

# Inhalt

<b>1</b>	<b>Einführung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>5</b>
2.1	Das Standardmodell . . . . .	6
2.2	Die Quantenchromodynamik . . . . .	10
2.3	Bottom Quarks . . . . .	12
2.3.1	Erzeugung schwerer Quarks auf der $Z^0$ -Resonanz . . . . .	12
2.3.2	Korrekturen zur Born-Approximation . . . . .	14
2.3.3	Der semileptonische Zerfall schwerer Quarks . . . . .	18
<b>3</b>	<b>Das Experiment</b>	<b>21</b>
3.1	Der Speicherring LEP . . . . .	21
3.2	Der DELPHI-Detektor . . . . .	24
3.2.1	Die Spurdetektoren . . . . .	28
3.2.2	Das zentrale elektromagnetische Kalorimeter (HPC) . . . . .	32
3.2.3	Triggersystem und Datennahme . . . . .	34
3.2.4	Die Datenrekonstruktion . . . . .	35
<b>4</b>	<b>Die Monte-Carlo Simulation</b>	<b>36</b>
4.1	Der JETSET-Generator . . . . .	36
4.1.1	Partonschauer und Matrixelement . . . . .	38
4.2	Fragmentation in Hadronen . . . . .	40
4.2.1	Lund-Modell . . . . .	41
4.2.2	Fragmentation schwerer Quarks . . . . .	44
4.3	Schwere Hadronen im Monte Carlo . . . . .	46
4.4	Die Detektorsimulation . . . . .	48

---

<b>5</b>	<b>Die Selektion der multihadronischen Ereignisse</b>	<b>50</b>
<b>6</b>	<b>Leptonerkennung und b-Quark Tagging</b>	<b>60</b>
6.1	Die Myonererkennung . . . . .	62
6.2	Die Elektronerkennung . . . . .	64
6.3	Die selektierten Leptonen . . . . .	66
<b>7</b>	<b>Die Fitmethode</b>	<b>74</b>
<b>8</b>	<b>Ergebnisse der Anpassung</b>	<b>83</b>
8.1	Der Untergrund . . . . .	83
8.2	Die Myonen . . . . .	85
8.3	Die Elektronen . . . . .	91
8.4	Kombination der Einzelmessungen . . . . .	97
8.5	Untersuchung der systematischen Fehler . . . . .	99
8.6	Vergleich mit anderen Experimenten . . . . .	101
<b>9</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>107</b>
<b>A</b>	<b>Die JETSET7.3-Parameter</b>	<b>109</b>
<b>B</b>	<b>Das Integral der Petersonfunktion</b>	<b>110</b>
<b>C</b>	<b>Die Abhängigkeit der Größe <math>\langle x_E \rangle</math> vom Parameter <math>\epsilon_b</math></b>	<b>111</b>

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Das invariante $\mu^+\mu^-$ -Massenspektrum der CFS-Kollaboration . . . . .	1
2.1	Die Kopplung der Fermionfelder an die Eichbosonen . . . . .	8
2.2	Die Gluonselfkopplungsdiagramme der QCD . . . . .	11
2.3	Die starke Kopplungskonstante $\alpha_s$ in Abhängigkeit des Impulsübertrages . .	12
2.4	Feynmangraphen zur $Z^0$ -Propagator Korrektur . . . . .	15
2.5	Nichtuniverselle Korrekturen zum $Z^0 b\bar{b}$ -Vertex . . . . .	16
2.6	Die Partialbreiten für den Zerfall $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ in Abhängigkeit von $m_{top}$ . . . .	17
2.7	Feynmangraph für den schwachen Zerfall eines $b$ -Quarks . . . . .	18
2.8	Nonspectator Graphen zum Zerfall von $B$ -Hadronen . . . . .	19
3.1	Perspektivische Ansicht des DELPHI-Detektors . . . . .	24
3.2	Querschnitt durch den DELPHI-Detektor . . . . .	26
3.3	Längsschnitt durch den DELPHI-Detektor . . . . .	27
3.4	Die zentralen Myonkammern . . . . .	31
3.5	Seitenansicht eines HPC-Moduls . . . . .	33
4.1	Schematische Darstellung der $e^+e^-$ -Vernichtung in den multihadronischen Endzustand . . . . .	37
4.2	Die Fragmentation eines Farbstrings in Hadronen . . . . .	41
4.3	Die Fragmentation eines Strings im Raum-Zeit Diagramm . . . . .	42
4.4	Die Fragmentationsfunktionen für verschiedene Quarkflavours . . . . .	45
5.1	Die Selektionseffizienzen für die verschiedenen Quarkflavours . . . . .	54
5.2	Die Verteilung der geladenen Multiplizität . . . . .	55

---

5.3	Die Verteilung des geladenen Impulses . . . . .	56
5.4	Die Verteilung des Hemisphärenimpulses . . . . .	57
5.5	Die Verteilung des Impulsungleichgewichtes . . . . .	58
5.6	Die Winkelverteilung der Sphärizitätsachse . . . . .	59
6.1	Impuls- und Transversalimpulsspektrum von Leptonen aus dem Zerfall schwerer Quarks . . . . .	61
6.2	Das Impulsspektrum der selektierten Myon- und Elektronkandidaten . . . . .	68
6.3	Das Transversalimpulsspektrum der selektierten Myon- und Elektronkandidaten . . . . .	70
6.4	Die Zusammensetzung der Myonkandidaten . . . . .	71
6.5	Die Wirkung der kinematischen Schnitte . . . . .	72
6.6	Der prompte $b$ -Anteil gegenüber der Selektionseffizienz . . . . .	73
7.1	Mittleres $p$ und $p_T$ in Abhängigkeit von $z$ beim prompten $b$ -Zerfall . . . . .	77
7.2	Mittleres $p$ und $p_T$ in Abhängigkeit von $z$ beim $b$ -Kaskadenzerfall . . . . .	78
7.3	Mittleres $p$ und $p_T$ in Abhängigkeit von $z$ beim prompten $c$ -Zerfall . . . . .	79
7.4	Die Berechnung der Gewichtungsfaktoren . . . . .	80
7.5	Die Gewichtungsfaktoren in Abhängigkeit von $\epsilon_q$ . . . . .	81
8.1	Fit der Myonkandidaten von 1991 ( $p, p_T^{out}$ -Spektren) . . . . .	86
8.2	Fit der Myonkandidaten von 1991 ( $p, p_T^{lin}$ -Spektren) . . . . .	87
8.3	Fit der Myonkandidaten von 1992 ( $p, p_T^{out}$ -Spektren) . . . . .	89
8.4	Fit der Myonkandidaten von 1992 ( $p, p_T^{lin}$ -Spektren) . . . . .	90
8.5	Fit der Elektronkandidaten von 1991 ( $p, p_T^{out}$ -Spektren) . . . . .	92
8.6	Fit der Elektronkandidaten von 1991 ( $p, p_T^{lin}$ -Spektren) . . . . .	93
8.7	Fit der Elektronkandidaten von 1992 ( $p, p_T^{out}$ -Spektren) . . . . .	95
8.8	Fit der Elektronkandidaten von 1992 ( $p, p_T^{lin}$ -Spektren) . . . . .	96
8.9	Das $x_E$ -Spektrum der primären $b$ -Hadronen . . . . .	98
8.10	Der Mittelwert des $x_E$ -Spektrums als Funktion von $\epsilon_b$ . . . . .	99
8.11	Die verschiedenen $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had}$ -Messungen im Überblick . . . . .	104
8.12	Vergleich der Standardmodellvorhersage für $\Gamma_{b\bar{b}}$ mit der Messung . . . . .	105

# Tabellenverzeichnis

1.1	Die Erzeugung von $b$ -Quarks an verschiedenen Beschleunigern . . . . .	2
1.2	Die Massen und Breiten der $\Upsilon$ -Resonanzen . . . . .	2
2.1	Die Quantenzahlen der Leptonen und Quarks im Standardmodell . . . . .	6
2.2	Die Vektor- und Axialvektorkonstanten des neutralen Stromes im Standardmodell . . . . .	13
2.3	Die Partialbreiten und Verzweigungsverhältnisse des $Z^0$ -Bosons . . . . .	13
3.1	Grundlegende Parameter des LEP-Speicherringes . . . . .	22
4.1	Werte einiger wichtiger Parameter im JETSET7.3-Generator . . . . .	38
4.2	Die $B$ -Mesonen Zerfälle im Monte-Carlo . . . . .	47
5.1	Die Wirkung der Schnitte zur Ereignisselektion . . . . .	53
6.1	Die Zusammensetzung der selektierten Myonkandidaten . . . . .	67
6.2	Die Zusammensetzung der selektierten Elektronkandidaten . . . . .	67
7.1	Die Statistik der generierten semileptonischen Zerfälle schwerer Quarks . . . . .	75
8.1	Die Fit-Ergebnisse aus den Myonkandidaten von 1991 . . . . .	85
8.2	Die gefittete Zusammensetzung der Myonkandidaten von 1991 . . . . .	85
8.3	Die Fit-Ergebnisse aus den Myonkandidaten von 1992 . . . . .	88
8.4	Die gefittete Zusammensetzung der Myonkandidaten von 1992 . . . . .	88
8.5	Die Fit-Ergebnisse aus den Elektronkandidaten von 1991 . . . . .	91
8.6	Die gefittete Zusammensetzung der Elektronkandidaten von 1991 . . . . .	91

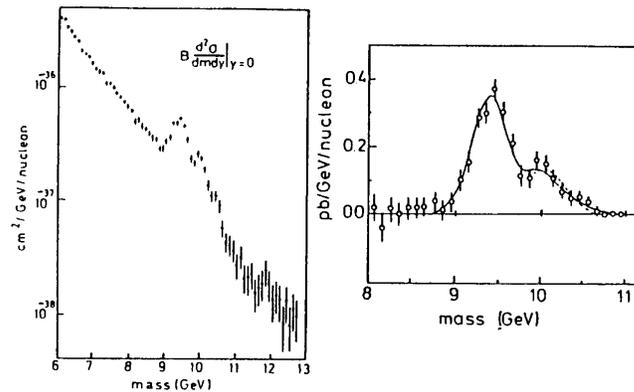
---

8.7	Die Fit-Ergebnisse aus den Elektronkandidaten von 1992 . . . . .	94
8.8	Die gefittete Zusammensetzung der Elektronkandidaten von 1992 . . . . .	94
8.9	Systematischer Fehler aufgrund der Unsicherheit in der Zusammensetzung der Leptonsamples . . . . .	100
8.10	Systematische Unsicherheit aufgrund der Änderung des kinematischen Be- reiches im Fit . . . . .	100
8.11	Vergleich der $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had} \cdot BR_{b \rightarrow l}$ -Messungen . . . . .	102
8.12	Die verschiedenen $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had}$ -Messungen im Überblick . . . . .	103
8.13	Vergleich der $\langle x_E^b \rangle$ -Messungen bei LEP . . . . .	106
A.1	Die Parametereinstellung im JETSET7.3-Generator . . . . .	109

# Kapitel 1

## Einführung

Das  $b$ -Quark wurde im Jahre 1977 von Lederman und seinen Mitarbeitern der CFS-Kollaboration<sup>1</sup> am Fermi National Accelerator Center (Chicago, USA) entdeckt [1]. Sie beschossen dünne Kupfer-, bzw. Platintargets mit einem 400 GeV Protonenstrahl und untersuchten das invariante Massenspektrum von Myonpaaren aus dem Prozeß  $p + \text{Kern} \rightarrow \mu^+ \mu^- + X$ . Über dem exponentiell abfallenden Untergrund waren in der Massenregion zwischen 9 und 10 GeV deutlich resonante Erhöhungen im Wirkungsquerschnitt zu erkennen (Abbildung 1.1). Diese wurden in der Folgezeit als gebundene  $q\bar{q}$ -Zustände einer bis dahin unbekanntes Quarksorte (*bottom*- oder auch *beauty*-Quarks genannt) interpretiert und erhielten den Namen  $\Upsilon$ -Mesonen. Somit war zwei Jahre nach der Entdeckung des  $\tau$ -Leptons durch Perl *et al.* am SLAC<sup>2</sup> [2] auch auf dem Quarksektor ein erster Vertreter der dritten Teilchengeneration gefunden worden.



**Abbildung 1.1:** Der von der CFS-Kollaboration gemessene Wirkungsquerschnitt für die Produktion von Myonpaaren als Funktion ihrer invarianten Masse (Bild aus Ref. [3]).

<sup>1</sup>Columbia-Fermilab-Stony Brook collaboration

<sup>2</sup>Stanford Linear Accelerator Center

Beschleuniger	$\sqrt{s}(GeV)$	$\sigma_{b\bar{b}}(nb)$	$\sigma_{b\bar{b}}/\sigma_{tot}$
CESR (Cornell, USA)	10.5	1.15	0.25
DORIS (DESY, Deutschland)	10.5	1.15	0.25
PEP (SLAC, USA)	29.0	0.04	0.09
PETRA (DESY, Deutschland)	35.0	0.03	0.09
TRISTAN (KEK, Japan)	55.2	0.013	0.09
LEP (CERN, Schweiz)	90.0	7.0	0.215
$Spp\bar{S}$ (CERN, Schweiz)	630	$2 \times 10^4$	$3 \times 10^{-4}$
Tevatron (Fermilab, USA)	1800	$5 \times 10^4$	$7 \times 10^{-4}$

**Tabelle 1.1:** Die Erzeugung von  $b$ -Quarks an verschiedenen Beschleunigern [4].

Darauffin begann an verschiedenen Beschleunigerzentren eine Periode intensiver Forschung auf dem Gebiet der  $b$ -Physik, die bis heute noch nicht abgeschlossen ist. Schwere Quarks können sowohl an  $e^+e^-$ -Speicherringen, als auch an Hadron-Kollidern erzeugt werden, wenn die zur Verfügung stehende Schwerpunktsenergie genügend groß ist. Dabei unterscheiden sich die Wirkungsquerschnitte, ihre Energieabhängigkeit, sowie das Verhältnis von Signal zu Untergrund je nach Erzeugungsmechanismus erheblich. Eine Übersicht ist in Tabelle 1.1 zu finden. Hadronische Maschinen zeichnen sich durch sehr große Wirkungsquerschnitte aus, besitzen jedoch ein Signal zu Untergrund Verhältnis in der Größenordnung von  $10^{-4}$ . Außerdem ist die Identifizierung der  $b$ -Hadronen in solchen Ereignissen, aufgrund der durch die Targetfragmentation hohen Teilchenzahl, sehr schwierig. Bei  $e^+e^-$ -Speicherringen ist dagegen der absolute Wirkungsquerschnitt geringer, was aber durch weniger Untergrund, insbesondere auf den Resonanzen, kompensiert wird.

Als Resultat der genauen spektroskopischen Untersuchung von  $b\bar{b}$ -Bindungszuständen an den  $e^+e^-$ -Speicherringen DORIS des Deutschen Elektronen Synchrotrons (DESY) in Ham-

Resonanz	Masse (MeV)	Breite
$\Upsilon(1S)$	$9460.32 \pm 0.22$	$52.1 \pm 2.1 \text{ keV}$
$\Upsilon(2S)$	$10023.30 \pm 0.31$	$48.0 \pm 8.0 \text{ keV}$
$\Upsilon(3S)$	$10355.30 \pm 0.50$	$24.3 \pm 2.9 \text{ keV}$
$\Upsilon(4S)$	$10580.00 \pm 3.50$	$23.8 \pm 2.2 \text{ MeV}$
$\Upsilon(5S)$	$10865.00 \pm 80.00$	$110 \pm 13 \text{ MeV}$
$\Upsilon(6S)$	$11019.00 \pm 80.00$	$79 \pm 16 \text{ MeV}$

**Tabelle 1.2:** Die  $\Upsilon$ -Resonanzen mit ihren Massen und Breiten [5].

burg und CESR (Cornell, USA), kennt man heute sechs verschiedene  $\Upsilon$ -Resonanzen mit den Quantenzahlen  $J^{PC} = 1^{--}$ , die in Tabelle 1.2 aufgelistet sind. Man sieht, daß die Zerfallsbreiten ab dem  $\Upsilon(4S)$  sprunghaft um einen Faktor  $10^3$  ansteigen, weil dort die Energieschwelle für den hadronischen Zerfall in Mesonen mit „offener“ *Bottomness* überschritten wird. Die Messung exklusiver  $B$ -Mesonen Zerfälle ist ebenfalls eine Domäne der beiden oben genannten Beschleuniger.

Die Physik der  $b$ -Quarks im Kontinuum wurde an verschiedenen  $e^+e^-$ -Beschleunigern im Energiebereich zwischen 29 GeV und 55 GeV untersucht und dabei die ersten Messungen der Lebensdauer durchgeführt. Derzeit gibt es am LEP-Speicherring des europäischen Kernforschungszentrums CERN ein umfangreiches Experimentierprogramm, im Rahmen dessen mit hoher Statistik Messungen der schwachen Kopplung des  $b$ -Quarks an das  $Z^0$ -Boson, sowie individueller  $B$ -Meson Lebensdauern unternommen werden. Außerdem erfolgte dort die erste flavourabhängige  $\alpha_s$ -Bestimmung an einem Sample identifizierter  $b\bar{b}$ -Ereignisse. Parallel dazu wird auch am Proton-Antiproton Kollider Tevatron intensiv auf diesem Gebiet geforscht.

In dieser Arbeit wurden Daten analysiert, welche mit dem am LEP-Speicherring installierten DELPHI-Detektor in den Jahren 1991 und 1992 gewonnen worden sind, und daraus die Größe  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had} \cdot BR_b^{sl}$  - das ist das Verhältnis aus den partiellen Breiten für den  $Z^0$ -Zerfall in ein  $b\bar{b}$ -Paar und in Hadronen gewichtet mit dem mittleren semileptonischen Verzweigungsverhältnis des  $b$ -Quarks -, sowie der Parameter  $\epsilon_b$  der Peterson-Fragmentationsfunktion bestimmt. Diese Funktion wird häufig zur Beschreibung des Fragmentationsprozesses schwerer Quarks verwendet und bestimmt im wesentlichen das Energiespektrum der dabei entstehenden schweren Hadronen. Der anzupassende Parameter  $\epsilon_b$  kann anschaulich als Quadrat des Verhältnisses  $\frac{m_q}{m_b}$  betrachtet werden, wobei  $m_q$  und  $m_b$  die Massen des leichten, bzw. des  $b$ -Quarks bezeichnen, aus denen das schwere Meson besteht.

Die Identifizierung des  $b\bar{b}$ -Endzustandes erfolgte in der Analyse mit Hilfe des semileptonischen Zerfalls der schweren  $b$ -Quarks. Durch Schnitte in den Impuls-, bzw. Transversalimpulsspektren der Zerfallsleptonen, ließen sich die  $b\bar{b}$ -Ereignisse von anderen hadronischen  $Z^0$ -Zerfällen auf statistischer Basis unterscheiden. Die Anpassung der Spektren der in den multihadronischen Ereignissen identifizierten Myon- und Elektronkandidaten an eine mittels Monte-Carlo Simulation modellierte Verteilung, ermöglichte die Bestimmung der beiden gesuchten Größen.

Die Arbeit ist folgendermaßen gegliedert:

Im Anschluß an die Einführung werden in Kapitel 2 die theoretischen Grundlagen des elektroschwachen Standardmodells und der starken Wechselwirkung erläutert. Insbesondere wird dabei auf die Erzeugung von  $b$ -Quarks auf der  $Z^0$ -Resonanz, sowie deren semileptonischen Zerfall eingegangen. In Kapitel 3 folgt dann eine kurze Vorstellung des LEP-Speicherrings und der wichtigsten Detektorkomponenten des DELPHI-Experimentes. Kapitel 4 ist daraufhin der Monte-Carlo Simulation des Prozesses  $e^+e^- \rightarrow$  Hadronen gewidmet. Den größten Raum nimmt darin die Erläuterung des zur Beschreibung des Fragmentationsprozesses an der Universität Lund entwickelten Stringmodells ein.

Die Analyse der Daten beginnt mit der Selektion der multihadronischen Ereignisse, welche in Kapitel 5 beschrieben wird. Anschließend werden in Kapitel 6 die zur Elektron- und Myonerkennung verwendeten Verfahren vorgestellt, sowie die Ergebnisse der  $b$ -Anreicherung durch Schnitte in den Impuls-, bzw. Transversalimpulsverteilungen der selektierten Leptonkandidaten präsentiert. Die Erläuterung der Fitmethode erfolgt dann in Kapitel 7, während die erzielten Ergebnisse und Untersuchungen zum systematischen Fehler der Resultate in Kapitel 8 behandelt werden. Am Ende beschließt eine Zusammenfassung der gewonnenen Ergebnisse die Arbeit (Kapitel 9).

## Kapitel 2

# Theoretische Grundlagen

Den heute vorliegenden Erkenntnissen zufolge, sind die fundamentalen Bausteine der Materie punktförmige Fermionen (Teilchen mit Spin  $1/2$ ), die als **Leptonen** und **Quarks** bezeichnet werden. Außerdem kennt man vier Kräfte, welche die Wechselwirkungen zwischen den Fermionen bewirken. Obwohl alle vier Kräfte phänomenologisch sehr verschieden sind, lassen sie sich durch das dynamische Prinzip der **lokalen Eichinvarianz** einheitlich beschreiben. Die Forderung nach Invarianz der Lagrange-Dichte, bzw. Bewegungsgleichungen unter bestimmten lokalen Symmetrietransformationen, erzwingt die Einführung von Eichfeldern, welche in definierter Weise an die Teilchenströme koppeln. Durch Quantisierung der Eichfelder ergeben sich masselose Teilchen mit Spin 1, sogenannte **Eichbosonen**, die zwischen den Fermionen ausgetauscht werden und dadurch Wechselwirkungen vermitteln. Die Dynamik einer Wechselwirkung wird dabei vollständig durch die Gruppenstruktur der jeweiligen Symmetrietransformationen bestimmt.

Historisch die erste Theorie dieser Art war die Quantenelektrodynamik. Sie beschreibt die Wechselwirkung elektrisch geladener Teilchen mit dem Photonfeld und dient gewissermaßen als Prototyp für alle anderen Eichtheorien. Die Symmetrieeoperationen, unter denen Invarianz gefordert wird, sind hierbei lokale Phasentransformationen der Teilchenwellenfunktionen. Diese Phasentransformationen vertauschen miteinander (**abelsche** Eichtheorie) und können formal als unitäre  $1 \times 1$  Matrizen aufgefaßt werden, weshalb man von einer **U(1)-Symmetrie** in der QED spricht. Die Verallgemeinerung des Eichprinzips auf Symmetriegruppen, deren Elemente nicht miteinander vertauschen (**nichtabelsche** Theorien), gelang Yang und Mills [6]. Im Gegensatz zu den abelschen Theorien sind die Eichbosonen dort Träger verallgemeinerter Ladungen und können deshalb mit sich selbst wechselwirken. Ein Beispiel für eine nichtabelsche Theorie ist die im folgenden näher erklärte Quantenchromodynamik, welche die starke Wechselwirkung zwischen Quarks und Gluonen beschreibt.

Die Tatsache, daß sich alle bekannten Kräfte durch ein einziges dynamisches Prinzip beschreiben lassen, führte zu der Idee, Wechselwirkungen zu vereinigen. Die phänomenologisch so unterschiedlichen Kräfte werden dabei als verschiedene Ausprägungen einer

Symmetrie betrachtet, welche bei genügend hohen Energien exakt, bei niedrigeren Energien dagegen nicht mehr oder nur noch teilweise vorhanden ist (**Symmetriebrechung**). Tatsächlich gelang es Glashow, Salam und Weinberg die elektromagnetische und schwache Wechselwirkung im sogenannten Standardmodell, alternativ auch als GSW-Theorie bezeichnet, zu einer elektroschwachen Theorie zu vereinen [7, 8, 9]. Derzeit unternimmt man große Anstrengungen, um noch einen Schritt weiter zu gehen, und das Standardmodell mit der Theorie der starken Wechselwirkung im Rahmen der **Großen Vereinigung** zu verbinden (**GUT-Theorien**).

## 2.1 Das Standardmodell

Im Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung sind alle fundamentalen Fermionen in linkshändigen Isospin-Doublets, beziehungsweise rechtshändigen Singletts angeordnet. Dies trägt der experimentellen Tatsache Rechnung, daß die schwache Wechselwirkung Übergänge zwischen linkshändigen Teilchen bewirkt, während sie an die entsprechenden rechtshändigen Teilchen nicht koppelt. Die elektromagnetische Wechselwirkung koppelt dagegen an alle elektrisch geladenen Teilchen ungeachtet ihrer Händigkeit. Um die Symmetrien beider Wechselwirkungen richtig beschreiben zu können, liegt dem Standardmodell die Gruppe  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  zugrunde. Dabei ist zu beachten, daß die  $U(1)_Y$ -Gruppe nicht direkt mit der elektromagnetischen Symmetriegruppe  $U(1)_{em}$  identifiziert werden darf. Das hätte nämlich die Gleichheit der elektrischen Ladung aller Teilchen eines Isospin-

	$I$	$I_3$	$Y$	$Q$		
$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$	1/2	+1/2	-1	0
			1/2	-1/2	-1	-1
$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$	1/2	+1/2	+1/3	+2/3
			1/2	-1/2	+1/3	-1/3
$e_R$	$\mu_R$	$\tau_R$	0	0	-2	-1
$u_R$	$c_R$	$t_R$	0	0	+4/3	+2/3
$d_R$	$s_R$	$b_R$	0	0	-2/3	-1/3

**Tabelle 2.1:** Die Quantenzahlen der Leptonen und Quarks im Standardmodell.  $I$  ist der Betrag des schwachen Isospins,  $I_3$  dessen dritte Komponente,  $Y$  die schwache Hyperladung und  $Q$  die elektrische Ladung in Einheiten von  $e$ .

Multipletts zur Folge, was jedoch der Beobachtung widerspricht. Stattdessen führt man die schwache Hyperladung  $Y$  künstlich ein, deren Zusammenhang mit der elektrischen Ladung durch die „schwache“ Gell-Mann-Nishijima Relation gegeben ist:

$$Q/e = I_3 + \frac{Y}{2} \quad (2.1)$$

Die Quantenzahlen der fundamentalen Fermionen in der GSW-Theorie sind in Tabelle 2.1 dargestellt. Das Eichprinzip fordert die Invarianz der Lagrange-Dichte des Standardmodells unter lokalen Symmetrie-Transformationen der Fermionfelder  $\Psi_{L,R}^i(x)$ :

$$\Psi_L^i(x) \rightarrow \Psi_L^i(x) = e^{iG_a(x)\frac{\tau^a}{2}} e^{iG(x)\frac{Y}{2}} \Psi_L^i(x) \quad (2.2)$$

$$\Psi_R^i(x) \rightarrow \Psi_R^i(x) = e^{iG(x)\frac{Y}{2}} \Psi_R^i(x) \quad (2.3)$$

( $\frac{\tau^a}{2}$ ,  $\frac{Y}{2}$  sind die Generatoren der Isospin-, bzw. Hyperladungsgruppe und  $G^a(x)$ ,  $G(x)$  die entsprechenden kontinuierlichen Gruppenparameter)

Weil die rechtshändigen Teilchenfelder Singletts bezüglich des schwachen Isospins sind, transformieren sie sich lediglich gemäß der Hyperladungsgruppe.

Die Lagrange-Dichte<sup>1</sup>:

$$\mathcal{L}_{SM} = i \sum_f \bar{\Psi}_L^f \gamma^\mu D_\mu \Psi_L^f + i \sum_f \bar{\Psi}_R^f \gamma^\mu D'_\mu \Psi_R^f - \frac{1}{4} \mathbf{W}_{\mu\nu} \mathbf{W}^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad (2.4)$$

mit den kovarianten Ableitungen:

$$D_\mu \Psi_L^f = \left( \partial_\mu + ig \frac{\tau}{2} \mathbf{W}_\mu + ig' \frac{Y}{2} B_\mu \right) \Psi_L^f \quad (2.5)$$

$$D'_\mu \Psi_R^f = \left( \partial_\mu + ig' \frac{Y}{2} B_\mu \right) \Psi_R^f \quad (2.6)$$

( $g$  und  $g'$  bezeichnen die Kopplungskonstanten der Isospin-, bzw. Hyperladungsgruppe) und den Feldstärketensoren:

$$\mathbf{W}_{\mu\nu} = \partial_\mu \mathbf{W}_\nu - \partial_\nu \mathbf{W}_\mu - g \mathbf{W}_\mu \times \mathbf{W}_\nu \quad (2.7)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (2.8)$$

besitzt die geforderten Invarianzeigenschaften, wenn die in den Ableitungen auftretenden Eichfelder  $W^1, W^2, W^3$  und  $B^0$  geeignet transformiert werden.

Durch Bildung von Linearkombinationen aus diesen Feldern erhält man die intermediären Vektorbosonen  $W^\pm$  und  $Z$ , sowie das Photon:

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \quad (2.9)$$

<sup>1</sup>Die Ortsabhängigkeit der Felder wird im folgenden unterdrückt

$$Z_\mu = \cos\theta_W \cdot W_\mu^3 - \sin\theta_W \cdot B_\mu \quad (2.10)$$

$$A_\mu = \sin\theta_W \cdot W_\mu^3 + \cos\theta_W \cdot B_\mu \quad (2.11)$$

$$\tan\theta_W = g'/g \quad (2.12)$$

Drückt man die Lagrange-Dichte durch die physikalischen Eichbosonen aus, so ergibt sich der Wechselwirkungsterm zu:

$$\mathcal{L}_{int} = -eA_\mu J_{em}^\mu - \frac{e}{\sin\theta_W \cos\theta_W} Z_\mu J_{nc}^\mu - \frac{e}{\sqrt{2}\sin\theta_W} (W_\mu^+ J_{cc}^\mu + W_\mu^- J_{cc}^{\dagger\mu}) \quad (2.13)$$

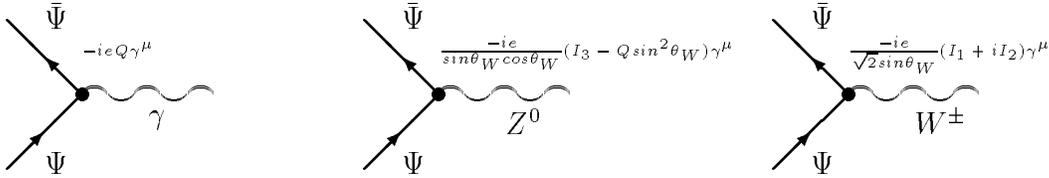
mit den elektromagnetischen, bzw. geladenen und neutralen Strömen:

$$J_{em}^\mu = \bar{\Psi}^f \gamma^\mu Q \Psi^f \quad (2.14)$$

$$J_{cc}^\mu = \bar{\Psi}^f \gamma^\mu (I_1 + iI_2) \Psi^f \quad (2.15)$$

$$J_{nc}^\mu = \bar{\Psi}^f \gamma^\mu (I_3 - Q \sin^2\theta_W) \Psi^f \quad (2.16)$$

Die Kopplungen der Fermionen an die Eichfelder können hieraus direkt abgelesen werden. Sie sind in Bild 2.1 gezeigt.



**Abbildung 2.1:** Die Kopplung der Fermionfelder an die Eichbosonen.

Von den nach der Theorie masselosen Eichbosonen ist in der Natur allerdings nur das Photon realisiert. Die Austauscheteilchen der schwachen Wechselwirkung besitzen dagegen Massen in der Größenordnung von  $100 \text{ GeV}/c^2$ . Explizite Massenterme in der Lagrange-Dichte würden jedoch die Eichinvarianz der Theorie zerstören. Einen Ausweg aus diesem Dilemma liefert die **spontane Symmetriebrechung**, ein Phänomen das immer dann auftritt, wenn die dynamischen Gleichungen eines Systems eine Symmetrie aufweisen, die der Grundzustand nicht mehr besitzt [10]. Die Eichbosonen erhalten ihre Massen demnach durch Wechselwirkung mit einem „geladenen Medium“, welches durch ein neues skalares Feld, dem Higgsfeld  $\Phi$  mit den Quantenzahlen  $I = 1/2$  und  $Y = 1$ , beschrieben wird. Der Zusatzterm zur Lagrange-Dichte lautet:

$$\mathcal{L}_{Higgs} = (D^\mu \Phi)^\dagger D_\mu \Phi - V(\Phi) \quad (2.17)$$

mit dem Higgs-Potential:

$$V(\Phi) = -\mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2, \quad -\mu^2 < 0, \quad \lambda > 0 \quad (2.18)$$

Dieses Potential hat ein Minimum für einen nichtverschwindenden Erwartungswert des Feldes  $v \equiv \langle \Phi_0 \rangle = \mu/\sqrt{2\lambda}$ . Nach der Störungsentwicklung des Higgsfeldes um sein Minimum liefert der kinetische Term in 2.17 folgende Massen für die Eichbosonen:

$$M_{W^\pm} = \frac{1}{2}vg, \quad M_Z = \frac{1}{2}v\sqrt{g^2 + g'^2}, \quad M_A = 0 \quad (2.19)$$

Die Massen der Vektorbosonen hängen also lediglich von den Kopplungskonstanten der Symmetriegruppe und dem Vakuumerwartungswert  $v$  des Higgsfeldes ab. Diese Parameter müssen aus dem Experiment bestimmt werden. Für die Beziehung zwischen W- und Z-Masse gilt:

$$M_{W^\pm} = \cos\theta_W M_Z \quad (2.20)$$

Fermionmassen lassen sich ebenfalls in eichinvarianter Weise, durch sogenannte Yukawakopplungsterme in die Theorie einbauen.

$$\mathcal{L}_{Yuk} = \sum_{f,f'} \left( c'_{ff'} \bar{\Psi}_L^f \Phi \Psi_R^{f'} + c_{ff'} \bar{\Psi}_L^f \Phi^c \Psi_R^{f'} \right) \quad (2.21)$$

Aus den komplexen Kopplungskonstanten  $c_{ff'}$  und  $c'_{ff'}$  ergibt sich die Massenmatrix der Fermionen:

$$(m_{ff'})_{up} = -c_{ff'} \frac{v}{\sqrt{2}} \quad (2.22)$$

$$(m_{ff'})_{down} = -c'_{ff'} \frac{v}{\sqrt{2}} \quad (2.23)$$

Da es im Standardmodell keine rechtshändigen Neutrinos gibt, besitzt die Massenmatrix der geladenen Leptonen bereits Diagonalgestalt. Auf dem Quarksektor sind jedoch Flavour- und Masseneigenzustände nicht identisch. Deshalb treten Mischungen zwischen den Familien auf, welche durch die unitäre Cabbibbo-Kobayashi-Maskawa Matrix beschrieben werden.

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (2.24)$$

Zur Parametrisierung der neun Matrixelemente  $V_{ij}$  benötigt man vier Parameter (drei Winkel und eine Phase), die experimentell bestimmt werden müssen [5]. Eine nichtverschwindende Phase ist dabei gleichbedeutend mit der Verletzung der CP-Invarianz innerhalb des Standardmodells.

Das Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung erfuhr in den letzten zwei Jahrzehnten eine überwältigende experimentelle Bestätigung. Den Höhepunkt bilden derzeit die Präzisionsmessungen auf der  $Z^0$ -Resonanz am LEP-Speicherring. Allerdings ist die Frage der Massenerzeugung noch völlig ungeklärt. Die Suche nach dem Higgs-Teilchen ist daher eine der wichtigsten zukünftigen Aufgaben in der Teilchenphysik.

## 2.2 Die Quantenchromodynamik

Die Quantenchromodynamik (QCD) wurde nach dem Vorbild der QED als Eichtheorie der starken Kraft formuliert und beschreibt die Wechselwirkung zwischen farbigen Quarks. Im Gegensatz zu dem elektrisch neutralen Photon sind die Gluonen jedoch Träger starker Farbladungen. Dies ist die Ursache dafür, daß Quarks und Gluonen nicht als freie Teilchen beobachtbar sind, sondern permanent in den Hadronen eingeschlossen bleiben, ein Phänomen, welches man als **Confinement** bezeichnet. Aus Experimenten, wie zum Beispiel der Messung des inklusiven Wirkungsquerschnittes für die Elektron-Positron-Vernichtung in Hadronen, oder der Partialbreite des Zerfalls  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ , ging hervor, daß die Quarks in drei Farbzuständen vorkommen<sup>2</sup>:

$$q^i = \begin{pmatrix} q_1^i \\ q_2^i \\ q_3^i \end{pmatrix} \quad (2.25)$$

Als Eichgruppe der QCD dient daher die Colourgruppe  $SU(3)_c$ . Man fordert die Invarianz der Lagrange-Dichte unter lokalen Transformationen im Farbladungsraum:

$$q^i \rightarrow e^{i\alpha_a(x)\frac{\lambda_a}{2}} q^i, \quad a = 1, \dots, 8 \quad (2.26)$$

Die Colourgruppe besitzt acht Generatoren, welche durch die sog. Gell-Mann Matrizen dargestellt werden können und die folgenden Vertauschungsrelationen erfüllen ( $f_{abc}$  sind die Strukturkonstanten der  $SU(3)_c$ ):

$$[\lambda_a, \lambda_b] = 2if_{abc}\lambda_c \quad (2.27)$$

Nach Einführung der kovarianten Ableitung:

$$D_\mu q^i = (\partial_\mu + ig_s \frac{\lambda_a}{2} G_\mu^a) q^i \quad (2.28)$$

und geeigneter Transformation der darin enthaltenen Vektorfelder  $G_\mu^a$ , sowie unter Hinzunahme eines kinetischen Terms für die Gluonen, ergibt sich die Lagrange-Dichte der QCD zu:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{QCD} &= i \sum_i \bar{q}^i \gamma^\mu D_\mu q^i - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu} \\ &= i \sum_i \bar{q}^i \gamma^\mu \partial_\mu q^i - g_s \sum_i \bar{q}^i \gamma^\mu \frac{\lambda_a}{2} G_\mu^a q^i - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu} \end{aligned} \quad (2.29)$$

Der Gluonfeldstärketensor ist definiert als:

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a - g_s f_{abc} G_\mu^b G_\nu^c \quad (2.30)$$

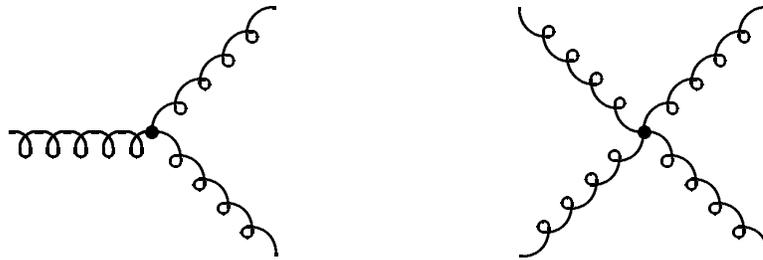
---

<sup>2</sup>(1=rot, 2=grün, 3=blau)

wobei  $g_s$  die Kopplungskonstante der  $SU(3)_c$ -Gruppe bezeichnet. Ihr Zusammenhang mit  $\alpha_s$  ist gegeben durch:

$$\alpha_s = \frac{g_s^2}{4\pi} \quad (2.31)$$

Die beiden ersten Terme in der Lagrange-Dichte beschreiben die freie Ausbreitung der Quarks, bzw. ihre Ankopplung an die Gluonfelder. Der dritte Term enthält die Gluon-selbstkopplung in Form von 3- und 4-Gluon Vertizes. Diese, für die QCD charakteristischen Feynmandiagramme, sind in Abbildung 2.2 zu sehen. Da die Colour-Symmetrie als ungebrochen angesehen wird, sind die Gluonen masselos und man braucht in der QCD daher keinen Higgs-Mechanismus, um Eichbosonmassen zu erzeugen.



**Abbildung 2.2:** Die Gluonselfkopplungsdiagramme der QCD.

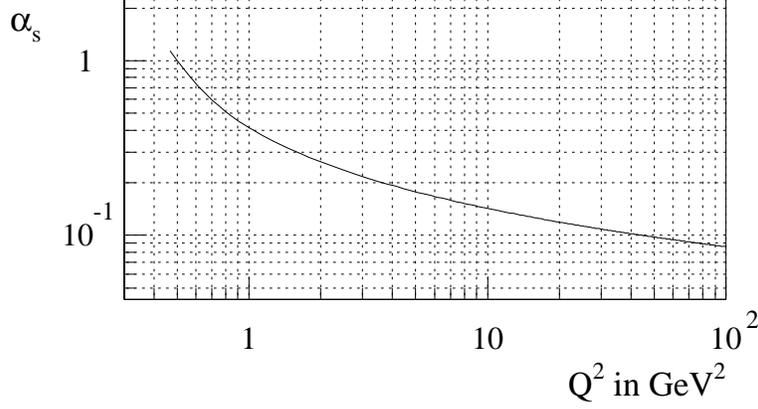
Wie in der QED, ist auch in der Eichtheorie der starken Wechselwirkung die Kopplungskonstante nicht wirklich konstant, sondern vom Impulsübertrag des jeweiligen Prozesses abhängig. Während aber die Feinstrukturkonstante  $\alpha$  aufgrund von Polarisierungseffekten im Vakuum mit abnehmendem  $Q^2$  ebenfalls abnimmt, bewirkt die Gluonselfkopplung ein Anwachsen von  $\alpha_s$ . In erster Ordnung Störungstheorie gilt:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{4\pi}{\left(\frac{11}{3}N_c - \frac{2}{3}N_f\right)\ln\frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^2}} \quad (2.32)$$

( $N_c = 3$ : Anzahl der Farben,  $N_f$ : Anzahl der Quarkflavour,  $\Lambda_{QCD}$ : Skalenparameter)

Der Verlauf der starken Kopplungskonstante  $\alpha_s$  in Abhängigkeit von  $Q^2$  ist in Bild 2.3 gezeigt. Bei Impulsüberträgen von ungefähr  $1 \text{ GeV}^2$  - das entspricht Abständen in der Größenordnung der Hadrondurchmesser - wird die Kopplung so stark, daß die üblichen Störungsrechnungen nicht mehr angewendet werden können. Zur Beschreibung des Quark-Confinements ist man daher auf QCD-Gitterrechnungen oder phänomenologische String-Modelle angewiesen. Auf der anderen Seite werden für großes  $Q^2$  die Bindungskräfte zwischen den Quarks immer schwächer, sodaß sie sich immer mehr wie freie Teilchen

benennen. Dieses Verhalten bezeichnet man als **asymptotische Freiheit**. Es wurde durch die tiefinelastische Lepton-Nukleon Streuung experimentell bestätigt.



**Abbildung 2.3:** Die starke Kopplungskonstante  $\alpha_s$  in Abhängigkeit des Impulsübertrages, für  $N_f = 5$  Quarkflavours und  $\Lambda_{QCD} = 250 \text{ MeV}$ .

## 2.3 Bottom Quarks

### 2.3.1 Erzeugung schwerer Quarks auf der $Z^0$ -Resonanz

Mit den aus der Lagrange-Dichte des Standardmodells abgeleiteten Feynmanregeln lassen sich die Partialbreiten  $\Gamma(Z^0 \rightarrow f\bar{f})$  für den Zerfall des  $Z^0$ -Bosons in ein Fermion-Antifermionpaar berechnen. Das Matrixelement in niedrigster Ordnung Störungstheorie, der sogenannten Born-Approximation, ist gegeben durch den Ausdruck:

$$M_{Z^0 \rightarrow f\bar{f}} = -i \left( \frac{G_F M_Z^2}{2\sqrt{2}} \right)^{-1/2} \epsilon_\mu \bar{f} \gamma^\mu (v_f - a_f \gamma^5) f \quad (2.33)$$

wobei  $\epsilon_\mu$  der Polarisationsvektor des  $Z^0$ -Bosons ist und  $f, \bar{f}$  die Spinoren der Fermionen, bzw. Antifermionen symbolisieren. Die Konstanten  $v_f$  und  $a_f$  bestimmen die Stärke, mit der die neutralen Vektor- und Axialvektorströme an das  $Z^0$  koppeln. Sie sind in Tabelle 2.2 aufgeführt. Aus dem Matrixelement berechnen sich dann die Partialbreiten im Ruhesystem des zerfallenden  $Z^0$ -Bosons folgendermaßen:

$$\Gamma(Z^0 \rightarrow f\bar{f}) = \frac{1}{64\pi^2} \frac{\beta}{M_Z^2} \int |M_{Z^0 \rightarrow f\bar{f}}|^2 d\Omega_{cms} \quad (2.34)$$

Fermion	$v_f$	$a_f$
$\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$	$+\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$
$e^-, \mu^-, \tau^-$	$-\frac{1}{2} + 2\sin^2\theta_W$	$-\frac{1}{2}$
$u, c, t$	$+\frac{1}{2} - \frac{4}{3}\sin^2\theta_W$	$+\frac{1}{2}$
$d, s, b$	$-\frac{1}{2} + \frac{2}{3}\sin^2\theta_W$	$-\frac{1}{2}$

**Tabelle 2.2:** Die Vektor- und Axialvektorkonstanten des neutralen Stromes im Standardmodell

Der Faktor  $\beta = \sqrt{1 - 4m_f^2/M_Z^2}$  ist die Geschwindigkeit der auslaufenden Fermionen. Für masselose Fermionen erhält man:

$$\Gamma(Z^0 \rightarrow f\bar{f}) = N_c \frac{G_F M_Z^3}{24\sqrt{2}\pi} (v_f^2 + a_f^2) \quad (2.35)$$

Der Colourfaktor  $N_c$  gibt an, in wieviel Farbladungszuständen die Zerfallsprodukte auftreten können und hat den Wert 3 für Quarks, sowie 1 für Leptonen.

Die Partialbreiten für die verschiedenen Zerfallskanäle sind in Tabelle 2.3 aufgelistet. Man erkennt, daß auf der  $Z^0$ -Resonanz  $b$ -Quarks etwas häufiger erzeugt werden, als die nächstschwereren  $c$ -Quarks. Dies ist ein großer Vorteil gegenüber  $e^+e^-$ -Maschinen, die im Kontinuum arbeiten. Dort werden wegen der Struktur der elektromagnetischen Kopplung  $c$ -Quarks viermal häufiger als  $b$ -Quarks erzeugt. Die totale Breite, welche sich aus der Summe aller Partialbreiten ergibt, beträgt ca. 2.5 GeV. Die hadronische Breite  $\Gamma_{had}$  ist definiert als:

$$\Gamma_{had} = \Gamma_{u\bar{u}} + \Gamma_{d\bar{d}} + \Gamma_{s\bar{s}} + \Gamma_{c\bar{c}} + \Gamma_{b\bar{b}} \quad (2.36)$$

und hat einen Wert von ungefähr 1.7 GeV.

