

Interner Bericht
DESY F15-91-02
März 1991

Messung der Stärke von $B^0\bar{B}^0$ Oszillationen mit dem Detektor ARGUS

von

Marion Schäfer

Eigentum der	DESY	Bibliothek
Property of		library
Zugang :		
Accession :	01. APR. 1991	
Leihfrist :	7	Tage
Loan period:		days

DESY behält sich alle Rechte für den Fall der Schutzrechtserteilung und für die wirtschaftliche Verwertung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen vor.

DESY reserves all rights for commercial use of information included in this report, especially in case of filing application for or grant of patents.

**“Die Verantwortung für den Inhalt dieses
Internen Berichtes liegt ausschließlich beim Verfasser”**

Interner Bericht
DESY F15-91-02
März 1991

Messung der Stärke von $B^0\bar{B}^0$ Oszillationen mit dem Detektor ARGUS

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereiches Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Marion Schäfer
aus Andernach

Hamburg
1990

Gutachter der Dissertation:

Prof. Dr. W. Schmidt-Parzefall
Prof. Dr. V. Soergel

Gutachter der Disputation:

Prof. Dr. W. Schmidt-Parzefall
Prof. Dr. J.K. Bienlein

Datum der Disputation:

22. 2. 1991

Sprecher des Fachbereichs Physik und
Vorsitzender des Promotionsausschusses:

Prof. Dr. H.J. Wendker

Abstract

Using data collected with the ARGUS detector at the e^+e^- storage ring DORIS II at DESY, particle-antiparticle oscillations in the B_d^0 system have been studied. Besides the standard method of tagging the b -flavor with fast leptons, a new technique has been introduced based on identifying the B -meson quark content with charged D^* -mesons, thereby also separating neutral and charged B -decays.

Combining the different methods applied, the strength of $B^0\bar{B}^0$ oscillations, expressed in terms of the mixing parameter r , was found to be $(19.1 \pm 5.1 \pm 4.4)\%$. Exploiting unitarity of the CKM matrix, this value leads to a lower limit on the top quark mass of $m_t \gtrsim 55 \text{ GeV}/c^2$. Using the upper bound on m_t from neutral current data ($m_t < 190 \text{ GeV}/c^2$) this analysis also constraints the CKM element $|V_{td}|$ to be larger than $|V_{td}| > 0.006$.

Furthermore this measurement predicts the strength of the yet unobserved $B_s^0 \leftrightarrow \bar{B}_s^0$ transitions to lie in the range $r_s \gtrsim 0.8$.

Zusammenfassung

Unter Verwendung der mit dem Detektor ARGUS am e^+e^- - Speicherring DORIS II bei DESY aufgezeichneten Daten wurden Teilchen-Antiteilchen Oszillationen im System der B_d^0 -Mesonen untersucht. Neben der Standard Methode, den b -Flavor mit schnellen Leptonen zu taggen, wurde eine neue Technik entwickelt, die den B -Meson Quarkinhalt anhand geladener D^* -Mesonen identifiziert, was gleichzeitig eine Separation neutraler und geladener B -Zerfälle erlaubt.

Das kombinierte Ergebnis für die Stärke der $B^0\bar{B}^0$ Oszillationen, ausgedrückt durch den Mischungsparameter r , wurde zu $(19.1 \pm 5.1 \pm 4.4)\%$ gemessen. Unter Ausnutzung der Unitarität der CKM Matrix läßt sich aus diesem Wert eine untere Grenze für die Masse des top Quarks von $m_t \gtrsim 55 \text{ GeV}/c^2$ ermitteln. Zusammen mit der aus neutralen Strom-Prozessen resultierenden Einschränkung von $m_t < 190 \text{ GeV}/c^2$ kann aus dieser Analyse auch das CKM Element $|V_{td}|$ auf Werte $|V_{td}| > 0.006$ eingegrenzt werden.

Darüberhinaus schränkt diese Messung die Stärke der bisher unbeobachteten $B_s^0 \leftrightarrow \bar{B}_s^0$ Übergänge ein auf den Bereich $r_s \gtrsim 0.8$.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Theorie	4
1.1 Das Standardmodell	4
1.1.1 Die starke Wechselwirkung QCD	4
1.1.2 Die elektroschwache Wechselwirkung (GSW Modell)	5
1.2 Überblick über die B Physik	9
1.2.1 Zerfallsmechanismen von B -Mesonen	11
1.3 Phänomenologie von $B^0\bar{B}^0$ Oszillationen	13
2 Das Experiment	20
2.1 Der Speicherring DORIS II	20
2.2 Der ARGUS Detektor	21
2.2.1 Die Hauptdriftkammer (4)	21
2.2.2 Die Vertexkammer (5)	23
2.2.3 Das Flugzeitsystem (ToF) (3)	24
2.2.4 Das Kalorimeter (2)	24
2.2.5 Die Myonkammern (1)	25
2.2.6 Der Trigger	25
2.3 Die Daten	26
2.3.1 Der Datenfluß	26
2.3.2 Die Datenanalyse	26
2.3.3 Die Multi-Hadron Selektion	29
2.4 Die Monte Carlo Simulation	29
3 Die Dilepton Analyse	31
3.1 Beschreibung der Methode	31
3.1.1 Leptonen aus doppelt-semileptonischen B -Zerfällen	31
3.1.2 Weitere Quellen der Dilepton Produktion	33
3.2 Die Analyse	36
3.2.1 Die Vorselektion der Daten	36
3.2.2 Die Dilepton Selektion	38
3.3 Die Untergrundquellen	39
3.3.1 Leptonen aus Kontinuumsereignissen	39
3.3.2 Die Fehlidentifikation von Hadronen	39
3.3.3 Leptonen aus Kaskadenzerfällen	43
3.3.4 Leptonen aus J/Ψ Zerfällen und γ_e Konversion	51
3.4 Ergebnisse und Diskussion	52

