

E

liegt aus

Interner Bericht

DESY F15-96-02

Juli 1996

Eine obere Grenze auf die Erzeugung von Gluonenbällen in $\Upsilon(1S)$ -Zerfällen

von

R. Reiner



X1996-00829

Eigentum der	DESY	Bibliothek
Property of		library
Zugang:	- 7. AUG. 1996	
Accession:		
Leihfrist:	7	Tage
Loan period:		days

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"

Eine obere Grenze auf die Erzeugung von
Gluonenbällen in $\Upsilon(1S)$ -Zerfällen

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereiches Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Robert Reiner ✓
aus Göttingen

Hamburg
1996

Gutachter der Dissertation: Prof. Dr. W. Schmidt-Parzefall
Prof. Dr. E. Lohrmann

Gutachter der Disputation: Prof. Dr. W. Schmidt-Parzefall
Prof. Dr. F.-W. Büber

Datum der Disputation: 07.08.1996

Sprecher des Fachbereichs Physik und
Vorsitzender des Promotionsausschusses: Prof. Dr. B. Kramer

Zusammenfassung

Mit dem ARGUS-Detektor am Speicherring DORIS II wurden Zerfälle des $\Upsilon(1S)$ -Mesons nach Hinweisen auf Gluonenbälle untersucht. Die Erzeugung von Gluonenbällen konnten in weiten Massebereichen bis auf Beimischungen von einigen Prozent ausgeschlossen werden.

Zum erstenmal wurden dabei nicht nur die wenigen γgg -Zerfälle, sondern alle direkten Zerfälle des $\Upsilon(1S)$ verwendet. Durch Vergleich der Meßdaten mit simulierten Zerfällen konnten obere Schranken für die Erzeugung von Gluonenbällen gewonnen werden. Dies ist die erste Angabe solcher Schranken auf die Erzeugung von Gluonenbällen in $\Upsilon(1S)$ -Zerfällen.

Darüberhinaus werden die Topologie des $\Upsilon(1S)$ -Zerfalles und die Anwendung von Jetalgorithmen beschrieben und einige inklusive Untersuchungen vorgestellt.

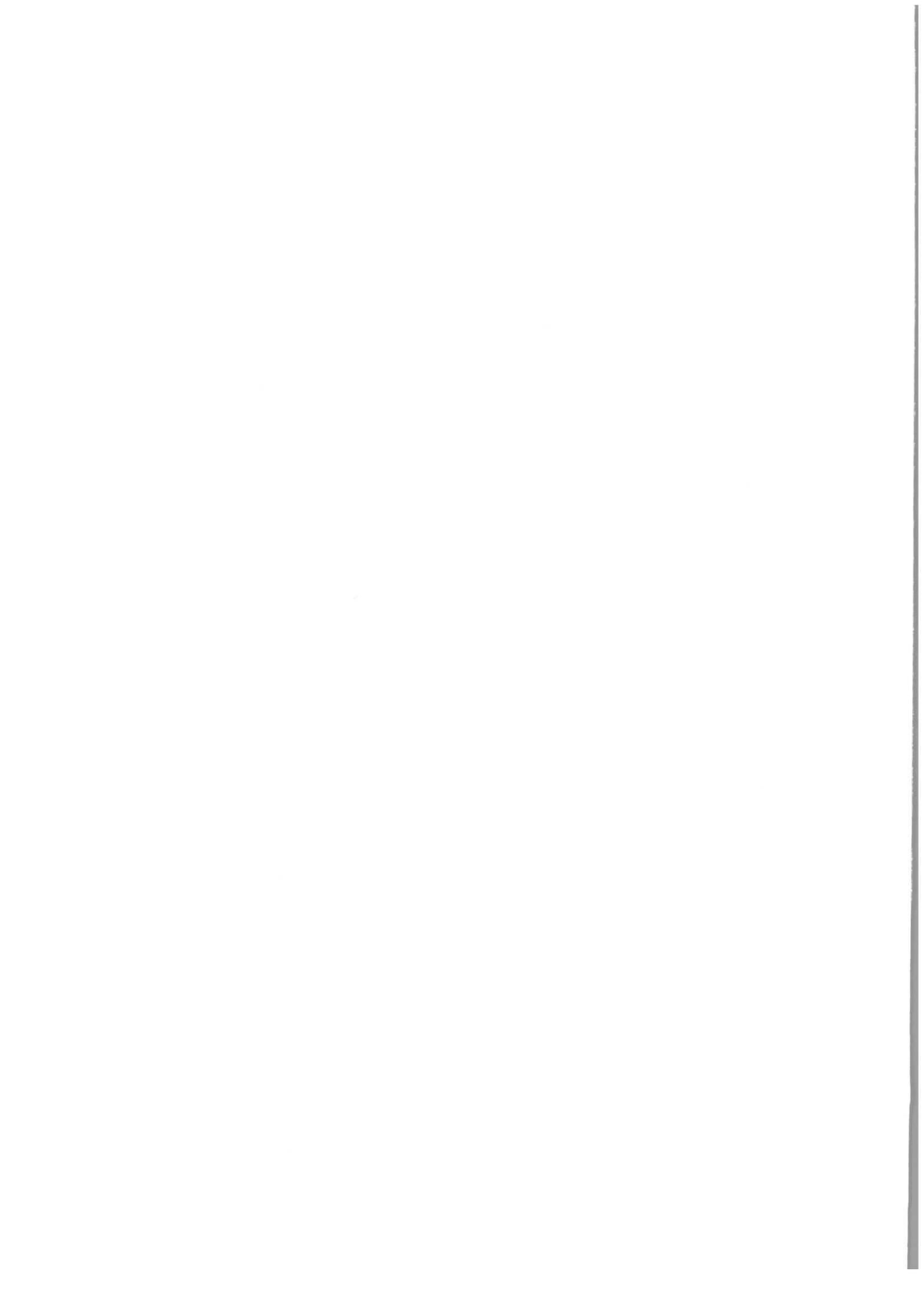
Abstract

Using the ARGUS detektor at the storage ring DORIS II decays of the $\Upsilon(1S)$ meson have been searched for signs of glueballs. Glueball production could be excluded to a level of a few percent for a wide range of mass.

For the first time not only the few γgg decays, but all direct decays of the $\Upsilon(1S)$ have been included in the analysis. Upper limits are obtained for glueball production by comparing data with simulated decays. This is the first publication of upper limits for glueball production in $\Upsilon(1S)$ decays.

The topology of the $\Upsilon(1S)$ decay and the application of jetalgorithms are described, and some inclusive analyses are presented.

Meinen Eltern gewidmet



Inhaltsverzeichnis

1	Suche nach Gluonenbällen	5
1.1	Selbstwechselwirkung von Gluonen	5
1.2	Modelle und Quantenzahlen	6
1.3	Produktion und Zerfall	7
1.4	Hybridzustände	7
1.5	Wie erkennt man einen Gluonenball?	8
1.6	Stand der Suche	9
2	Beschreibung des $\Upsilon(1S)$-Mesons	10
2.1	Die Υ -Familie	10
2.2	Vorhersagen der QCD	13
2.3	Hadronische $\Upsilon(1S)$ -Zerfälle	14
2.4	Partonkonfiguration direkter Zerfälle	15
2.5	Fragmentation und Jet-Erzeugung	17
2.6	Gluonenbälle in $\Upsilon(1S)$ -Zerfällen	18
3	ARGUS am Speicherring DORIS II	20
3.1	Der Speicherring DORIS II	20
3.2	Der ARGUS-Detektor	20
4	Experimentelle Grundlagen	27
4.1	Luminositätsbestimmung	27
4.2	Spurrekonstruktion	27
4.3	Teilchenidentifikation	28
4.4	Ereignisselektion und Untergrundabtrennung	28
4.5	Kontinuumssubtraktion	31
4.6	Kontinuum oberhalb der Resonanz	33
4.7	Monte-Carlo-Simulation	35
5	Zerfallstopologie	37
5.1	Energie- und Impulsbilanz	37
5.2	Multiplizitäten	39
5.3	Topologische Größen	39
5.4	Ereignisgestalt	50
5.5	Korrelationen zwischen Größen	51

6	Gluonenbälle im $\Upsilon(1S)$-Zerfall	56
6.1	Monte-Carlo-Simulation von Gluonenbällen	56
6.2	Topologische Charakterisierung der Ereignisse	57
6.3	Die Anpassungsrechnung	57
6.4	Systematischer Fehler	59
6.5	Ergebnis und Diskussion	60
6.6	Breite des Gluonenballes	62
6.7	Bewertung der Ergebnisse	63
7	Jetalgorithmen	65
7.1	Der Jade-Algorithmus	65
7.2	Teilung senkrecht zur Thrustachse	67
7.3	Triplicity	68
7.4	Zweidimensionale Algorithmen	68
7.5	Rekonstruktion von Gluonen	70
7.6	Jeteigenschaften	75
7.7	Zusammenfassung	75
8	Das direkte Photon in γgg-Zerfällen	78
8.1	Das Photonenspektrum	78
8.2	Der Nachweis direkter Photonen	78
8.3	Methode zur Verbesserung der Auflösung	79
8.4	Resultat und Bewertung	80
9	Inklusive Untersuchungen	84
9.1	Nachweis des J/Ψ in direkten Zerfällen	84
9.2	Das ϕ -Meson in $\Upsilon(1S)$ -Zerfällen	94
9.3	Zweiteilchenspektren	101

Einleitung

Die unüberschaubare Menge von Hadronen wird durch die QCD geordnet. Wir kennen nur zwei Arten von Hadronen: Mesonen ($q\bar{q}$) und Baryonen (qqq). Zwar ist bekannt, daß die Valenzquarks von einem virtuellen „See“ aus Quark–Antiquark–Paaren und Gluonen umgeben sind, trotzdem sind es vor allem die Valenzquarks, welche die Hauptquantenzahlen und die Systematik der Hadronen bestimmen.

Von der Entdeckung der Quarks an bis heute ist es eine offene Frage, ob Hadronen mit einer anderen Valenzstruktur existieren, z.B. Multiquark–Mesonen ($qq\bar{q}\bar{q}$), Multiquark–Baryonen ($qqqq\bar{q}$) oder Dibaryonen ($qqqqqq$). Seit dem Nachweis von Gluonen kommt die natürliche Frage hinzu, ob diese als Valenzteilchen auftreten können. Mesonen rein aus Gluonen heißen Gluonenbälle (gg oder ggg), kombinierte Mesonen und Baryonen Hybride ($q\bar{q}g$ bzw. $qqqg$). Diese neuen, hypothetischen Teilchen werden unter dem Begriff „exotische“ Hadronen zusammengefaßt.

Gluonenbälle, im einfachsten Falle gebundene Zweigluon–Zustände, werden aufgrund der Gluon–Selbstwechselwirkung der QCD erwartet. Ihr experimenteller Nachweis hätte große Bedeutung für das Gebäude des Standardmodells. Man ist jedoch bisher nicht über einige Kandidaten und viele z.T. recht unbestimmte oder widersprüchliche theoretische Vorstellungen hinausgekommen. Für Quantenzahlen, zu erwartende Massen und andere Eigenschaften gibt es keine sicheren Vorhersagen; die Diskussion ist stark im Fluß. Ein eindeutiger und anerkannter experimenteller Nachweis ist trotz intensiver Bemühungen bisher nicht gelungen.

Der Zerfall des $\Upsilon(1S)$ –Mesons wird seit dessen Entdeckung 1977 als „Laboratorium“ zur Untersuchung von Gluonen und ihrer Fragmentation bezeichnet. Der Grund ist, daß im QCD–Matrixelement auf Partonebene in führender Ordnung nur gluonische Freiheitsgrade, keine Quarks, auftreten. U.a. bietet sich hier die Möglichkeit, nach Gluonenbällen zu suchen.

Gluonen fragmentieren bei diesen Energien von 3 bis 4 GeV noch ohne klare Jet–Struktur, so daß ihre Rekonstruktion schwierig ist. Bisherige Untersuchungen über Gluonenbälle in $\Upsilon(1S)$ –Zerfällen konzentrierten sich daher auf die kleine Beimischung von γgg –Zerfällen, um eine Resonanz im gg –System am „Rückstoß“–Photon zu erkennen. In der vorliegenden Arbeit wurde diese Idee zum erstenmal für die ggg –Zerfälle verfolgt, indem mittels Jetalgorithmen Spurengruppen definiert und deren Verteilungen invarianter Massen nach Resonanzen durchsucht wurden. Viele Versuche in dieser Richtung zeigten, daß das $\Upsilon(1S)$ entweder ein geringes Verzweigungsverhältnis in Gluonenbälle hat oder diese sich in ihrer Hadronisation nicht hinreichend von normalen direkten Zerfällen unterscheiden.

Diese Aussage wurde durch einen Vergleich der Meßdaten mit simulierten Zerfällen gemäß QCD und simulierten Zerfällen, die einen Gluonenball enthalten, quantifiziert. Damit konnten Gluonenbälle, deren hadronische Endzustände sich von direkten Zerfälle unterscheiden, in weiten Massenbereichen und für alle Breiten bis auf Beimischungen von einigen Prozent ausgeschlossen werden. Dies stellt die erste Angabe oberer Schranken für Verzweungsverhältnisse von Gluonenbällen in direkten $\Upsilon(1S)$ -Zerfällen überhaupt dar.

Ferner werden inklusive Untersuchungen des ϕ - und des J/Ψ -Mesons sowie des Photons aus γgg -Zerfällen vorgestellt. Es wird angestrebt, eine umfassende Darstellung des $\Upsilon(1S)$ -Zerfalles zu präsentieren. Damit wird in sinnvoller Weise eine Lücke geschlossen, denn die meisten Untersuchungen des $\Upsilon(1S)$ sind mit sehr speziellen Zielen durchgeführt worden. Darunter waren die Gluonenballsuche in γgg -Zerfällen, der Nachweis, daß die Zerfälle den Erwartungen der QCD gemäß über drei Gluonen ablaufen und daß diese Gluonen die von der QCD verlangten Eigenschaften haben.

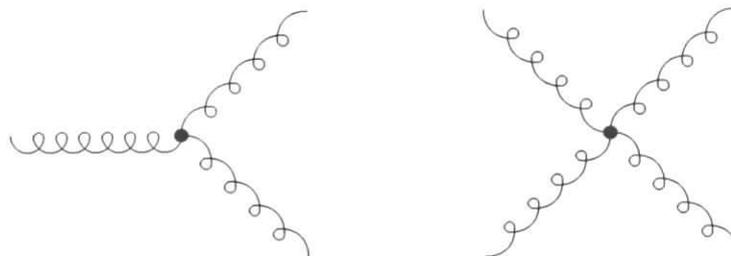
Kapitel 1

Suche nach Gluonenbällen

Dieses Kapitel gibt einen kurzen Überblick über Erwartungen und Vorhersagen der QCD für Gluonenbälle.

1.1 Selbstwechselwirkung von Gluonen

Gebundene Zustände rein aus Gluonen (ohne Valenzquarkinhalt) werden in der QCD aufgrund der Selbstwechselwirkung von Gluonen erwartet. Ebenso, wie sich farbgeladene Quarks zu Hadronen zusammenschließen, sollten sich farbgeladene Gluonen zu gluonischen Hadronen – Gluonenbällen – verbinden können.



Die Selbstwechselwirkung in der QCD: der Drei- und der Viergluonvertex

Es ist bisher theoretisch wie experimentell ungeklärt, ob diese Zustände wirklich bindend sind und als Resonanzen existieren. Dies ist eine der fundamentalen qualitativen Fragen der QCD [Godfrey 88].

Theoretische Rechnungen geben hier bisher ebensowenig eine Antwort, wie sie das „confinement“ (den Einschluß farbiger Partonen in farbneutrale Hadronen) erklären können. Für beides scheinen die Resultate von Gitterrechnungen in die richtige Richtung zu deuten. Jedoch variieren Ergebnisse und Vorhersagen verschiedener Gruppen derart stark, daß sie bisher keine praktischen Hinweise liefern [Close 87]. Auf diesem Gebiet wurden jedoch in den letzten Jahren substanzielle Fortschritte gemacht, so daß in nächster Zeit aussagekräftige Ergebnisse möglich erscheinen.

1.2 Modelle und Quantenzahlen

1.2.1 Das „bag“-Modell

Wir wissen, daß Quarks innerhalb von Hadronen relativ freie, leichte Teilchen sind, die jedoch permanent in diese Hadronen eingeschlossen bleiben. Die Idee dieses am MIT entwickelten Modelles war daher, Quarks als freie Felder innerhalb einer Kugel mit bestimmtem Radius („bag“) zu betrachten und sie durch Randbedingungen in Eigenmoden zu zwingen. Einige Eigenschaften von Mesonen werden dadurch gut wiedergegeben, darunter Quantenzahlen, die Ordnung von Zuständen nach ihrer Masse und Einflüsse der Spinwechselwirkung.

Daher wurde von verschiedenen Gruppen versucht, statt masseloser Spin- $\frac{1}{2}$ -Felder masselose Spin-1-Felder einzuschließen. Die Randbedingung, daß kein Gluonenfluß durch die Oberfläche tritt, erzeugt zwei Arten von Moden: transversale elektrische Felder $(TE)_L$ mit Parität $(-1)^{L+1}$ und transversale magnetische Felder $(TM)_L$ mit Parität $(-1)^L$. Daraus setzen sich Gluonenbälle mit entsprechenden Quantenzahlen zusammen:

$$\begin{aligned} (TE)_1(TE)_1 & : & J^{PC} = 0^{++}, 2^{++} \\ (TE)_1(TM)_1 & : & J^{PC} = 0^{-+}, 2^{-+} \end{aligned}$$

Unabhängig von jeweils variierenden Ergebnissen einzelner Gruppen ist die generelle Übereinstimmung, für Zweigluonzustände sei ein Spektrum von

$$J^{PC} = 0^{++} < 0^{-+} < 2^{++} < 2^{-+}$$

zu erwarten, ordnet man die Zustände nach zunehmender Masse. Der niedrigste dieser Zustände soll nicht unter 1 GeV liegen. Hingegen wird für Gluonenbälle aus drei Gluonen (z.B. $0^{--}, 1^{--}$) eine deutlich größere Masse von über 2 GeV vorhergesagt.

1.2.2 Potentialmodelle

Diese Modelle nehmen Gluonen als Spin-1-Objekte mit einer effektiven Masse an und lassen sie über ein Potential wechselwirken. In Einzelheiten lehnt man sich an Potentialmodelle für leichte Quarks an. Die Kräfte zwischen den „stärker farbgeladenen“ Gluonen werden dabei als größer als zwischen Quarks angenommen. Vorhersagen dieser Modelle für Massen sind

$$J^{PC} = 0^{++} \approx 0^{-+} < 2^{++} \approx 2^{-+}$$

1.2.3 Weitere Modelle

Die Vorhersagen anderer Modelle decken sich mit den oben besprochenen.

Gitterreich-Theorien sind im Prinzip der klarste Weg, nichtperturbative Aspekte der QCD zu studieren. Dabei werden Feynman'sche Pfadintegrale auf einem (endlichen) Gitter ausgewertet und Zweipunkt-Korrelationsfunktionen zwischen Operatoren mit

Gluonenball-Quantenzahlen studiert. Der Gitterabstand (das Inverse des Impulses) muß klein genug gewählt werden, damit das Ergebnis im Kontinuumslimit erhalten bleibt. Idealerweise ist ein unendliches Gitter erforderlich.

QCD-Summenregeln dienen als Basis der Modelle [Shifman 79], [Novikov 80], [Narison 86] und [Dominguez 86].

Das **Flußschlauchmodell** geht davon aus, daß Quarks auf Gitterplätzen durch Farbflußschläuche verbunden werden. Gluonenbälle werden folglich dargestellt, indem ein solcher Schlauch zu einem Ring geschlossen wird. Das Spektrum enthält Rotations-, Vibrations- und radiale Anregungen.

1.3 Produktion und Zerfall

Jahrzehntelanges Experimentieren mit Strahlen und Targets aus konventionellen Hadronen hat viele Resonanzen gezeigt, die aus Quarks bestehen. Kein klarer Kandidat für einen Gluonenball wurde gefunden. Daraus ergab sich die Erwartung, Gluonenbälle entstünden bevorzugt in Kanälen mit harten Gluonen, nicht dagegen in solchen Prozessen, bei denen die meiste Energie in die Quarkproduktion geht. Dies ist der Grund für die anfänglich großen Hoffnungen bei der Entdeckung der schweren Quarkoniumresonanzen J/Ψ und Υ . Diese haben sich jedoch nicht erfüllt, wie in Abschnitt 2.6 näher ausgeführt wird.

Während also eine gewisse Übereinstimmung bezüglich der Masse und der Quantenzahlen des leichtesten Gluonenballes besteht, gibt es keinerlei Konsens in der Frage nach Zerfalleigenschaften oder Breiten. Lediglich zwei Erwartungen werden oft genannt: Zum einen sollten reine Gluonenbälle – da Gluonen flavourneutral und elektrisch ungeladen sind – an alle Quarkflavour und -ladungen gleich stark koppeln. Zum zweiten sollten radiative Zerfälle von Gluonenbällen ($GB \rightarrow \gamma\gamma$) unterdrückt sein relativ zu solchen von Quarkhadronen vergleichbarer Masse. Der Grund ist ebenfalls, daß Gluonen nicht direkt an Photonen koppeln.

Als Maß, um einen Kandidaten X im Zerfall einer schweren Quarkoniumresonanzen als Gluonenball zu identifizieren, wurde daher der Parameter „Stickiness“ eingeführt:

$$S = \frac{\Gamma(Q\bar{Q} \rightarrow \gamma X)}{\text{LIPV}_1} \left(\frac{\Gamma(X \rightarrow \gamma\gamma)}{\text{LIPV}_2} \right)^{-1}$$

LIPV ist das Lorentz-invariante Phasenraumvolumen des entsprechenden Zerfalles. S mißt, sehr grob gesagt, das Verhältnis von Farbladung zu elektrischer Ladung der Partonbausteine des zu untersuchenden Hadrons. Man erwartet

$$S_{GB} \gg 1 \quad \text{und} \quad S_{GB} \gg S_{q\bar{q}}$$

1.4 Hybridzustände

Bis in die frühen achtziger Jahre gab es einen generellen Konsens unter Theoretikern: Der Gluonenball niedrigster Masse wurde weit unter 2 GeV erwartet. Seither sind die

Vorhersagen im Lichte der hartnäckigen Nichtauffindbarkeit zu immer größeren Massen hin gewandert. Gleichzeitig wurde nach anderen Erklärungen gesucht. Beispielsweise wäre es möglich, daß gluonische Zustände unmeßbar breit sind, oder daß sie stark mit konventionellen Resonanzen mischen („mixing“) und ein reiner Gluonenball eine Idealisierung ist, die es in der Praxis nicht gibt.

Ferner kam die Idee auf, daß neben oder an Stelle von reinen Gluonenbällen resonante Quark–Gluon–Zustände existieren. Diese Objekte werden Hybrid–Zustände genannt, manchmal kommen die Namen Meikton oder Hermaphrodit vor. Sie werden auch als Hadronen mit expliziten gluonischen Freiheitsgraden ($q\bar{q}g$ oder $qqqg$) beschrieben.

Alle im vorigen Kapitel besprochenen Modelle können auch auf Objekte dieser Art angewandt werden und geben Vorhersagen. Übereinstimmend werden die niedrigsten dieser Zustände – wie bei reinen Gluonenbällen – im Bereich unter 2 GeV angesiedelt. Die Zahl der erlaubten Quantenzahlen ist größer als bei Gluonenbällen, da in einfachster Form bei Mesonen schon drei, bei Baryonen sogar vier Partonen kombiniert werden.

Es ist eine theoretisch strittige Frage, ob Hybride unabhängig oder in irgendeinem Sinne „dual“ zu radialen oder orbitalen Anregungen sind. Die nichtrelativistischen Ideen, die für schwere Quarks zufriedenzustellen scheinen, sind für leichte Quarks weniger klar, weshalb „radial“ und „orbital“ irreführende Konzepte sein könnten.

1.5 Wie erkennt man einen Gluonenball?

Exotische Hadronen werden in drei Gruppen eingeteilt:

Exotische Hadronen der ersten Art nennt man Zustände mit offenen exotischen Werten für Hauptquantenzahlen wie elektrische Ladung, Strangeness, Isospin. Beispiele sind Mesonen mit $|Q| > 1$, $|S| > 1$ oder $I > 1$, oder Baryonen mit $|Q| > 2$, $|S| > 3$ oder $I > 3/2$. Solche Teilchen *können* keine konventionelle Struktur haben und sind mit Sicherheit exotisch.

Exotische Hadronen der zweiten Art haben eine exotische Kombination der Quantenzahlen Spin, Parität und Ladungspartität J^{PC} (d.h. eine Kombination, die konventionelle Hadronen nicht haben können).

Beispielsweise gelten für neutrale $q\bar{q}$ -Mesonen mit Gesamtspin s und Bahndrehimpuls l die Regeln für Parität $P = -(-1)^l$ und Ladungspartität $C = (-1)^{l+s}$, was die möglichen Kombinationen stark einschränkt. Exotische Quantenzahlen sind hier die nicht erreichbaren

$$J^{PC} = 0^{+-}, 0^{-+}, 1^{-+}, 2^{+-}, 3^{-+}, \text{ usw.}$$

Alle Sorten exotischer Hadronen – Multiquarkzustände, Hybride und Gluonenbälle – können solche Werte für J^{PC} haben. (Ausnahme: Für Gluonenbälle aus zwei Gluonen ist einzig 1^{-+} von allen angegebenen möglich. Gluonenbälle aus drei Gluonen können dagegen jede Kombination haben.)

Exotische Hadronen der dritten Art werden auch „kryptoexotisch“ genannt. Diese Teilchen haben keine sichtbaren exotischen Eigenschaften, ihr komplizierter innerer Aufbau kann nur indirekt erschlossen werden. Hinweise könnten eine anormal kleine

Breite, anormale Zerfallskanäle oder merkwürdige Produktionsmechanismen sein. Exotische Hadronen aller Sorten können hierzu gehören.

1.6 Stand der Suche

Es gibt einige Kandidaten für Gluonenbälle im Bereich zwischen 1 und 2 GeV. Keiner davon ist überzeugend und ohne alternative Erklärungsmöglichkeiten. Es überschreitet jedoch den Rahmen dieser Arbeit, Kandidaten und ihre Eigenschaften zu beschreiben. Hierfür wird auf [Landsberg 89] und [Poulet 90] verwiesen.

In theoretischen Veröffentlichungen der letzten zwanzig Jahre über exotisch Hadronen wird mit großer Regelmäßigkeit angekündigt, solche Objekte seien aus diesen und jenen Gründen zwar schwer nachweisbar, jedoch habe sich die experimentelle Situation gerade in letzter Zeit deutlich geändert und jetzt existierten sehr ernsthafte Kandidaten. Der momentane Stand der weltweiten Suche nach Gluonenbällen wurde Anfang des Jahres von F. Close in der Zeitschrift „Nature“ [Close 96] zusammengefaßt:

„For over 20 years no clear evidence for glueballs has emerged, though there have been occasional sightings whose status is still not settled.“

(Seit über zwanzig Jahren hat sich kein klarer Beweis für Gluonenbälle ergeben, trotz gelegentlicher Beobachtungen, deren Status noch nicht geklärt ist.)

Kapitel 2

Beschreibung des $\Upsilon(1S)$ -Mesons

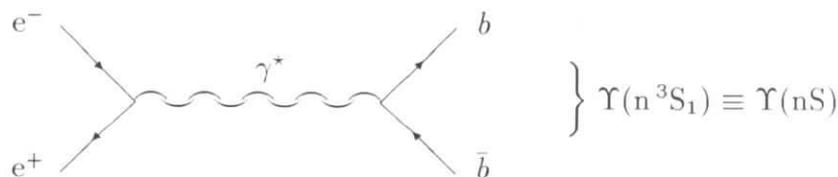
Dieses Kapitel beschreibt die für die vorliegende Arbeit grundlegenden Eigenschaften des $\Upsilon(1S)$ -Mesons in theoretischer und experimenteller Hinsicht.

2.1 Die Υ -Familie

Die Υ -Resonanzen sind $b\bar{b}$ -Zustände, die in e^+e^- -Kollisionen bei Energien um 10 GeV erzeugt werden können (Abbildung 2.1). Erste Hinweise auf ihre Existenz wurden 1977 am FNAL gefunden [Herb 77]. Seither wurden sie intensiv untersucht, insbesondere an den Speicherringen DORIS am DESY und CESR in Cornell. Beide Maschinen wurden bzw. werden großenteils auf der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz zur Produktion von B -Mesonen betrieben.

[PDG 94]	Masse	Breite
	[GeV]	[MeV]
$\Upsilon(1S)$	9.460	0.053
$\Upsilon(2S)$	10.023	0.044
$\Upsilon(3S)$	10.355	0.026
$\Upsilon(4S)$	10.580	23.800
$\Upsilon(5S)$	10.865	110.000
$\Upsilon(6S)$	11.019	79.000

Nur diese Zustände mit den Quantenzahlen des virtuellen Photons ($J^{PC} = 1^{--}$) sind direkt in e^+e^- -Speicherringen zugänglich. Bei ihnen stehen die Spins beider Quarks parallel, ihr relativer Bahndrehimpuls ist null.



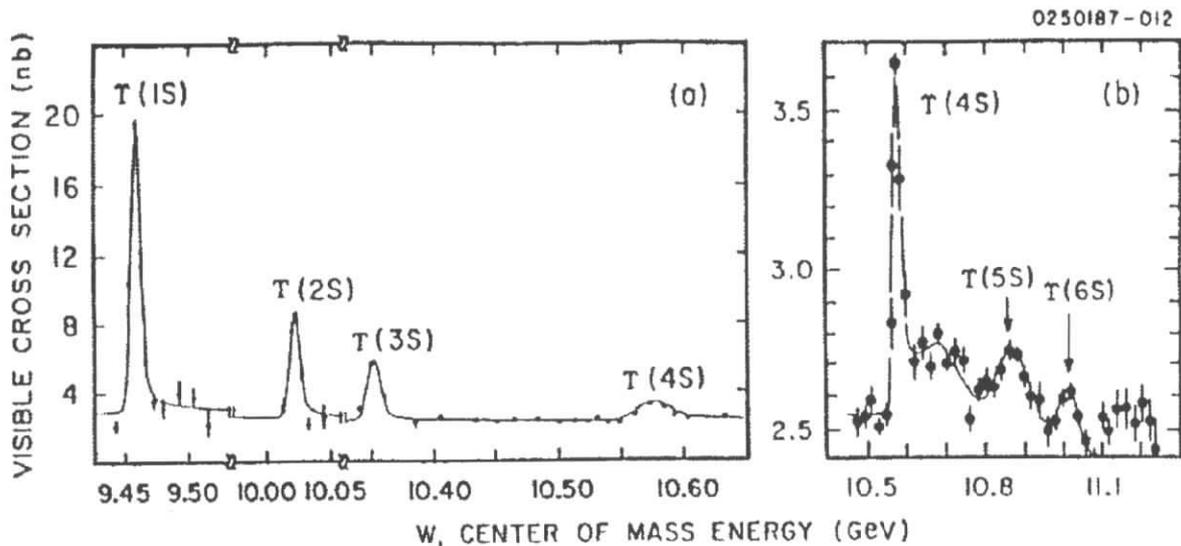


Abbildung 2.1: Die Υ -Resonanzen im sichtbaren hadronischen Wirkungsquerschnitt [Gittelman 88]

Über Kaskadenzerfälle sind jedoch auch andere Zustände zugänglich, so daß ein Term-schema (Abbildung 2.2) ähnlich den in der Atomphysik verwandten erstellt werden kann. Die dort übliche Bezeichnungsweise wurde übernommen. Die erwarteten Spin-0-Zustände konnten aufgrund ihrer kleinen Übergangsrate aus direkt erzeugbaren Resonanzen bis jetzt nicht nachgewiesen werden. Sie sind in Abbildung 2.2 punktiert eingetragen.

Die sogenannte „open beauty“-Schwelle liegt knapp unterhalb des $\Upsilon(4S)$ bei der Energie, die zur Erzeugung eines weiteren leichten Quarkpaares ausreicht. Ihr Name kommt daher, daß alle schwereren Υ -Resonanzen in B -Mesonen (mit offener Quantenzahl Beauty) zerfallen, sich die b -Quarks somit voneinander entfernen können. In leichteren Zuständen hingegen vernichten sie sich entweder gegenseitig über starke Wechselwirkung oder gehen durch starke oder elektromagnetische Übergänge in ein $\Upsilon(1S)$ über. Das $\Upsilon(1S)$ als „Grundzustand“ kann *nur* unter gegenseitiger Vernichtung der b -Quarks zerfallen.

Damit werden die um erstaunliche drei Größenordnungen kleineren Breiten der Zustände unterhalb der „open beauty“-Schwelle (siehe Tabelle Seite 10) erklärt: Ihre Zerfallsrate in drei Gluonen ist durch die Proportionalität zu α_s^3 klein. Im Gegensatz zur OZI-erlaubten Erzeugung eines leichten Quarkpaares oberhalb der Schwelle, die lediglich eines weichen Gluons bedarf, ist die Koppelung an harte Gluonen gemäß der asymptotischen Freiheit der QCD klein. Die Annihilation in ein Photon geschieht ebenfalls mit typisch kleiner elektromagnetischer Rate.

$m - m_{\Upsilon(1S)}$ [MeV]

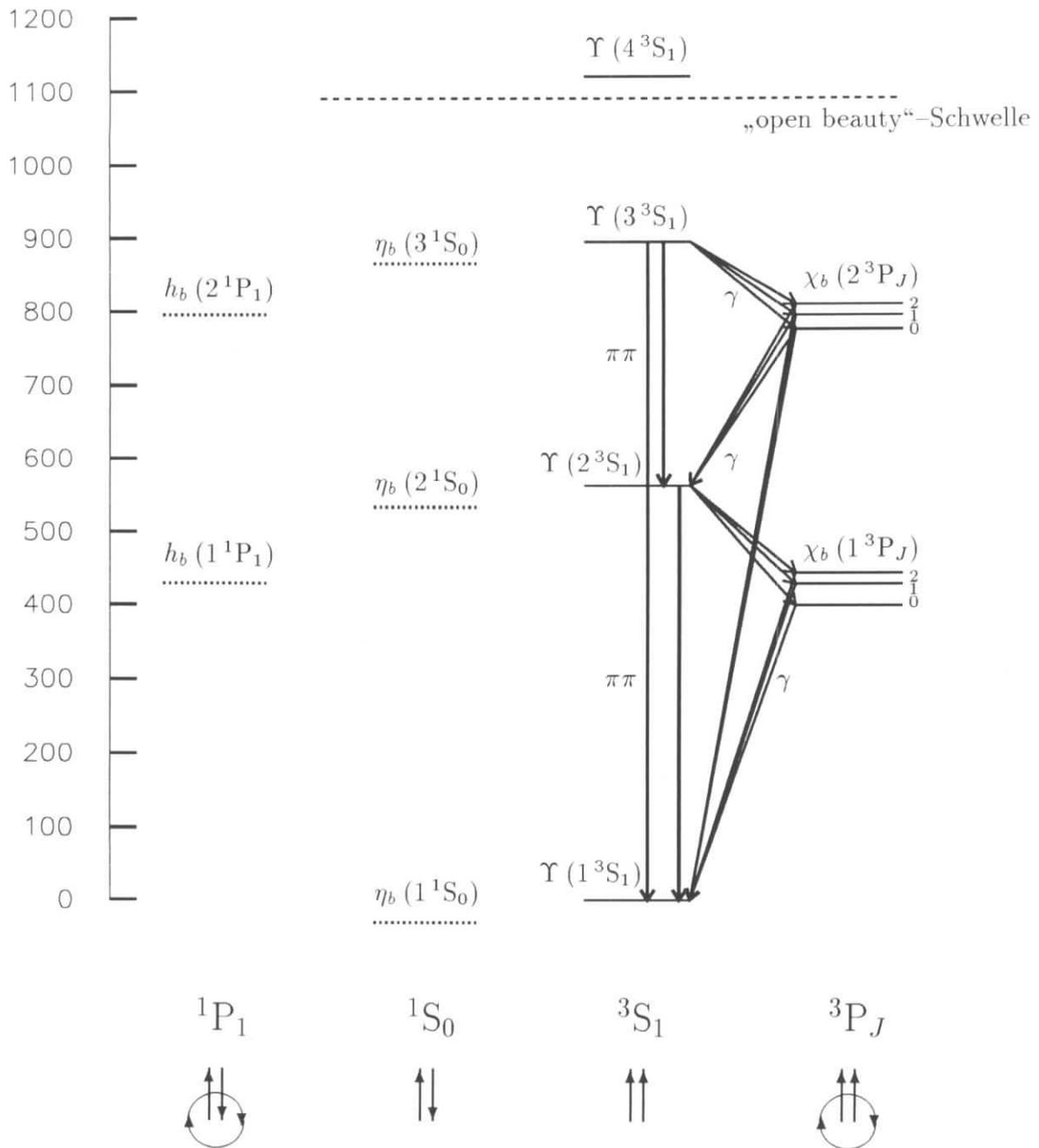


Abbildung 2.2: Das Termschema der $b\bar{b}$ -Zustände mit Bahndrehimpulsen $L = 0$ und $L = 1$. Nur die 3^3S_1 -Zustände mit Quantenzahlen $J^{PC} = 1^{--}$ des virtuellen Photons sind direkt in e^+e^- -Speicherringen zugänglich. Bisher nicht beobachtete Zustände sind punktiert eingetragen.

2.2 Vorhersagen der QCD

Qualitativ ist die feldtheoretische Beschreibung des $b\bar{b}$ -Systems dem Positronium ähnlich. Anders als in der QED ist es hier jedoch nicht möglich, alle Eigenschaften durch eine Reihenentwicklung in der Kopplungskonstanten zu berechnen. Die Masse des b -Quarks ist zwar erheblich größer als der QCD-Skalenparameter Λ , die räumliche Ausdehnung des $\Upsilon(1S)$ liegt jedoch im Bereich $\langle r \rangle = 0.2$ fm, wo das $Q\bar{Q}$ -Potential durch nichtperturbative Effekte dominiert wird.

In Rechnungen in führender Ordnung in α_s faktorisieren jedoch bei einigen speziellen Eigenschaften perturbative und nichtperturbative Teile. Dadurch lassen sich u.a. die beiden Raten

$$\begin{aligned}\Gamma(\Upsilon \rightarrow ggg) &= \frac{40}{81 \pi} (\pi^2 - 9) \alpha_s^3 \frac{R(0)^2}{M^2} \\ \Gamma(\Upsilon \rightarrow \gamma gg) &= \frac{32}{9 \pi} (\pi^2 - 9) \alpha_s^2 \alpha_{em} e_b^2 \frac{R(0)^2}{M^2}\end{aligned}$$

berechnen. Hierin bezeichnet $R(0)$ die radiale Wellenfunktion am Ursprung, e_b die elektrische Ladung des b -Quarks und M die Masse des zerfallenden Zustandes. Die Formeln des gesamten Abschnittes wurden [Buchmüller 88] entnommen.

Die zuverlässigsten theoretischen Vorhersagen können für Verhältnisse von Partialbreiten von Zuständen gleicher radialer und Drehimpuls-Quantenzahl gemacht werden. In solchen Verhältnissen heben sich die Wellenfunktionen weg und relativistische Korrekturen (zu den nichtrelativistischen Potentialmodellen) dürfen als von gleicher Größenordnung erwartet werden.

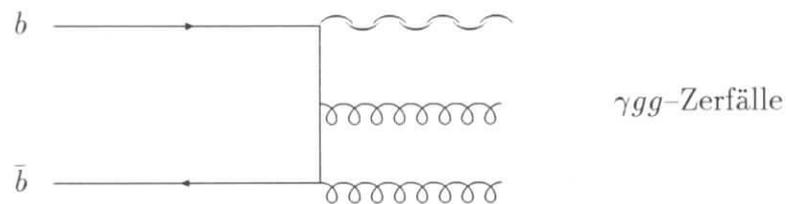
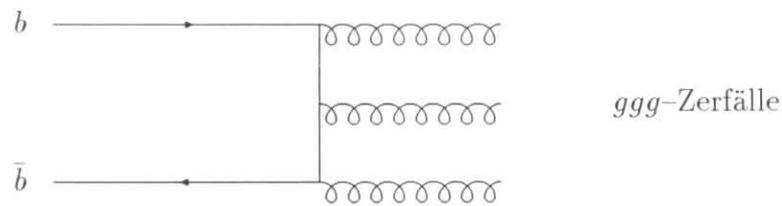
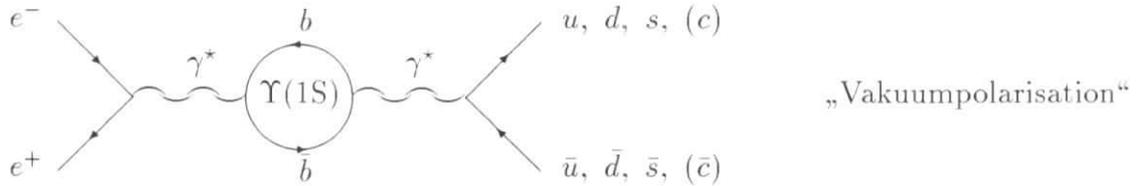
$$\begin{aligned}\frac{\Gamma(\Upsilon \rightarrow ggg)}{\Gamma(\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-)} &= \frac{10 (\pi^2 - 9)}{81 \pi \alpha_{em}^2 e_b^2} \alpha_{\overline{\text{MS}}}^3 \left[1 + \left\{ \begin{array}{l} +2.9 \\ -4.5 \end{array} \right\} \alpha_{\overline{\text{MS}}} \right] \\ \frac{\Gamma(\Upsilon \rightarrow \gamma gg)}{\Gamma(\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-)} &= \frac{8 (\pi^2 - 9)}{9 \pi \alpha_{em}} \alpha_{\overline{\text{MS}}}^2 \left[1 + \left\{ \begin{array}{l} +1.1 \\ -3.8 \end{array} \right\} \alpha_{\overline{\text{MS}}} \right] \\ \frac{\Gamma(\Upsilon \rightarrow \gamma gg)}{\Gamma(\Upsilon \rightarrow ggg)} &= \frac{36}{5} \frac{\alpha_{em}}{\alpha_{\overline{\text{MS}}}} e_b^2 \left[1 + \left\{ \begin{array}{l} -1.75 \\ 0.70 \end{array} \right\} \alpha_{\overline{\text{MS}}} \right]\end{aligned}$$

Hierbei wurde der Koeffizient zu $\alpha_{\overline{\text{MS}}}$ im Korrekturterm für zwei verschiedene Renormierungsskalen berechnet: die obere Zahl gilt jeweils für $\mu = 2m_b$, die untere für die BLM-Skala $\mu = 0.157m_\Upsilon$ [Brodsky 83]. Alle drei Aussagen sind im Einklang mit experimentellen Werten. Die letzte ist bemerkenswert unempfindlich gegenüber der Wahl der Renormierungsskala, so daß sie umgekehrt zur Bestimmung von Λ_{QCD} benutzt wird [Argus 87].

Technisch und begrifflich ist es schwierig, über die führende Ordnung in α_s hinauszugehen. Eine ausführliche Darstellung der Theorie ist in [Remiddi 80] gegeben.

2.3 Hadronische $\Upsilon(1S)$ -Zerfälle

Die Masse des $\Upsilon(1S)$ -Mesons liegt unter der schon beschriebenen „open beauty“-Schwelle. Daher stehen folgende hadronische Zerfallsmöglichkeiten offen:



Der „Vakuumpolarisations“-Beitrag erhielt seinen Namen aufgrund des suggestiven Feynman-Graphen. Tatsächlich handelt es sich jedoch um normale $\Upsilon(1S)$ -Zerfälle über ein virtuelles Photon. Diese hadronischen Endzustände unterscheiden sich nicht von Kontinuumsereignissen bei gleicher Energie. Nach [Argus 86] ist ihr Anteil an allen Zerfällen:

$$f = \frac{R \cdot B_{\mu\mu}}{1 - 3 B_{\mu\mu}} = (12.1 \pm 1.2)\%$$

mit

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}$$

$$B_{\mu\mu} = \text{BR}(\Upsilon(1S) \rightarrow \mu^+\mu^-)$$

Die beiden anderen Zerfälle resultieren in je drei Quanten. Das $\Upsilon(1S)$ -Meson mit einer C-Parität von -1 kann aufgrund der Erhaltung dieser Größe nicht in weniger als drei farbgeladene Partonen zerfallen. Zwei Gluonen haben als Farboktetteilchen

in einem Farbsingulettzustand C-Parität +1, erst drei bilden C = -1. Das Photon hat ebenfalls die C-Parität -1. Daher zerfällt das $\Upsilon(1S)$ in niedrigster Ordnung über ggg oder γgg , wobei letzterer Kanal (siehe voriger Abschnitt) nur wenige Prozent der Zerfälle ausmacht.

Verzweigungsverhältnisse in %		$\Upsilon(1S)$	$\Upsilon(2S)$	$\Upsilon(3S)$
gemessen	Leptonpaare	8 ± 1	5 ± 1	5 ± 2
	$\pi\pi + 1S$ oder $2S$	0	28 ± 2	10 ± 1
	$\gamma + 1P$ oder $2P$	0	18 ± 3	28 ± 2
abgeschätzt	$q\bar{q}$	10	6	6
	γgg	2	1	1
	ggg	80	42	50

Für die weitere Diskussion wird angenommen, der Vakuumpolarisationsbeitrag sei bereits subtrahiert. Die verbleibenden Endzustände (ggg und γgg) heißen „direkte“ Zerfälle; ihrer Untersuchung gilt die vorliegende Arbeit.

2.4 Partonkonfiguration direkter Zerfälle

Da das $\Upsilon(1S)$ in Ruhe produziert wird, gilt für skalierte Impulse masseloser Gluonen $\vec{x}_i = 2\vec{p}_i / M_\Upsilon$ die kinematische Beziehung

$$\begin{aligned}\vec{x}_1 + \vec{x}_2 + \vec{x}_3 &= \vec{0} \\ x_1 + x_2 + x_3 &= 2\end{aligned}$$

Die Verteilung der Impulse in führender Ordnung QCD wurde in [de Rujula 78] angegeben:

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d^2\sigma}{dx_1 dx_2} = \frac{6}{\pi^2 - 9} \left\{ \frac{x_1^2(1-x_1)^2 + x_2^2(1-x_2)^2 + x_3^2(1-x_3)^2}{x_1^2 x_2^2 x_3^2} \right\}$$

Sie ist in Abbildung 2.3 gezeigt und erläutert. Die symmetrische „Mercedesstern“-Konfiguration $x_1 = x_2 = x_3 = 2/3$ ist eher selten. Weitaus häufiger entstehen zwei antiparallele hochenergetische Gluonen und ein niederenergetisches, welches in eine beliebige Richtung deuten kann.