Fermionkanal	$\Gamma(Z^0 \rightarrow f\bar{f})$	$\Gamma(Z^0 \rightarrow f\bar{f})/\Gamma_{had}$	$\Gamma(Z^0 \rightarrow f\bar{f})/\Gamma_{tot}$
u,c	0.288 GeV	17%	12%
d,s,b	0.370 GeV	22%	15%
$\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$	0.166 GeV	-	7%
$e^-, \mu^-, \tau^-$	0.084 GeV	-	3.5%

**Tabelle 2.3:** Die Partialbreiten und Verzweigungsverhältnisse des  $Z^0$ -Bosons in niedrigster Ordnung Störungstheorie, berechnet für masselose Fermionen mit  $M_Z = 91.18 \text{ GeV}/c^2$ ,  $\sin^2\theta_W = 0.226$  und  $G_F = 1.166 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$ .

### 2.3.2 Korrekturen zur Born-Approximation

Es gibt zahlreiche Korrekturen zu der Berechnung der Partialbreiten in der Born Näherung. Berücksichtigt man die Massen der erzeugten Teilchen so wird Gleichung 2.34 zu:

$$\Gamma(Z^0 \rightarrow f\bar{f}) = N_c \frac{G_F M_Z^3}{24\sqrt{2}\pi} \beta \left( \frac{3 - \beta^2}{2} v_f^2 + \beta^2 a_f^2 \right) \quad (2.37)$$

Für die  $b$ -Quarks vermindert dies den axialen Beitrag um etwa 1.7%, während der Masseffekt beim Vektoranteil vernachlässigbar ist.

#### QCD-Korrekturen

Zerfällt das  $Z^0$ -Boson hadronisch, dann können die auslaufenden Quarks Gluonen abstrahlen, was zu QCD-Korrekturen für die hadronischen Partialbreiten führt. Die Brechung der chiralen Symmetrie durch endliche Quarkmassen, sowie die große Massenaufspaltung zwischen den  $b$ - und den  $t$ -Quarks bewirken, daß Vektor- bzw. Axialvektoranteil unterschiedliche Korrekturen erhalten, die mittlerweile bis zur dritten Ordnung in  $\alpha_s$  berechnet wurden [11]:

$$R_{QCD}^V = [1 + c_1(\frac{\alpha_s}{\pi}) + c_2(\frac{\alpha_s}{\pi})^2 + c_3(\frac{\alpha_s}{\pi})^3] \quad (2.38)$$

$$R_{QCD}^A = [1 + d_1(\frac{\alpha_s}{\pi}) + d_2(\frac{\alpha_s}{\pi})^2 + d_3(\frac{\alpha_s}{\pi})^3] \quad (2.39)$$

Die Koeffizienten der ersten Ordnung wurden für nichtverschwindende Quarkmassen berechnet und können angenähert werden durch [12]:

$$c_1 = 1 + 3\mu^2 \quad (2.40)$$

$$d_1 = 1 + 3\mu^2 \ln(4/\mu^2) \quad (2.41)$$

mit  $\mu^2 = 4m_q^2 / M_W^2$ .

Daraus resultiert eine Vergrößerung der hadronischen Partialbreiten um ca. 4%. Ein Unterschied zwischen den Koeffizienten  $c_1$  und  $d_1$  ergibt sich nur bei den schweren  $b$ -Quarks und macht sich in einem zusätzlichen Beitrag zu  $\Gamma_{b\bar{b}}$  von ungefähr +2 MeV bemerkbar. Die 2. Ordnung in der Störungsentwicklung liefert einen, von der Masse des  $t$ -Quarks abhängenden, Beitrag zum Axialvektoranteil [13]:

$$c_2 = 1.41 \quad (2.42)$$

$$d_2 = 1.41 \mp f(m_t) \quad (2.43)$$

mit  $\mp f(m_t)$  für  $q = u, c$  bzw.  $q = d, s, b$ .

Für Topquark-Massen zwischen 50 und 250 GeV/c<sup>2</sup> nimmt die Funktion  $f(m_t)$  Werte im Bereich von etwa -1 bis -5 an. Die Berechnung der dritten Ordnung ergab so große Koeffizienten, daß ihr Beitrag mit dem der zweiten Ordnung vergleichbar ist und somit nicht vernachlässigt werden kann [11].

### QED-Korrekturen

Analog zu den im letzten Abschnitt behandelten QCD-Korrekturen, können solche Korrekturen behandelt werden, die aufgrund reiner QED-Prozesse, wie Abstrahlung oder Austausch von Photonen durch Quarks im Endzustand, auftreten. Als Resultat ergibt sich ein multiplikativer Korrekturfaktor für die Partialbreiten:

$$R_{QED} = \left[1 + \frac{3\alpha}{4\pi} Q_f^2\right] \quad (2.44)$$

Bei den schweren  $b$ -Quarks beträgt die Korrektur nur 0.02%. Strahlt das Elektron oder Positron im Anfangszustand ein Photon ab, so beeinflusst das zwar den Wirkungsquerschnitt auf der  $Z^0$ -Resonanz erheblich, hat aber nur geringe Auswirkungen auf die Partialbreiten. Beide elektromagnetischen Korrekturen fallen bei der Messung von Verzweungsverhältnissen anstelle der Partialbreiten, aufgrund ihrer multiplikativen Struktur heraus.

### Elektroschwache Korrekturen

Die elektroschwachen Prozesse höherer Ordnung, welche die Parameter der  $Z^0$ -Resonanz beeinflussen, können in zwei Klassen eingeteilt werden. Da gibt es zum einen Korrekturen zum  $Z$ -Propagator durch Vakuumpolarisationsdiagramme, wie sie in Abbildung 2.4 dargestellt sind.

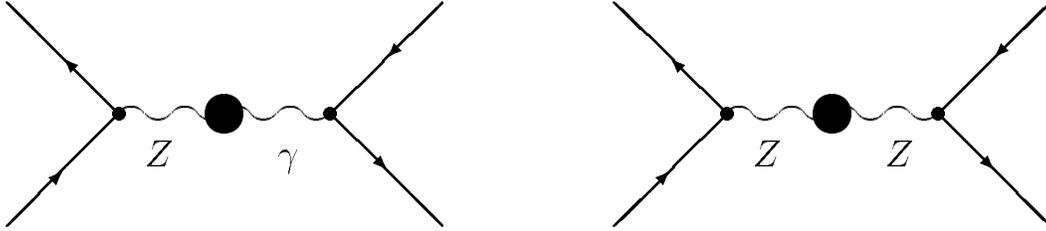


Abbildung 2.4: Feynmangraphen zur  $Z^0$ -Propagatorkorrektur.

Sie liefern den Hauptbeitrag der elektroschwachen Korrekturen und sind unabhängig von den im Endzustand erzeugten Fermionen. Die explizite Berechnung dieser Diagramme zeigt, daß sie sich durch eine Umdefinition der Kopplungskonstanten in den Ausdruck der Born-Approximation einbauen lassen:

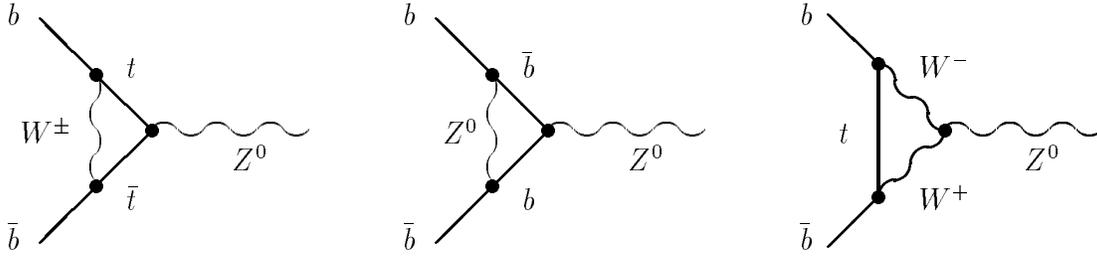
$$v_f \rightarrow \overline{v}_f = I_3^f - 2Q_f \overline{\sin^2 \theta_W} \quad (2.45)$$

$$a_f \rightarrow \overline{a}_f = I_3^f \quad (2.46)$$

$$G_\mu \rightarrow G_\mu(1 + \Delta\rho) \quad (2.47)$$

wobei der effektive Mischungswinkel gegeben ist durch:

$$\overline{\sin^2 \theta_W} = \sin^2 \theta_W + \cos^2 \theta_W \Delta\rho \quad (2.48)$$



**Abbildung 2.5:** Nichtuniverselle Korrekturen zum  $Z^0 b \bar{b}$ -Vertex.

In der Beschränkung auf den führenden Beitrag durch die *top*-Schleife, ergibt sich der Faktor  $\Delta\rho$  zu:

$$\Delta\rho = \frac{3\sqrt{2}G_\mu m_t^2}{(4\pi)^2} \quad (2.49)$$

Die Vertexkorrekturen sind nicht in dieser Weise universell, d.h. sie hängen davon ab, welche Fermionen im Endzustand erzeugt werden. Man kann sie durch eine Modifikation der Kopplungskonstanten mit geeigneten Formfaktoren berücksichtigen. Während für die leichten Quarks die Vertexkorrekturen unabhängig von der Topquarkmasse sind, gilt dies nicht für den  $Zb\bar{b}$ -Vertex, da das CKM-Matrixelement  $V_{tb}$  einen Wert in der Größenordnung von eins besitzt, und deshalb  $b$ - und  $t$ -Quarks mit voller Stärke aneinander gekoppelt sind. In diesem Fall müssen die Kopplungskonstanten gemäß:

$$\overline{v}_b, \overline{a}_b \rightarrow \overline{v}_b, \overline{a}_b + \frac{2}{3}\Delta\rho \quad (2.50)$$

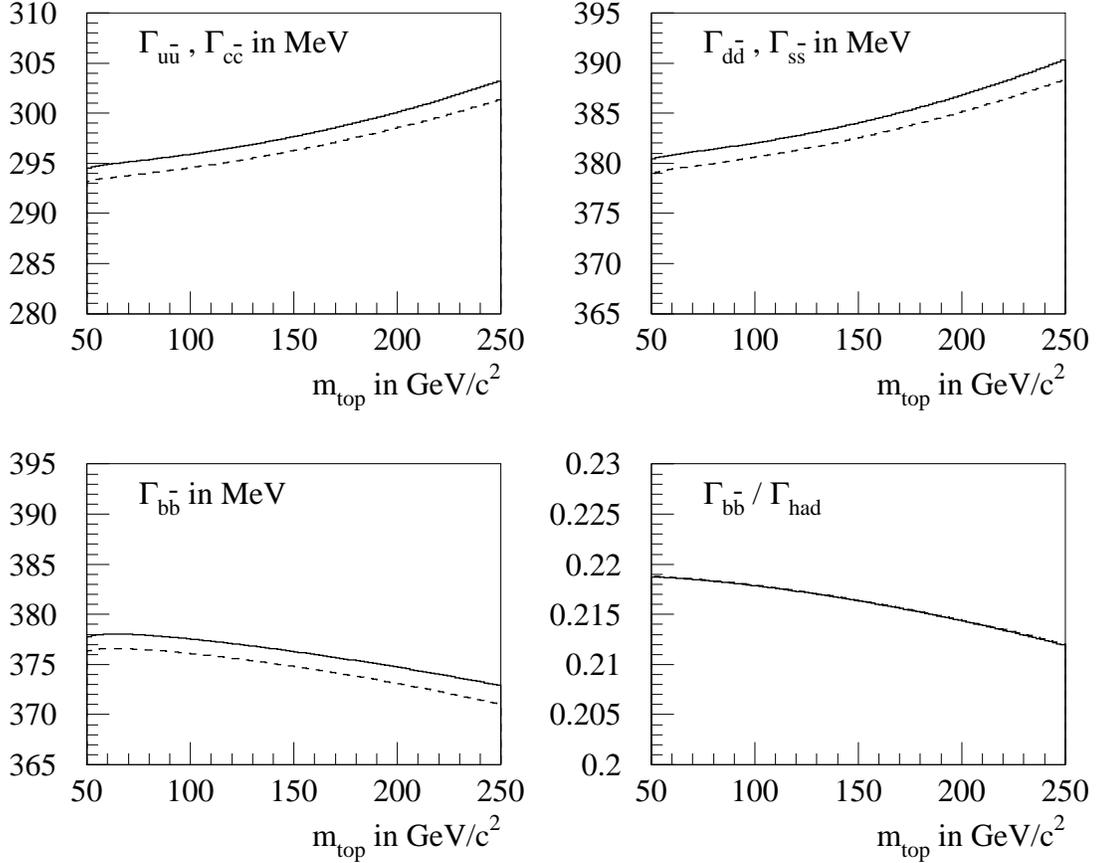
modifiziert werden. Diese Korrektur von etwa 4% hat das entgegengesetzte Vorzeichen wie die Propagatorkorrektur und sorgt dafür, daß der Verlauf von  $\Gamma_{b\bar{b}}$  als Funktion von  $m_t$ , verglichen mit  $\Gamma_{d\bar{d}}$ , bzw.  $\Gamma_{s\bar{s}}$  relativ flach ist.

Alle diese angesprochenen Korrekturen sind in dem Programm ZFITTER [14] enthalten, mit dessen Hilfe viele Observable des Standardmodells berechnet werden können. Es benutzt als Eingangsparameter die Größen des sogenannten on-mass-shell Renormalisierungsschemas:

$$\alpha, \alpha_s, M_W, M_Z, M_H, m_f$$

wobei die  $W$ -Masse, aufgrund der bislang noch fehlenden Präzisionsmessung, durch  $G_\mu$  ersetzt ist. ZFITTER bestimmt aus den eingegebenen Werten zunächst  $M_W$ , bzw. nach

Gleichung 2.48 den schwachen Mischungswinkel und berechnet dann damit die Partialbreiten. In Abbildung 2.6 sind die Breiten für den Zerfall des  $Z^0$ -Bosons in die verschiedenen Quarkflavours, in Abhängigkeit von  $m_t$  gezeigt.



**Abbildung 2.6:** Die Partialbreiten für den Zerfall  $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$  in Abhängigkeit von  $m_{top}$  für  $M_{Higgs} = 50 \text{ GeV}/c^2$  (durchgezogene Kurve) und  $M_{Higgs} = 1000 \text{ GeV}/c^2$  (gestrichelte Kurve). Bei der Bildung des Verhältnisses aus  $\Gamma_{b\bar{b}}$  und  $\Gamma_{had}$  fällt die  $M_{Higgs}$ -Abhängigkeit heraus und beide Kurven liegen übereinander.

Unlängst wurden von der CDF-Kollaboration erste Hinweise für die  $t\bar{t}$ -Produktion in Proton-Antiproton Stößen bei einer Schwerpunktsenergie von 1.8 TeV publiziert und eine Masse von  $174 \pm 10 \pm_{12}^{13} \text{ GeV}/c^2$  für das Topquark angegeben [15]. Die Variation der Größe  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had}$  für Topmassen zwischen  $150 \text{ GeV}/c^2$  und  $200 \text{ GeV}/c^2$  beträgt ungefähr ein Prozent. Um das CDF-Resultat durch eine  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had}$ -Messung verifizieren zu können, muß also mindestens eine Meßgenauigkeit von  $\Delta\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had} = 0.002$  (95% Vertrauensintervall) erreicht werden.

### 2.3.3 Der semileptonische Zerfall schwerer Quarks

Der Zerfall des  $b$ -Quarks läßt sich im Standardmodell störungstheoretisch berechnen. Durch die Mischung auf dem Quarksektor sind sowohl Übergänge des  $b$ -Quarks in ein  $c$ -, als auch in ein  $u$ -Quark möglich, wobei letzterer wegen der Kleinheit von  $V_{ub}$  jedoch unterdrückt ist (für  $|V_{ub}|/|V_{cb}|$  wurden Werte zwischen 0.09 und 0.17 gemessen [3]). Der allgemeine Ausdruck für die Lagrange-Dichte lautet:

$$\mathcal{L} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} [V_{cb} \bar{c} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) b + V_{ub} \bar{u} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) b] \times \quad (2.51)$$

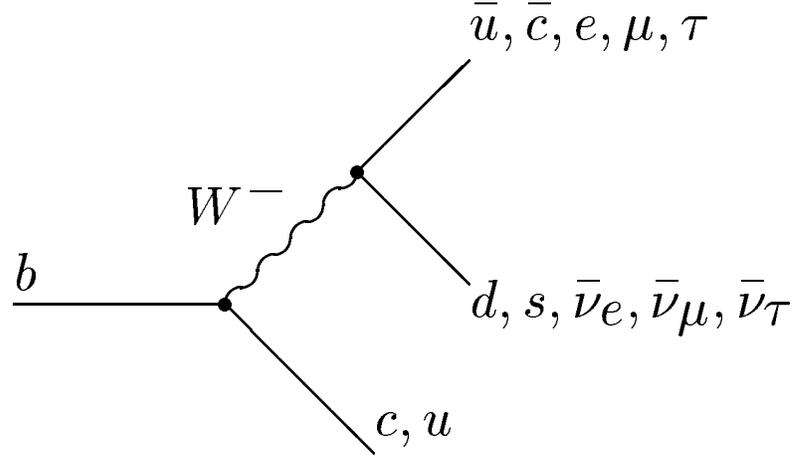
$$[V_{ud}^* \bar{d} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) u + V_{cs}^* \bar{s} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) c + \sum_{l=e, \mu, \tau} \bar{l} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \nu_l]$$

Die möglichen Zerfallskanäle sind in Abbildung 2.7 dargestellt. Der Zerfall des  $W$ -Bosons in ein  $\bar{u}d$ -, bzw. ein  $\bar{c}s$ -Paar geschieht dabei wegen des Farbfreiheitsgrades dreimal häufiger, als der Zerfall in eine der drei Leptonfamilien. Analog zum Myonzerfall, berechnet sich die totale Zerfallsbreite in niedrigster Ordnung und ohne Berücksichtigung von Phasenraumkorrekturen zu:

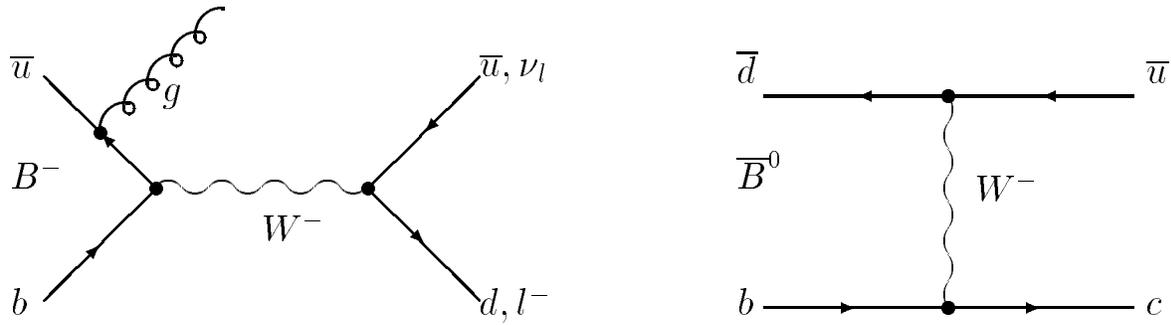
$$\Gamma_b = \frac{9m_b^5 G_F^2}{192\pi^3} (V_{cb}^2 + V_{ub}^2) \quad (2.52)$$

Daraus läßt sich das semileptonische Verzweigungsverhältnis abschätzen:

$$BR_b^{sl} = \frac{\Gamma_{b \rightarrow l \bar{\nu}_l X}}{\Gamma_b} = \frac{1}{9} \approx 11\% \quad (2.53)$$



**Abbildung 2.7:** Feynmangraph für den schwachen Zerfall eines  $b$ -Quarks.



**Abbildung 2.8:** Nonspectator Graphen zum Zerfall von  $B$ -Hadronen. Annihilationsdiagramm (links), sowie  $W$ -Austausch im  $t$ -Kanal (rechts).

Aufgrund des Confinements existieren die  $b$ -Quarks jedoch nicht frei, sondern sind immer in Hadronen gebunden. Die Beschreibung der Hadronzerfälle durch den Zerfall eines freien  $b$ -Quarks, während die übrigen Quarks im Hadron unbeteiligt „zuschauen“, wird als das naive Spectatormodell bezeichnet. In ihm besitzen alle  $b$ -Hadronen dieselben Lebensdauern und Verzweungsverhältnisse.

Will man dagegen semileptonische Zerfälle von  $b$ -Hadronen explizit berechnen, so sind QCD-Effekte und die Beiträge von sogenannten „Nonspectator“-Graphen (siehe Abbildung 2.8) zu berücksichtigen. Außerdem läßt sich der Übergang von den Quarks zu den hadronischen Endzuständen nicht störungstheoretisch berechnen, da er bei niedrigen Impulsüberträgen (in der Größenordnung der Hadronmassen) und dementsprechend großem  $\alpha_s$ , stattfindet. Man benötigt deswegen phänomenologische Modelle zur Berechnung von Hadronwellenfunktionen, bzw. hadronischen Matrixelementen. Das „Improved Spectator Model“ von Altarelli *et al.* enthält QCD-Korrekturen und setzt für die Wellenfunktion der  $B$ -Mesonen eine gaußförmige Fermi-Impulsverteilung mit einem experimentell zu bestimmenden Parameter  $p_F$  an [16]. Bareiß und Paschos benutzen ein ähnliches Modell [17]. Der Unterschied besteht in der Beschreibung der Impulsverteilung des  $b$ -Quarks im  $B$ -Meson. Anstatt der Annahme einer Gaußverteilung, wird eine Impulsverteilung gemäß der von Peterson *et al.* [18] vorgeschlagenen Parametrisierung verwendet, deren freier Parameter  $c_b$  im Rahmen dieser Arbeit bestimmt wurde.

Eine ganz andere Klasse stellen dagegen die Formfaktormodelle dar, die von einer Reihe verschiedener Autoren - z.B. Grinstein, Isgur, Scora und Wise (GISW-Modell [19]) oder Bauer, Stech und Wirbel (BSW-Modell [20]) - entwickelt wurden. In ihnen wird der Zerfall eines  $B$ -Mesons durch eine Summe von Resonanzzerfällen in ein einzelnes Meson und ein Lepton-Antineutrino-paar angenähert. Das inklusive Verzweungsverhältnis ergibt sich dann aus der Summe über alle expliziten Kanäle. Dieser Ansatz ist natürlich nur sinnvoll, wenn die Mehrheit der Zerfälle in einen Endzustand mit nur einem einzigen Meson führt, was z.B. für die  $b \rightarrow u$  Übergänge wegen des großen Phasenraums nicht der Fall ist.

Die Modellrechnungen machen die folgenden Vorhersagen:

$$BR^{sl}(B_u) \approx 12 - 15\% \quad (2.54)$$

$$BR^{sl}(B_d) \approx 10 - 13\% \quad (2.55)$$

$$BR^{sl}(B_s) \approx 10 - 13\% \quad (2.56)$$

$$BR^{sl}(\Lambda_b) \approx 10 - 20\% \quad (2.57)$$

$$\langle BR^{sl}(B) \rangle \approx 11 - 14\% \quad (2.58)$$

Man sieht, daß wegen der großen Masse des  $b$ -Quarks von ca.  $5 \text{ GeV}/c^2$ , der Einfluß der Bindungskräfte gering ist und das naive Spectatormodell bereits eine brauchbare Abschätzung darstellt.

# Kapitel 3

## Das Experiment

### 3.1 Der Speicherring LEP

Die intermediären Vektorbosonen  $W^\pm$  und  $Z^0$  wurden im Jahre 1983 am  $S\bar{p}\bar{p}S$ -Speicherring des europäischen Kernforschungszentrums CERN<sup>1</sup> entdeckt, und ihre Massen mit einer Genauigkeit von ca. 3% bestimmt [21]. Für einen Präzisionstest des Standardmodells und die Suche nach eventuellen Abweichungen, war dies jedoch nicht ausreichend. Deshalb hat man die Errichtung des  $e^+e^-$ -Speicherringes LEP (Large Electron Positron collider) beschlossen, der im August 1989, nach siebenjähriger Planungs- und Bauzeit seinen Betrieb aufnahm. Mit etwa 27 km Umfang ist er der größte Teilchenbeschleuniger, der jemals gebaut wurde. Sein Design ergab sich aus einer Kostenoptimierung unter Berücksichtigung der Preise für Tunnelbau, Magnete, Hochfrequenzresonatoren und Energieverbrauch. Während der ersten Betriebsphase, die noch bis 1995 dauern soll, läuft LEP mit einer Schwerpunktsenergie von 91 GeV, um die  $Z^0$ -Bosonen in Resonanz zu erzeugen. Danach werden die derzeitigen Beschleunigungskavitäten vollständig durch neue, supraleitende Hochfrequenzresonatoren ersetzt sein. Dies ermöglicht eine Erhöhung der Schwerpunktsenergie auf etwa 180 GeV, wodurch man in der Lage sein wird, die  $W^\pm$ -Paarproduktion zu untersuchen und  $M_W$  auf 100 MeV genau zu bestimmen (LEP200).

Im folgenden soll der Beschleuniger kurz beschrieben werden. Die wichtigsten Parameter sind in Tabelle 3.1 aufgeführt. Ausführliche Informationen über Aufbau und Betrieb der Anlage finden sich in den Referenzen [22]-[26]. LEP befindet sich in einem Tunnel, ca. 100 m unterhalb der Oberfläche zwischen dem Genfer Flughafen und dem französischen Jura. Der Speicherring ist nicht exakt ringförmig, sondern besteht aus acht Kreissegmenten mit einem Krümmungsradius von ungefähr 3 Kilometern. Dazwischen liegen jeweils lange gerade Abschnitte, in denen sich die Beschleunigungseinheiten, sowie die vier experimentell bestückten Wechselwirkungszonen mit den Detektoren ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL befinden.

---

<sup>1</sup>Conseil Europeen pour la Recherche Nucleaire

Umfang	$S$	26658.9	m
Ablenkradius	$\rho$	3026.4	m
Vakuum		$< 10^{-10}$	Torr
Bunches pro Strahl	$k_b$	4 oder 8	
Teilchen pro bunch	$N_e$	$4.2 \times 10^{11}$	
Bunchlänge	$\sigma$	$\approx 10$	mm
Bunchradius in x	$\sigma_x$	$\approx 200$	$\mu\text{m}$
Bunchradius in y	$\sigma_y$	$\approx 10$	$\mu\text{m}$
Strom pro Strahl ( $k_b = 4$ )	$I_b$	3	mA
Designluminosität	$L_D$	$13 \times 10^{30}$	$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
Dipolmagnete		1104	
Quadrupolmagnete		864	
Sextupolmagnete		520	
Maximale Energie	$E_{max}$	55	GeV
HF Beschleunigungseinheiten		140	
Frequenz	$f_{HF}$	352.2	MHz
Wellenlänge	$\lambda_{HF}$	0.851	m
Bunch Umlaufzeit	$t_{rev}$	88.9	$\mu\text{s}$
Umlauf Frequenz	$f_{rev}$	11.25	kHz
Bunch Abstand ( $k_b = 4$ )	$t_b$	22.2	$\mu\text{s}$
Bunch Frequenz ( $k_b = 4$ )	$f_b$	45	kHz

**Tabelle 3.1:** Parameter des LEP(I)-Speicherringes.

Das Füllen der Maschine und die anschließende Beschleunigung der Teilchen ist ein sehr komplexer Prozeß, der in mehreren Stufen abläuft. Zunächst müssen die Elektronen und Positronen erzeugt, und solange angereichert werden, bis die Intensitäten ausreichend hoch sind. Dann erfolgt eine Vorbeschleunigung in den am CERN schon seit vielen Jahren arbeitenden Synchrotrons PS und SPS. Haben die Teilchenpakete (bunches) eine Energie von 20 GeV erreicht, werden sie vom SPS gegenläufig in den LEP Collider injiziert und dort auf ihre Endenergie beschleunigt. Schließlich müssen die Strahlen durch Magnetfelder komprimiert und so geführt werden, daß sie in den Detektoren kollidieren. Um Verluste zu reduzieren, leitet man sie in denjenigen Kreuzungspunkten, die experimentell nicht bestückt sind, mit Hilfe elektrostatischer Separatoren aneinander vorbei. Aufgrund von Synchrotronstrahlung verliert jedes Teilchen, welches mit einer Energie von 45 GeV zirkuliert, pro Umlauf ca. 120 MeV. Das entspricht im Betrieb mit jeweils vier Elektron- und Positronbunches einer Leistungsabgabe von ungefähr 720 kW, die von dem Beschleunigungssystem wieder nachgeliefert werden muß [23].

Neben der Schwerpunktsenergie ist die Luminosität der wichtigste Parameter eines Beschleunigers, da sie die Raten der auftretenden Reaktionen bestimmt. Der Zusammenhang zwischen beiden Größen ist über den Wirkungsquerschnitt gegeben:

$$\frac{dN}{dt} = \sigma L \quad (3.1)$$

Die Luminosität läßt sich aus den Parametern des Speicherringes (siehe Tabelle 3.1) berechnen:

$$L = \frac{N_{e^+} \cdot N_{e^-} \cdot k_b \cdot f_{rev}}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \quad (3.2)$$

Im Experiment wird sie mit Hilfe sogenannter Luminositätsmonitore gemessen. Dabei zählt man in einem präzise definierten Akzeptanzbereich des Detektors die Ereignisse einer bestimmten Reaktion, deren Wirkungsquerschnitt sehr genau bekannt ist. In der Regel wird die Kleinwinkel-Bhabha-Streuung dafür verwendet.

Nach der Inbetriebnahme im August 1989, lief LEP in den folgenden zwei Jahren bei sieben verschiedenen Energiepunkten direkt auf, sowie in der Umgebung der  $Z^0$ -Resonanz, um deren Masse und totale Breite genau zu bestimmen. Dabei wurde im Mittel eine integrierte Luminosität von  $8.0 \text{ pb}^{-1}$  (1990), bzw.  $17.3 \text{ pb}^{-1}$  (1991) pro Experiment erreicht [24]. Im Jahre 1992 gab es dagegen nur einen Energiepunkt auf dem Pol mit einer integrierten Luminosität von jeweils  $28.6 \text{ pb}^{-1}$  [26]. Die vier Detektoren registrierten in den ersten drei Betriebsjahren zusammen ca. 5 Millionen  $Z^0$ -Ereignisse, die sich in etwa 4.5 Millionen hadronische, sowie eine halbe Million leptonische Zerfälle untergliedern. Auf der Basis dieser Daten konnten Präzisionsmessungen der  $Z^0$ -Resonanzparameter durchgeführt werden. Die kombinierte Analyse aller LEP-Experimente ergibt [27]:

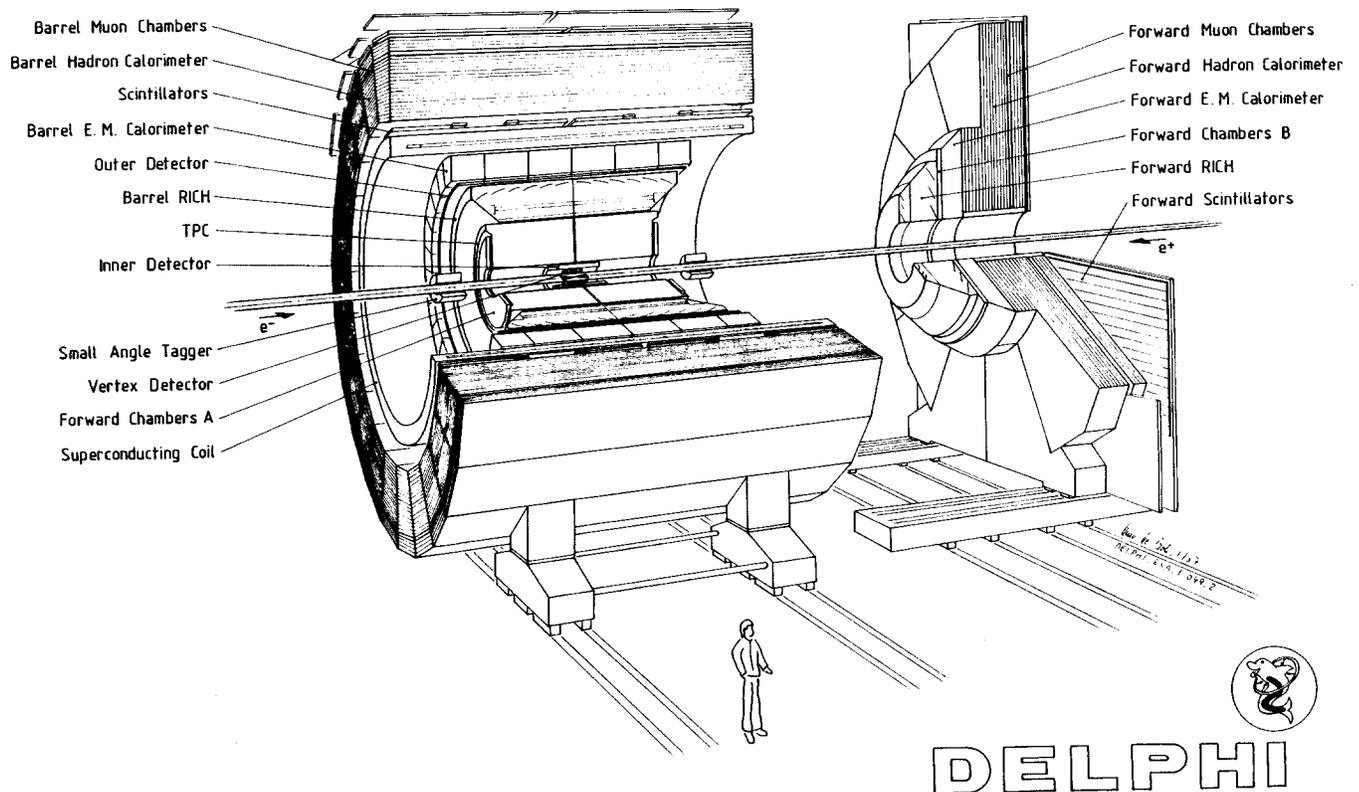
$$\begin{aligned} M_Z &= (91.187 \pm 0.0035_{stat} \pm 0.0063_{LEP}) \text{ GeV}/c^2 \\ \Gamma_z &= (2.488 \pm 0.0054_{stat} \pm 0.0045_{LEP}) \text{ GeV} \\ \Gamma_{had} &= (1.742 \pm 0.0070) \text{ GeV} \\ \Gamma_l &= (83.54 \pm 0.29) \text{ GeV} \\ \Gamma_{inv} &= (497.7 \pm 5.1) \text{ GeV} \end{aligned}$$

Die Masse und die Breite des  $Z^0$ -Bosons sind mit relativen Fehlern von  $8 \cdot 10^{-5}$ , bzw.  $3 \cdot 10^{-3}$  bestimmt worden. Um diese Genauigkeit zu erreichen, muß die Energiekalibration von LEP ebenfalls sehr präzise durchgeführt werden. Das gelingt durch die Messung der Spinpräzessionsfrequenz der umlaufenden Teilchen mit Hilfe eines hochfrequenten Magnetfeldes. Stimmt die Frequenz der Spinpräzession mit der des Feldes überein, so tritt eine resonante Spindepolarisation des Strahls auf. Die so bestimmte Frequenz ist proportional zur mittleren Strahlenergie. Es ergab sich eine Unsicherheit in der LEP-Energie von 18 MeV. Damit ist die Energiekalibration so genau geworden, daß sogar der Einfluß des Mondes auf die Energie des Beschleunigers nachgewiesen werden konnte. Die Gezeitenkräfte bewirken eine Längenänderung des Ringes in der Größenordnung von 1 mm, was sich in einer relativen Energieverschiebung von  $1.5 \times 10^{-4}$  bemerkbar macht [28].

## 3.2 Der DELPHI-Detektor

DELPHI, der **DE**tector with **L**epton **P**hoton and **H**adron **I**dentification, ist einer von vier großen Teilchendetektoren, die in unterirdischen Hallen an den Wechselwirkungsstellen des LEP-Speicherringes installiert sind. An Planung und Aufbau, die über sieben Jahre in Anspruch genommen haben, waren ca. 550 Physiker aus über 40 Instituten in 19 Ländern beteiligt. Die Baukosten beliefen sich auf etwa 150 Millionen Schweizer Franken.

Aufgabe solcher äußerst komplexen Nachweisgeräte ist es, die im Detektor stattfindenden  $e^+e^-$ -Vernichtungsreaktionen zu registrieren. Insbesondere müssen Spuren und Vertices rekonstruiert, Impulse, bzw. Energien der erzeugten Teilchen bestimmt, sowie diese im Idealfall identifiziert werden. Dazu bestehen die schalenförmig um das Strahlrohr herumgebauten, zylinderförmigen Detektoren aus einer Vielzahl von Untereinheiten (Modulen), welche für bestimmte Teilaufgaben spezialisiert sind (siehe Abbildung 3.1). An den zentralen Teil des Detektors (barrel) schließen sich auf beiden Seiten sogenannte Endkappen



**Abbildung 3.1:** *Perspektivische Ansicht des DELPHI-Detektors. Aus Gründen der Übersicht ist nur eine der beiden Endkappen gezeigt.*

an, die im wesentlichen den selben schichtenförmigen Aufbau zeigen. Durch diese Bauweise erreicht man eine nahezu 100-prozentige Überdeckung des gesamten Raumwinkels. Zwischen dem Barrel und den Endkappen befinden sich die zur Luminositätsmessung dienenden Kalorimeter (Small Angle Tagger). In den Abbildungen 3.2 und 3.3 ist ein Quer-, sowie ein Längsschnitt durch den DELPHI-Detektor zu sehen.

Von innen nach außen besteht der Zentraldetektor aus:

- einem 1.4 mm dicken Strahlrohr aus Berylliumblech, dessen Wechselwirkung mit den erzeugten Teilchen aufgrund des speziellen Materials und seiner Geometrie besonders gering ist
- dem dreilagigen Microvertex Detector (VD) aus Silizium, zur Messung der ersten Spurpunkte, sowie der Rekonstruktion von sekundären Vertices
- dem zweiteiligen, aus einer Jetdriftkammer und Proportionalzählern aufgebauten Inner Detector (ID)
- der Zeitprojektionskammer (TPC), als wichtigstem Instrument zur Rekonstruktion geladener Teilchenspuren und deren Impulsbestimmung
- dem zweiteiligen zentralen Cherenkov Zähler (BRICH), zur Identifikation von Pionen, Kaonen und Protonen
- dem Outer Detector (OD), als weiterem Spurdetektor zur Verbesserung der Impulsauflösung geladener Spuren
- dem zentralen elektromagnetischen Kalorimeter (HPC), für den Nachweis von Elektronen und Photonen
- der supraleitenden Spule, die das für die Impulsmessung notwendige Magnetfeld erzeugt
- Flugzeitzählern (TOF), die im Triggersystem Anwendung finden
- dem zentralen Hadron Kalorimeter (HAC), welches sich im Rückflußjoch des Magneten befindet
- und schließlich den zentralen Myonkammern (MUB), die den Detektor nach außen abschließen

Einige für die Analyse wichtige Detektorkomponenten sollen nun nachfolgend etwas genauer beschrieben werden. Ausführliche Informationen über DELPHI sind in den Referenzen [29] - [31] zu finden.

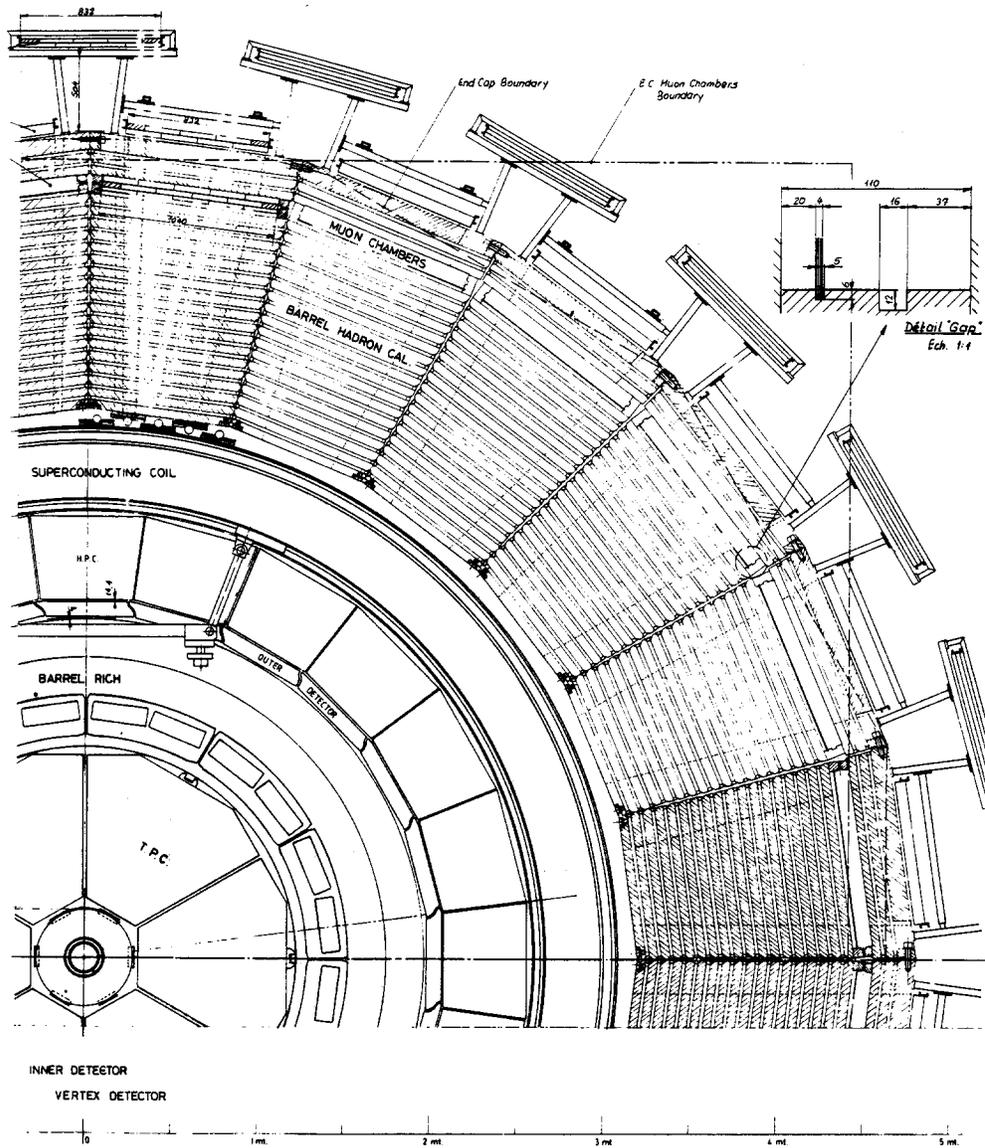


Abbildung 3.2: Querschnitt durch den DELPHI-Detektor.

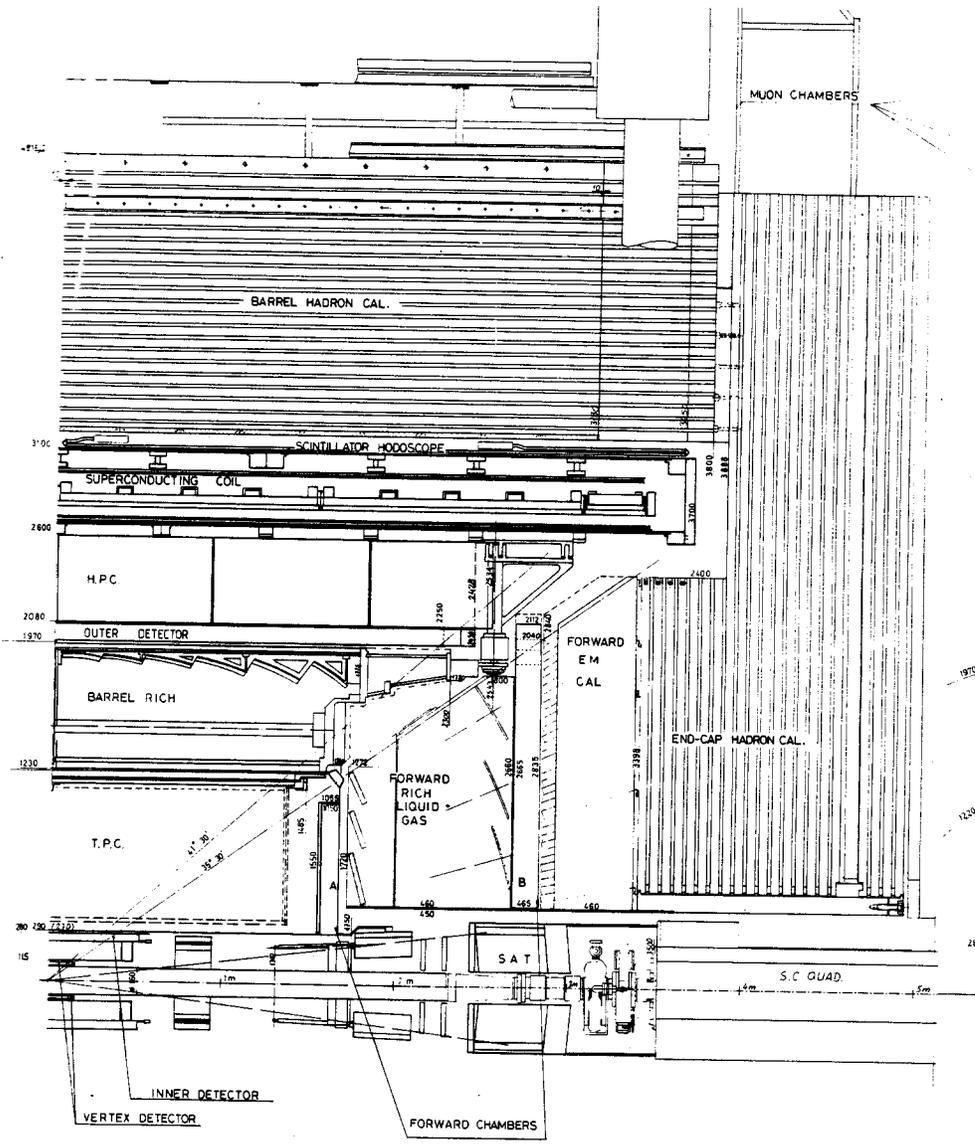


Abbildung 3.3: Längsschnitt durch den DELPHI-Detektor.

### 3.2.1 Die Spurdetektoren

Elektrisch geladene Teilchen verlieren beim Durchgang durch Materie Energie, indem sie punktuell Atome anregen oder ionisieren. Diese Tatsache nutzt man aus, um ihre Flugbahn in sogenannten Ionisationskammern „sichtbar“ zu machen. Ist ein Magnetfeld vorhanden, bewirkt dies eine Ablenkung der Teilchen aufgrund der Lorentzkraft, sodaß sich ihr Impuls und das Ladungsvorzeichen aus dem Krümmungsradius, bzw. der Richtung der Bahn ermitteln läßt. Das Spurdetektorsystem im Zentralteil des DELPHI-Detektors besteht aus fünf unabhängigen Komponenten, die jeweils ein Element zur Rekonstruktion geladener Spuren liefern.

#### Der Vertexdetektor (VD)

Der Vertexdetektor dient zur Messung der ersten Raumpunkte einer Spur. Seine unmittelbare Nähe zum Wechselwirkungspunkt ermöglicht eine sehr genaue Bestimmung von Impact-Parametern, sowie die Rekonstruktion sekundärer Vertizes.

