

Interner Bericht
DESY F31-87-05
Juli 1987

Messung der π^0 -Energiespektren
im Energiebereich der
 $\Upsilon(1S)$ -Resonanz mit dem
Crystal Ball Detektor



Diplomarbeit
von
Kay Michael Brockmüller

Universität Hamburg
Juli 1987

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

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

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

Abstract

The CRYSTAL BALL detector, sited at the DORIS II storage ring at the DEUTSCHES ELEKTRONEN-SYNCHROTRON in Hamburg was used to obtain π^0 energy spectra for hadronic $\Upsilon(1S)$ and continuum decays at $\sqrt{s} = 9.39$ GeV. The continuum spectra were corrected for effects of initial state radiation. This analysis is based on 127127 observed direct $\Upsilon(1S)$ decays and 30534 observed continuum hadrons, corresponding to integrated luminosities of 15.6 pb $^{-1}$ and 8.4 pb $^{-1}$ respectively. The used method gave results in a pion total energy range of 250 MeV to 850 MeV.

A fit to the π^0 spectra using the function

$$\frac{1}{\beta_{\pi^0} N_{Had}} \frac{dn_{\pi^0}}{dz} = a \cdot e^{-bz}$$

where $z := 2 \cdot E_{\pi^0} / \sqrt{s}$ gave the following results if systematic errors were included:

- Continuum: $a = 56 \pm 22$; $b = 10 \pm 3$;
- $\Upsilon(1S)$ -direct: $a = 76 \pm 27$; $b = 12 \pm 3$.

Inhaltsverzeichnis

Abstract	i
Die Crystal Ball Gruppe	
1 Einleitung und Überblick	1
2 Theoretische Grundlagen	2
2.1 Überblick	2
2.2 Reaktionen an e^+e^- -Speicherringen	2
2.2.1 Erzeugung eines $\mu^+\mu^-$ - oder $\tau^+\tau^-$ -Paares	3
2.2.2 Erzeugung/Streuung eines e^+e^- -Paares	4
2.2.3 Erzeugung eines $\gamma\gamma$ -Paares	6
2.2.4 Erzeugung von Hadronen "im Kontinuum"	7
2.2.5 Direkte Erzeugung einer Resonanz	8
2.2.5.1 Die $\Upsilon(1S)$ -Resonanz	9
2.2.5.2 Die Υ -Familie	10
2.2.5.3 Zerfall des $\Upsilon(1S)$	11
2.3 Der R-Wert	13
2.4 Die integrierte Luminosität	14
3 Der Detektor	16
3.1 Überblick	16
3.2 Der Speicherring DORIS II	17
3.3 Der Energiedetektor	18
3.3.1 Aufbau des Energiedetektors	19
3.3.2 Energiedeposition durch Ionisation	20
3.3.3 Energiedeposition durch starke Wechselwirkung	22
3.3.4 Energiedeposition durch Schauern	23
3.4 Der Spurdetektor	27
3.5 Weitere Detektorkomponenten	29
3.5.1 Die Endkappen	29
3.5.2 Das Flugzeitmeßsystem	29
3.5.3 Der Luminositätsmonitor	30

4	Erkennung und Aufbereitung von Ereignissen	31
4.1	Überblick	31
4.2	Der Trigger	31
4.3	Die Kalibration des Energiedetektors	32
4.4	Die Datenreduktion	32
5	Das hadronische Datensample	34
5.1	Einführung	34
5.2	Die Trostische Selektion von Hadronen	36
5.3	Die Lockmansche Selektion von Hadronen	38
5.4	Effizienz der Hadronenselektoren	40
6	Selektion neutraler Pionen	43
6.1	Erkennung neutraler Pionen	43
6.2	Ermittlung der Zahl gesehener Pionen	45
6.3	Der statistische Fehler an der Anzahl rekonstruierter Pionen	45
6.4	Die erste Gruppe von Schnitten	46
6.5	Die Kammerinformation	47
6.6	Die zweite Gruppe von Schnitten: Photonenselektion	49
6.6.1	Festlegung der Schnittparameter	49
6.6.2	Optimierung der Kombination von Schnitten	55
6.7	Die dritte Gruppe von Schnitten	56
6.7.1	Grundidee: Die Verteilung des Öffnungswinkels	56
6.7.2	Die Ermittlung des Schnittwinkels	57
6.7.3	Optimierung des Parameters m	60
7	Das π^0-Energiespektrum	62
7.1	Das gesehene π^0 -Energiespektrum	62
7.1.1	Im Kontinuum	62
7.1.2	Für direkte $\Upsilon(1S)$ -Zerfälle	65
7.1.3	Beschreibung der Form der $m_{\gamma,\gamma}$ -Histogramme	68
7.1.3.1	Beschreibung der Form des Signals	68
7.1.3.2	Beschreibung der Form des Untergrundes	72
7.1.3.3	Bestimmung der gesehenen π^0 -Masse und Breite	73
7.1.4	Das gesehene π^0 -Energiespektrum hadronischer Kontinuumsereignisse	74
7.1.5	Das gesehene π^0 -Energiespektrum der direkten $\Upsilon(1S)$ -Zerfälle	75
7.2	Bestimmung der π^0 -Rekonstruktionseffizienzen	75
7.2.1	Methoden zur Bestimmung der π^0 -Rekonstruktionseffizienzen	75
7.2.1.1	Verwendung simulierter Ereignisse	76
7.2.1.2	Verwendung einer Beimischungsmethode	86

7.2.2	Überprüfung der zur π^0 -Rekonstruktionseffizienz verwendeten simulierten Ereignisse mit Hilfe der Beimischungsmethode	88
7.3	Ermittlung der effizienzkorrigierten gesehenen π^0 -Spektren	91
7.3.1	Festlegung des systematischen Fehlers der Spektren	92
7.3.2	Korrektur der π^0 -Spektren für Systematiken der Hadronenselektion und radiativer Effekte	97
7.3.3	Die π^0 -Spektren	97
7.4	Vergleich der gemessenen Spektren mit denen anderer Experimente	99
A	Der Luminositätsmonitor	105
A.1	Motivation	105
A.2	Aufbau des Luminositätsmonitors	105
A.3	Messung der Eichreaktion	107
A.3.1	Erste gedankliche Meßmethode	107
A.3.2	Verbesserte Meßmethode	108
A.3.3	Die tatsächliche Meßmethode	110
A.4	Bestimmung der Apparaturkonstante c	110
A.5	Schaltplan	111
A.6	Pulshöhenverteilungen der Zähler	112
A.7	Software	112
	Quellenverzeichnis	117
	Danksagung	120

Die Crystal Ball Gruppe

D. Antreasyan, H.W. Bartels, D. Besset, Ch. Bieler, J.K. Bienlein, A. Bizzeti, E.D. Bloom, I. Brock, K. Brockmüller, R. Cabenda, A. Cartacci, M. Cavalli-Sforza, R. Clare, A. Compagnucci, G. Conforto, S. Cooper, R. Cowan, D. Coyne, G. Drews, A. Engler, G. Folger, A. Fridman, D. Gelpman, G. Glaser, G. Godfrey, K. Graaf, F.H. Heinrich, F.H. Heinsius, R. Hofstadter, J. Irion, B. Janssen, Z. Jakubowski, K. Karch, K. Kees, S. Keh, T. Kiel, H. Kilian, I. Kirkbride, T. Kloiber, M. Kobel, W. Koch, A.C. König, K. Königsmann, R.W. Kraemer, S. Krüger, G. Landi, S. Leffler, R. Lekebusch, A.M. Litke, W. Lockman, S. Lowe, B. Lurz, H. Marsiske, W. Maschmann, P. McBride, H. Meyer, B. Muryn, W.J. Metzger, B. Monteleoni, R. Nernst, B. Niczyporuk, G. Nowak, C. Peck, C. Pegel, P.G. Peller, B. Pollock, F.C. Porter, D. Prindle, P. Ratoff, M. Reidenbach, B. Renger, C. Rippich, M. Scheer, P. Schmitt, J. Schotanus, J. Schütte, A. Schwarz, D. Sievers, T. Skwarnicki, V. Stock, K. Strauch, U. Strohmusch, J. Tompkins, H.J. Trost, B. van Uiter, R.T. Van de Walle, H. Vogel, A. Voigt, U. Volland, K. Wachs, K. Wacker, W. Walk, H. Wegener, D. Williams, P. Zschorsch.

Die Crystal Ball Kollaboration

California Institute of Technology, Pasadena, CA 91125, USA; Carnegie-Mellon University, Pittsburgh, PA 15213, USA; Cracow Institute of Nuclear Physics, Cracow, Polen; Deutsches Elektronen Synchrotron DESY, Hamburg, Deutschland; Universität Erlangen-Nürnberg, Erlangen, Deutschland; INFN and University of Firenze, Italien; Universität Hamburg, I. Institut für Experimentalphysik, Hamburg, Deutschland; Harvard University, Cambridge, MA 02138, USA; University of Nijmegen and NIKHEF-Nijmegen, Die Niederlande; Princeton University, Princeton, NJ 08544, USA; Department of Physics, HEPL, and Stanford Linear Accelerator Center, Stanford University, Stanford, CA 94305, USA; Universität Würzburg, Würzburg, Deutschland.

Kapitel 1

Einleitung und Überblick

In dieser Arbeit wurden mit Hilfe des CRYSTAL BALL Detektors die π^0 -Energiespektren der Zerfälle

$$q\bar{q} \rightarrow \text{Hadronen} \quad \text{bei } \sqrt{s} = 9.39 \text{ GeV}$$

und

$$\Upsilon(1S) \rightarrow 3g \text{ oder } \gamma\gamma\gamma \rightarrow \text{Hadronen}$$

gemessen.

Diese Spektren sind für die Untersuchung der Fragmentationsvorgänge, also der Entstehung von Hadronen aus den Quark-Antiquark ($q\bar{q}$)-Paaren von Interesse. Diese Vorgänge erfolgen für die $\Upsilon(1S)$ -Zerfälle anders als für die Kontinuumszerfälle, da das $\Upsilon(1S)$ hauptsächlich über einen Zwischenzustand aus drei Gluonen ($3g$) zerfällt. Ein Fragmentationsmodell muß die π^0 -Energieverteilungen korrekt beschreiben.

Um die Messungen zu verstehen, werden zunächst die theoretischen Grundlagen dargestellt. Diese werden durch die Anhänge über die Dirac-Gleichung und Feynman-Graphen unterstützt.

Im nächsten Kapitel wird der CRYSTAL BALL Detektors beschrieben. Dabei werden auch die Prozesse der Energiedeposition erläutert, deren Unterschiede für die spätere Selektion von Photonenkandidaten von Bedeutung sind. Die Energiekorrektur für elektromagnetisch schauernde Teilchen wird dort ebenfalls besprochen.

Die folgenden Abschnitte beschäftigen sich mit der Auswertung der Daten. Zunächst wird die generelle Aufbereitung der gemessenen Rohdaten erläutert, dann die Selektion der hadronischen Ereignisse, danach die Selektion der Photonenkandidaten, welche für die π^0 -Rekonstruktion nötig sind und schließlich die Ermittlung der π^0 -Spektren.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

2.1 Überblick

Ziel dieser Arbeit ist es, die Energiespektren von π^0 Mesonen für folgende Zerfälle zu messen:

- $\Upsilon(1S) \rightarrow 3g/\gamma\gamma\gamma \rightarrow \text{Hadronen}^1$;
- $q\bar{q} \rightarrow \text{Hadronen}$.

Um diese Messung zu verstehen, muß man ein Gefühl dafür entwickeln, welche Reaktionen in einem Elektron-Positron Speicherring stattfinden. Unerwünschte Reaktionen können dann entweder gleich von den relevanten Daten separiert werden, oder später statistisch abgezogen werden. Ferner dienen die Reaktionen, in denen Elektron und Positron entweder aneinander streuen oder sich zu zwei Photonen vernichten der Messung von Datenmen-gen.

Zur Beschreibung dessen, was an einem e^+e^- -Speicherring geschieht, bediene ich mich der Sprache der Feynmandiagramme. Diese Diagramme haben eine klare mathematische Bedeutung, gehen also über den Rahmen einer anschaulichen Erläuterung hinaus.

Außerdem werden in diesem Kapitel noch zwei in der Praxis wichtige Rechengrößen, der R-Wert und die integrierte Luminosität erläutert.

2.2 Reaktionen an e^+e^- -Speicherringen

In den folgenden Abschnitten werden die häufigsten e^+e^- -Reaktionen anhand von Feynman-Graphen erläutert.

¹Den griechischen Buchstaben Υ spricht man "Upsilon". Wenn in dieser Arbeit von einem Zerfall in Hadronen gesprochen wird, so ist damit gemeint, daß Hadronen in den Zerfallsprodukten enthalten sind.

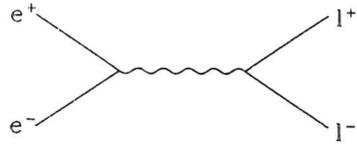


Abbildung 2.1: Leptonenpaar-Erzeugung in niedrigster Ordnung.

2.2.1 Erzeugung eines $\mu^+\mu^-$ - oder $\tau^+\tau^-$ -Paares

In niedrigster Ordnung entstehen $\mu^+\mu^-$ - oder $\tau^+\tau^-$ - Paare, die im folgenden als l^+l^- -Paare bezeichnet werden, durch den Prozess

$$e^+e^- \rightarrow l^+l^-.$$

Abbildung 2.1 zeigt den entsprechenden Feynman-Graphen.

Die Auswertung des Feynman-Graphen ergibt nach Mittelung über die Spinrichtungen des einlaufenden Elektrons und Positrons für isotrop verteilte Spins:

$$\frac{d\sigma^1}{d\Omega} = \frac{e^4}{4s} \cdot \beta_l \left[(1 + \cos^2 \theta) + (1 - \beta_l^2) \cdot \sin^2 \theta \right] \quad (2.1)$$

$s =$ Quadrat der Schwerpunktsenergie;

$\theta =$ Winkel zwischen ein- und auslaufenden Teilchen;

$\beta_l \equiv v_l/c$.

Die in dieser Diplomarbeit verwendeten Daten wurden bei Schwerpunktsenergien von etwa 10 GeV genommen. Damit ist dann

$$\beta_\mu \approx 0.99;$$

$$\beta_\tau \approx 0.98.$$

Der totale Wirkungsquerschnitt für die l^+l^- -Paarerzeugung folgt durch Integration von Gleichung 2.1 über θ und φ :

$$\sigma_{l^+l^-}^1 = \frac{4\pi e^4}{3s} \left[\frac{3\beta_l - \beta_l^3}{2} \right] \quad (2.2)$$

Im Falle von $\sqrt{s} = 10 \text{ GeV}$ ergibt sich für $\mu^+\mu^-$ - sowie $\tau^+\tau^-$ -Paarerzeugung:

$$\sigma_{l^+l^-}^1 = 0.87 \text{ nb} \quad (2.3)$$

Radiative Korrekturen der nächst höheren Ordnung zu diesen Ausdrücken werden durch die in Bild 2.2 dargestellten Feynman-Diagramme repräsentiert. Sie entsprechen der Reaktion

$$e^+e^- \rightarrow \gamma l^+l^-.$$

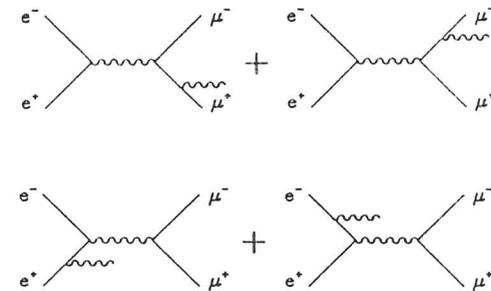


Abbildung 2.2: Terme der nächsten Ordnung.

Diese Graphen beschreiben die Abstrahlung eines Photons bei der l^+l^- -Paarerzeugung. Für dieses Photon gilt $E_\gamma = P_\gamma$ — es ist also im Prinzip beobachtbar. Die Auswertung des Wirkungsquerschnittes dieser Korrekturen weist eine $1/E_\gamma$ Divergenz auf! Diese Divergenzen werden jedoch vollständig durch nicht-radiative Beiträge kompensiert. Diese stammen aus Interferenzen der Graphen von Abbildung 2.3 mit dem niedrigster Ordnung (Abbildung 2.1).

Die Korrekturen zum Wirkungsquerschnitt in niedrigster Ordnung sind in der Größenordnung von 10% ((BER80)).

Graphen höherer Ordnung scheinen also immer kleinere Beiträge zu den Wirkungsquerschnitten zu liefern. Dafür steigt die Anzahl der Graphen. Insgesamt ergibt sich ein endliches Resultat.

In den folgenden Abschnitten werden nur Prozesse in niedrigster Ordnung dargestellt. Dort treten ähnliche Effekte bei dem Betrachten von Korrekturen höherer Ordnung auf.

2.2.2 Erzeugung/Streuung eines e^+e^- -Paares

In diesem Abschnitt wird die sogenannte Bhabha-Streuung, also der Prozess

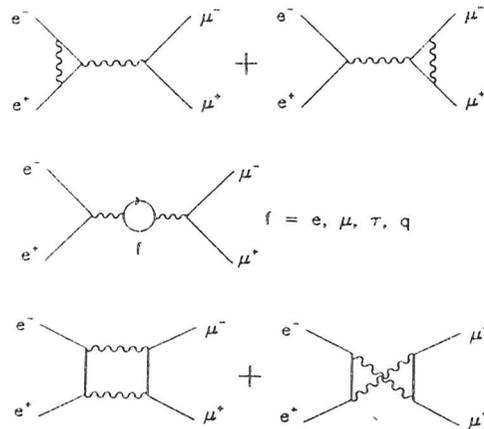


Abbildung 2.3: Die Interferenz der hier dargestellten Terme mit dem niedrigster Ordnung (Abbildung 2.1) kompensiert vollständig Divergenzen, die bei der Auswertung der Terme von Abbildung 2.2 auftreten.

$$e^+e^- \rightarrow (n \cdot \gamma)e^+e^-$$

$n = 0, 1, 2, 3, \dots$
 = Zahl der abgestrahlten Photonen.

behandelt. In niedrigster Ordnung entstehen e^+e^- -Paare gemäß den zwei in Bild 2.4 dargestellten Graphen.

Ein e^+e^- -Paar kann also durch Annihilation analog zur $\mu^+\mu^-$ -Paarerzeugung, aber auch durch Streuung von Elektron an Positron in den Endzustand gelangen.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt ist proportional zum Betragsquadrat der Summe beider Amplituden. Ist die Gesamtamplitude gegeben durch $A_A + A_S$, so enthält das Betragsquadrat $|A_A|^2 + |A_S|^2 + 2|A_A||A_S|$ den Interferenzterm $2|A_A||A_S|$. Deshalb enthält er auch der differentielle Wirkungsquerschnitt der Bhabha-Streuung einen Interferenzbeitrag beider Graphen.

Für die in dieser Arbeit betrachteten Schwerpunktsenergien ist in sehr guter Näherung $\beta_e = 1$. Der differentielle Wirkungsquerschnitt lautet damit:

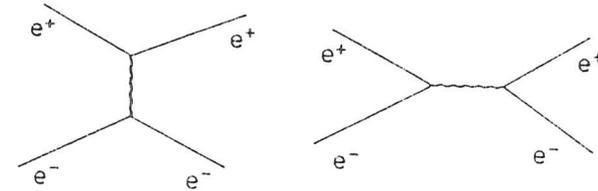


Abbildung 2.4: Bhabha-Streuung in niedrigster Ordnung. Links ist der Streugraph, rechts der Annihilationsgraph dargestellt.

$$\frac{d\sigma^1}{d\Omega} = \frac{e^4}{2s} \cdot \left[\underbrace{\frac{\cos^4 \frac{\theta}{2} + 1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}}}_{\text{Beitrag des Streugraphen}} + \frac{\overbrace{\frac{1}{2}(1 + \cos^2 \theta)}}^{\text{Beitrag des Annihilationsgraphen}} - \underbrace{\frac{2 \cos^4 \frac{\theta}{2}}{\sin^2 \frac{\theta}{2}}}_{\text{Interferenzterm}} \right] \quad (2.4)$$

Der Beitrag des Streugraphen führt dazu, daß die Streuung zu kleinen Winkeln hin divergiert! Dies entspricht der Tatsache, daß die Coulomb-Kraft zwischen zwei Ladungen nicht schneller als mit $1/r^2$ auf 0 abfällt—der sogenannten unendlichen Reichweite der Coulomb Kraft.

Betrachtet man auch noch Feynman-Graphen nächst höherer Ordnung, so findet man im CRYSTAL BALL² (siehe [LUM86]) bei den in dieser Arbeit betrachteten Energien

$$\sigma_{\text{gesehen}} \approx 12 \text{ nb} \quad (2.5)$$

2.2.3 Erzeugung eines $\gamma\gamma$ -Paares

Elektron und Positron können sich auch unter Aussendung von zwei Photonen vernichten:

$$e^+e^- \rightarrow (n \cdot \gamma)\gamma\gamma$$

Dies wird in niedrigster Ordnung ($n = 0$) durch die zwei Feynman-Graphen aus Bild 2.5 beschrieben.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt ergibt sich zu

$$\frac{d\sigma^1}{d\Omega} = \frac{e^4}{s} \cdot \left[\frac{1 + \cos^2 \theta}{\sin^2 \theta} \right] \quad (2.6)$$

²Dies entspricht im wesentlichen einer Winkelintegration von Gleichung 2.4 über alle Winkel für die gilt: $|\cos \theta| < 0.75$.

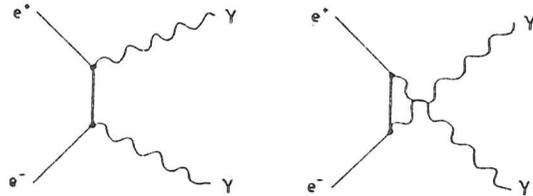


Abbildung 2.5: Erzeugung eines Photonen Paares in niedrigster Ordnung.

Unter Berücksichtigung von Graphen der nächsten Ordnung ergibt sich (siehe [LUM86]) als gesehener Wirkungsquerschnitt im CRYSTAL BALL:

$$\sigma_{gesehen} \approx 1,5 \text{ nb.} \tag{2.7}$$

2.2.4 Erzeugung von Hadronen "im Kontinuum"

An e^+e^- -Speicherringen können Hadronen gemäß dem in Bild 2.6 dargestellten Schema erzeugt werden.

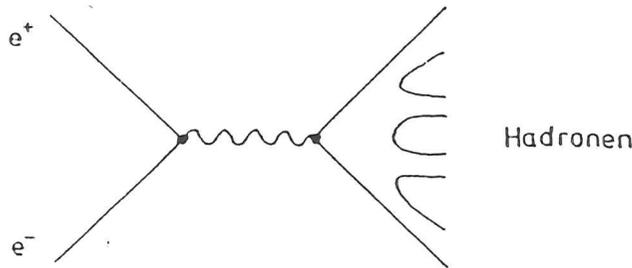


Abbildung 2.6: Einfaches Schema der Hadronenerzeugung "im Kontinuum".

Analog zur $\mu^+\mu^-$ - oder $\tau^+\tau^-$ -Paarerzeugung entsteht hier ein (kinematisch erlaubtes) $q\bar{q}$ -Paar. Dies koppelt mit der Quarkladung an das Photon. Wegen der asymptotischen Freiheit steckt im starken Feld zunächst nur wenig Energie. Die Quarks fliegen auseinander, da wegen Energie- und Impulserhaltung in ausgezeichneter Näherung $\beta_q = 1$ gilt. Dabei wurden die folgenden Quark-Massen³ verwendet:

³Die Zahlen repräsentieren im wesentlichen Größenordnungen. Sie stammen aus [GAS82] wo die Massen der Quarks in Abhängigkeit von verschiedenen Theorien und Skalenparametern ermittelt werden.

- $m_u \approx 7 \text{ MeV};$
- $m_d \approx 7 \text{ MeV};$
- $m_s \approx 150 \text{ MeV};$
- $m_c \approx 1,3 \text{ GeV};$
- $m_b \approx 4,2 \text{ GeV}.$

Zwischen den Quarks werden Gluonen ausgetauscht, neue $q\bar{q}$ -Paare erzeugt und so weiter. Schließlich bilden sich Hadronen, die wegen des Confinements (Kurzreichweitigkeit der starken Wechselwirkung für farbneutrale Systeme) im wesentlichen frei auslaufen.

Da ein solcher Fragmentationsprozess immer folgt, sofern ein $q\bar{q}$ -Paar erzeugt wurde, ist der Wirkungsquerschnitt für die Hadronenerzeugung gleich dem der l^+l^- -Paarerzeugung, falls man die Ladungsabhängigkeit entsprechend korrigiert. Bei $\sqrt{s} = 10 \text{ GeV}$ können die Quarks u, d, s und c erzeugt werden. Jedes trägt dann eine von drei möglichen Farben. Gemäß Gleichung 2.2 ergibt sich also für $\sqrt{s} = 10 \text{ GeV}$:

$$\sigma_{h, kont}^1 = N_F \sum_{q=u,d,s,c} Q_q^2 \cdot \sigma_{l^+l^-}^1 = 3 \cdot \frac{10}{9} \cdot \sigma_{l^+l^-}^1 = 2.9 \text{ nb}$$

$$N_F = \text{Anzahl der Farbfreiheitsgrade} = 3;$$

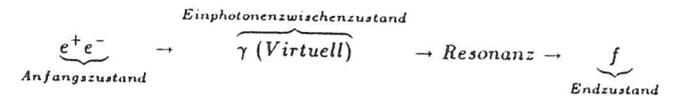
$$Q_q = \text{Quark Ladung in Einheiten der Elementarladung}$$

2.2.5 Direkte Erzeugung einer Resonanz

Eine Resonanz ist ein gebundener Zustand zweier Quarks mit gegebenen Quantenzahlen. Stimmen diese Quantenzahlen einer Resonanz mit denen des Photons, nämlich $J^{PC} = 1^{--}$ überein, so kann diese Resonanz über einen Einphotonenzwischenzustand an einem e^+e^- -Speicherring erzeugt werden (Bild 2.7). Das Viereck steht für den gebundenen Zustand sowie dessen Zerfall.

Die Resonanz kann dann wieder in die kinematisch erlaubten Leptonen zerfallen, oder aber auch in Hadronen.

Hier wird also die Reaktion



betrachtet.

Der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung und den anschließenden Zerfall einer Resonanz wird in Abhängigkeit der Energie des Anfangszustandes durch die Breit-Wigner Formel gegeben ([LOR81]):

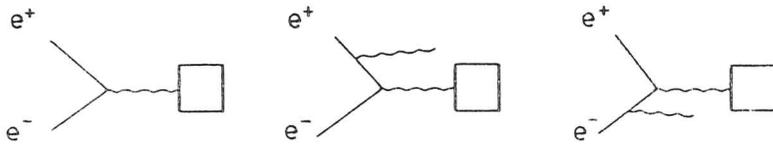


Abbildung 2.7: Schema für die direkte Erzeugung einer Resonanz ohne beziehungsweise mit Bremsstrahlung.

$$\sigma_f = \frac{3\pi}{M_R^2} \cdot \frac{\Gamma_{e^+e^-} \cdot \Gamma_f}{(\sqrt{s} - M_R)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (2.8)$$

- f = Index für den Endzustand (zum Beispiel f = Hadronen) ;
- $\Gamma_{e^+e^-}$ = Breite für den Zerfall Resonanz $\rightarrow e^+e^-$;
- Γ_f = Breite für den Zerfall Resonanz \rightarrow Hadronen ;
- Γ = Totale Breite der Resonanz ;
- M_R = Masse der Resonanz .

In dieser Arbeit wurden Daten verwendet, die bei einer Schwerpunktsenergie genommen wurden, die gleich der Masse der Resonanz $\Upsilon(1S)$ ist. Da gerade die Zerfälle des $\Upsilon(1S)$ in Hadronen von Interesse sind, sollen diese Resonanz und ihre Zerfälle jetzt näher besprochen werden.

2.2.5.1 Die $\Upsilon(1S)$ -Resonanz

Das $\Upsilon(1S)$ ist der niederenergetischste gebundene Zustand des b - und \bar{b} -Quarks, der die Quantenzahlen des Photons trägt. Folgende Zahlen ⁴ sollen ein Gefühl für Größenordnungen vermitteln:

- $m_{\Upsilon(1S)} = (9460.0 \pm 0.2) \text{ MeV}$
- $\Gamma = (43 \pm 3) \text{ KeV}$
- $\Gamma_{e^+e^-} = (1.22 \pm 0.05) \text{ KeV}$
- $BR(\Upsilon(1S) \rightarrow \tau^+\tau^-) = (3.2 \pm 0.4)\%$
- $BR(\Upsilon(1S) \rightarrow \mu^+\mu^-) = (2.8 \pm 0.2)\%$
- $BR(\Upsilon(1S) \rightarrow e^+e^-) = (2.8 \pm 0.3)\%$

⁴Werte aus [PDG86] entnommen.

Setzt man die relevanten Werte in Gleichung 2.8 ein, so ergibt sich:

$$\sigma_h = 4360 \text{ nb bei } \sqrt{s} = M_{\Upsilon(1S)}$$

Dies ist ein 5000-faches des Wirkungsquerschnittes für die Hadronenerzeugung im Kontinuum!

Der Grund, warum die totale Breite Γ so klein ist, wird im übernächsten Abschnitt deutlicher.

2.2.5.2 Die Υ -Familie

Abgesehen von diesem $b\bar{b}$ -Zustand gibt es auch angeregte — analog zu den angeregten Zuständen in des Positroniums. Das Termschema für die Υ -Familie ist in Abbildung 2.8 dargestellt.

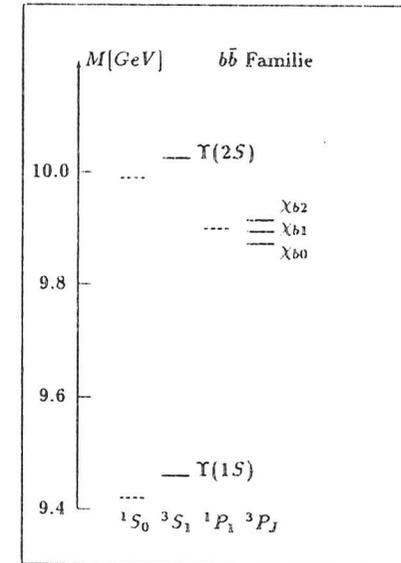


Abbildung 2.8: Termschema der Υ -Familie.

Im Gegensatz zum Positronium gibt es außer den elektromagnetischen Übergängen hier auch noch solche, in denen Teilchen emittiert werden, die der starken Wechselwirkung unterliegen. So existiert zum Beispiel der Übergang $\Upsilon(2S) \rightarrow \pi^0\pi^0\Upsilon(1S)$.

Die Υ -Familie ist für die Theorie der starken Wechselwirkung von großer Bedeutung: Da die Summe der Quarkmassen schon fast die Energie der

Υ -Zustände ausmacht, ist die kinetische Energie der Quarks im Vergleich zu ihren Ruhemassen klein. Das System ist also in guter Näherung nicht-relativistisch. Daher kann man das obige Termschema durch ein Potentialmodell beschreiben. Aufgrund dieser mathematischen "Einfachheit" hofft man hier die starke Wechselwirkung besonders gut untersuchen zu können.

2.2.5.3 Zerfall des $\Upsilon(1S)$

Da das Υ aus Quarks aufgebaut ist, erwartet man, daß es in den meisten Fällen durch die starke Wechselwirkung zerfällt. Bei dem einfachsten denkbaren Zerfall wird bei der Fragmentation ein $q\bar{q}$ -Paar erzeugt. Es bilden sich dann zwei Mesonen $b\bar{q}$ und $\bar{b}q$ aus. Die leichtesten denkbaren Mesonenpaare sind $B^- \equiv b\bar{u}$, $B^+ \equiv \bar{b}u$ und $B^0 \equiv b\bar{d}$, $\bar{B}^0 \equiv \bar{b}d$. Da aber die Summe der Mesonenmassen größer ist als die Masse des $\Upsilon(1S)$, ist ein derartiger Zerfall energetisch unmöglich. Es gibt daher nur Zerfälle, bei denen sich das b - und \bar{b} -Quark annihilieren.

Der Zerfall $\Upsilon(1S) \rightarrow g \rightarrow X$ (g = Gluon) ist wegen der Erhaltung der Farbladung nicht möglich.

Der Zerfall $\Upsilon(1S) \rightarrow 2g \rightarrow X$ ist wegen der Erhaltung der C-Parität in der starken Wechselwirkung nicht möglich:

$$\begin{aligned} \text{Es gilt } \hat{C}|\Upsilon(1S)\rangle &= -1|\Upsilon(1S)\rangle, \\ \text{aber } \hat{C}|gg\rangle &= +1|gg\rangle. \end{aligned}$$

Das $\Upsilon(1S)$ kann also nur - analog zu seiner Erzeugung - über einen Zwischenzustand (ein virtuelles Photon) in ein $q\bar{q}$ -Paar zerfallen, welches dann fragmentiert, oder über ein Diagramm höherer Ordnung, also zum Beispiel über drei Gluonen zerfallen. Die wichtigsten Diagramme sind in Bild 2.9 dargestellt.

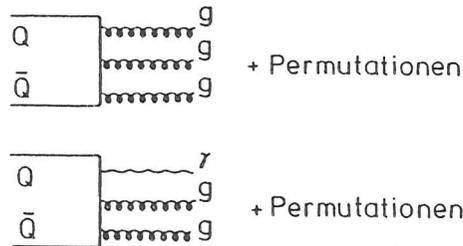


Abbildung 2.9: Zerfallsdiagramme des $\Upsilon(1S)$.

⁵ Vergleiche die Erzeugung: $e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \Upsilon(1S)$.

Die Zerfallsbreiten des $\Upsilon(1S)$ wurden für diese Prozesse berechnet ([KOL78]). Es ist

$$\Gamma(\Upsilon(1S) \rightarrow 3g \rightarrow \text{Hadronen}) = \frac{160(\pi^2 - 9)}{81} \frac{c}{\hbar^3} \frac{\alpha_s^3}{m_{\Upsilon(1S)}^2} \cdot |\Psi_{\Upsilon(1S)}(0)|^2$$

Eine analoge Formel gilt für den Zerfall $\Upsilon(1S) \rightarrow \gamma gg \rightarrow \gamma + \text{Hadronen}$. Beide Gleichungen enthalten das Betragsquadrat der Wellenfunktion am Ursprung, sowie die "Kopplungskonstante" α_s , ⁶ der starken Wechselwirkung.

$|\Psi(0)|^2$ ist die Wahrscheinlichkeitsdichte für das Auffinden beider Quarks am Ort $\vec{r} = \vec{0}$.

α_s , die "Kopplungskonstante" der starken Wechselwirkung, ist vom Impulsübertrag q an dem jeweiligen Vertex abhängig:

$$\alpha_s = \frac{12\pi}{(33 - N_f) \ln |q^2/\Lambda^2|}$$

N_f = Zahl der energetisch möglichen Quarksorten;

Λ = eine charakteristische Konstante mit der Dimension einer Energie;

q^2 = (charakteristischer Impulsübertrag)².

Im hier betrachteten Energiebereich ist $\alpha_s = 0.18$. ⁷

Um von der Schwierigkeit der Berechnung von $|\Psi(0)|^2$ befreit zu werden, berechnet man den Quotienten aus Zerfallsbreiten. So ergibt sich:

$$\frac{\Gamma(\Upsilon(1S) \rightarrow \gamma gg \rightarrow \gamma \text{Hadronen})}{\Gamma(\Upsilon(1S) \rightarrow ggg \rightarrow \text{Hadronen})} = \frac{36}{5\hbar c} \frac{q_b^2}{\alpha_s} \approx 0,032$$

q_b = Elektrische Ladung des b -Quarks

Ferner läßt sich folgende Größe berechnen:

$$\frac{\Gamma(\Upsilon(1S) \rightarrow ggg \rightarrow \text{Hadronen})}{\Gamma(\Upsilon(1S) \rightarrow \mu^+\mu^-)} = \frac{10}{81} \frac{(\pi^2 - 9)\hbar^2 c^2 \alpha_s^3}{\pi e^2 q_b^2} \approx 34$$

Unter Zuhilfenahme einiger Meßgrößen von Seite 9 ergibt sich Tabelle 2.1. Für die Berechnung der oberen drei Werte wurde $BR(\Upsilon(1S) \rightarrow \mu^+\mu^-)$ zugrundegelegt. Die Meßgenauigkeit wurde nicht mit fortgepflanzt, da auch α_s nicht genau bekannt ist. Um $BR(\Upsilon(1S) \rightarrow q\bar{q} \rightarrow \text{Hadronen})$ zu erhalten, wurden Betrachtungen analog zu denen von Seite 8 durchgeführt.

⁶ $\sqrt{\alpha_s}$ ist das Analogon zu der Ladung q in der Elektrodynamik.

⁷ Das dies sinnvoll ist, zeigen Messungen an dem Speicherring PETRA ([SLW84]).

Zerfallskanal des $\Upsilon(1S)$	Verzweigungsverhältnis
$\Upsilon(1S) \rightarrow ggg \rightarrow \text{Hadronen}$	9.4%
$\Upsilon(1S) \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow \text{Hadronen}$	3.0%
$\Upsilon(1S) \rightarrow q\bar{q} \rightarrow \text{Hadronen}$	9.3%
$\Upsilon(1S) \rightarrow e^+e^-$	$(2.8 \pm 0.3)\%$
$\Upsilon(1S) \rightarrow \mu^+\mu^-$	$(2.8 \pm 0.2)\%$
$\Upsilon(1S) \rightarrow \tau^+\tau^-$	$(3.2 \pm 0.4)\%$

Tabelle 2.1: Die häufigsten Zerfälle des $\Upsilon(1S)$. Die Verzweigungsverhältnisse in e^+e^- , $\mu^+\mu^-$ und $\tau^+\tau^-$ wurden [PDG86] entnommen. Die ersten drei Werte haben Unsicherheiten in $BR(\Upsilon(1S) \rightarrow \mu^+\mu^-)$ und α_s .

2.3 Der R-Wert

Eine Größe von großer praktischer Bedeutung ist der sogenannte R-Wert, der definiert ist als:

$$R := \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} \quad (2.9)$$

Der Wirkungsquerschnitt im Zähler bezieht sich auf Hadronen, die in gewissem Sinne direkt aus der e^+e^- -Annihilation entstanden. Zu ihm tragen also zum Beispiel die Prozesse $e^+e^- \rightarrow (n \cdot \gamma)q\bar{q} \rightarrow \text{Hadronen}$ und $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S) \rightarrow \text{Hadronen}$ bei, nicht aber der Prozess $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$, wobei eines oder beide der τ in Hadronen zerfallen. Der Wirkungsquerschnitt im Nenner bezieht sich auf die Myonen-Paarzeugung in derselben Ordnung.

Der R-Wert für Schwerpunktsenergien im Bereich von 7.4 GeV bis 9.4 GeV, der die Kontinuumsproduktion von Hadronen beschreibt, wurde zu

$$R = 3.36 \pm 0.06_{\text{statistisch}} \pm 0.17_{\text{systematisch}}$$

ermittelt ([KON85]). Er bezieht sich auf elektrodynamische Prozesse in niedrigster Ordnung.

In Bild 2.10 ist R in Abhängigkeit der Schwerpunktsenergie W dargestellt (aus [SLW84]).