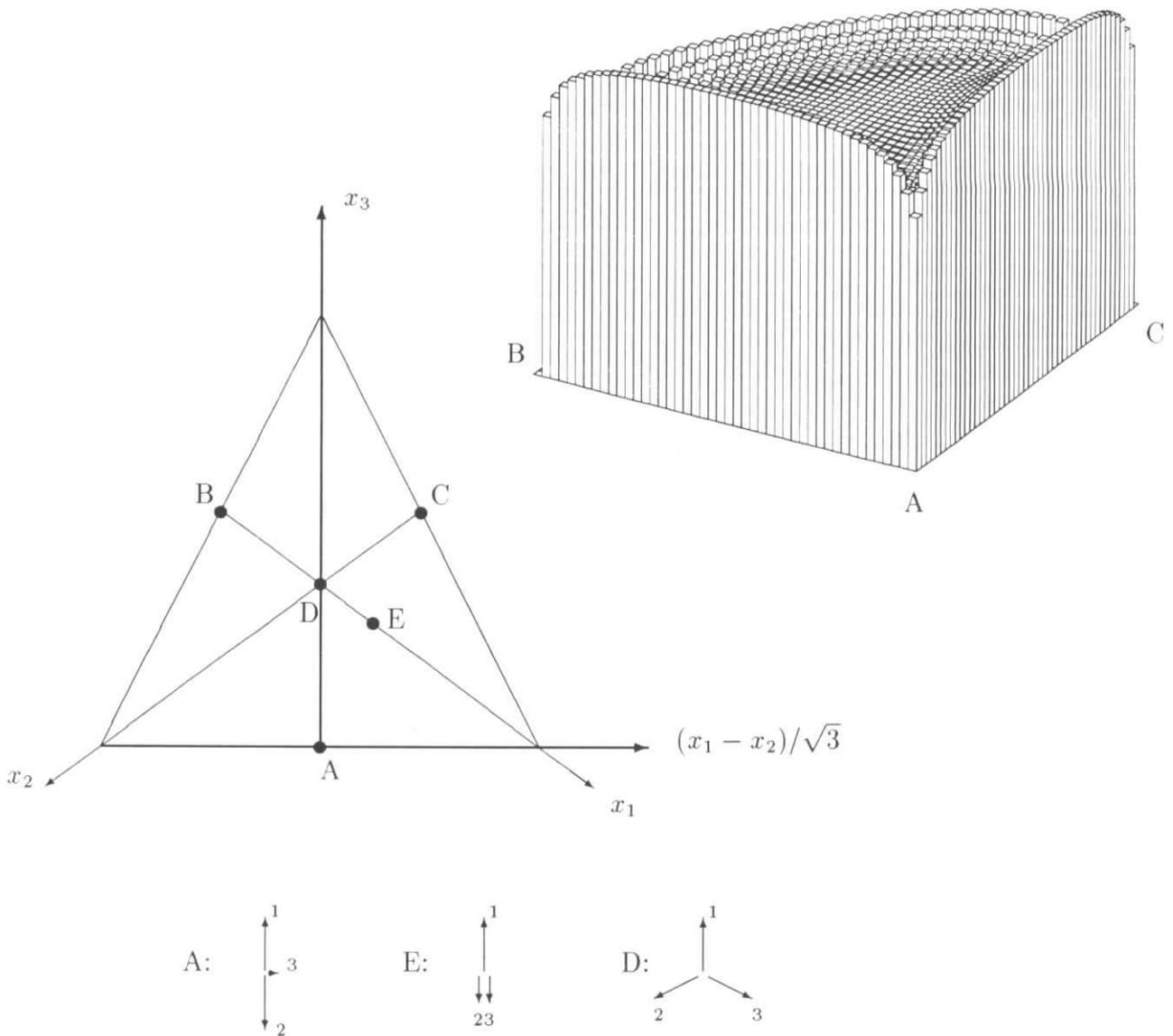
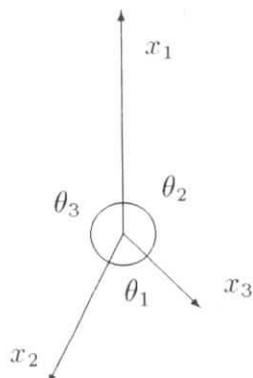


Abbildung 2.3: Dalitzplot-Darstellung des Drei-Gluonen-Phasenraumes

Impulserhaltung schränkt den zugänglichen Phasenraum auf das Dreieck ABC ein. Die Dichteverteilung der Endzustände in diesem Dreieck ist im Legoplot rechts oben gezeigt. Sie weist keine großen Variationen auf.

Durch Umbenennung läßt sich die Ordnung $x_1 \geq x_2 \geq x_3$ herstellen; dies entspricht einer Beschränkung auf das Dreieck ADE, eines von sechs identischen Dreiecken. So wird anschaulich, daß bei annähernd konstanter Dichtebelegung dieses Dreiecks die symmetrische „Mercedesstern“-Konfiguration $x_1 = x_2 = x_3 = 2/3$ (Punkt D und Umgebung) eher selten ist gegenüber den gestreckten Konfigurationen (die Regionen um A und E).

Eine andere Art der Darstellung benutzt die Winkel zwischen den Gluonen in der Zerfallebene, die eindeutig mit den Impulsen verknüpft sind:



$$x_i = \frac{2 \sin \theta_i}{\sum_j \sin \theta_j}$$

Hierdurch ist der Versuch möglich, allein aus den Richtungen von Jets (die mit Gluonen identifiziert werden) Gluonimpulse zu bestimmen, ohne die Energiemessung zu benutzen. Diese Möglichkeit wird in Abschnitt 7.5.3 untersucht.

Eine ausführlichere Darstellung der Behandlung hadronischer $\Upsilon(1S)$ -Zerfälle und ihrer Partonkonfiguration ist in [Wegener 88] zu finden.

2.5 Fragmentation und Jet-Erzeugung

Freie Quarks oder Gluonen konnten bisher nicht beobachtet werden, was Stärke und Form der starken Wechselwirkung („Confinement“) zugeschrieben wird. Wir sehen nur Hadronen, die in der Fragmentation der Partonen erzeugt werden. Die perturbative QCD erlaubt, diejenigen Prozesse stark wechselwirkender Teilchen zu beschreiben, deren Impulsübertrag groß ist ($Q^2 \gg \Lambda^2$). Die Fragmentation besteht jedoch aus Prozessen bei $Q^2 = O(\Lambda^2)$, wofür genaue Rechnungen zur Zeit nicht möglich sind. Man behilft sich stattdessen mit Modellen, wovon die meisten allerdings für Quark-Antiquark-Fragmentation – nicht für Gluonen – entwickelt worden sind. Die wichtigsten sind das „Independent Jet“-Modell, das „String“-Modell und das „Parton-Shower“-Modell. Die beiden letzteren liegen der Monte-Carlo-Simulation JETSET 7.3 zugrunde, die in der vorliegenden Arbeit benutzt wurde. Die Modelle sollen beschreiben,

- welche Hadronen (vor allem: welche Quarksorten) erzeugt werden,
- wieviele Hadronen der verschiedenen Sorten werden erzeugt (Multiplizitäten),
- mit welcher räumlichen und
- mit welcher Impulsverteilung sie erzeugt werden.

Die letzten beiden Punkte zielen auf die Beobachtung, daß sich die Fragmentation hochenergetischer Partonen in Form von „Jets“ vollzieht. Ein „Jet“ ist eine Gruppe

von Teilchen, die bezüglich einer Achse einen begrenzten Transversalimpuls haben. Anders ausgedrückt, die Flugrichtungen der Teilchen liegen innerhalb eines Kegels mit nicht zu großem Öffnungswinkel um die Achse.

Nichtperturbative Effekte werden im Partonmodell durch einen festen Transversalimpuls von $\langle p_t \rangle \approx 300$ MeV charakterisiert. Damit ein Jet von isotropem Phasenraumzerfall unterschieden werden kann, ist eine erkennbar größere longitudinale Impulskomponente erforderlich. Die Erfüllung dieser Bedingung hängt vom mittleren Impuls der produzierten Teilchen, mithin von Schwerpunktsenergie und mittlerer Spurzahl ab. Da letztere nur langsam mit der Energie zunimmt, sind Jets um so besser zu erkennen und zu isolieren, je größer die Schwerpunktsenergie ist.

Im Kontinuum werden Zwei-Jet-Topologien ab etwa 7 GeV beobachtet. Bei sehr hohen Energien (PETRA und LEP) ist die Jetbildung geradezu *das* hervorstechende Merkmal der Ereignisse. Die e^+e^- -Kollisionen um 10 GeV liegen mit 3 – 5 GeV pro Parton gerade in einem Zwischenbereich, in dem Jetstrukturen nachweisbar, jedoch bei der Mehrzahl der Ereignisse nicht klar ausgeprägt sind.

Auf der Resonanz wie im Kontinuum entstehen im Mittel knapp zehn geladene Teilchen (überwiegend Pionen) und fünf neutrale. Die mittlere Energie je Teilchen, 0.67 GeV, reicht offenbar für eine Jetbildung aus. Jedoch entstehen neben einigen schnellen Teilchen pro Ereignis auch mehrere niederenergetische, deren Flugrichtung zu keinem der Partonen korreliert ist. In Kapitel 7 wird die Anwendung von Jetalgorithmen genauer untersucht.

Beim $\Upsilon(1S)$ -Zerfall verteilt sich die verfügbare Energie auf drei, im benachbarten Kontinuum hingegen auf nur zwei Partonen. Eines der drei Gluonen ist jedoch meistens niederenergetisch, so daß häufig zwei Gluonen entstehen, deren Energie derjenigen der Kontinuumsquarks vergleichbar ist. Ferner wurde beobachtet, daß Gluonen bei gleicher Energie in etwas breiteren Jets fragmentieren als Quarks, d.h. sie erzeugen mehr Hadronen mit durchschnittlich geringerer Energie. Dieser Unterschied ist jedoch nicht sehr ausgeprägt. Da sich auch die mittlere Multiplizität zwischen Kontinuum und direkten Zerfällen nicht wesentlich unterscheidet,

$$\langle N_{\text{geladen}}^{\text{direkt}} \rangle \div \langle N_{\text{geladen}}^{\text{Kontinuum}} \rangle = 1.25 \pm 0.02,$$

kann erwartet werden, eine Jetbildung in $\Upsilon(1S)$ -Zerfällen zu erkennen.

Eine ausführliche Beschreibung der Fragmentation im Energiebereich der Υ -Zerfälle und bei PETRA-Energien, der daraus entstehenden inklusiven Teilchenproduktion sowie Definitionen und Eigenschaften von Jets in diesem Bereich ist in [Saxon 88] gegeben.

2.6 Gluonenbälle in $\Upsilon(1S)$ -Zerfällen

Wie schon erwähnt, hat sich aus den vergeblichen Versuchen, Zustände mit explizitem gluonischem Inhalt zu finden, die Erwartung ergeben, diese würden bevorzugt in Kanälen mit harten Gluonen produziert. In genau zwei bzw. drei harte Gluonen zerfällt das $\Upsilon(1S)$ laut QCD, worin sich die großen Erwartungen nach seiner Entdeckung begründeten. Eine Reihe theoretischer Arbeiten zu diesem Thema bezeugt das

Interesse: [Koller 78], [Krammer 78], [Krammer 78 A], [Roy 78], [Körner 80], [Tye 82], [Königsmann 85], [Bloom 87].

Obwohl geeignete Gluonen in allen direkten Zerfällen entstehen, wurden in experimentellen Arbeiten bis jetzt nur Zerfälle über γgg untersucht. Ein Grund dafür ist ein intuitiver: In diesem Falle ist leicht vorstellbar, daß die beiden Gluonen, die sich in einem Farbsingulettzustand befinden, direkt eine farbneutrale Resonanz bilden. Dagegen sind die Vorgänge beim rein gluonischen Zerfall unanschaulich, da zu den drei Gluonen noch mindestens ein viertes, wenn auch niederenergetisches, ausgetauscht werden muß, um den richtigen Farbzustand herzustellen. Die theoretischen Schwierigkeiten und die Vielzahl von Möglichkeiten und Vorhersagen behindern hier konkrete experimentelle Untersuchungen.

Zwei Arten experimenteller Arbeiten wurden veröffentlicht:

- Das Photonenspektrum des γgg -Zerfalles wurde in [Argus 85], [Cleo 86] und [Crystal Ball 91] gemessen. Ziel war einmal, die Form des Spektrums zu bestimmen und mit Vorhersagen der QCD in führender Ordnung Störungsrechnung und mit Korrekturen dazu [Field 83] zu vergleichen. Zum anderen wurden die Spektren integriert und der Bruchteil der direkten Zerfälle bestimmt, der über γgg zerfällt:

Kollaboration	γgg / direkte
[Argus 85]	$3.00 \pm 0.13 \pm 0.18$
[Cleo 86]	$2.54 \pm 0.18 \pm 0.14$
[Crystal Ball 91]	$2.7 \pm 0.2 \pm 0.4$

Aus der gemessenen Rate kann (nach der Formel Seite 13) die starke Kopplungskonstante α_s bei Υ -Energien bestimmt werden.

- Exklusive Zerfälle der Art $\gamma gg \rightarrow \gamma h^+ h^-$ und $\gamma 2h^+ 2h^-$ wurden in den Arbeiten [Cleo 86], [Argus 88] und [Cleo 90] untersucht. Dabei waren $h^+ h^-$ meist Teilchen und Antiteilchen bzw. Paare davon, so z.B. $\pi^+ \pi^-$, $K^+ K^-$, $p \bar{p}$ sowie $2\pi^+ 2\pi^-$ und $2K^+ 2K^-$. Die Hoffnung war hier, Resonanzen des (gg) -Systems könnten in diese einfach zu rekonstruierenden hadronische Endzustände zerfallen. Es wurden jedoch keine Signale gesehen.

Die Suche nach Resonanzen im (gg) -System des γgg -Kanals wird dadurch vereinfacht, daß es gar nicht nötig ist, hadronische Zerfallsprodukte zu untersuchen. Eine Resonanzüberhöhung müßte sich ebenso im Spektrum des „Rückstoß“-Photons zeigen. Um eine solche erkennen zu können, reichen jedoch die experimentellen Auflösungen der Photonenenergie bisher nicht aus, wie in Kapitel 8 gezeigt wird. Dort wird eine Methode vorgestellt, wie diese Auflösung bei ARGUS um einen Faktor drei verbessert werden kann.

In der vorliegenden Arbeit werden zum ersten Mal die rein gluonischen Zerfällen des $\Upsilon(1S)$ für die Suche nach Gluonenbällen benutzt.

Kapitel 3

ARGUS am Speicherring DORIS II

3.1 Der Speicherring DORIS II

DORIS II ist mit 288 m Umfang einer der kleineren Speicherringe auf dem Gelände des DESY in Hamburg. Zunächst zur Untersuchung des J/ψ -Systems konzipiert, wurde er nach der Entdeckung der Υ -Resonanzen zum Betrieb bei Energien um 10 GeV umgebaut. Von 1982 bis 1994 wurden an ihm e^+e^- -Kollisionen durch den ARGUS- und den Crystal-Ball-Detektor (bis 1987) beobachtet. Seit 1994 wird der Speicherring nach erneuten Umbauten ausschließlich zur Erzeugung von Synchrotronlicht für das HASYLAB verwendet.

Der Speicherring wird durch zwei Linearbeschleuniger (LINAC) über das Synchrotron DESY mit Teilchen versorgt (siehe Bild 3.1 nächste Seite). Eine mittlere Luminosität von $\approx 10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ wurde erreicht, die Dispersion der Schwerpunktsenergie betrug $(8.2 \pm 0.5) \text{ MeV}$. Insgesamt wurde mit dem ARGUS-Detektor eine integrierte Luminosität von 47 pb^{-1} auf der $\Upsilon(1S)$ -Resonanz aufgezeichnet, 269 pb^{-1} auf dem $\Upsilon(4S)$ und 122 pb^{-1} im Kontinuum.

3.2 Der ARGUS-Detektor

Der ARGUS-Detektor wurde als Vielzweck-Detektor für Fragestellungen im Bereich der Υ -, B -, D - und τ -Physik geplant und gebaut. Er arbeitet mit einem solenoiden Magnetfeld und besitzt Zylindersymmetrie, was die meisten Komponenten in den Mantel- oder Barrelbereich (75 % der Gesamtoberfläche) und zwei Stirnflächen oder Endkappen (25 % der Fläche) unterteilt. Die Komponenten decken 96 % des gesamten Raumwinkels ab.

Für die physikalischen Fragestellungen ist eine möglichst sichere Identifikation geladener Teilchen von großer Bedeutung. Dazu werden bei ARGUS zwei von einander unabhängige Messungen durchgeführt, die Bestimmung des Energieverlustes durch Ionisation (dE/dx) und die Messung der Flugzeit („time-of-flight“, genannt TOF). Ferner werden das Schauerprofil und die Myonenkammern benutzt. Damit gelingt es, 80 % der Spuren mit hoher Wahrscheinlichkeit zu identifizieren.

Auf Seite 22 ist ein Schnitt durch den Detektor längs der Strahlachse zu sehen. Das

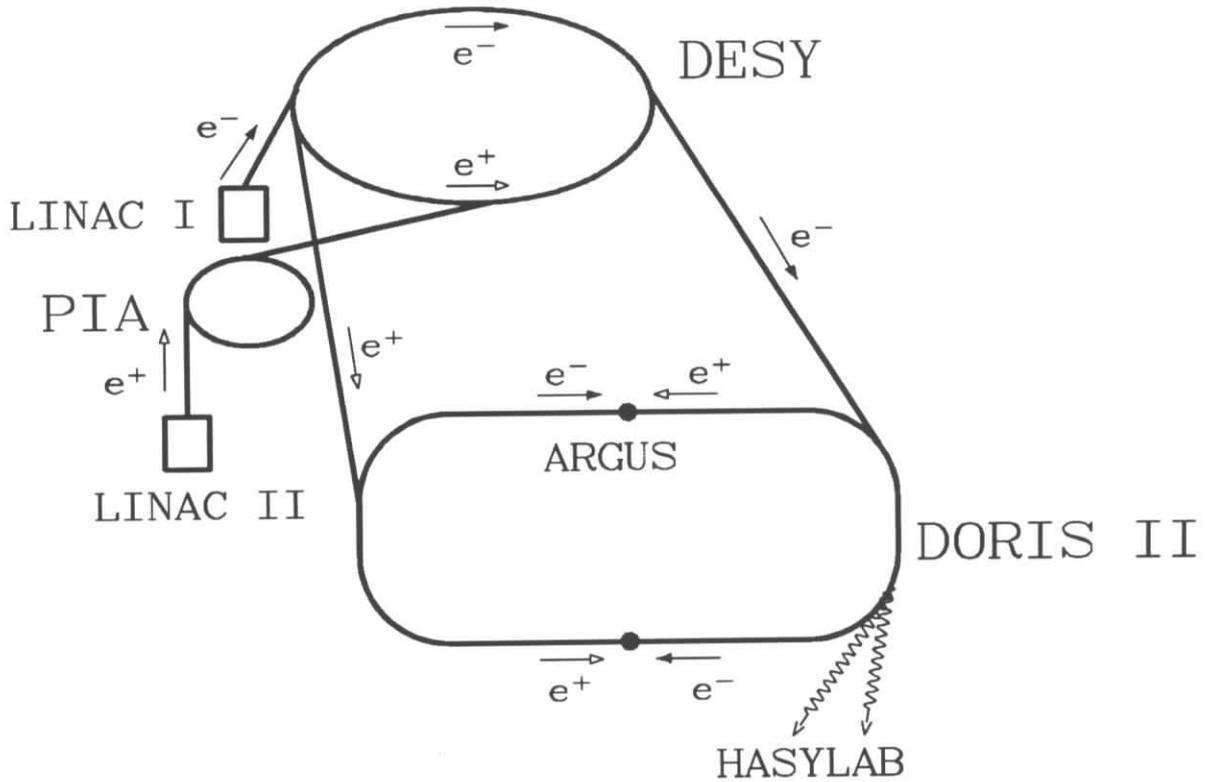


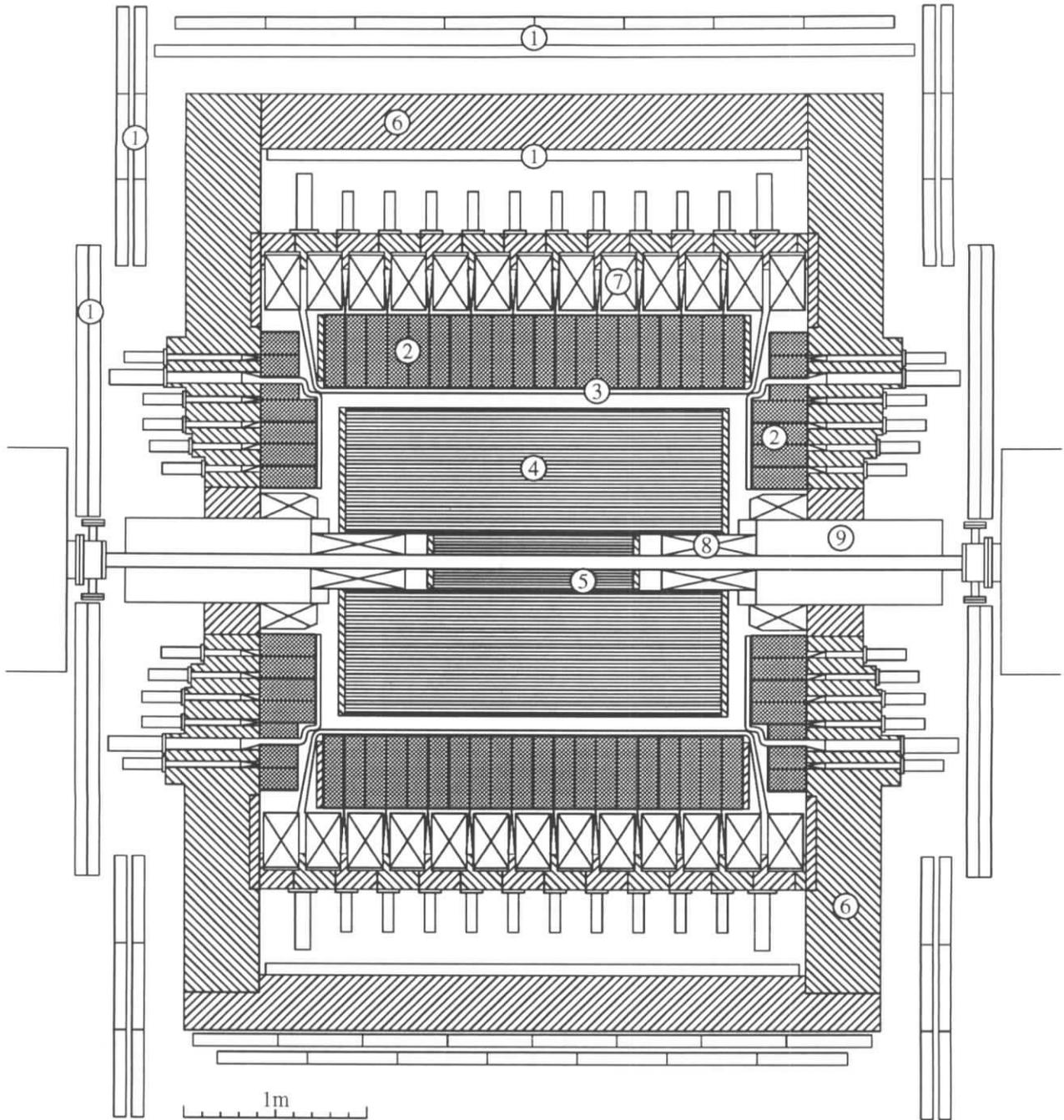
Abbildung 3.1: Der Speicherring DORIS II bei DESY

benutzte Koordinatensystem ist so gelegt, daß die z -Achse mit der Strahlachse zusammenfällt. Im folgenden werden die wichtigsten Komponenten, die Teilchenidentifikation und die Ereignisrekonstruktion kurz beschrieben. Eine ausführliche Beschreibung des Detektors und seiner Arbeitsweise befindet sich in [Argus 89].

3.2.1 Driftkammer

Das wichtigste Element des gesamten Detektors ist die Driftkammer. Ihre Aufgabe ist die Spurbestimmung geladener Teilchen, darüberhinaus wird der Energieverlust (dE/dx) gemessen. Die Ortsinformation der einzelnen Punkte jeder Spur wird aus der Position der angesprochenen Drähte sowie der Driftzeit gewonnen. Aus der Spürkrümmung in Magnetfeld ergibt sich der Impuls. Der Energieverlust wird durch die Signalhöhe auf den einzelnen Drähten gemessen.

Die Driftkammer ist zylinderförmig, 2 m lang und hat einem Außenradius von 86 cm. Der Spurnachweis erfolgt in 96 % des Raumwinkels durch 5940 Signaldrähte (Durchmesser 30 μm , Wolfram mit Goldauflage) und 24588 Felddrähte (Durchmesser 75.2 μm ,



- | | | |
|-------------------|-----------------|------------------------|
| 1) Myonenkammern | 4) Driftkammer | 7) Magnetspule |
| 2) Kalorimeter | 5) Vertexkammer | 8) Kompensationsspulen |
| 3) Flugzeitzähler | 6) Eisenjoch | 9) Quadrupolmagnete |

Abbildung 3.2: Schnitt durch den ARGUS-Detektor

Kupfer-Beryllium). Zwischen Signal- und Felddrähten liegt eine Spannung von 2000 V an. Um die z -Komponente von Spuren genauer als durch die Spannungsteilung des Signals entlang des Drahtes bestimmen zu können, sind die Drähte in Stereo-Lagen um einen kleinen Winkel $-\alpha, 0, +\alpha, 0$ gegeneinander verdreht. Die Kammer wird mit einem Gemisch von 97 % Propan, 3 % Methylal und Beimengungen von Wasserdampf unter konstantem Druck von 1035 mbar betrieben. Typische erreichte Auflösungen betragen $200 \mu\text{m}$ für den Ort des Teilchendurchganges, was einer Impulsauflösung von

$$\frac{\sigma(p_t)}{p_t} = \sqrt{0.01^2 + (0.009 \cdot p_t [\text{GeV}])^2}$$

entspricht. Die Auflösung der dE/dx -Messung beträgt etwa 5 %. Abbildung 3.3 zeigt gemessene Energieverluste und theoretische Kurven.

dE/dx [keV/cm]

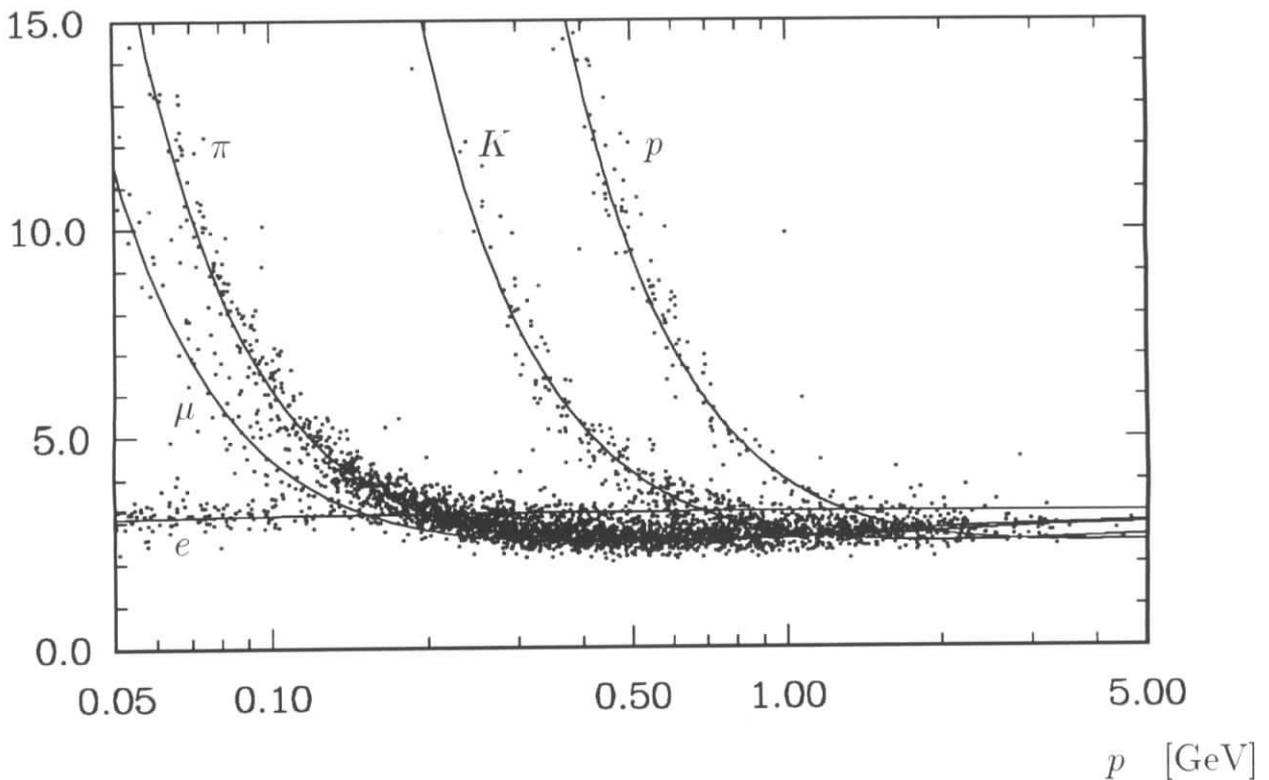


Abbildung 3.3: Energieverlust geladener Teilchen in der Driftkammer

3.2.2 Vertexkammer

Diese Kammer wurde 1985 zwischen Driftkammer und Strahlrohr eingebaut. Sie verbessert die Impulsauflösung für schnelle Spuren und erlaubt, den Hauptvertex genauer

zu finden. Weiter macht sie die Bestimmung vieler Sekundärvertices möglich. Da fast die Hälfte der $\Upsilon(1S)$ -Daten *vor* dieser Zeit genommen worden sind, liegen bei diesen keine Informationen der Vertexkammer vor. In dieser Arbeit wurde daher generell auf die Benutzung der Vertexkammer verzichtet, um systematische Schwierigkeiten zu vermeiden. 1990 wurde die Vertexkammer durch die sog. Mikrovertexkammer ersetzt, die ebenfalls in dieser Arbeit nicht benutzt wird.

3.2.3 Flugzeitähler (TOF)

Rings um die Driftkammer angeordnete Flugzeitähler dienen der Geschwindigkeitsmessung geladener Teilchen und zum Triggern. Das System besteht aus 160 Szintillationszählern, die über Lichtleiter und Photomultiplier ausgelesen werden. Es wird eine Zeitauflösung von 220 ps erreicht. Die gemessene Flugzeitverteilung ist in Abbildung 3.4 gezeigt.

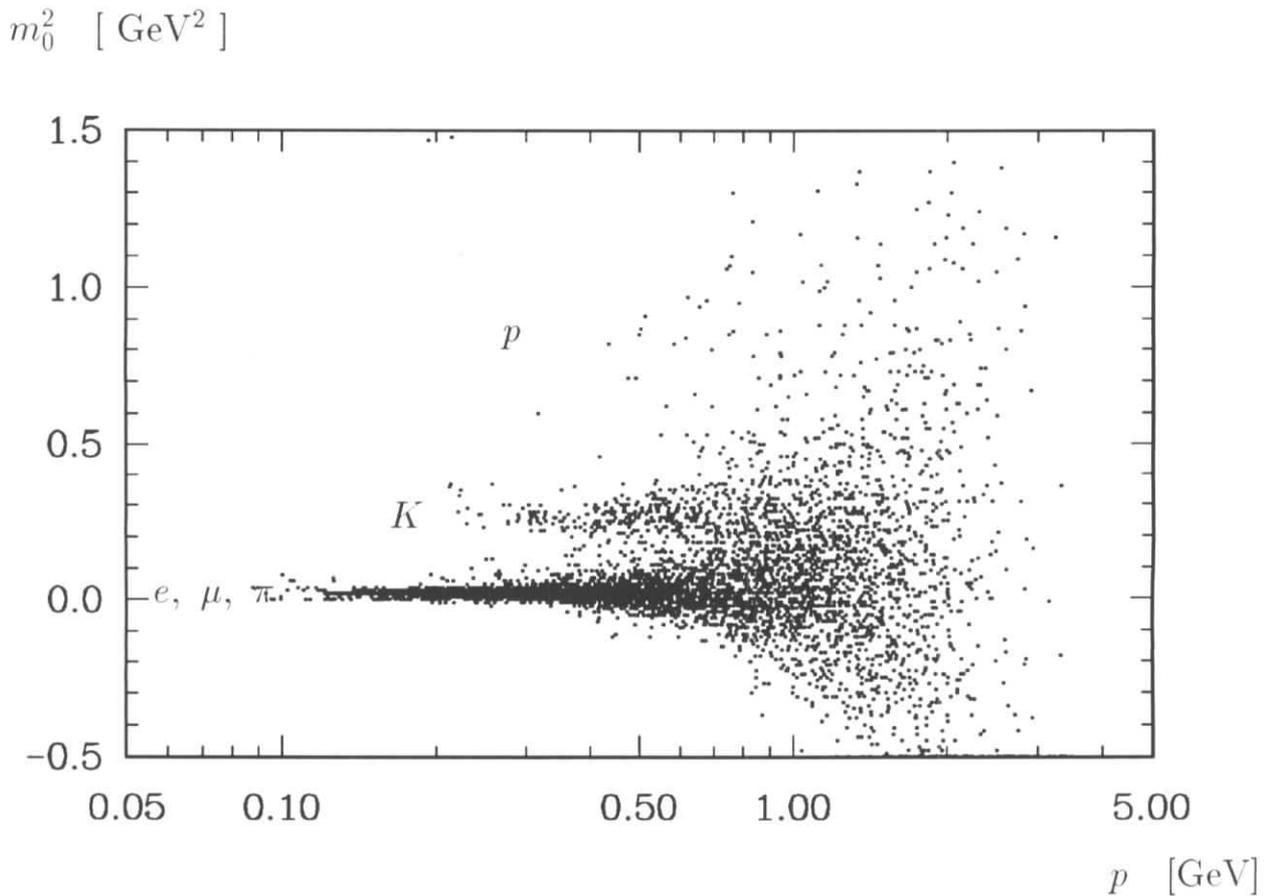


Abbildung 3.4: Massenbestimmung durch Flugzeitmessung

3.2.4 Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter – dessen Blöcke auch Schauerzähler genannt werden – liegt zylinderförmig um Driftkammer und Flugzeitsystem innerhalb des Eisenjochs. Es dient dem Nachweis und der Energiemessung von Photonen und der Trennung von Elektronen und Hadronen. Es besteht aus 1280 Blei–Szintillator–Sandwichzählern im Barrelbereich und zweimal 240 solchen Blöcken in den Endkappen. Wie bei den Flugzeitzählern wird das erzeugte Licht durch Lichtleiter in feldarme Bereiche transportiert und dann durch Photomultiplier in elektrische Signale umgewandelt. Die 40 cm Tiefe eines Zählers entsprechen 12.5 Strahlungslängen, die Breite einem Molière–Radius. Zusammen mit dem Eisenjoch stoppt das Kalorimeter alle Teilchen außer Myonen, Neutrinos und Neutronen. Im Barrelbereich wird eine Energieauflösung von

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{0.072^2 + \frac{0.065^2}{E [\text{GeV}]}}$$

erreicht, in den Endkappen beträgt sie

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{0.075^2 + \frac{0.076^2}{E [\text{GeV}]}}$$

Dies entspricht selbst bei hochenergetischen Photonen ($\sim 4 \text{ GeV}$) einer Auflösung von 8 % und ist deutlich schlechter als bei geladenen Spuren. Für die räumliche Auflösung gilt ähnliches.

3.2.5 Myonenkammern

Das Myonensystem besteht aus drei Lagen von Driftkammern, insgesamt 1744 Zellen, die den Detektor umgeben. Die innerste Lage befindet sich innerhalb des Eisenjochs und bedeckt nur den Barrelbereich (43 % des Raumwinkels), die beiden anderen Lagen außerhalb des Jochs decken 87 % des Raumwinkels ab. Vor der inneren Lage befinden sich 3.3 Strahlungslängen Material, 5.1 vor den äußeren. Deswegen können nur Myonen mit Impulsen größer 700 MeV die inneren Lagen erreichen ($p > 1.1 \text{ GeV}$ für die äußeren) und dort Signale erzeugen.

Gelegentlich werden in Untersuchungen nur Myonen verwendet, die im Barrelbereich nachgewiesen wurden. Dies hat zwei Gründe: Zum einen werden Hadronen im Endkappenbereich nur durch das Eisenjoch zurückgehalten, dort gibt es kein Spulenmaterial. Pionen und Kaonen werden daher häufiger als Myonen fehlidentifiziert. Zum anderen ist dort aufgrund der Nähe des Strahlrohres mehr Untergrund vorhanden.

3.2.6 Trigger–System

Jede Mikrosekunde treffen sich in der Wechselwirkungszone ein Elektronen– und ein Positronenpaket. Die meisten der dabei vorkommenden Ereignisse sind für diese Analyse nicht von Interesse, Kollisionen von Strahlteilchen mit Nukleonen aus der Strahlrohrwand und mit Kernen des Restgases oder bekannte QED–Reaktionen. Da das Auslesen

des gesamten Detektors Zeit und das Speichern der Daten Platz kostet, wird versucht, möglichst nur physikalisch interessante Ereignisse aufzunehmen. Die Entscheidung, ob der Detektor bei einem bestimmten Ereignis ausgelesen werden soll oder nicht, nennt man „Triggern“. Eine vorläufige Entscheidung muß offenbar innerhalb einer Mikrosekunde getroffen werden. Scheint das Ereignis interessant zu sein, nimmt man sich etwas mehr Zeit für eine genauere Untersuchung.

Dieses Konzept führt zu einem zweistufigen Triggersystem. Die erste Stufe benutzt die Komponenten, deren Informationen besonders schnell zur Verfügung stehen: Kalorimeter und Flugzeitähler. Verschiedene Triggerbedingungen werden verwendet, u.a. eine bestimmte Mindestenergie deposition im Kalorimeter oder geeignete räumliche Anordnungen von gesetzten Flugzeit- und Kalorimeterzählern. Die schnelle Stufe akzeptiert Ereignisse mit einer Frequenz von 100 Hz.

Die langsame Triggerstufe, die auch Informationen der Driftkammer benutzt, reduziert diese Rate auf einige Hertz. Hierzu werden Spurkandidaten durch Vergleich der Signale mit etwa 2000 vorgegeben Masken identifiziert. Dies dauert etwa $20 \mu\text{s}$ pro Ereignis, was einer Totzeit des Detektors von weniger als 0.2 % entspricht.

Wurde das Ereignis von beiden Stufen akzeptiert, werden alle Komponenten des Detektors ausgelesen. Die resultierenden ca. 2000 Byte Daten werden gespeichert und gleichzeitig vorläufig analysiert, um alle Funktionen laufend zu kontrollieren. Das gesamte Auslesen dauert etwa 3 ms, was bei einer Triggerrate von 5 Hz zu einer Totzeit von wenigen Prozent führt.

Kapitel 4

Experimentelle Grundlagen

4.1 Luminositätsbestimmung

Die Luminosität \mathcal{L} wird bei ARGUS durch Beobachtung des Wirkungsquerschnittes von Bhabha-Ereignissen bestimmt, der theoretisch gut bekannt und berechenbar ist. Aufgrund der hohen Rate dieses Prozesses entsteht dabei lediglich ein systematischer, kein statistischer Fehler. [Argus 89] gibt ihn mit $\sigma(\mathcal{L})/\mathcal{L} = {}^{+1.8}_{-2.5}$ % für die $\Upsilon(1S)$ -Resonanz (der Bereich 9460 ± 15 MeV), mit $\sigma(\mathcal{L})/\mathcal{L} = \pm 1.8$ % für alle anderen Energien an. Er enthält Beiträge aus der Monte-Carlo-Simulation von Bhabha-Ereignissen, aus der Detektorsimulation, aus der Variation von Schnitten und durch Untergrund. Der asymmetrische Fehler auf der Resonanz wird durch den $\Upsilon(1S)$ -Beitrag zum beobachteten Bhabha-Wirkungsquerschnitt verursacht.

Dieser Fehler auf die absolute Luminosität geht u.a. direkt in die Bestimmung von Wirkungsquerschnitten und Verzweigungsverhältnissen ein. Er ist dabei oft ein limitierender Faktor für die erreichbare Genauigkeit. Dagegen kann ein Verhältnis zweier Luminositäten mit sehr kleinem Fehler angegeben werden; alle oben genannten Beiträge heben sich weg. Dies ist bei der Bestimmung des Faktors zur Kontinuumssubtraktion (Abschnitt 4.5) der Fall. Verbleibende Unsicherheiten der relativen Luminosität (< 0.5 %) sind dabei zu vernachlässigen gegen den Fehler von 3 %, der dort bei der Berücksichtigung der Vakuumpolarisation entsteht.

4.2 Spurrekonstruktion

Zur Rekonstruktion eines Ereignisses werden zunächst die einzelnen Signale der Driftkammer einer Teilchenbahn zugeordnet. Eine Anpassung ermittelt die Parameter des Teilchenweges. Mit Hilfe aller gefundenen Spuren wird dann der beste Ort für den Hauptvertex und evtl. vorhandene Sekundärvertices (Zerfallsorte langlebiger Teilchen) bestimmt. Als nächstes folgt die Zuordnung von Informationen der übrigen Detektor-komponenten zu den Spuren. Beispielsweise werden aus getroffenen Kalorimeterblöcken Cluster gebildet und Driftkammerspuren extrapoliert, ob sie einen solchen verursacht haben. Nicht zugeordnete Cluster werden als Photonen bezeichnet.

4.3 Teilchenidentifikation

Zur Teilchenidentifikation werden der gemessene Energieverlust (siehe Abbildung 3.3), die Flugzeit (Abbildung 3.4), Energiedeposition und Schauerform im Kalorimeter und Informationen der Myonenkammern benutzt. Aus den Meßergebnissen samt Fehlern ergibt sich unter Einbeziehung theoretischer Erwartungen (wie sich unterschiedliche Teilchensorten in verschiedenen Detektorkomponenten verhalten) eine Gesamtwahrscheinlichkeit für jede der fünf möglichen Teilchenhypothesen $i \in (e, \mu, \pi, K, p)$

$$\chi_i^2 = \frac{(dE/dx - (dE/dx)_{\text{Theorie}}^i)^2}{\sigma_{dE/dx}^2 + \sigma_{\text{Theorie}}^2} + \frac{(1/\beta - (1/\beta)_{\text{Theorie}}^i)^2}{\sigma_{\text{TOF}}^2 + \sigma_{\text{Theorie}}^2}$$

Daraus folgen unter Verwendung der bei ARGUS üblichen Häufigkeiten $\omega_i = (1 : 1 : 5 : 1 : 1)$ relative Likelihoods Li_i :

$$Li_i = \frac{\omega_i \exp(-\chi_i^2/2)}{\sum_k \omega_k \exp(-\chi_k^2/2)}$$

Auf diese Weise können über 80 % aller Spuren (bei Forderung einer Likelihood > 1 %) genau einer Teilchenhypothese zugeordnet werden. Eine gute K - π -Trennung wird bis ca. 800 MeV erreicht, Protonen sogar bis 1200 MeV erkannt. Die einwandfreie Leptonidentifikation erfordert eine darüber hinausgehende Untersuchung. Da dies für die vorliegende Arbeit jedoch nicht von Bedeutung ist, wird hierfür auf [Oest 92] verwiesen.

4.4 Ereignisselektion und Untergrundabtrennung

Im Laufe der Verarbeitung von Rohdaten zu Ergebnissen werden nach und nach auf verschiedenen Ebenen Schnitte angewandt, um Untergrund und für die vorliegende Untersuchung uninteressante Reaktionen von aussagekräftigen Ereignissen zu trennen. Die erste Stufe von Schnitten stellen bereits die Triggerbedingungen (siehe Abschnitt 3.2.6) dar. Sie wurden darauf optimiert, keine multihadronischen Ereignisse zu verlieren, aber trotzdem die Ausleserate niedrig zu halten. Die vom Trigger akzeptierten Ereignisse enthalten sehr viel Untergrund.

Primär sind dies Kollisionen von Strahlteilchen mit Nukleonen aus der Wand des Strahlrohres oder aus dem Restgas (im auf 10^{-9} torr evakuierten Strahlrohr), sogenannte „Strahl-Gas“- bzw. „Strahl-Wand“-Ereignisse. Ihre Häufigkeit ist entlang des Strahlrohres konstant, so daß sich ein Bruchteil in der Wechselwirkungszone ereignet. Sie werden anhand ihrer unausgeglichene Impulsbilanz erkannt (genauer weiter unten und in Bild 4.1).

Aus QED-Reaktionen wie Bhabha-Streuung, Myon- und Taupaarerzeugung sowie Photon-Photon-Reaktionen hat die ARGUS-Kollaboration viele Ergebnisse gewonnen. Im Sinne der vorliegenden Arbeit stellen sie jedoch ebenfalls Untergrund dar und sollen verworfen werden.

Als nächste Stufe von Schnitten muß jedes Ereignis bei der Rekonstruktion eine der beiden folgenden Bedingungen, Multi-Hadron-Selektion genannt, erfüllen:

1. Mindestens drei geladene Spuren bilden einen gemeinsamen Vertex, dessen Koordinaten R (Abstand von der z -Achse) und z innerhalb des Zylinders

$$R < 1.5 \text{ cm}, \quad |z| < 6.0 \text{ cm}$$

liegen.

2. Mindestens drei geladene Spuren können in den Zylinder

$$R < 1.0 \text{ cm}, \quad |z| < 5.0 \text{ cm}$$

extrapoliert werden, *und* mindestens 1.7 GeV wurden in den Schauerzählern deponiert.

Die dritte Stufe bilden die Anforderungen, die die ARGUS-Analysesprache KAL (Kinematical Analysis Language) standardmäßig an alle Spuren stellt:

- $\chi^2 < 36$ (der Spur bzgl. des Vertex)
- $dr < 1.5 \text{ cm}$ (Spur zu Vertex)
- $dz < 5.0 \text{ cm}$ (Spur zu Vertex)
- $0.03 \text{ GeV} < p < 10.0 \text{ GeV}$
- $|\cos(\theta)| < 0.92$
- $Li_i > 0.01$

Zwei weitere bei ARGUS oft verwendete Schnitte entfernen den restlichen Untergrund praktisch vollständig:

1. Schnitt gegen Bhabha-Streuung

Für jede Spur wird der Winkel α_i zum nächsten Nachbarn berechnet. Pro Ereignis wird jeweils der größte dieser Winkel betrachtet. Für Bhabha-Ereignisse liegt er bei fast 180° , wohingegen multihadronische Ereignisse $\alpha_i^{\max} < 90^\circ$ haben. Eine zweite Größe, um Bhabhas zu identifizieren, ist die Energiedeposition der zwei schnellsten Spuren im Kalorimeter. Die Gerade

$$E_{\text{dep}} = -0.7 + 1.7/0.8 \sum_{1,2} \frac{E_{sh}}{\sqrt{s}}$$

ist auf der nächsten Seite oben dargestellt; nur Ereignisse links oberhalb von ihr werden akzeptiert.

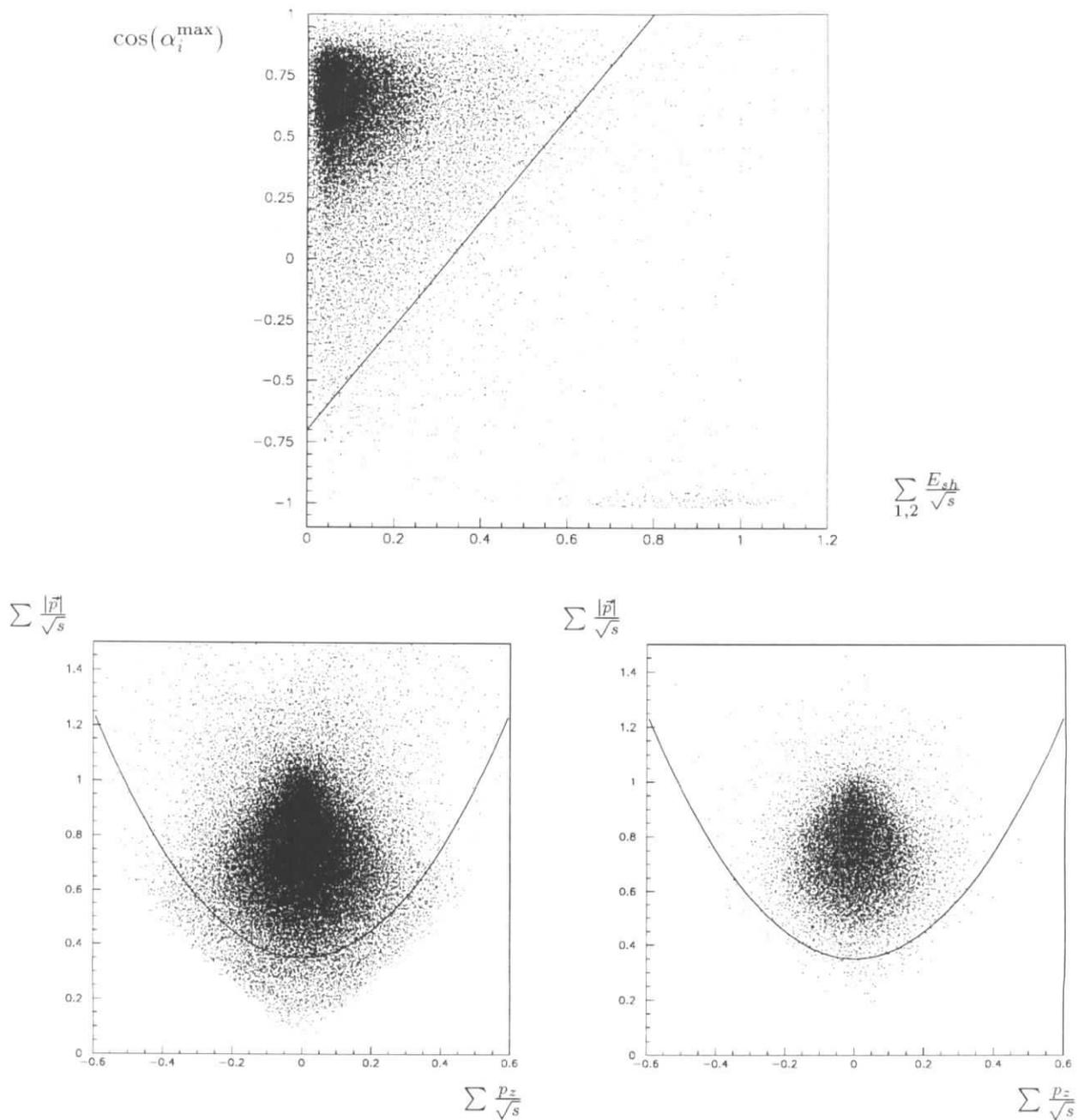


Abbildung 4.1: Schnitte zur Säuberung der Daten

oben: Demonstration des im Text beschriebenen Anti-Bhabha-Schnittes anhand von Daten der Resonanz. Nur Ereignisse im linken oberen Teil der Ebene werden akzeptiert. Bhabha-Ereignisse, im Bild rechts unten mit großem Winkel $\alpha_i^{\max} \sim 180^\circ$ und großer Energiedeposition zu erkennen, werden verworfen.

unten: Der sog. Parabel-Schnitt verwirft Strahl-Gas-, Strahl-Wand- und Photon-Photon-Ereignisse anhand ihrer unausgeglichene Impulsbilanz. Gezeigt sind Ereignisse der Resonanz (links) und der ggg -Simulation (rechts).