Die gesamte Apparatur besteht aus drei Lagen, je 24 cm langer und 300  $\mu\text{m}$  dicker Silizium Streifendetektoren, die in Abständen von 6.3 cm, 9 cm und 11 cm konzentrisch um das Strahrohr herum angeordnet sind. Jede Lage ist in 24 Module mit einer Winkelüberdeckung von  $15^\circ$  unterteilt, wobei sich die einzelnen Module um 10% überlappen. Jedes Modul wiederum besteht aus vier separaten Detektoren, sowie deren der Ausleseelektronik. Die Streifen sind parallel zur Strahlachse ausgerichtet und erlauben die Messung der  $R\Phi$ -Koordinate mit einer Genauigkeit von 5  $\mu\text{m}$ . Zwei einzelne Spuren lassen sich bis zu einem minimalen Abstand von 100  $\mu\text{m}$  voneinander unterscheiden.

In Zukunft sollen alle Lagen mit einer zweiten, um  $90^\circ$  gedrehten Schicht Siliziumzählern bestückt werden, um auf diese Weise auch Information über die  $z$ -Koordinate messen zu können.

#### Der Inner Detector (ID)

Der Inner Detector gestattet eine präzise Messung weiterer Spurpunkte, und zwar sowohl der  $R\Phi$ -, als auch der  $z$ -Koordinate. Außerdem liefert er aufgrund seiner Konstruktion sehr schnelle Information an das Triggersystem.

Der ID besteht aus einer Jet-Driftkammer, umgeben von fünf zylindrischen Lagen aus Vieldrahtproportionalkammern (MWPCs) und überdeckt den Polarwinkelbereich von  $17^\circ$  bis  $163^\circ$ . Die Jetkammer ist in 24 identische Segmente mit jeweils 24 Signaldrähten unterteilt. Die Zusammensetzung des Kammergases (94.8%  $\text{CO}_2$ , 4.5 %  $\text{C}_4\text{H}_{10}$ , 0.7%  $\text{C}_3\text{H}_7\text{OH}$ ) und die Form des Driftfeldes wurden so gewählt, daß die Driftgeschwindigkeit proportional zum Radius anwächst. Dadurch erreicht man, daß das Triggersignal sehr schnell und in einem schmalen Zeitfenster (ca. 100 ns) nach dem Durchgang eines Teilchens vorliegt.

In jeder der 8 mm dicken Proportionalkammern, die mit einer Mischung aus 70% Argon und 30% Kohlendioxid gefüllt sind, befinden sich 192 Signaldrähte zur Bestimmung der  $R\Phi$ -Koordinate. Die Auslese der an der inneren Kammerwand angebrachten ringförmigen Kathodenstreifen erlaubt die Messung der  $z$ -Koordinate mit einer Genauigkeit von 1 mm.

### Die Zeitprojektionskammer (TPC)

Die Time Projection Chamber ist der wichtigste Spurdetektor innerhalb von DELPHI und bildet normalerweise den Ausgangspunkt für die Spurrekonstruktion. Darüberhinaus liefert sie Information über den spezifischen Energieverlust des durchgehenden Teilchens ( $dE/dx$ ), welche zur Elektron-Pion Trennung unterhalb von 8 GeV/c verwendet wird.

Die TPC ( $20^\circ \leq \Theta \leq 160^\circ$ ) besteht aus  $2 \times 6$ , je 150 cm langen Driftsektoren, die mit einem Gasgemisch aus 80% Argon und 20% Methan unter Atmosphärendruck gefüllt sind. Beim Teilchendurchgang entstehende Ionisationsladungen werden in einem extrem homogenen, zum Magnetfeld parallelen, elektrischen Feld der Stärke 150 V/cm zu den Ausleseammern am äußeren Enden der Sektoren hin gedriftet (bei  $T=22^\circ$  Celsius beträgt die Driftgeschwindigkeit  $v_D = 66.94 \pm 0.07$  mm/ $\mu$ s). Jede Ausleseammer besteht aus 192 Anodendrähten, 16 bogenförmigen Kathodenstreifen, die in insgesamt 1680 Pads unterteilt sind, Vorverstärkern und Analog-Digitalwandlern.

Die radiale Koordinate  $r$  wird aus dem Ort des Ladungsschwerpunkts auf den Kathodenpads ermittelt, während sich  $\Phi$  in der gleichen Weise aus den Anodendrähten ergibt. Die Auflösung in der  $r\Phi$ -Ebene beträgt abhängig von  $\Phi$  und  $z$  zwischen 180  $\mu$ m und 280  $\mu$ m. Zur Bestimmung der  $z$ -Koordinate wird die Driftzeit, beginnend mit dem Triggersignal, bis zur Ankunft der Ionisationsladungen an den Endkappen gemessen. Die Auflösung in  $z$  liegt bei ungefähr 0.9 mm.

### Der Outer Detector (OD)

Der Outer Detektor befindet sich zwischen den Cerenkov-Detektoren (Barrel RICH) und dem elektromagnetischen Kalorimeter (HPC). Durch den großen Abstand zum Wechselwirkungspunkt (ca. 2 m), wird die Impulsauflösung, vor allem bei Spuren mit großem Impuls und daher schwacher Krümmung, erheblich verbessert. Die Information für den Trigger liegt bereits innerhalb der ersten 3  $\mu$ s nach der Strahlkreuzung vor.

Die 24 Module des OD ( $43^\circ \leq \Theta \leq 137^\circ$ ) überlappen sich teilweise, was eine vollständige Überdeckung des Azimutwinkelbereichs gewährleistet. Jedes Modul ist 4.7 m lang und besteht aus fünf Lagen mit insgesamt 145 Driftröhren, in denen die  $r\Phi$ -Koordinate gemessen wird. Außerdem ist es möglich in drei der fünf Lagen, aus dem Laufzeitunterschied des Signals zu den beiden Enden der Anodendrähte eine schnelle Information über die  $z$ -Koordinate zu erhalten. Durch enge mechanische Toleranzen und sorgfältige Kalibration hat man Ortsauflösungen von  $\sigma_{r\Phi} = 110$   $\mu$ m und  $\sigma_z = 4.4$  cm erreicht.

Kombiniert man die Spurelemente aus ID, TPC und OD so ergibt die Messung von Myonpaaren mit  $p = 45 \text{ GeV}/c$  für die Impulsauflösung im Zentraldetektor:

$$\frac{\sigma_p}{p} = 0.0015 \cdot \frac{p}{\text{GeV}/c} \quad (3.3)$$

Durch die Hinzunahme eines Spurelementes aus dem Vertexdetektor läßt sich die Güte der Impulsauflösung nahezu verdoppeln.

### Die Magnetspule

Das für die Impulsmessung benötigte Magnetfeld wird durch einen Strom von 5000 Ampere in einer supraleitenden Spule erzeugt. Die resultierende Feldstärke beträgt 1.2 Tesla. Mit 7.4 m Länge und 5.2 m Durchmesser ist die DELPHI-Spule die bislang größte dieser Art. Die im Magnetfeld gespeicherte Energie von ungefähr  $10^8$  Joule entspricht in etwa der kinetischen Energie einer Lokomotive. Dies verdeutlicht, daß umfangreiche Sicherheitsmaßnahmen notwendig sind, um ihre plötzliche Freisetzung (Quenching) zu verhindern.

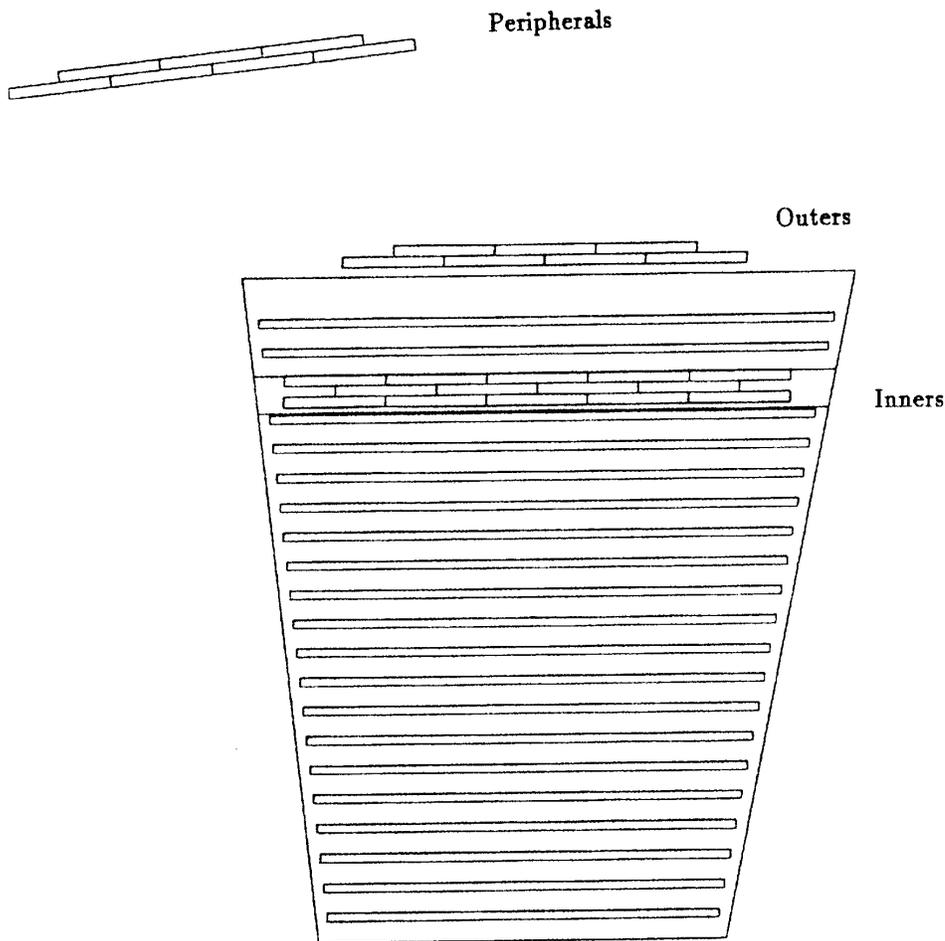
Als Leitermaterial wurden Drähte aus Kupfer und Niob-Titan verwendet, die in hochreines Aluminium eingebettet sind. Das Kabel ist auf die Innenseite eines zylindrischen Kryostaten gewickelt, der durch flüssiges Helium gekühlt wird. Um die Betriebstemperatur von 4.5 Kelvin aufrecht erhalten zu können, muß das Kühlsystem etwa 1 g Helium pro Sekunde verflüssigen, was einer aufzubringenden Kühlleistung von 1 kW entspricht.

Die beiden großen Driftdetektoren TPC und HPC stellen hohe Anforderungen an die Homogenität des Feldes. Diese wird durch Kompensationsströme in einer zusätzlichen Leiterschicht an den Enden der Spule erreicht. In der TPC beträgt die relative Änderung des Feldes in  $z$ -Richtung weniger als 1.0%, in radialer Richtung weniger als 0.5% und ist in azimuthaler Richtung vernachlässigbar.

### Die Barrel Myonkammern (MUB)

Die Myonen nehmen nicht an der starken Wechselwirkung teil. Außerdem verlieren sie, wegen ihrer großen Masse, wenig Energie in Form von Bremsstrahlung und können deshalb dicke Materieschichten relativ ungehindert durchdringen. Zu ihrem Nachweis dient ein dreilagiges Driftkammersystem, welches den DELPHI-Detektor nach außen hin abschließt. Die Anordnung der drei Myonkammerebenen ist in Abbildung 3.4 zu sehen, welche aus Referenz [46] entnommen wurde.

Die erste Lage (inner plane) hat einen radialen Abstand zur  $z$ -Achse von 445.5 cm, und befindet sich hinter einer 90 cm dicken Eisenabschirmung noch innerhalb des Hadronkalorimeters. Jedes der  $2 \times 24$  Module besteht aus 14 Driftkammern, die in drei Schichten (5-4-5) gegeneinander versetzt angeordnet sind. Die zweite Lage (outer plane,  $r=479.3 \text{ cm}$ ) ist direkt auf dem Eisenjoch befestigt. Die Module der dritten Lage (peripheral plane) ruhen dagegen auf kleinen Sockeln und haben einen Radialabstand  $r=532.0 \text{ cm}$ . Sie sind



**Abbildung 3.4:** Anordnung der drei Myonkammerlagen in Bezug auf ein Modul des zentralen Hadronkalorimeters

so gegenüber den weiter innen liegenden Modulen versetzt, daß der gesamte Raumwinkelbereich überdeckt wird. Alle 96 Module der beiden äußeren Lagen bestehen aus jeweils sieben, in zwei Schichten angeordneten Driftkammern. Als Driftgas wird in den Kammern (Abmessung:  $2.0 \times 20.8 \times 365 \text{ cm}^3$ ) eine Mischung aus 85.5% Argon, 8.5% Methan und 6% Kohlendioxid verwendet.

Die  $r\Phi$ -Koordinate läßt sich mit einer Genauigkeit von ca. 4 mm bestimmen, während man die  $z$ -Information aus der Laufzeit des Signals in einer Verzögerungsleitung bis auf 2.5 cm genau erhält. Die Kammern haben eine Ansprechwahrscheinlichkeit von über 95 % und jedes durchgehende Myon hinterläßt durchschnittlich in vier der sieben Kammerschichten einen Treffer.

### Die Vorwärtsspurkammern (FCA + FCB)

Die beiden Vorwärtsspurkammern A und B dienen zum Nachweis geladener Spuren, sowie zur schnellen Bereitstellung von Triggerinformation unter kleinen Polarwinkeln ( $11^\circ \leq \Theta \leq 33^\circ$  und  $147^\circ \leq \Theta \leq 169^\circ$ ).

Die Vorwärtskammern A sind an den Enden der TPC Module befestigt. Sie bestehen aus jeweils drei ringförmigen Driftkammerebenen, die um  $120^\circ$  gegeneinander verdreht sind. Jede Kammerebene besteht wiederum aus zwei Lagen versetzter Driftröhren. Um die Datenrekonstruktion zu verbessern, hat man die Anodendrähte gegenüber den Kathodenstreifen um  $\pm 60^\circ$  gekippt. Die Kammern erlauben die Messung von  $2 \times 3$  Ortskoordinaten mit einer Auflösung von  $300 \mu\text{m}$  pro Lage, bei 95 % Ansprechwahrscheinlichkeit.

Die Vorwärtskammern B befinden sich in den beiden Endkappen zwischen Cerenkov-Detektor (FRICH) und elektromagnetischem Vorwärtskalorimeter (EMF). Sie haben die Form eines regelmäßigen Dodekaeders. Die Anodendrähte sind in 12 Lagen angeordnet und haben einen Abstand von 1.1 cm. Je zwei solche Drahtlagen sind um  $120^\circ$  gegeneinander verdreht. Auf diese Weise kann man  $4 \times 3$  Ortskoordinaten messen, wobei die räumliche Auflösung  $\sigma_{x,y} = 120 \mu\text{m}$  beträgt.

### Die Vorwärts-Myonkammern (MUF)

Zur Erkennung von Myonen im Polarwinkelbereich zwischen  $10^\circ$  ( $140^\circ$ ) und  $40^\circ$  ( $170^\circ$ ), sind in den Endkappen die Vorwärts-Myonkammern installiert.

Sie bestehen aus zwei  $9 \times 9 \text{ m}^2$  großen, in vier Quadranten unterteilte Detektorebenen, von denen sich die erste (inner plane) hinter 85 cm Eisenabschirmung noch innerhalb des Hadronkalorimeters befindet, während die zweite Ebene (outer plane), hinter weiteren 20 cm aus Eisen, am äußeren Ende des Rückflußjochs angebracht ist. Jeder Quadrant ist seinerseits aus zwei senkrechten Lagen mit jeweils 22 Driftröhren ( $435.4 \times 18.8 \times 2 \text{ cm}^3$ ) aufgebaut. Zusätzlich zum Signal der Anodendrähte, wird die Laufzeit in einer Verzögerungsstrecke senkrecht dazu gemessen und aus diesen Informationen die Koordinaten rekonstruiert. Die Auflösung für die Ortsmessung beträgt ca. 3 mm und beinhaltet außer den apparativen Grenzen auch noch den Einfluß magnetischer Streufelder.

### 3.2.2 Das zentrale elektromagnetische Kalorimeter (HPC)

Beim Bau des zentralen elektromagnetischen Kalorimeters, hat sich die DELPHI-Kollaboration für das Zeitprojektionsprinzip entschieden. Die HPC stellt somit die erste Anwendung dieser Technik bei einem großen Kalorimeter eines Speicherringexperimentes dar. Es ist damit möglich, die Verteilung von Ionisationsladungen, die beim Durchgang von Elektronen, Photonen oder Hadronen in der HPC erzeugt werden, in allen drei räumlichen Dimensionen mit hoher Auflösung zu rekonstruieren. Anhand ihrer longitudinalen Form können hadronische Schauer von elektromagnetischen Schauern unterschieden werden.

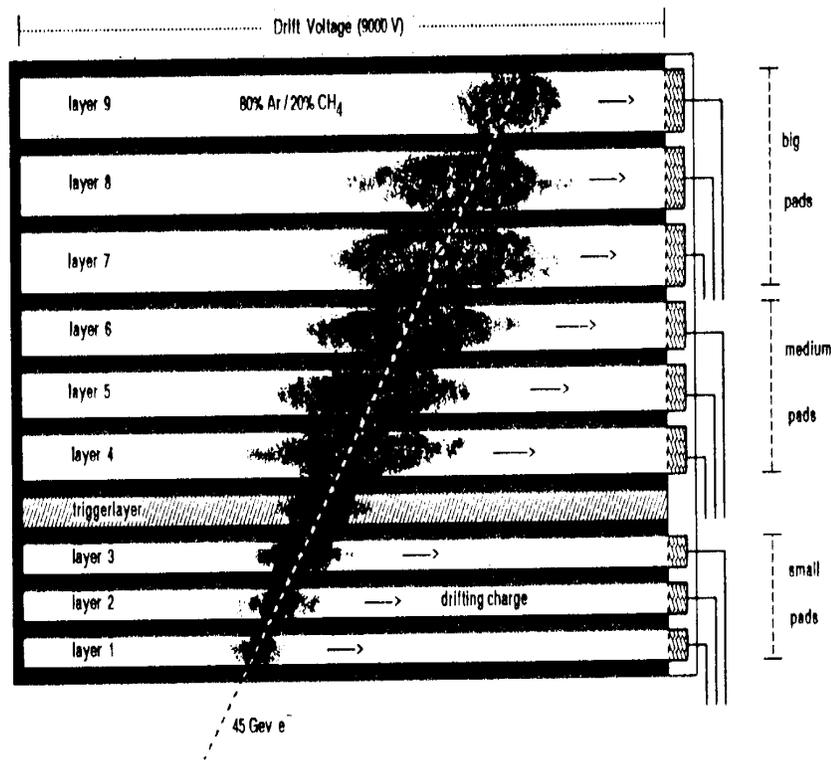


Abbildung 3.5: Seitenansicht eines HPC-Moduls (aus Ref. [32]).

Die HPC besteht aus insgesamt 144 Modulen, die in einem Abstand von 208 cm in sechs Ringen um die Strahlachse angeordnet sind, und überdeckt den Polarwinkelbereich von  $43^\circ$  bis  $137^\circ$ . Als Konvertermaterial in den Modulen dienen trapezförmige Bleidrähte, die aneinandergeliebt und zu einer akkordeonartigen Struktur aufgefaltet wurden. Dadurch ergeben sich 39 Driftkanäle, die mit einem Gasgemisch aus 80% Argon und 20% Methan gefüllt sind. Die Dicke des Materials beträgt, abhängig vom Winkel, zwischen 18 und 22 Strahlungslängen. Zwischen zwei aufeinanderfolgenden Drähten liegt eine Potentialdifferenz von 18 V, sodaß in jedem Modul ein homogenes, zum Magnetfeld paralleles Driftfeld der Stärke 100 V/cm herrscht. Um die beiden Felder exakt ausrichten zu können, sind die einzelnen Module um  $\pm 5$  mrad kippbar.

Am Ende der Driftstrecke werden die Ionisationsladungen mit Hilfe von flachen Vieldrahtproportionalkammern nachgewiesen. Dabei bestimmt die Segmentierung der Kathodenpads das Auflösungsvermögen in der  $R\Phi$ -Ebene. Für 45 GeV Elektronen beträgt die Auflösung  $\Delta\Phi = 3.1$  mrad [32]. Die  $z$ -Koordinate wird dagegen aus der Driftzeit ermittelt, wobei sich hier die Auflösung aus der sampling Zeit (Takt) der verwendeten ADC's ergibt,

die etwa 70 ns beträgt. Bei einer Driftgeschwindigkeit von  $5.5 \text{ cm}/\mu\text{s}$  folgt daraus eine prinzipielle Auflösung von  $\Delta z = 4 \text{ mm}$ .

Die relative Energieauflösung ist in einem Sampling-Kalorimeter proportional zu  $1/\sqrt{E}$ . Die Verbesserung der Auflösung mit wachsender Energie entsteht, weil die statistischen Fluktuationen in der Anzahl der Teilchen aus denen ein Schauer besteht, abnehmen. Die mittels Bhabha- und Compton-Ereignissen bestimmte Energieauflösung für die Daten aus dem Jahr 1992 beträgt [32]:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\left(\frac{0.44}{E^{0.6}}\right)^2 + (0.042)^2} \quad (3.4)$$

### 3.2.3 Triggersystem und Datennahme

Wird LEP mit je vier Elektronen- und Positronenpaketen betrieben, so kreuzen sich diese alle  $22 \mu\text{s}$  in den vier Wechselwirkungszone, was einer Kollisionsfrequenz von 45 kHz entspricht. Die Rate der physikalisch interessanten  $Z^0$ -Ereignisse ergibt sich jedoch bei einer Luminosität von  $10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  und dem totalen Wirkungsquerschnitt  $\sigma(e^+e^- \rightarrow ff) \approx 50 \text{ nb}$  nur zu etwa 0.5 Hz. Diese Ereignisse müssen aus den wesentlich häufiger anfallenden Untergrundereignissen, wie z.B. Strahl-Gas Wechselwirkungen oder kosmischen Schauern, herausgefiltert und abgespeichert werden. Dazu wurde ein flexibles vierstufiges Triggersystem auf FASTBUS Standard konzipiert.

Ist der Detektor in meßbereitem Zustand, so beginnt die Datennahme mit einem Startsignal, das der LEP-Beschleuniger den Experimenten zum Zeitpunkt der Strahlkreuzung zuführt. Das Ansammeln der Daten in speziellen Speichern der Subdetektoren (front end buffer) dauert von einigen hundert Nanosekunden in den schnellsten Detektorkomponenten, bis zu  $23 \mu\text{s}$  in der HPC. Die erste Triggerstufe verwendet lediglich Informationen aus den schnellen Spurdetektoren sowie Szintillationszählern, und entscheidet nach  $3 \mu\text{s}$  ob das Ereignis verworfen, oder weiterverarbeitet werden soll. Im ersten Fall werden die lokalen Speicher wieder gelöscht und der Detektor ist bei der nächsten Strahlkreuzung erneut meßbereit. Ansonsten beginnt die zweite Triggerstufe zu arbeiten, die Informationen aus allen Detektorkomponenten verwertet. Ihre Antwort liegt nach  $39 \mu\text{s}$  vor, sodaß im Falle einer negativen Entscheidung, nur eine Strahlkreuzung verpaßt wird.

Ist auch die Entscheidung der zweiten Triggerstufe positiv, so beginnt die Ausleseprozedur und der Detektor ist für die nächsten 3.5 ms inaktiv, während der die Daten aus den lokalen Speichern in Zwischenspeicher (multi event buffer) transferiert werden. Diese Speicher sind so ausgelegt, daß sie Daten von mehreren Ereignissen aufnehmen können. Die dritte und vierte Triggerstufe arbeiten, im Gegensatz zu den beiden ersten, nicht mehr synchron mit den Strahlkreuzungen. Verwirft auch die dritte Stufe das Ereignis nicht, so gelangen die Daten aus allen Zwischenspeichern in einen globalen Speicher (global event buffer), was etwa 30 ms in Anspruch nimmt. Dort werden sie schließlich in verschiedene Klassen eingeteilt und dann mit einer maximalen Rate von 3 Hz auf Magnetband geschrieben.

### 3.2.4 Die Datenrekonstruktion

Die auf den Bändern gespeicherten Detektordaten liegen zunächst im sogenannten Rohdatenformat vor. Die Information besteht dabei aus den digitalisierten Signalen der einzelnen elektronischen Kanäle, wie z.B. der Adresse eines Spurkammerdrahtes und der darauf registrierten Ladung. Um die Daten nach physikalischen Gesichtspunkten analysieren zu können, benötigt man jedoch Impulse, Ladung, Zerfallsvertizes usw., aller im Detektor nachgewiesenen Teilchen. Die Rekonstruktion der Ereignisse aus der Rohdateninformation erfolgt mit dem Programm DELANA [33]. Dabei werden die Ergebnisse der einzelnen Rekonstruktionsschritte in sogenannten TANAGRA-Bänken gespeichert [34].

Zu Beginn des Programms werden die Rohdaten mit Konstanten aus der Detektordatenbank kalibriert und in einem universellen, vom jeweiligen Detektormodul unabhängigen Format (TD-Bänke) abgespeichert. Die ständige Überwachung aller Detektorkomponenten, sowie die regelmäßige Aktualisierung der Datenbank ist dabei für eine möglichst genaue Ereignisrekonstruktion unbedingt erforderlich. Anschließend sucht die erste Stufe der Mustererkennung in jeder Detektorkomponente nach Spurelementen und speichert diese in den sogenannten TE-Bänken ab. In den nächsten Schritten werden die verschiedenen Spurelemente zu Spuren zusammengefügt, wobei meist das Element der TPC als Ausgangspunkt dient. Dabei kann es vorkommen, daß die Zuordnung nicht eindeutig ist, d.h. eine TE-Bank verschiedenen Spuren zugeordnet wird. Das Rekonstruktionsprogramm erweist sich umso brauchbarer, je besser es solche Mehrdeutigkeiten vermeiden kann. Als Resultat der Rekonstruktion liegt schließlich für jede Spur eine TK-Bank vor, die die Spurparameter wie Impuls, Ladung, etc. enthält. Mit speziellen Routinen, die Informationen aus allen Ebenen der Datenrekonstruktion verwenden, wird danach versucht, einzelne Teilchen zu identifizieren. Schließlich benutzt man beim sog. „vertex fit“ die gefundenen Spuren, um aus ihrer Extrapolation den Wechselwirkungspunkt, sowie sekundäre Vertizes zu bestimmen, die in den TV-Bänken gespeichert werden. Am Ende schreibt das DELANA-Programm die Rohdaten zusammen mit den TANAGRA-Bänken auf Magnetband.

DELANA wird am CERN auf einem Cluster von derzeit 20 leistungsfähigen Workstations betrieben, dessen Rechenkapazität der mehrerer IBM3090 Computer entspricht. Der Datenumfang eines multihadronischen Ereignisses liegt in der Größenordnung von etwa 500 kByte. Da dies für die physikalische Analyse viel zu umfangreich ist, wird ein sog. Data Summary Tape (DST) hergestellt, welches nur noch die für die Analyse wichtigen Spur- und Kalorimeterinformationen enthält. Dadurch wird die zu handhabende Datenmenge um etwa einen Faktor 20 reduziert.

## Kapitel 4

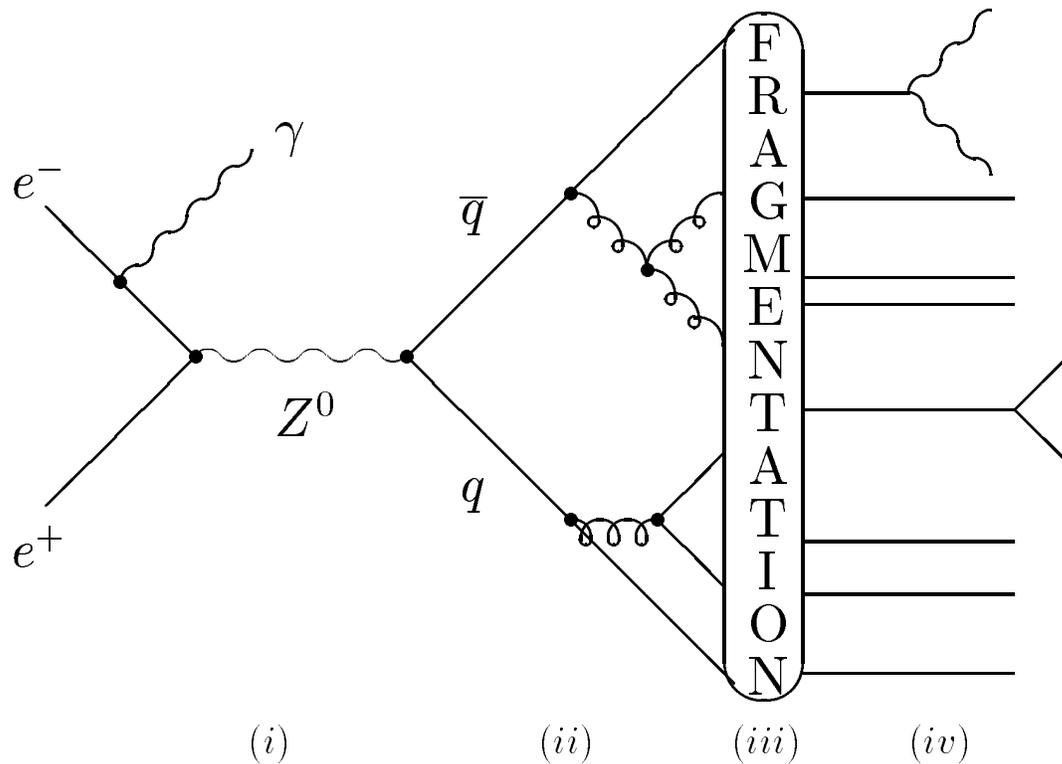
# Die Monte-Carlo Simulation

Allgemein ist das Ziel jeder Messung die möglichst genaue Bestimmung einer physikalischen Größe. Dazu werden Meßdaten mit Hilfe einer Apparatur (Meßgerät) gewonnen und anschließend ausgewertet. Durch den Vergleich des Ergebnisses mit der Vorhersage verschiedener Modelle oder Theorien, lassen sich diese auf ihre Gültigkeit hin überprüfen. In den allerwenigsten Fällen kann man jedoch die interessierenden Größen direkt messen, sondern muß sie aus den Meßdaten in mehr oder weniger komplexen Analysen extrahieren.

An den Speicherringen installierte Detektoren registrieren die in den Annihilationsreaktionen erzeugten Spuren und messen deren Impuls, bzw. Energie und elektrische Ladung. Zum Teil ist auch die Identifizierung einzelner Teilchen möglich. Um Rückschlüsse auf die Wechselwirkung der experimentell nicht direkt zugänglichen fundamentalen Fermionen ziehen zu können, vergleicht man die Detektordaten mit Ereignissen, welche mit Computerprogrammen erzeugt wurden. Das Verfahren, das wegen der Benutzung von Zufallszahlen als Monte-Carlo Simulation bezeichnet wird, besteht dabei aus zwei grundsätzlich verschiedenen Teilen. Zunächst wird im sogenannten Generator die Dynamik des gesamten Annihilationsprozesses, gemäß der zu untersuchenden Theorien oder Modelle nachgebildet. Das Resultat sind die Vierervektoren aller in der Vernichtungsreaktion erzeugten Teilchen. Diese durchlaufen dann ein Programm, welches die Einflüsse des Detektors simuliert. Dabei sind sowohl die Wechselwirkung der generierten Teilchen mit Materie, als auch die Geometrie und der Funktionszustand des Detektors, so genau wie möglich zu reproduzieren. Am Ende werden die Monte-Carlo Ereignisse in der selben Art und Weise wie die Daten analysiert, und schließlich die Ergebnisse verglichen.

### 4.1 Der JETSET-Generator

Als Ereignisgenerator wurde in dieser Analyse das von Sjöstrand *et al.* an der Universität Lund entwickelte Programmpaket JETSET7.3 verwendet [39]. Die Erzeugung eines multihadronischen Endzustandes durch die  $e^+e^-$ -Vernichtung erfolgt darin in einer Reihe



**Abbildung 4.1:** Schematische Darstellung der  $e^+e^-$ -Vernichtung in den multihadronischen Endzustand.

zeitlich nacheinander ablaufender Schritte, die jeweils durch eine bestimmte zugrunde gelegte Theorie, bzw. ein spezielles Modell charakterisiert sind. Dies ist in Abbildung 4.1 schematisch dargestellt [38].

Der erste Schritt (i) umfaßt die Vernichtung eines  $e^+e^-$ -Paares in ein  $Z^0$ -Boson, sowie dessen anschließenden Zerfall in ein primäres Quark-Antiquark Paar und ist im Rahmen des Standardmodells störungstheoretisch berechenbar. Ebenso ist die Möglichkeit der Photonbremsstrahlung im Anfangszustand berücksichtigt. Als zweites folgt eine von der starken Wechselwirkung dominierte Phase (ii), in der die primär erzeugten Quarks, Gluonen abstrahlen können. Für die Beschreibung der perturbativen QCD stehen im Programm zwei unterschiedliche Alternativen zur Verfügung, die in Abschnitt 4.1.1 näher erläutert werden. Die Fragmentation (iii), d.h. der Übergang von Quarks und Gluonen zu Hadronen, findet bei so großen Abständen statt, daß die QCD-Störungsrechnung versagt. Dieser Schritt wird deshalb durch empirische Fragmentationsmodelle beschrieben (siehe Abschnitt 4.2). Schließlich zerfallen am Ende alle instabilen Hadronen in die experimentell beobachtbaren Teilchen (iv).

Das JETSET-Programm beinhaltet eine Vielzahl freier Modellparameter, deren Werte aus

	Parameter	Variable	JETSET	PS1991	PS1992
Partonschauer	$\Lambda$	PARJ(81)	0.400	0.225	0.255
	$m_{min}$	PARJ(82)	1.000	1.300	1.300
LUND String Fragmentation	P(s)/P(u)	PARJ(2)	0.300	0.300	0.280
	$\frac{V}{V+P}   u, d$	PARJ(11)	0.500	0.500	0.500
	$\frac{V}{V+P}   s$	PARJ(12)	0.600	0.600	0.390
	$\frac{V}{V+P}   c, b$	PARJ(13)	0.750	0.750	0.750
	$\sigma_{\perp}$	PARJ(21)	0.350	0.395	0.395
LUND symm.	$a$	PARJ(41)	0.500	0.180	0.180
	$b$	PARJ(42)	0.900	0.340	0.340
Peterson	$\epsilon_c$	PARJ(54)	-	-0.054	-0.054
	$\epsilon_b$	PARJ(55)	-	-0.006	-0.006

**Tabelle 4.1:** Werte einiger wichtiger Parameter im JETSET7.3-Generator. In den mit JETSET, bzw. PS1991 und PS1992 gekennzeichneten Spalten, sind die Standardeinstellungen des Generators den in der Analyse verwendeten Werten gegenüber gestellt.

der Anpassung der simulierten Ereignisse an die mit dem Detektor gemessenen Daten bestimmt werden können. Die in dieser Arbeit verwendeten Werte der wichtigsten Parameter sind in Tabelle 4.1 aufgelistet. Ausführlichere Informationen finden sich im Anhang.

#### 4.1.1 Partonschauer und Matrixelement

Die Entwicklung eines Multijetereignisses aus einem primären  $q\bar{q}$ -Paar läßt sich zum einen mit Hilfe von Matrixelementen (ME), oder andererseits durch Partonschauermodelle (PS) beschreiben. Dabei ist die ME-Methode, die auf der exakten Berechnung von Feynmandiagrammen in jeder Ordnung der Störungsentwicklung beruht, im Prinzip der richtige Zugang und hat sich in der QED bestens bewährt. Bei der Anwendung im Rahmen der QCD ergeben sich jedoch ernsthafte Schwierigkeiten, denn die starke Kopplungskonstante  $\alpha_s$  hat bei LEP-Energien einen rund zehnfach größeren Wert als die Feinstrukturkonstante, was dazu führt, daß höhere Ordnungen nicht vernachlässigt werden können. Außerdem nimmt die Anzahl der Diagramme wegen der Farbladung des Gluons sehr schnell mit jeder Ordnung zu. Derzeit existieren vollständige ME-Rechnungen nur bis zur Ordnung  $\alpha_s^2$ .

In erster Ordnung QCD besteht die Möglichkeit, daß entweder das Quark oder das Antiquark ein Gluon abstrahlt. Der Wirkungsquerschnitt des Prozesses  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$  ist für

masselose Quarks gegeben durch:

$$\frac{1}{\sigma_0} \frac{d\sigma}{dx_1 dx_2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} C_F \frac{x_1^2 + x_2^2}{(1-x_1)(1-x_2)} \quad (4.1)$$

mit  $C_F = 4/3$  und  $x_1 = 2E_q/E_{cm}$ ,  $x_2 = 2E_{\bar{q}}/E_{cm}$ ,  $x_3 = 2E_g/E_{cm}$ .

Die Divergenz des Wirkungsquerschnitts bei Abstrahlung infraroter oder kollinearere Gluonen, d.h.  $x_1 \rightarrow 1$  oder  $x_2 \rightarrow 1$  verschwindet, wenn Propagator- und Vertexkorrekturen mitberücksichtigt werden. In der 2. Ordnung sind die Prozesse  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}gg$  und  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}q'\bar{q}'$  mit vier Partonen im Endzustand möglich. Auch hier sorgen virtuelle Korrekturen dafür, daß der totale Wirkungsquerschnitt endlich bleibt.

In den Partonschauermodellen werden anstatt von exakten ME die führenden Beiträge aller Ordnungen berechnet und aufsummiert (leading logarithm approximation). Dabei macht man vereinfachende Annahmen bezüglich Kinematik, Interferenz-, sowie Helizitätsstruktur der Graphen. Als Resultat dieses Verfahrens ergibt sich ein Schauer, der sich iterativ aus Partonverzweigungen entwickelt, wobei die Anzahl der zu erzeugenden Partonen nicht explizit vorgegeben, sondern durch einen Abschneideparameter  $m_{min}$  bestimmt ist. Der Schauer bricht ab, wenn alle Partonen invariante Massen besitzen, die kleiner als  $m_{min}$  sind. Mit  $m_{min} = 1.3$  GeV werden bei  $E_{cm} = 91$  GeV im Mittel 7.2 Partonen pro Schauer generiert<sup>1</sup>.

Als Verzweigungsmöglichkeiten sind die Prozesse  $q \rightarrow qg$ ,  $g \rightarrow gg$ ,  $g \rightarrow q\bar{q}$  und  $q \rightarrow q\gamma$  möglich, wobei die Abstrahlung eines Photons wegen der schwächeren Kopplung jedoch unterdrückt ist. Die Wahrscheinlichkeit, daß eine Verzweigung  $a \rightarrow bc$  bei einer kleinen Änderung des Entwicklungsparameters  $t = \ln(Q^2/\Lambda_{QCD}^2)$  stattfindet, ist durch die folgende Evolutionsgleichung gegeben:

$$\frac{d\mathcal{P}_{a \rightarrow bc}}{dt} = \int dz \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{a \rightarrow bc}(z) \quad (4.2)$$

Die Kinematik ist durch die Massenskala  $Q^2$  und die Verteilung der Energie bei der Verzweigung bestimmt. Parton b erhält vom Mutterteilchen den Energieanteil  $z$ , während Parton c den Anteil  $1-z$  übernimmt.  $\Lambda_{QCD}$  bezeichnet die Skala für die Berechnung von  $\alpha_s$ . Explizit ausgeschrieben lauten die Verzweigungsfunktionen:

$$P_{q \rightarrow qg}(z) = C_F \frac{1+z^2}{1-z} \quad (4.3)$$

$$P_{g \rightarrow gg}(z) = N_C \frac{1-z(1-z)}{z(1-z)} \quad (4.4)$$

$$P_{g \rightarrow q\bar{q}}(z) = \frac{1}{2} N_f (z^2 + (1-z)^2) \quad (4.5)$$

<sup>1</sup>Die Anzahl der erzeugten Partonen hängt bei fester Schwerpunktsenergie außerdem noch von der Masse des primären  $q\bar{q}$ -Paares ab. Das verwendete Monte-Carlo ergab bei den leichten uds-Quarks  $7.75 \pm 0.05$ , bei c-, und b-Quarks  $7.32 \pm 0.04$  bzw.  $5.72 \pm 0.04$  generierte Partonen.

mit  $C_F = 4/3$ ,  $N_C = 3$  und der Anzahl erlaubter Flavours  $N_f$ .

Die Beschreibung der QCD-Störungstheorie durch Matrixelemente oder Partonschauer stellt also komplementäre Ansätze dar. Aufgrund ihrer Konstruktion liefern die Partonschauermodelle eine gute Beschreibung der Strukturen innerhalb von QCD-Jets. Außerdem sind sie für die Simulation auf Computern wegen ihres iterativen Ablaufes sehr gut geeignet. Dagegen eignet sich zum Studium harter QCD-Prozesse und Analysen von Jet-raten die Modellierung mittels Matrixelementen besser.

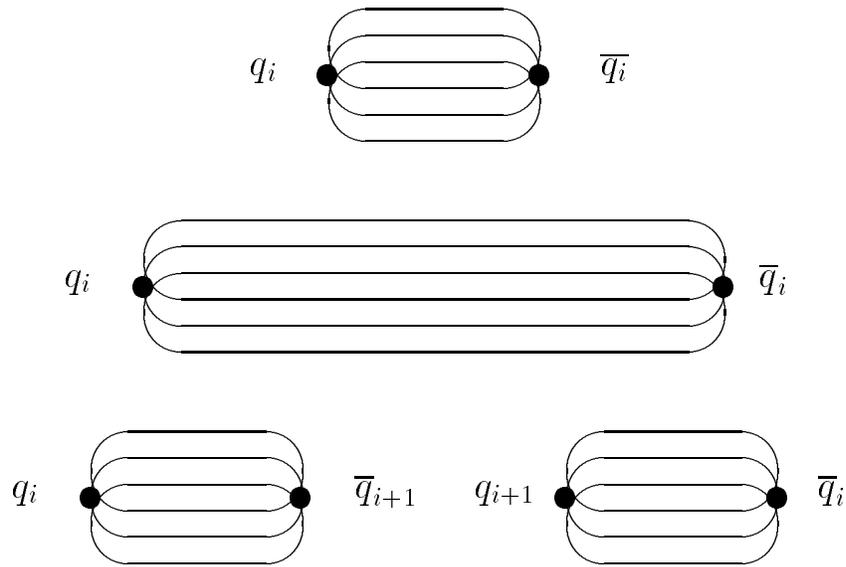
## 4.2 Fragmentation in Hadronen

Die Quantenchromodynamik beschreibt die starke Wechselwirkung zwischen den Farbladung tragenden Quarks und Gluonen. Auf dieser Ebene ist sie eine exakte Theorie und liefert Regeln zur Berechnung von Feynman-Diagrammen in der Störungstheorie. Das Phänomen des **confinement** verhindert allerdings eine experimentelle Beobachtung der farbigen Partonen, sodaß die QCD nicht unmittelbar getestet werden kann. Stattdessen sieht man im Detektor Bündel von hadronischen Teilchen (sog. Jets), die sich entlang der ursprünglichen Partonflugrichtungen bewegen. Der Übergang von den Partonen zu den Hadronen wird als Hadronisierung oder Fragmentation bezeichnet und findet bei Abständen in der Größenordnung  $\sim 1$  fm statt. Dementsprechend besitzt die Kopplungskonstante  $\alpha_s$  einen so großen Wert, daß sich dieser Prozeß im Rahmen der Störungstheorie nicht berechnen läßt. Um die QCD trotzdem im Experiment überprüfen zu können, hat man phänomenologische Fragmentationsmodelle entwickelt, deren freie Parameter an die gemessenen Daten angepaßt werden müssen.

Es gibt mehrere konzeptionell verschiedene Ansätze für die Beschreibung der Fragmentation. Der einfachste Ansatz geht auf Feynman und Field [37] zurück. Ihrem Modell liegt kein dynamisches Prinzip zugrunde, sondern alle Partonen fragmentieren unabhängig voneinander. Die Hadronen entstehen in einem iterativen Prozeß dadurch, daß ein Quark aus dem Vakuum ein  $q\bar{q}$ -Paar erzeugt und dann mit dem Antiquark einen gebundenen Zustand bildet. Das übrigbleibende Quark besitzt nur noch einen Teil der ursprünglichen Energie, bzw. des Impulses und dient als Ausgangspunkt für den nächsten Rekursionsschritt. Der Prozeß wiederholt sich solange, bis ein vorgegebener minimaler Wert der Größe  $W = (E+p)$  unterschritten wird. Die verbleibenden zwei Partonen bilden schließlich ein im allgemeinen langsames Meson. Ein großer Nachteil der unabhängigen Fragmentation ist, daß Energie und Impuls nicht erhalten sind, weshalb die Impulse der erzeugten Hadronen am Ende der Kaskade künstlich ausbalanciert werden müssen.

Dieser Nachteil tritt in dem von Anderson *et al.* [35] an der Universität Lund entwickelten String-Modell nicht auf. Ihm liegt die, durch den nichtabelschen Charakter der QCD motivierte Vorstellung zugrunde, daß sich zwischen zwei auseinanderfliegenden farbgeladenen Teilchen ein Feldschlauch (**string**) bildet. Das Lund-String Modell soll im folgenden näher betrachtet werden, da es im Rahmen dieser Arbeit verwendet wurde.

