

HD-IHEP 92-06

**Untersuchungen zum semileptonischen
Zerfall des Λ_b
mit dem ALEPH-Detektor am LEP**

Gerrit Graefe

2000

**Diplomarbeit
Institut für Hochenergiephysik
Universität Heidelberg**

- Heidelberg, Mai 1992 -

Decays of a b-baryon are an ideal test of the different model predictions for the decay of particles with heavy quarks (c and b).

Since the predicted exclusive branching ratios are small there are after two years of LEP operation still not enough data available to reconstruct b-baryons in exclusive modes.

Therefore in this diploma thesis it is tried to reconstruct the lightest b - baryon, the Λ_b , in the semi inclusive decay

$$\begin{aligned}\Lambda_b &\rightarrow \Lambda_c^+ \ell^- \bar{\nu}_\ell X \\ &\rightarrow \Lambda X\end{aligned}$$

The technique used here is based on a search for $\Lambda \ell^-$ and $\Lambda \ell^+$ pairs in hadronic events and a comparison of their total numbers. From the decay above only $\Lambda \ell^-$ pairs are expected, decays of other particles can give rise to $\Lambda \ell^-$ or $\Lambda \ell^+$ pairs depending on the originating particle. Therefore it is necessary to find variables to separate these decays from the one searched for. To suppress the background the lepton is required to have a high momentum tranverse to the jet axis. After a cut on these variables an excess of $\Lambda \ell^-$ pairs over $\Lambda \ell^+$ pairs is the sign of the semileptonic decay of a Λ_b .

Using the 460864 hadronic events recorded with the ALEPH detector at LEP in 1990 and 1991 this excess is observed to be $104 \pm 21 \Lambda \ell^-$ over $163 \pm 13 \Lambda \ell^+$ pairs. It is interpreted as being due to the semileptonic decay of a Λ_b .

The product of the branching ratios $B(b \rightarrow \Lambda_b) * B(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c \ell \bar{\nu} X) * B(\Lambda_c \rightarrow \Lambda X)$ is calculated to be $(0.77 \pm 0.15_{\text{stat}} \pm 0.19_{\text{sys}})\%$. Assuming $B(\Lambda_b \rightarrow \Lambda X) = 0.59$ it is possible to calculate the semileptonic branching ratio of the Λ_b to $B(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c \ell \bar{\nu} X) = 0.0131/B(b \rightarrow \Lambda_b)$, depending on the branching ratio $B(b \rightarrow \Lambda_b)$.

Für meinen Großvater

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Theoretischer Überblick	5
2.1	Standardmodell und Quantenchromodynamik	5
2.2	Teilchen im Standardmodell	6
2.3	Produktion von Teilchen in der Hadronisierung	7
2.4	Zerfall von Teilchen	8
2.5	Das Λ_b im Teilchenmodell	10
3	Der experimentelle Aufbau	12
3.1	Der Speicherring LEP	12
3.2	Das Experiment ALEPH	13
3.2.1	Die supraleitende Magnetspule	14
3.2.2	Der Vertexdetektor (VDET)	14
3.2.3	Die Spurkammern	15
3.2.4	Die innere Spurkammer (ITC)	16
3.2.5	Die Zeitprojektionskammer (TPC)	17
3.2.6	Die Kalorimeter	18
3.2.7	Das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL) und die Lumi- nositätskalorimeter (LCAL)	19
3.2.8	Das hadronische Kalorimeter (HCAL)	20
3.2.9	Die Myonkammern	21
3.2.10	Das Triggersystem	21
4	Ereignissimulation	23
5	Ereignisselektion	25
5.1	Ereignisrekonstruktion	25
5.2	Hadronische Ereignisse	26
5.3	Teilchenidentifikation mit spezifischer Ionisation ($\frac{dE}{dx}$)	26
5.4	Leptonidentifikation	27
5.4.1	Elektronidentifikation	29
5.4.2	Myonidentifikation	31
5.5	Lambdaidentifikation	32
6	Analyse	35
6.1	Vorbemerkung	35
6.2	Inklusive Messung des Zerfalls $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c l \nu X$, $\Lambda_c \rightarrow \Lambda X$	36
6.2.1	Der Untergrund	37

Der Zerfallsuntergrund	37
Der kombinatorische Untergrund	38
6.2.2 Trennung des Signales vom Untergrund	39
6.3 Vergleich Daten - Monte Carlo	44
6.4 Ergebnisse	46
7 Zusammenfassung	49

Kapitel 1

Einleitung

Mit dem Bau der Beschleunigeranlage LEP am CERN und den dazugehörigen Großdetektoren ist es zum ersten Mal möglich geworden, in der e^+e^- - Vernichtung sogenannte b - Baryonen zu erzeugen und nachzuweisen. Darunter versteht man solche Baryonen, die ein b - Quark enthalten. Ältere e^+e^- - Beschleuniger erreichen entweder nicht die nötigen Energien (DORIS II) oder nicht die nötige Luminosität, um diese Teilchen in größeren Mengen zu erzeugen und nachzuweisen. Diese Probleme haben Proton - Antiproton - Beschleuniger nicht, jedoch führt die hohe Multiplizität in den Ereignissen zu einem großen kombinatorischen Untergrund, in dem das Signal völlig verschwindet.

Da die vorhergesagten exklusiven Verzweigungsverhältnisse sehr klein sind, stehen trotz zweijährigen LEP - Betriebes noch nicht genug Daten zur Verfügung, die es aussichtsreich erscheinen lassen, b - Baryonen in exklusiven Zerfallsmoden zu suchen, zumal der Untergrund bei einer mittleren Multiplizität von 20,85 [15] geladenen Spuren pro Ereignis recht hoch ist.

Deshalb wurde in dieser Arbeit versucht, das leichteste und häufigste b - Baryon, das Λ_b , indirekt in dem Zerfall

$$\begin{aligned} \Lambda_b &\rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}_l X \\ &\rightarrow \Lambda X \\ &\rightarrow p \pi^- \end{aligned}$$

nachzuweisen. Die hier verwendete Methode beruht darauf, in hadronischen Ereignissen nach Λl^- und nach Λl^+ Paaren zu suchen und deren Anzahlen zu vergleichen. Dabei wird verlangt, daß das Lepton einen hohen Transversalimpuls bezüglich der Jetachse hat, um den Untergrund zu unterdrücken. Aus obigem Zerfall können nur Λl^- - Paare stammen, Zerfälle anderer Teilchen können je nach Art des Teilchens zu Λl^- oder Λl^+ Paaren führen. Es müssen daher Variablen gefunden werden, mit denen sich diese Zerfälle von dem gesuchten trennen lassen. Nach Anwendung geeigneter Schnitte auf diese Variablen ist ein Überschuß von Λl^- Paaren der Nachweis für den gesuchten Zerfall.

Als Ergebnis dieser Arbeit erhält man das Produkt der Verzweigungsverhältnisse ($b \rightarrow \Lambda_b$) * ($\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}_l X$). Da bisher keines der beiden Verhältnisse gemessen

wurde, läßt sich aus dem Produkt keiner der beiden Faktoren alleine bestimmen. Allerdings existieren für beide Übergänge Abschätzungen, so daß eine Aussage darüber möglich ist, ob einer der beiden Werte grob falsch geschätzt wurde oder nicht.

Der Aufbau der Arbeit ist wie folgt: Zuerst kommt ein theoretischer Überblick über die dieser Arbeit zugrundeliegende Physik, dann die Beschreibung des ALEPH- Detektors, mit dem die hier verwendeten Daten genommen wurden, die Selektion der Ereignisse, darauf die der Lepton - und Lambdakandidaten. Anschließend folgt die eigentliche Analyse mit den Untergrundstudien und zum Schluß die Diskussion der Ergebnisse zusammen mit einem Ausblick.

Kapitel 2

Theoretischer Überblick

Dieses Kapitel soll kurz die theoretischen Grundlagen behandeln, die für diese Arbeit nötig sind. Zuerst wird das Standardmodell vorgestellt, gefolgt von allgemein gehaltenen Abschnitten über die Produktion und den Zerfall der Teilchen. Der letzte Abschnitt befaßt sich dann näher mit dem untersuchten Λ_b und seinem semileptonischen Zerfall.

2.1 Standardmodell und Quantenchromodynamik

Nach dem heutigen Verständnis der Physik ist die Welt aus nur sehr wenigen fundamentalen Fermionen, den Quarks und Leptonen, aufgebaut. Einige weitere Teilchen, die Eichbosonen, vermitteln die Wechselwirkungen, die zwischen diesen stattfinden. Während einige Leptonen, besonders das Elektron, schon länger als Elementarteilchen akzeptiert sind, stieß diese Vorstellung bei den Quarks zunächst auf Schwierigkeiten, da sie nur in Bindungszuständen beobachtet werden können. Inzwischen aber vermag die Theorie der starken Wechselwirkung, die Quantenchromodynamik oder abgekürzt QCD, diese Tatsache zu erklären. Sie beschreibt zusammen mit dem Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung, auch Glashow - Salam - Weinberg Theorie genannt, die Wechselwirkungen sämtlicher bisher beobachteter Teilchen. ¹ Nach der heute allgemein akzeptierten Form des Standardmodells ist der Aufbau der Welt der folgende: Es existieren sechs Sorten von linkshändigen Quarks, die in folgenden Dubletts des schwachen Isospins angeordnet werden :

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$$

dabei steht u für up -, d für down -, c für charm -, s für strange -, b für bottom- und t für top - Quark. Das top - Quark ist eingeklammert, da es bis jetzt wegen seiner hohen Masse (ca. 130 GeV/c²) noch nicht direkt nachgewiesen werden konnte.

Ebenso lassen sich die sechs linkshändigen Leptonen anordnen :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}$$

¹Bei den hier vorkommenden Massen und Energien spielt die vierte Wechselwirkung, die Gravitation, keine Rolle, sie wird daher im Folgenden nicht weiter erwähnt.

Deren geladene Vertreter kommen außerdem noch rechtshändig vor; da es keine rechtshändigen Neutrinos gibt, in Singulett:

$$(\bar{e}_R) (\bar{\mu}_R) (\bar{\tau}_R)$$

Zu jedem Quark und Lepton gibt es noch das entsprechende Antiteilchen. Die Wechselwirkungen zwischen diesen Fermionen werden durch die Eichbosonen vermittelt, das ist das Photon für die rein elektromagnetische Wechselwirkung, das W^+ , das W^- und das Z für die schwache Wechselwirkung und die acht Gluonen für die starke Wechselwirkung. Dabei wirken die Eichbosonen auf bestimmte Eigenschaften dieser fundamentalen Teilchen. Das ist im Falle der elektrischen Wechselwirkung die elektrische Ladung, in dem der schwachen der schwache Isospin und die elektrische Ladung, in dem der starken die sogenannte Farbladung oder kurz Farbe. Während jedes dieser Fermionen seinen eigenen Flavour besitzt, kommen nur vier elektrische Ladungszustände vor, für Quarks der oberen Reihe die Ladung $+\frac{2}{3}$, für die der unteren Reihe $-\frac{1}{3}$, die geladenen Leptonen haben die Ladung -1 und die Neutrinos die Ladung 0. Die Antiteilchen haben jeweils das umgekehrte Ladungsvorzeichen. Farbladungen, von denen es drei gibt, die man mit rot, grün und blau bezeichnet, tragen nur die Quarks, wobei den Antiquarks Antifarbe zugeordnet wird und die Gluonen. Letztere tragen sowohl Farbe als auch Antifarbe, wobei alle Farb - Antifarbkombinationen möglich sind, bei denen nicht Farbe und Antifarbe 'gleich' sind, wie zum Beispiel rot - antirot. Von diesen 'gleichfarbigen' Gluonen gibt es nur zwei, das dritte läßt sich als Überlagerung der anderen darstellen.

Das führt dazu, daß die Leptonen keine starke und die Neutrinos zusätzlich keine elektromagnetische Wechselwirkung erfahren. Alle fundamentalen Teilchen unterliegen jedoch der schwachen Wechselwirkung.

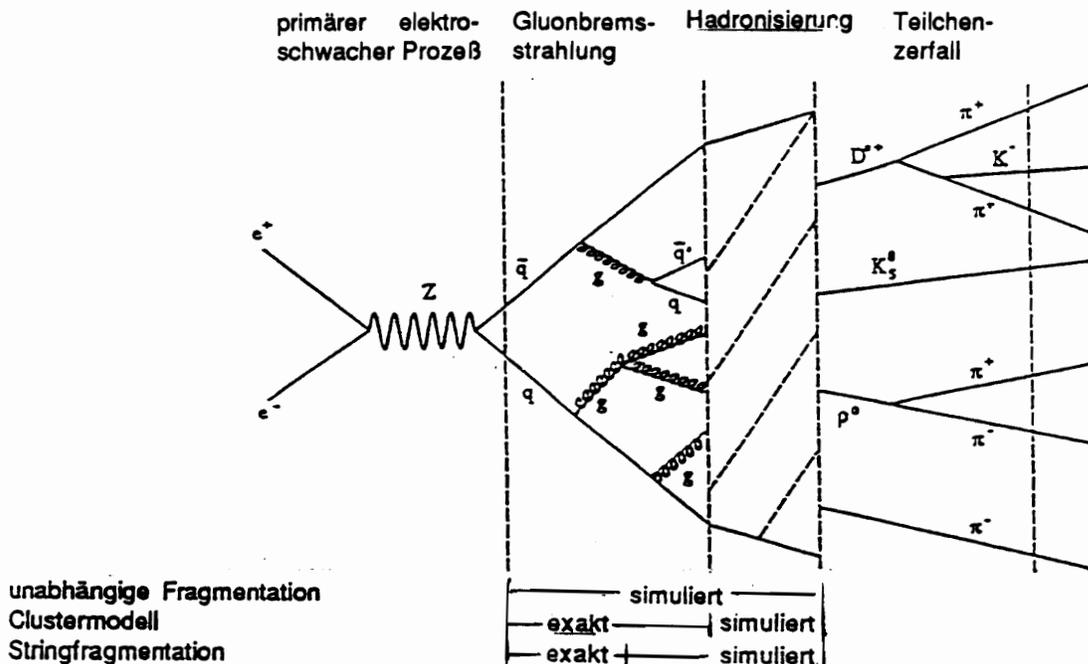
2.2 Teilchen im Standardmodell

In der Natur können bisher im Gegensatz zu den Leptonen keine freien Quarks beobachtet werden. Sie verbinden sich sofort nach ihrer Produktion zu Teilchen, die entweder aus einem Quark und einem Antiquark oder aus drei Quarks bzw. Antiquarks bestehen. Die ersteren heißen Mesonen, die letzteren Baryonen bzw. Antibaryonen. Der Grund, warum es gerade zu diesen beiden Kombinationen kommt, liegt in der Farbladung der Quarks. Der Bindungszustand muß immer farbneutral sein, wobei sowohl Farbe und die zugehörige Antifarbe (Mesonen) als auch rot, grün und blau zusammen (Baryonen) Farbneutralität bedeuten. Daher sollten nach der Theorie auch Teilchen aus zwei Quarks und zwei Antiquarks oder aus sechs Quarks existieren können, allerdings sind solche bisher noch nicht beobachtet worden. Eine andere Möglichkeit, diesen Sachverhalt zu erklären, ist die Einführung der Baryonenzahl $\frac{1}{3}$ für Quarks und $-\frac{1}{3}$ für Antiquarks. Beobachtet werden können dann nur Teilchen mit ganzzahligen Baryonenzahlen B , also Baryonen mit $B=1$ und Mesonen mit $B=0$.

Mesonen können aus jedem beliebigen Quark und jedem beliebigen Antiquark zusammengesetzt werden, ebenso wie Baryonen aus allen denkbaren Kombinationen von drei beliebigen Quarks bestehen können. Von großem theoretischen Interesse sind diejenigen Mesonen und Baryonen, die ein schweres Quark, worunter ein b - oder ein c - Quark verstanden wird, enthalten. Das liegt daran, daß bei diesen Teilchen deren Eigenschaften im wesentlichen von denen des schweren Quark bestimmt werden. In einer ersten Näherung kann das schwere Quark sogar als frei betrachtet werden, der Einfluß der beiden leichten Quarks oder des Antiquarks kann dann als Störung angesehen werden. Dies ist das sogenannte Spektatormodell, in dem zum Beispiel das Antiquark der Zuschauer beim Zerfall des b - oder c - Quarks ist.

2.3 Produktion von Teilchen in der Hadronisierung

Der primär ablaufende Wechselwirkungsprozeß am LEP ist die Erzeugung eines Z oder eines γ aus einem e^+e^- Paar, das dann in ein $l\bar{l}$ oder $q\bar{q}$ Paar zerfällt. Dieses ist ein elektroschwacher Prozeß, der inklusive der nötigen Strahlungskorrekturen leicht gerechnet werden kann. Diese sind nötig, da das einlaufende Elektron und Positron Bremsstrahlungspotonen emittieren können und so den Wirkungsquerschnitt beeinflussen. Sind im Endzustand Quarks vorhanden, kommt es aufgrund der starken Wechselwirkung zu sehr komplizierten Prozessen, bei denen Gluonen abgestrahlt und weitere Quarks erzeugt werden, die alle untereinander wechselwirken können. Die Folge ist, daß diese Prozesse nicht mehr oder nur sehr schwer berechenbar sind und durch phänomenologische Modelle simuliert werden müssen. In der folgenden Abbildung ist dargestellt, welche Prozesse in der e^+e^- - Vernichtung ablaufen und inwieweit sie exakt berechenbar sind, bzw. inwieweit sie durch welches phänomenologische Modell simuliert werden.



Die zur Zeit meistdiskutierten drei Modelle sollen hier kurz vorgestellt werden:

- Das Modell der unabhängigen Fragmentation

Dieses Modell wurde 1978 von Field und Feynman [1] für den Prozeß $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ eingeführt und später von anderen auf den Übergang $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}\gamma$ [4,5] und die Baryonproduktion [6] ausgedehnt. Hinter diesem Modell steht die Idee, daß sich außer dem primären Quark - Antiquark - Paar weitere solche Paare unabhängig davon bilden, solange die dabei zur Verfügung stehende Energie ausreicht. In einem zweiten Schritt werden dann die Quarks und Antiquarks zu Hadronen zusammengefaßt. Baryonen werden dadurch gebildet, daß man zuläßt, daß sich anstelle eines Quarkpaares ein Diquarkpaar bildet, bei welchem die beiden Quarks bzw. Antiquarks als untrennbar behandelt werden.

- Das Cluster - Modell

Dieses Modell, welches von Field und Webber [2,3] eingeführt wurde, ist das einzige Modell von den drei hier vorgestellten, welches die zu Beginn der Fragmentation ablaufenden Prozesse der Quantenchromodynamik, wie Gluonbremsstrahlung und Quark - Antiquarkerzeugung aus einem Gluon, berücksichtigt. Die Wechselwirkungen unter den Gluonen oder zwischen den Gluonen und den Quarks werden auch in diesem Modell nicht berücksichtigt. Das liegt daran, daß die Terme, die diese Wechselwirkungen beschreiben, nur sehr schwer berechenbar sind. Wie bei der unabhängigen Fragmentation muß man auch hier die Quarks am Ende zu den Hadronen kombinieren.

- Das Stringmodell

Es ist das zur Zeit erfolgreichste Modell, was die Beschreibung der experimentellen Ergebnisse angeht, und wurde 1974 von Artru und Mennessier [7,8] eingeführt. Hier wird angenommen, daß sich zwischen den sich mit hoher Geschwindigkeit voneinander entfernenden Quarks aus dem Z ein Farbstring aufspannt, der aufbricht, wenn die Energie hoch genug ist, um an der Trennstelle ein weiteres Quark - Antiquarkpaar zu erzeugen. Zwischen je einem der schon vorhandenen Quarks und einem der neu erzeugten Quarks entsteht wieder ein String, der ebenfalls bricht, wenn die Energie ausreicht. Diese Fragmentation geht solange weiter, bis die zur Verfügung stehende Energie aufgebraucht ist. Durch diese Art der Fragmentation kommt man direkt zu den Mesonen im Endzustand. Auch in diesem Modell gelangt man über die Bildung von Diquarkpaaren zu den Baryonen.

