

E131C

liegt aus

Interner Bericht
DESY F15-96-04
September 1996

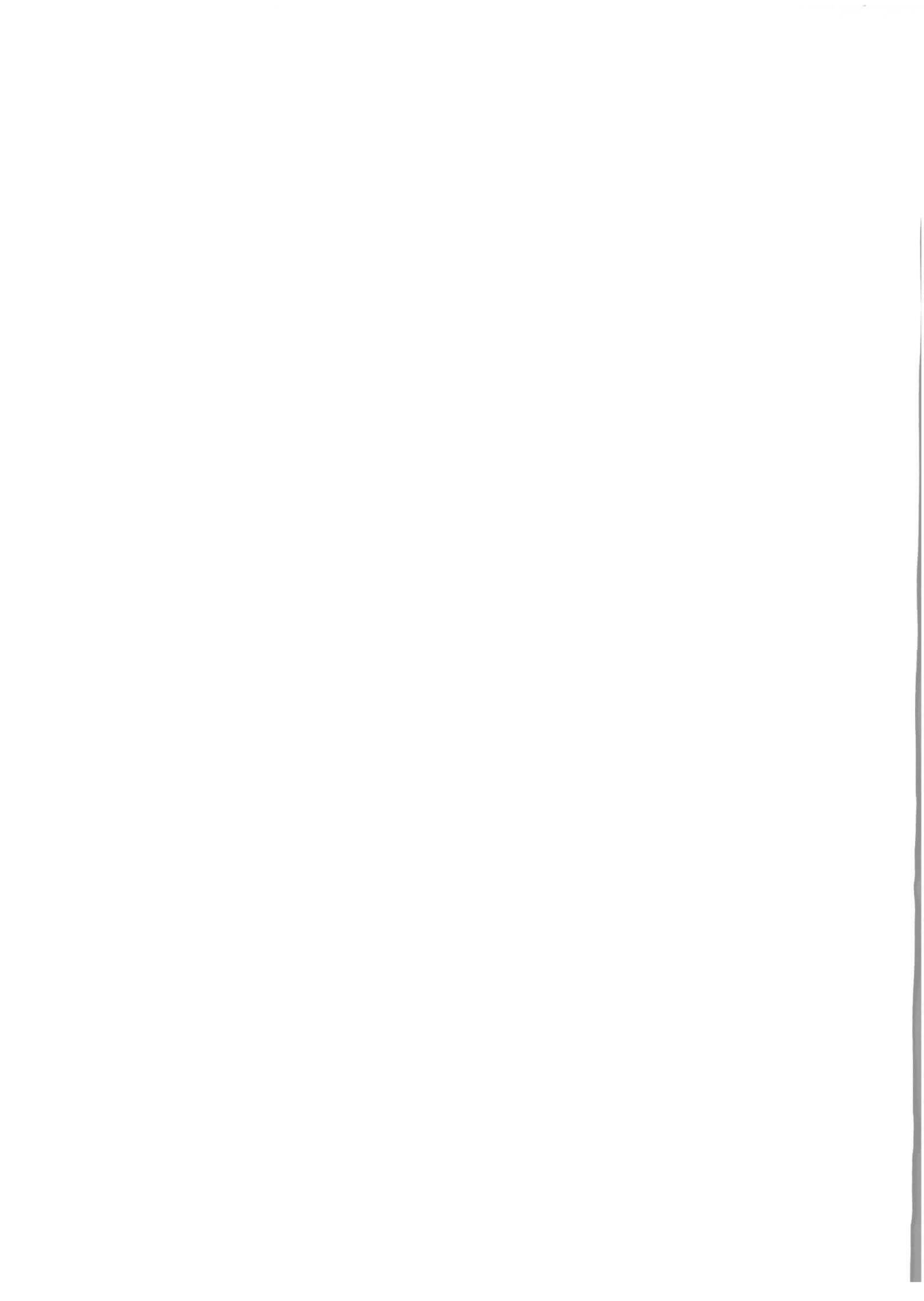
Suche nach exklusiven semitaunischen *B*-Zerfällen mit dem ARGUS-Detektor

von

H. Kuipers



Eigentum der	DESY	Bibliothek
Property of		Library
Zugang / Accession	16. OKT. 1996	
Leihfrist / Loan period	7	days



Suche nach
exklusiven semitaunischen B -Zerfällen
mit dem ARGUS-Detektor

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Hartmut Kuipers ✓
aus Nordhorn

Hamburg
1996

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

Gutachter der Disputation: Prof. Dr. W. Schmidt-Parzefall
Prof. Dr. B. Naroska

Datum der Disputation: 23.09.1996

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

Abstract

Using data collected with the ARGUS detector at the e^+e^- storage ring DORIS II at DESY, exclusive semitauonic B decays have been searched for. The following upper limits (at 90 % C.L.) of the branching ratios were obtained:

$$\begin{aligned}BR(B^0 \rightarrow D^{*-} \tau^+ \nu_\tau) &< 2.5 \% \\BR(B \rightarrow D \tau^+ \nu_\tau) &< 2.4 \%\end{aligned}$$

These results are in agreement with the measurements of the inclusive decay $b \rightarrow X \tau^+ \nu_\tau$ by the LEP experiments ALEPH and L3 and lead to comparable constraints on models with charged Higgs bosons.

With the same method of analysis the other exclusive semileptonic B decays have been measured. The following branching ratios were obtained:

$$\begin{aligned}BR(B \rightarrow D l^+ \nu_l) &= (2.0 \pm 1.1 \pm 0.7) \% \\BR(B \rightarrow D^* l^+ \nu_l) &= (4.9 \pm 0.7 \pm 0.7) \% \\BR(B \rightarrow D^{**} l^+ \nu_l) &= (1.6 \pm 0.5 \pm 0.3) \%\end{aligned}$$

where the first error is statistical and the second is the systematic error.

Zusammenfassung

Unter Verwendung der mit dem Detektor ARGUS am e^+e^- -Speicherring DORIS II bei DESY aufgezeichneten Daten wurde nach exklusiven semitauonischen B -Zerfällen gesucht. Für die Verzweigungsverhältnisse ergaben sich die folgenden oberen Grenzwerte (bei einem Konfidenzniveau von 90 %):

$$\begin{aligned}BR(B^0 \rightarrow D^{*-} \tau^+ \nu_\tau) &< 2.5 \% \\BR(B \rightarrow D \tau^+ \nu_\tau) &< 2.4 \%\end{aligned}$$

Diese Ergebnisse befinden sich in Übereinstimmung mit den Resultaten der Messung des inklusiven Zerfalls $b \rightarrow X \tau^+ \nu_\tau$, die bei den LEP-Experimenten ALEPH und L3 durchgeführt worden sind. Es ergeben sich vergleichbare Einschränkungen der Modelle mit geladenen Higgs-Bosonen. Mit der gleichen Analysemethode wurden auch die übrigen exklusiven semileptonischen B -Zerfälle gemessen. Es ergaben sich die folgenden Verzweigungsverhältnisse:

$$\begin{aligned}BR(B \rightarrow D l^+ \nu_l) &= (2.0 \pm 1.1 \pm 0.7) \% \\BR(B \rightarrow D^* l^+ \nu_l) &= (4.9 \pm 0.7 \pm 0.7) \% \\BR(B \rightarrow D^{**} l^+ \nu_l) &= (1.6 \pm 0.5 \pm 0.3) \%\end{aligned}$$

Hierbei ist der erste Fehler der statistische Fehler und der zweite Fehler gibt die systematischen Unsicherheiten an.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Theoretische Grundlagen	6
1.1 Die elektroschwache Wechselwirkung im Standardmodell	6
1.2 Die supersymmetrische Erweiterung des Standardmodells	10
1.3 B -Meson-Zerfälle	12
1.4 Exklusive semileptonische $B \rightarrow D$ Zerfälle	14
1.4.1 Potentialmodelle	15
1.4.2 Die Heavy-Quark-Effektive-Theory (HQET)	17
1.4.3 Leptonmasseneffekte	19
1.4.4 Das 2-Higgs-Doublett-Modell (2HDM)	21
1.4.5 MHDM-Modelle	25
2 Das Experiment	29
2.1 Der Speicherring DORIS II	29
2.2 Der Detektor ARGUS	30
2.2.1 Die Detektorkomponenten	32
2.3 Das ARGUS-Triggersystem	36
2.4 Die Datenverarbeitung	37
3 Grundlagen der Analyse	40
3.1 Die Identifizierung geladener Teilchen	40
3.1.1 Die Leptonenidentifikation	42
3.1.2 Allgemeine Selektionskriterien	43
3.2 Die Bestimmung der Luminosität	44
3.3 Die Anzahl der B -Mesonen	44
3.4 Die effektive Neutrinomasse	45

4 Die Analyse	50
4.1 Übersicht über die Analyseschritte	51
4.2 Die Ereignisselektion	52
4.2.1 Der fehlende Impuls als Näherung des Neutrinoimpulses	54
4.2.2 Die fehlende Energie	58
4.3 Die Leptonselektion	59
4.4 Die Rekonstruktion der D -Mesonen	60
4.4.1 Die Selektion von $K^-\pi^+$ -Kombinationen	61
4.4.2 Die Selektion von $K^-\pi^+\pi^+$ -Kombinationen	64
4.4.3 Die Selektion von $D^0\pi^+$ -Kombinationen	64
4.4.4 Vermeidung von Mehrfachzählungen der D -Mesonen	65
4.5 Die Selektion von B -Meson Kandidaten	67
4.6 Die Bestimmung der Anzahl der D -Mesonen	69
4.7 Untergrundereignisse	75
4.7.1 Unkorrelierte D -Lepton-Paare aus $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen	75
4.7.1.1 Sekundäre Leptonen aus Charm-Zerfällen	75
4.7.1.2 Primäre Leptonen aus $B^0\bar{B}^0$ -Oszillationen	76
4.7.1.3 Zerfälle mit D_s -Mesonen	78
4.7.2 Mißidentifizierte Leptonen	79
4.7.3 Kontinuumsereignisse	81
4.8 Die Akzeptanzen	83
4.9 Die Bestimmung der Verzweigungsverhältnisse	86
4.9.1 Die exklusiven semileptonischen B -Zerfälle	87
4.9.2 Die exklusiven semitaunischen B -Zerfälle	87
5 Die Diskussion der Ergebnisse	95
5.1 Die Auswirkungen auf Modelle mit geladenen Higgs-Bosonen	95
5.2 Vergleich mit Ergebnissen der LEP-Experimente	96
5.3 Sonstige experimentelle Einschränkungen der 2HDM	98
5.4 Die exklusiven semileptonischen B -Zerfälle	100
5.5 Zusammenfassung	102
Danksagung	104
Abbildungsverzeichnis	105
Tabellenverzeichnis	108
Literaturverzeichnis	109
Die ARGUS-Kollaboration	113

Einleitung

Die Physik der Elementarteilchen war in den beiden vergangenen Jahrzehnten durch die ambivalente Situation gekennzeichnet, daß sie einerseits enorme Fortschritte erzielte, andererseits aber auch in gewisser Hinsicht stagnierte. Die Fortschritte lagen und liegen immer noch in den Bestätigungen, die das Standardmodell erfahren hat. Die Stagnation liegt paradoxerweise ebenfalls in dieser Bestätigung des Standardmodells. Denn allen Erfolgen zum Trotz wird dieses Modell von den meisten Physikern, Theoretikern wie Experimentalphysikern, als unbefriedigend empfunden, und viel Mühe und Aufwand wurde aufgewendet, um neue Theorien zu konstruieren und um nach Hinweisen in der Natur zu suchen, die als Hinweise auf solche Theorien gedeutet werden könnten. Diese Suche war bislang nicht von überzeugendem Erfolg gekrönt.

Die Physik der B -Mesonen war in einem nicht unerheblichen Maße an der Festigung des Standardmodells beteiligt. Mit ihr konnten mehrere seiner Parameter erstmals einer experimentellen Bestimmung unterzogen werden, so die CKM-Matrixelemente V_{cb} und V_{ub} und die Masse des b -Quarks. Von einer zukünftigen B -Fabrik erhofft man sich die Bestimmung einer CP verletzenden Phase der CKM-Matrix. Innerhalb der B -Physik, der experimentellen wie der theoretischen, ist die Untersuchung der semileptonischen B -Zerfälle von großer Bedeutung. Da die leptonischen Tochterpartikel nicht der starken Wechselwirkung unterworfen sind, ist die theoretische Beschreibung dieser Zerfälle nicht mit solchen großen Unsicherheiten behaftet wie die der hadronischen Zerfälle, so daß die schwache Wechselwirkung hier besser studiert werden kann. Bislang wurden aber immer nur diejenigen semileptonischen B -Zerfälle untersucht, bei denen die Masse des Leptons vernachlässigt werden kann, also bei Zerfällen mit einem Elektron oder einem Myon im Endzustand. In dieser Arbeit soll nun dargestellt werden, wie auch der Zerfall in das schwere τ -Lepton untersucht werden kann. Es wird also der Zerfall $B \rightarrow D^X l^- \bar{\nu}_l$ untersucht, wobei l^- die Leptonen e^- , μ^- und τ^- bezeichnet. D^X steht für Mesonen mit Charm, also D , D^* und D^{**} , wobei mit D^{**} wiederum alle höher angeregten D^* -Mesonen bezeichnet sind¹. Der Schwerpunkt der Analyse liegt dabei aber eindeutig auf dem Versuch, die bislang noch nicht gemessenen Verzweungsverhältnisse der exklusiven semitaunischen B -Zerfälle einzuschränken. Die dabei verwendete Methode kann dann auch zur Messung der übrigen semileptonischen B -Zerfälle verwendet werden. Von besonderem Interesse ist dabei der semileptonische B -Zerfall in die D^{**} -Mesonen. Auf diese Weise kann gezeigt werden, daß das Verfahren zu richtigen Ergebnissen führt.

Durch die Untersuchung der semitaunischen $b \rightarrow c$ -Zerfälle können einige Vorhersagen

¹Der Zerfall $B \rightarrow D^{**} \tau^- \bar{\nu}_\tau$ wird hier allerdings nicht berücksichtigt, weil er nach allen theoretischen Vorhersagen vernachlässigbar ist und weil er nur sehr schwierig nachzuweisen wäre.

der sogenannten *2-Higgs-Doublett-Modelle* (2HDM) einer Überprüfung zugeführt werden. Dieses Modell ist auf natürliche Weise in supersymmetrischen Theorien enthalten, die als besonders aussichtsreiche Kandidaten für eine Erweiterung des Standardmodells angesehen werden. Die Aussagen des 2HDM sind von Parametern abhängig², deren möglichen Werte durch die Ergebnisse dieser Analyse eingeschränkt werden können. Hier ist die Bemerkung wichtig, daß in den hier untersuchten Zerfällen die Beiträge der geladenen Higgs-Bosonen mittels Baumgraphen und nicht mit Schleifendiagramme dargestellt werden, wie es etwa im Zerfall $b \rightarrow s\gamma$ der Fall ist. In Schleifenprozessen können eben auch andere neue Teilchen ausgetauscht werden, wie sie z.B. in supersymmetrischen Theorien erscheinen. Deshalb ist es wichtig, Prozesse zu untersuchen, die von solchen möglichen Beiträgen unabhängig sind.

In der Einschränkung der 2HDM-Parameter liegt also die wesentliche physikalische Bedeutung der vorliegenden Arbeit. Die Frage, ob das 2HDM oder die Supersymmetrie zu richtigen Vorhersagen führt, oder ob das Standardmodell erweitert werden muß, kann hier also auch nicht eindeutig beantwortet werden.

In den ersten zwei Kapiteln dieser Arbeit wird auf die theoretischen und experimentellen Grundlagen eingegangen. Der Hauptabschnitt, das dritte Kapitel, beschäftigt sich eingehend mit der Analyse und ihren Methoden. Zum Schluß werden die Ergebnisse vorgestellt, ihre theoretischen Implikationen diskutiert sowie mit den Ergebnissen der beiden LEP-Experimente ALEPH und L3 verglichen, die das inklusive Verzweigungsverhältnis $BR(b \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau X)$ gemessen haben. Für diejenigen, die sich dann noch intensiver mit dem Thema auseinandersetzen möchten, gibt es in der Literaturliste eine Fülle von Hinweisen. Alle, die mich während dieser Arbeit unterstützt haben, finden in der Danksagung einen gebührenden Platz.

²Es handelt sich um die Masse des geladenen Higgs-Bosons und um das Verhältnis der Vakuumerwartungswerte. Details können im Theoriekapitel nachgelesen werden.

Kapitel 1

Theoretische Grundlagen

Die Rechnung ist kein Experiment.
(L. Wittgenstein)

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen dargestellt, sofern sie für das Verständnis der physikalischen Bedeutung dieser Arbeit wichtig sind. Nach einer kurzen Darstellung der elektroschwachen Wechselwirkung im Standardmodell folgt ein Abschnitt über die theoretische Beschreibung der Zerfälle von B Mesonen. Es wird dann insbesondere eingegangen auf die semileptonischen B Zerfälle, die Auswirkungen der Leptonmasse und auf Modelle zur Beschreibung des Zerfalls $B \rightarrow D^{(*)}\tau^{-}\bar{\nu}_{\tau}$.

1.1 Die elektroschwache Wechselwirkung im Standardmodell

Alle bislang beobachteten Erscheinungen der Elementarteilchenphysik können im Rahmen des Standardmodells erklärt werden. Es hat sich somit als eine sehr erfolgreiche Arbeitsgrundlage erwiesen, das aber dennoch von vielen Physikern als nicht befriedigend empfunden wird, da es aufgrund seiner vielen freien Parameter, der nicht geleisteten Vereinheitlichung aller Wechselwirkungen und der adhoc Einführung der Eichsymmetrien als ein nur vorübergehendes Modell betrachtet wird, das früher oder später durch ein besseres Modell ersetzt werden wird. Es hat somit immer wieder theoretische und experimentelle Bemühungen gegeben, das Standardmodell zu ergänzen¹ oder empirisch zu widerlegen.

Insgesamt benötigt das Standardmodell folgende 18 Parameter (die Neutrinomassen werden zu Null angenommen), die experimentell bestimmt werden müssen:

- drei Kopplungskonstanten: $g_s, e, \sin \theta_w$
- zwei Bosonmassen: m_W, m_H
- drei Leptonmassen: m_e, m_{μ}, m_{τ}
- sechs Quarkmassen: $m_u, m_d, m_c, m_s, m_t, m_b$

¹Ein theoretisches Modell, das dieses leisten will, wird im letzten Abschnitt dieses Kapitels dargestellt

Leptonen	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$	e_R, μ_R, τ_R
Quarks	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$	$u_R, d_R, c_R \dots$
Eichfelder	$\begin{pmatrix} A_\mu^1 \\ A_\mu^2 \\ A_\mu^3 \end{pmatrix}, B_\mu$	
Higgs-Feld	$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$	

Tabelle 1.1: Die Tabelle zeigt die Felder im elektroschwachen Sektor des Standardmodells. Die Indizes L und R bei den Leptonen und Quarks bezeichnen die linkshändigen Doublets und die rechtshändigen Singulets. Weitere Erklärungen finden sich im Text.

- vier Parameter der Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix: A, λ, ρ, η
(in der Parametrisierung nach Wolfenstein)

Da diese Arbeit nicht der Ort ist, um das Standardmodell im Detail zu beschreiben², soll es hier nur soweit behandelt werden, wie es die Grundlage für die Beschreibung der B -Zerfälle liefert.

Im Standardmodell kann die Lagrangedichte der elektroschwachen Wechselwirkung wie folgt geschrieben werden :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}(f, A, B) + \mathcal{L}(f, \phi) + \mathcal{L}(A, B, \phi) - V(\phi) \quad (1.1)$$

wobei f die Fermionen (Quarks und Leptonen), A die $SU(2)_I$ -Eichbosonen A_μ^i ($i = 1, 2, 3$), B das $U(1)_Y$ -Eichboson B_μ (die Indizes I und Y stehen für den schwachen Isospin bzw. für die schwache Hyperladung) und ϕ das Higgs-Feld repräsentieren (siehe Tabelle 1.1). Die physikalischen Eichbosonen der elektroschwachen Wechselwirkung ergeben sich aus den Eichfeldern mittels folgender Linearkombinationen:

$$\begin{aligned} W_\mu^\pm &= \frac{1}{\sqrt{2}}(A_\mu^1 \mp iA_\mu^2) \\ Z_\mu &= \cos \theta_w A_\mu^3 + \sin \theta_w B_\mu \\ \gamma_\mu &= \sin \theta_w A_\mu^3 + \cos \theta_w B_\mu \end{aligned} \quad (1.2)$$

mit

$$\sin \theta_w = \frac{g_1}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2}}, \quad \cos \theta_w = \frac{g_2}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2}} \quad (1.3)$$

θ_w ist der Weinbergwinkel, g_1 und g_2 sind die $U(1)_Y$ und $SU(2)_I$ Kopplungskonstanten.

Hier sind vor allem die ersten zwei Terme in Gleichung 1.1 von Interesse. Der erste Term, der die Wechselwirkung zwischen den Fermionen und den Eichbosonen beschreibt, hat die Form :

$$\mathcal{L}(f, A, B) = \sum_{j=1}^3 \{ \bar{l}_L^j \not{D} l_L^j + \bar{l}_R^j \not{D}' l_R^j + \bar{q}_L^j \not{D} q_L^j \} + \sum_{i=1}^6 \bar{q}_R^i \not{D}' q_R^i \quad (1.4)$$

²Eine ausführliche Darstellung findet sich z.B. in [1]

Hierbei sind $l_{L(R)}^j$ und $q_{L(R)}^j$ die Lepton- und Quarkfelder mit j als Familienindex. Die kovarianten Ableitungen sind folgendermaßen definiert :

$$\begin{aligned} \mathcal{D} &\equiv D_\mu \gamma^\mu, \mathcal{D}' \equiv D'_\mu \gamma^\mu \\ D_\mu &= \partial_\mu - ig_2 \left(\vec{A}_\mu \cdot \frac{\vec{\sigma}}{2} \right) - ig_1 \frac{Y}{2} B_\mu \\ D'_\mu &= \partial_\mu - ig_1 \frac{Y}{2} B_\mu \end{aligned} \quad (1.5)$$

$\sigma^i (i = 1, 2, 3)$ sind die Pauli Matrizen des schwachen Isospins und Y ist die schwache Hyperladung, definiert durch die Gell-Mann-Nishijima Formel $Q = I_3 + Y$, wobei Q die elektrische Ladung und I_3 die dritte Komponente des schwachen Isospins ist.

Der zweite Term beschreibt die Yukawa Wechselwirkung zwischen den Fermionen und dem Higgs-Feld:

$$\mathcal{L} = \sum_{j=1}^3 \{ (h_l)_j \bar{l}_L^j \Phi l_R^j \} + \sum_{j,k=1}^3 \{ (h'_q)_{jk} \bar{q}_L^j \Phi u_R^k + (h_q)_{jk} \bar{q}_L^j \Phi^c d_R^k \} \quad (1.6)$$

wobei

$$\Phi^c = i\sigma_2 \Phi^* = \begin{pmatrix} \bar{\Phi}^0 \\ -\Phi^- \end{pmatrix}$$

u bzw. d bezeichnen hier die *up-type* (u, c, t) und *down-type* (d, s, b) Quarks. $(h_l)_j$, $(h_q)_{jk}$ und $(h'_q)_{jk}$, die Yukawa-Kopplungskonstanten, sind beliebige komplexe Zahlen.

Nach einer spontanen Brechung der Eichsymmetrie $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{EM}$ erhalten die Eichbosonen und die Fermionen eine Masse durch die Wechselwirkung mit dem skalaren Feld Φ . Dieser Prozeß wird als Higgs-Mechanismus bezeichnet. Das Higgs-Potential

$$V(\Phi) = \frac{1}{2} \mu^2 |\Phi|^2 + \frac{1}{4} \lambda |\Phi|^4, \quad \mu^2 < 0, \lambda > 0 \quad (1.7)$$

hat sein Minimum bei $|\Phi| = v/\sqrt{2} = \sqrt{-\mu^2/\lambda}$, wobei v der Vakuumerwartungswert des Higgs-Feldes ist. Mit der Transformation $\Phi \rightarrow \Phi + v$ erhält man Massenterme für die Fermionen in der Lagrangedichte:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}(f, \Phi) &= \sum_{j=1}^3 (m_j)_l \bar{l}_L^j l_R^j \left(1 + \frac{1}{v} \Phi \right) \\ &\quad - \sum_{j,k=1}^3 \{ (m_{jk})_U \bar{u}_L^j u_R^k + (m_{jk})_D \bar{d}_L^j d_R^k \} \left(1 + \frac{1}{v} \Phi \right) + h.c. \end{aligned} \quad (1.8)$$

Die Massenterme sind gegeben durch

$$\begin{aligned} (m_j)_l &= (h_j)_l \frac{v}{\sqrt{2}} \\ (m_{jk})_U &= -(h_q)_{jk} \frac{v}{\sqrt{2}} \\ (m_{jk})_D &= -(h'_q)_{jk} \frac{v}{\sqrt{2}} \end{aligned} \quad (1.9)$$

Da es nur linkshändige Neutrinos gibt, erhalten sie keine Masse und die Massenmatrix der geladenen Leptonen hat somit Diagonalgestalt. Die Massenmatrizen der *up-type* und *down-type* Quarks, $(m_{jk})_U$ und $(m_{jk})_D$, müssen mittels zweier unitärer Matrizen auf Diagonalgestalt gebracht werden, um so die Masseneigenzustände der Quarks zu erhalten:

$$\begin{aligned} V_L^{up} m_U V_R^{up\dagger} &= \text{Diag.}(m_u, m_c, m_t) \\ V_L^{down} m_D V_R^{down\dagger} &= \text{Diag.}(m_d, m_s, m_b) \end{aligned} \quad (1.10)$$

Die physikalischen Quarkfelder sind dann :

$$\begin{aligned} u_L^{phys} &= V_L^{up} u_L = V_L^{up} \begin{pmatrix} u_L \\ c_L \\ t_L \end{pmatrix} \\ d_L^{phys} &= V_L^{down} d_L = V_L^{down} \begin{pmatrix} d_L \\ s_L \\ b_L \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1.11)$$

Entsprechendes gilt für die rechtshändigen Quarkfelder.

Führt man diese Transformation in dem Teil der Lagrangedichte aus, der die Kopplung der Fermionen an die Eichbosonen beschreibt, so erhält man einen Ausdruck für den neutralen Strom, der bezüglich der Quarkflavour eine diagonale Struktur hat :

$$J_\mu^{NC} = \sum_i \bar{f}_i \left\{ \frac{e}{\sin^2 \theta_W \cos \theta_W} Z_\mu (I_{3L} - Q \sin^2 \theta_W)_i + e A_\mu Q_i \right\} f_i \quad (1.12)$$

Übergänge, die den Quarktyp (Flavour) ändern, treten somit nur im geladenen Strom auf. Der Teil von $\mathcal{L}(f, A, B)$, der die Quarkübergänge beschreibt, hat die folgende Gestalt:

$$\mathcal{L}^{CC} = \frac{e}{2\sqrt{2} \sin^2 \theta_W} (\bar{u}_L^{phys})^i \gamma^\mu W_\mu^+ (V_L^{up} V_L^{down\dagger})_{ij} (d_L^{phys})^j \quad (1.13)$$

Der geladene Strom ist also gegeben durch

$$J_\mu^{CC} = (\bar{u}, \bar{c}, \bar{t}) \gamma_\mu V_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_L \quad (1.14)$$

mit der Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix $V_{CKM} \equiv V_L^{up} V_L^{down\dagger}$, die die Unitaritätsbedingung $V_{CKM}^\dagger V_{CKM} = 1$ erfüllt und deren Elemente V_{ij} mit den Quarkübergängen in Verbindung gebracht werden können, was durch eine symbolische Schreibweise ausgedrückt werden kann :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (1.15)$$

Die Bestimmung dieser Größen ist eine der wichtigsten Aufgabe der experimentellen Hochenergiephysik. Die Matrixelemente V_{ub} und V_{cb} konnten erstmals durch die Untersuchung

von B -Zerfällen bestimmt werden. Auch die Elemente V_{td} , V_{ts} und V_{tb} sind im Rahmen der B -Physik bestimmbar, indem man Prozesse mit virtuellen Übergängen untersucht, in die die Kopplungen $Wt\bar{b}$, $Wt\bar{s}$ oder $Wt\bar{d}$ eingehen. Unter der Annahme, daß es drei Generationen gibt, liegen die Werte der Matrixelemente in folgenden Größenbereichen (90 % Konfidenz-Grenzen, laut *particle data group* [2]) :

$$\begin{pmatrix} 0.9747 \cdots 0.9759 & 0.218 \cdots 0.224 & 0.002 \cdots 0.007 \\ 0.218 \cdots 0.224 & 0.9735 \cdots 0.9751 & 0.032 \cdots 0.054 \\ 0.003 \cdots 0.018 & 0.030 \cdots 0.054 & 0.9985 \cdots 0.995 \end{pmatrix} \quad (1.16)$$

Eine von vielen möglichen Parametrisierungen der CKM -Matrix stammt von Wolfenstein [3], der die empirischen Beziehungen ausnutzt, daß

$$\begin{aligned} |V_{ii}| &\simeq 1, \quad i = 1, 2, 3 \\ |V_{12}| &\simeq |V_{21}| \sim \lambda \\ |V_{23}| &\simeq |V_{32}| \sim \lambda^2 \\ |V_{13}| &\simeq |V_{31}| \sim \lambda^3 \end{aligned} \quad (1.17)$$

mit $\lambda \equiv \sin \theta_C = 0.221$. Eine Entwicklung nach Potenzen von λ führt dann auf

$$V_{Wolfenstein} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.18)$$

Die Parameter A , λ , ρ und η sind reelle Größen, Man kann zeigen, daß im Standardmodell die CP -Invarianz verletzt ist, wenn die Phase η ungleich 0 oder π ist.

1.2 Die supersymmetrische Erweiterung des Standardmodells

Hier soll nur auf die minimale supersymmetrische Erweiterung des Standardmodells (MSSM) eingegangen werden. Das MSSM enthält zwei Higgs-Doublets, so daß es für den Zerfall $B \rightarrow D\tau\nu$ von Bedeutung sein kann, sofern dieser Zerfall über ein geladenes Higgs-Boson erfolgt.

Die Probleme des Standardmodells wurden bereits erwähnt. Zusätzlich sei hier noch darauf hingewiesen, daß die Korrekturen erster Ordnung zum Quadrat der Masse des Higgs-Bosons einen quadratisch divergenten Ausdruck ergeben, der aus der Berechnung der Schleifendiagramme der SM-Teilchen folgt. Die Supersymmetrie (SUSY) kann diese Divergenz aufheben. Sie ordnet jedem Fermion des Standardmodells ein supersymmetrisches Boson und entsprechend jedem Boson ein supersymmetrisches Fermion zu. Da die Schleifendiagramme der Fermionen ein entgegengesetztes Vorzeichen zu denen der Bosonen erhalten, heben sie sich gegenseitig auf.

Den Teilcheninhalt des MSSM zeigt die Tabelle 1.2.

Spin 0	Spin $\frac{1}{2}$	Spin 1
Higgs-Bosonen: H^\pm H^0 h^0 (skalar) A^0 (pseudoskalar)	Glunos \tilde{g} Photino $\tilde{\gamma}$ Winos \tilde{W}^\pm Zinos \tilde{Z} Higgsino \tilde{h}^0	Gluonen g Photon γ W^\pm Z
Sleptonen \tilde{l}_L, \tilde{l}_R Squarks \tilde{q}_L, \tilde{q}_R	Leptonen l Quarks q	

Tabelle 1.2: Die Tabelle zeigt den Teilcheninhalt in der minimalen supersymmetrischen Erweiterung des Standardmodells (MSSM). Die supersymmetrischen Teilchen sind mit einer Tilde ($\tilde{}$) versehen.

Um den *up-type Quarks* eine Masse geben zu können, benötigt die Supersymmetrie zwei Higgs-Doublets mit entgegengesetzten Hyperladungen:

$$\begin{aligned}
H_1 &= \begin{pmatrix} H_1^0 \\ H_1^- \end{pmatrix} ; Y(H_1) = -1 \\
H_2 &= \begin{pmatrix} H_2^+ \\ H_2^0 \end{pmatrix} ; Y(H_2) = +1
\end{aligned} \tag{1.19}$$

Dazu kommen noch zwei fermionische Superpartner mit den gleichen Quantenzahlen. Eine komplex konjugierte Form des ersten Higgs-Doublets kann dies nicht erreichen, da das Superpotential der SUSY eine analytische Funktion sein muß und deswegen keine komplex konjugierten Skalarfelder erlaubt. Nach einer spontanen Symmetriebrechung verbleiben fünf massive skalare Bosonen:

- zwei geladene Higgs-Bosonen: H^+ und H^-
- ein CP-ungerades neutrales Higgs-Boson: A^0
- zwei CP-gerade neutrale Higgs-Bosonen: H^0 und h^0

Die Vakuumerwartungswerte $\langle H_1^0 \rangle = v_1$ und $\langle H_2^0 \rangle = v_2$ sind keine freien Parameter. Sie müssen vielmehr die Bedingung

$$m_W^2 = \frac{1}{2}g^2(v_1 + v_2) \implies v_1^2 + v_2^2 = (246\text{GeV})^2 \tag{1.20}$$

erfüllen. Die Massen der Higgs-Bosonen können dann durch zwei unabhängige Parameter ausgedrückt werden. Es ist üblich, dafür m_{A^0} und $\tan\beta \equiv \frac{v_2}{v_1}$ zu wählen. Mit diesen Parametern können die Higgs-Massen dann so ausgedrückt werden:

$$\begin{aligned}
m_{H^\pm}^2 &= m_W^2 + m_{A^0}^2 \\
m_{H^0, h^0}^2 &= \frac{1}{2} \left[m_{A^0}^2 + m_Z^2 \pm \sqrt{(m_{A^0}^2 + m_Z^2)^2 - 4m_Z^2 m_{A^0}^2 \cos^2 2\beta} \right]
\end{aligned} \tag{1.21}$$

Daraus resultieren folgende Ungleichungen:

$$m_{h^0} \leq m_Z, \quad m_{H^0} \geq m_Z, \quad m_{H^\pm} \geq m_W \tag{1.22}$$

Es müssen jedoch Korrekturen durch Schleifendiagramme berücksichtigt werden. So erhält m_{h^0} große Beiträge vom top-Quark und vom top-Squark, so daß $m_{h^0} > m_Z$. Unter Berücksichtigung sämtlicher 1-Schleifen-Korrekturen findet man als oberen Grenzwert [4]:

$$m_{h^0} < 140 \text{ GeV} \quad (1.23)$$

Bei den LEP-Experimenten konnten keine Hinweise auf supersymmetrische Higgs-Bosonen gefunden werden. Lediglich folgende untere Grenzwerte konnten abgeleitet werden [5] (bei einem Konfidenzniveau von jeweils 95 %):

$$m_{h^0}^{exp} > 52 \text{ GeV} ; m_{A^0}^{exp} > 54 \text{ GeV} ; m_{H^\pm}^{exp} > 52 \text{ GeV} \quad (1.24)$$

Auch von den supersymmetrischen Teilchen konnte bislang kein einziges experimentell nachgewiesen werden. Die Supersymmetrie sollte allerdings bei einer Massenskala im 1 TeV-Bereich gebrochen sein, um das Hierarchie-Problem lösen zu können. Dieses Problem tritt bei GUTs (GUT = Grand Unified Theories) auf, die die starke und die elektroschwache Theorie bei einer Massenskala M_X in eine $SU(5)$ -Symmetrie vereinigen. Aufgrund von Strahlungskorrekturen sollte allerdings das Higgs-Feld, das die $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ bei einer Massenskala M_W in die $SU(3) \times U(1)$ bricht, die selbe Masse und die selben Vakuumenerwartungswerte haben wie das Higgs-Feld Φ , das bei der Massenskala M_X die $SU(5)$ in die $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ bricht. Die Supersymmetrie kann dieses Problem lösen, da die fermionischen und bosonischen Schleifen bei der Berechnung der Strahlungskorrekturen sich gegenseitig aufheben.

Die bei den LEP-Experimenten gemessenen Werte für $\sin^2\theta_W$ und α_s [6] bei der Masse des Z -Bosons ist mit GUTs ohne Supersymmetrie nicht verträglich. Der gemessene Wert für $\alpha_s(m_Z)$ ist:

$$\alpha_s(m_Z) = 0.118 \pm 0.006 \quad (1.25)$$

Der von GUTs mit SUSY vorhergesagte Wert ist

$$\alpha_s(m_Z) = 0.129_{-0.008}^{+0.010} \quad (1.26)$$

wenn die Kopplungskonstanten bei einer Massenskala $M_{GUT} = \mathcal{O}(10^{16} \text{ GeV})$ vereinigt sind und wenn das Massenspektrum der supersymmetrischen Teilchen im Bereich M_Z liegt. Der von GUTs ohne SUSY vorhergesagte Wert ist

$$\alpha_s(m_Z) = 0.073 \pm 0.002 \quad (1.27)$$

Dies kann als ein phänomenologischer Hinweis gedeutet werden, daß in der Natur eine Supersymmetrie verwirklicht ist.

1.3 B -Meson-Zerfälle

Die B -Mesonen sind pseudoskalare Teilchen ($J^P = 0^-$) und bestehen aus einem \bar{b} -Quark und einem weiteren leichten Quark:

$$(\bar{b}u) = B^+ \quad (\bar{b}d) = B^0 \quad (\bar{b}s) = B_s^0 \quad (\bar{b}c) = B_c^+$$

Hier werden nur die leichtesten B -Mesonen, B^+ und B^0 , behandelt, da nur sie in Zerfällen der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz erzeugt werden und somit mit dem ARGUS-Detektor untersucht werden können. B_s^0 , B_c^+ sowie vektorielle B^* -Mesonen mit Spin 1 können nur an Beschleunigerringen mit größeren Schwerpunktsenergien als die Masse der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz - wie z.B. am LEP-Collider - erzeugt werden. Wenn im folgenden von B -Mesonen die Rede ist, sind also immer nur B^0 und B^+ -Mesonen und ihre Antiteilchen gemeint.

Die B -Mesonen können nur durch den schwachen Übergang des b -Quarks zerfallen. Das einfachste Modell zur Beschreibung dieses Übergangs ist das sogenannte **Spectator-Modell**, das von der Annahme ausgeht, daß das leichte Quark, eben das Spectator-Quark, keinen Einfluß auf die Zerfallsbreite hat. Das entsprechende Feynman-Diagramm zeigt Abb. 1.1. Zusätzlich zum üblichen Zerfall des b -Quarks mittels eines W -Bosons ist hier

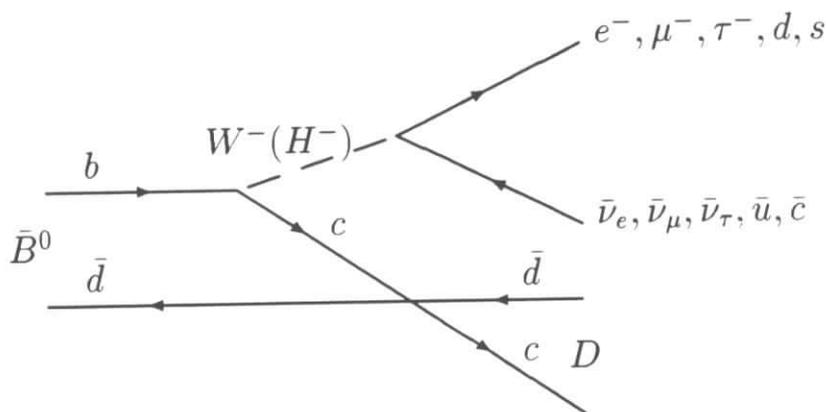


Abbildung 1.1: Spectator-Diagramm für den Zerfall eines \bar{B}^0 -Mesons

auch angegeben, wie dieser Zerfall mittels eines geladenen Higgsbosons erfolgen kann. Letzteres und eine Interferenz zwischen beiden Diagrammen kann in den hier untersuchten Zerfällen eine Rolle spielen. Zusätzlich zum Spectator-Zerfall sind noch andere Zerfallsmechanismen möglich, die die Zerfallsbreite entweder der geladenen oder der neutralen B -Mesonen erhöhen können:

- In geladenen B -Mesonen können das \bar{b} und u -Quark in einer Anihilationsreaktion zerfallen (s. Abb. 1.2).
- Neutrale B -Mesonen können über den Austausch eines W -Bosons zerfallen (s. Abb. 1.2).

Außerdem können beim Spectator-Zerfall geladener B -Mesonen Interferenzeffekte durch identische Quarks im Endzustand auftreten, z.B. $B^+ \rightarrow (\bar{c}u)(\bar{d}u)$. Dies würde zu einer Verringerung der Zerfallsbreite von B^+ -Mesonen führen. Aus der ungefähren Gleichheit der Lebensdauern geladener und neutraler B -Mesonen ($\tau(B^+)/\tau(B^0) = 0.98 \pm 0.09$ [2]) kann gefolgert werden, daß der Spectator-Zerfall der eindeutig dominante Zerfallsmechanismus der B -Mesonen darstellt. Der Anteil der Nicht-Spectator-Beiträge an der Zerfallsbreite wird mit weniger als 5% angenommen.

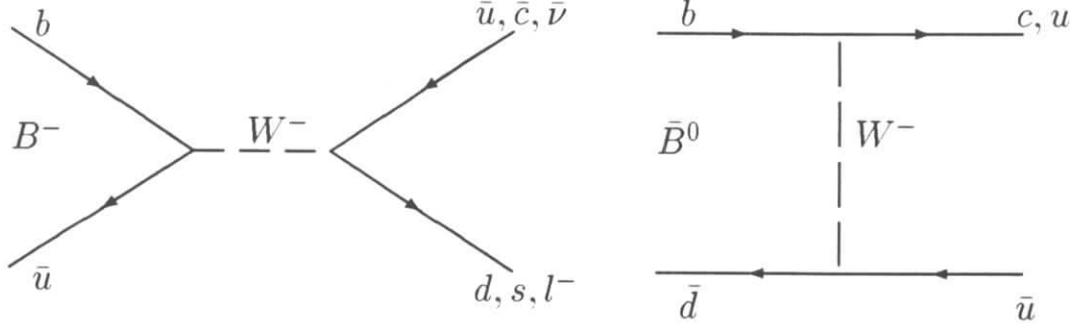


Abbildung 1.2: *Annihilations- und Austausch-Diagramm*

Für den semileptonischen Zerfall $b \rightarrow ql^{-}\bar{\nu}$ ($q = c, u$) kann im Spectator-Modell die Zerfallsbreite in Analogie zum Myon-Zerfall berechnet werden.

$$\Gamma_{sl}(b \rightarrow ql^{-}\bar{\nu}) = \frac{G_F^2 m_b^5}{192\pi^3} \left[|V_{cb}|^2 I\left(\frac{m_c}{m_b}, \frac{m_l}{m_b}, 0\right) + |V_{ub}|^2 I\left(\frac{m_u}{m_b}, \frac{m_l}{m_b}, 0\right) \right] \quad (1.28)$$

Hierbei bezeichnet $I(x, y, 0)$ den Phasenraumfaktor, der bei Vernachlässigung der Leptonmassen folgende Gestalt annimmt:

$$I(x, 0, 0) = 1 - 8x^2 + 8x^6 - x^8 - 24x^4 \ln x \quad (1.29)$$

Diese Näherung ist im Falle des τ -Leptons nicht mehr zulässig, für Elektronen und Myonen aber eine angemessene Vereinfachung³.

Die CKM -Matrixelemente $|V_{cb}|$ und $|V_{ub}|$, die mittels der semileptonischen B -Zerfälle bestimmt werden können, weisen eine starke Abhängigkeit von phänomenologischen Modellen auf, die zur Berechnung des hadronischen Stroms in den Matrixelementen der mesonischen Übergänge $B \rightarrow Xl^{-}\bar{\nu}$ ($X = D^{**}, D^*, D, \rho, \pi, \dots$) erforderlich sind. Auf einige dieser Modelle soll im nächsten Abschnitt näher eingegangen werden.

1.4 Exklusive semileptonische $B \rightarrow D$ Zerfälle

Es gibt zahlreiche theoretische Ansätze zur Beschreibung semileptonischer B -Zerfälle, von denen aber hier nicht alle detailliert beschrieben werden sollen. Die meisten dieser Modelle beschränken sich auf die leicht meßbaren - und schon häufig gemessenen - semileptonischen $B \rightarrow D$ und $B \rightarrow D^*$ Zerfälle⁴, lassen also die $B \rightarrow D^{**}$ -Zerfälle außer acht und berücksichtigen meistens nicht Effekte, die sich aufgrund der Leptonmasse ergeben.

Das Matrixelement für exklusive semileptonische B -Zerfälle kann mittels des Faktorisierungsansatzes in einen hadronischen und einen leptonischen Anteil zerlegt werden:

$$\langle Dl\bar{\nu} | J_\mu | B \rangle = \langle D | J_\mu | B \rangle \langle \nu | J_\mu | l \rangle \quad (1.30)$$

³Für eine ausführlichere Darstellung des Einflusses der τ -Lepton-Masse sei auf Abschnitt 1.3.3 verwiesen

⁴Viele Modelle machen auch Aussagen über semileptonische $b \rightarrow u$ und D -Zerfälle, die hier aber nicht betrachtet werden.

Der leptonische Teil bereitet keine Schwierigkeiten, während der hadronische Teil nur mit nichtstörungstheoretischen Methoden berechnet werden kann. Man benutzt hierfür eine Zerlegung in lorentzinvariante Größen, die mit Formfaktoren multipliziert werden. Diese Formfaktoren sind vom Impulsübertrag q^2 abhängige Funktionen.

Für die D - und D^* -Mesonen lautet die Formfaktorzerlegung:

$$\begin{aligned}
\langle D(p_D) | V_\mu | B(p_B) \rangle &= f_+(p_B + p_D)_\mu + f_-(p_B - p_D)_\mu \\
\langle D^*(p_{D^*}) | V_\mu | B(p_B) \rangle &= ig\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}\epsilon^{*\nu}(p_B + p_{D^*})^\rho(p_B - p_{D^*})^\sigma \\
\langle D^*(p_{D^*}) | A_\mu | B(p_B) \rangle &= f\epsilon_\mu^* + a_+(\epsilon^* \cdot p_B)(p_B + p_{D^*})_\mu + a_-(\epsilon^* \cdot p_B)(p_B - p_{D^*})_\mu
\end{aligned} \tag{1.31}$$

V_μ bezeichnet den Vektorstrom und A_μ den Axialvektorstrom. ϵ^* ist der Polarisationsvektor und $\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}$ der total-antisymmetrische Levi-Civita-Tensor. Es gibt unterschiedliche Ansätze, wie die Zerlegung in Formfaktoren vorgenommen wird. Ich folge hier der Darstellung von Grinstein, Isgur, Scora und Wise [7].

Falls die Leptonmassen vernachlässigt werden können, verschwinden die Terme, die als Faktor den Impulsübertrag $q_\mu = (p_B - p_X)_\mu$ enthalten.

Für die Berechnung dieser Formfaktoren gibt es unterschiedliche Ansätze, die in etwa folgendermaßen eingeteilt werden können:

- Potentialmodelle
- Die Heavy-Quark-Effective-Theory (HQET)
- QCD-Summenregeln
- Bag-Modelle
- Gittermethoden

Hier sollen nur die ersten beiden Ansätze vorgestellt werden.

1.4.1 Potentialmodelle

Die Potentialmodelle gehen von einem Potential zwischen den Valenzquarks der Mesonen aus und berechnen mit diesem Ansatz deren Wellenfunktionen und damit die Formfaktoren.

Das Modell von **Wirbel, Bauer und Stech (WBS)** [8] benutzt zur Berechnung der Meson-Wellenfunktionen das Potential eines relativistischen harmonischen Oszillators zwischen dem $Q\bar{q}$ -Paar im *infinite momentum frame*, in dem die Mesonen im Anfangs- und Endzustand als unendlich schnell angenommen werden, so daß die Impulskomponenten orthogonal zur Ausbreitungsrichtung vernachlässigt werden können. In diesem Bezugssystem ist $q^2 = 0$, so daß die Formfaktoren bei diesem q^2 -Wert aus Überlappintegralen der Meson-Wellenfunktionen berechnet werden können. Für die Bestimmung der weiteren q^2 -Abhängigkeit wird eine Monopoldominanz des hadronischen Stromes angenommen, wobei als Pol das erste Meson mit der kleinsten Masse genommen wird, dessen Quantenzahlen

mit denen des Hadronstromes übereinstimmen. Die Autoren erhalten so folgenden allgemeinen Ausdruck für die Formfaktoren:

$$f_j(q^2) \propto \frac{h_j}{1 - q^2/m_{Pol}^2} \quad (1.32)$$

Die Werte für die Überlappfaktoren h_j liegen im Bereich 0.7. Das WBS-Modell macht keine Aussagen zu $B \rightarrow D^{**}$ -Übergängen.

Das Modell von **Körner** und **Schuler (KS)** [9] berechnet die Überlappintegrale nach der gleichen Methode wie das WBS-Modell, unterscheidet sich aber in der Bestimmung der Normierung der Formfaktoren bei $q^2 = 0$. Das KS-Modell geht von den Spinkonstellationen des freien Quarkzerfalls $b \rightarrow cl^{-\bar{\nu}}$ aus und setzt die Helizitätsamplituden gleich denen des Mesonzerfalls $B \rightarrow D(D^*)$ bei $q^2 = 0$. Für die Ermittlung der q^2 -Abhängigkeit wird auch hier eine Pol- bzw. Dipoldominanz angenommen. Als Polmasse nehmen Körner und Schuler ausschließlich $m_{B_c} = 6.34 \text{ GeV}/c^2$. Die Werte für die Überlappfaktoren h_j werden hier überall gleich 0.7 gesetzt. Das KS-Modell behandelt auch nicht $B \rightarrow D^{**}$ -Übergänge, macht aber konkrete Aussagen zum Einfluß der Leptonmasse (s. Kapitel 1.3.6).

Das Modell von **Grinstein, Isgur, Scora und Wise (GISW)** [7] benutzt die nicht-relativistische Schrödingergleichung, um die Meson-Wellenfunktionen zu berechnen. Die Quarkdynamik wird mit Hilfe des Quarkmodells von Godfrey und Isgur [10] beschrieben, das ein modifiziertes Coulomb-Potential zwischen dem $Q\bar{q}$ -Paar annimmt

$$V(r) = -\frac{4\alpha_s}{3r} + c + br \quad (1.33)$$

wobei der Coulomb-Term dem Ein-Gluon-Austausch entspricht und der lineare Zusatz das Quark-Confinement beschreiben soll. Die Normierung der Formfaktoren erfolgt bei $q^2 = q_{max}^2$, wo die $D(D^*)$ -Mesonen in Ruhe sind, was den nichtrelativistischen Ansatz rechtfertigt. Die weitere q^2 -Abhängigkeit wird mit einer Exponentialfunktion beschrieben:

$$f_j \propto F_j(q_{max}^2) \cdot \exp\left[-a \frac{q_{max}^2 - q^2}{\kappa^2}\right] \quad (1.34)$$

Hierbei sind $F_j(q_{max}^2)$ und a Funktionen der Quarkmassen. Hier erweist es sich aber als erforderlich, einen zusätzlichen Faktor κ einzuführen, da diese Extrapolation in q^2 -Bereiche führt, in denen der nichtrelativistische Ansatz nicht mehr ohne weiteres gültig ist. Aus dem gemessenen Wert für den Pionformfaktor wird κ zu 0.7 bestimmt.