2. Schnitt gegen Strahl-Gas-, Strahl-Wand- und Zwei-Photon-Ereignisse

Sie werden anhand ihrer unausgeglichene Impulsbilanz erkannt. Verlangt wird, daß die Summe der Impulse aller Teilchen, $\sum |\vec{p}|$, und die Summe ihrer Impuls-komponenten entlang der Strahlachse, $\sum p_z$, der Bedingung

$$\sum \frac{|\vec{p}|}{\sqrt{s}} > 0.35 + 2.5 \left(\sum \frac{p_z}{\sqrt{s}} \right)^2$$

genügen. Auch dieser Schnitt ist auf der nächsten Seite demonstriert.

Die bisherigen Schnitte dienen ganz allgemein dazu, sauber rekonstruierte multihadronische Ereignisse auszuwählen. Sie werden beispielsweise ebenso bei Untersuchungen von B -Mesonen auf $\Upsilon(4S)$ -Ereignisse angewandt. An dieser Stelle verbleibt ein Beitrag von $(1.1 \pm 1.0)\%$ der Zwei-Photon-Ereignisse, während die restlichen Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Ereignisse zu vernachlässigen sind [Argus 95]. Die vorliegende Arbeit verwendet darüberhinaus die folgenden zwei Schnitte:

1. Ereignisse mit wenigen Spuren bestehen vorwiegend aus Kontinuumsereignissen und enthalten einen großen Teil des verbleibenden Untergrundes. Zerfälle der Tau-Mesones beispielsweise machen über zehn Prozent der Kontinuumsereignisse mit drei und mit vier geladenen Spuren aus, dagegen nur je ein Prozent derjenigen mit fünf und mit sechs, und kommen in Ereignissen mit mehr als sechs Spuren praktisch nicht mehr vor [Lindner 92]. Deshalb wurde durchgehend verlangt:

$$N_{\text{geladen}} \geq 5$$

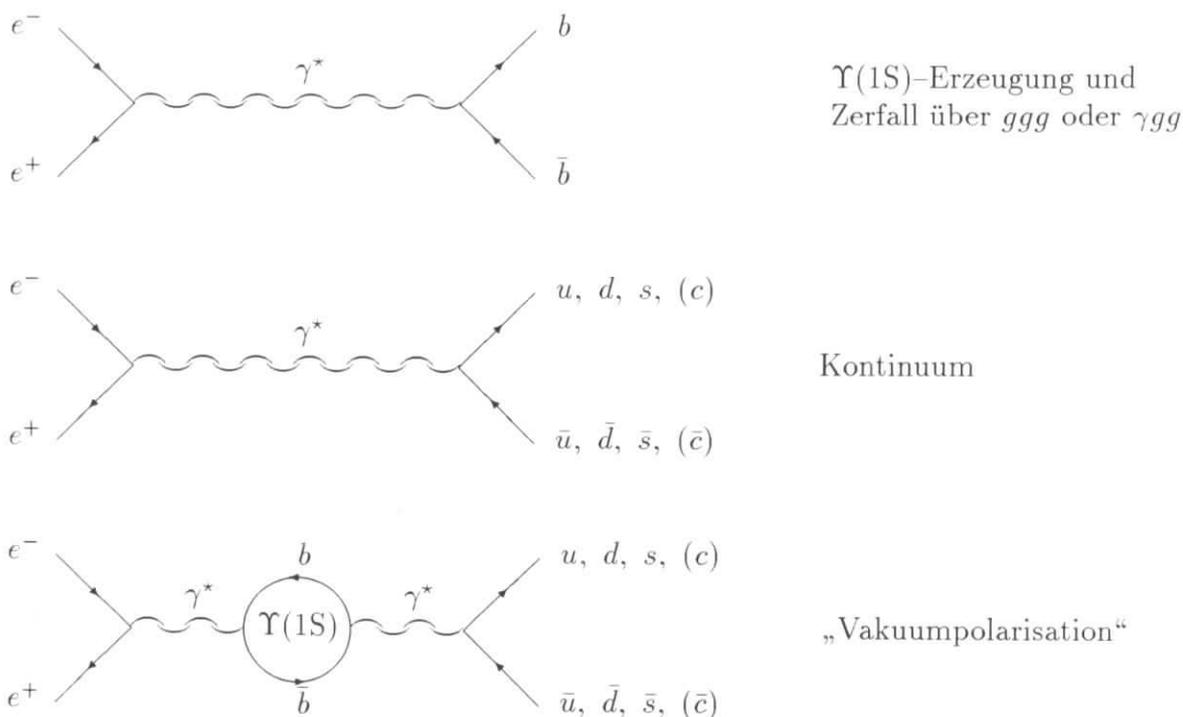
2. Da Gluonen nur in höherer Ordnung an Leptonen koppeln, sollten direkte $\Upsilon(1S)$ -Zerfälle praktisch weder Elektronen noch Myonen enthalten. In der Tat werden aufgrund dieser Annahme $\Upsilon(1S)$ -Daten bei ARGUS sogar zur Bestimmung der Fehlidentifikationsraten dieser Teilchen benutzt. Bei Ereignissen mit gut identifizierten Leptonen (siehe Abschnitt 4.3) handelt es sich daher mit großer Wahrscheinlichkeit um QED-Prozesse oder Fehlidentifikationen, weshalb sie überall verworfen wurden, wo nichts Gegenteiliges angegeben ist (bei $J/\psi \rightarrow l^+l^-$ beispielsweise).

4.5 Kontinuumssubtraktion

Nach dem Herausfiltern der verschiedenen Arten von Untergrund verbleiben in den Daten der Resonanz im wesentlichen drei Klassen von Ereignissen, die experimentell für ein einzelnes Ereignis nicht zu trennen sind. Es handelt sich um:

- die Erzeugung eines $\Upsilon(1S)$, dessen Zerfälle über Gluonen „direkte Zerfälle“ genannt werden. Ihre Untersuchung ist der Zweck der vorliegenden Arbeit.
- Kontinuumsereignisse, bei denen Quark und Antiquark derselben Sorte zwei antiparallele Jets erzeugen. Jetstrukturen sind aufgrund der niedrigen Energie nicht sehr ausgeprägt, die Topologie ist jedoch gestreckter als bei direkten Zerfällen. Die Erzeugung von $c\bar{c}$ in $\Upsilon(1S)$ -Zerfällen wurde bisher nicht eindeutig nachgewiesen und ist in jedem Falle stark unterdrückt. Untersuchungen in den Abschnitten 9.1 und 9.3 beschäftigen sich mit diesem Thema.

- den Beitrag der sog. „Vakuumpolarisation“. Zwei b -Quarks werden erzeugt, re-kombinieren jedoch in ein virtuelles Photon, bevor sie stark zerfallen können. Solche Prozesse erzeugen Endzustände wie Kontinuumsereignisse, bilden aber einen Teil der Υ -Zerfälle. Die elektromagnetischen Zerfälle dieses Typs sind, da von wirklichen Leptonpaar-Ereignissen ununterscheidbar, bereits durch die Schnitte verworfen worden.



Ereignisse der drei Klassen unterscheiden sich zwar in statistischen Mittelwerten und Verteilungen vieler Größen, für ein einzelnes Ereignis kann der zugrunde liegende Prozess jedoch nicht bestimmt werden. Die unerwünschten Beiträge lassen sich nur klassenweise abziehen. Zu diesem Zweck wurden Kontinuumsereignisse bei der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 9.36$ GeV unterhalb der Resonanz aufgezeichnet. Der Unterschied in den Schwerpunktsenergien ist so klein, daß sich diese Ereignisse nicht von Kontinuumsereignissen bei Resonanzenergie unterscheiden, stellt jedoch sicher, daß keine Υ -Erzeugung stattfinden kann. Das mittlere der drei Feynman-Diagramme oben wird auf diese Weise praktisch separat gemessen. Diese Kontinuums-Verteilungen werden dann auf die Resonanzenergie skaliert, indem die unterschiedlichen Luminositäten und Schwerpunktsenergien berücksichtigt werden. Die nicht separat meßbaren Verteilungen von Υ -Zerfällen können dann nach

$$dN_{\Upsilon(1S)} = dN_{\text{on}} - scale * dN_{\text{off}} \quad \text{mit} \quad scale = \frac{\mathcal{L}_{\text{on}}}{\mathcal{L}_{\text{off}}} \frac{s_{\text{on}}}{s_{\text{off}}}$$

berechnet werden. Darin ist dN_{on} eine Verteilung in Ereignissen auf der Resonanz, dN_{off} die Verteilung im Kontinuum und $dN_{\Upsilon(1S)}$ diejenige in $\Upsilon(1S)$ -Zerfällen. Dieser Vorgang wird „Kontinuumsabstraktion“ genannt.

Ereignisse vom Typ Vakuumpolarisation werden gemeinsam mit dem Kontinuum abgezogen, da beide Klassen phänomenologisch ununterscheidbar sind. Der zu benutzende Faktor (aus [Argus 86])

$$\frac{\sigma(ee_{\text{on}} \rightarrow \Upsilon \rightarrow \mu\mu)}{\sigma(ee_{\text{off}} \rightarrow \mu\mu)} = 0.32 \pm 0.04$$

ist für alle Endzustände gleich, die über ein virtuelles Photon erreichbar sind. Die Zahl der Vakuumpolarisationszerfälle beträgt immer ein Drittel der entsprechenden Kontinuumszerfälle (bei Resonanzenergie). Bei der Kontinuumsabstraktion werden sie durch Skalierung des Kontinuumsbeitrages auf das (1.32 ± 0.04) -fache berücksichtigt.

Ereignistyp	\sqrt{s} [GeV]	\mathcal{L} [pb ⁻¹]	<i>scale</i>
$\Upsilon(1S)$ -Resonanz	9.46	41.030	
Kontinuum unterhalb $\Upsilon(1S)$	9.36	8.464	6.264
Kontinuum unterhalb $\Upsilon(4S)$	10.45	58.211	1.135

Die Tabelle stellt die in der vorliegenden Arbeit benutzten Datenmengen zusammen. In der Skalierung wurde die Vakuumpolarisation bereits berücksichtigt. In zwei Kapiteln wurde die sehr viel größere Menge von Kontinuumsereignissen unterhalb der $\Upsilon(4S)$ -Energie benutzt (mehr dazu im nächsten Kapitel).

Luminositäten hängen über Wirkungsquerschnitt und Akzeptanz nach

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

mit der Zahl der Ereignisse zusammen. Die Akzeptanz η beträgt für direkte Zerfälle 98.5 %, diejenige für kontinuumsartige Prozesse 95 % [Argus 95]. Für die vorliegende Arbeit wurden 428 071 Resonanzereignisse benutzt, von denen etwa 30 % Kontinuumsanteil und weitere 10 % für die Vakuumpolarisation abgezogen wurden; danach bleiben 60 % direkte Zerfälle übrig. Für gewisse Analysen ist eine detailliertere Behandlung der Subtraktion angebracht, die Tau-Zerfälle, Strahlungskorrekturen und unterschiedliche Akzeptanzen für verschiedene Ereignisklassen explizit behandelt. Für alle Zwecke dieser Arbeit reicht es jedoch aus, die Subtraktion in obiger Form durchzuführen.

4.6 Kontinuum oberhalb der Resonanz

Ein Nachteil der Subtraktion ist die Vergrößerung statistischer Fehler, die bekanntlich dann besonders gravierend ist, wenn annähernd gleichgroße Zahlen voneinander

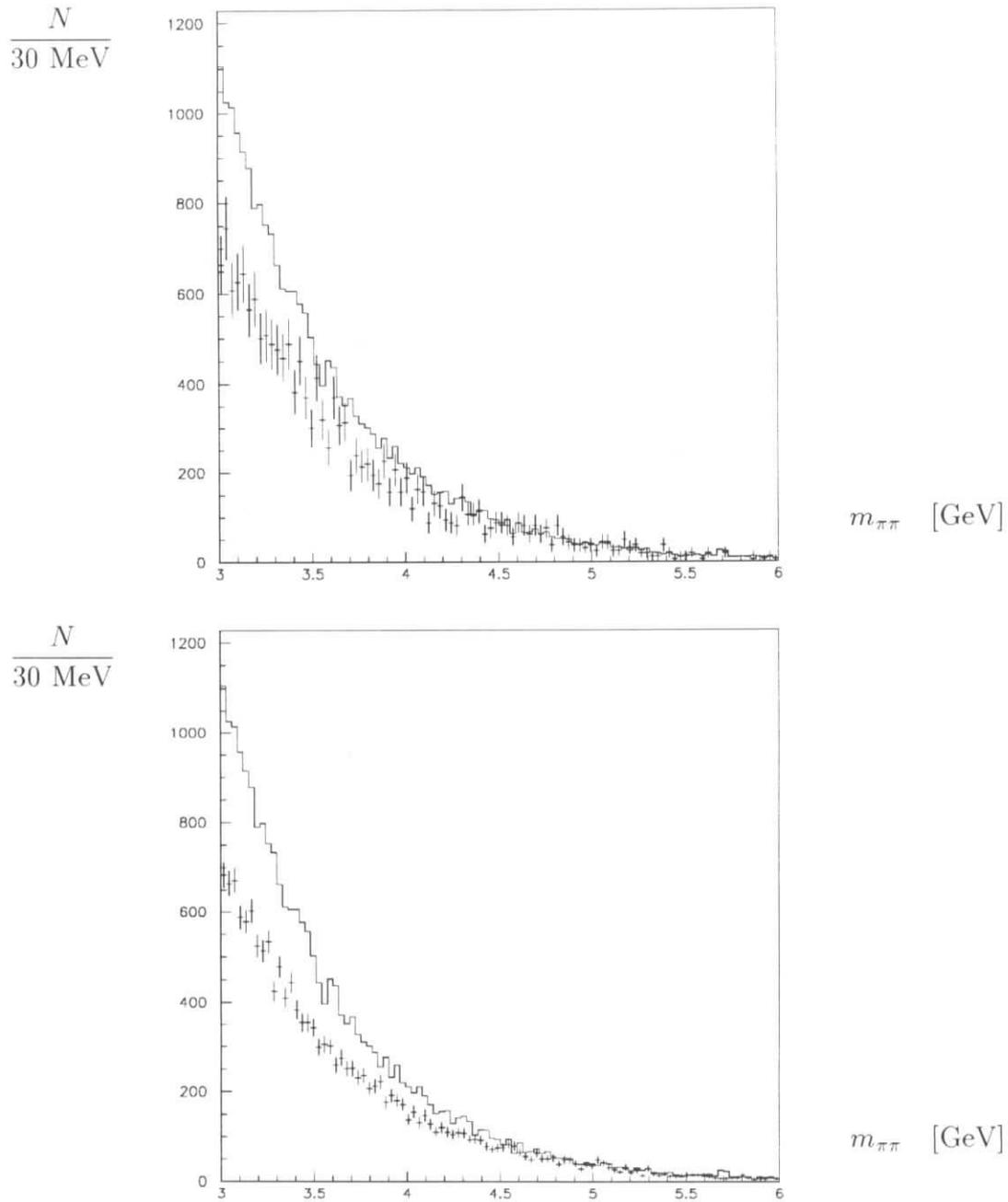


Abbildung 4.2: Wie in Abbildung 9.11 auf Seite 103 sind invariante Massen von $\pi^+\pi^-$ -Paaren gezeigt. Im oberen Bild sind Daten der Resonanz (bei $\sqrt{s} = 9.46 \text{ GeV}$) als Histogramm und des skalierten Kontinuums direkt unterhalb der Resonanz (bei $\sqrt{s} = 9.36 \text{ GeV}$) mit Fehlerbalken dargestellt. Das untere Bild zeigt dieselben Resonanzereignisse zusammen mit Kontinuumsdaten bei $\sqrt{s} = 10.45 \text{ GeV}$, unterhalb der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz. Die dort verfügbare Datenmenge ist – an den Fehlern deutlich zu erkennen – fast zehnmal größer. Die Massen wurden linear auf die Schwerpunktsenergie korrigiert.

abgezogen werden. Da die Speicherringe CESR und DORIS größtenteils zur Produktion von B -Mesonen betrieben wurden, steht eine große Menge von Kontinuumsdaten bei Energien unterhalb der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz, etwa bei 10.45 GeV, zur Verfügung. Der subtraktionsbedingte statistische Fehler vieler $\Upsilon(1S)$ -Analysen wird durch Benutzung dieser substanziell größeren Datenmenge verringert. Anders als bei Ereignissen aus der Nähe der Resonanz muß dabei auf die immerhin um zehn Prozent größere Schwerpunktsenergie korrigiert werden. Dies kann einfach, schwierig oder unmöglich sein, je nach Ziel der Analyse. Impulsspektren und invariante Massen können linear mit der Schwerpunktsenergie korrigiert werden, wie in Abbildung 4.2 geschehen. Die Kinematik von Sekundärzerfällen ebenso wie Multiplizitätsverteilungen sind viel schwieriger zu korrigieren, bei Topologien ist dies praktisch nicht möglich. Gerade bei topologischen Untersuchungen betreffen die Unterschiede jedoch den Kern der Analyse. Deshalb wurde in der vorliegenden Arbeit (bis auf die Kapitel 8 und 9.1 mit inklusiven Untersuchungen) ausschließlich Kontinuumsdaten von $\sqrt{s} = 9.36$ GeV verwendet.

4.7 Monte-Carlo-Simulation

Eine Computersimulation der zu untersuchenden Prozesse erleichtert den Fortgang der Analyse und ist für viele Untersuchungen unabdingbar. Die in dieser Arbeit benutzte wurde wie folgt hergestellt:

Elementarprozesse auf Partonebene wurden mit JETSET (Version 7.3) generiert. Dieses in der Hochenergiephysik weit verbreitete Programmpaket berechnet für jedes Ereignis zunächst eine Partonkonfiguration gemäß den Wahrscheinlichkeitsverteilungen oder Matrixelementen (je nach Prozeß) der QCD. Die folgende Hadronisierung ist nach Parton-Schauer- und Stringmodellen implementiert. Das Programm läßt in der Folge alle kurzlebigen Teilchen zerfallen, bis nur noch „stabile“ übrig sind, d.h. solche mit im Detektor erkennbaren Reichweiten. Dabei bleiben alle Informationen über die ursprüngliche Konfiguration und über Zwischenzustände erhalten und können später verwendet werden.

Die so generierten Zerfälle werden in die ARGUS-Detektorsimulation [Gennow 85] eingespeist. Darin werden die Bahnen der generierten Teilchen durch den Detektor verfolgt, die Wechselwirkung mit der jeweiligen Materie durch GEANT [Brun 78] simuliert und so die Signale in den einzelnen Detektorkomponenten bestimmt. Diese simulierten Signale liegen in gleicher Form wie wirklich gemessene vor. Von hier ab verläuft die dann folgende Rekonstruktion wie diejenige von Meßdaten.

Ergebnisse dieser Programmkette heißen „Monte-Carlo-Ereignisse“, „simulierte Ereignisse“ oder „Monte-Carlo-Daten“. Sie können mit Meßdaten verglichen werden, lassen viele detaillierte Untersuchungen zu und oft unverzichtbar, etwa zur Bestimmung von Akzeptanzen. Es ist allerdings immer genau und mit gesundem Mißtrauen zu beobachten, wo die Simulation richtige und brauchbare Aussagen macht. Oft sind Einzelheiten in den Programmen nicht gut wiedergegeben, und in diesen Fällen kann die Monte-Carlo-Methode keine sinnvollen Aussagen machen.

In dieser Arbeit wird oft die Simulation direkter Zerfälle verwendet, die ausgehend von der Partonverteilung der QCD in niedrigster Ordnung (Abschnitt 2.4) durch

JETSET 7.3 hergestellt wurde. Sie wird auch mit „ ggg -Simulation“ bezeichnet, dies ist jedoch immer als aus 97 % ggg -Zerfälle und 3 % γgg -Zerfälle zusammengesetzt zu verstehen.

Kapitel 5

Zerfallstopologie

Globale Größen kennzeichnen ein Ereignis als Ganzes, im Gegensatz zu Merkmalen von Spurengruppen und einzelnen Spuren. In diesem Kapitel werden folgende globale Eigenschaften besprochen:

- Energie- und Impulsbilanz
- Multiplizitäten
- topologische Eigenschaften wie Thrust, Sphericity und andere
- spezielle Eigenschaften einzelner Methoden, wie Clusterzahl oder Triplicity. Diese Größen werden im Kapitel 7 über Jetalgorithmen besprochen.

Zur Berechnung der topologischen Größen wurden geladene und neutrale Spuren benutzt. Die Diplomarbeit [Gabriel 85] hat gezeigt, daß die Verwendung nur geladener Spuren weniger deutliche Aussagen ermöglicht.

5.1 Energie- und Impulsbilanz

Die gesamte sichtbare (d.h. im Detektor gemessene) Energie pro Ereignis und der fehlende Impuls (Bild 5.1) geben einen Anhaltspunkt darüber, wie (un-) vollständig Ereignisse registriert werden. Es gibt drei Verlustquellen: neutrale Teilchen, das Strahlrohr und Fehler im Detektor oder bei der Rekonstruktion. Neutrinos verlassen den Detektor, ohne ein Signal in einer Komponente auszulösen; Neutronen deponieren nur einen kleinen Teil ihrer Energie im Kalorimeter. Beider Energien und Impulse fehlen in der Bilanz. Ein einzelnes verlorenes Teilchen ließe sich anhand der fehlenden invarianten Masse erkennen, meist geht aber mehr als ein Teilchen verloren, so daß keine spezifischen Aussagen möglich sind. Auch geladene Teilchen und Photonen können verloren gehen. Dies geschieht zum einen, wenn sie in Richtung Strahlrohr fliegen. ARGUS deckt nur 96 % des Raumwinkels ab, zudem sind Signale von Komponenten nahe am Strahlrohr nur bedingt zu verwenden. Zum anderen können Spuren durch Detektorfehler, Überlappung zweier Spuren o.ä. falsch oder unvollständig rekonstruiert werden. Wie

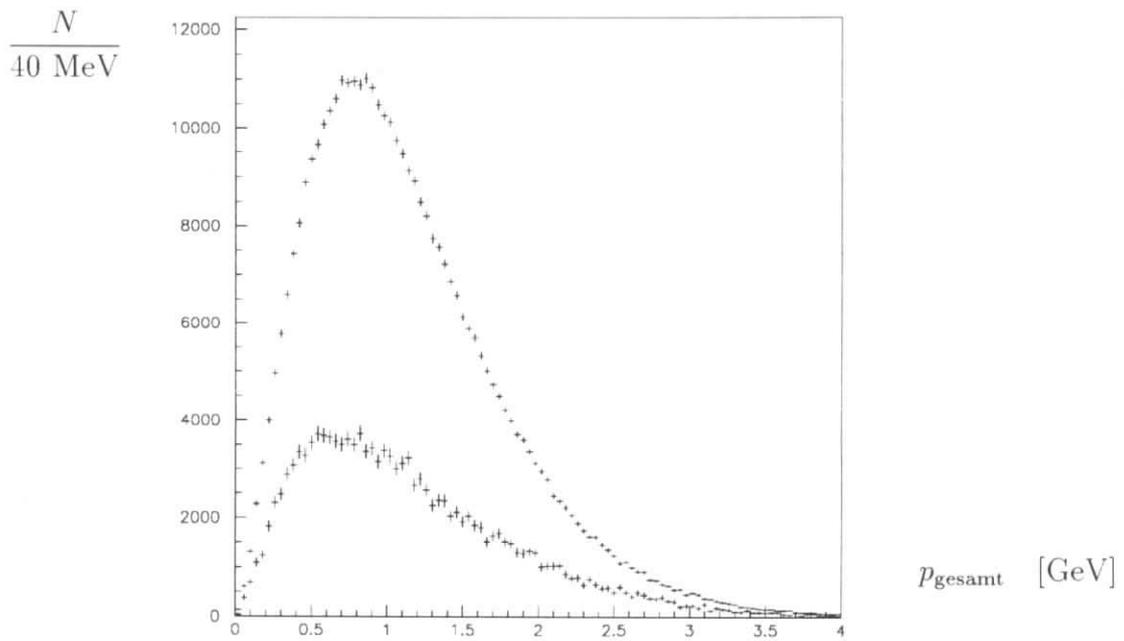
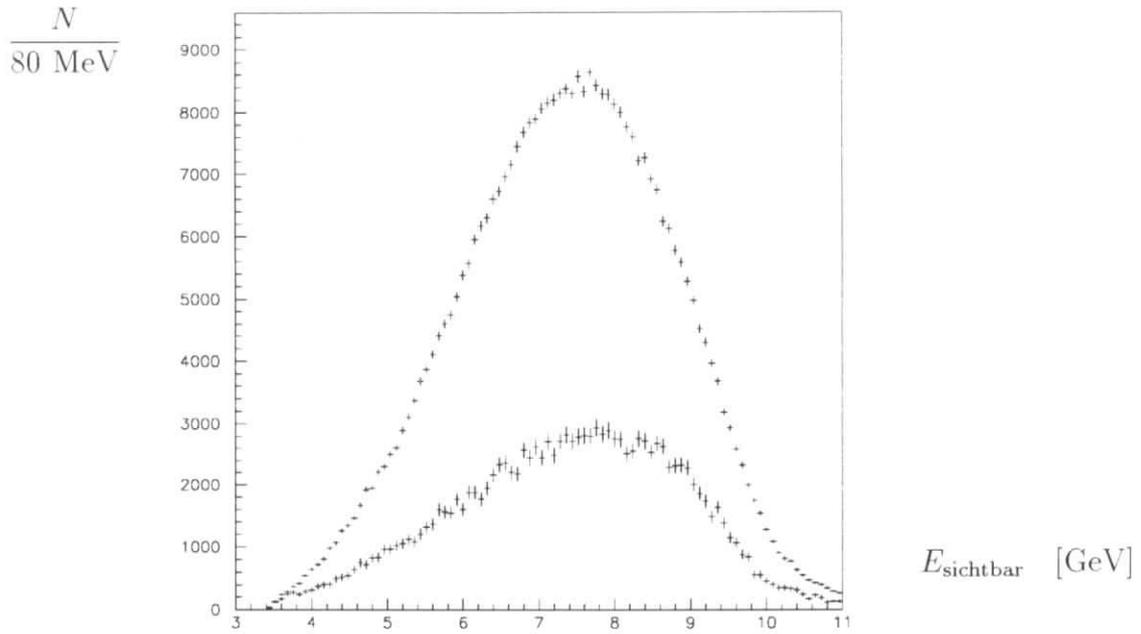


Abbildung 5.1: Die sichtbare Energie pro Ereignis (oben) und der fehlende Impuls (unten). Es gibt drei Verlustquellen: neutrale Teilchen, das Strahlrohr und Fehler im Detektor oder bei der Rekonstruktion.

im Bild zu erkennen, geht ein nennenswerter Teil der Energie verloren, die Impulsbilanz stimmt dagegen besser. Auch daran ist zu sehen, daß sich die verlorene Energie auf mehrere Teilchen verteilt, die in verschiedene Richtungen entweichen und deren Impulse sich teilweise aufheben.

5.2 Multiplizitäten

Mit Multiplizität wird die Zahl der Spuren im Ereignis bezeichnet, wobei es mehrere Möglichkeiten gibt, neutrale Spuren zu berücksichtigen. Die geladene Multiplizität ist allein die Zahl geladener Spuren. Für die totale Multiplizität werden in der vorliegenden Arbeit Photonen zur Hälfte gezählt:

$$\mathcal{M}_{\text{total}} = N_{\text{geladen}} + \frac{1}{2} N_{\text{neutral}}$$

Dies begründet sich darin, daß sie zum überwiegenden Teil aus π^0 -Zerfällen stammen, also jeweils zwei die Zerfallsprodukte *eines* Hadrons sind.

Die besondere Bedeutung der Multiplizität bei topologischen Untersuchungen rührt daher, daß Größen wie Thrust implizit von der Zahl der beteiligten Spuren abhängen. Beispielsweise haben von Ereignissen mit zufällig verteilten Spuren (Phasenraumergebnisse) solche mit geringer Multiplizität größere Thrustwerte als solche mit hoher Multiplizität. Dies ist allein eine Folge von Spurzahl und Fluktuationen, und muß unterschieden werden von Einflüssen einer zugrundeliegenden Partonverteilung. In der weiteren Arbeit werden Einflüsse unterschiedlicher Multiplizitäten oder Multiplizitätsverteilungen als „Phasenraumeffekt“ bezeichnet.

In Abbildung 5.2 wird gezeigt, daß direkte Zerfälle (in beiden Bildern jeweils die Differenz beider Kurven) eine andere Multiplizitätsverteilung – mit größerem Mittelwert – haben als Kontinuumszerfälle. Beim Vergleich der beiden hat man es daher mit einer Mischung der beschriebenen Effekte zu tun, die für topologische Aussagen möglichst getrennt werden sollten. Dies ist beispielsweise möglich, indem Ereignisse gleicher Multiplizität betrachtet werden.

5.3 Topologische Größen

Für diese Größen bietet es sich an, jeweils die Verteilungen für direkte Zerfälle und Kontinuumsereignisse zu zeigen, um die Unterschiede deutlich zu machen. Die Kontinuumsverteilung wurde zu diesem Zweck jeweils auf die Zahl direkter Zerfälle normiert. Die Beschreibung direkter Zerfälle durch die Monte-Carlo-Simulation ist zusätzlich als durchgezogenes Histogramm eingetragen.

5.3.1 Thrust

Die Definition dieser meistbenutzten topologischen Variable lautet:

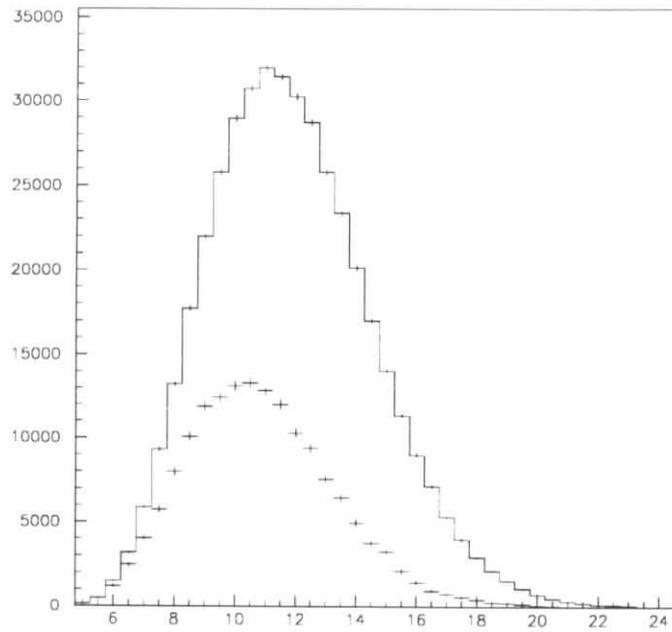
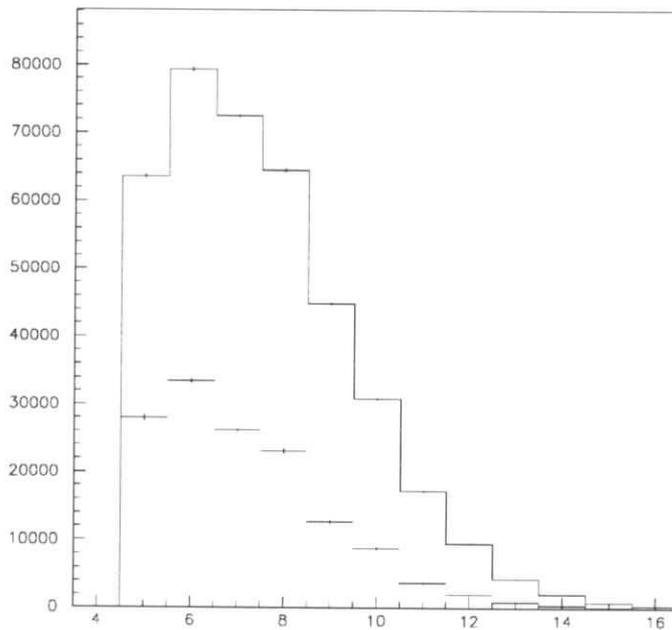
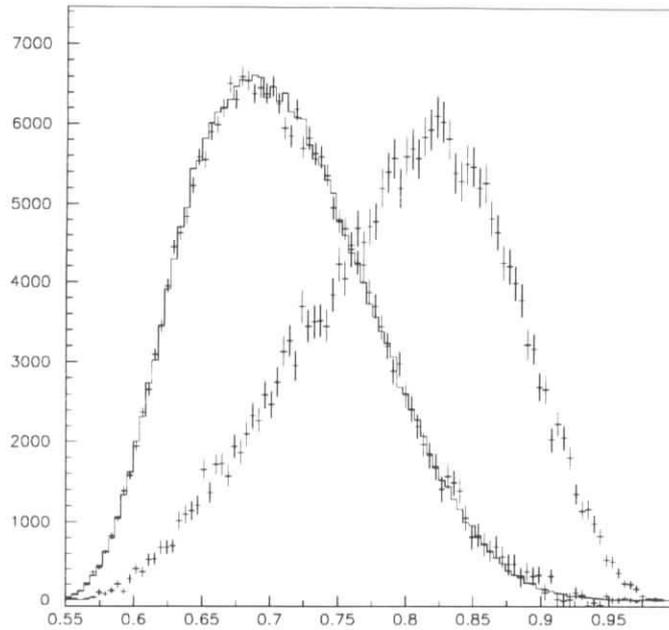
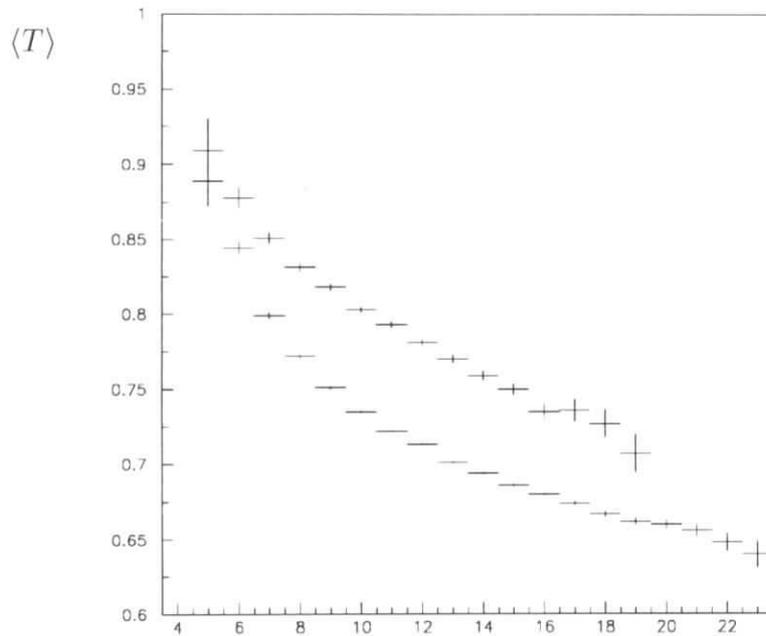
N  $\mathcal{M}_{\text{total}}$ N  $\mathcal{M}_{\text{geladen}}$

Abbildung 5.2: Die totale Multiplizität (oben) ist die Zahl aller Spuren im Ereignis, wobei neutrale Spuren nur zur Hälfte gezählt wurden. Das durchgezogene Histogramm ist die gemessene Verteilung auf der Resonanz (die Fehlerbalken sind aufgrund der großen Zahl von Einträgen winzig), die nicht verbundenen Meßwerte zeigen den skalierten Kontinuumsanteil. Der Bereich kleiner totaler Multiplizität wird zunehmend vom Kontinuum abgesättigt. Im unteren Bild ist die geladene Multiplizität dargestellt.

$$\frac{N}{0.0045}$$



T



$\mathcal{M}_{\text{total}}$

Abbildung 5.3: Das obere Bild zeigt die Thrust-Verteilung in direkten Zerfällen (die Kurve im Bild links mit Fehlerbalken), ihre Beschreibung durch die Simulation (als durchgezogenes Histogramm) und die Kontinuumsverteilung (die rechte Kurve). Unten ist der mittlere Thrustwert für eine bestimmte totale Multiplizität aufgetragen; der obere Wert gilt jeweils für das Kontinuum, der untere für direkte Zerfälle. Die Unterschiede auch bei gleicher Zahl von Spuren resultieren aus der unterschiedlichen Partonkonfiguration. Die Unterschiede werden verstärkt, wenn der Phasenraumeffekt einbezogen wird, weil direkte Zerfälle (untere Werte) eine Verteilung mit größeren Multiplizitätswerten haben als Kontinuumszerfälle.

$$T = \max_{\vec{n}} \frac{\sum |\vec{p}_i \cdot \vec{n}|}{\sum |\vec{p}_i|} = \mathcal{N} \max_{\vec{n}} \sum_i |\vec{p}_i \cdot \vec{n}|$$

Die Summe der Longitudinalimpulse wird bezüglich einer Achse \vec{n} maximiert – und damit gleichzeitig diejenige der Transversalimpulse minimal. Die Normierung

$$1/\mathcal{N} = \sum_i |\vec{p}_i|$$

wird auch bei anderen Größen verwendet.

Die weite Verbreitung von Thrust hat folgende Gründe:

- Die Thrust-Achse zeigt immer in Richtung derjenigen zwei Untermengen von Spurkombinationen mit den größten (und entgegengesetzt gerichteten) Impulssummen;
- dies erlaubt eine eindeutige Zuordnung aller Spuren zu Jets.
- Thrust ist, da linear in den Impulsen, unempfindlich gegenüber der Zerfallsgeschichte und den Zwischenzuständen einer Zerfallskette. Mehr noch: die Größe wird davon höchstens insofern betroffen, als große Zerfallswinkel zu einer falschen Jetzuordnung einzelner Spuren führen können.
- Die vorige Eigenschaft (Linearität im Impuls) wird in der Theorie als infrarotstabil bezeichnet und ist dort wichtig, weil nur solche Größen unempfindlich gegen Abstrahlung niederenergetischer Gluonen und Photonen und damit überhaupt erst wohldefiniert sind. Thrust ist die einzige Größe dieser Art, die auch experimentell verbreitet ist. Sphericity und Acoplanarity etwa wurden ebenso infrarotstabil definiert, haben aber die unschöne Eigenschaft, in den Jet-Richtungen höchst instabil gegen kleine Winkeländerungen von Teilchen zu sein. Dies macht sie experimentell unbrauchbar [Brandt 79]. Sphericity und alle Variablen, die vom Impulsquadrat abhängen, sind infrarotinstabil.
- Die Berechnung erfordert keine Variationsrechnung (obwohl das Ergebnis ein Maximum bezüglich einer Richtung ist), sondern lediglich den Vergleich der Impulssummen einer begrenzten Zahl von Spurkombinationen.

Auch in Kapitel 6 der vorliegenden Arbeit wurde Thrust zur topologischen Charakterisierung von Ereignissen allen anderen Größen vorgezogen.

Die Definition von Thrust ist äquivalent zur folgenden Darstellung, die später zur Definition von Triplicity erweitert wird und auch zur Beschreibung einzelner Jets benutzt werden kann:

$$T(\vec{n}) = \mathcal{N} \sum_i \left\{ (\vec{p}_i \cdot \vec{n}) \theta(\vec{p}_i \in M_1) + (\vec{p}_i \cdot \vec{n}) \theta(\vec{p}_i \in M_2) \right\}$$

Die Spuren werden zwei disjunkten Mengen M_1 und M_2 zugeordnet, je nach ihrer Zugehörigkeit zu einem der Halbräume, in die das Ereignis durch die Ebene senkrecht zu Thrust geteilt wird. Die Sprungfunktion $\theta(\vec{p}_i \in M_1)$ soll den Wert 1 haben genau dann, wenn die Projektion von \vec{p}_i auf \vec{n} positiv ist, \vec{p}_i also zur Menge M_1 gehört.

5.3.2 Major und Minor

Die Größe Thrust charakterisiert Ereignisse nach ihrer „Länglichkeit“. Scheiben- und kugelförmige Verteilungen werden durch sie nicht unterschieden. Zu diesem Zweck werden zwei weitere, von Thrust abgeleitete Größen benutzt: Major und Minor, bezeichnet mit T_{Major} und T_{Minor} . Sie sind genauso wie Thrust definiert, jedoch wird die Berechnung auf Projektionen der Spuren in die Ebene senkrecht zu Thrust bzw. auf die Achse senkrecht zu Thrust und Major eingeschränkt. Ihre Verteilungen sind in Abbildung 5.4 gezeigt. Die drei Größen bilden zusammen so etwas wie ein orthogonales System – eine Konstruktion, die wir bei den Eigenwerten des Impulstensors und bei den Fox-Wolfram-Momenten (nächster bzw. übernächster Abschnitt) ebenfalls kennen lernen werden.

Gelegentlich wird die Differenz aus Major und Minor benutzt. Sie wurde „Oblateness“ getauft:

$$O = T_{\text{Major}} - T_{\text{Minor}}$$

5.3.3 Eigenwerte und –vektoren des „Impulstensors“

In Analogie zum Trägheitstensor wird die symmetrische Matrix

$$I_{\alpha\beta} = \frac{1}{\sum p_i^2} \sum_i p_{i\alpha} p_{i\beta}$$

konstruiert. Ihre Eigenwerte

$$Q_k = \sum_i (\vec{p}_i \cdot \vec{n}_k)^2 / \sum_i p_i^2$$

sind auf $Q_1 + Q_2 + Q_3 = 1$ normiert, die Eigenvektoren bilden ein Orthonormalsystem. Eigenwerte und –vektoren können zu $Q_1 < Q_2 < Q_3$ umbenannt und wie beim Trägheitsellipsoid interpretiert werden.

Sie eignen sich direkt oder in kombinierter Form zur Charakterisierung von Ereignissen. \vec{n}_3 , gleichzeitig als Sphericity-Achse bekannt, ist die Achse, bezüglich derer die *quadratische* Summe der Longitudinalimpulse maximal wird (während Thrust die *betragmäßige* Summe maximiert). Bekannte Kombinationen der Eigenwerte sind:

$$\text{Sphericity} \quad S = \frac{3}{2} (1 - Q_3) = \frac{3}{2} (Q_1 + Q_2)$$

$$\text{Planarity} \quad P = Q_1 / Q_2$$

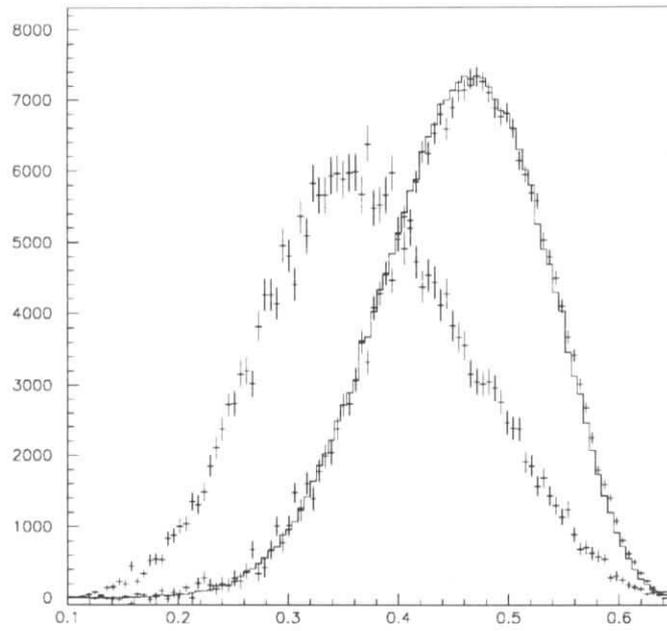
$$Y = \frac{\sqrt{3}}{2} (Q_2 - Q_1)$$

$$\text{Aplanarity} \quad A = \frac{3}{2} Q_1$$

Diese vier Verteilungen und diejenigen von Q_2 und Q_3 werden auf den folgenden Seiten gezeigt.

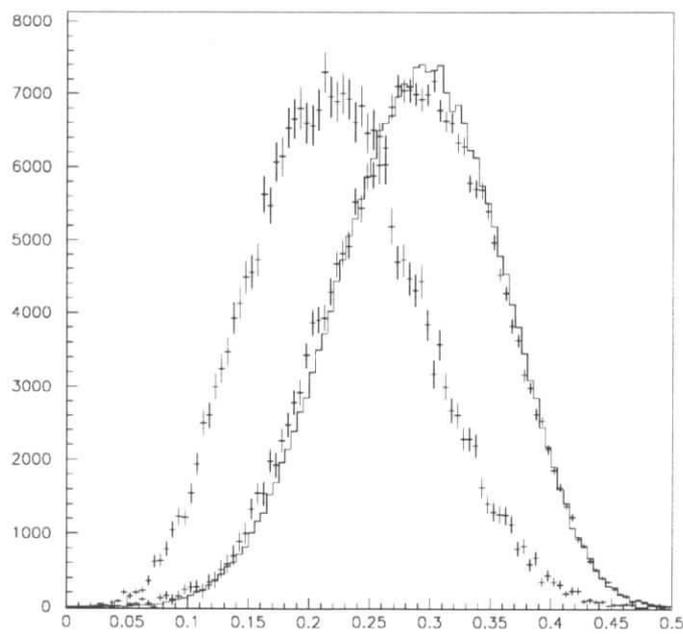
Wie besprochen sind alle diese Größen wegen ihrer Infrarotinstabilität vom theoretischen Standpunkt her unbefriedigend. Aus demselben Grund ist die Beschreibung

$$\frac{N}{0.0055}$$



T_{Major}

$$\frac{N}{0.005}$$



T_{Minor}

Abbildung 5.4: Major- und Minor-Verteilungen in direkten Zerfällen, Simulation und Kontinuum

der Daten durch die Monte–Carlo–Simulation für diese Größen – in den Abbildungen zu sehen – schlechter als beispielsweise bei Thrust.

Der Impuls einer Spur kann bezüglich einer Jetachse in \vec{p}_{\parallel} und \vec{p}_{\perp} zerlegt werden. Der transversale Impuls eines Jets ist begrenzt (auf etwa 300 MeV, siehe Seite 18) – das ist geradezu die Definition eines Jets. Wird durch eine zweite Achse eine Ereignisebene definiert, kann \vec{p}_{\perp} weiter zerlegt werden in eine Komponente $\vec{p}_{\perp,\text{in}}$ in der Ebene und eine $\vec{p}_{\perp,\text{out}}$ senkrecht dazu. Die obigen Eigenwerte sind mit diesen Größen durch $Q_2 \sim \langle p_{\perp,\text{in}}^2 \rangle$ und $Q_1 \sim \langle p_{\perp,\text{out}}^2 \rangle$ verbunden.

5.3.4 Fox–Wolfram–Momente

Die Fox–Wolfram–Momente [Fox, Wolfram 78] charakterisieren Ereignisse durch Multipolmomente der Impulsverteilung, ähnlich der Multipolentwicklung z.B. von Ladungsverteilungen. Sie sind durch

$$H_l = \sum_{i,j} \frac{|\vec{p}_i||\vec{p}_j|}{s} P_l(\cos \theta_{ij})$$

definiert, worin θ_{ij} der Winkel zwischen den Spuren \vec{p}_i und \vec{p}_j ist und P_l die Legendre–Polynome darstellt. Aus Energie- und Impulserhaltung folgt $H_0 = 1$, wenn das Ereignis vollständig und korrekt rekonstruiert wurde. In der Praxis werden die Momente höherer Ordnung auf H_0 bezogen, d.h. auf die im Detektor gesehene Energie. $H_1 \equiv 0$ ist Ausdruck der Tatsache, daß Massen keine Dipolmomente haben.