Einen dritten Typ stellen die sog. QCD-Schauermodelle dar [36]. In ihnen erzeugen die primären Quarks einen Quark-Gluon-Schauer, dessen Entwicklung durch die QCD



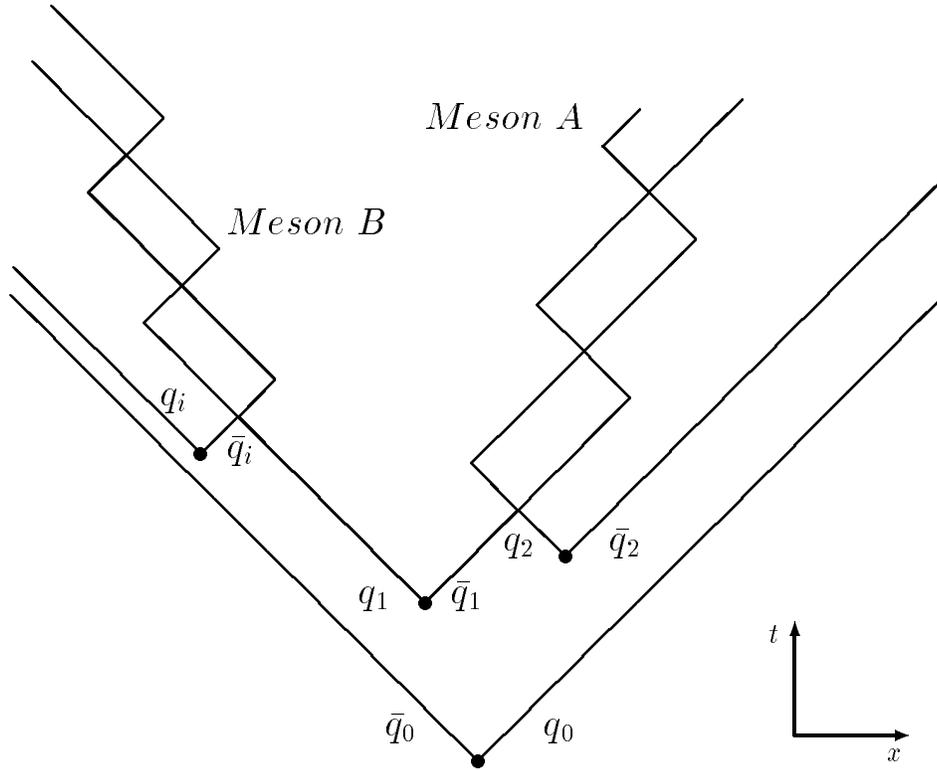
**Abbildung 4.2:** Die Fragmentation eines Farbstrings in Hadronen.

in der sog. Leading Log Approximation beschrieben wird. Die Partonen werden nach Erreichen einer kritischen Massenskala zu farbneutralen Clustern zusammengefaßt, welche dann unabhängig voneinander nach einem einfachen Phasenraummodell zerfallen.

### 4.2.1 Lund-Modell

Wie bereits erwähnt, ist das String-Modell durch die Dynamik der QCD motiviert. Die in der  $e^+e^-$ -Vernichtung erzeugten  $q\bar{q}$ -Paare entfernen sich zunächst quasifrei voneinander (asymptotische Freiheit). Aufgrund der Tatsache, daß Gluonen ebenfalls Farbladungen tragen und daher miteinander wechselwirken können, schnüren sich beim Auseinanderfliegen der Quarks die Colour-Feldlinien zu einem dünnen Schlauch zusammen. Im Gegensatz zur QED ergibt sich deshalb in der QCD kein  $1/r$ -Potential, sondern ein mit zunehmendem Abstand lineares Anwachsen der Feldenergie (Confinement). Bei Entfernungen, die ungefähr dem Durchmesser von Hadronen entsprechen ( $\approx 1$  fm), ist soviel Energie im Feld gespeichert, daß neue  $q\bar{q}$ -Paare aus dem Vakuum entstehen können, die sich zu farbneutralen Mesonen formieren (siehe Abbildung 4.2). Baryonen werden analog durch die Erzeugung von Diquarkpaaren gebildet. Da das String-Bild die Entwicklung des Gesamtsystems beschreibt, sind Energie, Impuls und alle Quantenzahlen in ihm automatisch erhalten.

Im Lund-Modell [35] wird das Farbfeld durch einen masselosen relativistischen String konstanter Spannung ( $\kappa \simeq 1\text{GeV}/\text{fm} \simeq 0.2\text{ GeV}^2$ ) repräsentiert, an dessen Endpunkten sich das primär erzeugte  $q\bar{q}$ -Paar befindet. Gluonen und sekundäre Quarks stellen seitliche



**Abbildung 4.3:** Die Fragmentation eines Strings im Raum-Zeit Diagramm. Die Teilchen  $q_0$  und  $\bar{q}_0$  entfernen sich mit Lichtgeschwindigkeit. Im Feld werden an den Raum-Zeit Punkten  $(x_1, t_1)$ ,  $(x_2, t_2)$ ,...  $q\bar{q}$ -Paare gebildet aus denen sich die Hadronen  $\bar{q}_1q_2$ ,  $\bar{q}_2q_3$ , usw. formen.

Ausbuchtungen des Strings dar. Damit läßt sich im Prinzip die Fragmentation einer beliebigen Anzahl von Partonen beschreiben. Da der Fragmentationsprozeß im allgemeinen Fall jedoch sehr komplex ist, soll das Modell am Beispiel eines einfachen  $q\bar{q}$ -Systems erläutert werden, dessen raum-zeitliche Entwicklung in Abbildung 4.3 zu sehen ist.

Ein  $q_0\bar{q}_0$ -Paar wird am Punkt  $x=0$ ,  $t=0$  erzeugt. Beide Teilchen fliegen anschließend mit Lichtgeschwindigkeit in entgegengesetzte Richtung auseinander, wobei sich ein Farbfeld zwischen ihnen ausbildet. Die invariante Masse des Systems ist gleich der Schwerpunktsenergie. An Raum-Zeit Punkten mit nichtverschwindender Feldstärke können durch Aufbrechen des Strings weitere Quark-Antiquarkpaare entstehen, aus denen sich die Hadronen bilden. Die Energie des Hadrons  $h_i = (q_{i+1}\bar{q}_i)$  ist dabei  $E_i = \kappa(x_{i+1} - x_i)$ , sein Impuls beträgt  $p_i = \kappa(t_{i+1} - t_i)$ . Damit sich das entstehende Hadron auf der Massenschale befindet, muß die relativistische Energie-Impuls Beziehung:

$$m_{h_i}^2 = E_i^2 - p_i^2 \quad (4.6)$$

erfüllt sein, was bedeutet, daß der Punkt  $(x_{i+1}, t_{i+1})$  auf einer Hyperbel in der Raum-Zeit

liegen muß, welche gegeben ist durch:

$$(x_{i+1} - x_i)^2 - (t_{i+1} - t_i)^2 = \frac{m_{hi}^2}{\kappa^2} \quad (4.7)$$

Die Wahrscheinlichkeit für die Entstehung eines  $q\bar{q}$ -Paares mit der transversalen Masse  $m_{\perp} = \sqrt{m^2 + p_{\perp}^2}$  folgt aus dem quantenmechanischen Tunneleffekt:

$$P \propto \exp\left(-\frac{\pi m_{\perp}^2}{\kappa}\right) = \exp\left(-\frac{\pi m^2}{\kappa}\right) \times \exp\left(-\frac{\pi p_{\perp}^2}{\kappa}\right) \quad (4.8)$$

Das Faktorisieren des Massen- und Transversalimpulsterms führt zu einer, vom Flavour unabhängigen, gaußförmigen Verteilung der transversalen Impulskomponenten der erzeugten Quarks. Da in diesem einfachsten Modellansatz der String keine transversalen Anregungen besitzt, kompensieren sich die Transversalimpulse von  $q_i$  und  $\bar{q}_i$  lokal. Die Transversalimpulse der Hadronen ergeben sich aus der vektoriellen Summe der  $p_{\perp}$ 's ihrer Konstituenten. Weil die Stringspannung  $\kappa$  aber nur ungenau bekannt ist, wird die Breite der Transversalimpuls-Verteilung im JETSET-Programm durch einen freien Parameter  $\sigma_{\perp}$  beschrieben, dessen Wert aus den Daten bestimmt werden muß und typischerweise 350 MeV/c beträgt. Durch den Tunnelmechanismus ergibt sich außerdem eine Unterdrückung der Produktion schwerer Quarks während der Fragmentationsphase:

$$u : d : s : c : b \approx 1 : 1 : 0.3 : 10^{-11} : 10^{-100}$$

Außer direkt beim Zerfall des  $Z^0$ -Bosons, können die schweren  $c$ - und  $b$ -Quarks somit lediglich noch in der Partonschauerkaskade (Gluonsplitting) entstehen.

Nach Festlegung von Flavourinhalt und Spinzustand<sup>2</sup>, muß schließlich noch die Energie, bzw. der longitudinale Impuls  $p_L$  des Mesons bestimmt werden. Beide Variablen sind über die hadronische transversale Masse gekoppelt:

$$E^2 - p_L^2 = (E + p_L)(E - p_L) = p_{\perp}^2 + m^2 = m_{\perp}^2 \quad (4.9)$$

Eine Zufallszahl entscheidet zunächst bei jedem Schritt der Fragmentationskaskade, ob ein Hadron am Quark- oder Antiquarkende des Strings entstehen soll. Dann ordnet das Programm dem Hadron einen Teil  $z_i$  des noch zur Verfügung stehenden Energie-Impulses zu:

$$z_i = \frac{(E \pm p_L)_h}{(E \pm p_L)_i} \quad (4.10)$$

(E+p wenn das Hadron am  $q$ -Ende, E-p wenn es am  $\bar{q}$ -Ende des Strings gebildet wird). Dadurch zeigen die erzeugten Hadronen ein Skalenverhalten, d.h. das Restsystem sieht

---

<sup>2</sup>Ein Meson kann entweder als pseudoskalares oder Vektorteilchen gebildet werden. Einfaches Abzählen der möglichen Zustände führt auf ein Verhältnis von 1 : 3, was insbesondere bei den *bottom*-Mesonen gut erfüllt ist. Bei den leichten Quarks führt eine Spin-Spin Wechselwirkung zur Unterdrückung der Bildung von Vektormesonen.

nach der Bildung des Hadrons genauso aus wie zuvor. Für den nächsten Iterationsschritt steht lediglich weniger an Energie-Impuls zur Verfügung:

$$(E + p_L)_{i+1} = (1 - z)(E + p_L)_i \quad (4.11)$$

$$(E - p_L)_{i+1} = (E - p_L)_i - \frac{m_{\perp}^2}{z(E + p_L)_i} \quad (4.12)$$

Die invariante Masse des unfragmentierten Restsystems ist:

$$W_{i+1} = (E + p_L)_{i+1}(E - p_L)_{i+1} \quad (4.13)$$

Unterschreitet sie einen vorgegebenen Grenzwert  $W_{min}$ , dann bricht der Fragmentationsprozeß ab und aus den letzten beiden Partonen entsteht ein langsames Meson.

Die Wahrscheinlichkeit mit der ein bestimmter Wert der Variablen  $z$  ausgewählt wird, ist durch eine sogenannte Fragmentationsfunktion  $f(z)$  bestimmt. Das Lund-Modell verwendet dazu die „links-rechts symmetrische“ Funktion:

$$f(z) \propto z^{-1}(1 - z)^a \exp(-bm_{\perp}^2/z) \quad (4.14)$$

mit den zwei, an die Daten anzupassenden Parametern  $a$  und  $b$ , die sich aus der Forderung ergibt, daß der Fragmentationsprozeß auf der Quark-, bzw. Antiquarkseite identisch aussehen soll (siehe Abbildung 4.4).

#### 4.2.2 Fragmentation schwerer Quarks

Für die Fragmentation der schweren  $c$ - und  $b$ -Quarks benutzt man häufig nicht die symmetrische Lund Funktion, sondern eine die von Peterson *et al.* [18] vorgeschlagen wurde:

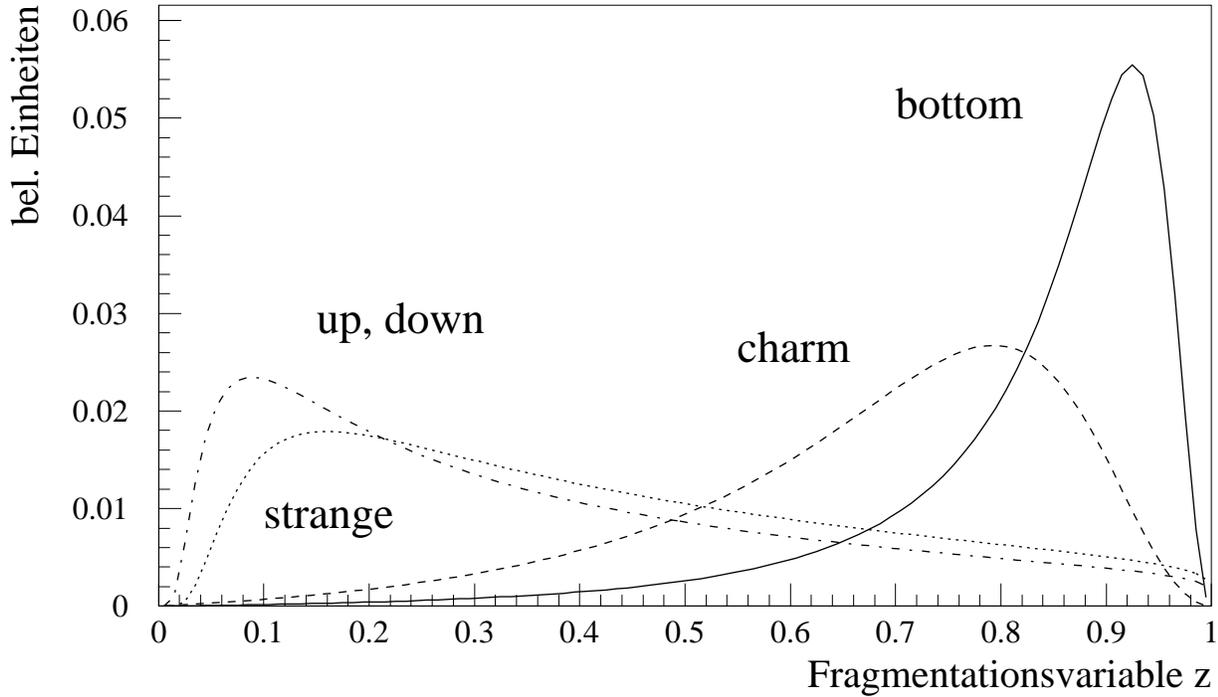
$$f(z) \propto \frac{1}{z(1 - 1/z - \epsilon_q/(1 - z))^2} \quad (4.15)$$

Ihre Form kann aufgrund einfacher kinematischer und quantenmechanischer Überlegungen plausibel gemacht werden. Die Amplitude  $A(Q \rightarrow H + q)$  für den Übergang eines schnell bewegten schweren Quarks  $Q$  mit Impuls  $p$ , in ein schweres Hadron  $H=(Q\bar{q})$  und ein leichtes Quark  $q$  mit den Impulsen  $zp$ , bzw.  $(1 - z)p$ , ist umgekehrt proportional zu dem dabei auftretenden Energietransfer  $\Delta E = E_H + E_q - E_Q$ . Mit der Näherung  $m_H \approx m_Q$  und einer Entwicklung der Wurzelausdrücke:

$$E_Q = \sqrt{m_Q^2 + p^2} \approx p + \frac{m_Q^2}{2p} \quad (4.16)$$

$$E_H = \sqrt{m_H^2 + z^2 p^2} \approx zp + \frac{m_Q^2}{2zp} \quad (4.17)$$

$$E_q = \sqrt{m_q^2 + (1 - z)^2 p^2} \approx (1 - zp) + \frac{m_q^2}{2(1 - z)p} \quad (4.18)$$



**Abbildung 4.4:** Für die leichten Quarks ist die symmetrische Lund-Funktion mit den Parametern  $a = 0.18$  und  $b = 0.34$  gezeichnet. Als typische Hadronmassen wurden die Pionmasse ( $u, d$ ), bzw. Kaonmasse ( $s$ ) gewählt. Für die schweren Quarks ist eine Petersonfunktion mit  $\epsilon_c = 0.056$ , bzw.  $\epsilon_b = 0.006$  aufgetragen.

ergibt sich:

$$\Delta E \propto 1 - 1/z - (\epsilon_Q/(1 - z)) \quad (4.19)$$

Durch Quadrieren der Amplitude, sowie das Hinzufügen eines Faktors  $z^{-1}$  für den longitudinalen Phasenraum, erhält man die von Peterson *et al.* vorgeschlagene Form. Sie besitzt für jede Quarksorte nur einen freien Parameter  $\epsilon_q$ . Dieser kann als das quadratische Verhältnis der Massen des leichten und des schweren Quarks, welche das schwere Meson bilden, interpretiert werden:

$$\epsilon_q = \frac{m_l^2}{m_q^2} \quad (4.20)$$

mit  $l = u, d, s$  und  $q = c, b$ .

Man erkennt, daß die Werte für  $\epsilon_c$  und  $\epsilon_b$  nicht voneinander unabhängig, sondern über das Verhältnis der Quarkmassen festgelegt sind:

$$\frac{\epsilon_c}{\epsilon_b} = \frac{m_b^2}{m_c^2} \quad (4.21)$$

Die Peterson-Funktion ist universal in dem Sinn, daß sie für alle Hadronen einer gegebenen Quarksorte die gleiche Form hat. Dies unterscheidet sie von der Lund-Funktion, in die über  $m_\perp$  die Masse des jeweiligen Hadrons explizit eingeht.

### 4.3 Schwere Hadronen im Monte Carlo

Alle nach der Fragmentation vorliegenden Hadronen, die schwere Quarks enthalten, sind instabil und zerfallen stufenweise in experimentell beobachtbare Teilchen. Obwohl diese Zerfälle qualitativ im Rahmen des Quarkmodells verstanden sind, ist eine quantitative Beschreibung aus den in Abschnitt 2.3.3 erläuterten Gründen schwierig. Man ist daher bei der Modellierung der Zerfälle hauptsächlich auf experimentell gemessene Verzweigungsverhältnisse angewiesen. Andererseits gibt es, insbesondere bei den  $b$ -Hadronen, noch viele Kanäle, für die keine Messungen der Verzweigungsverhältnisse existieren. Da sich jedoch im Monte-Carlo Programm alle Zerfallsmöglichkeiten zu 100 % aufsummieren müssen, ist man gezwungen, Zerfallskanäle von Hand hinzuzufügen und ihre Verzweigungsverhältnisse anhand vernünftiger Annahmen abzuschätzen.

Aus der Tabelle 4.1 ist zu ersehen, daß die schweren Vektor- und pseudoskalaren Mesonen in JETSET im Verhältnis 3:1 erzeugt werden. Wegen der kleinen  $B^* - B$ -Massendifferenz von nur etwa  $50 \text{ MeV}/c^2$ , können die  $B^*$ -Mesonen ausschließlich elektromagnetisch in den Grundzustand übergehen. In den generierten  $b\bar{b}$ -Ereignissen machen  $B^\pm$  und  $B^0$  jeweils knapp 40% aller  $b$ -Hadronen im Grundzustand aus, während sich der Rest auf 12%  $B_s$ -Mesonen und etwa 9% schwere Baryonen (hauptsächlich  $\Lambda_b$ ) verteilt.

Dagegen können  $D^*$ -Mesonen sowohl hadronisch, als auch elektromagnetisch zerfallen. Die im Generator verwendeten  $D^*$ -Verzweigungsverhältnisse wurden in Anlehnung an die neuesten experimentell gemessenen Werte gewählt<sup>3</sup> [5], [40]:

$$\begin{aligned} BR(D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+) &= 66\% \\ BR(D^{*+} \rightarrow D^+\pi^0) &= 32\% \\ BR(D^{*+} \rightarrow D^+\gamma) &= 2\% \\ BR(D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0) &= 52\% \\ BR(D^{*0} \rightarrow D^0\gamma) &= 48\% \end{aligned}$$

Weil der Zerfall eines  $D^{*0}$  in ein geladenes Pion energetisch nicht möglich ist, findet man in  $c\bar{c}$ -Ereignissen mehr neutrale als geladene  $D$ -Mesonen (ca. 54%  $D^0$  gegenüber 25%  $D^\pm$ ).

<sup>3</sup>Für die ladungskonjugierten Teilchen gelten die selben Verzweigungsverhältnisse.

$B^+$ -Zerfall	$B_d^0$ -Zerfall	$B_s^0$ -Zerfall	BR (%)
$B^+ \rightarrow e^+ \nu_e \overline{D^0}$	$B_d^0 \rightarrow e^+ \nu_e D^-$	$B_s^0 \rightarrow e^+ \nu_e D_s^-$	2.0
$B^+ \rightarrow e^+ \nu_e \overline{D^{*0}}$	$B_d^0 \rightarrow e^+ \nu_e D^{*-}$	$B_s^0 \rightarrow e^+ \nu_e D_s^{*-}$	6.0
$B^+ \rightarrow e^+ \nu_e \overline{D^{**0}}$	$B_d^0 \rightarrow e^+ \nu_e D^{**--}$	$B_s^0 \rightarrow e^+ \nu_e D_s^{**--}$	2.0
$B^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \overline{D^0}$	$B_d^0 \rightarrow \mu^+ \nu_\mu D^-$	$B_s^0 \rightarrow \mu^+ \nu_\mu D_s^-$	2.0
$B^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \overline{D^{*0}}$	$B_d^0 \rightarrow \mu^+ \nu_\mu D^{*-}$	$B_s^0 \rightarrow \mu^+ \nu_\mu D_s^{*-}$	6.0
$B^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \overline{D^{**0}}$	$B_d^0 \rightarrow \mu^+ \nu_\mu D^{**--}$	$B_s^0 \rightarrow \mu^+ \nu_\mu D_s^{**--}$	2.0
$B^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau \overline{D^0}$	$B_d^0 \rightarrow \tau^+ \nu_\tau D^-$	$B_s^0 \rightarrow \tau^+ \nu_\tau D_s^-$	1.5
$B^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau \overline{D^{*0}}$	$B_d^0 \rightarrow \tau^+ \nu_\tau D^{*-}$	$B_s^0 \rightarrow \tau^+ \nu_\tau D_s^{*-}$	3.5
		$B_s^0 \rightarrow J/\psi \eta$	0.025
		$B_s^0 \rightarrow J/\psi \eta'$	0.025
$B^+ \rightarrow J/\psi K^+$	$B_d^0 \rightarrow J/\psi K^0$		0.05
$B^+ \rightarrow J/\psi K^{*+}$	$B_d^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$		0.10
		$B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$	0.10
$B^+ \rightarrow J/\psi K^0 \pi^+$	$B_d^0 \rightarrow J/\psi K^+ \pi^-$	$B_s^0 \rightarrow J/\psi K^+ K^-$	0.10
$B^+ \rightarrow J/\psi K^+ \pi^0$	$B_d^0 \rightarrow J/\psi K^0 \pi^0$	$B_s^0 \rightarrow J/\psi K^0 \overline{K^0}$	0.05
$B^+ \rightarrow J/\psi (\overline{s}u)$	$B_d^0 \rightarrow J/\psi (\overline{s}d)$	$B_s^0 \rightarrow J/\psi (\overline{s}s)$	0.9
$B^+ \rightarrow (u\overline{d})(\overline{c} \text{ spectator})$	$B_d^0 \rightarrow (u\overline{d})(\overline{c} \text{ spectator})$	$B_s^0 \rightarrow (u\overline{d})(\overline{c} \text{ spectator})$	31.4
$B^+ \rightarrow (u\overline{c})(\overline{d} \text{ spectator})$	$B_d^0 \rightarrow (u\overline{c})(\overline{d} \text{ spectator})$	$B_s^0 \rightarrow (u\overline{c})(\overline{d} \text{ spectator})$	23.9
$B^+ \rightarrow (c\overline{s})(\overline{c} \text{ spectator})$	$B_d^0 \rightarrow (c\overline{s})(\overline{c} \text{ spectator})$	$B_s^0 \rightarrow (c\overline{s})(\overline{c} \text{ spectator})$	6.0
$B^+ \rightarrow D_s^+(\overline{c} \text{ spectator})$	$B_d^0 \rightarrow D_s^+(\overline{c} \text{ spectator})$	$B_s^0 \rightarrow D_s^+(\overline{c} \text{ spectator})$	4.5
$B^+ \rightarrow \overline{\Lambda}_c^-(uu \text{ spectator})$	$B_d^0 \rightarrow \overline{\Lambda}_c^-(uu \text{ spectator})$	$B_s^0 \rightarrow \overline{\Lambda}_c^-(uu \text{ spectator})$	8.0

**Tabelle 4.2:** Die Verzweigungsverhältnisse der  $B$ -Mesonen im Monte-Carlo Generator.

Aus dem Grundzustand können die schweren Hadronen dann nur noch schwach weiterzerfallen. Für Hadronen mit *charm* wurden dafür folgende semileptonische Verzweigungsverhältnisse verwendet, die sich aus der Summation aller exklusiven semileptonischen Zerfallskanäle ergeben:

$$\begin{aligned}
BR(D^+ \rightarrow l^+ \nu_l + X) &= 17.8\% \\
BR(D^0 \rightarrow l^+ \nu_l + X) &= 7.1\% \\
BR(D_s^0 \rightarrow l^+ \nu_l + X) &= 7.0\% \\
BR(\Lambda_c \rightarrow l^+ \nu_l + X) &= 3.5\%
\end{aligned}$$

Die im Monte-Carlo Generator eingestellten Verzweigungsverhältnisse für  $B$ -Mesonen sind in Tabelle 4.2 aufgelistet. Man erkennt daraus, daß sie zu 10% semileptonisch in Elektronen

oder Myonen zerfallen. Dasselbe gilt auch für die  $b$ -Baryonen. Der Zerfall in ein  $\tau$ -Lepton ist wegen dessen großer Masse ( $m_\tau \approx 1.7 \text{ GeV}/c^2$ ) demgegenüber unterdrückt.

Um mit Hilfe des semileptonischen Zerfalls schwerer Hadronen eine Unterscheidung zwischen  $b\bar{b}$ - und  $c\bar{c}$ -Ereignissen treffen zu können, muß das Impulsspektrum der Zerfallsleptonen möglichst genau nachempfunden werden. Dazu wurde im JETSET-Generator das Matrixelement von Bauer, Stech und Wirbel implementiert. Alle hadronischen Zerfälle (mit Ausnahme einiger Zerfälle bei denen  $J/\Psi$ 's entstehen) erfolgen dagegen gemäß des Spectatormodells. Dabei bildet das Quark aus dem  $b$ -Zerfall gemeinsam mit dem Spectator-Antiquark, bzw. Spectator-Diquark, ein einzelnes Hadron.

## 4.4 Die Detektorsimulation

Für die Simulation der Wechselwirkung der im Generator erzeugten Teilchen mit dem DELPHI-Detektor, wurde von der Kollaboration das Programmpaket DELSIM [41] entwickelt. Nach dem Start greift DELSIM zunächst auf eine umfangreiche Datenbank zu, in der detaillierte Informationen über die Geometrie aller Detektormodule, sowie die darin enthaltenen Materialien, abgespeichert sind. Die möglichst genaue Beschreibung des Detektors ist von außerordentlicher Bedeutung für eine gute Übereinstimmung von simulierten und experimentell gewonnenen Daten. Insbesondere muß die Datenbank nach jeder Veränderung an der Hardware wieder auf den neuesten Stand gebracht werden.

Nach dem Einlesen der Datenbank, werden die vom Generator übergebenen Teilchen auf ihrem Weg durch den Detektor verfolgt und ihre Wechselwirkung mit der Materie simuliert. Als Grundlage dienen dafür die Gesetze der Quantenelektrodynamik und starken Wechselwirkung, sowie empirisch bestimmte Wirkungsquerschnitte. Der Tatsache, daß die Wechselwirkung von Strahlung mit Materie nicht kontinuierlich geschieht, sondern statistischen Charakter besitzt, wird durch die Verwendung von Zufallszahlen Rechnung getragen.

In DELSIM sind die folgenden physikalischen Wechselwirkungsprozesse berücksichtigt:

- Anregung und Ionisation
- Bremsstrahlung
- Abstrahlung von Cherenkov-Licht
- Paarbildung und Positronvernichtung
- Comptonstreuung und Photoeffekt
- Erzeugung von  $\delta$ -Elektronen
- hadronische Wechselwirkung
- Ablenkung im Magnetfeld

- Zerfälle von langlebigen instabilen Teilchen ( $\pi$ ,  $K$ ,  $\Lambda$ )

Schließlich simuliert das Programm die Antwort der verschiedenen Detektorkomponenten und erzeugt Signale in den vielen Tausend elektronischen Kanälen. Hierzu ist es notwendig, daß Ansprechwahrscheinlichkeiten, Totzeiten, Auflösungen etc. so exakt wie möglich modelliert werden. Am Ende von DELSIM liegen die Rohdaten im selben Format wie die im Detektor registrierten Ereignisse vor und können nun mit dem Rekonstruktionsprogramm DELANA weiterverarbeitet werden.

Die komplette Simulation eines multihadronischen Ereignisses benötigt auf einer modernen Workstation ungefähr drei CPU-Minuten. Davon entfallen etwa 90% für die Detektorsimulation (DELSIM), während die restlichen 10% für die Datenrekonstruktion (DELANA) gebraucht werden. Dagegen ist die Zeit für die eigentliche Erzeugung des multihadronischen Endzustandes im JETSET-Generator vernachlässigbar klein.

## Kapitel 5

# Die Selektion der multihadronischen Ereignisse

Die nach Datennahme und Rekonstruktion auf den DST-Bändern vorliegenden Daten enthalten neben Ereignissen aus dem Prozeß  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q} \rightarrow$  Hadronen auch leptonische Zerfälle des  $Z^0$ -Bosons, sowie Untergrund in Form von Strahl-Gas-, Strahl-Wand- und sogenannten Zweiphoton-Ereignissen. In einem ersten Analyseschritt gilt es daher diesen Untergrund durch geeignete Selektionsschnitte so weit wie möglich auszusondern. Die Schnitte müssen dabei so gewählt werden, daß sie zwar mit hoher Effizienz Untergrundergebnisse verwerfen, gleichzeitig aber die multihadronischen Ereignisse möglichst nicht beeinflussen.

Für die Ereigniseselektion werden in dieser Arbeit ausschließlich geladene Spuren verwendet. Um eine zuverlässige Spurrekonstruktion zu gewährleisten, muß der Funktionszustand des Detektors bestimmte Bedingungen erfüllen. Es wird gefordert, daß alle Sektoren der TPC - als dem wichtigsten Werkzeug zur Spurmessung - während einer Datennahmepériode (Run) voll funktionsfähig waren. Vom ID müssen mindestens zwei Drittel des Detektors fehlerfrei gearbeitet haben<sup>1</sup>. In den Ereignissen derjenigen Runs, die alle Bedingungen erfüllen, beginnt dann das Selektionsverfahren mit der Definition sogenannter „guter“ Spuren durch die folgenden Schnitte:

- Die Spur muß geladen sein.
- Die Spur muß einen Polarwinkel zwischen  $25^\circ$  und  $155^\circ$  besitzen, um in der TPC noch vollständig rekonstruiert werden zu können.
- Die gemessene Spur muß mindestens 50 cm lang sein, damit eine zuverlässige Impulsmessung überhaupt möglich ist.

---

<sup>1</sup>Da anschließend in den multihadronischen Ereignissen Leptonen identifiziert werden sollen, wurden weitere Anforderungen an den Detektor gestellt: Für die Myonanalyse mußten zusätzlich die Barrel- und Vorwärtsmyonkammern zu mindestens 90% funktionsfähig sein. Für die Elektronanalyse wurde dagegen volle Funktionsfähigkeit von Outer Detector und HPC verlangt.

- Die Spur muß einen rekonstruierten Impuls zwischen 0.1 GeV/c und 50 GeV/c aufweisen.
- Die Spur muß vom Wechselwirkungspunkt kommen. Dazu wird gefordert, daß der Spurabstand zum Hauptvertex am nächsten Punkt (Impact Parameter) in der  $R\Phi$ -Ebene kleiner als 5 cm, in der  $Rz$ -Ebene dagegen kleiner als 10 cm ist.

Für die Entscheidung, ob ein Ereignis als multihadronisch akzeptiert, oder aber verworfen wird, finden dann lediglich die guten Spuren weiter Verwendung. Ein Ereignis wird akzeptiert, wenn es die folgenden sechs Bedingungen erfüllt:

- Das Ereignis darf keine Spur enthalten deren Impuls 50 GeV/c übersteigt.
- Die geladene Multiplizität  $N_{ch}$ , das ist die Anzahl der guten geladenen Spuren, muß größer als vier sein.
- Der geladene Impuls  $P_{ch}$ , das ist die Summe der Impulsbeträge aller guten geladenen Spuren, muß größer als 15 GeV/c sein.
- Der geladene Impuls einer Detektorhemisphäre  $P_{ch}^{hemi}$  muß größer als 3 GeV/c sein.
- Das Ungleichgewicht des geladenen Impulses in den beiden Detektorhemisphären  $P_{ch}^{mis}$  muß kleiner als 20 GeV/c sein.
- Der Winkel  $\theta_S$ , den die Sphärizitätsachse mit der Strahlachse bildet, muß mindestens  $20^\circ$  betragen.

Die Sphärizitätsachse entspricht dem Eigenvektor  $\vec{v}_1$ , der zu dem größten Eigenwert  $\lambda_1$  des Sphärizitätstensors  $S^{\alpha\beta}$  gehört:

$$S^{\alpha\beta} = \frac{\sum_i p_i^\alpha p_i^\beta}{\sum_i |\vec{p}_i|^2}$$

Bezüglich dieser Achse ist die Summe der Quadrate der Transversalimpulse aller Teilchen minimal, weshalb sie als erste Näherung für die Flugrichtung des ursprünglich erzeugten  $q\bar{q}$ -Paares verwendet wird. Die Sphärizität  $S$  ist definiert als:

$$S = \frac{3}{2}(\lambda_2 + \lambda_3)$$

Der Wertebereich der Sphärizität erstreckt sich von  $S = 0$  für ideale Zweijet-Ereignisse, bis  $S = 1$  bei isotroper Verteilung der Spuren.

Die leptonischen  $Z^0$ -Zerfälle in ein  $e^+e^-$ , bzw.  $\mu^+\mu^-$ -Paar stellen keinen Untergrund dar, denn sie werden durch den Schnitt auf  $N_{ch}$  vollständig aussortiert. Da  $\tau$ -Leptonen nur zu ca. 13 % in mehr als ein geladenes Teilchen zerfallen, werden auch diese Ereignisse dadurch wirkungsvoll unterdrückt. Eine im Rahmen einer anderen Arbeit [42] durchgeführte

Monte-Carlo Studie hat gezeigt, daß durch die Forderung von mindestens fünf geladenen Spuren dieser Untergrund weniger als 0.5 % beträgt und somit hier vernachlässigt werden kann.

Die Rate der Wechselwirkungen des Strahls mit der Wand, bzw. den Atomen des Restgases im Strahlrohr, hängt stark von seiner Qualität und Führung ab. Da es sich dabei um die Kollision eines schnell bewegten mit einem ruhenden Teilchen handelt, ist der Wirkungsquerschnitt nur dann von Bedeutung, wenn der Impulsübertrag klein ist. Deshalb reduziert der Schnitt auf den geladenen Impuls  $P_{ch}$  diesen Untergrund effektiv. Außerdem ist der Kollisionspunkt nicht mit dem nominellen Wechselwirkungspunkt korreliert, sodaß es in solchen Ereignissen sehr wenige Spuren gibt, die vom Vertex kommen und die geladene Multiplizität deshalb klein ist.

Als Zweiphoton- oder auch  $\gamma\gamma$ -Ereignisse bezeichnet man Reaktionen der Form:

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^- + \gamma^*\gamma^* \rightarrow e^+e^- + X$$

wobei  $X$  für ein  $q\bar{q}$ - oder ein Leptonpaar steht. Im ersten Fall stellt dieser Prozeß Untergrund zum hadronischen Zerfall des  $Z^0$ -Bosons dar. Weist man auch noch eines der beiden gestreuten Leptonen - die im allgemeinen sehr große Impulse besitzen - im Detektor nach, so könnte man das Ereignis fälschlicherweise als semileptonischen Zerfall eines schweren Quarks deuten. Beispiele für solche  $\gamma\gamma$ -Prozesse sind die Kollision zweier quasi-reeller Photonen, die vom Elektron, bzw. Positron abgestrahlt wurden, oder die Zweiphotonkonversion, bei der zwei Bremsstrahlungs-Photonen in ein Fermion-Antifermion Paar konvertieren. Der Wirkungsquerschnitt von Zweiphotonreaktionen nimmt nur bei kleinen Streuwinkeln bedeutende Werte an, sodaß die produzierten Sekundärteilchen in der Regel wenig Impuls tragen. Außerdem sind die Ereignisse im Impuls nicht balanciert. Sie werden deshalb durch die Schnitte 3 bis 5 sehr wirkungsvoll unterdrückt.

Kosmischer Strahlungsuntergrund ist schon wegen der Lage des Experimentes - ca. 100 m unter der Erdoberfläche - stark reduziert. Verbleibende hochenergetische Schauer werden bei der Datennahme mit Hilfe von Flugzeitählern getriggert und bereits vor der Rekonstruktion ausselektiert. Der Schnitt auf  $\Theta_S$  schließlich soll gewährleisten, daß ein Ereignis noch gut im Detektor liegt, und nicht zu viele Spuren im Strahlrohr verloren gehen.

Nach diesem Verfahren wurden aus den Daten der Jahre 1991 und 1992 folgende Anzahlen multihadronischer Ereignisse selektiert<sup>2</sup>:

	mittl. Luminosität	Elektronanalyse	Myonanalyse
Daten 1991	17.3 pb <sup>-1</sup>	157905	163489
Daten 1992	28.6 pb <sup>-1</sup>	470506	436831

<sup>2</sup>Der Unterschied in der Ereignisanzahl der Daten eines Jahres kommt von den unterschiedlichen Runselektions-Kriterien

Schnitt	Ereignisse nach dem Schnitt					
	1991E		1992C		1992D	
alle Ereignisse	181028	100.0%	216198	100.0%	200755	100.0%
keine Spur mit $p > 50$ GeV/c	175714	97.1%	207759	96.1%	192804	96.0%
$N_{ch} > 4$	171488	94.7%	203422	94.1%	188854	94.1%
$P_{ch} > 15$ GeV/c	159688	88.2%	190509	88.1%	177236	88.3%
$P_{ch}^{hemi} > 3$ GeV/c	155159	85.7%	185551	85.8%	172865	86.1%
$P_{ch}^{mis} < 20$ GeV/c	135922	75.1%	162260	75.1%	151016	75.2%
$\Theta_S \geq 20^\circ$	135778	75.0%	162065	75.0%	150840	75.1%

**Tabelle 5.1:** Die Wirkung der Schnitte zur Ereigniseselektion. Die Abkürzungen 1991E, 1992C, bzw. 1992D bezeichnen das Jahr und die DELANA Version der verwendeten Simulationsereignisse.

Die Effizienz der Schnitte ergibt sich durch Anwendung derselben Selektionskriterien auf Monte-Carlo Ereignisse, die mittels Partonschauermodell und Stringfragmentation erzeugt, sowie einer dem Detektorzustand des jeweiligen Jahres entsprechenden Detektorsimulation unterzogen wurden (siehe Kapitel 4). Die Erkennungswahrscheinlichkeit für ein multihadronisches Ereignis ist definiert als:

$$\epsilon_{mh} = \frac{N_{mh}}{N_{all}}$$

mit  $N_{all}$  und  $N_{mh}$  als der Anzahl von Monte-Carlo Ereignissen vor, bzw. nach der Ereigniseselektion. Die Verwendung von rund 600000 simulierten Ereignissen ergab:

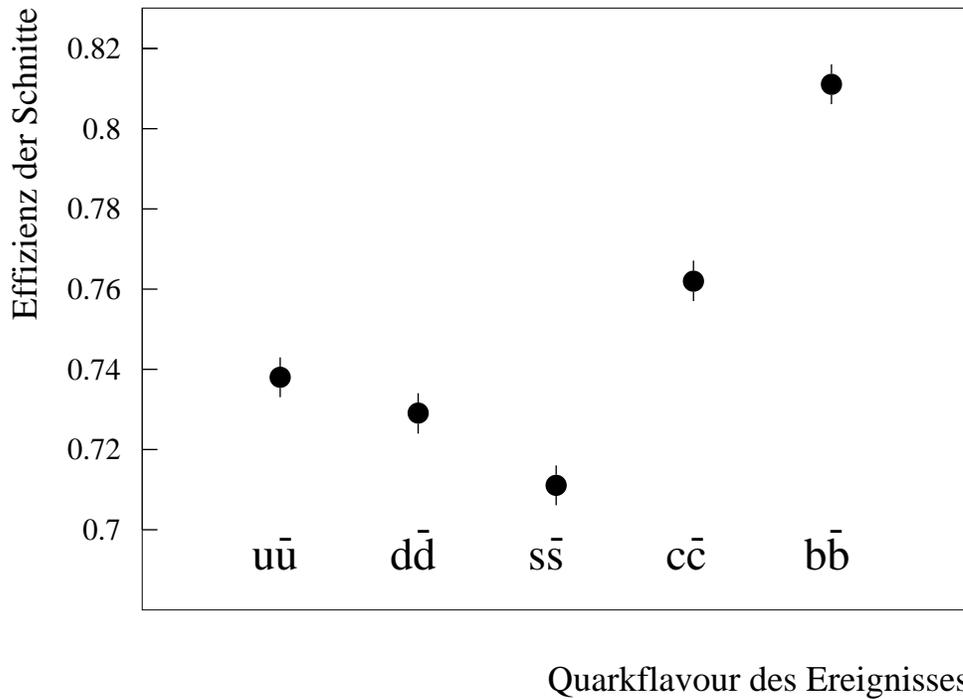
$$\epsilon_{mh} = 75.0 \pm 0.1\%$$

Die Wirkung der einzelnen Schnitte auf die Simulationsereignisse ist in Tabelle 5.1 zusammengestellt. Die Wahrscheinlichkeit dafür, ob ein multihadronisches Ereignis die Selektion passiert oder nicht, ist im allgemeinen jedoch vom Flavour des ursprünglich erzeugten Quark-Antiquark Paares abhängig:

$$\epsilon_{mh} = \sum_{q=u,d,s,c,b} \epsilon_{mh}^q \frac{\Gamma_{q\bar{q}}}{\Gamma_{had}}$$

wobei  $\epsilon_{mh}^q$  die Selektionswahrscheinlichkeit für die einzelnen Quarkflavours, und  $\Gamma_{q\bar{q}}/\Gamma_{had}$  die Verzweungsverhältnisse des  $Z^0$ -Bosons bezeichnet<sup>3</sup>.

<sup>3</sup>Bei der Erzeugung der Monte-Carlo Ereignisse wurden für die Verzweungsverhältnisse die Standardmodellwerte verwendet, dh. insbesondere  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had} = 0.217$  und  $\Gamma_{c\bar{c}}/\Gamma_{had} = 0.170$ .



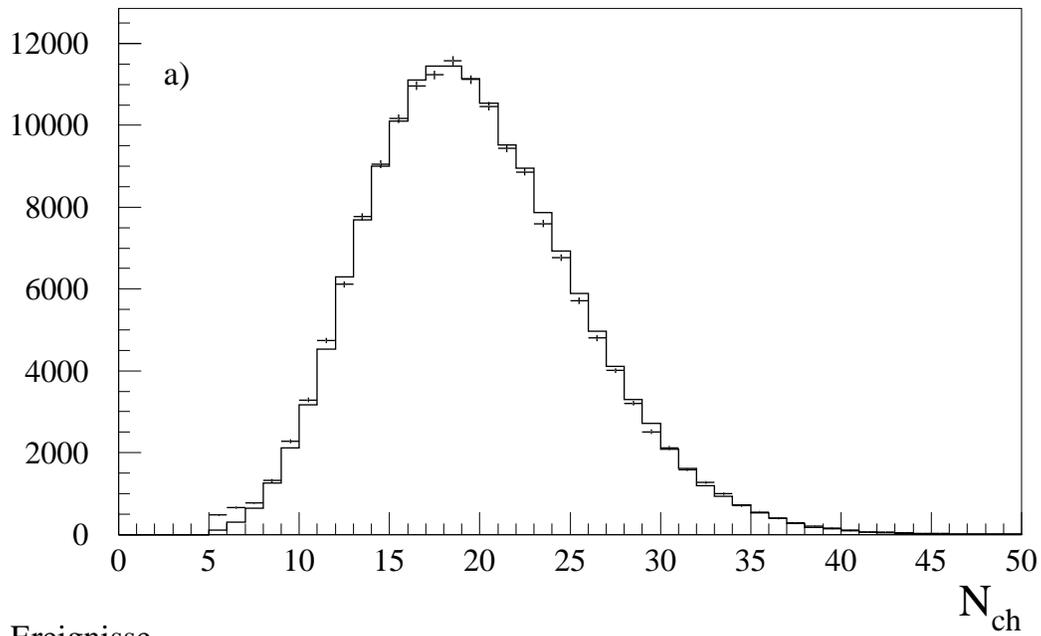
**Abbildung 5.1:** Die Selektionseffizienzen für die verschiedenen Quarkflavours.

Es zeigt sich, daß die Akzeptanz der verwendeten Schnitte für  $c\bar{c}$ - und  $b\bar{b}$ -Ereignisse gegenüber Ereignissen aus leichten Quarks signifikant erhöht ist (siehe Abbildung 5.1). Dies hat seinen Grund vor allem in den höheren geladenen Multiplizitäten, die sich beim Zerfall von schweren Hadronen ergeben. Die Selektionswahrscheinlichkeiten für die schweren, bzw. leichten Quarkflavours sind:

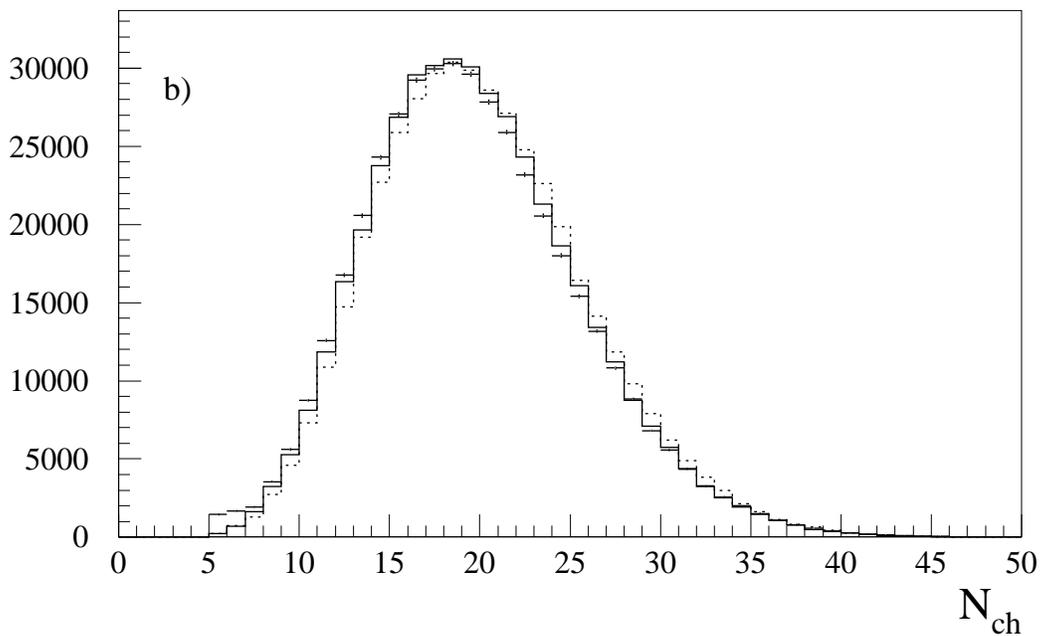
$$\begin{aligned}\epsilon_{mh}^b &= 80.9 \pm 0.3\% \\ \epsilon_{mh}^c &= 76.3 \pm 0.3\% \\ \epsilon_{mh}^{uds} &= 72.6 \pm 0.1\%\end{aligned}$$

Im folgenden sollen die Verteilungen der zur Hadronselektion verwendeten Größen, zwischen Daten und Monte-Carlo Ereignissen verglichen werden. Dabei sind die Daten als Punkte mit Fehlerbalken, und die auf entsprechende Datenstatistik normierten Monte-Carlo Ereignisse als Histogramme dargestellt. In jeder Abbildung befindet sich oben die Daten-, bzw. Monte-Carlo Verteilung des Jahres 1991 (DELANA E), während in der unteren Hälfte die entsprechenden Verteilungen aus dem Jahr 1992 zu sehen sind. Für die Daten des Jahres 1992 (DELANA C) sind jeweils zwei verschiedene Monte-Carlo Verteilungen (durchgezogen: DELANA C und gestrichelt: DELANA D) gezeigt. Man kann erkennen, daß die mit dem Detektor gemessenen Daten von der Simulation recht gut beschrieben werden.

