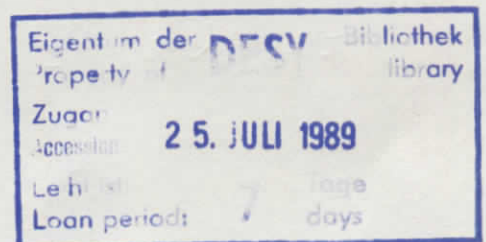


Interner Bericht  
DESY F31-89-03  
Mai 1989

# Messung des Spektrums direkter Photonen aus Zerfällen der $\Upsilon(1S)$ -Resonanz

Den Naturwissenschaftlichen Fakultäten  
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg  
zur  
Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt von  
Jörg Schütte  
aus Detmold



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

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

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

Interner Bericht  
DESY F31-89-03  
Mai 1989

Messung des Spektrums  
direkter Photonen aus  
Zerfällen der  $\Upsilon(1S)$ -Resonanz

Den Naturwissenschaftlichen Fakultäten  
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg  
zur  
Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt von

Jörg Schütte

aus Detmold

Als Dissertation genehmigt von den Naturwissenschaftlichen  
Fakultäten der Universität Erlangen-Nürnberg

Tag der mündlichen Prüfung :	12. Mai 1989
Vorsitzender der Promotionskommission :	Professor Dr. M. Schulz
Erstberichterstatter :	Professor Dr. H. Wegener
Zweitberichterstatter :	Professor Dr. J. Bienlein

## Zusammenfassung

Mit dem Crystal Ball-Detektor wurde am  $e^+e^-$ -Speicherring DORIS II das Spektrum der direkten Photonen von der  $\Upsilon(1S)$ -Resonanz gemessen. Diese Photonen stammen aus den Zerfällen der  $\Upsilon(1S)$ -Resonanz in ein direktes Photon und zwei Gluonen  $\Upsilon \rightarrow \gamma gg \rightarrow \gamma + \text{Hadronen}$ . Aus der Anzahl der direkten Photonen und der Anzahl der Zerfälle  $\Upsilon \rightarrow ggg \rightarrow \text{Hadronen}$  wurde das Verhältnis  $B_\gamma = \Gamma(\Upsilon \rightarrow \gamma gg)/\Gamma(\Upsilon \rightarrow ggg) = (2.7 \pm 0.2 \pm 0.4)\%$  bestimmt. Mit Hilfe dieses Verhältnisses  $B_\gamma$  wurde die starke Kopplungskonstante  $\alpha_s$  im  $\overline{MS}$ -Schema bei  $Q^2 = (1.5 \text{ GeV})^2$  zu  $\alpha_s = 0.25 \pm 0.02 \pm 0.04$  bestimmt.

Verschiedene theoretische Vorhersagen der Form des Photonenspektrums wurden an unsere Meßdaten angepaßt. Während die QCD-Vorhersage in Störungsrechnung in niedrigster Ordnung in  $\alpha_s$  ausgeschlossen werden kann, beschreibt das Modell von R. D. Field unsere Daten gut. Da die Form des Spektrums der hochenergetischen Photonen im Field-Modell wesentlich von dem nichtabelschen Charakter der QCD mitbestimmt wird, ist diese gute Übereinstimmung ein Hinweis auf die Selbstwechselwirkung der Gluonen.

## Abstract

Using the Crystal Ball detector at the  $e^+e^-$  - storage ring DORIS II we have measured the direct photon spectrum from the  $\Upsilon(1S)$ . These photons result from the decays  $\Upsilon \rightarrow \gamma gg \rightarrow \gamma + \text{hadrons}$ . From the number of direct photons and  $\Upsilon(1S) \rightarrow ggg \rightarrow \text{hadrons}$  decays we determine the ratio  $B_\gamma = \Gamma(\Upsilon \rightarrow \gamma gg)/\Gamma(\Upsilon \rightarrow ggg) = (2.7 \pm 0.2 \pm 0.4)\%$ . This ratio  $B_\gamma$  is used to deduce the strong coupling constant in the  $\overline{MS}$  scheme at  $Q^2 = (1.5 \text{ GeV})^2$  to be  $\alpha_s = 0.25 \pm 0.02 \pm 0.04$ . Various theoretical predictions of the form of the direct photon spectrum were fitted to our data. While the prediction of the shape of the spectrum by lowest order QCD can be ruled out, the model by R. D. Field fits our data well. Since the non-abelian character of the QCD plays an essential role in the Field-model, this good agreement is an indication for the selfinteraction of gluons.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>4</b>
2.1	Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik . . . . .	4
2.1.1	Elementarteilchen aus heutiger Sicht . . . . .	4
2.1.2	Wechselwirkungen im Standardmodell . . . . .	7
2.2	Die laufende Kopplungskonstante $\alpha_s$ und Renormierung . . . . .	9
2.3	Die $\Upsilon(1S)$ -Resonanz und der $\gamma\gamma\gamma$ -Zerfall . . . . .	15
<b>3</b>	<b>Beschreibung des Experiments</b>	<b>23</b>
3.1	Der Speicherring DORIS II . . . . .	23
3.2	Detektorbeschreibung . . . . .	26
3.3	Datenaufzeichnung und Standardanalyse . . . . .	30
<b>4</b>	<b>Ereignisselektion</b>	<b>35</b>
4.1	Einführung . . . . .	35
4.2	Verwendete Datensätze . . . . .	37
4.3	Selektion der $\gamma\gamma\gamma$ -Ereignisse . . . . .	40
<b>5</b>	<b>Photonenselektion</b>	<b>52</b>
5.1	Einführung . . . . .	52
5.2	Verhalten der Teilchen im Kalorimeter . . . . .	53
5.3	Selektion der Photonen . . . . .	58
<b>6</b>	<b>Untergrundsubtraktion</b>	<b>60</b>
6.1	Einführung . . . . .	60
6.2	Subtraktion des Kontinuumsbeitrags . . . . .	70
6.3	Subtraktion des resonanten Untergrundes . . . . .	72
6.4	Alternative Methode der Subtraktion des resonanten Untergrundes . . . . .	85
<b>7</b>	<b>Verfahren zur Ermittlung der Anzahl der direkten Photonen</b>	<b>88</b>
7.1	Einführung . . . . .	88
7.2	Anpassung von Modellen an das Photonenpektrum . . . . .	89
<b>8</b>	<b>Bestimmung und Diskussion der systematischen Fehler</b>	<b>93</b>
8.1	Einführung . . . . .	93
8.2	Systematischer Fehler der Analyse bei Verwendung der <i>SMOMP</i> -Fits . . . . .	94
8.3	Systematischer Fehler bei direkter Subtraktion des MC-Untergrundes . . . . .	103

<b>9</b>	<b>Ermittlung und Diskussion der Resultate</b>	<b>108</b>
9.1	Ermittlung der Ergebnisse . . . . .	108
9.2	Vergleich mit den $\Upsilon \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ -Analysen anderer Experimente . . . . .	113
9.3	Vergleich mit anderen Methoden der $\alpha_s$ -Bestimmung . . . . .	117
<b>10</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>123</b>
<b>A</b>	<b>Beschreibung der Größe <i>SMOMP</i></b>	<b>126</b>
<b>B</b>	<b>Beschreibung der Monte Carlo-Methode</b>	<b>134</b>
B.1	STEP1: Monte Carlo-Generatoren und Fragmentationsmodelle . . . . .	135
B.2	STEP2: Simulation des Detektors . . . . .	138
<b>C</b>	<b>Beschreibung der Fitprozedur</b>	<b>141</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>140</b>

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Renormierung der Masse und Kopplungskonstante	0
2.2	Renormierung von $\alpha_s$	11
2.3	$Q^2$ -Abhängigkeit von $\alpha_s$ und $\alpha_{em}$	13
2.4	Feynmandiagramme der Prozesse $e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen}$ und $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$	16
2.5	Darstellung des gemessenen $R$ -Wertes	17
2.6	Zerfälle der $\Upsilon(1S)$ -Resonanz	18
2.7	Modelle für die Form des Photonenspektrums	21
2.8	Selbstwechselwirkung der Gluonen im Zerfall $\Upsilon \rightarrow \gamma\gamma\gamma$	22
3.1	DESY, DORIS, und das Injektionssystem	24
3.2	Bhabha-Streuung und Paarvernichtung	25
3.3	Der Crystal Ball-Detektor	27
3.4	Geometrie des Kalorimeters	29
3.5	Darstellung des Innendetektors	30
3.6	Datenfluß	33
4.1	Gesamtenergieverteilung vor und nach den Schnitten 1 und 2	42
4.2	$E_{charged}$ vs. $E_{total}$ -Verteilung für Daten	44
4.3	$E_{trans}$ vs. $ \beta^i $ -Verteilung von Single Beam Daten und MC- $\gamma\gamma\gamma$ -Ereignissen	46
4.4	$E_{trans}$ vs. $ \beta^i $ -Verteilung von Colliding Beam Daten	47
4.5	$E_{tot}$ -Verteilung nach den Schnitten 3, 4 and 5	47
4.6	Selektionsakzeptanz der Schnitte 1,2 und 3,4,5	49
4.7	Akzeptanzkurve der Ereignis Selektion	50
4.8	Beispiel eines $\gamma\gamma\gamma$ -Ereignisses	51
5.1	Energieauflösungsfunktion für Bhabhaelektronen	55
5.2	Erklärung von $E1, E4, E13$ und des Molièreradius	56
5.3	Verteilung von $E4/E13$ für Photonen, Myonen und Daten	57
5.4	Energieverteilung aller Teilchen	58
5.5	E37S vs. $z$ -Verteilung von Photonenkandidaten aus Daten	61
5.6	E37S vs. $z$ -Verteilung von Photonenkandidaten aus Daten	62
5.7	Energieverteilung der Teilchen vor und nach der Photonenselektion	63
5.8	Akzeptanz der Photonenselektionsschnitte	64
5.9	Totale Akzeptanz der Ereignis- und Photonenselektion	64
6.1	$\pi^0$ -Zerfall im Ruhesystem	67
6.2	Verteilung der Öffnungswinkel als Funktion der Energie	69
6.3	Anteil der $\pi^0$ s mit nur einem Bump	69
6.4	Die rohen Photonenspektren auf der Resonanz und im Kontinuum	70
6.5	Korrelationsdarstellung der $SMOMT$ -Werte der Photonenkandidaten	72
6.6	$SMOMT$ -Verteilungen für Photonenkandidaten mit $0.60 \leq z < 0.65$	73
6.7	Rohes Photonenspektrum aus den $\Upsilon(1S)$ -Zerfällen	74
6.8	$SMOMT$ -Fitbeispiel für Kanal $0.60 \leq z < 0.65$	76
6.9	$SMOMT$ -Fitresultate für $0.35 \leq z < 0.50$	77
6.10	$SMOMT$ -Fitresultate für $0.50 \leq z < 0.65$	78
6.11	$SMOMT$ -Fitresultate für $0.65 \leq z < 0.80$	79
6.12	$SMOMT$ -Fitresultate für $0.80 \leq z < 0.95$	80
6.13	$SMOMT$ -Fitresultat für $0.95 \leq z < 1.0$	81
6.14	Photonenspektrum und Untergrundspektrum aus den $SMOMT$ -Fits	82
6.15	Spektrn der Anfangs- und Endzustandsbremsstrahlung	83
6.16	Das direkte Photonenspektrum aus den $SMOMT$ -Fits	85
6.17	Monte Carlo-Simulation des gesamten Resonanzuntergrundes	87
6.18	Direktes Photonenspektrum aus der alternativen Untergrundsubtraktion	87
7.1	Direktes Photonenspektrum mit angepaßten Modellspektren	89
7.2	Alternatives Photonenspektrum mit angepaßten Modellspektren	91
8.1	Modifizierte $SMOMT$ -Verteilung von Monte Carlo $\pi^0$ s aus $\tau$ -Zerfällen	96
8.2	$SMOMT$ -Fitbeispiel mit verkleinerten Fitbereich	99
8.3	Vergleich der Resultate mit und ohne $\pi^0$ -Interpolation	101
8.4	Änderung der Photonenanzahl bei Variation des Schnittes auf $SMOMT$	105
9.1	Die beiden Crystal Ball-Photonenspektren mit angepaßten Vorhersagen	109
9.2	Vergleich der direkten Photonenspektren verschiedener Experimente	114
9.3	Vergleich des $\Lambda_{QCD}^{MS}$ -Wertes verschiedener Experimente	122
A.1	Vergleich der $SMOMT$ -Verteilungen von Monte Carlo-Photonen und $\pi^0$ s	129
A.2	Vergleich der $SMOMT$ -Verteilungen verschiedener Monte Carlo Photonen	130
A.3	Vergleich der $SMOMT$ -Verteilungen für Photonen aus Monte Carlo und Daten	131
A.4	Vergleich der $SMOMT$ -Verteilungen für $\pi^0$ s aus Monte Carlo und Daten	133



# Tabellenverzeichnis

2.1	Fundamentale Materie- und Austauschteilchen . . . . .	6
3.1	DORIS II . . . . .	25
4.1	Verwendete Datensätze . . . . .	38
7.1	Ergebnisse der Anpassung der Modelle an die Photonenspektren . . . . .	92
8.1	Bestimmung des systematischen Fehlers $\Delta N_7^{S_{\nu^4}}/N_7$ . . . . .	103
9.1	Die Anzahlen der Photonen aus den Crystal Ball-Photonenspektren . . . . .	110
9.2	Vergleich der $\alpha_s$ -Werte aller Messungen direkter Photonenspektren . . . . .	116

# Kapitel 1

## Einleitung

Die Aufgabe der Hochenergiephysik ist es, die Vielzahl der Erscheinungsformen der Materie durch wenige, elementare Teilchen und deren Wechselwirkungen untereinander zu beschreiben. Als fundamentale Konstituenten werden heute je drei Familien von Leptonen und Quarks angesehen. Zur Beschreibung der Wechselwirkungen wird nach einer Möglichkeit gesucht, die vier bekannten Wechselwirkungen (Gravitation, elektromagnetische-, schwache- und starke Wechselwirkung) im Rahmen einer Quantenfeldtheorie zu nur einer Wechselwirkung zu vereinigen. Angesichts der Unterschiede in der Stärke der verschiedenen Wechselwirkungen von bis zu 40 Größenordnungen (Gravitation/starke Wechselwirkung) liegt die Energieskala, auf der eine Vereinigung der Wechselwirkungen vorstellbar ist, weit außerhalb des durch gegenwärtige Teilchenbeschleuniger erreichbaren Energiebereiches von etwa 2 TeV. In den letzten Jahren ist es gelungen, die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung in einer Theorie der 'elektroschwachen Wechselwirkung' unter dem Aspekt der Invarianz der Wechselwirkung unter sogenannten 'Eichtransformationen' zu vereinigen. Diese Eichsymmetrie scheint sich als das dynamische Prinzip herauszustellen, unter dem eine weitere Vereinheitlichung der Wechselwirkungen vorstellbar sein könnte. Als Folge einer 'Brechung' der Eichsymmetrie bei den Energien unseres Erfahrungsbereiches erscheinen diesem Konzept gemäß die vier getrennten Wechselwirkungen.

Im Rahmen der Eichsymmetrien wird die starke Wechselwirkung als Eichsymmetrie unter der Eichgruppe  $SU(3)_c$  beschrieben; die entstehende Theorie heißt Quantenchromodynamik (QCD). In der starken Wechselwirkung ergibt sich die besondere Schwierigkeit, daß die starke Kopplung  $\alpha_s$  relativ groß ist und mit wachsendem Abstand (bzw. fallendem Quadrat des Viererimpulsübertrags  $Q^2$ ) rasch anwächst. Der Grund hierfür ist in der Selbstwechselwirkung der starken Austauschteilchen (der 'Gluonen') untereinander zu finden. Die Größe der Kopplung  $\alpha_s$  führt dazu, daß störungstheoretische Beschreibungen physikalischer Prozesse in niedriger Ordnung in  $\alpha_s$  nicht mehr verlässlich sind. Die Ergebnisse der Störungsrechnung in niedriger Ordnung  $\alpha_s$  hängen außerdem von einem zu bestimmenden Viererimpulsquadrat  $Q^2$  und von der Renormierungsvorschrift ab. Diese Ambiguitäten führen zu theoretischen Unsicherheiten in der Bestimmung der starken Kopplungskonstanten  $\alpha_s$ .

Insgesamt zeigt sich, daß wegen des starken Anstiegs der Kopplungskonstanten bei abnehmenden  $Q^2$  diese weder eine Konstante, noch der freie Parameter der Theorie ist. Der fundamentale Parameter der QCD ist vielmehr die Skala der starken Wechselwirkung  $\Lambda_{QCD}$ . Bei deren experimenteller Bestimmung übertragen sich jedoch alle bei der  $\alpha_s$ -Ermittlung auftretenden Unsicherheiten.

Der Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist die Messung des direkten Photonenspektrums aus dem Zerfall  $\Upsilon \rightarrow \gamma gg$  der  $\Upsilon(1S)$ -Resonanz. Bei der Untersuchung der Quantenchromodynamik ist die Ermittlung dieses direkten Photonenspektrums aus zwei Gründen von besonderem Interesse. Erstens gestattet die Messung der Partialbreite  $\Gamma(\Upsilon \rightarrow \gamma gg)$  eine Bestimmung von  $\alpha_s$ , die gegen Effekte höherer Ordnung und Änderungen des Renormierungsschemas im Vergleich zu anderen Messungen relativ unempfindlich ist. Dies liegt daran, daß die theoretische Vorhersage für  $\alpha_s$  aus dem Quotienten  $(\alpha_s \propto \Gamma(\Upsilon \rightarrow ggg)/\Gamma(\Upsilon \rightarrow \gamma gg))$  der Partialbreiten zweier Zerfälle besteht. Diese beiden Zerfälle sind aber hinsichtlich ihres Zwischenzustandes aus drei masselosen Bosonen von ähnlicher Struktur, sodaß die Hoffnung besteht, Korrekturen höherer Ordnung könnten sich im obigen Verhältnis bis zu einem gewissen Grad kompensieren.

Der zweite interessante Aspekt dieser Messung ist die Form des direkten Photonenspektrums. Aus der Vorhersage des Photonenspektrums in Störungsrechnung in niedrigster Ordnung von  $\alpha_s$  wird ein Maximum des Spektrums bei der höchstmöglichen Photonenergie  $E_\gamma = E_{beam}$  erwartet. Dieser Zerfall in ein Photon mit  $E_\gamma = E_{beam}$  ist kinematisch nur möglich, wenn die invariante Masse der mit dem direkten Photon auftretenden Gluonen  $m_g = 0$  ist. Die Selbstwechselwirkung der Gluonen würde zur Bremsstrahlung weiterer Gluonen und so zu einer invarianten Masse  $m_g \neq 0$  führen. Eine Unterdrückung des Photonenspektrums bei hohen Energien ist deshalb ein Hinweis auf die Selbstwechselwirkung der Gluonen.

Zunächst werden in der vorliegenden Arbeit im zweiten Kapitel einige theoretische Grundvorstellungen skizziert. Nach einem kurzen Überblick über die fundamentalen Teilchen und deren Wechselwirkungen untereinander, werden einige Renormierungsverfahren und die starke Kopplungskonstante  $\alpha_s$  vorgestellt. Im dritten Kapitel wird eine Beschreibung des Speicherrings DORIS II und des Crystal Ball-Detektors gegeben, wobei die Detektorbeschreibung sich auf die für diese Analyse besonders wichtigen Komponenten beschränkt. Im vierten Kapitel wird die Selektion der  $\gamma\gamma$ -Ereignisse geschildert, wobei die Beschreibung einiger, bei der  $e^+e^-$ -Vernichtung auftretender Ereignisklassen, an den Anfang des Kapitels gestellt wurde. Die Selektion der Photonenkandidaten wird im fünften Kapitel von einer Beschreibung der Wechselwirkung verschiedener Teilchensorten mit dem Detektormaterial angeführt. Der Subtraktion des im wesentlichen von Kontinuumsprozessen und  $\pi^0$ 's herrührenden Untergrundes im Spektrum der Photonenkandidaten ist das sechste Kapitel gewidmet. Die Ermittlung der Anzahl der direkten Photonen aus dem Photonenspektrum durch Anpassung theoretischer Modelle an den gemessenen

Teil des Spektrums wird in dem siebten Kapitel erläutert. Das achte Kapitel umfaßt die Bestimmung und Diskussion der systematischen Fehler an dem Photonenspektrum. Es wird sich zeigen, daß insbesondere die Subtraktion des Untergrundes eine Quelle großer systematischer Unsicherheiten darstellt, die sowohl die Form als auch die Amplitude des direkten Photonenspektrums deutlich beeinflussen kann. Im neunten und letzten Kapitel werden schließlich die Ergebnisse diskutiert und mit Ergebnissen aus gleichartigen Messungen anderer Kollaborationen und denen andersartiger Experimente verglichen.

Die Crystal Ball Collaboration ist international zusammengesetzt, die Fachsprache ist Englisch. Deshalb werden in dieser Arbeit einige englische Fachausdrücke verwendet, die an gegebener Stelle erklärt werden.

## Kapitel 2

### Theoretische Grundlagen

Der Fortschritt in der Hochenergiephysik der letzten 15 Jahre bei der Lösung der in der Einleitung skizzierten Aufgabe fand auf zwei Gebieten gleichzeitig statt. Auf der einen Seite wurde mit Entdeckung des Konzepts der Quarks eine Substruktur der bis Anfang der sechziger Jahre bekannten 'Elementarteilchen' aufgeklärt.

Auf der anderen Seite gelang es, die Wechselwirkungen zwischen den Materieteilchen als Folge der Forderung nach lokaler Eichinvarianz zu beschreiben und die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung unter diesem Aspekt der Eichsymmetrie zu vereinigen. Damit ist auch der Weg zur Vereinigung der 'elektroschwachen' und starken Wechselwirkung gewiesen. Die Beschreibung der elektroschwachen und der starken Wechselwirkung als Eichtheorien mit drei, die einzelnen Wechselwirkungen charakterisierenden Eichgruppen wird 'Standardmodell der Elementarteilchenphysik' genannt.

Entsprechend den beiden geschilderten Erkenntnissen wird die folgende, kurze Beschreibung des aktuellen Rahmens der Hochenergiephysik in eine Betrachtung der fundamentalen Teilchen und deren Wechselwirkung untereinander geteilt. Umfassendere Darstellungen des Standardmodells finden sich u. a. in [1,2,3].

#### 2.1 Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik

##### 2.1.1 Elementarteilchen aus heutiger Sicht

Der Begriff 'elementar' im Zusammenhang mit Teilchen hat eine bis in die Antike zurückreichende Geschichte und bedeutet im wesentlichen 'strukturlos' bzw. 'nicht zusammengesetzt'. In diesem Sinne mußten viele, zunächst als elementar bezeichnete Teilchen, dieses Prädikat auf bzw. an andere Teilchen weitergeben. In Tabelle 2.1 sind die aus heutiger Sicht elementaren Teilchen zusammengefaßt, wobei sie in die die Materie aufbauende 'Materieteilchen' und die die Wechselwirkungen zwischen ihnen vermittelnden 'Austauschteilchen' unterteilt sind. Die Materieteilchen sind in die elektroschwach wechselwirkenden Leptonen und die stark und elektroschwach wechselwirkenden Quarks unterteilt, wobei jeweils die linkshändigen

Fermionen zu schwachen Isospindoublets zusammengefaßt sind. Während alle Leptonen an der schwachen Wechselwirkung teilnehmen, trägt nur ein Teil elektrische Ladung. Bislang gibt es keinen Hinweis auf eine starke Wechselwirkung der Leptonen. Die elektrisch geladenen, massiven Leptonen sind jeweils mit einem masselosen, elektrisch neutralen Teilchen (Neutrino) assoziiert. Da es bisher kein Anzeichen für Abweichungen von der Punktförmigkeit der Leptonen gibt, werden sie als elementare Teilchen betrachtet. Das einzige, bisher noch nicht direkt beobachtete Lepton in Tabelle 2.1 ist das  $\tau$ -Neutrino  $\nu_\tau$ .

Von größerem Interesse als die Leptonen sind für diese Arbeit die sogenannten 'Quarks'. Zunächst wurden die leichten Quarks  $u, d$  und  $s$  von M. Gell-Mann [5] und G. Zweig [6] 1964 aus Symmetriebetrachtungen als hypothetische, fundamentale Teilchen mit drittelzahliger elektrischer Ladung, drittelzahliger Hyperladung und drittelzahliger Baryonenzahl eingeführt. Die bekannten Hadronen sollten aus diesen Quarks aufgebaut sein, wobei Baryonen aus drei Quarks  $qqq$  und Mesonen aus einem Quark-Antiquarkpaar  $q\bar{q}$  bestehen sollten.

Tatsächlich ergaben einige Jahre später am SLAC durchgeführte, tief inelastische Elektron-Proton-Streuexperimente, daß sich die gestreuten Elektronen so verhalten, als ob sie an punktförmigen Teilchen im Proton gestreut würden [7]. Sie wurden von R. Feynman 'Partonen' [8] genannt und später mit den Quarks identifiziert. Weitere experimentelle Bestätigung erfuhr das Quarkmodell durch die Entdeckung der Mesonenfamilien  $J/\psi, \psi(2S), \psi(3S)$  [9] und  $\Upsilon(1S), \Upsilon(2S), \Upsilon(3S)$  [10], welche aus den schweren Quarks  $c$  und  $b$  (und deren Antiteilchen) bestehen. Die Spektroskopie dieser schweren Quark-Antiquark-Systeme ist derzeit Gegenstand intensiver Forschung (siehe z. B. [11]); da sich die vorliegende Arbeit mit einem speziellen Zerfall des  $\Upsilon(1S)$  beschäftigt, kehren wir zu dieser Resonanz weiter unten zurück. Schließlich liefert die Beobachtung von 2- und 3-Jet-Ereignissen bei PETRA (1979) nicht nur einen Beweis für die Existenz der Quarks, sondern auch der Gluonen.

Um die Hadronen im Einklang mit dem Pauli-Prinzip aus Quarks aufbauen zu können, mußte eine neue Ladungsquantenzahl, 'Farbe' genannt, eingeführt werden [12], welche im Rahmen der QCD die Ladung der starken Wechselwirkung darstellt. Während die Quarks eine der drei Farben rot (r), grün (g) oder blau (b) und die Antiquarks analog Antifarben tragen (r, g oder b), besitzen die Wechselwirkungsteilchen der starken Wechselwirkung (die 8 Gluonen) die in Tabelle 2.1 gezeigten Farbe-Antifarbe-Kombinationen. Da bislang noch kein freies Quark beobachtet worden ist, konnte auch dessen Farbladung nicht direkt untersucht werden. Statt dessen wird durch ein sogenanntes 'Farbdogma' postuliert, daß sich die Quarks so zu Hadronen zusammenschließen, daß sich ihre Farbladungen nach außen hin kompensieren. Trotzdem konnte durch eine Reihe indirekter Beweise, wie z. B. aus der Zerfallsbreite des  $\pi^0$ s oder dem weiter unten erklärten  $R$ -Wert, das Konzept der Farbe bestätigt werden. Der Einfluß der Quarks in Hadronen und damit die Unbeobachtbarkeit freier Quarks wird auch 'Confinement' genannt (siehe auch

Materieteilchen		$T$	$T_3$	$Y$	$q/e$	Farbe
Leptonen	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	1/2	+1/2	-1	0	–
	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$	1/2	-1/2	-1	1	–
	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$	0	0	-2	-1	–
Quarks	$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L$	1/2	+1/2	1/3	2/3	$r, g, b$
	$\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L$	1/2	-1/2	1/3	-1/3	$r, g, b$
	$\begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$	0	0	4/3	2/3	$r, g, b$
	$u_R$	0	0	4/3	2/3	$r, g, b$
	$c_R$	0	0	-2/3	-1/3	$r, g, b$
	$d_R$	0	0	-2/3	-1/3	$r, g, b$
Austauschteilchen						
Intermediäre Vektorbosonen	$W^+$	1	+1	0	+1	–
	$W^-$	1	-1	0	-1	–
	$Z^0$	1	0	0	0	–
Photon	$\gamma$	0	0	0	0	–
Gluonen	$g$	0	0	0	0	$r, b, r\bar{g}, g\bar{r}$ $g\bar{b}, b\bar{r}, b\bar{g}$ $\frac{1}{\sqrt{2}}(r\bar{r} - b\bar{b})$ $\frac{1}{\sqrt{6}}(r\bar{r} + b\bar{b} - 2g\bar{g})$
Higgsteilchen						
Higgs	$\begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$	1/2	+1/2	1	1	–
		1/2	-1/2	1	0	–

Tabelle 2.1: Fundamentale Teilchen und deren Quantenzahlen;  $T$  bezeichnet den schwachen Isospin,  $T_3$  dessen dritte Komponente,  $Y$  ist die schwache Hyperladung,  $q/e$  die elektrische Ladung in Einheiten der Elementarladung und 'Farbe' gibt die möglichen Farbzustände der stark wechselwirkenden Teilchen an. Die eckigen Klammern am tauonischen Neutrino  $\nu_\tau$  und am  $t$ -Quark sollen anzeigen, daß diese Teilchen experimentell bislang noch nicht nachgewiesen wurden.

Anhang B, 'Fragmentationsmodelle').

In Tabelle 2.1 werden die linkshändigen Quarks wieder in schwache Isospindoublets zusammengefaßt, während die rechtshändigen als schwache Isospinsingulets auftauchen. Die ( $T_3 = \pm 1/2$ )-Komponenten der schwachen Isospindoublets tragen dabei Striche um anzudeuten, daß die schwach wechselwirkenden Quarks keine Masseneigenzustände mehr sind, sondern Mischungen aus diesen; die Matrix der Mischungswinkel heißt Kobayashi-Maskawa-Matrix [13]. Die Zusammenfassung der Quarks zu Isospindoublets und die Symmetrie zwischen den Leptonen- und Quarkfamilien läßt ein weiteres, bislang jedoch noch unentdecktes 'top'-Quark  $t$  erwarten. Der Zweck des sogenannten 'Higgs-Doublets' wird weiter unten erwähnt.

### 2.1.2 Wechselwirkungen im Standardmodell

Bei der Einführung der Quarks wurde der ordnende Charakter von Symmetrien in der Physik sichtbar. In der modernen Beschreibung der Wechselwirkung geht man ebenfalls von speziellen Symmetrien, den sogenannten 'Eichsymmetrien', aus. Die Quantenelektrodynamik (QED) war die erste, als Eichfeldtheorie formulierte Wechselwirkung. Die Lagrangedichte der QED stellt sich als invariant unter der Gruppe der globalen Phasentransformationen  $\psi_e \rightarrow \psi'_e(x) = e^{i\varphi} \psi_e(x)$ , nicht aber unter der Gruppe der lokalen Eichtransformationen ( $\varphi = \varphi(x)$ ) heraus ( $\psi_e$  ist die Wellenfunktion des Elektrons); die Gruppe der Phasentransformationen  $U(1)$  ist die 'Eichgruppe' der QED. Um dennoch eine Invarianz unter den lokalen Eichtransformationen zu erreichen, wird ein 'Eichfeld'  $A_\mu$  eingeführt und zu der freien Lagrangedichte der Term  $L_{WV} = -e \psi_e \gamma^\mu \psi_e A_\mu$  addiert. Durch geeignete Mittlansformation des Eichfeldes kann so die symmetriebrechende Änderung der freien Lagrangedichte gerade kompensiert werden. Das Eichfeld  $A_\mu$  wird mit dem elektromagnetischen Viererpotential identifiziert, dessen 'Eichfreiheit' bereits bekannt war und der Term  $L_{WV}$  beschreibt die Wechselwirkung des Materiefeldes mit dem elektromagnetischen Feld.

Die Verallgemeinerung der oben beschriebenen  $U(1)$ -Symmetrie auf die Forderung nach Invarianz unter lokalen Eichtransformationen der nichtabelschen Gruppe  $SU(2)$  untersuchten zuerst Yang und Mills [14]. Glashow [15], Salam [16] und Weinberg [17] faßten die Gruppe  $SU(2)$  als die der Rotationen in einem schwachen Isospinraum auf und verwendeten sie unter Einführung dreier Eichfelder  $W_\mu^{1,2,3}$  zur Beschreibung der schwachen Wechselwirkung. Darüber hinaus vereinigten sie die elektromagnetische und schwache Wechselwirkung, indem sie aus  $U(1)$  und  $SU(2)$  die Symmetriegruppe  $G$

$$G = SU(2) \otimes U(1) \quad (2.1)$$

bildeten. Die dabei einzuführenden vier Eichfelder ergeben durch Kombination das Photon und die drei intermediären Vektorbosonen der schwachen Wechselwirkung. Die gemäß dem Noetherschen Theorem mit den Symmetrietransformationen erhaltenen Größen sind die dritte Komponente des schwachen Isospins  $T_3$  und die

schwache Hyperladung  $Y$ . Um den bis dahin noch masselosen Teilchen die Masse beschaffen zu können, wird ein weiteres schwaches Isospindublett ( $\Phi^+$ ,  $\Phi^0$ ) eingeführt [18], welches ein bislang noch nicht gefundenes Teilchen, das sogenannte "Higgssteilchen", zur Folge haben müßte.

Zur Beschreibung der starken Wechselwirkung behält man das Konzept der Eichtheorien bei und verlangt (ausgehend von den drei Farben der Quarks) Invarianz der Theorie gegenüber der Eichgruppe  $SU(3)_c$  (der Index  $c$  steht dabei für 'colour'); die entstehende Theorie ist die Quantenchromodynamik QCD. Die Eichgruppe  $SU(3)_c$  bedingt eine Einführung von acht masselosen Eichfeldern, den Gluonen. Daß die QCD ebenso wie die schwache Wechselwirkung eine nichtabelsche Eichtheorie ist, hat zur Folge, daß die Austauscheteilchen selbst wechselwirken können. Da die Gluonen entgegen den intermediären Vektorbosonen masselos sind, und die Kopplungskonstante  $\alpha_s$  verhältnismäßig stark ist, wird erwartet, daß sich der Effekt der Selbstkopplung der Austauscheteilchen in der QCD deutlicher auswirkt als in der schwachen Wechselwirkung.

Um aus der Lagrangedichte der Eichfeldtheorien die tatsächlich meßbaren Wirkungsquerschnitte zu erhalten, wird die jeweilige Wechselwirkung nach Potenzen der Kopplungskonstanten entwickelt. Die entstehende Störungsreihe kann durch Feynmandiagramme dargestellt werden, welche entsprechend den Feynmanregeln berechnet werden können (siehe hierzu z. B. [19]). Die entstehenden Ausdrücke stellen die Übergangsmatrixelemente dar, aus denen man die Übergangswahrscheinlichkeit des ungestörten Zustandes in die durch die Wechselwirkung 'gestörten' Zustände errechnen kann. Die Störungsreihe konvergiert umso schneller, je kleiner der Entwicklungsparameter  $\alpha$  ist. Während sich die QED-Resultate als gut beschreibbar durch Störungsrechnung erster Ordnung herausstellten, sind diese Approximationen wegen des relativ großen Wertes von  $\alpha_s$  nur bedingt vertrauenswürdig. Aus diesem Grunde ist mindestens die Errechnung der zweiten Ordnung Störungsrechnung nötig und selbst in diesem Fall ist nicht gesichert, daß höhere Ordnungen nicht wesentliche Beiträge liefern. Ein Beispiel dafür, daß die dritte Ordnung Störungsrechnung einen mit der zweiten Ordnung vergleichbaren Beitrag liefert, findet sich in der Berechnung des  $R$ -Wertes [20,21]. Auf diese schlechte Konvergenz der Störungsreihe in der QCD wird an gegebener Stelle zurückzukommen sein.

Die in diesem Abschnitt gegebene Klassifizierung der Elementarteilchen und die Beschreibung der Wechselwirkungen im Rahmen der Eichfeldtheorien (Glashow-Salam-Weinberg-Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung und QCD) wird oft als 'Standardmodell der Elementarteilchenphysik' bezeichnet. Dieses Modell hat sich bei der Beschreibung und Vorhersagen physikalischer Phänomene als sehr erfolgreich erwiesen. Beispiele dafür sind das Auffinden der intermediären Vektorbosonen im theoretisch vorhergesagten Massenbereich, die Messung neutraler, schwacher Ströme oder die Beobachtung der Gluonen in 3-Jet-Ereignissen.

Als unbefriedigend wird empfunden, daß das Standardmodell als Kandidat einer mi-

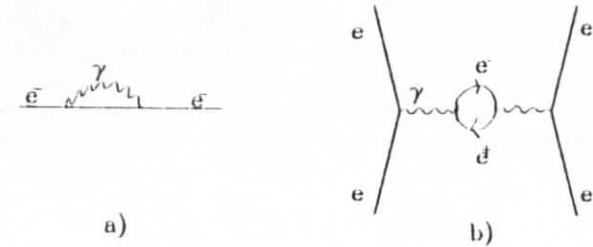


Abbildung 2.1: Die möglichen Feynmandiagramme a) einer virtuellen Photonenschleife und b) eines virtuellen Elektronen-Positron-Paares 'renormieren' a) die Masse des Elektrons und b) die Kopplungskonstante.

nimalen, fundamentalen Theorie zu viele freie Parameter enthält (21 Parameter). Außerdem sollten das Higgs-Boson und das  $t$ -Quark gefunden werden. Insbesondere gestaltet sich die experimentelle Bestätigung der QCD-Vorhersagen wegen der begrenzten Aussagefähigkeit der störungstheoretischen Rechnungen und der großen Komplexität der Berechnungen der Terme höherer Ordnung schwierig. Verbunden mit dem nichtabelschen Charakter bzw. der relativ großen Kopplungskonstanten  $\alpha_s$ , ist ein weiteres Problem in der QCD: Da man nur bis zu bestimmten Ordnungen rechnet, bleibt das angewandte Verfahren zur Renormierung in den Vorhersagen sichtbar.

## 2.2 Die laufende Kopplungskonstante $\alpha_s$ und Renormierung

Bildet man die Störungsreihe zu einem Wechselwirkungsterm und stellt die Beiträge als Feynmandiagramme dar, so findet man unter anderem die in Abbildung 2.1 gezeigten Diagramme. Berechnet man etwa den Beitrag aus Abbildung 2.1 a) gemäß den Feynmanregeln, so hat man über die Impulse  $q$  der virtuellen Photonenschleife zu integrieren; dieses Integral ist für  $q \rightarrow \infty$  logarithmisch divergent. Auch die Berechnung des Graphen 2.1 b) führt zu einem unendlichen Ausdruck. Um eine Theorie mit endlichen Wirkungsquerschnitten zu erhalten, muß man mittels eines sogenannten 'Renormierungsverfahrens' die Divergenzen eliminieren. Die Idee dabei ist, die in der 'nackten' Lagrangedichte auftauchenden Größen wie die Elektronenmasse oder die Kopplungskonstante  $\alpha$  als un beobachtbare, unendliche Größen

anzusehen. Die bei der Berechnung der Graphen aus Abbildung 2.1 auftretenden Divergenzen kompensieren gerade die Unendlichkeiten der 'nackten' Größen, so daß nach der Renormierung nur endliche Größen übrigbleiben. Der 'Selbstwechselwirkungsgraph' in Abbildung 2.1 wird so zur 'Massenrenormierung' verwendet, während der Graph in 2.1 b) die Kopplung zwischen den beiden Fermionen renormiert.

In dem Fall, daß alle Divergenzen in 'nackte' Größen absorbiert werden können, spricht man von einer renormierbaren Theorie. Das neben den abelschen Eichtheorien auch nichtabelsche Eichtheorien renormierbar sind, wurde von 't Hooft gezeigt [22]. Die erste Stufe des Renormierungsverfahrens nennt man Regularisierung und besteht in der Isolierung der Divergenzen und ihrer Darstellung z. B. in Form von Polen der  $\epsilon$ -Funktion. Obwohl es mehrere Regularisierungsverfahren gibt, wird allgemein die 'dimensionale Regularisierung' von 't Hooft und Veltman verwendet ([23], siehe weiter unten), bei dem das 4-dimensionale Raum-Zeit-Kontinuum formal auf  $4 + 2\epsilon$  Dimensionen erweitert wird. Da die Kopplungskonstante hierbei die Dimension einer Masse erhält, wird ein Masseparameter  $\mu$  eingeführt, um sie wieder dimensionslos zu machen. In der QED ist es üblich, für diesen Masseparameter die Elektronenmasse  $m_e$  zu verwenden, da sich dann die in Abbildung 2.1 b) gezeigte Divergenz in die 'nackte' Kopplungskonstante unter Entstehung einer effektiven Kopplungskonstanten  $\alpha_{em}(Q^2)$  absorbieren läßt:

$$\alpha_{em}(Q^2) = \frac{\alpha_{em}^0}{1 - \frac{\alpha_{em}^0}{3\pi} \ln \frac{Q^2}{m_e^2}} \quad (2.2)$$

Diese Beziehung gilt für  $Q \gg m_e$  und bedeutet, daß die elektromagnetische Kopplungskonstante bei einem bestimmten  $Q^2$  in Bezug auf die Kopplungsstärke bei einem anderen  $Q^2$ -Wert anzugeben ist, wobei als Bezugspunkt die Kopplungsstärke  $\alpha_{em}^0 \approx 1/137$  (sie heißt 'Feinstrukturkonstante') bei  $Q^2 \rightarrow 0$  gewählt wurde. Die eigentliche Konstante ist also die Feinstrukturkonstante, welche die elektromagnetische Kopplung im sogenannten 'Thompsonlimit' ( $Q^2 \rightarrow 0 \Rightarrow |r| \rightarrow \infty, |r|$  ist der Abstand zwischen den Ladungen) angibt. Eine anschauliche Vorstellung für die  $Q^2$ - bzw. Abstandsabhängigkeit ergibt sich aus dem Diagramm 2.1 b). Ein freies, 'nacktes' Elektron im Vakuum ist von einer Wolke virtueller  $e^+e^-$ -Paare umgeben, welche wegen des elektrischen Feldes des Elektrons polarisiert sind und so die Elektronenladung abschirmen. Testet man nun das elektrische Feld mit einer zweiten Ladung (d. h. mißt man  $\alpha_{em}$ ), so führt die Abschirmung zu einer Zunahme der Kopplungsstärke mit abnehmendem Abstand zwischen der Testladung und dem Elektron. Die unendlich große, 'nackte' Elektronenladung selbst ist praktisch un beobachtbar.

Um die Ergebnisse der QED auf den Fall der QCD zu übertragen, muß man berücksichtigen, daß zur  $Q^2$ -Abhängigkeit der Kopplungsstärke nicht nur die virtuellen Quark Antiquark Paare, sondern wegen des nichtabelschen Charakters der QCD auch virtuelle Gluonenschleifen beitragen können.

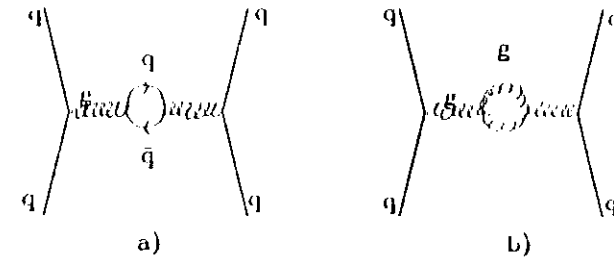


Abbildung 2.2: Die zur Modifizierung von  $\alpha_s$  beitragenden Feynmandiagramme a) der Vakuum polarisation und b) einer virtuellen Gluonenschleife.

Während die Vakuum polarisation wieder die elektrische Ladung der Quarks abschirmt, führen die virtuellen Gluonenschleifen zu einer Zunahme des Farbfeldes, da sie selber Farbe tragen. Insgesamt überwiegt die 'Antiabschirmung' der Gluonenschleifen, so daß die starke Kopplungskonstante  $\alpha_s$  im Gegensatz zu  $\alpha_{em}$  bei steigendem Abstand zunimmt. Dies bedeutet, daß der Bezugspunkt bei  $Q^2 \rightarrow 0$  für die Kopplungsstärke nicht mehr verwendet werden kann, da dort  $\alpha_s$  divergiert; aus diesem Grund ergibt sich auch keine 'natürliche' Skala (wie  $m_e$  in der QED) mehr. Darüber hinaus reicht es auch wegen der Größe von  $\alpha_s$  nicht mehr aus, die Berechnung der virtuellen Schleifen auf die erste Ordnung zu beschränken. Um die Kopplungskonstante in höheren Ordnungen berechnen zu können, geht man von der sogenannten 'Renormierungsgruppengleichung (RGE)' (siehe z. B. [24]) aus:

$$-\mu \frac{\partial \alpha_s}{\partial \mu} = \frac{\beta_0}{2\pi} \alpha_s^2 + \frac{\beta_1}{8\pi^2} \alpha_s^3 + \frac{\beta_2}{32\pi^3} \alpha_s^4 + \dots \quad (2.3)$$

Diese Gleichung drückt die Abhängigkeit der starken Kopplungskonstanten von dem bei der Renormierung eingeführten Masseparameter  $\mu$  aus. Die einzelnen Potenzen  $p$  von  $\alpha_s$  repräsentieren die virtuellen, divergenten Schleifen der Ordnung  $o = p - 1$ ; diese Ordnung  $o$  heißt auch 'loop-level'. Der Term der Ordnung  $p$  berücksichtigt bei der Renormierung jeweils sämtliche möglichen Graphen des loop levels  $p - 1$ . Bei den in der RGE auftauchenden, von der Eichgruppe bestimmten Faktoren  $\beta_0, \beta_1$  und  $\beta_2$  [25] ergibt sich eine weitere Schwierigkeit: während  $\beta_0$  und  $\beta_1$  vom Renormierungsschema unabhängig sind, ändert  $\beta_2$  abhängig von der Renormierungsvorschrift seinen Wert (in [25] wurde das  $\overline{MS}$ -Schema verwendet, siehe weiter unten). Die Faktoren haben die Werte

$$\beta_0 = 11 - \frac{2n_f}{3}$$

$$\beta_1 = 102 - \frac{38n_f}{3} \quad (2.4)$$

$$\beta_2 = \frac{2857}{2} - \frac{5033n_f}{18} + \frac{325n_f^2}{54}$$

wobei  $n_f$  die Anzahl der bei einem bestimmten  $Q^2$  zur Verfügung stehenden Quarksorten bezeichnet.  $n_f$  wird auch Anzahl der 'Quarkflavour' genannt und ist für  $\Upsilon(1S)$ -Zerfälle  $n_f = 4$  ( $u, d, c, s$ ). Um zur auf dem 2-loop-level renormierten Kopplungskonstanten  $\alpha_s$  zu gelangen, integriert man Gleichung 2.3 mit den Termen einschließlich  $\alpha_s^2$ :

$$-\int_{\mu_0}^{\mu} \frac{d\mu}{\mu} = \int_{\mu_0(\mu_0)}^{\mu(\mu)} \frac{8\pi^2 d\alpha_s}{\alpha_s^2(4\pi\beta_0 + \beta_1\alpha_s)} \quad (2.5)$$

Die untere Integrationsgrenze wird dabei mit der Referenzmassenskala  $\Lambda_{QCD}$ , die obere mit dem  $Q^2$ -Wert identifiziert. Da sich die Skala  $\Lambda_{QCD}$  im Gegensatz zur QED in der QCD nicht eindeutig anbietet, wird sie durch die Randbedingung  $\alpha_s(\mu_0 = \Lambda_{QCD}) \rightarrow \infty$  festgelegt. Mit einigen Näherungen [26] ergibt sich aus Gleichung 2.5:

$$\alpha_s = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f)\ln \frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^2}} \left[ 1 - 6 \frac{(153 - 19n_f)\ln(\ln \frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^2})}{(33 - 2n_f)^2 \ln \frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^2}} \right] \quad (2.6)$$

In Abbildung 2.3 ist die  $Q^2$ -Abhängigkeit von  $\alpha_s$  für verschiedene  $\Lambda_{QCD}$ -Werte dargestellt und mit der von  $\alpha_{em}$  verglichen.

Während der in dem gezeigten  $Q^2$ -Bereich kaum sichtbare Abfall der elektromagnetischen Kopplung  $\alpha_{em}$  mit fallendem  $Q^2$  experimentell schwierig zu messen ist, steigt  $\alpha_s$  bei fallendem  $Q^2$  so stark an, daß der Effekt experimentell verifizierbar sein sollte. Deutlich ist auch die logarithmische Divergenz von  $\alpha_s$  bei  $\sqrt{Q^2} = \Lambda_{QCD}$  (für  $\Lambda_{QCD}$  wurden die Werte  $\Lambda_{QCD} = 100, 150$  und  $250 \text{ MeV}$  eingesetzt) zu sehen. Bei der experimentellen Bestimmung von  $\alpha_s$  durch Vergleich von Meßergebnissen mit theoretischen Vorhersagen ergibt sich allerdings das bereits angedeutete Problem der Abhängigkeit perturbativer Vorhersagen von dem verwendeten Renormierungsschema.

Die QCD-Vorhersage einer Observablen  $\mathcal{O}$  läßt sich in eine Störungsreihe entwickeln:

$$\mathcal{O} = \alpha_s^N (1 + r_1\alpha_s + r_2\alpha_s^2 + \dots), \quad N > 0 \quad (2.7)$$

Beispiele dafür sind der  $R$ -Wert oder das im nächsten Abschnitt behandelte Partikelbreitenverhältnis  $B_\gamma = \Gamma(\Upsilon \rightarrow \gamma\gamma\gamma)/\Gamma(\Upsilon \rightarrow g\gamma\gamma)$ .

Bei der Berechnung der Koeffizienten  $r_i$  ergibt sich die Schwierigkeit, die auftretenden, ultravioletten Divergenzen mittels eines Renormierungsverfahrens zu beseitigen. Eine Änderung des Renormierungsverfahrens ändert die Werte der Koeffizienten  $r_i$ . Würde man bei der Berechnung der Störungsreihe sämtliche Ordnungen berücksichtigen, so hänge das Resultat nicht vom verwendeten Schema ab. Da man

## Kopplungsstärke

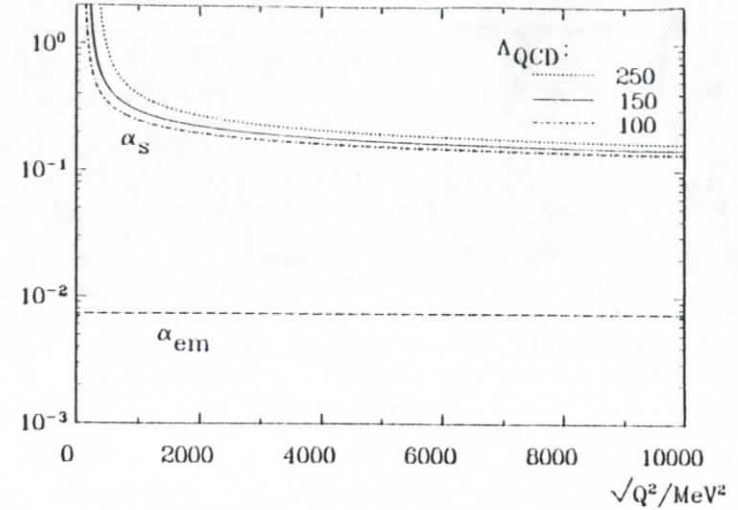


Abbildung 2.3:  $Q^2$ -Abhängigkeit von  $\alpha_s$  (durchgezogene Linie) für verschiedene  $\Lambda_{QCD}$ -Werte ( $\Lambda_{QCD} = 100, 150, 250 \text{ MeV}$ ) und  $\alpha_{em}$  (gestrichelte Linie). Deutlich sind der im betrachteten  $Q^2$ -Bereich kaum sichtbare Abfall von  $\alpha_{em}$  bzw. der starke Anstieg von  $\alpha_s$  mit fallendem  $Q^2$  und die Divergenz von  $\alpha_s$  bei  $\sqrt{Q^2} = \Lambda_{QCD}$  zu sehen.

aber wegen des großen Rechenaufwandes nach einer gewissen Ordnung abbricht, hängt mit den Koeffizienten  $r_i$  auch  $\mathcal{O}$  vom Renormierungsschema ab.

Deshalb sollen kurz einige bekannte Renormierungsverfahren beschrieben werden:

- 'Minimal Subtraction Schema' ( $MS, \overline{MS}$ )

Das mit  $MS$  abgekürzte Renormierungsverfahren wurde von 't Hooft und Veltman [23] entwickelt und wird von vielen Theoretikern als das einfachste angesehen und ist deshalb am weitesten verbreitet [27]. In diesem Verfahren werden durch dimensionale Regularisierung die Divergenzen als Pole ( $1/\epsilon, \epsilon \rightarrow 0$ ) dargestellt. Die Renormierung besteht im  $MS$ -Verfahren in der Subtraktion dieser Pole durch sogenannte 'Counterterme', welche zur Renormierung der Masse und Kopplungskonstante führen. Da diese Counterterme unendlich groß sind, kann man sie um endliche Terme erweitern, weshalb oft endliche Artefakte des Regularisierungsverfahrens mit subtrahiert werden [28]. Das durch diese Subtraktionen modifizierte Verfahren heißt 'Modified-Minimal-Subtraction-Schema' und wird mit  $\overline{MS}$  abgekürzt. Der in diesem Verfahren eingeführte Massenparameter  $\mu$  bleibt unbestimmt und wird einem typischen, mit dem jeweiligen Prozeß einhergehenden  $Q^2$  gleichgesetzt werden.

- 'Momentum Subtraction Schema' ( $MOM$ )

Im 'Momentum-Subtraction-Schema' (abgekürzt durch  $MOM$ ) tauchen äh-

liche Vieldeutigkeiten wie im  $\overline{MS}$ -Schema auf. Hier wird die Renormierung bei einem festen, für den betrachteten, physikalischen Prozeß typischen  $Q^2$  durchgeführt (analog zur QED, wo  $Q_{EP}^2 = 0$  ist). Das Verfahren ist detailliert in [29] beschrieben. Der wesentliche Unterschied zum  $\overline{MS}$ -Schema besteht in der Zuordnung der im Laufe des Verfahrens auftauchenden Ambiguitäten. Während im  $\overline{MS}$ -Schema die renormierten Größen selbst davon abhängen, ob die subtrahierten Divergenzen um endliche Terme modifiziert wurden oder nicht, hängen sie im  $MOM$ -Schema nur noch von der Wahl des  $Q^2$ -Wertes ab. Dieser kann jedoch im Prinzip wieder frei gewählt werden.

- 'Brodsky Lepage Mackenzie Schema' (BLM)

Es ist bereits deutlich geworden, daß perturbative Vorhersagen sowohl von der eigentlichen Renormalisierungsvorschrift, als auch von der Wahl eines geeigneten  $Q^2$  abhängen. Das Verfahren von Brodsky, Lepage und Mackenzie [30,31] ist kein komplettes Schema, sondern vielmehr eine Anweisung, bei gewählter Renormalisierungsvorschrift eine 'natürliche Skala  $Q^2$ ' aufzufinden. Die Autoren gehen davon aus, daß in der QCD analog zur QED sämtliche Vakuumpolarisationen in die Kopplungskonstante  $\alpha_s$  absorbiert werden. Da die in den perturbativen, renormierten Ausdrücken auftauchende Anzahl der Quarkflavours  $n_f$  ein Fragment dieser Vakuumpolarisationen ist, wird das  $Q^2$  so bestimmt, daß kein  $n_f$  mehr in der perturbativen Vorhersage auftaucht. Als Renormierungsvorschrift selbst schlagen die Autoren das  $\overline{MS}$ -Schema vor.

- 'Principle of Minimal Sensitivity' (PMS)

Auch bei diesem Verfahren wird eher ein Renormierungspunkt  $\mu$  spezifiziert, als eine neue Renormierungsvorschrift gegeben. In [32] schlägt Stevenson vor,  $\mu$  so zu wählen, daß sich für eine in Störungsreihe bis zur  $n$ -ten Ordnung berechneten Observable  $R$  eine möglichst geringe Abhängigkeit vom Renormierungsschema ergibt.

In der Literatur [33] wird dieses Verfahren anhand des  $R$ -Wertes illustriert, wobei sich ein  $\mu \approx 0.6 \cdot E_{CMS}$  ergibt ( $E_{CMS}$  ist die Schwerpunktsenergie).

Der Grund für die mit der Wahl des Renormierungsschemas verbundenen Unsicherheiten liegt an der Größe und dem  $Q^2$ -Verhalten von  $\alpha_s$ . In der QED bietet sich die Verwendung eines  $MOM$ -Verfahrens zur Renormierung an, da die bei diesem Verfahren verbleibende Vieldeutigkeit auf die Wahl eines geeigneten  $Q^2$  geschoben wird; hierfür eignet sich aber wegen  $\alpha_{em}(Q^2 \rightarrow 0) \rightarrow 1/137 = konst.$  die Skala  $Q^2 = m_e^2$  sehr gut ('on-shell-renormalization'). Zusätzlich führt der relativ kleine Wert von  $\alpha_{em}$  zu einer raschen Konvergenz der Störungsreihen, sodaß sich eine Schema-Abhängigkeit der Korrekturen nicht zu stark auswirken würde.

In der QCD gibt es dagegen weder eine bevorzugte Renormierungsvorschrift noch ein 'natürliches'  $Q^2$  ( $\alpha_s(Q^2 \rightarrow 0) \rightarrow \infty$ ), sodaß sich die Abhängigkeit vom Schema voll auf die Terme höherer Ordnung auswirkt; diese sind aber wegen der relati-

ven Größe von  $\alpha_s$  zu berücksichtigen. Allerdings lassen sich die mit verschiedenen Renormierungsverfahren gewonnenen, theoretischen Vorhersagen ineinander umrechnen (siehe z. B. [24]). Beispiele für die Abhängigkeit vom Renormierungsschema bei der  $\alpha_s$ -Bestimmung werden bei der Diskussion unseres Messergebnisses im Vergleich mit anderen  $\alpha_s$ -Bestimmungsmethoden gegeben (Kapitel 9).