4	D^*/Lepton Korrelationen	55
4.1	D^* -Mesonen als Flavortag	55
4.1.1	Die 'Missing-Mass' Methode	57
4.2	Die Rekonstruktion von D^* -Mesonen	58
4.3	Die D^*l Selektion	60
4.4	Bestimmung der Untergrundbeiträge	62
4.4.1	Kontinuum	62
4.4.2	Kombinatorischer D^* Untergrund	62
4.4.3	Fehlidentifizierte Hadronen	63
4.4.4	D^*l , Kombinationen	64
4.4.5	Diskussion möglicher Abweichungen des angenommenen Zuschauer Zerfalls	65
4.5	Ergebnisse und Diskussion	66
5	Semi-exklusive \bar{B}^0 Rekonstruktion	68
5.1	Beschreibung der Methode	68
5.2	Die Analyse	69
5.3	Bestimmung der Untergrundbeiträge	70
5.3.1	Kontinuum	70
5.3.2	D^* -Kombinatorik	71
5.3.3	Fehlidentifizierte Hadronen	72
5.3.4	Sekundärer Charm Untergrund	73
5.3.5	Beiträge geladener B -Zerfälle	74
5.4	Ergebnisse und Diskussion	75
6	Schlußfolgerungen	77
6.1	Vergleich der experimentellen Ergebnisse für die Oszillationsstärke r	77
6.2	Einordnung des Ergebnisses im Rahmen des Standardmodells	79
7	Zusammenfassung	86
	Verzeichnis der Abbildungen	91
	Verzeichnis der Tabellen	93
	Literaturverzeichnis	94
	Danksagung	98

Einleitung

Der Begriff *Teilchen-Antiteilchen Oszillationen* bezeichnet Übergänge eines neutralen pseudoskalaren Mesons in sein Antiteilchen, wobei unter Beibehaltung der elektrischen Ladung die Flavorquantenzahl um 2 Einheiten geändert wird. Dieses Phänomen wurde zuerst 1955 von Gell-Mann und Pais [1] vorhergesagt und ein Jahr später experimentell im System der neutralen K -Mesonen bestätigt [2]. Im Glashow Salam Weinberg Modell der elektroschwachen Wechselwirkung sind flavorändernde neutrale Ströme in niedrigster Ordnung unterdrückt. Teilchen-Antiteilchen Oszillationen lassen sich jedoch durch Schleifendiagramme (speziell Box-Diagramme) mit virtuellem Quark Austausch beschreiben. Die Berechnung eines solchen Prozesses geht auf die Arbeit von M.K.Gaillard & B.W.Lee zurück, die damit 1974 die Größenordnung der Masse des wenig später entdeckten Charm Quarks richtig vorhersagen konnten.

Die Rolle, die Anfang der siebziger Jahre das als Dublett Partner des s -Quarks postulierte c -Quark spielte, kommt heute dem top Quark zu. Seine Existenz als Dublett Partner des b -Quarks wird aus der Messung der Ladungsasymmetrie in e^+e^- Annihilation [3] zwingend gefordert, und seine Parameter lassen sich - solange eine direkte Beobachtung nicht gelingt - nur durch indirekte Messungen bestimmen.

Oszillationen im System der neutralen B -Mesonen stellen eine solche indirekte Methode dar, denn sie werden in zweiter Ordnung der schwachen Wechselwirkung dominant durch virtuellen top Quark Austausch induziert. Folglich lassen sie sich zur Bestimmung der t -Quark Parameter heranziehen und liefern unter Ausnutzung der Unitarität der Cabibbo Kobayashi Maskawa (CKM) Matrix insbesondere eine Abschätzung für die Masse dieses schwersten Quarks. Da der auf diese Weise ermittelte Wert für m_t unabhängig von speziellen Annahmen über die Zerfallseigenschaften des t -Quarks ist, trägt die Messung entscheidend zur Überprüfung des Standardmodells bei. Die indirekte Ermittlung der t -Quark Parameter aus den $B_d^0\bar{B}_d^0$ Oszillationen wird derzeit noch durch theoretische Unsicherheiten im Bereich der starken Wechselwirkung eingeschränkt; dennoch bietet diese Methode auch in Zukunft einen wesentlichen Zugang zur Physik des top Quarks, da es selbst bei dessen experimentellem Nachweis zweifelhaft erscheint, ob angesichts seiner extrem kurzen Lebensdauer seine Parameter explizit meßbar sein werden.

Die beschriebene Interpretation der B^0 -Oszillationsdaten basiert auf der minimalen Version des Standardmodells mit drei Generationen von Quarks und Leptonen und einem massiven Higgs Boson. Obwohl sich innerhalb dieses Rahmens alle bekannten Phänomene der Elementarteilchenphysik widerspruchsfrei erklären lassen, legt die Vielzahl der freien Parameter dieses Modells die Vermutung nahe, daß es

sich lediglich um die niederenergetische Näherung einer fundamentalen Theorie handelt. Da in der Box-Diagramm Beschreibung physikalisch auch der Austausch von 'Nicht-Standard-Teilchen' stattfinden kann, liefern $\Delta B = 2$ Prozesse einerseits einen wichtigen Test für mögliche Erweiterungen des Standardmodells; insbesondere können in Multi Higgs Theorien geladene Higgs Bosonen im Box-Diagramm konstruktiv zur Übergangsamplitude beitragen und damit bei der Extraktion der t -Quark Masse Abweichungen gegenüber Vorhersagen aus den üblichen W -Boson Schleifen aufzeigen.

Andererseits liegt in $B^0\bar{B}^0$ Oszillationen auch ein Schlüssel für sogenannte *neue Physik*, die mit den über das Standardmodell hinausgehenden theoretischen Ansätzen verbunden ist. Analog zu dem t -Quark Austausch ist beispielsweise das Auftreten von Squarks aus supersymmetrischen Modellen in den Schleifen des Box-Diagramms möglich. Darüberhinaus existieren aber auch Theorien, die neue Mechanismen für $\Delta B = 2$ Prozesse beinhalten, so z.B. unter Aufhebung der Unitarität der CKM Matrix explizit flavorändernde neutrale Ströme in niedrigster Ordnung.