Die gestrichelte Linie stellt den R-Wert dar, den man aufgrund der Überlegungen aus Abschnitt 2.2.4 erwarten würde. Die Meßpunkte für die Resonanzen liegen weit außerhalb des dargestellten Bereiches.

e^+e^- -Speicherringe haben eine Schwerpunktsenergieunschärfe von typischerweise einigen MeV, die für viele Resonanzen viel größer ist als ihre Breite. Ist also die mittlere Schwerpunktsenergie gleich der Masse einer Resonanz, so erhält man noch erhebliche Beiträge von Hadronen aus der

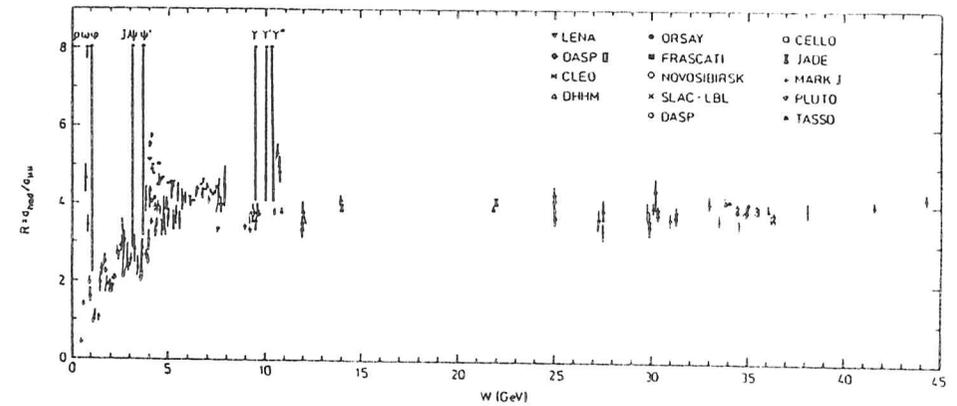


Abbildung 2.10: R-Wert in Abhängigkeit der Schwerpunktsenergie.

Kontinuumsproduktion. Bild 2.11 stammt von einer Messung des Detektors CLEO am Speicherring CESR (aus [PLU82]).

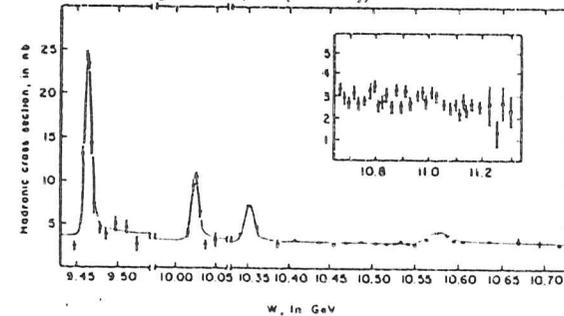


Abbildung 2.11: Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes für die Hadronenproduktion von der mittleren Schwerpunktsenergie bei einer Energieauflösung von einigen MeV.

2.4 Die integrierte Luminosität

Man betrachte irgendeine Reaktion an einem Speicherring. Die Ereignisrate dieser Reaktion ist proportional zu dem Wirkungsquerschnitt für diese Reaktion:

$$\frac{dN(t)}{dt} = \mathcal{L}(t) \cdot \sigma \quad (2.10)$$

Die Proportionalitätskonstante $^8 \mathcal{L}(t)$ heißt Luminosität und ist durch folgende Größen des Speicherringes gegeben:

$$\mathcal{L} = \frac{N_+ \cdot N_- \cdot f}{4\pi \cdot \sigma_x \cdot \sigma_y}$$

N_+ = Zahl der Positronen im Speicherring;

N_- = Zahl der Elektronen im Speicherring;

f = Umlauffrequenz der Teilchen;

σ_x = Standardabweichung des Strahlquerschnittes in Horizontalrichtung;

σ_y = Standardabweichung des Strahlquerschnittes in Vertikalrichtung.

Integriert man Gleichung 2.10 über einen Zeitraum $[t_0, t_1]$, so erhält man die Zahl der Reaktionen:

$$N_{\text{gesamt}} = L \cdot \sigma \quad (2.11)$$

mit

$$L := \int_{t_0}^{t_1} dt \cdot \mathcal{L}(t) \quad (2.12)$$

Die für den betrachteten Zeitraum charakteristische Maschinengröße L nennt man "integrierte Luminosität". Um sie für einen gegebenen Zeitraum zu ermitteln, verwendet man eine geeignete Reaktion. Am CRYSTAL BALL Detektor werden die Bhabha-Streuung $e^+e^- \rightarrow (n \cdot \gamma)e^+e^-$ sowie die Paarvernichtung $e^+e^- \rightarrow (n \cdot \gamma)\gamma$ hierfür verwendet. Für diese Reaktionen sind die Wirkungsquerschnitte bekannt, die entsprechenden Teilchen zu rekonstruieren. Die Abzählung dieser Ereignisse ermöglicht dann die Bestimmung der integrierten Luminosität.

⁸Die Luminosität \mathcal{L} ist eigentlich eine Größe, die durch reine Eigenschaften des Speicherringes definiert ist und sich erst in weiteren Betrachtungen als die Proportionalitätskonstante in Gleichung 2.10 entpuppt.

Kapitel 3

Der Detektor

3.1 Überblick

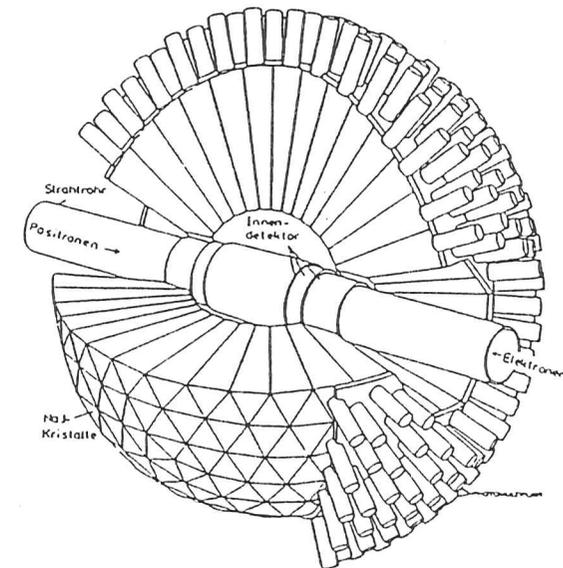


Abbildung 3.1: Aufbau des Detektors.

Abbildung 3.1 zeigt die wesentlichen Komponenten des CRYSTAL BALL Detektors. Im Speicherring ("Strahlrohr") laufen Bündel von Elektronen und

Positronen in entgegengesetzter Richtung um. Sie treffen sich im Symmetriezentrum des Detektors. Findet eine Reaktion statt, so durchqueren die Reaktionsprodukte die Wand des Strahlrohres, dann den Spurdetektor ("Innendetektor") und treten schließlich in die Kristalle ein. Der Spurdetektor erkennt geladene Teilchen und deren Richtungen, die Kristalle dienen der Energiemessung der Teilchen.

Die elektrischen Signale, die bei einem Ereignis vom Detektor kommen, werden elektronisch weiterverarbeitet und schließlich auf Magnetbändern gespeichert.

Zum Verständnis der folgenden Abschnitte muß noch das Koordinatensystem des CRYSTAL BALL definiert werden: Vom Wechselwirkungspunkt zeigt die

- x-Achse zur Mitte des Speicherringes;
- y-Achse senkrecht nach oben;
- z-Achse parallel zur Flugrichtung der Positronen.

3.2 Der Speicherring DORIS II

Dieser Abschnitt besteht aus zwei Teilen: Der erste beschreibt, wie die Elektronen und Positronen in den Speicherring DORIS II¹ gelangen. Er setzt die Kenntnis der Funktionsweise von Linearbeschleunigern und Synchrotrons voraus und soll nur ein Gefühl für Größenordnungen vermitteln. Der zweite Teil ist eine Tabelle, die die Eigenschaften der Wechselwirkungszone zusammenfaßt. Da die Wechselwirkungszone die "Quelle" der erzeugten Teilchen ist, muß man ihre wichtigsten Eigenschaften kennen.

Abbildung 3.2 zeigt die Anordnung von Beschleunigern und Speicherringen, die zum Betrieb von DORIS II notwendig sind.

Der Linearbeschleuniger LINAC I² beschleunigt Elektronen auf 62 MeV³ und injiziert sie in das Synchrotron DESY⁴.

Der Linearbeschleuniger LINAC II beschleunigt Elektronen auf 300 MeV. Diese treffen dann auf ein Wolfram Target. Die Elektronen geben dort wegen der Coulombfelder der Atomkerne Bremsstrahlungsphotonen ab (siehe auch Abschnitt 3.3.4). Diese können später Elektron-Positron-Paare erzeugen. Elektrische Felder trennen die Positronen von den Elektronen. Die Positronen werden auf eine Energie von etwa 450 MeV beschleunigt und in dem Synchrotron PIA⁵ akkumuliert und gebündelt. Von hier aus werden sie in DESY geschickt.

¹ DORIS = Doppelringspeicher (veraltete Bezeichnung).

² LINAC = Linear accelerator.

³ Alle in diesem Abschnitt genannten Energien beziehen sich auf die Teilchen.

⁴ DESY = Deutsches Elektronen-Synchrotron.

⁵ PIA = Positron Intensitäts-Akkumulator.

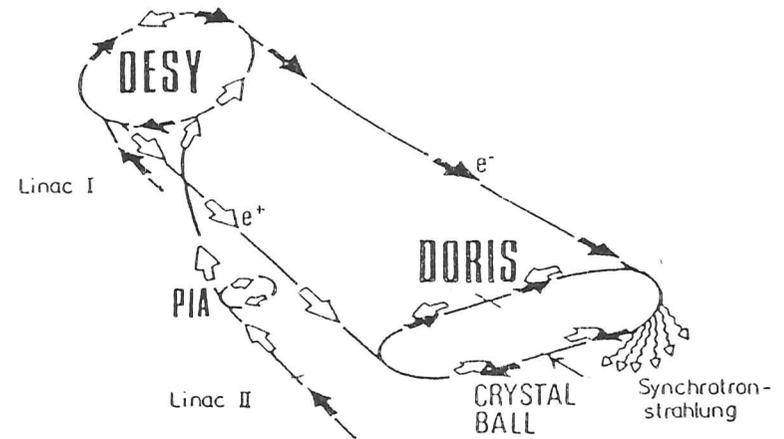


Abbildung 3.2: DORIS II und Beschleuniger.

DESY beschleunigt dann die Elektronen und Positronen auf jeweils die halbe Schwerpunktsenergie, die man später bei DORIS II haben möchte. Danach werden die Teilchen in DORIS II geleitet.

Die Zahl der dort unlaufenden Teilchen fällt etwa exponentiell mit der Zeit. Dies kommt teils durch Strahl-Gas Ereignisse zustande. Außerdem kann ein Teilchen in einer Beschleunigungszone (zum Beispiel in einem Magnetfeld) einen größeren Energiebetrag abgestrahlen und dadurch mit einem Impuls fliegen, für den der Speicherring nicht justiert ist. Es fliegt dann gegen das Strahlrohr. Durch das Nachfüllen von Teilchen in den Speicherring in Abständen von etwa 1½ Stunden bemüht man sich, die Luminosität des Speicherrings zu maximieren.

Tabelle 3.1 charakterisiert die wichtigsten Eigenschaften des Speicherrings DORIS II.

3.3 Der Energiedetektor

Dieser Abschnitt ist in zwei Teile gegliedert: Der erste beschreibt den Aufbau des Energiedetektors des CRYSTAL BALLS. Er stützt sich auf Referenz [ORE80], in der viele Teile des Detektors dokumentiert sind. Der zweite setzt sich mit den physikalischen Vorgängen in dieser Komponente auseinander. Ein Verständnis dieser Vorgänge hilft außerdem dabei, die Funktionsweise der weiteren Detektorkomponenten und die spätere Datenanalyse zu verstehen.

Größe der Wechselwirkungszone σ_x	1.0 mm
Größe der Wechselwirkungszone σ_y	0.1 mm
Größe der Wechselwirkungszone σ_z	12 mm
Umlauffrequenz	1 MHz
Typische Teilchenzahl pro Bündel	10^{10}
Energieunsicherheit zweier sich treffender Teilchen	7.5 MeV
Typische Luminosität	$2 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Typische Lebensdauer einer e^+e^- -Füllung	$1 \frac{1}{2} \text{ h}$
Strahlpolarisation bei Schwerpunktsenergien nahe der $\Upsilon(1S)$ -Masse	Vernachlässigbar

Tabelle 3.1: Eigenschaften des Speicherringes DORIS II.

3.3.1 Aufbau des Energiedetektors

Abbildung 3.1 zeigt schematisch den Aufbau des Energiedetektors.

Er besteht aus 672 Kristallen aus mit Thallium dotiertem Natriumjodid. Sie decken insgesamt 93% des gesamten Raumwinkels von 4π ab. Jeder Kristall hat die Form eines dreieckigen Pyramidenstumpfes und zeigt mit seiner Achse auf den Mittelpunkt des Balles – wo, abgesehen von der Größe der Wechselwirkungszone (siehe Tabelle 3.1) praktisch alle Teilchen entstehen. Es gibt insgesamt 11 unterschiedliche dimensionierte Typen von Kristallen mit Gewichtsunterschieden bis zu 10%. Dies liegt teils daran, daß eine Kugel nicht aus identischen dreieckigen Pyramiden aufgebaut werden kann, aber auch daran, daß die an das Strahlrohr grenzenden Kristalle anders geformt sind.

Trifft nun ein Teilchen auf einen Kristall, so gibt es dort Energie ab – entsprechende Prozesse werden in den folgenden Abschnitten behandelt. Ein Teil dieser Energie wird in Licht im höherenergetischen Bereich des optischen Spektrums transformiert, welches sich im Kristall frei ausbreiten kann. Damit das Licht nicht von einem Kristall in den nächsten gelangt, ist jeder Kristall von Aluminiumfolie umgeben. Photomultiplier, die auf die Kristalle "aufgesetzt" sind, verwandeln die Energie dieses Lichtes in einen Strompuls, der zur Zahl der auftreffenden Photonen proportional ist. Die Weiterverarbeitung dieses Stromsignals wird im folgenden Kapitel besprochen.

Es seien jetzt noch drei technische Punkte angemerkt:

- Die Lichtausbeute der Kristalle ändert sich um etwa 1% pro °C Temperaturänderung ([KIR86]). Deswegen hält man die Temperatur auf $\pm 0.2^\circ \text{C}$ stabil.
- Natriumjodid ist stark hygroskopisch. Der Raum, in dem das Expe-

riment steht, wird deshalb auf einer Luftfeuchtigkeit gehalten, deren Taupunkt etwa -50°C entspricht.

- Natriumjodid wird durch Strahlung geschädigt. Es färbt sich braun und dadurch sinkt die Lichtausbeute der Kristalle. Damit der Detektor nicht während der Injektion in DORIS II und wenn keine Daten genommen werden sollen, unnötig einer Strahlung ausgesetzt ist, kann man die obere und untere Halbkugel mittels einer Hydraulik auseinanderfahren. Eine andere Hydraulik schiebt dann eine Bleiplatte über und eine unter das Strahlrohr.

Die Möglichkeit, den "Ball" auseinanderzufahren, ist auch für Arbeiten an dem Spurdetektor (siehe Abbildung 3.1 und Abschnitt 3.4) notwendig.

Die folgenden Abschnitte beschreiben die Mechanismen der Energiedepositionen von Teilchen.

3.3.2 Energiedeposition durch Ionisation

Geladene Teilchen können wegen ihres elektromagnetischen Feldes Energie durch Ionisation⁶ der Atome in den NaI(Tl) Kristallen deponieren. Die Ionisation wird nur durch die Ladung des Teilchens verursacht. Trotzdem hängt der Energieverlust pro Weglänge schwach von der Teilchenmasse ab, da diese die Beschleunigung des Teilchens in einem gegebenen Feld beeinflusst.

Der Energieverlust der Teilchen wird durch die Bethe-Bloch Formel beschrieben. Bei größeren Teilchenimpulsen, also etwa ab $\gamma := \frac{E}{m} \approx 10$, wird die pro Strecke im Mittel deponierte Energie für ein gegebenes Teilchen konstant, weil Polarisierungseffekte in den Kristallen auftreten.

Die durch Ionisationen freigesetzten Elektronen haben etwa die folgende Energieverteilung:

$$\frac{dN_{e, \text{Ionisation}}}{dE_{e, \text{Ionisation}}} \propto \frac{1}{E_{e, \text{Ionisation}}^2}$$

Die hochenergetischen dieser Elektronen können wiederum Ionisationen hervorrufen, aber auch zu einer Schauerbildung beitragen (siehe Abschnitt 3.3.4).

Die durch Ionisation freigesetzten Elektronen werden schließlich wieder "eingefangen", beziehungsweise die angeregten Zustände gehen wieder in Grundzustände über. Dadurch wird im Endeffekt das Licht erzeugt, das die Photomultiplier dann registrieren. Es sei noch angemerkt, daß das Thallium

⁶Mit "Ionisation" ist im folgenden immer "Ionisation beziehungsweise Anregung" gemeint.

in den Kristallen durch eine Erweiterung des Anregungsspektrums des Kristallfestkörpers dazu beiträgt, Photonenenergien in den optischen Bereich zu transformieren.

Die nur durch Ionisation wechselwirkenden Teilchen deponieren Energie im Detektor gemäß einer sogenannten Landauverteilung, deren wahrscheinlichster Wert 216 MeV ([KOB86]) beträgt.

3.3.3 Energiedeposition durch starke Wechselwirkung

Im Gegensatz zu Myonen können Hadronen mit den Atomkernen in den Kristallen stark wechselwirken. Dabei entstehen mehrere Teilchen und zwar im wesentlichen Pionen. Diese Teilchen deponieren dann ihre Energie auf eine Weise, die im allgemeinen keine Symmetrie zur Einfallrichtung des ursprünglichen Hadrons hat. Insbesondere können die entstandenen Teilchen auch in Kristallen Energie deponieren, die weit von dem zuerst getroffenen Kristall entfernt sind.

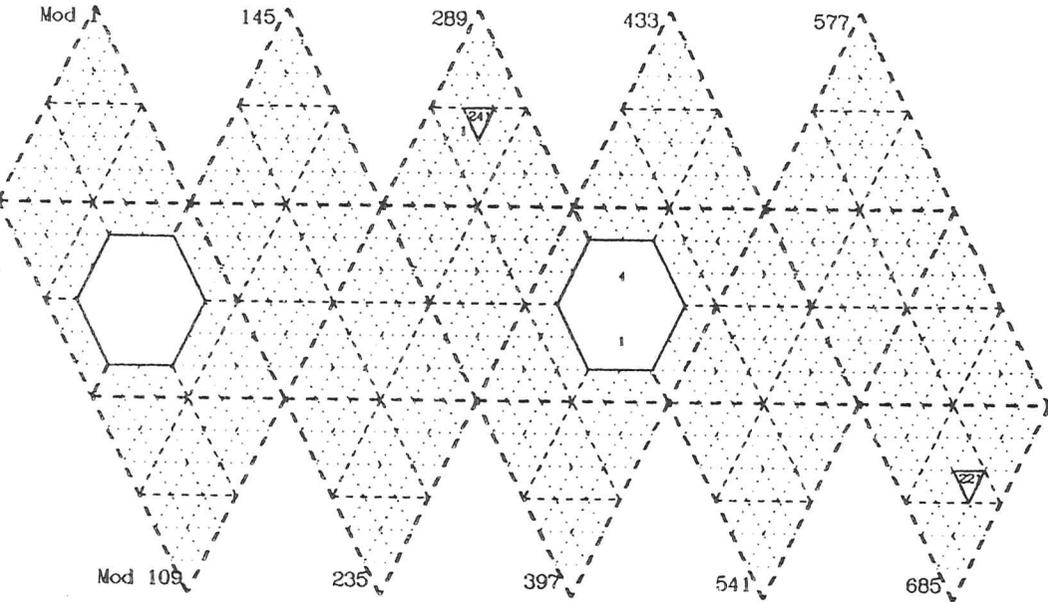


Abbildung 3.3: Energiedepositionen zweier Myonen von je etwa 5 GeV Energie im Detektor.

Abbildung 3.3 zeigt die Energiedeposition zweier Myonen von je etwa 5 GeV Energie im Detektor. Der Detektor ist in dieser Darstellung ähnlich einer aufgeschnittenen Apfelsine "entrollt". Die zwei sechseckigen Löcher stellen den Raum für das Strahlrohr dar. Die Zahlen zeigen die in den Kristallen deponierte Energie in MeV an. Gebiete, die Energiedepositionen von mehr als 10 MeV einschließen, sind mit schwarzen Linien umgeben. Diese 10 MeV -Grenze trennt grob die Gegend einer Energiedeposition von der Umgebung ab.

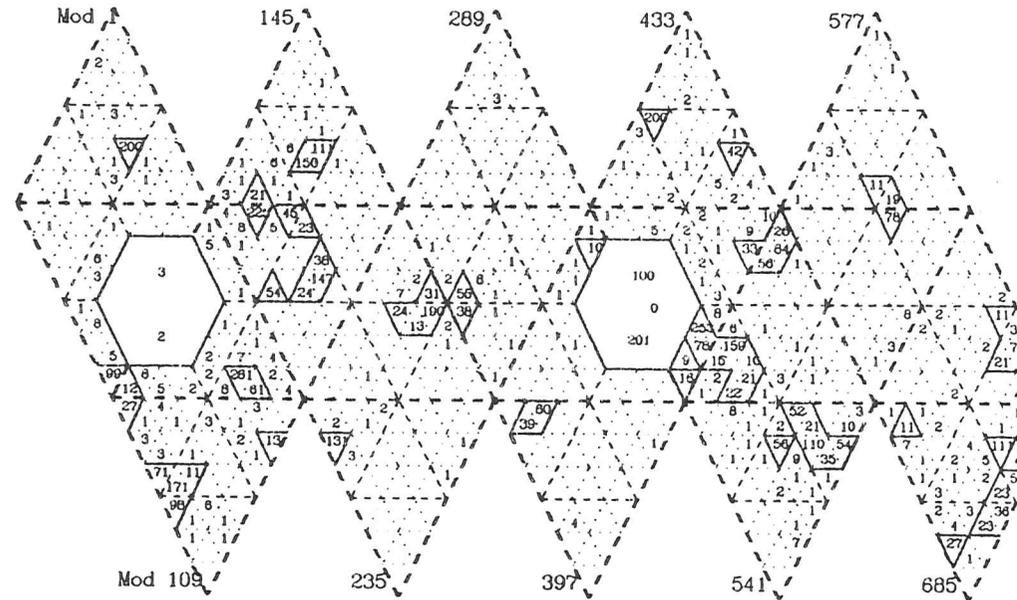


Abbildung 3.4: Energiedepositionen in einem typischen hadronischen Ereignis.

Die Wahrscheinlichkeit für eine derartige nukleare Wechselwirkung ist:

$$W_{Nuklear} = 1 - e^{-\frac{x}{\Lambda_0}} \tag{3.1}$$

x = Im Material durchquerte Strecke;

Λ_0 = Nukleare Wechselwirkungslänge (= 1 cm für NaI).

Da ein Kristall 40.6 cm lang ist, folgt aus Gleichung 3.1, daß etwa $\frac{2}{3}$ aller Hadronen in den Kristallen stark wechselwirken.

Abbildung 3.4 zeigt ein Ereignis, in dem vermutlich auch diese Art der Wechselwirkung stattfand.

3.3.4 Energiedeposition durch Schauern

Elektronen und Positronen können Energie durch Ionisationen im Kristall deponieren. Wesentlich wichtiger für sie ist aber, wegen ihrer relativ kleinen Masse, die Energiedeposition durch das sogenannte Schauern. Durch diesen Prozess deponieren auch Photonen ihre Energie.

Durch elektromagnetische Wechselwirkung mit den Coulomb-Feldern der Atomkerne (die sich dabei im wesentlichen nicht bewegen) können Elektronen beziehungsweise Positronen Bremsstrahlung abgeben. Das Spektrum derart entstandener Photonen hat die Form

$$\left(\frac{dN_\gamma}{dE_\gamma}\right)_{\text{Bremsstrahlung}} \propto \frac{1}{E_\gamma}$$

$E_\gamma = \text{Photonenenergie.}$

Die Photonenenergie E_γ kann jedoch nicht größer sein als die kinetische Energie des Elektrons.

Man kann zeigen, daß der Energieverlust eines Elektrons im Mittel gegeben ist durch:

$$\left(\frac{dE_e}{dx}\right)_{\text{Bremsstrahlung}} = -\frac{1}{X_0} E_e \quad (3.2)$$

$x = \text{Im Material durchquerte Strecke;}$

$E_e = \text{Energie des Elektrons;}$

$X_0 = \text{Strahlungslänge (= 2.59 cm für NaI).}$

Wegen der auf Seite 20 angesprochenen Sättigung der Energiedeposition ($\frac{dE_e}{dx}$)_{Ionisation} überwiegt demnach der Energieverlust durch Bremsstrahlung.

Der Erwartungswert für die Elektron- beziehungsweise Positronenergie am Orte x ist nach Gleichung 3.2 gegeben durch:

$$\langle E_{e,\epsilon} \rangle = E_{0,e} \cdot e^{-\frac{x}{X_0}} \quad (3.3)$$

$E_{0,e} = \text{Energie des Elektrons beziehungsweise Positrons bei } x = 0.$

Nach Durchqueren der Kristalllänge von 40.6 cm erwartet man also:

$$\frac{\langle E_e \rangle}{E_{0,e}} = 10^{-7}$$

Elektronen und Positronen deponieren also praktisch ihre gesamte Energie in den Kristallen. Die hier gemachte Abschätzung hat allerdings eher qualitativen Charakter, da zum Beispiel ein hochenergetisches abgestrahltes Photon einen kleineren Wechselwirkungsquerschnitt hat als ein niederenergetisches. Dies wird im folgenden noch deutlicher.

Ein durch Bremsstrahlung abgestrahltes Photon, beziehungsweise ein in den Kristall eintretendes Photon, kann auf drei Arten wechselwirken:

- Es kann Atome ionisieren (im Festkörper sollte man vielleicht besser "anregen" sagen).
- Es kann – wegen der Existenz elektromagnetischer Felder, die ja Impuls aufnehmen können – an Elektronen stoßen: $\gamma + e \rightarrow \gamma + e$.
- Es kann –wiederum wegen der Existenz elektromagnetischer Felder – in ein e^+e^- -Paar übergehen: $\gamma \rightarrow e^+e^-$.

Die Wechselwirkungsquerschnitte für diese Reaktionen sind in Form von Absorptionskoeffizienten in Abhängigkeit der Photonenenergie E_γ in Abbildung 3.5 für Blei dargestellt.

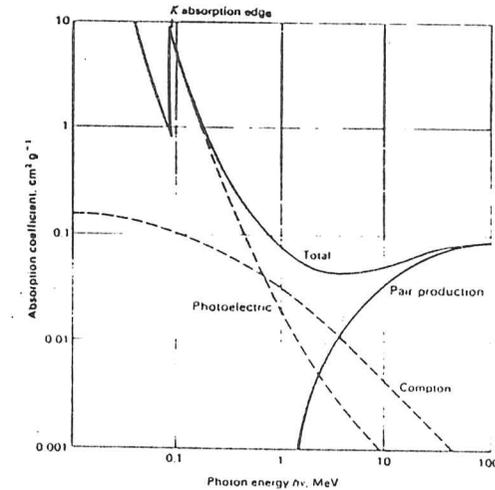


Abbildung 3.5: Absorptionskoeffizienten pro $g\text{ cm}^{-2}$ Blei für Photonen als Funktion der Energie (aus [PER82]).

Bei höheren Energien überwiegt der Prozess der e^+e^- -Paarbildung. Analog zu Gleichung 3.3 läßt sich hier schreiben:

wobei

$$f(x) = \begin{cases} 1.055 & x < 0.4 \\ \frac{1}{0.898 + 0.125 \cdot x} & \text{falls } 0.4 \leq x \leq 0.82 \\ 1 & x > 0.82 \end{cases}$$

$E_{13, Roh}$ = Summe der in 13 Kristallen gemessenen Energie;

E'_{13} = Die um die genannten Punkte korrigierte Energie;

E_{max} = Energiegehalt des Kristalls mit der meisten Energie.

- Um ein leicht nicht-lineares Verhalten der Kristalle bezüglich der deponierten Energie zu kompensieren, wird E'_{13} wie folgt korrigiert ([GLA86]):

$$E_{13} = E'_{13} + A \cdot E'_{13} \cdot \left[\ln \left(\frac{E_{Strahl}}{E'_{13}} \right) \right]^B \quad (3.5)$$

E_{13} = Korrigierte Energie

$A = 0.033 \pm 0.001_{\text{statistisch}}$

$B = 0.33 \pm 0.02_{\text{statistisch}}$

Die Auflösung von E_{13} für schauernde Teilchen ist ([GAI82]):

$$\frac{\sigma(E_{13})}{E_{13}} = \frac{0.027 \pm 0.002}{\sqrt{\frac{E_{13}}{GzV}}} \quad (3.6)$$

3.4 Der Spurdetektor

Abbildung 3.1 zeigt den Spurdetektor des CRYSTAL BALLS. Dieser Detektor dient dazu, geladene Teilchen von nicht-geladenen zu unterscheiden und ihre Richtung zu messen.

Er besteht aus 800 Aluminiumröhrchen von etwa 6 mm Durchmesser und Wanddicken von 0.076 mm, die in Richtung des Strahlrohres um dieses angeordnet sind (Abbildung 3.8). In jedem dieser Röhrchen ist ein Edeldraht von 40 μm Durchmesser gespannt, dessen elektrisches Potential etwa 1800 V über dem des Röhrchens liegt. Außerdem befindet sich in ihnen ein Gasgemisch aus $Ar/CO_2/CH_4$ bei Normaldruck.

Ionisiert ein geladenes Teilchen jetzt ein Gasatom, so trennen sich Ion und Elektron – das Elektron bewegt sich wegen des elektrischen Feldes auf den Anodendraht zu. Die elektrische Feldstärke ist proportional zu dem Inversen des Abstandes zur Anode. Deswegen werden die Elektronen um so stärker beschleunigt, je dichter sie an den Anodendraht gelangen und ionisieren dort weitere Atome, insbesondere Argon-Atome. Die freigesetzten Elektronen treffen schließlich auf den Anodendraht. Um das Potential

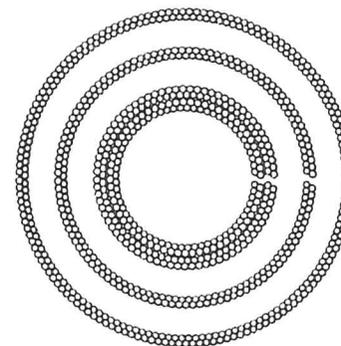


Abbildung 3.8: Maßstabgetreue Anordnung der Aluminiumröhrchen des inneren Detektors in Strahlrohrrichtung.

wieder anzugleichen fließen während der Ionisationen Ströme an beiden Enden des Anodendrahtes ab. Aus den zeitlichen Integralen über diese Ströme kann man dann gemäß der folgenden, aus dem Ohmschen Gesetz abgeleiteten Gleichung, auf den Ort der Ionisation schließen:

$$z_{\text{Ionisation}} = \frac{\int dt I_{+z}(t) - \int dt I_{-z}(t)}{\int dt I_{+z}(t) + \int dt I_{-z}(t)} \cdot L_{\text{Anodendraht}}$$

$z_{\text{Ionisation}}$ = z-Koordinate der Ionisation;

$I_{\pm z}$ = Strom am $\pm z$ -Ende der Anode;

$L_{\text{Anodendraht}}$ = Länge des Anodendrahtes.

Die experimentelle Auflösung beträgt etwa $\sigma_{z, \text{Ionisation}} = 1 \text{ cm}$ ([WAC86]).

Bei den Ionisationen entstehen viele Photonen im ultravioletten Bereich des Spektrums. Diese könnten an den Röhrchenwänden Elektronen auslösen, was zu einer nicht-abbrechenden Ionisationslawine führen würde. Die CO_2 und CH_4 Komponenten im Gas absorbieren diese UV-Quanten.

In Tabelle 3.2 sind einige für die Analyse wichtige Daten zusammengestellt. Durchquert ein Elektron beziehungsweise Positron alle 8 Lagen, so wird es mit einer Wahrscheinlichkeit von $(98 \pm 1)\%$ als geladen erkannt. Für minimal ionisierende Teilchen beträgt die Nachweiswahrscheinlichkeit $(96 \pm 1)\%$. Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Photon im Strahlrohr oder der Kammer in ein e^+e^- -Paar konvertiert und die Energiedeposition im

Lage	Anzahl der Drähte	Abdeckung $ \cos\theta $
1	64	< 0.98
2	64	< 0.98
3	76	< 0.96
4	76	< 0.95
5	112	< 0.88
6	112	< 0.87
7	148	< 0.79
8	148	< 0.78

Tabelle 3.2: Eigenschaften des inneren Detektors.

Ball als von einem geladenen Teilchen stammend bezeichnet wird, beträgt $(6 \pm 1)\%$ ([WAC86]).

3.5 Weitere Detektorkomponenten

Auf die weiteren Detektorkomponenten soll hier nur sehr kurz eingegangen werden, da sie für diese Analyse keine Rolle spielen.

3.5.1 Die Endkappen

Die sogenannten Endkappen sind je 20 NaI(Tl)-Kristalle, die direkt neben dem Strahlrohr, nahe den Tunnelkristallen, auf beiden Seiten des eigentlichen Balles angebracht sind. Sie haben Längen zwischen zwei und fünf Strahlungslängen. Ihre Ortsauflösung ist schlecht.

Da die Endkappen jedoch den erfaßten Raumwinkel auf 98% von 4π erhöhen, werden sie häufig für die Messung der Gesamtenergie eines Ereignisses verwendet, oder als Vetoähler für Analysen, in denen man definierte Zerfallskanäle aufsucht.

3.5.2 Das Flugzeitmeßsystem

Über dem Detektor befinden sich 94 Szintillationszähler. Sie decken nur 25% des Raumwinkels ab, detektieren aber trotzdem etwa 80% der kosmischen Teilchen, da diese meistens von oben kommen.

Diese Zähler spielen nur für solche Untersuchungen eine Rolle, in denen kosmische Teilchen mit Myonen aus der e^+e^- -Vernichtung verwechselt werden könnten. In dieser Analyse besteht diese Gefahr nicht. In einem Ereignis

mit Hadronen sind nur in etwa 1/5000 aller Fälle gleichzeitig kosmische Teilchen enthalten ([KOP86]).

3.5.3 Der Luminositätsmonitor

Gleichung 2.4 zeigt, daß die Bhabha-Streuung zu kleinen Winkeln θ hin bevorzugt ist. Um diesen Sachverhalt auszunutzen, wurden zwei Paare von je sechs Zählern dicht beim Strahlrohr installiert. Dieser Aufbau ermöglicht über die Messung der Luminosität aus der e^+e^- -Streuung beziehungsweise $\gamma\gamma$ -Erzeugung das Justieren von Speicherringparametern nach jeder Injektion. Außerdem ermöglicht das Vergleichen der derart gemessenen integrierten Luminosität mit der unter großen Winkeln gewonnenen eine gegenseitige Kontrolle beider Meßverfahren.

Der Luminositätsmonitor ist in Anhang A ausführlich beschrieben.

Kapitel 4

Erkennung und Aufbereitung von Ereignissen

4.1 Überblick

In diesem Kapitel werden die Erkennung von Ereignissen, die Kalibration des Detektors und ein Teil der Datenreduktion (standardmäßige Weiterverarbeitung der Daten) beschrieben. Diese Abschnitte dienen nur dem Verständnis der späteren Analyse und sind daher kurz und teilweise nicht vollständig.

4.2 Der Trigger

Wird in den Kristallen Energie deponiert, so rührt dies nur in wenigen Fällen von einer Elektron-Positron-Reaktion her. Sehr häufig gibt es Strahl-Gas und Strahl-Strahlrohr-Reaktionen, von denen einige Reaktionsprodukte registriert werden. Um diese Reaktionen zu einem großen Anteil zu unterdrücken, werden auf Hardwareebene bestimmte Energiesummen gebildet. Werden bestimmte Schwellen überschritten, oder eine geforderte Symmetrie erfüllt, so wird das Ereignis ausgelesen und nach einer elektronischen Verarbeitung auf Band geschrieben. Die Symmetrieanforderungen ergeben sich aus den physikalisch interessierenden Themen und dem Wissen, daß der Gesamtimpuls einer Untergrundreaktion sehr groß ist.

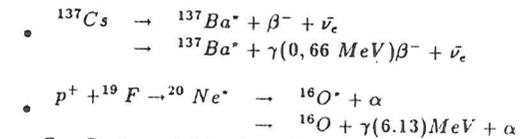
Die hadronischen Ereignisse, welche in dieser Arbeit untersucht werden, sind durch einen Trigger erkannt worden, der fordert:

$$\text{Gesamte deponierte Energie} > 1.8 \text{ GeV} \quad (4.1)$$

4.3 Die Kalibration des Energiedetektors

Das Signal jedes Photomultipliers wird in je zwei Hardwareeinheiten geleitet, die in unterschiedlichen Energieintervallen mittels Kondensatoren die Größe $\int dtI$ speichern. Diese Einheiten heißen "Integrate and Hold" (I&H) Module. Durch einen "Analog zu Digital Wandler" (ADC) werden nacheinander die Kondensatorspannungen, die zu $\int dtI$ proportional sind, digitalisiert. Der ADC ordnet jeder Spannung eine von $2^{13} = 8192$ Kanalnummern zu. Eine Kanalnummer ist nicht direkt proportional zu einer Kristallenergie, da für jedes I&H Modul noch ein "Offset" vorliegt. Daher müssen zwei Kalibrationskonstanten für jedes I&H Modul, also vier für jeden Kristall ermittelt werden.

Die zwei Konstanten, die die "Offsets" beschreiben, entnimmt man Ereignissen, für die die Energien in allen Kristallen aufgeschrieben wurden. Ferner werden die Photonen aus den folgenden drei Reaktionen zur Bestimmung der zwei noch fehlenden Konstanten verwendet:



Das Proton wird in einem Van de Graaff-Generator beschleunigt.

- $e^+e^- \rightarrow (n \cdot \gamma)e^+e^-$ und $e^+e^- \rightarrow (n \cdot \gamma)\gamma\gamma$. Die erzeugten Elektronen werden genauso wie die Photonen zur Ermittlung der Eichkonstanten verwendet.

Der Energiedetektor wurde alle 14 Tage geeicht.

4.4 Die Datenreduktion

Mit Hilfe der Kalibrationskonstanten werden die Energien, die in den Kristallen bei einem Ereignis deponiert wurden, ermittelt.

Danach werden die sogenannten CONNECTED REGIONS ermittelt. Dies sind Gebiete von Kristallen, die mit mindestens einer Ecke aneinandergrenzen, wobei jeder Kristall mehr als 10 MeV Energie gemessen hat. Daß dies eine sinnvolle Definition ist, wird beim Betrachten der Ereignisse auf den Bildern 3.3, 3.4 und 3.6 deutlich.

Innerhalb jeder CONNECTED REGION werden dann die sogenannten BUMP-KRISTALLE ermittelt. Haben die Energiedepositionen mehrerer Teilchen zur Bildung einer CONNECTED REGION geführt, so erwartet man, daß sie in mehreren Energiemaxima in der CONNECTED REGION resultieren, sofern die Teilchen nicht zu dicht beieinander auftreffen. Diese Energiemaxima werden als BUMPS bezeichnet. Der im folgenden beschriebene Algorithmus

zur Auffindung der BUMPS wurde von Herrn T. Skwarnicki entwickelt und ist in [SKW86] erläutert. Er identifiziert die Zahl der Teilchen, die zur Bildung einer CONNECTED REGION geführt haben, besser als der Standard CRYSTAL BALL BUMPS-Algorithmus.

Zur Auffindung der BUMPS wird jeder Kristall einer CONNECTED REGION daraufhin überprüft, ob in der ihn umgebenden Gruppe von 12 Kristallen jeder eine kleinere Energie registriert hat. Jeder Kristall, der diese Bedingung erfüllt, ist ein potentieller BUMP.

Um zu verhindern, daß Schauerfluktuationen zur Bildung mehrerer BUMPS innerhalb einer CONNECTED REGION führen, darf kein BUMP die beiden folgenden Bedingungen gleichzeitig erfüllen:

- $\cos \theta_{ij} > 0.91 - 0.000175 \cdot (E_{13, Roh, j} - 100 \text{ MeV})$
 $j = \text{Index des höchstenergetischen BUMPS};$
 $i = \text{Index des zu überprüfenden BUMPS}.$

Die BUMPS dürfen also nicht zu dicht beieinander liegen.

