IEKP-KA/98-5

Messung der Produktionsraten von Σ^-, B_s und B^+ Hadronen in Z^0-Zerfällen

Christian Weiser

Zur Erlangung des akademischen Grades eines

DOKTORS DER NATURWISSENSCHAFTEN

von der Fakultät für Physik der Universität (TH) Karlsruhe

genehmigte

DISSERTATION

Tag der mündlichen Prüfung: *13.02.1998*
Referent: *Prof. Dr. W. de Boer*
Korreferent: *Prof. Dr. M. Feindt*

Überblick

In dieser Arbeit wurden Produktionsraten verschiedener Hadronen in multihadronischen Z^0-Zerfällen untersucht, die mit dem DELPHI-Detektor am Elektronen-Positronen-Speicherring LEP aufgezeichnet wurden.

Die Rekonstruktion des Zerfalls $\Sigma^\pm \to n\pi^\pm$ gelang durch Nachweis des zerfallenden Σ-Hyperons in dem hochauflösenden Mikrovertexdetektor. Der Produktionswirkungsquerschnitt wurde als Funktion des Impulses bestimmt. Durch Integration des Impulsspektrums erhält man die mittlere Multiplizität in multihadronischen Ereignissen:

$$\langle n_{\Sigma^-} \rangle = 0.081 \pm 0.002(\text{stat.}) \pm 0.011(\text{syst.}) \pm 0.007(\text{extrapol.}).$$

Zur Untersuchung der Produktionsraten von b-Hadronen wurden neuartige experimentelle Methoden entwickelt und angewendet. Die Messung der Rate seltsamer B-Mesonen basiert auf Fragmentationseigenschaften und ist somit sensitiv auf f'_{B_s}, die Rate der direkt im Fragmentationsprozeß erzeugten Hadronen. Das Resultat ist:

$$f'_{B_s} = (12.0 \pm 1.4(\text{stat.}) \pm 2.5(\text{syst.}))\ \%.$$

Mit einer Annahme über die Rate orbital angeregter B_s^{**}-Mesonen erhält man für f_{B_s}, die Rate schwach zerfallender B_s-Mesonen:

$$f_{B_s} = (8.8 \pm 1.0(\text{stat.}) \pm 1.8(\text{syst.}) \pm 1.0(B_s^{**}\text{-Rate}))\ \%.$$

Durch Rekonstruktion der Ladung des schwachen Zerfallsvertex wurden die Produktionsraten neutraler und geladener b-Hadronen bestimmt zu:

$$\begin{aligned} BR(\bar{b} \to X_B^0) &= (57.8 \pm 0.5(\text{stat.}) \pm 1.0(\text{syst.}))\ \%, \\ BR(\bar{b} \to X_B^\pm) &= (42.2 \pm 0.5(\text{stat.}) \pm 1.0(\text{syst.}))\ \%. \end{aligned}$$

Weiterhin wurden durch exklusive Rekonstruktion von D-Mesonen in $c\bar{c}$-Ereignissen Fragmentationsmodelle getestet.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

1

Einleitung

In der von Glashow, Salam und Weinberg entwickelten Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung [1] wurde die Existenz dreier neuer Eichbosonen vorhergesagt, der W- und Z-Bosonen. Im Jahr 1983 gelang deren experimenteller Nachweis am europäischen Großforschungszentrum CERN[1] in Genf [2]. In der Folgezeit wurde ein Beschleuniger konzipiert, der durch resonante Erzeugung von Z^0-Bosonen Präzisionstests des Standardmodells der Elementarteilchenphysik ermöglichen sollte. Es ist dies der Elektronen-Positronen-Speicherring LEP[2]. Er befindet sich ebenfalls am CERN und nahm 1989 den Betrieb auf.

Das Programm von LEP ist in zwei Phasen unterteilt. Von 1989 bis Oktober 1995 wurde der Beschleuniger mit einer Schwerpunktsenergie betrieben, die der Masse des Z^0-Bosons entspricht. Diese Phase wird als LEP I bezeichnet. Im Oktober 1995 begann das LEP II-Programm. Hierzu wurde die Strahlenergie schrittweise erhöht. Am Ende der Laufzeit[3] soll eine Schwerpunktsenergie von ca. 200 GeV erreicht werden.

Durch die möglichen Zerfallskanäle des Z^0-Bosons wird bei LEP I ein breites Spektrum physikalischer Fragestellungen abgedeckt:

- Bestimmung elektroschwacher Parameter mit hoher Präzision;
- Studium leptonischer Z^0-Zerfälle $Z^0 \to e^+e^-, \mu^+\mu^-, \tau^+\tau^-$;
- Untersuchungen zur starken Wechselwirkung;
- Physik schwerer Quarks.

Die Forschungsschwerpunkte des LEP II-Programms unterscheiden sich hiervon deutlich. Im Mittelpunkt stehen die Suche nach neuen Teilchen (insbesondere Higgs-Bosonen und supersymmetrische Partner der bekannten Teilchen) und die Untersuchung des Prozesses

[1] Conseil Européenne pour la Recherche Nucléaire.
[2] Large Electron Positron collider.
[3] Das LEP II-Programm wird voraussichtlich im Jahr 1999 oder 2000 enden.

der W-Paar-Erzeugung.
Den aufgeführten Beispielen kommt, sowohl bei LEP I als auch bei LEP II, die „saubere“ Umgebung eines e^+e^--Beschleunigers zugute. Der Anfangszustand ist – abgesehen von möglicher Abstrahlung – klar definiert. Dies kann als Nebenbedingung (z.B. Energie- und Impulserhaltung) wichtige Informationen liefern.

In der vorliegenden Arbeit wurden Daten analysiert, die mit dem DELPHI[4]-Detektor während der LEP I-Phase aufgezeichnet wurden. Der Zerfall des Z^0-Bosons erfolgt entweder in ein Lepton-Antilepton-Paar ($Z^0 \to l\bar{l}$; $l = e^-, \mu^-, \tau^-, \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$) oder in ein Quark-Antiquark-Paar ($Z^0 \to q\bar{q}$; q = u, d, s, c, b). Letzterer Zerfall hat multihadronische Ereignisse mit einer Vielzahl an Teilchen zur Folge. Die Beschreibung des Prozesses, der zur Produktion von Hadronen in diesen Ereignissen führt, ist auf phänomenologische Modelle angewiesen. Zur Konstruktion dieser Modelle und Anpassung der darin enthaltenen Parameter ist die Kenntnis der Produktionsraten verschiedenster Hadronen unerläßlich. Aus diesem Grund ist die Untersuchung der Produktionsraten von Σ-Baryonen und b-Hadronen Gegenstand dieser Arbeit.

Ein Σ^--Baryon ist ein gebundener Zustand dreier Quarks (sdd). Es zerfällt fast ausschließlich in ein Neutron und ein Pion ($\Sigma^- \to n\pi^-$). Da Neutronen im Detektor nicht mit ausreichender Präzision nachgewiesen werden können, ist die Rekonstruktion dieses Zerfalls anhand der auslaufenden Teilchen nicht durchführbar. Die mit der langen Lebensdauer des Σ^--Baryons verbundene Flugstrecke ($c\tau \approx 4.4$ cm) führt dazu, daß ein Teil der Zerfälle erst außerhalb des in DELPHI installierten hochauflösenden Mikrovertexdetektors stattfindet. Die Geometrie des Vertexdetektors ermöglicht für ein geladenes Teilchen bis zu sechs Spurpunkte in der $R\Phi$-Ebene und maximal vier Punkte in RZ. Dies erlaubt die vollständige Bestimmung der Spurparameter ausschließlich mit den Informationen des Vertexdetektors. Die Rekonstruktion des instabilen Σ^- kann dann durchgeführt werden, was den Nachweis des Zerfalls $\Sigma^- \to n\pi^-$ ermöglicht. Hiermit wurde der inklusive, differentielle Produktionswirkungsquerschnitt von Σ^--Baryonen vermessen.
Die hier verwendeten Techniken wurden in einem Projekt entwickelt, das die Verbesserung der globalen Ereignisrekonstruktion zum Ziel hatte. Hadronische Wechselwirkungen der in den physikalischen Prozessen erzeugten Teilchen mit dem Detektormaterial können effizient rekonstruiert werden. Dabei werden sowohl elastische als auch inelastische Reaktionen unterschiedlicher Topologien berücksichtigt. Diese Algorithmen sind Bestandteil der offiziellen Analysekette von DELPHI. Die Ergebnisse stehen direkt in dem zur Physikanalyse verwendeten Datenformat zur Verfügung.

In etwa 15% der Z^0-Zerfälle wird ein $b\bar{b}$-Paar erzeugt. Im Hadronisierungsprozeß können b-Quarks Mesonen (gebundene Zustände eines b-Quarks mit einem Antiquark) oder Baryonen (gebundene Zustände dreier Quarks) bilden. Deren Produktionsraten werden ausschließlich von dem Fragmentationsprozeß bestimmt. Neben dem Quarkinhalt bestimmt der Anregungszustand den Typ des produzierten Hadrons. Angeregte b-Hadronen gehen anschließend durch starke oder elektromagnetische Zerfälle in die Grundzustandshadronen über, die das ursprüngliche b-Quark enthalten. Diese Zerfälle finden aufgrund der kurzen Lebensdauer praktisch am Ort der Erzeugung statt. Der Zerfall der b-Hadronen

[4] DEtector with Lepton, Photon and Hadron Identification.

im Grundzustand erfolgt durch schwache Wechselwirkung. Mit einer mittleren Lebensdauer von ca. 1.6 ps und einer Energie von 30-35 GeV legen sie eine nachweisbare mittlere Flugstrecke von ca. 3 mm zurück. Starke Zerfälle angeregter b-Hadronen, die direkt in der Fragmentation erzeugt werden, können deren Quarkzusammensetzung verändern. So zerfallen orbital angeregte B_s^{**}-Mesonen (Drehimpulsquantenzahl l=1) vorwiegend in einen Endzustand mit einem B-Meson, das kein s-Quark enthält. Es ist demnach zwischen den Raten der in der Fragmentation produzierten und schwach zerfallenden b-Hadronen zu unterscheiden. Welche Rate gemessen wird, hängt davon ab, ob die experimentelle Methode auf den Produktionsprozeß oder den schwachen Zerfall sensitiv ist. Hadronen mit einem b-Quark besitzen eine Vielzahl möglicher Zerfallskanäle mit jeweils kleinen Verzweigungsverhältnissen. Dies macht eine Produktionsratenbestimmung, die auf der Rekonstruktion exklusiver Zerfälle beruht, nahezu unmöglich.
In dieser Arbeit wurde erstmals die Rate der in der Fragmentation erzeugten B-Mesonen bestimmt, die ein s-Quark enthalten. Diese Größe ist direkt sensitiv auf Fragmentationsparameter. Die Messung basiert auf den Eigenschaften des Kaons, das als begleitendes Teilchen eines $\bar{b}$s-Systems auftritt. Mit zusätzlichen Annahmen kann auf die Rate der schwach zerfallenden B_s-Mesonen geschlossen werden. Deren Wert ist eine wichtige Größe bei Analysen zu Teilchen-Antiteilchen-Oszillationen im System der neutralen B-Mesonen. In einer weiteren Analyse wurden die Raten geladener und neutraler schwach zerfallender b-Hadronen bestimmt. Dazu wurde die Ladung des schwachen Zerfallsvertex in inklusiver Weise rekonstruiert. Derzeit existieren lediglich Messungen der Raten schwach zerfallender B_s-Mesonen und b-Baryonen. Diese Messungen werden sinnvoll ergänzt und erlauben eine weitaus vollständigere Beschreibung der Produktionsraten von b-Hadronen.

Die Analysen basieren teilweise auf einer guten Beschreibung des Fragmentationsprozesses durch die Simulation. Diese Eigenschaften konnten in Ereignissen, in denen im Z^0-Zerfall ein c$\bar{c}$-Paar erzeugt wurde, überprüft werden. Die dort auftretenden D-Mesonen können vollständig exklusiv rekonstruiert werden. Dies erlaubt eine eindeutige Zuordnung der Teilchen, die aus dem Zerfall des Hadrons stammen, welches ein im Z^0-Zerfall produziertes Quark enthält.

Die wichtigsten experimentellen Techniken zur Durchführung dieser Messungen sind präzise Vertexrekonstruktion und Teilchenidentifikation geladener Hadronen. Mit dem hochauflösenden Mikrovertexdetektor und den Cherenkov-Detektoren bietet der DELPHI-Detektor exzellente Möglichkeiten für diese Analysen.

2

Grundlagen

In der Physik sind vier fundamentale Wechselwirkungen bekannt: die Gravitation, die starke Kraft, die schwache Kraft und der Elektromagnetismus. Die schwache und elektromagnetische Kraft wurden von Glashow, Salam und Weinberg zur elektroschwachen Theorie vereinheitlicht [1]. Mit der Theorie der starken Wechselwirkung werden sie im Standardmodell der Elementarteilchen beschrieben. Für die Gravitation existiert noch keine konsistente quantentheoretische Formulierung.

2.1 Das Standardmodell

Das Standardmodell der Elementarteilchen wird durch Eichtheorien beschrieben. Die elementaren Materiebausteine sind Fermionen – Quarks und Leptonen. Die starke, elektromagnetische und schwache Wechselwirkung basieren auf dem Austausch von Eichbosonen mit Spin 1. Die Kopplungen der Fermionen an die Eichbosonen werden durch ihre Quantenzahlen bestimmt (Tabelle 2.1). Das Grundprinzip einer Eichtheorie ist die Invarianz der Lagrangedichte unter lokalen Transformationen einer Symmetriegruppe. Die Symmetriegruppe des Standardmodells ist $\mathrm{SU}(3)_C \otimes \mathrm{SU}(2)_L \otimes \mathrm{U}(1)_Y$.
Die starke Wechselwirkung wird beschrieben durch die $\mathrm{SU}(3)_C$ der QCD[1]. Die Eichbosonen der QCD sind acht in der adjungierten Darstellung bezüglich SU(3)-Transformationen angeordnete Gluonen, die an die Quantenzahl „Farbe“ koppeln. Die Quarks treten in drei Farbzuständen in der fundamentalen Darstellung auf. Da die Gruppe nicht-abelsch ist, d.h. die Generatoren der Gruppe nicht untereinander vertauschen, tragen die Gluonen ebenfalls Farbladung. Dies hat zur Folge, daß neben der Kopplung der Gluonen an Quarks auch Gluon-Gluon-Kopplungen existieren. Dies sind der Tripel-Gluon-Vertex und der Vier-Gluon-Vertex (Abbildung 2.1).
Innerhalb der Eichgruppe $\mathrm{SU}(2)_L \otimes \mathrm{U}(1)_Y$ des Salam-Weinberg-Modells wird die elektromagnetische und schwache Wechselwirkung in der elektroschwachen Theorie vereinigt. Aufgrund der V-A Struktur der schwachen Wechselwirkung verhalten sich linkshändige

[1] QuantenChromoDynamik.

Generation			Quantenzahlen		
1	2	3	Q	I_3	Y
$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$	0 -1	$1/2$ $-1/2$	-1 -1
$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$	$2/3$ $-1/3$	$1/2$ $-1/2$	$1/3$ $1/3$
e_R	μ_R	τ_R	-1	0	-2
u_R	c_R	t_R	2/3	0	4/3
d'_R	s'_R	b'_R	-1/3	0	-2/3

Tabelle 2.1: *Die elektroschwachen Quantenzahlen der fundamentalen Fermionen. Q ist die elektrische Ladung, I_3 die dritte Komponente des Isospins und Y die Hyperladung. Die Quarkeigenzustände der schwachen Wechselwirkung sind mit u',d',s' bezeichnet, im Gegensatz zu den Masseneigenzuständen u,d,s (siehe Gleichung (2.2)).*

Fermionen unter $\mathrm{SU}(2)_L$-Transformationen wie Dubletts, rechtshändige dagegen wie Singuletts. Die Eichbosonen der nicht-abelschen Eichgruppe $\mathrm{SU}(2)_L$ sind W^1, W^2 und W^3. Die bekannten geladenen Vektorbosonen der schwachen Wechselwirkung W^+ und W^- sind Linearkombinationen aus W^1 und W^2: $\mathrm{W}^\pm = 1/\sqrt{2} \cdot (\mathrm{W}^1 \pm \mathrm{W}^2)$. Das Eichboson B der abelschen Gruppe $\mathrm{U}(1)_Y$ koppelt an die Hyperladung Y. Diese hängt mit der elektrischen Ladung Q und der dritten Komponente des schwachen Isospins I_3 über die Gell-Mann-Nishijima Formel zusammen: $Q = I_3 + \frac{1}{2}Y$. Die Felder für Photon und Z^0 ergeben sich durch Mischung aus W^3 und B:

$$\begin{aligned} A_\mu &= \cos\theta_w \cdot B_\mu + \sin\theta_w \cdot W^3_\mu, \\ Z_\mu &= -\sin\theta_w \cdot B_\mu + \cos\theta_w \cdot W^3_\mu. \end{aligned} \tag{2.1}$$

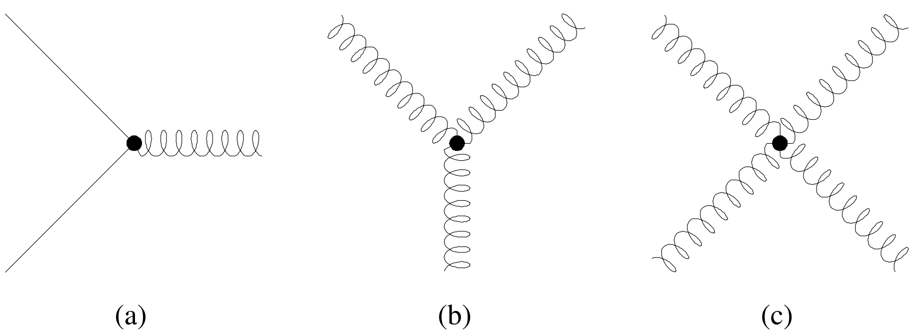


Abbildung 2.1: *Die fundamentalen Vertizes der QCD: a) Quark-Gluon-Kopplung, b) Tripel-Gluon-Vertex, c) Vier-Gluon-Vertex.*

Dabei ist θ_w der schwache Mischungswinkel, auch als Weinberg-Winkel bezeichnet. Die Kopplungskonstanten g und g' der $\mathrm{SU}(2)_L$ bzw. $\mathrm{U}(1)_Y$ stehen mit der Elementarladung e in der Beziehung $e = g \cdot \sin\theta_w = g' \cdot \cos\theta_w$. Hiermit erhält man die für das Photonfeld bekannte Kopplung an die elektrische Ladung.
Die Lagrangedichte des Standardmodells enthält keine expliziten Massenterme, da diese die Eichinvarianz zerstörten. Die Eichbosonen $\mathrm{W}^\pm$ und Z^0 sowie die Quarks und geladenen Leptonen besitzen jedoch Masse (für Neutrinos ist dies zum derzeitigen Standpunkt noch nicht geklärt, es existieren lediglich obere Schranken). Die Massen werden im Higgs-Mechanismus durch spontane Symmetriebrechung erzeugt, d.h. die Lagrangedichte besitzt eine Symmetrie, die der Grundzustand nicht aufweist. Am einfachsten ist dies mit einem skalaren Isospin-Dublett komplexer Felder $\Phi(x) = (\Phi^+(x), \Phi^0(x))$ zu erreichen. Ein Potential $V(\Phi) = \mu^2 \cdot |\Phi|^2 + \lambda \cdot |\Phi|^4$ führt für $\mu^2 > 0, \lambda > 0$ zu einem nicht verschwindenden Vakuumerwartungswert $\langle\Phi_0\rangle = (0, v)$. Man erhält ein reelles, skalares Teilchen – das Higgs-Boson. Dieses konnte experimentell bisher noch nicht nachgewiesen werden. Durch Kopplung an das Higgs-Feld erhalten $\mathrm{W}^\pm$ und Z^0 Massen, die über $M_Z = M_W / \cos\theta_w$ zusammenhängen. Die vier Freiheitsgrade des Feldes $\Phi(x)$ sind in dem Higgs-Feld und den zusätzlichen, longitudinalen Polarisationen von $\mathrm{W}^\pm$ und Z^0 enthalten. Die Massen der Fermionen werden durch Yukawa-Kopplung an das Higgs-Feld erzeugt. Dabei ist zu beachten, daß die Masseneigenzustände der Quarks d,s,b nicht mit den Eigenzuständen der schwachen Wechselwirkung d′,s′,b′ übereinstimmen, sondern durch die CKM-Matrix[2] V verknüpft sind:

$$\begin{pmatrix} \mathrm{d}' \\ \mathrm{s}' \\ \mathrm{b}' \end{pmatrix} = V \cdot \begin{pmatrix} \mathrm{d} \\ \mathrm{s} \\ \mathrm{b} \end{pmatrix}. \tag{2.2}$$

Die unitäre CKM-Matrix besitzt vier freie Parameter, drei reelle Mischungswinkel und eine CP-verletzende Phase.

2.2 Laufende Kopplungskonstanten

In Eichtheorien treten bei der Berechnung von Diagrammen höherer Ordnung Divergenzen auf. Um endliche Resultate zu erhalten, muß ein Regularisierungs- und Renormierungsverfahren durchgeführt werden. Dies führt dazu, daß die Kopplungskonstanten nicht wirklich konstant sind, sondern von einer Energieskala μ abhängen. Die quantitative Abhängigkeit wird durch die Renormierungsgruppengleichungen gegeben. Bei der Lösung dieser Gleichungen tritt eine Integrationskonstante auf. Diese Integrationskonstante ist ein fundamentaler Parameter der Theorie, der im Experiment bestimmt werden muß. Für α_s, die Kopplungskonstante der QCD, erhält man in erster Ordnung:

$$\alpha_s(\mu) = \frac{1}{\frac{1}{4\pi}(11 - \frac{2}{3}N_F)\ln(\mu^2/\Lambda^2_{QCD})}. \tag{2.3}$$

[2]Cabibbo-Kobayashi-Maskawa Matrix.

Dabei stellt Λ_{QCD} eine gebräuchliche Wahl als fundamentaler Parameter der QCD dar. N_f ist die Anzahl der Flavour mit Massen unterhalb der Energieskala μ. Aus Gleichung (2.3) folgt $\alpha_s \to 0$ für $\mu \to \infty$. Dieses Verhalten bezeichnet man als „Asymptotische Freiheit“. Es erlaubt die Anwendung der Störungstheorie für große Impulsüberträge, da die Kopplungskonstante in diesem Bereich klein ist. Für kleine μ geht $\alpha_s \to \infty$. Aufgrund dieses als „Confinement“ bezeichneten Verhaltens werden keine freien farbgeladenen Objekte beobachtet. Das Verhalten von α_s ist somit gegensätzlich zum Verhalten der elektromagnetischen Kopplungskonstante, deren Wert mit zunehmender Energie anwächst ($\alpha_{em}(0) \approx 1/137$, $\alpha_{em}(M_Z^2) \approx 1/128$). Der Grund hierfür ist, daß in den Schleifendiagrammen, die zur Vakuumpolarisation beitragen, im Falle der QCD wegen der Selbstwechselwirkung neben den Fermionen auch Gluonen beitragen.

2.3 Der Prozeß $e^+e^- \to$ Hadronen

Wird bei der e^+e^--Annihilation im Z^0-Zerfall ein Quark-Antiquark-Paar erzeugt, spricht man aufgrund der Vielzahl von beobachtbaren Teilchen im Endzustand von multihadronischen Ereignissen. In solchen Ereignissen werden im Detektor im Mittel etwa 20 geladene Teilchen nachgewiesen, dazu neutrale Teilchen, vorwiegend Photonen. Die Teilchen treten gebündelt in sogenannten „Jets“ auf. Die Jets geben ungefähr die Richtung der ursprünglichen Partonen an. Der Prozeß, der, ausgehend von dem einlaufenden e^+e^--Paar bis hin zu den im Detektor beobachteten Hadronen und Leptonen, multihadronische Ereignisse beschreibt, läßt sich in vier zeitgeordnete Phasen aufteilen (Abbildung 2.2):

I) Der elektroschwache Prozeß der Produktion des Quark-Antiquark-Paares;

II) Phase der perturbativen QCD;

III) Bildung von Hadronen (nichtperturbative QCD);

IV) Zerfall in stabile Teilchen[3], die im Detektor beobachtet werden können.

Die einzelnen Phasen sowie ihre Modellierung in Monte-Carlo-Generatoren werden im folgenden näher erläutert.

2.3.1 Der Prozeß $e^+e^- \to q\bar{q}$

Der Prozeß $e^+e^- \to q\bar{q}$ wird im Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung in niedrigster Ordnung durch den Austausch eines Photons oder Z^0-Bosons beschrieben. Bei Vernachlässigung der Fermionmassen ergibt sich aus der Berechnung der entsprechenden

[3] Als stabile Teilchen werden Teilchen bezeichnet, deren Lebensdauer groß genug ist, um in einem Detektor sichtbare Spuren zu hinterlassen (z.B. $\pi^\pm, K^\pm$).

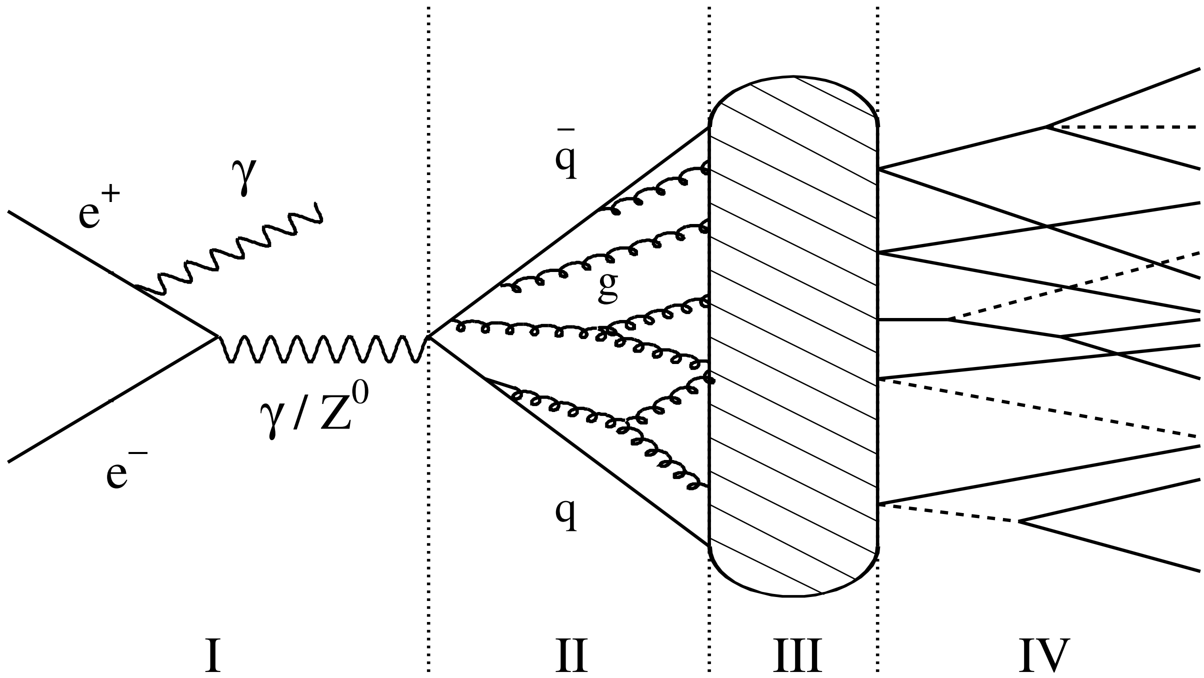


Abbildung 2.2: *Die vier Phasen des Prozesses $e^+e^- \to$ Hadronen: I) elektroschwache Phase, II) perturbative QCD, III) Fragmentation (nichtperturbative QCD), IV) Teilchenzerfälle.*

Baumgraphen (Born-Näherung) für den Wirkungsquerschnitt [3]:

$$\sigma(e^+e^- \to q\bar{q}) = N_C \cdot \frac{4\pi}{3} \cdot \frac{\alpha^2}{s} \cdot \quad [Q_e^2 Q_q^2 + (V_e^2 + A_e^2)(V_q^2 + A_q^2) \cdot |\chi|^2 + 2Q_e Q_q V_e V_q \cdot Re(\chi)], \tag{2.4}$$

mit

$$\chi = \frac{1}{4\sin^2\theta_w \cdot \cos^2\theta_w} \cdot \frac{s}{s - M_Z^2 + iM_Z\Gamma_Z}. \tag{2.5}$$

$V_f = I_f^3 - 2 \cdot Q_f \cdot \sin^2\theta_w$ und $A_f = I_f^3$ sind die Vektor- bzw. Axialvektorkopplungen der Fermionen an das Z^0, α=$e^2/4\pi$ die Feinstrukturkonstante und N_C=3 die Anzahl der Farben. Der erste Term beschreibt den Photon-Austausch, der zweite den Z^0-Austausch und der dritte die $\gamma - Z^0$-Interferenz. Die Formel 2.4 wird durch elektroschwache und starke Korrekturen höherer Ordnungen modifiziert. Dazu gehören sowohl virtuelle Korrekturen (Vertex- und Propagatorkorrekturen) als auch Abstrahlung von Photonen im Anfangs- und Endzustand sowie Gluonabstrahlung im Endzustand. Der Verlauf des hadronischen Wirkungsquerschnitts in der Born-Näherung in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie sowie die relativen Anteile der drei Beiträge sind in Abbildung 2.3 dargestellt. Bei einer Schwerpunktsenergie, die der Masse des Z^0 entspricht, dominiert der Z^0-Austausch. Daher sind die relativen Produktionsraten der verschiedenen Fermionen durch die Ver-

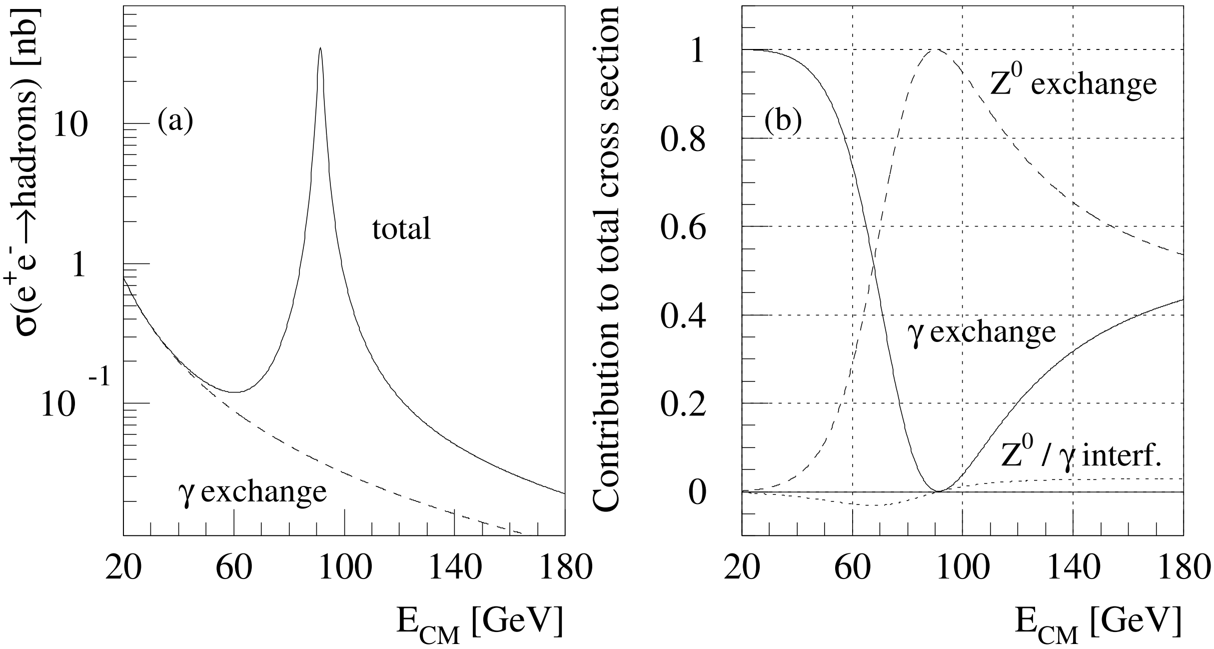


Abbildung 2.3: *Hadronproduktion in e^+e^--Annihilation. a) Der totale hadronische Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie. b) Die relativen Beiträge von γ/Z^0-Austausch und des $\gamma - Z^0$-Interferenzterms zum Gesamtwirkungsquerschnitt.*

zweigungsverhältnisse des Z^0 gegeben [4]:

$$\begin{aligned} BR(\mathrm{Z}^0 \to \mathrm{l}^+\mathrm{l}^-) &\approx 10,1\%, \\ BR(\mathrm{Z}^0 \to \nu\bar{\nu}) &\approx 20,0\%, \\ BR(\mathrm{Z}^0 \to \mathrm{q}\bar{\mathrm{q}}) &\approx 69,9\%. \end{aligned} \tag{2.6}$$

Der Zerfall in Neutrinos ist wegen ihrer extrem schwachen Wechselwirkung nicht experimentell zugänglich. Bei den Zerfällen in ein Quark-Antiquark-Paar werden die Quarks mit $I_3 = 1/2$ (u,c) jeweils mit einer relativen Häufigkeit von ca. 17% erzeugt, für ihre Isospinpartner mit $I_3 = -1/2$ (d,s,b) beträgt die relative Rate etwa 22%.

Aufgrund des in Abschnitt 2.2 angesprochenen Verhaltens der starken Kopplungskonstanten α_s wird der Übergang des erzeugten Quark-Antiquark-Paares in farbneutrale Hadronen in zwei Phasen beschrieben, für die unterschiedliche Energieskalen charakteristisch sind.

2.3.2 Perturbative Partonentwicklung

Ausgehend von dem erzeugten Quark-Antiquark-Paar wird in dieser Phase durch perturbative QCD-Prozesse eine Konfiguration farbgeladener Partonen (Quarks und Gluonen) erzeugt. In gängigen Monte-Carlo-Modellen sind zur Beschreibung dieser Phase zwei Ansätze realisiert.

QCD Matrixelemente

Bei diesem Ansatz werden die QCD-Feynman-Diagramme bis zu einer gewissen Ordnung berechnet (gegenwärtig existieren vollständige Rechnungen bis $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ sowie Baumdiagramme von $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$). In zweiter Ordnung erhält man maximal 4 Partonen im Endzustand, d.h. die Endzustände $e^+e^- \to q\bar{q}$, $e^+e^- \to q\bar{q}g$, $e^+e^- \to q\bar{q}q\bar{q}$ und $e^+e^- \to q\bar{q}gg$ können beschrieben werden.

Partonschauer-Modelle

Um Multiparton-Endzustände zu berechnen, ist eine Vielzahl von QCD-Feynman-Diagrammen zu berücksichtigen, was eine Durchführung praktisch unmöglich macht. Eine Alternative dazu stellt die „Leading Log Approximation“ (LLA) dar, bei der nur die führenden Terme jeder Ordnung der Störungsreihe berücksichtigt werden. Die Multiparton-Konfiguration wird erreicht durch wiederholtes Anwenden der elementaren QCD-Prozesse $q \to qg$ (Abstrahlung eines Bremsstrahlungsgluons durch ein Quark), $g \to gg$ und $g \to q\bar{q}$ (Aufspaltung eines Gluons in zwei Gluonen oder ein $q\bar{q}$-Paar). Die Wahrscheinlichkeit, daß ein solcher Prozeß $a \to bc$ stattfindet, wird durch die Altarelli-Parisi-Gleichungen [5] gegeben:

$$\frac{d\mathcal{P}_{a\to bc}}{dt} = \int dz \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \mathcal{P}_{a\to bc}(z). \tag{2.7}$$

$t = \ln(Q^2/\Lambda^2_{QCD})$ ist der Entwicklungsparameter, und $\mathcal{P}_{a\to bc}(z)$ sind die Altarelli-Parisi Splitting-Funktionen [6]:

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_{q\to qg}(z) &= C_F \frac{1+z^2}{1-z}, \\ \mathcal{P}_{g\to gg}(z) &= N_C \frac{(1-z(1-z))^2}{z(1-z)}, \\ \mathcal{P}_{g\to q\bar{q}}(z) &= T_R(z^2+(1-z)^2), \end{aligned} \tag{2.8}$$

mit $C_F = 4/3$, $N_C = 3$ und $T_R = N_F/2$. z bzw. (1-z) sind die Impulsanteile, die von Mutterteilchen a auf die Tochterteilchen b bzw. c übergehen. Die Entwicklung des Schauers wird bis zu einer Skala von $Q_0 \approx 1$ GeV fortgeführt. Interferenzeffekte höherer Ordnung werden durch Winkelordnung der abgestrahlten Gluonen berücksichtigt.

2.3.3 Fragmentation

Die Fragmentation (Hadronisierung) beschreibt die Bildung farbneutraler Hadronen aus farbgeladenen Quarks und Gluonen. Sie ist aufgrund der Größe der starken Kopplungskonstanten für $Q^2 \gtrsim \Lambda^2_{QCD}$ nicht störungstheoretisch zugänglich und muß daher durch phänomenologische Modelle beschrieben werden. Bei Matrixelement-Modellen ist hier ein

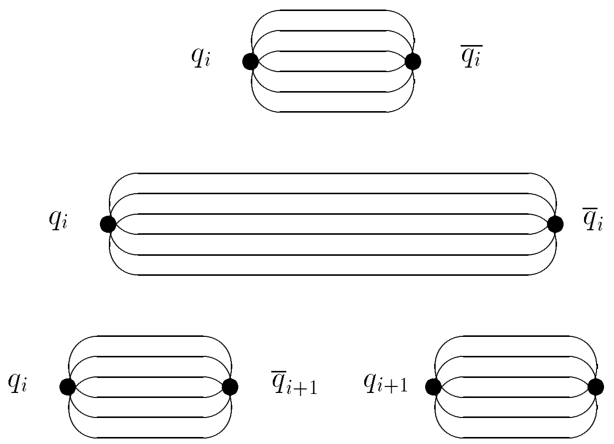


Abbildung 2.4: *Schematisches Bild der String-Fragmentation. Das primäre $q\bar{q}$-Paar läuft auseinander, wobei die Energie des Feldschlauches linear mit dem Abstand zunimmt, bis unter Aufbruch des Strings ein $q\bar{q}$-Paar erzeugt wird. Dieser Prozeß kann sich mit den Teilsystemen wiederholen.*

wesentlich größerer Bereich zu überbrücken, da die typische Energieskala der maximal vier Partonen größer ist als bei Partonschauer-Modellen. Die existierenden Fragmentationsmodelle basieren auf unterschiedlichen physikalischen Annahmen. Um die realen Daten zu beschreiben, gibt es eine Vielzahl anzupassender freier Parameter. Sehr erfolgreich in der Beschreibung der experimentellen Daten ist das Modell der „String-Fragmentation" [7].

String-Fragmentation

Diesem Modell liegt die durch das Confinement motivierte Vorstellung eines zwischen farbgeladenen Partonen gespannten Feldschlauches zugrunde, dem „String". Die Energiedichte in dem Farbfeld ist eine Konstante und beträgt $\kappa \approx 1$ GeV/fm. Dies führt zu einem mit dem Abstand linear anwachsenden Potential. Die einfachste Konfiguration besteht aus einem Ausgangszustand mit einem Quark-Antiquark-Paar, das sich voneinander entfernt (Abbildung 2.4). Ist die in dem Farbfeld gespeicherte Energie groß genug, bricht der String unter Bildung eines Quark-Antiquark-Paares auf. Hierbei erhalten die gebildeten q$\bar{\text{q}}$-Systeme einen Anteil z bzw. (1-z) aus der Summe von Energie und Longitudinalimpuls. Die neu gebildeten q$\bar{\text{q}}$-Systeme können ein Meson bilden oder den gleichen Prozeß durchlaufen. Die Wahrscheinlichkeitsverteilung für z wird durch die longitudinale Fragmentationsfunktion $f(z)$ gegeben. Leichte Quarks (u,d,s) werden durch die „symmetrische LUND-Funktion" beschrieben:

$$f(z) = \frac{(1-z)^a}{z} \cdot e^{-bm_\perp^2/z}, \tag{2.9}$$

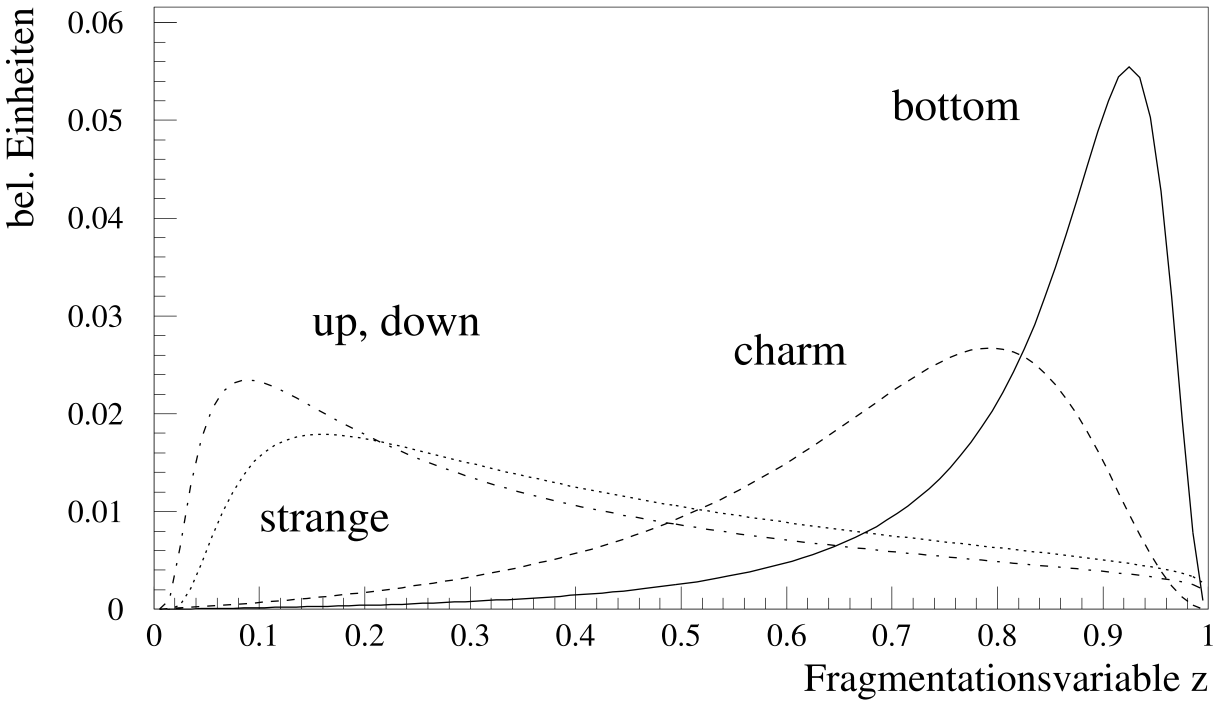


Abbildung 2.5: *Die Fragmentationsfunktion für verschiedene Quarktypen.*

mit $m_\perp^2 = m^2 + p_\perp^2$. a und b sind freie, anzupassende Parameter. Experimentelle Daten für schwere Quarks (c,b) werden durch die „Peterson-Funktion" beschrieben [8]:

$$f(z) = \frac{1}{z(1 - 1/z - \epsilon_q/(1-z))^2}. \tag{2.10}$$

ϵ_q ist ein Parameter, der im Prinzip aus den Massen der schweren und leichten Quarks berechnet werden kann. Da die leichten Quarkmassen jedoch nur ungenau bekannt sind, wird ϵ_q durch Vergleich mit experimentellen Daten ermittelt. Für die schweren Quarks besteht dann der Zusammenhang $\epsilon_c/\epsilon_b \approx m_b^2/m_c^2$. Die Fragmentationsfunktion für die schweren Quarks ist bei deutlich höheren Werten von z lokalisiert, wie in Abbildung 2.5 zu sehen ist. Man sagt, schwere Quarks „fragmentieren hart". Dies hat zur Folge, daß das Hadron, welches das primäre schwere Quark enthält, einen Großteil der Strahlenergie besitzt.

Die Flavourzusammensetzung der erzeugten Hadronen hängt von der Wahrscheinlichkeit ab, mit der die verschiedenen Quarkflavour erzeugt werden. Dies wird durch den quantenmechanischen Tunneleffekt beschrieben, da die massiven Quarks bei dem Stringaufbruch aus Gründen der Energieerhaltung mit einem Abstand $2l$ mit $l = m/\kappa$ erzeugt werden müssen. Für die Tunnelwahrscheinlichkeit erhält man dann:

$$\mathcal{P} \propto \exp(-\pi \cdot \frac{m^2 + p_T^2}{\kappa}). \tag{2.11}$$

Die p_T-Verteilung der Hadronen wird in dem Modell durch einen freien Parameter σ_{p_T} bestimmt. Für die relativen Raten folgt aus 2.11:

$$\mathrm{u : d : s : c : b} \approx 1 : 1 : 0.3 : 10^{-11} : 10^{-100}. \tag{2.12}$$

Die schweren c- und b-Quarks werden demnach nahezu niemals in der Fragmentation produziert, sondern fast ausschließlich als primäres $\mathrm{q\bar{q}}$-Paar aus dem Z^0/γ-Zerfall, in der Phase der perturbativen QCD (Gluonaufspaltung $\mathrm{g} \rightarrow \mathrm{c\bar{c}}, \mathrm{b\bar{b}}$) oder in schwachen Zerfällen $\mathrm{b} \rightarrow \mathrm{c}$. Für die Unterdrückung der Produktion von s-Quarks in der Fragmentation existiert ein anzupassender Parameter γ_s. Zur Simulation der Erzeugung von Baryonen wird die Produktion von Diquark-Paaren ($\mathrm{D\bar{D}} = \mathrm{q_1 q_2 \bar{q}_1 \bar{q}_2}$) in das Modell eingeführt. Durch Kombination der Diquarks mit benachbarten Quarks entsteht so ein Baryon-Antibaryon-Paar. Die Produktion der Diquark-Paare wird über mehrere Parameter gesteuert. Diese geben an:

- mit welcher Häufigkeit ein Diquark-Paar relativ zu einem $\mathrm{q\bar{q}}$-Paar erzeugt wird,
- wie stark die Produktion von Diquarks mit einem $\mathrm{s\bar{s}}$-Paar gegenüber jenen unterdrückt ist, die nur aus u- und d-Quarks bestehen, und
- wie stark die Unterdrückung von Diquarks mit Spin 1 gegenüber jenen mit Spin 0 ist.

Neben der Produktion von im String direkt benachbarten Baryonen können durch Erzeugung von $\mathrm{q\bar{q}}$-Paaren zwischen den Diquark-Paaren Mesonen produziert werden, so daß das Baryonen-Paar in der Fragmentationskette nicht mehr aufeinanderfolgt. Dieser Prozeß wird „Popcorn-Mechanismus“ genannt.

Gluonen werden im Stringmodell als transversale Anregungen des Strings behandelt. Aufgrund ihrer Farbzusammensetzung befinden sie sich am Ende zweier Strings. In einer $\mathrm{q\bar{q}g}$ Konfiguration läuft ein String vom Quark zum Gluon, ein zweiter vom Gluon zum Antiquark.

Weitere Fragmentationsmodelle, auf die hier nicht näher eingegangen wird, sind das Modell der „Unabhängigen Fragmentation“ [9] und die „Cluster Fragmentation“ [10].

2.3.4 Teilchenzerfälle

Die in der Fragmentation erzeugten Hadronen sind entweder stabil oder zerfallen (direkt oder über Kaskaden) in stabile Teilchen. In den Monte-Carlo-Generatoren werden experimentell gemessene Verzweigungsverhältnisse verwendet, soweit sie bekannt sind. Für Zustände mit bisher nicht gemessenen Zerfallskanälen werden Vorhersagen oder Beobachtungen in ähnlichen Systemen herangezogen. Dies trifft insbesondere auf Hadronen mit einem b-Quark zu. In der DELPHI-Simulation werden die Zerfälle kurzlebiger Teilchen (z.B. π^0) im Monte-Carlo-Generator durchgeführt. Teilchen mit längerer Lebensdauer, die Wechselwirkungen im Detektor durchführen können, werden der Detektorsimulation übergeben und zerfallen erst dort.

Zustand	Qq	$I(J^P)$	m in MeV/c^2	τ in ps	Quelle
B^0_d	$\bar{b}d$	$\frac{1}{2}(0^-)$	5279.2±1.8	1.57±0.04	[4,12]
B^+	$\bar{b}u$	$\frac{1}{2}(0^-)$	5278.9±1.8	1.67±0.04	[4,12]
B^0_s	$\bar{b}s$	$0(0^-)$	5369.3±2.0	1.49±0.06	[4,12]
Λ_b	bud	$0(\frac{1}{2}^+)$	5641±50	1.23±0.08	[4,12]
D^+	$c\bar{d}$	$\frac{1}{2}(0^-)$	1869.3±0.5	1.057±0.015	[4]
D^0	$c\bar{u}$	$\frac{1}{2}(0^-)$	1864.5±0.5	0.415±0.004	[4]
D^+_s	$c\bar{s}$	$0(0^-)$	1968.5±0.6	0.467±0.017	[4]
Λ^+_c	cdu	$0(\frac{1}{2}^+)$	2284.9±0.6	0.206±0.012	[4]

Tabelle 2.2: *Die schweren c- und b-Hadronen im Grundzustand mit ihren Quantenzahlen, Massen und Lebensdauern. Die Tabelle ist nicht vollständig. Bei den B-Mesonen wird die Existenz des B_c-Mesons ($\bar{b}c$) erwartet, bei den Baryonen gibt es weitere Zustände, wie z.B. $\Xi_{c,b}$. Die angegebenen Quantenzahlen sind Vorhersagen des statischen Quarkmodells und teilweise noch nicht experimentell bestätigt. Die Grundzustandshadronen zerfallen durch schwache Wechselwirkung mit einer Vielzahl von möglichen Endzuständen.*

2.4 Produktion schwerer Hadronen

Als schwere Hadronen werden Hadronen bezeichnet, die ein c- oder b-Quark enthalten[4]. Diese werden bei LEP vorwiegend in dem Prozeß $e^+e^- \to Z^0 \to c\bar{c}, b\bar{b}$ erzeugt. Lediglich ein kleiner Anteil wird durch Aufspaltung eines abgestrahlten Gluons produziert[5]. Hadronen, die ein c-Quark enthalten, können entweder direkt oder in Zerfällen von b-Hadronen produziert werden. Da die Schwerpunktsenergie weit über der Schwelle für die Erzeugung von $c\bar{c}$- und $b\bar{b}$-Paaren liegt, können in dem in Abschnitt 2.3.3 beschriebenen Fragmentationsprozeß eine Vielzahl an schweren Mesonen und Baryonen im Grund- oder Anregungszustand erzeugt werden. Dies erlaubt unter anderem spektroskopische Untersuchungen schwerer Hadronen bei LEP. In Tabelle 2.2 sind die pseudoskalaren B- und D-Mesonen im Grundzustand sowie die $\Lambda_{b,c}$-Baryonen mit ihren Massen und Lebensdauern aufgeführt. Der Zerfall dieser Hadronen erfolgt durch schwache Wechselwirkung und wird durch Feynman-Diagramme wie in Abbildung 2.6 beschrieben. Die große Masse des b-Quarks hat eine Vielzahl an Zerfallskanälen mit jeweils kleinen Verzweigungsverhältnissen zur Folge [4]. Dies macht eine exklusive Rekonstruktion von B-Zerfällen sehr schwierig. Wie bereits in Abschnitt 2.3.3 angesprochen, weisen schwere Quarks eine harte Fragmentationsfunktion auf, d.h. ein Großteil der Strahlenergie geht auf das primäre c- oder b-Hadron über. Abbildung 2.7 zeigt das gemessene, auf die Strahlenergie normierte Ener-

[4] Das Top-Quark mit einer Masse von $m_t = 175 \pm 6$ GeV [11] wird bei LEP nicht erzeugt. Außerdem bildet es keine Hadronen, da die Lebensdauer wesentlich kürzer ist als die zur Formation von gebundenen Zuständen typischen Zeitskalen.

[5] Die Raten für $c\bar{c}$- bzw. $b\bar{b}$-Paare durch Gluonaufspaltung wurden bei LEP gemessen zu:
$g_{c\bar{c}} = (2.27 \pm 0.28 \pm 0.41) \cdot 10^{-2}$ (OPAL [13]),
$g_{b\bar{b}} = (0.21 \pm 0.11 \pm 0.09) \cdot 10^{-2}$ (DELPHI [14]),
$g_{b\bar{b}} = (2.57 \pm 0.40 \pm 0.87) \cdot 10^{-3}$ (ALEPH [15]).

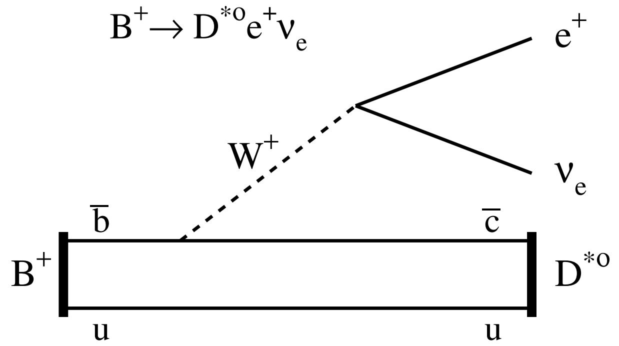


Abbildung 2.6: *Der schwache Zerfall eines B-Mesons. In dem Beispiel ist ein semileptonischer Zerfall gezeigt, in dem das vom b-Quark emittierte W-Boson in ein Lepton-Neutrino-Paar zerfällt. Das Verzweigungsverhältnis für $B \to eX$, μX beträgt jeweils etwa 11%, für $B \to \tau X$ ist es aufgrund der hohen τ-Masse deutlich geringer ($\approx 2-3\%$). Der Zerfall wird im sogenannten „Spectator-Modell" als Zerfall des b-Quarks ohne Berücksichtigung der Wechselwirkungen des leichten Quarks behandelt. Neben den semileptonischen Zerfällen sind eine Vielzahl hadronischer Zerfälle möglich, in denen das W-Boson in ein $q\bar{q}$-Paar zerfällt. Die Berechnung dieser Diagramme enthält zusätzliche Schwierigkeiten durch starke Wechselwirkungen (Gluonaustausch) der Quarks im Endzustand.*

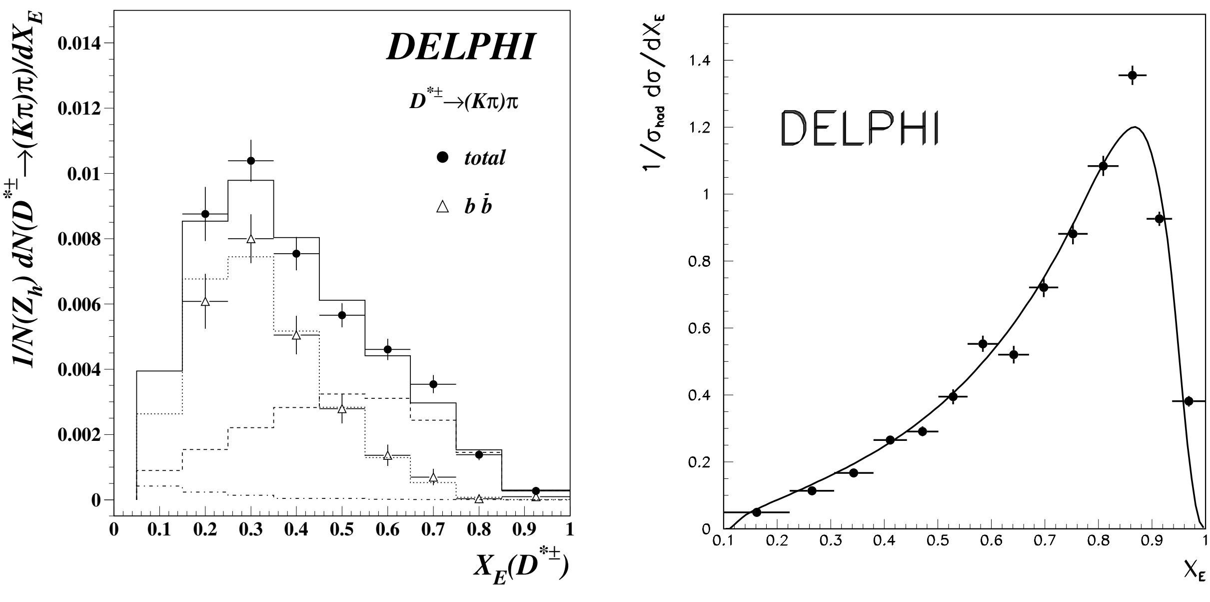


Abbildung 2.7: *Von* DELPHI *gemessene Energiespektren von c- (links [16]) und b-Hadronen (rechts [17]). Die Energie wurde dabei auf die Strahlenergie normiert. Die Messung für c-Hadronen wurde mit D^*-Mesonen durchgeführt, die im Zerfallskanal $D^{*+} \to (K^- \pi^+)\pi^+$ rekonstruiert wurden. Ebenfalls enthalten sind die Anteile der D^*-Mesonen, die aus Zerfällen von b-Hadronen stammen (gepunktet) bzw. direkt produziert wurden (gestrichelt). Diese Beiträge wurden durch Analyse der Lebensdauerverteilung bestimmt. Der Anteil aus B-Zerfällen weist ein wesentlich weicheres Energiespektrum auf. Dies kann zur Separation von primären und sekundären c-Hadronen benutzt werden. Das Energiespektrum der b-Hadronen wurde durch inklusive Rekonstruktion bestimmt. Die Kurve zeigt die Erwartung des Monte-Carlo-Modells.*

giespektrum von c- und b-Hadronen. Die mittlere Energie primär produzierter c- bzw. b-Hadronen sowie aus Zerfällen stammender c-Hadronen beträgt [18]:

$$\begin{aligned} \langle X_E \rangle_b &= 0.702 \pm 0.008, \\ \langle X_E \rangle_c &= 0.484 \pm 0.008, \\ \langle X_E \rangle_{b \to c} &= 0.315 \pm 0.006. \end{aligned} \tag{2.13}$$

b-Hadronen weisen mit einer mittleren Energie von 30-35 GeV/c^2 und einer Lebensdauer von ca. 1.6 ps somit eine mittlere Flugstrecke von $\langle l \rangle = \langle \beta\gamma c\tau \rangle \approx 3$ mm auf. Hierbei sind $\beta = v/c$ und $\gamma = \sqrt{1/(1-\beta^2)}$. Dies kann durch den Einsatz hochauflösender Mikrovertexdetektoren zur Erkennung von b$\bar{\text{b}}$-Ereignissen ausgenutzt werden (siehe Abschnitt 4.5). D^+-Mesonen weisen mit ihrer hohen Lebensdauer und einer mittleren Fluglänge von $\langle \beta\gamma c\tau \rangle \approx 4-5$ mm eine ähnliche Signatur auf. Die nachweisbare Zerfallsstrecke erlaubt ebenso eine Messung der Lebensdauern von b-Hadronen. Dies ist nicht möglich bei Experimenten, die auf der $\Upsilon(4s)$-Resonanz betrieben werden, da die B-Mesonen hier wegen $\sqrt{s} \approx 2 \cdot m_b$ nahezu in Ruhe produziert werden[6].
Neben den Grundzuständen der Hadronen treten bei LEP auch Anregungszustände auf. Das erste angeregte B-Meson ist das Vektormeson B^*, der Spin 1-Partner des B-Mesons. Die kleine Massendifferenz $\Delta m = m_{B^*} - m_B = (45.7 \pm 0.4)$ MeV/c^2 [4] ermöglicht keine starken Zerfälle, so daß der elektromagnetische Übergang $B^* \to B\gamma$ dominiert[7]. Dieser Zerfall wurde von allen LEP-Experimenten nachgewiesen [21–24]. Im System der D-Mesonen ist die Massendifferenz $\Delta m = m_{D^*} - m_D$ groß genug, um hadronische Zerfälle $D^* \to D\pi$ zu ermöglichen. Dies hat Auswirkungen auf die relativen Raten von D^0- und D^+-Mesonen (siehe Abschnitt 2.4.2).
Orbital angeregte Zustände mit der Bahndrehimpulsquantenzahl l=1 wurden ebenfalls beobachtet. Die dort auftretende Multiplett-Struktur wird durch eine effektive Theorie schwerer Quarks erklärt [25] (HQET[8]), die für $m_Q \gg \Lambda_{QCD}$, $m_Q \gg m_q$ gültig ist, wobei m_Q (m_q) die Masse des schweren (leichten) Quarks ist. Sie sagt eine Entkoppelung von Masse und Spin des schweren Quarks von den leichten Freiheitsgraden voraus. Das schwere Quark wirkt in dieser Näherung als statische, skalare Quelle des Farbfeldes. Dies hat eine separate Erhaltung des Spins des schweren Quarks $\vec{S}_Q$ und des Gesamtdrehimpulses $\vec{j}_q = \vec{l} + \vec{s}_q$ der leichten Freiheitsgrade zur Folge. Der Bahndrehimpuls l wird mit dem Spin s_q des leichten Quarks zum Gesamtdrehimpuls j_q gekoppelt. Für l=1 gilt:

$$\frac{1}{2} \oplus 1 \to \left\{ \begin{array}{l} 1/2 \\ 3/2 \end{array} \right. \tag{2.14}$$

[6] Dies wird bei zukünftigen Experimenten durch eine Bewegung des Schwerpunktsystems im Laborsystem umgangen.