Eng verknüpft mit Oszillationen schwerer Mesonen ist die Verletzung der CP Invarianz, die bisher nur in Zerfällen neutraler Kaonen beobachtet wurde. Als Ursprung dieses Phänomens wird im Rahmen der CKM Flavormischungen die komplexe Phase δ angenommen, deren numerischer Wert bislang experimentell nicht bestimmt werden konnte. Der Nachweis von CP Verletzung im B -System ist ein Schwerpunkt der Hochenergiephysik der nächsten Jahre, zu dessen Zweck eigens eine neue Generation von Beschleunigern in der Planung ist.

Die Beobachtung CP verletzender Effekte setzt stets die Interferenz zweier Amplituden voraus, die entweder über Endzustandwechselwirkungen oder aber über Teilchen-Antiteilchen Oszillationen auftreten kann; in diesem Fall ist sie direkt proportional zur Oszillationsstärke. Die 1987 von der ARGUS Kollaboration gemessene $B_d^0\bar{B}_d^0$ Übergangsrate [40] von etwa 20% läßt erwarten, daß im B -Meson System auch große CP Asymmetrien auftreten sollten.

In der vorliegenden Arbeit wird die Stärke von $B_d^0\bar{B}_d^0$ Oszillationen mit einer größeren Datenmenge gemessen, wobei zusätzlich zu den bereits existierenden Methoden eine neue Analysetechnik entwickelt wird.

Nach einer Einführung in die Grundlagen des Standardmodells sowie einem kurzen Überblick über die B Physik, wird in Kapitel 1.3 der zur Beschreibung des Phänomens der Teilchen-Antiteilchen Oszillationen erforderliche Formalismus hergeleitet.

Der Detektor ARGUS und seine Eigenschaften zur Identifikation geladener Teilchen werden im zweiten Kapitel vorgestellt.

Voraussetzung zur Beobachtung von Übergängen $B^0 \leftrightarrow \bar{B}^0$ ist die Identifikation des Flavorzustandes der zerfallenden B -Mesonen. In der in Kap.3 präsentierten Methode zur Messung der Oszillationsrate erfolgt dieses Flavortagging anhand

der Ladung primär erzeugter Leptonen aus semileptonischen B -Zerfällen. Da der aus der Selektion von Dileptonen extrahierte Mischungsparameter r abhängig ist von dem unbekanntem Verhältnis geladener zu neutraler B -Produktion im Zerfall der $\Upsilon(4S)$ Resonanz, wird in Kap.4 eine neue Technik eingeführt, die keine diesbezüglichen Annahmen erfordert. Das Flavortagging erfolgt hier aus der Rekonstruktion geladener D^* -Mesonen, die auf der Basis des naiven Zuschauer Modells ausschließlich in neutralen B -Zerfällen erzeugt werden. Gleichzeitig ist das Vorzeichen der D^* -Mesonen eindeutig mit dem B^0 Flavor korreliert.

Die dritte Nachweismethode nutzt die Tatsache aus, daß die Verteilung der effektiven Neutrinomasse eine halb-exklusive Rekonstruktion des semileptonischen Zerfalls $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^-\bar{\nu}$ erlaubt. Zusammen mit einem schnellen Lepton des zweiten B^0 -Mesons im Ereignis läßt sich daraus r mit geringen systematischen Unsicherheiten bestimmen.

Im Kap.6 wird zunächst ein aus den einzelnen Methoden kombiniertes Gesamtergebnis für die Stärke der Übergänge $B^0 \leftrightarrow \bar{B}^0$ hergeleitet und mit Resultaten anderer Experimente verglichen. Daran anschließend erfolgt eine ausführliche Diskussion der aus dieser Messung resultierenden Konsequenzen. Neben den quantitativen Schlußfolgerungen wird die grundsätzliche Bedeutung von Teilchen Oszillationen im B^0 -System für die Überprüfung des Standardmodells und die Vollständigkeit seiner noch unbekannter Parameter aufgezeigt.

Kapitel 1

Theorie

1.1 Das Standardmodell

Das Ziel, die Phänomene der Elementarteilchenphysik auf ein gemeinsames, möglichst einfaches Grundprinzip zurückzuführen, hatte die Entwicklung des *Standardmodells* der elektromagnetischen, starken und schwachen Wechselwirkung zur Folge. Die minimale Version dieses Modells basiert auf der Eichgruppe $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ mit drei Generationen von Quarks und Leptonen und einem physikalischen Higgs Teilchen. Zu jedem Fermion existiert ein Antiteilchen mit gleicher Masse und entgegengesetzten Quantenzahlen. Die Kräfte zwischen den Quarks und Leptonen werden durch Vektorbosonen (1 Photon, 3 schwache Bosonen und für die Quarks 8 Gluonen) vermittelt, deren Eigenschaften in Tab.1.2 zusammengestellt sind. Durch die Vereinheitlichung der elektromagnetischen und

Fermionen	Generation			el. Ladung [Einheiten von e]	Wechselwirkung
	1	2	3		
Leptonen	e	μ	τ	-1	elektromagnetisch, schwach schwach
	ν_e	ν_μ	ν_τ	0	
Quarks	u	c	t	2/3	stark, elektromagnetisch, schwach
	d	s	b	-1/3	

Tabelle 1.1: Die Fermionen und ihre Wechselwirkungen.

schwachen Kräfte durch das *Glashow Salam Weinberg Modell* (GSW) umfaßt das Standardmodell die Eichtheorien von elektroschwacher und starker Wechselwirkung, die in den beiden folgenden Abschnitten kurz beschrieben werden.