Zusammenfassend soll angesichts der theoretischen Schwierigkeiten bei der Bestimmung von  $\alpha_s$  ihre Bedeutung hinterfragt werden: Die Kopplungsstärke einer Wechselwirkung hängt von  $Q^2$  ab und wird deshalb in Bezug auf einen Referenzpunkt angegeben. In der QED konvergiert die Kopplungsstärke mit steigendem Abstand gegen einen konstanten Wert, sodaß die Kopplung über das langreichweitige Verhalten des elektromagnetischen Potentials definiert ist. In der QCD steigt die Kopplungsstärke mit wachsendem Abstand stetig an, sodaß es keinen ausgezeichneten Referenzpunkt mehr gibt. Da i. allg. weder das für einen physikalischen Prozeß typische  $Q^2$  noch der Referenzpunkt eindeutig festgelegt sind, stellt sich bezüglich der  $Q$ -Achse eine Situation ein, in der nicht mehr klar ist, an welcher Stelle im Bezug auf welchen Referenzpunkt die Kopplung eigentlich gemessen worden ist. Deshalb ist die eigentliche 'Konstante' der QCD nicht mehr die Kopplungsstärke, sondern eher der von  $Q^2$  unabhängige Skalenparameter  $\Lambda_{QCD}$  [34].

## 2.3 Die $\Upsilon(1S)$ -Resonanz und der $\gamma\gamma\gamma$ -Zerfall

Mit den  $\Upsilon(1S)$  und  $\Upsilon(2S)$ -Resonanzen wurde 1977 am Fermilab (FNAL) in der  $p$ - $Cu$ -Streuung im invarianten  $\mu^+\mu^-$ -Massenspektrum die Familie der bislang schwersten Mesonen entdeckt [10]. Durch die Erklärung des  $\Upsilon(1S)$  als  $^3S_1$ -Zustand des gebundenen Systems eines  $b$ -Quarks und seines Antiquarks  $\bar{b}$  ist die Entdeckung des  $\Upsilon(1S)$  gleichbedeutend mit der Entdeckung dieses fünften, von [13] bereits zur Erklärung der CP-Verletzung erwarteten Quarks.

Trägt man mit dem sogenannten  $R$ -Wert die Hadronenproduktionsrate in der  $e^+e^-$ -Vernichtung gegen die Schwerpunktsenergie auf, so erscheinen neben der  $\Upsilon(1S)$ - und  $\Upsilon(2S)$ -Resonanz weitere, radiale Anregungszustände  $\Upsilon(3S)$  und  $\Upsilon(4S)$  als Resonanzen im entsprechenden Energiebereich  $E_{CMS} \approx 10 \text{ GeV}$  über der 'Kontinuumsproduktion' (Abbildung 2.5 wurde [4] entnommen). Der  $R$ -Wert ist definiert als

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen})}{\sigma^0(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = 3 \sum_{q=1}^{n_f} e_q^2 (1 + R_q) \quad (2.8)$$

wobei der Faktor 3 den Farbtuplettcharakter der Quarks berücksichtigt. Wären die Quarks farblos, so müßte der  $R$ -Wert um einen Faktor 3 kleiner sein, als er tatsächlich gemessen wurde. Die Summe in Gleichung 2.8 geht über alle Quarkflavours  $u_f$ , zu deren paarweiser Produktion die Schwerpunktsenergie ausreicht.  $R_q$  bezeichnet die starken, radiativen Korrekturen, welche die Größe des  $R$ -Werts in meßbarer Weise beeinflussen (siehe Kapitel 9). Der Wirkungsquerschnitt  $\sigma^0(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$



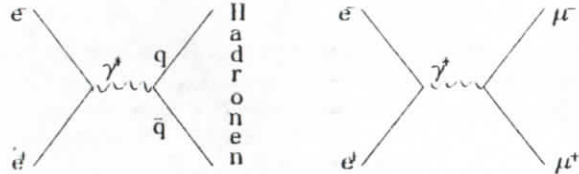


Abbildung 2.4: Die Feynmandiagramme a) der Kontinuumsproduktion multihadronischer Ereignisse und b) der  $\mu^+\mu^-$ -Paarzeugung in der  $e^+e^-$ -Vernichtung. Bis auf die elektrische Ladung der Quarks und des Farbfaktors sind beide Graphen gleich.

in niedrigster Ordnung wird zur Normierung verwendet, da er dem Wirkungsquerschnitt der Erzeugung multihadronischer Ereignisse  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen})$  in niedrigster Ordnung über ein  $q\bar{q}$ -Paar bis auf die elektrische Ladung der Quarks und dem Farbfaktor völlig gleich (s. Abbildung 2.4).

Die direkte Fragmentation des  $q\bar{q}$ -Paares in Hadronen ist nur möglich, wenn die nach der Erzeugung der beiden Quarks noch verbliebene Energie  $\Delta E = E_{CMS} - 2 \cdot m_q$  noch ausreicht, eine Reihe von Hadronen aus dem Vakuum zu erzeugen (s. auch Anhang B). Ist  $E_{CMS} = M_Y$ , so befindet man sich gerade über der Erzeugungsschwelle für  $b\bar{b}$ -Paare und die Fragmentation mit durchlaufenden  $b$ -Quarklinien (d. h. mit  $b$ -Quarks im Endzustand) ist energetisch nicht mehr möglich. Stattdessen müssen sich das  $b$ - und  $\bar{b}$ -Quark erst vernichten, um in einen multihadronischen Endzustand zerfallen zu können, was zu einer relativ hohen Lebensdauer von  $\approx 10^{-20}$ s bzw. einer schmalen Zerfallsbreite von nur  $\Gamma_{tot} = 52 \text{ keV}$  führt. Die letztgenannten Zerfälle werden auch als 'OZI-unterdrückt', die mit den durchlaufenden Quarklinien als 'OZI-erlaubt' bezeichnet [35].

Unter der Bedingung, daß die Quantenzahlen  $J^{PC} = 1^{--}$  des  $Y(1S)$  (entsprechend der Quantenzahlen des virtuellen Photons  $\gamma^*$ ) beim Zerfall der Resonanz erhalten bleiben müssen, kommt man zu den in Abbildung 2.6 gezeigten Zerfällen. Die Vernichtung des  $b\bar{b}$ -Paares in ein virtuelles Photon  $\gamma^*$  ist ein Spiegelbild des Erzeugungsprozesses, die nachfolgenden Endzustände gleichen denen des Kontinuums. Mittels des gemessenen Verzweungsverhältnisses  $B_{\mu\mu} = \Gamma(Y \rightarrow \mu^+\mu^-)/\Gamma_{tot} = (2.6 \pm 0.2)\%$  [26] und dem  $R$ -Wert im Kontinuum  $R_c = 3.48 \pm 0.16$  [36] ergibt sich ein Verzwei-

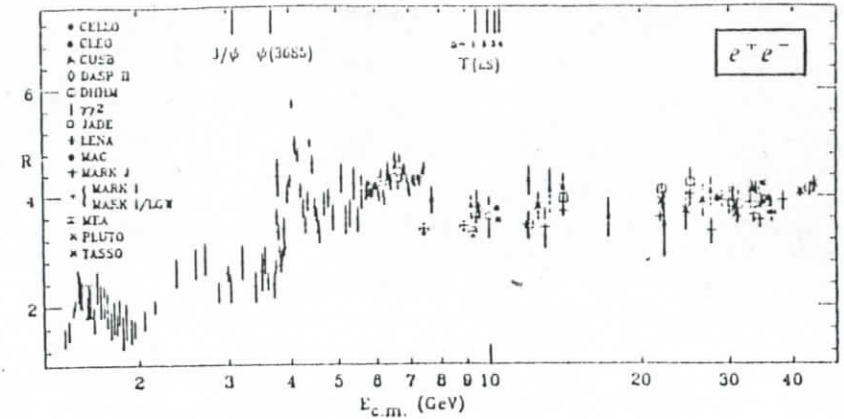


Abbildung 2.5: Der Verlauf des gemessenen  $R$ -Wertes (aus [4]). Deutlich zeigen die Stufen die Überschreitung der Schwelle zur Erzeugung neuer Quarkflavour an. Die gestrichelte Linie gibt den theoretisch erwarteten Verlauf wieder. Bei den Resonanzen ist der  $R$ -Wert jeweils angeschrieben.

gungsverhältnis in ein Fermion-Antifermionpaar über ein virtuelles Photon von

$$B_{ff} = \frac{\Gamma(Y \rightarrow ff)}{\Gamma_{tot}} = (3 + R_c) \cdot B_{\mu\mu} = 16.9\% \quad (2.9)$$

Der Zerfall in ein virtuelles Gluon ist wegen der Farberhaltung untersagt. Da gemäß dem Yangschen Theorem ein Teilchen mit dem Spin  $S = 1$  nicht in zwei masselose Teilchen mit jeweils  $S = 1$  zerfallen kann, ist der Zerfall über zwei Gluonen ebenfalls verboten; der Zerfall über einen 3-Gluonenzwischenzustand ist aber möglich (2.6 b). Die Zerfallsbreite dieses Prozesses ist in niedrigster Ordnung von  $\alpha_s$  [37]:

$$\Gamma_{ggg}^0 = \frac{40}{81\pi} (\alpha_s^2 - 9) \alpha_s^3 \frac{|\psi_Y(0)|^2}{M_Y^2} \quad (2.10)$$

wobei  $\psi_Y(0)$  die Wellenfunktion des  $Y(1S)$  am Ursprung ist. Der Zerfall  $Y(1S) \rightarrow ggg \rightarrow \text{Hadronen}$  ist mit  $\Gamma_{ggg}/\Gamma_{tot} \approx 80\%$  der häufigste Zerfall.

Ersetzt man eines der drei Gluonen durch ein Photon, so ergibt sich ein weiterer möglicher Zerfallskanal [38,39] (Abbildung 2.6 c). Die Untersuchung dieses Zerfalls der  $Y(1S)$ -Resonanz ist Gegenstand der vorliegenden Arbeit.

Da bei jedem dieser Zerfälle ein direktes, beobachtbares und in der Regel hochenergetisches Photon auftritt, kann der Zerfallskanal über das Spektrum der direkten Photonen untersucht werden. Die Wahrscheinlichkeit des möglichen Zerfalls  $Y(1S) \rightarrow \gamma\gamma\gamma$  ist gegenüber der Wahrscheinlichkeit des Zerfalls  $Y(1S) \rightarrow \gamma gg$  um etwa  $\alpha_{em}^2/\alpha_s^2 \approx 0.001$  unterdrückt, sodaß Photonen aus dem  $Y(1S) \rightarrow \gamma\gamma\gamma$  nur

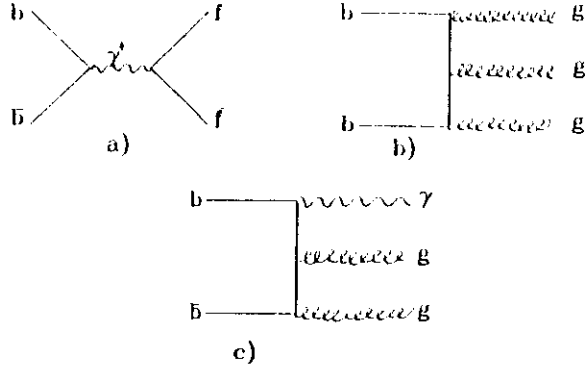


Abbildung 2.6: Die Feynmandiagramme der möglichen  $\Upsilon(1S)$ -Zerfälle in a) ein Fermion-Antifermion-Paar (hier kann  $f = c^+, \mu^-, \tau^-, q$  sein), b) in drei Gluonen und c) in ein direktes Photon und zwei Gluonen. Nach den gezeigten Zwischenzuständen fragmentieren die Quarks und Gluonen in Hadronen.

einen vernachlässigbaren Untergrund zu den gesuchten, direkten Photonen darstellen. Am direkten Photoneuspektrum sind dabei aus den im folgenden kurz besprochenen Gründen sowohl die Gesamtanzahl der Photonen, als auch die Form des Spektrums von großem Interesse:

**Bestimmung von  $\alpha_s$  durch Messung von  $B_\gamma = \Gamma_{\gamma\gamma\gamma}/\Gamma_{ggg}$**

Da bei jedem  $\Upsilon(1S) \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ -Zerfall ein direktes Photon im Endzustand vorhanden sein muß, erhält man mit der Gesamtanzahl der direkten Photonen unmittelbar auch die Gesamtanzahl der  $\gamma\gamma\gamma$ -Zerfälle, bzw. die Partialbreite  $\Gamma_{\gamma\gamma\gamma}$ . Die nichtrelativistische Vorhersage dieser Partialbreite in niedrigster Ordnung in  $\alpha_s$  [38,39]

$$\Gamma_{\gamma\gamma\gamma}^0 = \frac{32}{9\pi}(\pi^2 - 9)\alpha_s^2\alpha_{em}\epsilon_b^2 \frac{|\psi_1(0)|^2}{M_\Upsilon^2} \quad (2.11)$$

( $\epsilon_b$  ist die elektrische Ladung des  $b$ -Quarks) ist in ihrer Struktur der Partialbreite  $\Gamma_{ggg}^0$  sehr ähnlich. Während die Vorhersagen für  $\Gamma_{ggg}^0$  und  $\Gamma_{\gamma\gamma\gamma}^0$  den nur schwer bestimmbareren Wert von  $|\psi_1(0)|^2$  enthalten, hängt der Quotient beider Partialbreiten

$$B_\gamma^0 = \frac{\Gamma_{\gamma\gamma\gamma}^0}{\Gamma_{ggg}^0} = \frac{36}{5} \frac{\alpha_{em}\epsilon_b^2}{\alpha_s} \quad (2.12)$$

bis auf  $\alpha_s$  nur noch von bekannten Größen ab.

Da, wie bereits diskutiert,  $\alpha_s$  relativ groß ist und die Photonenzahl relativ genau

bestimmt werden kann (bis auf 16 %), reicht eine Störungsrechnung in niedrigster Ordnung nicht mehr aus; eine Rechnung in nächsthöherer Ordnung liefert folgende Korrekturen zur Rechnung niedrigster Ordnung [11,30,40,41]:

$$\frac{\Gamma_{\gamma\gamma\gamma}}{\Gamma_{ggg}} = 1 + \frac{\alpha_s(\mu)}{\pi} \left[ \frac{3\beta_0}{2} \ln \frac{\mu}{M_\Upsilon} + 2.779\beta_0 - 19.3 \right] \quad (2.13)$$

und

$$\frac{\Gamma_{\gamma\gamma\gamma}}{\Gamma_{ggg}} = 1 + \frac{\alpha_s(\mu)}{\pi} \left[ \beta_0 \ln \frac{\mu}{M_\Upsilon} + 1.854\beta_0 - 17.1 \right]$$

wobei  $\mu$  wieder die bei der Renormierung einzuführende Massenskala bezeichnet. Bildet man den Quotienten  $B_\gamma = \Gamma_{\gamma\gamma\gamma}/\Gamma_{ggg}$  so erhält man in zweiter Ordnung in  $\alpha_s$  den Ausdruck:

$$B_\gamma = \frac{\Gamma_{\gamma\gamma\gamma}}{\Gamma_{ggg}} = \frac{36\epsilon_b^2\alpha_{em}}{5\alpha_s(\mu)} \cdot \left( 1 + \frac{\alpha_s(\mu)}{\pi} \left[ -\frac{\beta_0}{2} \ln \frac{\mu}{M_\Upsilon} - 0.925\beta_0 + 2.2 \right] \right) \quad (2.14)$$

wobei 2.13 und 2.14 im  $\overline{MS}$ -Schema [28] berechnet worden sind.

Neben  $\alpha_s$  taucht in der Gleichung 2.14 als noch zu bestimmender Parameter die Massenskala  $\mu$  auf. Brodsky, Lepage und Mackenzie schlugen in [30] vor, im  $\overline{MS}$ -Schema die Massenskala  $\mu = Q = 0.157 M_\Upsilon$  zu verwenden. Damit ergibt sich

$$B_\gamma = \frac{\Gamma_{\gamma\gamma\gamma}}{\Gamma_{ggg}} = \frac{36\epsilon_b^2\alpha_{em}}{5\alpha_s(Q)} \cdot \left[ 1 + (2.2 \pm 0.6) \frac{\alpha_s(Q)}{\pi} \right] \quad (2.15)$$

Hierin ist 10.6 die Unbestimmtheit der theoretischen Korrektur.

Die einzige verbliebene Unbekannte in Gleichung 2.15 ist die starke Kopplungskonstante im  $\overline{MS}$ -Schema bei  $Q = 1485 \text{ MeV}$ . Weil darüber hinaus die Hoffnung besteht, daß durch die Bildung des Quotienten der Partialbreiten der beiden gleichartigen Zerfälle sich theoretische Unsicherheiten weitgehend kompensieren, stellt die präzise Messung von  $B_\gamma$  eine gute Möglichkeit zur  $\alpha_s$ -Bestimmung dar. Da eine der Quellen theoretischer Unsicherheit durch die Wahl des Renormierungsschemas eingeführt wird, soll untersucht werden, welchen Einfluß die Wahl des  $\mu$ -Wertes auf  $B_\gamma$  hat. Für den Bereich  $0.157 M_\Upsilon < \mu \leq M_\Upsilon$  findet man:

$$B_\gamma = \frac{\Gamma_{\gamma\gamma\gamma}}{\Gamma_{ggg}} = \frac{36\epsilon_b^2\alpha_{em}}{5\alpha_s(Q)} \cdot \left[ 1 + \kappa \frac{\alpha_s(Q)}{\pi} \right] \quad (2.16)$$

mit  $1.75 < \kappa \leq 0.70$

wobei die Grenzwerte  $\kappa = 1.75$  der Wahl  $\mu = M_\Upsilon$  und  $\kappa = 0.70$  der Wahl  $\mu = 0.157 M_\Upsilon$  entsprechen.

Obwohl diese Koeffizienten an der Korrektur zweiter Ordnung deutlich von der

Wahl der Massenskala abhängen, ist  $B_\gamma$  im Vergleich zu anderen Verhältnissen von  $\Upsilon(1S)$ -Zerfällen relativ unempfindlich gegen Änderungen von  $\mu$  (siehe [11]).

Die zweite, theoretisch ungeklärte Frage ist die nach der Vertrauenswürdigkeit der Approximation von  $B_\gamma$  durch eine Störungsrechnung bis zur zweiten Ordnung in  $\alpha_s$ . Es wurde bereits erwähnt, daß die Beiträge dritter Ordnung denen zweiter Ordnung vergleichbar sein können [20,21], Allerdings besteht bei  $B_\gamma$  wieder die Hoffnung, die Beiträge höherer Ordnung könnten sich wegen der Gleichartigkeit der beiden Zerfälle teilweise kompensieren. Die im nächsten Abschnitt gegebene Diskussion zeigt, daß die Form des Spektrums selbst zur Beurteilung der Gültigkeit der Störungsrechnung in niedriger Ordnung geeignet ist.

In der Diskussion des Ergebnisses in Kapitel 9 zeigt sich, daß in allen störungstheoretischen Vorhersagen von Prozessen, die zur  $\alpha_s$ -Bestimmung verwendet werden können, vergleichbare Probleme auftreten (siehe auch [24]); die Möglichkeit, den zur  $\alpha_s$ -Bestimmung verwendeten Prozess auf einen ähnlichen Prozess 'normieren' zu können, ist aber nur bei der  $\gamma gg$ -Bestimmung gegeben.

#### Theoretische Vorhersagen der Form des Spektrums der direkten Photonen

Der in Abbildung 2.6 c) gezeigte Zerfall in ein Photon und zwei Gluonen gleicht bis auf die Farbe der Gluonen dem Zerfall des Orthopositroniums [38,42] in drei Photonen. Das Orthopositronium ist der  $^3S_1$ -Zustand eines gebundenen Systems aus einem  $e^+$  und einem  $e^-$ . Vernachlässigt man die zu QCD-Korrekturen höherer Ordnung führende Selbstwechselwirkung der Gluonen, so stellt die Energieverteilung der Photonen aus dem Orthopositroniumzerfall eine Approximation des Spektrums der direkten Photonen aus dem  $\gamma gg$ -Zerfall dar; die Verteilung lautet [38,42]:

$$\frac{dN_\gamma}{N_\gamma dz} = \frac{2}{\pi^2 - 9} \left[ \frac{z(1-z)}{(2-z)^2} - \frac{2(1-z)^2}{(2-z)^3} \ln(1-z) + \frac{2-z}{z} + \frac{2(1-z)}{z^2} \ln(1-z) \right] \quad (2.17)$$

wobei  $z = E_\gamma/E_{\text{beam}}$  die auf die Strahlenergie normierte Photonenenergie bezeichnet,  $dN_\gamma$  die Anzahl der Photonen bei einer gewissen Energie  $z$  und  $N_\gamma$  die Gesamtanzahl der Photonen angeben. Diese in Abbildung 2.7 als gestrichelte Linie dargestellte QCD-Vorhersage in niedrigster Ordnung in  $\alpha_s$  steigt nahezu linear mit der Energie  $z$  an und hat ihr Maximum bei  $z = 1$  (bzw.  $E_\gamma = E_{\text{beam}}$ ).

Einen Versuch, die QCD-Korrekturen höherer Ordnungen mit einzubeziehen unternimmt Photiadis [43], indem er die führenden Logarithmen  $\ln(1-z)$  in allen Ordnungen aufsummiert. Das resultierende Spektrum ähnelt der QCD-Vorhersage niedrigster Ordnung bis auf eine geringe Abflachung des Spektrums bei  $z = 1$  sehr; auch verbleibt das Maximum des Spektrums bei  $z = 1$ .

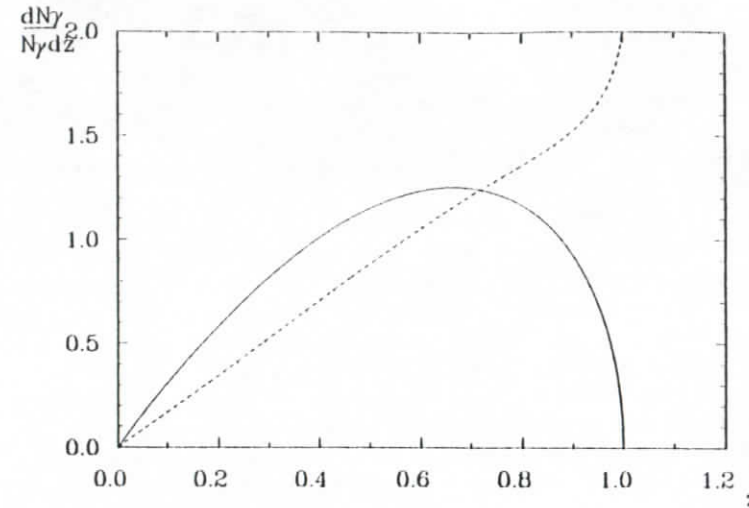


Abbildung 2.7: Theoretische Vorhersagen für die Form des Spektrums der direkten Photonen. Die gestrichelte Linie gibt die QED-inspirierte Vorhersage in niedrigster Ordnung in  $\alpha_s$  wieder. Die durchgezogene Kurve ist die Vorhersage des Field-Modells, in dem Gluonbremsstrahlung-einen Abfall des Spektrums zu  $z = E_\gamma/E_{\text{beam}} = 1$  hin bewirkt.

Eine deutlichere Modifikation des Spektrums erreicht R. D. Field [44], indem er die Selbstwechselwirkung der beiden Gluonen mittels Monte Carlo Rechnungen mit einbezieht. Dabei geht man von der in Bild 2.8 dargestellten Vorstellung aus, ein Gluon würde aufgrund seiner Farbe weitere Gluonen abstrahlen und auf diese Weise eine invariante Masse  $m_g \neq 0$  erhalten.

Da das direkte Photon nur die Energie  $z = 1$  besitzen kann, wenn das System aus den beiden rückgestoßenen Gluonen die invariante Masse  $m_{gg} = 0$  hat, führt die Gluonbremsstrahlung zu einer Unterdrückung des hochenergetischen Endes des Photonenspektrums. Unter Zugrundelegung einer Verteilung der invarianten Massen der Gluonen mit einem Mittelwert bei  $\langle m_g \rangle \approx 1.6 \text{ GeV}$  erhält R. D. Field mittels eines Parton-Shower-Monte Carlo-Generators (siehe [44] und Anhang B) die in Abbildung 2.7 gezeigte Energieverteilung für die direkten Photonen. Aus technischen Gründen wird statt der in [44] veröffentlichten Monte Carlo-Verteilung die sich praktisch vollkommen mit ihr deckende, empirische Beschreibung  $N_\gamma \propto z \cdot \sqrt{1-z}$  verwendet.

Aus der Form des Photonenspektrums kann also die Gültigkeit der störungstheoretischen Vorhersage in niedrigster Ordnung in  $\alpha_s$  getestet werden. Da die bereits durchgeführten Messungen [45,46,47] die Form des Spektrums betreffend widersprüchliche Aussagen liefern, ist eine weitere Messung von besonderem Interesse.

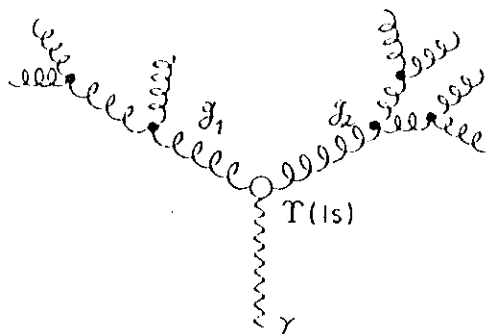


Abbildung 2.8: Die vom direkten Photon des  $\gamma\gamma$ -Zerfalls rückgestoßenen Gluonen tragen selber Farbe und können deshalb wiederum Gluonen abstrahlen. Da sie hierbei eine invariante Masse  $m_g \neq 0$  erhalten, wird das hochenergetische Ende des Photonenspektrums unterdrückt.

Neben den beiden erwähnten Aspekten könnte die Messung des Photonenspektrums auch Hinweise auf sogenannte 'Glueballs' liefern. Diese Glueballs stellt man sich als gebundene, nach außen farblose Zustände aus zwei oder mehreren Gluonen vor. Die beiden, vom direkten Photon rückgestoßenen Gluonen könnten einen solchen gebundenen Zustand bilden, wobei ein weiter Massenbereich erreichbar wäre; das Auftreten eines Glueballs sollte zu einer Resonanz im direkten Photonenspektrum führen. Tatsächlich erschienen in dem bereits gemessenen direkten Photonenspektrum der  $J/\psi$ -Resonanz [48,49] eine Reihe von Resonanzen, wobei etwa das  $\eta(1440)$  [50] einen Kandidaten für einen Glueball darstellt.

Aufgrund der Abhängigkeit von der Masse der zerfallenden Resonanz und der kleinen elektrischen Ladung der  $b$ -Quarks sind die Verzweigungsverhältnisse in diese Teilchen auf dem  $\Upsilon(1S)$  um etwa  $\approx 1/40$  gegen die Verzweigungsverhältnisse auf dem  $J/\psi$  unterdrückt. Das größte auf der  $J/\psi$ -Resonanz gefundene Verzweigungsverhältnis in eine möglicherweise 'exotische' Resonanz ist das des Zerfalls  $J/\psi \rightarrow \gamma\eta(1440 \text{ MeV})$  und beträgt dort  $\approx 0.6\%$  [50]. Wegen des geringen Verzweigungsverhältnisses ( $\approx 10^{-4}$ ) und der geringen, erwarteten Akzeptanz wird sich angesichts der großen statistischen Fehler die Suche nach Glueball Kandidaten in dieser Analyse als aussichtslos erweisen (siehe auch [51]).

## Kapitel 3

### Beschreibung des Experiments

#### 3.1 Der Speicherring DORIS II

Der Crystal Ball Detektor befindet sich an einem der zwei Wechselwirkungspunkte des Speicherrings DORIS II [52]. Die in DORIS II gespeicherten Elektronen treten aus einer Glühkathode aus und werden zunächst in Bündeln von etwa  $10^9$  Teilchen, sogenannten Bunche, im Linearbeschleuniger LINAC I auf  $62 \text{ MeV}$  vorbebeschleunigt. Nach der Weiterbeschleunigung auf die Endenergie im Synchrotron (DESY) werden mehrere solche Bunche zu einem mit etwa  $10^{11}$  Teilchen zusammengefaßt und dieser in DORIS II injiziert. Ein solcher Bunch hat in vertikaler Richtung eine Ausdehnung von  $1 \text{ mm}$ , in horizontaler Richtung  $0.10 \text{ mm}$ , seine Länge beträgt ungefähr  $3 \text{ cm}$ . Die Positronenbunche werden hergestellt, indem man Elektronen im LINAC II nach einer Vorbeschleunigung auf  $300 \text{ MeV}$  auf ein Wolframtarget schießt. Die Elektronen erzeugen durch harte Bremsstrahlung an den Wolframkernen Photonen, welche in den elektrischen Feldern der Kerne in Elektron-Positronpaare konvertieren können. Nach Sammlung der Positronen im Positronenakkumulator PIA werden die Positronenbunche im Synchrotron ebenfalls auf die Endenergie beschleunigt und anschließend in DORIS II injiziert. Die im Speicherring DORIS II gegensinnig umlaufenden Elektronen- und Positronenbunche durchdringen sich an den Wechselwirkungszonen, wobei es zur Annihilation eines Elektrons mit einem Positron in ein virtuelles Photon kommen kann. Dieses Photon der Energie  $E_\gamma = E_{e^-} E_{e^+}$  erzeugt schließlich ein  $q\bar{q}$ -Paar bzw. die  $\Upsilon(1S)$ -Resonanz.

Die Intensität  $P$  der bei der Radialbeschleunigung des Strahls auftretenden Synchrotronstrahlung ist  $P \propto 1/R_M^3$  ( $R_M$  ist der Radius der Maschine), wodurch sich bei DORIS II eine Obergrenze für die Strahlenergie von  $E_{\text{Bündel}}^{\text{max}} = 5.6 \text{ GeV}$  ergibt; jede zusätzlich zugeführte Energie erhöht nicht mehr die Energie der Strahlteilchen, sondern wird völlig in Synchrotronstrahlung umgewandelt. Ein Nachteil des  $e^+e^-$ -Speicherrings gegenüber Festtargetexperimenten liegt in der geringen Trefferwahrscheinlichkeit zweier Teilchen beim Durchdringen der Bunche.

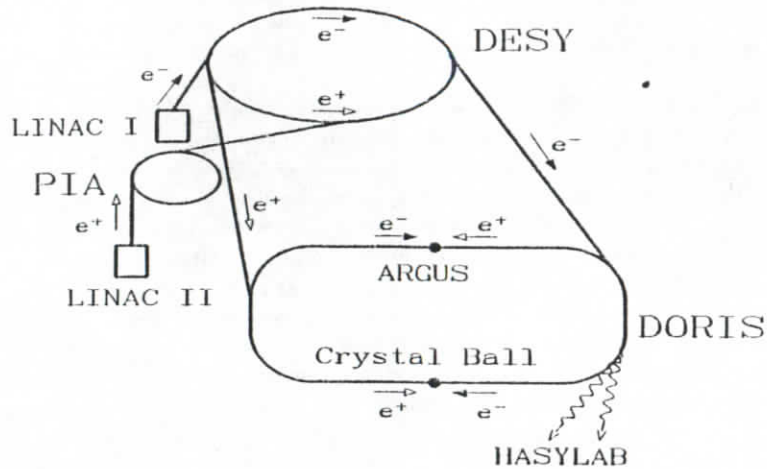


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des Elektronensynchrotrons DESY, des  $e^+e^-$ -Speicherrings DORIS II und des Injektionssystems

Die maßgebliche Größe hierbei ist die Luminosität  $L$ , die durch folgende Beziehung definiert ist:

$$N = L \cdot \sigma \quad (3.1)$$

wobei  $N$  die Ereignisrate für eine bestimmte Reaktion und  $\sigma$  den Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion bezeichnen sollen. Die Luminosität erweist sich als eine rein maschinenabhängige Größe:

$$L = \frac{n_+ n_-}{A} \cdot f \quad (3.2)$$

Hier ist  $n_{\pm}$  die Anzahl Positronen bzw. Elektronen pro Bunch,  $A$  seine Querschnittsfläche und  $f$  die Umlauffrequenz der Bunche. Zwar könnte man die Luminosität aus diesen angegebenen Größen ermitteln, würde dabei jedoch wegen der unbekanntem Dichteverteilung der Elektronen und Positronen in den Bunchen einen zu ungenauen Wert erhalten. Tatsächlich wird die Luminosität durch Reaktionen mit gut bekanntem und großem Wirkungsquerschnitt bestimmt. Am Crystal Ball Detektor verwendet man zu diesem Zweck die in Abbildung 3.2 dargestellten Reaktionen [53]:

Bhabha-Streuung:  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$

Paarvernichtung:  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$

Bei typischen Strahlenergien von  $5 \text{ GeV}$  und Strömen von  $30 \text{ mA}$  liefert DORIS II eine mittlere integrierte Luminosität pro Tag von  $600 \text{ nb}^{-1}$ , Spitzenwerte liegen bei  $1000 \text{ nb}^{-1}$  ( $1 \text{ nb} = 10^{-33} \text{ cm}^2$ ). Einige Eigenschaften von DORIS II sind in Tabelle 3.1 zusammengestellt.

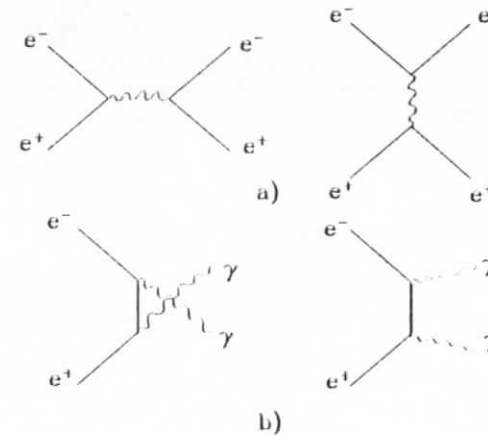


Abbildung 3.2: Das Teilbild a) zeigt die Feynman-Diagramme der Bhabha-Streuung  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ , das Teilbild b) die der Paarvernichtung  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ . Die Reaktionen lassen sich genau berechnen und haben einen großen Wirkungsquerschnitt, weshalb sie bei dem Experiment zur Bestimmung der Luminosität verwendet werden.

Eigenschaften von DORIS II	
Umfang	288 m
mittlerer Krümmungsradius	25,8 m
Maximalenergie	5,6 GeV
Energieschärfe beim $\Upsilon(4S)$	10,0 MeV
Anzahl der Bunche	2
typische Luminosität	$0.01 \text{ nb}^{-1} \text{ s}^{-1}$

Tabelle 3.1: DORIS II

### 3.2 Detektorbeschreibung

Der Crystal Ball Detektor ist im Prinzip ein kugelförmiges Natriumjodidkalorimeter. Seine herausragende Eigenschaft ist die sehr gute, empirisch ermittelte Energieauflösung für elektromagnetisch schauernde Teilchen von

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{(2.7 \pm 0.2)\%}{\sqrt{E/\text{GeV}}} \quad (3.3)$$

wobei mit  $E$  die Energie des Teilchens und mit  $\sigma_E$  die Auflösung bezeichnet wird. Wir kommen auf die Energieauflösung für elektromagnetisch schauernde Teilchen bei der Diskussion der Wechselwirkung der Teilchen im Detektor zurück (Kapitel 5). Für die vorliegende Arbeit ist diese gute Auflösung von wesentlicher Bedeutung, weil dadurch die Form des Spektrums nicht zu stark beeinträchtigt wird.

Als nichtmagnetischer Detektor ist er nicht in der Lage, den Impuls geladener Teilchen zu messen, abgesehen von Elektronen und Positronen, die als schauernde Teilchen ihre gesamte Energie im Kalorimeter deponieren. Wegen der Optimierung des Detektors zur Energiemessung von Photonen wurde er ursprünglich zur Untersuchung der  $\gamma$ -Übergänge zwischen den gebundenen Zuständen des  $c\bar{c}$ -Systems am Speicherring SPEAR am SLAC (Stanford Linear Accelerator Center) verwendet. 1982 wurde der Crystal Ball in die BRD transportiert um am leistungsfähigeren Speicherring DORIS II am DESY bis 1986 auch die Photonenübergänge zwischen den  $b\bar{b}$ -Resonanzen beobachten zu können. Nach erfolgreicher Beendigung des Forschungsprogramms und Akkumulation einer zeitlich integrierten Luminosität von insgesamt  $264.1 \text{ pb}^{-1}$  an DORIS II wurde der Detektor 1987 nach Stanford (SLAC) zurücktransportiert.

In Abbildung 3.3 sind die wesentlichen Bestandteile des Detektors dargestellt. Die für diese Analyse wichtigen Bestandteile werden noch näher beschrieben. Die aus 672 thalliumdotierten NaJ-Kristallen zusammengesetzte, etwa 4 Tonnen schwere Kugel dient als Energiedetektor (Kalorimeter). In einem sphärischen Hohlraum um das Kugelzentrum machen 4 Proportionalkanalern die Erkennung geladener Teilchen möglich. Das Strahlrohr wird in einem Tunnel durch die Kugelmitte geführt. Damit auch in den Tunnelregionen Teilchen nachgewiesen werden können, wurden Endkappen installiert, die aus jeweils 20 NaJ(Tl)-Kristallen bestehen. Allerdings führt eine verhältnismäßig große Schwankung der Dicke des aktiven Materials und besonders große Strahlenschäden durch Untergrundstrahlung dazu, daß die Endkappen nicht zur Energiemessung sondern lediglich zur Diskriminierung von Untergrundereignissen verwendet werden.

Unter kleinen Winkeln zur Strahlachse sind 4 Luminositätsmonitore zur Detektion von Bhabhaereignissen angebracht.

Zwei Mini-beta-magnete (Quadrupolmagnete, die eigentlich Bestandteil des Speicherrings sind) sorgen für eine besonders gute Fokussierung des Strahls auf den Wechselwirkungspunkt im Kugelzentrum.

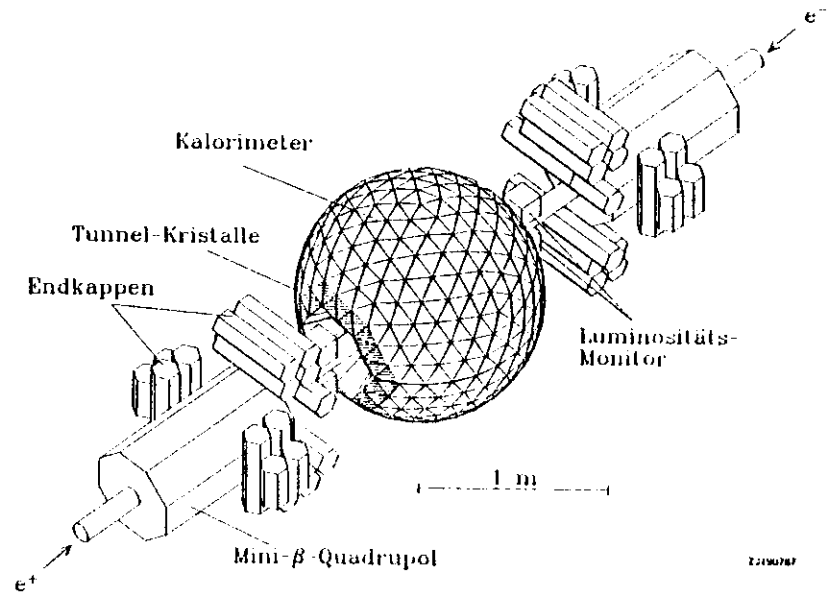


Abbildung 3.3: Die Komponenten des Crystal Ball-Detektors. Dargestellt sind der Energiedetektor (Kalorimeter), der Endkappendetektor und der Luminositätsmonitor. Ausserdem sind das Strahlrohr, sowie die zur Fokussierung der  $e^+$ -Strahlen verwendeten Mini- $\beta$ -Quadrupolmagnete zu erkennen.

Nicht sichtbar in Abbildung 3.3 sind die auf dem Dach des Trockenhauses, das den Detektor umschließt, angebrachten Flugzeitzähler. Dabei handelt es sich um Szintillationszähler zur Identifizierung kosmischer Strahlen.

Tieferegehende Detektorbeschreibungen sind bei [54,55,56] zu finden.

#### Energiedetektor

Der Energiedetektor hat die Gestalt einer segmentierten Kugelschale mit einem inneren Radius von ca. 25 cm und einem äußeren Radius von ca. 66 cm. Erreicht wird diese Gestalt durch eine ikosaedrische Grundstruktur, deren 20 Flächen 'major triangles' genannt werden (s. Abbildung 3.4). Die major triangles sind in 4 'minor triangles' unterteilt, wobei jedes minor triangle wiederum aus 9 Kristallen zusammengesetzt ist. Die 672 optisch isolierten Kristalle haben die Form eines Pyramidenstumpfes mit dreieckiger Grundfläche; die Anzahl 672 erhält man, wenn man die für das Strahlrohr ausgesparten 48 Kristalle von den sich eigentlich ergebenden 720 abzieht. Dennoch decken die Kristalle 91% des vollen Raumwinkels von  $4\pi$  ab. Fixiert werden die Kristalle in 2 Halbkugeln durch je einen Metallmantel,

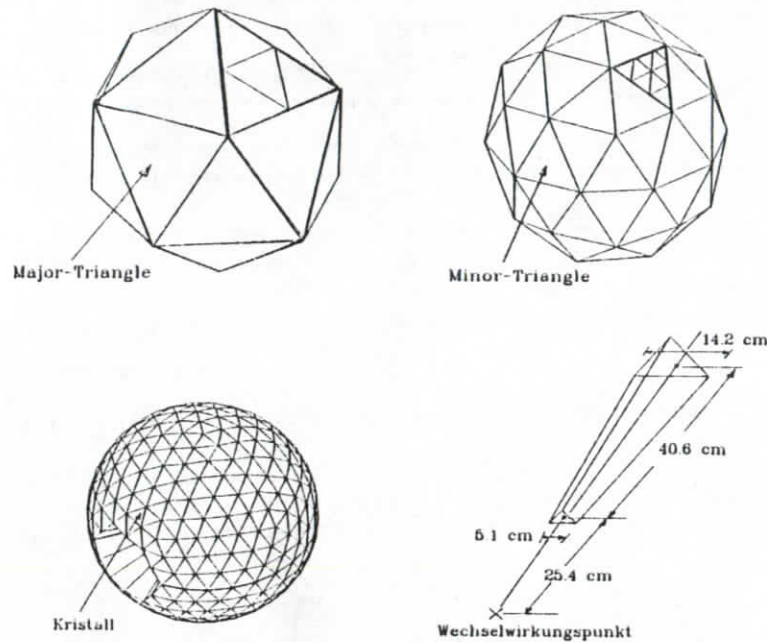


Abbildung 3.4: Die Geometrie des Crystal Ball Kalorimeters. Im linken oberen Teilbild ist die ikosaedrische Grundstruktur zu sehen, rechts oben ist jede der 20 Flächen in vier minor triangles unterteilt, von denen jedes im linken unteren Bild aus neun Kristallen besteht. Die Maße eines Kristalls sind im rechten unteren Teilbild gezeigt.

in dem an jedem Kristall eine Öffnung den Austritt der durch Photomultiplier gemessenen Lichtmenge gestattet. Um den Energiedetektor vor Strahlenschäden zu schützen, wurden bei jeder Injektion (bei der die Strahlenbelastung besonders hoch ist), die beiden Hemisphären auseinandergefahren und der Wechselwirkungspunkt von einem Bleischild eingeschlossen. Bei längeren Pausen oder Maschinenstudien wurde um den Wechselwirkungspunkt sogar eine Mauer aus Bleieziegeln errichtet. Außerdem ist um den Ball ein dichtes Trockenhaus errichtet worden, daß das sehr hygroskopische, thalliumdotierte Natriumjodid durch ständige Trocknung vor irreparablen Schäden bewahrt.

Das rechtshändige Koordinatensystem des Crystal Balls wird festgelegt durch x- und z-Achse; die z-Achse wird dabei durch die Positronenflugrichtung angegeben, die x-Achse weist zum Mittelpunkt des Speicherrings. Wie üblich werden der Polarwinkel

mit  $\theta$  und der Azimutalwinkel mit  $\varphi$  bezeichnet. Die hohe Segmentierung des Crystal Ball gewährleistet eine entsprechend hohe Ortsauflösung. Um die  $\theta$ -Auflösung abzuschätzen, werden die  $180^\circ$  durch die halbe Anzahl der Äquatorkristalle (30) dividiert; man erhält so  $\Delta\theta = 6^\circ$ . Erstreckt sich ein von einem Photon oder Elektron ausgelöster Schauer über mehrere Kristalle, so kann man durch Kenntnis der Schauerform sogar eine Auflösung von  $2^\circ$  erreichen. Bei festem Winkel  $\theta$  ist die Anzahl der Kristalle in der Projektion auf die x-y-Ebene proportional zu  $1/\sin\theta$ . Daraus errechnet man die  $\varphi$ -Auflösung; sie schwankt zwischen  $6^\circ$  und etwa  $12^\circ$ .

### Innendetektor

Im inneren Hohlraum des Energiedetektors befinden sich seit 1981 4 im Proportionalmodus betriebene Driftkammern zur Detektierung geladener Teilchen. Davor war ein aus 3 doppelgelagerten Driftkammern bestehendes System installiert. Die mit einem Gasgemisch von  $Ar/CO_2/CH_4$  gefüllten Kammern bestehen aus je zwei Doppellagen von Anodendrähten, die an beiden Enden ausgelesen werden können. Tritt ein Teilchen durch die Gasatmosphäre einer Kammer, so ionisiert es zunächst einige Gasmoleküle. Durch die große Zunahme der Feldstärke in der Nähe der Anodendrähte kommt es zur Gasverstärkung, sodaß meßbare Strompulse in beide Richtungen des Anodendrahtes fließen und schließlich an den Enden gemessen werden. Durch Vergleich der beiden Ladungsmengen wird die z-Position des 'Hits' (mit 'Hit' wird das von einem geladenen Teilchen bewirkte Signal in den Kammern bezeichnet) bestimmt, wobei eine Auflösung von  $\Delta z \approx 1\text{cm}$  erreicht wird. Diese Auflösung entspricht je nach Drahtlänge etwa 1-2%. Die  $\varphi$ -Auflösung ist durch die Anzahl der Drähte festgelegt und beträgt etwa  $50\text{ mrad}$ .

Abbildung 3.5 zeigt die Vorder- und Seitenansicht der 4 Driftkammern. Die Abmessungen der aus insgesamt 800 Driftröhrchen bestehenden Anordnung sind ebenfalls aus Abbildung 3.5 zu entnehmen.

Wegen der begrenzten Länge der Kammern muß bei der Analyse darauf geachtet werden, daß der Innendetektor nur den Winkelbereich  $|\cos\theta| < 0.8$  abdeckt. Für die Suche nach Photonen spielen außerdem zwei weitere Größen eine Rolle:

- die Nachweiswahrscheinlichkeit der Kammern (=die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein geladenes Teilchen auch als geladen erkannt wird). Bei einer Nachweiswahrscheinlichkeit von etwa 0.9 pro Kammer ist die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein geladenes Teilchen nicht wenigstens einen Hit in einer der vier Kammern bewirkt,  $10^{-4}$ .
- die Konversionswahrscheinlichkeit (=die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Photon auf seinem Weg durch Strahlrohr und Kammern in ein  $e^+e^-$ -Paar konvertiert). Die den Materialien des Strahlrohrs und der Kammern entsprechende Konversionswahrscheinlichkeit beträgt für Photonen im betrachteten Energiebereich etwa 5%.

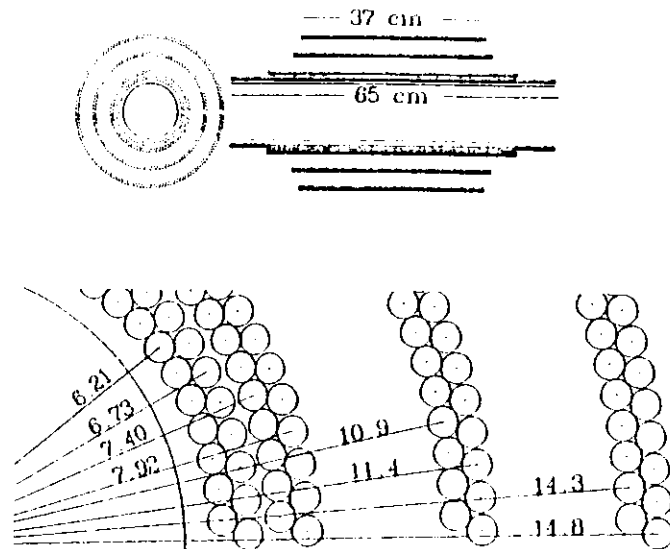


Abbildung 3.5: Im oberen Teilbild sind zwei Ansichten aller 4 doppelwandigen Driftkammern dargestellt, im unteren Teilbild ein vergrößerter Ausschnitt aus der Ansicht links oben. Die Maße der Kammern sind angegeben.

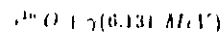
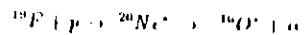
### 3.3 Datenaufzeichnung und Standardanalyse

#### Energiekalibration

Die wichtigen aufzuzeichnenden Größen am Experiment sind die Strompulse der Photomultiplier und der Drähte der Driftkammern. Die Impulse aus den Photomultipliern sind proportional zu den Lichtmengen die aus den Kristallen treten, welche wiederum proportional zu den deponierten Energien sind.

Die Energiekalibration wurde bei drei verschiedenen Energien durchgeführt und während der Meßphasen etwa alle zwei Wochen wiederholt:

- Einen niederen Energiepunkt erhält man durch 0.66 MeV Photonen aus einer radioaktiven  $^{137}\text{Cs}$ -Quelle.
- Die sogenannte Van-de-Grassf Kalibration verwendet Photonen der Energie  $E_\gamma = 6.13 \text{ MeV}$ , die von dem angeregten  $^{16}\text{O}^*$  aus der Reaktion



stammen. Die zur Reaktion benötigten 340 keV-Protonen werden durch einen Van de Graaff Generator beschleunigt.

- Einen hochenergetischen Kalibrationspunkt gewinnt man durch die Blahhaer Ergebnisse, da deren Energie der bekannten Strahlenergie von DORIS entspricht.

Zunächst werden die Energiewerte bestimmt, die man mißt ohne daß überhaupt ein Signal vorhanden ist. Danach wird durch einen iterativen Prozess die Steigung der Eichkurve im niederenergetischen Bereich mittels der 6.13 MeV Photonen bestimmt; als Startwert für diese Iteration wird die Eichung durch die 0.66 MeV Photonen aus der Cäsiumquelle verwendet. Schließlich wird die Eichkurve durch den hochenergetischen Blahhapunkt fertiggestellt. Einzelheiten der Energiekalibration finden sich in [57,58].

#### Triggersystem und Datenaufzeichnung

Die von der im Ball deponierten Energie ausgelösten Strompulse laden Kondensatoren in sogenannten 'Integrate and hold-Modulen' auf. Um den Untergrund (herrührend von Wechselwirkungen zwischen Strahl und Restgas oder Strahl und Strahlrohr) reduzieren zu können, entscheidet eine sehr schnell arbeitende, festverdrahtete Triggerlogik, ob ein Ereignis aufgezeichnet werden soll. Triggerbedingungen sind z. B. eine minimale Energiesumme im Ball oder Energieverteilung im räumlichen Gleichgewicht (Impulserhaltung). Für Untergrundstudien wurde der sogenannte 'DBM Trigger' (IBM-DORIS Bunch Marker) installiert. Dieser Trigger verursacht die Aufzeichnung aller Signale der Detektorkomponenten bei jeder  $10^7$ ten Kreuzung der Teilchenpakete. Die sogenannten 'DBM Ereignisse' enthalten somit den von Synchrotronstrahlung herrührenden Energieuntergrund ( $\approx 35 \text{ MeV}$ ), der den aus der  $e^+e^-$ -Vernichtung stammenden Ereignissen überlagert ist.

Falls ein Ereignis aufzeichnungswürdig ist, gibt die Triggerlogik ein 'hold'-Signal an die Integrate-and-hold-Module um die natürliche Entladung der Kondensatoren zu stoppen. Gleichzeitig startet das hold-Signal die TDCs. Nun werden die Ladungsmengen von einem 13 bit ADC (Analog-to-Digital-Converter mit 8192 Kanälen) digitalisiert, von einem Onlinerechner (PDP 11/155) ausgelesen und auf Platte gespeichert. Ein vollständiger Aufzeichnungszyklus dauert 35 - 50 ms. Von der Platte erfolgt ein kontinuierlicher Datentransfer zur IBM Großrechenanlage. Außerdem dient der Onlinerechner zur ständigen Überwachung und Steuerung des Experiments. So stellt er etwa dem Experimentator permanent eine Reihe wichtiger Informationen zur Verfügung, z. B. Meldungen, falls bestimmte Hochspannungen außerhalb vorgegebener Toleranzintervalle liegen oder bildliche Darstellungen bestimmter Ereignisse. Am Ende eines jeden Runs gibt er eine Zusammenfassung aktueller Werte wie die vorläufige Luminosität oder die Anzahl der Ereignisse.

Hat die IBM etwa 50000-100000 Ereignisse auf Platte gesammelt, werden sie von einem 'Dumpjob' auf Band geschrieben. Zusätzlich erstellen vom Dumpjob ausgelöste Programme eine kleine Dokumentation der geschriebenen Daten und führen



bereits an dieser Stelle einige wichtige Analysen durch, z. B. die zu Kalibrationszwecken nötige Selektion von Bhabhaereignissen. Eine graphische Darstellung des Datenflusses ist auf Abbildung 3.6 zu sehen.

### Standardanalyse

Nachdem nun für jedes Ereignis Grunddaten wie die ADC-Werte der einzelnen Kristalle, Pulshöhen der Driftkammern oder TDC-Werte auf Band stehen, könnte der Experimentator bereits mit der Analyse beginnen. Um die weitere Analyse zu erleichtern, werden die Daten vorher noch 'produziert', d. h. es werden in einer Standardanalyse von jedem Datenbenutzer benötigte allgemeine Analyseschritte ausgeführt, die bereits ein ziemlich geschlossenes Bild des Ereignisses liefern [54, 56]. Die Datenproduktion wird von einem Programmpaket namens 'EOTAP' ausgeführt, dessen Unterprogramme im folgenden beschrieben sind.

#### 1. ENERGY-Step:

In diesem ersten Analyseschritt werden den ADC-Werten der Kristalle durch Multiplikation mit Kalibrationskonstanten Energien zugeordnet.

#### 2. CONREG-Step:

In diesem Schritt werden Kristalle, die an wenigstens einer Ecke oder Seitenlinie aneinandergrenzen und deren Energieinhalt  $10 \text{ MeV}$  übersteigt, zusammengefaßt. Ein solcher Energiecluster wird 'Connected Region' genannt.

#### 3. BUMPS-Step:

Um die Anzahl der Teilchen innerhalb einer Connected Region herauszufinden, werden in diesem Schritt die lokalen Maxima der Energiedepositionen aufgesucht; diese bezeichnet man als 'Bumps'. Dazu wird zunächst der energiereichste Kristall der gesamten Connected Region bestimmt und versucht, die Energie in den anderen Kristallen als Schauerfluktuationen jenes 'Bumps' zu erklären. Bleiben Kristalle übrig, so wird unter diesen wiederum der mit maximalem Energieinhalt aufgesucht, usw.. Dieses Verfahren wird solange wiederholt, bis sämtliche Kristalle einer Connected Region als Schauerkristalle einer Anzahl von Bumps interpretiert werden können.

#### 4. CHGTKS-Step:

Hier wird in zwei verschiedenen Verfahren die Information der Driftkammern dazu verwendet, die Signale in den Kammern den Spuren geladener Teilchen zuzuordnen. Dazu gibt es zwei Verfahren: 'Tracking' und 'Tagging'. Beim Tracking werden Hits oberhalb einer gewissen Pulshöhenschwelle zu Spuren unter der Bedingung kombiniert, daß der sich aus ihr ergebende z-Vertex der Spur in einem gewissen Fenster um den Wechselwirkungspunkt liegt. Anschließend werden die Spuren noch in 'korrelierte' und 'unkorrelierte Tracks' eingeteilt, je nachdem, ob sich in einem schmalen Winkelbereich um die Spur ein Bump finden läßt oder nicht.

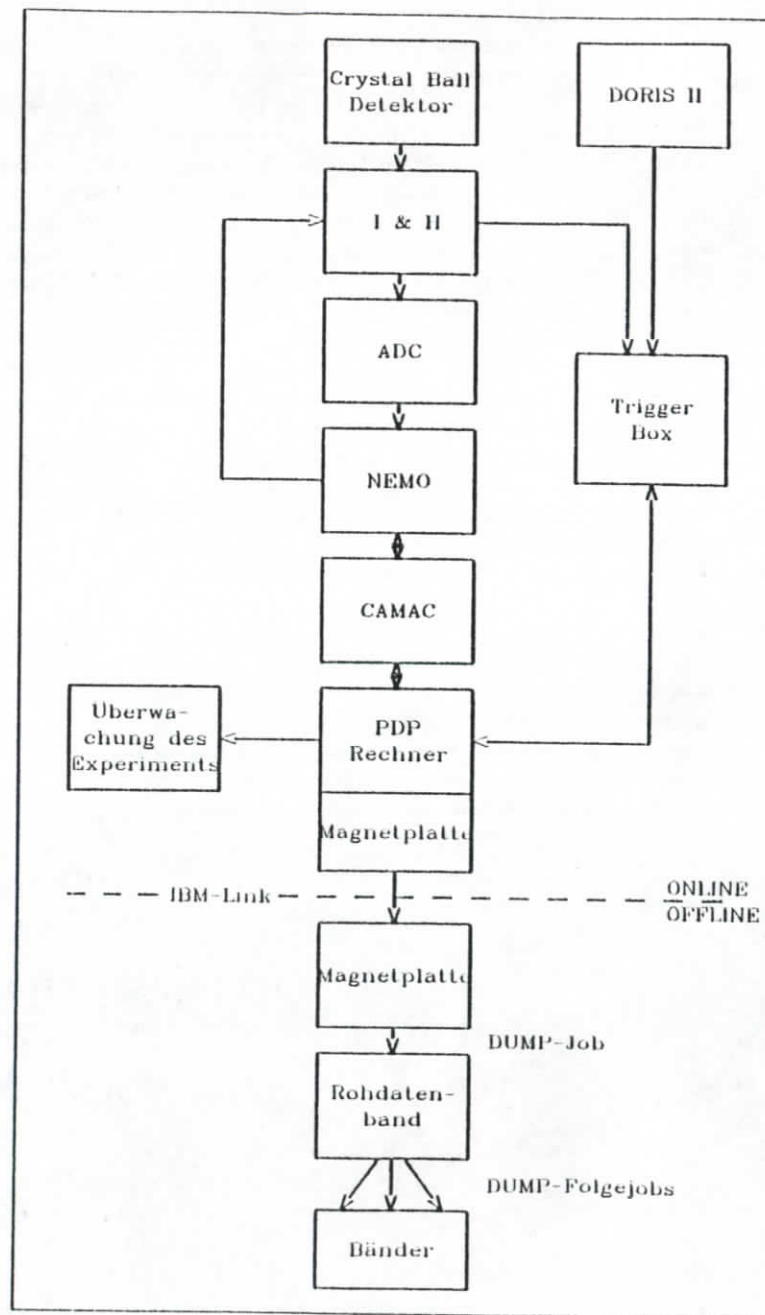


Abbildung 3.6: Datenfluß

Beim Tagging wird eine Verbindungsgerade zwischen dem z-Vertex=0 und jedem Bump gebildet und dann überprüft, ob sich in einem Winkelfenster um die Geraden ein Hit befindet. Hat eine der beiden Methoden Erfolg bei ihrer Suche, so wird das Bumpmodule von der Standardanalyse als zu einer geladenen Spur gehörig bezeichnet.