[7] Weiterhin wurde der in Analogie an $\pi^0 \to \gamma e^+e^-$ „B^*-Dalitz-Zerfall“ genannte Übergang $B^* \to Be^+e^-$ erstmals von der DELPHI-Kollaboration mit der erwarteten Häufigkeit beobachtet [19, 20].

[8] Heavy Quark Effective Theory.

Zustand	J^P	m in MeV/c^2	Zerfall
$B^*_{u,d}$ B^*_s	1^- 1^-	5324.8±1.8 5416.3±3.3	$B\gamma$ $B_s\gamma$
$B^{**}_{u,d}$ B^{**}_s		≈5730±9 ≈5880	
$B^*_{0(s)}$ $B^*_{1(s)}$ $B_{1(s)}$ $B^*_{2(s)}$	0^+ $(j_q = \frac{1}{2})$ 1^+ $(j_q = \frac{1}{2})$ 1^+ $(j_q = \frac{3}{2})$ 2^+ $(j_q = \frac{3}{2})$		$B\pi(K)$ (breit) $B^*\pi(K)$ (breit) $B^*\pi(K)$ (schmal) $B^{(*)}\pi(K)$ (schmal)
D^{*+} D^{*0} D^{*+}_s	1^- 1^- 1^-	2010.0±0.5 2006.7±0.5 2112.4±0.7	$D^0\ \pi^+$,$D^+\ \pi^0$,$D^+\ \gamma$ $D^0\ \pi^0$,$D^0\ \gamma$ $D^+_s\gamma$,$D^+_s\pi^0$
$D^{**}_{(s)}$			
$D_1(2420)^+$ $D_1(2420)^0$ $D^*_2(2460)^+$ $D^*_2(2460)^0$ $D_{s1}(2536)^+$ $D_{s2}(2573)^+$	1^+ 1^+ 2^+ 2^+ 1^+ 2^+	2427±5 2422.2±1.8 2459±4 2458.9±2.0 2535.35±0.34 2573.5±1.7	$D^{*0}\pi^+$ $D^{*+}\pi^-$ $D^0\pi^+$,$D^{*0}\pi^+$ $D^+\pi^-$,$D^{*+}\pi^-$ $D^{*+}K^0$,$D^{*0}K^+$ D^0K^+,$D^{*0}K^+$

Tabelle 2.3: *Übersicht über angeregte B- und D-Mesonen. Bei den B^*-Mesonen liegen die genauesten Messungen für die Massendifferenz $\Delta m = m_{B^*} - m_B = 45.7 \pm 0.4$ MeV vor, ohne zwischen B^*_u, B^*_d, B^*_s zu unterscheiden. Der angegebene Wert für die Massen der B^{**}-Mesonen ist ein Mittelwert, da die einzelnen Zustände bisher experimentell nicht aufgelöst werden konnten. Die aufgeführten Quantenzahlen und Zerfallskanäle der einzelnen B^{**}-Zustände sind Quarkmodell- bzw.* HQET-*Erwartungen. Die korrekte spektroskopische Notation für den 1^+-Zustand mit $j_q = 1/2$ ist ebenfalls B_1, um Verwechslungen mit dem $1^+, j_q = 3/2$-Zustand zu vermeiden, wird in dieser Arbeit die Bezeichnung B^*_1 verwendet. Es sind nur die experimentell beobachteten, schmalen ($j_q = 3/2$) D^{**}-Zustände mit den nachgewiesenen Zerfallskanälen aufgeführt. Die Zerfallsbreiten von $\Gamma \approx 20$ MeV sind wie erwartet deutlich geringer als typische hadronische Breiten für s-Wellen-Zerfälle. Alle Zahlenwerte wurden [4] entnommen.*

Anschließend erfolgt die Kopplung von j mit dem Spin S_Q des schweren Quarks zum Gesamtdrehimpuls J des Mesons:

$$\frac{1}{2} \oplus \left\{ \begin{array}{l} 1/2 \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} 0 \\ 1 \end{array} \right. \\ \\ 3/2 \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} 1 \\ 2 \end{array} \right. \end{array} \right. \tag{2.15}$$

Jeder Zustand zu gegebenem j_q spaltet demnach in ein Dublett auf, das im Grenzfall $m_Q \rightarrow \infty$ entartet ist. Die Anzahl der Zustände ist genausogroß wie im Falle der Meso-

nen mit zwei leichten Quarks. Diese treten jedoch in einem Triplett und einem Singulett auf, da der Bahndrehimpuls l=1 an den Gesamtspin $\vec{S} = \vec{s}_{q1} + \vec{s}_{q2}$=0 bzw. 1 koppelt. Die Zustände mit l=1 werden allgemein als D^{**} bzw. B^{**} bezeichnet. Der Zerfall erfolgt durch starke Wechselwirkung, vorwiegend in den Endzustand $D^{(*)}\pi$ bzw. $B^{(*)}\pi$. Die Zustände mit j_q=1/2 zerfallen in s-Wellen Übergängen (relativer Bahndrehimpuls 0 zwischen D/B-Meson und π) und besitzen somit typische hadronische Breiten $\gtrsim$100 MeV. Die j_q=3/2 Zustände zerfallen in d-Wellen Übergängen (relativer Bahndrehimpuls 2) und sollten demzufolge schmal sein. Die D^*/B^*- und D^{**}/B^{**}-Zustände mit ihren spektroskopischen Bezeichnungen, Quantenzahlen, Massen und dominanten Zerfallsmoden sind in Tabelle 2.3 zusammengestellt. B^{**}-Mesonen wurden bei LEP von mehreren Kollaborationen beobachtet [23, 26–29]. Derzeit ist jedoch noch ungeklärt, ob lediglich die schmalen oder auch die breiten Zustände zum Signal beitragen. Dies hat eine relativ große Unsicherheit bei der Bestimmung der Produktionsrate zur Folge. Im c-System wurden die Zerfälle der schmalen $j = 3/2$ Zustände durch exklusive Rekonstruktion nachgewiesen [4] (siehe Tabelle 2.3). Die Zerfallsbreiten liegen im Bereich von $\Gamma \approx 20$ MeV. Für die B_s^{**}-Mesonen fanden OPAL [26] und DELPHI [28] experimentelle Hinweise. Bei den D^{**}/B^{**}-Mesonen ist zu beachten, daß der Zerfall $D_s^{**}/B_s^{**} \to D_s^{(*)}/B_s^{(*)}\pi$ wegen der Erhaltung des starken Isospins verboten ist. Der dominierende Kanal ist demnach $D_s^{**}/B_s^{**} \to D^{(*)}/B^{(*)}K$. Dies hat Auswirkungen auf die Rate der schwach zerfallenden D_s- bzw. B_s-Mesonen, auf die in Abschnitt 2.4.2 eingegangen wird.
Die erste Anregungsstufe bei b-Baryonen (bqq, q=u,d,s) kommt zustande, wenn das System der leichten Quarks den Spin 1 besitzt. Für q=u,d führt dies zu den Baryonen $\Sigma_b(J = 1/2)$ und $\Sigma_b^*(J = 3/2)$. Aufgrund der Spin-Spin-Kopplung der leichten Quarks wird erwartet, daß die Masse groß genug ist, um den Zerfall $\Sigma_b^{(*)} \to \Lambda_b\pi$ zu ermöglichen. Die DELPHI-Kollaboration fand erste Hinweise für diese Zerfälle [30].

2.4.1 B^0-$\bar{B}^0$-Mischung

Neutrale B-Mesonen (B_d^0 =($\bar{b}$d), B_s^0 =($\bar{b}$s)) können Teilchen-Antiteilchen-Oszillationen durchführen, wie sie im System der neutralen Kaonen erstmals beobachtet wurden. Diese werden ausgelöst durch elektroschwache Prozesse zweiter Ordnung (Abbildung 2.8). Die Wahrscheinlichkeit, daß ein als B^0 produzierter Zustand als B^0 bzw. $\bar{B}^0$ zerfällt, wird

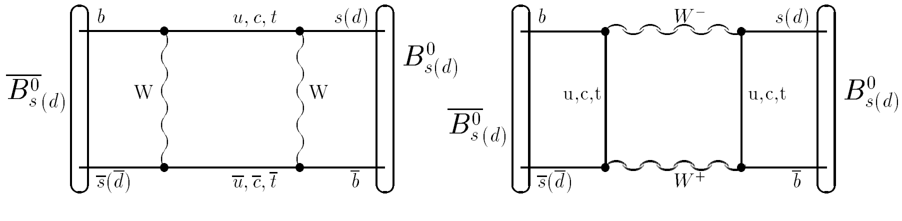


Abbildung 2.8: *Die Feynman-Diagramme für B^0-$\bar{B}^0$-Mischung.*

gegeben durch:

$$P_q(\mathrm{B}_q^0 \to {}^{\mathrm{B}_q^0}_{\bar{\mathrm{B}}_q^0})(t) = \frac{1}{2} \cdot e^{-\Gamma_q t} \cdot (1 {}^{+}_{-} \cos(\Delta m_q \cdot t)), \tag{2.16}$$

mit q=d,s, $\Gamma_q = (\Gamma_h + \Gamma_l)/2$ der mittleren Zerfallsbreite der Masseneigenzustände $|\mathrm{B}_{h,l}\rangle = 1/\sqrt{2} \cdot (|\mathrm{B}^0\rangle \pm |\bar{\mathrm{B}}^0\rangle)$ und $\Delta m_q = m_h - m_l$ ihrer Massendifferenz[9]. Die totale Mischungswahrscheinlichkeit erhält man aus

$$\chi_q = \int_0^\infty P_q(t)\mathrm{d}t = \frac{x_q^2}{2 \cdot (1 + x_q^2)}, \tag{2.17}$$

mit $x_q = \Delta m_q/\Gamma_q$. Für Δm_d existieren sowohl zeitintegrierte Messungen gemäß Gleichung (2.17) als auch zeitabhängige Messungen gemäß (2.16). Der derzeitige Mittelwert aus den LEP-Experimenten, SLD[10] und CDF[11] beträgt $\Delta m_d = 0.472 \pm 0.018$ ps^{-1} [31]. Im $\mathrm{B}_s^0 - \bar{\mathrm{B}}_s^0$-System ist eine zeitintegrierte Messung nicht möglich, da χ_s durch die wesentlich höhere Oszillationsfrequenz nahezu den Maximalwert von 0.5 aufweist[12], und somit keine Sensitivität zur Bestimmung von Δm_s vorhanden ist. Derzeit existieren lediglich untere Schranken für Δm_s aus zeitabhängigen Messungen, deren Kombination $\Delta m_s > 10.2$ ps^{-1} (95% Vertrauensintervall) ergibt [31]. Experimente, bei denen die B-Mesonen im Zerfall der Υ(4s)-Resonanz erzeugt werden (z.B. ARGUS, CLEO), messen ausschließlich χ_d, da die Erzeugung von B_s-Mesonen kinematisch nicht möglich ist. Bei LEP hingegen mißt man:

$$\chi_B = f_d \cdot \frac{\mathcal{B}_d}{\langle \mathcal{B} \rangle} \cdot \chi_d + f_s \cdot \frac{\mathcal{B}_s}{\langle \mathcal{B} \rangle} \cdot \chi_s. \tag{2.18}$$

Dabei sind f_d, f_s die Anteile der Hadronen, die als B_d^0 bzw. B_s^0 produziert werden und $\mathcal{B}_d$, $\mathcal{B}_s$, $\mathcal{B}$ die Verzweigungsverhältnisse von B_d^0, B_s^0 bzw. der Gesamtheit der b-Hadronen für den untersuchten Zerfallskanal (z.B. Erkennen des Flavours des zerfallenden B^0-Mesons durch seinen semileptonischen Zerfall). Dies kann auch zur Bestimmung der Produktionsraten von B_d- und B_s-Mesonen ausgenutzt werden (siehe Abschnitt 2.4.2).

2.4.2 Produktionsraten von b-Hadronen

Bei LEP können mit der hohen Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} \gg 2m_b$ neben den b-Hadronen im Grundzustand höhere Anregungsstufen produziert werden. Der große verfügbare Phasenraum in Verbindung mit der harten Fragmentationsfunktion hat eine meßbare Flugstrecke der schwach zerfallenden b-Hadronen zur Folge.
Bei der Diskussion von b-Hadron-Produktionsraten muß daher unterschieden werden zwischen:

[9] Die angegebenen Beziehungen gelten unter Vernachlässigung von Termen für $\Gamma_h \neq \Gamma_l$ und ohne Berücksichtigung von CP-Verletzung.

[10] SLAC Large Detector.

[11] Collider Detector at Fermilab.

[12] Die Dauer für eine Oszillationsperiode ist deutlich kleiner als die Zerfallszeit. Daher zerfällt ein produziertes B_s^0 mit jeweils 50% Wahrscheinlichkeit als B_s^0 oder $\bar{\mathrm{B}}_s^0$.

- Hadronen, die direkt in der Fragmentation erzeugt werden. Dies können entweder Grundzustandshadronen oder deren Anregungen sein. Diese Raten werden im weiteren Verlauf mit f'_i bezeichnet. i gibt den Typ des b-Hadrons an, wobei das Hauptaugenmerk auf der Quarkzusammensetzung liegt. f'_{B_u} ist beispielsweise die Rate der B-Mesonen mit Quarkinhalt $\bar{\text{b}}$u, ohne zwischen Grund- und Anregungszustand zu unterscheiden.

- Hadronen, die durch schwache Wechselwirkung zerfallen. Diese können bereits in der Fragmentation oder im Zerfall eines angeregten Hadrons (durch starke oder elektromagnetische Wechselwirkung) erzeugt worden sein. Die Raten der schwach zerfallenden b-Hadronen werden mit f_i bezeichnet. Es können auch Gruppen von Hadronen zusammengefaßt werden, so stehen z.B. f^+ und f^0 für die Raten geladener bzw. neutraler schwach zerfallender b-Hadronen.

In Kapitel 8 werden Analysen zur Messung von b-Hadron-Produktionsraten vorgestellt. Durch Anwendung einer Methode, die auf den Fragmentationsprozeß sensitiv ist, kann die Rate der direkt in der Fragmentation erzeugten B-Mesonen, die ein s-Quark enthalten, bestimmt werden. Diese wird als f'_{B_s} bezeichnet. Weiterhin wird durch inklusive Rekonstruktion der Ladung des schwachen Zerfallsvertex eine Messung der Raten geladener (f^+) bzw. neutraler (f^0) schwach zerfallender b-Hadronen ermöglicht. Im folgenden werden die für das Verständnis dieser Analysen benötigten Grundlagen bereitgestellt und diskutiert.

Fragmentationsmodelle mit ihren zur Erzeugung der verschiedenen Typen von Hadronen implementierten Mechanismen (Abschnitt 2.3.3) können teilweise Voraussagen über deren Produktionsraten machen. In Tabelle 2.4 sind die angesprochenen Raten, mit denen b-Hadronen in dem verwendeten Monte-Carlo-Modell (Jetset 7.3 mit DELPHI-Tuning) erzeugt werden, aufgeführt. Die Situation ist außerdem in Abbildung 2.9 schematisch dargestellt.

Unter Annahme von Isospin-Symmetrie werden neutrale und geladene B_d- und B_u-Mesonen (einschließlich ihrer Anregungszustände) mit gleicher Rate erzeugt. Die Existenz von B^*-Mesonen hat keine Auswirkung auf die Ladungsverteilung der schwach zerfallenden Grundzustandsmesonen, da der Zerfall wegen des kleinen zur Verfügung stehenden Phasenraumes ($\Delta m = m_{B^*} - m_b \approx 45$ MeV) elektromagnetisch erfolgt. Dies ist nicht der Fall im System der D-Mesonen, wo die größeren Massendifferenzen zusätzlich starke Zerfälle $\text{D}^* \to \text{D}\pi$ ermöglichen. Die Verzweigungsverhältnisse für die geladenen bzw. neutralen D^*-Mesonen betragen $\text{BR}(\text{D}^{+*} \to \text{D}^0\pi^+) = (68.3 \pm 1.4)\%$, $\text{BR}(\text{D}^{+*} \to \text{D}^+\pi^0) = (30.6 \pm 2.5)\%$, $\text{BR}(\text{D}^{+*} \to \text{D}^+\gamma) = (1.1^{+2.1}_{-0.7})\%$ bzw. $\text{BR}(\text{D}^{0*} \to \text{D}^0\pi^0) = (61.9 \pm 2.9)\%$ und $\text{BR}(\text{D}^{0*} \to \text{D}^0\gamma) = (38.1 \pm 2.9)\%$. Da der Zerfall $\text{D}^{0*} \to \text{D}^+\pi^-$ kinematisch nicht erlaubt ist, in D^{+*}-Zerfällen jedoch D^0-Mesonen erzeugt werden, erhöht sich die Rate der neutralen, schwach zerfallenden D-Mesonen gemäß

$$f_{D^0} = f'_{D^0} + f'_{D^+} \cdot \frac{f'_{D^*}}{f'_{D^*} + f'_D} \cdot BR(\text{D}^{+*} \to \text{D}^0\pi^+), \tag{2.19}$$

bei entsprechender Erniedrigung der D^+-Rate. Dabei sind f'_D und f_D die Raten der primär erzeugten bzw. schwach zerfallenden D-Mesonen. $f'_{D^*}/(f'_{D^*} + f'_D)$ gibt den Anteil der Vektormesonen an. Einfaches Abzählen der Spin-Zustände ergibt 3/4 für dieses Verhältnis.

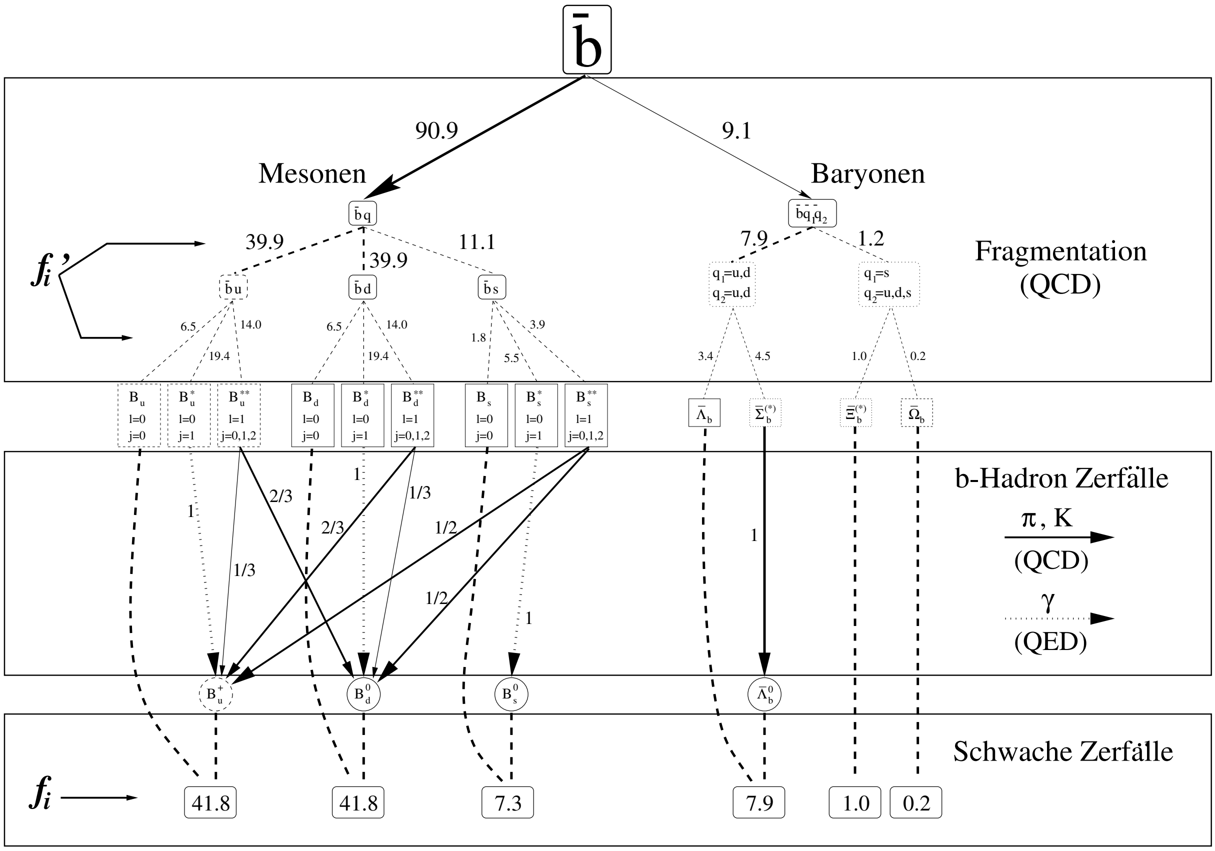


Abbildung 2.9: *Schematische Darstellung der Produktion von b-Hadronen. Der Prozeß kann – ausgehend von dem im Z^0-Zerfall erzeugten $\bar{b}$-Quark bis zu den schwach zerfallenden b-Hadronen – in drei Phasen aufgeteilt werden: i) Bildung der primär erzeugten Mesonen und Baryonen in der Fragmentation (QCD). Diese Raten werden im folgenden mit f_i' bezeichnet, wobei i für die Sorte des betrachteten b-Hadrons steht. Dabei werden Hadronen gleichen Quarkinhalts zusammengefaßt, d.h. f_{B_s}' enthält alle Mesonen der Zusammensetzung $\bar{b}s$ (hier B_s und B_s^{**}; für andere analog). ii) Starke bzw. elektromagnetische Zerfälle angeregter b-Hadronen in den Grundzustand. Für die dominierenden Zerfallsmoden (Pion-, Kaon- bzw. Photonemission) sind die bekannten bzw. erwarteten Verzweigungsverhältnisse angegeben. Hadronen, die direkt im Grundzustand erzeugt werden, zerfallen nicht in dieser Phase. Diese werden durch die gestrichelten Linien in die nächste Phase überführt. iii) Schwacher Zerfall der b-Hadronen im Grundzustand. Deren Raten werden im folgenden mit f_i bezeichnet. Die angegebenen Zahlenwerte (in %) sind der Simulation entnommen (siehe Tabelle 2.4). Der Ladungszustand der Hadronen ist durch die Umrahmung gegeben: durchgezogen=neutral, geladen=gestrichelt, mehrere Zustände möglich=gepunktet. Starke Zerfälle können mit einer Änderung der Flavourzusammensetzung des b-Hadrons verbunden sein, mit $f_i' \neq f_i$ als mögliche Konsequenz. B_s^{**}-Zerfälle führen beispielsweise zu $f_{B_s} < f_{B_s}'$ und $f_{B_{u,d}} > f_{B_{u,d}}'$ (ausführliche Erläuterungen im Text). Dem Diagramm ist auch zu entnehmen, daß neben B_u^+-Mesonen lediglich geladene b-Baryonen, die ein s-Quark enthalten, einen Beitrag zu f^+ liefern. f^+ und f^0 sind die Raten geladener bzw. neutraler b-Hadronen, die durch schwache Wechselwirkung zerfallen.*

Typ	Q	f': Fragmentation [%]	f: schwach zerfallend [%]
Mesonen ohne s-Quark	0,±1	79.8 ($B^{(*)}$,B^{**})	83.7 (B)
	±1	39.9 ($B_u^{(*)}$,B_u^{**})	41.8 (B_u)
	0	39.9 ($B_d^{(*)}$,B_d^{**})	41.8 (B_d)
	0,±1	28.0 (B^{**})	
Mesonen mit s-Quark	0	11.1 ($B_s^{(*)}$,B_s^{**})	7.3 (B_s)
	0	3.9 (B_s^{**})	
Baryonen ohne s-Quark	0,±1	7.9	7.9
	0	4.9 ($\Lambda_b, \Sigma_b^{(*)}$)	7.9 (Λ_b)
	±1	3.0 ($\Sigma_b^{(*)}$)	
Baryonen mit s-Quark(s)	0,±1	1.2	1.2
	0	0.6 ($\Xi_b^{(*)}$)	0.6 ($\Xi_b^{(*)}$)
	±1	0.6 ($\Xi_b^{(*)}, \Omega_b$)	0.6 ($\Xi_b^{(*)}, \Omega_b$)

Tabelle 2.4: *Die Erzeugungsraten für b-Hadronen des* JETSET 7.3-*Monte-Carlo-Modells mit* DELPHI-*Tuning. Aufgeführt sind die Raten für Mesonen und Baryonen mit und ohne s-Quarks, jeweils für geladene und neutrale Hadronen. Neben den relativen Raten sind in Klammern die entsprechenden Hadronen angegeben. Die Parameter für die Produktion von $s\bar{s}$-Paaren und Diquarks in der Fragmentation betragen $\gamma_s = P(s\bar{s})/P(u\bar{u}) = P(s\bar{s})/P(d\bar{d})$=0.28 bzw. $P(qq)/P(q)$=0.1.*

Dies ist gut erfüllt für B-Mesonen [21–24], für D-Mesonen beträgt dieses Verhältnis etwa 0.6 (siehe z.B. [16]), da hier durch die größeren Massendifferenzen bei kleineren Massen Phasenraumeffekte eine nicht vernachlässigbare Rolle spielen. Durch die Anwesenheit orbital angeregter Mesonen können die relativen Raten der Vektor- und pseudoskalaren Mesonen durch die möglichen Zerfallskanäle mit D/B- bzw. D^*/B^*-Mesonen im Endzustand geringfügig modifiziert werden.
Die zu erwartenden Zerfallsraten der B^{**}-Mesonen $B^{**} \to B^{(*)}\pi$ erhält man durch Zerlegung in die Isospin-Produktzustände mit den entsprechenden Clebsch-Gordan-Koeffizienten ($B_u^{(*,**)}$, $B_d^{(*,**)}$ bilden ein Isospin-Dublett; π^+, π^0, π^- ein Triplett)[13]:

$$
\begin{aligned}
B_u^{**} \to B_u^{(*)}\pi^0, B_d^{(*)}\pi^+ : \quad |\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}\rangle &= -\sqrt{\frac{1}{3}} \cdot |\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}\rangle|1,0\rangle + \sqrt{\frac{2}{3}} \cdot |\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle|1,+1\rangle, \\
B_d^{**} \to B_d^{(*)}\pi^0, B_u^{(*)}\pi^- : \quad |\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle &= +\sqrt{\frac{1}{3}} \cdot |\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle|1,0\rangle - \sqrt{\frac{2}{3}} \cdot |\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}\rangle|1,-1\rangle.
\end{aligned}
$$

[13] Es wird die Notation $|J, M\rangle = \sum C \cdot |j_1, m_1\rangle|j_2, m_2\rangle$ verwendet, mit den Clebsch-Gordan-Koeffizienten $C = C(j_1, m_1, j_2, m_2, J, M)$.

Man erhält demnach für die relativen Verzweigungsverhältnisse (vgl. Abbildung 2.10):

$$\begin{aligned} BR(\mathrm{B}_u^{**} \to \mathrm{B}_u^{(*)}\pi^0) &= \frac{1}{3}, \quad BR(\mathrm{B}_u^{**} \to \mathrm{B}_d^{(*)}\pi^+) = \frac{2}{3} \\ BR(\mathrm{B}_d^{**} \to \mathrm{B}_d^{(*)}\pi^0) &= \frac{1}{3}, \quad BR(\mathrm{B}_d^{**} \to \mathrm{B}_u^{(*)}\pi^-) = \frac{2}{3}. \end{aligned} \tag{2.20}$$

Bei gleichen Produktionsraten geladener und neutraler B^{**}-Mesonen in der Fragmentation wird die Ladungsverteilung der schwach zerfallenden B-Mesonen somit nicht geändert, sofern die aus den Isospin-Amplituden erhaltenen Verzweigungsverhältnisse exakt erfüllt sind. Zerfälle $\mathrm{B}_{u,d}^{**} \to \mathrm{B}_s^{(*)}\mathrm{K}$ spielen wegen der Massen der beteiligten Mesonen (siehe Tabelle 2.3) keine Rolle. Die zusätzliche Produktion von B_s-Mesonen durch diesen Prozeß kann somit vernachlässigt werden. Darüber hinaus werden weitere Zerfälle erwartet, z.B. mit zwei Pionen im Endzustand [32], für die erste experimentelle Hinweise gefunden wurden [33].

Orbital angeregte B_s^{**}-Mesonen führen zu einer Erniedrigung der Rate schwach zerfallender B_s-Mesonen gegenüber der Rate direkt im Fragmentationsprozeß erzeugter Mesonen, die ein s-Quark enthalten. Der Grund hierfür ist, daß die Erhaltung des starken Isospins den Zerfall $\mathrm{B}_s^{**} \to \mathrm{B}_s^{(*)}\pi$ verbietet ($I(\mathrm{B}_s^{(*,**)}) = 0, I(\pi) = 1$). Es dominiert daher der Zerfall $\mathrm{B}_s^{**} \to \mathrm{B}_{u,d}^{(*)}\mathrm{K}$ mit den aus den Isospin-Amplituden erwarteten Verzweigungsverhältnissen

$$BR(\mathrm{B}_s^{**} \to \mathrm{B}_u^{(*)}\mathrm{K}^-) = BR(\mathrm{B}_s^{**} \to \mathrm{B}_d^{(*)}\bar{\mathrm{K}}^0) = 0.5. \tag{2.21}$$

Zerfälle der B_s^{**}-Mesonen haben somit schwach zerfallende B-Mesonen zur Folge, die kein s-Quark enthalten (siehe auch Abbildung 2.10). Da hierbei neutrale und geladene B-Mesonen mit gleicher Rate erzeugt werden (Gleichung (2.21)), führt dies ebenso wie die $\mathrm{B}_{d,u}^{**}$-Zerfälle nicht zu einer Isospin-Asymmetrie, d.h. $f_{B_u} = f_{B_d}$ sollte weiterhin gelten. Es ist jedoch zu beachten, daß die Raten f_{B_u} und f_{B_d} der schwach zerfallenden B_u- bzw. B_d-Mesonen gemäß

$$f_{B_u,B_d} \longrightarrow f_{B_u,B_d} + \frac{1}{2} \cdot P_{B_s^{**}} \cdot f'_{B_s} \tag{2.22}$$

erhöht werden. $P_{B_s^{**}}$ ist der relative Anteil der B-Mesonen mit einem s-Quark, die als B_s^{**} erzeugt wurden.

Die Rate f_{B_s} der schwach zerfallenden B_s-Mesonen ergibt sich dann aus:

$$f_{B_s} = f'_{B_s} \cdot (1 - P_{B_s^{**}}). \tag{2.23}$$

Dieser Zusammenhang ist nochmals in Abbildung 2.11 veranschaulicht. Eine präzise Messung von f_{B_s} und f'_{B_s} erlaubt somit eine indirekte Messung der B_s^{**}-Rate. Die primäre Rate f'_{B_s} wird im JETSET Modell direkt von dem Parameter γ_s bestimmt, der die Unterdrückung von $s\bar{s}$-Paaren gegenüber $d\bar{d}$- und $u\bar{u}$-Paaren in der Fragmentation angibt. Aus

$$\sum_i f'_i = 1 \quad (i = \mathrm{B}_u,\ \mathrm{B}_d,\ \mathrm{B}_s,\ \text{b-Baryon}), \quad \frac{f'_{B_s}}{f'_{B_u}} = \frac{f'_{B_s}}{f'_{B_d}} = \gamma_s \tag{2.24}$$

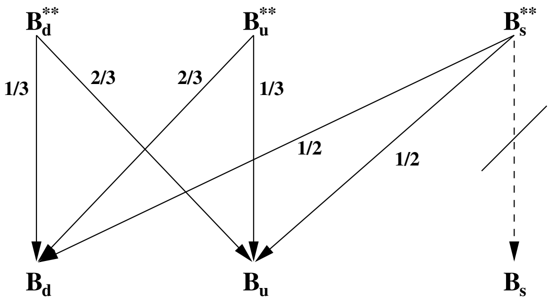


Abbildung 2.10: *B^{**}-Mesonen und ihre erwarteten Zerfälle $B^{**} \to B\pi/K$. Die Verzweigungsverhältnisse ergeben sich aus den Isospin-Amplituden. Der Zerfall $B_s^{**} \to B_s\pi$ ist nicht erlaubt (Erhaltung des starken Isospins). Daher ändert sich bei dem B_s^{**}-Zerfall die Flavourzusammensetzung des b-Hadrons.*

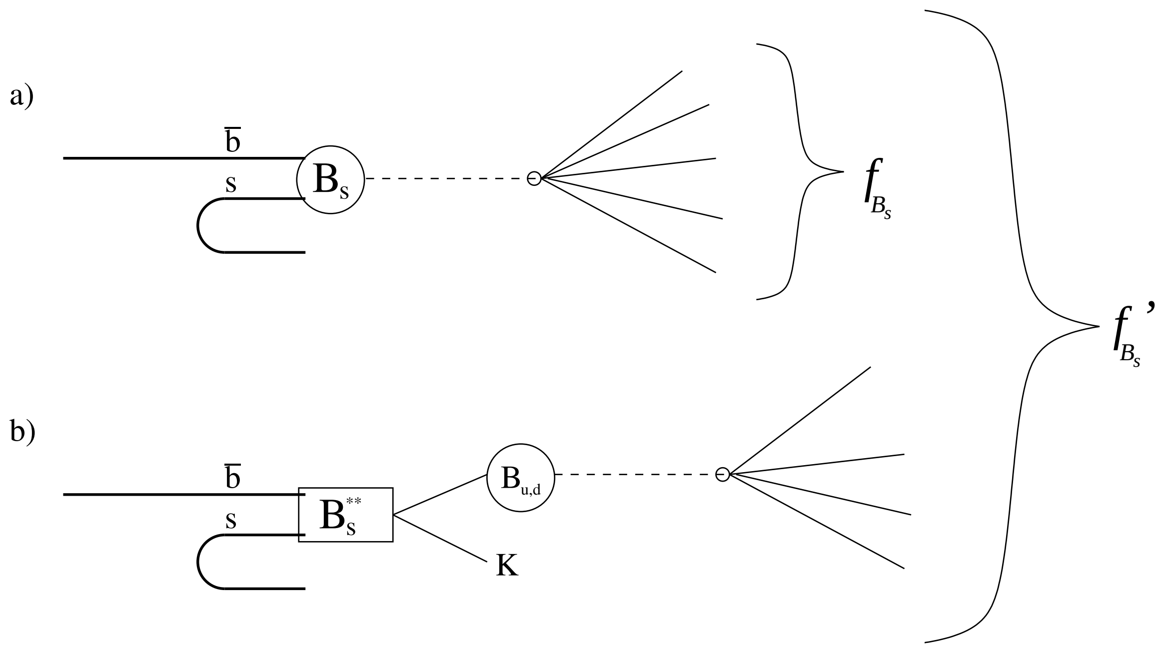


Abbildung 2.11: *Darstellung der Produktionsraten f_{B_s} und f'_{B_s}. In den beiden gezeigten Fällen wird in der Fragmentation durch Kombination des $\bar{b}$-Quarks aus dem Zerfall des Z^0-Bosons mit einem s-Quark ein seltsames B-Meson erzeugt. In a) wird direkt ein B_s-Meson im Grundzustand produziert, dessen Eigenschaften anhand des schwachen Zerfalls (angedeutet durch die gestrichelt eingezeichnete Flugstrecke) bestimmt werden können. Diese schwach zerfallenden B_s-Mesonen tragen zur Rate f_{B_s} bei. In b) entsteht in der Fragmentation ein angeregter B_s^{**}-Zustand. Dieser zerfällt durch starke Wechselwirkung, wobei das s-Quark von einem Kaon aufgenommen wird. Das anschließend schwach zerfallende B-Meson enthält kein s-Quark. Bei Messungen, die auf Eigenschaften des schwachen Zerfalls des B-Mesons beruhen, wird für diesen Fall somit nicht erkannt, daß primär ein seltsames Meson erzeugt wurde. Diese Messungen sind demzufolge sensitiv auf f_{B_s}. Die Rate, welche den primären Fragmentationsprozeß betrachtet, und hier somit beide Fälle beinhaltet, wird als f'_{B_s} bezeichnet. Die in Kapitel 8 vorgestellte Analyse, die direkt auf den Typ des in der Fragmentation produzierten Hadrons sensitiv ist, bestimmt somit f'_{B_s}. Wäre der Zerfall $B_{u,d}^{**} \to B_s^{(*)}K$ kinematisch möglich, so gäbe dies einen Beitrag zu f_{B_s}, nicht jedoch zu f'_{B_s}. Die Erzeugung von B_s^*-Mesonen, direkt oder in Zerfällen, spielt für diese Betrachtung keine Rolle, da der elektromagnetische Zerfall keine Änderung des B-Meson-Flavours nach sich zieht.*

erhält man

$$f'_{B_s} = \frac{\gamma_s \cdot (1 - f'_{b-Baryon})}{2 + \gamma_s} \quad . \tag{2.25}$$

Mit den in der Simulation (JETSET 7.3 mit DELPHI-Tuning) verwendeten Werten $\gamma_s = 0.28$ und $f'_{b-Baryon} = 0.091$ ergibt dies eine primäre Rate der B-Mesonen mit einem s-Quark von etwa 11.2%.

Angeregte b-Baryonen, die kein s-Quark enthalten (z.B. $\Sigma_b^{(*)}$), zerfallen durch starke Wechselwirkung dominant in $\Lambda_b\pi$. Sie tragen daher ausschließlich zu neutralen schwach zerfallenden b-Hadronen bei. b-Baryonen mit einem oder mehreren s-Quarks (z.B. Ξ_b, Ω_b), zerfallen aufgrund der Flavour-Erhaltung der starken Wechselwirkung schwach. Ihre Anregungen gehen durch starke oder elektromagnetische Wechselwirkung in die Grundzustände über. Geladene b-Baryonen, die schwach zerfallen, haben ihren Ursprung somit lediglich in geladenen b-Baryonen, die s-Quarks enthalten (Ξ_b^-, Ω_b^-). Da deren Rate klein gegenüber der Rate der b-Baryonen ohne s-Quarks ist, führt dies ebenso wie die Anwesenheit von B_s-Mesonen zu einem Überschuß neutraler gegenüber geladener schwacher Zerfälle.

Messungen von b-Hadron-Produktionsraten

Eine möglichst präzise Bestimmung der Produktionsraten von b-Hadronen ist aus mehreren Gründen von Interesse. Daraus können Rückschlüsse auf den Fragmentationsprozeß gezogen werden. So kann beispielsweise die Frage beantwortet werden, ob die Fragmentation schwerer Quarks sich neben der harten Fragmentationsfunktion in weiteren Eigenschaften von der Fragmentation leichter Quarks unterscheidet. Weiterhin werden die Produktionsraten bei anderen Messungen als Eingabegrößen benötigt. Beispiele hierfür sind Messungen von Verzweigungsverhältnissen, bei denen die Kenntnis der Anzahl der ursprünglich vorhandenen Hadronen erforderlich ist, oder Analysen von B^0-$\bar{B}^0$-Oszillationen, in denen die Anteile der B_d- und B_s-Mesonen von Bedeutung sind.
Die Bestimmung der Produktionsraten von b-Hadronen durch exklusive Rekonstruktion eines oder mehrerer Zerfallskanäle mit bekannten Verzweigungsverhältnissen ist nicht praktikabel, da aufgrund der hohen Massen der b-Hadronen eine Vielzahl an Zerfallskanälen zur Verfügung steht. Diese weisen lediglich sehr kleine Verzweigungsverhältnisse ($\lesssim \mathcal{O}(1\%)$) auf, die mit relativ großen Unsicherheiten behaftet sind [4]. Daher ist man auf andere Methoden angewiesen. Die im folgenden erläuterten Analysen basieren auf Eigenschaften des schwachen Zerfalls der betrachteten b-Hadronen, sind also sensitiv auf die Raten $f_{b-Hadron}$. Über die primären Raten $f'_{b-Hadron}$ können ohne weitere Annahmen keine direkten Aussagen gemacht werden.
In Tabelle 2.5 sind die Produktionsraten aus [4] und [31] zusammengestellt. Zur Bestimmung von f_{B_s} tragen zwei komplementäre Messungen bei. Die erste Messung basiert auf der Rekonstruktion semileptonischer B_s-Zerfälle durch D_s-Lepton-Kombinationen, die einen gemeinsamen Vertex bilden. In [34] wird das Produktverzweigungsverhältnis be-

f	PDG 96 [4]		LEP Osz. Gr. [31]	
f_{B_s}	$11.2^{+1.8}_{-1.9}\%$	[34–36]	$10.3^{+1.6}_{-1.5}\%$	[35]
$f_{b-Baryon}$	$13.2 \pm 4.1\%$	[37–39]	$10.6^{+3.7}_{-2.7}\%$	[37, 38, 40, 41]
$f_{B^0_d} = f_{B^+_u}$	$37.8 \pm 2.2\%$		$39.5^{+1.6}_{-2.0}\%$	

Tabelle 2.5: *Messungen von b-Hadron-Raten, erstellt von der „Particle Data Group“ und der „LEP B Oscillations Working Group“. Die Auswertung der Produktverzweigungsverhältnisse wurde jeweils mit den zu diesem Zeitpunkt aktuellen Werten für die Verzweigungsverhältnisse durchgeführt. In [31] wurde f_{B_s} gemeinsam mit den Oszillationsparametern in einer Anpassung mit dem Ergebnis aus [35] als Nebenbedingung ermittelt. f_{B_u} =f_{B_d} wurde jeweils aus (2.30) bestimmt.*

stimmt zu:

$$BR(\bar{\mathrm{b}} \to \mathrm{B}^0_s) \cdot BR(\mathrm{B}^0_s \to \mathrm{D}^-_s \mathrm{l}^+ \nu \mathrm{X}) = (0.82 \pm 0.09(\mathrm{stat})^{+0.13}_{-0.14}(\mathrm{syst}))\%. \tag{2.26}$$

Um daraus die B_s-Produktionsrate bestimmen zu können [35], muß $BR(\mathrm{B}^0_s \to \mathrm{D}^-_s \mathrm{l}^+ \nu \mathrm{X})$ bekannt sein. Der Wert für dieses Verzweigungsverhältnis wird abgeschätzt aus dem semileptonischen Verzweigungsverhältnis $BR(\mathrm{B}^0_s \to \mathrm{Xl}^+ \nu)$ und aus dem Anteil der hierzu beitragenden Zerfälle, in denen ein D^-_s produziert wird. Unter der Annahme gleicher semileptonischer Partialbreiten für alle b-Hadronen kann $BR(\mathrm{B}^0_s \to \mathrm{Xl}^+ \nu)$ mit Hilfe der semileptonischen Verzweigungsverhältnisse und Lebensdauern anderer b-Hadronen sowie der B_s-Lebensdauer bestimmt werden. Für eine Abschätzung des Anteils semileptonischer B_s-Zerfälle mit einem $\mathrm{D}^{(*)}_s$ im Endzustand wird $BR(\mathrm{B} \to \mathrm{D}^{(*)} \mathrm{l} \bar{\nu}) = BR(\mathrm{B}_s \to \mathrm{D}^{(*)}_s \mathrm{l} \bar{\nu})$ angenommen.
Die zweite Methode zur Bestimmung von f_{B_s} beruht auf der Messung der integrierten Mischungswahrscheinlichkeit der neutralen B-Mesonen. Bei LEP tragen B^0_d und B^0_s entsprechend ihrer Häufigkeit bei (2.18), Experimente auf der $\Upsilon(4S)$-Resonanz messen ausschließlich B^0_d-Oszillationen. Aus

$$\bar{\chi} = f_{B_d} \chi_d + f_{B_s} \chi_s, \tag{2.27}$$

$$f_{B_d} + f_{B_u} + f_{B_s} + f_{b-Baryon} = 1, \quad f_{B_d} = f_{B_u} \tag{2.28}$$

folgt dann:

$$f_{B_s} = \frac{2\bar{\chi} - \chi_d(1 - f_{b-Baryon})}{2\chi_s - \chi_d}. \tag{2.29}$$

Mit den gemessenen Werten für $\bar{\chi}$, χ_d, $f_{b-Baryon}$ und $\chi_s = 0.5$ erhält man somit f_{B_s}.
Die Produktionsrate der b-Baryonen kann durch Messungen von Produktverzweigungsverhältnissen aus $\Lambda_{(c)}/\Xi$-Lepton-Korrelationen

$$\begin{aligned} BR(\mathrm{b} \to \Lambda_b) &\cdot BR(\Lambda_b \to \Lambda^+_{(c)} l^- \bar{\nu} \mathrm{X}), \\ BR(\mathrm{b} \to \Xi_b) &\cdot BR(\Xi_b \to \Xi^- l^- \mathrm{X}) \end{aligned}$$

bestimmt werden [37–42]. Auch hier müssen ähnliche Annahmen gemacht werden wie im Fall der D_s-Lepton Korrelationen.
Messungen der Raten von B^0- und B^+-Mesonen existieren derzeit nicht, sie werden aus f_{B_s}, $f_{b-Baryon}$ und

$$f_{B_d} + f_{B_u} + f_{B_s} + f_{b-Baryon} = 1 \tag{2.30}$$

extrahiert. Der Fehler der in Tabelle 2.5 aufgeführten Werte wird daher von dem Fehler der b-Baryon-Rate dominiert.
Die angesprochenen Messungen zur Bestimmung von f_{B_s} und $f_{b-Baryon}$ sind auf Ergebnisse anderer Analysen und weitere Modellannahmen angewiesen. Dies erschwert die Abschätzung der systematischen Unsicherheiten, da insbesondere bei den verwendeten Modellen die Zuweisung eines quantitativen Fehlers problematisch ist. In [43] werden die bestehenden Messungen und die Gültigkeit der Annahmen kritisch analysiert. Die Autoren kommen zu der Schlußfolgerung, daß die angegebenen Werte teilweise modifiziert werden müssen und die systematischen Fehler unterschätzt wurden.
Um zur Klärung der Situation beizutragen, sind daher weitere Analysen erforderlich. Diese sollten komplementäre Methoden verwenden, um unabhängige Messungen zu ermöglichen. In Kapitel 8 wird eine Analyse vorgestellt, die auf die Rate der in der Fragmentation erzeugten b-Hadronen mit einem s-Quark sensitiv ist. Dabei werden gezielt Eigenschaften des Fragmentationsprozesses ausgenutzt. Desweiteren erfolgt eine Messung der Raten geladener und neutraler b-Hadronen durch Bestimmung der Ladung des schwachen Zerfallsvertex.

3

Das Experiment

3.1 Der LEP Speicherring

Der Elektronen-Positronen-Speicherring LEP ist mit 26.7 km Umfang der größte Beschleuniger der Welt. Er liegt in einem Tunnel mit 3.8 bis 5.5 m Durchmesser 50 bis 175 m unter der Erdoberfläche an der Grenze zwischen der Schweiz und Frankreich in der Nähe von Genf (Abbildung 3.1). Die Bauzeit betrug ca. sechs Jahre (September 1983 bis August 1989). Der Ring besteht aus acht geraden Strecken von ca. 500 m Länge und acht Kreisbögen von ca. 2800 m Länge. In den geraden Abschnitten liegen die Wechselwirkungszonen, von denen vier mit den Detektoren ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL besetzt sind. Aufgrund gleicher Masse und entgegengesetzter elektrischer Ladung werden

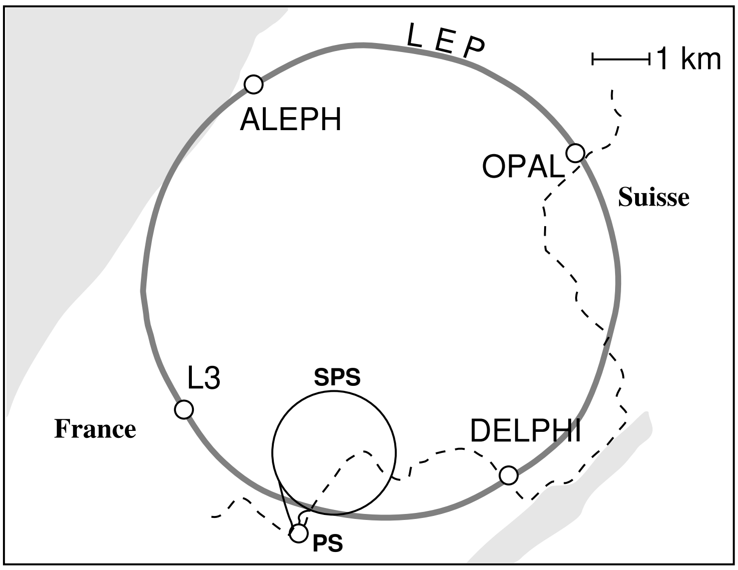


Abbildung 3.1: *Geographische Lage des LEP-Speicherringes.*

Elektronen und Positronen in einem gemeinsamen Strahlrohr geführt. Das Vakuum in der größtenteils aus Aluminium bestehenden Röhre beträgt ca. 10^{-12} Torr. Die Beschleunigung der Teilchen erfolgt durch hochfrequente elektrische Wechselfelder in Hohlraumresonatoren (Kavitäten) auf den geraden Abschnitten. Die dazu benötigte Energie wird in Hochfrequenzgeneratoren (Klystrons) erzeugt, die eine Frequenz von 352 MHz liefern und ca. 1 MW leisten. Sie wird über Wellenleiter in die Kavitäten eingespeist. Pro Umlauf wird eine Beschleunigungsspannung von 400 MV zur Verfügung gestellt. Die Ablenkung der Strahlen in den Kreisbögen erfolgt durch 3368 Dipolmagnete. Zur Fokussierung werden 816 Quadrupole, 504 Sextupole und 700 Korrekturmagnete eingesetzt. An den vier Wechselwirkungspunkten werden supraleitende Quadrupolmagnete verwendet, um den Strahlquerschnitt zu minimieren. Die Beschleunigung der Elektronen und Positronen auf ihre Endenergie erfolgt in mehreren Stufen (Abbildung 3.2). Die in einer Elektronenkanone erzeugten Elektronen werden im ersten Abschnitt eines Linearbeschleunigers (LIL) auf 200 MeV beschleunigt und auf einen Konverter mit hoher Kernladungszahl geschossen. Ein kleiner Anteil der dabei erzeugten Positronen wird im zweiten Abschnitt auf 600 MeV beschleunigt. Die Elektronen für den Elektronenstrahl werden direkt in den zweiten Abschnitt eingespeist. Zur Erhöhung des Strahlstromes werden Elektronen und Positronen im Elektron-Positron-Akkumulator (EPA) gespeichert. Anschließend erfolgt im Proton-Synchrotron (PS) die Beschleunigung auf 3.5 GeV und im Super-Proton-Synchrotron (SPS) auf 20 GeV. Schließlich werden die Teilchen in LEP eingeschossen und auf ihre Endenergie beschleunigt. Von 1989 bis Oktober 1995 wurde LEP mit einer Strahlenergie von ca. 45.6 GeV betrieben (LEP I), so daß die Schwerpunktsenergie der Masse des Z^0-Bosons entspricht. Durch resonante Produktion dieses Vektorbosons können Präzisionstests des Standardmodells mit hoher Statistik durchgeführt werden. Ab Oktober 1995 wurde die Energie durch den Einbau supraleitender Kavitäten schrittweise gesteigert (LEP II), um die paarweise Erzeugung von W-Bosonen ($m_{W^\pm} \approx 80$ GeV) und die Suche nach neuen

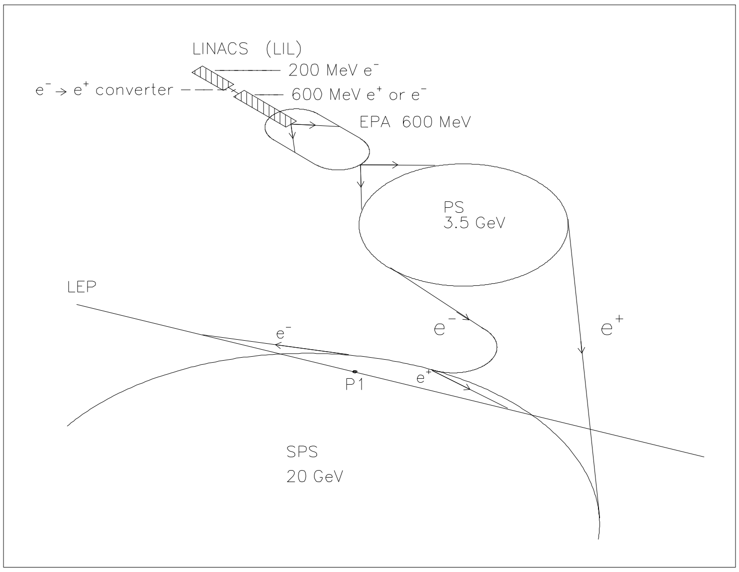


Abbildung 3.2: *Das Vorbeschleunigungssystem von LEP.*

Teilchen zu ermöglichen (z.B. Higgs-Bosonen, supersymmetrische Teilchen). Elektronen und Positronen werden zu Paketen mit etwa 1 cm Länge gebündelt, die jeweils ca. $4 \cdot 10^{11}$ Teilchen enthalten. Der elliptische Querschnitt hat eine Ausdehnung von ca. $200 \times 10\ \mu$m. 1994 (1995) wurde LEP mit jeweils 8 (4) Paketen von Elektronen und Positronen betrieben. Aufgrund ihrer Kreisbahn strahlen die Teilchen Photonen ab. Der Energieverlust durch Synchrotronstrahlung beträgt

$$\Delta E = 8.85 \cdot 10^{-5} \cdot \frac{E^4}{r} \cdot \frac{\mathrm{m}}{\mathrm{GeV}^3}, \tag{3.1}$$

wobei E die Strahlenergie und r der Krümmungsradius sind. Bei $E = 45.6$ GeV muß eine Leistung von 1.2 MW eingespeist werden, um die Verluste auszugleichen. Der Energieverlust durch Synchrotronstrahlung ist der dominante limitierende Faktor für die maximale Schwerpunktsenergie. Neben der Schwerpunktsenergie $\sqrt{S}$ ist die Luminosität $\mathcal{L}$ der wichtigste Parameter eines Speicherringes. Sie ist definiert über

$$n = \sigma \cdot \mathcal{L}, \tag{3.2}$$

wobei n die Anzahl der Ereignisse pro Sekunde für einen bestimmten Prozeß ist und σ der zugehörige Wirkungsquerschnitt. Die Luminosität hängt von anderen Maschinenparametern in folgender Weise ab:

$$\mathcal{L} = \frac{N^- \cdot N^+ \cdot k \cdot f}{4\pi \cdot \sigma_x \cdot \sigma_y}. \tag{3.3}$$

Dabei sind $N^\pm$ die Anzahl der Positronen bzw. Elektronen in einem Paket, k die Anzahl der Pakete, f die Umlauffrequenz und $\sigma_{x,y}$ die Ausdehnung des Strahls am Wechselwirkungspunkt in x,y–Richtung unter Annahme einer Normalverteilung für die Teilchendichte senkrecht zur Strahlrichtung. Die mittlere Luminosität betrug 1994/1995 ca.