1.1.1 Die starke Wechselwirkung QCD

Die Symmetriegruppe der starken Wechselwirkung ist die *Farb* $SU(3)_C$; danach besitzt jedes Quark zusätzlich zur Flavorquantenzahl eine Farbladung (rot, grün, blau), an die die Feldquanten koppeln. Die Eichfelder der QCD sind 8 neutrale, masselose Vektorbosonen (Gluonen), die aus Farb- Antifarbzuständen aufgebaut sind. Unter Vernachlässigung der Massenunterschiede der Quarks ist die starke

Eichbosonen	Masse $[GeV/c^2]$	el. Ladung	Wechselwirkung
8 Gluonen (g)	0	0	stark
γ	0	0	elektromagnetisch
W^\pm	80.60 ± 0.40	± 1	schwach (geladen)
Z^0	91.17 ± 0.03	0	schwach (neutral)
Higgs-Boson	?	0	schwach (neutral)

Tabelle 1.2: Die Eichbosonen und ihre Wechselwirkungen (Masse des W^\pm (Z^0) Bosons aus [4] ([5])).

Wechselwirkung Flavor-invariant. Die Kopplungskonstante α_s der starken Wechselwirkung ist abhängig vom Impulsübertrag q^2 (*running coupling constant*). Im Bereich großer Werte von q^2 ($q^2 \gg \Lambda_{QCD}^2$) ist die Störungsrechnung anwendbar (*perturbative QCD*) und in führender Ordnung des Logarithmus ergibt sich:

$$\alpha_s(q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \cdot \ln(q^2/\Lambda_{QCD}^2)} \quad (1.1)$$

Hierbei ist n_f die Anzahl der beteiligten Quarksorten und Λ_{QCD} der Skalenparameter der QCD ($\Lambda_{QCD} \approx 200 MeV$). Bei kleinen Abständen (entsprechend großem q^2) ist $\alpha_s \ll 1$ und die Quarks verhalten sich quasi frei; dieses Phänomen - genannt *asymptotische Freiheit* - ermöglicht eine störungstheoretische Behandlung der Quark-Quark Wechselwirkung. Bei Erreichen der Hadrongröße ($\approx 1 fm$) wird die Kraft so stark, daß in der Entwicklung nach Potenzen von α_s eine Vernachlässigung der Terme höherer Ordnung nicht mehr möglich ist. Dadurch ist beispielsweise die Berechnung der Bildung von Hadronen aus der Fragmentation von Quarks ausgeschlossen.

Aus der Tatsache, daß bis heute keine freien Quarks beobachtet wurden, folgt eine der Grundannahmen der QCD: freie Teilchen existieren nur als Farbsingulett-Zustände. Quarks und Gluonen als Träger einer Farbladung sind somit stets in Hadronen gebunden (*Confinement*).

1.1.2 Die elektroschwache Wechselwirkung (GSW Modell)

Die vereinheitlichte Theorie von elektromagnetischer und schwacher Wechselwirkung basiert auf der lokalen $SU(2)$ Symmetrie des schwachen Isospins I und der $U(1)$ Gruppe der schwachen Hyperladung Y . Die Forderung der lokalen Eichinvarianz erlaubt nur die Existenz masseloser Vektorfelder; für die $SU(2)$ Gruppe muß daher ein masseloses Isovektor-Triplett \vec{W}^μ und für die $U(1)$ ein Singulett B^μ eingeführt werden. Linearkombinationen dieser Felder können dann mit den reellen Bosonfeldern identifiziert werden:

$$\begin{aligned} W_\pm^\mu &= \frac{1}{\sqrt{2}}(W_1^\mu \mp iW_2^\mu) \\ Z^\mu &= \cos\theta_W W_3^\mu - \sin\theta_W B^\mu \\ A^\mu &= \sin\theta_W W_3^\mu + \cos\theta_W B^\mu \end{aligned} \quad (1.2)$$

In Gl.1.2 bezeichnet θ_W den *Weinberg Winkel*, der experimentell zu $\sin^2 \theta_W = 0.23 \pm 0.0013$ [6] bestimmt wurde. θ_W verknüpft die Kopplungskonstanten von $SU(2)$ und $U(1)$, g und g' , mit der elektromagnetischen Kopplung e über die Beziehung

$$e = g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W. \quad (1.3)$$

Die elektroschwache Wechselwirkung der Fermionen mit den Eichfeldern wird durch den Lagrange Operator

$$\mathcal{L}_{int} = \frac{e}{2\sqrt{2} \sin \theta_W} [W_\mu^+ \mathcal{J}_{CC}^\mu + W_\mu^- \mathcal{J}_{\mu,CC}^\mu] + \frac{e}{2 \sin \theta_W \cos \theta_W} [\mathcal{J}_{NC}^\mu Z_\mu] + e \mathcal{J}_{em}^\mu A_\mu \quad (1.4)$$

beschrieben, wobei \mathcal{J}_{CC}^μ , \mathcal{J}_{NC}^μ und \mathcal{J}_{em}^μ den schwachen geladenen, neutralen und elektromagnetischen Strom bezeichnen.

Durch den Higgs Mechanismus der spontanen Symmetriebrechung erhalten die Bosonfelder ihre Masse. Dazu führt man ein komplexes skalares $SU(2)$ Dublett

$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi_1 \\ \Phi_2 \end{pmatrix}$ ein, das invariant an die Bosonfelder koppelt. Das Selbstwechselwirkungspotential $V(\Phi)$

$$V(\Phi) = \frac{1}{4} \lambda^2 (\Phi^2 - \eta^2)^2 \quad (1.5)$$

besitzt einen Vakuumerwartungswert $\neq 0$, der nicht invariant unter $SU(2)$ Transformationen ist. In der Lagrangedichte erhalten drei der vier Eichfelder Massenterme, während das Photonfeld A^μ masselos bleibt.

Die vier Freiheitsgrade des Higgs Dubletts reduzieren sich zu einem einzigen (die übrigen drei treten als longitudinale Komponenten der Eichfelder auf), dem massiven skalaren Higgs Boson, dessen Existenz bisher experimentell nicht nachgewiesen werden konnte.