2.4 Zerfall von Teilchen

In unserer Welt sind nur sehr wenige Teilchen stabil in dem Sinne, daß sie unendlich lange leben können. Diese sind das Elektron, das Proton und die Neutrinos². Alle anderen Hadronen und Leptonen sind instabil und zerfallen über ver-

²Die Frage, ob das Proton möglicherweise doch zerfallen kann, wie in einigen Vereinheitlichungstheorien gefordert, ist bei dieser Betrachtung ausgeklammert.

schiedene Zwischenresonanzen in diese stabilen Teilchen. Der Zerfall kann durch alle drei Wechselwirkungen vermittelt werden, wobei die Zerfallsprodukte aber von der Wechselwirkung abhängen. In diesem Zusammenhang sind die sogenannten Erhaltungsgroßen wichtig. So sind als Beispiel die Baryonenzahl, die elektrische Ladung und für jede Familie von Leptonen die Leptonzahl erhalten. Hingegen kann sich der Flavour eines Teilchens in einem schwachen Zerfall ändern, nicht aber bei einem elektromagnetischen. Außerdem hängt die Lebensdauer eines Teilchens von der Art des Zerfalles ab. Hier soll kurz auf die Unterschiede in den einzelnen Zerfällen eingegangen werden:

1. Der starke Zerfall

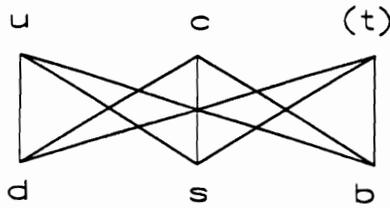
Der starke Zerfall wird dadurch verursacht, daß ein virtuelles Gluon, das zwischen den Quarks eines Teilchens ausgetauscht wird, selbst in ein Quark - Antiquarkpaar übergeht. Dieses neue Paar kann zwar wieder in ein Gluon übergehen, kann aber zusammen mit den beiden anderen Quarks auch zwei Mesonen bilden, die unabhängig voneinander weiterfliegen. In diesen Zerfallsprodukten sind die ursprünglichen Quarks vollständig erhalten, da die Wechselwirkung flavourerhaltend ist. Die Lebensdauer eines Teilchens, welches unter der starken Wechselwirkung zerfallen kann, ist in der Größenordnung 10^{-23} Sekunden.

2. Der elektromagnetische Zerfall

Der elektromagnetische Zerfall besteht aus dem Übergang $X \rightarrow Y\gamma$, wobei das Teilchen X Drehimpuls verliert. Da für diesen Zerfall die gleichen Erhaltungsgroßen wie für den starken Zerfall gelten, er im Schnitt aber erst nach 10^{-16} Sekunden auftritt, findet er nur dann statt, wenn die Massendifferenz zwischen der Mutter und der Tochter nicht zur Bildung eines Pions ausreicht und somit ein starker Zerfall nicht stattfinden kann oder wenn ein starker Zerfall wegen der Verletzung irgendwelcher Erhaltungsgroßen unterdrückt ist. Die Folge von letzterem ist, daß sich die mittlere Lebensdauer des Teilchens soweit verlängert, daß es auch elektromagnetisch zerfallen kann. Aus diesen Gründen treten die meisten Strahlungszerfälle beim Zerfall von Teilchen mit höheren Drehimpulsquantenzahlen in den Grundzustand auf.

3. Der schwache Zerfall

Der schwache Zerfall ist der einzige Zerfall, bei dem der Flavour nicht erhalten ist. Das heißt, er ermöglicht Übergänge sowohl zwischen den Quarks als auch zwischen den Leptonen. Außerdem können im schwachen Zerfall eines Quarks Leptonen erzeugt werden. Bei diesem Zerfall wird entweder ein elektrisch geladenes W - Boson oder ein neutrales Z - Boson vom Quark abgestrahlt. Die möglichen Übergänge zwischen den Quarks sind der folgenden Zeichnung zu entnehmen, wobei nur die geladenen Ströme, also der W - Austausch eingezeichnet ist, da die neutralen Ströme unterdrückt sind.



Die Übergangsmatrixelemente, die die Wahrscheinlichkeit für den jeweiligen Übergang zwischen den Quarks angeben, faßt man in der Cabibbo - Kobayashi-Maskawa - Matrix [36,37] zusammen:

$$\begin{pmatrix} |V_{ud}| = 0,97 & |V_{uc}| = 0,22 & |V_{ub}| = 0,01 \\ |V_{cd}| = 0,22 & |V_{cs}| = 0,97 & |V_{cb}| = 0,04 \\ |V_{td}| = 0,01 & |V_{ts}| = 0,04 & |V_{tb}| = 1,00 \end{pmatrix}$$

Die Werte stammen zum Teil aus Messungen[28], da die Matrix symmetrisch ist, können auch die Elemente bestimmt werden, die noch nicht gemessen wurden, wie zum Beispiel $|V_{tx}|$. Die Teilchen, die schwach zerfallen können, haben die längste mittlere Lebensdauer, sie beträgt etwa 10^{-8} Sekunden.

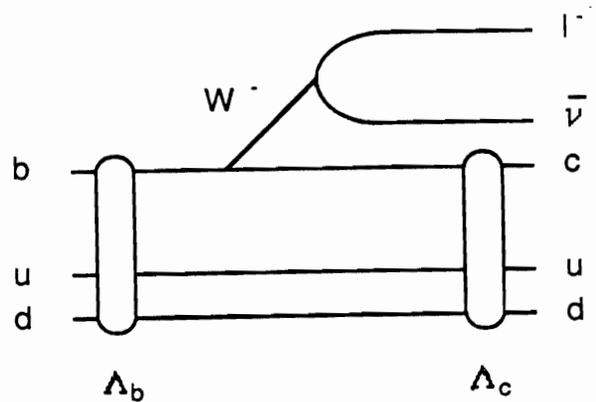
2.5 Das Λ_b im Teilchenmodell

Da in dieser Arbeit der semileptonische Zerfall des Λ_b untersucht werden soll, soll in diesem Abschnitt etwas näher darauf eingegangen werden.

Das Λ_b , welches aus einem b - Quark sowie aus einem u - und einem d - Quark, die zu einem ud - Diquark zusammengefaßt werden, ist das leichteste Baryon mit einem b - Quark. Vom Σ_b^0 , welches den gleichen Quarkinhalt hat, unterscheidet es sich durch den starken Isospin. Dieser ist beim $\Lambda_b=0$, beim $\Sigma_b=1$, dies ist auch der Grund, weshalb das Σ_b eine größere Masse als das Λ_b hat. Aufgrund der hohen Massendifferenz zwischen dem b - Quark ($\approx 5 \text{ GeV}/c^2$) und dem Diquark ($\approx 0,6 \text{ GeV}/c^2$) wird das physikalische Verhalten des Λ_b im wesentlichen von dem b - Quark bestimmt, wobei das Diquark nur störungstheoretische Beiträge liefert.

In diesem Modell, dem bereits erwähnten Spektatormodell, sieht der in dieser

Arbeit untersuchte semileptonische Zerfall folgendermaßen aus:



Es handelt sich also eigentlich um den Zerfall des b - Quarks in ein c - Quark zusammen mit einem Lepton und einem Antineutrino. Das hat zur Konsequenz, daß zum einen das Verzweigungsverhältnis ($\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c l \bar{\nu} X$) durch das Matrixelement $|V_{bc}|$ der CKM - Matrix gegeben sein sollte und zum anderen, daß es genau so groß sein sollte, wie das Verzweigungsverhältnis ($B \rightarrow D l \bar{\nu} X$). Diese beiden Zerfälle lassen sich deshalb so gut vergleichen, weil die große Masse beider Teilchen und die nur etwa halb so große Masse der entsprechenden Zerfallsprodukte die Zerfallsbreiten nicht durch den zur Verfügung stehenden Phasenraum einschränkt. Auf diese Weise lassen sich bei Präzisionsmessungen aus eventuellen Unterschieden in den semileptonischen Verzweigungsverhältnissen von Baryonen und Mesonen Rückschlüsse auf Wechselwirkungen unter den Quarks innerhalb der Teilchen ziehen.

Kapitel 3

Der experimentelle Aufbau

3.1 Der Speicherring LEP

Der Speicherring LEP (Large - Electron - Positron - collider) ist die größte Speicherringanlage des europäischen Kernforschungszentrums CERN bei Genf. In ihm zirkulieren Elektronen und Positronen, die in acht Wechselwirkungspunkten miteinander kollidieren können. An vier dieser Punkte steht ein Großdetektor, DELPHI [32], OPAL [31], L3 [33] und ALEPH [34], mit letzterem wurden die Daten für diese Analyse genommen. Die Schwerpunktsenergie des Systems Elektron - Positron wurde so gewählt, daß sie im Bereich der Z - Resonanz bei 92,225 GeV liegt. Bei dieser Energie wurden die meisten Daten genommen, außerdem noch bei 88,225; 89,225; 90,225; 92,225; 93, 225 und 94,225 GeV.

Um den Speicherring mit Elektronen und Positronen zu füllen, verfährt man wie folgt : Zunächst werden Elektronen aus einem Glühfaden abgedampft, in einem Linearbeschleuniger, dem Lep - Injector - Linac (LIL), auf 200 MeV beschleunigt und auf ein Wolframtarget geschossen. Durch die Wechselwirkungen der Elektronen mit den Atomkernen im Target entsteht ein Schauer aus vielen, verschiedenen Teilchen, aus welchem mit Hilfe von Magneten die Positronen selektiert werden. Diese werden auf 600 MeV beschleunigt und in den Electron Positron Accumulation ring (EPA), einen kleinen Speicherring, eingeschossen. Dieser Prozeß läuft solange kontinuierlich ab, bis sich in dem EPA etwa 10^8 Positronen angesammelt haben. Zusammen mit etwa der gleichen Anzahl von Elektronen, die direkt von der Glühkathode kommen und ebenfalls auf 600 MeV beschleunigt wurden, werden sie danach in je vier Bündeln (bunches) in das Proton - Synchrotron gelenkt, wo sie auf 3,5 GeV beschleunigt werden. Bevor sie den LEP erreichen, durchlaufen die Teilchen noch das Super - Proton - Synchrotron (SPS), in dem ihre kinetische Energie von 3,5 auf 22 GeV erhöht wird. Im LEP werden sie dann auf ihre endgültige Energie von etwa 45 GeV gebracht. Dort zirkulieren sie dann so lange, bis der Strahlstrom durch Wechselwirkungsprozesse soweit abgesunken ist, daß eine neue Füllung erforderlich ist. Dieser Zeitraum beträgt im allgemeinen mehrere Stunden.

Maschinenparameter [12] :

Umfang des LEP	:	26,66 km
maximale Luminosität auf der Z-Resonanz	:	$4,4 * 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$
maximale Energie pro Strahl	:	60 GeV
Strahlstrom	:	1,3 mA

3.2 Das Experiment ALEPH

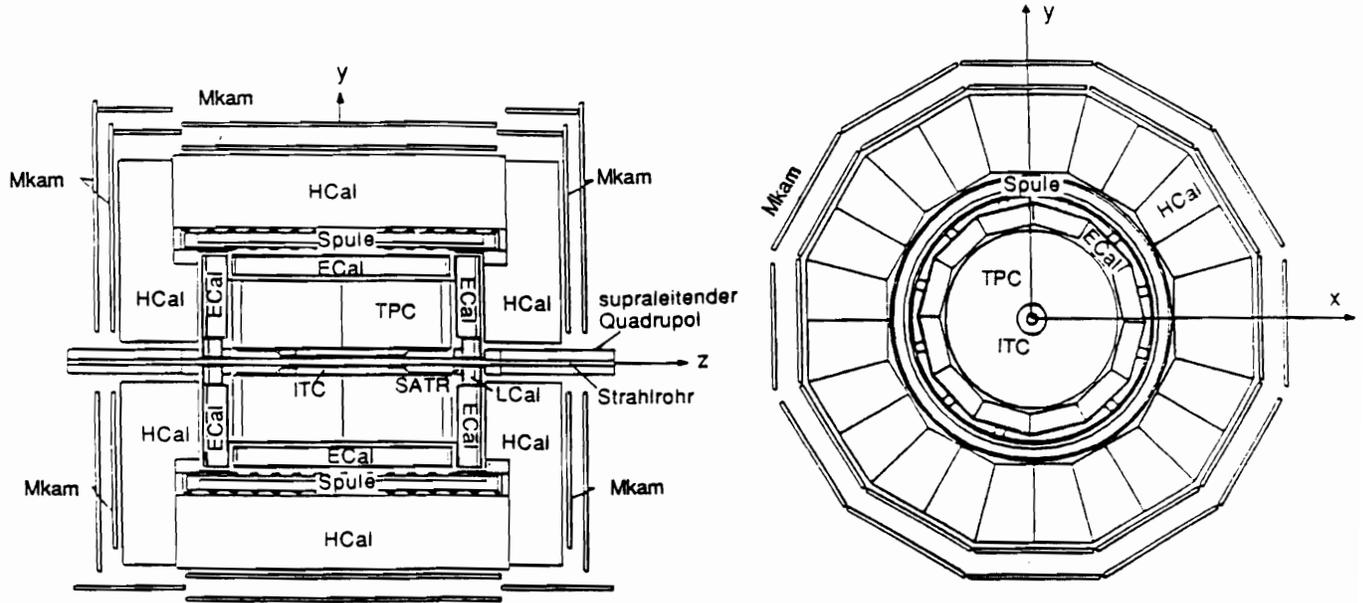


Abbildung 3.1: Schnitte durch den ALEPH- Detektor, rechts in der X - Y - Ebene, links in Richtung der Z - Achse.

Der ALEPH- Detektor (ALEPH :Apparatus for LEp PHysics), mit dessen Meßwerten diese Analyse durchgeführt wurde, ist aus mehreren Detektorkomponenten aufgebaut, die bis auf den Bereich des Strahlrohres den gesamten Raumwinkel von 4π um einen Wechselwirkungspunkt des Speicherringes abdecken. Sinn des Aufbaues eines Großdetektors aus unterschiedlichen Komponenten ist, daß man ein Gerät haben möchte, welches in der Lage ist, verschiedene Aufgaben zu erfüllen, wozu ein einzelner Teildetektor alleine nicht in der Lage wäre. So gibt es Komponenten, die die Flugbahnen geladener Teilchen nachweisen können, nicht aber die von neutralen. Um letztere 'sehen' zu können, benötigt man einen anderen Typ von Detektor, ein sogenanntes Kalorimeter, welches die Energie eines Teilchens mißt, egal ob es geladen ist oder nicht.

Deshalb besteht der ALEPH- Detektor [35] von innen nach außen aus :

1. dem Vertexdetektor (VDET : Vertex DETektor),
2. der inneren Spurkammer (ITC : Inner Tracking Chamber),
3. der Zeitprojektionskammer (TPC : Time Projection Chamber),
4. dem elektromagnetischen Kalorimeter (ECAL : Electromagnetic CALorimeter),
5. zwei Luminositätskalorimetern (LCAL : Luminosity CALorimeter), die jeweils außen auf Höhe der ECAL - Endkappen auf dem Strahlrohr sitzen,
6. der supraleitenden Magnetspule, die ein Feld von 1,5 Tesla erzeugt,
7. dem hadronischen Kalorimeter (HCAL : Hadronic CALorimeter) und ganz außen
8. den Myonkammern.

Im Folgenden ist der Zweck, Aufbau und die Funktionsweise der einzelnen Detektorkomponenten beschrieben, wobei in drei Abschnitten die prinzipiellen Funktionsweisen der Spurdetektoren, der Kalorimeter und des Triggersystems vorgestellt werden sollen.

3.2.1 Die supraleitende Magnetspule

Sie erzeugt ein magnetisches, solenoidales Feld von 1,5 Tesla in ihrem Inneren, das geladene Teilchen auf eine Kreisbahn zwingt und damit deren Impulsmessung ermöglicht. Der Rückfluß der magnetischen Feldlinien erfolgt durch das Eisenjoch des hadronischen Kalorimeters.

3.2.2 Der Vertexdetektor (VDET)

Die meisten der Teilchen, die in der Hadronisation erzeugt werden, sind so kurzlebig, daß sie bereits im Strahlrohr wieder zerfallen. Allerdings können sie sich aufgrund der Tatsache, daß für die Lebensdauer nur die Zeit im Ruhesystem des betreffenden Teilchens von Bedeutung ist, im Laborsystem um einige Millimeter von ihrem Produktionspunkt entfernen. Sinn des Vertexdetektors ist es nun, für die Spuren, die aus der TPC und der ITC zurückextrapoliert werden, zwei weitere Spurpunkte in der Nähe des Spurbeginns zu liefern, und damit eine Aussage machen zu können, ob die Spur aus dem Hauptvertex oder aus einem Sekundärvertex stammt. Letzteres würde bedeuten, daß das Teilchen, welches die Spur hinterlassen hat, das Zerfallsprodukt eines an dem Sekundärvertex zerfallenden Teilchens ist.

Mechanisch besteht der Vertexdetektor [29] aus zwei 20 cm langen Zylindermänteln, die konzentrisch im Abstand von 65 und 115 mm zur Mittelachse des Strahlrohres

r Strahlrohr	60 mm
r innere Lage	65 mm
r äußere Lage	115 mm
Länge	200 mm

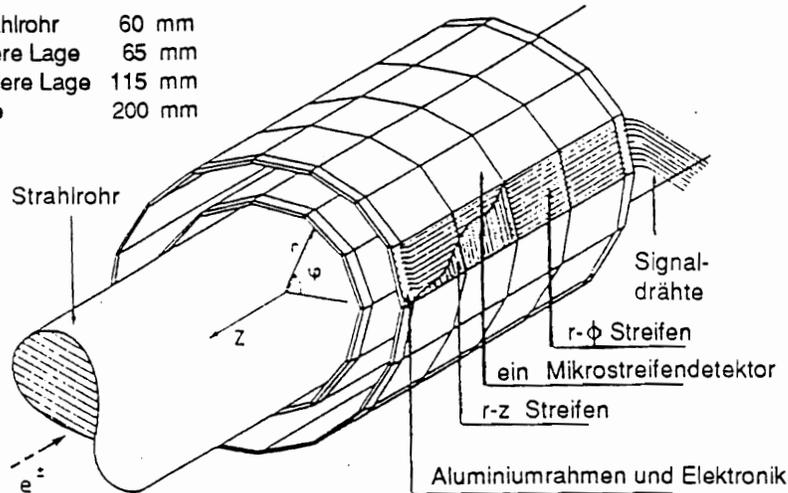


Abbildung 3.2: Der Vertexdetektor in der Draufsicht

angebracht sind. Der innere Zylinder ist ein 9-Eck aus planaren Silikon - Mikrostreifendetektoren, der äußere ist wegen des größeren Umfanges ein 15-Eck. In Längsrichtung sind jeweils vier solcher Detektoren hintereinander angeordnet. Jeder Silikon-Mikrostreifendetektor ist $51,2 * 51,2 \text{ cm}^2$ groß, hat eine Stärke von $300 \mu\text{m}$ und besteht aus zwei Lagen von Mikrostreifen, die senkrecht zueinander angeordnet sind. Die eine Lage verläuft nach dem Einbau parallel zur Achse des Strahlrohres, die andere senkrecht dazu. Da der Abstand zur Mitte des Strahlrohres bekannt ist, läßt sich aus der Information, welche beiden Streifen bei einem Teilchendurchgang angesprochen haben, ein vollständiger Raumpunkt in Zylinderkoordinaten rekonstruieren. Auf jedem Mikrostreifendetektor sind insgesamt 1994 Mikrostreifen im Abstand von $25 \mu\text{m}$ in $r - \phi$ und 994 im Abstand von $50 \mu\text{m}$ in z - Richtung aufgebracht, damit wird eine Auflösung von $15 \mu\text{m}$ in der $r - \phi$ - Ebene und $19 \mu\text{m}$ in z - Richtung erreicht.