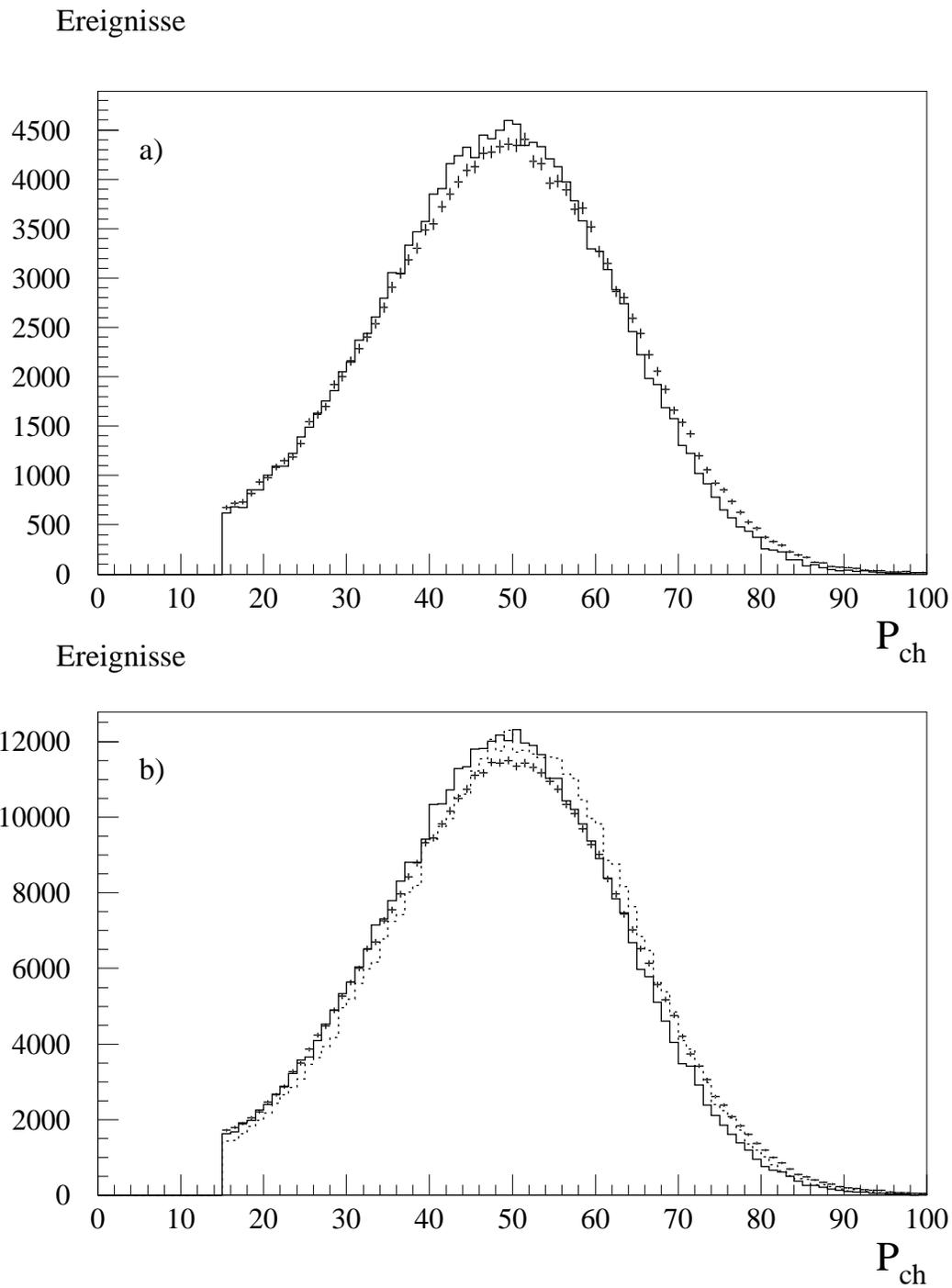
## Ereignisse



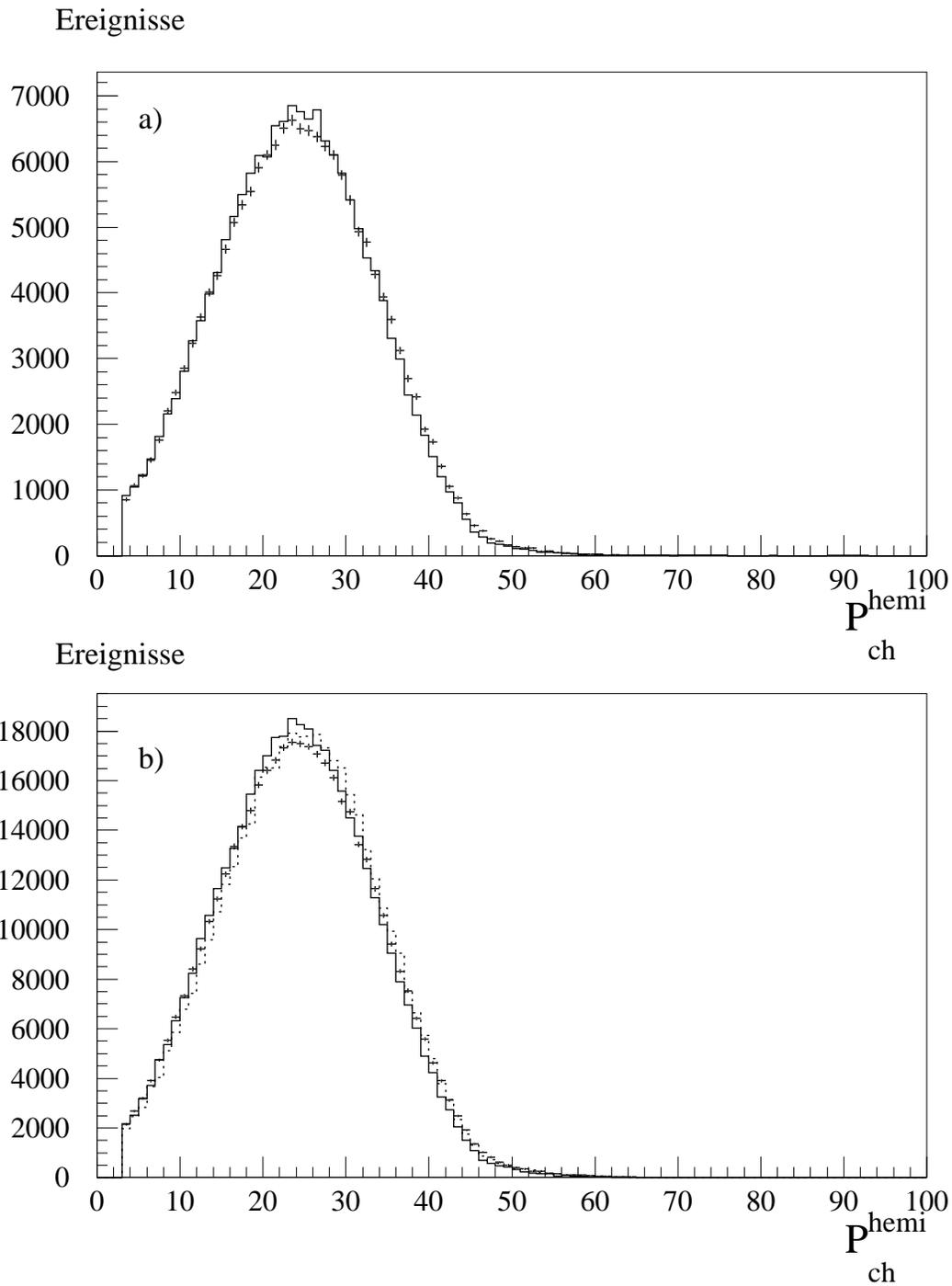
## Ereignisse



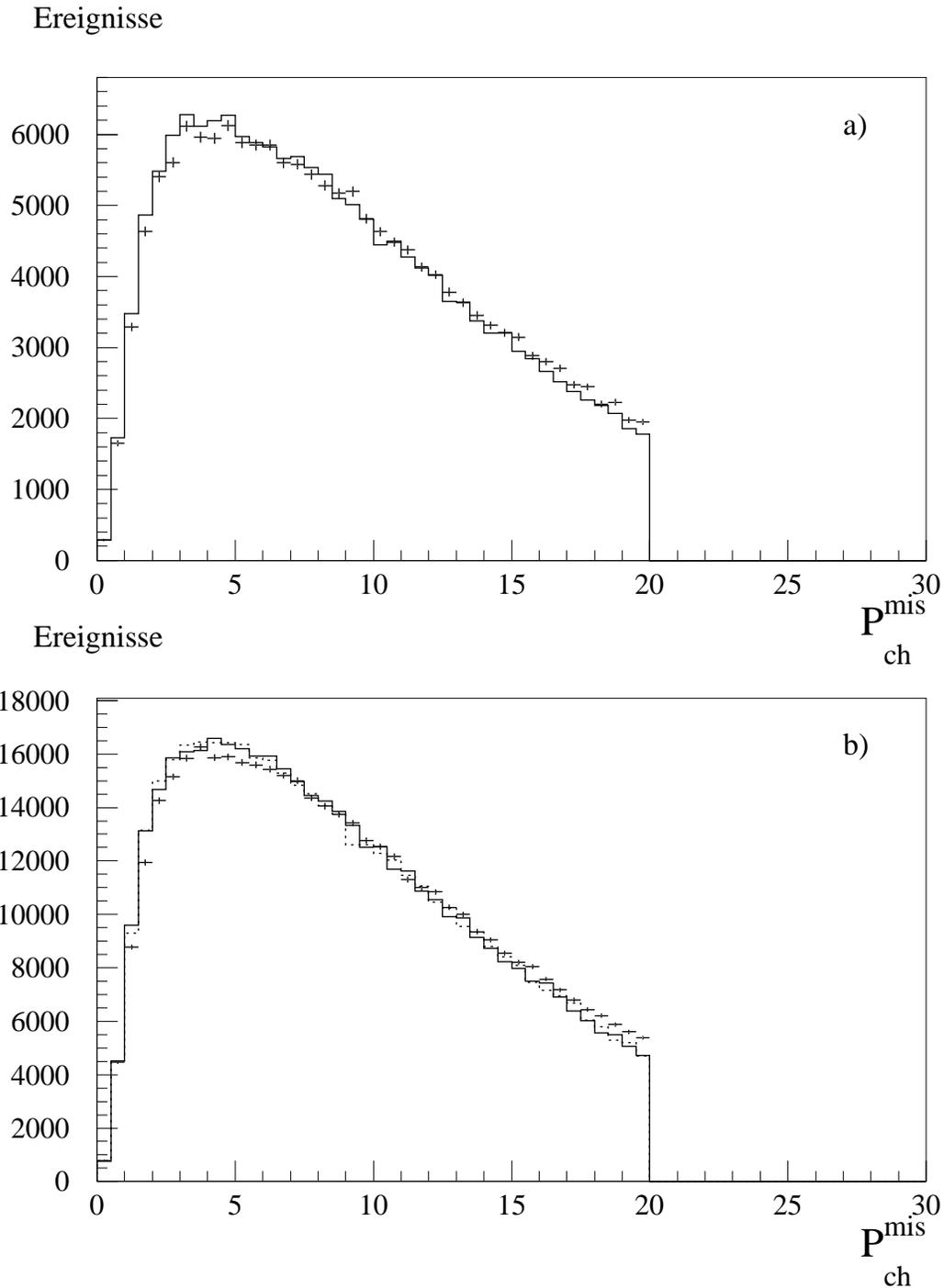
**Abbildung 5.2:** Die Verteilung der geladenen Multiplizität der selektierten Ereignisse: a) Daten und Monte-Carlo 1991 b) Daten und Monte-Carlo 1992 (durchgezogene Kurve: DELANA 92C gestrichelte Kurve: DELANA 92D).



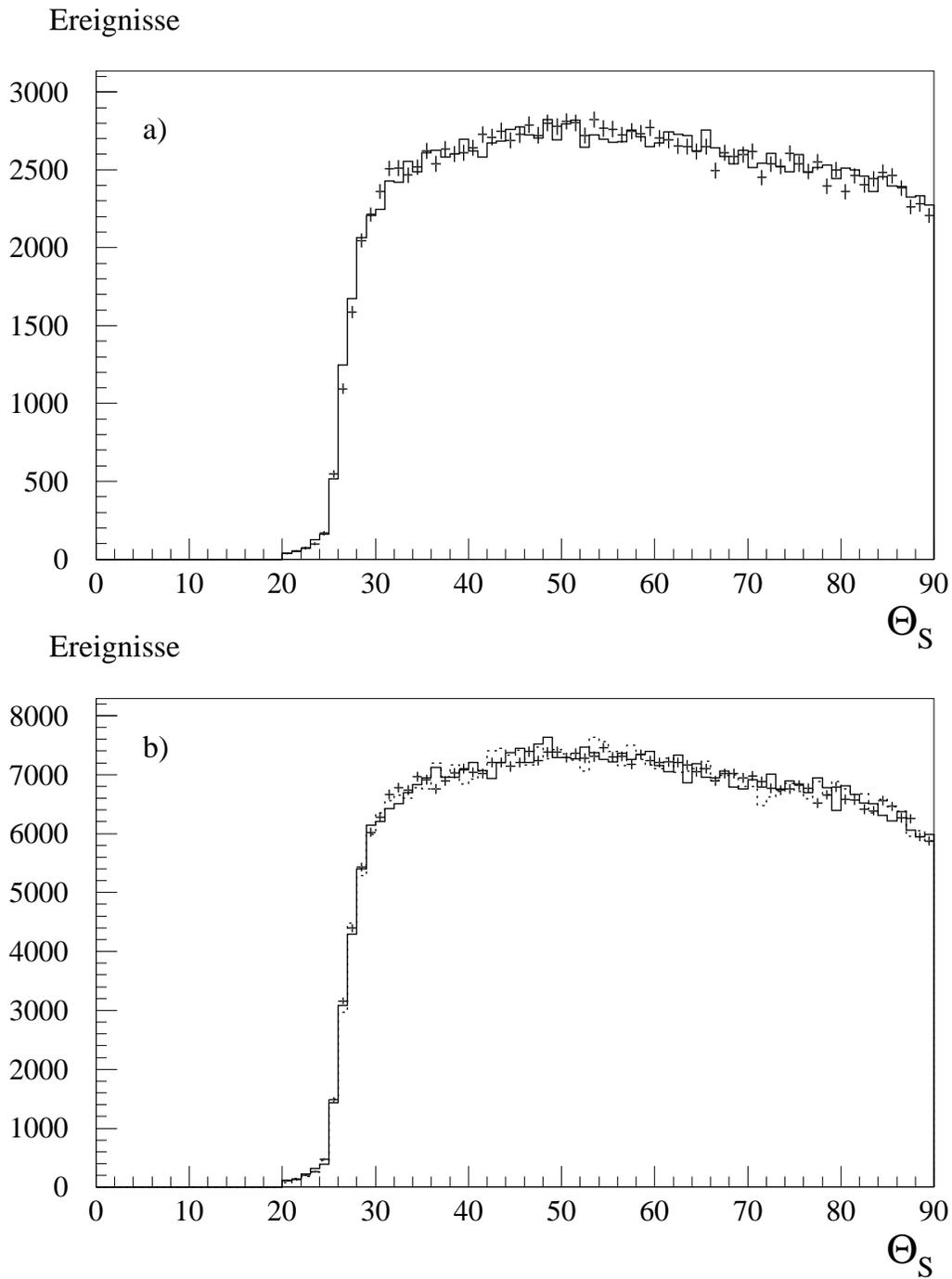
**Abbildung 5.3:** Die Verteilung des geladenen Impulses der selektierten Ereignisse: a) Daten und Monte-Carlo 1991 b) Daten und Monte-Carlo 1992 (durchgezogene Kurve: DELANA 92C gestrichelte Kurve: DELANA 92D).



**Abbildung 5.4:** Die Verteilung des Hemisphärenimpulses der selektierten Ereignisse: a) Daten und Monte-Carlo 1991 b) Daten und Monte-Carlo 1992 (durchgezogene Kurve: DELANA 92C gestrichelte Kurve: DELANA 92D).



**Abbildung 5.5:** Die Verteilung des Impulsungleichgewichtes der selektierten Ereignisse: a) Daten und Monte-Carlo 1991 b) Daten und Monte-Carlo 1992 (durchgezogene Kurve: DELANA 92C gestrichelte Kurve: DELANA 92D).



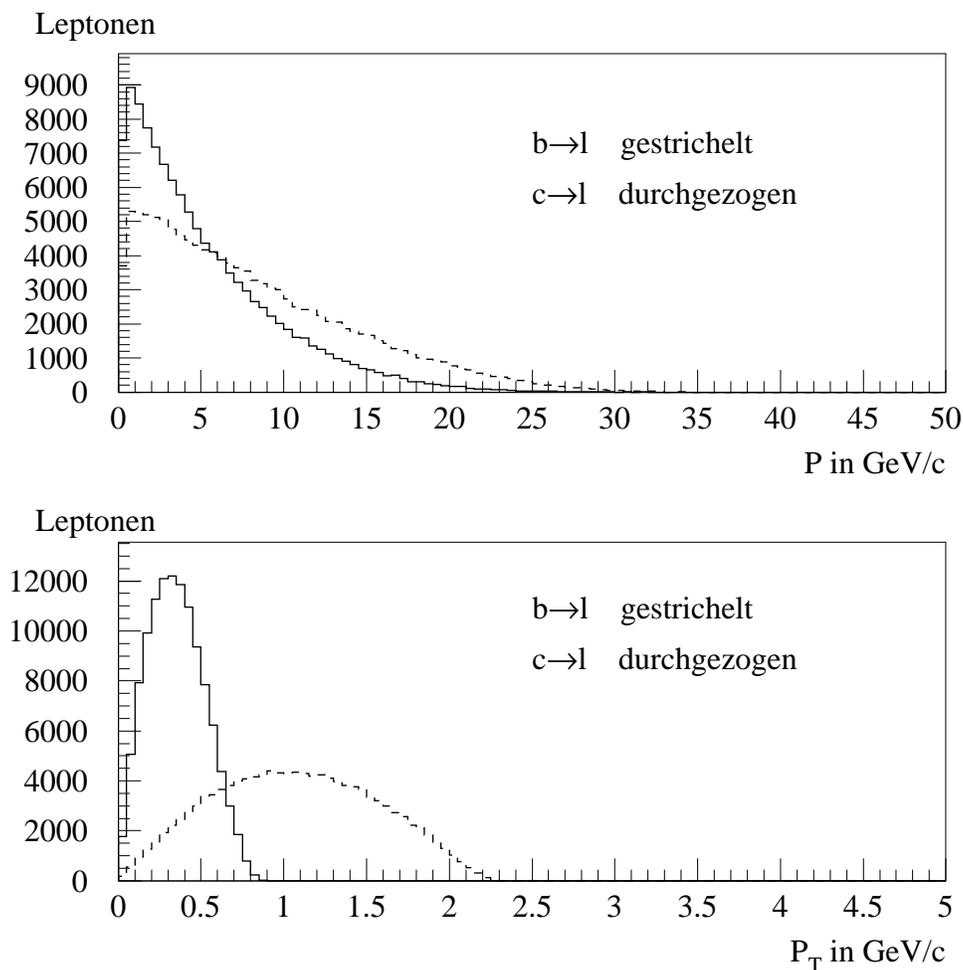
**Abbildung 5.6:** Die Winkelverteilung der Sphärizitätsachse der selektierten Ereignisse: a) Daten und Monte-Carlo 1991 b) Daten und Monte-Carlo 1992 (durchgezogene Kurve: DELANA 92C gestrichelte Kurve: DELANA 92D).

## Kapitel 6

# Leptonerkennung und b-Quark Tagging

Um Untersuchungen des  $b\bar{b}$ -Endzustandes überhaupt durchführen zu können, ist es notwendig, diesen von den Zerfällen des  $Z^0$ -Bosons in die anderen Quarkflavours zu unterscheiden. Da die Quarks sich jedoch wegen der Fragmentation einer direkten experimentellen Beobachtung entziehen, müssen Verfahren gefunden werden, welche eine Erkennung des Zerfalls  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$  auf Hadronniveau ermöglichen.

- Die direkteste Methode wäre eine vollständige Rekonstruktion der primären Hadronen aus den registrierten Spuren. Sie erfordert eine gute Teilchenidentifizierung und wird vor allem bei Experimenten, die an der Produktionsschwelle für *Bottomness* betrieben werden, erfolgreich angewendet, da dort im Endzustand lediglich die Zerfallsprodukte der primären  $B$ -Mesonen vorliegen (siehe z.B. [43]). Auf der  $Z^0$ -Resonanz ist diese Methode wegen des hohen Untergrundes an Teilchen, die in der Fragmentation erzeugt werden, extrem schwierig.
- Eine andere Methode nutzt die lange Lebensdauer der  $b$ -Quarks ( $\tau_b \approx 1.3$  ps) aus. Sie wird wegen des Lorentzboosts mit anwachsender kinetischer Energie der *Bottom*-Hadronen immer wirkungsvoller. Bei LEP beträgt die mittlere Flugstrecke eines solchen Teilchens bis zum Zerfall  $l = \gamma\beta c\tau_b \approx 3$  mm und ist damit im Prinzip meßbar. In der Praxis werden anstatt der Zerfallslänge jedoch vorwiegend die Spur-*Impactparameter* zur Erkennung von  $b\bar{b}$ -Ereignissen verwendet, da diese leichter gemessen werden können [44]. Dieses Verfahren ist dabei, sich durch die wachsende Erfahrung beim Bau und Betrieb von hochauflösenden Halbleiter-Vertexdetektoren, zum wichtigsten Werkzeug für das  $b$ -Tagging zu entwickeln.
- Die im Vergleich zu den anderen Quarkflavours große Masse der  $b$ -Quarks ( $m_b \approx 5$  GeV/ $c^2$ ), hat Auswirkungen auf die Topologie des multihadronischen Endzustandes. Durch Schnitte in Verteilungen  $b$ -sensitiver Ereignisvariablen (z.B. im sog. boosted



**Abbildung 6.1:** Das Impuls- und Transversalimpulsspektrum von Leptonen aus dem Zerfall schwerer Quarks.

sphericity product, der Aplanarität, der geladenen Multiplizität usw.), lassen sich  $b\bar{b}$ -Ereignisse statistisch von anderen multihadronischen Ereignissen unterscheiden. Die besten Ergebnisse können hierbei durch die Kombination verschiedener Variablen in multidimensionalen Diskriminanzanalysen, oder mit Hilfe neuronaler Netze erreicht werden (siehe z.B. [45]).

- Schließlich läßt sich auch der semileptonische Zerfall zur  $b$ -Erkennung ausnutzen. Voraussetzung dafür ist, daß der Detektor in der Lage ist, Elektronen und Myonen in multihadronischen Ereignissen mit hoher Effizienz zu identifizieren. Da dieses Verfahren in der vorliegenden Arbeit Verwendung fand, soll im folgenden etwas genauer darauf eingegangen werden.

Wie bereits in Kapitel 4 erläutert, erwartet man, daß die schweren Quarks aufgrund ihrer großen Masse sehr hart fragmentieren, d.h. viel Impuls von dem  $b$ -Quark auf das Hadron,

welches es enthält, übertragen wird. Bei einem anschließenden semileptonischen Zerfall kann aus diesem Grund das Zerfallslepton ebenfalls einen großen Impuls erhalten. Der maximale Impuls, den das Lepton im Ruhesystem des zerfallenden Hadrons bekommen kann, beträgt knapp  $2.5 \text{ GeV}/c$ . Beim Übergang ins Laborsystem bleibt die zur Flugrichtung des Mutterteilchens transversale Impulskomponente erhalten. Durch den Nachweis von Myonen oder Elektronen mit großem  $p$  und  $p_T$  in multihadronischen Ereignissen, sollte also im Prinzip eine  $b$ -Erkennung möglich sein.

Als einzige andere Quelle solcher Leptonen mit großen Impulsen existiert der semileptonische Zerfall des *charm*-Quarks. Abbildung 6.1 zeigt die mit Hilfe des JETSET-Generators gewonnenen Impuls-, bzw. Transversalimpulsspektren beim semileptonischen Zerfall von  $b$ - und  $c$ -Quarks. Die leichten  $\pi$ - und  $K$ -Mesonen zerfallen aufgrund ihrer langen Lebensdauer ( $c\tau = 7.8 \text{ m}$  für geladene Pionen, bzw.  $3.7 \text{ m}$  für  $K^\pm$ ) praktisch nicht innerhalb des Detektors. Andererseits tragen diese Teilchen, sofern sie als Leptonen misidentifiziert werden, entscheidend zum Untergrund im Leptonsample bei.

## 6.1 Die Myonererkennung

Die technischen Möglichkeiten, um Myonen an Speicherringexperimenten nachzuweisen, sind durch ihre charakteristische Wechselwirkung mit der Detektormaterie vorgegeben. Weil sie als Leptonen an der starken Wechselwirkung nicht teilnehmen, die Wirkungsquerschnitte für schwache Prozesse dagegen äußerst klein sind, und die Abstrahlung von Photonen als Ausgangspunkt für einen elektromagnetischen Schauer wegen der großen Masse ( $\frac{m_\mu}{m_e} \approx 200$ ) vernachlässigbar ist, bleibt nur die Energieabgabe durch Ionisation übrig. Die Myonen können darum große Mengen von Material durchdringen. Aus diesem Grund befinden sich die Myonkammern bei allen Speicherring-Detektoren hinter dicken Hadronfiltern, die zumeist aus Eisen bestehen.

Der in dieser Arbeit zur Myonererkennung verwendete Algorithmus benutzt ausschließlich Spurinformaton, sowie die Daten aus den zentralen (MUB), bzw. Vorwärtsmyonkammern (MUF). Die Myonidentifikation geschieht durch eine Zuordnung von geladenen Spuren, welche durch den Detektor in die Myonkammern extrapoliert werden, zu darin gemessenen Raumpunkten (hits). Während dies für  $\mu^+\mu^-$ -Ereignisse ohne Schwierigkeiten möglich ist, muß bei der Suche nach prompten Myonen in multihadronischen Ereignissen, Untergrund aus verschiedenen Quellen berücksichtigt werden:

- Als „sail through“ Untergrund werden Hadronen bezeichnet, die das etwa  $1 \text{ m}$  dicke Eisen des Hadronkalorimeters (HCAL) ohne Wechselwirkung durchdringen und dann ein Signal in den Myonkammern erzeugen.
- Sekundärteilchen aus einer hadronischen Wechselwirkung im HCAL, welche in die Myonkammern gelangen, werden als „punch through“ bezeichnet.
- Zerfälle von Pionen und Kaonen im Detektor. Dieser Untergrund ist aber, wie bereits erwähnt, wegen der großen Zerfallslänge beider Teilchen nicht so bedeutend.

Die Myonidentifikation läuft bei DELPHI in zwei Stufen ab. Zunächst ordnet das Programm EMMASS [46], welches ein Teil des Rekonstruktionsprogramms DELANA ist, geladene Spuren zu Myonkammerhits zu. Dazu wird aus den gemessenen Koordinaten ( $R\Phi$  und  $z$  im Barrel, bzw.  $x$  und  $y$  in den Endkappen), sowie deren Fehlern und den entsprechenden Koordinaten der extrapolierten Spuren, ein Maß für die Qualität der Zuordnung gebildet:

$$\chi^2 = \left( \frac{(u_{ex} - u_{muc})^2}{\sigma_u} + \frac{(v_{ex} - v_{muc})^2}{\sigma_u} \right) \quad (6.1)$$

Sowohl Vielfachstreuung in der Detektormaterie, als auch die Ablenkung im Magnetfeld, werden hierbei berücksichtigt. Das Ergebnis der Zuordnung besteht aus einem globalen Gütemaß  $\chi_{global}^2$ , den Variablen  $\chi_{muc}^2$  und  $\chi_{ex}^2$ , die den Beitrag der Myonkammern alleine, bzw. die Güte der Extrapolation charakterisieren, sowie den gefitteten Koordinaten in jeder Kammerebene. Diese Informationen sind in einer speziellen Bank (Myonextramodul) auf den DST-Bändern gespeichert und reichen im Prinzip aus, um Myonen identifizieren können.

Die zweite Stufe der Myonerkenkung findet dann auf DST-Ebene statt<sup>1</sup>. Dies hat verschiedene Gründe. Einerseits stellt die Untersuchung vielfältiger physikalischer Fragestellungen auch unterschiedliche Anforderungen an die Selektionseffizienz des Identifikationsalgorithmus, bzw. die Reinheit des Myonsamples. Um möglichst flexibel zu sein, werden daher bei der Zuordnung von Spuren zu Kammerhits, die Schnitte in den  $\chi^2$ -Variablen (im EMMASS-Modul) zunächst sehr locker gewählt. Man hat jedoch auf dem DST durch nachträgliche Veränderung der Schnitte die Möglichkeit, schlechte Hits zu verwerfen und den Spurfitt ohne diese zu wiederholen. Zum anderen ist die Rekonstruktion der Rohdaten durch das DELANA Programm natürlich nie perfekt. Anschließend entdeckte systematische Effekte, welche die Spurextrapolation oder die Myonkammerinformation beeinträchtigen, können so auf DST-Niveau korrigiert werden, bevor der Spurfitt wiederholt wird.

Die Nachweiseffizienz der Identifikationsmethode wurde mit Hilfe von  $\mu^+\mu^-$ -Ereignissen, die sich aufgrund ihrer typischen Signatur auch ohne Myonkammerinformation aus den Daten selektieren lassen, bestimmt. Es ergab sich  $\epsilon_\mu = 84.2 \pm 0.6\%$  ( $84.0 \pm 1.0\%$ ) in den MUB (MUF). Der Vergleich mit einem  $\mu^+\mu^-$ -Monte-Carlo zeigt gute Übereinstimmung. Für die Myonerkenkung in multihadronischen Ereignissen wurde mittels eines  $q\bar{q}$ -Monte-Carlos  $\epsilon_\mu^{mh} = 81 \pm 1\%$  ( $82 \pm 2\%$ ) in den MUB (MUF) ermittelt. Die Wahrscheinlichkeit für die Misidentifikation eines Pions ergibt sich zu  $0.70 \pm 0.03\%$  (MUB), bzw.  $0.90 \pm 0.09\%$  (MUF).

---

<sup>1</sup>Für die Daten aus dem Jahr 1991 wurde dazu das Programm PXMUID benutzt. Für die Daten von 1992 wurde stattdessen das MUFLAG-Paket [47] verwendet, welches eine Weiterentwicklung von PXMUID darstellt. Darin können spezielle Optionen für die Güte der identifizierten Myonen („tight“, „standard“, „loose“) eingestellt werden. Mit der in dieser Analyse verwendeten „standard“ Option, sind die  $\chi^2$ -Schnitte beider Routinen weitgehend identisch, ebenso wie die Forderung nach mindestens zwei Hits in den außerhalb des Hadronkalorimeters liegenden Myonkammerebenen.

## 6.2 Die Elektronerkennung

Außer dem Photon ist das Elektron das einzige Teilchen, welches in Materie einen elektromagnetischen Schauer erzeugen kann. Für alle anderen geladenen Teilchen ist die Wahrscheinlichkeit, durch Abstrahlung eines Photons einen solchen Schauer auszulösen, vernachlässigbar klein. Daher basiert die Elektronerkennung auf der Zuordnung von geladenen Spuren zu elektromagnetischen Schauern im Kalorimeter. Das Problem dabei ist, daß Hadronen (im wesentlichen Pionen) durch starke Wechselwirkung mit der Kalorimetermaterie ebenfalls Schauer auslösen können, welche von den elektromagnetischen Schauern unterschieden werden müssen. Dies ist durch einen Vergleich der - insbesondere longitudinalen - Schauerentwicklung möglich. Weil die mittlere freie Weglänge für eine nukleare Wechselwirkung im Kalorimeter stets größer als eine Strahlungslänge ist, erwartet man, daß sich der hadronische Schauer erst später zu entwickeln beginnt, und das Hadron nur einen Teil seiner Energie im elektromagnetischen Kalorimeter verliert. Eine detaillierte Untersuchung der Schauerentwicklung im zentralen elektromagnetischen Kalorimeter (HPC) des DELPHI-Experiments ist in [32] zu finden<sup>2</sup>.

Für die Elektronidentifikation mit der HPC wurde das Programm ELECID entwickelt, das den Schauerfit als eines der wichtigsten Werkzeuge enthält. Weitere Beiträge zur Elektronerkennung kommen von:

- $E/p$  Messung  
In einem idealen Kalorimeter wird die gesamte Energie eines Elektrons absorbiert, während Hadronen nur einen Teil ihrer Energie darin verlieren. Für das Verhältnis  $E/p$ , aus der im Kalorimeter gemessenen Energie und dem Spurimpuls, erwartet man deshalb bei Elektronen etwa eins, bei Hadronen dagegen kleinere Werte. Dies gilt jedoch nur, wenn der Impuls des Elektrons mehr als 2-3 GeV/c beträgt. Bei kleineren Impulsen strahlt ein Elektron häufig bereits in dem Material vor der HPC - ca. 0.7 Strahlungslängen [32] - ein Photon ab, welches dann als separates Teilchen rekonstruiert wird, und somit  $E/p$  reduziert.
- Schnitt in  $\Delta Z = Z_{HPC} - Z_{ex}$   
Dabei bezeichnet  $Z_{ex}$  die  $z$ -Koordinate der Spurextrapolation bis zu dem Radius  $R$  bei dem der Schauer beginnt, während  $Z_{HPC}$  die  $z$ -Koordinate der Schauerachse bei gleichem  $R$  darstellt. Aufgrund der geringen Energiedeposition von Hadronen ist nur eine ziemlich unpräzise Rekonstruktion der Schauerachse möglich, was sich in einer breiteren  $\Delta Z$ -Verteilung als bei den Elektronen niederschlägt.
- Schnitt in  $\Delta\Phi = \Phi_{HPC} - \Phi_{ex}$   
Dies ist die analog zu  $\Delta Z$  gebildete Größe, die sich jedoch auf die  $\Phi$ -Richtung der Schauerachse am Startpunkt bezieht. Auch hier ist die Verteilung bei Hadronen breiter.

---

<sup>2</sup>Die Elektronerkennung im Vorwärtsbereich ( $|\cos\Theta| < 0.82$ ) ist wegen des vielen Detektormaterials (TPC-Ausleseammern und RICH) sehr schwierig. In dieser Arbeit werden nur Elektronen aus der HPC verwendet.

- $dE/dx$  Messung

Schließlich eignet sich die Messung des differentiellen Energieverlustes (in der TPC) zur  $e$ - $\pi$  Trennung im Impulsbereich unterhalb von 10 GeV/c. Dort befinden sich Pionen noch im Bereich des relativistischen Anstiegs der Bethe-Bloch Gleichung, während die Energieabgabe der Elektronen bereits den Sättigungswert erreicht hat.

Jede dieser Variablen liefert eine gewisse Wahrscheinlichkeit dafür, daß eine geladene Spur mit der Elektronhypothese verträglich ist. Am Ende verknüpft das ELECID-Programm die Einzelwahrscheinlichkeiten miteinander und ordnet jeden Kandidaten anhand der Variablen ITAG einer von vier möglichen Identifikationsklassen<sup>3</sup> zu, die sich durch Effizienz und die Wahrscheinlichkeit, mit der Pionen als Elektronen misidentifiziert werden, unterscheiden. Für die in dieser Analyse benutzten „standard“ Elektronen, ergab die Verwendung eines aus den Daten selektierten Samples von Comptonelektronen,  $\epsilon_e \approx 65\%$  für Impulse größer 3 GeV/c. Die Misidentifikationswahrscheinlichkeit für Hadronen wurde mittels  $q\bar{q}$ -Ereignissen zu  $< 0.4\%$  pro Spur bestimmt.

### Veto gegen Photonkonversion

Etwa 30% aller Teilchen in multihadronischen Ereignissen sind Photonen, welche aus elektromagnetischen Zerfällen von Hadronen - hauptsächlich  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  - stammen. In Anwesenheit der Detektormaterie (Kammerwände) besteht eine gewisse Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Photon in ein  $e^+e^-$ -Paar konvertiert. Geschieht dies vor der TPC, so wird das Elektronerkennungsprogramm aufgrund der Zuordnung einer geladenen Spur zu einem elektromagnetischen Schauer die Konversionselektronen erkennen können.

Solche Elektronen stellen jedoch in dieser Analyse Untergrund dar, den es zu unterdrücken gilt. Dazu gibt es im ELECID-Paket Routinen, die jeden Elektronkandidaten dahingehend untersuchen. Wird festgestellt, daß es im selben Ereignis eine Spur mit entgegengesetzter Ladung gibt, die mit dem Elektron einen Vertex bildet, dessen Abstand vom Wechselwirkungspunkt mit einer Materieansammlung im Detektor verträglich ist, so wird der Kandidat gekennzeichnet und in der Analyse als Untergrund berücksichtigt.

---

<sup>3</sup>Dabei bedeutet ITAG=0 kein Elektron, während ITAG=1,2,3 die „loose“, „standard“, bzw. „tight“ Elektronkandidaten bezeichnen.

### 6.3 Die selektierten Leptonen

In den selektierten multihadronischen Ereignissen wurde mit Hilfe der gerade beschriebenen Methoden nach Leptonen gesucht. Damit eine Spur als Leptonkandidat überhaupt in Frage kommt, muß sie als Grundvoraussetzung die in Kapitel 5 aufgeführten Spurschnitte erfüllen, sowie einen Mindestimpuls von 2 GeV/c besitzen. Bei den Myonen ist dadurch sichergestellt, daß die Teilchen mit ausreichender Wahrscheinlichkeit die Detektormaterie durchdringen und in die Myonkammern gelangen können. Bei Elektronkandidaten ist dagegen gewährleistet, daß Fluktuationen in der Schauerbildung klein sind. Da die Elektronerkennung im wesentlichen auf der Verwendung des zentralen elektromagnetischen Kalorimeters (HPC) basiert, muß der Polarwinkel eines Elektronkandidaten im Bereich zwischen  $45^\circ$  und  $135^\circ$  liegen. Als Resultat der Leptonerkennung ergab sich<sup>4</sup>:

	Myonkandidaten		Elektronkandidaten
	Zentralteil	Endkappen	$45^\circ \leq \Theta \leq 135^\circ$
Daten 1991	13353	4924	11619
Daten 1992	33403	19218	36747

Die selektierten Leptonkandidaten enthalten neben echten Myonen und Elektronen aus unterschiedlichen Quellen, auch Untergrund in Form von misidentifizierten Hadronen. Durch Anwendung der Leptonidentifikation auf Monte-Carlo Ereignisse, in denen der Ursprung eines Kandidaten zurückverfolgt werden kann, läßt sich die Zusammensetzung der Lepton-samples ermitteln. Es zeigt sich, daß die Leptonkandidaten in fünf verschiedene Klassen eingeteilt werden können:

- Klasse 1: prompte Leptonen aus dem direkten Zerfall eines  $b$ -Quarks
- Klasse 2: Leptonen aus dem  $b$ -Kaskadenzerfall über ein  $c$ -Quark, bzw. ein  $\tau$ -Lepton
- Klasse 3: prompte Leptonen aus dem direkten Zerfall eines  $c$ -Quarks
- Klasse 4: Leptonen aus anderen Quellen (z.B. Myonen aus dem Pion-Zerfall oder Elektronen aus der Photonkonversion)
- Klasse 5: misidentifizierte Hadronen

Die Beiträge der einzelnen Klassen sind mit ihren statistischen Fehlern in den Tabellen 6.1 und 6.2 aufgeführt. Daraus ist zu erkennen, daß der Anteil an prompten Leptonen

<sup>4</sup>Man erkennt eine überproportionale Zunahme der Myonkandidaten in den Endkappen für die Daten des Jahres 1992. Während das Verhältnis der selektierten multihadronischen Ereignisse  $N_{mh}^{92}/N_{mh}^{91}$  etwa 2.7 beträgt, ist in den Endkappen  $N_\mu^{92}/N_\mu^{91} \approx 4$  (im Barrel  $\approx 2.5$ ). Da dieser Effekt in den verwendeten Monte-Carlo Ereignissen nicht auftritt, werden diese Myonkandidaten in der weiteren Analyse nicht berücksichtigt.

Klasse	Anteil in %
$b \rightarrow \mu + X$	$24.4 \pm 0.3$
$b \rightarrow c, \tau \rightarrow \mu + X$	$15.5 \pm 0.2$
$c \rightarrow \mu + X$	$13.7 \pm 0.2$
sonstige $\mu$ 's	$15.1 \pm 0.2$
misid. Hadronen	$31.3 \pm 0.3$

**Tabelle 6.1:** Die Zusammensetzung der selektierten Myonkandidaten.

Klasse	Anteil in %
$b \rightarrow e + X$	$26.0 \pm 0.4$
$b \rightarrow c, \tau \rightarrow e + X$	$14.1 \pm 0.3$
$c \rightarrow e + X$	$13.2 \pm 0.3$
Photonkonversion	$15.7 \pm 0.3$
sonstige $e$ 's	$4.4 \pm 0.2$
misid. Hadronen	$26.6 \pm 0.4$

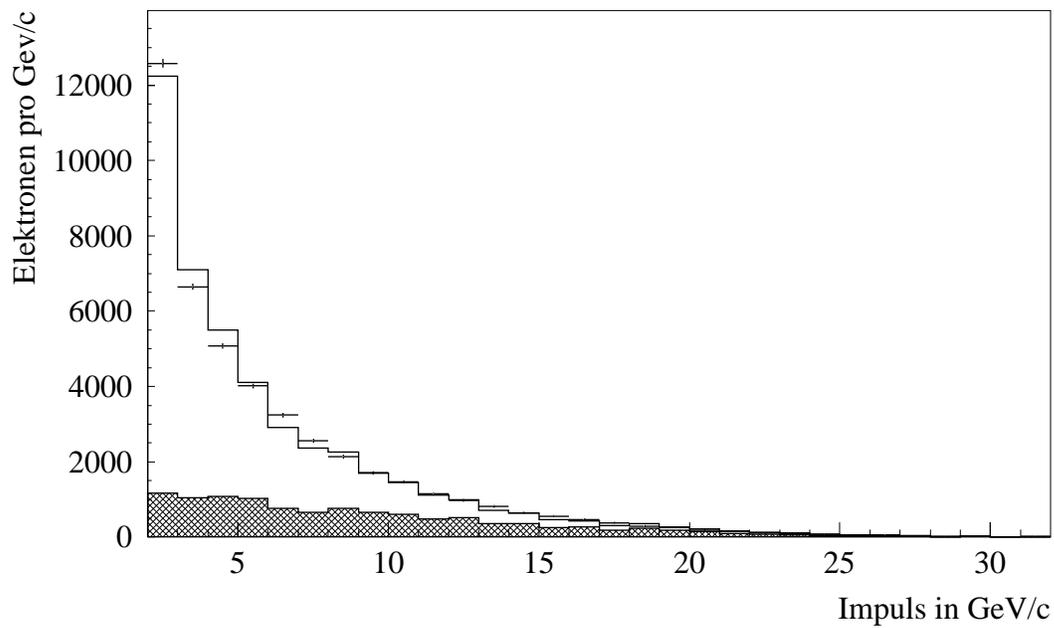
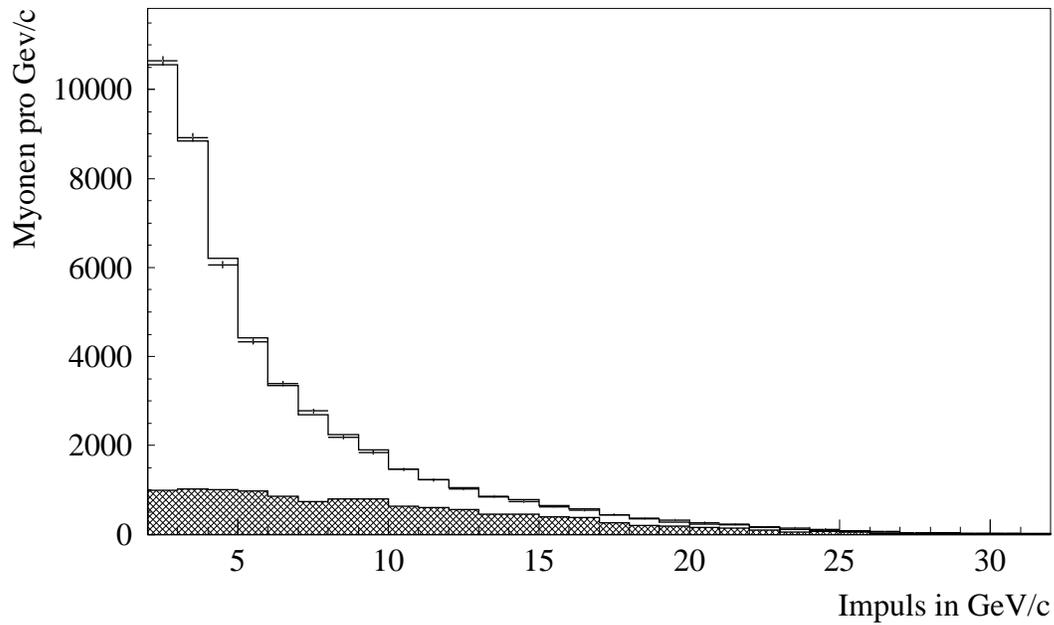
**Tabelle 6.2:** Die Zusammensetzung der selektierten Elektronkandidaten.

aus dem semileptonischen Zerfall eines  $b$ -Quarks nur etwa 25% beträgt, während der Untergrund durch misidentifizierte Hadronen ca. 30% ausmacht. Die Impulsspektren der selektierten Myon-, bzw. Elektronkandidaten sind in der Abbildung 6.2, zusammen mit der auf Datenstatistik normierten Monte-Carlo Vorhersage zu sehen. Das dunkel schraffierte Histogramm zeigt darin jeweils den Anteil aus dem direkten semileptonischen Zerfall eines  $b$ -Quarks. Im folgenden soll nun untersucht werden, wie durch Schnitte auf den Leptonimpuls und Transversalimpuls, das  $b$ -Signal angereichert werden kann.