- $E_{1,i} < 25 \text{ MeV} + 3.77 \cdot \ln \left(\frac{E_{13, Roh, j}}{25 \text{ MeV}} \right) \text{ MeV}$

$E_{1,i} = \text{Energie im Kristall des potentiellen BUMPS } i.$

Die Energie eines dicht bei dem höchstenergetischen BUMP liegenden weiteren BUMPS darf also nicht klein sein.

Im nächsten Abschnitt wird die Energie E_{13} für jeden BUMP gemäß den Gleichungen 3.4 und 3.5 ermittelt.¹

Der Auftreffort eines Teilchens innerhalb eines BUMPS wird wie folgt ermittelt: Der BUMPKRISTALL wird in 16 hypothetische Unterkristalle geteilt. Nacheinander wird für die Mittelpunkte dieser Unterkristalle angenommen, daß dort ein schauerndes Teilchen auftraf. Mit Hilfe einer Funktion, welche die laterale Energieverteilung eines Schauers beschreibt, wird jeweils berechnet, wieviel Energie im BUMPKRISTALL und den unliegenden Kristallen hätte deponiert werden sollen. Derjenige Unterkristall, für den die berechneten Werte am besten zu den gemessenen passen, gibt dann den Ort des Teilcheneinschlags an.

Für jedes Ereignis prüfen zwei unterschiedliche Programme, ob das vorliegende Ereignis hadronisch ist oder nicht. Diese Programme sind von fundamentaler Bedeutung für diese Analyse. Sie werden ausführlich im folgenden Kapitel besprochen.

¹Tatsächlich gehört die Korrektur 3.5 nicht zur Standardanalyse des Crystal Balls.

Kapitel 5

Das hadronische Datensample

5.1 Einführung

Da sich diese Arbeit mit der Identifikation von π^0 -Mesonen in hadronischen Ereignissen beschäftigt, müssen zunächst einmal hadronische Ereignisse aus den anderen genommenen Ereignissen selektiert werden. Dazu wurden von der CRYSTAL BALL-Gruppe zwei Selektionsprogramme erstellt, die in den folgenden Abschnitten beschrieben werden. Die in dieser Arbeit verwendeten Ereignisse wurden von beiden Programmen als hadronisch deklariert.

Beide Selektionsprogramme versuchen, Ereignisse der folgenden Typen zu verwerfen:

- (1) $e^+e^- \rightarrow (n \cdot \gamma)\gamma\gamma$;
- (2) $e^+e^- \rightarrow (n \cdot \gamma)e^+e^-$;
- (3) $e^+e^- \rightarrow (n \cdot \gamma)\mu^+\mu^-$;
- (4) $e^+e^- \rightarrow (n \cdot \gamma)\tau^+\tau^- \rightarrow X$;
- (5) Hadronen aus der sogenannten Photon-Photon Physik:
 $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\text{virtuell})e^+e^- \rightarrow Xe^+e^-$;
- (6) Kosmische Strahlung, also im wesentlichen Myonen;
- (7) Strahl-Gas Ereignisse, die durch Folgeprodukte einer Reaktion eines Elektrons oder Positrons mit einem Gasmolekül getriggert werden;
- (8) Strahl-Wand Ereignisse, die durch Folgeprodukte einer Reaktion eines Elektrons oder Positrons mit dem Strahlrohr getriggert werden.

Abbildung 5.1 zeigt die Häufigkeitsverteilung der gesamten beobachteten Energie E_{tot} für Ereignisse einer typischen Datennahme. Die Schwerpunktsenergie betrug etwa 10 GeV . Die Häufung von Einträgen zwischen 8 GeV und 10 GeV stammt von den Ereignistypen (1) und (2) – Elektronen und Photonen deponieren ja praktisch ihre gesamte Energie in den Kristallen. Die Häufung bei Energien von 0 bis 2.5 GeV stammt von den Ereignistypen (3), (6), (7) und (8). Ein Paar von Myonen hinterläßt typischerweise $2 \cdot 216 \text{ MeV}$. Bei Strahl-Gas und Strahl-Wand Ereignissen erreichen nur wenige Teilchen den Energiedetektor. Die interessierenden hadronischen Ereignisse, sowie die Ereignistypen (4) und (5) machen die meisten Einträge bei mittleren Energien aus. Hadronische Ereignisse enthalten ja schauernde, minimal ionisierende sowie stark wechselwirkende Teilchen.

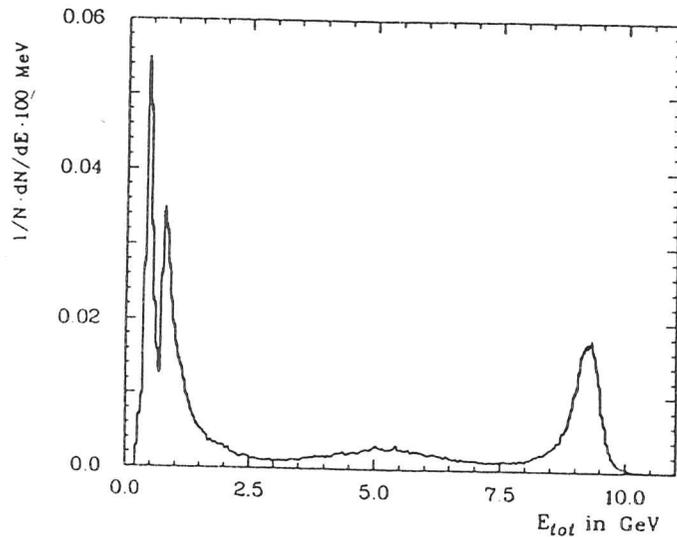


Abbildung 5.1: Häufigkeitsverteilungen der in dem eigentlichen Ball und den Endkappen deponierten Energie E_{tot} für alle getriggerten Ereignistypen (aus [FOL86]).

In einem einzelnen Ereignis kann man prinzipiell nicht Hadronen der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S) \rightarrow 3g \rightarrow \text{Hadronen}$ von solchen aus den Reaktionen $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S) \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow \text{Hadronen}$, $e^+e^- \rightarrow (n \cdot \gamma)q\bar{q} \rightarrow \text{Hadronen}$, $e^+e^- \rightarrow (n \cdot \gamma)\tau^+\tau^- \rightarrow \text{Hadronen}$ und $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\text{virtuell})e^+e^- \rightarrow Xe^+e^-$ unterscheiden. Diese vier Sorten von hadronischen Ereignissen sind also in den selektierten Hadronen enthalten. Vernachlässigbar sind jedoch, mit Aus-

nahme des Typs (4), die Anteile der oben genannten Untergrundreaktionen.

5.2 Die Trostsche Selektion von Hadronen

Die im folgenden beschriebenen Forderungen wurden speziell für eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} \approx m_{\Upsilon(1S)} \cdot c^2$ entwickelt:

- Myonen deponieren etwa 200 MeV bis 500 MeV beim Durchqueren des eigentlichen Balles (siehe auch Abschnitt 3.3.2). Daher fordert man:

$$E_{Ball}^{gesehen} + E_{Endkappen}^{gesehen} \stackrel{!}{>} 0.1 \cdot \sqrt{s}$$

- Zur Unterdrückung von Strahl-Gas und Strahl-Wand Ereignissen, die wegen des sich bewegenden Schwerpunktsystems viel Energie nahe dem Strahlrohr deponieren, fordert man:

$$\frac{E_{Tunnelkristalle}^{gesehen}}{E_{Ball}^{gesehen} - E_{Tunnelkristalle}^{gesehen}} \stackrel{!}{<} 0.5$$

und

$$\frac{E_{Endkappen}^{gesehen}}{E_{Ball}^{gesehen} + E_{Endkappen}^{gesehen}} \stackrel{!}{<} 0.4$$

- Um den folgenden sehr kraftvollen Schnitt zu verstehen, müssen zwei Variablen definiert und erläutert werden:

$$X_{trans} := \frac{\sum_i E_i \cdot \sin \theta_i}{\sqrt{s}}$$

i läuft über alle Kristalle des eigentlichen Balles;

θ_i = Winkel zwischen Kristall i und der Strahlachse;

X_{trans} = Bruchteil der Schwerpunktsenergie, der als transversale Energie abgegeben wurde.

Diese Größe ist in Strahl-Gas und Strahl-Wand Ereignissen meistens bedeutend kleiner als in hadronischen Ereignissen, wie Bild 5.2 zeigt.

$$\beta := \frac{|\sum_i E_i \cdot \hat{n}_i|}{\sum_i E_i}$$

i läuft über alle Kristalle des eigentlichen Balles;

\hat{n}_i = Einheitsvektor von der Ballmitte zu dem Kristall i .

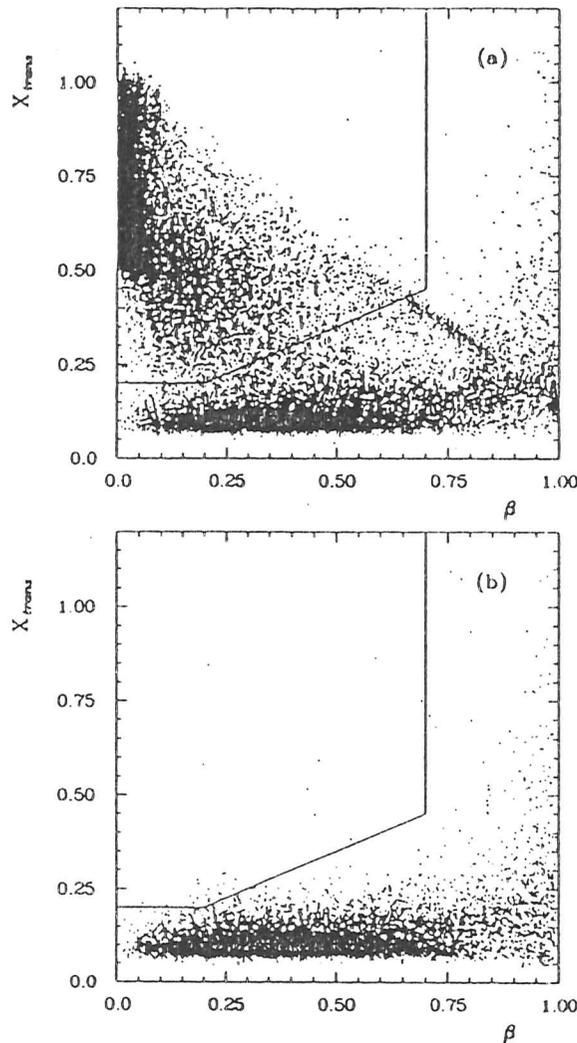


Abbildung 5.2: In dieser Korrelationsdarstellung entspricht jeder Punkt einem Ereignis. Bild (a) zeigt Daten der normalen Datennahme, während Bild (b) auf Daten basiert, die mit aneinander vorbeifliegenden Elektronen- und Positronenpaketen genommen wurden. Sie enthalten die Beiträge (5), (6) und (7) (aus [FOL86]).

Ist in einer Reaktion das Schwerpunktsystem gleich dem Laborsystem, so sollte $\beta = 0$ sein, wenn alle Teilchen ihre gesamte Energie deponieren würden. Obwohl diese zweite Voraussetzung nicht erfüllt ist, erlaubt auch ein Schnitt in β eine gute Diskrimination von Strahl-Gas und Strahl-Wand Ereignissen gegen hadronische Ereignisse.

Akzeptiert werden nur solche Ereignisse, die innerhalb der in Bild 5.2 eingezeichneten Kurve hohe X_{trans} - und niedrige β -Werte haben.

Die folgenden Schnitte dienen dazu, Ereignisse der Typen (1) und (2) zu identifizieren. Dabei wurde beachtet, daß in solchen Ereignissen zwar häufig ein Photon abgestrahlt wird, selten aber mehr, und daß abgestrahlte Photonen meistens relativ niederenergetisch sind.

- Ein hadronisches Ereignis muß mindestens 4 CONNECTED REGIONS haben.
- Mindestens 3 CONNECTED REGIONS müssen jeweils mehr als 100 MeV und je mindestens einen BUMP haben, der innerhalb des Winkelbereichs von $|\cos\theta_i| < 0.85$ liegt.
- Höchstens eine CONNECTED REGION darf mehr als $0.4 \cdot \sqrt{s}$ haben; dann darf jedoch die Gesamtenergie in dem Ball und den Endkappen nicht $0.75 \cdot \sqrt{s}$ übersteigen.

Es sei angemerkt, daß keines dieser Selektionskriterien den Innendetektor verwendet.

5.3 Die Lockmansche Selektion von Hadronen

Die im folgenden dargestellten Selektionskriterien wurden für Schwerpunktsenergien von etwa 6 GeV und andere Arbeitsbedingungen des Detektors entwickelt. Die Lockmanschen Selektionskriterien akzeptieren mehr Untergrundereignisse als die Trostschen, da sie im allgemeinen weniger stark sind als diese. Bei Schwerpunktsenergien von $\sqrt{s} \approx m_{\Upsilon(1S)} \cdot c^2$ genügen nur 0.7% der gemäß den Trostschen Anforderungen selektierten Hadronen den Lockmanschen Anforderungen nicht.

Die Lockmanschen Kriterien erkennen die Ereignistypen (6) und (7) weit schlechter als die Trostschen.

Die Ereignistypen (1) und (2) sollen durch folgende Schnitte verworfen werden:

- Für höchstens eine CONNECTED REGION im eigentlichen Ball darf gelten:

$$\frac{E_{13,roh}}{\frac{1}{2}\sqrt{s}} > 0.5$$

$E_{13, Roh}$ = Summe der in 13 Kristallen gemessenen Energie (siehe auch Seite 27).

- Falls weniger als 4 CONNECTED REGIONS im eigentlichen Ball je 50 MeV haben, darf für keine gelten:

$$\frac{E_{13, roh}}{\frac{1}{2}\sqrt{s}} > 0.75$$

- Zur Erkennung kosmischer Teilchen, insbesondere solcher, die schräg durch mehrere Kristalle fliegen und dabei relativ viel Energie deponieren, dient folgender zweidimensionaler Schnitt:

Sei

$$\sum P_{i, jet}^2 := \min \left(\sum_i E_i^2 - (E_i \cdot \hat{n}_i \cdot \hat{\xi})^2 \right) / (GeV)^2$$

wobei das Minimum durch die entsprechende Wahl des Einheitsvektors $\hat{\xi}$ festgelegt wird. ($\hat{\xi}$ gibt dann die Richtung eines den Ball durchquerenden Teilchens an und $\sum P_{i, jet}^2 \cdot (GeV)^2$ die Summe der Quadrate der Transversalenergien, die dieses Teilchen abgab).

Hadronische Ereignisse sollen dann die Forderung

$$\beta \leq \frac{\log_{10} \sum P_{i, jet}^2 + 2.8}{1.8}$$

erfüllen:

- Weitere kosmische Myonen sowie anderer Untergrund werden wie die folgt unterdrückt:

Jedes hadronische Ereignis soll mindestens 3 CONNECTED REGIONS besitzen mit je mehr als 50 MeV .

- Außerdem soll mindestens das zu einem BUMP gehörende Teilchen von der CRYSTAL BALL Standard Software als geladen deklariert worden sein.¹

Die folgenden zwei Schnitte dienen dazu, Strahl-Gas und Strahl-Wand Ereignisse durch ihre asymmetrischen Energiedepositionen zu erkennen.

- Für ein hadronisches Ereignis muß gelten:

¹Der Vollständigkeit halber müsste dieser Teil der Crystal Ball Standard Software noch erläutert werden. Da der beschriebene Schnitt jedoch relativ unwichtig ist, wurde darauf verzichtet.

$$\log_{10} \sum_i E_i^2 \sin^2 \theta_i \stackrel{!}{>} \eta_1(s) + A \cdot \eta_2 \left(\frac{E^{gesehen}}{\sqrt{s}} \right)$$

wobei

$$\eta_1(s) := -1 + 0.1(\sqrt{s} - 7)$$

$$\eta_2 := \begin{cases} 0.6 & \frac{E_{Ball}^{gesehen}}{\sqrt{s}} < 0.25 \\ 2.4 \cdot \left(0.5 - \frac{E_{Ball}^{gesehen}}{\sqrt{s}} \right) & \text{falls } 0.25 < \frac{E_{Ball}^{gesehen}}{\sqrt{s}} < 0.5 \\ 0 & 0.5 < \frac{E_{Ball}^{gesehen}}{\sqrt{s}} \end{cases}$$

- $\tau^+ \tau^-$ -Ereignisse deponieren häufig unterschiedlich viel Energie an gegenüberliegenden Orten ihrer Zerfallsachse. Um diese Ereignisse teilweise zu eliminieren, fordert man

$$\frac{|E_{z>0}^{gesehen} - E_{z<0}^{gesehen}|}{E_{gesehen}} < 0.8$$

und

$$\frac{|E_{y>0}^{gesehen} - E_{y<0}^{gesehen}|}{E_{gesehen}} < 0.8$$

und

$$\frac{|E_{z>0}^{gesehen} - E_{z<0}^{gesehen}|}{E_{gesehen}} < 0.8$$

5.4 Effizienz der Hadronenselektoren

Die Effizienz, mit der ein tatsächliches hadronisches Ereignis in das hadronische Datensample gelangt, ist der Quotient aus der Zahl der beobachteten hadronischen Ereignisse und der Zahl der tatsächlich stattgefundenen. Die beobachteten Ereignisse sind sowohl von mindestens einem Trigger, als auch von beiden Hadronenselektoren akzeptiert worden.

Die Trostsche Hadronenselektion fordert eine Gesamtenergie von mindestens $0.1 \cdot \sqrt{s} = 0.1 \cdot m_{\Upsilon(1S)} \cdot c^2 = 946 \text{ MeV}$. Seite 31 gegebene Triggerbedingung 4.1 läßt vermuten, daß möglicherweise nicht alle Hadronen mit Energien zwischen 946 MeV und 1.8 GeV erkannt wurden. Es gibt jedoch ohnehin keine Ereignisse in diesem Energieintervall: Bild 5.3 zeigt die Energieverteilung von hadronischen Ereignissen, die 1984 bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = m_{\Upsilon(1S)} \cdot c^2$ genommen wurden. Hadronische Ereignisse haben also eine Gesamtenergie von mehr als 2 GeV .

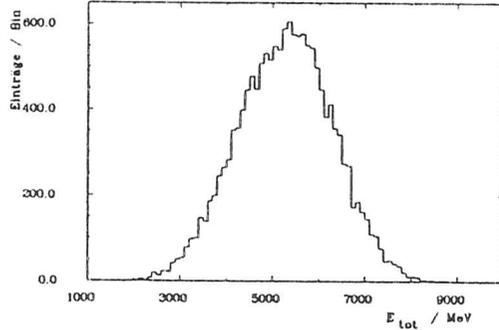


Abbildung 5.3: Gesamtenergie hadronischer Ereignisse, die bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = m_{\Upsilon(1S)} \cdot c^2$ genommen wurden.

Die Effizienzen beider Hadronenselektoren wurden von Herrn Wes Metzger mit Hilfe des folgenden Verfahrens bestimmt: Nach dem aktuellsten Stand der Theorie wurden jeweils typischerweise 4000 Ereignisse der folgenden Reaktionen generiert:

$$e^+ e^- \rightarrow (n \cdot \gamma) q \bar{q} \rightarrow \text{Hadronen}$$

$$e^+ e^- \rightarrow (n \cdot \gamma) \tau^+ \tau^- \rightarrow \text{Hadronen}$$

$$\Upsilon(1S) \rightarrow 3g \rightarrow \text{Hadronen und } \Upsilon(1S) \rightarrow \gamma g g \rightarrow \text{Hadronen}$$

$$\Upsilon(1S) \rightarrow q \bar{q} \rightarrow \text{Hadronen}$$

$$\Upsilon(1S) \rightarrow \tau^+ \tau^- \rightarrow \text{Hadronen}$$

Anschließend wurde die Wechselwirkung der entstandenen Teilchen in dem Detektor simuliert und die Ereignisse wurden genau wie gemessene Ereignisse aufbereitet. Die Effizienz ϵ_{had}^i der Hadronenselektoren für den Ereignistyp i folgten aus

$$\epsilon_{had}^i = \frac{N_{had}^{ges,i}}{N_{had}^i}$$

N_{had}^i = Zahl der vom Ereignistyp i generierten Ereignisse;

$N_{had}^{ges,i}$ = Zahl der Ereignisse vom Typ i , die alle Selektionskriterien erfüllten.

Da nur eine endliche Zahl von Ereignissen N_{had}^i generiert wurde, ist die Größe ϵ_{had}^i mit einer statistischen Unsicherheit behaftet. Viel größer als diese statistische Unsicherheit ist die sogenannte systematische Unsicherheit, die sich daraus ergibt, daß die in der Simulation verwendeten Wirkungsquerschnitte nicht exakt den tatsächlichen entsprechen. Dieses Simulationsproblem folgt daraus, daß viele Wirkungsquerschnitte weder experimentell hinreichend genau gemessen wurden, noch theoretisch zuverlässig zu erfassen sind.

Der systematische Fehler wurde durch die Änderung von Simulationsparametern und anschließenden Vergleich von gemessenen Verteilungen mit solchen von echten Daten abgeschätzt. Genau wie die üblicherweise angegebene statistische Unsicherheit einer Zahl, soll ein systematischer Fehler $\Delta \epsilon_{had,sys}^i$ der Zahl ϵ_{had}^i folgendes bedeuten:

- Mit einer Wahrscheinlichkeit von 68.3% liegt der wahre Wert von ϵ_{had}^i im Intervall $[\epsilon_{had}^i - \Delta \epsilon_{had,sys}^i, \epsilon_{had}^i + \Delta \epsilon_{had,sys}^i]$.
- Mit einer Wahrscheinlichkeit von 95.4% liegt der wahre Wert von ϵ_{had}^i im Intervall $[\epsilon_{had}^i - 2 \Delta \epsilon_{had,sys}^i, \epsilon_{had}^i + 2 \Delta \epsilon_{had,sys}^i]$.

Da ein systematischer Fehler deswegen besteht, weil man einen Vorgang nicht genau verstanden hat, läßt sich ein Fehler im oben genannten Sinn auch nicht sehr präzise abschätzen.

Die ermittelten Selektionseffizienzen mit dem gesamten Fehler sind in Tabelle 5.1 angegeben.

Prozess	Bezeichnung der Effizienz	Effizienz
$e^+ e^- \rightarrow (n \cdot \gamma) q \bar{q} \rightarrow \text{Hadronen}$	$\epsilon_{had}^{\gamma q \bar{q}}$	0.724 ± 0.02
$e^+ e^- \rightarrow (n \cdot \gamma) \tau^+ \tau^- \rightarrow \text{Hadronen}$	$\epsilon_{had}^{\gamma \tau^+ \tau^-}$	0.133 ± 0.02
$\Upsilon(1S) \rightarrow 3g \rightarrow \text{Hadronen}$ $\Upsilon(1S) \rightarrow \gamma g g \rightarrow \text{Hadronen}$	ϵ_{had}^{3g}	0.936 ± 0.02
$\Upsilon(1S) \rightarrow q \bar{q} \rightarrow \text{Hadronen}$	$\epsilon_{had}^{q \bar{q}}$	0.849 ± 0.02
$\Upsilon(1S) \rightarrow \tau^+ \tau^- \rightarrow \text{Hadronen}$	$\epsilon_{had}^{\tau^+ \tau^-}$	0.136 ± 0.02

Tabelle 5.1: Effizienz der Hadronenselektoren. Die Fehler enthalten statistische und systematische Beiträge. Der Effizienz in Zeile 3 wurde das Verhältnis

$N(\Upsilon(1S) \rightarrow \gamma g g \rightarrow \text{Hadronen})/N(\Upsilon(1S) \rightarrow 3g \rightarrow \text{Hadronen}) \approx 0.03$ zugrundegelegt, was wegen der in Tabelle 2.1 gegebenen Verzweignisverhältnisse sinnvoll ist.

Kapitel 6

Selektion neutraler Pionen

6.1 Erkennung neutraler Pionen

Tabelle 6.1 zeigt die für diese Auswertung wichtigen Eigenschaften des π^0 -Mesons.

Masse	$(134.9642 \pm 0.0038) \text{ MeV}$
Lebensdauer	$(18.7 \pm 0.4) \cdot 10^{-17} \text{ sec}$
$I^G(J^{PC})$	$1^-(0^{++})$
$\text{BR}(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$	0.98799 ± 0.00030
$\text{BR}(\pi^0 \rightarrow \gamma e^+ e^-)$	0.01198 ± 0.00030

Tabelle 6.1: Eigenschaften des π^0 -Mesons (aus [PDG86]).

Bei der Fragmentation eines $q\bar{q}$ -Paares oder eines $\Upsilon(1S)$ -Mesons entstehen typischerweise 11 Teilchen, von denen fast alle Pionen sind. Da die starke Wechselwirkung unabhängig von der elektrischen Ladung ist und die Massen geladener und neutraler Pionen etwa gleich sind ($(m_{\pi^\pm} - m_{\pi^0})/m_{\pi^0} = 0.034$), werden geladene Pionen im Mittel doppelt so häufig erzeugt, wie neutrale. Ein typisches hadronisches Ereignis bei $\sqrt{s} \approx m_{\Upsilon(1S)} \cdot c^2$ enthält also etwa 4 π^0 -Mesonen.

Wegen der in Tabelle 6.1 angegebenen Lebensdauer und der Größenordnung des Impulses von $p_{\pi^0} \approx E_{\pi^0} \approx \sqrt{s}/15 \approx 10 \text{ GeV}/15 = 667 \text{ MeV}$ zerfällt ein π^0 typischerweise nach dem Durchqueren von $l = \gamma\beta c\tau = \frac{2}{m} c\tau \approx 3 \mu\text{m}$ und zwar fast ausschließlich in zwei Photonen.

Zur π^0 -Rekonstruktion stellt man zunächst folgende Überlegungen an: Die Impulserhaltung für ein in zwei Photonen zerfallendes Pion lautet

$$p_{\pi^0} = |\vec{p}_{\gamma_i} + \vec{p}_{\gamma_j}|$$

Unter Berücksichtigung der Gleichungen

$$E_{\gamma_i} = p_{\gamma_i} \cdot c$$

und

$$E_{\pi^0} = E_{\gamma_i} + E_{\gamma_j}$$

ergibt sich:

$$m_{\pi^0} = \sqrt{2 \cdot E_{\gamma_i} \cdot E_{\gamma_j} \cdot (1 - \cos \Theta_{\gamma_i \gamma_j})} / c^2$$

$$\Theta_{\gamma_i \gamma_j} = \text{Winkel zwischen } \vec{p}_{\gamma_i} \text{ und } \vec{p}_{\gamma_j}.$$

Histogrammiert man für ein hadronisches Ereignis die Größe

$$m_{\gamma_i \gamma_j} := \sqrt{2 \cdot E_{\gamma_i} \cdot E_{\gamma_j} \cdot (1 - \cos \Theta_{\gamma_i \gamma_j})} / c^2 \quad (6.1)$$

indem man alle Paare von BUMPS miteinander kombiniert und dabei jedem BUMP die Energie $E_{\gamma_i} := E_{13}$ zuordnet, so erhält man ein Histogramm mit scheinbar willkürlich verteilten Einträgen. Wendet man dieses Verfahren jedoch auf viele Ereignisse an, so ergibt sich eine Verteilung mit einer Häufung von Einträgen um $m_{\gamma_i \gamma_j} = m_{\pi^0}$.

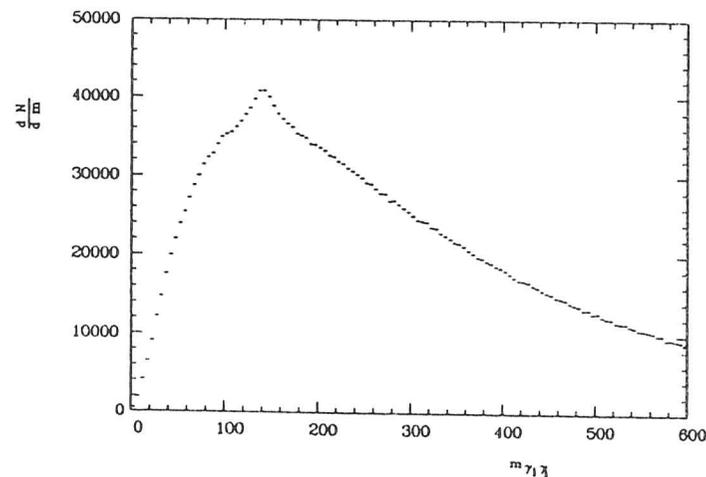


Abbildung 6.1: $m_{\gamma_i \gamma_j}$ für Ereignisse, die bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = m_{\Upsilon(1S)}$ genommen wurden. Jeder BUMP wurde mit allen Anderen kombiniert. Es wurden keine Schnitte durchgeführt.

Dies zeigt Abbildung 6.1, die auf allen 30534 in dieser Arbeit verwendeten hadronischen Kontinuumsereignissen basiert, die bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 9392 \text{ MeV} < m_{\Upsilon(1S)} \cdot c^2$ genommen wurden. Der große Untergrund kommt durch Kombinationen von BUMPS zustande, die nicht von demselben π^0 stammen.

6.2 Ermittlung der Zahl gesehener Pionen

Um die Anzahl der Pionen, die man in einem Histogramm sieht, in dem $m_{\gamma_i \gamma_j}$ aufgetragen ist, zu bestimmen, wurde in dieser Arbeit eine Anpassungsrechnung durchgeführt. Hierfür wurde folgende Funktion verwendet:

$$f(m_{\gamma_i \gamma_j}) = \underbrace{\sum_{i=1}^n c_i \cdot B_i(m_{\gamma_i \gamma_j})}_{\text{Beschreibt den Untergrund}} + \underbrace{c_S \cdot S(m_{\gamma_i \gamma_j})}_{\text{Beschreibt das Signal}} \quad (6.2)$$

$B_i(m_{\gamma_i \gamma_j}) =$ Polynom i -ten Grades, welches den Untergrund mitbeschreibt;

$S(m_{\gamma_i \gamma_j}) =$ Funktion, die die Form des beobachteten π^0 -Signals darstellt;

$n =$ Ordnung des Polynoms, das den Untergrund beschreibt;

$c_i, c_S =$ Zu bestimmende Konstanten.

(Eine genaue Beschreibung der Anpassungsfunktion erfolgt in Kapitel 7).

Gemäß einem mathematischen Algorithmus wurden der Parameter c_S und die c_i derart ermittelt, daß die Funktion 6.2 über ein hinreichend großes Intervall gut die Meßwerte des Histogramms beschrieb.

Der Parameter c_S ist proportional zu der Anzahl gesehener π^0 Einträge $N_{\pi^0}^{gcs}$. Der statistische Fehler von c_S enthält zwei Beiträge: Der eine beschreibt die Unsicherheit der Zahl tatsächlich rekonstruierbarer π^0 s. Der Andere charakterisiert die Wahrscheinlichkeit, mit der die Untergrundeinträge derart fluktuieren, daß sie zu dem beobachteten Signal beitragen. Dieser zweite Beitrag verschwindet, falls Signal- und Untergrundfunktion orthogonal zueinander sind. Das ist in dieser Arbeit jedoch nicht der Fall.

6.3 Der statistische Fehler an der Anzahl rekonstruierter Pionen

Um den relativen Fehler $\Delta N_{\pi^0}^{gcs} / N_{\pi^0}^{gcs}$ zu verkleinern gibt es folgende Möglichkeiten:

- (1) Analysiert man mehr Ereignisse, so ist im Mittel $N_{\pi^0}^{gcs} \propto N^{\text{Ereignisse}}$, also $\Delta N_{\pi^0}^{gcs} \propto \sqrt{N^{\text{Ereignisse}}}$. Daher verringert sich der relative Fehler. Dieser Methode ist durch die Anzahl zur Verfügung stehender Ereignisse eine Grenze gesetzt.

- (2) Man kann versuchen, die π^0 -Rekonstruktionseffizienz zu vergrößern. Dadurch wird der Einfluß des Untergrundes auf den relativen Fehler kleiner, sofern der Untergrund nicht bedeutend wächst.
- (3) Wenn es möglich ist, die Breite $\sigma_{\pi^0}^{gcs}$ des Signals zu verringern, so trägt ein kleinerer Anteil des Untergrundes zu $\Delta N_{\pi^0}^{gcs}$ bei.
- (4) Wenn der Untergrund in dem Bereich des Signals verkleinert werden kann, sinkt auch sein Beitrag an dem Fehler $\Delta N_{\pi^0}^{gcs}$.
- (5) Gelingt es, die Korrelation der Untergrund- mit der Signalfunktion für die Anpassungsrechnung zu verkleinern, so sinkt die statistische Unsicherheit von $N_{\pi^0}^{gcs}$.

In dieser Analyse wird wie folgt vorgegangen, um den relativen Fehler $\Delta N_{\pi^0}^{gcs} / N_{\pi^0}^{gcs}$ zu minimieren: Es werden alle zur Verfügung stehenden Ereignisse ausgewertet. Ferner wird versucht, die Punkte (3), (4) und (5) zu optimieren unter Berücksichtigung der Tatsache, daß die π^0 -Rekonstruktionseffizienz sich nicht bedeutend verringern soll. Hiermit beschäftigen sich die folgenden Abschnitte.

6.4 Die erste Gruppe von Schnitten

Aus der Methode der π^0 -Rekonstruktion, die auf Gleichung 6.1 basiert, wird deutlich, daß die Energie- und Winkelauflösung des Detektors die Signalbreite $\sigma_{\pi^0}^{gcs}$ bestimmen. Dieser Abschnitt beschreibt die zur Verkleinerung der Signalbreite verwendeten Methoden. Da die im folgenden beschriebenen Schnitte Spuren verwerfen, sinkt auch der Untergrund kombinatorischen Ursprungs bedeutend.

Hat eine CONNECTED REGION mehr als einen BUMP, so haben vermutlich zwei oder mehr Teilchen in dieser CONNECTED REGION Energie deponiert. In diesem Fall ist das Energiemaß E_{13} nicht sinnvoll, da es auf einer Energiesummutation über eine relativ große Fläche basiert und die zu messende Energie überschätzen würde. Auch die Bestimmung des Teilcheneinschlagortes funktioniert dann nicht zuverlässig. Daher wurden nur CONNECTED REGIONS mit einem BUMP für die Analyse verwendet.

Die Kristalle der Endkappen haben zwischen zwei und fünf Strahlungslängen, so daß die Energieauflösung der Endkappen im Vergleich zu der der Kristalle schlecht ist. Außerdem läßt sich wegen der Größe der Endkappenkristalle der Auftreffort eines Teilchens dort schlechter bestimmen als im eigentlichen Ball. BUMPS in den Endkappen wurden daher in der Analyse nicht verwendet.

Trifft ein schauerndes Teilchen in einen sogenannten Tunnelkristall, also einen Kristall, der mit einer Ecke oder Seite an den Strahlrohrtunnel grenzt (siehe Abbildung 3.3), so kann die Größe E_{13} nicht im eigentlichen Sinne

ermittelt werden. Daher wurden auch BUMPS in den Tunnelkristallen nicht zur π^0 -Rekonstruktion verwendet.

Schließlich wurden auch noch solche BUMPS ausgeschlossen, deren CONNECTED REGIONS Endkappenkristalle beinhalten.

Diese vier Schnitte reduzieren zwar die Effizienz, mit der π^0 -Mesonen rekonstruiert werden, aber die Effekte (3), (4) und (5) aus Abschnitt 6.3 überwiegen.

Der Winkel $\Theta_{\gamma_i, \gamma_j}$ wird durch die Vektoren, die von dem Ereignisort $(x_{V_{ert}}, y_{V_{ert}}, z_{V_{ert}})$ zu den BUMPS i und j zeigen, bestimmt. Für den Ereignisort ist in guter Näherung $x_{V_{ert}} = 0$ und $y_{V_{ert}} = 0$ (siehe Tabelle 3.1). Die Größe $z_{V_{ert}}$ wird durch ein CRYSTAL BALL Standardanalyseprogramm ermittelt. Mit Hilfe einer Simulation von Ereignissen des Typs $\Upsilon(1S) \rightarrow 3g/\gamma\gamma\gamma \rightarrow \text{Hadronen}$, bei der $\Upsilon(1S)$ -Mesonen gemäß einer Verteilung mit $\sigma_{z_{V_{ert}}} = 1.2 \text{ cm}$ zerfielen, wurde

$$\sigma(z_{V_{ert}}^{\text{generiert}} - z_{V_{ert}}^{\text{rekonstruiert}}) = 1.32 \text{ cm}$$

ermittelt. Die Verwendung des mit der CRYSTAL BALL-Software ermittelten Vertexes ist also schlechter als die Annahme $z_{V_{ert}} = 0$. Daher wurden in dieser Analyse alle Spuren auf $z_{V_{ert}} = 0$ bezogen.

Abbildung 6.2 zeigt die Verteilungen der invarianten Masse m_{γ_i, γ_j} für alle in dieser Analyse verwendeten Kontinuumsereignisse vor und nach den oben dargestellten Schnitten, sowie die verworfenen Kombinationen. Das Histogramm der verworfenen Kombinationen enthält keine signifikante Struktur bei der π^0 -Masse. Dies bedeutet insbesondere, daß das Signal durch die Schnitte nicht mit falschen Kombinationen angereichert wird.

Dieser Schnitt verwarf sicherlich rekonstruierbare π^0 s. Diese hatten jedoch erwartungsgemäß eine sehr breite Massenverteilung, so daß sie im Histogramm der verworfenen Kombinationen nicht sichtbar sind.

Die angewendeten Schnitte haben auch den Vorteil, daß das Maximum des Untergrundes nun nicht mehr bei der gleichen Masse auftritt, wie der π^0 -Peak. Dadurch sollte gemäß Punkt (5) aus Abschnitt 6.3 der Fehler an $N_{\pi^0}^{ges}$ jetzt kleinere Anteile von der Unsicherheit des Untergrundes enthalten.

6.5 Die Kammerinformation

Wie bereits in Abschnitt 6.1 erläutert wurde, gibt es einen Untergrund, der hauptsächlich durch geladenen Pionen entsteht. Diese können durch Ionisation oder starke Wechselwirkung im Ball Energie deponieren. Die laterale Energieverteilung dieser Prozesse unterscheidet sich jedoch deutlich von derjenigen eines elektromagnetischen Schauers. Ein Großteil der im folgenden dargestellten Schnitte versucht CONNECTED REGIONS aufgrund ihrer lateralen Energieverteilungen zu verwerfen.

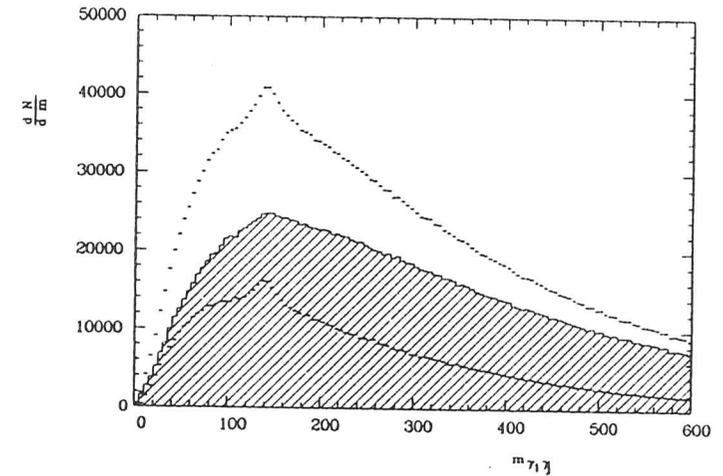


Abbildung 6.2: Verteilung der Größe m_{γ_i, γ_j} für die 30534 in dieser Analyse verwendeten hadronischen Ereignisse bei Kontinuumsenergien. Die Verteilungen vor und nach der Anwendung der ersten Gruppe von Schnitten sind mit Fehlerbalken dargestellt. Die verworfenen Kombinationen zeigt das schraffierte Histogramm.

