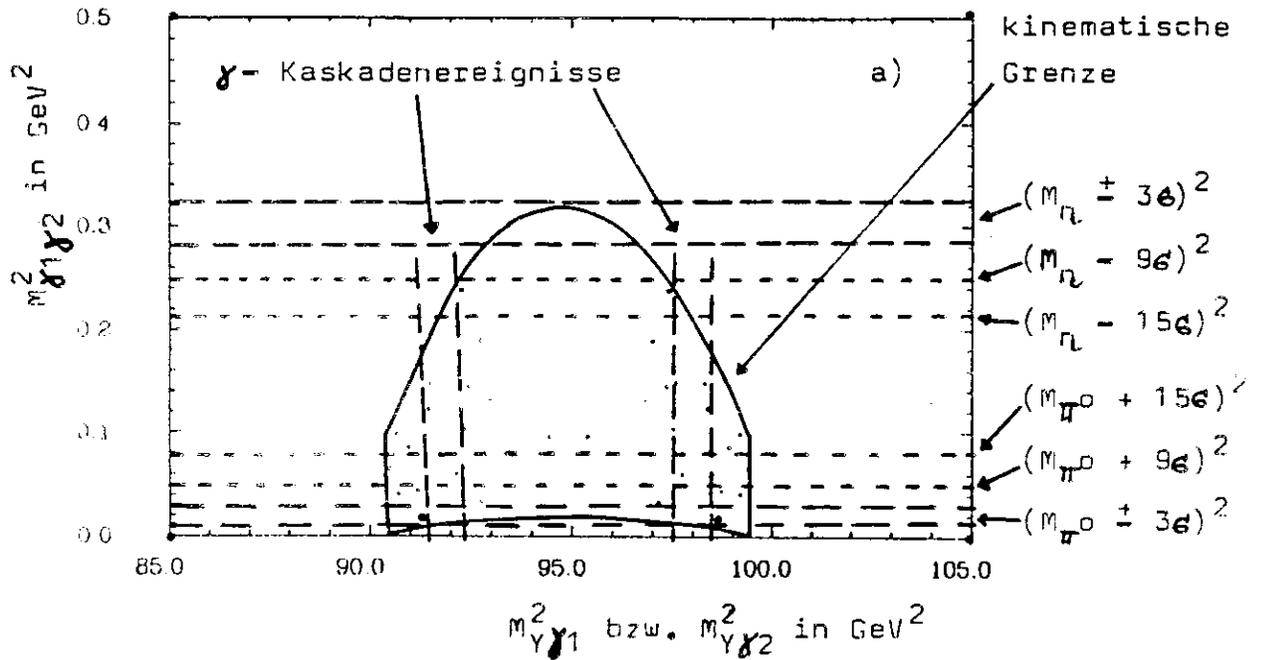


Abb. 35: Dalitz - Darstellung der invarianten Massen $M_{\gamma\gamma_1}$ bzw. $M_{\gamma\gamma_2}$ gegen $M_{\gamma_1\gamma_2}$ für die a) e^+e^- - und b) $\mu^+\mu^-$ Kandidaten des $Y(1S)+Y(4S)$ Datensamples nach dem 3C - Fit. Eingezeichnet ist die kinematische Grenze für Photonen aus einem Übergang $Y' \rightarrow \gamma\gamma Y$.

Es bleibt der Untergrund zu bestimmen, der durch $\Upsilon(2S)$ spezifische Ereignisse hervorgerufen wird.

Wie gezeigt, können Kaskaden - Ereignisse aus kinematischen Gründen nichts zu einem η - Signal beitragen.

Um den Beitrag von pionischen Übergangereignissen zu bestimmen, wurde die gleiche Selektion auf MC - Ereignissen des Typs $ee\pi^0\pi^0 \rightarrow ee\gamma\gamma$, $\mu\mu\pi^0\pi^0 \rightarrow \mu\mu\gamma\gamma$ und $\mu\mu\pi^+\pi^-$ durchgeführt. Die betrachteten MC - Ereignissamples entsprechen in allen Fällen einer etwa neun mal größeren Anzahl von $\pi\pi$ Übergangereignissen als in unseren Daten enthalten sind.

Aus dem $\pi^0\pi^0$ Übergang ergeben sich nach dem 3C - Fit mit einem CL $\approx 5\%$ drei $ee\gamma\gamma$ und ein $\mu\mu\gamma\gamma$ Ereignisse.

In Abbildung 36 a) und b) sind die kinematischen Größen dieser Ereignisse in eine Dalitz - Darstellung eingetragen.

Wir finden ein bis zwei $ee\gamma\gamma$ Ereignisse und kein $\mu\mu\gamma\gamma$ Ereignis in der Nähe des η - Signals. Eine Skalierung auf die Anzahl der zu unserem Datensample korrespondierenden $\pi^0\pi^0$ Ereignisse liefert für den $1\gamma\gamma$ Kanal einen Untergrundbeitrag von $N_U \approx 0.2$ Ereignissen.

Bei der Selektion auf dem $\mu\mu\pi^+\pi^-$ MC - Ereignissample wurde die Forderung nach mindestens einer neutralen Spur aufgegeben, um unabhängig von der Simulation der Drahtkammern zu sein. Die Selektion liefert nach dem 3C - Fit und dem CL - Schnitt von 5% vier $\mu\mu\gamma\gamma$ Kandidaten, davon ein Ereignis nahe dem η - Band. In der Dalitz - Darstellung der Abbildung 36 c) ist dies demonstriert.

Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Pion als neutral erkannt wird, ergibt sich aus der Ineffizienz der Drahtkammern.

Diese kann zum Beispiel mit Hilfe der Muonen aus dem $\mu\mu\pi^0\pi^0$ Datensample abgeschätzt werden. Es zeigt sich, daß etwa 10% der Muonen von den Kammern als neutral eingestuft werden. Deshalb wird die Ineffizienz der Kammern zu 10% angenommen. Wie oben bereits erwähnt beträgt die Anzahl der betrachteten MC - Ereignisse circa neun mal mehr als in unserem Datensample zu erwarten ist.

Eine Skalierung unter Berücksichtigung dieser Faktoren liefert einen Untergrundbeitrag vom $1^+1^-\pi^+\pi^-$ Kanal von

weniger als $N_U \approx 0.01$ Ereignissen. Dieser mit $\mu\mu\pi^+\pi^-$ MC - Ereignissen erhaltene Wert wird ebenfalls für den $ee\gamma\gamma$ Kanal angenommen.

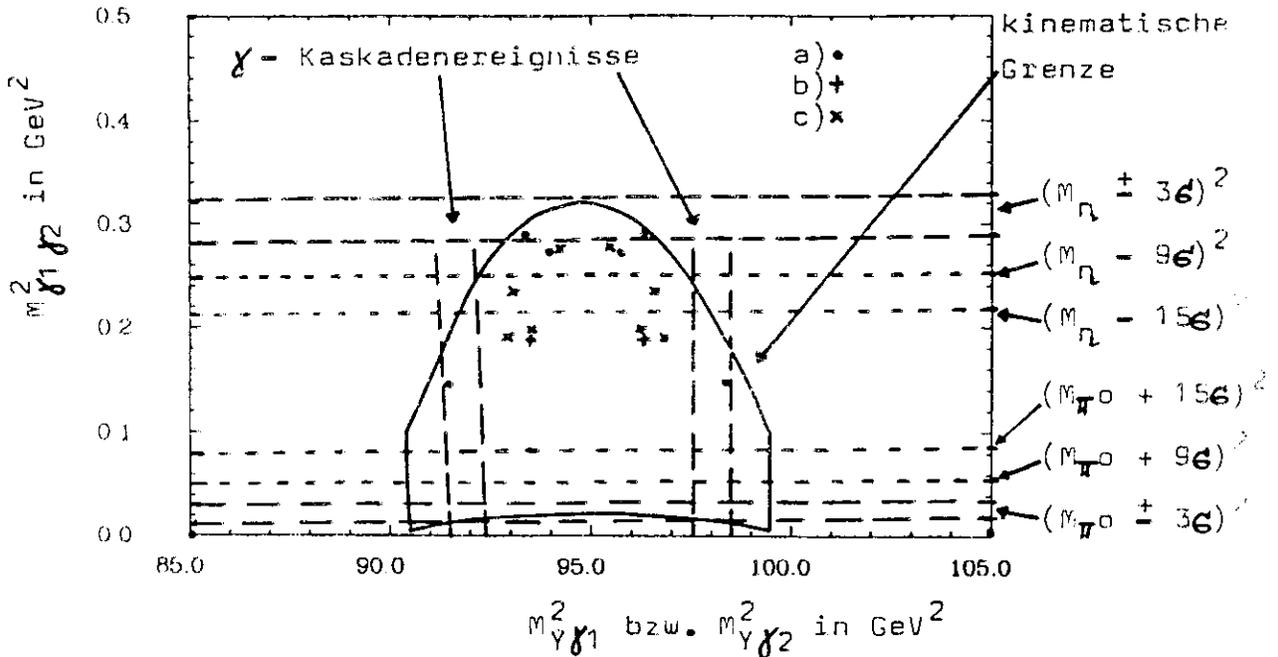


Abb. 36: Dalitz - Darstellung der invarianten Massen $M_{\gamma\gamma_1}$ bzw. $M_{\gamma\gamma_2}$ gegen $M_{\gamma_1\gamma_2}$ von verschiedenen MC - Ereignissen nach einem 3C - Fit:

- a) von $ee\pi^0\pi^0$ MC - Ereignissen selektiert als $ee\gamma\gamma$
- b) von $\mu\mu\pi^0\pi^0$ MC - Ereignissen selektiert als $\mu\mu\gamma\gamma$
- c) von $\mu\mu\pi^+\pi^-$ MC - Ereignissen selektiert als $\mu\mu\gamma\gamma$

Eingezeichnet sind die Gebiete, in denen spezielle Übergänge erwartet werden ebenso wie die kinematische Grenze für Photonen aus dem Übergang $Y' \rightarrow \gamma\gamma Y$.

Abschließend läßt sich aus den drei untersuchten Kanälen von $Y(2S)$ Zerfällen zu unseren Daten des Übergangs $Y' \rightarrow \rho Y \rightarrow \gamma\gamma 1^+1^-$ ein Untergrundbeitrag von $N_U \approx 0.2$ Ereignissen abschätzen.

Die vier Ereignisse von Abbildung 34 a), die in der Nähe des η - Bandes liegen, aber den 4C - Fit nicht bestehen, sind also schwer aus den obigen Untergrundabschätzungen zu verstehen.

Zwei weitere Bemerkungen müssen zu den fünf Ereignissen aus dem Y(2S) Datensample, die den 4C - Fit bestehen, angebracht werden.

Vergleicht man die gemessenen Werte von $M_{\pi\pi}$ und ΔM mit den für diesen Übergang erwarteten Werten, so besitzen die Ereignisse systematisch niedrige Werte in $M_{\pi\pi}$ und ΔM , obwohl die Photonenenergien bereits mit der für die $\pi^0\pi^0$ Ereignisse verwendeten Formel (siehe Anhang 10.2) korrigiert sind.

Abbildung 37 zeigt die gemessenen Werte von $M_{\pi\pi}$ und ΔM für die fünf 1^+1^- Ereignisse des Y(2S) Datensamples, die den 4C - Fit bestehen. Die mit MC - Ereignissen ermittelte Auflösung ist ebenfalls eingetragen.

In dem einen $\mu\mu\pi$ Ereignis wurde eines der als Photonen interpretierten Teilchen in den Lagen vier, fünf und sechs (das sind die letzten drei Lagen vor dem Energiedetektor) der Drahtkammern als geladen erkannt. Es könnte sich durchaus um ein in den Kammern konvertiertes Photon handeln.

Die Konversionswahrscheinlichkeit für Photonen in den Kammern kann aus den Photonen der $1^+1^- \pi^0\pi^0$ Ereignisse abgeschätzt werden. Bestimmt man den Anteil der Photonen, die in diesen Ereignissen in der Kammer als geladen erkannt wurden und definiert diesen als Bruchteil der konvertierten Photonen, so findet man eine Konversionswahrscheinlichkeit von $P_{\text{kon}} \approx 10\%$.

Im Falle des $\mu\mu\pi$ Ereignisses könnte eine Konversion auch, zumindest teilweise, die zu niedrig gemessenen Werte von $M_{\pi\pi}$ und ΔM erklären.

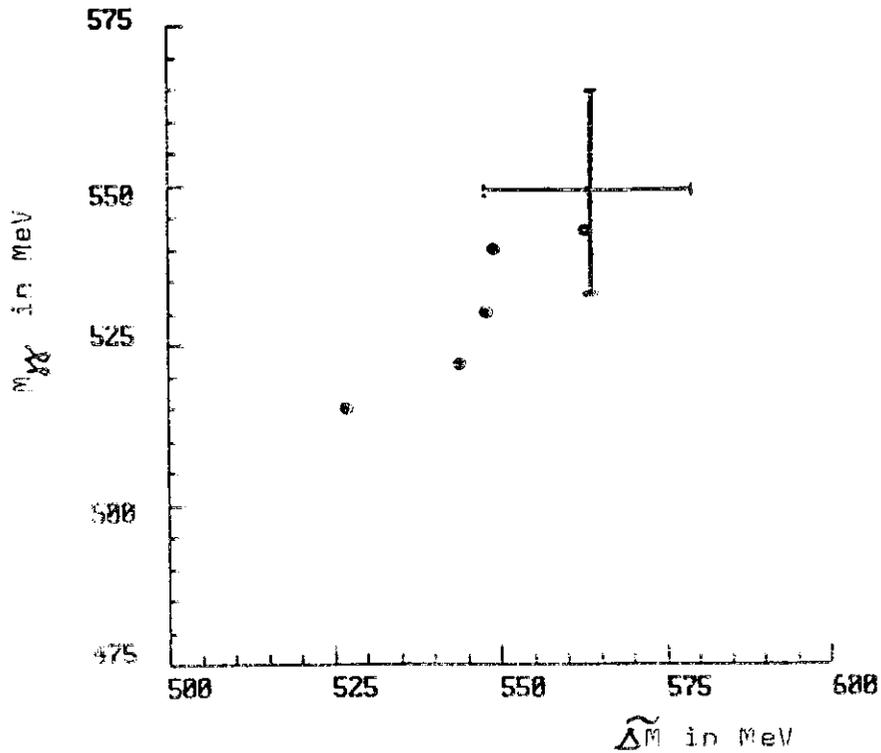


Abb. 37: Korrelationsdarstellung der gemessenen Massen -
differenz ΔM gegen die invariante Photonenmasse
 $M_{\gamma\gamma}$ der fünf $\eta 1^+ 1^-$ Kandidaten aus dem $Y(2S)$ Daten-
sample, die den 4C - Fit bestehen. Der erwartete
Wert bei $\Delta M = 563$ MeV und bei $M_{\eta} = 549$ MeV ist
eingezeichnet. Das Kreuz entspricht einem Auf-
lösungsvermögen von ± 16 .

6.5 Selektion und Untergrundstudie zum Übergang

$$\underline{Y(2S) \rightarrow \pi^0 Y(1S) \rightarrow \cancel{\pi} 1^+ 1^- (l=e, \mu)}$$

Dieser isospin - verbotene Übergang wurde im Charmonium System mit zwar kleiner, aber nicht verschwindender Rate experimentell bestimmt /7, 13/. Es erscheint daher interessant auch im Bottonium System danach zu suchen.

Um dies zu ermöglichen, wurden die Schnitte für die Suche nach Ereignissen aus dem Übergang $Y(2S) \rightarrow \pi Y(1S) \rightarrow \cancel{\pi} 1^+ 1^-$ schon so gewählt, daß auch der Übergang in ein einzelnes Pion mit dem Zerfall in zwei Photonen in den ausgewählten Daten enthalten sein sollte.

In der Dalitz - Darstellung der Abbildung 34 a) und b) erwartet man die π^0 Ereignisse am unteren Rand bei niedrigen $M_{\pi\pi}$ Massen. Die waagrechten Linien am unteren Ende der Darstellung zeigen die Auflösung in der $M_{\pi\pi}$ Masse von $\pm 3\sigma$ für diesen Übergang (siehe auch Anhang 10.3).

In diesem Bereich liegen drei $e e \cancel{\pi}$ und fünf $\mu \mu \cancel{\pi}$ Ereignisse. Diese bestehen auch einen 4C - Fit, bei dem zusätzlich die invariante Photonenmasse mit $M_{\gamma\gamma} = M_{\pi^0} = 135$ MeV gefordert wird.

Um Ereignisse, die von den Kaskadenübergängen herrühren, auszuschließen, werden nur solche Ereignisse mit Photonenenergien außerhalb des Energiebereichs für die Kaskadenübergänge betrachtet.^{+) Diese Forderung reduziert die $\pi^0 1^+ 1^-$ Kandidaten auf null $e e \cancel{\pi}$ und zwei $\mu \mu \cancel{\pi}$ Ereignisse.}

Die Untergrundsuche in unserem $Y(1S)$ und $Y(4S)$ Datensample gibt laut Abbildung 35 a) und b) ein $e e \cancel{\pi}$ und ein $\mu \mu \cancel{\pi}$ Ereignis. Das $e e \cancel{\pi}$ Ereignis liegt allerdings am Rand des abgeschlossenen Kaskadenbandes.

Wie die Abbildungen 36 a), b) und c) zeigen, ist von den $\pi^0 \pi^0$ und $\pi^+ \pi^-$ Übergängen des $Y(2S)$ ins $Y(1S)$ kein Untergrund zu erwarten.

+) Ausgeschlossen werden Photonen im Energiebereich zwischen $95 \text{ MeV} \leq E_\gamma \leq 145 \text{ MeV}$. Das entspricht für die Kaskadenphotonen etwa $E_\gamma(P_2) \pm 3\sigma$ und $E_\gamma(P_1) \pm 3\sigma$ (siehe Fußnote Seite 80).

Aus den Untergrundanalysen läßt sich abschließend feststellen, daß die Anzahl der gefundenen $\pi^0 l^+ l^-$ Kandidaten im Y(2S) Datensample, bezogen auf die Luminosität, von gleicher Größenordnung wie die aus der Untergrundsuche auf den Y(1S) und Y(4S) Daten ist.

Daraus kann man schließen, daß die zwei in den Y(2S) Daten gefundenen Ereignisse mit Ereignissen aus Untergrundreaktionen verträglich sind.

6.6 Suche nach Ereignissen $Y(2S) \rightarrow \eta Y(1S) \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0 Y(1S) \rightarrow$
~~mmr~~ $l^+ l^-$ ($l=e, \mu$)

In diesem Abschnitt wird die Suche nach Ereignissen aus dem Übergang $Y(2S) \rightarrow \eta Y(1S)$ beschrieben, wobei das η -Meson in drei neutrale Pionen zerfällt. Beim Zerfall der Pionen betrachten wir den sechs-Photon Endzustand, bei dem je zwei Photonen aus einem Zerfall $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ herrühren. Beim Zerfall des $Y(1S)$ Mesons beschränken wir uns wiederum auf die beiden leptonischen Zerfälle $Y \rightarrow e^+ e^-$ und $Y \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

In der Vorselektion des Produktionsprogrammes wurden solche Ereignisse nicht speziell gesucht und gekennzeichnet. Aber die Schnitte zur Kennzeichnung des Endzustandes ~~mmr~~ $l^+ l^-$ aus dem $\pi^0 \pi^0$ Übergang sollten auch eine gute Effizienz für die hier gesuchten Ereignisse haben.⁺) Wir suchen diesen Übergang also auch unter den vorselektierten $\pi^0 \pi^0$ Ereignissen.

Mit Ausnahme von Multiplizitäts- und einigen Winkelschnitten stimmen die Kriterien für die weitere Selektion mit denen der $\pi^0 \pi^0 l^+ l^-$ Analyse überein.

- Im Gegensatz dazu werden hier Ereignisse mit acht bis zehn Spuren, davon höchstens neun Spuren innerhalb $|\cos \theta| \leq 0.92$ gesucht.
- Um die Akzeptanz zu erhöhen, wird für Photonenkandidaten unabhängig von der Energie ein Raumwinkelbereich von $|\cos \theta| \leq 0.92$ zugelassen.
- Der Schnitt zur Teilchenseparation wird auf $\cos \vartheta_{ij} \leq 0.94$ für je zwei Teilchen festgelegt.
- Die invariante Masse $M_{\gamma\gamma}$ dreier Photonenpaare muß in einem Bereich von $100 \text{ MeV} \leq M_{\gamma\gamma} \leq 170 \text{ MeV}$ liegen.⁺⁺⁾

+) siehe Fußnote Seite 61.

++) Dieser Bereich ist etwas größer als im $\pi^0 \pi^0$ Übergang, wegen der im Mittel kleineren Photonenenergien.

Die Selektion der $Y(2S)$ Daten liefert ein ~~ee~~ und fünf ~~pp~~ Ereignisse.

Keines dieser Ereignisse hält jedoch einer kinematischen Überprüfung mit Hilfe eines 3σ - Fits stand, bei dem die zusätzliche Forderung gestellt wird, daß die gemessene Massendifferenz $\widetilde{\Delta M}$ dem Massenunterschied $\Delta M = M(Y') - M(Y)$ entspricht.

Man kann daraus schließen, daß in diesem η - Zerfallskanal keine Ereignisse gefunden werden.

7. Die Akzeptanzbestimmung mit Monte Carlo Methoden

Zur Berechnung von Verzweigungsverhältnissen und zur Auswertung von Winkel- und Energieverteilungen ist die Kenntnis der analysespezifischen Akzeptanzen notwendig.

Die Bestimmung der Akzeptanzkorrekturen erfolgt durch Monte Carlo Simulation des jeweils betrachteten Zerfallskanals. Das prinzipielle Vorgehen wird im folgenden kurz dargestellt.

In einem ersten Schritt werden bei der MC Simulation nach einem theoretischen Modell die Vierervektoren von Zwischen- und Endzuständen aller Teilchen unter Berücksichtigung aller Winkelkorrelationen erzeugt.

In einem zweiten Schritt, der Detektorsimulation, werden die "Teilchen" durch das Detektormaterial geführt. Dabei werden nun nach bekannten Wirkungsquerschnitten möglichst alle Wechselwirkungen, die zwischen Material und dem jeweiligen Teilchen vorkommen, statistisch simuliert. Dies geschieht für jedes Teilchen so lange, bis es entweder den Detektor verlassen hat, oder zur Ruhe gekommen ist, vorausgesetzt, daß das Teilchen stabil ist und nicht weiter zerfällt.

