

**Untersuchungen zu Produktion und
Zerfall schwerer Baryonen mit dem
Experiment ALEPH am
Speicherring LEP**

Gutachter : Prof. Dr. A. Putzer
Prof. Dr. B. Stech

Inaugural - Dissertation
zur
Erlangung der Doktorwürde
der Naturwissenschaftlich - Mathematischen
Gesamtfakultät
der
Ruprecht - Karls - Universität
zu Heidelberg



vorgelegt von
Dipl.-Phys. Gerrit Graefe
aus Göttingen
Tag der mündlichen Prüfung: 16.12.1996

Abstract

In this paper the production rates of the baryon Λ_c^+ are measured at center-of-mass energies near the Z - Resonance in the e^+e^- annihilation. An unfolding method allows to determine separately the fractions of Λ_c^+ from initial $Z \rightarrow b\bar{b}$ and $Z \rightarrow c\bar{c}$ transitions. Combined with results of other analyses the number of Λ_c^+ found in b events is used to calculate the branching ratio $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ X$ and the mean number of c - quarks per b - quark decay.

Starting from the obtained Λ_c^+ sample the Λ_b is reconstructed in the decay mode $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$ to measure its mass and the branching fraction $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$ for the first time. Because of the few events expected with the present statistics a careful estimation of the background is carried out to ensure the observed signal is not due to a fluctuation of the background.

As consistency checks also \bar{B}^0 and B_s mesons are reconstructed in similar decay modes, this leads to an improved upper limit on the branching fraction $B_s \rightarrow D_s^+ \pi^-$.

Übersicht

In dieser Arbeit werden die Produktionsraten des Baryons Λ_c^+ in der e^+e^- Vernichtung bei einer Schwerpunktsenergie im Bereich der Z - Resonanz gemessen. Die Verwendung einer Entfaltungsmethode erlaubt dabei die getrennte Bestimmung der Λ_c^+ - Raten aus $Z \rightarrow b\bar{b}$ und $Z \rightarrow c\bar{c}$ Übergängen. Die Anzahl der in b - Ereignissen gefundenen Λ_c^+ wird zusammen mit Ergebnissen aus externen Analysen benutzt, um das Verzweigungsverhältnis $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ X$ und die Anzahl von c - Hadronen in b - Ereignissen zu berechnen. Auf die Λ_c^+ aufbauend, wird das Λ_b im Zerfall $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$ nachgewiesen, was sowohl die Bestimmung seiner Masse als auch die erstmalige Messung des Verzweigungsverhältnisses $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$ ermöglicht. Besondere Sorgfalt wird wegen der in diesem Endzustand geringen Anzahl zu erwartender Ereignisse auf eine sorgfältige Abschätzung des Untergrundes gelegt. Um Konsistenztests durchführen zu können, werden \bar{B}^0 und B_s Mesonen in den analogen Zerfallskanälen ebenfalls rekonstruiert, was zu einem Limit auf das Verzweigungsverhältnis $B_s \rightarrow D_s^+ \pi^-$ führt.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
2	Experimenteller Aufbau	8
2.1	Speicherring LEP	8
2.2	Detektor ALEPH	11
2.2.1	Vertexdetektor	12
2.2.2	Innere Spurkammer	12
2.2.3	Zeitprojektionskammer	14
2.2.4	Elektromagnetisches Kalorimeter	16
2.2.5	Supraleitende Magnetspule	17
2.2.6	Hadronkalorimeter	17
2.2.7	Myonkammern	18
2.2.8	Luminositätskalorimeter	18
2.2.9	Siliziumkalorimeter	19
2.2.10	Triggersystem	19
3	Theoretische Grundlagen	24
3.1	Fundamentale Teilchen	24
3.2	Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung	25
3.3	Quantenchromodynamische Wechselwirkung	26
3.4	Z Zerfall	27
3.5	Entstehung von Jets	29
3.5.1	Matrixelementmodell	30

3.5.2	Partonschauermodell	31
3.6	Fragmentationsprozeß	32
3.6.1	Unabhängige Fragmentation	32
3.6.2	Stringfragmentation	34
3.6.3	Clusterfragmentation	36
3.7	Baryonerzeugung	37
3.7.1	Diquarkmodell	37
3.7.2	Popcornmodell	38
3.8	Zerfall schwerer Hadronen	39
3.8.1	Effektive Theorie schwerer Quarks	39
3.8.2	Bauer - Stech - Wirbel Modell	41
4	Analysemethoden	43
4.1	Monte Carlo	43
4.2	Hemisphären und Jets	43
4.3	<i>b</i> - Tagalgorithmus	44
4.3.1	QVSRCH	45
4.3.2	QIPBTAG	46
4.4	Spezifische Ionisation	48
4.4.1	Messung der spezifische Ionisation	49
4.4.2	Kontrollmenge	50
4.4.3	Möglichkeiten der Teilchenidentifikation	51
4.4.4	Drähte	52
4.4.5	Plättchen	53
4.4.6	Vergleich Daten - Monte Carlo	54
4.5	Ereignisselektion	59

5	Messung der Λ_c^+ Produktionsraten	60
5.1	Entfaltungsmethode	60
5.2	Wahl der b - und c - Tagschnitte	62
5.3	Kandidatenauswahl	63
5.4	Untergrund	64
5.4.1	Kombinatorischer Untergrund	64
5.4.2	Untergrund von Reflektionen	64
5.5	Korrekturen und Fehlerabschätzung	65
5.6	Ergebnisse	68
5.7	Konsistenztests und Vergleiche mit anderen Experimenten	70
5.8	Verzweigungsverhältnis ($\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ X$)	72
5.9	Anzahl von c - Hadronen in b - Zerfällen	73
6	Zerfall $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$	77
6.1	Selektion der Kandidaten	77
6.2	Abschätzung des Untergrundes	80
6.2.1	Untergrund aus $udsc$ - Ereignissen	80
6.2.2	Kombinatorischer Untergrund	81
6.2.3	Untergrund von b - Hadron Zerfällen	83
6.3	Ergebnisse	94
6.4	Verzweigungsverhältnisse	95
6.5	Massenbestimmung des Λ_b	96
6.5.1	Systematischer Fehler auf die Massenbestimmung	97
6.6	Vergleich mit einer „anderen“ Analyse bei ALEPH	98
6.7	Vergleich mit externen Analysen	101
7	Zusammenfassung	104

Kapitel 1

Einleitung

Nach heutigem Verständnis kann das Verhalten der elementarsten bisher gefundenen Teilchen, der Quarks und Leptonen, mit Hilfe von zwei Theorien, dem Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung und der Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben werden. Die letzten Jahre standen dabei im Zeichen von Präzisionsmessungen, die zu einer immer besseren Bestätigung des Standardmodells geführt haben. Der wesentliche Grund dieses Erfolges liegt in der schwachen Kopplung der Teilchen an die Felder, die zur Berechenbarkeit aller sich abspielenden Prozesse mit Hilfe des störungstheoretischen Ansatzes führt. Dieser Ansatz ist in der QCD nur bedingt verwendbar, da bei kleinen Impulsüberträgen (q^2) die Kopplungsstärke α_s zu groß dafür wird. Da zumindest bisher jedoch keine Methode gefunden worden ist, mit der sich die Prozesse unabhängig von der Kopplungsstärke mathematisch exakt beschreiben lassen, müssen in diesen Bereichen phänomenologische Modelle zur Beschreibung der experimentellen Ergebnisse verwendet werden. Deren Bestreben ist es, von physikalisch einigermaßen motivierten Prinzipien ausgehend, mit Hilfe möglichst weniger an die Daten anzupassender Parameter, eine Beschreibung der sich abspielenden Vorgänge zu geben.

Die drei wesentlichen Bereiche, die von derartigen Modellen abgedeckt werden müssen, sind die Fragmentation der Quarks und Gluonen, die Hadronisation und der Zerfall der Hadronen. b -Hadronen sind besonders für das Studium der hinter diesen Bereichen liegenden Physik geeignet, da das in ihnen enthaltene b -Quark wegen seiner großen Masse in e^+e^- -Beschleunigern fast ausschließlich vor Einsetzen des Fragmentationsprozesses erzeugt wird. Das trifft bedingt auch noch für c -Hadronen zu, die jedoch auch beim Zerfall von b -Hadronen entstehen können, dann aber einen geringeren mittleren Impuls haben, so daß eine Trennung nach ihrer Herkunft möglich ist. Hadronen, die nur u, d oder s Quarks enthalten, entstehen zu großer Anzahl erst in der Fragmentation oder während des Zerfalls von Hadronen. Daher enthalten solche Hadronen keine Information über den Primärprozeß und nur teilweise über die Fragmentation. Ein weiterer Vorteil der b - und c -Hadronen ist der Massenunterschiedes zu den leichten Quarks, der zur Vergleichbarkeit von Eigenschaften der b - und c -Hadronen, wie z.B. im Rahmen der „Heavy Quark Symmetry“ führt. Außerdem ist es unter Ausnützung der langen Lebensdauer von b - und c -Hadronen möglich, Ereignisse mit einem b - oder c -Quark anzureichern, ohne die Hadronen selbst rekonstruieren zu müssen.

Da bei bestimmten Verhaltensweisen von Hadronen die nicht störungstheoretisch behandelbaren Einflüsse der QCD gering sind, erlauben sie Vorhersagen und Messungen von Parametern des Standardmodells. So war zum Beispiel die Untersuchung der $B^0 - \bar{B}^0$ Oszillationen bei ARGUS [85] nicht nur ein Hinweis auf die Existenz des t -Quarks, sondern gleichzeitig der erste auf dessen hohe Masse. (Die Existenz und Massen der Fermionen folgen nicht aus dem Standardmodell, sondern werden vorausgesetzt.) Auch kann ein Teil der Cabbibo - Kobayashi - Maskawa [82] Matricelemente

aus dem semileptonischen Zerfall von D - und B - Mesonen bestimmt werden.

Viele heutige Erkenntnisse aus diesen Bereichen der b - Physik sind den Experimenten ARGUS [86] am Speicherring DORIS des DESY und CLEO [87] am Speicherring CESR der Cornell University zu verdanken. Vor allem letzteres ist inzwischen wegen einer integrierten Luminosität von etwa $3fb^{-1}$ [1] in der Lage, auch seltene Zerfälle wie den Pinguinzerfall $B \rightarrow K^*\gamma$ [2] nachzuweisen. Jedoch werden bei diesen Experimenten, die Daten bei einer Schwerpunktsenergie im Bereich der $\Upsilon(4S)$ Resonanz und des darunterliegenden Kontinuums nehmen, nur sich fast in Ruhe befindende B^0 und B^{+1} Mesonen erzeugt.

Am Speicherring LEP hingegen, bei dem Daten bei einer Schwerpunktsenergie im Bereich der Z - Resonanz genommen werden, haben die erzeugten B - Mesonen nicht nur einen hohen Impuls, der z.B. eine genaue Messung der Lebensdauer ermöglicht, sondern es können neben den bereits erwähnten B - Mesonen noch weitere wie B_s, B^*, B^{**}, B_s^* etc. erzeugt werden. Außerdem ist es möglich, Baryonen, die ein b - Quark enthalten, wie etwa Λ_b, Σ_b und Ξ_b , zu erzeugen.

Zum Nachweis solcher Teilchen reichen inklusive Messungen, wie zum Beispiel Λ - Lepton [3] und Λ_c^+ - Lepton [4] Korrelationen im Falle des Λ_b aus, die sich schon bei geringer integrierter Luminosität durchführen lassen. Auch können auf diese Weise schon einige Eigenschaften wie die Lebensdauer [5] oder die Polarisation [6] des Λ_b bestimmt werden. Ein gravierender Nachteil derartiger Messungen ist jedoch die Abhängigkeit von Annahmen über Größen, die nicht genau bekannt sind, aber in die Messung einfließen, wie zum Beispiel Impulsspektren. Diese können in empfindlicher Weise sowohl von der Masse des zerfallenden Teilchens als auch den Zerfallsbreiten in die einzelnen Endzustände abhängen, da bei höherer mittlerer Zahl von Teilchen pro Endzustand deren mittlerer Impuls geringer sein muß.

In dieser Arbeit soll deshalb versucht werden, das Λ_b in einem exklusiven Endzustand nachzuweisen, um seine Masse bestimmen zu können. Das verlangt jedoch eine hohe integrierte Luminosität, da die große Massendifferenz sowohl zwischen b - und c - als auch zwischen c - und s -Hadronen in jedem Zerfall die Produktion vieler Teilchen erlaubt, was zu kleinen Verzweungsverhältnissen führt. Daher werden in jedem möglichen Endzustand nur wenige Ereignisse erwartet und es ist eine sorgfältige Analyse des Untergrundes notwendig, um die Möglichkeit einer statistischen Fluktuation auszuschließen.

Ausgangspunkt dieser Arbeit, die mit vom Detektor ALEPH am Speicherring LEP in den Jahren 1991 - 1995 aufgenommenen Daten durchgeführt wird, ist die Rekonstruktion des Λ_c^+ in hadronischen Ereignissen, da von analogen Zerfällen der B - Mesonen zu erwarten ist, daß das Λ_b im wesentlichen über dieses Teilchen zerfällt. Die in dieser Arbeit durchgeführte Messung seiner Produktionsraten erlaubt außerdem die Bestimmung des Verzweungsverhältnisses $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ X$, die Messung der Partialbreite $R_c = Z \rightarrow c\bar{c}/Z \rightarrow q\bar{q}$ und die des c - Anteils in b - Zerfällen [7]. Insbesondere letzterer ist in letzter Zeit im Zusammenhang mit Abweichungen des semileptonischen Verzweungsverhältnisses von Vorhersagen wichtig geworden, da neuere Theorien [84] das zu gering gemessene Verzweungsverhältnis mit einem erhöhten mittleren Anteil von c - Quarks in b - Ereignissen in Verbindung bringen. Jedoch sind, um den Anteil von c - Quarks in b - Zerfällen und R_c bestimmen zu können, ähnliche Messungen der Produktionsraten [8] der übrigen schwach zerfallenden c - Hadronen dazuzunehmen.

¹Hier und in dem Rest der Arbeit sind stets die ladungskonjugierten Zerfälle und Teilchen mit eingeschlossen, da in e^+e^- Speicherringen Teilchen und Antiteilchen gleich häufig erzeugt werden.

Auf diese Λ_c^+ aufbauend, wird im zweiten Teil nach Λ_b im Zerfall $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$ gesucht, gleichzeitig soll mit gleichartigen Schnitten auch nach den analogen Zerfällen $\bar{B}^0 \rightarrow D^+ \pi^-$, $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \pi^-$ und $B_s \rightarrow D_s^+ \pi^-$ gesucht werden, um sicher zu gehen, daß ein mögliches Signal nicht durch die Wahl der Schnitte gezüchtet wird. Mit Hilfe der aus Simulationen bekannten Rekonstruktionseffizienzen und der Anzahl der gefundenen Kandidaten können so das Verzweigungsverhältnis $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$ bestimmt und eine obere Grenze auf das Verzweigungsverhältnis $B_s \rightarrow D_s^+ \pi^-$ berechnet werden. Ein Vorteil dieser Methode ist außerdem, daß sich die Ergebnisse im Rahmen der Heavy Quark Effective Theory vergleichen lassen und ein konsistentes Bild ergeben sollten.

Die Arbeit ist wie folgt gegliedert: Nach einer kurzen Beschreibung des experimentellen Aufbaus wird ein Einblick in Theoretische Modelle gegeben, die den in dieser Arbeit untersuchten physikalischen Prozessen zu Grunde liegen. Anschließend werden für die Durchführung der Analyse wesentliche Algorithmen vorgestellt. Kapitel 6 und 7 enthalten die Beschreibung der eigentlichen Arbeit, Kapitel 6 die Messung der Produktionsraten des Λ_c^+ und Kapitel 7 die exklusive Rekonstruktion des Λ_b . Zum Schluß folgt eine Zusammenfassung aller in dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnisse und ein Ausblick.

Kapitel 2

Experimenteller Aufbau

Der experimentelle Aufbau gliedert sich grob in zwei Teile, in den Teilchenbeschleuniger LEP [9] mit seinen Vorbeschleunigern und das Nachweisgerät für Teilchen, den Detektor ALEPH [10], mit dessen Hilfe die Daten für diese Analyse genommen wurden. Da der Teilchenbeschleuniger vom CERN nicht nur gebaut wurde, sondern auch betrieben wird, soll hier nur kurz auf ihn eingegangen werden. Anders verhält es sich mit dem Detektor selbst, der wie die drei anderen Experimente (DELPHI [11], L3 [12], OPAL [13]) am Speicherring LEP von einer Vielzahl zumeist europäischer Universitäten und Forschungszentren gebaut wurde und betrieben wird.

2.1 Speicherring LEP

Der Speicherring LEP (Large Electron Positron collider) am Europäischen Labor für Teilchenphysik in Genf (CERN) ist der größte je gebaute e^+e^- Speicherring. Er ist annähernd kreisförmig gebaut mit abwechselnd jeweils 4 geraden und gebogenen Sektionen. In den Mitten der geraden Sektionen ist jeweils ein Wechselwirkungspunkt, an denen eines der vier Experimente steht. Der Umfang des Ringes beträgt 26,66 km, 3280 Dipolmagnete halten die Teilchen auf ihrer Bahn während 808 Quadrupolmagnete zum Fokussieren des Strahles vorhanden sind ¹. Elektronen und Positronen kreisen in mehreren sogenannten Bündeln in dem Ring, deren genaue Anzahl sich mehrfach geändert hat. Waren es bis 1992 jeweils vier Bündel von Teilchen, die aufeinandergeschossen wurden, wurden 1993 und 1994 jeweils acht Bündel verwendet. 1995 wurde dann zu sogenannten Bündelzügen übergegangen. Üblicherweise hat ein Bündel eine Länge von etwa 2 cm und ohne Bündelzug sind diese gleichweit voneinander entfernt. Im Bündelzug hingegen sind bis zu vier Bündel im Abstand von ca. 1 m hintereinander angeordnet und vier derartiger Züge jeder Teilchensorte kreisen im Ring. Diese Umstellungen dienen einer Erhöhung der Luminosität des Speicherringes, also letztlich der Ereignisrate. Erzielte Spitzenwerte liegen bei über $20 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$, die mit zunehmender Verweildauer des Strahls im Ring abnehmen. Typische Lebensdauern liegen bei 10 Stunden, danach wird in der Regel der Strahl verworfen, weil die Leuchtkraft soweit abgesunken ist, daß es für die integrierte Luminosität besser ist, mit einem neuen Strahl hoher Leuchtkraft neu zu beginnen.

¹Hier wird nur LEP I beschrieben, die nötigen Änderungen beim Übergang zu LEP II werden nicht erwähnt, obwohl sie teilweise schon erfolgt sind, während noch die Daten zu dieser Analyse genommen wurden. Da jedoch keinerlei Daten verwendet werden, die oberhalb der Z Resonanz genommen wurden, wäre der Umbau aus Sicht dieser Analyse nicht nötig gewesen.

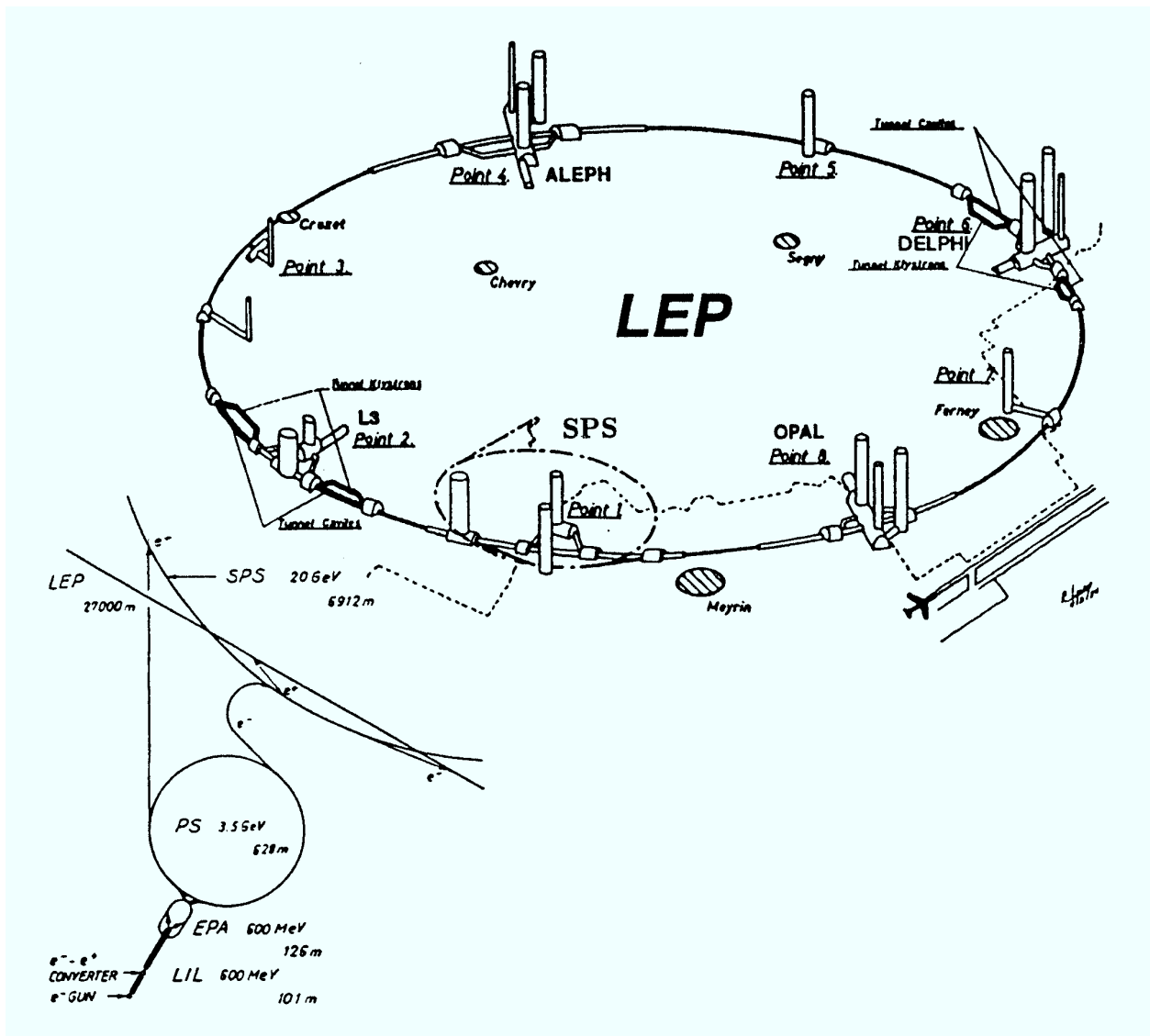


Abbildung 2.1: Der Speicherring LEP in der Nähe von Genf.

Um LEP mit Elektronen und Positronen zu füllen, werden die bereits vorhandenen Beschleuniger mitbenutzt. Elektronen werden aus einem Glühfaden abgedampft und in einem kleinen Linearbeschleuniger, dem Lep Injector Linac (LIL) auf 200 MeV beschleunigt. An dessen Ende treffen sie auf ein Wolframtarget, dabei entsteht durch Wechselwirkung mit den Atomkernen ein Schauer von vielen unterschiedlichen Teilchen, aus denen mit Hilfe von Magneten die Positronen selektiert werden. Diese gelangen, nachdem sie auf etwa 600 MeV beschleunigt worden sind, in einen kleinen Speicherring, den Electron Positron Accumulation ring (EPA), in dem sie solange gehalten werden, bis sich etwa 10^{10} Teilchen angesammelt haben. Die Elektronen werden direkt nach dem Abdampfen direkt auf einen Energie von 600 MeV gebracht und in den EPA eingeschossen. Ist die erwünschte Teilchenzahl vorhanden, werden die Elektronen und Positronen dem EPA entnommen und in das PS (Proton Synchrotron) geleitet, wo sie auf etwa 3,5 GeV beschleunigt werden. Der letzte Zwischenschritt auf dem Weg in den LEP besteht im Durchlaufen des SPS (Super Proton Synchrotron), wo sie die Einschubenergie für LEP von 22 GeV erhalten. Dort werden sie auf eine

Energie von etwa 45,6 GeV gebracht, was im Schwerpunktsystem der beiden Strahlen etwa 91,2 GeV, der Masse der Z Resonanz, entspricht. Bei dieser Energie sind die meisten der hier verwendeten Daten genommen worden, da jedoch auch das Vermessen der Z Resonanz eine Aufgabe aus dem Physikprogramm für diesen Beschleuniger ist, wurden auch Daten bei leicht geringeren und höheren Energien ($\pm 1, \pm 2, \pm 3$) GeV genommen. Die mit LEP I maximal mögliche Energie liegt bei 55 GeV pro Strahl, also 110 GeV im Schwerpunktsystem.

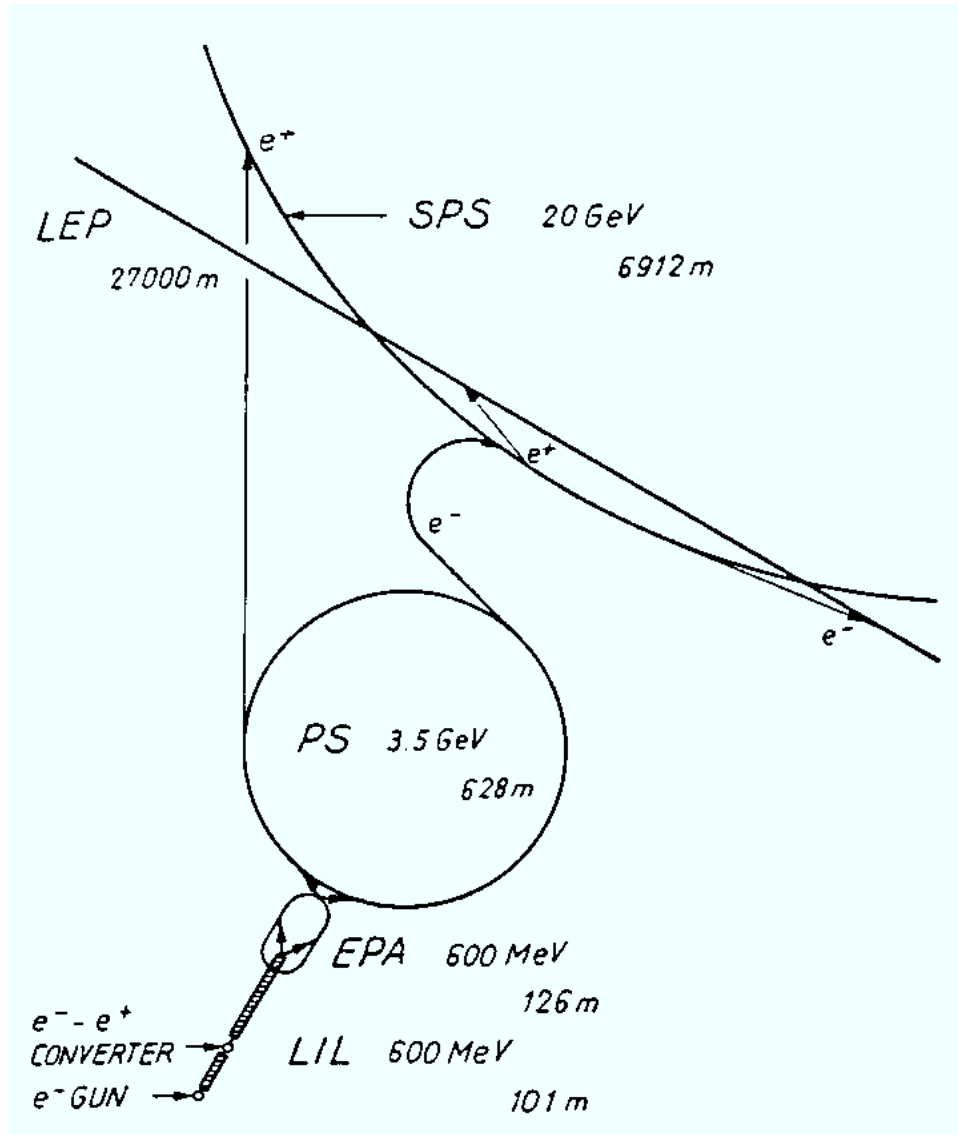


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung des Beschleunigerkomplexes, mit dessen Hilfe LEP gefüllt wird.

2.2 Detektor ALEPH

Der Detektor ALEPH ist das eigentliche Nachweisgerät für die Teilchen. Er besteht von innen nach außen aus verschiedenen Subdetektoren in zwiebelschalenförmiger Anordnung und unterschiedlicher Größe und Bauart, deren Zweck es ist, gemeinsam eine möglichst vollständige Information über ein Ereignisses zu liefern. Diese Subdetektoren lassen sich in zwei Klassen einteilen, die der sogenannten Spurkammern, welche sehr präzise Information über den Ort und Impuls der Spuren elektrisch geladener Teilchen liefern können und die der Kalorimeter, die auch Informationen über elektrisch neutrale Teilchen liefern, bei allerdings schlechterer Orts- und Impulsauflösung.

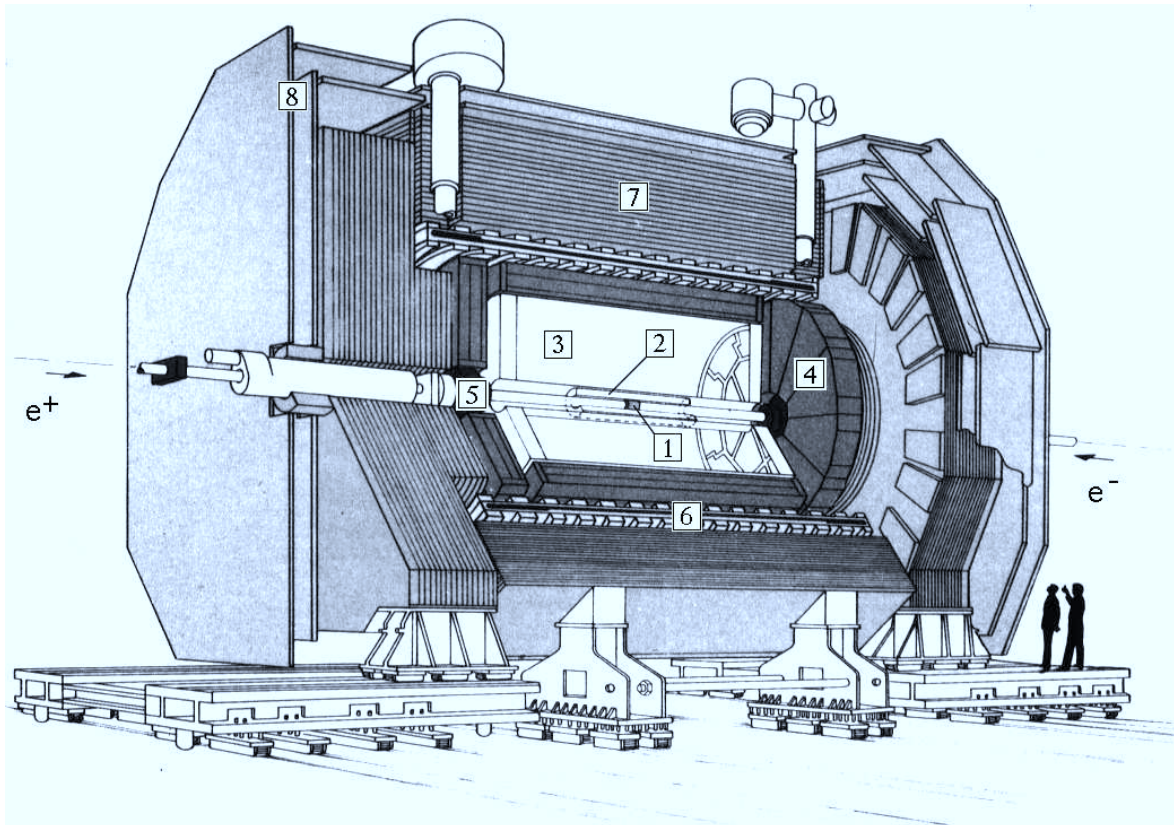


Abbildung 2.3: Schnittzeichnung des Experimentes ALEPH. Die Zahlen bezeichnen die einzelnen Subdetektoren, es bedeuten: 1 VDET, 2 ITC, 3 TPC, 4 ECAL, 5 LCAL, 6 Magnetspule, 7 HCAL und 8 die Myonkammern. Die Abkürzungen sind im Text erklärt.

Im Folgenden sollen nun die einzelnen Subdetektoren beschrieben werden, wobei die Spurdetektoren ausführlicher behandelt werden sollen, da die Kalorimeter für diese Analyse nicht verwendet werden. Jedoch soll hier noch auf generelle Unterschiede im Aufbau des Detektors kurz eingegangen werden. Während die Spurdetektoren einteilig sind, in dem Sinne, daß sie aus einer zusammenhängenden Einheit bestehen, die nicht getrennt werden kann, sind andere Subdetektoren zweiteilig, elektromagnetisches und hadronisches Kalorimeter sowie die Myonkammern sogar dreiteilig. Der Grund dafür ist, daß die e^+e^- Kollisionen im Schwerpunktsystem der beiden Teilchen stattfinden und somit die Polarwinkelverteilung der Endprodukte symmetrisch ist. Da deshalb eine vollständige Raumabdeckung erwünscht ist, die innenliegenden Detektoren zu

Wartungszwecken aber zugänglich bleiben müssen, wurde dieser Aufbau so gewählt. Im Bedarfsfall können die Endkappen der Kalorimeter zur Seite gefahren werden und die Spurkammern sind von beiden Seiten her zugänglich.

Die zur Messung der Luminosität verwendeten Subdetektoren brauchen nur bestimmte Winkelbereiche abzudecken, deshalb ist je ein separater Teil in einer Distanz $\pm z$ vom Mittelpunkt des Detektors entfernt um die Strahlachse herumgebaut. Im Gegensatz dazu sollen das elektromagnetische und das Hadronkalorimeter den gesamten Polarwinkelbereich überdecken und besitzen zu diesem Zweck zwischen den beiden hier Endkappen genannten Teilen noch das sogenannte Faß. Dabei handelt es sich um eine Art Hohlzylinder, dessen Mittelachse mit der Strahlachse zusammenfällt.

Subdetektoren, die nur für den Betrieb des Detektors wichtig sind, wie BCAL, SAMBA etc., indem sie z.B. die Untergrundbedingungen testen und sicherstellen, daß empfindliche Detektoren wie die Zeitprojektionskammer und der Vertexdetektor gefahrlos eingeschaltet werden können, sollen hier nicht beschrieben werden, da sie die Analyse nicht direkt betreffen.

2.2.1 Vertexdetektor

Der VertexDETEKTOR (VDET) besteht aus zwei Doppellagen Siliziumstreifenzählern, die im mittleren Abstand von 6,5 und 11,3 cm um das Strahlrohr angebracht sind. Die innere Lage besteht aus insgesamt 36 Wafern, 9 auf dem Umfang und 4 in Richtung parallel zum Strahlrohr, die äußere hat demgegenüber 15 Wafer auf dem Umfang und ebenfalls 4 in longitudinaler Richtung. Jeder Wafer hat eine Grundfläche von $5,12 \times 5,12$ cm, so daß die aktive Länge des Detektors 20,5 cm beträgt. Auf beiden Seiten des Wafers befindet sich eine Lage von Streifen, die eine senkrecht zum Strahlrohr mit einem Streifenabstand von $100 \mu\text{m}$, die andere parallel zum Strahlrohr mit einem Streifenabstand von $200 \mu\text{m}$. Auf diese Weise wird eine vollständige Rauminformation für den Durchgang eines Teilchens gewonnen.

Um die genaue Ortsinformation zu bekommen, wird der Ladungsschwerpunkt mehrerer nebeneinanderliegender Streifen gebildet. Für Teilchen, die beide Doppellagen passiert haben, beträgt die Ortsauflösung $12 \mu\text{m}$ in $r\phi$ und zwischen 12 und $22 \mu\text{m}$ in z , abhängig von dem Polarwinkel.

2.2.2 Innere Spurkammer

Die Innere Spurkammer (Inner Tracking Chamber, ITC) ist eine konventionelle Vieldraht – Driftkammer mit einer aktiven Länge von 2,0 m. Sie hat die Gestalt eines Hohlzylinders mit einem Innenradius von 0,128 m und einem Außenradius von 0,285 m; in seinem Inneren befindet sich der Vertexdetektor. Das Innere des Hohlzylinders, also jetzt der Raum zwischen der Innen- und der Außenwand, beherbergt die eigentliche Driftkammer mit ihren acht konzentrisch um die Strahlachse angeordneten Drahtlagen. Jede dieser Lagen besteht aus drei Sorten von Drähten, den Felddrähten, die das zum Driften nötige elektrische Feld erzeugen sollen, den Signaldrähten, die das eigentliche Signal aufnehmen sollen und den Fangdrähten, deren Aufgabe es ist, gerissene Drähte aufzufangen und somit Kurzschlüsse zu vermeiden.

Jede Lage besteht aus sechseckigen Driftzellen, die von den Felddrähten gebildet werden und

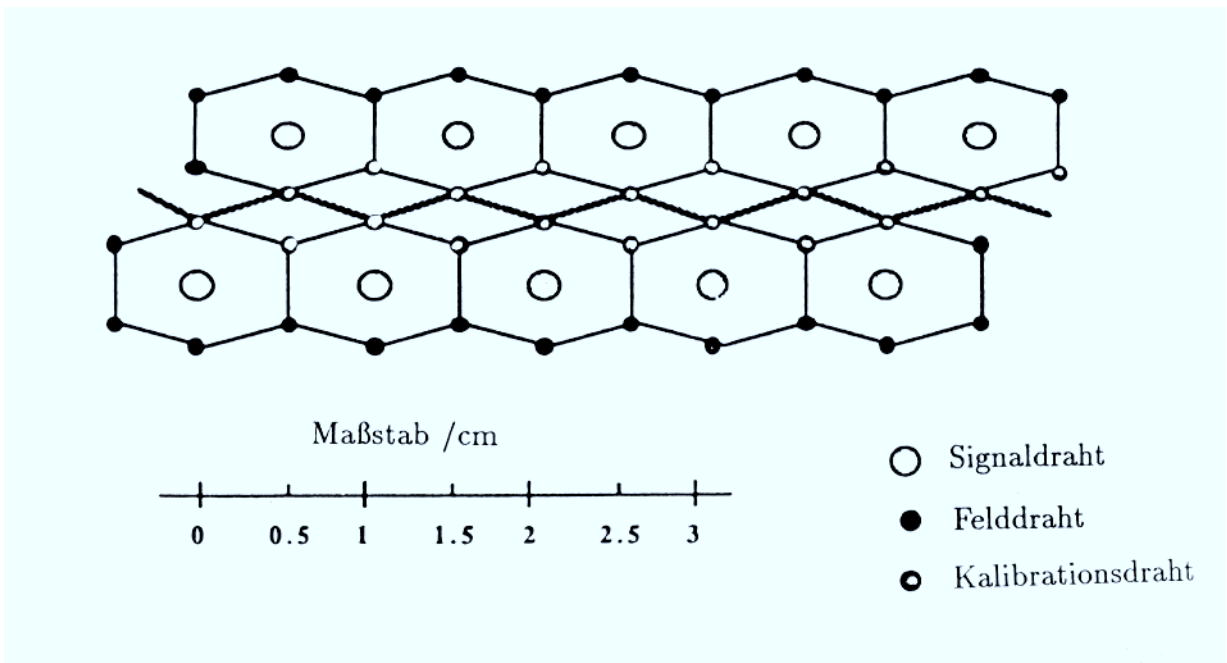


Abbildung 2.4: Anordnung der Drähte innerhalb der ITC. Deutlich sichtbar sind die sechseckigen Driftzellen, in deren mitte sich jeweils ein Signaldraht befindet.

in deren inneren jeweils ein Signaldraht verläuft. Nach je zwei solcher Lagen folgt eine einfache Lage von Fangdrähten. Während die vier inneren Lagen der ITC aus je 96 Driftzellen bestehen, haben die vier äußeren Lagen je 144 davon. Insgesamt gibt es 960 Signaldrähte, 3840 Felldrähte, von denen 960 speziell zur Kalibration dienen können; zu dem kommen noch 336 Fangdrähte. Um bei der Spurrekonstruktion die Ortsauflösung zu verbessern, sind zwei aufeinanderfolgende Lagen um jeweils eine halbe Driftzelle gegeneinander verdreht.

Fliegt ein geladenes Teilchen durch die mit einer Mischung aus 80% Argon, 20 % CO_2 und etwas Äthanol gefüllte ITC, so schlägt es Elektronen aus dem Gas frei, die im elektrischen Feld der Driftzelle zu den Signaldrähten wandern. Jene können auf ihrem Weg weitere Gasmoleküle ionisieren (Prinzip der Gasverstärkung), so daß sich eine Elektronenlawine bildet, die auf dem Draht zu einem meßbaren Signal führt. Aus der Position des Drahtes und der Driftzeit wird die $r\phi$ Information gewonnen. Die Information über den Ort des primär durchlaufenden Teilchens parallel zur Strahlachse (z - Koordinate) wird aus den unterschiedlichen Ankunftszeiten des Signales an den beiden Enden der Kammer berechnet.

Die Aufgabe der Inneren Spurkammer im Experiment ist zum einen, Punkte für die Spurrekonstruktion zu liefern, zum anderen wird sie als schneller Spurtrigger benutzt. Diese Aufgabe kann die Zeitprojektionskammer nicht erfüllen, da ihre Driftzeiten (ca. $45\mu\text{sec}$) so lang sind, daß jede zweite Strahl-Strahl Wechselwirkung (ca. alle $23\mu\text{sec}$) nicht getriggert werden könnte, während die ITC damit keine Probleme hat (ca. $3\mu\text{sec}$ Driftzeit).

2.2.3 Zeitprojektionskammer

Das eigentliche Nachweisgerät für geladene Spuren im Detektor ALEPH ist die sogenannte Zeitprojektionskammer (Time Projection Chamber, TPC). Wie bei der Inneren Spurkammer ist auch hier der Querschnitt senkrecht zum Strahlrohr ringförmig mit einem Innenradius von 0,31 m und einem Außenradius von 1,80 m. Die gesamte Länge der Zeitprojektionskammer beträgt 4,70 Meter, die des aktiven Volumens 4,40 m. Das mit einer Mischung aus 91% Argon und 9% CH₄ gefüllte Innere ist in der Mitte in z-Richtung durch eine Hochspannungsmembran, an welcher während des Betriebes +11kV anliegen, in zwei Hälften geteilt. Die beiden Enden der TPC bestehen aus in zwei konzentrischen Ringen angeordneten Drahtkammern, die in Sektoren unterteilt sind, wobei der innere Ring jeweils 6 und der äußere jeweils 12 Sektoren enthält.

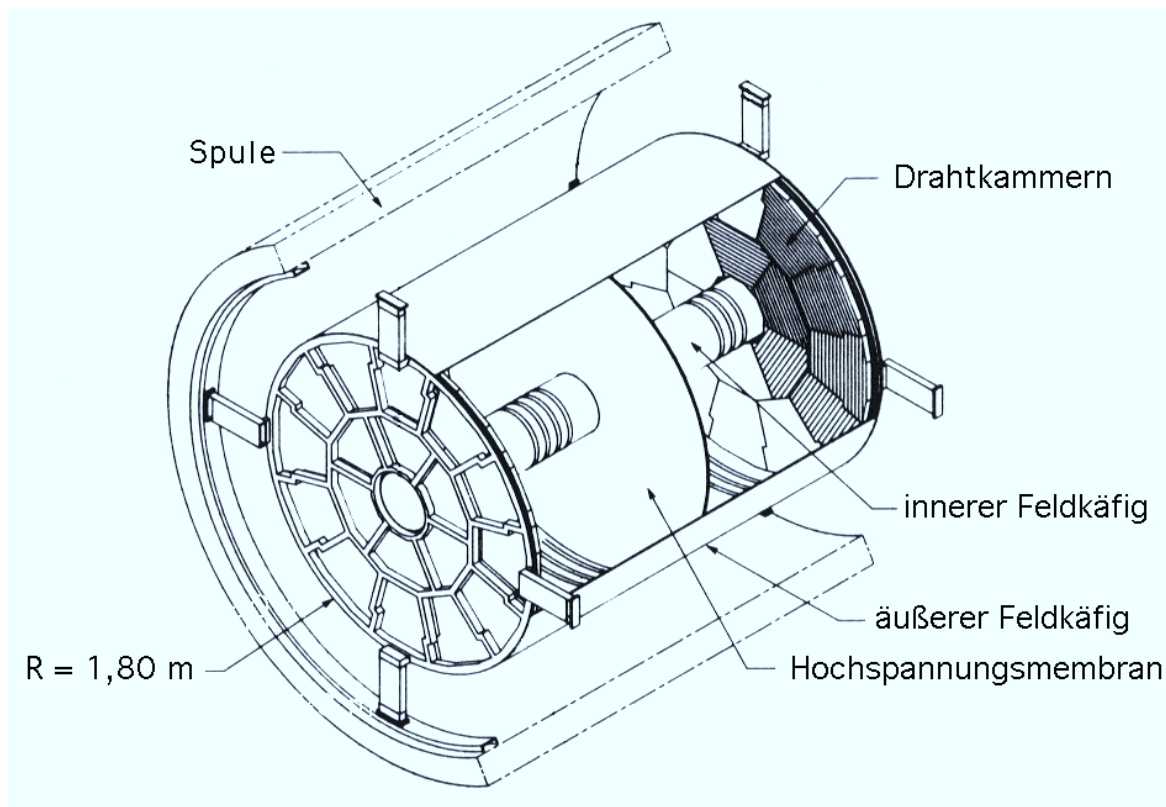


Abbildung 2.5: Schnittzeichnung der TPC und der Spule. Dazwischen sitzt das hier nicht eingezeichnete Elektromagnetische Kalorimeter. Deutlich zu sehen ist die Hochspannungsmembran in der Mitte der Kammer.

Obwohl die Drahtkammern leicht unterschiedliche Geometrien haben, ist der prinzipielle Aufbau derselbe, so daß hier nur an wesentlichen Stellen auf die Unterschiede eingegangen werden soll. Von der Hochspannungsmembran aus betrachtet, kommen zunächst drei Lagen von Drähten, die Gitterdrähte, die Kathodendrähte und die Signaldrähte, gefolgt von einer Lage Kathodenplättchen. Diese unterteilen sich in Signal- und Triggerplättchen, die in radialer Richtung abwechselnd aufeinander folgend angeordnet sind. Die Triggerplättchen sind im Gegensatz zu den Signalplättchen nicht in ϕ unterteilt, was beim Triggern Zeit spart, da die Plättchen mit gleichem Abstand zum Strahlrohr nicht aufaddiert zu werden brauchen. Andererseits ist es damit nicht möglich, den Durchgangsort eines geladenen Teilchens besser als 30° zu bestimmen, weshalb separate Signalplättchen vorhanden

sind. Ein innerer Sektor enthält 148 Signaldrähte, 9 Reihen Signal- und 8 Reihen Triggerplättchen, ein äußerer 196 Signaldrähte, 12 Reihen Signal- und 11 Reihen Triggerplättchen.

Beim Durchgang eines geladenen Teilchens durch die Zeitprojektionskammer werden die Gas-moleküle ionisiert und es werden Elektronen freigesetzt, die im elektrischen Feld der TPC entlang einer Feldlinie zu dem jeweils nächstliegendem Ende hin beschleunigt werden. Auf ihrem Weg dorthin können sie jedoch durch Wechselwirkung mit dem Gas von ihrer Bahn abgelenkt werden. Da das von dem Magneten (Beschreibung in Abschnitt 2.2.5) erzeugte B- Feld parallel zum E- Feld zwischen der Hochspannungsmembran und den Kathodendrähten steht, beginnen sie bei einem Stoß zusätzlich um die ursprüngliche Feldlinie zu kreisen, womit die $r\phi$ - Information des Entstehungsortes dieser Elektronen erhalten bleibt. In der Nähe der Sektoren findet im von Kathodengitter und Signaldrähten erzeugten elektrischen Feld eine Gasverstärkung statt, die dabei entstehende Elektronenlawine wird von den Signaldrähten registriert, wobei der Spannungsabfall auf diesen ein Signal auf den Kathodenplättchen induziert. Die bei der Gasverstärkung entstehenden Ionen, die aufgrund des Feldes in Richtung der Hochspannungsmembran wandern, würden die Uniformität des elektrischen Feldes im Inneren der Zeitprojektionskammer zerstören. Sie aufzu-sammeln ist die Aufgabe des Gitters, das in der Zeit zwischen zwei Strahl-Strahl Wechselwirkungen deshalb auf ein negatives Potential gelegt wird.

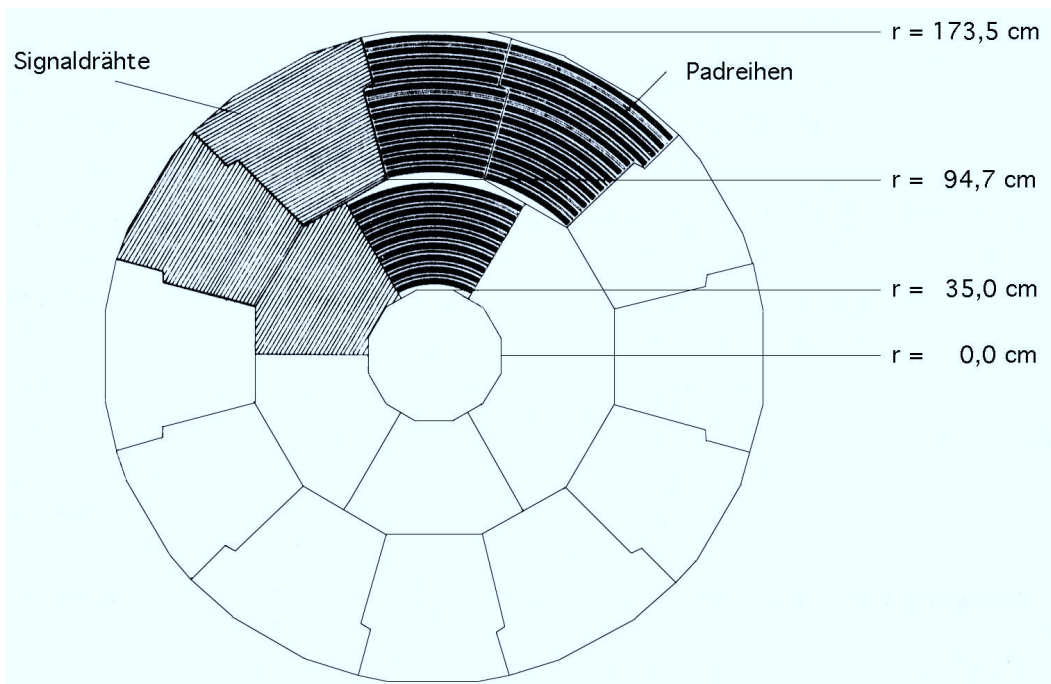


Abbildung 2.6: Aufsicht auf die Endplatte der TPC mit den Sektoren, die die Kathodenplättchen und die verschiedenen Drahtebenen enthalten. Die breiten Plättchenreihen sind in ϕ stark segmentiert und liefern die zur Spurrekonstruktion benötigten Daten, die dünnen werden zum Triggern verwendet.