Da π^0 -Mesonen in zwei neutrale Teilchen zerfallen, der Untergrund aber einen großen Anteil geladener Teilchen enthält, liegt es auf der Hand, den Ladungsdetektor zur Elimination geladener Teilchen zu verwenden. Dabei sind jedoch folgende Punkte zu beachten:

- Das Stromsignal eines Drahtes wird an beiden Drahtenden in einen Vorverstärker geleitet und von dort aus zum Kontrollraum. Diese Vorverstärker brannten während der Datennahme so leicht durch, daß trotz regelmäßiger Erneuerungen immer einige defekt waren.
- Einige Drähte hatten permanent Kurzschlüsse und fielen daher für die Erkennung geladener Teilchen aus.
- Die Hochspannungen der einzelnen Lagen wurden häufig geändert, um ein Optimum in Bezug auf das Erkennen minimal ionisierender Teilchen und das Durchbrennen der Vorverstärker zu erreichen.
- Durch einen zeitabhängigen Untergrund geladener Teilchen, die nicht zu den beobachteten Ereignissen gehörten, aber in der Kammer detektiert wurden, wurden neutrale Teilchen als geladen interpretiert.

- Der beim CRYSTAL BALL verwendete Algorithmus, der zu erkennen versucht, ob das zu einem BUMP gehörende Teilchen geladen ist oder nicht, arbeitet nicht sehr zuverlässig für hadronische Ereignisse.

Aus diesen Gründen ist es nicht einfach, die Wahrscheinlichkeit dafür zu bestimmen, daß beide Photonen eines π^0 -Zerfalls als neutral deklariert werden. Diese Größe ist jedoch wichtig, um auf die Zahl der tatsächlich zerfallenen π^0 -Mesonen zu schließen. Eine grobe Abschätzung würde etwa 85% (siehe Abschnitt 3.4) ergeben. Diese Zahl ist dann aber nur im Rahmen größerer systematischer Fehler bekannt.

Abgesehen von diesen Gründen, den Ladungsdetektor nicht zu verwenden, gehen wegen der Photonenkonversion etwa 15% der Einträge im π^0 -Signal verloren.

Beim Schneiden auf laterale Energieverteilungen von BUMPS verliert man möglicherweise weniger Signaleinträge und trotzdem die meisten geladenen Teilchen. Der Ladungsdetektor wurde in der Analyse nicht verwendet.

6.6 Die zweite Gruppe von Schnitten: Photonenselektion

6.6.1 Festlegung der Schnittparameter

Abbildung 6.3 verdeutlicht einige grundlegenden Bezeichnungen:

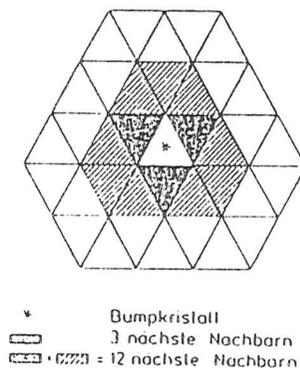


Abbildung 6.3: Definition grundlegender Größen zur Beschreibung der lateralen Energie deposition.

$$E_1 = E_{\text{Bumpkristall}}^{\text{gemessen}}$$

$$E_2 = E_{\text{Bumpkristall}}^{\text{gemessen}} + \max(E_{\text{Eines der 3 nächsten Nachbarkristalle}}^{\text{gemessen}})$$

$$E_4 = E_{\text{Bumpkristall}}^{\text{gemessen}} + E_{\text{3 nächste Nachbarkristalle}}^{\text{gemessen}}$$

$$E_{13,\text{roh}} = E_{\text{Bumpkristall}}^{\text{gemessen}} + E_{\text{12 nächste Nachbarkristalle}}^{\text{gemessen}}$$

Quotienten wie E_1/E_4 , $E_4/E_{13,\text{Roh}}$, E_2/E_4 , und $E_2/E_{13,\text{Roh}}$ charakterisieren dann die laterale Energieverteilung um einen BUMP. Die Größe $E_2/E_{13,\text{Roh}}$ sollte zum Beispiel für Energiedepositionen, die durch Ionisation entstehen, etwa gleich 1 sein (siehe Abschnitt 3.3.2). Schauende Teilchen hingegen deponieren einen bedeutenden Anteil ihrer Energie außerhalb des E_2 -Bereiches (siehe Abschnitt 3.3.4). Hat eine starke Wechselwirkung im Ball stattgefunden, oder überlappen die Energiedepositionen mehrerer Teilchen, so kann $E_2/E_{13,\text{Roh}}$ beliebige Werte annehmen.

Um zu einer quantitativen Aussage zu gelangen, für welche Werte von beispielsweise $E_4/E_{13,\text{Roh}}$ ein Teilchen mit großer Wahrscheinlichkeit kein Photon ist, wurde folgendes Verfahren angewendet: Es wurden simulierte Ereignisse der Typen $\Upsilon(1S) \rightarrow 3g \rightarrow \text{Hadronen}$, gemischt mit einem geringen Anteil der Zerfälle $\Upsilon(1S) \rightarrow \gamma\gamma\gamma \rightarrow \text{Hadronen}$, untersucht. Erfüllte eine CONNECTED REGION die in Abschnitt 6.4 definierten Anforderungen, so wurden folgende Größen ermittelt:

E_{Photon} = Die Energie, die ein Photon in der CONNECTED REGION deponierte. Sollte kein Photon Energie deponiert haben, so wurde $E_{\text{Photon}} = 0$ gesetzt. Hatten mehrere Photonen Energie deponiert, so wurde nur für eines die Energie E_{Photon} ermittelt; die von anderen Photonen stammende Energie wurde zu einer Größe E_{Dreck} summiert.

E_{Dreck} = Die Summe der Energien, die irgendwelche Teilchen mit Ausnahme des eben beschriebenen Photons in einer CONNECTED REGION deponierten. Sollte die CONNECTED REGION nur durch die Energiedeposition eines Photons entstanden sein, so wurde $E_{\text{Dreck}} = 0$ gesetzt.

Die Gesamtenergie einer CONNECTED REGION ist also durch $E_{\text{Region}} := E_{\text{Photon}} + E_{\text{Dreck}}$ ¹ gegeben. Im folgenden wird eine CONNECTED REGION als photonenartig bezeichnet, wenn für sie $E_{\text{Dreck}} < 10 \text{ MeV}$ gilt. Es wäre nicht sinnvoll, hierfür $E_{\text{Dreck}} = 0$ zu fordern, da häufig einige MeV Energie durch andere Teilchen in einer CONNECTED REGION deponiert werden (siehe Abbildung 6.4). Diese beeinflussen jedoch das gesehene Schauerprofil eines Photons nur dann, wenn $E_{\text{Photon}} \approx 10 \text{ MeV}$ gilt.

¹Diese Aussage ist nicht ganz korrekt, da die Bildung der Größen E_{Photon} und E_{Dreck} nur nach der Simulation der Energiedeposition in den Kristallen erfolgen kann. Diese Energien werden jedoch anschließend noch etwas "verschmiert", um ein Rauschen der Elektronik zu simulieren.

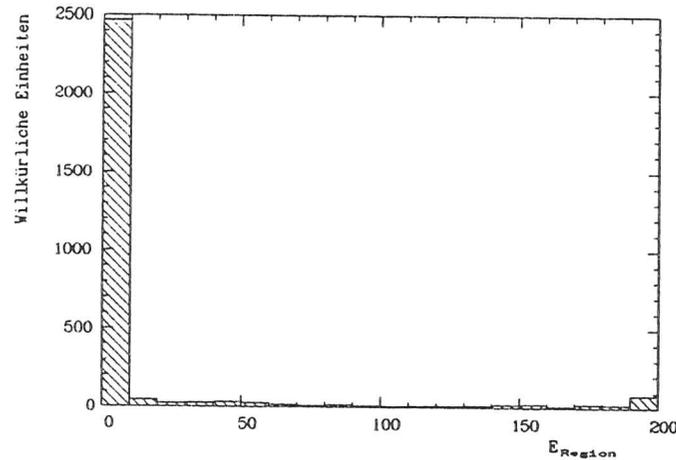


Abbildung 6.4: Histogramm der Größe E_{Dreck} für alle betrachteten CONNECTED REGIONS, für die $E_{Photon} > 20 \text{ MeV}$. Viele CONNECTED REGIONS haben bis zu $E_{Dreck} \approx 10 \text{ MeV}$.

Für die Größe $E_4/E_{13,Roh}$ wurden für diverse Energieintervalle je zwei Histogramme angefertigt und übereinanderprojiziert. Für das eine Histogramm galt $E_{Dreck} < 10 \text{ MeV}$, für das andere $E_{Dreck} > 10 \text{ MeV}$. Diese Histogramme zeigt Abbildung 6.5. Diese Art der Auftragung zeigt, welche Werte $E_4/E_{13,Roh}$ für Photonen typischerweise annimmt, und verdeutlicht die Mengenverhältnisse von "reinen" zu "dreckigen" CONNECTED REGIONS. Anhand dieser Histogramme wurde Tabelle 6.2 erstellt, die zeigt, innerhalb welcher Werte von $E_4/E_{13,Roh}$ eine CONNECTED REGION vermutlich nicht durch ein Photon erzeugt wurde. Es sei angemerkt, daß auch bei keiner anderen untersuchten Größe ein Schnitt für niederenergetische CONNECTED REGIONS entwickelt werden konnte. Dies ist plausibel, da in CONNECTED REGIONS mit kleinen Energien Fluktuationen in der Energiedeposition einen großen Einfluß auf die laterale Energiedeposition haben.

Die derart ermittelten Schnittparameter verwerfen viele CONNECTED REGIONS, die nicht von Photonen stammen, lassen aber die Effizienz zur Auffindung von Photonen groß.

Damit diese Effizienz keine sprunghafte Energieabhängigkeit aufweist, wurden die in Tabelle 6.2 aufgeführten Werte stetig beschrieben. Für Photonenkandidaten wurde verlangt, daß $E_4/E_{13,Roh} \in [a, b]$ galt, wobei

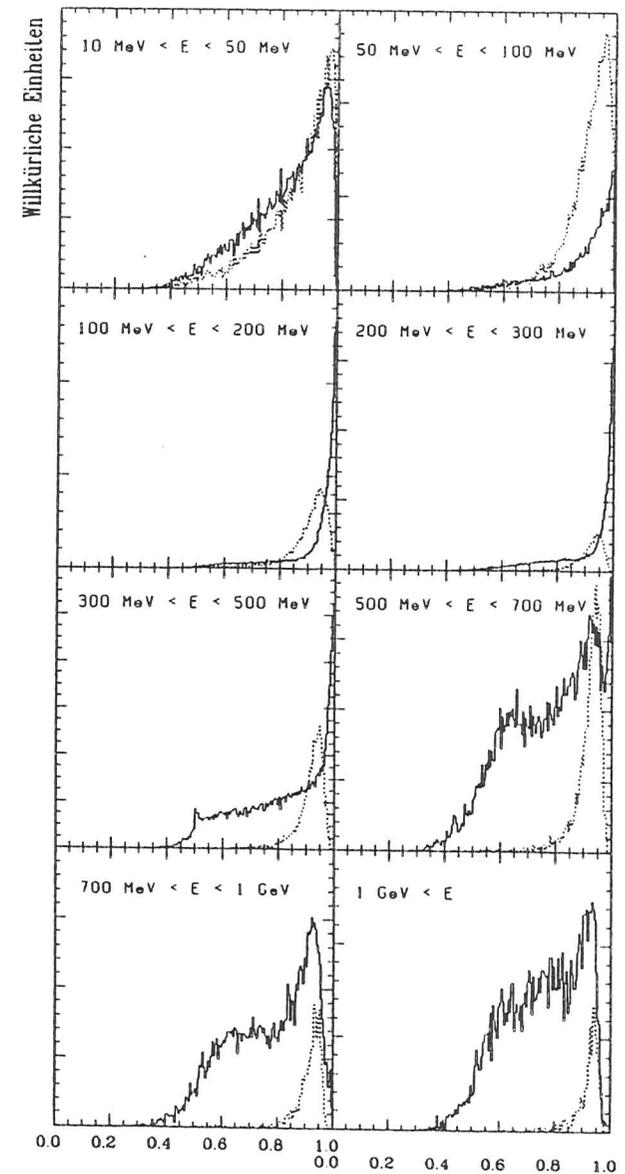


Abbildung 6.5: Histogramme der Größe $E_4/E_{13,Roh}$ für verschiedene Bereiche von E_{Region} . Gepunktet sind CONNECTED REGIONS dargestellt, für die $E_{Dreck} < 10 \text{ MeV}$ gilt. Sie stellen die "reinen" Photonen dar. Die durchgezogenen Histogramme gehören zu CONNECTED REGIONS mit $E_{Dreck} > 10 \text{ MeV}$. Diese Art der Darstellung zeigt deutlich, bei welchen Werten von $E_4/E_{13,Roh}$ "reine" Photonen liegen, und verdeutlicht die Mengenverhältnisse "reiner" und "dreckiger" CONNECTED REGIONS.

Energiebereich E_{Region}	Werte von $E_4/E_{13,Roh}$, die nur selten von Photonen erzeugt werden
10 MeV - 50 MeV	—
50 MeV - 100 MeV	—
100 MeV - 200 MeV	0.98 - 1
200 MeV - 300 MeV	0 - 0.75 und 0.98 - 1
300 MeV - 500 MeV	0 - 0.75 und 0.98 - 1
500 MeV - 700 MeV	0 - 0.75 und 0.98 - 1
700 MeV - 1 GeV	0 - 0.75 und 0.98 - 1
> 1 GeV	0 - 0.75 und 0.98 - 1

Tabelle 6.2: Ermittlung von Schnittparametern für die Größe $E_4/E_{13,Roh}$ in Abhängigkeit der CONNECTED REGION-Energie E_{Region} .

$$a = \begin{cases} 0.4 + 0.00175 \cdot E_{Region}/MeV & 0 \leq E_{Region} < 200 MeV \\ 0.75 & 200 MeV \leq E_{Region} \end{cases}$$

$$b = 1 - 0.00002 \cdot E_{Region}/MeV$$

Dieses Verfahren wurde auch auf die potentiellen Schnittgrößen E_1/E_4 , E_2/E_4 , $E_2/E_{13,Roh}$, $E_4/E_{13,Roh}$, $\langle X^2 \rangle$, $\langle Y^2 \rangle$, $|\langle X^2 \rangle - \langle Y^2 \rangle|$, $|\langle X^3 \rangle|$, $|\langle Y^3 \rangle|$, $\langle X^4 \rangle$, Zahl der Kristalle, Zahl der "verdächtigen Ecken", und Zahl der "Nasen" einer CONNECTED REGION angewendet.² Die ermittelten Schnittgrenzen für Photonen ergaben sich zu:

- $E_1/E_4 \in [a, b]$ mit

$$a = \begin{cases} 0.4 + 0.00175 \cdot E_{Region}/MeV & 0 \leq E_{Region} < 500 MeV \\ 0.275 + 0.00025 \cdot E_{Region}/MeV & 500 MeV \leq E_{Region} < 700 MeV \\ 0.44 & 700 MeV \leq E_{Region} \end{cases}$$

$$b = \begin{cases} 0.98 - 0.00005 \cdot E_{Region}/MeV & 0 \leq E_{Region} < 600 MeV \\ 0.95 & 600 MeV \leq E_{Region} \end{cases}$$

- $E_2/E_4 \in [a, b]$ mit

$$a = 0.8$$

²Die Schnittgrößen $\langle X^2 \rangle$, $\langle Y^2 \rangle$, $|\langle X^2 \rangle - \langle Y^2 \rangle|$, $|\langle X^3 \rangle|$, $|\langle Y^3 \rangle|$, $\langle X^4 \rangle$, Zahl der Kristalle, Zahl der "verdächtigen Ecken", und Zahl der "Nasen" einer Connected Region werden hier nicht erklärt, da sie in der endgültigen Analyse nicht verwendet wurden und da sich keine neue physikalische Motivation hinter ihnen verbirgt. Diese Größen werden in [AVO87] beschrieben und diskutiert.

$$b = \begin{cases} 1.6 - 0.00244 \cdot E_{Region}/MeV & 0 \leq E_{Region} < 250 MeV \\ 0.99 & 250 MeV \leq E_{Region} \end{cases}$$

- $E_2/E_{13,Roh} \in [a, b]$ mit

$$a = \begin{cases} 0.45 + 0.000714 \cdot E_{Region}/MeV & 0 \leq E_{Region} < 350 MeV \\ 0.7 & 350 MeV \leq E_{Region} \end{cases}$$

$$b = \begin{cases} 18 - 0.00015 \cdot E_{Region}/MeV & 0 \leq E_{Region} < 200 MeV \\ 0.97 & 200 MeV \leq E_{Region} \end{cases}$$

- $\langle X^2 \rangle \leq b$ mit

$$b = \begin{cases} 0.0325 - 0.00009 \cdot E_{Region}/MeV & 0 \leq E_{Region} < 250 MeV \\ 0.01 & 250 MeV \leq E_{Region} \end{cases}$$

- $\langle Y^2 \rangle \leq b$ mit

$$b = 0.006 + 8 \cdot 10^{-7} \cdot E_{Region}/MeV$$

- $|\langle X^2 \rangle - \langle Y^2 \rangle| \leq b$ mit

$$b = \begin{cases} 0.04 - 0.000109609 \cdot E_{Region}/MeV & 0 \leq E_{Region} < 300 MeV \\ 0.09 - 0.0000063 \cdot E_{Region}/MeV & 300 MeV \leq E_{Region} < 800 MeV \\ 0.004 & 800 MeV \leq E_{Region} \end{cases}$$

- $|\langle X^3 \rangle| \leq b$ mit

$$b = \begin{cases} 0.003 - 0.0000133 \cdot E_{Region}/MeV & 0 \leq E_{Region} < 150 MeV \\ 0.001 & 150 MeV \leq E_{Region} \end{cases}$$

- $|\langle Y^3 \rangle| \leq 0.0004$

- $|\langle X^4 \rangle| \leq 0.0003$

- Zahl der Kristalle innerhalb einer CONNECTED REGION ≤ 9

- Zahl der "verdächtigen Ecken" einer CONNECTED REGION ≤ 2

- Zahl der "Nasen" einer CONNECTED REGION ≤ 2

6.6.2 Optimierung der Kombination von Schnitten

Als nächster Schritt wurde mit simulierten hadronischen Ereignissen des Typs $e^+e^- \rightarrow (n \cdot \gamma)q\bar{q} \rightarrow \text{Hadronen}$ untersucht, welche Kombination von Schnitten den kleinsten relativen Fehler des Signals ergibt. Da in guter Näherung die Einträge in den Bins der betreffenden Histogramme gaußverteilt und entsprechend Gleichung 6.2 die Fehler der Untergrund- und Signaleinträge unabhängig voneinander sind, gilt folgende Fehlerformel:

$$\frac{\Delta N_S}{N_S} = \frac{\sqrt{(\Delta N_S)^2 + (\Delta N_B)^2}}{N_S} = \frac{\sqrt{N_S + N_B}}{N_S} \quad (6.3)$$

N_S = Zahl der π^0 -Einträge in dem Signal;

N_B = Zahl der Einträge "unter" dem Signal.

Die Zahl N_S wurde mit Hilfe der Forderung ermittelt, daß die zwei Photonen eines π^0 -Zerfalls jeweils CONNECTED REGIONS mit $E_{Dreck} < 10 \text{ MeV}$ erzeugten, die zusätzlich die Selektionskriterien erfüllten.

Die Zahl N_B wurde durch diejenigen Einträge ausgemacht, die nicht diese Kriterien erfüllten, aber innerhalb eines Intervalls um die π^0 -Masse lagen. Dieses Intervall wurde durch folgende Überlegung ermittelt: Die gemessene Massenverteilung der Pionen ist in guter Näherung gaußförmig. Wäre sie statt dessen in einem Intervall flach, hätte aber dieselbe Höhe, so wäre ihre Breite $\sigma_G \cdot \sqrt{2\pi}$. Für N_B wurden nur Einträge gezählt, die innerhalb des Intervalls $[m_{\pi^0} - \frac{1}{2} \cdot \sigma_G \cdot \sqrt{2\pi}, m_{\pi^0} + \frac{1}{2} \cdot \sigma_G \cdot \sqrt{2\pi}]$ lagen. Die Größen m_{π^0} und σ_G wurden mit Hilfe einer Anpassungsrechnung für die verwendeten Ereignisse ermittelt.

Die Größe $\Delta N_S/N_S$ ergab sich für die verwendeten 13378 Hadronen zu

$$\frac{\Delta N_S}{N_S} = 2.58\%$$

Nach Anwendung je einer Schnittgröße ergaben sich die in Tabelle 6.3 dargestellten Werte.

Da das Verhältnis $\Delta N_S/N_S$ am kleinsten für die Schnittgröße E_1/E_4 ist, wurde dieser Schnitt im folgenden verwendet. Die Effektivität dieses Schnittes zeigt Abbildung 6.6.

Nun wurden zur Optimierung des Verhältnisses $\Delta N_S/N_S$ nacheinander zusätzlich solche Schnittgrößen verwendet, die gemäß Tabelle 6.3 gute Werte lieferten. Die Ergebnisse dieses Verfahrens sind in Tabelle 6.4 dargestellt. Da die Hinzunahme eines Schnittes in der Größe $E_2/E_{13,Roh}$ den relativen Fehler an N_S verkleinert, wurde in der endgültigen Photonenselektion auch hierauf geschnitten. Den Effekt dieses weiteren Schnittes zeigt Abbildung 6.7.

Die Hinzunahme noch einer weiteren Schnittgröße war nicht sinnvoll, wie ebenfalls aus Tabelle 6.4 hervorgeht.

Schnittbezeichnung	$\frac{\Delta N_S}{N_S} \cdot 100\%$
E_1/E_4	2.16 %
E_2/E_4	2.63 %
$E_2/E_{13,Roh}$	2.22 %
$E_4/E_{13,Roh}$	2.45 %
$\langle X^2 \rangle$	2.55 %
$\langle Y^2 \rangle$	2.58 %
$ \langle X^2 \rangle - \langle Y^2 \rangle $	2.57 %
$ \langle X^3 \rangle $	2.61 %
$ \langle Y^3 \rangle $	2.60 %
$\langle X^4 \rangle$	2.61 %
Zahl der Kristalle innerhalb einer CONNECTED REGION	2.58 %
Zahl der "verdächtigen Ecken"	2.59 %
Zahl der "Nasen" einer CONNECTED REGION	2.60 %

Tabelle 6.3: Relativer Fehler des π^0 -Signals, falls ein zusätzlicher Schnitt angewendet wurde.

Schnittbezeichnung	$\frac{\Delta N_S}{N_S} \cdot 100\%$
$E_2/E_{13,Roh}$	2.10 %
$E_4/E_{13,Roh}$	2.17 %
$\langle X^2 \rangle$	2.18 %

Tabelle 6.4: Relativer Fehler des π^0 -Signals, falls auf E_1/E_4 und der angegebenen Größe geschnitten wurde.

6.7 Die dritte Gruppe von Schnitten

6.7.1 Grundidee: Die Verteilung des Öffnungswinkels

Für die bisher beschriebenen Schnitte wurden lediglich Eigenschaften der Energiedeposition von Photonen verwendet. Will man π^0 -Mesonen rekonstruieren, so kann man sich noch eine kinematische Eigenschaft des Zerfalls zunutze machen: Die von der Pionenergie abhängige Häufigkeitsverteilung des Winkel $\theta_{\gamma,\gamma}$ zwischen den zwei Zerfallsphtononen.

Ein Histogramm der Öffnungswinkelverteilungen für Pionen zeigt Abbildung 6.8. Man sieht eine Häufung von Einträgen nahe dem aus kinematischen Gründen existierenden Mindestöffnungswinkels. Im Gegensatz dazu sollte die Verteilung des Winkels zwischen zwei Photonen, die nicht aus dem Zweikörperzerfall eines Teilchens stammen, im wesentlichen sinusförmig

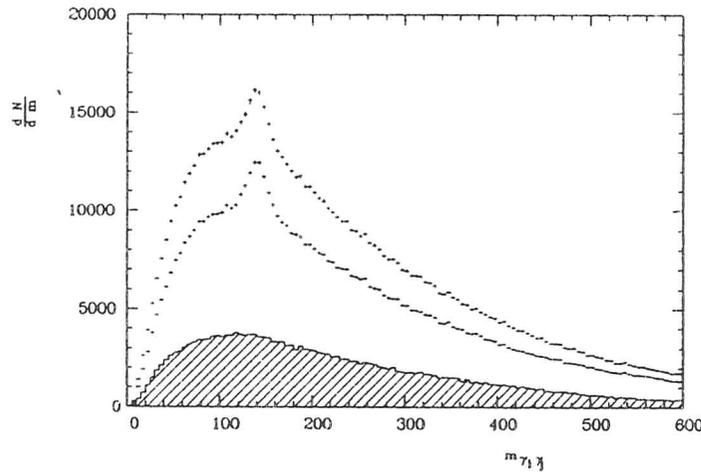


Abbildung 6.6: Verteilung der Größe $m_{\gamma_i \gamma_j}$ für die 30534 in dieser Analyse verwendeten hadronischen Ereignisse bei Kontinuumsenergien. Die Verteilungen vor und nach der zusätzlichen Anwendung des Schnittes in der Größe E_1/E_4 sind mit Fehlerbalken dargestellt. Die verworfenen Kombinationen zeigt das schraffierte Histogramm.

sein. Diese Überlegungen legen den Gedanken nahe, als zusätzlichen Schnitt zu fordern, daß Photonen nur dann miteinander kombiniert werden sollen, wenn

$$\theta_{\gamma_i \gamma_j}(E_{\gamma_i} + E_{\gamma_j}) < \theta_{\text{Schnitt}}(E_{\gamma_i} + E_{\gamma_j}, m_{\gamma_i \gamma_j}, n)$$

$n =$ Eine Zahl im Intervall $[0, 1]$, die angibt, welcher Bruchteil von Teilchen einer Masse $m_{\gamma_i \gamma_j}$, die in zwei Photonen zerfallen, im Mittel von diesem Schnitt verworfen werden sollen.

$m_{\gamma_i \gamma_j} =$ Invariante Masse eines "Teilchens", welches in die mit i und j gekennzeichneten Photonen zerfiel. Der Schnitt hängt von der rekonstruierten Masse $m_{\gamma_i \gamma_j}$ im Gegensatz zu m_π^0 ab, um nicht die Pionmasse besonders auszuzeichnen.

6.7.2 Die Ermittlung des Schnittwinkels

Zur Ermittlung des Schnittparameters $\theta_{\gamma_i \gamma_j}$ könnte man nach folgendem Schema vorgehen: Für ein Teilchen der Masse m und der Energie E , das

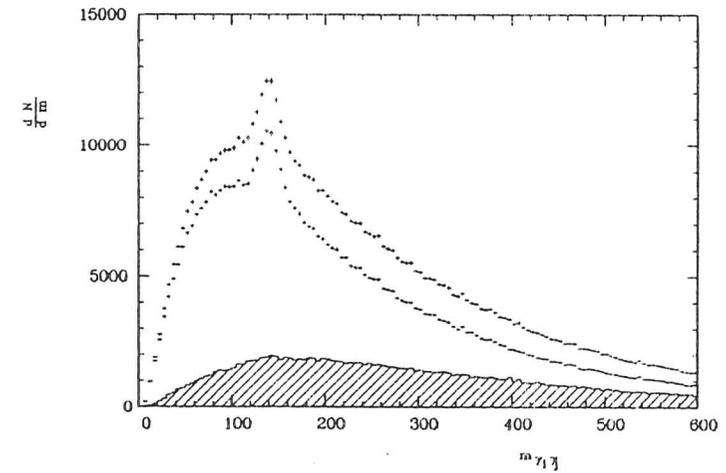


Abbildung 6.7: Verteilung der Größe $m_{\gamma_i \gamma_j}$ für die 30534 in dieser Analyse verwendeten hadronischen Ereignisse bei Kontinuumsenergien. Die Verteilungen vor und nach der zusätzlichen Anwendung des Schnittes in der Größe $E_2/E_{13,Rob}$ sind mit Fehlerbalken dargestellt. Die verworfenen Kombinationen zeigt das schraffierte Histogramm.

in seinem Ruhesystem isotrop in zwei Photonen zerfällt, ermittle man die im Laborsystem gesehene Verteilung des Winkels $\theta_{\gamma_i \gamma_j}$. Integriert man diese Verteilung beginnend beim Winkel $\theta_{\gamma_i \gamma_j} = \pi$ bis zu einem n -tel des Gesamtintegrals auf, so erhält man den Schnittwinkel $\theta_{\text{Schnitt}}(E_{\gamma_i} + E_{\gamma_j}, m_{\gamma_i \gamma_j}, n)$.

Da diese Rechnung zu aufwendig war, wurde sie durch folgende Methode angenähert. Die Verteilung des Winkels φ zwischen der Flugrichtung eines in zwei Photonen zerfallenden Teilchens und einem der Zerfallsphotonen läßt sich analytisch ausdrücken ([AVO87]).

$$\frac{dw}{d\varphi} = \frac{1}{2} \cdot \sin \varphi \cdot \frac{1 - \beta}{(1 - \beta \cos \varphi)^2} \quad (6.4)$$

mit

$$\beta = \frac{v}{c},$$

Nun ist in grober Näherung für Winkel $\theta_{\gamma_i \gamma_j}$, die nicht zu nahe dem minimalen Photonenöffnungswinkel $\theta_{\gamma_i \gamma_j}^{\min}$ sind

$$\theta_{\gamma_i \gamma_j} \approx 2 \cdot \varphi$$

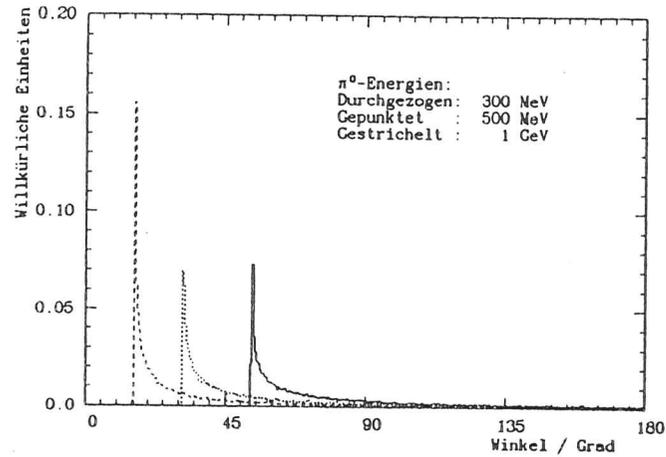


Abbildung 6.8: Verteilung des Winkels zwischen den beiden Zerfallsphotonen eines Pions für verschiedene Pionenergien.

$\theta_{\gamma_i, \gamma_j}$ = Winkel zwischen den beiden Photonen.

$\theta_{\text{Schnitt}}(E_{\gamma_i} + E_{\gamma_j}, m_{\gamma_i, \gamma_j}, n)$ ergibt sich dann aus der folgenden Gleichung

$$n := \int_{\theta_{\text{Schnitt}}/2}^{\pi} d\varphi \cdot \frac{dw}{d\varphi} \quad (6.5)$$

unter Verwendung von Gleichung 6.4. Das Ergebnis lautet:

$$\theta_{\text{Schnitt}}(E_{\gamma_i} + E_{\gamma_j}, m_{\gamma_i, \gamma_j}, n) = 2 \cdot \arccos\left\{ \frac{1}{\beta} - \frac{1 - \beta^2}{2\beta^2 n + \beta - \beta^2} \right\}$$

$$\beta = \frac{\sqrt{\gamma^2 - 1}}{\gamma}$$

$$\gamma = \frac{E_{\gamma_i} + E_{\gamma_j}}{m_{\gamma_i, \gamma_j} c^2}$$

Diese Rechnung berücksichtigt nicht, daß die Energiedepositionen der Photonen ab etwa $E_{\pi^0} = 600 \text{ MeV}$ zum Überlappen neigen (siehe Abbildung 6.9), wodurch die π^0 -Rekonstruktionswahrscheinlichkeit sinkt. Daher wurde der Parameter n energieabhängig ermittelt:

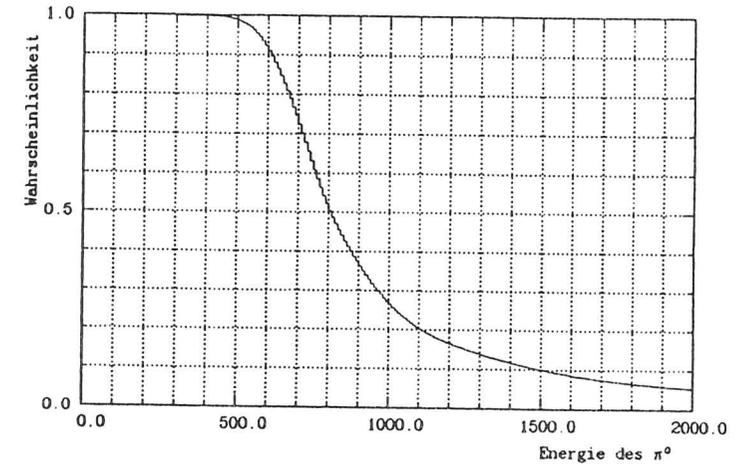


Abbildung 6.9: Wahrscheinlichkeitsverteilung für das getrennte Auflösen beider Zerfallsphotonen eines π^0 -Mesons. Diese Kurve wurde aus simulierten Ereignissen ermittelt (aus [AVO87]).

$$n = \begin{cases} m & 0 \leq E_{\gamma_i} + E_{\gamma_j} < 500 \text{ MeV} \\ m - m \cdot 0.0017 \cdot (E_{\gamma_i} + E_{\gamma_j}) - 0.83 & 500 \text{ MeV} \leq E_{\gamma_i} + E_{\gamma_j} < 1 \text{ GeV} \\ 0 & 1 \text{ GeV} \leq E_{\gamma_i} + E_{\gamma_j} \end{cases}$$

6.7.3 Optimierung des Parameters m

Mit dem in Abschnitt 6.6.2 erläuterten Verfahren wurde der Parameter m so gewählt, daß der Quotient $\Delta N_{\pi^0}^{geo} / N_{\pi^0}^{geo}$ nach Anwendung der Schnitte in den Größen E_1/E_4 , $E_2/E_{13, \text{Roh}}$ und $\theta_{\text{Schnitt}}(E_{\gamma_i} + E_{\gamma_j}, m_{\gamma_i, \gamma_j}, n)$ optimiert wurde. Die relevanten Ergebnisse sind in Tabelle 6.5 dargestellt. Für die Analyse wurde $m = 0.2$ verwendet. Der Effekt dieses Schnittes auf die Verteilung in m_{γ_i, γ_j} ist in Abbildung 6.10 für die verwendeten Kontinuumsdaten dargestellt.

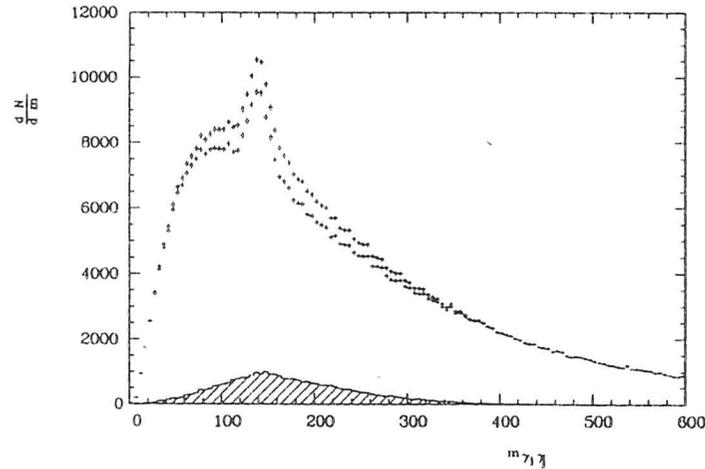


Abbildung 6.10: Verteilung der Größe m_{γ,γ_j} für die 30534 in dieser Analyse verwendeten hadronischen Ereignisse bei Kontinuumsenergien. Die Verteilungen vor und nach der zusätzlichen Anwendung des Schnittes in der Öffnungswinkelverteilung sind mit Fehlerbalken dargestellt. Die verworfenen Kombinationen zeigt das schraffierte Histogramm.

Schnittbezeichnung	$\frac{\Delta N_s}{N_s} \cdot 100\%$
$m = 0.1$	2.09 %
$m = 0.2$	2.05 %
$m = 0.3$	2.06 %
$m = 0.4$	2.24 %
$m = 0.5$	5.42 %
$m = 0.6$	7.60 %

Tabelle 6.5: Relativer Fehler des π^0 -Signals, falls auf E_1/E_4 , $E_2/E_{13,Rob}$ und $\theta_{Schnitt}(E_{\gamma_i} + E_{\gamma_j}, m_{\gamma,\gamma_j}, n)$ geschnitten wurde.

Kapitel 7

Das π^0 -Energiespektrum

7.1 Das gesehene π^0 -Energiespektrum

7.1.1 Im Kontinuum

Run Nummern	14935 bis 14941 18889 bis 19002 19171 bis 19258
Zahl der detektierten Hadronen	30534
Genüttelte Schwerpunktsenergie	9.3922 GeV
Integrierte Luminosität	8.442 pb^{-1}
Zahl der detektierten Bhabhaereignisse	123809

Tabelle 7.1: Charakterisierung der verwendeten hadronischen Ereignisse, die bei $\sqrt{s} < m_{\Upsilon(1S)} \cdot c^2$ genommen wurden.

Histogrammiert man für jedes hadronische Ereignis bei Kontinuumsenergie, also $\sqrt{s} < m_{\Upsilon(1S)} \cdot c^2$, die Größe m_{γ,γ_j} für alle nach den Schnitten erlaubten Kombinationen von "Photonen", so ergibt sich Bild 6.10. Erzeugt man jedoch unterschiedliche Histogramme für aneinandergrenzende Intervalle in der Größe

$$E_{\gamma,\gamma_j} = E_{\gamma_i} + E_{\gamma_j},$$

so gelangen Pionen einer bestimmten Energie immer in ein bestimmtes Histogramm¹. Die entstehenden Histogramme zeigen die Abbildungen 7.1 und 7.2. Die gesehene Anzahl von Pionen kann dann durch eine geeignete Anpassungsrechnung energieabhängig ermittelt werden.

Die verwendeten Kontinuumsdaten sind in Tabelle 7.1 beschrieben:

¹Dieses trifft eigentlich nicht immer zu, da durch Fluktuationen in der Schauerentwicklung oder durch Überlappung von Energiedepositionen anderer Teilchen die π^0 -Gesamtenergie falsch gemessen werden kann.