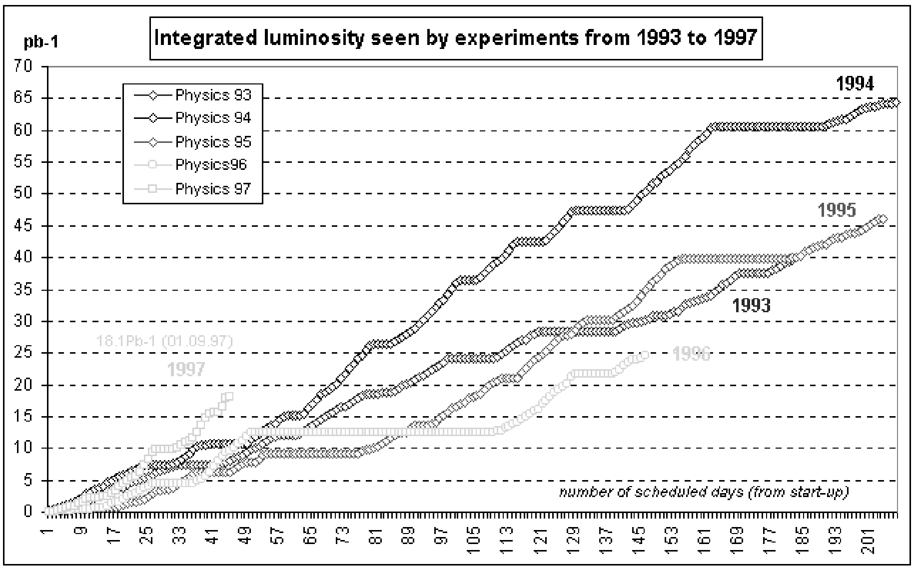


Abbildung 3.3: *Die integrierte Luminosität ab 1993 über der Betriebszeit aufgetragen, gemittelt über die Experimente* ALEPH, DELPHI, L3 *und* OPAL.

10^{31} cm^{-2}s^{-1}. Die integrierten Luminositäten ab 1993, über die vier Experimente gemittelt, sind in Abbildung 3.3 aufgetragen.

3.2 Der DELPHI-Detektor

DELPHI (DEtector with Lepton, Photon and Hadron Identification) ist einer der vier großen Teilchendetektoren, die am LEP Speicherring installiert sind. Er befindet sich in einer Halle etwa 100 m unter der Erde in der Wechselwirkungszone acht. An dem Experiment sind 550 Physiker von 56 Instituten aus 22 Staaten beteiligt[1]. DELPHI ist ein für Elektron-Positron-Physik entwickelter Universaldetektor, bei dem möglichst vollständige Abdeckung des gesamten Raumwinkels, präzise Spurvermessung, gute Vertexrekonstruktion und eine sehr gute Teilchenidentifizierung Hauptziele bei der Konstruktion waren. Der Detektor besteht aus einem zylindrischen Mittelteil von ca. 10 m Durchmesser mit jeweils einer Endkappe an den Seiten. Die Länge beträgt ca. 10 m bei einer Masse von 3000 t. Die z-Achse zeigt in Richtung des Elektronenstrahls, die x-Achse zum Mittelpunkt des Ringes und die y-Achse nach oben. Aufgrund der Geometrie werden zur Beschreibung des Detektors Zylinderkoordinaten verwendet: θ ist der Polarwinkel zur z-Achse, ϕ der Azimuthwinkel in der xy-Ebene zur x-Achse und $R = \sqrt{x^2 + y^2}$ der Abstand zum Koordinatenursprung in der xy-Ebene. Im Mittelteil sind die verschiedenen Einzeldetektoren in zylindrischen Lagen um den Wechselwirkungspunkt angeordnet (Tabelle 3.1) und in den Endkappen in Ebenen senkrecht zur z-Achse. Die Abbildungen 3.4 und 3.5 zeigen den DELPHI-Detektor in der Gesamtansicht und in Strahlrichtung. Eine detaillierte Beschreibung des Aufbaus und der Funktionsweise ist in [44] und [45] zu finden. Im folgenden werden die für die Analyse wichtigsten Komponenten im Mittelteil des Detektors kurz beschrieben, da hier Spur- und Vertexrekonstruktion konstruktionsbedingt deutlich besser sind als in den Endkappen.

[1]Stand 1997.

Komponente	R [cm]
Vertexdetektor	6-11
Innerer Detektor	12-28
Zeitprojektionskammer	28-112
Cherenkovzähler	120-190
Äußerer Detektor	197-206
EM Kalorimeter	208-260
Supraleitende Spule	265-310
Flugzeitzähler	315
Hadronkalorimeter	320-479
Myonkammern	445,480,532

Tabelle 3.1: *Die räumliche Anordnung der Komponenten im Mittelteil des Detektors. In den Endkappen sind ähnliche Komponenten in Ebenen senkrecht zur z-Achse installiert.*

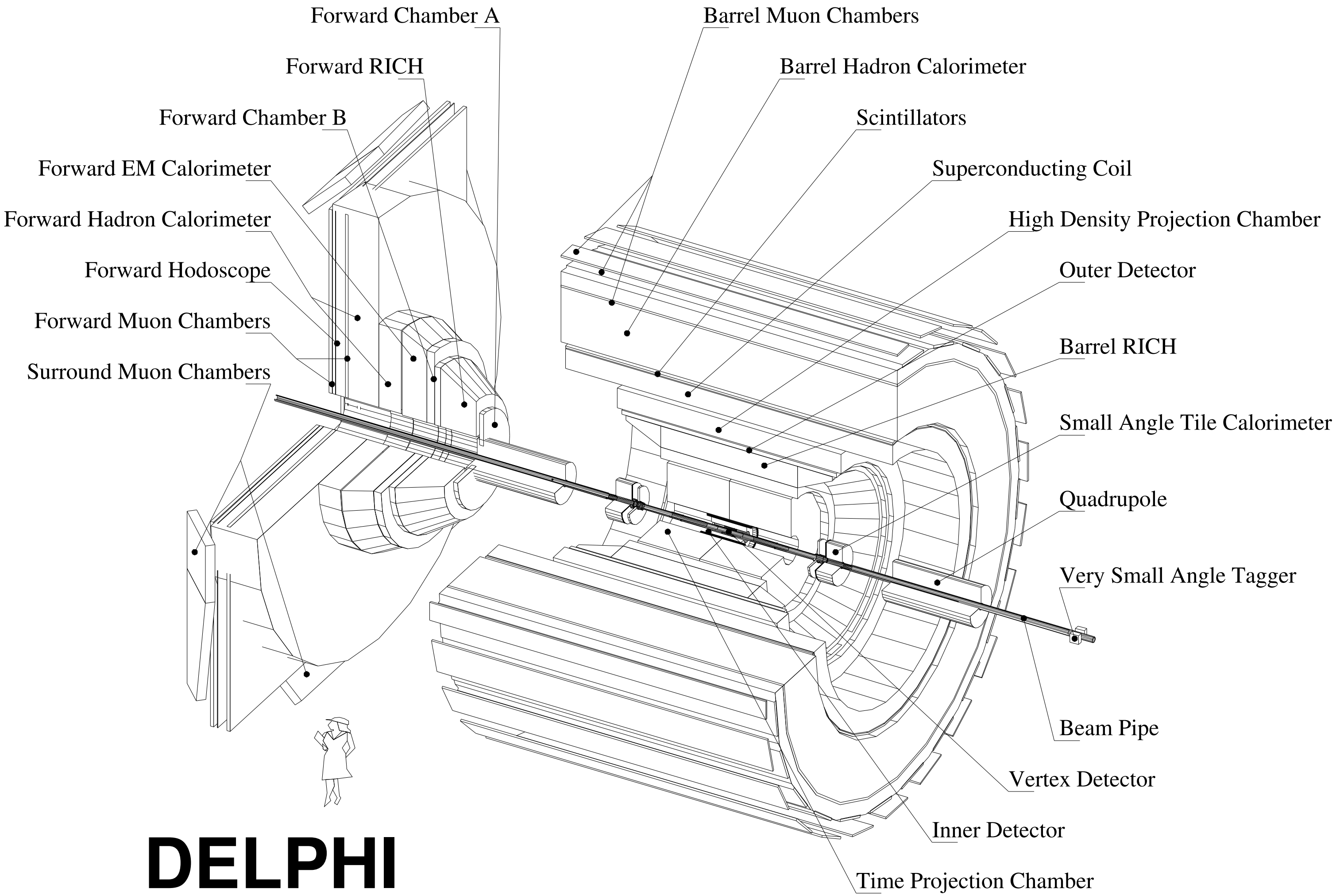


Abbildung 3.4: *Der DELPHI-Detektor in der Gesamtansicht.*

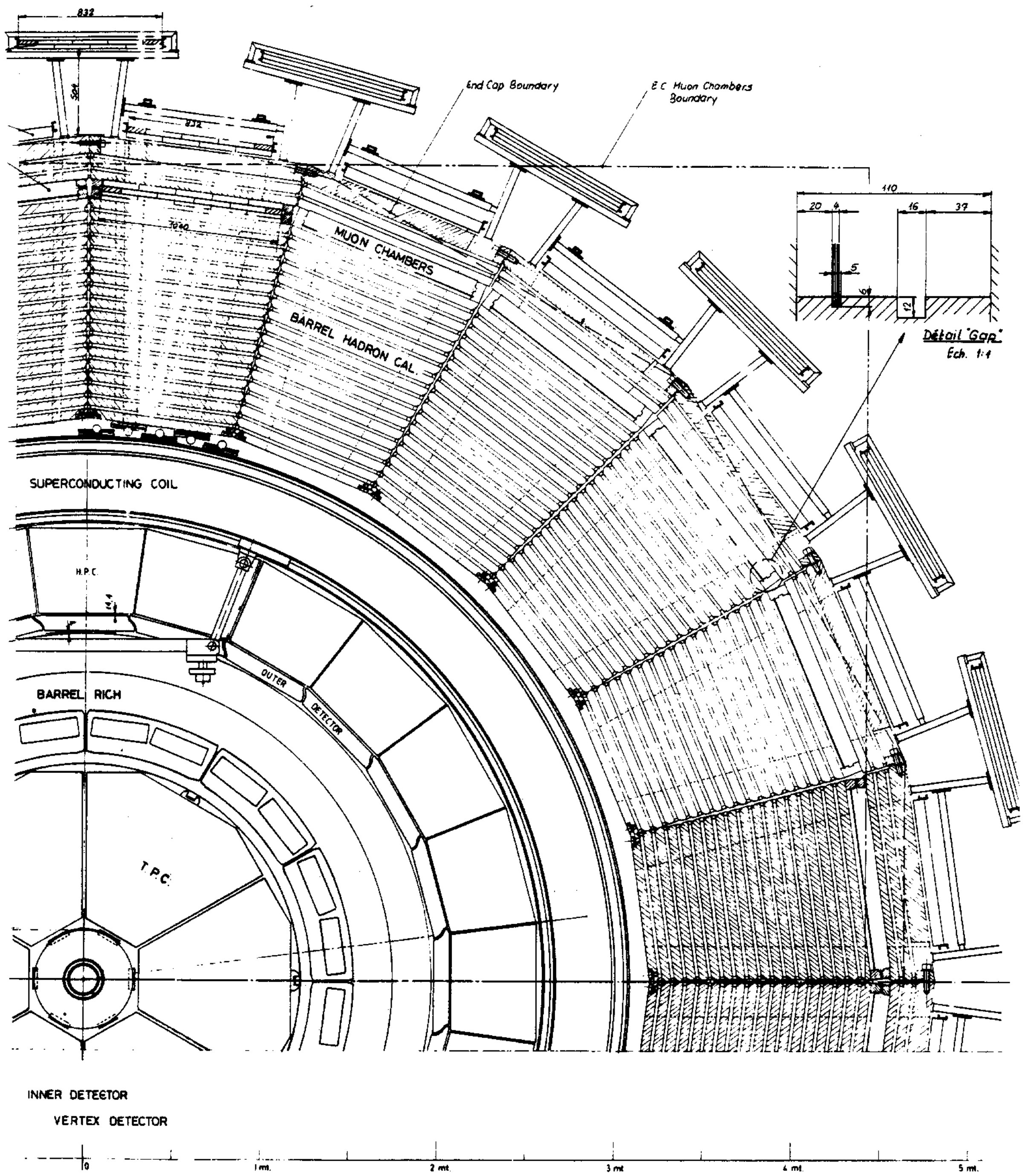


Abbildung 3.5: *Der* DELPHI-*Detektor im Querschnitt.*

3.2.1 Das Spursystem

Die supraleitende Spule

Große Teile des Detektors befinden sich innerhalb einer supraleitenden Spule (Länge: 7.4 m, Durchmesser: 5.2 m). Sie erzeugt zur Messung des Transversalimpulses eines geladenen Teilchens ein nahezu homogenes Magnetfeld in z-Richtung von 1.2 Tesla. Die Spule besteht aus einer Lage supraleitender Drähte und wird bei einem Strom von 5000 A betrieben. Die Betriebstemperatur von 4.5 K wird durch Kühlung mit flüssigem Helium erreicht. An den Enden existiert eine zweite Lage zur Beseitigung von Feldinhomogenitäten. Das Magnetfeld vermindert darüber hinaus die transversale Diffusion in den Gasdriftkammern, z.B. in der Zeitprojektionskammer und dem elektromagnetischen Kalorimeter.

Der Mikrovertexdetektor (VD)

Der Vertexdetektor besteht aus drei konzentrischen Lagen Siliziumstreifendetektoren bei mittleren Radien von 6.3, 9.0 und 10.9 cm. Jede Lage besteht aus 24 Modulen mit einem Überlapp von 10% in ϕ. Die innere Lage hat eine Länge von 28 cm und deckt den Polarwinkel von 25° bis 155° ab. Die mittlere und äußere Lage haben eine Länge von ca. 24 cm. Für Polarwinkel $44° < \theta < 136°$ durchquert ein Teilchen alle drei Lagen des Vertexdetektors. Eine schematische Darstellung des Vertexdetektors ist in Abbildung 3.6 zu sehen. Alle drei Lagen enthalten Streifen parallel zur Strahlachse zur präzisen Messung der $R\phi$-Koordinate eines Spurpunktes. Die innere und äußere Lage sind darüber hinaus mit dazu senkrecht verlaufenden Streifen ausgerüstet, was zusätzlich eine Messung der

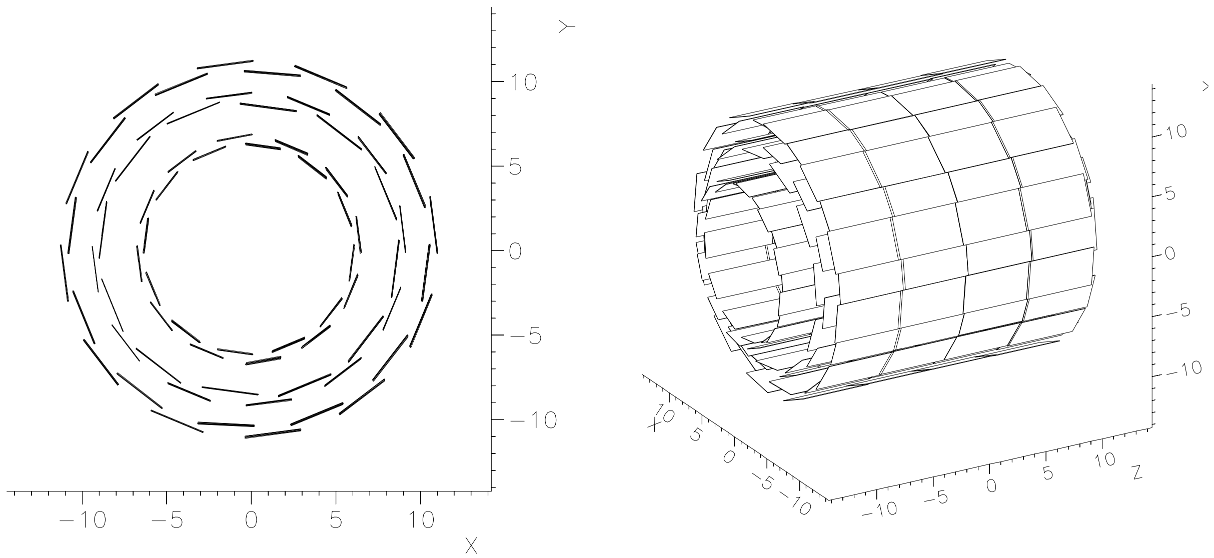


Abbildung 3.6: *Schematische Ansicht des Vertexdetektors (Angaben in cm). Links: Projektion auf die Ebene senkrecht zum Strahl. Rechts: Gesamtansicht.*

Rz-Position ermöglicht[2]. Die Einzelpunktauflösung beträgt 7.6 μm in $R\phi$. In Rz hängt die Auflösung vom Polarwinkel des einfallenden Teilchens ab, da unter kleinerem Winkel die Anzahl der getroffenen Streifen ansteigt. Bei senkrechtem Einfall beträgt sie 9 μm.

Der Innere Detektor (ID)

Der ID besteht aus einer Driftkammer mit Jetkammer-Geometrie und fünf Lagen zylindrischer Vieldrahtproportionalkammern. Die Jetkammer ist aus 24 Sektoren in ϕ aufgebaut und liefert bis zu 24 Spurpunkte in $R\phi$. Sie deckt den Bereich von R =12-23 cm und θ=23-157° ab. 1995 wurde ein längerer Detektor mit einem Polarwinkelbereich von 15° bis 165° installiert. Die Hochspannung ist so gewählt, daß die Driftgeschwindigkeit ebenso wie die Driftstrecke linear mit R ansteigt, so daß die Impulse eines Teilchens vom Wechselwirkungspunkt etwa gleichzeitig an allen Drähten ankommen. Dies wird für eine schnelle Trigger-Entscheidung ausgenutzt. Die fünf Lagen Vieldrahtproportionalkammern mit jeweils 192 sensitiven Drähten helfen, die Doppeldeutigkeit aufgrund der Spiegelsymmetrie in der Jetkammer aufzulösen, und liefern durch zirkular angeordnete Kathodenstreifen Rz-Information[3]. Die Auflösung für die lokalen Spurelemente, gemessen mit $Z^0 \to \mu^+\mu^-$-Ereignissen, beträgt 50(40) μm in $R\phi$ und 1.5(0.9) mrad in ϕ für die Jahre bis 1994(ab 1995).

Die Zeitprojektionskammer (TPC)

Die TPC[4] ist der wichtigste Spurdetektor, da sie die längsten zusammenhängenden Spurstücke liefert. Sie reicht von R=28-120 cm und $|z|$ <150 cm (aktives Volumen: R=35-111 cm und $|z|$ <134 cm) und ist mit einem Argon-Methan-Gemisch (Ar/CH_4=80/20%) unter Normaldruck gefüllt. Die TPC ist in zwei Hälften unterteilt. In der Mitte und an den Endplatten wird die Hochspannung für das zum Strahl parallele, zu den Endplatten gerichtete Driftfeld angelegt. Jede Hälfte ist in sechs Sektoren unterteilt, die jeweils 16 in konzentrischen Kreisen angeordnete Kathodenstreifen (insgesamt 1680) und 192 Signaldrähte enthalten. Mit Hilfe der Kathodenstreifen können für eine Spur bis zu 16 Spurpunkte gemessen werden. Eine schematische Zeichnung der TPC ist in Abbildung 3.7 zu sehen. Die $R\phi$-Position eines Spurpunktes wird durch Messung des Schwerpunktes der induzierten Ladung auf den Kathodenstreifen mit einer Genauigkeit von 250 μm erreicht. Die z-Koordinate wird mittels der Driftzeit mit einer Präzision von 880 μm bestimmt. Die Doppelspurauflösung beträgt ca. 1 cm in beiden Richtungen. Die Messung der Pulshöhe bei der Auslese der Signaldrähte erlaubt die Bestimmung der spezifischen Ionisation dE/dx, was zur Teilchenidentifikation verwendet werden kann (Abschnitt 4.6.1).

[2] Beschrieben wird hier die Konfiguration der Jahre 1994/1995. Bis 1993 verfügte der VD nur über Lagen mit $R\phi$-Auslese.

[3] Der neue, 1995 installierte ID, ist anstelle der Vieldrahtproportionalkammern mit sogenannten „straw tubes“ ausgerüstet und liefert keine Rz-Information.

[4] Time Projection Chamber.

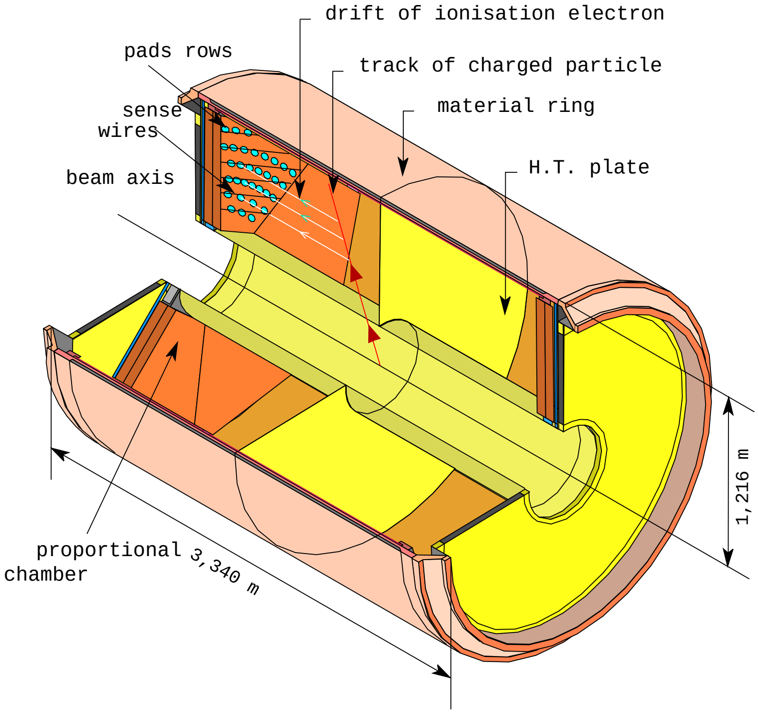


Abbildung 3.7: *Schematische Ansicht der* TPC*. Die Kathodenreihen sind als Kreise gezeichnet, darüber die Signaldrähte als Linien.*

Der Äußere Detektor (OD)

Der OD besteht aus 24 Modulen mit jeweils 145 Driftröhren, die in fünf zueinander versetzten Lagen angeordnet sind. Er reicht von R=197-206 cm und deckt den Polarwinkelbereich von 42° bis 138° ab. Die Auflösung beträgt 110 μm in $R\phi$ und 3.5 cm in z. Aufgrund seines großen Abstands vom Wechselwirkungspunkt verbessert der OD die Impulsauflösung hochenergetischer Spuren. Darüber hinaus liefert er schnelle Trigger-Information.

Neben den Spurdetektoren im Mittelteil des Detektors sind im Vorwärts- und Rückwärtsbereich die Vorwärtskammern A (FCA[5], $|z|$=160 cm, 11° $< \theta <$32° und 148° $< \theta <$169°), die direkt auf die Endplatten der TPC montiert sind, und die Vorwärtskammern B (FCB[6], $|z|$=275 cm, 11° $< \theta <$36° und 144° $< \theta <$169°) installiert, um die Spurrekonstruktion zu kleinen Polarwinkeln auszudehnen.
Die Impulsauflösung des gesamten Spursystems kann mit $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ Ereignissen gemessen werden. Werden die Spuren in allen zentralen Spurdetektoren nachgewiesen (VD, ID, TPC, OD) erhält man

$$\sigma(1/p) = 0.57 \times 10^{-3} (\mathrm{GeV}/c)^{-1}. \tag{3.4}$$

[5] Forward Chamber A.
[6] Forward Chamber B.

Für den Vorwärtsbereich ergibt sich eine Genauigkeit von

$$\sigma(1/p) = 1.31 \times 10^{-3}(\mathrm{GeV}/c)^{-1} \tag{3.5}$$

für Spuren mit VD und FCB.

3.2.2 Die Kalorimeter

Die elektromagnetischen Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter im Zentralbereich ist die HPC[7]. Die HPC besteht aus 144 Modulen, die in sechs Ringen zu je 24 Modulen angeordnet sind. Diese überdecken einen Polarwinkel von 43° bis 137° und reichen in R von 208 bis 260 cm. Jedes Modul besteht aus 40 Lagen gegeneinander isolierter Bleidrähte und 39 jeweils von zwei Lagen aus Blei eingeschlossenen, 8 mm dicken gasgefüllten Driftvolumina. Die Bleidrähte dienen nicht nur als Konvertermaterial, sondern auch zum Aufbau des homogenen, zum Magnetfeld parallelen Driftfeldes. Die Rekonstruktion einer dreidimensionalen Ladungsverteilung, hervorgerufen durch einen elektromagnetischen Schauer, wird durch das Zeitprojektionsprinzip erreicht. Damit erhält man eine feine Granularität von 10 mm in $R\phi$ und 4 mm in z. Die Energieauflösung beträgt $\sigma_E/E = 0.32/\sqrt{E[\mathrm{GeV}]} \oplus 0.043$ (mit $a \oplus b \equiv \sqrt{a^2+b^2}$). In jedem Modul sind zusätzlich Plastikszintillatoren installiert, die ein schnelles Signal für den Trigger liefern.
Das elektromagnetische Kalorimeter im Vorwärtsbereich (FEMC[8]) besteht aus 9064 Bleiglaszählern und deckt den Winkelbereich $8° < \theta < 35°$ und $145° < \theta < 172°$ ab. Die Energieauflösung beträgt $\sigma_E/E = 0.12/\sqrt{E[\mathrm{GeV}]} \oplus 0.11/E[\mathrm{GeV}] \oplus 0.03$.
Zur Luminositätsmessung mit hoher Präzision wird der Prozeß der Bhabha-Streuung bei kleinen Winkeln ausgenutzt. Dazu dient ein Blei-Szintillator-Kalorimeter (STIC[9]), das sich auf beiden Seiten des Detektors in einem Abstand von 220 cm vom Wechselwirkungspunkt befindet, und den Winkelbereich von 29 bis 185 mrad zur Strahlachse abdeckt. Die Energieauflösung beträgt $\sigma_E/E = 0.135/\sqrt{E[\mathrm{GeV}]} \oplus 0.0152$.
Ebenfalls der Luminositätsmessung dient der VSAT[10] bei 5-7 mrad.

Das Hadronkalorimeter

Das Hadronkalorimeter ist ein im Magnetjoch installierter Sampling-Gas-Detektor. Es deckt den Polarwinkel von 11° bis 169° ab. Die Energieauflösung beträgt $\sigma_E/E = 1.12/\sqrt{E[\mathrm{GeV}]} \oplus 0.21$.

[7] High Density Projection Chamber.
[8] Forward ElectroMagnetic Calorimeter.
[9] Small angle TIle Calorimeter.
[10] Very Small Angle Tagger.

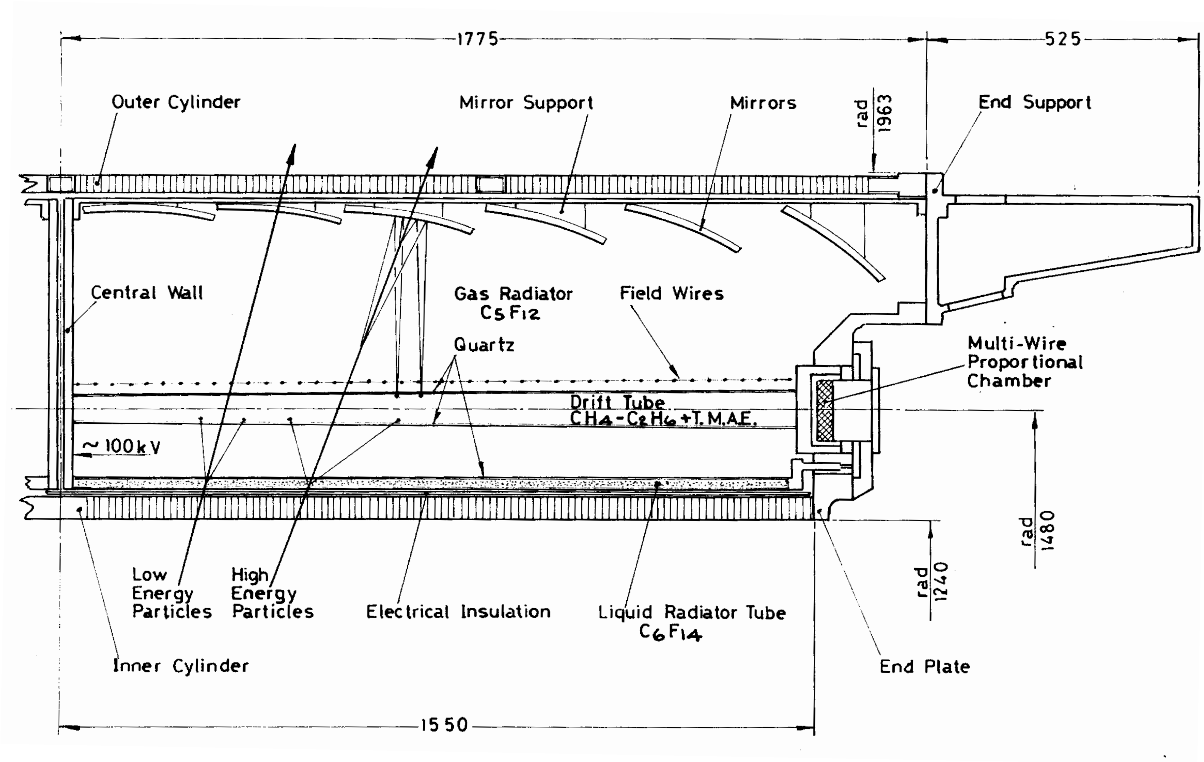


Abbildung 3.8: *Schematische Ansicht des* RICH*-Detektors im Zentralbereich.*

3.2.3 Die Cherenkov-Detektoren

Geladene Teilchen, die sich in einem dielektrischen Medium mit einer Geschwindigkeit größer als die Lichtgeschwindigkeit in diesem Medium bewegen, emittieren einen Kegel von Cherenkov-Photonen. Der Öffnungswinkel hängt mit der Masse und dem Impuls des Teilchens über $\cos\theta_c = 1/n \cdot \sqrt{1 + m^2/p^2}$ zusammen, wobei n der Brechungsindex des Mediums ist. Die Anzahl der emittierten Photonen ist proportional zu $\sin^2\theta_c$. Diese Information (Cherenkov-Winkel und Anzahl der Photonen) wird zusammen mit dem Impuls zur Bestimmung der Teilchenmasse benutzt. Auch das Fehlen von Cherenkov-Photonen für Teilchen unterhalb der Schwelle (d.h. $v < c/n$) kann im „Veto-Modus“ für eine indirekte Identifizierung ausgenutzt werden. Der RICH[11] enthält zwei Radiatoren mit unterschiedlichen Brechungsindizes, um nahezu den gesamten Impulsbereich abzudecken. Der zentrale RICH-Detektor ($40° < \theta < 140°$) besteht aus einem Flüssigradiator (Füllung: C_6F_{14}, n=1.2718) und einem Gasradiator (C_5F_{12}, n=1.00194). Der Flüssigradiator wird zur Teilchenidentifizierung zwischen 0.7 und 8 GeV/c verwendet, der Gasradiator im Bereich 2.5-25 GeV/c. Die Cherenkov-Photonen werden mit einer nach dem Zeitprojektionsprinzip arbeitenden Driftkammer nachgewiesen, deren Driftgas einen photoionisierbaren Zusatz enthält. Da diese sich zwischen Flüssig- und Gasradiator befindet, werden die im Gasradiator emittierten Photonen über ein Spiegelsystem in die Driftkammer reflektiert. Die erzeugten Photoelektronen werden am Ende der Kammer in einer

[11] Ring Imaging CHerenkov counters.

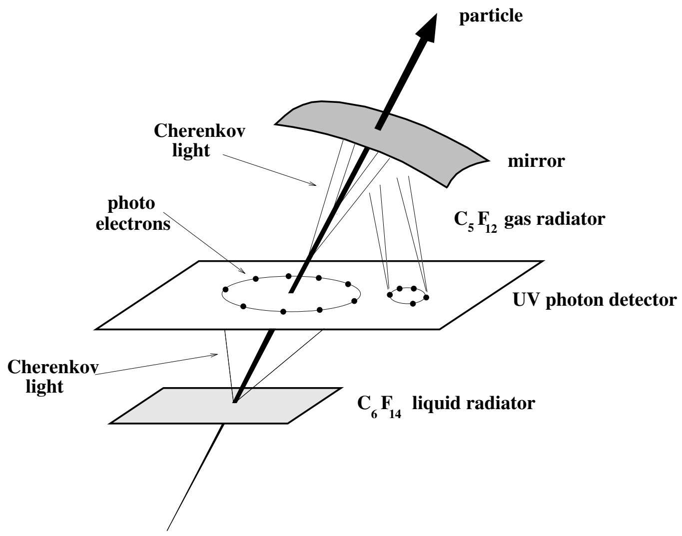


Abbildung 3.9: *Das Funktionsprinzip der Cherenkov-Detektoren in* DELPHI. *Die im Flüssigradiator emittierten Photonen werden direkt durch Erzeugung von Elektronen in der Driftkammer nachgewiesen. Die Photonen des Gasradiators werden durch ein Spiegelsystem fokussiert und in die Ebene der Driftkammer projiziert.*

Vieldraht-Proportionalkammer nachgewiesen. Der RICH-Detektor im Zentralbereich ist schematisch in Abbildung 3.8 gezeigt, das Funktionsprinzip ist in Abbildung 3.9 skizziert.

3.2.4 Die Myonkammern und Szintillatorzähler

Für den Nachweis von Myonen, die selbst dicke Materieschichten wechselwirkungsfrei durchqueren können, sind zwei Lagen Driftkammern in bzw. hinter dem Hadronkalorimeter installiert. Die Myonkammern im Mittelteil haben einen Abstand von 445, 480 und 532 cm zur Strahlachse (die zweite Lage besteht aus radial zueinander versetzten, sich in ϕ überlappenden Elementen). Die Auflösung beträgt 4 mm in $R\phi$ und 2.5 cm in z.
Die Flugzeitzähler TOF[12] bestehen aus einer Lage Szintillatoren, die am äußeren Radius der Spule angebracht sind. Im Vorwärtsbereich ist ein ähnliches System installiert (HOF[13]). Die Szintillatoren dienen insbesondere der Unterdrückung kosmischer Ereignisse und als Trigger für strahlbegleitende Myonen im Vorwärtsbereich.

3.2.5 Das Online-System

Das Delphi-Online-System muß eine effiziente Datennahme ermöglichen, relevante Parameter des Detektors überwachen, und die Sicherheit gewährleisten. Die wichtigsten Komponenten werden im folgenden kurz vorgestellt.

[12]Time Of Flight counter.
[13]Forward HOdoscope.

Der Trigger

Das Triggersystem ist in vier Stufen aufgebaut (T1-T4) und hat die Aufgabe, die physikalisch interessanten Ereignisse von Untergrundereignissen abzutrennen. Die ersten beiden Stufen T1 und T2 sind Hardwaretrigger, die synchron zur Strahlkreuzung (BCO[14]) arbeiten. Im Betrieb mit jeweils vier 4(8) Paketen von Elektronen und Positronen erfolgt alle 22(11) μs eine Strahlkreuzung, die erste Stufe muß daher möglichst ohne Totzeit eine Entscheidung treffen. T1 verwendet deshalb hauptsächlich Informationen der schnellen Spurdetektoren (ID, OD, FCA, FCB) und der Szintillatoren. Bei einer positiven Entscheidung von T1 analysiert die zweite Stufe T2 zusätzlich die Informationen der langsameren Driftkammern (z.B. TPC, HPC). T1 und T2 treffen ihre Entscheidung 3.5 bzw. 39 μs nach der Strahlkreuzung. Die folgenden Stufen T3 und T4 sind Softwarefilter, die asynchron arbeiten und weitere, detailliertere Informationen auswerten (T4 stehen bereits Informationen einer vorläufigen Ereignisrekonstruktion zur Verfügung) . Die Triggerraten für T1 und T2 betragen etwa 400 bzw. 5 Hz. T3 und T4 erreichen Unterdrückungsfaktoren von jeweils 1.5. Das Triggersystem ist mit hoher Redundanz ausgelegt, so daß auch bei Ausfall einzelner Komponenten ein stabiler Betrieb gewährleistet ist. Desweiteren kann somit die Triggereffizienz direkt aus den Daten bestimmt werden. Sie beträgt für multihadronische Ereignisse über den gesamten Raumwinkel nahezu 100%.

Das Datennahmesystem

Das Datennahmesystem (DAS[15]) hat die Aufgabe, die digitalisierten Daten des Detektors auszulesen und auf Magnetbänder zu schreiben. Alle von der zweiten Triggerstufe akzeptierten Ereignisse werden aufgezeichnet. Dabei wird für diese „Rohdaten“ die Bankstruktur des Programmpaketes ZEBRA[16] [46] verwendet. Die mittlere Größe eines Z^0 Ereignisses beträgt ca. 150 KByte. Die Ereignisse werden mittels einer „Fill[17]-“, „Run[18]-“ und Ereignisnummer identifiziert.

Das Slow-Control-System

Das Slow-Control-System steuert und überwacht die Einstellungen des Detektors, z.B. Hochspannungen der Driftkammern, Gasversorgung und Temperatur. Darüber hinaus werden in einer Datenbank die für Kalibration und Rekonstruktion relevanten Parameter protokolliert.

Der Detektor wird im Schichtbetrieb von drei Personen betrieben, die für Datennahme,

[14]Beam Cross Over.

[15]Data Aquisition System.

[16]Das Programmpaket ZEBRA stellt dynamische Speicherstrukturen zur Verfügung.

[17]Ein „Fill“ bezeichnet eine Füllung des LEP Speicherringes.

[18]Ein „Run“ bezeichnet eine Periode, in der sich der Detektor in einem stabilen, für die Datennahme geeigneten Zustand befindet.

Slow-Control und Sicherheit sowie eine sofortige Qualitätsprüfung der aufgezeichneten Daten zuständig sind.

3.2.6 Das Offline-System

Dieser Abschnitt gibt einen Überblick über die Rekonstruktionsprogramme, die Datenformate und die Detektorsimulation. Der Ablauf ist schematisch in Abbildung 3.10 skizziert.

Das Rekonstruktionsprogramm DELANA

DELANA[19] [47] ist das Hauptprogramm zur Ereignisrekonstruktion, das die vom Detektor aufgezeichneten Rohdaten analysiert. In einem ersten Schritt werden in den Rekonstruktionsprogrammen der Teildetektoren die Rohdaten dekodiert und kalibriert, um eine lokale Mustererkennung durchzuführen, sofern dies möglich ist. Das Ergebnis sind z.B. Spurelemente oder Energieschauer. Anschließend werden in der globalen Spursuche die Spurstücke der TPC nach innen und außen extrapoliert, um passende Elemente im ID und OD zu finden[20]. Mit den gefundenen Kandidaten erfolgt eine Bestimmung der Spurparameter und die Auflösung von Mehrdeutigkeiten. Die Spuren werden durch den Detektor extrapoliert, Vertexdetektorpunkte zugeordnet, und die Spuranpassung wiederholt. Anschließend werden Energiedepositionen in den Kalorimetern den Spuren zugeordnet oder als neutrale Schauer markiert. Die geladenen Spuren werden dazu verwendet, den primären Ereignisvertex zu bestimmen. Schließlich wird eine (vorläufige) Teilchenidentifizierung durchgeführt.
Das Ergebnis dieser Prozedur ist das sogenannte DST[21]-Datenformat. Es enthält die zur Physikanalyse benötigte Information wie Impulsvektoren, Kalorimeter-Informationen usw. [48]. Die Größe eines multihadronischen Z^0-Ereignisses im DST-Format beträgt ca. 60 KByte. Das DST enthält genügend Informationen, um ohne nochmalige Analyse der Rohdaten Kalibrationen vorzunehmen, oder durch Verschmieren von Auflösungen Effizienzen in der Simulation anzupassen.

SHORT- und MINI-DST-Produktion

Um die Datenmenge zu reduzieren, wird, ausgehend von dem DST, ein sogenanntes „SHORT-DST“ produziert [49]. In diesem Schritt wird weiterhin die Information von Standard-Softwarepaketen direkt zugänglich gemacht, so daß der Benutzer diese nicht

[19] DELphi ANAlysis program.

[20] An den Sektorgrenzen der TPC wird auch direkt nach ID-OD Kombinationen gesucht, und im Vorwärtsbereich werden zusätzlich FCB-Spurelemente als Startpunkt für die Suche verwendet. Es existiert ebenso eine Spursuche, die nur ID und VD verwendet sowie eine Suche, die vom VD in die TPC extrapoliert.

[21] Data Summary Tape.

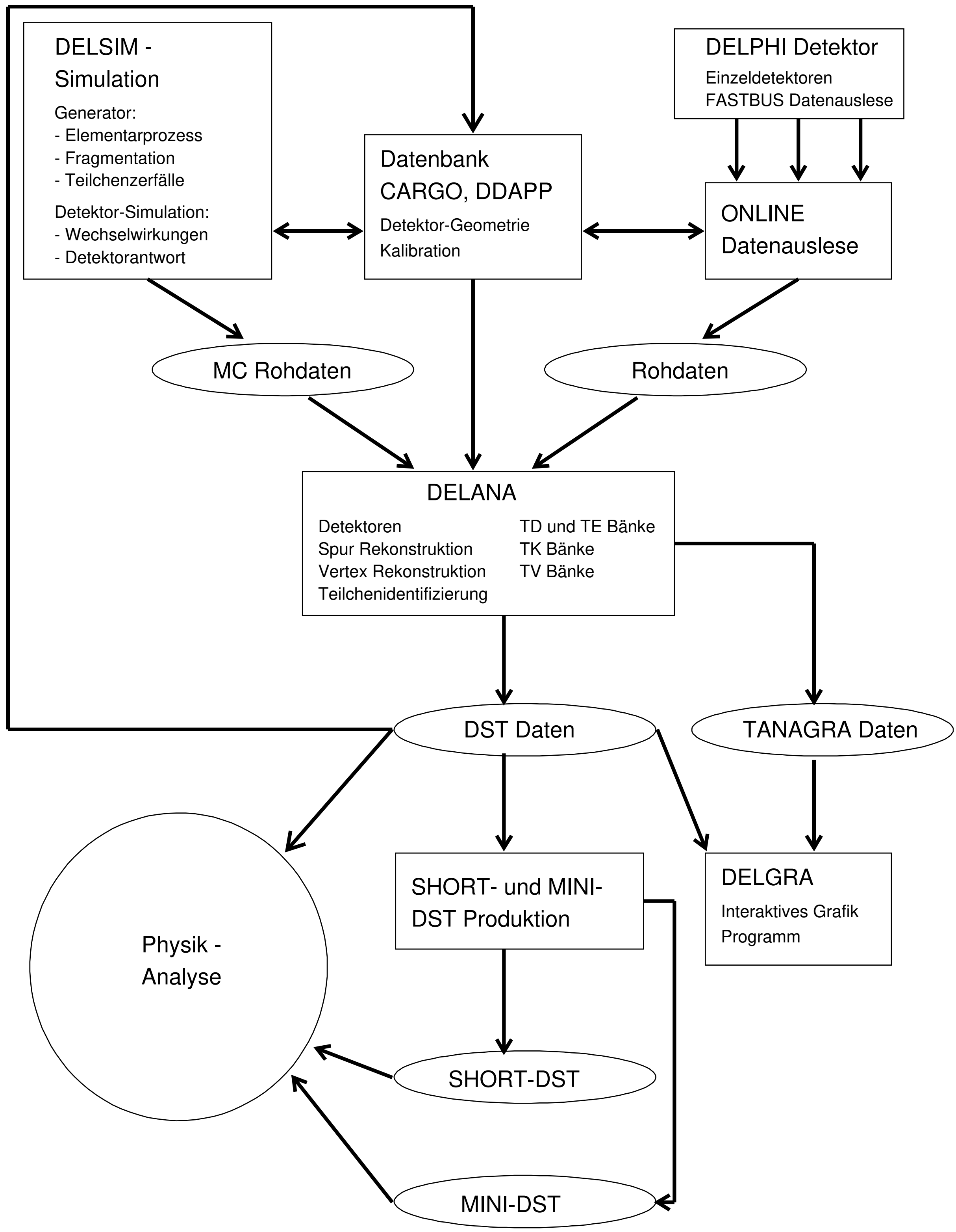


Abbildung 3.10: *Die* DELPHI-*Analysekette (Erläuterungen im Text).*

selbst ausführen muß. Dies hat eine erhebliche Einsparung an Rechenzeit zur Folge. Die wichtigsten sind:

- Erkennen von $Z^0 \to b\bar{b}$ Ereignissen;
- Identifizierung von Elektronen, Photonen und neutralen Pionen;
- Identifizierung von Myonen;
- Rekonstruktion der V^0-Zerfälle $K_s^0 \to \pi^+\pi^-$ und $\Lambda^0 \to p\pi$;
- Identifizierung geladener Hadronen ($\pi^\pm$, $K^\pm$, $p^\pm$);
- Rekonstruktion von Spuren ausschließlich mit Treffern im Vertexdetektor;
- Rekonstruktion von Wechselwirkungen mit dem Detektormaterial (siehe Kapitel 5).

Durch Weglassen von detaillierter Detektorinformation beträgt die Größe eines multihadronischen Ereignisses im SHORT-DST-Format nur noch ca. 20 KByte. In einem weiteren Schritt wird von dem SHORT-DST ein MINI-DST produziert, dessen Datenaufkommen um einen weiteren Faktor drei reduziert ist.

Die Detektorsimulation

Die wichtigste Aufgabe der Detektorsimulation ist es, „Daten“ zu produzieren, welche die realen Daten des Detektors möglichst gut beschreiben. Die Detektorsimulation liefert „Rohdaten“, die mit den gleichen Rekonstruktionsprogrammen verarbeitet werden wie die Rohdaten des Detektors. Das DELPHI-Simulationsprogramm DELSIM[22] [50] ist aus folgenden Komponenten aufgebaut:

- Generierung des primären physikalischen Prozesses. Dazu werden in der Regel externe Monte-Carlo-Generatoren verwendet, z.B. JETSET [6], HERWIG [51] und ARIADNE [52] für $e^+e^- \to q\bar{q}$. Die Parameter werden von Zeit zu Zeit durch Vergleich mit den Daten angepaßt.
- Verfolgen des Teilchens auf seiner Bahn im Magnetfeld durch den Detektor. Dabei wird die Möglichkeit von sekundären Wechselwirkungen berücksichtigt. Hierzu ist eine genaue Beschreibung der Geometrie und Materieverteilung nötig. Neben Energieverlust und Vielfachstreuung werden Photoeffekt, Emission von δ-Elektronen, Bremsstrahlung, Positron-Annihilation, Paarerzeugung, Compton-Streuung, schwache Zerfälle und hadronische Wechselwirkungen simuliert.
- Simulation der Detektorantwort der Einzeldetektoren. Dieser Teil ist modular aufgebaut, so daß jeder Einzeldetektor ein eigenes Softwaremodul besitzt, das auf die speziellen Eigenschaften der zugrunde liegenden Prozesse ausgerichtet ist.

[22]DELphi SIMulation.

Die zur Verfügung stehende Anzahl an simulierten Monte-Carlo-Ereignissen ist typischerweise vergleichbar oder größer als die Anzahl realer Daten.

4

Analysewerkzeuge

In diesem Kapitel werden die für die Analysen dieser Arbeit benötigten Grundlagen und Analysewerkzeuge vorgestellt.

4.1 Die verwendeten Datensätze

Die in den Kapiteln 6, 7 und 8 beschriebenen Analysen basieren auf dem in Abschnitt 3.2.6 erläuterten SHORT-DST-Format. Die im Detail verwendeten Datensätze werden in den entsprechenden Abschnitten vorgestellt. Zur Simulation multihadronischer Ereignisse wird das JETSET-Modell [6] (Version 7.3) mit anschließender vollständiger Detektorsimulation verwendet [50]. Die Parameter des Modells wurden durch Vergleich mit experimentellen Daten angepaßt [53]. Zum Vergleich der Daten mit Monte-Carlo-Modellen ist es wichtig, daß jeweils die gleiche Version des Rekonstruktionsprogramms DELANA und des SHORT-DST-Erzeugungsprogramms zur Verarbeitung der Daten verwendet wurde. Die Datensätze werden entsprechend des Jahres der Datennahme, der DELANA- und SHORT-DST-Version benannt. 94C2 bezeichnet demnach die zum dritten Mal mit DELANA verarbeiteten Daten des Jahres 1994, nach der zweiten SHORT-DST-Produktion.

4.2 Selektion multihadronischer Ereignisse

In dieser Arbeit wurden Ereignisse des Typs $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{Z^0} \to \mathrm{q\bar{q}}$ untersucht, die aufgrund der Vielzahl an Hadronen im Endzustand als multihadronische Ereignisse bezeichnet werden. Ziel ist eine möglichst effiziente Selektion dieser Ereignisse. Untergrundereignisse aus folgenden Prozessen sollen dabei wirksam unterdrückt werden:

- leptonische $\mathrm{Z^0}$-Zerfälle, insbesondere in ein $\tau^+\tau^-$-Paar;
- Photon-Photon-Ereignisse;

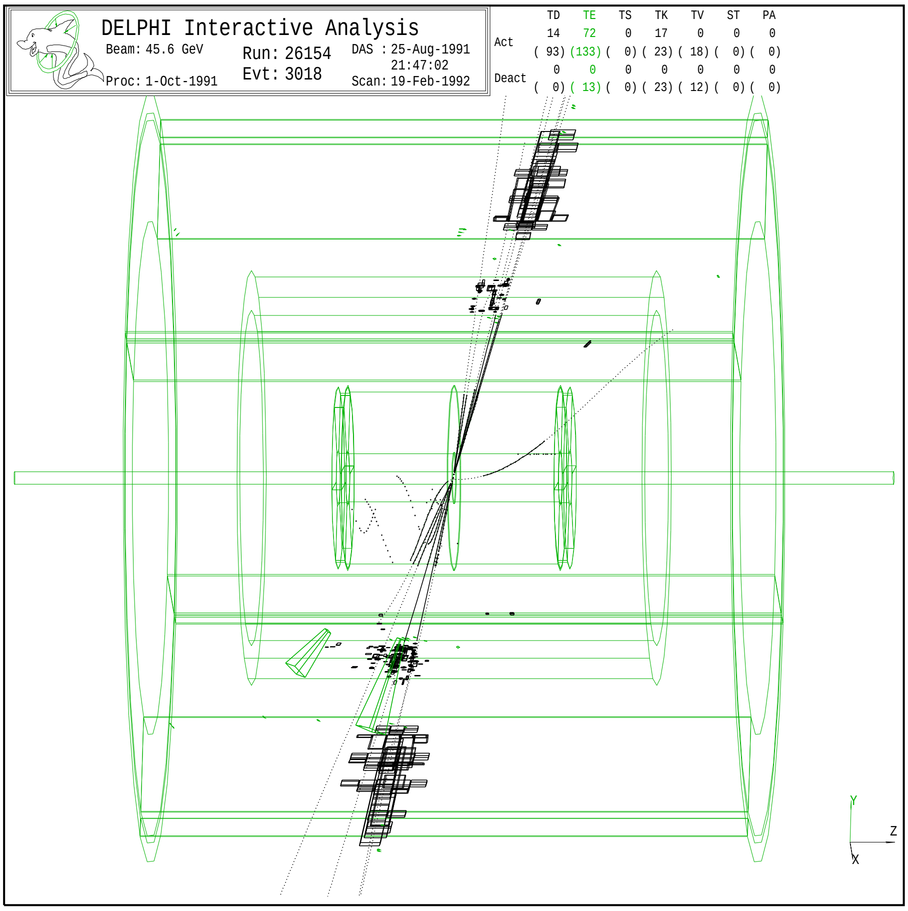


Abbildung 4.1: *Ein mit dem* DELPHI-*Detektor aufgezeichnetes 2-Jet-Ereignis, dargestellt mit dem interaktiven Grafik-Programm* DELGRA *[54].*

- Wechselwirkungen des Strahls mit Restgas oder der Wand des Strahlrohres.

Dazu werden die folgenden Anforderungen gestellt:

- Das Ereignis muß mindestens fünf geladene Teilchen mit einem Impuls größer als 400 MeV, einem Polarwinkel zwischen 20° und 60° und einer gemessenen Spurlänge von mindestens 30 cm enthalten.
- Die Gesamtenergie dieser geladenen Teilchen muß 12% der Schwerpunktsenergie übertreffen. Dabei wird die Pion-Masse für die Teilchen angenommen.
- Die Energie der geladenen Teilchen in jeder Hemisphäre (definiert durch die Ebene senkrecht zur Strahlachse) muß 6% der Strahlenergie übertreffen.

Hiermit werden multihadronische Ereignisse mit einer Effizienz von über 95% selektiert, der verbleibende Untergrund ist kleiner als 1% [45]. Weitere Schnitte, die speziell auf die jeweilige Analyse abgestimmt sind, werden in den entsprechenden Abschnitten erläutert.

Abbildung 4.1 zeigt ein multihadronisches Ereignis mit 2-Jet-Struktur.
Die Zuordnung von Teilchen zu Jets erfolgt mit dem LUCLUS-Algorithmus [6]. Der Abstand zweier Cluster[1] wird dabei definiert als:

$$d_{ij}^2 = \frac{4 \cdot |\vec{p}_i|^2 \cdot |\vec{p}_j|^2 \cdot \sin^2(\theta_{ij}/2)}{(|\vec{p}_i| + |\vec{p}_j|)^2}. \tag{4.1}$$

Für $d_{ij} < d_{join}$ werden die zwei Cluster zusammengefaßt. Bei LEP-Energien werden für d_{join} Werte von ca. 5 GeV gewählt. Zur Definition der Orientierung eines Ereignisses wird oft die Größe Thrust verwendet:

$$T = \max_{|\vec{n}|=1} \frac{\sum_i |\vec{n} \cdot \vec{p}_i|}{\sum_i |\vec{p}_i|}. \tag{4.2}$$

Die Thrust-Achse wird gegeben durch den Einheitsvektor $\vec{n}$, für den T maximal wird. T liegt zwischen $1/2$ und 1, wobei $T \approx 1$ einem 2-Jet-Ereignis entspricht und $T \approx 1/2$ einem isotropen, kugelförmigen Ereignis.

4.3 Spurparameter

Ein geladenes Teilchen in einem homogenen, zur z-Achse parallelen Magnetfeld, beschreibt aufgrund der Lorentz-Kraft eine Helix, deren Projektion auf die $R\phi$-Ebene einen Kreis darstellt. Trägt man die Bogenlänge in $R\phi$ über z auf, ergibt sich eine Gerade. Zur Parametrisierung der Bahn eines geladenen Teilchens benötigt man also fünf Parameter, davon drei für die Beschreibung des Kreises in der $R\phi$-Ebene. In DELPHI werden die Parameter an dem Punkt definiert, der dem Koordinatenursprung in der $R\phi$-Ebene am nächsten liegt („Perigee-Parameter“). Die Parameter in $R\phi$ sind:

- Der vorzeichenbehaftete Impaktparameter $\epsilon = -\text{sign}(Q) \cdot (|R| - M)$. Dabei ist $\text{sign}(Q)$ das Ladungsvorzeichen, R der Krümmungsradius und M der Abstand des Kreismittelpunktes vom Ursprung.
- Der Azimuthwinkel φ der Kreistangente an diesem Punkt.
- Die Krümmung $\kappa = 1/R$. R ist vorzeichenbehaftet ($R < 0$ für positiv geladene Teilchen).

Zur Parametrisierung der Bahn in der Rz-Ebene werden verwendet:

- Der z-Impaktparameter Z. Dies ist der Abstand in z-Richtung zum Ursprung an dem Punkt, der dem Ursprung in $R\phi$ am nächsten liegt.
- Der Polarwinkel θ, mit $\tan\theta = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}/p_z$.

[1] Ein Cluster besteht aus einem oder mehreren Teilchen.

Die Helix wird somit durch $(\epsilon, \varphi, \kappa, Z, \theta)$ beschrieben. Die Perigee-Parameter lassen sich zu jedem beliebigen Raumpunkt berechnen. Dies ist zum Beispiel sinnvoll, wenn man wissen möchte, ob ein Teilchen von einem bestimmten Vertex stammt, da die gemessenen Impaktparameter ϵ und Z dann sehr kleine Werte aufweisen (im Idealfall fehlerfreier Rekonstruktion von Vertex und Spur sind sie nach Definition gleich Null).