Dem GISW-Modell sehr ähnlich ist das Modell von **Altomari und Wolfenstein (AW)** [11], das sich aber auf $B \rightarrow D(D^*)$ -Übergänge beschränkt, und die q^2 -Abhängigkeit aus einer Poldominanz bestimmt, wobei als Polmasse $m_{B_c} = 6.8 \text{ GeV}$ angenommen wird.

Colangelo, Nardulli und Tedesco (CNT) [12] verwenden ein Potential, das im Ruhesystem des Mesons mit dem Richardson-Potential [13] übereinstimmt:

$$V(r) = \frac{8\pi}{33 - 2n_f} \Lambda \left(\Lambda r - \frac{f(\Lambda r)}{\Lambda r} \right) \quad \text{mit} \quad f(t) = \frac{4}{\pi} \int_0^\infty dq \frac{\sin(qt)}{q} \left(\frac{1}{\ln(1 + q^2)} - \frac{1}{q^2} \right) \quad (1.35)$$

mit $\Lambda = 397 \text{ MeV}$. n_f bezeichnet die Anzahl der Flavours. Dieses Potential steigt linear an, wenn $r \rightarrow \infty$ und entspricht bei kleinen Abständen den störungstheoretischen QCD

Vorhersagen. Um unphysikalische Singularitäten zu vermeiden, nimmt man in der Nähe des Ursprungs einen konstanten Potentialverlauf an:

$$V(r) = V(r_M), \quad r \leq r_M = \lambda \frac{4\pi}{3M} \quad (1.36)$$

Hierbei ist $\lambda = 0.6$ und M die Mesonmasse. Zur Berechnung der Formfaktoren werden die Meson-Wellenfunktionen bei $\vec{p} \neq 0$ benötigt. Da die Transformationseigenschaften des Potentials aber nicht bekannt sind und eine volle relativistische Invarianz nicht erwartet werden kann, behelfen sich CNT mit einem infinitesimalen Lorentzboost und vernachlässigen dabei Terme der Ordnung $\mathcal{O}(p^2)$. Die Matrixelemente werden dann aus Überlappintegralen der B - und $D(D^*)$ -Wellenfunktionen berechnet, wobei sich eine Vereinfachung in dem Bezugssystem ergibt, in dem die Mesonimpulse die Beziehung $(1 - x_B)\vec{p}_B = (1 - x_D)\vec{p}_D$ erfüllen, wobei x_B und x_D der Anteil des Impulses ist, der von den schweren Quarks, also b und c , getragen wird. Die Autoren haben x_B zu 0.88 und x_D zu 0.82 bestimmt. Die Formfaktoren werden bei $q^2 = q_{max}^2$ berechnet, indem der Limes $|\vec{p}_B|, |\vec{p}_D| \rightarrow 0$ betrachtet wird. Für das q^2 -Verhalten wird wie im WBS-Modell eine Poldominanz angenommen.

1.4.2 Die Heavy-Quark-Effektive-Theory (HQET)

In den letzten Jahren wurde der HQET viel Aufmerksamkeit gewidmet. Die HQET macht Aussagen über die Zerfälle von Hadronen, die ein schweres Quark enthalten. Die HQET betrachtet den Grenzübergang $m_Q \rightarrow \infty$ (Q bezeichnet das schwere Quark, also b oder c), wobei die Vierergeschwindigkeit $v_\mu = p_\mu/m_Q$ festgehalten wird. Hieraus ergeben sich zwei neue Symmetrien:

- Eine Spin $SU(2)$ -Symmetrie. Die Farb-Hyperfeinwechselwirkung ist proportional zu m_Q^{-1} , so daß bei $m_b, m_c \rightarrow \infty$ die Spin-Freiheitsgrade von der Dynamik des Hadrons entkoppelt sind.
- Für $m_b, m_c \rightarrow \infty$ ist die Dynamik unabhängig von dem Flavour des schweren Quarks, es ergibt sich also eine Flavour $SU(2)$ -Symmetrie.

Der Grenzübergang $m_Q \rightarrow \infty$ ist gerechtfertigt, wenn $\Lambda_{QCD}/m_Q \ll 1$, wobei Λ_{QCD} der natürliche Skalenparameter der QCD ist. In dieser effektiven Theorie ruht das schwere Quark im Ruhesystem des Hadrons, wirkt also als eine statische Quelle eines Farbfeldes. Die leichten Freiheitsgrade des Hadrons⁵ werden so von einem Übergang $Q(v, s) \rightarrow Q'(v, s')$ eines schweren Quarks Q mit Geschwindigkeit v und Spin s in ein anderes schweres Quark Q' mit Spin s' aber der selben Geschwindigkeit v nicht beeinflusst. Das hadronische Matrixelement kann dann durch einen Formfaktor beschrieben werden, der vom Quadrat der Änderung der Vierergeschwindigkeiten $w = (v - v')^2$ abhängt. Dieser Formfaktor wird als Isgur-Wise-Funktion $\xi(w)$ bezeichnet. Sie wird häufig auch in Abhängigkeit

⁵Als die leichten Freiheitsgrade werden zusammengefaßt die Freiheitsgrade der leichten Bestandteile des Hadrons bezeichnet, also der leichten Quarks, Antiquarks und Gluonen.

des Produktes $v \cdot v'$ angegeben. Die Isgur-Wise-Funktion ist am kinematischen Endpunkt des maximalen Impulsübertrags $q^2 = q_{max}^2$, an dem $v \cdot v' = 1$ gilt, zu eins normiert:

$$\xi(v \cdot v' = 1) = 1 \quad (1.37)$$

Die Form der Isgur-Wise-Funktion kann aus der HQET nicht bestimmt werden. Hierfür ist man phänomenologische Ansätze angewiesen.

Die HQET kann außerdem dazu benutzt werden, das System der D -Mesonen zu klassifizieren: Schwere Mesonen können durch die Quantenzahlen des Drehimpulses J_l und der Parität P der leichten Freiheitsgrade gekennzeichnet werden. Gemäß der Spin-Symmetrie der HQET gibt es zu jedem Meson mit J_l^P zwei Zustände mit $J^P = J_l^P \pm \frac{1}{2}$. In der Notation von Ali, Ohl und Mannel [14] werden die Zustände $J_l^P = \frac{1}{2}^-, \frac{1}{2}^+, \frac{3}{2}^-, \frac{3}{2}^+, \dots$ im System der D -Mesonen mit D_X , $X = C, E, F, G, \dots$ gekennzeichnet, und die radial angeregten Zustände des Grundzustandes C mit C_2 , etc.

Die Formfaktorzerlegung der Matrixelemente im Rahmen der HQET ist für die D - und D^* -Mesonen wie folgt gegeben:

$$\begin{aligned} \frac{\langle D(p_D) | V_\mu | B(p_B) \rangle}{\sqrt{m_B m_D}} &= \tilde{f}_+^C(w)(v + v')_\mu + \tilde{f}_-^C(w)(v - v')_\mu \\ \frac{\langle D^*(p_{D^*}) | V_\mu | B(p_B) \rangle}{\sqrt{m_B m_{D^*}}} &= i\tilde{g}^C(w)\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}\epsilon^{*\nu}v'^\alpha v^\beta \\ \frac{\langle D^*(p_{D^*}) | A_\mu | B(p_B) \rangle}{\sqrt{m_B m_{D^*}}} &= \tilde{f}^C(w)(w + 1)\epsilon_\mu^* - (\epsilon^* \cdot v)\{\tilde{a}_+^C(w)(v + v')_\mu + \tilde{a}_-^C(w)(v - v')_\mu\} \end{aligned} \quad (1.38)$$

Dabei gelten folgende Beziehungen zwischen den Formfaktoren und der Isgur-Wise-Funktion:

$$\begin{aligned} \tilde{f}_+(w) &= \xi(w) & \tilde{f}_-(w) &= 0 \\ \tilde{g}(w) &= \xi(w) & \tilde{f}(w) &= \xi(w) \\ \tilde{a}_+(w) &= \frac{1}{2}\xi(w) & \tilde{a}_-(w) &= -\frac{1}{2}\xi(w) \end{aligned} \quad (1.39)$$

Die Isgur-Wise-Funktionen sind so normiert, daß $\xi_C(1) = 1$ und $\xi_X(1) = 0$ für $X = E, F, G, C_2$ aufgrund der Orthogonalität der Wellenfunktionen jedes leichten Freiheitsgrades gilt. Das weitere Verhalten der Isgur-Wise-Funktion wird durch den Neigungsparameter $\rho^2 > 0$ bestimmt, der durch $\xi'(1) = -\rho^2$ definiert ist, so daß

$$\xi(w) = 1 - \rho^2(w - 1) + \mathcal{O}[(w - 1)^2] \quad (1.40)$$

In semileptonischen Zerfällen wird der kinematische Bereich durch $1 < w < 1.6$ eingeschränkt. Innerhalb dieses Bereiches geben verschiedene Formen von $\xi(w)$ sehr ähnliche Resultate bei demselben Wert für ρ . Das bedeutet, daß die Isgur-Wise-Funktion in diesem physikalischen Bereich im wesentlichen durch den Neigungsparameter bestimmt wird.

Von Bjorken wurde gezeigt, daß ρ^2 in Beziehung steht zu den Formfaktoren der Übergänge schwerer Mesonen im Grundzustand zu angeregten Zuständen, bei denen die leichten Freiheitsgrade die Quantenzahlen $j^P = \frac{1}{2}^+$ oder $\frac{3}{2}^+$ haben. Im Grenzfall unendlich großer Masse ist die inklusive Summe der Wahrscheinlichkeiten für Zerfälle in hadronische Zustände

gleich der Wahrscheinlichkeit für den Zerfall freier Quarks. Normiert man letztere Wahrscheinlichkeit auf Eins, erhält man folgende Summenregel:

$$\begin{aligned}
1 &= \frac{w+1}{2} \left\{ |\xi(w)|^2 + \sum_l |\xi^{(l)}(w)|^2 \right\} \\
&+ (w-1) \left\{ 2 \sum_m |\tau_{1/2}^{(m)}(w)|^2 + (w+1)^2 \sum_n |\tau_{3/2}^{(n)}(w)|^2 \right\} \\
&+ \mathcal{O}[(w-1)^2]
\end{aligned} \tag{1.41}$$

l, m und n bezeichnen die radial angeregten Zustände mit denselben Quantenzahlen für Spin und Parität. Die Summationen sind in einem verallgemeinerten Sinn zu verstehen als Summen über diskrete Zustände und als Integrale über kontinuierliche Zustände. Die rechte Seite der ersten Zeile in Gl. (1.40) gehört zu Übergängen mit den Quantenzahlen $j^P = \frac{1}{2}^-$ und die rechte Seite der zweiten Zeile zu $j^P = \frac{1}{2}^+$ und $j^P = \frac{3}{2}^+$. Mit Hilfe der Gl. (1.40) kann man einen unteren Grenzwert für ρ^2 erhalten:

$$\rho^2 = \frac{1}{4} + \sum_m |\tau_{1/2}^{(m)}(w)|^2 + 2 \sum_n |\tau_{3/2}^{(n)}(w)|^2 > \frac{1}{4} \tag{1.42}$$

Für eine Bestimmung von ρ^2 ist es also wesentlich, die Beiträge der angeregten Zustände zu der Bjorken-Summenregel bestimmen zu können. Eine vorsichtige Abschätzung von M. Neubert [15] führt auf $0.25 < \rho^2 < 1.0$.

Isgur und **Wise** [16] haben ihren Potentialansatz des GISW-Modells übernommen, um die Formfaktoren der Übergänge $B \rightarrow D_E l \bar{\nu}$ und $B \rightarrow D_F l \bar{\nu}$ zu bestimmen. Dieser Ansatz wurde von **Suzuki, Ito, Sawada** und **Matsuda** [17] auf die Übergänge $B \rightarrow D_X (X = C, E, F, G, C_2) l \bar{\nu}$ ausgedehnt.

1.4.3 Leptonmasseneffekte

Die bisher behandelten Formfaktormodelle stellen insofern eine Vereinfachung dar, als sie die Masse des Leptons vernachlässigten. Dies ist bei den kleinen Massen von Elektron und Myon ($m_e = 0.511 \text{ MeV}$, $m_\mu = 105.66 \text{ MeV}$ [2]) gerechtfertigt, jedoch müssen bei der Masse des τ -Leptons ($m_\tau = 1777.1 \text{ MeV}$ [2]) zusätzliche Effekte berücksichtigt werden, die sich eben aufgrund dieser großen Masse ergeben.

Betrachtet man den Zweikörperzerfall $B \rightarrow D(D^*)W$, dann sind folgende Konstellationen möglich: (in Klammern stehen die jeweiligen J^P -Quantenzahlen)

$$\begin{aligned}
B \rightarrow D : \quad V : \quad & B(0^-) \rightarrow D(0^-) + W(1^-) \quad \text{p - Welle} \\
& B(0^-) \rightarrow D(0^-) + W(0^+) \quad \text{s - Welle}
\end{aligned} \tag{1.43}$$

$$\begin{aligned}
B \rightarrow D^* : \quad V : \quad & B(0^-) \rightarrow D^*(1^-) + W(1^-) \quad \text{p - Welle} \\
A : \quad & B(0^-) \rightarrow D^*(1^-) + W(1^+) \quad \text{s, d - Welle} \\
& B(0^-) \rightarrow D^*(1^-) + W(0^-) \quad \text{p - Welle}
\end{aligned} \tag{1.44}$$

Die Komponenten mit Spin 0 werden nur bei Zerfällen mit einem schweren Lepton angeregt. Dies bewirkt eine Umkehrung der Helizität im Lepton-Neutrino-System im Zerfall $W \rightarrow l\nu_l$ und erfordert die Einführung zusätzlicher Formfaktoren. Diese Formfaktoren werden mit den Vierervektoren $(p_B - p_X)_\mu$ bzw. $(v - v')_\mu$ multipliziert und verschwinden also im Grenzfall $m_{Lepton} \rightarrow 0$.

Körner und **Schuler** [18, 19] haben die Auswirkungen der Leptonmasse im Rahmen ihres Modells (KS), das im Abschnitt 1.3.1 vorgestellt wurde, berechnet und mit den Ergebnissen eines *free quark decay*-Modells (FQD) verglichen. Für die Verhältnisse der Zerfallsraten erhalten sie Ergebnisse, die einer Reduzierung von etwa 25% im KS-Modell und 18% im FQD-Modell entsprechen:

$$\frac{\Gamma(b \rightarrow c(\tau))}{\Gamma(b \rightarrow c(e))} = 0.18 \quad (FQD)$$

$$\frac{\Gamma(B \rightarrow D(\tau))}{\Gamma(B \rightarrow D(e))} = 0.26 \quad (KS)$$

$$\frac{\Gamma(B \rightarrow D^*(\tau))}{\Gamma(B \rightarrow D^*(e))} = 0.25 \quad (KS)$$

Heiliger und **Sehgal** [20] haben die Auswirkungen der Leptonmasse in einem Quarkmodell (QM) berechnet, in dem lediglich Phasenraumeffekte berücksichtigt werden, und die Modelle von Wirbel, Bauer und Stech (WBS) sowie von Altomari und Wolfenstein (AW) (s. Kap. 1.3.1) erweitert, indem sie die zusätzlichen Formfaktoren in die Berechnungen mit aufnehmen. Sie erhalten folgende Ergebnisse:

$$\frac{\Gamma(b \rightarrow c(\tau))}{\Gamma(b \rightarrow c(e))} = 0.266 \quad (QM)$$

$$\frac{\Gamma(B \rightarrow D(\tau))}{\Gamma(B \rightarrow D(e))} = \begin{cases} 0.25 & (AW) \\ 0.30 & (WBS) \end{cases}$$

$$\frac{\Gamma(B \rightarrow D^*(\tau))}{\Gamma(B \rightarrow D^*(e))} = \begin{cases} 0.26 & (AW) \\ 0.24 & (WBS) \end{cases}$$

Hagiwara, **Martin** und **Wade** [21] haben ebenfalls das WBS-Modell entsprechend ergänzt und zusätzlich zwei eigene Ansätze zur Berechnung der Formfaktoren durchgeführt. Zum einen machten sie einen Faktorisierungsansatz (FAK) [22], in dem die Formfaktoren von der Form

$$f_i^{FAK}(q^2) = f_i^{FQM}(q^2) \times F(q^2) \quad (1.45)$$

sind, wobei f_i^{FQM} die Formfaktoren eines freien Quarkmodells sind und sich aus dem Überlapp der Spin-Wellenfunktionen ergeben, während $F(q^2)$ aus dem Überlapp der räumlichen Wellenfunktionen bestimmt wird und mit $F(Q_{max}^2) = 1$ normiert ist. Die q^2 -Abhängigkeit wird durch einen Polansatz beschrieben. In einem zweiten Ansatz, den die Autoren mit MAX abkürzen [22], berechnen sie die Formfaktoren nach

$$f_i^{MAX}(q^2) = f_i^{FQM}(q_{max}^2) \times F(q^2) \quad (1.46)$$

Sie benutzen also lediglich die Formfaktoren des freien Quarkmodells bei $q^2 = q_{max}^2$. Dieses Modell ist also dem von Altomari und Wolfenstein sehr ähnlich (s. Kap. 1.3.1). Für

das FAK-Modell erhalten sie Ergebnisse, die nur schwach von der verwendeten Polmasse abhängen:

$$\frac{\Gamma(B \rightarrow D(\tau))}{\Gamma(B \rightarrow D(e))} = \begin{cases} 0.31 & m_P = 5.4 \text{ GeV} \\ 0.28 & m_P = 6.0 \text{ GeV} \end{cases}$$

$$\frac{\Gamma(B \rightarrow D^*(\tau))}{\Gamma(B \rightarrow D^*(e))} = \begin{cases} 0.25 & m_P = 5.4 \text{ GeV} \\ 0.24 & m_P = 6.0 \text{ GeV} \end{cases}$$

Alle Modelle sagen also eine Reduzierung der Verzweigungsverhältnisse voraus, die sich im Bereich von 25 - 30% befindet. Neben den Verzweigungsverhältnissen werden natürlich auch die Spektren und die Polarisationsparameter durch die Masse des τ -Leptons beeinflusst. Da sie aber in dieser Arbeit nicht gemessen werden bzw. nicht gemessen werden können, soll an dieser Stelle hierauf nicht weiter eingegangen werden.

1.4.4 Das 2-Higgs-Doublett-Modell (2HDM)

Im letzten Abschnitt wurde gezeigt, daß die semileptonischen B -Zerfälle mit einem τ -Lepton im Standardmodell unterdrückt sind. In diesem Abschnitt soll nun eine Erweiterung des Standardmodells vorgestellt werden, das zusätzliche geladene Higgsbosonen einführt, die eine Verstärkung dieses Zerfalls verursachen können. Diese 2HDM-Modelle stießen in jüngster Zeit bei den theoretischen Hochenergiephysikern auf ein verstärktes Interesse, da sie auch Vorhersagen für andere seltene B -Zerfälle machen, die in den Bereich der experimentellen Überprüfbarkeit gerückt sind oder in naher Zukunft voraussichtlich rücken werden.

Im Standardmodell mit der Eichgruppe $SU(2) \times U(1)$ der elektroschwachen Wechselwirkung wird ein Doublett neutraler Higgsbosonen benötigt, um mittels einer spontanen Symmetriebrechung den Eichbosonen eine Masse zu verleihen (s. Kap. 1.1). In Erweiterungen des Standardmodells, z.B. in supersymmetrischen Modellen, können jedoch zusätzliche Higgsbosonen auftreten.

Es werden im wesentlichen zwei Typen von 2HDM-Modellen⁶ unterschieden [23]:

Modell I: nur ein Higgs-Doublett koppelt sowohl an die *up-type* Quarks als auch an die *down-type* Quarks und an die geladenen Leptonen

Modell II: ein Higgs-Doublett koppelt an die *down-type* Quarks und an die geladenen Leptonen, und das andere Higgs-Doublett koppelt an die *up-type* Quarks

Im Modell I ist der Beitrag zum Zerfall $B \rightarrow \tau\nu X$ vernachlässigbar, so daß die Betrachtungen auf das Modell II beschränkt werden können. Modell II ist zudem in der minimalen supersymmetrischen Erweiterung des Standardmodells enthalten.

Die effektive Lagrangedichte für den Zerfall $B \rightarrow \tau\nu X_c$ lautet:

$$\mathcal{L} = -V_{cb} \frac{G_F}{\sqrt{2}} [(\bar{c}\gamma^\mu(1 - \gamma_5)b)(\tau\gamma_\mu(1 - \gamma_5)\nu_\tau - R(\bar{c}(1 + \gamma_5)b)(\bar{\tau}(1 - \gamma_5)\nu_\tau)] \quad (1.47)$$

⁶Es gibt noch zwei weitere Modelle III und IV, in denen die *down-type* Quarks und die geladenen Leptonen an verschiedene Higgs-Doubletts koppeln. Diese beiden Modelle werden in der Theorie aber kaum diskutiert.

wobei

$$R = \tan^2 \beta \frac{m_b m_\tau}{m_{H^\pm}^2} \quad (1.48)$$

und

$$\tan \beta = \frac{v_2}{v_1} \quad (1.49)$$

ist das Verhältnis der Vakuumerwartungswerte der beiden Higgs-Doublets.

Der erste Term der Gl. (1.46) beschreibt den Beitrag des Standardmodells durch den Austausch der W^\pm -Bosonen, während der zweite Term den Beitrag der geladenen Higgsbosonen H^\pm beschreibt. Man sieht, daß dieser Beitrag proportional zu den Massen der Fermionen ist und durch die Masse des geladenen Higgsbosons unterdrückt ist. In dem Fall, daß das Higgsboson an leichte Quarks und Leptonen koppelt, ist dieser Beitrag vernachlässigbar, er kann jedoch für den Zerfall $b \rightarrow c\tau\nu$ bedeutend werden, falls $\tan \beta$ genügend groß ist.

Aus der Forderung, daß das Modell innerhalb eines Bereiches bleibt, der mit störungstheoretischen Methoden behandelt werden kann, läßt sich eine erste Einschränkung für $\tan \beta$ ableiten [24, 25]. Dieser Bereich kann definiert werden, indem man verlangt, daß die $\bar{t}bH$ -Kopplung kleiner als die QCD-Kopplung $g_s^2 = 4\pi\alpha_s(M_W^2) \simeq 1.5$ sein sollte. Damit erhält man das Ergebnis

$$\tan \beta \gtrsim \frac{m_{top}}{600 \text{ GeV}} \quad (1.50)$$

Kalinowski [26] hat die Auswirkungen dieses Modells zunächst für den Quarkzerfall $b \rightarrow c\tau\nu$ untersucht. Unter Vernachlässigung der Größe $m_c \tan \beta / m_{H^+}$ erhält er folgenden Ausdruck für die Zerfallsbreite

$$\Gamma = \frac{G_F^2 |V_{cb}|^2 m_b^5}{192\pi^3} \left(I(x_1, x_2, 0) \left(1 + \frac{1}{4} R^2\right) - 2RJ(x_1, x_2, 0) \frac{m_\tau}{m_b} \right) \quad (1.51)$$

Hierbei sind I und J Phasenraumfaktoren mit $x_1 = m_c/m_b$, $x_2 = m_\tau/m_b$ und $x_3 = m_\nu/m_b = 0$. Mit den Werten $m_b = 5.1 \text{ GeV}$, $m_\tau = 1.78 \text{ GeV}$ und $m_c = 1.7 \text{ GeV}$ hat er die Verzweigungsverhältnisse in Abhängigkeit von der Größe $r = \tan \beta / m_{H^+}$ berechnet:

$$BR(b \rightarrow c\tau\nu) = 2.5, \quad 2.0, \quad 3.2, \quad 7.2 \quad \text{und} \quad 22\% \quad (1.52)$$

für $r = 0.0, 0.3, 0.5, 0.7$ und 0.9 . $r = 0$ gibt das Ergebnis des Standardmodells wieder. Der Rückgang des Verzweigungsverhältnisses bei zunächst etwas ansteigendem r ist auf eine destruktive Interferenz zwischen dem W^+ - und dem H^+ -Austausch zurückzuführen. Das Impulsspektrum der τ -Leptonen in $b \rightarrow c\tau\nu_\tau$ und in $B \rightarrow X\tau\nu_\tau$ für verschiedene Werte von r ist in der Abbildung 1.3 zu sehen.

Grzadkowski und **Hou** [27] haben das Modell von Körner und Schuler (KS) (s. Kap. 1.3.1) verwendet, um die Zerfälle $B \rightarrow D\tau\bar{\nu}_\tau$ und $B \rightarrow D^*\tau\bar{\nu}_\tau$ im Rahmen eines 2HDM's vom Typ II zu untersuchen. Im KS-Modell ist die differentielle Zerfallsrate gegeben durch:

$$\frac{d\Gamma}{dq^2} = \frac{G_F^2}{(2\pi)^3} |V_{cb}|^2 \frac{(q^2 - m_\tau^2)^2 p}{12M_B^2 q^2} \left(H_U + H_L + \frac{m_\tau^2}{2q^2} (H_U + H_L + H_S) \right) \quad (1.53)$$

Die Helizitätsamplituden H_U (unpolarisiert-transversal, nur im D^* -Modus), H_L (longitudinal) und $H_S = 3 |H_t|^2$ (skalar) ergeben sich aus den Formfaktoren. Die Wechselwirkung

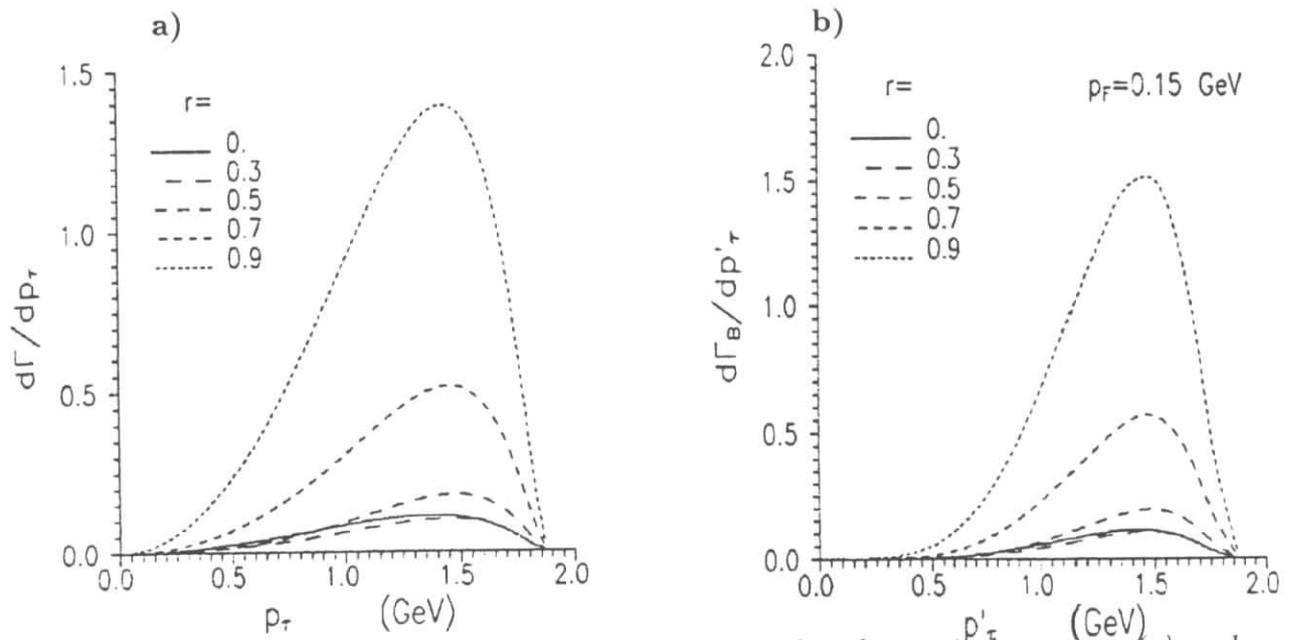


Abbildung 1.3: Die Abbildungen zeigen die Lepton-Impulsspektrum in $b \rightarrow c \tau \nu_\tau$ (a) und in $B \rightarrow X \tau \nu_\tau$ (b) nach Kalinowski ([26])

mit den H^\pm -Bosonen beeinflusst nur den skalaren Formfaktor, so daß das KS-Modell durch die Substitution

$$H_t^{D(D^*)} \rightarrow H_t^{D(D^*)} - R \frac{q}{m_\tau} F_{S(P)} \quad (1.54)$$

modifiziert werden kann. F_S und F_P sind über die Matrixelemente definiert und können dann also aus den Formfaktoren bestimmt werden:

$$\langle D(p_D) | S | B(p_B) \rangle \equiv F_S \quad \text{s - Welle} \quad (1.55)$$

$$\langle D^*(p_{D^*}) | P | B(p_B) \rangle \equiv \epsilon_{D^*}^* \cdot p_B \frac{M_{D^*}}{M_1 | \vec{p}_{D^*} |} F_P \quad \text{p - Welle} \quad (1.56)$$

wobei

$$\begin{Bmatrix} S \\ P \end{Bmatrix} = \frac{1}{2} \left(\frac{p_B}{m_B} \pm \frac{p_{D(D^*)}}{m_{D(D^*)}} \right) \begin{Bmatrix} V_\mu \\ A_\mu \end{Bmatrix} \quad (1.57)$$

Durch eine Partialwellenanalyse kann eingesehen werden, daß es zu erheblichen Unterschieden zwischen den beiden Zerfällen $B \rightarrow D \tau \bar{\nu}_\tau$ und $B \rightarrow D^* \tau \bar{\nu}_\tau$ kommen kann. Da der $B \rightarrow D$ Zerfall ein $0^- \rightarrow 0^-$ Übergang ist, der durch einen Vektorstrom erfolgt, liefert die s-Welle einen skalaren Beitrag. Im $B \rightarrow D^*$ Zerfall, der ein $0^- \rightarrow 1^-$ Übergang ist, stammt der Beitrag zur s-Welle vom Axialvektorstrom. Wenn man den Austausch von H^\pm -Bosonen berücksichtigt, dann erhält man für $B \rightarrow D$ einen skalaren Beitrag im s-Wellen-Kanal, der, sofern R genügend groß ist, den Beitrag aus dem W^\pm -Austausch dominieren kann. Im $B \rightarrow D^*$ Zerfall kann wegen der Drehimpulserhaltung die pseudoskalare Kopplung nur im p-Wellen-Kanal erfolgen. Hier ist demnach der H^\pm -Beitrag unterdrückt im Vergleich zum Beitrag aus dem Axialvektorstrom des Standardmodells.

Die von Grządkowski und Hou berechneten q^2 -Spektren sind in der Abbildung 1.4 zu sehen. Zum Vergleich sind dort auch die Spektren des Modells von Körner und Schuler abgebildet.

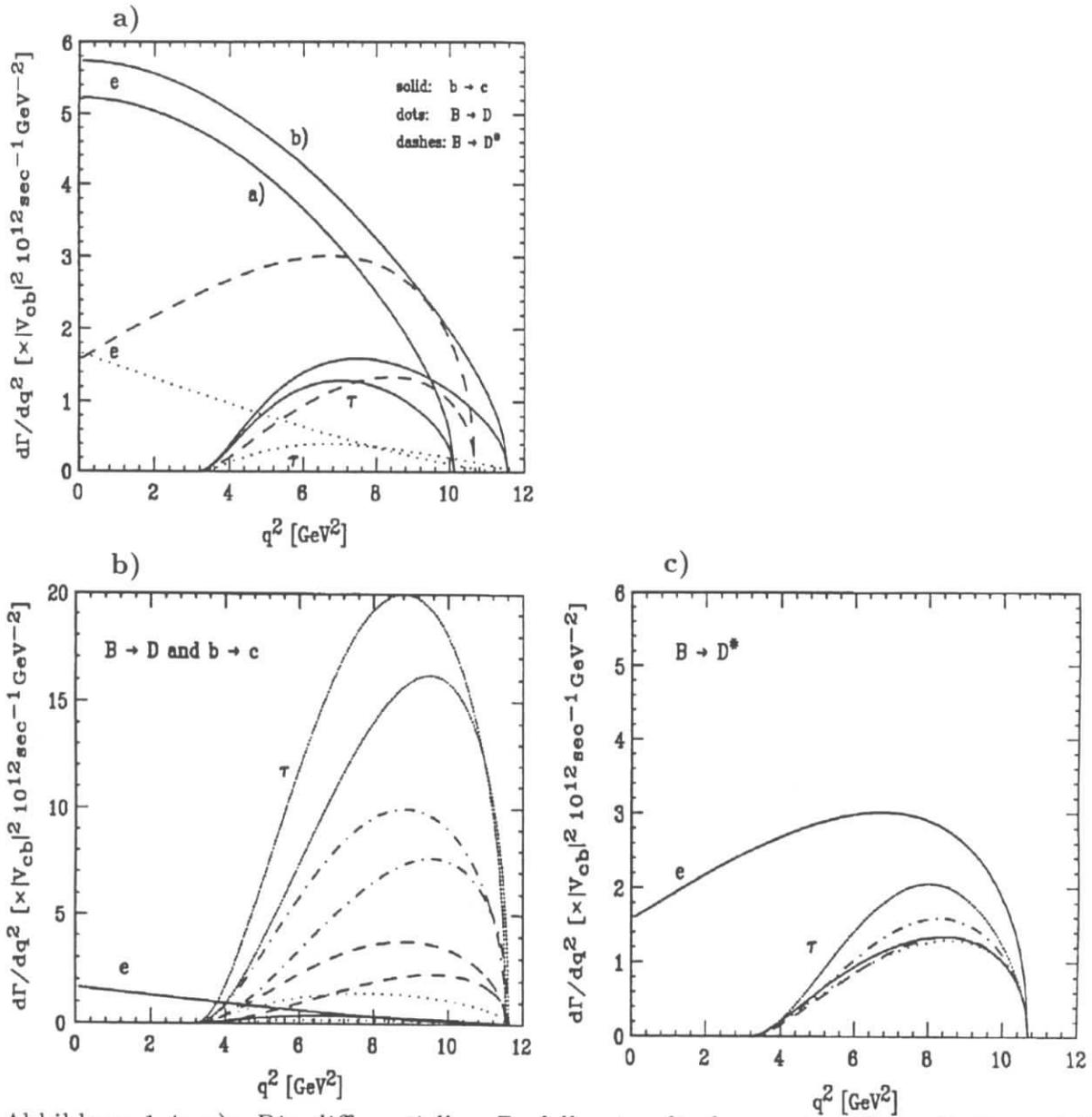


Abbildung 1.4: a): Die differentiellen Zerfallsraten für $b \rightarrow c\tau\bar{\nu}_\tau$, $B \rightarrow D\tau\bar{\nu}_\tau$ und für $B \rightarrow D\tau\bar{\nu}_\tau$ im KS-Modell. Die entsprechenden Kurven für die $b \rightarrow e$ Übergänge sind ebenfalls abgebildet. Die beiden Kurven (a) und (b) für den freien Quarkzerfall gehören zu den Werten $(m_c, m_b) = (1.55, 4.73)$, $(1.33, 4.73)$ GeV

b): Das q^2 -Spektrum für $B \rightarrow D\tau\bar{\nu}_\tau$ und $B \rightarrow De\bar{\nu}_e$ für $R = 0$ (durchgezogene Linie), 1 (gepunktet), 3 (gestrichelt), 5 (gestrichelt-gepunktet) und 7 (eng gepunktet). Für jeden Wert für R ist die höhere Kurve dem freien Quarkzerfall zuzuordnen mit $(m_c, m_b) = (1.33, 4.73)$ GeV.

c): Das q^2 -Spektrum für $B \rightarrow D^*\tau\bar{\nu}_\tau$ und $B \rightarrow D^*e\bar{\nu}_e$ mit der gleichen Notation wie in Abb. b). Die Abbildungen sind aus [27] entnommen.

M. Tanaka [28] hat die Methoden der HQET zur Berechnung der Verzweigungsverhältnisse und der τ -Polarisation des Zerfalls $B \rightarrow D^{(*)}\tau\nu$ verwendet, um so die theoretischen Unsicherheiten zu reduzieren. Als Form der Isgur-Wise-Funktion wird

$$\xi(y) = \left(\frac{2}{1+y} \right)^{2\rho^2} \quad (1.58)$$

angenommen, mit

$$\rho = 1.08 \pm 0.11 \quad (1.59)$$

Die Vorhersagen für die Verzweigungsverhältnisse zeigen die Abbildungen 1.6 für $\bar{B} \rightarrow D\tau\bar{\nu}_\tau$ und 1.7 für $\bar{B} \rightarrow D_L^*\tau\bar{\nu}_\tau$.

Es kann angenommen werden, daß andere Beiträge zum inklusiven Zerfall $b \rightarrow c\tau\bar{\nu}_\tau$ außer $B \rightarrow D\tau\bar{\nu}_\tau$ und $B \rightarrow D^*\tau\bar{\nu}_\tau$ keine Rolle spielen. Da die Zerfälle $B \rightarrow De\bar{\nu}_e$ und $B \rightarrow D^*e\bar{\nu}_e$ mehr als 60% zum Verzweigungsverhältnis von $b \rightarrow ce\bar{\nu}_e$ beitragen, muß das noch in einem noch stärkeren Maße für $b \rightarrow c\tau\bar{\nu}_\tau$ gelten, da hier der Phasenraum sehr viel mehr eingeschränkt ist.

Der mögliche Wertebereich für $\tan\beta$ kann aus theoretischen Überlegungen eingeschränkt werden. Der Ausgangspunkt ist dabei die Annahme, daß Higgs-Fermion-Kopplung endlich bleiben sollte, wenn man von der elektroschwachen Skala zu einer größeren Energieskala Λ übergeht, bei der eine mögliche Supersymmetrie gebrochen sein kann. Die Grenzwerte für $\tan\beta$ hängen dann von der Masse des top-Quarks m_{top} und von der Wahl der Energieskala Λ ab. Die Abbildung 1.5 zeigt den erlaubten Bereich für $\tan\beta$ von $\Lambda = 10^{16}$ GeV bis $\Lambda = m_Z$ in Abhängigkeit von der Masse des top-Quarks (aus [29]). Die Berechnungen wurden vor der Entdeckung des top-Quarks am Fermilab [30] durchgeführt. Bei einem gewichteten Mittelwert von $m_{top} = 180 \pm 12$ GeV kann der Wert für $\tan\beta$ auf den Bereich $1 < \tan\beta < 50$ eingeschränkt werden. Dieser Wertebereich ändert sich nicht wesentlich, wenn man Λ bis auf 100 TeV verringert [29].

Modelle der Supersymmetrie, die auf der Supergravitation beruhen, bevorzugen ebenfalls einen Bereich $\tan\beta > 1$ [31].

1.4.5 MHDM-Modelle

Zum Schluß sei noch darauf hingewiesen, daß die 2HDM durchaus auf mehrere Higgs-Doublets erweitert werden können [32]. Solche Modelle werden MHDM (*multiple-Higgs-doublet model*) genannt. Dabei können maximal drei Higgs-Doublets an die beiden Quarktypen und an die geladenen Leptonen koppeln. Bei n Higgs-Doublets verbleiben nach einer spontanen Symmetriebrechung $2(n-1)$ geladene und $2n-1$ neutrale Higgs-Bosonen. Die Parameter dieses Modells ergeben sich aus einer Mischungsmatrix U , die die Wechselwirkungseigenzustände der geladenen Higgs-Bosonen in deren Masseneigenzustände transformiert:

$$\begin{pmatrix} G^+ \\ H_2^+ \\ \vdots \\ H_n^+ \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} \Phi_1^+ \\ \Phi_2^+ \\ \vdots \\ \Phi_n^+ \end{pmatrix} \quad (1.60)$$

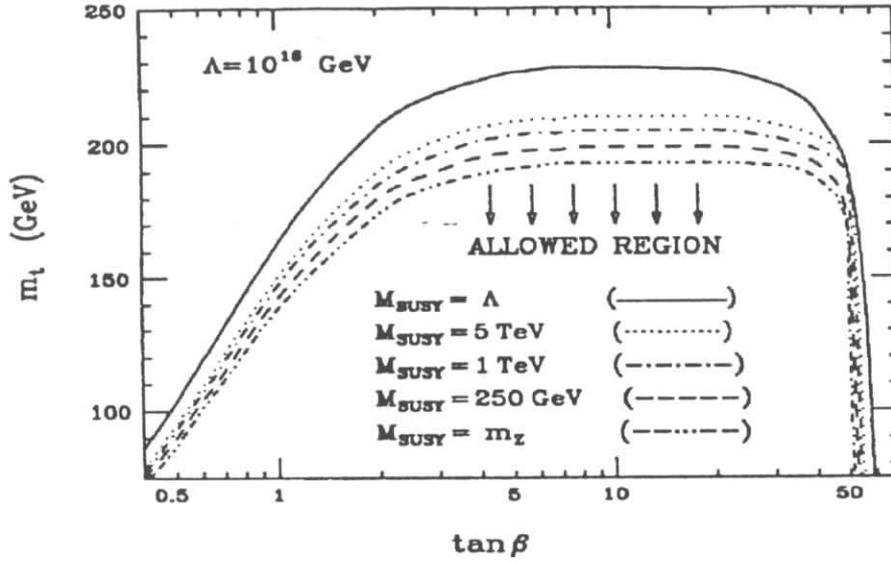


Abbildung 1.5: Die Abbildung zeigt den $\tan \beta$ - m_{top} Parameterraum in der Higgs-Fermion-Kopplungen begrenzt bleiben für Energieskalen von $M_{SUSY} = m_Z$ bis $M_{SUSY} = 10^{16}$ GeV (aus [29]).

G^+ ist das Goldstoneboson, das dem W^+ seine Masse gibt. U ist eine unitäre $n \times n$ Matrix und kann auf die selbe Weise wie die CKM-Matrix parametrisiert werden. Man kann folgende Größen definieren:

$$X_i = \frac{U_{di}}{U_{d1}}, \quad Y_i = \frac{U_{ui}}{U_{u1}}, \quad Z_i = \frac{U_{ei}}{U_{e1}}, \quad i = 1 \dots n \quad (1.61)$$

für die *down-type*-Quarks (d), die *up-type*-Quarks (u) und für die geladenen Leptonen (e). Für die 2HDM (Modell II) gilt

$$Z = X = \tan \beta, \quad Y = \cot \beta \quad (1.62)$$

In [32] werden einige Auswirkungen der MHDM diskutiert. Ein Ergebnis ist unter anderem, daß die Einschränkungen aufgrund der Messung des Zerfalls $B \rightarrow X\tau\nu_\tau$ für $|X|^2$ in den 2HDM die gleiche ist wie für $|XZ|$ in den MHDM. Unterschiedliche Vorhersagen ergeben sich allerdings für die Zerfälle $b \rightarrow s\gamma$ und $B \rightarrow X_s l^+ l^-$.

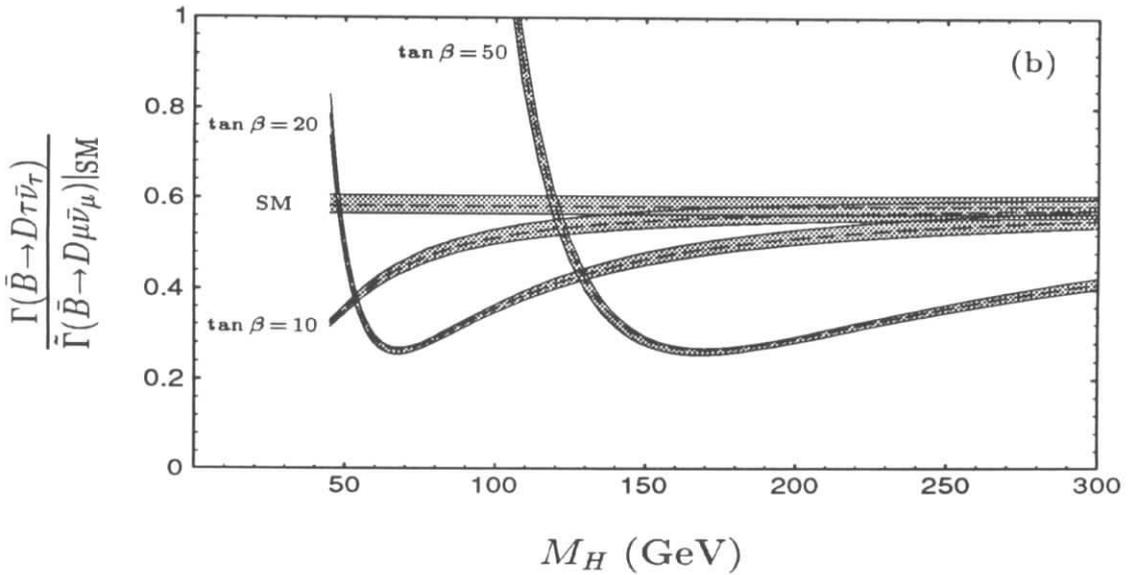
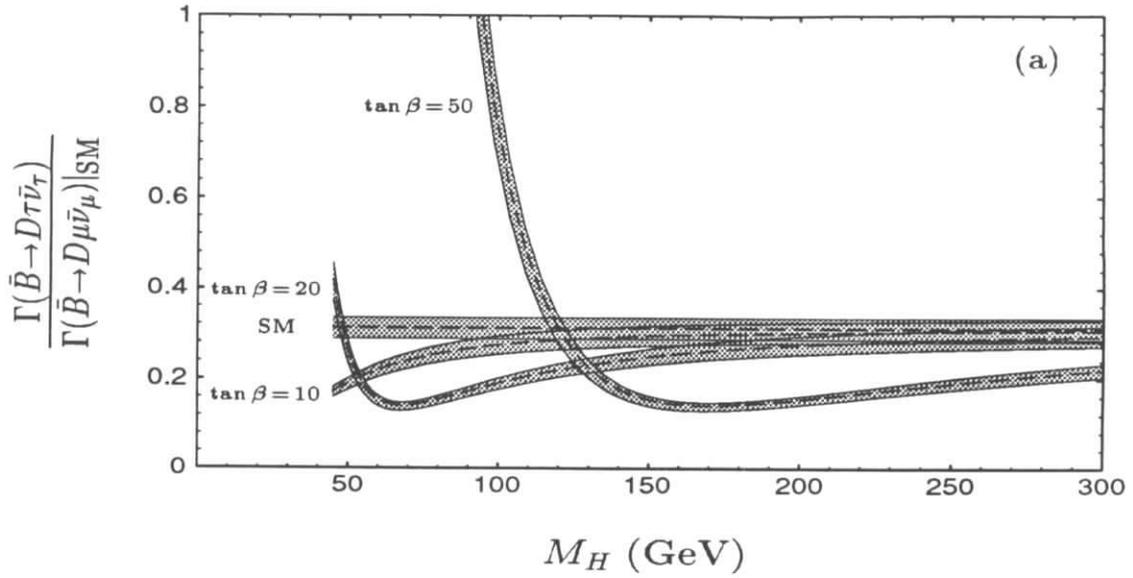


Abbildung 1.6: Die Abbildung zeigt das Verhältnis $\Gamma(\bar{B} \rightarrow D\tau\bar{\nu}_\tau)/\Gamma(\bar{B} \rightarrow D\mu\bar{\nu}_\mu)|_{SM}$ als Funktion von m_H für verschiedene Werte von $\tan\beta$ nach Berechnungen von Tanaka. In (b) wurde der Nenner über den Bereich $m_\tau^2 \leq q^2 \leq (m_B - m_D)^2$ integriert. Die schraffierten Bereiche zeigen die Vorhersagen innerhalb der Unsicherheiten des Parameters ρ . Die gestrichelten Linien geben die Vorhersagen wieder, die QCD-Korrekturen und Korrekturen in der Entwicklung nach $1/m_{b,c}$ berücksichtigen (aus [28]).

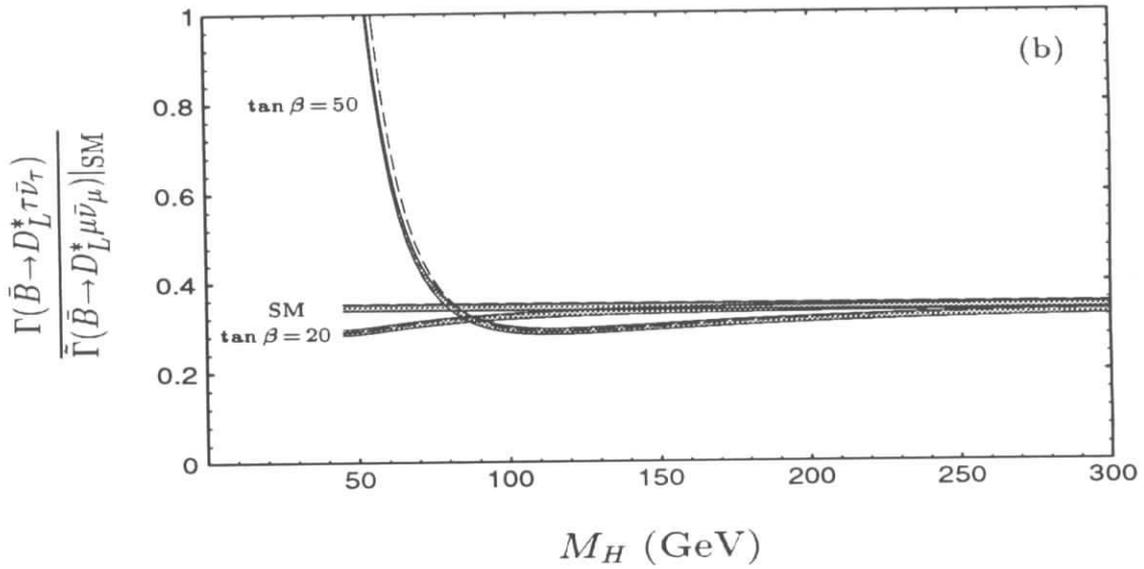
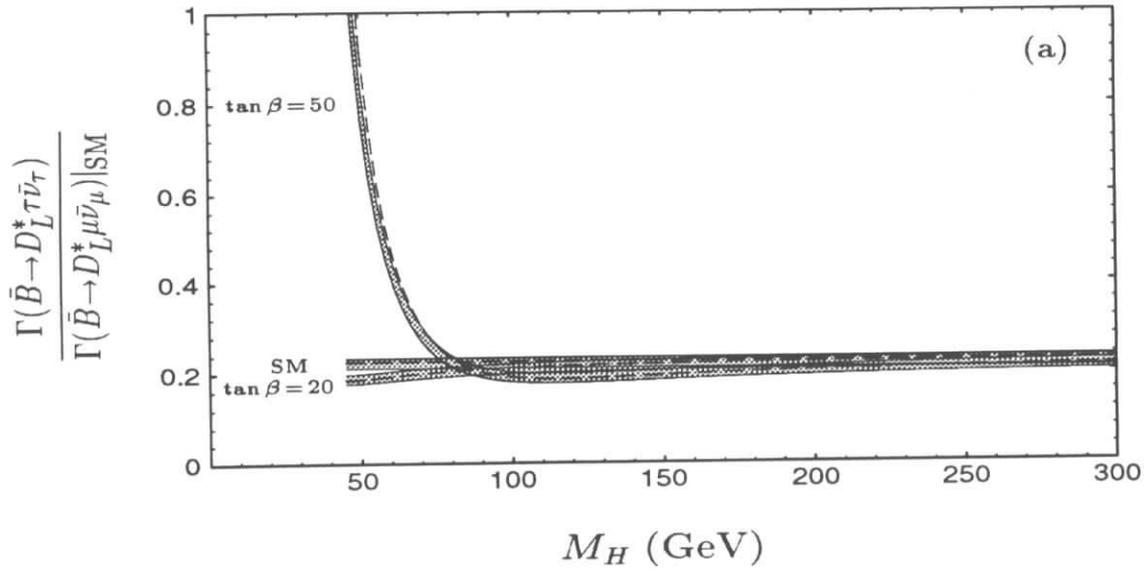


Abbildung 1.7: Das Verhältnis $\Gamma(\bar{B} \rightarrow D_L^* \tau \bar{\nu}_\tau)/\Gamma(\bar{B} \rightarrow D_L^* \mu \bar{\nu}_\mu)|_{SM}$ wie in der vorherigen Abbildung (aus [28]).