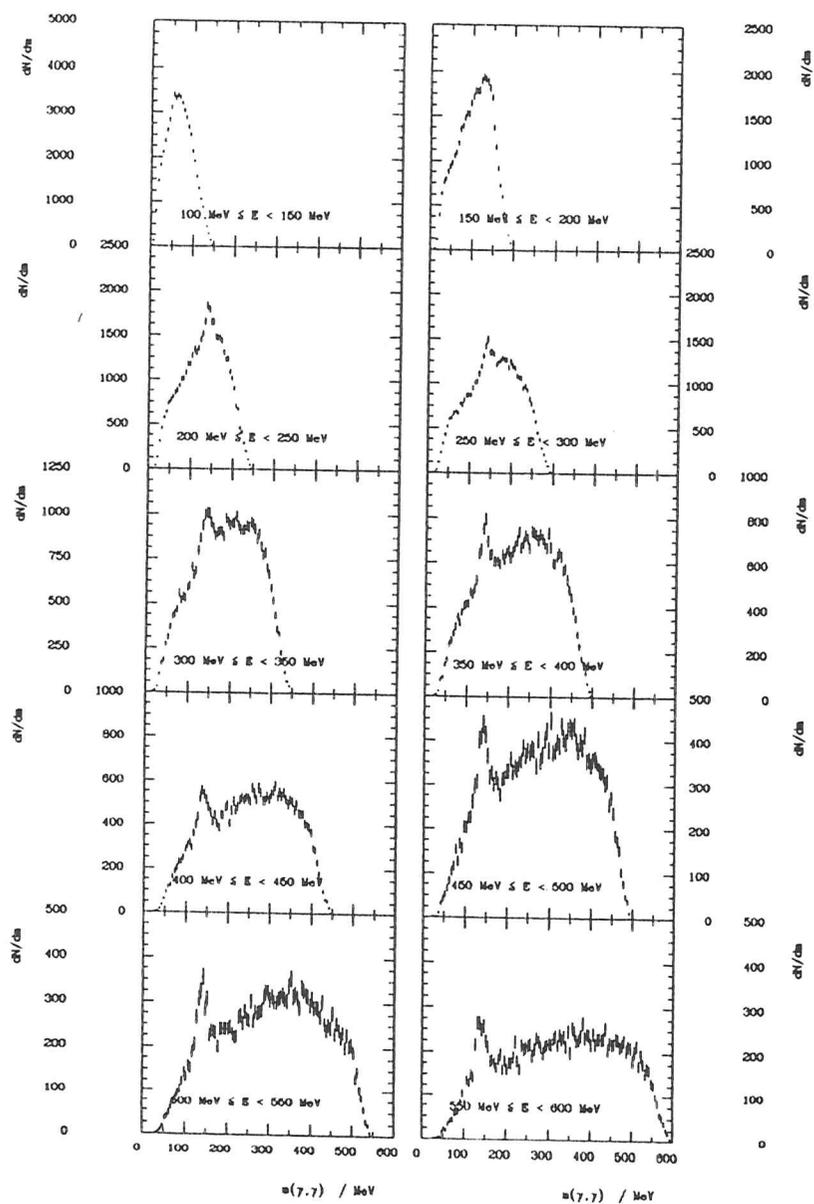


Abbildung 7.1: Histogramme der aus Kombinationen von Photonen ermittelten Masse $m_{\gamma,\gamma}$ für Intervalle der Energie $E_{\gamma,\gamma}$ für die verwendeten hadronischen Ereignisse bei Kontinuumsenergien.

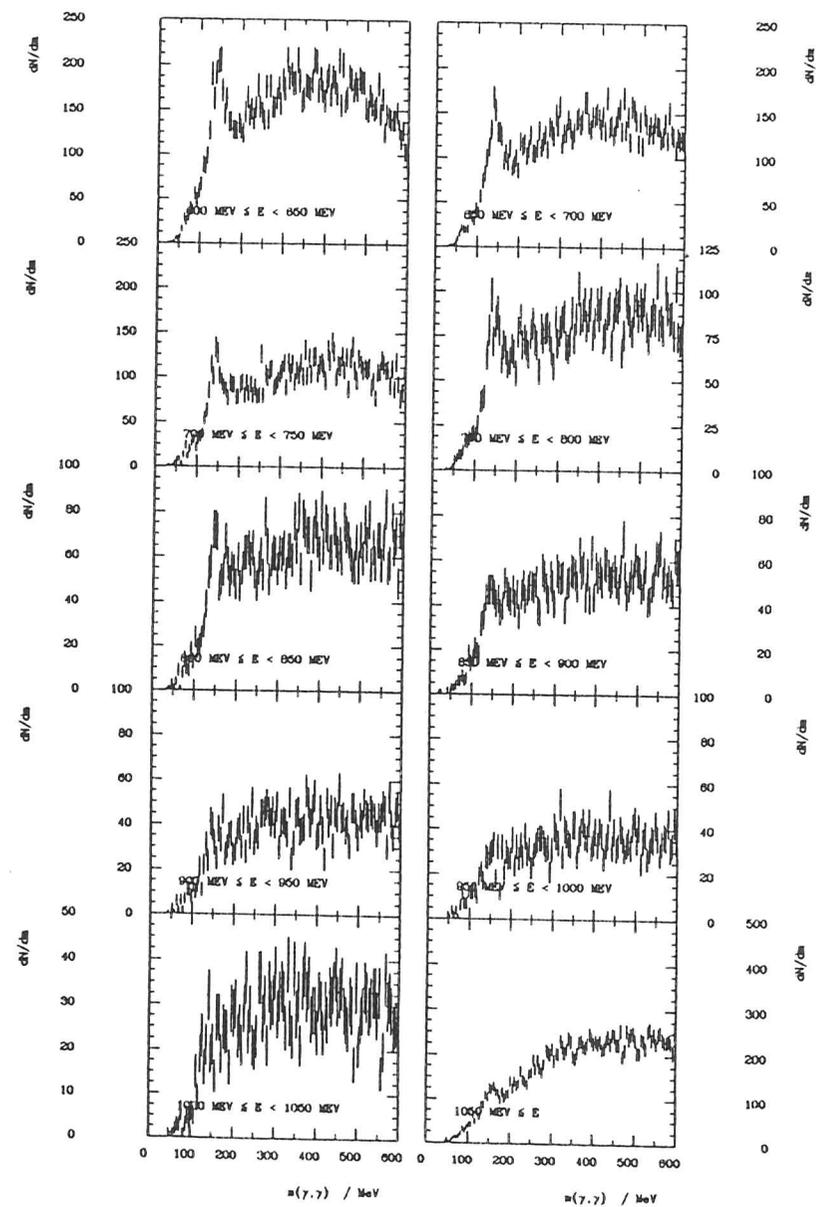


Abbildung 7.2: Histogramme der aus Kombinationen von Photonen ermittelten Masse $m_{\gamma,\gamma}$ für Intervalle der Energie $E_{\gamma,\gamma}$ für die verwendeten hadronischen Ereignisse bei Kontinuumsenergien.

7.1.2 Für direkte $\Upsilon(1S)$ -Zerfälle

Tabelle 7.2 enthält eine Aufstellung der bei $\sqrt{s} = m_{\Upsilon(1S)} \cdot c^2$ gesehenen Hadronen.

Run Nummern	18037 bis 18501
	18858 bis 18888
	19039 bis 19070
	19127 bis 19170
Zahl der detektierten Hadronen	195318
Integrierte Luminosität	15.614 pb^{-1}
Zahl der detektierten Bhabhaereignisse	224794

Tabelle 7.2: Charakterisierung der verwendeten hadronischen Ereignisse, die bei $\sqrt{s} = m_{\Upsilon(1S)} \cdot c^2$ genommen wurden.

Um die Zahl der gesehenen Pionen aus den sogenannten direkten hadronischen $\Upsilon(1S)$ -Zerfällen

$$e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S) \rightarrow 3g \rightarrow \text{Hadronen}$$

gemischt mit

$$e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S) \rightarrow \gamma g g \rightarrow \text{Hadronen}$$

zu ermitteln, muß man berücksichtigen, daß die bei $\sqrt{s} = m_{\Upsilon(1S)} \cdot c^2$ gesehenen Hadronen teilweise auch von den folgenden Prozessen stammen:

$$e^+e^- \rightarrow (n \cdot \gamma) q\bar{q} \rightarrow \text{Hadronen}$$

$$e^+e^- \rightarrow (n \cdot \gamma) \tau^+\tau^- \rightarrow \text{Hadronen}$$

$$e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S) \rightarrow q\bar{q} \rightarrow \text{Hadronen}$$

$$e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S) \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow \text{Hadronen}$$

Der Beitrag dieser Prozesse zu der gesehenen Anzahl von Pionen kann unter Verwendung der bei $\sqrt{s} < m_{\Upsilon(1S)} \cdot c^2$ genommenen Daten statistisch abgezogen werden. Dieser Abzug kann auf zwei Arten geschehen:

- Man führt separate Anpassungsrechnungen für die m_{γ, γ_j} -Histogramme der Kontinuumsdaten und die der Resonanzdaten durch und subtrahiert die Resultate mit einer den integrierten Luminositäten und den Schwerpunktsenergien entsprechenden Gewichtung.

- Man subtrahiert die m_{γ, γ_j} -Histogramme der Kontinuumsdaten gewichtet gemäß den integrierten Luminositäten und Schwerpunktsenergien von den Histogrammen der Resonanzdaten und führt an den resultierenden Histogrammen Anpassungsrechnungen durch.

In dieser Arbeit wurde die zweite Methode angewendet, da dann eventuelle systematische Fehler der Anpassungsrechnung für die Kontinuumsdaten nicht die endgültigen Ergebnisse für die direkten $\Upsilon(1S)$ -Zerfälle beeinflussen.

Im folgenden wird der für den Abzug benötigte Gewichtungsfaktor $(N_{cont}^{gcs} + N_{q\bar{q}}^{gcs}) / N_{cont}^{gcs}$ berechnet. Die dafür benötigten experimentellen Größen sind in Abschnitt 2.9, sowie den Tabellen 5.1, 7.1 und 7.2 angegeben.

N_i = Zahl der Hadronen des Typs i ;

ϵ_i = Effizienz der Hadronenselektion für den Ereignistyp i ;

ges = beobachtete Ereignisse;

$B_{\mu^+\mu^-}$ = Verzweigungsverhältnis des Prozesses $\Upsilon(1S) \rightarrow \mu^+\mu^-$;

N_i^{lum} = Zahl der unter großen Winkeln für den Typ i beobachteten Bhabha-Streuung und Paarvernichtungsereignisse;

$cont \equiv (n \cdot \gamma) q\bar{q} = \text{Hadronen aus Ereignissen der Kontinuumsproduktion};$

$q\bar{q} = \text{Hadronen aus Zerfällen des Typs } \Upsilon(1S) \rightarrow q\bar{q} \rightarrow \text{Hadronen}$

$(n \cdot \gamma) \tau^+\tau^- = \text{Hadronen aus Ereignissen des Typs } e^+e^- \rightarrow (n \cdot \gamma) \tau^+\tau^- \rightarrow \text{Hadronen}.$

In dieser Rechnung wird ein Beitrag von $\tau^+\tau^-$ -Ereignissen, die tatsächlich als hadronisch identifiziert werden, nicht berücksichtigt. Dies führt zu keinem bedeutenden Fehler, da der Anteil der $\tau^+\tau^-$ -Ereignisse für das Kontinuumsdatensample nur

$$\frac{N_{(n \cdot \gamma) \tau^+\tau^-}^{gcs}}{N_{(n \cdot \gamma) q\bar{q}}^{gcs}} = \frac{\epsilon_{(n \cdot \gamma) \tau^+\tau^-}}{\epsilon_{(n \cdot \gamma) q\bar{q}}} \cdot \frac{\sigma_{(n \cdot \gamma) \tau^+\tau^-}^{gcs}}{\sigma_{(n \cdot \gamma) q\bar{q}}^{gcs}} = \frac{\epsilon_{(n \cdot \gamma) \tau^+\tau^-}}{\epsilon_{(n \cdot \gamma) q\bar{q}}} \cdot \frac{1}{R} \approx 6.2\%$$

ausmacht. Der beim Abzug tatsächlich gemachte Fehler ist aber bedeutend kleiner, da das Verhältnis der gesehenen Ereignisse des Typs $\Upsilon(1S) \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow \text{Hadronen}$ zu $\Upsilon(1S) \rightarrow q\bar{q} \rightarrow \text{Hadronen}$ auch etwa 6% beträgt.

Zunächst muß ein Zusammenhang zwischen der Zahl N_{3g} der Zerfälle $\Upsilon(1S) \rightarrow 3g \rightarrow \text{Hadronen}$ und der Zahl $N_{q\bar{q}}$ der Zerfälle $\Upsilon(1S) \rightarrow q\bar{q} \rightarrow \text{Hadronen}$ hergestellt werden: Es ist

$$N_{\Upsilon(1S)} = N_{3g} + N_{q\bar{q}} + 3 \cdot N_{\mu^+\mu^-}$$

Die Zerfälle in $\mu^+\mu^-$ lassen sich auch schreiben als

$$N_{\mu^+\mu^-} = B_{\mu^+\mu^-} \cdot N_{\Upsilon(1S)}$$

Ferner gilt für die Zerfälle in $q\bar{q}$

$$N_{q\bar{q}} = R \cdot N_{\mu^+\mu^-}$$

Setzt man diese drei Gleichungen ineinander ein, so erhält man N_{3g} als Funktion von $N_{q\bar{q}}$:

$$N_{3g} = N_{q\bar{q}} \left[\frac{1 - B_{\mu^+\mu^-} \cdot (R+3)}{R \cdot B_{\mu^+\mu^-}} \right] \quad (7.1)$$

Die Zahl der gesehenen hadronischen Zerfälle des $\Upsilon(1S)$ läßt sich schreiben als

$$N_{\Upsilon(1S)}^{gcs} = \epsilon_{q\bar{q}} \cdot N_{q\bar{q}} + \epsilon_{3g} \cdot N_{3g} \quad (7.2)$$

Drückt man die Zahl $N_{\Upsilon(1S)}^{gcs}$ nun noch durch experimentelle Größen aus

$$N_{\Upsilon(1S)}^{gcs} = N_{on}^{gcs} - \frac{N_{on}^{lumi}}{N_{off}^{lumi}} \cdot N_{off}^{gcs}, \quad (7.3)$$

wobei der Faktor $N_{on}^{lumi}/N_{off}^{lumi}$ die Zahl der gesehenen Kontinuumsereignisse auf diejenige skaliert, die man bei der Resonanzenergie erwarten würde – die Bhabha-Streuung und Paarvernichtungswirkungsquerschnitte haben ja die gleiche Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie wie die $q\bar{q}$ - und $\tau^+\tau^-$ -Paarerzeugung der Kontinuumsprozesse. Durch Ineinandereinsetzen der Gleichungen 7.1, 7.2 und 7.3 gelangt man dann zu

$$N_{q\bar{q}} = \frac{N_{on}^{gcs} - \frac{N_{on}^{lumi}}{N_{off}^{lumi}} \cdot N_{off}^{gcs}}{\epsilon_{q\bar{q}} + \epsilon_{3g} \left(\frac{1 - B_{\mu^+\mu^-} \cdot (R+3)}{R \cdot B_{\mu^+\mu^-}} \right)}$$

Damit ergibt sich der gesuchte Faktor:

$$\frac{N_{cont}^{gcs} + N_{q\bar{q}}^{gcs}}{N_{cont}^{gcs}} = \frac{\frac{N_{on}^{lumi}}{N_{off}^{lumi}} \cdot N_{off}^{gcs} + \epsilon_{q\bar{q}} \cdot N_{q\bar{q}}}{\frac{N_{on}^{lumi}}{N_{off}^{lumi}} \cdot N_{off}^{gcs}}$$

Setzt man hier die Werte aus den Tabellen 7.1 und 7.2 ein, so folgt unter Einbeziehung systematischer Fehler:

$$\frac{N_{cont}^{gcs} + N_{q\bar{q}}^{gcs}}{N_{cont}^{gcs}} = 1.23 \pm 0.03$$

Für die Subtraktion der $m_{\gamma,\gamma}$ -Histogramme der Daten bei $\sqrt{s} < m_{\Upsilon(1S)}$ wurde also der folgende Faktor verwendet:

$$\frac{N_{cont}^{gcs} + N_{q\bar{q}}^{gcs}}{N_{cont}^{gcs}} \cdot \frac{N_{on}^{lumi}}{N_{off}^{lumi}} = 2.23 \pm 0.05$$

Die resultierenden Histogramme zeigen die Abbildungen 7.3 und 7.4. Sie entsprechen

$$N_{\Upsilon(1S)} = N_{on}^{gcs} - \frac{N_{cont}^{gcs} + N_{q\bar{q}}^{gcs}}{N_{cont}^{gcs}} \cdot \frac{N_{on}^{lumi}}{N_{off}^{lumi}} \cdot N_{off}^{gcs} = 127127$$

direkten $\Upsilon(1S)$ -Zerfällen.

7.1.3 Beschreibung der Form der $m_{\gamma,\gamma}$ -Histogramme

Um die Zahl der gesehenen Pionen in den oben erwähnten Histogrammen durch eine Anpassungsrechnung zu ermitteln, müssen die Form des gesehenen π^0 -Signals und die des Untergrundes bekannt sein.

7.1.3.1 Beschreibung der Form des Signals

Die Form des Signals wurde wie folgt ermittelt: In simulierten Ereignissen des Typs $e^+e^- \rightarrow (n \cdot \gamma)q\bar{q} \rightarrow \text{Hadronen}$ wurden die Photonen aller $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ Zerfälle durch die Detektorsimulation und die anschließende Analyse verfolgt. Wurden beide Photonen aufgefunden und enthielten jeweils weniger als $E_{Dreck} = 10 \text{ MeV}$, so wurde die Masse $m_{\gamma,\gamma}$ dieses Paares histogrammiert. Als Beispiele sind zwei der resultierenden Histogramme in Abbildung 7.5 dargestellt.

Abbildung 7.5 zeigt, daß die Anpassung einer Gauß-Funktion plus einer Konstanten unbefriedigende Ergebnisse liefert: Die Höhe des Signals wird unterschätzt und ein Schwanz zu höheren invarianten Massen nicht beschrieben.

Dieses Verhalten hätte man eigentlich nicht erwartet, da die Prozesse der Schauerentwicklung dazu neigen, tendenziell zu wenig Energie in den Kristallen zu deponieren. Es gibt jedoch zwei Effekte, die die gesehene π^0 -Masse vergrößern können:

- Für π^0 -Energien über 500 MeV neigen die Photonen-Energiedepositionen eines π^0 -Zerfalls zum Überlappen (Abbildung 6.9). Tritt bei einem der Schauer eine Fluktuation in Richtung des anderen auf, so überlappen die Energiedepositionen und sind wegen der angewandten Schnitte für die Analyse verloren. Erfolgt die Fluktuation in die entgegengesetzte Richtung, so führt dieses gemäß Gleichung 6.1 zu einer größeren Masse.
- Da die Photonen eines π^0 s häufig nahe beieinander auftreten, deponiert der Schauer eines jeden auch in der CONNECTED REGION des anderen Energie. Wegen Gleichung 6.1 führt dieses auch zu einer größeren Masse.

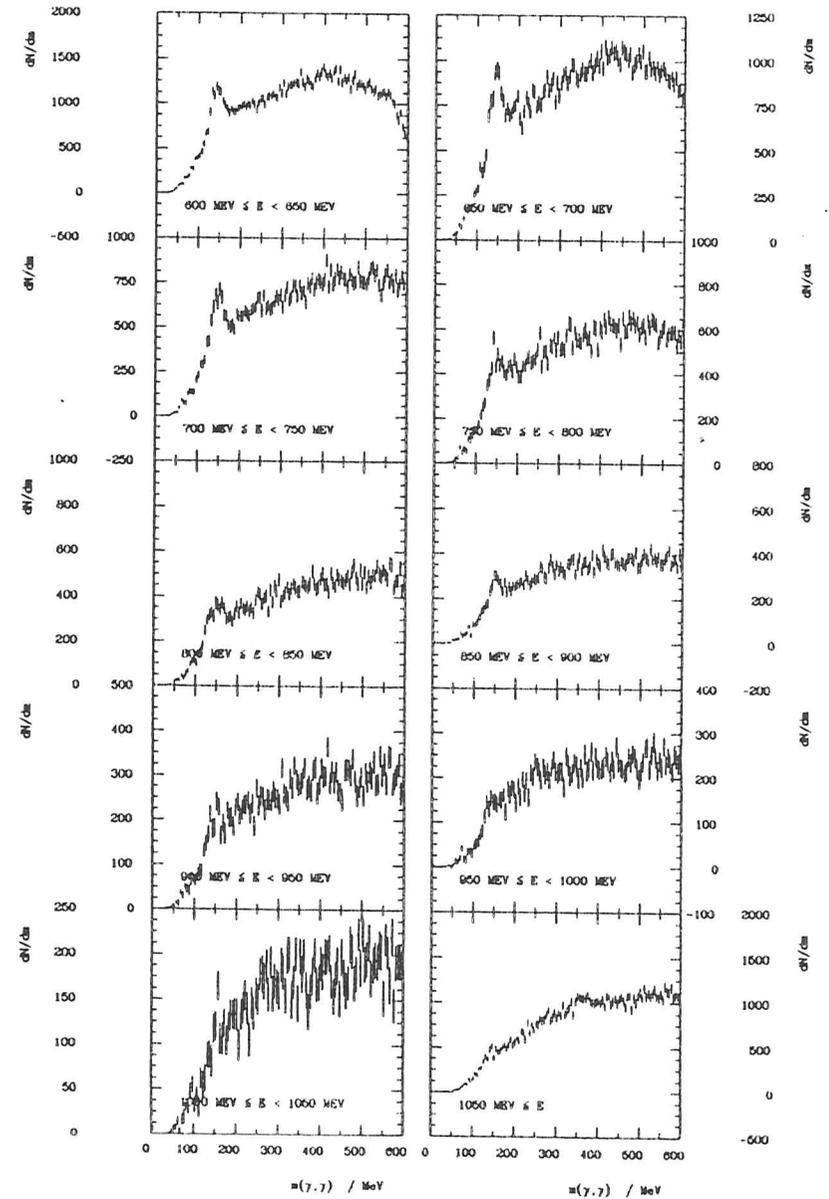
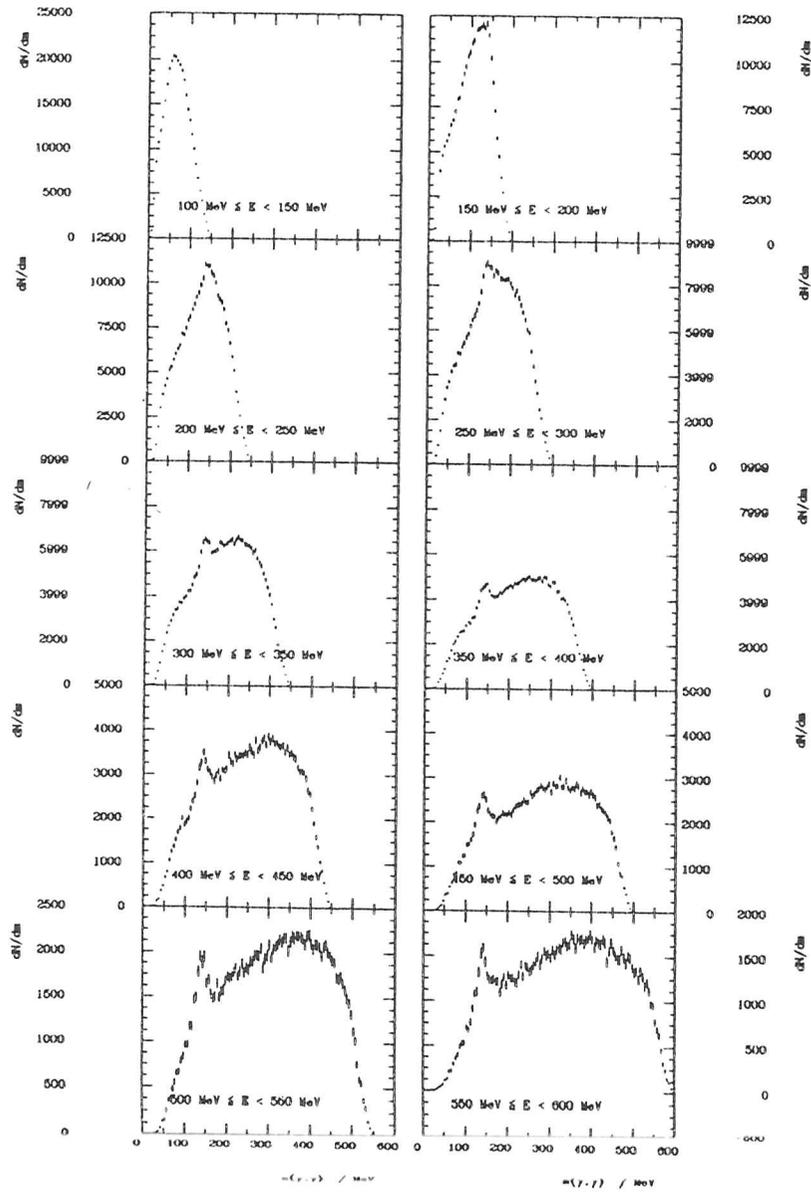


Abbildung 7.3: Histogramme der aus Kombinationen von Photonen ermittelten Masse $m_{\gamma,\gamma}$ für Intervalle der Energie $E_{\gamma,\gamma}$ für die sich durch einen statistischen Abzug ergebenden hadronischen $\Upsilon(1S)$ -direkt Ereignisse.

Abbildung 7.4: Histogramme der aus Kombinationen von Photonen ermittelten Masse $m_{\gamma,\gamma}$ für Intervalle der Energie $E_{\gamma,\gamma}$ für die sich durch einen statistischen Abzug ergebenden hadronischen $\Upsilon(1S)$ -direkt Ereignisse.

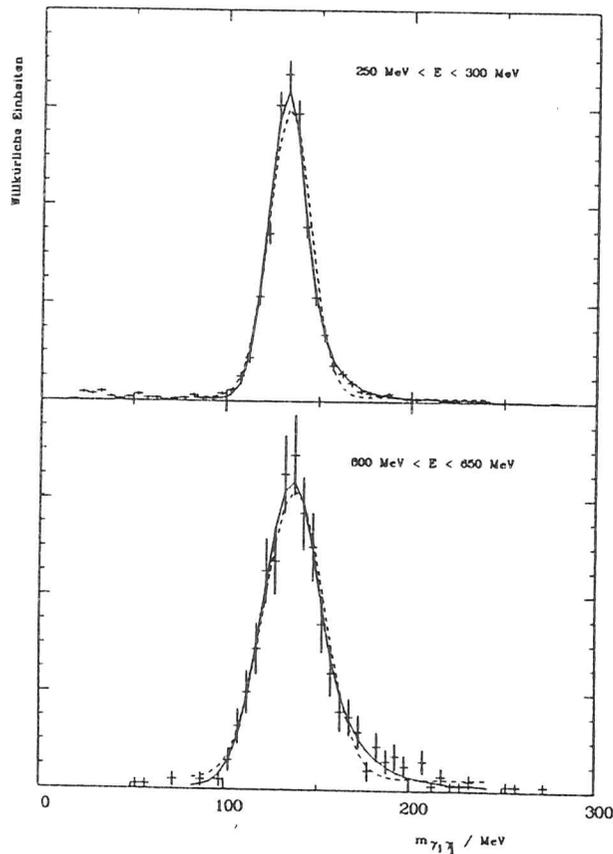


Abbildung 7.5: Histogramme der Größe $m_{\gamma_1\gamma_2}$ für zwei repräsentative Energieintervalle. Verwendet wurden nur solche Kombinationen, deren Photonen von demselben π^0 stammten und wo für jedes Photon $E_{Dreck} < 10 \text{ MeV}$ galt. Die gestrichelte Linie zeigt das Resultat einer Anpassungsrechnung, in der das Signal durch eine Gaußkurve beschrieben wurde. Die durchgezogene Linie ergibt sich, falls eine "gespiegelte Lineshape-Funktion" verwendet wird (siehe Text). Ein globaler Untergrundparameter war bei beiden Anpassungsrechnungen frei.

Hingegen beschreibt die folgende Funktion² den Verlauf recht gut:

$$f(m_{\gamma_1\gamma_2}, m_{\pi^0}^{gcs}, \sigma_{\pi^0}^{gcs}, A, B) = C \cdot \begin{cases} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{m_{\gamma_1\gamma_2} - m_{\pi^0}^{gcs}}{\sigma_{\pi^0}^{gcs}}\right)^2\right] & \text{für } m_{\gamma_1\gamma_2} \leq m_{\pi^0}^{gcs} + A \cdot \sigma_{\pi^0}^{gcs} \\ \left[\left(\frac{A}{\sigma_{\pi^0}^{gcs}}\right)^n e^{-\frac{1}{2}A^2}\right] / \left(\frac{m_{\gamma_1\gamma_2} - m_{\pi^0}^{gcs}}{\sigma_{\pi^0}^{gcs}} + \frac{B}{A} - A\right)^B & \text{für } m_{\gamma_1\gamma_2} > m_{\pi^0}^{gcs} + A \cdot \sigma_{\pi^0}^{gcs} \end{cases}$$

wobei

$$C = \sigma_{\pi^0} \left[\frac{B}{A} \cdot \frac{1}{B-1} e^{-\frac{1}{2}A^2} \cdot \left(1 - \frac{\sigma_{\pi^0}^{gcs} \cdot B}{\sigma_{\pi^0}^{gcs} \cdot B + m_{\pi^0}^{gcs} \cdot A - \sigma_{\pi^0}^{gcs} \cdot A^2}\right) + \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left(1 + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{A/2} e^{-u^2} du\right) \right]$$

$m_{\gamma_1\gamma_2}$ = Masse im Histogramm

$m_{\pi^0}^{gcs}$ = Position des π^0 -Peaks im Histogramm

$\sigma_{\pi^0}^{gcs}$ = Breite des π^0 -Peaks im Histogramm

A = freie Konstante

B = freie Konstante

Die Signalkurve paßt optisch am besten für die Werte

$$A = 1.0 \text{ und } B = 10.0$$

an die $m_{\gamma_1\gamma_2}$ -Histogramme (siehe Abbildung 7.5). Die derart ermittelte Signalfunktion wurde für alle folgenden Anpassungsrechnungen verwendet.

7.1.3.2 Beschreibung der Form des Untergrundes

Die Funktion, welche die Form des Untergrundes beschreibt, läßt sich nicht einfach analytisch aufschreiben. Um dieses tun zu können, wären zum Beispiel genaue Kenntnisse der Fragmentationsvorgänge notwendig.

In dieser Arbeit wurde der Untergrund durch eine Summe aus Legendrepolynomen beschrieben, deren Amplituden durch die zu bestimmenden Parameter gegeben waren. Die Intervalle in $m_{\gamma_1\gamma_2}$, für welche die Anpassungsrechnungen durchgeführt werden sollten, wurden so gewählt, daß das π^0 -Signal sowie ein relativ weiter anschließender Bereich eingeschlossen waren, um den Fehler an der Beschreibung des π^0 -Signals klein zu halten. Die Grenzen wurden für die verschiedenen Histogramme stetig verändert, um Unstetigkeiten in der gesehenen Anzahl von Pionen zu verhindern, die

²Die hier beschriebene Funktion ist die sogenannte "Lineshape-Funktion" des Crystal Ball Detektors ([GA182], [SKW86]). Sie wird üblicherweise verwendet, um den Schwanz deponierter Photonenenergie zu niedrigeren Energien hin zu beschreiben.

durch ein systematisches "Falschanpassen" der Histogramme hätten auftreten können. Die verwendeten Anpassungsintervalle sind in Tabelle 7.3 aufgeführt. Für die nicht aufgeführten Intervalle niedrigerer Energie konvergierte die Anpassungsrechnung nicht. Die nicht aufgeführten Intervalle höherer Energie enthielten keinen bedeutenden Anteil von π^0 s, so daß die Anpassungsrechnung auch dort nicht immer gelang. Die Ordnung der verwendeten Polynome sollte aus demselben Grund für alle Histogramme die gleiche sein. Sie wurde durch das Histogramm festgelegt, welches die meisten Polynome benötigte, und ergab sich zu 4.

Intervall in E_{γ_1, γ_2}	Anpassungsintervall in m_{γ_1, γ_2}
250 MeV - 300 MeV	50 MeV - 268.0 MeV
300 MeV - 350 MeV	50 MeV - 304.2 MeV
350 MeV - 400 MeV	50 MeV - 336.8 MeV
400 MeV - 450 MeV	50 MeV - 366.8 MeV
450 MeV - 500 MeV	50 MeV - 394.0 MeV
500 MeV - 550 MeV	50 MeV - 419.1 MeV
550 MeV - 600 MeV	50 MeV - 441.0 MeV
600 MeV - 650 MeV	50 MeV - 460.2 MeV
650 MeV - 700 MeV	50 MeV - 476.7 MeV
700 MeV - 750 MeV	50 MeV - 490.5 MeV
750 MeV - 800 MeV	50 MeV - 501.6 MeV
800 MeV - 850 MeV	50 MeV - 510.0 MeV

Tabelle 7.3: Intervalle von m_{γ_1, γ_2} , in denen eine Anpassungsrechnung durchgeführt wurde.

7.1.3.3 Bestimmung der gesehenen π^0 -Masse und Breite

Der Versuch, eine Anpassungsrechnung an die Histogramme der 30534 hadronischen Kontinuumsereignisse durchzuführen, resultierte in großen Fehlern an der Zahl der Signaleinträge. Dieses konnte darauf zurückgeführt werden, daß die gesehene π^0 -Masse $m_{\pi^0}^{gcs}$ sowie die Signalbreite $\sigma_{\pi^0}^{gcs}$ freie Parameter der Anpassungsrechnung waren. Um dieses Problem zu umgehen, wurden $m_{\pi^0}^{gcs}$ und $\sigma_{\pi^0}^{gcs}$ dadurch festgelegt, daß je eine Anpassungsrechnung an 656148 echte³ sowie an 168706 simulierte hadronische Ereignisse nach Anwendung aller Schritte durchgeführt wurde. Die Resultate sowie eine Spline-Funktion-Anpassung sind in den Abbildungen 7.6 und 7.7 dargestellt. Die Unterschiede der π^0 -Masse und π^0 -Breite zwischen realen und

³Dies ist ein Großteil aller mit dem Crystal Ball Detektor am Speicherring DORIS II genommenen hadronischen Ereignisse.

simulierten Ereignissen kommen dadurch zustande, daß nichtlinearitäten in der Energiemessung nicht vollständig durch die Korrektur 3.5 kompensiert werden.

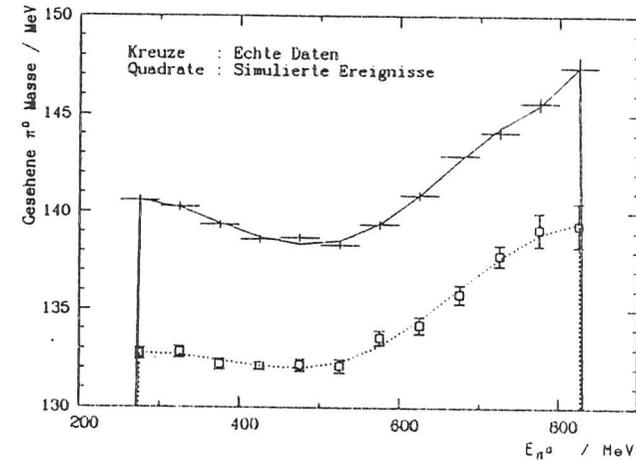


Abbildung 7.6: Ergebnisse einer Anpassungsrechnung für $m_{\pi^0}^{gcs}$ für welche 656148 echte beziehungsweise 168706 simulierte hadronische Ereignisse verwendet wurden.

Die Ergebnisse der Spline-Kurven wurden für die folgenden Anpassungsrechnungen vorgegeben und nicht variiert.

7.1.4 Das gesehene π^0 -Energiespektrum hadronischer Kontinuumsereignisse

Mit den oben beschriebenen Verfahren wurde eine Likelihood-Anpassungsrechnung für die m_{γ_1, γ_2} -Histogramme der 30534 hadronischen Kontinuumsereignisse durchgeführt. Die Ergebnisse dieser Rechnung sind in den Abbildungen 7.8 und 7.9 dargestellt. Zur Ermittlung des statistischen Fehlers an der Zahl gesehener Pionen $N_{\pi^0}^{gcs}(E_{\pi^0}^{gcs})$ wurde ein Programm⁴ verwendet, welches nicht einen parabolischen Parameterraum annahm, sondern bei ständiger Optimierung aller anderen freien Parameter den Fehler an $N_{\pi^0}^{gcs}(E_{\pi^0}^{gcs})$ ermittelt.

⁴Das Programm, welches die Anpassungsrechnung durchführte, heißt MINUIT. Zur Ermittlung des statistischen Fehlers wurde die Routine MINOS aufgerufen.

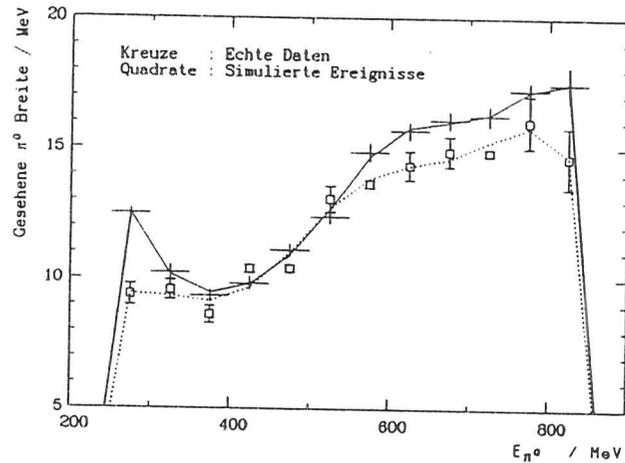


Abbildung 7.7: Ergebnisse einer Anpassungsrechnung für $\sigma_{\pi^0}^{gcs}$ für welche 656148 echte beziehungsweise 168706 simulierte hadronische Ereignisse verwendet wurden.

7.1.5 Das gesehene π^0 -Energiespektrum der direkten $\Upsilon(1S)$ -Zerfälle

Der π^0 -Gehalt der $m_{\gamma,\gamma}$ -Histogramme, welche die 127127 direkten $\Upsilon(1S)$ -Zerfälle beschreiben (Abbildungen 7.3 und 7.4), wurde durch eine sogenannte "least squares"- oder " χ^2 "-Anpassungsrechnung ermittelt. Die Ergebnisse sind in den Abbildungen 7.10 und 7.11 dargestellt. Die Ermittlung des statistischen Fehlers von $N_{\pi^0}^{gcs}(E_{\pi^0}^{gcs})$ erfolgte nach derselben Methode, die auch für die Kontinuumsdaten verwendet wurde.

7.2 Bestimmung der π^0 -Rekonstruktionseffizienzen

7.2.1 Methoden zur Bestimmung der π^0 -Rekonstruktionseffizienzen

In dieser Analyse wurden zwei unterschiedliche Methoden verwendet, um die π^0 -Rekonstruktionseffizienzen zu bestimmen. In beiden Verfahren werden systematische Fehler gemacht, deren Größe schwer zu beurteilen ist.

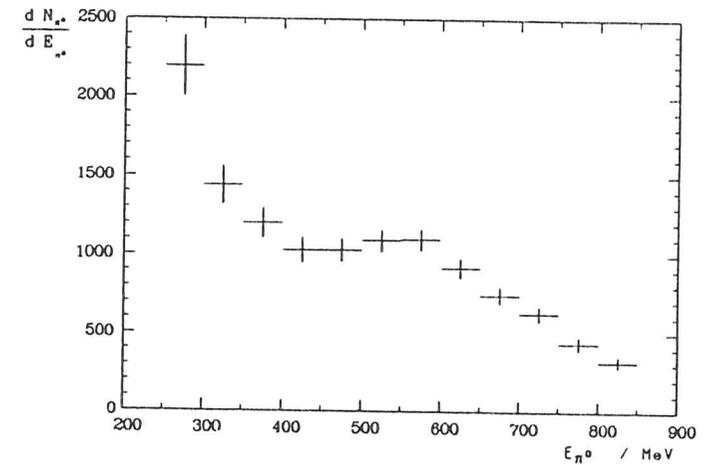


Abbildung 7.8: Zahl der in den 30534 hadronischen Ereignissen bei Kontinuumsenergie gesehenen Pionen.

7.2.1.1 Verwendung simulierter Ereignisse

Das erste Verfahren basiert auf der Verwendung simulierter Ereignisse. Um beispielsweise die π^0 -Rekonstruktionseffizienzen für die bei Kontinuumsenergie gewonnenen Hadronen abzuschätzen, simuliert man Ereignisse des Typs $e^+e^- \rightarrow (n \cdot \gamma)q\bar{q} \rightarrow \text{Hadronen}$. Nach der Simulation des Detektors und derselben Datenauswertung wie für die echten Daten erhält man ein gesehenes π^0 -Spektrum. Da für die verwendeten Ereignisse bekannt ist, wieviele π^0 s mit welchen Energien simuliert wurden, ergibt der Quotient die π^0 -Rekonstruktionseffizienz.