Ein weiterer Algorithmus zur Bestimmung des Ladungscharakters der Teilchen heißt CONTAG. Dieses Programm bestimmt zunächst eine Verbindungsgerade zwischen einem Bumpmodule und dem zu Null angenommenen Vertex des Ereignisses. Danach wird zu jedem Hit in den Kammern der kürzeste Abstand zur Verbindungsgeraden bestimmt und daraus eine  $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeit errechnet. Die totale Wahrscheinlichkeit dafür, ob der Bump von einem geladenen Teilchen stammt, wird gegeben durch das Produkt der Einzelwahrscheinlichkeiten, umgerechnet in einen Confidence Level; sie wird als Charge Probability bezeichnet. Gibt also CONTAG für ein bestimmtes Bumpmodule den Wert Null, so wird dieses Teilchen als höchstwahrscheinlich neutral angenommen. Ist die Charge Probability Eins, so wird dieses Teilchen in der weiteren Analyse als höchstwahrscheinlich geladenes Teilchen angesehen.

#### 5. ESORT-Step:

Die Routine ESORT bestimmt die Energieverteilung eines neutralen Schauers über mehrere Kristalle hinweg und vergleicht sie mit der theoretisch erwarteten Schauerfunktion. Das Bumpmodule wird in 16 'Submodules' geteilt und durch Minimierung des Abstandes zwischen experimentell ermittelter und erwarteter Schauerfunktion das Submodule mit maximaler Energiedeposition als Zentrum des Schauers errechnet. Auf diese Weise erreicht Crystal Ball Winkelauflösungen von  $\sigma = 30 - 50 \text{ mrad}$  [56].

#### 6. TFANAL-Step:

In diesem letzten Schritt werden die Informationen des Time-of-Flight-Systems (Flugzeitzählersystem) verwendet. Errechnet werden die Positionen der Trefler in den Flugzeitzählern und die Zeit zwischen Aufeinandertreffen der Elektronen- und Positronenbunche und Einschlag im Flugzeitzähler.

## Kapitel 4

# Ereignisselektion

### 4.1 Einführung

Bevor wir zur Beschreibung der verwendeten Datensätze und zur Diskussion der Selektion der  $\gamma\gamma\gamma$  Ereignisse kommen, sollen kurz die Typen physikalisch interessanter Ereignisse betrachtet werden, welche nach der Standardanalyse (EOTAP) auf Band stehen. Dabei soll zwischen solchen Ereignissen unterschieden werden, die sich aufgrund ihrer charakteristischen Signatur in unserem Detektor identifizieren lassen und solchen, die durch ihre Ähnlichkeit mit  $\gamma\gamma\gamma$ -Ereignissen zu Untergrund in unserem  $\gamma\gamma\gamma$ -Datensatz führen.

Den größten Anteil an der ersten Gruppe machen die von den QED-Prozessen  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ ,  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$  und  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  stammenden Ereignisse aus. Die Ereignisse vom Typ  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  und  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$  können ohne Probleme erkannt werden, da sie im Detektor einfach als zwei sich gegenüberliegende elektromagnetische Schauer erscheinen, deren gesamte gemessene Energie ( $E_{tot}$ ) gleich der Schwerpunktsenergie ist. Darüber hinaus können die Bhabhaereignisse von den  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$  Ereignissen durch ihre elektrische Ladung getrennt werden. Ebenso wie die Bhabhaereignisse erscheinen die  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  Ereignisse als zwei sich gegenüberliegende, geladene Spuren. Die Form der Energiedeposition ist hier, im Gegensatz zu der von Photonen, die von minimalisierenden Teilchen. Außerdem übersteigt bei  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  Ereignissen  $E_{tot}$  selten  $500 \text{ MeV}$ .

Eine andere Eigenschaft die dazu beiträgt die oben beschriebenen QED Ereignisse zu identifizieren, ist, daß außer den beiden Energieclustern ( $e^+e^-$ ,  $\mu^+\mu^-$ ,  $\gamma\gamma$ ) in der Regel nur sehr wenige niederenergetische Teilchen beobachtet werden. Diese zusätzlichen Energiedepositionen stammen von der Synchrotronstrahlung des Elektronen- und Positronenstrahls und können mittels der DBM-Ereignisse (siehe Kapitel 3) untersucht werden. Würden die Daten bei  $\Upsilon(1S)$ -Resonanzenergie genommen, so kommen zu den aus dem Kontinuum stammenden Ereignissen des Typs  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  und  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  die davon ununterscheidbaren Ereignisse aus Resonanzzerfällen  $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S) \rightarrow e^+e^-$  und  $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S) \rightarrow \mu^+\mu^-$  hinzu.

Ein anderer physikalisch interessanter Prozeß, der durch spezielle Eigenschaften

klar von  $\gamma\gamma$ -Ereignissen unterschieden werden kann, rührt von der Photon-Photon Streuung her:  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$ . In diesen niedermultiplizitären Ereignissen wird nicht nur insgesamt wenig Energie deponiert ( $E_{tot} \leq 1 \text{ GeV}$ ), sondern sie ist darüber hinaus vorwiegend unter kleinen Winkeln zur Strahlachse zu finden. Das Elektron und das Positron werden dabei unter so geringen Winkeln gestreut, daß sie innerhalb des Strahlrohrs entkommen und somit überhaupt nicht beobachtet werden.

Für diese Analyse von viel größerer Bedeutung sind jene Ereignisse, die nicht auf einfache Weise von  $\gamma\gamma$ -Ereignissen unterschieden werden können. Die drei Hauptbeiträge zu dieser Gruppe von Ereignissen kommen von multihadronischen Endzuständen vom Kontinuum und von der Resonanz, radiativen QED-Ereignissen und Ereignissen von Strahl-Strahlrohr- und Strahl-Restgaswechselwirkung.

Auf der Stufe der Ereignis Selektion ist es sehr schwierig, den Untergrund zu unseren  $\gamma\gamma$ -Ereignissen von multihadronischen Ereignissen aus den Prozessen

$$\begin{aligned} e^+e^- \rightarrow q\bar{q} \rightarrow \text{Hadronen}, \quad e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S) \rightarrow q\bar{q} \rightarrow \text{Hadronen}, \\ e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow \text{Hadronen}, \quad e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S) \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow \text{Hadronen} \\ \text{und } e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S) \rightarrow ggg \rightarrow \text{Hadronen}, \end{aligned}$$

zu reduzieren, da diese Ereignisse große Ähnlichkeit mit  $\gamma\gamma$ -Ereignissen haben, in denen das direkte Photon weniger als 2 GeV Energie hat. Versuche, diesen Untergrund zu unterdrücken, führen ziemlich rasch zu beträchtlichen Akzeptanzenbußen in der  $\gamma\gamma$ -Ereignis Selektion. Wir werden jedoch sehen, daß der von diesen multihadronischen Ereignissen herrührende Untergrund im Photonen Spektrum auf der Stufe der Photonenselektion und Untergrundsubtraktion überwunden werden kann, da er im wesentlichen aus neutralen Pionen ( $\pi^0$ 's) besteht und mit ansteigender Photonenergie exponentiell abklingt.

Von anderer Art ist der Untergrund von sogenannten 'QED-Ereignissen', in denen im Anfangs- oder Endzustand ein Bremsstrahlungsphoton abgestrahlt wurde:

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^- \gamma \quad \text{oder} \quad e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$$

Da diese Bremsstrahlungsphotonen Energien bis hin zur Strahlenergie  $E_{beam}$  haben können, führen solche Ereignisse nachdem sie die  $\gamma\gamma$ -Ereignis Selektion passiert haben, praktisch stets zu Einträgen im direkten Photonen Spektrum im gesamten Energiebereich. Wegen der Ähnlichkeit von  $\gamma\gamma$ -Ereignissen mit einem hochenergetischen Photon ( $E_\gamma \geq 4 \text{ GeV}$ ) und radiativen QED-Ereignissen müssen die Selektionsschnitte sehr vorsichtig konstruiert werden. Schnitte, die diesen Untergrund effektiv unterdrücken, tendieren dazu, gleichzeitig auch eine bestimmte Sorte von  $\gamma\gamma$ -Ereignissen zu diskriminieren. Es zeigt sich allerdings, daß Schnitte gefunden werden können, die das oben geschilderte Problem zu lösen vermögen, auch wenn ihre Anwendung einen geringen Restuntergrund an radiativen QED-Ereignissen

übrig läßt. Dieser verbleibende Untergrund kann jedoch durch Subtraktion von Kontinuumdaten, die exakt wie die Daten auf der Resonanz analysiert wurden, eliminiert werden.

Die dritte Sorte von Untergrundereignissen stammt von Wechselwirkungen eines Strahlelektrons oder -positrons mit dem Strahlrohr oder einem Restgasatom in dem nicht vollständig evakuierten Strahlrohr. Diese Sorte von möglichen Untergrundereignissen ist für unsere Analyse nicht in dem Maß von Belang wie die oben geschilderten, da ihre charakteristische Topologie Schnittvariablen anbietet, die diesen Untergrund erfolgreich verwerfen. Nur wenige niederenergetische Photonkandidaten werden in den verbliebenen Ereignissen die Photonenselektion passieren und können ebenfalls durch die Kontinuumsubtraktion vom Photonen Spektrum abgezogen werden.

Nach dem in dieser Einführung Gesagten ist die Aufgabe der Ereignis Selektion offensichtlich. Ein Satz an Schnitten muß gefunden werden, der soviel Untergrundereignisse wie möglich verwirft, während gleichzeitig die Selektionsakzeptanz für  $\gamma\gamma$ -Ereignisse so hoch wie möglich ist. Da ein Ziel dieser Analyse die Beurteilung der Form des direkten Photonen Spektrums ist, sollte die Akzeptanz zusätzlich flach über den gesamten Bereich der Photonenergie  $0 \leq z \leq 1$  sein, wobei  $z = E_\gamma/E_{beam}$  die auf die Strahlenergie normierte Photonenergie ist. Der Standardselektor für hadronische Ereignisse der Crystal Ball Kollaboration (beschrieben in [59]) erfüllt diese Anforderungen nicht, sondern verwirft den Großteil der  $\gamma\gamma$ -Ereignisse mit einem hochenergetischen Photon ( $E_\gamma \geq 4 \text{ GeV}$ ).

## 4.2 Verwendete Datensätze

Wie bereits erwähnt, ist die Untersuchung der Form des Spektrums eines der Ziele dieser Analyse. Da hierzu eine hinreichend hohe Anzahl der Photonen im Spektrum von entscheidender Bedeutung ist, empfiehlt es sich, bereits vor Beginn der Datenanalyse die Anzahl der zu erwartenden Photonen grob abzuschätzen.

Die gesamte Luminosität, die mit dem Crystal Ball bei DESY auf der  $\Upsilon(1S)$ -Resonanz gesammelt wurde, beträgt  $45.9 \text{ pb}^{-1}$ . Für die vorliegende Analyse wurde allerdings nur ein Teil dieser Luminosität verwendet. Es wird sich in der Diskussion des systematischen Gesamtfehlers in Kapitel 8 zeigen, daß der systematische Fehler den statistischen Fehler selbst bei Verwendung des eingeschränkten Datensatzes bereits um etwa 100 % übersteigt. Um eine Vergrößerung der ohnehin dominanten systematischen Unsicherheiten zu vermeiden, wurden deshalb nur Daten verwendet, für die ein unveränderter und verlässlicher Detektorzustand garantiert werden kann. Diese Anforderungen schließen die während 1984 genommenen  $19.5 \text{ pb}^{-1}$  aus, da nach Abschluß der Datennahme entdeckt wurde, daß Nichtlinearitäten in der Energiemessung hochenergetischer Teilchen auftraten. Diese Nichtlinearitäten konnten auf Änderungen in der Ausleseelektronik zurückgeführt werden [60]. Obwohl nur etwa 15 % der Kristalle von diesem Problem sichtbar betroffen sind und

versucht wurde, diese Nichtlinearitäten durch ein Simulationsprogramm namens CISSY nachzustellen, muß mit einer energieabhängigen Beeinflussung von Variablen wie *SMOAT* (die Größe *SMOAT* und ihre bedeutende Rolle für die Untergrundsubtraktion ist in Kapitel 6 und Anhang A beschrieben) gerechnet werden. Da diese Nichtlinearitäten nur Kristalle mit Energien oberhalb von 400 MeV betreffen, ist ihr Einfluß bei hochenergetischen Photonen ( $E_\gamma \geq 3$  GeV) besonders deutlich zu spüren, weil bei Photonen dieser Energie in mehreren Kristallen eines Schauers mehr als 400 MeV deponiert sein können. In einem Teil dieser Daten wurden zusätzlich die Pulshöhen der Kammerhits aufgrund von Nichtlinearitäten in dem ADC der Kammern nicht korrekt aufgezeichnet.

Verwendete Datensätze				
Schwerpunktsenergie $E_{CMS}$ in MeV	Datum der Datennahme	Runs	Anzahl an beobachteten Hadronen	Luminosität ( $pb^{-1}$ )
$\Upsilon(1S)$ (9460)	1986	18037-18501 19039-19170	218 770	17.1
cont(9365)	1986	18889-19002 19172-19258	30 760	7.9

Tabelle 4.1: Die in dieser Analyse verwendeten Datensätze.

Aus den genannten Gründen würde eine Hinzunahme der 1984 aufgezeichneten Daten zu einer Vergrößerung des systematischen Fehlers führen. Gleichzeitig würde sich der statistische Fehler nur unwesentlich verringern, da ein Blick auf die in Tabelle 4.1 zusammengestellten Daten zeigt, daß der statistische Fehler durch den relativ kleinen Datensatz im Kontinuum dominiert ist. Auch während 1984 wurden aber nur Daten auf der Resonanz genommen.

Im Prinzip gelten die genannten Argumente auch für die  $9.2 pb^{-1}$ , die 1983 auf der Resonanz genommen wurden. Während die Daten 1986 mit einem erneuerten 4 Kammer-Innendetektor genommen wurden, waren 1983 noch die alten 3 Kammer installiert, sodaß für die beiden Datensätze geladene Teilchen mit verschiedenen Wirkungsgraden als geladen erkannt werden würden. Wieder gilt, daß eine Mitverwendung der Daten von 1983 eine mit Änderungen der Hardware einhergehende Vergrößerung der systematischen Unsicherheiten bedeuten würde, während gleichzeitig der statistische Fehler nur unwesentlich verringert werden kann. In Anbetracht des stabilen und vollständigen Detektorzustandes (4 Kammer-Innendetektor) während der Datennahme 1986 beschränken wir uns auf diese Daten.

Um die ungefähre Anzahl der Photonen abschätzen zu können, ist es zunächst notwendig, die Anzahl der multihadronischen Ereignisse in den  $17.1 pb^{-1}$  der Resonanzdaten bzw. in den  $7.9 pb^{-1}$  der Kontinuumsdaten zu ermitteln. Dazu wurden beide

Datensätze mit dem Standardhadronenselektor der Crystal Ball Gruppe analysiert. Es wurde in der Einleitung erwähnt, daß dieser Selektor nicht zur Selektion von  $\Upsilon(1S)$ -Ereignissen verwendet werden kann; zur Bestimmung der Anzahl der  $\Upsilon(1S)$ -Resonanzen kann er jedoch gut eingesetzt werden. Auf der Resonanz umfaßt die Anzahl der beobachteten multihadronischen Ereignisse jene, die von Kontinuumsprozessen stammen, und die Anzahl der beobachteten  $\Upsilon(1S) \rightarrow$  Hadronen Ereignisse. Die Anzahl der multihadronischen Ereignisse, die von den Kontinuumsprozessen  $e^+e^- \rightarrow qq \rightarrow$  Hadronen und  $e^+e^- \rightarrow \tau\tau \rightarrow$  Hadronen stammt, kann ermittelt werden, indem man den Datensatz analysiert, der im energetisch zur Resonanz benachbarten ( $95$  MeV unterhalb) Kontinuum genommen wurde. Da die physikalischen Prozesse im benachbarten Kontinuum bis auf die Abwesenheit der Resonanz genau die gleichen sind wie auf der Resonanz, findet man den Kontinuumsbeitrag zur Anzahl an multihadronischen Ereignissen auf der Resonanz, indem man die Anzahl dieser Ereignisse, gefunden im Kontinuum, mit dem entsprechenden Verhältnis der Luminositäten skaliert und das Energieverhalten des Wirkungsgrades  $\sigma(e^+e^- \rightarrow qq) \propto 1/E_{CMS}^2$  berücksichtigt, also:

$$N_{had}^{obs}(\Upsilon(1S)) = N_{had}^{obs}(res) - N_{had}^{obs}(cont) \frac{L(res) E_{CMS}^2(cont)}{L(cont) E_{CMS}^2(res)} \quad (4.1)$$

- $N_{had}^{obs}(\Upsilon(1S))$  ist die Anzahl der beobachteten  $\Upsilon(1S)$  Zerfälle
- $N_{had}^{obs}(res)$  ist die Anzahl der beobachteten multihadronischen Ereignisse gefunden bei Resonanzenergie
- $N_{had}^{obs}(cont)$  ist die Anzahl der beobachteten multihadronischen Ereignisse gefunden bei Kontinuumsenergie
- $L(cont)$  ist die Luminosität des Kontinuumsdatensatzes
- $L(res)$  ist die Luminosität des Resonanzdatensatzes
- $E_{CMS}(cont)$  ist die Schwerpunktsenergie im Kontinuum
- $E_{CMS}(res)$  ist die Schwerpunktsenergie auf der Resonanz

Unter Verwendung der in Tabelle 4.1 angegebenen Zahlenwerte findet man mittels der obigen Beziehung:

$$N_{had}^{obs}(\Upsilon(1S)) = 153\,550 \pm 500 \pm 1500 \quad (4.2)$$

wobei der erste Fehler den statistischen, der zweite den systematischen Fehler angibt. Der angegebene systematische Fehler rührt von der Unsicherheit der Luminosität (12%, siehe [72]) her. Obwohl diese Zahl noch auf die Akzeptanz des Hadronenselektors für die verschiedenen Zerfälle der  $\Upsilon(1S)$  Resonanz korrigiert werden muß, kann man wegen der hohen Nachweiswahrscheinlichkeit des Hadronenselektors ( $\approx 90\%$ ) die tatsächliche Anzahl auf etwa 150 000 abschätzen. Natürlich ist das

Verzweignungsverhältnis für  $\Upsilon(1S) \rightarrow \gamma\gamma\gamma \rightarrow \text{Hadronen}$  zunächst nicht bekannt, sondern vielmehr Gegenstand dieser Arbeit. Trotzdem können zur vorläufigen Abschätzung die Werte früherer Messungen [45,46,47] verwendet werden, welche ein Verzweignungsverhältnis von etwa 3 % ergaben. In diesem Fall würde man etwa 4 500 direkte Photonen erwarten. Selbst wenn die endgültige Akzeptanz für direkte Photonen bei nur 25 % läge, erwarteten wir noch etwa 1000 Photonen. Diese Anzahl dürfte für die gestellte Aufgabe ausreichen.

### 4.3 Selektion der $\gamma\gamma\gamma$ -Ereignisse

Nachdem wir nun die Zusammensetzung der verwendeten Daten und ihren Umfang kennen, beginnen wir mit der Analyse der Ereignisse. Um zunächst die Anzahl der auf Band stehenden Ereignisse durch eine grobe Ereignis-Vorselektion deutlich zu reduzieren, verwenden wir die Verteilung der gemessenen Gesamtenergie  $E_{tot}$  der Ereignisse. Diese Verteilung ist sehr instruktiv, da sie die wesentlichen Sorten von Ereignissen, mit denen wir es zu tun haben, reflektiert. Das durchgezogene, ungeschraffierte Histogramm in Abbildung 4.1 gibt die  $E_{tot}$ -Verteilung für einen Teil der Resonanzdaten wieder. Die in dem niederen Energiebereich ( $E_{tot} \lesssim 3 \text{ GeV}$ ) deutlich sichtbare Anhäufung rührt von den Ereignissen aus Strahl-Strahlrohr- und Strahl-Restgaswechselwirkungen her, während die Erhöhung bei der Schwerpunktsenergie die  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma), \gamma\gamma(\gamma)$  Ereignisse wiedergibt. Außerdem indiziert eine geringere Anhäufung zwischen den beiden großen Erhebungen die Gegenwart der multihadronischen Ereignisse, unter denen sich auch die Mehrzahl der  $\gamma\gamma\gamma$ -Ereignisse befindet. Vergleicht man diese Verteilung der Daten mit der analogen Verteilung von Monte Carlo  $\gamma\gamma\gamma$ -Ereignissen (zur Erklärung der Monte Carlo Methode siehe Anhang B) in Abbildung 4.1 (gestricheltes Histogramm), so ist klar, daß ein Schnitt in dieser Verteilung im niederen Energiebereich zu einer Beseitigung des größten Teils des Untergrundes von Strahlwechselwirkungen mit dem Strahlrohr oder einem Restgasatom führt, während nahezu alle  $\gamma\gamma\gamma$ -Ereignisse einen solchen Schnitt überleben können. Anders verhält es sich in dem hochenergetischen Bereich dieser Verteilung; hier würde durch einen Schnitt nicht nur der Untergrund von (radiativen) QED-Ereignissen weggeschnitten werden, sondern gleichzeitig auch eine bestimmte Sorte von  $\gamma\gamma\gamma$ -Ereignissen (nämlich jene mit einem hochenergetischen Photon). Deshalb wurde als erster Schnitt gewählt:

$$\begin{array}{l} \text{Schnitt 1:} \\ E_{tot} \geq 0.3 E_{CMS} \end{array}$$

wobei  $E_{tot}$  wieder die totale gemessene Energie und  $E_{CMS}$  die Schwerpunktsenergie

ist (auf der  $\Upsilon(1S)$  Resonanz ist  $E_{CMS} = 9.46 \text{ GeV}$ ).

Ein erster Schritt zur Unterdrückung des QED-Untergrundes wird durch einen Schnitt in der Multiplizität der Ereignisse getan. Der Grund für diesen Schnitt ist die Beobachtung, daß die im Crystal Ball Detektor beobachtete mittlere Anzahl der Teilchen von einem  $\gamma\gamma\gamma$  Ereignis etwa acht ist, während Bhabhaereignisse in der Regel nur zwei Teilchen im Endzustand haben. Hierbei wurde ein Teilchen nur dann gezählt, wenn es in dem von den Kammer abgedeckten Volumen gefunden wurde bzw.  $|\cos\theta| \geq 0.85$  ist, wobei  $\theta$  der Winkel zwischen der Richtung des Teilchens und der Strahlachse ist. Darüber hinaus mußte das Teilchen mindestens 100  $\text{MeV}$  im Kalorimeter deponieren, um gezählt zu werden. Der angewandte Schnitt ist:

$$\begin{array}{l} \text{Schnitt 2:} \\ N_{\text{particels}} \geq 3 \end{array}$$

wobei  $N_{\text{particels}}$  die Anzahl der Teilchen in einem Ereignis notiert, welche die oben angegebenen Kriterien erfüllen.

Die Bedingung  $|\cos\theta| \geq 0.85$  ist zusätzlich geeignet, QED-Untergrund zu unterdrücken, da die Winkelverteilung für die Elektronen von Bhabhaereignissen ein Maximum bei  $|\cos\theta| = 1$  aufweist, während 'gute'  $\gamma\gamma\gamma$ -Ereignisse durch diesen Schnitt im allgemeinen nur verworfen werden, wenn das hochenergetische Photon außerhalb des Bereiches  $|\cos\theta| \lesssim 0.85$  liegt. Dieses Photon würde jedoch in der Photonenselektion ohnehin verloren gehen, da dort die Neutralitätsbedingung die Anwesenheit des Photons in dem von den Kammer abgedeckten Volumen unvermeidbar macht. Die Energieschwelle von 100  $\text{MeV}$  zieht in Betracht, daß die üblicherweise niederenergetischen DBM-Energiedepositionen in zufälliger Weise den schon vorhandenen Energiedepositionen überlagert werden und so die Multiplizität der Bhabhaereignisse künstlich erhöhen können. Diese Bedingung hilft außerdem, die große Anzahl an Bhabhaereignissen zu verwerfen, bei denen ein niederenergetisches Bremsstrahlungsphoton abgestrahlt worden ist. Die Wirkung der Schnitte 1 und 2 auf die Daten wird durch das schraffierte Histogramm in Abbildung 4.1 illustriert; es gibt die  $E_{tot}$ -Verteilung der Ereignisse nach den Schnitten 1 und 2 an, wobei die selbe Datenmenge wie für das durchgezogene Histogramm verwendet wurde.

In der niederenergetischen Region ist der Großteil des dort angesiedelten Untergrundes weggeschnitten worden und nur ein Ausläufer dieses Untergrundes ist noch sichtbar. In dem hochenergetischen Bereich ist nahezu der gesamte Untergrund von Bhabhaereignissen mit nur zwei 'guten' Spuren verschwunden. Eine Betrachtung per Augenschein von etwa 150 Ereignissen aus der Erhöhung bei der Schwerpunkts-

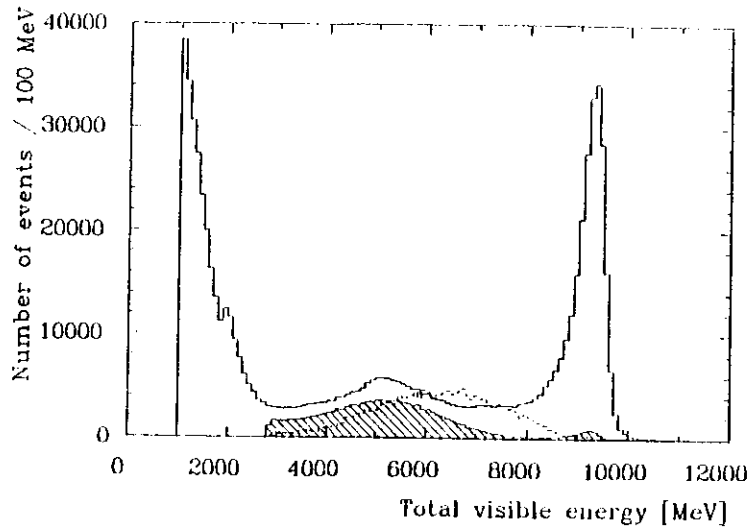


Abbildung 4.1: Die Gesamtenergieverteilung eines Teils der Daten, genommen auf der  $\Upsilon(1S)$ -Resonanz vor allen Schnitten (durchgezogenes Histogramm) und nach den Schnitten 1 und 2 (schraffiertes Histogramm). Zum Vergleich ist als gestricheltes Histogramm die  $E_{tot}$ -Verteilung für Monte-Carlo  $\gamma\gamma$ -Ereignisse gezeigt (diese Verteilung wurde mit einem Faktor 70 multipliziert).

energie in Abbildung 4.1 zeigt jedoch an, daß die Erhöhung von verbliebenem Untergrund aus radiativen Bhabhaereignissen und  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$  Ereignissen stammt. Dies überrascht nicht, wenn man bedenkt, daß radiative Bhabhaereignisse nicht nur ein  $E_{tot}$  nahe der Schwerpunktsenergie haben sondern auch aus drei im obigen Sinne 'guten' Teilchen bestehen und somit die Schnitte 1 und 2 passieren können. Wie vorsichtig die weiteren Schnitte zur Unterdrückung dieses Untergrunds konstruiert werden müssen, kann man bereits aus dem Effekt einer Verschärfung des Schnittes auf die Multiplizität ersehen. Wählt man  $N_{particles} \geq 4$ , so würde die Akzeptanz für  $\gamma\gamma\gamma$  Ereignisse im hochenergetischen Bereich um etwa die Hälfte absinken, obwohl trotzdem noch Untergrund von radiativen Bhabhaereignissen in der Abbildung 4.1 entsprechenden Abbildung sichtbar wäre. Trotz der Schwierigkeiten konnte ein zweidimensionaler Schnitt entwickelt werden, der die geschilderten Probleme löst. Die diesen Schnitt zugrundeliegenden Überlegungen sind die folgenden: Die gesamte beobachtete Energie, die im Kalorimeter von geladenen Teilchen deponiert wird, ist im allgemeinen bei  $\gamma\gamma\gamma$  Ereignissen deutlich geringer als bei radiativen Bhabhaereignissen, in denen bereits das Elektron oder Positron, welches kein Bremsstrahlungsphoton abgestrahlt hat, ungefähr 5 GeV deponiert. Die Variable, die die deponierte Energie der geladenen Teilchen eines Ereignisses repräsentiert,

ist definiert als:

$$E_{charged} = \sum_{\text{Teilchen } i} \frac{E_{13_i} \cdot \delta_i}{E_{CMS}} \quad (4.3)$$

$$\delta_i = \begin{cases} 1 & i\text{-tes Teilchen ist geladen} \\ 0 & i\text{-tes Teilchen ist neutral} \end{cases}$$

wobei  $E_{13}$ , die Summe der Energien in den 13 Kristallen des Schauers (siehe Kapitel 5) des  $i$ -ten Teilchens ist und über alle Teilchen des Ereignisses summiert wird. Neben  $E_{charged}$  kann als weitere, für radiativen QED-Untergrund charakteristische Variable die zweithöchste Energiedeposition eines Ereignisses herangezogen werden. Der Grund dafür ist, daß es zwar vorkommen kann, daß das direkte Photon Energien bis hin zur Strahlenergie hat, es aber ziemlich unwahrscheinlich ist, daß in dem selben Ereignis noch ein zweites Teilchen vorkommt, das eine so hohe Energie wie  $E_{beam}/2$  deponiert. In radiativen QED Ereignissen ist dies aber der Normalfall, weil in solchen Ereignissen die gesamte Schwerpunktsenergie auf nur etwa drei Teilchen aufgeteilt wird und alle drei als elektromagnetisch schauernde Teilchen gesamte Energie im Detektor deponieren. Um noch zu berücksichtigen, daß bei radiativen QED-Ereignissen  $E_{tot} \approx E_{CMS}$  ist, wurde statt der zweithöchsten  $E_{13}$  Energie die Größe:

$$E_{tot} = \frac{E_{tot} + 2 \cdot E_{13_2}}{E_{CMS}} \quad (4.4)$$

verwendet, wobei  $E_{13_2}$  die  $E_{13}$  Energie des zweithöchsten Energieclusters bezeichnet. Die Korrelationsdarstellung 4.2 zeigt die Verteilungen der beiden Variablen für einen Teil der Daten nach den Schnitten 1 und 2. Man erkennt, wie deutlich die beiden Variablen die Unterteilung in zwei Bereiche anbietet. Die starke Anflutung im linken, unteren Bereich wird den multihadronischen Ereignissen (inklusive  $\gamma\gamma\gamma$ -Ereignissen) die im rechten, oberen Quadranten den radiativen Bhabhaereignissen zugeordnet. Die bänderartige Struktur der Einträge von radiativen Bhabhaereignissen erklärt sich durch Betrachtung des Bremsstrahlungsprozesses: nichtradiative Bhabhaereignisse sorgen für Einträge in der rechten, oberen Ecke der Darstellung, wogegen für radiative Bhabhaereignisse die Werte beider Variablen gleichzeitig abnehmen, da die Energie des abgestrahlten Photons sowohl in  $E_{charged}$  als auch in  $E_{tot}$  fehlt. Bei den Werten  $E_{charged} \approx 0.5$  und  $E_{tot} \approx 1.5$  dreht sich der Trend um: Nun ist das abgestrahlte Photon das zweithöchste Teilchen und die  $E_{tot}$ -Werte nehmen mit steigender Photonenenergie wieder zu, während  $E_{charged}$  weiterhin abnimmt. In Abbildung 4.2 ist der durch Monte Carlo-Untersuchungen motivierte Schnitt

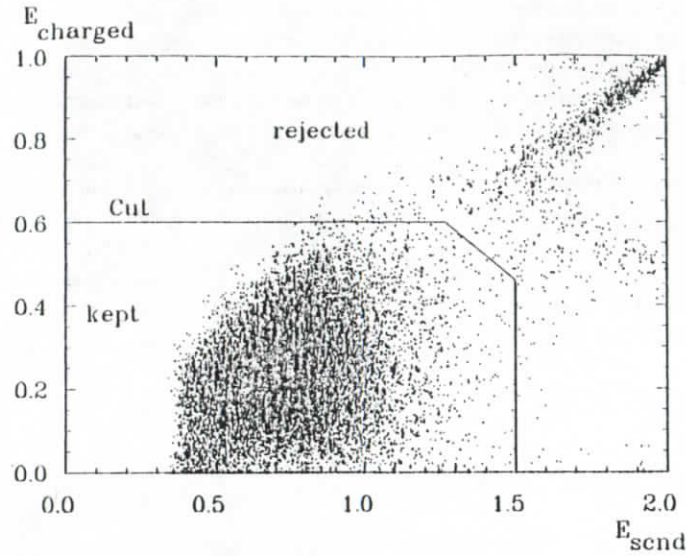


Abbildung 4.2:  $E_{\text{charged}}$  vs.  $E_{\text{send}}$ -Verteilung für Daten. Die durchgezogene Linie gibt den angewendeten Schnitt an.

**Schnitt 3:**

$$\begin{aligned} E_{\text{charged}} &\leq 0.6 \\ E_{\text{send}} &\leq 1.5 \\ E_{\text{charged}} &\leq 1.36 - 0.6 \cdot E_{\text{send}} \end{aligned}$$

als durchgezogene Linie eingezeichnet. Bevor wir die Auswirkungen dieses Schnittes auf die Daten und  $\gamma\gamma\gamma$ -Ereignisse diskutieren, werden zwei weitere Schnitte eingeführt. Bei einem Teil der radiativen Bhabhaereignisse wird beobachtet, daß eines der Teilchen nach Abstrahlung des Photons im Strahlrohr entkommt. Trotzdem kann ein solches Ereignis hinreichend hohe Multiplizität (es kann ein doppelt radiatives Ereignis gewesen sein oder DBM-Energien können die Multiplizität erhöht haben) und genügend hohe  $E_{\text{tot}}$ -Energie haben, um die Schnitte 1 und 2 zu passieren. Wenn das in dem Strahlrohr entkommene Teilchen ein geladenes gewesen ist, kann das Ereignis auch nach Schnitt 3 übrigbleiben. Es gibt aber einen einfachen Weg, diese Ereignisse als Untergründereignisse zu erkennen. Zu diesem Zweck

definieren wir den Impuls-Balance-Vektor  $\vec{\beta}$ :

$$\vec{\beta} = \frac{1}{E_{\text{tot}}} \sum_{i=1}^{672} E_i \hat{n}_i \quad (4.5)$$

Hier wird über sämtliche Kristalle  $i$  summiert und  $\hat{n}_i$  bezeichnet den Einheitsvektor in Richtung des  $i$ -ten Kristalls mit der Energie  $E_i$ . Wenn in einem Ereignis die Energie sämtlicher Teilchen gemessen werden könnte (wie etwa bei elektromagnetisch schauernden Teilchen), so hätte der Vektor  $\vec{\beta}$  einen Betrag nahe bei null. Dies ist bei Bhabhaereignissen in der Regel der Fall. Auf der anderen Seite nimmt  $|\vec{\beta}|$  Werte nahe bei eins an, wenn nur die Energie eines Teilchens des Ereignisses gemessen werden kann. Die Größe  $|\vec{\beta}|$  ist also ein Maß für die Ausgewogenheit der beobachteten Energieverteilung eines Ereignisses oder für den fehlenden Impuls des Ereignisses. Im Falle eines Bhabhaereignisses, in dem ein Teilchen im Strahlrohr entkommt, gibt die Länge von  $\vec{\beta}$  die Energie des fehlenden Teilchens an und seine Richtung  $\Theta_\beta$  weist in Richtung der Strahlachse, also  $|\cos\Theta_\beta| = 1$ . Dieses Merkmal solcher Untergründereignisse legt den Schnitt 4 nahe:

**Schnitt 4:**

$$|\cos\Theta_\beta| \leq 0.99$$

Der letzte Schnitt der Ereignisselektion wurde entwickelt, um den verbliebenen Untergrund von Strahl-Strahlrohr- und Strahl-Restgaswechselwirkungen zu eliminieren. Er basiert auf der Beobachtung, daß die Teilchen aus solchen Wechselwirkungen im allgemeinen stark in eine Richtung gebündelt sind, weil der Impuls der wechselwirkenden Strahlteilchens nicht durch ein Teilchen des anderen Strahls kompensiert wird. Diese Bündelung bewirkt, daß die meiste Energie in Strahlrohrnähe gefunden wird oder, äquivalent dazu, daß die Energie in der Ebene senkrecht zum Strahlrohr in solchen Ereignissen im Vergleich zu  $\gamma\gamma\gamma$ -Ereignissen klein ist. Diese 'transversale Energie' ist definiert als:

$$E_{\text{trans}} = \frac{1}{E_{\text{CMS}}} \sum_{i=1}^{672} E_i \sin \theta_i \quad (4.6)$$

wobei  $\theta_i$  den Winkel zwischen dem  $i$ -ten Kristall und der Strahlachse und  $E_i$  den Energieinhalt des  $i$ -ten Kristalls angibt. Die Verteilung von  $\vec{\beta}$  und  $E_{\text{trans}}$  für Ereignisse aus der Wechselwirkung eines Strahls mit dem Strahlrohr oder einem Restgasatom kann mit Hilfe sogenannter 'Single Beam Daten' untersucht werden und ist in der Korrelationsdarstellung 4.3 (linkes Teilbild) zu sehen. Die Single Beam Daten werden gewonnen, indem man DORIS II nur mit einem der beiden Strahlen füllt und die stattfindenden Ereignisse unter den üblichen Triggerbedingungen

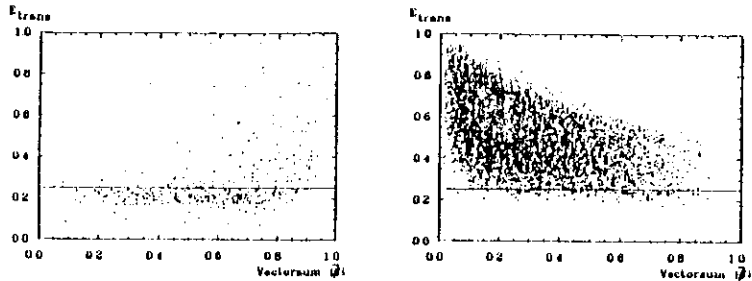


Abbildung 4.3: Im linken Teilbild ist die  $E_{trans}$  vs.  $|\vec{\beta}|$ -Verteilung von Single Beam Daten, im rechten Teilbild die von Monte Carlo- $\gamma\gamma$ -Ereignissen dargestellt. Die durchgezogene Linie indiziert den angewendeten Schnitt.

aufzeichnet. Der Vergleich der korrespondierenden Darstellungen von Monte Carlo  $\gamma\gamma$ -Ereignissen im rechten Teilbild von Abbildung 4.3 und von 'Colliding Beam Daten' (also Daten, in denen DORIS II mit zwei wechselwirkenden Strahlen gefüllt war) in Abbildung 4.4 stellt den Unterschied zwischen den verschiedenen Typen von Ereignissen in diesen Variablen deutlich heraus. Darüber hinaus sieht man, daß der eingezeichnete und angewendete Schnitt:

**Schnitt 5:**

$$E_{trans} \geq 0.25$$

einen beträchtlichen Teil des Untergrundes wegschneidet, während kaum  $\gamma\gamma$ -Ereignisse verlorengehen.

Am Schluß dieser nun vollständigen Ereignisselektion angelangt, soll der Effekt der Schnitte 3, 4 und 5 auf die Daten wieder anhand der  $E_{vis}$ -Verteilung betrachtet werden.

Das durchgezogene Histogramm in Abbildung 4.5 zeigt die  $E_{vis}$ -Verteilung der Daten nach den Schnitten 1 und 2 (sie ist identisch mit der schraffierten in 4.1) und das schraffierte Histogramm ist die Verteilung nach allen fünf Schnitten. Der Untergrund von Strahlwechselwirkung mit dem Strahlrohr und Restgas und insbesondere der von radiativen QED-Ereignissen scheint vollständig verschwunden zu sein. Eine detaillierte Betrachtung von ungefähr 100 Ereignissen aus der Endpunktregion der

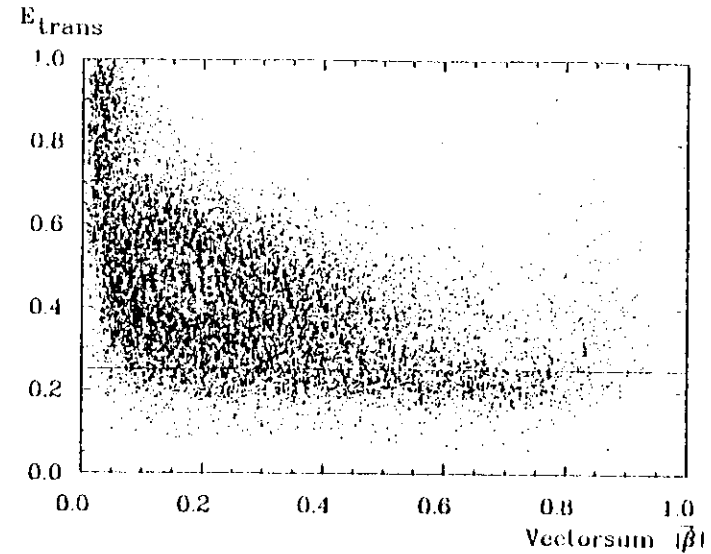


Abbildung 4.4:  $E_{trans}$  vs.  $|\vec{\beta}|$ -Verteilung von Colliding Beam Daten. Die durchgezogene Linie bezeichnet den angewendeten Schnitt.

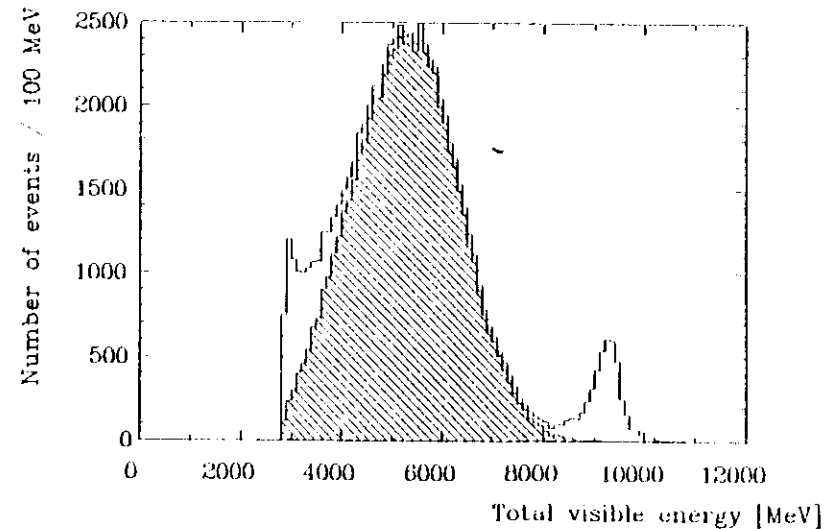


Abbildung 4.5:  $E_{vis}$ -Verteilung nach den Schnitten 1 und 2 (durchgezogenes Histogramm) und nach allen 5 Ereignisselektionsschritten (schraffiertes Histogramm).



schräffierten Verteilung in Abbildung 4.5 zeigt allerdings, daß neben schönen  $\gamma\gamma\gamma$ -Ereigniskandidaten, wie dem in Abbildung 4.8 gezeigten, immer noch ein geringer Untergrund von radiativen QED-Ereignissen übriggeblieben ist. Der obere Teil der Abbildung 4.8 stellt eine Abwicklung des Kalorimeters dar, wobei die Energiedepositionen in den Kristallen durch Punkte eingezeichnet sind; die Größe der Punkte ist proportional zur deponierten Energie. Der untere Teil der Abbildung besteht aus drei Ansichten der Driftkammern, wobei die dunklen Quadrate Hits an dieser Stelle der Kammern repräsentieren.

Der geringe verbliebene Untergrund stellt kein ernsthaftes Problem mehr dar, da er bei der später ohnehin durchzuführenden Subtraktion des Kontinuums völlig abgezogen wird.

### Ermittlung und Diskussion der Akzeptanz der Ereignis Selektion

Obwohl unmittelbar zu erkennen ist, daß die fünf Schnitte den Untergrund weitgehend eliminiert haben, verbleibt die Frage, wie viele gute  $\gamma\gamma\gamma$ -Ereignisse diese Schnitte überlebt haben. Um diese Frage untersuchen zu können, wurden sogenannte Monte Carlo  $\gamma\gamma\gamma$ -Ereignisse generiert (eine detaillierte Beschreibung der Monte Carlo Methode wird in Anhang B gegeben), welche in praktisch sämtlichen Eigenschaften eine gute Annäherung an reale  $\gamma\gamma\gamma$ -Ereignisse sein sollten. Da diese Monte Carlo Ereignisse jedoch von uns simuliert wurden, ist die Energie und Richtung eines jeden direkten Photons bekannt, sodaß wir das Spektrum der direkten Photonen vor allen Schnitten kennen. Diese etwa 10 000 Monte Carlo  $\gamma\gamma\gamma$ -Ereignisse werden auf genau dieselbe Weise wie die Daten analysiert und es wird wieder das Spektrum der überlebenden Photonen hergestellt. Schließlich gewinnt man die Akzeptanz der Schnitte, indem das Spektrum nach den Schnitten durch das Spektrum vor den Schnitten dividiert wird. Für die Schnitte 1 und 2 ist das Ergebnis im linken Teilbild in 4.6 wiedergegeben. Alle Akzeptanzen werden in dieser Arbeit für den interessanten Photonenenergiebereich von  $z = 0.2$  bis  $z = 1.0$  gezeigt (für  $z \leq 0.2$  wird das direkte Photonenpektrum völlig von Untergrund dominiert, siehe auch Kapitel 6).

Die Akzeptanz  $\epsilon$  für die Schnitte 1 und 2 ist in der niederenergetischen Region bei Werten von  $\epsilon \approx 0.95$  sehr hoch, fällt jedoch für Energien von  $z \approx 0.75$  an bis auf  $\epsilon \approx 0.8$  bei  $z = 1$ . Dieses Verhalten der Akzeptanz ist leicht erklärbar: Entweder ist die Energie des direkten Photons bereits so groß daß  $E_\gamma \geq 0.3E_{CMS}$ , oder die Multiplizität eines  $\gamma\gamma\gamma$ -Ereignisses mit einem niederenergetischen Photon ist so groß daß eine Gesamtenergie von 3 GeV in fast allen Fällen erreicht wird. Dies bedeutet, daß Akzeptanzverluste aufgrund der Bedingung  $E_{tot} > 0.3E_{CMS}$  nicht groß sein können. Die Akzeptanzverluste des Schnittes auf die Multiplizität der Ereignisse sind in der Region  $z \geq 0.7$  praktisch vernachlässigbar. Wird das Photon allerdings zu hochenergetisch, so kann es passieren, daß das gegen das direkte Photon rückgestoßene 2-Gluonensystem eine invariante Masse hat, die zu klein ist um die erforderliche Mindestmultiplizität im obigen Sinne zu garantieren. Im Extremfall

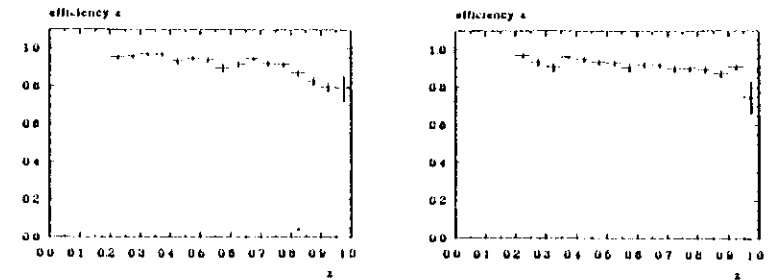


Abbildung 4.6: Im linken Teilbild ist die Akzeptanzkurve der Selektionsschnitte 1 und 2 für  $\gamma\gamma\gamma$ -Ereignisse gezeigt, im rechten die Akzeptanzkurve der Schnitte 3, 4 und 5.

eines Photons mit einer Energie nahe der Strahlenergie muß das 2-Gluonensystem die invariante Masse  $m_{gg} \approx 0$  haben, sodaß es sogar schwierig wird, zwei Pionen im Endzustand zu erzeugen (Pionen sind die leichtesten Hadronen, wobei wegen der Isospinerhaltung mindestens zwei nötig sind). Aufgrund dieser Abnahme der invarianten Masse des 2-Gluonensystems nimmt mit steigender Photonenenergie die Multiplizität ab, was sich durch einen Abfall der Akzeptanzkurve äußert. Die 2-Jet-artige Struktur der  $\gamma\gamma\gamma$ -Ereignisse mit einem hochenergetischen Photon stellt sich als generelles Problem heraus, da diese Ereignisse den Untergrundereignissen von radiativen Bhabhaereignissen sehr ähnlich sehen können. Deshalb ist die im rechten Teilbild der Abbildung 4.6 gezeigte Akzeptanzkurve der auf diesem Untergrund wirkenden Schnitte 3, 4 und 5 besonders interessant. Diese Akzeptanzkurve bewegt sich zwischen den Werten  $\epsilon \approx 0.85$  und  $\epsilon \approx 0.95$  und spiegelt somit unsere Bemühungen wider, einen Ereignis Selektor zu entwickeln, der einen Abfall der Akzeptanz zu hohen Photonenenergien hin vermeidet. Die in 4.7 gezeigte totale Akzeptanzkurve für die Schnitte 1 bis 5 gewinnt man schließlich durch Multiplikation der beiden in Abbildung 4.6 gezeigten Kurven. Den Eigenschaften dieser Akzeptanzkurve werden wir uns bei der Diskussion des endgültigen Photonenpektrums in Kapitel 9 erneut zuwenden.

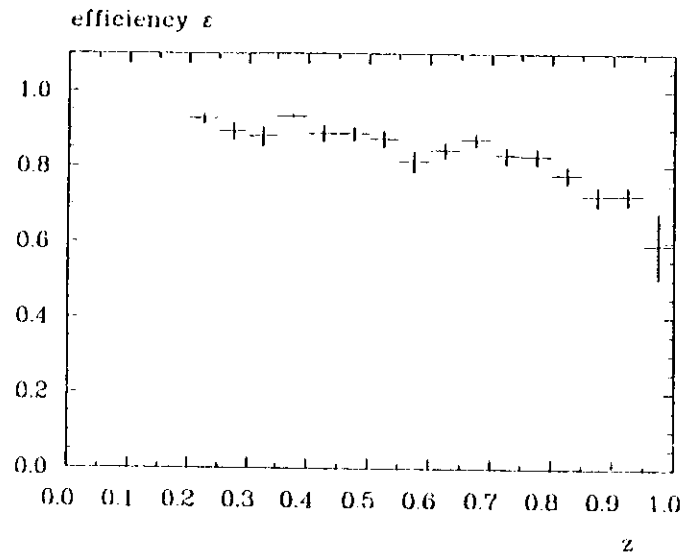
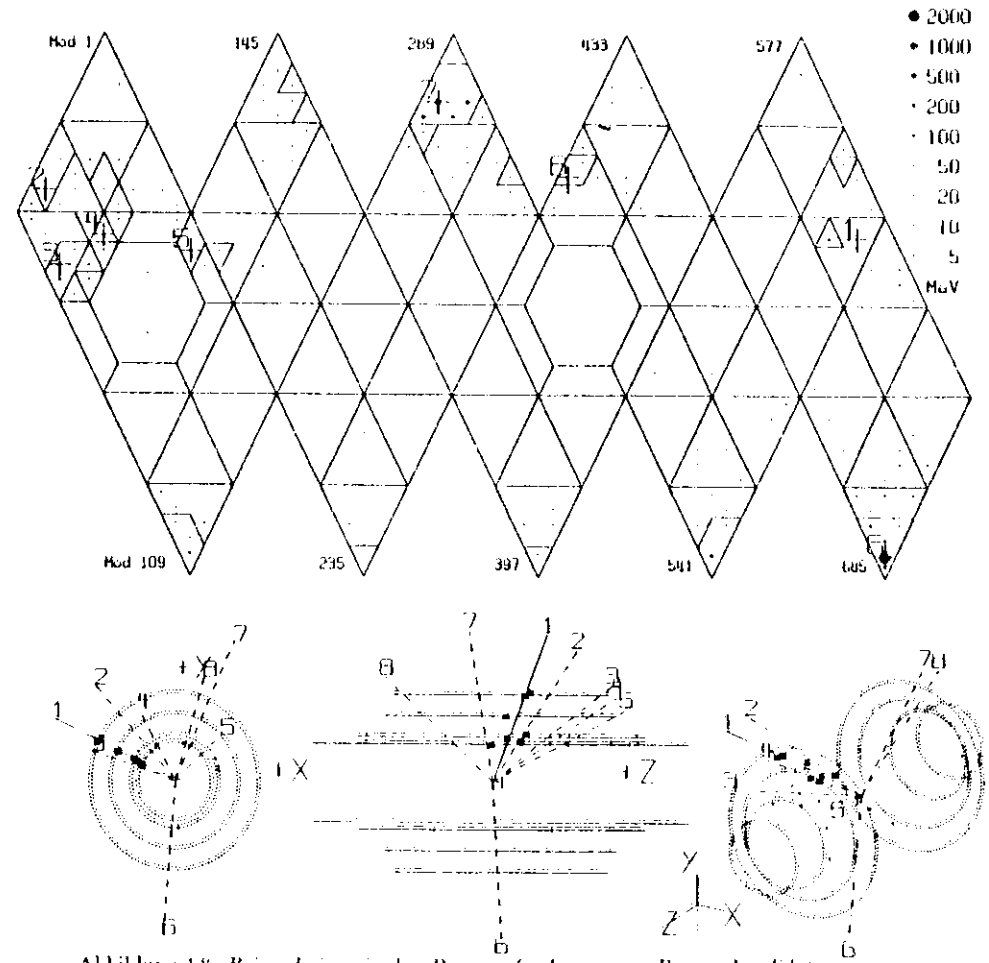


Abbildung 4.7: Akzeptanzkurve der gesamten Ereignis Selektion.



## Kapitel 5

# Photonenselektion

### 5.1 Einführung

Nachdem wir die  $\gamma\gamma$ -Ereigniskandidaten aus den Daten herausgefiltert haben, müssen nun in diesen Ereignissen die Photonenkandidaten gefunden werden. Es zeigt sich, daß die überwiegende Mehrheit der von der Standardanalyse rekonstruierten Teilchen nicht Photonen, sondern Pionen, Myonen oder Elektronen sind. Deshalb ist es auf dieser Stufe der Analyse die vorrangigste Aufgabe, Kriterien zu ermitteln, die eine Separation der Photonen von den übrigen Teilchensorten möglich machen. Zur Entwicklung der Selektionsschnitte ist es zunächst nötig, die Eigenheiten der Wechselwirkungen der verschiedenen Teilchensorten mit dem Detektormaterial zu betrachten. Der bedeutendste, nach der Photonenselektion verbleibende Untergrund stammt von hochenergetischen  $\pi^0$ 's, deren spätere Subtraktion bereits bei der Photonenselektion berücksichtigt werden muß. Da bei der statistischen Subtraktion der hochenergetischen  $\pi^0$ 's (zur detaillierten Erklärung dieses Verfahrens siehe Kapitel 6) von der Form des elektromagnetischen Schauers Gebrauch gemacht wird, darf im Rahmen der Photonenselektion nicht zu stark auf Eigenschaften der Energiedepositionen geschnitten werden, die mit der Schauerform korreliert sind. Auf der anderen Seite ist dies aber in gewissem Umfang notwendig, um den Großteil der Untergrundteilchen zu verwerfen. Weil es aber ohnehin das generelle Anliegen der Photonenselektion ist, möglichst viel Untergrund zu verwerfen und gleichzeitig eine möglichst hohe Akzeptanz für Photonen zu behalten, stellt die obere Anweisung, einen Kompromiß zu finden zwischen 'möglichst weichen' Schnitten auf der einen und 'möglichst harten' Schnitten auf der anderen Seite, keine neue Aufgabe dar. Neben der Unterdrückung des Untergrundes müssen in der Photonenselektion auch Photonen eliminiert werden, bei denen aufgrund von Überlagerungen anderer Teilchen mit dem Schauer des Photons die Photonenenergie nicht mehr eindeutig gemessen werden kann.

### 5.2 Verhalten der Teilchen im Kalorimeter

Zur Entwicklung der Photonenselektionsschnitte ist es unvermeidlich, die Eigenschaften der Teilchen aufgrund ihrer verschiedenartigen Wechselwirkungen mit dem Kalorimetermaterial zu diskutieren. Zwar ist mit dem Crystal Ball Detektor nicht die Natur aller Teilchen in einem Maß identifizierbar, wie dies etwa mit Magnetfeldern und hochauflösenden Kammern oder einem Čerenkov-Ring-Imaging-Detektor möglich wäre; trotzdem können die Teilchen im allgemeinen durch die Form der Energiedeposition in elektromagnetisch schauernde Teilchen wie Photonen und Elektronen, minimalionisierende Teilchen wie Myonen oder geladene Pionen und hadronisch wechselwirkende Teilchen wie Kaonen oder geladene Pionen unterteilt werden. Da in dieser Arbeit die elektromagnetisch schauernden Teilchen die wichtigste Rolle spielen, beginnen wir mit diesen Teilchen.