2.2.4 Elektromagnetisches Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter (Electromagnetic CALorimeter) hat die Aufgabe, die Energie elektromagnetischer Teilchen, worunter Elektronen, Positronen und Photonen zu verstehen sind, zu messen und eine Ortsinformation zu geben. Dies ist insbesondere für Photonen wichtig, da sie in der Zeitprojektionskammer keine Spuren hinterlassen. Gebaut ist das ECAL als sogenanntes Sandwichkalorimeter mit abwechselnden Lagen von Absorberplatten und aktiven Detektoren. Diese sind in drei Tiefenebenen organisiert; die vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen erste Ebene aus 10 Lagen mit pro Lage 2 mm dickem Blei als Absorbermaterial besteht. Die zweite Ebene besteht aus insgesamt 23 Lagen und die dritte aus 12 Lagen, zum Unterschied ist hier der Bleiabsorber jedoch jeweils 4 mm dick. Als aktive Detektoren sind Drahtkammern von je einer Lage Drähten parallel zur z- Achse des Detektors eingebaut. Als Gegenpole zu den positiv geladenen Drähten dienen Kathodenplättchen von ungefähr 30×30 mm Größe, die jeweils über mehrere Ebenen so miteinander verbunden sind, daß ein projektiver Turm entsteht, dessen Längsachse auf den Wechselwirkungspunkt zeigt. Durch die geringe Größe der Plättchen ist es möglich, zwischen π^0 und Photonen zu unterscheiden, da die beiden Zerfallsphotonen des ersteren zu deutlich getrennten Schauern im Kalorimeter führen. Ab einer bestimmten Plättchengröße würden sich zwei räumlich dicht beieinander liegenden Photonen nicht mehr von einem einzelnen unterscheiden.

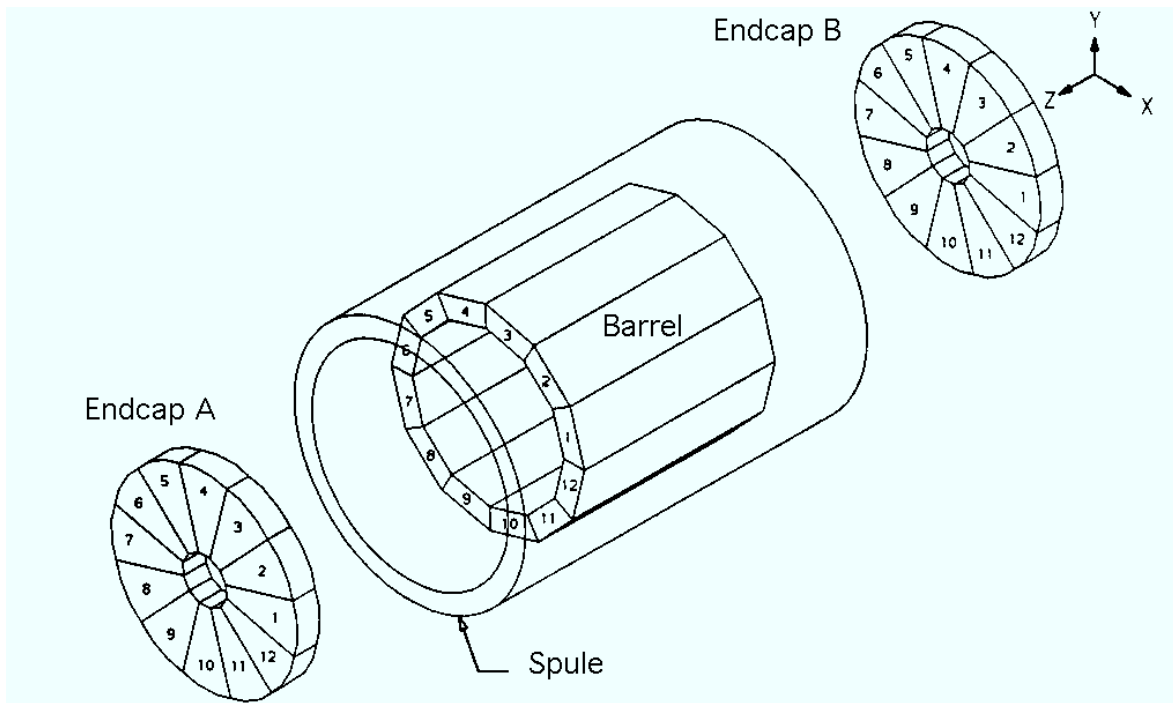


Abbildung 2.7: Prinzipieller Aufbau des ECAL aus den beiden Endkappen und dem Faß in der Mitte. Deutlich zu sehen ist die jeweilige Ausführung aus zwölf einzelnen Modulen.

Der mechanische Aufbau ist sowohl beim Faß wie auch bei den Endkappen in zwölf Module untergliedert, jedes überdeckt einen azimuthalen Winkel von 30° . Der inaktive Bereich beträgt beim Faß 2%, bei jeder Endkappe etwa 6% der Fläche. Insgesamt gibt es 49152 projektive Türme im Zentralbereich und 25576 in den Endkappen, die jeweils in drei Ebenen ausgelesen werden. Die zu erreichende Energieauflösung beträgt $0,18 \times \sqrt{GeV/E}$ und die Ortsauflösung $6,8 \text{ mm} \times \sqrt{GeV/E}$.

Das gesamte Kalorimeter hat eine Dicke von 22 Strahlungslängen X_0 , wovon auf die erste Ebene 4 X_0 entfallen und je 9 X_0 auf die beiden anderen Ebenen.

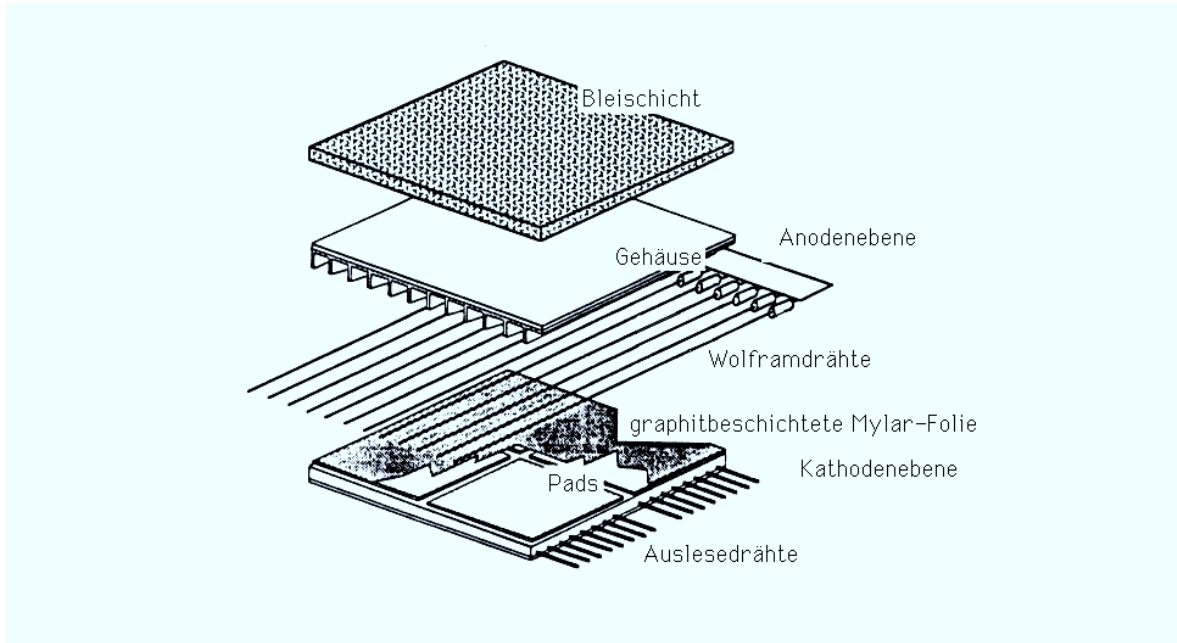


Abbildung 2.8: Schnittzeichnung einer Ebene des ECAL, bestehend aus den Kathodenplättchen, der Drahtebene mit Halterung und der Bleiplatte.

2.2.5 Supraleitende Magnetspule

Die Aufgabe der supraleitenden Magnetspule ist es, ein magnetisches Feld parallel zur Strahlachse zu erzeugen. Zum einen soll dieses Feld die geladenen Teilchen in den Spurdetektoren auf eine Kreisbahn in der $r\phi$ Ebene zwingen um eine Impulsbestimmung zu ermöglichen, zum anderen wird dieses Feld benötigt um den Einfluß von Streuprozessen auf die in der TPC entstandenen Driftelektronen auf ihrem Weg zu den Enden zu minimieren. Der Rückfluß des magnetischen Feldes erfolgt durch das Hadronkalorimeter, das zu diesem Zweck Eisen als Absorbermaterial benutzt. Um Inhomogenitäten beim Übergang des Magnetfeldes in das Eisenjoch auszugleichen, ist an beiden Enden um die eigentliche Spule noch je eine Kompensationsspule gewickelt, die getrennt geregelt werden kann. Zur Kühlung der Spulen wird flüssiges Helium mit einer Temperatur von 4,2 K benutzt, der nominelle Strom beträgt 5000 A für die Hauptspule und jeweils 1000 A für die Kompensationsspulen bei einer Spannung von 3 V. Das damit aufgebaute Magnetfeld hat eine Stärke von 1,5 Tesla, die zeitlich um weniger als $\Delta B/B = 5 \cdot 10^{-4}$ schwankt, die im Feld gespeicherte Energie beträgt 136 MJ.

2.2.6 Hadronkalorimeter

Hadronen, wie Protonen, Kaonen und Pionen sowie Myonen sind in der Lage, das Elektromagnetische Kalorimeter und die Magnetspule zu passieren. Um sie, mit Ausnahme der Myonen,

abzustoßen und ihre Energie zu messen, wurde das Hadronische Kalorimeter gebaut. Ähnlich dem Elektromagnetischen Kalorimeter besteht es aus einem in zwölf Module unterteiltem Faß und zwei Endkappen, die jedoch nur aus jeweils sechs Modulen bestehen. Von seinem Aufbau her ist es ein 23 lagiges Sandwichkalorimeter, jede Lage mit Ausnahme der letzten, aus Iarocci - Röhren [89] und 5 cm dickem, darüberliegendem Eisen bestehend. Bei der letzten, äußersten, Lage ist das Eisen 10 cm dick, außerdem befindet sich vor der innersten Lage noch ein 0,5 cm dickes Eisenblech. Zusammen sind das 120,5 cm Eisen mit 7,16 Wechselwirkungslängen λ_I bei $\Theta = 90^\circ$ und 11,9 λ_I bei $\Theta = 53^\circ$ an den Enden des Fasses. Das als Absorber Eisen statt Blei verwendet wird, obwohl dieses bei gleicher Dicke eine kleinere Wechselwirkungslänge λ_I hat, liegt daran, daß das Kalorimeter gleichzeitig als Rückflußloch für das Magnetfeld der Spule dient. Die als Kathoden verwendeten Kupferplättchen sind wesentlich größer als beim elektromagnetischen Kalorimeter, so daß ein projektiver Turm im HCAL 14 Türme im ECAL überdeckt. Die Größe der Plättchen verändert sich mit ihrer Lage, um vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen immer den gleichen Raumwinkelbereich zu überdecken. Die Energieauflösung beträgt $\sigma(E)/E = (85 \pm 1)\%/\sqrt{E}$.

Da die tragenden Strukturen der Kalorimeter nicht zur Energiemessung der Teilchen beitragen können, ist das Hadronische Kalorimeter gegenüber dem Elektromagnetischen um 15° gedreht um Teilchen, die insensitive Bereiche des ECAL passieren, zumindest im HCAL nachweisen zu können.

2.2.7 Myonkammern

Der äußerste Subdetektor des Experimentes ALEPH ist das zweilagige Myonkammersystem, welches sich an das hadronische Kalorimeter anschließt. Die erste Doppellage von Streamerröhren schließt sich dabei in der Regel direkt an die letzte Eisenlage des HCAL an, eine Ausnahme bildet nur der sogenannte Mittelwinkelbereich zwischen dem Ende des Fasses und dem Ende der Endkappen, wo der Abstand der inneren Lage zum Kalorimeter 65 cm beträgt. Der Abstand zwischen der inneren und äußeren Doppellage beträgt im Bereich des Fasses 50 cm und in dem der Endkappen 40 cm. Diese Anordnung wurde gewählt, um zwischen in der Nähe des Wechselwirkungspunktes erzeugten und solchen aus Zerfällen langlebiger Teilchen (hier K und π) mittels einer Winkelmessung unterscheiden zu können. Die mögliche Winkelauflösung ist besser als 15 mrad.

Jede Doppellage von Myonkammern besteht aus zwei zueinander parallel angeordneten Lagen von Streamer Tubes mit einem Draht pro Tube in deren Mitte. Die andere Elektrode ist als Aluminiumstreifen ausgeführt, der bei der ersten Doppellage parallel zu den Drähten (x-Richtung) und bei der zweiten senkrecht zu ihnen (y-Richtung) liegt. Damit läßt sich für jedes durchgehende Teilchen ein dreidimensionaler Spurpunkt pro Doppellage gewinnen.

2.2.8 Luminositätskalorimeter

Bei dem Luminositätskalorimeter (Luminosity CALorimeter) handelt es sich eigentlich um zwei Kalorimeter, die in den inneren Öffnungen der Endkappen des ECALs sitzen, denen sie im Aufbau sehr ähnlich sind. Die getrennte Ausführung hat rein technische Gründe, die mit dem Öffnen des Detektors zusammenhängen. Gebraucht werden sie, wie die nicht von Anfang an eingebauten Siliziumkalorimeter, zur Messung der integrierten Luminosität mit über den in mehreren Ordnungen α_{em} gerechneten QED Prozeß der e^+e^- Streuung. Dieser entspricht in erster Näherung der Rutherfordstreuung und ist somit ist der differentielle Wirkungsquerschnitt $\sim 1/\sin^4(\Theta/2)$, weshalb die

meisten der gestreuten Elektronen in dem Bereich kleiner Winkel, der von den LCALs abgedeckt wird, zu finden sind.

Wie das ECAL ist auch jedes LCAL ein Sandwichkalorimeter mit abwechselnden Doppellagen aus Drahtkammern und Bleiplatten, im Gegensatz zu ersterem sind es jedoch 38 Doppellagen, die ebenfalls in drei Tiefenebenen ausgelesen werden. Die erste dieser Ebenen besteht aus neun Lagen mit $4,77 X_0$ Strahlungslängen X_0 , die zweite aus 20 mit $10,6 X_0$ und die dritte wieder aus 9 mit $9,25 X_0$. Während zwölf Module des ECAL den vollständigen Kreis abdecken, sind es beim LCAL zwei Halbzylinder, mit einem Loch in der Mitte für das Strahlrohr. Der Grund dafür ist der geringe Außendurchmesser von etwa 45 cm, der einen komplexen Aufbau (für jedes Modul muß eine eigene Ausleseelektronik existieren) überflüssig macht.

2.2.9 Siliziumkalorimeter

Nachdem 1992 der Durchmesser des Strahlrohres verkleinert wurde, konnte nach dem Ausbau zweier Kleinwinkelspurdetektoren Platz für zwei neue, aus Wolfram und Silizium bestehende Kalorimeter (Silicium CALorimeter) zur Messung der Luminosität geschaffen werden. Diese sind nicht mit den sogenannten Luminositätskalorimetern zu verwechseln, die vom Wechselwirkungspunkt her gesehen, hinter diesen sitzen. Gegenüber ersteren haben sie den Vorteil, daß sie Polarwinkel von 24 bis 58 mrad abdecken (LCAL 45 bis 190 mrad) und eine Messung der integrierten Luminosität mit einer Unsicherheit von $\Delta\mathcal{L}/\mathcal{L} < 0,1\%$ gegenüber $\Delta\mathcal{L}/\mathcal{L} \approx 0,4\%$ [14] erlauben.

Jedes der beiden Kalorimeterteile ist 2,50 m vom Wechselwirkungspunkt entfernt und besteht aus zwei Hälften aus je 12 Doppellagen. Diese bestehen aus einer Schicht Wolfram mit $1,95 X_0$ als Schauermaterial und einem Siliziumstreifendetektor davor, der in ϕ in 32 und in r in 16 Segmente unterteilt ist, der innere Radius beträgt 6,0 cm, der äußere 14,6 cm. Um keine durchgängig toten Zonen zu haben, sind zwei aufeinanderfolgende Lagen um jeweils $3,75^\circ$ gegeneinander verdreht, wobei die Verdrehung auch an den Trennstellen von den beiden Detektorhälften beibehalten wird.

Die Energieauflösung des Detektors beträgt bei vollständig im Kalorimeter absorbierten Schauern $\sigma_E/E = 34\%/\sqrt{E}$, der Fehler auf die Luminositätsmessung wurde mit den Daten von 2 Monaten Betrieb 1992 zu $\Delta\mathcal{L}/\mathcal{L} = \pm 0,15\%$ gemessen [15], spätere Messungen mit höherer Statistik geben eine Fehler auf die Luminosität von $\delta\mathcal{L}/\mathcal{L} = \pm 0,073\%$ für die Daten von 1994 [16].

2.2.10 Triggersystem

Die Aufgabe des Triggersystems ist es, innerhalb von $11 \mu\text{sec}$, der Zeit zwischen zwei Strahl-Strahl Wechselwirkungen, darüber zu entscheiden, ob die im Detektor enthaltene Information ausgelesen und gespeichert werden soll oder nicht. Ein solches System ist nötig, da im Falle des Auslesens der Detektor über mehrere Millisekunden hinweg keine weiteren Ereignisse aufnehmen kann. Ohne dieses System müßte der Detektor so oft wie möglich ausgelesen werden und die Wahrscheinlichkeit, daß statt interessanter Ereignisse ein leerer Detektor vorgefunden wird, wäre sehr groß.

Das Triggersystem ist in drei Stufen aufgebaut, um sowohl eine schnelle Triggerentscheidung als auch eine geringe Totzeit des Detektors zu haben. Ein einstufiger Trigger wäre entweder langsam, da er sich ein mögliches Ereignis sehr genau anschauen müßte, oder würde eine sehr hohe Triggerrate

haben, die zu einem häufigen Auslesen des Detektors führen würde. Mit dem dreistufigen Aufbau wird erreicht, daß die erste, schnelle, Stufe ungefähr 90% aller uninteressanten Ereignisse verwirft. Die zweite, etwas langsamere Stufe tritt nur bei einer positiven Entscheidung der ersten in Aktion und reduziert die Rate um weitere 90 %. Diese beiden Stufen sind im Experiment als Hardware ausgeführt. Die dritte Stufe ist ein Softwaretrigger, der auch nicht ständig gelaufen ist. Seine Aufgabe wäre es gewesen, bei hohen, von Untergrundwechselwirkungen verursachten, Triggerraten, diese zu erkennen und sie vor dem Beschreiben der Magnetbänder zu verwerfen. Diese Stufe ist nicht in der Lage, eine Detektorauslese zu verhindern, da sie erst danach aktiviert wird.

Es wird zwischen „physikalischen“ und „logischen“ Triggern unterschieden. Physikalische Trigger sind diejenigen, die die eigentlichen Triggersignale liefern, in der Regel werden aus einer Kombination von mehreren physikalischen die logischen Trigger aufgebaut, die für die eigentliche Triggerentscheidung herangezogen werden.

Physikalische Trigger

In diesem Abschnitt sollen die physikalischen Trigger vorgestellt werden, der nächste enthält die Beschreibung der aus ihnen zusammgebauten logischen Trigger. Prinzipiell gibt es zwei Klassen von physikalischen Triggern, die Energietrigger, die auf Energiedepositionen in den Kalorimetern sensitiv sind die Spurtrigger, die auf die Anwesenheit von Spuren geladener Teilchen in den Spurräumen reagieren. Eine gewisse Sonderstellung nimmt ein Trigger ein, dessen Signal das HCAL liefert, und der auf die Eindringtiefe von Teilchen sensitiv ist. Da er somit im weitesten Sinne ein Spurtrigger ist, ist er unter diesen genauer beschrieben.

Energietrigger werden geliefert von:

- ECAL

Das ECAL ist im Raumwinkel in insgesamt 36 Triggermodule unterteilt, wobei die Unterteilung durch 12 Segmente im Polarwinkel ϕ und die Unterteilung in Faß und die beiden Endkappen zustandekommt. In jedem Segment werden die Triggersignale an den Drähten abgegriffen, wobei gleichzeitig alle Drähte der ungeraden und der geraden Ebenen getrennt aufsummiert werden. Auf diese Weise kommen insgesamt 72 Triggersignale zustande, die in der folgenden Elektronik auf 284 Signale erhöht werden, um 4 verschiedene Energieschwellen einstellen zu können. Die Unterteilung in gerade und ungerade Ebenen ist sinnvoll, um zu verhindern, das Rauschen in einer Ebene einen Trigger auslöst. Der Durchgang eines Teilchens oder eines Teilchenschauers löst in geraden wie in ungeraden Ebenen ein Triggersignal aus, wohingegen statistisch verteiltes Rauschen, das die Höhe eines echten Ereignisses erreicht, nur eine einzige Ebene betrifft. Daher sprechen in einem solchen Fall nur der Trigger der ungeraden oder der der geraden Ebenen an.

- LCAL

Die beiden Teile des LCAL liefern insgesamt 8 Triggersignale, jede Seite 4 davon, von denen 2 die Summe der ungeraden Drahtebenen und 2 die Summe der geraden Drahtebenen sind. Analog zu den beiden anderen Kalorimetern werden auch diese Signale wieder aufgespalten, so daß insgesamt 4 verschiedene Energieschwellen eingestellt werden können.

- SICAL

Die Trigger für das SICAL werden nicht im eigentlichen Trigger erzeugt, sondern werden bereits vom Subdetektor selber als Bitmaske geliefert.

Die eigentlichen Spurtrigger werden von ITC und TPC geliefert. Nur bei ihnen tritt die Unterscheidung zwischen der ersten und der zweiten Triggerstufe auf, die Energietrigger sind bei beiden Stufen dieselben. Das heißt, ein Ereignis, bei dem ein Energietrigger anspricht und von der ersten Stufe zur Auslese freigegeben wird, wird von der zweiten Stufe nicht mehr zurückgewiesen. Dies ist bei den Spurtriggern anders. Während die wegen der kurzen Driftstrecken schnelle ITC die Spurtrigger für die erste Stufe liefert, kommen sie für die zweite Stufe von der TPC. Damit muß in jeder der beiden Subdetektoren mindestens eine Spur gesehen werden, damit ein Ereignis ausgelesen wird.

Ein unechter Spurtrigger wird vom HCAL geliefert, das pro Triggermodul ein analoges Signal generiert. Die Höhe dieses Signals ist proportional zur Anzahl der Doppellagen, in denen genug Energie deponiert wurde, um ein Signal auslesen zu können. Getriggert wird also quasi auf die Länge einer Spur oder anders ausgedrückt, auf das Durchdringungsvermögen eines Teilchens.

- ITC

Die ITC ist für den Trigger in insgesamt 60 Segmente in Θ und ϕ nach unten abgebildetem Schema aufgeteilt. Lassen sich in einem der Segmente Aktivitäten nachweisen, so wird das entsprechende Trigger ausgelöst. Weiterhin werden noch spezielle Triggerbits generiert, die z.B. Spuren in zwei gegenüberliegenden Segmenten verlangen.

- TPC

Die TPC ist in insgesamt 72 Segmente in Θ und ϕ aufgeteilt, die jeweils der Hälfte eines Sektors entsprechen. Um eine Korrespondenz zur ITC zu erhalten, werden die oberen Hälften der äußeren Sektoren addiert, so daß insgesamt 60 Triggersignale zur Bildung logischer Trigger zur Verfügung stehen. Um Ineffizienzen zu vermeiden, sind die inneren Sektoren gegenüber den äußeren um 15° gegeneinander verdreht.

- HCAL

Die Triggermodule des HCAL sind ähnlich denen des ECALs segmentiert, lediglich besitzen die Endkappen nur jeweils 6 statt 12 Module und die Unterteilung in gerade und ungerade Ebenen fällt weg. Daher gibt es vom HCAL nur 24 Triggersignale für jede der auch hier vorhandenen 4 Schwellen. Um zu verhindern, daß Teilchen, die insensitive Bereiche des ECAL durchlaufen, auch im HCAL nicht gesehen werden, sind die Triggermodule zwischen ECAL und HCAL um 15° gegeneinander gedreht.

Logische Trigger

Bevor hier die logischen Trigger vorgestellt werden, sollen noch kurz die zu triggernden Ereignisse erwähnt werden:

Z	\rightarrow	e^+e^-	
Z	\rightarrow	$\mu^+\mu^-$	
Z	\rightarrow	$\tau^+\tau^-$	
Z	\rightarrow	$\nu\bar{\nu}^2$	
Z	\rightarrow	$q\bar{q}$	hadronische Ereignisse
			Ereignisse
e^+e^-	\rightarrow	e^+e^-	Ereignisse zur Bestimmung der Luminosität (Lumi.)
neue	Physik		

Theoretisch wäre es möglich, für jede dieser Klassen einen eigenen Trigger aufzusetzen, womit eine Bestimmung der Triggereffizienz aus den Daten nicht mehr möglich wäre. Daher wird ein redundantes System gebaut, daß zwei Trigger für jede Klasse vorsieht und so nicht nur die Bestimmung der Triggereffizienzen ohne Simulation ermöglicht, sondern auch in der Lage ist, Ineffizienzen eines Triggers festzustellen.

Da einige Trigger sehr häufig ansprechen, so z.B. die Luminositätstrigger, ist eine Möglichkeit vorhanden, sie herunterzuskalieren, d.h. es wird z.B. nur jedes 10.-20. Ereignis getriggert. Die folgende Tabelle faßt die verwendeten logischen Trigger mit ihren wichtigsten Eigenschaften zusammen:

Trigger	Beschreibung	phys. Trigger	Skalierung	Ereignisklasse
SNG_C_E2	SiNGle Charged Electromagnetic threshold 2	> 1 Spur ITC und (> 180 MeV in Modul ECAL Faß oder > 220 MeV in Modul ECAL Endkappe)	10	$Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ $Z \rightarrow e^+e^-$ $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ $Z \rightarrow \gamma\gamma$ $Z \rightarrow q\bar{q}$
SNG_N_EL	SiNGle Neutral Electromagnetic	> 1 GeV in Modul ECAL Faß oder > 2 GeV in Modul ECAL Endkappe	1	$Z \rightarrow \nu^+\nu^-\gamma$ $Z \rightarrow e^+e^-$ $Z \rightarrow q\bar{q}$ ($Z \rightarrow \tau^+\tau^-$)
SiCAL_LO	SiCAL LOw threshold	> 9,3 GeV Seite A oder B	2500	Lumi.
SiCAL_ME	SiCAL MEium threshold	24,2 GeV auf einer Seite und > 12,1 GeV andere Seite	1	Lumi.
SiCAL_HI	SiCAL HIgh threshold	> 36,3 GeV Seite A oder B	20	Lumi.
LW_ET_HI	Lcal Wires Energy Total HIgh threshold	> 3,3 GeV Seite A und > 6,2 Seite B und > 28,7 beide Seiten	10 1	Lumi.
LW_A+BVH	Lcal Wires (A or B) Very HIgh threshold and antispark	(> 23,7 GeV Seite A oder 25,8 GeV Seite B) und >6,38 GeV in einem Modul	100	Lumi.

²Neutrinos können natürlich nicht getriggert werden, da sie im Detektor nicht wechselwirken. Wonach hier gesucht wird, ist der Prozeß $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$, bei dem das Photon im Anfangszustand von dem e^+ oder e^- abgestrahlt wird und den Trigger auslösen muß.

Trigger	Beschreibung	phys. Trigger	Skalierung	Ereignisklasse
SNG_MUON	SiNGle Muon	> 3 Doppelebenen HCAL und Spur im gleichen Segment	-	$Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ $Z \rightarrow q\bar{q}$ ($Z \rightarrow \tau^+\tau^-$)
SNG_CEM	SiNGle Charged Electromagnetic	>(1,20 GeV Endkappe A oder > 1,39 GeV Endkappe B oder > 0,98 GeV Faß) und Spur	-	$Z \rightarrow e^+e^-$ $Z \rightarrow q\bar{q}$ ($Z \rightarrow \tau^+\tau^-$)
TAG_2GAM	TAG 2 GAMma	SNG_C_E2 und (SiCAL_LO oder LW_A+BvH) und > 1 Spur ITC	-	$Z \rightarrow \gamma\gamma$
ETT_EWBA	Energy ToTal Ecal Wires BARrel	> 5,86 GeV in ECAL Faß (Summe aller Module)	-	$Z \rightarrow e^+e^-$ $Z \rightarrow q\bar{q}$ ($Z \rightarrow \tau^+\tau^-$)
ETT_EWEA	Energy ToTal Ecal Wires Endcap A	> 5,98 GeV in ECAL Endkappe A (Summe aller Module)	-	$Z \rightarrow e^+e^-$ $Z \rightarrow q\bar{q}$ ($Z \rightarrow \tau^+\tau^-$)
ETT_EWEB	Energy ToTal Ecal Wires Endcap B	> 5,98 GeV in ECAL Endkappe B (Summe aller Module)	-	$Z \rightarrow e^+e^-$ $Z \rightarrow q\bar{q}$ ($Z \rightarrow \tau^+\tau^-$)
ETT_EWE*	Energy ToTal Ecal Wires Endcap A und B	> 1,85 GeV in ECAL Endkappe A und > 1,74 GeV in ECAL Endkappe B (Summe aller Module)	-	$Z \rightarrow e^+e^-$ $Z \rightarrow q\bar{q}$ ($Z \rightarrow \tau^+\tau^-$)
TRK_CNT2	TRAcK CouNT number 2	Je eine Spur in gegenüberliegenden Sektoren ITC (Stufe 1); Stufe 1 getriggert und je eine Spur in innerem und äußerem Sektor TPC (Stufe 2)	-	($Z \rightarrow e^+e^-$) ($Z \rightarrow q\bar{q}$) $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ ($Z \rightarrow \mu^+\mu^-$) $Z \rightarrow \gamma\gamma$
DBL_C_E2	DouBLE Charged Electromagnetic threshold 2	SNG_C_E2 und >1 Spur in ITC (TPC)	-	$Z \rightarrow e^+e^-$ $Z \rightarrow q\bar{q}$ $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ $Z \rightarrow \gamma\gamma$
RNDM_TRG	RaNDoM TRiGger	Zufallstrigger, alle 30 sec	-	

Für die hier untersuchten Ereignisse ($Z \rightarrow q\bar{q}$) ist die Triggereffizienz > 99,99%. Die einzigen Ereignisse, die durch den Trigger verlorengehen, sind niedermultiplizitätäre Zweijetereignisse, die sich entlang des Strahlrohres entwickeln.

Kapitel 3

Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel sollen die theoretischen Grundlagen besprochen werden, die den hier beschriebenen Wechselwirkungen zugrunde liegen, welche zur Erzeugung und zum Zerfall der Λ_b und Λ_c^+ Baryonen führen. Begonnen wird mit der Vorstellung der heutzutage als fundamental angesehenen Teilchen und der zwischen ihnen stattfindenden Wechselwirkungen, die durch das Standardmodell der elektroschwachen und der QuantenChromodynamischen Wechselwirkung (QCD) beschrieben werden können. Es folgt ein Abschnitt über den Zerfall $Z \rightarrow f\bar{f}$, an den sich eine kurze Erläuterung der gängigsten Fragmentations- und Hadronisationsmodelle anschließt. Der letzte Abschnitt gibt eine knappe Einführung in die Heavy Quark Effective Theory (HQET) und ein phänomenologisches Modell, mit deren Hilfe die Zerfallsbreiten von Hadronen in einzelne Endzustände berechnet werden können.

3.1 Fundamentale Teilchen

Eine der grundlegenden Kindheitserfahrungen ist die Tatsache, daß sich fast alles „kaputt“ machen, oder, anders ausgedrückt, in kleinere Teile zerlegen läßt. Die Frage, wie oft oder bis zu welchem Stadium dieses möglich ist, hat die Forscher bis zum heutigen Tag nicht ruhen lassen, nach dem unteilbaren Teilchen zu suchen. Der Erste, der ein solches gefordert hat, war der griechische Philosoph Demokrit, er nannte solche Teilchen „*ἄτομος*“, unteilbar, von dem das deutsche Wort Atom abstammt. Etwas voreilig nannten dann die Wissenschaftler des letzten Jahrhunderts die mit chemischen Mitteln nicht mehr trennbaren Stoffe Atome. Es stellte sich in den ersten Jahren dieses Jahrhunderts heraus, daß die Atome keineswegs unteilbar waren und in den 50'er Jahren wurden auch zwei Bestandteile der Atome, die Protonen und Neutronen, als aus mehreren Teilchen bestehend erkannt. Später wurden die Konstituenten des Protons und Neutrons als Quarks bezeichnet, von denen im Laufe der Jahre noch weitere gefunden wurden. Die Leptonen, dazu gehören das Elektron und ihm verwandte Teilchen, und die Quarks liessen sich bisher allen Bemühungen der Forscher zum Trotz nicht weiter in Bestandteile zerlegen, so daß sie zum gegenwärtigen Zeitpunkt als fundamental bezeichnet werden müssen.

Insgesamt werden jeweils sechs rechts- und linkshändige Quarks sowie sechs rechtshändige und drei linkshändige Leptonen vermutet. Diese tragen alle halbzahliges Spin und sind somit Fermionen, die linkshändigen werden wie folgt in Dubletts des schwachen Isospins, sogenannten Familien, zusammengefaßt:

1.Familie	2.Familie	3.Familie	el. Ladung	Wechselwirkung
Quarks				
<i>up</i>	<i>charm</i>	<i>top</i>	$\frac{2}{3}$	e.m., schwache, starke
<i>down</i>	<i>strange</i>	<i>beauty</i>	$-\frac{1}{3}$	e.m., schwache, starke
Leptonen				
ν_e	ν_μ	ν_τ	0	schwache
e^-	μ^-	τ^-	-1	e.m., schwache

Tabelle 3.1: Übersicht über die heutzutage als fundamental angesehenen Teilchen, ihre elektrische Ladung und die Wechselwirkungen, denen sie unterliegen. Die Gravitation ist hier nicht aufgenommen, da sie so schwach ist, daß ihr Einfluß bei den hier beobachteten Prozessen keine Rolle spielt. (e.m. bedeutet Elektromagnetische Wechselwirkung)

Die rechthändigen Fermionen sind Singletts des schwachen Isospins, wobei keine Neutrinos vorkommen und sie im Gegensatz zu den linkshändigen Fermionen nicht der schwachen Wechselwirkung unterliegen. Außerdem gibt es zu jedem Teilchen noch ein Antiteilchen mit gleicher Masse; elektrisch geladene lassen sich durch das andere Vorzeichen der Ladung unterscheiden. Zur Erklärung der Wechselwirkungen dieser Teilchen untereinander gibt es zwei Theorien, das Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung und die Quantenchromodynamik, die in den beiden folgenden Abschnitten vorgestellt werden.

3.2 Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung

Das sogenannte Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung ist eine Eichtheorie, die auf den Gruppen $SU(2) \times U(1)$ basiert, von denen die erste die schwache und die zweite Gruppe die elektromagnetische Wechselwirkung beschreibt. Zu jeder der beiden Eichgruppen gibt es Eichbosonen, das elektrisch neutrale Photon für die Gruppe $U(1)$ und drei, nämlich W^-, Z^0, W^+ für die Eichgruppe $SU(2)$. Während das Photon schon lange bekannt ist, wurden die W und das Z Boson erst Mitte der achtziger Jahre am CERN entdeckt [17], da sie wegen ihrer hohen Masse erst bei ausreichender Schwerpunktsenergie, in der Elektron - Positron - Vernichtung etwa 91 GeV für das Z und 161 GeV für ein W^+W^- Paar, erzeugt werden können. Das masselose Photon hingegen läßt sich schon bei geringsten Energien erzeugen.

Quarks können sich nur unter Einfluß der schwachen Wechselwirkung ineinander umwandeln, da die Masseneigenzustände der d - artigen Quarks (das sind das d -, s - und das b - Quark) nicht die der schwachen Wechselwirkung sind. Dabei wird ein in der Regel virtuelles, nicht auf der Massenschale liegendes, W - Boson ausgesandt, der Zerfall über ein Z Boson, sogenannte „Flavour Changing Neutral Currents“ sind in dieser Theorie nicht erlaubt und wurden bisher auch nicht beobachtet. Lediglich das t - Quark, dessen Masse weit oberhalb der W Masse liegt, zerfällt unter Aussendung eines reellen W - Bosons in ein b - Quark. Die Stärke der Umwandlung wird durch die Cabbibo - Kobayashi - Maskawa [82] Mischungsmatrix beschrieben:

$$\mathcal{M}_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \approx \begin{pmatrix} 0.9745 \text{ bis } 0.9757 & 0.219 \text{ bis } 0.224 & 0.002 \text{ bis } 0.005 \\ 0.218 \text{ bis } 0.224 & 0.9736 \text{ bis } 0.9750 & 0.036 \text{ bis } 0.046 \\ 0.004 \text{ bis } 0.014 & 0.034 \text{ bis } 0.046 & 0.9989 \text{ bis } 0.9993 \end{pmatrix}$$

Die V_{xy} sind in diesem Fall ein Maß für die Wahrscheinlichkeit des Übergangs von einem Quark x in das Quark y . Der geladene Strom J^μ , der in das Matrixelement des Zerfalls eingeht, ist damit gegeben durch:

$$J^\mu = (\bar{u} \ \bar{c} \ \bar{t}) \gamma^\mu \frac{1 - \gamma^5}{2} \mathcal{M}_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

Die Quarkeigenzustände der schwachen Wechselwirkung sind mit den Masseneigenzuständen ebenfalls durch die CKM Matrix verknüpft:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \mathcal{M}_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix},$$

wobei die ungestrichenen Größen die Masseneigenzustände darstellen.

Die hier angegebenen Zahlenwerte für die CKM Matrix sind experimentelle Resultate aus [18], der Theorie nach sollte die Matrix symmetrisch bezüglich der Hauptdiagonalen sein, was im Rahmen der Meßgenauigkeit bisher bestätigt werden konnte. Von besonderem Interesse hier ist der gegenüber anderen Matrixelementen kleine Wert von V_{cb} , der für die relativ große Lebensdauer der b - Hadronen verantwortlich ist.

Um die mit dieser Theorie verknüpften Phänomene qualitativ und quantitativ beschreiben zu können, muß die Lagrangedichte der elektroschwachen Wechselwirkung in eine Störungsreihe nach den Potenzen der Kopplungskonstante α entwickelt werden. Anschaulich bedeutet das, daß die Beiträge der möglichen einzelnen elementaren Prozesse, wie 1 - Photon - Austausch, W und Z Austausch usw., einzeln berechnet und aufsummiert werden. Das funktioniert solange die Kopplung, wie in dieser Theorie, schwach ist; unter anderem in den letzten Jahren am Speicherring LEP ausgeführte Präzisionsmessungen des Wirkungsquerschnittes $\Gamma(e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow f\bar{f})$ haben dies bestätigen können. Die Schwäche der Kopplung hat zwei Gründe, zum einen wechselwirken die masselosen Photonen nicht miteinander, da sie keine elektrische Ladung tragen, zum anderen verhindert die hohe Masse der W und Z Bosonen die Bildung langreichweitiger Felder. Bei den maßgeblichen Energien unterhalb 5 GeV (ungefähr der b Quark Masse), sind die Eichbosonen virtuell und können wegen ihrer Masse nur im Rahmen der Heisenbergschen Unschärferelation eine begrenzte Zeit existieren. Damit ist ihre Reichweite endlich und Objekte ab einem bestimmten Abstand unterliegen ihrem Einfluß nicht mehr.

3.3 Quantenchromodynamische Wechselwirkung

Das im vorigen Abschnitt beschriebene Modell der elektroschwachen Theorie ist alleine nicht in der Lage, sämtliche Wechselwirkungen der Fermionen untereinander zu beschreiben. Nach ihm

wäre nicht verboten, daß sich Quarks als freie Teilchen bewegen könnten, jedoch wurden bisher nur gebundene Zustände von Mesonen (einem $q\bar{q}$ Paar) und Baryonen (einem qqq Zustand) beobachtet. Dieses Verhalten wird durch die sogenannte Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben, die auf einer nicht - abelschen $SU(3)$ Eichgruppe basiert, die den Quarks, aber nicht den Leptonen, eine weitere Eigenschaft, die Farbe, zuordnet. Nach allgemeiner Übereinkunft werden die Farben als rot, grün und blau bezeichnet, daneben gibt es zu jeder Farbe die entsprechende Antifarbe, wobei Quarks Farbe und Antiquarks Antifarbe tragen.

Die acht Eichbosonen dieser Gruppe heißen Gluonen und können untereinander wechselwirken, da sie, wie die Quarks, Farbladung besitzen. Das ist Ursache des „Confinements“, der Tatsache, daß sich nach außenhin nur farbneutrale Objekte beobachten lassen, obwohl die Gluonen wegen ihrer Masselosigkeit eigentlich langreichweitige Kräfte ähnlich der elektromagnetischen Wechselwirkung zulassen sollten. Die Vorstellung ist, daß zwischen zwei Farbladungen ein Feld aufgebaut wird, das mit steigendem Abstand die Kopplung der beiden aneinander verstärkt und so die Trennung der Farbladungen verhindert ¹. Um farbneutral zu sein, muß ein Teilchen entweder aus einer Farb- und der zugehörigen Antifarbladung bestehen, oder aus drei unterschiedlichen Farben oder Antifarben. Warum bisher keine Objekte gefunden wurden, die mehr als eine Farb - Antifarbladung oder aus $n \cdot 3$ verschiedenen Farben bestehen, bleibt im Rahmen dieser Theorie ein ungelöstes Problem.

Die Gluonselfkopplung führt zu einem Problem, das die Berechenbarkeit von Prozessen der starken Wechselwirkung stark einschränkt. Bei kleinen Impulsüberträgen q^2 steigt die Kopplungskonstante so stark an, daß die Entwicklung der Langrangedichte in eine Störungsreihe in diesen Bereichen nicht mehr wie in der elektroschwachen Theorie, durchführbar ist. Daher ist eine exakte Berechnung nicht mehr möglich und phänomenologische Modelle treten an die Stelle der QCD, um die Daten zu beschreiben.

3.4 Z Zerfall

Der primär beobachtete Prozeß am Speicherring LEP in den Jahren 1989 bis 1995 ist der Zerfall eines Z Bosons in ein Fermion Antifermion Paar. Der Wirkungsquerschnitt $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ läßt sich innerhalb des Standardmodelles in Bornscher Näherung für geringe Fermionmassen berechnen als:

$$\frac{d\sigma_f}{d\Omega} = \frac{\alpha^2 N_c^f}{4s} [F_1(s)(1 + \cos^2\Theta) + 2(F_2(s)\cos\Theta)]$$

wobei folgende Definitionen benutzt werden:

$$\begin{aligned} s &= (2 \times \text{Strahlenergie})^2 \\ N_c^f &= \text{Farbfaktor, } =1 \text{ für Leptonen, } =3 \text{ für Quarks} \\ F_1(s) &= Q_f^2 - 2v_e v_f Q_f \text{Re}(\chi) + (v_e^2 + a_e^2)(v_f^2 + a_f^2)|\chi|^2 \\ F_2(s) &= -2a_e a_f Q_f \text{Re}(\chi) + 4v_e a_e v_f a_f |\chi|^2 \\ \chi &= \frac{s}{s - m_Z^2 + im_Z \Gamma_Z} \text{ der Breit Wigner Term} \\ v_f &= \frac{I_3^f - 2Q_f \sin^2 \Theta_W}{2 \sin \Theta_W \cos \Theta_W} \text{ die schwache Vektorkopplung} \\ a_f &= \frac{I_3^f}{2 \sin \Theta_W \cos \Theta_W} \text{ die schwache Axialvektorkopplung} \\ I_3^f &= \text{die dritte Komponente des schwachen Isospins} \end{aligned}$$

¹Bei ausreichender Energie ist dennoch eine Trennung möglich, wie in Kapitel 3.6 beschrieben.

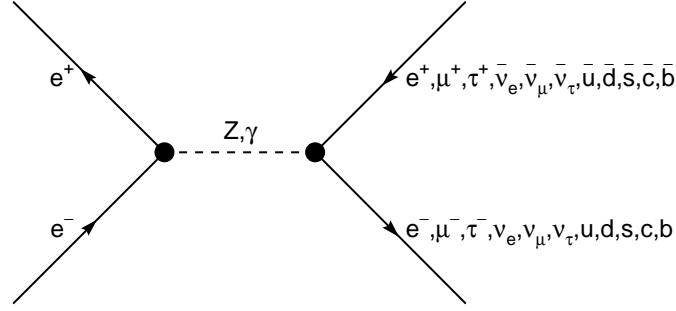


Abbildung 3.1: Feynmandiagramm des Primärprozesses. Das Z kann in sämtliche Fermionpaare zerfallen, die von der Masse her erlaubt sind. Wie angedeutet ist auch der Austausch eines virtuellen Photons möglich, er spielt bei den hier betrachteten Energien im Bereich von 90 GeV aber kaum eine Rolle, da der zugehörige Wirkungsquerschnitt etwa 4 Größenordnungen geringer ist, als der des Z Austausches.

$$\begin{aligned} \Gamma_Z &= \sum_{f_i=1}^n \Gamma_{f_i} \text{ die totale Breite des } Z \\ Q_f &= \text{ die elektrische Ladung} \\ \Theta_W &= \text{ der Weinbergwinkel} \end{aligned}$$

Durch die Integration über Ω fällt der Term, der $F_2(s)$ enthält, heraus. Weiterhin wird in der Nähe der Z Resonanz der Wirkungsquerschnitt vom Z Austausch dominiert, so daß $F_1(s) \approx (v_e^2 + a_e^2)(v_f^2 + a_f^2)|\chi|^2$ ist. Dann ist der totale Wirkungsquerschnitt für ein Fermionpaar gegeben durch:

$$\sigma_f = N_c^f \frac{4\pi\alpha^2}{3s} (v_e^2 + a_e^2)(v_f^2 + a_f^2)|\chi|^2$$

Die Partialbreiten sind gegeben durch:

$$\Gamma_f = \frac{N_c^f}{3} \alpha m_Z (v_f^2 + a_f^2) = \frac{N_c^f G_F M_Z^3}{6\sqrt{2}\pi} (g_{V_f}^2 + g_{A_f}^2)$$

wobei gilt

$$\begin{aligned} g_{V_f}^2 &= I_3^f - 2Q_f \sin^2 \Theta_W \\ g_{A_f}^2 &= I_3^f. \end{aligned}$$

Eingesetzt ergibt sich damit bei $s = m_Z$ der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung eines Fermionpaares zu:

$$\sigma_f^{s=m_Z} = \frac{12\pi\Gamma_e\Gamma_f}{m_Z^2\Gamma_Z^2}$$

Dieser hier angegebene Wirkungsquerschnitt ist jedoch nicht ausreichend zur Beschreibung der Daten. Vielmehr müssen noch Korrekturen für Photonabstrahlung im Eingang und Endzustand sowie Boxdiagramme und Vertexkorrekturen (Darunter sind Prozesse zu verstehen, bei denen das Z z.B. zwei Quarks abstrahlt, die dann noch ein Eichboson untereinander austauschen und somit den Quarkflavour noch einmal ändern können.) gemacht werden. Nach all diesen Korrekturen ergeben sich dann die folgenden Partialbreiten (alle Werte aus [88]):

Partialbreite	Vorhersage	Messung
Γ_ν	20,11 %	$20,01 \pm 0,16\%$
Γ_{e^-}	3,37 %	$3,366 \pm 0,008\%$
Γ_{μ^-}	3,37 %	$3,367 \pm 0,013\%$
Γ_{τ^-}	3,37 %	$3,360 \pm 0,015\%$
Γ_{uds}	42,8 %	bisher nicht gemessen
Γ_c	11,9 %	$11,0 \pm 0,7\%$
Γ_b	15,1 %	$15,46 \pm 0,14\%$

3.5 Entstehung von Jets

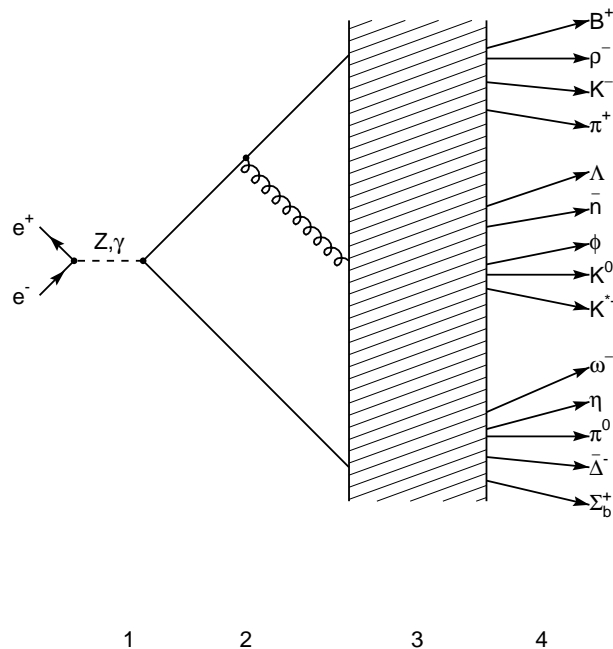


Abbildung 3.2: Schematischer Ablauf einer e^+e^- Wechselwirkung. Die Bereiche bedeuten im einzelnen: 1) elektroschwacher Prozeß, im Standardmodell berechenbar, 2) Gluonbremsstrahlung, bis zur zweiten Ordnung α_s berechnet, 3) Bereich der Fragmentation und Hadronisation, für den phänomenologische Ansätze gemacht werden, da die hier stattfindenden Wechselwirkungen nicht störungstheoretisch berechnet werden können, 4) Bereich reeller Hadronen und beginnender Zerfall, letztere Prozesse sind zumindest teilweise berechenbar.