Die derart gewonnenen Rekonstruktionseffizienzen entsprechen in guter Näherung denen von echten Ereignissen. Ihre Güte hängt jedoch von der Qualität der Beschreibung der Fragmentationsprozesse und des Detektoransprechverhaltens ab. Man nimmt an, daß das verwendete Fragmentationsprogramm LUND (Version 6.2), die wesentlichen Eigenschaften von Ereignissen (dazu gehört zum Beispiel die π^0 -Häufigkeits- und -Energieverteilung) gut beschreibt. Die Simulation der Energiedeposition im Detektor erfolgt für elektromagnetische Prozesse mit dem Programm EGS (Version 3). Auch dieses Programm scheint die entsprechenden Prozesse recht zuverlässig zu beschreiben wie zum Beispiel ein Vergleich von echten und simulierten Bhabha-Streueignissen zeigt. Die starke Wechselwirkung von Teilchen

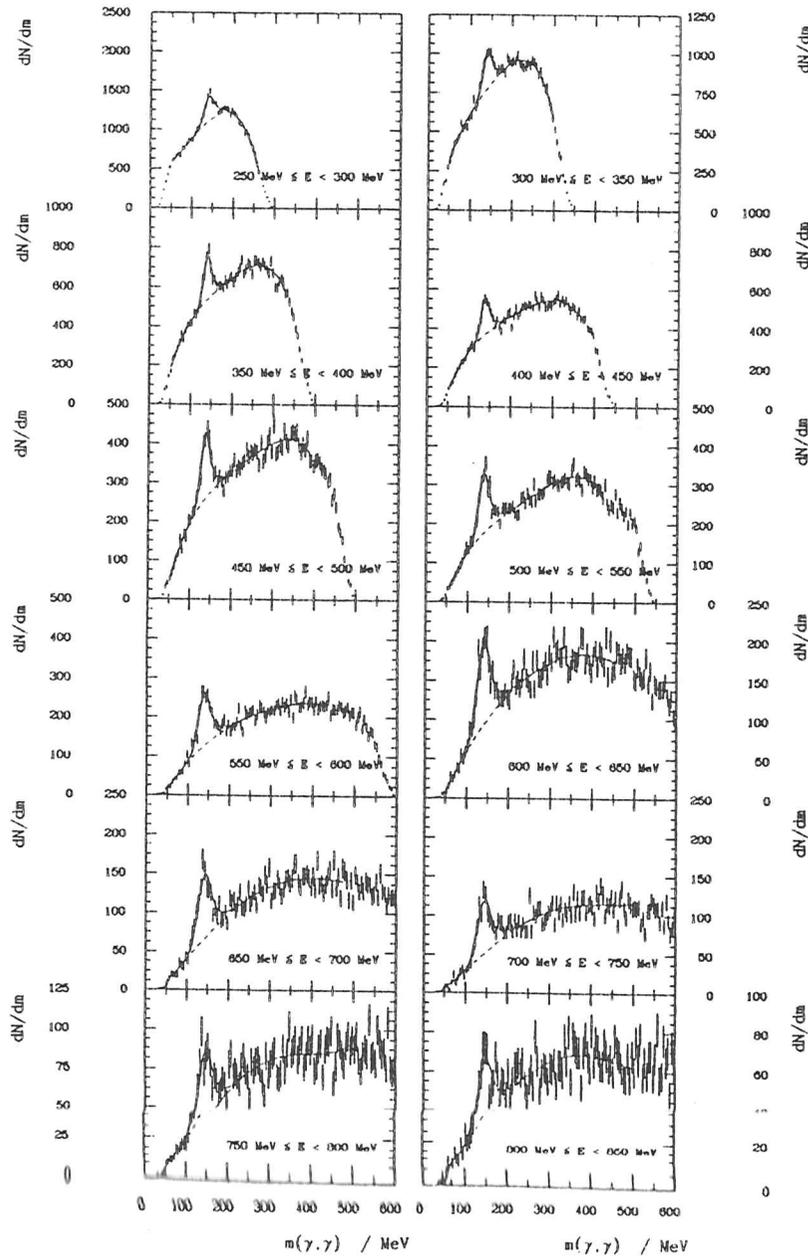


Abbildung 7.9: Ergebnisse der beschriebenen Anpassungsrechnungen für die $m_{\gamma,\gamma}$ -Histogramme der bei Kontinuumsenergien gesehenen Hadronen.

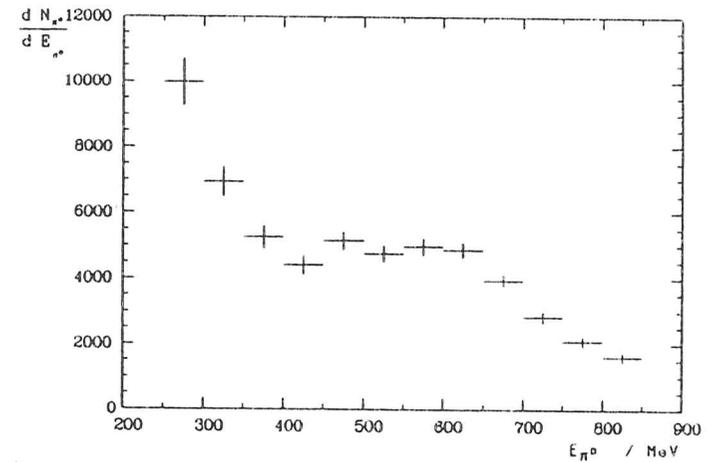


Abbildung 7.10: Zahl der in den 127127 direkten $\Upsilon(1S)$ -Zerfällen gesehenen Pionen.

wird durch das Programm GHEISHA (Version 6) beschrieben. Dieses Programm existiert erst seit wenigen Jahren, so daß man vermuten kann, daß es die größten Fehler in der Energiedeposition herbeiführt

Zur Überprüfung der Güte simulierter Ereignisse histogrammiert man Verteilungen von Größen, die die Struktur von Ereignissen charakterisieren. Beispiele für gut passende Verteilungen sind die der sogenannten Sphärität, die der Gesamtenergie in den Kristallen des Balles, die der Zahl der CONNECTED REGIONS mit je mehr als 100 MeV , die der transversalen Energie, die der Energieasymmetrie für beliebige Zweiteilungen des Balles, die der höchstenergetischsten CONNECTED REGION-Energie und so weiter. Weniger gut paßt insbesondere die Verteilung des Transversalimpulses zur Ereignisachse. Ein typisches Beispiel eines Vergleichs von realen Kontinuumsdaten mit simulierten Ereignissen des Typs $e^+e^- \rightarrow (n \cdot \gamma)q\bar{q} \rightarrow \text{Hadronen}$ sowie einem entsprechenden Anteil des Typs $e^+e^- \rightarrow (n \cdot \gamma)\tau^+\tau^- \rightarrow \text{Hadronen}$ zeigt Abbildung 7.12. Zu diesem Vergleich sei folgendes gesagt:

- Man sieht eine große Zahl von Einträgen bei $\ln(\frac{216 \text{ MeV}}{M \text{ eV}}) = 5.4$, die Energiedepositionen minimal ionisierender Teilchen widerspiegeln.
- Es gibt keine CONNECTED REGION mit Energien unterhalb 10 MeV . Dies entspricht $\ln(\frac{10 \text{ MeV}}{M \text{ eV}}) = 2.3$.

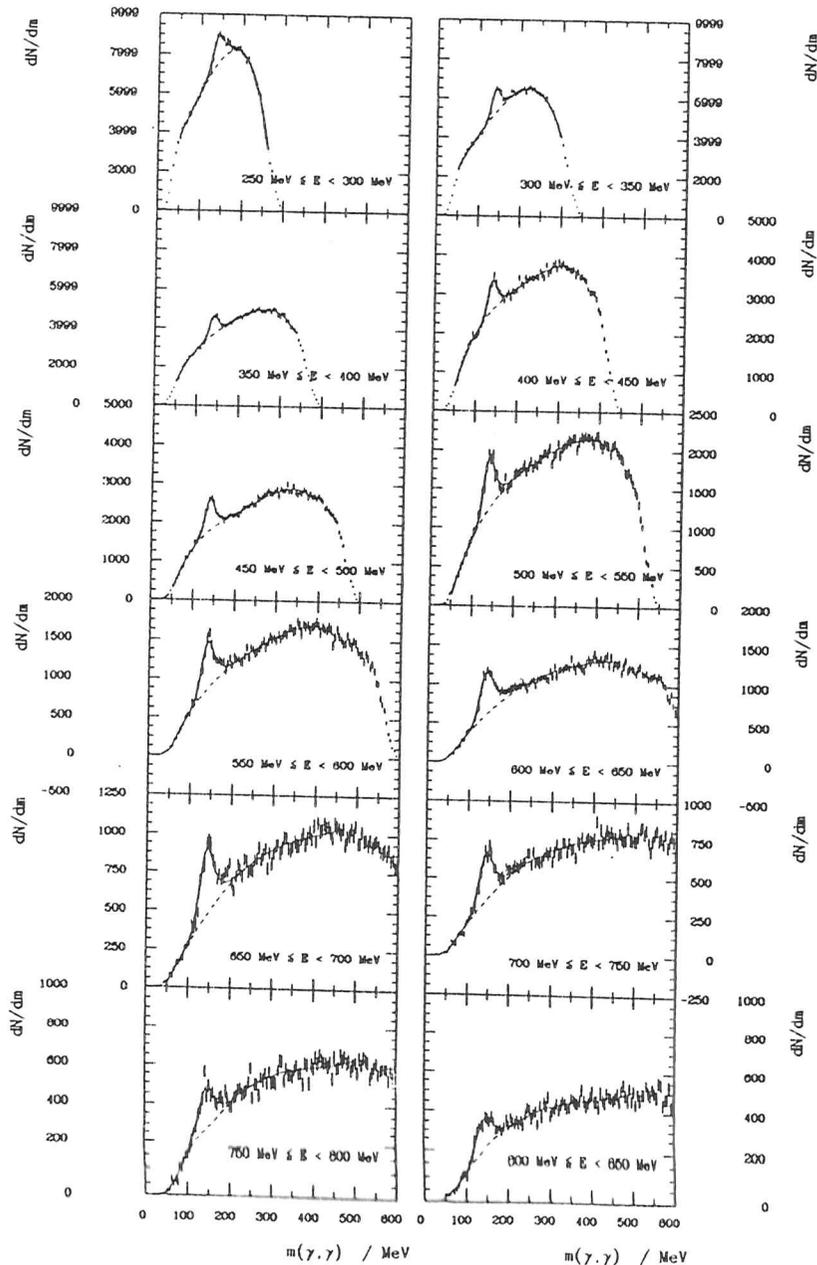


Abbildung 7.11: Ergebnisse der beschriebenen Anpassungsrechnungen für die $m_{\gamma,\gamma}$ -Histogramme der direkten $\Upsilon(1S)$ -Zerfälle.

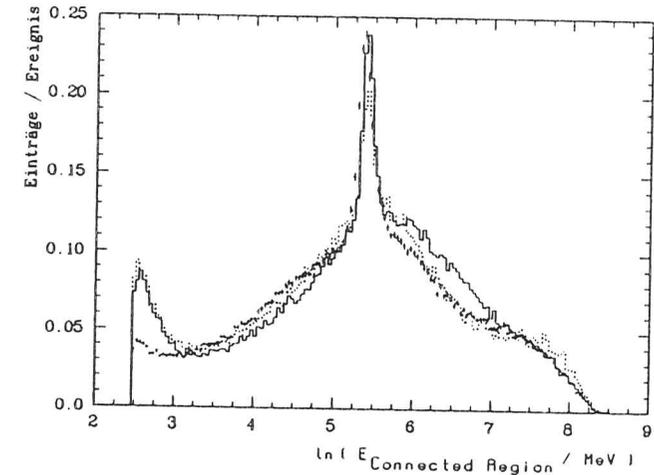


Abbildung 7.12: Vergleich der CONNECTED REGION-Energien zwischen realen und simulierten Ereignissen bei Kontinuumsenergien. Den simulierten Daten waren Ereignisse des Typs $e^+e^- \rightarrow (n \cdot \gamma)\tau^+\tau^- \rightarrow \text{Hadronen}$ beigemischt. Die Kreuze stellen die realen Daten dar, das durchgezogene beziehungsweise das gepunktet gezeichnete Histogramm die mit $\langle p_t \rangle = 400 \text{ MeV}/c$ beziehungsweise mit $\langle p_t \rangle = 150 \text{ MeV}/c$ simulierten Daten.

- Im Bereich von 10 MeV bis 20 MeV - dies entspricht den Werten 2.3 bis 3.0 - gibt es deutlich mehr Einträge in den simulierten als in den echten Ereignissen. Eine quantitative Abschätzung ergab, daß diese Überhöhung durch geladene Teilchen entstehen könnte, die in den simulierten Daten nur deswegen den Detektor erreichen, weil der Simulationsprozeß das Material des Stahlrohrs und des Spurdetektors nicht berücksichtigt. Diese zusätzlichen Teilchen können dazu führen, daß ein Photon eines π^0 s, welches sonst die Selektionskriterien erfüllen würde, dies nicht mehr tut, falls die Energiedepositionen überlappen. Da die Photonen aber häufig wesentlich höhere Energien haben, ist dieser Effekt vermutlich vernachlässigbar.
- Die Größe des Peaks, der die minimal ionisierenden Teilchen beschreibt, wird besser durch die Simulation mit $\langle p_t \rangle = 400 \text{ MeV}/c$ beschrieben. Da die minimal ionisierenden Teilchen im allgemeinen CONNECTED REGIONS mit nur einem oder zwei Kristallen bilden, ist die Wahr-

scheinlichkeit eines Überlappens mit einer anderen CONNECTED REGION verhältnismäßig klein. Daher kann man davon ausgehen, daß die Detektorsimulation für das Auffinden minimal ionisierender Teilchen hier keine so große Rolle spielt wie zum Beispiel für den Schauerprozeß der stark Wechselwirkenden. Die Größe des Peaks ist daher ein Maß dafür, ob die Häufigkeit der Erzeugung minimal ionisierender Teilchen in dem Fragmentationsprogramm korrekt beschrieben wurde.

- Geht man nun davon aus, daß die Zahl minimal ionisierender Teilchen, die bei der Fragmentation entstehen, in guter Näherung mit der tatsächlichen Zahl übereinstimmt, so kann man auch folgende Aussage machen: Die Häufigkeit dafür, daß eine CONNECTED REGION, die durch Ionisation entstand, mit einer anderen CONNECTED REGION überlappt und daher nicht mehr etwa 210 MeV hat, ist richtig simuliert. Wenn nun die "Verdeckungswahrscheinlichkeit" solcher einer CONNECTED REGION richtig simuliert ist, so ist sie es vermutlich auch für Photonen. Vertraut man also den Fragmentationsprozessen in den Simulationsprogrammen, so werden die π^0 -Rekonstruktionseffizienzen vermutlich richtig wiedergegeben.
- Die Simulation, für die $\langle p_t \rangle = 400 \text{ MeV}/c$ gesetzt war, liegt bei Energien oberhalb von 1.8 GeV - dies entspricht $\ln\left(\frac{1800 \text{ MeV}}{\text{MeV}}\right) = 7.5$ - dichter bei den echten Ereignissen. Bei niedrigeren Energien scheint die andere Simulation besser zu sein.
- Schließlich verdeutlicht Abbildung 7.12 noch etwas, was für alle Vergleiche von echten Daten mit simulierten Ereignissen gilt: Die Simulation ist nicht richtig. Aus den Abweichungen der genannten Verteilungen der echten Daten von denen der simulierten Daten kann man nicht auf die Fehler in der Effizienzbestimmung schließen.

Die Verwendung der π^0 -Rekonstruktionseffizienzen aus simulierten Daten hat auch andere Nachteile: Ein π^0 , das tatsächlich eine Energie E_0 hatte, muß, falls es überhaupt rekonstruiert wird, nicht in den zu E_0 gehörenden Histogrammen aufgefunden werden, da durch Überlapp mit anderen Energiepositionen oder durch Schauerfluktuationen das π^0 in ein benachbartes Energieintervall fallen kann. Dieser Effekt hat eine systematische Verschiebung des tatsächlichen Energiespektrums gegenüber dem (korrigierten) gesehenen Energiespektrum zur Folge. Die mit der Simulationsmethode ermittelten Rekonstruktionseffizienzen sind also nur dann richtig, wenn diese Effekte sich in den echten und simulierten Daten ähnlich auswirken. Insbesondere ist es wichtig, daß die tatsächliche π^0 -Energieverteilung in den echten und simulierten hadronischen Ereignissen übereinstimmt.

Verwendet man diese Methode zur Bestimmung der Rekonstruktionseffizienzen, so ergeben sich für simulierte Reaktionen des Typs $e^+e^- \rightarrow$

$(n \cdot \gamma)q\bar{q} \rightarrow \text{Hadronen}$ die in Abbildung 7.13 dargestellten π^0 -Rekonstruktionseffizienzen. Die Resultate der dafür benötigten Anpassungsrechnung zeigt Abbildung 7.14.

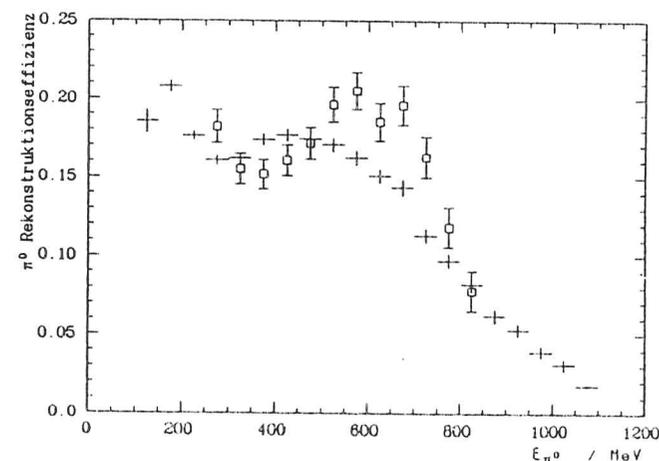


Abbildung 7.13: π^0 -Rekonstruktionseffizienz für Ereignisse des Typs $e^+e^- \rightarrow (n \cdot \gamma)q\bar{q} \rightarrow \text{Hadronen}$. Die Effizienz wurde mit Hilfe simulierter Ereignisse bestimmt. Die Kreuze sind die Ergebnisse einer Methode, bei der die rekonstruierten Pionen gezählt wurden. Die Quadrate mit den Fehlerbalken ergaben sich unter Verwendung einer Anpassungsrechnung.

Analog ergeben sich für Reaktionen des Typs $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S) \rightarrow 3g/\gamma gg \rightarrow \text{Hadronen}$ die in Abbildung 7.15 dargestellten Effizienzen. Die Resultate der Anpassungsrechnung zeigt Abbildung 7.16.

In beiden Datensätzen sinken die π^0 -Rekonstruktionseffizienzen für π^0 -Energien ab etwa 600 MeV. Dies ist wegen der Wahrscheinlichkeitsverteilung für das getrennte Auffinden der CONNECTED REGIONS von π^0 -Photonen (Abbildung 6.9) zu verstehen.

Die Formen der Effizienzkurven im Bereich kleinerer Energien sind schwierig zu verstehen, da sie sich durch mehrere Effekte ergeben: Betrachtet man beispielsweise ein $q\bar{q}$ -Ereignis, so fliegen die Teilchen, die aus der Fragmentation stammen, in zwei Bündeln, sogenannten "Jets" auseinander. Höherenergetische π^0 s fliegen tendenziell genauer in der Jet-Richtung. Zerfallen sie, so fliegen die zwei Photonen häufig innerhalb des Jets weiter - die Überlapp-Wahrscheinlichkeit mit den Energiepositionen anderer Teilchen

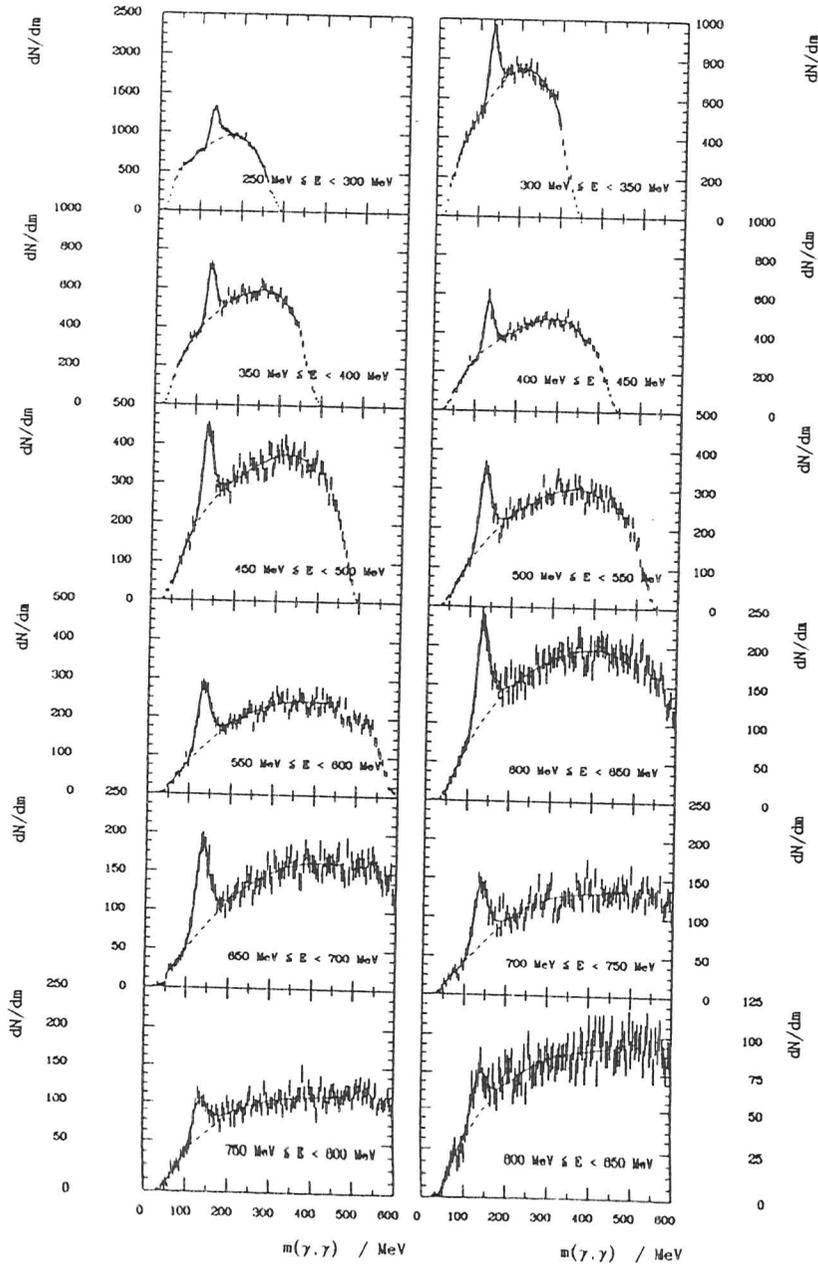


Abbildung 7.14: Ergebnisse der beschriebenen Anpassungsrechnungen für die simulierten Ereignisse des Typs $e^+e^- \rightarrow (n \cdot \gamma)q\bar{q} \rightarrow \text{Hadronen}$.

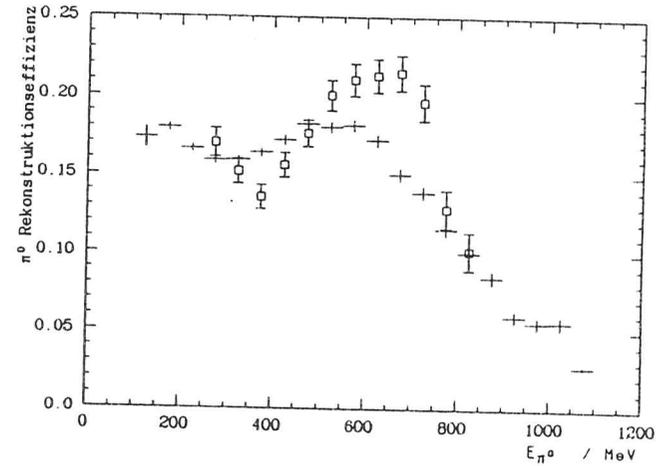


Abbildung 7.15: π^0 -Rekonstruktionseffizienz für Ereignisse des Typs $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S) \rightarrow 3g/\gamma\gamma \rightarrow \text{Hadronen}$. Die Effizienz wurde mit Hilfe simulierter Ereignisse bestimmt. Die Kreuze sind die Ergebnisse einer Methode, bei der die rekonstruierten Pionen gezählt wurden. Die Quadrate mit den Fehlerbalken ergaben sich unter Verwendung einer Anpassungsrechnung.

ist dann relativ groß. Niederenergetische Pionen fliegen weniger genau in Jet-Richtung. Die Photonen aus ihren Zerfällen sind aber nicht mehr dicht beieinander. Eines von ihnen kann jedoch in eine Jet-Richtung fliegen oder im Strahlrohr, in den Endkappen oder in den Tunnelmodulen landen. Das Ergebnis des Zusammenwirkens dieser Effekte ist also nicht offensichtlich.

Ein völlig anderer Effekt, der die Form der Effizienzkurven beeinflussen kann, ist der folgende: Die Funktionen zur Beschreibung des Untergrundes und des Signals in den $m_{\gamma,\gamma}$ -Histogrammen sind nicht bekannt, sondern wurden geraten. Diese Funktionen beschreiben möglicherweise einige Histogramme besser als andere. Deswegen ist es denkbar, daß die Ergebnisse der Anpassungsrechnungen systematisch den tatsächlichen π^0 -Gehalt falsch einschätzen.

Daß dieser Effekt hier vorliegt, wird aus den anderen in den Abbildungen 7.13 und 7.15 dargestellten Effizienzverläufen ersichtlich. Sie entstanden durch das Zählen rekonstruierter Pionen gemäß der in Abschnitt 7.1.3 dargestellten Methode und Division durch die Zahl der tatsächlich erzeugten π^0 s.

Dieser systematische Fehler, der durch die Verwendung einer Anpas-

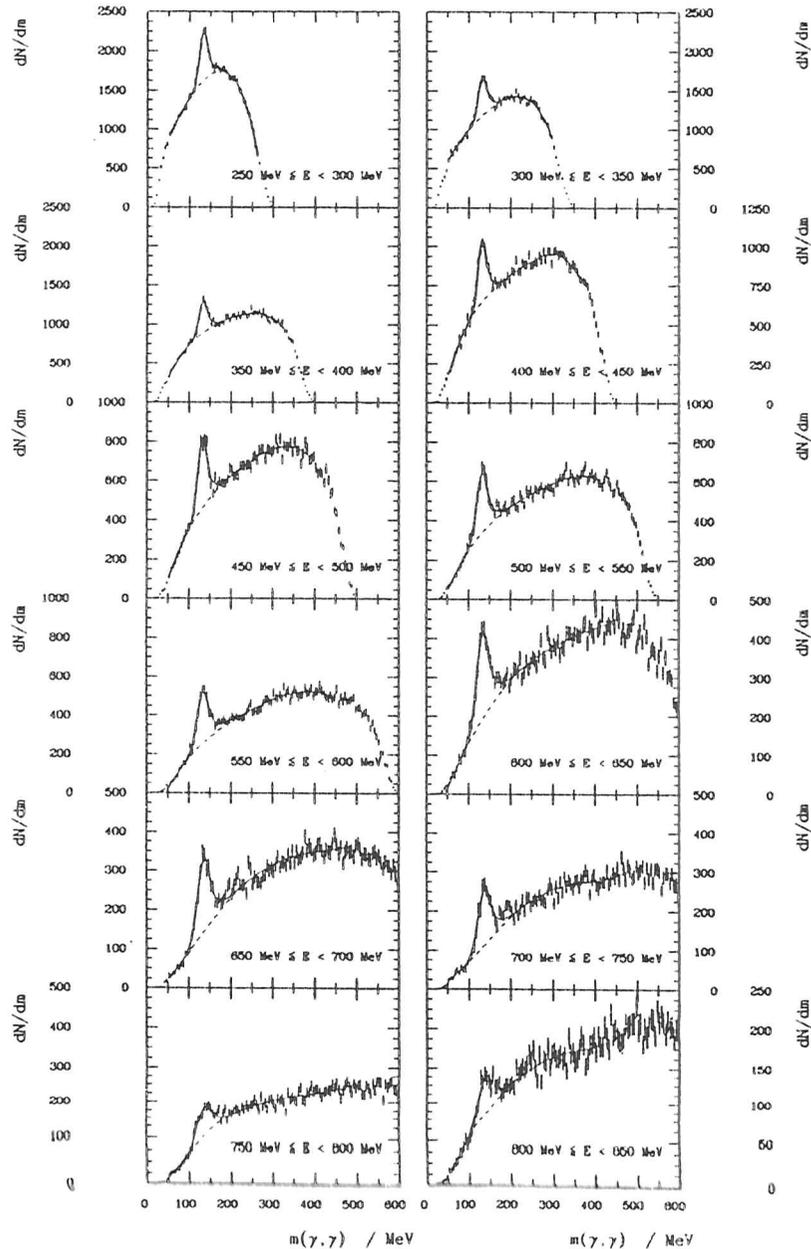


Abbildung 7.16: Ergebnisse der beschriebenen Anpassungsrechnungen für die simulierten Ereignisse des Typs $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S) \rightarrow 3g/\gamma\gamma \rightarrow \text{Hadronen}$.

sungsrechnung entstand, bestand sicherlich auch schon bei der Ermittlung der in den echten Daten gesehenen Anzahl von Pionen. Daher kann man annehmen, daß sich die Systematik in etwa weghebt, wenn man die gesehene Anzahl von Pionen durch die Effizienz dividiert, um auf die tatsächlich vorhandene Anzahl von Pionen zu schließen.

7.2.1.2 Verwendung einer Beimischungsmethode

Die π^0 -Rekonstruktionseffizienzen können auch durch das Beimischen von π^0 s zu hadronischen Ereignissen und das Bestimmen ihrer Auffindwahrscheinlichkeit ermittelt werden. Dies geschah zum Beispiel für die hadronischen Ereignisse bei Kontinuumsenergien nach folgender Methode: Ein Datensatz enthielt die hadronischen Ereignisse. Ein weiterer enthielt simulierte Ereignisse, die aus je einem zerfallenden π^0 bestanden. Die Richtungsverteilung dieser Pionen war isotrop, ihre Energieverteilung exponentiell abfallend. Zu den Kristallenergien der als hadronisch selektierten echten Ereignisse wurden die Kristallenergien je eines simulierten π^0 -Ereignisses addiert. Die so gewonnenen Ereignisse wurden mit Ausnahme der Hadronenselektion genau so aufbereitet und analysiert wie echte Ereignisse. Eine Anpassungsrechnung für die gewonnenen $m_{\gamma,\gamma}$ -Histogramme ergab die Zahl der gesehenen π^0 s. Die Effizienz des Wiederauffindens eines π^0 s ergab sich dann durch die Subtraktion der gesehenen π^0 -Anzahlen in den unveränderten Ereignissen und anschließende Division durch die Zahl der im entsprechenden Energieintervall beimischten Pionen.

Bei dieser Art der Ermittlung der Effizienzen werden drei systematische Fehler gemacht:

- Zwischen den beimischten Pionen und den Jets gab es keine Korrelationen. Dieser Fehler führt vermutlich zu einer Überhöhung der gemessenen Effizienzen gegenüber den tatsächlichen, da die Photonen vergleichsweise häufiger in "leeren Kristallen" Energie deponieren.
- Da in den entstandenen Ereignissen je zwei Photonen mehr enthalten sind als in den Realen, ist die Wahrscheinlichkeit des Überlappens einer der zusätzlich entstandenen CONNECTED REGIONS mit irgendeiner anderen größer als in den tatsächlichen Ereignissen. Stammt eine solche CONNECTED REGION, die jetzt überlappt wird, sogar von einem zuvor rekonstruierten π^0 , so geht auch dieses π^0 für die Rekonstruktion verloren.
- Auf die beimischten Photonen wird – was unphysikalisch ist – die in Abschnitt 3.3.4 erläuterte Energiekorrektur angewendet. Dies führt zu einer Verbreiterung des gesehenen π^0 -Signals. Da die Methode der Anpassungsrechnung (Abschnitt 7.1.3.3) dies jedoch nicht berücksichtigt, können hierdurch systematische Fehlmessungen des π^0 -Gehalts erfolgen.

Der zweite und dritte genannte systematische Fehler wurden durch die Verwendung der folgenden Technik verkleinert: Anstatt nur ein π^0 pro Ereignis beizumischen, wurden auch Datensätze angefertigt, in denen zwei beziehungsweise drei π^0 s beigemischt wurden. Dort wurden jeweils wieder die π^0 -Rekonstruktionseffizienzen ermittelt. Die auftretenden systematischen Fehler sollten hier mehr und mehr an Bedeutung gewinnen. Die Extrapolation der Effizienz mit einer Geraden bei drei π^0 s über die für zwei zu einem π^0 lieferte Effizienzen, die der Beimischung keines π^0 s entsprachen. Die so erhaltenen Effizienzen sind für die Kontinuumschadronen in Abbildung 7.17 dargestellt.

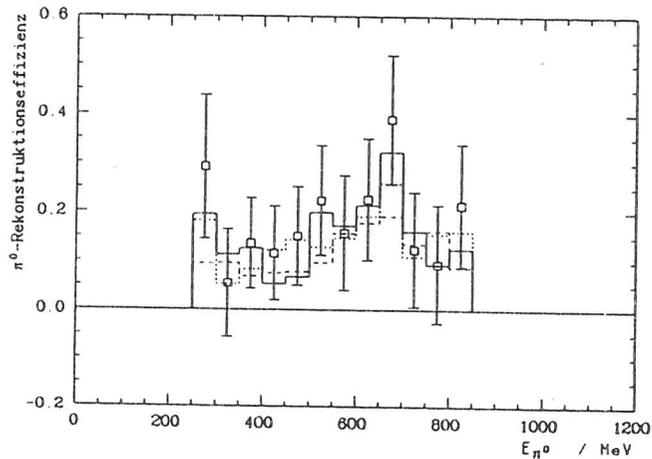


Abbildung 7.17: π^0 -Rekonstruktionseffizienzen, die mit der Beimischungsmethode für die bei Kontinuumsenergien genommenen Hadronen ermittelt wurden. Gezeigt sind die Effizienzen für die Beimischung je eines π^0 s (durchgezogen), zweier π^0 s (gepunktet) und dreier π^0 s (gestrichelt), sowie die Extrapolation auf 0 π^0 s (Quadrate mit Fehlerbalken). Die statistischen Fehler an den einzelnen Histogrammen sind von der gleichen Größenordnung wie die nach der Extrapolation.

Bei dieser Technik sollte man jedoch berücksichtigen, daß die Wahl einer Geraden für die Anpassungsrechnung nicht durch physikalische Gründe motiviert ist sondern dadurch, daß nur drei Punkte für die Extrapolation zur Verfügung stehen.

Die Größe der Fehlerbalken an den drei einzelnen Rekonstruktionseffi-

zienzen entspricht etwa der nach der Extrapolation auf 0 π^0 s. Die Größe der Fehler läßt sich dadurch erklären, daß sich – obwohl alle 30534 Ereignisse verwendet wurden – nur eine relativ kleine Überhöhung des π^0 -Signals in den einzelnen Energieintervallen ergab. Da die π^0 -Signale durch Anpassungsrechnungen ermittelt wurden, deren Resultate mit relativ großen statistischen Fehlern behaftet waren, hatte auch die Differenz des π^0 -Gehaltes einen großen statistischen Fehler.

Die Beimischungstechnik wurde auch für die Bestimmung der π^0 -Rekonstruktionseffizienzen der direkten $\Upsilon(1S)$ -Zerfälle angewendet. Dafür wurden wieder ein, zwei oder drei π^0 s in gemessene hadronische Ereignisse gemischt. Von den entstandenen $m_{\gamma,\gamma}$ -Histogrammen wurden – wie in Abschnitt 7.1.2 erläutert – die entsprechenden Histogramme der Kontinuumsdaten abgezogen, in die ebenfalls ein, zwei oder drei π^0 s gemischt waren. Die Zahl der in die direkten Zerfälle beigemischten Pionen wurde ebenfalls errechnet. Die π^0 -Rekonstruktionseffizienzen ergaben sich aus der Division des in den $\Upsilon(1S)$ -direkt Spektren zusätzlich gesehenen π^0 -Gehaltes durch die Zahl der direkt-Ereignisse gemischten Pionen.

Die nach dieser Methode erhaltenen Effizienzen sowie die Extrapolation auf 0 π^0 s zeigt Abbildung 7.18.

Für die direkten $\Upsilon(1S)$ -Zerfälle liefert diese Effizienzbestimmungsmethode für niedrige Energien negative Effizienzen. Das Beimischen von Pionen führt also dazu, daß noch weniger Pionen gesehen werden als im nicht beigemischten Fall. Das bedeutet, daß die beigemischten CONNECTED REGIONS mehr ursprünglich rekonstruierbare Pionen zerstören, als rekonstruierbare hinzukommen.

Dieser Effekt ist bei höheren Energien nicht mehr so wichtig, da die π^0 -Photonen dann meistens dicht beieinander auftreffen. Grob gesprochen fliegen sie dann beide entweder in Jet-Richtung (kleine π^0 -Rekonstruktionswahrscheinlichkeit) oder beide nicht in Jet-Richtung (große π^0 -Rekonstruktionswahrscheinlichkeit).

Obwohl der Effekt der als negativ gefundenen Effizienzen somit grob verstanden ist, sind die tatsächlichen π^0 -Rekonstruktionseffizienzen natürlich größer als 0! Anderenfalls würden die $m_{\gamma,\gamma}$ -Histogramme kein deutlich sichtbares Pion-Signal enthalten.

Diese Methode der Effizienzbestimmung, bei der die Richtung eines beigemischten Pions keine Korrelation zu dem Ereignis hatte, in welches es gelangte, liefert also sehr fragwürdige Ergebnisse.

7.2.2 Überprüfung der zur π^0 -Rekonstruktionseffizienz verwendeten simulierten Ereignisse mit Hilfe der Beimischungsmethode

Zur Überprüfung der Qualität der simulierten Ereignisse wurden die Beimischungseffizienzen, die sich nach der Extrapolation auf 0 π^0 s ergaben, von

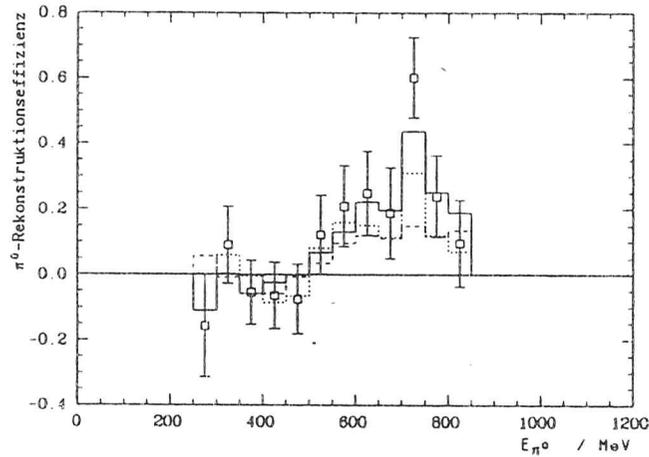


Abbildung 7.18: π^0 -Rekonstruktionseffizienzen, die mit der Beimischungsmethode für $\Upsilon(1S)$ -direkt Zerfälle ermittelt wurden. Gezeigt sind die Effizienzen für die Beimischung je eines π^0 s (durchgezogen), zweier π^0 s (gepunktet) und dreier π^0 s (gestrichelt), sowie die Extrapolation auf 0 π^0 s (Quadrate mit Fehlerbalken). Die statistischen Fehler an den einzelnen Histogrammen sind von der gleichen Größenordnung wie die nach der Extrapolation.

echten und simulierten Ereignissen verglichen. Dazu wurde für die simulierten Ereignisse ebenfalls die Beimischungsmethode verwendet. Die Abbildungen 7.19 und 7.20 zeigen jeweils den Vergleich von Kontinuumschadronen beziehungsweise $\Upsilon(1S)$ -direkt Zerfällen mit simulierten Ereignissen.