4.4 IDVD- und VD-Spuren

Die Spursuche in DELANA ist für die letzte Verarbeitung der LEP I-Daten stark verbessert worden. Ursprünglich startete die Suche ausschließlich mit Spurstücken der TPC, lediglich an deren Sektorgrenzen wurden Spuren mit der Information von Innerem und Äußerem Detektor rekonstruiert. Bei der neuen Suche wird der Vertexdetektor stärker mit einbezogen. Darüber hinaus wurde ein Algorithmus implementiert, der die Rekonstruktion von Spuren lediglich mit Innerem Detektor und Vertexdetektor ermöglicht. Diese Spuren werden im folgenden IDVD-Spuren genannt[2].
Die $R\phi$-Spurelemente der Jetkammer des ID werden zu den Lagen des Vertexdetektors extrapoliert und passende VD-Punkte zugeordnet. Um eine IDVD-Spur zu bilden, müssen mindestens zwei VD-Punkte in $R\phi$ gefunden werden. Hiermit lassen sich die Spurparameter in der $R\phi$-Ebene $(\epsilon, \varphi, \kappa)$ bestimmen. Aus der Anzahl der zugeordneten Rz-Punkte des VD resultieren verschiedene Klassen: Werden zusätzlich zwei oder mehr VD-Punkte in Rz zugeordnet, so können alle fünf Spurparameter in der normalen Spuranpassung bestimmt werden. Ist nur ein Rz-Punkt vorhanden, kann unter Einbeziehung der Koordinaten des Primärvertex ebenfalls eine Bestimmung von Z und θ erfolgen. Wird kein Rz-Treffer gefunden, so bleiben die Spurparameter nur in der $R\phi$-Ebene bestimmt. Anhand der Geometrie der getroffenen VD-Module kann der Polarwinkel θ grob abgeschätzt werden.
In dem Prozeß der SHORT-DST-Produktion werden dann noch Spuren gesucht, die lediglich im Vertexdetektor gemessen wurden, im folgenden VD-Spuren genannt. Diese Suche ist Teil des Programmpaketes MAMMOTH [55]. Eine detaillierte Beschreibung ist in [20] zu finden, hier wird lediglich die prinzipielle Vorgehensweise geschildert: Ausgehend von der äußeren Lage wird nach Tripletts freier, d.h. bislang keiner Spur zugeordneter Treffer, in den $R\phi$-Modulen gesucht. Dazu wird der Primärvertex zur Definition einer vorläufigen Spur mit einbezogen. Anschließend wird in den betroffenen Modulen mit zusätzlicher Rz-Auslese nach freien Treffern gesucht. Eine VD-Spur wird dann erzeugt, wenn in jeder Lage des Vertexdetektors mit $R\Phi$-Auslese mindestens ein Treffer zugeordnet wurde. Maximal können aufgrund der VD-Geometrie sechs Punkte in $R\phi$ und vier Punkte in Rz zu einer VD-Spur beitragen. In einer Spuranpassung werden die Spurparameter bestimmt. Daraus resultieren zwei Typen von VD-Spuren:

- Es wurden zwei oder mehr Rz-Punkte gefunden. Dann lassen sich alle fünf Spurparameter bestimmen.

[2] Die folgende Beschreibung ist stark vereinfacht und beschränkt sich auf die wesentlichen Punkte.

- Es wurde kein oder nur ein Rz-Punkt gefunden. Hier werden nur die $R\phi$-Spurparameter bestimmt.

Aufgrund der kurzen Spurlänge verschlechtert sich die Impulsauflösung der VD-Spuren mit wachsendem Impuls deutlich.
In den Daten des Jahres 1994 (Datensatz 94C) werden pro hadronischem Ereignis ca. 0.65 VD- und 0.84 IDVD-Spuren gefunden, davon 60% bzw. 25% mit kompletter Spurinformation.

Typische Quellen für Teilchen, die nicht in der TPC rekonstruiert werden, sondern nur im Vertexdetektor und/oder dem Inneren Detektor Signale hinterlassen, sind:

- Spuren an den Sektorgrenzen der TPC;
- niederenergetische Spuren ($p_T \lesssim 50$ MeV), die aufgrund der Krümmung im Magnetfeld nicht die TPC erreichen;
- Teilchen, die nach dem VD oder ID eine Wechselwirkung im Detektormaterial durchführen;
- Zerfälle des Typs $\mathrm{X}^\pm \to \mathrm{Y}^\pm +$ neutrale Teilchen
(z.B. $\Sigma^\pm \to \mathrm{n}\pi^\pm$, $\Xi^- \to \Lambda\pi^-$, $\mathrm{K}^\pm/\pi^\pm \to \mu^\pm\nu_\mu$).

Die beiden letzten Topologien werden in dem Programmpaket MAMMOTH [55] rekonstruiert, die Algorithmen sowie eine Anwendung für eine Physik-Analyse werden in den Kapiteln 5 und 6 beschrieben.

4.5 Erkennen von $\mathrm{b\bar{b}}$-Ereignissen

In ca. 22% der multihadronischen Ereignisse wird ein primäres $\mathrm{b\bar{b}}$-Paar erzeugt. Zum Studium dieser Ereignisse ist es erforderlich, die Zerfälle des Z^0-Bosons in b-Quarks von denen in leichte Quarks[3] zu unterscheiden. Eine Möglichkeit ist der Nachweis eines hochenergetischen Myons oder Elektrons aus dem semileptonischen Zerfall eines b-Hadrons. Aufgrund der hohen Masse weisen die Zerfallsleptonen einen hohen Transversalimpuls relativ zur Jetachse auf, was zur Unterdrückung von Untergrund ausgenutzt werden kann. Allerdings wird diese Methode durch die semileptonischen Verzweigungsverhältnisse von jeweils ca. 10% limitiert.
Der Einsatz hochauflösender Vertexdetektoren erlaubt eine weitaus effizientere Erkennung von $\mathrm{b\bar{b}}$-Ereignissen. Diese Methode wurde von der ALEPH-Kollaboration entwickelt [56] und für DELPHI angepaßt [57].

[3] Als leichte Quarks werden hier u-,d-,s- und c-Quarks bezeichnet.

4.5.1 Die Impaktparametermethode

Mit einer Lebensdauer von $\langle\tau\rangle \approx 1.55$ ps und der, durch die harte Fragmentation, hohen Energie $\langle E_B\rangle \approx 0.7 \cdot E_{Strahl} \approx 30 - 35$ GeV, legen b-Hadronen im Mittel eine meßbare Strecke vor dem Zerfall im Detektor zurück. Abbildung 4.2 zeigt ein b$\bar{\text{b}}$-Ereignis im Vertexdetektor, mit deutlich vom Primärvertex unterscheidbaren sekundären Zerfallsvertizes. In Verbindung mit der hohen Masse $m_B \gtrsim 5$ GeV der b-Hadronen führt dies zu großen Impaktparametern der Zerfallsprodukte relativ zum Primärvertex. Dies kann zum Erkennen von b$\bar{\text{b}}$-Ereignissen ausgenutzt werden. Zur präzisen Bestimmung der Impaktparameter ist eine genaue Kenntnis des primären Ereignisvertex erforderlich.

Primärvertex-Rekonstruktion

Bei der Bestimmung des primären Ereignisvertex wird die Position und Ausdehnung des mittleren Wechselwirkungspunktes, die durch die Größe der Elektronen- und Positronen-Pakete gegeben ist, als Nebenbedingung verwendet. Der mittlere Wechselwirkungspunkt wird auf der Basis von etwa 200 aufeinander folgenden multihadronischen Ereignissen bestimmt, was eine ausreichende statistische Genauigkeit und eine Berücksichtigung der möglichen Bewegungen der Teilchenpakete während einer Füllung erlaubt [58]. Die Position läßt sich mit einer Genauigkeit von ca. 10 μm in x bzw. 5 μm in y bestimmen. Die Ausdehnung in x hängt von den Betriebsbedingungen ab, typische Werte liegen zwischen 100 und 120 μm mit einem Fehler von ca. 7 μm. Die Ausdehnung in y-Richtung ist wesentlich kleiner ($\lesssim 5\mu$m), da Synchrotronstrahlung hier nicht zur Verbreiterung führt.
Hiermit wird der Primärvertex für jedes Ereignis bestimmt. Um die Rekonstruktion nicht durch Spuren aus Zerfällen langlebiger Teilchen (K^0_S, Λ^0) oder Wechselwirkungen im Detektormaterial zu beeinträchtigen, werden ausschließlich Spuren mit mindestens zwei Treffern im Vertexdetektor verwendet. Die VD-Punkte dürfen darüber hinaus nicht signifikant von der extrapolierten Spur entfernt sein. Mit diesen Spuren wird dann die folgende χ^2-Funktion minimiert:

$$\chi^2(V_i) = \sum_a \frac{d_a^2}{\sigma_a^2} + \sum_{i=x,y,(z)} \frac{(b_i - V_i)^2}{(\sigma_i^b)^2}, \tag{4.3}$$

wobei d_a der Abstand der Spur zum angepaßten Primärvertex ist, σ_a der zugehörige Fehler, V_i die Koordinate i des Vertex, b_i die Position des mittleren Wechselwirkungspunktes und σ_i^b seine Größe. In den Jahren mit Rz-Auslese des Vertexdetektors (ab 1994) wird der Primärvertex in allen drei Dimensionen bestimmt, davor nur in der $R\phi$-Ebene. Die Anpassung wird iterativ durchgeführt, wobei nach jedem Schritt die Spur mit dem größten χ^2-Beitrag ausgeschlossen wird, wenn eine gewisse Grenze überschritten wird. Die Auflösung (mit Rz-Auslese des Vertexdetektors) beträgt in Ereignissen leichter Quarks ca. 22 μm in x- und z-Richtung, für b$\bar{\text{b}}$-Ereignisse ca. 35 μm. Die schlechtere Auflösung in b$\bar{\text{b}}$-Ereignissen rührt daher, daß Spuren aus sekundären Zerfällen nicht vollständig eliminiert werden können, und die Multiplizität am Primärvertex kleiner ist.

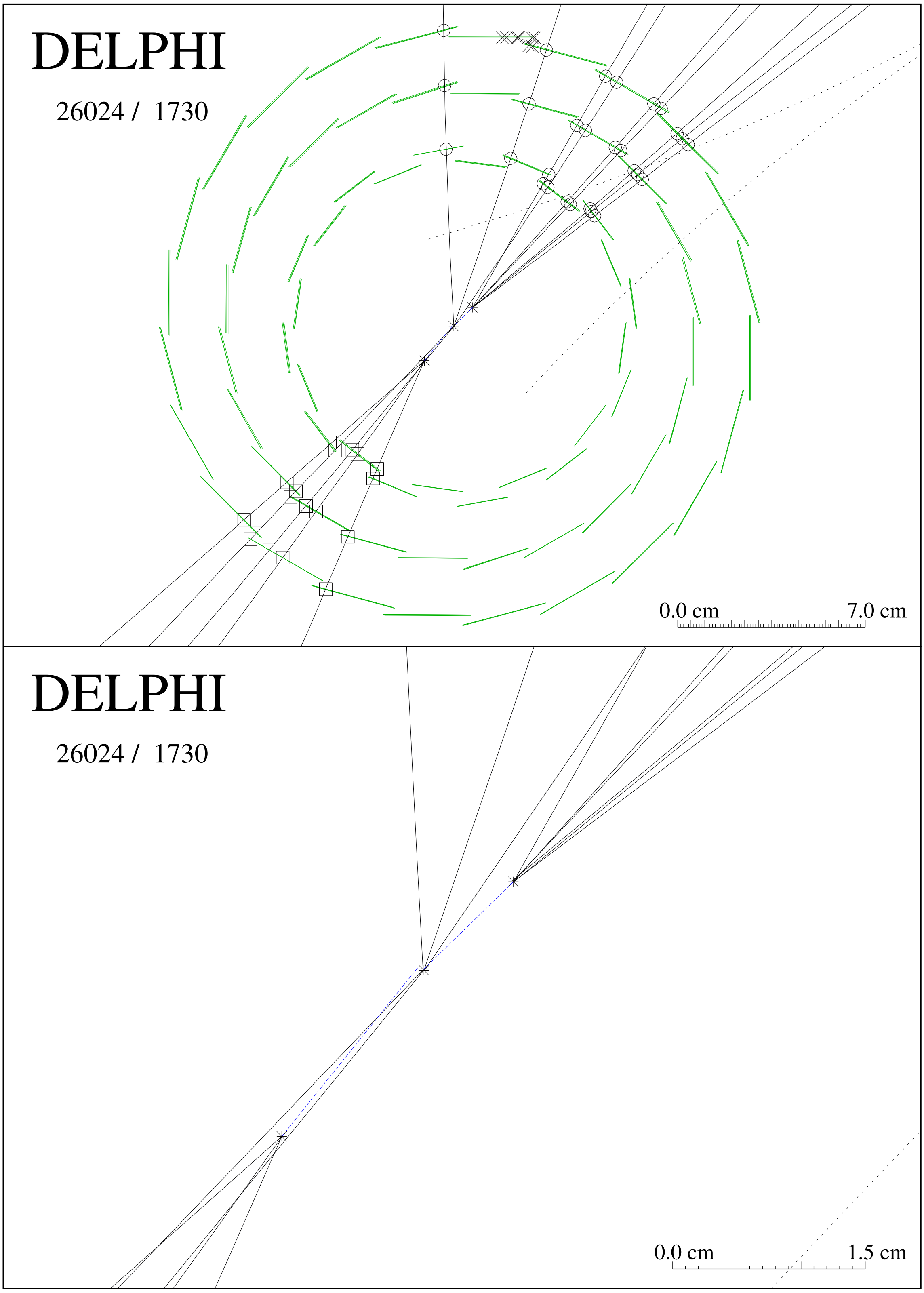


Abbildung 4.2: *Ein $b\bar{b}$-Ereignis im Vertexdetektor (oben) und in der Vergrößerung (unten). Die beiden Zerfallsvertizes der b-Hadronen sind deutlich zu erkennen und signifikant vom Primärvertex separiert.*

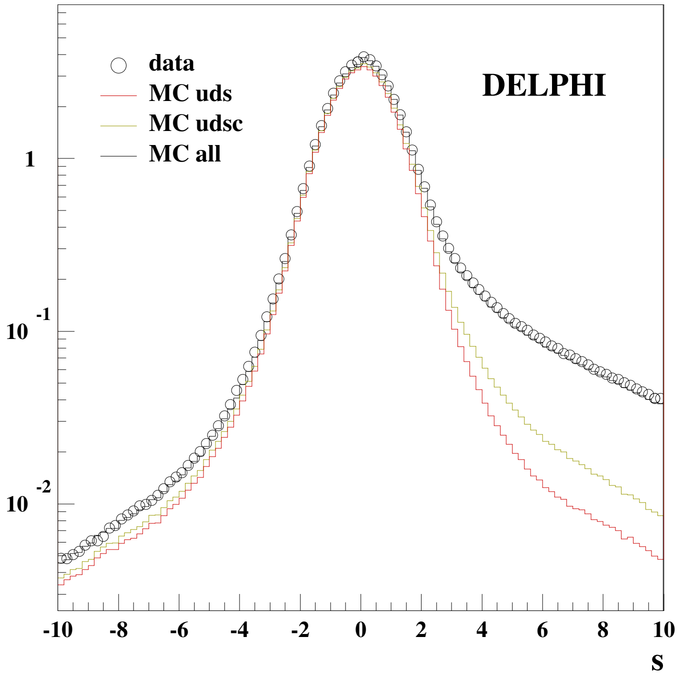


Abbildung 4.3: *Die Signifikanzverteilung des Impaktparameters. Gezeigt sind neben den Verteilungen in den Daten und der Simulation auch die Beiträge der verschiedenen Quarktypen. Der Überschuß bei positiven Werten durch b-Hadronen wird zur Erkennung von $b\bar{b}$-Ereignissen ausgenutzt.*

Mit dem so bestimmten Primärvertex lassen sich dann die Impaktparameter ermitteln. Die Impaktparameter einer Spur werden an dem Punkt mit dem kürzesten Abstand zum primären Ereignisvertex in der $R\phi$-Ebene definiert (vgl. Abschnitt 4.3), da die Auflösung des Vertexdetektors in dieser Ebene deutlich besser ist als in Rz. Die $R\phi$- und Rz-Impaktparameter sind dann die Abstände dieses Punktes zum Primärvertex in den entsprechenden Projektionen. Das Vorzeichen des Impaktparameters wird als positiv definiert, wenn der Vektor vom Primärvertex zum Punkt nächster Annäherung mit dem Jet, dem das Teilchen zugeordnet wurde, einen Winkel kleiner als 90° einschließt. Die Zerfallsprodukte instabiler langlebiger Teilchen weisen demnach einen positiven Impaktparameter auf. Die Impaktparameter der Spuren vom Primärvertex sind nach Definition Null. Durch die begrenzte Detektorauflösung sollten sie mit gleicher Wahrscheinlichkeit negative wie positive Werte aufweisen.

Im weiteren wird die Signifikanz des Impaktparameters verwendet. Sie ist definiert als das Verhältnis des Impaktparameters zu seinem Fehler. Abbildung 4.3 zeigt deren Verteilung für Daten und Simulation sowie die Beiträge der verschiedenen Flavour. Der deutlich sichtbare Überschuß bei positiven Werten wird zur Erkennung der b-Hadronen benutzt. Die Verteilung für $S < 0$ wird im Idealfall (Spuren vom Primärvertex, die korrekt vom Spursystem rekonstruiert wurden) von der Detektorauflösung bestimmt, und sollte eine Gauß-Form aufweisen. Die davon abweichenden Ausläufer stammen hauptsächlich von nicht korrekt rekonstruierten Spuren (z.B. durch falsche Zuordnung von Detektorpunkten) sowie teilweise von Spuren aus sekundären Zerfällen und Wechselwirkungen. Die negative Seite der Verteilung wird zur Bestimmung der Wahrscheinlichkeitsfunktion $P(S_0)$ herangezogen. $P(S_0)$ ist definiert als die Wahrscheinlichkeit einer vom Primärvertex

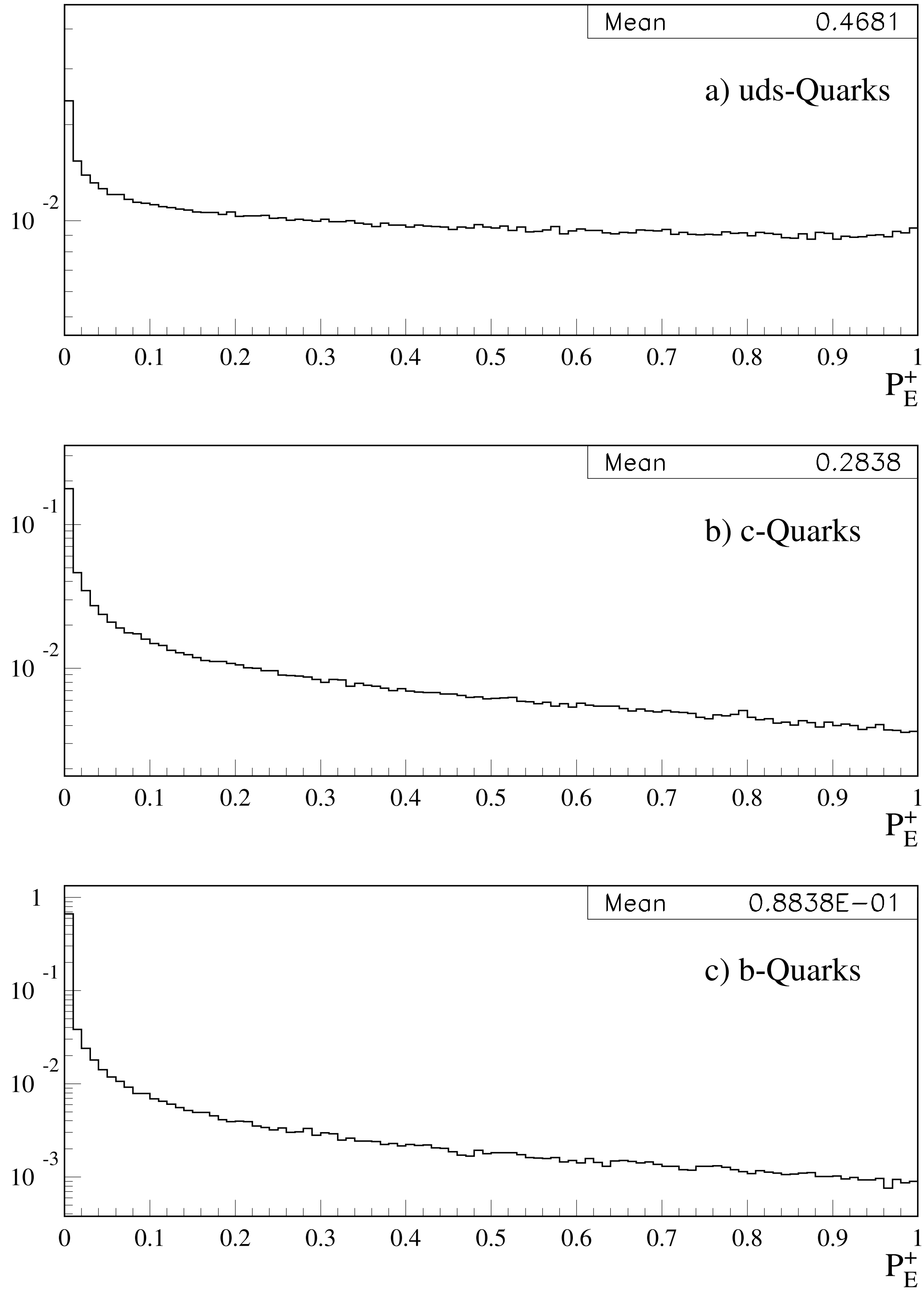


Abbildung 4.4: *Die Ereigniswahrscheinlichkeit P_E^+ für Spuren mit positivem Impaktparameter für Ereignisse aus a) uds-Quarks, b) c-Quarks und c) b-Quarks. Die Abweichung von der flachen Verteilung bei kleinen Werten in a) ist durch Spuren von V^0-Zerfällen oder hadronischen Wechselwirkungen bedingt.*

stammenden Spur, eine Signifikanz mit Betrag größer als S_o aufzuweisen:

$$P(S_0) = \begin{cases} \int_{S<S_0} f(S)dS, & \text{für } S_0 < 0 \\ P(-S_0), & \text{für } S_0 > 0. \end{cases} \tag{4.4}$$

Bei der Definition für $S_0 > 0$ wurde eine symmetrische Verteilung angenommen. Die Wahrscheinlichkeitsdichte $f(S)$ der Signifikanzverteilung wird als Auflösungsfunktion bezeichnet. Sie wird direkt aus den Daten gewonnen. Um den Einfluß sekundärer Spuren zu mindern, werden dazu Ereignisse mit deutlich vermindertem b-Hadron-Gehalt herangezogen. Der dazu erforderliche Schnitt wird später erläutert. Mit der Spurwahrscheinlichkeit $P(S_0)$ läßt sich dann für eine Gruppe von N Spuren die Wahrscheinlichkeit berechnen, daß alle N Spuren mit ihren gemessenen Signifikanzen S_i vom Primärvertex stammen:

$$P_N = \Pi \cdot \sum_{j=0}^{N-1} (-\ln \Pi)^j / j!, \text{ mit } \Pi = \prod_{i=1}^{N} P(S_i). \tag{4.5}$$

P_N kann je nach Anwendung für beliebige Spuren ausgewertet werden, z.B. für alle Spuren eines Ereignisses oder nur die Spuren einer Hemisphäre oder eines Jets. Die verwendeten Spuren müssen VD-Punkte aufweisen. Weiterhin werden Spuren aus V^0-Zerfällen und sekundären Wechselwirkungen unterdrückt. In den Jahren mit Rz-Auslese des Vertexdetektors werden alle Größen separat für die $R\phi$- und Rz-Parameter berechnet und anschließend kombiniert. Dieses Vorgehen wird durch die nur sehr schwache Korrelation der $R\phi$- mit den Rz-Parametern gerechtfertigt. Da die Lebensdauerinformation in den Spuren mit positivem Impaktparameter enthalten ist, wird zum Erkennen von b-Hadronen P_N^+ mit den entsprechenden Spuren berechnet. In Abbildung 4.4 ist die Ereignis-Wahrscheinlichkeit P_E^+ für uds-, c- und b-Ereignisse aufgetragen. Wie aufgrund der Konstruktion von P_N^+ erwartet, ist die Verteilung für Ereignisse mit uds-Quarks nahezu flach, in c- und insbesondere b-Ereignissen ist eine starke Anhäufung bei kleinen Wahrscheinlichkeiten zu sehen. Zur An- oder Abreicherung von b-Ereignissen wird ein Schnitt auf die N-Spur-Wahrscheinlichkeit ausgeführt, z.B. $P_E^+ < 0.01$ zur Selektion oder $P_E^+ > 0.1$ zur Unterdrückung von b$\bar{\rm b}$-Ereignissen. Durch Variation des Schnittes lassen sich unterschiedliche Effizienzen und Reinheiten zur Erkennung von b-Ereignissen erzielen. In Abbildung 4.5 ist die Effizienz über der Reinheit aufgetragen, wenn die Spuren eines Ereignisses oder einer Hemisphäre benutzt werden. Um gute Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation zu erzielen, erfolgt eine detaillierte Korrektur der Impaktparameter und deren Fehler in der Simulation [59]. Damit wird eine Beschreibung der Effizienzen in der Simulation mit einer Abweichung $\lesssim 3\%$ erzielt.

4.5.2 Die Konfidenzmethode

Bei der eben beschriebenen Methode war die N-Spur-Wahrscheinlichkeit die einzige Größe, die zum Erkennen von b$\bar{\rm b}$-Ereignissen verwendet wurde. Durch Hinzunahme weiterer Variablen läßt sich die Leistungsfähigkeit der Methode steigern. Bei der sogenannten „Konfidenzmethode“ [60] werden neben der Impaktparameter-Signifikanz der Impuls sowie der mit dem zugehörigen Jet eingeschlossene Winkel der Spuren benutzt. Deren

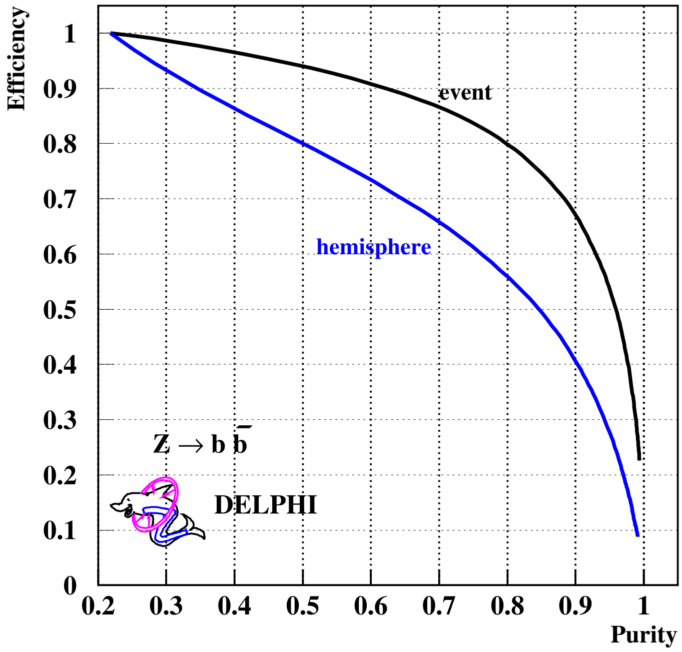


Abbildung 4.5: *Die Effizienz zur Erkennung von $b\bar{b}$-Ereignissen und -Hemisphären über der entsprechenden Reinheit, aufgetragen für die Impaktparametermethode (Datensatz 94C). Um die Lage des Ereignisses innerhalb des Akzeptanzbereiches des Vertexdetektors zu gewährleisten, wurde $|\cos\theta_{Thrust}| < 0.7$ gefordert.*

Verteilungen für die verschiedenen Quarktypen werden der Simulation entnommen. Im Gegensatz zur Wahrscheinlichkeitsmethode des vorigen Abschnitts wird bei der Konfidenzmethode die Hypothese getestet, daß die Spuren ihren Ursprung in einer bestimmten Quarksorte haben (uds,c oder b). Zur Anreicherung von b-Ereignissen werden also Werte nahe bei eins für die b-Hypothese verlangt. Die angewandten Schnitte und damit erzielten Effizienzen und Reinheiten werden bei der Beschreibung der entsprechenden Analysen erläutert.

4.6 Identifikation geladener Hadronen

Die Identifikation stabiler, geladener Hadronen (Pionen, Kaonen, Protonen) erfolgt durch Messung des spezifischen Energieverlustes in der TPC und des mittleren Cherenkov-Winkels in den RICH-Detektoren (Flüssig- und Gasradiator). Dabei sind die Detektoren so ausgelegt, daß die drei Messungen nahezu über den gesamten Impulsbereich eine gute Trennung der verschiedenen Hadronen gewährleisten.

4.6.1 Teilchenidentifikation in der TPC

Die TPC erlaubt neben der Messung dreidimensionaler Spurpunkte die Identifikation geladener Teilchen durch Messung der spezifischen Ionisation dE/dx. Dazu dienen 192 Signaldrähte, die, unabhängig von der Ortsmessung auf den Kathodenstreifen, ausschließlich zur Messung der Ionisation verwendet werden. Die Zuordnung dieser Signale zu den rekonstruierten Spuren erfolgt durch Vergleich der Ankunftszeiten an den Kathodenstreifen und Signaldrähten. Um zwei Spuren unterscheiden zu können, muß ihr Abstand in z-Richtung mindestens zwei Zentimeter betragen. Die Ionisationsmessungen auf den Signaldrähten folgen einer Landau-Verteilung [61]. Zur Unterdrückung der Ausläufer dieser Verteilung durch abnormalen Energieverlust oder δ-Elektronen werden zur dE/dx-Berechnung lediglich die niedrigsten 80% der Signale herangezogen. Um eine ausreichend präzise Bestimmung zu gewährleisten, müssen mindestens 30 dE/dx-Messungen vorliegen. Etwa 60-80% der Spuren, abhängig von Impuls und Polarwinkel, erfüllen diese Anforderungen. Die verbleibenden Signale werden korrigiert, um Effekte z.B. durch die Driftdistanz, Spurlänge oder die Dichte der Spuren zu berücksichtigen. Die Impulsabhängigkeit des spezifischen Energieverlustes dE/dx, die durch die Bethe-Bloch-Formel [62] beschrieben wird, ist in Abbildung 4.6 zu sehen. Die mittlere Auflösung für Teilchen in Jets wurde mit Pionen aus K^0_s-Zerfällen in den Daten zu etwa 7.4% bestimmt [45]. Zur Teilchenidentifikation wird neben dem gemessenen dE/dx-Wert (dE/dx_{gem}) der erwartete Wert (dE/dx_{th}) und der erwartete Fehler der Messung (σ_{th}) verwendet. dE/dx_{th} und σ_{th} werden dabei für eine zu überprüfende Hypothese ausgewertet. Für die Teilchenhypothese i kann dann die zugehörige Wahrscheinlichkeitsdichte angegeben werden:

$$P_i = \frac{1}{\sigma_{th,i}\sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{dE/dx_{gem} - dE/dx_{th,i}}{\sigma_{th,i}}\right)^2}. \tag{4.6}$$

Soll die Teilchensorte i von dem Untergrund j getrennt werden, kann dazu ein Schnitt in der Variablen $P_i/(P_i + P_j)$ durchgeführt werden.

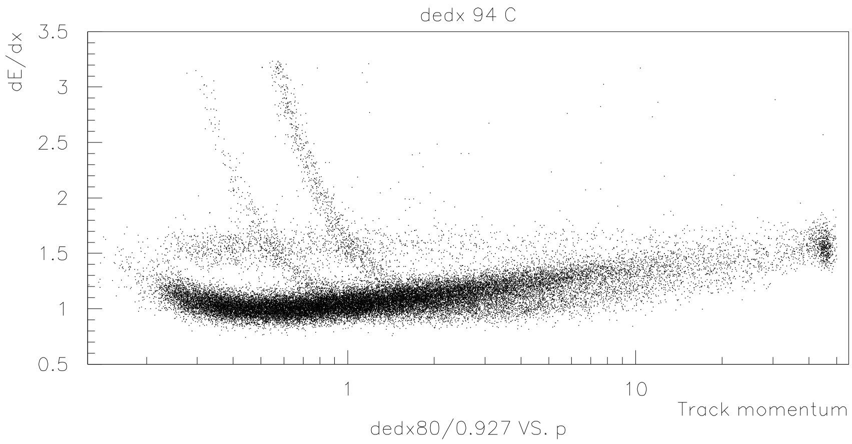


Abbildung 4.6: *Der spezifische Energieverlust dE/dx in der* TPC*, aufgetragen in Abhängigkeit vom Impuls (Datensatz 94C).*

4.6.2 Teilchenidentifikation mit den RICH-Detektoren

In den RICH Detektoren werden geladene Teilchen durch Nachweis der Cherenkov-Strahlung identifiziert, die sie in einem dielektrischen Medium emittieren, wenn ihre Geschwindigkeit die Lichtgeschwindigkeit in diesem Medium überschreitet. Der mittlere Emissionswinkel ist gegeben durch

$$\cos\theta_c = \frac{1}{\beta n}, \tag{4.7}$$

wobei n der Brechungsindex des Mediums ist. Bei bekanntem Impuls ergibt sich die Masse des Teilchens dann aus

$$m = p \cdot \sqrt{n^2 \cos^2 \theta_c - 1}. \tag{4.8}$$

Teilchen mit $\beta < 1/n$, d.h. $p < m/\sqrt{n^2+1}$ emittieren keine Cherenkov-Strahlung. Die Schwellen für den RICH-Detektor im Mittelteil sind somit etwa 0.2 GeV/c (Pionen), 0.6 GeV/c (Kaonen) und 1.2 GeV/c (Protonen) für den Flüssigradiator ($n \approx 1.2718$) bzw. 2.3 GeV/c (Pionen), 7.9 GeV/c (Kaonen) und 15.1 GeV/c (Protonen) für den Gasradiator ($n \approx 1.00194$). Die Abwesenheit von Cherenkov-Photonen[4] kann im „Veto-Modus" zur Identifikation ausgenutzt werden. Der maximale Cherenkov-Winkel ergibt sich aus $\cos\theta_c^{max} = 1/n$. Neben dem Cherenkov-Winkel enthält die Anzahl der abgestrahlten Photonen $N = N_0 \sin^2\theta_c$ verwertbare Information über die Teilchenmasse.
Es existieren mehrere Algorithmen zur Teilchenidentifizierung mit den DELPHI-RICH-Detektoren [63]. Die in den Analysen dieser Arbeit verwendeten Identifikationsroutinen basieren auf dem RIBMEAN-Algorithmus [64], der für jede Spur den mittleren Cherenkov-Winkel und die Anzahl der Photonen bestimmt. Die Photonen werden zu Clustern zusammengefaßt, wobei die einzelnen Photonen gewichtet werden. Die Gewichte hängen davon ab, wieviel Untergrund für ein Photon zu erwarten ist, z.B. erhalten isolierte Photonen ein höheres Gewicht als solche, die sich in einer Überlapp-Region befinden. Es werden jeweils fünf Cluster gebildet, entsprechend den fünf Teilchenhypothesen (Elektron, Myon, Pion, Kaon, Proton). Dann wird der Cluster ausgewählt, der die größte Anzahl gewichteter Photonen enthält. Hiermit wird der mittlere Cherenkov-Winkel, die Anzahl der Photonen und der erwartete Fehler berechnet. Der mittlere Cherenkov-Winkel in Abhängigkeit vom Impuls ist für die Daten des Jahres 1994 in Abbildung 4.7 für den Flüssig- und Gasradiator im Mittelteil aufgetragen. Hierauf basierend können dann Identifikationskriterien definiert werden. Durch Anbringen unterschiedlich harter Schnitte lassen sich Effizienzen und Reinheiten je nach Anwendung variieren. Dabei werden die Ergebnisse des Flüssig- und Gasradiators kombiniert, um einen großen Impulsbereich abzudecken. Das NEWTAG-Programmpaket [65] stellt für Pionen, Kaonen, Protonen und „schwere Teilchen" (Kaon und Proton, ohne dazwischen zu unterscheiden) drei Flags zur Verfügung: „loose", „standard" und „tight", wobei „tight" die niedrigste Effizienz bei der höchsten Reinheit aufweist. Die Größe, die zur Identifikation benutzt wird, ist die Differenz des Cherenkov-Winkels zum erwarteten Wert, geteilt durch den Fehler, für eine Teilchenhypothese i: $\sigma_i = |\theta_c - \theta_{c,i}^{th}|/\sigma_c$. Für die Identifikation von Kaonen werden z.B. die folgenden Informationen in drei Impulsintervallen ausgewertet:

- $0.7 < p < 2.7$ GeV/c:
  Messung des Cherenkov-Winkels im Flüssigradiator.
- $2.7 < p < 8.5$ GeV/c:
  Kombination des Gasradiators im Veto-Modus (K-π Trennung) mit einer Messung des Cherenkov-Winkels im Flüssigradiator (K-p Trennung).

[4]Hier wird durchgehend „Photonen" benutzt, obwohl strenggenommen die erzeugten Photoelektronen nachgewiesen werden.

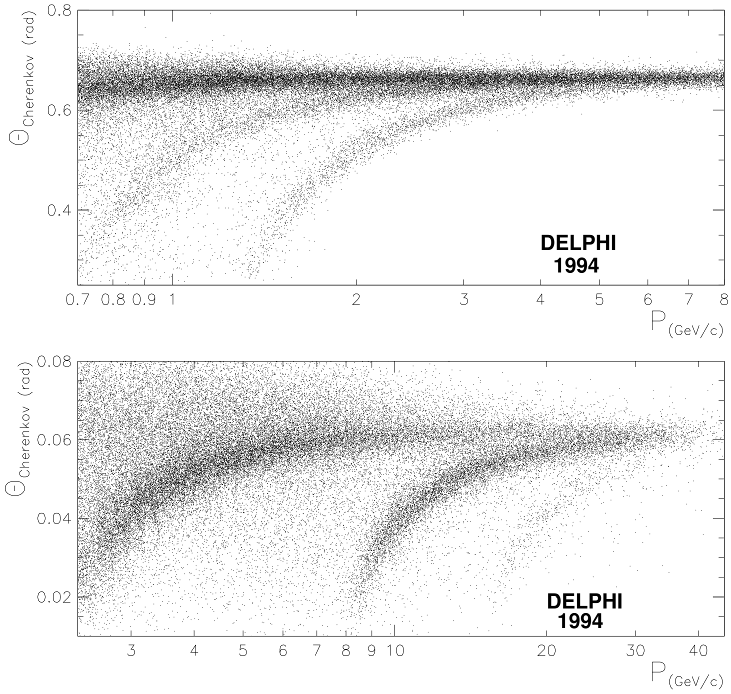


Abbildung 4.7: *Die Cherenkov-Winkel in den zentralen* RICH *Detektoren, aufgetragen in Abhängigkeit vom Impuls. Gezeigt sind die Verteilungen für den Flüssigradiator (oben) und den Gasradiator (unten).*

- $p > 8.5$ GeV/c:
  Messung des Cherenkov-Winkels im Gasradiator.

Um die maximale Leistungsfähigkeit bei der Identifikation geladener Hadronen zu erreichen, werden die Informationen der RICH-Detektoren und der TPC kombiniert [66]. Dazu wird für jede Teilchenhypothese eine normierte Wahrscheinlichkeit berechnet. Für die RICH-Detektoren wird der Cherenkov-Winkel, der erwartete Fehler und die Anzahl der Photonen verwendet, für die TPC der gemessene dE/dx-Wert, der erwartete Fehler sowie die Anzahl der zur Messung beitragenden Signaldrähte. Die kombinierte Wahrscheinlichkeit erhält man dann durch Multiplikation der Einzelwahrscheinlichkeiten. Durch geeignete Schnitte werden für jede Teilchenhypothese 3 Flags („loose“, „standard“ und „tight“) ermittelt. In Abbildung 4.8 sind der spezifische Energieverlust in der TPC sowie die Cherenkov-Winkel in den RICH-Detektoren aus der Monte-Carlo-Simulation für die verschiedenen Teilchen aufgetragen. Die Effizienz für die Kaon-Identifikation mit dem „standard“-Flag beträgt, gemittelt über den Impulsbereich ab 0.7 GeV/c, ca. 70% bei einem Untergrund von etwa 30%. Die Ergebnisse der Teilchenidentifikation, die man aus der Simulation erhält, können direkt in den Daten überprüft werden. Dazu werden Zerfälle ausgewählt, die eine eindeutige Identifizierung des Teilchentyps erlauben, ohne Informationen über die spezifische Ionisation oder die Cherenkov-Strahlung zu verwenden. So erhält man Pionen mit hoher Reinheit aus Zerfällen $\mathrm{K}_s^0 \to \pi^+\pi^-$, Protonen aus $\Lambda^0 \to \mathrm{p}\pi^-$ und Kaonen aus $\mathrm{D}^{*+} \to \mathrm{D}^0\pi^+$, mit $\mathrm{D}^0 \to \mathrm{K}^-\pi^+$.
Eine leistungsfähige Teilchenidentifizierung erlaubt die Rekonstruktion von Signalen, die sonst aufgrund des hohen Untergrundes nicht zugänglich wären. In Abbildung 4.9 ist als Beispiel ein Signal des Zerfalls $\Lambda(1520) \to \mathrm{pK}^-$ zu sehen. Da aufgrund des kurzlebigen, starken Zerfalls die Reaktionsprodukte vom Primärvertex stammen, wäre ein signifikantes

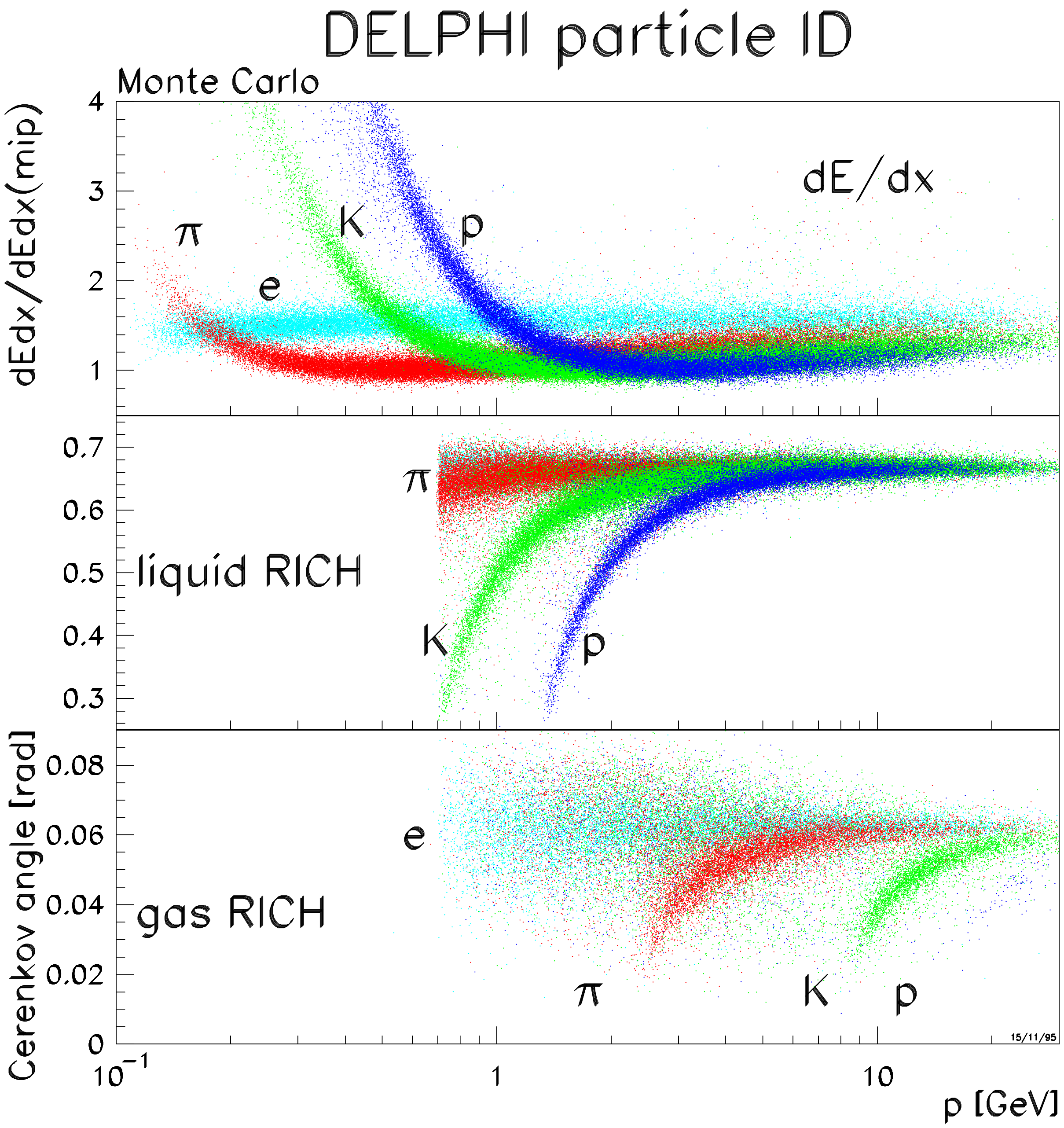


Abbildung 4.8: *dE/dx- und* RICH*-Information zur Teilchenidentifikation in der Simulation. Gezeigt ist der spezifische Energieverlust dE/dx in der* TPC *(oben), sowie die Cherenkov-Winkel im Flüssig- (Mitte) und Gasradiator (unten) für verschiedene Teilchen.*

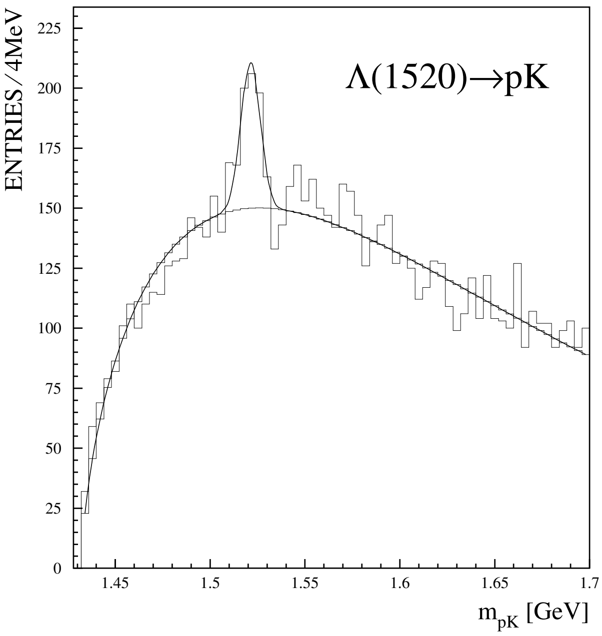


Abbildung 4.9: *Das Signal des Zerfalls* $\Lambda(1520) \rightarrow pK^-$ *(Datensatz 94C2). Zur Reduktion des Pion-Untergrundes wurde gefordert, daß die Proton- und Kaon-Kandidaten bei Verwendung des kombinierten „tight"-Tags als solche identifiziert wurden.*

Signal ohne Identifikation der Teilchen aufgrund des enormen Untergrundes durch Pionen nicht sichtbar.

4.7 Neuronale Netze

In Analysen der Hochenergiephysik steht man oft vor dem Problem, mehrere Variablen in geeigneter Weise zu kombinieren, um zwei oder mehrere Ereignis- oder sonstige Klassen zu trennen. Lineare, aufeinanderfolgende Schnitte in den einzelnen Größen sind dabei jedoch oft ineffizient, da vorhandene Korrelationen nicht berücksichtigt werden. Es ist daher oft sinnvoller, eine einzige Variable zu definieren, die eine möglichst gute Ausnutzung der in den einzelnen Größen enthaltenen Information sowie ihrer Korrelationen untereinander gewährleistet. Eine Möglichkeit, dies zu erreichen, bietet die Anwendung „künstlicher Neuronaler Netze". Hier wird nur kurz die Funktionsweise dargestellt, eine detailliertere Beschreibung ist z.B. in [67–70] zu finden. Ein mehrlagiges Vorwärtsvermittlungsnetz (Abbildung 4.10) besteht aus einer Eingabelage, einer Ausgabelage sowie beliebig vielen versteckten Lagen. Die Eingabelage dient zur Aufnahme der Eingangsvariablen. Die folgenden Lagen bestehen aus den Elementarzellen eines Neuronalen Netzes, den Knoten („Perzeptron"). Die Knoten zweier aufeinanderfolgender Lagen sind durch gewichtete Verbindungen miteinander verknüpft. Die Arbeitsweise eines Knotens ist in Abbildung 4.10 illustriert. Aus den Werten der vorangehenden Lage wird eine gewichtete Summe berechnet. Von dieser wird mit der Transferfunktion der Ausgabewert ermittelt. Als Transferfunktion wird typischerweise eine „Sigmoidfunktion" der in Abbildung 4.10 gezeigten Form verwendet. Die Ausgabewerte stellen dann Diskriminatoren für die unterschiedlichen Klassen dar. Für zwei Klassen ist ein Ausgabeknoten ausreichend. Ein bestimmter Ausgabewert entspricht einer $N-1$-dimensionalen Hyperfläche im N-dimensionalen

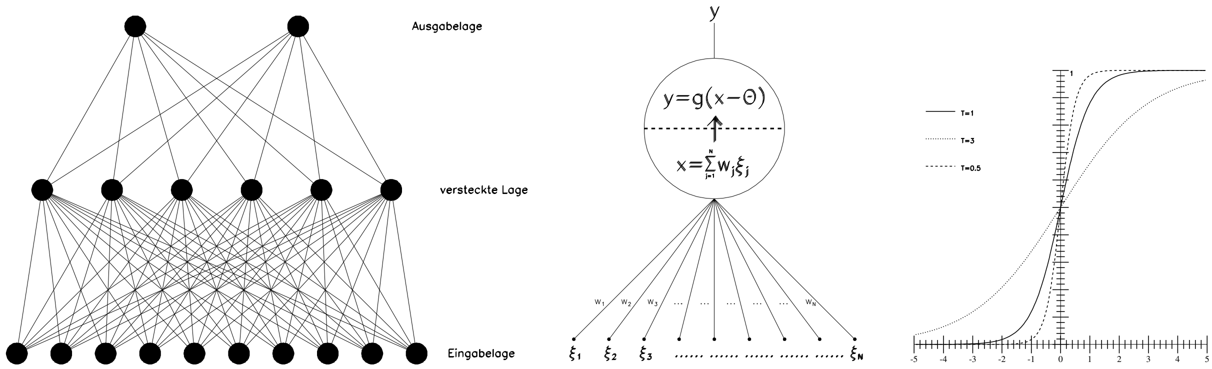


Abbildung 4.10: *Der Aufbau eines mehrlagigen, vorwärtsvermittelnden Neuronalen Netzes. Links: Schematische Skizze eines Netzes mit zehn Knoten in der Eingabelage, sechs Knoten in der versteckten Lage und zwei Ausgabeknoten. Mitte: Funktionsweise eines Knotens (Perzeptron). Rechts: Eine Sigmoidfunktion der Form* $g(x) = \frac{1}{2}(1 + \tanh(x/T))$. *$T$ ist ein Parameter, der in Analogie zur Boltzmann-Verteilung Temperatur genannt wird.*

Raum der Eingangsvariablen. Die zur Diskrimination erforderliche Information ist in den Gewichten der Verbindungen enthalten. Diese müssen in einer Trainingsphase angepaßt werden. Dazu werden Muster verwendet, bei denen die Klassenzugehörigkeit bekannt ist (z.B. aus einer Monte-Carlo-Simulation). Für jede Klasse werden die Zielwerte der Ausgabeknoten definiert. Die Gewichte werden dann durch Minimierung einer Fehlerfunktion angepaßt, die von der Differenz der Ausgabewerte der Testmuster und der Zielwerte abhängt („Backpropagation-Algorithmus"). Die Ausgabewerte eines Neuronalen Netzes geben dann ein Maß für die Wahrscheinlichkeit an, daß ein Muster zu einer bestimmten Klasse gehört. Es kann gezeigt werden [71], daß unter gewissen Umständen die Netzausgabe der a-posteriori-Wahrscheinlichkeit $P(C_i|x)$ entspricht, daß ein Muster zur Klasse i gehört, für die mit der „Bayes-Regel" gilt:

$$P(C_i|x) = \frac{P(x|C_i) \cdot P(C_i)}{P(x)}. \tag{4.9}$$

Dabei ist $P(C_i)$ die a-priori-Wahrscheinlichkeit für die Klasse i, $P(x)$ die klassenunabhängige Wahrscheinlichkeit für das Auftreten des Musters x und $P(x|C_i)$ die entsprechenden bedingten Wahrscheinlichkeiten für die Klasse i. Dies bedeutet, daß die in den zur Klassifikation benutzten Variablen enthaltene Information optimal ausgenutzt wird. Zur Trennung zweier Klassen wählt man üblicherweise die Zielwerte 0/1 des Ausgabeknotens für die Klasse 1/2 (oder -1/1 je nach Transferfunktion). Erhält man für einen Satz der Eingangsvariablen dann einen Ausgabewert sehr nahe bei 0 oder 1, so stammt das Muster mit hoher Wahrscheinlichkeit aus der entsprechenden Klasse.

5

Rekonstruktion hadronischer Wechselwirkungen

5.1 Einführung

Ein idealer, „perfekter“ Detektor wiese die Spuren geladener Teilchen nach, ohne diese zu beeinflussen. Darüber hinaus enthielte er keine Materie, in der die vom primären Wechselwirkungspunkt oder aus sekundären Zerfällen stammenden Teilchen Reaktionen vor den Spurdetektoren ausführen könnten. In einem realen Detektor sind diese Bedingungen nicht gegeben. Neben den Wechselwirkungen, die zum Nachweis der Teilchen ausgenutzt werden (z.B. Ionisation in den gasgefüllten Spurkammern), existieren weitere, unerwünschte Effekte, die bei einer möglichst optimalen Ereignisrekonstruktion zu berücksichtigen sind. Diese Effekte treten insbesondere an den Detektorgrenzen (Wände) oder an Positionen auf, an denen Befestigungsvorrichtungen installiert sind, also Bereichen, in denen sich konstruktionsbedingt Materie befindet. Die wichtigsten Prozesse sind:

- Vielfachstreuung und Energieverlust.
  Beides führt zu einer Abweichung der Spuren geladener Teilchen von einer Helix. Dies wird in der Spuranpassung berücksichtigt, indem an den Materiezylindern (im Zentralbereich) bzw. -ebenen (im Vorwärtsbereich) Änderungen der Spurparameter und deren Fehler zugelassen werden. Dazu ist eine möglichst genaue Beschreibung der Materieverteilung und Geometrie des Detektors notwendig.

- Konversionen von Photonen im Detektormaterial.
  Der Prozeß $\gamma + \mathrm{Kern} \rightarrow \mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$ produziert ein $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$-Paar, das ursprüngliche Photon wird nicht mehr direkt nachgewiesen. Erfolgt die Konversion vor den Spurdetektoren, insbesondere der TPC, so kann das $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$-Paar nachgewiesen werden. Hierdurch besteht die Möglichkeit, niederenergetische Photonen, die im elektromagnetischen Kalorimeter nicht oder nur mit sehr schlechter Auflösung nachgewiesen würden, präzise zu rekonstruieren. Dies konnte erfolgreich in Physik-Analysen angewendet werden [22, 72–74].

- Hadronische Wechselwirkungen im Detektormaterial.
  Geladene ($\pi^{\pm}$, $K^{\pm}$, $p^{\pm}$, ...) oder neutrale Hadronen (n, K^0_L, Λ^0, ...) können im Detektormaterial elastische oder inelastische Wechselwirkungen ausführen. Dies führt zur Produktion geladener und/oder neutraler Teilchen, die nicht vom primären Wechselwirkungspunkt stammen. Die neutralen Teilchen können nicht bzw. nur über ihre Energiedeposition in den Kalorimetern nachgewiesen werden. Laufen mindestens zwei geladene Teilchen von dem hadronischen Vertex aus, kann dieser aus dem Schnittpunkt der Spuren bestimmt werden. Unter Umständen kann das einlaufende Teilchen ebenfalls rekonstruiert werden. Die Rekonstruktion dieser Wechselwirkungen wird im folgenden Abschnitt beschrieben. Existiert nur ein geladenes Reaktionsprodukt, was unter anderem für elastische Wechselwirkungen geladener Teilchen typisch ist, so besteht die Möglichkeit einer Rekonstruktion, wenn das die Wechselwirkung verursachende Teilchen bereits Spuren im Detektor hinterlassen hat. Die typische Signatur ist dann eine Spur mit einem „Knick“. Die Rekonstruktion dieser Ereignisse wird in Kapitel 6 beschrieben. Dort wird ebenfalls eine Anwendung für eine Physik-Analyse vorgestellt.

Werden sekundäre Wechselwirkungen im Detektor nicht rekonstruiert, so beeinflußt dies die Rekonstruktion des gesamten Ereignisses negativ. In sekundären Reaktionen erzeugte Spuren werden in den meisten Analysen zurückgewiesen, da sie nicht vom primären Ereignisvertex stammen. Damit wird jedoch zwangsläufig die Energie- und Impulsbilanz des Ereignisses verfälscht. Daher muß versucht werden, diese Prozesse so gut wie möglich zu rekonstruieren, indem die Parameter des einlaufenden Teilchens, das an dem eigentlichen physikalischen Prozeß beteiligt war, bestimmt werden. Darüber hinaus können die im folgenden beschriebenen Algorithmen direkt zur Analyse von physikalischen Prozessen verwendet werden, welche eine ähnliche Signatur aufweisen.

5.2 Hadronische Wechselwirkungen

In einem ersten Schritt wird nach Wechselwirkungen gesucht, in denen mindestens zwei geladene Teilchen vom Reaktionsvertex auslaufen. Hinweise hierfür liefern Spuren, die nicht auf den primären Wechselwirkungspunkt zeigen, d.h. einen großen Impaktparameter aufweisen, und einen gemeinsamen Schnittpunkt besitzen. Die Situation ist vergleichbar mit den sogenannten V^0-Zerfällen $K^0_S \rightarrow \pi^+\pi^-$, $\Lambda^0 \rightarrow p^+\pi^-$. Allerdings ist die Anzahl der auslaufenden Spuren bei hadronischen Wechselwirkungen nicht auf zwei beschränkt, der Rekonstruktionsalgorithmus muß also eine beliebige Multiplizität zulassen. Weiterhin dient bei V^0-Zerfällen die invariante Masse des $\pi\pi$- bzw. $p\pi$-Paares zur Identifikation echter Zerfälle. Eine solche Möglichkeit besteht bei hadronischen Wechselwirkungen nicht, so daß besonderes Augenmerk auf die Reduktion des kombinatorischen Untergrundes gerichtet werden muß.
Für die Rekonstruktion hadronischer Vertizes werden Spuren selektiert, die folgende Anforderungen erfüllen:

- Die Spur darf von dem Hauptrekonstruktionsprogramm DELANA nicht dem primären Ereignisvertex zugeordnet worden sein. Weiterhin darf die Spur nicht bereits als auslaufende Spur einer Photon-Konversion oder eines V^0-Zerfalls rekonstruiert worden sein.