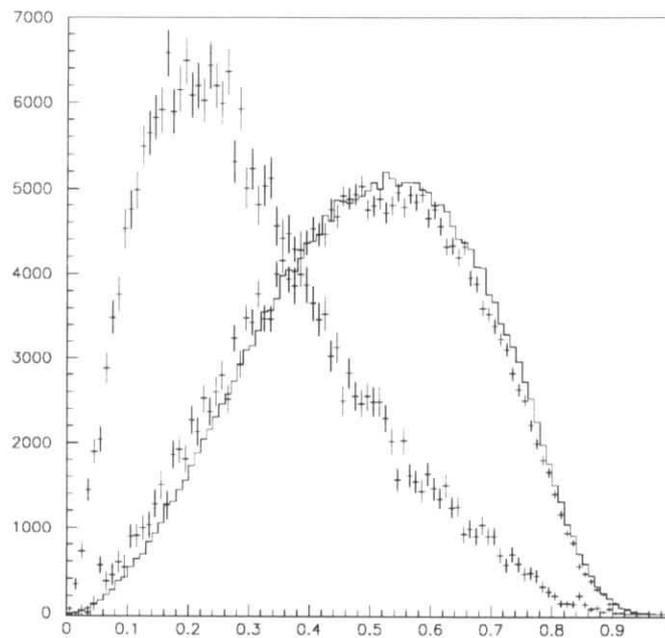
Die Verteilungen der Momente H_2 und H_3 sind auf der folgenden Seite gezeigt. Obwohl alle Fox–Wolfram–Momente quadratisch in den Impulsen und damit infrarotinstabil sind, beschreibt die Simulation die direkten Zerfälle recht gut. Das erste nichttriviale Moment H_2 ist sehr aussagekräftig und wird häufig benutzt, die höheren Momente seltener. H_3 - und H_4 -Verteilungen für direkte Zerfälle und Kontinuum unterscheiden sich empirisch nicht.

5.3.5 Triplicity

Brandt und Dahmen schlugen in [Brandt 79] eine Erweiterung von Thrust auf drei Achsen speziell zur Untersuchung von Drei–Jet–Strukturen vor. Diese Größe, die sie „Triplicity“ nannten, gibt an, wie gut sich die Spuren eines Ereignisses drei beliebigen Achsen zuordnen lassen. Für ein Ereignis mit genau drei Spuren wird die Triplicity 1. für ein perfekt sphärisches Ereignis etwa 0.65. Die Verteilungen dieser Größe sind im Kapitel über Jetalgorithmen auf Seite 68 zu sehen. Zur Berechnung werden drei Achsen variiert, um die Summe der Transversalimpulse der Spuren bezüglich der jeweils nächsten Achse zu minimieren. Der Extremwert legt die Jetachsen und den Wert von Triplicity fest. Die Spuren werden in drei disjunkte Mengen M_1 , M_2 und M_3 eingeteilt, je nachdem, welches die nächstliegende Achse ist. Jede Spur trägt mit genau einem Skalarprodukt bei. Die Definition sieht etwas kompliziert aus:

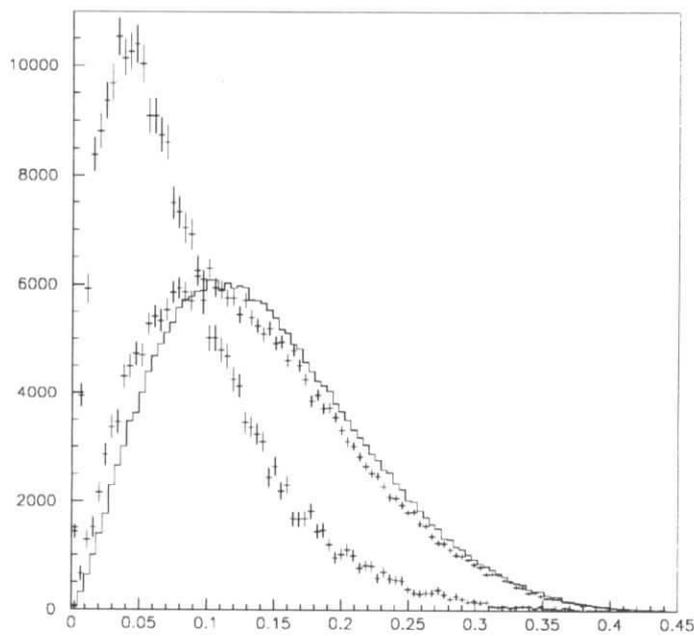
$$T_3(\vec{n}_1, \vec{n}_2, \vec{n}_3) = \mathcal{N} \sum_{i=1}^N \left\{ (\vec{p}_i \cdot \vec{n}_1) \theta(\vec{p}_i \in M_1) + (\vec{p}_i \cdot \vec{n}_2) \theta(\vec{p}_i \in M_2) + (\vec{p}_i \cdot \vec{n}_3) \theta(\vec{p}_i \in M_3) \right\}$$

$$\frac{N}{0.01}$$



Sphericity

$$\frac{N}{0.0045}$$

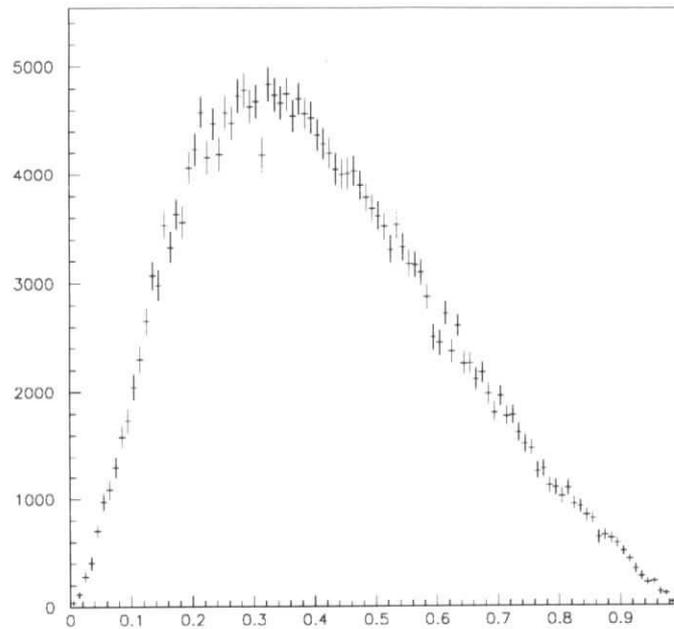


Aplanarity

Abbildung 5.5: Die Sphericity- und Aplanarity-Verteilungen in direkten Zerfällen, Simulation und Kontinuum.

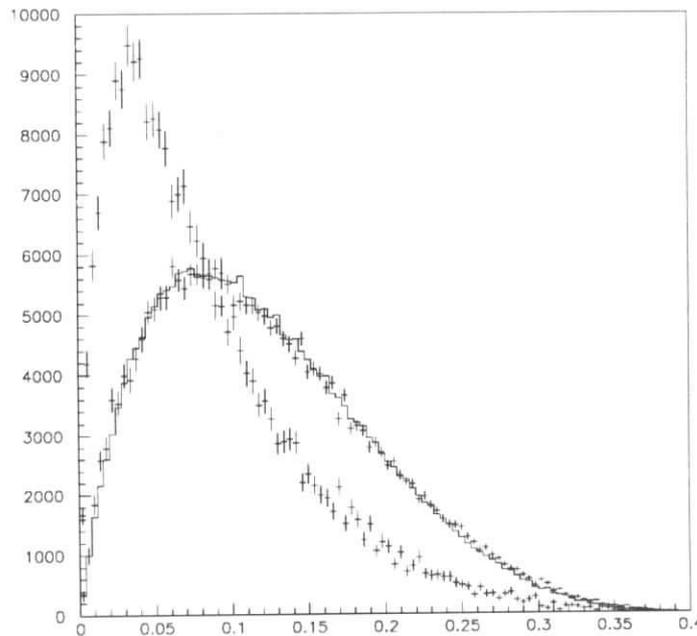
Die Mängel in der Beschreibung der Meßdaten durch die Simulation haben ihren Grund in der fehlenden Infrarotstabilität dieser Größen.

$$\frac{N}{0.01}$$



Planarity

$$\frac{N}{0.004}$$

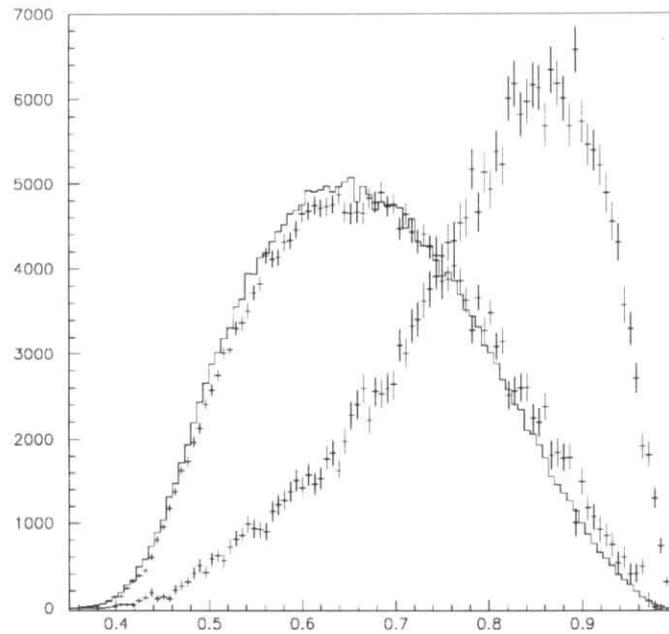


Y

Abbildung 5.6: Die Planarity-Verteilung sieht für alle Datenmengen gleich aus. Daher wurde nur diejenige direkter Zerfälle gezeigt. Dies stimmt mit der Erfahrung überein, daß diese Größe stets die schwächste Aussagekraft aller üblicherweise verwendeten besitzt.

Für die Größe Y sind im unteren Bild wie zuvor die Verteilungen direkter Zerfälle, der Simulation und des Kontinuums gezeigt.

$$\frac{N}{0.007}$$

 Q_3

$$\frac{N}{0.005}$$

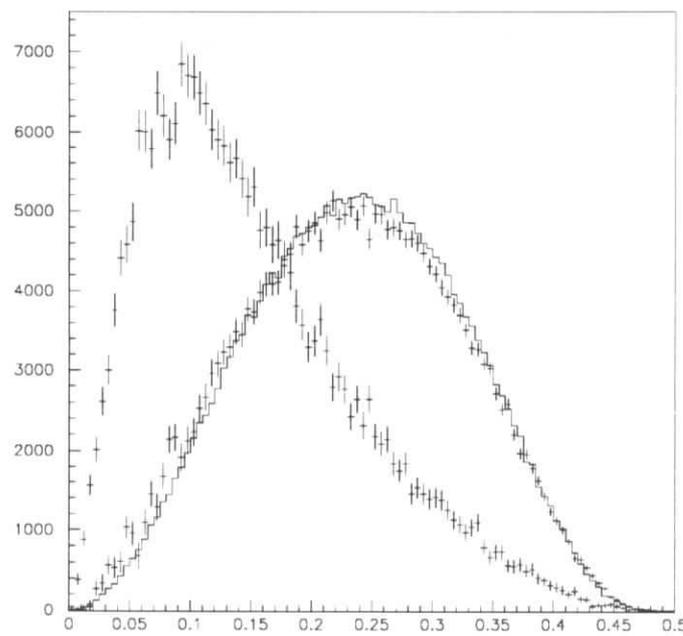
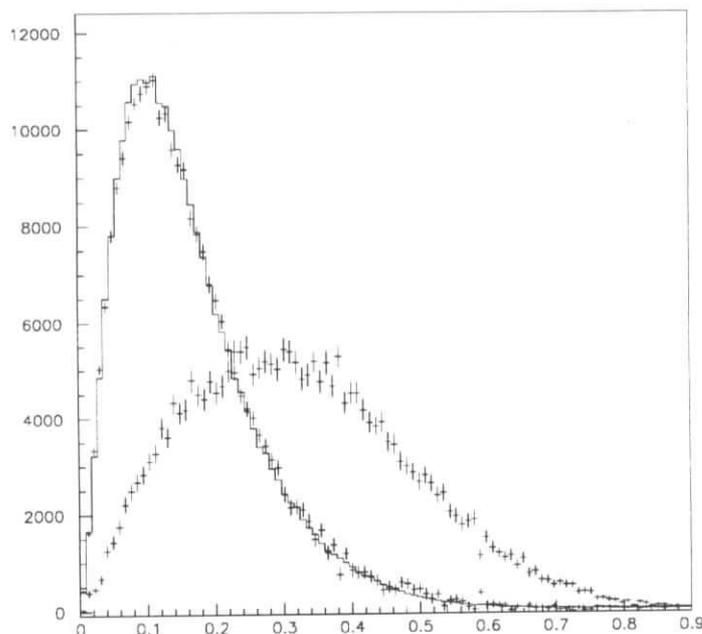
 Q_2

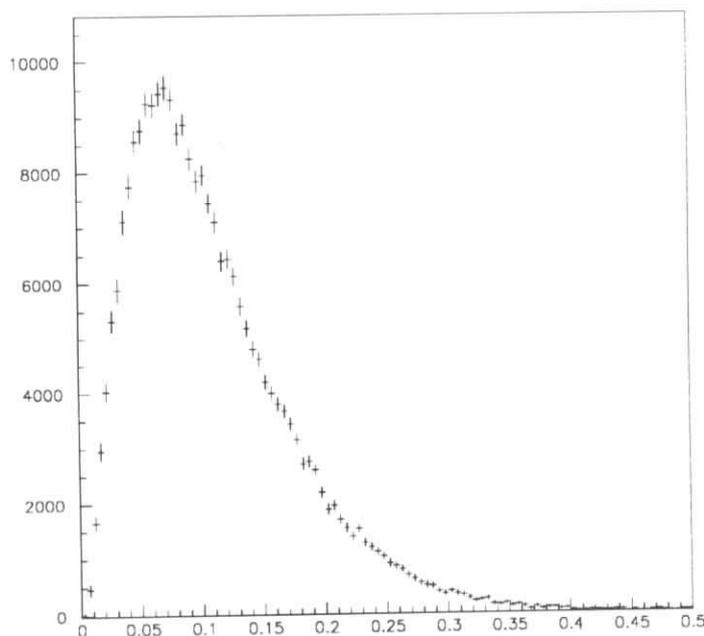
Abbildung 5.7: Die Verteilungen der Eigenwerte Q_3 und Q_2 in direkten Zerfällen, Simulation und Kontinuum

$$\frac{N}{0.009}$$



H_2

$$\frac{N}{0.005}$$



H_3

Abbildung 5.8: Die Fox-Wolfram-Momente

oben: die H_2 -Verteilung in direkten Zerfällen, Simulation und Kontinuum. Diese Größe wird gerne benutzt, um den Kontinuumsanteil relativ zu $\Upsilon(1S)$ - oder $\Upsilon(4S)$ -Ereignissen zu unterdrücken. Schnitte bei 0.2 bis 0.3 sind hierfür geeignet.

unten: die H_3 -Verteilung in direkten Zerfällen. Für H_3 , H_4 und alle höheren Momente unterscheiden sich die Verteilungen in direkten Zerfällen und im Kontinuum nicht.

Die Verwandtschaft zur alternativen Thrust-Definition auf Seite 42 ist deutlich; dort wurde auch die Normierung definiert. Die Stufenfunktion $\theta(\vec{p}_i \in M_j)$ ist genau dann 1, wenn \vec{p}_i zur Menge M_j gehört, das Skalarprodukt zum Richtungsvektor als das größte der drei ist.

Diese Methode liefert für *jedes* Ereignis drei Achsen, auch für zweijetartige und Kontinuumsereignisse. Für diese liegt die Triplicity sogar besonders nahe bei 1, weil sich Zwei-Jet-Ereignisse klarerweise hervorragend mit drei Jetachsen beschreiben lassen. Die Methode ist daher nur geeignet, Jetachsen zu definieren, die Selektion geeigneter Ereignisse muß auf andere Art geschehen. Dies ist anders als z.B. beim Jade-Algorithmus (Abschnitt 7.1), der sowohl Jetachsen als auch ein Kriterium für die Selektion liefert.

5.4 Ereignisgestalt

Hinter der Vielfalt topologischer Variablen steht das Bemühen, längliche (zigarrenförmige), flache (scheibenförmige) und sphärische (kugelförmige) Ereignisse zu trennen. Dies hat seinen Grund in der Erwartung, Kontinuumsereignisse seien (eher) zweijetartig, $\Upsilon(1S)$ -Zerfälle (in drei Gluonen) mehr dreijetartig und flach, B -Zerfälle auf dem $\Upsilon(4S)$ dagegen sphärisch. Diese Form kann nicht bei jedem Ereignis ausgeprägt sein: Je weniger Spuren ein Ereignis enthält, um so größer ist die Wahrscheinlichkeit zufälliger Abweichungen. Aus einer großen Menge von Ereignissen sollte sich jedoch ein Körper ergeben, dessen Form die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten einer Spur in einer bestimmten Richtung angibt. Dies ist mit obigen Gestalten gemeint.

Die topologischen Variablen können jeweils nur zwei der Formen länglich, flach und sphärisch trennen:

- Thrust, Sphericity und H_2 trennen längliche Ereignisse von anderen
- Planarity, Aplanarity, Sphericity, Major, Minor und Triplicity unterscheiden flache von sphärischen Ereignissen

In der Gruppe Thrust-Major-Minor sind nur jeweils zwei Größen voneinander unabhängig, weshalb Major und Minor eigentlich dieselbe Information enthalten. Genauso ist es bei $Q_1 - Q_2 - Q_3$. Keine Größe erlaubt beide Differenzierungen gleichzeitig. Dazu wird eine Ebene benötigt, die von zwei Variablen aus je einer der beiden Charakterisierungen aufgespannt wird. Geeignete Paare sind Thrust-Major, Thrust-Aplanarity oder zwei der Eigenwerte Q_i . In Abbildung 5.9 ist eine solche Ebene mit Verteilungen verschiedener Zerfälle gezeigt. Gleichzeitig wird dort die Beziehungen der aus dem „Impulstensor“ abgeleiteten Größen untereinander dargestellt.

Um Phasenraumeffekte von solchen aufgrund unterschiedlicher Partonkonfigurationen zu unterscheiden, sind dieselben Verteilungen in Abbildung 5.10 für Ereignisse gleicher Spurzahl gezeigt. Noch eine Seite weiter werden die Verteilungen direkter Zerfälle aus Ereignissen unterschiedlicher Spurzahl gegenübergestellt. Allerdings bevorzugt der Schnitt auf die Spurzahl bereits bestimmte Gluonenkonstellationen, so daß

die Unterschiede auf einer Mischung aus Phasenraumeffekt und unterschiedlichen Partonkonfigurationen beruhen. Der Phasenraumeffekt in Reinform ließe sich mit Hilfe einer Simulation zeigen. Auch $B\bar{B}$ -Zerfälle des $\Upsilon(4S)$ sollten hierzu geeignet sein.

5.5 Korrelationen zwischen Größen

Zwischen Thrust und dem zweiten Fox-Wolfram-Moment besteht eine starke Korrelation, auch zwischen diesen beiden und Sphericity eine recht deutliche. Beides ist in Abbildung 5.12 auf Seite 55 gezeigt. Diese Korrelationen sind Ausdruck der Tatsache, daß alle das gleiche Merkmal – „Länglichkeit“ – messen und damit zweijetartige von scheiben- und kugelförmigen Ereignissen trennen.

Dagegen sind zwischen diesen drei Größen und den übrigen nur schwache bis gar keine Korrelationen erkennbar. Da alle anderen topologischen Größen nach den beiden übrigen Merkmalen differenzieren sollen, überrascht dies nicht.

Daß jedoch diese anderen Größen untereinander auch nur wenig korreliert sind, entspricht zwar der Erfahrung, daß sie alle im Bereich der Υ -Energien eher wenig aussagekräftig sind, bedeutet aber, daß diese Unterscheidung – scheiben- oder kugelförmig – nicht mehr so klar getroffen werden kann, wie dies beim Erkennen der zigarrenförmigen Ereignisse der Fall war. Dies liegt an den dafür insgesamt zu geringen Spurzahlen einerseits, und an der zu geringen Ausprägung der Unterschiede durch die Nähe zum Beginn der Jetbildung überhaupt andererseits.

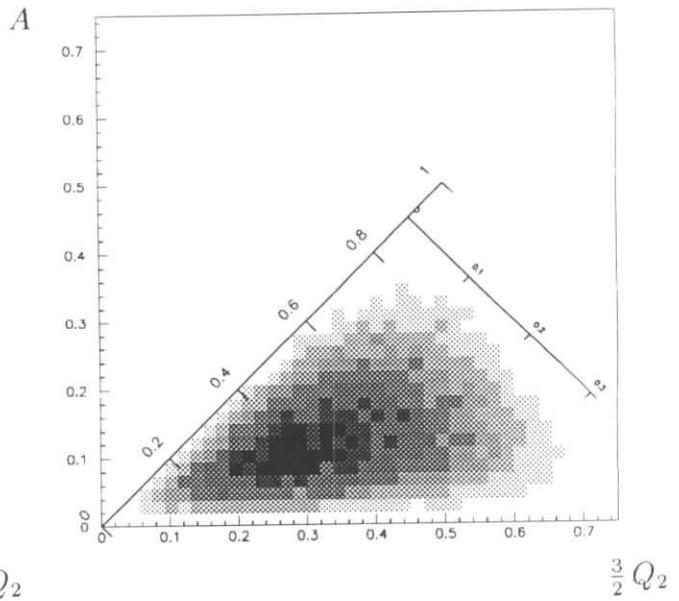
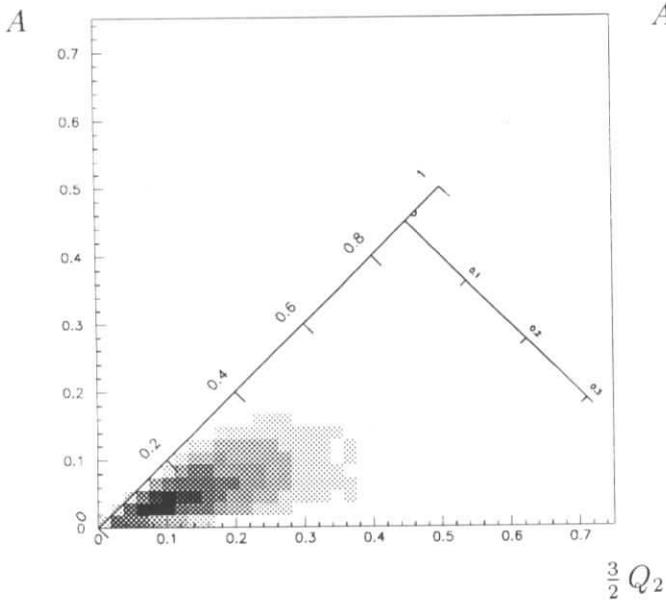
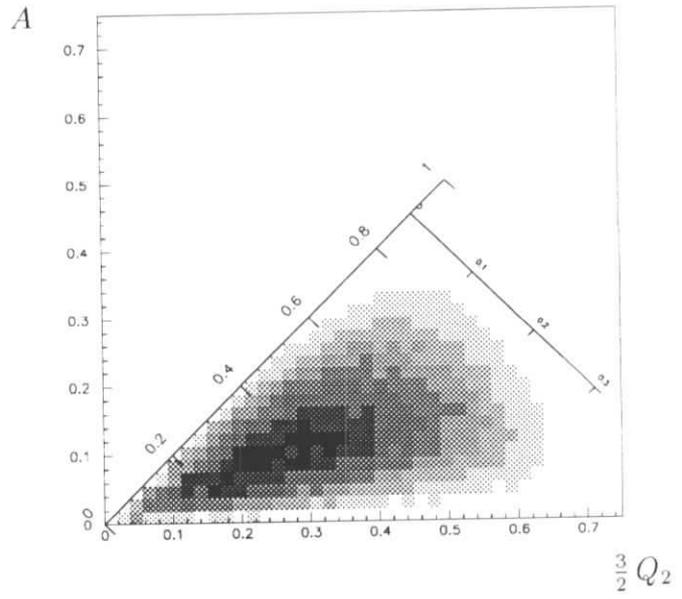
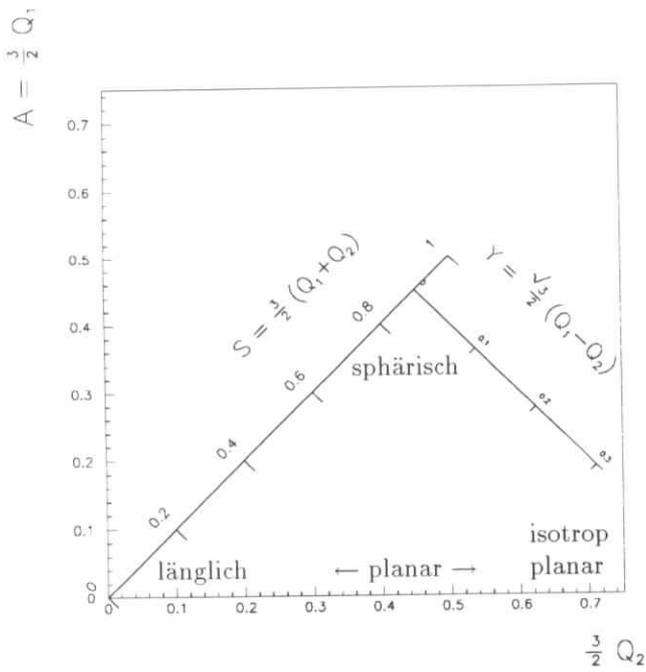


Abbildung 5.9: In der von den Eigenwerten Q_1 und Q_2 aufgespannten Ebene (Abbildung links oben) werden die Beziehungen zwischen den Größen Aplanarity, Sphericity, Y , Q_1 und Q_2 gezeigt. In den übrigen Bildern sind die Verteilungen in direkten Zerfällen (rechts oben), Kontinuum (links unten) und in einer Simulation von $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen in B -Mesonen gezeigt. Die Kontinuumsereignisse bevölkern einen deutlich anderen Bereich als direkte $\Upsilon(1S)$ -Zerfälle und $B\bar{B}$ -Ereignisse. Diese beiden unterscheiden sich weniger voneinander, von der Tendenz her liegen direkte zwischen Kontinuums- und $B\bar{B}$ -Ereignissen.

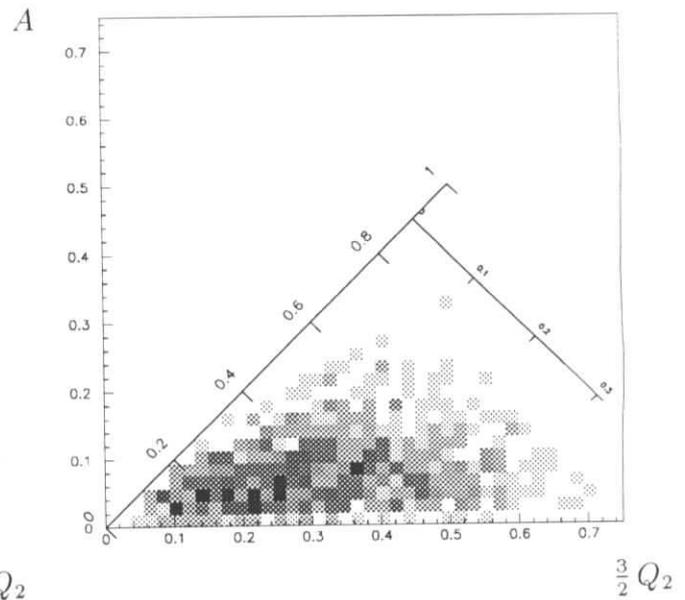
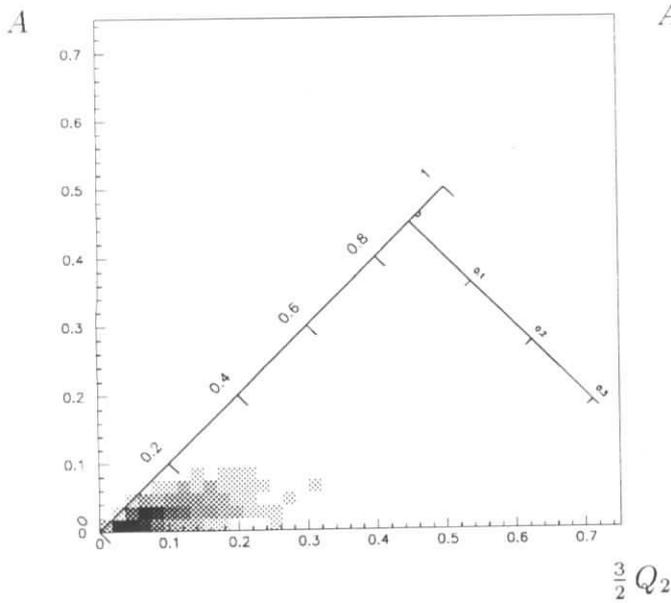
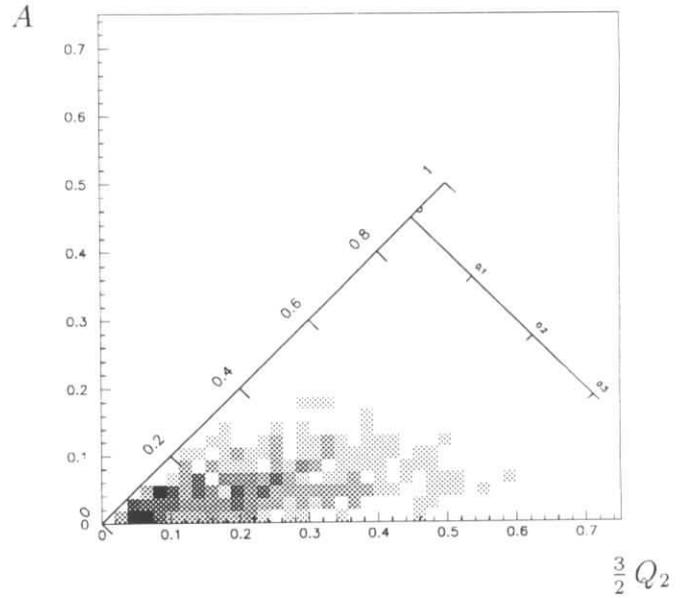
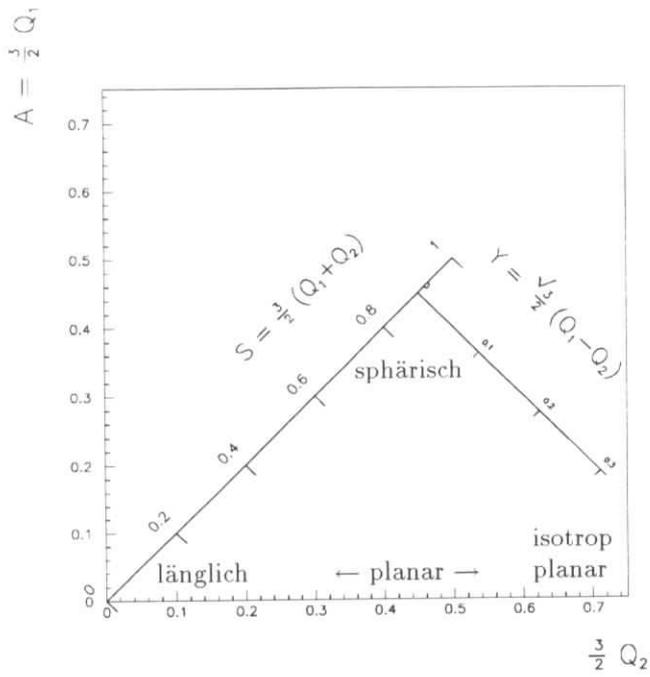


Abbildung 5.10: Hier sind dieselben Verteilungen wie auf der Seite zuvor dargestellt, es wurden jedoch nur Ereignisse zugelassen, die höchstens acht Spuren (totale Multiplizität) enthielten. Die Verteilung in direkten Zerfällen ist rechts oben zu sehen, das Kontinuum links unten und die Simulation von B -Zerfällen rechts unten. Bei solchen Ereignissen mit wenigen Spuren sind die Unterschiede aufgrund der verschiedenen Partonverteilung am deutlichsten; Kontinuumereignisse sind ganz gestreckt, direkte Zerfälle gestreckt bis flach, während B -Zerfälle als einzige selbst mit sechs bis acht Spuren eine Sphericity größer 0.6 haben können.

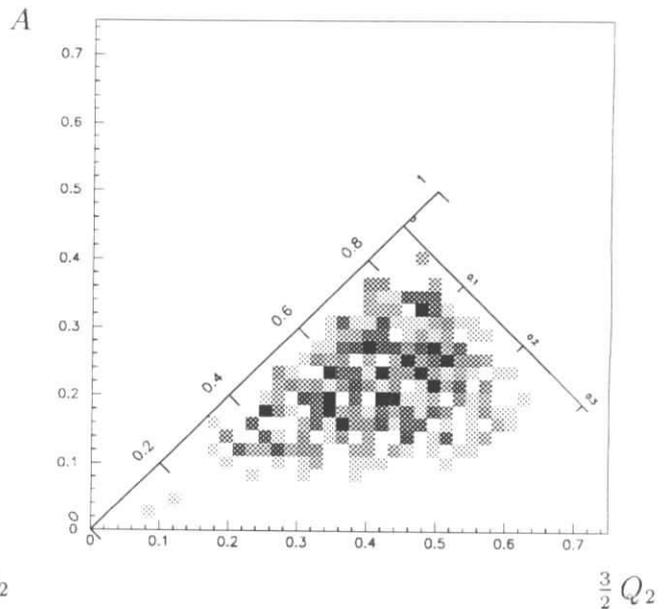
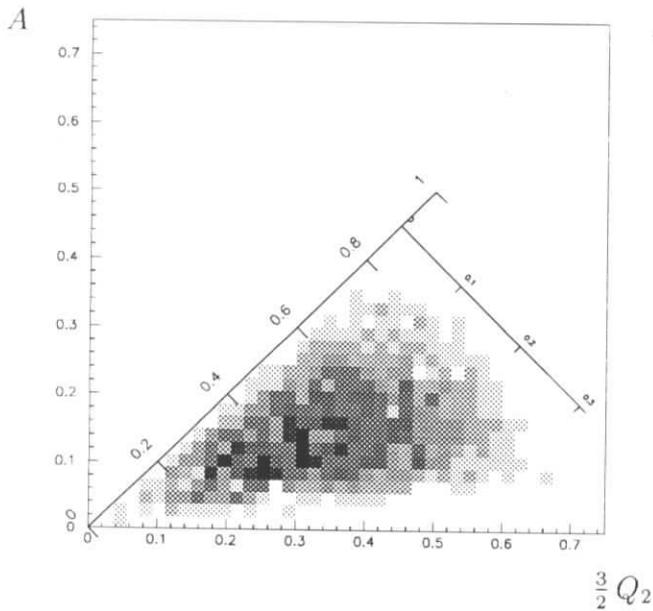
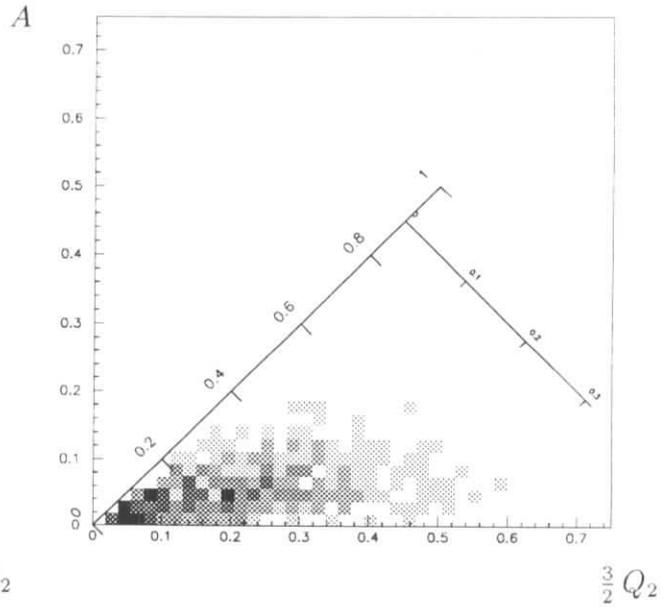
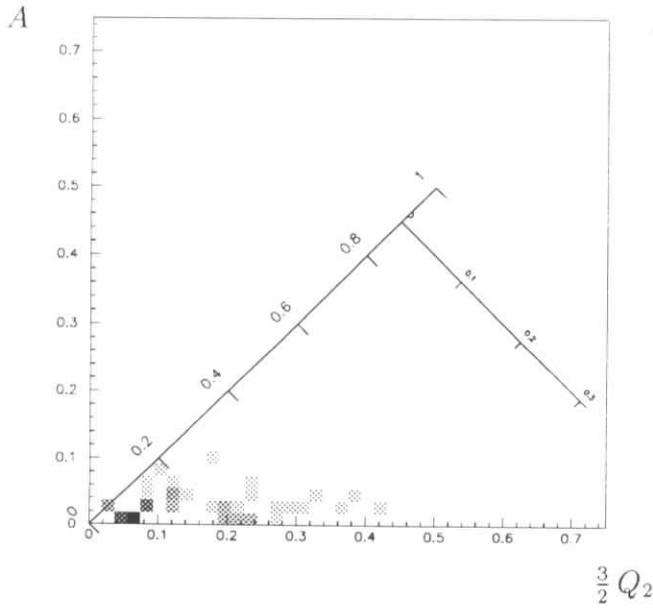
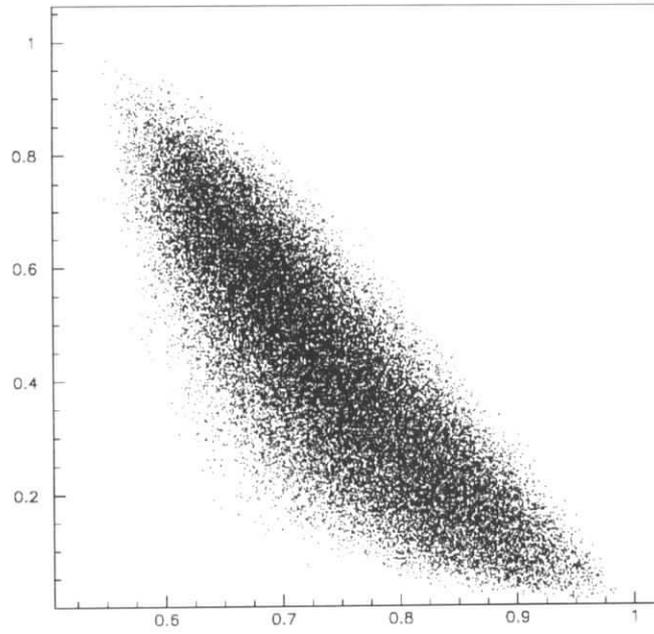


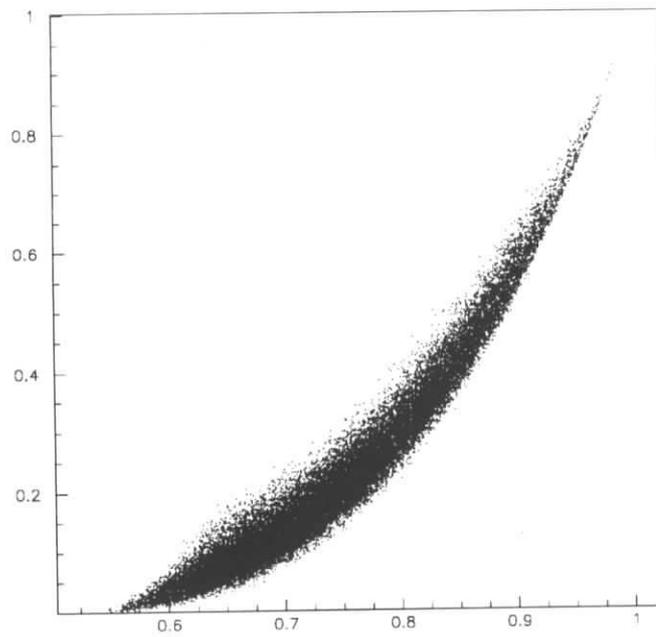
Abbildung 5.11: Hier werden Verteilungen aus direkten Zerfällen mit zunehmender Spurzahl verglichen. Das Bild links oben zeigt Ereignisse mit sechs oder weniger Spuren, oben rechts mehr als sechs bis einschließlich acht, links unten genau 14 und rechts unten 21 und mehr Spuren. Dabei wurden, wie immer, geladene Spuren mit einem ganzen und Photonen mit einem halben Gewicht gezählt.

Sphericity



Thrust

H_2



Thrust

Abbildung 5.12: Starke Korrelationen bestehen zwischen den Größen Thrust, Sphericity und dem zweiten Fox-Wolfram-Moment

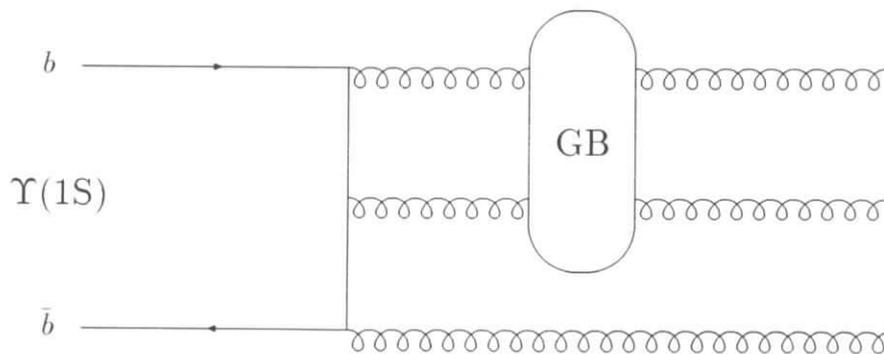
Kapitel 6

Gluonenbälle im $\Upsilon(1S)$ -Zerfall

Gluonenbälle können nur nachgewiesen werden, wenn sich ihr Zerfall von direkten Zerfällen gemäß QCD unterscheidet. In diesem Kapitel werden die Meßdaten mit simulierten direkten Zerfällen und simulierten Zerfällen über Gluonenbälle verglichen. Gluonenball-Ereignisse unterscheiden sich topologisch in weiten Bereichen derart von gemessenen und simulierten $\Upsilon(1S)$ -Zerfällen, daß eine obere Schranke von wenigen Prozent (90 % confidence-level) auf ihr Verzweigungsverhältnis angegeben werden kann.

6.1 Monte-Carlo-Simulation von Gluonenbällen

Die Schwierigkeit, konkrete Aussagen über die Beobachtung von Gluonenbällen zu treffen, rührt daher, daß für ihre Eigenschaften nur sehr allgemeine Vorhersagen existieren. Dies wurde in Kapitel 1 beschrieben. Die hier vorgestellte Analyse beschränkt sich daher auf die einfachste Variante und untersucht die Produktion von Gluonenbällen durch Fusion zweier Gluonen mit anschließendem Zerfall wiederum in zwei Gluonen. Da ein allgemeiner Konsens besteht, skalare Zustände seien diejenigen geringster Masse, wurde der Zerfall isotrop programmiert. Weder kombinierte Quark-Gluon-Zustände (Hybride) noch die Produktion *aus* mehr als zwei oder der Zerfall *in* mehr als zwei Gluonen wurde berücksichtigt:



Es versteht sich, daß mindestens ein weiteres, weiches Gluon ausgetauscht werden muß,

damit der Gluonenball farbneutral ist. Dies wird vom Monte-Carlo-Generator berücksichtigt, ebenso wie durch die Stringfragmentation der scheinbare Zweikörperzerfall ($\Upsilon \rightarrow Gg$) in eine Verteilung mit Fragmentationsfunktion überführt wird.

Es wurden Gluonenbälle verschiedener Massen und Breiten generiert. Alle Ereignisse wurden, ebenso wie die zum Vergleich simulierten direkten $\Upsilon(1S)$ -Zerfälle gemäß QCD, einer vollständigen Detektorsimulation und anschließender Rekonstruktion unterzogen.

Das Vertrauen in die von JETSET 7.3 berechnete Hadronisierung von Partonen wird dadurch begründet, daß alle gemessenen inklusiven und topologischen Verteilungen dieser Arbeit (z.B. die Bilder 9.10, 7.7, 7.1 und 5.3) und anderer Arbeiten bei ARGUS sehr gut beschrieben werden. Dabei wurde der Generator *nicht* durch Variation von Parametern an die Meßdaten angepaßt. Es wurden die Originalparameter benutzt, mit denen der Generator genauso zur Beschreibung völlig anderer Prozesse bei ganz unterschiedlichen Energien (bis hin zu LEP und SSC) eingesetzt wird, und die so gewählt sind, daß *alle* Prozesse so gut wie möglich beschrieben werden.

6.2 Topologische Charakterisierung der Ereignisse

Das topologische Aussehen der gemessenen und simulierten Ereignisse wurde durch die Größe Thrust charakterisiert. Deren Definition und Eigenschaften wurden in Kapitel 5.3 beschrieben.

Die für die Wahl von Thrust und für die ganze Analyse entscheidende Eigenschaft sei hier wiederholt: Thrust ist linear in den Impulsen (infrarotstabil) und damit unempfindlich gegenüber der Fragmentations- und Zerfallsgeschichte und gegenüber Zwischenzuständen. Der Einfluß der Fragmentation der Partonen (d.h. der dabei stattfindenden Verteilung von Partonimpuls und -energie auf mehrere reale Teilchen) wird auf diese Weise klein gehalten. Das ist wichtig, weil Monte-Carlo-Generatoren typischerweise die Partonverteilung gut beschreiben, da sie sich im gut verstandenen und theoretisch berechenbaren perturbativen Bereich der QCD abspielt. Sie haben dagegen Schwierigkeiten, die Hadronisierung richtig wiederzugeben. Dieser nichtperturbative Bereich muß durch Modelle implementiert werden, die jeweils nur einen beschränkten Gültigkeitsbereich haben.

In Abbildung 6.1 ist die simulierte Thrustverteilung von $\Upsilon(1S)$ -Zerfällen über einen Gluonenball der Masse $m_{GB} = 3.0$ GeV zu sehen, zusammen mit Verteilungen für Meßdaten und ggg -Simulation laut QCD. Das Bild zeigt sowohl die sehr gute Beschreibung der gemessenen Zerfälle durch die ggg -Simulation als auch den großen Unterschied zur Verteilung der Zerfälle mit einem Gluonenball.

6.3 Die Anpassungsrechnung

Um diese Aussage zu quantifizieren wurde aus den Verteilungen in Daten, Dreigluonsimulation und Gluonenballsimulation durch eine χ^2 -Anpassung ein Parameter x_m (das „Verzweigungsverhältnis“ eines Gluonenballes der Masse m) bestimmt. Die drei Ver-

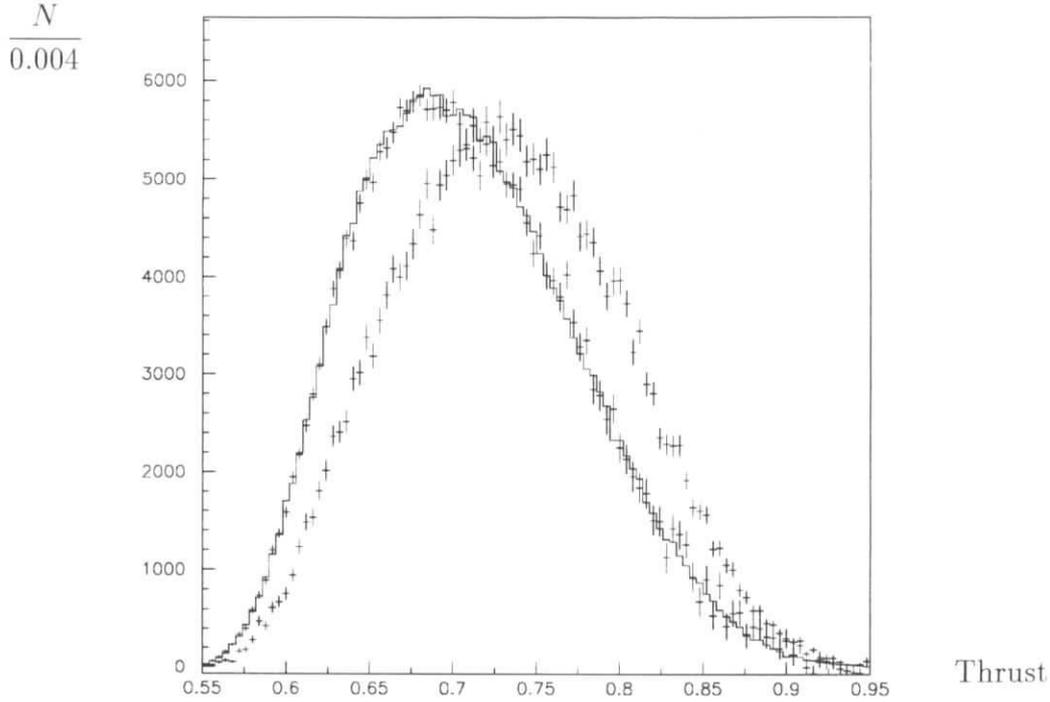


Abbildung 6.1: *Thrustverteilung simulierter Zerfälle, die einen Gluonenball mit $m = 3.0$ GeV und $\Gamma = 0.1$ GeV (die rechte Kurve, mit Fehlerbalken) enthalten, sowie dieselbe Größe für gemessene direkte Zerfälle (links mit Fehlerbalken) und für die ggg -Simulation (als Histogramm). Die Fehler der Simulation sind klein. Alle Verteilungen wurden auf die Meßdaten normiert.*

teilungen werden mit $\Upsilon_{\text{dir}}(i)$, $\text{MC}_{\text{ggg}}(i)$ und $\text{MC}_{\text{GB}}(i)$ bezeichnet.