Kapitel 2

Das Experiment

Es gibt nichts im Intellekt, das nicht vorher in den Sinnen gewesen ist.
(Th. v. Aquino)

Die gegenwärtigen Experimente in der Elementarteilchenphysik erfordern einen großen technischen Aufwand, sowohl für die Erzeugung von Teilchenstrahlen mit ausreichend hoher Energie bei möglichst großer Luminosität als auch für den Nachweis der bei den Kollisionen entstehenden Zerfallsprodukte. Und auch die Analyse der experimentellen Daten ist ohne den Einsatz moderner elektronischer Datenverarbeitung nicht möglich. Der Beschreibung dieser experimentellen Techniken soll dieses Kapitel dienen. Es beginnt mit einer Beschreibung des DORIS-Speicherring. Die Erklärung der Komponenten des ARGUS-Detektors bildet den zentralen Abschnitt. Das Kapitel endet mit einer Darstellung der Datenverarbeitungsmethoden.

2.1 Der Speicherring DORIS II

Der Speicherring DORIS wurde 1974 als **Doppelringspeicher** in Betrieb genommen und war aus zwei Strahlrohren konstruiert, in denen Elektronen und Positronen getrennt geführt wurden. In dieser ersten Arbeitsphase diente DORIS vor allem der Erforschung des J/ψ -Systems bei Schwerpunktsenergien von 3 – 4 GeV.

Im Jahre 1977 erfolgte der Umbau zu DORIS II, um die Untersuchung des damals entdeckten Υ -Systems zu ermöglichen. Dabei wurde das Konzept des Doppelringspeichers aufgegeben, weil man mit nur einem Vakuumrohr, in dem Elektronen und Positronen gemeinsam in entgegengesetzter Richtung laufen, eine höhere Luminosität erreichen kann. Die Luminosität ist ein bedeutender Maschinenparameter, da die Ereignisrate einer Reaktion mit dem Wirkungsquerschnitt σ von ihr abhängt:

$$\frac{dN}{dt} = \sigma \cdot \mathcal{L} \quad (2.1)$$

Heute kann bei einer Strahlenergie von 5.3 GeV und einer Stromstärke von 30 mA pro Strahl eine maximale Luminosität von etwa $1 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ erreicht werden.

Die Abbildung 2.1 zeigt schematisch das am Betrieb von DORIS II beteiligte Beschleunigersystem. In dem Linearbeschleuniger LINAC I werden die Elektronen auf etwa 50 MeV

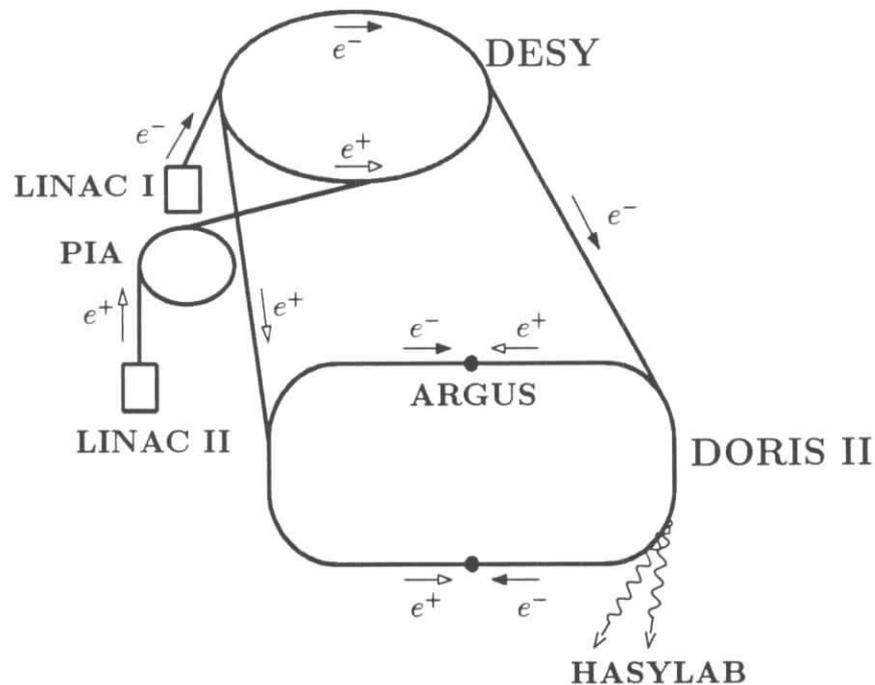


Abbildung 2.1: Der Speicherring DORIS II und das Vorbeschleunigersystem

vorbeschleunigt und dann in das Synchrotron DESY injiziert, wo sie auf ihre endgültige Energie beschleunigt werden. Die Positronen entstehen im Linearbeschleuniger LINAC II durch Beschuß eines Wolframtargets mit Elektronen. Sie werden in dem kleinen Speicherring PIA akkumuliert und dann ebenfalls in dem Synchrotron weiter beschleunigt. Im DORIS-Speicherring werden durch Hohlraumresonatoren nur noch die Energieverluste durch Synchrotronstrahlen ausgeglichen und durch eine Magneto-optik aus Di-, Quadru- und Sextupolen die Teilchen auf ihrer Bahn gehalten. Die Elektronen und Positronen in dem 288 m langen Speicherring sind in jeweils einem Paket von $10^{11} - 10^{12}$ Teilchen zusammengefaßt. Im nördlichen Wechselwirkungspunkt befand sich von 1982 bis 1993 das Experiment ARGUS.

2.2 Der Detektor ARGUS

Der Detektor ARGUS wurde im Oktober 1982 in Betrieb genommen und diente der Untersuchung der Endzustände in e^+e^- -Annihilationen im Energiebereich der Υ -Resonanzen¹. Die Υ -Resonanzen im Spektrum des Multihadron-Wirkungsquerschnitts in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie zeigt die Abbildung 2.2.

Der Forschungsschwerpunkt der ARGUS-Kollaboration liegt dabei in der Analyse der Zerfälle von B -Mesonen, doch werden auch folgende Ereignisse studiert, die in diesem Energiebereich auftreten können: Zerfälle von τ -Leptonen, 2 Jet-Ereignisse in dem den Υ -Resonanzen unterliegenden Kontinuum, 3-Gluon Zerfälle der $\Upsilon(1,2,3S)$ -Resonanzen und

¹Einen Überblick über die physikalische Forschung, die in der ARGUS-Kollaboration betrieben worden ist, findet man in [33].

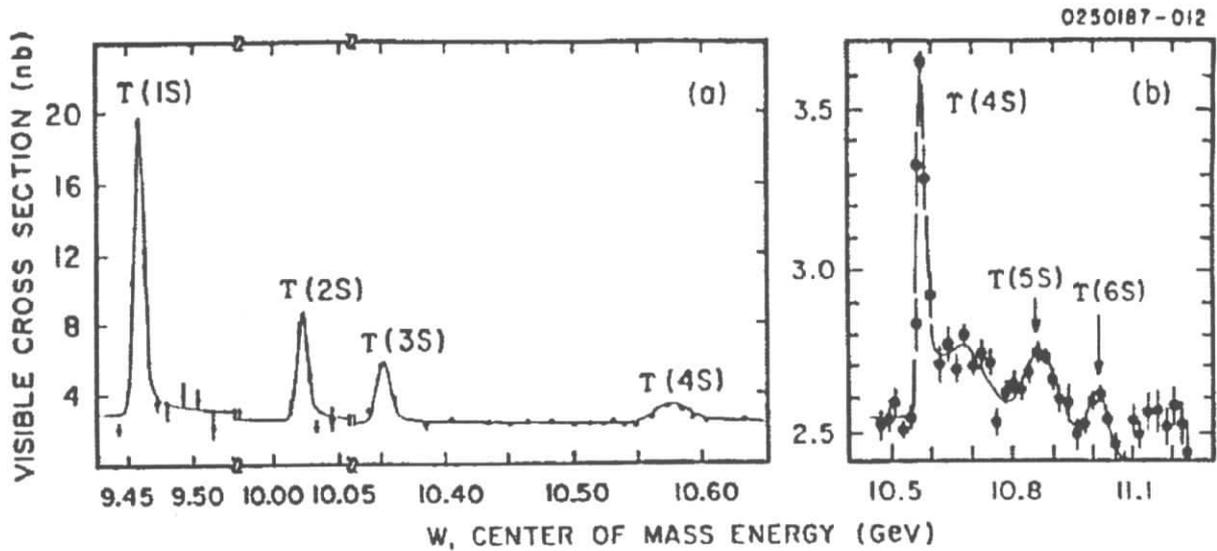


Abbildung 2.2: Die Abbildungen zeigen die Υ -Resonanzen im sichtbaren hadronischen Wirkungsquerschnitt $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen})$ (aus [34]).

elektromagnetische Übergänge zwischen S- und P- Zuständen, sowie $\gamma\gamma$ -Prozesse, bei denen im Streuvorgang zweier Photonen neue Resonanzen entstehen können.

Diese Vielzahl von Ereignistypen führten zu folgenden Anforderungen an den Detektor:

- Er sollte in der Lage sein, komplexe Ereignisse sowohl mit isotroper als auch mit jetartiger Topologie aufzulösen.
- Die Messung der Impulse geladener und der Energien neutraler Teilchen sollte möglichst genau und in einem großen Raumwinkelbereich durchführbar sein.
- Der Detektor sollte möglichst homogen sein, um eine zuverlässige Rekonstruktion, Akzeptanzberechnung und Untergrundbestimmung sicherzustellen.
- Er sollte eine gute Teilchenidentifikation in einem weiten Impulsbereich gewährleisten.

Diese vielfältigen Anforderungen verlangten einige Kompromisse bei der Konstruktion des ARGUS-Detektors und führten schließlich zu einem zylindersymmetrischen Aufbau mit folgenden Komponenten (s. Abbildung 2.3):

- ein Magnetsystem
- die Hauptdriftkammer
- die Vertexdriftkammer
- das Flugzeitsystem
- das elektromagnetische Kalorimeter
- die Myonkammern

Die wichtigsten Eigenschaften dieser Detektorkomponenten werden in den folgenden Abschnitten erläutert; eine ausführliche Beschreibung findet sich in [35].

Im Frühjahr des Jahres 1993 wurde der Betrieb des ARGUS-Detektors eingestellt. Im Jahr davor wurde noch ein Silizium-Detektor um den Wechselwirkungspunkt installiert, der bis auf 12.5 mm an den Strahl heranführte [36]. Während eines Testlaufs konnte eine integrierte Luminosität von $\sim 8 \text{ pb}^{-1}$ aufgenommen werden. Aufgrund einer Fehlsteuerung eines Maschinenmagneten wurde der Silizium-Detektor jedoch durch die Strahlen zerstört.

2.2.1 Die Detektorkomponenten

Das Magnetsystem

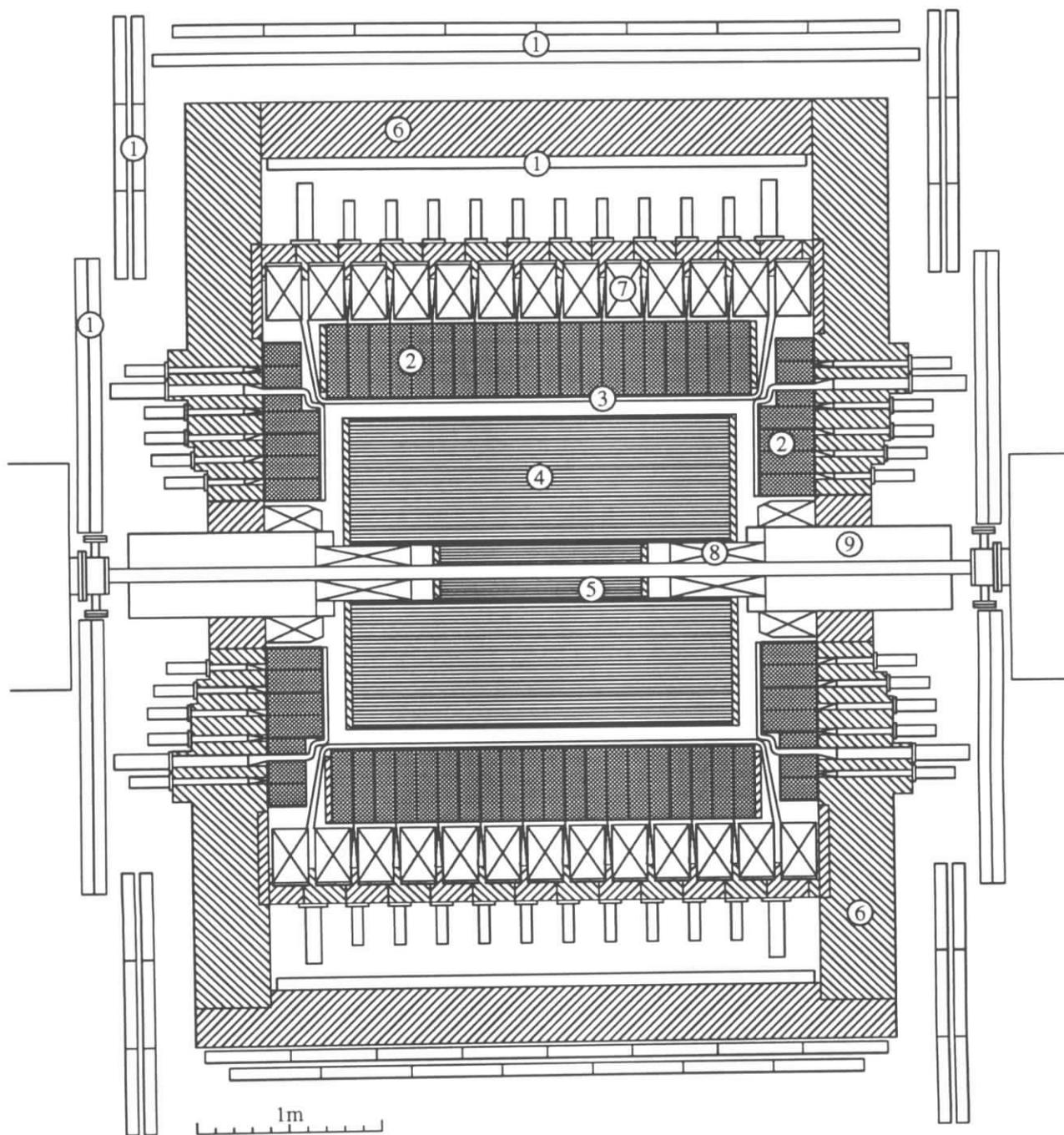
Das Magnetsystem des Detektors besteht aus der normalleitenden Magnetspule (7), einem Eisenjoch (6), den Kompensationsspulen (8) und den Mini- β -Quadrupolen (9). Die Spule dient dem Aufbau eines Magnetfeldes, mit dem die Impulse geladener Teilchen gemessen werden können. Sie hat einen Durchmesser von 3 m und kann bei einem maximalen Strom von 4500 A ein Magnetfeld von 0.8 Tesla erzeugen. Während des Betriebes fließt ein Strom von 4250 A, was einem Magnetfeld von 0.755 Tesla entspricht. Diese Magnetfeldstärke ist ein Kompromiß zwischen den Anforderungen einer guten Impulsauflösung und einer geringen Anzahl von Verlusten solcher Teilchen, die einen kleinen Impuls haben. Das Magnetfeld wurde mittels Hallsonden vermessen und ist mit einer Genauigkeit von wenigen Promille bekannt. Das Eisenjoch dient der Rückführung des magnetischen Flusses und zusätzlich noch, ebenso wie die Magnetspule und die Schauerzähler, der Absorption von Hadronen, so daß die Myonen mit Hilfe der Myonkammern identifiziert werden können. Die Kompensationsspulen sind Dipolmagnete und haben die Aufgabe, den Einfluß des Detektormagnetfeldes auf die Strahlführung auszugleichen.

Zur Erhöhung der Luminosität wurden in vertikaler Richtung stark fokussierende Quadrupole, die sogenannten Mini- β -Quadrupole, installiert. Sie haben eine Brennweite von einem Meter und sind 1.23 m vom Wechselwirkungspunkt entfernt. Mit ihnen konnte eine Luminosität von $\mathcal{L} > 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ermöglicht werden.

Die Hauptdriftkammer

Die Hauptdriftkammer (4) ist die zentrale Komponente des Detektors. Sie dient der Spur-Rekonstruktion und der Messung des Impulses sowie der spezifischen Ionisation geladener Teilchen.

Die Länge der zylindrischen Kammer beträgt 2 m, ihre Innen- und Außendurchmesser 30 bzw. 172 cm. Sie verfügt über 5940 Signaldrähte aus $30 \mu\text{m}$ dickem goldbeschichtetem Wolfram und 24588 Potentialdrähte aus einer Kupfer-Beryllium-Legierung mit einem Durchmesser von $75 \mu\text{m}$, die zusammen 5940 rechtwinklige Driftzellen mit einem Querschnitt von $(18.0 \times 18.8) \text{ mm}$ bilden. Die Potentialdifferenz zwischen den Signal- und Potentialdrähten beträgt 2900 V. Die Driftzellen sind in 36 konzentrischen Lagen angeordnet, wobei die Winkel der Signaldrähte relativ zur Strahlachse die Folge $0^\circ, +\alpha, 0^\circ, -\alpha, \dots$ durchlaufen. Der Stereowinkel α vergrößert sich dabei mit der Wurzel des Radius von



- | | | |
|-------------------|-----------------|------------------------------|
| 1) Myonkammern | 4) Driftkammer | 7) Spule |
| 2) Schauerzähler | 5) Vertexkammer | 8) Kompensationsspulen |
| 3) Flugzeitzähler | 6) Eisenjoch | 9) Mini- β -Quadrupole |

Abbildung 2.3: Der ARGUS Detektor

40 mrad in der innersten Lage auf 80 mrad in der äußersten Lage. Durch diese Anordnung wird es ermöglicht, auch die z-Koordinaten einer Spur zu bestimmen. Die Kammer wird mit einem Gasgemisch aus 97 % Propan, 3 % Methylal und 0.2 % Wasserdampf bei einem Druck von 1035 mbar betrieben. Die Gasmoleküle werden beim Durchgang eines geladenen Teilchens entlang seiner Spur ionisiert. Im elektrischen Feld einer Zelle driften die Elektronen zum Signaldraht und nehmen in dessen unmittelbarer Nähe aufgrund der dortigen hohen Feldstärke soviel Energie auf, daß sie weitere Moleküle ionisieren können. Dieser Prozeß führt zu einer lawinenartigen Vergrößerung der Anzahl der frei beweglichen Ladungsträger, so daß die Gasverstärkung einen Wert von 10^4 erreicht.

Bei der Ankunft der Elektronen am Signaldraht wird ein Startsignal an einen Zeit-Digital-Wandler (TDC) geliefert, der die Zeitspanne zwischen diesem Signal und der e^+e^- -Wechselwirkung digitalisiert. Mit Hilfe einer experimentell zu bestimmenden Driftzeit-Ortsbeziehung kann daraus der Abstand der Spur zum Signaldraht rekonstruiert werden.

Durch das parallel zur Strahlachse verlaufende Magnetfeld werden geladene Teilchen abgelenkt, wobei die Bahnkrümmung proportional zum Kehrwert des Transversalimpulses ist. Für Teilchen mit Impulsen größer als 1 GeV/c kann der Transversalimpuls mit einer Genauigkeit von

$$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = 0.009 \cdot p_T [\text{GeV}/c] \quad (2.2)$$

gemessen werden. Bei Impulsen kleiner als 1 GeV/c wird die Impulsauflösung durch die Vielfachstreuung begrenzt und beträgt

$$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = \sqrt{0.01^2 + (0.009 \cdot p_T [\text{GeV}/c])^2} \quad (2.3)$$

Weiterhin ermöglicht die Driftkammer noch die Messung des spezifischen Energieverlustes (dE/dx) geladener Teilchen, indem die in einer getroffenen Driftzelle erzeugte Ladung durch Analog-Digital-Wandler (ADC) digitalisiert und ausgelesen wird. Da die Ladung proportional zur Größe der primären Ionisation und somit zum Energieverlust eines Teilchens ist, kann aus der Verteilung der Meßwerte entlang einer Spur der spezifische Energieverlust ermittelt werden. Die erreichbare Genauigkeit dieser Messung liegt bei etwa 5 %.

Die Vertex-Driftkammer

Die Vertex-Driftkammer (5) ist eine kleine zylindrische Driftkammer mit hoher Auflösung und wurde 1985 in den Detektor eingebaut. Sie befindet sich zwischen der Hauptdriftkammer und dem Strahlrohr. Ihre Länge beträgt 1 m, ihre Außen- und Innendurchmesser 10 bzw. 28 cm. In der Kammer befinden sich 594 Signaldrähte aus einer goldbeschichteten Wolfram-Rhenium-Legierung mit einem Durchmesser von $20 \mu\text{m}$ und 1412 Potentialdrähte aus einer Kupfer-Beryllium-Legierung mit $127 \mu\text{m}$ Durchmesser. Diese Drähte sind parallel zur Strahlachse gespannt und bilden eine hexagonale Struktur. Die angelegte Spannung beträgt 3500 V. Als Kammergas wird CO_2 mit einer Beimengung von 0.3 % Wasserdampf bei einem Druck von 1.5 bar verwendet.

Die Vertexkammer ermöglicht eine Verbesserung der Impulsauflösung geladener Spuren. So verbessert sich z.B. für Myonen mit $p = 5 \text{ GeV}/c$ die Auflösung von $\sigma_{p_T}/p_T = 0.9 \%$

auf $\sigma_{p_T}/p_T = 0.6\%$. Auch ergibt sich eine wesentlich höhere Rekonstruktionswahrscheinlichkeit für die Sekundärvertices aus K_S^0 - und Λ -Zerfällen.

Die Vertexkammer wurde 1990 durch eine Mikrovertexkammer ersetzt, die zu weiteren Verbesserungen führen sollte.

Das Flugzeitsystem

Das Flugzeitsystem (3) (time-of-flight system, TOF) hat die Aufgabe, die Geschwindigkeiten geladener Teilchen zu ermitteln, indem es deren Flugzeit vom Wechselwirkungspunkt zum jeweiligen Flugzeitähler mißt. Mit Hilfe der Impulsmessung der Driftkammer läßt sich dann die Masse des Teilchens bestimmen. Das TOF-System umschließt die Haupt-Driftkammer und besteht aus 160 Szintillationszählern; hiervon sind 64 auf dem Zylindermantel der Driftkammer und jeweils 48 auf den beiden Driftkammerendplatten angebracht. Durch diese Anordnung können 92% des gesamten Raumwinkels überdeckt werden.

Beim Durchqueren des Szintillatormaterials erzeugt ein geladenes Teilchen einen Lichtblitz, der mit Lichtleitern zu Photomultipliern geleitet wird, die ihn in ein elektrisches Signal umwandeln. Die Photomultiplier befinden sich außerhalb des Eisenjochs, wo sie nicht dem starken Magnetfeld des Detektors ausgesetzt sind. Die Flugzeiten geladener Teilchen können durch das TOF-System mit einer Genauigkeit von 220 ps bestimmt werden.

Das elektromagnetische Kalorimeter

Das Kalorimeter (2) hat im wesentlichen die Aufgabe, die Richtung und die Energie der Photonen zu messen sowie die Elektronen zu identifizieren. Außerdem bildet es einen Bestandteil des Triggersystems (s. Kap. 2.3) und dient der Luminositätsbestimmung.

Es ist aus 1760 Schauerzählern aufgebaut, von denen 1280 im Zentralbereich des Detektors in 20 Ringen mit jeweils 64 Zählern und 480 im Bereich hinter den Driftkammerendplatten in 5 Ringen angebracht sind. Auf diese Weise werden 96% des gesamten Raumwinkels überdeckt. Die Schauerzähler bestehen schichtweise aus 5 mm dicken Szintillatorplatten und Bleiplatten von 1 mm Dicke im Zentralbereich bzw. 1.5 mm Dicke im Endkappenbereich. Sie werden durch Wellenlängenschieber ausgelesen, die das im Szintillatormaterial erzeugte Licht umwandeln und es über einen Lichtleiter zu Photomultipliern weiterleiten.

Die Anordnung der Zähler innerhalb der Spule erlaubt es, Photonen mit Energien bis herunter zu 50 MeV mit hoher Wahrscheinlichkeit nachzuweisen, weil sich so vor den Zählern Material mit nur 0.16 (im Zentralbereich) bis 0.52 (im Endkappenbereich) Strahlungslängen befindet. Elektronen, Myonen und Hadronen können mit Hilfe der Schauerzähler dadurch getrennt werden, daß sich deren Schauer in der lateralen Ausdehnung unterscheiden, und daß die Elektronen im allgemeinen ihre gesamte Energie im Kalorimeter deponieren.

Die Energieauflösung beträgt im Zentralbereich

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{0.072^2 + \frac{0.065^2}{E[\text{GeV}]}} \quad (2.4)$$

und im Endkappenbereich

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{0.075^2 + \frac{0.076^2}{E[\text{GeV}]}} \quad (2.5)$$

Die Myonkammern

Der Detektor ist mit drei Lagen von Myonkammern ausgestattet, von denen sich die innerste noch innerhalb des Eisenjochs im Zentralbereich des Detektors befindet und von Myonen mit Impulsen $p_\mu > 0.7 \text{ GeV}/c$ erreicht werden kann. Die beiden anderen Lagen sind außerhalb des Eisenjochs angebracht, das hier als Hadronabsorber dient. Um diese äußeren Lagen zu erreichen, benötigen die Myonen Impulse größer als $1.1 \text{ GeV}/c$.

Die drei Lagen enthalten insgesamt 218 Myonkammern mit 1744 Proportionalrohren, in deren Mitte ein mit Gold beschichteter Wolframdraht von $50 \mu\text{m}$ Dicke gespannt ist. Sie werden mit einem Gemisch von 92 % Argon und 8 % Propan betrieben.

Die Kammern haben eine mittlere Nachweiswahrscheinlichkeit von 0.98 ± 0.01 .

2.3 Das ARGUS-Triggersystem

Die e^+e^- -Pakete treffen mit einer Frequenz von 1 MHz am Wechselwirkungspunkt aufeinander, so daß nach einer Wechselwirkung innerhalb eines Zeitraumes von $1 \mu\text{s}$ eine Entscheidung getroffen werden muß, ob ein Ereignis akzeptiert werden soll oder nicht. Für diese Aufgabe wurde ein Triggersystem installiert, welches diese Entscheidung in zwei Schritten fällt:

Ein schneller Pre-Trigger prüft ein Ereignis innerhalb von 300 ns. Er berücksichtigt nur die Informationen aus dem elektromagnetischen Kalorimeter und dem Flugzeitsystem und besteht aus vier Subtrigger. Falls der schnelle Pre-Trigger ein Ereignis akzeptiert hat, wird von ihm die zweite Triggerstufe aktiviert. Dieser verwendet Informationen aus der Driftkammer und dem Flugzeitsystem. Erst wenn ein Ereignis von beiden Triggerstufen akzeptiert worden ist, werden die Daten der Detektorkomponenten weiterverarbeitet (s. Kap. 2.4).

Für den schnellen Trigger werden das Flugzeit- und das Schauerzählersystem in zwei Hemisphären aufgeteilt, deren Trennfläche die Ebene ist, die senkrecht zur Strahlachse durch den Wechselwirkungspunkt verläuft.

Die einzelnen Subtrigger sind:

ETOT (Total Energy Trigger)

Dieser Trigger akzeptiert ein Ereignis dann, wenn die in den Schauerzählern jeder Hemisphäre gemessene Energie größer als 700 MeV ist, wobei hier im Gegensatz zu den anderen Subtriggern auch die Schauerzähler im Endkappenbereich herangezogen werden. Mit dem ETOT-Trigger sollen Ereignisse aus der Bhabha-Streuung und $\gamma\gamma$ -Ereignisse erkannt werden.

HESH (High Energy Shower Trigger)

Für diesen Trigger werden die Schauerzähler im Zentralbereich verwendet, die in 16 sich

überlappende Gruppen eingeteilt sind. Der Trigger spricht an, wenn in mindestens einer dieser Gruppen eine Energie von mehr als 1 GeV deponiert worden ist.

CPPT (Charged Particle Pretrigger)

Der CPPT-Trigger soll Ereignisse mit geladenen Teilchen erkennen. Eine geladene Spur wird erkannt, wenn Signale einer Schauerzählergruppe und einer davor befindlichen TOF-Gruppe in Koinzidenz gemessen werden. Ein Ereignis wird akzeptiert, wenn in jeder Hemisphäre mindestens eine Spur registriert und eine Energie von mehr als 50 MeV deponiert wird. Da sogar minimal ionisierende Teilchen eine Energie von ungefähr 160 – 200 MeV deponieren, ist die Ansprechwahrscheinlichkeit dieses Triggers größer als 95%.

CMT (Coincidence Matrix Trigger)

Diese Triggerstufe benutzt die gleiche Zuordnung von Schauerzähler- und TOF-Gruppen wie der CPPT-Trigger. Hier jedoch werden Ereignisse ausgelesen, bei denen Signale von zwei im Azimutwinkel entgegengesetzten Gruppen ohne Berücksichtigung der z-Koordinate empfangen worden sind. Dieser Trigger ist wichtig für Ereignisse aus $\gamma\gamma$ -Wechselwirkungen, da deren Endzustände häufig bei einem balancierten Transversalimpuls einen Boost in z-Richtung aufweisen.

Die langsame Triggerstufe

Falls ein Ereignis von einem Subtrigger der ersten Triggerstufe akzeptiert worden ist — die Rate akzeptierter Ereignisse beträgt etwa 100 Hz — wird die zweite Triggerstufe, der *little track finder* (LTF) gestartet. Dieser Trigger verwertet Informationen aus der Driftkammer und dem Flugzeitsystem und besteht aus einer programmierbaren Elektronik, welche das Muster der angesprochenen Driftkammerdrähte und Flugzeitähler mit etwa 2000 abgespeicherten Spurmasksen vergleicht und jene Spuren zählt, bei denen dieser Vergleich zu einem positiven Ergebnis geführt hat. Falls die Anzahl derartiger Spuren eine von der Triggerklasse der ersten Stufe abhängige Größe erreicht (2 beim CPPT und CMT, 1 beim HESH und 0 beim ETOT), wird das Ereignis endgültig akzeptiert.

Der LTF benötigt im Mittel 20 μ s für die Untersuchung eines Ereignisses und hat dabei eine Nachweiswahrscheinlichkeit von 97%. Die Triggerrate wird durch den LTF auf etwa 10 Hz reduziert.

2.4 Die Datenverarbeitung

Die Erfassung der Rohdaten

Die digitalisierten Daten der einzelnen Detektorkomponenten werden mittels eines speziellen Mikroprozessors (CAMAC-booster) innerhalb von 1.2 ms ausgelesen und an einen Computer vom Typ DEC PDP 11/45 übertragen. Hier werden die Daten eines Ereignisses sortiert und auf einem Ringspeicher abgelegt. Von diesem Speicher können sie entweder direkt zum Großrechner des DESY-Rechenzentrums, eine IBM 3090 geleitet, auf einen Plattenspeicher geschrieben oder, was der Normalfall ist, an einen weiteren Experimentrechner, eine VAX 780 geschickt werden. Der VAX-Computer faßt die Daten von etwa 20 Ereignissen zu einem Datenblock zusammen und sendet diesen an den IBM-Großrechner. Vorher werden jedoch durch ein Filterprogramm etwa 30% der Ereignisse als Untergrundereignisse verworfen. Außerdem läuft auf dem VAX-Rechner ein Monitorprogramm,

durch das die Funktionstüchtigkeit aller Detektorkomponenten kontrolliert werden kann.

Auf der IBM-Rechenanlage werden die Daten zunächst auf einer Magnetplatte zwischengespeichert, wo bis zu 40 000 Ereignisse Platz finden. Vom Plattenspeicher werden die Ereignisse auf EXDUMP-Magnetbänder geschrieben, wobei gleichzeitig das endgültige Datenformat erzeugt wird. Später werden jeweils zwei EXDUMP-Bänder auf ein EXDATA-Magnetband kopiert.

Die Rekonstruktion der Daten

Um die Rohdaten der EXDATA-Bänder interpretieren zu können, ist es erforderlich, daß sie in physikalische Meßgrößen wie z.B. Impulse und Energien der Teilchen umgewandelt werden. Für diesen Zweck werden die Rohinformationen mit einem ARGUS-Analyseprogramm rekonstruiert. Diese Rekonstruktion läuft in mehreren Schritten ab, die im folgenden kurz beschrieben werden sollen.

Zunächst wird mit einem Spurerkennungsprogramm versucht, aus der Verteilung der getroffenen Signaldrähte der Hauptdriftkammer Spuren zu finden. Die Spurensuche beginnt in der $R - \phi$ -Ebene und benutzt nur die Signaldrähte aus den 0° -Lagen. Dabei werden zuerst in den äußersten Lagen jeweils drei gesetzte Drähte gesucht, die durch ein Kreissegment verbunden werden können. Anschließend wird dann versucht, auch in den inneren Lagen angesprochene Drähte zu finden, die auf derselben Kreislinie liegen. Bei diesem Prozeß werden die jeweiligen Driftzeiten berücksichtigt. Hat man auf diese Weise einen Spurkandidaten gefunden, erfolgt eine Zuordnung der Stereodrähte. So erhält man einen Satz von fünf Parametern, durch den der Verlauf der Spur im Raum vollständig beschrieben wird.

Im nächsten Schritt wird durch einen Spuranpassungsalgorithmus die Summe der quadratischen Abweichungen zwischen den berechneten und den aus den Driftzeiten bestimmten Abständen der Spur zu den Signaldrähten minimiert. Hierbei werden auch Inhomogenitäten des Magnetfeldes, Ionisationsverluste und Vielfachstreuung des Teilchens beim Durchqueren der Materie berücksichtigt. Letzteres ist für die Rekonstruktion der D^{*+} -Mesonen von Bedeutung, da die Pionen aus dem Zerfall $D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0$ mit Impulsen kleiner als $250 \text{ MeV}/c$ hervorgehen. Außerdem werden die Werte über die gemessenen Ionisationsverluste (dE/dx) den einzelnen Spuren zugeordnet.

Wenn so alle Spuren rekonstruiert worden sind, wird versucht, die Teilchenbahnen in die Vertexdriftkammer zu extrapolieren, indem nach getroffenen Vertexkammerdrähten in der Nähe einer Spur gesucht wird. Diese zusätzliche Information ermöglicht nach einer erneuten Spuranpassung eine Verbesserung der Impuls- und Vertexpassung der Teilchen.

In einem weiteren Rekonstruktionsschritt werden die getroffenen Flugzeitähler den geladenen Spuren zugeordnet. Außerdem wird nach angesprochenen Gruppen von Schauerzählern (Clustern) gesucht, die mit einer rekonstruierten Spur aus der Driftkammer verknüpft werden können. Gelingt dies für einen Cluster nicht, wird angenommen, daß er durch ein Photon verursacht worden ist. Aus dem Energieschwerpunkt des Clusters und der Position des Hauptvertex läßt sich der Impuls des Photons bestimmen. Myonen können erkannt werden, wenn die Extrapolation einer Spur über die Schauerzähler und das Magnetsystem hinaus auf angesprochene Zähldrähte in den Myonkammern führt.

Die rekonstruierten Daten werden zusammen mit den Rohdaten der EXDATA-Bänder auf die EXPDST-Bänder geschrieben.

Die Selektion von Multi-Hadron-Ereignissen

Die EXPDST-Bänder enthalten zahlreiche Ereignisse, die für viele physikalische Analysen keine Bedeutung haben, z.B. QED-Ereignisse (Bhabha-Streuung und μ -Paar-Erzeugung) und Untergrundereignisse (Wechselwirkung des Stahles mit dem Restgas und dem Strahlrohr). Um die Anzahl der zu analysierenden Daten zu reduzieren, werden die Ereignisse auf Bänder namens EXMUHA kopiert, sofern sie eine der folgenden Selektionskriterien erfüllen:

1. Es müssen mindestens drei geladene Spuren vorhanden sein, die einem gemeinsamen Ereignisvertex zugeordnet werden können. Dieser befindet sich innerhalb eines zylinderförmigen Volumens um die Detektormitte, das gegeben ist durch

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

2. Falls kein gemeinsamer Ereignisvertex gefunden wurde, müssen mindestens drei geladene Spuren mit der Bedingung

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

vorhanden sein. Ferner muß die im Kalorimeter deponierte Energie größer sein als 1.7 GeV.

Durch diese Selektionsbedingungen werden etwa 85% der Ereignisse verworfen.

Da auf den EXMUHA-Bändern noch die gesamte Rohdateninformation abgespeichert ist, die bei der physikalischen Analyse im allgemeinen nicht benötigt wird, wurde ein spezielles MINI-Datenformat entworfen, welches im wesentlichen nur noch die Informationen enthält, die das Rekonstruktionsprogramm aus den Rohdaten abgeleitet hat.

Die Analysesprache KAL

Durch die speziell für ARGUS entwickelte Analysesprache KAL (*Kinematic Analysis Language*) [37] wird eine große Erleichterung der Datenanalyse erreicht. Sie besteht aus einer Vielzahl von Unterprogrammen, die in FORTRAN 77 geschrieben sind. Diese KAL-Programme sind in einer Syntax formuliert, die an FORTRAN angelehnt ist, und die dem Benutzer auf einfache Weise die Definition von Selektionskriterien und die Analyse von Mehrteilchenkombinationen ermöglicht. Die hier beschriebene Analyse wurde mit Hilfe der Version KAL 8 durchgeführt und geschah auf einer HP-Workstation unter dem UNIX-System HP-UX.

Die graphische Verarbeitung und Darstellung der Daten erfolgte mittels des Programmpakets PAW² (*Physics Analysis Workstation*) [38].

²PAW ist ein Bestandteil der beim CERN entwickelten CERN Program Library (CERNLIB)

Kapitel 3

Grundlagen der Analyse

Kein Lotus ohne Stengel.
(Indisches Sprichwort)

In diesem Kapitel sollen einige Aspekte besprochen werden, die die Grundlagen der hier durchgeführten Analyse betreffen. Zunächst werden die Methoden der Teilchenidentifikation besprochen, wobei besonders auf die Identifikation der Leptonen eingegangen wird. Im darauf folgenden Abschnitt werden die integrierten Luminositäten der analysierten Daten, die Subtraktion des Kontinuumbeitrags und die Bestimmung der Anzahl der erzeugten B -Mesonen vorgestellt. Wesentlich für diese Analyse ist die Benutzung der Rückstoßmasse als Näherung für die effektive Neutrinomasse. Diese Begriffe werden im letzten Abschnitt dieses Kapitels behandelt.

3.1 Die Identifizierung geladener Teilchen

Von den bei der e^+e^- -Annihilation erzeugten geladenen Teilchen können vom Detektor nur die langlebigen Teilchen direkt nachgewiesen werden. Hierbei handelt es sich um Elektronen (e), Myonen (μ), Pionen (π), Kaonen (K), Protonen (p) und zu einem geringen Teil Deuteronen. Um diese Teilchen zu identifizieren, werden die Ergebnisse aus der dE/dx - und der Flugzeitmessung verwendet. Beide Meßgrößen erlauben unter Hinzunahme des Ergebnisses aus der Impulsbestimmung die Rekonstruktion der Masse eines Teilchens.

Abbildung 3.1 zeigt die Verteilung der dE/dx -Werte in Abhängigkeit vom Impuls für verschiedene Teilchensorten. Man erkennt, daß Pionen und Kaonen bis zu Impulsen von etwa 800 MeV eindeutig voneinander unterschieden werden können. Die Verteilung der aus der Flugzeitmessung ermittelten Massenquadrate bezüglich der Teilchenimpulse zeigt Abbildung 3.2.

Aus jeweils beiden Informationen wird für jede Teilchensorte ein χ^2 -Wert aus der Abweichung der Meßwerte von den theoretischen Erwartungen ermittelt:

$$\chi_i^2 \left(\frac{dE}{dx} \right) = \frac{[(dE/dx)_{exp} - (dE/dx)_{th}^i]^2}{\sigma^2} \quad (3.1)$$

$$\chi_i^2(TOF) = \frac{[(1/\beta)_{exp} - (1/\beta)_{th}^i]^2}{\sigma^2} \quad i = e, \mu, \pi, K, p \quad (3.2)$$

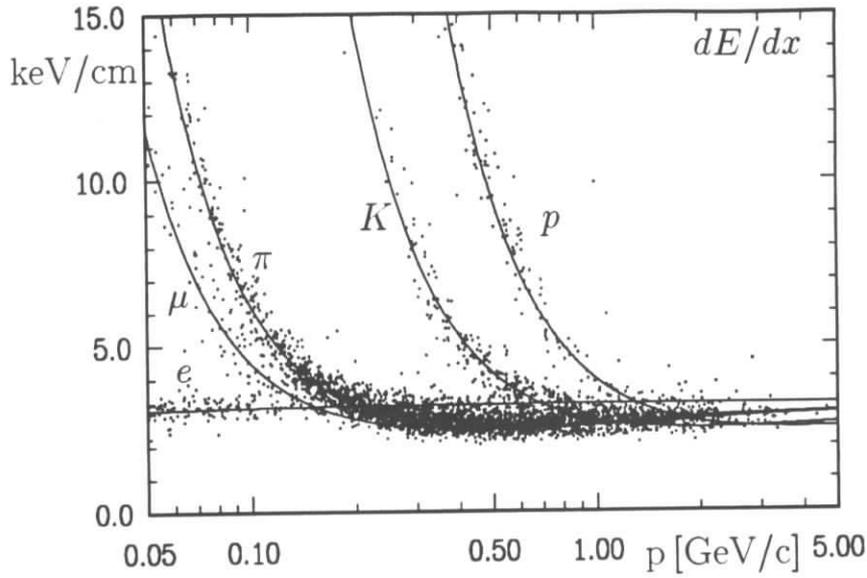


Abbildung 3.1: Die Verteilung der dE/dx -Werte über den Teilchenimpuls

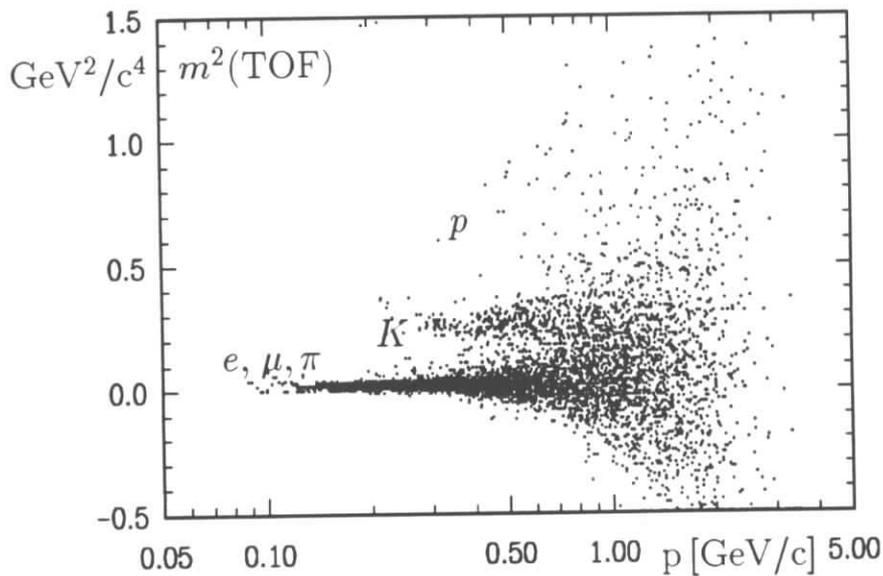


Abbildung 3.2: Die Verteilung der aus den TOF-Werten berechneten Massenquadrate über den Teilchenimpuls

Da beide Messungen unabhängig sind, können die χ^2 -Werte in einer Größe zusammengefaßt werden:

$$\chi_i^2 = \chi_i^2(dE/dx) + \chi_i^2(TOF) \quad (3.3)$$

Hieraus werden normierte Likelihoodwerte berechnet:

$$L_i = \frac{w_i \cdot \exp(-\chi_i^2/2)}{\sum_k w_k \cdot \exp(-\chi_k^2/2)} \quad i, k = e, \mu, \pi, K, p \quad (3.4)$$

Die Gewichtungsfaktoren w_i sollen die relativen Häufigkeiten der einzelnen Teilchensorten berücksichtigen. In dieser Analyse wurden die folgenden relativen Häufigkeiten benutzt:

$$e : \mu : \pi : K : p = 1 : 1 : 5 : 1 : 1 \quad (3.5)$$

Durch Mindestanforderungen an die Likelihoodwerte können die Hadronkandidaten (π, K, p) selektiert werden. In der folgenden Analyse wurden alle Teilchenhypothesen akzeptiert, deren Likelihoodwerte größer als 1% waren, sofern D^{*+} -Mesonen rekonstruiert werden sollten. Andernfalls – bei der Rekonstruktion der D^0 - und D^+ -Mesonen – wurden Likelihoodwerte verlangt, die größer als 10% waren (siehe den Abschnitt 4.5 zur Rekonstruktion der D -Mesonen).

3.1.1 Die Leptonenidentifikation

Für eine gute Identifizierung von Elektronen und Myonen ist die Verwendung der Informationen aus der dE/dx - und der Flugzeitmessung nicht ausreichend. Deswegen werden zusätzlich die Messung der Energiedeposition im Kalorimeter und der Nachweis von Treffern in den Myonkammern zur Leptonenidentifizierung herangezogen. Damit wird eine sehr gute Identifizierung von Elektronen und Myonen mit einer nur geringen Fehlidentifikationsrate ermöglicht.

Die Elektronenidentifikation

Die Identifizierung der Elektronen mit Impulsen $p_e > 0.4 \text{ GeV}/c$ benutzt neben den Informationen aus der dE/dx - und ToF -Messung auch die Messung der deponierten Energie im Kalorimeter (E_{sh}) und der lateralen Schauerbreitungsweite (E_{lat}) [39]. Die Informationen aus diesen vier Messungen werden in einem normierten Likelihoodverhältnis zusammengefaßt:

$$LH_{Elektron} = \frac{w_e \cdot f_e(dE/dx, ToF, E_{sh}, E_{lat})}{\sum_i w_i \cdot f_i(dE/dx, ToF, E_{sh}, E_{lat})} \quad (i = e, \pi, K, p) \quad (3.6)$$

mit

$$f_i = \prod_k \rho_i^k(\vec{p}) \quad (k = dE/dx, ToF, E_{sh}, E_{lat})$$

Hierbei ist $\rho_i^k(\vec{p})$ die Wahrscheinlichkeit, daß eine Teilchenspur mit Impuls \vec{p} mittels der Meßmethode k als Teilchen i identifiziert wird. Diese Wahrscheinlichkeiten wurden aus den Daten ermittelt. w_i sind die Gewichtungsfaktoren, die die angenommenen Teilchenverhältnisse wiedergeben (s. Kap. 3.1). Die wesentliche Information zur Bestimmung des Likelihoodwertes wird aus den Schauerzählern gewonnen.

Die Myonenidentifikation

Zur Identifizierung von Myonen wird ebenfalls ein Likelihoodverhältnis berechnet, das in diesem Fall zusätzlich Informationen über Treffer in den Myonkammern (μ_{hit}) beinhaltet [35, 40]:

$$LH_{Myon} = \frac{w_\mu \cdot f_\mu(dE/dx, ToF, E_{sh}, E_{lat}, \mu_{hit})}{\sum_i w_i \cdot f_i(dE/dx, ToF, E_{sh}, E_{lat}, \mu_{hit})} \quad (i = \mu, \pi, K, p) \quad (3.7)$$

Hier stammt die wesentliche Information aus den Myonkammern.

Die Fehlidentifikationsraten

Um die Wahrscheinlichkeit zu bestimmen, daß ein hadronisches Teilchen als ein Lepton identifiziert wird, können die Methoden verwendet werden, die unten aufgezählt werden. Es kommt dabei darauf an, eine Datenmenge zu benutzen, die möglichst arm an Leptonen ist.

- $\Upsilon(1S)$ -Zerfälle sind geeignet, um die Mißidentifikationsraten für Myonen zu bestimmen. Eine mögliche Quelle für Leptonen stellen J/ψ -Zerfälle dar. Jedoch ist das Verzweigungsverhältnis $BR(\Upsilon(1S) \rightarrow J/\psi X) = (0.11 \pm 0.04) \%$ [2] zu klein, so daß diese Zerfälle praktisch keine Rolle spielen. Elektronen können aus Dalitz-Zerfällen von π^0 und η -Mesonen oder aus konvertierten Photonen stammen. Aufgrund dieser Beiträge sind $\Upsilon(1S)$ -Zerfälle für die Bestimmung der Fehlidentifikationsraten der Elektronen wenig geeignet. Die auf diese Weise ermittelte Mißidentifikationsrate $r_{hadr./\mu}$ beträgt $1.3 \pm 0.1 \%$.
- τ -Zerfälle in drei geladene Teilchen stellen eine lohnende Quelle von gut identifizierten Pionen dar, aus der die $\pi - e$ -Mißidentifikationsrate recht genau bestimmt werden kann: $r_{\pi/e} = 0.5 \pm 0.1 \%$.
- Der mesonischen Zerfall $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ ist ebenfalls geeignet für eine Bestimmung der Fehlidentifikationsraten. Man erhält so: $r_{\pi/e} = 0.5 \pm 0.2 \%$, $r_{K/e} = 0.0 \pm 0.2 \%$, $r_{\pi/\mu} = 1.8 \pm 0.4 \%$ und $r_{K/\mu} = 1.6 \pm 0.4 \%$

In dieser Arbeit wurden folgende Werte angenommen:

$$r_{hadr./\mu} = (1.5 \pm 0.3) \% \quad (3.8)$$

für Myonen im gesamten Impulsbereich von 1.4 – 2.0 GeV und

$$r_{hadr./e} = (0.6 \pm 0.2) \% \quad p_e = (0.5 - 1.4) \text{ GeV} \quad (3.9)$$

$$r_{hadr./e} = (0.4 \pm 0.2) \% \quad p_e = (1.4 - 2.0) \text{ GeV} \quad (3.10)$$

für Elektronen in den beiden angegebenen Impulsbereichen.

3.1.2 Allgemeine Selektionskriterien

Sofern bei der Rekonstruktion der D -Mesonen nicht andere spezielle Bedingungen angewendet worden sind, galten folgende allgemeine Kriterien zur Selektion der Teilchenspuren:

- Die Likelihoodwerte zur Teilchenidentifikation mußten die Bedingung $L > 0.01$ erfüllen.
- Der Impuls eines Teilchens mußte mindestens 50 MeV/c betragen.
- Für Photonen wird eine Energie von mindestens 80 MeV verlangt.
- Der Winkel, den die Spur mit der Strahlachse bildet, wird durch $|\cos\theta| < 0.92$ eingeschränkt, um diejenigen Teilchenspuren zu verwerfen, die nicht mindestens vier 0°- und drei Stereolagen der Driftkammer durchquert haben.