- Um eine vernünftige Bestimmung der Spurparameter zu gewährleisten, muß die gemessene Spurlänge mindestens 30 cm betragen. Für die Unsicherheit der Energie wird $\Delta E/E$ <0.5 verlangt.
- Die Impaktparameter in $R\phi$ und z (Definition siehe Abschnitt 4.3) relativ zum primären Ereignisvertex müssen größer als 2 mm sein. Dadurch werden Spuren ausgewählt, die mit hoher Wahrscheinlichkeit nicht in der primären Reaktion produziert wurden.

Nach dieser Spurselektion werden alle möglichen Paare der ausgewählten Kandidaten betrachtet. Dabei wird mit Paaren entgegengesetzter Ladung und den größten Transversalimpulsen begonnen. Um einen Startwert für die Anpassung der Koordinaten des Reaktionsvertex zu erhalten, werden die Schnittpunkte der beiden Spuren in der $R\phi$-Ebene bestimmt. Hierbei werden die Projektionen der Spuren auf diese Ebene als Kreise behandelt. Existiert kein Schnittpunkt, wird die Paarung verworfen. Bei zwei Schnittpunkten wird derjenige gewählt, für den der Abstand der beiden Spuren in z-Richtung kleiner ist. Dieser darf weiterhin 1.5 cm nicht überschreiten. Mit diesem vorläufigen Vertex werden die Spurparameter der beiden Spuren optimiert. Im Rekonstruktionsprogramm DELANA werden die Spuren zur Berechnung der Spurparameter durch alle Materielagen hindurch zum Primärvertex extrapoliert, wobei Korrekturen aufgrund von Vielfachstreuung und Energieverlust angebracht werden. Dies ist das korrekte Vorgehen für Spuren, die innerhalb der Strahlröhre erzeugt wurden, dem ersten Materiezylinder. Hierzu gehören Teilchen, die direkt am Primärvertex erzeugt wurden oder aus Zerfällen mit kurzer Lebensdauer stammen. Für Teilchen, die erst nach Durchqueren von Materie erzeugt wurden, z.B. in der Außenwand der TPC, werden die Spurparameter offensichtlich verfälscht. Daher werden hier die Spurparameter anhand des ungefähren Wechselwirkungspunktes neu bestimmt, wobei nur die tatsächlich passierte Materie berücksichtigt wird. Mit diesen optimierten Spurparametern sowie dem vorläufigen Vertex als Startpunkt wird eine χ^2-Anpassung der Spuren an einen gemeinsamen Vertex in drei Dimensionen vorgenommen. Diese Anpassung liefert als Ergebnis:

- die Koordinaten des Sekundärvertex mit Kovarianzmatrix,
- die Spurparameter θ, ϕ, κ der Spuren am gemeinsamen Vertex (die Impaktparameter ϵ und Z sind nach Definition gleich Null) sowie deren Kovarianzmatrix und
- den χ^2-Wert der Anpassung.

Mit den angepaßten Spurparametern werden die kartesischen Impulse der Spuren am Vertex sowie deren Summe berechnet. Mit Hilfe der Kovarianzmatrix der Vertex-Koordinaten lassen sich die Unsicherheiten σ_R und σ_ϕ auf die radiale bzw. azimuthale Position bestimmen. Anschließend werden zur Unterdrückung zufälliger Kombinationen folgende Schnitte angebracht:

- Die χ^2-Wahrscheinlichkeit der Anpassung muß größer als 2% sein: $P(\chi^2) > 2\%$.

- Der Abstand in z-Richtung der Spuren (bestimmt mit den ursprünglichen, nicht an den gemeinsamen Vertex angepaßten Parametern) am Vertex muß kleiner als 5 mm sein.

- Der radiale Abstand zwischen dem Sekundärvertex und dem Primärvertex muß mindestens 20 Standardabweichungen betragen. Der Radius des rekonstruierten Vertex darf maximal zwei Standardabweichungen kleiner als 4.5 cm sein (die Strahlröhre befindet sich bei einem Radius von ca. 5 cm). Mit diesen Schnitten wird, zusätzlich zu den Kriterien bei der Spurselektion, verhindert, daß Spuren vom primären Ereignisvertex oder aus Zerfällen kurzlebiger Teilchen hadronischen Wechselwirkungen zugeordnet werden.

- Der erste gemessene Punkt der Spuren darf in radialer Richtung maximal fünf Standardabweichungen vor dem rekonstruierten Wechselwirkungspunkt liegen.

- Die Positionen in ϕ des Vertex und der zum Radius des Vertex extrapolierten Spuren müssen näher als 11.5° zusammen liegen: $\Delta\phi = \phi_{SV} - \phi_{Spur} < 11.5°$. Damit werden zufällige Kombinationen von Teilchen unterdrückt, die nicht aus der gleichen Hemisphäre stammen, d.h. sich voneinander weg bewegen.

- Der Winkel zwischen dem Gesamtimpuls der Teilchen am Vertex und der Verbindungslinie zwischen Primär- und Sekundärvertex muß größer als 1.15° sein. Damit soll die Rekonstruktion verbleibender V^0-Zerfälle verhindert werden. Diese Zerfälle weisen Winkel nahe bei Null auf[1], da die Bahn des zerfallenden, neutralen Teilchens im Magnetfeld nicht gekrümmt wird. Bei hadronischen Reaktionen ist dies nicht der Fall. Zum einen ist das einlaufende Teilchen wesentlich häufiger geladen als neutral[2] und weist somit eine Krümmung auf. Zum anderen ist mit einem Paar auslaufender, geladener Teilchen die Wechselwirkung in den seltensten Fällen vollständig rekonstruiert, da zusätzliche Teilchen produziert werden können.

Spurpaare, die all diese Anforderungen erfüllen, werden akzeptiert. Bis hierher wurden jedoch nur Paare von Spuren betrachtet. Um auch die Rekonstruktion von Wechselwirkungen mit mehr als zwei auslaufenden geladenen Teilchen zu ermöglichen, wird der Algorithmus folgendermaßen ergänzt: Wenn eine der Spuren des betrachteten Paares bereits einem Vertex zugeordnet wurde, wird nicht die eben beschriebene Prozedur durchgeführt, sondern es wird überprüft, ob die zweite Spur ebenfalls dem bereits rekonstruierten Vertex zugeordnet werden kann. Dazu wird der Punkt der nächsten Annäherung der Spur zum Vertex berechnet. Dies geschieht mit den für den Ort des Vertex optimierten Spurparametern. Der Abstand dieses Punktes zum Vertex muß in der $R\phi$-Ebene und in der z-Projektion kleiner als 6 mm sein. Die ϕ-Position der Spur am Radius des Vertex darf

[1] Die Abweichung von Null kommt durch die Fehler bei der Vertex- und Spurrekonstruktion zustande.

[2] Pionen sind die Teilchen, die in multihadronischen Ereignissen mit der höchsten Multiplizität erzeugt werden. Da die neutralen Pionen mit sehr kurzer Lebensdauer fast ausschließlich in zwei Photonen zerfallen, verursachen sie keine hadronischen Wechselwirkungen.

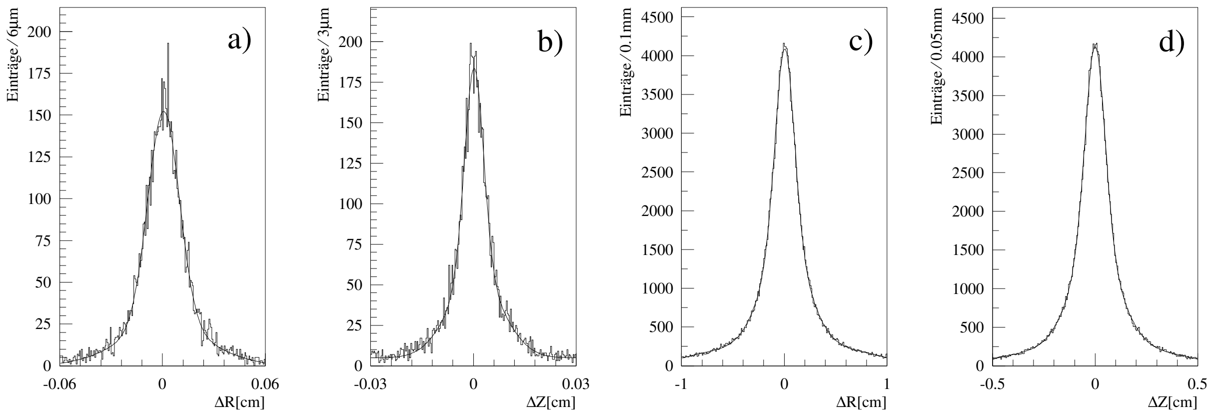


Abbildung 5.1: *Die bei der Rekonstruktion hadronischer Wechselwirkungspunkte erzielten Auflösungen in R und Z für Reaktionen in der Strahlröhre (a und b) bzw. $R > 20$ cm (c und d). Die Anpassung erfolgte jeweils mit zwei Gauß-Funktionen. Die Breiten betragen: a) $\sigma_1 = 92$ µm, $\sigma_2 = 261$ µm; b) $\sigma_1 = 28$ µm, $\sigma_2 = 78$ µm; c) $\sigma_1 = 0.91$ mm, $\sigma_2 = 2.2$ mm; d) $\sigma_1 = 0.48$ mm, $\sigma_2 = 1.2$ mm.*

ebenfalls nicht mehr als um 11.5° von der Vertexposition abweichen, und der erste gemessene Punkt darf maximal fünf Standardabweichungen in radialer Richtung vor dem Vertex liegen. Sind diese Anforderungen erfüllt, wird mit dieser Spur und den bereits dem Vertex zugeordneten Spuren die bereits angesprochene χ^2-Anpassung vorgenommen. Wenn die χ^2-Wahrscheinlichkeit größer als 1% ist[3], wird die Spur zusätzlich dem Vertex zugeordnet.

Aus den Impulsen der vom Vertex auslaufenden Teilchen sowie den Koordinaten von Primär- und Sekundärvertex wird dann der Impulsvektor eines Pseudoteilchens definiert, um eine Abschätzung für die Parameter des einlaufenden Teilchens zu erhalten. Die erzielte Auflösung der Vertexposition hängt stark vom Ort der Wechselwirkung ab. Sie ist am besten für Reaktionen, die in der Strahlröhre stattfanden, da den Spuren dann Punkte des Vertexdetektors zugeordnet werden können. Dies erlaubt eine sehr präzise Vertexrekonstruktion, wie in Abbildung 5.1 zu sehen ist. In multihadronischen Z^0-Ereignissen werden im Mittel 0.42 hadronische Wechselwirkungen pro Ereignis rekonstruiert (Datensatz 94C). In Abbildung 5.2 sind die rekonstruierten Vertexpositionen in der Rz-Projektion aufgetragen. Aufgrund der sehr guten Auflösung ist die Materieverteilung des Detektors vor den Spurkammern detailliert zu erkennen. Zum Vergleich sind die vom Programmpaket ELEPHANT [75] rekonstruierten Konversionspunkte von Photonen gezeigt. Die Auflösung ist hier jedoch wesentlich schlechter. Dies liegt daran, daß das e^+e^--Paar mit dem Öffnungswinkel Null erzeugt wird, die Spuren sich also nicht schneiden, sondern nur tangieren. Außerdem ist bei Elektronen die Wahrscheinlichkeit für die Abstrahlung von Photonen aufgrund der geringen Masse sehr hoch, was die Bestimmung der Spur-

[3]Die χ^2-Wahrscheinlichkeit hängt neben dem χ^2-Wert auch von der Anzahl der Freiheitsgrade der Anpassung ab. Diese ergibt sich für eine Sekundärvertexanpassung mit N Spuren folgendermaßen: Anzahl zu variierender Parameter: $5{\cdot}N$ Spurparameter; Anzahl zu bestimmender Parameter: 3 Vertexkoordinaten $+\ 3{\cdot}N$ Spurparameter (θ, ϕ, κ) am Vertex. Die Anzahl der Freiheitsgrade ist somit $5{\cdot}N-3-3{\cdot}N = 2{\cdot}N-3$.

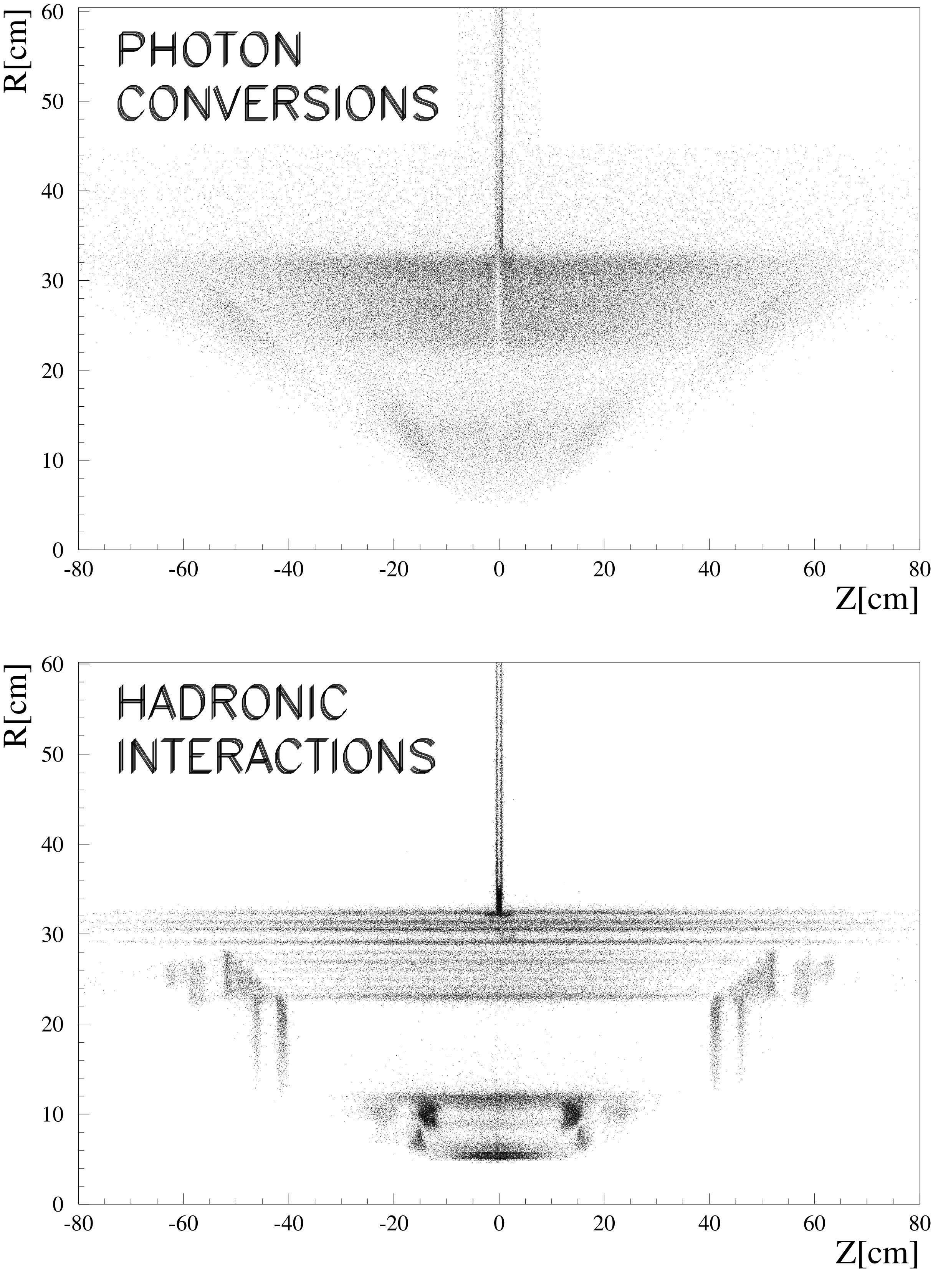


Abbildung 5.2: *Photon-Konversionen (oben) und hadronische Wechselwirkungen (unten) in der Rz-Projektion. Der Vertexdetektor, der Innere Detektor, die Innenwände der* TPC *sowie deren Mittelplatte sind deutlich zu erkennen.*

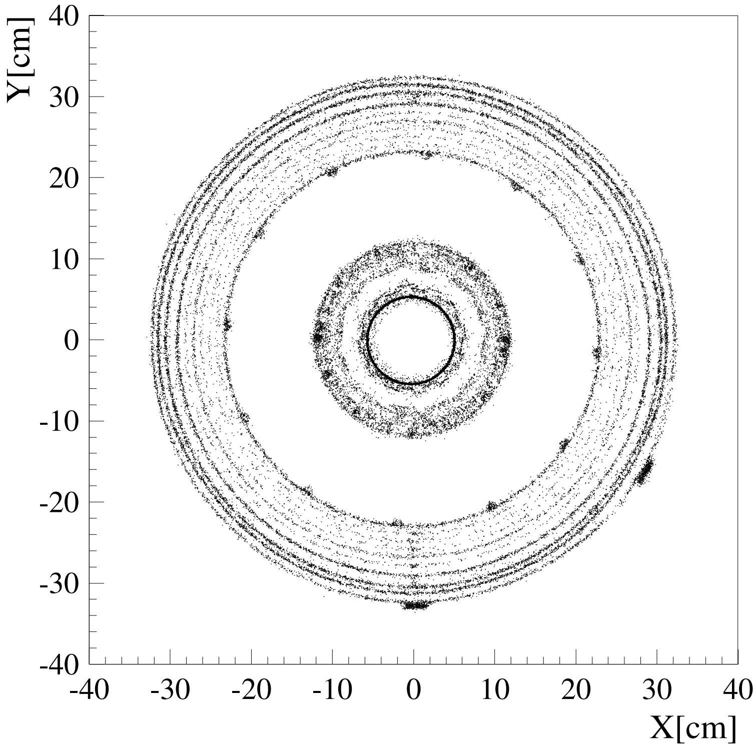


Abbildung 5.3: *Hadronische Wechselwirkungen in der $R\phi$-Projektion. Details sind deutlich zu erkennen. So werden z.B. die beiden „Materieflecken“ bei $R \approx 33$ cm ($x = 0, y = -33$ cm bzw. $x = 28, y = -16$ cm) durch an der Innenwand des Feldkäfigs der* TPC *aufgelötete Widerstandsketten verursacht.*

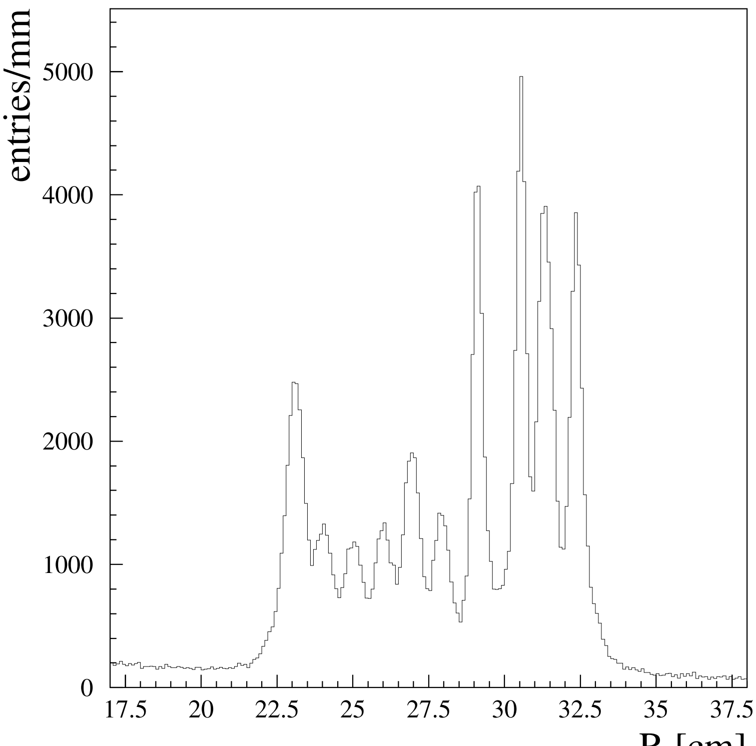


Abbildung 5.4: *Hadronische Wechselwirkungen in Abhängigkeit vom Radius aufgetragen. Deutlich ist die Materieverteilung des Inneren Detektors (ca. 22-28.5 cm) und der* TPC *(ca. 28.5-33 cm) zu erkennen. Die Auflösung im Bereich des Inneren Detektors wird dadurch beeinträchtigt, daß dieser Detektor im* DELPHI-*Koordinatensystem nicht zentriert ist. Da der Innere Detektor wichtige Informationen für den schnellen T1-Trigger liefert, ist eine Zentrierung relativ zur Strahlachse vorteilhaft.*

parameter erschwert. In den Abbildungen 5.3 und 5.4 sind die Orte hadronischer Wechselwirkungen in der $R\phi$-Projektion bzw. in Abhängigkeit vom Radius aufgetragen. Die bei der Rekonstruktion hadronischer Wechselwirkungen erzielte Reinheit läßt sich nahezu vollständig aus den Daten bestimmen. Dazu wird an die Häufigkeitsverteilung der Vertizes in Abhängigkeit von R (Abbildung 5.4) eine Funktion angepaßt, die das „Signal", die Reaktionen in den Materielagen, und den „Untergrund" an Fehlkombinationen parametrisiert. Für den kombinatorischen Untergrund wird ein Polynom ersten Grades verwendet. Die Anhäufungen in den Materielagen werden durch eine Summe aus Gauß-Funktionen beschrieben. Lediglich die Reinheit in den Gebieten, wo kaum echte Wechselwirkungen stattfinden (zwischen den Detektoren, innerhalb der gasgefüllten Driftkammern ...) wird der Simulation entnommen. Für den Bereich $|\cos\theta| < 0.7$ und 20 cm $< R < 35$ cm erhält man eine Reinheit von etwa 94%. Die Effizienz beträgt im Mittel etwa 60%.

Der beschriebene Algorithmus ist an verschiedenen Stellen der DELPHI-Analysekette implementiert (siehe Abschnitt 3.2.6). In dem Rekonstruktionsprogramm DELANA werden die Spuren aus hadronischen Wechselwirkungen markiert, die nach dem Vertexdetektor oder dem Inneren Detektor stattfanden, um eine falsche Zuordnung von weiter innen liegenden Spurpunkten (VD, ID) zu verhindern. Während der SHORT-DST-Produktion werden die Wechselwirkungen rekonstruiert, und die Struktur auf dem DST wird so verändert, daß die neu erzeugten Pseudoteilchen jedermann zur Verfügung stehen. Die auslaufenden Teilchen sind als solche markiert, ihre vollständige Information ist nach wie vor auf dem SHORT-DST enthalten.

Die sehr gute Auflösung der Vertexbestimmung wird für eine präzise Bestimmung der Position der Strahlröhre benutzt.

5.3 Vollständige Rekonstruktion

In dem vorigen Abschnitt wurde beschrieben, wie eine hadronische Wechselwirkung in dem Material des Detektors anhand der auslaufenden Reaktionsprodukte rekonstruiert wird. Darüber hinaus besteht die Möglichkeit, die Wechselwirkung vollständig zu rekonstruieren, wenn ein einlaufendes geladenes Teilchen bereits Spuren im Detektor hinterlassen hat, die eine teilweise oder vollständige Bestimmung seiner Spurparameter zulassen. Dies kann der Fall sein, wenn die Wechselwirkung außerhalb des Vertexdetektors oder des Inneren Detektors stattfand. Das die Reaktion verursachende Teilchen kann dann als VD- oder IDVD-Spur rekonstruiert worden sein (siehe Abschnitt 4.4). In diesem Schritt wird nach VD- und IDVD-Spuren gesucht, die auf einen rekonstruierten hadronischen Vertex zeigen. Dazu wird jede VD/IDVD-Spur mit jedem Vertex kombiniert und überprüft, ob folgende Anforderungen erfüllt werden:

- Am Punkt der nächsten Annäherung der VD/IDVD-Spur an den Vertex muß der Abstand in ϕ kleiner als $1.7°$ sein (Abbildung 5.5).
- Der Endpunkt der VD/IDVD-Spur darf in radialer Richtung maximal fünf Standardabweichungen hinter dem rekonstruierten Vertex liegen.

- Für VD/IDVD-Spuren, die z-Information besitzen (siehe Abschnitt 4.4), muß der Abstand in z-Richtung am Punkt der nächsten Annäherung kleiner als 1.2 cm sein.

- Für VD/IDVD-Spuren, die lediglich Spurparameter in $R\phi$ aufweisen, wird überprüft, ob der Sekundärvertex in dem Polarwinkelbereich liegt, der durch die VD-Module abgedeckt wird, in denen die Spur rekonstruiert wurde.

Eine VD/IDVD-Spur, die mit einem hadronischen Vertex diese Kriterien erfüllt, wird als einlaufende Spur klassifiziert. Für VD/IDVD-Spuren ohne z-Information wird θ aus den Koordinaten von Primär- und Sekundärvertex bestimmt:

$$\theta = \arctan \frac{S_{R\phi}}{z_{SV} - z_{PV}}. \tag{5.1}$$

Dabei ist $S_{R\phi}$ die Bogenlänge der VD/IDVD-Spur in der $R\phi$-Ebene. Hiermit läßt sich die z-Komponente des Impulses bestimmen, was die Spurinformation der VD/IDVD-Spur in drei Dimensionen vervollständigt.
Abbildung 5.6 zeigt ein Beispiel einer vollständig rekonstruierten hadronischen Wechselwirkung. Die Reaktion fand in einer Wand der TPC statt. Es wurden zehn geladene Spuren rekonstruiert, die dem Vertex zugeordnet wurden. Die Extrapolation der Spuren zeigt, daß sie nicht vom Primärvertex stammen können. Aus den davor liegenden Treffern im Vertexdetektor (3 in $R\phi$, 2 in Rz) wurde eine VD-Spur rekonstruiert (IDVD-Spur in dem mit dem neueren Spuralgorithmus gewonnenen Datensatz 94C), die genau auf den Wechselwirkungspunkt zeigt. Das die Reaktion verursachende Teilchen war also geladen. Der Impuls betrug ca. 15 GeV. Deutlich ist zu sehen, daß aufgrund der Beteiligung eines Kerns an der Reaktion die Ladung am Vertex nicht erhalten sein muß. Sieben der zehn Teilchen sind positiv geladen, jedoch nur drei negativ. Das einlaufende Teilchen wurde mit negativer Ladung rekonstruiert. Allerdings ist der Fehler der Impulsmessung bei dieser

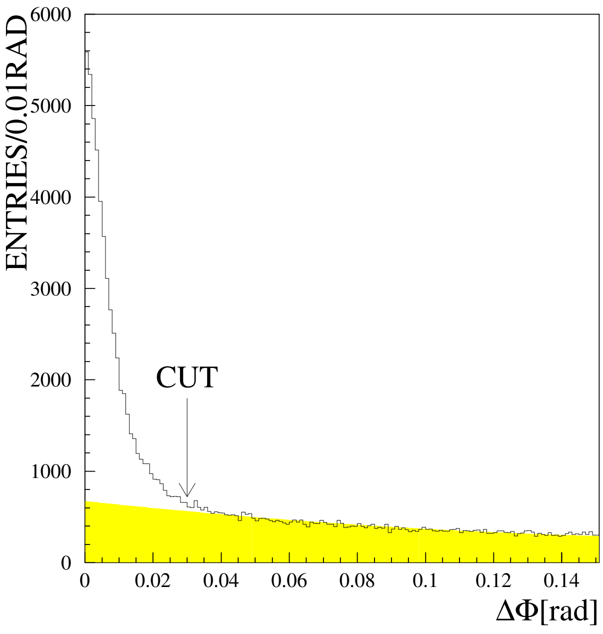


Abbildung 5.5: *Die Differenz des Azimuthwinkels zwischen rekonstruierten hadronischen Wechselwirkungspunkten und* VD*-Spuren am Punkt des kleinsten Abstands in den Daten. Der Beitrag der zufälligen, falschen Kombinationen (schattiertes Histogramm) wurde durch Anpassung einer Gauß-Funktion für das „Signal" und eines Polynoms zweiten Grades für den „Untergrund" abgeschätzt. Der Schnitt* $\Delta\phi < 0.03$ *rad* $\approx$ *1.7° wurde gewählt, um eine Effizienz von* $\approx$ *100% zu erreichen. Man beachte, daß nur ein kleiner Ausschnitt des möglichen Intervalls* $0 < \Delta\phi < \pi$ *gezeigt ist, der Anteil der Fehlkombinationen also sehr gering ist.*

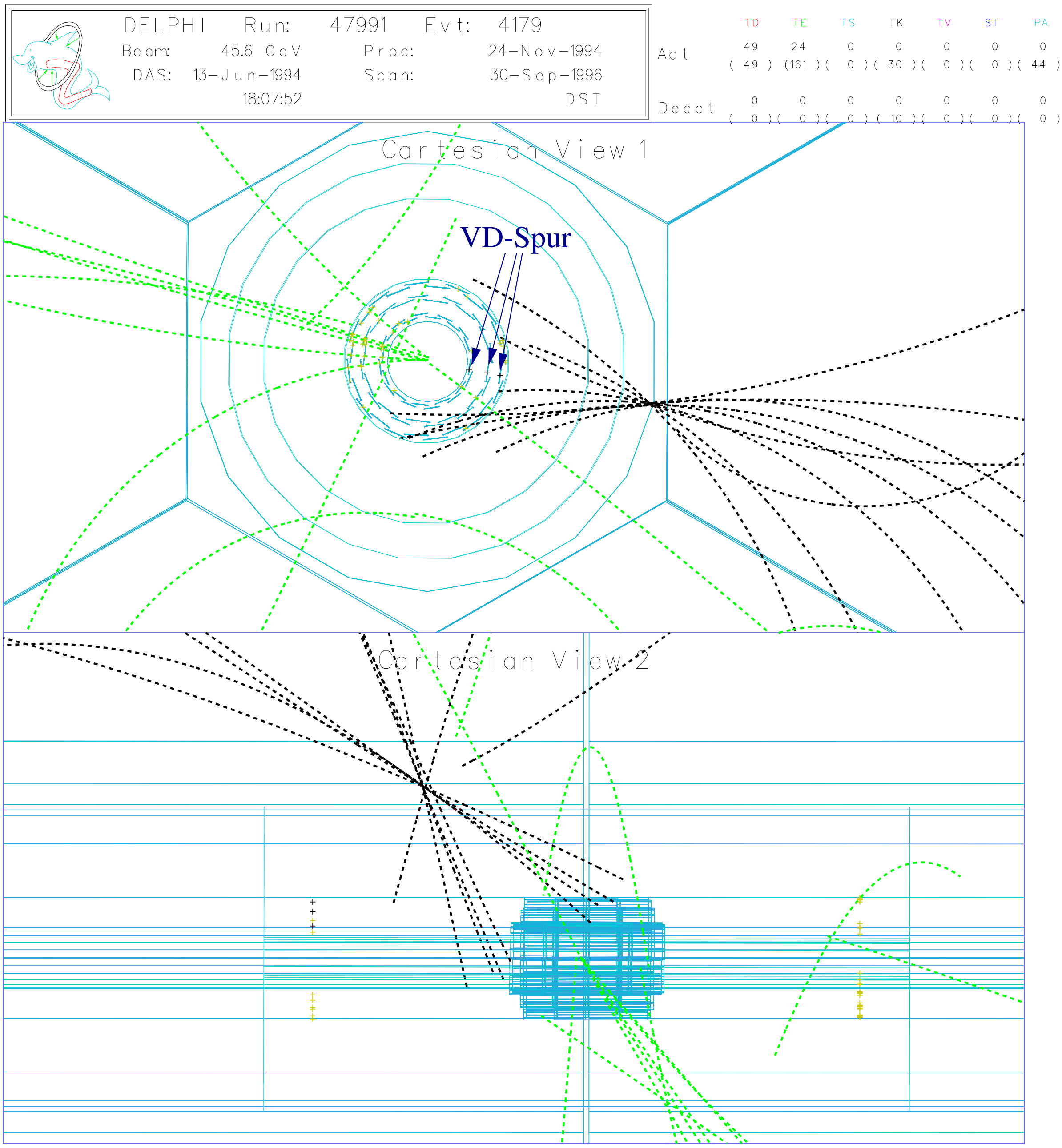


Abbildung 5.6: *Eine vollständig rekonstruierte hadronische Wechselwirkung im* DELPHI-*Detektor in der xy- und zx-Projektion (Erläuterungen im Text, Seite 70). Zwischen Primärvertex und hadronischem Vertex sind die Treffer in jeder Lage des Vertexdetektors der einlaufenden Spur zu sehen (durch Pfeile markiert).*

hohen Energie aufgrund der kurzen meßbaren Spurlänge sehr groß, so daß die Möglichkeit einer falschen Bestimmung des Ladungsvorzeichens besteht.

Mit den beschriebenen Methoden werden in multihadronischen Ereignissen im Mittel etwa 0.08 hadronische Wechselwirkungen vollständig rekonstruiert (Datensatz 94C2). Die erzielte Reinheit beträgt dabei $\gtrsim 99\%$, die Rekonstruktion erfolgt also nahezu völlig untergrundfrei.

6

$\Sigma^{\pm}$-Produktion in multihadronischen Z^0-Ereignissen

6.1 Einführung

Die Beschreibung der Produktion von Hadronen in der nicht perturbativ zugänglichen Fragmentationsphase ist auf phänomenologische Modelle angewiesen (Abschnitt 2.3.3). Diese Modelle sollen in der Lage sein, die Erzeugung von Mesonen und Baryonen mit unterschiedlichen Eigenschaften wie Quarkinhalt, Masse und Spin zu erklären bzw. vorherzusagen. Die in den Modellen für die Produktion der verschiedenen Sorten an Hadronen verantwortlichen Prozesse (z.B. Diquark-Produktion zur Erzeugung von Baryonen) werden quantitativ durch Parameter bestimmt, die an experimentelle Ergebnisse angepaßt werden. Oft lassen sich Grenzen für die Parameter aus physikalischen Prinzipien ableiten. Die Produktion von Hadronen soll möglichst detailliert beschrieben werden, d.h. die absolute Rate ebenso wie differentielle Wirkungsquerschnitte. Von besonderem Interesse ist oft dessen Abhängigkeit vom Impuls des betrachteten Hadrons. Weitere wichtige Informationen liefern Korrelationen zwischen Hadronen, beispielsweise Baryon-Baryon-Korrelationen. Aus diesen Gründen sind Messungen der Produktionsraten verschiedener Hadronen unerläßlich für die Konstruktion der phänomenologischen Modelle und die Anpassung der darin enthaltenen Parameter.

In der hier vorgestellten Analyse wurde der inklusive, differentielle Produktionswirkungsquerschnitt des Σ^--Baryons gemessen[1]. Die Σ-Hyperonen[2] Σ^+ (uus), Σ^0 (uds) und Σ^- (dds) bilden ein Isospin-Triplett im Baryonen-Oktett mit den Quantenzahlen $I(J^P) = 1(\frac{1}{2}^+)$. Das leichte Quarkpaar (uu, ud, dd) befindet sich dabei in einem Spin 1-Zustand. Die wichtigsten Eigenschaften sind in Tabelle 6.1 zusammengestellt.
Der Zerfall des Σ^0 erfolgt elektromagnetisch in ein Λ-Baryon und ein Photon. Die Lebensdauer ist so kurz, daß der Zerfall praktisch am primären Ereignisvertex stattfindet. Aufgrund der geringen Massendifferenz der beteiligten Baryonen, $\Delta m = m_{\Sigma^0} - m_\Lambda \approx 77$ MeV,

[1] Wenn nicht explizit anders erwähnt, sind die Antiteilchen stets eingeschlossen.
[2] Als Hyperonen werden Baryonen bezeichnet, die ein oder mehrere s-Quarks enthalten.

Zustand	m in MeV/c^2	τ in s	$c\tau$ in cm	Zerfall
Σ^+	1189.37±0.07	(0.799±0.004)×10^{-10}	2.396	pπ^0 (≈ 52%) nπ^+ (≈ 48%)
Σ^0	1192.55±0.08	(7.4±0.7)×10^{-20}	2.22×10^{-9}	$\Lambda\gamma$ (≈ 100%)
Σ^-	1197.436±0.033	(1.479±0.011)×10^{-10}	4.434	nπ^- (≈ 100%)

Tabelle 6.1: *Eigenschaften der Σ-Baryonen. Alle Angaben wurden [4] entnommen.*

weist das Photon auch im Laborsystem eine sehr geringe Energie auf. Konvertiert das Photon im Detektormaterial, läßt es sich mit hoher Präzision rekonstruieren. Durch Kombination mit rekonstruierten Λ-Zerfällen läßt sich der Zerfall $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ dann nachweisen [73,74,76,77]. Der Nachweis des schwach zerfallenden Σ^+ im Kanal $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$ gelang ebenfalls [76]. Ein Proton, das aufgrund der signifikanten Flugstrecke des Σ^+ ($c\tau \approx 2.4$ cm) vor dem Zerfall nicht vom Primärvertex stammt, wird mit einem neutralen Pion kombiniert. Dieses wird durch den Zerfall in zwei Photonen nachgewiesen.

Die Rekonstruktion des schwachen Zerfalls $\Sigma^- \rightarrow \mathrm{n}\pi^-$ anhand der Zerfallsteilchen ist praktisch nicht durchführbar, da ein Neutron lediglich durch Energieschauer im Hadronkalorimeter nachgewiesen werden kann. Aufgrund der schlechten Energieauflösung und der unzureichenden Ortsinformation liefert dies jedoch keine ausreichend guten Spurparameter, die eine Bestimmung des Schnittpunktes mit dem geladenen Zerfallspion erlauben. Daher wird hier eine Methode zur Rekonstruktion dieses Zerfalls angewendet, die auf der langen Lebensdauer des Σ^- basiert. Die mittlere Flugstrecke $\langle l \rangle = \langle \beta\gamma c\tau \rangle$, mit $c\tau$=4.43 cm, kann ausreichen, daß ein Σ^- (dies gilt in vermindertem Maße auch für Σ^+-Zerfälle) selbst eine meßbare Spur im Detektor hinterläßt, die die Bestimmung der Spurparameter erlaubt. Findet der Zerfall außerhalb des Vertexdetektors oder des Inneren Detektors statt, kann eine Rekonstruktion als VD- oder IDVD-Spur erfolgt sein. Bei einem Zerfall innerhalb der TPC besteht die Möglichkeit einer Rekonstruktion in der Standard-Spursuche[3]. Im Detektor zeigen sich dann zwei Spuren, die einen gemeinsamen Schnittpunkt haben und an diesem einen „Knick“ aufweisen, wobei die eine Spur nur davor, die andere nur dahinter vermessen ist. Andere Zerfälle mit einem einlaufenden und auslaufenden geladenen Teilchen sind z.B. $\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$, $\mathrm{K}^\pm/\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm\nu_\mu$. Die gleiche Signatur weisen auch die in Abschnitt 5 bereits angesprochenen elastischen oder inelastischen Wechselwirkungen im Detektormaterial auf.

Im folgenden Abschnitt wird der Algorithmus zur Rekonstruktion dieser Topologie beschrieben, anschließend die Analyse zur Messung des inklusiven Σ^--Wirkungsquerschnitts.

[3] Um ein verwertbares Spurelement in der TPC zu erzeugen, muß der Zerfall in einem radialen Abstand von ca. 50 cm oder mehr erfolgen.

6.2 Rekonstruktion von Spuren mit „Knick“

Zur Rekonstruktion der Topologie zweier Spuren, die sich an einem gemeinsamen Knickpunkt schneiden, werden folgende Anforderungen an die Kandidaten für die auslaufende Spur gestellt:

- Die gemessene Spurlänge muß größer als 30 cm sein und es muß $\Delta E/E < 1$ gelten.
- Die Spur darf keine Spurpunkte in den ersten beiden Lagen des Vertexdetektors aufweisen.
- Die Spur darf nicht bereits als sekundäre Spur aus einer Photon-Konversion, einem V^0-Zerfall oder einer hadronischen Wechselwirkung klassifiziert worden sein.

Diese Kandidaten werden dann mit den verbleibenden Spuren des Ereignisses kombiniert, um einen gemeinsamen Schnittpunkt zu suchen. Die Kandidaten für die einlaufenden Teilchen dürfen dabei nicht als einlaufende Teilchen einer vollständig rekonstruierten hadronischen Wechselwirkung klassifiziert worden sein (Abschnitt 5.3), und der erste gemessene Punkt darf nicht außerhalb der mittleren Lage des Vertexdetektors liegen. In der $R\phi$-Ebene werden die Schnittpunkte der Spuren und die optimierten Spurparameter für die entsprechenden Radien bestimmt. Die weitere Vorgehensweise hängt davon ab, ob alle fünf Spurparameter der einlaufenden Spur bestimmt sind, oder nur die drei Parameter in der $R\phi$-Ebene. Letzteres kann für VD- und IDVD-Spuren der Fall sein (vgl. Abschnitt 4.4).

Liegen alle Spurparameter vor, wird folgendermaßen verfahren: Von den zwei Kreisschnittpunkten in der $R\phi$-Ebene wird derjenige gewählt, an dem die beiden Spuren den kleineren Abstand in z-Richtung aufweisen. Dieser muß weiterhin kleiner als 3 cm sein. Mit den optimierten Spurparametern und dem Kreisschnittpunkt als Startwert wird eine χ^2-Anpassung an einen gemeinsamen Vertex durchgeführt. Der erste gemessene Punkt der auslaufenden Spur darf maximal drei Standardabweichungen in radialer Richtung vor dem Vertex liegen, der letzte gemessene Punkt der einlaufenden Spur maximal drei Standardabweichungen dahinter. Um zufällige Kombinationen von Spuren aus gegenüberliegenden Hemisphären zu verhindern, muß für die Azimuthwinkel der zum Radius des Vertex extrapolierten Spuren gelten: $|\phi_{ein} - \phi_{Vertex}| < 11.5°$, $|\phi_{aus} - \phi_{Vertex}| < 11.5°$. Der gemessene Impuls des auslaufenden Teilchens darf den des einlaufenden um höchstens 10% übersteigen. Ein Schnitt auf die χ^2-Wahrscheinlichkeit der Vertexanpassung wird erst später durchgeführt, individuell für die jeweilige Anwendung.

Wenn die einlaufende Spur lediglich Spurinformation in der $R\phi$-Ebene enthält, werden zuerst die beiden Kreisschnittpunkte auf ihre Konsistenz mit den beiden Spuren überprüft. Der erste gemessene Punkt der auslaufenden Spur darf in radialer Richtung maximal 3 cm vor dem Schnittpunkt liegen, der Endpunkt der einlaufenden Spur maximal 1 cm dahinter. Anhand der z-Koordinate der auslaufenden Spur am Schnittpunkt und der Modulgeometrie des Vertexdetektors wird die räumliche Lage des Schnittpunktes überprüft.

Die zum Radius des Schnittpunktes extrapolierten Spuren müssen in azimuthaler Richtung nahe am Vertex liegen. Erfüllen beide Schnittpunkte diese Anforderungen, so wird derjenige mit dem kleineren Radius gewählt. Der Schnittpunkt erhält die z-Koordinate der auslaufenden Spur an diesem Punkt. Die fehlenden Spurparameter können dann zur Vervollständigung der Rekonstruktion in drei Dimensionen bestimmt werden, wobei angenommen wird, daß die Spur in der Rz-Projektion keinen Abstand zum Hauptvertex aufweist. Der Polarwinkel ergibt sich dann aus:

$$\theta = \arctan \frac{S_{R\phi}}{Z_{SV} - Z_{PV}}. \tag{6.1}$$

Dabei ist $S_{R\phi}$ die Bogenlänge der einlaufenden Spur in der $R\phi$-Ebene vom Primär- bis zum Sekundärvertex und Z_{PV}, Z_{SV} deren z-Koordinaten. Mit der Kenntnis des Polarwinkels lassen sich jetzt auch die Parameter in der $R\phi$-Ebene verbessern. Da der Vertexdetektor nicht mit einer Genauigkeit, die seiner Auflösung vergleichbar ist, positionierbar ist, verlaufen die Streifen nicht exakt parallel zur z-Achse. Daher hängt die genaue Position einer $R\phi$-Koordinate von der z-Koordinate ab und somit vom Polarwinkel der Spur. Mit den verbesserten Koordinaten werden die $R\phi$-Spurparameter erneut bestimmt. Hiermit wird die Position des gewählten Schnittpunktes verbessert und die Berechnung des Polarwinkels gemäß Gleichung (6.1) wiederholt. Der Betrag und die z-Komponente des Impulses

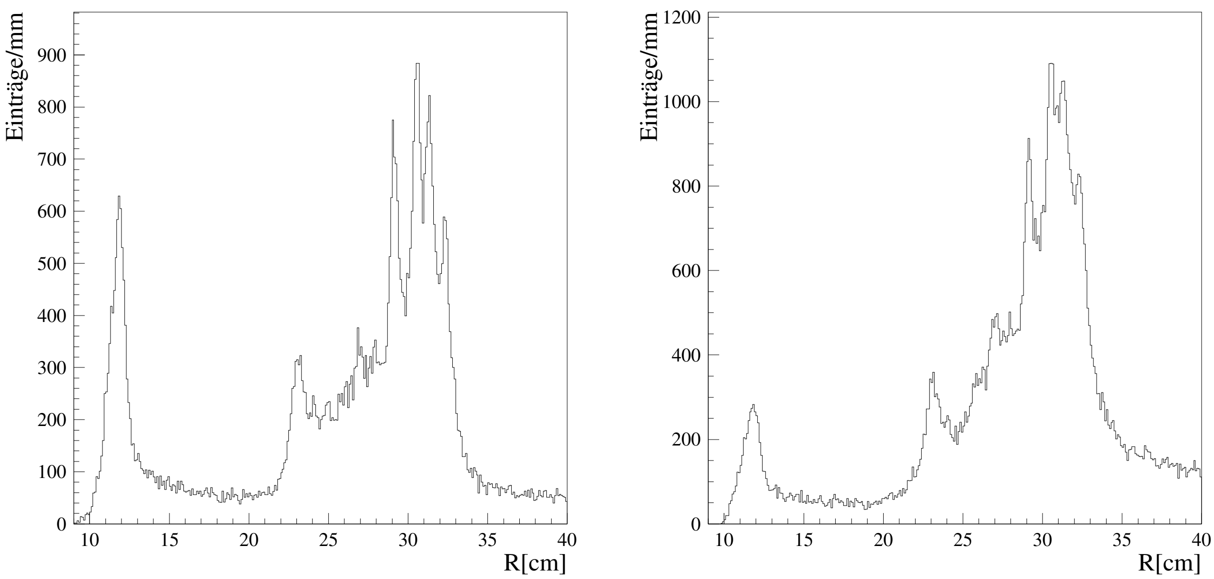


Abbildung 6.1: *Rekonstruierte Knickpunkte in Abhängigkeit von R aufgetragen. Die einlaufende Spur war dabei als* VD- *oder* IDVD-*Spur rekonstruiert worden, links mit kompletter Spurinformation, rechts lediglich mit den Spurparametern in der $R\phi$-Ebene. In beiden Fällen zeichnet sich die radiale Materieverteilung des Detektors vor der* TPC *deutlich ab. Die beiden Verteilungen weisen Unterschiede der relativen Beiträge für $R < 15$ cm (ausschließlich rekonstruiert mit* VD-*Spuren) bzw. $R > 20$ cm (*VD- *und* IDVD-*Spuren, wobei der Beitrag letzterer dominiert) auf. Der Grund hierfür ist, daß der Anteil der Spuren mit zwei oder mehr Vertexdetektorpunkten für* VD-*Spuren deutlich größer ist als für* IDVD-*Spuren (siehe Abschnitt 4.4).*

der einlaufenden Spur ergeben sich dann aus $p_z = p_T/\tan\theta$ und $p = \sqrt{p_T^2 + p_z^2}$, mit p_T dem aus der Spuranpassung bekannten Transversalimpuls.

In Abbildung 6.1 ist die Häufigkeit der rekonstruierten Knickpunkte in Abhängigkeit vom Radius aufgetragen. Daraus ist ersichtlich, daß hauptsächlich elastische oder inelastische Wechselwirkungen im Detektormaterial Ereignisse dieser Topologie hervorrufen. Die Materieverteilung außerhalb des Vertexdetektors ist deutlich zu erkennen. Diese Wechselwirkungen stellen Untergrund bei der Rekonstruktion von Zerfällen dar, welche die gleiche Topologie aufweisen.

6.3 Rekonstruktion des Zerfalls $\Sigma^{\pm} \to n\pi^{\pm}$

Mit dem im vorigen Abschnitt beschriebenen Algorithmus können neben hadronischen Wechselwirkungen im Detektormaterial auch Zerfälle rekonstruiert werden, die eine ähnliche Topologie aufweisen. Dies sind Zerfälle des Typs $X^{\pm} \to Y^{\pm} + N$, wobei die mittlere Flugstrecke des zerfallenden Teilchens so groß sein muß, daß es sichtbare Signale im Detektor hinterläßt. Ein Nachweis als VD- oder IDVD-Spur ist dann möglich. Findet der Zerfall erst weit in der TPC statt, kann die einlaufende Spur auch bereits in der Standard-Spurrekonstruktion bestimmt worden sein.
Diese Voraussetzungen sind insbesondere für die Zerfälle $\Sigma^{\pm} \to n\pi^{\pm}$ ($c\tau^{+} \approx 2.40$ cm, $c\tau^{-} \approx 4.43$ cm) und $\Xi^{-} \to \Lambda\pi^{-}$ ($c\tau \approx 4.91$ cm) gegeben. Die Zerfälle der geladenen Pionen und Kaonen $K^{\pm}/\pi^{\pm} \to \mu^{\pm}\nu_{\mu}$ finden zwar meistens erst außerhalb des DELPHI-Detektors statt ($c\tau \approx 7.8$ m für $\pi^{\pm}$ bzw. $c\tau \approx 3.7$ m für $K^{\pm}$), aufgrund der großen Produktionsrate tragen sie jedoch maßgeblich zum Untergrund bei. Der Zerfall $\Sigma^{+} \to p\pi^{0}$ ist mit dieser Methode jedoch kaum zugänglich, da aufgrund der hohen Masse des Protons fast der gesamte Impuls des zerfallenden Teilchens auf das auslaufende geladene Teilchen übertragen wird. Dies führt zu einem äußerst geringen Knickwinkel, so daß ein- und auslaufende geladene Spuren oft nicht unterschieden werden können.
Der nicht gemessene Impuls des neutralen Teilchens läßt sich aus den Impulsen der einlaufenden und auslaufenden geladenen Teilchen am Zerfallsvertex bestimmen: $\vec{p}_N = \vec{p}_{ein} - \vec{p}_{aus}$. Damit können alle im folgenden benötigten Größen berechnet werden. Zur Rekonstruktion des Zerfalls $\Sigma^{\pm} \to n\pi^{\pm}$ werden akzeptierte Paare betrachtet, bei denen das ein- und auslaufende Teilchen die gleiche Ladung besitzt[4]. Die auslaufende Spur darf nicht vom Primärvertex stammen. Es wird gefordert: $\epsilon/\sigma_\epsilon > 3$ und $Z/\sigma_Z > 3$, wobei ϵ und Z die in Abschnitt 4.3 definierten Impaktparameter relativ zum primären Ereignisvertex sind. Zur Verbesserung der Impulsauflösung, insbesondere von VD-Spuren, wird der Primärvertex als zusätzlicher Spurpunkt mit einbezogen. Dazu wird eine Anpassung der Spurparameter durchgeführt mit der Nebenbedingung, daß die einlaufende Spur in der $R\phi$-Ebene innerhalb der Meßfehler vom Primärvertex stammt. Das erzielte Resultat ist in Abbildung 6.2 zu sehen. Hierdurch werden außerdem in sekundären Reaktionen mit dem Detektormaterial erzeugte Σ-Baryonen vollständig verworfen. Zur Unterdrückung

[4]Die Paare mit entgegengesetzter Ladung können zur Parametrisierung des kombinatorischen Untergrundes verwendet werden. Sie beschreiben jedoch nicht den gesamten Untergrund, da dieser vorwiegend physikalischen Ursprungs ist (Detektor-Wechselwirkungen, andere Zerfälle mit ähnlicher Signatur).

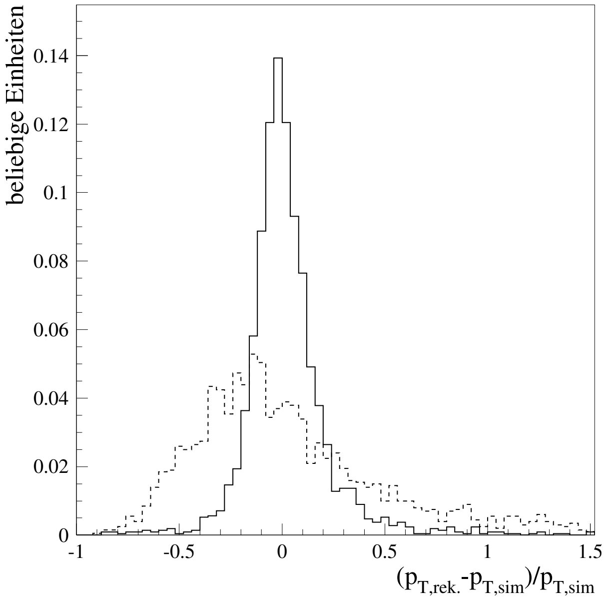


Abbildung 6.2: *Die Transversalimpulsauflösung der als* VD*-Spur rekonstruierten* Σ*-Baryonen in der Simulation. Gezeigt ist die Verteilung ohne (gestrichelt) und mit Einbeziehung des Primärvertex (durchgezogen). Die Auflösung läßt sich um mehr als das Doppelte verbessern. Ohne Verwendung des Primärvertex als zusätzlichen Punkt ist bei einem Teil der Spuren keine korrekte Bestimmung des Ladungsvorzeichens möglich, da der Fehler der Transversalimpulsbestimmung mit dessen Betrag vergleichbar ist.*

des physikalischen, nicht kombinatorischen Untergrundes, werden die folgenden Schnitte angebracht:

- $|\cos\theta^*| < 0.8$, wobei θ^* der Winkel zwischen dem einlaufenden und auslaufenden Teilchen ist, dessen Impuls nach einer Lorentz-Transformation im Schwerpunktsystem des einlaufenden Teilchens berechnet wurde. Für die Zerfallsteilchen wurden dabei die Pion- bzw. Neutronmasse zugrunde gelegt. Die $\cos\theta^*$-Verteilung ist flach für unpolarisierte $\Sigma^{\pm}$-Baryonen. Für den Untergrund, insbesondere elastische hadronische Wechselwirkungen, ist sie stark in Vorwärtsrichtung konzentriert (Abbildung 6.3). Mit diesem Schnitt läßt sich diese Untergrundquelle somit stark reduzieren. Auf einen Ausschluß der Regionen des Detektors, in denen sich Materie befindet, kann dann verzichtet werden. Dies hätte eine starke Erniedrigung der Rekonstruktionseffizienz zur Folge. Im Falle einer Polarisation der Σ-Baryonen, die nur für hohe Energien erwartet wird, wenn das Baryon mit hoher Wahrscheinlichkeit ein primär produziertes s-Quark enthält, ergibt sich für diese Winkelverteilung[5] $\mathrm{d}N/\mathrm{d}\cos\theta^* \propto 1 + \alpha\mathcal{P}\cos\theta^*$. Dabei ist $\mathcal{P}$ der Polarisationsgrad und α ein Zerfallsparameter. Da α für den Zerfall $\Sigma^- \rightarrow n\pi^-$ einen sehr kleinen Wert aufweist ($\alpha = -0.068 \pm 0.008$ [4]), ist der Effekt einer möglicherweise vorhandenen Polarisation vernachlässigbar.

- Die Wahrscheinlichkeit für ein instabiles Teilchen mit dem Impuls p, innerhalb einer gemessenen Flugstrecke S zu zerfallen, ist gegeben durch

$$1 - e^{-\frac{m \cdot \frac{S}{p}}{c\tau}}. \tag{6.2}$$

[5]Aufgrund des Spin 1-Zustandes des leichten Quarkpaares geht die Polarisation des s-Quarks nicht direkt auf das Σ-Baryon über. Dies wird z.B. für Λ-Baryonen erwartet, hier sollte die Spinrichtung beim Übergang in das Hadron erhalten bleiben.

Diese Wahrscheinlichkeit muß, berechnet für die Σ^--Hypothese ($m = 1197.4$ MeV, $c\tau = 4.43$ cm), kleiner als 97% sein. Mit diesem Schnitt werden sehr effizient Zerfälle von geladenen Pionen und Kaonen $K^{\pm}/\pi^{\pm} \to \mu^{\pm}\nu_{\mu}$ unterdrückt. Aufgrund ihrer deutlich größeren Lebensdauer ($c\tau_{\pi} \approx 7.8$ m, $c\tau_K \approx 3.7$ m) weisen Pionen oder Kaonen, die innerhalb des Detektors zerfallen, im Mittel wesentlich kleinere Impulse auf als Σ-Baryonen mit der gleichen Zerfallslänge. Daher liegt für sie die in (6.2) definierte Wahrscheinlichkeit unter der Σ^--Hypothese nahe bei 1.