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(\Upsilon_{\text{dir}}(i) - (1 - x_m) \text{MC}_{\text{ggg}}(i) - x_m \text{MC}_{\text{GB}}(i))^2}{\sigma_{\text{dir}}^2(i) + (1 - x_m)^2 \sigma_{\text{ggg}}^2(i) + x_m^2 \sigma_{\text{GB}}^2(i)}$$

Die vorliegende Analyse macht eine sinnvolle Aussage, solange x_m klein ist. Man beachte, daß in diesem Falle die statistischen Fehler der Daten mit 1 gewichtet werden, die der Dreigluonsimulation mit $(1 - x_m)^2 \approx 1$, die der Gluonenballsimulation dagegen mit $x_m^2 < 0.01$. Daher dominiert der Fehler der Daten das χ^2 und damit den Fehler des Resultats, obwohl die statistischen Fehler der Gluonenballsimulation (wie im Bild 6.1 zu sehen) vergleichbar groß sind. Es war nicht erforderlich, eine größere Menge Gluonenbälle zu simulieren.

Das Anpassungsergebnis $x_m \pm \sigma_m$ wird jeweils in eine obere Schranke CL_m (90 % confidence level) umgerechnet. Dabei wird der im folgenden Kapitel beschriebene systematische Fehler von $\sigma_{\text{sys}} = 2.25$ % berücksichtigt. CL_m ist dasjenige z , für welches

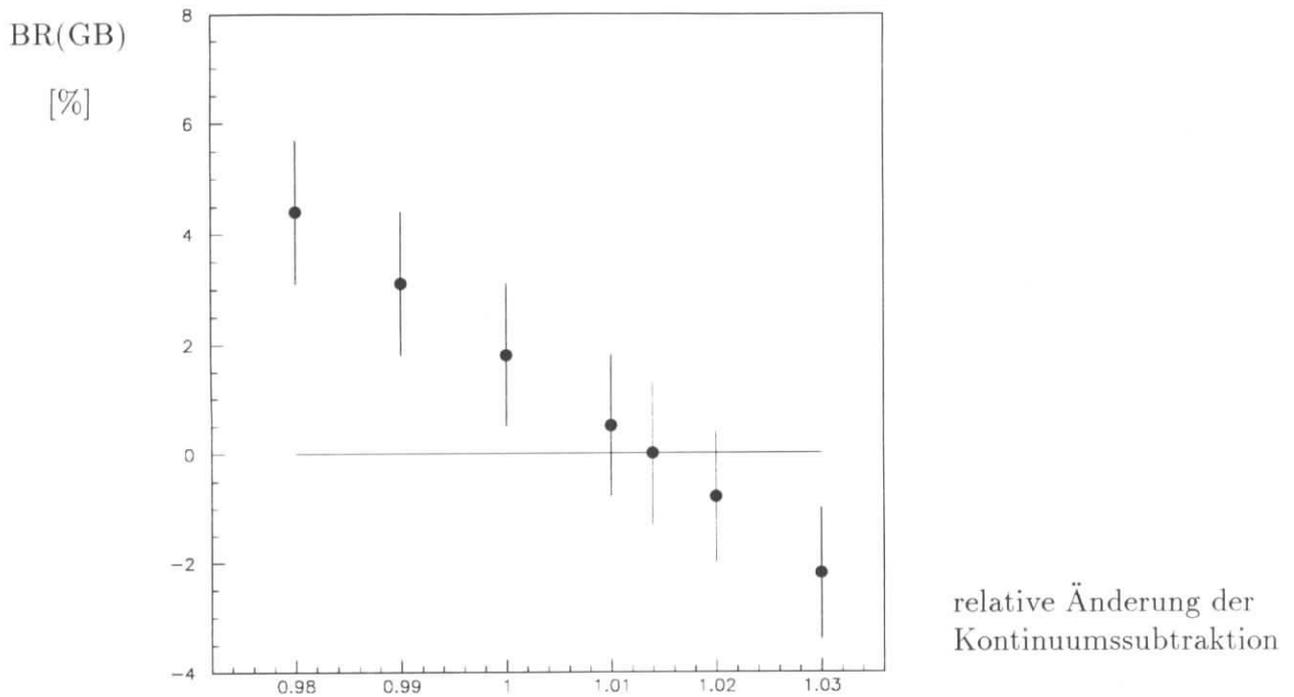


Abbildung 6.2: Der systematische Fehler durch die Kontinuumsubtraktion

Gezeigt ist die Veränderung des Anpassungsergebnisses bei $m_{GB} = 3 \text{ GeV}$ durch Variation des Faktors zur Kontinuumsubtraktion

gilt:

$$\int_0^z e^{-\frac{(y-x_m)^2}{2(\sigma_m^2 + \sigma_{sys}^2)}} dy = 0.90 \cdot \int_0^\infty e^{-\frac{(y-x_m)^2}{2(\sigma_m^2 + \sigma_{sys}^2)}} dy$$

6.4 Systematischer Fehler

Die Thrustwerte der simulierten Gluonenballereignisse liegen zwischen denen direkter Zerfälle und denen von Kontinuumsereignissen. Daher führt der systematische Fehler der Kontinuumsubtraktion direkt zu einer Unsicherheit im Anpassungsergebnis. Der Zusammenhang wurde durch die in Bild 6.2 gezeigte Variation des Faktors der Kontinuumsubtraktion bestimmt.

Der einzige relevante Beitrag zum systematischen Fehler aus der Kontinuumsubtraktion ist derjenige, der durch die Behandlung der Vakuumpolarisation entsteht. Er beträgt 3 % (siehe Seite 33 oben). Die anderen Beiträge heben sich weg, da nur das Verhältnis zweier Luminositäten eingeht (siehe Abschnitt 4.1). Dieser Fehler wird durch den im Bild gezeigten linearen Zusammenhang zu einem Fehler von 2.25 % im Anpassungsergebnis.

Weitere systematische Fehler von zu berücksichtigender Größe wurden nicht gefunden. Ein Vergleich von Simulationen verschiedener Generatorprogramme beispielsweise würde eine Variation aufgrund der unterschiedlichen Beschreibung der Fragmentation liefern. Jedoch ist die ganze Analyse darauf aufgebaut, möglichst den Einfluß der Fragmentation auszuschalten.

6.5 Ergebnis und Diskussion

Anpassungsergebnisse und obere Schranken sind für Gluonenbälle verschiedener Masse bei festgehaltener Breite in Abbildung 6.3 dargestellt. Die Ergebnisse bei Variation der Breite sind in Abschnitt 6.6 und Abbildung 6.4 auf Seite 63 gezeigt und werden dort besprochen. Folgende Punkte sind festzuhalten:

1) Für Gluonenbälle mit niedrigen und hohen Massen kann eine aussagekräftige, niedrige obere Grenze angegeben werden. Dies hat zwei Gründe: ihre Zerfallstopologie unterscheidet sich stark von *ggg*-Zerfällen, und die *ggg*-Simulation beschreibt die Daten außerordentlich gut.

2) Für Gluonenbälle im Bereich 4.5 – 6 GeV wächst die Schranke zu hohen Werten. Diese Zerfälle unterscheiden sich wenig von der *ggg*-Topologie. Zum Verständnis erinnere man sich an die Partonkonfiguration (Abschnitt 2.4) des Dreigluonenzerfalles. Im größeren Teil des Phasenraumes entstehen zwei antiparallele hochenergetische Gluonen, während das dritte niederenergetisch ist und in eine beliebige Richtung weist. Dasselbe Verhalten wird erzeugt, wenn der Gluonenball die zur Verfügung stehende Energie in zwei annähernd gleichgroße Teile teilt. Ein hochenergetisches Gluon fängt dann den Rückstoß des Gluonenballes auf; dieser zerfällt in zwei Gluonen, deren Richtungen im Laborsystem ähnlich und im Detektor nicht aufzulösen sind. Die ähnliche Topologie auf der Partonebene führt zur Ununterscheidbarkeit auf der Hadronebene.

3) Die Anpassungsergebnisse für verschiedene Massen bzw. Breiten sind nicht von einander unabhängig. Die im Bild sichtbare starke Korrelation hat zwei Gründe:

- Alle Punkte wurden aus denselben Meßdaten und derselben Menge *ggg*-Monte-Carlo-Daten berechnet. Der statistische Fehler der Meßdaten – durch die Kontinuumssubtraktion größer als nur die Wurzel aus der Zahl der Einträge – dominiert den Gesamtfehler.
- Der systematische Fehler aufgrund der Kontinuumssubtraktion ist in den Bereichen niedriger Schranken etwa doppelt so groß wie der statistische. Ein Fehler in der Bestimmung des Subtraktionsfaktors bedeutet für die vorliegende Analyse eine gemeinsame Verschiebung aller Anpassungsergebnisse um den gleichen Wert.

4) Die Korrelation erklärt auch, daß alle Ergebnisse *gemeinsam* oberhalb von null liegen. Wären die Punkte unkorreliert, würde man (so es denn keine Gluonenbälle gibt!) eine symmetrische Verteilung um null erwarten. Die gemeinsame Verschiebung aller Punkte zu positiven Werten hin bedeutet, daß die Anpassungsprozedur eine Abweichung in der Beschreibung der gemessenen Daten durch die *ggg*-Simulation mit Hilfe

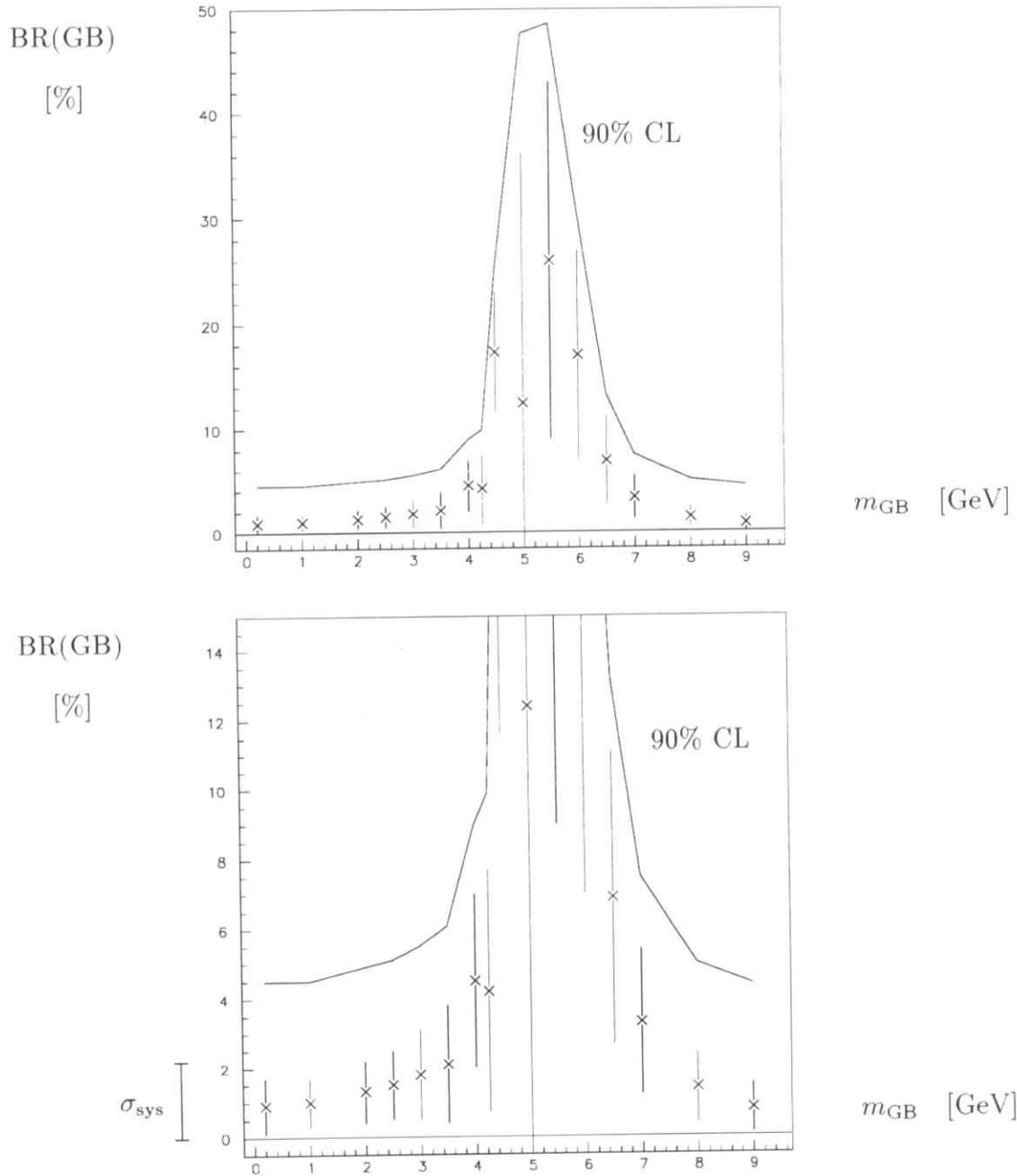


Abbildung 6.3: Ergebnisse und obere Schranken (90% confidence level) für Verzweigungsverhältnisse von Gluonenbällen unterschiedlicher Masse m bei jeweils gleicher Breite $\Gamma = 0.1$ GeV. Im oberen Bild sind alle Ergebnisse gezeigt, im unteren der Bereich kleiner fünfzehn Prozent im Ausschnitt. Der systematische Fehler beträgt überall 2.25 %. Für Massen unterhalb von etwa 4.5 GeV und oberhalb von etwa 6.5 GeV können physikalisch interessante Aussagen gemacht werden.

der Gluonenballverteilung ausgleicht. Alle Gluonenballverteilungen haben ihr Maximum bei gleichen oder deutlich höheren Thrust-Werten (sie liegen in Abbildung 6.1 immer *rechts* der beiden anderen), nie bei niedrigeren. Die positiven Anpassungsergebnisse bedeuten, daß die *ggg*-Verteilung „ein wenig links“ der Meßdaten liegt.

Alle Punkte weichen von null um einen ähnlichen Wert von etwas mehr als einer Standardabweichungen des statistischen Fehlers ab. Aufgrund der Korrelation ist dies lediglich Ausdruck des Abweichens *einer* Verteilung, der *ggg*-Simulation von den gemessenen Daten. Die wahrscheinlichste Erklärung ist, daß der Faktor für die Kontinuumsubtraktion um etwa ein Prozent neben dem richtigen Wert liegt, wie schon Bild 6.2 suggeriert. Aber ebensowenig ist ein systematischer Fehler in JETSET oder eine Fluktuation auszuschließen. Auch ein tatsächlich vorhandener Gluonenball mit einem entsprechenden Verzweigungsverhältnis erklärte die Diskrepanz.

5) Die Ergebnisse schließen nicht nur die Erzeugung eines einzelnen Gluonenballes bestimmter Energie aus, sondern auch eine Produktion mehrerer Gluonenbälle bei verschiedenen Energien. Es haben nämlich *alle* Gluonenballverteilungen größere Thrustwerte als die direkten Zerfälle. Daher können sich die Gluonenballverteilungen verschiedener Energie nicht zu der Verteilung von direkten Zerfällen kompensieren.

6.6 Breite des Gluonenballes

Die angenommene Breite des Gluonenballes spielt für das Ergebnis eine geringe Rolle, wie das Bild 6.4 zeigt. (Daher ist es müßig, für den Bereich mit aussagekräftigen Grenzen eine Matrix Masse gegen Breite anzugeben.) Dieses Ergebnis wird verstanden, indem man bedenkt, daß jeder Gluonenball in der Simulation mit einer definierten Masse erzeugt wird, und die Breite lediglich die Verteilung der Massen vieler Gluonenbälle bestimmt. Eine Simulation mit beispielsweise 3.0 GeV Masse und einer Breite von 0.3 GeV ist eine Mischung aus einzelnen Gluonenbällen aus dem Massenintervall $\approx [2.0 - 4.0]$ GeV. Weiter ist zu berücksichtigen, daß sich das topologische Aussehen der Ereignisse (und damit die Anpassungsergebnisse in Bild 6.3) außerhalb der kritischen Bereiche nur langsam ändert. Damit führt auch eine Verschmierung über benachbarte Bereiche zu keinem grundsätzlich anderen Verhalten.

Das Ansteigen der Grenze zu größerer Breite hin ist Ausdruck der Tatsache, daß die Anpassungsergebnisse in Bild 6.3 oberhalb von $m = 3$ GeV stärker wachsen als sie zu kleineren Massen hin fallen. Eine Verschmierung über einen immer breiteren Bereich führt in diesem Fall zu einem immer größeren Mittelwert. Dies gilt für Gluonenbälle aller Massen außerhalb des kritischen Intervalles 4.5–6 GeV. Das Ansteigen der Grenze hängt jeweils ab von der Entfernung zu diesem Bereich.

Für Gluonenbälle innerhalb des kritischen Bereiches ist ein umgekehrtes Verhalten zu erwarten, d.h. mit zunehmender Breite sollte der Fehler der Anpassungsrechnung kleiner werden und eine kleinere Schranke ergeben. Dies wurde jedoch nicht geprüft, da diese Aussagen ohnehin wenig interessant sind.

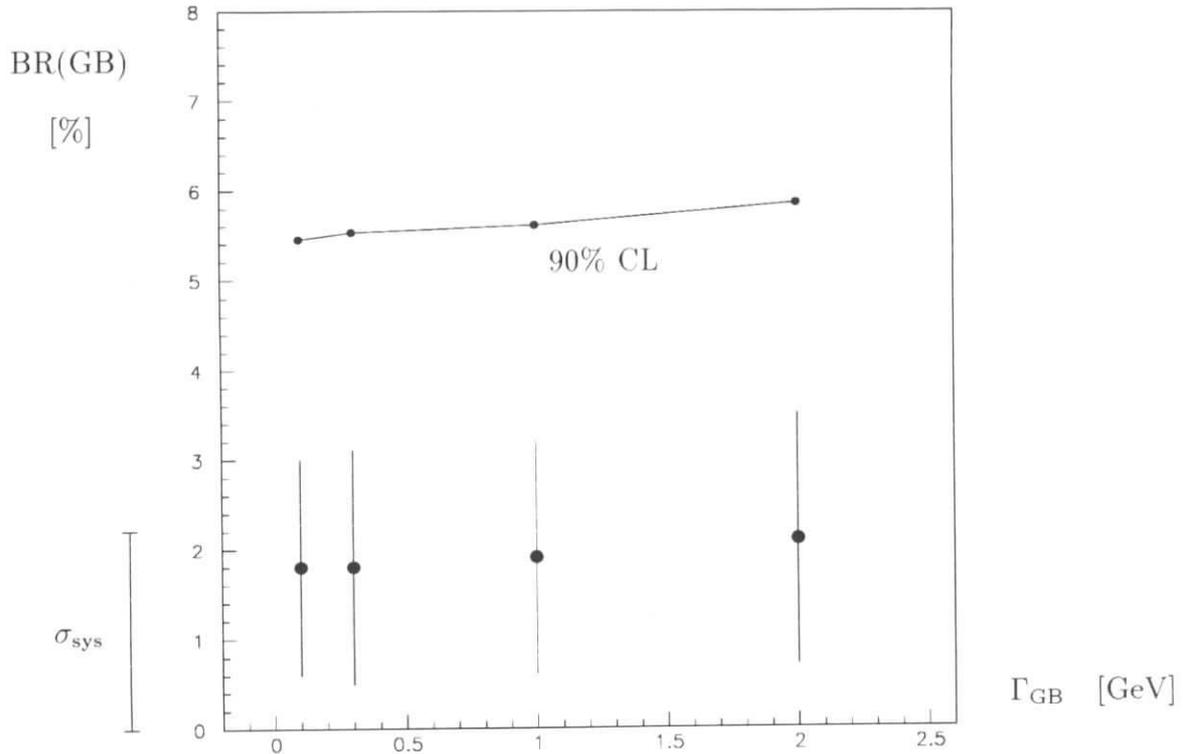


Abbildung 6.4: Anpassungsergebnisse und obere Schranken (90% confidence level) für Verzweungsverhältnisse von Gluonenbällen unterschiedlicher Breite Γ , aber gleicher Masse $m = 3.0$ GeV. Der systematische Fehler beträgt 2.25 %.

6.7 Bewertung der Ergebnisse

Das entscheidende Element dieser Analyse ist die Güte der Beschreibung der Daten durch die *ggg*-Simulation. Die Genauigkeit der Beschreibung durch JETSET 7.3 führt zu den niedrigen Schranken für abweichende Zerfallsmoden in weiten Bereichen.

Das Ergebnis ist unabhängig von Details der Fragmentation, es beruht vielmehr auf der Änderung der Partonkonfiguration *vor* Fragmentation. Damit ist es auch unabhängig vom verwendeten Monte-Carlo-Generator, da sich verschiedene Programme zwar in der Fragmentation unterscheiden, aber alle von der gleichen Partonverteilung der QCD ausgehen. Der Gluonenball zerstört zwei sehr spezielle Eigenschaften dieser Verteilung, nämlich die nahezu gleichförmige Belegung des Phasenraumes (Bild 2.3) und die Symmetrie der drei Partonen im Endzustand (siehe die theoretische Partonverteilung auf Seite 15).

Ob es sich bei der Abweichung der Simulation von den Meßdaten von gut einer Standardabweichung (des statistischen Fehlers) um eine falsche Bestimmung der Kon-

tinuumssubtraktion, einen systematischen Fehler der Simulation, eine Fluktuation oder um ein Anzeichen für einen echten Gluonenball handelt, kann nicht entschieden werden. Unter dem Vorbehalt, daß lediglich einfache Gluonenbälle $GB = (gg)$ betrachtet und weder Hybride ($q\bar{q}g$ -Zustände) noch Zerfälle in mehr als zwei Gluonen oder nicht-isotrope Zerfälle untersucht wurden, kann zusammengefaßt werden:

$\Upsilon(1S)$ -Zerfälle über Gluonenbälle unterscheiden sich nach JETSET 7.3 topologisch derart von direkten Zerfällen, daß sie (in den angegebenen Massenbereichen) höchstens Verzweigungsverhältnisse von wenigen Prozent haben können.

Dies ist die erste Angabe oberer Schranken für die Gluonenballproduktion in $\Upsilon(1S)$ -Zerfällen, die sich nicht auf den kleinen Teil γgg -Zerfälle beschränkt.

Kapitel 7

Jetalgorithmen

Theoretische Argumente für Ausprägung und Nachweisbarkeit von Jets wurden auf Seite 18 diskutiert. Direkte $\Upsilon(1S)$ -Zerfälle befinden sich in dem Zwischenbereich von 3 – 4 GeV Energie pro Parton, in dem die Jetbildung beginnt, sichtbar zu werden. In diesem Kapitel werden verschiedene Algorithmen zur Jetfindung präsentiert und ihre Eigenschaften verglichen. Die Anwendung auf Υ -Zerfälle und Eigenschaften der so rekonstruierten Jets werden gezeigt. Es wird untersucht, in wie weit eine Rekonstruktion der Gluonen möglich ist.

7.1 Der Jade-Algorithmus

Dieser Cluster-Algorithmus hat seinen Namen nach der Jade-Kollaboration erhalten, von der er zuerst vorgeschlagen und benutzt worden ist [Bethke 88]. Er hat sich in der Praxis so bewährt, daß er inzwischen *die* klassische Methode zur Jetfindung und zur Einteilung von Ereignissen in n-Jet-Klassen ist. Der Name steht für eine ganze Gruppe iterativer Methoden.

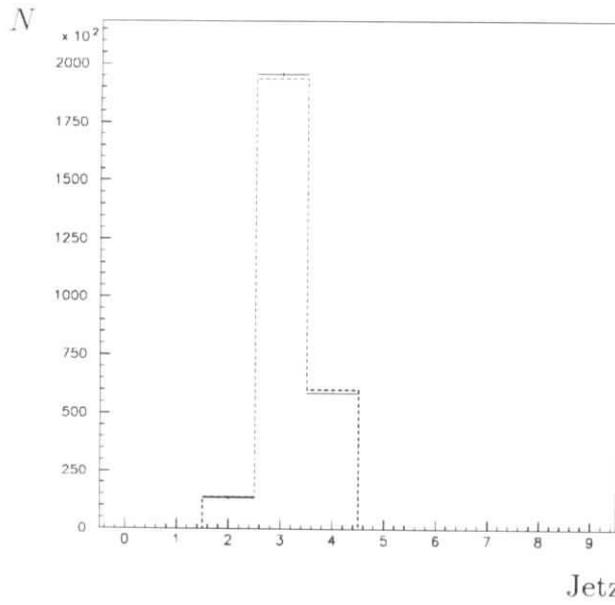
Die Idee ist, ausgehend von den ursprünglichen Spuren des Ereignisses jeweils die zwei am nächsten benachbarten zu einem Cluster zu kombinieren. Dieser Vorgang wird solange wiederholt und dadurch die Zahl der Cluster reduziert, bis eine Abbruchbedingung erfüllt ist. Die verbleibenden Cluster werden Jets genannt, ihre Anzahl kennzeichnet das Ereignis als 2-, 3-, 4-, ..., n-Jet-Ereignis. Die relativen Raten dieser Klassen lassen sich perturbativ berechnen, ihre Messung erlaubt beispielsweise, α_s zu bestimmen.

Die Standarddefinition der Größe, die angibt, wie „benachbart“ zwei Spuren oder Cluster sind, ist

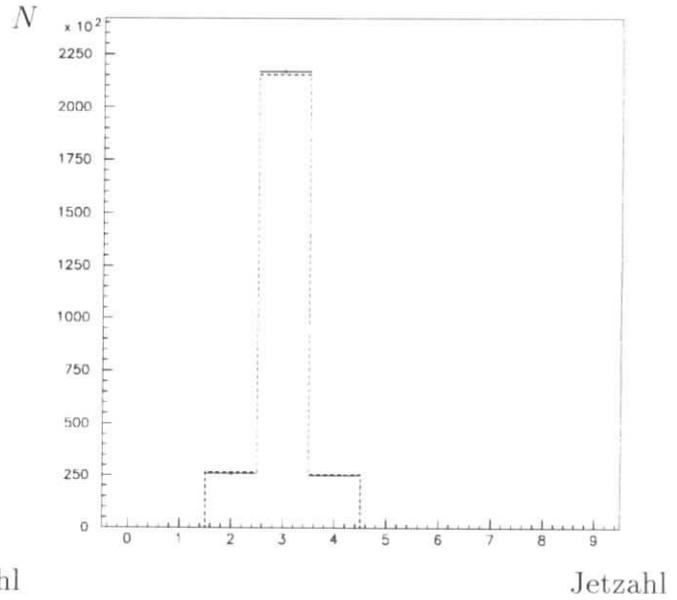
$$y_{ij} = \frac{2 E_i E_j}{s} (1 - \cos \theta_{ij})$$

Iterativ wird das Paar (i, j) mit dem kleinsten y_{ij} kombiniert, bis alle verbleibenden y_{ij} größer als ein vorgegebener Parameter y_{cut} sind. Die einfachste Art der Kombination zweier Cluster bzw. Spuren zu einem neuen Cluster ist die Addition der Vierervektoren:

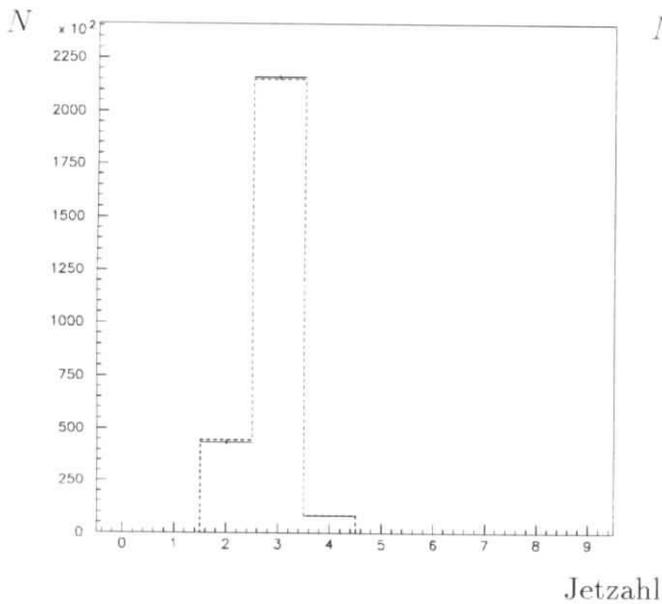
$$p^\mu = p_i^\mu + p_j^\mu$$



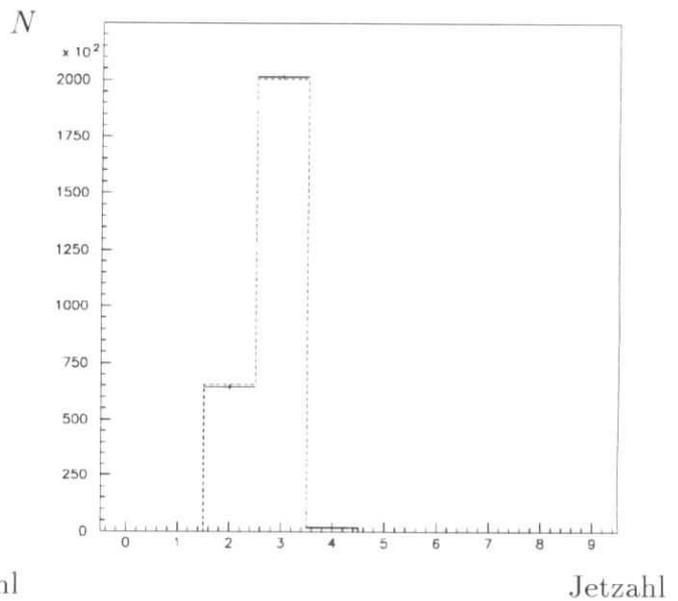
$y_{\text{cut}} = 0.07$



$y_{\text{cut}} = 0.085$



$y_{\text{cut}} = 0.10$



$y_{\text{cut}} = 0.115$

Abbildung 7.1: n -Jet-Verteilungen nach dem Jade-Algorithmus für verschiedene Werte des Parameters y_{cut} . Direkte Zerfälle sind durchgezogen und mit Fehlerbalken eingetragen, die Simulation gestrichelt. Der Wert $y_{\text{cut}} = 0.085$ mit einem Maximum an 3-Jet-Ereignissen wurde für die weitere Untersuchung gewählt.

In dieser Form wurde die Methode ursprünglich beschrieben und dies ist auch die anschaulichste und am einfachsten zu benutzende. Andere Varianten des Algorithmus unterscheiden sich hinsichtlich

- der Abbruchbedingung,
- der Definition der „Nachbarschaft“ von Clustern, sowie
- der Art der Kombination zweier Cluster zu einem neuen.

Die drei Elemente können gewählt werden nach einfacher experimenteller Berechenbarkeit, nach unterschiedlichen Vorteilen bei der theoretischen Behandlung (z.B. Infrarotstabilität), danach, ob sie Energie, Impuls, beides oder keines von beiden erhalten, und ob sie für perturbative Rechnungen geeignet sind. Leider sind diejenigen Varianten, die vom experimentellen her einfach und praktisch sind, für die theoretische Rechnung meist ungeeignet und umgekehrt. Eine detaillierte Beschreibung vieler Varianten einschließlich einer Diskussion ihrer Vor- und Nachteile ist in [Bethke 91] zu finden. In der vorliegenden Arbeit wurde der Algorithmus in seiner klassischen Form, wie oben definiert, benutzt.

Zur Anwendung bedarf der Jade-Algorithmus der Einstellung des Parameters y_{cut} . Sein Wert kann der jeweiligen Fragestellung angepaßt werden. In dieser Arbeit wurde dasjenige y_{cut} gewählt, welches die Zahl der Dreijetereignisse maximiert. Dies ist für $y_{\text{cut}} = 0.085$ der Fall (Abbildung 7.1).

7.2 Teilung senkrecht zur Thrustachse

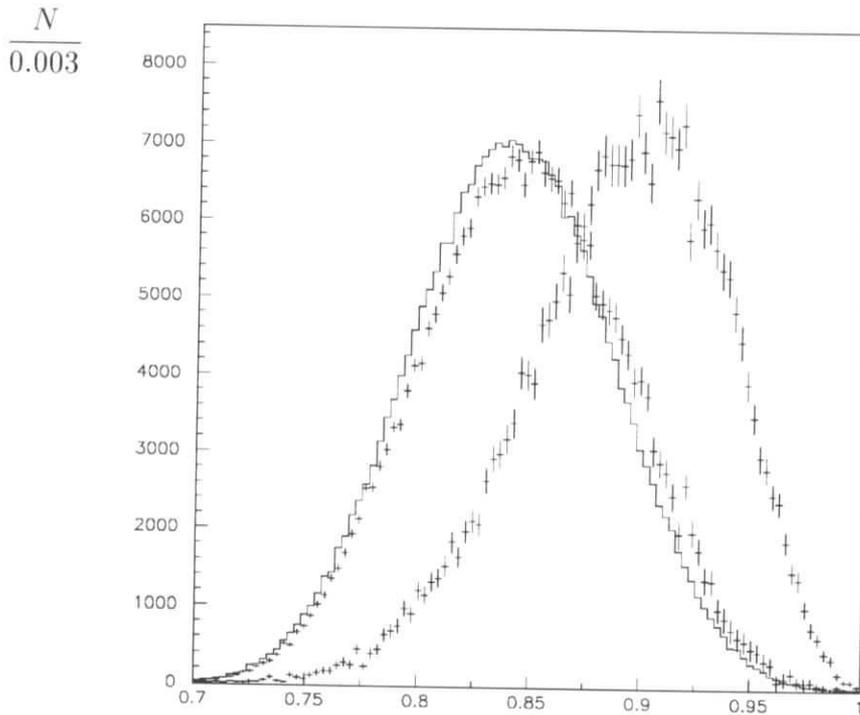
Die Größe Thrust wurde im Abschnitt 5.3 definiert. Ihre Berechnung liefert gleichzeitig eine Achse, die Thrustachse. Sie ist durch die minimale Summe der Transversalimpulse aller Spuren relativ zu ihr definiert. Per Konstruktion weist sie in eine Richtung mit vielen Spuren, während sehr wenige senkrecht zu ihr stehen. Dies kann benutzt werden, um einen Jetalgorithmus speziell für den Zerfall in drei Gluonen zu konstruieren:

- Jedes Ereignis wird im Wechselwirkungspunkt durch eine Ebene senkrecht zur Thrustachse in zwei Hälften geteilt. Das energiereichste Gluon sollte sich dann mitsamt den daraus resultierenden Spuren auf der Seite mit kleinerem Transversalimpuls befinden. Diese Spuren werden zu einem Jet kombiniert (z.B. indem ihre Vierer-Impulse addiert werden). Die beiden Gluonen auf der anderen Seite wurden mit einem Winkel zueinander und zur Richtung des ersten Gluons ausgestrahlt. Daher ist ihr Transversalimpuls größer.
- Die restlichen Spuren werden in ihr Schwerpunktsystem transformiert. In diesem sollten sich die beiden übrigen Gluonen mit gleicher Energie gegenüberstehen. Die gleiche Methode wird nochmals angewandt:
- Nach erneuter Berechnung der Thrustachse werden die verbleibenden Spuren durch die Ebene senkrecht zu ihr in zwei Mengen geteilt. Aus dem Winkel der Achse des transformierten Systems zur ursprünglichen Thrustachse ergibt sich,

welches Gluon mehr Energie hatte. Die zwei Mengen von Spuren werden zu zwei Jets zusammengefaßt.

7.3 Triplicity

Diese Größe wurde in Abschnitt 5.3.5 als Erweiterung von Thrust zur Untersuchung von Drei-Jet-Strukturen definiert. Neben einer topologischen Variablen, deren Verteilung in Abbildung 7.2 gezeigt ist, liefert dieses Verfahren auch drei Jets.



Triplicity

Abbildung 7.2: Die Triplicity-Verteilung in direkten Zerfällen (im Bild links mit Fehlerbalken), Simulation (durchgezogenes Histogramm) und im Kontinuum (die rechte Kurve, mit Fehlerbalken). Da sich Zwei-Jet-Ereignisse sehr gut mit drei Jetachsen beschreiben lassen, haben Kontinuumszerfälle größere Triplicity-Werte als direkte Zerfälle.

7.4 Zweidimensionale Algorithmen

Die drei Gluonen des direkten Zerfalles liegen in einer Ebene (Impulserhaltung). Dies drängt den Gedanken auf, die Rekonstruktion mit einer Projektion der Spuren auf eine Ebene zu beginnen, beispielsweise diejenige minimalen Transversalimpulses.

Dabei bleibt die Impulserhaltung (innerhalb der Ebene wie senkrecht dazu) gültig. Die Energie–Impuls–Beziehung gilt jedoch nicht mehr, so daß eine Entscheidung getroffen werden muß, wie die Energie jeder Spur im weiteren behandelt wird. In der vorliegenden Arbeit wird mit zweidimensionalen Methoden lediglich versucht, die Energie–Winkel–Beziehung auf der Partonebene auszunutzen. Dazu genügt es, mit den projizierten Impulsen weiterzurechnen und die gemessenen Energien nicht zu verwenden.

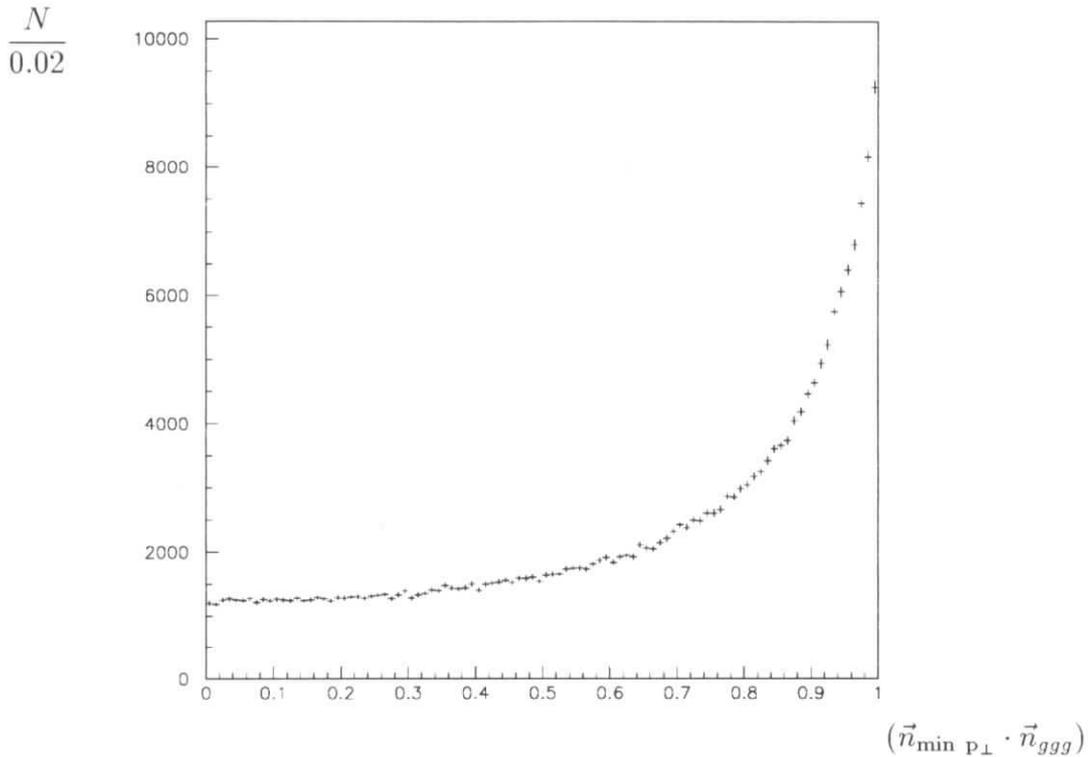


Abbildung 7.3: Die Ebene der drei Gluonen kann in vielen Fällen nicht genau bestimmt werden: Gezeigt ist (für die Simulation) der Kosinus des Winkels zwischen der Ebene minimalen Transversalimpulses und der Ebene, in der die Gluonen liegen.

Zwei Ebenen bieten sich zur Projektion an:

- Die Ebene aus Thrust- und Majorachse ist zugleich die Ebene, bezüglich derer der Transversalimpuls minimal wird. Ihr Winkel zur Ebene der drei Gluonen ist in Abbildung 7.3 für die Simulation gezeigt. Diese Ebene wird im weiteren verwendet.
- Die Ebene, die aus den Eigenvektoren des „Impulstensors“ berechnet wird und die die Sphericity–Achse enthält, minimiert das Quadrat des Transversalimpulses.

Innerhalb der Ebene können die gleichen Methoden wie in drei Dimensionen angewandt werden: ein Jadealgorithmus, die Aufteilung senkrecht zur Thrustachse und der

Triplicity-Algorithmus. Zusätzlich gibt es eine Methode die in drei Dimensionen nicht möglich ist, sie wurde in [Wu 79] beschrieben: In zwei Dimensionen ist es möglich, eine Anordnung der Spuren vorzunehmen und sie so der Reihenfolge nach in drei Mengen aufzuteilen. Von allen möglichen Aufteilungen kann einmal mehr diejenige gewählt werden, die die Summe der Transversalimpulse minimiert.

In Abbildung 7.3 ist zu sehen, daß die Ebene minimalen Transversalimpulses bei der Hälfte der Ereignisse keine Korrelation zur Gluonenebene aufweist, und daß die Übereinstimmung nur bei einem Bruchteil der Ereignisse wirklich gut ist. Dies gilt auch für anders definierte Ebenen. Aus diesem Grund ist nicht zu erwarten, daß irgendeine zweidimensionale Methode weiterverwendbare Ergebnisse liefert.

7.5 Rekonstruktion von Gluonen

In diesem Abschnitt wird anhand der Monte-Carlo-Simulation untersucht, wie gut die „Rekonstruktion“ der Gluonen des direkten Zerfalles gelingt, d.h. wie genau aus Informationen über Jets auf Eigenschaften der Gluonen geschlossen werden kann.

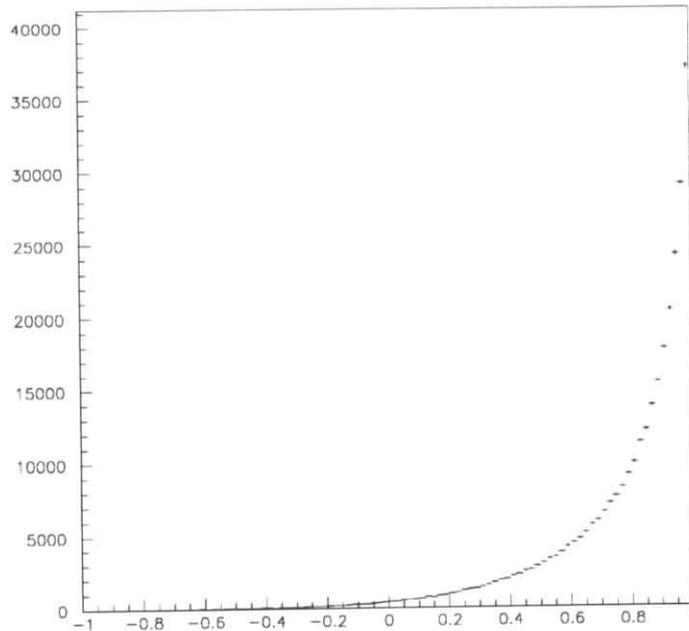
Drei verschiedene Größen werden untersucht: die Richtungen, in der die Gluonen ausgestrahlt wurden; damit zusammenhängend die Winkel zwischen ihnen; und ihre Energien. Die Winkel werden getrennt von den Richtungen betrachtet, um festzustellen, ob die Beziehung zwischen Energien und Winkel auf der Partonebene in der Praxis ausgenutzt werden kann.

7.5.1 Rekonstruktion der Richtungen

Als Maß hierfür dient der Winkel zwischen der Flugrichtung des Gluons und dem vom Algorithmus zusammengefaßten Jet. Es wurde jeweils diejenige Gluon-Jet-Zuordnung mit den größten drei Skalarprodukten gewählt. Stellvertretend für alle Algorithmen werden in Abbildung 7.4 die Ergebnisse des Jade-Algorithmus gezeigt. Das Ergebnis für den ersten, d.h. energiereichsten Jet ist befriedigend. In ca. 50 % der Fälle wird die Richtung mit einer Abweichung von weniger als 30° gefunden. Das Ergebnis für den zweiten Jet (nicht gezeigt) sieht ähnlich aus. Schlechter ist hingegen das Ergebnis für das dritte, energieärmste Gluon. Über einem Sockel aus zufällig verteilten Jet-Richtungen (solche sind gleichverteilt in $\cos \theta$) gibt es viele Ereignisse mit einem Winkel zwischen 45° und 90° für das dritte Gluon. In all diesen Fällen, zusammen der Hälfte aller Ereignisse, ist keine Aussage über die Richtung des dritten Gluons möglich.

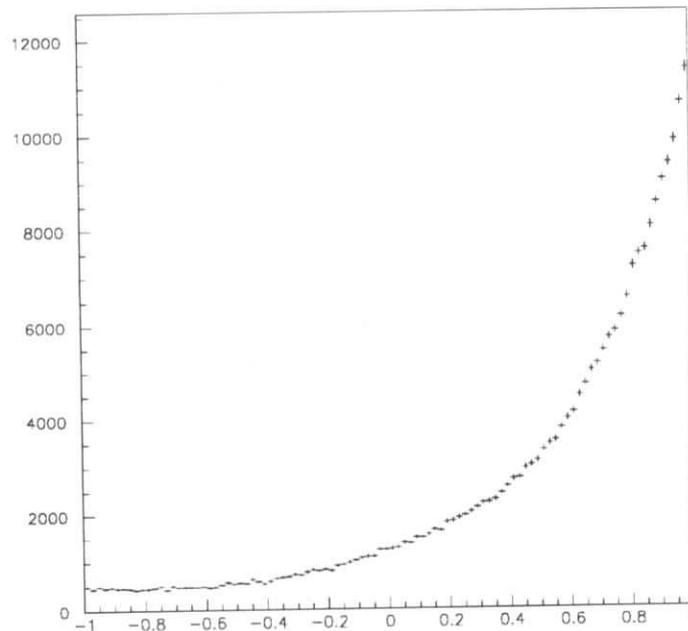
Zwar ist es möglich, durch geeignete Schnitte Ereignisse mit schlecht trennbaren Gluonen auszusortieren, jedoch konnten keine Schnitte gefunden werden, die es erlaubten, die Richtungen aller drei Gluonen mit einer Genauigkeit besser als 30° zu finden. Auch eine erforderliche Mindestenergie zur Rekonstruktion kann nicht angegeben werden, da die Behandlung der Gluonen nicht unabhängig voneinander möglich ist. Die Rekonstruktion eines Gluons ist aus zwei Gründen immer mit den beiden anderen verknüpft: Zum einen hängen sie auf der Partonebene über Energie- und Impulserhaltung zusammen, zum anderen rekonstruiert keiner der Jetalgorithmen ein Gluon unabhängig von den anderen. Welche Spuren zu einem Jet gezählt werden hängt je-

$$\frac{N}{0.02}$$



$\cos \theta_1$

$$\frac{N}{0.02}$$



$\cos \theta_3$

Abbildung 7.4: Mit dem Jade-Algorithmus wurden Jets in simulierten direkten Zerfällen gesucht. Das obere Bild zeigt die Verteilung des Winkels zwischen dem energiereichsten Jet und dem zugehörigen Gluon, das untere Bild die entsprechende Größe für den energieärmsten Jet. Ein Kosinus von 0.8 entspricht einem Winkel von 37° .

weils auch von der Verteilung aller übrigen Spuren ab. Dies wiederum liegt daran, daß die Jets bei Υ -Energien nicht gut voneinander zu trennen sind.