#### Elektromagnetisch schauernde Teilchen

Dringt ein Photon in das NaJ(Tl) Material des Kalorimeters ein, so konvertiert es nach Durchflug der Strecke  $x$  im Feld eines Atomkerns mit der Wahrscheinlichkeit:

$$P_{\text{pair}} = 1 - e^{-\frac{x}{X_0}} \quad (5.1)$$

in ein  $e^+e^-$ -Paar. Das elektromagnetische Feld des Atomkerns ist dabei nötig, um die gleichzeitige Erhaltung von Impuls und Energie zu gewährleisten. Im obigen Ausdruck für  $P_{\text{pair}}$  bezeichnet  $X_0$  eine Materialkonstante, die 'elektromagnetische Strahlungslänge' genannt wird. Diese Größe ist über den differentiellen Energieverlust von Elektronen und Positronen durch Bremsstrahlung definiert:

$$\left( \frac{dE}{dx} \right)_{\text{rad}} = \frac{E}{X_0} \quad (5.2)$$

Diese Beziehung bedeutet, daß  $X_0$  jene Flugstrecke ist, nach der die Energie eines Elektrons durch Bremsstrahlung auf den  $1/e$ -ten Teil abgesunken ist, wobei  $e$  die Eulersche Zahl ist. Für NaJ(Tl) hat die elektromagnetische Strahlungslänge den Wert  $X_0 = 2.59 \text{ cm}$ . Strahlt nun das bei der Paarerzeugung entstandene Elektron oder Positron ein Bremsstrahlungsphoton ab, dessen Energie deutlich über der doppelten Ruhemasse des Elektrons liegt ( $E_e > 10 \text{ MeV}$ ), so wird es mit hoher Wahrscheinlichkeit wiederum in ein  $e^+e^-$ -Paar konvertieren. Die beiden geschilderten Prozesse von sich abwechselnder Paarerzeugung und Abstrahlung harter Bremsstrahlungsphotonen führen schließlich zu einer Lawine von Elektronen, Positronen und Photonen in einem engen Kegel (etwa  $30^\circ$  Öffnungswinkel) um das die Lawine induzierende einfallende Teilchen. Dabei ist es natürlich unethelich, ob dies ein Elektron, Positron oder Photon war. Die gesamte Kaskade von Teilchen wird 'elektromagnetischer Schauer' genannt. Die Schauerentwicklung kommt erst zum Erliegen, wenn die Energien der Photonen so klein werden ( $E_e < 10 \text{ MeV}$ ), daß die Wirkungsquerschnitte für Comptonstreuung oder Photoeffekt den für Paarerzeugung übersteigen und die Elektronen und Positronen ihre Energie statt durch

Bremsstrahlung bevorzugt durch Ionisierung abgeben ( $E_e \geq 12 \text{ MeV}$ ). Die Energieauflösung eines Kalorimeters verbessert sich für elektromagnetisch schauernde Teilchen mit der Zunahme der in Strahlungslängen angegebenen Dicke des Detektormaterials. Um die bereits erwähnte hohe Energieauflösung für elektromagnetisch schauernde Teilchen zu erreichen, wurde für die Länge der NaJ(Tl) Kristalle des Crystal Ball 40.6 cm gewählt, was zu 15.7  $\lambda_0$  korrespondiert. Die Energieauflösung für elektromagnetisch schauernde Teilchen im Crystal Ball wurde empirisch zu  $\sigma_E = \Delta E/E = 2.7\%/\sqrt{E(\text{GeV})}$  bestimmt. Mißt man die Energien von Elektronen aus Bhabhaereignissen und normiert sie auf die Strahlenergie, so erwartet man eine Gaußverteilung, deren Mittelwert bei 1 liegt und deren Breite  $\sigma_E$  der oben angegebenen Energieauflösung entspricht. Tatsächlich beobachtet man allerdings keine reine Gaußverteilung, sondern die in Abbildung 5.1 gezeigte Verteilung, welche durch die folgende Funktion beschrieben werden kann:

$$f(E', E) = \frac{1}{N} \begin{cases} \exp\left[-\frac{1}{2} \left(\frac{E'-E'}{\sigma_E}\right)^2\right] & \text{wenn } E' \geq E - \rho \cdot \sigma_E \\ \left(\frac{A}{B-E'}\right)^r & \text{wenn } E' < E - \rho \cdot \sigma_E \end{cases} \quad (5.3)$$

Hierbei ist  $N$  eine Normierungskonstante und  $\rho, r, A$  und  $B$  sind empirisch zu ermittelnde Konstanten. Die Funktion  $f(E', E)$  gibt die Wahrscheinlichkeit an, die Energie  $E'$  eines elektromagnetischen Schauers zu messen, wenn die wahre Energie des Teilchens  $E$  war. Der beobachtete Schwanz der Verteilung zu niedrigeren Energiewerten rührt dabei von Energieverlusten durch die endliche Ausdehnung des Kristalls und Lichtverluste am Photomultiplier her. Die Konstante  $\rho$  gibt in Einheiten von  $\sigma_E$  an, ab wo die Gaußverteilung durch eine den niederenergetischen Schwanz beschreibende Potenzfunktion ersetzt werden muß;  $r$  ist die Potenz dieser Funktion. Für diese Konstanten ergeben sich Werte von  $\rho \approx 0.5$  und  $r \approx 8.5$ .

Die Energieabhängigkeit der Energieauflösung erhielt man durch Bhabhaelektronen mit  $E_{\text{Beam}} \approx 5 \text{ GeV}$  bei DORIS II und  $E_{\text{Beam}} \approx 1.5 \text{ GeV}$  am Speicherring SPEAR. Die exklusiv gemessenen Reaktionen  $\Upsilon(2S) \rightarrow \gamma\gamma\Upsilon(1S)$  und  $\psi' \rightarrow \gamma\gamma J/\psi$  lieferten Werte im Bereich von 100 MeV bis 600 MeV.

Die laterale Ausdehnung des elektromagnetischen Schauers wird in sogenannten 'Molièreradien' gemessen. Bei den Crystal Ball NaJ(Tl)-Kristallen beinhaltet das Kristallmaterial innerhalb von zwei Molièreradien um den Energieschwerpunkt eines elektromagnetischen Schauers 95 % dessen totaler Energie. Der Bereich innerhalb dreier Molièreradien enthält 99 % der Schauerenergie. Da im Crystal Ball Kalorimeter die 12 nächsten Nachbarkristalle um den Zentralkristall eines Schauers, wie im linken Teil der Abbildung 5.2 gezeigt, zwischen zwei und drei Molièreradien liegen, umfaßt diese Gruppe von 13 Kristallen etwa 97.5 % der Schauerenergie. Dieser Anteil ist so nahe bei 100 %, daß in der Crystal Ball Gruppe der Energiegehalt der 13 Kristalle als Energiemaß für elektromagnetische Schauer verwendet wird. Um zur bestmöglichen Annäherung an die 'wahre Energie' der Teilchen zu gelangen, muß die Energie dieser 13 Kristalle ( $E_{13}$ ) auf Lichtverluste an den Photomultipliern und durch die endliche Ausdehnung der Kristalle korrigiert werden.

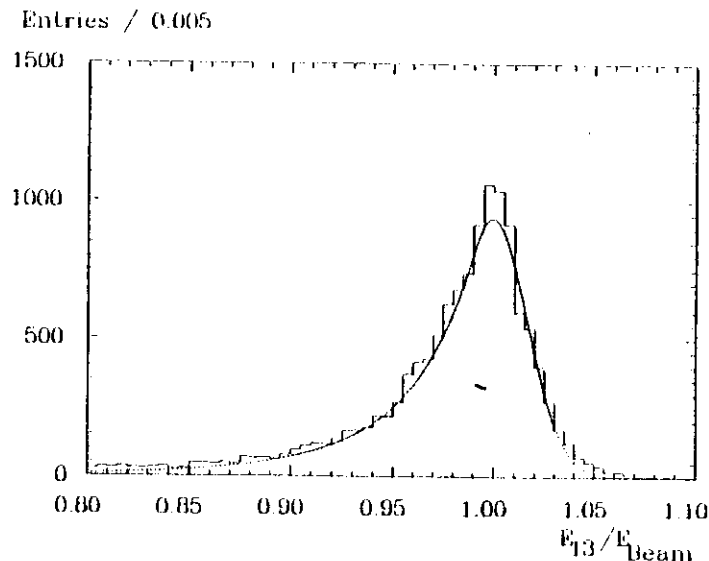


Abbildung 5.1: Verteilung der gemessenen Energien für Elektronen aus Bhabhaereignissen normiert auf die bekannte Energie  $E_{\text{Beam}}$  der Elektronen. Die durchgezogene Linie ist ein Fit der im Text angegebenen Funktion an die Verteilung.

Eine weitere Korrektur rührt von dem nichtlinearen Verhalten der aus der Energiekalibration (Kapitel 3) folgenden Eichkurve her. Die Verteilungen der invarianten  $\gamma\gamma$ -Massen zeigen nämlich, daß die Massen des  $\pi^0$  und  $\eta$  systematisch zu tief liegen. Dasselbe Verhalten zeigt auch die aus  $\Upsilon(2S) \rightarrow \pi^0\pi^0\Upsilon(1S)$  Ereignissen bestimmte Massendifferenz  $\Upsilon(2S) - \Upsilon(1S)$  auf. Zur Korrektur dieses Effektes wird die lineare Eichkurve durch [61]

$$E_{\text{korrigiert}} = E_{\text{gemess}} \frac{1}{1 + 0.0137 \ln \frac{E_{\text{gemess}}}{E_{\text{Beam}}}} \quad (5.4)$$

ersetzt.

Die Größe der lateralen Schauerenausdehnung und insbesondere auch ihre Form können zur Identifikation elektromagnetisch schauernder Teilchen genutzt werden. Um neben der Größe des Schauers auch die Verteilung der Energie innerhalb des Schauers und ihre Symmetrie quantitativ erfassen zu können, werden die Verhältnisse des Energiegehaltes verschiedener Gruppen von Kristallen im Bereich des Schauers gebildet. Dazu werden zunächst der Energiegehalt des Zentralkristalles des Schauers mit  $E_1$ , der Energiegehalt der drei nächsten Nachbarkristalle plus  $E_1$  mit  $E_4$  und die Energiesumme der 12 nächsten Nachbarn plus dem Zentralkristall mit  $E_{13}$  bezeichnet (siehe zur Definition dieser Größen das rechte Teilbild in Abbildung 5.2). Die instruktivsten und vielseitigsten Energieverhältnisse zur Beurteilung und Klassifikation des Musters der Energiepositionen einer Teilchensorte sind  $E_1/E_4$

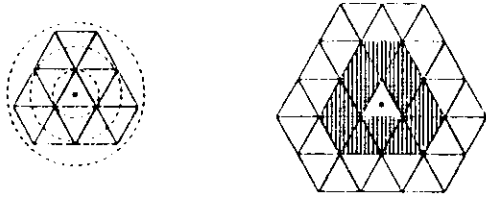


Abbildung 5.2: Ausschnitt aus der Oberfläche des Crystal Ball Kalorimeters. Im linken Teilbild entsprechen die drei Kreise einem, zwei und drei Mohleradien. Im rechten Teilbild werden  $E1$ ,  $E4$  und  $E13$  definiert: Der Energiegehalt des Zentralkristalls (durch einen Stern bezeichnet) ist  $E1$ , der der doppelt schraffierten Kristalle plus  $E1$  ist  $E4$  und  $E1$  plus die Energie der einfach schraffierten Nachbarkristalle ist  $E13$ .

und  $E4/E13$ , wobei beide Verhältnisse natürlich in gewissen Umfang miteinander korreliert sind. Die in dieser Analyse verwendete Größe  $E4/E13$  ist für elektromagnetisch schauernde Teilchen verteilt wie in Abbildung 5.3 (durchgezogenes Histogramm) gezeigt.

Offenbar sind bei elektromagnetischen Schauern nur etwa 90 % der Energie in den vier zentralen Kristallen enthalten, während noch etwa 10 % in dem Ring von neun Kristallen um  $E4$  deponiert sind. Die Betrachtung von  $E1/E4$  und später (Anhang A) zu beschreibenden Größen wie *SMOMI* verdichten das Bild von einer (im Bezug zum Energieschwerpunkt) rotationssymmetrischen und relativ langsamen Abnahme der Energien der Kristalle innerhalb von  $E13$  bei elektromagnetischen Schauern.

### Minimalionisierende und hadronisch wechselwirkende Teilchen

Deutlich anders als bei elektromagnetisch schauernden Teilchen liegen die Verhältnisse bei minimalionisierenden Teilchen. Diese Teilchen (Myonen, geladene Pionen) können aufgrund ihrer hohen Masse keine großen Energiebeträge durch Bremsstrahlung abgeben. Stattdessen verlieren diese geladenen Teilchen ihre Energie über Ionisation. Die Bezeichnung 'minimalionisierend' bezieht sich dabei auf das Minimum in der materialabhängigen Kurve, die den Energieverlust durch Ionisation als Funktion von  $\beta\gamma = (\sqrt{c^2/v^2} - 1)^{-1}$  des Teilchens beschreibt. Bei den im vorliegenden Experiment vorkommenden  $\beta\gamma$ -Werten für Myonen und Pionen liegen alle diese Teilchen praktisch unabhängig von ihrer Energie etwa im Minimum dieser Kurve, was bei unserer Kristalllänge eine Energiedeposition von ungefähr 210 MeV

Entries / 0.02 (area normalized to 1)

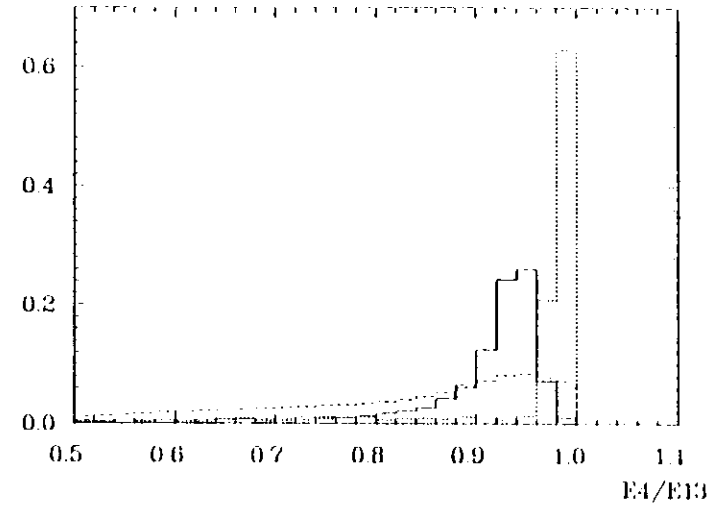


Abbildung 5.3: Dargestellt sind die  $E4/E13$ -Verteilungen für Photonen (durchgezogenes Histogramm), Myonen bzw. minimalionisierende Teilchen (gepunktetes Histogramm) und dem Teilchengemisch in den Daten (gestricheltes Histogramm). Die Flächen aller Verteilungen sind auf 1 normiert.

bedeutet. Während also Photonen und Elektronen ihre gesamte Energie im Energiedetektor hinterlassen, deponieren alle minimalionisierenden Teilchen einheitlich etwa 210 MeV. Dies kann zu ihrer Erkennung genutzt werden. Ein weiteres Merkmal dieser Teilchen hat ebenfalls die geringe Wechselwirkung mit dem Detektormaterial zum Anlaß. Weil die minimalionisierenden Teilchen praktisch unabgelenkt das Kalorimeter durchqueren, beobachtet man die geringe, abgegebene Energie in der Regel in nur 1 bis 2 Kristallen. Diese Eigenschaft führt z. B. zu der in Abbildung 5.3 dargestellten Verteilung von  $E4/E13$  (gepunktetes Histogramm) von Myonen.

Die hadronisch schauernden Teilchen geben ebenfalls nur einen Bruchteil ihrer Gesamtenergie im Kalorimeter ab. Die Länge der Kristalle entspricht etwa einer nuklearen Wechselwirkungslänge, sodaß ungefähr 64 % aller Hadronen mit dem Kalorimetermaterial stark wechselwirken. Die hadronischen Wechselwirkungen führen zu einer im allgemeinen breiten, aber unsymmetrischen und irregulären Form der Energiedeposition, welche für die Einträge in der  $E4/E13$  Verteilung aller Teilchen aus dem verwendeten Datensatz (Abbildung 5.3, gestricheltes Histogramm) unterhalb von 0.8 verantwortlich ist

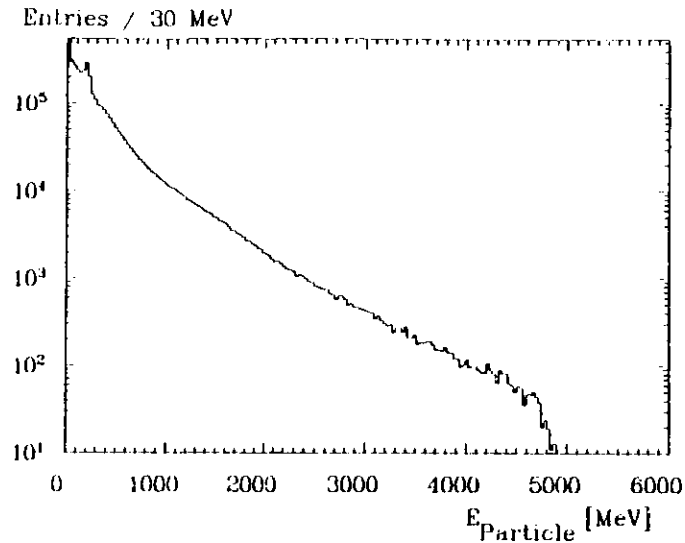


Abbildung 5.4: Energieverteilung aller Teilchen aus den selektierten Ereignissen vor den Photonenselektionsschnitten.

### 5.3 Selektion der Photonen

Die in der vorangegangenen Sektion besprochenen Eigenschaften der verschiedenen Teilchensorten werden nun dazu verwendet, aus der Vielzahl der Teilchen in den selektierten Ereignissen die Photonenkandidaten aufzufinden.

Betrachtet man die in Abbildung 5.4 gezeigte Energieverteilung sämtlicher in den selektierten Ereignissen rekonstruierten Teilchen, so fällt einem beispielsweise die schnelle Erhebung bei  $210 \text{ MeV}$  auf, welche den hohen Anteil an minimionisierenden Teilchen wiedergibt. Das globale Verhalten dieser logarithmisch dargestellten Verteilung läßt sich augenscheinlich über den Energiebereich von  $1 \text{ GeV}$  bis  $E_{\text{part}} \approx 4.730 \text{ GeV}$  durch einen exponentiellen Abfall plus einem zusätzlichen Beitrag in der Nähe des Endpunktes des Spektrums beschreiben. Diese exponentielle Form deutet bereits die dominante Rolle der exponentiell abklingenden  $\pi^-$ -Mesonen aus den Zerfällen  $\Upsilon(1S) \rightarrow ggg \rightarrow \text{Hadronen}$  und den Kontinuumsprozessen  $\Upsilon(1S) \rightarrow q\bar{q} \rightarrow \text{Hadronen}$  an. Dies ist erklärlich wenn man bedenkt, daß die beiden gerade genannten Ereignisklassen die überwiegende Mehrheit der nach der Ereignisselektion verbliebenen Ereignisse und die Pionen die darin vorherrschende Teilchensorte darstellen. Die Erzeugung anderer Hadronen ist wegen deren größerer Masse im Fragmentationsprozeß gegen die Pionen unterdrückt (siehe auch Anhang B). Während die Mehrzahl der geladenen Pionen im Energiespektrum (Abbildung 5.4) bei  $\approx 210 \text{ MeV}$  auftauchen, bevölkern die  $\pi^0$ s das gesamte Spek-

trum, da sie in zwei elektromagnetisch schauernde Photonen zerfallen und so ihre gesamte Energie im Kalorimeter hinterlassen. Unabhängig davon, welche Form das gesuchte direkte Photonenpektrum hat, ist bereits auf dieser Stufe der Analyse durch Betrachtung von Abbildung 5.4 und wegen der Abschätzung der totalen Anzahl der Photonen in Kapitel 4, Sektion 2 klar, daß der Untergrund zu den direkten Photonen im niederen Energiebereich erdrückend groß ist. Um das Verhältnis zu direkten Photonen und Untergrundteilchen insgesamt zu verbessern, wurde deshalb der erste Photonenselektionsschnitt auf die Teilchenenergie  $E_{\text{partich}}$  durchgeführt; die bei der Ereignisselektion gebrauchte Numerierung der Schnitte wird in der Photonenselektion fortgeführt:

Schnitt 6:

$$E_{\text{partich}} \geq 1 \text{ GeV}$$

In Vorbereitung des Schnittes auf die Ladung der Teilchen schränken wir den erlaubten Bereich des Winkels  $\theta_{\text{partich}}$  zwischen dem Teilchen und der Strahlachse ein. Dies ist nötig, um zu gewährleisten, daß sich das Teilchen in dem von den 4 Driftkammern bedeckten Volumen befindet:

Schnitt 7:

$$|\cos(\theta_{\text{partich}})| \leq 0.8$$

Insbesondere zur Verwerfung des Untergrundes von Elektronen aus radiativen QED Ereignissen verlangen wir nach der Vorleistung durch Schnitt 7 die Neutralität der Photonenkandidaten. Ein Teilchen ist dabei 'standard' geladen, wenn sich die Richtung seiner Energiedeposition im Sinne der Routine CHGTRK der Standardanalyse (Kapitel 3) mit Hits in den Kammern korrelieren läßt.

Schnitt 8:

Neutralität der Photonenkandidaten

Die Standardroutine CHGTRK wurde zur Bestimmung des Ladungscharakters verwendet, da sich im Gegensatz zu anderen Programmen wie CONTAG (siehe Kapitel

3) eine relativ geringe Abhängigkeit des Ergebnisses von topologischen Parametern der Ereignisse ergab. Der mögliche Effekt der Änderung solcher Parameter wurde am Beispiel der Transversalimpulse der Gluonenjets in Monte Carlo Simulationen der Zerfälle  $\Upsilon(1S) \rightarrow ggg \rightarrow \text{Hadronen}$  studiert: der Verlust von neutralen Teilchen in diesen Jets durch falsche Korrelation mit den Kammerhits nahe benachbarter geladener Teilchen kann drastisch (bei Verwendung von CONTAG bis zu 20 %) vom Transversalimpuls abhängen, da andere Teilchen innerhalb eines Jets dem neutralen Teilchen umso näher kommen, je geringer der Transversalimpuls der Jets ist. Es trägt zur Verringerung der systematischen Unsicherheiten bei, daß sich eine solche Abhängigkeit bei den Ergebnissen von CHGTS auf wenige Prozent beschränkte. Ein direktes Photon kann auch noch aus einem anderen Grund durch die unmittelbare Nachbarschaft eines anderen Teilchens verloren gehen. In der Crystal Ball Gruppe ist es, wie bereits in diesem Kapitel erwähnt, üblich, die  $E13$ -Energie zur Energiemessung zu verwenden. Überlagern sich die beiden  $E13$  Bereiche zweier Teilchen, so ist eine eindeutige Zuordnung der Energien nicht mehr möglich. Um zu erreichen, daß der Photonenkandidat räumlich von anderen Teilchen isoliert ist, wird deshalb verlangt, daß in der von diesem Photon herrührenden (in Kapitel 3 definierten) Connected Region nur ein Energiemaximum (bzw. ein Bump, siehe Kapitel 3) zu finden ist:

**Schnitt 0:**

$$N_{\text{Bump}}^{CR} = 1$$

wobei  $N_{\text{Bump}}^{CR}$  die Anzahl der Bumps innerhalb der Connected Region des Photonenkandidaten sein soll. Um noch sicherer sein zu können, daß die dem Photon über  $E13$  zugeordnete Energie nicht doch teilweise von Überlagerungen benachbarter Energiepositionen stammt, wird ein weiterer Isolationschnitt eingeführt. Dieser Schnitt nutzt die in der vorigen Sektion gemachte Feststellung aus, daß sich bei einem elektromagnetischen Schauer praktisch die gesamte Energie innerhalb des von  $E13$  vorgegebenen Bereiches befindet. Deshalb wird in dem aus 24 Kristallen bestehenden Ring um den  $E13$ -Bereich der Kristall mit der höchsten Energie aufgesucht. Diese mit  $E37S$  bezeichnete Energie darf einen von der Photonenenergie  $z = E_\gamma / E_{\text{Beam}}$  abhängigen Wert nicht übersteigen (Schnitt 10).

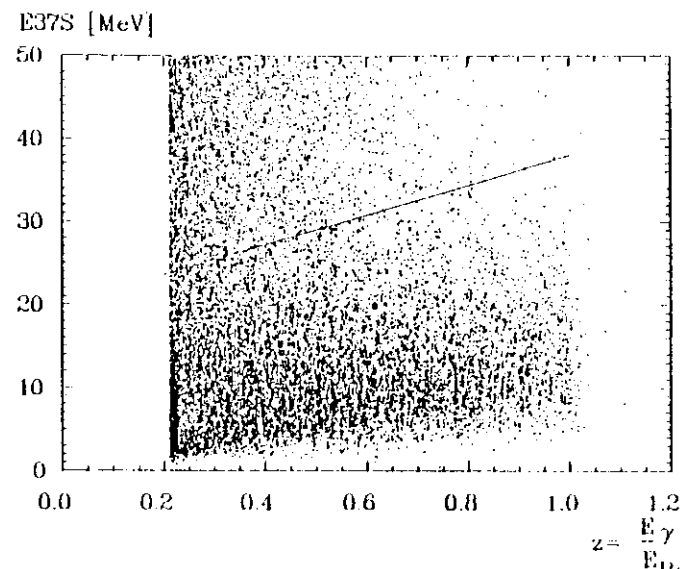


Abbildung 5.5:  $E37S$  vs.  $z$ -Verteilung von Photonenkandidaten aus den Daten

**Schnitt 10:**

$$E37S < (20 + 18 \cdot z) \text{ MeV}$$

Das Zustandekommen dieses Schnittes kann mittels der Korrelationsdarstellungen der Größe  $E37S$  gegen  $z$  für die Photonenkandidaten aus den Daten vor Schnitt 10 (Abbildung 5.5) und für die direkten Photonen aus Monte Carlo  $\gamma gg$ -Ereignissen (Abbildung 5.6) veranschaulicht werden. In beiden Verteilungen ist der Schnitt 10 als durchgezogene Linie eingezeichnet. Deutlich erkennt man die Zusammensetzung der Datenverteilung (Abbildung 5.5) aus dem Band schauernder Teilchen (analog zu dem der Monte Carlo Verteilung in Abbildung 5.6) und dem darüberliegenden Untergrund, wobei der eingezeichnete Schnitt 10 zwischen den beiden Beiträgen liegt. Der Untergrund taucht im wesentlichen im niederenergetischen Bereich auf, weil einerseits sich aus kinematischer Sicht niederenergetische Teilchen leichter nahekommen können und andererseits im niederenergetischen Teil die  $\pi^0$ 's auftauchen, deren beide Zerfallsphotonen Schauer erzeugen, die sich stark überlappen. Aus Abbildung 5.6 ersieht man auch die Zwangsläufigkeit eines energieabhängigen Schnittes: mit steigender Photonenenergie wächst die Schauergröße, was eine Vergrößerung

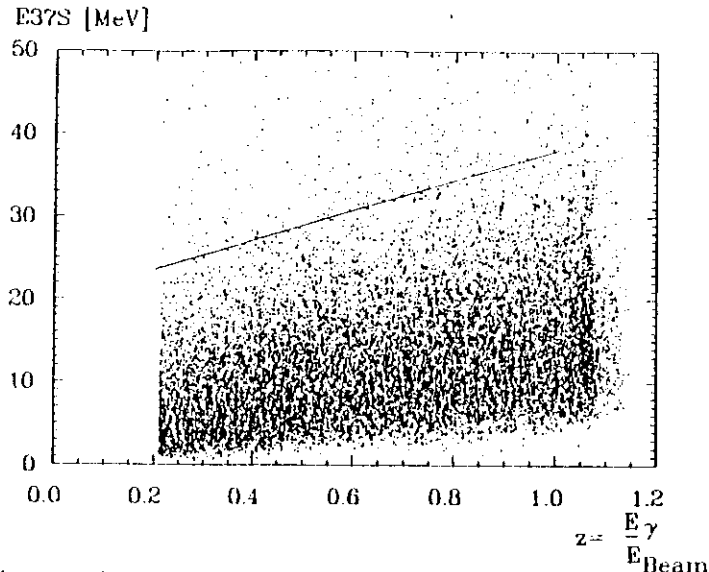


Abbildung 5.6:  $E37S$  vs.  $z$ -Verteilung von Photokandidaten aus Monte Carlo  $\gamma\gamma$ -Ereignissen

des Energieanteils außerhalb des konstanten  $E13$ -Bereichs zur Folge hat. Durch die Wahl des in Abbildung 5.6 gezeigten Schnittes wird zudem die Forderung nach einer hohen und energetisch konstanten Akzeptanz für die direkten Photonen erfüllt. Das letzte Selektionskriterium betrifft die Form der noch verbliebenen hochenergetischen ( $E_{\text{particle}} \geq 1 \text{ GeV}$ ), neutralen und gut isolierten Energiecluster. Um Untergrund von stark wechselwirkenden Hadronen oder hochenergetischen  $\pi$ 's zu vermeiden, wird die bereits besprochene Größe  $E4/E13$  herangezogen; der Schnitt 11 wirkt dabei auf die gestrichelte Verteilung in Abbildung 5.3:

Schnitt 11:

$$0.8 < \frac{E4}{E13} < 0.98$$

Bei der Wahl des obigen Intervalls hat man sich von der in der Einführung gegebenen Aufgabe leiten zu lassen: durch die obere Grenze von 0.98 wird noch vorhandener Untergrund von minimalisierenden Teilchen und durch die untere Grenze von 0.8 ein Großteil der stark wechselwirkenden Hadronen weggeschnitten. Die relativ niedrig angesetzte, untere Grenze führt einerseits dazu, daß nicht sämtliche der in der Untergrundsubtraktion noch benötigten, hochenergetischen  $\pi$ 's verloren gehen

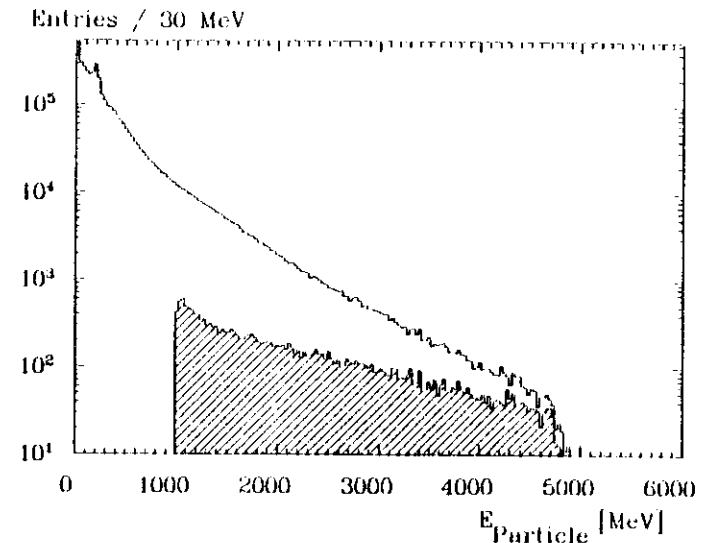


Abbildung 5.7: Energieverteilung aller Teilchen vor (durchgezogenes Histogramm) und nach (schraffiertes Histogramm) der Photonenselektion

und sorgt andererseits für eine hohe Akzeptanz für Photonen.

Bevor wir die Akzeptanzkurve sämtlicher Photonenselektionsschnitte betrachten, soll zunächst wieder der Effekt der Schnitte auf die Daten untersucht werden. In Abbildung 5.7 wird dazu die bereits gezeigte Energieverteilung sämtlicher Teilchen vor allen Photonenselektionsschnitten mit dem Spektrum der nach den Schnitten verbliebenen Photokandidaten verglichen. Klar sieht man die enorme Reduktion der Teilchenzahl im niederen Energiebereich, während am hochenergetischen Ende der Verteilung etwa die Hälfte aller Teilchen übriggeblieben ist.

### Akzeptanz der Photonenselektionsschnitte

Angesichts einer solch drastischen Untergrundreduktion muß die Befürchtung gehegt werden, daß insbesondere im niederegetischen Teil des Spektrums auch der Anteil an Photonen beträchtlich ist, der durch die Selektionsschnitte verloren geht. Zur Untersuchung der Akzeptanz werden die nach der Ereignisselektion verbliebenen Monte Carlo  $\gamma\gamma$ -Ereignisse verwendet. Mittels des bekannten Raumwinkels des direkten Photons, kann man wieder die Energieverteilung aller direkten Photonen vor der Photonenselektion herstellen. Die Teilchen in den Monte Carlo  $\gamma\gamma$ -Ereignissen werden mit genau denselben Photonenselektionsschnitten wie die Daten analysiert. Die Akzeptanz der Photonenselektionsschnitte für direkte Photonen erhält man wieder durch Division des Spektrums der verbliebenen Photonen



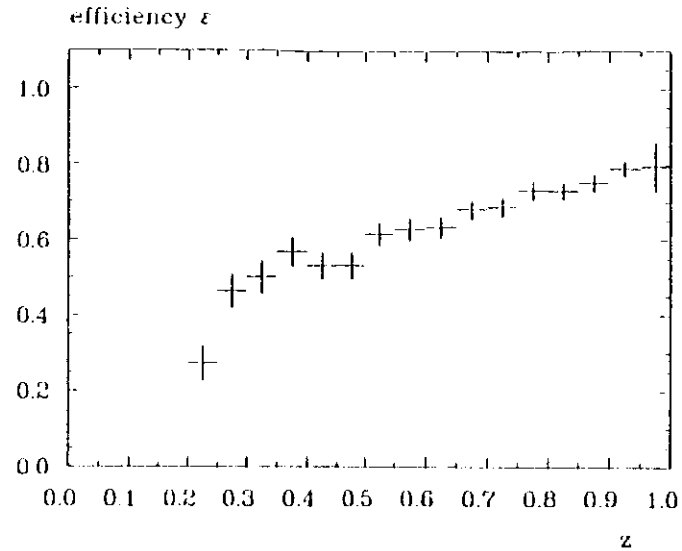


Abbildung 5.8: Akzeptanz der Photonenselektionsschnitte.

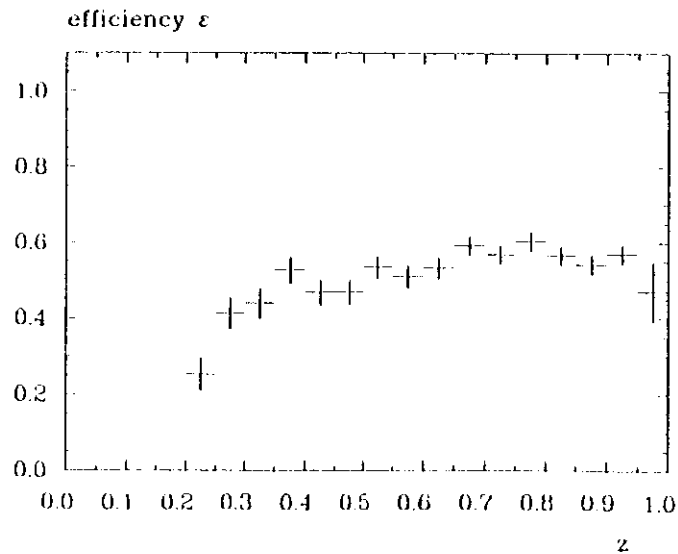


Abbildung 5.9: Totale Akzeptanz der Ereignis- und Photonenselektion.

durch das Spektrum vor der Photonenselektion; es ist in Abbildung 5.8 gezeigt. Zwar ist in dieser Akzeptanzkurve ein Abfall zu niederen Teilchenenergien zu sehen, die Akzeptanz für Photonen bleibt allerdings durch die Wahl relativ 'weicher' Selektionsschnitte mit einem mittleren Wert von etwa 65 % ziemlich hoch. Multipliziert man die Akzeptanzkurven der Ereigniseselektion (Abbildung 4.7) mit der Akzeptanz der Photonenselektion, so gelangt man zur Gesamtakzeptanz für die direkten Photonen in Abbildung 5.9. Erfreulicherweise stellt man bei Betrachtung dieser Abbildung fest, daß es durch geschickte Wahl der Ereignis- und Photonenauswahlkriterien gelungen ist, das zueinander komplementäre Verhalten der Akzeptanzkurven der Ereignis- und der Photonenselektion bei der Multiplikation zu kompensieren. Das Endergebnis befriedigt so die erhobene Forderung nach einer energetisch unabhängigen und hohen Akzeptanzkurve.

## Kapitel 6

# Untergrundsubtraktion

### 6.1 Einführung

Es wurde bereits darauf hingewiesen, daß die direkten Photonen aus  $\Upsilon(1S)$ -Zerfällen nur einen geringen Bruchteil der in dem schraffierten Histogramm in Abbildung 5.7 dargestellten, selektierten Photonenkandidaten ausmachen werden. Die Mehrheit der Photonenkandidaten sind Untergrund, bestehend aus Photonen aus anderen Quellen (z. B. Bremsstrahlungsphotonen oder Photonen aus  $\pi^0$ -Zerfällen) oder anderen Teilchen (z. B. hochenergetische  $\pi^0$ s), die fälschlicherweise als Photonen im Detektor identifiziert werden. In diesem Kapitel soll die Eliminierung dieser 'Untergrundphotonen' beschrieben werden, wobei die Vorgehensweise eine Zweiteilung des Untergrundes in von Kontinuumsprozessen und in von den  $\Upsilon(1S)$ -Resonanzzerfällen herrührende Untergrundbeiträge nahelegt. Während sich die im ersten Teil beschriebene Subtraktion des Kontinuumsbeitrags als relativ problemlos erweist, gestaltet sich die in Teil 2 beschriebene Subtraktion des von Resonanzzerfällen stammenden Untergrundes schwieriger. Da dies daran liegt, daß dieser Untergrund im wesentlichen aus hochenergetischen  $\pi^0$ s besteht, soll zunächst in dieser Einführung kurz die Kinematik des  $\pi^0$ -Zerfalls beleuchtet werden.

$\pi^0$ s zerfallen praktisch vollständig (98.8 %) mit einer Lebensdauer von  $\tau = 0.84 \cdot 10^{-16}$ s (oder nach einer Flugstrecke von  $c \cdot \tau = 2.5 \cdot 10^{-6}$ cm) in zwei Photonen, d. h. sie erscheinen im Crystal Ball Detektor immer als zwei vom Wechselwirkungspunkt kommende Photonen; der Zerfall eines  $\pi^0$  in seinem Ruhesystem ist in Abbildung 6.1 dargestellt. Zwar haben die beiden Photonen im Ruhesystem immer einen Zwischenwinkel von  $180^\circ$ , im Laborsystem kann sich jedoch das  $\pi^0$  mit teilweise sehr hohen Energien (bisher zu  $E_\pi = 3$  GeV) bewegen und deshalb der beobachtete Zwischenwinkel sehr klein werden. Um die Verteilung der Zwischenwinkel zwischen den beiden Photonen bei einer bestimmten  $\pi^0$ -Energie zu berechnen, wählen wir folgende, auch in Abbildung 6.1 verwendete Notation:

Führt man eine Lorentztransformation entlang der Flugrichtung des  $\pi^0$  vom Laborsystem in das Ruhesystem des  $\pi^0$  durch, so geben  $\theta_1^R$  bzw.  $\theta_2^R$  den Winkel zwischen der Boost-Richtung des  $\pi^0$  und der Richtung des ersten bzw. zweiten Photons im Ruhesystem an

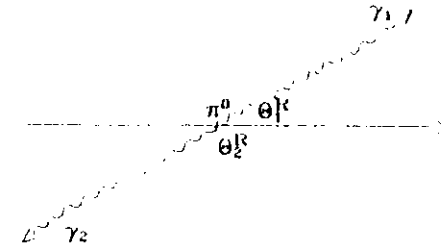


Abbildung 6.1:  $\pi^0$ -Zerfall in zwei Photonen im Ruhesystem. Die Bezeichnungen sind im Text erklärt.

$\theta_1$  bzw.  $\theta_2$  sind die Winkel zwischen der Flugrichtung des  $\pi^0$  und der Richtung des ersten bzw. zweiten Photons im Laborsystem

$\theta_{12}$  ist der Winkel zwischen den beiden Zerfallsphotonen im Laborsystem

$E_1^R$  bzw.  $E_2^R$  ist die Energie des ersten bzw. zweiten Photons im Ruhesystem

$E_1$  bzw.  $E_2$  ist die Energie des ersten bzw. zweiten Photons im Laborsystem

$E_\pi$  ist die Energie des  $\pi^0$  im Laborsystem

$p_{1z}^R$  bzw.  $p_{2z}^R$  ist der Impuls des ersten bzw. zweiten Photons im Ruhesystem des  $\pi^0$  parallel zur Boost-Richtung ( $p_{1z}^R = -p_{2z}^R$ )

$p_{1z}$  bzw.  $p_{2z}$  ist der Impuls des ersten bzw. zweiten Photons im Laborsystem parallel zur Flugrichtung des  $\pi^0$

$\vec{v}$  ist der Geschwindigkeitsvektor des  $\pi^0$  im Laborsystem ( $v = |\vec{v}|$ )

$c$  ist die Lichtgeschwindigkeit

Der Winkel zwischen den Zerfallsphotonen im Laborsystem und der Flugrichtung des  $\pi^0$  erhält man aus den entsprechenden Winkeln  $\theta_1^R$  und  $\theta_2^R$  im Ruhesystem durch Lorentztransformation der Photonenenergien und -impulse in ein sich relativ zum Ruhesystem mit der Geschwindigkeit  $-v$  bewegendes System:

$$\cos \theta_i = \frac{p_{iz}}{E_i} = \frac{\gamma(E_i^R + \beta p_{iz}^R)}{\gamma(E_i^R + \beta p_{iz}^R)} \quad (6.1)$$

$$\text{wobei } \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \text{ und } \beta = \frac{v}{c}$$

Wegen  $\cos\theta_1^H = p_{1z}^H/E_1^H$  und  $\cos\theta_2^H = -\cos\theta_1^H$  kann man auch schreiben:

$$\cos\theta_1 = \frac{\beta + \cos\theta_1^H}{1 + \beta\cos\theta_1^H} \quad \text{bzw.} \quad \cos\theta_2 = \frac{\beta - \cos\theta_1^H}{1 - \beta\cos\theta_1^H} \quad (6.2)$$

Unter Verwendung der trigonometrischen Beziehung  $\cos(\theta_1 + \theta_2) = \cos\theta_1 \cdot \cos\theta_2 - \sin\theta_1 \cdot \sin\theta_2$  errechnet sich der Zwischenwinkel der beiden Photonen im Laborsystem zu:

$$\cos\theta_{12} = \frac{2\beta^2 - 1 - \beta^2(\cos\theta_1^H)^2}{1 - \beta^2(\cos\theta_1^H)^2} \quad (6.3)$$

Die aus der Gleichung 6.3 folgende Häufigkeitsverteilung der Winkel  $\theta_{12}$  ist in Abbildung 6.2 dreidimensional dargestellt. Diese Verteilung der nach oben aufgetragenen Häufigkeiten der Winkel/ $E_\pi$ -Paare ergibt sich bei einer isotropen Verteilung der Winkel  $\theta_1^H$  im Ruhesystem (d. h. im Ruhesystem kommt jede Richtung der Zerfallsphotonen mit gleicher Wahrscheinlichkeit vor). Auf den ersten Blick fällt die hyperbelartige Kurve der bei der jeweiligen Energie kleinstmöglichen Winkel  $\theta_{12}^{\text{min}}$  auf. Diese Kurve kann man rechnerisch durch Gleichung 6.3 oder mittels der Beziehung:

$$m_\pi^2 = 2E_1E_2(1 - \cos\theta_{12}) \rightarrow \theta_{12}^{\text{min}} = \arccos\left(1 - \frac{2m_\pi^2}{E_\pi^2}\right) \quad (6.4)$$

erhalten, woraus man erkennt, daß die Kurve  $\theta_{12}^{\text{min}}(E_\pi)$  für kleine Winkel tatsächlich mit  $\theta_{12}^{\text{min}} \propto 1/E_\pi^2$  abklingt. Außerdem sieht man in Abbildung 6.2, daß bereits die Zerfallsphotonen aus  $\pi^0$ 's mit  $E_\pi = 1 \text{ GeV}$  mit höchster Wahrscheinlichkeit unter Winkeln um  $\theta_{12} \approx 20^\circ$  zu finden sind und  $\theta_{12}$  nur selten  $30^\circ$  übersteigt. Ab  $E_\pi = 2 \text{ GeV}$  liegt  $\theta_{12}$  schon mit großer Wahrscheinlichkeit unter  $10^\circ$  und für  $E_\pi > 3 \text{ GeV}$  ist der Zwischenwinkel in der Regel vergleichbar mit dem Winkel zwischen zwei Kristallen ( $\approx 6^\circ$ , siehe auch Anhang A).

In Anbetracht des Öffnungswinkels des E13-Bereiches eines schauernden Teilchens von etwa  $28^\circ$  ist klar, daß die Energieschauer der beiden Zerfallsphotonen für  $E_\pi > 1 \text{ GeV}$  praktisch numer überlappen. Darüberhinaus kommen sich die Photonen mit steigender Wahrscheinlichkeit so nahe, daß die Standardanalyse (siehe Kapitel 3) in der gemeinsamen Connected Region nicht einmal mehr die beiden Bumps der Photonen auflösen vermag. Dies bedeutet, daß das  $\pi^0$  als ein einziges Photon erscheint; man bezeichnet es in diesen Fall als 'merged'  $\pi^0$ . In Abbildung 6.3 ist der Bruchteil aller  $\pi^0$ 's, bei welchen von der Standardanalyse nur eine Connected Region und in dieser nur ein Bump gefunden wurde, als Funktion der  $\pi^0$ -Energie gezeigt. Man erkennt, daß aufgrund dieses 'mergings' oberhalb von  $E_\pi = 2 \text{ GeV}$  eine Separation von  $\pi^0$ 's und Photonen auf der Basis einzelner Teilchen nicht mehr möglich ist. Betrachtet man allerdings Variablen wie die in Anhang A diskutierte Größe  $SAOMP$ , die ein Maß für die Breite des Schauers angeben, so stellt man fest, daß im statistischen Mittel der Schauer eines  $\pi^0$ 's bestimmter Energie etwas größer ist als der eines Photons gleicher Energie. Deshalb wird in diesem Kapitel ein Verfahren beschrieben, in dem unter Verwendung der Variablen  $SAOMP$  die 'merged'  $\pi^0$ 's auf statistischer Basis von den direkten Photonen getrennt werden.

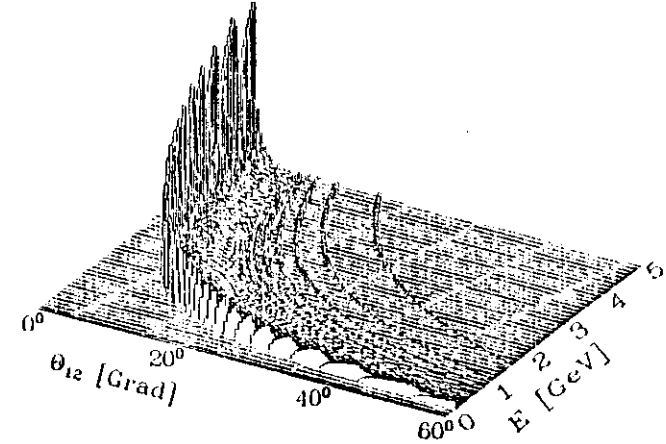


Abbildung 6.2: Häufigkeitsverteilung der Zwischenwinkel der Zerfallsphotonen von  $\pi^0$ 's im Laborsystem in Abhängigkeit der  $\pi^0$ -Energie.

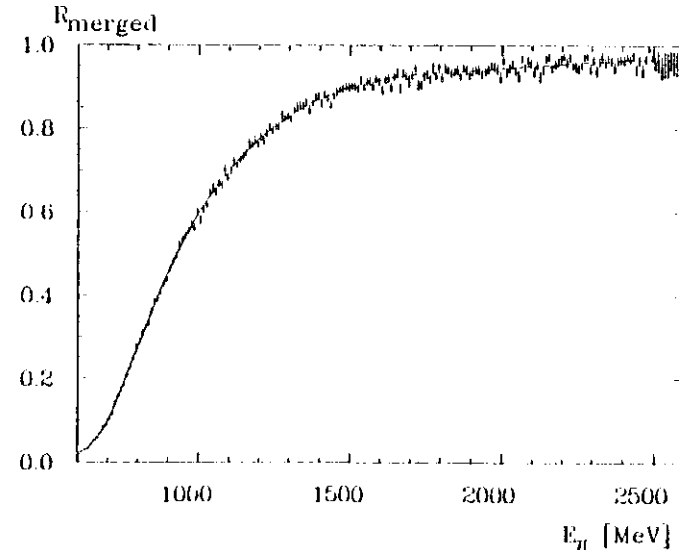


Abbildung 6.3: Der Bruchteil  $R_{\text{merged}}$  aller  $\pi^0$ 's, die im Kalorimeter nur eine Connected Region und in dieser Connected Region nur einen Bump bewirken.

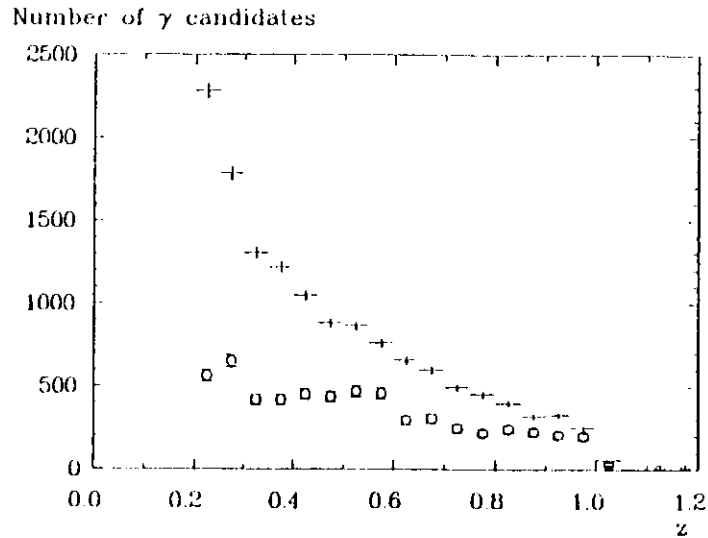


Abbildung 6.4: Das rohe Photonenpektrum der auf der Resonanz genommenen Daten (Kreuze) und das skalierte, rohe Photonenspektrum aus Kontinuumsdaten (offene Kreise).

## 6.2 Subtraktion des Kontinuumsbeitrags

Die in den bei Resonanzenergie genommenen Daten gefundenen Photonenkandidaten setzen sich additiv aus den Photonenkandidaten aus den Kontinuumsprozessen und denen aus  $\Upsilon(1S)$ -Zerfällen zusammen. Weil die Kontinuumsprozesse bei Resonanzenergie und im energetisch benachbarten Kontinuum praktisch völlig gleich sind, erhält man den gesamten vom Kontinuum stammenden Beitrag mittels der Kontinuumsdaten, ohne wissen zu müssen, wie sich dieser Beitrag im einzelnen zusammensetzt. Dazu werden im Prinzip die Kontinuumsdaten auf genau die gleiche Weise analysiert wie die Resonanzdaten und das resultierende Photonenspektrum mit dem bereits in Kapitel 4 diskutierten Faktor  $\mathcal{F}$  skaliert:

$$\mathcal{F} = \frac{L(res) \cdot E_{MS}^2(cont)}{L(cont) \cdot E_{MS}^2(res)} \quad (6.5)$$

Die Bezeichnungen sind in Kapitel 4 in Gleichung 4.1 erklärt. Durch Einsetzen der in der Tabelle 4.1 angegebenen Zahlenwerte ergibt sich für den Skalierungsfaktor  $\mathcal{F} = 2.12$ . In Abbildung 6.4 ist das rohe Photonenspektrum aus den Resonanzdaten und das bereits skalierte, rohe Photonenspektrum aus den Kontinuumsdaten zu sehen.

Das in Abbildung 6.4 gezeigte Photonenspektrum aus den Resonanzdaten ist mit

dem in Abbildung 5.7 gezeigten, schraffierten Spektrum identisch, wobei in Abbildung 6.4 die Anzahl der Photonenkandidaten linear aufgetragen und die Photonenenergie  $z = E_i/E_{beam}$  wieder auf die Strahlenergie normiert ist. Die in den Spektren in Abbildung 6.4 sichtbaren Schultern haben ihren Ursprung im Verhalten der Akzeptanz der PhotonenSelektionsschnitte für die das niederenergetische Spektrum dominierenden  $\pi^0$ 's. Die Akzeptanz für Photonenkandidaten aus  $\pi^0$ 's ist bei niedrigen Energien ( $z < 0.25$ ,  $E_i < 1200$  MeV) zunächst relativ hoch, da hier ein Großteil der  $\pi^0$ 's noch in offene Photonen zerfällt. Bei  $E_i \approx 1300$  MeV beginnt die Akzeptanz für  $\pi^0$ 's stark abzusinken, da nun die Zerfallsphotonen zu überlappen beginnen; hierdurch wird auch die erste Stufe bei etwa  $z \approx 0.28$  bewirkt. Die zweite Stufe bei  $z \approx 0.6$  ( $E_i \approx 2.8$  GeV) zeigt das Aussterben der  $\pi^0$ 's bei dieser Energie an. Bei hohen Energien beobachtet man, daß das Photonenspektrum aus Resonanzdaten im wesentlichen von den Kontinuumsbeiträgen bestimmt wird. Diese hochenergetischen Photonenkandidaten im Kontinuum stammen von Bremsstrahlungsphotonen und verbliebenen  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$ -Ereignissen. Um zum rohen Photonenspektrum aus Resonanzzerfällen zu gelangen, könnten die Anzahlen der Photonenkandidaten in jedem Energiekanal der beiden in Abbildung 6.4 gezeigten Spektren voneinander subtrahiert werden. Tatsächlich wurde aber folgende, zu diesem Verfahren äquivalente Methode, angewendet.

Zur späteren Subtraktion des Resonanzuntergrundes sollen, wie bereits erwähnt, die *SMOFT*-Verteilungen (siehe Anhang A) der Photonenkandidaten aus Resonanzzerfällen verwendet werden. Deshalb wurden jeweils für die Photonenkandidaten eines  $z$ -Kanals der beiden Photonenspektren von der Resonanz und vom Kontinuum (noch unskaliert) die Verteilungen der *SMOFT*-Werte ermittelt.

In Abbildung 6.5 sind *SMOFT*-Werte der Photonenkandidaten aus den Resonanzdaten in einer Korrelationsdarstellung gegen deren Energie  $z$  aufgetragen. Die Anhäufung bei niedriger Energie in dieser Abbildung spiegelt die große Anzahl niederenergetischer Photonen aus den Zerfällen niederenergetischer  $\pi^0$ 's wider, deren Zerfallsphotonen noch nicht überlappen (siehe auch Anhang A). Die *SMOFT*-Verteilungen der Photonenkandidaten eines bestimmten  $z$ -Kanals (mit  $\Delta z = 0.05$ ) erhält man durch Projektion der Einträge innerhalb der diesen  $z$ -Kanal eingrenzenden, in Abbildung 6.5 gestrichelt gezeigten Linien auf die *SMOFT*-Achse. Das Ergebnis für den Beispielkanal  $0.60 < z < 0.65$  ist in Abbildung 6.6 als durchgezogenes Histogramm gezeigt.

Beschafft man sich auf die gleiche Weise die *SMOFT*-Verteilung dieses  $z$ -Kanals für die Kontinuumsphotonen und multipliziert diese Verteilung mit dem Skalierungsfaktor  $\mathcal{F}$ , so gelangt man zu dem in Abbildung 6.6 gestrichelt gezeigten Histogramm. Die Subtraktion dieser beiden Verteilungen liefert die *SMOFT*-Verteilung der Photonenkandidaten aus Resonanzzerfällen; sie ist in Abbildung 6.6 durch die offenen Kreise mit Fehlerbalken dargestellt. Wiederholt man diese Prozedur für sämtliche Energiekanäle, integriert die Differenzverteilungen und füllt die jeweiligen Photonenanzahlen in ein Histogramm, so erhält man das in Abbildung 6.7

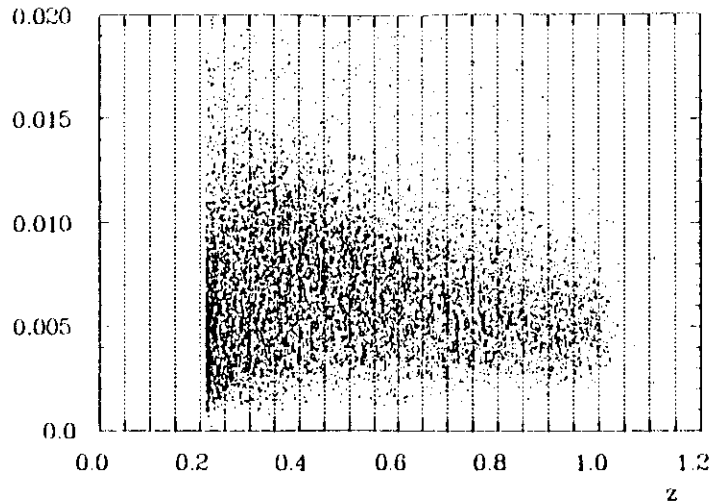
SMOMT of  $\gamma$  candidate

Abbildung 6.5: Korrelationsdarstellung der SMOMT-Werte der Photonenkandidaten aus den bei Resonanzenergie genommenen Daten. Die gestrichelten Geraden zeigen die Kanalgrenzen an innerhalb derer jeweils die Werte zu SMOMT-Verteilungen zusammengefaßt werden.

gezeigte Spektrum der Photonenkandidaten aus  $\Upsilon(1S)$ -Zerfällen.

Dieses Spektrum ist natürlich identisch mit dem Spektrum das man bei direkter, kanalweise durchgeführter Subtraktion der in Abbildung 6.4 gezeigten Spektren erhielte, wobei dann aber die SMOMT-Verteilungen der Photonenkandidaten nicht bekannt wäre. Den statistischen Fehler an den Einträgen in Abbildung 6.7 erhält man durch quadratische Addition der Einzelfehler der beiden subtrahierten Spektren. Wegen dieser quadratischen Addition der Einzelfehler und dem relativ großen Skalierungsfaktor  $\mathcal{F}$  dominiert der statistische Fehler des Kontinuumspektrums den statistischen Fehler am Differenzspektrum.