	$\Upsilon(4S)$	Kontinuum
\sqrt{s} [GeV]	10.58	10.40 – 10.55
$\int \mathcal{L} dt$ [pb $^{-1}$]	228.9	86.8
N_{MH}	$\approx 1\,274\,000$	$\approx 433\,000$

Tabelle 3.1: Integrierte Luminositäten und Anzahl der Multi-Hadron-Kandidaten (N_{MH}) auf der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz und im Kontinuum

- Der Beitrag einer Spur zum Hauptvertex-Fit muß die Bedingung $\chi^2_{VX} < 36$ erfüllen. Auch Teilchen, die über einen Sekundärvertex nachgewiesen werden können ($K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $\gamma \rightarrow e^+e^-$, $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$), wurden mit einem χ^2 -Wert von mindestens 36 akzeptiert.

3.2 Die Bestimmung der Luminosität

Die Luminosität wird — wie bei e^+e^- -Speicherringen üblich — aus der Anzahl der registrierten Bhabha-Ereignisse $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ (γ) bestimmt. Diese Methode hat den Vorteil, daß der Wirkungsquerschnitt für diese Reaktion im Rahmen der QED sehr präzise berechnet werden kann. Die über die Zeit integrierte Luminosität ergibt sich dann aus

$$\int \mathcal{L} dt = \frac{N_{Bhabha}}{\sigma_{Bhabha} \cdot \epsilon_{Bhabha}} \quad (3.11)$$

Hier ist N_{Bhabha} die gemessene Zahl der Bhabha-Ereignisse, ϵ_{Bhabha} die Effizienz der Bhabha-Selektion und σ_{Bhabha} der Wirkungsquerschnitt der Bhabha-Streuungen in dem Phasenbereich, der durch die Selektionskriterien bei ARGUS gegeben ist [41]. Er beträgt etwa 11.8 nb. Der systematische Fehler der auf diese Weise bestimmten Luminosität ist kleiner als 3% [41].

Die Daten, die in dieser Analyse verwendet wurden, stammen aus den Jahren 1983 bis 1991. Neben den $\Upsilon(4S)$ -Daten wurden zur Bestimmung des Untergrundes aus der nicht-resonanten e^+e^- -Vernichtung in $q\bar{q}$ -Paare Kontinuumsdaten analysiert, die bei Schwerpunktsenergien kleiner als 10.55 GeV gewonnen worden sind. Tabelle 3.1 zeigt für beide Datentypen die integrierten Luminositäten und die Anzahl der Multi-Hadron-Kandidaten. Um den Anteil der Kontinuumsereignisse zu ermitteln, der im Bereich der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz enthalten ist, und um ihn dann subtrahieren zu können, muß ein Skalierungsfaktor berechnet werden. Da der Wirkungsquerschnitt im Kontinuum für punktförmige Quarks mit $1/s$ skaliert, errechnet sich dieser Skalierungsfaktor aus

$$f = \frac{1/s \cdot \int \mathcal{L}_{\Upsilon(4S)} dt}{\sum_i 1/s_i \cdot \int \mathcal{L}_{i\text{ Kont}} dt} \quad (3.12)$$

Mit den Werten aus Tabelle 3.1 ergibt sich $f = 2.58$.

3.3 Die Anzahl der B -Mesonen

Für eine Bestimmung der Verzweigungsverhältnisse ist es notwendig, die Zahl der produzierten B -Mesonen aus der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz zu kennen.

Der Wirkungsquerschnitt der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz wird aus der Zahl der multihadronischen Ereignisse in den $\Upsilon(4S)$ -Daten bestimmt, die allerdings noch einen $q\bar{q}$ -Kontinuumsanteil enthalten, der subtrahiert werden muß. Die $\Upsilon(4S)$ -Resonanz wird mit einem Wirkungsquerschnitt von etwa 1 nb erzeugt, während die Produktion des Untergrundes aus Kontinuumsereignissen mit einem Wirkungsquerschnitt von etwa 3 nb geschieht. Für eine ausführliche Beschreibung der Methode zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts sei auf [42] verwiesen.

Die Zahl der hadronischen Ereignisse aus Zerfällen der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz kann mittels der Beziehung

$$N_{\Upsilon(4S)} = (N(\sqrt{s} = 10.58 \text{ GeV}) - f \cdot N_{Kont}) / \epsilon_{\Upsilon(4S)} \quad (3.13)$$

ermittelt werden. $N(\sqrt{s} = 10.58 \text{ GeV})$ ist die Anzahl der hadronischen Ereignisse, die bei der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 10.58 \text{ GeV}$ aufgezeichnet worden sind. Diese Schwerpunktsenergie entspricht der Masse der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz. N_{Kont} ist die Anzahl der hadronischen Ereignisse, die aus dem Kontinuum unterhalb der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz stammen. $\epsilon_{\Upsilon(4S)}$ ist die Akzeptanz für Ereignisse aus $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen und f ist der Skalierungsfaktor für die Kontinuumsdaten (s. Abschnitt 3.1.2). Diese Gleichung besitzt allerdings nur Gültigkeit, wenn die Daten nur Ereignisse aus $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen und Kontinuumsprozesse der Art $e^+e^- \rightarrow f^+f^-$ ($f = \text{Fermion}$) enthalten, deren Wirkungsquerschnitte mit $1/s$ skalieren. Die Daten nach der Standardselektion für multihadronische Ereignisse enthalten jedoch noch 2-Photon-Reaktionen, radiative Bhabha-Prozesse sowie Strahl-Strahlrohr- und Strahl-Restgas-Reaktionen. Diese Untergrundbeiträge müssen durch geeignete Selektionskriterien abgetrennt werden (siehe hierzu [42]).

Mit der hier verwendeten Datenmenge können dann die Anzahl der $\Upsilon(4S)$ -Zerfälle und damit die Anzahl der erzeugten B -Mesonen ermittelt werden:

$$N_{\Upsilon(4S)} = 194000 \pm 10000 \quad (3.14)$$

$$N_B = 388000 \pm 20000 \quad (3.15)$$

Die Anzahl der erzeugten B -Mesonen ergibt sich aus der Annahme, daß die $\Upsilon(4S)$ -Resonanz zu 100 % in ein $B\bar{B}$ -Paar zerfällt. Die Fehler werden im wesentlichen durch die Unsicherheit der Luminositätsverhältnisse bestimmt, das in die Berechnung des Skalierungsfaktors f eingeht. Diese Unsicherheit wird mit 3 % angenommen.

3.4 Die effektive Neutrinomasse

Als Methode zum Nachweis exklusiver semileptonischer B -Zerfälle hat sich ein Verfahren etabliert, das die spezielle kinematische Situation der B -Zerfälle aus $\Upsilon(4S)$ -Mesonen ausnutzt und das in einer Näherung die effektive Masse der in dem Zerfall nicht nachgewiesenen Teilchen bestimmt, also in semileptonischen B -Zerfällen die Masse des oder der Neutrinos.

Die Bilanz der Viererimpulse im Zerfall $B \rightarrow Dl\nu$ lautet:

$$p_B = p_D + p_l + p_\nu \quad (3.16)$$

Hieraus ergibt sich die Masse des Neutrinos:

$$\begin{aligned}
m_\nu^2 = p_\nu^2 &= (p_B - (p_D + p_l))^2 \\
&= (E_B - (E_D + E_l))^2 - (\vec{p}_B - (\vec{p}_D + \vec{p}_l))^2 \\
&= (E_B - E_{Dl})^2 - \vec{p}_B^2 - \vec{p}_{Dl}^2 + 2 \cdot \vec{p}_B \cdot \vec{p}_{Dl} \cdot \cos \theta(\vec{p}_B \vec{p}_{Dl})
\end{aligned} \tag{3.17}$$

E_{Dl} und \vec{p}_{Dl} sind die Energie und der Impuls des D -Lepton Paares und $\cos \theta(\vec{p}_B \vec{p}_{Dl})$ ist der Richtungskosinus zwischen den Impulsvektoren des B -Mesons und des D -Lepton Systems. Der letzte Term in dieser Gleichung kann nicht näher bestimmt werden, da die Richtung des Impulses \vec{p}_B nicht bekannt ist. Die Energie des B -Mesons kann gleich der Strahlenergie gesetzt werden, $E_B = E_{beam}$, und der Betrag des Impulses \vec{p}_B kann vernachlässigt werden, da $|\vec{p}_B| \approx 340 \text{ MeV}/c^2$ und damit sehr viel kleiner ist als der Betrag des Impulses des D -Lepton Paares $|\vec{p}_{Dl}|$. Auf diese Weise erhält man eine Näherungsformel für $m^2\nu$:

$$m_\nu^2 \approx (E_B - E_{Dl})^2 - \vec{p}_{Dl}^2 = m_{rec}^2 \tag{3.18}$$

Diese Näherung entspricht dem Quadrat der Rückstoßmasse m_{rec}^2 , also dem Quadrat der effektiven Masse derjenigen Teilchen, die in dem Zerfall nicht nachgewiesen wurden. Diese Größe wird auch *missing mass* genannt. Für die semileptonischen B -Zerfälle mit einem nicht nachgewiesenen Neutrino erhält man also die effektive Neutrinomasse, $m^2\nu \approx 0$ ¹. Betrachtet man den allgemeineren Fall $B \rightarrow D\nu X$, dann gilt

$$(m_\nu + m_X)^2 \approx (E_B - E_{Dl})^2 - \vec{p}_{Dl}^2 = m_{rec}^2 \tag{3.19}$$

Werden demnach mehrere Teilchen des Endzustandes nicht nachgewiesen, erhält man eine effektive Masse, die zu höheren Werten verschoben ist.

Die Breite der m_{rec}^2 -Verteilung kann abgeschätzt werden, wenn die Abweichung des Massenquadrates vom erwarteten Mittelwert $((m_\nu + m_X)^2 - \vec{p}_B^2)$ betrachtet wird:

$$\begin{aligned}
\Delta &= |m_{rec}^2 - ((m_\nu + m_X)^2 - \vec{p}_B^2)| \\
&= 2 \cdot \vec{p}_B \cdot \vec{p}_{Dl} \cdot |\cos \theta(\vec{p}_B \vec{p}_{Dl})|
\end{aligned} \tag{3.20}$$

Aufgrund des kleinen Impulses der B -Mesonen gilt aber $|\vec{p}_{Dl}| \approx |\vec{p}_\nu + \vec{p}_X|$, so daß die Abweichung proportional zum Impuls der nicht nachgewiesenen Teilchen ist. Dies hat zur Folge, daß die Breite der m_{rec}^2 -Verteilungen von Werten des Leptonimpulses abhängt. Denn wegen der Energieerhaltung muß bei großen Impulsen des Leptons der Impulsbetrag des D -Lepton Systems im Mittel kleinere Werte annehmen und damit auch der Impulsbetrag der nicht nachgewiesenen Teilchen. Dies führt nach obiger Beziehung zu einer kleineren Breite der m_{rec}^2 -Verteilung.

Die theoretisch erwarteten m_{rec}^2 -Verteilungen für die vier untersuchten Ereignismengen zeigt die Abbildung 3.4. Die Kurven wurden aus Monte-Carlo-Daten gewonnen, indem die m_{rec}^2 -Verteilungen mit asymmetrischen Gaußfunktionen

$$f(m_{rec}^2) = \frac{2 \cdot N}{\sqrt{2\pi} \cdot (\sigma_L + \sigma_R)} \times \begin{cases} \exp[-(m_{rec}^2 - \bar{m}_{rec}^2)^2 / (2\sigma_L^2)] & \text{für } m_{rec}^2 \leq \bar{m}_{rec}^2 \\ \exp[-(m_{rec}^2 - \bar{m}_{rec}^2)^2 / (2\sigma_R^2)] & \text{für } m_{rec}^2 > \bar{m}_{rec}^2 \end{cases} \tag{3.21}$$

¹Mögliche Massenwerte für die Neutrinos sind vernachlässigbar. Nach [2] ist $m_{\nu_e} < 7.0 \text{ eV}/c^2$ (95% CL), $m_{\nu_\mu} < 0.27 \text{ MeV}/c^2$ (90% CL) und $m_{\nu_\tau} < 31 \text{ MeV}/c^2$ (95% CL), aus der beobachteten Materiedichte des Universums folgt sogar $m_{\nu_e} + m_{\nu_\mu} + m_{\nu_\tau} < 100 \text{ eV}/c^2$ [43]

angepaßt worden sind. Asymmetrische Gaußfunktionen sind notwendig, weil größere Werte von m_{rec}^2 mit im Mittel kleineren Werten des Leptonimpulses korreliert sind, wie aus der Abbildung 3.3 ersichtlich wird. Nach dem obigen Argument führt dies zu einer größeren rechten Breite σ_R der Gaußfunktion.

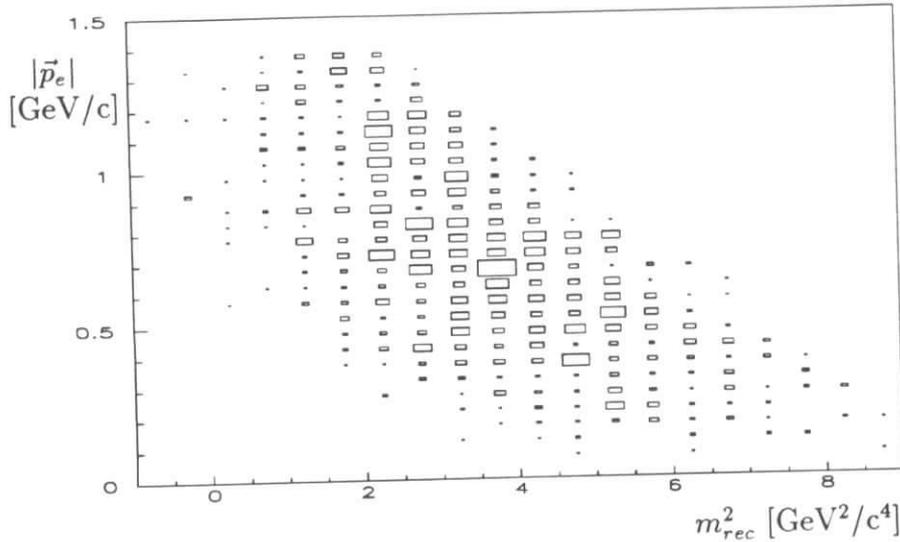


Abbildung 3.3: Die Abbildung zeigt die Korrelation zwischen dem Elektronimpuls $|\vec{p}_e|$ und m_{rec}^2 . Die Verteilung wurde aus Monte-Carlo-Daten gewonnen, in denen der Zerfall $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \tau^- \bar{\nu}_\tau$, $\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$ simuliert worden ist.

Im einzelnen sind in der Abbildung 3.4 die m_{rec}^2 -Verteilungen für folgende Zerfälle zu sehen (in den Klammern stehen dazu die aus den Anpassungsrechnungen ermittelten Werte für \bar{m}_{rec}^2 , σ_L und σ_R):

I) $D^{*+} e^-$ mit $|\vec{p}_e| < 1.4 \text{ GeV}/c$

- volle Linie: $\bar{B}^0 \rightarrow \boxed{D^{*+} e^-} \bar{\nu}_e$
($\bar{m}_{rec}^2 = 0.30 \pm 0.22$, $\sigma_L = 0.81 \pm 0.12$, $\sigma_R = 0.81 \pm 0.20$)
- gestrichelte Linie: $B \rightarrow D^{*+} \boxed{e^-} \bar{\nu}_e$, $D^{*+} \rightarrow \boxed{D^{*+}} X$
($\bar{m}_{rec}^2 = 1.68 \pm 0.12$, $\sigma_L = 1.02 \pm 0.07$, $\sigma_R = 1.54 \pm 0.09$)
- gepunktete Linie: $\bar{B}^0 \rightarrow \boxed{D^{*+}} \tau^- \bar{\nu}_\tau$, $\tau^- \rightarrow \boxed{e^-} \nu_\tau \bar{\nu}_e$
($\bar{m}_{rec}^2 = 2.80 \pm 0.07$, $\sigma_L = 1.14 \pm 0.05$, $\sigma_R = 2.12 \pm 0.05$)

II) $D^{*+} l^-$ mit $|\vec{p}_l| > 1.4 \text{ GeV}/c$

- volle Linie: $\bar{B}^0 \rightarrow \boxed{D^{*+} l^-} \bar{\nu}_l$
($\bar{m}_{rec}^2 = -0.04 \pm 0.03$, $\sigma_L = 0.48 \pm 0.02$, $\sigma_R = 0.43 \pm 0.02$)
- gestrichelte Linie: $B \rightarrow D^{*+} \boxed{l^-} \bar{\nu}_l$, $D^{*+} \rightarrow \boxed{D^{*+}} X$
($\bar{m}_{rec}^2 = 0.54 \pm 0.05$, $\sigma_L = 0.53 \pm 0.03$, $\sigma_R = 0.68 \pm 0.03$)

III) $D^{0,+} e^-$ mit $|\vec{p}_e| < 1.4 \text{ GeV}/c$

- volle Linie (links): $B \rightarrow \boxed{D^{0,+}e^-}\bar{\nu}_e$
($\bar{m}_{rec}^2 = 0.09 \pm 0.12$, $\sigma_L = 0.74 \pm 0.06$, $\sigma_R = 0.98 \pm 0.11$)
- gestrichelte Linie: $B \rightarrow D^*\boxed{e^-}\bar{\nu}_e$, $D^* \rightarrow \boxed{D^{0,+}}X$
($\bar{m}_{rec}^2 = 0.89 \pm 0.08$, $\sigma_L = 0.74 \pm 0.05$, $\sigma_R = 1.21 \pm 0.08$)
- gepunktete Linie: $B \rightarrow D^{**}\boxed{e^-}\bar{\nu}_e$, $D^{**} \rightarrow (D^*) \rightarrow \boxed{D^{0,+}}X$
($\bar{m}_{rec}^2 = 2.19 \pm 0.09$, $\sigma_L = 0.85 \pm 0.06$, $\sigma_R = 1.84 \pm 0.08$)
- gestrichelt-gepunktete Linie: $B \rightarrow \boxed{D^{0,+}}\tau^-\bar{\nu}_\tau$, $\tau^- \rightarrow \boxed{e^-}\nu_\tau\bar{\nu}_e$
($\bar{m}_{rec}^2 = 3.21 \pm 0.08$, $\sigma_L = 1.37 \pm 0.05$, $\sigma_R = 2.46 \pm 0.05$)
- volle Linie (rechts): $B \rightarrow D^*\tau^-\bar{\nu}_\tau$, $D^* \rightarrow \boxed{D^{0,+}}X$, $\tau^- \rightarrow \boxed{e^-}\nu_\tau\bar{\nu}_e$
($\bar{m}_{rec}^2 = 4.22 \pm 0.05$, $\sigma_L = 1.39 \pm 0.03$, $\sigma_R = 2.29 \pm 0.03$)

IV) $D^{0,+}l^-$ mit $|\vec{p}_l| > 1.4 \text{ GeV}/c$

- volle Linie: $B \rightarrow \boxed{D^{0,+}l^-}\bar{\nu}_l$
($\bar{m}_{rec}^2 = -0.05 \pm 0.02$, $\sigma_L = 0.49 \pm 0.01$, $\sigma_R = 0.46 \pm 0.02$)
- gestrichelte Linie: $B \rightarrow D^*\boxed{l^-}\bar{\nu}_l$, $D^* \rightarrow \boxed{D^{0,+}}X$
($\bar{m}_{rec}^2 = 0.20 \pm 0.02$, $\sigma_L = 0.48 \pm 0.01$, $\sigma_R = 0.63 \pm 0.02$)
- gepunktete Linie: $B \rightarrow D^{**}\boxed{l^-}\bar{\nu}_l$, $D^{**} \rightarrow (D^*) \rightarrow \boxed{D^{0,+}}X$
($\bar{m}_{rec}^2 = 0.89 \pm 0.04$, $\sigma_L = 0.55 \pm 0.02$, $\sigma_R = 0.81 \pm 0.03$)

Mit einem Rahmen sind diejenigen D -Lepton-Paare versehen, die selektiert wurden und deren Impulse und Energien in die Berechnung von m_{rec}^2 eingingen.

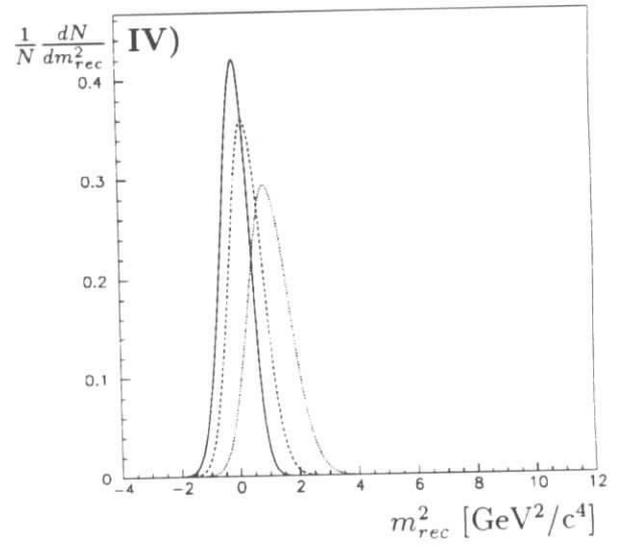
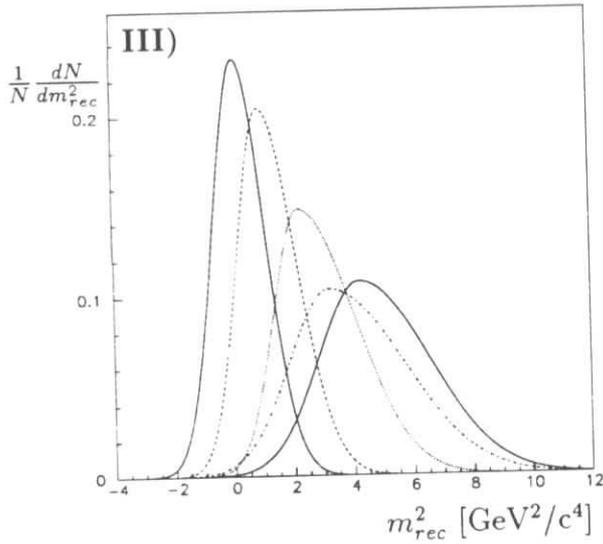
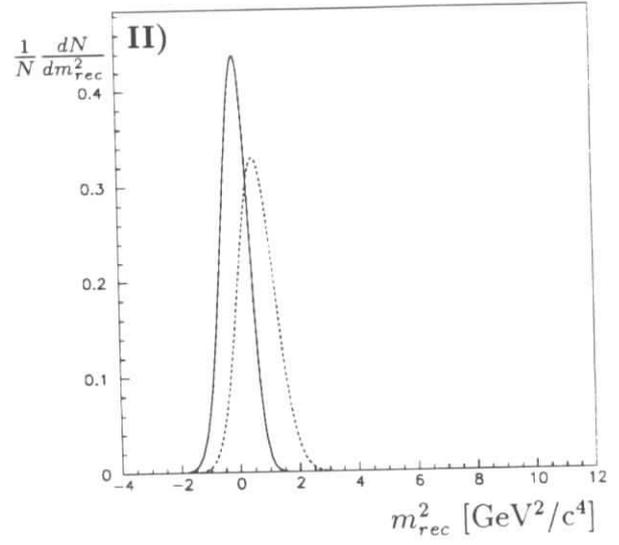
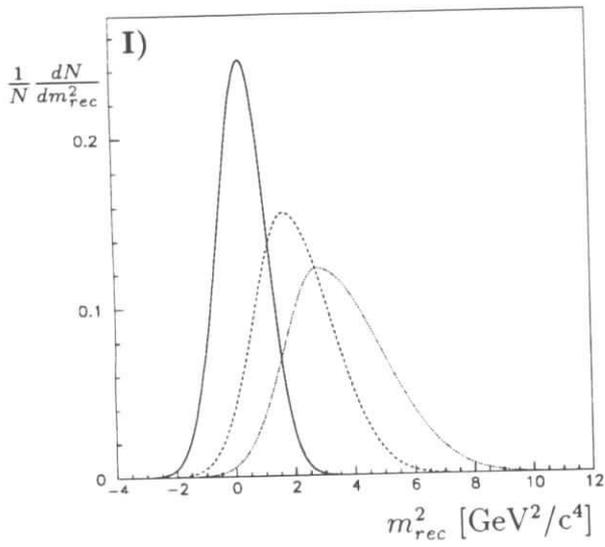


Abbildung 3.4: Die Abbildungen zeigen die theoretisch erwarteten m_{rec}^2 -Verteilungen (Erklärungen im Text).

Kapitel 4

Die Analyse

Just do it !

(Werbespruch eines amerikanischen Sportartikelherstellers)

Eine Analyse des Zerfalls $B \rightarrow D\tau^-\bar{\nu}$ kann nur mit Näherungsmethoden erfolgen, da das τ -Lepton mit einer mittleren Wegstrecke von $c\tau = 88.6 \mu\text{m}$ [2] nicht innerhalb des aktiven Detektorbereiches zerfällt. Zudem fehlen zu einer vollständigen Rekonstruktion mindestens zwei Neutrinos, die nicht nachgewiesen werden können.

Hier wird der τ -Zerfall $\tau^- \rightarrow e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau$ herangezogen, so daß sich die Analyse auf die Untersuchung geeigneter D -Elektron-Paare beschränkt, wobei D ein D^0 -, D^+ - oder ein D^{*+} -Meson sein kann. Ferner werden die übrigen semileptonischen exklusiven $b \rightarrow c$ Übergänge gemessen, da sie zum einen eine Untergrundquelle darstellen und zum anderen – da ihre Verzweigungsverhältnisse bekannt sind – als Test für die Anwendbarkeit der benutzten Analyseverfahren dienen. Zu diesem Zweck wird das unterschiedliche Impulsspektrum der Elektronen aus τ -Zerfällen einerseits und aus semileptonischen B -Zerfällen andererseits benutzt. Wie aus der Abbildung 4.1 ersichtlich wird, ist das Impulsspektrum der Elektronen aus τ -Zerfällen wesentlich weicher. Durch die Bedingung

$$|\vec{p}_e| < 1.4 \text{ GeV}/c \quad (4.1)$$

werden die gesuchten Zerfälle mit τ -Leptonen von den übrigen semileptonischen B -Zerfällen getrennt. Um letztere auch untersuchen zu können, werden auch Ereignisse mit Leptonen im komplementären Impulsbereich $|\vec{p}_l| > 1.4 \text{ GeV}/c$ betrachtet. Insgesamt werden also folgende sechs Ereignismengen analysiert:

1. $D^0 e^-$ mit $|\vec{p}_e| < 1.4 \text{ GeV}/c$
2. $D^0 l^-$ mit $|\vec{p}_l| > 1.4 \text{ GeV}/c$
3. $D^+ e^-$ mit $|\vec{p}_e| < 1.4 \text{ GeV}/c$
4. $D^+ l^-$ mit $|\vec{p}_l| > 1.4 \text{ GeV}/c$
5. $D^{*+} e^-$ mit $|\vec{p}_e| < 1.4 \text{ GeV}/c$
6. $D^{*+} l^-$ mit $|\vec{p}_l| > 1.4 \text{ GeV}/c$

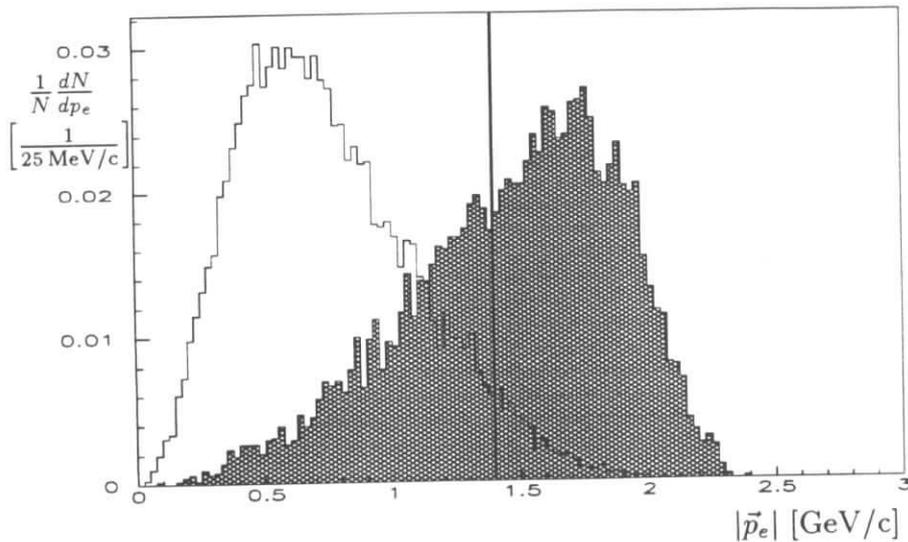


Abbildung 4.1: Die MC-Impulsspektren der Elektronen aus den Zerfällen $B \rightarrow D\tau^-\bar{\nu}_\tau$ $\tau^- \rightarrow e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau$ (leeres Histogramm) und $B \rightarrow De^-\bar{\nu}_e$ (volles Histogramm).

Mit dem Lepton l^- werden hier und im folgenden Elektronen e^- und Myonen μ^- bezeichnet.

Die Wahl des Zerfalls $\tau^- \rightarrow e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau$ bietet folgende Vorteile :

- Es wird die gute Elektronidentifikation des ARGUS-Detektors ausgenutzt. Im Gegensatz zu den Myonen werden die Elektronen auch im niederenergetischen Bereich mit einer geringen Fehlerrate identifiziert (s. Kap. 3.1.1).
- Da nur ein Tochterteilchen gesucht wird, ergibt sich kein kombinatorischer Untergrund wie z.B. bei dem Zerfall $\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^0\nu_\tau$.
- Das Verzweigungsverhältnis für $\tau^- \rightarrow e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau$ ist mit $(17.93 \pm 0.26)\%$ [2] genügend hoch.
- Es wird so ermöglicht, sämtliche semileptonischen $B \rightarrow D^X$ Zerfälle in einem Verfahren zu untersuchen. (Dieser Punkt wird im Laufe des Kapitels noch genauer erklärt.)

4.1 Übersicht über die Analyseschritte

Zunächst sollen die einzelnen Schritte der Analyse in der Reihenfolge ihrer Anwendung kurz vorgestellt werden. In den nachfolgenden Kapiteln erfolgt dann eine detailliertere Darstellung.

1. Es müssen *Ereignisse* selektiert werden, die entsprechend ihrer kinematischen und topologischen Struktur als Ereignisse von Zerfällen von B -Mesonen mit einem leptonischen τ -Zerfall in Frage kommen.

2. Da der τ -Zerfall $\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$ herangezogen wird, müssen in den Ereignissen *Leptonen* selektiert werden. Es werden Elektronen mit einem Impuls $|\vec{p}_e| < 1.4 \text{ GeV}/c$ sowie Elektronen und Myonen mit einem Impuls $|\vec{p}_l| > 1.4 \text{ GeV}/c$ selektiert.
3. *Kandidaten für D^0 -, D^+ - und D^{*+} -Mesonen* werden selektiert.
4. Aus den *D-Lepton-Paaren* werden diejenigen selektiert, die aus einem *B-Zerfall* stammen können.
5. Es erfolgt eine *Anpassung an die invarianten Massen der $K^-\pi^+$ -, $K^-\pi^+\pi^+$ - und $D^0\pi^+$ -Kombinationen* in Intervallen der *missing mass m_{rec}^2* .
6. Die verbliebenen *Untergrundquellen* müssen subtrahiert werden.
7. Durch eine *Anpassungsrechnung an die so gewonnenen m_{rec}^2 -Verteilungen* bzw. durch eine *Betrachtung des Bereiches $m_{rec}^2 > 2.0 \text{ GeV}^2/c^4$* erhält man die Verzweigungs-verhältnisse der exklusiven semileptonischen und semitaunischen *B-Zerfälle*.

4.2 Die Ereignisselektion

Um geeignete Ereignisse zu selektieren, wurden Bedingungen an die folgenden Größen gestellt:

- die Multiplizität des Ereignisses
- die topologische Struktur, die durch das zweite Fox-Wolfram-Moment und durch den Winkel zwischen den Thrust-Achsen des *D-Lepton-Paares* und dem Rest des Ereignisses ausgedrückt wird
- der Betrag des fehlenden Impulses des Ereignisses sowie dessen Ausrichtung relativ zur Strahlachse
- die fehlende Energie des Ereignisses

Die Multiplizität

Die Zerfälle der *B-Mesonen* weisen eine hohe Multiplizität auf. Dieser Sachverhalt kann ausgenutzt werden, um den Untergrund aus radiativen Bhabhaereignissen und aus τ -Zerfällen zu reduzieren. Für die Kombination aus geladener und neutraler Multiplizität wird verlangt:

$$n_{tot} = n_{charged} + \frac{1}{2} \cdot n_{neutral} \geq 5 \quad (4.2)$$

Ein Vergleich der Multiplizitäten der Kontinuumsdaten mit denen der $\Upsilon(4S)$ -Daten aus einer Monte-Carlo-Simulation zeigt die Abbildung 4.2.

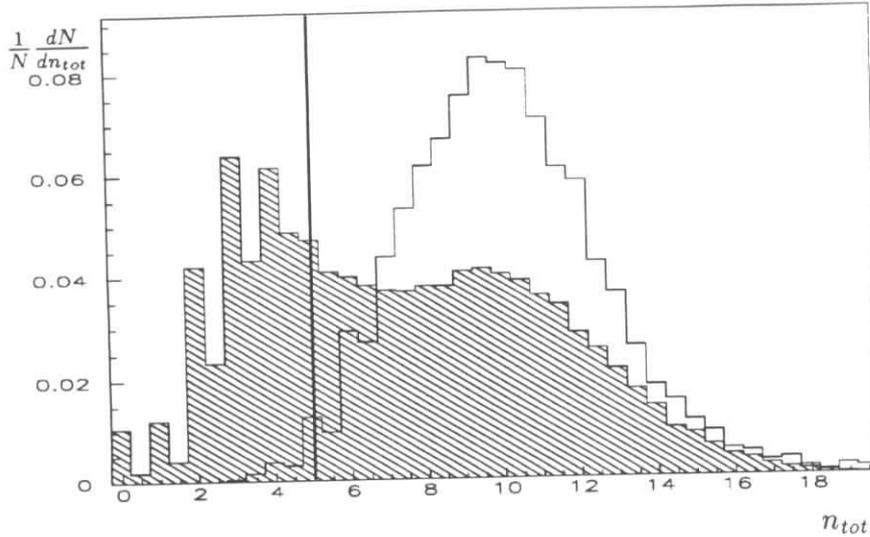


Abbildung 4.2: Die Abbildung zeigt die Multiplizitäten n_{tot} in Kontinuumsdaten (schraffiert) und in Monte-Carlo- $\Upsilon(4S)$ -Daten.

Das zweite Fox-Wolfram-Moment

Zur Reduzierung des Untergrundes aus Kontinuumsereignissen kann die unterschiedliche topologische Struktur der $\Upsilon(4S)$ -Ereignisse ($e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$) und der Kontinuumsereignisse ($e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$) ausgenutzt werden. Aufgrund der niedrigen Impulse der B -Mesonen ist die räumliche Verteilung der Spuren ihrer Zerfallsprodukte nahezu isotrop, während die Teilchenspuren in den Kontinuumsereignissen in zwei Jets gebündelt sind, die in diametrale Raumrichtungen zeigen. Eine Größe, mit der dieser Unterschied qualitativ erfaßt werden kann, ist das zweite Fox-Wolfram-Moment [44].

Die Fox-Wolfram-Momente werden als Summe über Teilchenpaare (i, j) definiert:

$$H_l \equiv \sum_{i,j} \frac{|\vec{p}_i| \cdot |\vec{p}_j|}{s} P_l \left(\frac{\vec{p}_i \cdot \vec{p}_j}{|\vec{p}_i| \cdot |\vec{p}_j|} \right) \quad (4.3)$$

P_l sind die Legendre-Polynome und s ist das Quadrat der Schwerpunktsenergie. Das zweite Fox-Wolfram-Moment H_2 kann zur Reduzierung des Kontinuumsuntergrundes herangezogen werden. H_2 ist um so kleiner, je mehr die Verteilung der Impulsvektoren einer Isotropie entspricht. Die Abbildung 4.3 zeigt die Verteilung von H_2 für $\Upsilon(4S)$ - und $q\bar{q}$ -Ereignisse. In dieser Analyse wird verlangt, daß

$$\boxed{H_2 < 0.4} \quad (4.4)$$

Bei der Berechnung von H_2 wurden allerdings nur Spuren geladener Teilchen berücksichtigt.

Die Thrust-Achse

Eine weitere Größe, von der Gebrauch gemacht wird, um den Kontinuumsuntergrund zu unterdrücken, ist der Winkel zwischen den Thrust-Achsen des selektierten D -Lepton

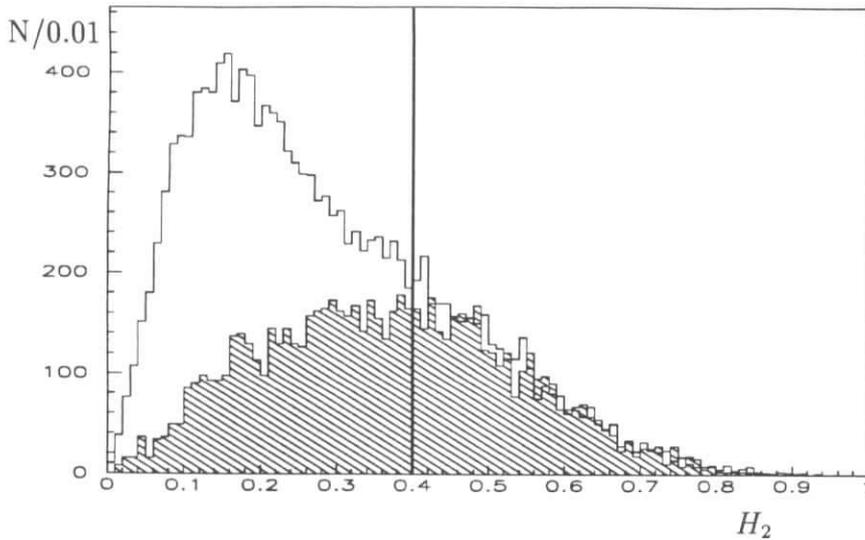


Abbildung 4.3: Die Abbildung zeigt das zweite Fox-Wolfram-Moment H_2 in $\Upsilon(4S)$ - und $q\bar{q}$ -Ereignissen (schraffiert). Der Kontinuumsbeitrag wurde skaliert.

Paares und den übrigen Spuren des Ereignisses.

Die Thrust-Achse einer Menge von Teilchenspuren bezeichnet diejenige Richtung, bezüglich der die Summe der Beträge der Longitudinalimpulse maximal ist (s. z.B. [45]). Für den Winkel zwischen den Thrust-Achsen wird gefordert:

$$|\cos \theta_{thrust}(D - Lepton, Rest)| < 0.9 \quad (4.5)$$

Die Abbildung 4.4 zeigt die Verteilung dieser Größe für simulierte $B \rightarrow D\tau^-\bar{\nu}$ -Zerfälle und für Kontinuumsereignisse in der Datenmenge mit einem D^0 -Elektron-Paar mit $|\vec{p}_e| < 1.4 \text{ GeV}/c$. Die isotropen B -Zerfälle zeigen eine flache Verteilung, während die jetartigen $q\bar{q}$ -Zerfälle eine starke Anhäufung bei 1.0 aufweisen. Durch die beschriebene Bedingung kann also ein großer Anteil des Untergrundes aus Kontinuumsereignissen verworfen werden.

4.2.1 Der fehlende Impuls als Näherung des Neutrinoimpulses

Diese Analyse nutzt den fehlenden Impuls und die fehlende Energie eines Ereignisses aus. Derartige Methoden besitzen in der Hochenergiephysik eine lange und fruchtbare Tradition [46]. Besonders bei Untersuchungen von Prozessen der schwachen Wechselwirkung, bei denen Neutrinos im Endzustand auftreten, waren die Informationen, die von der fehlenden Energie geliefert werden, sehr nützlich. Erwähnt seien hier nur die Entdeckung des τ -Leptons [47] und des W -Bosons [48]. Auch in Zukunft dürften sich diese Verfahren noch als sehr hilfreich erweisen.

Da die Neutrinos als einzige der bekannten Materieteilchen nur der schwachen Wechselwirkung unterliegen, können sie nicht im Detektor nachgewiesen werden. Zur Messung ihres Impulses muß daher auf eine Näherungsmethode zurückgegriffen werden. Da der ARGUS-Detektor als ein 4π -Detektor konstruiert ist, wird von ihm nahezu der gesamte

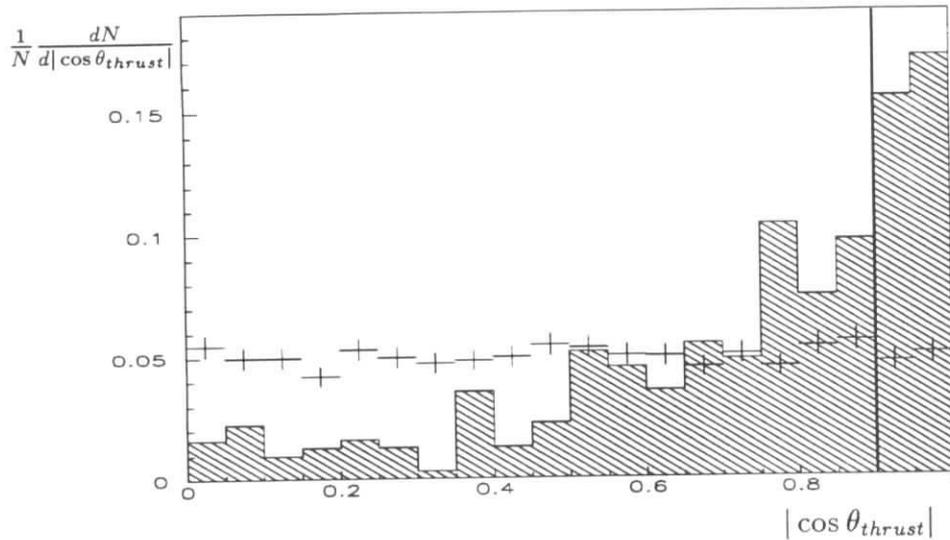


Abbildung 4.4: Die Abbildung zeigt die normierten Verteilungen von $|\cos \theta_{thrust}|$ für simulierte $B \rightarrow D\tau^-\bar{\nu}$ -Zerfälle (Datenkreuze) und für Kontinuumsereignisse (schraffiertes Histogramm).

Raumwinkelbereich abgedeckt. Es werden also fast alle Teilchen im Detektor registriert, die auch nachgewiesen werden können. Wegen der Impulserhaltung gilt nun

$$\vec{p}_{meas} + \vec{p}_{miss} = \vec{0} \quad (4.6)$$

so daß

$$\vec{p}_{miss} = -\vec{p}_{meas} \quad (4.7)$$

Hierbei sind \vec{p}_{miss} der Impuls der fehlenden bzw. der nicht nachgewiesenen Teilchen und \vec{p}_{meas} der Impuls aller im Detektor gemessenen Teilchen. Die Idee ist nun, den Impuls der Neutrinos \vec{p}_ν durch den fehlenden Impuls des Ereignisses zu approximieren:

$$\vec{p}_\nu = \vec{p}_{miss} \quad (4.8)$$

Im folgenden soll nun dargelegt werden, ob und unter welchen Umständen diese Näherung gerechtfertigt ist.

Der fehlende Impuls eines Ereignisses setzt sich zusammen aus den Impulsen nachweisbarer Teilchen Y , die nicht im Detektor registriert werden, sowie aus den Impulsen der nicht nachweisbaren Teilchen. Zu den letzteren gehören neben den Neutrinos ν die K_L^0 -Mesonen und die Neutronen n :

$$\vec{p}_{miss} = \vec{p}_Y + \vec{p}_\nu + \vec{p}_{K_L^0} + \vec{p}_n \quad (4.9)$$

Die entsprechenden Impulsverteilungen zeigt die Abbildung 4.5, während zum Vergleich die Abbildung 4.6 die Spektren des fehlenden Impulses in $\Upsilon(4S)$ -Daten mit einem langsamen Elektron (Datenkreuze), in Monte-Carlo-Daten mit dem Zerfall $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 \tau^+ \nu_\tau$, $\tau^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\tau$ (schraffiertes Histogramm) und die Summe der Neutrinoimpulse dieses Zerfalls (leeres Histogramm) zeigt.

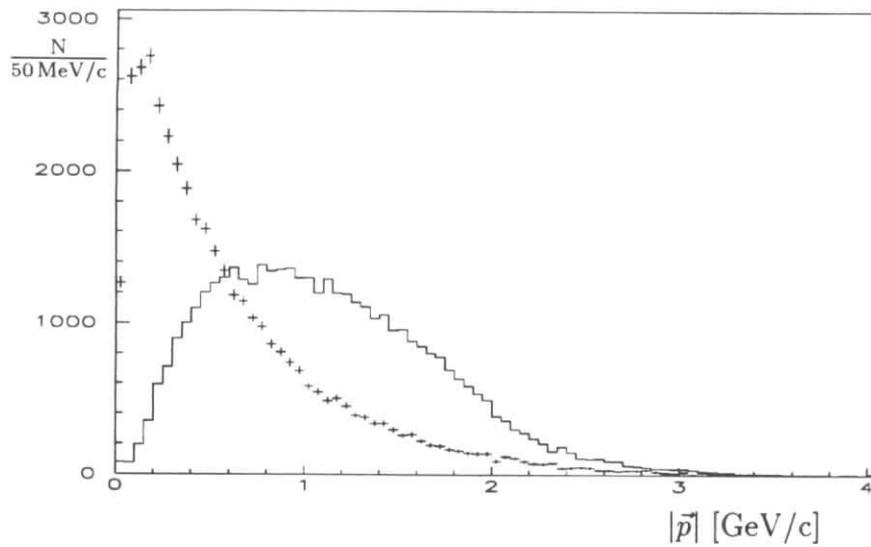


Abbildung 4.5: Die Abbildung zeigt das Impulsspektrum der Teilchen, die im Strahlrohr verlorengehen (Datenkreuze), und das Impulsspektrum der Neutrinos, Neutronen und der K_L^0 -Mesonen (Histogramm)

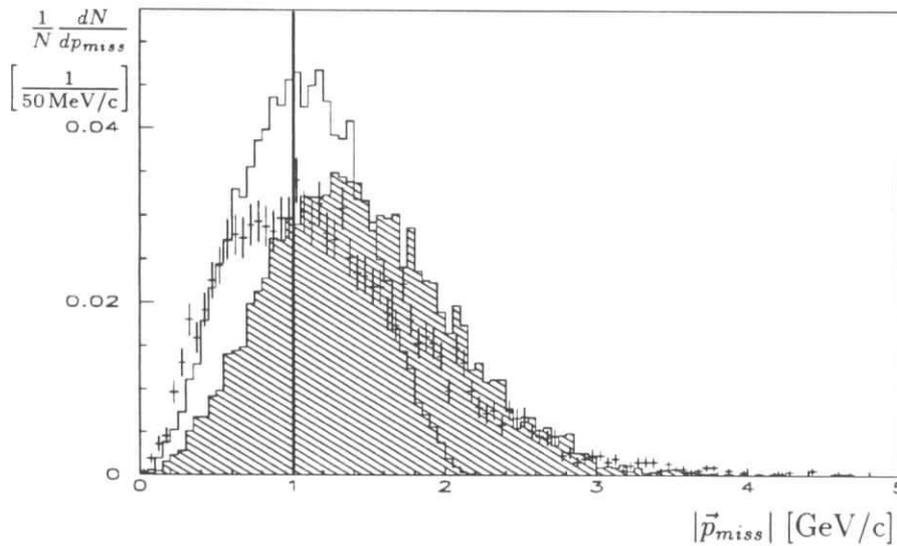


Abbildung 4.6: Die Abbildung zeigt die normierten Verteilungen des fehlenden Impulses $|\vec{p}_{miss}|$ eines Ereignisses (Erklärungen im Text)

Die Näherung des Neutrinoimpulses durch den fehlenden Impuls ist nur dann angemessen, wenn die primären, schnellen Teilchen des zweiten B -Mesons im Detektor nachgewiesen werden. Es muß also verlangt werden, daß das zweite B -Meson hadronisch zerfällt, da bei semileptonischen Zerfällen immer ein Neutrino auftritt, dessen Impuls zum fehlenden Impuls des Ereignisses beiträgt. Es muß also verlangt werden:

$$\boxed{1 \text{ Lepton pro Ereignis}} \quad (4.10)$$

Es mußten dabei die üblichen Kriterien zur Leptonidentifikation erfüllt werden (siehe Kapitel 3.1.1).

Da der Impuls eine vektorielle Größe ist, bewirken die Impulse weiterer fehlender Teilchen lediglich eine Streuung um den wahren Wert bzw. um den Wert, der als der Neutrinoimpuls angenommen wird. Dagegen kann die Neutrinoenergie nicht durch die fehlende Energie approximiert werden, da zusätzliche fehlende Teilchen immer eine Verminderung der gesehenen Energie verursachen. Außerdem ergibt sich eine weitere Unsicherheit dadurch, daß die Energie der registrierten Teilchen von der Teilchenidentifikation abhängt.

Zur Bestimmung von \vec{p}_{meas} und damit also von \vec{p}_{miss} werden alle gemessenen Teilchen herangezogen, die die Standardbedingungen (s. Abschnitt 3.1) erfüllt haben. Die Unsicherheit in der Bestimmung des Neutrinoimpulses wird bestimmt durch die Impulse der fehlenden Teilchen. Zu diesen gehören nachweisbare Teilchen, die vom Detektor nicht erfaßt werden, und nicht nachweisbare Teilchen, zu denen neben den Neutrinos noch die Neutronen und die K_L^0 -Mesonen gehören. Deren Beiträge sind in Abbildung 4.5 dargestellt. Man erkennt, daß sie ein Maximum bei etwa 500 MeV haben, während der Impuls der Neutrinos des Zerfalls $B \rightarrow D\tau^-\bar{\nu}$, $\tau^- \rightarrow e^-\nu_\tau\bar{\nu}_e$ deutlich größere Werte annimmt. Da man für die Messung des Neutrinoimpulses demnach eine Unsicherheit in der Größenordnung von 500 MeV annehmen kann, ist die Anwendung dieser Methode gerechtfertigt.

Neben einer Bedingung an den Winkel zwischen dem fehlendem Impuls und der Strahlachse (s. nächster Abschnitt), wird eine weitere Forderung an \vec{p}_{miss} gestellt, um den Untergrund zu reduzieren. Durch die Bedingung

$$\boxed{|\vec{p}_{miss}| > 1.0 \text{ GeV}/c} \quad (4.11)$$

werden Ereignisse verworfen, bei denen ein energiereiches Neutrino fehlt. Dies ist bei Kontinuumsereignissen der Fall, aber auch bei $\Upsilon(4S)$ -Ereignissen, bei denen beide B -Mesonen hadronisch zerfallen, deren fehlender Impuls im wesentlichen aus anderen fehlenden Teilchen gebildet wird.