Die Verteilungen der Winkel zwischen Jets und Gluonen sehen für alle Algorithmen ähnlich aus. Zur Charakterisierung und Bewertung wurden je zwei Zahlen berechnet: Gewählt wurden die relativen Anteile von Ereignissen, in denen der Kosinus des Winkels kleiner als 0.5 (das entspricht einem Winkel von mehr als 60° zwischen Gluon und Jet) bzw. größer als 0.9 (weniger als 26°) ist. Die Zahlen sind in folgender Tabelle für die verschiedenen Algorithmen zusammengestellt:

Algorithmus	Jet 1		Jet 2		Jet 3	
	< 0.5	> 0.9	< 0.5	> 0.9	< 0.5	> 0.9
Jade	0.12	0.42	0.17	0.35	0.34	0.21
Triplicity	0.10	0.44	0.15	0.36	0.37	0.19
Thrustaufteilung	0.10	0.44	0.29	0.28	0.29	0.28
Partition (2D)	0.35	0.14	0.37	0.14	0.44	0.13

Die Jets wurden ihrer Energie nach benannt. Der Jade- und der Triplicity-Algorithmus ergeben für alle drei Gluonen ungefähr dieselben Ergebnisse. Die Aufteilung nach der Thrustachse ergibt für das erste Gluon ebenfalls dieses Ergebnis, die Behandlung des zweiten und dritten Gluons ist hierbei jedoch konstruktionsbedingt stark gekoppelt, was für Gluon 2 schlechtere, für Gluon 3 bessere Ergebnisse bringt. Die Resultate nach vorheriger Projektion in eine Ebene sind (unabhängig davon, welcher Algorithmus in der Ebene angewandt wurde) mit den dreidimensionalen Methoden nicht zu vergleichen.

7.5.2 Rekonstruktion der Energien

Die Rekonstruktion der Gluonenergien mit dem Triplicity-Algorithmus ist in Abbildung 7.5 zu sehen. Der Jade-Algorithmus liefert sehr ähnliche Ergebnisse. Ohne zusätzliche Schnitte kann die Energie keines der drei Gluonen besser als auf etwa 800 MeV genau bestimmt werden. Das ist bei weitem nicht genau genug, um beispielsweise die Impulsverteilung der QCD direkt zu testen. Die Methode der Thrustaufteilung und die Algorithmen im Zweidimensionalen ergeben für die drei Gluonen ungleiche Ergebnisse. Mit keiner Methode kann jedoch selbst die Energie des energiereichsten Gluons genauer bestimmen werden.

Aus diesem Grund erübrigt es sich, Verteilungen von invarianten Massen von je zwei Jets zu durchmustern. Wäre es möglich, Energie oder Richtung zweier Gluonen genauer zu bestimmen, hätte sich ein Gluonenball dort durch eine Resonanzüberhöhung zeigen können. Die Unsicherheiten bei der Bestimmung dieser Größen sind jedoch zu groß, als daß weitere Versuche in dieser Richtung lohnten.

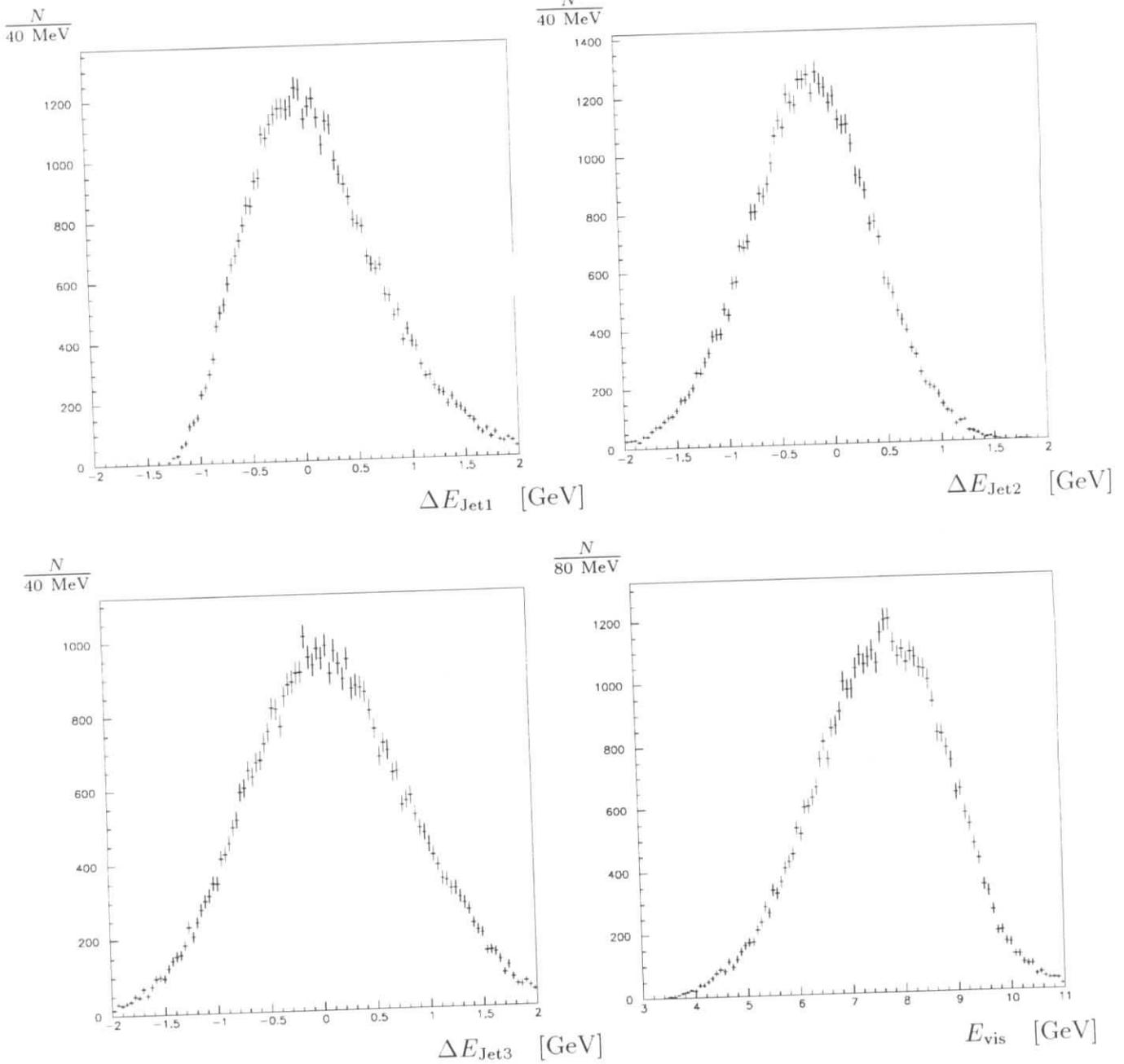


Abbildung 7.5: Diese Bilder zeigen, wie in der Simulation die Energien der Gluonen Nr. 1, 2 und 3 (links oben, rechts oben und links unten) mit dem Triplicity-Algorithmus rekonstruiert werden. Dargestellt ist jeweils die Differenz aus Jetenergie (anteilig auf die sichtbare Energie des Ereignisses korrigiert) und Energie des zugehörigen Gluons. Die Breite ist für alle drei Gluonen ähnlich und liegt zwischen 700 und 800 MeV (FWHM). Das Bild rechts unten zeigt die Verteilung der sichtbaren Energie je Ereignis.

7.5.3 Rekonstruktion der Winkel

Die Beziehung zwischen Energie und Winkel der Gluonen

$$\frac{E_i}{M_\Upsilon} = \frac{\sin \theta_i}{\sum_j \sin \theta_j}$$

wurde bereits zu Beginn der Arbeit erwähnt. Falls relative Winkel zwischen Gluonen genauer als deren absolute Richtungen bestimmt werden könnten, würde es sich lohnen, auf diese Weise ihre Energie zu berechnen. Abbildung 7.6 zeigt jedoch, daß dies nicht möglich ist. Auch hier sind die Abweichungen zwischen Größen auf der Partonebene und auf der Jetebene groß.

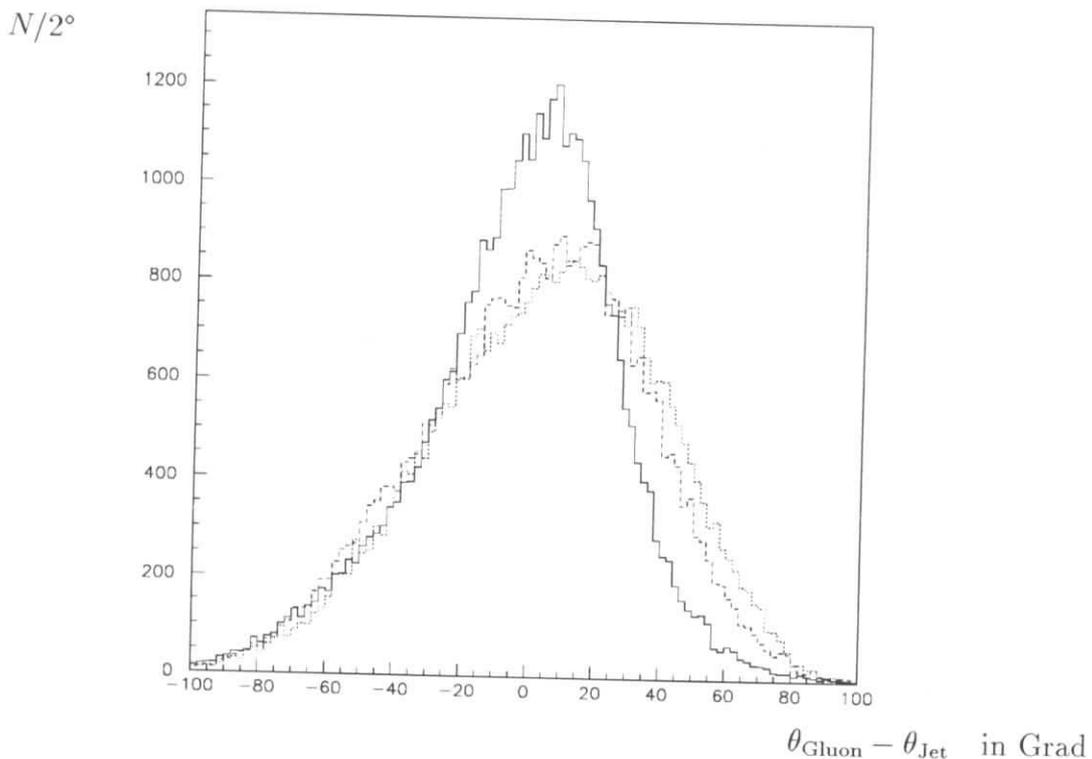


Abbildung 7.6: Gezeigt ist in der Simulation die Differenz zwischen dem Winkel zwischen zwei Jets und dem Winkel zwischen den zugehörigen Gluonen. Die Jets wurden mit dem Jade-Algorithmus rekonstruiert. Die Bestimmung des Winkels zwischen Gluon 1 und 2 ist mit einer Abweichung von 25° (FWHM) möglich (durchgezogenes Histogramm). Die Abweichungen bei den Winkeln dieser beiden Gluonen zum dritten, niederenergetischen sind größer, obwohl die Winkel kleiner sind. Die zu den Jets 1 und 3 gehörende Winkeldifferenz ist gestrichelt, die zu den Jets 2 und 3 gehörende punktiert eingetragen.

7.6 Jeteigenschaften

Auf den Seiten 76 und 77 werden exemplarisch einige Eigenschaften von mit dem Jade-Algorithmus rekonstruierten Jets gezeigt. Zu sehen sind: die Energie des energiereichsten Jets, die invariante Masse des energieärmsten Jets, und zwei Winkelverteilungen.

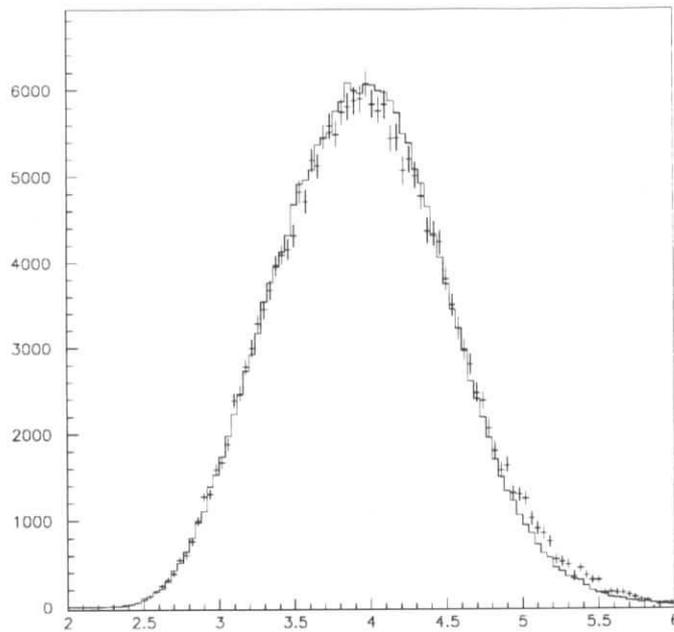
7.7 Zusammenfassung

Jetalgorithmen sind nur bedingt geeignet, die Gluonen des direkten $\Upsilon(1S)$ -Zerfalles zu rekonstruieren. Dies liegt an der für eine klare Jetausbildung zu geringen Energie der Partonen.

Die Bestimmung physikalischer Größen der zwei energiereichen Gluonen ist nicht genau genug, um weitergehende Folgerungen zu ziehen, aber mit Abweichungen möglich, die Öffnungswinkeln der Jets von etwa 40° entsprechen. Über das dritte Gluon kann praktisch keine Aussage gemacht werden, es sei denn, eine solche ergibt sich aus Eigenschaften der beiden anderen. Eine eindeutige Trennung der Jets ist nicht möglich, woraus sich eine Grenze für die erreichbare Genauigkeit jeder Aussage ergibt.

Die Existenz von Jetstrukturen in $\Upsilon(1S)$ -Zerfällen konnte gezeigt und die Größe der Öffnungswinkel der zwei energiereichen Jets bestimmt werden. Sie entspricht den theoretischen Erwartungen.

$$\frac{N}{0.04}$$


 $E_{\text{Jet } 1}$

$$\frac{N}{0.04}$$

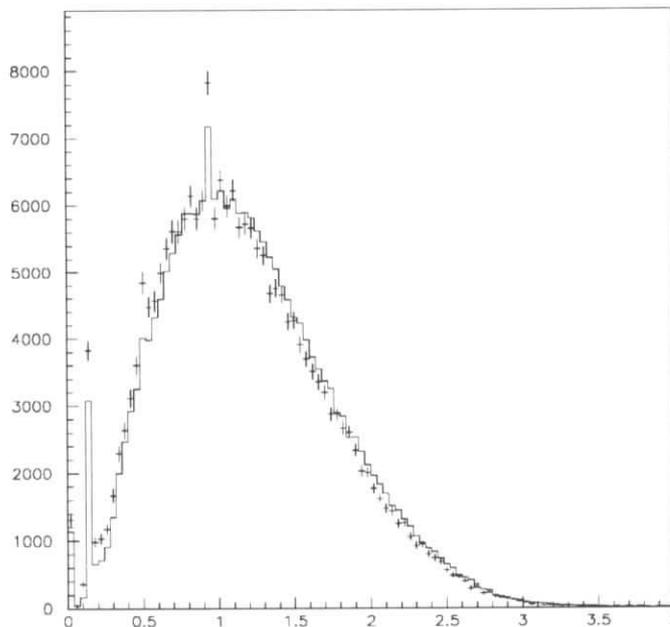

 $M_{\text{Jet } 3}^{\text{inv}}$

Abbildung 7.7: Das obere Bild zeigt die Energie des energiereichsten Jets (mit dem Jade-Algorithmus kombiniert) in direkten Zerfällen (mit Fehlerbalken) und ggg -Simulation (durchgezogen). Sie kann größer als $\frac{1}{2}M_{\Upsilon}$ werden, weil der Algorithmus Spuren aus mehr als nur einem Halbraum kombinieren kann. Ein zweiter Grund sind Detektor- oder Rekonstruktionsfehler.

Die invariante Masse des energieärmsten Jets (unteres Bild) zeigt – ebenso wie die der beiden anderen (nicht gezeigten) Jets – einen glatten Verlauf ohne Resonanzen. Ausgenommen sind die Ereignisse, in denen der Jet aus einem einzigen Teilchen besteht, in welchem Fall man die Masse dieses Teilchen ablesen kann (p , K , π und Photon in absteigender Reihenfolge).

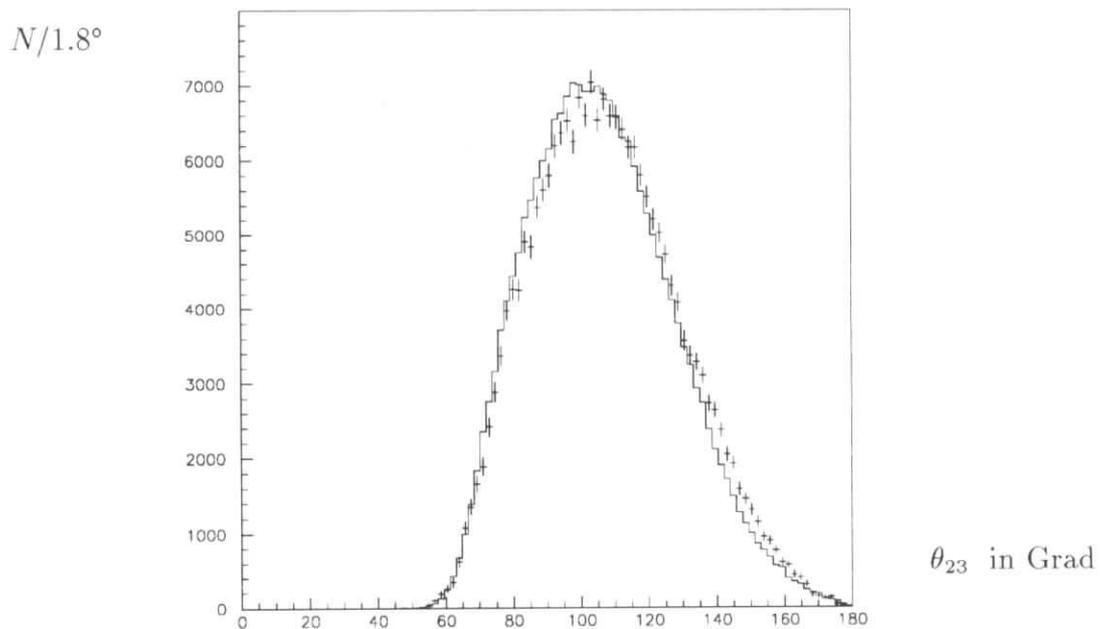
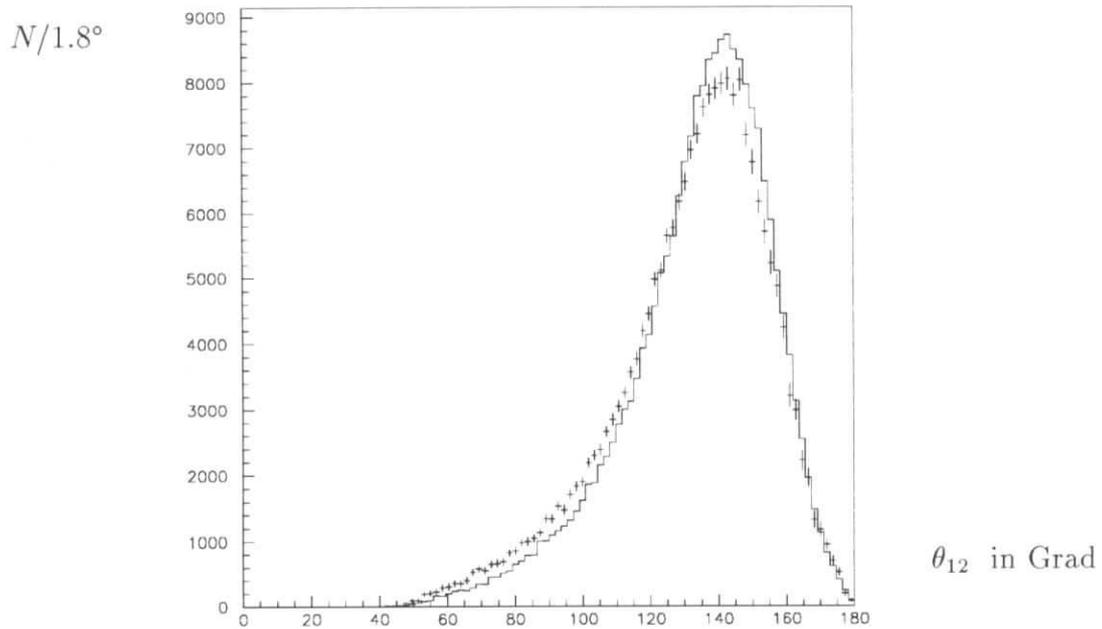


Abbildung 7.8: Die Verteilungen der Winkel zwischen den Jets 1 und 2 (oben) und den Jets 2 und 3 (unten) in direkten Zerfällen (mit Fehlerbalken) und der Simulation (durchgezogen) ist gezeigt. Die Jets wurden mit dem Jade-Algorithmus rekonstruiert. θ_{23} kann größer als θ_{12} sein, da die Jets der Energie nach, nicht dem Winkel nach benannt wurden.

Kapitel 8

Das direkte Photon in γgg -Zerfällen

Die Entdeckung einer Resonanz im Spektrum des direkten Photons des γgg -Zerfalls wäre von herausragendem Interesse, da sie ein Anzeichen für das Vorhandensein eines Gluonenballes darstellen könnte. Bisherige Suchen nach einem solchen Signal sind fehlgeschlagen ([Argus 85] und [Cleo 86]). Ein möglicher Grund dafür könnte bei beiden Experimenten die Energieauflösung für hochenergetische Photonen sein. Gerade in der Nähe des Endpunktes des Photonenspektrums – oberhalb 4 GeV – ist die Auflösung (mit z.B. 400 MeV bei ARGUS) am schlechtesten. Dies ist aber der Bereich, der Rückstoßmassen unter 4 GeV entspricht und der damit für die Gluonenballsuche am interessantesten scheint. In diesem Kapitel wird eine Methode beschrieben, diese Auflösung zu verbessern.

In Kapitel 6 wurden oberen Grenzen auf die Erzeugung von Gluonenbällen in direkten Zerfällen angegeben. Diese schließen (aufgrund des geringen Anteils von γgg -an direkten Zerfällen) eine hohe Rate in γgg -Zerfällen nicht aus.

8.1 Das Photonenspektrum

In niedrigster Ordnung wird von der QCD ein in guter Näherung linearer Anstieg des Spektrums bis zu einem Maximum bei $E_\gamma^{\max} = \frac{1}{2}m_\Upsilon$ erwartet. Der Großteil der direkten Photonen sollte demnach hochenergetisch sein.

[Field 83] beschreibt eine Korrektur zur Rechnung in niedrigster Ordnung. Dort wird angenommen, die erzeugten Gluonen erlangten durch Abstrahlung weicher Gluonen eine Masse. Dies führt zu einem etwas anderen Spektrum, da die Grenzen des Phasenraumes nur für masselose Gluonen erreichbar sind. Das korrigierte Spektrum stimmt deutlich besser mit den gemessenen überein (siehe [Argus 87], [Cleo 86 A] und [Crystal Ball 91]). Das Maximum des Spektrums liegt weiterhin im oberen Energiebereich, es fällt jedoch zum Endpunkt hin steil auf null ab.

8.2 Der Nachweis direkter Photonen

Da der γgg -Zerfall nur 2 – 3 % der direkten Zerfälle ausmacht, ist ein starker Untergrund aus Photonen der ggg -Zerfälle (vornehmlich π^0 -Zerfallsprodukte) vorhanden.

Dieser ist jedoch im wesentlichen niederenergetisch, weshalb man sich bei der Bestimmung der Form des Spektrums wie bei der Suche nach Resonanzen auf den Bereich hoher Energien $E_\gamma > \frac{1}{2} E_\gamma^{\max}$ beschränkt. Für solche Photonen beträgt die nominelle Auflösung der Schauerzähler bei ARGUS zwischen 200 und 400 MeV (siehe Seite 25). Die tatsächliche Auflösung ist neben der Energie auch vom Raumwinkelement abhängig, in dem das Photon nachgewiesen wird.

Auch Photonensignale bei hohen Energien rühren noch zu einem erheblichen Teil vom exponentiell abfallenden π^0 -Spektrum her. Mit zunehmender Energie wird es immer schwieriger, die beiden Zerfallsphotonen als *zwei* Photonen und damit als π^0 zu erkennen, weil der Winkel zwischen ihnen kleiner wird. Bei niederen Energien ist die Unterscheidung durch eine Untersuchung der Form des Schauers im Kalorimeter möglich [Argus 85A].

Durch den π^0 -Untergrund entstehen die meisten Schwierigkeiten bei der Bestimmung der Form des Spektrums und damit des Anteils der $\gamma\gamma\gamma$ - an den direkten Zerfällen [Argus 87]. Da es hier aber lediglich darum geht, eine Resonanzüberhöhung zu erkennen, stört ein glatter Untergrund nicht und bleibt unbeachtet.

8.3 Methode zur Verbesserung der Auflösung

Zur Verbesserung der Energieauflösung neutraler Teilchen kann die bei ARGUS relativ gute Auflösung geladener Teilchen ausgenutzt werden. In vollständig rekonstruierten Ereignissen kann aus der Messung aller übrigen Spuren und der Kenntnis des Anfangszustandes auf die Energie des Photons geschlossen werden, *ohne* dessen Messung zu benutzen. Seine Energie kann so genauer bestimmt werden, als es direkt mit den Schauerzählern möglich ist, wie die Analyse im weiteren beweist.

$$E_\gamma = E_{cms} - \sum_i E_i \quad \text{und} \quad \vec{p}_\gamma = - \sum_i \vec{p}_i$$

Die Summe läuft hier wie im ganzen Kapitel immer über alle Spuren eines Ereignisses *mit Ausnahme* des Photons. Als Photonenenergie kann die fehlende Energie oder der fehlende Impuls des Ereignisses benutzt werden; im folgenden wird durchgehend der Impuls verwendet, weil er die bessere Auflösung bringt und mit kleineren Fehlern behaftet ist.

Der einzige Schnitt dieser Methode (über die Standardschnitte hinaus) verlangt, die fehlende Energie zusammen mit dem fehlenden Impuls eines Ereignisses solle verträglich mit einem Teilchen der Masse null sein. Auf diese Weise werden nur vollständig rekonstruierte Ereignisse verwendet, da jedes nicht gesehene Teilchen zu einer Vergrößerung der fehlenden invarianten Masse führt. (Dies ist auch der Fall, falls ein Photon fehlt, weil dieses einen Winkel zum direkten Photon bildet und beide zusammen eine Masse erhalten.)

$$\frac{(E_{cms} - \sum E_i)^2 - (\sum \vec{p}_i)^2}{\Delta(m^2)} < 3$$

Der Fehler des Massenquadrats $\Delta(m^2)$ wird aus den Fehlern der einzelnen Spurmessungen berechnet. Zunächst wird bei drei Standardabweichungen geschnitten, später der Schnitt verschärft.

Die Methode wird im folgenden „Rückstoßmethode“ genannt.

8.4 Resultat und Bewertung

Im ganzen Kapitel wird das Kontinuum bei 10.45 GeV verwendet (Kommentar dazu in Abschnitt 4.6, Seite 33), weil die Fluktuationen aufgrund der geringen Datenmenge bei 9.36 GeV nur deutlich schlechtere Aussagen zulassen. Das Spektrum direkter Photonen, rekonstruiert nach der Rückstoßmethode, ist in Abbildung 8.1 zu sehen.

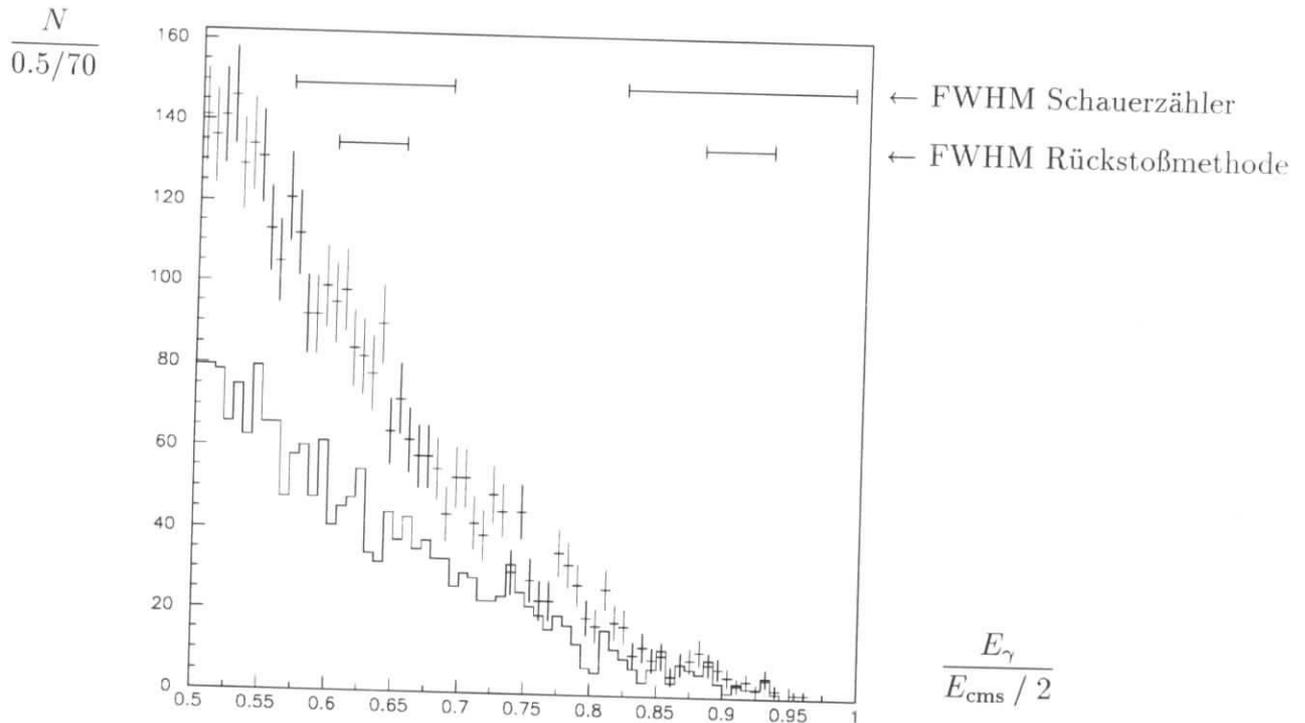
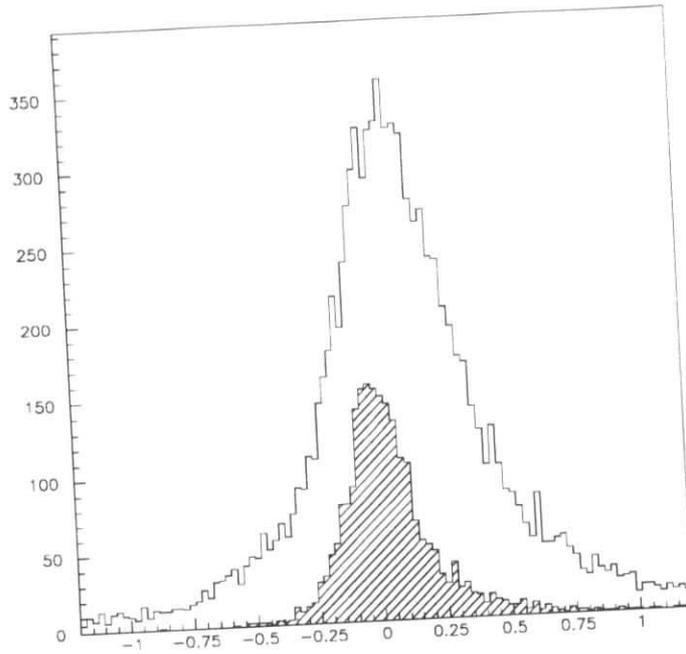


Abbildung 8.1: Das Photonenspektrum nach der Rückstoßmethode in Daten der Resonanz (mit Fehlerbalken) und des skalierten Kontinuums bei 10.45 GeV (als Histogramm). Es ist keine Resonanzüberhöhung erkennbar. Die Auflösungen von Schauerzählern und Rückstoßmethode aus der Tabelle Seite 82 sind für zwei Energiebereiche eingetragen.

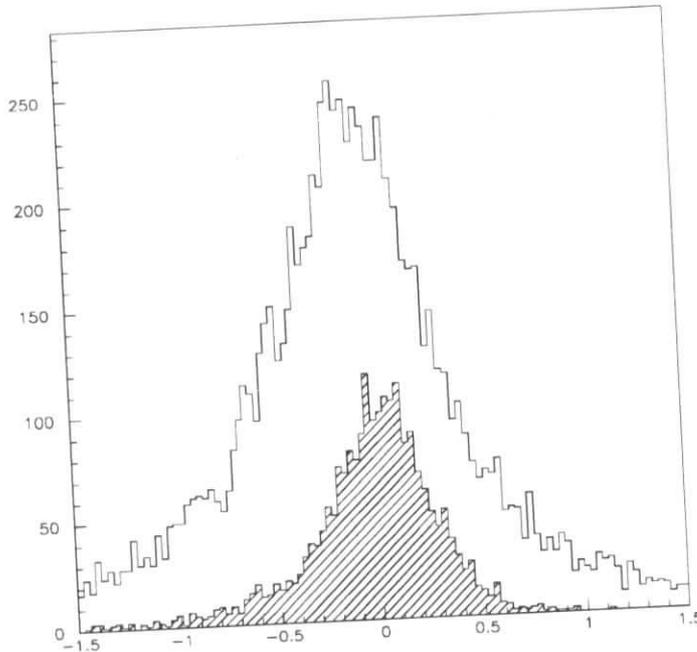
Das obere Histogramm in Abbildung 8.2 zeigt für die Monte-Carlo-Simulation die Differenz aus rekonstruierter und generierter Energie des direkten Photons in γgg -Ereignissen. Dies ermöglicht einen Vergleich von Auflösung und Akzeptanz zwischen der konventionellen Messung mit Schauerzählern und der Rückstoßmethode: Die mittlere Energieauflösung kann deutlich von 550 MeV (FWHM) auf ca. 250 MeV verbessert werden. (FWHM – „Full Width Half Maximum“ – bezeichnet eine Konvention zur Angabe von Breiten: Die Breite der Kurve an der Stelle des Abfalles auf die Hälfte ihrer

$\frac{N}{24 \text{ MeV}}$



$E_{\gamma}^{\text{rek}} - E_{\gamma}^{\text{gen}}$ [GeV]

$\frac{N}{30 \text{ MeV}}$



$M_{\text{Rück}}^{\text{rek}} - M_{\text{Rück}}^{\text{gen}}$ [GeV]

Abbildung 8.2: Die Auflösungen in der Photonenergie (oben) und in der Rückstoßmasse (unten) werden verglichen für die konventionelle Messung mit Schauern (unshraffiert) und für die Rückstoßmethode (schraffiert). Dargestellt ist in der Simulation die Differenz aus rekonstruierter und generierter Energie direkter Photonen (oben) und der daraus berechneten Rückstoßmassen (unten). Die Akzeptanz des Schnittes auf das Massenquadrat fehlender Teilchen entspricht dem Verhältnis der Flächen unter den Kurven. Die Herkunft der Verschiebung der Schauermessung um 50 – 100 MeV Photonenergie ist unbekannt.

maximalen Höhe wird angegeben.) Dies wird durch einen Verlust an Statistik erkauft, der dem Verhältnis der Flächen unter den Kurven entspricht, etwa ein Faktor vier. Trotz der Verbesserung kann im Photonenspektrum keine Resonanz gefunden werden.

Im Gegensatz zur Schauerzählermessung, deren absoluter Fehler mit zunehmender Photonenenergie wächst, wird die Auflösung der Rückstoßmethode zum Endpunkt hin nicht schlechter. Am Endpunkt ist sie mehr als dreimal besser (250 MeV zu 800 MeV). Ebenso ändert sich die Auflösung von 500 MeV (FWHM) in der Rückstoßmasse (Abbildung 8.2 unten) über den ganzen Energiebereich nicht wesentlich. Die Beziehung zwischen der Rückstoßmasse, d.h. der invarianten Masse des Ereignisses ohne das Photon, und der Photonenenergie lautet:

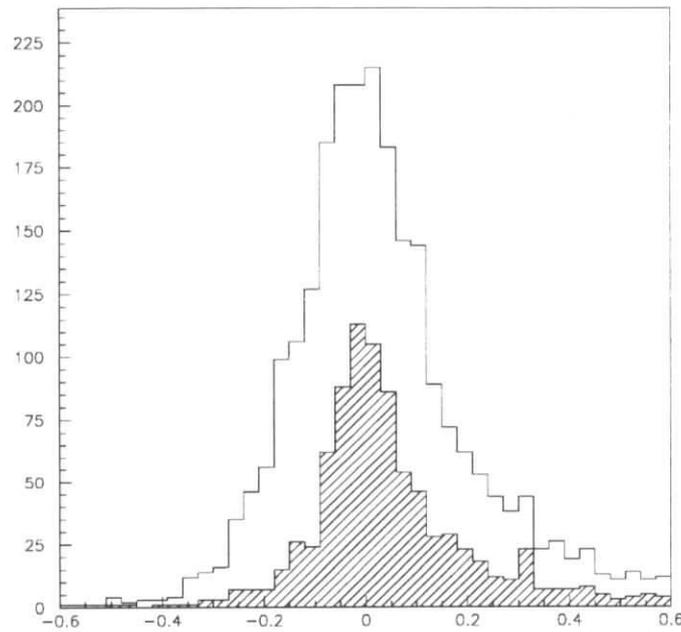
$$M_{\text{Rück}} = \sqrt{E_{\text{cms}}^2 - 2 E_{\text{cms}} E_{\gamma}}$$

Erst mit dieser Verbesserung wird eine Aussage im Bereich unter 4 GeV Rückstoßmasse – das entspricht über 4 GeV Photonenenergie – möglich, die Auflösung der Schauerzählermessung ist hierfür ungenügend.

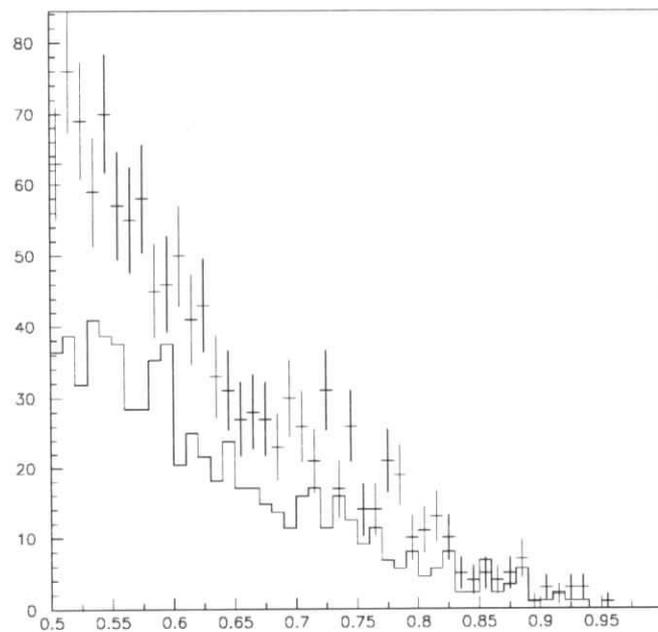
Auf verschiedene Arten wurde versucht, die Methode zu verbessern, u.a. durch Kombination mit weiteren Schnitten und durch Verschärfen des Schnittes auf das Verhältnis Massenquadrat zu Fehler desselben. Ein Schnitt bei *einer* Standardabweichung in dieser Größe führt beispielsweise zu einer weiteren Verbesserung der Auflösung bei entsprechender Verringerung der Akzeptanz (Abbildung 8.3 nächste Seite).

gemittelt über	gemessenes Spektrum	Endpunkt
Bereich E_{γ}	$\frac{1}{2} E_{\gamma}^{\text{max}} - E_{\gamma}^{\text{max}}$	$E_{\gamma} > 4 \text{ GeV}$
	Auflösung in E_{γ} (FWHM)	
Schauerzähler	550 MeV	800 MeV
Rückstoßmethode 3σ	250 MeV	250 MeV
Rückstoßmethode 1σ	150 MeV	150 MeV
	Auflösung in $M_{\text{Rück}}$ (FWHM)	
Schauerzähler	900 MeV	> 1400 MeV
Rückstoßmethode 3σ	500 MeV	500 MeV
Rückstoßmethode 1σ	300 MeV	300 MeV
E_{γ} entspricht Bereich M_{RS}	< 6.7 GeV	< 4 GeV

In der Tabelle sind alle Werte zusammengefaßt. Das Fazit lautet: Um den Preis, nur ein Viertel der Ereignisse zu benutzen, kann die Rückstoßmethode die mittlere Auflösung mehr als verdoppeln. In dem für die Gluonenballsuche interessanten Teil des Spektrums wird eine Messung durch die Steigerung der Auflösung um mindestens einen Faktor drei überhaupt erst möglich. Trotzdem konnten keine Resonanzen gefunden werden.

$$\frac{N}{30 \text{ MeV}}$$


$$E_\gamma^{\text{rek}} - E_\gamma^{\text{gen}} \text{ [GeV]}$$

$$\frac{N}{0.01}$$


$$\frac{E_\gamma}{E_{\text{cms}} / 2}$$

Abbildung 8.3: Die Rückstoßmethode mit verschärftem Schnitt von 1σ in der fehlenden invarianten Masse, im Gegensatz zu 3σ zuvor. Oben wurden Akzeptanz und Auflösung des Photons in der Simulation nach 3σ - und 1σ -Schnitten (unschraffiert und schraffiert) verglichen; unten ist das Spektrum in Daten der Resonanz (mit Fehlerbalken) und des skalierten Kontinuums bei 10.45 GeV (als Histogramm) gezeigt. Die Auflösung wird nochmals verbessert, bei weiterem Verlust an Akzeptanz.

Kapitel 9

Inklusive Untersuchungen

In diesem Kapitel werden drei unabhängige Untersuchungen beschrieben: Die $\Upsilon(1S)$ -Zerfälle in die Vektormesonen ϕ und J/Ψ werden erneut untersucht, und Zweiteilchenspektren werden nach Resonanzen durchsucht.

9.1 Nachweis des J/Ψ in direkten Zerfällen

Die CLEO-Kollaboration gibt in [Cleo 89] an, ein J/Ψ -Signal gefunden zu haben, allerdings nur im Myonkanal und mit großem Fehler behaftet. Argus hat ein dieses Messung ausschließendes Limit angegeben [Argus 92]. Beide Arbeiten stützen sich wesentlich auf den Zerfall $J/\Psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$, der ein Verzweigungsverhältnis von knapp 6 % hat [PDG 94]. Beide Analysen kombinieren aus Akzeptanzgründen jeweils ein gut identifiziertes Myon mit einer weiteren Spur, welche nicht identifiziert wurde – es durften lediglich keine die Leptonhypothese ausschließenden Informationen vorliegen. Im folgenden wird der Versuch beschrieben, diese Analyse mit zwei gut identifizierten Myonen durchzuführen.

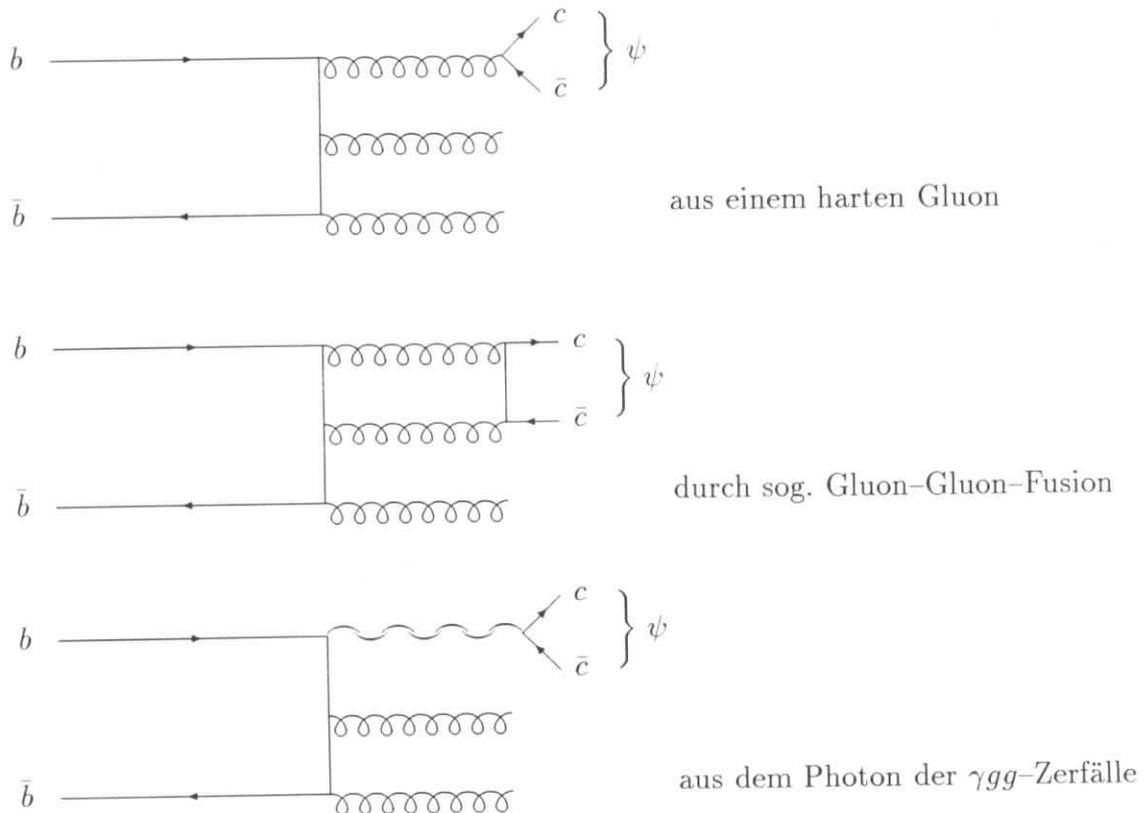
Die Schwierigkeiten rühren von folgendem Sachverhalt her: Für Myonen ist eine sichere Teilchenidentifikation erst ab Impulsen von 1.2 – 1.4 GeV möglich, wenn sie Spule und Eisenjoch des Detektors durchdringen und Signale in den äußeren Myonenkammern erzeugen können. Im Ruhesystem des J/Ψ werden beide Myonen mit einem Impuls von $p = 1.545$ GeV erzeugt, nicht weit oberhalb dieses Wertes. Durch die Transformation ins Laborsystem verliert meist eines von beiden an Impuls und rutscht unter die Nachweisschwelle, wodurch die Akzeptanz gering wird, *beide* gut zu identifizieren.

Die Analyse des Elektronenkanals, bei dem diese Schwierigkeit mangels Impulsschwelle nicht auftritt, wird durch die größere Untergrundrate (aus gleichem Grund) erschwert. Diese Ergebnisse können bestenfalls so interpretiert werden, daß das Myonensignal nicht widerlegt wird.

In diesen Abschnitten über das J/Ψ wurde der Anti-Lepton-Schnitt (Seite 31) nicht angewandt.