Die beim Zerfall des Z entstandenen Quarks beginnen Gluonen abzustrahlen, die entweder selber weiter abstrahlen oder in Quark - Antiquark - Paare übergehen. Zumindest zu Beginn des Abstrahlungsprozesses lassen sich noch störungstheoretische Ansätze verwenden, von denen hier zwei, das Matrixelementmodell und das Partonschauermodell kurz beschrieben werden sollen. Die Abstrahlung und Paarbildung muß aufhören, wenn die zur Bildung von weiteren Quark - Antiquarkpaaren nötige Energie nicht mehr zur Verfügung steht, da sich keine freien Gluonen und Quarks beobachten lassen. Wie es dazu kommt, daß letztlich alle Gluonen in Quark - Antiquarkpaare übergehen und diese die Hadronen bilden, ist nicht genau bekannt. Dieser Bereich wird daher durch phänomenologische Modelle abgedeckt, die auf einigen wenigen physikalisch sinnvollen Annahmen beruhen und an die Messungen anzupassende Parameter enthalten. Derartige Modelle werden im nächsten Abschnitt beschrieben, jedoch ist die Stelle des Übergangs zwischen den störungstheoretisch und nicht störungstheoretisch beschreibbaren Bereichen nicht genau festzulegen. Deshalb werden in der Simulation der Ereignisse Hybridmodelle benutzt, die z.B. zunächst nach dem Matrixelement Abstrahlung weniger Gluonen simulieren und dann diese mit den primären Quarks zusammen als Input für Fragmentationsmodelle verwenden.

3.5.1 Matrixelementmodell

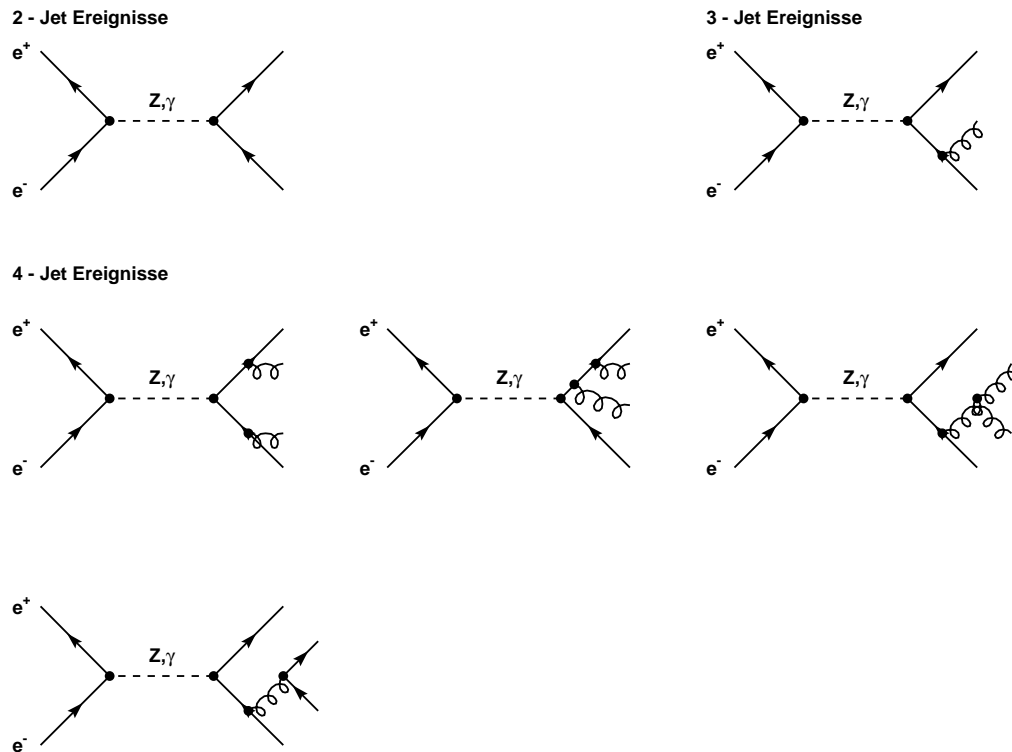


Abbildung 3.3: Feynmandiagramme der möglichen Prozesse, die zu den beobachteten Jetraten führen und deren Matrixelemente bereits berechnet sind. Nicht dargestellt sind die Prozesse, die durch Vertauschung der Fermion- und Antifermionlinien entstehen, sowie Prozesse, die Schleifendiagramme enthalten.

Vom Prinzip her gesehen ist das Matrixelementmodell dasjenige, das verwendet werden sollte, um Vorhersagen zu machen. Es basiert darauf, daß die möglichen Feynmandiagramme, die zum Prozeß der Gluonabstrahlung und Quarkpaarproduktion führen, berechnet werden. Diese sind auch bereits in zweiter Ordnung von α_s berechnet, allerdings werden die Berechnungen für höhere Ordnungen schnell wesentlich komplizierter, vor allem für Schleifendiagramme. Da die durch Prozesse zweiter Ordnung verursachten Korrekturen der Wirkungsquerschnitte aus der ersten Ordnung nicht klein sind, ist nicht zu erwarten, daß die dritte Ordnung vernachlässigbar ist. Daher existieren verschiedene Ansätze, etwa über eine geeignete Wahl der Renormalisierungsskala, um Beiträge höherer Ordnung zu berücksichtigen [19].

3.5.2 Partonschauermodell

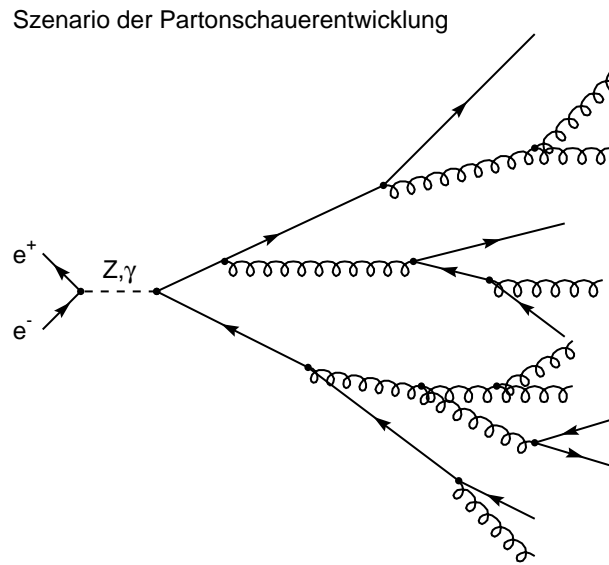


Abbildung 3.4: Skizze einer möglichen Partonschauerentwicklung. Nach Abbruch des Schauers müssen die Gluonen noch in Quarks überführt und diese zu den Endzustandsteilchen zusammengefaßt werden.

Das Partonschauermodell [20] wurde im Rahmen der sogenannten „Leading Log Approximation“ entwickelt und basiert darauf, daß in einer störungstheoretischen Entwicklung der Matrixelemente nur die führenden Terme exakt berechnet werden und eine Abschätzung über den Beitrag der restlichen zum Matrixelement gemacht wird. Die Entwicklung des Partonschauers basiert auf gegenüber dem Matrixelementmodell vereinfachten Annahmen in den kinematischen Variablen, indem die Wechselwirkung der im Partonschauer erzeugten Quarks und Gluonen untereinander vernachlässigt wird. Das verlangt als Kompensation eine mehr statistisch orientierten Behandlung der Schauerentwicklung, die zu Problemen bei der Abstrahlung harter Teilchen unter großen Winkeln führt und dieses Modell weniger geeignet machen, Jetraten exakt vorherzusagen. Die meisten Modelle beschreiben die Entwicklung eines Schauers durch eine Folge von Prozessen der Art $q \rightarrow qg$, $g \rightarrow gg$ und $g \rightarrow q\bar{q}$. Hier soll kurz das häufig verwendete Modell von Altarelli und Parisi [21] erwähnt werden, daß die Entwicklung eines Schauers durch die Wahrscheinlichkeit ein Parton mit Impulsübertrag q abzustrahlen beschreibt:

$$\frac{P_{a \rightarrow bc}}{dt} = \int dz \frac{\alpha_s(q^2)}{2\pi} P_{a \rightarrow bc}(z)$$

Im Fall von $g \rightarrow q\bar{q}$ ist über alle Quarksorten zu summieren, In dieser Formel sind $t = \ln(q^2/\Lambda^2)$, q der Impulsübertrag, Λ der QCD Skalenparameter und die Die $P_{a \rightarrow bc}(z)$ die folgenden Altarelli - Parisi - Splitting Funktionen:

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

$$P_{g \rightarrow gg}(z) = N_C \frac{(1-z(1-z))^2}{z(1-z)}$$

$$P_{g \rightarrow q\bar{q}}(z) = T_R(z^2 + (1-z)^2)$$

wobei $C_F = 4/3$, $N_C = 3$ und $T_R = n_f/2$ ist ². Auf die erste Tochter wird der Energiebruchteil $z = p_{||}/E_{Mutter}$ ($p_{||}$ Longitudinalimpuls der Tochter bezüglich der Flugrichtung der Mutter) übertragen, die zweite Tochter, oder der Restjet, erhält den Bruchteil $|1-z|$. Diese Funktionen werden iterativ gebraucht, da in ihnen nur der übertragene relative Bruchteil enthalten ist, sind sie nicht explizit von der zur Verfügung stehenden Energie abhängig.

3.6 Fragmentationsprozeß

Der Fragmentationsprozeß ist der in der QCD mit störungstheoretischen Modellen am wenigsten zugängliche Prozeß, weshalb er in der Regel durch phänomenologische beschrieben wird. In diesem Abschnitt sollen die drei wesentlichen Modelle vorgestellt werden, das der unabhängigen Fragmentation, das der Stringfragmentation und das der Clusterfragmentation. Es soll insbesondere auf das zweite eingegangen werden, da es die Grundlage für den in dieser Analyse verwendeten Ereignisgenerator JETSET [22] darstellt.

Ein gemeinsames Problem haben alle Modelle mit den Gluonen, die zu Beginn abgestrahlt werden und am Ende „verschwinden“, also in Hadronen eingebaut oder zu solchen werden müssen. Anderenfalls käme es zu bisher vermutlich nicht nachgewiesenen Gluebällen oder Hybriden aus einem $q\bar{q}$ Paar und einem Gluon. Neuere Diskussionen, ob eventuell einige Resonanzen wie das $f_0(1500)$ mögliche Glueballkandidaten [24] sind, sollen hier unberücksichtigt bleiben, da sie in den hier vorgestellten Modellen nicht eingebaut sind. Diese verbieten daher unterhalb einer bestimmten Energie die Fragmentation und zwingen die zu diesem Zeitpunkt noch vorhandenen Gluonen, in ein $q\bar{q}$ Paar überzugehen.

3.6.1 Unabhängige Fragmentation

Dieses zu Anfang der siebziger Jahre von Field und Feynman [25] eingeführte Modell beschreibt den Fragmentationsprozeß durch einen sich fortwährend in ein Hadron und einen Restjet teilenden

²Diese Werte gelten nur für den Fall, daß die QCD ein $SU(3)$ Gruppe ist. Diese Gruppe wird heutzutage favorisiert, wenn auch andere Gruppen noch nicht gänzlich ausgeschlossen sind [90].

Szenario der unabhängigen Fragmentation

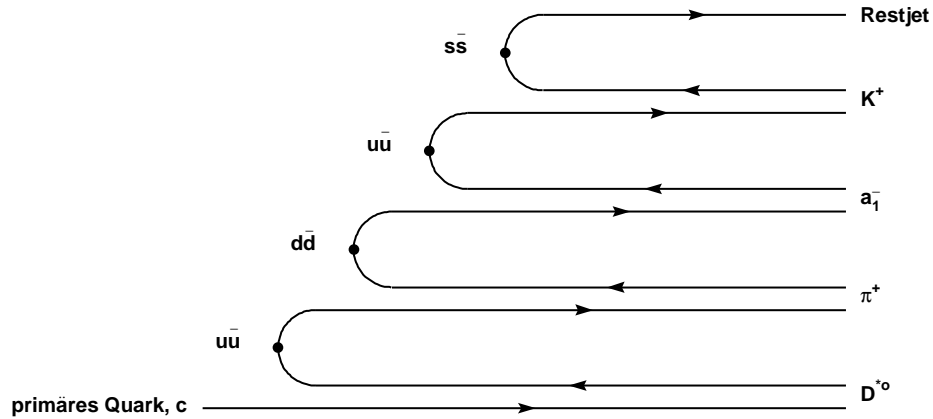


Abbildung 3.5: Modellvorstellung der unabhängigen Fragmentation. Entlang des primären Quarks werden wiederholt Quark - Antiquarkpaare aus dem See gezogen, wobei die Energie dem jeweiligen Restjet entnommen wird. Quark und Antiquark von zwei verschiedenen Paaren bilden am Ende ein Hadron. Zur Baryonerzeugung muß ein Diquark Antiquarkpaar aus dem See gezogen werden.

Jet. Diese Prozedur wird solange fortgesetzt, bis die Energie zur Hadronbildung nicht mehr ausreicht. Der den abgespaltenen Hadronen übertragene Energiebruchteil z wird durch sogenannte Fragmentationsfunktionen festgelegt. Gebräuchliche Funktionen sind:

- Die Field Feynman Parametrisierung [25]

$$f(z) = 1 - a + 3a(1 - z)^2$$

In der Regel wird der freie Parameter $a=0,77$ gesetzt.

- Eine weitere mögliche Funktion ist [26]

$$f(z) = (1 + c)(1 - z)^c$$

- Peterson Fragmentationsfunktion

Für Hadronen, die ein b oder ein c Quark enthalten, ist das gemessene Impulsspektrum wesentlich härter als für leichte Quarks. Die Vorstellung ist, daß schwere Quarks aufgrund ihrer Masse aus Impulserhaltungsgründen weniger Energie bei Abstrahlung eines Gluons verlieren als leichte. Daher muß für schwere Quarks eine andere Fragmentationsfunktion benutzt werden, als für leichte, eine mögliche ist die von Peterson et al.[27]

$$f(z) \sim \left[z \left(1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon_Q}{1 - z} \right)^2 \right]^{-1}$$

Der freie Parameter ϵ_Q , das Q steht hier für den jeweiligen Quarkflavour, sollte proportional $\epsilon_Q \sim 1/m_Q^2$ sein. Angewendet wird diese Funktion auf c und b Quarks enthaltende Hadronen.

Der Flavour, der von dem Jet abgespaltenen Quarks wird zufällig gewählt, wobei die Verhältnisse der beobachteten Endzustände mitberücksichtigt werden, also etwa $u\bar{u} : d\bar{d} : s\bar{s} = 1 : 1 : 0,3$. Quarks und Gluonen werden in dem Modell gleich behandelt mit Ausnahme unterschiedlicher Fragmentationsfunktionen, da die Gluonfragmentation insgesamt weicher ist.

Das Modell der unabhängigen Fragmentation hat zwei wesentliche Schwachpunkte, zum einen ist die Fragmentation nicht lorentzinvariant, zum anderen treten kollineare Divergenzen auf. Das bedeutet, es macht einen Unterschied, ob ein oder mehrere kollineare Partonen fragmentieren, letztere führen zu einer höheren Multiplizität. Mögliche Auswege aus diesen Problemen sind bereits das Objekt einiger Studien [28].

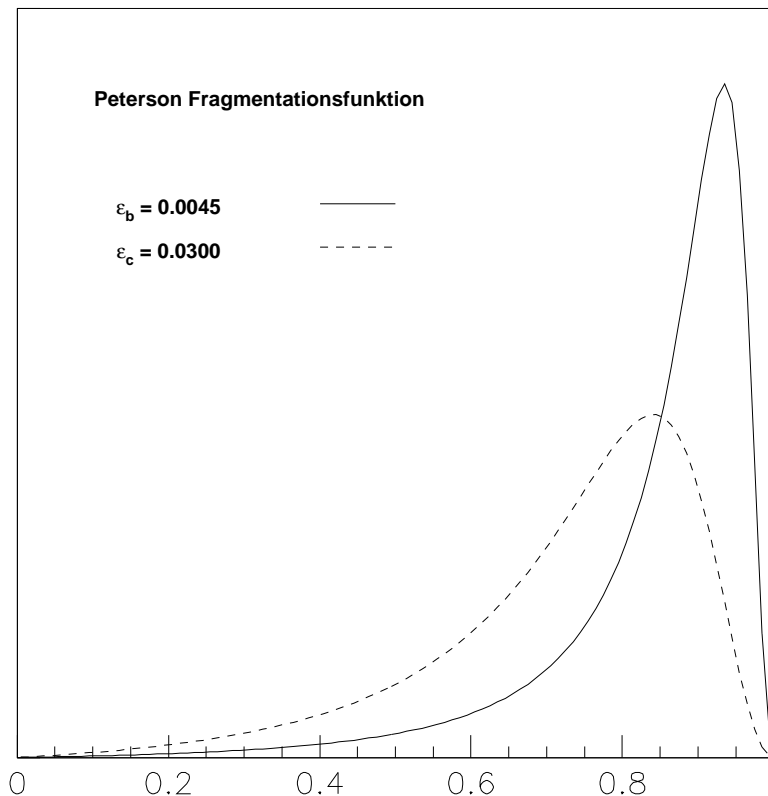


Abbildung 3.6: Darstellung der Fragmentationsfunktion von Peterson et al. [27] für zwei verschiedene Werte von ϵ_Q . Die Werte sind die in der Simulation verwendeten für ϵ_c und ϵ_b .

3.6.2 Stringfragmentation

Das hier vorgestellte Modell der Stringfragmentation [29] ist das momentan hinsichtlich der Beschreibung der Daten wohl erfolgreichste Fragmentationsmodell und liegt dem Ereignisgenerator JETSET, mit dem in dieser Arbeit die Ereignissimulationen durchgeführt werden, zugrunde. Die Idee ist, daß sich zwischen den beiden primären Teilchen, während sie sich voneinander entfernen, ein Farbstring aufspannt, dessen Energie mit dem Abstand der Teilchen voneinander zunimmt. Ist die Energiedichte κ mit:

Stringfragmentation

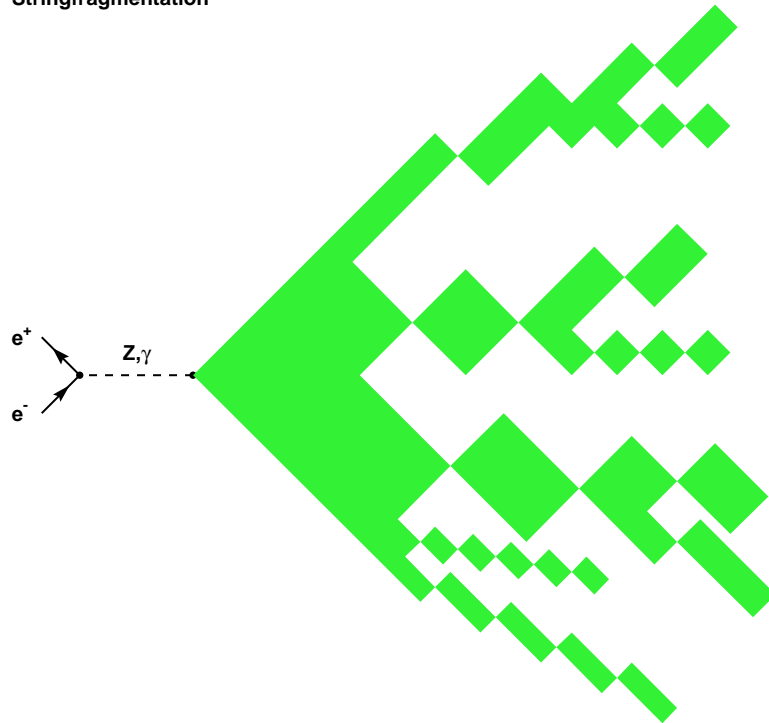


Abbildung 3.7: Modellvorstellung der Stringfragmentation. Nach obenhin ist die räumliche Ausdehnung, nach rechts die zeitliche Entwicklung des Farbfeldes dargestellt. Die Ränder des hier gezeigten Farbfeldes stellen die Quarklinien dar. Oszillierende Linien (sogenannte Jo-Jo Moden) entsprechen den Hadronen.

$$\kappa = \frac{U_s}{l_s}$$

(U_s im String gespeicherte Energie, l_s Länge des Strings) hoch genug, kann der String unter Erzeugung eines neuen $q\bar{q}$ Paares an der Bruchstelle aufbrechen. Dieses hat in der Regel die selbe Farbe (Antifarbe), wie das ursprüngliche Quark (Antiquark), allerdings wird in etwa 7% aller Fälle ein Paar anderer Farbe erzeugt³. Die geringere Wahrscheinlichkeit dafür liegt an der Kopplungsstärke, die in diesem Fall nur etwa halb so groß ist, wie zwischen gleich geladenen Quarks. Es handelt sich dabei um einen Tunnelprozeß, die Wahrscheinlichkeit ein Quark der Masse m dabei zu erzeugen, ist gegeben durch:

$$\mathcal{P}(m_q) \sim \exp\left(-\frac{m_q^2}{\pi\kappa}\right)$$

Unter Annahme typischer Konstituentenquarkmassen

³Diese Annahme hängt mit der Baryonerzeugung im Popcornmodell zusammen (Kap. 3.7.2). Im Diquarkmodell (Kap. 3.7.1) würde stattdessen mit gleicher Wahrscheinlichkeit ein Diquarkpaar entstehen, während ohne Baryonerzeugung Paare anderer Farbe nicht nötig wären.

$$\begin{aligned}
m_u &= m_d = 0,325 \text{ GeV}/c^2 \\
& m_s = 0,5 \text{ GeV}/c^2 \\
& m_c = 1,6 \text{ GeV}/c^2
\end{aligned}$$

ergibt sich ein Produktionsverhältnis von etwa

$$u : d : s : c = 1 : 1 : 0,3 : 10^{-11}$$

Der Impulsbruchteil, den die beiden Bruchstücke des Strings mitnehmen, kann durch eine Fragmentationsfunktion [30] wie z.B.

$$f(z) \sim \frac{(1-z)^a}{z} \exp\left(\frac{-bm_T^2}{z}\right)$$

mit den beiden freien Parametern a und b beschrieben werden. $m_T = \sqrt{p_T^2 + m^2}$ ist die transversale Masse des an der Bruchstelle erzeugten Quarks. Wichtig ist bei den hier verwendeten Fragmentationsfunktionen, daß sie symmetrisch bezüglich Teilchen und Antiteilchen sind, das Ergebnis darf nicht davon abhängen, ob die Fragmentation in der Nähe des Quarks oder des Antiquarks beginnt. In diesem Bild ist der Transversalimpuls bei jedem Zerfall erhalten, für seine mittlere Größe wird eine energieunabhängige Gaußfunktion mit einer an die Daten angepaßten Breite verwendet. In dem Modell, das JETSET zugrunde liegt (LUND Modell) [31], ist z.B. $\sigma(p_t) \sim 0,35 \text{ GeV}/c$ gewählt worden. Allerdings darf das nicht darüber hinwegtäuschen, daß aus dem Stringmodell a priori keine Teilchen mit Transversalimpuls folgen, die Vorstellung ist jedoch, daß die Quarks wegen der Unschärferelation ein wenig senkrecht zur Flugrichtung schwingen und so zu Transversalimpuls kommen können.

3.6.3 Clusterfragmentation

Die Clusterfragmentation [32] ist gewissermaßen eine vereinfachte Version der Stringfragmentation. Während bei letzterer während der Fragmentation der String solange aufbricht und an der Bruchstelle explizite neue $q\bar{q}$ Paare entstehen, bis die zur Verfügung stehende Energie nicht mehr ausreicht, um neue Hadronen zu erzeugen, endet die Clusterfragmentation wesentlich eher in sogenannten Clustern. Dieses sind massebehaftete Gebilde mit einem bestimmten Flavourinhalt, aus denen die Endzustandshadronen gebildet werden. Die hinter diesem Konzept liegende Idee ist die des Präconfinements, einem Zustand, in dem mehrere Quarks und Antiquarks zunächst noch direkt miteinander wechselwirken können, also einer Art Multimeson (Dimeson, Trimeson etc.). Aus einer Reihe von Zweikörperzerfällen entstehen dann die beobachtbaren primären Hadronen. Dieses Modell vermeidet zwei Schwächen, die der Stringfragmentation innewohnen. Zum einen besitzen Teilchen beim Zerfall eines Clusters automatisch Transversalimpuls, zum anderen erlaubt die Stringfragmentation keine Wechselwirkung zwischen zwei Strings. Physikalisch bedeutet das, da die Strings ab einer gewissen Stufe die späteren Hadronen repräsentieren, daß in der Phase der Hadronbildung keinerlei Wechselwirkung zwischen ihnen stattfindet. In dem Modell der Clusterfragmentation hingegen ist dieses innerhalb der Cluster möglich.

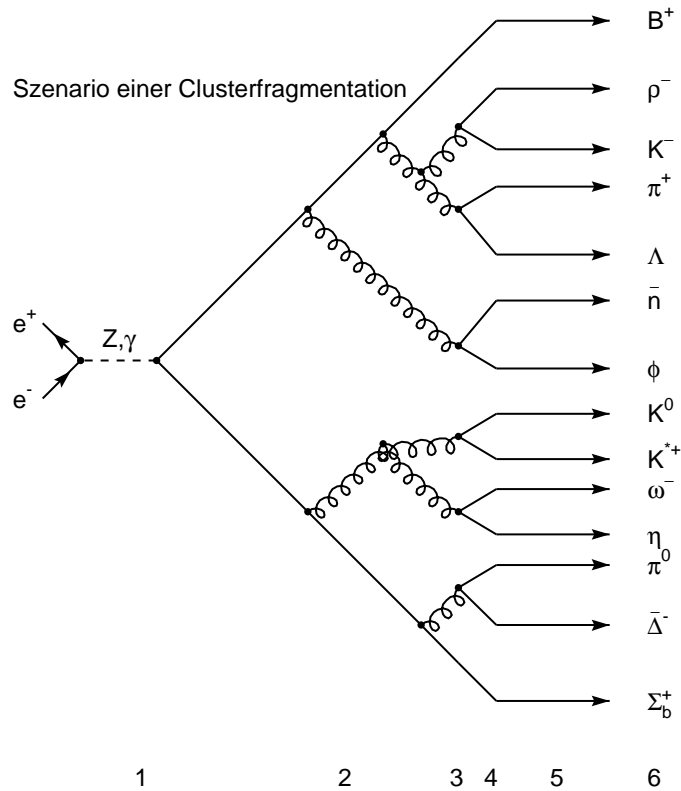


Abbildung 3.8: In diesem Bild ist der Ablauf einer Clusterfragmentation schematisch dargestellt. Im einzelnen sind folgende Phasen skizziert: 1) die Bildung der Quarks beim Zerfall des Z , 2) den Bereich der Gluonabstrahlung, 3) den erzwungenen Übergang der Gluonen in Quarks, 4) die Formation der Cluster, 5) den Zerfall der Cluster in beobachtbare Hadronen und 6) eine mögliche Liste der Hadronen, die zu zerfallen beginnen, sofern sie nicht stabil sind.

3.7 Baryonerzeugung

Die am häufigsten in Simulationen verwendeten Modelle zur Erzeugung von Baryonen sind das Diquark [34, 35] und das Popcornmodell [36]. Weitere Modelle, wie z.B. das Firestringmodell von Angelini et al. [37] haben Probleme, bestimmte experimentell ermittelte Verteilungen oder Produktionsraten zu beschreiben, weshalb hier auch nur die beiden erstgenannten vorgestellt werden.

3.7.1 Diquarkmodell

Dieses Modell behandelt die Baryonerzeugung ähnlich der Mesonerzeugung, nur daß beim Aufbrechen des Farbstrings statt eines $q\bar{q}$ Paares ein Diquark - Antidiquarkpaar erzeugt wird, wobei unter einem Diquark zwei gebundene Quarks mit unterschiedlicher Farbe verstanden werden. Da zwei Farben effektiv einer Antifarbe entsprechen und die Kräfte zwischen Farb - Antifarbladung

einen Faktor 2 höher sind, als die zwischen gleichen Farben, bindet sich das Diquark an ein einzelnes Quark und erzeugt so ein Baryon.

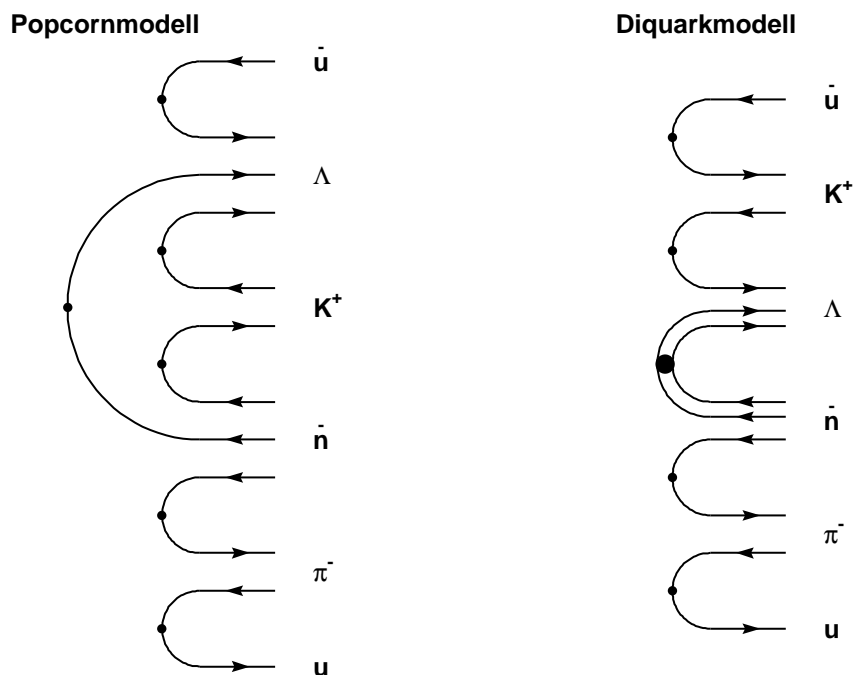


Abbildung 3.9: Feynmandiagramme zur Baryonerzeugung, links das Popcorn und rechts das Diquarkmodell. Bei letzterem werden am Vertex aus dem See zwei Quarks und Antiquarks, das Diquark - Antidiquarkpaar, gezogen, während bei ersterem lediglich ein andersfarbiges $q\bar{q}$ Paar gezogen werden muß und die Baryonerzeugung dann durch Farbkräfte erfolgt.

Ein Problem dieses Modells in seiner einfachsten Ausformung ist jedoch das der Baryon - Antibaryonkorrelation; wenn dieser, hier beschriebene, Mechanismus wirklich so stattfände, müßte zu jedem Baryon ein Antibaryon mit entsprechendem $\bar{q}q$ Zustand zu finden sein. Wegen des Produktionsmechanismus sollte außerdem die Summe der Transversalimpulse dieser beiden Teilchen bezüglich der Achse des sie enthaltenden Jets gleich Null sein, was aber nicht der Fall ist, wie Untersuchungen gezeigt haben [38]. Das deutet darauf hin, daß zwischen dem qq und dem $\bar{q}q$ Paar auch Mesonen erzeugt werden können, die den Transversalimpuls wegtragen. Neuere Modelle [39, 35] erlauben daher mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit das mehrfache Aufbrechen des Strings zwischen den Paaren, so daß Mesonen erzeugt werden können, die die Transversalimpulsbilanz ausgleichen.

3.7.2 Popcornmodell

Während das Diquarkmodell in gewisser Weise unbefriedigend ist, da es die gleichzeitige Produktion zweier Quarks an der Bruchstelle fordert, für die es a priori keinen Grund gibt, kommt das Popcornmodell mit der Erzeugung von $q\bar{q}$ Paaren aus. Wie bereits angedeutet, wird jeder Farbstring

für sich als farbneutral angenommen, da nach der Fragmentation nur farbneutrale Hadronen übrigbleiben dürfen. Um das zu erreichen, wird an jeder Bruchstelle ein $q\bar{q}$ Paar generiert, welches dieselbe Farb–Antifarbkombination hat, wie das primäre Paar, zwischen dem sich der String aufspannt. Da die Kraft zwischen gleicher Farbe und Antifarbe stärker ist, als zwischen zwei gleichen Farben, wird sich auf diese Weise immer das Quark an das Antiquark binden und umgekehrt. Bildet sich jedoch ein $q\bar{q}$ Paar mit einer anderen Farbe, so werden sich jeweils die beiden Quarks und die beiden Antiquarks aneinander binden. Da in der QCD zwei Farben (z.B. rot und grün) der jeweils fehlenden Antifarbe (in diesem Falle also Antiblau) entsprechen, bildet sich zwischen den Paaren wieder ein Farbstring aus, der vorzugsweise in ein $q\bar{q}$ Paar aufbricht, bei dem das Quark die noch fehlende Farbe trägt. Es erfährt die größte Anziehung in Richtung der beiden Quarks, so daß sich ein Baryon bildet.

In diesem Modell können sich zwischen den Baryonen auf natürliche Weise Mesonen bilden, wenn der Farbstring zwischen dem qq und dem $\bar{q}\bar{q}$ Paar aufbricht und das entstehende $q\bar{q}$ Paar eine Farbe besitzt, die schon vorhanden ist. Dann verbleibt das Antiquark zunächst beim qq Paar und zwischen diesen bildet sich ein weiterer Farbstring aus. Dabei werden dann Korrelationen zwischen den beiden Baryonen, wie z.B. bezüglich des Transversalimpulses zur Jetachse, vermindert.

3.8 Zerfall schwerer Hadronen

Der Zerfall der erzeugten schweren Hadronen, das sind solche, die mindestens ein b oder c Quark enthalten, kann im Rahmen mehrerer Theorien beschrieben werden, bei denen es sich meist um phänomenologische Modelle handelt, die auf QCD Annahmen basieren. Reine QCD Modelle sind noch in der Entwicklung und da rein hadronische Teilchenzerfälle wegen möglicher Endzustandswechselwirkungen der beteiligten Teilchen schwer zu beschreiben sind, gibt es von diesen auch noch keine Vorhersagen über rein hadronische Zerfallsbreiten, wie hier in dieser Arbeit untersucht. In diesem Abschnitt sollen daher nur zwei der ersteren betrachtet werden, das auf der Heavy Quark Symmetry basierende Modell für die inklusiven Zerfälle und das Bauer - Stech - Wirbel Modell [40] für die exklusiven hadronischen Zerfälle. Weitere Modelle, wie zum Beispiel QCD Summenregeln [41] als ein QCD motiviertes, oder das von Körner und Schuler [42] als ein phänomenologisches, sollen hier nicht behandelt werden.

3.8.1 Effektive Theorie schwerer Quarks

Eine der grundlegenden Ideen bei der Entwicklung der Heavy Quark Effective Theory [43] ist die der Heavy Quark Symmetry [44, 83]. Ihr liegt die Vorstellung zugrunde, daß das schwere Quark mit dem leichten durch weiche, langreichweitige Gluonen wechselwirkt. Da die Comptonwellenlänge eines Objektes, in diesem Falle des schweren Quarks, $\lambda_Q \sim 1/m_Q$ ist, kann seine Ausdehnung als klein gegenüber der Größe des Hadrons ≈ 1 fm betrachtet werden. Als Folge davon läßt sich das leichte Quark bzw. das Diquark als Bewegung eines Teilchens im Farbfeld einer Punktladung beschreiben, so daß die Geschwindigkeit v des schweren Quarks gleich der des Hadrons ist. Diese Beschreibung kann störungstheoretisch durchgeführt werden, da die Wechselwirkung zwischen dem schweren und dem leichten Quark im wesentlichen durch niederenergetische Gluonen vermittelt wird und sie in Entfernungen stattfindet, die groß sind gegenüber λ_Q . Nur harte Gluonen wären daher sensitiv auf

den Spin des schweren Quarks und seinen Flavour ⁴. Dieser Effekt wird „Heavy Quark Symmetry“ genannt und gilt zumindest im Grenzfall $m_Q \rightarrow \infty$, im Falle der sogenannten schweren Quarks, dem c und dem b Quark, sind daher Korrekturen der Ordnung $\geq 1/m_Q$ anzubringen.

Die Heavy Quark Effective Theory selber gibt die Vorschrift, wie aus der allgemeinen Lagrange-dichte der QCD diejenige konstruiert werden kann, die invariant unter Rotationen im Spin und Flavourraum ist, also die oben entwickelten Vorstellungen der Heavy Quark Symmetry beschreibt. Das soll hier nicht weiter verfolgt werden, sondern nur die Konsequenzen für den Zerfall schwerer Baryonen vorgestellt werden.

Abgesehen von den Korrekturen in höherer Ordnung $1/m_Q$, die im Limit $m_Q \rightarrow \infty$ zunächst nicht auftauchen und später dann für endliche Quarkmassen berechnet werden müssen, ist die Vorhersage der HQET die, daß Massenunterschiede zwischen Teilchen unabhängig vom Flavour sind. Daraus folgt:

$$m_{\Lambda_c} - m_{D^+} = m_{\Lambda_b} - m_{B^+}$$

oder

$$m_{\Lambda_b} = m_{\Lambda_c} - m_{D^+} + m_{B^+} = (2284,9 - 1869,3 + 5278,9) = (5694,5 \pm 2,0) \text{ MeV}/c^2$$

als HQET Vorhersage für die Masse des Λ_b .

Die inklusive Zerfallsbreite $\Gamma(\Lambda_b \rightarrow X)$ kann geschrieben werden als

$$\Gamma(\Lambda_b \rightarrow X) = \frac{1}{2m_{\Lambda_b}} 2 \text{Im}(\langle \Lambda_b | \mathbf{T} | \Lambda_b \rangle)$$

mit dem Operator \mathbf{T} als das zeitgeordnete Produkt zweier effektiver Lagrangedichten. Letztlich muß dabei die Summe über alle möglichen Endzustände X gebildet werden:

$$\Gamma(\Lambda_b \rightarrow X) = \frac{1}{2m_{\Lambda_b}} \sum_X (2\pi)^4 \delta^4(p_{\Lambda_b} - p_X) |\langle X | \mathcal{L}_{eff} | \Lambda_b \rangle|^2$$

Wegen der großen Masse des b -Quarks ist es möglich eine Operatorproduktentwicklung durchzuführen, in der \mathbf{T} in einer Reihe von lokalen Operatoren ausgedrückt mit Koeffizienten c_i^f wird. Diese enthalten die CKM Matrixelemente und hängen von den Quantenzahlen f des Endzustandes ab:

$$\Gamma(\Lambda_b \rightarrow X) = \frac{G_F^2 m_b^5}{192\pi^3} \left[c_3^f \langle \bar{\mathbf{b}}\mathbf{b} \rangle_{\Lambda_b} + c_5^f \frac{\langle \bar{\mathbf{b}}\mathbf{g}_s \sigma_{\mu\nu} \mathbf{G}^{\mu\nu} \mathbf{b} \rangle_{\Lambda_b}}{m_b^2} + \dots \right]$$

mit

$$\langle \mathbf{O} \rangle = \frac{1}{2m_{\Lambda_b}} \langle \Lambda_b | \mathbf{O} | \Lambda_b \rangle$$

⁴Eigentlich sind sie auf die Masse sensitiv, aber die ist vom Flavour abhängig.

und der Fermi - Kopplungskonstant G_F und der Masse des b - Quarks m_b . Diese Operatoren werden im Rahmen der HQET nach Potenzen von $1/m_b$ entwickelt, nach einigen Umformungen ergibt sich als Resultat

$$\Gamma(\Lambda_b \rightarrow X) = \frac{G_F^2 m_b^5}{192\pi^3} [c_3^f (1 - \mathcal{O}(1/m_b^2))]$$

Bemerkenswert an diesem Resultat ist das Nichtauftauchen von Korrekturen der Ordnung $1/m_b$, so daß wegen der großen Masse des b - Quarks nur geringe Korrekturen in der Größenordnung von einigen Prozent erwartet werden. Diese sind jedoch wegen $m_b^2/m_c^2 \approx 10$ bei c - Hadronen wesentlich größer.

Um zum Beispiel das Verzweigungsverhältnis $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c X$ auszurechnen, ist die Kenntnis von $\Gamma(\Lambda_b \rightarrow X)$ und $\Gamma(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c)$ nötig. Ersteres ließe sich noch aus der Lebensdauer $\tau = 1/\Gamma(\Lambda_b \rightarrow X)$ herleiten, für letzteres ist jedoch die Kenntnis der c_3^f nötig. Hier gibt es bisher keine Vorhersagen.

3.8.2 Bauer - Stech - Wirbel Modell

Zum Berechnen der Verzweigungsverhältnisse müssen die in der Entwicklung vorkommenden Matrixelemente berechnet werden. Falls exklusive nichtleptonische Verzweigungsverhältnisse untersucht werden sollen, wie zum Beispiel in dieser Arbeit der Zerfall $\bar{B}^0 \rightarrow D^+ \pi^-$, ist eine weitere Annahme, die der Faktorisierbarkeit der Matrixelemente, zu machen, das heißt:

$$\langle D\pi | J_\mu J_\mu | B \rangle = \langle D | J_\mu | B \rangle \langle \pi | J_\mu | 0 \rangle$$

Dahinter steht die Idee, den Zweikörperzerfall eines schweren Hadrons als das Produkt zweier unabhängiger hadronischer Ströme J_μ zu beschreiben. Der erste drückt die Formation eines leichten Hadrons aus dem $b \rightarrow c$ Zerfall unter Einschluß der Spektatorquarks, damit sind das oder die nicht am Zerfall teilnehmenden Quarks gemeint, aus, der zweite die Bildung eines weiteren Hadrons aus dem Übergang des abgestrahlten W Bosons. Inwieweit diese Annahme allgemein gerechtfertigt ist, ist bisher nicht bekannt. Die vertretene Ansicht ist, daß zumindest bei Zerfällen, bei denen die Massendifferenz zwischen dem ursprünglichen Hadron und seiner Zerfallsprodukte groß ist, die Faktorisierung möglich ist, da sich das aus dem W entstehende Hadron aufgrund der Flugdauer erst in einiger Entfernung (≈ 20 fm) vom zerfallenden Teilchen bildet [46].

Da es nicht möglich ist, diese Matrixelemente von einfachen Prinzipien der QCD her zu berechnen, müssen hier phänomenologische Ansätze gemacht werden, wie zum Beispiel im Bauer-Stech-Wirbel Modell. Die drei wesentlichen Matrixelemente, die den Zerfall eines B Mesons mit Geschwindigkeit v in ein D oder D^* Meson mit Geschwindigkeit v' beschreiben, sind:

$$\langle D(v') | \bar{c} \gamma_\mu b | \bar{B}(v) \rangle$$

$$\langle D^*(v') | \bar{c} \gamma_\mu b | \bar{B}(v) \rangle$$

$$\langle D^*(v') | \bar{c} \gamma_\mu b | \bar{B}(v) \rangle$$

Sie lassen sich durch sieben Formfaktoren $F_0(q^2)$, $F_1(q^2)$, $A_0(q^2)$, $A_1(q^2)$, $A_2(q^2)$, $A_3(q^2)$ und $V(q^2)$ als Funktionen des Impulsübertrags q^2 zwischen B - und D - Meson ausdrücken. Im Limit

unendlich hoher Quarkmassen fallen sie entweder zusammen oder unterscheiden sich nur durch Vorfaktoren, ihre funktionale Abhängigkeit von v und v' wird durch eine einzige Funktion, die Isgur - Wise - Funktion $\xi(v \cdot v')$ [83] beschrieben. Eine explizite analytische Form dieser Funktion folgt aus der Theorie nicht, jedoch muß bei maximalem q^2 $\xi(1) = 1$ gelten. Um die Formfaktoren \mathcal{F} zu berechnen, macht das hier vorgestellte Modell einen Polansatz für die q^2 - Abhängigkeit jedes einzelnen in der Art:

$$\mathcal{F}_x(q^2) = \frac{h_x}{1 - q^2/m_{Pol}}$$

mit einer Konstanten h_x für jeden Formfaktor \mathcal{F}_x . Wie sich zeigen läßt, hängen diese von den Massen der an dem Zerfall teilnehmenden Quarks ab. Um sie zu berechnen, muß noch ein Ansatz für die Wellenfunktionen der Mesonen gemacht werden, im Bauer - Stech - Wirbel Modell werden dazu die Lösungen eines relativistischen harmonischen Oszillators verwendet. Damit lassen sich dann die Matrixelemente explizit berechnen.

Da bei dieser Berechnung vereinfachende Annahmen eingehen, die nur für unendlich schwere Quarks gültig sind, müssen noch Korrekturen angebracht werden. Sei der faktorisierte Anteil der Amplitude gegeben durch:

$$A^{fakt} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cb} V_{ud}^* a_1 \langle D^+ | J_\mu | \bar{B} \rangle \langle \pi^- | J_\mu | 0 \rangle,$$

so enthält der hier auftretende Koeffizient a_1 sämtliche QCD Korrekturen, ohne die $a_1 = 1$ wäre. Ein weiterer Koeffizient a_2 wird benötigt, da im allgemeinen b - Hadronen die Möglichkeit haben, sowohl in elektrisch geladene als auch ungeladene c - Hadronen überzugehen. Diese Parameter können mit Hilfe experimenteller Daten angepaßt werden und sollten für alle Übergänge einen universellen Wert annehmen.

Die Frage der theoretischen Berechenbarkeit von a_1 und a_2 sei hier nur erwähnt. Prinzipiell sind zwar a_1 und a_2 mit den Wilson Koeffizienten $c_+(\mu)$ und $c_-(\mu)$ verknüpfbar, die in die Theorie eingeführt werden, um die semileptonischen Zerfallsbreiten zu berechnen, und diese auch unter einigen Annahmen in Leading und Next to Leading Log Approximation [47] berechenbar. Allerdings sind sie abhängig von der Wahl der geeigneten Massenskala μ und nur mit Unsicherheiten aus der Theorie vorhersagbar, solange diese nicht bekannt ist.

Eine Anpassung an experimentelle Daten, 11 verschiedene B Meson Zerfälle, ergibt: [48]

$$\begin{aligned} a_1^B &= 1,05 \pm 0,10 \\ a_2^B &= 0,227 \pm 0,220 \end{aligned}$$

Für D Mesonen werden andere Werte gefunden, nämlich [46]

$$\begin{aligned} a_1^D &= 1,14 \pm 0,10 \\ a_2^D &= -0,51 \pm 0,08 \end{aligned}$$

Kapitel 4

Analysemethoden

In diesem Kapitel werden einige für die Analyse wichtige Verfahren und Programme beschrieben, die innerhalb der Kollaboration ALEPH benutzt werden und nicht speziell für diese Analyse entwickelt wurden.

4.1 Monte Carlo

Um die Effizienzen abzuschätzen und den Untergrund zu simulieren wird das von der Kollaboration ALEPH standardmäßig verwendete $q\bar{q}$ Monte Carlo benutzt. Es basiert auf dem Ereignisgenerator JETSET [22] der Universität Lund und wird laufend den neuesten Erkenntnissen im Bereich der Produktion und Zerfälle von Hadronen mit c - oder b - Quark angepasst. Weiterhin beinhaltet es die vollständige Simulation des Detektors, die auf dem Paket GEANT [23], das in der Lage ist, das Verhalten von Teilchen beim Durchgang durch Materie zu simulieren, basiert. Da momentan noch kein Monte Carlo dieser Art für die Geometrie des Detektors im Jahre 1995 zur Verfügung steht, wird das Monte Carlo der 1994'er Geometrie für diesen Zweck mitbenutzt, was insofern gerechtfertigt ist, als keine größeren Umbauten zwischen den Jahren stattgefunden haben.

4.2 Hemisphären und Jets

Wenn die im Z - Zerfall erzeugten Quarks keine schnellen Gluonen mit hohem Transversalimpuls abstrahlen, ist das im Detektor sichtbare Ereignis gut in zwei Hälften oder Hemisphären zu trennen. Im Bild der Stringfragmentation entstehen nach dem ersten Aufbrechen des ursprünglichen Strings zwei, die sich wegen des hohen Impulses der primär erzeugten Quarks unabhängig voneinander wegbewegen und fragmentieren. Alle Teilchen und deren Zerfallsprodukte, die ihren Ursprung in einem dieser beiden Teilstrings haben, sind räumlich gut getrennt von denen des anderen in einem Bereich des Detektors konzentriert. Da es aus kinematischen Gründen in diesem Fall nicht möglich ist, das ein im Zerfall entstehendes Teilchen aus einer dieser Hemisphären in die andere wechselt, macht eine Unterteilung des Ereignisses in zwei Hälften einen Sinn.

Diese Unterteilung geschieht mit Hilfe der Thrustachse, das ist die Achse, bezüglich der die Summe der Longitudinalimpulse aller Teilchen im Ereignis maximal ist. In Formeln ausgedrückt ist der Thrustwert definiert durch:

$$t = \max_i \frac{\sum_i |\vec{p}_i \vec{n}_{thrust}|}{\sum_i |\vec{p}_i|}$$

mit den Impulsen \vec{p}_i der Teilchen und der Thrustachse \vec{n}_{thrust} , die so zu wählen ist, daß t maximal ist. Senkrecht zu dieser Achse wird eine Ebene durch den Wechselwirkungspunkt gelegt, die das Ereignis in zwei Hemisphären teilt.

Strahlt eines der beiden primären Quarks ein energiereiches Gluon mit hohem Transversalimpuls ab, so sind 3 deutliche getrennte Teilchenbündel, sogenannte Jets, im Detektor zu sehen. Da auch hier die Fragmentation und Hadronisation der Quarks und des Gluons in grober Näherung unabhängig voneinander verläuft und die Zerfallsprodukte eines schweren Hadrons nicht von einem Jet in den anderen wechseln können, macht es bei der Suche nach bereits zerfallenen Hadronen Sinn, nur solche Teilchen zu kombinieren, die sich innerhalb desselben Jets befinden.