Das Ergebnis dieser Simulation sind MC - Ereignisse, die wie echte Ereignisse aussehen, einschließlich des realen Detektorauflösungsvermögens für Winkel und Energien.

Die Akzeptanzen bestimmt man, indem man diese MC - Ereignisse nun wie die echten Ereignisse mit den gleichen Analyseprogrammen selektiert.

7.1 Die theoretischen Modelle zur Erzeugung von Monte Carlo Ereignissen

An Elektron - Positron Speicherringen erfolgt die im Kapitel 4.2 beschriebene Resonanzherzeugung eines Zustandes der Masse M_Z bei der Schwerpunktsenergie $E_{CM} = M_Z$. Der erzeugte Zustand ist im Laborsystem in Ruhe, das heißt er hat den Impuls $P_Z = 0$. Das ist auch der Ausgangspunkt für die Erzeugung von Ereignissen mit dem Monte Carlo Generator, die nun kurz erläutert werden soll.

Für den $\pi\pi$ Übergang läßt man das im Laborsystem ruhende $Y(2S)$ Meson in ein $Y(1S)$ Meson und ein $\pi\pi$ System zerfallen, ein Gebilde mit der Masse $M_{\pi\pi}$. Dieser Zerfall erfolgt in S - Welle, das heißt es werden für die Zerfallsprodukte isotrope Winkelverteilungen nach (3.13) angenommen. Die invariante Massenverteilung $M_{\pi\pi}$ wird für einen Teil der MC - Datensätze nach dem Modell von Voloshin - Zahkarov, das hohe invariante Massen bevorzugt, gemäß der Beziehung (3.18) mit einem Wert von $\lambda = 4$ erzeugt. Da die genaue Form des $M_{\pi\pi}$ Spektrums jedoch nicht bekannt ist, muß für detaillierte Analysen die Abhängigkeit der Akzeptanz von der invarianten Masse der Pionen $M_{\pi\pi}$ bestimmt werden. Zu diesem Zweck werden weitere MC - Datensätze mit flacher $M_{\pi\pi}$ - Verteilung $dN/dM_{\pi\pi} = \text{konstant}$ erzeugt.

Das $\pi\pi$ System mit dem inneren Bahndrehimpuls $l = 0$ zerfällt in seinem Ruhssystem ebenfalls isotrop nach (3.14) in zwei kollineare Pionen. Diese wiederum zerfallen isotrop zu 98.8 % in zwei Photonen, zu 1.2 % in $e^+e^- \gamma/13/$. Das nach dem Zerfall des $Y(2S)$ Mesons entstandene $Y(1S)$ Meson läßt man noch in zwei Leptonen - Elektronen oder Muonen - zerfallen. Aufgrund der Strahlpolarisation bei DORIS erfolgt dieser Zerfall im Ruhssystem des $Y(1S)$ Mesons nach der Verteilung von (3.16). Für den Polarisationsgrad wurde $P_T = 0.70$ angenommen, was dem am $Y(2S)$ gemessenen Wert

entspricht.^{+))}

Für einen reinen S - Wellen Zerfall des Y(2S) in das Y(1S) Meson und das $\pi\pi$ System, wirkt sich die Strahlpolarisation nur auf die Leptonen - Winkelverteilung aus.

Der Übergang $Y' \rightarrow \eta Y$ und auch der Übergang $Y' \rightarrow \pi^0 Y$ erfolgt in P - Welle.

Unter Berücksichtigung der Y(2S) Polarisation werden die Teilchenrichtungen für diesen Übergang mit der folgenden Winkelverteilung erzeugt /25/:

$$\frac{dN}{d\Omega_1 d\Omega_2} \sim |A_1|^2 \cdot \left\{ \sin^2 \theta_2 + 2 \cdot \cos^2 \theta_1 \cdot \cos^2 \theta_2 + \right. \\ \left. + 1/2 \cdot \sin 2\theta_1 \cdot \sin 2\theta_2 \cdot \cos (\phi_1 - \phi_2) + \right. \\ \left. + P_T^2 \left[\sin^2 \theta_2 + (\sin^2 \theta_1 \cdot \cos 2\phi_1 - \cos^2 \theta_1 \cdot \cos 2\phi_2) + \right. \right. \\ \left. \left. + 1/2 \cdot \sin 2\theta_1 \cdot \sin 2\theta_2 \cdot \cos (\phi_1 - \phi_2) \right] \right\} \quad (7.1)$$

θ_1, ϕ_1 : η - bzw. π^0 - Winkel

θ_2, ϕ_2 : Leptonenwinkel im Y(1S) Ruhssystem

Die Polarisation spiegelt sich bei diesem Übergang nicht nur in den Leptonen - Winkelverteilungen wieder. Es wurde wie bei den $\pi\pi$ Ereignissen ein $P_T = 0.70$ verwendet.

Die Akzeptanz eines Ereignisses wird auch vom genauen Zerfallsort des Y(2S) Mesons, der sich im Vertex eines Ereignisses zeigt, abhängen. Um dies zu berücksichtigen, wird auch die Vertex - Verteilung von DORIS für die MC - Ereignisse simuliert.

Aus den Daten wurde unter anderem aus Bhabha - Ereignissen

+) MC - Ereignisse ohne Strahlpolarisation wurden erzeugt, um systematische Fehler durch ungenaue Kenntnis des Polarisationsgrades zu studieren. Man findet, daß die Akzeptanzen nicht sehr sensitiv auf den Polarisationsgrad sind.

eine gaußförmige Vertex - Verteilung in der z - Koordinate mit $\sigma(z) \approx 1.2 - 1.5$ cm ermittelt. Die Vertex - Verteilungen in x und y wurden zu $\sigma(x, y) \lesssim 1$ mm bestimmt und werden für die MC - Ereignisse vernachlässigt.

Die z - Vertex Verteilung wird für die MC - Ereignisse als gaußförmig mit einem $\sigma(z) = 1.7$ cm und in einem anderen MC - Datensatz mit einem $\sigma(z) = 1.3$ cm angenommen. Beide Datensätze führen später zu annähernd gleichen Ergebnissen.

7.2 Die Detektorsimulation

In diesem Schritt, der Detektorsimulation, werden die einzelnen Teilchen der vorher erzeugten Ereignisse durch das Detektormaterial geführt. Dabei verwendet man zur Simulation der Wechselwirkung zwischen Teilchen und Detektor große, allgemein verfügbare Programme. Für elektromagnetisch schauernde Teilchen ist dies das EGS (Electron Gamma Shower) Programm /34/, für die anderen Teilchen das HETC (high energy transport code) Programm. Anstelle von HETC wird inzwischen das bessere GHEISHA (general hadronic and electromagnetic interaction shower code) Programm, beziehungsweise speziell für die Muonensimulation ein EGS-ähnlicher Code verwendet.

Da die letzten beiden Programme erst seit kurzer Zeit zur Verfügung stehen, wurden die Muonen der $\mu\mu\pi^0\pi^0$ MC - Ereignisse mit dem HETC Programm simuliert, das sich aber als sehr unbefriedigend erwies. Um dennoch realistische Muonen und damit realistische Akzeptanzen für die MC - Ereignisse zu erhalten, wurden die mit HETC simulierten Muonen durch Muonen aus wahren $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ Vernichtungsereignissen ersetzt.^{+) Die so erhaltenen Akzeptanzen beruhen folglich in hohem Maße auf dem wirklichen Verhalten von Muonen im Detektor. Allerdings wurden zur Selektion der $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ Ereignisse auch, jedoch relativ einfache, Bedingungen an die Muonen gestellt, so daß dafür Akzeptanzkorrekturen anzubringen sind. Darauf wird im nächsten Abschnitt eingegangen.}

Die Simulation liefert bisher nur Ereignisse, die keine weiteren Spuren, außer denen des jeweiligen Endzustandes besitzen. In Wirklichkeit ist aber bei vielen Ereignissen zusätzliche Energie aus Strahl - Restgas Stößen oder auch

+) Es wurden die Energien der 13 Kristalle der MC - Muonenspur durch die Energien der 13 Kristalle einer Muonenspur aus dem Muonenpaar - Datensample ersetzt.

von Synchrotronstrahlungs - Photonen vorhanden, die oft als zusätzliche Spur identifiziert wird, und dazu führen kann, daß ein Ereignis nicht alle Selektionskriterien erfüllt. Die Häufigkeit und Größe solcher zusätzlicher Energie wird in DBM - Ereignissen (siehe Kapitel 5.1) festgehalten. Um möglichst wirklichkeitsgetreue MC - Ereignisse zu erhalten, werden nun DBM - Ereignisse in die MC - Ereignisse gemischt.⁺⁾ Dabei muß man noch die den jeweiligen Datensätzen entsprechenden Luminositäten berücksichtigen. Auf diese Weise erhält man MC - Ereignisse, die die reale Datennahmesituation zu einem hohen Maße widerspiegeln und nach der Analyse Ereignisakzeptanzen einschließlich der Berücksichtigung des Untergrundes liefern.

Die mit DBM - Ereignissen gemischten MC - Ereignisse werden daraufhin wie die realen Ereignisse durch das Produktionsprogramm geschickt, das auch hier eine Kennzeichnung nach physikalischen Endzuständen durchführt. Die MC - Ereignisse werden wie die Daten ohne die Verwendung der Drahtkammern produziert, man verwendet zur Richtungsbestimmung der Spuren also nur die Informationen aus dem Energiedetektor.

Diese MC - Ereignisse können nun in den weiteren Selektionsprogrammen wie echte Ereignisse weiterbehandelt werden.

⁺⁾ Man addiert die Energien aller Kristalle eines DBM - Ereignisses zu denen des MC - Ereignisses dazu.

7.3 Die Akzeptanzberechnungen

Für die Akzeptanzberechnung wurde zu jedem in der vorliegenden Arbeit untersuchten Zerfallskanal ein MC - Datensatz erzeugt. Die Akzeptanz der Analyse für den jeweiligen Endzustand erhält man nach der Selektion der MC - Ereignisse mit den Programmen, die auch für die wahren Ereignisse verwendet werden, aus der Anzahl der akzeptierten zur Anzahl der betrachteten MC - Ereignisse.

Da für den $\pi\pi$ Übergang die genaue theoretische Form des $M_{\pi\pi}$ - Spektrums nicht bekannt ist, muß die Abhängigkeit der Akzeptanz von der invarianten Pionenmasse $M_{\pi\pi}$ bestimmt und berücksichtigt werden. Dafür werden die MC - Datensätze mit gleichförmiger $M_{\pi\pi}$ - Verteilung verwendet, um bei allen $M_{\pi\pi}$ - Werten etwa gleiche statistische Fehler für die Akzeptanz zu erhalten.

Abbildung 38 zeigt das Verhältnis von akzeptierten zu betrachteten MC - Ereignissen in Abhängigkeit ihres $M_{\pi\pi}$ - Wertes.

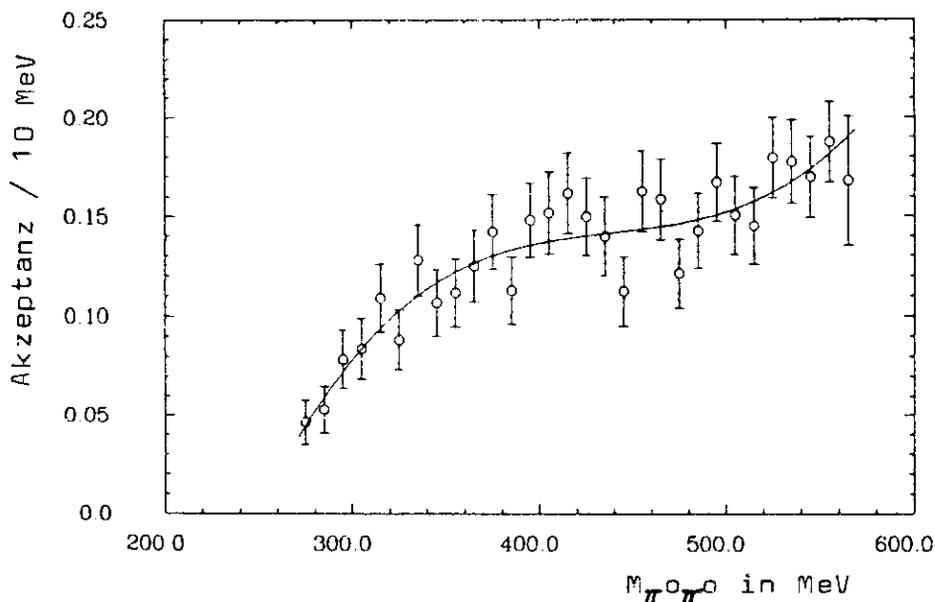


Abb. 38: Akzeptanz in Abhängigkeit der invarianten Pionenmasse $M_{\pi^0\pi^0}$ gemittelt für $e^+e^-\pi^0\pi^0$ und $\mu^+\mu^-\pi^0\pi^0$ Ereignisse. Die Punkte wurden mit MC - Ereignissen erhalten. Die Kurve zeigt einen Fit mit einem Legendre Polynom vierter Ordnung.

Für diese Akzeptanzbestimmung wurden sowohl die gleiche Anzahl von $ee\pi^0\pi^0$ als auch $\mu\mu\pi^0\pi^0$ Ereignissen verwendet. Die durchgezogene Linie zeigt einen Fit der Verteilung mit einem Legendre Polynom vierter Ordnung.

Betrachtet man die gleichen Verteilungen getrennt nach den leptonischen Endzuständen, e^+e^- beziehungsweise $\mu^+\mu^-$, so ändert sich die Form der $M_{\pi\pi}$ - Abhängigkeit praktisch nicht, die über $M_{\pi\pi}$ integrierte totale Akzeptanz jedoch ein wenig. Aus diesen für $ee\pi^0\pi^0$ und $\mu\mu\pi^0\pi^0$ Ereignisse getrennten und mit jeweils einem Legendre Polynom vierter Ordnung parametrisierten Akzeptanzkurven wird nun die individuelle Akzeptanz jedes in den Daten gefundenen Ereignisses bestimmt. Dafür werden die aus dem SC - Fit erhaltenen $M_{\pi\pi}$ - Werte verwendet, wobei eine gaußförmige Auflösung in $M_{\pi\pi}$ mit $\sigma(M_{\pi\pi}) = 8 \text{ MeV}$ berücksichtigt wird.⁺)

Die totale Akzeptanz bestimmt man aus dem Verhältnis:

$$\epsilon = \frac{N_{\text{akzeptiert}}}{N_{\text{betrachtet}}} = \frac{N}{\sum_{i=1}^N \mathcal{E}(M_{\pi\pi}^i)^{-1}}$$

Unter Berücksichtigung der Auflösung $\sigma_{\pi\pi}$ in $M_{\pi\pi}$ wird daraus:

$$\epsilon = \sqrt{2\pi} \cdot \sigma_{\pi\pi} \frac{N}{\sum_{i=1}^N \left(\int_a^b \mathcal{E}(M_{\pi\pi}^i) \cdot \exp\left(-\frac{(M_{\pi\pi}^i - M_{\pi\pi}^i)^2}{2\sigma_{\pi\pi}^2}\right) dM_{\pi\pi} \right)^{-1}} \quad (7.2)$$

mit: $\sigma_{\pi\pi} = 8 \text{ MeV}$

$$a = M_{\pi\pi}^i - 10\sigma_{\pi\pi}, \text{ jedoch } a \geq 270 \text{ MeV}$$

$$b = M_{\pi\pi}^i + 10\sigma_{\pi\pi}, \text{ jedoch } b \leq 563 \text{ MeV.}$$

Für die nach dem SC - Fit mit $CL \geq 5\%$ erhaltenen 65 $ee\pi^0\pi^0$ und 61 $\mu\mu\pi^0\pi^0$ Ereignisse ergeben sich damit die totalen Akzeptanzen zu:

⁺) Ermittelt aus MC - Ereignissen (siehe Anhang 10.3)

$$\mathcal{E}(e^+e^-\pi^0\pi^0) = (14.8 \pm 1.7) \%$$

$$\mathcal{E}(\mu^+\mu^-\pi^0\pi^0) = (15.7 \pm 1.3) \% .$$

Die MC - Datensätze mit der $M_{\pi\pi}$ - Verteilung nach (3.18) und $\lambda = 4$ werden vor allem zur Bestimmung der differentiellen Akzeptanzen der Pionenwinkel verwendet. Trotzdem kann zum Vergleich mit obigen Werten auch die totale Akzeptanz für $1^+1^-\pi^0\pi^0$ Ereignisse daraus bestimmt werden. Falls das gemessene Spektrum von $M_{\pi\pi}$ nicht sehr von einem nach (3.18) mit $\lambda = 4$ parametrisierten Spektrum abweicht, sollten sich annähernd gleiche Werte ergeben. Man erhält für den SC - Ereignisfit mit $CL \geq 5$ %:

$$\mathcal{E}(e^+e^-\pi^0\pi^0) = (16.1 \pm 0.5) \%$$

$$\mathcal{E}(\mu^+\mu^-\pi^0\pi^0) = (16.2 \pm 0.5) \% .$$

Innerhalb der Fehler stimmt dies gut mit den oben erhaltenen Akzeptanzen überein.

Die bisher ermittelten Effizienzen berücksichtigen noch keine Korrekturen, die das Ansprechverhalten der in Kapitel 5.1 besprochenen Ereignistrigger einschließen. Um diese zu bestimmen wurden die drei für die vorliegende Analyse verwendeten Triggerbedingungen in einem Programm simuliert. Mit dieser Simulation wurden die MC - Ereignisse daraufhin überprüft, welche Triggerbedingungen sie erfüllen. Ereignisse, die mindestens einen der Trigger 1.) - 3.) der Tabelle 6 erfüllten, wurden akzeptiert. Die auf diese Weise für die beiden Ereignistypen e^+e^- und $\mu^+\mu^-$ ermittelten Triggerakzeptanzen betragen:

$$\mathcal{E}_{\text{Trigger}}(ee) \approx 100 \% \tag{7.3}$$

$$\mathcal{E}_{\text{Trigger}}(\mu\mu) \approx 96 \% .$$

Weiterhin wurde untersucht, welche Auswirkungen die fehlende MC - Simulation der Endkappen des Detektors und die

Art der Muonensimulation (siehe Kapitel 7.2) auf die Akzeptanzen besitzen.

Wahre Ereignisse, bei denen eines der erzeugten Teilchen in Richtung der Endkappen emittiert und durch eine Spur aus einem Untergrundprozess⁺⁾ ersetzt wird, werden, wegen der Begrenzung der Energie in den Endkappen weniger akzeptiert, als MC - Ereignisse, für die die Endkappen nicht simuliert sind. Um dies zu studieren, wird die Anzahl der akzeptierten MC - Ereignisse bestimmt, bei denen eine der erzeugten Spuren mit einer Energie von $E \geq 40$ MeV in Richtung der Endkappen zeigt. Die daraus folgende Korrektur an den Akzeptanzen wurde für die ~~ee~~ und ~~$\mu\mu$~~ Ereignisse zu

$$\frac{\Delta E}{E} \approx - 1 \% \quad (7.4)$$

ermittelt. Dieser Wert ist innerhalb realistischer Grenzen unabhängig von der geforderten Teilchenenergie $E \geq 40$ MeV.

Eine weitere Akzeptanzkorrektur muß an den $\mu\mu\pi^0\pi^0$ Ereignissen angebracht werden, bei denen man die mit HETC simulierten Muonen durch Muonen aus dem $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ Datensample ersetzt hat.

Mit der seit kurzer Zeit verfügbaren EGS-ähnlichen Muonensimulation wurden Muonen und Antimuonen mit 4.7 GeV Energie erzeugt. Solche hochenergetischen Muonen können bei Stößen mit Atomelektronen bis zu 1.5 GeV Energie auf das Elektron übertragen und dann im Material deponieren. Die im Detektor deponierte Energie E13 der mit der obigen Simulation erzeugten Muonen ist in Abbildung 39 gezeigt.

Für diese MC - Muonen werden nun die zwei wesentlichen Schnitte der Muonenselektion für die $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ Ereignisse

- $110 \text{ MeV} \leq E13(\text{Muon}) \leq 310 \text{ MeV}$

- $E13(\text{Muon}) / E_{\text{zusammenhängende Region}}(\text{Muon}) \geq 1.0$
verlangt.

+) Für MC - Ereignisse werden solche Untergrundprozesse wie erwähnt durch Mischen mit DBF - Ereignissen simuliert.

Diese Schnitte begrenzen die Effizienz der MC - Muonen - beziehungsweise der MC - Antimuonen - Erkennung zu:

$$\mathcal{E}(\mu^- \text{ bzw. } \mu^+) = (92 \pm 0.5) \% .$$

Die $\mu^+\mu^-\pi^0\pi^0$ Akzeptanz muß damit noch mit dem Faktor

$$\mathcal{E}(\mu^+\mu^-) = 0.84 \quad (7.5)$$

multipliziert werden.