9.1.1 Produktion

Über den Produktionsmechanismus des J/Ψ gibt es bisher keine experimentellen Aussagen. Das Impulsspektrum in [Cleo 89] deutet an, daß die meisten Teilchen mit einem Impuls von 1 – 2 GeV erzeugt werden. Nach dem Standardmodell gibt es folgende Möglichkeiten der Produktion:

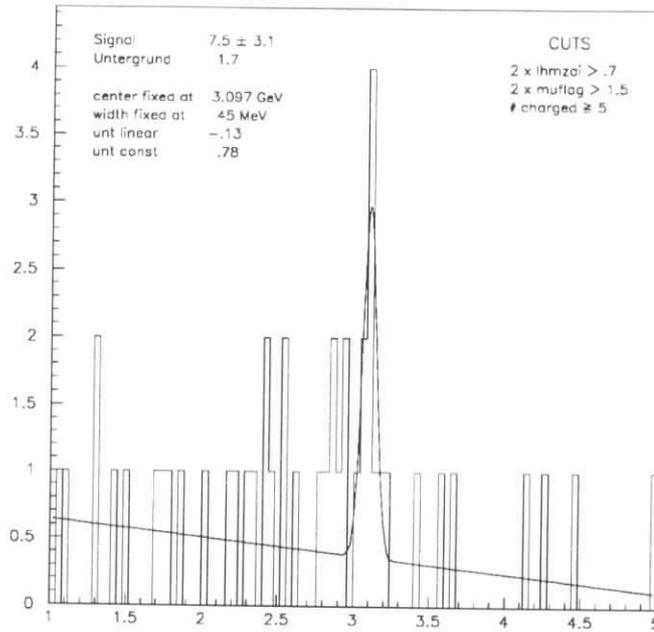


Fritzsich und Streng [Fritzsich 78] befürworten das obere Diagramm, die Produktion aus einem Gluon. Dieses erzeugt ein $c\bar{c}$ -Paar, welches sich durch Aussendung eines weiteren Gluons in ein farbneutrales J/Ψ umwandelt. Sie sagen ein Verzweigungsverhältnis der Größenordnung 0.5 % vorher, was sich jedoch inzwischen als zu groß erwiesen hat. Bigi und Nussinov [Bigi 79] spekulieren, das mittlere Diagramm könne wichtig sein, ohne eine quantitative Angabe zu machen. [Cleo 89] selbst befürwortet das untere Diagramm, weil das virtuelle Photon in ein J/Ψ übergehen kann, ohne ein weiteres Gluon aussenden zu müssen. Neuere CDF-Resultate favorisieren die Gluon-Gluon-Fusion.

9.1.2 Der Nachweis über zwei gut identifizierte Myonen

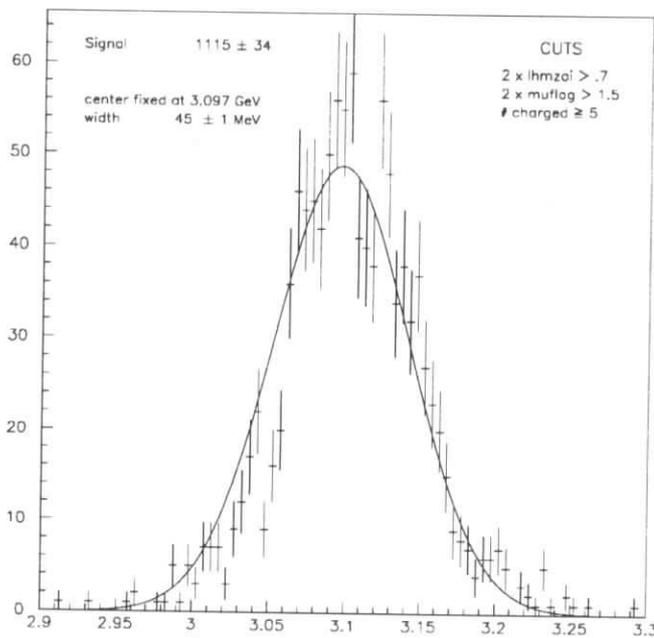
Eine ausführliche Diskussion der einwandfreien Identifikation von Leptonen bei ARGUS ist in [Oest 92] zu finden. Die Standard-Kriterien verlangen, daß die in Abschnitt 4.3 beschriebene Wahrscheinlichkeit aus Kombination der vorhandenen Infor-

$$\frac{N}{40 \text{ MeV}}$$



$m_{\mu\mu}$ [GeV]

$$\frac{N}{4 \text{ MeV}}$$



$m_{\mu\mu}$ [GeV]

Abbildung 9.1: Invariante Myonenpaarmasse mit Standard-Teilchenidentifikation

oben: Daten der $\Upsilon(1S)$ -Resonanz ohne Kontinuumsubtraktion. Es wurde eine Gaußverteilung über linearem Untergrund angepaßt. Die Wahrscheinlichkeit einer Fluktuation dieses Untergrundes auf Signalthöhe beträgt $7 \cdot 10^{-4}$.

unten: Simulation zur Bestimmung von Breite und Akzeptanz. Die nicht ganz exakte Beschreibung des Signals durch die Anpassungsfunktion stört aufgrund der wenigen Einträge in den Daten nicht.

mationen größer als 70 % sein soll. Zusätzlich wird ein Signal in einer *äußeren* Myonenkammer verlangt.

Werden zwei Myonen auf diese Weise selektiert, zeigt sich eine Anhäufung von Ereignissen bei 3.1 GeV in der invarianten $\mu\mu$ -Masse (Abbildung 9.1 oben). Dies ist *genau* die Stelle, an der das J/Ψ erwartet wird; die Anpassung einer Gaußfunktion festgelegter Breite und Zentralwertes über linearem Untergrund ergibt 7.5 ± 3.1 Einträge. Breite der Gaußfunktion (45 MeV) und Akzeptanz (16 ± 3 %) wurden durch Monte-Carlo-Simulation bestimmt (Abbildung 9.1 unten), der Zentralwert ist der von [PDG 94]. Für die Akzeptanz wurde ein systematische Fehler von 3 % angenommen, der aus der Behandlung von fehlidentifizierten Pionen (siehe nächsten Abschnitt), aus Unsicherheiten in Winkelverteilung und Impulsspektren der Zerfallsmyonen und aus der unterschiedlich guten Identifikation derselben in Barrel- und Endkappenbereich resultiert. (Da sich im Barrelbereich vor den äußeren Myonenkammern der Magnet befindet, ist die Myonenidentifikation in diesem Bereich besser und die Akzeptanz geringer.)

Nach den Standard-Schnitten sind in Abbildung 9.1 oben noch relativ viele Einträge

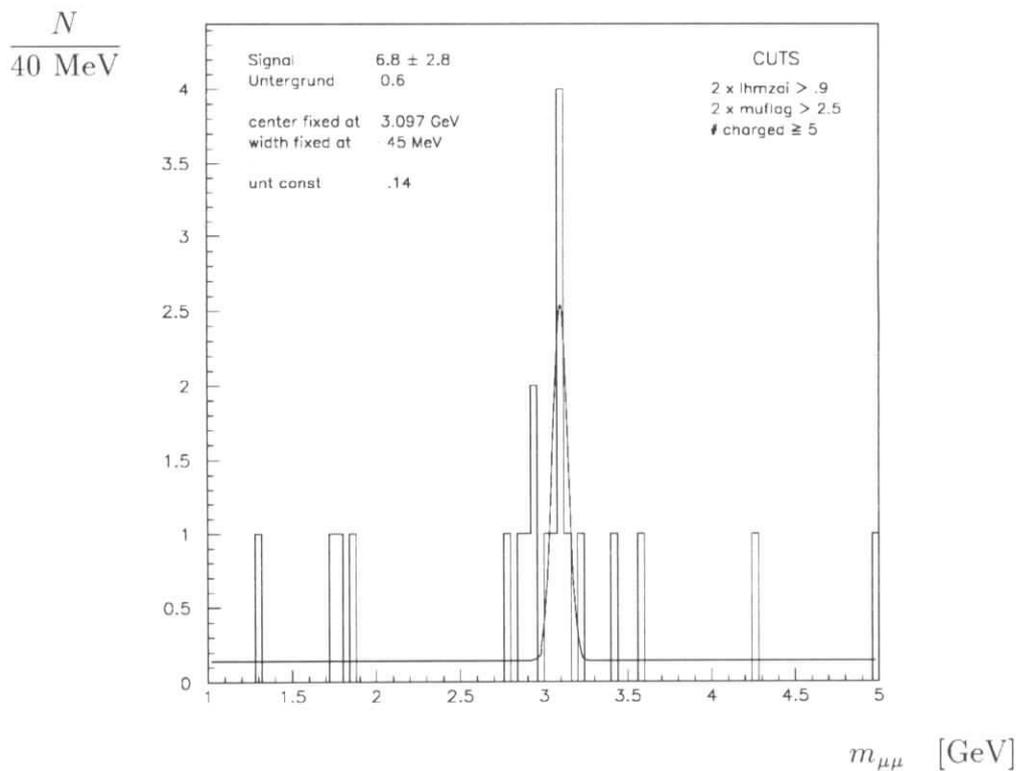


Abbildung 9.2: Die invariante Masse von $\mu^+ \mu^-$ -Paaren mit verschärften Schnitten auf die Teilchenidentifikation. Gezeigt sind $\Upsilon(1S)$ -Daten und die Anpassungsfunktion wie zuvor. Die Wahrscheinlichkeit einer Fluktuation ist mit dieser Untergrundform kleiner als 10^{-5} .

außerhalb der „Signal“-Region zwischen 3.0 und 3.2 GeV vorhanden. Diese können durch eine Verschärfung der Schnitte zur Teilchenidentifikation auf 90 % Wahrscheinlichkeit reduziert werden. Das Signal in Abbildung 9.2 sieht noch überzeugender aus. Das Ergebnis der Anpassung lautet jetzt 6.8 ± 2.8 Einträge, auch hierfür wurden Breite und Akzeptanz aus der Simulation genommen.

Die Überzeugungskraft der beiden Histogramme 9.1 oben und 9.2 wird dadurch verstärkt, daß die Analyse *keinerlei* zusätzliche Schnitte benutzt, die unkorrekterweise auf das Signal hätten optimiert werden können. Bei den verwendeten Kriterien handelt es sich ausschließlich um normale Teilchenidentifikation sowie den Standardschnitt auf die Zahl der geladenen Spuren.

9.1.3 Untergrund

Zwei Untergrundquellen sind zu berücksichtigen, Myonen aus dem Kontinuum und fehlidentifizierte Pionen:

Kontinuum Die beiden zu bewertenden Histogramme wurden ohne Kontinuumssubtraktion erzeugt. Die normale Subtraktion kann in diesem Fall nicht durchgeführt werden, weil aus dem Kontinuum unterhalb des $\Upsilon(1S)$ nicht genügend Daten vorliegen. Das entsprechende Histogramm enthält im ganzen Bereich zwischen 1 und 5 GeV lediglich vier Einträge (übrigens alle zwischen 1.7 und 2.7 GeV). Das paßt von der Rate her zu den 44 Ereignissen auf der Resonanz: $4 \text{ Einträge} \times 6.26 \text{ Skalierung} = 25$ erwartete Einträge aufgrund des Kontinuumsanteils. Die übrigen werden (weiter unten) durch fehlidentifizierte Pionen erklärt. Es ist jedoch daraus nichts über die Verteilung zu lernen.

Das Kontinuum bei 10.45 GeV (Bild 9.3 oben) enthält dagegen (mit 65 Einträgen bei einem Skalierungsfaktor 1.13) zu viele Einträge. Der Grund ist: Durch die um 1 GeV höhere Schwerpunktsenergie erhalten die Teilchen im Mittel einen größeren Impuls, weshalb Myonen wie Pionen leichter Signale in den äußeren Myonenkammern erzeugen können. Eine einfache Korrektur ist nicht möglich, weil die Akzeptanz im Bereich unterhalb 1.4 GeV nicht leicht zu beschreiben ist. Die direkte Subtraktion ist daher ebensowenig sinnvoll wie zuvor. Jedoch wird die Form in den weiteren Überlegungen beachtet.

fehlidentifizierte Pionen Zur Bestimmung der Form dieses Untergrundes wurden Pionen mit einem Impuls von $p > 1.4$ GeV selektiert und absichtlich als Myonen fehlidentifiziert. Der Wert von 1.4 GeV wurde gewählt, weil die Myonenakzeptanz ab diesem Wert konstant und die Fehlidentifikationsrate bekannt ist. Sie wurde in [Mai 91] bestimmt und beträgt $(1.8 \pm 0.4) \%$ für Pionen und $(1.6 \pm 0.4) \%$ für Kaonen (für die Standardkriterien für gute Myonenidentifikation: $L i_\mu > 70 \%$ in Verbindung mit einem Treffer in einer äußeren Myonenkammer). Die Massenverteilung dieser Pionenpaare ist in Abbildung 9.3 unten zu sehen.

Beide Verteilungen haben eine für die Analyse gefährliche Form, nämlich ein Maximum des Untergrundes im Signalbereich. Dies ist eine Folge der Kriterien zur Myonenidentifikation, die wie Impulsschnitte wirken. Die invariante Masse zweier leichter Teilchen

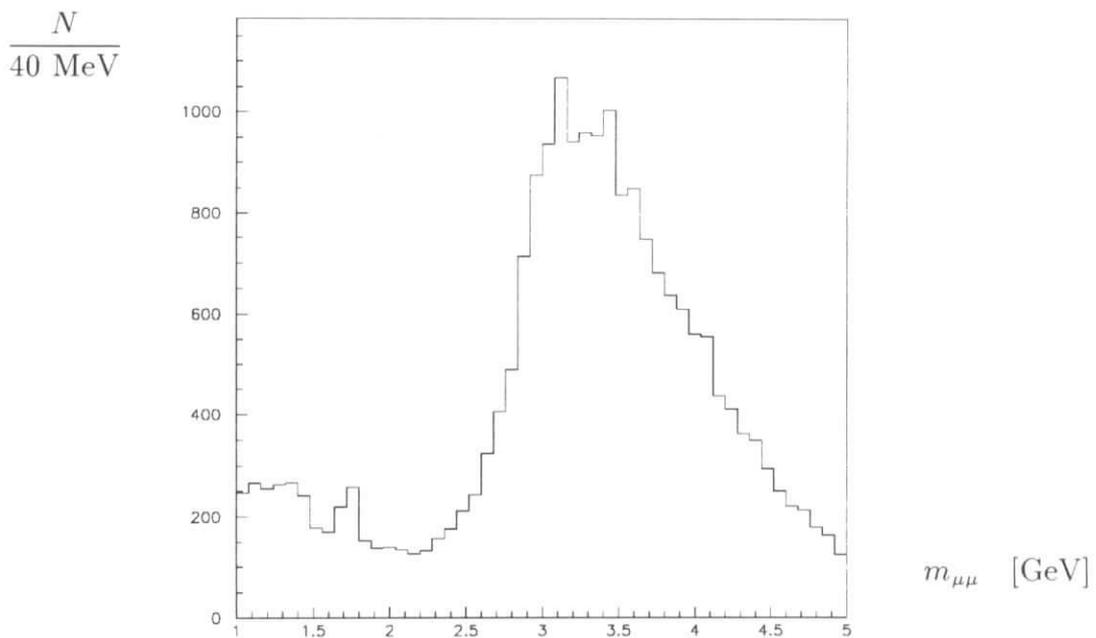
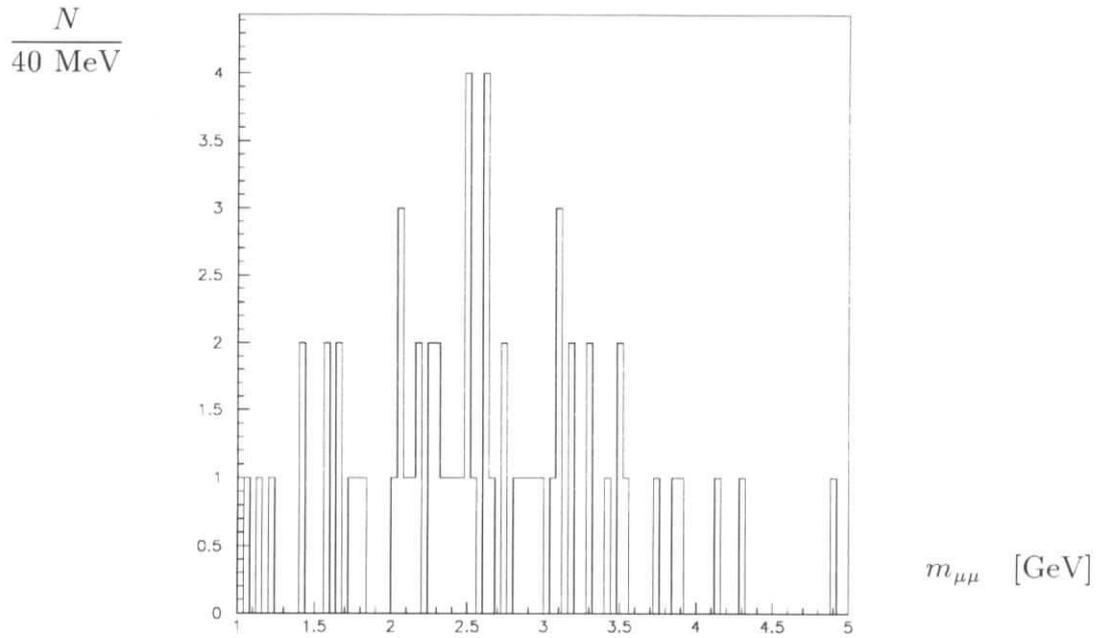


Abbildung 9.3: Das obere Bild zeigt die Verteilung der invarianten Masse gut identifizierter Myonenpaare in Daten des Kontinuums bei 10.45 GeV. Die Massen wurden auf die Schwerpunktsenergie korrigiert.

Für das untere Histogramm wurden Pionen mit $p > 1.4$ GeV in Daten der Resonanz absichtlich als Myonen fehlidentifiziert. Die Verteilung der invarianten Masse jeweils zweier solcher Pionen pro Ereignis ist gezeigt.

mit Impulsen oberhalb einer Schwelle p_{\min} zeigt automatisch einen starken Anstieg oberhalb von $m_{\text{inv}} > 2p_{\min}$. Dieser Effekt tritt nicht auf, wenn nur an ein Teilchen das Identifikationskriterium gestellt wird (wie das Kontinuumsspektrum in der erwähnten CLEO-Veröffentlichung zeigt).

Bei den Pionen in Abbildung 9.3 unten, für die ein *scharfer* Schnitt bei 1.4 GeV gemacht wurde, ist das Ansteigen oberhalb 2.8 GeV sehr deutlich. Bei den Myonen (und als solche identifizierte Pionen) in derselben Abbildung oben wirkt dagegen kein scharfer Schnitt, vielmehr steigt die Akzeptanz im Bereich von 1.0 – 1.4 GeV von Null auf den erwähnten konstanten Wert an. Das Einbeziehen von Teilchen unterhalb der Schnittenergie verschiebt das beschriebene Maximum zu niedrigeren Werten. Berücksichtigt man das, ist die Kontinuumsverteilung qualitativ mit dem Verhalten der fehlidentifizierten Pionen im Einklang, zeigt sie doch die Mehrzahl der Einträge zwischen 2 und 3 GeV. Für genauere Aussagen reicht die Statistik, wie schon im Kontinuum bei 9.36 GeV Schwerpunktsenergie, nicht aus.

Auch in den eingangs betrachteten Verteilungen der Resonanzdaten – den Abbildungen 9.1 oben und 9.2 – ist ein wesentlicher Teil des Untergrundes im Bereich zwischen 2.3 und 3.3 GeV konzentriert, was zum Verhalten der Kontinuumsverteilung paßt.

9.1.4 Ergebnis

Die Frage ist nun, ob im „Signal“-Bereich 3.0 – 3.2 GeV trotz der Form des Untergrundes ein Überschuß nachgewiesen werden kann. Zur Beantwortung wird dieselbe Signalfunktion wie zuvor angepaßt. Da die Form beider Arten von Untergrund – Myonen aus dem Kontinuum und fehlidentifizierte Hadronen – im wesentlichen durch den Impulsschnitt bestimmt wird, wird die Verteilung fehlidentifizierter Pionen (Abbildung 9.3 unten) zur Beschreibung beider benutzt.

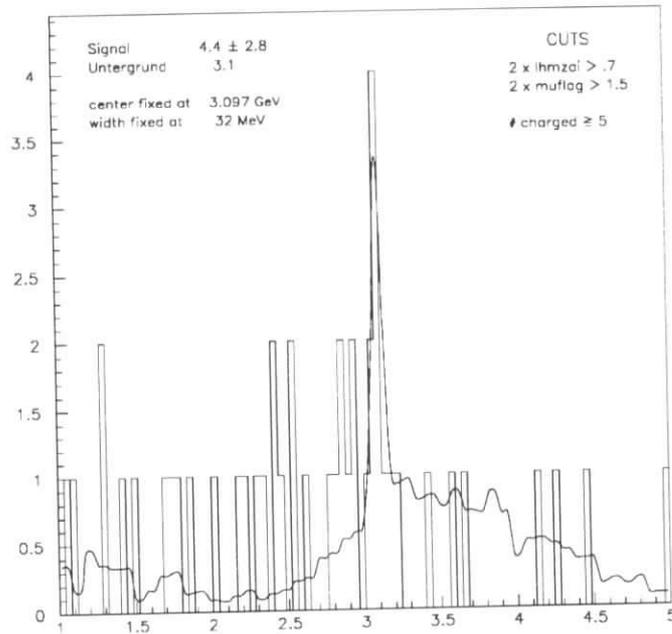
Anpassungsfunktionen und Ergebnisse sind in Abbildung 9.4 auf der nächsten Seite zu sehen. Die seltsame Form der Untergrundfunktionen in der Abbildung kommt zustande, weil die Verteilung von Abbildung 9.3 unten direkt in der Anpassung verwendet und nicht durch eine Funktion parametrisiert wurde. Die mathematische Behandlung ist jedoch korrekt.

Eine genaue Behandlung des Ansteigens der Akzeptanz unterhalb von 1.4 GeV würde das Maximum des Pionenspektrums zu kleineren Werten hin verschieben, so daß es besser zu den beobachteten Einträgen passen würde. Dies wurde jedoch nicht weiter untersucht, da sich das Ergebnis der Anpassung wenig und die Bewertung überhaupt nicht ändern würden.

Die Anpassung ergibt ein Verzweigungsverhältnis von $(1.9 \pm 1.2) \times 10^{-3}$ für den Zerfall $\Upsilon(1S) \rightarrow J/\Psi$. Dies ist knapp das Doppelte des von der CLEO-Kollaboration angegebenen Verzweigungsverhältnisses von $(1.1 \pm 0.4) \times 10^{-3}$, angesichts der großen Fehler hier wie dort (63 % bzw. 36 %) widersprechen sich die Werte jedoch nicht. Die Wahrscheinlichkeit einer Fluktuation des Untergrundes auf Signalhöhe ist mit dieser Untergrundform nicht mehr klein. Es bleibt allerdings die Tatsache, daß diese „Fluktuation“ *genau* auf der J/Ψ -Masse liegt.

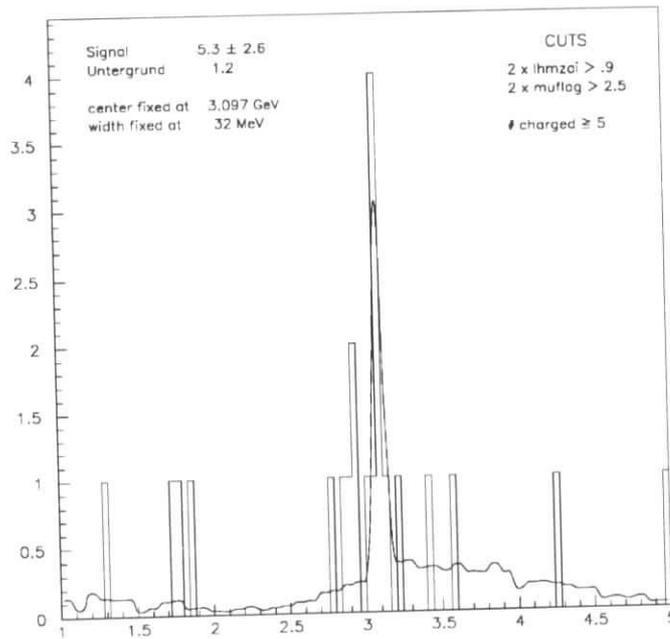
Zusammenfassend kann gesagt werden, daß mit der hier benutzten Methode und der bei ARGUS vorhandenen Datenmenge das J/Ψ -Signal in $\Upsilon(1S)$ -Zerfällen weder

$\frac{N}{40 \text{ MeV}}$



$m_{\mu\mu}$ [GeV]

$\frac{N}{40 \text{ MeV}}$



$m_{\mu\mu}$ [GeV]

Abbildung 9.4: Anpassung an dieselben Daten wie in den Abbildungen 9.1 oben und 9.2, diesmal mit dem Histogramm Abbildung 9.3 unten zur Untergrundbeschreibung

bestätigt noch widerlegt werden kann. Eine Bestätigung scheidet sowohl an der fehlenden Signifikanz aufgrund der geringen Statistik als auch an der gefährlichen Untergrundform. An einer Widerlegung hindern die Anpassungsergebnisse von zwei Standardabweichungen *genau* bei der J/Ψ -Masse.

9.1.5 Nachweis über Elektronenpaare

Der Zerfall $J/\Psi \rightarrow e^+e^-$ hat fast dasselbe Verzweigungsverhältnis von 6 % wie der in Myonen [PDG 94]. Trotzdem müssen an Ereignisse mit Elektronenpaaren über die Teilchenidentifikation hinaus weitere Bedingungen gestellt werden, bevor sinnvolle Aussagen möglich sind. Dies liegt an der größeren Untergrundrate im Vergleich zu Myonen.

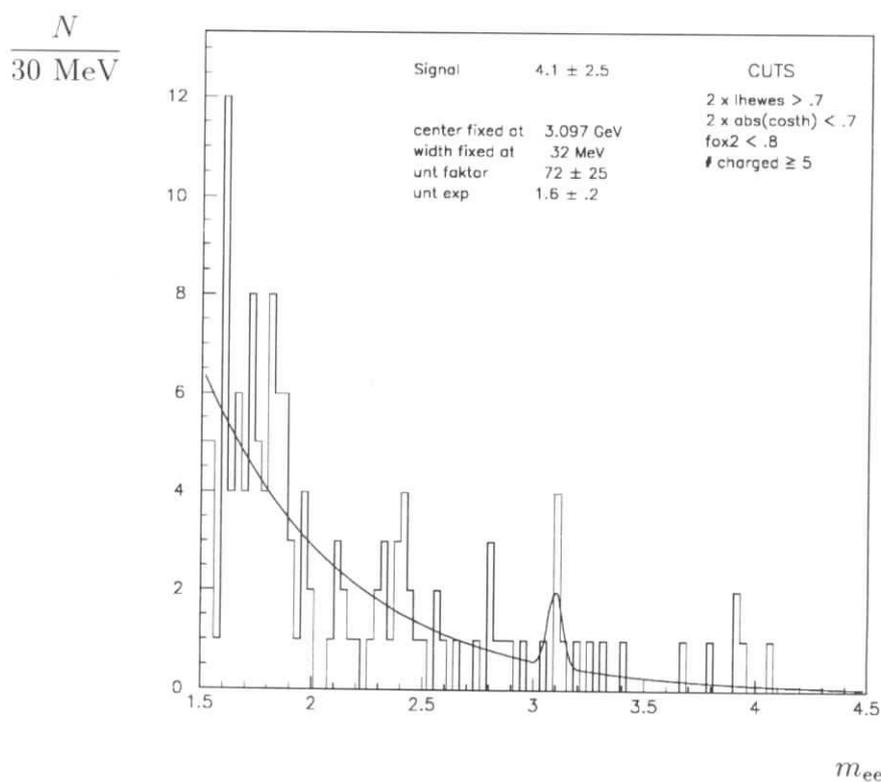


Abbildung 9.5: Die invariante Masse von Elektronenpaaren in Daten der Resonanz. Die Breite des gaußförmigen Signalanteils der Anpassungsfunktion wurde der Simulation entnommen, zur Untergrundbeschreibung eine Exponentialfunktion gewählt.

Für das Bild wurde zusätzlich zu einer guten Identifikation beider Elektronen (Wahrscheinlichkeit > 0.7) verlangt, daß beide Elektronen im Barrelbereich ($|\cos(\theta_e)| < 0.7$) nachgewiesen wurden. Weiter wurden Kontinuumsereignisse durch einen Schnitt auf das zweite Fox-Wolfram-Moment ($H_2 < 0.8$) unterdrückt. Dieser Standardschnitt (hier in einer sehr weichen Form) wird bei Analysen der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz oft benutzt (siehe

dazu z.B. [Oest 92]). Aus denselben Gründen wie zuvor wurde keine Kontinuumssubtraktion durchgeführt.

Die Verteilung der invarianten Masse derart selektierter Elektronenpaare zeigt, ähnlich wie bei den Myonen, einige auffällige Einträge genau bei 3.1 GeV. Der Untergrund steigt diesmal aufgrund des fehlenden Impulsschnittes zu niedrigen Energien hin an. Die Breite des gaußförmigen Signalanteils der Anpassungsfunktion wurde der Simulation entnommen, zur Untergrundbeschreibung eine Exponentialfunktion gewählt. Das „Signal“ ist mit 4.1 ± 2.5 Einträgen weniger signifikant als im Fall der Myonen, ebenso wie dort kann aber nicht ausgeschlossen werden, daß sich ein solches bei mehr Statistik zeigen würde.

9.2 Das ϕ -Meson in $\Upsilon(1S)$ -Zerfällen

Die Bestimmung dieses Verzweigungsverhältnisses ist ohne Umwege möglich und folgt den Arbeiten [Matthiesen 87] auf dem $\Upsilon(1S)$ und [Behnke 92] auf dem $\Upsilon(4S)$. Das ϕ wird über den Zerfall in zwei geladene Kaonen nachgewiesen, welcher $(49.1 \pm 0.9) \%$ seiner Zerfälle ausmacht [PDG 94]. Vorteile und Beschränkungen dieses Kanals sind ausführlich in [Matthiesen 87] beschrieben. Andere Zerfälle mit nennenswerten Verzweigungsverhältnissen – die Zerfälle in $K_L^0 K_S^0$, $\rho\pi$ und $\pi^+\pi^-\pi^0$ – sind mit dem ARGUS-Detektor nicht leicht zu rekonstruieren. Die ältere ARGUS-Analyse wurde wiederholt, um die jetzt verfügbare, zweieinhalbmal größere Datenmenge auszunutzen.

9.2.1 Das Signal

Im gesamten Kapitel wurden Spuren benutzt, die mit mindestens 5 Prozent Wahrscheinlichkeit von einem Kaon verursacht worden sind (siehe Abschnitt 4.3 über Teilchenidentifikation). Eine Kombination von jeweils zwei Spuren pro Ereignis zeigt auf

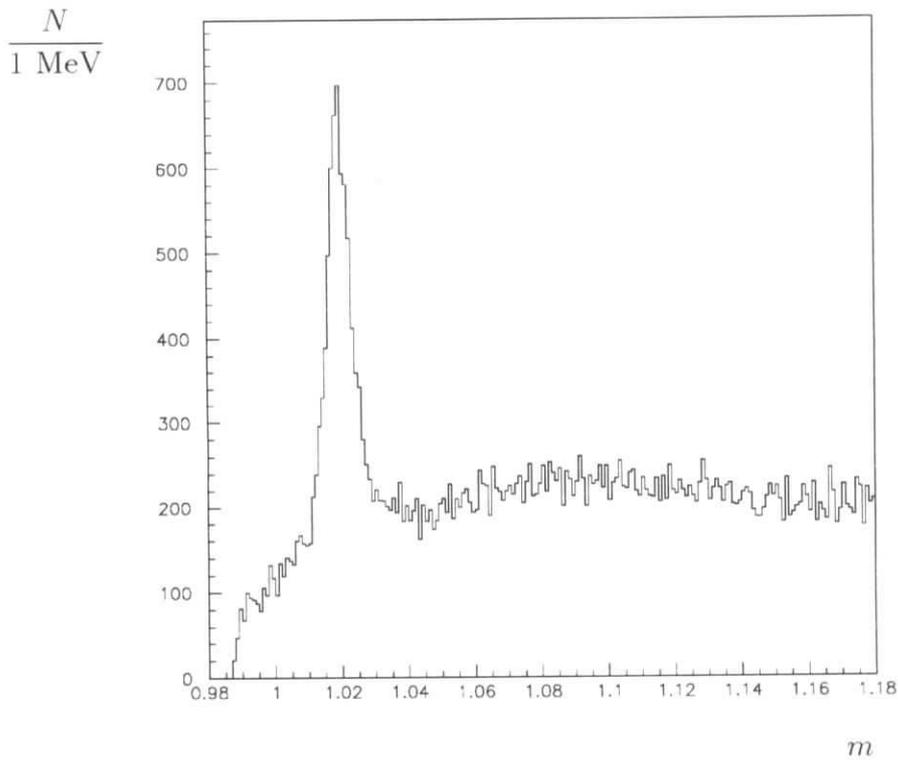


Abbildung 9.6: Spektrum von K^+K^- -Kombinationen auf dem $\Upsilon(1S)$

der Resonanz sofort ein klares Signal über kombinatorischem Untergrund. Eine Anpassung mit der im nächsten Abschnitt beschriebenen Funktion ergibt für die Masse $(1019.56 \pm 0.09) \text{ MeV}$, in Übereinstimmung mit dem Tabellenwert 1019.41 MeV von [PDG 94], der für die weitere Analyse (ebenso wie die dort angegebene Breite) ver-

wendet wird. Der Untergrund ist hinreichend glatt, um gleichzeitig mit dem Signal angepaßt werden zu können. Er besteht aus unkorrelierten K^+K^- -Paaren und aus Kombinationen mit einem oder zwei fehlidentifizierten Pionen. Im Bereich von 1.06

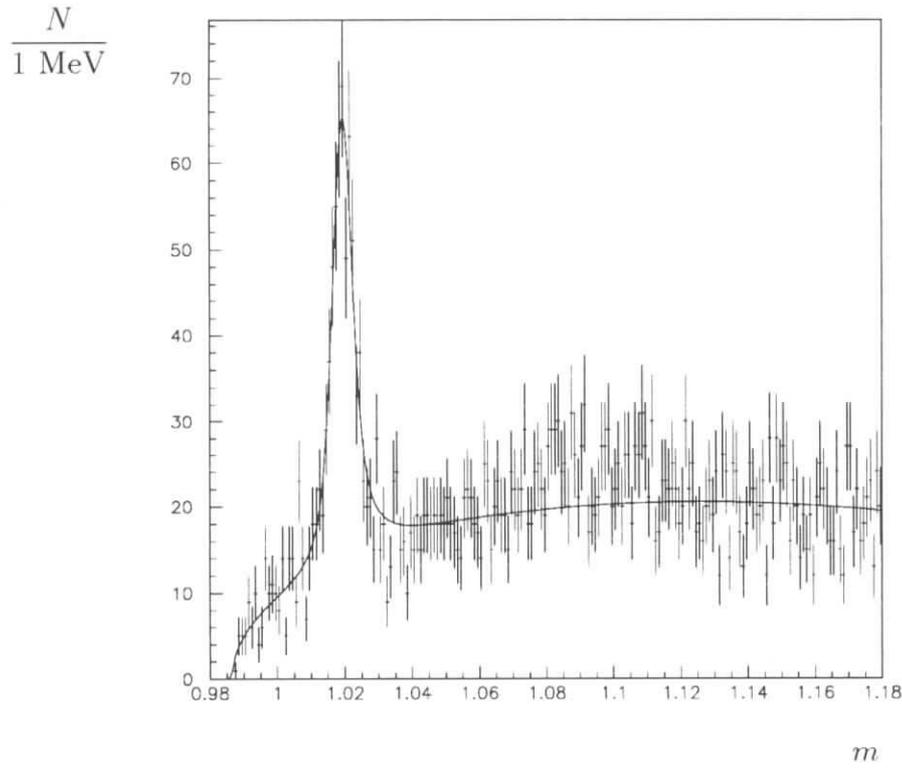


Abbildung 9.7: Ein Beispiel für die Anpassung in Intervallen des ϕ -Impulses: gezeigt sind Daten der Resonanz im Intervall $1.4 \text{ GeV} < p_\phi < 1.6 \text{ GeV}$ und die Anpassungsfunktion

bis 1.12 GeV ist resonanter Untergrund vorhanden, der – in Abbildung 9.6 nur zu erahnen, – in Abbildung 9.7 deutlich zu sehen ist. Es handelt sich um eine Reflexion des Zerfalls $K^{0*} \rightarrow K^- \pi^+$ mit fehlidentifiziertem Pion. Dieser Bereich wird aus der Anpassung herausgenommen, da es keine Verbesserung bringt, die Reflexion etwa mit einer Gaußfunktion in die Anpassung einzubeziehen [Behnke 92].

9.2.2 Die Anpassungsfunktion

Das ϕ wird als Resonanz mit den Quantenzahlen $J^P = 1^-$ durch eine Breit-Wigner-Verteilung mit relativistischen Korrekturen und masseabhängiger Breite beschrieben. Sie hat nach [Jackson 64] die Form

$$BW(m) = \frac{m m_0 \Gamma(m)}{(m_0^2 - m^2)^2 + (m_0 \Gamma(m))^2}$$

mit

$$\Gamma(m) = \Gamma_0 \left(\frac{q}{q_0} \right)^{2l+1} \frac{\rho(m)}{\rho(m_0)}$$

Darin sind l der relative Drehimpuls der Zerfallsteilchen (hier $l = 1$), Γ_0 und m_0 Breite und Masse des ϕ . Für einen Zerfall der Art $(1^-) \rightarrow (0^-)(0^-)$ ist nach [Selleri 62]

$$\rho(m) = \frac{1}{q_0^2 + q^2}$$

mit q als Impulsübertrag auf ein Zerfallsprodukt, also

$$q = \frac{1}{2} \sqrt{m^2 - 4m_{K^\pm}^2}$$

Breite und Detektor-Auflösung sind von ähnlicher Größe (4.4 MeV bzw. 2 MeV), weshalb die Breit-Wigner-Funktion mit einer Gaußverteilung zur Beschreibung der Ausflösung gefaltet wird:

$$GBW(m) = \int_{2m_{K^\pm}}^{\infty} G(m - m') BW(m') dm'$$

Die Detektorauflösung ist abhängig vom ϕ -Impuls und wird angenähert beschrieben durch

$$\sigma_{\text{det}} = \left(1.5 + 0.2 \frac{p_\phi}{\text{GeV}} \right) \text{MeV}$$

9.2.3 Durchführung der Anpassungsrechnungen

Die Kontinuumsubtraktion wurde in 200 MeV breiten Intervallen des ϕ -Impulses durchgeführt. Jedes Intervall wurde einzeln wie in Bild 9.7 dargestellt angepaßt, alle Ergebnisse zusammen ergeben die in Abbildung 9.8 oben gezeigten unkorrigierten Spektren von Resonanz und Kontinuum. Die im selben Bild unten gezeigte Differenz aus beiden ist das Spektrum in direkten Zerfällen, welches noch mit der Akzeptanz korrigiert werden muß. Die Akzeptanz (in Abbildung 9.9 zu sehen) wurde durch Monte-Carlo-Simulation bestimmt. Eine Erklärung ihres Verlaufes entnehmen man [Matthiesen 87].

Um die Gesamtzahl der erzeugten ϕ -Mesonen zu erhalten, muß das Spektrum auf den der Messung nicht zugänglichen Bereich $p_\phi < 0.4$ GeV extrapoliert werden. Hierzu wurde die Form des Spektrums aus der Simulation (Abbildung 9.10 oben) an die Daten angepaßt (Abbildung 9.10 unten). Wie man sieht, beschreibt die Simulation die Daten recht gut, aber nicht perfekt. Sie unterschätzt den Anteil mit hohen Impulsen relativ zum Bereich unter 1 GeV. Der Fehler bei der Bestimmung der Gesamtzahl ist aber gering (da die Extrapolation nur den Bereich bis 0.4 GeV betrifft).

9.2.4 Ergebnis und Fehlerbetrachtung

Die Spektren wurden im gemessenen Bereich aufsummiert, im extrapolierten wurde die Funktion integriert. Zusammen ergab dies $f + \Sigma = 601 + 6624 = 7225$ erzeugte

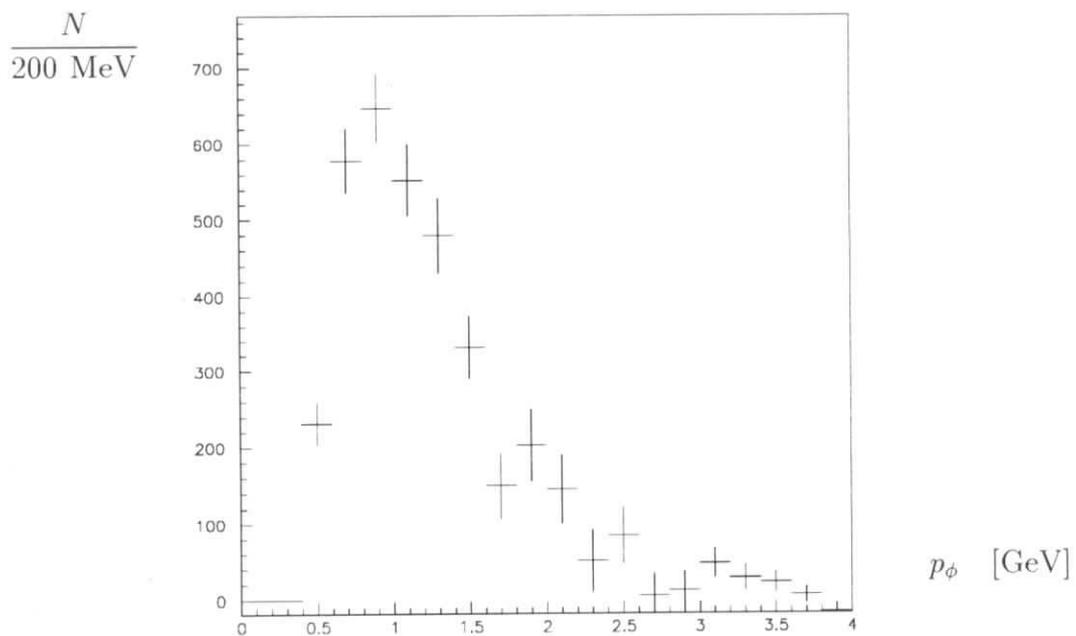
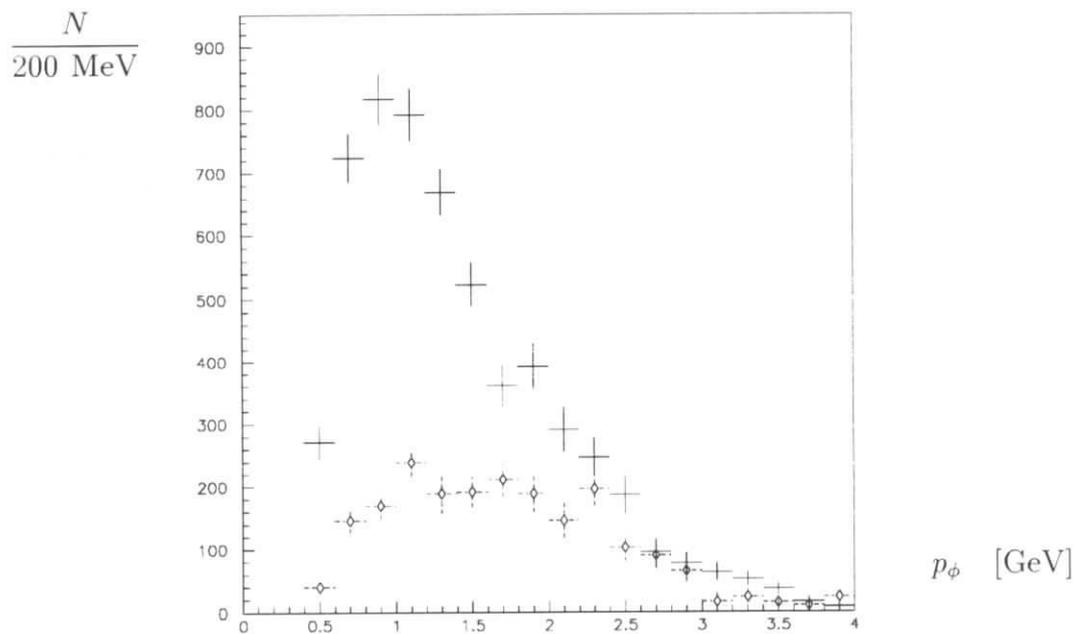


Abbildung 9.8: Oben sind die unkorrigierten Impulsspektren von $\phi \rightarrow K^+K^-$ für Resonanz und skaliertes Kontinuum dargestellt. Jeder Punkt ist das Ergebnis einer Anpassung. Das untere Bild zeigt die Differenz von beiden, das Spektrum in direkten Zerfällen.

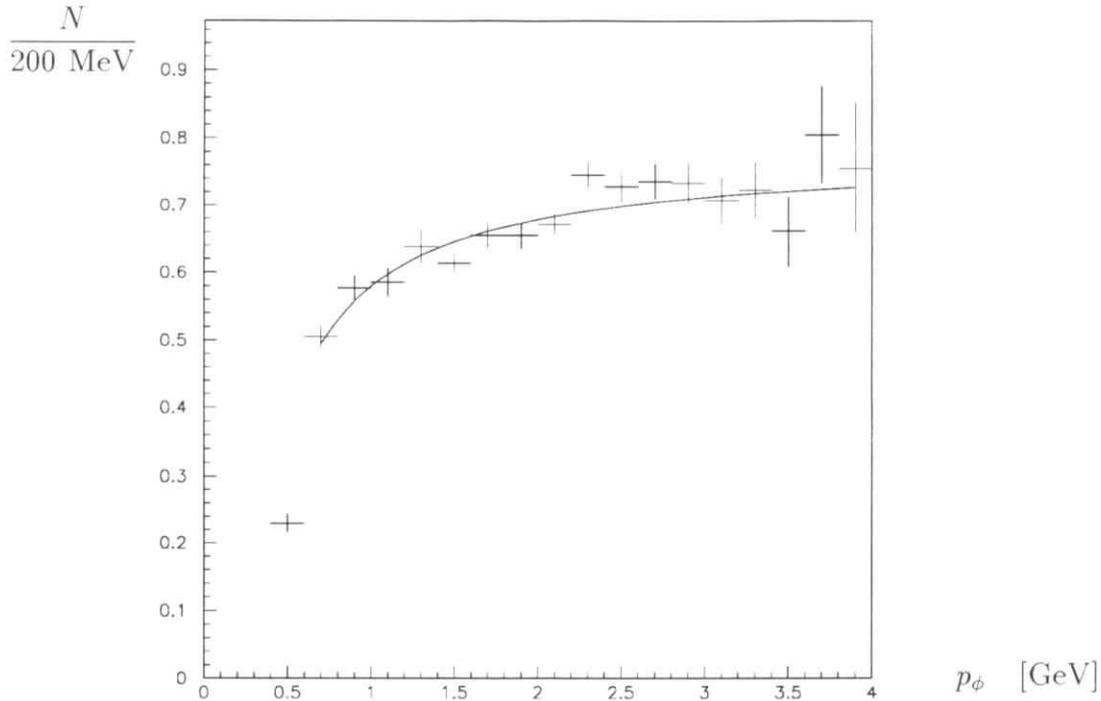
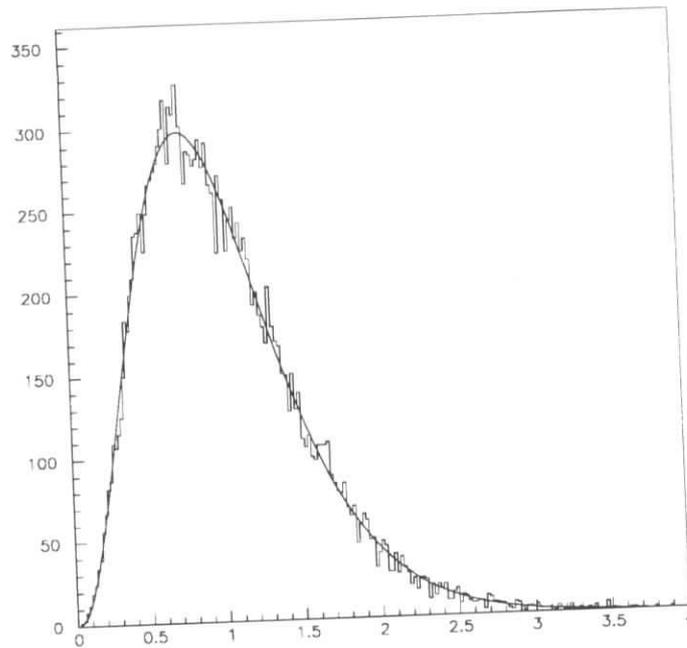


Abbildung 9.9: Die aus der Simulation bestimmte Akzeptanz des ϕ -Mesons in direkten Zerfällen beim Nachweis über Kaonpaare

ϕ -Mesonen. In Verbindung mit dem Bruchteil, der in Kaonen zerfällt, und der Anzahl direkter Zerfälle folgt daraus ein Verzweungsverhältnis für $\Upsilon(1S)_{\text{dir}} \rightarrow \phi X$ von 4.87 %. Der statistische Fehler ist derjenige der Summe, sein Wert ist $\frac{262}{6624} = 3.95\%$ (relativ). Zum systematischen Fehler von 4.3 % wurden folgende (relative) Beiträge quadratisch addiert:

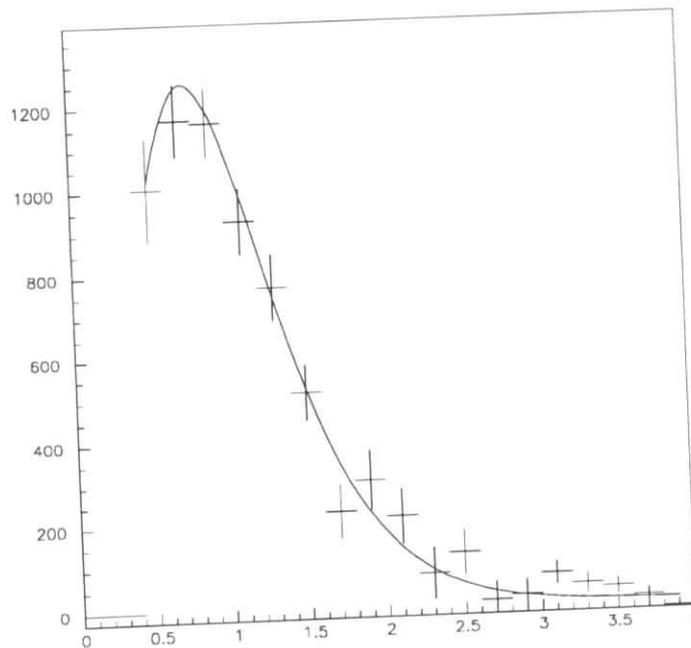
- Die Unsicherheit in der Zahl direkter Zerfälle aus der Bestimmung der Luminosität und dem Beitrag der Vakuumpolarisation beträgt ${}^{+2.5}_{-2.3}\%$.
- Der Fehler des Verzweungsverhältnisses $\phi \rightarrow K^+K^-$ ist 1.8 % [PDG 94].
- Der Fehler aus der Akzeptanzbestimmung durch die Monte-Carlo-Simulation wurde [Matthiesen 87] folgend auf 2.0 % abgeschätzt.
- Der systematische Fehler bei der Durchführung der Anpassung wurde, ebenfalls wie in [Matthiesen 87], zu 2.0 % geschätzt.
- Der Fehler durch die Extrapolation bis $p_\phi = 0$ wurde auf maximal 10 % in diesem Bereich geschätzt. Dies ergibt für die Gesamtzahl einen Fehler von weniger als ein Prozent.