### Definition des Transversalimpulses

Eine Messung des Transversalimpulses bezüglich der Flugrichtung des ursprünglichen  $b$ -Quarks ist nicht möglich, da diese experimentell nicht zugänglich ist. Sie muß stattdessen durch eine geeignete Achsenwahl angenähert werden. Dazu kann man z.B. die Thrust- oder Sphärizitätsachse eines Ereignisses verwenden<sup>5</sup>. Allerdings paßt diese Annäherung nur bei Zweijet-Ereignissen gut. Bei Ereignissen mit harter Gluonbremsstrahlung entwickeln sich in der Fragmentation drei oder mehr Hadronjets, sodaß die globalen Ereignisachsen dann nur noch eine grobe Näherung der ursprünglichen Quarkflugrichtungen darstellen.

<sup>5</sup>Die Definition der Sphärizitätsachse wurde in Kapitel 5 angegeben.



**Abbildung 6.2:** Das Impulsspektrum der selektierten Myonkandidaten (oben) und Elektronkandidaten (unten).

Um die Jetachsen zu bestimmen, bedient man sich sog. Cluster-Algorithmen, die alle im Ereignis vorhandenen Teilchen eindeutig zu Jets zusammenfassen. Zu Beginn der Jetsuche stellt dabei jedes Teilchen einen einzelnen Cluster dar. Mit Hilfe eines geeignet definierten Maßes werden dann diejenigen beiden Cluster gesucht, welche den geringsten Abstand zueinander besitzen. Ist dieser Abstand kleiner als der Wert eines frei wählbaren Auflösungsparameters, so werden beide Teilchen zu einem Cluster zusammengefaßt, dessen Impuls sich aus der vektoriellen Summe der beiden Teilchenimpulse ergibt. Dieses Schema wiederholt sich iterativ solange, bis die Abstände aller Cluster größer als der gewählte Auflösungsparameter sind. Es ist hierbei zu bemerken, daß die Zusammenfassung von Teilchen zu Jets, sowohl von der Definition des Abstandsmaßes, als auch von der Wahl des Wertes für den Auflösungsparameter abhängt.

In dieser Analyse wurde für die Jetbildung der LUCLUS-Algorithmus aus dem JETSET-Programm [39], mit der Standardeinstellung  $d_{join} = 2.5$  GeV verwendet. Der Abstand zwischen zwei Objekten (Cluster oder Teilchen) mit den Impulsen  $\vec{p}_i$  und  $\vec{p}_j$  ist darin definiert als:

$$d_{ij} = \frac{2|\vec{p}_i||\vec{p}_j| \sin(\Theta_{ij}/2)}{(|\vec{p}_i| + |\vec{p}_j|)} \quad (6.2)$$

Für kleine Winkel  $\Theta_{ij}$  gilt  $2 \sin(\Theta_{ij}/2) \approx \sin \Theta_{ij}$  und  $\cos \Theta_{ij} \approx 1$ , sodaß der Abstand übergeht in:

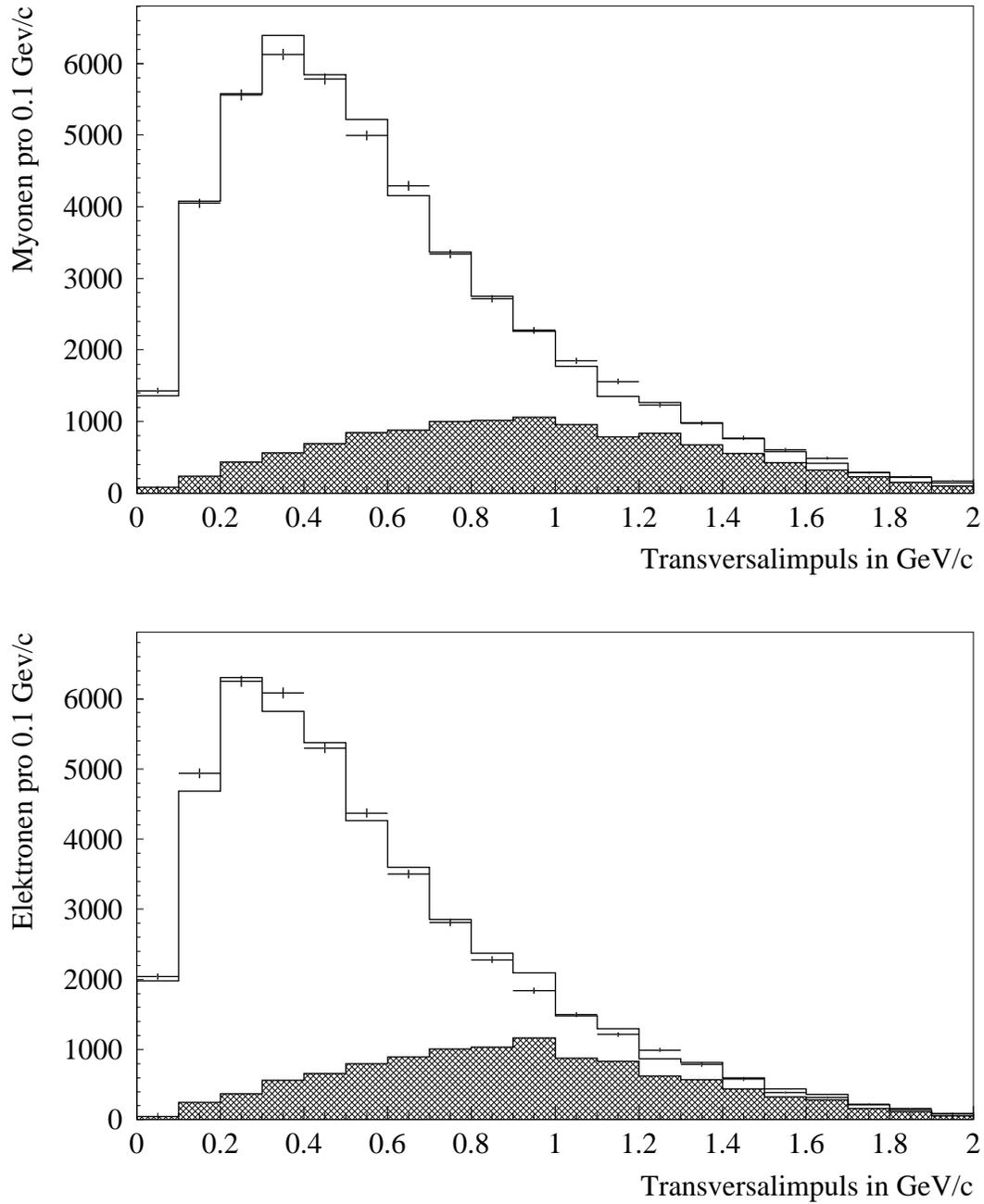
$$d_{ij} \approx \frac{|\vec{p}_i \times \vec{p}_j|}{|\vec{p}_i + \vec{p}_j|} \quad (6.3)$$

Anschaulich ist das der Transversalimpuls der Teilchen bezüglich der Richtung, die durch die ihre Impulssumme gegeben ist. Diese spezielle Wahl von  $d_{ij}$  hat automatisch zur Folge, daß der Algorithmus die Jetsuche mit den schnellsten Teilchen im Ereignis beginnt.

Besteht am Ende von LUCLUS ein Jet im wesentlichen nur aus einer harten Spur, so ist die Angabe des Transversalimpulses nicht mehr sinnvoll. Um solche Fälle von der Analyse auszuschließen, müssen Jets die ein identifiziertes Lepton enthalten, folgende Bedingungen erfüllen:

- der Jet muß außer dem Lepton noch mindestens ein weiteres Teilchen enthalten
- $E_{Jet}^{out}$ , die Jetenergie ohne das Lepton, muß mehr als 2 GeV betragen

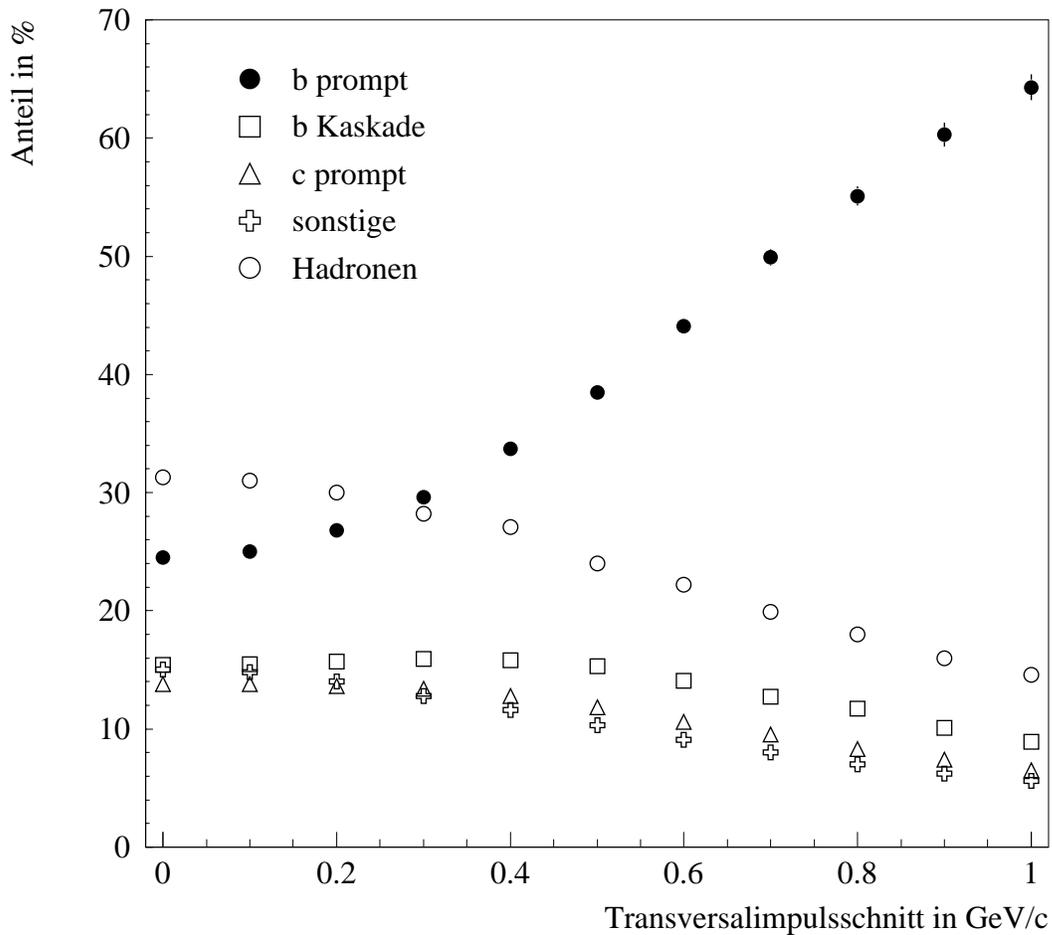
Das Transversalimpulsspektrum der selektierten Myon- und Elektronkandidaten ist in Abbildung 6.3, wieder gemeinsam mit der Vorhersage des Monte-Carlos und dem prompten  $b$ -Anteil zu sehen.



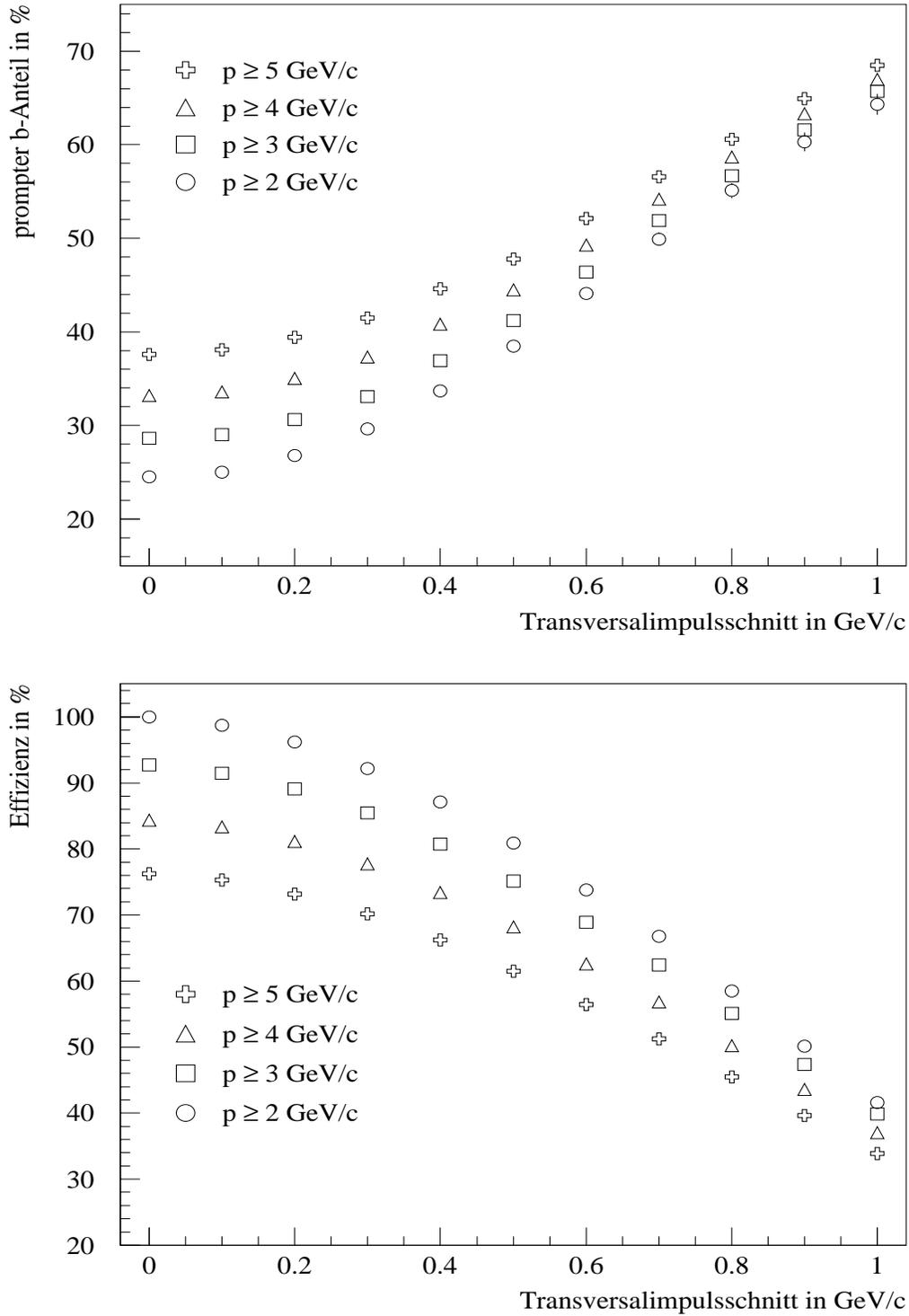
**Abbildung 6.3:** Das Transversalimpulsspektrum der selektierten Myonkandidaten (oben) und Elektronkandidaten (unten).

In Abbildung 6.4 ist die Zusammensetzung der Myonkandidaten in Abhängigkeit vom Transversalimpulsschnitt dargestellt. Man erkennt deutlich, die mit wachsender Härte des Schnittes immer größer werdende Zunahme von Myonen aus dem direkten  $b$ -Zerfall, was fast ausschließlich auf Kosten der misidentifizierten Hadronen geht.

Die Anreicherung des  $b$ -Signals für verschiedene Impulse, sowie die Effizienz der  $p_T$ -Schnitte, zeigt Abbildung 6.5. Dabei ist die Effizienz definiert, als derjenige Anteil der ursprünglich vorhandenen prompten Myonen aus dem  $b$ -Zerfall, welcher nach den Schnitten noch übrig bleibt. Während bei kleinen Werten des  $p_T$ -Schnittes der  $b$ -Anteil noch stark vom Impuls abhängt, nimmt dieser Effekt beim Übergang zu härteren Schnitten wegen der Korrelation der beiden Impulsvariablen stark ab.

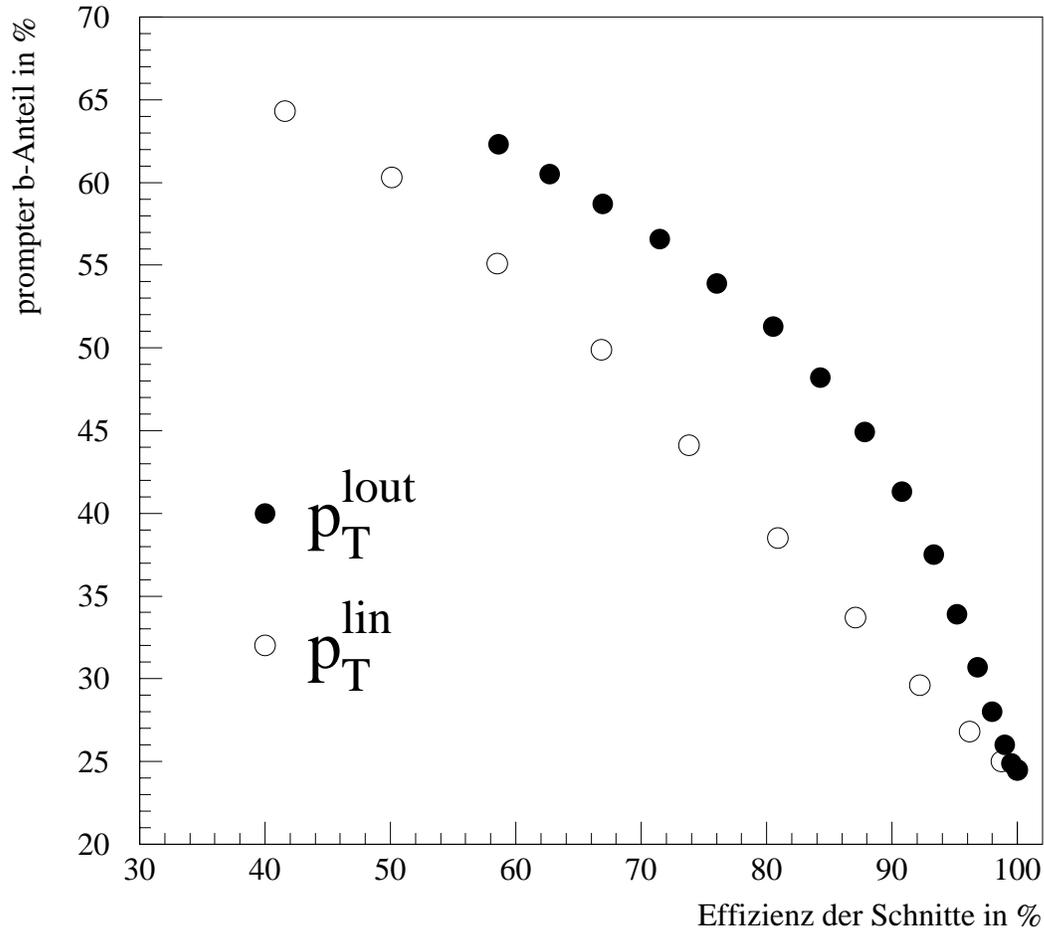


**Abbildung 6.4:** Die Zusammensetzung der Myonkandidaten in Abhängigkeit vom Transversalimpulsschnitt für  $p \geq 2$  GeV/c.



**Abbildung 6.5:** Oben: Anteil der prompten Myonen aus dem direkten  $b$ -Zerfall. Unten: Effizienz in Abhängigkeit vom Transversalimpulsschnitt.

Eine etwas höhere Reinheit des  $b$ -Signals bei gleicher Effizienz erhält man, wenn die Achse des „Leptonjets“ unter Ausschluß des Leptons nachträglich nochmals berechnet, und der Transversalimpuls bezüglich dieser neuen Achse bestimmt wird<sup>6</sup>. Dies ist in Abbildung 6.6 zu sehen.



**Abbildung 6.6:** Das Bild zeigt den Anteil von Myonen aus dem direkten  $b$ -Zerfall gegenüber der Effizienz der gewählten Schnitte für zwei unterschiedlich gewählte  $p_T$ -Definitionen.

Obwohl nur für die Myonen im Bild gezeigt, ergibt sich bei den selektierten Elektronkandidaten eine entsprechende Anreicherung des  $b$ -Anteils, in Abhängigkeit der vorgestellten kinematischen Schnitte.

<sup>6</sup>Im folgenden bezeichnet  $p_T^{lin}$  ( $p_T^{lout}$ ) den Transversalimpuls unter Einschluß (Ausschluß) des Leptons bei der Jetdefinition.

# Kapitel 7

## Die Fitmethode

Die Bestimmung der beiden Größen  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had} \cdot BR_b^{sl}$  und  $\epsilon_b$  erfolgte in dieser Analyse durch eine binweise  $\chi^2$ -Anpassung der  $p, p_T$ -Verteilungen der identifizierten Leptonkandidaten an eine Monte-Carlo Vorhersage, wozu das Minimierungsprogram MINUIT [48] benutzt wurde. Dabei hängt die absolute Anzahl der in den multihadronischen Ereignissen gefundenen Leptonen vom Wert des Produktes  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had} \cdot BR_b^{sl}$  ab, während ihre Verteilung in der  $p, p_T$ -Ebene von den Fragmentationseigenschaften der  $b$ -Quarks beeinflusst wird und somit auf  $\epsilon_b$  sensitiv ist.

Zu Beginn der Fits wurden zunächst alle Myon-, bzw. Elektronkandidaten in eine zwei-dimensionale  $p, p_T$ -Matrix mit  $10 \times 10$  Kanälen einsortiert. Der erlaubte Impulsbereich erstreckte sich dabei von 3 GeV/c bis 25 GeV/c. Wie bereits in Kapitel 6 erläutert, ist die Definition des Transversalimpulses nicht eindeutig vorgegeben. Die Parameteranpassung erfolgte daher sowohl mit der Variablen  $p_T^{lin}$ , als auch mit  $p_T^{lout}$ , wobei folgende kinematischen Grenzen festgelegt wurden:

- $p_T^{lin}$  (Lepton bei der Jetdefinition berücksichtigt): 0.6 GeV/c bis 3.0 GeV/c
- $p_T^{lout}$  (Lepton bei der Jetdefinition ausgeschlossen): 1.0 GeV/c bis 5.0 GeV/c

Die Wahl dieser Schnitte stellt einen Kompromiß zwischen möglichst hoher Reinheit des  $b$ -Signals und ausreichender Statistik dar. Bei kleineren Impulsen, bzw. Transversalimpulsen wird der Anteil an Untergrund (insbesondere misidentifizierten Hadronen) sehr groß, während oberhalb der angegebenen Schranken nur noch wenige Leptonkandidaten vorhanden sind.

Die Monte-Carlo Vorhersage für die Anzahl der in Kanal  $i, j$  der  $p, p_T$ -Matrix zu erwartenden Leptonkandidaten, ist durch die Summe über die Beiträge  $N_k^{MC}(i, j)$ , der fünf verschiedenen Leptonklassen  $k$  (siehe Abschnitt 6.3) gegeben:

$$\begin{aligned} N^{MC}(i, j) = & F \cdot ( X_b \cdot N_b^{MC}(i, j) + X_c \cdot N_c^{MC}(i, j) + X_s \cdot N_s^{MC}(i, j) \\ & + X_d \cdot N_d^{MC}(i, j) + X_h \cdot N_h^{MC}(i, j) ) \end{aligned} \quad (7.1)$$

Der Normierungsfaktor  $F = N_{MH}^{Daten} / N_{MH}^{MC}$  bezeichnet das Verhältnis aus der Anzahl multihadronischer Ereignisse in den Daten, sowie im benutzten Monte-Carlo Sample. Die Gewichtsfaktoren  $X_k$  sind dagegen ein Maß für die Abweichung zwischen Daten und Monte-Carlo Verteilungen. Bei perfekter Beschreibung der gemessenen Daten durch die Simulation, würden alle  $X_k$  den Wert eins besitzen.

Die Größe  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had} \cdot BR_b^{sl}$  ergibt sich durch eine Anpassung des Gewichtes  $X_b$ , da sowohl das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ , als auch das semileptonische Verzweigungsverhältnis der  $b$ -Quarks, im Monte-Carlo bekannt ist:

$$\frac{\Gamma_{b\bar{b}}}{\Gamma_{had}} \cdot BR_b^{sl} = X_b \cdot \left( \frac{\Gamma_{b\bar{b}}}{\Gamma_{had}} \cdot BR_b^{sl} \right)^{MC} = X_b \cdot 0.0217 \quad (7.2)$$

Um die Form der  $p, p_T$ -Verteilungen von Leptonen aus dem semileptonischen Zerfall schwerer Quarks, in Abhängigkeit von deren Fragmentationshärte zu modellieren, wurden spezielle Monte-Carlo Ereignisse der Art:

- $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow b\bar{b}, b \rightarrow l + X$
- $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow b\bar{b}, b \rightarrow X \rightarrow l + X$
- $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow c\bar{c}, c \rightarrow l + X$

generiert und anschließend einer vollständigen Detektorsimulation unterzogen. In Tabelle 7.1 ist die Statistik der erzeugten speziellen Simulationsereignisse aufgeführt.

Monte-Carlo Sample	gen. Ereignisse	äquiv. $Z^0$ -Ereignisse
$Z^0 \rightarrow b\bar{b}, b \rightarrow \mu$	$\approx 100000$	$\approx 2500000$
$Z^0 \rightarrow b\bar{b}, b \rightarrow X \rightarrow \mu$	$\approx 80000$	$\approx 1900000$
$Z^0 \rightarrow c\bar{c}, c \rightarrow \mu$	$\approx 100000$	$\approx 3300000$
$Z^0 \rightarrow b\bar{b}, b \rightarrow e$	$\approx 75000$	$\approx 1900000$
$Z^0 \rightarrow b\bar{b}, b \rightarrow X \rightarrow e$	$\approx 47000$	$\approx 1100000$
$Z^0 \rightarrow c\bar{c}, c \rightarrow e$	$\approx 42000$	$\approx 1400000$

**Tabelle 7.1:** Die Statistik der generierten semileptonischen Zerfälle schwerer Quarks.

Die dritte Spalte gibt jeweils die entsprechende Anzahl von multihadronischen Ereignissen an, in denen die generierten semileptonischen Zerfälle nach dem Standardmodell zu erwarten wären. Sie läßt sich gemäß:

$$N_{Z^0} = \frac{N_{sl}}{\Gamma_{q\bar{q}}/\Gamma_{had} \cdot (2 BR_{sl} - BR_{sl}^2)} \quad (7.3)$$

aus den Verzweigungsverhältnissen für den  $Z^0$ -Zerfall in den  $b\bar{b}$ -, bzw.  $c\bar{c}$ -Endzustand, sowie den semileptonischen Verzweigungsverhältnissen bestimmen.

Über das Unterprogramm LUSTRF des JETSET-Generators hat man Zugang zu den Werten der Fragmentationsvariablen  $z$ , die den Quarks beim Übergang in Hadronen per Zufallszahl zugeordnet werden<sup>1</sup>. Somit ist es möglich, sich  $p, p_T$ -Referenzverteilungen der Zerfallsleptonen, in Abhängigkeit von der Fragmentation ihrer Mutterteilchen zu beschaffen. Der erlaubte Wertebereich der Fragmentationsvariablen  $0 \leq z \leq 1$  wurde dazu in sechs nicht äquidistante Intervalle aufgeteilt:

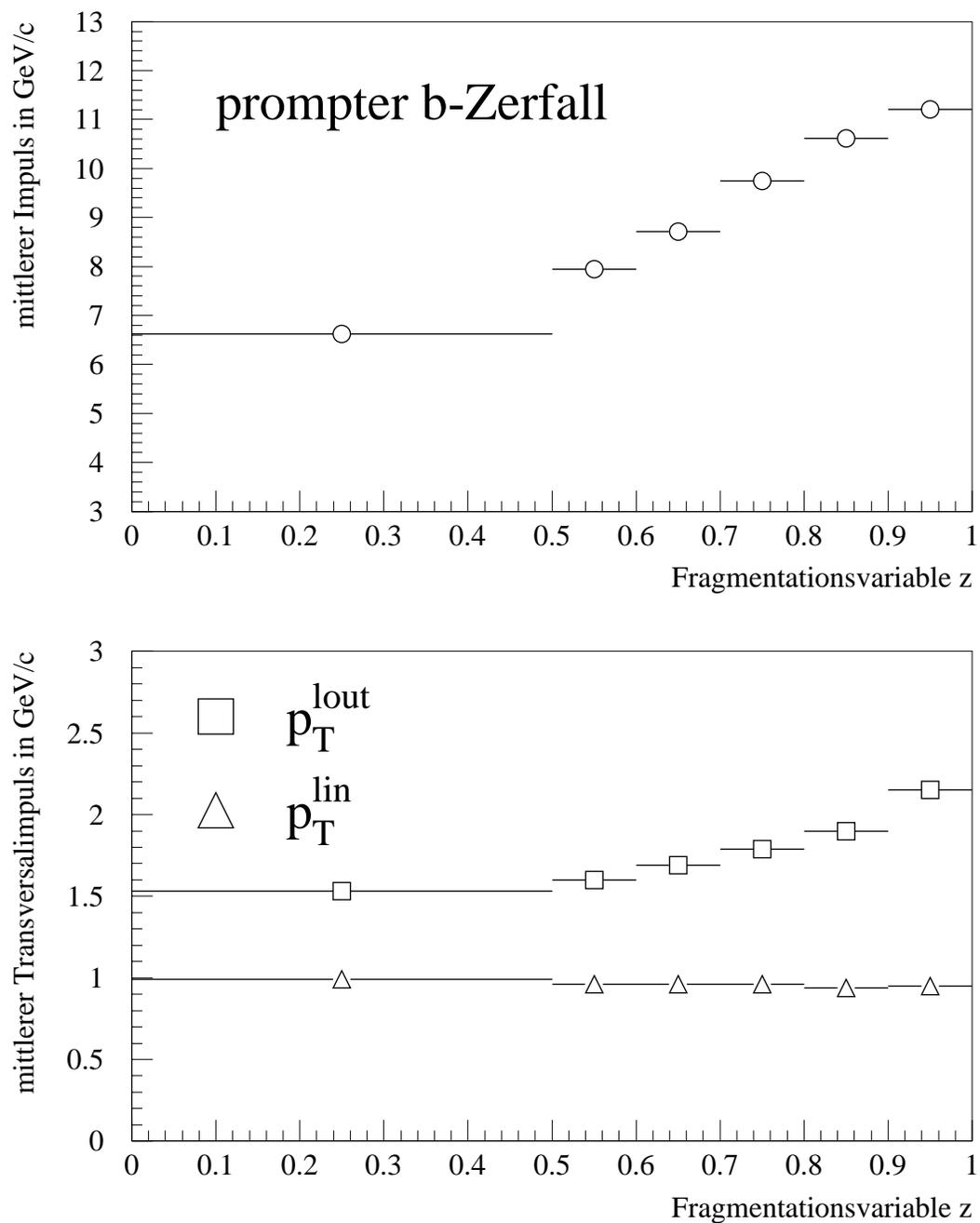
Intervallnummer	minimales $z$	maximales $z$
n=1	0.0	0.5
n=2	0.5	0.6
n=3	0.6	0.7
n=4	0.7	0.8
n=5	0.8	0.9
n=6	0.9	1.0

Die Abbildungen 7.1 bis 7.3 zeigen den mittleren Impuls, bzw. Transversalimpuls von Leptonen aus dem Zerfall schwerer Hadronen, aufgetragen gegen deren Energie-Impulsanteil bei der Fragmentation. Man erkennt deutlich, wie sich der, mit wachsendem  $z$  immer größer werdende Hadronimpuls, im Mittel auf die Zerfallsleptonen überträgt. Außerdem ist aus der Steigung der Kurven zu sehen, daß die  $b$ -Quarks härter fragmentieren, als die leichteren  $c$ -Quarks. Aufgrund der hohen Multiplizität der Zerfallsteilchen ist der Anstieg des mittleren Leptonimpulses beim  $b$ -Kaskadenzerfall jedoch deutlich geringer ausgeprägt.

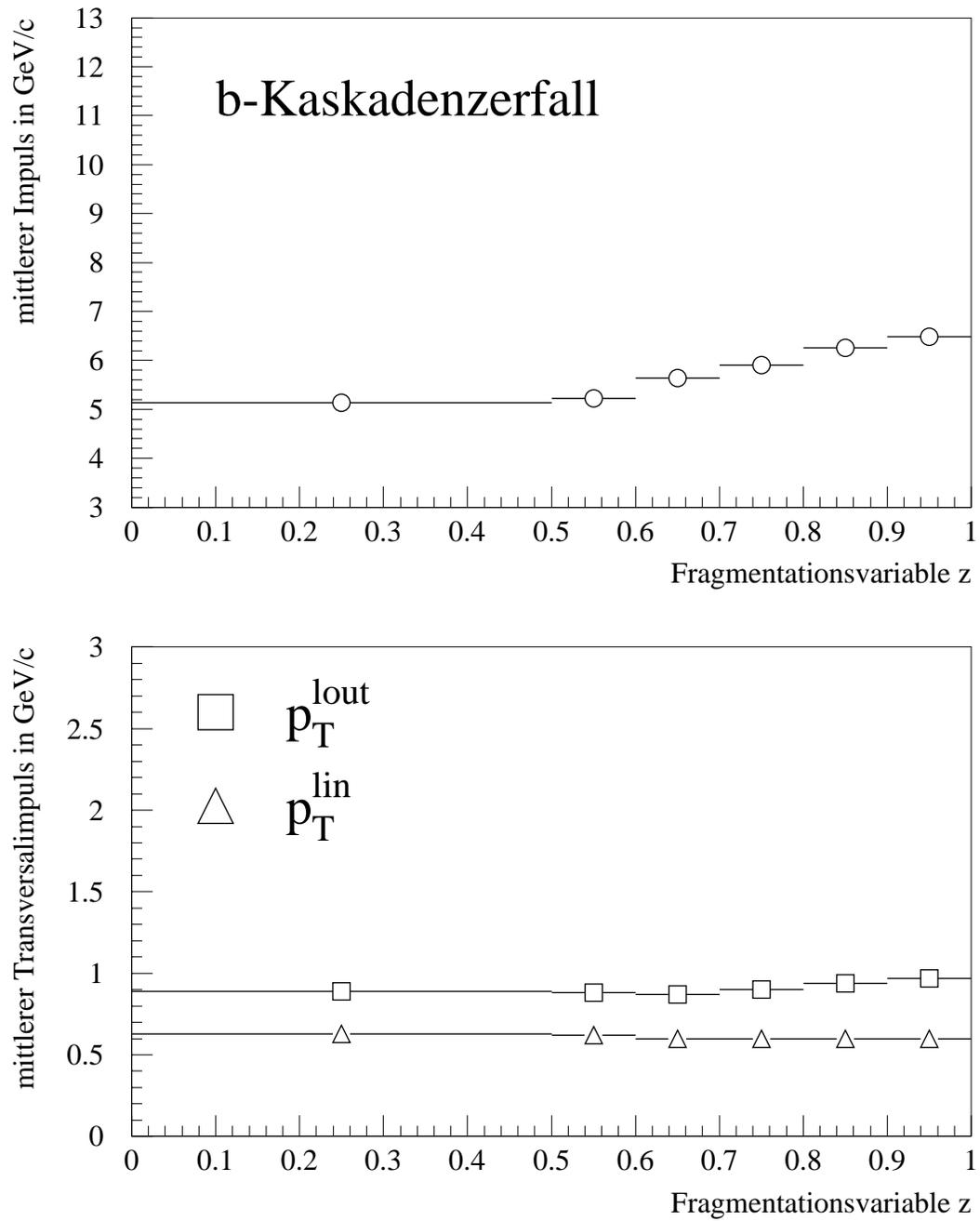
Der Einfluß der Hadronfragmentation auf den mittleren Transversalimpuls der Leptonen ist dagegen geringer. Impuls und Transversalimpuls - das gilt insbesondere für die Variable  $p_T^{lin}$  -, sind also gewissermaßen orthogonale Größen. Während der Impuls auf die Fragmentation des Elternteilchens sensitiv ist, kann man mit Hilfe des Transversalimpulses  $b$ - und  $c$ -Quark Zerfälle voneinander separieren.

---

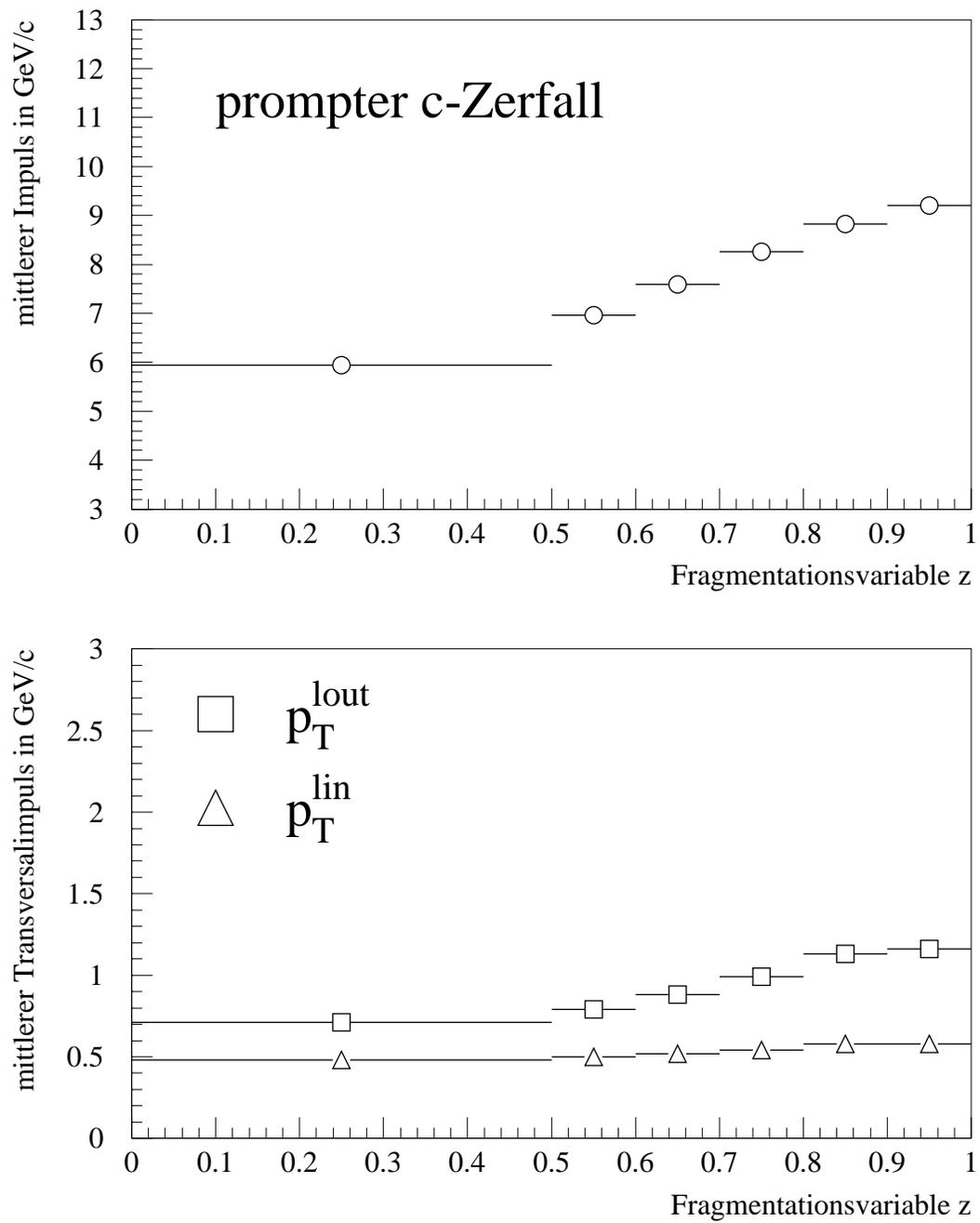
<sup>1</sup>Die Routine LUSTRF behandelt im JETSET-Programm den Übergang von Quarks zu Hadronen nach dem Stringmodell. Die Fragmentationsvariable  $z$  ist darin definiert, als derjenige Anteil des im String zur Verfügung stehenden Energie-Impulses, welcher auf das entstehende Hadron übertragen wird (siehe Abschnitt 4.2.1).



**Abbildung 7.1:** Mittelwert des Leptonimpulses, bzw. -transversalimpulses in Abhängigkeit vom Wert der Fragmentationsvariablen  $z$  beim prompten b-Zerfall.



**Abbildung 7.2:** Mittelwert des Leptonimpulses, bzw. -transversalimpulses in Abhängigkeit vom Wert der Fragmentationsvariablen  $z$  beim  $b$ -Kaskadenzerfall.



**Abbildung 7.3:** Mittelwert des Leptonimpulses, bzw. -transversalimpulses in Abhängigkeit vom Wert der Fragmentationsvariablen  $z$  beim prompten  $c$ -Zerfall.

Die Form der Leptonspektren für eine beliebige Wahl des Parameters  $\epsilon_q$ , erhält man durch gewichtete Summation der Spektren in den einzelnen  $z$ -Intervallen:

$$N_k(i, j, \epsilon_q) = \sum_{n=1}^6 w_n(\epsilon_q) N_k^n(i, j) \quad k = b, bc, c \quad (7.4)$$

Die Gewichte ergeben sich dabei direkt aus der Integration der Petersonfunktion (siehe Abbildung 7.4):

$$w_n(\epsilon_q) = \frac{\int_{z_n^{min}}^{z_n^{max}} f(z, \epsilon_q) dz}{\int_0^1 f(z, \epsilon_q) dz} \quad (7.5)$$

mit:

$$f(z) \propto \frac{1}{z(1 - 1/z - \epsilon_q/(1 - z))^2}$$

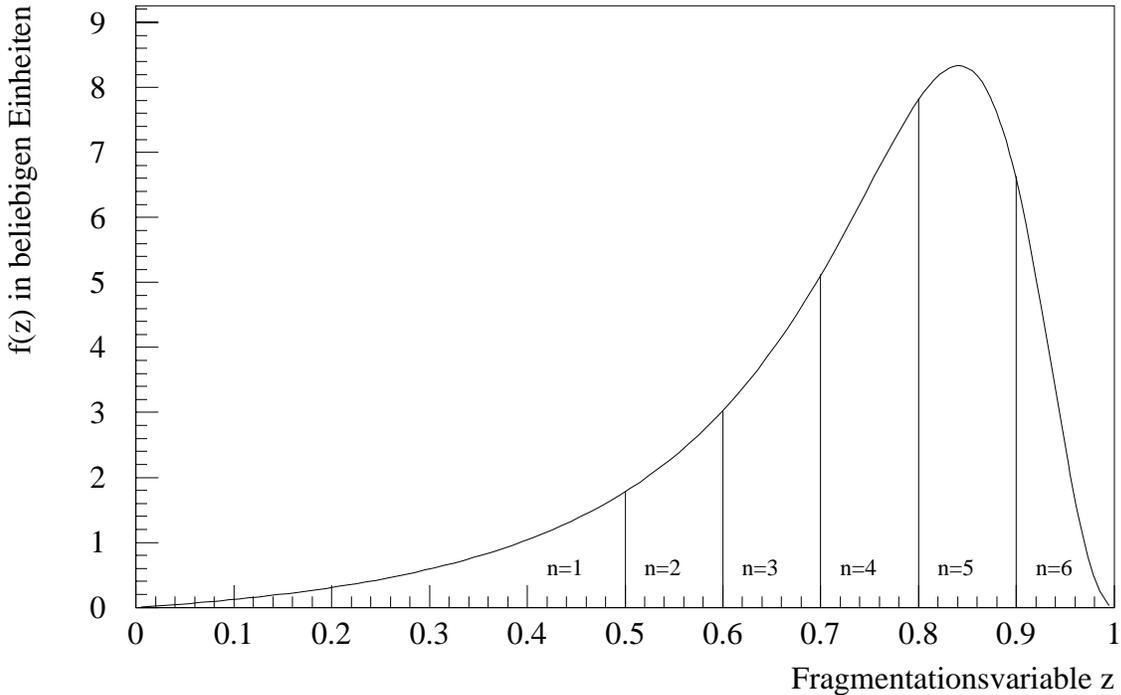
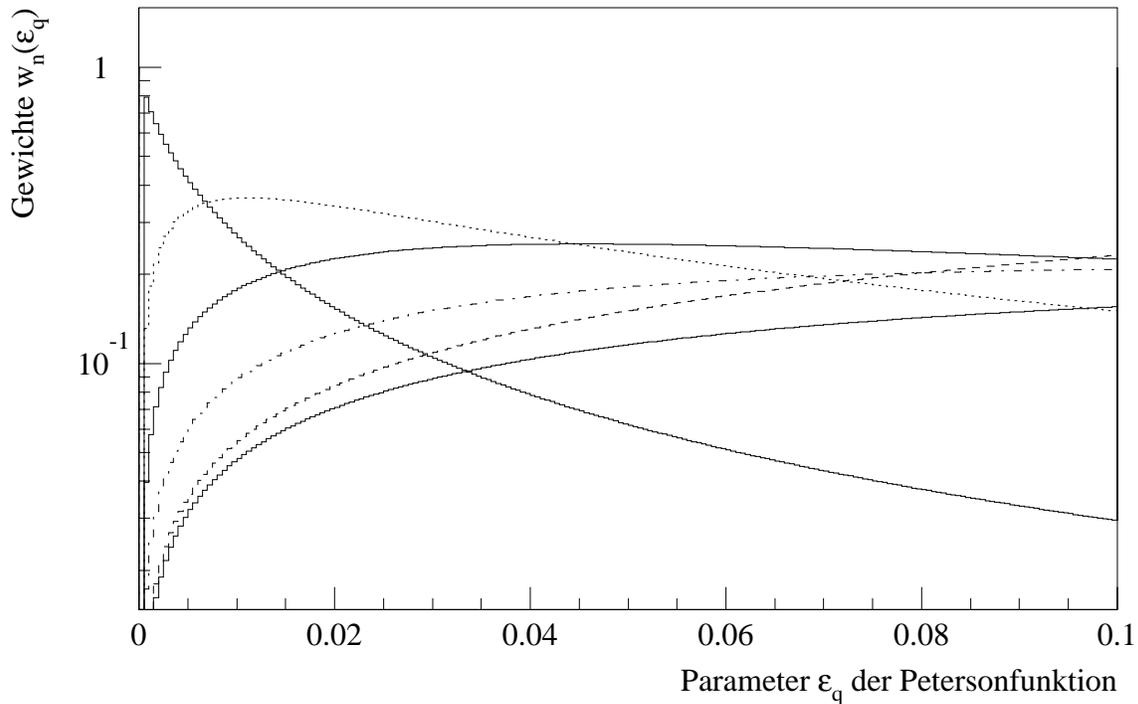


Abbildung 7.4: Die Berechnung der Gewichtsfaktoren.



**Abbildung 7.5:** Die Gewichtungsfaktoren in Abhängigkeit von  $\epsilon_q$ . Ganz links von oben nach unten zeigen die Kurven:  $w_6$  (durchgezogen),  $w_5$  (gestrichelt),  $w_4$  (durchgezogen),  $w_3$  (strichpunktiert),  $w_1$  (gestrichelt) und  $w_2$  (durchgezogen).