### 6.3 Subtraktion des resonanten Untergrundes

Nach Subtraktion des Kontinuumsuntergrundes kann sich das Spektrum 6.7 der Photonenkandidaten aus  $\Upsilon(1S)$ -Resonanzzerfällen nur noch aus den direkten Photonen von  $\gamma\gamma\gamma$ -Zerfällen und von aus Resonanzzerfällen stammenden Untergrund zusammensetzen. Die möglichen Quellen sind dabei:

- 'merged'  $\pi$ 's aus den Zerfällen
  - $\Upsilon(1S) \rightarrow ggg \rightarrow \text{Hadronen}$
  - $\Upsilon(1S) \rightarrow q\bar{q} \rightarrow \text{Hadronen}$
  - $\Upsilon(1S) \rightarrow \gamma\gamma\gamma \rightarrow \gamma \text{ Hadronen}$

Entries / 0.001

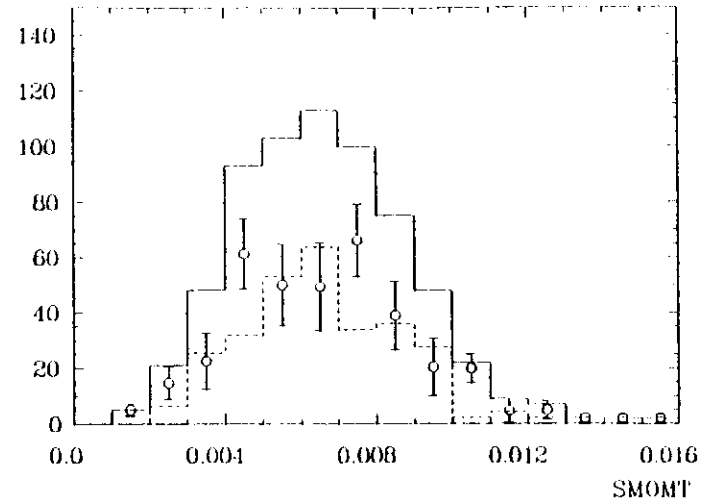


Abbildung 6.6: SMOMT-Verteilungen für die Photonenkandidaten des Energieintervalls  $0.60 \leq z \leq 0.65$  aus Resonanzdaten (durchgezogenes Histogramm) und Kontinuumsdaten (bereits skaliert, gestricheltes Histogramm). Subtrahiert man die beiden Verteilungen voneinander, so erhält man die Verteilung für die Photonenkandidaten aus  $\Upsilon(1S)$ -Zerfällen (offene Kreise).

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

Ist die Energie hinreichend groß (ab etwa 3 GeV) können auch 'merged'  $\eta$ s aus diesen Zerfällen als Photonenkandidaten erscheinen.

- Isolierte Zerfallsphotonen niederenergetischer  $\pi$ 's und  $\eta$ s.
- Bremsstrahlungsphotonen leichter Quarks aus dem Prozeß:

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

Ein Blick auf das Spektrum in Abbildung 6.7 macht klar, daß der Untergrund insbesondere bei niedrigen Energien von dem mit steigender Photonenenergie exponentiell abklingenden Spektrum der offenen und 'merged'  $\pi$ 's dominiert wird. Bei höheren Photonenenergien ( $z \lesssim 0.6$ ) deutet sich bereits das Signal der direkten Photonen an. Im folgenden sollen die oben genannten Untergrundquellen und gegebenenfalls deren Eliminierung diskutiert werden.

**Untergrund aus offenen und 'merged'  $\pi$ 's**

Wir beginnen mit der statistischen Subtraktion des größten Untergrundes aus 'merged'  $\pi$ 's und  $\eta$ s, wobei das Verhältnis aller  $\eta$ s und  $\pi$ 's etwa 1:10 ist [62,63]. Da die Zerfallsphotonen der  $\eta$ s zusätzlich erst bei hohen Energien ( $E_\eta \approx 3\text{GeV}$ ) zu

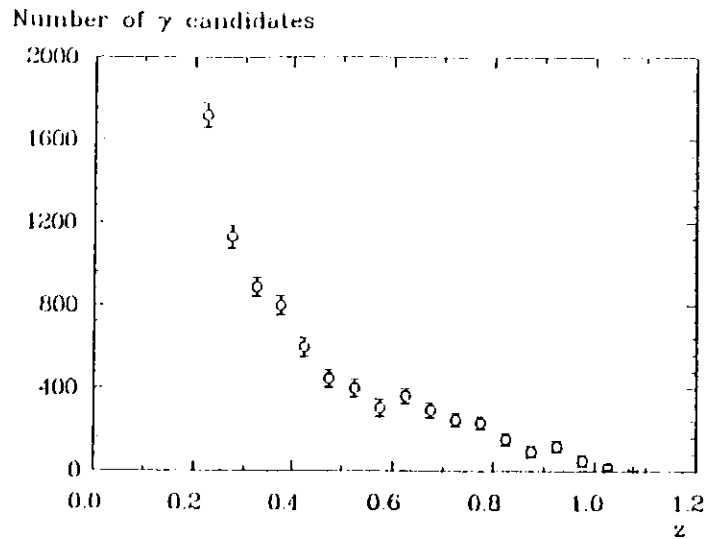


Abbildung 6.7: Spektrum der Photonenkandidaten nach Subtraktion des von Kontinuumsprozessen stammenden Untergrundes.

überlappen beginnen, das  $\eta$ -Spektrum aber ebenfalls exponentiell abklingt, ist der von 'merged'  $\eta$ s herrührende Untergrund praktisch vernachlässigbar klein. Deshalb wird oft zur Vereinfachung nur noch von den 'merged'  $\pi$ 's die Rede sein, wenn eigentlich beide Teilchensorten gemeint sind. Zur statistischen Trennung der Photonen und 'merged'  $\pi$ 's wird ausgenutzt, daß die Schauer der 'merged'  $\pi$  zwar denen von Photonen sehr ähnlich sehen, im statistischen Mittel aber doch etwas breiter sind (siehe auch Anhang A). Zur quantitativen Erfassung der Breite der Schauer wird, wie bereits mehrmals angedeutet, die Variable  $SMOFT$  (Anhang A) verwendet. Die zentrale Aussage dieses Abschnitts ist nun, daß die bereits bei der Kontinuumsabstraktion ermittelten  $SMOFT$ -Verteilungen der Photonenkandidaten einer bestimmten Energie aus der  $SMOFT$ -Verteilung einer unbekanntem Zahl von Photonen dieser Energie und aus der  $SMOFT$ -Verteilung einer ebenfalls unbekanntem Zahl von Untergrundteilchen derselben Energie zusammengesetzt sind. Kennt man nun die Form der  $SMOFT$ -Verteilungen der beiden Teilchensorten, so kann man durch eine Anpassungsrechnung ermitteln, welche Amplitude (bzw. Fläche) die beiden Verteilungen haben müssen, um die aus ihnen zusammengesetzte  $SMOFT$ -Verteilung der Daten bestmöglich zu repräsentieren. Die Anzahl der direkten Photonen bei dieser Energie erhält man schließlich durch Integration der aus der Fitprozedur resultierenden  $SMOFT$ -Verteilung der Photonen. Die hier mit Fitprozedur bezeichnete Anpassungsrechnung ist in Anhang C beschrieben.

Die zu diesem Verfahren nötigen  $SMOFT$ -Verteilungen für Photonen aller Energien beschafft man sich durch Analyse von direkten Photonen aus Monte Carlo  $\gamma\gamma\gamma$ -Ereignissen. Die  $SMOFT$ -Verteilungen der Untergrundteilchen rühren im wesentlichen von 'merged'  $\pi$ 's her. Deshalb können zur Beurteilung der Frage, wie gut die gefitteten Verteilungen von Photonen und Untergrund eigentlich bei verschiedenen Energien voneinander getrennt sind, die in Anhang A gezeigten Verteilungen der  $\pi$ 's in guter Näherung herangezogen werden. Da jedoch neben den  $\pi$ 's auch noch mit anderen Untergrundteilchen gerechnet werden muß (z. B. Photonen aus offenen  $\pi$ 's) und die Schauer der  $\pi$ 's in  $\gamma\gamma\gamma$ -Ereignissen durch Überlapp mit anderen Teilchen gegenüber freien  $\pi$ 's im sonst leeren Ball leicht verbreitert sind, verwendet man nicht direkt die  $SMOFT$ -Verteilung von Monte Carlo- $\pi$ 's der jeweiligen Energie. Stattdessen erzeugt man mit dem LUND-Monte Carlo-Generator Version 6.2 (siehe zur Erklärung Anhang B) im richtigen Verhältnis die bereits oben genannten  $\Upsilon(1S)$ -Zerfälle:  $\Upsilon(1S) \rightarrow \gamma\gamma\gamma \rightarrow \text{Hadronen}$ ,  $\Upsilon(1S) \rightarrow q\bar{q} \rightarrow \text{Hadronen}$  und  $\Upsilon(1S) \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow \text{Hadronen}$ .

Diese Ereignisse, welche im Prinzip bei exakt richtiger Skalierung den gesamten Untergrund beschreiben müßten, werden genau wie die Daten analysiert. Da in diesen Zerfällen gar keine direkten Photonen generiert worden sind (auch keine Bremsstrahlung der leichten Quarks), sollten die verbliebenen Photonenkandidaten die richtige Mischung von Untergrundteilchen darstellen. Die für die Fitprozedur verwendeten  $SMOFT$ -Verteilungen der Untergrundphotonenkandidaten sind denen freier Monte Carlo- $\pi$ 's im sonst leeren Ball, insbesondere bei Energien  $z \geq 0.5$ , sehr ähnlich. Dies ist auch der Grund, warum bei Energien, bei denen das exponentiell abklingende LUND Monte Carlo Spektrum kaum noch Einträge hat ( $z \geq 0.6$ ) zur Beschreibung des  $\pi$ -Untergrundes Monte Carlo- $\pi$ 's im sonst leeren Ball genommen wurden.

Abbildung 6.8 gibt ein Beispiel des simultanen Fits der  $SMOFT$ -Verteilung der Monte Carlo-Photonen (gestrichelte Linie) und der  $SMOFT$ -Verteilung des Monte Carlo Untergrundes (gepunktete Linie) an die Daten (Kreuze) wieder. Die durchgezogene Linie stellt die Summe der beiden Monte Carlo Verteilungen dar und ist somit das Ergebnis der Fitprozedur für den betrachteten Beispielkanal  $0.60 \leq z \leq 0.65$ .

Bei dieser Energie ( $E_\gamma \approx 3 \text{ GeV}$ ) sind die Verteilungen der Photonen und der  $\pi$ 's noch deutlich voneinander getrennt. Die Fitprozedur liefert als Ergebnis, daß sich die Verteilung der Photonenkandidaten etwa zu gleichen Teilen aus direkten Photonen und Untergrund ( $\pi$ 's) mit einem relativ hohen Confidence Level (siehe zur Erklärung Anhang C) von  $CL = 61\%$  zusammensetzt. Neben der Gesamtanzahl der Einträge in dem Histogramm der Daten (im Beispiel ist das 370) wird auch bereits das Integral der resultierenden Photonenverteilung, bzw. die Anzahl an direkten Photonen (im Beispiel 189.9) bei dieser Energie, angegeben.

Auf den folgenden Seiten sind die Ergebnisse der  $SMOFT$ -Fits für alle Energiekanäle zwischen  $z = 0.35$  ( $E_\gamma = 1.7 \text{ GeV}$ ) und  $z = 1.0$  ( $E_\gamma = 4.73 \text{ GeV}$ ) gezeigt. Die obere

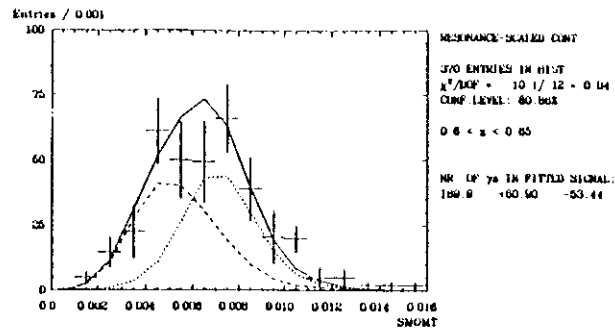


Abbildung 6.8: Beispiel des simultanen Fits der SMOMT-Verteilung der Monte Carlo-Photonen (gestrichelte Linie) und der SMOMT-Verteilung des Monte Carlo-Untergrundes (gepunktete Linie) an die Daten (Kreuze) für den Energiekanal  $0.60 \leq z < 0.65$ . Das Ergebnis des Fits (durchgezogene Linie) ist die Summe der beiden Monte Carlo-Verteilungen.

Energiegrenze ergibt sich dadurch, daß die direkten Photonen maximal  $E_\gamma = E_{D,com}$  haben können, die untere Energiegrenze von  $z = 0.35$  wird in der Diskussion der nächsten Untergrundsorte (Photonen aus offenen  $\pi^0$ s) motiviert. Insgesamt ergibt sich bei Betrachtung der Fitresultate kein Hinweis auf eine Abweichung von der eingangs gemachten Hypothese, daß sich die SMOMT-Verteilungen der Daten aus denen von Photonen und dem oben erklärten Untergrund zusammensetzen. Die Fitresultate beschreiben in der Regel die Verteilungen der Daten gut.

Betrachtet man die Maxima der beiden Monte Carlo Verteilungen für die verschiedenen  $z$ -Kanäle, so ist die Tendenz des Zusammenrückens der beiden Verteilungen bei steigender Teilchenenergie offensichtlich. Weil die Fitprozedur die Amplituden der beiden Monte Carlo-Verteilungen so wählen muß, daß deren Summe beide Flanken der SMOMT-Verteilung der Daten befriedigend beschreibt, wird trotz der geringen Differenz der beiden Verteilungen die Verteilung der Photonen zur Beschreibung der linken und die der  $\pi^0$ s zur Beschreibung der rechten Flanke der Datenverteilung verwendet werden. Zur Beurteilung, wie gut die statistische Trennung auch bei hohen  $z$ -Werten funktioniert, wird in der Diskussion der systematischen Fehler in Kapitel 8 der Effekt von Abweichungen der Monte Carlo-Verteilungen untersucht.

Die Fitresultate zeigen deutlich die Zunahme des Photonenteils mit steigender Teilchenenergie; während in den ersten Energiekanälen die Photonen gerade etwa 10% aller Teilchen ausmachen, steigt dieser Wert für  $z \approx 0.85$  auf nahezu 100% an. Umgekehrt liefert die Fitprozedur bei niedrigen Teilchenenergien als Er-

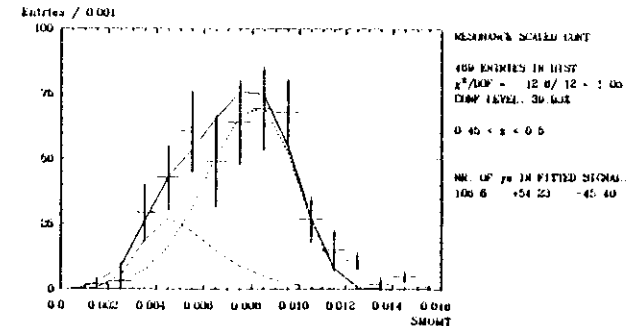
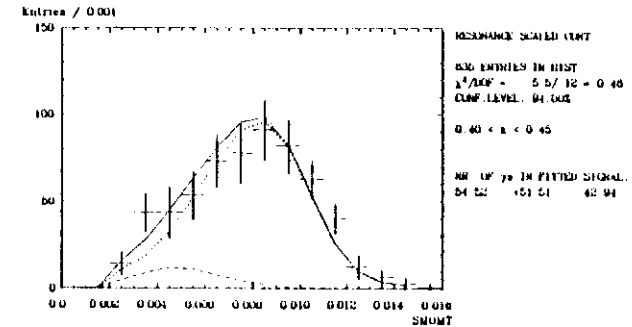
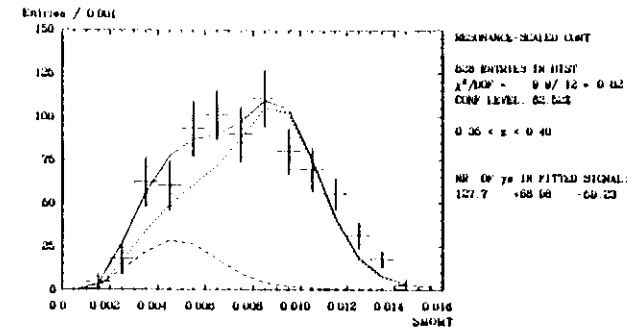


Abbildung 6.9: Die SMOMT-Fitresultate für die Kanäle  $0.35 \leq z < 0.50$ . Zur Erklärung siehe Text und Fitbeispiel.

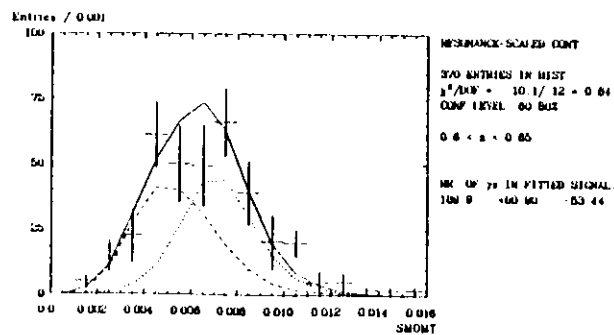
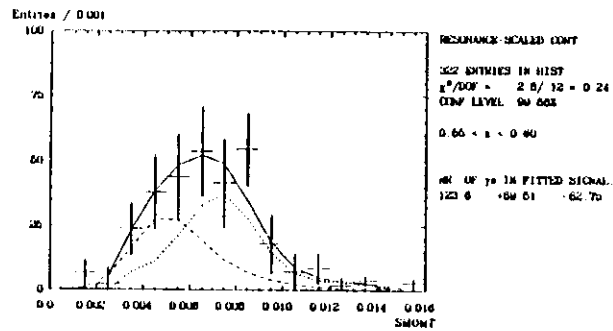
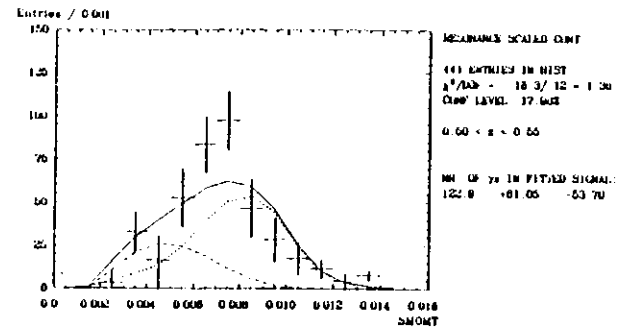


Abbildung 6.10: Die SMOMF-Fitresultate für die Kanäle 0.50  $z < 0.65$ . Zur Erklärung siehe Text und Fitbeispiel.

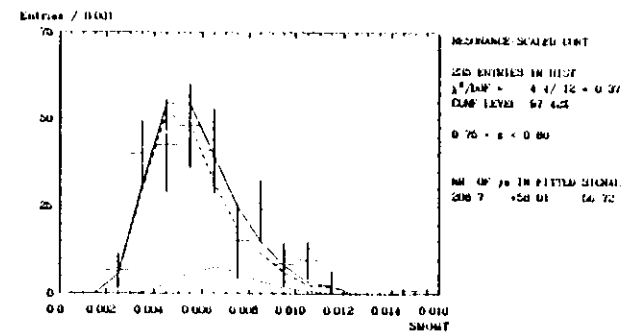
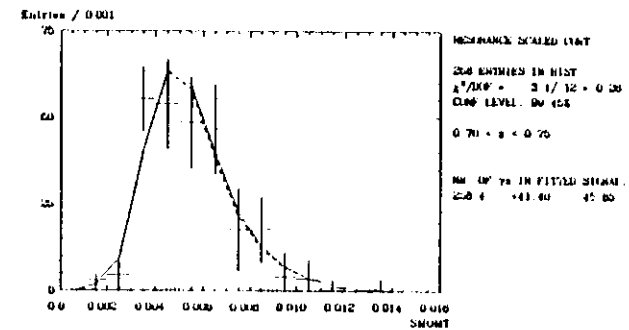
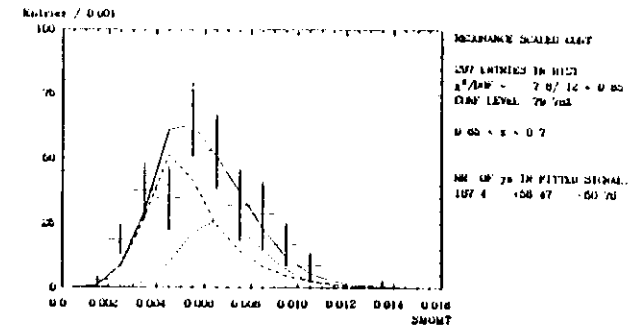


Abbildung 6.11: Die SMOMF-Fitresultate für die Kanäle 0.65  $z < 0.80$ . Zur Erklärung siehe Text und Fitbeispiel.



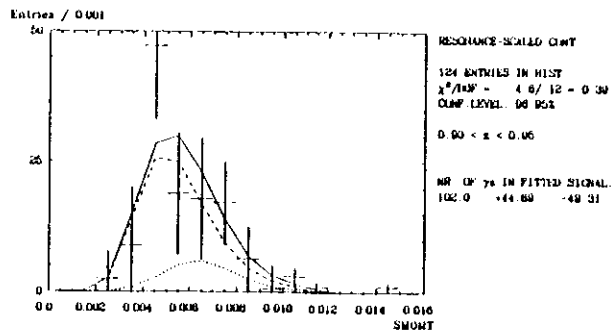
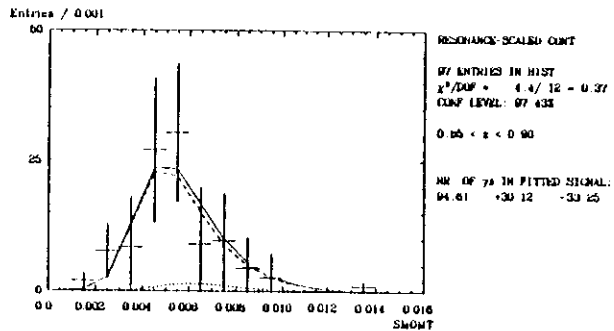
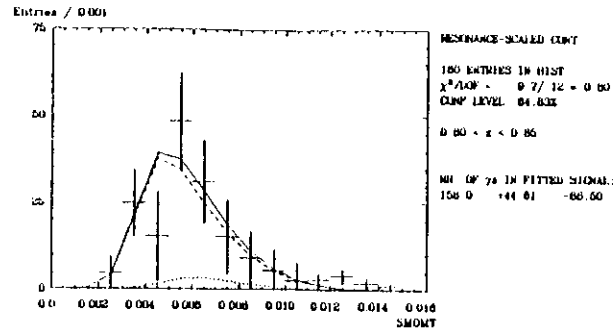


Abbildung 6.12: Die SMOMT-Fitresultate für die Kanäle  $0.80 \leq z \leq 0.95$ . Zur Erklärung siehe Text und Fitbeispiel.

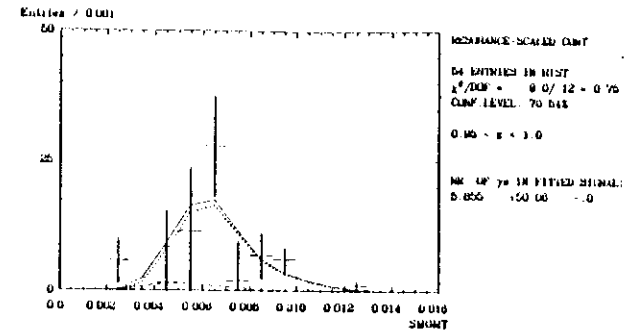


Abbildung 6.13: Das SMOMT-Fitresultat für den Kanal  $0.95 \leq z \leq 1.0$ . Zur Erklärung siehe Text und Fitbeispiel.

gebnis, daß fast sämtliche Photonenkandidaten vom Untergrund stammen, während der Untergrundanteil bei höheren Teilchenenergien praktisch verschwindet. Die erneute Zunahme des  $\pi^0$ -Anteils in den letzten beiden Kanälen  $0.90 \leq z \leq 1.0$  ist angesichts des erheblichen statistischen Fehlers und der bereits erwähnten, nur noch geringen Differenz der Mittelwerte der beiden Monte Carlo-Verteilungen ein Hinweis auf die Grenzen dieser Subtraktionsmethode.

Füllt man die aus den Fits resultierenden, direkten Photonen und Untergrundteilchen in ein Energie- (bzw.  $z$ -) Histogramm, so gelangt man zu den in Abbildung 6.14 gezeigten Spektren. Wieder bestätigt sich durch die Ähnlichkeit des exponentiell abklingenden Spektrums mit den in [62,63,64,65] gezeigten  $\pi^0$ -Spektren die Dominanz des Untergrundes durch  $\pi^0$ s.

Bevor das Photonsignal diskutiert werden kann, müssen noch die beiden verbliebenen, möglichen Untergrundquellen betrachtet werden. Der systematische Fehler der besprochenen Methode der Untergrundsubtraktion wird in Kapitel 8 untersucht.

### Isolierte Zerfallsphotonen aus $\pi^0$ -Zerfällen

Nach der oben beschriebenen Fitprozedur kann man davon ausgehen, in dem in Abbildung 6.14 gezeigten Photonspektrum (volle Rauten) tatsächlich nur noch Photonen aufzufinden. Neben den direkten Photonen könnten aber noch Zerfallsphotonen aus  $\pi^0$ s und  $\eta$ s niedriger Energie das Spektrum kontaminieren. Dies ist jedoch wegen der Beschaffenheit der bei den obigen Fits verwendeten Untergrund-SMOMT-Verteilungen nicht der Fall. Da nämlich sämtliche Resonanzprozesse im richtigen Verhältnis zueinander mittels Monte Carlo simuliert wurden, sollten die aus den  $\pi^0$ -Zerfällen stammenden, isolierten Photonen in der Untergrundteilchenverteilung bereits berücksichtigt sein. Aus dieser Simulation könnte allerdings eine Quelle

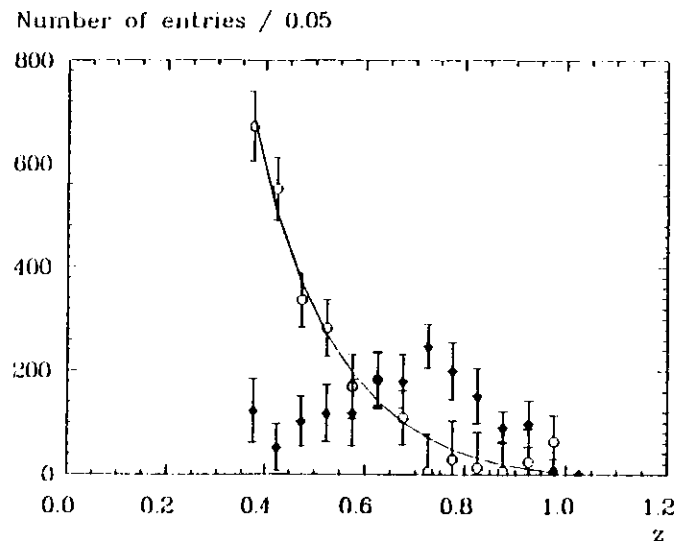


Abbildung 6.14: Das aus den *SMOMT*-Fits resultierende Photonen- (volle Rauten) und  $\pi^0$ -Spektrum (offene Kreise). Die durchgezogene Linie gibt eine den  $\pi^0$ -Untergrund interpolierende Exponentialfunktion an.

systematischer Unsicherheit erwachsen, da nun von den Monte Carlo-Programmen nicht nur verlangt wird, elektromagnetische Schwärze richtig zu simulieren, sondern überdies Ansprüche an die Richtigkeit der Multiplizität und der Topologie des Ereignisses und der Energieverteilung der  $\pi^0$ s gestellt werden. Eine fehlerhafte Modellierung des Abklingens des  $\pi^0$ -Spektrums könnte beispielsweise zu einem falschen Verhältnis von 'merged'  $\pi^0$ s und offenen Photonen in der *SMOMT* Verteilung des Untergrundes eines bestimmten  $z$ -Kanals führen. In diesem Fall würden besonders in den niedereenergetischen Kanälen die Photonenzahlen systematisch unter- bzw. überschätzt werden, da in dieser Energieregion die Fits praktisch von der Untergrundverteilung bestimmt sind. Um diese Quelle systematischer Fehler am Photonenpektrum möglichst auszuschalten, werden nur noch die Photonenkandidaten mit  $z > 0.35$  verwendet, da der größte Anteil der Photonen aus offenen  $\pi^0$ s unterhalb dieses  $z$ -Wertes liegt. Trotzdem ist selbst in der *SMOMT*-Untergrundverteilung des Kanals  $0.35 \leq z < 0.40$  noch eine Schulter bei dem *SMOMT*-Mittelwert für Photonen zu sehen. Schätzt man den Fehler an dem Verhältnis von offenen zu 'merged'  $\pi^0$ s auf etwa 5% ab, so ergäbe sich daraus für die resultierenden Photonen dieses  $z$ -Kanals ein Fehlerbeitrag von etwa 10%. In der *SMOMT*-Verteilung der Untergrundteilchen des nächsten  $z$ -Kanals  $0.4 \leq z < 0.45$  ist der Anteil an offenen  $\pi^0$ s praktisch kaum noch sichtbar.

Durch die umfassende Simulation des Untergrundes und insbesondere durch Ver-

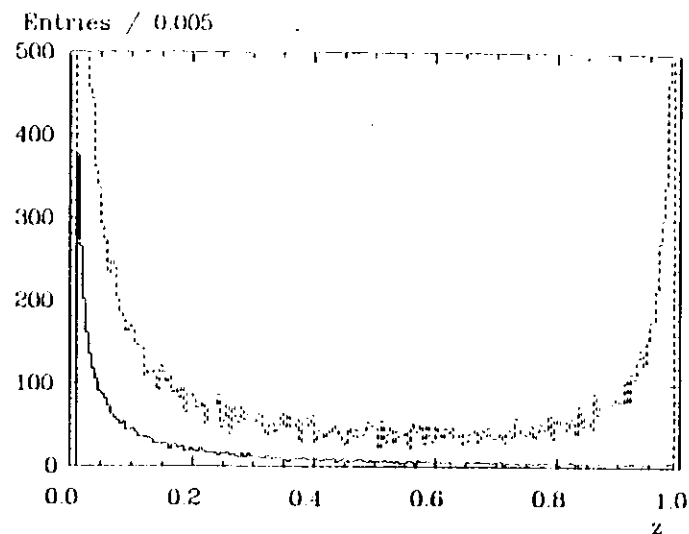


Abbildung 6.15: Vergleich der Energieverteilung der Bremsstrahlung aus Anfangs- (gestricheltes Histogramm) und Endzustand (durchgezogenes Histogramm).

zucht auf die  $z$ -Kanäle mit  $z > 0.35$  vermeidet man also Untergrund aus Zerfallsphotonen offener  $\pi^0$ s in dem in Abbildung 6.14 gezeigten Photonenpektrum. Als einzige, noch denkbare Untergrundquelle zu den direkten Photonen verbleibt deshalb:

### Untergrund durch Bremsstrahlungsphotonen

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

Zwar kann bei dem Prozess  $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S) \rightarrow q\bar{q}$  keine Bremsstrahlung im Anfangszustand auftreten, da sonst dem  $e^+e^-$ -System die Energie des abgestrahlten Photons zur Erzeugung einer  $\Upsilon(1S)$ -Resonanz fehlen würde, aber Quarkbremsstrahlung im Endzustand ist erlaubt. Betrachtet man zunächst den kontinuierlichen Prozess  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ , so wäre die Bremsstrahlung im Endzustand wegen der relativ zur Elektronenmasse deutlich höheren Quarkmassen wie in Abbildung 6.15 gegen die Bremsstrahlung im Anfangszustand erheblich unterdrückt. Die in Abbildung 6.15 gezeigten Bremsstrahlungsspektren wurden mit dem in [66] beschriebenen Monte Carlo-Generator erzeugt, wobei für die Massen der Quarks die sogenannten 'constituent masses' ( $m_u = m_d = 300 \text{ MeV}$ ,  $m_s = 500 \text{ MeV}$ ,  $m_c = 1600 \text{ MeV}$ ) verwendet wurden.

Obwohl das Spektrum der Quarkbremsstrahlung zusätzlich zu höheren Energien im Gegensatz zur Anfangszustandsbremsstrahlung rasch abklingt, muß abgeschätzt werden, wieviel Photonen aus Endzustandsbremsstrahlung in unserem Photonen-

spektrum (Abbildung 6.14) vorhanden sein können.

Dazu muß erwähnt werden, daß bereits seit einiger Zeit erfolglos nach dem Auftreten von Quarkbrenstrahlung gesucht wurde (vgl. auch [67,68]). Bislang konnte nur eine einzige Gruppe einen Nachweis von Quarkbrenstrahlung erbringen [69]. Verwendet man das in [69] gegebene Ergebnis als Grundlage der Abschätzung, so müßte man in dem Photonenspektrum mit etwa 60 Quarkbrenstrahlungsphotonen rechnen. Da diese über den in Abbildung 6.14 betrachteten Energiebereich schwach abfallend verteilt sind und ihre Anzahl relativ zur Gesamtanzahl nur etwa 2.5% beträgt, wird ihre mögliche Anwesenheit im Spektrum 6.14 vernachlässigt und im Kapitel 8 in den systematischen Fehler der Photonenzahl mit eingeschlossen.

Nachdem wir uns davon überzeugt haben, daß mit der statistischen Subtraktion der  $\pi$ 's und  $\eta$ s tatsächlich praktisch der gesamte Untergrund abgezogen worden ist, sehen wir die verbliebenen, von der Fitprozedur gefundenen Photonen als die gesuchten, direkten Photonen an. Die Summe aus dem Photonenspektrum und dem Untergrundspektrum in Abbildung 6.14 ergibt wieder das rohe Photonenspektrum vor der Subtraktion der  $\pi$ 's (Abbildung 6.7), sodaß man das Photonenspektrum in Abbildung 6.14 natürlich auch durch Subtraktion des Untergrundspektrums vom rohen Photonenspektrum erhält. Da man davon ausgehen kann, daß in dem von uns betrachteten Energiebereich das Untergrundspektrum praktisch nur aus 'merged'  $\pi$ 's besteht, interpolieren wir das Untergrundspektrum (wie in Abbildung 6.14 gezeigt) durch eine angepaßte Exponentialfunktion. Auf diese Weise wird die Erwartung eines glatten Untergrundspektrums investiert um die von der kanalweisen Methode der Untergrundsubtraktion herrührenden, statistischen Fluktuationen zu glätten. Außerdem trägt man damit der Beobachtung Rechnung, daß wegen der nur noch geringen Differenz der beiden Monte Carlo *SMOMT*-Verteilungen bei hoher Photonenergie (etwa ab  $z \geq 0.85$ ) die Subtraktionsmethode an den Grenzen ihrer Verlässlichkeit ist. Da die Interpolation die  $\pi$ -Anzahlen bei  $z \geq 0.85$  im Rahmen deren statistischer Fehler mitberücksichtigt, trägt sie bei der Beurteilung der Form des Spektrums eher zu einer Verringerung der systematischen Unsicherheit bei. Der Einfluß der Interpolation auf die Form und Amplitude des Photonenspektrums muß im Kapitel 8 als systematischer Fehler mitdiskutiert werden. Unter Verwendung der Interpolation erhält man nach Korrektur mit der in Abbildung 5.9 gezeigten, totalen Akzeptanz das direkte Photonenspektrum der  $\Upsilon(1S)$ -Resonanzzerfälle in Abbildung 6.16.

Die Stabilität dieses Resultats gegen Änderungen der verwendeten Monte Carlo-Verteilungen, Änderungen der Energieskala, Änderungen des 'Fitintervalles' (der bei der Fitprozedur betrachtete *SMOMT*-Bereich), Weglassen der Interpolation usw. wird bei der Bestimmung der systematischen Fehler untersucht.

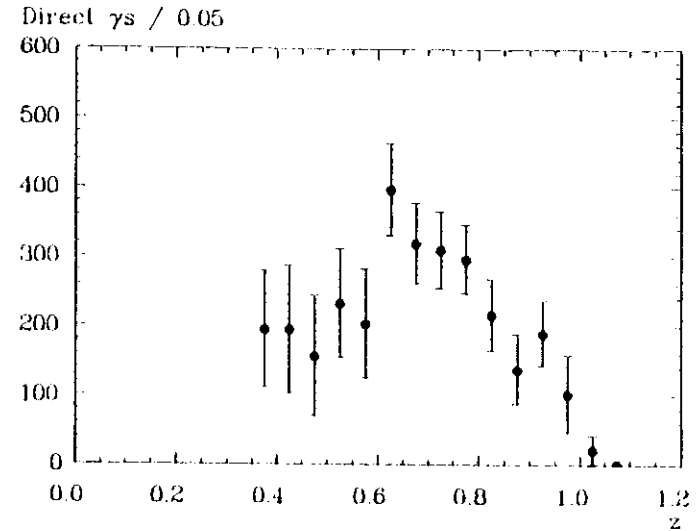


Abbildung 6.16: Das direkte Photonenspektrum nach Akzeptanzkorrektur als Resultat der statistischen Subtraktion des  $\pi$ -Untergrundes unter Verwendung der *SMOMT*-Verteilungen.

## 6.4 Alternative Methode der Subtraktion des resonanten Untergrundes

Zur Überprüfung des Photonensignals und zur Abschätzung der systematischen Fehler wurde eine von der im letzten Abschnitt diskutierten Subtraktionsmethode unabhängige Subtraktion des von Resonanzzerfällen stammenden Untergrundes durchgeführt. Da eine erste Durchführung dieses Verfahrens in [70] beschrieben ist, können dort auch weitere Details bezüglich dieses Untergrundsubtraktionsverfahrens gefunden werden. Bei diesem Verfahren geht man davon aus, daß mit der im Anhang B beschriebenen Monte Carlo Methode die simulierten Zerfälle  $\Upsilon(1S) \rightarrow ggg \rightarrow \text{Hadronen}$ ,  $\Upsilon(1S) \rightarrow qq \rightarrow \text{Hadronen}$ , und  $\Upsilon(1S) \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow \text{Hadronen}$

den tatsächlichen, in der Natur ablaufenden Zerfällen auch im Detail entsprechen. Mittels der in Kapitel 4 gegebenen Anzahl für  $N_{had}^{sim}(\Upsilon(1S))$  und den bekannten Verzweungsverhältnissen der  $\Upsilon(1S)$  Resonanz in die einzelnen Zerfallskanäle können die Anzahlen der in den Daten vorhandenen  $\Upsilon(1S)$  Zerfälle in die drei multihadronischen Zerfallskanäle berechnet werden (siehe hierzu auch Kapitel 9). Diese Anzahlen werden dazu verwendet, die simulierten Zerfälle jeweils richtig zu skalieren, sodaß man schließlich einen Monte Carlo-Datensatz besitzt, der den untersuchten hadronischen Zerfällen in Zusammensetzung und Umfang bis auf die  $\gamma\gamma\gamma$  Ereignisse genau

entspricht. Analysiert man diesen Monte Carlo Datensatz genau wie die Daten, so sollte mit der oben gemachten Annahme das resultierende Spektrum der Photonenkandidaten dem von der Resonanz stammenden Untergrundteilchenspektrum völlig gleich sein. Weil man aber die *SMOMT*-Information nach der Photonenselektion bei dieser Untergrundsubtraktionsmethode nicht mehr benötigt, wird sowohl bei den Resonanz- und Kontinuumsdaten als auch bei den Monte Carlo-Daten ein zusätzlicher Photonenselektionsschnitt durchgeführt:

**Schnitt 12:**  
 $SMOMT_{\gamma} \leq 0.006$

Dieser zusätzliche Schnitt führt neben der Unterdrückung von Untergrund aus 'merged'  $\pi$ 's zu einer Verringerung der mit der folgenden Untergrundsubtraktion verbundenen, systematischen Unsicherheiten (siehe Kapitel 8). Durch Subtraktion des in Abbildung 6.17 gezeigten Spektrums der Untergrundteilchen von dem rohen Photonenpektrum vor der Untergrundsubtraktion erhält man wieder ein Spektrum der direkten Photonen. Dieses direkte Photonenpektrum wird wieder auf die der Photonenselektion entsprechenden Akzeptanzverluste korrigiert und ist in Abbildung 6.18 mit dem im vorhergehenden Abschnitt ermittelten Spektrum verglichen. Beim Vergleich beider Spektren fällt auf, daß das aus der direkten Subtraktion des Untergrundes durch Monte Carlo-Daten systematisch über dem aus den *SMOMT*-Fits folgenden Spektrum liegt. Die Ursachen für diese systematische Abweichung der Spektren voneinander werden in Kapitel 8 erklärt und in einen systematischen Fehler umgesetzt. Der Vergleich der beiden Untergrundspektren ist direkt leider nicht möglich, da bei der Photonenselektion nicht exakt dieselben Schnitte gemacht wurden (Schnitt 12). Um trotzdem einen Vergleich möglich zu machen, wurde die in diesem Abschnitt besprochene Untergrundsubtraktion auch ohne den zusätzlichen Schnitt 12 gemacht. Das sich dann ergebende Untergrundspektrum liegt insgesamt deutlich unter (etwa 11 %) dem aus den *SMOMT*-Fits ermittelten Spektren, wie dies auch bei Betrachtung der beiden Photonenpektren in Abbildung 6.18 zu erwarten ist.

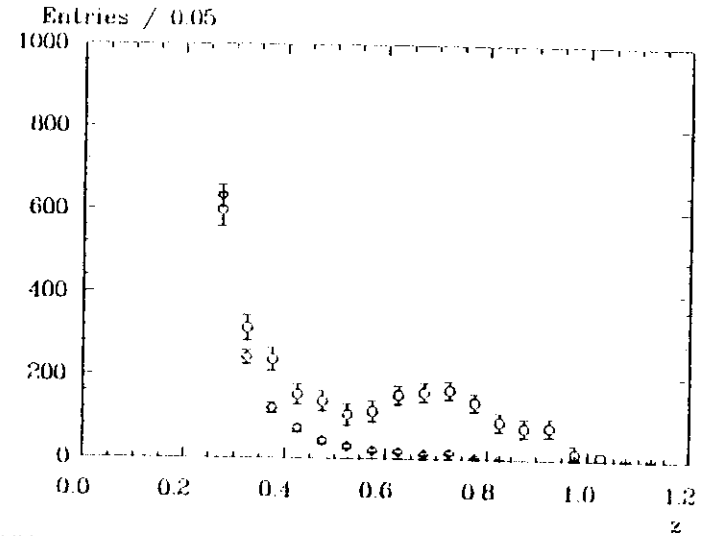


Abbildung 6.17: Die offenen Kreise zeigen das rohe Photonenpektrum vor der Untergrundsubtraktion (analog zu Abbildung 6.7, nur mit einem zusätzlichen Schnitt), die offenen Raute zeigen den vollständig vom Monte Carlo simulierten Resonanzuntergrund.

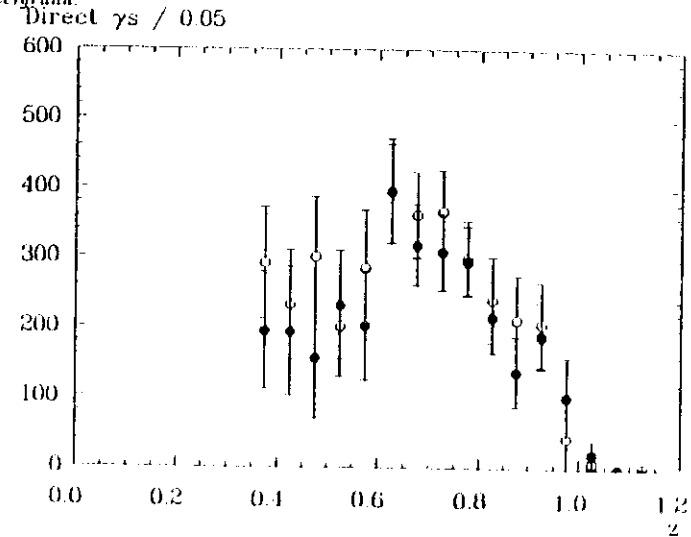


Abbildung 6.18: Das aus der Subtraktion des vollständig vom Monte Carlo simulierten Resonanzuntergrundes folgende, direkte Photonenpektrum nach Akzeptanzkorrektur (offene Kreise) im Vergleich mit dem bereits in 6.16 gezeigten direkten Photonenpektrum (volle Kreise).

## Kapitel 7

# Verfahren zur Ermittlung der Anzahl der direkten Photonen

### 7.1 Einführung

Es wurde bereits in der theoretischen Einführung ausgeführt, warum neben der Form des direkten Photonenspektrums insbesondere auch das Integral des Spektrums, also die totale Anzahl an direkten Photonen, interessant ist.

Tatsächlich sind beide Fragestellungen allerdings nicht vollständig entkoppelt. Wegen des im niedrigen Energiebereich außerordentlich hohen Untergrundes durch  $\pi^0$  ist die Untergrundsubtraktion unterhalb von  $z \approx 0.35$  mit großer, systematischer Unsicherheit behaftet. Deshalb ist eine verlässliche Messung unterhalb dieser Energie nicht mehr garantiert.

Um aber trotzdem Aussagen über die gesamte Fläche des Spektrums machen zu können, ist es nötig, von dem bekannten Teil des Spektrums ( $z \geq 0.35$ ) auf den unbekanntem Teil zu schließen. Dies setzt aber wiederum die Kenntnis der Form des Spektrums voraus. Aus diesem Grunde werden wir die in Abbildung 2.7 gezeigten Modelle an unsere in Abbildung 6.18 gezeigten Photonenspektren anpassen und kurz diskutieren. Es stellt sich heraus, daß eines der Modelle geeignet ist, unsere Spektren direkter Photonen zu beschreiben, weshalb es zur Extrapolation der Photonenspektren verwendet werden kann. Dieser Vorgriff auf die in Kapitel 9 gegebene Diskussion des Resultates ist notwendig, da das Verfahren zur Ermittlung der Photonenzahl einen Beitrag zu den im nächsten Kapitel untersuchten systematischen Fehlern liefert.

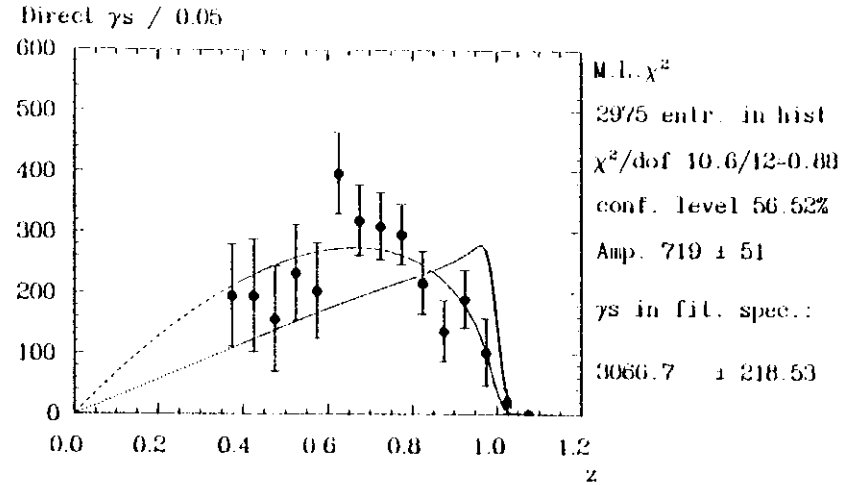


Abbildung 7.1: Das Field-Modell (gestrichelt-volle Linie) und die QCD-Vorhersage niedrigster Ordnung (gepunktet-volle Linie) angepaßt an das aus den *SMOMP*-Fits folgende, direkte Photonenspektrum. Die Kurven sind in dem zur Anpassungsrechnung verwendeten Bereich des Spektrums durchgezogen eingezeichnet. Die Daten rechts neben dem Spektrum beziehen sich auf das Resultat der Anpassung des Field-Modells.

### 7.2 Anpassung von Modellen an das Photonenspektrum

Um das Photonenspektrum mit einem angepaßten Modell von  $z \approx 0.35$  zu  $z = 0$  hin extrapolieren zu können, muß zunächst entschieden werden, ob ein Modell in der Lage ist, unser Photonenspektrum befriedigend zu beschreiben. In Abbildung 7.1 wurden deshalb die beiden bekannten Modelle im Energiebereich  $z \geq 0.35$  an das endgültige, aus den *SMOMP*-Fits folgende Photonenspektrum angepaßt.

Die Anpassungsprozedur besteht wie bei den *SMOMP*-Fits aus der Minimierung des negativen Logarithmus der Likelihoodfunktion, was bei einer Gaußverteilung der individuellen Einträge einer Minimierung des totalen  $\chi^2$  entspricht; im übrigen lassen sich die im Anhang C entwickelten Gedankengänge auf unser Problem übertragen. Die beiden in Kapitel 2 näher beschriebenen, theoretischen Kurven wurden mit der Energieauflösung des Crystal Ball Kalorimeters gefaltet, was insbesondere die Form der QCD-Vorhersage niedrigster Ordnung um  $z \approx 1$  sichtbar beeinflusst. Da die Form der theoretischen Vorhersage festliegt, bleibt als einziger, freier Parameter die Amplitude der Modelle zur Anpassung übrig.

Rechts neben dem in Abbildung 7.1 gezeigten Spektrum befinden sich die Daten des als gestrichelt-volle Linie eingezeichneten Fitresultats des Field-Modells.

Die zweite Zeile gibt dabei die gesamte Anzahl an Photonen in dem gefitteten Photonenpektrum, die letzte Zeile die Photonenzahl des angepaßten Field-Modells in dem zur Anpassung verwendeten Energiebereich  $0.35 \leq z \leq 1.1$  an. Der angegebene, statistische Fehler von  $\pm 218.53$  in der letzten Zeile ist eigentlich der Fehler des einzigen Fitparameters (der Amplitude), skaliert auf das Verhältnis (Photonenzahl im Fitresultat):(gefittete Amplitude). Die Amplitude und ihr statistischer Fehler sind in der fünften Zeile angegeben; da aber die Normierung der Modellkurve vor der Anpassung willkürlich ist, kommt dieser Angabe selbst keine tiefere Bedeutung zu. Der statistische Fehler wurde mit der Routine MINUIT, wie im Anhang C erklärt, berechnet.

Daß die Flächen des Photonenpektrums und des angepaßten Field-Modells im Bereich  $z > 0.35$  innerhalb von 3% übereinstimmen, läßt bereits die Vermutung zu, das angepaßte Field-Modell beschreibe die Datenpunkte innerhalb deren statistischer Fehler gut. Diese im Rahmen der Statistik gute Übereinstimmung wird auch durch das in der dritten Zeile angegebene  $\chi^2$  des Fits pro Freiheitsgrad reflektiert (siehe auch Anhang C). Die Anzahl der Freiheitsgrade (*dof*) wurde dabei mit

$$dof = \text{Anzahl der gefitteten Kanäle} - \text{Anzahl der freien Parameter} - 1$$

zu  $dof = 12$  berechnet, sodaß sich mit  $\chi^2 = 10.6$  ein  $\chi^2/dof = 0.88$  ergibt.

Dies bedeutet, daß im Mittel die angepaßte, theoretische Kurve innerhalb der statistischen Fehlerbalken der Datenpunkte liegt.

Überführt man diese  $\chi^2/dof$  in ein Confidence Level, so erhält man den in der vierten Zeile angegebenen Wert  $CL = 56.5\%$  (zur Berechnung des  $CL$  siehe auch Anhang C).

Insgesamt ergibt sich für das Fitresultat des Field-Modells eine gute Übereinstimmung mit den Daten.

Betrachtet man dagegen die angepaßte QCD-Kurve niedrigster Ordnung (gepunktet-volle Linie), so kann man bereits per Augenschein von einer erheblich schlechteren Beschreibung der Daten durch dieses Modell sprechen. Diese Beurteilung wird durch das sich ergebende  $\chi^2/dof = 40.1/12 = 3.33$  und das damit verbundene Confidence Level  $CL = 0.01\%$  bestätigt.

Diese Fitresultate legen es nahe, das Field-Modell zur Extrapolation des Photonenpektrums zu verwenden. Das Fitresultat der QCD-Approximation niedrigster Ordnung kann zur Bestimmung einer unteren Schranke für die Photonenzahl betrachtet werden. Zählt man zu den 765 Photonen, die sich aus dem angepaßten Field-Modell für den Bereich  $0 < z < 0.35$  ergeben, die 2975 Photonen des gemessenen Photonenpektrums für  $z > 0.35$  hinzu, so erhält man  $N_\gamma = 3740 \pm 266$ , wobei der statistische Fehler des Fitresultats angegeben ist. Würde man statt des

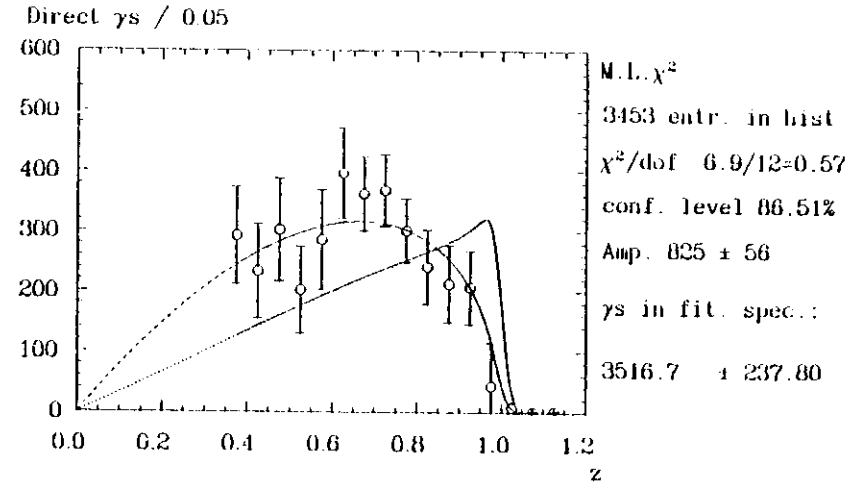


Abbildung 7.2: Das Field-Modell (gestrichelt-volle Linie) und die QCD-Vorhersage niedrigster Ordnung (gepunktet-volle Linie) angepaßt an das aus der direkten Monte Carlo Untergrundsubtraktion folgende, direkte Photonenspektrum. Die Kurven sind in dem zur Anpassungsrechnung verwendeten Bereich des Spektrums durchgezogen eingezeichnet. Die Daten rechts neben dem Spektrum beziehen sich auf das Resultat der Anpassung des Field-Modells.

Field-Modells die angepaßte Kurve der QCD-Vorhersage niedrigster Ordnung zur Extrapolation verwenden, so erhielte man  $N_\gamma = 3505$ . Die Differenz der beiden Photonenzahlen von  $\Delta N_\gamma = 235$  entspricht nur etwa 6%.

Da man sich bereits zu Extrapolationszwecken für das Field-Modell entschieden hat, könnte auch das Integral des Fitresultats über den gesamten Energiebereich zur Bestimmung der Anzahl der direkten Photonen genommen werden. Wegen der Güte des Fits liegt aber die sich in diesem Fall ergebende Photonenzahl von  $N_\gamma = 3832$  nur um 92 Photonen neben  $N_\gamma = 3740$ , was etwa 2.5% entspricht.

In Kapitel 6 wurde eine zu den *SMOMT*-Fits alternative Methode der Untergrundsubtraktion vorgestellt und deren Resultat in Abbildung 6.18 gezeigt. Zur Bestimmung der Anzahl der direkten Photonen und zur Abschätzung des systematischen Fehlers wurde die oben beschriebene Prozedur der Anpassung theoretischer Vorhersagen an das Spektrum aus der direkten Monte Carlo-Untergrundsubtraktion ebenfalls durchgeführt. Dabei ergab sich das in Abbildung 7.2 gezeigte Resultat. Wieder beschreibt das Field-Modell das Photonenpektrum mit einem  $\chi^2/dof = 6.9/12$  gut, während die QCD-Approximation niedrigster Ordnung mit einem  $\chi^2/dof = 50.3/12$

	Spektrum aus <i>SMOMT</i> -Fits		Spektrum aus direkter MC-Untergrundsubtraktion	
	Field	n. O. QCD	Field	n. O. QCD
$\chi^2/dof$	10.6/12	40.1/12	6.9/12	50.3/12
$C/L/\%$	56.5	0.01	86.5	0.001
$N_\gamma \pm \Delta N_\gamma^{stat}$	$3740 \pm 266$	$3505 \pm 249$	$4350 \pm 294$	$3912 \pm 266$

Tabelle 7.1: Ergebnisse der Anpassung des Field-Modells und der QCD-Vorhersage in niedrigster Ordnung in  $\alpha_s$  an das Photonenspektrum aus den *SMOMT*-Fits und an das Photonenspektrum aus der direkten Subtraktion des Monte Carlo-Untergrundes. Zur Ermittlung der Photonenzahlen  $N_\gamma$  wurden im Bereich  $z < 0.35$  die angepaßten Modelle verwendet;  $\Delta N_\gamma^{stat}$  gibt den statistischen Fehler an.

nicht in der Lage ist, die Daten im Rahmen der statischen Fehler zu repräsentieren. Macht man wieder von der angepaßten Field-Kurve Gebrauch, um in den niederenergetischen Bereich des Photonenspektrums zu extrapolieren, so erhält man eine Photonenzahl von  $N_\gamma = 4350$ . Diese Zahl liegt nur um etwa 1% unter der Zahl die sich ergäbe, wenn man das Fitresultat des Field-Modells wieder über den ganzen Energiebereich verwenden würde.

Vergleicht man aber die beiden Photonenzahlen des Spektrums aus den *SMOMT*-Fits ( $N_\gamma = 3740$ ) und des Spektrums aus der direkten Monte Carlo-Untergrundsubtraktion ( $N_\gamma = 4350$ ), so stellt man fest, daß die erste Anzahl etwa 15% unter der zweiten liegt. Dieser Effekt wurde qualitativ bereits im vorangehenden Kapitel erkannt.