Zur Überprüfung der Qualität der Beimischungsmethode wurden Ereignisse mit zwei unterschiedlichen Parametern $\langle p_t \rangle$ für den Transversalimpuls der Ereignisse verwendet. Der Wert von $\langle p_t \rangle = 400 \text{ MeV}/c$ gilt als physikalisch relativ gut gesichert. Der Wert von $\langle p_t \rangle = 150 \text{ MeV}/c$ gilt als unphysikalisch und wird hier nur für Vergleichszwecke verwendet.

Im Rahmen der Statistik scheinen die Beimischungseffizienzen der mit $\langle p_t \rangle = 400 \text{ MeV}/c$ simulierten Ereignisse nicht signifikant von denen realer Daten abzuweichen. Im Falle der Effizienzen für die direkten $\Upsilon(1S)$ -Zerfälle liegt möglicherweise eine Inkonsistenz in den niederenergetischen Intervallen vor. Für die Simulation mit $\langle p_t \rangle = 150 \text{ MeV}/c$ gilt dasselbe.

Die gute Übereinstimmung der Effizienzen ist erstaunlich, da die π^0 -Rekonstruktionseffizienzen sich für Ereignisse mit unterschiedlichen $\langle p_t \rangle$

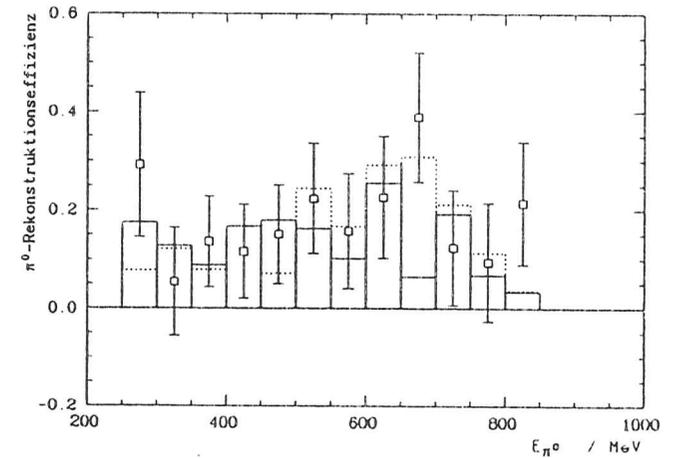


Abbildung 7.19: Vergleich der ermittelten Beimischungseffizienzen von realen und simulierten Kontinuumschadronen nach Extrapolation auf 0 π^0 s. Die Quadrate mit Fehlerbalken repräsentieren die echten Daten, das durchgezogene beziehungsweise gestrichelt gezeichnete Histogramm die Simulationen mit $\langle p_t \rangle = 400 \text{ MeV}/c$ beziehungsweise $\langle p_t \rangle = 150 \text{ MeV}/c$.

Parametern deutlich unterscheiden. Dies ist für die simulierten hadronischen Kontinuumsereignisse beziehungsweise für die simulierten direkten $\Upsilon(1S)$ -Zerfälle in den Abbildungen 7.21 und 7.22 dargestellt.

Ein weiterer Versuch, die simulierten Ereignisse mit Hilfe der Beimischungsmethode zu überprüfen, wurde für echte Kontinuumsdaten derart durchgeführt, daß in reale und in simulierte Ereignisse je ein π^0 mit einer Energie zwischen 720 MeV und 730 MeV beigemischt wurde. Diese Pionen wurden zum Teil in den energetisch benachbarten $m_{\gamma, \gamma}$ -Histogrammen wieder aufgefunden. Die resultierenden Effizienzen zeigt Abbildung 7.23.

Die für die echten Daten ermittelten Effizienzen sind um etwa 17% größer als die für die simulierten Ereignisse. Dies ist verständlich, da die gemessenen hadronischen Ereignisse einen Untergrund von etwa 6% an Ereignissen des Typs $e^+e^- \rightarrow (n \cdot \gamma)\tau^+\tau^- \rightarrow \text{Hadronen}$ sowie etwa 2% anderer Ereignistypen enthalten. Die mittlere Multiplizität ist in diesen Ereignistypen kleiner als in Ereignissen des Typs $e^+e^- \rightarrow (n \cdot \gamma)q\bar{q} \rightarrow \text{Hadronen}$. Daher sind die Rekonstruktionseffizienzen der beigemischten Pionen dort deutlich höher.

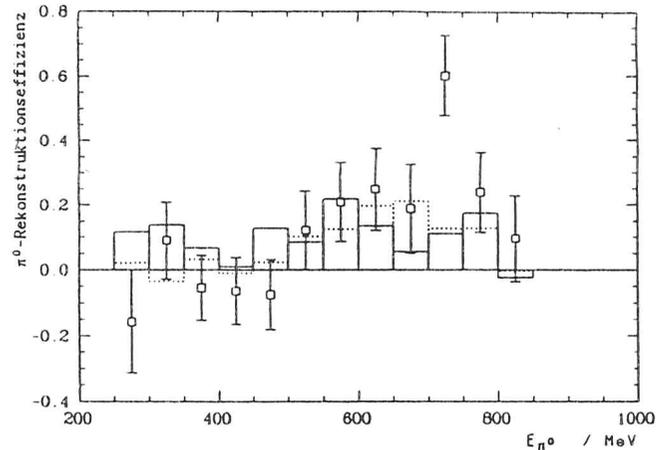


Abbildung 7.20: Vergleich der ermittelten Beimischungseffizienzen von realen und simulierten hadronischen $\Upsilon(1S)$ -Zerfällen nach Extrapolation auf $0 \pi^0$ s. Die Quadrate mit Fehlerbalken repräsentieren die echten Daten, das durchgezogene beziehungsweise gestrichelt gezeichnete Histogramm die Simulationen mit $\langle p_t \rangle = 400 \text{ MeV}/c$ beziehungsweise $\langle p_t \rangle = 150 \text{ MeV}/c$.

Abbildung 7.23 zeigt aber auch, daß die Beimischungsmethode in der hier verwendeten Art nicht geeignet ist, um die Qualität der Ereignissimulation zu prüfen: Schließlich zeigt die Beimischungsmethode keinen Unterschied der π^0 -Rekonstruktionseffizienzen zwischen den simulierten Ereignissen mit $\langle p_t \rangle = 400 \text{ MeV}/c$ und denen mit $\langle p_t \rangle = 150 \text{ MeV}/c$. Die Abbildungen 7.21 und 7.22 zeigen dort aber wesentliche Unterschiede!

7.3 Ermittlung der effizienzkorrigierten gesehenen π^0 -Spektren

Zur Berechnung der effizienzkorrigierten π^0 -Energiespektren wurden die Effizienzen aus den mit $\langle p_t \rangle = 400 \text{ MeV}/c$ simulierten Ereignissen entnommen. Die in den simulierten Ereignissen rekonstruierten Pionen wurden nicht durch die Zählmethode, sondern durch eine Anpassungsrechnung ermittelt, damit sich systematische Fehler der Anpassungsrechnung, die sowohl für die realen, als auch für die simulierten Ereignisse gemacht wurden, im wesentlichen herauskürzen. Die resultierenden Spektren für die hadro-

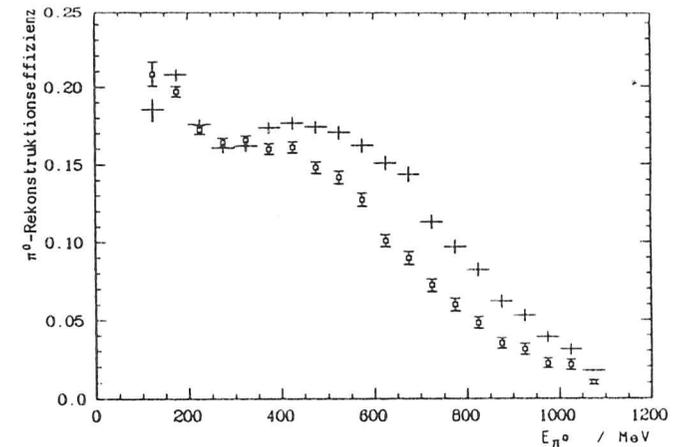


Abbildung 7.21: Vergleich der mit $\langle p_t \rangle = 400 \text{ MeV}/c$ (Kreuze) und $\langle p_t \rangle = 150 \text{ MeV}/c$ (Quadrate mit Fehlerbalken) gefundenen π^0 -Rekonstruktionseffizienz für Ereignisse des Typs $e^+e^- \rightarrow (n \cdot \gamma)q\bar{q} \rightarrow \text{Hadronen}$. Das Zählen der rekonstruierten Pionen erfolgte mit Hilfe der in Abschnitt 7.1.3 erläuterten π^0 -Verfolgungstechnik.

nischen Kontinuumsereignisse sowie für die direkten $\Upsilon(1S)$ -Zerfälle sind in Abbildung 7.24 dargestellt.

7.3.1 Festlegung des systematischen Fehlers der Spektren

Die in Abbildung 7.24 gezeigten π^0 -Spektren stellen nicht ganz den gemessenen Verlauf der Spektren für die Reaktionen $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S) \rightarrow q\bar{q} \rightarrow \text{Hadronen}$ beziehungsweise $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S) \rightarrow 3g/\gamma gg \rightarrow \text{Hadronen}$ dar. Dafür gibt es mehrere Gründe:

- (1) Die Effizienzbestimmung geschah mit Hilfe simulierter Ereignisse. Obwohl die simulierten Ereignisse in vielen Verteilungen mit den Echten gut übereinstimmen, unterscheiden sich simulierte Ereignisse von wirklichen Ereignissen.
- (2) Um effizienzkorrigierte Spektren zu erhalten, mußten für jedes Energieintervall zwei Anpassungsrechnungen durchgeführt werden. Die dabei gemachten systematischen Fehler müssen sich nicht unbedingt kompensieren.

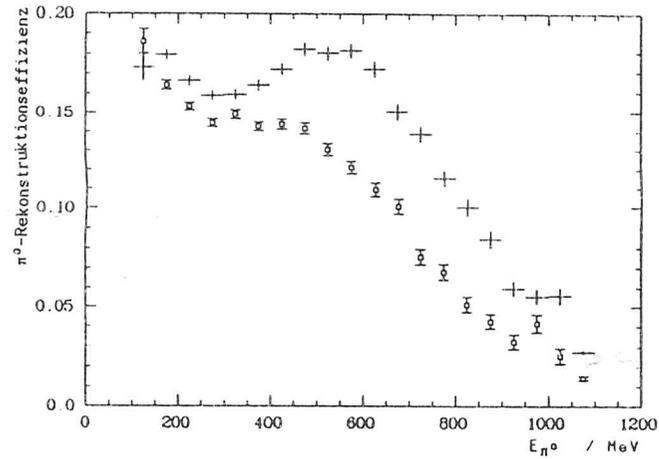


Abbildung 7.22: Vergleich der mit $\langle p_t \rangle \geq 400 \text{ MeV}/c$ (Kreuze) und $\langle p_t \rangle = 150 \text{ MeV}/c$ (Quadrate mit Fehlerbalken) gefundenen π^0 -Rekonstruktionseffizienz für hadronische Zerfälle des $\Upsilon(1S)$. Das Zählen der rekonstruierten Pionen erfolgte mit Hilfe der in Abschnitt 7.1.3 erläuterten π^0 -Verfolgungstechnik.

- (3) Die gemessenen hadronischen Kontinuumsereignisse enthalten einen Anteil von $\tau^+\tau^-$ -Zerfällen. Diese haben ein anderes π^0 -Energiespektrum als die $q\bar{q}$ -Zerfälle. Auch die nach der Subtraktion des Kontinuums erhaltenen $m_{\pi^+\pi^-}$ -Histogramme der direkten $\Upsilon(1S)$ -Zerfälle enthalten einen Untergrund anderer Ereignisse.
- (4) Die Methode der Effizienzbestimmung setzt voraus, daß das den simulierten Daten zugrundeliegende π^0 -Energiespektrum in etwa richtig ist, da die tatsächlich vorhandenen Pionen auch in energetisch benachbarten $m_{\pi^+\pi^-}$ -Histogrammen aufgefunden werden können.
- (5) Die beobachteten Kontinuumschadronen können, falls im Anfangszustand ein oder mehrere Photonen abgestrahlt wurden, aus einer Fragmentation von entsprechend kleinerer Schwerpunktsenergie stammen. Die beobachteten direkten $\Upsilon(1S)$ -Zerfälle enthalten einen Anteil von Zerfällen des Typs $\gamma\gamma\gamma$.
- (6) Die beobachteten Hadronen mußten die Kriterien der Hadroneselektion erfüllen. Dies könnte zum Beispiel bestimmte Ereignisologien

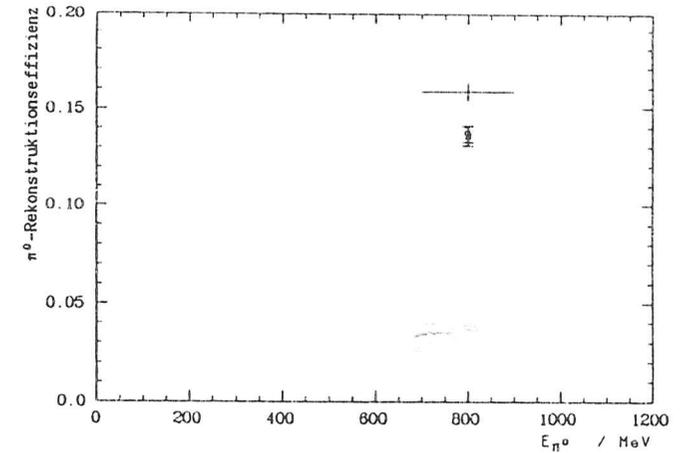


Abbildung 7.23: Mit der Beimischungsmethode bestimmte Effizienz für das Auffinden eines zusätzlichen π^0 s der Energie $\approx 725 \text{ MeV}$ in hadronischen Kontinuumsereignissen. Das Kreuz stellt die Effizienz für die realen Daten dar, das Quadrat mit Fehlerbalken die mit $\langle p_t \rangle \geq 400 \text{ MeV}/c$ simulierten Daten, der Kreis mit Fehlerbalken die mit $\langle p_t \rangle = 150 \text{ MeV}/c$ simulierten.

systematisch unterdrückt haben.

Sicherlich gibt es noch eine Vielzahl weiterer systematischer Abweichungen der gemessenen von den gesuchten Spektren.

Die genannten Abweichungen können teilweise durch Korrekturen, welche den simulierten Ereignissen entnommen werden, behoben werden. Dies wurde für die unter Punkt (5) und (6) aufgeführten Effekte durchgeführt (vgl. Abschnitt 7.3.2).

Für die anderen Effekte wurde versucht, die Größe der zu erwartenden Abweichung einzuschätzen. Diese Abweichungen wurden dann als systematische Fehler den statistischen Fehlern hinzugefügt.

Die unter Punkt (4) erwähnte mögliche systematische Verschiebung des realen π^0 -Spektrums gegenüber dem aus den simulierten Ereignissen resultierenden Spektrum kann erst nachträglich überprüft werden.

Der unter Punkt (3) genannte Beitrag von bei Kontinuumsenergien als hadronisch detektierten $\tau^+\tau^-$ Ereignissen wurde wie folgt abgeschätzt: In Abschnitt 7.1.2 wurde berechnet, daß der Quotient von beobachteten hadronischen $\tau^+\tau^-$ -Ereignissen zu beobachteten $(n \cdot \gamma)q\bar{q}$ Ereignissen etwa gleich

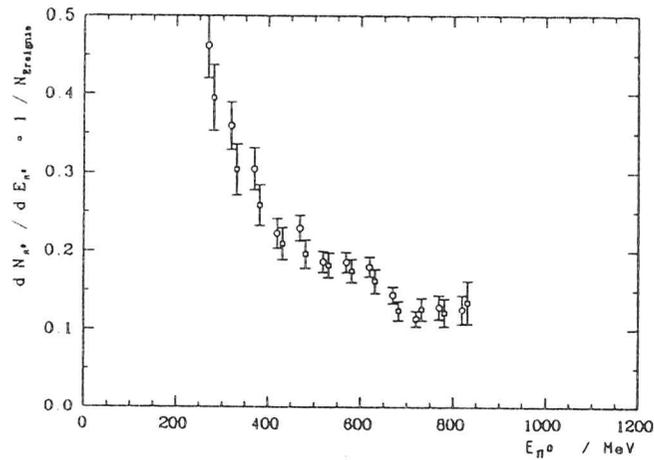


Abbildung 7.24: Effizienzkorrigierte π^0 -Spektren für die hadronischen Kontinuumsereignisse (Kreise mit Fehlerbalken) und die hadronischen Zerfälle des $\Upsilon(1S)$. Die Meßpunkte sind aus optischen Gründen in Bezug auf die Abszisse ein wenig nach links beziehungsweise nach rechts verschoben.

0.062 ist. Der Quotient der gesehenen π^0 -Spektren entsprechend gewichteter $\tau^+\tau^-$ - und $(n\cdot\gamma)q\bar{q}$ -Ereignisse ist in Abbildung 7.25 dargestellt. Für die betrachteten π^0 -Energien ergibt sich also ein systematischer Fehler von etwa 6%.

Der Einfluß des unter Punkt (2) erwähnten systematischen Fehlers der Anpassungsrechnung wurde wie folgt abgeschätzt: Die Abbildungen 7.13 und 7.15 zeigen die Bestimmungen der π^0 -Effizienzen nach zwei Verfahren. Für das eine wurden Anpassungsrechnungen durchgeführt, das andere beruht auf dem Zählen von Pionen, die rekonstruierbar sein müssten. Die Abweichungen beider Verfahren betragen bis zu 35%. Da die Formen der $m_{\gamma,\gamma}$ -Histogramme aber sehr ähnlich für echte und simulierte Daten sind, sollten sich derartige systematischen Fehlabschätzungen bei der Berechnung des effizienzkorrigierten Spektrums weitgehend aufheben. Daher wurde dieser Fehler auf maximal 15% eingeschätzt.

Die Einschätzung des unter Punkt (1) genannten Fehlers erfordert die Bestimmung der Güte der simulierten Daten. Diese schwierige Aufgabe konnte nicht befriedigend ausgeführt werden. Da die Beimischungsmethode keine verwertbaren Ergebnisse lieferte, wurde der systematische Fehler wie

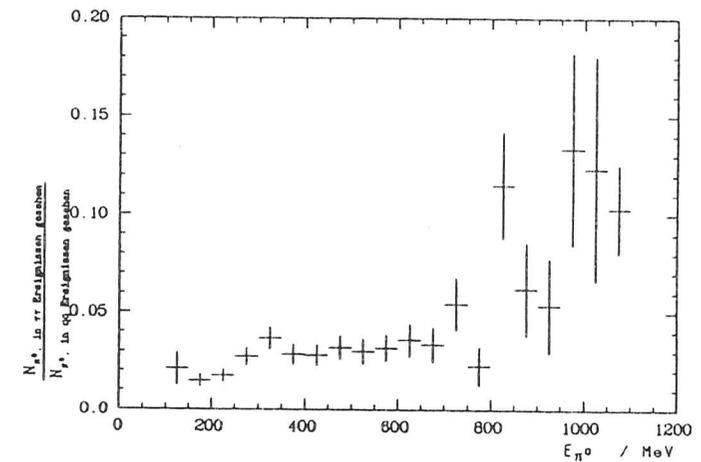


Abbildung 7.25: Quotient der in der Häufigkeit entsprechend gewichteten gesehenen π^0 s in $\tau^+\tau^-$ -Ereignissen zu gesehenen π^0 s in $(n\cdot\gamma)q\bar{q}$ -Ereignissen.

folgt geraten: Vergleicht man Verteilungen von Größen, die Ereignisse charakterisieren, so passen die Verteilungen simulierter Daten häufig sehr gut an die der echten Daten. Die Qualität der Simulation ist also nicht extrem schlecht. Vergleicht man die π^0 -Rekonstruktionseffizienzen der mit $\langle p_t \rangle = 400 \text{ MeV}/c$ simulierten Daten mit denen der mit $\langle p_t \rangle = 150 \text{ MeV}/c$ simulierten Ereignisse, so ergeben sich in den höherenergetischen Bereichen Abweichungen bis zu 40%. Dies ist nicht sehr aussagekräftig, da der Wert von $\langle p_t \rangle = 150 \text{ MeV}/c$ als viel zu niedrig anzusehen ist. Eine systematische Unsicherheit von 10% bis 20% anzunehmen, wäre wahrscheinlich vertretbar. Die Tatsache, daß die simulierten Ereignisse unterschiedlicher $\langle p_t \rangle$ -Parameter im niederenergetischen Bereich etwa gleiche Ergebnisse liefern, bedeutet trotzdem nicht, daß die π^0 -Rekonstruktionseffizienzen dort bekannt sind – beide Simulationen könnten systematisch falsch sein. Aufgrund dieser Überlegungen wurde die Unsicherheit der Effizienzbestimmung auf 20% abgeschätzt.

Addiert man die genannten Fehler quadratisch, so ergibt sich ein Gesamtfehler von etwa 25%. Dieser wurde zu der jeweiligen statistischen Meßungenauigkeit linear hinzuaddiert.

7.3.2 Korrektur der π^0 -Spektren für Systematiken der Hadronenselektion und radiativer Effekte

Es ist denkbar, daß die Art der Hadronenselektion dazu führt, daß beispielsweise hadronische Ereignisse mit hochenergetischen Pionen nicht so häufig als hadronisch identifiziert werden wie Ereignisse mit niederenergetischeren Pionen.

Für das hadronische Kontinuumsdatensample ist weiterhin denkbar, daß $q\bar{q}$ -Ereignisse, bei deren Entstehung ein Photon abgestrahlt wurde, wegen der niedrigeren zur Verfügung stehenden Schwerpunktsenergie ein anderes π^0 -Spektrum haben.

Die gemessenen Spektren wurden auf diese Effekte mit Hilfe simulierter Ereignisse korrigiert. Die ermittelten Korrekturfaktoren sind in den Abbildungen 7.26 und 7.27 dargestellt.

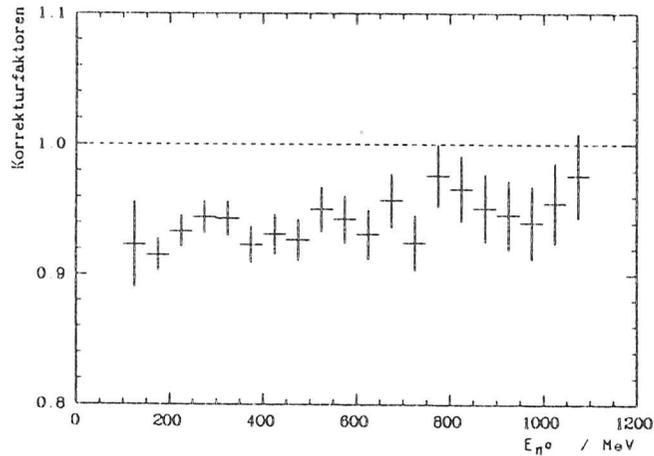


Abbildung 7.26: Faktoren, die das effizienzkorrigierte, bei Kontinuumsenergien gemessene π^0 -Spektrum für systematische Effekte der Hadronenselektion sowie radiativer Beiträge korrigieren.

7.3.3 Die π^0 -Spektren

Multipliziert man die in Abbildung 7.24 dargestellten effizienzkorrigierten Spektren mit den oben beschriebenen Korrekturfaktoren aus den Abbildungen 7.26 beziehungsweise 7.27, so ergeben sich die endgültigen π^0 -Spektren.

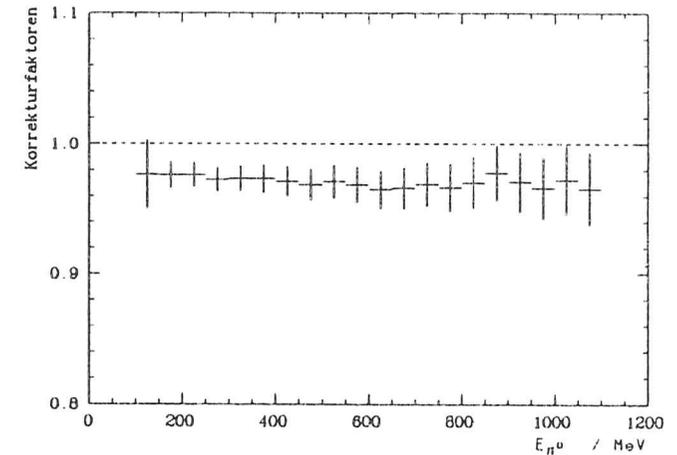


Abbildung 7.27: Faktoren, die das effizienzkorrigierte π^0 -Spektrum für direkte $\Upsilon(1S)$ -Zerfälle auf systematische Effekte der Hadronenselektion korrigieren.

Diese sind in den Abbildungen 7.28 und 7.29 dargestellt. Die Werte sind in Tabelle 7.5 aufgeführt.

Die Abszisse wurde auf die Größe $z = 2 \cdot E_{\pi^0} / \sqrt{s}$ umskaliert, da die Pionenenergien dann z -Werte von 0 bis 1 (halbe Schwerpunktsenergie) annehmen. Die Ordinate wurde zunächst derart umskaliert, daß sie die Zahl der Pionen pro Hadron, dividiert durch das entsprechende z -Intervall angab. Diese Werte sind also nicht mehr von der gewählten Binbreite abhängig. Zusätzlich wurden die Meßwerte durch β_{π^0} dividiert, um die Darstellung "skaleninvariant" zu machen.

Die π^0 -Spektren lassen sich im Rahmen der Meßgenauigkeit durch eine Exponentialfunktion der Form

$$\frac{1}{\beta_{\pi^0} N_{Had}} \frac{dn_{\pi^0}}{dz} = a \cdot e^{-bz}$$

beschreiben. Für die Anpassungsrechnungen wurde die (lineare) Summe der statistischen und systematischen Fehler verwendet. Die erhaltenen Resultate sind in Tabelle 7.4 angegeben.

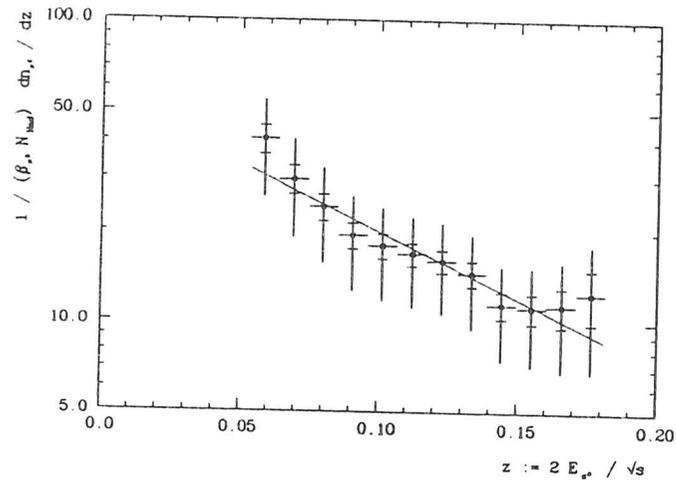


Abbildung 7.28: π^0 -Spektrum für die bei Kontinuumsenergien genommenen hadronischen Ereignisse. Die kleineren Fehlerbalken stellen die statistischen Fehler dar, die größeren die (linear) addierten statistischen und systematischen Fehler.

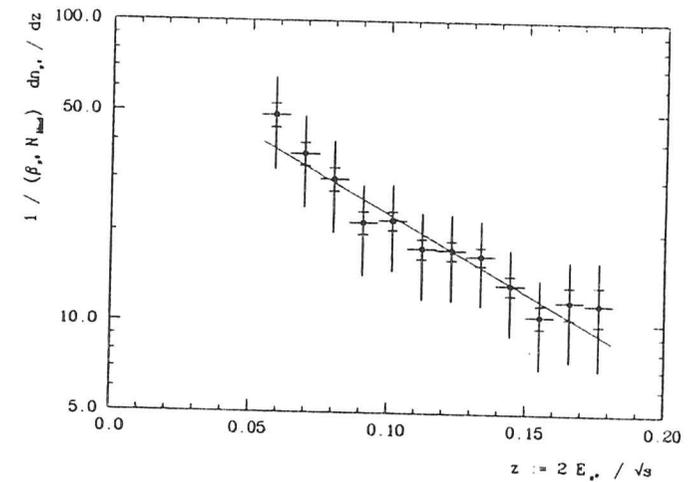


Abbildung 7.29: π^0 -Spektrum für die direkten $\Upsilon(1S)$ -Zerfälle. Die kleineren Fehlerbalken stellen die statistischen Fehler dar, die größeren die (linear) addierten statistischen und systematischen Fehler.

7.4 Vergleich der gemessenen Spektren mit denen anderer Experimente

Zum Vergleich des gemessenen Kontinuumspektrums mit denen anderer Experimente mußte die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von der Schwerpunktsenergie berücksichtigt werden. Dies gewährleistet die Auftragung von z gegen $\frac{z}{\beta_{\pi^0}} \frac{d\sigma_{\pi^0}}{dz}$, da σ_{π^0} wegen der Hadronenpaarerzeugung proportional zu $1/s$ ist.

	a	b
Kontinuum	56 ± 22	10 ± 3
$\Upsilon(1S)$ -direkt	76 ± 27	12 ± 3

Tabelle 7.4: Ergebnisse der Anpassung einer Exponentialfunktion an die endgültigen Spektren. Die dazu verwendeten Fehler enthielten statistische und systematische Beiträge.

Die in $\frac{z}{\beta_{\pi^0}} \frac{d\sigma_{\pi^0}}{dz}$ aufgetragenen Spektren gehen aus den bisher gezeigten durch Multiplikation mit einem Faktor hervor:

$$\frac{s}{\beta_{\pi^0}} \frac{d\sigma_{\pi^0}}{dz} = s \cdot \sigma_{Had} \cdot \frac{1}{\beta_{\pi^0} \cdot N_{Had}} \frac{dn_{\pi^0}}{dz}$$

Nach der Definition des R-Wertes ist aber

$$\sigma_{Had} = R \cdot \sigma_{\mu^+\mu^-}$$

Mit den Werten für s , R und $\sigma_{\mu^+\mu^-}$ aus Tabelle 7.1, Abschnitt 2.3 und Abschnitt 2.2.1 ergibt sich:

$$s \cdot \sigma_{Had} = 0.292 \mu b \text{ GeV}^2$$

In Abbildung 7.30 ist das bei Kontinuumsenergien gemessene π^0 -Spektrum mit denen anderer Experimente ([DRE87], [BAR85], [SCH78], [BEH83]) verglichen, die für ähnliche Schwerpunktsenergien gewonnen wurden. Im Rahmen der Fehler sind alle Messungen miteinander verträglich.

In Abbildung 7.31 werden Spektren, die bei $\sqrt{s} \approx 10 \text{ GeV}$ entstanden ([DRE87]), mit solchen bei $\sqrt{s} \approx 30 \text{ GeV}$ ([BAR85], [AIH85]) verglichen. Die CRYSTAL BALL Daten sind mit den bei höheren Energien gewonnenen

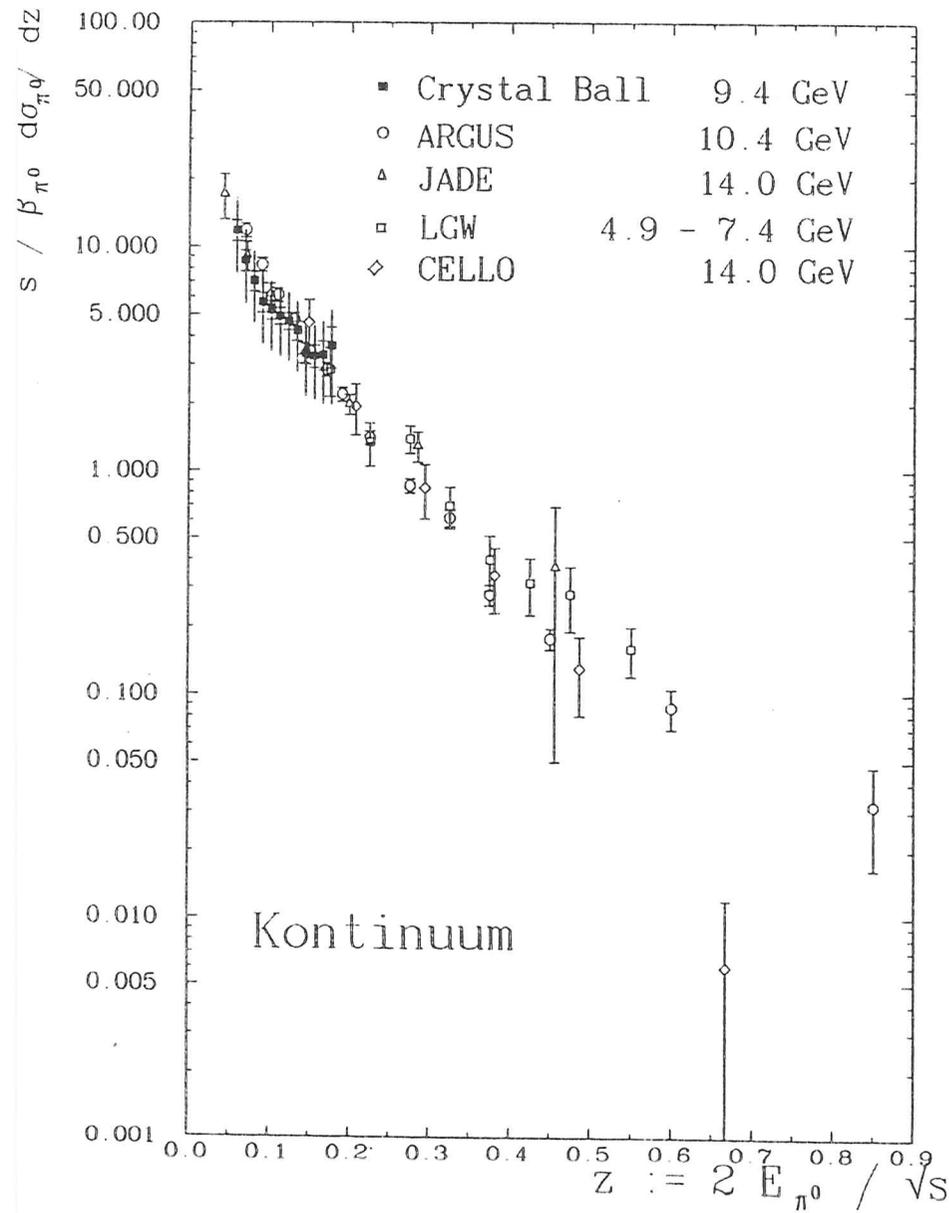


Abbildung 7.30: Vergleich des skalierten π^0 -Spektrums mit denen anderer Experimente bei ähnlichen Schwerpunktsenergien. Die statistischen und systematischen Fehler der Daten dieser Arbeit wurden linear addiert, die der anderen Experimente quadratisch.

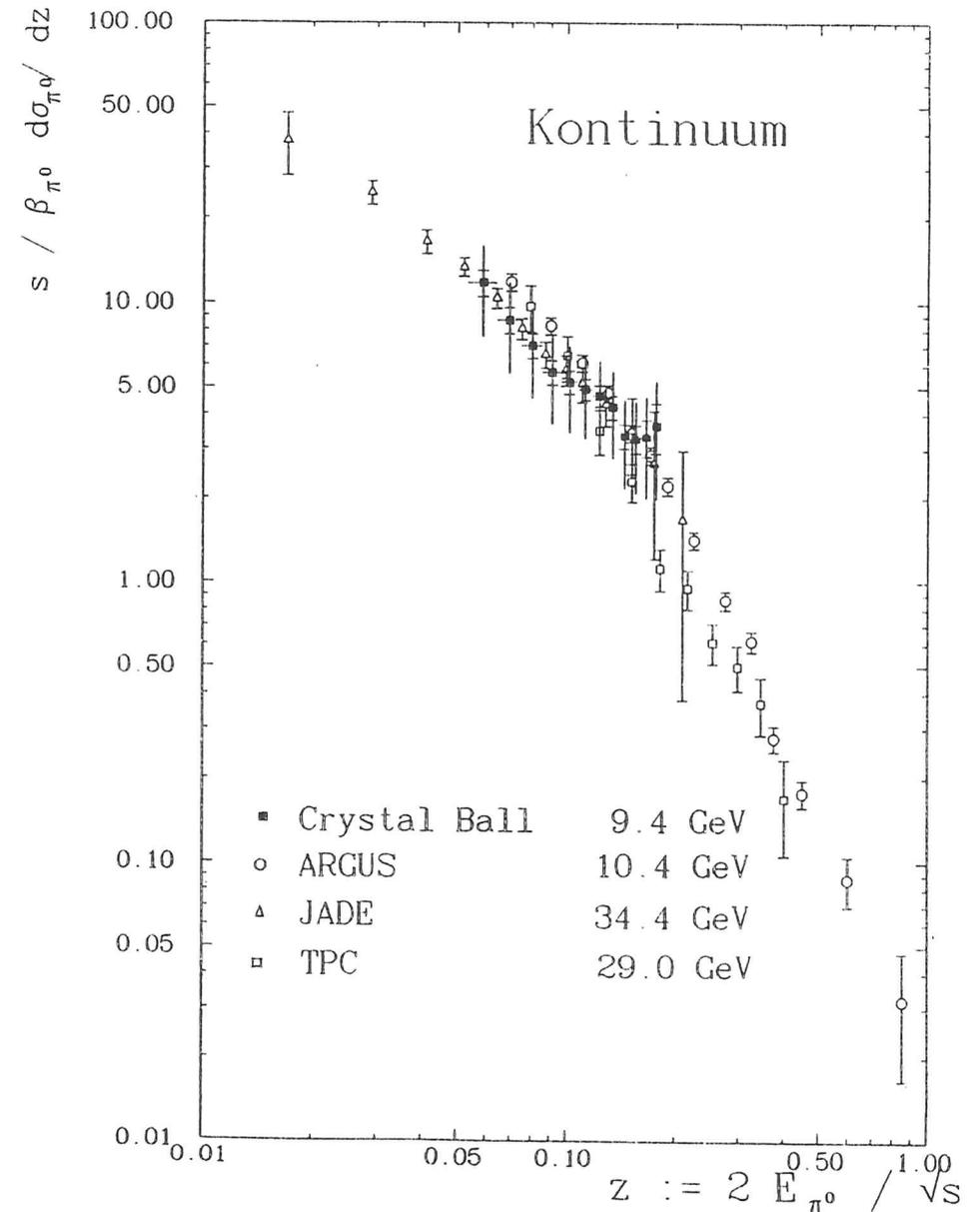


Abbildung 7.31: Vergleich des skalierten π^0 -Spektrums mit denen anderer Experimente bei unterschiedlichen Schwerpunktsenergien. Die statistischen und systematischen Fehler der Daten dieser Arbeit wurden linear addiert, die der anderen Experimente quadratisch. Die Abszisse wurde logarithmisch dargestellt, um die Daten bei niedrigen Werten von z optisch unterscheiden zu können.

Daten gut verträglich, während die ARGUS Daten dort deutliche Abweichungen zeigen.

Das π^0 -Spektrum der direkten $\Upsilon(1S)$ -Zerfälle ist mit denen von ARGUS ([DRE87]) und CLEO ([BEH85]) verträglich. Diesen Vergleich zeigt Abbildung 7.32.