Abbildung 7.5 zeigt die Veränderung der Gewichte  $w_n$  in Abhängigkeit von der Wahl des Parameters  $\epsilon_q$  in der Petersonfunktion. Aus dem Verlauf der Kurven kann man sehen, daß die Fragmentationsfunktion umso weicher wird, je größer man den Wert für  $\epsilon_q$  wählt.

Die im Fit zu minimierende Größe  $\chi^2$  ist definiert als:

$$\chi^2 = \sum_{i,j} \frac{(N^{Daten}(i,j) - N^{MC}(i,j))^2}{(\sigma_{Daten}^2(i,j) + \sigma_{MC}^2(i,j))} \quad (7.6)$$

Der statistische Fehler für die Anzahl der Leptonkandidaten im  $p, p_T$ -Kanal  $i, j$  beträgt nach der Poisson-Statistik:

$$\sigma_{Daten}^2(i,j) = N^{Daten}(i,j) \quad (7.7)$$

Der statistische Fehler für die Anzahl der Leptonen im Monte-Carlo ergibt sich entspre-

chend zu:

$$\sigma_{MC}^2(i, j) = F^2 \cdot \sum_k (X_k^2 \cdot N^{MC}(i, j)) \quad (7.8)$$

Diese Wahl der  $\chi^2$ -Definition berücksichtigt automatisch die begrenzte Statistik der Monte-Carlo Ereignisse.

Da die Leptonspektren zu großen Impulsen, bzw. Transversalimpulsen hin steil abfallen, werden beide Variable vor der Anpassung transformiert:

$$p \rightarrow \tilde{p} = \log p \quad (7.9)$$

$$p_T \rightarrow \tilde{p}_T = -\exp(-p_T) \quad (7.10)$$

Dadurch erreicht man eine gleichmäßigere Verteilung der Leptonen in der  $\tilde{p}, \tilde{p}_T$ -Ebene, d.h. die Spektren werden gewissermaßen „linearisiert“, was zu einer Verbesserung des Konvergenzverhaltens führt. Weil die Poisson-Statistik bei zu kleinen Kanaleinträgen ihre Gültigkeit verliert [49], werden im Fit nur solche Bins berücksichtigt, welche nach der Variablentransformation mehr als 10 Einträge aufweisen.

# Kapitel 8

## Ergebnisse der Anpassung

Nach der Beschreibung der Fitmethode im letzten Kapitel, sollen hier nun die Ergebnisse der Parameteranpassung vorgestellt werden. Die Fits der Leptonspektren erfolgten sowohl für Myonen und Elektronen, als auch für die jeweiligen Kandidaten aus den verschiedenen Jahren der Datennahme getrennt, um individuelle Unterschiede in der Monte-Carlo Simulation berücksichtigen zu können. Die Resultate der einzelnen Messungen werden anschließend statistisch zu einem Gesamtergebnis kombiniert.

Der zweite Teil des Kapitels beschäftigt sich mit der Untersuchung von systematischen Unsicherheiten der angepaßten Größen. Diese ergeben sich weil im Fit gewisse Annahmen gemacht werden müssen, welche experimentell nicht ganz genau bekannt sind (z.B. über die Fragmentation des *charm*-Quarks oder den Anteil an misidentifizierten Hadronen etc.). Durch Variation dieser Annahmen innerhalb eines gewissen Bereiches, lassen sich die systematischen Fehler der gemessenen Größen abschätzen.

Am Schluß werden die im Rahmen dieser Arbeit gewonnenen Resultate mit den Ergebnissen anderer Experimente verglichen.

### 8.1 Der Untergrund

Während die Form der Leptonspektren in den Monte-Carlo Ereignissen im allgemeinen gut modelliert ist, trifft dies auf ihre absolute Normierung - das ist die Anzahl der Leptonkandidaten, bezogen auf die Anzahl der multihadronischen Ereignisse - nicht unbedingt zu. Der Grund dafür liegt in einer nicht absolut präzisen Vorhersage des Untergrundes, was durch die Tatsache belegt wird, daß der Effekt bei höheren Transversalimpulsen, d.h. abnehmendem Untergrundanteil, immer geringer wird.

Da die Anzahl der selektierten Leptonkandidaten jedoch direkt in die Bestimmung der Größe  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had} \cdot BR_{sl}^b$  eingeht, erzeugt eine unzureichende Normierung somit einen systematischen Fehler. Um diese Unsicherheit möglichst klein zu halten, wurde vor den eigentlichen Fits des direkten *b*-Anteils und des Fragmentationsparameters  $\epsilon_b$ , für jedes

der Myonsamples der Anteil des hadronischen Untergrundes im Bereich kleiner Transversalimpulse (d.h. in dem kinematischen Gebiet in dem der hadronische Untergrund dominiert) an die Daten angepaßt. Die Bestimmung des Parameters  $X_h$  für Impulse zwischen 3 GeV/c und 25 GeV/c und Transversalimpulse ( $p_T^{lout}$ ) von 0.0 GeV/c bis 1.0 GeV/c ergab folgende Werte:

$$\begin{aligned} \text{Myonen (1991):} & \quad X_h = 0.956 \pm 0.042 \text{ (stat)} \pm 0.030 \text{ (syst)} \\ \text{Myonen (1992):} & \quad X_h = 0.995 \pm 0.046 \text{ (stat)} \pm 0.040 \text{ (syst)} \end{aligned}$$

Dabei bedeutet ein  $X_h$ -Wert kleiner (größer) als eins, daß die Wahrscheinlichkeit für die Fehlidentifizierung eines Hadrons in den Monte-Carlo Ereignissen größer (kleiner), als in den Daten ist. Man erkennt die ziemlich gute Beschreibung des hadronischen Untergrundes durch das Monte-Carlo. Bei den Elektronen stellen konvertierte Photonen eine bedeutende Untergrundquelle dar. Die entsprechende Anpassung ihres Beitrags lieferte:

$$\begin{aligned} \text{Elektronen (1991):} & \quad X_g = 1.186 \pm 0.105 \text{ (stat)} \pm 0.090 \text{ (syst)} \\ \text{Elektronen (1992):} & \quad X_g = 1.566 \pm 0.075 \text{ (stat)} \pm 0.100 \text{ (syst)} \end{aligned}$$

Dies zeigt, daß der Anteil an konvertierten Photonen in den benutzten Monte-Carlo Ereignissen zum Teil erheblich unterschätzt wird. Die systematischen Fehler der beiden Faktoren wurden durch Änderung der  $p_T$ -Definition ( $p_T^{lin}$  anstatt  $p_T^{lout}$ ), sowie einer Variation der Schnitte abgeschätzt. In den weiteren Fits blieben die Untergrundanteile dann jeweils auf den hier angegebenen Werten fixiert. Für die Beiträge des *charm*-Quarks, sowie den nicht prompten Leptonen aus anderen Quellen, wurde die Monte-Carlo Vorhersage verwendet, d.h.  $X_c$  und  $X_a$  auf den Wert eins gesetzt.

Wie bereits in Abschnitt 4.2.2 erwähnt, sind die beiden Parameter  $\epsilon_b$  und  $\epsilon_c$  nicht voneinander unabhängig, sondern über die Quarkmassen korreliert. Aus diesem Grund wurden bei allen Fits immer beide Parameter - und damit auch die Form der Leptonspektren aus dem direkten *c*-Zerfall - variiert, wobei sie aber die Zwangsbedingung  $\epsilon_c = 9 \cdot \epsilon_b$  erfüllen mußten. Diese ergibt sich aus den Quarkmassen  $m_b = 4.5 \text{ GeV}/c^2$ , bzw.  $m_c = 1.5 \text{ GeV}/c^2$ .

Für jeden speziellen Wert von  $\epsilon_b$  erhält man ein etwas anderes Energiespektrum der fragmentierenden *bottom*-Hadronen. Die Größe  $x_E$  ist definiert als das Verhältnis aus Hadron- und Strahlenergie:

$$x_E^b = \frac{E_{Hadron}^b}{E_{Strahl}} = \frac{2 \cdot E_{Hadron}^b}{E_{cm}} \quad (8.1)$$

Der Zusammenhang zwischen dem Mittelwert von  $x_E^b$  und  $\epsilon_b$  kann mittels Monte-Carlo Simulation bestimmt werden (siehe Anhang C).

## 8.2 Die Myonen

Die Anpassung, der aus den Daten des Jahres 1991 selektierten Myonkandidaten an das Monte-Carlo, ergab für die zu bestimmenden Größen  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had} \cdot BR$  und  $\epsilon_b$  die folgenden Resultate:

Myonen 1991					
$p$ in GeV/c	$p_T$ in GeV/c	Myonen	$\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had} \cdot BR$	$\epsilon_b \cdot 10^3$	$\langle x_E^b \rangle$
$3 \leq p \leq 25$	$1.0 \leq p_T^{lout} \leq 5.0$	5723	$0.0227 \pm 0.0007$	$4.6 \pm \begin{smallmatrix} 1.9 \\ 1.5 \end{smallmatrix}$	$0.711 \pm \begin{smallmatrix} 0.012 \\ 0.012 \end{smallmatrix}$
$3 \leq p \leq 25$	$0.6 \leq p_T^{lin} \leq 3.0$	6204	$0.0230 \pm 0.0007$	$6.1 \pm \begin{smallmatrix} 2.5 \\ 2.0 \end{smallmatrix}$	$0.701 \pm \begin{smallmatrix} 0.013 \\ 0.014 \end{smallmatrix}$

**Tabelle 8.1:** Ergebnis der Anpassung der Myonkandidaten des Jahres 1991.

Tabelle 8.2 zeigt die Zusammensetzung des Myonsamples, wie sie sich aus dem Fit ergibt. Die Projektionen der angepaßten  $p, p_T$ -Verteilungen sind in den Abbildungen 8.1 und 8.2 zu sehen. Dabei stellen die Meßpunkte mit den Fehlerbalken die Daten, das durchgezogene Histogramm dagegen das gefittete Spektrum dar. Außerdem ist dessen Zusammensetzung aus den einzelnen Klassen gezeigt.

Myonen 1991				
	$1.0 \leq p_T^{lout} \leq 5.0$		$0.6 \leq p_T^{lin} \leq 3.0$	
Klasse	Anzahl	Anteil in %	Anzahl	Anteil in %
Daten	5723		6204	
Fit	5788	$100.0 \pm 0.0$	6239	$100.0 \pm 0.0$
$b \rightarrow \mu$	3062	$52.8 \pm 1.0$	2941	$47.1 \pm 0.9$
$b \rightarrow c, \tau \rightarrow \mu$	702	$12.1 \pm 0.5$	930	$14.9 \pm 0.5$
$c \rightarrow \mu$	688	$11.9 \pm 0.5$	678	$10.8 \pm 0.4$
sonstige Myonen	319	$5.5 \pm 0.3$	441	$7.1 \pm 0.3$
misid. Hadronen	1017	$17.7 \pm 0.6$	1249	$20.1 \pm 0.6$

**Tabelle 8.2:** Zusammensetzung der Myonkandidaten aus den Daten des Jahres 1991 nach Anpassung der freien Parameter.

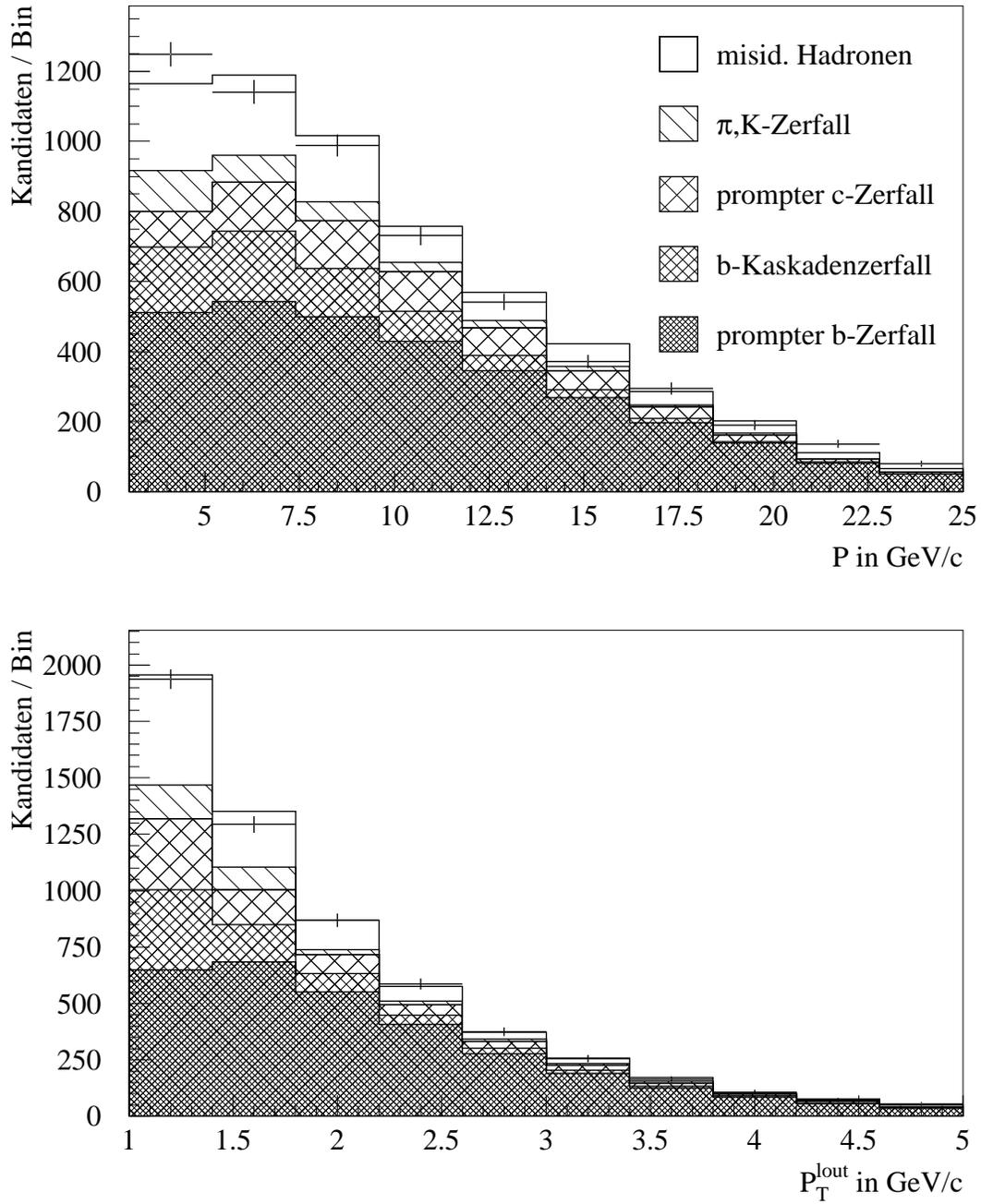


Abbildung 8.1: Ergebnis der  $p, p_T^{\text{out}}$ -Anpassung der Myonkandidaten des Jahres 1991.

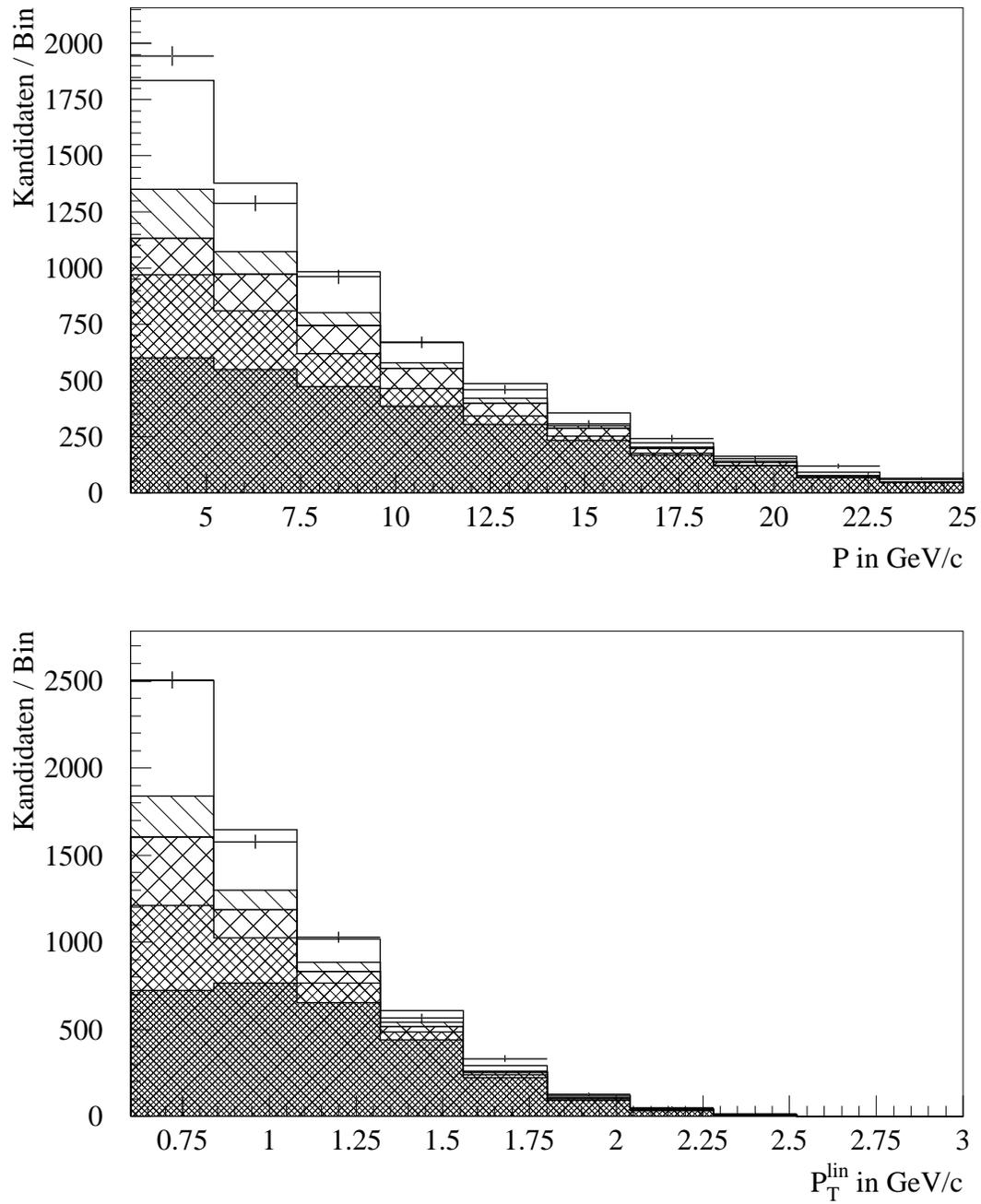


Abbildung 8.2: Ergebnis der  $p, p_T^{\text{lin}}$ -Anpassung der Myonkandidaten des Jahres 1991.

Die entsprechenden Fits der Myonkandidaten aus den Daten des Jahres 1992 ergaben folgende Resultate<sup>1</sup>:

Myonen 1992					
$p$ in GeV/c	$p_T$ in GeV/c	Myonen	$\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had} \cdot BR$	$\epsilon_b \cdot 10^3$	$\langle x_E^b \rangle$
$3 \leq p \leq 25$	$1.0 \leq p_T^{lout} \leq 5.0$	10150	$0.0235 \pm 0.0005$	$4.3 \pm \begin{smallmatrix} 1.3 \\ 1.1 \end{smallmatrix}$	$0.713 \pm \begin{smallmatrix} 0.009 \\ 0.009 \end{smallmatrix}$
$3 \leq p \leq 25$	$0.6 \leq p_T^{lin} \leq 3.0$	11102	$0.0237 \pm 0.0005$	$6.1 \pm \begin{smallmatrix} 1.7 \\ 1.5 \end{smallmatrix}$	$0.701 \pm \begin{smallmatrix} 0.009 \\ 0.010 \end{smallmatrix}$

**Tabelle 8.3:** Ergebnis der Anpassung der Myonkandidaten des Jahres 1992.

Die Zusammensetzung der Myonkandidaten von 1992 nach dem Fit zeigt Tabelle 8.4. Die angepaßten Impuls-, bzw. Transversalimpulsspektren sind in den Abbildungen 8.3 und 8.4 dargestellt.

Myonen 1992				
	$1.0 \leq p_T^{lout} \leq 5.0$		$0.6 \leq p_T^{lin} \leq 3.0$	
Klasse	Anzahl	Anteil in %	Anzahl	Anteil in %
Daten	10150		11102	
Fit	10172	$100.0 \pm 0.0$	11145	$100.0 \pm 0.0$
$b \rightarrow \mu$	5666	$55.7 \pm 0.7$	5507	$49.4 \pm 0.7$
$b \rightarrow c, \tau \rightarrow \mu$	1249	$12.3 \pm 0.3$	1683	$15.1 \pm 0.4$
$c \rightarrow \mu$	1137	$11.2 \pm 0.3$	1163	$10.4 \pm 0.3$
sonstige Myonen	529	$5.2 \pm 0.2$	765	$6.9 \pm 0.2$
misid. Hadronen	1591	$15.6 \pm 0.4$	2027	$18.2 \pm 0.4$

**Tabelle 8.4:** Zusammensetzung der Myonkandidaten aus den Daten des Jahres 1992 nach Anpassung der freien Parameter.

<sup>1</sup>Wegen der schlechten Übereinstimmung von Daten und Monte-Carlo im Vorwärtsbereich, wurden für die Fits der Myonen aus den Daten von 1992, lediglich die Kandidaten aus den zentralen Myonkammern verwendet (siehe Kapitel 6).

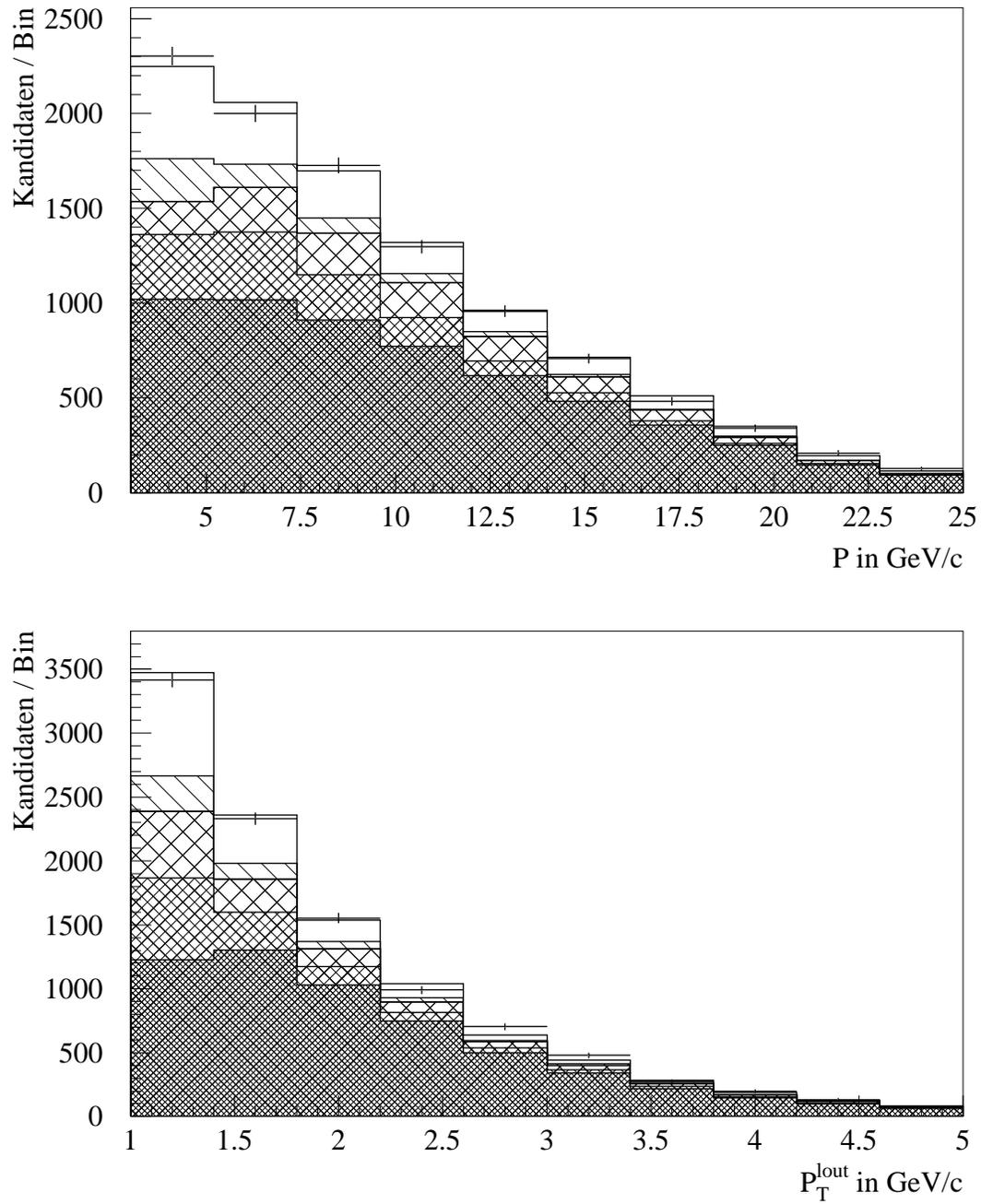


Abbildung 8.3: Ergebnis der  $p, p_T^{\text{out}}$ -Anpassung der Myonkandidaten des Jahres 1992.

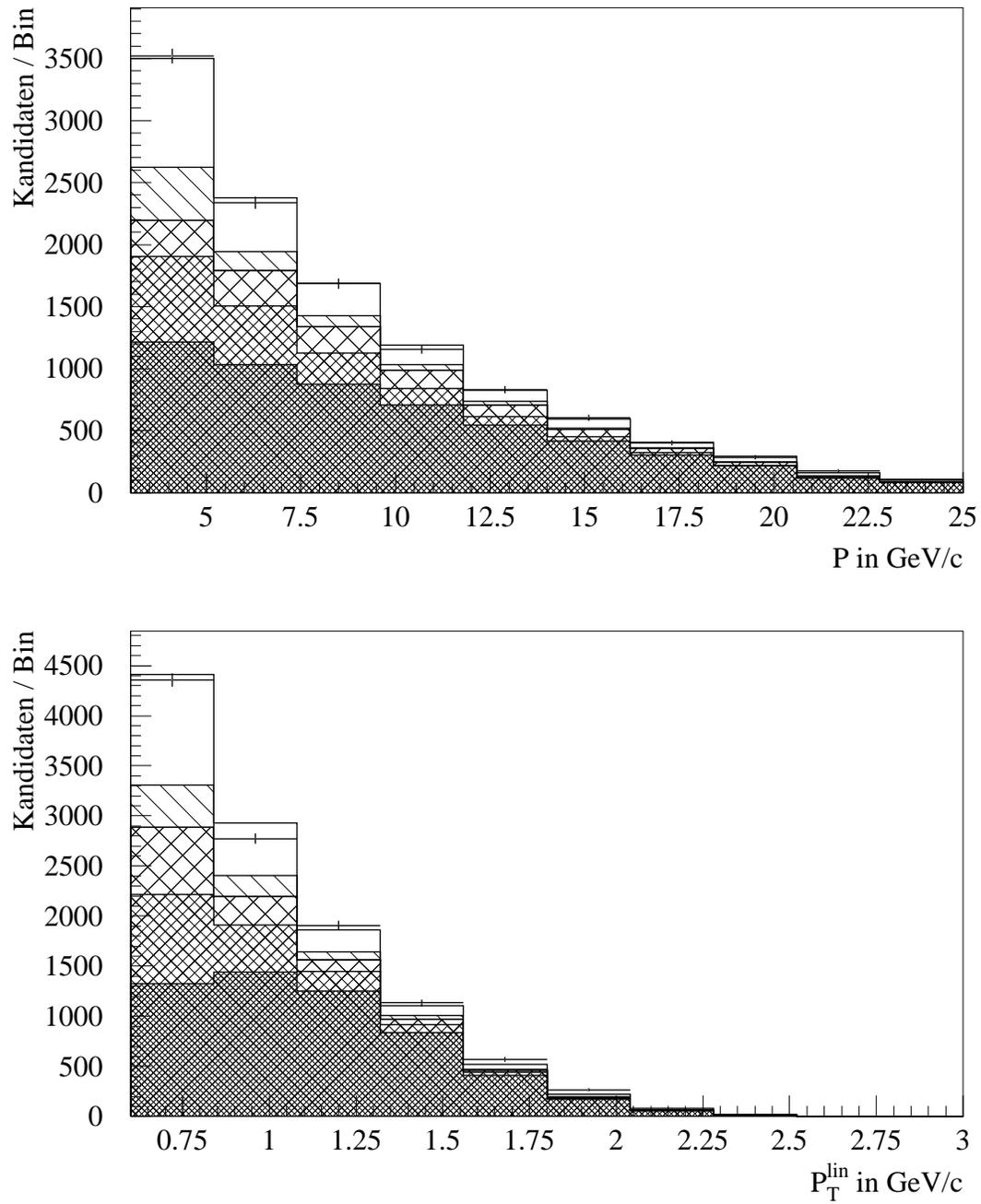


Abbildung 8.4: Ergebnis der  $p, p_T^{\text{lin}}$ -Anpassung der Myonkandidaten des Jahres 1992.

### 8.3 Die Elektronen

Für die Anpassung der  $p, p_T$ -Verteilungen der Elektronen, wurden alle diejenigen geladenen Spuren benutzt, die vom ELECID-Programm als „standard“ Elektronen gekennzeichnet worden sind (siehe Abschnitt 6.2). Die Elektronenkandidaten aus den multihadronischen Ereignissen von 1991 ergaben:

Elektronen 1991					
$p$ in GeV/c	$p_T$ in GeV/c	Elektronen	$\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had} \cdot BR$	$\epsilon_b \cdot 10^3$	$\langle x_E^b \rangle$
$3 \leq p \leq 25$	$1.0 \leq p_T^{out} \leq 5.0$	3399	$0.0219 \pm 0.0007$	$3.8 \pm \begin{smallmatrix} 1.9 \\ 1.4 \end{smallmatrix}$	$0.717 \pm \begin{smallmatrix} 0.014 \\ 0.013 \end{smallmatrix}$
$3 \leq p \leq 25$	$0.8 \leq p_T^{lin} \leq 3.0$	2320	$0.0217 \pm 0.0009$	$2.6 \pm \begin{smallmatrix} 1.8 \\ 1.2 \end{smallmatrix}$	$0.728 \pm \begin{smallmatrix} 0.018 \\ 0.016 \end{smallmatrix}$

**Tabelle 8.5:** Ergebnis der Anpassung der Elektronkandidaten des Jahres 1991.

Ihre gefittete Zusammensetzung zeigt Tabelle 8.6. Die Projektionen der angepaßten  $p, p_T$ -Verteilungen sind in den Abbildungen 8.5 und 8.6 zu sehen.

Elektronen 1991				
	$1.0 \leq p_T^{out} \leq 5.0$		$0.8 \leq p_T^{lin} \leq 3.0$	
Klasse	Anzahl	Anteil in %	Anzahl	Anteil in %
Daten	3399		2320	
Fit	3352	$100.0 \pm 0.0$	2306	$100.0 \pm 0.0$
$b \rightarrow e$	1879	$56.1 \pm 1.3$	1422	$61.7 \pm 1.6$
$b \rightarrow c, \tau \rightarrow e$	377	$11.3 \pm 0.6$	255	$11.1 \pm 0.7$
$c \rightarrow e$	330	$9.8 \pm 0.5$	169	$7.3 \pm 0.6$
konvertierte Photonen	166	$4.9 \pm 0.4$	102	$4.4 \pm 0.4$
sonstige Elektronen	35	$1.0 \pm 0.2$	21	$0.9 \pm 0.2$
misid. Hadronen	565	$16.9 \pm 0.7$	337	$14.6 \pm 0.8$

**Tabelle 8.6:** Zusammensetzung der Elektronkandidaten aus den Daten des Jahres 1991 nach Anpassung der freien Parameter.

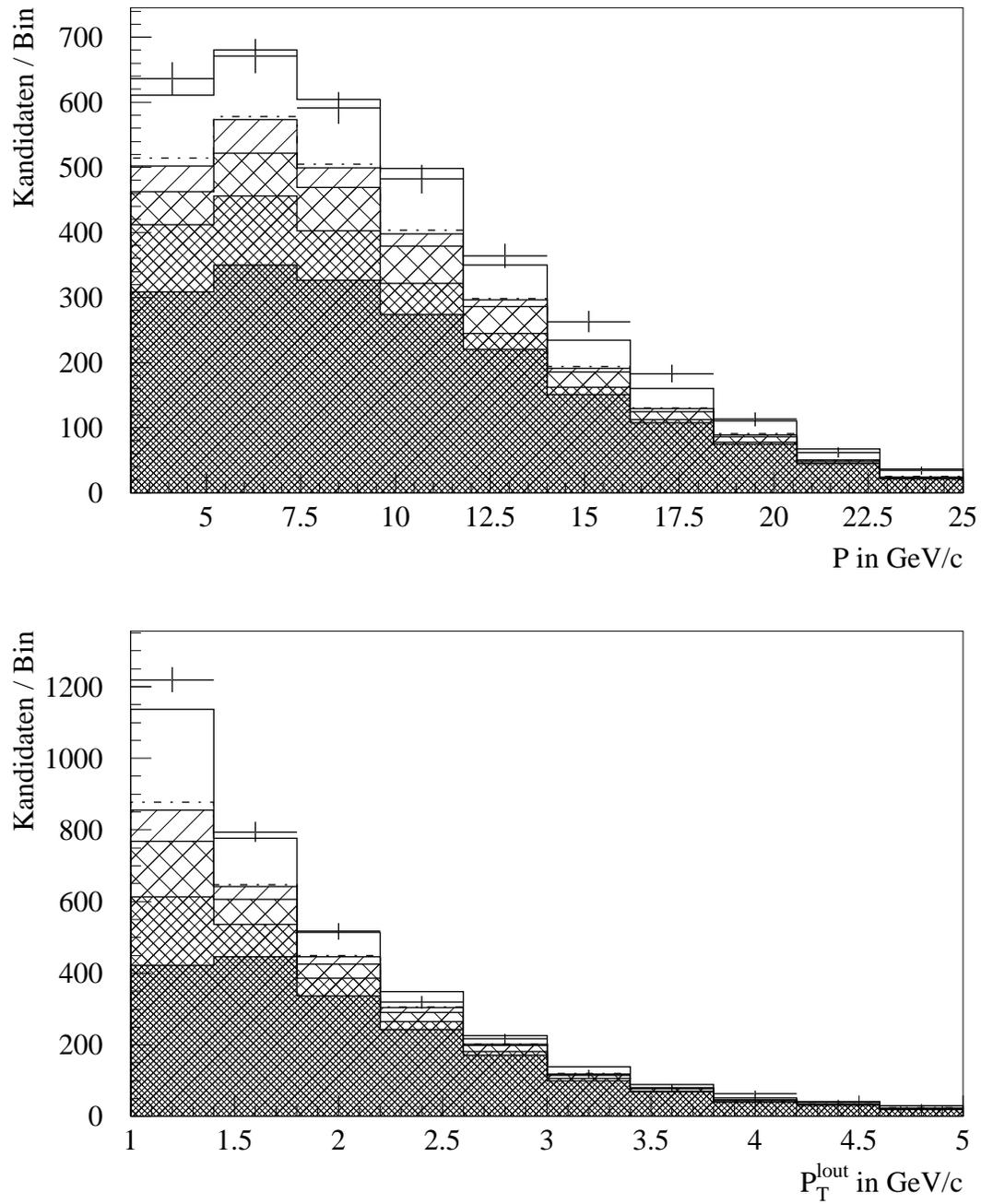


Abbildung 8.5: Ergebnis der  $p, p_T^{\text{out}}$ -Anpassung der Elektronkandidaten des Jahres 1991.

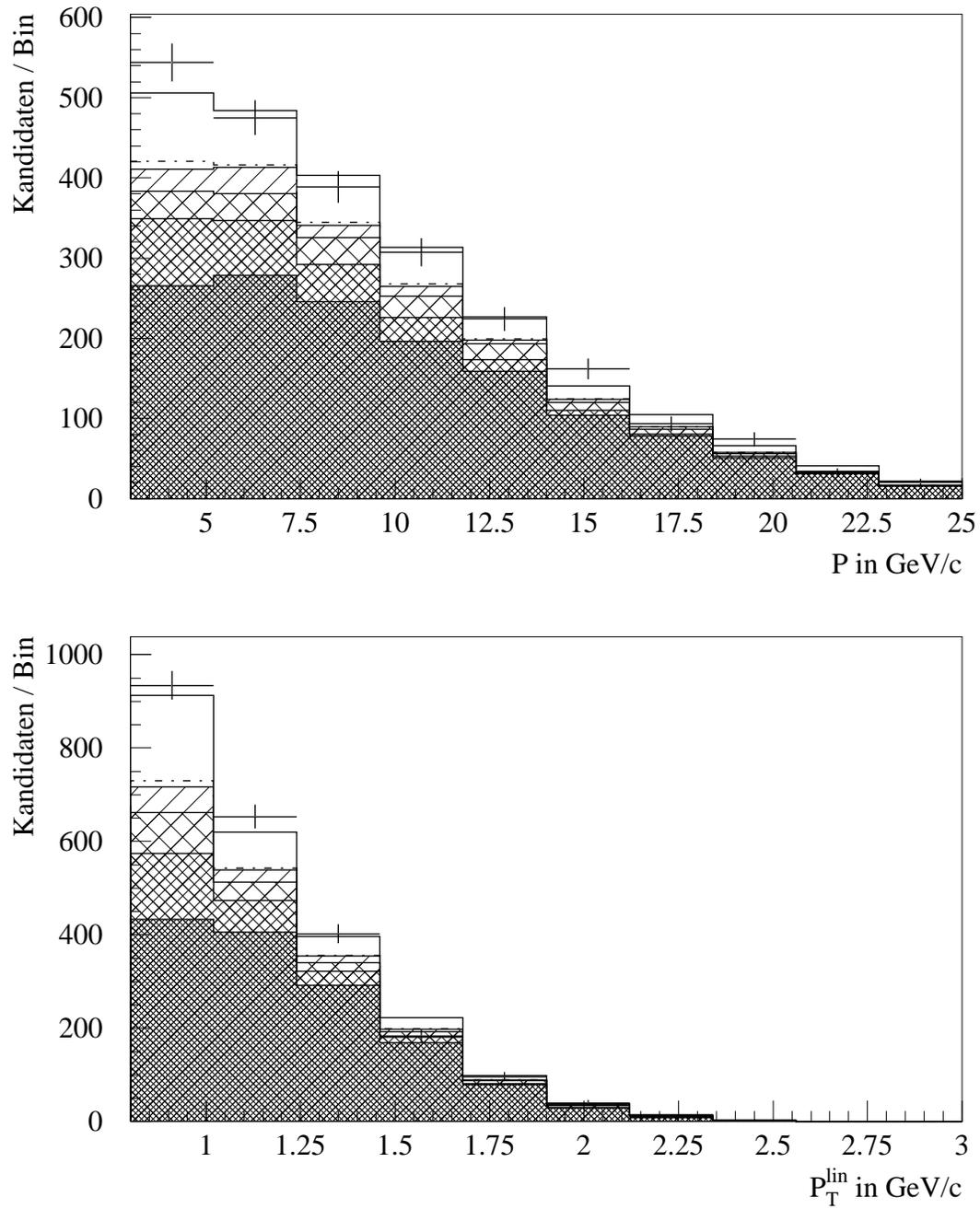


Abbildung 8.6: Ergebnis der  $p, p_T^{\text{lin}}$ -Anpassung der Elektronkandidaten des Jahres 1991.

Die Anpassung der aus den Daten von 1992 selektierten Elektronkandidaten ergab schließlich:

<b>Elektronen 1992</b>					
$p$ in GeV/c	$p_T$ in GeV/c	Elektronen	$\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had} \cdot BR$	$\epsilon_b \cdot 10^3$	$\langle x_E^b \rangle$
$3 \leq p \leq 25$	$1.0 \leq p_T^{out} \leq 5.0$	9728	$0.0219 \pm 0.0005$	$4.2 \pm \begin{smallmatrix} 1.3 \\ 1.0 \end{smallmatrix}$	$0.713 \pm \begin{smallmatrix} 0.008 \\ 0.009 \end{smallmatrix}$
$3 \leq p \leq 25$	$0.6 \leq p_T^{lin} \leq 3.0$	10454	$0.0220 \pm 0.0005$	$5.9 \pm \begin{smallmatrix} 1.6 \\ 1.4 \end{smallmatrix}$	$0.702 \pm \begin{smallmatrix} 0.009 \\ 0.009 \end{smallmatrix}$

**Tabelle 8.7:** Ergebnis der Anpassung der Elektronkandidaten des Jahres 1992.

Die Zusammensetzung der Elektronkandidaten von 1992, wie sie sich aus dem Fit ergibt, ist der Tabelle 8.8 zu entnehmen. Die angepaßten  $p, p_T$ -Verteilungen sind in den Abbildungen 8.7 und 8.8 zu sehen. Bei den Elektronspektren bezeichnet das strichpunktierte Histogramm jeweils den Anteil der konvertierten Photonen.

<b>Elektronen 1992</b>				
	$1.0 \leq p_T^{out} \leq 5.0$		$0.6 \leq p_T^{lin} \leq 3.0$	
Klasse	Anzahl	Anteil in %	Anzahl	Anteil in %
Daten	9728		10454	
Fit	9680	$100.0 \pm 0.0$	10486	$100.0 \pm 0.0$
$b \rightarrow e$	5421	$56.0 \pm 0.8$	5292	$50.5 \pm 0.7$
$b \rightarrow c, \tau \rightarrow e$	1035	$10.7 \pm 0.3$	1350	$12.9 \pm 0.4$
$c \rightarrow e$	952	$9.8 \pm 0.3$	1031	$9.8 \pm 0.3$
konvertierte Photonen	597	$6.2 \pm 0.3$	828	$7.9 \pm 0.3$
sonstige Elektronen	106	$1.1 \pm 0.1$	140	$1.3 \pm 0.1$
misid. Hadronen	1569	$16.2 \pm 0.4$	1845	$17.6 \pm 0.4$

**Tabelle 8.8:** Zusammensetzung der Elektronkandidaten aus den Daten des Jahres 1992 nach Anpassung der freien Parameter.

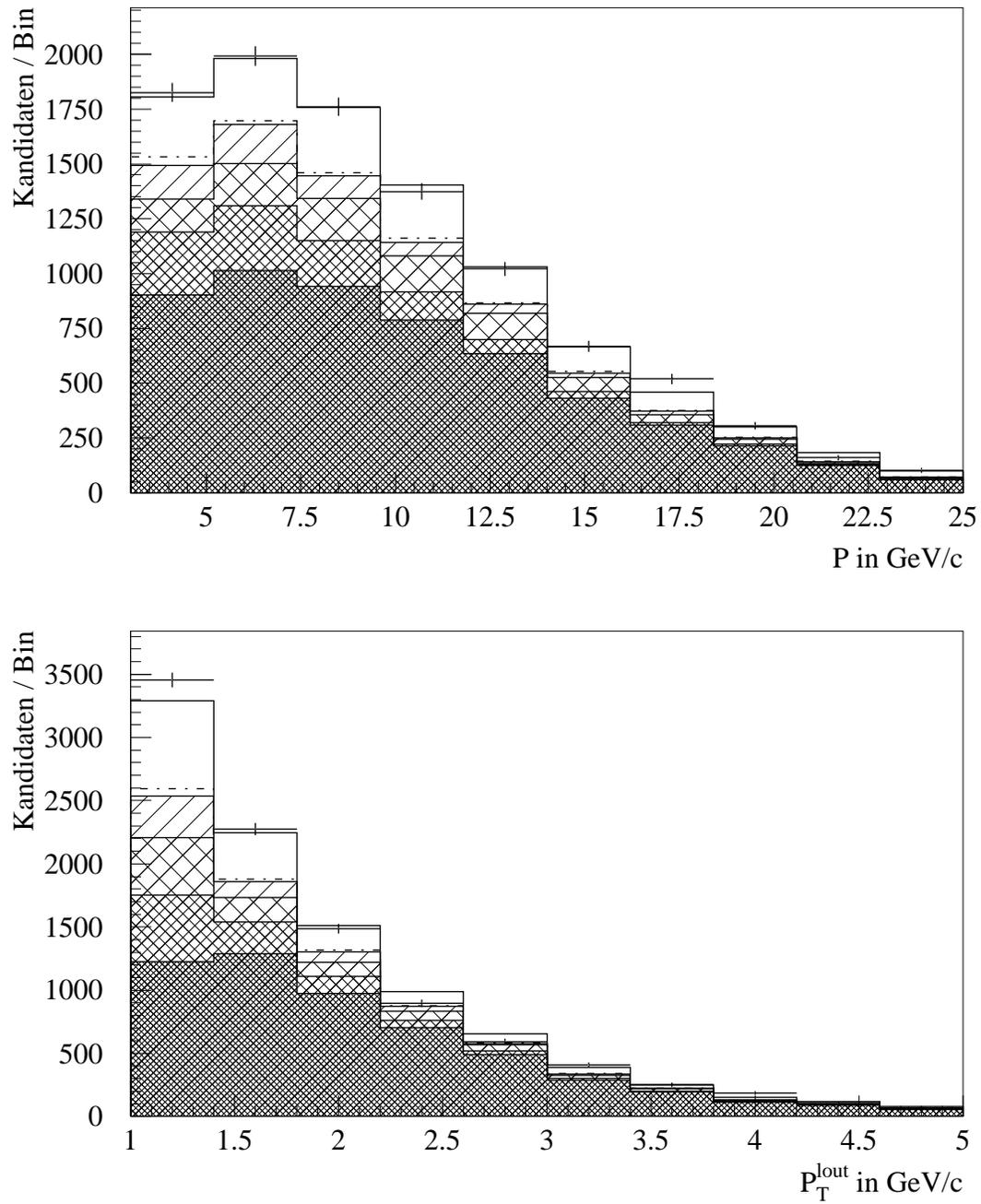


Abbildung 8.7: Ergebnis der  $p, p_T^{\text{out}}$ -Anpassung der Elektronkandidaten des Jahres 1992.