Werden von den primären Quarks mehrere energiereiche Gluonen oder solche mit geringem Transversalimpuls abgestrahlt, sind die Jets nicht mehr so eindeutig getrennt, wie in dem vorigen Absatz angenommen. Um dennoch Teilchen einzelnen Jets zuzuordnen zu können, gibt es verschiedene Algorithmen, von denen einer, der JADE Algorithmus [55], hier vorgestellt werden soll.

Er bedient sich eines iterativen Prozesses, bei dem innerhalb eines Ereignisses nach den beiden Teilchen i, j gesucht wird, deren Vierervektoren p_i und p_j addiert, die kleinste invariante Masse M_{ij} aller 2-Teilchenkombinationen im Ereignis haben. Diese beiden Teilchen werden aus dem Ereignis entfernt und durch den Summenvektor der beiden ersetzt, danach beginnt dieser Prozeß von neuem. Entscheidend bei diesem Verfahren ist die Abbruchbedingung, die durch den Parameter y_{cut} gegeben ist. Er ist definiert als:

$$y_{cut} = \frac{M_{ij}^2}{E_{vis}^2}$$

mit E_{vis} = gesamte im Ereignis sichtbare Energie. Ist die invariante Masse sämtlicher noch möglichen Zweiteilchenkombinationen im Ereignis größer als y_{cut} , bricht der Algorithmus ab und die übriggebliebenen Teilchen werden als Jets bezeichnet. Alle Teilchen, deren Viererimpulse addiert wurden, um den eines dieser Jets zu bekommen, werden als zu diesem Jet gehörig bezeichnet. Es ist ersichtlich, daß die Anzahl der Jets stark von der Wahl von y_{cut} abhängt, ab einem bestimmten Wert treten nur noch Zweijetereignisse auf, unterhalb eines sehr kleinen Wertes ist jedes Teilchen sein eigener Jet. In dieser Arbeit wurde y_{cut} in Abhängigkeit von E_{vis} entsprechend einer Jetmasse von $8 \text{ GeV}/c^2$ gewählt.

4.3 b - Tagalgorithmus

Da sich aus der eigentlichen Analyse (der Suche nach dem Λ_b^+) noch die Messung der Λ_c^+ Produktionsraten ergab, die mit ähnlichen Messungen von D - Mesonen konsistent sein sollte, mußte statt des eigentlich vorgesehenen b - Tagalgorithmus (QVSRCH) in diesem Fall ein anderer (QIPBTAG) benutzt werden. Beide sollen hier vorgestellt werden, da sie aber nicht im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurden, nur kurz. Beiden gemeinsam ist, daß sie auf der Lebensdauer der b - Hadronen basieren, die dazu führt, daß letztere nicht am Ereignisvertex sondern einige $100 \mu\text{m}$ entfernt davon

zerfallen. Damit gibt es Spuren, die nicht durch den Ereignisvertex gehen; allerdings ist es ohne Vertexdetektor nicht möglich, Aussagen darüber zu treffen, ob eine Spur ihn verfehlt oder nicht. Deshalb wird später bei der Ereignisselektion verlangt, daß der Vertexdetektor eingeschaltet ist.

4.3.1 QVSRCH

Eine genaue Beschreibung der Funktionsweise von QVSRCH steht in [49], hier soll nur eine kurze Zusammenfassung gegeben werden.

Die prinzipielle Arbeitsweise des Algorithmus besteht darin, Spuren einem dreidimensionalen Gitterpunkt zuzuordnen und dann ein χ^2 zu berechnen:

$$\chi^2 = \sum_i \chi_i^2$$

($\chi_i = (\text{minimaler Abstand der Spur } i \text{ vom Gitterpunkt} / \sigma)$). Der Punkt des Gitters mit dem kleinsten gefundenen χ^2 ist der Hauptvertex. In einem zweiten Schritt wird ein weiteres Gitter um den Hauptvertex gelegt und für jedes Paar von Punkten angenommen, sie seien die Sekundärvertices, wobei vorher das Ereignis senkrecht zur Thrustachse in zwei Hälften geteilt wird und ein Gitterpunkt aus jeder Hemisphäre stammt. Dann werden die Spuren entsprechend dem Abstand dem Ereignisvertex oder einem der beiden selektierten Gitterpunkte zugeordnet und ein neues χ^2 aus der Summe $\chi_{(E)}^2 + \chi_{(S_1)}^2 + \chi_{(S_2)}^2$ berechnet, wobei Spur i dem jeweils nächstgelegenen Vertex zugeordnet wird. $\chi_{(E)}^2$ steht dabei für die Summe der χ_i^2 aller Spuren, die dem Ereignisvertex zugeordnet sind und entsprechend $\chi_{(S_a)}^2$ für die aller Spuren, die dem Sekundärvertex a zugeordnet sind. Das Punktepaar $S_1 S_2$, daß das minimale χ^2 liefert, gibt die beiden Sekundärvertices. Die Differenz $\Delta\chi^2$ zwischen diesem χ^2 und demjenigen, bei dem alle Spuren dem Ereignisvertex zugeordnet wurden, wird als b - Tagvariable verwendet.

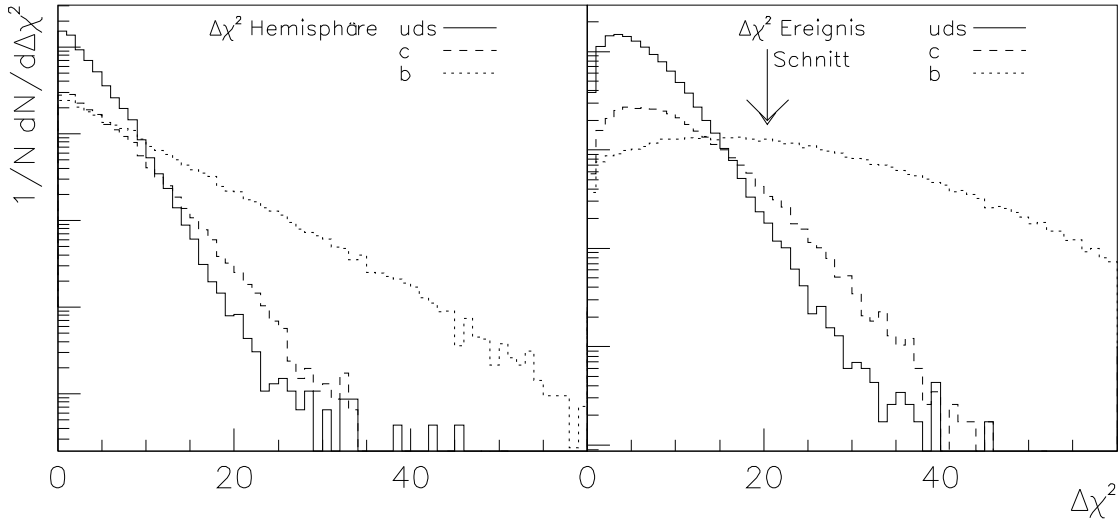


Abbildung 4.1: Die $\Delta\chi^2$ Verteilung für uds -, c - und b - Ereignisse. Links für eine Hemisphäre und rechts die Summe der beiden Hemisphären im Ereignis.

Für uds Ereignisse sind die $\Delta\chi^2$ Werte nahe bei 0, da die gefundenen Sekundärvertices in der Regel nahe am Hauptvertex liegen. Im Idealfall sollten alle drei Vertices identisch sein und zu $\Delta\chi^2 = 0,0$ führen. b - und zum Teil auch c - Ereignisse führen jedoch zu größeren $\Delta\chi^2$ Werten, da hier wegen der Lebensdauer der b - und c - Hadronen echte Sekundärvertices auftreten.

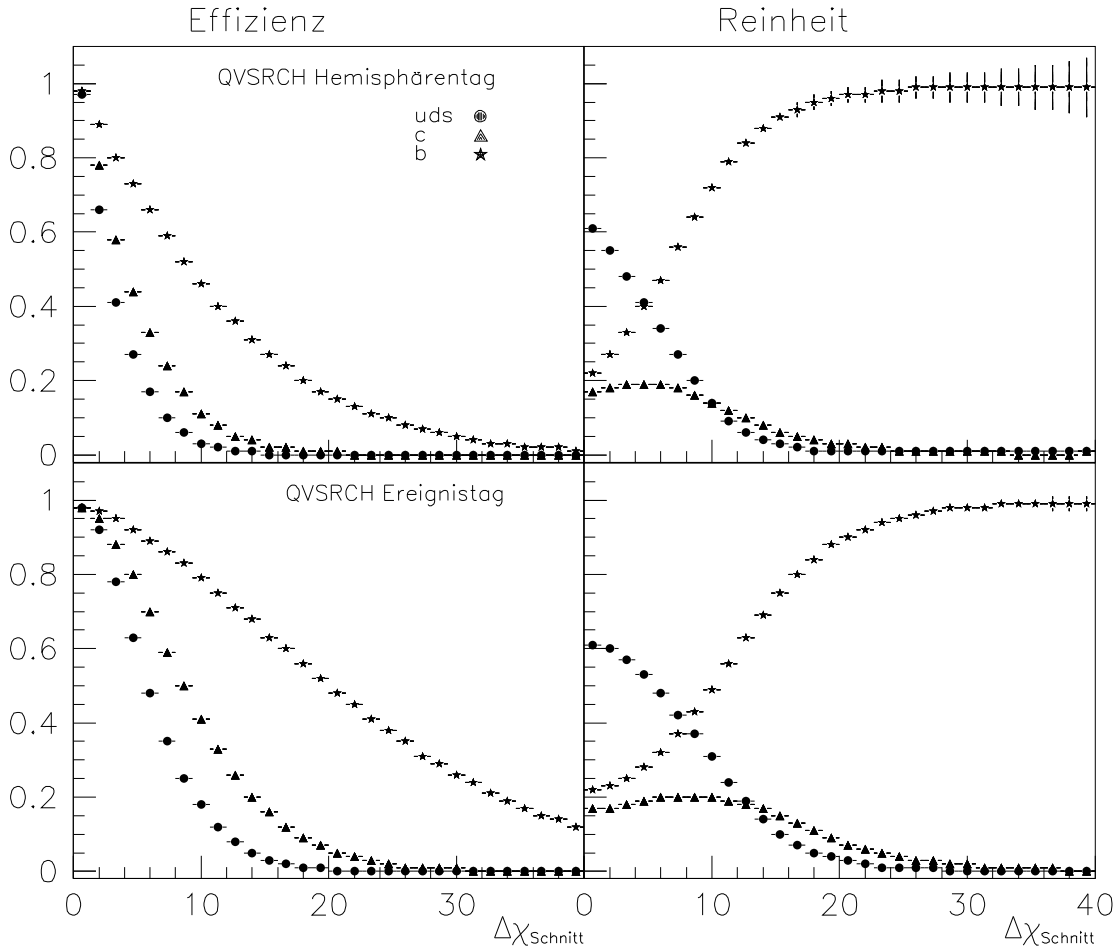


Abbildung 4.2: Effizienz und Reinheit getrennt für uds -, c - und b - Quarks in Abhängigkeit des Schnittwertes. $\Delta\chi^2_{\text{Schnitt}}$

4.3.2 QIPBTAG

QIPBTAG ist im Detail in [50] beschrieben und verwendet eine andere Methode als QVSRCH. Zunächst werden die Spuren geometrisch zu einem Hauptvertex gefittet, wobei auch die Strahlposition eingeht. Dann werden die Teilchen zu sogenannten Jets zusammengefaßt und deren Achsen, die durch den Hauptvertex gehen und die Richtung der Impulssumme aller Teilchen im Jet haben, bestimmt. Der kleinste Abstand zwischen der Spur und der Jetachse, zu dessen Jet das Teilchen gehört, wird als der Impaktparameter I bezeichnet. Je nach dem, ob der Ereignisvertex innerhalb der Spurlinien liegt oder nicht, bekommt er ein positives (außerhalb) oder negatives

(innerhalb) Vorzeichen. Bei perfektem Spurfitt sollten keine negativen Impaktparameter auftreten, sie können daher zur Messung der Auflösung benutzt werden. Aus der Signifikanzverteilung $I/\Delta I$ der negativen Impaktparameter wird eine Funktion gewonnen, die angibt, mit welcher Wahrscheinlichkeit \mathcal{P}_{T_i} Spur i aus dem primären Wechselwirkungspunkt stammt. Spuren, deren Wahrscheinlichkeit klein ist, stammen mit großer Wahrscheinlichkeit aus dem Zerfall eines b - oder auch eines c - Hadrons.

Als Tagvariable wird \mathcal{P}_{uds} , die Wahrscheinlichkeit, daß diese Hemisphäre aus dem Zerfall $Z \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$ stammt, benutzt. Um \mathcal{P}_{uds} zu berechnen, wird das Ereignis senkrecht zur Thrustachse in zwei Hälften geteilt und die Wahrscheinlichkeiten der einzelnen Spuren innerhalb jeder der beiden Hälften mit folgender Formel kombiniert:

$$\mathcal{P}_N = \Pi \sum_{j=0}^{N-1} \frac{(-\ln \Pi)^j}{j!}$$

mit

$$\Pi = \prod_{i=1}^N \mathcal{P}_{T_i}$$

\mathcal{P}_N ist dabei die Wahrscheinlichkeit für eine beliebige Anzahl von N Spuren. Somit ließen sich auch die Wahrscheinlichkeiten innerhalb des gesamten Ereignisses kombinieren und so bei gleicher Reinheit die Effizienz verbessern, jedoch ist der Algorithmus nicht von der Lebensdauer der Hadronen unabhängig und die später verwendete Entfaltungsmethode würde wesentlich stärker von der Lebensdauer des Λ_c^+ abhängen, wenn die Information von der Hemisphäre, in welcher der Kandidat gefunden wird, mit einbezogen wird.

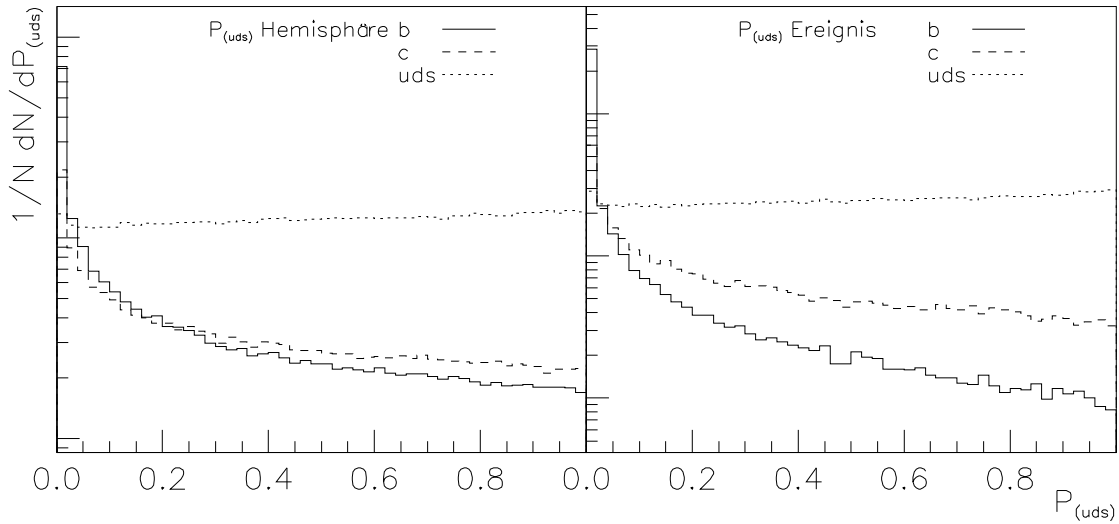


Abbildung 4.3: Die \mathcal{P}_{uds} Verteilung für uds -, c - und b - Ereignisse. Links für eine Hemisphäre und rechts das Produkt der beiden Hemisphären im Ereignis.

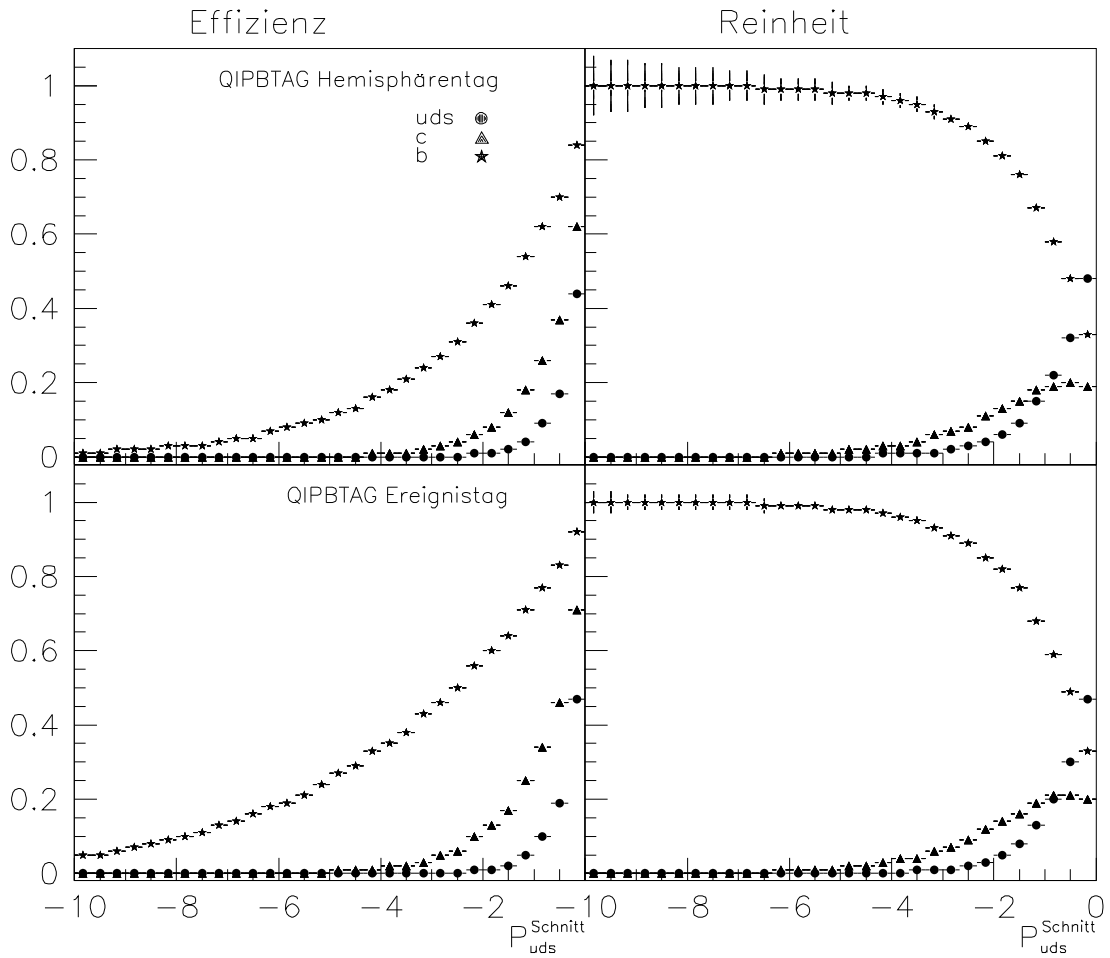


Abbildung 4.4: Effizienz und Reinheit getrennt für uds -, c - und b -Quarks in Abhängigkeit des Schnittwertes $\mathcal{P}_{uds}^{Schnitt}$.

4.4 Spezifische Ionisation

Wie bereits in 2.2.3 beschrieben, ionisiert ein geladenes Teilchen beim Durchgang durch ein Gas Moleküle entlang seiner Bahn. Die Stärke der Ionisation wird durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben und ist bei gegebenem Medium nur von der Masse, der Ladung und dem Impuls des Teilchens abhängig:

$$-\frac{dE}{dx} = K z^2 \frac{Z}{A\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right]$$

Dabei bedeuten:

dE/dx	Energieänderung pro Wegstrecke
K	Normierungskonstante, $K/A = 0,307075 \text{ MeV cm}^2/\text{g}$
z	Ladung des ionisierenden Teilchens
Z, A	Ladung und Massenzahl der ionisierten Teilchen
m_e	Masse der Elektronen
T_{max}	Maximale Energie, die bei einem Stoß auf ein Elektron übertragen werden kann
δ	Korrekturfaktor für Dichteeffekte
β	p/E des ionisierenden Teilchens
γ	E/m des ionisierenden Teilchens

Diese Formel ist jedoch nur für die hier betrachteten Energiebereiche von 0,2 bis etwa 40,0 GeV gültig, für Teilchenenergien oberhalb 100 GeV (abhängig von der Masse der Teilchen) werden Strahlungseffekte wichtig, die in dieser Formel nicht berücksichtigt sind. Die Kurve läßt sich grob in vier Bereiche unterteilen:

- Der abfallende Bereich ($< 1 \text{ GeV}$)
In diesem Bereich nimmt der Ionisationsverlust mit dem Impuls rapide ab, ungefähr mit β^{-2} , die verschiedenen Teilchensorten p, K, π sind gut voneinander zu unterscheiden.
- Der Bereich minimaler Ionisation (ca. 1 - 2 GeV)
In diesem Bereich, der für jede Teilchensorte bei etwa $\beta\gamma = 4$ liegt, erreicht die Ionisation ein breites Minimum. Da sich in diesem Bereich die Kurven der einzelnen Teilchensorten überschneiden, ist eine Unterscheidung der Teilchensorten mit Hilfe dieser Methode nicht möglich.
- Der Bereich des relativistischen Wiederanstiegs (ca. 1 - 100 GeV)
In diesem Bereich steigt die Ionisation durch relativistische Effekte, die das elektrische Feld, welches das Teilchen umgibt, in longitudinaler Richtung abflachen und in transversaler Richtung anwachsen lassen, wieder an. Dieser Anstieg erfolgt mit $\ln(\beta\gamma)$, wird jedoch dadurch verlangsamt, daß das vorbeilaufende Teilchen das Medium, in dem es sich befindet, polarisiert und somit die eigentlich freizusetzenden Elektronen der Moleküle oder Atome des Mediums abgeschirmt werden.
- Der Bereich des Fermiplateaus ($> 100 \text{ GeV}$)
Dieser Bereich kommt im hier möglichen Impulsspektrum nicht vor, wichtig sind für die weitere Diskussion aber die ihn verursachenden δ -Elektronen. Das sind Elektronen, auf die eine so große Energie übertragen wird, daß sie in der Lage sind, selbst Ionisationsprozesse auszulösen, was zu einer unbeabsichtigten Erhöhung der Energieverlustmessung führt, solange sie nicht, wie im Extremfall möglich, als eigene Spur im Detektor auftauchen. Letzteres führt zu einer Unterschätzung des Energieverlustes, da ihre Energie nicht mehr mitgezählt wird. Diese Elektronen begrenzen den relativistischen Wiederanstieg und sorgen dafür, daß bei Energien von einigen hundert bis tausend GeV das Fermiplateau erreicht wird.

4.4.1 Messung der spezifische Ionisation

Die von den durchgehenden Teilchen erzeugten Ladungswolken werden nach Erreichen der Drahtkammern am Ende der TPC sowohl von den Drähten als auch den Kathodenplättchen registriert.

Idealerweise sollte jedes dieser aktiven Elemente bei einer gegebenen Spur die gleiche Ladung sehen, da diese proportional zur spezifischen Ionisation ist. In der Realität jedoch gehorchen die gemessenen Ladungen jedoch einer Landauverteilung, wie in Abbildung 4.5 zu sehen ist. Die relevante Meßgröße, der Mittelwert dieser Verteilung, ist jedoch stark durch eventuelle Meßwerte mit sehr großer Ladung im Schwanz der Verteilung beeinflusst. Diese rühren von den oben erwähnten δ - Elektronen her, die selber Ionisationsprozesse auslösen können und so die Ladung der Elektronenwolke über den eigentlichen Wert hinaus vergrößern. Um den Einfluß derartiger Ausreißer zu minimieren, findet das Verfahren des „truncated mean“ Anwendung. Hierbei wird eine bestimmte Anzahl von Meßwerten vor der Mittelwertbildung verworfen, um den Mittelwert zu stabilisieren, so daß gleiche Teilchen gleichen Impulses im Rahmen der Auflösung denselben Mittelwert bekommen. Bei gleichem Teilchenimpuls ist die Verteilung dieser Mittelwerte annähernd eine Gaußverteilung, deren Mittelwert als der Erwartungswert für ein Teilchen einer bestimmten Sorte und eines bestimmten Impulses bezeichnet wird. Angegeben wird üblicherweise nicht der physikalische Wert der spezifischen Ionisation, sondern ein Wert der so normiert wird, daß ein minimal ionisierendes Teilchen (Myon bei etwa 1,1 GeV) den Wert 1 als Erwartungswert besitzt.

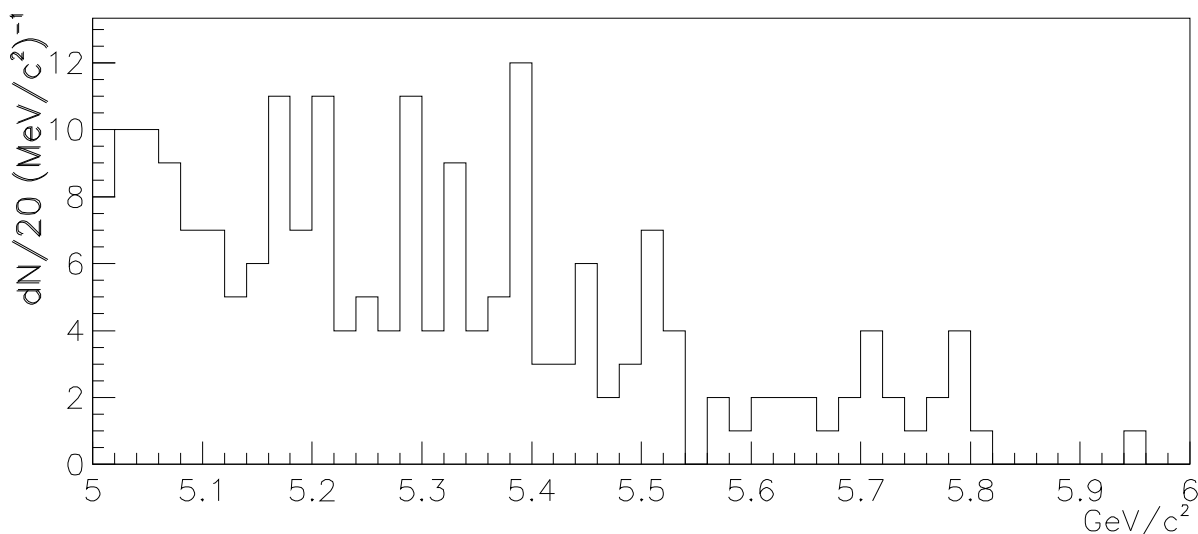


Abbildung 4.5: Normalisierte und Kalibrierte dE/dx Messwerte einer geladenen Spur von den Drähten der TPC. Deutlich erkennbar ist die asymmetrische Form der Kurve, die dazu führt, daß der Mittelwert der Verteilung von den Meßwerten im Schwanz bestimmt wird. Um das zu Vermeiden, werden die 30% höchsten Meßwerte verworfen.

4.4.2 Kontrollmenge

Um Vergleiche zwischen der Ionisationsverlustmessung in den Daten und dem Monte Carlo sowie den Drähten und den Plättchen vornehmen zu können, ist es von Vorteil, möglichst untergrundfreie Mengen von Protonen, Kaonen und Pionen zu haben. In der Simulation ist dieses sehr einfach, da zu jedem Teilchen die Wahrheitsinformation vorliegt, jedoch nicht in den Daten. Eine Möglichkeit, die hier verwendet werden soll, ist es, spezielle Zerfälle mit geringem Untergrund auszusuchen, wobei die Unterdrückung letzteren nicht auf der Ionisationsverlustmessung beruhen darf. Diese Zerfälle werden dann sowohl in den Daten wie auch in der Simulation auf gleiche Weise rekonstruiert und

führen zu einigermaßen reinen Mengen von Protonen, Kaonen und Pionen, mit denen sich die im weiteren beschriebenen Untersuchungen durchführen lassen. In diesem Abschnitt soll daher kurz die Selektion der Kontrollmenge beschrieben werden.

Protonen und ein Teil der Pionen stammen aus Λ Zerfällen, die sich, im wesentlichen wegen ihrer im Vergleich zu anderen Teilchen großen Lebensdauer ($\tau = 2,632 \times 10^{-10}$ sec), mit einer Reinheit von 82,5% rekonstruieren lassen. Der verwendete Algorithmus [51] beruht auf einem geometrischem Vertexfit der beiden Tochterspuren des Λ , ein Schnitt auf die Fluglänge des Λ von $l > 2,0$ cm soll den Untergrund von in der Nähe des Hauptvertex zerfallenden Teilchen unterdrücken.

Um Teilchen zu unterdrücken, die direkt aus dem Ereignisvertex stammen, wird der Beitrag des Hauptvertex zum χ^2 des Spurfits unter der Annahme berechnet, es handele sich hier um einen zur Spur gehörigen Punkt. Verlangt wird, daß der χ^2 Anstieg für jede einzelne Spur mindestens 5, für die Summe mindestens 40 beträgt. Außerdem werden Kandidaten verworfen, die mit einem K^0 ($|m_{\pi^+\pi^-} - 0,497| < 0,015$ GeV/c²) oder einem Photon ($m_{e^+e^-} < 200$ MeV/c²) verträglich sind. Da die gewonnenen Ergebnisse auf Spuren angewendet werden sollen, die aus der Nähe des Ereignisvertex stammen, wird verlangt, daß die Λ Kandidaten vor Erreichen der TPC zerfallen, um eine Abhängigkeit der Ergebnisse von der Anzahl der Ionisationsverlustmessungen auszuschließen.

Der größte Teil der Pionen stammt aus K_s^0 Zerfällen, die analog den Λ mit einer Reinheit von 95,8% rekonstruiert werden. Allerdings wird hier statt des K^0 Veto Schnittes ein Λ und $\bar{\Lambda}$ Vetoschnitt benutzt ($|m_{p^+\pi^-} - 1,1156| > 0,015$ GeV/c² und $|m_{\bar{p}^-\pi^+} - 1,1156| > 0,015$ GeV/c²).

Die Kaonen stammen aus Zerfällen des D^{*+} Mesons, das sich aufgrund seiner besonderen Zerfallskinetik leicht rekonstruieren läßt. Es wird im Zerfall $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$ und $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ nachgewiesen, wobei die Massendifferenz zwischen D^{*+} und D^0 gerade ausreichend ist, um im Zerfall ein Pion erzeugen zu können. Da es solchermaßen an der Phasenraumgrenze liegt, ist der Untergrund aus zufälligen Spurkombinationen noch sehr gering (19,1%). Die genauen Selektionschnitte sind in [52] beschrieben und sollen hier nicht wiederholt werden.

4.4.3 Möglichkeiten der Teilchenidentifikation

Um Teilchen zu identifizieren, lassen sich drei Methoden verwenden. Die erste wäre der Meßwert der Ionisationsverlustmessung selbst, da aber bei gleichem Impuls verschiedene Teilchen den selben Meßwert annehmen können und letzterer abhängig von Parametern wie der Anzahl der Messpunkte, dem Raumwinkel, unter dem das Teilchen die TPC passiert hat etc., ist dieses Verfahren wenig geeignet.

Eine Verbesserung der Trennung zwischen den verschiedenen Teilchensorten erlaubt die Größe R_x :

$$R_x = \frac{(I_{gem} - I_{erw}^x)}{\sigma_{I_{gem}}^x}$$

Dabei sind

- I_{gem} der gemessene Ionisationsverlust,

- I_{erw}^x der erwartete Ionisationsverlust für ein Teilchen der Sorte x ,
- $\sigma_{I_{gem}}^x$ die gemessene Unsicherheit des Ionisationsverlustes und
- x die Teilchensorte (p = Proton, K = Kaon, π = Pion).

Dabei ist $\sigma_{I_{gem}}^x$ abhängig von den oben angesprochenen Parametern und kann mit Hilfe von Daten so angepaßt werden, daß eine optimale Trennung möglich ist. Liegt zum Beispiel I_{gem} zwischen den I_{erw}^p und I_{erw}^π , so sind bei einer geringen Anzahl von Einzelmessungen einer Spur im Rahmen der Auflösung noch beide Hypothesen möglich. Eine hohe Anzahl von Einzelmessungen hingegen führt zu einer besseren Auflösung und ermöglicht das Verwerfen einer der beiden Hypothesen. Die Verwendung des Meßwertes selber, wie oben angesprochen, kann in diesem Fall keine der Hypothesen verwerfen.

Ist es nötig, eine untergrundfreie Menge von Teilchen zu bekommen, ist es möglich, außer den bisher vorgestellten Kompatibilitätsschnitten, d.h. das Teilchen ist mit einer Hypothese verträglich, sogenannte Vetoschnitte anzubringen. Dazu wird ebenfalls R_x benutzt, jedoch ist mit x jetzt eine Teilchensorte gemeint, die in der Menge nicht mehr vorkommen soll. In einem solchen Fall soll I_{gem} des gesuchten Teilchens um mindestens y Standardabweichungen von dem Erwartungswert I_{erw}^x der „falschen“ Sorte abweichen. Konkret wird dieser Schnitt in der Regel dazu benutzt, um Pionen aus Proton und Kaonmengen zu entfernen.

4.4.4 Drähte

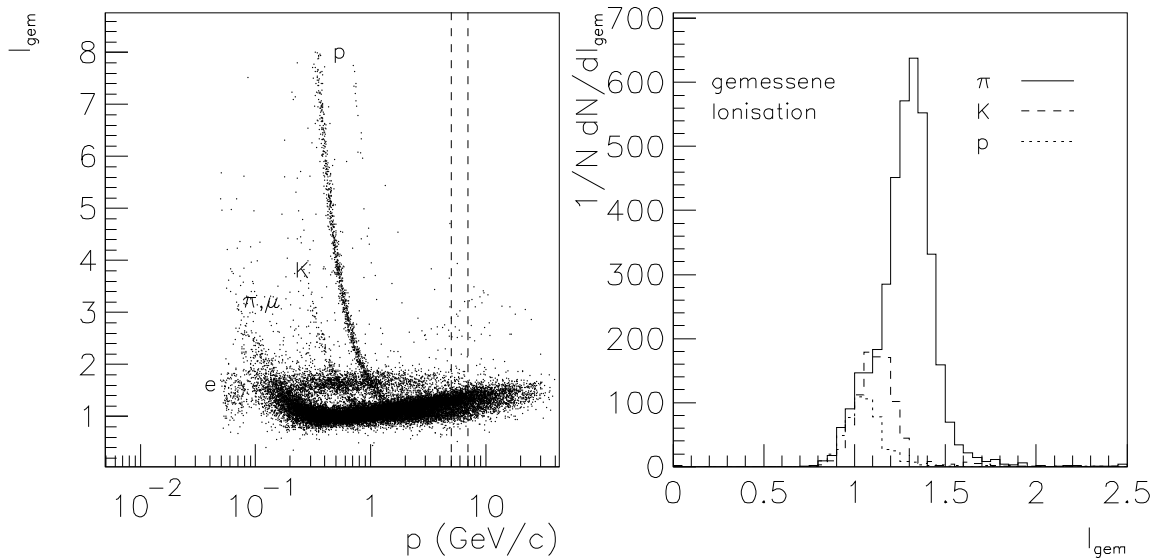


Abbildung 4.6: Die dE/dx Messungen für einzelne Teilchen von den Drähten. Links ist der gemessene Ionisationsverlustwert I_{gem} gegen den Impuls des Teilchens aufgetragen, der gestrichelt eingezeichnete Bereich ist rechts als Projektion I_{gem} gegen die Anzahl der Teilchen aufgetragen.

Die Drähte in der Zeitprojektionskammer sind das hauptsächlich benutzte Mittel, um die spezifische Ionisation zu messen. Je nach dem Polarwinkel θ , unter dem ein Teilchen den Detektor passiert, können bis zu 334 Drähte dE/dx Information liefern. Unterhalb von $\theta = 0,68$ und beim Passieren inaktiver Zonen (z.B. an den Rändern der TPC- Sektoren) verringert sich die Anzahl der Drähte, die zur Messung beitragen. Um eine vernünftige Messung zu erhalten, wird in der Analyse verlangt, daß mindestens 50 Meßwerte pro Spur zur Verfügung stehen.

Zur Berechnung des Mittelwertes der Landauverteilung werden bei den Ereignissen, die in den Jahren 1991 und 1992 genommen wurden, die Meßwerte zunächst der Größe nach sortiert und die oberen 40% pro Spur verworfen, bevor der Mittelwert gebildet wird. Dies ist das bereits angesprochene Verfahren des „truncated mean“. Untersuchungen haben gezeigt, daß es jedoch besser ist, zusätzlich die unteren 10% zu verwerfen, um Effekte zu minimieren, die auf nicht vollständiger Erfassung von Ladungswolken, z.B. an den Rändern der Drähte, beruhen. Dieses modifizierte Verfahren wird für die Daten der Jahre ab 1993 angewendet.

4.4.5 Plättchen

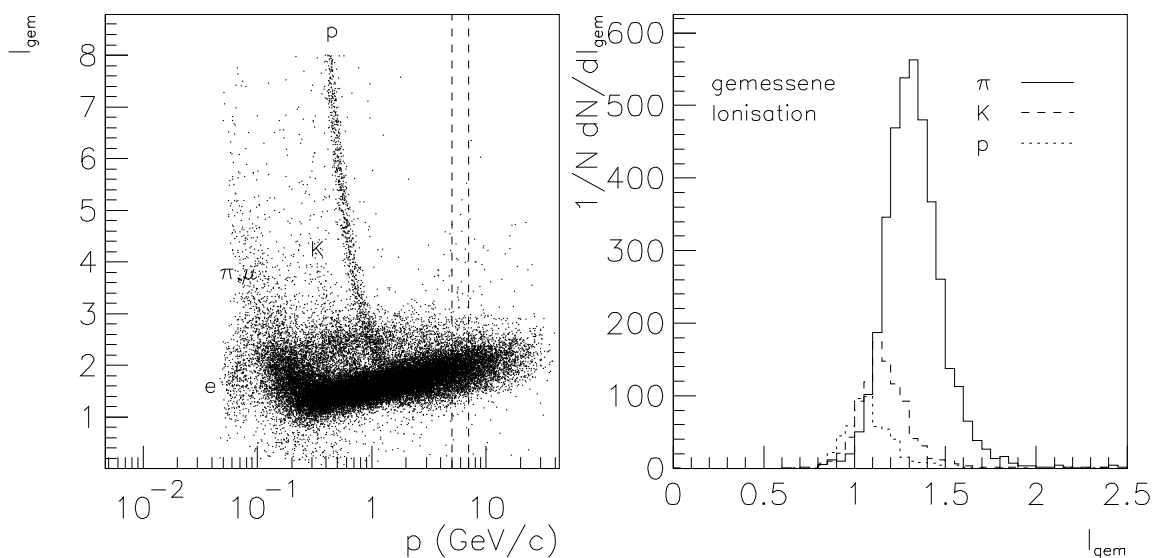


Abbildung 4.7: Die dE/dx Messungen für einzelne Teilchen von den Plättchen. Wie schon in 4.6 ist links der gemessene Ionisationsverlustwert I_{gem} gegen den Impuls p aufgetragen, der gestrichelt eingezeichnete Bereich ist rechts als Projektion I_{gem} gegen die Anzahl der Teilchen aufgetragen. Im Vergleich der beiden Bilder zeigt sich schon, daß die Auflösung bei den Plättchen schlechter wird.

Gehen gleichzeitig zwei Teilchen unter gleichem Polarwinkel θ durch den gleichen Sektor der TPC, erreichen ihre Driftelektronen gleichzeitig die Drähte, so daß eine eindeutige Zuordnung der gemessenen Ladung zu den Teilchen nicht mehr möglich ist. Bedingung dafür ist ein Abstand in z von mindestens 3 cm zwischen den Ladungswolken. Als Ausweg bietet sich hier die Möglichkeit an, dE/dx mit Hilfe der Kathodenplättchen zu bestimmen. Da pro Spur nur 21 Kathodenplättchen Ladungsinformation liefern können, gegenüber 334 Drähten, ist das Verwerfen des Landauschwans

zes schwierig, da fast jedes Plättchen Ladung von δ Elektronen aufammelt, indem es über alle Drähte, die vor ihm liegen, mittelt. Dadurch verschlechtert sich die Auflösung um etwa einen Faktor 1,5, wie aus Abbildung 4.7 zu ersehen ist. Der Vorteil ist jedoch, daß jede gefittete Spur dE/dx Information von den Plättchen besitzt.

Da die nötige Software um diese Information zu nutzen bereits entwickelt wurde [53], soll hier eine Untersuchung mit dem Ziel gemacht werden, ob sich die Plättchen nutzen lassen, um zwischen Protonen und Pionen zu unterscheiden. Die Gewinnung des Wertes der spezifischen Ionisation mit den Kathodenplättchen erfolgt auf exakt demselben Weg wie oben für die Drähte ab dem Jahr 1993 beschrieben.

4.4.6 Vergleich Daten - Monte Carlo

In diesem Abschnitt sollen sowohl Daten mit Monte Carlo als auch Drähte mit Plättchen verglichen werden. Da sich im Laufe der Untersuchungen jedoch herausgestellt hat, daß insbesondere bei den Plättchen große Unterschiede zwischen Daten und MC bestehen, wird ein spezielles, weiter unten beschriebenes Verfahren angewendet, um die Größe der Proton - Kaon, Proton - Pion und Pion - Kaon Separation zu bestimmen.

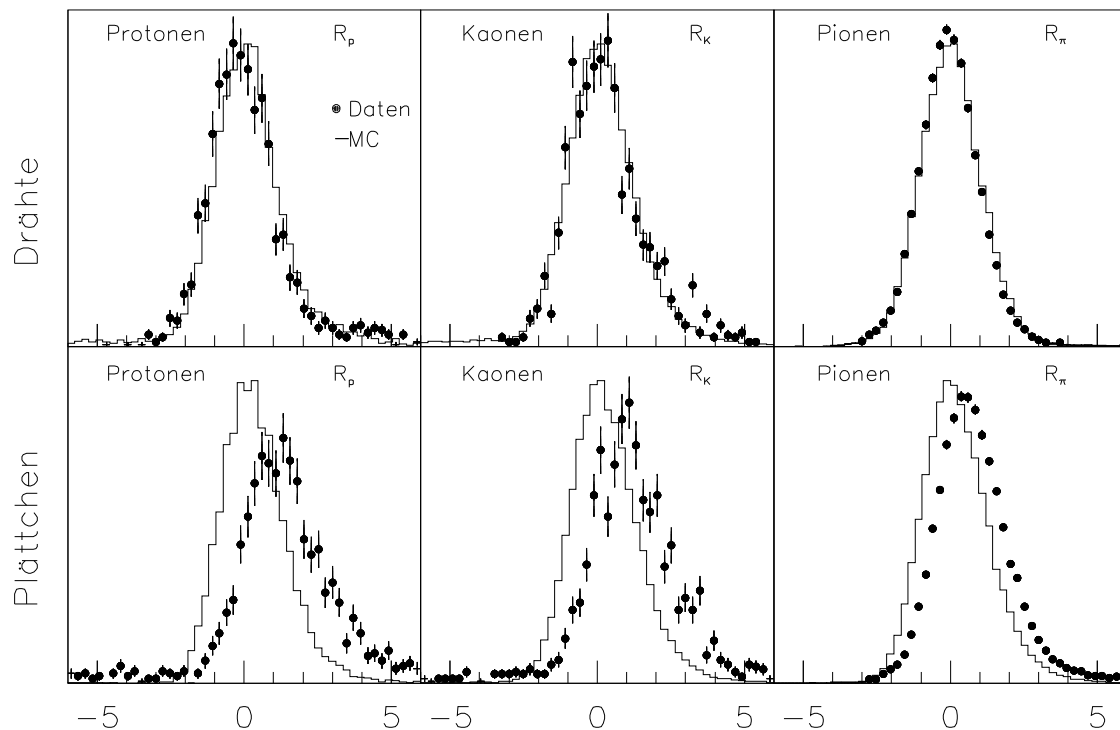


Abbildung 4.8: Die R_x Verteilungen für „wahre“ Protonen, Kaonen und Pionen. Die obere Reihe enthält die mit den Drähten, die untere die mit den Plättchen gemessenen Werte. Wie leicht zu sehen ist, gibt es leichte Diskrepanzen zwischen den Daten und der Simulation bei den Drähten, und erhebliche bei den Plättchen.

Vergleiche zwischen Daten und Monte Carlo zeigen geringe Unterschiede in den Verteilungen von I_{gem} , I_{erw} , $\sigma_{I_{gem}}$ und resultierend in R_x . Jedoch sind diese Abweichungen bei den Drähten marginal, sofern nur ein Kompatibilitätsschnitt ($|R_x| < 2,5$) auf ein Teilchen der Sorte x angebracht wird. Im Rahmen der verwendeten Statistik betragen sie $(0,4 \pm 0,5)\%$ für alle Teilchensorten, der Fehler dieses Wertes wird in den folgenden Analysen als systematische Unsicherheit aus dieser Quelle angenommen.

Wird der Kompatibilitätsschnitt ($|R_x| < 2,5$) jedoch auf ein Teilchen der Sorte y ($y \neq x$) angewendet, ändert sich die Situation. Im Monte Carlo überleben wesentlich mehr Pionen den Schnitt auf die Proton und die Kaonkompatibilität, was zu einer Überschätzung des Untergrundes führt. Es ist schwierig, eine Abschätzung der Größe dieses Effektes anzugeben, da er impulsabhängig ist und die Impulsverteilungen der speziell selektierten Mengen nicht mit denen der späteren Analyse übereinstimmen. Daher muß sie eigentlich für verschiedene Impulsbereiche separat durchgeführt werden, wobei dann die in hohen Impulsbereichen geringe Statistik wieder keine signifikanten Aussagen erlaubt. Eine deshalb grobe Abschätzung ergibt Diskrepanzen von etwa $(15 \pm 5)\%$ jeweils für die Anzahl der Proton und Kaonkandidaten.

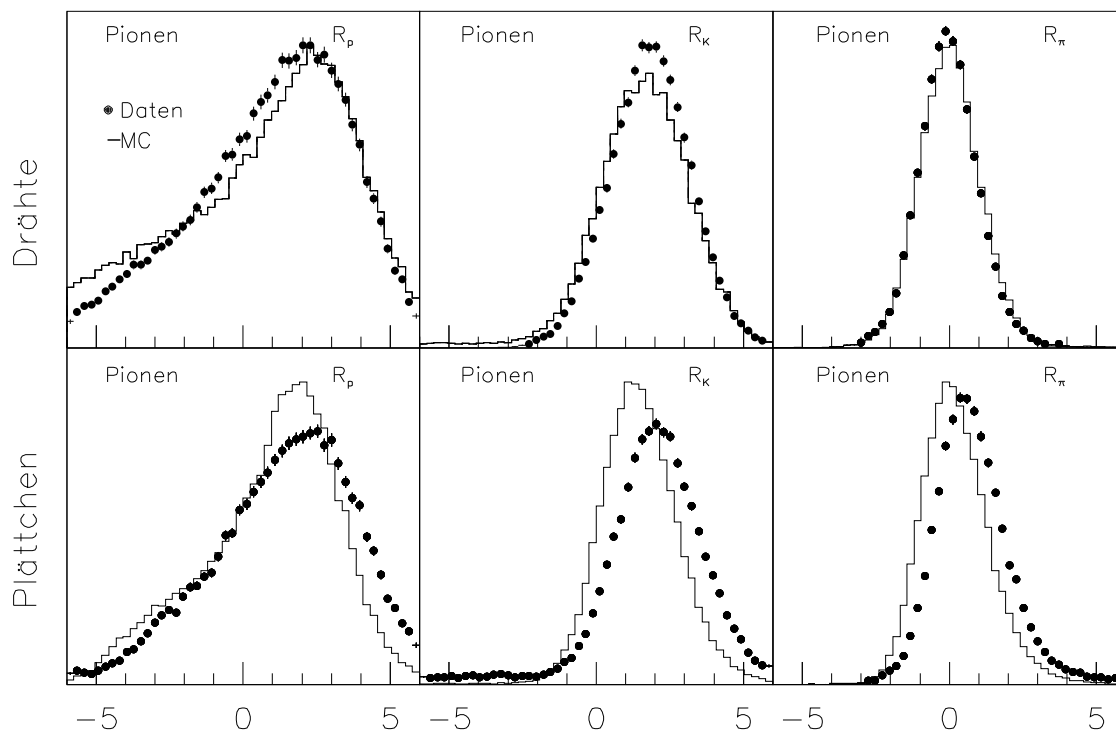


Abbildung 4.9: Die R_x ($x = p, K, \pi$) Verteilungen für „wahre“ Pionen. Unterschiede zwischen Daten und Monte Carlo führen zu teilweise beträchtlichen Unterschieden in den Effizienzen für den Untergrund. Auch hier sind sie bei der Messung von den Plättchen größer.

Im Falle der Vetoschnitte (z.B. $R_\pi < -2,0$ für den Protonkandidaten) ändert sich die Situation, im wesentlichen für letztere. Hier ist die Überlebenswahrscheinlichkeit für Protonen in den Daten etwa 6% höher als vom Monte Carlo vorausgesagt, dieser Wert muß gegebenenfalls als Effizienzkorrektur verwendet. Bei den Kaonkandidaten kann kein Einfluß festgestellt werden, was zum Teil an

der geringen Statistik und dem vermutlich geringeren Effekt liegt. Um mögliche Unterschiede nicht zu vernachlässigen, wird eine 1% Unsicherheit auf die Selektioneffizienz für jeden Pion Vetoschnitt angenommen.