Die Winkelverteilung des fehlenden Impulses

In den $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen ist die Richtung des fehlenden Impulses isotrop verteilt. Es gibt jedoch eine Gruppe von Ereignissen, bei denen der fehlende Impuls in Richtung der Strahlachse zeigt. Zu dieser Gruppe gehören $\gamma\gamma$ -Reaktionen und Strahl-Gas-Wechselwirkungen. In der Abbildung 4.7 ist die Verteilung des Winkels zwischen dem fehlenden Impuls und der Strahlachse für Kontinuumsereignisse zu sehen (in diesem Fall in der Ereignismenge mit einem D^+ -Meson und einem langsamen Elektron). Deutlich kann der Anstieg bei großen Werten von $|\cos\theta_{p_{miss}}|$ erkannt werden. Durch die Forderung

$$\boxed{|\cos\theta_{p_{miss}}| < 0.9} \quad (4.12)$$

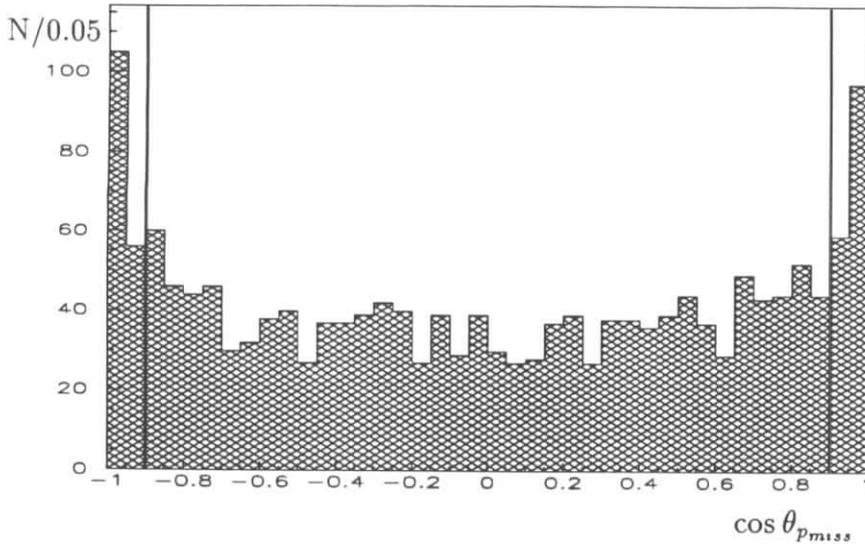


Abbildung 4.7: Die Abbildung zeigt die Verteilung des Winkels zwischen dem fehlenden Impuls und der Strahlachse $\cos \theta_{p_{miss}}$ für Kontinuumsereignisse. Die senkrechten Striche deuten den Bereich an, der ausgeschlossen wurde.

auf den Winkel zwischen dem fehlenden Impuls und der Strahlachse kann der Untergrund aus derartigen Ereignissen erheblich reduziert werden.

4.2.2 Die fehlende Energie

Neben dem fehlenden Impuls eines Ereignisses kann auch dessen fehlende Energie zur Selektion von Ereignissen mit τ -Zerfällen herangezogen werden. Mit dem elektronischen τ -Zerfall $\tau^- \rightarrow e^- \nu_\tau \bar{\nu}_e$ fehlen dann insgesamt drei Neutrinos, die nicht nachgewiesen werden können und somit einen Beitrag zur fehlenden Energie leisten, die somit größer sein sollte als in Ereignissen ohne diesen τ -Zerfall.

Die fehlende Energie E_{miss} ergibt sich aus der Differenz aus der Schwerpunktsenergie und aus der gemessenen Energie sämtlicher Teilchenspuren:

$$E_{miss} = E_{CMS} - E_{meas} \quad (4.13)$$

In den Ereignismengen mit einem langsamen Elektron ($|\vec{p}_e| < 1.4 \text{ GeV}/c$) wird verlangt, daß

$$E_{miss} > 2.5 \text{ GeV} \quad (4.14)$$

sein soll. In den Ereignismengen mit einem schnellen Elektron oder Myon ($|\vec{p}_l| > 1.4 \text{ GeV}/c$) wird auf diese Bedingung verzichtet.

Die Abbildung 4.8 zeigt die Verteilungen der fehlenden Energie E_{miss} in den Daten mit einem langsamen Elektron (Datenkreuze), in Monte-Carlo-Daten mit dem Zerfall $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 \tau^+ \nu_\tau$ $\tau^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\tau$ (schraffiertes Histogramm) und zum Vergleich die Gesamtenergie der Neutrinos dieses Zerfalls (leeres Histogramm). Die Verteilungen wurden nach der Anwendung der Bedingung $|\vec{p}_{miss}| > 1.0 \text{ GeV}/c$ gewonnen. Der Vergleich mit dem Energiespektrum der Neutrinos verdeutlicht auch, warum die Neutrinoenergie nicht durch

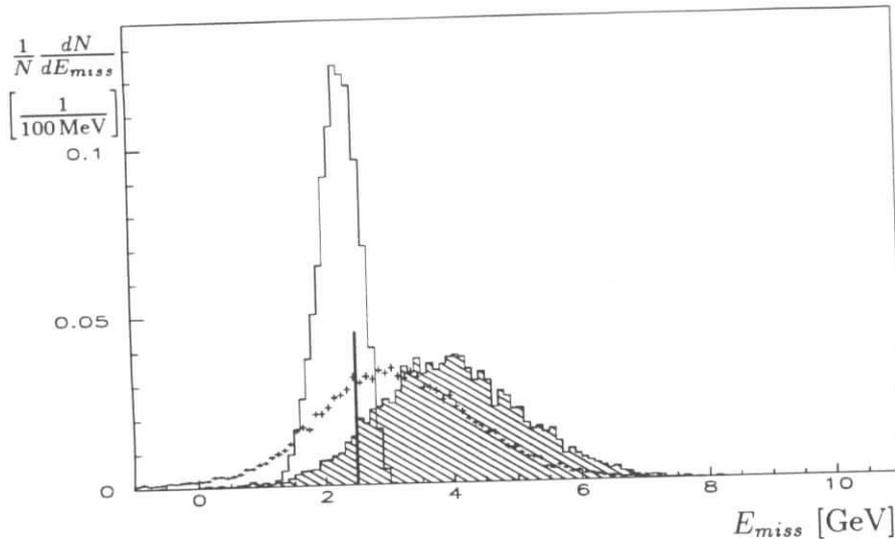


Abbildung 4.8: Die Abbildung zeigt die normierten Verteilungen der fehlenden Energie E_{miss} eines Ereignisses (Erklärungen im Text).

	$B \rightarrow D\tau^- \bar{\nu}$	$B \rightarrow D\epsilon^- \bar{\nu}$	Kontinuum	$B \rightarrow D_s X, D_s \rightarrow e^- X'$
ϵ_{miss}	0.58	0.49	0.28	0.50
B -Zerfälle mit sekundären Leptonen				
ϵ_{miss}	0.27			

Tabelle 4.1: Die Effizienz der Bedingungen an den fehlenden Impuls, an dessen Winkel bezüglich der Strahlachse sowie an die fehlende Energie für verschiedene Reaktionen

die fehlende Energie approximiert werden kann, wie es im Fall des fehlenden Impulses geschieht.

Zusammenfassend zeigt die folgende Tabelle 4.1 das Produkt der Akzeptanzen der drei Anforderungen an den fehlenden Impuls, an dessen Winkel bezüglich der Strahlachse sowie an die fehlende Energie für verschiedene Reaktionen.

4.3 Die Leptonselektion

Hier wird beschrieben, welche Anforderungen an die Elektronen und Myonen gestellt worden sind.

Um als ein Elektron akzeptiert zu werden müssen die Kandidaten die Likelihoodbedingung

$$\boxed{LH_{Elektron} > 0.7} \quad (4.15)$$

erfüllen. Die Myonen wurden dann akzeptiert, wenn mindestens ein Treffer in den äußeren Myonkammerlagen registriert wurde und wenn sie die Anforderung an die Myonlikelihood

$$\boxed{LH_{Myon} > 0.7} \quad (4.16)$$

erfüllen konnten.

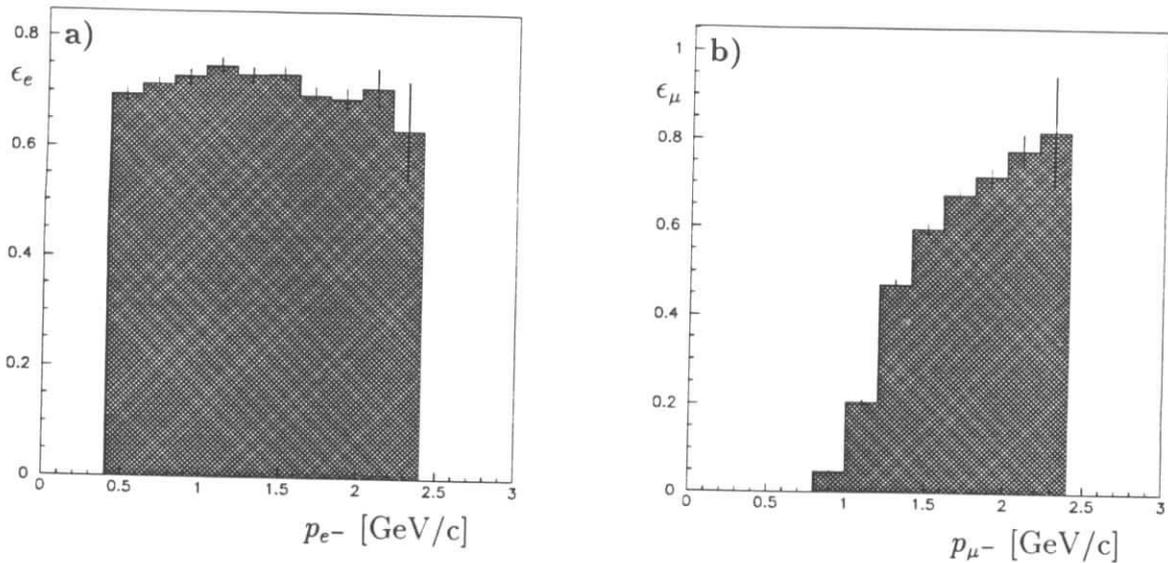


Abbildung 4.9: Die beiden Histogramme zeigen den Verlauf der Akzeptanz für Elektronen (a) und für Myonen (b).

Es müssen allerdings e^+e^- -Paare aus Photonkonversion und e^+e^- - und $\mu^+\mu^-$ -Paare aus J/ψ -Zerfällen ausgeschlossen werden. Letzteres kann einfach dadurch erreicht werden, indem alle e^+e^- - und $\mu^+\mu^-$ -Paare nicht akzeptiert werden, die im Bereich der J/ψ -Masse liegen. Damit ein Elektron-Positron-Paar als ein konvertiertes Photon erkannt werden konnte, mußte gelten:

$$m(e^+e^-) < 100 \text{ MeV}/c^2 \text{ und } \cos\theta(\vec{p}_{e^+}, \vec{p}_{e^-}) > 0.99 \quad (4.17)$$

$\cos\theta$ ist dabei der Richtungskosinus der Impulsvektoren und $m(e^+e^-)$ ist deren invariante Masse.

Die Abbildung 4.9 zeigt den impulsabhängigen Akzeptanzverlauf für Elektronen und Myonen bei den hier verwendeten Selektionskriterien. Aufgrund der geringen Akzeptanz wurden keine Myonen im Impulsbereich $\vec{p} < 1.4 \text{ GeV}/c$ selektiert.

4.4 Die Rekonstruktion der D -Mesonen

In diesem Abschnitt wird dargelegt, auf welche Weise Kandidaten für die D^0 , D^+ und die D^{*+} Mesonen selektiert worden sind. Es geht dabei um die Selektion folgender Teilchenkombinationen:

- $K^-\pi^+$ für D^0 -Mesonen
- $K^-\pi^+\pi^+$ für D^+ -Mesonen
- $D^0\pi^+$ für D^{*+} -Mesonen

Da in einem späteren Analyseschritt eine Anpassungsrechnung an die invariante Massenverteilung dieser Teilchenkombinationen durchgeführt wird, muß zunächst ein relativ großes Intervall in den invarianten Massen selektiert werden. Diese Intervalle sind (in GeV/c^2):

$$\begin{aligned} 1.3 &< m(K^-\pi^+) < 2.5 \\ 1.3 &< m(K^-\pi^+\pi^+) < 2.5 \\ 2.00 &< m(D^0\pi^+) < 2.03 \end{aligned}$$

Die verwendeten Rekonstruktionsbedingungen sind unabhängig von der Auswahl des Leptons und dessen Impuls. Lediglich die Anforderung an den Wert des skalierten Impuls wird in Abhängigkeit vom Impulsbereich des Leptons gewählt. Der skalierte Impuls eines D -Mesons ist gegeben durch

$$x_p = \frac{p}{\sqrt{E_{beam}^2 - m_D^2}} \quad (4.18)$$

In Zerfällen von B -Mesonen ist der skalierte Impuls auf den Bereich $x_p < 0.5$ beschränkt. Kommt das D -Meson dagegen aus dem gesuchten Zerfall $B \rightarrow D\tau^-\bar{\nu}$ ist x_p auf etwas kleinere Werte eingeschränkt. Die Abbildung 4.4 zeigt die x_p -Verteilung aus Monte-Carlo-Daten im Vergleich zu dem gemessenen Spektrum aus $\Upsilon(4S)$ - und Kontinuumsdaten. Es wurde nun gefordert, daß

$$\boxed{x_p < 0.35 \quad \text{bei } |\vec{p}_e| < 1.4 \text{ GeV}/c} \quad (4.19)$$

und

$$\boxed{x_p < 0.5 \quad \text{bei } |\vec{p}_l| > 1.4 \text{ GeV}/c} \quad (4.20)$$

4.4.1 Die Selektion von $K^-\pi^+$ -Kombinationen

$K^-\pi^+$ -Paare wurden selektiert, um die D^0 -Mesonen über den Zerfall

$$D^0 \rightarrow K^-\pi^+ \quad (4.21)$$

nachzuweisen. Dieser Zerfall hat ein Verzweigungsverhältnis von $(4.01 \pm 0.14)\%$ [2]. Zwar gibt es Zerfälle des D^0 Mesons mit größeren Verzweigungsverhältnissen, diese führen aber zu Endzuständen mit mehreren Tochterpartikeln und weisen einen erheblich größeren kombinatorischen Untergrund auf. Aus diesem Grunde wurde auf die D^0 -Rekonstruktion mittels anderer Zerfälle verzichtet.

Um sicherzustellen, daß die selektierten K^- - und π^+ -Mesonen eine genügend große Zahl von Drahtlagen in der Driftkammer durchqueren, wird eine härtere Bedingung an den Winkel $|\cos\theta|$ der Teilchenspuren relativ zur Strahlachse angewendet. Durch die Bedingung

$$|\cos\theta_{K,\pi}| \leq 0.85 \quad (4.22)$$

können Teilchen mit einem Impuls, der größer ist als $30 \text{ MeV}/c$, mindestens 25 Drahtlagen passieren.

Die Likelihood-Bedingung zur Identifizierung der K^- - und π^+ -Mesonen wurde auf 10% heraufgesetzt:

$$LH_{K,\pi} > 0.10 \quad (4.23)$$

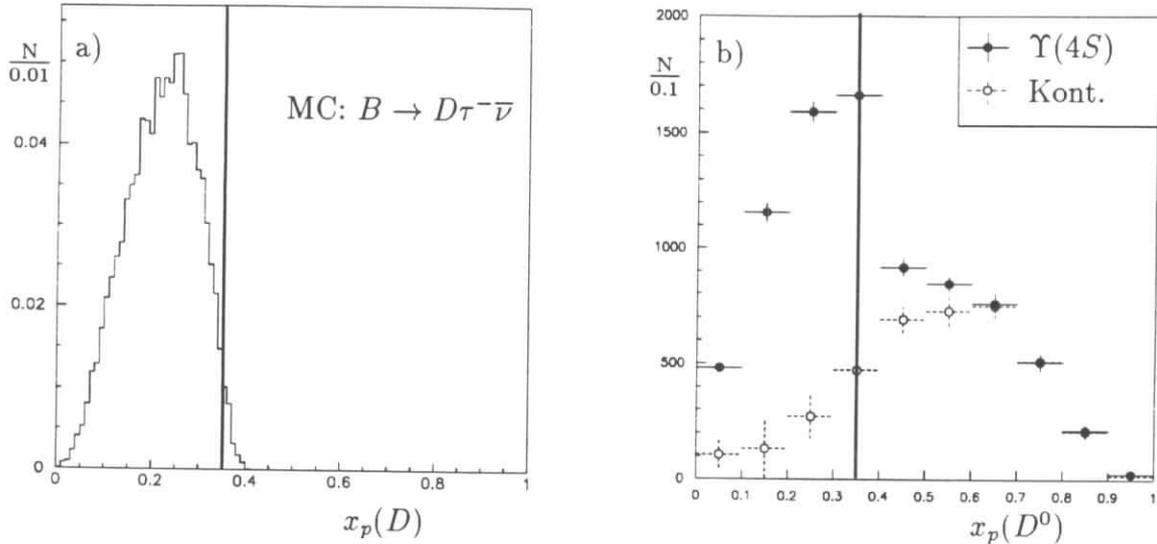


Abbildung 4.10: Die Abbildungen zeigen die x_p -Spektren für D -Mesonen aus dem Zerfall $B \rightarrow D\tau^-\bar{\nu}$ (a) sowie die gemessene Verteilung für D^0 -Mesonen in $\Upsilon(4S)$ - und Kontinuumsdaten (aus [49]). Die Bedingung $x_p < 0.35$ wird durch die senkrechten Striche verdeutlicht.

Dadurch kann der kombinatorische Untergrund erheblich vermindert werden, ohne daß gleichzeitig das Signal zu stark reduziert wird, wie man der Abbildung 4.11 entnehmen kann.

Um den kombinatorischen Untergrund noch weiter zu reduzieren, wurde eine Bedingung an den Winkel θ_K des K Mesons ausgeführt. Dieser Winkel θ_K im Ruhesystem des D^0 Mesons wird gebildet aus den Richtungen des Kaon-Impulses und des D^0 -Impulses im Laborsystem. Da die Teilchen des Zerfalls $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$, also das D^0 Meson und die Kaonen und Pionen den Spin 0 haben, und da der Zerfall eines Spin-0 Teilchens in zwei Spin-0 Teilchen isotrop ist, erwartet man hier eine flache Verteilung. Wie jedoch die Abb. 4.12 zeigt, erkennt man eine Anhäufung bei großen Werten von $\cos\theta_K$. Diese Anhäufung wird von Teilchenpaaren aus einem schnellen Kaon - oder ein Teilchen, das als ein Kaon identifiziert worden ist - und einem langsamen Pion gebildet, deren invariante Masse im Bereich der D^0 Masse liegt. Der Impuls eines solchen Systems wird hauptsächlich durch den Impuls des schnellen Kaons bestimmt. Der Winkel θ_K nimmt hier also kleine Werte an. In dieser Analyse wird verlangt, daß die Bedingung

$$\boxed{\cos\theta_K < 0.8} \quad (4.24)$$

erfüllt ist. Dadurch werden zwar 10 % der D^0 Zerfälle zurückgewiesen, aber auch ungefähr 30 % der falschen Kombinationen [42].

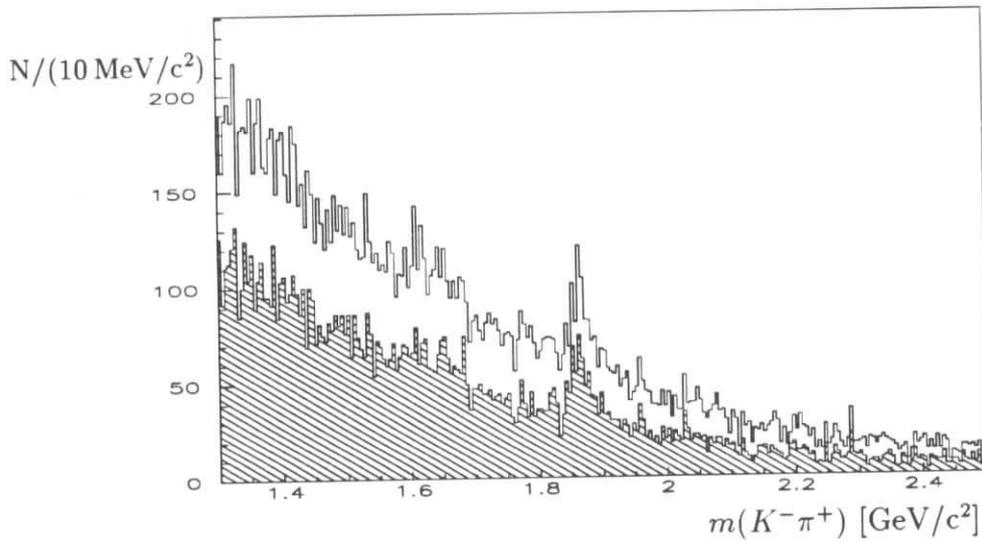


Abbildung 4.11: Invariante Masse von $K^-\pi^+$ Paaren aus $\Upsilon(4S)$ Daten mit einer Likelihood größer als 1% (leeres Histogramm) und größer als 10% (schraffiertes Histogramm) in Ereignissen mit einem langsamen Elektron.

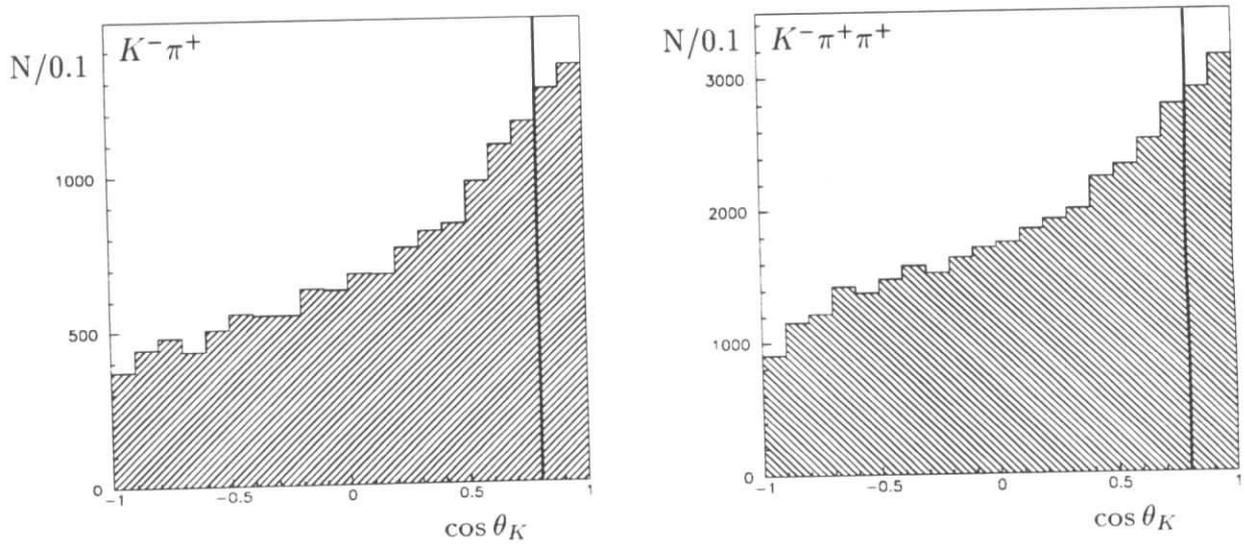


Abbildung 4.12: Die Histogramme zeigen die Verteilung des Kosinus des Winkels θ_K für $K^-\pi^+$ - und $K^-\pi^+\pi^+$ -Kombinationen.

4.4.2 Die Selektion von $K^- \pi^+ \pi^+$ -Kombinationen

$K^- \pi^+ \pi^+$ -Paare wurden selektiert, um die D^+ -Mesonen über den Zerfall

$$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \quad (4.25)$$

rekonstruieren zu können. Dieser Zerfall hat ein Verzweigungsverhältnis von $(9.1 \pm 0.6) \%$. Was im obigen Abschnitt über die Rekonstruktion der D^0 Mesonen bezüglich der Verwendung anderer Zerfallskanäle mit höheren Multiplizitäten im Endzustand gesagt worden ist, gilt hier sinngemäß ebenfalls.

Auch hier war die Likelihood-Bedingung zur Identifizierung der K^- - und π^+ -Mesonen auf 10 % heraufgesetzt:

$$LH_{K,\pi} > 0.1 \quad (4.26)$$

Ferner kamen ähnliche Anforderungen an die Winkel wie bei den $K^- \pi^+$ -Paaren zum Einsatz:

$$|\cos \theta_{K,\pi}| \leq 0.90 \quad (4.27)$$

und

$$\cos \theta_K < 0.8 \quad (4.28)$$

Durch die Bedingung an $|\cos \theta_{K,\pi}|$ wird gewährleistet, daß Teilchen mit einem hinreichend großen Impuls mindestens 16 Drahtlagen in der Driftkammer durchqueren. Die Anforderung an $\cos \theta_K$ bewirkt auch hier eine deutliche Reduzierung des kombinatorischen Untergrundes und eine Verbesserung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses. Allerdings ist hier der Effekt nicht ganz so stark ausgeprägt wie bei den D^0 -Mesonen, da hier drei Tochterpartikel im Endzustand des D^+ -Mesons auftreten. Die Verteilung von $\cos \theta_K$ für $K^- \pi^+ \pi^+$ -Kombinationen ist in der Abbildung 4.12 zu sehen.

Um ferner noch auszuschließen, daß eine $K^- \pi^+ \pi^+$ -Kombination aus einem D^{*+} -Zerfall stammt, wobei ein $K^- \pi^+$ -Paar ein D^0 -Meson bildet, wurden alle Kombinationen verworfen, bei denen die invariante Masse eines der beiden $K^- \pi^+$ -Untersysteme innerhalb eines Bereiches von $80 \text{ MeV}/c^2$ um die nominelle D^0 -Masse lag:

$$m(K^- \pi^+) \neq (1824.6 \dots 1904.6) \text{ MeV}/c^2 \quad (4.29)$$

4.4.3 Die Selektion von $D^0 \pi^+$ -Kombinationen

Für die Rekonstruktion der D^{*+} Mesonen wurde deren Zerfall

$$D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+ \quad (4.30)$$

herangezogen. Dieser Zerfall hat ein Verzweigungsverhältnis von $(68.1 \pm 1.3) \%$ [2]. Andere Zerfälle mit einem Photon oder einem π^0 Meson im Endzustand wurden nicht zur Rekonstruktion herangezogen, da in diesen Fällen der kombinatorische Untergrund zu groß werden würde. Aus diesem Grund wurde auch auf die Rekonstruktion von D^{*0} Mesonen verzichtet.

Aufgrund der geringen Massendifferenz zwischen den D^{*+} - und den D^0 -Mesonen von nur 145.4 MeV können die D^0 -Mesonen nur mit genügend langsamen Pionen mit einem

Zerfall	Δm [GeV/c ²]	BR [%]
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	0.04	4.01 ± 0.14
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$	0.03	8.1 ± 0.5
$D^0 \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^-$	0.03	5.3 ± 0.6
$D^0 \rightarrow K_s^0 K^+ K^-$	0.03	0.91 ± 0.12

Tabelle 4.2: Die Tabelle zeigt die bei der Rekonstruktion der D^{*+} Mesonen verwendeten D^0 -Zerfälle mit der geforderten Bedingung auf Δm (s. Text). Die Verzweigungsverhältnisse BR sind aus [2] entnommen.

Impuls bis etwa 250 MeV zu D^{*+} -Mesonen kombiniert werden – sofern die D^{*+} -Mesonen aus B -Zerfällen stammen –, so daß die Rekonstruktion der D^{*+} -Mesonen mit einem nur geringen kombinatorischen Untergrund und einer guten Massenauflösung geschieht. Aus diesem Grund wurde hier die Likelihood-Bedingung zur Teilchenidentifizierung auf 1% herabgesetzt:

$$LH_{K,\pi} > 0.01 \quad (4.31)$$

Die verwendeten D^0 -Zerfallskanäle sind mit ihren Verzweigungsverhältnissen und den erlaubten Bereichen von Δm in Tabelle 4.2 zusammengefaßt. Δm ist dabei gegeben durch:

$$\Delta m = |m(K\pi) - m(D^0)| \quad (4.32)$$

Die selektierten D^0 -Mesonen wurden hier in einem nächsten Schritt einem kinematischen 1 C-Fit unterzogen, um die Massenauflösung der D^0 -Mesonen zu korrigieren. Bei diesem Fit wird die Energie und der Impuls eines D^0 -Kandidaten so variiert, daß z.B. für $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ die Beziehung

$$m^2(D^0) = E^2(K^- \pi^+) - p^2(K^- \pi^+) \quad (4.33)$$

erfüllt ist. Der Fehler auf diesen Fit wurde bei der Berechnung des χ^2 -Wertes

$$\chi^2 = \frac{[m(K^- \pi^+) - m(D^0)]^2}{\sigma^2} < 16 \quad (4.34)$$

berücksichtigt. σ setzt sich also zusammen aus dem Fitfehler und dem Meßfehler auf die invariante Masse der $K^- \pi^+$ Kombinationen, der aus der Kovarianzmatrix der gemessenen Einzelspurparameter ermittelt wird. χ^2 mußte bei allen vier verwendeten D^0 -Zerfallskanälen kleiner als 16 sein, um als D^0 -Meson akzeptiert zu werden.

Die K_s^0 -Mesonen wurden über den Sekundärvertex des Zerfalls $K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ rekonstruiert, sofern die invarianten Massen der $\pi^+ \pi^-$ -Paare innerhalb eines Bereiches von 30 GeV/c² um die nominelle K_s^0 -Masse lagen.

Die Verteilungen aller invarianten Massen nach den beschriebenen Selektionskriterien zeigt die Abbildung 4.13.

4.4.4 Vermeidung von Mehrfachzählungen der D -Mesonen

Um zu vermeiden, daß D -Mesonen mehrfach in einem Ereignis gezählt werden, ist ein Auswahlkriterium nötig, das nach allen anderen Selektionskriterien angewendet werden kann, ohne dabei die Akzeptanz noch wesentlich zu verschlechtern. Hierfür bietet sich

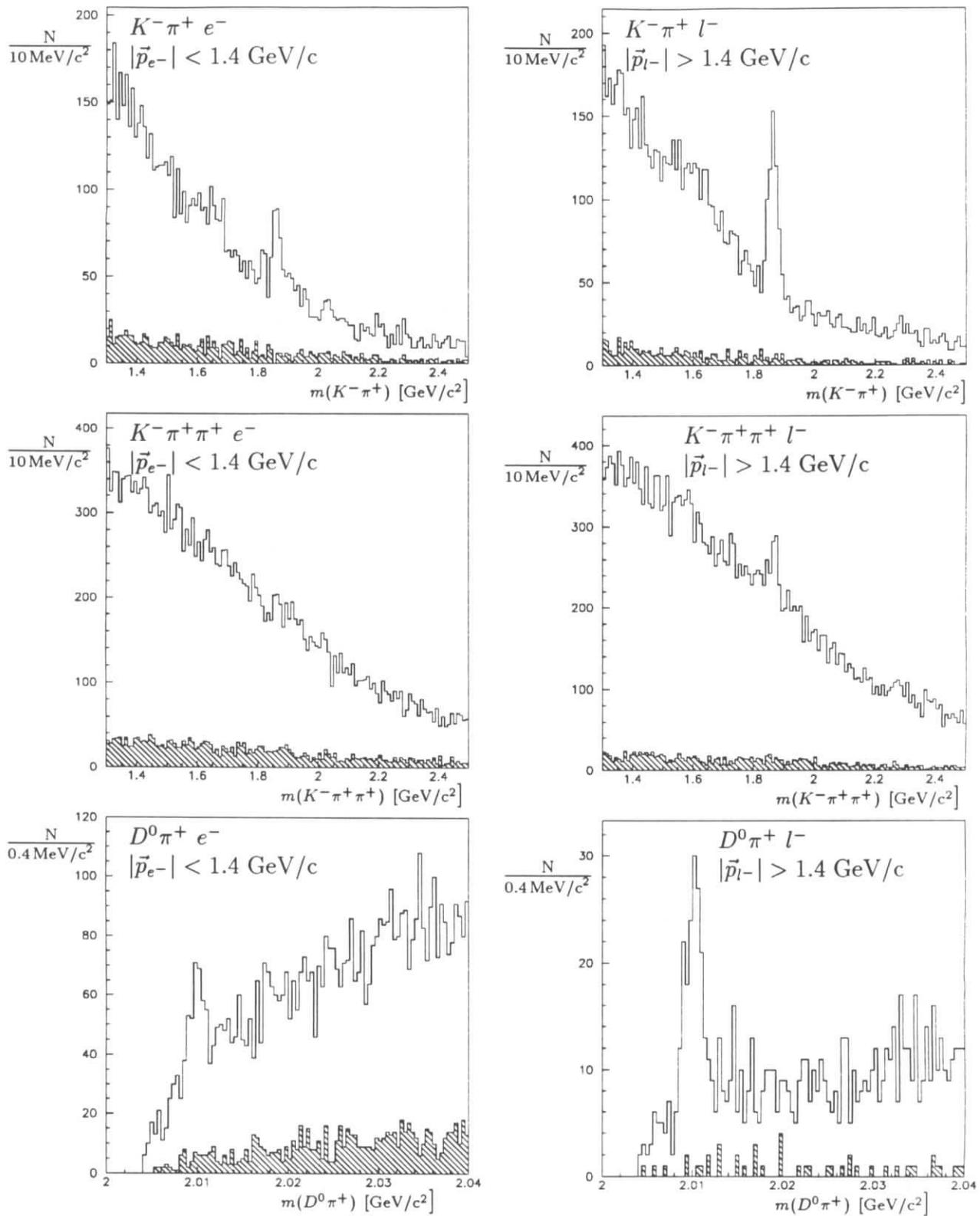


Abbildung 4.13: Invariante Massen der $K^- \pi^+$ -, $K^- \pi^+ \pi^+$ - und $D^0 \pi^+$ -Kombinationen mit einem langsamen Elektron ($|\vec{p}_{e^-}| < 1.4 \text{ GeV}/c$) und mit einem schnellen Lepton ($|\vec{p}_l| > 1.4 \text{ GeV}/c$). Die schraffierten Histogramme zeigen die unskalierten Kontinuumsbeiträge.

eine χ^2 -Wahrscheinlichkeit an, die sich aus den χ^2 -Wahrscheinlichkeiten der dE/dx - und ToF -Informationen sowie der $1C$ -Fits auf die Massen der D^0 -Mesonen berechnen läßt¹:

$$P(\chi_{tot}^2, \nu) = \frac{1}{2^{\nu/2} \Gamma(\nu/2)} \cdot \int_{\chi_{tot}^2}^{\infty} (\chi^2)^{\nu/2-1} \exp(-\chi^2/2) d\chi^2 \quad (4.35)$$

mit $\chi_{tot}^2 = \sum_{i=1}^{\nu} \chi^2$
 $i = dE/dx, ToF, m(D^0)$
 $\nu = \text{Anzahl der Freiheitsgrade}$
 $\Gamma = \text{Gammafunktion}$

In jedem Ereignis wird nun aus allen D -Meson-Kandidaten, die die vorherigen Selektionskriterien überlebt haben, dasjenige zur weiteren Analyse herangezogen, das über den maximalen Wert in $P(\chi_{tot}^2, \nu)$ verfügt. Durch diese Bedingung werden der kombinatorische Untergrund und das Signal der D -Mesonen unterschiedlich stark beeinträchtigt. Der Einfluß auf das Signal wurde mit Hilfe von Monte-Carlo-Daten untersucht, derjenige auf den kombinatorischen Untergrund mittels der Einträge in den Massenseitenbändern.

4.5 Die Selektion von B -Meson Kandidaten

Aus den selektierten D -Lepton-Paaren sollen diejenigen ausgewählt werden, die aus einem B -Zerfall stammen können. Zu diesem Zweck wird eine näherungsweise Rekonstruktion der B -Mesonen durchgeführt. Das Problem dabei ist natürlich, daß in dem gesuchten Zerfall drei Neutrinos auftreten, die nicht nachgewiesen werden können. Deshalb müssen deren Impuls und Energie näherungsweise bestimmt werden.

Die Bestimmung der Energie kann umgangen werden, indem man den Umstand ausnutzt, daß die B -Mesonen aus $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen nahezu in Ruhe zerfallen. Deren Energie ist also ungefähr gleich der halben Schwerpunktsenergie oder der Strahlenergie $E_{beam} = 5.289 \text{ GeV}$.

Der Impuls der Neutrinos wird durch den fehlenden Impuls des Ereignisses angenähert. Bei der Rekonstruktion der B -Mesonen wird demnach folgende Größe als Pseudomasse bestimmt:

$$\hat{m}_B = \sqrt{E_{beam}^2 - (\vec{p}_D + \vec{p}_{e^-} + \vec{p}_{miss})^2} \quad (4.36)$$

Die Verteilung dieser Größe in simulierten Monte-Carlo Ereignissen mit exklusiven semileptonischen bzw. semitaunischen B -Zerfällen zeigt die Abbildung 4.14. Abgesehen von den Meßungenauigkeiten in \vec{p}_D und \vec{p}_{e^-} wird der Fehler durch die beiden Näherungen $E_B = E_{beam}$ und $\sum_i \vec{p}_{\nu_i} = \vec{p}_{miss}$ bestimmt.

Man erkennt einen starken Anstieg der Verteilung bis zum Bereich der B -Masse. Die Form dieser Verteilung ist dabei unabhängig von der Art des generierten semileptonischen B -Zerfalls.

Die gemessenen Verteilungen in den $\Upsilon(4S)$ - und Kontinuumsdaten zeigt die Abbildung 4.15. Die Kontinuumsdaten wurden dabei mit einem Faktor $E_{CMS}(\Upsilon(4S))/E_{CMS}(Kont.)$

¹Für diejenigen Leser, die mit der Analysesprache KAL vertraut sind: es handelt sich hier um die KAL-Variable PROBTOT

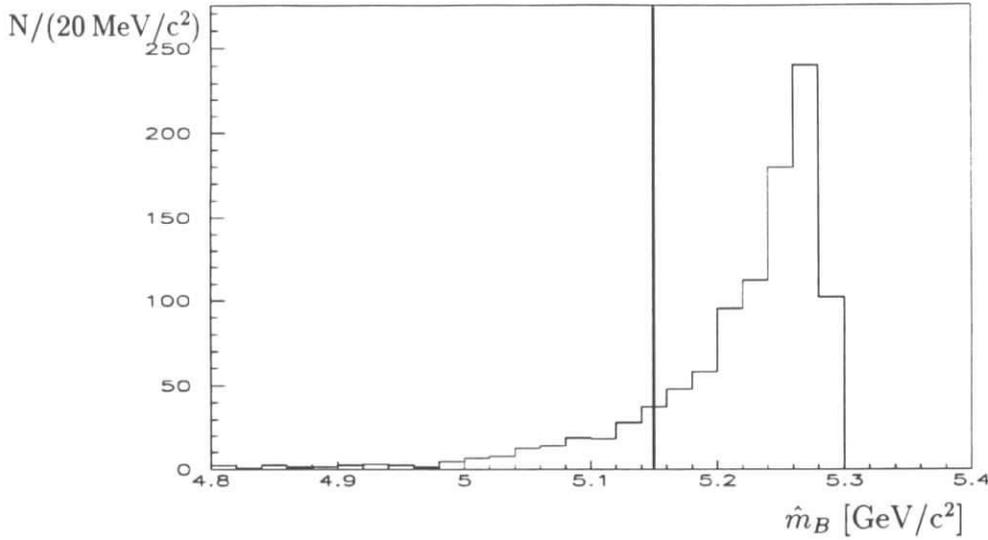


Abbildung 4.14: Das Histogramm zeigt die Verteilung der Größe \hat{m}_B in Monte-Carlo-Daten mit exklusiven semileptonischen bzw. semitauonischen B -Zerfällen. Der senkrechte Strich verdeutlicht die Bedingung $\hat{m}_B > 5.15 \text{ GeV}/c^2$.

	$B \rightarrow D l^- \bar{\nu}$	Kontinuum	sekundäre Leptonen	$B \rightarrow D_s X, D_s \rightarrow e^- X'$
$\epsilon(\hat{m}_B)$	0.80	0.53	0.25	0.48

Tabelle 4.3: Die Effizienz der Bedingung $\hat{m}_B > 5.15 \text{ GeV}/c^2$ für exklusive semileptonische B -Zerfälle und für einige Untergrundreaktionen

multipliziert, um die unterschiedlichen Schwerpunktsenergien zu korrigieren. In den Verteilungen erkennt man einen Anstieg bis zum Bereich der Strahlenergie, der im Vergleich zu den Monte-Carlo-Daten wesentlich breiter ausfällt. Die \hat{m}_B -Verteilungen in den Kontinuumsdaten (die schraffierten Histogramme der Abbildung 4.15) zeigen einen noch flacheren Verlauf.

Der wesentliche Beitrag zum Untergrund kommt hier natürlich von den unkorrelierten $K^- \pi^+$ -, $K^- \pi^+ \pi^+$ - bzw. $D^0 \pi^+$ -Paaren wie der Vergleich in der Abbildung 4.16 zeigt. Dort wird als ein Beispiel in der Ereignismenge mit einem schnellen Lepton zusätzlich die \hat{m}_B -Verteilung der $K^- \pi^+$ -Paare gezeigt, deren invariante Massen in einem Bereich von 80 GeV/c^2 um die nominelle D^0 -Masse liegen.

Um mögliche B -Meson Kandidaten von Untergrundreaktionen zu trennen, wurde verlangt, daß \hat{m}_B im Bereich

$$\boxed{\hat{m}_B > 5.15 \text{ GeV}/c^2} \quad (4.37)$$

liegen muß.

Die Wirksamkeit dieser Bedingung zeigt die Tabelle 4.3, in der die Effizienz für die untersuchten exklusiven semileptonischen B -Zerfälle und für einige Untergrundreaktionen dargestellt ist.

Anstatt nun D -Meson-Kandidaten zu selektieren und dann die \hat{m}_B -Verteilung einer Anpassungsrechnung zu unterziehen², wurde in einem umgekehrten Verfahren durch die

obige Bedingung an \hat{m}_B zuerst mögliche B -Meson-Kandidaten selektiert und anschließend durch Anpassungsrechnungen an $m(K^-\pi^+)$, $m(K^-\pi^+\pi^+)$ und $m(D^0\pi^+)$ die Anzahl der D -Mesonen bestimmt. Diese Prozedur soll im nächsten Abschnitt beschrieben werden.

4.6 Die Bestimmung der Anzahl der D -Mesonen

Die Anpassungsrechnungen an die jeweiligen Verteilungen der invarianten Massen wurden mit folgenden Funktionen durchgeführt:

$$m(K^-\pi^+) : f(m) = a_1 \cdot (1 + a_2 \cdot m + a_3 \cdot m^2 + a_4 \cdot m^3) + f_{Gau\beta} \quad (4.38)$$

$$m(K^-\pi^+\pi^+) : f(m) = a_1 \cdot (1 + a_2 \cdot m + a_3 \cdot m^2 + a_4 \cdot m^3) + f_{Gau\beta} \quad (4.39)$$

$$m(D^0\pi^+) : f(m) = a_1 \cdot m \cdot (m - (m_{D^0} + m_{\pi^+}))^{a_2} \cdot \exp(-a_3 \cdot (m - (m_{D^0} + m_{\pi^+}))) + f_{Gau\beta} \quad (4.40)$$

Hierbei dient der erste Ausdruck der Parametrisierung des kombinatorischen Untergrundes, während die Signale durch eine Gaußfunktion

$$f_{Gau\beta} = \frac{N}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(m - \bar{m})^2}{2\sigma^2}\right) \quad (4.41)$$

beschrieben worden sind. Die Größen a_i und die Amplitude N wurden in den Anpassungsrechnungen als freie Parameter behandelt.

Die Ausdrücke zur Beschreibung des kombinatorischen Untergrundes sind phänomenologisch bestimmt und haben sich in früheren Datenanalysen bewährt (siehe z.B. [42], [49], [50], [51]).

Die Breiten und Mittelwerte der Gaußfunktionen wurden auf folgende Werte fixiert:

- D^0 : $\sigma = 0.016 \text{ GeV}/c^2$, $\bar{m} = 1.8646 \text{ GeV}/c^2$
- D^+ : $\sigma = 0.012 \text{ GeV}/c^2$, $\bar{m} = 1.8694 \text{ GeV}/c^2$
- D^{*+} : $\sigma = 0.00075 \text{ GeV}/c^2$, $\bar{m} = 2.0100 \text{ GeV}/c^2$

Die Anpassungsrechnungen wurden in Intervallen der Rückstoßmasse m_{rec}^2 durchgeführt, aber auch ohne Einschränkung auf m_{rec}^2 , um die gesamten Ereigniszahlen bestimmen zu können. Die Abbildung 4.17 zeigt die invarianten Massen ohne Einschränkung auf m_{rec}^2 in den sechs untersuchten Ereignismengen zusammen mit den graphischen Ergebnissen der Anpassungsrechnungen. Die numerischen Ergebnisse zeigt die Tabelle 4.4. Dabei ist zuerst der statistische und dann der systematische Fehler angeben. Letzterer ergibt sich aus der Variation der Signalbreiten innerhalb der gegebenen Unsicherheiten [42].

Die m_{rec}^2 -Verteilungen wie sie sich aus den Ergebnissen der Anpassungsrechnungen ergaben, zeigt die Abbildung 4.18. In den Ereignismengen mit $|\vec{p}_i| > 1.4 \text{ GeV}/c$ sind klare Signale bei $m_{rec}^2 \approx 0$ erkennbar, während bei $|\vec{p}_e| > 1.4 \text{ GeV}/c$ vermehrte Einträge bis $m_{rec}^2 \approx 5$ beobachtet werden können, ohne daß eine signalartige Struktur sichtbar ist. Es darf vermutet werden, daß hier noch wesentliche Beiträge von Untergrundereignissen stammen. Diese sollen im nächsten Abschnitt beschrieben werden.

²Dieses Verfahren ist in der Tat versucht worden. Die Berücksichtigung des Untergrundes erwies sich aber als zu problematisch.

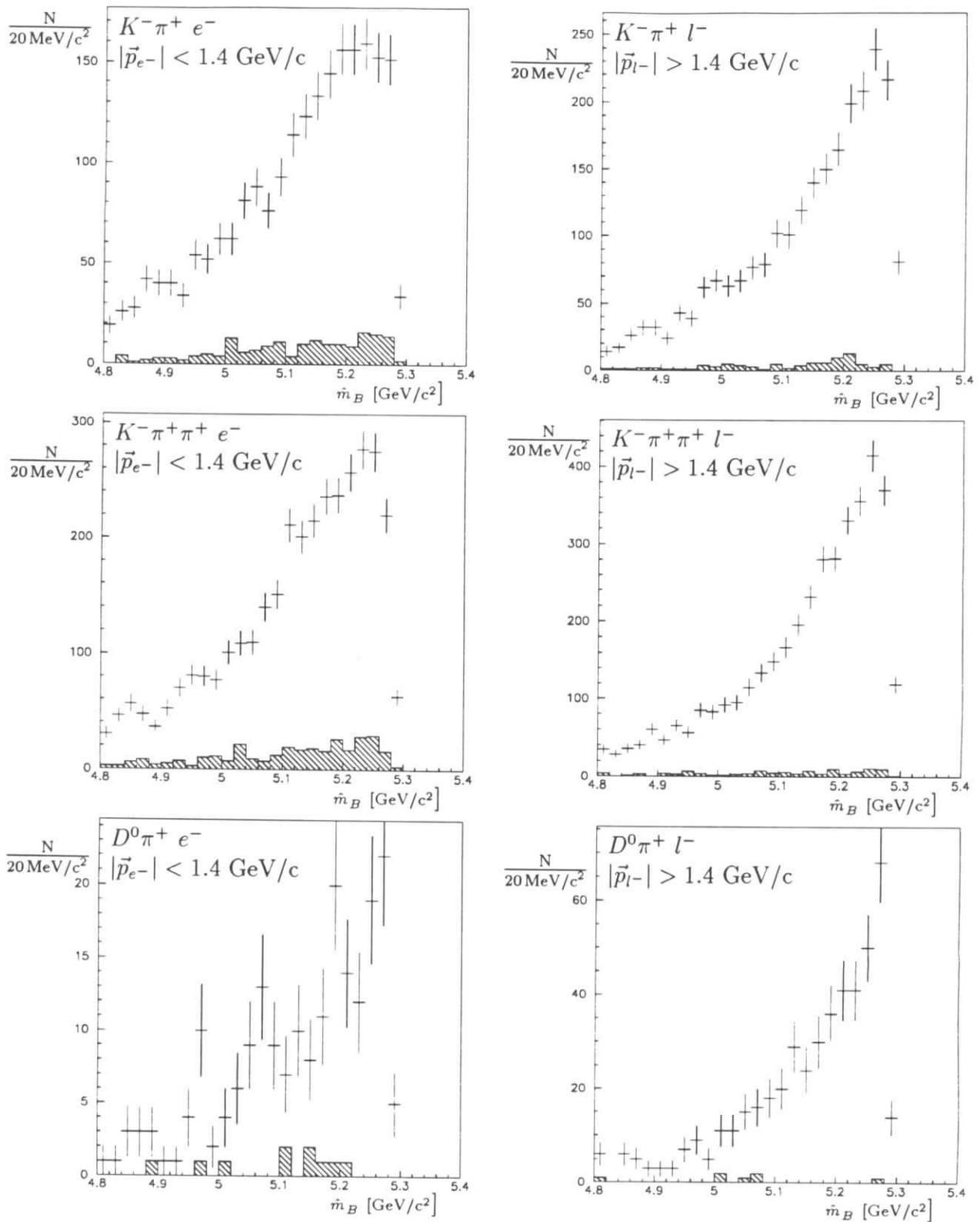


Abbildung 4.15: Die Abbildung zeigt die Verteilungen der Größe \hat{m}_B in den jeweiligen Ereignismengen. Die schraffierten Histogramme zeigen die unskalierten Beiträge der Kontinuumsdaten.