$\frac{N}{40 \text{ MeV}}$



p_ϕ [GeV]

$\frac{N}{200 \text{ MeV}}$



p_ϕ [GeV]

Abbildung 9.10: Das Impulsspektrum des ϕ -Mesons, bestimmt aus der Monte-Carlo-Simulation (oben) und angepaßt an das akzeptanzkorrigierte Spektrum aus direkten Zerfällen (unten)

Damit lautet das Ergebnis dieses Kapitels: Das Verzweigungsverhältnis

$$\Upsilon(1S)_{\text{dir}} \rightarrow \phi X \quad \text{beträgt} \quad (4.87 \pm 0.19 \pm 0.21) \%$$

Zum Vergleich: Das Ergebnis von [Matthiesen 87] lautet $(4.48 \pm 0.26 \pm 0.31) \%$, der Abstand beider Wert beträgt eine Standardabweichung. Der Unterschied im statistischen Fehlers entspricht den verwendeten Datenmengen; der größere systematische Fehler von [Matthiesen 87] resultiert aus der dort angegebenen Abschätzung von 5 % für den Fehler der Luminositätsbestimmung.

9.3 Zweiteilchenspektren

Weder exklusive noch inklusive Zerfälle des $\Upsilon(1S)$ sind bisher systematisch untersucht worden. Die durchgeführten Analysen haben sich auf radiative und einige Zweikörperzerfälle beschränkt:

- Radiative Zerfälle der Arten $\gamma gg \rightarrow \gamma h^+ h^-$ und $\gamma 2h^+ 2h^-$ sind zur Gluonenballsuche ausführlich untersucht worden. Dabei sind $h^+ h^-$ meist Teilchen und Antiteilchen bzw. Paare davon gewesen, so z.B. $\pi^+ \pi^-$, $K^+ K^-$, $p\bar{p}$ sowie $2\pi^+ 2\pi^-$ und $2K^+ 2K^-$. Diese Untersuchungen wurden in [Argus 88],[Cleo 86] und [Cleo 90] veröffentlicht, weitere Quellen sind in [PDG 94] zu finden.
- Mit gleichem Ziel sind exklusive Zweikörperzerfälle $\Upsilon(1S) \rightarrow h^+ h^-$ untersucht worden (Quellen wie zuvor).

Resonanzen sind in keinem der Fälle gefunden worden, andernfalls hätte die gesamte vorliegende Arbeit auf völlig anderen Voraussetzungen aufgebaut.

Da nur wenige Untersuchungen mit zudem recht speziellen Zielen vorliegen, ist das Wissen über alle übrigen $\Upsilon(1S)$ -Zerfälle relativ gering. Daher war es sinnvoll, die folgende sehr allgemeine und für Unerwartetes offene Untersuchung durchzuführen. Auf den nächsten Seiten werden invariante Massen von Teilchenpaaren über einen großen Bereich gezeigt, die auf schmale Resonanzen im Massenbereich oberhalb von 2 GeV hin durchmustert wurden. Alle Kombinationen im Detektor sichtbarer geladener Hadronen, die Paare $\pi^+ \pi^-$, $K^+ K^-$, $p\bar{p}$, sowie $K^+ \pi^-$, pK^- und $p\pi^-$ jeweils mit Antiteilchen, wurden betrachtet. Im Bereich unter 2 GeV wäre oft eine bessere als die dargestellt Auflösung erreichbar, jedoch ist diese Region schon intensiv untersucht worden. Da hier nichts Neues zu erwarten ist, wird er wird nur der Vollständigkeit halber gezeigt. Folgende Ergebnisse können festgehalten werden:

- 1) In den verschiedenen Spektren sind die Zerfälle $D^0 \rightarrow K^\pm \pi^\mp$, $K^{0*} \rightarrow K^\pm \pi^\mp$ und $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ leicht zu entdecken. Diese wurden bereits – meist in mehreren Arbeiten – untersucht.
- 2) In dem Bereich von etwa 2 GeV bis zu großen invarianten Massen, dem diese Untersuchung vornehmlich gilt, sind keine auf unbekannte Resonanzen hindeutenden schmalen Überhöhungen erkennbar.
- 3) Die Einträge im Bereich großer invarianter Massen werden in allen Spektren durch kontinuumsartige Prozesse erzeugt. Die Beschreibung des Kontinuumsanteils des Resonanzwirkungsquerschnittes durch das bei 9.36 GeV gemessene Kontinuum ist korrekt und die Skalierung richtig bestimmt.
- 4) Für das Kontinuum kann die Erwartung bestätigt werden, daß relativ viele s -Quarks und wenige c -Quarks erzeugt werden. In diesen Ereignissen ist eine große Zahl geladener Kaonen vorhanden, je nach Schnitt ein Drittel bis ein Zehntel derjenigen geladener Pionen.
- 5) Im Unterschied dazu werden in direkten Zerfällen praktisch überhaupt keine c -Quarks erzeugt, während die s -Produktion eine ähnliche Unterdrückung wie im Kon-

tinuum aufweist. Ein Beispiel: in Abbildung 9.13 ist im $K\pi$ -Spektrum der $\Upsilon(1S)$ -Resonanz die D^0 -Produktion bei 1.865 GeV zu erkennen. Die D^0 -Mesonen werden ausschließlich im Kontinuum erzeugt, die Resonanzüberhöhung ist nach der Subtraktion verschwunden.

Diese Beobachtungen werden folgendermaßen erklärt: In der Fragmentation ist die $s\bar{s}$ -Produktion im Vergleich zu den beiden leichten Quarks aufgrund der größeren Masse etwa um einen Faktor 1 : 3 unterdrückt. Die gleiche Behandlung des noch massiveren c -Quarks ergibt einen Faktor von 10^{-11} , d.h. in der Fragmentation werden praktisch keine schweren Quarks erzeugt. Im Kontinuum ist jedoch die Erzeugung von c -Quarks als primäre Quarks („leading quarks“) der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow c\bar{c}$ möglich. Diese Möglichkeit existiert in direkten Zerfällen nicht, weshalb dort keine c -Quarks auftauchen. Die erlaubten Feynman-Diagramme für direkte Zerfälle wurden in Kapitel 9.1 beschrieben.

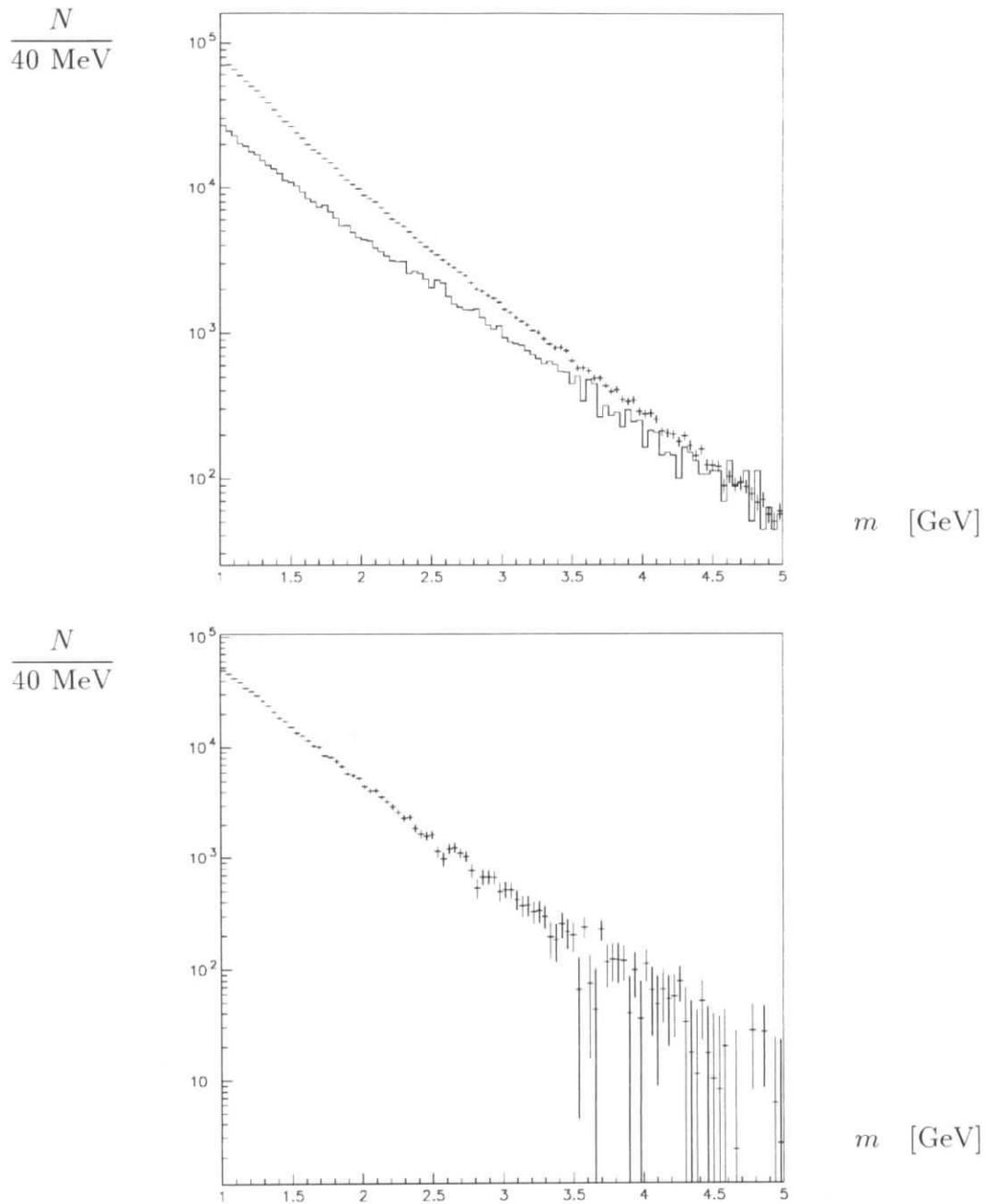


Abbildung 9.11: Inklusives $\pi^+\pi^-$ -Spektrum

oben: Daten der Resonanz und skaliertes Kontinuum

unten: direkte Zerfälle

Der exponentielle Abfall der Spektren über fünf Größenordnungen ist hervorragend zu erkennen.

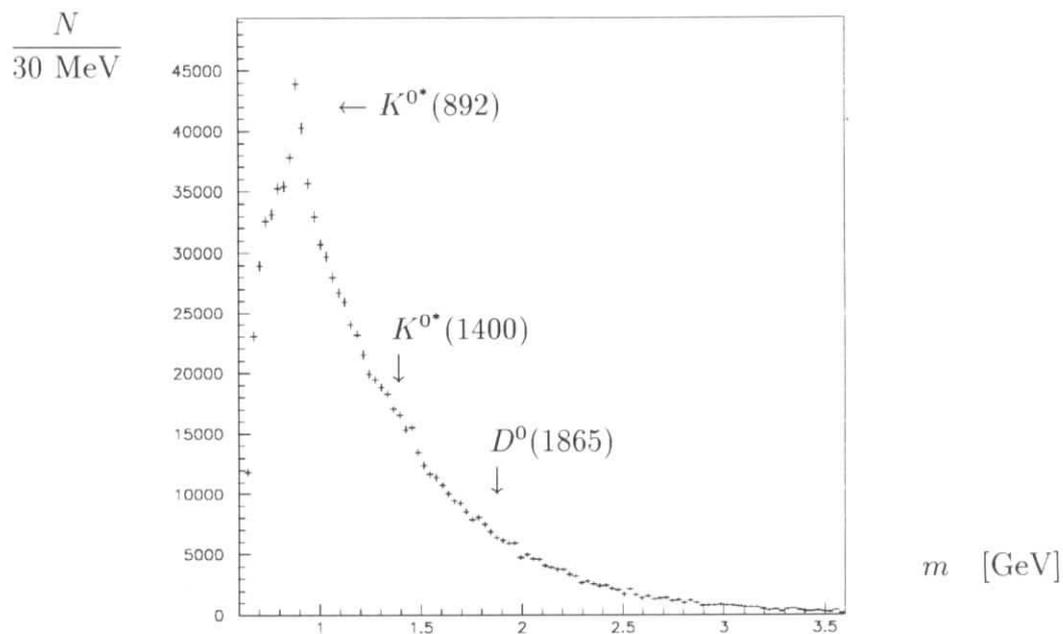
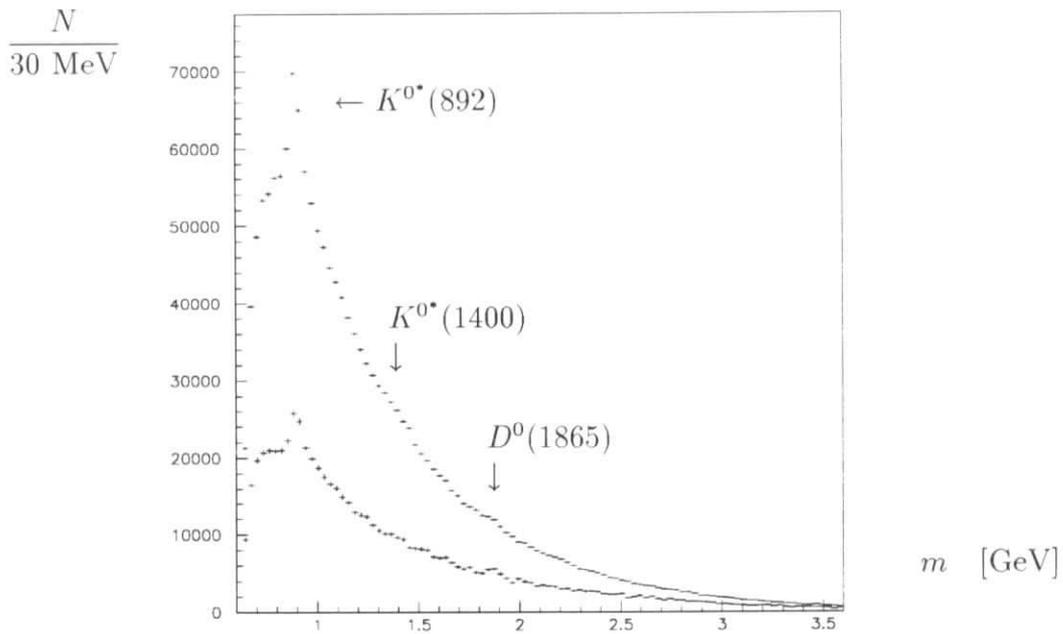


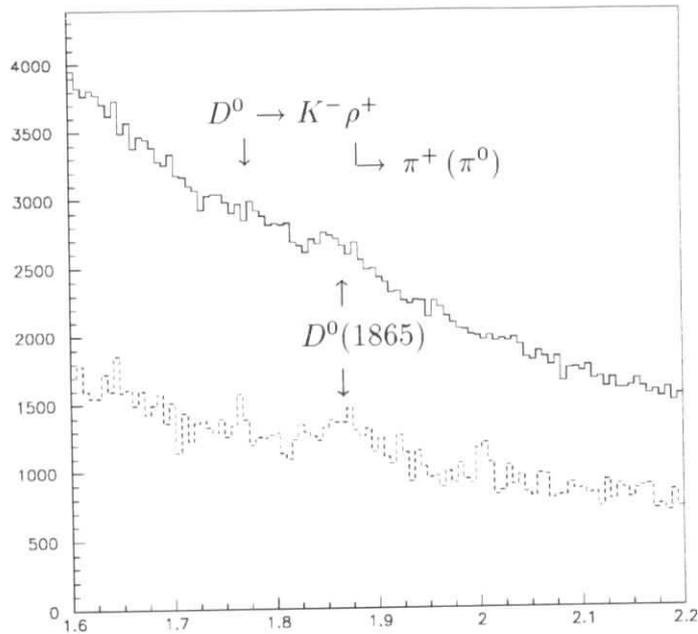
Abbildung 9.12: Inklusives $K^\pm\pi^\mp$ -Spektrum

oben: Daten der Resonanz und skaliertes Kontinuum

unten: direkte Zerfälle

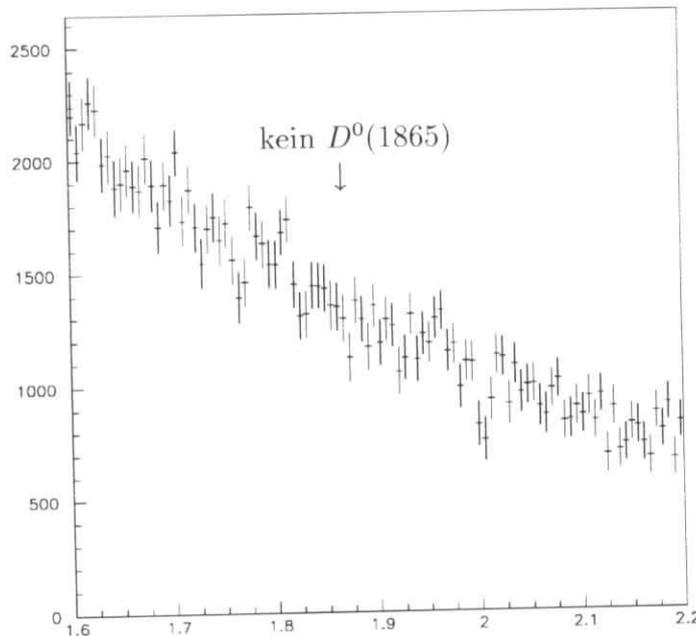
Der Bereich um das D^0 ist auf der nächsten Seite vergrößert dargestellt.

$\frac{N}{6 \text{ MeV}}$



m [GeV]

$\frac{N}{6 \text{ MeV}}$



m [GeV]

Abbildung 9.13: Ausschnitt des inklusiven $K^\pm\pi^\mp$ -Spektrums auf der vorigen Seite, Daten der Resonanz und des skalierten Kontinuums oben und direkte Zerfälle unten.

Auf der $\Upsilon(1S)$ -Resonanz und im Kontinuum ist die Produktion von D^0 -Mesonen zu sehen, die (zu vier Prozent) über $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ zerfallen. Nach der Subtraktion ist im Spektrum direkter Zerfälle keine Resonanzüberhöhung mehr sichtbar, ein Hinweis, daß c -Quarks nur im Kontinuum produziert werden.

Eine Reflexion unterhalb der Resonanz, beispielsweise in [Rohde] beschrieben, entstammt einem D^0 -Zerfall, bei dem ein π^0 nicht rekonstruiert wurde. Auch sie verschwindet durch die Subtraktion.

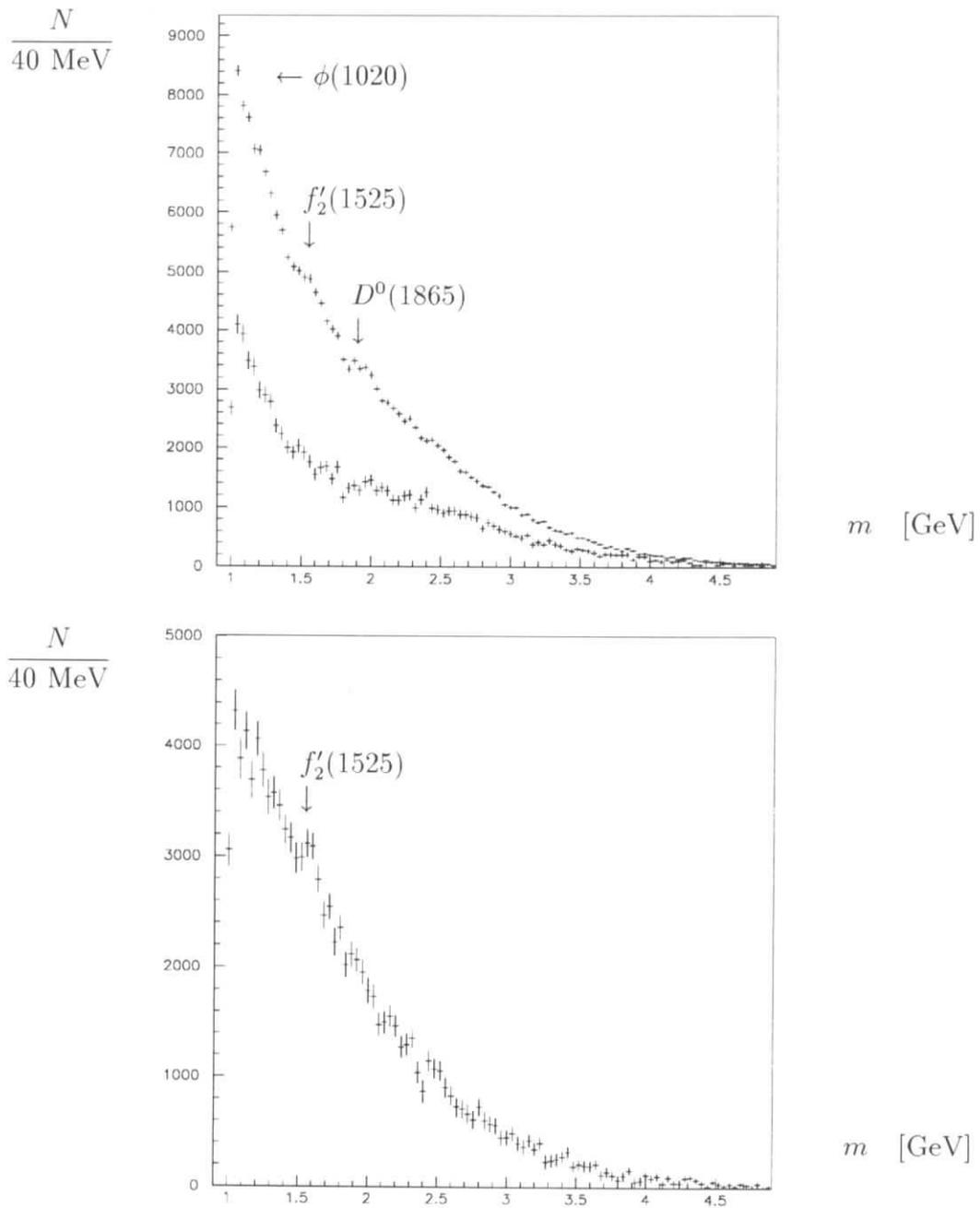


Abbildung 9.14: Inklusives K^+K^- -Spektrum

oben: Daten der Resonanz und skaliertes Kontinuum

unten: direkte Zerfälle

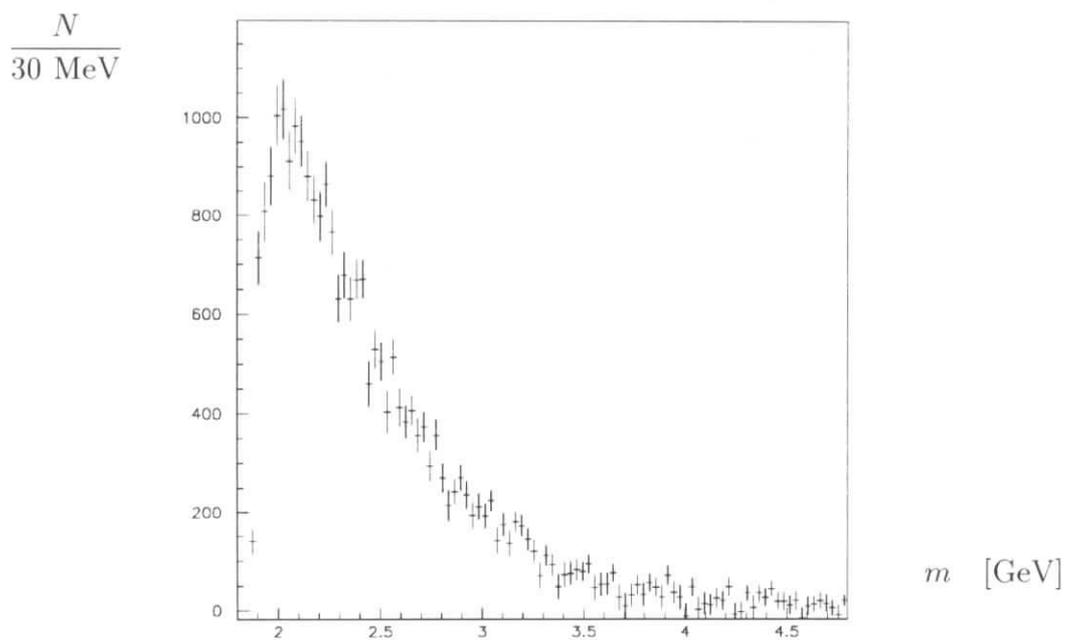
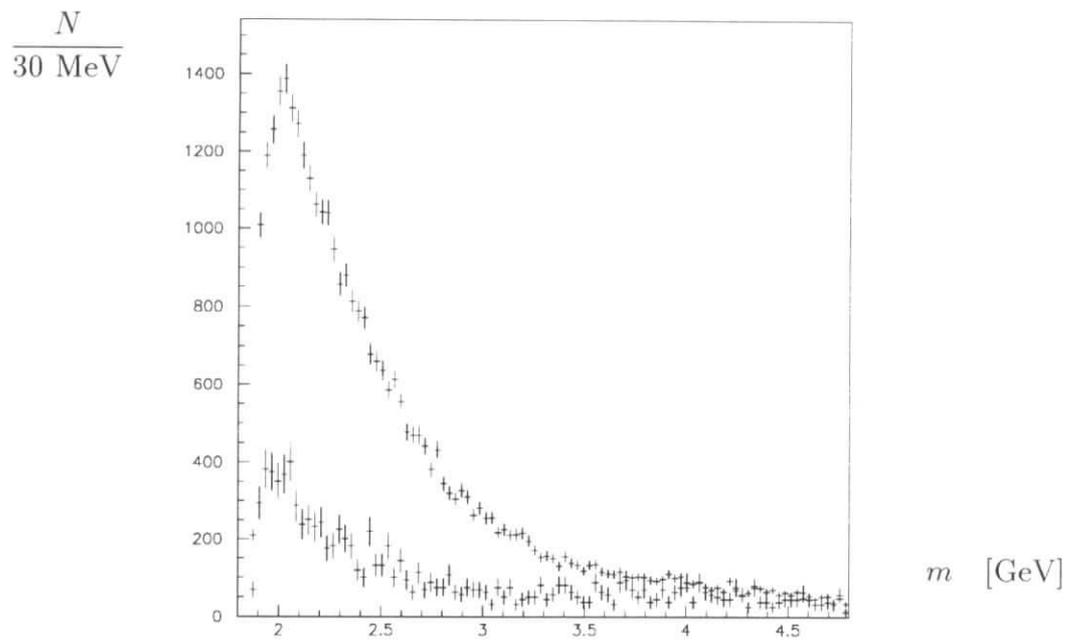


Abbildung 9.15: Inklusives $p\bar{p}$ -Spektrum

oben: Daten der Resonanz und skaliertes Kontinuum

unten: direkte Zerfälle

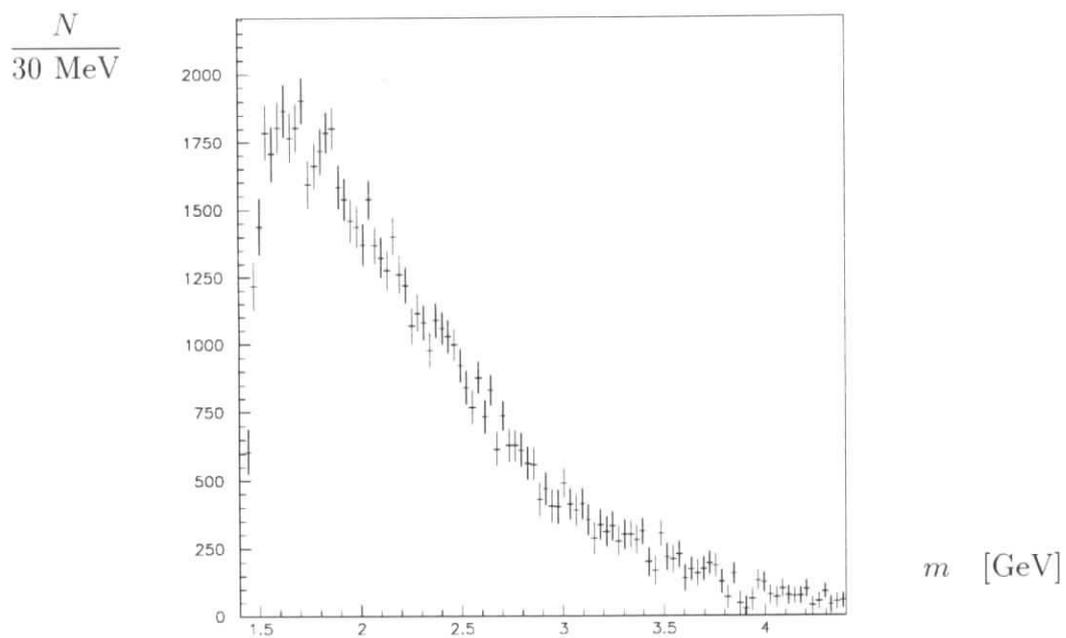
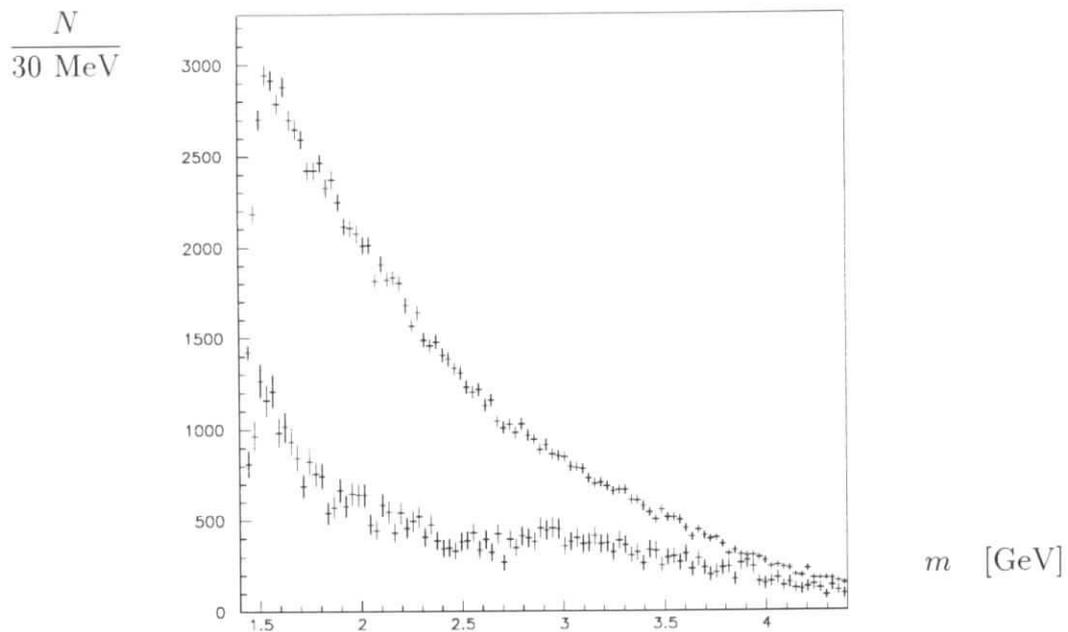


Abbildung 9.16: Inklusives $(pK^- + \bar{p}K^+)$ -Spektrum

oben: Daten der Resonanz und skaliertes Kontinuum

unten: direkte Zerfälle

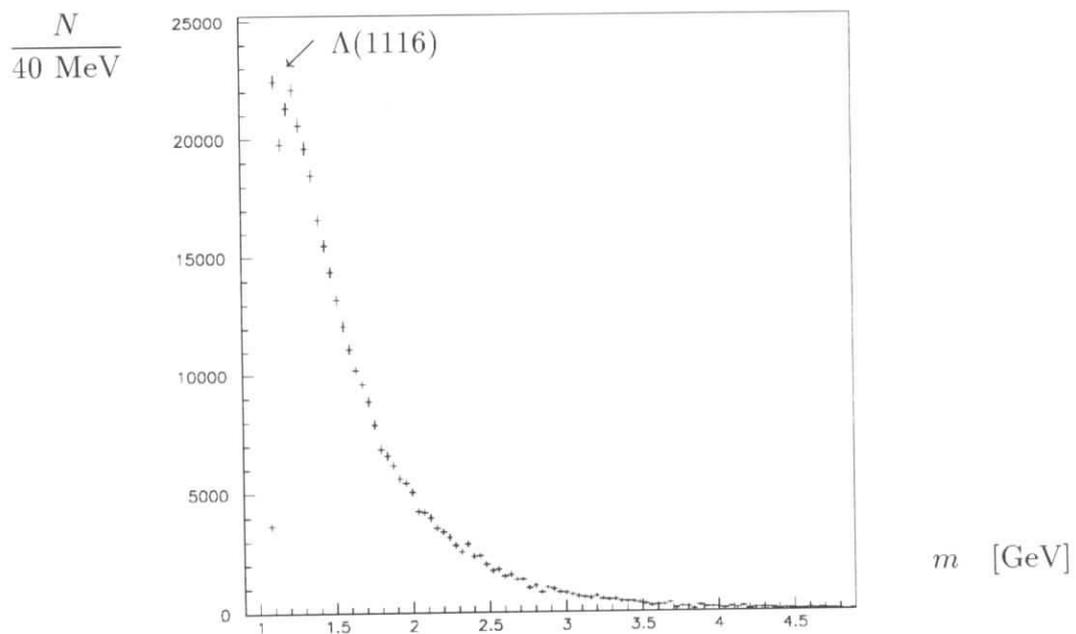
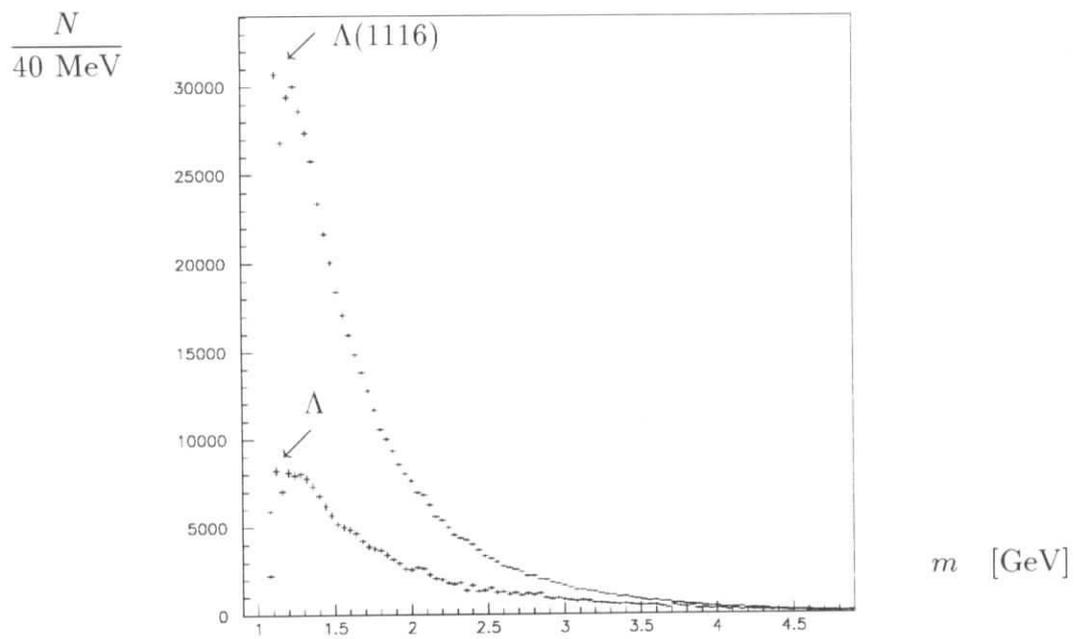


Abbildung 9.17: Inklusives $(p\pi^- + \bar{p}\pi^+)$ -Spektrum

oben: Daten der Resonanz und skaliertes Kontinuum

unten: direkte Zerfälle

Der Zerfall $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ ist in Kontinuum und direkten Zerfällen zu sehen.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Wirkungsquerschnitt im Bereich der Υ -Resonanzen	11
2.2	Termschema der $b\bar{b}$ -Zustände	12
2.3	Dalitzplot-Darstellung des Drei-Gluonen-Phasenraumes	16
3.1	Der DORIS-Ring bei DESY	21
3.2	Schnitt durch den ARGUS-Detektor	22
3.3	Energieverlust geladener Teilchen in der Driftkammer	23
3.4	Massenbestimmung durch Flugzeitmessung	24
4.1	Parabel- und Anti-Bhabha-Schnitt	30
4.2	Kontinuumsdaten bei 9.36 und 10.45 GeV	34
5.1	Verteilung der sichtbaren Energie pro Ereignis	38
5.2	Multiplizitätsverteilung	40
5.3	Thrust-Verteilung	41
5.4	Major- und Minor-Verteilung	44
5.5	Sphericity und Aplanarity	46
5.6	Planarity- und Y -Verteilung	47
5.7	Eigenwerte des „Impulstensors“	48
5.8	Fox-Wolfram-Momente	49
5.9	Q_1 - Q_2 -Ebene	52
5.10	Q_1 - Q_2 -Ebene für Ereignisse gleicher Spurzahl	53
5.11	Q_1 - Q_2 -Ebene für direkte Zerfälle unterschiedlicher Spurzahl	54
5.12	Korrelationen zwischen Thrust, Sphericity und F_2	55
6.1	Thrustverteilung der Gluonenballsimulation mit $m = 3.0$ GeV	58
6.2	Untersuchung zum systematischen Fehler der Anpassung	59
6.3	Anpassungsergebnisse für Gluonenbälle unterschiedlicher Massen	61
6.4	Anpassungsergebnisse für Gluonenbälle unterschiedlicher Breiten	63
7.1	n -Jet-Verteilungen für verschiedene Werte von y_{cut}	66
7.2	Triplicity-Verteilung	68
7.3	Winkelverteilung bei der Bestimmung der Gluonenebene	69
7.4	Verteilungen der Winkel zwischen Gluonen und Jets	71
7.5	Genauigkeit der Bestimmung der Gluonenenergie	73
7.6	Bestimmung der relativen Winkel zwischen Gluonen	74
7.7	Jet-Eigenschaften	76

7.8	Verteilung von Winkeln zwischen Jets	77
8.1	Das Photonenspektrum nach der Rückstoßmethode	80
8.2	Auflösung der Rückstoßmethode	81
8.3	Das Photonenspektrum mit schärferem Schnitt	83
9.1	Invariante Masse von Myonenpaaren	86
9.2	Invariante $\mu\mu$ -Masse mit schärferer Teilchenidentifikation	87
9.3	Untergrund zum Ψ -Spektrum	89
9.4	J/Ψ -Spektren mit Untergrundfunktion	91
9.5	invariante Masse von e^+e^- -Paaren	92
9.6	ϕ -Signal auf dem $\Upsilon(1S)$	94
9.7	Beispiel einer Anpassung eines p_ϕ -Intervalles	95
9.8	Unkorrigierte Impulsspektren $\phi \rightarrow K^+K^-$	97
9.9	Die Akzeptanz $\phi \rightarrow K^+K^-$	98
9.10	Das Impulsspektrum des ϕ -Mesons	99
9.11	Inklusives $\pi^+\pi^-$ -Spektrum	103
9.12	Inklusives $K^\pm\pi^\mp$ -Spektrum	104
9.13	Inklusives $K^\pm\pi^\mp$ -Spektrum, Ausschnitt	105
9.14	Inklusives K^+K^- -Spektrum	106
9.15	Inklusives $p\bar{p}$ -Spektrum	107
9.16	Inklusives $(pK^- + \bar{p}K^+)$ -Spektrum	108
9.17	Inklusives $(p\pi^- + \bar{p}\pi^+)$ -Spektrum	109

Literaturverzeichnis

- [Ali und Söding 88] A.Ali und P.Söding (Hrsg.), High Energy Electron-Positron Physics, World Scientific, Singapore, 1988
- [Argus 85] ARGUS Kollaboration, Albrecht et al., Z.Phys. C29 (1985) 167
- [Argus 85A] Drescher et al., Nucl.Instr. and Meth. A237 (1985) 464
- [Argus 86] ARGUS Kollab., Albrecht et al., Z.Phys. C31 (1986) 181
- [Argus 87] ARGUS Kollab., Albrecht et al., Phys.Lett. 199B (1987) 291
- [Argus 88] ARGUS Kollab., Albrecht et al., Z.Phys. C42 (1988) 349
- [Argus 89] ARGUS Kollab., Albrecht et al., Nucl.Instr.and Meth. A275 (1989) 1
- [Argus 92] ARGUS Kollab., Albrecht et al., Z.Phys. C55 (1992) 25
- [Argus 95] ARGUS Kollab., Albrecht et al., Z.Phys. C65 (1995) 619
- [Behnke 92] O.Behnke, Diplomarbeit, Interner Report DESY F15-92-04
- [Bethke 88] Bethke et al., Phys.Lett. 213B (1988) 235
- [Bethke 91] Bethke et. al., CERN-TH. 6222/91 (1991)
- [Bigi 79] I.I.Bigi und S.Nussinov, Phys.Lett. B82 (1979) 281
- [Bloom 87] E.Bloom, SLAC, Konferenzbeitrag La Thuile, März 1987
- [Brandt 79] Brandt und Dahmen, Z.Phys. C1 (1979) 61
- [Brodsky 83] Brodsky, Lepage und Mackenzie, Phys.Rev. D28, (1983) 228
- [Brun 78] R.Brun et. al., GEANT, CERN-DD/78/2 (1978)
- [Buchmüller 88] W.Buchmüller und S.Cooper in [Ali und Söding 88]
- [Cleo 86] CLEO Kollab., Csorna et al., Phys.Rev. D34 (1986) 905
- [Cleo 86 A] CLEO Kollab., Csorna et al., Phys.Rev.Lett. 56 (1986) 1222
- [Cleo 89] CLEO Kollab., Fulton et al., Phys.Lett. B224/4 (1989) 445
- [Cleo 90] CLEO Kollab., Fulton et al., Phys.Rev. D41, (1990) 1401

- [Crystal Ball 91] Crystal Ball Kollab., Bizzeti et al., Phys.Lett. B267 (1991) 286
- [Close 87] F.E.Close, RAL-87-072
- [Close 96] F.E.Close, Nature, vol. 379, 11.1.1996
- [Dominguez 86] C.Dominguez und N.Paver, Z.Phys. C31 (1986) 591 und
Z.Phys. C32 (1986) 391
- [Field 83] R.Field, Phys.Lett. B133 (1983) 248
- [Fox, Wolfram 78] G.C.Fox und S.Wolfram, Phys.Rev.Lett. 41/23 (1978) 1581
- [Fritzsch 78] H.Fritzsch und K.-H.Streng, Phys.Lett. B77 (1978) 299
- [Gabriel 85] Juan Gabriel, Diplomarbeit, IHEP-HD/85-3
- [Gennow 85] H.Gennow, SIMARG, Interner Report DESY F15-85-02
- [Gittelman 88] B.Gittelman und S.Stone (CLEO Kollab.) in [Ali und Söding 88]
- [Godfrey 88] S.Godfrey, Particle and Field Series 36, Upton, New York, 1988
- [Herb 77] Herb et al., Phys.Rev.Lett. 39 (1977) 252
- [Jackson 64] J.D.Jackson, Il Nuovo Cimento 34 (1964) 1644
- [Koller 78] K.Koller und T.Walsh, Nucl.Phys. B140 (1978) 449
- [Königsmann 85] K.Königsmann, Interner Report DESY 85-089
- [Körner 80] J.Körner und D.McMay, Interner Report DESY 80-121
- [Körner 82] J.Körner und M.Krammer, Interner Report DESY 82-034
- [Krammer 78] M.Krammer und H.Krasemann, Phys.Lett. B73 (1978) 58
- [Krammer 78 A] M.Krammer und H.Krasemann, Phys.Lett. B73 (1978) 58
- [Landsberg 89] Konferenzbeitrag Moriond, Les Arcs, 1989;
erweiterte Version, Serpukhov 1989
- [Lindner 92] A.Lindner, Dissertation, Universität Dortmund, Februar 1992
- [Mai 91] O.Mai, Diplomarbeit, Interner Report DESY F15-91-05
- [Matthiesen 87] U.Matthiesen, Dissertation, ARGUS, 1987
- [Mundt] R.Mundt, Dissertation, ARGUS, unveröffentlicht
- [Narison 86] S.Narison, Montpellier Report 86/27
- [Novikov 80] V.Novikov et.al., Nucl.Phys. B165 (1980) 55
- [Oest 92] T.Oest, Dissertation, Interner Report DESY F15-93-01

- [PDG 94] Particle Data Group, Phys.Rev. D50 (1994) 1173
- [Poulet 90] M.Poulet, LAPP-EXP-90.10, September 1990;
Konferenzbeitrag First Biennal Conf., Stockholm, Juli 1990
- [Remiddi 80] E.Remiddi, Prot.Int.School of Physics Enrico Fermi, Varenna, 1980
- [Rohde] A.Rohde, Dissertation, ARGUS, unveröffentlicht
- [Roy 78] P.Roy und T.Walsh, Phys.Lett. B78 (1978) 62
- [de Rujula 78] A.de Rujula et.al., Nucl.Phys. B138 (1978) 387
- [Saxon 88] D.H.Saxon in [Ali und Söding 88]
- [Selleri 62] F.Selleri, Phys.Lett. 3 (1962) 76
- [Shifman 79] M.Shifman et.al., Nucl.Phys. B147 (1979) 385 und 448
- [Tye 82] S.-H. Tye, Universität Cornell, Konferenzbeitrag Snowmass, Juni 1982
- [Wegener 88] D.Wegener in [Ali und Söding 88]
- [Wu 79] S.Wu und G.Zobernig, Z.Phys. C2 (1979) 107

Danksagung

Ich danke Herrn Prof. Schmidt-Parzefall für die Möglichkeit, in seiner Gruppe diese Arbeit anzufertigen. Ich bedanke mich ferner für die Gelegenheit, auf einigen Reisen internationale Luft zu schnuppern, besonders für drei unvergeßliche Wochen auf La Palma und zwei beeindruckende Wochen in Moskau.

Herrn Dr. Schröder danke ich für viele hilfreiche Ideen und Diskussionen und für seine Anleitung zu physikalischem Denken.

Das freundschaftliche Klima innerhalb der Gruppe der Universität Hamburg wird mir immer in Erinnerung bleiben. Meinen Kollegen Angela, Andreas, Hartmut, Julia, Oliver, Peter, Reinhard, Rüdiger und Thorsten danke ich für viele schöne, gemeinsam verbrachte Stunden.