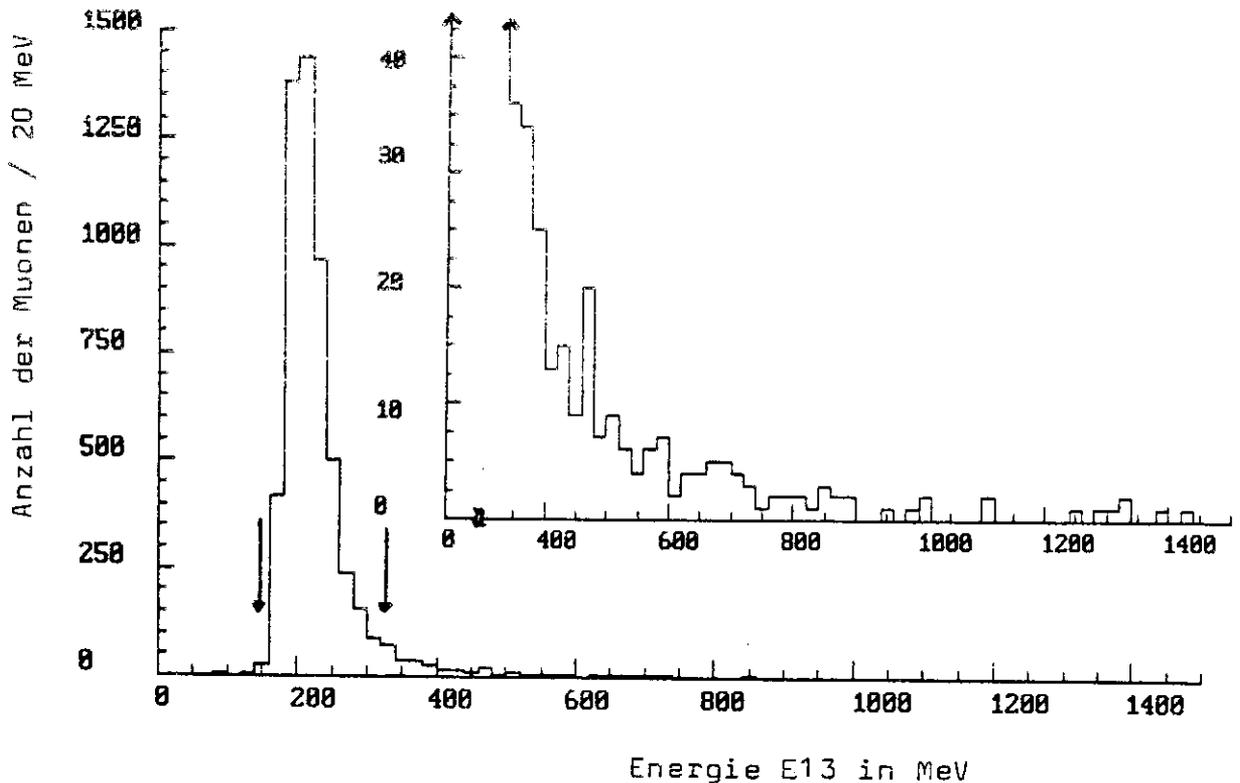


Abb. 39: Energie E13 der mit der EGS - Simulation erzeugten MC - Muonen. Die Pfeile zeigen die Schnitte in der Muonenselektion.

Die endgültigen, unter Berücksichtigung der $M_{\pi\pi}$ - Verteilungen erhaltenen Akzeptanzen für die $e^+e^-\pi^0\pi^0$ und $\mu^+\mu^-\pi^0\pi^0$ Ereignisse, die den 5C - Fit mit einem $CL \geq 5\%$ bestehen, sind in Tabelle 12 aufgeführt.

$\mathcal{E}(e^+e^-\pi^0\pi^0)$ bzw. $\mathcal{E}(e^+e^-\gamma\gamma)$: $(0.148 \times 0.99 = 0.146)$	$= (14.6 \pm 1.7 \pm 0.6) \%^{+)}$
$\mathcal{E}(\mu^+\mu^-\pi^0\pi^0)$ bzw. $\mathcal{E}(\mu^+\mu^-\gamma\gamma)$: $(0.157 \times 0.99 \times 0.96 \times 0.84 = 0.125)$	$= (12.7 \pm 1.8 \pm 1.1) \%$

Tab. 12: Akzeptanzen für die $e^+e^-\pi^0\pi^0$ bzw. $\mu^+\mu^-\pi^0\pi^0$ Ereignisse unter Berücksichtigung der invarianten Massenverteilung $M_{\pi\pi}$ des Pionensystems.

Für den η - und den π^0 - Übergang werden die Akzeptanzen mit den entsprechenden MC - Datensätzen ermittelt. Die Triggerakzeptanzen werden für diese Übergänge gleich denen des $\pi^0\pi^0$ Übergangs aus (7.3) angenommen. Die Korrektur der Muonenakzeptanz entfällt, da die Muonen bereits mit der EGS - ähnlichen Simulation erzeugt wurden und nicht durch Muonen aus dem Muonenpaar - Sample ersetzt zu werden brauchen. Schließlich zeigt sich, daß die Korrektur der Endkappen Simulation für Ereignisse mit zwei Photonen vernachlässigbar ist und für Ereignisse mit sechs Photonen

$$\frac{\Delta \mathcal{E}}{\mathcal{E}} \approx - 2 \% \quad (7.6)$$

beträgt.

Bei der Akzeptanzbestimmung für Ereignisse des Übergangs $\Upsilon' \rightarrow \pi^0 \Upsilon \rightarrow \gamma 1^+ 1^-$ werden Ereignisse ausgeschlossen, die von γ - Übergangseignissen über die 1^3P_J ($J=1,2$) nicht zu unterscheiden sind.⁺⁺⁾

In Tabelle 13 sind die endgültigen Akzeptanzwerte einschließlich aller Korrekturen für Ereignisse dieser beiden Übergänge, die einen 3C - Fit mit $CL \geq 5 \%$ bestehen, zusammengefaßt.

+) Systematische Fehler siehe Anhang 10.5

++) Wie bei der Selektion in Kapitel 6.5 wurden Ereignisse mit $95 \text{ MeV} \leq E_\gamma \leq 145 \text{ MeV}$ nicht akzeptiert.

$x:$	$\mathcal{E}(e^+e^- x):$	$\mathcal{E}(\mu^+\mu^- x):$
$\mathcal{J}(\eta)$	$(30.8 \pm 1.0 \pm 0.5) \%$	$(24.2 \pm 0.4 \pm 0.5) \%$
$\mathcal{J}(\eta \rightarrow \mathcal{J})^+)$	$(12.0 \pm 1.0 \pm 0.5) \%$	$(9.4 \pm 0.4 \pm 0.5) \%$
$\mathcal{J}(\eta)$	$(8.5 \pm 1.1 \pm 0.5) \%$	$(10.5 \pm 0.3 \pm 0.5) \%$
$\mathcal{J}(\eta \rightarrow 3\pi^0 + 6\gamma)^{++})$	$(2.7 \pm 1.1 \pm 0.5) \%$	$(3.4 \pm 0.3 \pm 0.5) \%$
$\pi^0(\pi^0 \rightarrow \mathcal{J})$	$(10.4 \pm 1.2 \pm 0.5) \%$	$(8.6 \pm 0.3 \pm 0.5) \%$

Tab. 13: Akzeptanzen für die η 1^+1^- und π^0 1^+1^- Übergangsereignisse (mit statistischen und systematischen Fehlern).

+) mit $B(\eta \rightarrow \mathcal{J}) = 0.39$ aus /13/.

++) mit $B(\eta \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0) = 0.32$ aus /13/.

8. Die Ergebnisse der Analysen

In diesem Kapitel werden die wichtigsten Ergebnisse aus den vorher beschriebenen Analysen vorgestellt und mit verschiedenen Vorhersagen verglichen. Für den $\pi^0\pi^0$ - Übergang werden die Pionen - Winkelverteilungen und die invariante Massenverteilung des $\pi\pi$ - Systems $M_{\pi\pi}$ gezeigt. Des weiteren wird das Verzweigungsverhältnis des Übergangs angegeben. Für den η - und π^0 - Übergang werden obere Grenzen für die Verzweigungsverhältnisse ermittelt.

Zur Berechnung von Verzweigungsverhältnissen muß die Anzahl der $Y(2S)$ Zerfälle, die dem analysierten Datensample zugrunde liegen, bekannt sein. Diese wird aus der Anzahl der akzeptanz-korrigierten hadronischen Zerfallereignisse erhalten, wobei die hadronischen Kontinuumszerfälle proportional dem Kontinuums - Wirkungsquerschnitt subtrahiert werden.

$$\begin{aligned}
 N_{Y'} &= \frac{N_{\text{hadr.}}^{Y'(\text{gesehen})} - \epsilon_{\text{CONT.}} \cdot N_{\text{hadr.}}^{\text{CONT.}}}{\epsilon(Y' \rightarrow \text{hadr.})} = \\
 &= \frac{N_{\text{hadr.}}^{Y'(\text{gesehen})} - \epsilon_{\text{CONT.}} \cdot \int L dt \cdot \sigma(\text{ee} \rightarrow \text{hadr.})}{\epsilon(Y' \rightarrow \text{hadr.})} \quad (8.1)
 \end{aligned}$$

Dem hier verwendeten $Y(2S)$ Datensample liegen 60.6 pb^{-1} an integrierter Luminosität zugrunde. Die Anzahl der erzeugten $Y(2S)$ Resonanzen wurde zu $N_{Y'} = 193\,000$ ermittelt.

Die Fehler an der Zahl der $Y(2S)$ Zerfälle beinhalten die Unsicherheiten in der Anzahl der Kontinuumszerfälle, sowie bei der Selektion der hadronischen Ereignisse und deren Akzeptanzwertes.

Wir nehmen einen Fehler von $\pm 15\,000$ Ereignissen an der Anzahl der erzeugten $Y(2S)$ Resonanzen an, der als systematischer Fehler in die vorliegende Analyse eingeht.

8.1 Ergebnisse der Analyse des $\pi^0\pi^0$ Übergangs

Wie schon in Kapitel 3 angesprochen, erwartet man für die invarianten Massen des Pionensystems $M_{\pi\pi}$ eine charakteristische Verteilung, die hohe Massen bevorzugt. Abbildung 40 zeigt diese Verteilung, die aus den Photonenenergien und -winkeln des 5C - Fits für die 125 $ee\pi^0\pi^0$ und $\mu\mu\pi^0\pi^0$ Ereignisse ermittelt wurde. Die Bevorzugung hoher invarianten Massen ist deutlich zu sehen.

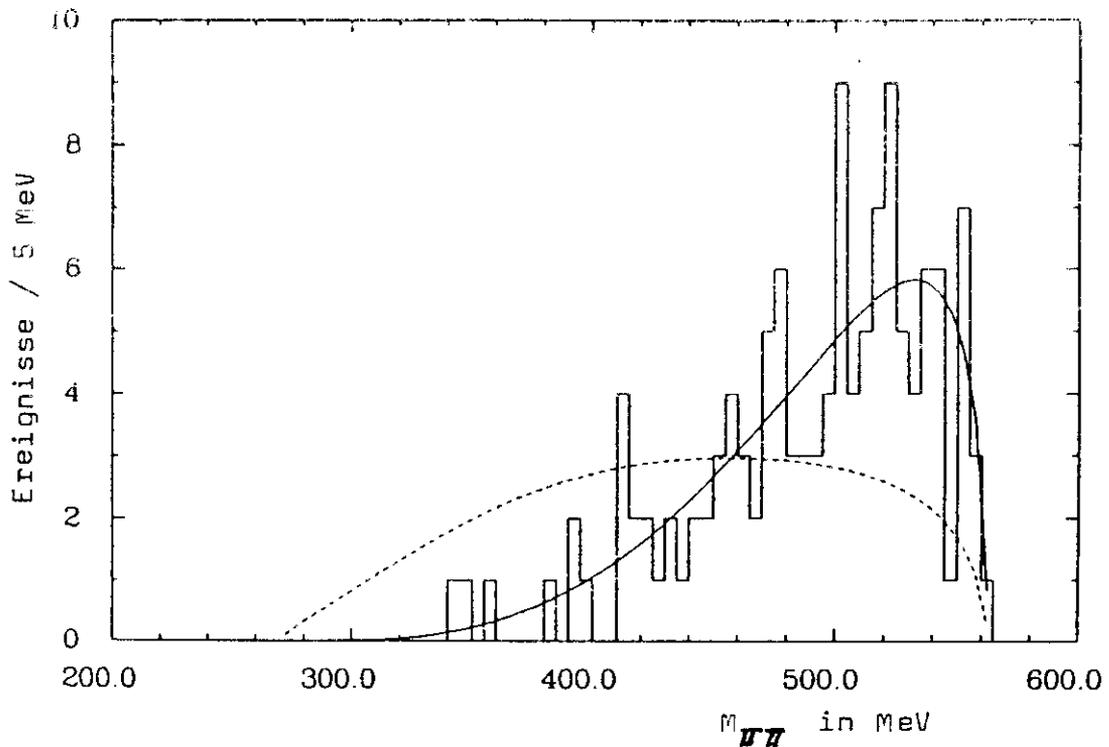


Abb. 40: Verteilung der invarianten Masse der Pionen $M_{\pi\pi}$ der 126 $ee\pi^0\pi^0$ und $\mu\mu\pi^0\pi^0$ Ereignisse. $M_{\pi\pi}$ wurde aus den Werten des 5C - Fits erhalten. Die Erklärung der Kurven erfolgt im Text.

Eine Anpassung der drei theoretischen Parametrisierungen der $M_{\pi\pi}$ - Verteilung /22, 26, 27/ an die experimentell bestimmte Verteilung liefert für die Parameter die Werte in Tabelle 14. Bei dieser Anpassung wurden die - mit Legendre

Polynomen vierter Ordnung parametrisierten - $M_{\pi\pi}$ - abhängigen Effizienzkurven für die $e\bar{e}\pi^0\pi^0$ beziehungsweise $\mu\bar{\mu}\pi^0\pi^0$ Ereignisse und eine gaußförmige $M_{\pi\pi}$ - Auflösung mit $\sigma_{\pi\pi} = 8$ MeV berücksichtigt.

Modell	Massenverteilung $\frac{dN}{dM_{\pi\pi}}$	$\pi^0\pi^0$ Ergebnis
Yan /22,35/	$\propto K \{ (M_{\pi\pi}^2 - 2M_{\pi}^2)^2 + (\frac{B}{3\lambda})(M_{\pi\pi}^2 - 2M_{\pi}^2) [(M_{\pi\pi}^2 - 4M_{\pi}^2) + 2(M_{\pi\pi}^2 + 2M_{\pi}^2) \frac{K_0^2}{M_{\pi}^2}] + O(\frac{B^2}{\lambda^2}) \}$ $[K_0 = (M_{\pi}^2 + M_{\pi\pi}^2 - M_{\pi}^2)/(2M_{\pi})]$	$\frac{B}{A} = -0.32^{+0.11}_{-0.09}$
Voloshin - Zakharov /26/	$\propto K(M_{\pi\pi}^2 - \lambda M_{\pi}^2)^2$	$\lambda = 4.4^{+0.6}_{-0.8}$
Novikov - Shifman /27/	$\propto K [M_{\pi\pi}^2 - \kappa(M_{\pi}^2 - M_{\pi}^2)^2 (1 + 2 \frac{M_{\pi}^2}{M_{\pi\pi}^2})]^2 + O(\kappa^2)$	$\chi = 0.19^{+0.03}_{-0.04}$
wobei für den Phasenraumfaktor K gilt: $K = [((M_{\pi}^2 + M_{\pi}^2)^2 - M_{\pi\pi}^2)((M_{\pi}^2 - M_{\pi}^2)^2 - M_{\pi\pi}^2)(M_{\pi\pi}^2 - 4M_{\pi}^2)]^{\frac{1}{2}}$		

Tab. 14: Ergebnisse der Anpassung der theoretischen Parametrisierungen an die experimentelle $M_{\pi\pi}$ - Verteilung.

Die durchgezogene Kurve der Abbildung 40 zeigt die Anpassung an die Yan Parametrisierung mit obigem Wert von $B/A = -0.32$.^{+) Die beiden anderen Parametrisierungen liegen innerhalb der Zeichengenauigkeit auf der gleichen Kurve. Die gestrichelte untere Kurve zeigt die mit der Effizienz korrigierte Vorhersage für eine Massenverteilung, die nur den Phasenraum berücksichtigt.}

+) Diese Parametrisierung liefert für $B = 0$ die in (3.17) bei Abwesenheit von D - Wellen Beiträgen vorgestellte Beziehung. Für diesen Fall ist sie äquivalent zu (3.18) mit $\lambda = 2$.

Die Bestimmung der Parameter hängt sehr vom Verhalten der experimentellen Verteilung bei niedrigen Werten von $M_{\pi\pi}$ ab. Zur Abschätzung des systematischen Fehlers am oben bestimmten Parameter B/A werden auch Ereignisse mit $0.05 \geq CL \geq 0.02$ zugelassen. Dadurch vergrößert sich das Datensample um elf Ereignisse, von denen zwei Ereignisse $M_{\pi\pi}$ - Werte im Intervall $300 \text{ MeV} \leq M_{\pi\pi} \leq 350 \text{ MeV}$ besitzen.⁺⁾ Für das erweiterte Datensample erhält man die beste Anpassung für einen Wert von $B/A = -0.22 \pm 0.10$. Dies zeigt, daß der systematische Fehler an den Parametern von der gleichen Größenordnung wie der statistische Fehler ist.

Für den Übergang über zwei geladene Pionen $Y' \rightarrow \pi^+ \pi^- Y$ wurde die Form des $M_{\pi\pi}$ - Spektrums auch von anderen Experimenten bestimmt. Tabelle 15 zeigt die Ergebnisse für die Parameter aus den Veröffentlichungen /35, 36, 37/.

Ergebnis:	aus /35/:	aus /36/:	aus /37/:
B/A :	-0.02 ± 0.09	-0.18 ± 0.06	-0.09 ± 0.07
λ :	—	3.2 ± 0.4	2.6 ± 0.5
χ :	—	0.15 ± 0.02	0.12 ± 0.02

Tab. 15: Ergebnisse der $M_{\pi\pi}$ Parametrisierungen aus Messungen des $\pi^+ \pi^-$ Spektrums.

Innerhalb der Meßfehler stimmen die in dieser Arbeit für das $\pi^0 \pi^0$ Spektrum erhaltenen Werte mit diesen Messungen überein.

Wie in Kapitel 3.5 erläutert, erwartet man die Aussendung des $\pi\pi$ - Systems in einer fast reinen S - Welle. Für den Fall der reinen S - Wellen Emission erhält man eine isotrope Polarwinkelverteilung $dN/d \cos \theta_{\pi\pi}$ des $\pi\pi$ - Systems bezüglich der Strahlachse wie in (3.13) bereits dargelegt.

+) Die untere kinematische Grenze für $M_{\pi\pi}$ ist gegeben durch:

$$M_{\pi\pi} \geq M_{\pi^0} + M_{\pi^0} = 270 \text{ MeV.}$$

Abbildung 41 a) zeigt diese Winkelverteilung für die 126 $e^+e^- \pi^0 \pi^0$ und $\mu^+ \mu^- \pi^0 \pi^0$ Ereignisse. Die Winkel wurden aus den Photonenwinkeln des SC - Fits berechnet.

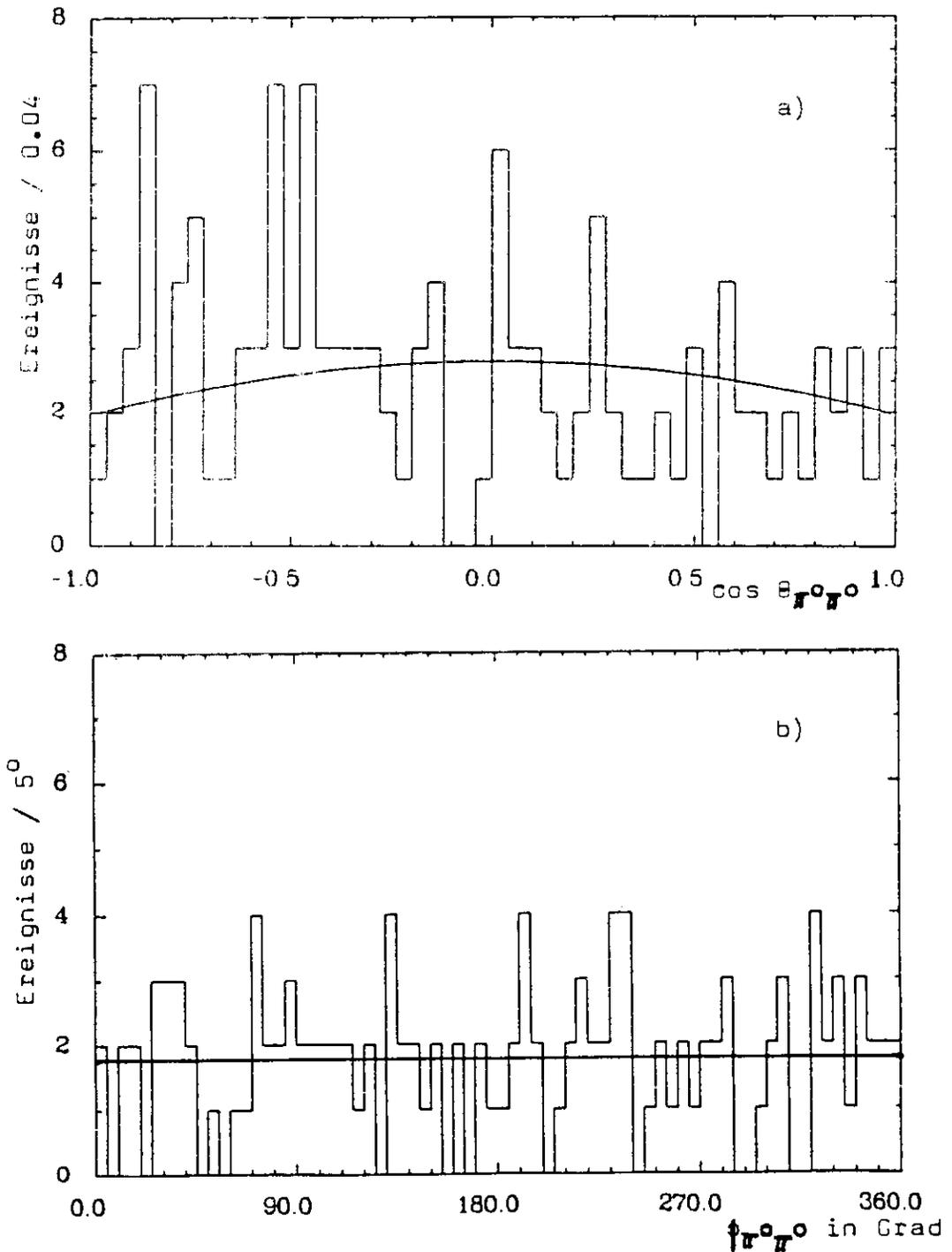


Abb. 41: Winkelverteilungen des $\pi\pi$ - Systems aus den $\pi^0 \pi^0 1^+ 1^-$ Ereignissen im Laborsystem.

a) Polarwinkelverteilung $\cos \theta_{\pi\pi}$.

b) Azimutwinkelverteilung $\phi_{\pi\pi}$.

(Durchgezogene Kurve ist akzeptanzkorrigierte MC Vorhersage für einen S - Wellen Zerfall).