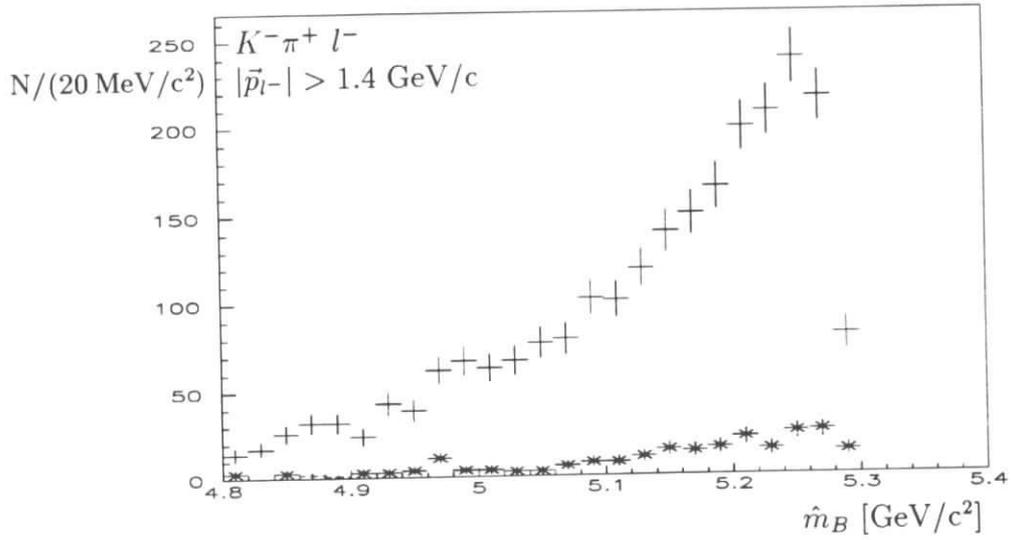
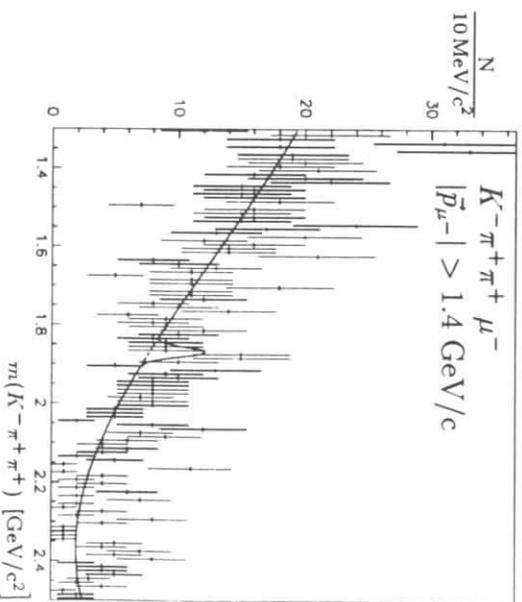
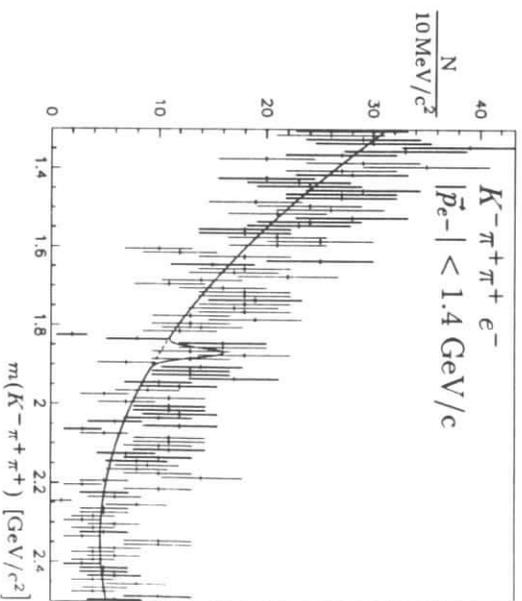
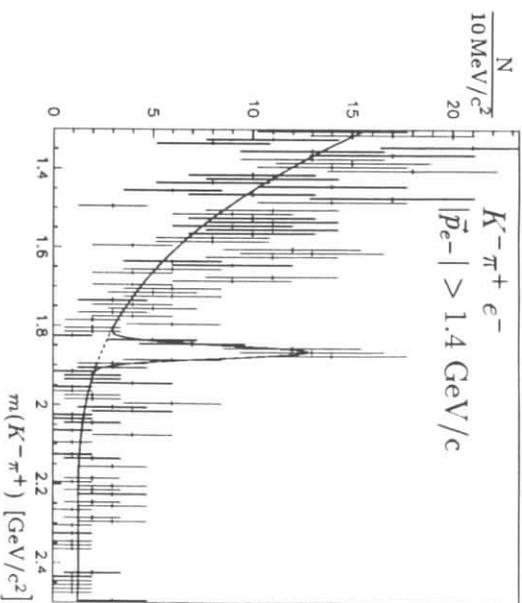
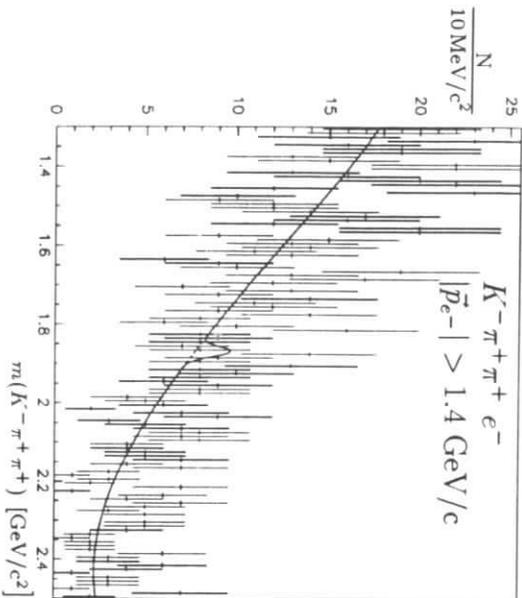
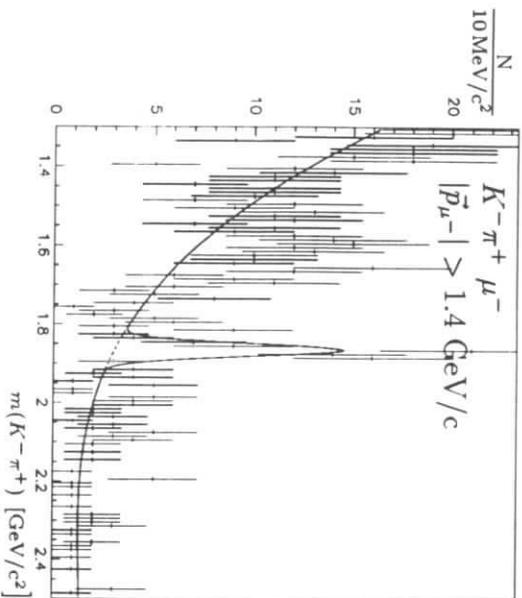
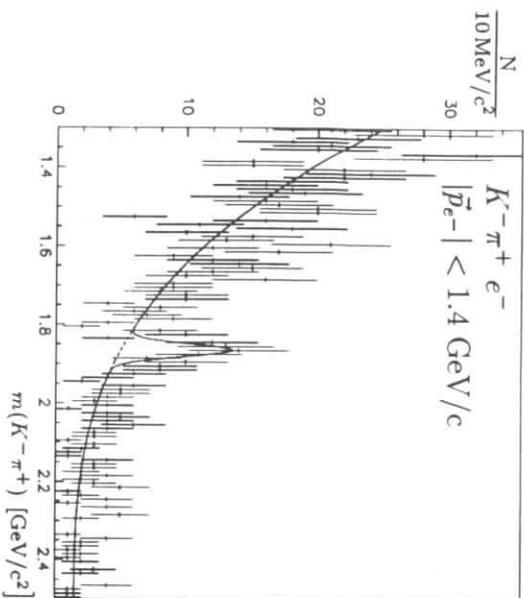


Abbildung 4.16: Vergleich der \hat{m}_B -Verteilungen für $1.3 < m(K^- \pi^+) < 2.5$ (obere Datenkreuze) und für $1.8245 < m(K^- \pi^+) < 1.9045$ (untere Datenkreuze) in Ereignissen mit einem schnellen Lepton.

$ \vec{p}_e < 1.4 \text{ GeV}/c$		
$N(D^0)$	$N(D^+)$	$N(D^{*+})$
$34.3 \pm 8.3 \pm 1.8$	$18.3 \pm 8.1 \pm 1.5$	$6.5 \pm 3.4 \pm 0.3$
$ \vec{p}_l > 1.4 \text{ GeV}/c$		
$N(D^0)$	$N(D^+)$	$N(D^{*+})$
$87.8 \pm 11.8 \pm 1.0$	$19.8 \pm 9.6 \pm 1.5$	$30.0 \pm 7.2 \pm 1.7$

Tabelle 4.4: Die Tabelle zeigt die Ereigniszahlen $N(D^0)$, $N(D^+)$ und $N(D^{*+})$ für $|\vec{p}_e| < 1.4 \text{ GeV}/c$ und für $|\vec{p}_l| > 1.4 \text{ GeV}/c$ in den $\Upsilon(4S)$ -Daten.



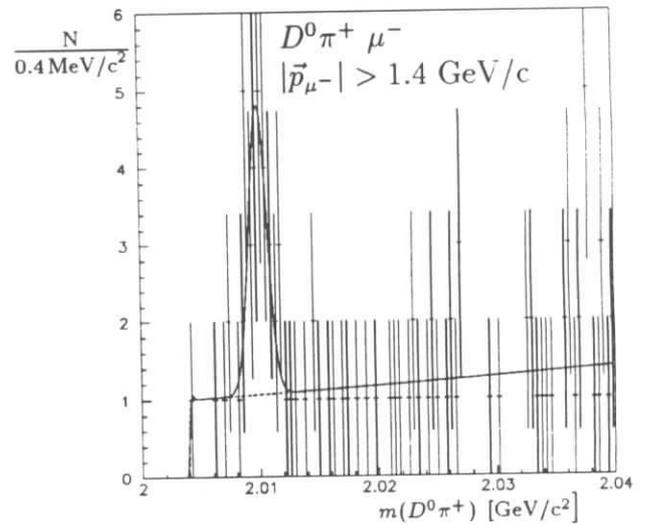
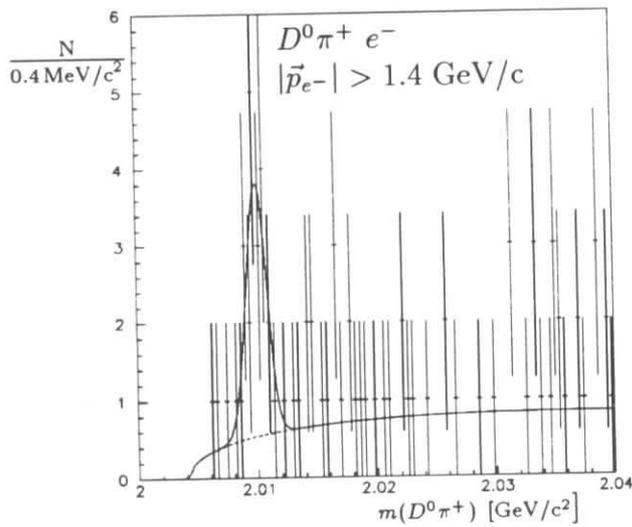
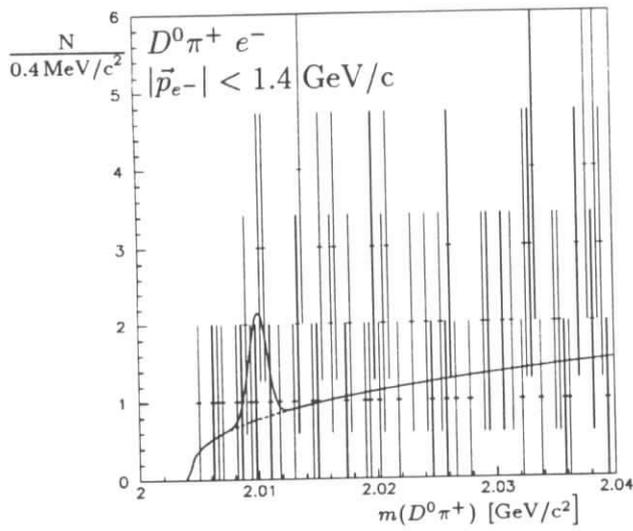


Abbildung 4.17: Die Abbildungen zeigen die invarianten Massen $m(K^- \pi^+)$, $m(K^- \pi^+ \pi^+)$ und $m(D^0 \pi^+)$ nach allen Selektionskriterien aber ohne die Einschränkung auf m_{rec}^2 . Die durchgezogenen Linien zeigen die Ergebnisse der Anpassungsrechnungen, die gestrichelten Linien geben den Verlauf des kombinatorischen Untergrundes wieder.

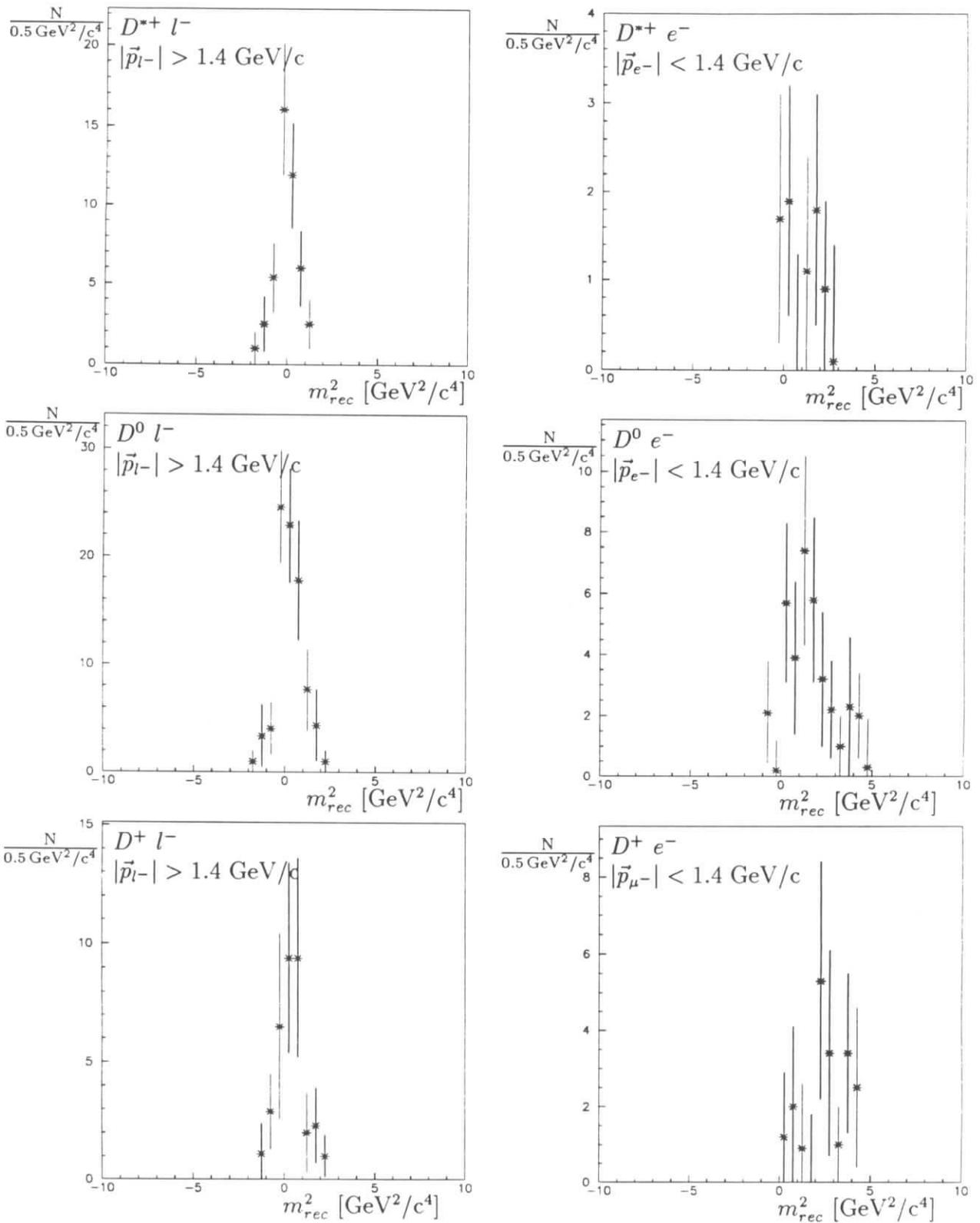


Abbildung 4.18: Die Abbildungen zeigen die gemessenen m_{rec}^2 -Verteilungen wie sie sich aus den Anpassungsrechnungen an die Verteilungen der invarianten Massen $m(K^- \pi^+)$, $m(K^- \pi^+ \pi^+)$ und $m(D^0 \pi^+)$ ergeben.

4.7 Untergrundereignisse

Man kann die Untergrundereignisse in drei Klassen einteilen: Ereignisse aus $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen, Ereignisse aus dem Kontinuum unterhalb der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz und schließlich Ereignisse mit falsch identifizierten Leptonen. Die erste Klasse bilden unkorrelierte $\bar{D}l^+$ -Paare mit sekundären Leptonen aus semileptonischen Charm-Zerfällen und mit primären Leptonen aus B^0 -Zerfällen, bei denen das B^0 -Meson durch einen Oszillationsprozeß aus einem \bar{B}^0 hervorgegangen ist. Ferner müssen zu dieser Klasse einige Zerfälle gezählt werden, die ebenfalls zu korrelierten $\bar{D}l^+$ -Paaren führen und die durch die angewendeten Selektionskriterien nicht vollkommen unterdrückt werden können.

Wesentlich ist der Verlauf der m_{rec}^2 -Verteilungen der Untergrundereignisse. Diese Verteilungen, die bis auf die Kontinuumsereignisse und die Ereignisse mit mißidentifizierten Leptonen aus Monte-Carlo-Daten gewonnen worden sind, wurden mit asymmetrischen Gaußfunktionen angepasst. Die Summen dieser Gaußfunktionen, die mit der erwarteten Ereigniszahl normiert wurden, sind für jede Ereignismenge in der Abbildung 4.24 als schraffierte Histogramme dargestellt. Die einzelnen Untergrundbeiträge sind in der Tabelle 4.6 zusammengefaßt.

Wie die Beiträge der einzelnen Untergrundereignisse bestimmt wurden, wird in den nächsten Abschnitten gezeigt.

4.7.1 Unkorrelierte D -Lepton-Paare aus $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen

Die Beiträge dieser Ereignisse müssen mit Monte-Carlo-Daten ermittelt werden. Sie können vor allem durch die Bedingung $\hat{m}_B > 5.15 \text{ GeV}/c^2$ stark unterdrückt werden. Dadurch werden die Unsicherheiten der folgenden Berechnungen vernachlässigbar klein.

4.7.1.1 Sekundäre Leptonen aus Charm-Zerfällen

Der Entstehungsprozeß für derartige Untergrundereignisse ist:



Als Quelle für sekundäre Leptonen sind nur die semileptonischen Zerfälle der D^0 - und D^+ -Mesonen von Bedeutung. Andere mögliche Quellen wie die D_s^+ - und J/Ψ -Mesonen und das Λ_c -Baryon haben ein zu kleines Produktverzweigungsverhältnis.

Für die inklusiven Verzweigungsverhältnisse der \bar{D} -Produktion wurden neuere Ergebnisse der ARGUS-Kollaboration herangezogen [49]:

$$\begin{aligned} BR(B \rightarrow \bar{D}^0 X) &= (58.4 \pm 3.8) \% \\ BR(B \rightarrow D^- X) &= (24.8 \pm 2.6) \% \\ BR(B \rightarrow D^{*-} X) &= (23.0 \pm 2.1) \% \end{aligned} \quad (4.43)$$

Für die semileptonischen Verzweungsverhältnisse werden in [2] folgende Werte angegeben³:

$$\begin{aligned} BR(D^+ \rightarrow e^+ X) &= (17.2 \pm 1.9) \% \\ BR(D^0 \rightarrow e^+ X) &= (7.7 \pm 1.2) \% \end{aligned} \quad (4.44)$$

Die Anzahl der unkorrelierten $\bar{D}l^+$ -Paare mit sekundären Leptonen kann dann folgendermaßen berechnet werden:

$$\begin{aligned} N(\bar{D}l^+) &= N_B \cdot BR(B \rightarrow \bar{D}X) \cdot BR(\bar{D} \rightarrow f) \\ &\cdot [BR(\bar{B} \rightarrow D^+ X) \cdot BR(D^+ \rightarrow l^+ X) + BR(\bar{B} \rightarrow D^0 X) \cdot BR(D^0 \rightarrow l^+ X)] \cdot \epsilon_{\bar{D}l^+} \end{aligned} \quad (4.45)$$

N_B ist hier die Anzahl der B -Mesonen, $\epsilon_{\bar{D}l^+}$ die mittlere Akzeptanz für $\bar{D}l^+$ -Paare und $BR(\bar{D} \rightarrow f)$ bezeichnet das Verzweungsverhältnis bzw. das Produktverzweungsverhältnis des jeweiligen \bar{D} -Mesons in seinen Endzustand bzw. in die Summe der Endzustände. Die Verzweungsverhältnisse sind mit hinreichender Genauigkeit bekannt, während $\epsilon_{\bar{D}l^+}$ aus Monte-Carlo-Daten ermittelt werden muß und durch eine geeignete Wahl der Selektionsbedingungen möglichst klein gemacht werden sollte. In dieser Hinsicht sind die Anforderungen an die Größen $|\vec{p}_{l^+}|$, m_{rec}^2 und \hat{m}_B von Bedeutung. Die Verteilungen dieser Größen für unkorrelierte $D^{*-}e^+$ -Paare, wobei das e^+ aus einem D^+ -Meson stammt, zeigt die Abbildung 4.19.

4.7.1.2 Primäre Leptonen aus $B^0\bar{B}^0$ -Oszillationen

Mit $B^0\bar{B}^0$ -Oszillationen werden Übergänge eines B^0 -Mesons in sein Antiteilchen bezeichnet:

$$\begin{aligned} \Upsilon(4S) \rightarrow B^0\bar{B}^0, \quad B^0 &\rightarrow \bar{D}X \\ \bar{B}^0 &\rightarrow B^0 \rightarrow l^+ X \end{aligned} \quad (4.46)$$

Dieser auch als B^0 -Mixing bezeichnete Prozeß kann also zu unkorrelierten $\bar{D}l^+$ -Paaren mit primären Leptonen führen. Er wurde erstmals von der ARGUS-Kollaboration gemessen [52]. Die Stärke der Oszillation wird durch den Parameter χ ausgedrückt:

$$\chi = \frac{r}{1+r} \quad (4.47)$$

wobei die Größe r das Verhältnis der Übergangswahrscheinlichkeiten darstellt:

$$r = \frac{\text{Prob}(B^0 \rightarrow \bar{B}^0)}{\text{Prob}(B^0 \rightarrow B^0)} \quad (4.48)$$

Der Weltmittelwert aller bisher durchgeführten Messungen der Größe χ beträgt [2]:

$$\chi = 0.156 \pm 0.024 \quad (4.49)$$

³Im Folgenden wird angenommen, daß für die entsprechenden Zerfälle in Myonen die gleichen Verzweungsverhältnisse gelten

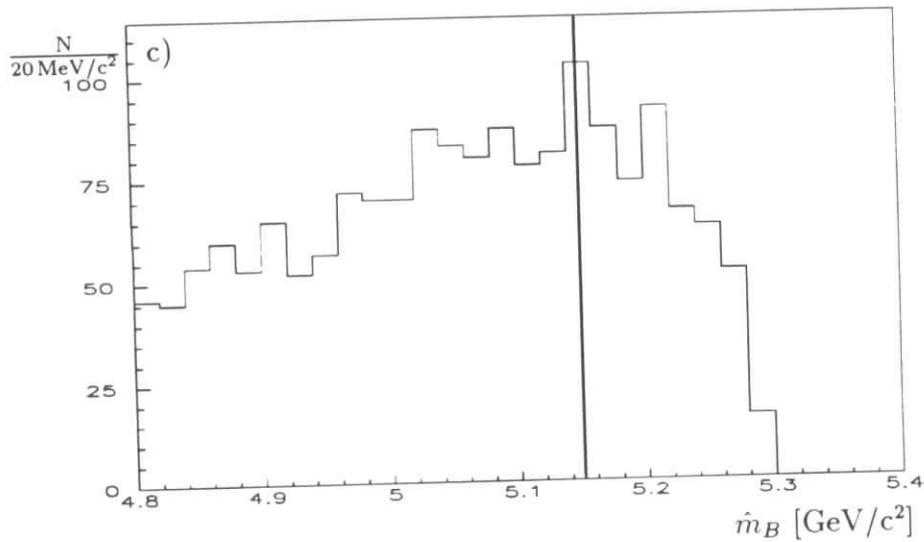
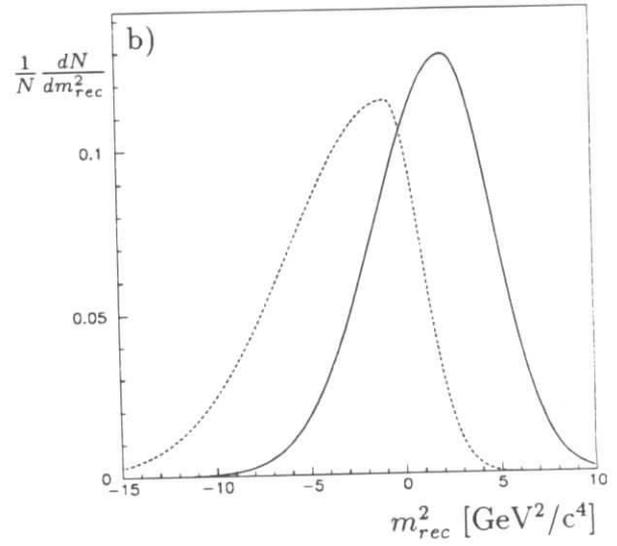
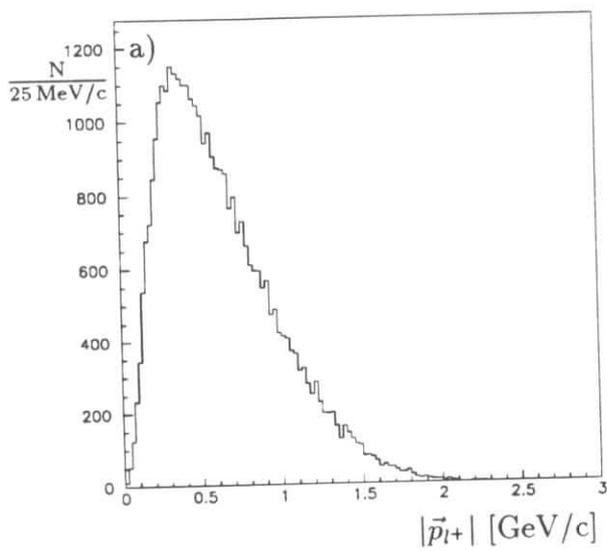


Abbildung 4.19: Die drei Histogramme zeigen die Verteilungen der Größen $|\vec{p}_{l+}|$ (a), m_{rec}^2 (b) (gestrichelte Linie: $|\vec{p}_l| > 1.4 \text{ GeV}/c$, durchgezogene Linie: $|\vec{p}_e| < 1.4 \text{ GeV}/c$) und \hat{m}_B (c) für unkorrelierte $D^{*-}e^+$ -Paare. Die Verteilungen wurden aus MC-Daten gewonnen.

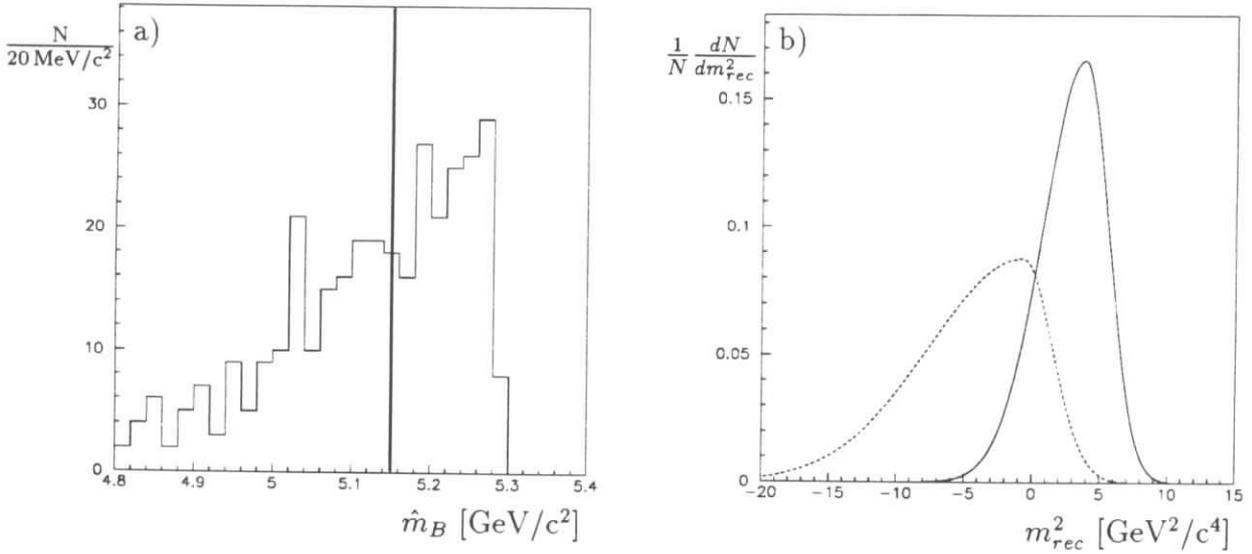


Abbildung 4.20: Die Abbildung zeigt die Verteilung der Größen \hat{m}_B (a) und m_{rec}^2 (b) (gestrichelte Linie: $|\vec{p}_l| > 1.4 \text{ GeV}/c$, durchgezogene Linie: $|\vec{p}_e| < 1.4 \text{ GeV}/c$) für unkorrelierte $D^{*-}e^+$ -Paare, wobei das Elektron als primäres Lepton aus einem B^0 -Oszillationsprozeß hervorgegangen ist.

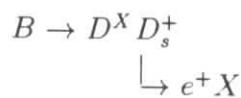
Die Anzahl der durch diesen Prozeß erwarteten $\bar{D}l^+$ Paare kann mit Hilfe der folgenden Formel abgeschätzt werden:

$$N(\bar{D}l^+) = N_{B^0} \cdot BR(B^0 \rightarrow \bar{D}X) \cdot BR(\bar{D} \rightarrow f) \cdot \chi \cdot BR(B^0 \rightarrow l^+X') \cdot \epsilon_{\bar{D}l^+} \quad (4.50)$$

N_{B^0} ist hier die Zahl der B^0 -Mesonen, die übrigen Größen wurden bereits im vorigen Abschnitt erklärt. Nicht bekannt sind die benötigten Verzweigungsverhältnisse für die inklusive Produktion der jeweiligen \bar{D} -Mesonen in B^0 -Zerfällen. Ausgehend von den Werten in Gl. 4.42 und der Annahme, daß in B^0 -Zerfällen überwiegend geladene D -Mesonen produziert werden, werden als Werte für die Verzweigungsverhältnisse $BR(B^0 \rightarrow D^{*-}X) = (50 \pm 15)\%$ und $BR(B^0 \rightarrow \bar{D}^0(D^-)X) = (35 \pm 10)\%$ angenommen. Die Fehler sind dabei als so groß angesetzt worden, um auch erhebliche Abweichungen von den gemachten Annahmen mit einschließen zu können. Die entsprechenden Verteilungen der Größen m_{rec}^2 und \hat{m}_B zeigt die Abbildung 4.20.

4.7.1.3 Zerfälle mit D_s -Mesonen

Eine ähnliche kinematische Struktur wie der gesuchte Zerfall $B \rightarrow D\tau\nu$ haben B -Zerfälle in ein D - und ein D_s -Meson mit einem anschließenden Zerfall des D_s -Mesons in ein Elektron:



Ebenfalls muß der B -Zerfall in ein D_s^{*+} -Meson berücksichtigt werden. Das D_s^{*+} -Meson

D^X	D_s^X	$BR(B \rightarrow D^X D_s^X) \times$ $BR(D_s^+ \rightarrow e^+ X) [\%]$
\bar{D}^0	D_s^+	0.11 ± 0.04
\bar{D}^0	D_s^{*+}	0.08 ± 0.03
\bar{D}^{*0}	D_s^+	0.12 ± 0.05
\bar{D}^{*0}	D_s^{*+}	0.27 ± 0.11
D^-	D_s^+	0.08 ± 0.03
D^-	D_s^{*+}	0.09 ± 0.04
D^{*-}	D_s^+	0.08 ± 0.03
D^{*-}	D_s^{*+}	0.18 ± 0.06

Tabelle 4.5: Die Tabelle zeigt die Produktverzweigungsverhältnisse der B -Zerfälle in ein D_s -Meson mit anschließendem Zerfall in ein Elektron.

zerfällt allerdings nahezu vollständig in den Endzustand $D_s^+ \gamma$, so daß ein Verzweigungsverhältnis von 100 % angenommen werden kann. Die jeweiligen Produktverzweigungsverhältnisse sind in der Tabelle 4.5 aufgelistet. Dabei wurden für die Verzweigungsverhältnisse $BR(B \rightarrow D^X D_s^X)$ neuere Ergebnisse der CLEO-Kollaboration herangezogen [53].

Das Verzweigungsverhältnis $BR(D_s^+ \rightarrow e^+ X)$ wurde dabei mit Hilfe des entsprechenden D^0 -Zerfalls und dem Verhältnis der Lebensdauern abgeschätzt:

$$BR(D_s^+ \rightarrow e^+ X) = BR(D^0 \rightarrow e^+ X) \cdot \frac{\tau(D_s^+)}{\tau(D^0)} = (8.7 \pm 1.4) \% \quad (4.51)$$

wobei $BR(D^0 \rightarrow e^+ X) = (7.7 \pm 1.2) \%$ [2] und $\tau(D_s^+)/\tau(D^0) = 1.13 \pm 0.04$ [2] benutzt wurden.

In der Abbildung 4.21 ist das Impulsspektrum der Elektronen zu sehen, die aus D_s -Mesonen stammen. Dieses Spektrum ist ähnlich dem der Elektronen aus τ -Zerfällen (vergleiche mit der Abbildung 4.1). Es kann also angenommen werden, daß diese Untergrundreaktion in den Bereichen mit $|\vec{p}_l| > 1.4 \text{ GeV}/c$ vernachlässigt werden kann, nicht aber im Impulsbereich mit $|\vec{p}_e| < 1.4 \text{ GeV}/c$.

Dagegen weist die \hat{m}_B -Verteilung einen flacheren Verlauf als bei den gesuchten Zerfällen auf (vergleiche mit der Abbildung 4.14 und mit der Tabelle 4.3). Dies rührt daher, daß hier der fehlende Impuls, der in die Berechnung von \hat{m}_B eingeht (s. Gl. 4.36), weniger Beiträge von den Teilchen des Endzustandes X erhält als bei den semileptonischen bzw. semitauonischen B -Zerfällen.

4.7.2 Mißidentifizierte Leptonen

Es besteht die Möglichkeit, daß langlebige geladene Hadronen – also p , π^+ und K^+ – fälschlicherweise als Leptonen identifiziert werden. Die entsprechenden Wahrscheinlichkeiten, die als *fake-Raten* bezeichnet werden, wurden bereits im Abschnitt 3.1.1 behandelt. Zur Bestimmung des Untergrundes mit solchen mißidentifizierten Leptonen wurden alle geladenen Protonen, Pionen und Kaonen mit der jeweiligen Bedingung auf den Impuls als Hadronen H selektiert, sofern sie nicht als Elektron oder als Myon identifiziert werden

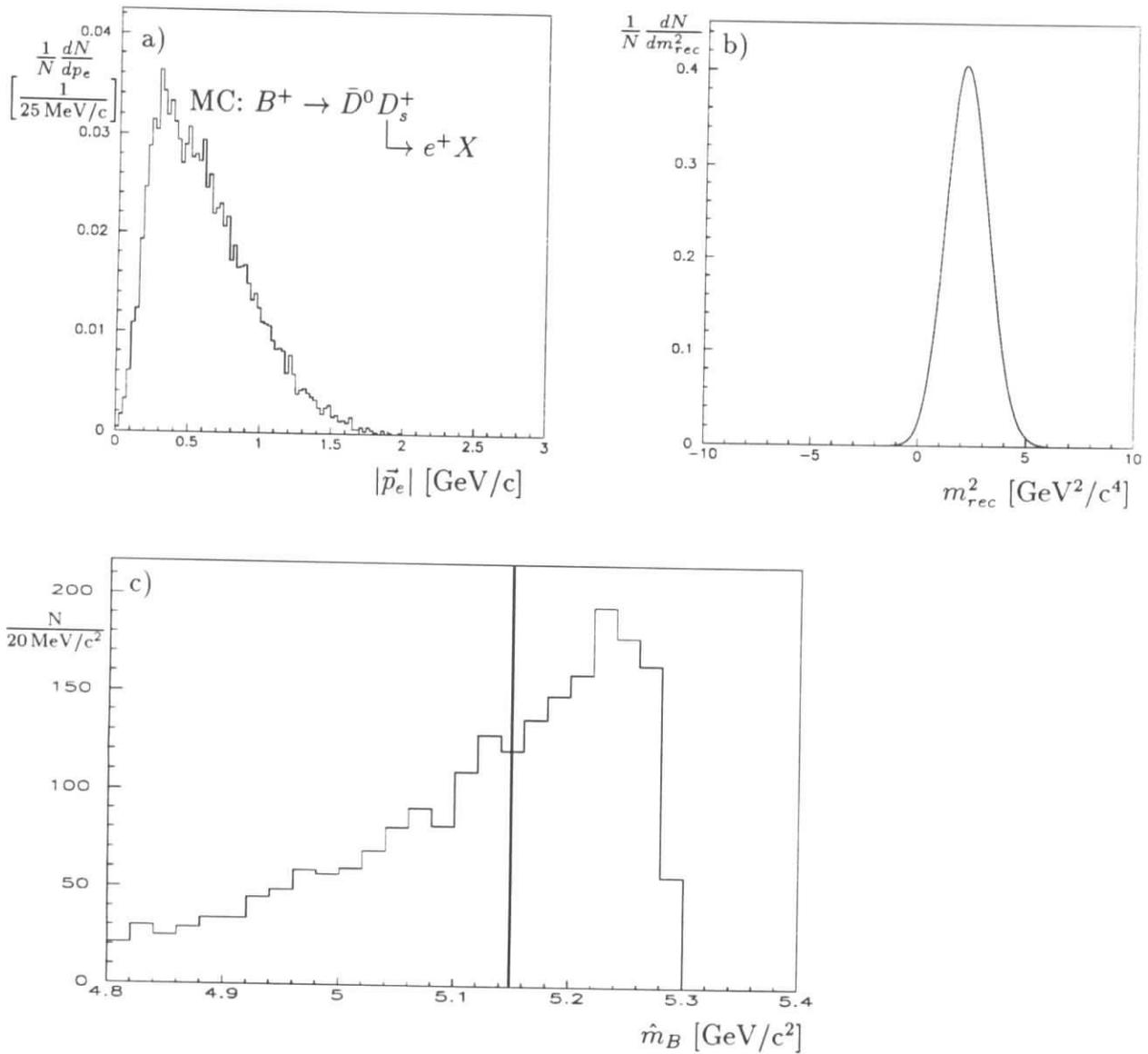


Abbildung 4.21: Die Abbildung zeigt das Impulsspektrum der Elektronen (a) aus D_s -Mesonen, die direkt in einem B -Zerfall erzeugt wurden, sowie die Verteilung der Größen m_{rec}^2 (b) und \hat{m}_B (c). Die Spektren wurden aus Monte-Carlo-Daten gewonnen.

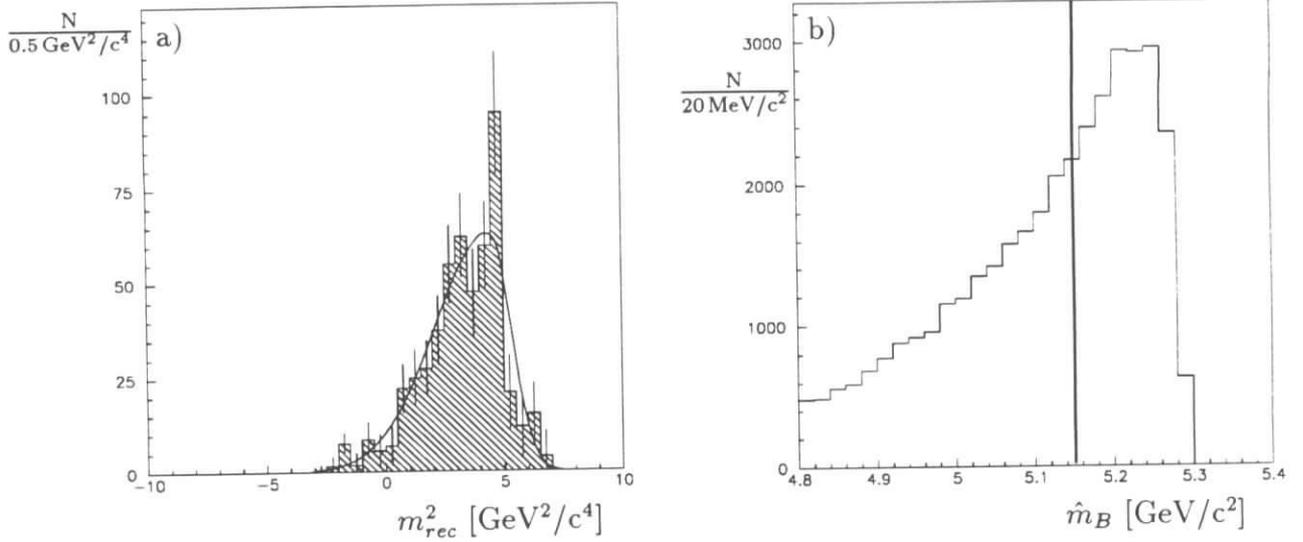


Abbildung 4.22: Die Abbildung zeigt die m_{rec}^2 -Verteilung für D^0 - H^- -Paare (a) mit $p_H < 1.4$ nach allen Selektionsbedingungen als Ergebnis der durchgeführten Anpassungsrechnungen sowie die \hat{m}_B -Verteilung für D^{*+} - H^- -Paare (b) mit $p_H < 1.4$.

konnten. Dafür lautete die Bedingung:

$$LH_{Elektron} < 0.1, \quad LH_{Myon} < 0.2 \quad (4.52)$$

und kein Treffer in den äußeren Myonkammern. Diese Hadronen wurden dann mit dem D -Kandidaten auf die gleiche Weise analysiert wie die D -Lepton-Paare. Nach der Subtraktion des Kontinuumbeitrages wurden die ermittelten Zahlen der D - H -Paare mit den fake-Raten multipliziert. Auf diese Weise erhält man den Untergrund aus mißidentifizierten Leptonen. Die Abbildung 4.22 zeigt als ein Beispiel die m_{rec}^2 -Verteilungen der D^0 - H^- -Paare mit $p_H < 1.4$ zusammen mit der asymmetrischen Gaußfunktion als Ergebnis einer Anpassungsrechnung.

4.7.3 Kontinuumsereignisse

$\bar{D}l^+$ -Paare können auch bei der e^+e^- -Annihilation in ein $c\bar{c}$ -Paar entstehen. Das \bar{D} -Meson bildet sich hier in der anschließenden Fragmentation, während das Lepton aus einem nachfolgenden semileptonischen Zerfall stammt:

$$e^+e^- \rightarrow c\bar{c} \rightarrow D\bar{D}X, \quad D \rightarrow l^+X' \quad (4.53)$$

Das Impulsspektrum der Elektronen im Kontinuum zeigt die Abbildung 4.23a). Danach sollten die Kontinuumsdaten gerade im Impulsbereich $|\vec{p}_e| < 1.4$ GeV/c einen größeren Beitrag zum Untergrund liefern als im Impulsbereich $|\vec{p}_e| > 1.4$ GeV/c.

Zur Bestimmung dieses Untergrundbeitrages in den einzelnen m_{rec}^2 -Intervallen wurde zunächst ohne Einschränkung auf m_{rec}^2 durch die üblichen Anpassungsrechnungen die Anzahl der D -Mesonen bestimmt. Aufgrund der unzureichenden Statistik kann eine sinnvolle

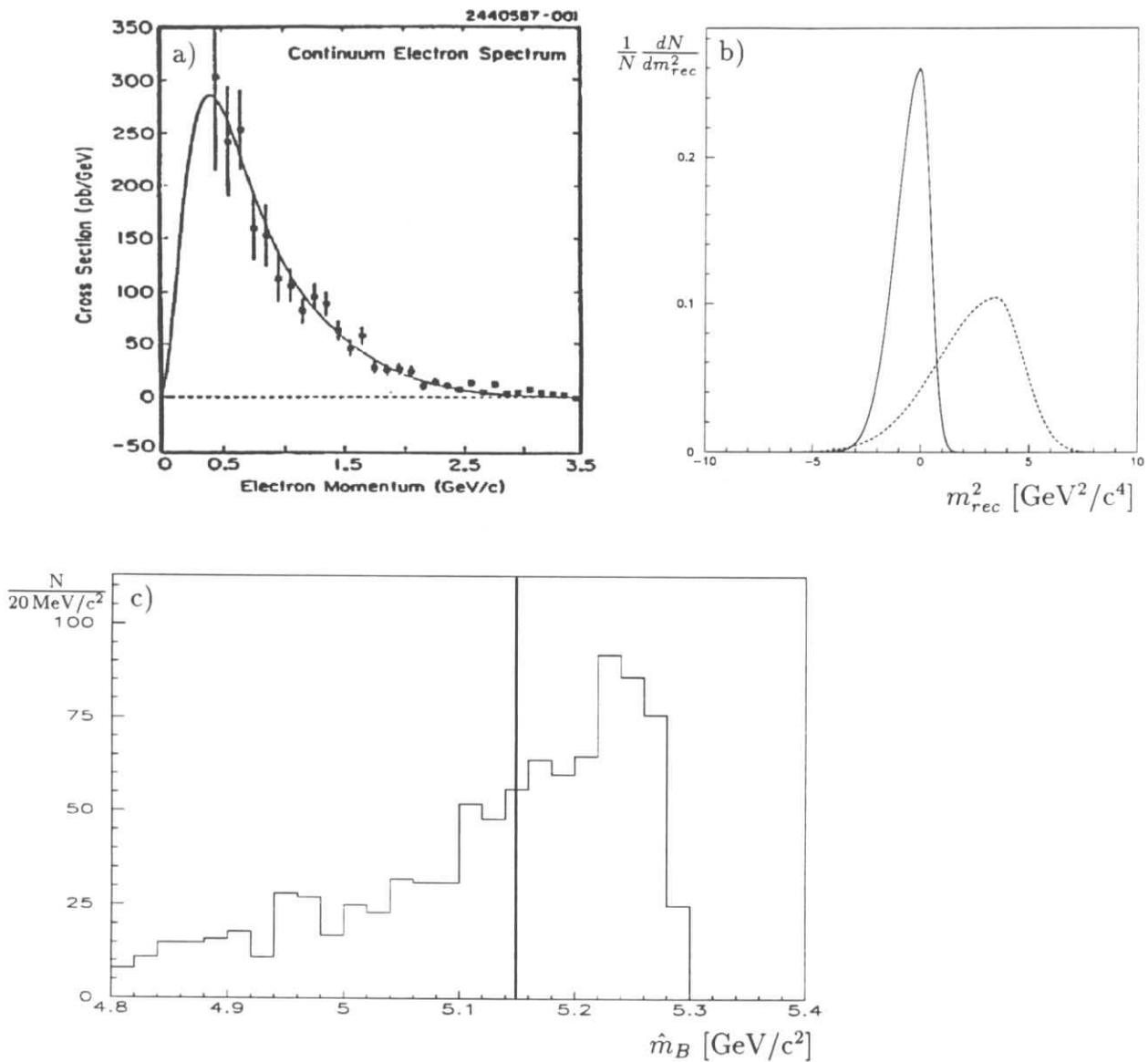


Abbildung 4.23: Die drei Histogramme zeigen das gemessene Elektron-Impulsspektrum (a) bei $\sqrt{s} = 10.5 \text{ GeV}$ (aus [54]) und die Verteilungen der Größen m_{rec}^2 (durchgezogene Linie: $|\vec{p}_e| > 1.4 \text{ GeV}/c$, gestrichelte Linie: $|\vec{p}_e| < 1.4 \text{ GeV}/c$) (b) und \hat{m}_B (c) für $D^{*-}e^+$ -Paare aus MC-Kontinuumsereignissen.

Analyse in einzelnen m_{rec}^2 -Intervallen nicht durchgeführt werden. Deswegen wurden m_{rec}^2 -Verteilungen aus MC-Daten erstellt. Aus der gemessenen Gesamtzahl und dem erwarteten relativen Anteil kann der Beitrag in einem bestimmten m_{rec}^2 -Bereich ermittelt werden. Die so erhaltenen Zahlen müssen dann noch mit dem Skalierungsfaktor (s. Abschnitt 3.1.2) multipliziert werden. Der Anteil an mißidentifizierten Leptonen, der in diesen Beiträgen noch enthalten ist, wurde mit der im vorigen Abschnitt beschriebenen Methode subtrahiert.

Untergrundquelle	Ereignismenge	
	$D^{*+} l^-, p_{l^-} > 1.4 \text{ GeV}/c$	$D^{*+} e^-, p_{e^-} < 1.4 \text{ GeV}/c$
Kontinuum (skaliert)	2.6 ± 2.6	2.6 ± 2.6
fake-Leptonen	0	0.05 ± 0.03
primäre Leptonen	0.6 ± 0.5	0.6 ± 0.5
sekundäre Leptonen	0.7 ± 0.3	1.6 ± 0.8
$B \rightarrow D^{*+} D_s$	0.2 ± 0.1	0.3 ± 0.2
	$D^0 l^-, p_{l^-} > 1.4 \text{ GeV}/c$	$D^0 e^-, p_{e^-} < 1.4 \text{ GeV}/c$
Kontinuum (skaliert)	4.4 ± 4.1	0.1 ± 3.9
fake-Leptonen	0	0.2 ± 0.1
primäre Leptonen	1.2 ± 1.0	1.0 ± 0.8
sekundäre Leptonen	1.0 ± 0.4	3.9 ± 1.8
$B \rightarrow D D_s$	0.03 ± 0.02	0.6 ± 0.3
	$D^+ l^-, p_{l^-} > 1.4 \text{ GeV}/c$	$D^+ e^-, p_{e^-} < 1.4 \text{ GeV}/c$
Kontinuum (skaliert)	1.3 ± 4.2	19.0 ± 9.6
fake-Leptonen	0	0.1 ± 0.1
primäre Leptonen	1.3 ± 1.1	1.2 ± 0.8
sekundäre Leptonen	0.6 ± 0.2	2.4 ± 1.0
$B \rightarrow D D_s$	0.02 ± 0.01	0.3 ± 0.1

Tabelle 4.6: Die Tabelle zeigt die Untergrundereignisse in den jeweiligen Ereignismengen.

4.8 Die Akzeptanzen

Die Akzeptanzen oder Wahrscheinlichkeiten zum Nachweis der D -Lepton-Paare setzen sich aus folgenden Größen zusammen:

- Die Ereignisakzeptanz durch die Trigger- und Multihadronselektion ϵ_{MH} . Diese Größe kann als 100 % angenommen werden.
- Die Akzeptanz durch die Anforderungen an die topologische und kinematische Struktur des Ereignisses. Dazu gehören die Bedingungen an das zweite Fox-Wolfram-Moment, an die Multiplizität, an den Winkel zwischen den Thrust-Achsen, an den fehlenden Impuls und die fehlende Energie des Ereignisses sowie an den Winkel zwischen dem fehlenden Impuls und der Strahlachse. Diese Akzeptanz sei mit ϵ_{event} bezeichnet.
- Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Lepton bzw. ein Elektron in den Impulsbereichen $\vec{p}_l > 1.4 \text{ GeV}/c$ bzw. $\vec{p}_e < 1.4 \text{ GeV}/c$ selektiert werden kann: ϵ_L
- Die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit der $D^{0(+)}$ -Mesonen bzw. der D^{*+} -Mesonen: ϵ_D .
- Die Wahrscheinlichkeit, daß das selektierte D -Lepton-Paar die Selektionsbedingung $\hat{m}_B > 5.15 \text{ GeV}/c^2$ erfüllt: $\epsilon_{\hat{m}_B}$

Insgesamt kann also geschrieben werden:

$$\epsilon_{tot} = \epsilon_{MH} \cdot \epsilon_{event} \cdot \epsilon_L \cdot \epsilon_D \cdot \epsilon_{\hat{m}_B} \quad (4.54)$$

Wenn im folgenden von der Akzeptanz die Rede ist, soll damit immer die totale Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ_{tot} gemeint sein.