In Tabelle 7.1 sind die Fitresultate dieses Kapitels noch einmal zusammengestellt. Die Zusammenfassung der hier ermittelten Photonenzahlen zu der endgültigen Anzahl direkter Photonen ist nur unter Einbeziehung der systematischen Fehler möglich. Aus diesem Grund müssen vor der Ermittlung und Diskussion des Resultats die systematischen Fehler untersucht werden.

## Kapitel 8

# Bestimmung und Diskussion der systematischen Fehler

### 8.1 Einführung

Es wurde bereits bei der Beschreibung des verwendeten Datensatzes darauf hingewiesen, daß der systematische Fehler am direkten Photonenspektrum den statistischen Fehler überwiegt. Das Ausmaß des systematischen Fehlers am Ergebnis dieser Analyse, also an der Form des Spektrums und der Anzahl der Photonen, hat im wesentlichen die Subtraktion des  $\pi^0$ -Untergrundes zum Ursprung: mit dem direkten Photonenspektrum wird nach einem relativ kleinen Signal (das Verzweigungsverhältnis  $\Upsilon(1S) \rightarrow \gamma\gamma\gamma$  beträgt nur 2 - 3%) unter einem großem Untergrund an  $\pi^0$ -Teilchen gesucht (das Verzweigungsverhältnis von  $\Upsilon(1S) \rightarrow \gamma\gamma\gamma$  beträgt etwa 80%).

In diesem Kapitel ist die Untersuchung der systematischen Fehler nach der Art der  $\pi^0$ -Untergrundsubtraktion unterteilt. Dies liegt daran, daß die unterschiedlichen Verfahren mit verschiedenen, systematischen Unsicherheiten verbunden sind, und deshalb verschiedene Tests zu deren Abschätzung nötig sind.

Die systematischen Unsicherheiten, die nicht mit der Herstellung des direkten Photonenspektrums, sondern mit der Ermittlung der Anzahl der Photonen aus dem Spektrum und der Ermittlung von  $\alpha_s$  aus der Photonenzahl verbunden sind, werden im nächsten Abschnitt mit abgeschätzt, gelten aber für beide Analysen.

## 8.2 Systematischer Fehler der Analyse bei Verwendung der *SMOMT*-Fits

Der gesamte, systematische Fehler am Photonenpektrum setzt sich aus den folgenden Einzelbeiträgen zusammen:

- Wirkung der Änderung der Selektionsschnitte auf das Photonenpektrum

Da der gesamte Untergrund aus dem Kontinuum durch die Kontinuumsubtraktion und der gesamte Untergrund aus Resonanzzerfällen (also im wesentlichen  $\pi^0$ 's) durch das Untergrundsubtraktionsverfahren mittels der *SMOMT*-Fits eliminiert wird, sollte sich das Photonenpektrum durch Änderungen der Selektionsschnitte nicht ändern. Zwar ändert sich die gefundene Photonenzahl durch die Variation der Selektionsschnitte, sie sollte jedoch durch die ebenfalls modifizierte Akzeptanzkurve wieder korrigiert werden. Stimmen zwei mit verschiedenen Sätzen von Selektionsschnitten gewonnene Spektren nach Akzeptanzkorrektur nicht innerhalb der statistischen Fehler überein, so liegt der Verdacht auf verbliebenen Untergrundbeiträge zum Photonenpektrum nahe.

Deshalb wurden zwei zusätzliche, komplette Analysen mit geänderten Schnitten durchgeführt. In Anbetracht der oben gemachten Bemerkung wurden die Schnitte nicht ziellos geändert, sondern so, daß die eine Gruppe von Schnitten deutlich lockerer, die andere deutlich härter auf Untergrund schneidet, als die tatsächlich verwendeten. Da der größte Untergrund von  $\pi^0$ 's herrührt, ist es vernünftig, jene Schnitte zu ändern, die besonders deutlich auf die Form und Ausdehnung der Schauer der Photonenkandidaten schneiden. Deshalb wurden der Schnitt 10 ( $E_{37S} < (20 + 18 \cdot z)$  MeV) und der Schnitt 11 ( $0.8 < E_4/E_{13} < 0.98$ ) auf:

$$\begin{aligned} \text{weichere Schnitte : } & E_{37S} < 50 \text{ MeV} & 0.78 < \frac{E_4}{E_{13}} < 0.98 \\ \text{härtere Schnitte : } & E_{37S} < (15 + 18 \cdot z) \text{ MeV} & 0.85 < \frac{E_4}{E_{13}} < 0.98 \end{aligned}$$

geändert. Nach der kompletten Analyse, Untergrundsubtraktion, Akzeptanzkorrektur und Bestimmung der Anzahl der Photonen (beschrieben im vorangehenden Kapitel), konnte sowohl bei den einzelnen Punkten des direkten Spektrums als auch bei der Gesamtanzahl in allen Fällen eine Übereinstimmung innerhalb von etwa 5% festgestellt werden.

Gleichzeitig wurde mit der Variation der Schnitte auch ein Test des  $\pi^0$ -Subtraktionsverfahrens mittels der *SMOMT*-Verteilung durchgeführt. Durch die Änderung der Photonen Selektionsschnitte beeinflußt man nämlich auch sichtbar die zu fittenden *SMOMT*-Verteilungen. Eine Lockerung der Schnitte in den *SMOMT*-Verteilungen der Photonenkandidaten änderte teilweise deutlich das Verhältnis von direkten Photonen und  $\pi^0$ 's zugunsten der  $\pi^0$ 's. Verschärft man die Schnitte, so wurde das Maximum der *SMOMT*-Verteilungen niederenergetischer Photonenkandidaten deutlich sichtbar nach links verschoben. Da auch die zum Fitten verwendeten *SMOMT*-Verteilungen der Photonen und Untergrundteilchen ( $\pi^0$ 's) jeweils mit den zitierten

Schnitten analysiert wurden, änderte sich das resultierende Photonenpektrum nur unwesentlich. Wären aber etwa die Monte Carlo-*SMOMT*-Werte der  $\pi^0$ 's gegenüber den Verteilungen der  $\pi^0$ 's in den Daten systematisch zu niedrig, so hätte sich dies in einer systematischen Unterschätzung der Photonenanzahl (abhängig von den angewandten Schnitten) äußern sollen.

In den ersten zwei *SMOMT*-Verteilungen ( $0.35 < z < 0.45$ ) gibt es noch eine weitere Möglichkeit, das Verhältnis von Photonen zu  $\pi^0$ 's sichtbar zu ändern. Errechnet man nämlich die invariante Masse aller Photonenkandidaten eines Ereignisses und verwirft alle Photonenkandidaten, welche mit einem anderen eine invariante Masse nahe der  $\pi^0$ -Masse  $m_{\pi^0} = 135 \text{ MeV}$  oder der  $\eta$ -Masse  $m_{\eta} = 549 \text{ MeV}$  ergeben, so unterdrückt man offene  $\pi^0$ 's und  $\eta$ 's. Dieses zusätzliche Analyse Kriterium bewirkt eine Abnahme der Photonen zugunsten der 'merged'  $\pi^0$ 's, konnte jedoch ebenfalls das Photonenpektrum nach Akzeptanzkorrektur nur innerhalb von 5% ändern. Die geringen Abweichungen wurden auch durch Kombination verschiedener Schnitte und der Unterdrückung offener  $\pi^0$ 's und  $\eta$  nicht vergrößert.

Die systematische Unsicherheit, verbunden mit den Analyseschnitten, wird deshalb durch einen Fehler von

$$\Delta N_{\gamma}/N_{\gamma} = 15\%$$

erfaßt.

- Einfluß systematisch geänderter Monte Carlo-*SMOMT*-Verteilungen

Besonders gründlich muß die Frage untersucht werden, welche Effekte sich ergeben, wenn aus irgendeinem Grunde die *SMOMT*-Verteilungen der Monte Carlo Photonen und Untergrundteilchen systematisch von denen der entsprechenden Teilchen aus den Daten abweichen würden.

Wie oben angedeutet, würden etwa zu sanftere Monte Carlo  $\pi^0$ -Schauer eine Unterschätzung der Photonenzahl zur Folge haben. In diesem Fall würden nämlich die zu weit links liegenden *SMOMT*-Verteilungen der Monte Carlo  $\pi^0$ 's künstlich auf Kosten der Photonen überhöht, um die rechte Flanke der *SMOMT*-Verteilung der Photonenkandidaten beschreiben zu können. Allerdings würde man in diesem Fall auch erwarten, daß die rechte Flanke der aus den Fits resultierenden, gesamten *SMOMT*-Verteilung systematisch unter der der Daten läge. Obwohl bei einigen Fits in den Abbildungen 6.9 - 6.13 tatsächlich der Eindruck besteht, als läge die rechte Flanke der Fitresultate systematisch unter der der Datenverteilung, kann eine allgemeine Abweichung mit diesen Abbildungen nicht belegt werden.

In Anhang A wird außerdem gezeigt, daß die *SMOMT*-Verteilungen der Monte Carlo Photonen gut mit den Verteilungen der Photonen aus radiativen QED Ereignissen übereinstimmen. Für die *SMOMT*-Verteilungen der  $\pi^0$ 's gibt es einen Test solcher Güte leider nicht (siehe auch Anhang A). Die gute Übereinstimmung der



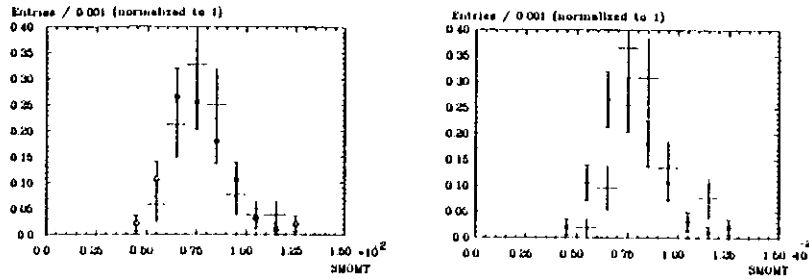


Abbildung 8.1: Im linken Teilbild ist der ebenfalls in Abb. A.4 gezeigte Vergleich der SMOMF-Verteilung von Monte Carlo- $\pi^0$ s aus  $\tau$ -Zerfällen (Kreuze) mit der entsprechenden Verteilung aus den Daten (Kreise) dargestellt. Denselben Vergleich kann man auch im rechten Teilbild sehen, wobei aber die SMOMF-Werte der Monte Carlo- $\pi^0$ s mit 1.05 multipliziert worden sind.

Photonenverteilung läßt aber auch eine gute Übereinstimmung bei  $\pi^0$ s erwarten, weil die Monte Carlo- $\pi^0$ s ja nur aus zwei Photonschauern zusammengesetzt sind und deshalb gleiche Anforderungen an die Monte Carlo-Simulation gestellt werden. Darüberhinaus zeigt der Vergleich der SMOMF-Verteilung von Monte Carlo- $\pi^0$ s aus  $\tau$ -Zerfällen mit der entsprechenden Verteilung aus den Daten innerhalb der (allerdings geringen) Statistik keine Abweichungen (siehe Abbildung 8.1 und Anhang A). Da Abweichungen zwischen den Monte Carlo-SMOMF-Verteilungen und denen der Daten nicht ausgeschlossen werden können, werden die Monte Carlo-Verteilungen systematisch geändert und nach Wiederholungen der Fitprozedur die Wirkung auf das Photonspektrum untersucht.

Um eine obere Grenze eines etwaigen Effekts ermitteln zu können, wurden die SMOMF-Verteilungen der Monte Carlo-Untergrundteilchen dadurch verbreitert und nach rechts verschoben, daß deren SMOMF-Werte mit einem Faktor 1.05 multipliziert wurden. Daß diese Vorgehensweise zur Bestimmung einer oberen Grenze tauglich ist, sieht man durch Betrachtung der Abbildung 8.1. Das linke Teilbild in Abbildung 8.1 zeigt nochmals den Vergleich der SMOMF-Verteilung von Monte Carlo- $\pi^0$ s aus  $\tau$ -Zerfällen mit der entsprechenden Verteilung aus den Daten (dieser Vergleich wird auch in Abbildung A.4 in Anhang A gezeigt).

Im rechten Teil der Abbildung 8.1 wird die Verteilung der SMOMF-Werte der Monte Carlo- $\pi^0$ s, multipliziert mit dem Faktor 1.05, mit der Datenverteilung verglichen. Während die linken Verteilungen in Abbildung 8.1 im Rahmen der statistischen Fehler gut übereinstimmen, liegt die modifizierte Monte Carlo-Verteilung in Abbil-

dung 8.1 deutlich rechts von der Verteilung der 'echten'  $\pi^0$ s aus den Daten. Die verwendeten Monte Carlo-Verteilungen stimmen also in jedem Fall besser mit den Daten überein als die mit dem Faktor 1.05 multiplizierten, welche damit eine obere Grenze im diskutierten Sinne darstellen.

Verbreitert und verschiebt man in der geschilderten Weise die SMOMF-Werte der Untergrundteilchen und fitet mit den entstehenden Verteilungen wieder die Datenverteilungen, so ergibt sich in dem resultierenden Photonspektrum im Vergleich mit dem ursprünglichen Spektrum eine um 10% größere Photonenzahl.

Wiederholt man die gesamte, oben beschriebene Prozedur, multipliziert aber die SMOMF-Werte der Untergrundteilchen mit 0.95, so sinkt die Photonenzahl im resultierenden Spektrum um 5% ab. Dies bedeutet, daß eine möglicherweise nicht völlig korrekte Simulation der SMOMF-Verteilungen einen unsymmetrischen Effekt zur Folge hat. Die Gefahr, bei kleinen Fehlern in den SMOMF-Verteilungen die Photonenzahl zu unterschätzen ist also größer, als sie zu überschätzen, was sich auch angesichts der SMOMF-Fitresultate im systematischen Gesamtfehler niederschlagen muß.

Zur Beurteilung der Frage, welche Wirkung eine Modifikation der SMOMF-Verteilungen der verwendeten Monte Carlo-Photonen auf das Spektrum hat, wurden die Fits mit SMOMF-Verteilungen von Photonen verschiedener Herkunft wiederholt. In einzelnen wurden Photonen aus radiativen QED-Ereignissen, Monte Carlo-Photonen im sonst leeren Ball und Monte Carlo-Photonen, welche isotrop multihadronischen Datenereignissen überlagert worden sind, verwendet.

Die Mittelwerte der SMOMF-Verteilungen von Monte Carlo-Photonen im sonst leeren Kalorimeter sind im Vergleich zu denen aus  $\gamma\gamma$ -Ereignissen eher zu niedrig, da keine Überlagerungen von anderen Teilchen den Schauer verbreitern können. Tatsächlich verringert sich die Photonenzahl im resultierenden Spektrum der direkten Photonen um etwa 4%.

Das Gegenteil ist bei den Photonen der Fall, die zu den multihadronischen Ereignissen hinzuaddiert wurden: hier erwartet man wegen der häufigen Überlappung mit Schauern anderer Teilchen eher zu hohe SMOMF-Werte. Tatsächlich erhöht sich die Photonenzahl im entstehenden Photonspektrum um etwa 5%.

Bei Verwendung der SMOMF-Verteilungen von Photonen aus radiativen QED-Ereignissen ändert sich die Photonenzahl praktisch nicht.

Die Energie elektromagnetisch schauernder Monte Carlo-Teilchen im Crystal Ball (siehe auch Kapitel 5) stimmt genauer als auf 1% mit der Energie der entsprechenden Teilchenenergie aus den Daten überein [72]. Trotzdem wurde untersucht, wie groß der Effekt einer leicht fehlerhaften Energie der Monte Carlo-Teilchen sein kann. Zu dieser Abschätzung wurde die Energie der Monte Carlo-Photonen und -Untergrundteilchen um 15% geändert und mit den daraus folgenden SMOMF-Verteilungen die Fitprozedur wiederholt. Diese drastischen Änderungen bewirkten in

der resultierenden Gesamtphotonenanzahl ebenfalls nur Schwankungen von  $\pm 1.5\%$ ; dies bedeutet, daß der Effekt einer geringen Abweichung der Monte Carlo Energien von den Energien der entsprechenden Daten-Teilchen praktisch vernachlässigt werden kann.

Insgesamt wird durch möglicherweise leicht fehlerhaft simulierte *SAIOMT*-Verteilungen der Monte Carlo-Teilchen ein unsymmetrischer Beitrag zum gesamten systematischen Fehler von

$$\Delta N_\gamma / N_\gamma = (1.5\%)$$

angenommen.

#### • Einfluß von Änderungen der Anpassungsprozedur der *SAIOMT*-Verteilungen

Eine weitere Quelle systematischer Unsicherheit stellt die Anpassungsprozedur selbst dar. Zu deren Abschätzung wurde zunächst der *SAIOMT*-Bereich, der in der Anpassungsrechnung tatsächlich verwendet wurde, geändert. Der ursprüngliche Fit-Bereich von  $0.0 \leq \text{SAIOMT} \leq 0.015$  wurde dabei auf:

$$0.0 \leq \text{SAIOMT} \leq 0.008$$

$$0.0 \leq \text{SAIOMT} \leq 0.010$$

$$0.0 \leq \text{SAIOMT} \leq 0.030$$

geändert. Um einen Eindruck von diesen Änderungen zu geben, ist in Abbildung 8.2 für denselben Energiekanal  $0.60 \leq z \leq 0.65$  wie in Abbildung 6.8 ein Fitbeispiel gezeigt, bei dem der Fitbereich auf  $0.0 \leq \text{SAIOMT} \leq 0.01$  beschränkt ist. Klar sieht man an Abbildung 8.2, daß durch die Änderung des Fitbereiches das Verhältnis von breiten Schauern (große *SAIOMT* Werte) zu den photonenähnlichen Schauern in der Fitprozedur beeinflußt werden kann. Es wurde oben der Verdacht geäußert, der Bereich hoher *SAIOMT* Werte in den Datenverteilungen könnte möglicherweise in den Monte Carlo-Ereignissen nicht richtig beschrieben sein.

In diesem Fall sollten sich die drastischen Änderungen des Fitintervalles deutlich in den resultierenden Photonenspektren niederschlagen. Tatsächlich ergibt sich aber bei den obigen Änderungen des Fitbereiches nur eine Variation der Photonenzahl in den jeweiligen Spektren von etwa  $\Delta N_\gamma / N_\gamma = 1.7\%$ .

Ein weiterer Test der Anpassungsmethode betrifft die Anzahl der Fitparameter. Bei der in Kapitel 6 beschriebenen Methode wurden jeweils sowohl die Amplituden

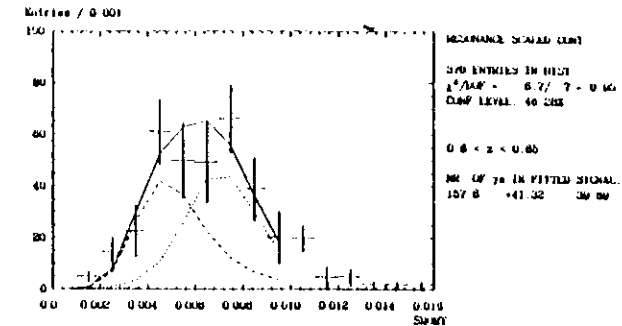


Abbildung 8.2: Beispiel des simultanen Fits der *SAIOMT*-Verteilung der Monte Carlo-Photonen (gestrichelte Linie) und der *SAIOMT*-Verteilung des Monte Carlo-Untergrundes (gepunktete Linie) an die Daten (Kreuze) für den Energiekanal  $0.60 \leq z \leq 0.65$ . Das Ergebnis des Fits (durchgezogene Linie) ist die Summe der beiden Monte Carlo-Verteilungen. Die aus der Fitprozedur folgenden Kurven sind nur für den tatsächlich verwendeten Fitbereich von  $0.0 \leq \text{SAIOMT} \leq 0.01$  gezeigt.

der *SAIOMT*-Verteilung der Photonen als auch der Verteilung der Untergrundteilchen unabhängig voneinander variiert. Der einzig freie Parameter ist aber das Verhältnis von Photonen und Untergrundteilchen, da die Summe aus Photonen und Untergrundteilchen die festliegende Anzahl der Photonenkandidaten in dem Energiekanal ergeben muß.

Für den Fall, daß die einzelnen Einträge in den *SAIOMT*-Verteilungen einer Poissonverteilung folgen würden und die Anpassungsrechnung wieder in einer Minimierung des negativen Logarithmus der Likelihoodfunktion bestünde, wird in [71] gezeigt, daß das Fitresultat die Gesamtanzahl (bzw. die Fläche der gefitteten Verteilung) erhält. Im vorliegenden Fall sind zwar die Einträge gaußverteilt, die Fläche sollte aber mit steigender Güte des Fits zunehmend gut erhalten bleiben.

In der Tat ergab eine Wiederholung der Fitprozedur mit dem Verhältnis der beiden konstituierenden *SAIOMT*-Verteilungen als einzigem freien Parameter eine Änderung des Photonenspektrums von nur  $\Delta N_\gamma / N_\gamma = 1.5\%$ . Die statistischen Fehler an den Photonenzahlen änderten sich nur unwesentlich.

Im Anhang C wird darauf hingewiesen, daß in der Anpassungsprozedur berücksichtigt werden muß, daß die Monte Carlo-*SAIOMT*-Verteilungen keine fehlerlosen, theoretischen Kurven sind, sondern ebenfalls mit statistischen Fehlern behaftet sind. Die damit verbundenen, systematischen Unsicherheiten wurden in Anhang A auf  $\Delta N_\gamma / N_\gamma = 1.5\%$  abgeschätzt.

In Würdigung aller betrachteten Einzelfehler dieses Unterpunktes sollten die mit der Anpassungsprozedur verbundenen Unsicherheiten durch einen Fehler von

$$\Delta N_\gamma / N_\gamma = \pm 7\%$$

erfaßt sein.

#### • Systematischer Fehler durch die Interpolation des $\pi^0$ -Untergrundes

Um von den Ergebnissen der *SMOMT*-Fits zum direkten Photonenspektrum zu gelangen, wurde im Kapitel 6 von einer Interpolation des  $\pi^0$ -Untergrundes mittels einer Exponentialfunktion Gebrauch gemacht. Es wurde in dem Kapitel darauf hingewiesen, daß diese Interpolation eine Glättung statistischer Schwankungen bewirkt, aber zu einer Verzerrung der Form des Photonenspektrums führen könnte. Um den Einfluß dieser Interpolation auf das Photonenspektrum zu untersuchen, wurde das direkt aus den *SMOMT*-Fits folgende, akzeptanzkorrigierte Photonenspektrum mit den theoretischen Modellen verglichen. Die Vorgehensweise entspricht dabei vollständig der in Kapitel 7 geschilderten. Wieder ergibt sich, daß das Field-Modell mit  $\chi^2/dof = 12.5/12$  (bzw. einem Confidence Level von  $CL = 40.5\%$ ) das Spektrum gut zu beschreiben in der Lage ist, während die QCD-Approximation niedrigster Ordnung mit  $\chi^2/dof = 43.1/12$  keine Übereinstimmung mit den Daten zeigt. Vergleicht man die  $\chi^2/dof$ -Werte, so hat die Interpolation des  $\pi^0$ -Untergrundes offenbar keinen Einfluß auf das Maß an Übereinstimmung unserer Daten mit den theoretischen Modellen. Noch deutlicher bestätigt sich dies bei der Gesamtanzahl der direkten Photonen. Ermittelt man mit Hilfe des Field-Modells die Anzahl der direkten Photonen in dem Photonenspektrum aus den *SMOMT*-Fits (ohne Interpolation), so stimmt diese mit  $N_\gamma = 3630$  sogar auf 3% genau mit der Photonenanzahl aus dem unter Verwendung der Interpolation erhaltenen Spektrum überein.

Zur weiteren Beurteilung möglicher Änderungen des Photonenspektrums durch Verwendung der Interpolation wurde an beide Spektren folgende, phänomenologische Funktion angepaßt:

$$N_\gamma = A \cdot z \cdot (1 - z)^B$$

wobei  $A$  und  $B$  die beiden anzupassenden Parameter sind. Setzt man in dieser Funktion  $B = 0.5$ , so erhält man eine sehr gute Annäherung an das Field-Modell, setzt man  $B = 0$ , so entspricht die Funktion sehr gut dem QCD-Modell niedrigster Ordnung. Paßt man beide Parameter gleichzeitig an das Photonenspektrum an so kann also anhand des Parameters  $B$  beurteilt werden, in welchem Maß das Spektrum dem Field-Modell bzw. der QCD-Approximation ähnelt. Eine physikalische Bedeutung darüber hinaus kann dem Parameter  $B$ , insbesondere für Werte

Direct  $\gamma_s / 0.05$

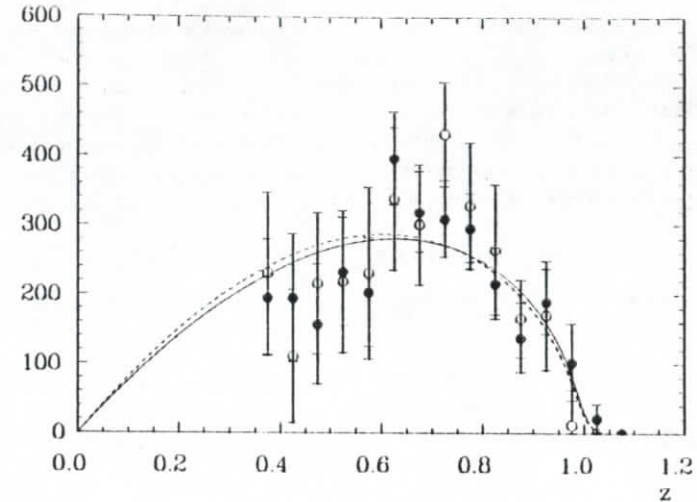


Abbildung 8.3: Vergleich der direkten Photonenspektren ohne (offene Kreise) und mit Verwendung der Interpolation des  $\pi^0$ -Untergrundes (volle Kreise). Die gestrichelte Linie gibt eine Anpassung der im Text gegebenen Funktion an das Spektrum ohne Verwendung der  $\pi^0$ -Interpolation wieder. Die durchgezogene Linie zeigt die Funktion, angepaßt an das Photonenspektrum mit  $\pi^0$ -Interpolation.

$B > 0.5$ , nicht zugeordnet werden.

Die Ergebnisse der Anpassungsrechnung für die Photonenspektren mit und ohne Interpolation des  $\pi^0$ -Untergrundes kann man in Abbildung 8.3 sehen. Für das Photonenspektrum ohne Verwendung der Interpolation ergibt sich  $B = 0.64 \pm 0.13$ , für das Spektrum mit Verwendung der Interpolation  $B = 0.57 \pm 0.11$ . Beide Parameter liegen bis auf 11% beieinander und stimmen innerhalb der statistischen Fehler überein, wodurch sich wieder bestätigt, daß die Form des Photonenspektrums durch die Interpolation des  $\pi^0$ -Untergrundes nicht zu stark beeinträchtigt wird. Darüberhinaus liegen beide Parameter nahe an dem dem Field-Modell entsprechenden Wert von  $B = 0.5$ .

Insgesamt wird die mit der  $\pi^0$ -Interpolation verbundene, systematische Unsicherheit auf

$$\Delta N_\gamma / N_\gamma = \pm 7\%$$

abgeschätzt.

#### • Sonstige Quellen systematischer Fehler

Neben den direkt mit der Analyse verbundenen, systematischen Feldern treten bei der Konversion des Photonenspektrums in ein Verzweigungsverhältnis  $B_\gamma$  (siehe Gleichung 2.15) noch eine Reihe weiterer Unsicherheiten auf.

Der größte dieser Fehler rührt dabei von der Ermittlung der Photonenzahl aus dem Photonenspektrum her. Dies liegt daran, daß die Anzahl der Photonen im Energiebereich  $0 < z < 0.35$  mit Hilfe theoretischer Modelle bestimmt wird. Da unser statistisches Verfahren zur Trennung von Photonen und Untergrundteilchen jedoch gestattet, den weitaus größten Teil des Spektrums zu messen (etwa 80% der Photonen), hält sich die mit der Wahl eines theoretischen Modells verbundene systematische Unsicherheit in Grenzen. Selbst wenn man die erwiesenermaßen untaugliche QCD Rechnung niedrigster Ordnung zur Extrapolation nimmt, ändert sich die Anzahl der Photonen nur um etwa 6%.

Die Frage, ob man zur Ermittlung der Gesamtanzahl der Photonen das angepaßte Field-Modell über den gesamten Energiebereich oder nur in dem Bereich  $z < 0.35$  zu verwenden hat, ist angesichts der auf 2.5% übereinstimmenden Photonenzahlen praktisch bedeutungslos.

Da das Field-Modell eine Parton Schauer Monte Carlo-Vorkhersage ist, muß schließlich noch überprüft werden, wie gut unsere Beschreibung dieses in [44] gezeigten Modells durch  $N_\gamma \propto z \cdot \sqrt{1-z}$  mit dem Modell übereinstimmt. Es zeigt sich jedoch eine bis auf 2% genaue Übereinstimmung.

Die unter diesem Punkt besprochenen Unsicherheiten werden zu einem Fehlerbeitrag von  $\Delta N_\gamma/N_\gamma = 13\%$  zusammengefaßt.

Um aus der Photonenzahl und der Gesamtanzahl der  $\Upsilon(1S)$ -Resonanzzerfälle ein Verzweigungsverhältnis  $B_\gamma$  errechnen zu können (siehe nächstes Kapitel), müssen einige zusätzliche Meßgrößen wie  $B_{pp}$  und  $R$  (siehe Kapitel 2 und 9) der Literatur entnommen werden. Der Einfluß deren systematischer Fehler auf unser Ergebnis wird auf  $\Delta N_\gamma/N_\gamma = 12\%$  geschätzt.

Schließlich soll an dieser Stelle auch die mit Vernachlässigung der Quarkbremsstrahlung verbundene Unsicherheit von 2.5 % mitberücksichtigt werden.

Der systematische Fehler aus den Fehlerquellen dieses Unterpunktes wird zu

$$\Delta N_\gamma/N_\gamma = 14\%$$

angenommen.

- **Gesamter systematischer Fehler der Analyse bei Verwendung der *SMOMT*-Fits**

In Tabelle 8.1 sind noch einmal die Einzelbeiträge zum gesamten, systematischen Fehler zusammengefaßt. Neben den beschriebenen Punkten wurde noch eine Reihe weiterer Tests durchgeführt. Beispielsweise wurden zu den *SMOMT*-Verteilungen

Herkunft des systematischen Fehlers	Beitrag / %
Variation der Selektionsschnitte	15
Änderung der <i>SMOMT</i> -Verteilungen	10
Änderung der Anpassungsprozedur	17
Interpolation des $\pi^0$ -Untergrundes	17
Sonstige Beiträge	14

Tabelle 8.1: Zusammenfassung der Einzelbeiträge zum gesamten, systematischen Fehler der Analyse des Photonenspektrums unter Verwendung der *SMOMT*-Fits.

der Photonenkandidaten die *SMOMT*-Verteilungen einer festen Anzahl verschiedener Monte Carlo-Photonen addiert und untersucht, wieviele dieser Photonen bei unserer *SMOMT*-Fitprozedur wiedergefunden werden (der prozentuale Anteil war mit 100% verträglich).

Nehmen wir alle Untersuchungen zusammen und bedenken die teilweise zwischen ihnen bestehenden Korrelationen, so gelangen wir zu einer Schätzung des systematischen Gesamtfehlers der hier diskutierten Analyse von:

$$\Delta N_\gamma^{Sp+1}/N_\gamma = (11)\%$$

Dieser asymmetrische Fehler berücksichtigt insbesondere auch die Tendenz der diskutierten Untergrundsubtraktion, die Anzahl an direkten Photonen bei systematischen Fehlern eher zu unter- als zu überschätzen.

### 8.3 Systematischer Fehler bei direkter Subtraktion des simulierten Untergrundes

Wiederholt man die Analyse und subtrahiert den von der Resonanz stammenden Untergrund durch Simulation des gesamten Untergrundes mittels Monte Carlo-Programmen, so stellt sich heraus, daß die Ursprünge der systematischen Fehler nicht mehr so klar wie bei der im letzten Abschnitt beschriebenen Analyse getrennt werden können. Deshalb werden die folgenden Punkte zusammen diskutiert:

- Änderungen der Photonenzahl bei Änderungen der Schnitte
- Systematischer Fehler der Subtraktion des von der Resonanz stammenden Untergrundes

### • Fehler am Spektrum der Untergrundteilchen aus dem Monte Carlo

Zunächst wurden, wie bereits im letzten Unterkapitel beschrieben, die Schnitte auf  $E4/E13$  und  $E37S$  geändert:

$$\begin{aligned} \text{weichere Schnitte : } & E37S < 50 \text{ MeV} & 0.78 < \frac{E4}{E13} < 0.98 \\ \text{härtere Schnitte : } & E37S < (15 + 18 \cdot z) \text{ MeV} & 0.85 < \frac{E4}{E13} < 0.98 \end{aligned}$$

Für beide Sätze von Schnitten werden wieder jeweils die Daten und die entsprechend der Verzweungsverhältnisse zusammengesetzten Monte Carlo-Simulationen der  $\Upsilon(1S)$ -Resonanzzerfälle analysiert. Nach der jeweiligen Subtraktion der Monte Carlo-Untergrundspektren von den Spektren der Photonenkandidaten aus Resonanzzerfällen wurden die resultierenden Photonenspektren auf die entsprechenden Akzeptanzverluste korrigiert. Dabei zeigten sich im Gegensatz zu der relativ geringen Änderung im letzten Abschnitt (5%) sowohl in der Form als auch in der resultierenden Anzahl der Photonen deutliche Abweichungen von etwa  $\pm 10\%$  zwischen den verschiedenen Photonenspektren.

Es wurde in diesem Kapitel bereits ausgeführt, daß diese Beobachtung den Verdacht nahelegt, die beschriebene Methode der Untergrundsubtraktion hinterlasse einen gewissen Untergrund im resultierenden Photonenspektrum. Werden die Schnitte etwas härter gewählt, so würde dieser Untergrund reduziert, bei weicheren Schnitten sollte das Photonenspektrum zunehmen. Tatsächlich nimmt die Photonenzahl um etwa 8% ab, wenn die härteren Schnitte verwendet werden und um etwa 10% zu wenn die weicheren Schnitte gewählt werden. Um dieses Verhalten des Photonensignals besser beurteilen zu können, wird die Entwicklung der Anzahl der Photonen bei sich stetig änderndem Schnitt betrachtet. Daß die Änderung der Photonenzahl praktisch völlig durch die Änderung des Photonenspektrums bei Energien  $z < 0.5$  verursacht wird, legt die Vermutung nahe, daß der verbliebene Untergrund im wesentlichen aus  $\pi^0$ 's besteht. Weil sich die Variable  $SMOMT$  als besonders sensitiv bei der Trennung von  $\pi^0$ 's und Photonen erwiesen hat, wird deshalb der Schnitt 12 variiert. Abbildung 8.4 zeigt die resultierenden Photonenzahlen bei Änderung des Schnittes 12

**Schnitt 12:**

$$SMOMT_1 \leq SMOMT_{Max}$$

wobei auf der  $x$ -Achse  $SMOMT_{Max}$  aufgetragen ist.

Deutlich zeigt dieser Test die Abnahme der "direkten Photonen" bei härter auf Untergrundteilchen schneidenden Schnitten. Erreicht  $SMOMT_{Max} = 0.004$ , so beginnt man in stark zunehmendem Maß, Photonen durch den Schnitt zu verlieren, was zwar in der Photonenzahl durch die Akzeptanzkorrektur kompensiert wird,

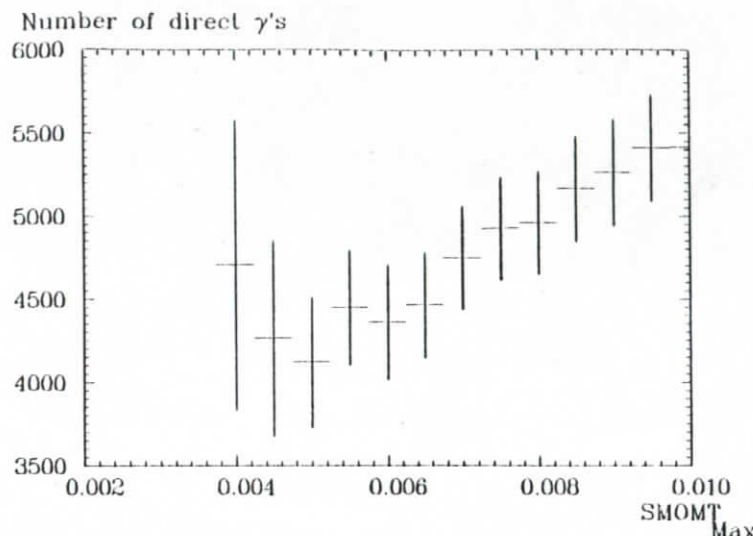


Abbildung 8.4: Änderung der Anzahl der Photonen bei Variation des Photonen-selektionsschnittes  $SMOMT \leq SMOMT_{Max}$ .

sich aber in einer Zunahme des statistischen Fehlers an der Photonenzahl niederschlägt.

Die Abnahme der Photonenzahl in Abbildung 8.4 und die Beobachtung, daß sich die wesentlichen Änderungen im Photonenspektrum im niederenergetischen Bereich abspielen, bestätigen die Vermutung, daß mit der Subtraktion des völlig von Monte Carlo-Programmen simulierten Untergrundes ( $\pi^0$ 's) nicht der gesamte Untergrund abgezogen wurde. Dies kann durch eine falsche Skalierung des Monte Carlo-Untergrundspektrums, eine zu niedrige, mittlere Anzahl an  $\pi^0$ 's oder eine falsche Form des  $\pi^0$ -Spektrums in der Simulation der Resonanzzerfälle bewirkt werden. Da eine falsche Skalierung des Monte Carlo-Untergrundspektrums wegen der genau bekannten Verzweungsverhältnisse der  $\Upsilon(1S)$ -Resonanz und dem relativ kleinen Fehler an der Luminosität ( $\pm 2.5\%$ , [72]) nicht das ganze Ausmaß des Effektes erklären kann, muß die Güte der Monte Carlo-Simulation hinterfragt werden. In der Tat zeigt sich, daß eine Variation gewisser Parameter in der Monte Carlo-Simulation eine drastische Änderung des nach der Analyse verbleibenden  $\pi^0$ -Untergrundes bewirken kann. So führt beispielsweise eine Änderung der Transversalimpulse der drei Gluonenjets in der Simulation des Zerfalls  $\Upsilon(1S) \rightarrow 3g$  von  $p_T = 400 \text{ MeV}$  auf  $p_T = 150 \text{ MeV}$  zu einer Abnahme der Anzahl der verbleibenden  $\pi^0$ 's von etwa 23%. Zwar ist der Wert für den Transversalimpuls von  $p_T = 150 \text{ MeV}$  vermutlich zu niedrig, da aber bei der Subtraktion des Untergrundspektrums zwei relativ große Spektren voneinander abgezogen werden, können auch geringere Parameteränderungen deutliche Wirkungen auf das relativ kleine Differenzspektrum ha-

ben. Ändert sich beispielweise das  $\pi^0$ -Untergrundspektrum in dem Energiebereich  $0.35 \leq z \leq 0.45$  um nur 5%, so hat dies eine Änderung der Photonenzahl von 36% in diesem Energiebereich zur Folge.

Um den vermutlich verbliebenen  $\pi^0$ -Untergrund in dem direkten Photonenspektrum abschätzen zu können, gehen wir von der *SMOMT*-Verteilung der Untergrundteilchen ( $\pi^0$ s) aus. Da wir aufgrund der Abbildung 8.4 wissen, wieviele verbliebene Untergrundteilchen der Fläche der *SMOMT*-Verteilung zwischen  $0.006 \leq \text{SMOMT} \leq 0.01$  entsprechen, können wir abschätzen, mit wieviel Untergrundteilchen unterhalb  $\text{SMOMT}_{\text{Max}} = 0.006$  zu rechnen ist.

Folgt man dieser Abschätzung, so werden noch etwa 500 Untergrundteilchen in dem in 6.18 abgebildeten Photonenspektrum aus der direkten Untergrundsubtraktion erwartet.

Die obige Untersuchung bedeutet, daß es keinen Hinweis dafür gibt, die aus dem hier diskutierten Verfahren zur Untergrundsubtraktion resultierende Photonenzahl sei zu klein. Stattdessen gibt es starke Verdachtsmomente dafür, ein zu großes Spektrum gemessen zu haben, in dem ein Teil der Photonen tatsächlich Untergrundteilchen ( $\pi^0$ s) sind. Diese Beurteilung schlägt sich in einem unsymmetrischen Fehler nieder. Die allgemeine systematische Unsicherheit der Monte Carlo-Simulation wird auf etwa 8% geschätzt. Angesichts der Tatsache, daß das Photonenspektrum durch  $\pi^0$ -Untergrund kontaminiert ist, wird der Gesamtfehler dieser Analyse auf

$$\Delta N_\gamma / N_\gamma = (+8_{-14})\%$$

geschätzt.

#### • Sonstige Quellen systematischer Fehler

Neben den systematischen Fehlern, die sich durch Unsicherheiten bei der Analyse selbst ergeben, gibt es wieder systematische Fehler, welche bei der Ermittlung der Gesamtanzahl der Photonen und der Berechnung von  $B_\gamma$  auftreten.

Da diese Fehler nicht von der Analyse abhängen, sind sie denen an der entsprechenden Stelle im letzten Abschnitt diskutierten völlig gleich:

$$\Delta N_\gamma / N_\gamma = (+4)\%$$

#### • Systematischer Fehler bei direkter Subtraktion des simulierten Untergrundes

Bei der Diskussion des systematischen Fehlers der alternativen Untergrundsubtraktion zeigte es sich, daß auch bei dieser Analyse der alle anderen Unsicherheiten dominierende Fehler mit der Subtraktion des  $\pi^0$ -Untergrundes verbunden ist. Es

wurde gesagt, daß in diesem Verfahren bereits geringe Änderungen der Monte Carlo-Parameter zu großen Änderungen in dem resultierenden Photonensignal führen können. Da es außerdem Hinweise auf noch bestehenden Untergrund in dem Photonenspektrum gibt, wird ein unsymmetrischer systematischer Fehler von

$$\Delta N_\gamma^{Sys2} / N_\gamma = (+9_{-16})\%$$

an der Photonenzahl dieser Analyse angenommen.

## Kapitel 9

### Ermittlung und Diskussion der Resultate

In der vorliegenden Analyse sind zwei sich in der Methode der Untergrundsubtraktion unterscheidende, direkte Photonenspektren und deren systematische Fehler ermittelt worden. In diesem letzten Kapitel sollen mittels dieser Spektren die in Kapitel 2 gestellten Fragen nach der Form des direkten Photonenspektrums und nach der Gesamtanzahl der direkten Photonen beantwortet werden. Dabei knüpft die im ersten Abschnitt gegebene Diskussion der Form des Spektrums an die Anpassung verschiedener Modelle an unsere Spektren (Kapitel 7) an; außerdem wird hier die Gesamtanzahl der Photonen, das Verzweigungsverhältnis  $B_\gamma$ , die starke Kopplungskonstante  $\alpha_s$  und  $A_{QCD}$  bestimmt.

Im zweiten Abschnitt werden unsere Ergebnisse mit den Ergebnissen gleichartiger Analysen anderer Experimente verglichen.

Im letzten Abschnitt werden kurz andere Methoden der  $\alpha_s$ -Bestimmung vorgestellt und deren Ergebnisse mit unseren Resultaten verglichen.

#### 9.1 Ermittlung der Ergebnisse

In der theoretischen Einführung wurden mit der QCD-Vorhersage in niedrigster Ordnung in  $\alpha_s$  und mit dem Field-Modell zwei deutlich voneinander unterscheidbare Modelle der Form des direkten Photonenspektrums vorgestellt. Diese beiden Modelle wurden an unsere Photonenspektren in Kapitel 7 angepaßt; in Abbildung 9.1 sind noch einmal unsere beiden Photonenspektren und das Ergebnis der Anpassung des Field-Modells an beide Spektren und die Anpassung der QCD-Approximation niedrigster Ordnung an das Spektrum aus den *SMOMT*-Fits gezeigt. Hier ist die durchgezogene Linie das Ergebnis der Anpassung des Field-Modells an das direkte Photonenspektrum aus den *SMOMT*-Fits (volle Kreise) und die gestrichelte Linie das Ergebnis der Anpassung dieses Modells an das Photonenspektrum aus der direkten Monte Carlo-Untergrundsubtraktion (offene Kreise). Mit der gepunkteten Linie ist die angepaßte QCD-Vorhersage niedrigster Ordnung an das Photonenspektrum aus den *SMOMT*-Fits angedeutet (das dieser Linie sehr ähnliche Ergebnis für

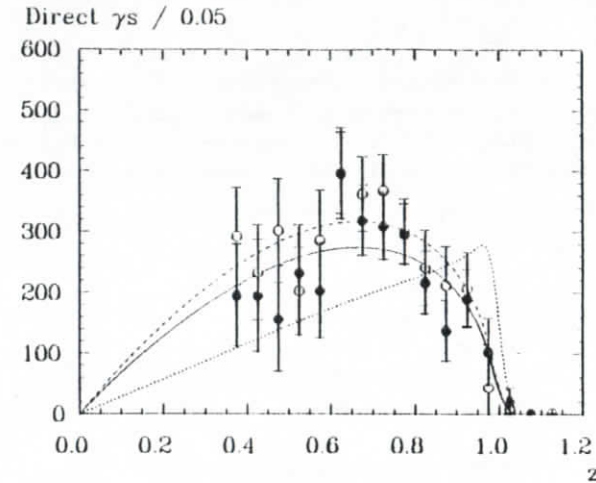


Abbildung 9.1: Vergleich der beiden Photonenspektren dieser Analyse mit den angepaßten Vorhersagen. Die durchgezogene Linie ist das angepaßte Field-Modell an das Photonenspektrum aus den *SMOMT*-Fits (volle Kreise), die gepunktete Linie ist das Resultat der Anpassung der QCD-Vorhersage in niedrigster Ordnung in  $\alpha_s$  an dieses Spektrum. Die gestrichelte Linie ist das Resultat der Anpassung des Field-Modells an das Photonenspektrum aus der direkten Subtraktion des Monte Carlo-Untergrundes.

das zweite Photonenspektrum ist der Übersichtlichkeit wegen nicht eingezeichnet, siehe aber 7.2). Die Ergebnisse dieser Anpassungsrechnungen sind aus Kapitel 7 übernommen worden und im oberen Teil der Tabelle 9.1 zusammengestellt.

Schon bei Betrachtung der Abbildungen 9.1, 7.1, 7.2 fällt auf, daß die Kurven der Field-Vorhersage deutlich besser mit den entsprechenden Photonenspektren übereinstimmen als die Ergebnisse für die QCD-Approximation in niedrigster Ordnung in  $\alpha_s$ . Die Werte im oberen Teil der Tabelle 9.1 bestätigen diese Beobachtung. Für beide Photonenspektren trifft zu, daß die QCD-Vorhersage in niedrigster Ordnung in  $\alpha_s$  mit  $\chi^2/dof = 40.1/12$  bzw.  $\chi^2/dof = 50.3/12$  (siehe Tabelle 9.1) nicht in der Lage ist, die Form des Photonenspektrums zu beschreiben; dieses Modell kann ausgeschlossen werden.

Die Vorhersage von R. D. Field beschreibt dagegen die Photonenspektren mit  $\chi^2/dof = 10.6/12$  bzw.  $\chi^2/dof = 6.9/12$  gut. Da das Field-Modell die Unterdrückung des Photonenspektrums bei  $z \approx 1$  durch die Selbstwechselwirkung der Gluonen erklärt, kann aus der Form des Spektrums außerdem auf den nichtabelschen Charakter der starken Wechselwirkung geschlossen werden. Wegen der guten

**Ergebnis:**

Die QCD-Vorhersage in niedrigster Ordnung in  $\alpha_s$  beschreibt unsere Daten nicht. Das Field-Modell beschreibt unser Photonenspektrum gut. Dies kann als Hinweis auf die Selbstwechselwirkung der Gluonen gewertet werden.

	Spektrum aus SMOFIT-Fits		Spektrum aus direkter MC-Untergrundsubtraktion	
	Field	n. O. QCD	Field	n. O. QCD
$\chi^2/dof$	10.6/12	40.1/12	6.9/12	50.3/12
CL/%	56.5	0.01	86.5	0.001
$N_\gamma \pm \Delta N_\gamma^{stat}$	$3740 \pm 266$	$3505 \pm 249$	$4350 \pm 294$	$3912 \pm 265$
	Anzahl der Photonen aus dem Spektrum aus SMOFIT-Fits		Anzahl der Photonen aus dem Spektrum aus direkter MC-Untergrundsubtraktion	
$N_\gamma \pm \Delta N_\gamma^{stat} \pm \Delta N_\gamma^{sys}$	$3740 \pm 266^{+224}_{-411}$		$4350 \pm 294^{+192}_{-662}$	
	Endgültige Anzahl der Photonen aus beiden Analysen			
$N_\gamma \pm \Delta N_\gamma^{stat} \pm \Delta N_\gamma^{sys}$	$4000 \pm 280 \pm 575$			

Tabelle 9.1: Vergleich der Ergebnisse der Anpassungen der theoretischen Modelle an die beiden Crystal Ball-Photonenspektren (siehe auch Kapitel 7). Unter Verwendung der jeweiligen, angepaßten Modellkurve ergeben sich die gezeigten Photonenzahlen  $N_\gamma \pm \Delta N_\gamma^{stat}$  ( $\Delta N_\gamma^{stat}$  ist der statistische Fehler). Als Photonenzahlen der Spektren werden die mittels des Field-Modells bestimmten weiterverwendet, wobei  $\Delta N_\gamma^{sys}$  der systematische Fehler ist. Aus diesen beiden Zahlen wird die in der letzten Zeile gegebene, endgültige Photonenzahl bestimmt (siehe Text).

Übereinstimmung des im Bereich  $z = 0.35$  angepaßten Field Modells mit unseren Daten, werden diese angepaßten Kurven dazu verwendet, unsere Photonenspektren im Bereich  $0 \leq z < 0.35$  zu extrapolieren. Ermittelt man mittels dieser Extrapolation die Photonenzahlen in den Photonenspektren, so erhält man für das Photonenspektrum aus den SMOFIT-Fits  $N_\gamma = 3740 \pm 266^{+224}_{-411}$  und für das Spektrum aus der direkten Monte Carlo-Untergrundsubtraktion  $N_\gamma = 4350 \pm 294^{+192}_{-662}$  (siehe auch den mittleren Teil der Tabelle 9.1); der erste Fehler ist dabei der statistische Fehler, der zweite gibt den jeweiligen, in Kapitel 8 bestimmten systematischen Fehler an. Beide systematischen Fehler sind asymmetrisch, die Asymmetrien sind jedoch entgegengesetzt gerichtet und sollen wie folgt verstanden werden:

Falls bei der Bestimmung des Photonenspektrums aus den SMOFIT-Fits die Photonenzahl 'falsch' gemessen wurde, so ist sie vermutlich eher zu niedrig als zu hoch bestimmt worden. Bei der Bestimmung des Photonspektrums mittels der Subtraktion des völlig von Monte Carlo-Programmen simulierten, resonanten Untergrundes ist das Gegenteil der Fall. Hier gibt es Hinweise darauf (siehe Kapitel 8), daß die Photonenzahl eher etwas zu hoch als zu niedrig ist. Da die Photonenzahl des Spektrums aus den SMOFIT-Fits nur etwa 15 % unter der Photonenzahl aus der direkten Monte Carlo-Untergrundsubtraktion liegt, beide asymmetrischen Fehler von gleicher Größe aber entgegengesetzt sind und jeweils in die Richtung der anderen Photonenzahl weisen, werden die beiden Photonenzahlen gemittelt:  $N_\gamma = 4000 \pm 280 \pm 575$ , wobei von den systematischen Fehlern beider Analysen jeweils der größere Teilfehler für den systematischen Fehler der gemittelten, endgültigen Photonenzahl verwendet wurde (siehe auch unterer Teil der Tabelle 9.1).

Interessanter als die absolute Anzahl der Photonen ist das Verhältnis  $B_\tau = \Gamma(\Upsilon \rightarrow \gamma\gamma\gamma)/\Gamma(\Upsilon \rightarrow ggg) = N_\tau/N_{ggg}$ . Hierzu muß zunächst aus der in Kapitel 4 bestimmten Anzahl aller beobachteten, multihadronischen  $\Upsilon(1S)$  Zerfälle  $N_{had}^{obs}(\Upsilon(1S))$  die Anzahl  $N_{ggg,ggg}$  aller  $\Upsilon(1S) \rightarrow \gamma\gamma\gamma$  oder  $ggg$ -Zerfälle errechnet werden. Unter Berücksichtigung aller multihadronischen Zerfallskanäle der  $\Upsilon(1S)$  Resonanz kann man schreiben:

$$N_{had}^{obs}(\Upsilon(1S)) = \epsilon_{ggg,ggg} \cdot N_{ggg,ggg} + \epsilon_{q\bar{q}} \cdot N_{q\bar{q}} + \epsilon_{\tau\tau} \cdot N_{\tau\tau} \quad (9.1)$$

wobei  $\epsilon_{ggg,ggg}$  die Nachweiswahrscheinlichkeit des verwendeten Ereignis selektors (siehe Kapitel 4 und [59]) für die Zerfälle  $\Upsilon(1S) \rightarrow \gamma\gamma\gamma, ggg$ ,  $\epsilon_{q\bar{q}}$  die Nachweiswahrscheinlichkeit für die Zerfälle  $\Upsilon(1S) \rightarrow q\bar{q}$  und  $\epsilon_{\tau\tau}$  die Nachweiswahrscheinlichkeit für die Zerfälle  $\Upsilon(1S) \rightarrow \tau\tau$  ist und mit  $N_{ggg,ggg}$ ,  $N_{q\bar{q}}$  und  $N_{\tau\tau}$  die Anzahlen der jeweiligen Zerfälle bezeichnet sind. Wegen

$$N_{q\bar{q}} = \frac{B_{q\bar{q}}}{B_{ggg,ggg}} \cdot N_{ggg,ggg} = N_{ggg,ggg} \cdot \frac{B_{q\bar{q}}}{B_{ggg,ggg}} = N_{ggg,ggg} \quad (9.2)$$

kann man auch schreiben

$$N_{ggg,ggg} = \frac{N_{had}^{obs}(\Upsilon(1S))}{\epsilon_{ggg,ggg} + \epsilon_{\tau\tau} \cdot \frac{B_{\tau\tau}}{B_{ggg,ggg}} + \epsilon_{\tau\tau} \cdot \frac{B_{\tau\tau}}{B_{ggg,ggg}}} \quad (9.3)$$



wobei  $B_{\gamma\gamma,\gamma\gamma\gamma} = N_{\gamma\gamma,\gamma\gamma\gamma}/N_{\Upsilon}$ ,  $B_{q\bar{q}} = N_{q\bar{q}}/N_{\Upsilon}$  und  $B_{\tau\tau} = N_{\tau\tau}/N_{\Upsilon}$  die Verzweigungsverhältnisse der  $\Upsilon(1S)$  Resonanz in die jeweiligen Kanäle bezeichnet;  $N_{\Upsilon}$  ist die Gesamtanzahl der  $\Upsilon$ -Zerfälle.

Da der Wert  $B_{\mu\mu} = (2.6 \pm 0.2)\%$  [26] für das Verzweigungsverhältnis der  $\Upsilon(1S)$  Resonanz in ein Leptonenpaar und der Kontinuums  $R$ -Wert  $R_c = 3.48 \pm 0.16$  [36] bekannt ist (siehe auch Kapitel 2), kann man wegen

$$B_{\tau\tau} = B_{\tau} = B_{\mu\mu} = (2.6 \pm 0.2)\%, \quad B_{q\bar{q}} = R_c \cdot B_{\mu\mu} = (9.0 \pm 1.2)\%, \quad (9.4)$$

$$B_{\gamma\gamma,\gamma\gamma\gamma} = 1 - (3 + R_c) \cdot B_{\mu\mu} = (83.2 \pm 1.6)\%$$

für  $N_{\gamma\gamma,\gamma\gamma\gamma}$  schreiben:

$$N_{\gamma\gamma,\gamma\gamma\gamma} = \frac{N_{had}^{obs}(\Upsilon(1S))}{\epsilon_{\gamma\gamma,\gamma\gamma\gamma} + \epsilon_{q\bar{q}} \cdot 0.108 + \epsilon_{\tau\tau} \cdot 0.031} \quad (9.5)$$

Die Nachweiswahrscheinlichkeiten des verwendeten Ereigniselektors für die verschiedenen Zerfallskanäle wurden mittels verschiedener Monte Carlo Simulationen der Zerfälle bestimmt. Die systematischen Unsicherheiten ergaben sich dabei durch die Unterschiede der Nachweiswahrscheinlichkeiten bei Verwendung verschiedener Simulationsmodelle (in einzelnen wurden die Lund Monte Carlo-Versionen 6.2 und 6.3 des String-Fragmentionsmodells und eines Partonenschauer-Modells verwendet, siehe auch Anhang B). Man erhält

$$\epsilon_{\gamma\gamma,\gamma\gamma\gamma} = (95 \pm 1)\%, \quad \epsilon_{q\bar{q}} = (83 \pm 2)\%, \quad \epsilon_{\tau\tau} = (17 \pm 1)\% \quad (9.6)$$

Setzt man die Nachweiswahrscheinlichkeiten in obige Formel ein und berücksichtigt alle systematischen Fehler, so ergibt sich mit  $N_{\mu\mu} = N_{\Upsilon}$

$$N_{\gamma\gamma,\gamma\gamma\gamma} = 151250 \pm 500 \pm 6000 \Rightarrow B_{\Upsilon} = \frac{N_{\gamma\gamma,\gamma\gamma\gamma}}{N_{\Upsilon}} = (2.7 \pm 0.2 \pm 0.4)\% \quad (9.7)$$

wobei der erste Fehler wieder jeweils den statistischen, der zweite den systematischen Fehler angibt.

Unter Verwendung der Beziehung 2.15 kann man aus diesem  $B_{\Upsilon}$ -Wert schließlich die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung im  $MS$ -Schema bei  $Q^2 = (1485 \text{ MeV})^2$  bestimmen zu:

$$\alpha_s^{MS}(Q = 1.5 \text{ GeV}) = 0.25 \pm 0.02 \pm 0.01 \quad (9.8)$$

woraus sich wiederum mit Gleichung 2.6 für  $\Lambda_{QCD}^{MS} = (151 \pm 50 \pm 77) \text{ MeV}$  ergibt.