3.2.3 Die Spurkammern

Im ALEPH- Detektor gibt es zwei Spurkammern, mit denen die Spuren geladener Teilchen gemessen werden sollen, die Innere Spurkammer und die Zeitprojektionskammer. Beide liegen im Feld des Magneten, um den Impuls eines durch sie hindurchlaufenden Teilchens aus der Krümmung der Spur bestimmen zu können. Beide Kammern funktionieren nach demselben Prinzip, ein durch sie hindurchfliegendes Teilchen ionisiert das Gas, mit dem diese gefüllt sind. Die dabei frei werdenden Elektronen, die auch Driftelektronen genannt werden, werden durch ein elektrisches Feld zu den Auslesedrähten hin beschleunigt. Wenn die Stärke des elektrischen Feldes ausreichend groß ist, können sie ihrerseits weitere Elektronen aus dem Gas heraus schlagen, so daß sich eine Elektronenlawine bildet, die in der Lage ist, einen Spannungspuls auf den positiv geladenen Auslesedrähten zu erzeugen. Dieses Verfahren liefert aber noch keine dreidimensionale Ortsinformation, sondern nur die Projektion

auf eine Ebene. Um die dritte Koordinate zu bestimmen, wird eine Laufzeitmessung des Signales durchgeführt. Das ist zum Beispiel die Zeit zwischen dem Durchgang des primären Teilchens und der Ankunftszeit des Signales an der Ausleseelektronik oder die Zeitdifferenz zwischen den Ankunftszeiten des Signales an den beiden Enden der Spurkammern. Daraus läßt sich dann die fehlende dritte Koordinate bestimmen. Auf diese Weise hinterläßt ein primäres Teilchen eine Spur von Punkten in den Spurdetektoren, die dann von den Rekonstruktionsprogrammen zu einer Spur verbunden werden.

3.2.4 Die innere Spurkammer (ITC)

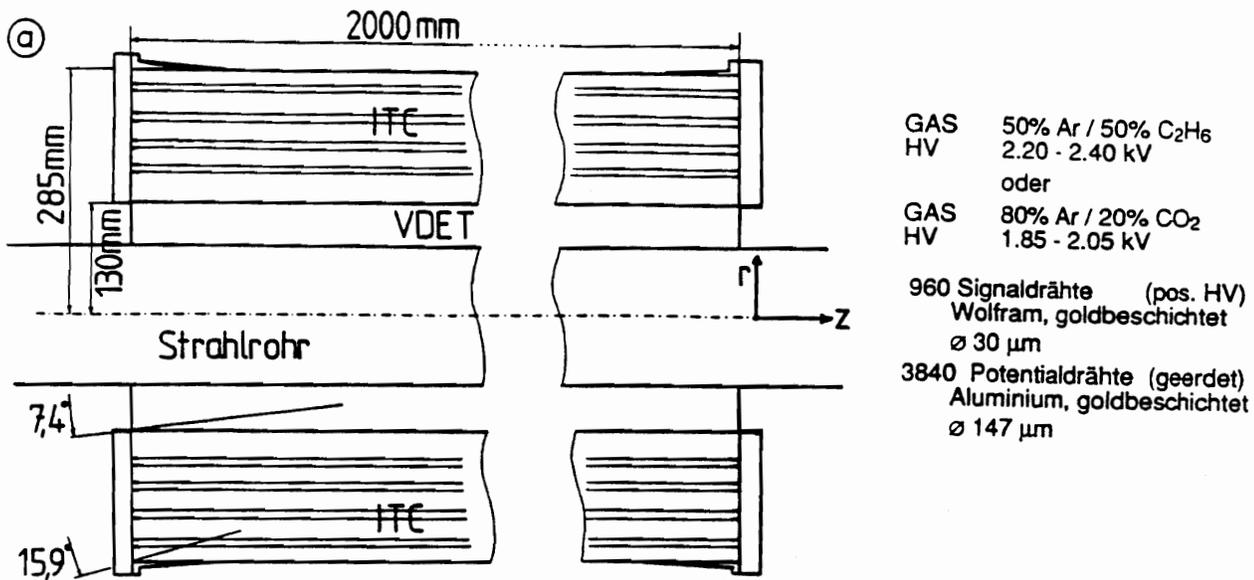


Abbildung 3.3: Schnitt durch die innere Spurkammer längs der z-Achse

Die innere Spurkammer dient im ALEPH-Detektor zwei Aufgaben, zum einen liefert sie Informationen (Spurpunkte) über die Spur von geladenen Teilchen, die durch sie hindurchlaufen, zum anderen dient sie als schneller Spurtrigger für den Detektor, eine Aufgabe, die die Zeitprojektionskammer nicht übernehmen kann, da in ihr die Laufzeiten der Driftelektronen zu lang sind. Aufgebaut ist die ITC als zylindrische Vieldraht-Driftkammer mit einer Länge von 200 cm, einem Innendurchmesser von 25,6 cm und einem Außendurchmesser von 57,0 cm. Dadurch wird der Raumwinkelbereich von $|\cos \Theta| < 0,99$ abgedeckt. Als Gasfüllung dient eine Mischung aus 50% Argon und 50% Äthan. Von innen nach außen gibt es in radialer Richtung acht konzentrische Lagen von aktiven Drähten parallel zur z-Richtung, von denen Spurpunkte in der $r-\phi$ Ebene gemessen werden können. Die Information über die z-Komponente kommt aus dem Unterschied der Laufzeitmessung des Signals an den beiden Drahtenden. In ϕ -Richtung besitzen die vier inneren Lagen jeweils 96 und die vier äußeren Lagen 144 Drähte, insgesamt 960. Jeder der sogenannten aktiven Drähte ist von sechs Felddrähten umgeben, die auf Erdpotential liegen. Demgegenüber haben

die aktiven Drähte ein Potential von 2,0 - 2,5 kV. Mit dieser Konfiguration wird in der ITC eine Ortsauflösung von 100 μm in der $r - \phi$ Ebene und von 3 cm in z - Richtung erreicht.

3.2.5 Die Zeitprojektionskammer (TPC)

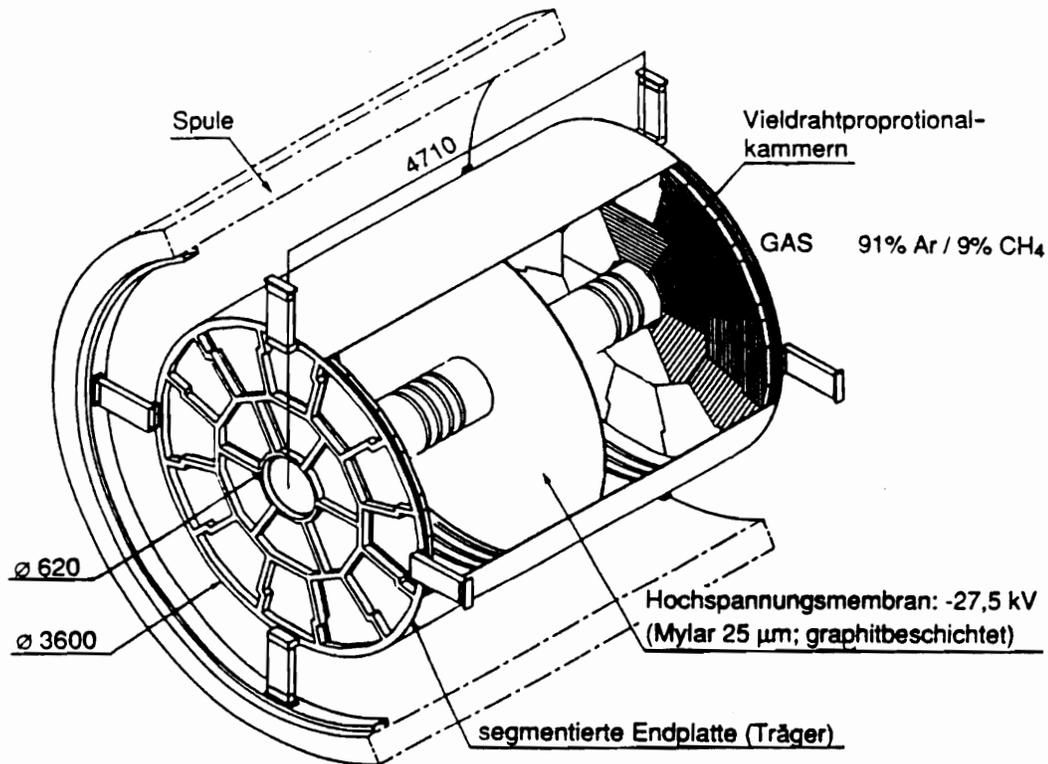


Abbildung 3.4: Aufbau der Zeitprojektionskammer

Der eigentliche Subdetektor, mit dem die Spuren geladener Teilchen nachgewiesen werden sollen, ist die Zeitprojektionskammer. In ihrem Aufbau stellt sie einen Hohlzylinder mit einem Innendurchmesser von 60 cm, einem Außendurchmesser von 360 cm und einer Länge von 440 cm dar. Senkrecht zum Strahlrohr ist in ihrer Mitte ein Hochspannungsmembran gespannt, die gegenüber den Enden der Kammer auf einem Potential von -26 kV liegt. Da bei dieser Konfiguration das elektrische Feld parallel bzw. antiparallel zum Feld der Magnetspule liegt, können die Driftelektronen parallel zur z - Richtung die Enden der Kammer erreichen. Das liegt daran, daß ein solches Elektron, welches zufällig an einem der Gasmoleküle gestreut wird und damit eine Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur z - Richtung bekommt, unter dem Einfluß des Magnetfeldes um die Achse seiner ursprünglichen Flugbahn zu kreiseln beginnt. Da die Abweichung durch die Störung in der Regel klein ist gegenüber der Größe der Auslekathode, behält so das Elektron seine ursprüngliche Ortsinformation in der $r - \phi$ Ebene bei. Die z - Koordinate bekommt man aus der Zeit, die

zwischen dem Durchgang des primär ionisierenden Teilchens und der Ankunft der Driftelektronen vergeht.

An den beiden Enden der TPC befinden sich drei Lagen von Drähten und eine Lage von Kathodenplättchen, auch Pads genannt. Die von der Mitte aus gesehen erste Lage von Drähten dient zur Abschirmung der Driftregion von Ionen, die aus dem Auslesebereich stammen und das elektrische Feld im Inneren der TPC unkontrollierbar verändern würden. Das zweite Drahtgitter, auf Erdpotential gelegt, sorgt dafür, daß zwischen ihm, dem Auslegitter und den Kathodenplättchen eine Region erhöhter Feldstärke entsteht, so daß die einlaufenden Driftelektronen durch Gas-ionisation einen Elektronenschauer erzeugen können. So verstärkt, wird das Signal von den Drähten des Auslegitters, welches gleichzeitig die Anode darstellt, abgelesen. Die Ortsinformation über den Teilchendurchgang stammt von den Kathodenplättchen, auf denen der Spannungspuls auf dem Auslegitter ein Signal induziert. Auf diese Weise wird mit der TPC eine Ortsauflösung für einen Spurpunkt von $70 \mu\text{m}$ in der $r - \phi$ Ebene und von $0,5 \text{ mm}$ in der z - Richtung erhalten. Die erreichte Impulsauflösung ist dann $\Delta p/p^2 \approx 1,5 * 10^{-3}(\text{GeV}/c)^{-1}$.

3.2.6 Die Kalorimeter

Ein großer Teil der in der Hadronisation und dem anschließenden Zerfall erzeugten Teilchen ist elektrisch neutral und kann deshalb in den Spurkammern weder nachgewiesen werden, noch läßt sich ihr Impuls bestimmen. Stattdessen wird die Energie dieser Teilchen in den Kalorimetern gemessen, wie auch die der geladenen. Dazu sind alle Kalorimeter im ALEPH- Detektor als 'sampling' - Kalorimeter aufgebaut. Das bedeutet, sie sind abwechselnd aus einer Schicht von Material und einer Schicht von aktiven Detektoren aufgebaut. Sinn dieses Aufbaues ist es, aus einem Teilchen hoher Energie in den Materialsichten einen Teilchenschauer zu erzeugen. Jedes dieser vielen Teilchen im Schauer besitzt nur noch eine geringe Energie und kann aufgrund dessen den Detektor nicht mehr verlassen. In den aktiven Ebenen der Kalorimeter wird die Gesamtenergie der Schauerteilchen und damit die des Primärteilchens gemessen.

Im ALEPH- Detektor gibt es zwei Kalorimeter, der eigentliche Grund dafür ist der Magnet, der benötigt wird, um die Impulse der geladenen Teilchen rekonstruieren zu können. Allerdings ist der Nachteil des Magneten, daß ein Eisenjoch benötigt wird, um das Magnetfeld zurückzuführen. Da es gravierende Unterschiede zwischen den Teilchen bezüglich ihres Schauerverhaltens gibt, läßt sich das gesamte Kalorimeter gut in zwei Teile aufteilen, das eine, das ECAL, liegt vor dem Magneten und das andere, das HCAL, dahinter. Der eine wesentliche Unterschied zwischen beiden ist das Material, welches die Schauerbildung veranlassen soll. Der andere besteht in der Stärke der Materialsichten, welche von der elektromagnetischen Strahlungslänge X_0 und der hadronischen Wechselwirkungslänge λ abhängen. Die Strahlungslänge gibt den mittleren Weg an, den ein Elektron in dem betreffenden Material zurücklegt, bevor es Bremsstrahlung photons emittiert. Die Wechsel-

wirkungslänge ist der mittlere Weg, den ein Hadron in dem Material zurücklegen kann, bevor es mit den Nukleonen in Wechselwirkung tritt. Da die Strahlungslängen wesentlich kürzer sind als die Wechselwirkungslängen, werden elektromagnetische Teilchen sofort zu schauern anfangen. Um die Energie des Schauers möglichst gut zu messen, muß daher das erste Kalorimeter möglichst viele Strahlungslängen haben. Da die Strahlungslänge in Blei nur ein Drittel der von Eisen ist, bestehen die Materialschichten in dem ersten Kalorimeter, dem ECAL, aus Blei. Das zweite Kalorimeter hat Eisenplatten als Materialschichten, diese haben in etwa die gleiche Wechselwirkungslänge wie Blei. Deshalb lassen sie sich genauso gut verwenden wie Blei, haben aber den Vorteil, daß sie das Feld des Magneten zurückführen können. Wegen der vielen Strahlungslängen des ECAL gelangen nur wenige der primären elektromagnetischen Teilchen noch in das HCAL.

Material	X_0 [11]	λ [11]
Eisen	18,9 cm	1,76 cm
Blei	18,4 cm	0,56 cm

3.2.7 Das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL) und die Luminositätskalorimeter (LCAL)

An die Zeitprojektionskammer schließt sich das elektromagnetische Kalorimeter und die Luminositätsmonitore an und zwar so, daß die Längsseite der TPC von dem sogenannten Faß (barrel) überdeckt werden, während die beiden Enden der TPC an die Endkappen des ECAL grenzen. Aus rein technischen Gründen, die mit dem Öffnen des Detektors zusammenhängen, reichen diese nicht bis an das Strahlrohr, sondern werden durch die Luminositätskalorimeter bis an dieses fortgesetzt. Diese sind in der Funktionweise und dem Aufbau des ECAL bis auf geringfügige Abweichungen gleich, so daß sie hier nicht gesondert behandelt werden sollen.

Im elektromagnetischen Kalorimeter gibt es insgesamt 45 aktive Schichten von Drahtkammern, dazwischen liegen Bleiplatten, von denen die ersten 13 jeweils 2 mm dick sind und die übrigen 4 mm. Das sind insgesamt 22 elektromagnetische Strahlungslängen. Diese lassen sich folgendermaßen auf drei Lagen vom Mittelpunkt des Detektors aus gesehen verteilen : Eine Lage aus 10 Schichten mit insgesamt vier Strahlungslängen, eine Lage aus 23 Schichten mit neun Strahlungslängen und eine Lage aus 12 Schichten mit ebenfalls neun Strahlungslängen. Diese Aufteilung entspricht der Zusammenfassung der einzelnen Ebenen bei der Energieauslese. Diese erfolgt über $3 * 3 \text{ cm}^2$ große Kathodenplättchen, die längs der Drahtkammern angeordnet sind. Jeweils die vom ALEPH - Mittelpunkt aus gesehen ersten vier und die zweiten und dritten neun Lagen von Kathodenplättchen sind zu projektiven Türmen verbunden, die auf den Hauptvertex zeigen. Diese Anordnung führt dazu, daß in der Regel der Schauer eines einlaufenden elektromagnetischen Teilchens in einem Türmchen bleibt, was unter anderem den Nachweis von $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ erlaubt, da die beiden Photonen abhängig vom Impuls in zwei verschiedene Türmchen gelangen können.

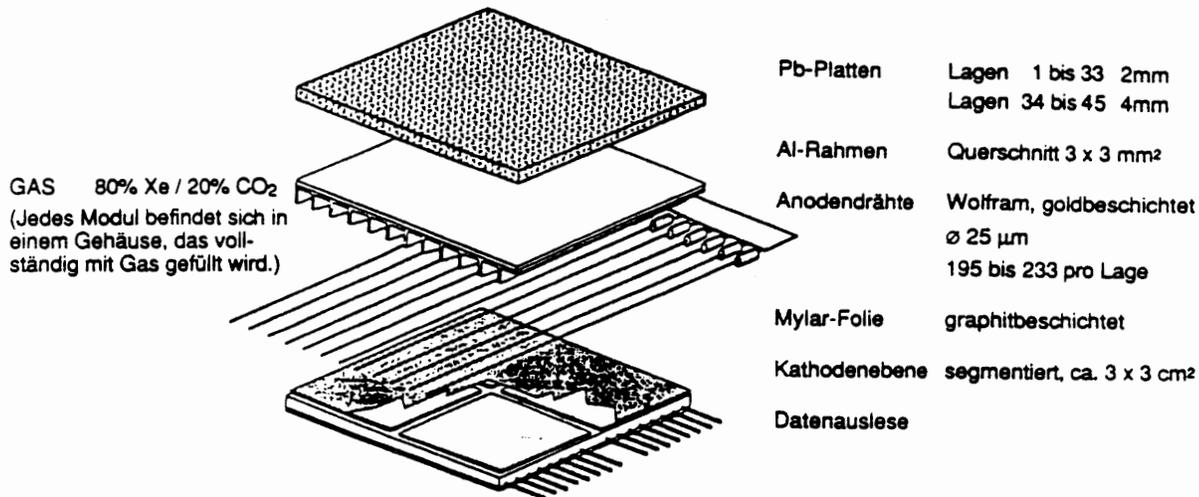


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung des Aufbaues einer Schicht im ECAL.

Insgesamt besitzt das ECAL in drei Lagen insgesamt 73728 projektive Türme, von denen 49152 im sogenannten Faß (barrel) und jeweils 12288 in einer der beiden Endkappen liegen, aus denen sich das ECAL zusammensetzt. Die Winkelauflösung ist etwa $0,94^\circ$ in ϕ und $0,94^\circ$ in Θ , die Energieauflösung $\frac{\Delta E}{E} = \frac{18\%}{\sqrt{E}}$. Die Signale von den Auslesedrähten der Drahtkammern werden hauptsächlich zum Triggern benutzt.