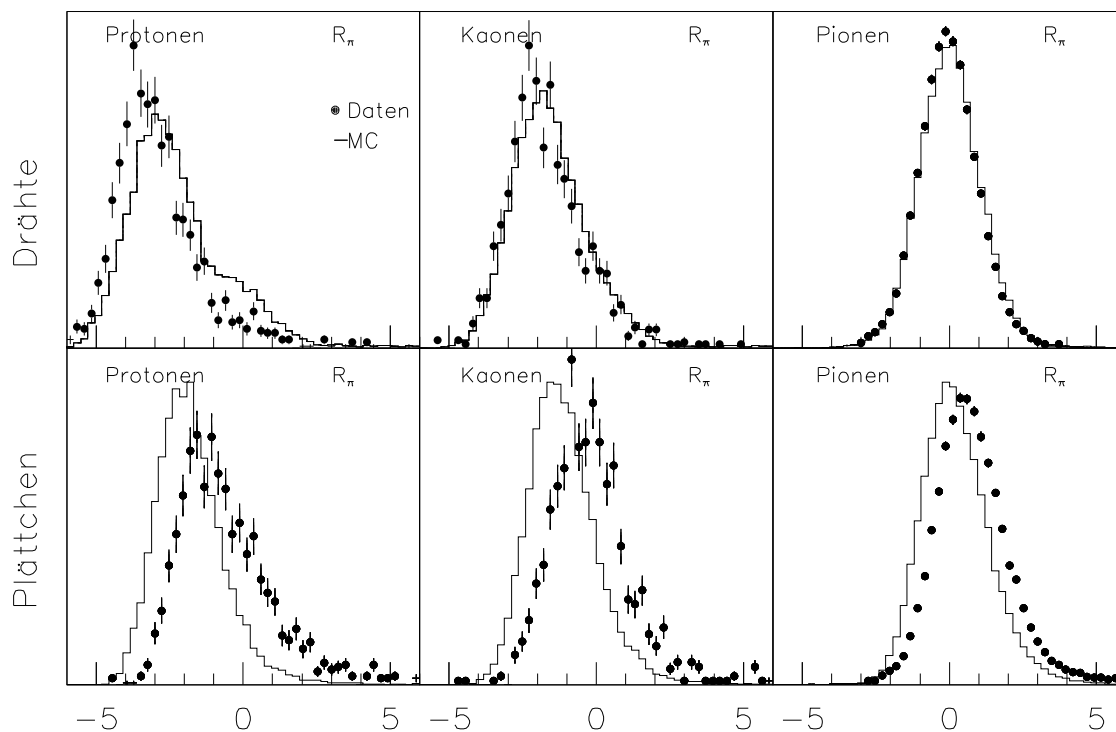


Abbildung 4.10: Die R_π Verteilungen für „wahre“ Protonen, Kaonen und Pionen. Wie im Text erwähnt, werden sogenannte Vetoschnitte zu unterschiedlichen Effizienzen in Daten und Monte Carlo führen. Für Protonen und einem Schnitt $R_\pi < -2.0$ ist die Lage eindeutig, bei Kaonen und $R_\pi < -1.0$ läßt die geringe Statistik noch keine eindeutige Aussage zu.

Wie schon angedeutet, soll im zweiten Teil dieses Abschnittes die Teilchenseparation bestimmt werden. Hintergrund dieser Untersuchung ist im Wesentlichen die Unterdrückung von Untergrund aus B Meson Zerfällen im Zerfall $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$, wenn der Protonkandidat keine dE/dx Information von den Drähten aufweist. Da wie sich schon oben gezeigt hat, besonders bei den Plättchen Daten und Monte Carlo voneinander unterscheiden, soll hier zunächst eine Methode vorgestellt werden, wie sich die benötigten Verteilungen, um die Separation bestimmen zu können, aus den Daten gewinnen lassen. Da diese Prozedur wegen der nicht immer ausreichenden Statistik problematisch handzuhaben ist, werden für Daten und Monte Carlo verschiedene Wege beschritten.

In den Daten wird das oben beschriebene Kontrollsample verwendet, dessen Nachteil es ist, daß jede Teilchensorte noch ein wenig Untergrund enthält. Um das zu berücksichtigen, werden in jedem Impulsbereich simultan die drei dE/dx Verteilungen für alle drei Teilchentypen angepaßt. Da jede von diesen, wie schon gesagt, noch Untergrund von den jeweils beiden anderen enthält, wird sie jeweils mit drei Gaußfunktionen gefittet. Die Gaußverteilung für die Pionen zum Beispiel hat dabei in allen drei Verteilungen den gleichen Mittelwert und die gleiche Breite, lediglich die Normierung, welche die gesamte Anzahl der Pionen angibt, ist unterschiedlich.

Prinzipiell sollte dieses Verfahren sowohl auf die Ergebnisse von den Drähten als auch auf die von den Plättchen angewendet werden, wegen der schlechteren Auflösung der letzteren konvergieren die Fits dort jedoch nicht. Deshalb werden für die Anzahl der Pionen, Kaonen und Protonen in jeder der drei Verteilungen auf den Wert fixiert, den die Anpassung der Verteilungen der Drähte ergeben hat. Damit sind nur noch Breite und Mittelwert der Verteilungen frei wählbar, allerdings wird noch zugelassen, daß sich die Anzahlen um maximal 2 Standardabweichungen verändern können.

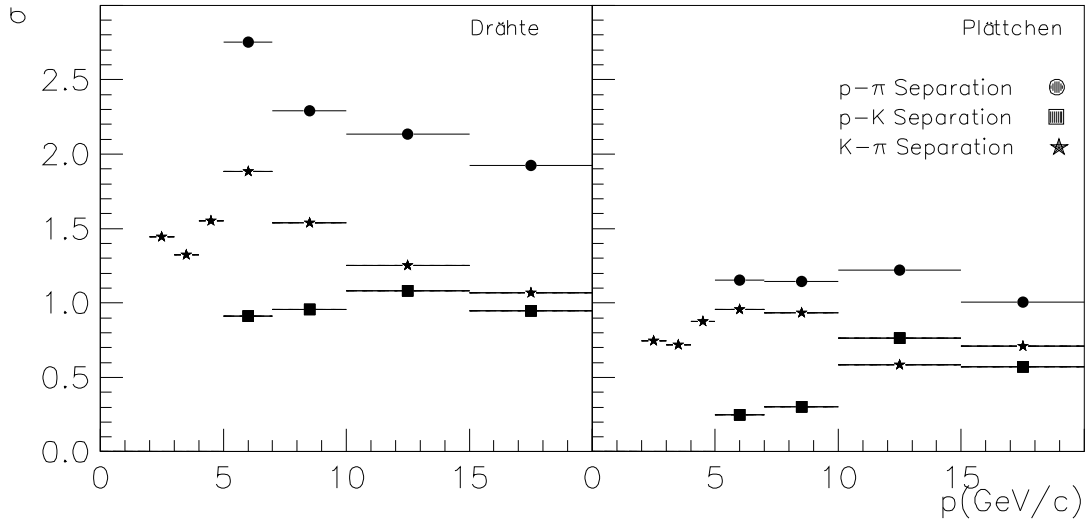


Abbildung 4.11: Proton - Pion, Proton - Kaon und Pion - Kaon Separation in Standardabweichungen für Drähte (links) und Plättchen (rechts) aus den Daten gemessen. Gut zu sehen ist die wesentlich schlechtere Trennung der verschiedenen Teilchensorten mit Hilfe der Plättchen.

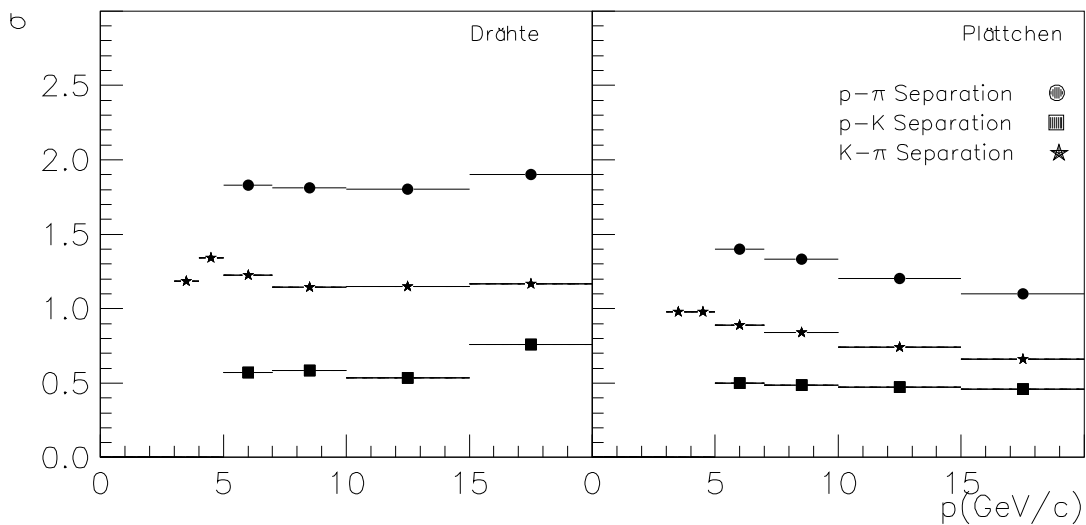


Abbildung 4.12: Proton - Pion, Proton - Kaon und Pion - Kaon Separation in Standardabweichungen für Drähte (links) und Plättchen (rechts). Diese Verteilungen sind die der Simulation.

Für das Monte Carlo kann auf diese nicht unproblematische Prozedur verzichtet werden, indem stattdessen auf die Wahrheitsinformation zurückgegriffen wird. Die so erhaltenen Verteilungen sind dann Untergrundfrei und lassen sich in für diese Analyse hinreichender Präzision mit Hilfe einer Gaußfunktion anpassen.

Die folgenden beiden Diagramme stellen noch einmal Daten und Monte Carlo gegenüber, das erste die Messungen der Drähte, das zweite die der Plättchen. In der Analyse $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$ werden diese Verteilungen als Verwerfungskriterium herangezogen, wobei die Schnitte so gewählt sind, daß die Selektionseffizienz in beiden Fällen, Drähte und Plättchen, gleich ist. Damit ist für die letzteren zwar die Reinheit geringer, da aber nur 12% aller Spuren kein dE/dx von den Drähten haben, führt diese Selektion nicht zu einem übermäßigen Anstieg des Untergrundes.

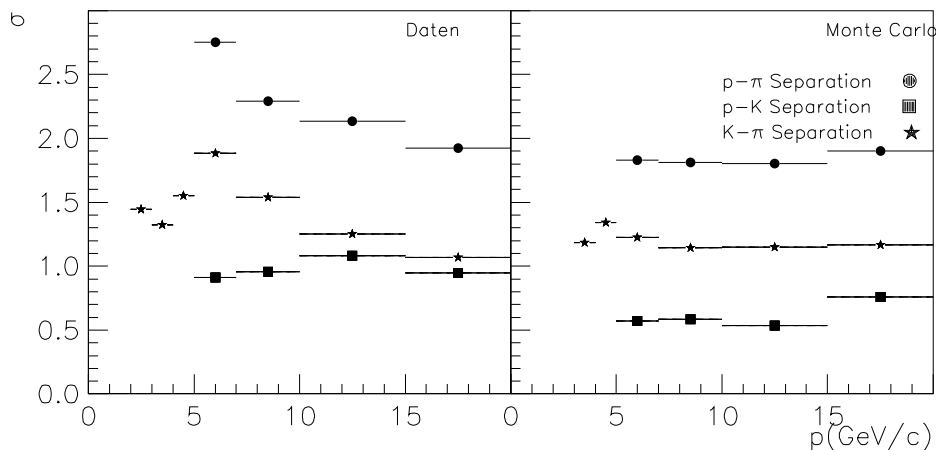


Abbildung 4.13: Proton - Pion, Proton - Kaon und Pion - Kaon Separation in Standardabweichungen der Drähte für Daten (links) und Monte Carlo (rechts). Deutlich zu sehen ist, daß die Simulation die Separation unterschätzt.

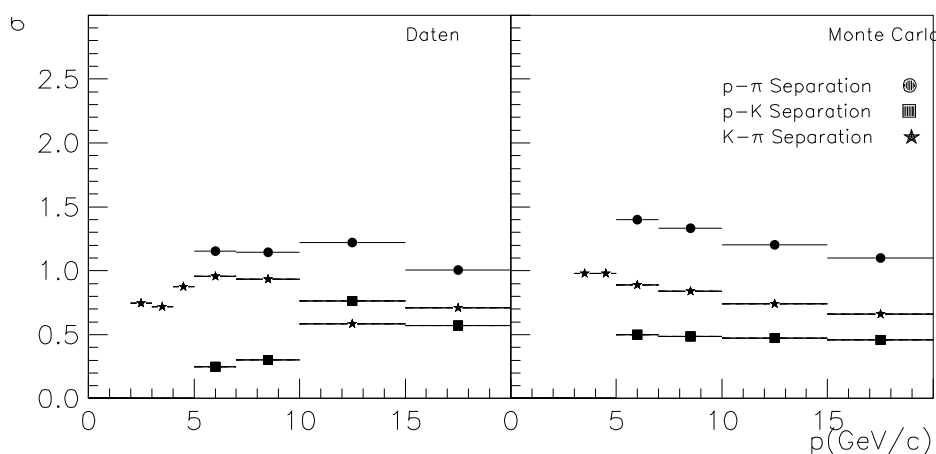


Abbildung 4.14: Proton - Pion, Proton - Kaon und Pion - Kaon Separation in Standardabweichungen der Plättchen für Daten (links) und Monte Carlo (rechts). Im Gegensatz zu den Drähten ist hier die Separation in der Simulation überschätzt.

4.5 Ereignisselektion

Benutzt werden in dieser Analyse sogenannte hadronische Ereignisse, also Ereignisse bei denen ein Übergang $Z \rightarrow q\bar{q}$ stattgefunden hat. Die Selektion hadronischer Ereignisse basiert auf sogenannten "guten" Spuren in der TPC. Um als "gut" klassifiziert zu werden, muß eine Spur den folgenden Anforderungen genügen:

- $p > 200 \text{ MeV}/c$ um den Einfluß von Streuung im Material des Detektors zu minimieren
- $|\cos(\theta)| < 0,95$
- mindestens vier Spurpunkte in der TPC um einen guten Spurfit zu bekommen
- $|d_0| < 2 \text{ cm}$
- $|z_0| < 10 \text{ cm}$

Die letzten beiden Bedingungen definieren einen Zylinder mit Radius d_0 und Länge $2 * z_0$ mit Mittelpunkt im geometrischen Mittelpunkt des Detektors. Spuren, die nicht durch diesen Zylinder gehen, stammen nicht aus der primären Wechselwirkung.

Um als hadronisch klassifiziert zu werden, muß ein Ereignis mindestens 5 solcher Spuren aufweisen, deren Impulssumme mindestens 10 % der Schwerpunktsenergie betragen muß. Auf diese Weise wird eine Effizienz von $97,4 \pm 0,3\%$ erreicht mit einem Untergrund von $0,7 \pm 0,1\%$ von τ - Paaren und 2- Photon Ereignissen. Die Selektion ist unabhängig von der Sorte der primären Quarks mit Ausnahme der b- Quarks, wo die Effizienz leicht höher ist (98,0 %), was auf die geringfügig höhere Multiplizität geladener Teilchen in b- Zerfällen zurückzuführen ist.

Außerdem müssen alle Spurdetektoren und Kalorimeter angeschaltet sein, um sowohl einen b-tag durchführen zu können als auch ein sinnvolles Jetclustering durchführen zu können. Letzteres basiert nicht nur auf geladenen Teilchen, die in den Spurkammern nachgewiesen werden, sondern auch auf neutralen Teilchen in den Kalorimetern. Nach diesen Auswahlkriterien bleiben für die Daten der Jahre 1991-1995 etwa 4 Millionen Ereignisse zur Analyse übrig.

Kapitel 5

Messung der Λ_c^+ Produktionsraten

In den letzten Jahren sind vielfältige Untersuchungen gemacht worden, um Produktion und Zerfall von B - und D -Mesonen bei LEP- Energien besser zu verstehen [54]. Im Gegensatz dazu wurden kaum Untersuchungen über Baryonen, die ein b oder ein c -Quark enthalten, durchgeführt. Wegen der verglichen mit Mesonen um einen Faktor 4-8 geringeren Produktionsraten, den geringen Verzweigungsverhältnissen in die einzelnen Endzustände und der Abwesenheit praktisch untergrundfreier Zerfallsketten, wie im Falle des D^{*+} , ist dies nicht weiter verwunderlich. Auf der anderen Seite jedoch sind eine Produktionsrate von $\sim 10\%$ ein nicht zu vernachlässigender Anteil und eine präzise Messung derjenigen von Λ_c^+ in c - Ereignissen gibt zusammen mit gleichartigen Messungen von D^0 , D^+ , D_s^+ und dem Anteil von c aus gluon-splitting, das sind Gluonen, die in ein $c\bar{c}$ oder ein $b\bar{b}$ Paar übergehen, eine Möglichkeit, R_c , das Verhältnis $(Z \rightarrow c\bar{c})/(Z \rightarrow q\bar{q})$, zu bestimmen. Ebenso kann die c Produktion in Zerfällen des b - Quarks gemessen werden, eine Größe die im Zusammenhang mit Abweichungen des semileptonischen Verzweigungsverhältnisses von theoretischen Vorhersagen wichtig geworden ist.

Weiterhin ist eine Messung sinnvoll, um die verwendeten Monte Carlo Generatoren besser an die Daten anpassen zu können, was zum Beispiel Messungen zugute kommt, die einen b - Tagalgorithmus verwenden. Da hier die Effizienz direkt von der Lebensdauer der b - und c - Hadronen abhängt und insbesondere c - Hadronen Lebensdauerunterschiede bis zu 1000% ($\tau(\Xi_c^0) = 0,098 \times 10^{-12}$ sec, $\tau(D^+) = 1,057 \times 10^{-12}$ sec) aufweisen, ist es wichtig, die Anteile der einzelnen Hadronen genau zu kennen.

Ziel dieser Analyse ist es, die Produktionsraten von Λ_c^+ in hadronischen Z Zerfällen getrennt nach ihrer Herkunft aus primären oder sekundären c -Quarks mit Hilfe einer Entfaltungsmethode zu bestimmen. Unter sekundären c -Quarks sollen hier solche aus dem Zerfall eines b -Quarks verstanden werden. Weiterhin sollen die x_E -Spektren ($x_E = E_{\Lambda_c^+} / E_{Strahl}$) der Λ_c^+ aus diesen beiden Quellen getrennt bestimmt werden, indem die Analyse getrennt für einzelne x_E Bins durchgeführt wird.

5.1 Entfaltungsmethode

In hadronischen Z Zerfällen gibt es die folgenden Quellen von Λ_c^+ :

- Direkte Produktion in $Z \rightarrow c\bar{c}$ Ereignissen: $c \rightarrow \Lambda_c^+ X$
- \bar{B} - (und \bar{B}_s -) Zerfälle in $Z \rightarrow b\bar{b}$ Ereignissen: $\bar{B}_{(s)} \rightarrow \Lambda_c^+ X$

- Λ_b Zerfälle in $Z \rightarrow b\bar{b}$ Ereignissen $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ X$

Da es Ziel dieser Analyse ist, die Produktionsraten von Λ_c^+ aus c - und b -Ereignissen getrennt zu bestimmen, ist es nötig, zwischen diesen zu unterscheiden. Eine Methode wäre, durch geeignete Schnitte Untermengen von Ereignissen zu erstellen, die entweder nur aus $Z \rightarrow c\bar{c}$ oder $Z \rightarrow b\bar{b}$ Zerfällen bestehen. b -Ereignisse lassen sich relativ einfach separieren, indem die Lebensdauerinformation ausgenutzt wird, für c -Ereignisse existiert jedoch keine Größe, die eine Selektion vergleichbarer Reinheit und Effizienz zuläßt.

Deshalb soll in dieser Analyse ein anderer Weg verfolgt werden. Seien N_c und N_b die in c - und b -Ereignissen produzierten Λ_c^+ , N die Anzahl der Λ_c^+ , die nach einem Schnitt auf eine b -Tagvariable gefunden wurde, δ_b und δ_c die Rekonstruktionseffizienzen für Λ_c^+ aus b - und c -Ereignissen, δ_b^{btag} die b -Tageffizienz für ein echtes b -Ereignis und δ_c^{btag} dasselbe für ein wahres c -Ereignis. Dann läßt sich die Anzahl der Λ_c^+ in b -Ereignissen folgendermaßen berechnen:

$$N_b = \frac{N - N_c \delta_c \delta_c^{btag}}{\delta_b \delta_b^{btag}} \quad (5.1)$$

Wenn \bar{N} die Anzahl der Λ_c^+ ist, die mit einem c -Tag gefunden werden und δ_b^{ctag} und δ_c^{ctag} die Tageffizienzen für wahre b - und c -Ereignisse sind, dann läßt sich die Anzahl der Λ_c^+ aus charm Ereignissen analog berechnen:

$$N_c = \frac{\bar{N} - N_b \delta_b \delta_b^{ctag}}{\delta_c \delta_c^{ctag}} \quad (5.2)$$

Wenn beide Zahlen in unabhängigen Messungen bestimmt werden, müssen N_c und N_b mit Hilfe von Simulationen bestimmt werden. Deshalb ist es besser, beide Zahlen simultan zu messen, um die Abhängigkeit vom Monte Carlo zu vermeiden. (5.2) in (5.1) eingesetzt gibt:

$$N_b = \frac{N \delta_c \delta_c^{ctag} - \bar{N} \delta_c \delta_c^{btag}}{\delta_b \delta_b^{btag} \delta_c \delta_c^{ctag} - \delta_b \delta_b^{ctag} \delta_c \delta_c^{btag}}$$

und umgekehrt gibt (5.1) in (5.2):

$$N_c = \frac{\bar{N} \delta_b \delta_b^{btag} - N \delta_b \delta_b^{ctag}}{\delta_b \delta_b^{btag} \delta_c \delta_c^{ctag} - \delta_b \delta_b^{ctag} \delta_c \delta_c^{btag}}$$

Im Prinzip wird diese Entfaltungsmethode in dieser Analyse benutzt. Die technische Ausführung weicht davon jedoch geringfügig ab, da hier Korrelationen zwischen δ_x und δ_x^{xtag} nicht berücksichtigt sind. Die Bestimmung der Effizienzen δ und die Untersuchung des Untergrundes wird mit Hilfe des q \bar{q} Monte Carlos durchgeführt.

Um die Methode zu testen, wird sie an diesem Monte Carlo, das 7859 Λ_c^+ , die in $pK^-\pi^+$ zerfallen und in $Z \rightarrow c\bar{c}$ Ereignissen entstanden sind und 14093 Λ_c^+ aus Zerfällen von b -Hadronen

enthält, ausprobiert. Das Ergebnis der hier beschriebenen Rekonstruktion sind $9238 \pm 1598 \Lambda_c^+$ aus c -Ereignissen und $14278 \pm 1850 \Lambda_c^+$ aus b -Ereignissen. Innerhalb des statistischen Fehlers stimmen die gemessenen Anzahlen mit den generierten überein.

Ebenso lassen sich die x_E Spektren innerhalb der Fehler reproduzieren, wie in Bild 5.1 gezeigt. Es ist keine signifikante Abweichung zwischen generiertem und rekonstruiertem Spektrum sichtbar, mit der Ausnahme, daß in den ersten zwei x_E Bins ($0, 2 < x_E < 0,4$) die Anzahl der rekonstruierten Λ_c^+ hoch ist. Jedoch ist es aufgrund der limitierten Statistik nicht möglich zu sagen, ob es sich hier möglicherweise um einen systematischen Effekt handelt.

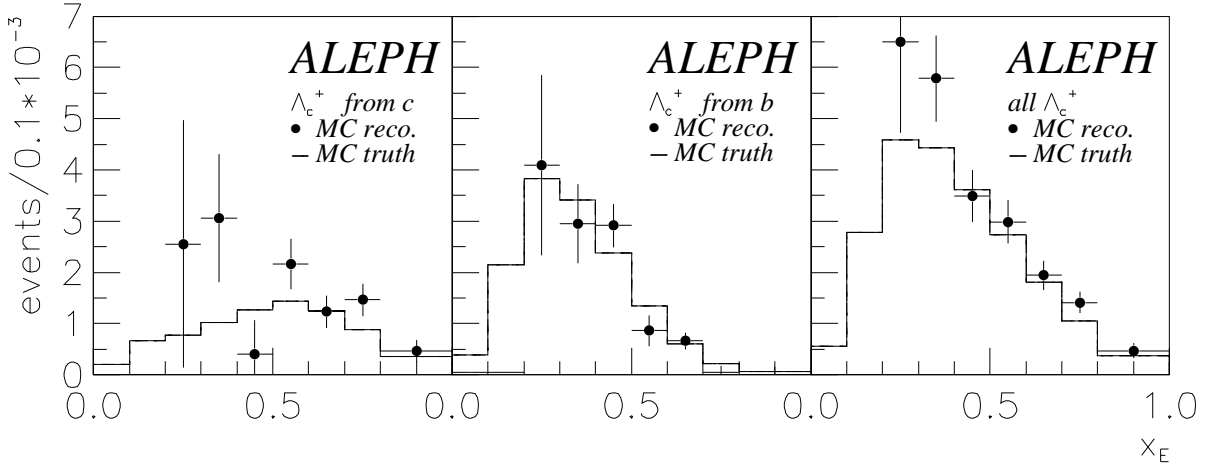


Abbildung 5.1: Vergleich zwischen den generierten und den rekonstruierten x_E Spektren der Λ_c^+ aus beauty und charm Ereignissen. Die durchgezogene Linie stellt das generierte Spektrum dar, während die Punkte mit den Fehlerbalken das entfaltete Spektrum zeigen.

5.2 Wahl der b - und c - Tagschnitte

Bisher wurde in diesem Kapitel immer von einem b - oder einen c - Tag gesprochen. Da es jedoch nur auf ein unterschiedliches Verhältnis von b - zu c - Ereignissen in den beiden Ereignismengen ankommt, wird hier ein anti- b - Tag als c - Tag verwendet. Konkret bedeutet dies, daß ein Schnitt in der $\mathcal{P}_{(uds)}$ Verteilung von QIPBTAG gemacht wird und alle Ereignisse mit $\mathcal{P}_{(uds)} < \mathcal{P}_{(uds)}^{cut}$ als b - Ereignisse und alle mit $\mathcal{P}_{(uds)} > \mathcal{P}_{(uds)}^{cut}$ als c - Ereignisse bezeichnet werden.

$\mathcal{P}_{(uds)}^{cut}$ kann jedoch nicht willkürlich gewählt werden, sondern muß zwei Bedingungen genügen:

- Der Wert von $E = \delta_b \delta_b^{btag} \delta_c \delta_c^{ctag} - \delta_b \delta_b^{ctag} \delta_c \delta_c^{btag}$ muß eine signifikante Größe sein, so viele Standardabweichungen von Null entfernt, wie möglich. Da die Effizienzen klein sind und sich nicht notwendigerweise stark unterscheiden, ist dieses nicht trivialerweise erfüllt. Da der Fehler von der zur Verfügung stehenden Monte Carlo Statistik abhängt, ließe er sich prinzipiell beliebig klein machen, was aber mit hohem Aufwand verbunden wäre. Hohe Werte von $\mathcal{P}_{(uds)}^{cut}$ scheiden daher aus.

- Der relative Fehler auf die Anzahl der gefitteten Kandidaten soll so klein wie möglich sein. Das bedeutet, daß eine hohe Effizienz auch für Λ_c^+ aus b - Ereignissen in Bereichen hoher x_E Werte und für Λ_c^+ aus c - Ereignissen in Bereichen kleiner x_E Werte nötig ist, da ansonsten der Fit eine „zufällige“ Zahl von Λ_c^+ um die Null herum findet, die dann mit einem großen Faktor heraufskaliert wird und so zu einer unglaublichen Anzahl von Λ_c^+ führt. Daher sollte der Wert von $\mathcal{P}_{(uds)}^{Schnitt}$ so groß wie möglich sein.

Die folgende Abbildung zeigt die Signifikanz $E/\delta E$ für verschiedene Werte von $\mathcal{P}_{(uds)}$. Als Schnittwert wurde für die weitere Analyse $\mathcal{P}_{(uds)}^{Schnitt} = 0,01$ genommen, der Wert der die beiden Bedingungen am besten erfüllt.

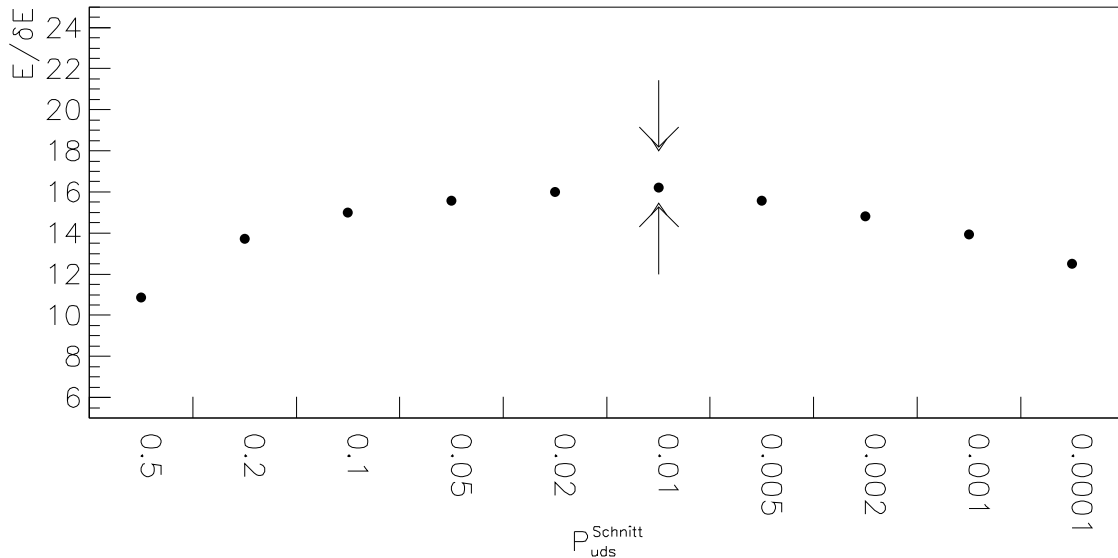


Abbildung 5.2: Signifikanzverteilung von E ($E = \delta_b \delta_b^{btag} \delta_c \delta_c^{ctag} - \delta_b \delta_b^{ctag} \delta_c \delta_c^{btag}$) in Abhängigkeit von $\mathcal{P}_{(uds)}^{cut}$. Von dieser Verteilung wurde $\mathcal{P}_{(uds)}^{cut} = 0,01$ als Schnittwert gewählt.

5.3 Kandidatenauswahl

Da, wie schon in der Einleitung gesagt, das Λ_c^+ im Zerfall $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ rekonstruiert werden soll, besteht der Kandidat aus drei geladenen Teilchen innerhalb eines Jets. Jedes muß innerhalb von $2,5 \sigma$ mit dem für die jeweilige Teilchensorte erwarteten dE/dx Meßwert von den Drähten übereinstimmen, wobei Teilchen ohne Meßwert nur als Pionkandidaten akzeptiert werden. Um die Trennung Proton - Pion und Kaon - Pion zu verbessern, wird verlangt, daß der gemessene Wert mindestens 2σ im Falle des Protons und 1σ im Falle des Kaons von dem für ein Pion erwarteten Wert entfernt ist.

Der Impuls der drei Teilchen soll für das Proton größer als 5,0 GeV/c, für das Kaon größer als 3,0 GeV/c und für das Pion größer als 1,0 GeV/c sein, während der Λ_c^+ Kandidat $x_E > 0,2$ erfüllen muß. VDET Koordinaten für jede der Spuren werden verlangt, um sicherzugehen, daß es sich nicht um die Zerfallsprodukte langlebiger Teilchen (z.B. V^0 s) handelt.

Nach der Selektion werden die drei Spuren geometrisch mit Hilfe einer χ^2 -Anpassung zu einem Vertex gefittet; um schlechte Fits und Fits von Dreiteilchenkombinationen, die nicht aus dem Zerfall ein und des selben c Hadrons stammen, zu diskriminieren, wird verlangt, daß die Wahrscheinlichkeit von einem Vertex zu kommen, größer als 1% ist. Außerdem muß die Masse des Kandidaten im Bereich der Λ_c^+ Masse zwischen $2,1 \text{ GeV}/c^2 < m_{\Lambda_c^+} < 2,45 \text{ GeV}/c^2$ liegen.

Um die Anzahl der Λ_c^+ zu extrahieren, wird die so erhaltene Massenverteilung mit der Summe eines Polynoms zweiter Ordnung und einer Gaussverteilung angepaßt. In diesem gebinnnten χ^2 Fit soll das Polynom den Untergrund und die Gaussfunktion den Signalanteil beschreiben. Das ist möglich, da die Massenauflösung des Detektors von etwa $7 \text{ MeV}/c^2$ wesentlich größer ist, als die Breite der eigentlich zu verwendenden Breit Wigner Verteilung von $\sim 5 \text{ eV}$. In dem sogenannten „globalen Fit“ ($x_E > 0,2$) können alle Parameter während der Anpassung frei variiert werden, hingegen sind Breite und Mittelwert der Gaussverteilung für die Anpassungen der einzelnen x_E Intervalle auf die aus dem globalen Fit erhaltenen Werte fixiert. Damit wird verhindert, daß bei geringem Signalanteil speziell in den Bereichen hoher x_E Werte die Anpassung die Gaussfunktion mit zur Beschreibung des Untergrundes verwendet und so völlig falsche Werte für die Anzahl von Λ_c^+ Kandidaten herauskommen.

5.4 Untergrund

In dieser Analyse wird zwischen zwei Arten von Untergrundquellen unterschieden: Zufällige Kombinationen von drei geladenen Spuren, die nicht aus dem Zerfall desselben Hadrons stammen, und im Folgenden als kombinatorischer Untergrund bezeichnet werden sollen, und Kombinationen, bei denen die Teilchen ein Hadron als gemeinsamen Vorfahren haben, sie werden als Untergrund von Reflektionen bezeichnet.

5.4.1 Kombinatorischer Untergrund

Simulationen zeigen, daß ein Polynom zweiter Ordnung geeignet ist, den kombinatorischen Untergrund zu beschreiben, da er keinerlei signifikante Strukturen zeigt. Jedoch treten signifikante Unterschiede in der Anzahl der Untergrundereignisse zwischen Daten und Monte Carlo auf, deren Ursache in Kapitel 4.4.6 erläutert wird.

5.4.2 Untergrund von Reflektionen

Zerfälle anderer c - Hadronen mit einer ähnlichen Zerfallstopologie, z.B. $D^+ \rightarrow \pi^+ K^- \pi^+$, $D_s^+ \rightarrow K^+ K^- \pi^+$ oder $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ mit nachfolgendem Zerfall $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ tragen am wahrscheinlichsten zum Λ_c^+ Signal bei, da sie im entsprechenden Massenbereich signalartige Strukturen erzeugen können. Da hier ein Teilchen misidentifiziert ist, verschiebt sich zwar der Mittelwert der Massenverteilung und sie wird breiter, aber nicht vollständig flach im betrachteten Massenfenster.

Die Größe und die Form dieses Untergrundes wird mit Hilfe des Monte Carlos untersucht. Dabei stellt sich heraus, daß nach allen Schnitten nur ein vernachlässigbar geringer Bruchteil des gesamten Untergrundes aus dem Zerfall von anderen c - Hadronen stammt, wie in Tabelle 5.1 zu sehen ist.

c - Hadron Typ	Relativer Beitrag zum Untergrund [%]
D^+	$0,8 \pm 0,2$
D^0	$1,5 \pm 0,3$
D_s^+	$1,4 \pm 0,3$
D^{*+}	$0,5 \pm 0,1$
andere Λ_c^+ Zerfälle	$0,3 \pm 0,1$

Tabelle 5.1: Relativer Beitrag der c - Hadronen zum Λ_c^+ Untergrund in Prozent.

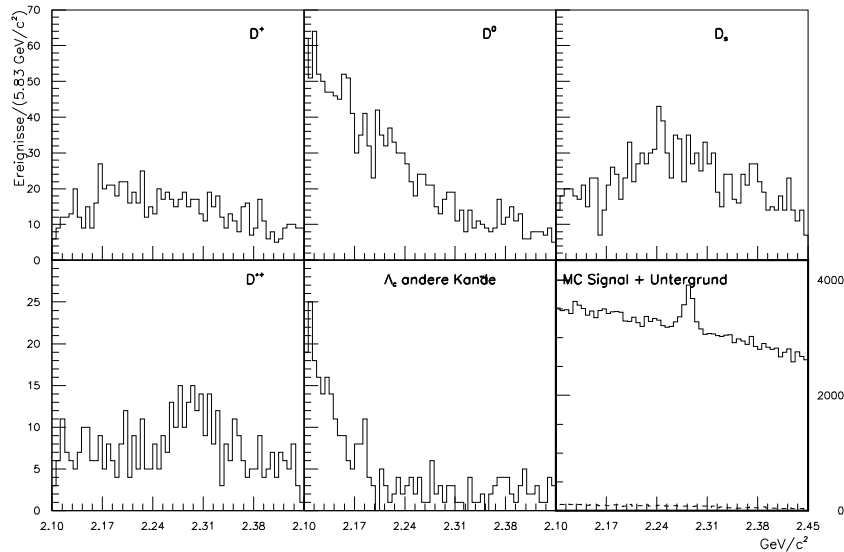


Abbildung 5.3: Normalisierte Verteilungen des Untergrundes der verschiedenen c Hadronen. Zum Vergleich ist rechts unten das vollständige Massenspektrum aufgetragen. Die unterschiedliche Skalierung der Teilchenanzahlen ist zu beachten. Als Signalbereich wird das Intervall von $2.26 \text{ GeV}/c^2$ bis $2.30 \text{ GeV}/c^2$ verstanden.

Ebenso kann das Λ_c^+ selbst zum Untergrund im Signalbereich beitragen, wenn Proton und Pion miteinander vertauscht werden. Das Verhältnis zwischen solchermaßen falsch rekonstruierten Λ_c^+ und denen, die korrekt rekonstruiert werden, wurde mit Hilfe von Simulationen zu $(0,5 \pm 0,2)\%$ abgeschätzt.

5.5 Korrekturen und Fehlerabschätzung

Um die Effizienzen abzuschätzen und den Untergrund zu simulieren wird das bereits in 4.1 erwähnte Monte Carlo verwendet.

Die generelle Strategie, die hier zum Abschätzen der systematischen Fehler benutzt wird, ist

es, das Verhalten der Effizienzen unter den im Folgenden besprochenen Variationen zu studieren. Die veränderten Effizienzen werden benutzt, um das Ergebnis neu zu berechnen und die Differenz zum erst erhaltenen Ergebnis wird als die Unsicherheit, die aus dieser Quelle folgt, genommen. Zur Neubestimmung der Effizienzen werden hier Wichtungsmethoden verwendet um die Zeit zu sparen, die sonst benötigt würde, um neue simulierte Ereignisse mit den jeweiligen veränderten Parametern zu generieren. In den Fällen, in denen sich herausstellt, daß die Effizienzen in realen und simulierten Ereignissen um mehr als 1% voneinander abweichen, wird eine Korrektur angebracht, bevor die Anzahl der Λ_c^+ berechnet wird.

Wie bereits erwähnt, überleben in den Daten wesentlich weniger Λ_c^+ Kandidaten alle Schnitte, als vom Monte Carlo vorhergesagt. Eine detaillierte Untersuchung zeigt drei wesentliche Gründe dafür.

- Der erste ist das Verhältnis zwischen Pionen, Kaonen und Protonen, das in den Simulationen nicht stimmt, wie eine Studie der inklusiven Wirkungsquerschnitte [57] gezeigt hat. In der Simulation ist die Anzahl der Protonen überschätzt, während die Rate der Kaonen generell unterschätzt ist. Diese Effekte sind impulsabhängig, insbesondere im Falle des Pions, wo sie bei kleinen Impulsen über- und bei großen unterschätzt ist. Da in dieser Analyse von der Teilchenidentifikation stark Gebrauch gemacht wird, treten hier Effekte in der Größenordnung von etwa 4% auf (im globalen Sample, die Stärke des Effektes variiert mit dem untersuchten x_E Bin.).
- Der zweite Effekt kommt vom Vertexfit, wo durch in der Simulation unterschätzte Fehler auf die Anpassung der Spuren ein Unterschied in der $\mathcal{P}(\chi_{fit})$ -Verteilung auftritt. Bei dem gewählten Wert von $\mathcal{P}(\chi_{fit}) > 1\%$ gehen in den Daten circa 8% mehr Ereignisse verloren, als im Monte Carlo. Unter der Annahme, daß die Verlustrate in den Seitenbändern des Λ_c^+ Signals benutzt werden kann, um die Verlustrate des Untergrundes im Λ_c^+ Massenfenster zu berechnen, läßt sich der Unterschied in der Verlustrate von Λ_c^+ zwischen Daten und Monte Carlo zu $(4 \pm 3)\%$ bestimmen.
- Der dritte Effekt kommt von der dE/dx - Simulation und wurde bereits ausführlich in Kapitel 4.4.6 diskutiert.

Während die hier beschriebenen Effekte zu den deutlich sichtbaren Diskrepanzen in den Massenspektren der Λ_c^+ Kandidaten führen, sind die folgenden weniger evident, aber durchaus mögliche Quellen systematischer Unsicherheiten.

- Die Parametrisierung des Untergrundes ist eine weitere Quelle systematischer Unsicherheiten. Um sie abzuschätzen, wird der Untergrund mit einem Polynom dritten statt zweiten Grades angepasst und der Unterschied in der Anzahl der gefundenen Kandidaten als Fehler genommen.
- Weiterhin sorgt das begrenzte Wissen um den Fragmentationsprozeß möglicherweise für Diskrepanzen. In der globalen Anpassung beeinflußt die Härte des Prozesses das Impulsspektrum der Λ_c^+ und dadurch die impulsabhängige Rekonstruktionseffizienz. Außerdem ist der b - Tagschnitt nicht unabhängig von ihm, da die Zerfallslänge im Laborsystem eine Funktion des Impulses des zerfallenden Teilchens ist.

Um die Diskrepanzen abzuschätzen, wird das JETSET Monte Carlo benutzt. Es verwendet die Fragmentationsfunktion von Peterson et al. [27], um die Impulsspektren der primären c

- und b - Hadronen zu generieren und einen Satz QCD Parameter, die so angepaßt worden sind, daß es die ALEPH Daten gut beschreibt.

Da die Werte dieser Parameter mit den gewählten Werten von ε_b und ε_c , den freien Parametern der Petersonverteilung, korreliert sind (z.B. kann ein härterer Fragmentationsprozeß zum gleichen Impulsspektrum für Λ_c^+ führen, wenn in den Zerfällen des primären Hadrons im Mittel eine höhere Anzahl von Teilchen produziert wird), führt eine große Abweichung des gemessenen Wertes von $\varepsilon_{b,c}$ vom im Monte Carlo verwendeten nicht notwendigerweise zu Unterschieden im Impulsspektrum. Deshalb kann, auch wenn der gemessene Wert von ε_b (0.003 ± 0.0005) sich um einen Faktor 2 von dem für das Monte Carlo verwendeten (0.006) unterscheidet, letzteres dennoch ohne Korrektur benutzt werden, um die Unsicherheit abzuschätzen, da die QCD Parameter die Effekte kompensieren. In dieser Arbeit werden die Monte Carlo Werte von ε_b und ε_c um die relativen Fehler der von ALEPH gemessenen Werte variiert, um den systematischen Fehler abzuschätzen, der aus der Fragmentation herrührt. Die verwendeten Ereignisse werden hierbei umgewichtet, um das veränderte x_E Spektrum zu simulieren und daraus die unterschiedlichen Effizienzen zu berechnen.

Eine weitere Quelle von Unsicherheiten ist die Abhängigkeit des b Tagalgorithmus von der Lebensdauer der b - und c - Hadronen. Diese kommt auf dreierlei Weise zustande, einmal durch die Unsicherheiten in der Lebensdauer selbst, zum zweiten durch Unsicherheiten in der Produktionsrate ähnlicher Teilchen mit stark unterschiedlicher Lebensdauer (D^+/D^0) und drittens über das Impulsspektrum, da langsamere Teilchen weniger signifikante Impaktparameter besitzen, was zu einer geringeren Wahrscheinlichkeit, als b - Ereignis klassifiziert zu werden, führt.

- Der Einfluß der Lebensdauer wird abgeschätzt, indem die der verschiedenen b - und c - Hadronen innerhalb ihres von der Particle Data Group [18] angegebenen Fehlers variiert werden.
- Um den Fehler aus dem D^+/D^0 Verhältnis anzugeben, wird angenommen, ihr Verhältnis sei das gleiche wie für die entsprechenden B - Mesonen aus einer ALEPH Messung [56]. Um die resultierende Unsicherheit zu berechnen, wird die Anzahl innerhalb des Fehlers aus dieser Messung variiert und die Auswirkung auf die Anzahl von Λ_c^+ als Fehler genommen.
- Die Auswirkungen des Verhältnisses direkt produzierter B - Mesonen zu solchen aus B^* -Zerfällen und B^{**} Zerfällen wird untersucht, indem die im Monte Carlo vorgegebene Rate mit der einer Messung [58] verglichen wird. Für beide Mischungen läßt sich eine Effizienz ausrechnen, deren Unterschied die Unsicherheit bestimmt.

Anstelle die Unsicherheiten im b - Tag über die verursachenden Effekte abzuschätzen, kann eine unabhängige Methode benutzt werden, um die Unterschiede in der $\mathcal{P}_{(uds)}$ Verteilung zwischen Daten und Monte Carlo zu bestimmen.

D^{*+} im Zerfallskanal $D^{*+} \rightarrow D^0\pi$ und $D^0 \rightarrow K\pi$, die wie in [52] beschrieben, rekonstruiert werden, geben eine Ereignismenge, die nur wenige uds Ereignisse enthält. Ein Impulsschnitt von $p_{D^{*+}} > 35$ GeV/c selektiert charm Ereignisse mit weniger als 5% Beimischung von b - Ereignissen. Andererseits lassen sich b - Ereignisse durch einen b - Tagschnitt auf der Seite des D^{*+} anreichern. Die Beimischung von charm Ereignissen kann damit auf unter 6 % gedrückt werden. Die solchermaßen gewonnenen Ereignismengen lassen sich benutzen, um Unterschiede in der Taggingeffizienz zwischen Daten und Monte Carlo für einen gegebenen Wert von $\mathcal{P}_{(uds)}$ auf der

dem D^{*+} gegenüberliegenden Hemisphäre festzustellen. Die Unsicherheit auf die Taggingeffizienz, die auf diese Weise gewonnen wird, beträgt 2,86 % für Λ_c^+ aus charm Ereignissen und 1,67 % für Λ_c^+ aus b - Ereignissen. Um Probleme zu vermeiden, die durch die Korrelation der Hemisphären im b - Tag erzeugt werden, wird diese Methode nur verwendet, um zu zeigen, daß die Fehler aus den Unsicherheiten der Lebensdauer und Produktionsratenmessungen weder über noch unterschätzt sind.

Während die Unsicherheiten, die durch den b - Tag beitragen, nur die Anzahl der Λ_c^+ aus c - und b - Ereignissen beeinflussen, bekommt die globale Messung einen zusätzlichen Beitrag von dem Verhältnis R_b/R_c .

R_b und R_c sind die Bruchteile $Z \rightarrow b\bar{b} / Z \rightarrow q\bar{q}$ und $Z \rightarrow c\bar{c} / Z \rightarrow q\bar{q}$. Aus den unterschiedlichen x_E Spektren für Λ_c^+ aus c und b resultiert eine unterschiedliche Taggingeffizienz. Da die Gesamteffizienz die gewichtete Summe der beiden einzelnen ist, müssen die Unsicherheiten auf R_b und R_c berücksichtigt werden. In dieser Analyse werden die Standardmodellwerte der beiden verwendet, um die Unsicherheit abzuschätzen, werden die gemessenen Werte aus [59] verwendet, und die Differenz in der Anzahl der Λ_c^+ wird als systematischer Fehler benutzt. Eine Zusammenfassung aller Unsicherheiten gibt die folgende Tabelle 5.2:

Quelle der Unsicherheit	Λ_c^+ aus charm [%]	Λ_c^+ aus beauty [%]	alle Λ_c^+ [%]
dE/dx Proton	$\pm 1,12$	$\pm 1,12$	$\pm 1,12$
dE/dx Kaon	$\pm 1,12$	$\pm 1,12$	$\pm 1,12$
dE/dx Pion	$\pm 0,50$	$\pm 0,50$	$\pm 0,50$
Vertexfitkorrektur	$\pm 3,00$	$\pm 3,00$	$\pm 3,00$
Monte Carlo Statistik	$\pm 1,19$	$\pm 0,37$	$\pm 0,73$
Untergrundanpassung	$\pm 0,51$	$\pm 0,51$	$\pm 0,51$
ε_c	+4,13 -3,80	-0,38 +0,36	+0,85 -0,83
ε_b	-0,84 +0,97	+2,32 -2,52	+1,00 -0,98
Verhältnis D^0/D^+	$\pm 2,51$	$\pm 0,69$	
Verhältnis $B/B^*/B^{**}$	$\pm 0,46$	$\pm 0,38$	
b Lebensdauer	$\pm 2,18$	$\pm 1,88$	
c Lebensdauer	$\pm 1,19$	$\pm 0,37$	
R_b/R_c			$\pm 0,79$
Quadratische Summe	+6,62 -6,44	+4,69 -4,79	+3,86 -3,85

Tabelle 5.2: Übersicht über die relativen Unsicherheiten aus den verschiedenen, im Detail oben erklärten, Quellen in Prozent.

5.6 Ergebnisse

Die Anpassung der Massenspektren gibt die folgenden Anzahlen an Λ_c^+ Kandidaten in den Daten:

gefitteter x_E Bereich	gefittete Anzahl Λ_c^+ ohne b - Tag	gefittete Anzahl Λ_c^+ mit b - Tag	gefittete Anzahl Λ_c^+ mit c - Tag
0,2 – 0,3	165 ± 33	48 ± 14	119 ± 30
0,3 – 0,4	283 ± 47	125 ± 21	159 ± 41
0,4 – 0,5	286 ± 41	75 ± 16	208 ± 38
0,5 – 0,6	199 ± 32	41 ± 10	160 ± 30
0,6 – 0,7	111 ± 22	22 ± 6	90 ± 21
0,7 – 0,8	44 ± 14	6 ± 4	36 ± 14
0,8 – 1,0	12 ± 8	0 ± 3	12 ± 8
0,2 – 1,0	1092 ± 82	317 ± 33	778 ± 75

Tabelle 5.3: Gefundene Anzahl Λ_c^+ in den einzelnen x_E Bins. In der untersten Reihe stehen die gefitteten Anzahlen von Λ_c^+ , nachdem die Massenspektren addiert wurden. Sie stimmen sehr gut mit der Summe der einzelnen Bins überein. N_c , N_b und N_t werden aus den Zahlen dieser Reihe berechnet.