Alle Akzeptanzen wurden mittels Monte-Carlo-Daten bestimmt. Die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit der D^0 - und D^+ -Mesonen ist impulsunabhängig und beträgt etwa 50 % (D^0) bzw. 40 % (D^+) für die beiden verwendeten Zerfallskanäle.

Die Wahrscheinlichkeit, ein D^{*+} -Meson zu rekonstruieren, wird durch die Akzeptanz des langsamen Pions aus dem D^{*+} -Zerfall eingeschränkt. Der Impuls der Pionen erreicht nur Werte bis zu etwa 200 MeV/c, so daß ein Teil der Pionen in einem Impulsbereich liegt, in dem die Spurfundungseffizienz impulsabhängig ist oder gegen Null geht. Da der Pionimpuls eng mit dem des zerfallenden D^{*+} -Mesons korreliert ist, hängt die mittlere Rekonstruktionswahrscheinlichkeit prinzipiell von dem Modell ab, das bei der Monte-Carlo-Simulation verwendet worden ist. Hier wurden für die Erzeugung der semileptonischen B -Zerfälle die Modelle von Wirbel, Bauer und Stech bzw. von Körner und Schuler verwendet. Beide Modelle haben sich bei früheren experimentellen Untersuchungen als geeignet erwiesen. In dem Modell von Körner und Schuler konnten außerdem die semitaunischen B -Zerfälle berücksichtigt werden.

Bei der Bestimmung der Akzeptanz der D^{*+} -Mesonen muß außerdem über die einzelnen D^0 -Zerfallsmoden gemittelt werden:

$$\bar{\epsilon}_{D^{*+}} = \epsilon(D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+) \cdot \frac{\sum_j \epsilon_{D^0}^j \cdot BR(D^0 \rightarrow X_j)}{\sum_k BR(D^0 \rightarrow X_k)} \quad (4.55)$$

In der Tabelle 4.7 sind die totalen Akzeptanzen der untersuchten Zerfälle für sämtliche Ereignismengen aufgelistet. Die angegebenen Fehler werden aus folgenden Quellen zusammengesetzt, deren Beiträge quadratisch addiert wurden:

- Die Anzahl der generierten und rekonstruierten Monte-Carlo-Ereignisse.
- Die Differenz zwischen dem simulierten und dem tatsächlichem Detektorverhalten wird mit einem Fehler von 5 % (D^0 - und D^+ -Mesonen) bzw. 7 % (D^{*+} -Mesonen) berücksichtigt.
- Die Modellabhängigkeit des D^{*+} -Impulsspektrums führt zu einem angenommenen Fehler von 5 %.
- Durch die Selektion von Ereignissen mit nur einem Lepton hängt die Akzeptanz von den semileptonischen oder leptonischen Verzweigungsverhältnissen ab, die bei der Generierung der Monte-Carlo-Ereignisse angenommen worden sind. Diese Abhängigkeit wird mit einem zusätzlichen Fehler von 5 % berücksichtigt⁴.

⁴Läßt man das zweite B -Meson nur hadronisch zerfallen anstatt mit einem inklusiven semileptonischen Verzweigungsverhältnis von 11 %, erhöht sich die Akzeptanz nur um etwa 7 %. Da nach [50] im Impulsbereich oberhalb von 1.2 GeV/c etwa 50 bis 60 % der Leptonen aus B -Zerfällen stammen, erscheint ein angenommener Fehler von 5 % als angemessen.

$D^0 e^-, p_{e^-} < 1.4 \text{ GeV}/c$				
$B^- \rightarrow D^0 e^- \bar{\nu}_e$	$\bar{B} \rightarrow D^* e^- \bar{\nu}_e$	$\bar{B} \rightarrow D^{**} e^- \bar{\nu}_e$	$B^- \rightarrow D^0 \tau^- \bar{\nu}_\tau$	$\bar{B} \rightarrow D^* \tau^- \bar{\nu}_\tau$
0.012 ± 0.002	0.016 ± 0.003	0.028 ± 0.003	0.055 ± 0.005	0.050 ± 0.005
$D^0 e^-, p_{e^-} > 1.4 \text{ GeV}/c$				
$B^- \rightarrow D^0 e^- \bar{\nu}_e$	$\bar{B} \rightarrow D^* l^- \bar{\nu}_l$	$\bar{B} \rightarrow D^{**} l^- \bar{\nu}_l$		
0.033 ± 0.004	0.034 ± 0.005	0.028 ± 0.002		
$D^0 \mu^-, p_{\mu^-} > 1.4 \text{ GeV}/c$				
$B^- \rightarrow D^0 \mu^- \bar{\nu}_\mu$	$\bar{B} \rightarrow D^* \mu^- \bar{\nu}_\mu$	$\bar{B} \rightarrow D^{**} \mu^- \bar{\nu}_\mu$		
0.032 ± 0.003	0.032 ± 0.005	0.028 ± 0.002		
$D^+ e^-, p_{e^-} < 1.4 \text{ GeV}/c$				
$\bar{B}^0 \rightarrow D^+ e^- \bar{\nu}_e$	$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} e^- \bar{\nu}_e$	$\bar{B} \rightarrow D^{**} e^- \bar{\nu}_e$	$B^0 \rightarrow D^+ \tau^- \bar{\nu}_\tau$	$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \tau^- \bar{\nu}_\tau$
0.010 ± 0.002	0.014 ± 0.002	0.024 ± 0.002	0.047 ± 0.005	0.043 ± 0.005
$D^+ e^-, p_{e^-} > 1.4 \text{ GeV}/c$				
$\bar{B}^0 \rightarrow D^+ e^- \bar{\nu}_e$	$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} e^- \bar{\nu}_e$	$\bar{B} \rightarrow D^{**} e^- \bar{\nu}_e$		
0.029 ± 0.003	0.029 ± 0.005	0.024 ± 0.002		
$D^+ \mu^-, p_{\mu^-} > 1.4 \text{ GeV}/c$				
$\bar{B}^0 \rightarrow D^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$	$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \mu^- \bar{\nu}_\mu$	$\bar{B} \rightarrow D^{**} \mu^- \bar{\nu}_\mu$		
0.027 ± 0.002	0.028 ± 0.004	0.024 ± 0.002		
$D^{*+} e^-, p_{e^-} < 1.4 \text{ GeV}/c$				
$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} e^- \bar{\nu}_e$	$\bar{B} \rightarrow D^{**} e^- \bar{\nu}_e$	$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \tau^- \bar{\nu}_\tau$		
0.005 ± 0.002	0.013 ± 0.002	0.032 ± 0.003		
$D^{*+} e^-, p_{e^-} > 1.4 \text{ GeV}/c$				
$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} e^- \bar{\nu}_e$	$\bar{B} \rightarrow D^{**} e^- \bar{\nu}_e$			
0.014 ± 0.005	0.015 ± 0.003			
$D^{*+} \mu^-, p_{\mu^-} > 1.4 \text{ GeV}/c$				
$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \mu^- \bar{\nu}_\mu$	$\bar{B} \rightarrow D^{**} \mu^- \bar{\nu}_\mu$			
0.014 ± 0.006	0.017 ± 0.003			

Tabelle 4.7: Die Tabelle zeigt die Akzeptanzen ϵ_{tot} für die untersuchten Zerfälle in den jeweiligen Ereignismengen.

4.9 Die Bestimmung der Verzweigungsverhältnisse

Zur Bestimmung eines Verzweigungsverhältnisses wird die Anzahl der gemessenen Ereignisse mittels einer Anpassungsrechnung ermittelt – so das übliche Verfahren. Hier allerdings – bei der Bestimmung der exklusiven semileptonischen Verzweigungsverhältnisse – wird ein geringfügig anderer Weg eingeschlagen: Die Verzweigungsverhältnisse werden unmittelbar als Fitparameter in den Anpassungsrechnungen bestimmt. Der Grund dafür kann leicht eingesehen werden.

Es erfolgte eine Anpassungsrechnung an die sechs verschiedenen m_{rec}^2 -Verteilungen gleichzeitig. Dabei werden zum Beispiel für die Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses $BR(B^0 \rightarrow D^{*+}l^-\bar{\nu}_l)$ die Informationen aus sämtlichen m_{rec}^2 -Verteilungen herangezogen. Anstatt nun sechs einzelne Anpassungsrechnungen durchzuführen, um so sechs verschiedene Werte für die Anzahl $N(B^0 \rightarrow D^{*+}l^-\bar{\nu}_l)$ zu erhalten, wurde eine Rechnung durchgeführt, die einen Wert für $BR(B^0 \rightarrow D^{*+}l^-\bar{\nu}_l)$ liefert. Dabei muß dann allerdings der Wert für das Verzweigungsverhältnis gemäß

$$BR = k_i(N_B, \epsilon_i, BR_i(D)(BR(\tau))) \cdot N_i \quad i = 1, 2, \dots \quad (4.56)$$

umgerechnet werden, wobei N_i die Ereigniszahl und k_i eine konstante Zahl ist, die von der Anzahl N_B der B -Mesonen, der jeweiligen Akzeptanz ϵ_i und den Verzweigungsverhältnissen der Tochterteilchen abhängt:

$$k_i = \frac{1}{N_B \cdot \epsilon_i \cdot BR_i(D) \cdot (BR(\tau))} \quad (4.57)$$

k_i hat für jedes untersuchte Verzweigungsverhältnis in den sechs m_{rec}^2 -Verteilungen natürlich unterschiedliche Werte.

Während die Verzweigungsverhältnisse der D^{*+} -, D^0 - und D^+ -Mesonen hinreichend bekannt sind⁵, sind für die D^{**} -Mesonen Annahmen über deren Verzweigungsverhältnisse erforderlich. Die Tabelle 4.8 zeigt die verwendeten D^{**} -Verzweigungsverhältnisse nach vier Modellen⁶.

Ferner wurden die folgenden Annahmen gemacht:

1. $BR(B^- \rightarrow D_i^{**0}l^-\bar{\nu}) = BR(\bar{B}^0 \rightarrow D_i^{**+}l^-\bar{\nu})$
2. $\frac{1}{2} \cdot BR(D_i^{**0} \rightarrow D^{*+}\pi^-) = BR(D_i^{**+} \rightarrow D^{*+}\pi^0) = \frac{1}{3} \cdot BR(D_i^{**+} \rightarrow D^{*+}X)$
3. $N_{B^-} = N_{B^0} = \frac{1}{2}N_B$
4. $BR(B \rightarrow D\epsilon^-\bar{\nu}_\epsilon) = BR(B \rightarrow D\mu^-\bar{\nu}_\mu) = BR(B \rightarrow Dl^-\bar{\nu}_l)$
5. $BR(\bar{B}^0 \rightarrow D^+l^-\bar{\nu}_l) = BR(B^- \rightarrow D^0l^-\bar{\nu}_l)$

Die zweite Relation folgt aus der Erhaltung des Isospins, wobei angenommen wird, daß der Zerfall $D_i^{**} \rightarrow D^{*+}X$ nicht in Endzustände mit Photonen oder mit mehreren Pionen erfolgt, daß also gilt $X = \pi^0/\pi^+$.

⁵Es wurden die Werte aus [2] verwendet.

⁶Beim Modell nach VO sind die Zahlen nach dem DESC-Ansatz (Dirac equation with scalar confinement) dargestellt, das auch Aussagen zu den D^{**} -Typen $1_{3/2}^-$, $2_{3/2}^-$, $0_{1/2}^+$, $1_{1/2}^+$, $1_{3/2}^+$, $2_{3/2}^+$ macht, die aber hier vernachlässigt werden können.

D^{**} -Typ J_i^P	$BR(D_i^{**} \rightarrow D^* X)$	$\frac{BR(B \rightarrow D^{**} l^- \bar{\nu}_l)}{BR(B \rightarrow D^{**} l^- \bar{\nu}_l)}$			
		ISGW2	SISM	CNP	VO
$0_{1/2}^+$	0	0.077	0.085	0.119	0.074
$1_{1/2}^+$	1	0.077	0.110	0.167	0.103
$1_{3/2}^+$	1	0.461	0.261	0.238	0.283
$2_{3/2}^+$	1/4	0.231	0.371	0.476	0.452
$0_{1/2}^-$	1	0	0.05	-	0.016
$1_{1/2}^-$	3/4	0.154	0.123	-	0.032

Tabelle 4.8: Die Tabelle zeigt die benötigten Verzweungsverhältnisse über den Zerfall und die Erzeugung von D^{**} -Mesonen in semileptonischen B -Zerfällen nach den Modellen von ISGW2[55], SISM[17], CNP[56] und VO[57].

4.9.1 Die exklusiven semileptonischen B -Zerfälle

Zunächst wurden nur Anpassungsrechnungen mit den m_{rec}^2 -Verteilungen der drei Zerfälle $B \rightarrow Dl^+ \nu_l$, $B \rightarrow D^* l^+ \nu_l$ und $B \rightarrow D^{**} l^+ \nu_l$ mit einer Addition der Untergrundbeiträge durchgeführt. Das Ergebnis ist in der Abbildung 4.24 zu sehen. Die oberen durchgezogenen Linien stellen den gesamten Beitrag dar. Die unteren Kurven sind die Beiträge der Zerfälle (mit den Maxima von links nach rechts): $B \rightarrow Dl^+ \nu_l$, $B \rightarrow D^* l^+ \nu_l$, $B \rightarrow D^{**} l^+ \nu_l$. Die schraffierten Histogramme zeigen die Untergrundbeiträge.

Es ergeben sich folgende Werte für die Verzweungsverhältnisse mit den angegebenen statistischen Fehlern:

$$\begin{aligned} BR(B \rightarrow Dl^+ \nu_l) &= (2.0 \pm 1.1) \% \\ BR(B \rightarrow D^* l^+ \nu_l) &= (4.9 \pm 0.7) \% \\ BR(B \rightarrow D^{**} l^+ \nu_l) &= (1.6 \pm 0.5) \% \end{aligned}$$

Die systematischen Unsicherheiten ergaben sich durch Variation innerhalb des Fehlerbereiches der jeweiligen Größe. Sie sind zusammenfassend in der Tabelle 4.9 dargestellt.

Eine zusätzliche Unsicherheit ergibt sich aus den Modellannahmen zur D^{**} -Produktion in semileptonischen B -Zerfällen (s. Tabelle 4.8). Wie die Ergebnisse der Tabelle 4.10 zeigen, ist diese Unsicherheit bei den verwendeten Modellen aber gering.

Insgesamt ergeben sich dann folgende Werte für die Verzweungsverhältnisse:

$$\begin{aligned} BR(B \rightarrow Dl^+ \nu_l) &= (2.0 \pm 1.1 \pm 0.7) \% \\ BR(B \rightarrow D^* l^+ \nu_l) &= (4.9 \pm 0.7 \pm 0.7) \% \\ BR(B \rightarrow D^{**} l^+ \nu_l) &= (1.6 \pm 0.5 \pm 0.3) \% \end{aligned} \tag{4.58}$$

4.9.2 Die exklusiven semitauonischen B -Zerfälle

Die Ergebnisse der Anpassungsrechnungen in der Abbildung 4.24 lassen keinen Überschuss bei großen positiven Werten von m_{rec}^2 erkennen. Dies wird durch eine explizite Betrachtung des Bereiches m_{rec}^2 bestätigt, in dem die semitauonischen Zerfälle einen Beitrag liefern

	$B \rightarrow Dl^- \bar{\nu}_l$	$B \rightarrow D^* l^- \bar{\nu}_l$	$B \rightarrow D^{**} l^- \bar{\nu}_l$
Signalparametrisierung	0.19	0.11	0.17
Anzahl der B -Mesonen	0.11	0.24	0.07
$BR(D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+)$	0.02	0.05	0.03
$BR(D^{*+} \rightarrow D^+ \pi^0 / \gamma)$	0.04	0.01	0.01
$\Sigma(BR_i(D^0 \rightarrow f_i))$	0.04	0.05	0.07
$BR(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)$	0.01	0.16	0.02
$BR(D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+)$	0.18	0.03	0.04
Nachweiswahrscheinlichkeit	0.32	0.51	0.15
Parametrisierung der m_{rec}^2 -Verteilungen	0.02	0.05	0.04
Untergrundsubtraktion:			
Kontinuumsereignisse	0.51	0.21	0.18
sekundäre Leptonen	0.03	0.11	0.05
B^0 -Mixing	0.04	0.03	0.05
<i>fake</i> -Leptonen	0.01	0.03	0.01
$B \rightarrow DD_s$	0.01	0.04	0.05
gesamter systematischer Fehler	0.67	0.65	0.33

Tabelle 4.9: Die systematischen Fehler der exklusiven semileptonischen B -Zerfälle (in %).

	ISGW2	SISM	CNP	VO
$BR(B \rightarrow Dl^- \bar{\nu}_l)$	2.1 ± 1.1	2.0 ± 1.1	1.9 ± 1.1	2.0 ± 1.1
$BR(B \rightarrow D^* l^- \bar{\nu}_l)$	4.8 ± 0.7	4.8 ± 0.7	4.9 ± 0.7	4.9 ± 0.7
$BR(B \rightarrow D^{**} l^- \bar{\nu}_l)$	1.5 ± 0.5	1.6 ± 0.5	1.6 ± 0.5	1.6 ± 0.5

Tabelle 4.10: Die Tabelle zeigt die semileptonischen Verzweigungsverhältnisse (in %) bei verschiedenen Modellen zur D^{**} -Produktion.

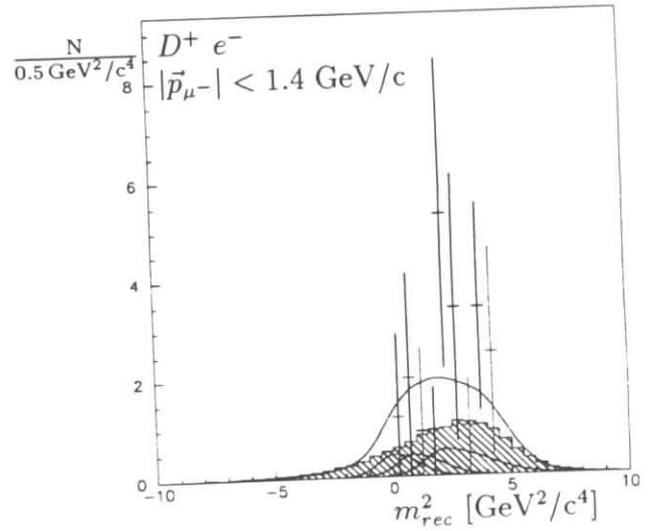
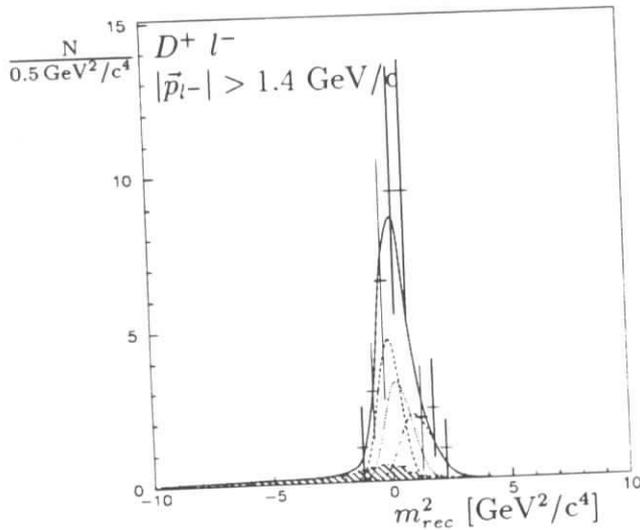
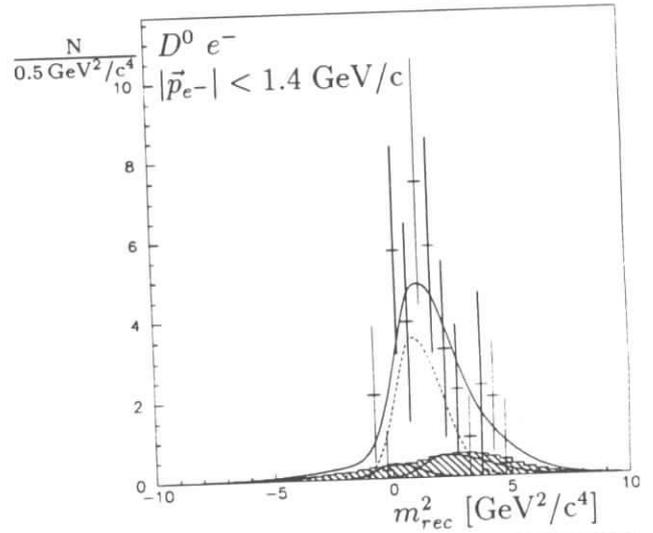
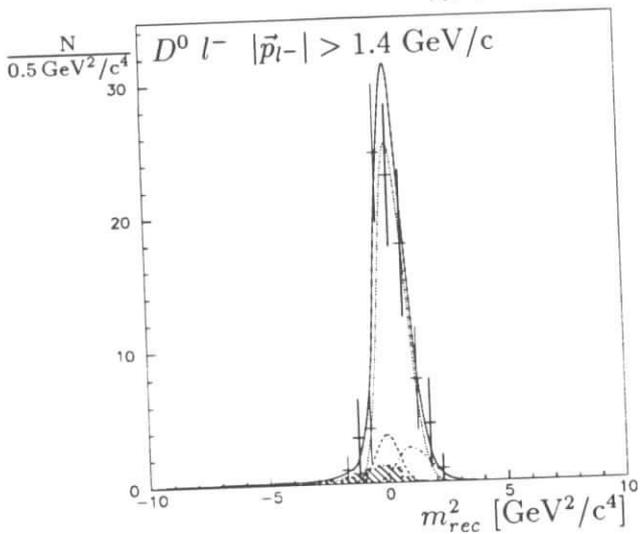
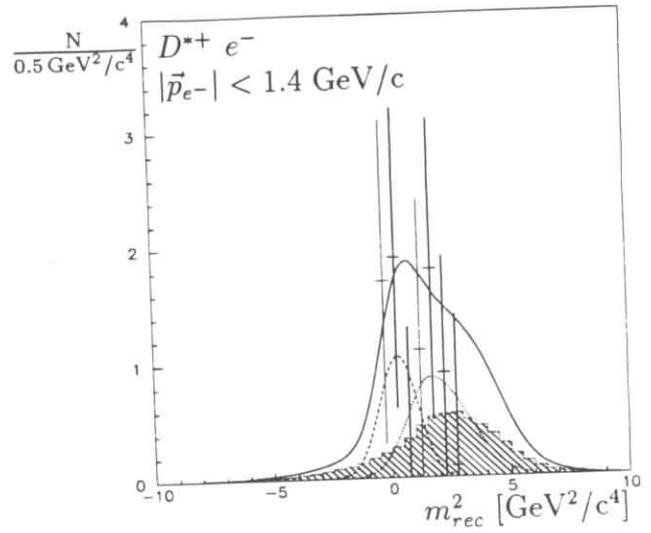
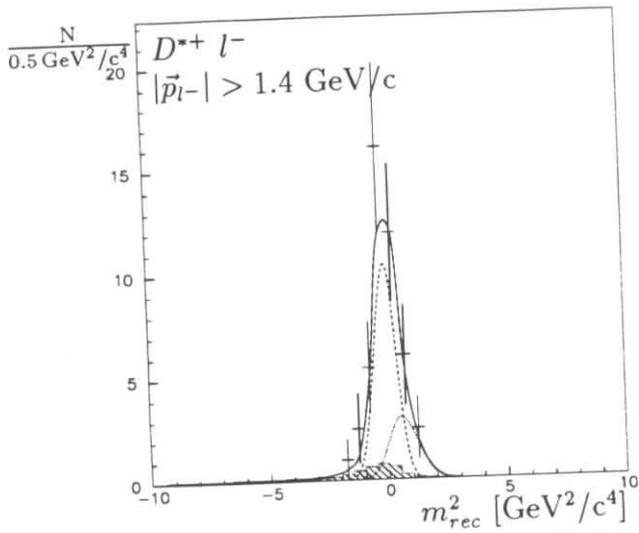


Abbildung 4.24: Die Abbildungen zeigen die gemessenen m_{rec}^2 -Verteilungen mit den Untergrundverteilungen (schraffierte Histogramme) und den graphischen Ergebnissen der Anpassungsrechnungen (Erklärungen im Text).

	$m_{rec}^2 > 2.0 \text{ GeV}^2/c^4$	
	$D^0 e^-, p_{e^-} < 1.4 \text{ GeV}/c$	$D^+ e^-, p_{e^-} < 1.4 \text{ GeV}/c$
$\Upsilon(4S)$	$5.1 \pm 5.1 \pm 0.3$	$16.0 \pm 6.8 \pm 1.5$
Kontinuum (skaliert)	$0.0 \pm 2.8 \pm 0.0$	$13.2 \pm 9.0 \pm 0.8$
fake-Leptonen	0.2 ± 0.1	0.1 ± 0.1
primäre Leptonen	0.6 ± 0.4	0.7 ± 0.5
sekundäre Leptonen	1.5 ± 0.7	0.9 ± 0.4
$B \rightarrow D D_s$	0.4 ± 0.2	0.1 ± 0.1
$B \rightarrow D^{**} e^- \bar{\nu}_e$	7.5 ± 1.9	3.0 ± 0.8
$\Upsilon(4S) - \Sigma(\text{Untergrund})$	$-5.1 \pm 5.8 \pm 2.1$	$-2.0 \pm 11.3 \pm 2.0$

Tabelle 4.11: Die Tabelle zeigt die Ereigniszahlen und die Untergrundbeiträge für D^0 und D^+ -Mesonen mit einem langsamen Elektron.

sollten und die semileptonischen Zerfälle – mit der Ausnahme des Zerfalls $B \rightarrow D^{**} l^+ \nu_l$ – vernachlässigbar sind (s. Abbildung 4.26).

Die entsprechenden Verteilungen der invarianten Massen in den $\Upsilon(4S)$ - und in den Kontinuumsdaten zeigt die Abbildung 4.25. Die einzelnen Beiträge in den Ereignismengen mit D^0 - und D^+ -Mesonen sind in der Tabelle 4.11 zusammengefaßt. Für den Zerfall $B \rightarrow D^{**} l^+ \nu_l$ wurde hier der Wert $(2.7 \pm 0.7)\%$ aus [2] angenommen. Nach Abzug aller Untergrundbeiträge bleibt ein Wert übrig, der mit Null verträglich ist. Faßt man die beiden Beiträge zusammen ergibt sich folgender Wert für das Verzweigungsverhältnis:

$$BR(B \rightarrow D\tau^+\nu_\tau) = (-1.8 \pm 3.2(\text{stat.}) \pm 0.7(\text{syst.}))\% \quad (4.59)$$

Die systematischen Unsicherheiten aus der Anzahl der B -Mesonen (0.1%), aus den Verzweigungsverhältnissen der D -Mesonen (0.1%) und des τ -Leptons (0.03%) und der Nachweiswahrscheinlichkeit (0.2%) sind unbedeutend im Vergleich zu denen aus den Ereigniszahlen und der Untergrundbeiträge.

Aus diesem Wert kann ein oberer Grenzwert bei einem Konfidenzniveau von 90% abgeleitet werden:

$$BR(B \rightarrow D\tau^+\nu_\tau) < 2.4\% \text{ (90\% C.L.)} \quad (4.60)$$

Um einen oberen Grenzwert für das Verzweigungsverhältnis des Zerfalls $B^0 \rightarrow D^{*-} \tau^+ \nu_\tau$ angeben zu können, wurde auch hier in dem Bereich $m_{rec}^2 > 2.0 \text{ GeV}^2/c^4$ die Verteilung der invarianten Masse $m(D^0\pi^+)$ betrachtet. Wie aus der Abbildung 4.26 hervorgeht, ist in diesem Bereich von den drei exklusiven semileptonischen B -Zerfällen der gesuchte Zerfall dominant vertreten. Die $m(D^0\pi^+)$ -Verteilung mit dem Ergebnis der Anpassungsrechnung ist in der Abbildung 4.27 zu sehen. Die Anpassungsrechnung ergab für die Anzahl der D^{*+} -Mesonen

$$N(D^{*+}) = -0.24 \pm 1.85(\text{stat.}) \pm 0.15(\text{syst.}) \quad (4.61)$$

Der systematische Fehler ergibt sich dabei aus der Variation der Signal- und der Untergrund-Parametrisierung. Unter der Annahme, daß zu diesem Wert keine Untergrund-Reaktionen beitragen, erhält man für das Verzweigungsverhältnis:

$$BR(B^0 \rightarrow D^{*-} \tau^+ \nu_\tau) = (-0.28 \pm 2.13(\text{stat.}) \pm 0.17(\text{syst.}))\% \quad (4.62)$$

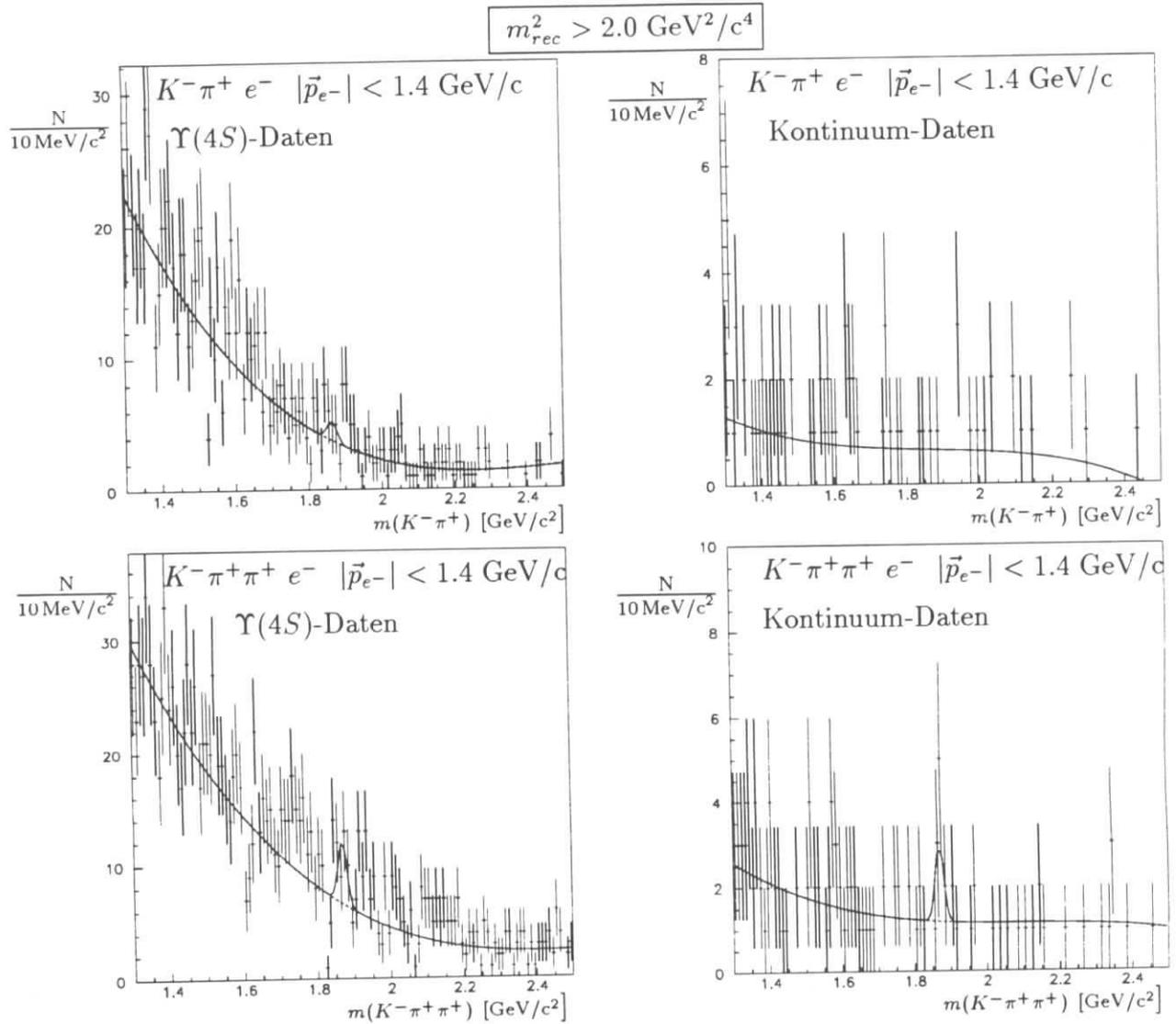


Abbildung 4.25: Die vier Abbildungen zeigen die invariante Massen der $K^- \pi^+$ - und $K^- \pi^+ \pi^+$ -Kombinationen mit einem langsamen Elektron ($|\vec{p}_{e^-}| < 1.4 \text{ GeV}/c$) bei $m_{rec}^2 > 2.0 \text{ GeV}^2/c^4$ für $\Upsilon(4S)$ - und Kontinuum-Daten. Die Kurven geben die Ergebnisse der Anpassungsrechnungen wieder.

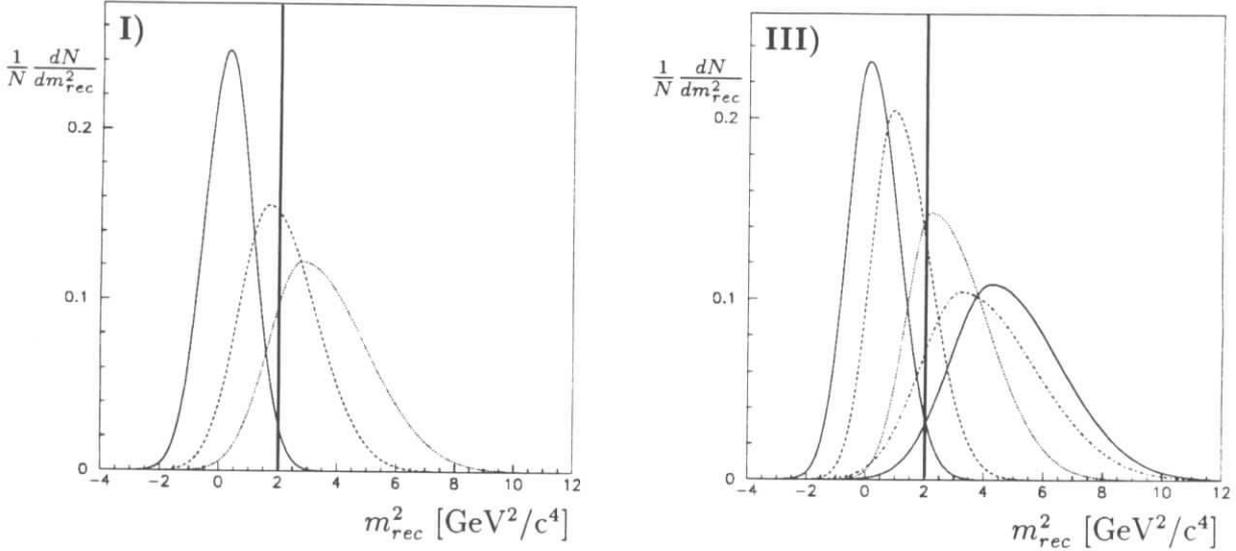


Abbildung 4.26: Die theoretisch erwarteten m_{rec}^2 -Verteilungen für De^- -Paare mit $|\vec{p}_e| < 1.4 \text{ GeV}/c$ mit einer Verdeutlichung der Bedingung $m_{rec}^2 > 2.0 \text{ GeV}^2/c^4$. Zur genaueren Erklärung sei auf den Abschnitt 3.1.4 verwiesen.

Der systematische Fehler setzt sich aus folgenden Quellen zusammen:

- Signal- und Untergrund-Parametrisierung: $\pm 0.17 \%$
- Anzahl der B^0 -Mesonen: $\pm 0.013\%$
- Das Verzweigungsverhältnis $BR(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)$: $\pm 0.003 \%$
- Das Verzweigungsverhältnis $BR(D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+)$: $\pm 0.005 \%$
- Die Verzweigungsverhältnisse $BR_i(D^0 \rightarrow f_i)$: $\pm 0.010 \%$
- Die Nachweiswahrscheinlichkeit: $\pm 0.03 \%$

Die systematischen Fehler stellen also gegenüber dem statistischen Fehler eine vernachlässigbare Größe dar, wobei die erste Fehlerquelle dominant ist. Die einzelnen Fehlerquellen sind quadratisch addiert worden.

Als oberer Grenzwert bei einem Konfidenzniveau von 90 % ergibt sich somit:

$$\boxed{BR(B^0 \rightarrow D^{*-} \tau^+ \nu_\tau) < 2.5 \% (90 \% C.L.)} \quad (4.63)$$

Da in den 2HDM nur die longitudinal polarisierten D^* -Mesonen des Zerfall $B \rightarrow D^* \tau^- \bar{\nu}_\tau$ auf die geladenen Higgs-Bosonen sensitiv sind, kann versucht werden, diese von den transversal polarisierten D^* -Mesonen zu trennen. Zu diesem Zweck soll der Zerfallswinkel des Pions aus dem D^{*+} -Zerfall $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ betrachtet werden. Der Zerfallswinkel θ_π , gemessen im Ruhesystem der D^{*+} -Mesonen, folgt einer Verteilung, die proportional zu $1 + \alpha \cos^2 \theta_\pi$ ist, wobei der Polarisationsfaktor α durch $2\Gamma_L/\Gamma_T - 1$ gegeben ist. α kann

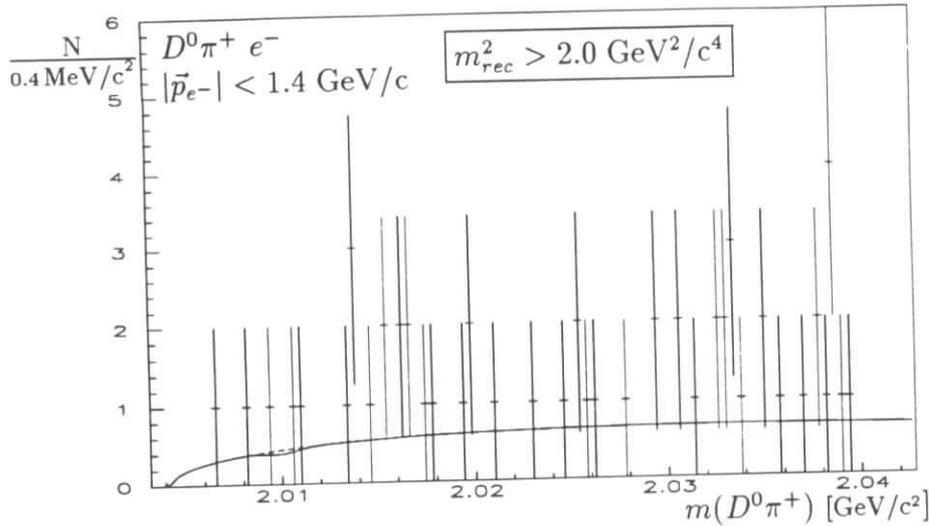


Abbildung 4.27: Die Abbildung zeigt die die invariante Masse $m(D^0\pi^+)$ in Ereignissen mit einem langsamen Elektron ($|\vec{p}_e| < 1.4 \text{ GeV}/c$) bei $m_{rec}^2 > 2.0 \text{ GeV}^2/c^4$. Die durchgezogene Linie stellt das Ergebnis der Anpassungsrechnung dar.

demnach Werte von -1 (vollständig transversal polarisiert) bis ∞ (vollständig longitudinal polarisiert) annehmen. Durch eine Trennung der Werte von $|\cos\theta_\pi|$ in zwei Bereiche lassen sich die Gebiete untersuchen, in denen die longitudinale bzw. die transversale Komponente dominiert. Als solche Bereiche wurden gewählt:

$$|\cos\theta_\pi| < 0.6 \quad (4.64)$$

und

$$|\cos\theta_\pi| > 0.6 \quad (4.65)$$

Im ersten Intervall ist der transversale Modus dominant vertreten, während im zweiten Bereich die longitudinal polarisierten D^{*+} dominieren. Da die D^{*+} -Polarisation im semi-tauonischen B -Zerfall nicht bekannt ist und somit auch nicht die Beträge der jeweiligen Zerfallsbreiten, kann auch keine Aussage gemacht werden, wie stark die beiden Moden in den beiden obigen Bereichen sind. Sollte der Wert des Polarisationsfaktors α um 1 liegen, dann sind die beiden Moden in beiden Bereichen mit jeweils 70 bis 80 % vertreten [59]. Da hier jedoch nur der obere Grenzwert für das Verzweigungsverhältnis des longitudinalen Modus bestimmt werden kann, wird angenommen, daß im Bereich $|\cos\theta_\pi| > 0.6$ kein Beitrag von transversal polarisierten D^{*+} -Mesonen vorhanden ist. Es muß dann aber noch die Akzeptanz der Bedingung $|\cos\theta_\pi| > 0.6$ berücksichtigt werden. Diese beträgt 78.5 %.

Die Abbildung 4.28 zeigt die Verteilung der invarianten $D^0\pi^+$ -Masse bei $m_{rec}^2 > 2.0 \text{ GeV}^2/c^4$ und bei $|\cos\theta_\pi| > 0.6$. In der D^{*+} -Signalregion werden keine Einträge beobachtet. Nach der Poisson-Verteilung führt dies zu einem oberen Grenzwert von $N < 2.3$ bei einem Konfidenzniveau von 90 %.

Die Signalregion bleibt auch dann ohne Einträge, wenn einige Anforderungen gelockert werden:

- keine Anforderung an die Multiplizität n_{tot}

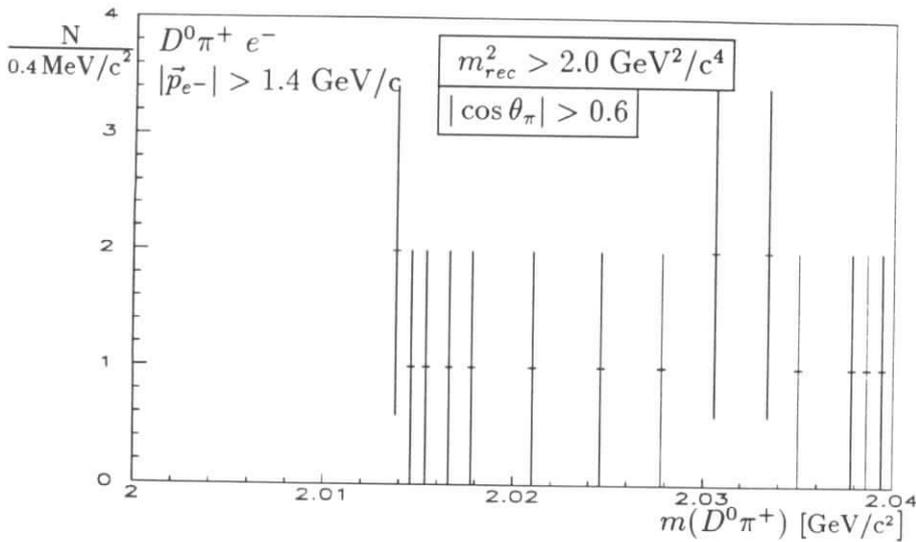


Abbildung 4.28: Die Abbildung zeigt die die invariante Masse $m(D^0\pi^+)$ in Ereignissen mit einem langsamen Elektron ($|\vec{p}_e| < 1.4 \text{ GeV}/c$) bei $m_{rec}^2 > 2.0 \text{ GeV}^2/c^4$ und bei $|\cos \theta_\pi| > 0.6$.

- keine Anforderung an das zweite Fox-Wolfram-Moment H_2
- keine Anforderung an die fehlende Energie E_{miss}
- $|\vec{p}_{miss}| > 0.9 \text{ GeV}/c$

Dadurch erhöht sich die Nachweiswahrscheinlichkeit um insgesamt 54%. Es ergibt sich somit folgender oberer Grenzwert (bei einem Konfidenzniveau von 90%) für den longitudinalen Modus:

$$BR(B^0 \rightarrow D_L^{*-} \tau^+ \nu_\tau) < 2.3\% \text{ (90\% C.L.)} \quad (4.66)$$

Hierbei wurden die systematischen Unsicherheiten durch eine Faltung der Poisson-Verteilung mit einer Gaußverteilung berücksichtigt, die als Breite die quadratisch addierten Fehler aus der Anzahl der B -Mesonen, der Nachweiswahrscheinlichkeit sowie der verwendeten Verzweigungsverhältnisse enthält.

Kapitel 5

Die Diskussion der Ergebnisse

Genauigkeit ist nicht Wahrheit.
(Henri Matisse)

In diesem abschließendem Kapitel sollen zunächst die Implikationen der hier ermittelten oberen Grenzwerte für $BR(B \rightarrow D^{(*)}\tau^+\nu_\tau)$ auf die Modelle mit geladenen Higgs-Bosonen diskutiert werden. Es folgt ein Vergleich mit anderen experimentellen Ergebnissen, die ebenfalls zu Einschränkungen der 2HDM-Parameter führten, wobei besonders auf die Ergebnisse der ALEPH- und L3-Kollaboration eingegangen wird. Es folgt eine kurze Diskussion der hier ermittelten Verzweigungsverhältnisse der exklusiven semileptonischen B -Zerfälle sowie eine abschließende Zusammenfassung dieser Arbeit.

5.1 Die Auswirkungen auf Modelle mit geladenen Higgs-Bosonen

Aus den gemessenen Verzweigungsverhältnissen ergeben sich Einschränkungen der Parameter $\tan\beta$ und m_{H^\pm} der Modelle mit geladenen Higgs-Bosonen (2HDM) (siehe Kapitel 1.3.4). Um die theoretischen Vorhersagen von Größen wie $|V_{cb}|$ und m_b unabhängig zu machen, werden die Zerfallsbreiten des τ -Modus bezogen auf diejenigen des e, μ -Modus im Standardmodell. Dies macht es notwendig, möglichst genau gemessene Verzweigungsverhältnisse $BR(B \rightarrow Dl^+\nu_l)$ zu verwenden, die mit den hier gemessenen oberen Grenzwerten verglichen werden müssen. Es wurden folgende Weltmittelwerte für die Verzweigungsverhältnisse¹ herangezogen:

- $BR(B^0 \rightarrow D^{*-}l^+\nu_l) = (4.56 \pm 0.37)\%$ [58]
- $BR(B^0 \rightarrow D^-l^+\nu_l) = (2.1 \pm 0.9)\%$ [58]

¹Der Weltmittelwert für das Verzweigungsverhältnis $BR(B^- \rightarrow D^0l^-\nu_l) = (1.5 \pm 0.5)\%$ beruht auf älteren ARGUS- und CLEO-Messungen, die inzwischen veraltete Verzweigungsverhältnisse der D -Mesonen verwendet haben und die aufgrund der Komplexität der Analyse nicht auf die verbesserten Werte umskaliert werden können (siehe [58]). Deswegen wurde dieser Wert nicht verwendet

sowie als Polarisationsparameter $\alpha = 1.24 \pm 0.25$ ² [58].

Nach dem Modell von Tanaka [28], das nur geringe theoretische Unsicherheiten beinhaltet (s. Abschnitt 1.3.4), können obere Grenzwerte für $\tan \beta/m_{H^\pm}$ (90 % Konfidenzniveau) abgeleitet werden³ [60]:

- aus $BR(B^0 \rightarrow D^{*-} \tau^+ \nu_\tau) < 2.5\%$: $\tan \beta/m_{H^\pm} < (0.98 \pm 0.02) \text{ GeV}^{-1}$
- aus $BR(B^0 \rightarrow D_L^{*-} \tau^+ \nu_\tau) < 2.3\%$: $\tan \beta/m_{H^\pm} < (1.09 \pm 0.02) \text{ GeV}^{-1}$
- aus $BR(B \rightarrow D \tau^+ \nu_\tau) < 2.4\%$: $\tan \beta/m_{H^\pm} < (0.55 \pm 0.01) \text{ GeV}^{-1}$

Der angegebene Fehler gibt die theoretische Unsicherheit an, die sich aus dem Fehler des Parameters ρ (siehe Abschnitt 1.3.4) ergibt. Der D -Modus besitzt also bezüglich der 2HDM-Parameter die stärkste Aussagekraft. Der Bereich in der $\tan \beta$ - m_{H^\pm} -Ebene, der durch den so erreichten Grenzwert ausgeschlossen werden kann, zeigt die Abbildung 5.1. Dieser ist vergleichbar mit denen, die aus der Messung des inklusiven Zerfalls $\bar{b} \rightarrow \tau^+ \nu_\tau X$ bei den LEP-Experimenten ALEPH und L3 gewonnen worden sind. Das Ergebnis der ALEPH-Kollaboration ist in der Abbildung 5.1 als gestrichelte Linie dargestellt. Die beiden Messungen von ALEPH und L3 nebst einigen anderen werden im nächsten Abschnitt vorgestellt.

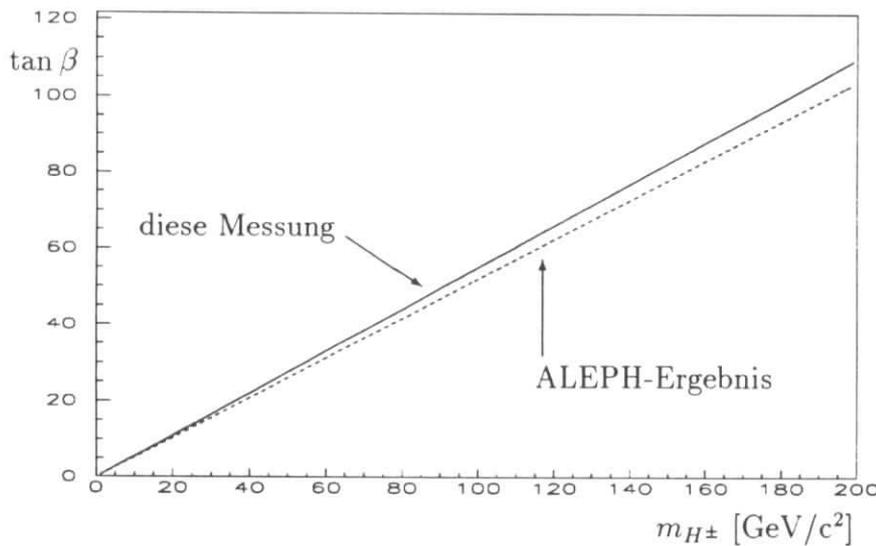


Abbildung 5.1: Die Abbildung zeigt den Bereich in der $\tan \beta - m_{H^\pm}$ -Ebene, der durch diese Messung (durchgezogene Linie) und durch das ALEPH-Ergebnis (gestrichelte Linie) ausgeschlossen werden kann.

5.2 Vergleich mit Ergebnissen der LEP-Experimente

Die Experimente ALEPH und L3 am e^+e^- -Speicherring LEP beim CERN haben das Verzweigungsverhältnis $BR(b \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau X)$ gemessen. Es ist naheliegend, deren Werte für

²Aus $\alpha = 1.24 \pm 0.25$ folgt $\Gamma(D_L^*)/(\Gamma(D_L^*) + \Gamma(D_T^*)) = 0.53 \pm 0.03$

³Als Masse des W -Bosons wurde $m_W = 80.22 \text{ GeV}/c^2$ [2] angenommen.

das inklusive Verzweigungsverhältnis mit den hier gemessenen Werten für die exklusiven Verzweigungsverhältnisse zu vergleichen, insbesondere auch die Konsequenzen, die sich für 2HDM-Modelle ergeben.

Die Ergebnisse lauten im einzelnen:

ALEPH:

Daten von 1991: $4.08 \pm 0.76(stat.) \pm 0.62(syst.)\%$ [61]

Daten von 1991–1993: $2.75 \pm 0.30(stat.) \pm 0.37(syst.)\%$ [62]

L3:

Daten von 1991–1992: $2.4 \pm 0.7(stat.) \pm 0.8(syst.)\%$ [63]

Diese Ergebnisse sind also mit den hier erzielten Resultaten verträglich.