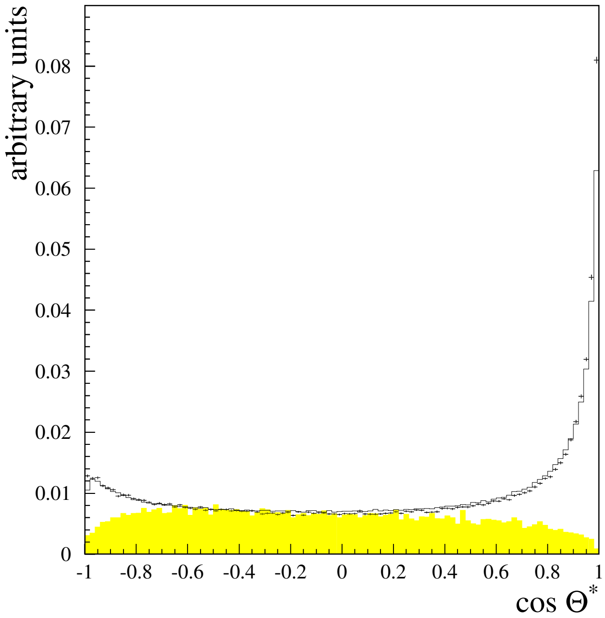


Abbildung 6.3: *Die $\cos\theta^*$-Verteilung (Definition im Text) für Daten (Punkte mit Fehlerbalken) und Simulation (Histogramm). Das schraffierte Histogramm zeigt die Verteilung für rekonstruierte Σ-Zerfälle in der Simulation. Die Normierung wurde dabei so gewählt, daß ein Vergleich mit der Gesamtverteilung möglich ist. Die Abweichung von einer flachen Verteilung kommt durch die Abhängigkeit der Effizienz von $\cos\theta^*$ zustande. Für sehr kleine und große Werte von $\cos\theta^*$ ist der Winkel im Laborsystem zwischen den Spuren sehr klein, was eine verringerte Effizienz zur Folge hat.*

In Abbildung 6.4 ist das invariante Massenspektrum für Kombinationen zu sehen, bei denen alle Spurparameter der einlaufenden Spur bestimmt waren. Dies sind hauptsächlich VD-Spuren[6]. Mit modifizierten Schnitten lassen sich auch die Zerfälle geladener Pionen und Kaonen durch Rekonstruktion des Knicks zwischen dem Pion bzw. Kaon und dem auslaufenden Myon nachweisen. Aufgrund der großen Lebensdauer stammt hier jedoch ein wesentlich größerer Beitrag von Kombinationen, bei denen die einlaufende Spur vollständig in der Standard-Spursuche rekonstruiert wurde, d.h. mit Spurelementen der TPC. Abbildung 6.5 zeigt die Massenspektren für die beiden Fälle.

[6]In dem für die Analyse zur Σ-Produktion verwendeten Datensatz existierten noch keine IDVD-Spuren (siehe nächster Abschnitt).

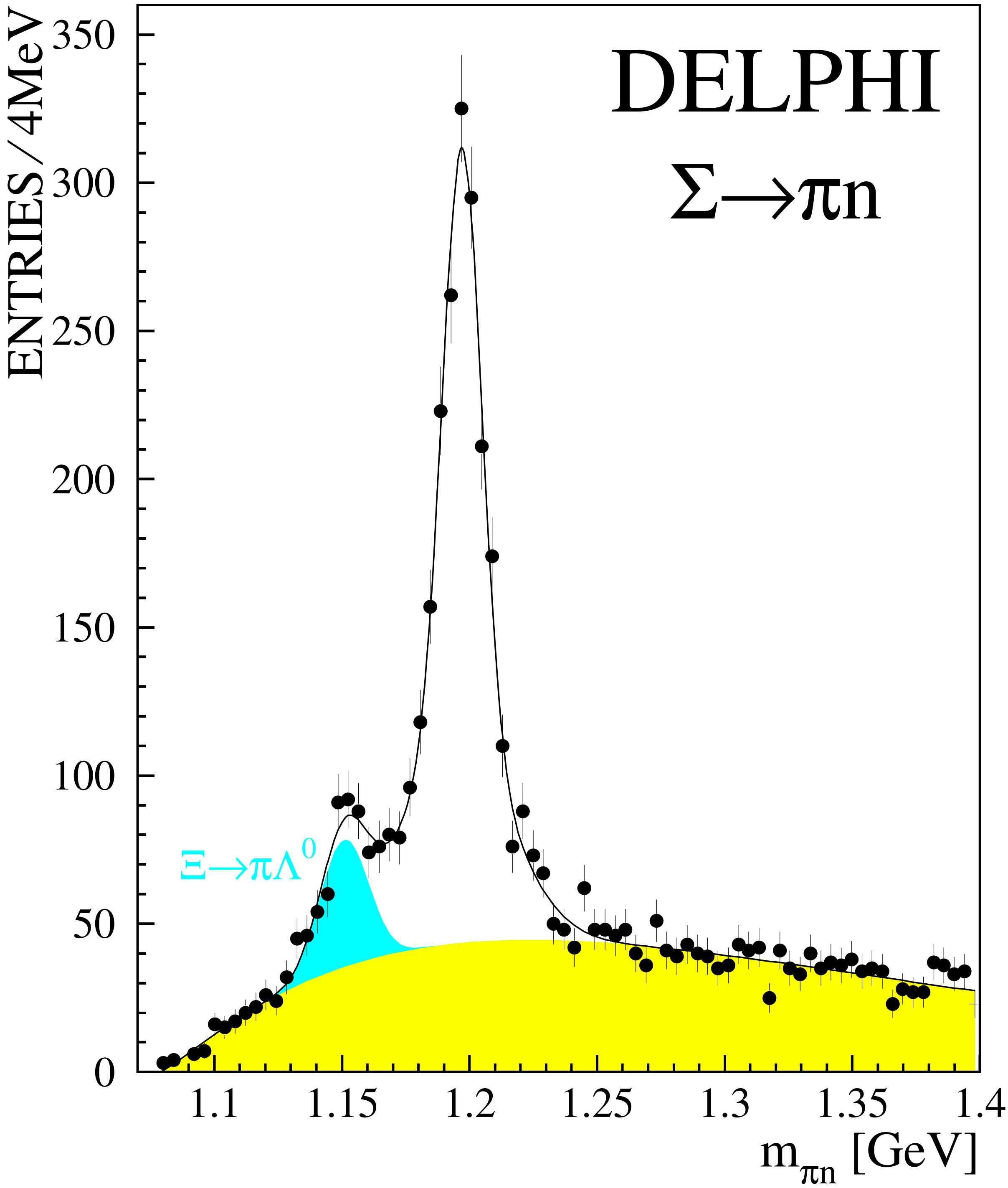


Abbildung 6.4: *Das $n\pi$-Massenspektrum für Kombinationen, bei denen die Spurparameter der* VD*-Spuren in allen drei Dimensionen bestimmt wurden. Das Signal der Zerfälle $\Sigma^- \to n\pi^-$ und $\bar{\Sigma}^- \to n\pi^-$ ist deutlich zu erkennen. Weiterhin ist eine Reflexion des Zerfalls $\Xi^- \to \Lambda\pi^-$ sichtbar, der die gleiche Topologie aufweist.*

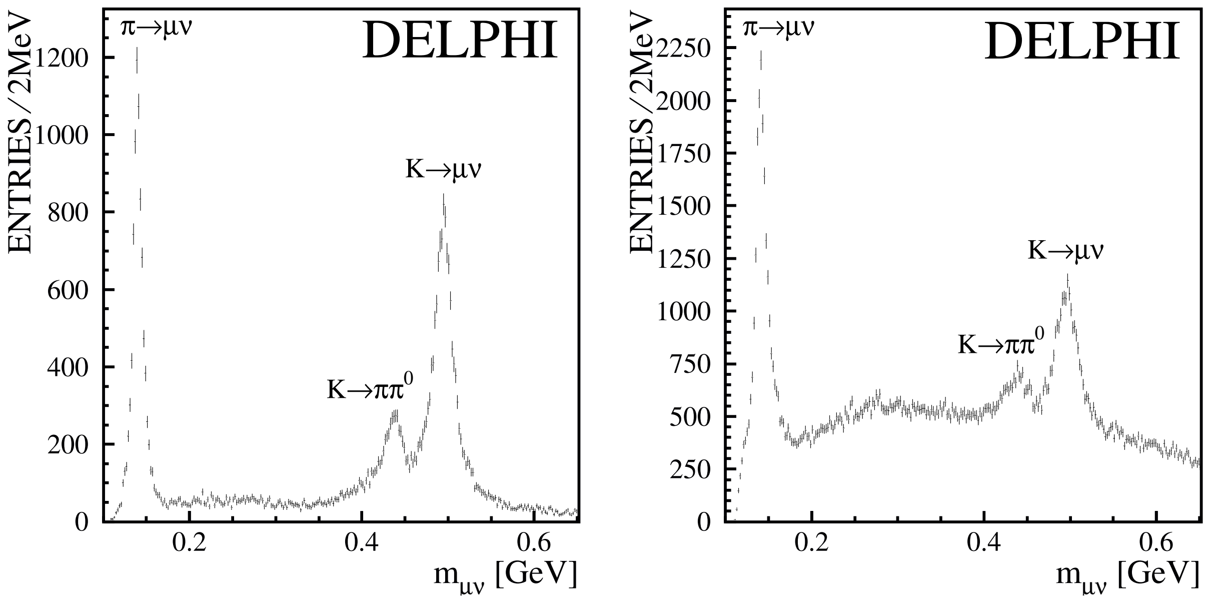


Abbildung 6.5: *Die invarianten $\mu\nu$-Massenspektren mit in der Standardsuche rekonstruierten einlaufenden Spuren (links) bzw.* VD*-Spuren (rechts), denen zusätzlich zu den $R\phi$-Punkten mindestens zwei Rz-Punkte zugeordnet wurden. Neben den Signalen der Zerfälle $K^{\pm}/\pi^{\pm} \to \mu^{\pm}\nu_{\mu}$ bei den bekannten Massen ist weiterhin eine Überhöhung aufgrund des Zerfalls $K^{\pm} \to \pi^{\pm}\pi^{0}$ zu sehen, die sich wegen der falschen Massenhypothese bei einer niedrigeren invarianten Masse befindet. Mit dieser Rekonstruktionsmethode ließen sich die Messungen der differentiellen π/K-Produktionsquerschnitte zu sehr kleinen Impulsen erweitern.*

6.4 Der inklusive differentielle Σ^{-}-Wirkungsquerschnitt

6.4.1 Die Analyse

In diesem Kapitel wird die Messung des inklusiven, differentiellen Σ^{-}-Produktionswirkungsquerschnitts $1/\sigma_{had} \cdot \mathrm{d}\sigma_{\Sigma^-}/\mathrm{d}x_p$ vorgestellt. $x_p = p_{\Sigma}/p_{Strahl}$ ist der auf den Strahlimpuls normierte Impuls des Σ-Baryons. Die Analyse basiert auf dem SHORT-DST-Datensatz 94B3 des Jahres 1994. Zusätzlich zu den in Abschnitt 4.2 aufgeführten Schnitten zur Selektion multihadronischer Z^0-Ereignisse wird verlangt, daß der Vertexdetektor, die TPC und die Jetkammer des Inneren Detektors voll funktionsfähig waren. Hiermit wurden 1 297 519 Ereignisse selektiert. Zur Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz standen 4 601 367 simulierte $Z^0 \to q\bar{q}$ Ereignisse nach den gleichen Selektionskriterien zur Verfügung. Die Simulation basierte auf dem Jetset 7.3-Monte-Carlo-Modell mit Partonschauer-Option. Die Parameter wurden an experimentelle Resultate angepaßt [53]. Die Ergebnisse werden ebenfalls mit dem Jetset 7.4-Modell mit den Standard-Einstellungen verglichen. Bei der Erstellung des Datensatzes 94B war der IDVD-Algorithmus noch nicht im Rekonstruktionsprogramm

DELANA implementiert, zum $\Sigma^\pm$-Signal tragen also hauptsächlich VD-Spuren bei. Weiterhin wurden aufgrund von Unterschieden bei der Zuordnung von Rz-Punkten des Vertexdetektors in den Daten und der Simulation ausschließlich die $R\phi$-Spurparameter verwendet. Alle VD-Spuren wurden somit gleich behandelt. Das resultierende Signal mit dem Ergebnis einer Anpassung ist in Abbildung 6.6 zu sehen. Dabei wurden Gauß-Funktionen für das Signal und die Reflexion des Zerfalls $\Xi^- \to \Lambda\pi^-$ verwendet. Der nichtresonant verlaufende Untergrund wurde durch eine Funktion der Form

$$F(m) = a_1 \cdot ((m - 1.079) \cdot (a_4 - m))^{a_2} \cdot \exp(-a_3 \cdot (m - 0.5 \cdot (1.079 + a_4))) \tag{6.3}$$

parametrisiert. $a_1, \ldots, a_4$ sind freie, anzupassende Parameter, 1.079 GeV ist die Summe der Massen des Neutrons und des Pions und somit die untere kinematische Grenze. Die Anpassung ergibt eine mittlere Masse von 1196.5±0.4 MeV und eine Breite von 12.3±0.4 MeV, die allein von der experimentellen Auflösung bestimmt wird. Dies ist in guter Übereinstimmung mit den Werten aus der Simulation von 1197.4±0.3 MeV und 12.2±0.6 MeV. Zur Subtraktion des Untergrundes wurde das Signal durch zwei Gauß-Funktionen parametrisiert, um die Impulsabhängigkeit der Breite zu berücksichtigen. Dies ergibt 4820±109 Σ-Zerfälle und 870±95 Ξ^--Zerfälle (angegeben sind jeweils die statistischen Fehler). Der Zerfall $\Sigma^- \to \mathrm{n}\pi^-$ ist nicht ohne weiteres von $\bar{\Sigma}^- \to \mathrm{n}\pi^-$ zu unterscheiden, weshalb das Signal Anteile beider Quellen enthält. Aufgrund der relativen Verzweigungsverhältnisse und Lebensdauern

$$\begin{aligned} Br(\Sigma^- \to \mathrm{n}\pi^-) &\approx 2 \cdot Br(\Sigma^+ \to \mathrm{n}\pi^+), \\ c\tau_{\Sigma^-} &\approx 1.8 \cdot c\tau_{\Sigma^+}, \end{aligned} \tag{6.4}$$

ist die Effizienz zur Rekonstruktion des Zerfalls $\Sigma^- \to \mathrm{n}\pi^-$ jedoch wesentlich größer. Daher wird der $\bar{\Sigma}^-$-Anteil als Untergrund behandelt, der unter Abschätzung der Rate mit

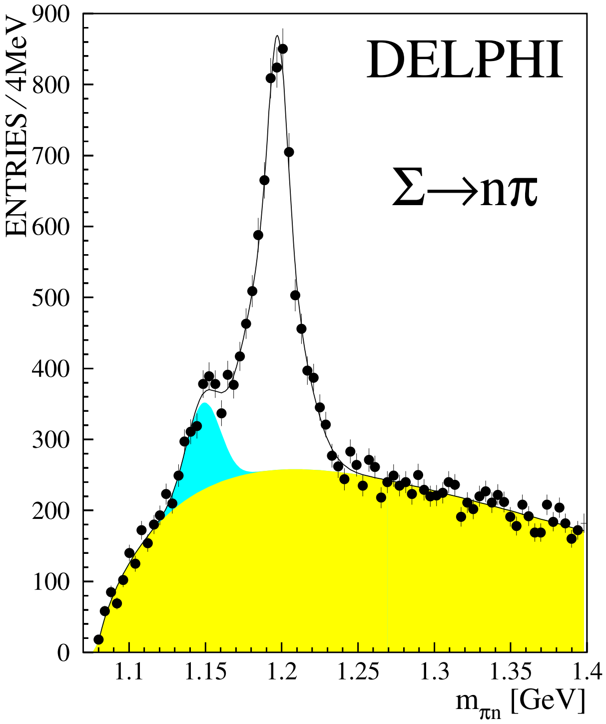


Abbildung 6.6: *Das invariante Massenspektrum der Σ-Kandidaten, wobei nur die $R\phi$-Information der* VD-*Spuren ausgenutzt wurde. Die Kurve zeigt das Ergebnis einer Parameteranpassung mit zwei Gauß-Funktionen für das Signal, einer Gauß-Funktion für die Reflexion des Zerfalls $\Xi^- \to \Lambda\pi^-$ und einer Funktion der Form 6.3 für den nichtresonanten Untergrund. Die beiden letzteren sind als schraffierte Histogramme ebenfalls gezeigt. Der χ^2-Wert der Anpassung beträgt 83 bei 67 Freiheitsgraden.*

Hilfe der Simulation subtrahiert wird. Für den Σ^--Wirkungsquerschnitt gilt dann:

$$\sigma_{\Sigma^-} \propto \frac{N}{\epsilon^-} - \frac{1}{a} \cdot N_{\Sigma^+}, \tag{6.5}$$

mit N der Anzahl der Signalereignisse, ϵ^- der Effizienz zur Rekonstruktion von Σ^--Zerfällen, $a = \epsilon^-/\epsilon^+$ dem Verhältnis der Effizienzen für Σ^-- bzw. Σ^+-Rekonstruktion und N_{Σ^+} der Σ^+-Rate aus der Monte-Carlo-Simulation (JETSET 7.4 mit Standardeinstellung der Parameter). Obwohl Σ^-- und Σ^+-Baryonen Isospin-Partner sind, kann ihre Produktionsrate voneinander abweichen. Für die primär in der Fragmentation erzeugten Σ-Baryonen werden zwar gleiche Raten erwartet, dies kann jedoch durch Zerfälle modifiziert werden, insbesondere von Baryonen, die ein c-Quark enthalten. Der Zerfall des c-Quarks $c \to sW^+$, mit $W^+ \to u\bar{d}$ bevorzugt durch die Erzeugung des u-Quarks die Produktion des $I_3 = 1$-Zustandes gegenüber $I_3 = -1$. So ist in Zweiteilchenzerfällen des Λ_c-Baryons die Produktion von Σ^+ möglich, nicht jedoch die von Σ^-. Im JETSET 7.4-Modell mit Standardeinstellungen stammen 7.7(14.5)% der Σ^- (Σ^+)-Baryonen aus Zerfällen. Der hohe Anteil primär in der Fragmentation erzeugter Σ^--Hyperonen ist wichtig, um direkt auf Fragmentationsparameter sensitiv zu sein. Andere Baryonen, die ein s-Quark enthalten, wie z.B. Λ^0, werden zwar mit weitaus höherer Rate erzeugt, jedoch stammt ein größerer Anteil aus Zerfällen, so daß verschiedene Prozesse der Produktion berücksichtigt werden müssen.

Die Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts wurde in neun x_p-Intervallen im Bereich $0.03 < x_p < 0.5$ durchgeführt. Für jedes x_p-Intervall wurden die Effizienzen mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulation bestimmt. Dabei wurde eine Korrektur der Effizienz zur Rekonstruktion von VD-Spuren angebracht, auf die in Abschnitt 6.4.2 näher eingegangen wird. Um die Anzahl der Signalereignisse zu erhalten, wurde eine Anpassung an die Massenspektren durchgeführt. Dabei wurde für das Signal und die Reflexion des Zerfalls $\Xi^- \to \Lambda\pi^-$ jeweils eine Gauß-Funktion verwendet. Bei letzterer wurden Masse und Breite auf die in der Monte-Carlo-Simulation ermittelten Werte festgelegt. Der nichtresonante Untergrund wurde durch eine Funktion der Form 6.3 parametrisiert[7]. Die Massenspektren für die x_p-Intervalle mit dem jeweiligen Ergebnis der Anpassung sind in Abbildung 6.7 zu sehen, in Tabelle 6.2 sind die daraus resultierenden Werte aufgeführt. Die Abschätzung der systematischen Fehler wird in Abschnitt 6.4.3 diskutiert. Wie anhand des Faktors a ersichtlich ist, ist der Beitrag der Σ^+-Baryonen zum Signal bei kleinen Impulsen sehr klein ($\approx 15\%$) und steigt mit wachsendem Impuls an ($\approx 30\%$ für $x_p \gtrsim 0.3$). In Abbildung 6.8 ist der gemessene Σ^--Wirkungsquerschnitt im Vergleich mit der Vorhersage der Modelle JETSET 7.3 (DELPHI-Parameteranpassung) und JETSET 7.4 (Standardeinstellungen) aufgetragen. Die Form des Spektrums wird sehr gut beschrieben. Integration des differentiellen Wirkungsquerschnitts im gemessenen x_p-Bereich von 0.03-0.5 ergibt:

$$\frac{1}{\sigma_{had}} \cdot \int_{0.03}^{0.5} \frac{d\sigma_{\Sigma^-}}{dx_p} \cdot dx_p = 0.068 \pm 0.002(\text{stat.}) \pm 0.011(\text{syst.}). \tag{6.6}$$

[7] Der Beitrag der Ξ-Reflexion wurde in den letzten beiden x_p-Intervallen aufgrund der Breite des Signals nicht separat angepaßt. Im letzten x_p-Bin wurde keine Anpassung des Spektrums vorgenommen. Um die Anzahl der Signal-Ereignisse zu erhalten wurde der simulierte, auf die Datenstatistik normierte Untergrund subtrahiert.

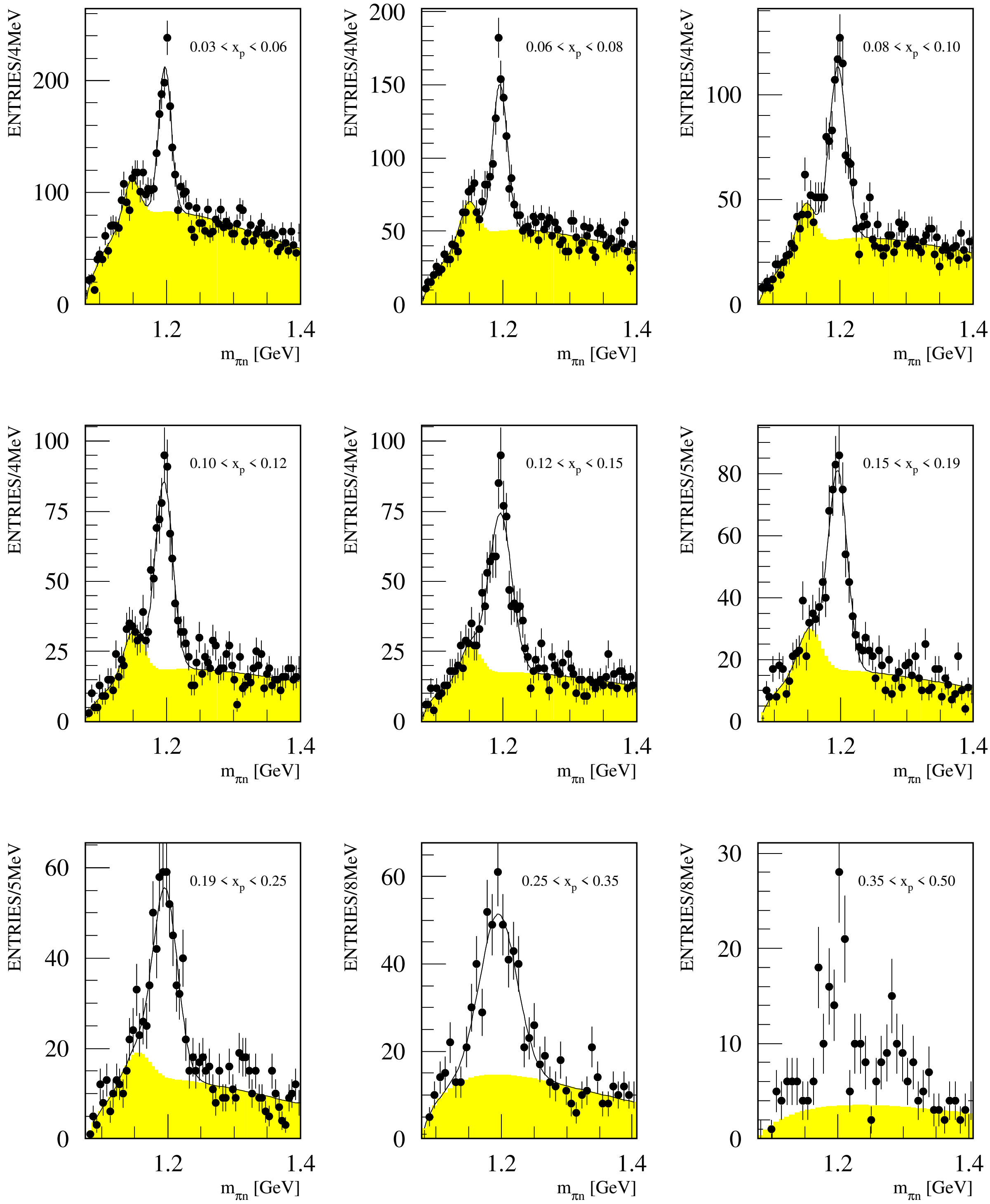


Abbildung 6.7: *Die Massenspektren für die neun x_p-Bereiche. Die Kurve zeigt das Ergebnis der Parameteranpassung, das schraffierte Histogramm den Untergrund.*

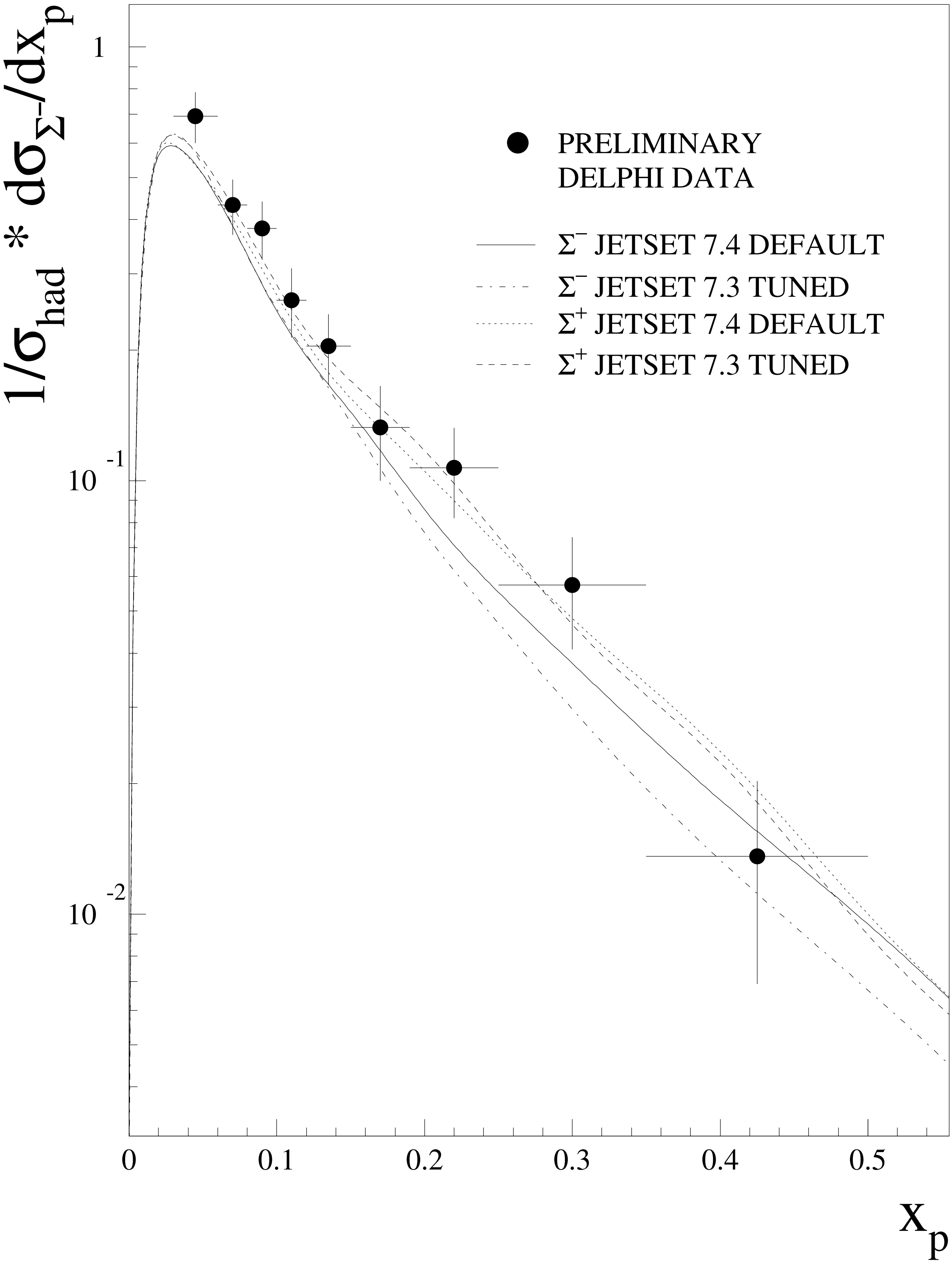


Abbildung 6.8: *Der gemessene differentielle Σ^--Wirkungsquerschnitt im Vergleich mit dem* JETSET-*Modell. Die statistischen und systematischen Fehler wurden quadratisch addiert.*

x_p	$\epsilon^-(\%)$	$a = \frac{\epsilon^-}{\epsilon^+}$	$\frac{\chi^2}{\text{n.d.f.}}$	N_{Signal}	$\frac{1}{\sigma_{had}} \frac{d\sigma_{\Sigma^-}}{dx_p}$
0.03 - 0.06	2.8 ± 0.1	6.5	1.7	860 ± 52	0.693 ± 0.047 ± 0.080
0.06 - 0.08	5.6 ± 0.2	4.5	1.2	745 ± 44	0.432 ± 0.030 ± 0.055
0.08 - 0.10	5.9 ± 0.2	3.4	1.1	725 ± 40	0.382 ± 0.026 ± 0.053
0.10 - 0.12	6.5 ± 0.3	3.4	1.3	560 ± 34	0.261 ± 0.020 ± 0.043
0.12 - 0.15	6.2 ± 0.2	3.2	1.1	630 ± 35	0.204 ± 0.015 ± 0.035
0.15 - 0.19	5.0 ± 0.2	2.7	1.4	470 ± 32	0.133 ± 0.012 ± 0.030
0.19 - 0.25	4.1 ± 0.2	2.7	1.2	450 ± 29	0.107 ± 0.009 ± 0.024
0.25 - 0.35	3.7 ± 0.2	2.2	1.2	380 ± 26	0.057 ± 0.006 ± 0.016
0.35 - 0.50	4.0 ± 0.3	2.2	—	175 ± 17	0.014 ± 0.002 ± 0.006

Tabelle 6.2: *Effizienzen und differentieller Σ^--Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von x_p. Die für die Effizienz ϵ^- und die Anzahl der Signalereignisse N angegebenen statistischen Fehler rühren von der begrenzten Anzahl der Monte-Carlo- bzw. Datenereignisse her. Die χ^2-Werte der Anpassung pro Freiheitsgrad sind ebenfalls aufgeführt.*

Das JETSET 7.4-Modell sagt für diesen Bereich eine Rate von 0.054 voraus. Um den totalen Wirkungsquerschnitt zu ermitteln, wird das JETSET 7.4-Monte-Carlo-Modell zur Extrapolation in den nicht beobachteten x_p-Bereich benutzt. Dabei wird ein Extrapolationsfehler von 50% zugrunde gelegt. In JETSET 7.4 werden 18% der Σ^--Hyperonen mit $x_p < 0.03$ und 2% mit $x_p > 0.5$ erzeugt. Für die mittlere Σ^--Rate in einem multihadronischen Z^0-Zerfall erhält man dann:

$$\langle n_{\Sigma^-} \rangle = 0.081 \pm 0.002(\text{stat.}) \pm 0.011(\text{syst.}) \pm 0.007(\text{extrapol.}). \tag{6.7}$$

Diese Rate liegt über der entsprechenden Vorhersage des JETSET 7.4-Modells ($\langle n_{\Sigma^-} \rangle_{\text{JETSET 7.4}} = 0.068$), jedoch nur etwas mehr als eine Standardabweichung.

6.4.2 Korrektur der VD-Effizienz

Die realistische Beschreibung des Vertexdetektors in der Simulation ist essentiell für die Bestimmung der Effizienzen zur $\Sigma^\pm$-Rekonstruktion. Dazu genügt es nicht, nur die Einzeltreffer-Effizienz zu simulieren. Insbesondere für die Rekonstruktion der VD-Spuren, die auf Punkte in allen drei Lagen des Vertexdetektors angewiesen sind, sind Korrelationen der Punkte in verschiedenen Lagen wichtig, wie sie an den Rändern der Module auftreten. Um so wenig wie möglich auf die Simulation angewiesen zu sein, wird eine Korrektur der Effizienz, eine VD-Spur zu rekonstruieren, vorgenommen. Dies geschieht mit Hilfe der in Kapitel 5 beschriebenen Rekonstruktion hadronischer Wechselwirkungen. Die vollständige Rekonstruktion durch Auffinden einer VD-Spur, die genau auf den Vertex zeigt (Abschnitt5.3), erlaubt im Prinzip die Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz einer VD-Spur fast vollständig aus den Daten. Dazu werden rekonstruierte hadronische

Wechselwirkungen mit mindestens zwei auslaufenden Spuren ausgewählt, die im Akzeptanzbereich des Vertexdetektors ($|\cos\theta < 0.7|$) und zwischen R=22 cm und R=33 cm liegen. In den Fällen, in denen die Wechselwirkung von einer geladenen Spur verursacht wurde, besteht die Möglichkeit, diese als VD-Spur zu rekonstruieren und dem Vertex zuzuordnen. Aus dem relativen Anteil der Vertizes mit rekonstruierter einlaufender Spur läßt sich dann die Effizienz für die Rekonstruktion einer VD-Spur angeben, wobei der Simulation lediglich entnommen werden muß, welcher Anteil der Wechselwirkungen auf geladene Teilchen zurückzuführen ist. Im Detail ergibt sich dann für die VD-Spur Effizienz:

$$\epsilon_{\mathrm{VD}} = \frac{p_{hv/vd} \cdot N_{hv/vd}}{p_{hv} \cdot N_{hv} \cdot \epsilon_{link} \cdot f_c}. \tag{6.8}$$

Dabei ist N_{hv} die Anzahl aller Vertizes im Akzeptanzbereich, $N_{hv/vd}$ die Anzahl der Vertizes mit einlaufender VD-Spur, p_{hv} und $p_{hv/vd}$ die zugehörigen Reinheiten, die nach der in Kapitel 5 beschriebenen Methode bestimmt wurden, ϵ_{link} die Effizienz, eine erkannte einlaufende Spur dem Vertex zuzuordnen[8], und f_c der Anteil hadronischer Wechselwirkungen im Detektormaterial, der durch geladenen Teilchen hervorgerufen wird. Aus der Monte-Carlo-Simulation erhält man $f_c \approx 84\%$ im betrachteten Bereich. Für die Korrektur der in der Simulation bestimmten Effizienz wird lediglich das Verhältnis der in 6.8 definierten Effizienzen in den Daten und der Simulation benötigt. Um die Abhängigkeit vom Polarwinkel individuell für die Analyse des inklusiven Σ^--Wirkungsquerschnitts zu berücksichtigen, wird der Korrekturfaktor durch Multiplikation mit der θ-Verteilung der Σ-Hyperonen und Integration in der Simulation gewonnen. Mit der Annahme, daß f_c für Daten und Simulation gleich ist, erhält man schließlich:

$$r = \frac{\epsilon_{\mathrm{VD}}^{\mathrm{RD}}}{\epsilon_{\mathrm{VD}}^{\mathrm{MC}}} = 0.91 \pm 0.05. \tag{6.9}$$

Der angegebene Fehler stammt hauptsächlich von der Unsicherheit in f_c, der statistische Fehler ist vernachlässigbar. Die korrigierte Effizienz (siehe Tabelle 6.2) ergibt sich dann aus $\epsilon = r \cdot \epsilon_{MC}$, mit ϵ_{MC} der aus der Simulation bestimmten Effizienz. Es sollte betont werden, daß diese Methode nicht auf eine korrekte Beschreibung der Materiemenge in der Simulation angewiesen ist, da die selektierten hadronischen Wechselwirkungspunkte lediglich als Kandidaten für Endpunkte der VD-Spuren dienen. Die relative Häufigkeit in den Daten und der Simulation spielt keine Rolle.

6.4.3 Konsistenztests und systematische Fehler

Zusätzlich zu den bereits angesprochenen Fehlerquellen wurden verschiedene systematische Tests durchgeführt. Die Größen, die für die Selektion der Kandidaten benutzt wurden, zeigen gute Übereinstimmung in den Daten und der Simulation. Die Anzahl der negativ und positiv geladenen Σ-Baryonen (2351$\pm$73 bzw. 2298$\pm$78) ist innerhalb der statistischen Fehler verträglich. Da $a = \epsilon^-/\epsilon^+$ (Werte in Tabelle 6.2) eine Funktion der unterschiedlichen Zerfallslängen von Σ^- und Σ^+ ist, wurden die Flugstreckenverteilungen

[8] ϵ_{link} ist nahezu 100% (siehe Abbildung 5.5).

Fehlerquelle	absoluter Beitrag
Daten-Statistik	0.0020
Monte-Carlo-Statistik	0.0014
Effizienz-Korrektur (Gleichung (6.9))	0.0046
Anpassung der Massenspektren	0.0084
Σ^+-Rate aus Simulation	0.0050
Extrapolation in nicht gemessenen x_p-Bereich	0.0068

Tabelle 6.3: *Die Unsicherheiten des totalen Σ^--Wirkungsquerschnitts.*

für jedes x_p-Intervall in Daten und Simulation verglichen. Die Verteilungen sind innerhalb der Fehler konsistent. Da in der Analyse Spuren verwendet werden, die lediglich mit der Information des Vertexdetektors rekonstruiert wurden, ist eine präzise Kenntnis der internen (relative Lage der Module untereinander) und externen Ausrichtung (relative Lage zu den anderen Detektoren, insbesondere den Spurkammern) des Vertexdetektors wichtig. Sensitive Größen hierfür sind beispielsweise die Breiten der Signale und die rekonstruierten Knickwinkel zwischen den geladenen Spuren. Die Simulation liefert eine gute Beschreibung dieser Größen. Die gute Beschreibung der Signalbreite in der Simulation deutet außerdem auf eine gute Simulation der Auflösung der VD-Spuren hin, die im wesentlichen die Breite des Signals bestimmt. Die Anzahl der rekonstruierten Σ-Hyperonen wurde für beide Hemisphären separat bestimmt, definiert durch $\cos\theta_\Sigma \lessgtr 0$. Unter Berücksichtigung der θ-Abhängigkeit der VD-Spur-Effizienz gemäß Gleichung (6.8) erhält man $N_{\cos\theta<0}/N_{\cos\theta>0} = 1.05 \pm 0.05$ (stat.).
Um die Unsicherheit der Anzahl rekonstruierter Σ-Baryonen abzuschätzen, wurde die Parametrisierung des Untergrundes und das Massenintervall für die Untergrundsubtraktion variiert. Die aus der Monte-Carlo-Simulation entnommene Σ^+-Rate wurde mit einem Fehler von 30% belegt, in Übereinstimmung mit dem Resultat aus [76]. Zur Ermittlung des systematischen Fehlers der totalen Σ^--Rate wurden die systematischen Fehler gleichen Ursprungs in den x_p-Intervallen linear addiert[9], die Addition der unterschiedlichen Fehlerquellen erfolgte dann quadratisch. Die Beiträge der unterschiedlichen Quellen sind in Tabelle 6.3 aufgeführt.

6.4.4 Vergleich mit anderen Messungen und Modellen

In Tabelle 6.4 ist das Ergebnis dieser Analyse gemeinsam mit anderen Messungen von inklusiven Σ-Wirkungsquerschnitten aufgeführt. Zum Vergleich sind die Raten des Jetset 7.4-Monte-Carlo-Modells ebenfalls angegeben. Abbildung 6.9 zeigt die Meßwerte im Vergleich mit den Resultaten einer Analyse der OPAL-Kollaboration [76], in der eine Messung der differentiellen Σ^+- und Σ^--Wirkungsquerschnitte durchgeführt wurde. Die Ergebnisse stimmen sehr gut überein. Da aus den weiter oben angeführten Gründen

[9]Diese Vorgehensweise nimmt vollständige Korrelation dieser Fehler in den verschiedenen x_p-Intervallen an.

Quelle	$\langle\Sigma^+\rangle$	$\langle\Sigma^0\rangle$	$\langle\Sigma^-\rangle$	$\langle\Sigma^- + \Sigma^+\rangle$
OPAL [76]	0.099±0.015	0.071±0.018	0.083±0.011	—
ALEPH [77]	—	0.082±0.016	—	—
DELPHI [73]	—	0.070±0.014	—	—
DELPHI [74]	—	0.101±0.018	—	—
DELPHI [78]	—	—	—	0.170±0.063
Diese Analyse [79]	—	—	0.081±0.013	—
JETSET 7.4	0.073	0.074	0.068	0.140

Tabelle 6.4: *Messungen von Σ-Produktionsraten bei* LEP. *Der Fehler wurde durch quadratische Addition der statistischen, systematischen sowie evtl. vorhandener weiterer Fehlerquellen erhalten.*

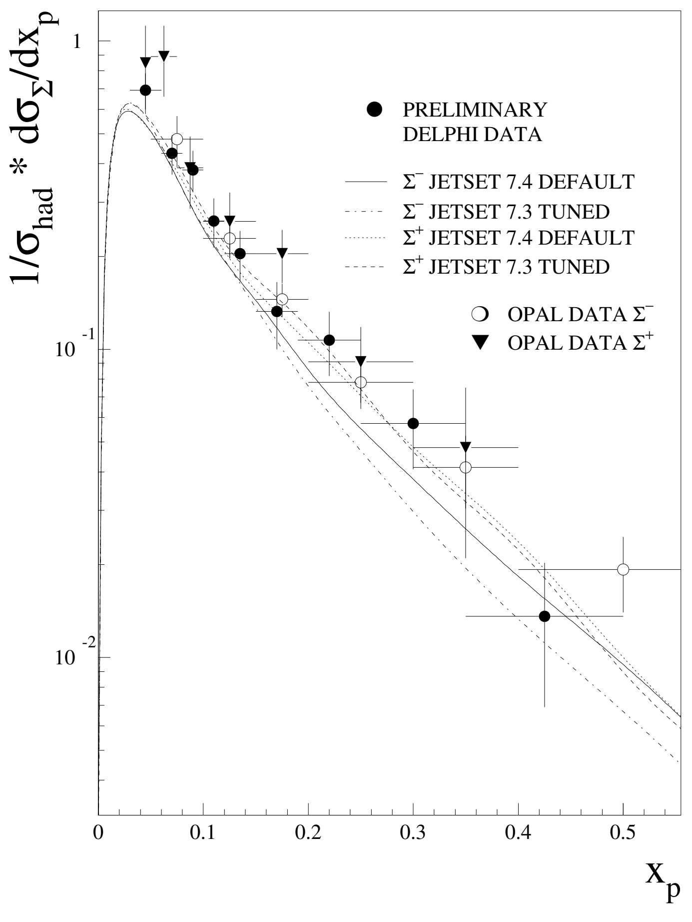


Abbildung 6.9: *Die Meßwerte im Vergleich mit den Daten der* OPAL-*Kollaboration aus [76].*

(unterschiedliche Raten aus Zerfällen, vor allem von Baryonen mit einem c-Quark) nicht von gleichen Produktionsraten der drei Isospin-Zustände ausgegangen werden kann, wird kein gemeinsamer Mittelwert gebildet.
Zum besseren Vergleich mit dem Monte-Carlo-Modell wird der Mittelwert aus den in Tabelle 6.4 angegebenen Experimenten für das Verhältnis $\langle\Sigma\rangle_{Exp.}/\langle\Sigma\rangle_{\text{JETSET 7.4}}$ bestimmt. Man erhält:

$$\frac{\langle\Sigma\rangle_{Exp.}}{\langle\Sigma\rangle_{\text{JETSET 7.4}}} = 1.166 \pm 0.075. \qquad (6.10)$$

Die in diesem Modell vorhergesagte Rate der Σ-Hyperonen ist etwas mehr als zwei Standardabweichungen niedriger als der Mittelwert aus den experimentellen Ergebnissen.
Verschiedene Autoren [80, 81] versuchen, die Produktionsraten von Mesonen und Baryonen durch einige wenige Eigenschaften der Teilchen wie z.B. Spin, Isospin oder Masse zu beschreiben. In dem in [80] vorgestellten Modell wird die Rate von Hadronen parametrisiert durch:

$$\langle n_{Hadron}\rangle = \frac{2J+1}{2I+1} \cdot a \cdot e^{-bM^2}. \qquad (6.11)$$

a und b sind freie Parameter, die durch eine Anpassung an existierende Messungen extrahiert werden. Man erhält $a = 11.28 \pm 0.31$ und $b = 3.872 \pm 0.027(\text{GeV}/c^2)^{-2}$. Mit diesen Werten ergibt sich für Σ^--Baryonen eine Rate von $\langle n_{\Sigma^-}\rangle = 0.06$, etwa 1.5 Standardabweichungen unter dem in dieser Analyse gemessenen Wert.

7

Tests von Fragmentationseigenschaften in c$\bar{\text{c}}$-Ereignissen

7.1 Einführung

Die in Kapitel 8 beschriebene Analyse zur Messung der Produktionsrate von b-Hadronen, die ein s-Quark enthalten, basiert auf Fragmentationseigenschaften und deren Beschreibung in der Monte-Carlo-Simulation. Zur Überprüfung der relevanten Variablen ist die Kenntnis der Herkunft der beobachteten Teilchen wichtig. Dabei müssen hier zwei Quellen unterschieden werden:

- Teilchen aus dem Zerfall des führenden Hadrons, das ein Quark aus dem Prozeß $Z^0 \to q\bar{q}$ enthält, und
- Teilchen, die im weiteren Fragmentationsprozeß erzeugt wurden. Diese können entweder direkt als stabile Teilchen produziert worden sein oder aus Zerfällen instabiler Teilchen stammen.

In b$\bar{\text{b}}$-Ereignissen ist die Trennung dieser beiden Klassen mit hoher Reinheit nur äußerst schwierig durchzuführen. Daher werden hier zum Studium von Fragmentationseigenschaften c$\bar{\text{c}}$-Ereignisse betrachtet. Dies hat folgende Gründe:

- Die Situation ist ähnlich wie in b$\bar{\text{b}}$-Ereignissen, da das primär produzierte Quarkpaar schwer ist ($m_Q \gg \Lambda_{QCD}$) und ebenfalls eine harte Fragmentationsfunktion aufweist. Beschreibt die Simulation die Daten in c$\bar{\text{c}}$-Ereignissen, so sollte dies auch der Fall für b$\bar{\text{b}}$-Ereignisse sein.
- Das Hadron, welches das primäre Quark der Hemisphäre enthält, und die Fragmentationsteilchen lassen sich durch exklusive Rekonstruktion der Zerfälle von D-Mesonen fast eindeutig erkennen. Da in der Fragmentation keine c-Quarks erzeugt

werden, enthält ein D-Meson in einem $c\bar{c}$-Ereignis mit hoher Wahrscheinlichkeit ein primäres Quark. Ein kleiner Untergrund stammt aus dem Prozeß der Gluonaufspaltung, $g \to c\bar{c}$, der aber fast vollständig eliminiert werden kann. Der Hauptuntergrund stammt somit aus $b\bar{b}$-Ereignissen, in denen die D-Mesonen aus Zerfällen von b-Hadronen stammen.

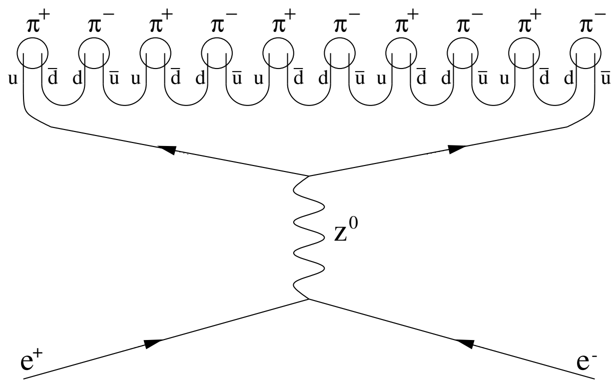
QCD-motivierte Fragmentationsmodelle, wie das in Abschnitt 2.3.3 beschriebene String-Modell, sagen unter anderem Flavour- und Ladungskorrelationen voraus. Letzteres ist in Abbildung 7.1 veranschaulicht. Dabei wurde zur Vereinfachung angenommen, daß beim Aufbruch der Strings abwechselnd $u\bar{u}$- und $d\bar{d}$-Paare erzeugt werden. Dies führt dazu, daß in der Fragmentationskette abwechselnd positiv und negativ geladene Teilchen auftreten. Die Erzeugung neutraler Teilchen, Baryonen, instabiler Resonanzen oder zusätzlicher (unterdrückter) Flavour kann die strikte Ladungsordnung dieses naiven Bildes abschwächen, die Grundaussage einer kurzreichweitigen Ladungskompensation innerhalb der Fragmentationskette bleibt jedoch erhalten. Weiterhin wird eine langreichweitige Ladungskorrelation aufgrund der Ladung der primär erzeugten Quarks erwartet. Für derartige Studien ist es notwendig, Aussagen über die Position eines Teilchens in der Fragmentationskette zu machen. Diese wird als „Rang“ bezeichnet, wobei die Numerierung ausgehend von den primären Hadronen an den Enden des Strings erfolgt. Als experimentell zugängliche, auf den Rang eines Teilchens sensitive Größe, wird die Rapidität

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_l}{E - p_l} \tag{7.1}$$

verwendet. Dabei ist E die Energie des Teilchens[1] und p_l der Longitudinalimpuls, der relativ zur Thrust-Achse oder der Richtung des primären Hadrons ausgewertet werden kann. Die Rapidität verhält sich additiv unter Lorentz-Transformationen, $y' = y + f(\beta)$, und eignet sich daher zur Beschreibung der Phänomene eines eindimensionalen Strings ohne transversale Anregungen. Rapiditätsverteilungen, welche die angesprochenen erwarteten Korrelationen bestätigen, wurden in e^+e^--Annihilationen studiert, z.B. Ladungskorrelationen bei Energien unterhalb des Z^0 [82,83] und bei LEP [84] sowie Baryon-Antibaryon-

[1] Die Energie wird für geladene Teilchen ohne Kenntnis der Teilchensorte üblicherweise mit der Pion-Masse berechnet.

Abbildung 7.1: *Veranschaulichung der Ladungsordnung im Modell der String-Fragmentation. Zur Vereinfachung werden lediglich $u\bar{u}$- und $d\bar{d}$-Paare abwechselnd erzeugt. Dies hat eine alternierende Produktion entgegengesetzt geladener Teilchen in der Fragmentationskette zur Folge.*



bzw. Strangeness-Korrelationen [85–88]. In [84] wird das primäre Hadron als dasjenige mit der größten Rapidität in der Hemisphäre identifiziert, wobei zur Erzielung einer größeren Effizienz verlangt wird, daß die Rapiditätslücke zum folgenden Teilchen einen gewissen Wert überschreitet. Hiermit wird, je nach Größe der Rapiditätslücke, das primäre Hadron in etwa 60% der Fälle korrekt erkannt. Bei der hier angewandten Methode liegt diese nahezu bei 100%. Dieser Vorteil wird natürlich mit einer starken Einschränkung der Statistik erkauft.

7.2 Spurselektion und Datensatz

Die Analysen dieses und des folgenden Kapitels 8 basieren hauptsächlich auf den Informationen geladener Spuren. Um eine gute Qualität dieser Spuren zu gewährleisten, werden folgende Anforderungen gestellt:

- Die Spur darf nicht Produkt einer rekonstruierten Wechselwirkung (Photon-Konversionen, hadronische Reaktionen (siehe Kapitel 5)) oder eines V^0-Zerfalls sein. In diesen Fällen wird stets das einlaufende Teilchen betrachtet, sofern ausreichende Information vorhanden ist.
- Die Impaktparameter (Definition siehe Abschnitt 4.3) in $R\phi$ und z müssen kleiner als 4 cm bzw. 6 cm sein. Damit werden verbleibende Spuren zurückgewiesen, die offensichtlich nicht aus der physikalisch interessanten Ereignisregion um den Primärvertex stammen.
- Schlecht vermessene Spuren mit $\Delta E/E > 1$ werden nicht akzeptiert.
- Der Polarwinkel θ muß zwischen 20° und 160° liegen, da im Vorwärtsbereich die Spurrekonstruktion konstruktionsbedingt weniger leistungsfähig ist als im Zentralbereich.

Bei speziellen Anwendungen wie Spuranpassungen an einen gemeinsamen Vertex können darüber hinaus weitere Anforderungen gestellt werden, z.B. mindestens ein gemessener Punkt im Vertexdetektor.

Für die in diesem Kapitel beschriebene Analyse wurden ca. 2 Mio. multihadronische Ereignisse der Jahre 1994 und 1995 verwendet. Etwa 4 Mio. simulierte $q\bar{q}$-Ereignisse (Jetset 7.3 mit DELPHI-Tuning) wurden mit den gleichen Schnitten selektiert.

7.3 Rekonstruktion von D*-Mesonen in c$\bar{c}$-Ereignissen

Zur Erkennung des primären Hadrons in c$\bar{c}$-Ereignissen wird der Zerfall

$$\mathrm{D}^{*+} \to \mathrm{D}^0\pi^+ \to (\mathrm{K}^-\pi^+)\pi^+ \quad (\mathrm{BR} = (68.3 \pm 1.4)\% \text{ bzw. } (3.83 \pm 0.12)\% \text{ [4]})$$

betrachtet, der sich mit wenig Untergrund exklusiv rekonstruieren läßt. Die beiden Hemisphären werden durch die Ebene senkrecht zur Thrust-Achse getrennt, d.h. Hemisphäre eins und zwei werden durch $\cos\theta_{Thrust} > 0$ bzw. < 0 definiert, wobei θ_{Thrust} der Winkel zwischen dem Impulsvektor und der Thrust-Achse ist. Die drei Spuren zur Rekonstruktion des D*-Zerfalls müssen in derselben Hemisphäre liegen und jeweils mindestens einen Treffer in den Lagen des Vertexdetektors mit $R\phi$-Auslese aufweisen. Mit den Spuren wird dann eine Anpassung an einen gemeinsamen Vertex vorgenommen[2]. Die invariante Masse eines Kπ-Paares muß innerhalb eines Intervalls von 50 MeV um die nominelle D^0-Masse liegen, $|m_{D^0} - m_{K\pi}| < 50$ MeV, mit $m_{D^0} = 1864.5$ MeV [4]. Aufgrund des sehr kleinen Phasenraumes für den Zerfall D$^* \to$ D$^0\pi$ und dem damit verbundenen niedrigen Impuls des daraus resultierenden Pions, stammt fast immer das Pion mit dem größeren Impuls aus dem Zerfall D$^0 \to$ Kπ. Zur weiteren Unterdrückung des kombinatorischen Untergrundes wird gefordert, daß die rekonstruierte Zerfallslänge positiv ist, d.h., daß der Zerfallsvertex in der betrachteten Hemisphäre liegt. Betrachtet wird dann die Massendifferenz $\Delta m = m_{D^0\pi^+} - m_{D^0}$, wobei die rekonstruierten Massen für das D^0-Meson und das D$^0\pi^+$-System zu benutzen sind. Dies verbessert die Auflösung der Rekonstruktion um etwa eine Größenordnung, da die Unsicherheit in der Masse der D^0-Rekonstruktion in erster Ordnung herausfällt. Da der Zerfall knapp über der kinematischen Schwelle liegt ($m_{D^*} - m_{D^0} - m_\pi \approx 5$ MeV), wird eine sehr gute Auflösung in der Massendifferenz erreicht, was eine sehr saubere Rekonstruktion erlaubt.

Da zum Studium von Fragmentationseigenschaften die Kenntnis des primären Hadrons benötigt wird, müssen D*-Mesonen, die in c$\bar{c}$-Ereignissen kein primäres c-Quark enthalten (Gluonaufspaltun g $\to$ c$\bar{c}$) sowie D*-Mesonen in b$\bar{b}$-Ereignissen unterdrückt werden. Dies geschieht mit den folgenden Schnitten, die Verteilungen der entsprechenden Größen für c$\bar{c}$- und b$\bar{b}$-Ereignisse sind in Abbildung 7.2 gezeigt:

- Der auf den Strahlimpuls normierte Impulsanteil $x_p = p_{D^*}/p_{Strahl}$ des D*-Mesons muß größer als 0.4 sein. Dabei wird ausgenutzt, daß D-Mesonen in c$\bar{c}$-Ereignissen aufgrund der harten Fragmentationsfunktion im Mittel eine höhere Energie aufweisen als D-Mesonen aus Zerfällen von b-Hadronen (Abbildung 7.2a, siehe auch Abbildung 2.7). Weiterhin wird damit fast vollständig der Untergrund aus dem Prozeß g $\to$ c$\bar{c}$ eliminiert.

[2]Man beachte, daß dies nicht die richtige Hypothese ist, da der starke Zerfall D$^* \to$ D$^0\pi$ nicht am gleichen Ort stattfindet wie der schwache Zerfall des D^0-Mesons. Da die Massendifferenz $\Delta m = m_{D^*} - m_{D^0} \approx 145$ MeV jedoch nur geringfügig größer ist als die Masse des Pions ($m_\pi \approx 140$ MeV), wird dieses fast ohne Transversalimpuls relativ zur D*-Richtung emittiert, und ist somit auch annähernd mit dem schwachen Zerfallsvertex kompatibel. Da im weiteren nicht auf die χ^2-Wahrscheinlichkeit der Anpassung und nur schwach auf die Fluglänge geschnitten wird, ist dies ohne weitere Folgen.

- Für die Spuren der betrachteten Hemisphäre, ausschließlich der D*-Zerfallsspuren, wird die in Abschnitt 4.5 eingeführte Wahrscheinlichkeit, vom Primärvertex zu stammen, berechnet. Diese Wahrscheinlichkeit muß mehr als 5% betragen. Für b-Hadronen wird aufgrund der höheren Zerfallsmultiplizität erwartet, daß weitere Spuren ihren Ursprung im Sekundärvertex haben, und somit niedrige Werte in dieser Wahrscheinlichkeitsverteilung aufweisen (Abbildung 7.2b).