Aus den Zahlen in der untersten Reihe von 5.6 können die Anzahlen von $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ mit Hilfe der in Kapitel 5.1 beschriebenen Formeln extrahiert werden. Da Λ_c^+ mit einem $x_E < 0,2$ in dieser Analyse nicht gesucht werden, muß die Anzahl von Λ_c^+ unterhalb $x_E = 0,2$ aus dem Monte Carlo genommen werden. Dann ergeben sich N_c und N_b zu:

$$N_c = 6519 \pm 1266_{stat} \begin{matrix} +432 \\ -420 \end{matrix}_{sys}$$

$$N_b = 8616 \pm 1186_{stat} \begin{matrix} +404 \\ -413 \end{matrix}_{sys}$$

Mit einer kombinierten Effizienz für Λ_c^+ aus b und für Λ_c^+ aus c - Ereignissen kann die Gesamtzahl von Λ_c^+ in den hadronischen Z Ereignissen bestimmt werden:

$$N_t = 15488 \pm 1160_{stat} \begin{matrix} +598 \\ -596 \end{matrix}_{sys}$$

Die Produktionsraten können mit Hilfe der Anzahl der verwendeten hadronischen Ereignisse und den Standardmodellwerten von R_c und R_b berechnet werden:

$$f(c \rightarrow \Lambda_c^+) * br(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+) = (0,47 \pm 0,09_{stat} \begin{matrix} +0,03 \\ -0,03 \end{matrix}_{sys})\%$$

$$f(b \rightarrow \Lambda_c^+) * br(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+) = (0,50 \pm 0,07_{stat} \begin{matrix} +0,02 \\ -0,02 \end{matrix}_{sys})\%$$

$$f(Z \rightarrow \Lambda_c^+) * br(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+) = (0,38 \pm 0,03_{stat} \begin{matrix} +0,01 \\ -0,01 \end{matrix}_{sys})\%$$

Der systematische Fehler beinhaltet die Unsicherheiten der Messungen von R_c und R_b . Mit dem Verzweungsverhältnis $br(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+)$ aus [18] ist der Anteil von Ereignissen mit einem Λ_c^+ :

$$f(c \rightarrow \Lambda_c^+) = (10,7 \pm 2,0_{stat} \begin{matrix} +0,7 \\ -0,7 \end{matrix}_{sys} \pm 1,5)\%$$

$$f(b \rightarrow \Lambda_c^+) = (11,4 \pm 1,6_{stat} \pm 0,5_{sys} \pm 1,6)\%$$

$$f(Z \rightarrow \Lambda_c^+) = (8,8 \pm 0,8_{stat} \pm 0,4_{sys} \pm 1,2)\%$$

In allen drei Fällen kommt der dritte Fehler von der Unsicherheit auf das Verzweigungsverhältnis ($\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$).

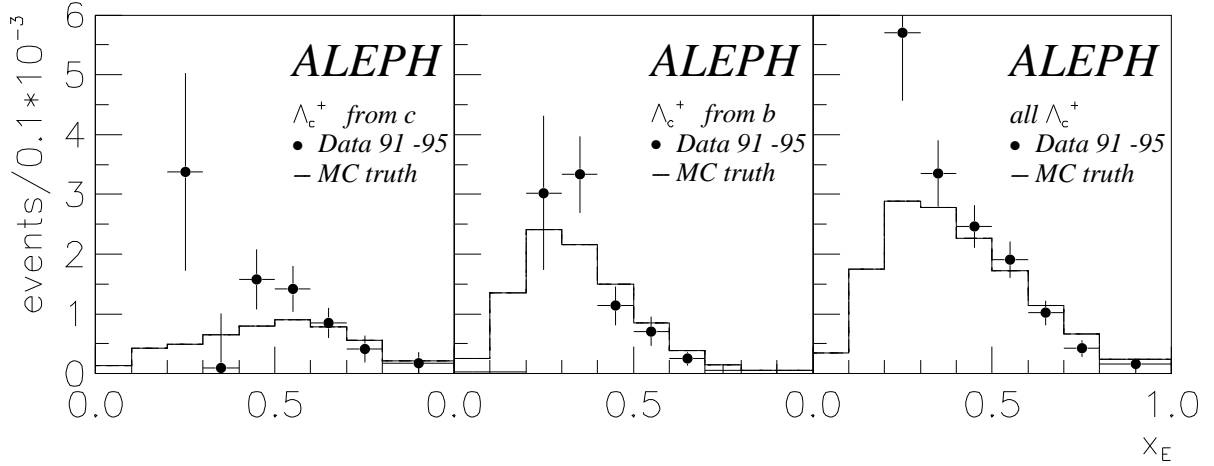


Abbildung 5.4: x_E Spektren der Λ_c^+ aus den verschiedenen Quellen. Die durchgezogene Linie zeigt die Monte Carlo Vorhersage, während die Punkte mit den Fehlerbalken die Daten repräsentieren.

5.7 Konsistenztests und Vergleiche mit anderen Experimenten

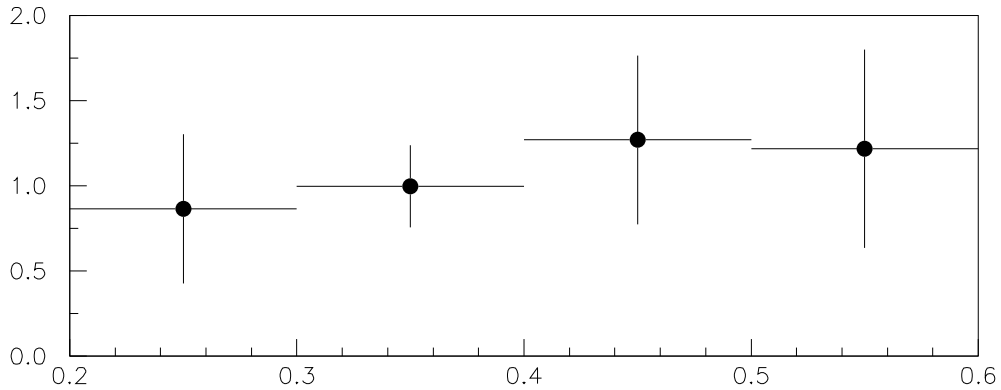


Abbildung 5.5: Vergleich zwischen dem x_E Spektrum von Λ_c^+ aus b - Ereignissen, welches mit der Entfaltungsmethode gewonnen wurde, und dem aus einer reinen b Ereignismenge. Das Diagramm zeigt das Verhältnis der Kandidaten in den einzelnen x_E Bereichen. Solche mit geringer Statistik sind hier nicht enthalten.

Ein möglicher Konsistenztest, der mit den Daten durchgeführt werden kann, ist ein enger Schnitt auf \mathcal{P}_{uds} um eine nahezu reine Menge aus b - Ereignissen zu bekommen. Für einen Wert $\mathcal{P}_{uds} <$

0,0001 ist der c Anteil unter 5%. Andererseits kann ein Schnitt $\mathcal{P}_{uds} > 0,2$ benutzt werden, um eine charm Menge mit einem b Anteil von weniger als 6% zu erzeugen. In beiden Fällen ist die Übereinstimmung zwischen den Spektren, die mit Hilfe der Entfaltungsmethode und denen, die auf die hier beschriebene Weise gewonnen wurden, innerhalb der Fehler gut.

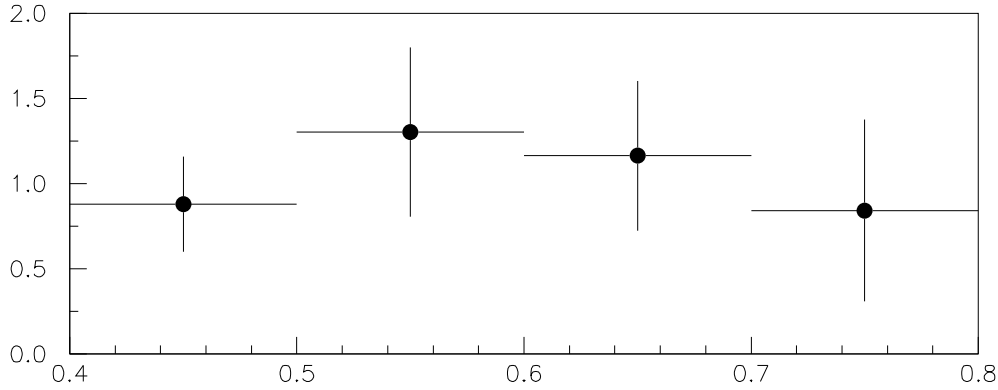


Abbildung 5.6: Dasselbe Diagramm wie oben, nur für Λ_c^+ aus c -Ereignissen. Nicht eingetragen sind die Bereiche $x_E < 0,4$, da der Schnitt $\mathcal{P}_{uds} > 0,2$ die b -Ereignisse nicht vollständig zu entfernen vermag. Das führt in den erwähnten x_E Bins wegen der dort großen relativen Anzahl von Λ_c^+ aus b -Ereignissen zu einem merklichen Untergrund, und zu einer signifikanten Abweichung des hier betrachteten Quotienten von 1.

OPAL hat kürzlich die Produktionsraten $f(b \rightarrow \Lambda_c^+) * br(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^- \pi^+)$ und $f(c \rightarrow \Lambda_c^+) * br(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^- \pi^+)$ aus ihren 1991-1993 genommenen Daten bestimmt:

$$f(c \rightarrow \Lambda_c^+) * br(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^- \pi^+) = (0,24 \pm 0,11_{stat} \pm 0,04_{sys})\% [60]$$

$$f(b \rightarrow \Lambda_c^+) * br(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^- \pi^+) = (0,57 \pm 0,11_{stat} \pm 0,05_{sys})\% [60]$$

Sie befinden sich in Übereinstimmung mit den Werten dieser Analyse, wenn auch der Wert für $f(c \rightarrow \Lambda_c^+) * br(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^- \pi^+)$ erheblich niedriger liegt. Jedoch ist die Diskrepanz zwischen den beiden Werten nur etwa $1,5 \sigma$ und somit statistisch nicht signifikant. Experimente, die bei Schwerpunktsenergien im Bereich der $\Upsilon(4S)$ Resonanz laufen, haben die Produktionsrate von Λ_c^+ in B -Zerfällen gemessen. Ihre Ergebnisse sind:

$$f(B \rightarrow \Lambda_c^+) * br(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^- \pi^+) = (0,28 \pm 0,05)\% \text{ (ARGUS)} [61]$$

und

$$f(B \rightarrow \Lambda_c^+) * br(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^- \pi^+) = (0,27 \pm 0,06)\% \text{ (CLEO)} [62]$$

Sie sind signifikant kleiner als die bei den LEP Experimenten gemessenen Werte. Wenn die Fehler nicht unterschätzt sind, kann der Überschuss als Existenz anderer Quellen von Λ_c^+ als B -Meson Zerfälle interpretiert werden. Angenommen, diese Quellen seien B_s und Λ_b Zerfälle, so läßt sich daraus das Verzweigungsverhältnis $br(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ X)$ ausrechnen, wie im nächsten Abschnitt durchgeführt.

ARGUS und CLEO haben auch die Anzahl von charm Ereignissen mit einem Λ_c^+ bestimmt:

$$f(c \rightarrow \Lambda_c^+) * br(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^- \pi^+) = (0,41 \pm 0,07)\% \text{ (ARGUS)[63]}$$

$$f(c \rightarrow \Lambda_c^+) * br(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^- \pi^+) = (0,42 \pm 0,09)\% \text{ (CLEO)[64]}$$

Diese Werte sind in guter Übereinstimmung mit denen aus dieser Analyse. Dies ist so überraschend nicht, bedenkt man, daß das Λ_c^+ das primäre c -Quark enthält, und daß die Rate in diesem Falle nicht von der Schwerpunktsenergie abhängig sein sollte. Prinzipiell gibt es zwar noch das Schwellenverhalten, in diesem Falle sind die Beschleuniger jedoch weit genug von der kinematischen Produktionsschwelle entfernt, um derartiges Verhalten auszuschließen.

5.8 Verzweigungsverhältnis ($\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ X$)

Mit Hilfe der Anzahl von Λ_c^+ in b -Ereignissen (N_b) aus dieser Analyse und einigen Annahmen kann das Verzweigungsverhältnis ($\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ X$) mit der folgenden Formel berechnet werden:

$$br(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ X) = \frac{N_b}{2N_Z R_b f_{\Lambda_b} br(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^- \pi^+)} - \frac{f_B br(B \rightarrow \Lambda_c^+ X)}{f_{\Lambda_b}} - \frac{f_{B_s} br(B_s \rightarrow \Lambda_c^+ X)}{f_{\Lambda_b}} \quad (5.3)$$

f_X , die relativen Anteile der verschiedenen b -Hadronen ist von ALEPH [56] zu $f_{B^+} = f_{B^0} = 0.382 \pm 0.026$, $f_{B_s} = 0.122 \pm 0.031$ und $f_{\Lambda_b} = 0.115 \pm 0.041$ bestimmt worden. Da in [56] Λ_b für jegliche Art von b -Baryon steht, wird f_{Λ_b} mit 0,8 multipliziert, um die Produktion von Ξ_b zu berücksichtigen. Alle anderen b -Baryonen sind vernachlässigbar, da das Σ_b vermutlich zu 100 % in Λ_b zerfällt und das Ω_b^- wegen der doppelten s -Quark Unterdrückung nur eine geringe Produktionswahrscheinlichkeit hat.

Weiterhin wird angenommen, daß das Ξ_b zum größten Teil in $\Xi_c X$ und nur zu einem sehr geringen Teil in $\Lambda_c^+ X$ zerfällt. Die Verzweigungsverhältnisse stammen aus [18] und sind $br(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^- \pi^+) = 0.044 \pm 0.006$ und $br(B \rightarrow \Lambda_c^+ X) = br(B_s \rightarrow \Lambda_c^+ X) = 0.064 \pm 0.011$. Das Verhältnis $br(B_s \rightarrow \Lambda_c^+ X)$ ist nur eine Vermutung, da es bisher noch nicht gemessen wurde. Jedoch unterscheiden sich die möglichen Zerfallsprozesse von B und B_s bis auf einige Cabibbo unterdrückte Zerfälle des B_s nicht wesentlich voneinander. Im Falle des letzteren können das c - und das \bar{s} -Quark zu einem W^+ annihilieren. Im Falle des B_s ist auch der Phasenraum geringfügig kleiner, was aber wegen der großen Masse des Teilchens als vernachlässigbar angenommen werden kann. Deshalb werden hier die beiden Verzweigungsverhältnisse als gleich angenommen. Für R_b wird der Standardmodellwert benutzt.

Dann ist:

$$br(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ X) = (61 \pm 17_{stat} \pm 30_{sys})\%.$$

Der wesentliche Beitrag zum systematischen Fehler sind die Unsicherheiten auf f_{Λ_b} mit 52% und auf das Verzweigungsverhältnis ($\Lambda_c^+ \rightarrow pK^- \pi^+$) mit 31%.

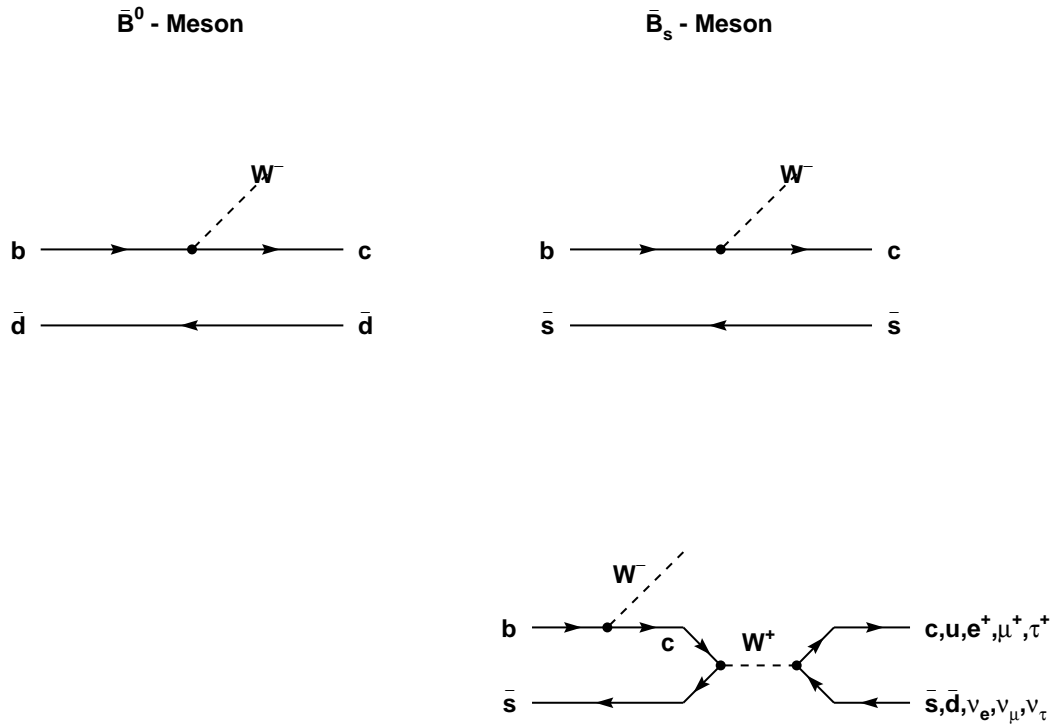


Abbildung 5.7: Feynmangraphen der Zerfälle $\bar{B}^0 \rightarrow \bar{D}X$ und $\bar{B}_s \rightarrow \bar{D}_sX$. Wie in der oberen Reihe zu sehen ist, sind sich die Diagramme ähnlich, lediglich Zerfälle, wie sie unten rechts dargestellt sind, sind beim Zerfall des \bar{B}^0 unterdrückt und können die Verzweungsverhältnisse leicht beeinflussen.

5.9 Anzahl von c - Hadronen in b - Zerfällen

In der letzten Zeit hat das sogenannte „charm counting“ in b - Zerfällen an Interesse gewonnen, vor allem im Zusammenhang mit den semileptonischen Verzweungsverhältnissen, die in verschiedenen Experimenten kleiner gemessen wurden, als von der Theorie vorhergesagt. Das Verzweungsverhältnis ist als das Verhältnis der Partialbreite des speziellen Zerfalls zur Gesamtbreite des jeweiligen b - Hadrons definiert, letztere ist durch die Lebensdauer, deren Kehrwert sie proportional ist, festgelegt. Daher muß sich ein geringeres semileptonisches Verzweungsverhältnis in einem erhöhten anderen Verzweungsverhältnis bemerkbar machen.

Diese Analyse erfordert die genaue Kenntnis der Produktionsraten aller anderen schwach zerfallenden c - Hadronen, namentlich der D^0, D^+ und D_s Mesonen. Diese wurden innerhalb der ALEPH Kollaboration gemessen und sind in [8] beschrieben. Die Produktionsrate der Λ_c^+ hingegen wird aus dieser Arbeit abgeleitet, deshalb sollen die Modifikationen gegenüber der Standardanalyse

hier kurz beschrieben werden, bevor die Ergebnisse dargestellt werden.

Da es in dieser Analyse zum einen nicht auf die Messung der Produktionsrate von c - Hadronen aus $Z \rightarrow c\bar{c}$ Übergängen ankommt und es zum anderen wünschenswert ist, so wenig c - Hadronen wie möglich aus nicht b - Quark Zerfällen zu haben, soll von einer Ereignismenge ausgegangen werden, die möglichst nur b - Quarks enthält. Bei großer Reinheit werden damit alle Effekte eliminiert, die mit der derzeitigen Unsicherheit von $\Gamma_{b\bar{b}}$ zusammenhängen. Um diese Ereignismenge zu bekommen, wird der bereits erwähnte b - Tagalgorithmus QIPBTAG, der auf der Lebensdauerermessung beruht, um einen Massentag erweitert. Die Idee dabei ist, auf jeder Seite des Ereignisses die Spur herauszusuchen, die die geringste Wahrscheinlichkeit hat, vom primären Vertex zu stammen und dann solange Spuren in der Reihenfolge aufsteigender Wahrscheinlichkeit dazuzuaddieren, bis die invariante Masse aller etwa $1,8 \text{ GeV}/c^2$ beträgt. Die Wahrscheinlichkeit \mathcal{P}_{T_i} der letzten dazuzuaddierten Spur, vom Ereignisvertex zu stammen, wird dann mit im Tag verwendet, und zwar gibt der hier verwendete Schnitt von

$$0,75 * \mathcal{P}_{T_i} - 0,25 * \log_{10}(\mathcal{P}_{(uds)}) \geq 2,0$$

eine Reinheit von 98,91% bei einer Effizienz von 13,79%. Ein Lebensdauer tag alleine gäbe bei gleicher Reinheit nur ungefähr die halbe Effizienz. Um die Selektion der Kandidaten möglichst wenig zu beeinflussen, wird der Tag, wie schon in der Standardanalyse, auf der Seite gegenüber des Kandidaten angewandt.

Ein großer Teil des Untergrundes in der Standardanalyse ist kombinatorischer aus uds Zerfällen, der durch harte Impulsschnitte auf die Zerfallsteilchen der Kandidaten unterdrückt werden muß. Da dieser hier nicht vorkommen kann, können die Impulsschnitte auf den Proton, Kaon und Pionkandidaten in dieser Analyse auf 4,0, 2,0 und 0,5 GeV/c^2 respektive, gelockert werden.

Die Effizienz ε_{Λ_c} , ein Λ_c^+ in einer Hemisphäre zu finden, die obigen Schnitt überlebt hat, wird mit Hilfe des Monte Carlo zu 23,44% bestimmt, insgesamt werden in den Daten $N_H = 230000$ derartige Hemisphären gefunden. Die Anzahl der rekonstruierten Λ_c^+ wird ebenso wie in der Standardanalyse bestimmt, sie beträgt $N_{\Lambda_c} = 252 \pm 33$ Ereignisse. Bevor $f(b \rightarrow \Lambda_c^+) * br(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+)$ berechnet werden kann, muß der Anteil von Λ_c^+ aus c - Ereignissen und aus Gluonsplitting abgezogen werden. Ersterer wird mit dem Monte Carlo zu 0,5 Ereignissen abgeschätzt, um letzteren zu berechnen, wird die Effizienz aus dem Monte Carlo und die totale Rate $Z \rightarrow g \rightarrow c\bar{c} = (2,7 \pm 0,9)\%$ aus einer ALEPH Messung [66] benutzt. Dieses ergibt einen Beitrag von 0,7 Ereignissen, die von den anfänglich rekonstruierten Λ_c^+ abgezogen werden müssen, so daß 251 ± 33 Ereignisse übrigbleiben. Damit ergibt sich:

$$f(b \rightarrow \Lambda_c^+) * br(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+) = \frac{N_{\Lambda_c^+}}{\varepsilon_{\Lambda_c^+} * N_H} = (0,48 \pm 0,06)\%$$

oder mit dem Verzweigungsverhältnis $br(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+) = (4,4 \pm 0,6)\%$:

$$f(b \rightarrow \Lambda_c^+) = (10,9 \pm 1,4)\%$$

Diese Werte sind in sehr guter Übereinstimmung mit dem Wert aus der Standardanalyse für dieselben Produktionsraten.

Die systematischen Fehler sind im wesentlichen diejenigen aus der Standardanalyse, weswegen hier nicht noch einmal auf sie eingegangen werden soll. Hinzukommen lediglich die Unsicherheit auf die c - Kontamination und das Gluonsplitting, die mit Hilfe des Monte Carlo bzw. der Messung im Falle des Gluonsplittings abgeschätzt werden. Die folgende Tabelle faßt die Unsicherheiten dieser Messung noch einmal zusammen:

Quelle der Unsicherheit	Λ_c^+ aus b [%]
dE/dx Proton	$\pm 1,1$
dE/dx Kaon	$\pm 1,1$
dE/dx Pion	$\pm 0,5$
Vertexfitkorrektur	$\pm 2,5$
Monte Carlo Statistik	$\pm 4,1$
Untergrundanpassung	$\pm 0,5$
ε_b	$\pm 2,1$
c - Kontamination	$\pm 0,2$
$\bar{n}_{g \rightarrow c\bar{c}}$	$\pm 0,6$
Quadratische Summe	$\pm 5,6$
Verzweigungsverhältnis	$\pm 13,6$

Tabelle 5.4: Übersicht über die relativen Unsicherheiten aus den verschiedenen Quellen in Prozent.

In Tabelle 5.5 sind die Produktionsraten aller c - Hadronen in $Z \rightarrow b\bar{b}$ Ereignissen zusammengefaßt. Wie bereits erwähnt, wurden Analysen ähnlich der hier vorgestellten auch für die D - Mesonen (D^0, D^+ und D_s) innerhalb der ALEPH Kollaboration durchgeführt, deren Ergebnisse hier verwendet werden sollen.

Messung in %	stat. Fehler	sys Fehler	Fehler vom Vv. ¹
$f(b \rightarrow D^0 X) = 60,5$	2,4	1,6	1,9
$f(b \rightarrow D^+ X) = 23,4$	1,3	1,0	1,5
$f(b \rightarrow D_s X) = 18,3$	1,9	0,9	4,5
$f(b \rightarrow \Lambda_c X) = 11,0$	1,4	0,6	1,5
$f(b \rightarrow \Xi_c X) = 6,3$	–	2,1	–
$f(b \rightarrow \text{Charm.}) = 1,7(\times 2)$	0,5	1,1	–
<i>Summe</i> = 123,0	3,6	3,8	5,3

Tabelle 5.5: Beiträge der verschiedenen c - Hadronen zum „charm counting“.

Die Produktionsrate $f(b \rightarrow \Xi_c X)$ ist eine Abschätzung, da bei einigermaßen vernünftigen Annahmen über Produktionsraten, Verzweigungsverhältnisse und Selektionseffizienzen weniger als 2 bis 3 Kandidaten rekonstruiert werden könnten. Die Abschätzung basiert auf der gemessenen Produktionsrate von CLEO [67] für B - Mesonen von $f(B \rightarrow \Xi_c X) = (3,9 \pm 1,5)\%$, der Annahme das dieselbe für B_s Mesonen gleich oder allenfalls leicht erhöht ist und einer Produktionsrate von $\approx 22\%$ für Ξ_c aus b - Baryon Zerfällen, die aus dem Monte Carlo stammt. Werden die Anteile entsprechend ihrem Gewicht aus [56] zusammenaddiert, ergibt sich die genannte Zahl.

¹Vv = Verzweigungsverhältnis

Die Produktion von Ω_c wird gegenüber der von Λ_c^+ und Ξ_c wegen der doppelten s - Quark Unterdrückung als vernachlässigbar angesehen.

Um die Rate der Charmoniumzustände zu bekommen, wird die inklusive Messung der J/ψ Produktionsrate [68] von ALEPH verwendet $f(b \rightarrow J/\psi X) = (1,13 \pm 0,16)\%$. Davon müssen die J/ψ abgezogen werden, die aus Strahlungserfällen von höheren $c\bar{c}$ Zuständen kommen. Eine Messung von CLEO [69] hat diese zu $(0,32 \pm 0,04)\%$ bestimmt, so daß die direkte inklusive J/ψ Produktionsrate $(0,81 \pm 0,11)\%$ beträgt. Von dieser Zahl ausgehend läßt sich die totale Produktionsrate von $c\bar{c}$ Zuständen berechnen, indem die theoretisch berechneten relativen Anteile aus [70] verwendet werden. Damit ist $f(b \rightarrow \text{Charmonium}X) = (1,74 \pm 0,25 \pm 0,57)\%$, wobei eine konservative 30 % Unsicherheit zum systematischen Fehler hinzuaddiert wird.

Die folgende Abbildung zeigt die ALEPH Messung von n_c und des semileptonischen Verzweigungsverhältnisses. Die beiden Bänder enthalten den theoretisch erlaubten Bereich für das Verhältnis der beiden Größen, die schattierten Bereiche entstehen, wenn obere und untere Grenzen für n_c eingeführt werden. Wie leicht zu sehen ist, stimmen Theorie und Messung gut überein.

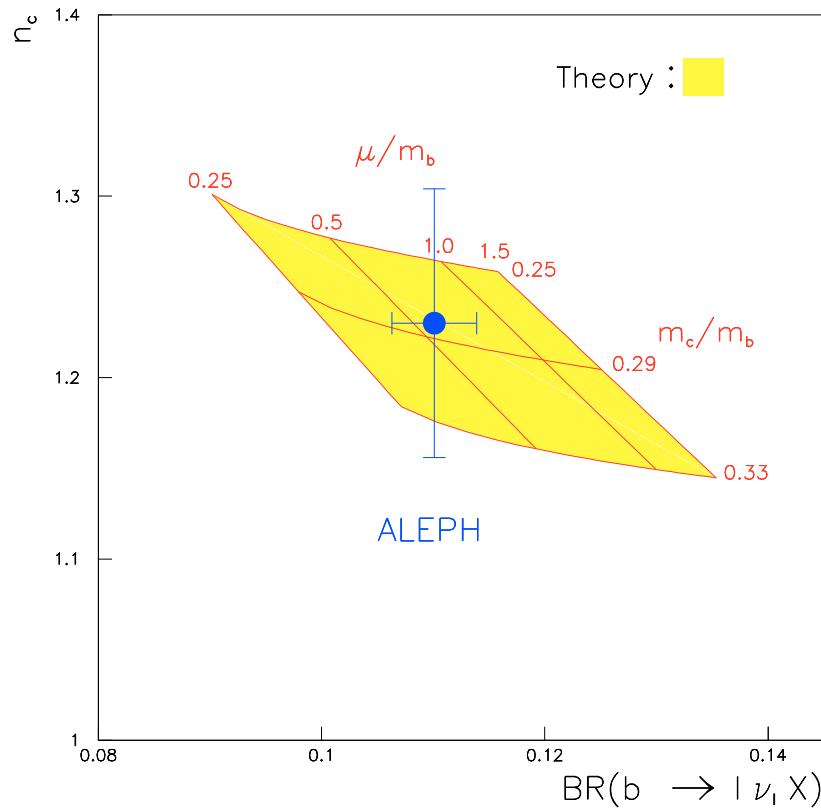


Abbildung 5.8: n_c gegen das semileptonische Verzweigungsverhältnis. Die grau unterlegte Fläche ist die Erwartung der Theorie, die Unsicherheit kommt aus der Unkenntnis des Massenverhältnisses m_c/m_b einerseits und der Renormierungsskala andererseits.

Kapitel 6

Zerfall $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$

In diesem Teil der Analyse soll versucht werden, das leichteste Baryon, das ein b Quark enthält, in dem exklusiven Zerfallskanal $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$ nachzuweisen, um seine Masse zu bestimmen. Obwohl nur wenige rekonstruierte Kandidaten erwartet werden, wenn das Verzweigungsverhältnis des analogen \bar{B}^0 Meson Zerfalls, $\bar{B}^0 \rightarrow D^+ \pi^- = 0,3 \pm 0,04\%$ [18] zugrunde gelegt wird, ist dieser Zerfallskanal dennoch gut zur exklusiven Rekonstruktion geeignet.

Das liegt daran, daß für die gesamte Massendifferenz zwischen Λ_c^+ und Λ_b ein einzelnes Pion aufkommen muß und somit zu einer Ereignismenge führt, die nur noch wenig Untergrundereignisse enthält. Höhermultiplizitäre Zerfälle hingegen, wie zum Beispiel $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ a_1^-$, die ein höheres Verzweigungsverhältnis erwarten lassen, sind wegen ihres schlechteren Signal zu Untergrundverhältnisses nicht geeignet. Der Grund dafür sind die relativ großen statistischen Fehler auf die Anzahl der Untergrundereignisse bei der geringen Anzahl erwarteter Signalereignisse, die jedes Signal insignifikant machen werden.

Dieses Signifikanzproblem besitzt auch diese Analyse, so daß die Anzahl der Untergrundereignisse sehr sorgfältig abgeschätzt werden muß, um auszuschließen, daß eine statistische Fluktuation das Signal vortäuscht. Demselben Zweck dient ein gleichzeitig durchgeführter Konsistenztest, bei dem mit dem analogen Satz von Schnitten, das \bar{B}^0 im Zerfall $\bar{B}^0 \rightarrow D^+ \pi^-$ und $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \pi^-$ und das B_s im Zerfall $B_s \rightarrow D_s^+ \pi^-$ rekonstruiert wird. Die erzeugten D Mesonen werden in den Zerfallskanälen $D^+ \rightarrow \pi^+ K^- \pi^+$, $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$, mit $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ und $D_s^+ \rightarrow K^+ K^- \pi^+$ rekonstruiert. Damit läßt sich bei vergleichbaren Rekonstruktionseffizienzen und Verzweigungsverhältnissen abschätzen, in wie weit das gesehene Signal real ist oder aus Untergrundfluktuationen entstanden sein muß.

6.1 Selektion der Kandidaten

Da in diesem Kapitel parallel zur Analyse des Zerfalls $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$ auch die anderen drei oben genannten Zerfälle mitanalysiert werden sollen, bezeichnet in diesem und den folgenden Abschnitte soweit nicht anders bemerkt, c - Hadron ein D^+ , D^{*+} , D_s^+ oder Λ_c^+ , b - Hadron ein \bar{B}^0 , B_s oder Λ_b und Proton ein Proton, Kaon oder Pion, je nach untersuchtem Zerfallskanal.

Da wegen der geringen Anzahl von insgesamt in diesem Endzustand erwarteten Kandidaten (ca. 40 Λ_b) die Selektionseffizienz hoch sein muß und die Reinheit der Ereignismenge durch den b - Tag und die Lebensdauer des Λ_b Kandidaten bestimmt wird, können die kinematischen Schnitte auf das Λ_c^+ im Gegensatz zur vorherigen Analyse gelockert werden.

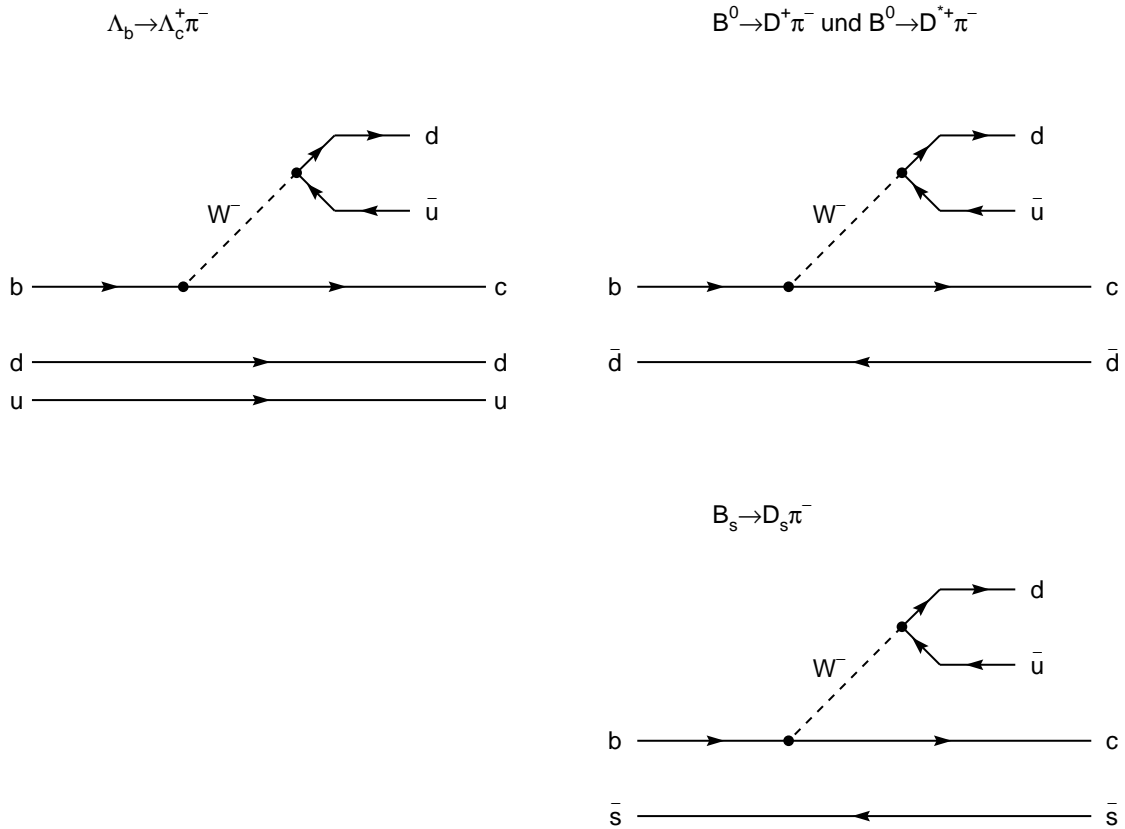


Abbildung 6.1: Feynmangraphen der oben angesprochenen vier b - Hadron Zerfälle. Sie unterscheiden sich lediglich in den nicht am Zerfall beteiligten Antiquarks bzw. Diquarks. Streng genommen ist dieses einfache Bild jedoch falsch, da die Quarks noch über Gluonaustausch miteinander wechselwirken, was aber unter Umständen vernachlässigbar ist, wie in Kapitel 3.8.2 angedeutet.

Die Vorselektion der b - Ereignisse wird in dieser Analyse mit dem Algorithmus QVSRCH durchgeführt. Um als b - Ereignis klassifiziert zu werden, muß $\Delta\chi_1^2 + \Delta\chi_2^2 > 20$ sein, womit eine Reinheit von 90% bei einer Effizienz von 64% [49] erreicht wird.

Zunächst wird ein c - Hadron Kandidat gesucht, der aus drei „guten“ Spuren auf derselben Seite eines b - Ereignisses besteht, wobei der Impuls des Pionkandidaten größer als 1,0 GeV/c, der des Kaonkandidaten größer als 2,0 GeV/c und der des Protonkandidaten größer als 4,0 GeV/c sein muß. Die drei Spuren werden zu einem gemeinsamen Vertex gefittet, der verworfen wird, wenn das χ^2 der Anpassung größer als 5,0 ist. Die Ionisationsverlustmessung R_x jedes Teilchens muß mit der entsprechenden Hypothese innerhalb von $2,5 \sigma$ übereinstimmen mit Ausnahme des Protonkandidaten, für den $-2,5 < R_p < 1,0$ gelten soll, um im Falle des Λ_c^+ den Untergrund von Pionen zu unterdrücken. In den anderen beiden Zerfällen ist dieser Schnitt von geringerer Bedeutung bzw. führt im \bar{B}^0 Zerfall sogar zu Effizienzverlusten und wird nur aus Konsistenzgründen beibehalten. Spuren ohne Ionisationsverlustmessung von den Drähte werden so behandelt, als hätten sie die Schnittkriterien erfüllt.

Da jedoch der dE/dx Schnitt auf den Protonkandidaten wichtig sein kann, um den B Meson Untergrund bei der Λ_b Suche zu unterdrücken, wird eine Parallelanalyse durchgeführt, die die dE/dx Messung von den Plättchen verwendet, wenn keine solche von den Drähten zur Verfügung steht. In den folgenden Tabellen ist diese Analyse mit „Mit dE/dx “ gekennzeichnet, während die andere, die Protonen ohne dE/dx von den Drähten sofort als solche akzeptiert, als „Ohne dE/dx “ markiert wird.

Von besonderem Interesse ist hier der Schnitt $\cos(\theta^*) > -0.5$. θ^* ist der Winkel des Protonkandidaten im Ruhesystem des c - Hadrons bezüglich dessen Flugrichtung. Wie in Abb.6.2 zu sehen, diskriminiert er als Λ_b rekonstruierte \bar{B}^0 Mesonen gegenüber korrekt rekonstruierten Λ_b . Auf diese Weise wird auch ohne Protonidentifikation durch dE/dx und ohne Vetoschnitte auf die D^+ und D_s^+ Masse des Λ_c^+ Kandidaten eine hohe Reinheit erreicht.

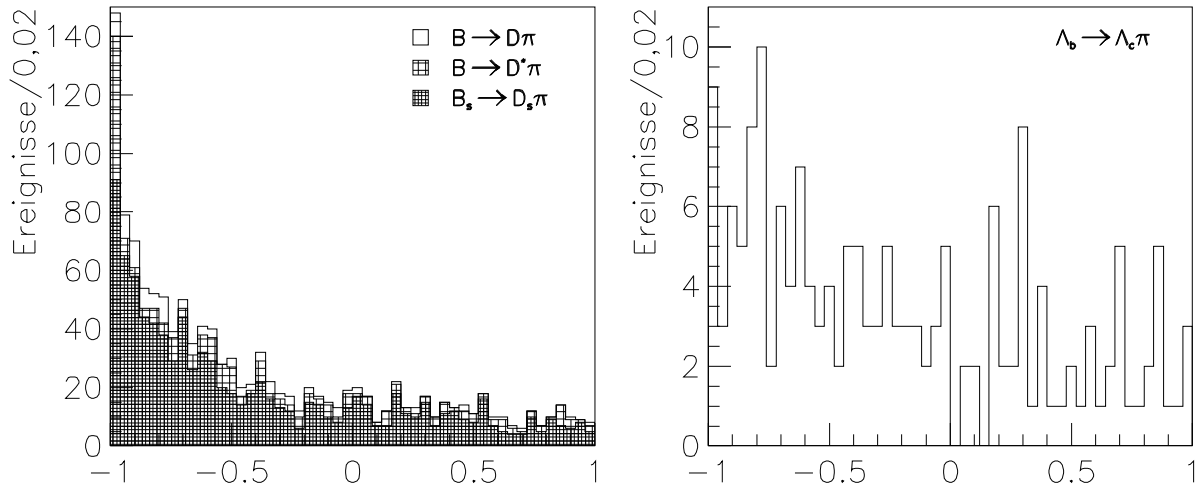


Abbildung 6.2: $\cos(\theta^*)$ Verteilung für \bar{B}^0 und B_s Mesonen, die als Λ_b rekonstruiert werden (links) und für korrekt rekonstruierte Λ_b (rechts). Ein Schnitt bei -0.5 reduziert den Untergrund aus dieser Quelle um 53% und vermindert das Signal um 33%.

Fällt die c - Hadron Masse in ein $30 \text{ MeV}/c^2$ Fenster um für dieselbiges erwartete Masse (also $|m_{\Lambda_c^+} - 2,285| < 0,015 \text{ MeV}/c^2$, $|m_{D_s} - 1,968| < 0,015 \text{ MeV}/c^2$, $|m_{D^{*+}} - 2,010| < 0,015 \text{ MeV}/c^2$ oder $|m_{D^+} - 1,869| < 0,015 \text{ MeV}/c^2$), wird ein weiteres Pion mit mindestens $3,0 \text{ GeV}/c$ Impuls dazu addiert, um den b - Hadron Kandidaten zu bilden. Besitzt dieser eine invariante Masse zwischen 5 und $6 \text{ GeV}/c^2$, wird das Pion mit dem c - Hadron Kandidaten zu einem gemeinsamen Vertex gefittet, wobei das χ^2 der Anpassung kleiner als $8,0$ sein muß. Von den vier Teilchen sollen mindestens drei Treffer im Vertexdetektor haben, um Kandidaten zu unterdrücken, die Spuren aus längerlebigen Teilchen, z.B. V^0 s, enthalten. Weiterhin wird verlangt, daß die drei Vertices, der Ereignisvertex, der b - Zerfallsvertex und der c - Zerfallsvertex in der richtigen Reihenfolge liegen, indem der Cosinus des Winkels zwischen der Flugrichtung und der Impulsrichtung ($\cos(\vec{P}\vec{V})$) sowohl des c - als auch des b - Hadrons jeweils größer als $0,9$ sein sollen.

Die folgende Tabelle zeigt die Schnitte noch einmal im Einzelnen:

$\Delta\chi_1^2 + \Delta\chi_2^2$	>	20,0
-2,5	< $R_{Proton'}$	< 1,0
-2,5	< R_{Kaon}	< 2,5
-2,5	< $R_{\pi(c-Had.)}$	< 2,5
-2,5	< $R_{\pi(b-Had.)}$	< 2,5
$p_{Proton'}$	>	4,0 GeV/c
p_{Kaon}	>	2,0 GeV/c
$p_{Pion(c-Had.)}$	>	1,0 GeV/c
$p_{Pion(b-Had.)}$	>	3,0 GeV/c
$\chi_{c-Vert.}^2$	<	5,0
$\chi_{b-Vert.}^2$	<	8,0
$ m_{\Lambda_c} - 2,285 $	<	0,015 MeV/c ²
$ m_{D_s} - 1,968 $	<	0,015 MeV/c ²
$ m_{D^{*+}} - 2,010 $	<	0,015 MeV/c ²
$ m_{D^+} - 1,869 $	<	0,015 MeV/c ²
$ m_{b-Had.} - 5,500 $	<	0,500 MeV/c ²
$VdetHits$	>	2,0
$\cos(\vec{P}\vec{V})(c-Had.)$	>	0,9
$\cos(\vec{P}\vec{V})(b-Had.)$	>	0,9
$\cos(\theta^*)$	>	-0,5

6.2 Abschätzung des Untergrundes

Das wesentliche Problem bei dieser Analyse ist, auszuschließen, daß das Signal durch eine Fluktuation des Untergrundes entstanden ist. Daher ist eine sorgfältige Abschätzung mit Hilfe simulierter Ereignisse nötig, die einen möglichst kleinen Fehler ergeben soll. Bedingt durch die harten Schnitte ist jedoch bei gleicher Anzahl von generierten hadronischen Z wie in den Daten vorhanden, die Anzahl der Untergrundereignisse, die sie überleben, sehr gering, so daß der gefundene Wert einen großen statistischen Fehler besitzt. Um diesen so zu minimieren, daß eine sinnvolle Aussage über die Signifikanz des Signales herauskommt, wären ungefähr 80 - 100 Millionen simulierter Ereignisse notwendig.

Da diese weder vorhanden sind noch sich innerhalb kurzer Zeit inklusive vollständiger Detektorsimulation generieren lassen, werden verschiedene Verfahren angewandt, um die vorhandenen Ereignisse besser ausnutzen zu können. Diese können grob in drei Klassen eingeteilt werden, nicht b - Ereignisse, kombinatorischer Untergrund und b - Hadron Zerfälle; diese Klassen werden in den folgenden Unterabschnitten erklärt.

6.2.1 Untergrund aus $udsc$ - Ereignissen

Unter dieser Art von Untergrund werden Ereignisse verstanden, bei denen kein b Quark im Ereignis vorhanden ist. Sie werden durch Schnitte auf die b - Tagvariable und die Zerfallslänge diskriminiert, das Massenfenster des c - Hadrons sollte hingegen genauso wenig Einfluß haben, wie der Wert der spezifischen Ionisation der einzelnen Teilchen. Daher kann zu seiner Abschätzung das Massenfenster der c - Hadronen von ± 15 MeV/c² um den Weltmittelwert auf ± 100 MeV/c² vergrößert und

darauf verzichtet werden, einen Schnitt auf den dE/dx Wert des Proton- und des Kaonkandidaten zu machen. Die Anzahl der auf diese Weise gefundenen nicht- b Ereignisse ist für die einzelnen Zerfallskanäle getrennt in der folgenden Tabelle aufgelistet:

Zerfallskanal	$\bar{B}^0 \rightarrow D^+\pi^-$	$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\pi^-$	$B_s \rightarrow D_s^+\pi^-$	$\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+\pi^-$	Summe
b Ereignisse	121	119	177	345	714
c Ereignisse	3	2	2	4	10
uds Ereignisse	0	0	0	0	0

Tabelle 6.1: Aus dem $q\bar{q}$ Monte Carlo gewonnene Anzahl von Ereignissen, die die Selektion ohne dE/dx Schnitte bei geöffnetem c - Hadron Massenfenster überleben.

Der Skalierungsfaktor ergibt sich aus dem Verhältnis von allen gefundenen Untergrundereignissen mit den gelockerten Schnitten zu denen ohne gelockerte Schnitte, multipliziert mit der relativen Ereignisanzahl zwischen Daten und Monte Carlo. Die Ergebnisse faßt die folgende Tabelle zusammen:

Zerfallskanal	$\bar{B}^0 \rightarrow D^+\pi^-$	$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\pi^-$	$B_s \rightarrow D_s^+\pi^-$	$\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+\pi^-$	Summe
$udsc$ -Ereignisse	$0,74 \pm 0,44$	$0,12 \pm 0,09$	$0,20 \pm 0,15$	$0,21 \pm 0,15$	$1,00 \pm 0,33$

Tabelle 6.2: Aus Tabelle 6.1 mit den entsprechenden Skalierungsfaktoren errechnete Anzahl von Untergrundereignissen aus nicht b - Ereignissen

Um den wahren Untergrund unter dem Signal zu bestimmen, müssen diese Zahlen später noch auf ein $100 \text{ MeV}/c^2$ Massenfenster normiert werden, da ein mögliches Signal ungefähr diese Breite besitzt, wie auf der Abbildung 6.8 leicht zu sehen ist.

6.2.2 Kombinatorischer Untergrund

Der kombinatorisch Untergrund besteht aus Ereignissen, bei denen mindestens ein Teilchen kein b - Hadron als Vorfahren hat, also aus der Fragmentation kommt. Um ihn abzuschätzen, wird folgendes Verfahren angewandt: Alle Schnitte, die nicht sensitiv auf die Ereignistopologie sind, werden weggelassen oder gelockert. Das sind wie schon bei dem Untergrund aus nicht b - Ereignissen, die spezifische Ionisation des „Proton“- und des Kaonkandidaten und das Massenfenster des c - Hadrons. Aus simulierten Ereignissen können die Anzahlen n_i^p und n_i^K bestimmt werden, hier bedeutet n_i^x n Teilchen der Sorte i (p, K, π, μ, e) werden als x (Proton, Kaon) verwendet. Ebenfalls dem Monte Carlo werden die Wahrscheinlichkeiten, daß ein Teilchen der Sorte i den dE/dx Schnitt für die Hypothese Proton oder Kaon p_i^p und p_i^K überlebt, entnommen. Hier ist es zweckmäßig, eine möglichst große Anzahl von Ereignissen zu haben, um den Fehler auf die p_i^x zu minimieren. Da diese Wahrscheinlichkeiten von der speziellen Art der Analyse unabhängig sind, kann ein in ausreichender Menge vorhandenes $q\bar{q}$ Monte Carlo dazu verwendet werden. Die Anzahl der Ereignisse aus kombinatorischem Untergrund errechnen sich dann nach:

$$N_{komb} = \frac{30}{200} * \frac{1}{N^2} * \Sigma(n_i^p * p_i^p) * \Sigma(n_i^K * p_i^K)$$

mit

$$N = \sum_i (n_i^p + n_i^k)$$

Mit dE/dx				
Zerfallskanal	$\bar{B}^0 \rightarrow D^+ \pi^-$	$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \pi^-$	$B_s \rightarrow D_s^+ \pi^-$	$\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$
Ereignisse gesamt	$4,94 \pm 0,74$	$5,24 \pm 0,76$	$6,65 \pm 0,82$	$3,48 \pm 0,41$
Ereignisse, die zum Signal beitragen	$0,69 \pm 0,10$	$0,79 \pm 0,11$	$0,73 \pm 0,09$	$0,24 \pm 0,03$
Ohne dE/dx				
Zerfallskanal	$\bar{B}^0 \rightarrow D^+ \pi^-$	$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \pi^-$	$B_s \rightarrow D_s^+ \pi^-$	$\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$
Ereignisse	$5,18 \pm 0,77$	$5,50 \pm 0,79$	$6,65 \pm 0,82$	$4,54 \pm 0,41$
Ereignisse, die zum Signal beitragen	$0,73 \pm 0,11$	$0,83 \pm 0,12$	$0,73 \pm 0,09$	$0,32 \pm 0,03$

Tabelle 6.3: Anzahl der erwarteten Ereignisse aus kombinatorischem Untergrund der verschiedenen Zerfälle.