Für schwache Prozesse, in denen der Impulsübertrag klein gegenüber der Masse der ausgetauschten Bosonen ist, gelangt man zu einer effektiven Punktwechselwirkung mit reiner Strom-Strom Kopplung:

$$\mathcal{L}_{eff} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} [\mathcal{J}_{CC}^\mu \mathcal{J}_{\mu,CC}^\mu + \rho \mathcal{J}_{NC}^\mu \mathcal{J}_{\mu,NC}^\mu]. \quad (1.6)$$

Durch Vergleich mit der *Fermi* Theorie wird die Fermi-Kopplungskonstante G_F ($G_F = 1.17 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$) identifiziert als:

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{e^2}{8 \sin^2 \theta_W M_W^2}. \quad (1.7)$$

Im Falle der minimalen Version des Higgs Mechanismus durch ein Higgs Dublett führt der Parameter ρ , der die Stärke des neutralen Stroms relativ zu dem geladenen charakterisiert, zu folgender Identität:

$$\rho = \frac{M_W^2}{M_Z^2 \cos^2 \theta_W} = 1. \quad (1.8)$$

Aus experimentellen Ergebnissen resultiert ein Wert von $\rho = 1.003 \pm 0.004$ ([6]), wodurch die Hypothese der Higgs Dublett Symmetriebrechung eine starke experimentelle Bestätigung erfährt.

Gl.1.8 kann als Definitionsgleichung für den Weinberg Winkel betrachtet werden:

$$\sin^2 \theta_W = 1 - \frac{M_W^2}{\rho_{tree} M_Z^2}. \quad (1.9)$$

Unter Vernachlässigung radiativer Korrekturen ist in niedrigster Ordnung (*at the tree level*) $\rho_{tree} = 1$. Im allgemeinen wird ρ durch $\rho_{mass} = \rho_{tree}(1 + \delta\rho)$ ausgedrückt um den Beiträgen aus höheren Ordnungen Rechnung zu tragen. Diese radiativen Korrekturen zeigen eine starke Abhängigkeit von der Masse des *top* Quarks und spielen folglich bei der Interpretation elektroschwacher Daten eine entscheidende Rolle.

Das GSW Modell wurde so aufgebaut, daß es die bekannte ($V - A$) Struktur der *geladenen* schwachen Ströme wiedergibt, d.h. nur die linkshändigen Fermionen koppeln an die Bosonfelder. Diese linkshändigen Komponenten transformieren sich wie Dubletts bezüglich des schwachen Isospins und die rechtshändigen wie Singulets:

Linkshändige $SU(2)$ Dubletts			I	I_3	Y
$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L$	1/2	1/2	-1/2
			1/2	-1/2	-1/2
$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$	1/2	1/2	1/6
			1/2	-1/2	-1/6
Rechtshändige $SU(2)$ Singulets					
\bar{e}_R	$\bar{\mu}_R$	$\bar{\tau}_R$	0	0	-1
u_R	c_R	t_R	0	0	2/3
d_R	s_R	b_R	0	0	-1/3

Neben den Bosonen erhalten auch die Quarks und Leptonen durch den Higgs Mechanismus eine Masse. Nach der Symmetriebrechung $SU(2) \times U(1) \rightarrow U(1)$ führt die Yukawa Kopplung der linkshändigen und rechtshändigen Fermionfelder $f_{L,R}$ ¹ an das Higgs Feld zu Massenmatrizen M^f für Fermionen gleicher Ladung:

$$\mathcal{L}_{mass} = -\bar{u}_{i,L} M_{ij}^u u_{j,R} - \bar{d}_{i,L} M_{ij}^d d_{j,R} - \bar{l}_{i,L} M_{ij}^l l_{j,R} + h.c.. \quad (1.10)$$

Da die Kopplungsstärken und damit die Form der Matrizen unbekannt sind, folgen hieraus *keine* Massenvorhersagen. Allerdings existieren verschiedene, rein phänomenologische Ansätze zur Parametrisierung dieser Matrizen, z.B. von Fritzsch [7], Stech [8], Albright [9]. Die Masseneigenzustände erhält man durch Diagonalisation der M^f Matrizen mittels zweier unitärer Transformationen U^f , die die physikalisch meßbaren Informationen enthalten:

$$(U_L^f)^\dagger M^f U_R^f = M_{diag}^f(m_f), \quad (1.11)$$

wodurch die Fermionfelder f in

$$f_{L,R} \rightarrow U_{L,R}^f f_{L,R} \quad (1.12)$$

¹ $f = u, d, l$ und i ist Generationsindex.

übergehen. Durch (1.11) wird eine Mischungsmatrix V_{ij} für die *geladenen* Ströme eingeführt

$$\mathcal{J}_{\mu,CC} = \bar{u}_i V_{ij} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) d_j + \bar{\nu}_l \gamma_\mu (1 - \gamma_5) l, \quad V_{ij} = (U_L^u)^\dagger U_L^d, \quad (1.13)$$

die unter dem Namen *Cabibbo-Kobayashi-Maskawa Matrix* (*CKM Matrix*) bekannt ist und die die schwachen Eigenzustände d', s', b' mit den Quark-Masseneigenzuständen (d, s, b) verknüpft:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}. \quad (1.14)$$

Die *CKM-Matrix* ist eine unitäre 3×3 Matrix, die sich in der Parametrisierung nach Wolfenstein [10]² mit den vier unabhängigen Parametern λ, A, ρ, δ wie folgt darstellen läßt:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 & \lambda & A\lambda^3 \rho e^{i\delta} \\ -\lambda & 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho e^{-i\delta}) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.15)$$