- In der gegenüberliegenden Hemisphäre werden die Spuren in aufsteigender Reihenfolge $1, 2, \ldots, n$ nach der Wahrscheinlichkeit sortiert, vom Primärvertex zu stammen. Für das System bestehend aus den Teilchen $1, 2, \ldots, i$ wird die Masse $m_{1,i}$ berechnet. Die Primärvertexwahrscheinlichkeit der Spur $i{+}1$, für die $m_{1,i} < 1.8$ GeV und $m_{1,i+1} > 1.8$ GeV gilt, muß größer als 5% sein (Abbildung 7.2c). 1.8 GeV stellt dabei die typische Masse der c-Hadronen dar. In $b\bar{b}$-Ereignissen werden bis zu den Massen der b-Hadronen von etwa 5 GeV Spuren erwartet, die signifikant nicht mit dem Primärvertex verträglich sind.

Eine Simulationsstudie ergibt mit diesen Schnitten eine Effizienz zur Selektion von $c\bar{c}$-Ereignissen von $\approx 60\%$ und einen Unterdrückungsfaktor für $b\bar{b}$-Ereignisse von ≈ 11. Das resultierende Massendifferenzspektrum mit dem der Simulation entnommenen kleinen verbleibenden Untergrund aus $b\bar{b}$-Ereignissen ist in Abbildung 7.3 zu sehen. Es enthält 1123 ± 37 (stat.) rekonstruierte D*-Zerfälle. Für diesen Teil der Analyse wurden die Daten der Jahre 1994 und 1995 verwendet. Der Signalbereich wird durch $|\Delta m - 145.5 \text{ MeV}| < 1$ MeV definiert.

7.4 Fragmentationstests mit D*-Mesonen

Um Korrelationen der Fragmentationsteilchen untereinander und mit dem primären D*-Meson zu studieren, wurden verschiedene Verteilungen betrachtet, die hierauf sensitiv sind. Um Pionen aus den Zerfällen orbital angeregter D**-Mesonen zurückzuweisen, wird für die nicht aus dem Zerfall des D*-Mesons stammenden Teilchen verlangt, daß ihre Masse mit dem D*-Kandidaten nicht in der Nähe der Masse des D$_1$(2420) liegt: $|m_{D^*\pi} - 2420 \text{ MeV}| > 25$ MeV. Die Rapidität wurde hier relativ zur Impulsrichtung des D*-Mesons berechnet, da diese die beste Approximation der Richtung des primären c-Quarks erwarten läßt. Abbildung[3] 7.4 zeigt die Rapiditätsverteilungen für rekonstruierte D*-Mesonen, deren Zerfallsprodukte sowie Fragmentationsteilchen[4]. Die Simulation liefert eine gute Beschreibung dieser Verteilungen. In Kapitel 8 werden die Rapiditätsverteilungen der b-Hadron-Zerfallsprodukte und Fragmentationsteilchen aus der Simulation an die Rapiditätsverteilung der Daten angepaßt. Daher ist die hier gefundene gute Übereinstimmung der Simulation mit den Daten für beide Quellen von sehr großer Bedeutung für diese Analysen.

[3]Bei den Abbildungen dieses Abschnitts wurde die Statistik der Simulation auf die Datenstatistik normiert.

[4]Die Teilchen stammen teilweise aus Zerfällen instabiler Teilchen, sind also nicht immer direkt in der Fragmentation entstanden.

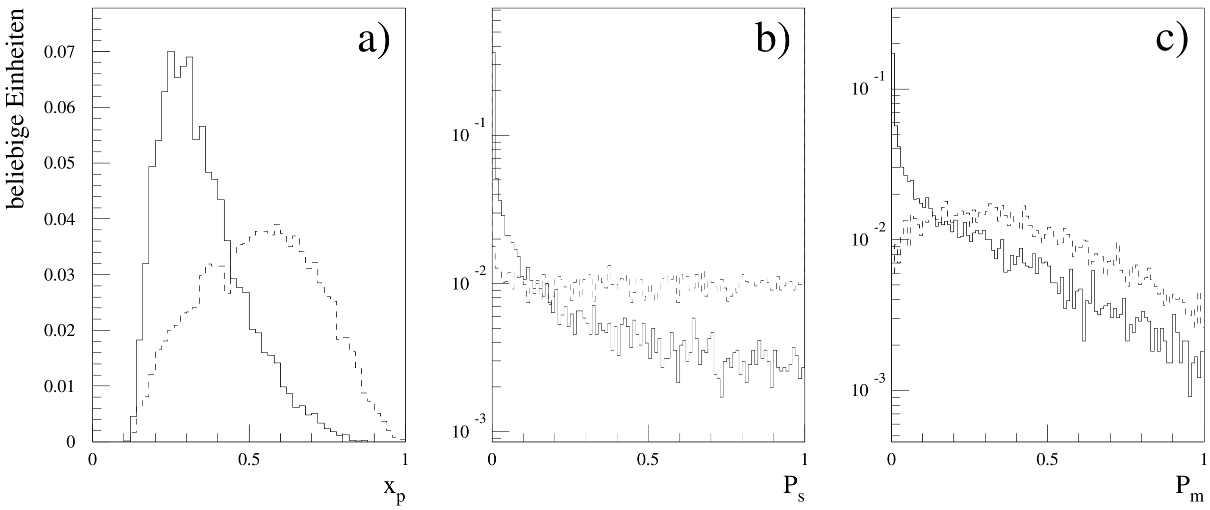


Abbildung 7.2: *Die im Text erläuterten (normierten) Größen zur Anreicherung von D^*-Mesonen in $c\bar{c}$-Ereignissen (durchgezogen: $b\bar{b}$-Ereignisse, gestrichelt: $c\bar{c}$-Ereignisse):*
a) Auf die Strahlenergie normierter Impuls;
b) Primärvertexwahrscheinlichkeit der Spuren in der Hemisphäre, abzüglich der D^*-Zerfallsprodukte;
c) Primärvertexwahrscheinlichkeit in der gegenüberliegenden Hemisphäre des Teilchens i+1, für das gilt: $m_{1,i+1} > 1.8$ GeV.

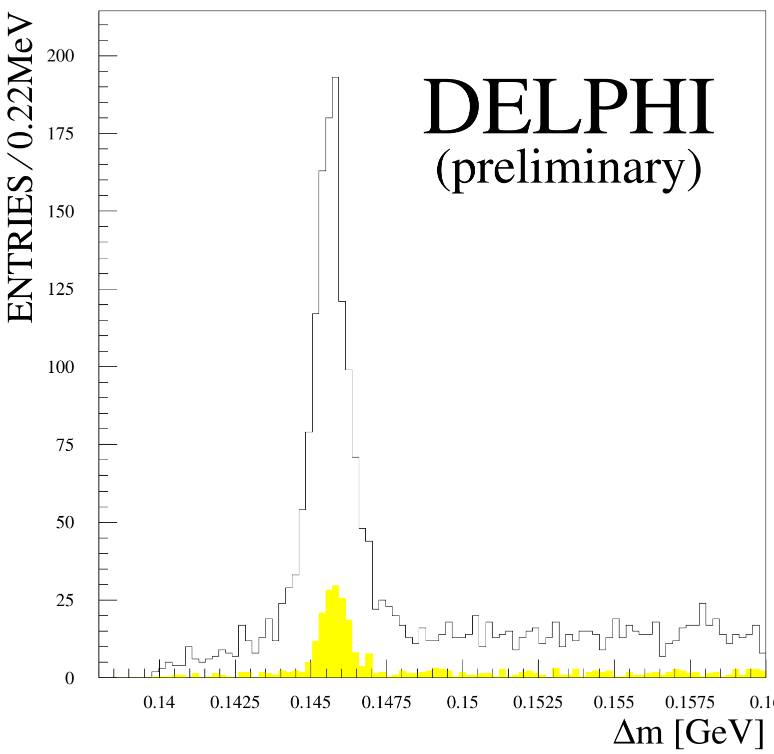


Abbildung 7.3: *Das Massendifferenzspektrum der D^*-Kandidaten nach den im Text erläuterten Schnitten zur Anreicherung von $c\bar{c}$-Ereignissen. Der aus der Simulation abgeschätzte Untergrund aus $b\bar{b}$-Ereignissen ist als schraffiertes Histogramm gezeigt.*

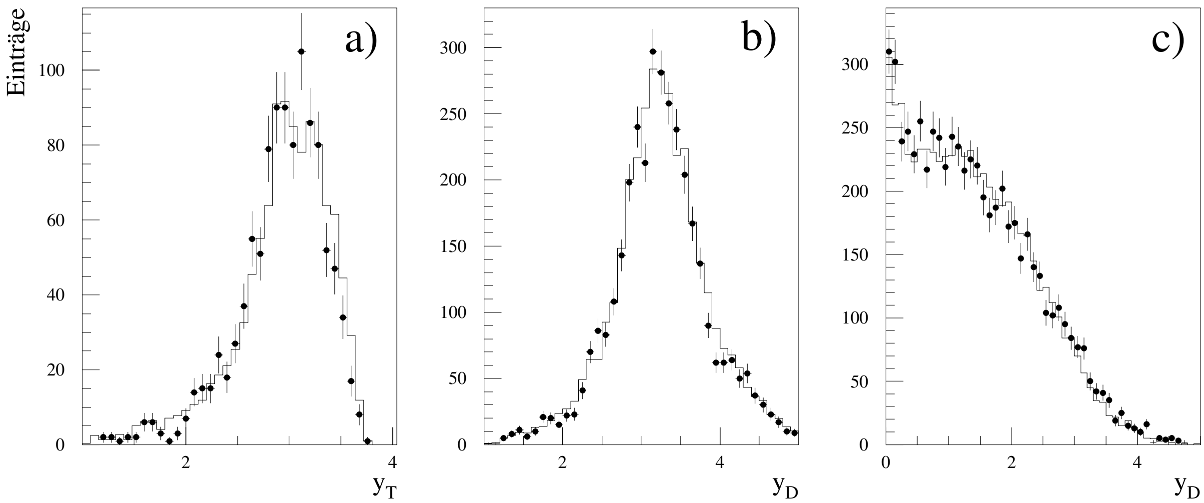


Abbildung 7.4: *Die Rapiditätsverteilungen für a) rekonstruierte D^*-Mesonen, wobei hier die Rapidität relativ zur Thrust-Achse ausgewertet wurde, b) Zerfallsprodukte des D^*-Mesons und c) Fragmentationsteilchen. Für b) und c) wurde die Rapidität relativ zur Richtung des D^*-Mesons berechnet.*

Die Anordnung der Ladungen in der Fragmentationskette kann getestet werden, indem die Teilchen mit gleicher bzw. entgegengesetzter Ladung des rekonstruierten D^*-Mesons separat betrachtet werden. Lokale Ladungskompensation (siehe Abbildung 7.1) läßt erwarten, daß das folgende geladene Teilchen in der Fragmentationskette die entgegengesetzte Ladung aufweist. Abbildung 7.5a zeigt die Rapiditätslücke $\Delta y = y_{D^*} - y_i$ zwischen dem D^*-Meson und den Fragmentationsteilchen gleicher und entgegengesetzter Ladung. Der erwartete Effekt ist deutlich zu sehen: Bei kleinen Werten, wo Teilchen erwartet werden, die in der Fragmentationskette in der Nähe des primären Quarks lokalisiert sind, ist ein signifikanter Überschuß der Spuren mit entgegengesetzter Ladung zu sehen. Dieses Verhalten wird von der Simulation gut beschrieben. In Abbildung 7.5b ist der Rang[5] für die Teilchen mit gleicher bzw. entgegengesetzter Ladung aufgetragen. Hieraus ist ersichtlich, daß die Ladung des primären Hadrons im Mittel von den drei in der Rapidität folgenden Teilchen kompensiert wird. Abbildung 7.5c zeigt die Rapiditätslücke $\Delta y = y_i - y_{i+1}$ zweier in der Rapidität aufeinanderfolgender Fragmentationsteilchen. Auch hier beschreibt die Simulation die Daten sehr gut. In [84] werden ähnliche Analysen durchgeführt - jedoch ohne explizite Kenntnis des primären Hadrons. Es wird ebenfalls eine sehr gute Übereinstimmung des JETSET-Modells mit den Daten gefunden. Aufgrund des inklusiven Charakters der dort durchgeführten Analyse steht eine deutlich höhere Statistik zur Verfügung. Die in diesem Teil der Analyse gefundene gute Übereinstimmung der Simulation mit den Daten rechtfertigt die in Kapitel 8 durchgeführte, auf Fragmentationseigenschaften basierende Messung von b-Hadron-Produktionsraten.

[5] Der Rang gibt hier nicht die (nicht zugängliche) Position in der Fragmentationskette an, sondern die Position, wenn man die Fragmentationsteilchen einer Hemisphäre nach der Rapidität ordnet, wobei das Teilchen mit der größten Rapidität den Rang eins erhält.

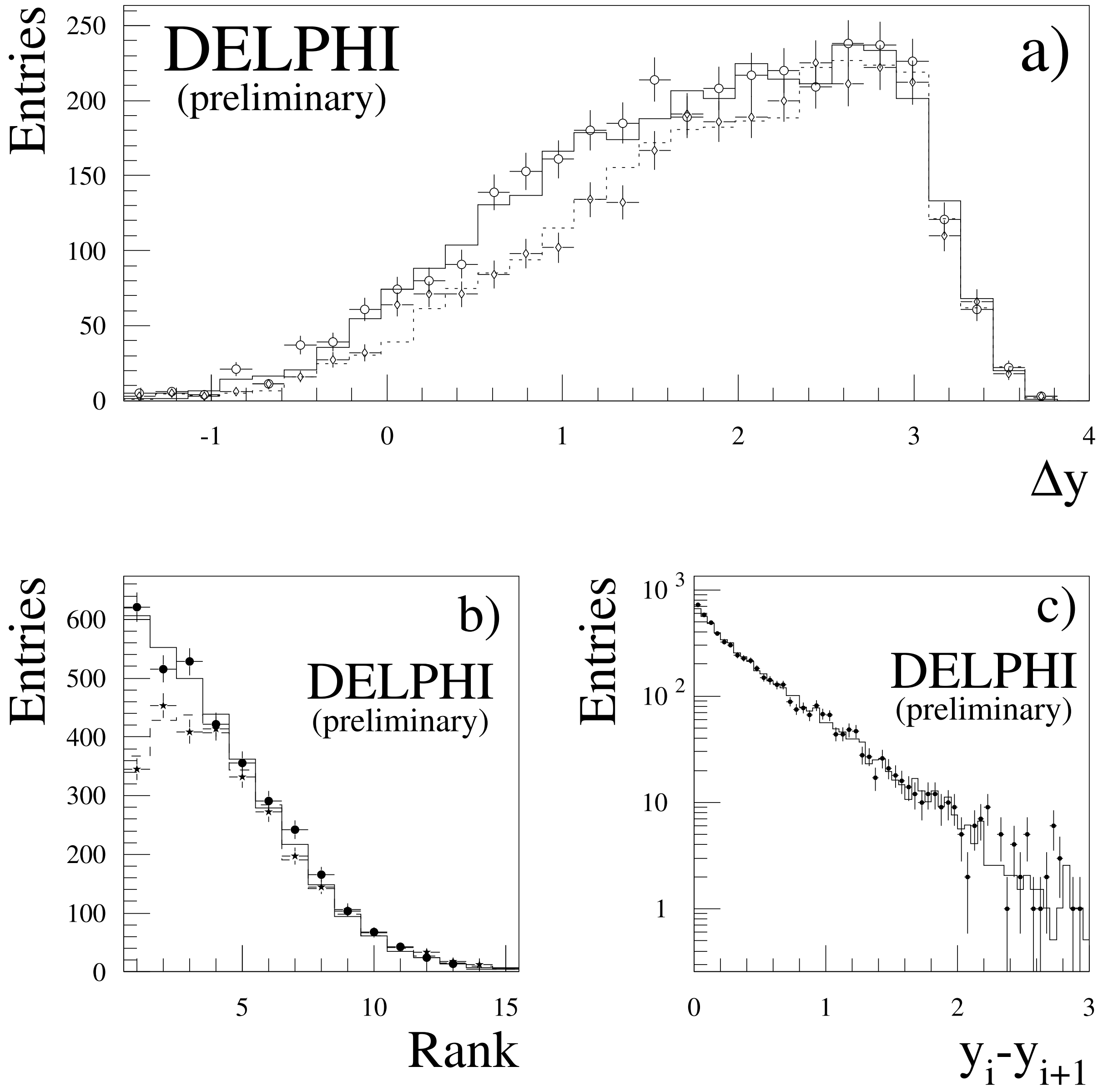


Abbildung 7.5: *a) Die Rapiditätsdifferenz* $\Delta y = y_{D^*} - y_i$ *für Fragmentationsteilchen mit entgegengesetzter (Daten: Kreise, Simulation: durchgezogenes Histogramm) und gleicher Ladung (Daten: Rauten, Simulation: gestricheltes Histogramm) wie ein rekonstruiertes* D^**-Meson.*
b) Der Rang (nach Rapidität sortiert) der Fragmentationsteilchen für entgegengesetztes (Daten: Kreise, Simulation: durchgezogenes Histogramm) und gleiches Ladungsvorzeichen (Daten: Sterne, Simulation: gestricheltes Histogramm).
c) Die Rapiditätslücke zwischen zwei aufeinanderfolgenden Fragmentationsteilchen mit Rang i und $i + 1$ *für Daten (Kreise) und Simulation (Histogramm).*

7.5 Fragmentationstests mit D$_s$-Mesonen

Im vorigen Abschnitt wurde gezeigt, daß die Monte-Carlo-Simulation in der Lage ist, Rapiditätsverteilungen sowie von dem String-Modell vorhergesagte Ladungskorrelationen gut zu beschreiben. Neben den Ladungskorrelationen werden weiterhin Flavourkorrelationen vorhergesagt. Bei der Erzeugung eines s$\bar{s}$-Paares aus dem Vakuum wird im einfachen String-Modell erwartet, daß die s-Quarks in zwei aufeinanderfolgenden Hadronen enthalten sind, und die Strangeness somit lokal kompensiert wird. Die Situation ist ähnlich für die Erzeugung von Baryonen, jedoch existieren dort Mechanismen (vgl. Abschnitt 2.3.3), welche die Produktion von zusätzlichen Mesonen zwischen einem Baryon-Antibaryon-Paar erlauben. In diesem Abschnitt wird in c$\bar{c}$-Ereignissen nach geladenen Kaonen gesucht, die ein primäres D$_s$ (c$\bar{s}$)-Meson begleiten.
D$_s$-Mesonen werden in den Zerfallskanälen

$$\begin{array}{lll} D_s^+ & \rightarrow & \phi\pi^+ \rightarrow (K^+K^-)\pi^+ \quad (BR = (3.6 \pm 0.9)\% \text{ bzw. } (49.1 \pm 0.6)\% \text{ [4]}), \\ D_s^+ & \rightarrow & \bar{K}^*K^+ \rightarrow (K^-\pi^+)K^+ \quad (BR = (3.4 \pm 0.9)\% \text{ bzw. } \approx 100\% \text{ [4]}) \end{array}$$

rekonstruiert. Spuren, die zur Rekonstruktion herangezogen werden, müssen in derselben Hemisphäre liegen und jeweils mindestens einen $R\phi$-Punkt im Vertexdetektor aufweisen. Mit den drei Spurkandidaten wird dann eine Anpassung an einen gemeinsamen Vertex durchgeführt. Die χ^2-Wahrscheinlichkeit dieser Anpassung muß größer als 10^{-6} sein. Die rekonstruierte Zerfallsstrecke muß positiv sein, d.h. der Vertex muß vom Primärvertex aus gesehen in der Hemisphäre der Zerfallsprodukte liegen. Die weitere Vorgehensweise hängt davon ab, welcher Zerfallskanal betrachtet wird.
Ist die invariante Masse des K$^+$K$^-$-Paares mit der nominellen Masse des ϕ-Mesons kompatibel, $|m_{K^+K^-} - m_\phi| < 6$ MeV mit $m_\phi = 1.0194$ GeV, so werden folgende Anforderungen gestellt:

- Die Impulse des D$_s$-Kandidaten und des ϕ-Mesons müssen mehr als 10 GeV bzw. 4 GeV betragen.

- $\cos\theta^* > -0.9$, wobei θ^* der Winkel zwischen der Richtung des Pions, nach einer Lorentz-Transformation in das Ruhesystem des D$_s$-Mesons, und der Flugrichtung des D$_s$-Mesons ist. Da das pseudoskalare D$_s$ isotrop zerfällt, ist für das Signal diese Winkelverteilung flach, für den kombinatorischen Untergrund jedoch stark in Rückwärtsrichtung konzentriert.

- Der Zerfall des Vektormesons ϕ in zwei pseudoskalare Mesonen erfolgt anisotrop mit einer Verteilung $\propto \cos^2\psi$, wobei ψ der Winkel zwischen einem der beiden Kaonen im Ruhesystem des ϕ und der ϕ-Flugrichtung ist. Dazu erfolgt eine Lorentz-Transformation des Impulses des ϕ-Mesons in das D$_s$-Ruhesystem. Der Impuls eines Kaons aus dem ϕ-Zerfall wird in dieses ϕ-Ruhesystem transformiert, der Winkel ψ kann dann berechnet werden. Zur Unterdrückung des in dieser Größe flach verlaufenden Untergrundes wird $|\cos\psi| > 0.5$ verlangt.

- Die beiden Kaonen aus dem ϕ-Zerfall dürfen nicht als Pionen identifiziert worden sein. Darüber hinaus muß mindestens eines der beiden Teilchen als „loose“ Kaon erkannt worden sein[6].

Liegt die Masse des $K^-\pi^+$-Paares in der Nähe der K^*-Masse, $|m_{K^-\pi^+} - m_{K^*}| < 34$ MeV mit $m_{K^*} = 896.1$ MeV, so wird verlangt:

- Die Impulse des D_s-Kandidaten und des K^*-Mesons müssen mehr als 12 GeV bzw. 4 GeV betragen.
- $|\cos\theta^* > 0.8|$, mit θ^* dem entsprechend definierten Helizitätswinkel des K^+ im D_s-Ruhesystem.
- $|\cos\psi| > 0.5$, mit ψ dem entsprechenden Winkel zwischen K^+ und K^-.
- Die Kaon-Kandidaten dürfen nicht als Pion identifiziert worden sein. Der K^+-Kandidat muß als „standard“ Kaon erkannt worden sein. Für das K^- aus dem K^*-Zerfall wird in Abhängigkeit von der $K\pi$-Masse verlangt: „loose“ Kaon-Tag für $|m_{K^-\pi^+} - m_{K^*}| < 17$ MeV, sonst „standard“.

Zur Selektion von $c\bar{c}$-Ereignissen werden die gleichen Schnitte angebracht wie im Falle der D^*-Mesonen. Das daraus resultierende Massenspektrum ist in Abbildung 7.6a zu sehen. Es enthält 207±20 (stat.) rekonstruierte D_s-Zerfälle. Die Signalregion wurde durch $|m_{D_s} - 1.9685\,\text{GeV}| < 30$ MeV definiert. Zur Selektion von Kaonen unter den Fragmentationsteilchen wurde die „standard“ Identifikation des kombinierten TPC/RICH-Algorithmus verlangt. Abbildung 7.6b zeigt den Rang für identifizierte Kaonen mit dem gleichen bzw. entgegengesetzten Vorzeichen wie das D_s-Meson. Zur Subtraktion des kombinatorischen Untergrundes unter dem D_s-Signal wurden die Seitenbänder 1.7 GeV $< m_{D_s} <$ 1.8 GeV und 2.05 GeV $< m_{D_s} <$ 2.15 GeV herangezogen. In den Daten ist ein signifikanter Überschuß an Kaonen mit entgegengesetzter Ladung zu sehen, der qualitativ von der Simulation beschrieben wird. Für eine quantitative Aussage wird die Verteilung für die Kaonen gleicher Ladung von der entgegengesetzter Ladung abgezogen, und die ersten drei oder vier Kanäle aufsummiert, in denen der Fragmentationspartner des primären Hadrons erwartet wird (vgl. Abbildung 7.5b). Für

$$r = \frac{\sum_{i=1}^{3,4}((+-)_i - (++)_i)_{Sim.}}{\sum_{i=1}^{3,4}((+-)_i - (++)_i)_{Daten}}, \tag{7.2}$$

wobei $(+-)_i$ und $(++)_i$ die Anzahl der Einträge der Verteilung entgegengesetzter bzw. gleicher Ladung in Kanal i bezeichnet, erhält man $R = 1.2 \pm 0.2$ (stat.). Dies ist im Rahmen des relativ großen statistischen Fehlers konsistent mit eins. Der limitierende Faktor dieser Studie ist die Anzahl der rekonstruierten D_s-Mesonen.

[6] Zur D_s-Rekonstruktion werden modifizierte Tags der aus TPC und RICH kombinierten Identifikation verwendet, die höhere Effizienzen bei geringerer Reinheit erzielen [89, 90].

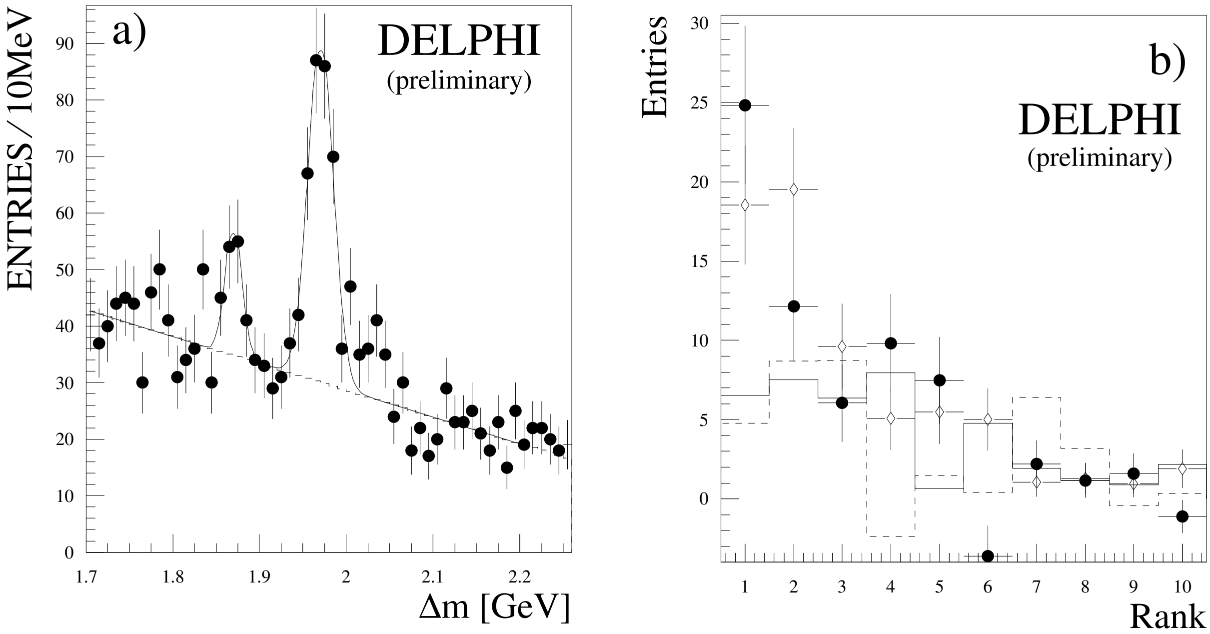


Abbildung 7.6: *a) Das Massenspektrum der D_s-Kandidaten nach Anreicherung von $c\bar{c}$-Ereignissen. Die Anpassung erfolgte mit einer Gauß-Funktion für das Signal, einem Polynom ersten Grades für den kombinatorischen Untergrund und einer weiteren Gauß-Funktion für die entsprechenden Cabibbo-unterdrückten D^+-Zerfälle. b) Der Rang der identifizierten Kaonen mit entgegengesetzter (Daten: Kreise, Simulation: Rauten) und gleicher Ladung (Daten: durchgezogenes Histogramm, Simulation: gestricheltes Histogramm) wie ein rekonstruiertes D_s-Meson.*

8

Messung der Produktionsraten von b-Hadronen

8.1 Einführung

Die existierenden Werte der Produktionsraten f_{B_s} und $f_{b-Baryon}$, der schwach zerfallenden B_s-Mesonen bzw. b-Baryonen, basieren auf indirekten Messungen, bei deren Auswertung neben den Ergebnissen anderer Experimente Modellannahmen unerläßlich sind (Abschnitt 2.4.2). Daher sind weitere, unabhängige Analysen notwendig. Die Bestimmung der Produktionsraten durch exklusive Rekonstruktion von b-Hadronen ist aufgrund der Vielzahl an Zerfallskanälen und deren kleiner Verzweigungsverhältnisse bei LEP nicht durchführbar. So enthält das derzeit beste exklusiv rekonstruierte B_s-Signal der CDF-Kollaboration

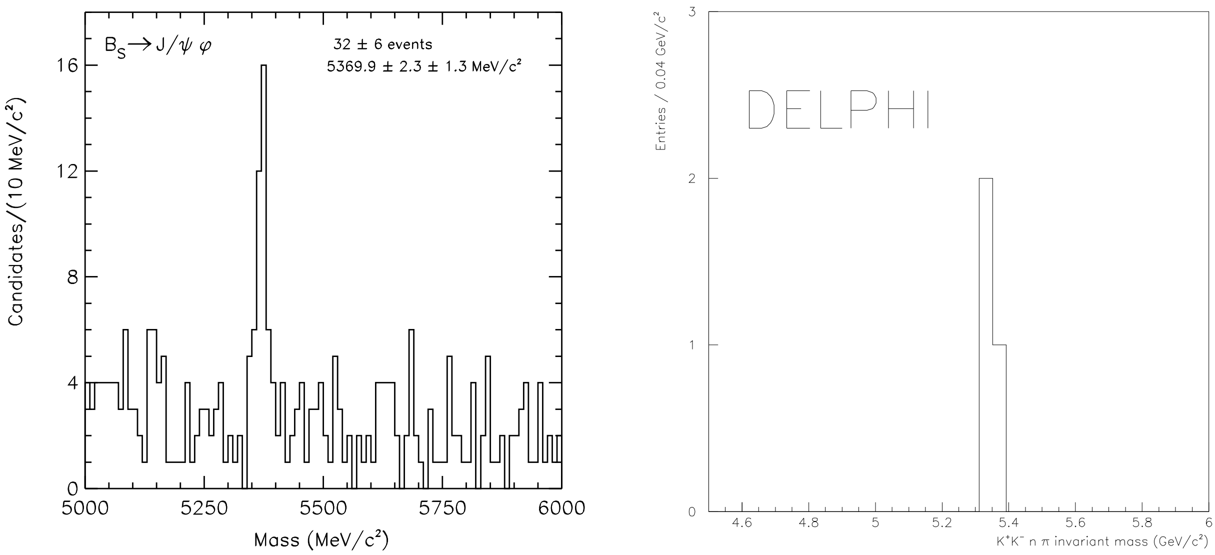


Abbildung 8.1: *Exklusiv rekonstruierte B_s-Mesonen von* CDF *(links) in dem Kanal $B_s \to J/\Psi\phi$ [91] und* DELPHI *(rechts) in den Kanälen $B_s \to D_s^- \pi^+,\ D_s^- a_1^+,\ J/\Psi\phi$ [92].*

etwa 30 Ereignisse, bei DELPHI wurden durch Summation dreier Kanäle drei Kandidaten gefunden (Abbildung 8.1). Diese Anzahl ist für eine quantitative Analyse bei weitem zu niedrig. Darüber hinaus sind die zugrundeliegenden Verzweigungsverhältnisse nur ungenau bekannt.
In diesem Kapitel werden Analysen zur Bestimmung der Rate primär in der Fragmentation produzierter b-Hadronen, die ein s-Quark enthalten, sowie geladener und neutraler schwach zerfallender b-Hadronen vorgestellt. Dazu wurden vollständig inklusive Methoden entwickelt, die nicht direkt auf die Kenntnis exklusiver Zerfallskanäle angewiesen sind.

8.2 Messung der Rate seltsamer b-Hadronen

8.2.1 Das Prinzip der Messung

Herkömmliche Methoden zur Messung von Produktionsraten basieren auf dem Zerfall des betrachteten Hadrons. Ein Beispiel hierfür ist die in Kapitel 6 vorgestellte Analyse zur Bestimmung des Σ^--Wirkungsquerschnitts. Zur Messung der Rate seltsamer b-Hadronen wird eine neuartige Methode gewählt, die auf den Eigenschaften der Fragmentation von b-Jets basiert.
Die Erzeugung eines B_s-Mesons in dem Modell der String-Fragmentation (Abschnitt 2.3.3) ist in Abbildung 8.2a illustriert[1]: ein in dem Zerfall des Z^0-Bosons produziertes $\bar{b}$-Quark vereinigt sich mit einem s-Quark, das gemeinsam mit einem $\bar{s}$-Quark bei dem Aufbruch eines Strings aus dem Vakuum erzeugt wurde. Da die Strangeness in diesem Bild lokal erhalten ist, enthält das folgende Teilchen in der Fragmentationskette das $\bar{s}$-Quark. Je nach Typ des Quarkpaares, das im anschließenden Stringaufbruch erzeugt wird, entsteht ein neutrales oder positiv geladenes Hadron. Im Falle eines $u\bar{u}$- oder $d\bar{d}$-Paares erhält man entweder ein Kaon oder eine höhere Resonanz. Ein solcher resonanter Zustand zerfällt aufgrund der Flavourerhaltung der starken Wechselwirkung in einen Endzustand, der ein Kaon mit dem ursprünglichen $\bar{s}$-Quark enthält. Ein Kaon, das unmittelbar auf ein b-Hadron in der Fragmentationskette folgt, ist somit ein Indikator für die Anwesenheit eines primär produzierten Teilchens, das ein s-Quark enthält. Dies kann zur Bestimmung deren Produktionsrate eingesetzt werden.
Dies ist jedoch nicht die einzige Möglichkeit, ein Kaon als Fragmentationspartner des primären b-Hadrons zu erzeugen, wie in Abbildung 8.2b gezeigt ist. Wird im ersten Aufbruch des Strings ein $u\bar{u}$ ($d\bar{d}$)-Paar erzeugt, gefolgt von einem $s\bar{s}$-Paar, so erhält man ein B^+ (B^0), mit einem negativ geladenen (neutralen) s-Hadron als Partner in der Fragmentationskette. In beiden Fällen kann also ein Kaon erzeugt werden, das in dem Fragmentationsprozeß direkt auf das primäre b-Hadron folgt, und somit den Rang eins aufweist[2]. Die beiden Konfigurationen unterscheiden sich durch die Ladung des Kaons bzw. deren Korrelation mit dem Typ des primären b-Quarks (b oder $\bar{b}$). Bei dem Signal (Abbildung 8.2a) tritt ein $\bar{b}$ (b)-Quark mit einem positiv (negativ) geladenen Kaon auf, für den Un-

[1] Die folgende Argumentation gilt immer analog auch für die ladungskonjugierte Konfiguration.
[2] Der Rang ist (vergleiche Kapitel 7) als die Position innerhalb der Fragmentationskette definiert. Das primäre b-Hadron erhält dabei den Rang Null.

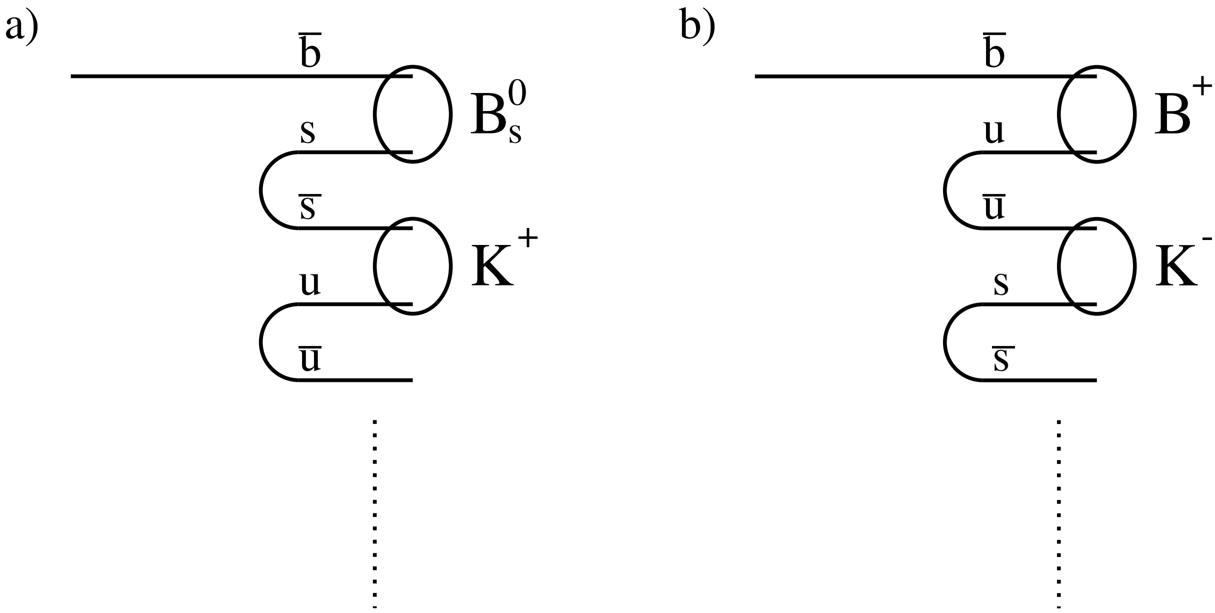


Abbildung 8.2: *Erzeugung eines Kaons als Fragmentationspartner des primären b-Hadrons. In a) kompensiert das Kaon die Strangeness des b-Hadrons, in b) enthält das b-Hadron kein s-Quark. Die beiden Fälle unterscheiden sich durch die Ladung des Kaons bei gleicher Bottomness des primären Hadrons (siehe Text).*

tergrund (Abbildung 8.2b) erhält man ein negativ (positiv) geladenes Kaon. Neben der Ladung des Kaons muß also auch bestimmt werden, ob in der Hemisphäre ein b- oder $\bar{b}$-Quark produziert wurde.
Die produzierten Kaonen können auch neutral sein. Im weiteren Verlauf werden jedoch ausschließlich geladene Kaonen betrachtet. Die in der Fragmentation entstehenden neutralen Kaonen K^0 und $\bar{K}^0$ sind Eigenzustände der starken Wechselwirkung, d.h. Zustände mit definierter Strangeness. Der Zerfall erfolgt jedoch durch schwache Wechselwirkung der Zustände K^0_S und K^0_L, die jeweils zur Hälfte aus K^0 und $\bar{K}^0$ gemischt sind (abgesehen von CP-verletzenden Beiträgen). Die Information über den Typ des s-Quarks geht folglich beim experimentell nachweisbaren Zerfall verloren. Darüber hinaus ist die Spurinformation geladener Teilchen wesentlich präziser, was detailliertere Aussagen über den Herkunftsort des Teilchens erlaubt.
Die wesentlichen, in der Analyse durchzuführenden Schritte sind dann:

- Selektion von $b\bar{b}$-Ereignissen.
- Selektion von Kaonen, die vom primären Ereignisvertex stammen. In schwachen Zerfällen von b-Hadronen werden vorwiegend über die Zerfallskette $B \to D{+}X \to K{+}X$ Kaonen produziert, die ihren Ursprung jedoch im Tertiärvertex des c-Hadrons haben.
- Auffinden der Kaonen, die als Partner des b-Hadrons in der Fragmentation auftreten.

- Ausnutzen der Korrelation zwischen der Ladung des Kaons und der „Bottomness“[3] des b-Hadrons.

8.2.2 Die Analyse

Die folgende Analyse basiert auf ca. 2 Mio. multihadronischen Ereignissen der Jahre 1994 und 1995. Es standen ca. 4 Mio. $q\bar{q}$-Ereignisse und ca. 900 000 $b\bar{b}$-Ereignisse aus der Simulation zur Verfügung (Jetset 7.3 mit DELPHI-Tuning).

Um $b\bar{b}$-Ereignisse anzureichern, wird die in Abschnitt 4.5.2 beschriebene Konfidenzmethode verwendet. Es wird verlangt, daß der Wert der zur Trennung verwendeten Variablen größer als 0.99 ist. Damit erhält man eine Effizienz zur Selektion von $b\bar{b}$-Ereignissen $\epsilon_b \approx 50\%$, andere Ereignisse werden entsprechend $\epsilon_c \approx 2\%$ und $\epsilon_{uds} < 0.1\%$ unterdrückt.
Um Fragmentationsteilchen von Zerfallsprodukten der b-Hadronen unterscheiden zu können, wird neben dem primären Ereignisvertex (siehe Abschnitt 4.5) in jeder Hemisphäre ein sekundärer Zerfallsvertex bestimmt [93]. In dem „Rapiditäts-Algorithmus“ werden aus den Viererimpulsen der Teilchen mit hoher Rapidität ($y > 1.6$) Energie und Impuls des b-Hadrons abgeschätzt (eine detaillierte Beschreibung ist in [22] zu finden). Aus der Richtung des b-Hadrons und den Spurparametern der Teilchen wird der Startwert für die Vertexanpassung bestimmt. Dabei müssen die hierfür verwendeten Spuren mindestens einen gemessenen Punkt im Vertexdetektor aufweisen. In einer iterativen Prozedur wird dann der Sekundärvertex bestimmt. Hierzu wird eine Parameteranpassung durchgeführt, in der die Richtung des b-Hadrons in ϕ und θ als Nebenbedingung enthalten ist. Nach jedem Schritt werden die Spuren, die einen über einem Grenzwert liegenden Beitrag zum χ^2-Wert liefern, ausgesondert.

Wie in Abschnitt 8.2.1 erläutert, basiert die Messung auf den Eigenschaften des Teilchens, das direkt nach dem b-Hadron in der Fragmentationskette erzeugt wird. Als Größe, die mit dem Rang eines Teilchens korreliert ist, wird die in Gleichung (7.1) definierte Rapidität verwendet. In Abbildung 8.3 ist die Rapidität aus der Simulation für die geladenen Teilchen aus den verschiedenen Quellen aufgetragen: Produkte des b-Hadron-Zerfalls, die Fragmentationspartner mit Rang eins und die verbleibenden Fragmentationsteilchen. Die drei Verteilungen sind in dieser Größe sehr gut separierbar. Die Produkte des B-Zerfalls weisen eine sehr hohe Rapidität auf. Die Korrelation zwischen Rang und Rapidität führt dazu, daß die mittlere Rapidität des Fragmentationspartners höher ist als die der danach in der Fragmentationskette produzierten Hadronen. In Kapitel 7 konnte gezeigt werden, daß die Simulation in der Lage ist, die Rapiditätsverteilungen in Ereignissen schwerer Quarks separat für Fragmentations- und Zerfallsteilchen zu beschreiben.
Um die in Abschnitt 8.2.1 erläuterte Korrelation zwischen der Ladung des Kaons und dem primären b-Quark auszunutzen, muß die Bottomness der Hemisphäre möglichst effizient bestimmt werden. Dazu kann der semileptonische Zerfall der b-Hadronen verwendet werden. Bei dem Zerfall des b-Quarks $b \to cW^-$, gefolgt von $W^- \to l^-\bar{\nu}$, gibt die Ladung des

[3] Zur sprachlichen Vereinfachung wird der Begriff „Bottomness“ als Größe analog zur „Strangeness“ eingeführt. Sie beträgt 1/-1 für ein b/$\bar{b}$-Quark.

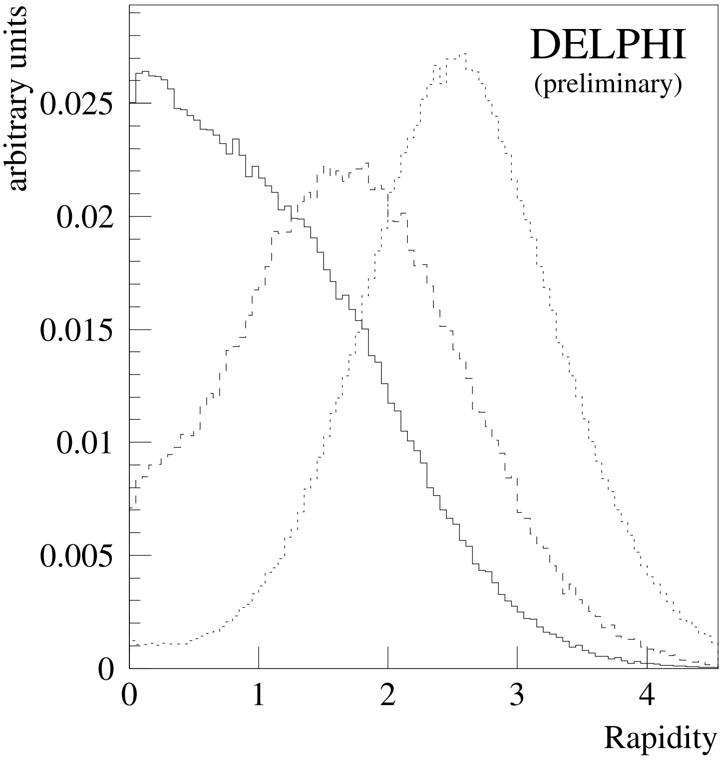


Abbildung 8.3: *Die Rapiditätsverteilungen in $b\bar{b}$-Ereignissen für Teilchen unterschiedlicher Herkunft: B-Zerfallsprodukte (gepunktet), Fragmentationspartner des b-Hadrons (gestrichelt) und sonstige Fragmentationsteilchen (durchgezogen).*

Leptons Auskunft über die Ladung des b-Quarks. Der Untergrund des Kaskadenzerfalls $b \to c \to l^+$, der ein Lepton mit entgegengesetztem Vorzeichen liefert, kann durch Schnitte auf den Impuls und den Transversalimpuls bezüglich der Jetachse unterdrückt werden. Diese Methode liefert gute Reinheiten, die Effizienz ist jedoch durch die semileptonischen Zerfallsbreiten in Elektronen und Myonen ($\approx 10\%$) begrenzt. Eine Größe, die prinzipiell in jedem Ereignis zur Verfügung steht, ist die gewichtete Jetladung:

$$Q_{Jet} = \frac{\sum_i Q_i \cdot |\vec{p}_i \cdot \vec{t}|^\kappa}{\sum_i |\vec{p}_i \cdot \vec{t}|^\kappa}. \tag{8.1}$$

Die Summen laufen über alle Teilchen einer Hemisphäre, $\vec{t}$ ist die in 4.2 definierte Thrust-Achse und κ ein der Anwendung anzupassender Exponent (Für $\kappa = 0$ stellt 8.1 die einfache Summe der Ladungen dar, für $\kappa \to \infty$ trägt lediglich das Teilchen mit dem höchsten Impuls bei). Es wird ausgenutzt, daß die Fragmentationsprodukte einer Hemisphäre Informationen über die Ladung des im Z^0-Zerfall erzeugten Quarks enthalten. Zur bestmöglichen Trennung von Hemisphären, die ein b- bzw. $\bar{b}$-Quark enthalten, wurde ein Wert von $\kappa = 0.6$ ermittelt. Die Verteilung der gewichteten Jetladung ist in Abbildung 8.4 gezeigt. In der Gesamtverteilung stimmen Daten und Simulation sehr gut überein. Da zur gewichteten Jetladung die Spuren aus dem Zerfall des b-Hadrons wegen der Impulsgewichtung den größten Beitrag liefern, ist diese Variable vorwiegend sensitiv auf den Typ des b-Quarks in dem schwach zerfallenden b-Hadron. Oszillationen der neutralen B_d^0- und B_s^0-Mesonen (Abschnitt 2.4.1), bei denen eine Umwandlung des Quarktyps erfolgt, verschmieren demzufolge die Information über die Art des primären Quarks. Für geladene

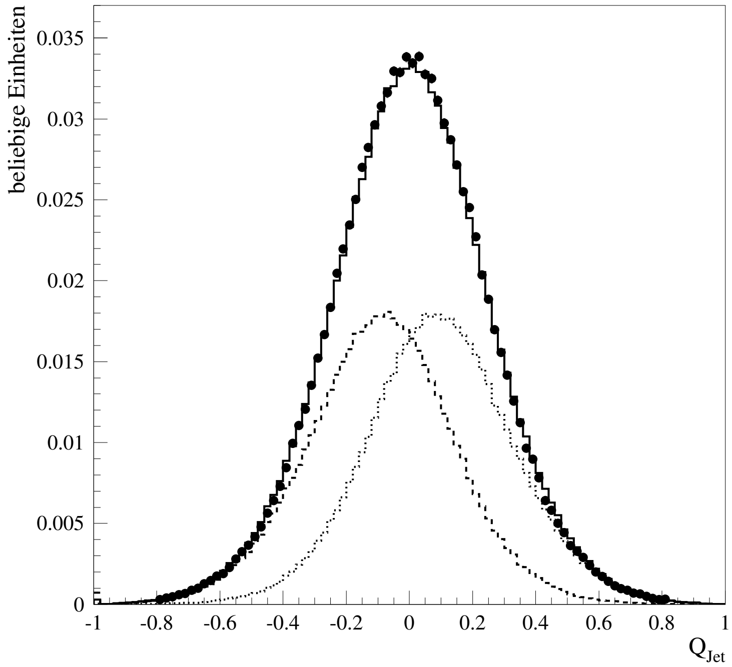


Abbildung 8.4: *Die gewichtete Jetladung für Hemisphären selektierter $b\bar{b}$-Ereignisse in den Daten (Punkte mit Fehlerbalken) und der Simulation (durchgezogenes Histogramm). Gezeigt sind weiterhin die aus der Simulation erhaltenen Verteilungen für primäre b- (gestricheltes Histogramm) und $\bar{b}$-Quarks (gepunktetes Histogramm). Die Mittelwerte betragen* $\langle Q_{Jet}\rangle_b = -0.092$ *und* $\langle Q_{Jet}\rangle_{\bar{b}} = 0.098$.

B-Mesonen ist die Trennung besser als für neutrale B-Mesonen, da in letzterem Fall die Ladungsinformation der Fragmentationsteilchen eine größere Rolle spielt.

Die gewichtete Jetladung kann in einem Neuronalen Netz (Abschnitt 4.7) mit weiteren Variablen kombiniert werden, z.B. Ladung und Transversalimpuls identifizierter Leptonen (Elektronen und Myonen) oder der Vertexladung, auf die in Abschnitt 8.3 näher eingegangen wird. In [93] werden insgesamt sechs Eingangsvariablen verwendet. In der Trainingsphase wurden die Zielwerte -1 und 1 für Hemisphären mit einem b- bzw. $\bar{b}$-Quark gewählt. Die Verteilungen für Daten und Simulation sowie b- bzw. $\bar{b}$-Hemisphären aus der Simulation sind in Abbildung 8.5 zu sehen. Die gewichtete Jetladung ist bei weitem die wichtigste Größe und liefert den Hauptbeitrag zur Separation der beiden Fälle.

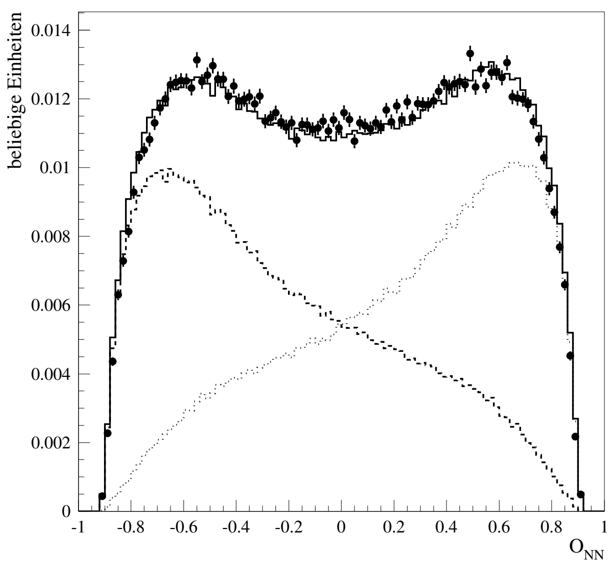


Abbildung 8.5: *Die Ausgabe eines Neuronalen Netzes zur Trennung von Hemisphären mit einem b- bzw. $\bar{b}$-Quark für Daten (Punkte mit Fehlerbalken) und Simulation (durchgezogenes Histogramm) sowie die aus der Simulation gewonnenen Beiträge der b- (gestrichelt) und $\bar{b}$-Hemisphären (gepunktet).*

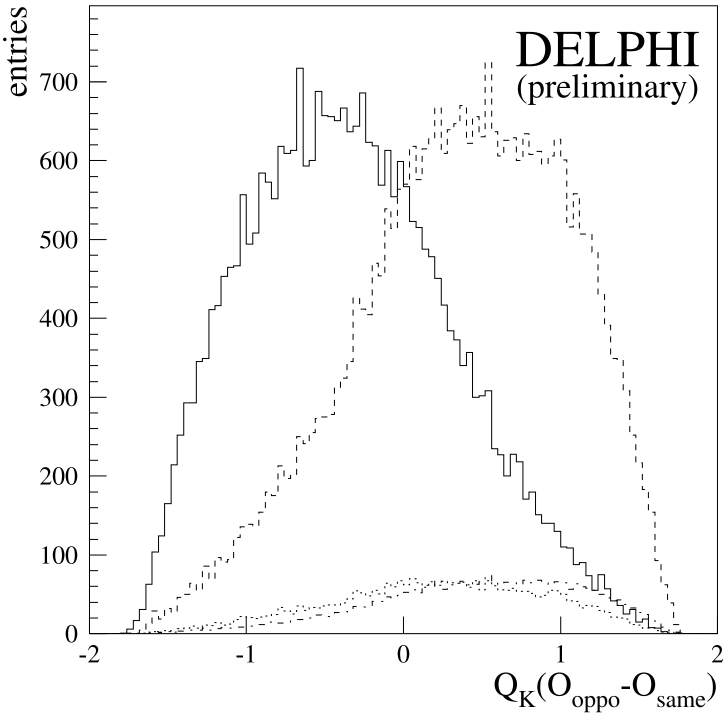


Abbildung 8.6: *Die Größe $Q_K \cdot (O_{N,oppo} - O_{N,same})$ für Kaonen, die ein b-Hadron mit (durchgezogenes Histogramm, entsprechend der in Abbildung 8.2a dargestellten Situation) bzw. ohne Strangeness (gestrichelt, entsprechend 8.2b) begleiten. Für letzteren Fall sind ebenfalls die Beiträge von neutralen (gepunktet) und geladenen (strichpunktiert) b-Hadronen gezeigt. Diese wurden auf kleinere Werte skaliert, um störenden Überlapp mit den anderen Histogrammen zu vermeiden.*

Aufgrund der assoziierten Produktion eines $b\bar{b}$-Paares im Z^0-Zerfall liefert neben der eigenen auch die gegenüberliegende Hemisphäre verwertbare Informationen für die Korrelation zwischen der Ladung des Fragmentationskaons und der Bottomness des primären b-Quarks. Betrachtet werden daher Größen der Form

$$Q_K \cdot (X_{oppo} - X_{same}), \tag{8.2}$$

wobei X beispielsweise die gewichtete Jetladung Q_{Jet} oder die Ausgabe des Neuronalen Netzes O_N sein kann. X_{oppo} und X_{same} sind die entsprechenden Größen ausgewertet in der gegenüberliegenden bzw. eigenen Hemisphäre. Für Kaonen, die als Partner eines seltsamen b-Hadrons in der Fragmentation erzeugt werden, liefert die gegenüberliegende Hemisphäre einen größeren Anteil der Information. Aufgrund der Ladung und der hohen Mischungswahrscheinlichkeit der B_s-Mesonen ist die Sensitivität der verwendeten Variablen auf das Erkennen des primären Quarks vermindert. Wird die Strangeness des Kaons nicht von dem b-Hadron kompensiert, tragen beide Hemisphären zu etwa gleichen Teilen zur Separation bei. In Abbildung 8.6 ist die Größe $Q_K \cdot (O_{N,oppo} - O_{N,same})$ für die verschiedenen Quellen (siehe auch Abbildung 8.2) aufgetragen.