Die durchgezogene Linie zeigt die akzeptanzkorrigierte MC - Vorhersage für einen reinen S - Wellen Zerfall des Y(2S) Mesons und einer $M_{\pi\pi}$ - Verteilung nach (3.18) mit $\lambda = 4$. Der Vergleich mit der experimentellen Verteilung liefert einen Confidence Level von $CL = 9 \%$. Dieser relativ schlechte Wert wird vor allem durch übermäßig viele Ereignisse bei $\cos \theta_{\pi\pi} = -0.5$ hervorgerufen. Eine Ursache für diesen Effekt ist nicht bekannt, so daß diese Ereignisse auf eine statistische Fluktuation zurückgeführt werden. Abbildung 41 b) zeigt die Azimutwinkelverteilung des Pionensystems $\phi_{\pi\pi}$. Der flache Verlauf ist ebenfalls mit der Annahme einer S - Wellen Emission des $\pi\pi$ - Systems verträglich. Für große D - Wellen Beiträge würde die Strahlpolarisation der Y(2S) Resonanz erkenntlich sein.

Die Polarwinkelverteilung $dN/d \cos \theta_{\pi}^*$ zwischen der Flugrichtung eines Pions und einer strahlparallelen z - Achse im Ruhssystem des $\pi\pi$ - Systems ist sensitiv auf den inneren Bahndrehimpuls l des Pionensystems. Für ein Pionensystem mit $l = 0$ erhält man eine isotrope Winkelverteilung wie in (3.14) bereits erwähnt.

Abbildung 42 a) zeigt diese Winkelverteilung aus den Winkeln der Photonen des 5C - Fits für die 126 Ereignisse. Die durchgezogene Kurve gehört zur akzeptanzkorrigierten Vorhersage für ein $\pi\pi$ - System ohne inneren Bahndrehimpuls $l = 0$. Diese wurde ebenfalls aus MC - Ereignissen erhalten. Der Vergleich mit den Daten liefert einen $CL = 96 \%$.

In Abbildung 42 b) ist die Verteilung des Azimutwinkels ϕ_{π}^* , der zum jeweils in der Abbildung 42 a) eingetragenen Pion gehört, dargestellt. Der flache Verlauf ist ebenfalls mit $l = 0$ verträglich. Bei höheren Bahndrehimpulsen würde auch hier die Strahlpolarisation sichtbar.

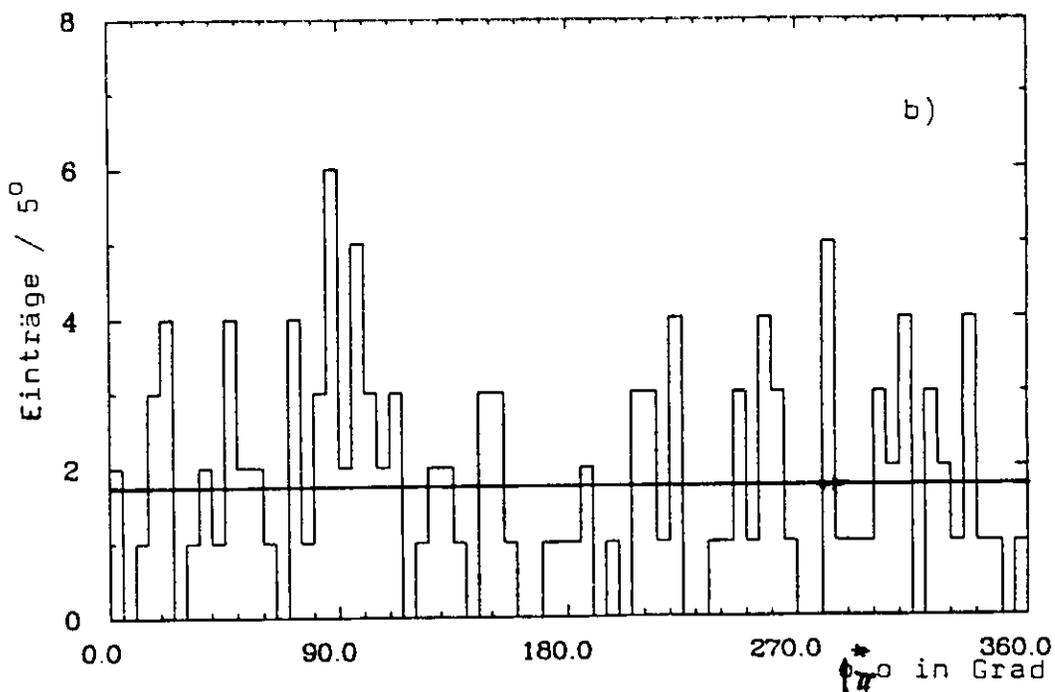
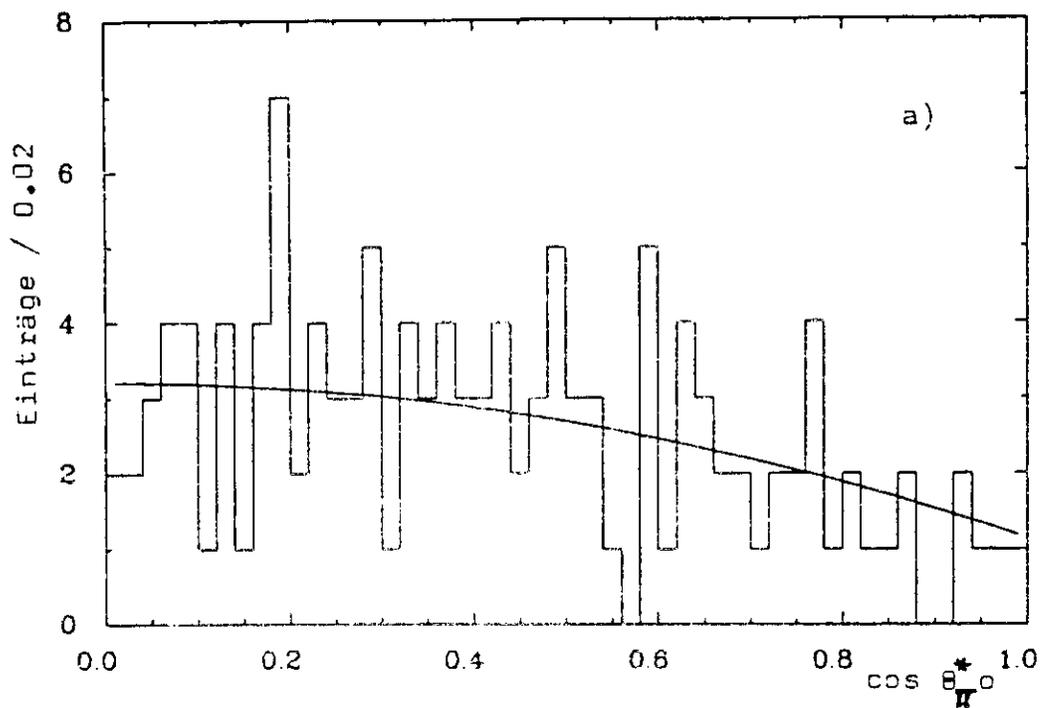


Abb. 42: Winkelverteilungen der Pionen aus den $\pi^0\pi^0l^+l^-$ Ereignissen im Ruhssystem des $\pi\pi$ - Systems.
 a) Polarwinkelverteilung $\cos \theta_{\pi}^*$.
 b) Azimutwinkelverteilung ϕ_{π}^* .
 (Durchgezogene Kurve ist akzeptanzkorrigierte MC Vorhersage für einen inneren Bahndrehimpuls des $\pi\pi$ - Systems von $l = 0$).

Das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall $Y' \rightarrow \pi^0 \pi^0 Y \rightarrow \pi^0 \pi^0 l^+ l^- (\rightarrow \mu^+ \mu^- l^+ l^-)$ ergibt sich nun aus der Beziehung:

$$B(Y' \rightarrow \pi^0 \pi^0 l^+ l^-) = \frac{N(\mu^+ \mu^- l^+ l^-)}{N_{Y'} \cdot \epsilon(\mu^+ \mu^- l^+ l^-)} \quad (8.2)$$

Mit $N_{ee} = 65$ beziehungsweise $N_{\mu\mu} = 61$ und den Akzeptanzwerten aus Tabelle 12 ebenso wie der Anzahl der erzeugten $Y(2S)$ Resonanzen von $N_{Y'} = 193\,000 \pm 15\,000$ erhält man:

$$B(Y' \rightarrow \pi^0 \pi^0 e^+ e^-) = (2.3 \pm 0.4 \pm 0.2) \cdot 10^{-3}$$

$$B(Y' \rightarrow \pi^0 \pi^0 \mu^+ \mu^-) = (2.5 \pm 0.5 \pm 0.3) \cdot 10^{-3}$$

Setzt man Leptonuniversalität voraus, ergibt sich der gewichtete Mittelwert zu:

$$B(Y' \rightarrow \pi^0 \pi^0 l^+ l^-) = (2.4 \pm 0.3 \pm 0.2) \cdot 10^{-3} \quad (8.3)$$

Für diesen Wert wurden die systematischen Fehler quadratisch addiert.

Nimmt man den derzeitigen Welt - Mittelwert für $B_{\mu\mu}(Y) = (2.9 \pm 0.3) \% /40/$ ergibt sich wiederum unter Voraussetzung der Leptonuniversalität

$$B(Y' \rightarrow \pi^0 \pi^0 Y) = (8.3 \pm 1.0 \pm 1.2) \% \quad (8.4)$$

Die Crystal Ball Ergebnisse sind einschließlich denen aus dem Übergang $Y' \rightarrow \pi^+ \pi^- Y$ in /40/ publiziert.

Das in dieser Arbeit für den $\pi^0 \pi^0$ - Übergang erhaltene Verzweigungsverhältnis wird mit dem des $\pi^+ \pi^-$ - Übergangs aus dem Mittelwert der Messungen /35, 36, 37, 38, 39/

$$B(Y' \rightarrow \pi^+ \pi^- Y) = (18.9 \pm 1.2) \%$$

verglichen.

Bei Isospinerhaltung des Übergangs beträgt das Verhältnis R abgesehen von kleinen Korrekturen wegen unterschiedlicher $\pi^{+/-}$ und π^0 Ruhmassen:

$$\frac{B(Y' \rightarrow \pi^0 \pi^0 Y)}{B(Y' \rightarrow \pi^+ \pi^- Y)} =: R = 0.5 .$$

Aus (8.4) und dem oben zitierten Wert für den geladenen Übergang erhält man ein Verhältnis

$$R = 0.44 \pm 0.09 , \quad (8.5)$$

was innerhalb des Fehlers mit der Isospinerhaltung des Übergangs verträglich ist. (Statistische und systematische Fehler wurden quadratisch addiert).

Das hier gefundene Verzweigungsverhältnis für den $\pi^0 \pi^0$ - Übergang wird auch mit einem vom CUSB Experiment bestimmten Wert verglichen /35/:

$$B(Y' \rightarrow \pi^0 \pi^0 Y) = (10.3 \pm 1.2) \% .$$

Innerhalb der Meßfehler ist unser Wert aus (8.4) damit konsistent.

In Anhang 10.7 ist von den zu den verschiedenen Übergängen gefundenen Kandidaten je ein Ereignis in einer Computerrekonstruktion dargestellt.

8.2 Ergebnisse der Analyse des η - und π^0 - Übergangs

Wegen der kleinen Anzahl der für diese Übergänge gefundenen Kandidaten und der für die ~~er~~ Ereignisse im Fall des η - Übergangs eher unklaren Untergrundsituation werden hier nur obere Grenzen für die Verzweigungsverhältnisse dieser Übergänge angegeben.

Für die Berechnung von oberen Grenzen benutzt man die Poisson - Verteilung, die gegeben ist durch /13/:

$$P_N(n) = \frac{e^{-N} \cdot n^N}{n!} \quad (8.6)$$

Die obere Grenze N ergibt sich mit einem CL = 90 % für eine beobachtete Anzahl n_0 von Ereignissen aus:

$$\sum_{n=0}^{n_0} P_N(n) = 1.0 - 0.9 = 0.1 \quad (8.7)$$

In Tabelle 16 sind die oberen Grenzen N für einige Werte von n_0 nach (8.7) mit 90 % CL berechnet.

n_0 :	0	1	2	3	4	5	6
N:	2.3	3.9	5.3	6.7	8.0	9.3	10.5

Tab. 16: Obere Grenzen N für eine beobachtete Anzahl n_0 nach der Poisson - Verteilung mit CL = 90 %.

Für den Übergang $Y' \rightarrow \eta Y \rightarrow \pi^+ \pi^-$ wurden vier ~~er~~ und ein ~~er~~ Kandidaten gefunden. Aus der Summe der Akzeptanzen für die beiden leptonischen Endzustände aus Tabelle 13 und der Zahl der Resonanzzerfälle N_Y erhält man mit $N = 9.3$ Ereignissen aus einer zu (8.2) äquivalenten Beziehung eine obere Grenze für das Verzweigungsverhältnis von:

$$B(Y' \rightarrow \eta Y) < 0.78 \% \quad (90 \% \text{ CL}) \quad (8.8)$$

Im $\pi^0 \pi^0 \pi^0$ beziehungsweise ~~xxxxxx~~ Zerfallskanal des η -Mesons wurden keine Ereignisse gefunden. Es ergibt sich aus der Summe der Akzeptanzen für ~~xxxxxx~~ e^+e^- und ~~xxxxxx~~ $\mu^+\mu^-$ Ereignisse für das Verzweigungsverhältnis eine obere Grenze von:

$$B(Y' \rightarrow \eta \gamma) < 0.67 \% \quad (90 \% \text{ CL}) \quad (8.9)$$

Beide Zerfallskanäle können auch zusammengenommen werden und man bekommt mit fünf beobachteten Ereignissen und der Summe aus allen Akzeptanzen für den η -Übergang eine obere Grenze für das Verzweigungsverhältnis von:

$$B(Y' \rightarrow \eta \gamma) < 0.60 \% \quad (90 \% \text{ CL}) \quad (8.10)$$

Auch für den Übergang $Y' \rightarrow \pi^0 \gamma$ wird eine obere Grenze für das Verzweigungsverhältnis angegeben. Außerhalb der Kaskadenbänder wurden keine ~~eejj~~ und zwei ~~jjjj~~ Kandidaten beobachtet. Daraus erhält man zusammen mit der für ~~eejj~~ und ~~jjjj~~ Ereignisse aufsummierten Akzeptanz der Tabelle 13 eine obere Grenze für das Verzweigungsverhältnis von

$$B(Y' \rightarrow \pi^0 \gamma) < 0.49 \% \quad (90 \% \text{ CL}) \quad (8.11)$$

Bei der Berechnung der oberen Grenzen der Verzweigungsverhältnisse wurden keine systematischen Fehler berücksichtigt.

Die CUSB Kollaboration hat ebenfalls nach dem Übergang $Y' \rightarrow \eta \gamma$ gesucht /34/. Von den Autoren wurden die beiden η -Zerfallskanäle $\eta \rightarrow jj$ und $\eta \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^-$ betrachtet. Es wurden keine Ereignisse beobachtet und es ergab sich eine obere Grenze für das Verzweigungsverhältnis von:

$$B(Y' \rightarrow \eta \gamma) < 0.20 \quad (90 \% \text{ CL})$$

Für den single π^0 -Übergang ist im Bottonium bisher keine andere Messung bekannt.

9. Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden hadronische Übergänge der $Y(2S)$ Resonanz in die $Y(1S)$ Resonanz untersucht. Für die beim Übergang emittierten Teilchen wurde sich auf neutrale Mesonen, beziehungsweise deren neutrale Endzustände beschränkt. Im Detail umfasste die Analyse den $\pi^0\pi^0$ - Übergang, den η - Übergang und den isospin - verbotenen Übergang durch Aussendung eines einzelnen π^0 - Mesons. Die π^0 - Mesonen wurden über den zwei - Photon Zerfallskanal, das η - Meson wurde über den zwei - Photon- und den drei - π^0 - Zerfallskanal, der schließlich in sechs Photonen endet, identifiziert.

Beim Zerfall des $Y(1S)$ Mesons wurden die exklusiven leptonischen Zerfälle $Y(1S) \rightarrow e^+e^-$ beziehungsweise $Y(1S) \rightarrow \mu^+\mu^-$ betrachtet.

In den mit dem Crystal Ball Detektor auf der $Y(2S)$ Resonanz genommenen Daten, die etwa 193 000 Resonanzzerfällen entsprechen, wurden 65 ~~888~~ e^+e^- und 61 ~~888~~ $\mu^+\mu^-$ Ereignisse gefunden. Diese Ereignisse bestehen einen kinematischen Fit, mit der Hypothese, daß je zwei der vier Photonen aus dem Zerfall eines neutralen π - Mesons und die beiden Pionen aus dem Übergang $Y(2S) \rightarrow \pi^0\pi^0 Y(1S)$ herrühren. Untergrundstudien ergaben die weitgehende Untergrundfreiheit des gefundenen Ereignissamples. Dies wird auch durch die in der Lepton - Winkelverteilung sichtbare Polarisation des $Y(1S)$ Mesons, als Folge der Strahlpolarisation bei $Y(2S)$ Energien, unterstützt.

Die Winkelverteilungen des aus den Photonen rekonstruierten Pionensystems sind mit einer S - Wellen Emission des $\pi\pi$ - Systems konsistent, aus den Winkelverteilungen der einzelnen Pionen kann auf einen inneren Bahndrehimpuls $l = 0$ des Pionensystems geschlossen werden. Die invariante Massenverteilung $M_{\pi\pi}$ zeigt eine Bevorzugung hoher $M_{\pi\pi}$ - Massenwerte,

in Übereinstimmung mit theoretischen Erwartungen. Aus den gefundenen Ereignissen ergibt sich unter der Voraussetzung der Leptonenuniversalität mit dem Weltmittelwert für

$$B_{\mu\mu}(Y) / 40 / \text{ ein Verzweigungsverhältnis von } B(Y' \rightarrow \pi^0 \pi^0 Y) = (8.3 \pm 1.0 \pm 1.2) \% .$$

Bei der Analyse des η - Übergangs wurden vier $\mu\mu e^+e^-$ Ereignisse und ein $\mu\mu^+\mu^-$ Ereignis gefunden. Diese bestehen einen kinematischen Fit, bei dem die Hypothese geprüft wird, daß zwei Photonen aus einem η - Zerfall und das η - Meson aus dem Übergang $Y(2S) \rightarrow \eta Y(1S)$ stammen. Die aus Untergrundanalysen unklare Situation erlaubt nur eine obere Grenze für das Verzweigungsverhältnis dieses Übergangs anzugeben.

Ereignisse des Typs ~~$\mu\mu\mu$~~ l^+l^- ($l=e,\mu$) aus dem drei - π^0 - Zerfall des η - Mesons wurden keine gefunden.

Aus diesen beiden η - Zerfallskanälen ergibt sich dann mit fünf Ereignissen für das Verzweigungsverhältnis des η - Übergangs eine obere Grenze von:

$$B(Y' \rightarrow \eta Y) < 0.60 \% \quad (90 \% \text{ CL}) .$$

Die Analyse des π^0 - Übergangs lieferte kein $\mu\mu e^+e^-$ Ereignis und zwei $\mu\mu^+\mu^-$ Ereignisse. Diese bestehen den kinematischen Fit mit der Hypothese, daß zwei Photonen aus einem π^0 - Zerfall und das π - Meson aus dem Übergang $Y(2S) \rightarrow \pi^0 Y(1S)$ stammt.

Ereignisse des Typs $Y(2S) \rightarrow \gamma 1^3P_J$ ($J=1,2$) $\rightarrow \mu\mu Y(1S)$ wurden durch Forderungen an die Photonenenergien ausgeschlossen. Untergrundanalysen ergaben, bezogen auf die Luminosität, eine vergleichbare Anzahl von Ereignissen in den Crystal Ball Daten der $Y(1S)$ und $Y(4S)$ Resonanzen.

Aus den oben genannten zwei Ereignissen erhält man für das Verzweigungsverhältnis des π^0 - Übergangs eine obere Grenze von:

$$B(Y' \rightarrow \pi^0 Y) < 0.50 \% \quad (90 \% \text{ CL}) .$$

Die in dieser Arbeit erhaltenen Ergebnisse werden noch mit denen aus anderen Experimenten verglichen. Das CUSB Experiment /35/ findet für den $\pi^0\pi^0$ - Übergang, sowohl für die Pionen - Winkelverteilungen als auch für die $F_{\pi\pi}$ - Massenverteilung, Werte, die mit den hier vorgestellten übereinstimmen. Auch das dort publizierte Verzweigungsverhältnis stimmt innerhalb der Meßfehler mit unseren Resultaten überein.

Aus Vergleichen des Verzweigungsverhältnisses mit dem des geladenen $\pi^+\pi^-$ - Übergangs, für den inzwischen viele Messungen auch mit hoher Statistik vorliegen /35,36,37,38,39/ ergibt sich ein Verhältnis, das mit der Isospinerhaltung des Übergangs verträglich ist. Die beim $\pi^+\pi^-$ - Übergang gefundenen Winkelverteilungen sind mit den hier vorgestellten Ergebnissen konsistent ebenso wie die invariante Massenverteilung $F_{\pi\pi}$ des Pionensystems, die auch die bevorzugte Emission des $\pi\pi$ - Systems mit hohen invarianten Massen zeigt.

Nicht in dieses Bild passen Messungen des $\pi^+\pi^-$ - Übergangs $Y(3S) \rightarrow \pi^+\pi^- Y(1S)$. Dort konnte man, mit allerdings noch geringer Statistik, eine eher Phasenraum - ähnliche Verteilung von $F_{\pi\pi}$ beobachten /41, 42/. Dies wird von der jetzigen Theorie nicht erwartet und zeigt, daß es auch weiterhin interessant sein kann, hadronische Übergänge zu untersuchen.

Für den Übergang $Y(2S) \rightarrow \eta Y(1S)$ hat das CUSB Experiment keine Ereignisse gefunden und gibt eine um etwa einen Faktor drei kleinere obere Grenze für das Verzweigungsverhältnis an.

Eine Analyse des isospin - verbotenen Übergangs $Y(2S) \rightarrow \pi^0 Y(1S)$ wurde im Bottonium noch von keinem anderen Experiment veröffentlicht.