Darin ist λ gleich dem Cabibbo Winkel $\sin\theta_C = 0.221 \pm 0.0002$, der Parameter A wird aus der b -Lebensdauer und dem semileptonischen B Verzweungsverhältnis abgeschätzt: $A = 1.05 \pm 0.17$ [11]. Die Größe ρ kann aus dem Verhältnis $|V_{ub}/V_{cb}|$ eingegrenzt werden:

$$\left| \frac{V_{ub}}{V_{cb}} \right| = \lambda \rho. \quad (1.16)$$

Experimentell liefern bisher die Resultate aus den inklusiven Leptonspektren die präzisesten Ergebnisse von $|V_{ub}/V_{cb}|$; der im folgenden zitierte Wert ist aus den ARGUS [12] und CLEO [13] Messungen gemittelt und schließt die Modellabhängigkeit dieser Größe mit ein:

$$\left| \frac{V_{ub}}{V_{cb}} \right| = 0.10 \pm 0.03 \quad \Rightarrow \quad \rho = 0.45 \pm 0.14. \quad (1.17)$$

Die komplexe Phase δ wird als eine mögliche Quelle der Verletzung der CP Invarianz angenommen; aufgrund des Vorzeichens des experimentell bestimmten Parameters ϵ , der ein Maß für indirekte ($\Delta S = 2$) CP Verletzung im K -System ist, wird δ auf das Intervall $0 < \delta < \pi$ eingeschränkt.

Eine weitere Eingrenzung dieser Phase läßt sich aus der Kombination der Parameter A, ρ, ϵ und r_d (Oszillationsstärke im $B_d^0 \bar{B}_d^0$ System) erzielen, vorausgesetzt, diese Größen sind mit hinreichender Genauigkeit bekannt (siehe dazu auch Kap.6.2).

Anhand der Zahlenwerte der Matrixelemente zeigt sich, daß Übergänge bevorzugt innerhalb einer Generation auftreten; Übergänge zur nächsten Familie sind stark

²In der originalen Wolfenstein Parametrisierung ist $\rho_{Wolfenstein} = \sqrt{\rho^2 - \eta^2}$.

und zur übernächsten noch stärker unterdrückt.

Die Unitarität der CKM-Matrix hat zur Folge, daß flavor-ändernde neutrale Ströme ($\Delta F = 2$) in niedrigster Ordnung verboten sind (*GIM-Mechanismus*).

Das Standardmodell in seiner derzeitigen Form besitzt 21 freie Parameter, die nicht aus der Theorie hervorgehen, sondern experimentell bestimmt werden müssen:

- 12 Fermionmassen
- die Masse der W^\pm -Bosonen
- die Masse des Higgs-Bosons
- der Weinberg Winkel $\sin^2 \theta_W$
- die Kopplungskonstanten α_s und α_{em}
- die Parameter der CKM Matrix λ, A, ρ und δ .

Die minimale Version dieses Modells mit drei Generationen von Quarks und Leptonen und einem skalaren Higgs Dublett steht bisher im Einklang mit allen experimentellen Beobachtungen elektroschwacher Phänomene.

1.2 Überblick über die B Physik

Als B -Mesonen bezeichnet man Teilchen, die neben einem schweren b -Quark ein $\bar{u}, \bar{d}, \bar{s}$ - oder \bar{c} -Antiquark enthalten. Die Existenz der b -Quarks zeigte sich zuerst im Jahre 1977 bei der Untersuchung von $\mu^+ \mu^-$ Endzuständen aus einer Proton/Nukleon Reaktion; dabei wurden zwei schmale Resonanzen, Υ und Υ' , im Massenbereich um $10 \text{ GeV}/c^2$ beobachtet [14], die als gebundene Zustände eines $b\bar{b}$ Systems interpretiert wurden.

Da das Υ -Meson die gleichen Quantenzahlen wie das Photon hat ($J^{PC} = 1^{--}$), können $b\bar{b}$ Paare direkt in der $e^+ e^-$ Annihilation erzeugt werden. Der Wirkungsquerschnitt für die Fermion/Antifermion Produktion aus einem virtuellen Photon läßt sich in der QED berechnen (s.u.).

Bisher konnten fünf radial angeregte Zustände der Υ Resonanzen in Experimenten an den $e^+ e^-$ Speicherringen DORIS und CESR nachgewiesen werden. Während der Grundzustand $\Upsilon(1S)$ und die ersten beiden angeregten Zustände unterhalb der Erzeugungsschwelle für B -Mesonen liegen und daher sehr schmal sind (Breite im keV - Bereich), befindet sich die $\Upsilon(4S)$ Resonanz mit einer Breite von etwa 24 MeV und einer Masse von $10.58 \text{ GeV}/c^2$ gerade oberhalb dieser Schwelle und zerfällt durch die starke Wechselwirkung in ein Paar von B -Mesonen. Abb.1.1 zeigt den hadronischen Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von der CMS - Energie. Der Wirkungsquerschnitt in der Resonanz beträgt 1.27 nb über einem nichtresonanten Kontinuum von ungefähr 4 nb . In Zerfällen der $\Upsilon(4S)$ Resonanz werden nur die leichtesten B_u^\pm und B_d^0 -Mesonen und ihre Antiteilchen erzeugt (auf die Quarkindizes wird im weiteren verzichtet).

Aus der Rekonstruktion exklusiver B -Zerfälle konnten die Experimente ARGUS

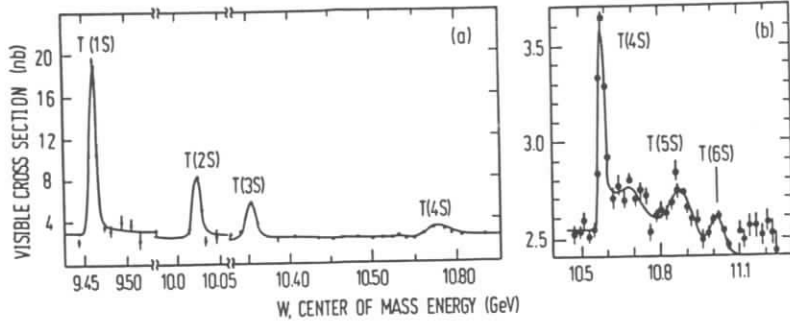


Abbildung 1.1: Die Υ Resonanzen im visuellen hadronischen Wirkungsquerschnitt $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen})$ aus [15].