Von der Gesamtzahl der erwarteten kombinatorischen Untergrundereignisse können jedoch nicht alle zu Signal beitragen, da die Anzahl der Ereignisse mit zunehmender Masse abnimmt, wie in Abbildung 6.3 zu sehen ist. Deshalb wird an die aus dem Monte Carlo erhaltene Massenverteilung dieser Ereignisse getrennt für jeden Zerfallskanal ein Polynom zweiten Grades angepaßt und anhand dieses Polynoms der relative Anteil aller Ereignisse, die in den Signalbereich fallen, errechnet. Als Signalbereich werden dabei die Intervalle $5,23 < m_{\bar{B}^0} < 5,33$ für das \bar{B}^0 und $5,32 < m_{B_s} < 5,42$ für das B_s angenommen; weil die Masse des Λ_b als nicht bekannt, aber oberhalb $5,5 \text{ GeV}/c^2$ liegend, angenommen wird, zählen alle Ereignisse in diesem Bereich als mögliche Untergrundergebnisse mit. Mit den solcherart gewonnenen Skalierungsfaktoren werden die absoluten Anzahlen dann herunterskaliert.

Die beiden folgenden Tabellen enthalten die Wahrscheinlichkeiten mit denen ein Teilchen der Sorte i den Schnitt auf seine Hypothese unter den in diesem Kapitel genannten Voraussetzungen (Schnittintervalle, dE/dx Verfügbarkeit) überlebt.

Ohne dE/dx					
Teilchen	Proton	Kaon	Pion	Myon	Elektron
p_i^p	0,77	0,57	0,25	0,18	0,14
p_i^K	0,83	0,96	0,77	0,70	0,22
p_i^π	0,34	0,78	0,96	0,94	0,52

Tabelle 6.4: Überlebenswahrscheinlichkeiten der einzelnen Teilchen, falls Kandidaten auch ohne dE/dx Messung von den Drähten akzeptiert werden können. Dies betrifft ca. 12% aller Teilchen, so daß die entsprechende Anzahl sämtlicher die TPC passierender Teilchensorten akzeptiert wird. Dieses ist der Grund für die hohe Anzahl von Elektronen, die von dem eigentlichen dE/dx Meßwert her sonst fast vollständig herausfallen würden.

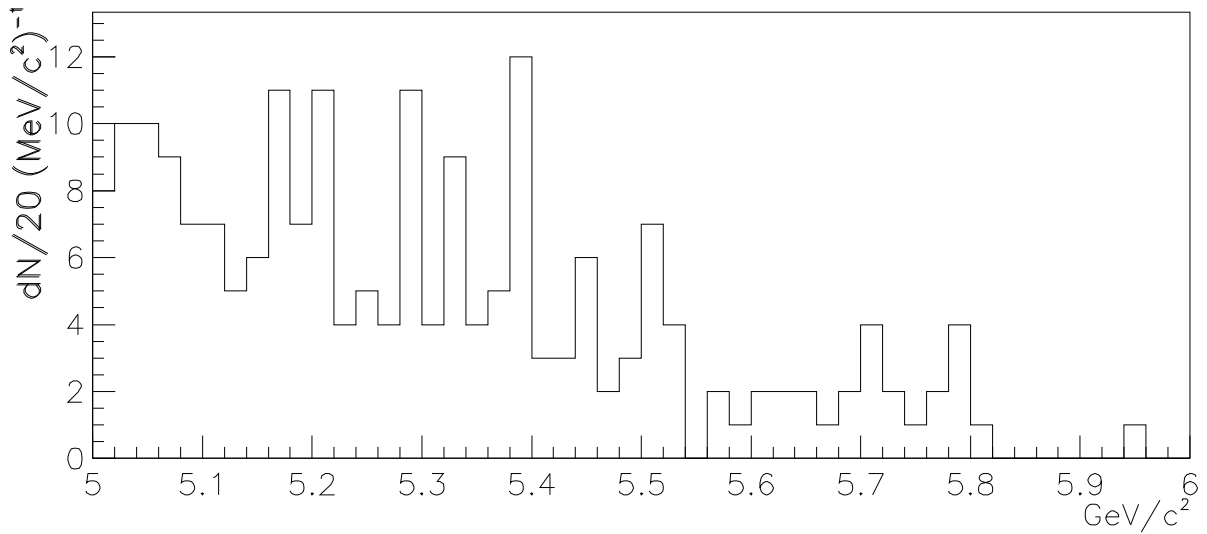


Abbildung 6.3: Massenverteilung des kombinatorischen Untergrundes im Zerfall $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$. Aus einem Fit an diese Verteilung wird der Skalierungsfaktor gewonnen, mit dessen Hilfe die Anzahl der zum Signal beitragen könnenden Ereignisse bestimmt wird.

Mit dE/dx					
Teilchen	Proton	Kaon	Pion	Myon	Elektron
p_i^p	0,75	0,53	0,16	0,08	0,03
p_i^K	0,81	0,95	0,76	0,68	0,11
p_i^π	0,26	0,76	0,95	0,93	0,47

Tabelle 6.5: Überlebenswahrscheinlichkeiten der einzelnen Teilchen, falls dE/dx Messung von den Plättchen verwendet wird, wenn keine von den Drähten zur Verfügung steht. Da die Schnitte von ihrer Wahl her nicht 100% effizient sind, sind die Wahrscheinlichkeiten kleiner, als in der vorherigen Tabelle. Gut zu sehen ist auch die wesentlich bessere Unterdrückung von Elektronen, Myonen und Pionen.

6.2.3 Untergrund von b - Hadron Zerfällen

Dieser Untergrund sind Zerfälle von b - Hadronen -aufgrund der erwarteten Komposition im wesentlichen B und B_s Mesonen- von denen einige ihrer Zerfallsteilchen zu dem pseudo b - Teilchen kombiniert werden. Da davon ausgegangen werden muß, daß weder alle möglichen Zerfallskanäle in das Monte Carlo eingebaut worden sind, noch alle Verzweigungsverhältnisse korrekt wiedergegeben sind, kann das vorhandene $q\bar{q}$ zunächst nicht zur Abschätzung dieses Untergrundes herangezogen werden.

Stattdessen wird ein simples Monte Carlo benutzt, welches die folgenden Zerfälle als Phasenraumzerfälle generiert:

$$\begin{array}{lcl}
\bar{B}^0 & \rightarrow & K \ n\pi \\
\bar{B}^0 & \rightarrow & D^+ \ (n-2)\pi \\
& & \quad \downarrow \\
& & \quad K \ 2\pi \\
\bar{B}^0 & \rightarrow & D^{*+} \ (n-2)\pi \\
& & \quad \downarrow \\
& & \quad D^0 \ \pi \\
& & \quad \quad \downarrow \\
& & \quad \quad K \ \pi \\
B_s & \rightarrow & 2K \ n\pi \\
B_s & \rightarrow & D_s \ (n-1)\pi \\
& & \quad \downarrow \\
& & \quad 2K \ \pi
\end{array}$$

Der Impuls des b - Hadrons wird dabei so gewählt, daß sie dasselbe Impulsspektrum haben, das das modifizierte JETSET für diese Teilchen benutzt. Alle möglichen Kombinationen von jeweils vier Teilchen werden zu einem b - Hadron kombiniert und nur behalten, wenn sie sämtliche in der Analyse verwendeten Impuls- und Winkelschnitte passieren. Außerdem wird jedes Teilchen entsprechend seiner Sorte mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit verworfen, die derjenigen entspricht, daß ein solches den verwendeten dE/dx - Schnitt nicht überlebt.

Aus den so generierten Spektren invarianter Masse lassen sich folgende Schlüsse ziehen:

- Je höher die Anzahl generierter Spuren am Anfang ist, desto geringer ist die Wahrscheinlichkeit, die Selektion zu überleben, da sich die anfangs vorhandene Energie auf immer mehr Teilchen verteilt. Bei mehr als neun generierten Spuren erfüllt kein Ereignis mehr alle Schnittbedingungen.
- Mit steigender Anzahl generierter Spuren werden die Spektren von reinem Phasenraum Monte Carlo und solchem mit Zwischenzuständen ähnlicher. Der Grund dafür liegt darin, daß die immer mögliche Wahl der Zerfallswinkel in Verbindung mit dem Lorenzboost und den hierbei noch nicht berücksichtigten möglichen verschiedenen Zerfallsketten für einen Pseudophasenraum sorgt. Da es somit nur auf die Zerfallstopologie (6,7,8,... Teilchen Endzustand) ankommt, läßt sich dieser Untergrund mit Hilfe des vorhandenen Monte Carlos abschätzen, welches die vollständige Detektorsimulation enthält.
- Bei b - Hadron Zerfällen mit weniger als sechs Teilchen im Endzustand ist ein großer Einfluß der Zwischenzustände auf die Form des Spektrums festzustellen. Da diese Zerfälle sowohl in relativ geringer Anzahl vorkommen als auch die Anzahl der möglichen Zerfallsketten klein ist, ist es machbar, speziell Ereignisse dieser Art in ausreichender Anzahl zu generieren und auf sie die vollständige Detektorsimulation anzuwenden.

Die Unsicherheit in der Anzahl der Untergrundereignisse enthält nicht nur die statistischen Beiträge, die sich prinzipiell beliebig klein machen lassen würden, sondern auch systematische Beiträge. Diese sind verursacht durch die Unkenntnis der relativen Produktionsraten der verschiedenen b - Hadronen und die der Verzweigungsverhältnisse. Bei der Berechnung der systematischen Unsicherheit muß zwischen zwei Fällen unterschieden werden. Von den hauptsächlich zum Untergrund beitragenden Zerfällen sind die meisten Verzweigungsverhältnisse bekannt, wenn nicht, werden analoge eines anderen b - Hadrons, in der Regel die des \bar{B}^0 Mesons, mit einer 50% Unsicherheit verwendet. Endzustände, von denen allenfalls ein Ereignis die Selektion überlebt, werden als topologische Ereignisse behandelt, d.h. sie werden nach der Anzahl der Teilchen im Endzustand klassifiziert und es wird angenommen, daß die topologischen Verzweigungsverhältnisse der b - Hadronen auf mindestens 5% bekannt sind. Wäre dem nicht so, müßten Unterschiede zwischen Daten und Monte Carlo in der mittleren Anzahl von geladenen oder neutralen Teilchen sichtbar sein.

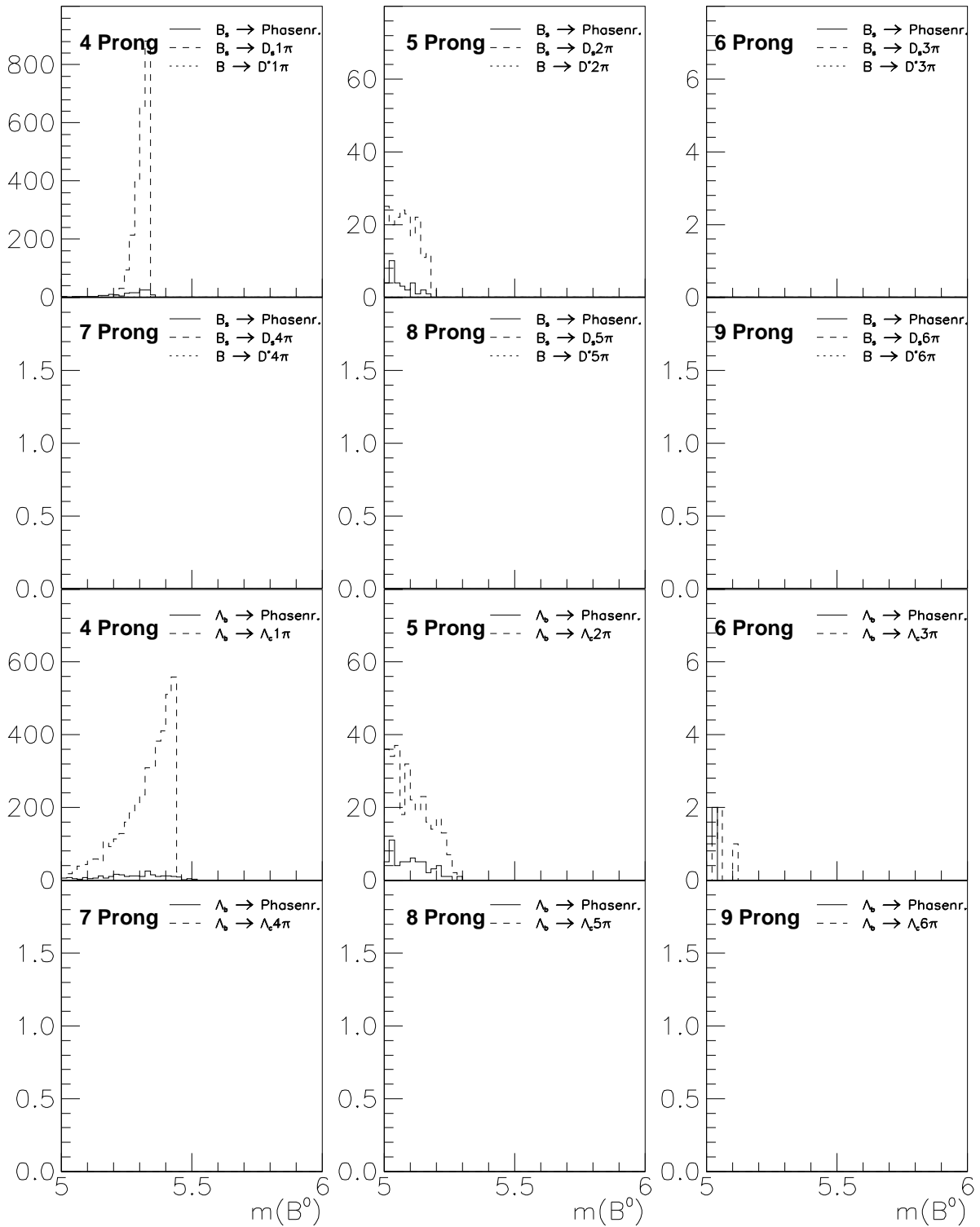


Abbildung 6.4: Untergrund aus n - Prong Zerfällen von B -Hadronen für den Zerfall $\bar{B}^0 \rightarrow D^+\pi^-$. In jedem der hier gezeigten Zerfallskanäle der unterschiedlichen Teilchen wurden insgesamt 500.000 Ereignisse generiert. Die hier gezeigte Ereignisse sind diejenigen von ihnen, die sämtliche kinematischen Schnitte überlebt haben.

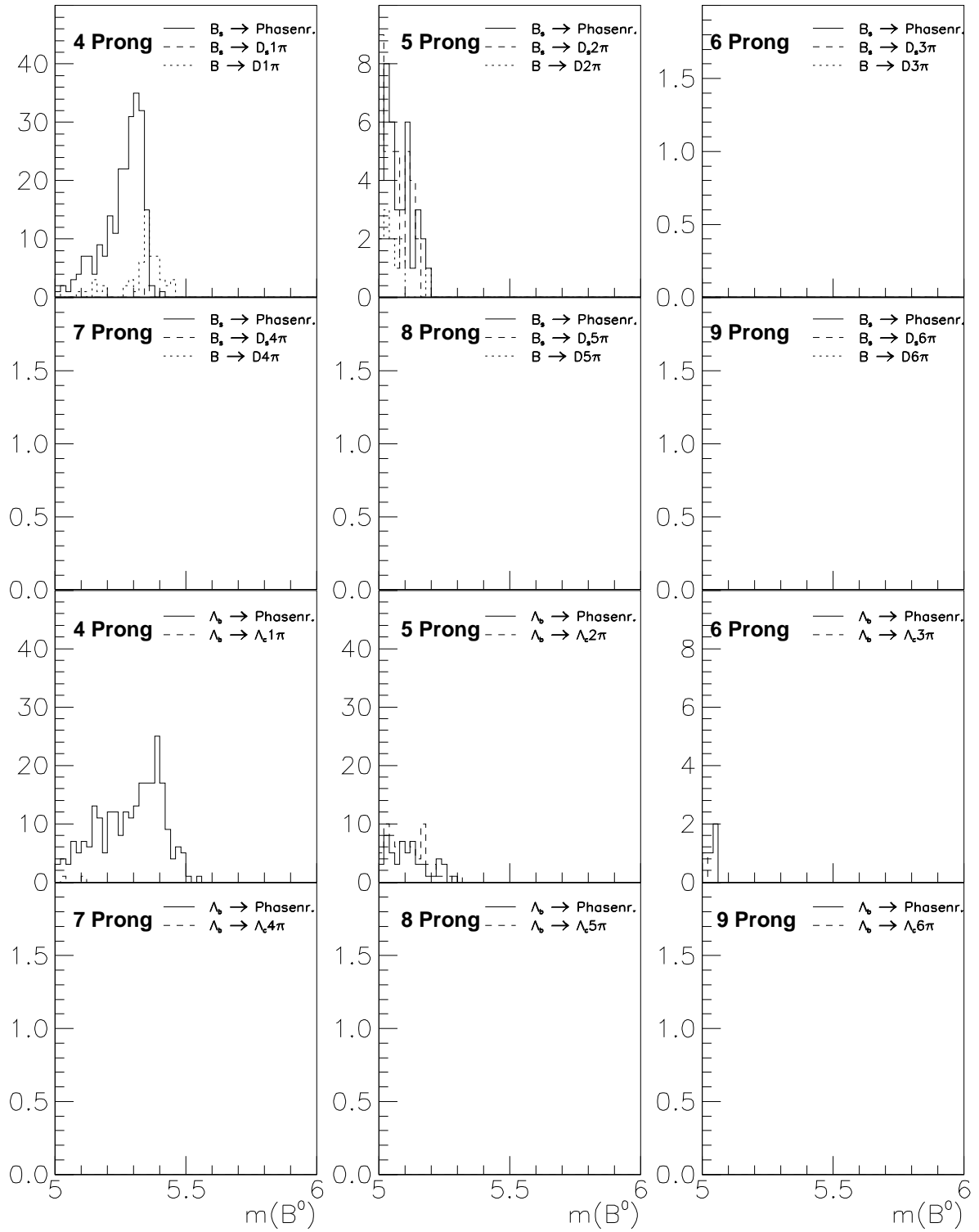


Abbildung 6.5: Dasselbe Bild wie auf der vorhergehenden Seite für Zerfälle $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\pi^-$.

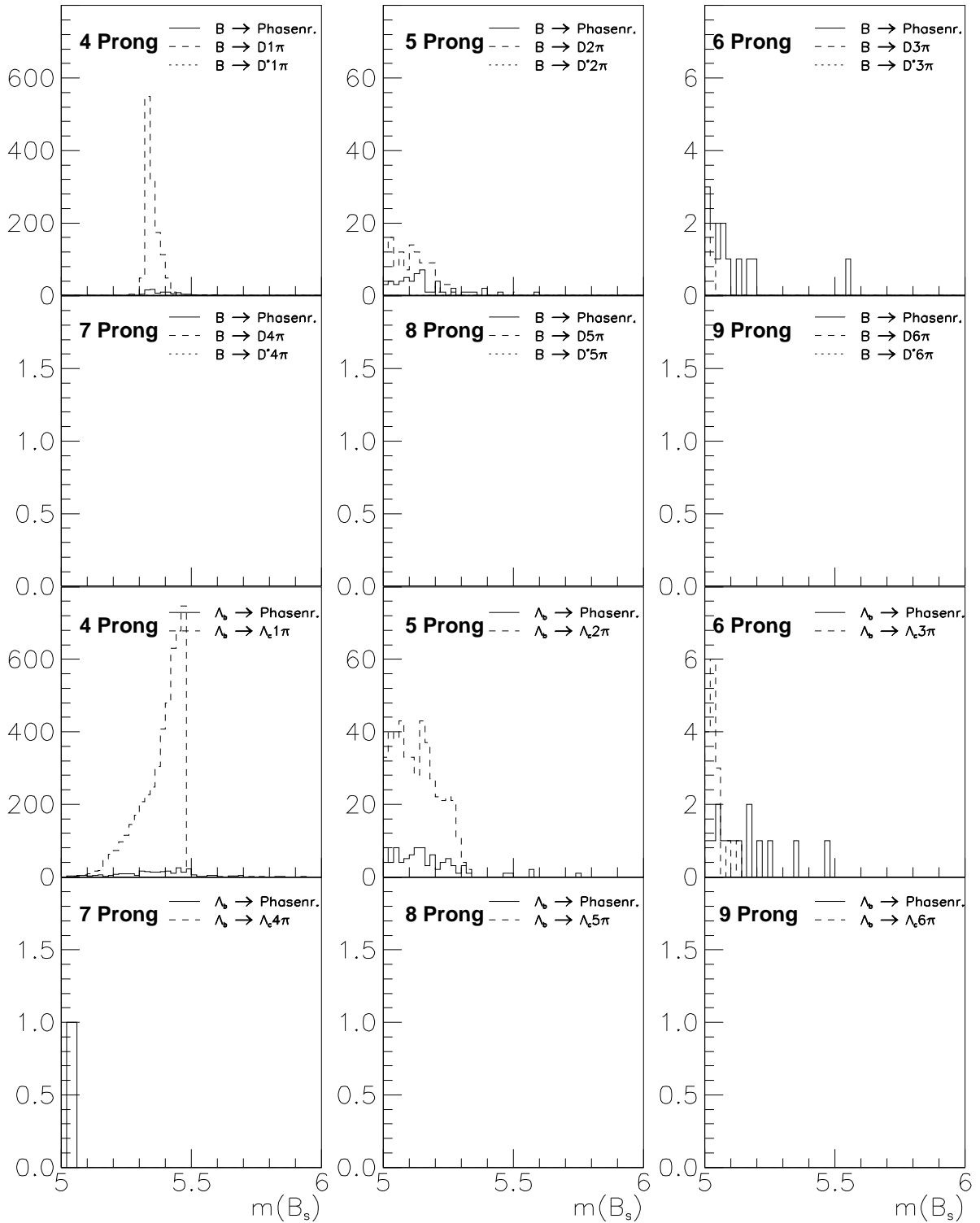


Abbildung 6.6: Dasselbe Bild wie auf der vorhergehenden Seite für Zerfälle $\bar{B}_s \rightarrow \bar{D}_s \pi^-$.

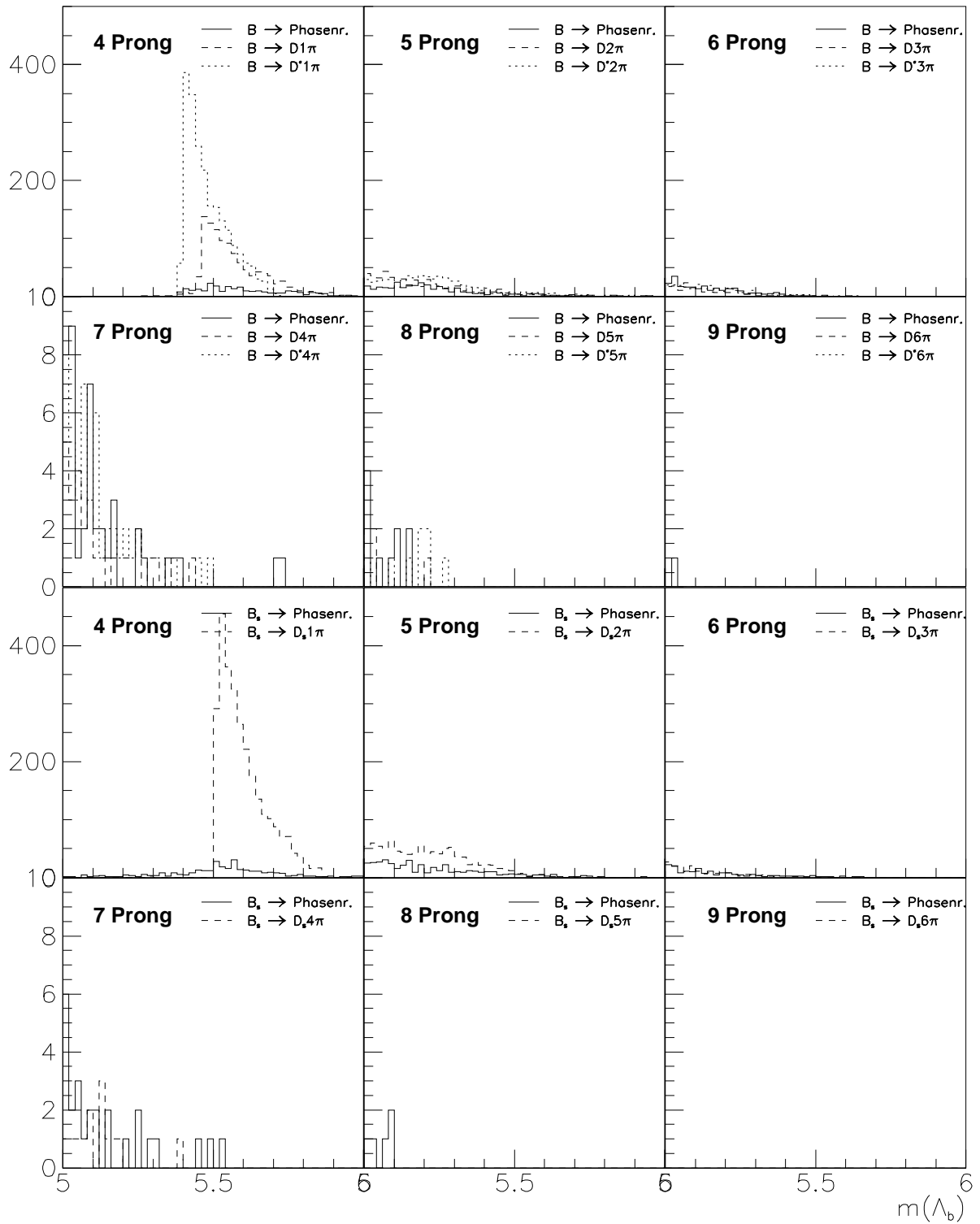


Abbildung 6.7: Dasselbe Bild wie auf der vorhergehenden Seite für Zerfälle $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$.

Die Produktionsraten der b - Hadronen und deren Unsicherheiten werden aus [56] übernommen. Eine erhöhter Anteil an zum Beispiel B_s Mesonen schlägt sich natürlich in einem verminderten Anteil an B Mesonen oder b - Baryonen nieder, so daß die dort angegebenen Unsicherheiten stark miteinander korreliert sind. Bei der Abschätzung des systematischen Beitrages aus dieser Quelle irgendeines zum Untergrund beitragenden Zerfalles wird daher nur die Unsicherheit auf die Produktionsrate des zerfallenden Hadrons verwendet.

Bei der Berechnung der Untergrundereignisse sind gegebenenfalls Korrekturen anzubringen, die im wesentlichen aus der in Daten und Monte Carlo unterschiedlichen Überlebenswahrscheinlichkeit der dE/dx Schnitte herrühren. Wegen der in Kapitel 4.4 angesprochenen Schwierigkeiten, diese aufgrund der unterschiedlichen dort und hier auftretenden Impulsspektren der Teilchen, exakt zu bestimmen, wird hier die Annahme gemacht, in den Daten überleben jeweils ($15 \pm 5\%$) weniger Pionen den Schnitt auf die Proton und die Kaonkompatibilität als im Monte Carlo. Die dominierenden Zerfälle werden auf diesen Effekt korrigiert und enthalten den entsprechenden Beitrag zum systematischen Fehler.

In den folgenden Sektionen werden die einzelnen Beiträge zum b - Hadron Untergrund besprochen, wobei die hinterher relevante Zahl der zu erwartenden Untergrundereignisse in Tabellen aufgelistet wird. Der dort angegebene erste Fehler ist der jeweilige statistische, der zweite ist die systematische Unsicherheit. Die nachfolgende Tabelle vermittelt eine Übersicht über die je nach Untergrund verschiedenen zu verwendenden Datensätze.

Datensatz	Anzahl der Ereignisse	Skalierungsfaktor
Echte Ereignisse	4.029.123	1,00
$q\bar{q}$ Monte Carlo	7.666.276	1,90
$b\bar{b}$ Monte Carlo	$\hat{=} 14.637.155 q\bar{q}$	3,63
eigenes Monte Carlo	$\hat{=} 53.339.518 q\bar{q}$	13,24

Tabelle 6.6: Überblick über die verwendeten simulierten Datensätze und ihr equivalent in $q\bar{q}$ Ereignissen. Je nach Art des Untergrundes lassen sich diese auch miteinander kombinieren.

Zerfälle in 4 geladene Teilchen

Die Tabelle zeigt die Anzahl der generierten Zerfälle, die alle Schnitte eines jeweils anderen Zerfallskanals überlebt haben. In der ersten Tabelle sind dabei diejenigen berücksichtigt, bei denen für den Protonkandidaten dE/dx Information vorliegt, während die zweite alle ohne dE/dx Information enthält.

Mit dE/dx					
Zerfallskanal rekonstruiert als	$B \rightarrow D\pi$	$B \rightarrow D^*\pi$	$B_s \rightarrow D_s\pi$	$\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c\pi$	übrige
$B \rightarrow D\pi$	379	0	4	1	11
$B \rightarrow D^*\pi$	0	91	0	2	5
$B_s \rightarrow D_s\pi$	44	0	42	13	4
$\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c\pi$	1	3	1	84	1

Ohne dE/dx					
Zerfallskanal rekonstruiert als	$B \rightarrow D\pi$	$B \rightarrow D^*\pi$	$B_s \rightarrow D_s\pi$	$\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c\pi$	übrige
$B \rightarrow D\pi$	388	0	5	1	11
$B \rightarrow D^*\pi$	0	92	0	2	5
$B_s \rightarrow D_s\pi$	49	0	42	15	5
$\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c\pi$	6	3	1	85	2

Tabelle 6.7: Gesamtzahl der in den verschiedenen Kanälen selektierten Teilchen. Aus den Zahlen, bei denen generierter und rekonstruierter Zerfall gleich sind, errechnet sich die Effizienz, die anderen werden zur Abschätzung des Untergrundes herangezogen. In der Spalte „übrige“ sind andere Endzustände mit 4 Teilchen des entsprechenden Hadrons aus dem $q\bar{q}$ und $b\bar{b}$ aufgezählt. Ein Beispiel dafür ist $\bar{B}^0 \rightarrow J/\Psi K^*$ mit $J/\Psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ und $K^* \rightarrow K^+\pi^-$.

Aus Tabelle 6.7 ergibt sich dann der gesamte Untergrund aus Endzuständen mit vier Teilchen in 4 Millionen $q\bar{q}$ Ereignissen zu:

Mit dE/dx		
Zerfallskanal	$b \rightarrow c\pi$	übrige
$B \rightarrow D\pi$	$0,27 \pm 0,12 \pm 0,14$	$1,99 \pm 0,60 \pm 0,16$
$B \rightarrow D^*\pi$	$0,11 \pm 0,08 \pm 0,07$	$0,90 \pm 0,40 \pm 0,24$
$B_s \rightarrow D_s\pi$	$2,93 \pm 0,40 \pm 0,58$	$0,72 \pm 0,36 \pm 0,14$
$\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c\pi$	$0,27 \pm 0,12 \pm 0,04$	$0,18 \pm 0,18 \pm 0,01$

Ohne dE/dx		
Zerfallskanal	$b \rightarrow c\pi$	übrige
$B \rightarrow D\pi$	$0,32 \pm 0,13 \pm 0,17$	$1,99 \pm 0,60 \pm 0,16$
$B \rightarrow D^*\pi$	$0,11 \pm 0,08 \pm 0,07$	$0,90 \pm 0,40 \pm 0,24$
$B_s \rightarrow D_s\pi$	$3,46 \pm 0,43 \pm 0,66$	$0,90 \pm 0,40 \pm 0,27$
$\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c\pi$	$0,53 \pm 0,17 \pm 0,07$	$0,36 \pm 0,26 \pm 0,02$

Tabelle 6.8: Summe der Untergründe aus b - Hadron Zerfällen mit vier Teilchen im Endzustand.

Die nächste Tabelle enthält die Rekonstruktionseffizienzen für die einzelnen Zerfälle und die Anzahl der erwarteten Kandidaten unter der Annahme das Produktionsverhältnis $\bar{B}^0 : B_s : \Lambda_b$ sei $0,382:0,122:0,115$ [56], und das Verzweungsverhältnis (b - Hadron $\rightarrow c$ - Hadron π) 0.5% für B_s und Λ_b . Die restlichen Verzweungsverhältnisse stammen aus [18]

Mit dE/dx				
Zerfallskanal	$\bar{B}^0 \rightarrow D^+\pi^-$	$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\pi^-$	$B_s \rightarrow D_s^+\pi^-$	$\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+\pi^-$
Rekonstruktionseffizienz (%)	$12,38 \pm 0,60$	$9,67 \pm 0,96$	$9,17 \pm 1,35$	$7,27 \pm 0,76$
erwartete Ereignisse	$22,45 \pm 3,67$	$4,37 \pm 0,75$	$4,47 \pm 2,77$	$2,56 \pm 1,61$

Ohne dE/dx				
Zerfallskanal	$\bar{B}^0 \rightarrow D^+\pi^-$	$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\pi^-$	$B_s \rightarrow D_s^+\pi^-$	$\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+\pi^-$
Rekonstruktionseffizienz (%)	$12,67 \pm 0,60$	$9,78 \pm 0,97$	$9,17 \pm 1,35$	$7,35 \pm 0,77$
erwartete Ereignisse	$22,98 \pm 3,76$	$4,42 \pm 0,76$	$4,47 \pm 2,77$	$2,59 \pm 1,63$

Tabelle 6.9: Rekonstruktionseffizienzen der Endzustände.

Der Vergleich der Tabellen 6.8 und 6.9 zeigt, daß es wohl fast unmöglich ist, ein B_s nachzuweisen, da der Untergrund aus \bar{B}^0 Zerfällen bereits höher ist als das erwartete Signal. Hinzu kommt, wie in Abbildung 6.8 zu sehen ist, daß das als B_s rekonstruierte \bar{B}^0 knapp unterhalb der B_s Masse eine signalartige Struktur zeigt, so daß hier die sonst angewendete Normierung auf ein 100 MeV/c² Massenfenster nicht möglich ist.

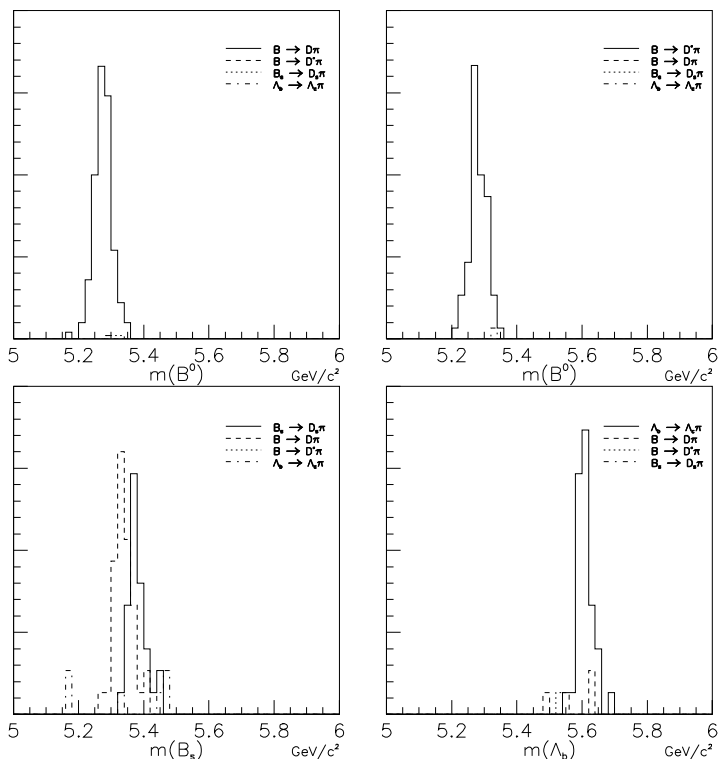


Abbildung 6.8: Aus dem Monte Carlo erwartete Auflösung und Untergrund von den jeweils analogen c - Hadron Zerfällen. Dieser ist außer beim Zerfall $B_s \rightarrow D_s^+\pi^-$, bei dem die Anzahl der falsch rekonstruierten $\bar{B}^0 \rightarrow D^+\pi^-$ fast genau so groß wie die der Signalereignisse ist, unkritisch, es sei denn die Produktionsraten in der Simulation sind grob falsch.

Zerfälle in 5 Teilchen

Der Untergrund von 5-Teilchen Endzuständen gliedert sich in zwei Klassen, deren eine nicht zum Untergrund im Signalbereich beitragen kann, aber dennoch berücksichtigt werden muß, da sie zur Gesamtzahl der Ereignisse im Massenbereich zwischen 5 und 6 GeV/c² beiträgt. Es handelt sich

dabei um Zerfälle des entsprechenden b - Hadrons, bei denen das c - Hadron korrekt rekonstruiert wird, jedoch bei der Bildung des b - Hadrons das fünfte, neutrale Teilchen nicht mitgenommen wird. Nach Monte Carlo Studien tragen zu diesem Untergrund, von Ausnahmen abgesehen, Zerfälle der Art ($b \rightarrow c\mu\bar{\nu}_\mu$), ($b \rightarrow c\rho$) und ($b \rightarrow c\pi^+\pi^0$) bei.

Andere 5 Körper Endzustände können bei Misidentifikation von Teilchen sehr wohl zum Untergrund im Signalbereich beitragen, sie bilden die zweite Klasse und werden deshalb getrennt aufgeführt.

Mit dE/dx		
Zerfallskanal	Ereignisse, die zum Signal beitragen können	Ereignisse, die nicht zum Signal beitragen können
$\bar{B}^0 \rightarrow D^+\pi^-$	$1,94 \pm 0,53 \pm 0,40$	$9,44 \pm 0,94 \pm 3,66$
$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\pi^-$	$0,43 \pm 0,27 \pm 0,13$	$2,11 \pm 0,40 \pm 0,36$
$B_s \rightarrow D_s^+\pi^-$	$3,80 \pm 0,63 \pm 0,88$	$2,49 \pm 0,43 \pm 1,40$
$\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+\pi^-$	$1,02 \pm 0,40 \pm 0,19$	$3,47 \pm 0,51 \pm 2,50$
Ohne dE/dx		
Zerfallskanal	Ereignisse, die zum Signal beitragen können	Ereignisse, die nicht zum Signal beitragen können
$\bar{B}^0 \rightarrow D^+\pi^-$	$2,03 \pm 0,55 \pm 0,41$	$9,59 \pm 0,85 \pm 3,72$
$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\pi^-$	$0,49 \pm 0,28 \pm 0,15$	$2,11 \pm 0,40 \pm 0,36$
$B_s \rightarrow D_s^+\pi^-$	$4,01 \pm 0,68 \pm 0,89$	$2,57 \pm 0,44 \pm 1,45$
$\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+\pi^-$	$2,28 \pm 0,56 \pm 0,28$	$3,55 \pm 0,18 \pm 2,56$

Tabelle 6.10: Untergrund aus 5 Teilchenendzuständen in den entsprechenden Zerfallskanälen.

Zerfälle in 6-9 Teilchen

Da keine spezifischen Zerfälle diesen Untergrund dominieren und die Massenverteilungen spezifischer Endzustände sich kaum von reinen Phasenraumzerfällen unterscheiden, kann er mit dem vorhandenen $q\bar{q}$ und $b\bar{b}$ Monte Carlos abgeschätzt werden. Die Anzahl der erwarteten Untergrundereignisse im Massenbereich zwischen 5 und 6 GeV/c² ist in der folgenden Tabelle aufgelistet.

Zerfallskanal	Ereignisse mit dE/dx	Ereignisse ohne dE/dx
$\bar{B}^0 \rightarrow D^+\pi^-$	$1,13 \pm 0,46 \pm 0,20$	$1,13 \pm 0,46 \pm 0,20$
$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\pi^-$	$0,36 \pm 0,36 \pm 0,18$	$0,72 \pm 0,36 \pm 0,45$
$B_s \rightarrow D_s^+\pi^-$	$1,32 \pm 0,50 \pm 0,24$	$1,32 \pm 0,50 \pm 0,24$
$\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+\pi^-$	$1,32 \pm 0,50 \pm 0,17$	$1,51 \pm 0,53 \pm 0,18$

Tabelle 6.11: Erwartete Untergrundereignisse aus 6-9 Körperzerfällen. Höhermultiplizitäre Zerfälle tragen nicht zum Untergrund bei, da sie die angewendeten Schnitte nicht überleben.

Mit den hier aufgeführten Zahlen läßt sich der insgesamt erwartete Untergrund berechnen. Die Tabelle enthält sowohl die Anzahl der in einem Massenfenster von 100 MeV/c² erwarteten Untergrundereignisse als auch die Anzahl der insgesamt zwischen 5 und 6 GeV/c² erwarteten

Ereignisse. Bei der ersteren Zahl fehlen die Mehrkörperzerfälle des entsprechenden Hadrons, die aus kinematischen Gründen nicht zum Untergrund beitragen können. Der für das B_s enthält die nicht skalierte Anzahl von fälschlich rekonstruierten \bar{B}^0 Mesonen, die unter B_s Annahme rekonstruiert, in der Nähe der erwarteten B_s Masse eine Anhäufung zeigen.

Mit dE/dx		
Zerfallskanal	Ereignisse im Signalbereich	Ereignisse gesamt
$B^0 \rightarrow D^+ \pi^-$	$1,30 \pm 0,14 \pm 0,05$	$20,45 \pm 1,58 \pm 3,69$
$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \pi^-$	$0,98 \pm 0,13 \pm 0,03$	$9,27 \pm 1,06 \pm 0,49$
$B_s \rightarrow D_s^+ \pi^-$	$3,66 \pm 0,13 \pm 0,46$	$18,11 \pm 1,35 \pm 1,77$
$\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$	$0,54 \pm 0,08 \pm 0,03$	$9,95 \pm 0,95 \pm 2,51$
Ohne dE/dx		
Zerfallskanal	Ereignisse im Signalbereich	Ereignisse gesamt
$\bar{B}^0 \rightarrow D^+ \pi^-$	$1,35 \pm 0,15 \pm 0,05$	$20,98 \pm 1,56 \pm 3,76$
$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \pi^-$	$1,16 \pm 0,17 \pm 0,05$	$9,95 \pm 1,10 \pm 0,65$
$B_s \rightarrow D_s^+ \pi^-$	$4,10 \pm 0,35 \pm 0,52$	$19,36 \pm 1,42 \pm 1,86$
$\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$	$0,81 \pm 0,09 \pm 0,03$	$12,98 \pm 1,05 \pm 2,58$

Tabelle 6.12: Diese Tabelle faßt die vorhergegangenen Tabellen zusammen und gibt die Übersicht über die insgesamt in jedem der vier untersuchten Zerfallskanäle erwarteten Untergrundereignisse.

6.3 Ergebnisse

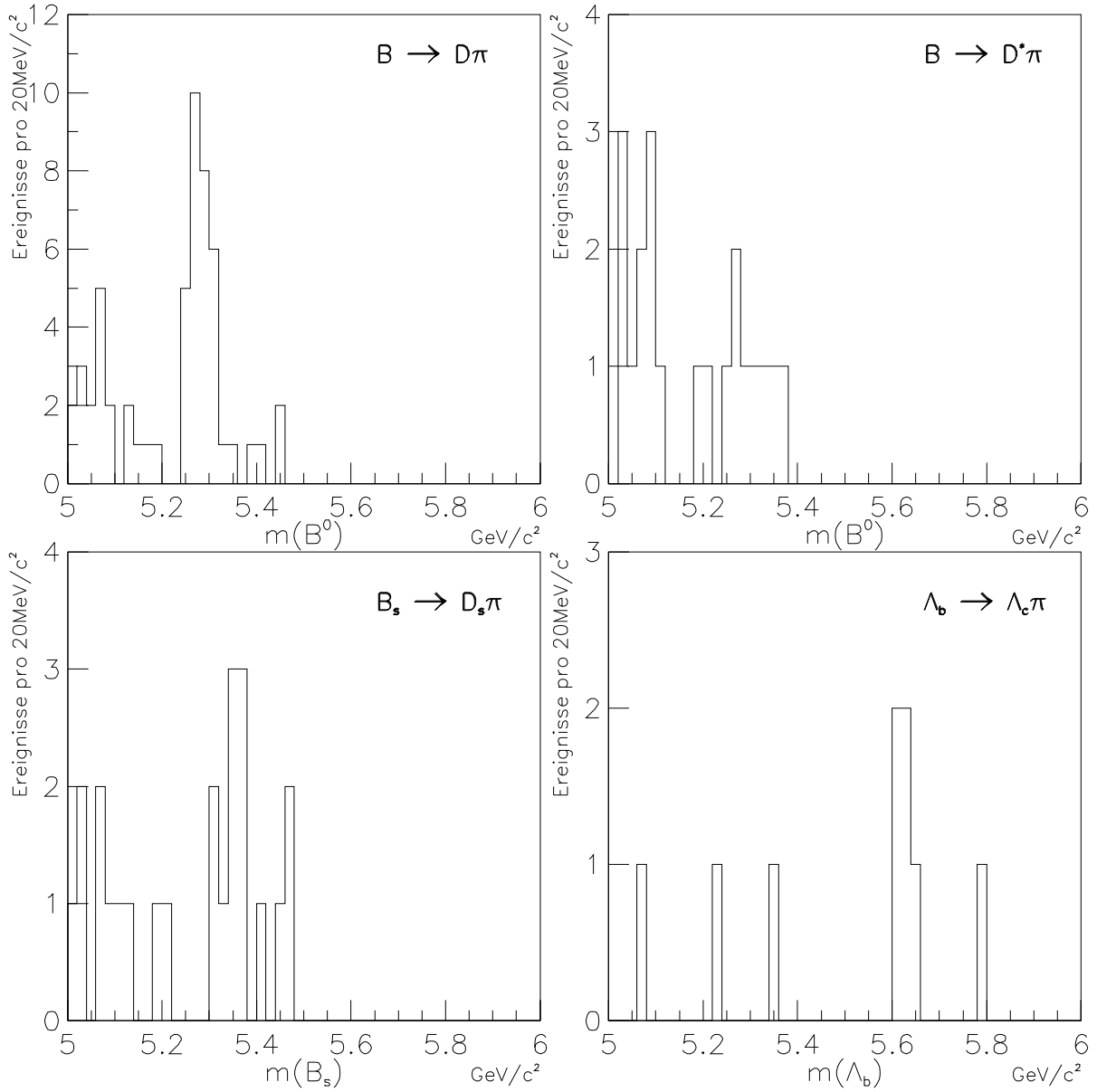


Abbildung 6.9: Die Massenverteilungen der in den vier Zerfallskanälen gefundenen Ereignisse, deutlich zu sehen ist das Signal im Zerfall $\bar{B}^0 \rightarrow D^+\pi^-$. In dieser Darstellung schlecht zu sehen ist das geringe Signal im Zerfall $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\pi^-$. Wie bereits erläutert, besteht ein Großteil des Signals $B_s \rightarrow D_s^+\pi^-$ aus misidentifizierten Ereignissen des ersterwähnten Zerfalls. Die fünf Ereignisse bei einer Masse von etwa 5,6 GeV/c^2 im Bild rechts unten werden als Λ_b Signal gedeutet.

Wie in Abbildung 6.9 zu sehen, lassen sich in allen vier untersuchten Zerfallskanälen Anhäufungen von Ereignissen im Bereich der erwarteten Massen feststellen. Die folgende Tabelle gibt die Anzahl der gefundenen Ereignisse im Massenbereich von $\pm 50 \text{ MeV}/c^2$ um die erwartete Masse herum an, wobei für das Λ_b eine Massenerwartung von $5620 \text{ MeV}/c^2$ verwendet wird.

Ohne dE/dx				
Zerfallskanal	$\bar{B}^0 \rightarrow D^+\pi^-$	$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\pi^-$	$B_s \rightarrow D_s^+\pi^-$	$\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+\pi^-$
gefundene Ereignisse	29	5	8	5
Untergrundereignisse	25	20	15	4
erwartete Ereignisse	$22,98 \pm 3,76$	$4,42 \pm 0,76$	$4,47 \pm 2,77$	$2,59 \pm 1,63$
erwarteter Untergrund	$20,98 \pm 4,07$	$9,95 \pm 1,28$	$19,36 \pm 2,34$	$12,98 \pm 2,79$

Tabelle 6.13: Anzahl der gefundenen Signalereignisse. Als solche wurden hier sämtliche Ereignisse in dem 100 MeV/c² Fenster um die für das Hadron erwartete Masse gezählt. Alle anderen Ereignisse im Massenbereich von 5-6 GeV/c² gelten als Untergrundereignisse.

6.4 Verzweigungsverhältnisse

In diesem Abschnitt sollen mit Hilfe der bekannten Effizienzen und Produktionsraten die Verzweigungsverhältnisse ($b - Had. \rightarrow c - Had. \pi$) ausgerechnet werden. Da letztlich die Unterschiede zwischen den Meßergebnissen „mit dE/dx“ und „ohne dE/dx“ wegen der geringen Anzahl von Ereignissen eher statistischer denn systematischer Natur sind, und im Rahmen der statistischen Unsicherheit übereinstimmen, werden für die Rechnung nur die Werte der Messung „ohne dE/dx“ verwendet. Von der Anzahl der gefundenen Kandidaten aus Tabelle 6.13 werden vor Berechnung des Verzweigungsverhältnisses noch die Anzahl der erwarteten Untergrundereignisse aus Tabelle 6.12 abgezogen. Die untenstehende Tabelle faßt die Beiträge zur systematischen Unsicherheit der einzelnen Zerfallskanäle zusammen. Der Beitrag der Untergrundsubtraktion ist dort nicht aufgeführt, da er in die statistische Unsicherheit mit eingeht.