3.2.8 Das hadronische Kalorimeter (HCAL)

Das hadronische Kalorimeter dient hauptsächlich zur Energiemessung von hadronischen Teilchen, also Pionen, Kaonen, Protonen und Neutronen und als Rückfluß für das Magnetfeld der Spule. Elektronen, Positronen und Photonen geben in der Mehrzahl aller Fälle ihre gesamte Energie bereits im ECAL ab, während Myonen nur einen kleinen Teil davon im Detektor lassen.

Vom Prinzip her ist der Aufbau des HCAL derselbe wie der des ECAL, statt Bleiplatten wurden Eisenplatten aus den oben genannten Gründen verwendet. So hat das ECAL insgesamt 0,84 Wechselwirkungslängen, das HCAL hingegen 6,35. Die ersten 22 Schichten von Eisenplatten haben eine Stärke von 5 cm, die letzte eine von 10 cm. Im Gegensatz zum ECAL ist das HCAL nicht in Lagen unterteilt. Als Detektoren sind Iarocci - Röhren [21] eingebaut, zur Auslese werden ebenfalls Kathodenplättchen benutzt, die mit $9 \times 9 \text{ cm}^2$ größer sind als die des ECAL. Im Mittel werden so 14 ECAL - Türme von einem HCAL - Turm überdeckt, die Gesamtzahl aller Türme in Faß und Endkappen beträgt 4608. Im Faß überdeckt ein Turm einen Winkel von $\Delta\phi = 3,7^\circ$ und $\Delta\Theta = 3,7^\circ$, in den beiden Endkappen ist $\Delta\Theta$ ebenfalls $3,7^\circ$, während $\Delta\phi$ auf 15° bei $6^\circ < \Theta < 8^\circ$ anwächst. Die Energieauflösung beträgt $\frac{\Delta E}{E} = \frac{80\%}{\sqrt{E}}$.

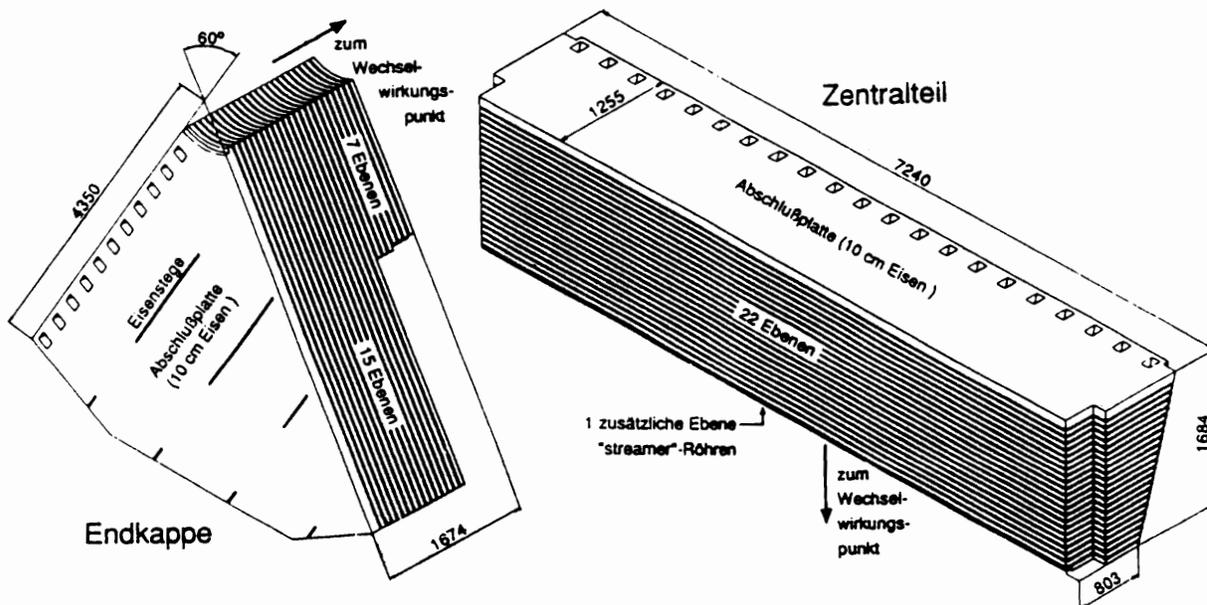


Abbildung 3.6: Aufbau der HCAL - Module. Links ein Endkappenmodul, rechts ein Modul aus dem Zentralteil des Detektors.

Um zu vermeiden, daß ein Teilchen, welches die toten Zonen im elektromagnetischen Kalorimeter durchlaufen hat, auch im hadronischen die toten Zonen durchläuft, sind die beiden um 15° gegeneinander gedreht.

3.2.9 Die Myonkammern

Außerhalb des HCAL liegen noch zwei Lagen von Iarocci - Röhren, die Myonkammern. Sie liefern zwei weitere Spurpunkte. Um die Ortsauflösung der Spur zu verbessern, ist die zweite Lage im Bereich des Fasses 50 cm und im Bereich der Endkappen 40 cm von der ersten entfernt. Da die Myonkammern nicht zur Energiemessung herangezogen werden, benötigt man keine Kathodenplättchen. Stattdessen gibt es pro Lage ein Paar von Kathodenstreifen, die senkrecht zueinander verlaufen. Aus der Information welche beiden Streifen beim Durchgang eines Myons angesprochen haben, läßt sich der Ort des Myondurchgangs berechnen. Da ein Streifen nur 5 mm breit ist, kann der Austrittswinkel des Myons aus dem Detektor bis auf 10 mrad genau bestimmt werden.

3.2.10 Das Triggersystem

Die Aufgabe des Triggersystems ist es festzustellen, ob im Detektor ein physikalisch interessantes Ereignis stattgefunden hat und das Auslesen des Detektors zu steuern. Um möglichst keine Ereignisse zu verlieren, ist das Triggersystem in drei Stufen aufgebaut, wobei die erste Stufe bereits $5 \mu\text{sec}$ nach einem Beam - crossing, welches

den Start des Systems veranlaßt, die Entscheidung getroffen hat, ob die jetzt im Detektor gespeicherte Information gelöscht werden soll oder nicht. Im ersten Fall ist der Detektor beim nächsten Beam - crossing, das 22 μsec nach dem ersten stattfindet, wieder zur Datennahme bereit. Im anderen Fall wird jetzt die zweite Stufe des Triggersystems gestartet. Sie benötigt nur 3 μsec bis zur Entscheidung, da sie jedoch Information aus der TPC benutzt, muß 45 μsec gewartet werden, bis diese vorliegt. Die Zeitverzögerung rührt daher, daß die Driftelektronen erst die Enden der TPC erreichen müssen. Damit gehen die ersten beiden Beam - crossings nach der Ja - Entscheidung der Stufe 1 verloren. Entscheidet die Stufe 2 ebenfalls, daß ein Ereignis stattgefunden hat, so wird der Detektor ausgelesen und danach wieder zurückgesetzt. Die dritte Stufe ist im Gegensatz zu den ersten beiden nicht als Hardware ausgeführt, sondern ein Programm, welches die Ereignisse analysiert. Sie entscheidet, ob die sich nun im Computer befindliche Information auf Magnetband gespeichert wird, oder ob sie gelöscht wird.

Zu jeder Stufe des Triggersystems gehören verschiedene Trigger, auf die hier im einzelnen nicht eingegangen werden soll. Eine ausführliche Darstellung befindet sich in [26], es sollen nur kurz die verschiedenen Informationen vorgestellt werden, die für Triggerentscheidungen benutzt werden können. Diese Informationen werden dann auf verschiedene Weisen miteinander zu den eigentlichen Triggern kombiniert.

Benutzt werden zum Triggern Energieinformationen aus den Kalorimetern und Spurinformation aus der ITC und der TPC. Die Energieinformationen gibt es getrennt nach ECAL, HCAL und LCAL, wobei sie nochmals unterteilt ist in solche von den Drähten und solche von den Kathodenplättchen. Um das Triggersystem möglichst effizient arbeiten zu lassen, ist der Detektor in sogenannte Triggersegmente aufgeteilt, die den gesamten Detektor überdecken und deren Information bereits vor dem eigentlichen Trigger aufsummiert wird. Als Beispiel sei das ECAL genannt, es ist in 60 Triggersegmente unterteilt, deren gemessene Energiedeposition segmentweise für die Triggerentscheidung zur Verfügung steht. Durch diese Segmentierung ist es möglich, Trigger zu bilden, die im gleichen Raumwinkelbereich des Detektors Spuren in den Spurkammern und Energiedeposition im Kalorimeter verlangen. Ebenso kann verlangt werden, daß in gegenüberliegenden Raumbereichen bestimmte Mindestenergien deponiert worden sind.

In der Regel sprechen bei jedem der Zerfälle des Z in geladene Fermionen zwei Trigger an, die nicht dieselbe Information benutzen, damit wird eine Effizienz von 100% erreicht.

Kapitel 4

Ereignissimulation

Um die in der Analyse verwendeten Schnitte zu optimieren, die Akzeptanzen zu berechnen und um die theoretischen Vorhersagen mit den experimentellen Ergebnissen zu vergleichen, wurden generierte oder Monte-Carlo-Ereignisse verwendet.

Zur Simulation der Ereignisse wurde das Programmpaket JETSET[27] der Universität Lund in den Versionen 6.3, 7.2 und 7.3 benutzt, wobei die zum jeweiligen Produktionszeitpunkt neueste Version Verwendung fand. Dieser Ereignisgenerator erzeugt hadronische Ereignisse mit Hilfe des Stringfragmentationsmodelles. Für die Untergrundstudien wurden offizielle ALEPH $q\bar{q}$ -Monte-Carlos verwendet, in denen die Verzweigungsverhältnisse den neuesten Ergebnissen angepasst waren. Für die Signal- und Akzeptanzstudien wurden eigene Monte-Carlo-Ereignisse generiert, bei denen die Zerfallsmoden auf null gesetzt wurden, die für die Studien nicht von Bedeutung waren.

Die auf diese Weise gewonnenen Ereignisse werden als Input in das Programm GALEPH gegeben. Dieses Programm führt eine vollständige Simulation des ALEPH-Detektors durch und schreibt das Ereignis am Ende in derselben Form wie ein reales heraus, mit der Ausnahme, daß zusätzlich die vollständigen Informationen über die Teilchentypen und die Zerfallsketten vorhanden sind. GALEPH enthält die ganze Detektorgeometrie, einschließlich der passiven Zonen und des Materials im Detektor, so daß Detektoreffekte, die in den echten Daten sichtbar sind, auch vom Monte-Carlo gesehen werden sollten. Die eigentlichen physikalischen Prozesse, wie der Zerfall langlebiger Teilchen wie K , Λ , π oder die Wechselwirkung mit dem Material im Detektor wird dabei vom Programm GEANT simuliert, welches von GALEPH aufgerufen wird.

Da sich durch den Einbau von Teilen des Vertexdetektors und der zweiten Lage Myonkammern Anfang 1991 die Geometrie des Detektors geändert hat, was in GALEPH berücksichtigt ist und eingestellt werden kann, wurden Monte-Carlo Ereignisse sowohl in der 1990er als auch in der 1991er Geometrie generiert.

Als letzter Schritt kommt die Rekonstruktion der Ereignisse, sie wird von denselben Programmen durchgeführt, mit denen auch die echten rekonstruiert werden.

Insgesamt wurden für diese Analyse folgende Monte-Carlo-Ereignisse generiert:

Art der Ereignisse	Anzahl	Geometrie
$q\bar{q}$	124222	1990
$q\bar{q}$	183783	1991
$\Lambda_b \rightarrow l\bar{\nu}\Lambda_c, \Lambda_c \rightarrow \Lambda X, \Lambda \rightarrow p\pi$	6038	1990
$\Lambda_b \rightarrow l\bar{\nu}\Lambda_c, \Lambda_c \rightarrow \Lambda X, \Lambda \rightarrow p\pi$	6076	1991
$B^0 \rightarrow l\bar{\nu}\Lambda_c X, \Lambda_c \rightarrow \Lambda X, \Lambda \rightarrow p\pi$	1799	1990
$\Lambda_c \rightarrow l\bar{\nu}\Lambda, \Lambda \rightarrow p\pi$	519	1990

Kapitel 5

Ereignisselektion

In der Analyse soll der semileptonische Zerfall des Λ_b in ein Elektron oder ein Myon untersucht werden. Die verwendete Methode beruht auf der Korrelation zwischen dem Lepton und einem Λ , welches in der Zerfallskette auftaucht. Letzteres wird über seinen Zerfall in ein Proton und ein negativ geladenes Pion rekonstruiert. Deshalb werden aus allen Ereignissen, die mit dem ALEPH - Detektor genommen wurden, diejenigen aussortiert, die sowohl ein Lambda als auch ein Lepton enthalten. Die Rekonstruktion der Lepton- und der Lambdakandidaten ist Thema dieses Kapitels. Da Teilchen, die schwerer als das τ - Lepton sind, in leptonischen Ereignissen nicht vorkommen können und deshalb uninteressant sind für jede Analyse, die sich mit Teilchen befaßt, die ein c - oder b - Quark enthalten, wird innerhalb der Kollaboration standardmässig die Aufteilung der Ereignisse in leptonische und hadronische vorgenommen, wobei es vorkommen kann, daß ein Ereignis sowohl als hadronisch als auch als leptonisch klassifiziert werden kann.

5.1 Ereignisrekonstruktion

Die Rekonstruktion der Ereignisse erfolgt durch das Programm JULIA aus den von dem Detektor gelieferten Rohdaten. Diese enthalten als Beispiel nur die Information über Spurpunkte in der TPC, nicht aber die Spurparameter wie Impulsbetrag, Richtung etc. Diese Berechnungen werden durch JULIA gemacht. Es versucht, durch die Spurpunkte, die in der TPC, ITC und VDET gemessen wurden, eine Helix zu legen, aus dessen Radius dann der Impuls des Teilchen berechnet werden kann. Aus der Lage des Kreises im Raum werden dann die Impaktparameter berechnet, die angeben, wie Nahe das Teilchen in der XY - Ebene an die Strahlachse herangekommen ist.

Ebenso verfährt das Prgramm bei der Energiemessung im Kalorimeter; Bereiche, in denen eine größere Anzahl von Kathodenplättchen angesprochen hat, werden zu Clustern zusammengefaßt und die an diesen Plättchen gemessene Energie wird dann aufsummiert.

Außerdem führt JULIA die Berechnung des $(\frac{dE}{dx})$ - Wertes durch, die verwendete Methode wird ausführlich in Kapitel 5.3 beschrieben.

Die so aufbereiteten Daten werden dann auf ein Magnetband geschrieben.

5.2 Hadronische Ereignisse

Zur Analyse in dieser Arbeit wurden die 460864 hadronischen Ereignisse verwendet, die mit dem Detektor ALEPH 1990 und 1991 im Bereich der Z - Resonanz genommen wurden. Dabei wird ein Ereignis als hadronisch bezeichnet [10], wenn es mindestens 5 'gute' Spuren von geladenen Teilchen enthält. Unter einer 'guten' Spur wird eine solche verstanden, von der mindesten 4 Spurpunkte in der Zeitprojektionskammer gemessen wurden, deren Helix einen Zylinder mit Radius 2 cm und Länge 10 cm mit dem Primärvertex als Mittelpunkt schneidet und deren Winkel zur z-Achse größer als $18,2^\circ$ ($|\cos\Theta| < 0,95$) ist. Weiterhin wird verlangt, daß die Impulssumme aller geladenen Spuren mindestens 10% der doppelten Energie des Elektronenstrahls im Speicherring beträgt. Mit diesen Schnitten beträgt die Effizienz für echte hadronische Ereignisse - also Ereignisse in denen das Z in ein $q\bar{q}$ - Paar übergeht - 97,4%. Der einzige nennenswerte Untergrund kommt von $\tau^+\tau^-$ - Ereignissen mit entweder drei geladenen Teilchen auf jeder Seite oder fünf geladenen Teilchen auf einer Seite und von $\gamma\gamma$ -Ereignissen. Dieser Untergrund beträgt 0,65% in den hadronischen Daten [10].

5.3 Teilchenidentifikation mit spezifischer Ionisation ($\frac{dE}{dx}$)

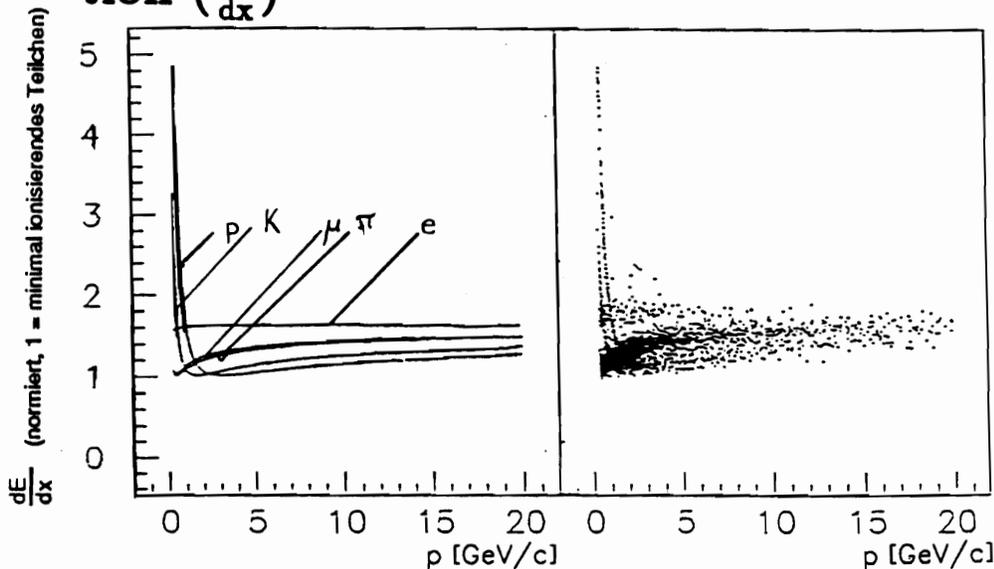


Abbildung 5.1: $\frac{dE}{dx}$ - Verteilungen für Elektronen, Myonen, Pionen, Kaonen und Protonen. Links die für die jeweilige Teilchensorte erwartete charakteristische Kurve aus dem Monte - Carlo, rechts die ausgeschmierte Verteilung der Daten

Eine Möglichkeit, mit ALEPH Teilchen zu identifizieren, ist die Messung der spezifischen Ionisation in Abhängigkeit vom Impuls des betreffenden Teilchens. Diese Methode läßt sich aber nur auf Elektronen, Myonen, Protonen, Kaonen, Pionen und deren Antiteilchen anwenden, da deren Lebensdauer groß genug ist, um die TPC zu erreichen, wo die Ionisation gemessen wird. Dazu wird die Höhe der Spannungspulse

auf den Auslesedrähten gemessen, sie ist abhängig von der Ionisation des primären Teilchens. Diese wird durch die Bethe - Bloch - Formel beschrieben und ist für jede Teilchensorte charakteristisch, da die Massen der Teilchen in die Formel eingehen. Das ist jedoch nur der Idealfall, normalerweise stehen für jedes Teilchen viele einzelne Meßwerte zur Verfügung, die landauverteilt sind. Diese Verteilung fällt zu den hohen Meßwerten nur langsam ab, wodurch der Mittelwert dann gerade durch diese hohen Werte dominiert wird. Um deshalb deren Einfluß zu verringern, werden die oberen 40 % der Meßwerte bei der Mittelwertberechnung weggelassen (truncated mean). Der so errechnete Mittelwert ergibt für viele Teilchen derselben Sorte und desselben Impulses aufgetragen eine Gaussverteilung, aus deren Mittelwert sich für verschiedene Teilchenimpulse die oben erwähnte charakteristische Kurve ergibt. Durch die Ausschmierung überlappen sich die Verteilungen in weiten Impulsbereichen, so daß eine eindeutige Identifizierung schwierig ist. Eindeutig lassen sich nur Kaonen mit weniger als 0,4 GeV/c Impuls, Protonen mit weniger als 0,8 GeV/c und Elektronen im Impulsbereich von 1,2 - 15,0 GeV/c identifizieren. Trotzdem macht die Teilchenidentifikation Sinn, das Verhältnis der Teilchensorten zueinander beträgt im Mittel nach Monte - Carlo - Studien $e : \mu : \pi : K : p = 1,9 : 1 : 39 : 5,2 : 2,9$, somit sind die meisten Spuren von Pionen hinterlassen worden. Damit tragen diese auch am meisten zum Untergrund bei der Identifikation von Protonen, Kaonen, Elektronen und Myonen bei. Durch die Ionisationsmessung läßt sich der Anteil der Pionen stark herabsetzen, wenn verlangt wird, daß alle Teilchen, die zum Beispiel außerhalb eines 2σ - Bereiches einer Hypothese liegen, nicht verwendet werden. Deshalb wird in der Regel verlangt, daß der gemessene Wert der Ionisation von Teilchen, die eine bestimmte Hypothese zu erfüllen haben, nicht mehr als drei Standardabweichungen von dem für diese Sorte erwarteten Wert abweicht. Dann beträgt die Effizienz 99,95%, zum Beispiel ein Pion als solches auch zu finden.