<b>Ergebnis:</b>	
$N_{\Upsilon} = 4000 \pm 280 \pm 576$	$\parallel$
$B_{\Upsilon} = \frac{\Upsilon(\gamma\gamma\gamma)}{\Upsilon(\Upsilon \rightarrow \text{had})} = (2.7 \pm 0.2 \pm 0.4)\%$	$\parallel$
$\alpha_s^{MS} = 0.25 \pm 0.02 \pm 0.01$	$\parallel$
$\Lambda_{QCD}^{MS} = (151 \pm 50 \pm 77) \text{ MeV}$	

## 9.2 Vergleich mit den $\Upsilon \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ -Analysen anderer Experimente

Die Messung des direkten Photonenspektrums wurde auch von anderen Kollaborationen durchgeführt, wobei sich deren Ergebnisse teilweise widersprachen. In Abbildung 9.2 wird unser Photonenspektrum aus den  $SMOM$ -Fits (volle Kreise) mit den Spektren der ARGUS Kollaboration [47] (offene Quadrate) und der CUSB Kollaboration [45] (offene Raute) verglichen, wobei die Photonenzahlen auf die Anzahl der  $\Upsilon \rightarrow \gamma\gamma\gamma$  Zerfälle normiert sind. Während das CUSB Resultat eher der QCD-Vorhersage in niedrigster Ordnung Störungsrechnung gleicht, erhält ARGUS ein 'weiches' Photonenspektrum (d. h. die harten bzw. hochenergetischen Photonen sind unterdrückt), das gut mit dem Field-Modell übereinstimmt. Unsere Photonenspektren (wegen der guten Übereinstimmung unserer beiden Spektren wurde in Abbildung 9.2 nur eines gezeigt) bestätigen innerhalb der statistischen Fehler die ARGUS Beobachtung eines weichen Photonenspektrums; mit dem CUSB Photonenspektrum ist unser Ergebnis im hochenergetischen Bereich ( $z > 0.8$ ) im Rahmen der statistischen Fehler im Widerspruch. Das Ergebnis der CLEO Kollaboration [46] wurde in Abbildung 9.2 nicht gezeigt, da das veröffentlichte Ergebnis nicht auf die Akzeptanzverluste korrigiert worden ist. Die CLEO Kollaboration kann außerdem im Rahmen der statistischen Fehler keine der theoretischen Vorhersagen ausschließen [46].

Bei der Beurteilung der Form des direkten Photonenspektrums sind zwei Eigenschaften des Experimentes bzw. der Analyse von besonderem Gewicht. Zum einen ist eine energetisch flache Akzeptanzkurve wünschenswert, da starke Sprünge in der mit Monte Carlo Daten ermittelten Akzeptanzkurve die Form des Spektrums beein-

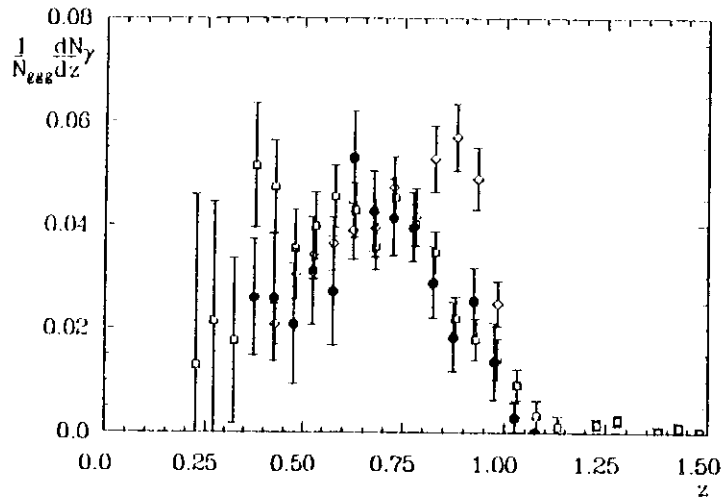


Abbildung 9.2: Vergleich unseres direkten Photonenspektrums aus den SMOFF-Fits (volle Kreise) im Vergleich mit den direkten Photonenspektren der ARGUS-Kollaboration (offene Quadrate) und der CUSB-Kollaboration (offene Rauten). Die Fehlerbalken geben die statistischen Fehler wieder.

flussen können. Die Gefahr, eine sich stark ändernde Akzeptanzkurve zu erhalten, ist bei hohen Photonenergien ( $z \approx 1$ ) besonders groß, da  $\gamma\gamma$ -Ereignisse mit einem hochenergetischen Photon und radiative Bhabhaereignisse eine sehr ähnliche Topologie haben; eine erfolgreiche Unterdrückung des großen Untergrundes aus radiativen Bhabhaereignissen kann deshalb leicht zu großen Verlusten dieser besonderen Klasse von  $\gamma\gamma$ -Ereignissen führen (siehe auch Kapitel 4). Die Akzeptanz der CUSB-Kollaboration für  $\gamma\gamma$ -Ereignisse fällt beispielsweise von  $z = 82\%$  bei  $z \approx 0.5$  auf  $\epsilon = 1\%$  bei  $z = 1$  [45]; dies bedeutet, daß das Photonenspektrum dieser Gruppe durch die Akzeptanzkorrektur im mittleren Energiebereich praktisch nicht verändert wird, während die Punkte nahe bei  $z = 1$  mit einem Faktor 100 multipliziert wurden. Geringe Unsicherheiten in der Monte Carlo-Simulation können in diesem Fall die Form des Spektrums beeinflussen. Weil aber die invariante Masse des vom direkten Photon rückgestoßenen Zwei-Gluonen-Systems für  $z \approx 1$  sehr klein wird, versagen die Fragmentationsalgorithmen der Monte Carlo-Programme, sodaß mit Unsicherheiten in der Monte Carlo-Simulation gerechnet werden muß (siehe auch Anhang B und Kapitel 4). Die Akzeptanzkurve der CLEO-Kollaboration verhält sich ähnlich wie die Akzeptanz der CUSB-Gruppe.

Die in Abbildung 5.9 gezeigte Akzeptanzkurve dieser Analyse und die der ARGUS-Kollaboration [47] variieren dagegen über dem gesamten Energiebereich hin relativ

wenig.

Der zweite, wichtige Punkt zur Beurteilung der Form der Spektren ist die Energieauflösung für Photonen (siehe auch Kapitel 5). Eine geringe Energieauflösung führt zu einer 'Verschmierung' der Photonenspektren, wodurch sich die verschiedenen theoretischen Vorhersagen zunehmend ähnlicher werden. Der Einfluß der Energieauflösung auf die Form des Spektrums wird durch die Anzahl der Einträge im Photonenspektrum für  $z = 1$  reflektiert; dieser kinematisch verbotene Energiebereich kann nämlich nur durch fehlerhafte Energiemessung (bzw. durch die von  $\theta$  verschiedene Breite der Energieauflösung) bevölkert werden. Würde das Photonenspektrum etwa der QCD-Vorhersage in niedrigster Ordnung Störungsrechnung gleichen, so 'fehlen' die Einträge bei  $z > 1$  dem Spektrum im Bereich  $z < 1$ , was sich in einer Abschwächung des deutlichen Maximums bei  $z = 1$  äußern würde. Die relativ große Anzahl an Photonen im Bereich  $z > 1$  im ARGUS-Resultat (Abbildung 9.2) ist ein Ausdruck der verhältnismäßig geringen Energieauflösung von  $\Delta E_{\gamma} = \pm 370 \text{ MeV}$  bei  $E_{\gamma} = 4730 \text{ MeV}$  [47], wodurch die Urteilskraft bezüglich der Form des Spektrums in diesem Energiebereich geschwächt wird. Im Crystal Ball-Resultat wird wegen der hohen Energieauflösung von  $\Delta E_{\gamma} = 187 \text{ MeV}$  bei  $E_{\gamma} = 4730 \text{ MeV}$  nur eine geringe Beeinträchtigung der Form des Spektrums durch die Unsicherheit der Energiemessung erwartet. Mit  $\Delta E_{\gamma} = 1126 \text{ MeV}$  bei  $E_{\gamma} = 4730 \text{ MeV}$  ist die Energieauflösung der CUSB-Gruppe [45] nur wenig schlechter als die des Crystal Ball-Detektors, während die Energieauflösung der CLEO-Gruppe [46] mit  $\Delta E_{\gamma} = \pm 457 \text{ MeV}$  die geringste Energieauflösung der hier verglichenen Experimente darstellt.

Neben den beiden besprochenen Punkten soll noch die Methode der  $\pi^0$ -Untergrundsubtraktion der verschiedenen Experimente angegeben werden. Eine fehlerhafte Subtraktion dieses Untergrundes kann ebenfalls zu einer Änderung der Form des Photonenspektrums, hier allerdings im niederenergetischen Bereich  $z < 0.5$ , führen. Die ARGUS- und die CLEO-Kollaboration subtrahieren direkt den  $\pi^0$ -Untergrund mittels einer Monte Carlo-Simulation des gesamten, resonanten Untergrundes; dieses Verfahren ist der in Kapitel 6 angeführten, alternativen Untergrundsubtraktion ähnlich. Die beiden Gruppen geben die Möglichkeit an [47,46], ihre Monte Carlo-Simulationen durch gemessene Pionenspektren überprüfen zu können; insbesondere haben diese magnetischen Detektoren die Möglichkeit, die Spektren der geladenen Pionen zu messen. Dennoch muß bei diesem Verfahren aus den in Kapitel 8 und Anhang B geschilderten Gründen mit erheblichen systematischen Unsicherheiten gerechnet werden. Die CUSB-Kollaboration verfügt in ihrem Kalorimeter über Informationen über die longitudinale Entwicklung elektromagnetischer Schauer, wodurch die unterschiedlich großen Konversionswahrscheinlichkeiten einzelner Photonen und der in zwei Photonen zerfallenden  $\pi^0$ s in  $e^+e^-$ -Paare erfaßt werden können. Diese verschiedenen Konversionswahrscheinlichkeiten können auf statistischer Basis zu einer energieabhängigen Trennung von  $\pi^0$ s und Photonen ausgenutzt werden.

Experiment	$B_{\gamma} = \frac{\Gamma(\Upsilon \rightarrow \gamma\gamma\gamma)}{\Gamma(\Upsilon \rightarrow \text{alle})}$ in %	$\alpha_s^{MS}$ bei $Q^2 = (1.5 \text{ GeV})^2$	$A_{QCD}^{MS}$ in MeV	Form des Spektrums
Crystal Ball	$2.7 \pm 0.2 \pm 0.4$	$0.25 \pm 0.02 \pm 0.04$	$151 \pm 50 \pm 77$	weich (Field)
ARGUS	$3.0 \pm 0.13 \pm 0.18$	$0.23 \pm 0.01 \pm 0.02$	$115 \pm 17 \pm 28$	weich (Field)
CLEO	$2.5 \pm 0.2 \pm 0.14$	$0.27 \pm 0.02 \pm 0.02$	$190 \pm 35 \pm 40$	-
CUSB	$3.0 \pm 0.6$	$0.23 \pm 0.05$	$110 \pm 80$	hart (n.O.QCD)

Tabelle 9.2: Vergleich der  $\alpha_s^{MS}$ - und  $A_{QCD}^{MS}$ -Werte aus allen  $\Upsilon \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ -Messungen. Die Bezeichnungen 'hart' und 'weich' in der letzten Spalte beziehen sich auf das Maximum des Photonenspektrums (siehe Text).

Insgesamt erfüllt die vorliegende Analyse die zu einer sicheren Beurteilung der Form des Photonenspektrums nötigen Voraussetzungen relativ gut, während dies bei den Messungen anderer Experimente teilweise nur mit Einschränkungen der Fall ist.

Vergleicht man in Tabelle 9.2 die aus den verschiedenen Photonenspektren folgenden  $\alpha_s$ - bzw.  $A_{QCD}$ -Werte, so stellt man eine weitgehende Übereinstimmung der Ergebnisse fest.

Bereits vor den Messungen des direkten Photonenspektrums aus den Zerfällen  $\Upsilon(1S) \rightarrow \gamma\gamma\gamma$  wurde das Photonenspektrum aus den Zerfällen  $J/\psi \rightarrow \gamma\gamma\gamma$  gemessen [48,49]. Während sich dieses Photonenspektrum aus den  $J/\psi$ -Zerfällen besser als das analoge Spektrum aus  $\Upsilon$ -Zerfällen zur Untersuchung möglicher Glueballkandidaten eignet (siehe Kapitel 4), ist die Bestimmung der Form des Spektrums oder der Gesamtanzahl der Photonen hier systematisch unsicherer. Dies liegt zum einen daran, daß die nichtrelativistischen Näherungen der Zerfallsbreiten in den Gleichungen 2.11, 2.10 auf der  $J/\psi$ -Resonanz wegen der relativ kleinen Masse von  $M_{J/\psi} = 3098 \text{ MeV}$  weniger gut verwendet werden können. Darüber hinaus würde das deutliche Erscheinen verschiedener Resonanzen ( $\eta(1440), \eta, \eta', \eta''$ ) im hochenergetischen Photonenbereich die detaillierte Kenntnis der Verzweungsverhältnisse und der jeweiligen Akzeptanzen nötig machen; diese wurden bislang von keiner Kollaboration berechnet. Schließlich führt der große Untergrund von Zerfallsphotonen

niederenergetischer  $\pi^0$ 's im Bereich  $z < 0.6$  und die schlechte Energieauflösung eines der Experimente [48] zu einer Vergrößerung der systematischen Unsicherheit durch die Extrapolation des Photonenspektrums im Energiebereich  $z < 0.6$ .

### 9.3 Vergleich mit anderen Methoden der $\alpha_s$ -Bestimmung

In diesem Abschnitt soll untersucht werden, in welchem Maß unsere Messung der starken Kopplungskonstanten mit den Ergebnissen anderer Methoden übereinstimmt, wobei insbesondere deren systematische Unsicherheiten mit unseren verglichen werden sollen. Da die verschiedenen  $\alpha_s$ -Werte bei verschiedenen  $Q^2$ -Werten gemessen wurden, werden sie mittels der Beziehung 2.6 in den Skalenparameter  $A_{QCD}$  umgerechnet. Dieser Skalenparameter hängt nicht mehr direkt von  $Q^2$  ab, es gibt aber eine explizite Abhängigkeit von der Anzahl der bei dem entsprechenden  $Q^2$  'aktiven' Quarksorten, sodaß der  $A_{QCD}$ -Wert jeweils bei den Erzeugungsschwellen für neue Quarksorten einen Sprung aufweist. Die verschiedenen  $A_{QCD}$ -Werte sind aber in einander unzurechenbar, weshalb bei dem folgenden Vergleich alle  $A_{QCD}$ -Werte auf den entsprechenden Wert bei vier beteiligten Quarksorten bezogen sind.

#### Tief inelastische Lepton-Hadron-Streuung

Einer der grundlegenden Tests zur Bestätigung des Quarkmodells wurde mit der tief inelastischen Streuung von Leptonen ( $e^-$ ) an Hadronen ( $p$ ) durchgeführt [7]. Trägt man die Strukturfunktionen  $F(x, Q)$  gegen den Viererimpulsübertrag  $Q$  auf [7], so findet man für hohe Energien (einige  $\text{GeV}$ ) eine Unabhängigkeit der Strukturfunktionen von  $Q$ .  $F(x, Q)$  hängt dann nur noch von dem dimensionslosen 'Skalenparameter'  $x = Q^2/2M(E - E')$  ab, wobei  $x$  den Bruchteil des Impulses des wechselwirkenden Quarks am Gesamtimpuls des Hadrons der Masse  $M$  und  $E - E'$  den Energieverlust des gestreuten Elektrons angibt. Aus diesem Skalenverhalten wird auf eine Punktformigkeit der Streuzentren, welche später mit den Quarks identifiziert wurden, geschlossen. Überschreitet der Wert des Parameters  $x$  einen gewissen Wert ( $\approx 0.3$ ), so macht sich eine leichte Abnahme von  $F(x, Q)$  mit steigendem  $Q$  bemerkbar. Dieser Effekt rührt von dem Gluonenaustausch zwischen den Quarks und der Gluonenbremsstrahlung der Quarks her und wird in der störungstheoretischen Vorhersage der Funktionen  $F(x, Q)$  durch die Hinzunahme der Terme höherer Ordnung in  $\alpha_s$  berücksichtigt. Da die Abnahme der Strukturfunktionen mit steigendem Viererimpulsübertrag  $Q$  von  $\alpha_s$  abhängt, kann aus der Messung von  $F(x, Q)$  bei verschiedenen  $Q$ -Werten und konstantem  $x$  die Kopplungskonstante  $\alpha_s$  bestimmt werden. Bei der Konversion dieses  $\alpha_s$ -Wertes in einen  $A_{QCD}$ -Wert muß jedoch bedacht werden, daß die Vorhersagen auch von der (im Prinzip unbekanntem) Energieverteilung der Gluonen abhängen. Weil aber eine Zunahme der 'harten' (hochenergetischen) Gluonen den selben Effekt wie ein Anstieg

von  $\Lambda_{QCD}$  hat, bleibt der  $\Lambda_{QCD}$ -Wert aus der tief inelastischen Lepton-Hadron-Streuung systematisch unsicher. Die statistisch genauesten Daten stammen derzeit von der BCDMS-Kollaboration [73] aus der  $\mu C$ - und  $\mu H_2$ -Streuung; diese Gruppe erhält  $\Lambda_{QCD}^{MS} = (230 \pm 20 \pm 60) \text{ MeV}$ . Ein mittlerer Wert aus allen bisherigen Messungen der Strukturfunktionen ist  $\Lambda_{QCD}^{MS} = (200 \pm 100) \text{ MeV}$  [24].

### Messung des $R$ -Wertes

In Kapitel 2 wurde die Bedeutung des  $R$ -Wertes angegeben und darauf hingewiesen, daß in dem Korrekturterm  $R_1$  die nächsthöheren Ordnungen in  $\alpha_s$  zur Beschreibung der gemessenen  $R$ -Werte mitberücksichtigt werden müssen:

$$R = 3 \sum_{q=1}^{n_f} e_q^2 (1 + R_1), \quad R_1 = \frac{\alpha_s(Q)}{\pi} \cdot (1 + C_2 \frac{\alpha_s(Q)}{\pi}) \quad (9.9)$$

Aufgrund der Renormierung der in dieser Korrektur miteinfachten Gluonenschleifen muß bei der Angabe des Koeffizienten  $C_2$  das Renormierungsverfahren mit angegeben werden; in den nachfolgenden Ausdrücken [24] wird es durch einen Index angezeigt:

$$\begin{aligned} C_{2,MS} &= 1.988 - 0.115n_f & (9.10) \\ C_{2,BLM} &= 0.08 \\ C_{2,MOM} &= -2.193 + 0.162n_f \end{aligned}$$

Zur Berechnung dieser Koeffizienten wurde  $Q^2 = E_{CMS}^2$  gewählt. Setzt man  $n_f = 4$ , so erhält man

$$C_{2,MOM} = -1.545 \leq C_2 \leq C_{2,MS} = 1.526, \quad (9.11)$$

d. h., durch die Wahl verschiedener Renormierungsverfahren kann man den Korrekturterm  $R_1$  bis zu 14 % ändern. Hierbei ist allerdings noch nicht der mit der Festlegung von  $Q^2 = E_{CMS}^2$  verbundene, systematische Fehler einbezogen.

Außerdem ergibt eine Berechnung des Terms in dritter Ordnung in  $\alpha_s$ , daß diese Korrektur etwa von derselben Größe ist, wie der Term in zweiter Ordnung [20]. Dies ist ein Hinweis auf die schlechten Konvergenzeigenschaften der Störungsreihen in der QCD und führt zu einer Zunahme der Unsicherheiten, da die Vernachlässigung der Beiträge höherer Ordnung fragwürdig wird. Der größte Beitrag zum Gesamtfehler an den  $\alpha_s$ -Werten aus dieser Methode liegt allerdings in der Präzisionsmessung des  $R$ -Wertes selbst. Unsicherheiten in QED-Anfangszustandsbremsstrahlung und statistische Fehler begrenzen die Genauigkeit der Messung des  $R$ -Wertes auf etwa 2.5 %. Da bei dieser Methode  $\alpha_s$  aus einer Korrektur des  $R$ -Wertes von nur  $\approx 5\%$  bestimmt wird, bedeutet der Fehler am gemessenen  $R$ -Wert eine Unsicherheit des  $\alpha_s$ -Wertes von  $\approx 50\%$ . Diese Unsicherheit wird auch durch den verhältnismäßig großen Fehler an dem in [21] bestimmten Mittelwert von  $\Lambda_{QCD} = (240 \pm 140) \text{ MeV}$  reflektiert (gemittelt wurde über alle  $R$ -Wert-Messungen im Energiebereich  $7 \text{ GeV} < E_{CMS} < 52 \text{ GeV}$ ).

### Messung der 3-Jet-Ereignisrate

Die traditionsreichste Methode der  $\alpha_s$ -Bestimmung in der  $e^+e^-$ -Vernichtung beruht auf der Messung des Verhältnisses der Anzahl der 3-Jet-Ereignisse zur Anzahl der 2-Jet-Ereignisse. Die 3-Jet-Ereignisse werden als kontinuumartige Ereignisse mit einem Bremsstrahlungsgluon  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$  interpretiert, wobei die Richtung und Energie der 'Jets' (enge Teilchenbündel) als Relikte der Partonen angesehen werden. Weil die Entstehungswahrscheinlichkeit eines Bremsstrahlungsgluons proportional zur Kopplung  $\alpha_s$  des Gluons an das Quark ist, liefert das Verhältnis der Anzahl von 3-Jet- zu 2-Jet-Ereignissen direkt ein Maß für  $\alpha_s$ .

Da die Existenz eines Jets nur durch eine Teilchenanhäufung in einem begrenzten Raumgebiet angezeigt wird, ist die Angabe der Anzahl der Jets in einem Ereignis oft nicht eindeutig. Zur Messung der relativen 3-Jet-Ereignisrate verwendet man topologische Variablen wie Thrust [74] oder Energie-Energie-Korrelationsfunktionen EEC [75] und Jetmassenalgorithmen. Generell läßt man sich von dem Gedanken leiten, in 2-Jet-Ereignissen eher zigarrenförmige Teilchen- und Energieverteilungen zu messen als bei 3-Jet-Ereignissen, in denen die Energie und die Teilchen isotroper verteilt sind.

Das zentrale Problem der  $\alpha_s$ -Bestimmung aus dieser Messung wird deutlich, wenn man die Abstrahlung eines niederenergetischen Gluons betrachtet. Mit sich verringertem Zwischenwinkel zwischen dem abgestrahlten Gluon und dem Quark wird die Trennung des Teilchenflusses in zwei Jets zunehmend schwieriger, bis sie unterhalb eines gewissen Grenzwinkels schließlich unmöglich wird. Insbesondere die Einführung eines solchen Grenzwertes ('cutoff') in der jeweiligen Variablen führt bei der Akzeptanzkorrektur durch Monte Carlo-Simulationen zu einer großen Sensitivität des Ergebnisses vom verwendeten Fragmentationsmodell. Innerhalb eines Experimentes können abhängig vom Fragmentationsmodell Unterschiede in  $\alpha_s$  von 50 % auftreten [93]. Zusätzliche theoretische Unsicherheiten wie die Korrekturen der Ordnung  $\alpha_s^2$  ( $\approx 13\%$ , siehe [76]) erscheinen gegen die Abhängigkeit vom verwendeten Hadronisationsschema relativ klein. Für die Messungen mittels Energie-Energie-Korrelation gibt [26] einen Mittelwert von  $\Lambda_{QCD} = 310^{+900}_{-100} \text{ au}$ .

### $\alpha_s$ aus anderen Quarkoniumzerfällen

Bildet man die Verhältnisse der Partialbreiten verschiedener Zerfälle des  $\Upsilon(1S)$  und  $J/\psi$ , so stellt man fest, daß die entstehenden Ausdrücke ähnlich dem in dieser Analyse verwendeten Quotienten  $B_1 = \Gamma(\Upsilon \rightarrow \gamma q\bar{q})/\Gamma(\Upsilon \rightarrow q\bar{q}g)$  nur noch  $\alpha_s$  als Unbekannte enthalten. Aus diesem Grund wird neben  $B_1$  oft auch die leptomische Partialbreite  $B_{\mu\mu}$  zur Bestimmung der starken Kopplungskonstanten verwendet (siehe z. B. [77]). Betrachtet man den im  $MS$ -Schema berechneten Ausdruck für  $\Gamma(\Upsilon \rightarrow q\bar{q}g)/\Gamma(\Upsilon \rightarrow \mu\bar{\mu})$

$$\frac{\Gamma(\Upsilon \rightarrow q\bar{q}g)}{\Gamma(\Upsilon \rightarrow \mu\bar{\mu})} = \frac{10(\pi^2 - 9)}{81\pi\alpha_s^2} \alpha_s^2 \left[ 1 + \frac{\alpha_s}{\pi} \left( \frac{3\beta_1}{2} \ln \frac{Q}{M_1} + 2.77\beta_2 - 11.0 \right) \right] \quad (9.12)$$

so erkennt man die Ähnlichkeit der Struktur dieses Ausdruckes mit dem entsprechenden für  $B_s$  in Gleichung 2.14. Da in dem obigen Verhältnis  $\alpha_s$  in der dritten Potenz auftaucht und  $B_{\mu\mu} = 2.6 \pm 0.2$  [26] experimentell genau bestimmbar ist, ist der Vorteil der hohen experimentellen Sicherheit der  $\alpha_s$ -Bestimmung aus der  $B_{\mu\mu}$ -Messung offensichtlich. Für  $B_{\mu\mu} = (2.6 \pm 0.2)\%$  [26] erhält man mit  $Q = M_1/2 = 4730 \text{ MeV}$  den Wert  $\Lambda_{QCD}^{MS} = (150 \pm 15) \text{ MeV}$ .

Neben der Kopplungskonstante  $\alpha_s$  taucht allerdings in der nichtrelativistischen Vorhersage der Störungsrechnung in zweiter Ordnung wieder ein Massenparameter  $Q$  auf, welcher im Prinzip frei gewählt werden kann (siehe auch Kapitel 2 und 2.14). In Gleichung 9.13 wird wieder (analog zu 2.16) die Abhängigkeit des  $\alpha_s^2$ -Korrekturterms von der Wahl verschiedener  $Q$ -Werte untersucht.

$$\frac{\Gamma(\Upsilon \rightarrow ggg)}{\Gamma(\Upsilon \rightarrow \mu\mu)} = \frac{10(\pi^2 - 9)}{81\pi\alpha_s^2} \alpha_s^3 [1 + \kappa\alpha_s(Q)]$$

$$\text{mit } -4.5 \leq \kappa \leq 2.9 \quad (9.13)$$

$$\text{für } 0.157M_1 \leq Q \leq M_1$$

Während bereits für  $B_s$  (2.16) die mit der Wahl des  $Q$ -Wertes verbundene, systematische Unsicherheit des  $\alpha_s^2$ -Korrekturterms bis zu 50 % der Vorhersage in niedrigster Ordnung in  $\alpha_s$  beträgt, übersteigt die Unsicherheit in 9.13 mit  $\approx 150\%$  (für  $\alpha_s \approx 0.2$ ) sogar die Vorhersage in niedrigster Ordnung in  $\alpha_s$ . Außerdem zeigt sich, daß bei der Berechnung des störungstheoretischen Ausdrucks für  $\Gamma(\Upsilon \rightarrow \mu\mu)/\Gamma(\Upsilon \rightarrow ggg)$  in  $BLM$ - und im  $MOM'$ -Schema (das  $MOM'$ -Schema ist ein modifiziertes  $MOM$ -Schema) ab einem gewissen Grenzwert  $B_{\mu\mu}^{crit}$  (siehe [24]) für  $\alpha_s$  keine reellen Lösungen mehr existieren. Da sowohl das  $BLM$ -Schema als auch das  $MOM'$ -Schema den Anspruch erheben, physikalisch motiviert zu sein, muß dieses Versagen der perturbativen QCD bei der Beurteilung der systematischen Unsicherheit des obigen  $\Lambda_{QCD}$ -Wertes aus der Messung von  $B_{\mu\mu}$  mitbedacht werden. Angesichts der Änderung des resultierenden  $\Lambda_{QCD}^{MS}$ -Wertes bei Variation des  $Q$ -Wertes ( $0.25M_1 \leq Q \leq M_1$ ) wird der mit diesen theoretischen Unsicherheiten verbundene, systematische Fehler auf mindestens 70% geschätzt; bei dem obigen Ergebnis für  $\Lambda_{QCD}$  aus der  $B_{\mu\mu}$ -Messung ist dieser Fehlerbeitrag mitzubetrachten.

Neben den Zerfällen der  $^3S_1$ -Quarkoniumzustände können auch die Zerfälle  $^3P_2$ -Zustände zur  $\alpha_s$ -Bestimmung verwendet werden. Bildet man etwa das Verhältnis der beiden möglichen Zerfälle  $\Gamma(\chi_2 \rightarrow gg)/\Gamma(\chi_2 \rightarrow \gamma\gamma) \propto \alpha_s^2$  (der Quarkoniumzustand  $^3P_2$  heißt auch  $\chi_2$ ), so kürzt sich die unbekannte Wellenfunktion des  $\chi_2$ -Zustandes wieder heraus und der Ausdruck ist proportional zu  $\alpha_s^2$ . Das Verhältnis dieser Zerfälle wurde für den Charmoniumzustand  $\chi_2$  experimentell bestimmt und mit einer störungstheoretischen Vorhersage in zweiter Ordnung in  $\alpha_s$  im  $MS$ -Schema bei  $Q = 1.5 \text{ GeV}$  verglichen; dabei ergibt sich  $\Lambda_{QCD}^{MS} = (70 \pm 70) \text{ MeV}$

[77].

Neben den erwähnten Beispielen für die  $\alpha_s$ -Bestimmung lassen sich zu diesem Zweck viele weitere Verhältnisse von Quarkoniumzerfällen bilden.

Insgesamt gilt aber, daß für keines dieser Verhältnisse die Hoffnung auf möglichst geringe Beiträge höherer Ordnung in  $\alpha_s$  so berechtigt ist wie bei  $B_s$ . Da außerdem die Abhängigkeit vom verwendeten Renormierungsschema bzw. von der Wahl des  $Q$ -Wertes relativ gering ist, scheint unter den Möglichkeiten der  $\alpha_s$ -Bestimmung aus Quarkoniumzerfällen die Messung des direkten Photonenspektrums die systematisch sicherste zu sein. Diese Aussage gilt umso mehr, als mit der vorliegenden Analyse eine ihrer großen systematischen Unsicherheiten, nämlich die Anfälligkeit des Ergebnisses von der Extrapolation des Photonenspektrums im niederenergetischen Bereich weitgehend verringert werden konnte. Dies liegt sowohl an dem relativ großen, aufgrund unserer  $\pi^0$ -Subtraktionsmethode experimentell zugänglichen Bereich von  $0.35 \leq z \leq 1.0$ , als auch an der hohen und konstanten Akzeptanz für direkten Photonen und der guten Energieauflösung.

Betrachtet man die teilweise großen, mit der Wahl eines  $Q^2$ -Wertes, eines Renormierungspunktes oder eines Fragmentationsmodells verbundenen systematischen Unsicherheiten anderer  $\alpha_s$ -Bestimmungsmethoden, so kann auch in diesem Vergleich unsere Messung als relativ sicher gelten.

In Abbildung 9.3 sind einige der aktuellen und hier diskutierten  $\Lambda_{QCD}^{MS}$ -Werte mit unserem Wert verglichen.

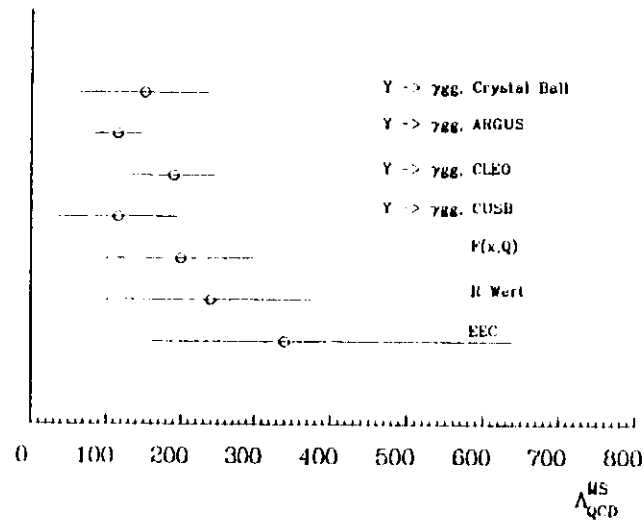


Abbildung 9.3: Vergleich unseres  $\Lambda_{\text{QCD}}^{\text{MS}}$ -Wertes mit den  $\Lambda_{\text{QCD}}^{\text{MS}}$ -Werten anderer Messungen des direkten Photonenspektrums, des Mittelwertes aus der tief inelastischen Leptonen-Hadronen-Streuung, des Mittelwertes aus den Messungen des  $R$ -Wertes und des Mittelwertes der Messungen der 3-Jet-Ereignisrate mittels Energie-Energie-Korrelationsfunktionen. Die  $\Lambda_{\text{QCD}}^{\text{MS}}$ -Werte sind jeweils auf den entsprechenden Wert für 4 aktive Quarksorten umgerechnet (siehe Text).

## Kapitel 10

### Zusammenfassung

Mit dem Crystal Ball Detektor wurden während des Jahres 1986 am  $e^+e^-$  Speicherring DORIS II (DESY) auf der  $\Upsilon(1S)$  Resonanz und im energetisch benachbarten Kontinuum Daten genommen. Die genommenen Datenmengen entsprechen einer zeitlich integrierten Luminosität von  $17.1 \text{ pb}^{-1}$  auf der Resonanz und  $7.9 \text{ pb}^{-1}$  im energetisch benachbarten Kontinuum; diese Datenmenge korrespondiert zu etwa 150 000  $\Upsilon(1S)$  Zerfällen. In der vorliegenden Analyse wurden diese Daten zur Ermittlung des Spektrums der direkten Photonen aus den Zerfällen der  $\Upsilon(1S)$  Resonanz verwendet. Im Laufe der Analyse stellte sich heraus, daß zwei Schwierigkeiten besonderer Beachtung und Sorgfalt bedurften.

Das erste Problem betrifft die Ereignis Selektion. Die direkten Photonen im interessanten Energiebereich  $z \approx 1$  ( $z = E_\gamma/E_{\text{beam}}$ ) stammen aus  $\gamma\gamma\gamma$  Ereignissen, die in einer Vielzahl topologischer Variablen den radiativen QED Ereignissen  $e^+e^- \rightarrow e^+e^- (\gamma)$  und  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$  sehr ähnlich sehen können. Deshalb wurde ein spezielles Selektionsprogramm entwickelt, das insbesondere die oben geschilderten Ereignisklassen aufgrund der zweithöchsten Energiedeposition im Kalorimeter und der Summe der Energien aller geladenen Teilchen eines multihadronischen Zerfalls bei geringen Akzeptanzverlusten trennt.

Die zweite, besondere Schwierigkeit trat bei der Selektion der direkten Photonen in den bereits selektierten Ereignissen auf. Es zeigt sich, daß die Energiedepositionen hochenergetischer  $\pi^0$ 's ( $E_\pi = 1.5 \text{ GeV}$ ) denen der Photonen dieser Energie täuschend ähnlich sehen können. Wegen des exponentiell abfallenden  $\pi^0$  Spektrums und dem geringen  $\gamma\gamma\gamma$ -Verzweigungsverhältnis dominiert der  $\pi^0$ -Untergrund das Spektrum der Photonenkandidaten im niederenergetischen Bereich (für  $z < 0.7$  ist  $N_\pi/N_\gamma \approx 0.3$ ). Die elektromagnetischen Schauer der  $\pi^0$ 's einer gewissen Energie sind jedoch im statistischen Mittel etwas breiter als die von Photonen derselben Energie. Deshalb wurde mittels des zweiten Momentes der lateralen Schauer ausdehnung ein Verfahren zur statistischen Trennung der Photonen von den  $\pi^0$ 's entwickelt. Das sich ergebende Photonenspektrum wurde durch eine zweite Analyse überprüft, welche von einem unabhängigen Verfahren zur Subtraktion des  $\pi^0$ -Untergrundes ausgeht. In diesem alternativen Verfahren wurde der gesamte, von der Resonanz stammende Untergrund mithilfe von Monte Carlo Programmen simuliert und von dem Spek-

trum der Photonenkandidaten aus den Daten subtrahiert. Die resultierenden Photonenspektren aus beiden Verfahren stimmen innerhalb der statistischen Fehler gut überein.

Die Form des Photonenspektrums betreffend gibt es zwei deutlich verschiedene theoretische Vorhersagen. Die QCD-Störungsrechnung in niedrigster Ordnung in  $\alpha_s$  sagt ein über den gesamten  $z$ -Bereich linear ansteigendes Spektrum mit einem Maximum bei  $z = 1$  voraus. In der Monte Carlo-Vorhersage von R. D. Field wird davon ausgegangen, daß die beiden, gegen das direkte Photon rückgestoßenen Gluonen durch Abstrahlung weiterer Gluonen eine invariante Masse  $m_{gg} \neq 0$  erhalten, was zu einer Unterdrückung des Photonenspektrums bei  $z \approx 1$  führt; das sich ergebende, 'weichere' Photonenspektrum hat sein Maximum bei  $z \approx 0.7$ . Die theoretischen Modelle wurden mittels einer Anpassungsrechnung mit unserem Resultat verglichen. Die QCD-Vorhersage in niedrigster Ordnung in  $\alpha_s$  kann mit einem  $\chi^2/dof = 45/12$  ausgeschlossen werden, während das Field-Modell mit einem  $\chi^2/dof = 8.7/12$  unsere Daten gut zu beschreiben in der Lage ist. Da der bei dieser Untersuchung interessante, hohe Energiebereich als systematisch relativ sicher gelten kann und das Field-Modell von dem nichtabelschen Charakter der QCD ausgeht, ist unser Ergebnis ein Hinweis auf die Selbstwechsellwirkung der Gluonen. Zur Ermittlung der Gesamtphotonenanzahl aus dem Photonenspektrum ist es nötig, mittels des systematisch sicheren Bereich  $z \geq 0.35$  und eines theoretischen Modells den systematisch unsicheren Bereich  $z < 0.35$  extrapolieren zu können. Unter Verwendung des angepaßten Field-Modells erhalten wir für die Gesamtphotonenanzahl  $N_\gamma = 4000 \pm 280 \pm 575$ , womit sich für das Verhältnis der Partialbreiten  $B_\gamma = \Gamma(\Upsilon \rightarrow \gamma gg)/\Gamma(\Upsilon \rightarrow ggg) = (2.7 \pm 0.2 \pm 0.4)\%$  ergibt (der erste Fehler gibt den statistischen, der zweite den systematischen Fehler an). Die Abhängigkeit dieses Verhältnisses von  $\alpha_s$  wird zur Bestimmung der starken Kopplungskonstante ausgenützt. Im  $\overline{MS}$ -Schema ergibt sich für  $\alpha_s$  bei  $Q = 1485 \text{ MeV}$  der Wert  $\alpha_s = 0.25 \pm 0.02 \pm 0.04$ , woraus man für den Skalenparameter der starken Wechselwirkung den Wert  $\Lambda_{\overline{MS}}^{QCD} = (151 \pm 50 \pm 77) \text{ MeV}$  erhält.

Unser Ergebnis wurde mit den bereits gemessenen direkten Photonenspektren anderer Kollaborationen [45,46,47] verglichen.

Hinsichtlich der Form des Spektrums bestätigt die Crystal Ball-Messung die ARGUS-Beobachtung eines 'weichen' Spektrums. Mit dem Spektrum der CUSB-Gruppe, welches eher der QCD-Vorhersage in niedrigster Ordnung in  $\alpha_s$  gleicht, ist unser Resultat im hochenergetischen Bereich ( $z > 0.8$ ) im Rahmen der statistischen Fehler im Widerspruch (siehe Abbildung 9.2). Ein direkter Vergleich mit dem CLEO-Spektrum ist nicht möglich, da das veröffentlichte Spektrum nicht akzeptanzkorrigiert ist. Ein detaillierter Vergleich unserer Analyse mit denen der anderen Gruppen zeigt, daß unsere Messung alle zu einer aussagekräftigen Beurteilung der Form des Spektrums erforderlichen Eigenschaften (hohe und flache Akzeptanzkurve, gute Energieauflösung) besitzt, während dies bei den anderen Analysen teilweise nur mit

Einschränkungen der Fall ist (siehe Kapitel 9).

Hinsichtlich der starken Kopplungskonstanten  $\alpha_s$  liegt unser Wert in dem durch die Resultate der anderen Kollaborationen vorgegebenen Bereich von  $0.23 (CUSB, ARGUS) \leq \alpha_s \leq 0.27 (CLEO)$  und ist im Rahmen der statistischen Fehler mit allen  $\alpha_s$ -Werten in Übereinstimmung.

Unsere Methode der  $\alpha_s$ -Bestimmung aus dem direkten Photonenspektrum wurde auch mit einigen anderen Verfahren der  $\alpha_s$ -Bestimmung (tief inelastische Lepton-Hadron-Streuung, R-Wert, 3-Jet Ereignisrate, andere Quarkoniumzerfälle) verglichen. Angesichts der experimentellen Schwierigkeiten (R-Wert) oder theoretischer Unsicherheiten (Abhängigkeit vom Monte Carlo bei der 3-Jet Ereignisrate oder unbekannte Energieverteilung der Gluonen bei der tief inelastischen Lepton-Hadron-Streuung) der betrachteten Methoden kann unser systematischer Fehler als relativ klein angesehen werden.

Eine weitere theoretische Schwierigkeit stellen in der QCD-Störungsrechnung die mit der Wahl eines Renormierungsschemas und der Wahl eines geeigneten, mit dem jeweiligen Prozess einhergehenden  $Q^2$ -Wertes verbundenen Ambiguitäten dar. Auch bezüglich dieser Unbestimmtheiten kann die unserer Messung zugrundeliegende Vorhersage (vergleiche Kapitel 9) als relativ sicher gelten; insbesondere existiert für die Vorhersage von  $B_\gamma$  eine physikalisch motivierte Vorschrift zur Bestimmung des  $Q^2$ -Wertes. Schließlich muß bei der Bestimmung von  $\alpha_s$  aus perturbativen QCD-Vorhersagen befürchtet werden, daß höhere Ordnungen nicht zu vernachlässigende Beiträge liefern; neuere Rechnungen für die Beiträge höherer Ordnung zum R-Wert geben hierfür ein Beispiel. Die Vorhersage für  $B_\gamma$  hat dabei gegenüber praktisch allen anderen betrachteten den Vorteil, daß wegen der kinematischen Ähnlichkeit der Zwischenzustände dreier masseloser Bosonen der Prozesse  $\Upsilon \rightarrow \gamma gg$  und  $\Upsilon \rightarrow ggg$  die Hoffnung besteht, die Terme höherer Ordnung in  $\alpha_s$  könnten sich im Verhältnis  $B_\gamma$  bis zu einem gewissen Grad aufheben.

Betrachtet man die verschiedenen Verfahren zur  $\alpha_s$ -Bestimmung, so ist bemerkenswert, daß die Großzahl der  $\alpha_s$ -Werte bei hohen Energien gemessen wurde ( $Q^2 > 100 \text{ GeV}^2$ ), während unsere Messung einen Wert bei einem relativ niedrigen  $Q^2$  ( $Q^2 = 2.3 \text{ GeV}^2$ ) liefert. Nimmt man als Mittelwert für die  $\alpha_s$ -Werte aus dem R-Wert und der 3-Jet-Ereignisrate  $\alpha_s(Q = 34 \text{ GeV}) = 0.14 \pm 0.02$  an, so kann unser relativ großer  $\alpha_s$ -Wert von  $\alpha_s(Q = 1.5 \text{ GeV}) = 0.25 \pm 0.2$  als Indiz für eine (in die richtige Richtung) laufende Kopplungskonstante gesehen werden.

Wegen der diskutierten Vorzüge wäre eine weitere Präzisionsmessung hoher Statistik von Interesse. Angesichts der hohen Luminosität des CESR-Beschleunigers (Cornell) und der sehr guten Eigenschaften (hochsegmentiert, gute Energieauflösung, große räumliche Ausdehnung) bietet sich der derzeit im Bau befindliche Detektor CLEO II für diese Aufgabe an.

## Anhang A

### Beschreibung der Größe $SMOMT$

Ein wesentlicher Bestandteil der Analyse ist die statistische Subtraktion des  $\pi^0$ -Untergrundes mit Hilfe der Variablen  $SMOMT$ , sodaß eine detaillierte Einführung in die Berechnung und Bedeutung von  $SMOMT$  unabdingbar ist.

Die Verwendung der Momente der Energiedeposition zur Teilchenidentifikation im Crystal Ball Detektor geht auf die in [78] und [79] zitierten Arbeiten zurück.

In Kapitel 5 wurde bereits die Ausdehnung der Energiedepositionen elektromagnetisch schauernder Teilchen diskutiert und in Kapitel 3 erklärt, wie die  $N$  Kristalle des Schauers zu einer Connected Region zusammengefaßt werden. Zur Berechnung der Momente des Schauers gelten folgende Notationen:

$E_i$  ist die im  $i$ -ten Kristall deponierte Energie

$\hat{p}_i$  ist der Einheitsvektor vom Wechselwirkungspunkt in Richtung des  $i$ -ten Kristalls

Durch die Aufsummierung der Energien aller  $N$  Kristalle der Connected Region kann man dem Schauer ein nulles Moment zuordnen,

$$E = \sum_{i=1}^N E_i \quad (\text{A.1})$$

welches die Gesamtenergie des Schauers darstellt. Das erste Moment der Connected Region erhält man durch Bildung der Summe:

$$\langle p \rangle = \frac{1}{E} \sum_{i=1}^N E_i \cdot \hat{p}_i \quad (\text{A.2})$$

und bezeichnet es mit  $\langle p \rangle$ .  $\langle p \rangle$  stellt einen Vektor in Richtung des Energieschwerpunktes dar und heißt dementsprechend Schwerpunktsvektor des Schauers. Für Photonschauer läßt sich der Betrag des Vektors  $\langle p \rangle$  abschätzen: nimmt man für die Verhältnisse  $E1/E4$  und  $E4/E13$  von Photonen die mittleren Werte  $E1/E4 \approx 0.7$  und  $E4/E13 \approx 0.85$  an, so ist  $E1/E13 \approx 0.6$ ,  $(E4 - E1)/E13 \approx 0.25$  und  $(E13 - E4)/E13 \approx 0.15$ . Dabei sind jeweils die Kristalle mit einem festen Winkelabstand vom Bumpkristall  $E1$  gewählt worden; den Winkel zwischen dem Zentral-

kristall  $E1$  und seinen drei Nachbarkristallen in  $E4$  bestimmt man aus geometrischen Überlegungen zu  $\theta \approx 5^\circ$ , für den Winkel zwischen dem  $E1$ -Kristall und den 9 Kristallen in dem Ring um  $E4$  ergibt sich  $\theta \approx 9^\circ$ . Setzt man in die Näherung

$$\langle p \rangle^2 = \sum_{i,j=1}^N \frac{E_i E_j}{E^2} \cdot \hat{p}_i \cdot \hat{p}_j \cdot \theta_{ij} \approx 1 - \sum_{i,j=1}^N \frac{E_i E_j}{E^2} \cdot \frac{\theta_{ij}^2}{2} \quad (\text{A.3})$$

$\theta_{ij}$  = Winkel zwischen dem  $i$ -ten und  $j$ -ten Kristall

die obigen Werte für die Energieverhältnisse und Winkel ein, so erhält man die Abschätzung  $|\langle p \rangle| \approx 0.997$ . Obwohl  $|\langle p \rangle|$  nahe bei 1 ist, wird der Schwerpunktsvektor für die weitere Verwendung explizit normiert:

$$\hat{\langle p \rangle} = \frac{\langle p \rangle}{|\langle p \rangle|} \quad \text{bzw.} \quad \langle \hat{p} \rangle = \frac{\langle p \rangle}{n} \quad \text{mit } n = |\langle p \rangle| \quad (\text{A.4})$$

Da in der Definition von  $\langle p \rangle$  über die Winkel  $\theta_{ij}$  die Ausdehnung des Schauers eingeht und diese schwach energieabhängig ist, muß auch mit einer schwachen Energieabhängigkeit von  $|\langle p \rangle|$  gerechnet werden. Mit Hilfe des normierten Schwerpunktsvektors  $\langle \hat{p} \rangle$  wird das zweite Moment des Schauers definiert:

$$SMOMT = \frac{1}{E} \sum_{i=1}^N E_i \cdot (\hat{p}_i - \langle \hat{p} \rangle)^2 \quad (\text{A.5})$$

Diese positiv semidefinite Größe wichtet die Energie eines Kristalls mit dem Quadrat des Winkelabstandes vom Energieschwerpunkt der Connected Region und stellt somit ein Maß für die Ausdehnung des Schauers dar. Für  $\theta_{ij} = 10^\circ$  kann man für  $SMOMT$  - ähnlich wie in Gleichung A.3 - die Näherung:

$$SMOMT = \frac{1}{E} \sum_{i=1}^N E_i \cdot (p_i^2 - 2\hat{p}_i \cdot \langle p \rangle + \langle p \rangle^2) \approx \sum_{i=1}^N \frac{E_i \theta_{ii}^2}{E} \quad (\text{A.6})$$

$\theta_{ii}$  ist der Winkel zwischen dem  $i$ -ten Modul und  $\langle p \rangle$

verwenden, wodurch die Bedeutung von  $SMOMT$  als mittlere quadratische Winkelbreite des Schauers noch deutlicher wird. Setzt man wieder die oben angegebenen Abschätzungen für die Energieverhältnisse und Winkelabstände in einem Photonschauer ein, so ergibt sich für das zweite Moment eines Photonschauers die Abschätzung  $SMOMT_s \approx 0.0056(\text{rad})^2$ . Tatsächlich ergeben Monte Carlo-Studien und Messungen an Photonen aus radiativen Bhabbaereignissen allerdings den Wert  $SMOMT_s = 0.004(\text{rad})^2$  (oder  $\approx (3.6^\circ)^2$ ) für Photonen; außerdem wird die erwartete, schwache Energieabhängigkeit von  $SMOMT_s$  beobachtet.

Zur Berechnung des  $SMOMT_s$  Wertes für  $\pi^0$ s empfiehlt es sich, die Größe  $SMOMT$  mittels der Normierungskonstanten  $n$  auszudrücken:

$$SMOMT = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \frac{E_i}{E} \cdot p_i = 2(1 - n) \quad (\text{A.7})$$



Den Schauer eines  $\pi^0$ s betrachtet man als aus den Energieverteilungen der beiden Zerfallsphtononen  $E_{1i}$  und  $E_{2i}$  zusammengesetzt :

$$\langle p_* \rangle = \frac{1}{E_1 + E_2} \sum_{i=1}^N (E_{1i} + E_{2i}) \cdot \hat{p}_i = \frac{E_1 \langle p_1 \rangle + E_2 \langle p_2 \rangle}{E_*} \quad (E_* = E_1 + E_2) \quad (\text{A.8})$$

$$SMOMT_* = \frac{1}{E_1 + E_2} \sum_{i=1}^N (\hat{p}_i - \langle \hat{p}_* \rangle)^2 \cdot (E_{1i} + E_{2i}) = 2(1 - u_*) \quad (\text{A.9})$$

wobei:

$E_{1i}$  bzw.  $E_{2i}$  die Energiebeiträge des ersten bzw. zweiten Photons zum Energieinhalt des  $i$ -ten Kristalls

$E_1$  bzw.  $E_2$  die Energien der Schauer des ersten bzw. zweiten Photons

$\langle p_1 \rangle$  bzw.  $\langle p_2 \rangle$  die Energieschwerpunkte des ersten bzw. zweiten Photonschauers

und  $u_* = |\langle p_* \rangle|$  die Normierungskonstante des Schwerpunktsvektors des  $\pi^0$ s

darstellen.

Vernachlässigt man die schwache Energieabhängigkeit der Ausdehnung von Photonschauern ( $n_1 \approx n_2 \approx n_*$ ), so kann man

$$n_* = \left[ \frac{E_1^2 n_1^2 + 2E_1 E_2 n_1^2 \cos \Theta_{12} + E_2^2 n_2^2}{E_*^2} \right]^{1/2} = n_* \sqrt{1 - \frac{m_*^2}{E_*^2}} \quad (\text{A.10})$$

schreiben, wobei  $\Theta_{12}$  den Winkel zwischen den Schwerpunkten der beiden Photonschauer angibt. Mit der Annahme  $m_*^2/E_*^2 \ll 1$  gilt für  $n_*$  die Näherung

$$n_* \approx n_* \cdot \left(1 - \frac{1}{2} \left(\frac{m_*}{E_*}\right)^2\right) \quad (\text{A.11})$$

Setzt man dieses  $n_*$  in die Definition A.9 ein und berücksichtigt  $SMOMT_\gamma = 2(1 - n_\gamma)$ , so erhält man für  $SMOMT_*$  die Näherung:

$$SMOMT_* \approx SMOMT_\gamma + \left(\frac{m_*}{E_*}\right)^2 \quad (\text{A.12})$$

Für  $E_* = 2 \text{ GeV}$  liefert diese Näherung für  $SMOMT_*$  den Wert  $SMOMT_* \approx 0.0086$ . Betrachtet man in Abbildung A.1 die Verteilung der  $SMOMT$ -Werte von Monte Carlo- $\pi^0$ s mit  $E_* = 2 \text{ GeV}$  (offene Kreise), so findet man, daß der Mittelwert tatsächlich bei  $SMOMT \approx 0.008$  liegt. In den Teilbildern in Abbildung A.1 werden die Monte Carlo- $\pi^0$ s (offene Kreise) mit Monte Carlo-Photonen (Kreuze) bei 4 verschiedenen Teilchenenergien (2-5 GeV) verglichen. Sowohl die Photonen als auch die  $\pi^0$ s wurden dabei vor Füllen der  $SMOMT$ -Histogramme exakt mit denselben Selektionsschnitten wie die Photonenkandidaten der Daten in Kapitel 5 selektiert.

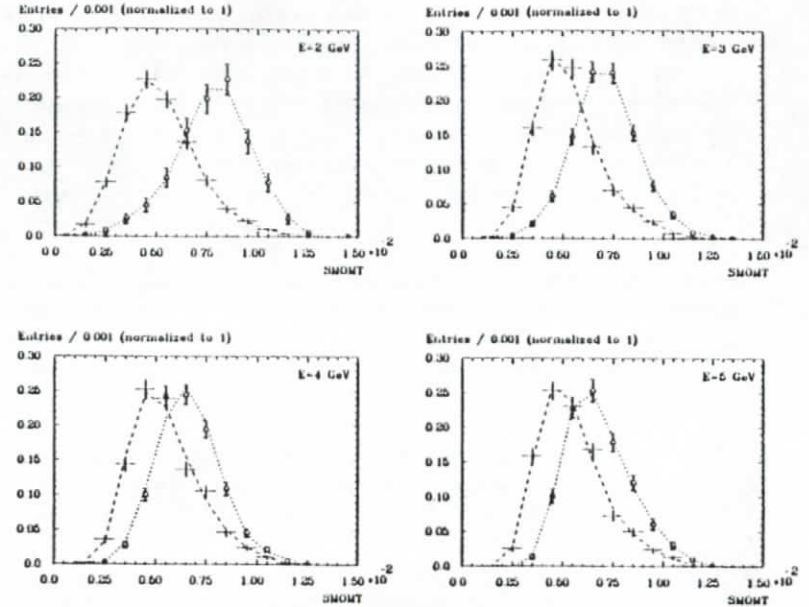


Abbildung A.1: Vergleich der  $SMOMT$ -Verteilungen für Monte Carlo-Photonen und  $\pi^0$ s von 2 - 5 GeV Teilchenenergie. Die Kreuze (bzw. die gestrichelte Linie) bezeichnen die Verteilungen für Photonen, die offenen Kreise (bzw. gepunkteten Linien) die für  $\pi^0$ s. Die Teilchenenergie ist jeweils oben rechts angegeben.

Außer den  $\pi^0$ s bzw. Photonen wurden von Monte Carlo Generator keine weiteren Energiedepositionen im Kalorimeter generiert, allerdings wurden den Monte Carlo-Ereignissen DBM-Ereignisse überlagert, um die Verbreiterung der Schauer (und damit die Vergrößerung der  $SMOMT$ -Werte) durch die zusätzliche Energien zu berücksichtigen. Während man in den 4 Teilbildern in Abbildung A.1 nur eine geringe Verschmierung der  $SMOMT$ -Verteilungen von Photonen bei sich ändernder Energie beobachtet, ist die Abnahme der  $SMOMT$ -Werte der  $\pi^0$ s bei steigender Energie deutlich erkennbar. Diese Abnahme ist verbunden mit dem abnehmen den Winkel zwischen den beiden Zerfallsphtononen mit steigender  $\pi^0$ -Energie (siehe Abbildung 6.2) und bewirkt, daß sich die  $SMOMT$ -Verteilungen der  $\pi^0$ s und der Photonen mit steigender Energie annähern.

Trotzdem sieht man, daß die Verteilungen für Photonen und  $\pi^0$ s im statistischen Mittel getrennt erscheinen, auch wenn der Überlapp bei einer Teilchenenergie von 5 GeV schon etwa 65 % beträgt.