10. Anhang

10.1 Die Schnitte der Selektion

Im folgenden sollen die Schnitte, die zum Auffinden der in dieser Arbeit selektierten Ereignisse angewendet wurden, detailliert aufgeführt werden. Die Forderungen an die verschiedenen Endzustände sind in vielen Punkten gleich. Bei Unterschieden ist der ~~xxx~~ 1^+1^- Endzustand mit 4γ , der ~~xx~~ 1^+1^- Endzustand mit 2γ und der ~~xxxxx~~ 1^+1^- Endzustand mit 6γ gekennzeichnet. Auf Ereignisse mit Elektronen und einer beliebigen Anzahl Photonen im Endzustand wird mit $e^+e^-\gamma$ auf solche mit Muonen wird mit $\mu^+\mu^-\gamma$ verwiesen.

Die Selektion beginnt mit den 154 426 Ereignissen auf den Spezial - Bändern, von denen 106 496 als ~~xxx~~ 1^+1^- Kandidaten und 84 145 als ~~xx~~ 1^+1^- Kandidaten gekennzeichnet sind. Aus Daten auf der $Y(2S)$ Energie stammen davon 13 093 ~~xxx~~ e^+e^- , 55 542 ~~xxx~~ $\mu^+\mu^-$, 7 000 ~~xx~~ e^+e^- und 45 579 ~~xx~~ $\mu^+\mu^-$ Kandidaten. Wie schon in Kapitel 6 erwähnt, wurden Ereignisse mit sechs Photonen und zwei Leptonen im Endzustand unter den ~~xxx~~ 1^+1^- Kandidaten gesucht.

Die Redundanz vieler Schnitte hat ihren Grund zum einen in dem Bestreben, das Ereignissample bereits mit einfachen Forderungen erheblich zu reduzieren, zum anderen will man oft sehen, wie viele Ereignisse schon einfache Forderungen nicht erfüllen.

Folgende Forderungen werden an die Ereignisse gestellt.

1.) Die Gesamtenergie E_G (das ist die Summe aller Kristallenergien) muß

für ~~een~~ γ Kandidaten : $7000 \text{ MeV} \leq E_G \leq 12000 \text{ MeV}$ bzw.

für ~~mu~~ $\mu\mu\gamma$ Kandidaten : $700 \text{ MeV} \leq E_G \leq 1600 \text{ MeV}$

betragen.

Die Energiesumme der Endkappenkristalle E_{EK} muß

$E_{EK} \leq 80 \text{ MeV}$ ergeben.

2.) Anzahl der zusammenhängenden Energieregionen und Energiebumps (Spuren):

- 4γ : $6 \leq N_{\text{zus. Reg.}} \leq 8$
 $6 \leq N_{\text{Bumps}} \leq 6$
- mindestens 5 Spuren innerhalb $|\cos \theta| \leq 0.86^+)$
- mindestens 6 Spuren innerhalb $|\cos \theta| \leq 0.92$
- höchstens 6 Spuren mit $E \geq 50 \text{ MeV}$
innerhalb $|\cos \theta| \leq 0.92$
- 2γ : $4 \leq N_{\text{zus. Reg.}} \leq 6$
 $4 \leq N_{\text{Bumps}} \leq 6$
- mindestens 4 Spuren innerhalb $|\cos \theta| \leq 0.80$
- höchstens 4 Spuren mit $E \geq 50 \text{ MeV}$
innerhalb $|\cos \theta| \leq 0.92$
- 6γ : $8 \leq N_{\text{zus. Reg.}} \leq 10$
 $8 \leq N_{\text{Bumps}} \leq 10$
- mindestens 5 Spuren innerhalb $|\cos \theta| \leq 0.86$
- mindestens 8 Spuren innerhalb $|\cos \theta| \leq 0.93$
- höchstens 6 Spuren mit $E \geq 50 \text{ MeV}$
innerhalb $|\cos \theta| \leq 0.93$

3.) Energie der einzelnen Spuren:

- $E_{13} \leq 550 \text{ MeV}$ (für Photonen und Muonen) oder
- $E_{13} \leq 3000 \text{ MeV}$ (für Elektronen)

Für Photonen und Muonen darf die Energie auf höchstens zehn Kristalle mit einer Kristallenergie $\geq 10 \text{ MeV}$ verteilt sein.

(Vgl. typisch für Photonen mit Energien

$20 \text{ MeV} \leq E \leq 550 \text{ MeV}$ sind: 1 - 5 Kristalle,
typisch für Muonen sind: 1 - 3 Kristalle)

+) Bei $|\cos \theta| \leq 0.86$ sind die an den Tunneln angrenzenden Kristalle praktisch ausgeschlossen, bei $|\cos \theta| \leq 0.92$ sind diese dabei, die Endkappenkristalle aber noch nicht.

- 4.) Überschußenergie, das heißt Energie, die nicht mit Spuren korreliert ist (nicht zu E13 einer Spur gehörig).
Für $e\mu\gamma$ Kandidaten: $E_{\bar{0}} \leq 500$ MeV bzw.
für $\mu\mu\gamma$ Kandidaten: $E_{\bar{0}} \leq 80$ MeV
Für $\mu\mu\gamma$ Ereignisse, die nicht genau 6 bzw. 4 bzw. 8 Spuren (4 γ bzw. 2 γ bzw. 6 γ Kandidaten) innerhalb $|\cos \theta| \leq 0.85$ haben, wird verlangt:
 $E_{\bar{0}} \leq 60$ MeV und $E_{Ek} \leq 60$ MeV.

5.) Leptonensuche.

Zwei Spuren innerhalb $|\cos \theta| \leq 0.85$ bzw.

für 2 γ Kand. innerhalb $|\cos \theta| \leq 0.75$

Für Elektronen: Spurenergie^{+) : 3000 MeV $\leq E_1 \leq 5000$ MeV}

Kollinearität: $\cos \vartheta_{(1,12)} \leq -0.90$

invariante Masse: $M_{ee} \leq 8000$ MeV

Für Muonen: Spurenergie: 150 MeV $\leq E_1 \leq 330$ MeV

Kollinearität: $\cos \vartheta_{(1,12)} \leq -0.95$

Schnitte an Energieverhältnissen der Muonen (pattern cuts).

Anzahl N der Kristalle mit $E \geq 10$ MeV: $N \leq 4$

$E1/E4 \geq 0.50$; $E4/E13 \geq 0.96$; $E3/E13 \geq 0.96$;

$E2/E4 \geq 0.88$; $E2/E13 \geq 0.86$.

Da Muonen weder schauern noch hadronische Wechselwirkung zeigen, sind ihre Energien auf ganz wenige Kristalle verteilt. Zur Veranschaulichung sind in Abbildung 43 verschiedene Energieverhältnisse der Muonen aus den $\mu\mu^+\mu^-$ Ereignissen gezeigt. (Vgl. auch Abb. 44)

6.) Photonensuche.

4 γ : 4 Spuren innerhalb $|\cos \theta| \leq 0.92$, davon mindestens
3 Spuren innerhalb $|\cos \theta| \leq 0.86$

2 γ : 2 Spuren innerhalb $|\cos \theta| \leq 0.80$

+) Bei Elektronen werden Spuren mit Energie $E \leq 30$ MeV, die innerhalb $\cos \vartheta \leq 0.85$ von den Elektronen liegen, als "split offs" angesehen und zu den Elektronenenergien addiert.

6 γ : 6 Spuren innerhalb $|\cos \theta| \leq 0.93$, davon mindestens
4 Spuren innerhalb $|\cos \theta| \leq 0.86$

Spurenergien der Photonenkandidaten zwischen^{+))}

20 MeV $\leq E_\gamma \leq$ 550 MeV

für Spuren außerhalb $|\cos \theta| > 0.86$: 50 MeV $\leq E_\gamma \leq$ 550 MeV

für 2 γ Kandidaten: 50 MeV $\leq E_\gamma \leq$ 550 MeV .

Schnitte an Energieverhältnissen (pattern cuts):

$E_1/E_4 \geq 0.40$; $E_4/E_{13} \geq 0.45$; $E_1/E_4 \leq 0.98$ \vee $E_4/E_{13} \leq 0.99$;

$0.70 \leq E_2/E_4 \leq 1.50$; $E_{13}/E_{\text{zus. Reg.}} \geq 1.00$;

zusätzlich für Spuren mit Energien $E \geq 90$ MeV:

$0.40 \leq E_1/E_4 \leq 0.98$; $0.55 \leq E_4/E_{13} \leq 0.995$;

In Abbildung 44 sind verschiedene Energieverhältnisse für die Photonen aus den Ereignissen des $\pi^0 \pi^0 l^+ l^-$ Übergangs, das heißt im Energiebereich von etwa 20 MeV $\leq E_\gamma \leq$ 400 MeV gezeigt.

Die Energiesumme der Photonenkandidaten muß mindestens

$\sum_i E_{13}(\gamma_i) \geq 300$ MeV betragen.

7.) Überlapp - Schnitte.

Für die gegenseitige räumliche Trennung der Photonen beziehungsweise Leptonen wird gefordert⁺⁺⁾:

4 γ : $\cos \vartheta_{ij} \leq 0.90$ (für Photonen und Leptonen)

2 γ : $\cos \vartheta_{\gamma\gamma} \leq 0.88$ (für Photonen)

$\cos \vartheta_{\gamma l} \leq 0.75$ (für Photonen zu Leptonen)

6 γ : $\cos \vartheta_{ij} \leq 0.94$ (für Photonen und Leptonen).

Sind außer den oben identifizierten Leptonen und Photonen noch zusätzliche getrennte Spuren vorhanden, so darf deren Energiesumme $\sum E \leq 20$ MeV nicht überschreiten.

+) Die Energie der Photonenkandidaten wird vor den Schnitten mit der in Anhang 10.2 besprochenen Energiekorrektur versehen.

++) siehe Fußnote Seite 120

Die weiteren Selektionsschritte sind einschließlich des kinematischen Fits in den jeweiligen Abschnitten des Kapitels 6 besprochen und werden hier nicht weiter aufgeführt.

Um eine Abschätzung der Triggerakzeptanzen zu ermöglichen, werden die endgültig akzeptierten Ereignisse auf die drei Trigger:

- Gesamtenergie - Trigger
- Muonenpaar - Trigger
- Topologie - Trigger

überprüft. Man findet, daß von den letztendlich akzeptierten Ereignissen jedes mindestens einen der drei Trigger gesetzt hat.

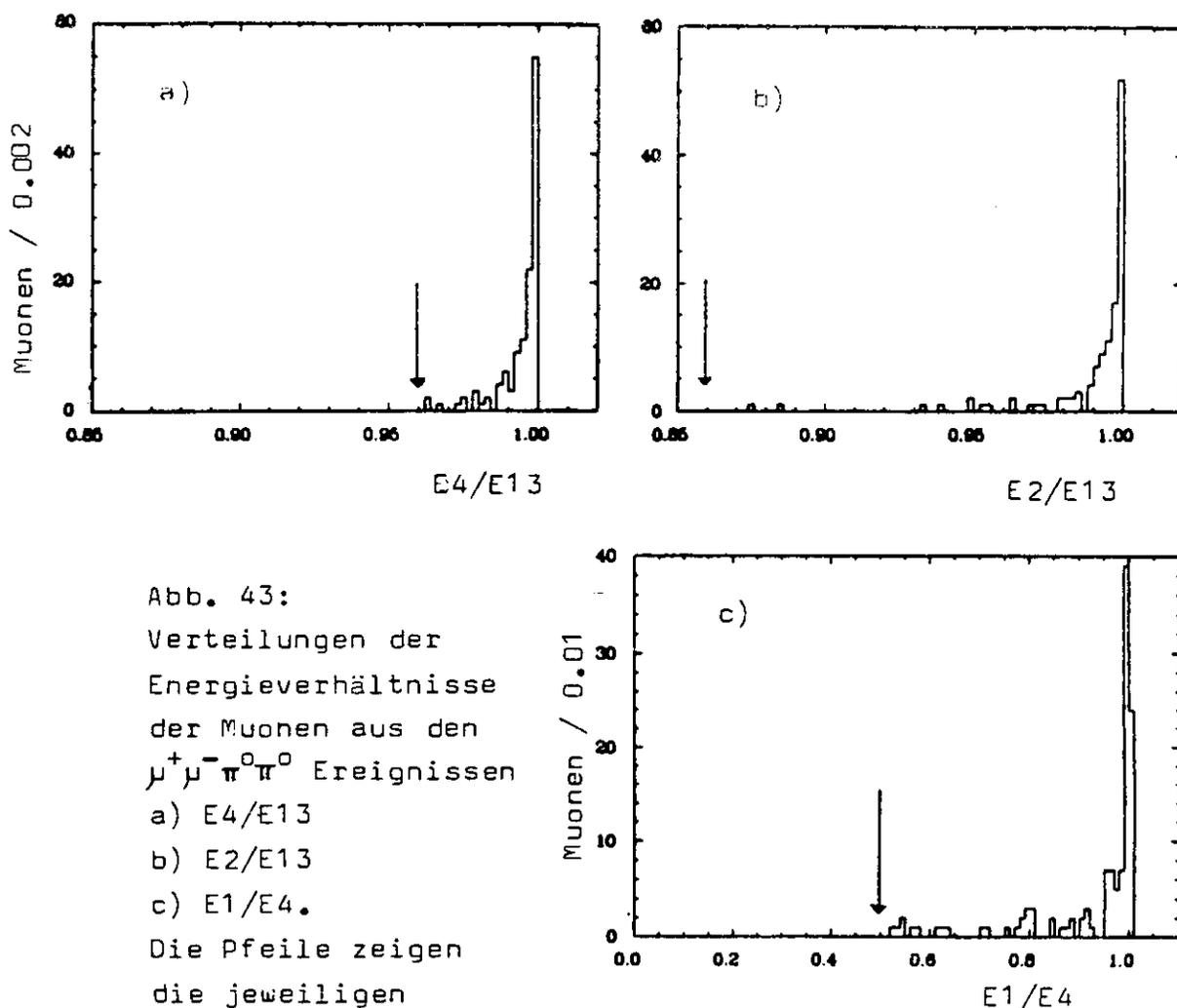


Abb. 43:
Verteilungen der
Energieverhältnisse
der Muonen aus den
 $\mu^+\mu^-\pi^0\pi^0$ Ereignissen
a) $E4/E13$
b) $E2/E13$
c) $E1/E4$.
Die Pfeile zeigen
die jeweiligen
Schnitte an.

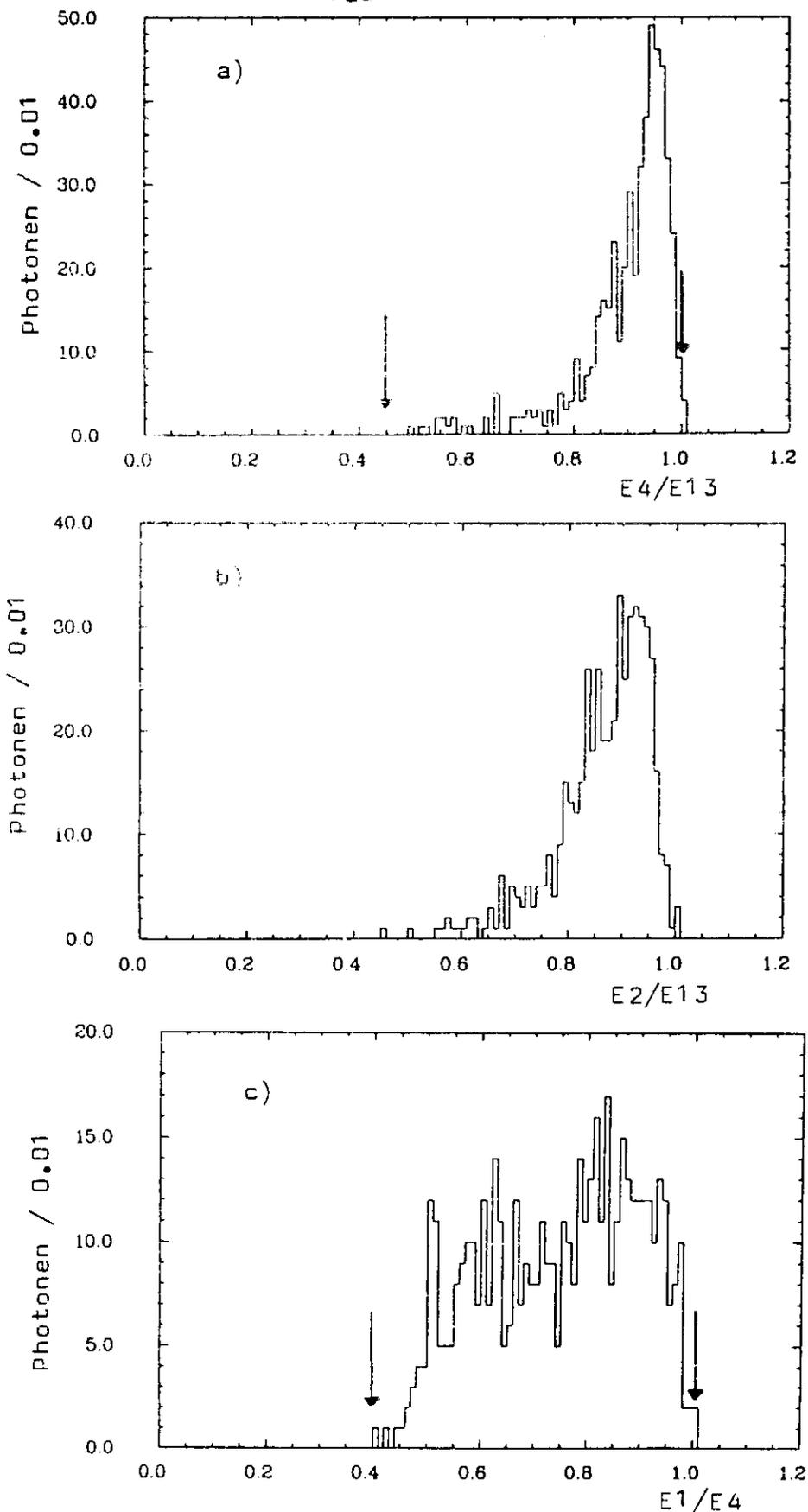


Abb. 44: Verteilungen von Energieverhältnissen der Photonen aus den 1^+1^- Ereignissen a) $E4/E13$ b) $E2/E13$ c) $E1/E4$. Die Pfeile zeigen die jeweiligen Schnitte an. (Details siehe Text.)

10.2 Die Photonen - Energiekorrektur

Bereits in einem frühen Stadium der $\pi^0\pi^0l^+l^-$ Analyse bemerkte man, daß die Energiekalibration des Detektors für die niederenergetischen Photonen (Energiebereich 10 - 300 MeV) nicht ganz korrekt ist. Das Maximum der invarianten Photonenmassen lag nicht wie erwartet bei $M_{\pi^0} = 135$ MeV, sondern etwa vier Prozent tiefer, bei $M_{\pi^0} \approx 130$ MeV. Ähnliches galt für die mit den vier Photonen bestimmte Massendifferenz ΔM . Dies wollte man durch eine Korrektur der dazugehörigen Photonenenergien verbessern. Da der Crystal Ball mit Bhabha - Ereignissen bei etwa 5 GeV geeicht wird, sollte eine energieabhängige Korrektur verwendet werden, die bei der Strahlenergie verschwindet. Folgende Beziehung erfüllt diese Voraussetzung:

$$E_{\text{corr}}(\gamma) = E(\gamma) / (1 + a \cdot \ln(E(\gamma)/E_{\text{Strahl}})) \quad (10.1)$$

Der Wert des Parameters a wurde empirisch ermittelt, indem für alle ~~xxxx~~ l^+l^- Ereignisse die Werte von M_{π^0} und ΔM mit den durch (10.1) korrigierten Photonenenergien bestimmt wurden und die Summe der quadratischen Abweichungen von den erwarteten Werten $M_{\pi^0} = 135$ MeV und $\Delta M = 563$ MeV minimiert wurde. Daraus ergibt sich ein Wert von $a = 0.0124 \pm 0.0005$.

Nach der Anwendung dieser Korrektur auf die Photonenenergien erscheinen sowohl M_{π^0} als auch ΔM bei den erwarteten Werten. (Siehe auch Anhang 10.3).

Die Bestimmung des Parameters a der Beziehung (10.1) ist auch aus dem direkten Vergleich der gemessenen Photonenenergien der ~~xxxx~~ l^+l^- Ereignisse mit den vom 5C - Fit bestimmten Photonenenergien möglich. Um nicht systematisch schlechte Ereignisfits zu erhalten, wurden die dem Fit übergebenen Photonenenergien bereits mit der Beziehung (10.1) und dem oben gefundenen Wert von a korrigiert. Trägt man nun die ursprünglich gemessenen Photonenenergien und die vom 5C - Fit bestimmten Energien in eine zwei-

dimensionale Darstellung, so erhält man aus der besten Anpassung von (10.1) an diese Darstellung einen Wert von $a = 0.0131 \pm 0.0005$. Dies paßt ziemlich gut mit dem oben gefundenen Wert von a zusammen.