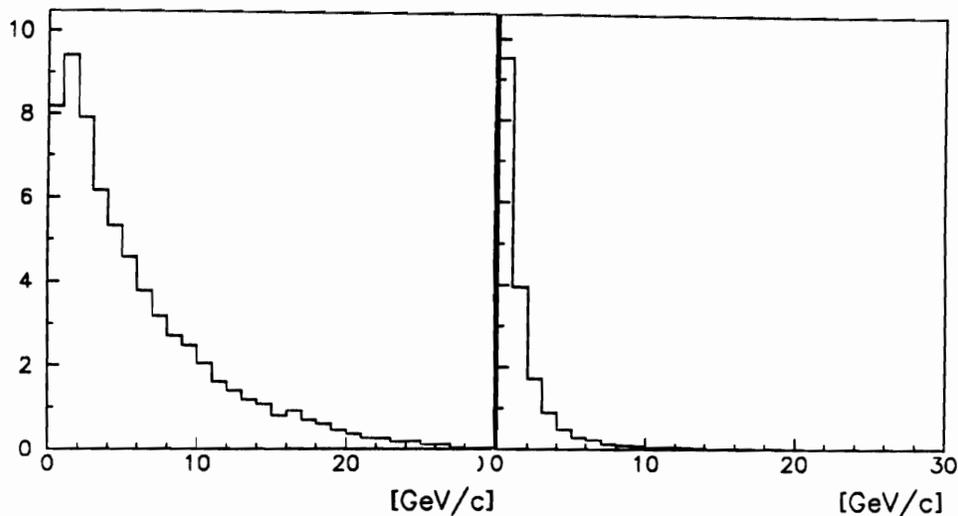
Spuren, von denen weniger als 50 Einzelmesswerte zur Verfügung stehen, wurden in der Analyse nicht verwendet.

5.4 Leptonidentifikation

Zur Identifikation der in der Analyse verwendeten Leptonen wurden zwei ALEPH-Standardprogramme verwendet, QEIDO für die Elektronen und QMUIDO für die Myonen. Während die Elektronen im wesentlichen aufgrund ihres Schauerverhaltens im elektromagnetischen Kalorimeter identifiziert werden, weist man die Myonen durch ihr Durchdringungsvermögen im hadronischen Kalorimeter und mit Hilfe der Myonkammern nach. Da der Untergrund für Myonen von dem für Elektronen verschieden ist, sollen beide Teilchen hier getrennt behandelt werden. Einige Schnitte sind jedoch beiden gemeinsam, sie sollen hier kurz besprochen werden.

Eigentlich werden für die Arbeit nur Leptonen aus dem Zerfall $b \rightarrow cl^- \bar{\nu}$ benötigt, diese unterscheiden sich jedoch kinematisch außer im Transversalimpuls bezüglich des Jets nicht von denen aus dem Zerfall eines c-Quarks, $c \rightarrow sl^+ \bar{\nu}$, so daß sie sich bei

der Vorselektion durch die angesprochenen Programme nicht trennen lassen. Beiden gemeinsam ist, daß sie von Teilchen stammen, die entweder in der Hadronisation oder im Falle $b \rightarrow c \rightarrow s$ beim Teilchenzerfall erzeugt werden. Diese Hadronen enthalten das primäre Quark und tragen deshalb einen hohen Impuls, in etwa 50% der Fälle mehr als die Hälfte der Strahlenergie, wie Monte - Carlo Untersuchungen gezeigt haben. Entsprechend haben auch die Zerfallsleptonen einen höheren Impuls als diejenigen Teilchen, die weiter unten in der Zerfallskette entstehen. Deshalb ist es sinnvoll, einen Impuls von mehr als 5 GeV/c zu verlangen, damit behält man ungefähr 44% aller gesuchten Leptonen, entfernt jedoch ca. 95% aller anderen Leptonen und 84% aller stabilen Nichtleptonen, wobei darunter Protonen, Kaonen und Pionen zu verstehen sind.



$$\begin{array}{rcl}
p & > & 5,0 \text{ GeV}/c \\
d_0 & < & 0,5 \text{ cm} \\
z_0 & < & 2,0 \text{ cm} \\
N_{\text{hits}} & \geq & 4 \\
|\cos\Theta| & < & 0,95
\end{array}$$

mit

- p : Impuls des Leptons
- d_0 : minimaler Abstand der Spur in der xy -Ebene zum Hauptvertex
- z_0 : Abstand der Spur in z -Richtung zum Hauptvertex, gemessen am selben Punkt wie d_0
- N_{hits} : Anzahl der gemessenen Spurpunkte in der TPC
- Θ : Winkel zwischen der Leptonspur und der z -Achse

5.4.1 Elektronidentifikation

Die Elektronen werden durch ihre spezifische Ionisation ($\frac{dE}{dx}$) und über die Schauerprofile im elektromagnetischen Kalorimeter identifiziert. In beiden Fällen bestehen signifikante Unterschiede zu den anderen Sorten geladener Teilchen. Da die Methode der spezifischen Ionisation in einem anderen Kapitel genauer beschrieben wurde, soll hier nur erwähnt werden, daß die Ionisation für einen Elektronkandidaten nicht mehr als 2.5σ nach unten von der erwarteten abweichen darf.

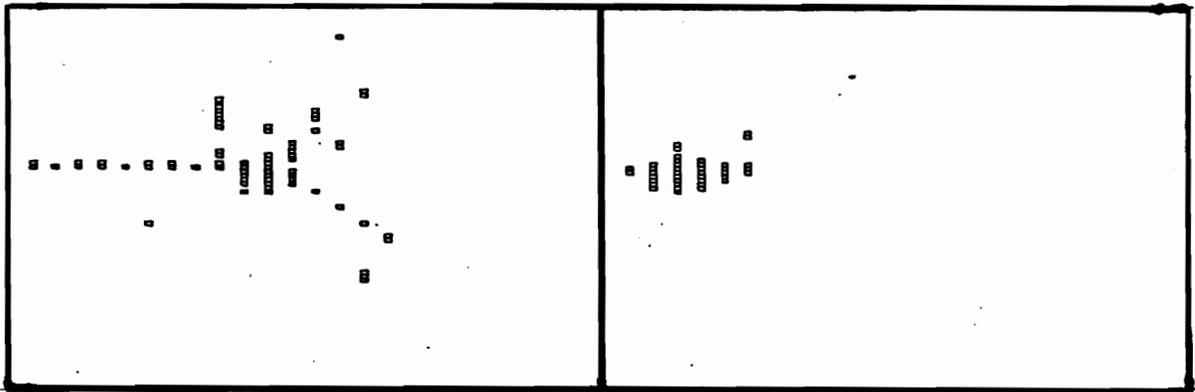


Abbildung 5.3: Schauerverhalten eines von links kommenden Teilchens mit 10 GeV/c Impuls. Links ein Pion, rechts ein Elektron. Deutlich ist der frühe Schauerbeginn des Elektronschauers und seine kompakte Form zu erkennen. Die Punkte stellen die angesprochenen Kathodenplättchen dar.

Alle elektromagnetischen Teilchen, also Elektronen, Positronen und Photonen haben im Gegensatz zu den Hadronen und den Myonen die Eigenschaft, daß sie im elektromagnetischen Kalorimeter einen sehr kompakten Schauer bilden, der den größten

Teil der Energie dieser Teilchen enthält. Diese Tatsache wird bei der Elektronidentifikation ausgenutzt, indem zunächst die Spur aus der TPC in das ECAL hineinextrapoliert wird, und dann geschaut wird welche vier Kathodenplättchen pro Schicht dieser extrapolierten Spur am nächsten liegen. Die Energie, welche von diesen gemessen wurde, wird dann aufsummiert und mit dem von der Impulsmessung aus der TPC her erwarteten Wert verglichen. Dazu wird die Größe

$$R_T = \frac{(X-X_0)}{\sigma_X}$$

($X = E_{ECAL}/P_{TPC}$, X_0 = erwarteter Wert für X , σ_X = Unsicherheit auf den erwarteten Wert.) benutzt, für einen Elektronkandidaten muß $R_T > -1,6$ sein, damit er als Elektron akzeptiert wird. Diese Größe ist sensitiv auf die Ausbreitung des Schauers transversal zur Flugrichtung des Elektrons, eine weitere Größe, die sensitiv auf die longitudinale Ausbreitung des Schauers ist, ist R_L . Sie ist genauso wie R_T ein Maß für die Abweichung vom erwarteten Wert, ist aber komplizierter zu berechnen. Vom Prinzip her hängt sie von dem Energieverlust des Teilchens pro Weglänge ab. Für ein Elektron wird $-1,8 < R_L < 3,0$ verlangt.

Ein großer Teil des Untergrundes bei den Elektronen besteht aus e^+e^- - Paaren, die aus Photonkonversionen kommen. Diese kann wegen der fehlenden Ruhemasse des Photons nur in Materie stattfinden. Deshalb stammen die meisten Konversionselektronen aus den Mänteln von Strahlrohr, VDET, ITC und TPC, die aus dichter Materie bestehen, im Gegensatz zu den leeren oder gasgefüllten Inneren dieser Geräte. Um diese zu entfernen, wird jeder Elektronkandidat noch mit allen anderen Spuren, die entgegengesetzte Ladung haben, kombiniert und ihre invariante Masse unter der Annahme, beides seien Elektronen, berechnet. Ist diese geringer als $20 \text{ MeV}/c^2$, so wird geschaut, ob die beiden Spuren einen gemeinsamen Vertex haben. Ein solcher wird angenommen, wenn sich die beiden Spurhelices in der XY-Ebene auf weniger als 1 cm nähern und ihr Abstand in z-Richtung in diesem Punkt ebenfalls kleiner als 1 cm ist. Läßt sich für einen gegebenen Elektronkandidaten eine zweite Spur finden, so daß diese drei letzten Bedingungen erfüllt sind, so wird der Kandidat verworfen. Dieser Teil wird von der Standardprozedur QPAIRF ausgeführt.

Verwendete Schnitte:

$$\begin{aligned}
 & -1,6 < R_T < 999,0 \\
 & -1,8 < R_L < 3,0 \\
 & \text{falls } \left(\frac{dE}{dx}\right) \text{ - Information vorhanden :} \\
 & \quad N_D \geq 50 \\
 & \quad \left(\frac{dE}{dx}\right) \geq \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{erw}} - 2,5 \\
 & \text{falls Information aus der ITC vorhanden :} \\
 & \quad N_I \geq 5 \\
 & \text{falls QPAIRF in Ordnung :} \\
 & \quad |d_{xy}| \geq 1.0 \text{ cm} \\
 & \quad |d_{z2}| \geq 1.0 \text{ cm} \\
 & \quad m_0 \geq 20.0 \text{ MeV}/c^2
 \end{aligned}$$

mit
 R_L : Longitudinaler Estimator
 R_T : Transversaler Estimator
 N_D : Anzahl der ($\frac{dE}{dx}$) Einzelmessungen in der TPC
 N_f : Anzahl der Spurpunkte in der ITC
 d_{xy} : minimaler Abstand der beiden Spuren in der xy-Ebene
 d_{z2} : Abstand der beiden Spuren in z-Richtung am Punkt des minimalen Abstandes in der xy-Ebene
 m_e : invariante Masse der beiden Spuren unter der Annahme, beide Teilchen seien Elektronen

Mit diesen Schnitten wird eine Effizienz von 42% bei einer Reinheit von 64,8% erreicht.

5.4.2 Myonidentifikation

Die Myonen werden mit Hilfe ihres Durchdringungsvermögens im hadronischen Kalorimeter und mit Hilfe der Myonkammern nachgewiesen. Damit eine Spur als Myon akzeptiert wird, muß sie deshalb in den letzten 10 Ebenen mindestens 5 Hits aufweisen und das Teilchen muß von mindestens einer Myonkammer gesehen worden sein. Um den Untergrund aus Hadronen zu unterdrücken, wird die Spur aus der TPC und der ITC in das HCAL extrapoliert und die Kathodenplättchen bestimmt, die beim Durchgang dieses Teilchens hätten ansprechen müssen, wenn es ein Myon wäre.

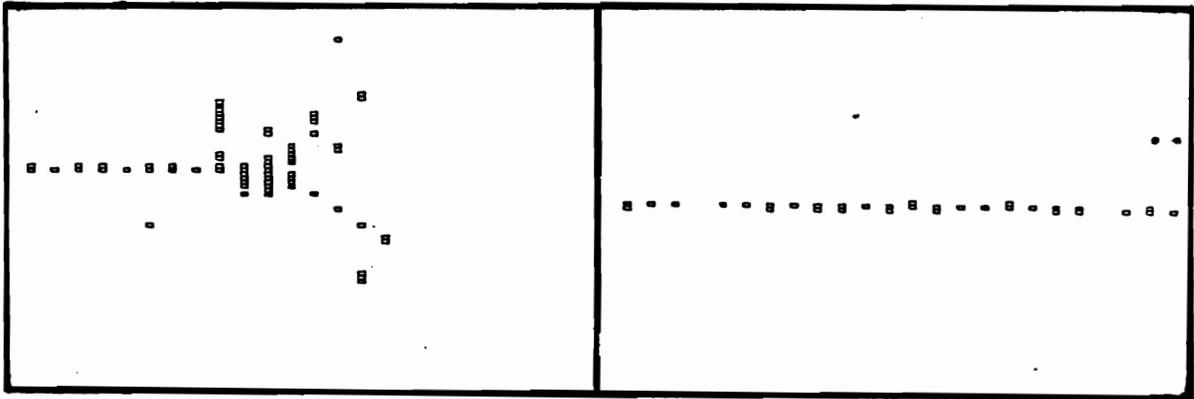


Abbildung 5.4: Schauerverhalten eines von links kommenden Teilchens mit 10 GeV/c Impuls. Links ein Pion, rechts ein Myon. Gut zu sehen ist, daß das Myon keinen Schauer bildet, sondern das Kalorimeter in seine vollen Länge durchdringt.

Falls diese Extrapolation ergibt, daß in weniger als zehn Lagen des HCAL ein Signal gesehen wird, wird der Myonkandidat verworfen. Dann wird mit dem tatsächlichen Signal verglichen und verlangt, daß mindestens 40% der erwarteten Hits gemessen wurden. Damit wird verhindert, daß Kaonen und Pionen, die aus der TPC kommen und später im ECAL oder HCAL in ein Myon und ein Neutrino zerfallen, als

direkte Myonen aus einem b - oder c - Quark angesehen werden. Jene haben in der Regel wegen des ebenfalls erzeugten Neutrinos eine von der ursprünglichen Richtung des Kaons oder Pions abweichende, was dazu führt, daß gemessene und extrapolierte Spur nicht übereinstimmen. Um den Untergrund zu unterdrücken, der von Hadronen kommt, die weit in das HCAL hineinkommen, ohne aufzuschauern, wird die Zahl der angesprochenen Iarocci - Röhren in einem Umkreis von 30 cm um die extrapolierte Spur gezählt und durch die Anzahl der Ebenen mit angesprochenen Röhren dividiert. Ist der Quotient größer als 1,25, so wird die Spur ebenfalls verworfen.

Mit diesen Schnitten erhält man dann eine Effizienz von 35% bei einer Reinheit von 69%.

Verwendete Schnitte :

$$\begin{array}{rcl}
 \text{IDF} & > & 0 \\
 N_{\text{exp}} & \geq & 10 \\
 \frac{N_{\text{fir}}}{N_{\text{exp}}} & > & 0,4 \\
 N_{10} & \geq & 5 \\
 N_{\text{hits}} & \geq & 1 \\
 X_{\text{mult}} & < & 1,25
 \end{array}$$

mit :

- IDF : Mit HCAL oder Myonkammern identifiziertes Myon
- N_{exp} : Anzahl der im HCAL erwarteten Hits
- N_{fir} : Anzahl der tatsächlichen Hits
- N_{10} : Anzahl der Hits in den letzten 10 Ebenen des HCAL
- N_{hits} : Anzahl der Hits in den beiden Myonkammern
- X_{mult} : Mittlere Anzahl der angesprochenen Tubes in eine Umkreis von 30 cm um die extrapolierte Spur.

5.5 Lambdaidentifikation

In dieser Analyse wurden nur die Lambdas benutzt, die in ein Proton und ein geladenes Pion zerfallen, das sind 64% [11] von allen, die restlichen 36% [11] zerfallen in π^0 und ein Neutron. Zur Rekonstruktion der Lambdas wurde das Programm YRMIST [13], ein ALEPH - Standardprogramm verwendet. Dieses führt mit zwei entgegengesetzt geladenen Spuren aus der TPC einen kinematischen 7 - Parameter - Fit durch. Gefittet werden

1. der Impuls p_0 des V^0 ,
2. der Winkel θ zwischen dem V^0 und der z-Achse des Detektors,
3. der Winkel Φ zwischen dem V^0 und der x-Achse in der Projektion der V^0 - Spur auf die xy-Ebene,

4. der Winkel θ^* zwischen der positiv geladenen Spur des V^0 und seiner Flugrichtung, gemessen im Ruhesystem des V^0 ,
5. der Winkel Φ_z zwischen der Ebene aus V^0 -Flugrichtung und Strahlachse und der Ebene aus den beiden Zerfallsprodukten,
6. die Zerfallslänge l des V^0 und
7. die z -Koordinate des Produktionsvertex.

Jede der beiden V^0 - Spuren ist gegeben durch

1. den inversen Krümmungsradius ω der Spur,
2. den Tangens des Dipwinkels,
3. den Winkel Φ_x zwischen der x -Achse und der Spur in der xy -Ebene,
4. den Impaktparameter d_0 in der xy - Ebene und
5. den Impaktparameter z_0 in der z -Richtung, gemessen am Punkt d_0 .

Somit hat der Fit 10 Meßwerte und der Zerfall wird von 7 Parametern beschrieben, der Fit hat damit 3 Freiheitsgrade. Es wird ein χ^2 - Fit durchgeführt unter der Hypothese, bei den beiden Teilchen, die diese Spuren hinterlassen haben, handele es sich um die Zerfallsprodukte eines Λ oder eines $\bar{\Lambda}$. Dabei werden im Rahmen der Fehler die Spurparameter solange variiert, bis die invariante Masse der Spuren mit einem Lambda verträglich ist. Am Ende entscheidet die Größe des χ^2 , ob der Fit gut ist oder nicht. Denn es ist klar, daß dieses Programm jeder beliebigen Zweispurkombination die Lambdamasse zuordnet, nur müssen dazu die Impulse dieser Spuren dann über viele Standardabweichungen verändert werden, was das χ^2 zu sehr hohen Werten hin verschiebt.