$z := \frac{2 \cdot E_{\pi^0}}{\sqrt{s}}$	$q\bar{q} \rightarrow \text{Hadronen}$ $\frac{1}{\beta_{\pi^0}} \frac{d\sigma_{\pi^0}}{dz}$ $/(\mu\text{b GeV}^2)$	$U\text{ps} \rightarrow 3g/\gamma gg \rightarrow \text{Hadronen}$ $\frac{1}{\beta_{\pi^0}} \frac{d\sigma_{\pi^0}}{dz}$ $/(\mu\text{b GeV}^2)$
0.0533 - 0.0640	$11.8 \pm 1.3 \pm 2.9$	$48.6 \pm 4.4 \pm 12$
0.0640 - 0.0747	$8.68 \pm 0.93 \pm 2.2$	$36.2 \pm 3.1 \pm 9.1$
0.0747 - 0.0854	$7.05 \pm 0.71 \pm 1.8$	$29.9 \pm 2.6 \pm 7.5$
0.0854 - 0.0961	$5.67 \pm 0.57 \pm 1.4$	$21.5 \pm 1.8 \pm 5.4$
0.0961 - 0.1068	$5.23 \pm 0.50 \pm 1.3$	$21.9 \pm 1.6 \pm 5.5$
0.1068 - 0.1175	$4.92 \pm 0.44 \pm 1.2$	$17.7 \pm 1.3 \pm 4.4$
0.1175 - 0.1282	$4.67 \pm 0.41 \pm 1.2$	$17.5 \pm 1.3 \pm 4.4$
0.1282 - 0.1389	$4.24 \pm 0.41 \pm 1.1$	$16.8 \pm 1.2 \pm 4.2$
0.1389 - 0.1496	$3.34 \pm 0.34 \pm 0.8$	$13.4 \pm 1.0 \pm 3.4$
0.1496 - 0.1603	$3.72 \pm 0.37 \pm 0.93$	$10.6 \pm 0.93 \pm 2.7$
0.1603 - 0.1710	$3.32 \pm 0.49 \pm 0.83$	$11.9 \pm 1.5 \pm 3.0$
0.1710 - 0.1817	$3.63 \pm 0.74 \pm 0.91$	$11.6 \pm 1.7 \pm 3.0$

Tabelle 7.5: π^0 -Spektrum für hadronische Ereignisse bei Kontinuumsenergien und für direkte Zerfälle des $\Upsilon(1S)$. Der zuerst angegebene Fehler ist statistischer Art, der zweite beschreibt systematische Unsicherheiten.

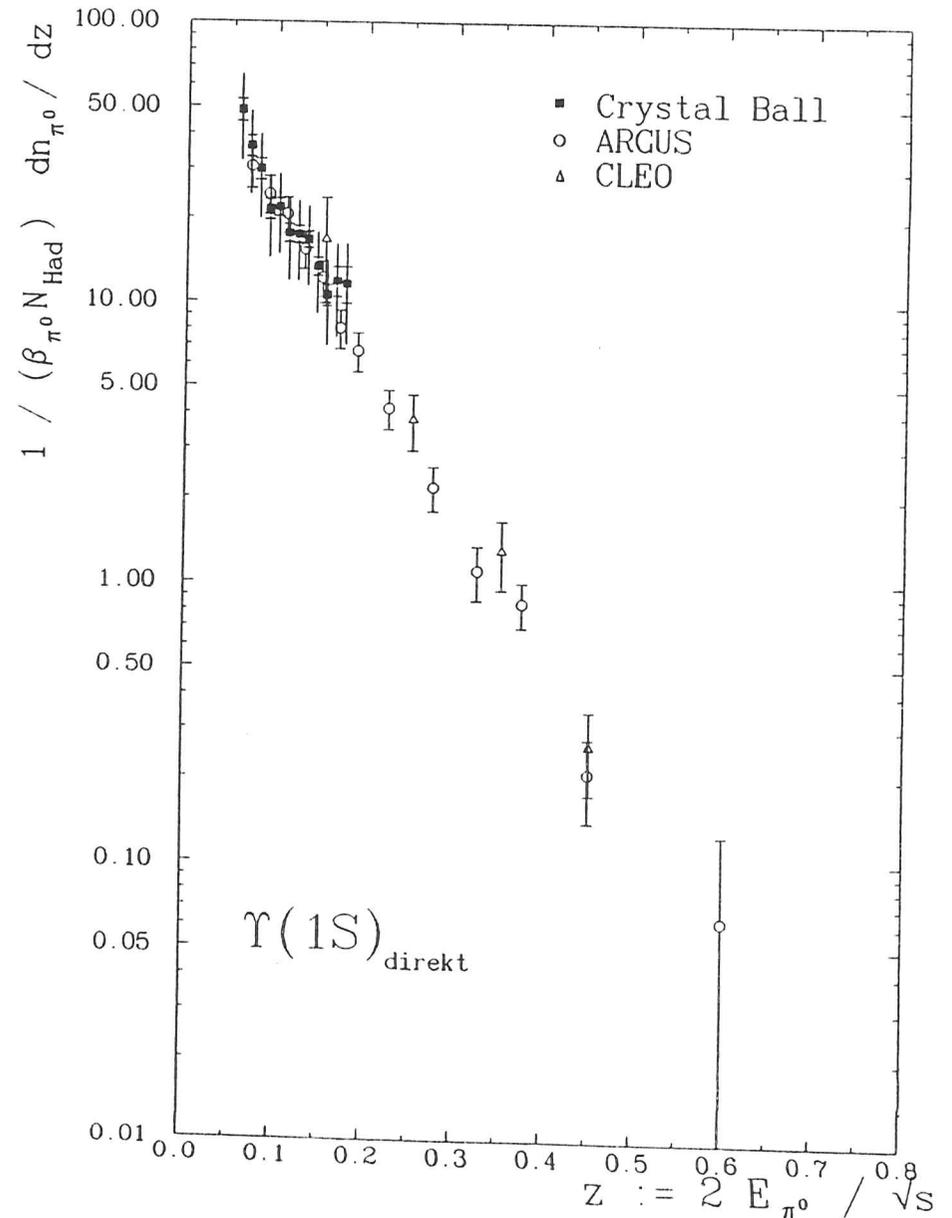


Abbildung 7.32: Vergleich des skalierten π^0 -Spektrums der direkten $\Upsilon(1S)$ Zerfälle mit denen anderer Experimente. Die statistischen und systematischen Fehler der Daten dieser Arbeit wurden linear addiert.

Anhang A

Der Luminositätsmonitor

A.1 Motivation

Nach jeder Teilcheninjektion müssen einige Speicherringparameter von DO-RIS II nachjustiert werden, um die Luminosität \mathcal{L} (siehe Abschnitt 2.4) zu maximieren. Zur schnellen Messung der Luminosität benötigt man eine Eichreaktion mit hohem Wirkungsquerschnitt, die fast untergrundfrei gemessen werden kann. Geeignet hierfür ist die Messung der Bhabha-Streuung unter kleinen Winkeln, denn gemäß Gleichung 2.4 ist der differentielle Wirkungsquerschnitt für kleine Winkel in etwa proportional zu $\frac{1}{\theta^4}$.

Man möchte nicht den eigentlichen Ball für diese Messung verwenden, da er dann der hohen Untergrundstrahlenbelastung nach der Injektion ausgesetzt wäre. Außerdem ermöglicht der Aufbau einer anderen Meßapparatur, des Luminositätsmonitors, eine bedeutend höhere Zählrate und gestattet eine gegenseitige Kontrolle beider Meßverfahren.

A.2 Aufbau des Luminositätsmonitors

Bild A.1 zeigt den schematischen Aufbau des Luminositätsmonitors aus 12 Zählern. Der Monitor fügt sich gemäß Bild A.2 in den allgemeinen Aufbau des Experiments ein. Die vier mit S_i bezeichneten Zähler dienen zur Energiemessung von Teilchen (Methoden der Energiedeposition wurden in den Abschnitten 3.3.2 und 3.3.4 erläutert). Sie bestehen aus 11 Lagen Blei und 11 Lagen Szintillationsmaterial befinden ([AIW82],[FIL82]). Jede Lage hat eine Dicke von $D_z = 6.35 \text{ mm}$. In Blei ist die Strahlungslänge $X_0 = 5.6 \text{ mm}$ ([PDG86]) – deshalb sollten Elektronen und Positronen praktisch ihre gesamte Energie in diesen Zählern deponieren. Um die Energie zu messen, werden die entstandenen Photonen durch das Material BBQ geschickt. Die resultierenden Photonen gelangen dann durch Lichtleiter zu den Photomultipliern.

Die je vier mit P_i und C_i bezeichneten Zähler registrieren das Durchque-

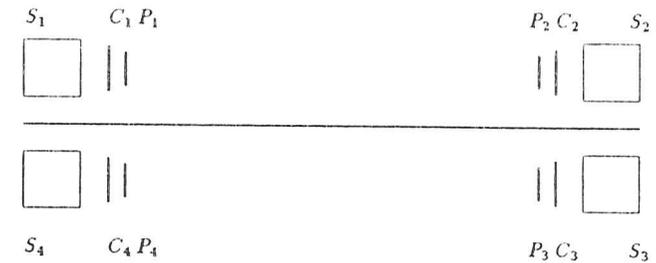


Abbildung A.1: Schematischer Aufbau des Luminositätsmonitors.

ren ionisierender Teilchen. Sie bestehen lediglich aus Szintillationsmaterial. Die deponierte Energie wird genau wie bei den S-Zählern ausgelesen.

In den Tabellen A.1 und A.2 sind die Aufstellungsorte und Abmessungen der Zähler wiedergegeben (aus [LUMIN]).

Zähler	Abstand	P	C	S
1	D_x	0.05	-0.1	0.0
	D_y	10.53	11.41	13.26
	D_z	73.80	74.60	75.00
2	D_x	0.025	0.125	0.0
	D_y	10.45	11.33	13.26
	D_z	-74.15	-74.95	-75.35
3	D_x	0.231	0.2	0.0
	D_y	-10.50	-11.40	-13.26
	D_z	-74.30	-75.10	-75.50
4	D_x	0.025	0.0	0.0
	D_y	-10.49	-11.29	-13.26
	D_z	73.55	74.35	74.75

Tabelle A.1: Aufstellungsorte der Mitten der Zähler in cm.

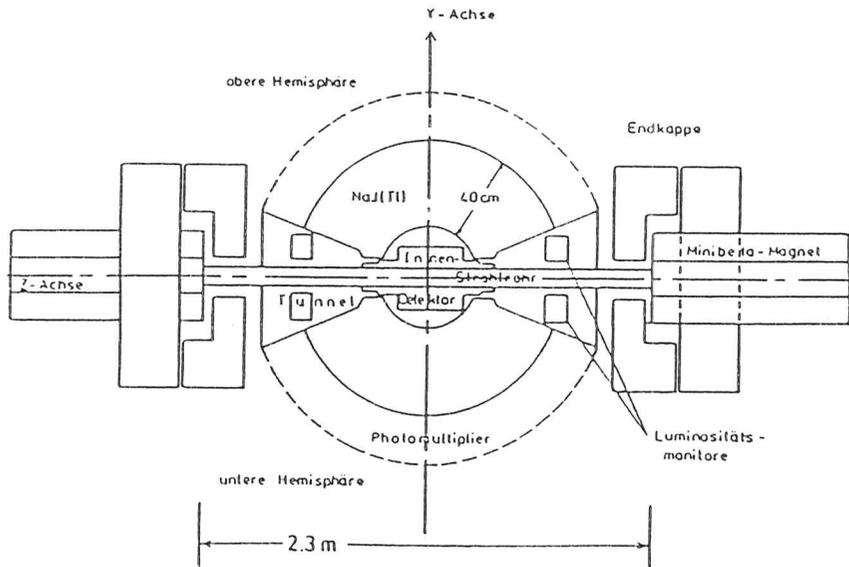


Abbildung A.2: Einfügung des Luminositätsmonitors in den Detektoraufbau.

A.3 Messung der Eichreaktion

A.3.1 Erste gedankliche Meßmethode

Zur Identifizierung von Elektron-Positron-Paaren könnte man wie folgt vorgehen: Man definiere für einen Zeitraum $[t_0, t_1]$:

N'_{13} := Zahl aller Ereignisse, in denen im S_1 - und S_3 -Zähler mehr als eine bestimmte Mindestenergie deponiert wurde;

N'_{24} := Zahl aller Ereignisse, in denen im S_2 - und S_4 -Zähler mehr als eine bestimmte Mindestenergie deponiert wurde.

Zähler	P	C	S
D_x	7.4	8.8	13.97
D_y	5.2	8.8	13.97

Tabelle A.2: Abmessungen der Zähler in cm.

Dann ergibt sich die integrierte Luminosität gemäß Gleichung 2.11 zu:

$$L = \frac{N'_{13} + N'_{24}}{\sigma_{e^+e^-} \cdot \text{Monitor}}$$

$\sigma_{e^+e^-} \cdot \text{Monitor}$ = Wirkungsquerschnitt für die Prozesse $e^+e^- \rightarrow (n \cdot \gamma)e^+e^-$ und $e^+e^- \rightarrow (n \cdot \gamma)\gamma\gamma$, gefaltet mit der Auflösung der Schauerzähler und integriert über den Winkelakzeptanzbereich.

Diese Art einer Messung wäre relativ leicht möglich. Wegen der $\frac{1}{\theta^4}$ -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes wäre die gemäß $\mathcal{L} = \frac{dL}{dt}$ (siehe Gleichung 2.12) ermittelte Luminosität aber stark von der Strahlage abhängig und somit nicht ohne weiteres zum justieren von Speicherringparametern geeignet.

A.3.2 Verbesserte Meßmethode

Um von der Strahlage unabhängig zu werden, kann man vor den S-Zählern noch die sogenannten C- und P-Zähler installieren. In der x- und y-Ausdehnung sind die P-Zähler bedeutend kleiner als die C-Zähler und diese sind wiederum kleiner als die S-Zähler (siehe auch Bild A.1 und die Tabellen A.2 und A.1). Die zusätzlichen Zähler werden wie folgt verwendet: Man definiert für einen Zeitraum $[t_0, t_1]$:

N_{13} := Zahl der Ereignisse mit $S_1 \wedge C_1 \wedge P_1 \wedge C_3 \wedge S_3$;

N_{31} := Zahl der Ereignisse mit $S_3 \wedge C_3 \wedge P_3 \wedge C_1 \wedge S_1$;

N_{24} := Zahl der Ereignisse mit $S_2 \wedge C_2 \wedge P_2 \wedge C_4 \wedge S_4$;

N_{42} := Zahl der Ereignisse mit $S_4 \wedge C_4 \wedge P_4 \wedge C_2 \wedge S_2$;

wobei S_i , C_i oder P_i bedeutet, daß die Pulsspannung des entsprechenden Photomultipliers einen festgelegten Minimalwert überschreitet.

Die integrierte Luminosität ergibt sich dann für den Zeitraum $[t_0, t_1]$ zu:

$$L = \frac{N_{13} + N_{31} + N_{24} + N_{42}}{c} \tag{A.1}$$

$c = \sigma_{e^+e^-} \cdot \text{Monitor}$, berechnet für die neuen Zählerflächen und gefaltet mit der Häufigkeit von Doppelzählungen eines Ereignisses und den Ansprechwahrscheinlichkeiten der P- und C-Zähler.

Diese Gleichung hat drei Auswirkungen:

- Ereignisse können doppelt gezählt werden. Dies geschieht zum Beispiel, wenn $S_1 \wedge C_1 \wedge P_1$ und $P_3 \wedge C_3 \wedge S_3$ gilt.

- Die oben gegebenen Definitionen führen dazu, daß die in Gleichung A.1 ermittelte integrierte Luminosität relativ unabhängig von dem Wechselwirkungsort ist ([CRA75]):

- z-Komponente des Wechselwirkungsortes:

Da ein Ereignis, um akzeptiert zu werden, einen P-Zähler durchqueren muß, ist relativ unabhängig von der z-Komponente des Wechselwirkungsortes sichergestellt, daß der gegenüberliegende C-Zähler erreicht wird.

- x-Komponente des Wechselwirkungsortes:

Wegen der relativen Kleinheit der P-Zähler in Relation zu den C-Zählern ergibt sich unter Verwendung der $\frac{1}{q^4}$ -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes ([CRA75]):

$$L \propto 1 - 2 \cdot \left(\frac{\Delta x}{d}\right)^2$$

$\Delta x = x$ -Komponente des Wechselwirkungsortes;

$d = y$ -Komponente des Aufstellungsortes der P-Zähler.

- y-Komponente des Wechselwirkungsortes:

Eine einfache Rechnung zeigt, daß die jeweiligen Zählraten beider Arme zwar stark voneinander abweichen, wenn Ereignisse nicht bei $y = 0$ stattfinden; jedoch gilt für die Summe ([CRA75]):

$$L \propto 1 + 10 \cdot \left(\frac{\Delta y}{d}\right)^2$$

$\Delta y = y$ -Komponente des Wechselwirkungsortes.

- Durch diese Art der Zählung wird auch ein Großteil radiativer Ereignisse erfaßt. Da das abgestrahlte Photon meist eine im Verhältnis zur Schwerpunktsenergie kleine Energie hat, weicht der Winkel zwischen Elektron und Positron beziehungsweise Photon und Photon nur wenig von π ab. Trifft also eines der Teilchen einen P-Zähler, so erreicht sein Partner den gegenüberliegenden C-Zähler.

Die dargestellte Methode mißt die Luminosität des Speicherringes sehr gut, solange nur wenige Untergrundereignisse auftreten. Die wichtigsten Untergrundereignisse kommen auf folgende Arten zustande:

- Bhabha-Ereignisse, die wegen der Flugrichtung der Teilchen eigentlich nicht detektiert werden sollten, können mit dem Strahlrohr oder der Kammer derart wechselwirken, daß ihre Folgeprodukte doch genügend Energie in den Zählern deponieren.
- Eine der auf Seite 108 dargestellten Bedingungen wird zufällig erfüllt, obwohl keine Bhabha-Streuung stattfand.

A.3.3 Die tatsächliche Meßmethode

Während die erste Art des Untergrundes als systematische Unsicherheit für die Messung betrachtet werden muß, kann die zweite statistisch abgezogen werden. Dafür definiert man:

$N_{13,V} :=$ Zahl der Ereignisse mit $P_1 \wedge C_1 \wedge S_1 \wedge (C_3 \wedge S_3)_V$;

$N_{31,V} :=$ Zahl der Ereignisse mit $P_3 \wedge C_3 \wedge S_3 \wedge (C_1 \wedge S_1)_V$;

$N_{24,V} :=$ Zahl der Ereignisse mit $P_2 \wedge C_2 \wedge S_2 \wedge (C_4 \wedge S_4)_V$;

$N_{42,V} :=$ Zahl der Ereignisse mit $P_4 \wedge C_4 \wedge S_4 \wedge (C_2 \wedge S_2)_V$.

$V =$ Verzögert; die Aussage $C_i \wedge S_i$ wurde für die Zeit bis zum nächsten Beam-Cross¹ verzögert, um dann eine Koinzidenz auf dem gegenüberliegenden Arm zu testen.

Die Summe $N_{13,V} + N_{31,V} + N_{24,V} + N_{42,V}$ kommt durch die Zusammensetzung der Messungen aus Ereignissen zustande, die nicht zusammengehören. Sie ist im statistischen Mittel gleich der in der Summe $N_{13} + N_{31} + N_{24} + N_{42}$ zufällig enthaltene Koinzidenzen.

Eine entsprechend korrigierte integrierte Luminosität ist gegeben durch:

$$L = \frac{N_{13} - N_{13,V} + N_{31} - N_{31,V} + N_{24} - N_{24,V} + N_{42} - N_{42,V}}{c} \quad (A.2)$$

Gemäß dieser Gleichung wird beim CRYSTAL BALL Detektor mit dem Luminositätsmonitor gemessen.

A.4 Bestimmung der Apparaturkonstante c

Die Konstante c (siehe Gleichungen A.1 und A.2) wurde durch MONTE CARLO-Rechnungen ermittelt ([IRI82]). Die Ereignisse wurden mit Hilfe des zu der Zeit aktuellsten Berends-Kleiss-Ereignisgenerators für eine Schwerpunktsenergie von 10 GeV erzeugt. Dieser Generator beschreibt die Prozesse $e^+e^- \rightarrow (n \cdot \gamma)e^+e^-$ und $e^+e^- \rightarrow (n \cdot \gamma)\gamma\gamma$ mit $n \leq 1$. Die Photonenerzeugung wurde als Untergrundreaktion zur Bhabha-Streuung betrachtet – die Photonen können ja vor Erreichen der P- beziehungsweise C-Zähler in je ein e^+e^- -Paar konvertieren. Die Konstante wurde zu $c = 7000$ bestimmt.

Zur Abschätzung des systematischen Fehlers wurden ältere Versionen des Berends-Kleiss-Generators mit der aktuellsten verglichen und der Einfluß der Kabel des Spurdetektors untersucht. Diese Kabel führen entlang des Strahlrohrs zu Vorverstärkern und passieren von dort aus seitlich die Luminositätszähler. Während die durch die Generatoren gegebene Unsicherheit

¹Unter "Beam-Cross" versteht man einen Zeitpunkt, zu dem die z-Komponenten der Schwerpunkte der Elektronen- und Positronenpakete gleich sind.

im Bereich von 2% liegt. führt die Tatsache, daß die genaue Lage der Kabel nicht bekannt ist, zu einer Unsicherheit von etwa 30%!

Am 2. Mai 1986 wurde deshalb die Konstante c geeicht. Durch die Forderung $L_{\text{Kleinwinkelstreuung}}/L_{\text{Großwinkelstreuung}} \stackrel{!}{=} 1$ und die Mittelung über 74 Runs ergab sich $c = 7700$. Für die in der Offline zugängigen Datensätze gilt dies ab Run 18530.

A.5 Schaltplan

Der Vollständigkeit halber sei noch der Schaltplan (Bilder A.3 und A.4) des Luminositätsmonitors angegeben. Die verwendeten Zeichen haben folgende Bedeutung:

▷ = Diskriminator; ein Diskriminator liefert einen Rechteckstimpuls, wenn die Eingangsspannung einen eingestellten Schwellwert überschreitet. Er wird häufig auch zum Formen eines Pulses verwendet.

□ = ein Schaltelement, welches das Ausgangssignal in Bezug auf das Eingangssignal um eine einstellbare Zeitdifferenz verzögert. Diese Zeiten sind im Schaltplan nicht angegeben, da sie sich aus dem Zusammenhang ergeben.

FAN = ein Bauteil, daß Strompulse von einem oder mehreren Eingängen auf einen oder mehrere Ausgänge überträgt ohne diese in der Form zu verändern.

OR = ein Schaltelement, welches einen einstellbaren Rechteckstimpuls liefert, falls an mindestens einem der Eingänge eine Schwellspannung überschritten wird.

AND = ein Schaltelement, welches die Koinzidenz mehrerer eine Schwellspannung überschreitenden Eingangspulse fordert und dann einen einstellbaren Rechteckpuls liefert.

PRE-SCALER = ein Zählwerk, welches dazu dient, nur jedes n -te Ereignis (typischerweise ist $n = 100$) vom Online Computer auslesen zu lassen.

G = Gate-Generator; dieses Bauelement formt die Höhe und Zeitdauer eines Eingangssignals auf einstellbare Werte.

R = Register; ein Strompuls kann ein entsprechendes Register setzen. Dieses kann vom Online Computer ausgelesen werden.

S = Scaler; ein Strompuls kann eine im Scaler gespeicherte Zahl um eins erhöhen. Diese Zahl kann jederzeit vom Online Computer ausgelesen werden.

BC = Beam-Cross Signal.

ADC = "Analog to Digital Converter"; ein ADC digitalisiert die Größe $\int_{t_0}^{t_1} dt I$.

TDC = "Time to Digital Converter"; ein TDC digitalisiert eine Zeitdifferenz.

TOTZEIT-
VETO

= eine Spannung, die solange anliegt, wie der Online Computer mit dem Auslesen eines Ereignisses beschäftigt ist. Diese Zeit beträgt etwa 30 ns.

A.6 Pulshöhenverteilungen der Zähler

Auf den folgenden Seiten sind die Verteilungen der Größe $\int_{t_0}^{t_1} dt I$ für alle Zähler dargestellt. Die Verteilungen sind der dargestellten Fläche nach auf 1 normiert. Gestrichelte Linien beziehen sich auf den Beginn der Messungen im Jahre 1982, durchgezogene auf die letzten im Jahre 1986 durchgeführten Messungen. Pulshöhen, die kleiner als 30 (relative Einheit) wurden nicht dargestellt.

A.7 Software

In den während der Datennahme auf dem Online Computer laufenden Programmen wird die Kleinwinkel-Luminosität ständig berechnet.

Beim Kopieren der Daten von Ereignissen auf Bänder wird automatisch die Kleinwinkel-Luminositätsliste

F31CBA.LOG.BHABHA.SALUMI

durch das Programm LUMILI geführt.

Zur gelegentlichen Überprüfung der Hardware und der Pulshöhenverteilungen kann man die Befehlsliste LUMP ausführen lassen, die dann den sogenannten LUMIJOB arbeiten läßt.

Diese Programme befinden sich auf

F31BRC.SALUMI.SOURCE.

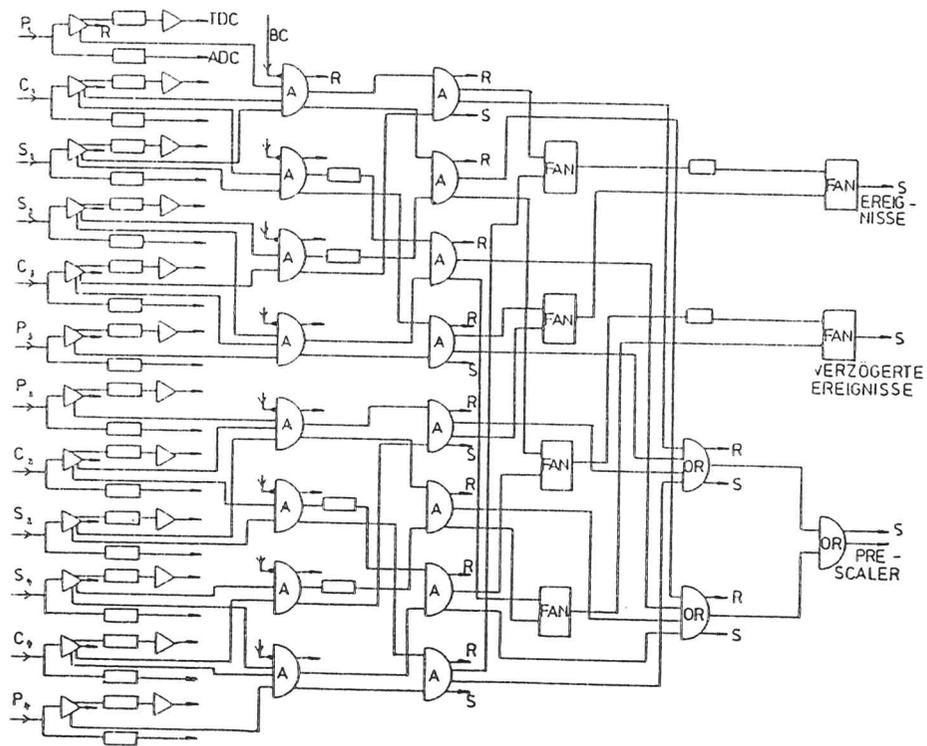


Abbildung A.3: Schaltplan des Luminositätsmonitors - Teil I.

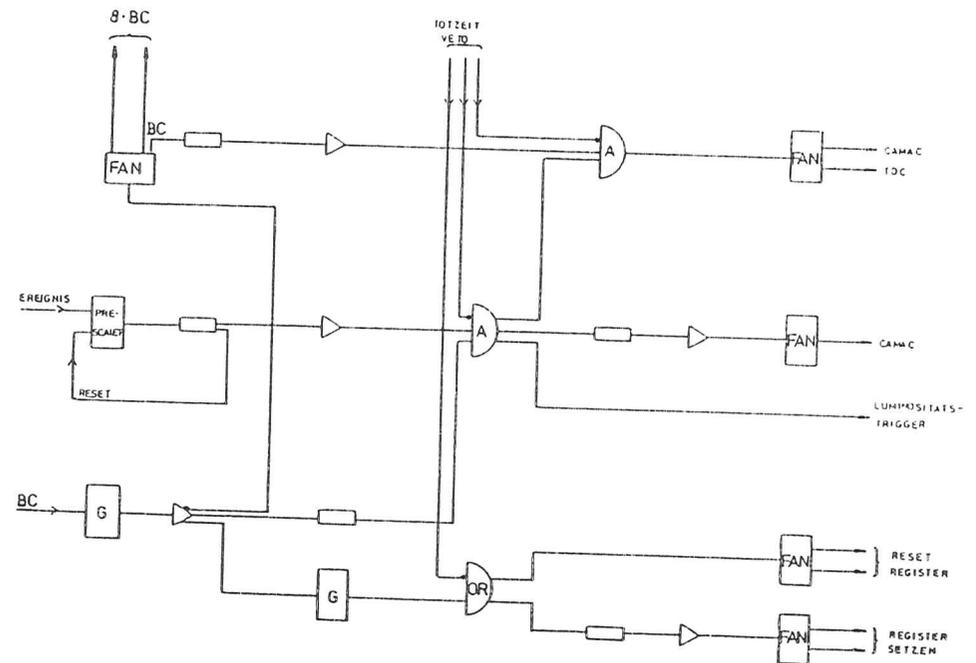


Abbildung A.4: Schaltplan des Luminositätsmonitors - Teil II.

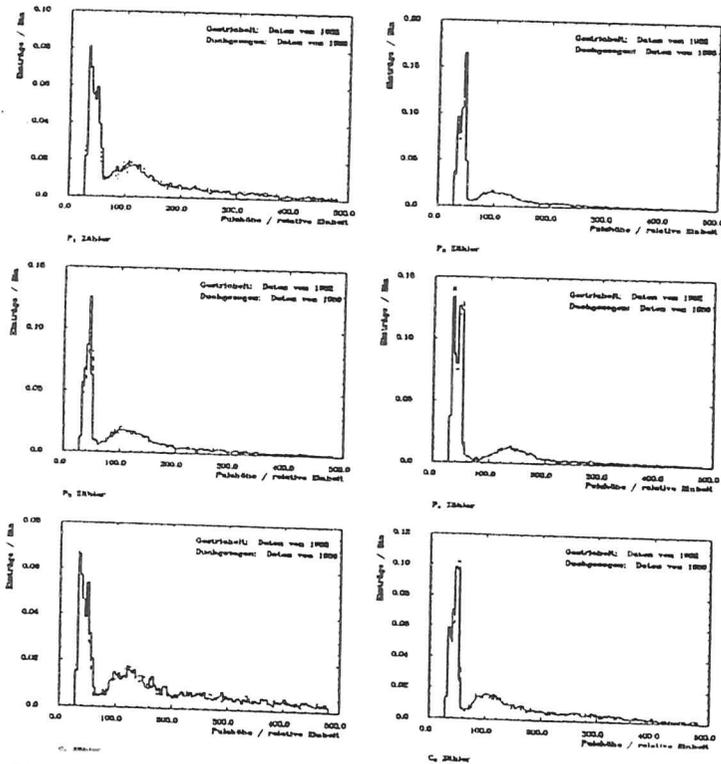


Abbildung A.5: Pulshöhenverteilungen der Zähler: Pulshöhen unter 30 (relative Einheiten) wurden nicht dargestellt. Die Fläche wurde auf 1 normiert.

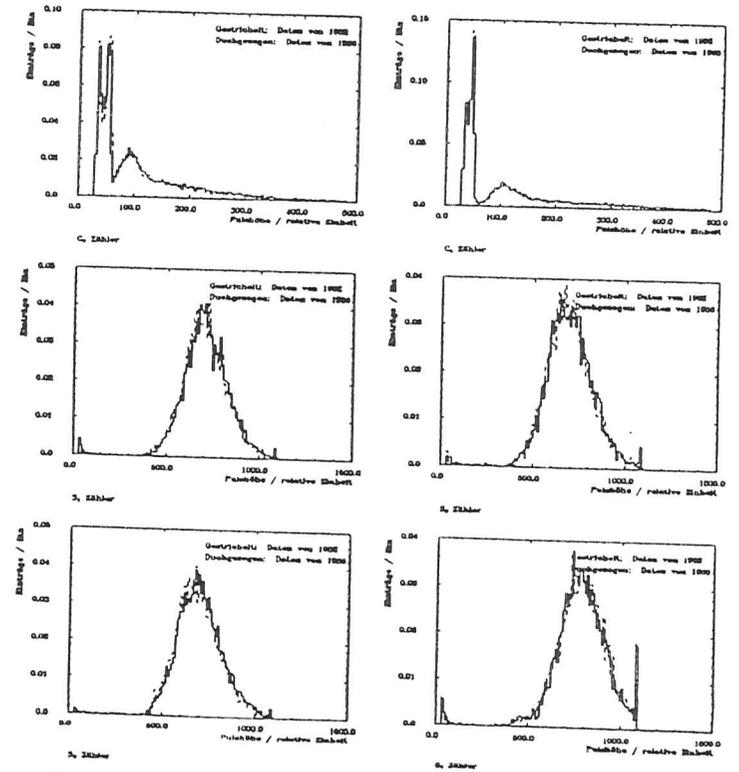


Abbildung A.6: Pulshöhenverteilungen der Zähler: Pulshöhen unter 30 (relative Einheiten) wurden nicht dargestellt. Die Fläche wurde auf 1 normiert.

Quellenverzeichnis

- [AIIH85] H. Aihara et al.
Z. Phys. C **27** (1985) 187.
- [AIW82] D. Andreasyan, J. Irion, A. Weinstein
"Test of a Prototype for the DORIS Luminosity Monitor", CRYSTAL BALL Note no. 317 (1982).
- [AVO87] A. Voigt
"Spektren hochenergetischer Pionen im Energiebereich der $\Upsilon(1S)$ -Resonanz", Diplomarbeit, Universität Hamburg (1987)
- [BAR85] W. Bartel et al.
Z. Phys. C **28** (1985) 343.
- [BEH83] H. J. Behrend et al.
Z. Phys. C **20** (1983) 207.
- [BEH85] S. Behrends et al.
Phys. Rev. D **31** (1985) 2161.
- [BER80] F. A. Berends, R. Kleiss
"Distributions in the Process $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ ", Nuclear Physics **B177**,(1982) 237-262.
- [CRA75] J. F. Crawford, E. B. Hughes, L. H. O'Neill and R. E. Rand
"A precision Luminosity Monitor for use at Electron-Positron Storage Rings", Nuclear Instruments and Methods **127** (1975) 173-182.
- [DRE87] A. Drescher
"Messung der inklusiven Spektren von π^0 - und η -Mesonen im Energiebereich der Υ -Resonanzen mit dem ARGUS Detektor", Dissertation, Universität Dortmund (1987)
- [FIL82] G. Folger, J. Irion, B. Lurz
"Testbeam Results on Shower-Counters for the CRYSTAL BALL luminosity monitor", CRYSTAL BALL Note.
- [FOL86] G. Folger
"Suche nach monochromatischen Linien im Energiespektrum inklusiver Photonen in hadronischen Zerfällen der $\Upsilon(1S)$ -Resonanz mit dem CRYSTAL BALL Detektor bei DORIS", Dissertation, Universität Erlangen Nürnberg (1986)
- [GAI82] J. E. Gaiser
"Charmonium Spectroscopy from radiative Decays of the J/Ψ and Ψ' ". PhD Dissertation, Stanford University (1982)
- [GAS82] J. Gasser, H. Leutwyler
"Quark Masses", Physics Reports **87**, No. 3 (1982) 77-169.
- [GLA86] G. Glaser
"Energieeichung des CRYSTAL BALLS bei DORIS II mit QED 3-Teilchen Ereignissen", Diplomarbeit, Universität Erlangen Nürnberg (1986)
- [IRI82] J. Irion
"Luminosity Monitor Constant for DORIS", CRYSTAL BALL Note no. 322 (1982).
- [IRI84] J. Irion
"Status of the small-angle normalization constant", CRYSTAL BALL Note no. 600 (1984).
- [KIR86] I. Kirkbride
Persönliche Mitteilung
- [KOB86] M. Kobel
"A Study of the Process $\Upsilon(1S) \rightarrow \mu^+\mu^-$ using the CRYSTAL BALL Detektor", Diplomarbeit, Universität Erlangen Nürnberg (1986)
- [KOL78] K. Koller et al.
Nucl. Phys. **B140** (1978) 449
- [KON85] A. C. König
"Hadron Production in Electron-Positron Annihilation below the Bottom-Threshold", PhD Dissertation, Universiteit van Nijmegen (1985)
- [KOP86] M. Kobel
Persönliche Mitteilung
- [LEE85] R. A. Lee
"Radiative Decays of the ψ' to all-Photon final States", PhD Dissertation, Stanford University (1985)

- [LOR81] E. Lohrmann
"Hochenergiephysik", Teubner Studienbücher, Stuttgart (1981)
- [LUMIN] Mitglieder der CRYSTAL BALL Kollaboration
"Luminosity Monitor Book 1" und "Luminosity Monitor Book 2",
Standort: CRYSTAL BALL Kontrollraum.
- [LUM86] K. O. Wachs
"Luminosity Report", Interne CRYSTAL BALL Mitteilung, Ok-
tober 1986
- [ORE80] M. J. Oreglia
"A Study of the Reaction $\psi' \rightarrow \gamma\gamma\psi$ ", PhD Dissertation, Stanford
University (1980)
- [PDG86] The Particle Data Group
"Review of Particle Properties", Reviews of Modern Physics 56,
No.2, Part II. (1986)
- [PER82] D. H. Perkins
"Introduction to High Energy Physics", 2nd Edition, Addison-
Wesley Publishing Company (1982)
- [PLU82] R. Plunkett,
(CLEO), Cornell University, Thesis, 1982
- [SCH78] D. L. Scharre et al.
Phys. Ref. Lett. 41 (1978) 1005.
- [SCH86] J. Schütte
"Suche nach radiativen Zerfällen der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz", Diplom-
arbeit, Universität Erlangen Nürnberg (1986)
- [SKW86] T. Skwarnicki
"A Study of the Radiative Cascade Transitions between the
Upsilon-prime and the Upsilon Resonances", PhD Dissertation,
Institut of Nuclear Physics, Cracow (1986)
- [SLW84] Sau Lan Wu
"e⁺e⁻-Physics at PETRA - The first five years", DESY 84-028
- [WAC86] K. O. Wachs
Persönliche Mitteilung

Danksagung

Allen Mitgliedern der CRYSTAL BALL Kollaboration möchte ich für ihre Bemühungen danken, die zum Gelingen des Experimentes und dem Vorankommen dieser Arbeit beigetragen haben.

Herr Prof. Dr. J. K. Bienlein hat diese Arbeit nicht nur sehr intensiv betreut - er war auch ein guter Ansprechpartner für Fragen, die über das Studium hinausgingen!

Karl O. Wachs möchte ich für seine ständige Hilfsbereitschaft danken - ohne seine vielen aufwendigen Programme und ohne die häufigen Hilfestellungen bei der Lösung physikalischer und computertechnischer Probleme hätte diese Arbeit wesentlich länger gedauert.

Mit Andreas Voigt konnte ich jederzeit physikalische und technische Aspekte dieser Diplomarbeit ausführlich besprechen. Er hat viel Zeit investiert, um mich in die Handhabung des Großrechners einzuführen und hat mir mehrere Programme überlassen.

Wes Metzger hat sehr viel Arbeit mit der Erzeugung mehrerer 100.000 simulierter hadronischer Ereignisse gehabt.

Prof. Dr. Strobusch danke ich dafür, daß er sich als Gutachter dieser Arbeit zur Verfügung stellte.

Die Korrekturleser dieser Arbeit, Beate Börner, Jörg Feikes, Gunter Folger, Andreas Voigt und Karl O. Wachs haben sehr viele kleine und große Fehler entdeckt.

Andreas Drescher danke ich für das Überlassen der von ihm preparierten GEP-Datensätze, die die π^0 -Spektren mehrerer Experimente beinhalten.

Frau U. Rehder hat freundlicherweise einige Zeichnungen angefertigt.

Nicht zuletzt möchte ich meinen Eltern für deren stetige und großzügige finanzielle Hilfe danken, ohne die mein Studium kaum möglich gewesen wäre.

Dem DESY danke ich für die erstklassigen Arbeitsbedingungen und die mehreren tausend Minuten Rechenzeit, die diese Arbeit gekostet hat.

Erlärung

Ich versichere, daß ich die vorliegende Arbeit selbständig und ausschließlich unter Benutzung der angegebenen Hilfsmittel und Quellen angefertigt habe.

Hamburg, Juli 1987 Kay Michael Brockmüller
(Kay Michael Brockmüller)