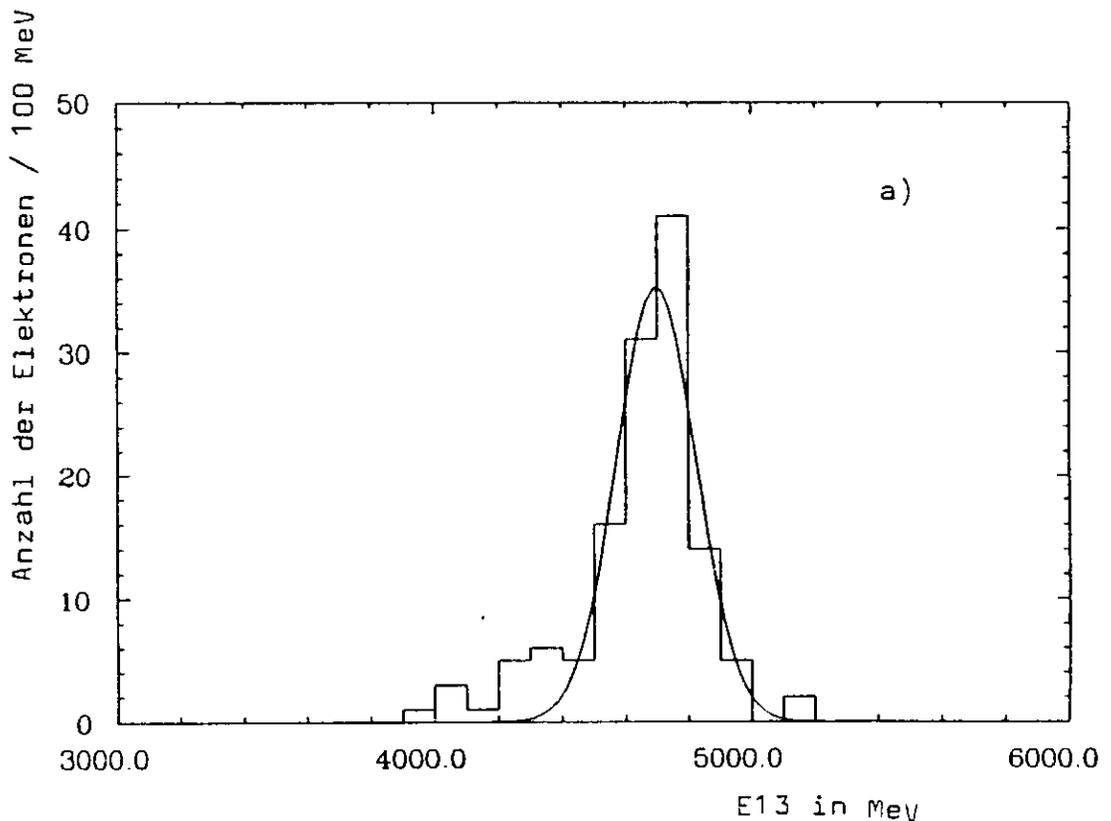
Die Energiekorrektur (10.1) mit dem Wert für $a = 0.0124$ wurde auch für die Photonen der anderen in dieser Arbeit analysierten Zerfallskanäle angewendet. Da die betrachteten Photonenenergien für die $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ als auch für die $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ Übergänge etwas verschieden von denen des $\pi^0 \pi^0 1^+ \pi^-$ Übergangs sind, bleibt hier eine etwas größere systematische Unsicherheit.

10.3 Energieverteilungen und Detektorauflösungsvermögen

In diesem Abschnitt sollen noch kurz einige Energieverteilungen vorgestellt und das Auflösungsvermögen des Detektors für wichtige Größen bestimmt werden.

Die Energien der Elektronen aus den ~~den~~ e^+e^- Ereignissen sind in Abbildung 45 a) gezeigt. Der nicht gaußförmige niederenergetische Teil der Verteilung beruht im wesentlichen auf Leakage - Effekten und kann auch mit nicht radiativen Bhabha - Ereignissen beobachtet werden.

Die Muonen - Energieverteilung der ~~den~~ $\mu^+\mu^-$ Ereignisse ist in Abbildung 45 b) dargestellt. Die Schnitte erlauben Muonenenergien von 150 MeV bis 330 MeV. Erwartet wird für Muonen eine Landau - Verteilung mit einem Maximum der Energie bei etwa 220 MeV. Für 5 GeV Muonenenergien reicht diese Verteilung wegen knock - on - Elektronen bis zu Energien von 1.5 GeV. (Siehe auch Abbildung 39).



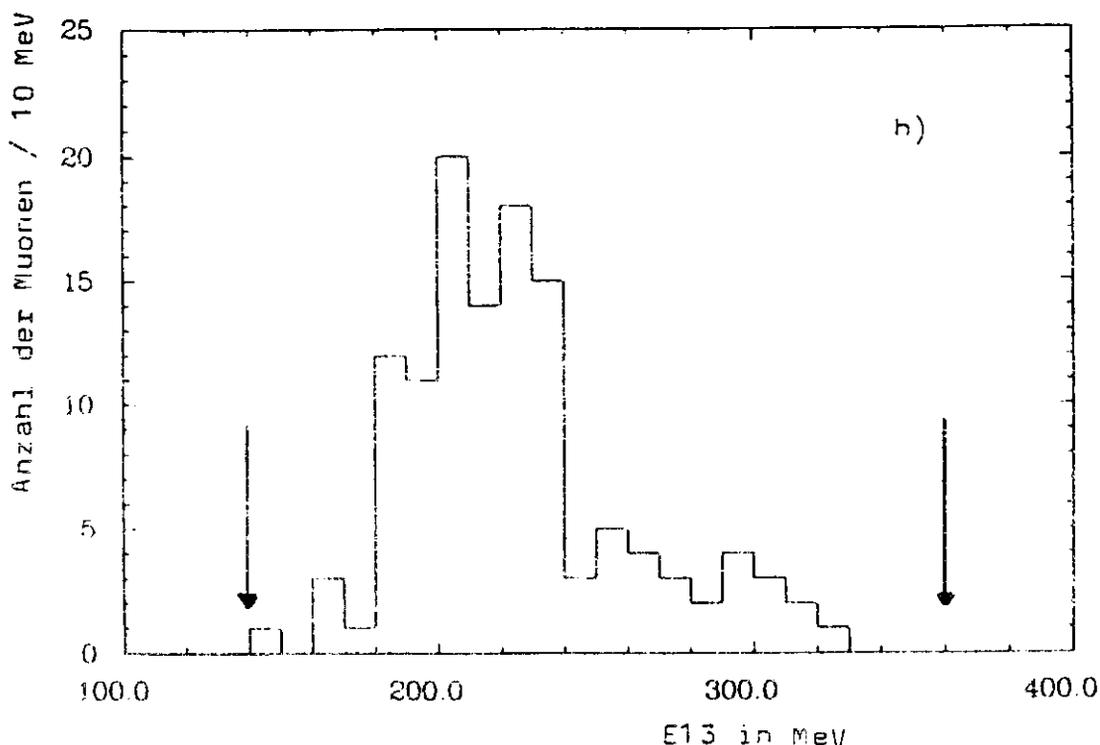


Abb. 45: Verteilung der Energie E13 der
 a) Elektronen der $\pi^0\pi^0e^+e^-$ Ereignisse. Die durchgezogene Kurve zeigt einen Fit mit einer Gaußverteilung.
 b) Muonen der $\pi^0\pi^0\mu^+\mu^-$ Ereignisse. Die Pfeile zeigen die Energieschnitte bei der Muonenselektion.

Die invariante Massenverteilung der Photonen $M_{\pi\pi}$ und die Verteilung der Massendifferenz ΔM für die $\pi\pi e^+e^-$ und die $\pi\pi\mu^+\mu^-$ Ereignisse wird aus Abbildung 46 a) und b) ersichtlich. Ein Fit jeder Abbildung mit einer Gaußkurve liefert die Auflösungen, die in Tabelle 17 eingetragen sind. Die Detektorauflösung für die Werte der invarianten Massen $M_{\pi\pi}$ wird mit Monte Carlo Ereignissen ermittelt. Man bildet die Differenz zwischen der erzeugten $M_{\pi\pi}$ - Masse und der vom Detektor gemessenen beziehungsweise vom Fit ermittelten $M_{\pi\pi}$ - Masse. Für die gemessenen beziehungsweise die vom 50 - Fit bestimmten $M_{\pi\pi}$ - Werte ergeben sich bei Mittelung über den kinematischen Bereich von $M_{\pi\pi}$ die auch in Tabelle 17 aufgeführten Auflösungen. Der dort erhaltene Wert von $\sigma(M_{\pi\pi}) = 8$ KeV wurde auch bei der Bestimmung des Parameters B/A in Kapitel 8.1 verwendet.

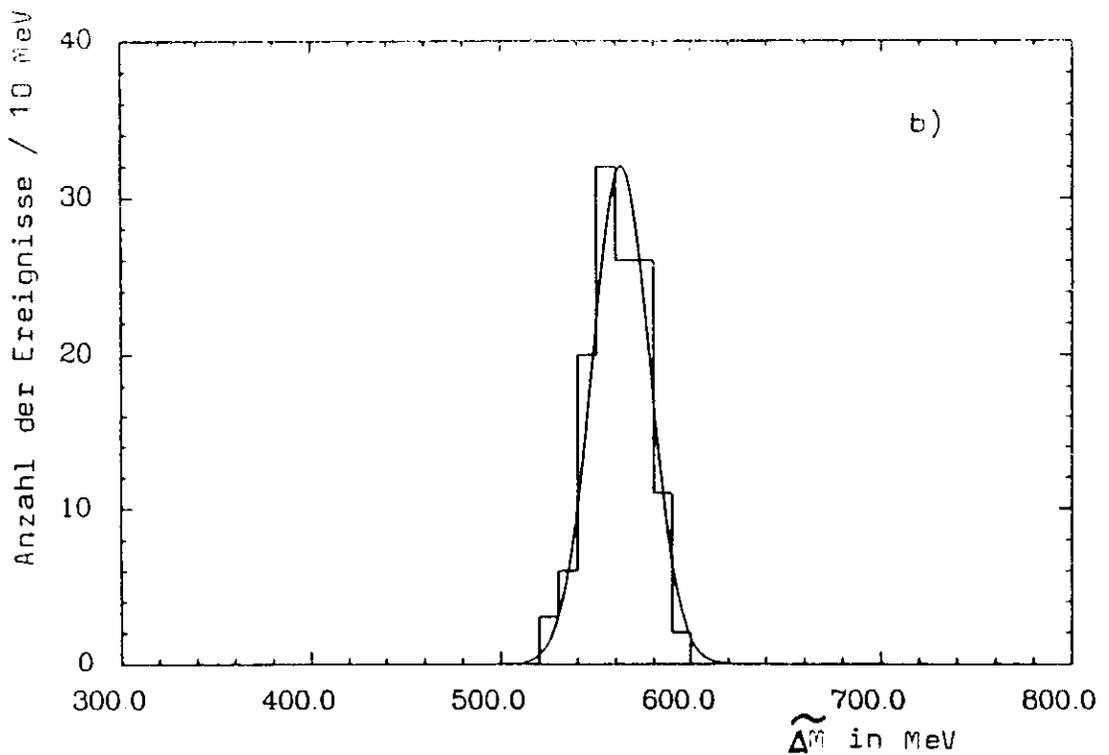
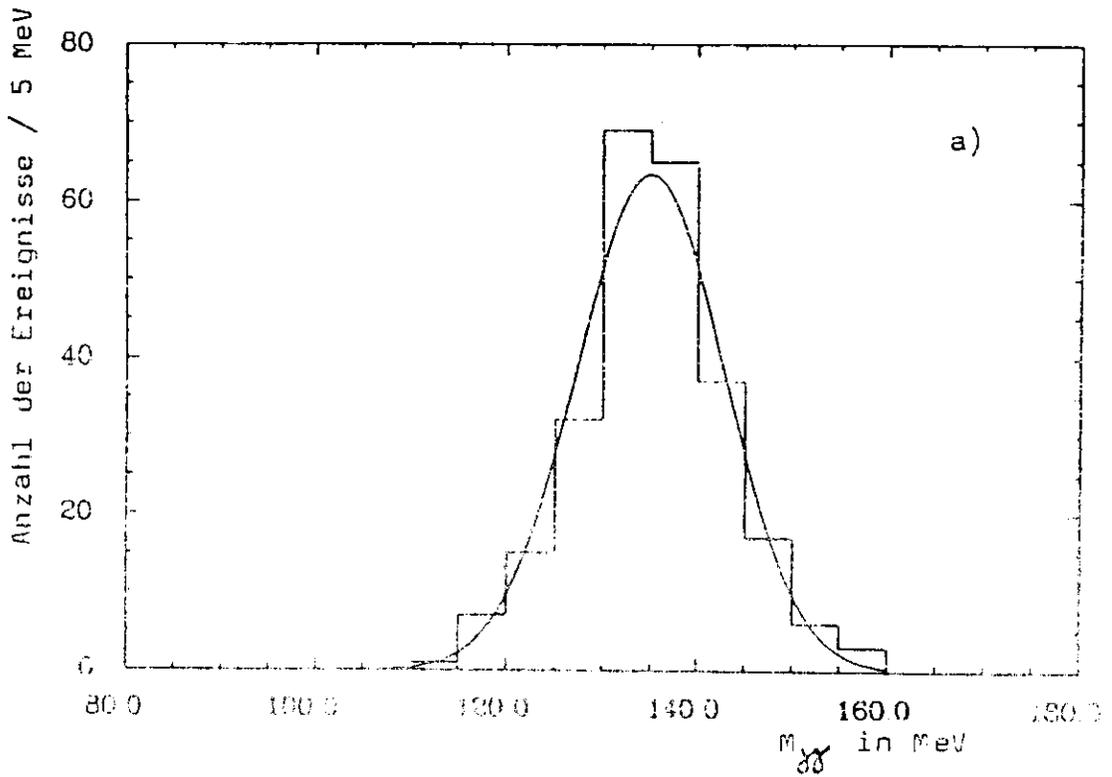


Abb. 46: a) Verteilung der invarianten Photonennasse $M_{\gamma\gamma}$
b) Verteilung der gemessenen Massendifferenz $\tilde{\Delta M}$
der $\pi^0\pi^0e^+e^-$ und $\pi^0\pi^0\mu^+\mu^-$ Ereignisse. Die durchgezogenen Kurven zeigen Fits mit einer Gaußverteilung um $M_{\pi^0} = 135$ MeV und $\tilde{\Delta M} = 563$ MeV.

$\cancel{\eta\eta} 1^+ 1^-$	Daten: (gemessen)	MC: (gemessen)	MC: (5C-Fit) $(M_{\cancel{\eta\eta}} = M_{\pi^0})$ $(\widetilde{\Delta M} = \Delta M)$
$G(M_{\cancel{\eta\eta}})$:	8 MeV	6 MeV	-
$G(\widetilde{\Delta M})$:	15 MeV	16 MeV	-
$G(\langle M_{\pi^0} \rangle)$:	-	12 MeV	8 MeV

Tab. 17: Massenauflösungen für $\pi^0 \pi^0 1^+ 1^- \rightarrow \cancel{\eta\eta} 1^+ 1^-$ Ereignisse.

Für den η - und den π^0 - Übergang werden die Auflösungen mit Monte Carlo Ereignissen ermittelt. Es ergeben sich die Werte der Tabelle 18.

	MC: (gemessen)	MC: (3C-Fit) $(\widetilde{\Delta M} = \Delta M)$
$\cancel{\eta} 1^+ 1^-(\eta)$:		
$G(M_{\cancel{\eta}})$:	16 MeV	6 MeV
$G(\widetilde{\Delta M})$:	16 MeV	-
$\cancel{\eta} 1^+ 1^-(\pi^0)$:		
$G(M_{\cancel{\eta}})$:	11 MeV	10 MeV
$G(\widetilde{\Delta M})$:	16 MeV	-
$\cancel{\eta\eta} 1^+ 1^-(\eta)$:		
$G(M_{\cancel{\eta\eta}})$:	10 MeV	10 MeV
$G(\widetilde{\Delta M})$:	16 MeV	-

Tab. 18: Massenauflösungen für $\eta 1^+ 1^- \rightarrow \cancel{\eta} 1^+ 1^-$,
 $\pi^0 1^+ 1^- \rightarrow \cancel{\eta} 1^+ 1^-$ und $\eta 1^+ 1^- \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0 1^+ 1^- \rightarrow$
 $\cancel{\eta\eta} 1^+ 1^-$ Ereignisse.

10.4 Kinematische Fits

Ein Ereignis mit N_T Teilchen im Endzustand wird durch $N_P = 3 \cdot N_T + 1$ Parameter beschrieben. Diese ergeben sich aus der Energie, dem Polar- und dem Azimutwinkel jedes Teilchens und dem z - Vertex des Ereignisses. Sind die Werte aller dieser Parameter, die mit V_i bezeichnet werden, gemessen, so ist die Anzahl der gemessenen Parameter $N_M = N_P$, sind Größen wie zum Beispiel Energien von Teilchen nicht gemessen (wie bei Muonen), so reduziert sich die Anzahl N_P entsprechend. Das Gleichungssystem aus Energie- und Impulserhaltung erlaubt nun für nicht gemessene Parameter Werte zu berechnen, beziehungsweise für gemessene Parameter optimierte Werte, die die Energie- und Impulserhaltung erfüllen, zu bestimmen. Dies tut man in einem kinematischen Fit.

Falls ein Teil der Teilchen im Endzustand aus dem Zerfall von Teilchen in Zwischenzuständen herrührt, kann man dem allgemeinen Gleichungssystem aus Energie - Impulserhaltung weitere Gleichungen hinzufügen. Im allgemeinen verlangen diese, daß die invariante Masse M_{inv} der jeweiligen Teilchen im Endzustand mit der Masse des Zwischenzustandes M_{Zw} übereinstimmt.

Man hat also folgendes Gleichungssystem:

$$F_1(V) = E_{CR} - \sum_{i=1}^{N_T} E_i = 0$$

$$F_{2,3,4}(V) = \sum_{i=1}^{N_T} p_i = 0 \quad (10.2)$$

unter Umständen zusätzliche Gleichungen der Form:

$$F_{5,\dots}(V) = m_{Zw}^2 - m_{inv}^2 = m_{Zw}^2 - \left(\left(\sum_{l=1}^{N_Z} E_l \right)^2 - \left(\sum_{l=1}^{N_Z} p_l \right)^2 \right) = 0$$

N_Z : Zahl der Teilchen, in die der Zwischenzustand zerfällt.

Je nach Anzahl N_{zG} der zusätzlichen Gleichungen (F_5, F_6, \dots) erhält man die Anzahl der Constraints eines kinematischen Fits zu $N_C = 4 + N_{zG}$.

Um nun aus den gemessenen Werten V_i der Parameter optimierte Werte V_i^0 zu erhalten, wird eine verallgemeinerte χ^2 Methode angewandt, bei der die Zwangsbedingungen in Form der obigen Gleichungen mit Lagrange Multiplikatoren α_j berücksichtigt werden /7, 43/.

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N_p} ((V_i - V_i^0)^2 / \sigma_i^2) + \sum_{j=1}^{N_C} \alpha_j F_j(V)$$

σ_i : Apparatenauflösung

Die Minimierung von χ^2 verlangt:

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial V_i} = \frac{\partial \chi^2}{\partial \alpha_j} = 0.$$

Da die Funktionen F_C im allgemeinen nichtlineare Beziehungen enthalten, wird für die Lösung ein iteratives Verfahren angewendet, und die Constraint Funktionen werden linearisiert. In jeder Iteration werden die neuen Parameterwerte V_i^n aus den Werten der vorigen Iteration V_i^{n-1} bestimmt.

$$V_i^n = V_i^{n-1} + \Delta V_i^{n-1}$$

Dieses Verfahren wird abgebrochen, wenn die Erfüllung der Gleichungen F_C einen Grenzwert unterschritten hat. Ebenso wird das Verfahren abgebrochen, wenn nach einer bestimmten Anzahl von Iterationen keine Konvergenz erreicht ist. Physikalisch bedeutet der letztere Fall, daß das Ereignis die Fit - Hypothese nicht erfüllt (das heißt möglicherweise aus einer anderen Reaktion stammt). Im ersteren Fall hat man nun für die Energien und Winkel der Teilchen optimierte Werte, die die Erhaltungssätze erfüllen.

Aus der Anzahl der gemessenen Größen N_m , der Anzahl der Parameter zur Beschreibung des jeweiligen Endzustandes N_p und der Anzahl der Constraints N_C ergibt sich die An-

zahl der Freiheitsgrade NDF des Fits zu $NDF = N_M - N_P + N_C$, die auch Constraint - Klasse genannt wird.

Kinematische Fits werden durch diese Constraint - Klasse (als zum Beispiel 5C - Fit oder 3C - Fit) gekennzeichnet, die letztendlich aussagt, wie hoch das System aus Energie- und Impulserhaltungsgleichungen überbestimmt ist.

Für die Ereignisse der vorliegenden Analyse ist ohne Einbeziehung von Zwischenzuständen für alle Endzustände ein 2C - Fit möglich, da die Energien der Muonen nicht gemessen, beziehungsweise die Energien der Elektronen als nicht gemessen behandelt werden.

Für Ereignisse des Übergangs $Y' \rightarrow \pi^0 \pi^0 Y \rightarrow \gamma \gamma \gamma 1^+ 1^-$ kann man zusätzlich fordern, daß je zwei der vier Photonen aus einem π^0 - Zerfall stammen und die mit den Photonen gemessene Massendifferenz $\tilde{\Delta M}$ mit der Massendifferenz $\Delta M := M(Y') - M(Y)$ von Y' und Y Meson übereinstimmt.^{+) Das ergibt einen 5C - Fit.}

Für Ereignisse der Übergänge $Y' \rightarrow \eta Y \rightarrow \gamma \gamma 1^+ 1^-$, $Y' \rightarrow \pi^0 Y \rightarrow \gamma \gamma 1^+ 1^-$ und $Y' \rightarrow \eta Y \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0 Y \rightarrow \gamma \gamma \gamma \gamma 1^+ 1^-$ wurde meist ein 3C - Fit mit der Forderung $\tilde{\Delta M} = \Delta M$ angewendet.

Für die beiden ersten Zerfallskanäle ergibt sich mit der zusätzlichen Bedingung $M_{\gamma\gamma} = M_{\eta} = 549 \text{ MeV}$ beziehungsweise $M_{\gamma\gamma} = M_{\pi^0} = 135 \text{ MeV}$ ein 4C - Fit.

Die gemessenen Ereignisgrößen werden beim kinematischen Fit innerhalb der als gaußförmig verteilt angenommenen Apparateauflösungen variiert. Diese Auflösungen müssen dem Fitprogramm eingegeben werden. Darauf wird am Ende des Kapitels nochmals eingegangen.

Zur Überprüfung des Fitverfahrens und der angenommenen Apparateauflösungen betrachtet man für jeden Wert V_i die mit vielen Ereignissen erhaltene Verteilung der Pulls.

+) Dies ist im Fit äquivalent zu der Forderung, daß die invariante Leptonenmasse $M_{l^+ l^-}$ gleich der Masse $M(Y(1S))$ des $Y(1S)$ Mesons ist.

Der Pull P ist definiert zu:

$$P_i = \frac{(V_i^{\text{fit}} - V_i^{\text{gemessen}})}{\epsilon_i^{\text{Apparat}}}$$

$\epsilon_i^{\text{Apparat}}$: Apparateauflösung

Die Pullverteilung sollte eine Gaußkurve mit dem Mittelwert null und der Breite $\epsilon_{\text{pull}} = 1$ ergeben. Hat man die gefitteten Werte V^{fit} , so kann für jeden Fit aus dem Wert von χ^2 ein Confidence Level berechnet werden. Dies nimmt Werte zwischen null und eins an, und zeigt für Ereignisse, die die Fithypothese erfüllen, bei korrekt angenommenen Apparateauflösungen eine flache Verteilung. Alle Confidence Levels sind also gleich wahrscheinlich.