Um aus den so erhaltenen 'A's' den kombinatorischen Untergrund zu entfernen, werden noch die folgenden Schnitte angewandt:

$$\begin{array}{rcl}
 |m_i - 1,115| & < & 0,015 \text{ GeV}/c^2 \\
 |m_i - 1,115| & < & 7 \\
 \sigma_{m_i} & < & \\
 \chi^2_{\text{fit}} & < & 15 \\
 d_{\text{vert}} & > & 4.0 \text{ cm} \\
 d_{\text{spur}} & > & 2.0 \text{ mm} \\
 p_{\Lambda} & > & 2.0 \text{ GeV}/c \\
 |\cos\Theta| & < & 0,95
 \end{array}$$

mit

- m_i : invariante Masse des Lambdakandidaten vor dem kinematischen Fit
- σ_{m_i} : Fehler auf die gemessene invariante Masse nach dem Fit
- χ^2_{fit} : Güteparameter des Fits
- d_{vert} : Abstand des Zerfallsvertex des Lambdas vom Hauptvertex
- d_{spur} : Abstand der Spuren des Lambdas am Hauptvertex
- p_Λ : Impuls des Lambdas
- Θ : Winkel zwischen der Flugrichtung des Lambdas und der z-Achse

Danach beträgt der Untergrund von Nichtlambdas etwa 50%, die Effizienz liegt dann bei 23% aller generierten Lambdas, wobei zu berücksichtigen ist, daß lediglich die Lambdas gefunden werden können, die in geladene Teilchen zerfallen.

Kapitel 6

Analyse

6.1 Vorbemerkung

In dieser Arbeit wird nach dem semileptonischen Zerfall des Λ_b in folgendem Zerfallskanal gesucht:

$$\begin{aligned}\Lambda_b &\rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}_l X \\ &\rightarrow \Lambda X \\ &\rightarrow p \pi^-\end{aligned}$$

Dabei werden lediglich das Λ und das Lepton rekonstruiert, deshalb ist die Analyse auf alle b - Baryonen sensitiv, welche semileptonisch zerfallen können. Das dennoch von Λ_b gesprochen wird, liegt daran, daß dieses das leichteste zu erzeugende b - Baryon ist. Die Σ_b - Baryonen zerfallen, je nachdem ob die Massendifferenz zum Λ_b zur Bildung eines Pions ausreichend ist, stark oder elektromagnetisch in ersteres. Diese Zerfälle finden typischerweise in Zeiten statt, die um einen Faktor 10^8 unter der für einen schwachen Zerfall liegen.

Die anderen b - Baryonen, Ξ_b und Ω_b , die mindestens ein s - Quark enthalten, sind zunächst in der Produktion unterdrückt, da das Produktionsverhältnis $u : d : s = 1 : 1 : 0,3$ ist. Weiterhin haben diese Baryonen die Möglichkeit, über ein Λ_b zu zerfallen, was die Wahrscheinlichkeit, daß ein Lepton aus dem Zerfall eines b - Baryons stammt, aber nicht aus einem Λ_b , weiter herabsetzt.

Deshalb ist es gerechtfertigt, stellvertretend für b - Baryonen Λ_b zu sagen, da es sich mit Sicherheit in mehr als der Hälfte der Fälle um ein Λ_b handelt.

In ähnlicher Weise steht das Wort Lepton für Elektron und Myon, um nicht beide ständig erwähnen zu müssen. Da das Λ_b aufgrund seiner hohen Masse auch semileptonisch in ein τ zerfallen kann, welches wiederum mit jeweils 17,7 % in ein Elektron oder Myon zerfällt, können die Daten auch Leptonen aus diesem Prozess enthalten. Unter der Annahme, daß das Spektatormodell gilt, sollten die semileptonischen Verzweigungsverhältnisse des Λ_b denen des B - Mesons entsprechen. Dort ist das Verzweigungsverhältnis ($B \rightarrow \tau \bar{\nu}_\tau X$) nur etwa 3 % im Gegensatz zum Verzweigungsverhältnis ($B \rightarrow e, \mu \bar{\nu}_{e,\mu} X$) von etwa 10 % [11]. Da zudem die Elektronen und Myonen wegen des zweiten Neutrinos beim leptonischen Zerfall des τ ein weiches

Impulsspektrum als die direkten Leptonen haben, geben sie bei der vorliegenden Statistik keinen meßbaren Beitrag zum Signal.

Selbstverständlich beschränkt sich die Analyse nicht nur auf die dort explizit erwähnten Zerfälle, sondern immer auch auf die dazu ladungskonjugierten, da in der e^+e^- - Vernichtung ebenso häufig Teilchen wie Antiteilchen erzeugt werden.

6.2 Inklusive Messung des Zerfalls $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c l \nu X$, $\Lambda_c \rightarrow \Lambda X$

Da es bis zu Beginn dieser Arbeit außer einer sehr umstrittenen Veröffentlichung[25] keine Hinweise auf die Existenz des Λ_b , Quarkinhalt $u\bar{d}b$, g_b , sollte versucht werden, die Existenz von Λ_b nachzuweisen. Dieser Nachweis läßt sich aus mehreren Gründen am besten im semileptonischen Zerfall des Λ_b : $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c l \nu X$, $\Lambda_c \rightarrow \Lambda X$ erbringen, wobei nur das Lambda und das Lepton rekonstruiert werden. Diese Gründe sind im einzelnen:

- Das Λ ist aufgrund seiner Fluglänge im Detektor gut zu identifizieren, wenn verlangt wird, daß die Spuren des Protons und des Pions nicht vom Hauptvertex kommen. Das Verzweigungsverhältnis ($\Lambda \rightarrow p\pi$) beträgt $64,1 \pm 0,5\%$ [11], es geht also nur etwa ein Drittel aller Ereignisse dadurch verloren, daß nur dieser Kanal rekonstruiert wird.
- Das inklusive Verzweigungsverhältnis ($\Lambda_c \rightarrow \Lambda X$) ist ebenfalls groß, es beträgt $59 \pm 16\%$ [14].
- Die Leptonen lassen sich leicht identifizieren, da sie einen hohen Impuls tragen sollten. Weiterhin haben die Elektronen ein charakteristisches Schauerprofil im ECAL und die Myonen können als einzige Teilchen den Detektor verlassen, von vereinzelt Ausnahmen abgesehen.

Die Nachweismethode besteht darin, in den hadronischen Ereignissen innerhalb einer Hemisphäre nach Lambdas und Leptonen zu suchen und sie in zwei Kategorien einzuteilen, nämlich in Λl^- - Paare und Λl^+ - Paare. Da der zu untersuchende Zerfall

$$\Lambda_b \rightarrow \begin{array}{l} \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}_l X \\ \rightarrow \Lambda X \\ \rightarrow p\pi^- \end{array}$$

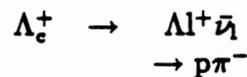
nur zu Λl^- - Paaren führt, sollte am Ende eine höhere Anzahl von Λl^- - Paaren auf den semileptonischen Zerfall des Λ_b hinweisen. Aus der Differenz der Anzahlen von Λl^- und von Λl^+ - Paaren und der durch Monte - Carlo - Studien bestimmten Effizienz des Analyseprogramms kann dann das Produktverzweigungsverhältnis $(b \rightarrow \Lambda_b) * (\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}_l X)$ bestimmt werden.

6.2.1 Der Untergrund

Um wie oben angesprochen das Produkt der Verzweigungsverhältnisse bestimmen zu können, müssen zunächst die möglichen Untergrundquellen untersucht werden, von denen es zwei Klassen existieren, zum einen die der Zerfälle, die zu korreliertem Auftreten von Λ - Paaren führt und zum anderen die des unkorrelierten Untergrundes. Letztere ist weniger kritisch als die erste, da genausoviele Λ^- - wie Λ^+ - Paare erwartet werden. Trotzdem soll versucht werden, auch diesen Untergrund so klein wie möglich zu machen, um ein möglichst sauberes Signal zu bekommen. Ebenso soll versucht werden, den Zerfallsuntergrund zu unterdrücken oder seine Größe abzuschätzen, um hinterher darauf korrigieren zu können.

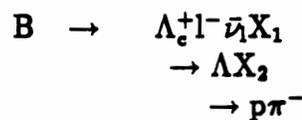
Der Zerfallsuntergrund

Der Zerfallsuntergrund besteht aus zwei Zerfallsketten, die eine ist der semileptonische Zerfall des Λ_c :



Er führt zu einer Anreicherung der Λ^+ - Paare und wäre theoretisch in der Lage, das gesuchte Signal, nämlich den Überschuß von Λ^- - Paaren zum Verschwinden zu bringen. Da das Λ_c aus dem Λ_b stammen kann, das Verzweigungsverhältnis ($\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c X$) aber nicht bekannt ist, sind die absoluten Anzahlen von Λ_c nicht bekannt und müssen mit Hilfe des Monte - Carlos abgeschätzt werden. Das Verzweigungsverhältnis ($\Lambda_c \rightarrow \Lambda^+ \bar{\nu}$) ist von ARGUS [20] zu 3,1% bestimmt worden.

Der andere denkbare Zerfall reichert die Λ^- - Paare an, es ist der semileptonische Zerfall eines B - Mesons in ein Baryon - Antibaryonpaar:



Hier ist unter X_1 ein Antibaryon zu verstehen, wobei mit X_2 kein bestimmtes Teilchen gemeint ist. Dieser Zerfall wurde bisher nicht nachgewiesen, ist aber theoretisch denkbar. Allerdings gibt es eine Messung der ARGUS - Kollaboration [19] des inklusiven Verzweigungsverhältnisses ($\bar{B} \rightarrow p l^- \bar{\nu}_1 X$) $< 0.16\%$ mit 90% Vertrauenswahrscheinlichkeit. Unter der Annahme, daß ungefähr die Hälfte alle Λ_c - Zerfälle mit einem Proton im Endzustand enden[14], folgt daraus, daß das Verzweigungsverhältnis ($\bar{B} \rightarrow \Lambda_c l^- \bar{\nu}_1 X$) $< 0.32\%$ mit 90% Vertrauenswahrscheinlichkeit ist. Wegen der großen Anzahl der B - Mesonen im Vergleich zu den b - Baryonen, das von der Theorie erwartete Verhältnis beträgt ungefähr 9:1, ist die absolute Anzahl jedoch nicht mehr zu vernachlässigen.

Der kombinatorische Untergrund

Um die Zusammensetzung des kombinatorischen Untergrundes herauszufinden, wurde das Analyseprogramm unter Anwendung sämtlicher Schnitte, einschließlich des bisher noch nicht besprochenen Schnittes auf den Transversalimpuls des Leptons bezüglich der Jetachse, auf Monte - Carlo Ereignisse angewandt. Diese Ereignisse enthalten keine der drei bis jetzt vorgestellten Zerfälle. Danach sind die Hauptquellen des kombinatorischen Untergrundes:

1. Echte Leptonen aus B-Meson und C-Meson/Baryon - Zerfällen mit Lambdas aus der Fragmentation.
2. Echte Leptonen aus B-Meson und C-Meson/Baryon - Zerfällen mit K^0 als Λ identifiziert.
3. Echte Leptonen aus B-Meson und C-Meson/Baryon - Zerfällen mit mißidentifizierten Lambdas.
4. Als Leptonen identifizierte Hadronen mit Lambdas aus der Fragmentation.
5. Als Leptonen identifizierte Hadronen mit K^0 als Λ identifiziert.
6. Als Leptonen identifizierte Hadronen mit mißidentifizierten Lambdas.

Die Anteile am Untergrund dieser sechs Kombinationen ist in der folgenden Tabelle zusammengefaßt:

1.	51,7%	\pm	5,5%
2.	17,8%	\pm	3,3%
3.	8,0%	\pm	2,1%
4.	10,9%	\pm	2,5%
5.	2,3%	\pm	1,1%
6.	4,0%	\pm	1,5%

Der hier angegebene Fehler kommt durch die Monte - Carlo - Statistik zustande. Der Fehler durch die Unsicherheiten in der theoretischen Abschätzung von Zerfallsbreiten ist hier nicht berücksichtigt, da er klein sein sollte gegenüber dem statistischen Fehler. Bei hoher Monte - Carlo - Statistik jedoch wird er der dominierende Fehler sein.

Jede der hier angegebenen Kombinationen sollte zu genauvielen Einträgen bei den Λ^- - Paaren wie bei den Λ^+ - Paaren führen und somit keine Ladungskorrelation vortäuschen.

1. Der Zerfall $B \rightarrow X, X \rightarrow K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ bzw $D \rightarrow K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Diese beiden Zerfälle sind natürlich ladungskorreliert und es ist vorstellbar, daß die Mißidentifikation des K^0 bzw \bar{K}^0 zusammen mit der Leptonidentifikation, die sowieso nicht zwischen Meson und Baryon unterscheiden kann, zur Anreicherung einer der beiden Ladungskombinationen führen kann. Da aber das K^0 in zwei

geladene Pionen zerfällt, müßte der Zerfall asymmetrisch bezüglich der Pionladung sein, damit die Mißidentifikationswahrscheinlichkeit K^0 als Λ bzw. K^0 als $\bar{\Lambda}$ asymmetrisch wird. Λ und $\bar{\Lambda}$ lassen sich aufgrund der beiden verschiedenen Zerfallsprodukte Proton und Pion leicht unterscheiden, um Asymmetrien zu erzeugen, müßte z.B. bevorzugt das π^+ als Proton identifiziert werden.

2. Ladungskorrelationen aus der Fragmentation. Der folgende Prozeß kann ebenfalls zu Ladungskorrelationen führen: $Z \rightarrow b\bar{b}$, ein $s\bar{s}$ - Paar wird aus dem See gezogen, das \bar{s} bildet mit dem b - Quark ein B_s - Meson, während das s zusammen mit einem ud - Diquark ein Λ bildet. Analog dazu kann dasselbe in der c - Fragmentation passieren. Dieser Prozeß sind bei der vorliegenden Statistik noch bedeutungslos, denn erstens ist das Verhältnis $B : B_s \approx 8$, zweitens ist das Verhältnis ($s \rightarrow$ Baryon) $\approx 10\%$, so daß dieser Prozeß um einen Faktor 80 unterdrückt sein sollte. Bei hoher Statistik könnte er aber zu einem meßbaren Effekt in den Daten führen und müßte dann zumindest untersucht werden. Gegebenenfalls sind die Messungen dann auf ihn zu korrigieren.

6.2.2 Trennung des Signales vom Untergrund

Um die oben beschriebenen Untergrundereignisse von den echten Signalereignissen zu trennen, wurde der Impuls benutzt, den das Lepton transversal zur Richtung seines Jets hat, wobei das Lepton mit zur Bestimmung des Jetimpulses herangezogen wurde. Weshalb diese Variable geeignet ist, wird aus den p_T - Spektren aller drei hier beschriebenen Zerfälle deutlich:

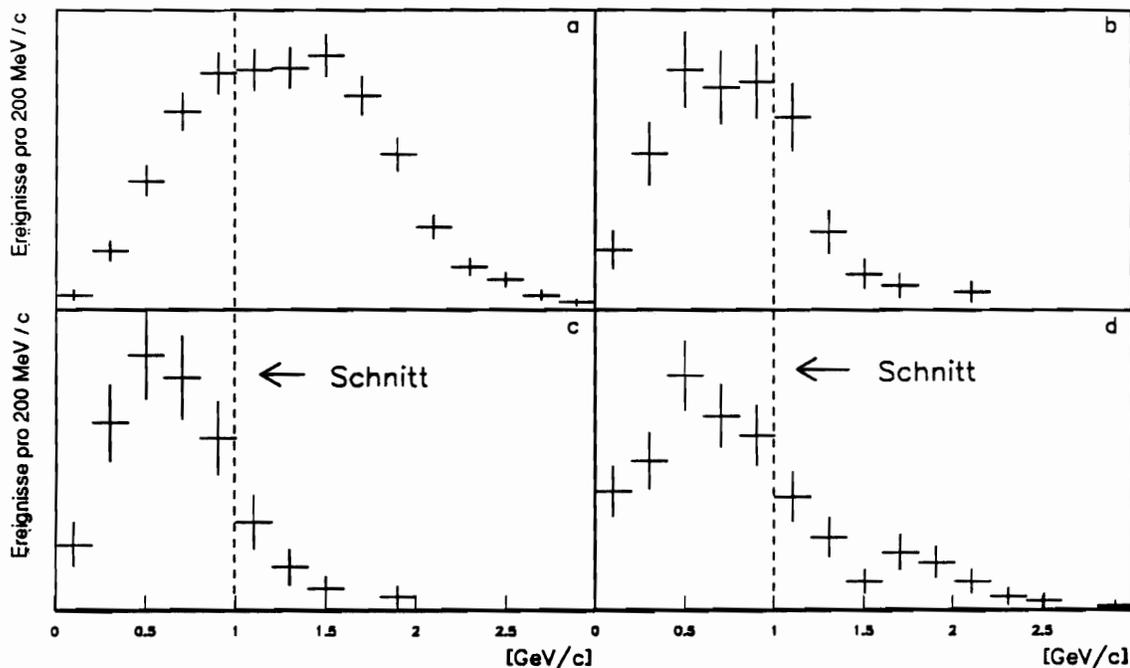


Abbildung 6.1: Monte - Carlo p_T - Verteilungen für die Leptonen verschiedener Quellen: a) Λ_b , b) B - Meson, c) Λ_c , d) kombinatorischer Untergrund

Aus Monte - Carlo - Untersuchungen ergibt sich, daß Leptonen aus dem Zerfall des B - Mesons bzw. des Λ_c nur in 21,5% bzw. 10,7% aller Fälle einen Transversalimpuls von mehr als 1 GeV/c haben, wohingegen dieses bei 64,8% aller aus dem Λ_b - Zerfall stammenden Leptonen der Fall ist. Der Grund ist in der großen Massendifferenz zwischen dem Λ_b und seinen Töchtern zu sehen, die in Impuls umgesetzt werden kann. Diese ist beim Λ_c aufgrund dessen Masse und beim B - Meson aufgrund der Baryonenzahlerhaltung kleiner. Diese fordert die Erzeugung eines Antibaryons, das leichteste ist das Antiproton, welches aber fast 1 GeV Energie als Ruhemasse bindet. Bei den angenommenen Anzahlen und Verzweigungsverhältnissen sollten nach diesem p_T Schnitt in den Daten von 1990 und 1991 zusammen noch 10 ± 3 Leptonen aus dem B - Meson - Zerfall und 22 ± 5 aus dem Λ_c - Zerfall enthalten sein. Auf beide Zerfälle muß korrigiert werden.

Die oben angesprochenen Jets wurden mit Hilfe des JADE - Algorithmus[23] geclustert, wobei ein y_{cut} von 0,17 benutzt wurde. Es wurden für die Jets sowohl die Impulsinformationen aus der Spurkammer als auch die Energieinformationen aus den Kalorimetern benutzt. Dieses Verfahren hat den Vorteil, daß es die neutralen Teilchen, also Neutronen und π^0 's sowie langreichweitige V's mit berücksichtigt. Da im wesentlichen die schnellen, energiereichen Teilchen die Richtung des Jets festlegen, ist die für kleine Energien relativ zu den Spurkammern schlechtere Energieauflösung nicht mehr von Bedeutung, zumal in den hier untersuchten Prozessen ein Teil der Energie durch das oder die Neutrinos weggetragen wird. Diese werden weder in den Spurkammern noch in den Kalorimetern gesehen.