Quelle der Unsicherheit	relative Größe in %			
	$\bar{B}^0 \rightarrow D^+\pi^-$	$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\pi^-$	$B_s \rightarrow D_s^+\pi^-$	$\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+\pi^-$
dE/dx Proton				$\pm 0,50$
dE/dx Kaon	$\pm 0,50$	$\pm 0,50$	$\pm 0,71$	$\pm 0,50$
dE/dx Pionen	$\pm 0,87$	$\pm 0,87$	$\pm 0,71$	$\pm 0,71$
Vertexfitkorrektur	$\pm 2,53$	$\pm 2,53$	$\pm 2,53$	$\pm 2,53$
Monte Carlo Statistik	$\pm 4,74$	$\pm 9,92$	$\pm 14,72$	$\pm 10,48$
Quadratische Summe	$\pm 5,47$	$\pm 10,29$	$\pm 14,97$	$\pm 10,83$
c Verzweigungsverhältnis	$\pm 6,59$	$\pm 3,74$	$\pm 26,09$	$\pm 13,64$
$f(b \rightarrow b - Hadron)$	$\pm 6,81$	$\pm 6,81$	$\pm 25,41$	$\pm 35,65$
gesamte Summe	$\pm 10,94$	$\pm 12,89$	$\pm 39,38$	$\pm 39,68$

Tabelle 6.14: Übersicht über die Unsicherheiten aus den verschiedenen Quellen.

Um die Verzweigungsverhältnisse zu berechnen, werden außer den Rekonstruktionseffizienzen noch R_b aus [59] und die Produktionswahrscheinlichkeiten f_x für die einzelnen b - Hadronen aus [56] benötigt. Mit diesen Zahlen ergibt sich dann:

Zerfallskanal	Verzweigungsverhältnis in %	
	Diese Arbeit	PDG [18]
$\bar{B}^0 \rightarrow D^+\pi^-$	$0,36 \pm 0,07_{stat} \pm 0,04_{sys}$	$0,30 \pm 0,04_{tot}$
$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\pi^-$	$0,23 \pm 0,13_{stat} \pm 0,03_{sys}$	$0,26 \pm 0,04_{tot}$
$B_s \rightarrow D_s^+\pi^-$	$0,44 \pm 0,33_{stat} \pm 0,17_{sys}$	$< 12\% @ 95\% \text{ C.L.}$
$\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+\pi^-$	$0,65 \pm 0,35_{stat} \pm 0,21_{sys}$	–

Tabelle 6.15: Aus dieser Arbeit bestimmte Verzweigungsverhältnisse der Verschiedenen, hier untersuchten Zerfallskanäle.

Von diesen Verzweigungsverhältnissen wurden bisher nur die beiden ersten gemessen, wie Tabelle 6.15 zu entnehmen ist, ist die Übereinstimmung der Werte mit den Weltmittelwerten sehr gut. Im Zerfall $B_s \rightarrow D_s^+\pi^-$ gibt es nur ein oberes Limit, der Zerfall $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+\pi^-$ wurde bisher noch nicht untersucht. Im Rahmen der Unsicherheiten stimmen die Verzweigungsverhältnisse der vier untersuchten Zerfälle überein, was eine Bestätigung des naiven Spektatormodells ist, in dem die Zerfälle des schweren Quarks nicht von den leichten Quarks in seiner Umgebung beeinflusst werden.

Da die statistische Signifikanz der hier als Signal bezeichneten Ereignisse außer im Zerfall $\bar{B}^0 \rightarrow D^+\pi^-$ nur etwa 3σ beträgt, ist nicht vollständig auszuschließen, daß es sich um Fluktuationen des Untergrundes handelt. Unter dieser Annahme lassen sich immerhin folgende Limits für die Verzweigungsverhältnisse gewinnen:

Zerfallskanal	Verzweigungsverhältnis
$B_s \rightarrow D_s^+\pi^-$	$< 1,18\% @ 95\% \text{ C.L.}$
$\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+\pi^-$	$< 1,84\% @ 95\% \text{ C.L.}$

Tabelle 6.16: Obere Limits für die angegebenen Verzweigungsverhältnisse unter der Annahme, es handele sich bei den gesehenen Ereignissen um eine Fluktuation des Untergrundes. Das Limit auf $br(B_s \rightarrow D_s^+\pi^-)$ ist einen Faktor 6 besser, als das aktuelle Limit der Particle Data Group [18].

Eigentliches Ziel dieser Arbeit ist das Λ_b und nicht das B_s oder das \bar{B}^0 gewesen, daher werden einige Möglichkeiten zur Untergrundunterdrückung in diesen Kanälen nicht ausgenutzt. Der größte Teil der D_s^+ Zerfälle in den Endzustand $K^+K^-\pi^+$ geht entweder über $\phi\pi^+$ oder $K^{*+}K^-$ und birgt die Möglichkeit, mit einem Schnitt auf die invariante Masse dieser Teilchen, den Untergrund weiter zu verringern. Ebenso würde ein Schnitt auf die D^0 Masse den Untergrund im Zerfall $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\pi^-$ unterdrücken, jedoch wird hier von diesen Möglichkeiten kein Gebrauch gemacht, um die Symetrie innerhalb der vier Kanäle nicht zu zerstören und so die Vergleichbarkeit der Ergebnisse einzuschränken.

6.5 Massenbestimmung des Λ_b

Um die Masse des Λ_b zu bestimmen gibt es zwei Möglichkeiten. Zum einen läßt sich die Masse aus dem gewichteten Mittel der Massen der fünf Kandidaten ausrechnen nach:

$$M_{\Lambda_b} = \frac{1}{S} * \sum_{i=1}^5 \frac{m_i}{\sigma_i^2}$$

mit m_i Masse des i -ten Kandidaten, σ_i Unsicherheit auf dessen Masse und $S = \sum_{i=1}^5 \frac{1}{\sigma_i^2}$. Daraus ergibt sich eine Masse von $5628 \pm 18 \text{ MeV}/c^2$. Diese Methode berücksichtigt jedoch nicht den Einfluß möglicher Untergrundereignisse auf die Massenbestimmung.

Angenommen, ein Ereignis, das mit hoher Wahrscheinlichkeit ein Untergrundereignis ist, habe gegenüber den anderen Ereignissen einen sehr kleinen Fehler auf die Massenbestimmung. Dieses wird dann die Massenmessung nach obiger Methode dominieren und so zu völlig falschen Massenwerten für das eigentliche Λ_b führen. Das zweite, hier verwendete Verfahren verringert dieses Problem, indem entsprechend der erwarteten Anzahl von Untergrundereignissen mit Hilfe der Poissonstatistik zunächst die genaue Anzahl der Untergrundereignisse E_U bestimmt wird. Von den hier fünf Kandidaten werden zufällig ausgewählte E_U verworfen und die Masse jedes der jeweils übrigbleibenden zufällig durch Auswürfeln einer Gaussverteilung bestimmt. Deren Mittelwert und Standardabweichung entspricht der gemessenen Masse und ihrer Unsicherheit des jeweiligen Kandidaten. Im weiteren wird dann entweder das gewichtete Mittel der so erhaltenen Massen oder, falls alle Kandidaten verworfen werden, der Weltmittelwert mit seinem Fehler aus [18] verwendet.

Die beschriebene Prozedur wird insgesamt 1.000.000 Mal wiederholt, was zu einer Massenverteilung führt, die mit einer Gaussfunktion angepaßt wird, deren Breite der statistische Fehler auf die Massenbestimmung ist. Diese Anpassung gibt die folgenden Ergebnisse:

Mit dE/dx	$5628,5 \pm 11,7 \text{ MeV}/c^2$
Ohne dE/dx	$5623,5 \pm 10,2 \text{ MeV}/c^2$

Tabelle 6.17: Ergebnisse der Massenfits der Λ_b Kandidaten. Beide Ergebnisse sind konsistent mit dem aktuellen Weltmittelwert aus [18].

6.5.1 Systematischer Fehler auf die Massenbestimmung

Zur systematischen Unsicherheit tragen im Wesentlichen zwei Quellen bei. Die erste ist die Unsicherheit in der Anzahl der zu erwartenden Untergrundereignisse, die abgeschätzt wird, indem die in Kapitel 6.5 beschriebene Prozedur mit der um 1σ veränderten Anzahl der Untergrundereignisse wiederholt wird.

	Mit dE/dx	Ohne dE/dx
+1 σ	$\pm 0,2 \text{ MeV}/c^2$	$\pm 0,2 \text{ MeV}/c^2$
-1 σ	$\pm 0,2 \text{ MeV}/c^2$	$\pm 0,2 \text{ MeV}/c^2$

Tabelle 6.18: Massenänderung bei Änderung der Anzahl der Untergrundereignisse um 1σ .

Der zweite Beitrag kommt von der Massenskala, die mit Hilfe der exklusiv rekonstruierten \bar{B}^0 Mesonen abgeschätzt werden kann. Dazu wird die Massenverteilung der in dieser Analyse gefundenen \bar{B}^0 Kandidaten mit einer Gaussfunktion für den Signalanteil und einem Polynom

zweiten Grades für den Untergrundanteil angepaßt. Da bei dieser Anpassung die Unsicherheit auf den Mittelwert der Gaussfunktion größer ist, als die Differenz zum aktuellen Weltmittelwert ($5279,2 \pm 1,8 \text{ MeV}/c^2$)[18], bestimmt sie die Unsicherheit der Massenskala. Um sicherzustellen, daß die verwendete Prozedur zur Bestimmung der Λ_b Masse keinen systematischen Beitrag liefert, wird sie auch auf die \bar{B}^0 Mesonen angewandt. Die festgestellte Differenz zum Weltmittelwert ist kleiner als die des Fits.

	Mit dE/dx	Ohne dE/dx
Fit einer Gaussfunktion	$\pm 5,1 \text{ MeV}/c^2$	$\pm 5,2 \text{ MeV}/c^2$
In 6.5 beschriebene Prozedur	$\pm 0,1 \text{ MeV}/c^2$	$\pm 0,2 \text{ MeV}/c^2$

Tabelle 6.19: Differenzen zum Weltmittelwert für die auf unterschiedliche Weise bestimmte Masse des \bar{B}^0 Mesons.

Mit diesem Fehler ist das Endergebnis für die Λ_b Masse:

Mit dE/dx	$5628,5 \pm 11,7_{stat} \pm 5,1_{sys} \text{ MeV}/c^2$
Ohne dE/dx	$5623,5 \pm 10,2_{stat} \pm 5,2_{sys} \text{ MeV}/c^2$

Tabelle 6.20: Die in dieser Analyse bestimmte Masse des Λ_b . Ein Vergleich mit den Ergebnissen anderer Analysen ist in Kapitel 6.7 zu finden.

6.6 Vergleich mit einer „anderen“ Analyse bei ALEPH

Im Rahmen der Kollaboration ALEPH wurde eine ähnliche Analyse [71] durchgeführt, die sich von der hier vorgestellten in einigen Punkten unterscheidet. Das bietet den Vorteil, die Ergebnisse beider miteinander vergleichen zu können, was insbesondere dann sinnvoll ist, wenn wie hier, nur wenige Ereignisse in der Rekonstruktion erwartet werden. Sollte bei vergleichbarer Rekonstruktionseffizienz nur eine der beiden Analysen ein Signal sehen, ist es eher Zufall, daß einige Ereignisse im Bereich der erwarteten Masse liegen denn ein echtes Signal.

Die erwünschte Unabhängigkeit der Analysen ist aus physikalischen Gründen nur sehr begrenzt möglich, da beide dieselben Eigenschaften des Signals ausnutzen müssen, um den Untergrund zu diskriminieren. Jedoch läßt sich die Art, wie Eigenschaften ausgenutzt werden, variieren, zum Beispiel durch Verwendung verschiedener b -Tagalgorithmen. In diesem Abschnitt sollen die Unterschiede zwischen den Analysen diskutiert und das Ergebnis der zweiten Analyse vorgestellt werden.

Abgesehen von kleineren Details gibt es drei wesentliche Unterschiede:

- Beide Analysen suchen nach dem Zerfall $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$, in dieser wird das Λ_c^+ nur im Zerfallskanal $\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$ rekonstruiert, während die andere auch nach den Zerfällen $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda \pi^+ \pi^- \pi^+$ mit $\Lambda \rightarrow p \pi^-$ und $\Lambda_c^+ \rightarrow p \bar{K}^0$ mit $\bar{K}^0 \rightarrow \pi^- \pi^+$ sucht.
- Protonkandidaten für die keine dE/dx Information von den Drähten vorliegt, werden in der anderen Analyse nicht verwendet.

- Die Analysen verwenden verschiedene b - Tagalgorithmen. Diese benutzt QVSRCH, eine Art Sekundärvertexalgorithmus, die andere basiert auf QIPBTAG, einer Impaktparametermethode.

Die exakten Schnitte für die Zerfallskanäle $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda\pi^+\pi^-\pi^+$ und $\Lambda_c^+ \rightarrow p\bar{K}^0$ können in [71] nachgelesen werden. Da diese Analyse Λ_c^+ in diesen Endzuständen nicht verwendet, sollen sie hier nicht weiter beschrieben werden, sondern im Folgenden die unterschiedlichen Schnitte im Zerfallskanal $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ miteinander verglichen werden. Da die andere Analyse Protonkandidaten verwirft, wenn keine dE/dx Information von den Plättchen vorliegt, werden in diesem Abschnitt die Ergebnisse „mit dE/dx “ aus dieser Arbeit zum Vergleich verwendet. Damit wird eine bessere Vergleichbarkeit erreicht, da in diesem Falle eindeutige Nichtprotonen von beiden Analysen nicht als Protonkandidaten zugelassen werden.

	Diese Analyse	ALEPH Analyse
p_p	$> 2,0 \text{ GeV}/c$	$> 2,0 \text{ GeV}/c$
p_K	$> 1,0 \text{ GeV}/c$	$> 1,5 \text{ GeV}/c$
$p_\pi(\Lambda_c^+)$	$> 0,5 \text{ GeV}/c$	$> 1,0 \text{ GeV}/c$
$p_\pi(\Lambda_b)$	$> 3,0 \text{ GeV}/c$	$> 5,0 \text{ GeV}/c$
$p_{\Lambda_c^+}$	$> 10,0 \text{ GeV}/c$	$> 6,0 \text{ GeV}/c$
p_{Λ_b}	$> 25,0 \text{ GeV}/c$	$> 30,0 \text{ GeV}/c$

Tabelle 6.21: Die verschiedenen in den beiden Analysen angewandten Impulsschnitte.

Die hier vorgestellten Impulsschnitte sind praktisch gleichwertig, diese Analyse verlangt schnellere Λ_c^+ , die andere dagegen höhere Impulse bei den Zerfallssteilchen.

	Diese Analyse	ALEPH Analyse
$ m_{\Lambda_c^+} - 2,285 $	$< 15 \text{ MeV}/c^2$	$< 21 \text{ MeV}/c^2$
$ m_{D^+} - 1,869 $	–	$> 21 \text{ MeV}/c^2$
$ m_{D_s^+} - 1,968 $	–	$> 21 \text{ MeV}/c^2$

Tabelle 6.22: Schnitte auf die Massenfenster der c - Hadronen. Im Gegensatz zu dieser Analyse, werden explizite Vetoschnitte bei der zweiten Analyse gemacht, um Untergrund mit falsch rekonstruierten D^+ und D_s^+ Meson Zerfällen zu vermeiden.

Ein weiterer Unterschied zwischen den Analysen sind die hier vorgestellten Schnitte auf die invariante Masse des Λ_c^+ . In der zweiten Analyse wird die invariante Masse des Λ_c^+ Kandidaten unter der Annahme, der Protonkandidat sei ein Kaon oder ein Pion neu berechnet. Fällt er unter entsprechender Teilchenhypothese in das Massenfenster des D_s^+ oder D^+ , so wird er verworfen. Damit ist sichergestellt, daß kein B_s oder \bar{B}^0 im ähnlichen Zerfallskanal ein Λ_b Signal vortäuschen kann. Diese Vorgehensweise ist zwar korrekt, wenn nach einzelnen Ereignissen gesucht wird, wenn jedoch wie hier möglichst viele Ereignisse gesucht werden, die bei einer bestimmten Masse eine Anhäufung von Ereignissen ergeben sollen, ist dieses nicht unbedingt nötig. Allerdings ist sicherzustellen, daß sich die erwarteten Untergrundereignisse nicht bei der für das gesuchte Teilchen erwarteten Masse häufen. In dieser Analyse erfüllt der Untergrund des Λ_b diese Anforderung,

nicht jedoch der des B_s , wo die verschobene \bar{B}^0 Massenverteilung ihr Maximum ungefähr bei der B_s Masse hat. Da die Masse echter Λ_c^+ unter der falschen Massenhypothese für eines der Zerfallsprodukte auch im Bereich der D_s^+ oder D^+ Masse liegen können, führt dieser Schnitt auf jeden Fall zu Effizienzverlusten.

	Diese Analyse	ALEPH Analyse
Vertexfit Λ_c^+	$\chi^2_{\Lambda_c^+} < 5,0$	$\mathcal{P}_{(\chi^2_{\Lambda_c^+})} > 1\%$
Vertexfit Λ_b	$\chi^2_{\Lambda_b} < 8,0$	$\mathcal{P}_{(\chi^2_{\Lambda_c^+})} > 1\%$
b Tag	$\Delta\chi^2 > 20,0(\text{QVSRCH})$	$\mathcal{P}_{uds}^{event} < 0,01 (\text{QIPBTAG})$
$\vec{P}\vec{V}_{\Lambda_c^+}$	$> 0,9$	-
$\vec{P}\vec{V}_{\Lambda_b}$	$> 0,9$	-
$l_{\Lambda_b} / \sigma_{\Lambda_b}$	-	$> 4,0$
$(l_{\Lambda_b} - l_{\Lambda_c^+}) / \sqrt{\sigma_{\Lambda_b}^2 + \sigma_{\Lambda_c^+}^2}$	-	$> -2,0$

Tabelle 6.23: Schnitte, die den Untergrund von kombinatorischen und nicht b Ereignissen diskriminieren sollen.

In Tabelle 6.23 sind Schnitte zusammengefaßt, die den Untergrund von Teilchen, die nicht aus dem Zerfall EINES Hadrons oder aus nicht b -Zerfällen stammen, diskriminieren sollen. Hier sind die größten Unterschiede zwischen den beiden Analysen festzustellen, auch wenn die verwendeten Methoden und Schnitte auf dieselben physikalischen Effekte sensitiv sind. Die unterschiedlichen b -Tagalgorithmen wurden bereits erwähnt, mit den verwendeten Schnitten besitzen sie ähnliche Effizienzen und Reinheiten. Zur Unterdrückung des kombinatorischen Untergrundes werden in dieser Analyse die Skalarprodukte $\vec{P}\vec{V}$ verwendet, die für die richtige Reihenfolge der Zerfallsvertices sorgen, aber auch zufällige Kombinationen unterdrücken können, da diese keine oder nur geringe Lebensdauer aufweisen sollten und so die Reihenfolge zweier Vertices mit etwa 50% Wahrscheinlichkeit die falsche ist. Die andere Analyse verlangt stattdessen eine 4σ Trennung zwischen dem Ereignisvertex und dem Zerfallsvertex des Λ_b , erlaubt aber, daß der Λ_c^+ Zerfallsvertex im Rahmen der Meßgenauigkeit bis zu 2σ vor dem des Λ_b liegt.

Beim Vergleich zweier Analysen stellt sich natürlich immer die Frage, welches davon die „bessere“ der beiden ist. Diese Frage ist hier nicht eindeutig zu beantworten, da die hier vorgestellte Analyse gegenüber der ALEPH Analyse zwar eine höhere Effizienz aufweist, demgegenüber jedoch einen höheren und eventuell kritischeren Untergrund aufweist. Letzterer kommt durch die nicht verwendeten D_s^+ und D^+ Vetoschnitte und die teilweise verwendete Ionisationsverlustmessung von den Plättchen zustande. Jedoch ist Untergrund aus \bar{B}^0 Zerfällen in der anderen Analyse nicht auszuschließen, wenn das D^+ in $K^+K^-\pi^+$ zerfällt ($br(D^+ \rightarrow K^+K^-\pi^+) = 0,89 \pm 0,08\%$ [18]). Zwar ist das Verzweungsverhältnis gegenüber $\pi^+K^-\pi^+$ fast zehnmal kleiner, da es 4-5 mal so viele \bar{B}^0 Mesonen wie Λ_b gibt, ist dieser Untergrund, je nach dem Verhältnis der Verzweungsverhältnisse $\bar{B}^0 \rightarrow D^+\pi^- / \Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+\pi^-$ in derselben Größenordnung wie das Signal selber. Eine sorgfältige Untersuchung des Untergrundes ist in beiden Fällen vonnöten und solange das Signal zu Untergrundverhältnis in beiden Analysen etwa dasselbe ist, können sie als gleichwertig betrachtet werden.

	Diese Analyse	ALEPH Analyse
Effizienz	7,4%	4,8%
Anzahl der erwarteten Untergrundereignisse	$0,54 \pm 0,10$	$0,26 \pm 0,05$
Signal zu Untergrundverhältnis $br(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-) = 0,5\%$	$4,7 \pm 0,9\%$	$5,6 \pm 0,5$

Tabelle 6.24: Erwartetes Signal zu Untergrundverhältnis der beiden Analysen.

Die andere ALEPH Analyse findet insgesamt 4 Λ_b Kandidaten, 2 im Zerfall $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$, wovon einer mit einem aus dieser Analyse übereinstimmt. Der andere wird hier nicht gefunden, da das Λ_c^+ nur eine Impuls von 8,0 GeV/c hat. Zwei der hier gefundenen Kandidaten werden von der zweiten Analyse verworfen, da die entsprechenden Protonkandidaten keine dE/dx Information von den Drähten besitzen, die beiden anderen überleben den Schnitt auf die b -Tagvariable nicht, da \mathcal{P}_{uds} knapp unterhalb des Schrittwertes liegt.

Weiterhin wird noch je ein Kandidat im Zerfallskanal $\Lambda_c^+ \rightarrow p\bar{K}^0$ und $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda\pi^+\pi^-\pi^+$ gefunden. Die Λ_b Masse dieser 4 Kandidaten wird nach dem gleichen Verfahren wie in 6.5 bestimmt. Da die vier Kandidaten aus verschiedenen Λ_c^+ Zerfällen stammen, wurde kein Verzweigungsverhältnis berechnet.

Wie sich in nachfolgender Tabelle, die die Ergebnisse beider Analysen noch einmal zusammenfaßt, sehen läßt, befinden sie sich in guter Übereinstimmung.

	Diese Analyse	ALEPH Analyse
gefundene Ereignisse	4	4
Untergrundereignisse	$0,54 \pm 0,10$	$0,38 \pm 0,06$
Masse des Λ_b	$(5629 \pm 12_{stat} \pm 5_{sys}) \text{ MeV}/c^2$	$(5614 \pm 21_{stat} \pm 4_{sys}) \text{ MeV}/c^2$

6.7 Vergleich mit externen Analysen

Schon in der Vergangenheit hat es Versuche gegeben, das Λ_b nachzuweisen und seine Masse zu bestimmen. Erste Veröffentlichungen ($\Lambda_b \rightarrow pD^0\pi^-$ mit $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$) im Jahre 1981 [72] waren von Anfang an umstritten und führten zu einer kontroversen Diskussion [73], da entweder der Produktionswirkungsquerschnitt oder das Verzweigungsverhältnis unerwartet hohe Werte hätte annehmen müssen, um die beobachteten Signale erklären zu können. Dennoch hat dieselbe Gruppe 1991 eine weitere Analyse veröffentlicht [74], die einen weiteren Zerfallskanal ($\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-\pi^+\pi^-$) einschließt. Ebenfalls im Jahre 1991 hat die UA1 Kollaboration ein Λ_b Signal im Zerfallskanal $\Lambda_b \rightarrow J/\Psi\Lambda$ mit nachfolgenden Zerfällen $J/\Psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ und $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ publiziert [75], dieses Resultat ist jedoch durch spätere Messungen von CDF [76] und den LEP Experimenten [77] in Mißkredit geraten, da bei dem von UA1 angegebenen Wirkungsquerschnitt solche Ereignisse auch bei diesen Experimenten hätten gesehen werden müssen. 1995 und 1996 haben dann sowohl CDF [78] als auch DELPHI [79] und ALEPH [71] neue Messungen veröffentlicht, CDF im Zerfall $\Lambda_b \rightarrow J/\Psi\Lambda$, ALEPH und DELPHI im Zerfall $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$. DELPHI hat Dank der guten Teilchenidentifikation noch einen Kandidaten im Zerfall $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ a_1^-$ nachweisen können, der bei ALEPH wegen des zu hohen

Untergrundes nicht untersucht wird. Hierbei soll nicht verschwiegen werden, daß die vier Kandidaten von DELPHI eine erstaunlich geringe Lebensdauer (im Mittel $0,22 \pm 0,23$ psec gegenüber der gemessenen mittleren Lebensdauer von $1,14 \pm 0,08$ psec [18] oder der DELPHI eigenen Messung $1,21^{+0,21}_{-0,18}$ psec [79]) aufweisen. Die nachfolgende Tabelle faßt alle Massenbestimmungen inklusive des aktuellen Weltmittelwertes der Particle Data Group [18] zusammen, der im wesentlichen durch das UA1 Resultat bestimmt ist, aber auch noch die beiden neuen Massenwerte aus [74] einschließt.

Gruppe und Jahr	Zerfallskanal	Masse des Λ_b (Mev/c ²)
SFM 1981	$\Lambda_b \rightarrow pD^0\pi$	5425^{+175}_{-75}
SFM 1991	$\Lambda_b \rightarrow pD^0\pi$	5640^{+100}_{-210}
SFM 1991	$\Lambda_b \rightarrow \Lambda\pi\pi\pi$	5650^{+150}_{-200}
UA1 1991	$\Lambda_b \rightarrow J/\Psi\Lambda$	5640 ± 58
DELPHI 1995	$\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+$ und $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ a_1^-$	5668 ± 18
ALEPH 1995	$\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+$	5614 ± 21
CDF 1995	$\Lambda_b \rightarrow J/\Psi\Lambda$	5623 ± 6
Diese Analyse	$\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+$	5628 ± 13
PDG Mittel 1996	verschiedene	5641 ± 50

Tabelle 6.25: Sämtliche bisher veröffentlichten Massenmessungen des Λ_b .

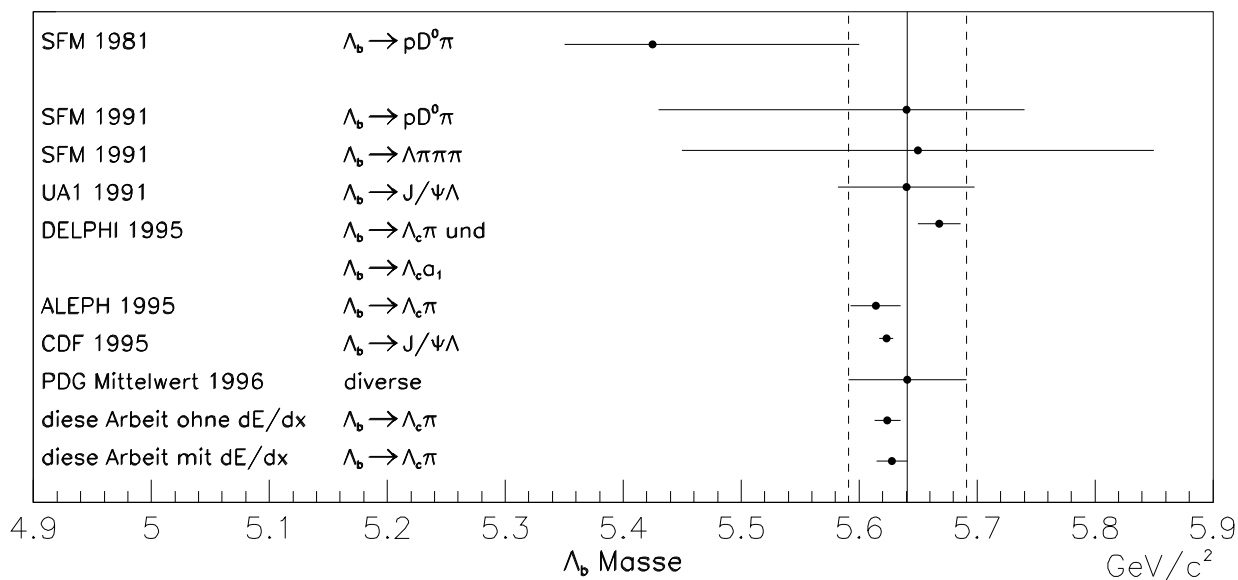


Abbildung 6.10: Ergebnisse aller bisher durchgeführten Messungen der Λ_b Masse. Die Linie stellt den momentanen Weltmittelwert aus [18] mit dem 1σ Fehler dar.

Aus Tabelle 6.25 lassen sich zwei Dinge ersehen, zum einen stimmen die Messungen innerhalb ihrer Fehler überein, zum anderen kommen die genauesten Messungen von den LEP Experimenten und CDF. Die höhere Genauigkeit von CDF liegt im an der Wahl des Zerfallskanales $\Lambda_b \rightarrow J/\Psi\Lambda$, bei dem, um die Massenauflösung zu verbessern, ein kinematischer Fit durchgeführt wird, bei dem die Impulsvektoren der beiden Leptonen so variiert werden, daß sie zusammen die invariante Masse des J/Ψ ergeben. Das gleiche passiert mit dem Proton und dem Pion aus dem Λ Zerfall, ihre

Impulsvektoren werden ebenfalls so verändert, daß sie zusammen die Λ Masse ergeben. Zusätzlich wird dabei noch verlangt, daß der Impulsvektor des Λ auf den Zerfallsvertex des J/Ψ zurückzeigt. Das ist insofern gerechtfertigt, als die Fluglänge des letzteren im Laborsystem klein ist gegenüber der des Λ_b , an dessen Zerfallsvertex das Λ eigentlich entsteht.

Eine derartige Möglichkeit zur Verbesserung der Massenaufösung ist weder für das nicht im Detektor zerfallende π noch das a_1 möglich, dessen Breite dafür zu groß ist. Zusätzlich hat das Λ_c^+ noch eine meßbare Lebensdauer, die zu getrennten Zerfallsvertices zwischen Λ_b und Λ_c^+ führt. Hinzu kommt, daß CDF 38 Ereignisse rekonstruieren kann, gegenüber 4-5 den hier vorgestellten Analysen der Experimente ALEPH und DELPHI, was zu einer reduzierten Abhängigkeit von statistischen Schwankungen bei der Massenbestimmung führt.

Kapitel 7

Zusammenfassung

- Λ_c^+

In dieser Arbeit wird die Produktionsraten des Λ_c^+ Baryons bei Schwerpunktsenergien auf der Z Resonanz gemessen zu:

$$f(Z \rightarrow \Lambda_c^+) * br(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+) = (0,38 \pm 0,03_{stat} {}^{+0,01}_{-0,01}_{sys})\%.$$

Um eine Messung der entsprechenden Produktionsraten getrennt nach c - und b - Ereignissen durchführen zu können, wird eine Entfaltungsmethode angewandt, die zu folgenden Ergebnissen führt:

$$f(c \rightarrow \Lambda_c^+) * br(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+) = (0,47 \pm 0,09_{stat} {}^{+0,03}_{-0,03}_{sys})\%$$

und

$$f(b \rightarrow \Lambda_c^+) * br(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+) = (0,50 \pm 0,07_{stat} {}^{+0,02}_{-0,02}_{sys})\%.$$

Ein Überschuß in der Anzahl der Λ_c^+ in b - Ereignissen, gegenüber von Messungen auf der $\Upsilon(4S)$ Resonanz, wird als weitere Quelle von Λ_c^+ , hauptsächlich Λ_b Zerfällen, interpretiert. Mit einigen Annahmen und wird das Verzweigungsverhältnis $br(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ X)$ hier zu bestimmt:

$$br(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ X) = (61 \pm 17_{stat} \pm 30_{sys})\%$$

Ähnliche Messungen der Produktionsraten schwach zerfallender c - Hadronen, die innerhalb der ALEPH Kollaboration durchgeführt wurden, werden zusammen mit den in dieser Arbeit erhaltenen Resultaten genutzt, um den Anteil n_c von c - Quarks pro zerfallendem Quark zu bestimmen. Das Ergebnis dieser Messung ist:

$$n_c = 1,230 \pm 0,036_{stat} \pm 0,038_{sys \text{ int.}} \pm 0,053_{sys \text{ ext.}}$$

- Λ_b

Fünf Λ_b Kandidaten können im exklusiven Zerfall $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$ mit nachfolgendem Zerfall $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ rekonstruiert werden. Die damit hier durchgeführte Bestimmung der Masse ergibt:

$$m_{\Lambda_b} = (5623,5 \pm 10,2_{stat} \pm 5,2_{sys}) \text{ GeV}/c^2$$

Weiterhin wird gezeigt, daß die Benutzung der Ionisationsverlustmessung von den Plättchen in der TPC geeignet ist, den Untergrund von B Meson Zerfällen in der Suche nach dem Zerfall $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$ zu reduzieren.

In dieser Arbeit wird mit der aus Simulationen bekannten Rekonstruktionseffizienz das Verzweigungsverhältnis $br(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-)$ zu:

$$br(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-) = (0,65 \pm 0,35_{stat} \pm 0,21_{sys})\%$$

berechnet.

Wegen des komplizierten Untergrundes ist dieses im Falle des B_s Mesons nicht möglich, jedoch folgt aus der in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchung eine obere Grenze von:

$$br(B_s \rightarrow D_s^+ \pi^-) < 1,18\% @ 95\% \text{ C.L.}$$

Eine wesentliche Verbesserung der hier aufgeführten Verzweungsverhältnisse hängt weniger von der Anzahl der verfügbaren Daten ab als von der genaueren Kenntnis der Produktionsraten f_{Λ_b} , f_{B_s} und der Verzweungsverhältnisse $br(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+)$ und $br(D_s^+ \rightarrow K^+K^-\pi^+)$, die den dominierenden Beitrag zum systematischen Fehler liefern.

Eine Verbesserung der Massenmessung ist in dem hier verwendeten Zerfallskanal fast nicht möglich, da bei höherer Statistik die Auflösung des Detektors ähnliche Grenzen setzt und Massenconstraints, wie sie von CDF verwendet werden, um die Auflösung zu verbessern, in dem hier untersuchten Zerfallskanal nicht möglich sind.

Eine auch in Zukunft interessante Frage bleibt die der Anzahl von c -Quarks in b -Ereignissen. Die Frage, ob diese Zahl aufgrund der unterschiedlichen b -Hadron Kompositionen bei Schwerpunktsenergien um 90 GeV dieselbe ist wie bei solchen um 10 GeV ist noch nicht abschließend geklärt. Sie kann aber in jedem Falle eine Abschätzung der Größe von Korrekturen geben, die z.B. von den unterschiedlichen Massen oder Spektatorquarks der b -Hadronen herrühren.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich noch einmal bei all denen bedanken, die in irgendeiner Form zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Herrn Prof. Dr. K. Tittel danke ich für die Möglichkeit, diese Arbeit durchzuführen und am ALEPH - Experiment teilzunehmen.

Herrn Prof. Dr. A. Putzer sei noch einmal Dank gesagt für die vielen Anregungen, die er mir gegeben hat, die gute Betreuung und die stete Unterstützung meiner Arbeit.

Ganz besonders möchte ich mich auch bei Herrn Prof. Dr. B. Stech bedanken, der sich freundlicherweise bereit erklärt hat, als Zweitgutachter tätig zu werden.

Dank schulde ich auch vielen Mitarbeitern des Institutes für Hochenergiephysik, insbesondere den Mitarbeitern der EDV Abteilung, Frau E. Grimm, Herrn Dr. O. Braun, Herrn E. Damaschek, Herrn Golembka, Herrn Roland und Herrn L. Vörg, die mir bei technischen Problemen immer hilfsbereit zur Seite standen.

Ebenso möchte ich bei den Kollegen der ALEPH Heavy Flavour Gruppe, insbesondere Herrn Prof. A. Litke, Dr. F. Cerutti, Dr. P. Colas, Dr. Y. Gao, Dr. G. Musolino, Dr. P. Spagnolo, und Herrn G. Calderini für ihre guten Ratschläge, die den Fortgang der Arbeit unterstützt haben, und ihr stetes Interesse bedanken.

Bei Frau Dr. I. Ten Have und Herrn Dr. J. Boucrot möchte ich mich für die Unterstützung bedanken, die ich im Zusammenhang mit dem NanoDST erfahren habe.

Die kritische Durchsicht meiner Arbeit und die Suche nach Rechtschreibfehlern haben die Herren Dr. S. Werner, G. Hansper und S. Dhamotharan besorgt, denen ich hiermit meinen Dank aussprechen möchte.

Für anregende Diskussionen und für die gute Atmosphäre im Institut möchte ich mich besonders bei Herrn Dr. C. Geweniger, Dr. J. Stiewe, Dr. M. Schmidt, Dr. C. Brune, Dr. H. Stenzel, Frau U. Becker und den Herren O. Buchmüller, C. Müller, S. Schleif und D. Zerwas bedanken.

Zum Schluß möchte ich mich noch ganz besonders bei meinem Zimmerkollegen Herrn J. Sommer bedanken für die Geduld, mit der er meine schlechte Laune ertragen hat, wenn die TELNET Verbindung an das CERN zum dritten Mal innerhalb von 10 Minuten zusammengebrochen war.

Literaturverzeichnis

- [1] T.E. Browder, K. Honscheid., OHSTPY-HEP-E-95-010 (1995)
- [2] R. Ammar et al., CLEO Coll.: Phys. Rev. Lett. 71 (1993) 674
M.S.Alam et al., CLEO Coll.: Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 2885
- [3] D. Buskulic et al., ALEPH Coll.: Phys. Lett. B278 (1992) 209
P. Abreu et al., DELPHI Coll.: Phys. Lett. B311 (1993) 379
P.D. Acton et al., OPAL Coll.: Phys. Lett. B281 (1992) 394
- [4] D. Buskulic et al., ALEPH Coll.: Phys. Lett. B294 (1992) 145
- [5] D. Buskulic et al., ALEPH Coll.: Phys. Lett. B357 (1995) 685
P. Abreu et al., DELPHI Coll.: Z. Phys. C68 (1995) 375
- [6] D. Buskulic et al., ALEPH Coll.: Phys. Lett. B365 (1995) 437
- [7] D. Buskulic et al., Aleph Coll.: CERN PPE/96-117 (1996)
- [8] G. Calderini, F. Cerutti, F. Palla, ALEPH note 96-010, PHYSICS note 96-07
F. Cerutti, I. Giehl, ALEPH note 96-032, PHYSICS note 96-29
- [9] LEP Design Report, CERN-LEP/84-01 (1984)
- [10] D. Decamp et al., ALEPH Coll.: Nucl. Instrum. Meth. A294 (1990) 121
D. Buskulic et al., ALEPH Coll.: Nucl. Instrum. Meth. A360 (1995) 381
- [11] P. Aarnio et al., DELPHI Coll.: Nucl. Instrum. Meth. A303 (1991) 233
- [12] B. Adeva et al., L3 Coll.: Nucl. Instrum. Meth. A289 (1990) 35
- [13] K. Ahmet et al., OPAL Coll.: Nucl. Instrum. Meth. A305 (1991) 275
- [14] D. Buskulic et al., ALEPH Coll.: Z. Phys. C62 (1994) 539
D. Decamp et al., ALEPH Coll.: Z. Phys. C53 (1992) 375
- [15] D. Bédérède, E. Beuville, B. Bloch-Devaux et al., Nucl. Instrum. Meth. A365 (1995) 117
- [16] The LEP Electroweak Working Group and the SLD Heavy Flavor Group: LEPEWWG /
96-02, ALEPH 96-107
- [17] G. Arnison et al., UA1 Coll.: Phys. Lett. B122 (1983) 103
M. Banner et al., UA2 Coll.: Phys. Lett. B122 (1983) 476
- [18] Particle Data Group: Phys. Rev. D54 (1996) 1
- [19] P.M. Stevenson, Phys. Rev. D23 (1981) 2916
- [20] G.C. Fox, S. Wolfram, Nucl. Phys. B168 (1980) 285
B.R. Webber, Nucl. Phys. B238 (1984) 45
T.G. Gottschalk, Nucl. Phys. B239 (1984) 349
R.D. Field, Phys. Lett. B135 (1984) 203

- [21] G. Altarelli, G. Parisi, Nucl. Phys. B126 (1977) 298
- [22] T. Sjostrand, Computer Physics Commun. 82 (1994) 74.
T. Sjostrand, LU TP 95-20 and CERN-TH.7112/93 (revised August 1995)
- [23] F. Carminati, M. Goossens, „GEANT - Detector Description and Simulation Tool“, CERN Program Library (1993)
- [24] V.V. Anisovich, Phys. Lett. B364 (1995) 195
J. Sexton, A. Vaccariono, D. Weingarten, Phys. Rev. Lett. 75 (1995) 4563
T. Huang et al., BES coll.: Phys. Lett. B380 (1996) 189
C. Amsler et al., Crytel Ball coll.: Phys. Rev. D53 (1996) 295
C. Amsler et al., Crytel Ball coll.: Phys. Lett. B353 (1995) 385
- [25] R.D. Field, R.P. Feynman, Nucl. Phys. B136 (1978) 1
- [26] T. Sjöstrand, CERN 89-08 Vol. 3 (1989) 143
- [27] C. Peterson, D. Schlatter, I. Schmitt et al., Phys. Rev. D27 (1983) 105
- [28] I. Montvay, Phys. Lett. B84 (1979) 331
- [29] X. Artru, G. Menessier, Nucl. Phys. B70 (1974) 93
- [30] T. Sjöstrand, LU TP 85-10 (1985)
- [31] B. Andersson, G. Gustafson, G.I. Ingelman et al., Phys. Rep 97 (1983) 31
- [32] G.C. Fox, S. Wolfram, Nucl. Phys. B168 (1980) 285
R.D. Field, S. Wolfram, Nucl. Phys. B213 (1983) 65
- [33] D. Amati, G. Veneziano, Phys. Lett. B83 (1979) 87
G. Marchesini, L. Trentadue, G. Veneziano, Nucl. Phys. B181 (1981) 335
- [34] T. Meyer, Z. Phys. C12 (1982) 77
B. Andersson, G. Gustafson, T. Sjöstrand, Nucl. Phys. B197 (1982) 45
- [35] A. Bartl, H. Fraas, H.R. Gerhold et al., Z. Phys. C20 (1983) 263
A. Bartl, H. Fraas, H.R. Gerhold et al., Phys. Lett. B122 (1983) 427
- [36] A. Casher, H. Neuberger, S. Nussinov, Phys. Rev. D20 (1979) 179
B. Andersson et al., Lund Report LU TP 84-9 (1984) 1
G. Ingelman, XV Symposium on Multiparticle Dynamics (Lund 1984) 664
H. Ahira et al., TPC coll.: Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 1047
- [37] L. Angelini, L. Nitti, M. Pellicoro et al., Phys. Lett. B123 (1983) 246
G. Preparata, Proc. Phys. in Collision 3 (1983) 145
- [38] M. Althoff et al., TASSO Coll.: Z. Phys. C17 (1983) 5
H. Ahira et al., TPC Coll.: Phys.Rev. Lett. 55 (1985) 1047
- [39] W. Bartl et al., JADE coll.: Phys.Lett. B104 (1981) 325
- [40] M. Wirbel, B. Stech, M.Bauer, Z. Phys. C29 (1985) 637
- [41] M.A. Shifman, A.I. Vainshtein, V.I. Zakharov, Nucl. Phys. B147 (1979) 358
M.A. Shifman, A.I. Vainshtein, V.I. Zakharov, Nucl. Phys. B147 (1979) 488
- [42] J.G. Körner, G.A. Schuler, Z. Phys. C38 (1988) 511

- [43] E. Eichten, B.Hill, Phys. Lett. B234 (1990) 511
H. Georgi, Phys. Lett. B240 (1990) 447
- [44] M. Voloshin, M. Shifman, Yad. Fiz. 47 (1988) 801
- [45] K. Wilson, Phys. Rev. 179 (1969) 1499
K. Wilson, J. Kogut, Phys. Rep. 12 (1974) 75
- [46] M. Neubert, V. Riekert, B. Stech et al., Heavy Flavors, A.J. Buras und J. Lindner (Hrsg) Singapur (1992) 284
- [47] L.A. Gribov, E.M. Levin, M.G. Ryskin, Phys. Rep. 100 (1983) 1
A. Bassetto, M. Ciafaloni, G. Marchesini, Phys. Rep. 100 (1983) 201
B.R. Webber, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 36 (1986) 253
- [48] K. Honscheid et al., Preprint OHSTPY-HEP-E-93-017
- [49] T. Mattison, ALEPH note 92-173, PHYSICS note 92-155
- [50] D. Buskulic et al., ALEPH Coll.: Phys. Lett. B335 (1994) 99
- [51] J. Knobloch et al., in „Status of Reconstruction Algorithm, Draft 2“ ALEPH note 88-046, NOTE 88-006
- [52] D. Buskulic et al., ALEPH Coll.: Z. Phys. C62 (1994) 1
- [53] D. Casper, private Mitteilung
J.-Y. Nief, private Mitteilung
- [54] D. Buskulic et al., ALEPH Coll.: Z. Phys. C62 (1994) 1
D. Buskulic et al., ALEPH Coll.: Phys. Lett. B345 (1995) 103
D. Buskulic et al., ALEPH Coll.: Phys. Lett. B355 (1995) 595
D. Buskulic et al., ALEPH Coll.: Z. Phys. C69 (1996) 585
P. Abreu et al., DELPHI Coll.: Z. Phys. C59 (1993) 533
Erratum: Z. Phys. C65 (1995) 709
R. Akers et al., OPAL Coll.: Phys. Lett. B353 (1995) 595
R. Akers et al., OPAL Coll.: Z. Phys. C67 (1995) 57
R. Akers et al., OPAL Coll.: Z. Phys. C67 (1995) 27
- [55] W. Bartel et al., JADE Coll.: Z. Phys. C33 (1986) 23
- [56] D. Buskulic et al., ALEPH Coll.: Phys. Lett. B359 (1995) 236
- [57] D. Buskulic et al., ALEPH Coll.: Z. Phys. C66 (1995) 355
- [58] D. Buskulic et al., ALEPH Coll.: Z. Phys. C69 (1996) 393
- [59] The LEP Electroweak Working Group: CERN PPE/95-172
- [60] G. Alexander et al., OPAL Coll.: CERN PPE/96-51 (1996)
- [61] H. Albrecht et al., ARGUS Coll.: Z. Phys. C56 (199) 1
- [62] G. Crawford et al., CLEO Coll.: Phys. Rev D45 (1992) 752
- [63] H. Albrecht et al., ARGUS Coll.: Phys. Lett. B207 (1988) 109
- [64] P. Avery et al., CLEO Coll.: Phys. Rev D43 (1991) 3599

- [65] I. Tomalin, QBMTAG documentation on UPHY disk
- [66] D. Buskulic et al., ALEPH Coll.: gluon splitting
- [67] D. Cinabro et al., CLEO Coll.: Proceedings of ICHEP, Glasgow (1994)
- [68] D. Buskulic et al., ALEPH Coll.: Phys. Lett. B295 (1992) 396
- [69] R. Balest et al., CLEO Coll. Phys. Rev. D52 (1995) 2261
- [70] P. Cho, Phys. Lett. B368 (1996) 171
- [71] D. Buskulic et al., Aleph Coll.: Phys. Lett. B380 (1996) 442
- [72] M. Basile et al., LNC 31 (1981) 97
- [73] D. Drijard et al., Phys. Lett. B108 (1982) 361
M. Basile et al., Nuov. Cim. A68 (1982) 289
D. Drijard et al., CERN-EP/82-31
- [74] G. Bari et al., Nuov. Cim. A104 (1991) 1787
- [75] C. Albajar et al., UA1 Coll.: Phys. Lett. B273 (1991) 540
- [76] F. Abe et al., CDF Coll.: Phys. Rev D47 (1993) 2639
- [77] Proceedings of the XXXth Recontres de Moriond, (1995) 137
- [78] G. Bauer für CDF Coll.: Proceedings of the Recontres du Vietnam, (1995)
- [79] P. Abreu et al., DELPHI Coll.: Phys. Lett. B374 (1996) 351
- [80] D. Buskulic et al., ALEPH Coll.: CERN preprint PPE 96-102 (1996)
D. Buskulic et al., ALEPH Coll.: Phys. Lett. B377 (1996) 205
P. Abreu et al., DELPHI Coll.: CERN preprint PPE 96-006 (1996)
M. Acciarri et al., L3 Coll.: CERN preprint PPE 96-073 (1996)
G. Alexander et al., OPAL Coll.: CERN preprint PPE 96-074 (1996)
- [81] J.H. Kühn, A. Reuter, P. Zerwas, Nucl. Phys B272 (1986) 560
- [82] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. 10 (1963) 531
M. Kobayashi und K. Maskawa, Prog. Theor. Phys. 49 (1973) 652
- [83] N. Isgur, M. B. Wise, Phys. Lett. B232 (1989) 113
N. Isgur, M. B. Wise, Phys. Lett. B237 (1990) 527
- [84] E. Bagan, P. Ball, V.M. Braun et al., Nucl. Phys. B432 (1994) 3
E. Bagan, P. Ball, V.M. Braun et al., Phys. Lett. B342 (1995) 362
E. Bagan, P. Ball, B.Fiol et al., Phys. Lett. B351 (1995) 546
- [85] H. Albrecht et al., ARGUS Coll.: Phys. Lett. B192 (1987) 245
- [86] H. Albrecht et al., ARGUS Coll.: Nucl. Inst. Meth. A275 (1989) 1
- [87] Y. Kubota et al., CLEO Coll.: Nucl. Inst. Meth. A320 (1992) 66
- [88] Particle Data Group: Phys. Rev. D54 (1996) 1309
- [89] E. Iarocci, Nucl. Inst. Meth. A217 (1983) 30
- [90] D. Decamp et al., ALEPH Coll.: Phys. Lett. B284 (1992) 151