Für alle in den vorliegenden Analysen durchgeführten kinematischen Fits wurden die Verteilungen der Pulls und die Verteilungen der Confidence Levels CL überprüft. Mit dem in allen Analysen für gute Ereignisse geforderten $\text{CL} \geq 5\%$ befindet man sich jeweils im flachen Teil der CL - Verteilung und hat den Untergrund von Ereignissen, die die Fithypothese sehr schlecht beziehungsweise nicht erfüllen, abgetrennt.

Die für die kinematischen Fits verwendeten Apparateauflösungen sind in Tabelle 19 aufgeführt.

Energieauflösung:

für Ereignisse mit vier beziehungsweise sechs Photonen im Endzustand:

$$\epsilon_E = \frac{0.32}{\sqrt[4]{E(\text{in GeV})}}$$

für Ereignisse mit zwei Photonen im Endzustand:

$$\epsilon_E = \frac{0.30}{\sqrt[4]{E(\text{in GeV})}}$$

<p>Winkelauflösungen:</p>
<p>Polarwinkel θ:</p> <p>Für Muonen: $\sigma_{\theta} = 0.040 \text{ rad} + \sigma_z/R_B \cdot \sin \theta$</p> <p>Für Photonen und Elektronen:</p> <p>Energie $\leq 100 \text{ MeV}$: $\sigma_{\theta} = 0.035 \text{ rad} + \sigma_z/R_B \cdot \sin \theta$</p> <p>Energie $\geq 1000 \text{ MeV}$: $\sigma_{\theta} = 0.020 \text{ rad} + \sigma_z/R_B \cdot \sin \theta$</p> <p>100 MeV \leq Energie \leq 1000 MeV: linear energieabhängig von $\sigma_{\theta} = 0.035 \text{ rad}$ bis $\sigma_{\theta} = 0.020 \text{ rad}$</p>
<p>Azimutwinkel ϕ:</p> $\sigma_{\phi} = \sigma_{\theta} / \sin \theta$
<p>σ_z: Vertexverteilung in der z - Koordinate</p> <p>R_B: Radius des Detektors (Näheres im Text)</p>

Tab. 19: Energie- und Winkelauflösungen des Crystal Ball Detektors, wie sie im kinematischen Fit verwendet wurden.

Die in Tabelle 19 beschriebene θ - Abhängigkeit des Polarwinkelfehlers ergibt sich, da die vorliegenden Ereignisse ohne Kammer Spuren analysiert sind und der z - Vertex daher immer bei $z = 0$ angenommen wird.⁺⁾ Für die Vertexverteilung wird ein $\sigma_z = 1.4 \text{ cm}$ angenommen, was dem bei DCRIS gemessenen Wert entspricht. (Siehe auch Kapitel 7.1).

R_B ist der Detektorradius. Der einzusetzende Wert hängt vom Ort des Schwerpunktes der Energiedeposition und damit von der Teilchenart beziehungsweise -energie ab.

+) Bei Ereignissen, deren z - Vertex wirklich gemessen ist, würde diese θ - Abhängigkeit des Polarwinkelfehlers verschwinden.

Er wurde bestimmt zu:

$R_B = 36$ cm (für Photonen und Elektronen mit Energien ≤ 1 GeV)

$R_E = 46$ cm (für Photonen und Elektronen mit Energien ≥ 1 GeV
und für Muonen).

In den hier beschriebenen Analysen wurde weitgehend ein Fitprogramm verwendet, das die Möglichkeit enthält, neben den Winkeln und Energien der Teilchen auch den z - Vertex eines Ereignisses im Fitverfahren zu variieren. Dies ist im vorliegenden Fall von Nutzen, da für die Ereignisse, wie schon erwähnt, kein z - Vertex aus den Drahtkammern bestimmt wurde. Zu Testzwecken wurde auch ein anderes Fitprogramm, das die Vertexvariation nicht kann, verwendet. Innerhalb vernachlässigbarer Unterschiede wurden gleiche Resultate erzielt.

10.5 Systematische Fehler der Akzeptanzen

Systematische Fehler ergeben sich bei der Selektion der Ereignisse als auch bei der Bestimmung der Akzeptanzen mit Monte Carlo Ereignissen. Im folgenden sollen verschiedene Quellen untersucht und ihre Beiträge abgeschätzt werden. Die meisten Abschätzungen erhielt man, indem einzelne Forderungen sowohl für die Ereignisse aus den Daten als auch für die Monte Carlo Ereignisse verändert wurden. Der systematische Fehler wurde dann aus den statistisch signifikanten Unterschieden in der akzeptanzkorrigierten Anzahl der Ereignisse abgeschätzt.

Für die Muonensimulation wurde der Fehler aus den mit verschiedenen Programmen simulierten Muonen, und auf bekannte Effekte korrigierten Akzeptanzunterschieden bestimmt. Der Fehler durch die ungenaue Kenntnis der Strahlpolarisation wurde durch Vergleich der Akzeptanzen aus den Monte Carlo Datensätzen mit und ohne Strahlpolarisation ermittelt.

Folgende Quellen wurden auf systematische Fehler untersucht:

- Raumwinkel
- untere Grenze der Photonenenergie
- Schnitt an der Überschugenergie
- Spalt zwischen den Ballhälften
- Schnitt am Confidence Level (kinematischer Fit)
- Monte Carlo Muonensimulation
- Unsicherheit in der Strahlpolarisation.

Die für die ~~xxx~~ e^+e^- und ~~xxx~~ $\mu^+\mu^-$ Ereignisse gefundenen systematischen Fehler an den Akzeptanzwerten sind in Tabelle 20 zusammengestellt. Für den gesamten systematischen Fehler wurden die Einzelfehler quadratisch addiert.

	e^+e^-	$\mu^+\mu^-$
Raumwinkel: Leptonen:	1 %	5 %
Photonen:	2 %	1 %
Untere Grenze der Photonenenergie:	2 %	1 %
Schnitt an der Überschußenergie:	-	5 %
Spalt zwischen den Ballhälften:	-	-
Schnitt am Confidence Level:	2 %	2 %
Muonensimulation:	-	5 %
Unsicherheit in der Strahlpolarisation:	0.5 %	0.5 %
gesamt:	4 %	9 %

Tab. 20: Systematische Fehler der Akzeptanzen.

Für den η - Übergang und den π^0 - Übergang wurden im wesentlichen systematische Fehler der gleichen Größe angenommen. Zu berücksichtigen sind jedoch die kleinen Unterschiede in den Raumwinkelschnitten. Der Fehler an der Muonensimulation der Monte Carlo Ereignisse dieser Übergänge ist kleiner, da die Monte Carlo Muonen nicht durch Muonen aus $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ Ereignissen ersetzt zu werden brauchten.

Bei der Berechnung von Verzweigungsverhältnissen für diese Übergänge können allerdings die systematischen gegen die statistischen Fehler aufgrund der kleinen Anzahlen von Ereignissen vernachlässigt werden.

10.6 Kinematische Verhältnisse

In diesem Abschnitt sollen die kinematischen Verhältnisse für die hier untersuchten Übergänge kurz erläutert werden. Zuerst wollen wir uns dem $\pi^0\pi^0$ Übergang zuwenden. Ausgehend von Energie- und Impulserhaltung gilt mit $p = (E, \underline{p})$ die Beziehung

$$p_{Y'} = p_Y + p_{\pi\pi}$$

Quadrieren und Auflösen nach E_Y ergibt:

$$E_Y = \frac{m_{Y'}^2 + m_Y^2 - m_{\pi\pi}^2}{2 m_{Y'}}$$

Mit den bekannten Werten von $m(Y') = 10023 \text{ MeV}$, $m(Y) = 9460 \text{ MeV}$ und $270 \text{ MeV} \leq m_{\pi\pi} \leq 563 \text{ MeV}$ erhält man

$$9460 \text{ MeV} \leq E_Y \leq 9472 \text{ MeV}.$$

Das bedeutet eine kinetische Energie des Y - Mesons von:

$$E_Y^{\text{kin}} \leq 12 \text{ MeV}.$$

Aus $p_Y^2 = (p_{11} + p_{12})^2$ ergibt sich:

$$\cos \vartheta_{11,12} = 1 - (m_Y^2 / 2 \cdot E_{11} \cdot E_{12})$$

und man erhält für den Öffnungswinkel der Leptonen Werte zwischen:

$$174^\circ \leq \vartheta_{11,12} \leq 180^\circ .$$

Für die Pionen hängen die Werte der kinematischen Größen von der Masse $m_{\pi\pi}$ des $\pi\pi$ - Systems ab.

Für den Extremfall $m_{\pi\pi} = 563 \text{ MeV}$ ist der Schwerpunkt des $\pi\pi$ - Systems in Ruhe. Die zwei Pionen haben die Energie von je

$$E_{\pi^0} = 281.5 \text{ MeV} \text{ und den Öffnungswinkel}$$

$$\vartheta_{\pi^0\pi^0} = 180^\circ .$$

Beim Zerfall der neutralen Pionen treten für die Photonen eines Pions im Laborsystem Energien zwischen

$$18 \text{ MeV} \leq E_\gamma \leq 264 \text{ MeV} \text{ und Öffnungswinkel von } 57^\circ \leq \vartheta_{\gamma\gamma} \leq 180^\circ \text{ auf.}$$

Für den minimalen Wert von $M_{\pi\pi} = 270 \text{ MeV}$, das heißt einer Energie $E_{\pi\pi} = 551 \text{ MeV}$ sind die beiden Pionen im Schwerpunkt des $\pi\pi$ - Systems in Ruhe. Im Laborsystem beträgt ihre Energie

$$E_{\pi^0} = 275,5 \text{ MeV} \text{ und ihr Öffnungswinkel } \vartheta_{\pi^0\pi^0} = 58^\circ.$$

Beim weiteren zerfall ergeben sich für die Photonen eines Pions Energien und Öffnungswinkel fast wie oben von

$$17 \text{ MeV} \leq E_\gamma \leq 258 \text{ MeV} \text{ und } 59^\circ \leq \vartheta_{\gamma\gamma} \leq 180^\circ.$$

Eine mittlere Masse von $M_{\pi\pi} = 390 \text{ MeV}$, das heißt eine Energie des $\pi\pi$ - Systems von $E_{\pi\pi} = 553 \text{ MeV}$, ermöglicht die ungleichmäßigste Energieaufteilung auf die Pionen beziehungsweise Photonen. Für die Pionen ergeben sich im Laborsystem Energien von

$$135 \text{ MeV} \leq E_{\pi^0} \leq 420 \text{ MeV} \text{ und Öffnungswinkel von } 89^\circ \leq \vartheta_{\pi^0\pi^0} \leq 180^\circ.$$

Für die Photonen aus einem Pionenzерfall erhält man nun Werte von

$$11 \text{ MeV} \leq E_\gamma \leq 409 \text{ MeV} \text{ und Öffnungswinkel von } 37^\circ \leq \vartheta_{\gamma\gamma} \leq 180^\circ.$$

Das η - Meson mit der Masse $M_\eta = 549 \text{ MeV}$ und der Energie $E_\eta = 562 \text{ MeV}$ zerfällt im Laborsystem in zwei Photonen mit den Energien

$$221 \text{ MeV} \leq E_\gamma \leq 342 \text{ MeV} \text{ und dem Öffnungswinkel } 154^\circ \leq \vartheta_{\gamma\gamma} \leq 180^\circ.$$

Daraus sieht man sofort, daß Kaskadenereignisse mit Photonenenergien $100 \text{ MeV} \leq E_\gamma \leq 160 \text{ MeV}$ keine η - Übergangereignisse vortäuschen können.

Für den Übergang durch ein einzelnes neutrales Pion ergeben sich mit $M_{\pi^0} = 135 \text{ MeV}$ und $E_{\pi^0} = 548 \text{ MeV}$ beim Zerfall in zwei Photonen Energien zwischen

$$8 \text{ MeV} \leq E_{\gamma} \leq 540 \text{ MeV} \text{ und Öffnungswinkel von} \\ 26^{\circ} \leq \vartheta_{\gamma\gamma} \leq 160^{\circ}.$$

Bei diesem Übergang wird man also wegen zu niedrigen Photonenenergien oder zu nahe beieinander liegenden Photonen-schauern bereits an Akzeptanz einbüßen.

10.7 Beispiele von rekonstruierten Ereignissen

Im folgenden sind die Computer - Rekonstruktionen von Ereignissen in drei verschiedenen Darstellungen abgebildet.

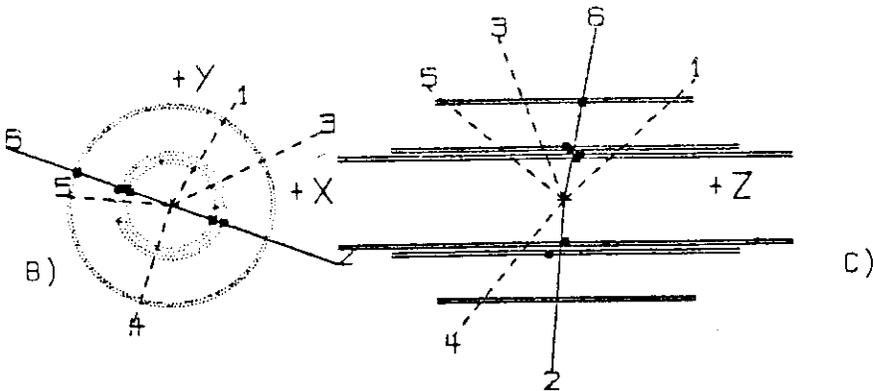
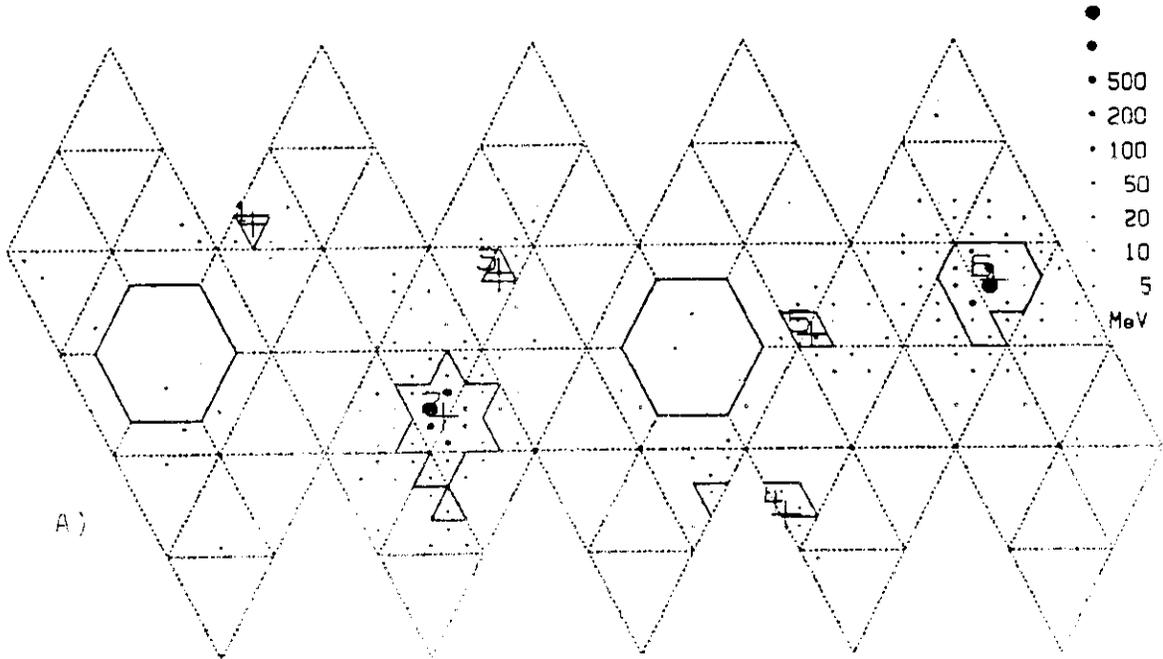
- A) zeigt eine "Projektion" des Energiedetektors. Die Oberfläche des Crystal Ball wurde dafür von den Polen her aufgeschnitten und in eine Ebene abgerollt. Die gepunkteten Linien zeigen die Grenzen von je neun Kristallen, die in einem Minor Triangle zusammengefaßt sind.
- B) zeigt die Projektion der Ereignisspuren in die x - y Ebene. Die Kreise stellen die drei Doppellagen der Drahtkammern dar. Angesprochene Drähte sind gekennzeichnet.
- C) zeigt die Ereignisspuren in einer Ebene parallel zur z - Achse. Die Drahtkammern sind hier in Längsrichtung zu sehen.

In A) sind Kristalle, die Energie enthalten, durch Punkte, deren Durchmesser ein Maß für die gesehene Energie darstellt, gekennzeichnet. Die Energieregionen der identifizierten Teilchenspuren sind mit ihren dazugehörigen Kristallen eingegrenzt und mit einer Nummer versehen. Diese Nummern erscheinen bei den entsprechenden Spuren auch in den Abbildungen B) und C). Bei der Betrachtung dieser beiden Abbildungen ist zu berücksichtigen, daß die Ereignisse ohne die Verwendung der Drahtkammern zur Richtungsdefinition von geladenen Teilchen analysiert wurden.

Der Ereignistyp und die zu den einzelnen Teilchen gehörigen Spuren sind mit den gemessenen Energien und Richtungen in der unteren Bildhälfte vermerkt. Als Teilchenenergie E ist die $E13$ Energie angegeben, die Richtung wird durch den Polarwinkel θ und den Azimutwinkel ϕ festgelegt. Die invariante Masse M_{ij} zweier Teilchen i und j wird für masselose Teilchen nach (6.1) erhalten. In den anderen Fällen (zum Beispiel für $M_{\pi^0\pi^0}$) wird die invariante Masse nach der bekannten Beziehung für N Teilchen

$$M_{inv} = ((\sum_{i=1}^N E_i)^2 - (\sum_{i=1}^N p_i)^2)^{1/2} \quad (10.3)$$

berechnet. Die gemessene Massendifferenz $\tilde{\Delta M}$ wurde nach (6.2) bestimmt.



Ereignistyp: $e^+e^-\pi^0\pi^0$

Elektron 1 (Spur 6): $E = 4794 \text{ MeV}$; $\theta = 80^\circ$; $\phi = 159^\circ$;

Elektron 2 (Spur 2): $E = 4658 \text{ MeV}$; $\theta = 95^\circ$; $\phi = 339^\circ$;

Photon 1 (Spur 1): $E = 69 \text{ MeV}$; $\theta = 43^\circ$; $\phi = 58^\circ$;

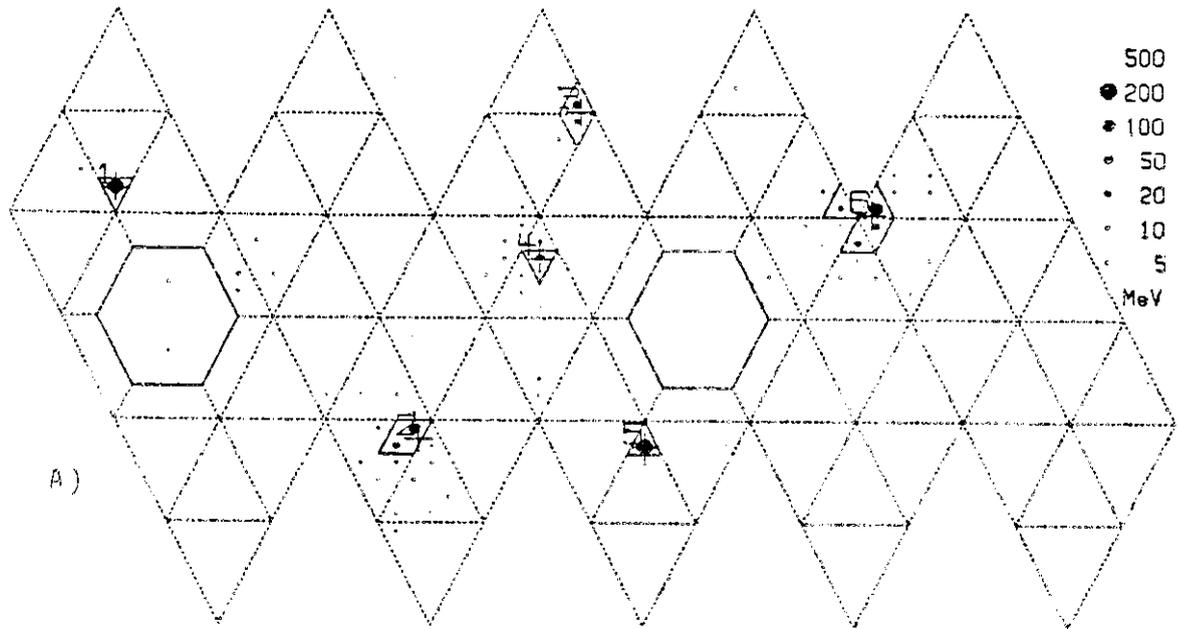
Photon 2 (Spur 3): $E = 207 \text{ MeV}$; $\theta = 111^\circ$; $\phi = 26^\circ$;

Photon 3 (Spur 4): $E = 130 \text{ MeV}$; $\theta = 129^\circ$; $\phi = 252^\circ$;

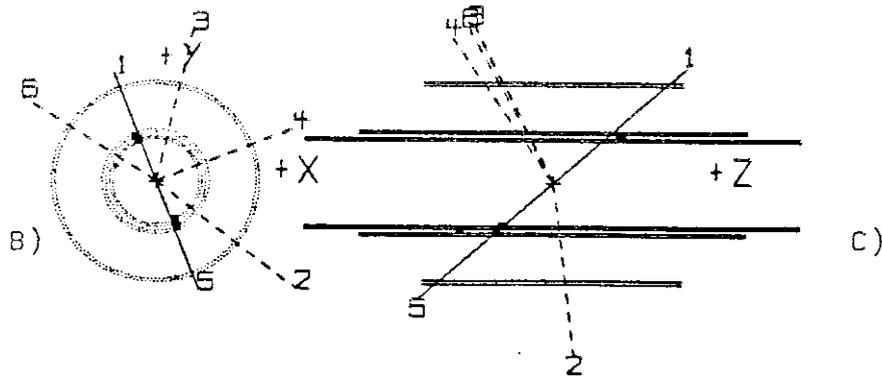
Photon 4 (Spur 5): $E = 171 \text{ MeV}$; $\theta = 140^\circ$; $\phi = 174^\circ$;