Zur Identifikation von Kaonen wird das „Standard“-Kriterium des Algorithmus verlangt, der die dE/dx-Information der TPC und die Cherenkov-Winkel der RICH-Detektoren kombiniert (Abschnitt 4.6). Die Positionen des Primärvertex und des in jeder Hemisphäre bestimmten Sekundärvertex werden herangezogen, um die vom Primärvertex stammenden Fragmentationsteilchen zu selektieren. Dabei wird verlangt, daß die Wahrscheinlichkeit für die Spur, vom Primärvertex zu stammen, mehr als 0.1 beträgt. Weiterhin darf die Spur nicht konsistent mit der Hypothese sein, ihren Ursprung im Sekundärvertex zu haben. Die entsprechende Wahrscheinlichkeit muß kleiner als 0.1 sein. Die beiden Verteilungen

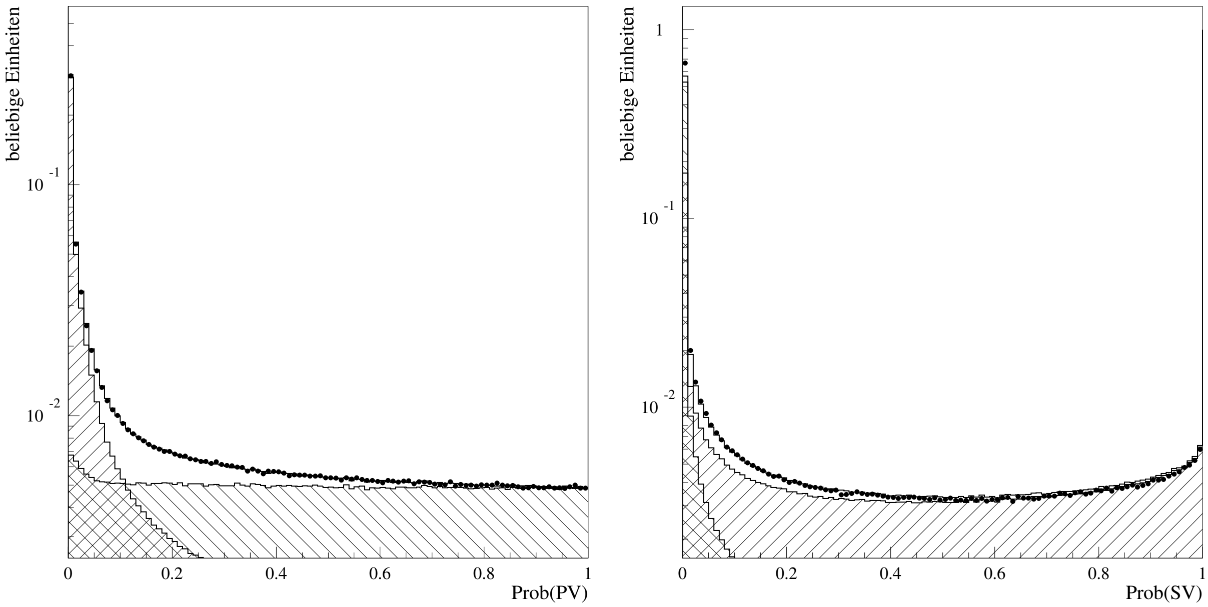


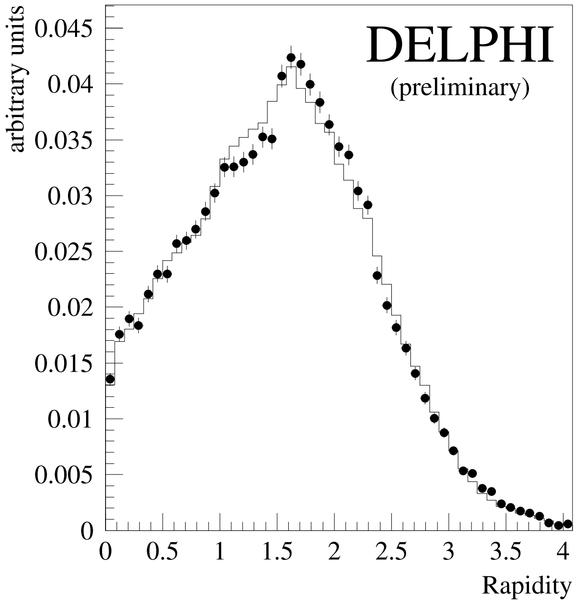
Abbildung 8.7: *Wahrscheinlichkeitsverteilungen für Spuren in $b\bar{b}$-Ereignissen, vom Primär- (links) bzw. Sekundärvertex (rechts) zu stammen. Neben den Daten (Punkte) und der Simulation (Histogramm) sind die Beiträge der Spuren aus der Fragmentation (Schraffur von links oben nach rechts unten) und dem Zerfall des b-Hadrons gezeigt (Schraffur von links unten nach rechts oben).*

für Spuren aus der Fragmentation und aus dem Zerfall des b-Hadrons sind in Abbildung 8.7 zu sehen.

Zur Bestimmung der Rate seltsamer b-Hadronen wird die zweidimensionale Verteilung der Rapidität gegen $Q_K \cdot (O_{N,oppo} - O_{N,same})$ an die Beiträge der verschiedenen Quellen angepaßt. Letztere werden der Monte-Carlo-Simulation entnommen:

- Fragmentationsteilchen, die nicht der Partner des b-Hadrons mit Rang eins sind.
- Fragmentationspartner des b-Hadrons mit Rang eins, jeweils für b-Hadronen mit und ohne s-Quark. Dies sind die Verteilungen der in Abbildung 8.2 illustrierten Fälle.
- Spuren aus dem B-Zerfall, welche die Schnitte zur Selektion der Teilchen vom Primärvertex passieren.
- Untergrund von Ereignissen, in denen primär kein $b\bar{b}$-Paar erzeugt wurde. Dieser Anteil ist sehr klein und wurde in der nachfolgend beschriebenen Anpassungsprozedur auf den Wert aus der Simulation festgesetzt.

Bedingt durch die endliche Daten- und Monte-Carlo-Statistik muß eine dem Problem angemessene Anpassungsprozedur gewählt werden. Da eine zweidimensionale Verteilung vorliegt, enthalten viele Kanäle nur sehr wenige Einträge, weshalb eine χ^2-Anpassung



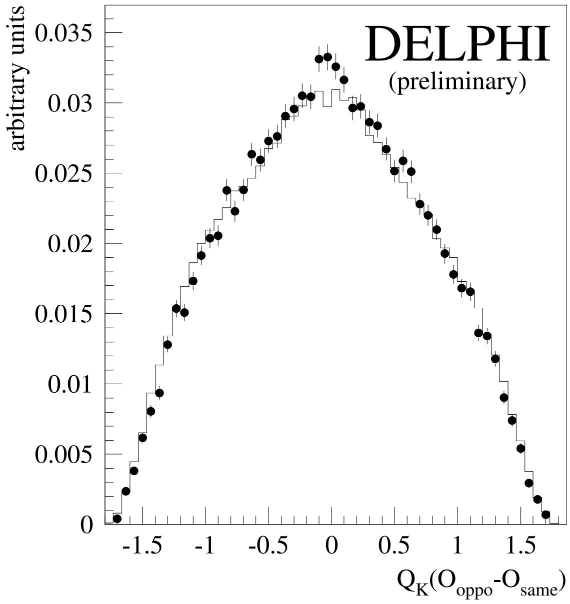


Abbildung 8.8: *Das Ergebnis der Anpassung in den Projektionen auf die Rapidität (links) und $Q_K \cdot (O_{N,oppo} - O_{N,same})$ (rechts). Die Punkte mit Fehlerbalken geben die Verteilungen der Daten an, das Histogramm das Ergebnis der Anpassung.*

ungeeignet ist. Eine Standard Log-Likelihood-Methode berücksichtigt jedoch nicht die endliche Monte-Carlo-Statistik. Da diese hier nicht um Größenordnungen über der Datenstatistik liegt, sind statistische Fluktuationen der anzupassenden Verteilungen aus der Simulation zu berücksichtigen. Dies wird durch Modifikation der Likelihood-Funktion erreicht. Dabei wird angenommen, daß die vorhandene Anzahl der Monte-Carlo-Ereignisse der verschiedenen Quellen in den einzelnen Kanälen von der „wahren", erwarteten Verteilung gemäß der Poisson-Statistik generiert wird. Die Anpassung liefert dann neben den Gewichten der Quellen zusätzlich eine Abschätzung für diese erwartete Verteilung in der Simulation. Wird diese Modifikation nicht vorgenommen, so ist, neben einer möglichen Verschiebung des Mittelwertes, eine Unterschätzung des statistischen Fehlers die Folge. Die gewählte Prozedur ist in [94] ausführlich erläutert, die Algorithmen sind in dem HBOOK-Programmpaket [95] implementiert.
Das Ergebnis der Anpassung ist in Abbildung 8.8 für die Projektionen auf die Rapidität und $Q_K \cdot (O_{N,oppo} - O_{N,same})$ zu sehen. Man erhält für die Rate in der Fragmentation erzeugter B-Mesonen, die ein s-Quark enthalten:

$$f'_{B_s} = (12.0 \pm 1.4(\text{stat.}) \pm 2.5(\text{syst.}))\%. \tag{8.3}$$

Zur Abschätzung des systematischen Fehlers wurden die Schnitte zur Selektion der Spuren vom Primärvertex und zur Kaon-Identifikation variiert. Die Ausgabe des Neuronalen Netzes zur Flavour-Separation wurde durch die gewichtete Jetladung ersetzt. Der statistische Fehler des in Abschnitt 7.5 ermittelten Verhältnisses r wurde hier als systematischer Fehler betrachtet.

Um dieses Resultat mit bestehenden Messungen der Rate schwach zerfallender B_s-Mesonen zu vergleichen (f_{B_s}, siehe Abschnitt 2.4.2), müssen Annahmen über die B_s^{**}-Rate gemacht werden. Die Signale, die experimentelle Hinweise auf diese Zustände geben, sind noch mit großen Unsicherheiten behaftet[4]:

$$\frac{BR(\bar{\mathrm{b}} \to \mathrm{B}_s^{**})}{BR(\bar{\mathrm{b}} \to \mathrm{B}_s)} = 0.175 \pm 0.052 \quad \text{(OPAL [26])}, \tag{8.4}$$

$$\frac{BR(\bar{\mathrm{b}} \to \mathrm{B}_{s1}, \mathrm{B}_{s2}^*)}{BR(\bar{\mathrm{b}} \to \mathrm{B}_s)} = 0.33 \pm 0.14 \quad \text{(DELPHI [28])}. \tag{8.5}$$

Daher kann versucht werden, zusätzlich Rückschlüsse aus den mit deutlich höherer Statistik nachgewiesenen $\mathrm{B}_{u,d}^{**}$-Mesonen zu gewinnen [23, 26–29]. Das Hauptproblem hierbei ist die Unkenntnis der Zusammensetzung des Signals. Es ist derzeit nicht geklärt, ob lediglich die schmalen oder auch die breiten Zustände beitragen. Darüber hinaus sind deren relative Produktionsraten nicht bekannt. Abschätzungen können beispielsweise durch einfaches Abzählen der Zustände oder Spinfreiheitsgrade gewonnen werden. Weitere Unsicherheiten entstehen durch mögliche Zerfälle $\mathrm{B}^{**} \to \mathrm{B}^{(*)}\rho$. Die relativen B^{**}-Raten wurden in inklusiven Analysen gemessen zu[5]:

$$\sigma_{B_{u,d}^{**}}/\sigma_{B_{u,d}} = 0.27 \pm 0.06 \quad \text{(OPAL [26])}, \tag{8.6}$$

$$= 0.35 \pm 0.08 \quad \text{(DELPHI [28])}, \tag{8.7}$$

$$= 0.28 \pm 0.08 \quad \text{(ALEPH [23])}. \tag{8.8}$$

Dabei wurden jedoch unterschiedliche Annahmen über die Zusammensetzung des Signals gemacht. Der Zentralwert der ALEPH-Analyse wurde unter der Voraussetzung ermittelt, daß ausschließlich schmale Zustände zum Signal beitragen. Deren relativer Anteil wurde zu 67% angesetzt. Tragen auch die breiten Zustände mit gleicher Effizienz bei, sinkt der angegebene Wert auf 0.19. Um einen Wert für die Rate schwach zerfallender B_s-Mesonen zu ermitteln, wird hier für die relative B_s^{**}-Rate angenommen:

$$P_{B_s^{**}} = 0.27 \pm 0.08. \tag{8.9}$$

Dieser Wert mit dem angegebenen Fehler deckt den gesamten Bereich der vorliegenden Messungen ab. Aus (2.23) folgt dann für die Rate schwach zerfallender B_s-Mesonen:

$$f_{B_s} = (8.8 \pm 1.0(\text{stat.}) \pm 1.8(\text{syst.}) \pm 1.0(\mathrm{B}_s^{**}\text{-Rate}))\%. \tag{8.10}$$

Dieses Resultat ist innerhalb einer Standardabweichung mit den in Tabelle 2.5 angegebenen Ergebnissen existierender Messungen verträglich.

Aus dem Ergebnis (8.3) kann mit Gleichung (2.25) der Faktor γ_s ermittelt werden, der im JETSET-Modell die Unterdrückung von $\mathrm{s\bar{s}}$-Paaren in der Fragmentation angibt. Man erhält:

$$\gamma_s = 0.32 \pm 0.09(f'_{B_s}) \pm 0.02(f'_{b-Baryon}). \tag{8.11}$$

[4] Das DELPHI-Resultat wurde aus dem angegebenen Wert $(\sigma_{B_{s1}} + \sigma_{B_{s2}^*})/\sigma_{B_{u,d}^{**}} = 0.142 \pm 0.055$ mit der gemessenen $\mathrm{B}_{u,d}^{**}$-Rate berechnet. Für die gesamte B_s-Rate wurde ein Wert von 11.2% angenommen.

[5] Die Resultate sind in den Publikationen teilweise in anderer Form gegeben und wurden zur besseren Vergleichbarkeit umgerechnet (z.B. wurden in der OPAL-Analyse ausschließlich Endzustände mit geladenen B-Mesonen betrachtet. Dies wurde anhand der in Abschnitt 2.4.2 angegebenen Isospin-Amplituden korrigiert.).

8.3 Messung der Raten neutraler und geladener b-Hadronen

In diesem Abschnitt wird eine Methode vorgestellt, die eine Messung der Raten geladener und neutraler b-Hadronen erlaubt. Grundlage ist die inklusive Rekonstruktion der Ladung des schwachen Zerfallsvertex. Die Methode ist somit sensitiv auf die Raten der schwach zerfallenden Mesonen, im Gegensatz zu der Analyse des vorhergehenden Abschnitts.
Zur Rekonstruktion der Vertexladung wird für jede Spur der betrachteten Hemisphäre eine Wahrscheinlichkeit berechnet, aus der Fragmentation bzw. dem Zerfall eines b-Hadrons zu stammen. Dazu werden Variablen, die hierauf sensitiv sind, in einem Neuronalen Netz kombiniert [93]. Neben den Wahrscheinlichkeiten, vom Primär- bzw. Sekundärvertex zu stammen, sind dies die Rapidität und der Impuls des Teilchens. Die Zielwerte sind 1 für Teilchen aus dem B-Zerfall und 0 für Fragmentationsspuren. Die entsprechenden Verteilungen sind in Abbildung 8.9 zu sehen. Durch Aufsummieren der mit dieser Wahrscheinlichkeit gewichteten Ladung der Spuren einer Hemisphäre wird die Vertexladung definiert:

$$Q_B = \sum_{i=1}^{N_{hem}} Q_i \cdot P_{B,i}. \tag{8.12}$$

Unter Verwendung der Binomial-Statistik läßt sich ein Maß für den Fehler definieren:

$$\sigma_{Q_B} = \sqrt{\sum P_B \cdot (1 - P_B)}. \tag{8.13}$$

Der so definierte Fehler berücksichtigt lediglich die aus dem Ausgabewert des Neuronalen Netzes stammende Unsicherheit der einzelnen Spuren. Enthält eine Hemisphäre viele Spuren mit Werten in der Nähe von 0.5, d.h. kann die Spur keinem Vertex mit hoher Wahrscheinlichkeit zugeordnet werden, so erhält man eine große Unsicherheit. Weitere Fehler,

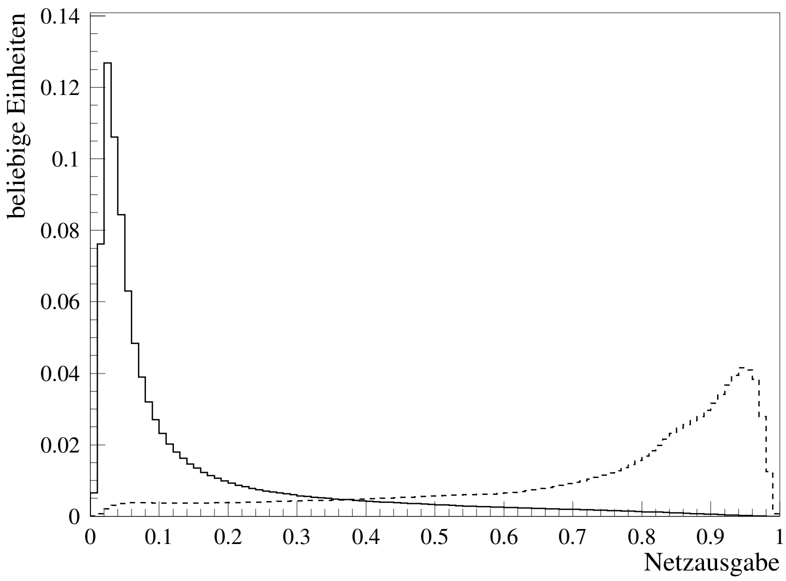


Abbildung 8.9: *Die Ausgabe des Neuronalen Netzes zur Unterscheidung von B-Zerfalls- (gestrichelt) und Fragmentationsteilchen (durchgezogen). Die beiden Verteilungen sind sehr gut separiert, was eine effiziente Trennung ermöglicht.*

z.B. durch Verluste von Spuren oder fehlerhafte Rekonstruktion, sind in (8.13) nicht enthalten. σ_{Q_B} ist mit der Multiplizität in der Hemisphäre N_{hem} korreliert. Um eine systematische Abhängigkeit hiervon zu vermeiden, wird die Größe $s_{Q_B} = \sigma_{Q_B}/\langle\sigma_{Q_B}(N_{hem})\rangle$ definiert. $\langle\sigma_{Q_B}(N_{hem})\rangle$ ist der Mittelwert von σ_{Q_B} für Hemisphären mit N_{hem} Spuren. Ein Schnitt auf kleine Werte von s_{Q_B} selektiert Hemisphären mit guter Trennung der Fragmentationsspuren von den Zerfallsprodukten des B-Zerfalls. Alternativ kann die Größe $Q_{0.5}$ definiert werden. Diese erhält man durch Aufsummieren der Ladungen der Teilchen mit einem Ausgabewert des Neuronalen Netzes größer als 0.5.
Mit den ausgewählten Variablen ist die Methode sensitiv auf Flugstrecken und somit

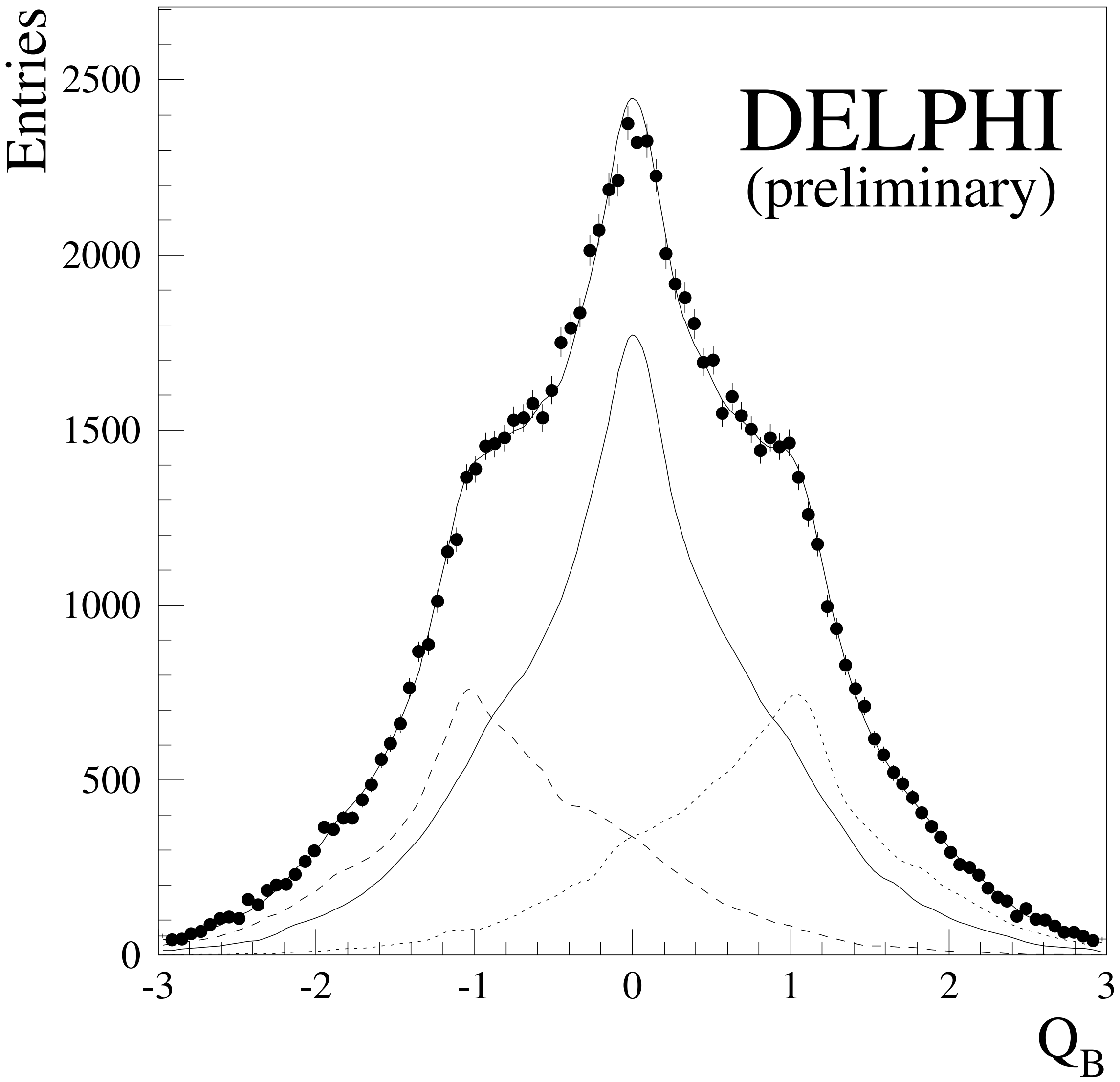


Abbildung 8.10: *Die Vertexladung Q_B. Gezeigt ist die Verteilung in den Daten (Punkte mit Fehlerbalken), überlagert mit dem Ergebnis der Anpassung. Die Beiträge der neutralen (durchgezogene Kurve), negativ (gestrichelt) und positiv geladenen (gepunktet) b-Hadronen sind deutlich zu unterscheiden.*

auf Lebensdauern. In der Monte-Carlo-Simulation wurden alle schwach zerfallenden b-Hadronen mit der gleichen Lebensdauer generiert, $\tau_{B,MC} = 1.6$ ps. Da dies teilweise signifikant von den gemessenen Lebensdauern abweicht (siehe Tabelle 2.2), wurden die Ereignisse je nach Typ des schwach zerfallenden b-Hadrons gewichtet. Der Gewichtsfaktor W hängt von der generierten und gemessenen Lebensdauer ab. Er ist so gewählt, daß die generierte Lebensdauerverteilung auf die dem gemessenen Wert entsprechende Verteilung abgebildet wird:

$$W = \frac{\tau_{MC}}{\tau_{gem.}} \cdot e^{-t \cdot (\tau_{MC} - \tau_{gem.})/(\tau_{MC} \cdot \tau_{gem.})}. \tag{8.14}$$

Für diese Prozedur wurden die Lebensdauern aus [96] verwendet: $\tau_{B_d^0} = (1.55 \pm 0.04)$ ps, $\tau_{B^+} = (1.66 \pm 0.04)$ ps, $\tau_{B_s^0} = (1.52 \pm 0.07)$ ps und $\tau_{b-Baryon} = (1.21 \pm 0.06)$ ps.
Die gemessenen Q_B- und $Q_{0.5}$-Verteilungen wurden an die der Simulation entnommenen Erwartungen für neutrale und geladene b-Hadronen angepaßt. Die Differenz des Ergebnisses wurde als systematischer Fehler betrachtet. In Abbildung 8.10 ist die Verteilung in den Daten mit dem Ergebnis der Anpassung sowie den verschiedenen Quellen aus der Simulation zu sehen. Man erhält für die Raten schwach zerfallender neutraler und geladener b-Hadronen:

$$f^0 = BR(\bar{b} \to X_B^0) = (57.8 \pm 0.5(\text{stat.}) \pm 1.0(\text{syst.}))\%, \tag{8.15}$$
$$f^+ = BR(\bar{b} \to X_B^\pm) = (42.2 \pm 0.5(\text{stat.}) \pm 1.0(\text{syst.}))\%. \tag{8.16}$$

Zur weiteren Abschätzung der systematischen Fehler wurden die folgenden Größen variiert:

- die angegebenen Lebensdauern um eine Standardabweichung,
- der Schnitt zur Selektion von b$\bar{\text{b}}$-Ereignissen,
- die Signifikanz der Zerfallslänge l/σ_l,
- s_{Q_B}.

8.4 Diskussion der Ergebnisse

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der erläuterten Analysen mit bisherigen Messungen und Modellen kombiniert. Dazu werden die in Tabelle 2.5 aufgeführten Produktionsraten herangezogen, die von der „LEP B Oscillations Working Group“ [31] ermittelt wurden. Eine Kombination dieses Wertes für f_{B_s} mit dem Ergebnis dieser Arbeit (Gleichung (8.10)) ergibt[6]:

$$f_{B_s} = (9.7 \pm 1.3)\%. \tag{8.17}$$

[6]Die Fehler der beiden Werte wurden als unkorreliert angenommen. Die Fehler aus (8.10) wurden quadratisch addiert.

Zur Rate geladener b-Hadronen tragen neben B^+-Mesonen lediglich geladene b-Baryonen bei, die ein s-Quark enthalten (vorwiegend Ξ_b^-- sowie ein kleiner Anteil Ω_b-Baryonen). Schwach zerfallende neutrale b-Hadronen beinhalten B_d^0- und B_s-Mesonen, b-Baryonen ohne s-Quarks sowie ein Teil der b-Baryonen mit einem s-Quark (Ξ_b^0). Formell erhält man somit:

$$\begin{aligned} f^0 &= f_{B_d^0} + f_{B_s} + f^0_{b-Baryon}, \\ f^+ &= f_{B_u^+} + f^+_{b-Baryon}. \end{aligned} \tag{8.18}$$

Die relativen Anteile geladener und neutraler b-Baryonen werden der Simulation entnommen (Tabelle 2.4):

$$f^0_{b-Baryon} = 0.93 \cdot f_{b-Baryon}, \quad f^+_{b-Baryon} = 0.07 \cdot f_{b-Baryon}. \tag{8.19}$$

Unter der Annahme gleicher Produktionsraten von B_d^0- und B_u^+-Mesonen, d.h. $f_{B_d^0} = f_{B_u^+}$, erhält man[7]:

$$f_{B_s} + 0.86 \cdot f_{b-Baryon} = f^0 - f^+ = (15.6 \pm 2.2)\%. \tag{8.20}$$

Hieraus lassen sich mit (8.17), (8.18) und (8.19) die Raten der B_d^0- und B_u^+-Mesonen sowie der b-Baryonen extrahieren. Man erhält:

$$\begin{aligned} f_{B_d^0} = f_{B_u^+} &= (41.7 \pm 1.3)\%, \\ f_{b-Baryon} &= (6.9 \pm 3.0)\%. \end{aligned} \tag{8.21}$$

Die Rate der B_d^0- und B_u^+-Mesonen ist höher als die in Tabelle 2.5 aufgeführten Ergebnisse aus [4] und [31]. Die Rate für b-Baryonen ist entsprechend erniedrigt. Im Rahmen der Unsicherheiten sind die Messungen jedoch als verträglich zu bezeichnen.

Die Annahme $f_{B_d^0} = f_{B_u^+}$ ist nicht zwingend erforderlich, da eine ausreichende Anzahl an Messungen für eine separate Bestimmung zur Verfügung steht. Aus (8.18) erhält man mit den gemessenen Raten (8.15, 8.17) sowie $f_{b-Baryon}$ aus [31]:

$$\begin{aligned} f_{B_d^0} &= (38.2^{+3.0}_{-3.8})\%, \\ f_{B_u^+} &= (41.5 \pm 1.2)\%. \end{aligned} \tag{8.22}$$

Dies ist eine Differenz von etwa einer Standardabweichung, so daß eine Ungleichheit von $f_{B_d^0}$ und $f_{B_u^+}$ nicht signifikant festgestellt werden kann. Eine solche könnte folgende Ursachen haben:

- Unterschiedliche Raten der direkt in der Fragmentation erzeugten Grundzustandsmesonen B_d^0- und B_u^+.

[7]Die Fehler von f^0 und f^+ sind durch die Bedingung $f^0 + f^+ = 1$ korreliert.

- Änderung der Raten durch Zerfälle angeregter Hadronen, insbesondere B^{**}-Mesonen. Dies könnte verursacht werden durch elektroschwache Beiträge zur Zerfallsamplitude, welche die starken Isospin-Amplituden modifizieren. Eine weitere Möglichkeit können Phasenraumeffekte aufgrund der Massen der beteiligten Hadronen spielen[8]. Die Massendifferenz $m_{K^\pm} - m_{K^0} \approx 4$ MeV kann in B_s^{**}-Zerfällen eine leichte Bevorzugung des Zerfalls mit einem geladenen B-Meson im Endzustand zur Folge haben.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß sich im Rahmen der Genauigkeit eine konsistente Beschreibung der Produktionsraten von b-Hadronen ergibt.
Die Rate f'_{B_s} (8.3) der in der Fragmentation erzeugten B-Mesonen, die ein s-Quark enthalten, wurde erstmals gemessen. Hieraus wurde mit der relativen Rate orbital angeregter B_s^{**}-Mesonen (8.9) ein Wert für f_{B_s}, die Rate schwach zerfallender B_s-Mesonen, bestimmt (8.10). Die Kombination dieses Wertes mit existierenden Messungen führt zu einer präziseren Kenntnis dieser Rate (8.17).
Die erstmalige Messung der Produktionsraten geladener und neutraler schwach zerfallender b-Hadronen (8.15) führt zu der derzeit genauesten Bestimmung der B_d^0- und B_u^+-Raten (8.21).

8.5 Ausblick

In diesem Kapitel wurden neuartige Methoden zur Messung der Produktionsraten von b-Hadronen vorgestellt. Die Analyse zur Bestimmung der Rate seltsamer b-Hadronen basiert hauptsächlich auf Fragmentationseigenschaften, detaillierte Kenntnisse über den Prozeß des B-Zerfalls werden nicht benötigt. Das Potential dieser Methode ist mit der geschilderten Messung nicht erschöpft. Denkbare weitere Anwendungen sind beispielsweise:

- Eine Messung der b-Baryon-Rate. Anstelle eines Kaons könnte hier nach einem Proton vom Primärvertex gesucht werden. Allerdings ist die Situation hier komplizierter, da im Fragmentationsprozeß Mechanismen existieren, welche die Positionen des Baryon-Antibaryon-Paares in der Fragmentationskette modifizieren können (siehe Abschnitt 2.3.3).

- Verbesserte Suche nach B_s^{**}-Mesonen. In dem Zerfall $B_s^{**} \rightarrow BK$ wird neben dem Kaon aus dem B_s^{**}-Zerfall ein weiteres Kaon aus der Fragmentation erwartet. Die beiden Kaonen teilen sich ein $s\bar{s}$-Paar. Im Falle geladener Kaonen weisen sie somit unterschiedliche Ladungsvorzeichen auf. In den existierenden Analysen [26, 28] wird lediglich ein identifiziertes Kaon vom Primärvertex - der Kandidat für das Kaon aus dem Zerfall - mit einem inklusiv rekonstruierten B-Meson kombiniert. Ausnutzen der Ladungskorrelation mit einem Fragmentationskaon könnte einen Teil des Untergrundes unterdrücken. Damit könnten die Signale etabliert und die quantitativen Messungen verbessert werden.

[8] Die Massen bzw. Massendifferenzen der B^{**}-Zustände sind weitgehend unbekannt.

- Verbesserte Suche nach $\Sigma_b^{(*)}$-Baryonen. Das Prinzip ist ähnlich wie bei der B_s^{**}-Suche. Hier sind jedoch Proton-Antiproton-Korrelationen Hinweise für ein Signal.

9

Zusammenfassung

In multihadronischen Z^0-Zerfällen wurden die Produktionsraten des Σ^--Baryons und verschiedener b-Hadronen untersucht. Diese Raten erlauben Rückschlüsse auf den zugrundeliegenden Fragmentationsprozeß und werden von anderen Messungen als wichtige Größen benötigt.

Zur Verbesserung der Ereignisrekonstruktion wurde ein Programm entwickelt, in dem sekundäre hadronische Wechselwirkungen im Detektormaterial effizient rekonstruiert werden. Diese Algorithmen sind Bestandteil der offiziellen DELPHI-Analysekette, die Ergebnisse sind somit allgemein verfügbar.

Mit Hilfe der in dieser Arbeit entwickelten Techniken konnte der inklusive, differentielle Produktionswirkungsquerschnitt des Σ^--Baryons bestimmt werden. Der Aufbau des in DELPHI installierten Mikrovertexdetektors erlaubt den Nachweis geladener Teilchen, die vor den Hauptspurkammern zerfallen oder einer hadronischen Wechselwirkung unterliegen. Durch Auffinden des Schnittpunktes der beiden geladenen Spuren kann der Zerfall $\Sigma^- \to n\pi^-$ nachgewiesen werden. Somit kann auf die Rekonstruktion des Neutrons, die experimentell nicht mit ausreichender Genauigkeit durchführbar ist, vollständig verzichtet werden. Die mittlere Σ^--Rate in einem multihadronischen Z^0-Ereignis wurde bestimmt zu:

$$\langle n_{\Sigma^-} \rangle = 0.081 \pm 0.002(\text{stat.}) \pm 0.011(\text{syst.}) \pm 0.007(\text{extrapol.}).$$

Das JETSET-Modell liefert eine gute Beschreibung der Form des Spektrums. Die absolute Rate liegt etwa eine Standardabweichung unter dem gemessenen Wert. Werden alle vorliegenden Messungen von Σ-Produktionsraten kombiniert, so erhält man eine Diskrepanz von etwas mehr als zwei Standardabweichungen.

Zum Studium von Fragmentationseigenschaften wurden Ereignisse selektiert, bei denen im Zerfall des Z^0-Bosons ein $c\bar{c}$-Quarkpaar erzeugt wurde. In diesen Ereignissen kann ein primär erzeugtes Hadron, welches ein Quark aus dem Zerfall des Z^0-Bosons enthält, durch exklusive Rekonstruktion von D-Mesonen nahezu untergrundfrei erkannt werden. Dies ist bei bisherigen Analysen, die auf vollständig inklusiven Methoden beruhen, nicht der Fall. Die Simulation liefert eine sehr gute Beschreibung der Rapiditätsverteilungen für Teilchen, die aus dem Zerfall des primären Hadrons bzw. aus dem weiteren Fragmentationsprozeß stammen. Weiterhin wird die von String-Modellen vorhergesagte Ladungsordnung innerhalb der Fragmentationskette in den Daten beobachtet. Die hier gefundene gute Übereinstimmung der Simulation mit den Daten ist eine wichtige Voraussetzung für die durchgeführten Analysen der Produktionsraten von b-Hadronen, da diese teilweise explizit von diesen Eigenschaften Gebrauch machen. Die lokale Erhaltung der Strangeness konnte durch Anwesenheit eines Kaons in der Nähe eines rekonstruierten D_s-Mesons qualitativ nachgewiesen werden. Für eine quantitative Aussage ist eine höhere Datenstatistik notwendig.

Die Bestimmung der Produktionsraten seltsamer sowie geladener und neutraler b-Hadronen erfolgte in inklusiver Weise. Dabei wurden die exzellenten Möglichkeiten des DELPHI-Detektors zur Vertexrekonstruktion und Teilchenidentifikation ausgenutzt. Zur Messung der Rate von b-Hadronen, die ein s-Quark enthalten, wurde eine völlig neuartige Methode angewendet. Sie basiert auf Fragmentationseigenschaften, die Rückschlüsse über die Art des primären Hadrons erlauben. Detaillierte Kenntnisse des B-Zerfalls werden nicht benötigt. Hiermit wird erstmals eine Rate primär erzeugter b-Hadronen mit gegebenem Quarkinhalt gemessen. Die Rate primär produzierter Mesonen, die ein s-Quark enthalten, wurde bestimmt zu:

$$f'_{B_s} = (12.0 \pm 1.4(\text{stat.}) \pm 2.5(\text{syst.}))\%.$$

Hiermit kann der Parameter γ_s des JETSET-Modells, der die Unterdrückung der Erzeugung von $\mathrm{s\bar{s}}$-Paaren gegenüber $\mathrm{d\bar{d}}$- und $\mathrm{u\bar{u}}$-Paaren in der Fragmentation angibt, ermittelt werden:

$$\gamma_s = P(\mathrm{s\bar{s}})/P(\mathrm{u\bar{u}}) = P(\mathrm{s\bar{s}})/P(\mathrm{d\bar{d}}) = 0.32 \pm 0.09.$$

Dies ist konsistent mit einem Ergebnis aus [53], $\gamma_s = 0.307 \pm 0.007(\text{stat.})^{+0.002}_{-0.017}(\text{syst.})$, das vorwiegend auf der Analyse leichter Hadronen beruht.
Mit einer relativen B_s^{**}-Rate von (27 ± 8) % erhält man für die Rate schwach zerfallender B_s-Mesonen (siehe Abbildung 2.9 zur Verdeutlichung der unterschiedlichen Raten):

$$f_{B_s} = (8.8 \pm 1.0(\text{stat.}) \pm 1.8(\text{syst.}) \pm 1.0(\mathrm{B}_s^{**}\text{-Rate}))\%.$$

Das Ergebnis ist in guter Übereinstimmung mit existierenden Messungen, die auf Eigenschaften des schwachen Zerfalls der b-Hadronen beruhen (vgl. Tabelle 2.5). Analysen zu Teilchen-Antiteilchen-Oszillationen im System der neutralen B-Mesonen benötigen eine möglichst präzise Kenntnis der Anteile der beitragenden B_d- und B_s-Mesonen. f_{B_s} ist somit eine wichtige Größe für derartige Analysen.
Die Rate geladener und neutraler b-Hadronen wurde erstmals durch inklusive Rekonstruktion der Ladung des schwachen Zerfallsvertex gemessen. Das Resultat ist:

$$\begin{aligned} BR(\bar{b} \to X_B^0) &= (57.8 \pm 0.5(\text{stat.}) \pm 1.0(\text{syst.}))\ \%, \\ BR(\bar{b} \to X_B^\pm) &= (42.2 \pm 0.5(\text{stat.}) \pm 1.0(\text{syst.}))\ \%. \end{aligned}$$

Aus diesen Werten kann, unter der Voraussetzung $f_{B_d^0} = f_{B_u^+}$ und einer Modellannahme über den relativen Anteil geladener b-Baryonen, die Rate der B_d^0- und B_u^+-Mesonen sowie der b-Baryonen bestimmt werden:

$$\begin{aligned} f_{B_d^0} = f_{B_u^+} &= (41.7 \pm 1.3)\ \%, \\ f_{b-Baryon} &= (6.9 \pm 3.0)\ \%. \end{aligned}$$

Dies sind die derzeit genauesten Werte für $f_{B_d^0}$ und $f_{B_u^+}$ (vgl. Tabelle 2.5). Diese wurden bisher lediglich indirekt durch Messung von f_{B_s} und $f_{b-Baryon}$ sowie der Bedingung $f_{B_d^0} + f_{B_u^+} + f_{B_s} + f_{b-Baryon} = 1$ ermittelt.
Die gemessenen Produktionsraten werden im Rahmen der Meßfehler von dem JETSET-Modell mit angepaßten Parametern gut beschrieben.

Literaturverzeichnis

[1] S.L. Glashow, *Partial Symmetries of Weak Interactions*, Nucl. Phys. **22** (1961) 579;
S. Weinberg, *A Model of Leptons*, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264;
A. Salam, *Electromagnetic and Weak Interactions*, Phys. Lett. **13** (1964) 168

[2] UA1-Kollaboration, *Experimental Observation of Lepton Pairs of Invariant Mass around 95 GeV/c^2 at the CERN SPS Collider*, Phys. Lett. **B126** (1983) 398;
UA2-Kollaboration, *Evidence for $Z^0 \to e^+e^-$ at the CERN $\bar{p}p$ Collider*, Phys. Lett. **B129** (1983) 130

[3] T. Hebekker, *Tests of Quantum Chromodynamics in Hadronic Decays of Z^0-Bosons Produced in e^+e^- Annihilation*, Physics Reports **217** (1992) 69

[4] Particle Data Group, R.M. Barnett et al., Phys. Rev. **D54** (1996) 1 und 1997 off-year partial update for the 1998 edition available on the PDG WWW pages (URL: http://pdg.lbl.gov/)

[5] G. Altarelli und G. Parisi, *Asymptotic Freedom in Parton Language*, Nucl. Phys. **B126** (1977) 298

[6] T. Sjöstrand, *High-Energy-Physics Event Generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4*, Computer Physics Communications **82** (1994) 74;
T. Sjöstrand, *PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4 Physics and Manual*, hep-ph/9508391

[7] B. Andersson et al., *Parton Fragmentation and String Dynamics*, Physics Reports **97** (1983) 31

[8] C. Peterson et al., *Scaling Violations in Inclusive e^+e^- Annihilation Spectra*, Phys. Rev. **D27** (1983) 105

[9] R.D. Field und R.P. Feynman, *A Parametrization of the Properties of Quark Jets*, Nucl. Phys. **B136** (1978) 1

[10] G. Marchesini und B.R. Webber, *Simulation of QCD Jets Including Soft Gluon Interference*, Nucl. Phys. **B238** (1984) 1

[11] G. Velev, Talk given at the *Hadron Collider Physics XII*, Stony Brook, June 1997

[12] LEP B lifetimes working group, Mittelwerte Oktober 1997

[13] OPAL-Kollaboration, R. Akers et al., *Measurement of the Multiplicity of Charm Quark Pairs from Gluons in Hadronic Z^0 Decays*, Phys. Lett. **B353** (1995) 595

[14] DELPHI-Kollaboration, P. Abreu et al., *Measurement of the Multiplicity of Gluons Splitting to Bottom Quark Pairs in Hadronic Z^0 Decays*, Phys. Lett. **B405** (1997) 202

[15] ALEPH-Kollaboration, *Measurement of the Gluon Splitting Rate to $b\bar{b}$ in Hadronic Z Decays*, Contribution to the International Europhysics Conference on High Energy Physics 1997, Jerusalem; **Ref. #606**

[16] DELPHI-Kollaboration, *Study of Charm Meson Production in Z^0 Decays and Measurement of $\Gamma_{charm}/\Gamma_{hads}$*, Contribution to the International Europhysics Conference on High Energy Physics 1995, Bruxelles; **Ref. #0557** und DELPHI Note 95-101 PHYS 536

[17] DELPHI-Kollaboration, *Inclusive Measurement of the b Fragmentation Function*, Contribution to the International Europhysics Conference on High Energy Physics 1995, Bruxelles; **Ref. #0560** und DELPHI Note 95-103 PHYS 538

[18] The LEP Electroweak Working Group, *Presentation of LEP Electroweak Heavy Flavour Results for Summer 1996 Conferences*, LEPHF/96-01, DELPHI Note 96-67 PHYS 627 und andere

[19] DELPHI-Kollaboration, M. Feindt, W. Oberschulte gen. Beckmann, O. Podobrin, *First Observation of the B^* Dalitz Decay $B^* \to Be^+e^-$*, Contribution to the International Europhysics Conference on High Energy Physics 1997, Jerusalem; **Ref. #450** und DELPHI Note 97-99 CONF 81

[20] W. Oberschulte gen. Beckmann, *Observation of the B^* Dalitz Decay with the* DELPHI *Detector at the* LEP *Collider*, Dissertation, IEKP-KA/97-5, Karlsruhe 1997

[21] L3-Kollaboration, M. Acciarri et al., *B^* Production in Z Decays at LEP*, Phys. Lett. **B345** (1995) 589

[22] DELPHI-Kollaboration, P. Abreu et al., *B^* Production in Z Decays*, Z. Phys. **C68** (1995) 353

[23] ALEPH-Kollaboration, D. Buskulic et al., *Production of Excited Beauty States in Z Decays*, Z. Phys. **C69** (1996) 393

[24] OPAL-Kollaboration, K. Ackerstaff et al., *B^* Production in Z^0 Decays*, Z. Phys. **C74** (1997) 413

[25] N. Isgur, M.B. Wise, *Weak Decays of Heavy Mesons in the Static Quark Approximation*, Phys. Lett. **B232** (1989) 113

[26] OPAL-Kollaboration, R. Akers et al., *Observations of π-B Charge-Flavor Correlations and Resonant $B\pi$ and BK Production*, Z. Phys. **C66** (1995) 27

[27] DELPHI-Kollaboration, P. Abreu et al., *Observation of Orbitally Excited B Mesons*, Phys. Lett. **B345** (1995) 598

[28] DELPHI-Kollaboration, *Observation of Orbitally Excited B and B_s Mesons*, Contribution to the International Europhysics Conference on High Energy Physics 1995, Bruxelles; **Ref. #0563**

[29] ALEPH-Kollaboration, *Resonant Structure and Flavour Tagging in the $B\pi^\pm$ System Using Fully Reconstructed B Decays*, CERN EP/98-017

[30] DELPHI-Kollaboration, *First Evidence for Σ_b and Σ_b^* Baryons*, Contribution to the International Europhysics Conference on High Energy Physics 1995, Bruxelles; **Ref. #0565**

[31] LEP working group on B oscillations, *Combined Results on B^0 Oscillations: Update for the Summer 1997 Conferences*, LEPBOSC 97-2, DELPHI Note 97-135 PHYS 722 und andere

[32] E.J Eichten, C.T. Hill, C. Quigg, *Properties of Orbitally Excited Heavy-Light ($Q\bar{q}$) Mesons*, Phys. Rev. Lett. **71** (1993) 4116;
E.J Eichten, C.T. Hill, C. Quigg, *Properties of Orbitally Excited Heavy-Light Mesons Revisited*, FERMILAB-CONF-94-118-T

[33] DELPHI-Kollaboration, *First Observation of Radially Excited B Mesons*, Contribution to the XXVIII International Conference on High Energy Physics 1996, Warsaw; **Ref. PA01-021**

[34] ALEPH-Kollaboration, D. Buskulic et al., *Measurement of the B_s^0 Lifetime and Production Rate with $D_s^- l^+$ Combinations in Z Decays*, Phys. Lett. **B361** (1995) 221

[35] ALEPH-Kollaboration, D. Buskulic et al., *A Measurement of $|V_{cb}|$ from $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}_l$*, Phys. Lett. **B359** (1995) 236

[36] Sau Lan Wu, Contribution to the Proceedings of the 17th International Symposium on Lepton-Photon Interactions, Beijing

[37] ALEPH-Kollaboration, D. Buskulic et al., *Measurement of the b Baryon Lifetime*, Phys. Lett. **B357** (1995) 685

[38] DELPHI-Kollaboration, P. Abreu et al., *Lifetime and Production Rate of Beauty Baryons from Z Decays*, Z. Phys. **C68** (1995) 375

[39] OPAL-Kollaboration, R. Akers et al., *Measurement of the Average b-Baryon Lifetime and the Product Branching Ratio f($b\rightarrow \Lambda_b$) $\cdot BR(\Lambda_b \rightarrow \Lambda l^- \bar{\nu} X)$*, Z. Phys. **C69** (1996) 195

[40] ALEPH-Kollaboration, D. Buskulic et al., *Strange b Baryon Production and Lifetime in Z Decays*, Phys. Lett. **B384** (1996) 449

[41] DELPHI-Kollaboration, P. Abreu et al., *Production of Strange B-Baryons Decaying into $\Xi^{\mp} - l^{\mp}$ Pairs at LEP*, Z. Phys. **C68** (1995) 541

[42] ALEPH-Kollaboration, *A Measurement of the Semileptonic Branching Ratio Br(b-baryon→$pl\bar{\nu}X$) and a Study of Inclusive π, K, proton Production in Z Decays*, Contribution to the International Europhysics Conference on High Energy Physics 1997, Jerusalem; **Ref. #597**

[43] P. Checchia et al., *Evaluation of the $\bar{B}^0_s$ and b-baryons Fractions in Jets at LEP*, DELPHI Note 96-171 PHYS 660

[44] DELPHI-Kollaboration, P. Aarnio et al., *The* DELPHI *Detector at* LEP, Nucl. Instr. and Meth. **A303** (1991) 233

[45] DELPHI-Kollaboration, P. Abreu et al., *Performance of the DELPHI Detector*, Nucl. Instr. and Meth. **A378** (1996) 57

[46] *The ZEBRA System*, CERN Program Library entries Q100 and Q101, CERN, Genf 1993

[47] *DELPHI Data Analysis Program (DELANA) User's Guide*, DELPHI Note 89-44 PROG 137

[48] Y. Sacquin, *Description of the* DELPHI *DST Content*, DELPHI Note 94-161 PROG 210

[49] T. Spassoff, DELPHI *ShortDST Content*, DELPHI Note 97-146 PROG 221

[50] *DELSIM, Delphi Event Generation and Detector Simulation User's Guide*, DELPHI Note 89-67 PROG 142;
DELSIM, DELPHI Event Generation and Detector Simulation - Reference Manual, DELPHI Note 89-68 PROG 143

[51] G. Marchesini et al., *HERWIG: A Monte Carlo Event Generator for Simulating Hadron Emission Reactions with Interfering Gluons*, Computer Physics Communications **67** (1992) 465

[52] L. Lonnblad, *ARIADNE Version 4: A Program for Simulation of QCD Cascades Implementing the Color Dipole Model*, Computer Physics Communications **71** (1992) 15

[53] DELPHI-Kollaboration, P. Abreu et al., *Tuning and Test of Fragmentation Models Based on Identified Particles and Precision Event Shape Data*, Z. Phys. **C73** (1996) 11

[54] DELGRA, DELPHI *Graphics for Interactive Event Viewing, User Manual*, DELPHI Note in Vorbereitung

[55] M. Feindt, W. Oberschulte gen. Beckmann, C. Weiser, *How to Use the MAMMOTH Program*, DELPHI Note 96-52 PROG 216

[56] D. Brown, M. Frank, *Tagging b Hadrons Using Track Impact Parameters*, ALEPH Note 92-135

[57] G.V. Borisov, *Lifetime Tag of Events* $Z^0 \to b\bar{b}$ *with the* DELPHI *Detector*, DELPHI Note 94-125 PROG 208

[58] W.J. Murray, *Measurement of the Beam Position in* DELPHI, DELPHI Note 96-6 PHYS 590

[59] G. Borisov, C. Mariotti, *Fine Tuning of Impact Parameter Resolution of the* DELPHI *Detector*, Nucl. Instr. and Meth. **A372** (1996) 181;
G. Borisov, C. Mariotti, *Tuning of the Track Impact Parameter Resolution of the Upgraded* DELPHI *Detector*, DELPHI Note 97-95 PHYS 717

[60] W.J. Murray, *Improved B Tagging Using Impact Parameters*, DELPHI Note 95-167 PHYS 581

[61] L. Landau, J. Phys. (USSR) **8** (1944) 201

[62] W.R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer Verlag

[63] W. Adam et al., *Particle Identification Algorithms for the* DELPHI *RICH Detector*, Nucl. Instr. and Meth. **A371** (1996) 240

[64] M. Battaglia, P.M. Kluit, *Particle Identification Using the RICH Detectors Based on the RIBMEAN Package*, DELPHI Note 96-133 Rich 90

[65] E. Schyns, *NEWTAG -* π*, K, p Tagging for DELPHI RICHes*, DELPHI Note 96-103 RICH 89

[66] P.M. Kluit, *Particle Identification Combining the RICHes and the TPC*, DELPHI Note in Vorbereitung

[67] J.Hertz, A. Krogh, R.G. Palmer, *Introduction to the Theory of Neural Computation*, Addison Wesley, 1991

[68] R.O. Duda, P. Hart, *Pattern Classification and Scene Analysis*, J. Wiley&Sons, 1973

[69] Y.H. Pao, *Adaptive Pattern Recognition and Neural Networks*, Addison Wesley, 1990

[70] C. Weiser, *Separation von Quark- und Gluonjets und Bestimmung des relativen* K_s^0*- und* Λ^0*-Produktionsverhältnisses mit dem DELPHI-Detektor bei LEP*, Diplomarbeit, IEKP-KA/94-15, Karlsruhe 1994

[71] M.D. Richard, R.P. Lippmann, *Neural Network Classifiers Estimate Bayesian a posteriori Probabilities*, Neural Computation **3**(1991), 461

[72] DELPHI-Kollaboration, W. Adam et al., *Measurement of Inclusive* π^0 *Production in Hadronic* Z^0 *Decays*, Z. Phys. **C69** (1996) 561

[73] DELPHI-Kollaboration, W. Adam et al., *Production of Σ^0 and Ω^- in Z Decays*, Z. Phys. **C70** (1996) 371

[74] C. Legan, *Production of Σ^0 in $\sqrt{s} = 91$ GeV $q\bar{q}$ Events at LEP*, PhD Thesis, Iowa State University, Ames, 1997

[75] M. Feindt, C. Kreuter, O. Podobrin, *ELEPHANT Reference Manual*, DELPHI Note 96-82 PROG 217

[76] OPAL-Kollaboration, G. Alexander et al., *Σ^+, Σ^0 and Σ^- Hyperon Production in Hadronic Z^0 Decays*, Z. Phys. **C73** (1997) 587

[77] ALEPH-Kollaboration, R. Barate et al., *Studies of Quantum Chromodynamics with the ALEPH Detector*, Physics Reports **294** (1998) 1

[78] DELPHI-Kollaboration, P. Abreu et al., *Strange Baryon Production in Z Hadronic Decays*, Z. Phys. **C67** (1995) 543

[79] C. Weiser, M. Feindt, *Σ^- Production in Hadronic Z^0 Decays*, Contribution to the XXVIII International Conference on High Energy Physics 1996, Warsaw; **Ref. PA01-040** und DELPHI Note 96-69 CONF 3

[80] P.V. Chliapnikov und V.A. Uvarov, *Striking Regularity in Meson and Baryon Production Rates in e^+e^- Annihilations*, Phys. Lett. **B345** (1995) 313

[81] Yi-Jin Pei, *A Simple Approach to Describe Hadron Production Rates in e^+e^- Annihilation*, Z. Phys. **C72** (1996) 39;
Yi-Jin Pei, *A simple Approach to Describe Hadron Production Rates in e^+e^- Annihilation*, Proceedings of the XXVIII International Conference on High Energy Physics 1996, Warsaw

[82] TASSO-Kollaboration, R. Brandelik et al., *Evidence for Charged Primary Partons in $e^+e^- \to$ 2 Jets*, Phys. Lett. **B100** (1981) 357

[83] M. Derrick et al., *Charged Particle Multiplicity Distributions in e^+e^- Annihilation at 29 GeV: A Comparison with Hadronic Data*, Z. Phys. **C35** (1987) 323

[84] DELPHI-Kollaboration, P. Abreu et al., *Observation of Charge-Ordering in Particle Production in Hadronic Z^0 Decay*, Phys. Lett. **B407** (1997) 174

[85] OPAL-Kollaboration, P.D. Acton et al., *Evidence for Chain-Like Production of Strange Baryon Pairs in Jets*, Phys. Lett. **B305** (1993) 415

[86] DELPHI-Kollaboration, P. Abreu et al., *Production of Λ and $\Lambda\bar{\Lambda}$ Correlations in the Hadronic Decays of the Z^0*, Phys. Lett. **B318** (1993) 249

[87] ALEPH-Kollaboration, D. Buskulic et al., *Production of K^0 and Λ in Hadronic Z Decays*, Z. Phys. **C64** (1994) 361

[88] DELPHI-Kollaboration, P. Abreu et al., *Rapidity Correlations in Lambda Baryon and Proton Production in Hadronic Z Decays*, Phys. Lett. **B416** (1998) 247

[89] P.M. Kluit, *Using RIBMEAN Tagging Routines for High Efficiency Kaon or Proton Tagging*, Interne Note

[90] O. Kouznetsov, Private Mitteilung

[91] CDF, F. Abe et al., *Measurement of the Mass of the B_s^0 Meson*, Phys. Rev. **D53** (1996) 5176

[92] DELPHI-Kollaboration, P. Abreu et al., *A Measurement of the B_s^0 Meson Mass*, Phys. Lett. **B324** (1994) 500

[93] M. Feindt et al., *BSAURUS, the DELPHI Inclusive B Physics Program*, WWW page (URL:http://wwwcn.cern.ch/˜pubxx/tasks/bcteam/www/inclusive/bsaurus.html)

[94] R. Barlow, C. Beeston, *Fitting Using Finite Monte Carlo Samples*, Computer Physics Communications **77** (1993) 219

[95] R. Brun et al., *HBOOK Reference Manual Version 4.24*, CERN Program Library Y250, 1995

[96] LEP B lifetimes working group, Mittelwerte März 1997

Danksagung

Mein Dank gilt Prof. Dr. Wim de Boer, der mir diese Arbeit am Institut für Experimentelle Kernphysik ermöglichte. Während des 22-monatigen CERN-Aufenthaltes gab er mir die Freiheit, meine wissenschaftlichen Interessen zu verfolgen. Darüber hinaus bot er die Gelegenheit, aktuelle Ergebnisse auf internationalen Konferenzen vorzustellen.

Besonderer Dank gilt ebenfalls Prof. Dr. Michael Feindt für die Übernahme des Korreferats, die unmittelbare Betreuung, die fruchtbare Zusammenarbeit sowie die vielen Diskussionen und Anregungen. Mit seinen Ideen und seinem Engagement schaffte er innerhalb der Abeitsgruppe ein angenehmes, kreatives Betriebsklima.

Zu diesem Klima trugen ebenfalls Dr. Oliver Podobrin, Dr. Christof Kreuter, Dr. Ralf Ehret, Dr. Wulf Oberschulte gen. Beckmann und Ulrich Schwickerath bei.

Gemeinsam mit Prof. Dr. Michael Feindt und Dr. Wulf Oberschulte gen. Beckmann wurde das MAMMOTH-Softwareprojekt verwirklicht. In diesem Zusammenhang gilt mein Dank ebenfalls Dr. Matthias Blume für Diskussionen die 'IDVD'-Spuren betreffend sowie Dr. Tzanko Spassoff für Hilfe bei der Implementation in DSTANA.

Dr. Ralf Ehret gebührt Dank für die kritische Durchsicht des Manuskripts und viele Anregungen. Weiterhin hatte er immer ein offenes Ohr bei Computer-Problemen.

Dr. Emile Schyns verbesserte in ausgedehnten Vorlesungen meine Weinkenntnisse.

Dank der mit Dr. Sven Heinemeyer geteilten Leiden hat sogar die Prüfungsvorbereitung ein wenig Spaß gemacht.

Mit Dr. Wulf Oberschulte gen. Beckmann teilte ich nicht nur das Büro während der Zeit am CERN, bei der ein oder anderen Flasche Wein blieb auch Raum für Gespräche, die nicht nur Physik zum Thema hatten.

Ich möchte mich bei allen Mitgliedern des Instituts für Experimentelle Kernphysik der Universität Karlsruhe, insbesondere den bisher nicht erwähnten, für die gute Arbeitsatmosphäre bedanken.

Ich danke dem Land Baden-Württemberg und dem Graduiertenkolleg „Elementarteilchenphysik an Beschleunigern“ der Universität Karlsruhe für die finanzielle Unterstützung.

Schließlich möchte ich mich bei Doris und meinen Eltern für die Unterstützung außerhalb der Physik bedanken.