Neben dem Energieverhalten ist, insbesondere auch zur Bestimmung systematischer Fehler, (siehe dazu Kapitel 8) die Frage interessant, in welchem Maß zusätzliche

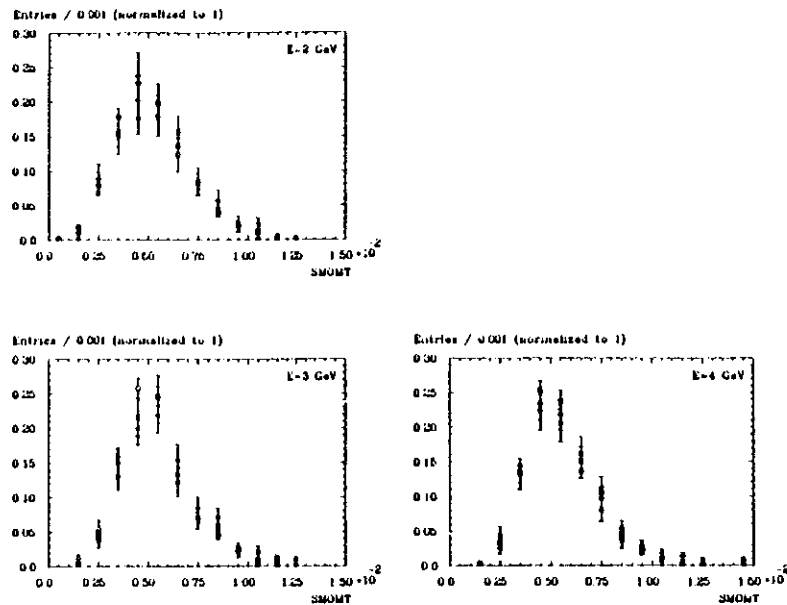


Abbildung A.2: Vergleich der *SMOMT*-Verteilungen für Monte Carlo-Photonen im sonst leeren Ball (Kreise), Photonen aus Monte Carlo- $\gamma\gamma\gamma$ -Ereignissen (Quadrate) und isotrop zu den Energien multihadronischer Zerfälle addierter Monte Carlo-Photonen (Rauten). Die Photonenergie ist jeweils oben rechts angegeben.

Energieüberlagerungen von anderen Teilchen eines Ereignisses die *SMOMT*-Verteilungen von z. B. Photonen zu ändern vermögen.

Dazu wurden in Abbildung A.2 die *SMOMT*-Verteilungen der Monte Carlo-Photonen im sonst leeren Ball mit denen von direkten Photonen aus Monte Carlo- $\gamma\gamma\gamma$ -Ereignissen und mit MC-Photonen, deren Energiedepositionen zu denen von multihadronischen Datenereignissen addiert wurden, verglichen. All diese Monte Carlo-Photonen mußten vor dem Vergleich wieder die Photonenselektionsschritte aus Kapitel 5 passieren. Ihre Energie erreicht  $E_\gamma = 5$  GeV nicht, da die direkten Photonen aus  $\gamma\gamma\gamma$ -Zerfällen höchstens  $E_\gamma = E_{Brem} = 4.73$  GeV haben können. Obwohl man wegen des Einflusses des rückgestoßenen Systems aus Hadronen im Mittel eine leichte Zunahme der *SMOMT*-Werte der Photonen aus  $\gamma\gamma\gamma$ -Ereignissen erwartet, kann eine solche Tendenz mit Abbildung A.2 nicht belegt werden. Dennoch wurden in Kapitel 6 zur Untergrundsubtraktion statt der Monte Carlo-Photonen im sonst leeren Ball die direkten Photonen aus Monte Carlo- $\gamma\gamma\gamma$ -Ereignissen verwendet. Deutlicher vergrößerte *SMOMT*-Werte sollten bei den zu den Daten addierten Photonen zu sehen sein, da durch die räumlich isotrope Überlagerung der Energiedeposition

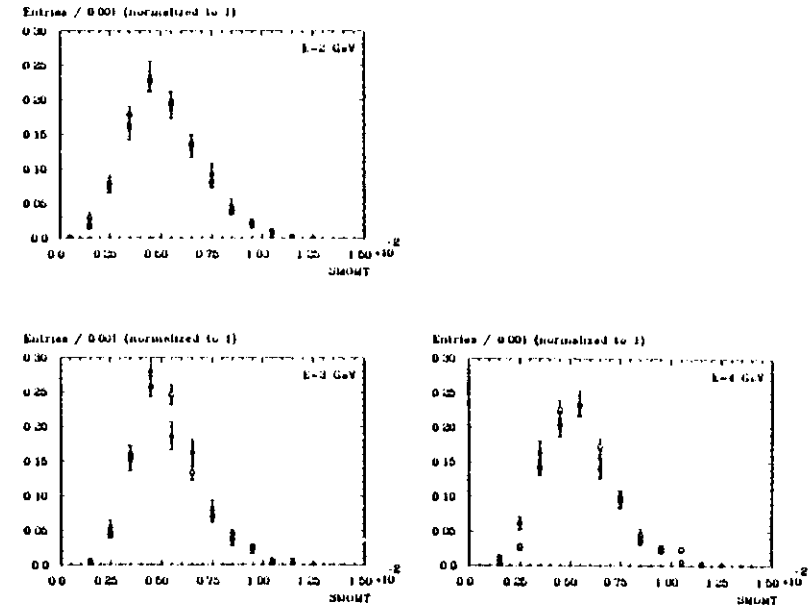


Abbildung A.3: Vergleich der *SMOMT*-Verteilungen für Monte Carlo-Photonen im sonst leeren Ball (Kreise) und Photonen aus radiativen QED-Ereignissen (Quadrate, siehe Text). Die Photonenergie ist jeweils oben rechts angegeben.

des Photons und schon vorhandenen Energien eine künstliche Vergrößerung der Photonenschauer bewirkt werden sollte; ein solcher Effekt ist allerdings in Abbildung A.2 ebenfalls nicht deutlich zu sehen. Bislang wurden um die *SMOMT*-Verteilungen von Monte Carlo-Teilchen untersucht und es verbleibt die Frage, wie gut diese Monte Carlo-Verteilungen mit den korrespondierenden Datenverteilungen übereinstimmen.

Zur Untersuchung dieser Frage gibt es für Photonen mit den  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ -Ereignissen eine ideale Teilchenquelle. Diese Ereignisse kann man praktisch untergrundfrei selektieren durch die Forderung nach drei neutralen, elektromagnetisch schauernden Teilchen mit einer Gesamtenergie nahe der Schwerpunktsenergie. Analysiert man die Bremsstrahlungsphotonen genau wie die Monte Carlo-Photonen mit den Photonenselektionsschritten und vergleicht in Abbildung A.3 bei verschiedenen Energien deren *SMOMT*-Verteilungen mit den zugehörigen Monte Carlo-Verteilungen, so stellt man eine gute Übereinstimmung zwischen beiden Verteilungen fest. In Anbetracht des guten Verständnisses der der Simulation elektromagnetischer Schauer zugrundeliegenden physikalischen Prozesse und der langen Erfah-

ring mit den verwendeten Monte Carlo-Programmen (EGS, siehe Anhang B) wurde diese Übereinstimmung erwartet. Da auch der  $\pi^0$ -Zerfall in zwei Photonen durch zwei elektromagnetische Schauer beschrieben wird, darf bei einem Vergleich der SMOMT-Verteilungen von  $\pi^0$ 's aus Monte Carlo-Ereignissen und aus Daten ebenfalls eine gute Übereinstimmung erwartet werden. Die experimentelle Verifikation dieser Erwartung gestaltet sich jedoch bedeutend schwieriger als bei Photonen, da es keine Quelle hoher Statistik gibt, bei der ohne SMOMT-Information festgestellt werden kann, ob es sich bei einem Teilchen um ein 'merged'  $\pi^0$  handelt. Der einzige diese Anforderung erfüllende Datensatz kommt von

$$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow \rho^+\rho^-\nu_e \rightarrow \pi^+\pi^+\nu_e\pi^-\pi^-\nu_e \quad (\text{A.13})$$

Ereignissen, welche man nahezu untergrundfrei selektieren kann. Wird in solchen Ereignissen ein elektromagnetischer Schauer mit einer Energie  $E_s \geq 2 \text{ GeV}$  gemessen, so kann er nur von einem  $\pi^0$  stammen, dessen Photonen 'mergen'. Trotz der großen Anzahl von  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$  Ereignissen von etwa 265 000 (siehe [80]) verbleiben bei einem Verzweigungsverhältnis von 22 % für den  $\tau \rightarrow \rho\nu$  Zerfall und einer Selektionsakzeptanz von wenigen Prozent nur etwa hundert hochenergetische  $\pi^0$ 's. Die SMOMT-Verteilung der  $\pi^0$ 's wird in Abbildung A.4 mit der analogen Verteilung aus einer Monte Carlo-Simulation des Prozesses  $\tau \rightarrow \rho\nu \rightarrow \pi^+\pi^-\nu$  verglichen. Für diese Abbildung wurden wegen der geringen Statistik sämtliche hochenergetischen  $\pi^0$ 's mit  $2 \text{ GeV} \leq E_s \leq 3.3 \text{ GeV}$  zusammengefaßt.

Im Rahmen der allerdings erheblichen statistischen Fehler können zwischen beiden Verteilungen keine Abweichungen festgestellt werden.

Der Frage, inwieweit die noch möglichen geringen Abweichungen der Monte Carlo-SMOMT-Verteilungen von denen wirklicher Photonen bzw.  $\pi^0$ 's Einfluß auf das Ergebnis der Untergrundsubtraktion haben, wird bei der Diskussion der systematischen Fehler nachgegangen.

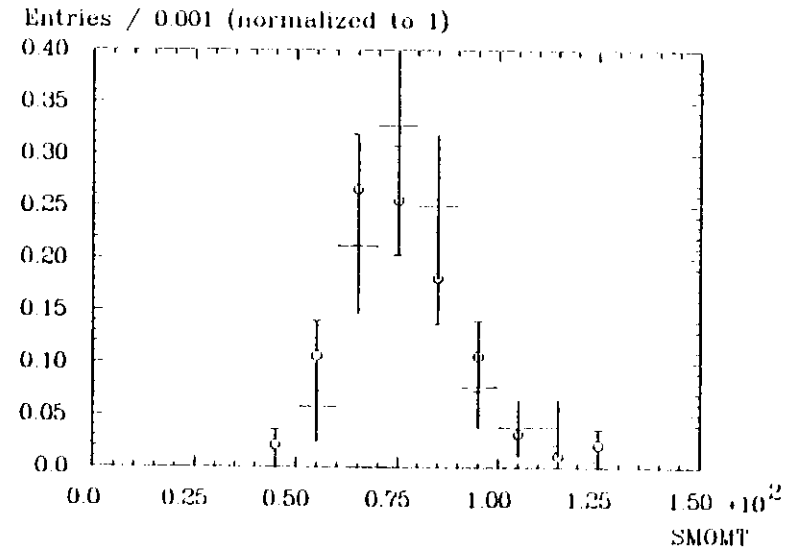


Abbildung A.4: Vergleich der SMOMT-Verteilungen für 'merged'  $\pi^0$ 's aus dem Prozeß  $\tau \rightarrow \rho\nu \rightarrow \pi^+\pi^-\nu$  aus den Daten (Kreise) und Monte Carlo (Kreuze)

## Anhang B

### Beschreibung der Monte Carlo-Methode

Durch die begrenzte Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors und der Analyseprogramme geht ein gewisser Anteil der tatsächlich erzeugten, direkten Photonen verloren. Um unsere Messung mit theoretischen Vorhersagen vergleichen zu können, ist es unmöglich, auf diese Akzeptanzverluste zu korrigieren. Hätte man  $\gamma\gamma$ -Ereignisse, in denen die Richtung und Energie des gesuchten, direkten Photons bereits vor der Analyse bekannt wäre, so könnte die Frage nach der Wirkung der Selektionsschnitte und der geometrischen Akzeptanz des Detektors auf die direkten Photonen leicht beantwortet werden. Da die Identität der physikalischen Ereignisse vorab nicht bekannt ist, werden unter Verwendung bereits gemessener, physikalischer Parameter die gesuchten Ereignisse und deren Erscheinen in unserem Detektor so vollständig wie möglich simuliert.

Die Simulation der Ereignisse ist in zwei Stufen unterteilt.

Auf der ersten Stufe (STEP1) wird der eigentliche, physikalische Prozeß festgelegt. Im Fall der  $\gamma\gamma$  Ereignisse bedeutet dies, daß nach diesem Schritt für jedes Ereignis eine Liste existiert, welche die Vierervektoren eines direkten Photons und aller sonst vorkommenden Teilchen (inklusive ihrer Identität) enthält.

Auf der zweiten Stufe (STEP2) wird nachvollzogen, wie die verschiedenen Teilchen des simulierten  $\gamma\gamma$ -Ereignisses mit den Materialien unseres Detektors wechselwirken. Nach dieser Stufe ist bekannt, wie der im STEP1 generierte Zerfall in dem Detektor erscheinen müßte, d. h. es sind die Itoldaten des Ereignisses wie Impulshöhen in den Kammern oder Energien in den Kristallen bekannt.

Vom STEP2 an wird das simulierte Ereignis wie ein physikalisches Ereignis behandelt und sollte bei völlig korrekter Simulation nicht mehr von einem solchen unterscheidbar sein. Da jeder der Parameter des nachgestellten Ereignisses einer statistischen Verteilung folgt, wird bei der Simulation mit Zufallszahlen ein aktueller Satz an Parameterwerten gewürfelt; der zentralen Rolle der Zufallszahlengeneratoren verdankt die hier beschriebene Simulationstechnik den Namen 'Monte

Carlo-Methode'. Eine Einführung in die Monte Carlo-Technik findet sich bei [81]. Insgesamt wurden mit dem weiter unten besprochenen LUND-Generator folgende Monte Carlo-Datensätze erzeugt:

100.000  $\Upsilon(1S) \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ -Ereignisse

10.000  $\Upsilon(1S) \rightarrow \gamma\gamma$ -Ereignisse

50.000  $\Upsilon(1S) \rightarrow q\bar{q}$  Ereignisse

10.000  $\Upsilon(1S) \rightarrow \tau\bar{\tau}$ -Ereignisse

### B.1 STEP1: Monte Carlo-Generatoren und Fragmentationsmodelle

Bei der Modellierung des eigentlichen, vom Detektor unabhängigen, physikalischen Prozesses geht man von der  $\Upsilon(1S)$  Resonanz aus.

In Kapitel 2 wurde die Existenz des Zerfalls der  $\Upsilon(1S)$  Resonanz in ein direktes Photon und zwei weitere Gluonen motiviert.

Ausgehend von einer theoretischen Energie- und Winkelverteilung der direkten Photonen und der beiden Gluonen (siehe Kapitel 2 und [38,39,42]) werden zunächst die Vierervektoren der drei Bosonen gewürfelt. Während das Photon als physikalisch beobachtbares und stabiles Teilchen im STEP1 nicht mehr verändert wird, muß die Metamorphose der beiden Gluonen in beobachtbare Teilchen noch durchgeführt werden. Dieser mit 'Hadronisation' oder 'Fragmentation' bezeichnete Prozeß spielt sich bei sehr kleinen Abständen von wenigen  $fm$  ( $10^{-15}m$ ) ab und wird erst seit etwa 10 Jahren an geeigneten Beschleunigern (z. B. PETRA) intensiv untersucht. Da bei Abständen von  $\sim 1fm$  die Kopplungskonstante  $\alpha_s$  bereits so groß ist, daß die Störungsrechnung in der QCD keine gute Beschreibung der ablaufenden Prozesse mehr liefert, ist man auf phänomenologische Fragmentationsmodelle angewiesen. Die beiden wichtigsten dieser Modelle sollen kurz beschrieben werden:

- Unabhängige Fragmentation

Dieses Modell wurde ursprünglich zur Beschreibung der Umwandlung zweier un beobachtbarer Quarks in zwei Bündel beobachtbarer Hadronen, sogenannter 'Jets', von Field und Feynman konstruiert [82]. Eine Erweiterung dieses Modells auf die später bei PETRA entdeckten 3-Jet Ereignisse erfolgte durch Hoyer [83] und Ali [84].

In diesem Modell wird dem Namen gemäß jedes Quark bzw. Gluon voneinander unabhängig betrachtet. Man stellt sich vor, daß im Farbfeld eines Quarks ein neues Quark-Antiquark-Paar aus dem Vakuum erzeugt wird, wobei das Antiquark mit dem ursprünglichen Quark zu einem Meson zusammengefaßt wird. Mit dem verbliebenen Quark wird dieser iterative Prozeß fortgesetzt. Die Enttackung von

Baryonen stellt man sich in diesem Modell durch Erzeugung von Diquarks vor. Die sich unmittelbar stellende Frage nach Energie und Impuls des entstandenen Mesons wird von Field und Feynman durch Angabe einer sogenannten Fragmentationsfunktion  $F(\eta)$  beantwortet. Die Variable  $\eta$  ist dabei ein Maß für den Energie- und Impulsanteil des Mesons an der Energie und dem Impuls des primären Quarks. Die Fragmentationsfunktion  $F(\eta)$  ist von Field und Feynman parametrisiert durch

$$F(\eta) = 1 - \alpha_F + 3\alpha_F(1 - \eta)^2$$

wobei  $\alpha_F \approx 0.6$  eine experimentell zu bestimmende Konstante ist. Ebenfalls aus den Daten zu bestimmende Parameter dieses Modells sind die Verteilung des Transversalimpulses  $p_\perp$  der Mesonen, der prozentuale Anteil von jeweils  $u$ -,  $d$ -,  $s$ - und  $c$ -Quarks, das Verhältnis von Vektorteilchen zu pseudoskalaren Teilchen und der Anteil an Baryonen. Alle diese Parameter sind durch Vergleich der Monte Carlo-Ereignisse mit den Daten zu bestimmen, wobei häufig die verwendeten Verteilungen zur Bestimmung mehrerer Parameter ausgenützt werden müssen. Diese Korrelationen sind wesentlich daran schuld, daß bislang nur vage Vorstellungen von den Werten der Parameter bzw. ihrer Verteilungen existieren. Eine breite Diskussion der Anpassung dieser Parameter an Verteilungen aus  $e^+e^-$ -Experimenten findet sich in [85,86].

Eine weitere Schwierigkeit stellt die Fragmentation eines Gluons dar. In diesem Modell wird das Gluon durch ein Quark-Antiquark-Paar ersetzt. Im Modell von Hoyer [83] bekommt dabei das Quark die gesamte Energie des Gluons, im Modell von Ali [84] wird die Energie des Quarks und des Antiquarks gemäß der in [84] beschriebenen Altarelli-Parisi-Funktion aufgeteilt.

#### • String-Fragmentation

Die String-Fragmentation geht von dem sich zwischen zwei auseinanderfliegenden Quarks ausbildenden Farbfeld aus. Durch die Selbstwechselwirkung der Gluonen zieht sich das Farbfeld auf einen Flußschlauch zusammen, welchen man mit 'String' bezeichnet. Die Annahme eines mit einem solchen eindimensionalen String verbundenen, zum Abstand  $r$  proportionalen Potentials von:

$$\Phi = \kappa \cdot r$$

zwischen den beiden Quarks ist auch mit der Spektroskopie schwerer Quarkoniumzustände verträglich [11]. Die sogenannte 'Stringkonstante'  $\kappa$  ist dabei  $\kappa = 1 \text{ GeV}/fm$ .

Die Fragmentation im Stringmodell wurde zuerst an der Universität Lund (Schweden) untersucht [87] und bereits frühzeitig in ein Monte Carlo Computerprogramm umgesetzt [88], dessen Version 6.2 in dieser Arbeit verwendet wurde [89].

In diesem Lund Stringmodell fliegen das Quark und das Antiquark unter Energieabgabe an den String auseinander, bis dieser bei  $r = 2 - 5 \text{ fm}$  so energiereich

ist, daß er unter Erzeugung eines Quark-Antiquark-Paares reißt. An der Bruchstelle entstehen dabei das Quark bzw. Antiquark so, daß sie jeweils mit dem primären Antiquark bzw. Quark ein Farbsingulett darstellen. Ist die Energie der beiden Teilstrings groß genug, so setzt sich mit ihnen der Prozeß des Auseinanderfliegens und Reißens analog zum primären String fort, usw.. Der Fragmentationsprozeß kommt erst zum Erliegen, wenn die Energie der Teilstrings nicht mehr ausreicht, neue Quark-Antiquark-Paare zu erzeugen. In diesem Stadium bilden die durch die Strings verbundenen Quark-Antiquark-Paare die Mesonen des Endzustandes. Baryonen entstehen wieder durch Erzeugung von Diquarks beim Reißen des Strings. Deutlich anders als bei der Unabhängigen Fragmentation geht die Fragmentation des Gluons vor sich. Das Gluon wird im Stringmodell als transversale Anregung des Strings betrachtet, wobei z. B. in  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$  Ereignissen die Feldlinien des Farbfeldes zwischen dem Quark (bzw. Antiquark) und dem Gluon verlaufen. Dies sollte zu einer Asymmetrie der Teilchen- und Energiedichte in den Quarkjets führen, welche als 'Stringeffekt' bekannt ist und tatsächlich in 3-Jet Ereignissen gemessen wurde [90].

Die Fragmentation unter Reißen des Strings erklärt nicht nur auf natürliche Weise das Confinement der Quarks, sondern es liegen in jedem Zwischenstadium der Fragmentation nur farbneutrale Zustände und Energie- und Impulserhaltung vor. Außerdem ergibt sich im Stringmodell zwanglos die gewünschte Gaußverteilung der Transversalimpulse  $p_\perp$  der Teilchen in einem Jet (welche bei der Unabhängigen Fragmentation 'von Hand' eingegeben werden muß). Faßt man die Erzeugung der Quark-Antiquark-Paare als Tunneleffekt auf, so führt das Verhalten der Tunnelwahrscheinlichkeit auch zur geeigneten Unterdrückung schwerer Quarks mit dem Verhältnis

$$N_u : N_d : N_s : N_c = 1 : 1 : 0.3 : 10^{-11}.$$

Insgesamt ergibt sich beim Vergleich der Monte Carlo-Ergebnisse mit Daten von PETRA, PEP und DORIS eine gute Übereinstimmung in vielen betrachteten, topologischen Variablen [85,91,92].

Trotzdem dürfen die oben genannten Vorzüge dieses Fragmentationsmodells nicht darüber hinwegtäuschen, daß die gute Übereinstimmung zwischen Monte Carlo und Daten in bestimmten Variablen auf der Anpassung einer Vielzahl miteinander korrelierter Parameter beruht. Zur Anpassung dieser Parameter wurden aber oft ähnliche oder sogar dieselben Verteilungen verwendet, die später zum Vergleich Monte Carlo/ Daten herangezogen wurden. Außerdem stammen praktisch alle für das 'tuning' des Monte Carlo-Generators verwendeten Verteilungen aus Kontinuumsdaten mit  $E_{CMS} > 30 \text{ GeV}$ . Eine Übertragbarkeit der Monte Carlo Parameter auf die  $\Upsilon(1S)$  Resonanzzerfälle kann deshalb Probleme aufwerfen, auch wenn sich hier ebenfalls in charakteristischen Verteilungen eine vernünftige Übereinstimmung mit den Daten zeigt [61,92].

Diese mit dem Fragmentationsmodell und seiner Parametrisierung verbundene systematische Unsicherheit muß insbesondere dann berücksichtigt werden, wenn hohe

Ansprüche an die Richtigkeit spezieller, topologischer Verteilungen gestellt werden. In der vorliegenden Arbeit ist dies teilweise bei der  $\pi^0$ -Untergrundsubtraktion der Fall (siehe hierzu Kapitel 6 und 8).

Ein spektakuläres Beispiel für die Abhängigkeit physikalischer Messergebnisse vom Fragmentationsmodell der verwendeten Monte Carlo-Generatoren stammt aus der Bestimmung von  $\alpha_s$  aus topologischen Variablen (3-Jet-Ereignissen), wobei sich ein Unterschied in  $\alpha_s$  von  $\approx 50\%$  ergab, je nachdem, ob man String-Fragmentation oder Unabhängige Fragmentation verwendete [93].

Neben den hier diskutierten Modellen liegen als Computerprogramme Monte Carlo-Generatoren vor, die von einem QCD-Partonenschaumer analog zu einem QED-Schaumer als Fragmentationsmodell ausgehen [94].

## B.2 STEP2: Simulation des Detektors

Nach dem STEP1 liegt eine Liste mit Vierervektoren und der Identität der Teilchen eines Ereignisses vor. Im STEP2 müssen nun die Wechselwirkungen dieser Teilchen mit den Detektormaterialien, bzw. ihr Erscheinen in unserem Detektor simuliert werden. Dazu müssen die Simulationsprogramme im wesentlichen die Geometrie des Strahlrohrs, der Driftkammern, der NaJ-Kristalle und verschiedener Ummantelungen und Einhüllungen, sowie einige Daten der jeweiligen Materialien (Strahlungslängen, Dichten, Wirkungsquerschnitte usw.) beinhalten.

Zunächst wird jedes Teilchen von den Simulationsprogrammen durch das Strahlrohr und die 8 lagigen Driftkammern 'transportiert'. War das Teilchen ein Photon, so wird berücksichtigt, daß es abhängig von seiner Energie in dem Strahlrohr und den Driftkammern in ein  $e^+e^-$ -Paar konvertieren kann. War das Teilchen elektrisch geladen, so werden ihm entlang seiner Spur Pulshöhen in den Kammern zugeordnet. Bei der Ermittlung der Pulshöhen geht man von der Pulshöhenverteilung von Bhabha-Elektronen aus den Daten aus, welche gemäß der Bethe-Bloch-Formel [95] skaliert werden.

Anschließend werden die Energiedepositionen der primären und aller bei der Simulation entstehenden, sekundären Teilchen in den Kristallen entsprechend ihres Wechselwirkungscharakters (minimallyonisierend, elektromagnetisch schauernd, hadronisch wechselwirkend) errechnet. Nach diesem Schritt muß durch eine empirische Korrektur die im Experiment tatsächlich stattfindende Umwandlung der Lichtblitze durch die Anleselektronik in den Energien entsprechende Signale mit einbezogen werden. Die Energiedepositionen werden durch zwei näher zu betrachtende Monte Carlo Programme berechnet:

- EGS  
EGS (die Abkürzung steht für Elektron Gamma Schaumer) ist ein Programm zur Simulation elektromagnetischer Schaumer, wobei in der Crystal Ball Kollaboration die Version EGS 3 verwendet wird [96]. EGS wird aufgerufen, falls das einfallende Teilchen ein  $e^+$ ,  $e^-$  oder  $\gamma$  ist und simuliert unter Angabe des Inzidenzwinkels und der Energie den zu erwartenden, elektromagnetischen Teilchenschauer wie er bereits in Kapitel 5 beschrieben wurde. Zum 'Transport' des primären und aller sekundären Teilchen enthält EGS die Wirkungsquerschnitte für Paarerzeugung, Coulombstreuung und Photoeffekt für die Photonen und Bremsstrahlung und inelastische Streuung an Hüllenelektronen für Elektronen und Positronen. Darüber hinaus braucht EGS wieder die Abmessungen der Kristalle und deren Strahlungslänge.  
Die für diese Arbeit wesentliche, korrekte Simulation der Schaumerform der Photonen und hochenergetischen  $\pi^0$ 's ist völlig von EGS abhängig und sollte aufgrund der langen Erfahrung und der in Kapitel 8 und Anhang A gemachten Tests gegeben sein (siehe auch [64]).

- GHEISHA  
dieses Programm simuliert die Energiedepositionen hadronisch wechselwirkender und minimallyonisierender Teilchen; die verwendete Version ist G 6 [97]. Wieder bedarf das Programm der Geometrie des Detektors (Kristalle) und der Vierervektoren und Identität der zu simulierenden Teilchen. GHEISHA 6 beinhaltet Prozesse wie Mehrfachstreuung, Ionisation, elastische und inelastische Streuung an den Atomkernen, Teilcheneinfang oder Kernspaltung. Ist eines der bei diesen Prozessen entstehenden Teilchen wieder ein hadronisch wechselwirkendes Teilchen, so wird es ebenfalls durch GHEISHA simuliert, falls ein elektromagnetisch schauerndes Teilchen entsteht, wird für dieses Teilchen EGS aufgerufen.  
Bei der Untersuchung der totalen Energieverteilung, der Form der Energiedepositionen minimallyonisierender Teilchen u. a. ergaben sich geringe Unstimmigkeiten zwischen der Monte Carlo-Simulation und den Daten, die zu einer Reihe von Modifikationen führten [98]. Für die vorliegende Arbeit sind diese geringen Abweichungen praktisch ohne Wirkung auf die Resultate.

Um den Einfluß des Maschinenuntergrundes auf die Form der Teilchenschauer mit zu berücksichtigen, wurden den Monte Carlo-Ereignissen die Energiedepositionen von DBM Ereignissen (siehe Kapitel 3) überlagert.

Nach dem STEP2 werden die Ereignisse wie Rohdaten behandelt, bis auf den Unterschied, daß der Energieblock bereits gefüllt ist und keine Informationen über die Elektronik in einem Rohdatenblock stehen. Dafür gibt es aber einen Block, in dem Informationen aus dem STEP1 und STEP2 aufgezeichnet sind. Um zu analysierbaren Ereignissen zu gelangen, werden die STEP2 Daten mittels der Standardanalyse produziert wie echte Daten.

Nach der Produktion sollte kein Unterschied mehr zwischen den Monte Carlo

Ereignissen und 'echten' Dateneignissen zu erkennen sein. Insgesamt zeigt der Vergleich globaler Verteilungen (totale Energie, Transversalenergie, Energiesumme der geladenen Teilchen usw.) eine gute Übereinstimmung von Daten und Monte Carlo-Ergebnissen. Betrachtet man aber spezielle Verteilungen, wie die  $\pi^0$ -Multiplizität in  $Y(1S) \rightarrow ggg$ -Ereignissen, so stellt man teilweise deutliche Abweichungen fest, deren Ursachen sowohl im STEP1 als auch im STEP2 der Simulation zu suchen sind. Der daraus resultierende, systematische Fehler wurde in Kapitel 8 diskutiert. Eine Folge der systematischen Unsicherheit der Monte Carlo-Vorhersagen ist, daß eine Analyse umso vertrauenswürdiger ist, je weniger in ihr Informationen aus Monte Carlo Programmen benötigt werden. Unter diesem Gesichtspunkt ist die Subtraktion des  $\pi^0$ -Untergrundes mittels der *SAMMF*-Fits systematisch sicherer, als die direkte Subtraktion des vollständig von Monte Carlo-Programmen simulierten  $\pi^0$ -Untergrundes.

## Anhang C

### Beschreibung der Fitprozedur

In Kapitel 6 wurde die statistische Subtraktion der  $\pi^0$ 's von den Photonenkandidaten durch die simultane Anpassung zweier Monte Carlo *SAMMF*-Verteilungen an die der Daten beschrieben. In diesem Anhang soll die dabei verwendete Fitprozedur beschrieben werden (manchmal wird für den Begriff der Anpassungsrechnung statt Fitprozedur auch die Abkürzung 'Fit' verwendet).

Wir betrachten dabei die *SAMMF*-Verteilungen für die Photonenkandidaten eines  $z$ -Kanals. Angenommen, für die *SAMMF*-Werte aus den Daten wäre die theoretische Verteilung exakt bekannt und man versucht, durch eine Anzahl von  $N$  *SAMMF*-Messungen, diese theoretische Verteilung zu messen. In diesem Fall würden wegen der endlichen Anzahl der Messungen die Meßpunkte in dem Histogramm keineswegs alle exakt auf der theoretischen Verteilung liegen, sondern in jedem Kanal um den theoretisch erwarteten Punkt streuen. Könnte man die Messung der *SAMMF*-Verteilung viele Male wiederholen, so würde sich zeigen, daß die Einträge in den Kanälen um den jeweils theoretisch erwarteten Wert einer Gaußverteilung folgen:

$$P_i = \frac{1}{\sigma_i \sqrt{2\pi}} \cdot \exp \left[ -\frac{(N_i - T_i)^2}{2\sigma_i^2} \right] \quad (C.1)$$

$T_i$  ist der Wert der theoretischen Verteilung im  $i$  ten Kanal

$N_i$  ist der gemessene Eintrag im  $i$  ten Kanal

$P_i$  ist die Wahrscheinlichkeit, im Kanal  $i$  den Eintrag  $N_i$  zu messen, wenn  $T_i$  der Mittelwert ist

$\sigma_i$  ist die Breite der Wahrscheinlichkeitsverteilung  $P_i$

$\sigma_i$  gibt das Intervall an, innerhalb dessen 68 % aller Meßpunkte liegen und setzt sich aus den statistischen Einzel Fehlern an  $N_i$  und  $T_i$  quadratisch zusammen. Falls die theoretischen Werte  $T_i$  keinen statistischen Fehler haben, ist  $\sigma_i^2 = N_i$ . Bildet man das Produkt der Wahrscheinlichkeiten  $P_i$  aller Kanäle des gemessenen Histogramms, so erhält man einen Ausdruck für die Wahrscheinlichkeit, daß das Histogramm durch unabhängige, statistische Fluktuationen der einzelnen Kanäle aus der

theoretischen Mittelwertverteilung  $T_i$  entstanden ist. Diesen Ausdruck bezeichnet man als die 'Likelihood'  $\mathcal{L}$ :

$$\mathcal{L} = \prod_{i=1}^n \frac{1}{\sigma_i \sqrt{2\pi}} \cdot \exp \left[ -\frac{(N_i - T_i)^2}{2\sigma_i^2} \right] \quad (\text{C.2})$$

$n$  ist die Anzahl der Kanäle des Histogramms

Falls sämtliche Meßpunkte  $N_i$  auf den theoretischen Punkten  $T_i$  liegen, erreicht  $\mathcal{L}$  einen Maximalwert  $\mathcal{L}_0$ . Hat man einen vorgegebenen Satz von Datenpunkten  $N_i$  hat und hängt die theoretische Kurve  $T_i$  von einer Reihe von Parametern ab, so ist es die Aufgabe der Fitprozedur, jene Parameter aufzusuchen, für die die Likelihood möglichst nahe an  $\mathcal{L}_0$  herankommt. Diese Maximierung ist äquivalent zur Minimierung des negativen Logarithmus von  $\mathcal{L}$ :

$$-\ln \mathcal{L} = \sum_{i=1}^n \ln \left( \frac{1}{\sigma_i \sqrt{2\pi}} \cdot \exp \left[ -\frac{(N_i - T_i)^2}{2\sigma_i^2} \right] \right) = -\ln \mathcal{L}_0 + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n \left( \frac{N_i - T_i}{\sigma_i} \right)^2 \quad (\text{C.3})$$

$$= -\ln \mathcal{L}_0 + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n \chi_i^2 = -\ln \mathcal{L}_0 + \frac{1}{2} \chi^2$$

Im Fall der Gaußverteilung der Einträge bedeutet die Fitprozedur also eine Minimierung des  $\chi^2$  der Kurven durch Variation der Fitparameter. In unserer konkreten Aufgabe setzt sich die theoretische Verteilung aus zwei *SMOMP*-Verteilungen  $G_i$  (für die Photonen) und  $U_i$  (für den Untergrund, bzw.  $\pi^0$ s) zusammen, wobei die Form der beiden Verteilungen fest bleiben soll und deshalb nur deren Amplituden  $g$  bzw.  $u$  verändert werden dürfen:

$$T_i = g \cdot G_i + u \cdot U_i \quad (\text{C.4})$$

Die beiden Amplituden  $g$  und  $u$  sind also die zu variierenden Fitparameter. Das Computerprogramm, welches nun bei Variation der beiden Parameter  $g$  und  $u$  jedesmal den  $-\ln \mathcal{L}$  Wert ausrechnet und in dem zweidimensionalen Parameterraum dessen Minimum aufsucht, heißt MINUIT. Seine Funktionsweise ist detailliert in [99] beschrieben. Zur Definition des statistischen Fehlers  $\sigma_i$  an jedem Punkt muß berücksichtigt werden, daß in unserem konkreten Fall die Theoriewerte  $T_i$  mit einem statistischen Fehler behaftet sind, da die *SMOMP*-Verteilungen nicht in analytischer Form vorliegen, sondern aus Monte Carlo Daten endlicher Statistik gewonnen wurden. Deshalb ist

$$\sigma_i^2 = g^2 G_i + u^2 U_i + N_i \quad (\text{C.5})$$

Zur Überprüfung, in welchem Maß die Fitergebnisse für  $g$  und  $u$  von der Fehlerdefinition für  $\sigma_i$  abhängen, wurden verschiedene Fehlerdefinitionen verwendet:

der Fehler an den theoretischen Punkten wurde vernachlässigt:  $\sigma_i^2 = N_i$

das Quadrat des statistischen Fehlers an der *SMOMP*-Verteilung der Photonen wurde willkürlich mit einem Faktor 3 gewichtet:  $\sigma_i^2 = 3 \cdot g^2 G_i + u^2 U_i + N_i$

das Quadrat des statistischen Fehlers an der *SMOMP*-Verteilung der  $\pi^0$ s wurde willkürlich mit einem Faktor 3 gewichtet:  $\sigma_i^2 = g^2 G_i + 3 \cdot u^2 U_i + N_i$

statt einer Gaußverteilung der Werte  $N_i$ , um die Werte  $T_i$  wurde eine Poissonverteilung angenommen.

Natürlich sind die obigen Fehlerdefinitionen in keiner Weise aus statistischen Gründen gerechtfertigt. Trotzdem sind sie geeignet, die Sensitivität der Fitergebnisse auf die Fehlerdefinition zu testen. Nachdem die *SMOMP*-Verteilungen aller  $z$ -Kanäle mit den oben angegebenen Fehlerdefinitionen gefittet wurden, zeigte sich, daß die interessierenden Anzahlen der Photonen bei sämtlichen Fehlerdefinitionen maximal um 1.5% von dem Fitergebnis mit der in C.5 gegebenen Definition abweichen. Die Photonenanzahl in jedem  $z$ -Kanal wurde durch Integration der mit dem resultierenden Fitparameter  $g$  skalierten *SMOMP*-Verteilung der Photonen dieses  $z$ -Kanals  $G_i$  ermittelt. Neben der Änderung der Mittelwerte der Fitergebnisse bei Variation der Fehlerdefinition änderten sich auch die Fehler an den Photonenanzahlen.

Da die Likelihoodfunktion das Produkt von Gaußverteilungen ist, erhält man wieder eine Gaußverteilung, wenn man die Likelihoodfunktion gegen die Variation eines Anpassungsparameters (beispielsweise die Amplitude der *SMOMP*-Verteilung der Photonen) aufrägt. Pullt man mehrere Parameter an, so erhält man analog eine mehrdimensionale Gaußverteilung.

Das Programm MINUIT (bzw. die Unteroutine MINOS) errechnet den statistischen Fehler an den Fitparametern, indem jene Parameterwerte aufgesucht werden, welche die dazu korrespondierenden Werte für  $-\ln \mathcal{L}$  um 11 ändert. Diese Parameterwerte grenzen das Fehlerintervall für diesen Parameter ein. Wegen der Definition der Likelihoodfunktion wird deshalb eine Vergrößerung (bzw. Verkleinerung) von  $\sigma_i$  durch eine Zunahme (bzw. Verringerung) des Fehlers am Fitergebnis reflektiert; dies ist auch der beobachtete Effekt. Die beobachtete, relativ geringe Abhängigkeit der Fitergebnisse von der Definition der Fehler  $\sigma_i$  trifft insbesondere auch auf die Form des Spektrums der durch die Fits ermittelten, direkten Photonen zu.

Hat die Likelihoodfunktion ihr Maximum erreicht, so kann man aus der quadratischen Summe der einzelnen Abstände der Meßpunkte von der optimalen theoretischen Kurve, normiert auf die jeweiligen  $\sigma_i$ , ein totales  $\chi_{\text{min}}$  errechnen. Im Falle eines Freiheitsgrades läßt sich dieses  $\chi_{\text{min}}$  durch Integration einer Gaußverteilung der Breite 1 von  $\chi_{\text{min}}$  bis  $\infty$  in ein sogenanntes Confidence Level (Vertrauensintervall) konvertieren. Das Confidence Level wird in Prozent angegeben, wobei der Prozentsatz der integrierten Fläche an der Gesamtfläche der Gaußverteilung gemeint ist. Bei mehreren Freiheitsgraden wie im vorliegenden Fall ist die Umrechnung des  $\chi^2/\text{dof}$  ( $\text{dof}$  = Freiheitsgrad, siehe auch Kapitel 7) in das Confidence Level technisch



etwas komplizierter, entspricht aber sinngemäß obiger Betrachtung [100].

Liegen beispielsweise alle gemessenen Punkte exakt auf der angepaßten, theoretischen Kurve, so ist  $\chi_{min}^2 = 0$ , bzw. das Confidence Level  $CL = 100\%$ . Das Confidence Level ist also ein Maß dafür, wie wahrscheinlich es ist, daß eine gemessene Kurve durch statistische Fluktuationen der einzelnen Meßpunkte aus einer theoretischen Kurve entstanden ist. Ist das Confidence Level  $CL = 31.7\%$ , so bedeutet dies, daß im Mittel die gemessenen Punkte nicht weiter als ein  $\sigma_i$  von der theoretischen Kurve entfernt liegen. In diesem Fall würde man noch von einer guten Übereinstimmung der gemessenen und der theoretischen Kurve sprechen.

## Danksagung

Ohne die vereinte Anteilnahme und Tatkraft aller Mitglieder der Gruppe wäre die vorliegende Arbeit wohl nie entstanden. Ich möchte mich deshalb bei allen auf der nächsten Seite aufgelisteten Mitgliedern für ihre Kollegialität, Diskussionen und Ratschläge bedanken.

Vor allen möchte ich jedoch meinem Doktorvater Prof. Horst Wegener danken, der mir nicht nur die Erstellung dieser Arbeit 'formal' ermöglichte, sondern dessen Rat sich sowohl in physikalisch-wissenschaftlicher, als auch mitmenschlicher Hinsicht als unschätzbar herausstellte.

'Vor Ort' in Hamburg gilt mein besonderer Dank Herrn Prof. Johann Bienlein, ohne dessen Motivation und Lebensklugheit der ausgezeichneten Arbeitsatmosphäre am DESY eine tragende Säule fehlte.

Die besonders intensive Kollaboration mit Andrea Bizzeti und seine Expertise bereicherten die Arbeit um einige ihrer interessantesten Aspekte. Ihm gilt mein Dank für seine Kollegialität und seine Geduld.

Herrn Prof. Don Coyne verdanke ich nicht nur die grundlegende, theoretische Idee dieser Arbeit, sondern anregende Diskussionen und Hilfestellungen.

Durch die stete Freundlichkeit und das physikalische Interesse der Kollegen M. Kobel, K. Brockmüller, K. H. Karch, H. Marsiske, A. Voigt und K. Wachs wurde die ewige Suche nach Programmier\*eldern erst erträglich und die Zeit auf dem 'fünften Stock' zu einer unvergesslichen.

Susan Cooper, Prof. Karl Strauch, Kay Königsmann und Udo Volland schenken keine Mühe, durch konstruktiv-kritische und geduldige Begleitung meiner Arbeit wenigstens einen Teil ihrer Erfahrung an mich weiterzugeben.

Ich möchte dem Bundesministerium für Forschung und Technologie für seine finanzielle Unterstützung danken. Sie ermöglichte sowohl die Erstellung der vorliegenden Arbeit, als auch Dienstreisen und die Teilnahme an auswärtigen Schulen und Konferenzen.

Ohne die fortwährende Liebe und Geduld meiner Lebensgefährtin Manuela wäre die Entstehung dieser Arbeit undenkbar gewesen; ihr ist deshalb die vorliegende Arbeit gewidmet.

## Die Crystal Ball-Kollaboration

D. Antreasyan<sup>8</sup>, H.W. Bartels<sup>4</sup>, Ch. Bieler<sup>7</sup>, J.K. Bientlein<sup>4</sup>, A. Bizzeti<sup>6</sup>, E.D. Bloom<sup>10</sup>,  
 K. Brockmüller<sup>4</sup>, A. Cartacci<sup>6</sup>, M. Cavalli-Sforza<sup>2</sup>, R. Clare<sup>10</sup>, A. Compagnucci<sup>6</sup>,  
 G. Conforto<sup>6</sup>, S. Cooper<sup>6</sup>, D. Coyne<sup>2</sup>, G. Drews<sup>4</sup>, K. Fairfield<sup>10</sup>, G. Folger<sup>6</sup>,  
 A. Fridman<sup>11</sup>, D. Gelpman<sup>10</sup>, G. Glaser<sup>6</sup>, G. Godfrey<sup>10</sup>, K. Graaf<sup>7</sup>, F.H. Heimlich<sup>7</sup>,  
 F.H. Heinsius<sup>7</sup>, R. Hofstadter<sup>10</sup>, J. Irion<sup>8</sup>, Z. Jakubowski<sup>3</sup>, K. Karch<sup>11</sup>, S. Kehl<sup>11</sup>, T. Kiel<sup>7</sup>,  
 H. Kilian<sup>11</sup>, I. Kirkbride<sup>10</sup>, M. Kobel<sup>6</sup>, W. Koch<sup>4</sup>, A.C. König<sup>9</sup>, K. Königsmann<sup>11</sup>,  
 S. Krüger<sup>7</sup>, G. Landi<sup>6</sup>, S. Leffler<sup>10</sup>, R. Lekebusch<sup>7</sup>, A.M. Litke<sup>10</sup>, S. Lowe<sup>10</sup>, B. Lurz<sup>6</sup>,  
 H. Marsiske<sup>4</sup>, W. Maschmann<sup>7</sup>, P. McBride<sup>6</sup>, H. Meyer<sup>4</sup>, B. Muryn<sup>3</sup>, W.J. Metzger<sup>6</sup>,  
 B. Monteleoni<sup>6</sup>, B. Niczyporuk<sup>10</sup>, G. Nowak<sup>3</sup>, C. Peck<sup>1</sup>, C. Pegel<sup>7</sup>, P.G. Pelfer<sup>6</sup>,  
 M. Reidenbach<sup>9</sup>, M. Scheer<sup>11</sup>, P. Schmitt<sup>11</sup>, J. Schotanus<sup>9</sup>, J. Schütte<sup>6</sup>, A. Schwarz<sup>10</sup>,  
 P. Selonke<sup>4</sup>, D. Sievers<sup>7</sup>, T. Skwarnicki<sup>4</sup>, V. Stock<sup>7</sup>, K. Strauch<sup>6</sup>, U. Strohmusch<sup>7</sup>,  
 J. Tompkins<sup>10</sup>, B. van Uiter<sup>10</sup>, R.T. Van de Walle<sup>9</sup>, A. Voigt<sup>4</sup>, U. Volland<sup>6</sup>, K. Wachs<sup>4</sup>,  
 K. Wacker<sup>10</sup>, W. Walk<sup>9</sup>, H. Wegener<sup>6</sup>, D. Williams<sup>8</sup>

<sup>1</sup> California Institute of Technology, Pasadena, CA 91125, USA

<sup>2</sup> University of California at Santa Cruz, Santa Cruz, CA 95064, USA

<sup>3</sup> Cracow Institute of Nuclear Physics, PL-30055 Cracow, Poland

<sup>4</sup> Deutsches Elektronen Synchrotron DESY, D-2000 Hamburg, Germany

<sup>5</sup> Universität Erlangen-Nürnberg, D-8520 Erlangen, Germany

<sup>6</sup> INFN and University of Firenze, I-50100 Firenze, Italy

<sup>7</sup> Universität Hamburg, I. Institut für Experimentalphysik, D-2000 Hamburg, Germany

<sup>8</sup> Harvard University, Cambridge, MA 02138, USA

<sup>9</sup> University of Nijmegen and NIKHEF NL-6525 ED Nijmegen, The Netherlands

<sup>10</sup> Department of Physics, HEP-L, and Stanford Linear Accelerator Center,  
 Stanford University, Stanford, CA 94305, USA

<sup>11</sup> Universität Würzburg, D-8700 Würzburg, Germany

## Literaturverzeichnis

- [1] P. Becher *et al.*, "Eichtheorien der starken und elektroschwachen Wechselwirkung", Teubner Verlag, Stuttgart (1984).
- [2] K. Bethge, U. E. Schröder, "Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen", Wissenschaftliche Buchgesellschaft, Darmstadt (1986).
- [3] E. Lohrmann, "Hochenergiephysik", Teubner Verlag, Stuttgart (1981).
- [4] Particle Data Group, Phys. Lett. **170B** (1986) 83.
- [5] M. Gell-Mann, Phys. Lett. **8** (1964), 214.
- [6] G. Zweig, CERN-8182/TH401 (1964)  
 und CERN-8419/TH412 (1964).
- [7] J. D. Bjorken, Phys. Rev. **170** (1969), 1547  
 M. Breidenbach *et al.*, Phys. Rev. Lett. **23** (1969) 935.
- [8] R. P. Feynman, Phys. Rev. Lett. **23** (1969).
- [9] J. E. Augustin *et al.*, Phys. Rev. Lett. **33** (1974), 1406  
 J. J. Aubert *et al.*, Phys. Rev. Lett. **33** (1974), 1404  
 G. E. Abrams *et al.*, Phys. Rev. Lett. **33** (1974), 1453.
- [10] S. W. Herb *et al.*, Phys. Rev. Lett. **30** (1977), 252  
 W. R. Innes *et al.*, Phys. Rev. Lett. **30** (1977), 1210  
 K. Ueno *et al.*, Phys. Rev. Lett. **42** (1979), 486.
- [11] W. Buchmüller, S. Cooper, "High Energy  $e^+e^-$  Physics", Alt/Söding, World Scientific Publ., Singapur (1988).
- [12] M. Gell-Mann, Acta Phys. Austriaca Supp. **0** (1972), 733.
- [13] M. Kobayashi, T. Maskawa, Progr. Theor. Phys. **40** (1973), 652.
- [14] C. N. Yang, R. L. Mills, Phys. Rev. **06** (1954) 191.
- [15] S. L. Glashow, Nucl. Phys. **22** (1961) 579.

- [16] A. Salam, "Elementary Particle Physics", Proc. 8<sup>th</sup> Nobel Symp., Almqvist/Wiksell, (Stockholm, 1968), 367.
- [17] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **10** (1967) 1264.
- [18] P. W. Higgs, Phys. Lett. **12** (1964) 132  
und Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 508  
und Phys. Rev. **145** (1966) 1156.
- [19] L. H. Ryder, 'Quantum Field Theory', Cambridge University Press (1985).
- [20] S. G. Gorishny, A. L. Kataev, S. A. Larin, Proc. Conf on Hadron Structure, Smolenice, CSSR (1987)  
D. Krupa, Vol 14 'Physics and Applications', Inst. of Phys., EPRC, Slovak Academy of Sciences, Bratislava, CSSR (1988)  
und Dubna preprint JINR E2-88-254.
- [21] R. Marshall, Proc. XXIV Intl. Conf. on High Energy Physics, Munich (1988)  
und RAL - 88 - 049 (1988).
- [22] G. 't Hooft, Nucl. Phys. **B33**, (1971) 173  
und Nucl. Phys. **B35**, (1971) 167.
- [23] G. 't Hooft, M. Veltman, Nucl. Phys. **B44**, (1972) 189.
- [24] D. W. Duke and R. G. Roberts, Phys. Rep. **120**, 277 (1985).
- [25] O. V. Tarasov, A. A. Vladimirov, A. Y. Zharkov, Phys. Lett. **93B** (1980) 429.
- [26] Particle Data Group, G. P. Yost *et al.* Phys. Lett. **B 204** (1988) 95.
- [27] G. Leibbrandt, Rev. Mod. Phys. **47** (1975) 849  
S. Narison, Phys. Rep. **84** (1982) 263.
- [28] W. A. Bardeen, A. J. Buras, D. W. Duke, T. Muta, Phys. Rev. **D18** (1978) 3998.
- [29] W. Celmaster, Symp. on Particle Physics, Visegrad (Ungarn, 1981)  
W. Celmaster, R. J. Gonsalves, Phys. Rev. **D 21** (1980) 3112.
- [30] S. J. Brodsky, G. P. Lepage, P. B. Mackenzie, Phys. Rev. **D28** (1983) 228.
- [31] M. R. Pennington, Durham University Report DTP/83/8 (1983).
- [32] P. M. Stevenson, Phys. Rev. **D 27** (1983) 1968.
- [33] W. de Boer, SLAC-PUB-4428 (1987).
- [34] R. D. Field, 'Proc. of the XV SLAC Summer Inst. on Part. Phys.', Stanford (1986).

- [35] S. Okubo, Phys. Lett. **5** (1963) 165  
G. Zweig, CERN-TH-401, 402, 412 (1964)  
J. Iizuka Prog. Phys. Suppl. **37** (1966) 21.
- [36] Z. Jakubowski *et al.*, Z. Phys. **C40** (1988) 49.
- [37] T. Appelquist, H. D. Politzer, Phys. Rev. Lett. **34** (1975) 43  
und Phys. Rev. **D12** (1975) 1404.
- [38] S. J. Brodsky, T. A. DeGrand, R. R. Horgan, D. G. Coyne, Phys. Lett. **73 B**, 203 (1978).
- [39] K. Koller, T. Walsh, Nucl. Phys. **B 140**, 449 (1978). 203 (1978).
- [40] P. B. Mackenzie, P. Lepage, 'Proc. Conf. Perturbative Quantum Chromodynamics', Tallahassee (1981), Duke/Owens (AIP, New York 1981)
- [41] P. B. Mackenzie, P. Lepage, Phys. Rev. Lett. **47** (1981) 1214.
- [42] A. Ore, J. L. Powell, Phys. Rev. **75** (1949) 1696.
- [43] D. M. Photiadis, Phys. Lett., **164B** (1985) 160.
- [44] R. D. Field, Phys. Lett., **133B** (1983) 248.
- [45] R. D. Schamberger *et al.*, Phys. Rev. Lett. **56** (1986) 1222.
- [46] S. E. Csorna *et al.*, Phys. Lett. **138B** (1984) 225.
- [47] H. Albrecht *et al.*, Phys. Lett. **190B**, (1987) 291.
- [48] D. L. Scharre *et al.*, Phys. Rev. **D 23** (1981) 43.
- [49] E. D. Bloom, 'Aspen Winter Conference' (1985)
- [50] C. Edwards *et al.*, Phys. Rev. Lett. **49** (1982) 259  
und SLAC-PUB-3573 (1985).
- [51] P. Schmitt *et al.*, Zeitschrift für Physik **C40** (1986) 199;
- [52] K. Wille, DESY-M-83-16 (1983).
- [53] T. Kloiber, Diplomarbeit, Universität Erlangen (1984), unveröffentlicht.
- [54] M. Oreglia *et al.*, Phys. Rev. **D25** (1985) 2259.
- [55] E. D. Bloom, Ch. Peck, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 1983. 33:143-97.
- [56] J. E. Gaiser, Ph. D. Thesis, Stanford University, SLAC-PUB-255 (1982).
- [57] D. Sievers, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1985), unveröffentlicht.

- [58] W. Maschmann, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1984), unveröffentlicht.
- [59] H. J. Trost, interne Crystal Ball-Mitteilung (1983).
- [60] S. T. Lowe, Ph.D. Thesis, Stanford University, SLAC-PUB 307 (1986).
- [61] D. Gelphman, Ph.D. Thesis, Stanford University, SLAC-PUB 286 (1985).
- [62] A. Drescher, Dissertation, Universität Dortmund (1987), unveröffentlicht.
- [63] Ch. Bieder, Dissertation, Universität Hamburg (1989), unveröffentlicht.
- [64] A. Voigt, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1987), interner DESY-Bericht F31-87-06.
- [65] K. Brockmüller, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1987), interner DESY Bericht F31 87-05.
- [66] F. A. Berends, R. Kleiss and S. Jadach, Nucl. Phys. **B202** (1982) 63 und Comp. Phys. Comm. **29**, 185 (1983).
- [67] M. S. Gold, Ph. D. Thesis, Berkeley, LBL 22433 (1986).
- [68] F. A. Berends, R. Kleiss, Nucl. Phys. **B177** (1981), 237.
- [69] W. Braunschweig *et al.*, DESY 88-100 und private Mitteilung W. Zeuner (TASSO).
- [70] A. Bizzetti, Dissertation, Universität Florenz (1987), unveröffentlicht.
- [71] S. Baker, R. D. Comins, UCLA-83-3 (1983).
- [72] K. Wachs, Dissertation, Universität Hamburg (1988), interner DESY Bericht F31-88-01.
- [73] A. C. Benvenuti *et al.*, Phys. Lett. **B105** (1987) 97.
- [74] E. Farhi, Phys. Rev. Lett. **39** (1977) 1587.
- [75] C. L. Basham, L. S. Brown, S. D. Ellis, S. T. Love, Phys. Rev. **D17** (1978) 2298.
- [76] W. J. Stirling, M. R. Whalley, Durham-RAL Database Publication RAL 87-107 (1987).
- [77] W. Kwong, P. B. Mackenzie, R. Rosenfeld, J. L. Rosner, Phys. Rev. **D37** (1988) 3210.
- [78] R. L. Walker, CTSI Internal Report 59 (Caltech, 1971).
- [79] D. Antreasyan, CB Note No. 321 (1983).

- [80] S. Keh *et al.*, Phys. Lett. **B212** (1988) 123.
- [81] F. James, CERN-DD 80 6 (1980).
- [82] R. D. Field, R. P. Feynman, Nucl. Phys. **B136**,1 (1978).
- [83] P. Boyer *et al.*, Nucl. Phys. **B101**,349 (1979).
- [84] A. Ali *et al.*, Phys. Lett. **03B**,155 (1980).
- [85] P. Mättig, DESY-088 125 (1988).
- [86] S. L. Wu, Phys. Rep. **107** (1981), 60.
- [87] B. Andersson *et al.*, Phys. Rep. **97** (1983), 31.
- [88] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. **27** (1982) 243 und Comp. Phys. Comm. **28** (1983) 229.
- [89] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. **30** (1986) 347.
- [90] W. Bartel *et al.*, Phys. Lett. **134B** (1984), 275  
H. Aihara *et al.*, Phys. Rev. Lett. **54** (1985), 270  
M. Althoff *et al.*, Z. Phys. **C28** (1985), 31.
- [91] D. H. Saxon, RAL 85 077 (1985).
- [92] W. Metzger, HEN-294, (Hijmegen, 1984).
- [93] H. J. Behrend *et al.*, Nucl. Phys. **B218** (1983) 269.
- [94] R. D. Field, S. Wolfram, Nucl. Phys. **B213** (1983) 65  
B. R. Webber, Nucl. Phys. **B238** (1984) 492.
- [95] H. A. Bethe, Ann. der Phys **5** (1930), 325  
F. Bloch, Z. Phys. **81** (1933), 363.
- [96] R. L. Ford *et al.*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-24**, 264 (1977)  
R. L. Ford, N. R. Nelson, SLAC Pub 210, (1978).
- [97] H. Fesefeldt, RWTH Aachen, PITRA Report 85 02 (1985).
- [98] Z. Jakubowski, M. Kobel, to be published.
- [99] F. James, M. Roos, Comp. Phys. Comm. **10**, 343 (1975) und CERN long writeup D506 (1977).
- [100] W. T. Eadie *et al.*, 'Statistical methods in physics', North Holland Pub (1971).