$M_{\pi^0\pi^0} = 144 \text{ MeV}$; $M_{\Delta^0} = 136 \text{ MeV}$;

$M_{\pi^0\pi^0} = 522 \text{ MeV}$; $M_{\Delta^0} = 581 \text{ MeV}$;



A)



Ereignistyp: $\mu^+ \mu^- \pi^0 \pi^0$

Muon 1 (Spur 5): $E = 208 \text{ MeV}$; $\theta = 138^\circ$; $\phi = 291^\circ$;

Muon 2 (Spur 1): $E = 192 \text{ MeV}$; $\theta = 42^\circ$; $\phi = 111^\circ$;

Photon 1 (Spur 2): $E = 160 \text{ MeV}$; $\theta = 83^\circ$; $\phi = 322^\circ$;

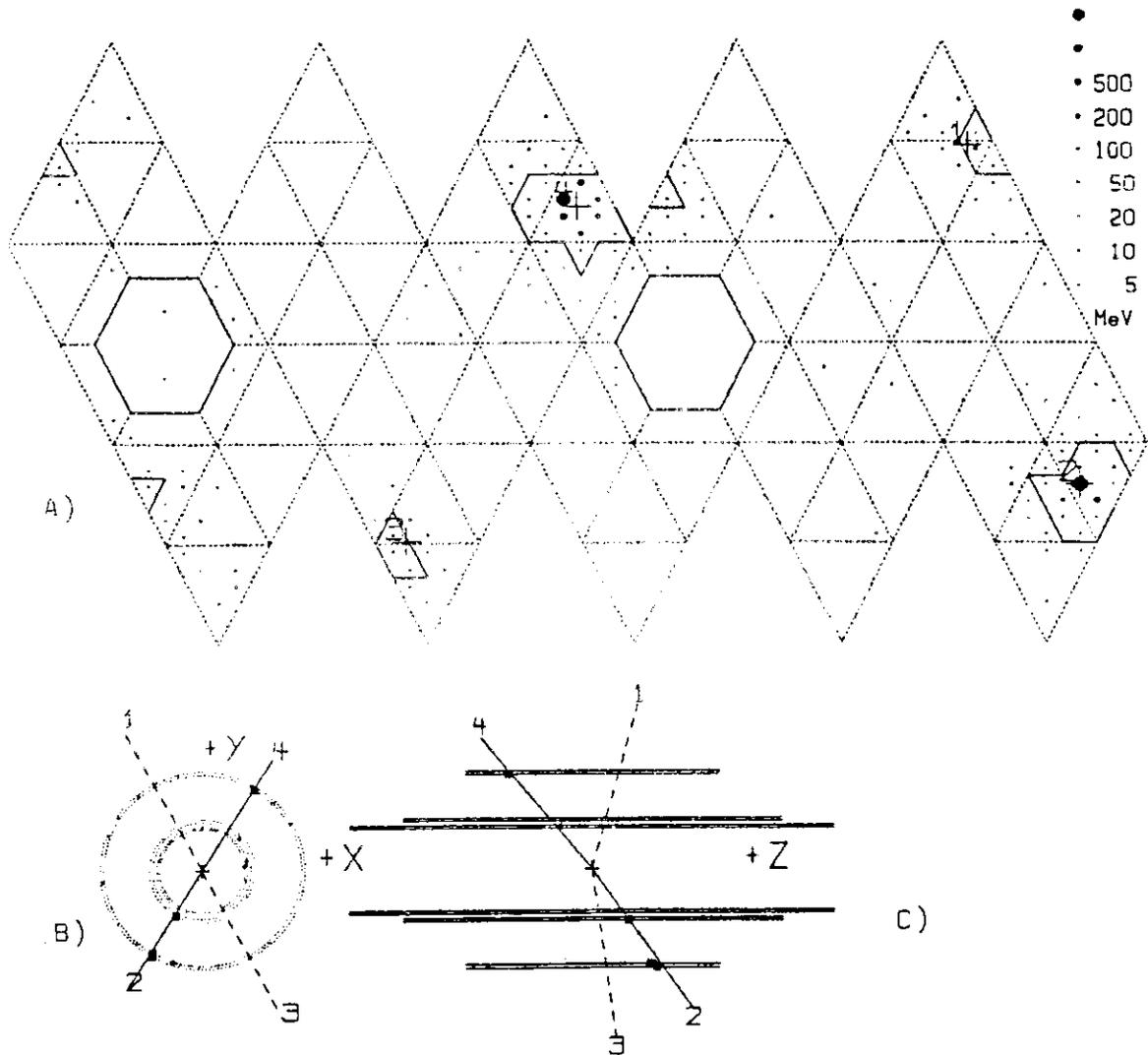
Photon 2 (Spur 4): $E = 76 \text{ MeV}$; $\theta = 124^\circ$; $\phi = 22^\circ$;

Photon 3 (Spur 3): $E = 76 \text{ MeV}$; $\theta = 116^\circ$; $\phi = 77^\circ$;

Photon 4 (Spur 6): $E = 240 \text{ MeV}$; $\theta = 118^\circ$; $\phi = 147^\circ$;

$M_{12} = 126 \text{ MeV}$; $M_{34} = 139 \text{ MeV}$;

$M_{\pi^0\pi^0} = 514 \text{ MeV}$; $\Delta M = 554 \text{ MeV}$;



Ereignistyp: $e^+e^-\eta$ ($\eta \rightarrow \gamma\gamma$)

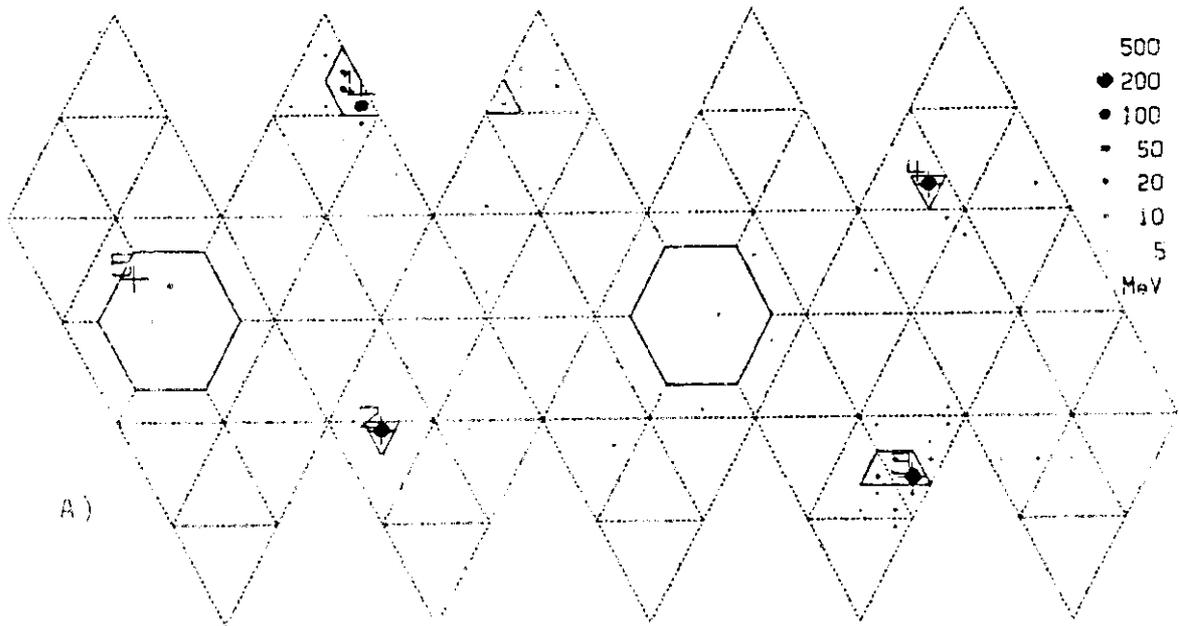
Elektron 1 (Spur 4): $E = 4676$ MeV; $\theta = 129^\circ$; $\phi = 58^\circ$;

Elektron 2 (Spur 2): $E = 4629$ MeV; $\theta = 55^\circ$; $\phi = 238^\circ$;

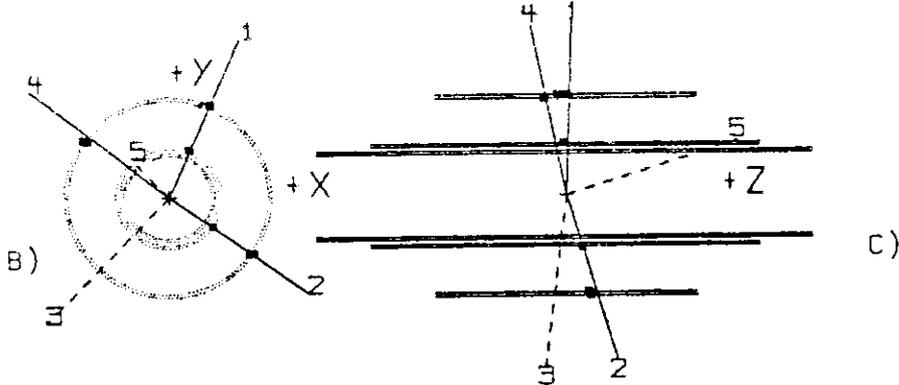
Photon 1 (Spur 1): $E = 330$ MeV; $\theta = 75^\circ$; $\phi = 118^\circ$;

Photon 2 (Spur 3): $E = 233$ MeV; $\theta = 82^\circ$; $\phi = 297^\circ$;

$M_{\gamma\gamma 2} = 543$ MeV; $\tilde{\Delta}_M = 563$ MeV;



A)



B)

C)

Ereignistyp: $\mu^+\mu^-\eta$ ($\eta \rightarrow \gamma\gamma$)

Muon 1 (Spur 4): $E = 231$ MeV; $\theta = 101^\circ$; $\phi = 141^\circ$;

Muon 2 (Spur 2): $E = 210$ MeV; $\theta = 74^\circ$; $\phi = 325^\circ$;

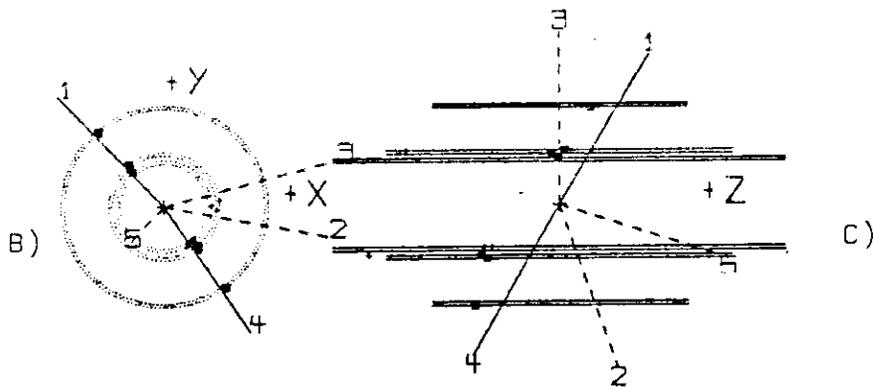
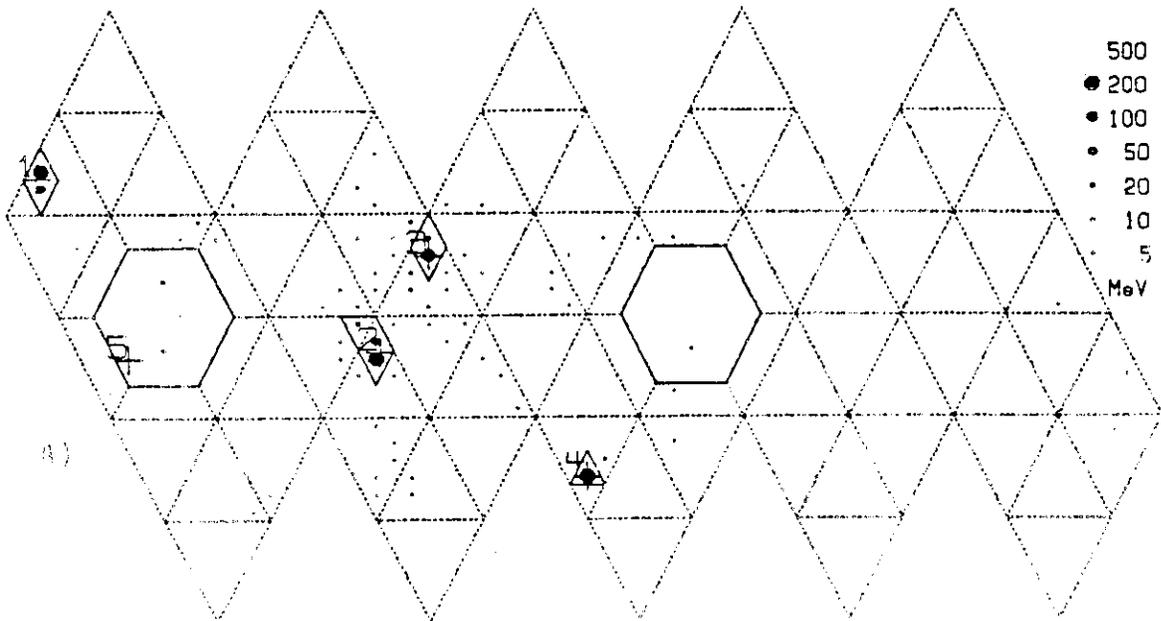
Photon 1 (Spur 1): $E = 224$ MeV; $\theta = 88^\circ$; $\phi = 66^\circ$;

Photon 2 (Spur 3): $E = 322$ MeV; $\theta = 97^\circ$; $\phi = 227^\circ$;

unkorrelierte Spur:

(Spur 5): $E = 23$ MeV; $\theta = 18^\circ$; $\phi = 133^\circ$;

$\Gamma_{\mu\mu\eta} = 530$ MeV; $\Delta_{\mu\mu} = 548$ MeV;



Ereignistyp: $\mu^+ \mu^- \pi^0$ ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$)

Muon 1 (Spur 1): $E = 258 \text{ MeV}$; $\theta = 60^\circ$; $\phi = 133^\circ$;

Muon 2 (Spur 4): $E = 236 \text{ MeV}$; $\theta = 120^\circ$; $\phi = 303^\circ$;

Photon 1 (Spur 2): $E = 290 \text{ MeV}$; $\theta = 71^\circ$; $\phi = 349^\circ$;

Photon 2 (Spur 3): $E = 243 \text{ MeV}$; $\theta = 90^\circ$; $\phi = 15^\circ$;

unkorrelierte Spur:

(Spur 5): $E = 12 \text{ MeV}$; $\theta = 18^\circ$; $\phi = 227^\circ$;

$M_{\gamma_1 \gamma_2} = 146 \text{ MeV}$; $\tilde{\Delta} M = 547 \text{ MeV}$;

Literaturverzeichnis

- /1/ : J.J. Aubert et al., Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1404
J.E. Augustin et al., Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1406
- /2/ : S.W. Herb et al., Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 252
W.R. Innes et al., Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 1240
Ch. Berger et al., Phys. Lett. 76B (1978) 243
C.W. Darden et al., Phys. Lett. 76B (1978) 246
J.K. Sienlein et al., Phys. Lett. 78B (1978) 360
- /3/ : B. Niczyporuk et al., Phys. Rev. Lett. 46 (1981) 92
B. Niczyporuk et al., Phys. Lett. 99B (1981) 169
- /4/ : B. Niczyporuk et al., Phys. Lett. 100B (1981) 95
- /5/ : K. Wille, DESY Report 81-047 (1981)
K. Wille, DESY P-83-16 (1983)
- /6/ : D.B. Barber et al., Phys. Lett. 135B (1984) 498
- /7/ : M.J. Greglia, Ph.D. thesis, SLAC Report No. 236 (1980)
- /8/ : J.F. Crawford et al., Nucl. Instrum. Methods
127 (1975) 173
L.H. O'Neill et al., Nucl. Instrum. Methods
216 (1983) 361
- /9/ : E. Lohrmann, Einführung in die Elementarteilchenphysik,
Stuttgart 1983
- /10/: M. Gell-Mann, Phys. Lett. 8 (1964) 214
G. Zweig, CERN Report TH 401 und TH 412 (1964)
- /11/: S.L. Glashow, J. Iliopoulos, L. Maiani,
Phys. Rev. D2 (1970) 1285
- /12/: M. Kobayashi, K. Maskawa, Progr. Theor. Phys.,
49 (1973) 652

- /13/: Particle Data Group, Rev. Mod. Phys. 56 (1984)
- /14/: D.W. Greenberg, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 598
- /15/: G. Wolf, DESY Report 80/13 (1980)
- /16/: P. Becher, M. Böhm, H. Joos, Eichtheorien,
Stuttgart 1981
- /17/: E. Eichten et al., Phys. Rev. D21 (1980) 203
- /18/: W. Buchmüller, S.-H.H. Tye, Phys. Rev. D24 (1981) 132
- /19/: S. Okubo, Phys. Lett. 5 (1963) 165
G. Zweig, CERN Report TH 401 und TH 412 (1964)
I. Tizuka et al., Prog. Theor. Phys. 35 (1966) 1061
- /20/: A. Friedman, DESY Report 83-131 (1983)
- /21/: K. Gottfried, Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 598
- /22/: T.-P. Yan, Phys. Rev. D22 (1980) 1652
Y.-P. Kuang, T.-P. Yan, Phys. Rev. D24 (1981) 2874
- /23/: L.S. Brown, R.N. Cahn, Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 1
- /24/: R.N. Cahn, Phys. Rev. D12 (1975) 3559
- /25/: U. Volland, Persönliche Mitteilungen
- /26/: M. Voloshin, V. Zakharov, Phys. Rev. Lett. 45 (1980) 688
M. Voloshin, V. Zakharov, DESY F15 - 80/03 (1980)
- /27/: V.A. Novikov, M.A. Shifman, Z. Phys. C8 (1981) 43
- /28/: E. Lohrmann, Hochenergiephysik, Stuttgart 1978
- /29/: G. Wolf, DESY Report 81-086 (1981)
- /30/: J.D. Jackson, D.L. Scharre, Nucl. Instrum. Methods
128 (1975) 13

- /31/: D. Sievers, Diplomarbeit Universität Hamburg (1985)
- /32/: J. Gaiser, J. Irion, Internal Crystal Ball
Report (1983)
- /33/: R. Nernst et al., Phys. Rev. Lett. 54 (1985) 2195
- /34/: R.L. Ford, W.R. Nelson, SLAC Report No. 210 (1978)
- /35/: V. Fonseca et al., Nucl. Phys. B242 (1984) 31
- /36/: D. Besson et al., Phys. Rev. D30 (1984) 1433
- /37/: H. Albrecht et al., Phys. Lett. 134B (1984) 137
- /38/: G. Mageras et al., Phys. Rev. Lett. 46 (1981) 1115
- /39/: J. Mueller et al., Phys. Rev. Lett. 46 (1981) 1181
- /40/: D. Gelfman et al., Phys. Rev. D32 (1985) 2893
- /41/: J. Green et al., Phys. Rev. Lett. 49 (1982) 617
- /42/: G. Mageras et al., Phys. Lett. 118B (1982) 453
- /43/: J. Berge, F. Solnitz, H. Taft,
Rev. Sci. Instr. 32 (1961) 538

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand in einer großen internationalen Kollaboration am Speicherring DORIS des Deutschen Elektronen Synchrotrons (DESY) in Hamburg. Allen Mitgliedern der Crystal Ball Kollaboration möchte ich für ihre Bemühungen, mit denen sie zum Gelingen des Experiments beitrugen, danken.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. H. Wegener für die Ermöglichung und Betreuung der Arbeit und den anderen Erlanger Mitgliedern der Kollaboration Herrn Dr. U. Vollard und Herrn G. Folger für zahlreiche nützliche Diskussionen und Anregungen.

Finanzielle Unterstützung wurde vom Bundesministerium für Forschung und Technologie (BMFT) gewährt, die Reisekosten wurden von DESY getragen.

Danken möchte ich auch Frl. M. Köberlein für das Tippen der Arbeit.

Die Crystal Ball Kollaboration besteht aus etwa 60 Physikern aus folgenden Instituten:

- California Institute of Technology, Pasadena, USA
- University of Cape Town, South Africa
- Carnegie - Mellon University, Pittsburgh, USA
- Cracow Institute of Nuclear Physics, Cracow, Poland
- Deutsches Elektronen Synchrotron DESY, Hamburg
- Universität Erlangen - Nürnberg, Erlangen
- INFN and University of Firenze, Italy
- Universität Hamburg, I. Institut für Experimentalphysik, Hamburg
- Harvard University, Cambridge, USA
- University of Nijmegen and NIKHEF-Nijmegen, The Netherlands
- Princeton University, Princeton, USA
- Department of Physics, HEPL, and Stanford Linear Accelerator Center, USA
- Universität Würzburg, Würzburg

Lebenslauf

Stzunc Lurz

- 3.9.1954 geboren in Würzburg
Eltern: Kaspar Lurz
Hedwig Lurz, geb. Mahkorn
- 1960 - 1964 Besuch der Volksschule in Oberscheinfeld,
Landkreis Neustadt/Aisch - Bad Windsheim
- 1964 - 1965 Besuch der Oberrealschule in Scheinfeld
- 1965 - 1974 Besuch des Neuen Gymnasiums Nürnberg
- 22.6.1974 Reifeprüfung
- 1.7.1974 - Wehrdienst
31.3.1976
- SS 1976 Studium der Chemie an der Friedrich -
Alexander - Universität Erlangen - Nürnberg
danach Studienfachwechsel
- ab WS 1976/77 Studium der Physik an der Universität Erlangen
- 30.10.1978 Diplomvorprüfung
- ab März 1980 Diplomarbeit bei Herrn Prof. H. Wegener
Mitarbeit in der LENA Kollaboration am
Deutschen Elektronen Synchrotron (DESY)
in Hamburg
- 17.11.1981 Diplomhauptprüfung in Physik mit dem
Nebenfach Mikrobiologie
- seit Nov. 1981 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Physikali-
schen Institut der Universität Erlangen
Beteiligung am Crystal Ball Experiment bei
DESY in Hamburg
- März - Mai
1983 Forschungsaufenthalt am Stanford Linear
Accelerator Center (SLAC) in Kalifornien/USA

Erlangen, den 20. Januar 1986