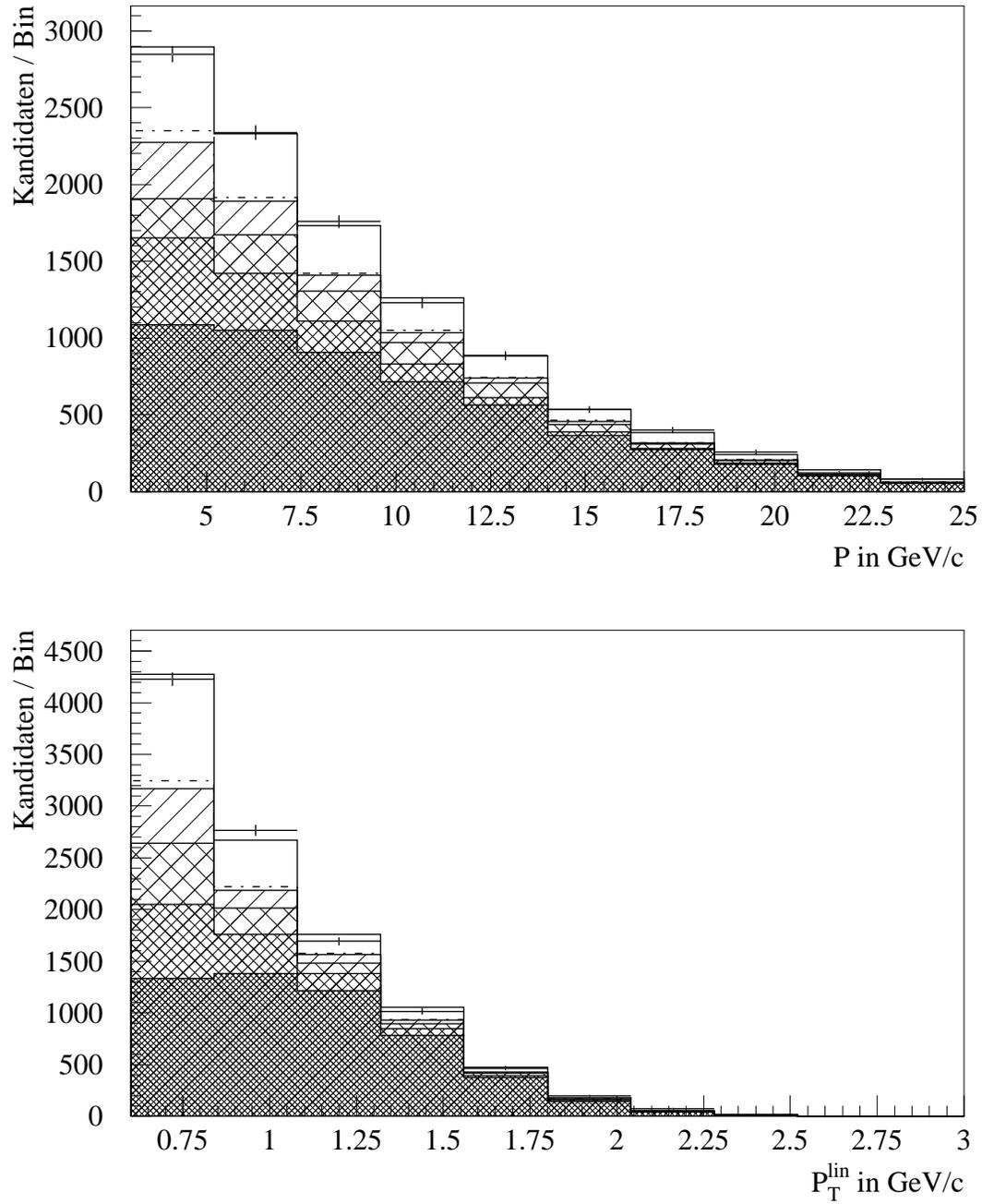


Abbildung 8.8: Ergebnis der  $p, p_T^{\text{lin}}$ -Anpassung der Elektronkandidaten des Jahres 1992.

## 8.4 Kombination der Einzelmessungen

Die in den vorangegangenen Abschnitten präsentierten Fitresultate für die einzelnen Leptonsamples stimmen im Rahmen der statistischen Fehler alle miteinander überein. Sie sollen hier nun zu einem Gesamtergebnis kombiniert werden. Dazu dienen die folgenden Standardformeln der Statistik [5]:

$$\hat{x} = \frac{1}{\sum_i \frac{1}{\sigma_i^2}} \sum_i \frac{x_i}{\sigma_i^2} \quad (8.2)$$

$$\sigma^2 = \frac{1}{\sum_i \frac{1}{\sigma_i^2}} \quad (8.3)$$

(Darin steht  $x_i$  für das Ergebnis der Einzelmessung  $i$ , sowie  $\sigma_i$  für deren statistischen Fehler.)

Zur Bestimmung von  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had} \cdot BR_{sl}^b$  werden die Ergebnisse der Anpassung der  $p, p_T^{out}$ -Verteilungen verwendet. Durch die Wahl der Transversalimpulsvariablen  $p_T^{out}$  erhält man nämlich bei gleicher Effizienz der Schnitte, eine - im Vergleich zu  $p_T^{lin}$  - größere Anreicherung von Leptonen aus dem direkten  $b$ -Quarkzerfall (siehe dazu Abschnitt 6.3).

Die Kombination der Fitresultate für die Myonkandidaten aus den multihadronischen Ereignissen der Jahre 1991 und 1992 ergibt:

$$\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had} \cdot BR(b \rightarrow \mu + X) = 0.0232 \pm 0.0004 \quad 68\% \text{ C.L.}$$

Aus den entsprechenden Ergebnissen der Elektronen resultiert dagegen:

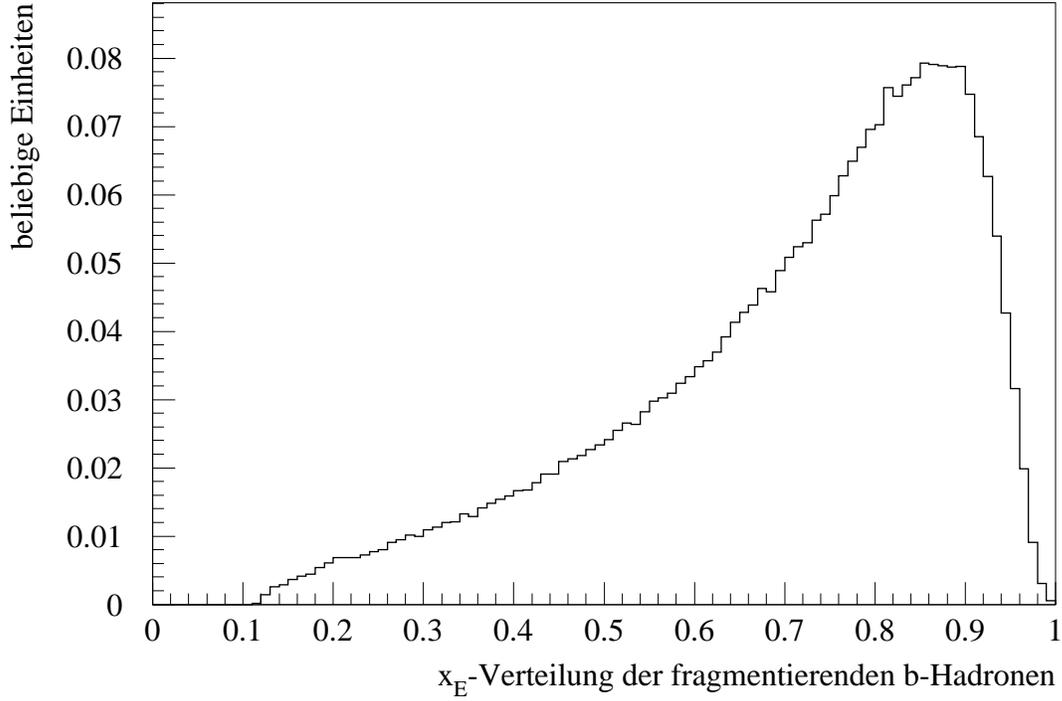
$$\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had} \cdot BR(b \rightarrow e + X) = 0.0219 \pm 0.0004 \quad 68\% \text{ C.L.}$$

Legt man für die Kopplung des  $Z^0$ -Bosons an den  $b\bar{b}$ -Endzustand den Standardmodellwert  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had} = 0.217$  zugrunde, so erhält man die folgenden inklusiven Verzweigungsverhältnisse für den Zerfall des  $b$ -Quarks in Myonen und in Elektronen:

$$BR(b \rightarrow \mu + X) = 0.107 \pm 0.002$$

$$BR(b \rightarrow e + X) = 0.101 \pm 0.002$$

Die Fragmentation des  $b$ -Quarks sollte unabhängig davon sein, wie das schwere Hadron anschließend zerfällt. Deshalb können zur Ermittlung des Fragmentationsparameters  $\epsilon_b$  alle vier Einzelmessungen (Myonen + Elektronen von 1991 und 1992) miteinander kombiniert werden. Wie man aus den Abbildungen 7.1 bis 7.3 erkennen kann, ist der Transversalimpuls des Leptons von der „Härte“ der Fragmentation des hadronischen Mutterteilchens jedoch abhängig, wenn man zu dessen Definition die Variable  $p_T^{out}$  benutzt. Dagegen tritt diese Korrelation bei Benutzung der Variablen  $p_T^{lin}$  nicht auf. Um sich durch den Schnitt



**Abbildung 8.9:** Das  $x_E$ -Spektrum der primären  $b$ -Hadronen .

im Transversalimpuls, der ja lediglich zur Anreicherung von Leptonen aus den direkten  $b$ -Zerfällen dient, keinen Bias bezüglich der Fragmentation einzuhandeln, werden zur Bestimmung des Parameters  $\epsilon_b$  nur die Fits in der  $p, p_T^{lin}$ -Ebene der Leptonen verwendet. Daraus ergibt sich:

$$\epsilon_b = 0.0051 \pm \begin{matrix} 0.0009 \\ 0.0007 \end{matrix}$$

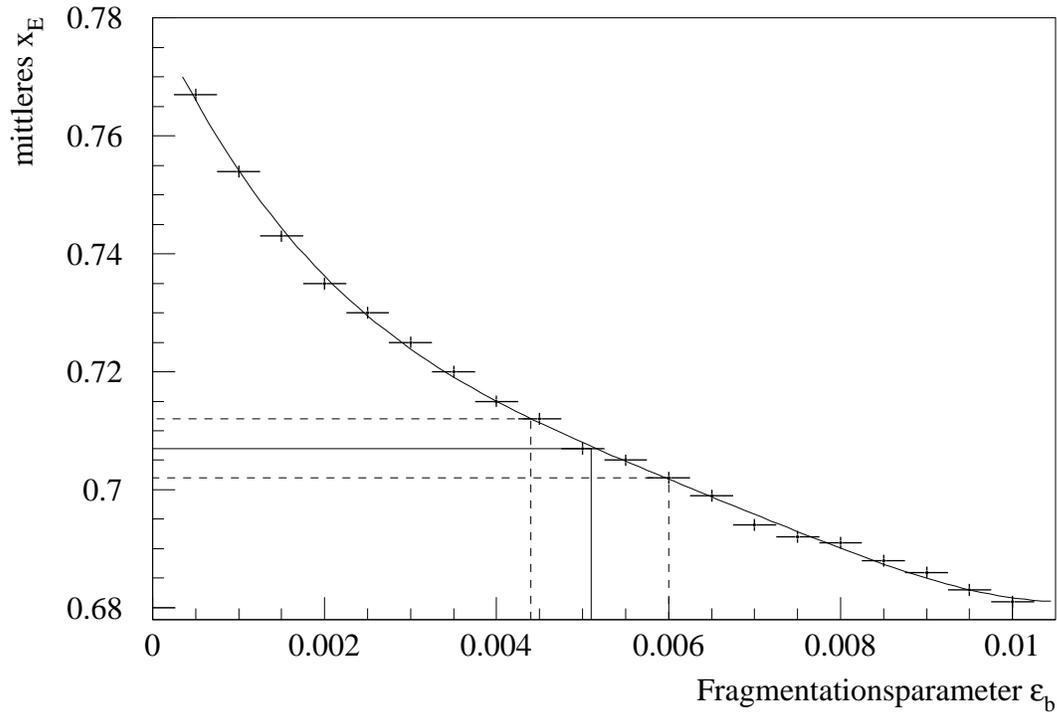
Die Verteilungsfunktion der Fragmentationsvariablen  $z = (E + p_L)_h / (E + p_L)_s$  besitzt damit einen Mittelwert von:

$$\langle z \rangle = 0.836 \pm \begin{matrix} 0.008 \\ 0.008 \end{matrix}$$

Das resultierende  $x_E$ -Spektrum der fragmentierenden primären *Bottom*-Hadronen ist in der Abbildung 8.9 zu sehen. Abbildung 8.10 zeigt den Zusammenhang zwischen  $\epsilon_b$  und dem Mittelwert der  $x_E$ -Verteilung. Daraus läßt sich dieser bestimmen zu:

$$\langle x_E^b \rangle = 0.707 \pm \begin{matrix} 0.006 \\ 0.006 \end{matrix}$$

Unter Ausnutzung der im Modell von Peterson *et al.* vorhandenen Korrelation zwischen  $\epsilon_b$  und  $\epsilon_c$ , läßt sich auch eine Aussage über die Fragmentation der *Charm*-Teilchen machen.



**Abbildung 8.10:** Der Mittelwert des  $x_E$ -Spektrums in Abhängigkeit von  $\epsilon_b$ .

Mit den Konstituenten-Quarkmassen  $m_b = 4.5 \text{ GeV}/c^2$  und  $m_c = 1.5 \text{ GeV}/c^2$  erhält man:

$$\epsilon_c = 0.046 \pm \begin{matrix} 0.008 \\ 0.006 \end{matrix}$$

Das entspricht einem mittleren Energieanteil der *Charm*-Hadronen von:

$$\langle x_E^c \rangle = 0.513 \pm \begin{matrix} 0.009 \\ 0.005 \end{matrix}$$

## 8.5 Untersuchung der systematischen Fehler

Alle vorgestellten Ergebnisse sind von den Monte-Carlo Vorhersagen für die Zusammensetzung der Leptonsamples abhängig. Diese sind aber nicht exakt gegeben, sondern nur innerhalb gewisser Grenzen bekannt. Um die systematischen Auswirkungen zu untersuchen, wurden die Beiträge der einzelnen Leptonklassen variiert. Die daraus resultierenden Veränderungen der anzupassenden Größen sind in Tabelle 8.9 zusammengestellt.

Klasse	Variation	$\Delta \Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had} \cdot BR_{b \rightarrow \mu}$	$\Delta \Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had} \cdot BR_{b \rightarrow e}$	$\Delta \epsilon_b$
$b$ -Kaskadenzerfall	$\mp 10\%$	$\pm 0.0004$	$\pm 0.0004$	$\pm 0.0005$
prompter $c$ -Zerfall	$\mp 5\%$	$\pm 0.0002$	$\pm 0.0002$	$\pm 0.0000$
misid. Hadronen	$\mp 6\%$	$\pm 0.0003$	$\pm 0.0003$	$\pm 0.0001$
sonstige Quellen	$\mp 10\%$	$\pm 0.0002$	$\pm 0.0000$	$\pm 0.0004$
konv. Photonen	$\mp 20\%$	$\pm 0.0000$	$\pm 0.0003$	$\pm 0.0004$
total		$\pm 0.0006$	$\pm 0.0006$	$\pm 0.0006$

**Tabelle 8.9:** Systematischer Fehler aufgrund der Unsicherheit in der Zusammensetzung der Leptonen.

Um den Einfluß der Modellierung der Leptonenspektren im Monte-Carlo Generator, sowie der Jetbildung durch den Clusteralgorithmus abzuschätzen, wurde sowohl der kinematische Bereich der Fits in der  $p, p_T$ -Ebene, als auch die Transversalimpulsdefinition<sup>2</sup> verändert (Tabelle 8.10).

Obwohl im Ansatz von Peterson *et al.* die Parameter  $\epsilon_b$  und  $\epsilon_c$  über die Quarkmassen voneinander abhängig sind, besteht wegen der ungenauen Kenntnis von  $m_b$  und  $m_c$  noch eine Unsicherheit bezüglich der Fragmentation des  $c$ -Quarks. Dem wurde durch Veränderung des Verhältnisses zwischen beiden Parametern Rechnung getragen. Für  $\epsilon_c = (9 \mp 2) \cdot \epsilon_b$ , ergab sich ein systematischer Fehler von  $\Delta \epsilon_b = \pm 0.0003$ . Da die Fragmentationsparameter im Fit lediglich die Form der  $p, p_T$ -Verteilungen verändern, nicht jedoch die Anzahl der Leptonkandidaten, wirkt sich eine Variation von  $\epsilon_c$  nicht auf die Messung der Verzweigungsverhältnisse aus.

Variable	Fitbereich in GeV/c	$\Delta \Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had} \cdot BR_{sl}$	$\Delta \epsilon_b$
$p_T^{lin}$	0.4 - 0.9 bis 3.0	$\pm 0.0003$	$\pm 0.0005$
$p_T^{lout}$	0.6 - 1.2 bis 5.0	$\pm 0.0003$	
$p$	2.0 bis 25.0	+0.0001	+0.0005
$p$	4.0 bis 30.0	-0.0003	-0.0005
total		$\pm_{0.0005}^{0.0004}$	$\pm 0.0007$

**Tabelle 8.10:** Unsicherheit aufgrund der Änderung des kinematischen Bereiches im Fit.

<sup>2</sup>Eine Bestimmung des Fragmentationsparameters durch Anpassung der  $p, p_T^{lout}$ -Spektren, ergibt bei immer härteren Transversalimpulsschnitten auch immer kleinere Werte von  $\epsilon_b$  (d.h. immer härtere Fragmentation). Dies ist so, weil wie schon erwähnt die Variable  $p_T^{lout}$  mit dem Impuls korreliert ist, sodaß ein härterer  $p_T^{lout}$ -Schnitt automatisch auch Leptonen mit größerem Impuls selektiert.

Schließlich hängt bei gegebenem  $\epsilon_b$ , das Energie-Spektrum der im Monte-Carlo Generator erzeugten *Bottom*-Hadronen noch vom Wert des QCD-Skalenparameters  $\Lambda$ , sowie leicht von der minimalen invarianten Masse  $m_{min}$  bei der die Partonschauerkaskade abbricht, ab.

Parameter	DELPHI-Simulation	Variation	$\Delta \langle x_E^b \rangle$
$\Lambda_{QCD}$	0.255	0.200 - 0.350	$\pm_{0.008}^{0.008}$
$m_{min}$	1.3	0.5 - 2.0	$\pm 0.002$

Eine Korrelation mit anderen Monte-Carlo Parametern, wie zum Beispiel der Wahrscheinlichkeit für *b*-Baryonproduktion, oder dem Verhältnis, mit dem Vektor-, bzw. pseudoskalare Mesonen erzeugt werden besteht nicht, da der Parameter  $\epsilon_q$  universell für alle Hadronen eines Quarkflavours gilt.

Die quadratische Addition aller einzelnen Beiträge ergibt dann folgende Abschätzung für die systematischen Fehler:

$$\begin{aligned} \Delta \Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had} \cdot BR_{b \rightarrow \mu, e} &= \pm_{0.0008}^{0.0007} \\ \Delta \epsilon_b &= \pm 0.001 \\ \Delta \langle x_E^b \rangle &= \pm_{0.010}^{0.011} \end{aligned}$$

## 8.6 Vergleich mit anderen Experimenten

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der Analyse mit den Resultaten anderer Experimente verglichen. Messungen der Größe  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had} \cdot BR_{b \rightarrow l}$  durch Fits der Leptonenspektren in der  $p, p_T$ -Ebene, bzw. durch Zählen von Leptonen mit großem Transversalimpuls ( $p_T \geq 1$  GeV/c), wurden von drei LEP-Experimenten veröffentlicht. Sie sind in Tabelle 8.11 zusammen mit den eigenen Resultaten aufgelistet<sup>3</sup>. Man erkennt, daß alle Ergebnisse im Rahmen der Fehler miteinander verträglich sind. Außerdem ist zu sehen, daß der Meßfehler bereits durch die systematischen Unsicherheiten dominiert wird.

Aus dem Verhältnis der Lepton- und Dileptonenspektren bei hohen Transversalimpulsen läßt sich sowohl  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had}$ , als auch das semileptonische Verzweigungsverhältnis bestimmen, wobei beide Größen jedoch stark miteinander korreliert sind. Eine weitere, zur Messung des

<sup>3</sup>Werden im folgenden für eine Meßgröße zwei Fehler angegeben, so ist der erste Fehler statistischer und der zweite Fehler systematischer Natur. Wird dagegen nur ein Fehler angegeben, dann beinhaltet dieser sowohl die statistischen, als auch die systematischen Unsicherheiten.

Experiment	Leptonen	Daten	$\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had} \cdot BR_{b \rightarrow l}$	Ref.
DELPHI	$e + \mu$	1990	$0.0221 \pm 0.0015$	[50]
L3	$e + \mu$	1990	$0.0249 \pm 0.0005 \pm 0.0007$	[51]
OPAL	$\mu$	1990	$0.0226 \pm 0.0007 \pm 0.0013$	[52]
OPAL	$e$	1990	$0.0238 \pm 0.0008 \pm 0.0020$	[53]
eigene Messung	$\mu$	1991-1992	$0.0232 \pm 0.0004 \pm \begin{smallmatrix} 0.0007 \\ 0.0008 \end{smallmatrix}$	
eigene Messung	$e$	1991-1992	$0.0219 \pm 0.0004 \pm \begin{smallmatrix} 0.0007 \\ 0.0008 \end{smallmatrix}$	
eigene Messung	$e + \mu$	1991-1992	$0.0226 \pm 0.0003 \pm \begin{smallmatrix} 0.0007 \\ 0.0008 \end{smallmatrix}$	

**Tabelle 8.11:** Vergleich der  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had} \cdot BR_{b \rightarrow l}$  -Bestimmung mit anderen Experimenten.

Verzweigungsverhältnisses für den Zerfall  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$  geeignete Methode, ist die multidimensionale Analyse kinematischer Ereignisvariablen (z.B. mit Hilfe neuronaler Netze). Außerdem kann die lange  $b$ -Lebensdauer über die Messung der hadronischen Impact-Parameter Verteilung dazu ausgenutzt werden. Tatsächlich erhofft man sich hiervon in Zukunft die größte Verbesserung der Meßgenauigkeit. Eine Übersicht über die Resultate der  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had}$  -Messungen bei LEP ist in Tabelle 8.12 gezeigt. Dieselben Werte sind in der Abbildung 8.11 nocheinmal graphisch dargestellt.

Um die in dieser Arbeit bestimmte Größe  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had} \cdot BR_{b \rightarrow l}$  damit vergleichen zu können, wird noch eine präzise Messung des mittleren semileptonischen Verzweigungsverhältnisses der  $b$ -Quarks benötigt. Dazu kann entweder der LEP Mittelwert  $BR(b \rightarrow l + X) = 11.0 \pm 0.3 \pm 0.4\%$ , oder das aus Messungen von ARGUS und CLEO gemittelte Verzweigungsverhältnis  $BR(b \rightarrow l + X) = 10.50 \pm 0.35\%$  benutzt werden [68]. Bei Verwendung des auf der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz bestimmten Wertes wird allerdings implizit die Annahme gemacht, daß das semileptonische Verzweigungsverhältnis für alle Hadronen mit *Bottomness* gleich ist. Wie man aus den beiden Zahlen jedoch ersehen kann, ist dies im Rahmen der derzeitigen Meßgenauigkeit auch der Fall.

Unter Verwendung des LEP Verzweigungsverhältnisses ergibt sich:

$$\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had} = 0.205 \pm 0.006 (stat) \pm 0.010 (syst)$$

Benutzt man dagegen den ARGUS/CLEO Mittelwert, so resultiert:

$$\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had} = 0.218 \pm 0.011 (stat \oplus syst)$$

Der Fehler ist dabei zu etwa gleichen Teilen durch den Fehler der  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had} \cdot BR_{b \rightarrow l}$  -Messung, sowie den Fehler des semileptonischen Verzweigungsverhältnisses bestimmt.

Experiment	Daten	$\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had}$	Ref.
$\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had}$ Bestimmung mit inklusiven Leptonen			
ALEPH	1990-1992	$0.222 \pm 0.004 \pm 0.006$	[54]
DELPHI	1991-1992	$0.222 \pm 0.009 \pm 0.005$	[55]
L3	1990-1991	$0.218 \pm 0.008 \pm 0.007$	[56]
OPAL	1990-1991	$0.221 \pm 0.004 \pm 0.010$	[57]
LEP Mittelwert		$0.221 \pm 0.003 \pm 0.005$	[66]
$\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had}$ Bestimmung aus der Ereignisform			
ALEPH	1990-1991	$0.228 \pm 0.005 \pm 0.005$	[58]
DELPHI	1990-1991	$0.232 \pm 0.005 \pm 0.017$	[59]
L3	1991	$0.222 \pm 0.003 \pm 0.006$	[60]
LEP Mittelwert		$0.226 \pm 0.002 \pm 0.005$	[66]
$\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had}$ Bestimmung mittels Impact Parameter-Verteilungen			
ALEPH	1992	$0.219 \pm 0.002 \pm 0.003$	[61]
DELPHI	1991-1992	$0.206 \pm 0.007 \pm 0.006$	[62]
DELPHI	1991	$0.222 \pm 0.007 \pm 0.007$	[63]
OPAL	1990	$0.222 \pm 0.007 \pm 0.008$	[64]
OPAL	1991-1992	$0.213 \pm 0.004 \pm 0.004$	[65]
LEP Mittelwert		$0.217 \pm 0.002 \pm 0.003$	[66]
$\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had}$ Bestimmung aus der Kombination aller Methoden			
LEP Mittelwert		$0.220 \pm 0.003$	[66]
eigene Messung ( $BR_{sl}$ von LEP)		$0.205 \pm 0.012$	
eigene Messung ( $BR_{sl}$ von ARGUS/CLEO)		$0.218 \pm 0.011$	

**Tabelle 8.12:** Die verschiedenen  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had}$ -Messungen im Überblick.

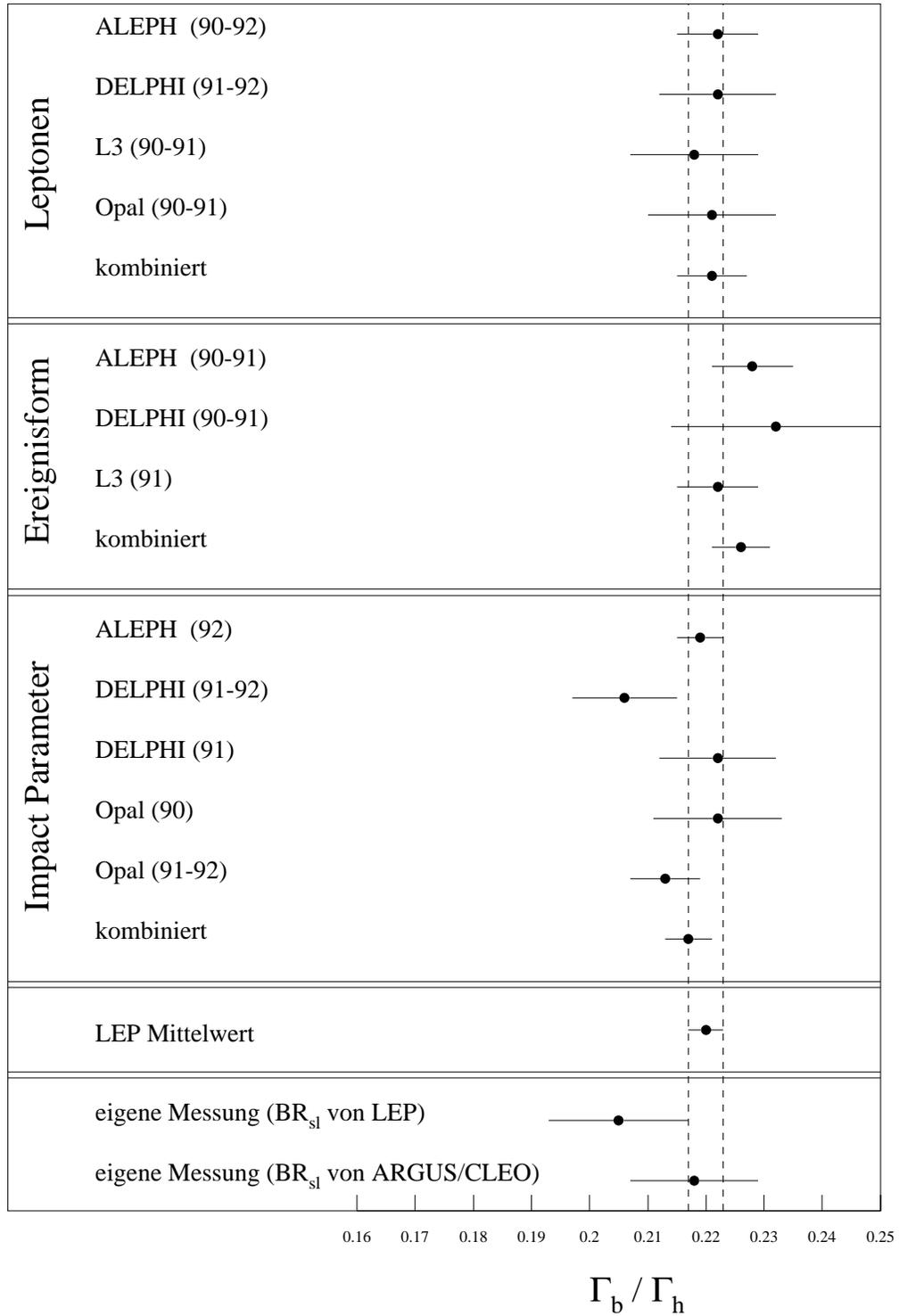


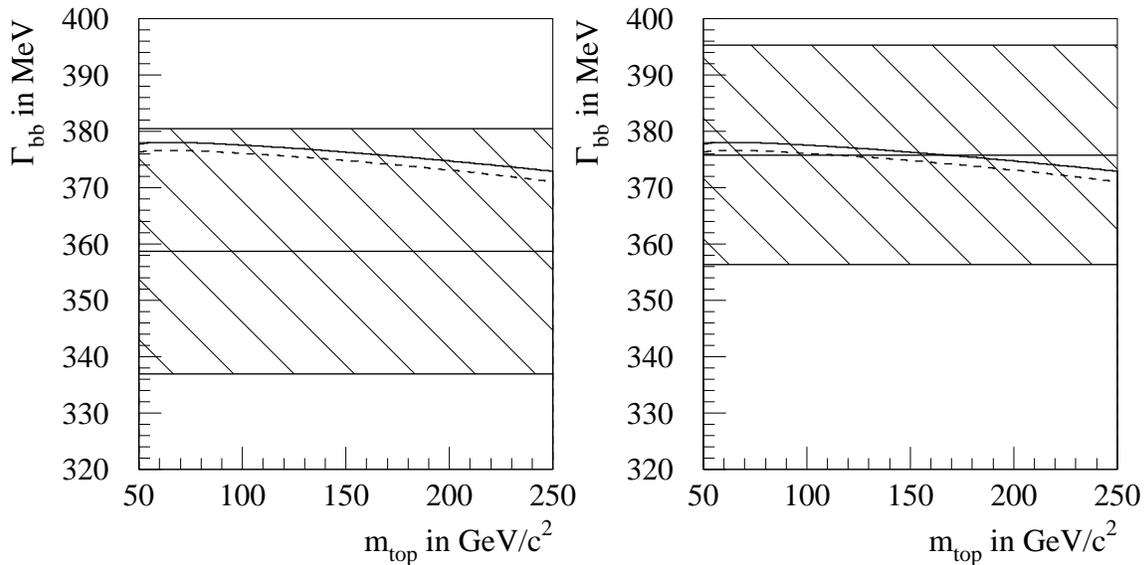
Abbildung 8.11: Die verschiedenen  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had}$  -Messungen im Überblick..

Der neueste Mittelwert aller LEP-Experimente für die hadronische Breite des  $Z^0$ -Bosons beträgt  $\Gamma_{had} = 1745.8 \pm 4.0$  MeV [67]. Damit läßt sich die partielle Breite für den Zerfall  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$  bestimmen zu:

$$\Gamma_{b\bar{b}} = 358.7 \pm 21.7 \text{ MeV} \quad (\text{BR}_{sl} \text{ von LEP})$$

$$\Gamma_{b\bar{b}} = 375.8 \pm 19.5 \text{ MeV} \quad (\text{BR}_{sl} \text{ von ARGUS/CLEO})$$

Das ist in guter Übereinstimmung mit der Standardmodellvorhersage<sup>4</sup>. Abbildung 8.12 zeigt den Verlauf der  $b$ -Partialbreite in Abhängigkeit von der Topmasse, gemeinsam mit den in dieser Arbeit bestimmten Werten. Man erkennt, daß der Fehler dieser Einzelmessung viel zu groß ist, um damit Aussagen über die Topmasse machen zu können.



**Abbildung 8.12:** Vergleich der Standardmodellvorhersage für  $\Gamma_{b\bar{b}}$  mit den in dieser Arbeit - unter Verwendung der bei LEP (links), bzw. ARGUS/CLEO (rechts) gemessenen semileptonischen  $b$ -Verzweigungsverhältnisse - erzielten Resultaten.

<sup>4</sup>Die Abhängigkeit der  $b$ -Partialbreite von der Topmasse wurde mit Hilfe des ZFITTER-Programms berechnet ( $\alpha_s = 0.120$ ).  $\Gamma_{b\bar{b}}$  variiert zwischen 371 und 378 MeV für  $50 \text{ GeV}/c^2 \leq m_{top} \leq 250 \text{ GeV}/c^2$  und  $50 \text{ GeV}/c^2 \leq m_{Higgs} \leq 1000 \text{ GeV}/c^2$ . Für  $m_{top} = 174 \text{ GeV}/c^2$ , beträgt  $\Gamma_{b\bar{b}}$  etwa 375 MeV.

Die Fragmentationseigenschaften der schweren  $c$ - und  $b$ -Quarks sind ebenfalls von allen vier LEP-Experimenten mit verschiedenen Methoden untersucht worden. In Tabelle 8.13 sind die Resultate für den mittleren Energieanteil der fragmentierenden  $b$ -Hadronen der eigenen Messung gegenüber gestellt.

Experiment	$\langle x_E^b \rangle$	Ref.
ALEPH	$0.67 \pm \begin{smallmatrix} 0.04 \\ 0.03 \end{smallmatrix}$	[69]
L3	$0.69 \pm \begin{smallmatrix} 0.04 \\ 0.04 \end{smallmatrix}$	[51]
L3	$0.686 \pm 0.006 \pm 0.016$	[70]
OPAL	$0.726 \pm 0.007 \pm 0.022$	[52]
DELPHI	$0.69 \pm \begin{smallmatrix} 0.02 \\ 0.03 \end{smallmatrix} \pm 0.01$	[71]
OPAL	$0.697 \pm 0.006 \pm 0.011$	[72]
L3	$0.70 \pm 0.03 \pm \begin{smallmatrix} 0.02 \\ 0.01 \end{smallmatrix}$	[73]
eigene Messung	$0.707 \pm 0.006 \pm \begin{smallmatrix} 0.011 \\ 0.010 \end{smallmatrix}$	

**Tabelle 8.13:** Vergleich der  $\langle x_E^b \rangle$ -Messungen bei LEP.

Der über den Zusammenhang zwischen  $\epsilon_b$  und  $\epsilon_c$  gewonnene Wert für den mittleren Energieanteil der *Charm*-Hadronen  $\langle x_E^c \rangle = 0.513 \pm \begin{smallmatrix} 0.009 \\ 0.005 \end{smallmatrix} \pm \begin{smallmatrix} 0.018 \\ 0.017 \end{smallmatrix}$ , ist mit den Resultaten aus der direkten Messung des Energiespektrums rekonstruierter  $D^*$ -Mesonen verträglich (siehe z.B. [74]).

Eine Übersicht über die Untersuchung der Fragmentation schwerer Quarks bei den Experimenten am PETRA, bzw. PEP Speicherring, findet man in den Referenzen [75] und [76].

# Kapitel 9

## Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden die Größe  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had} \cdot BR_{sl}$  - das ist die relative Kopplungsstärke des  $Z^0$ -Bosons an das  $b$ -Quark, gewichtet mit dessen mittlerem semileptonischen Verzweigungsverhältnis -, sowie der Parameter  $\epsilon_b$  der Peterson-Fragmentationsfunktion bestimmt. Dazu sind die Impuls- und Transversalimpulsspektren von Myonen und Elektronen aus multihadronischen Ereignissen an eine Monte-Carlo Vorhersage angepaßt worden.

Die verwendeten Daten - ca. 600000 hadronische  $Z^0$ -Zerfälle - wurden in den Jahren 1991 und 1992 mit dem DELPHI-Detektor am  $e^+e^-$ -Speicherring LEP, des europäischen Kernforschungszentrums CERN (Genf) gesammelt. Durch Schnitte im Impuls, bzw. Transversalimpuls der selektierten Leptonkandidaten, ließen sich solche aus dem semileptonischen Zerfall von  $b$ -Quarks anreichern. Damit wurden  $b$ -Reinheiten von typischerweise 60 %, bei einer Effizienz der Methode von ca. 65 - 70 % erreicht.

Die Anpassung der Myonspektren ergab:

$$\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had} \cdot BR_{sl} = 0.0232 \pm 0.0004 (stat) \pm_{0.0008}^{0.0007} (syst)$$

Unter Verwendung des Standardmodellwertes für das Verzweigungsverhältnis des Zerfalls  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ , erhält man daraus:

$$BR(b \rightarrow \mu\nu_\mu X) = 0.107 \pm 0.002 (stat) \pm_{0.004}^{0.003} (syst)$$

Aus den entsprechenden Fits der Elektronspektren wurde:

$$\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had} \cdot BR_{sl} = 0.0219 \pm 0.0004 (stat) \pm_{0.0008}^{0.0007} (syst)$$

erhalten, und mit  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had} = 0.217$  folgt daraus:

$$BR(b \rightarrow e\nu_e X) = 0.101 \pm 0.002 (stat) \pm_{0.004}^{0.003} (syst)$$

Diese Werte sind in Übereinstimmung mit anderen Experimenten.

Faßt man Myonen und Elektronen zusammen, so ergibt sich:

$$\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had} \cdot BR_{sl} = 0.0226 \pm 0.0003 (stat) \pm_{0.0008}^{0.0007} (syst)$$

Unter Verwendung des LEP-Mittelwertes für das mittlere semileptonische Verzweigungsverhältnis der  $b$ -Quarks  $BR(b \rightarrow l + X) = 0.110 \pm 0.005$  erhält man daraus:

$$\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had} = 0.205 \pm 0.012 (stat \oplus syst)$$

Benutzt man dagegen den Mittelwert aus der ARGUS, bzw. CLEO Messung, so ergibt sich:

$$\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had} = 0.218 \pm 0.011 (stat \oplus syst)$$

Die partielle Breite für den  $Z^0$ -Zerfall in ein  $b\bar{b}$ -Quarkpaar läßt sich unter Hinzunahme einer Messung der totalen hadronischen Breite bestimmen. Mit dem LEP-Mittelwert von  $\Gamma_{had} = 1745.8 \pm 4.0$  MeV folgt daraus zum einen:

$$\Gamma_{b\bar{b}} = 358.7 \pm 21.7 \text{ MeV} (stat \oplus syst)$$

mit dem semileptonischen  $b$ -Verzweigungsverhältnis von LEP, sowie:

$$\Gamma_{b\bar{b}} = 375.8 \pm 19.5 \text{ MeV} (stat \oplus syst)$$

bei Verwendung des ARGUS/CLEO-Wertes.

Da der Übergang von Quarks in Hadronen bei Impulsüberträgen in der Größenordnung von  $\approx 1$  GeV/c stattfindet und störungstheoretisch nicht behandelt werden kann, ist man zu seiner Beschreibung auf phänomenologische Fragmentationsmodelle angewiesen. Der von Peterson *et al.* entwickelte Ansatz basiert auf einfachen quantenmechanischen Überlegungen und besitzt je Quarkflavour nur einen freien Parameter  $\epsilon_q$ . Darüberhinaus sind in diesem Modell die Parameter  $\epsilon_c$  und  $\epsilon_b$  über die Quarkmassen korreliert:

$$\epsilon_c = \frac{m_b^2}{m_c^2} \cdot \epsilon_b$$

Aus der Verteilung der Leptonkandidaten in der  $p, p_T$ -Ebene, ließ sich  $\epsilon_b$  bestimmen zu:

$$\epsilon_b = 0.0051 \pm_{0.0007}^{0.0009} (stat) \pm_{0.0010}^{0.0010} (syst)$$

Ausgedrückt durch den Mittelwert des  $x_E$ -Spektrums der fragmentierenden *Bottom*-Hadronen ergibt das:

$$\langle x_E^b \rangle = 0.707 \pm 0.006 (stat) \pm_{0.010}^{0.011} (syst)$$

Die primären  $b$ -Hadronen bekommen also bei der Fragmentation im Mittel 71% der Strahlenergie übertragen.

Unter Verwendung der Konstituentenquarkmassen ( $m_b = 4.5$  GeV/c<sup>2</sup>,  $m_c = 1.5$  GeV/c<sup>2</sup>) erhält man weiterhin:

$$\epsilon_c = 0.046 \pm_{0.006}^{0.008} (stat) \pm_{0.009}^{0.008} (syst)$$

was einem mittleren  $x_E$  der *Charm*-Hadronen von:

$$\langle x_E^c \rangle = 0.513 \pm_{0.005}^{0.009} (stat) \pm_{0.017}^{0.018} (syst)$$

entspricht.

# Anhang A

## Die JETSET7.3-Parameter

Variable	JETSET	PS1991	PS1992
MSTJ(11)	1	3	3
MSTJ(12)	2	2	3
MSTJ(41)	1	2	2
PARJ(2)	0.300	0.300	0.287
PARJ(3)	0.400	0.400	0.580
PARJ(4)	0.050	0.050	0.096
PARJ(5)	0.500	0.500	0.810
PARJ(12)	0.600	0.600	0.390
PARJ(19)	1.000	1.000	0.450
PARJ(21)	0.350	0.395	0.395
PARJ(25)	1.000	0.000	1.000
PARJ(26)	1.000	0.000	1.000
PARJ(41)	0.500	0.180	0.180
PARJ(42)	0.900	0.340	0.340
PARJ(54)	0.000	-0.054	-0.054
PARJ(55)	0.000	-0.006	-0.006
PARJ(81)	0.400	0.255	0.255
PARJ(82)	1.000	1.300	1.300
PARJ(123)	91.200	91.250	91.250
PARJ(124)	2.400	2.500	2.500
PARJ(125)	0.020	0.010	0.010
PARU(102)	0.230	0.220	0.230

**Tabelle A.1:** In dieser Tabelle sind die von der Standardeinstellung abweichenden Parameterwerte des JETSET7.3 Generators aufgeführt. Eine Erläuterung zu den Variablennamen findet sich in [39].

## Anhang B

# Das Integral der Petersonfunktion

Zur Bestimmung der Gewichtsfaktoren für die Impuls- und Transversalimpulsverteilungen in Kapitel 7, wurde das Integral der Petersonfunktion berechnet:

$$\int_a^b \frac{dz}{z(1 - 1/z - \epsilon_q/(1 - z))^2} =$$

$$\int_a^b \frac{z^3 - 2z^2 + z}{(-z^2 + kz - 1)^2} dz =$$

$$\left[ \frac{1}{2} \ln |-z^2 + kz - 1| + \frac{(k-2)(k^2-2)z - k(k-2)}{(k^2-4)(-z^2 + kz - 1)} - \left( \frac{k}{2} + \frac{2(k-2)}{4-k^2} \right) \frac{2}{\sqrt{4-k^2}} \arctan \frac{k-2z}{\sqrt{4-k^2}} \right]_a^b$$

mit der Abkürzung  $k = (2 - \epsilon_q)$ . Insbesondere ergibt sich daraus für das Normierungsintegral:

$$\int_0^1 \frac{dz}{z(1 - 1/z - \epsilon_q/(1 - z))^2} =$$

$$\frac{1}{2} \ln \epsilon_q + \frac{1}{4 - \epsilon_q} + \left( 2 - \epsilon_q - \frac{4}{4 - \epsilon_q} \right) \frac{1}{\sqrt{\epsilon_q(4 - \epsilon_q)}} \arctan \frac{4 - \epsilon_q}{\sqrt{\epsilon_q(4 - \epsilon_q)}}$$

## Anhang C

# Die Abhängigkeit der Größe $\langle x_E \rangle$ vom Parameter $\epsilon_b$

Um die Abhängigkeit des Mittelwertes der Größe  $x_E$  vom Fragmentationsparameter  $\epsilon_b$  zu bestimmen, wurden mit dem JETSET7.3-Generator an zwanzig verschiedenen Punkten jeweils etwa 12000  $b\bar{b}$ -Ereignisse erzeugt. Dies ergab:

$\epsilon_b$ -Wert	$\langle z \rangle$	$\langle x_E \rangle$
0.0005	$0.924 \pm 0.010$	$0.767 \pm 0.001$
0.0010	$0.904 \pm 0.010$	$0.754 \pm 0.001$
0.0015	$0.890 \pm 0.010$	$0.743 \pm 0.001$
0.0020	$0.879 \pm 0.010$	$0.735 \pm 0.001$
0.0025	$0.869 \pm 0.010$	$0.730 \pm 0.001$
0.0030	$0.861 \pm 0.010$	$0.725 \pm 0.001$
0.0035	$0.854 \pm 0.010$	$0.720 \pm 0.001$
0.0040	$0.848 \pm 0.010$	$0.715 \pm 0.001$
0.0045	$0.842 \pm 0.010$	$0.712 \pm 0.001$
0.0050	$0.837 \pm 0.010$	$0.707 \pm 0.001$
0.0055	$0.832 \pm 0.010$	$0.705 \pm 0.001$
0.0060	$0.828 \pm 0.010$	$0.702 \pm 0.001$
0.0065	$0.823 \pm 0.010$	$0.699 \pm 0.001$
0.0070	$0.819 \pm 0.010$	$0.694 \pm 0.001$
0.0075	$0.816 \pm 0.010$	$0.691 \pm 0.001$
0.0080	$0.812 \pm 0.010$	$0.691 \pm 0.001$
0.0085	$0.809 \pm 0.010$	$0.688 \pm 0.001$
0.0090	$0.805 \pm 0.010$	$0.686 \pm 0.001$
0.0095	$0.802 \pm 0.010$	$0.683 \pm 0.001$
0.0100	$0.799 \pm 0.010$	$0.681 \pm 0.001$

Durch Anpassung der Werte an ein Polynom:

$$f(x) = a \cdot x^4 + b \cdot x^3 + c \cdot x^2 + d \cdot x + e$$

im Bereich  $0.0005 \leq \epsilon_b \leq 0.0100$  wurden folgende Koeffizienten ermittelt:

$$\begin{aligned} a &= +0.218 \cdot 10^8 \pm 0.005 \cdot 10^8 \\ b &= -0.572 \cdot 10^6 \pm 0.007 \cdot 10^6 \\ c &= +0.568 \cdot 10^4 \pm 0.005 \cdot 10^4 \\ d &= -0.313 \cdot 10^2 \pm 0.003 \cdot 10^2 \\ e &= +0.780 \cdot 10^0 \pm 0.001 \cdot 10^0 \end{aligned}$$

bei einem  $\chi^2/d.o.f$  von 14.9/15.