In den folgenden Abbildungen sind die invarianten Massen des Lambda-Lepton-Systems aufgetragen, zunächst die vom Monte - Carlo erwarteten mit allen Schnitten, außer dem auf den Transversalimpuls.

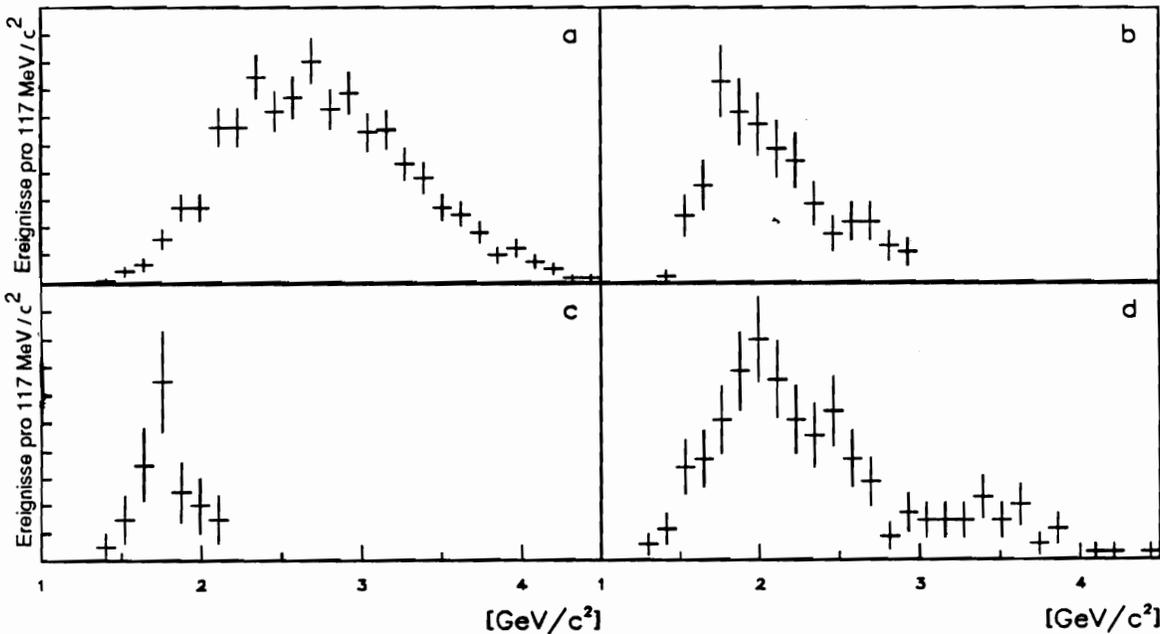


Abbildung 6.2: Verteilungen der invarianten Masse des Lambda - Lepton - Systems aus verschiedenen Quellen: a) Λ_b , b) B - Meson, c) Λ_c , d) Untergrund

Nach Anwendung des $p_T \geq 1 \text{ GeV}/c$ - Schnittes sieht die Massenverteilung folgendermaßen aus :

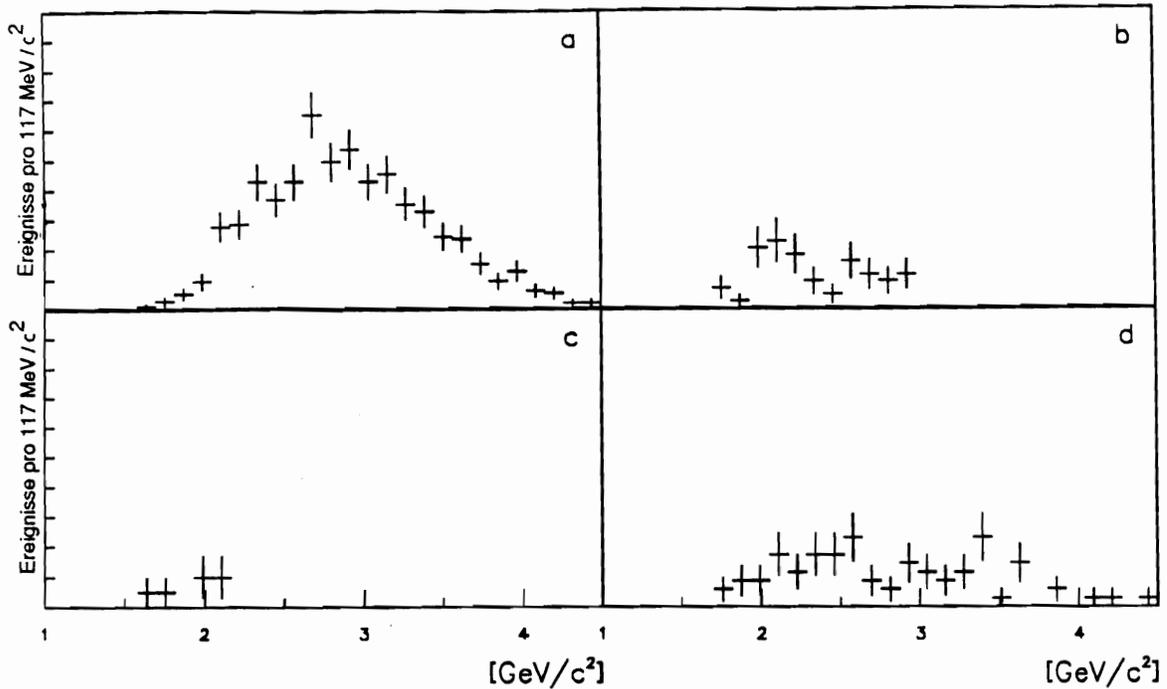


Abbildung 6.3: Verteilungen der invarianten Masse des Lambda - Lepton - Systems aus verschiedenen Quellen nach dem $p_T > 1 \text{ GeV}/c$ - Schnitt: a) Λ_b , b) B - Meson, c) Λ_c , d) Untergrund

Es ist anhand der y-Skala zu sehen, daß der p_T - Schnitt einen großen Teil des Untergrundes entfernt, die Normierung der y-Skalen ist bei beiden Abbildungen jeweils dieselbe. Zudem ist zu sehen, daß die Verteilung des echten Signales in etwa der des kombinatorischen Untergrundes entspricht. Demgegenüber sind die der beiden Untergrundzerfälle schärfer auf einen kleinen Massenbereich beschränkt. Sollten sich in den entsprechenden Verteilungen in den Daten Spitzen in der Verteilung der invarianten Masse ergeben, so wäre dies ein Hinweis darauf, daß die Trennung der Untergrundereignisse von den Signalereignissen nicht so gut funktioniert hat, wie von den Monte - Carlo - Studien her erwartet worden ist.

Nach Anwendung dieses p_T - Schnittes ist ein Überschuss an Λ_l^- - Paaren in den Daten der Nachweis des semileptonischen Zerfalles des Λ_b . Dieser Überschuss ist in den Daten tatsächlich vorhanden, wie die Abbildungen auf der folgenden Seite zeigen. Für 1990 beträgt er 41 ± 13 , für 1991 63 ± 16 Ereignisse. Insgesamt sind das 104 ± 21 Ereignisse. Die Anzahl der Untergrundereignisse wird gleich der Anzahl der Λ_l^+ - Ereignisse gesetzt, damit ist die Signifikanz des Ergebnisses für 1990 $3,3\sigma$, für 1991 $4,0\sigma$.

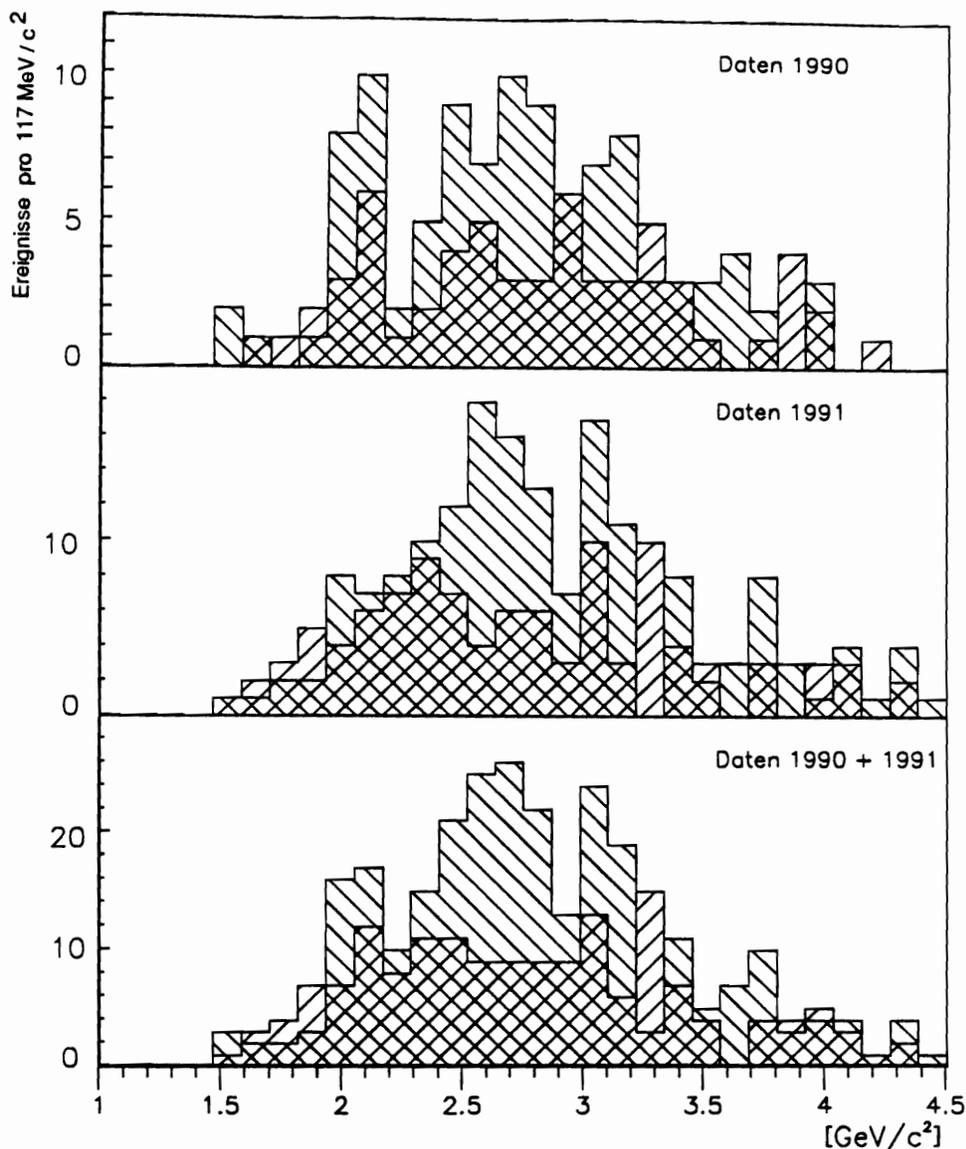


Abbildung 6.4: Verteilungen der invarianten Masse des Lambda - Lepton - Systems, oben die Daten von 1990, Mitte 1991 und unten 1990 + 1991. Die nach schräg rechts unten gestrichelte Verteilung ist die der Λ^- - Paare, die andere die der Λ^+ - Paare.

1990 und 1991 werden hier getrennt behandelt, die Gründe dafür sind die zweite Lage Myonkammern und der vollständige Vertexdetektor, die erst seit 1991 in ALEPH eingebaut sind. Beide beeinflussen die Messungen, vor allem der Vertexdetektor. Er bringt einerseits mehr Material in den Detektor, das bedeutet mehr Photonkonversionen, andererseits gestattet er, Spuren genauer zum Vertex zurückzufitten, was die Lambdaidentifikation verbessert.

Um aus den gemessenen Überschüssen von Λ - Paaren die Verzweigungsverhältnisse berechnen zu können, muß zunächst auf die semileptonischen Λ_c - Zerfälle und auf die

semileptonischen B - Meson Zerfälle in ein Baryon korrigiert werden. Die folgende Tabelle gibt Aufschluß über die Korrekturwerte, aufgetrennt nach Jahren. Dabei muß die Anzahl der Λ_c - Zerfälle zum Überschuß hinzugezählt werden, die der B - Meson Zerfälle abgezogen werden.

Jahr	Λ_c - Zerfälle	B - Meson - Zerfälle
1990	8	4
1991	14	6

Korrigiert ergibt das für 1990 45 ± 13 und für 1991 71 ± 16 Ereignisse. Mit Hilfe der Akzeptanzen für den gesuchten Kanal, die mit Hilfe von Monte - Carlo - Ereignissen für 1990 und 1991 getrennt bestimmt wurden, kann das Verzweigungsverhältnis $(b \rightarrow \Lambda_b) * (\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}_l X) * (\Lambda_c \rightarrow \Lambda X)$ bestimmt werden, es ist:

1990	$0,79\% \pm 0,25\%_{\text{stat}} \pm 0,21\%_{\text{sys}}$
1991	$0,75\% \pm 0,19\%_{\text{stat}} \pm 0,17\%_{\text{sys}}$
1990+1991	$0,77\% \pm 0,15\%_{\text{stat}} \pm 0,18\%_{\text{sys}}$

Um auszuschliessen, daß der beobachtete Überschuß zufällig durch die Schnitte entstanden ist, wurden Fluglängen, Impulsschnitte und der χ^2 - Schnitt in Grenzen variiert. Jedesmal blieb ein signifikanter Überschuß von Λl^- - Paaren bestehen, der als die Existenz des Λ_b - Baryons interpretiert wird.

Um den systematischen Fehler abzuschätzen, wurde jeweils einer der in der Tabelle unten erwähnten Schnitte variiert, während alle anderen festgehalten wurden. Jedesmal wurde dann, wie bereits beschrieben, das Verzweigungsverhältnis $(b \rightarrow \Lambda_b) * (\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ l^- \bar{\nu}_l X) * (\Lambda_c \rightarrow \Lambda X)$ berechnet. Der Mittelwert des Verzweigungsverhältnisses, der auf diese Weise bei der Variation eines Schnittes herauskommt, wird mit dem Wert für die dem Endergebnis zugrundegelegten Schnitte verglichen. Der durch diesen Schnitt verursachte relative systematische Fehler ist dann der Quotient aus dem Betrag der Differenz dieser beiden Werte geteilt durch den Wert des Endergebnisses. Diese Fehler sind in der folgenden Tabelle dargestellt:

Schnitt	90	91	90+91
p_Λ	$\pm 24,7\%$	$\pm 11,0\%$	$\pm 17,9\%$
p_l	$\pm 8,2\%$	$\pm 6,0\%$	$\pm 7,1\%$
χ^2_{fit}	$\pm 3,2\%$	$\pm 2,9\%$	$\pm 3,1\%$
Fluglänge des Λ	$\pm 10,7\%$	$\pm 10,8\%$	$\pm 10,8\%$
quadratische Summe	$\pm 28,3\%$	$\pm 16,9\%$	$\pm 22,3\%$

Wie sofort zu sehen ist, liefert der Impuls des Lambdas den größten Beitrag zum systematischen Fehler. Dieses deutet darauf hin, daß das Impulsspektrum aus dem Monte - Carlo nicht mit dem tatsächlichen übereinstimmt. Dafür spricht auch, daß der Fehler, der durch den Fluglängenschnitt zustandekommt, sich in ähnlicher

Größenordnung bewegt. Ein möglicher Grund dafür wäre, daß die relativen Verzweigungsverhältnisse ($\Lambda_c \rightarrow \Lambda X$) für verschiedene Teilchen oder Teilchenkombinationen X noch nicht richtig gemessen worden sind. Eine größere Anzahl von Zerfällen der Art ($\Lambda_c \rightarrow \Lambda \pi \pi \pi$) gegenüber ($\Lambda_c \rightarrow \Lambda \pi$) als Beispiel wird natürlich das Impulsspektrum der Lambdas zu niedrigeren Werten hin verschieben.

6.3 Vergleich Daten - Monte Carlo

Um die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment zu testen, sollen hier die experimentellen Resultate mit den von dem Standardmodell erwarteten verglichen werden. Dazu wurden die verwendeten Analyseprogramme auf die generierten $q\bar{q}$ - Ereignisse angewendet und die so erhaltenen Verteilungen mit einem Faktor hochskaliert, da sich die Anzahlen der Ereignisse in Daten und Monte-Carlo unterscheiden.

Aufgetragen sind zunächst die Verteilungen der invarianten Massen des Lambda - Lepton - Systems, einmal für die Λl^- - Paare und einmal für die Λl^+ - Paare. Im Rahmen der begrenzten Statistik ist die gute Übereinstimmung erkennbar.

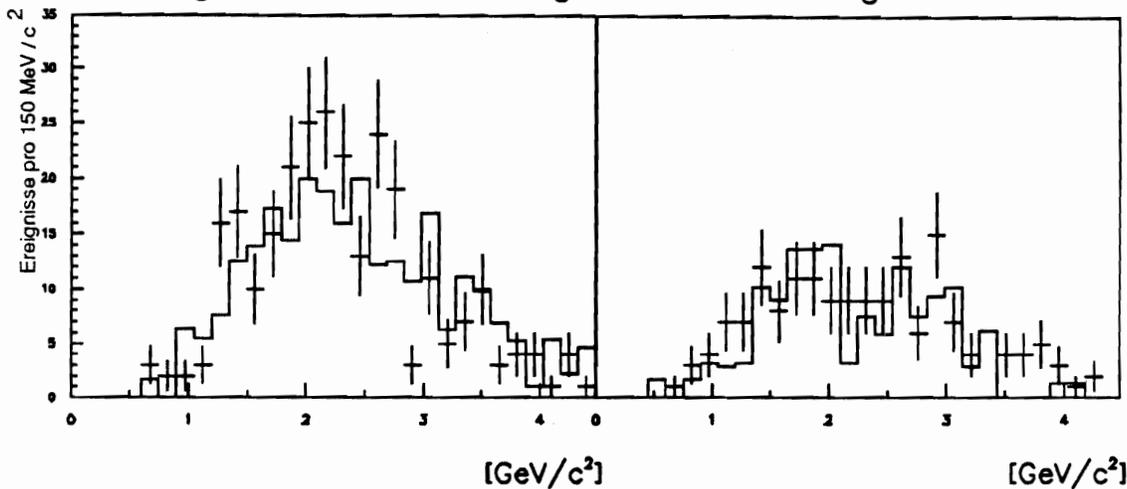


Abbildung 6.5: Invariante Masse der Lambda - Lepton - Paare. Links die Λl^- - , rechts die Λl^+ - Paare. Die durchgezogene Linie stellt das vom Monte - Carlo erwartete Spektrum dar, die Kreuze geben die Daten mit dem statistischen Fehler wieder.

In den Bildern auf der folgenden Seite sind die x_E - Spektren der Lambdas und der Leptonen mit den aus dem Monte - Carlo erwarteten verglichen.

Die Größe x_E ist die Energie des Teilchens relativ zur halben Schwerpunktenenergie des Beschleunigers. Um die Verteilungen der Daten zu gewinnen, wurde die x_E - Verteilung der Λl^+ - Paare von der der Λl^- - Paare abgezogen. Dieses ergibt die unkorrigierte Verteilung. Die korrigierte Verteilung entsteht durch den Vergleich der x_E - Verteilungen von generierten und rekonstruierten Monte - Carlo - Ereignissen. Der Quotient aus der Anzahl der generierten und der rekonstruierten Ereignisse ergibt den Faktor, mit dem die Daten dann auf die wahren Anzahlen hochskaliert werden.