und CLEO die Masse von neutralen und geladenen B -Mesonen bestimmen, die in Tab.1.3 aufgeführt sind. Bis heute ist die Zahl der vollständig rekonstruier-

	$m(B^0)$ [MeV/c ²]	$m(B^\pm)$ [MeV/c ²]	Δm [MeV/c ²]
ARGUS	$5280.8 \pm 1.6 \pm 3.0$	$5279.4 \pm 1.7 \pm 3.0$	$1.4 \pm 2.3 \pm 1.0$
CLEO	$5279.1 \pm 0.5 \pm 2.0$	$5279.3 \pm 0.5 \pm 2.0$	-0.2 ± 0.7
Mittelwerte	$5279.4 \pm 0.4 \pm 2.0$	$5279.1 \pm 0.4 \pm 2.0$	$+0.3 \pm 0.6$

Tabelle 1.3: Die Massen von B^0 und B^\pm -Mesonen (aus [17]).

ten B -Mesonen in beiden Experimenten noch sehr gering, da sich aufgrund der minimalen Massendifferenz von $\Upsilon(4S)$ und $B\bar{B}$ System die bei der $\Upsilon(4S)$ Energie erzeugten B -Mesonen nahezu in Ruhe befinden und somit deren Zerfallsvertizes nicht zugänglich sind. Zusammen mit der gemessenen hohen neutralen wie geladenen Multiplizität von $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen ($N_{ch} = 10.99 \pm 0.06 \pm 0.2$ und $N_\gamma = 10.00 \pm 0.53 \pm 0.5$ [16]) erklärt dies die Schwierigkeiten bei der exklusiven Rekonstruktion.

Die mit Null verträgliche Massendifferenz $\Delta m = m(B^0) - m(B^\pm)$ hat weitreichende Konsequenzen für theoretische Abschätzungen des Verhältnisses geladener zu neutraler B Produktion $f = \frac{f_\pm}{f_0} = \frac{N(B^\pm B^\mp)}{N(B^0 \bar{B}^0)}$ auf der $\Upsilon(4S)$ Resonanz. Dieses Verhältnis geht direkt ein in die Bestimmung von Verzweigungsverhältnissen sowie in die Stärke der $B^0 \bar{B}^0$ Mischungen. Da die für eine experimentelle Ermittlung von f erforderlichen $\Upsilon(4S)$ Datenmengen bislang nicht vorhanden sind, ist man bei der Abschätzung dieser Größe auf theoretische Ansätze angewiesen. Während die geringe Massendifferenz naiverweise einen Wert von $f = 1$ impliziert, berücksichtigen jüngste Berechnungen von Atwood und Marciano [18] Coulomb-Korrekturen an der Zerfallsrate, die einen Anstieg auf $f = 1.18$ bewirken. Dem-

gegenüber liefern Modelle, die Formfaktoren und die $\Upsilon(4S) B\bar{B}$ Vertexfunktion beinhalten [19] niedrigere Werte in der Größenordnung von 1.

1.2.1 Zerfallsmechanismen von B -Mesonen

Da die B_d -Mesonen die leichtesten b -Hadronen sind, können sie nur über die schwache Wechselwirkung zerfallen. Die Beschreibung schwacher Zerfälle von b -Hadronen wird durch die Tatsache erschwert, daß die beteiligten Quarks in Mesonen gebunden sind und somit QCD Effekte berücksichtigt werden müssen. Im einfachsten Prozeß zerfällt das b -Quark unter Emission eines W -Bosons in ein c - oder u -Quark, wobei das leichte \bar{q} -Quark nicht an der Wechselwirkung teilnimmt. Da das Antiquark in diesem Fall nur die Rolle eines "Zuschauers" (*spectator*)

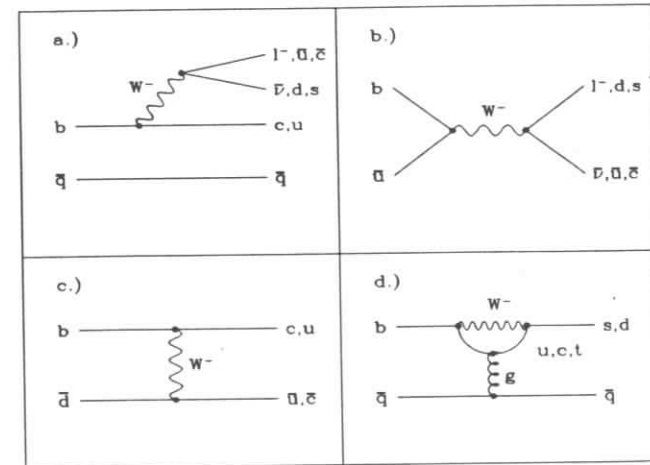


Abbildung 1.2: Feynman-Diagramme für die verschiedenen B -Zerfallsmechanismen, a.) Zuschauer-, b.) Annihilations-, c.) Austausch-, d.) Pinguin-Graph.

spielt, hat dessen starke Wechselwirkung mit dem c - oder u -Quark des Endzustandes keinen Einfluß auf die schwache Zerfallsrate. Es wird erwartet, daß die B -Mesonen dominant nach diesem sogenannten *Zuschauer Modell* zerfallen; Abb.1.2 zeigt das Feynman Diagramm eines solchen Zerfalls.