Die Analyseverfahren beruhten bei beiden Experimenten auf einer Messung der fehlenden Energie E_{miss} , die von den zwei Neutrinos der Zerfallskette $b \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau X$, $\tau^- \rightarrow \nu_\tau X'$ herrührt. Im folgenden sei kurz die Analyseverfahren der ALEPH-Kollaboration beschrieben [61, 62]⁴. Jedes Ereignis wurde in zwei Hälften unterteilt, die durch die Ebene senkrecht zur Thrust-Achse getrennt sind. In jeder Hälfte wurde die fehlende Energie gemäß $E_{miss} = E_{beam} + E_{corr} - E_{viss}$ berechnet. E_{beam} ist die Hälfte der Schwerpunktsenergie, E_{viss} ist die gemessene Energie in jeder Ereignishälfte und setzt sich zusammen aus den Energien der geladenen Spuren und den Energien der Photonen und der neutralen Hadronen im Kalorimeter. E_{corr} ist eine Korrektur, die berücksichtigen soll, daß die wahre Energie in jeder Ereignishälfte nicht exakt E_{beam} entspricht⁵. Diese Korrektur wurde nur in der neueren Analyse [62] benutzt. Der Untergrund wird im wesentlichen bestimmt von semileptonischen b - und c -Zerfällen. Deswegen wurden Ereignisse verworfen, in denen Elektronen oder Muonen identifiziert werden konnten. Eine weitere Untergrundquelle ist durch Ereignishälften gegeben, in denen aufgrund der begrenzten Detektorauflösung ein großer Wert für E_{miss} gemessen wurde. Dieser Untergrund wurde reduziert, indem nach $b\bar{b}$ -Ereignissen⁶ gesucht wurde. Dies geschah mittels des ALEPH-Vertex-Detektors. Die dann gemessenen E_{miss} -Verteilungen wurden mit Monte-Carlo-Daten im Signalbereich $E_{cut} < E_{miss} < 30$ GeV verglichen ($E_{cut} = 12, 16, 20$ GeV). Die E_{miss} -Spektren nach der Anwendung sämtlicher Selektionsbedingungen sind in der Abbildung 5.2a) zu sehen. Das beste Resultat wurde mit $E_{cut} = 16$ GeV erzielt. Die wesentlichen Quellen für den systematischen Fehler sind die angenommene Fragmentationsfunktion der b Quarks, die Verzweigungsverhältnisse für $b, \bar{c} \rightarrow e^-/\mu^- \bar{\nu}_\tau X$ und für $D_s^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau$ und die Auflösung der fehlenden Energie E_{miss} . Die Abbildung 5.2 zeigt die E_{miss} -Spektren nach der Anwendung sämtlicher Selektionsbedingungen.

Die stärkste Einschränkung der 2HDM (Typ II) kommt natürlich vom zweiten ALEPH-Ergebnis [62]:

$$\tan \beta / M_{H^\pm} < 0.52 \text{ GeV}^{-1} \quad (5.1)$$

⁴Die Analyseverfahren der L3-Kollaboration unterscheidet sich zwar in einigen Details, die wesentlichen Prinzipien sind aber die gleichen.

⁵ E_{corr} benutzt die Erhaltung der Viererimpulse und ergibt sich aus $E_{corr} = (M_{same}^2 - M_{oppo}^2) / (4E_{beam})$, M_{same} und M_{oppo} sind die invarianten Massen der Ereignishälfte auf der gleichen bzw. der entgegengesetzten Seite des Ereignisses, in der E_{miss} gemessen wurde.

⁶ $b\bar{b}$ -Ereignisse bilden beim LEP-Ring etwa 22% aller Ereignisse.

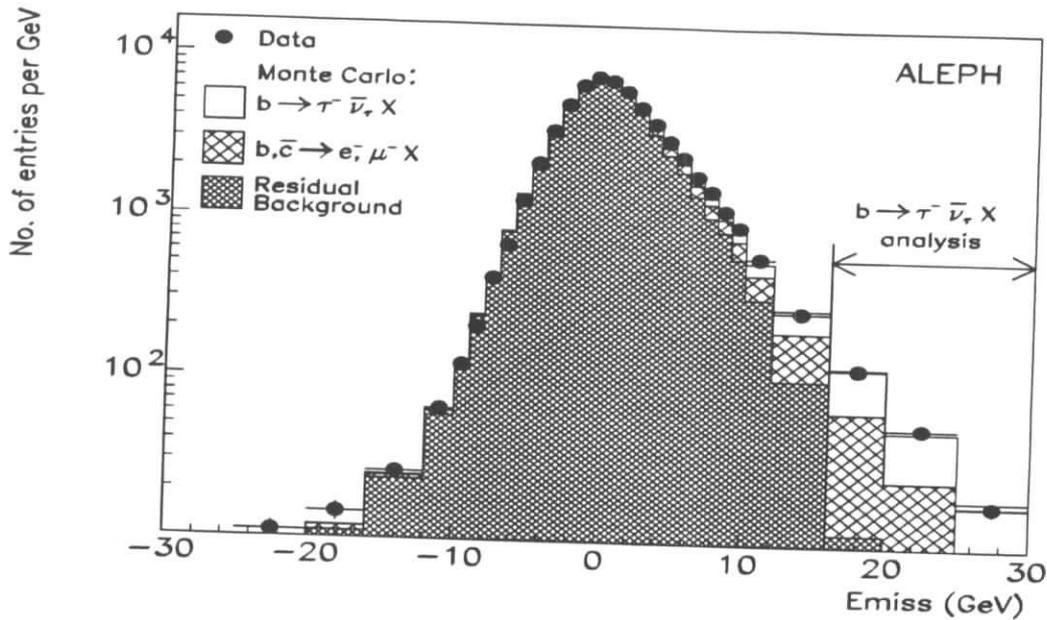


Abbildung 5.2: Die Abbildung zeigt die Verteilung der fehlenden Energie bei ALEPH nach allen Selektionsbedingungen (aus [62]).

bei einem Konfidenzniveau von 90%. Dieser Wert ist von vergleichbarer Größenordnung wie der in dieser Analyse erzielte Grenzwert (s. Abb. 5.1).

5.3 Sonstige experimentelle Einschränkungen der 2HDM

Der Parameterraum der 2HDM wird auch durch die erste Messung des Zerfalls $b \rightarrow s\gamma$ durch die CLEO-Kollaboration [66] eingeschränkt. Das Ergebnis der Messung ist $BR(b \rightarrow s\gamma) = (2.32 \pm 0.57 \pm 0.35) \times 10^{-4}$. Dieses Ergebnis befindet sich in guter Übereinstimmung mit der Vorhersage des Standardmodells von $(2.8 \pm 0.8) \times 10^{-4}$ für $m_{top} = 175$ GeV. In einem 2HDM kann das geladene Higgs-Boson einen wesentlichen Beitrag zu diesem Zerfall liefern [67, 68]. Im Modell II der 2HDM wird die Masse des geladenen Higgs-Bosons auf den Bereich

$$m_{H^\pm} > 244 + 63/(\tan \beta)^{1.3} \text{ GeV} \quad (5.2)$$

mit einem Konfidenzniveau von 95% eingeschränkt [66].

In minimalen supersymmetrischen Erweiterungen des Standardmodells besitzt dieser Grenzwert jedoch keine Gültigkeit, da SUSY-Teilchen auch einen Beitrag zu $b \rightarrow s\gamma$ liefern können [69]. Diese Beiträge können sowohl konstruktiv als auch destruktiv mit den Beiträgen der Standardmodell-Teilchen und des geladenen Higgs-Bosons interferieren. Insofern ist die Aussagekraft des obigen Grenzwertes vermindert.

Geladene Higgs-Bosonen können im Prinzip alle Zerfälle beeinflussen, die mit Schleifen- oder Boxdiagrammen beschrieben werden, wie z.B. die B^0 -Oszillationen oder die Pinguinzerfälle der B -Mesonen [70]. Insbesondere wenn über ein Schleifendiagramm ein virtuelles top -Quark ausgetauscht wird, können H^\pm -Bosonen eine wesentliche Rolle spielen, da deren Kopplung proportional zu $m_{top}/\tan \beta$ ist. Da in diesen Prozessen neben den geladenen

Higgs-Bosonen aber auch noch andere Teilchen eine Rolle spielen können, sind die Einschränkungen für die 2HDM meistens nicht so stark und aussagekräftig. Hier sollen deshalb nur die wichtigsten experimentellen Einschränkungen vorgestellt werden.

Die ALEPH-Kollaboration hat neben der Messung des Zerfalls $b \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau X$ auch nach dem leptonicen Zerfall $B^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau$ gesucht [62]. Die Analyseverfahren stimmen im wesentlichen mit der überein, die bereits im vorherigen Abschnitt beschrieben worden ist. Es wurde aber nach Ereignishälften mit einem größeren Wert für E_{miss} gesucht. Es wurde verlangt, daß $E_{miss} > 35$ GeV sein soll. Aus dem ermittelten oberen Grenzwert von $BR(B^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau) < 1.8 \times 10^{-3}$ bei einem Konfidenzniveau von 90% wurde die Einschränkung

$$\tan \beta / M_{H^\pm} < \frac{1}{5.28} \left[1 + \left(\frac{1.8 \times 10^{-3}}{BR_{SM}} \right)^{\frac{1}{2}} \right]^{\frac{1}{2}} \text{ GeV}^{-1} \quad (5.3)$$

abgeleitet. Das nach dem Standardmodell erwartete Verzweigungsverhältnis BR_{SM} hängt von der Zerfallskonstante f_B und dem CKM-Matrixelement V_{ub} ab. Für $f_B = 190$ MeV und $V_{ub} = 0.003$ ergibt sich

$$\tan \beta / M_{H^\pm} < 0.51 \text{ GeV}^{-1} \quad (5.4)$$

Wegen der großen Unsicherheiten in f_B und in V_{ub} ist die Aussagekraft dieses Grenzwertes allerdings eingeschränkt.

Von der ARGUS-Kollaboration wurde das Impulsspektrum der Elektronen daraufhin untersucht, ob im Bereich kleiner Impulse ein Beitrag von Zerfällen, die nicht Bestandteil des Standardmodells sind – wie eben die 2HDM, vorhanden sein könnte [71]. Eine Anpassungsrechnung an das Impulsspektrum ergab:

$$BR(B \rightarrow \tau \nu X)_{non-Standard} = (0.0 \pm 3.2) \% \quad (5.5)$$

was – bei einem Konfidenzniveau von 90% – einem oberen Grenzwert von 5.2% entspricht.

Die leptonicen Verzweigungsverhältnisse des τ -Leptons werden durch geladene Higgs-Bosonen um einen Faktor $\left(1 - \frac{2m^2}{m_{H^\pm}^2} \tan^2 \beta \right)$ reduziert⁷ [72]. Die gute Übereinstimmung zwischen den experimentellen Werten und den Vorhersagen des Standardmodells für $\Gamma(\tau \rightarrow e \nu \nu(\gamma)) / \Gamma(\tau \rightarrow \mu \nu \nu(\gamma))$ impliziert [73]

$$m_{H^\pm} \geq 2 \tan \beta \text{ GeV} / c^2 \quad (5.6)$$

Die CDF-Kollaboration hat nach geladenen Higgs-Bosonen in Zerfällen des top -Quarks gesucht ([74, 75]). Wenn die Relation $m_{top} > m_{H^\pm} + m_b$ erfüllt ist, ist der Zerfall $t \rightarrow H^+ b$ möglich. Es wurde nach dem anschließendem Higgs-Zerfall $H^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau$ mit einem hadronischen Zerfall des τ -Leptons gesucht, wobei die große fehlende transversale Energie und die geringe geladene Multiplizität des τ -Zerfalls ausgenutzt wurde. Es wurden 19 Ereignisse gefunden bei 18.5 ± 2.6 Untergrundereignissen. Die Abbildung 5.3 zeigt die Bereiche in der (m_{top}, m_{H^\pm}) -Ebene für $\tan \beta = 50, 100$ und 500 , die durch diese Messung bei einem Konfidenzniveau von 95% ausgeschlossen werden können.

⁷Dieser Faktor gilt strenggenommen nur bei der Berücksichtigung von Baumgraphen.

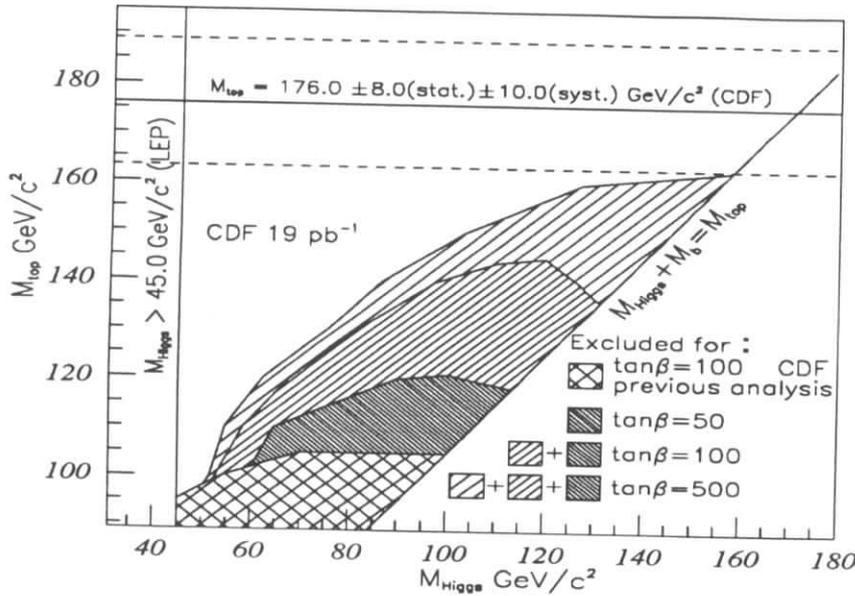


Abbildung 5.3: Die Abbildung zeigt die Bereiche in der (m_{top}, m_{H^\pm}) -Ebene für verschiedene Werte von $\tan\beta$, die durch die Messung der CDF-Kollaboration bei 95 % C.L. ausgeschlossen werden (aus [74]). Die Abbildung zeigt auch die Grenzbereiche einer früheren Analyse [75].

5.4 Die exklusiven semileptonischen B -Zerfälle

Die hier gemessenen Verzweungsverhältnisse der exklusiven semileptonischen B -Zerfälle werden in der Tabelle 5.1 mit den Weltmittelwerten aus [58] verglichen. Die Werte sind in guter Übereinstimmung.

Angegeben sind auch das inklusive semileptonische Verzweungsverhältnis und die Summe der drei hier gemessenen Werte. Innerhalb der Fehler sind die Werte konsistent. Die Abweichung der Mittelwerte kann aus dem abweichenden Ergebnis für das Verzweungsverhältnis des Zerfalls $B \rightarrow D^{**}l^- \nu_l$ erklärt werden. Von diesem Zerfall wird ein erheblicher Beitrag zum inklusiven semileptonischen Verzweungsverhältnis erwartet, da über 30 % der semileptonischen B -Zerfälle nicht von Zerfällen in D und D^* -Mesonen herrühren. Die bisherigen Messungen der semileptonischen B -Zerfälle in D^{**} -Mesonen werden in der Tabelle 5.2 zusammengefaßt.

Die größte Abweichung zum hier gemessenen Wert findet man bei den Messungen, die eine Analyse des inklusiven Leptonenspektrums vorgenommen haben. Bei diesen Messungen können auch nichtresonante Zerfälle einen Beitrag liefern. Daß solche Zerfälle eine Rolle spielen, zeigt z.B. die Messung des Zerfalls $\bar{B} \rightarrow D^{*+} \pi^- l^- X \nu$ der ALEPH-Kollaboration. In dieser Analyse werden nichtresonante Beiträge durch die Bedingung $\hat{m}_B > 5.15 \text{ GeV}/c^2$ unterdrückt. In der Abbildung 5.4 ist die Verteilung der Größe \hat{m}_B beim Zerfall $B^- \rightarrow D^{*+} \pi^- l^- \nu_l$ zu sehen (vergleiche mit 4.14). Bei diesem nichtresonanten Zerfall beträgt die Akzeptanz der Bedingung $\hat{m}_B > 5.15 \text{ GeV}/c^2$ nur noch 57 % (vergleiche mit Tabelle 4.3).

Die Vorhersagen einiger theoretischer Modelle gibt die Tabelle 5.3 wieder. Lediglich neuere Berechnungen von Matsuda und Suzuki [84] ergeben einen Wert, der mit den experimentellen Messungen verträglich ist.

Zerfallsmodus	Weltmittelwert	Zerfallsmodus	diese Messung
$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^{-}\nu$	4.56 ± 0.37	$B \rightarrow D^{*}l^{+}\nu$	4.9 ± 1.0
$B^{-} \rightarrow D^{*0}l^{-}\nu$	5.31 ± 0.81		
$\bar{B}^0 \rightarrow D^{+}l^{-}\nu$	2.1 ± 0.9	$B \rightarrow Dl^{+}\nu$	2.0 ± 1.3
$B^{-} \rightarrow D^0l^{-}\nu$	1.5 ± 0.5		
$B \rightarrow D^{**}l^{+}\nu$	2.5 ± 0.7	$B \rightarrow D^{**}l^{+}\nu$	1.6 ± 0.6
$B \rightarrow l^{+}\nu X$	10.98 ± 0.28	Summe	8.5 ± 1.7

Tabelle 5.1: Die Tabelle zeigt einen Vergleich der hier gemessenen Verzweigungsverhältnisse der exklusiven semileptonischen B -Zerfälle mit den Weltmittelwerten, sowie des inklusiven semileptonischen Verzweigungsverhältnisses mit der Summe der drei hier gemessenen Werte. Die Fehler sind die quadratischen Summen der statistischen und der systematischen Fehler.

Zerfallsmodus	ARGUS	CLEO	ALEPH [76]	OPAL [77]
$B^{-} \rightarrow D_1^0l^{-}X\nu$		$< 0.93\% (90\%C.L.)$ [82]	$0.84 \pm 0.24 \pm 0.14$	$2.2 \pm 0.5 \pm 0.5$
$B^{-} \rightarrow D_2^0l^{-}X\nu$		$< 2.2\% (90\%C.L.)$ [82]		$0.95 \pm 0.38 \pm 0.46$
$\bar{B}^0 \rightarrow D_1^+l^{-}X\nu$				$2.1 \pm 0.8 \pm 0.5$
$\bar{B}^0 \rightarrow D_2^+l^{-}X\nu$				$2.4 \pm 0.7 \pm 0.6$
$\bar{B} \rightarrow D^{**}(2420)l^{-}X\nu$			$0.84 \pm 0.24 \pm 0.14$	2.2 ± 0.65
$\bar{B} \rightarrow D^{**}(2460)l^{-}X\nu$				1.2 ± 0.38
$\bar{B} \rightarrow D^{*+}\pi^{-}l^{-}X\nu$			$1.08 \pm 0.3 \pm 0.22$	
$\bar{B} \rightarrow D^{**}l^{-}\nu$	$2.5 \pm 0.6 \pm 0.5^8$ [79] $3.8 \pm_{0.6}^{0.7} \pm_{0.4}^{0.3}$ [78]	$< 2.8\% (95\%C.L.)$ [83] 3.6 ± 0.6^{10} [81] $3.4 \pm 1.1 \pm 0.7^{11}$ [80]		
	diese Messung: $1.6 \pm 0.5 \pm 0.3$			

Tabelle 5.2: Die Tabelle gibt eine Übersicht über die gemessenen Verzweigungsverhältnisse $BR(\bar{B} \rightarrow D^{**}l^{-}\nu)$ (in %).

	ISGW2 [55]	SISM [17]	CNP [56]	VO [57]	MS [84]
$BR(\bar{B} \rightarrow D^{**}l^{-}\nu)$	0.96	0.33	0.53	0.96	1.69
$BR(\bar{B} \rightarrow (D + D^{*})l^{-}\nu)$	9.03	7.23	7.24	9.24	8.16

Tabelle 5.3: Die Tabelle zeigt einige theoretische Vorhersagen zu den Verzweigungsverhältnissen $BR(\bar{B} \rightarrow D^{**}l^{-}\nu)$ und $BR(\bar{B} \rightarrow (D + D^{*})l^{-}\nu)$ (in $\left| \frac{V_{cb}}{0.040} \right|^2 \frac{\tau_B}{1.537ps}$ %)

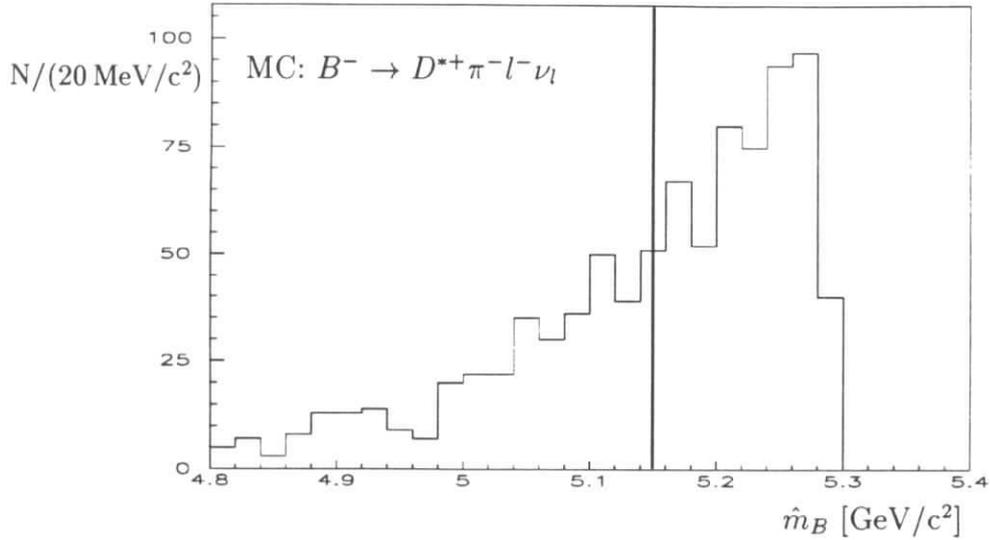


Abbildung 5.4: Das Histogramm zeigt die Verteilung der Größe \hat{m}_B beim Zerfall $B^- \rightarrow D^{*+}\pi^-l^-\nu_l$

5.5 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird die erste Analyse vorgestellt, die Aussagen zu den exklusiven semi-tauonischen B -Zerfällen $B \rightarrow D\tau^+\nu_\tau$ und $B^0 \rightarrow D^{*-}\tau^+\nu_\tau$ ermöglicht. Die dabei erzielten oberen Grenzwerte:

$$\begin{aligned} BR(B^0 \rightarrow D^{*-}\tau^+\nu_\tau) &< 2.5\% \text{ (90\% C.L.)} \\ BR(B \rightarrow D\tau^+\nu_\tau) &< 2.4\% \text{ (90\% C.L.)} \end{aligned}$$

und auch der Wert für den longitudinalen D^* -Modus – $BR(B^0 \rightarrow D_L^{*-}\tau^+\nu_\tau) < 2.3\%$ (90% C.L.) – lassen keinen Anstieg oder Reduzierung erkennen, die nicht mit dem Standardmodell verträglich wäre und befinden sich in Übereinstimmung mit den Messungen des inklusiven Verzweungsverhältnisses, die von den Experimenten ALEPH und L3 ausgeführt worden sind.

Diese oberen Grenzwerte erlauben eine Einschränkung des Verhältnisses $\tan\beta/m_{H^\pm}$, der für diejenigen Erweiterungen des Standardmodells wesentlich ist, bei denen geladene Higgs-Bosonen auftreten. Solche Modelle (2HDM) werden z.B. für supersymmetrische Erweiterungen des Standardmodells benötigt. Der hier erreichte obere Grenzwert $\tan\beta/m_{H^\pm} < (0.55 \pm 0.01) \text{ GeV}^{-1}$ ist vergleichbar mit dem von ALEPH erzielten Wert.

Eine größere Aussagekraft wäre mit einer erhöhten Datenmenge möglich, wie sie bei den in Bau befindlichen B -Fabriken erreichbar sein werden und wie sie das Experiment CLEO II zum Teil bereits hat. Insbesondere mit einem Vertexdetektor, der in der Lage ist, den Zerfallsvertex des τ -Leptons aufzulösen, wäre eine verbesserte Analyse möglich, die

⁸Mittelwert über zwei verwendete theoretische Modelle

⁹Aus der Analyse des Spektrums der hadronischen Masse $M_X^2 \approx (E_B - E_l - E_\nu)^2 - (\vec{p}_l + \vec{p}_\nu)^2$, benutzt wurde das Massenspektrum des GISW Modells.

¹⁰Aus dem inklusiven Leptonspektrum.

¹¹Aus der Differenz $BR(B \rightarrow DXl\nu) - BR(B \rightarrow (D, D^*)l\nu)$

unter Umständen auch eine Messung der τ -Polarisation erlaubt. Dies würde eine wesentlich stärkere Einschränkung der Modellparameter mit geladenen Higgs-Bosonen erlauben [27, 28] oder gar einen indirekten Hinweis auf die Existenz solcher Teilchen ermöglichen.

Daß die hier beschriebene Analyse zu richtigen Resultaten führt, zeigt die parallel durchgeführte Messung der übrigen exklusiven semileptonischen Verzweungsverhältnissen. Die hier erzielten Resultate

$$\begin{aligned}BR(B \rightarrow Dl^+\nu_l) &= (2.1 \pm 1.1 \pm 0.7) \% \\BR(B \rightarrow D^{*-}l^+\nu_l) &= (4.8 \pm 0.7 \pm 0.7) \% \\BR(B \rightarrow D^{**}l^+\nu_l) &= (1.6 \pm 0.5 \pm 0.3) \%\end{aligned}$$

sind in guter Übereinstimmung mit bisherigen Messungen.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen danken, die mir in der langen Zeit, in der diese Arbeit angefertigt wurde, zur Seite gestanden haben und mir behilflich gewesen sind. Zuallererst gilt mein Dank allen Mitgliedern der ARGUS-Kollaboration, ohne die diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre, allen voran Herrn Dr. H. Schröder und Herrn Prof. Dr. W. Schmidt-Parzefall.

Herrn Minoru Tanaka danke ich für die Berechnungen der oberen Grenzwerten für $\tan \beta / m_H$.

Einen maßgeblichen Anteil an der angenehmen Arbeitsatmosphäre hatten natürlich auch meine lieben und stets hilfsbereiten Kollegen Angela, Oliver, Thorsten, Rüdiger, Robert, Reinhard, Peter, Andreas, Julia und Christian.

Ein großes Dankeschön geht an meinen Vater für seine nie endende Unterstützung und Geduld.

Wie wertvoll Freunde sind, konnte ich in dieser Zeit besonders häufig erfahren, auch wenn ich manchmal nicht so viel Zeit für sie hatte. Ein liebes Dankeschön geht deswegen an Folli für seine Aufmunterung, wenn ich mal wieder in kritischer Stimmung gewesen bin, und für vieles andere, an Andreas für die vielen Mails, an Corinna für die ersten Schritte auf dem Klavier, die mir eine ganz neue Welt eröffnet haben, an Britt für die vielen gemeinsam gelaufenen Kilometer und auch an Nils für das Einscannen einiger Bilder.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Spectator-Diagramm für den Zerfall eines \bar{B}^0 -Mesons	13
1.2	Annihilations- und Austausch-Diagramm	14
1.3	Das Lepton-Impulsspektrum in $b \rightarrow c\tau\nu_\tau$ und in $B \rightarrow X\tau\nu_\tau$ nach Kalinowski	23
1.4	Die differentiellen Zerfallsraten und q^2 -Spektren für $B \rightarrow D\tau\bar{\nu}_\tau$ und $B \rightarrow D^*\tau\bar{\nu}_\tau$ nach Grządkowski und Hou	24
1.5	$\tan\beta$ - m_{top} Parameterraum	26
1.6	Das Verhältnis $\Gamma(\bar{B} \rightarrow D\tau\bar{\nu}_\tau)/\Gamma(\bar{B} \rightarrow D\mu\bar{\nu}_\mu) _{SM}$ als Funktion von m_H für verschiedene Werte von $\tan\beta$ nach Berechnungen von Tanaka	27
1.7	Das Verhältnis $\Gamma(\bar{B} \rightarrow D_L^*\tau\bar{\nu}_\tau)/\Gamma(\bar{B} \rightarrow D_L^*\mu\bar{\nu}_\mu) _{SM}$ als Funktion von m_H für verschiedene Werte von $\tan\beta$ nach Berechnungen von Tanaka	28
2.1	Der Speicherring DORIS II	30
2.2	Die Υ -Resonanzen im sichtbaren hadronischen Wirkungsquerschnitt $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen})$ (aus [34])	31
2.3	Der ARGUS-Detektor	33
3.1	Die Verteilung der dE/dx -Werte über den Teilchenimpuls	41
3.2	Die Verteilung der aus den TOF-Werten berechneten Massenquadrate über den Teilchenimpuls	41
3.3	Korrelation zwischen dem Elektronimpuls und m_{rec}^2	47
3.4	Die theoretisch erwarteten m_{rec}^2 -Verteilungen	49
4.1	Die MC-Impulsspektren der Elektronen aus den Zerfällen $B \rightarrow D\tau^-\bar{\nu}_\tau$, $\tau^- \rightarrow e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau$ und $B \rightarrow De^-\bar{\nu}_e$	51
4.2	Die Multiplizität in Kontinuumsdaten und in MC $\Upsilon(4S)$ -Daten	53
4.3	Das zweite Fox-Wolfram-Moment H_2 in $\Upsilon(4S)$ - und $q\bar{q}$ -Ereignissen	54
4.4	Die Verteilung von $ \cos\theta_{thrust} $ für simulierte $B \rightarrow D\tau^-\bar{\nu}$ -Zerfälle und für Kontinuumsereignisse	55
4.5	Das Impulsspektrum der Teilchen, die im Strahlrohr verlorengehen, und der Neutrinos, Neutronen und K_L^0 -Mesonen	56
4.6	Der fehlende Impuls eines Ereignisses	56
4.7	$\cos\theta_{p_{miss}}$ für Kontinuumsereignisse	58
4.8	Die fehlende Energie E_{miss}	59

4.9	Der Akzeptanzverlauf für Elektronen und Myonen	60
4.10	Vergleich der x_p -Spektren für D -Mesonen aus dem Zerfall $B \rightarrow D\tau^-\bar{\nu}$ mit der gemessenen Verteilung für D^0 -Mesonen ($\Upsilon(4S)$ - und Kontinuumsdaten	62
4.11	Invariante Masse von $K^-\pi^+$ Paaren mit einer Likelihood größer als 1 % und größer als 10 %	63
4.12	$\cos\theta_K$ für $K^-\pi^+$ - und $K^-\pi^+\pi^+$ -Kombinationen	63
4.13	Invariante Massen der $K^-\pi^+$ -, $K^-\pi^+\pi^+$ - und $D^0\pi^+$ -Kombinationen mit einem langsamen Elektron ($ \vec{p}_e < 1.4$ GeV/c) und mit einem schnellen Lepton ($ \vec{p}_l > 1.4$ GeV/c).	66
4.14	Die Verteilung der Größe \hat{m}_B in Monte-Carlo-Daten mit exklusiven semi-leptonischen bzw. semitaunischen B -Zerfällen	68
4.15	Die Verteilungen der Größe \hat{m}_B	70
4.16	Vergleich der \hat{m}_B -Verteilungen für $1.3 < m(K^-\pi^+) < 2.5$ und für $1.8245 < m(K^-\pi^+) < 1.9045$	71
4.17	Die Verteilungen der invarianten Massen $m(K^-\pi^+)$, $m(K^-\pi^+\pi^+)$ und $m(D^0\pi^+)$ nach allen Selektionskriterien aber ohne die Einschränkung auf m_{rec}^2	73
4.18	Die gemessenen m_{rec}^2 -Verteilungen	74
4.19	Die Verteilung der Größen $ \vec{p}_{l+} $, m_{rec}^2 und \hat{m}_B für unkorrelierte $D^{*-}e^+$ -Paare	77
4.20	Die Verteilung der Größen \hat{m}_B und m_{rec}^2 für unkorrelierte $D^{*-}e^+$ -Paare, wobei das Elektron als primäres Lepton aus einem B^0 -Oszillationsprozess hervorgegangen ist	78
4.21	Das MC-Impulsspektrum der Elektronen aus D_s -Mesonen, die direkt in einem B -Zerfall erzeugt wurden, sowie die Verteilung von m_{rec}^2 und \hat{m}_B	80
4.22	Die m_{rec}^2 -Verteilung für D^0H^- -Paare mit $p_H < 1.4$ nach allen Selektionsbedingungen als Ergebnis von Anpassungsrechnungen sowie die \hat{m}_B -Verteilung für $D^{*+}H^-$ -Paare mit $p_H < 1.4$	81
4.23	Das gemessene Elektron-Impulsspektrum aus Kontinuumsereignissen bei $\sqrt{s} = 10.5$ GeV (aus die Verteilung der Größen m_{rec}^2 und \hat{m}_B für $D^{*-}e^+$ -Paare aus MC-Kontinuumsereignissen	82
4.24	Die gemessenen m_{rec}^2 -Verteilungen mit den Untergrundverteilungen und den graphischen Ergebnissen der Anpassungsrechnungen	89
4.25	Invariante Massen der $K^-\pi^+$ - und $K^-\pi^+\pi^+$ -Kombinationen mit einem langsamen Elektron ($ \vec{p}_e < 1.4$ GeV/c) bei $m_{rec}^2 > 2.0$ GeV ² /c ⁴ für $\Upsilon(4S)$ - und Kontinuum-Daten.	91
4.26	Die theoretisch erwarteten m_{rec}^2 -Verteilungen für De^- -Paare mit $ \vec{p}_e < 1.4$ GeV/c mit einer Verdeutlichung der Bedingung $m_{rec}^2 > 2.0$ GeV ² /c ⁴	92
4.27	Die invariante Masse $m(D^0\pi^+)$ in Ereignissen mit einem langsamen Elektron ($ \vec{p}_e < 1.4$ GeV/c) bei $m_{rec}^2 > 2.0$ GeV ² /c ⁴	93
4.28	Die invariante Masse $m(D^0\pi^+)$ in Ereignissen mit einem langsamen Elektron ($ \vec{p}_e < 1.4$ GeV/c) bei $m_{rec}^2 > 2.0$ GeV ² /c ⁴ und bei $ \cos\theta_\pi > 0.6$	94
5.1	Der Bereich in der $\tan\beta$ - m_{H^\pm} -Ebene, der durch diese Messung und durch das ALEPH-Ergebnis ausgeschlossen werden kann.	96

5.2	Die Verteilung der fehlenden Energie bei ALEPH	98
5.3	Bereiche in der (m_{top}, m_{H^\pm}) -Ebene für verschiedene Werte von $\tan\beta$, die durch die Messung der CDF-Kollaboration bei 95% C.L. ausgeschlossen werden	100
5.4	Die Verteilung der Größe \hat{m}_B beim Zerfall $B^- \rightarrow D^{*+} \pi^- l^- \nu_l$	102

Tabellenverzeichnis

1.1	Die Felder im elektroschwachen Sektor des Standardmodells	7
1.2	Der Teilcheninhalt in der minimalen supersymmetrischen Erweiterung des Standardmodells (MSSM)	11
3.1	Integrierte Luminositäten und Anzahl der Multi-Hadron-Kandidaten (N_{MH}) auf der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz und im Kontinuum	44
4.1	Die Effizienz der Bedingungen an den fehlenden Impuls, an dessen Winkel bezüglich der Strahlachse sowie an die fehlende Energie für verschiedene Reaktionen	59
4.2	Die bei der Rekonstruktion der D^{*+} Mesonen verwendeten D^0 -Zerfälle mit der geforderten Bedingung auf Δm	65
4.3	Die Effizienz der Bedingung $\hat{m}_B > 5.15 \text{ GeV}/c^2$ für exklusive semileptonische B -Zerfälle und für einige Untergrundreaktionen	68
4.4	Die Ereigniszahlen $N(D^0)$, $N(D^+)$ und $N(D^{*+})$ für $ \vec{p}_e < 1.4 \text{ GeV}/c$ und für $ \vec{p}_l > 1.4 \text{ GeV}/c$ in den $\Upsilon(4S)$ -Daten	71
4.5	Die Produktverzweigungsverhältnisse der B -Zerfälle in ein D_s -Meson mit anschließendem Zerfall in ein Elektron	79
4.6	Untergründereignisse	83
4.7	Die Akzeptanzen	85
4.8	Verzweigungsverhältnisse über den Zerfall und die Erzeugung von D^{**} -Mesonen in semileptonischen B -Zerfällen nach den Modellen von ISGW2, SISM, CNP und VO	87
4.9	Die systematischen Fehler der exklusiven semileptonischen B -Zerfälle	88
4.10	Die semileptonischen Verzweigungsverhältnisse bei verschiedenen Modellen zur D^{**} -Produktion	88
4.11	Ereigniszahlen und die Untergrundbeiträge für D^0 und D^+ -Mesonen mit einem langsamen Elektron	90
5.1	Vergleich der hier gemessenen Verzweigungsverhältnisse der exklusiven semileptonischen B -Zerfälle mit den Weltmittelwerten.	101
5.2	Übersicht über die gemessenen Verzweigungsverhältnisse $BR(\bar{B} \rightarrow D^{**}l^- \nu)$	101
5.3	Theoretische Vorhersagen zum Verzweigungsverhältnis $BR(\bar{B} \rightarrow D^{**}l^- \nu)$	101

Literaturverzeichnis

- [1] O. Nachtmann, *Phänomene und Konzepte der Elementarteilchenphysik*, Braunschweig/Wiesbaden 1986
- [2] Particle Data Group, Review of Particle Properties Phys. Rev. **D 50** (1994)
- [3] L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 1945.
- [4] J. A. Casas et al., CERN-TH-7334/94, hep-ph/9407389, Nucl. Phys. **B 436** (1995) 3, Erratum ibidem B 439 (1995) 466
- [5] A. Sopczak, Vortrag "Aspects of Higgs boson searches" in "Beyond The Standard Model IV", Tahoe, World Scientific Pub. Co. (1995) 557
- [6] P. Langacker, Proceedings of the Tennessee International Symposium on Radiative Corrections, Gatlinburg, USA, Juli 1994
- [7] B. Grinstein, N. Isgur, D. Scora, M. Wise ; Phys. Rev.**D 39** (1989) 799.
- [8] M. Wirbel, B. Stech, M. Bauer ; Z. Phys.**C 29** (1985) 637.
- [9] J. G. Körner, G. A. Schuler ; Z. Phys.**C 38** (1988) 511.
ERRATUM Z.Phys. **C 41**(1989) 41.
- [10] S. Godfrey, N. Isgur ; Phys. Rev.**D 32** (1985) 189.
- [11] T. Altomari, L. Wolfenstein ; Phys. Rev. Lett.**58** (1987) 1583.
- [12] P. Colangelo, G. Nardulli, L. Tedesco ; Phys. Lett.**B 272** (1991) 344.
- [13] J. L. Richardson, Phys. Lett. **B 82** (1979) 272.
- [14] A. Ali, T. Ohl, T. Mannel, Phys. Lett. **B 298** (1993) 195.
- [15] M. Neubert ; SLAC-PUB-6263 June 1993
- [16] N. Isgur, M. B. Wise ; Phys. Rev. Lett.**D 43** (1991) 819.
- [17] T. B. Suzuki, T. Ito, S. Sawada, M. Matsuda, Prog. Theor. Phys. **91** (1994) 757
- [18] J. G. Körner, G. A. Schuler ; Z. Phys.**C 46** (1990) 93.
- [19] J. G. Körner, G. A. Schuler ; Phys. Lett. **B 231** (1989) 306.

- [20] P. Heiliger, L. M. Sehgal; Phys. Lett. **B 229** (1989) 409.
- [21] K. Hagiwara, A. D. Martin, M. F. Wade ; Z. Phys. **C 46** (1990) 299.
- [22] K. Hagiwara, A. D. Martin, M. F. Wade ; Nucl. Phys. **B 327** (1989) 569.
- [23] J. F. Gunion, H. E. Haber, G. L. Kane, S. Dawson ; The Higgs Hunter's Guide, Addison-Wesley Publishing Co., Reading MA, (1990)
- [24] A. J. Buras, P. Krawczyk, M. E. Lautenbacher, C. Salazar, Nucl. Phys. **B 337** (1990) 284
- [25] V. Barger, J. L. Hewet, R. J. N. Phillips, Phys. Rev. **D 41** (1990) 3421.
- [26] J. Kalinowski ; Phys. Lett. **B 245** (1990) 201.
- [27] B. Grządkowski, W.-S. Hou ; PSI-PR-92-06
- [28] M. Tanaka, Z. Phys. **C 67** (1995) 321
- [29] H. E. Haber in "Perspectives on Higgs Physics" (Herausgeber: G. L. Kane), World Scientific Pub. Co. (1993) 86
- [30] F. Abe et al. (CDF Kollab.), Phys. Rev. Lett. **73** (1994) 225; Phys. Rev. **D 50** (1994) 2966
 F. Abe et al. (CDF Kollab.), FERMILAB-PUB-95/022-E(1995)
 S. Abachi et al. (D0 Kollab.), FERMILAB-PUB-95/028-E(1995)
- [31] G. F. Giudice, G. Ridolfi, Z. Phys. **C 41** (1988) 447
 M. Olechowski, S. Pokorski, Phys. Lett. **B 214** (1988) 393
 M. Drees, M. M. Nojiri, Nucl. Phys. **B 369** (1992) 54
- [32] Y. Grossman, Nucl. Phys. **B 426** (1994) 355
- [33] H. Albrecht et al. (ARGUS Kollab.), DESY 96-015, erscheint in Physics Reports
- [34] B. Gittelman, S. Stone (CLEO Kollab.), B Meson Decay, in: A. Ali, P. Söding (Hrsg.), High Energy Electron Positron Physics, World Scientific, Singapore, 1988
- [35] H. Albrecht et al. (ARGUS Kollab.) Nucl. Instr. and Methods **A 275** (1989) 1.
- [36] E. Michel et al., Nucl. Instr. and Methods **A 348** (1994) 465.
- [37] H. Albrecht, ARGUS Kinematical Analysis Language (KAL), März 1985, unveröffentlicht
- [38] PAW Physics Analysis Workstation, An Introductory Tutorial, CERN Program Library Long Writeup Q121 (1995)
- [39] S. Weseler (ARGUS Kollab.), Dissertation, IHEP-HD/86-2, Heidelberg (1986)
- [40] J. C. Gabriel (ARGUS Kollab.) Dissertation, IHEP-HD/89-1, Heidelberg (1989)

- [41] C. W. Hast (ARGUS Kollab.), Diplomarbeit, Univ. Dortmund, 1988
- [42] G. Harder (ARGUS Kollab.), Dissertation, Univ. Hamburg, Interner Bericht DESY F15-89-01 (1989)
- [43] E. W. Kolb, K. A. Olive, Phys. Rev. **D 33** (1986) 1202
- [44] G. C. Fox, S. Wolfram; Phys. Lett. **B 82** (1979) 134.
- [45] E. Farhi; Phys. Rev. Lett. **39** (1977) 1587.
- [46] M. Dittmar, ETHZ-IPP PR-94-12 (1994)
- [47] M. L. Perl et al., Phys. Rev. Lett. **35** (1975) 1489; Phys. Lett. **B 63** (1976) 466; Phys. Lett. **B 70** (1977) 487.
- [48] G. Arnison et al. (UA1 Kollab.), Phys. Lett. **B 122** (1983) 103; M. Banner et al. (UA2 Kollab.), Phys. Lett. **B 122** (1983) 476.
- [49] A. Rohde, Dissertation (in Vorbereitung)
- [50] A. Nau (ARGUS Kollab.), Dissertation, Univ. Hamburg, DESY 93-005 (1993)
- [51] F. Sefkow (ARGUS Kollab.), Dissertation, Univ. Hamburg, Interner Bericht DESY F15-90-04 (1990)
- [52] H. Albrecht et al. (ARGUS Kollab.), Phys. Lett. **B 192** (1987) 245.
- [53] D. Gibaut et al. (CLEO Kollab.), Preprint CLNS 95/1354, CLEO 95-16
- [54] T. Bowcock et al. (CLEO Kollab.), Investigation of $D\bar{D}$ Correlations and the Total Charm Cross Section in Nonresonant e^+e^- Annihilations at $\sqrt{s} = 10.5$ GeV, Cornell Preprint, Sept. 1987
- [55] D. Scora, N. Isgur, Phys. Rev. **D 52** (1995) 2783
- [56] P. Colangelo, G. Nardulli, N. Paver ; Phys. Lett. **B 293** (1992) 207
- [57] S. Veseli, M. G. Olsson, MADPH-96-924, hep-ph/9601307
- [58] T. E. Browder, K. Honscheid, *B Mesons*, HEP-PH-9503414, UH 511-816-95, OHSTPY-HEP-E-95-010 (1995)
- [59] H. Kuipers (ARGUS Kollab.), Diplomarbeit, Univ. Hamburg, Interner Bericht DESY F15-91-04 (1991)
- [60] Minoru Tanaka, persönliche Mitteilung
- [61] D. Buskulic et al. (ALEPH Kollab.) Phys. Lett. **B 298** (1993) 479.
- [62] D. Buskulic et al. (ALEPH Kollab.) Phys. Lett. **B 343** (1995) 444.
- [63] M. Acciarri et al. (L3 Kollab.) Phys. Lett. **B 332** (1994) 201.

- [64] G. Isidori, Phys. Lett. **B 298** (1992) 409
- [65] M. Diemoz, Proceedings of the XXIX th Rencontre de Moriond, Meribel les Allues, März 1994
- [66] M. S. Alam et al. (CLEO Kollab.), Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2885
- [67] T. G. Rizzo, Phys. Rev. **D 38** (1988) 820
W.-S. Hou, R. S. Wiley, Phys. Lett. **B 202** (1988) 591
C. Q. Geng, J. N. Ng, Phys. Rev. **D 38** (1988) 2857
- [68] B. Grinstein, R. Springer, M. Wise, Nucl. Phys. **B 339** (1990) 269
- [69] S. Bertolini et al., Nucl. Phys. **B 294** (1987) 321; **B 353** (1991) 591
Y. Okada, Phys. Lett. **B 315** (1993) 119
R. Garisto, J. N. Ng, Phys. Lett. **B 315** (1993) 372
- [70] C. Q. Geng, J. N. Ng, Phys. Rev. **D 38** (1988) 2857
N. G. Deshpande, X. He, Phys. Lett. **B 336** (1994) 471
- [71] H. Albrecht et al. (ARGUS Kollab.), Phys. Lett. **B 318** (1993) 397.
- [72] P. Chankowski, R. Hempfling, S. Pokorski, Phys. Lett. **B 333** (1994) 403.
- [73] W. J. Marciano, Vortrag auf dem dritten Workshop über τ -Lepton-Physik. 19.-22.Sept. 1994, Montreaux (Schweiz), veröffentlicht beim Brookhaven National Laboratory (BNL-61141)
- [74] F. Abe et al. (CDF Kollab.), FERMILAB-PUB-96/004-E(1996)
- [75] F. Abe et al. (CDF Kollab.), Phys. Rev. Lett. **72** (1994) 1977
F. Abe et al. (CDF Kollab.), Phys. Rev. Lett. **73** (1994) 2667
- [76] D. Buskulic et al. (ALEPH Kollaboration), Phys. Lett. **B 345** (1995) 103
- [77] R. Akers et al. (OPAL Kollaboration), Z. Phys. **C 67** (1995) 57
- [78] Th. Oest, Dissertation, Interner Bericht DESY F15-93-01 (1993)
- [79] H. Albrecht et al., Z. Phys. **C 57** (1993) 533
- [80] R. Fulton et al. (CLEO Kollaboration), Phys. Rev. **D 43** (1991) 651
- [81] S. Henderson et al. (CLEO Kollaboration), Phys. Rev. **D 45** (1992) 2212
- [82] J. P. Alexander et al. (CLEO Kollaboration), CLEO CONF 95-30 (1995)
- [83] B. Barish et al. (CLEO Kollaboration), Phys. Rev. **D 51** (1995) 1014.
- [84] M. Matsuda, T. B. Suzuki, hep-ph/9603355 (1996)

Die ARGUS Kollaboration

H. Albrecht, T. Hamacher, R. P. Hofmann, T. Kirchhoff, R. Mankel¹, A. Nau, S. Nowak¹,
D. Reßling, H. Schröder, H. D. Schulz, M. Walter¹, R. Wurth
DESY, Hamburg, Germany

C. Hast, H. Kapitzka, H. Kolanoski, A. Kosche, A. Lange, A. Lindner, M. Schieber,
T. Siegmund, H. Thurn, D. Wegener
Institut für Physik², Universität Dortmund, Germany

C. Frankl, J. Graf, M. Schmidtler, M. Schramm, K. R. Schubert, R. Schwierz, B. Spaan,
R. Waldi
Institut für Kern- und Teilchenphysik³, Technische Universität Dresden, Germany

K. Reim, H. Wegener
Physikalisches Institut⁴, Universität Erlangen-Nürnberg, Germany

R. Eckmann, H. Kuipers, O. Mai, R. Mundt, T. Oest, R. Reiner, A. Rohde,
W. Schmidt-Parzefall
II. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg, Germany

J. Stiewe, S. Werner
Institut für Hochenergiephysik⁵, Universität Heidelberg, Germany

K. Ehret, W. Hofmann, A. Hüpper, K. T. Knöpfle, J. Spengler
Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg, Germany

P. Krieger⁶ D. B. MacFarlane⁷, J. D. Prentice⁶, P. R. B. Saull⁷, K. Tzamariudaki⁷,
R. G. Van de Water⁶, T.-S. Yoon⁶
Institute of Particle Physics⁸, Canada

M. Schneider, S. Weseler
Institut für Experimentelle Kernphysik⁹, Universität Karlsruhe, Germany

M. Bračko, G. Kernel, P. Križan, E. Križnič, G. Medin, T. Podobnik, T. Živko
Institut J. Stefan and Oddelek za fiziko¹⁰, Univerza v Ljubljani, Ljubljana, Slovenia

V. Balagura, S. Barsuk, I. Belyaev, R. Chistov, M. Danilov, V. Eiges, L. Gershtein,
Yu. Gershtein, A. Golutvin, O. Igonkina, I. Korolko, G. Kostina, D. Litvintsev, P. Pakhlov,
S. Semenov, A. Snizhko, I. Tichomirov, Yu. Zaitsev
Institute of Theoretical and Experimental Physics, Moscow, Russia

¹ DESY, IfH Zeuthen

² Supported by the German Bundesministerium für Forschung und Technologie, under contract number 054DO51P.

³ Supported by the German Bundesministerium für Forschung und Technologie, under contract number 056DD11P.

⁴ Supported by the German Bundesministerium für Forschung und Technologie, under contract number 054ER12P.

⁵ Supported by the German Bundesministerium für Forschung und Technologie, under contract number 055HD21P.

⁶ University of Toronto, Toronto, Ontario, Canada.

⁷ McGill University, Montreal, Quebec, Canada.

⁸ Supported by the Natural Sciences and Engineering Research Council, Canada.

⁹ Supported by the German Bundesministerium für Forschung und Technologie, under contract number 055KA11P.

¹⁰ Supported by the Ministry of Science and Technology of the Republic of Slovenia and the Internationales Büro KfA, Jülich.