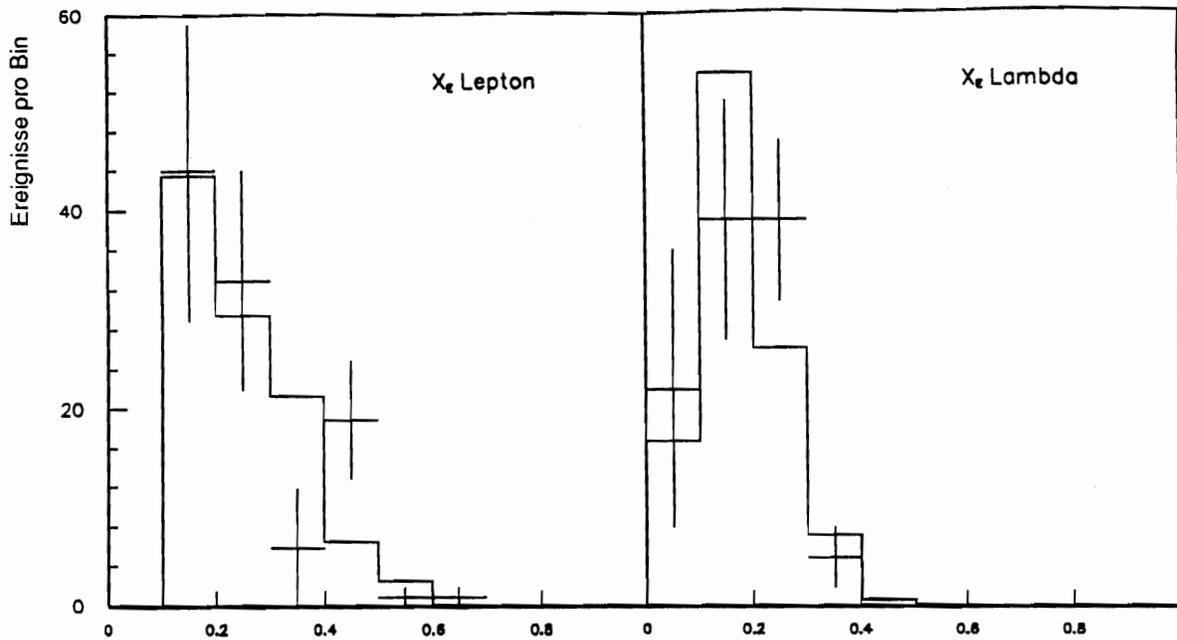


Abbildung 6.6: *Unkorrigierte x_E - Verteilung des Leptons und des Lambdas, die durchgezogene Linie stellt das vom Monte - Carlo erwartete Spektrum dar, die Kreuze geben die Daten dem gesamten Fehlers wieder.*

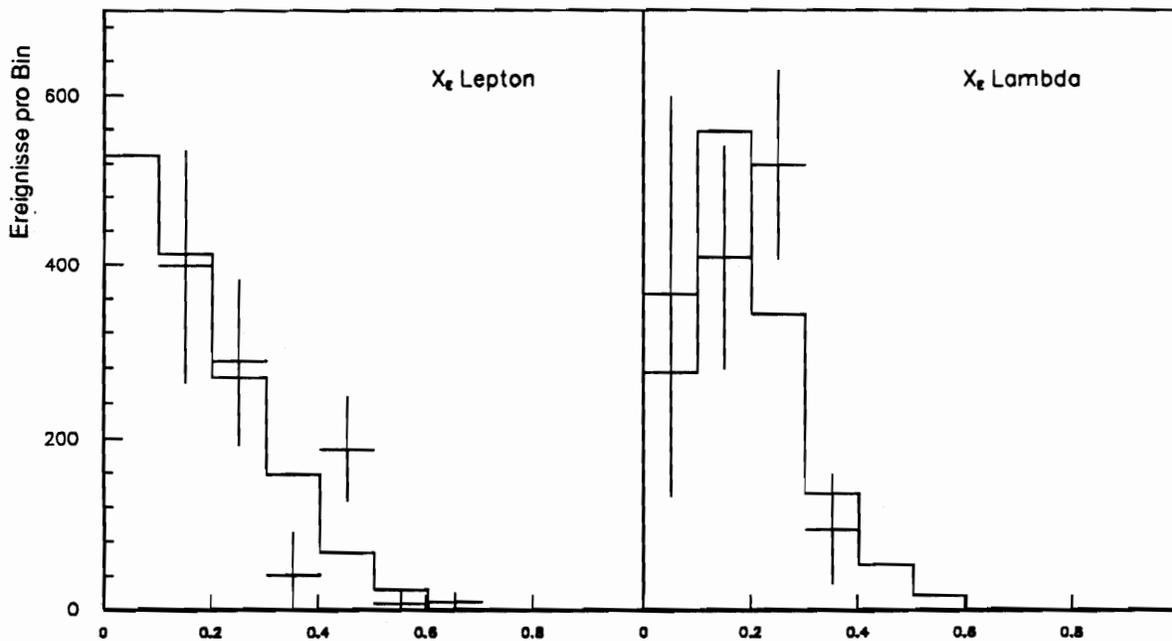


Abbildung 6.7: *Korrigierte x_E - Verteilung des Leptons und des Lambdas, die durchgezogene Linie stellt das vom Monte - Carlo erwartete Spektrum dar, die Kreuze geben die Daten mit dem Fehler wieder.*

Die in den Abbildungen gezeigten Monte - Carlo - Verteilungen sind auf die Daten

normiert. Bei den Lambdas sind die generierten Ereignisse so normiert, daß die Fläche unter den Daten und dem Monte - Carlo gleich ist, bei den Leptonen wurde das erste Intervall in der Verteilung von der Normierung ausgenommen, da es aufgrund der kinematischen Schnitte auf die Leptonen in den Daten nicht gefüllt ist. Deutlich ist die Übereinstimmung zwischen den Daten und dem Monte - Carlo im Rahmen der begrenzten Statistik zu erkennen.

6.4 Ergebnisse

Als Ergebnis dieser Arbeit ergibt sich das Produkt der Verzweigungsverhältnisse $(b \rightarrow \Lambda_b) * (\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c l \bar{\nu} X)$. Da es bisher keine Messung einer der beiden Faktoren alleine gibt, kann es nicht aufgelöst werden. Es ist aber möglich, den einen Faktor in Abhängigkeit des anderen darzustellen, wie in der folgenden Abbildung:

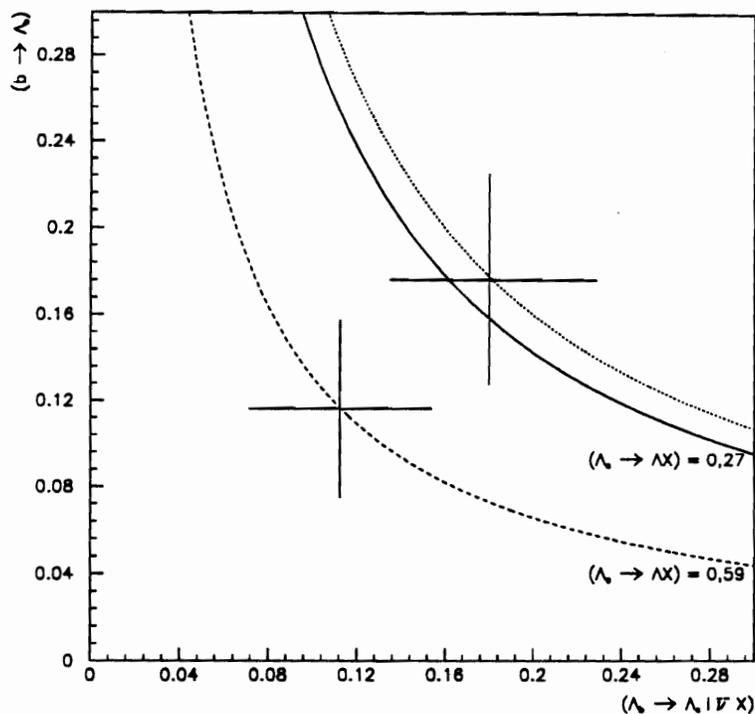


Abbildung 6.8: Verzweigungsverhältnis $(b \rightarrow \Lambda_b)$ in Abhängigkeit von $(\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c l \bar{\nu} X)$, einmal für das Verhältnis $(\Lambda_c \rightarrow \Lambda X)$ von 27 % und einmal für ein solches von 59 %. Die gepunktete Linie ist das Ergebnis einer ALEPH - Messung von $(b \rightarrow \Lambda_b) * (\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c l \bar{\nu} X) * (\Lambda_c \rightarrow p K \pi)$ mit einem Verzweigungsverhältnis von $(\Lambda_c \rightarrow p K \pi)$ von 4,3 % [14].

Ein Problem stellt hier das Verzweigungsverhältnis $(\Lambda_c \rightarrow \Lambda X)$ dar. Der Wert der Particle Data Group [11] von $27 \pm 9\%$ und der Wert von CLEO [14], $59 \pm 16\%$, unterscheiden sich beträchtlich voneinander, auch wenn sie im Rahmen der Fehler miteinander noch verträglich sind. Hier sollte in Zukunft noch eine genauere Mes-

sung durchgeführt werden.

Aufgrund des Fehlers kann diese Kurve nur sehr eingeschränkt zum Vergleich mit theoretischen Vorhersagen herangezogen werden. Angenommen, das semileptonische Verzweigungsverhältnis des Λ_b entspreche in etwa dem des B - Mesons, was insofern vernünftig ist, als die Massendifferenz zwischen den Quarks im B - Meson und dem b-Quark und dem Diquark im Λ_b wegen der großen Masse des b - Quarks annähernd gleich ist (Unterschied $\approx 300 \text{ MeV}/c^2$), so ergibt sich das Verhältnis (b \rightarrow Baryon) zu 8%. Dieses kann nun mit dem Verhältnis (c \rightarrow Baryon) = 11,8 % [24] verglichen werden. Im Rahmen der Fehler stimmen beide miteinander überein, was auch zu erwarten ist, da in beiden Fällen das primäre Quark zusammen mit einem Diquark kombiniert werden muß, dessen Produktionswahrscheinlichkeit bei den hohen Energien um 90 GeV unabhängig von der Masse des primären Quarks sein sollte.

Innerhalb der ALEPH - Kollaboration wurde eine ähnliche Analyse wie diese durchgeführt [17], ein kleiner Unterschied besteht bei der Selektion der Myonkandidaten, bei welchen zusätzlich 1 Hit in den letzten drei Ebenen des HCAL und $X_{\text{mult}} < 1,6$ verlangt wurde. Der wesentliche Unterschied wurde bei der Auswahl der Lambdakandidaten gemacht. Hier wurde lediglich versucht, zwei entgegengesetzt geladenen Spuren einem gemeinsamen Sekundärvertex zuzuordnen. Die Ergebnisse dieser Analyse für das Produktverzweigungsverhältnis (b $\rightarrow \Lambda_b$) * ($\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c l \bar{\nu} X$) * ($\Lambda_c \rightarrow \Lambda X$) betragen:

1990	$0,95\% \pm 0,22\%_{\text{stat}} \pm 0,21\%_{\text{sys}}$
1991	$0,67\% \pm 0,13\%_{\text{stat}} \pm 0,17\%_{\text{sys}}$
1990+1991	$0,75\% \pm 0,11\%_{\text{stat}} \pm 0,18\%_{\text{sys}}$

Die OPAL - Kollaboration hat das Produktverzweigungsverhältnis $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{\text{had}}$ * (b $\rightarrow \Lambda_b$) * ($\Lambda_b \rightarrow \Lambda l \bar{\nu} X$) gemessen [18], der Wert dafür ist:

1990+1991	$(12,4 \pm 2,0_{\text{stat}} \pm 3,0_{\text{sys}}) * 10^{-4}$
-----------	---

Unter der Annahme, $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{\text{had}}$ sei 0,22, so läßt sich daraus das Verzweigungsverhältnis (b $\rightarrow \Lambda_b$) * ($\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c l \bar{\nu} X$) * ($\Lambda_c \rightarrow \Lambda X$) errechnen, es beträgt:

1990+1991	$0,56\% \pm 0,09\%_{\text{stat}} \pm 0,14\%_{\text{sys}}$
-----------	---

In dieser Arbeit ergeben sich zum Vergleich dafür folgende Werte:

1990	$0,79\% \pm 0,25\%_{\text{stat}} \pm 0,21\%_{\text{sys}}$
1991	$0,75\% \pm 0,19\%_{\text{stat}} \pm 0,17\%_{\text{sys}}$
1990+1991	$0,77\% \pm 0,15\%_{\text{stat}} \pm 0,18\%_{\text{sys}}$

Im Rahmen der Fehler stimmen die Werte von ALEPH und OPAL mit denen dieser Analyse überein, auch wenn der OPAL - Wert relativ niedrig liegt.

In Zukunft sollte es bei höherer Statistik möglich sein, das Λ_b auch in exklusiven Kanälen nachzuweisen und auf diese Weise seine Masse zu bestimmen.

Eine weitere Möglichkeit, die Methode der Leptonkorrelation anzuwenden, ist die Bestimmung der Verzweigungsverhältnisse des Λ_c , wobei das Lepton in diesem Fall dazu benutzt wird, um den Untergrund aus Pseudo - Λ_c , das sind Spurkombinationen, deren invariante Masse im Bereich der Λ_c - Masse liegt, zu unterdrücken.

Wie schon erwähnt, sollte in Zukunft das Verzweigungsverhältnis ($b \rightarrow \Lambda_b$) bestimmt werden, um die Verzweigungsverhältnisse des Λ_b messen zu können.

Kapitel 7

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde in den 460864 hadronischen Ereignissen, die mit dem ALEPH - Detektor 1990 und 1991 aufgezeichnet wurden, nach Λl - Paaren gesucht. Ein Überschuß von $104 \pm 21 \Lambda l^-$ über $163 \pm 13 \Lambda l^+$ - Paare wird als Hinweis auf den semileptonischen Zerfall eines Baryons, welches ein b - Quark enthält, gedeutet. Dadurch konnte gleichzeitig gezeigt werden, daß die in dieser Arbeit verwendete Methode der Lambda - Lepton - Korrelation zum Nachweis dieses Zerfalls geeignet ist. Mit Hilfe der aus Monte - Carlo - Ereignissen bestimmten Effizienz läßt sich daraus das Produkt der Verzweungsverhältnisse $(b \rightarrow \Lambda_b) * (\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c l \bar{\nu} X) * (\Lambda_c \rightarrow \Lambda X)$ zu $0,77\% \pm 0,15\%_{\text{stat}} \pm 0,19\%_{\text{sys}}$ bestimmen. Unter der Annahme $(\Lambda_b \rightarrow \Lambda X)$ sei 0,59, läßt sich daraus das semileptonische Verzweungsverhältnis des Λ_b in Abhängigkeit des Verzweungsverhältnisses $(b \rightarrow \Lambda_b)$ zu $(b \rightarrow \Lambda_b) = 0,0131 / (\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c l \bar{\nu} X)$ berechnen.

Literaturverzeichnis

- [1] R.D.Field R.P.Feynman, Nucl Phys B136 (1978) 1.
- [2] R.D.Field S.Wolfram, Nucl Phys B213 (1983) 65.
- [3] G.Marchesini B.R.Webber, Nucl Phys B238 (1984) 1.
- [4] P.Hoyer et al., Nucl Phys B161 (1979) 349.
- [5] A.Ali et al., Phys Lett B93 (1980) 155.
- [6] T.Meyer, Z Phys C12 (1982) 77.
- [7] X.Artru G.Menessier, Nucl Phys B70 (1974) 93.
- [8] X.Artru, Phys Rep 97 (1983) 147.
- [9] B.Andersson et al., Nucl Phys B197 (1982) 45.
- [10] ALEPH-Kollaboration, D.Decamp et al., Z Phys C53 (1992) 1.
- [11] Particle Data Group, J.J.Hernández et al., Phys Lett 239B (1989) 1.
- [12] 'Large Electron-Positron storage ring',technical notebook, CERN Publications.
- [13] B.Rensch, Aleph 90-108, Softwr. 90-009 1990
- [14] CLEO-Kollaboration, G.Crawford et al., Phys Rev D45 (1992) 752.
- [15] ALEPH-Kollaboration, D.Decamp et al., Phys Lett B273 (1991) 181.
- [16] ALEPH-Kollaboration, D.Decamp et al., Phys Lett B244 (1990) 551.
- [17] ALEPH-Kollaboration, D.Decamp et al., Phys Lett B278 (1992) 209.
- [18] OPAL-Kollaboration, K.Ahmet et al., CERN-PPE/92-34, to be published in Phys Lett B
- [19] ARGUS-Kollaboration, H.Albrecht et al., Phys Lett B249 (1990) 359.
- [20] ARGUS-Kollaboration, H.Albrecht et al., Phys Lett B269 (1991) 235.
- [21] E. Iarocci, Nucl Instr and Meth A217 (1983) 30.
- [22] Dieses Verzweigungsverhältnis wird aus Phasenraumgründen erwartet.
- [23] JADE - Kollaboration, W. Bartel et al., Z Phys C33 (1986) 23.

- [24] R. Botnar, Diplomarbeit, Karlsruhe 1991
- [25] CERN - Bologna - Kollaboration, Basile et al. Lett Nuovo Cimento 31 (1981) 97.
- [26] A.Stahl, Doktorarbeit HD 1992
- [27] T.Sjöstrand M.Begtsson Comp Phys Com 46 (1987) 43.
- [28] G.Kane, Modern Elementary Particle Physics, Addison-Wesley, Redwood City 1987
- [29] Nucl. Instr. and Meth. A257 (1987) 587
- [30] S. L. Glashow, Nucl Phys B22 (1961) 579;
S. Weinberg, Phys Rev Lett 19 (1967) 1264;
A. Salam, in *Proceedings of the 8th Nobel Symposium* herausgegeben von Svartholm, Almqvist und Wiksell, Stockholm 1968
- [31] OPAL-Kollaboration, K. Ahmet et al., Nucl Instr and Meth A305 (1991) 275
- [32] DELPHI-Kollaboration, P. Aarnio et al., Nucl Instr and Meth A303 (1991) 233
- [33] L3-Kollaboration, B. Adeva et al., Nucl Instr and Meth A289 (1990) 35
- [34] ALEPH-Kollaboration, D. Decamp et al., Nucl Inst and Meth A294 (1990) 121
- [35] "The π Handbook 1989", W.Blum (Editor) ALEPH 89-77, NOTE 89-03
- [36] N. Cabibbo, Phys Rev Lett 10 (1963) 531
- [37] M. Kobayashi und K. Maskawa, Prog Theor Phys 49 (1973) 652
- [38] S. L. Glashow, I. Iliopoulos und L. Maiani, Phys Rev D2 (1970) 1285

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich noch einmal bei allen 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 und Herrn Dr. M. Wunsch sei noch einmal Dank gesagt für die gute Betreuung und die vielen Anregungen, die sie mir gegeben haben.

Dank schulde ich außerdem den Angestellten des Institutes für Hochenergiephysik, die mir viel bei technischen Dingen geholfen haben. Besonders seien hier die Herren L. Vörg und E. Damaschek, die mir immer bei Problemen mit der VAX beziehungsweise der IBM halfen, erwähnt.

Ebenso möchte ich mich bei den Kollegen der ALEPH Heavy - Flavour - Gruppe für die freundliche Aufnahme und ihre stete Hilfsbereitschaft wie auch für zahlreiche gute Tips bedanken.

Bedanken möchte ich mich auch bei den Herren Dr. J. Stiewe, Dr. C. Geweniger, Dr. B. Brandl, Dr. A. Stahl, Dr. W. Funk, Dr. S. Grünendahl, Dr. N. Kurz, Dr. S. Werner, Y. Maumary, B. Rensch, Frau A. Frey, T. Fischer, U. Becker, Herrn C. Karger und J. Sommer sowohl für zahlreiche anregende Diskussionen als auch für die angenehme Atmosphäre im Institut.

Zum Schluß sei Uta noch einmal für Winnie-the-Pooh und ganz besonders und herzlich Ariane für die kritische Durchsicht des Manuskriptes gedankt.