Das Matrixelement M_{sl} des semileptonischen $b \rightarrow ql\nu$, $q = (c, u)$, $l = e, \mu$ Prozesses, bei dem die Kopplung des W -Bosons an ein Lepton/Antineutrino Paar erfolgt, läßt sich als $(V - A)$ Stromkopplung eines leptonischen und eines Quarkstromes schreiben:

$$M_{sl} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} |V_{qb}| \bar{q} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b \cdot \bar{\nu}_l \gamma_\mu (1 - \gamma_5) l \quad (1.18)$$

Die totale semileptonische Zerfallsrate Γ_{sl} ergibt sich damit zu:

$$\Gamma_{sl} = \frac{G_F^2 m_b^5}{192\pi^3} \sum_{q=c,u} |V_{qb}|^2 \cdot I\left(\frac{m_q}{m_b}\right); \quad (1.19)$$

die Funktion $I\left(\frac{m_q}{m_b}\right)$ beinhaltet Phasenraumkorrekturen aufgrund der endlichen Quarkmassen; in erster Näherung werden Elektronen und Myonen als masselos betrachtet:

$$I(x) = 1 - 8x^2 + 8x^6 - x^8 - 24x^4 \ln x \quad \text{mit} \quad x = \frac{m_q}{m_b}. \quad (1.20)$$

Unter Verwendung der constituent Quarkmassen aus [20] ($m_b = 5.2 \text{ GeV}/c^2$, $m_c = 1.8 \text{ GeV}/c^2$, $m_u = 0.34 \text{ GeV}/c^2$) errechnet sich Γ_{sl} zu:

$$\Gamma_{sl} = \Gamma^0 \cdot [0.42|V_{cb}|^2 + 0.97|V_{ub}|^2] \quad \text{mit} \quad \Gamma^0 = \frac{G_F^2 m_b^5}{192\pi^3}. \quad (1.21)$$

Unter der Annahme, daß semileptonische Zerfälle ausschließlich durch den Zuschauer Mechanismus beschrieben werden, sind die entsprechenden Partialbreiten aller b -Hadronen gleich. Mit Berücksichtigung von Color- und Phasenraumfaktoren läßt sich das semileptonische Verzweungsverhältnis wie folgt abschätzen:

$$Br_{sl}(B \rightarrow e\nu X) = \frac{e\nu}{e\nu + \mu\nu + 0.3\tau\nu + 3\bar{u}d + 0.9\bar{c}s} = 0.16. \quad (1.22)$$

Experimentell wurde Br_{sl} aus den inklusiven Leptonspektren aus B -Zerfällen gemessen [21] [22]; das aus der ARGUS und CLEO Messung gemittelte Resultat

$$Br(B \rightarrow l\nu X) = (10.0 \pm 0.4)\% \quad (1.23)$$

liegt erheblich unter der theoretischen Abschätzung und deutet darauf hin, daß die einfache Beschreibung aufgrund folgender Effekte einer Modifizierung bedarf:

- Da die effektiven Quarkmassen unbekannt sind, werden sowohl die totalen Zerfallsraten als auch die Form der Leptonspektren nicht korrekt reproduziert;
- QCD Korrekturen aufgrund des gebundenen $q\bar{q}$ Zustandes des zerfallenden Mesons bleiben unberücksichtigt;
- radiative Korrekturen durch Gluonabstrahlung werden vernachlässigt.

Das naive Zuschauer Modell sagt die Proportionalität der totalen Zerfallsrate zu m_b^5 sowie gleiche Lebensdauern für alle b -Hadronen voraus. Aufgrund der bekannten Lebensdauerunterschiede im Charm-Sektor würde eine Messung der individuellen B - Lebensdauern eine Möglichkeit bieten, diejenigen QCD Prozesse zu studieren, die in diesem einfachen Modell nicht enthalten sind. Allerdings erwartet man im b -Sektor wegen der großen b -Quark Masse keine großen Differenzen in τ_b . Bisher existieren keine Messungen der Lebensdauern der verschiedenen b -Hadronen; an den e^+e^- Speicherringen PEP und PETRA wurden Mittelwerte

für alle b -Mesonen und b -Baryonen gemessen, da diese Experimente bei Schwerpunktsenergien von 29 GeV bzw. 34 bis 46 GeV weit oberhalb der Schwelle der offenen $b\bar{b}$ -Quarkpaarerzeugung liegen. Der Weltmittelwert [4] beträgt

$$\tau_b = (1.18 \pm 0.11) \cdot 10^{-12} \text{ s}. \quad (1.24)$$

In den Experimenten ARGUS und CLEO konnte in semileptonischen B -Zerfällen das Verhältnis τ_{B^0}/τ_{B^\pm} bestimmt werden; die Resultate sind in Tab.1.4 aufgelistet.

	ARGUS	CLEO	Mittelwert
$\tau_{B^\pm}/\tau_{B^0} [10^{-12} \text{ s}]$	$(1.00 \pm 0.23 \pm 0.14) \frac{f_0}{f_\pm}$	$(0.89 \pm 0.19 \pm 0.13) \frac{f_0}{f_\pm}$	$(0.94 \pm 0.17) \frac{f_0}{f_\pm}$

Tabelle 1.4: Verhältnis der Lebensdauern von B^0 und B^\pm - Mesonen (aus [23] und [24]).

Die oben erwähnten Lebensdauerunterschiede der D -Mesonen könnten ein Hinweis darauf sein, daß bei der Beschreibung von Zerfällen schwerer Quarks Nicht-Zuschauer Effekte eine Rolle spielen. Die in Abb.1.2b.) und c.) dargestellten Annihilations- und Austauschgraphen sind Beispiele solcher Nicht-Zuschauer Mechanismen.

Die Annihilation findet bevorzugt in solchen Prozessen statt, in denen das Quark-Antiquarkpaar aus demselben Dublett stammt; in diesem Fall ist die Kopplungskonstante $|V|^2$ groß. Der Zerfall geladener B -Mesonen durch diese Reaktion ist aufgrund der Kopplung V_{ub} stark unterdrückt. Ein der $q\bar{q}'$ Vernichtung entsprechender Mechanismus für neutrale Mesonen ist der Austauschgraph, bei dem zwischen dem b - und \bar{d} -Quark ein W -Boson ausgetauscht wird und das b - in ein c - oder u -Quark zerfällt.

Pinguin-Zerfälle beschreiben Übergänge eines schweren Quarks in ein Quark gleicher Ladung, die in niedrigster Ordnung durch den GIM Mechanismus verboten sind. Der Zerfall des schweren Quarks erfolgt dabei über eine virtuelle Schleife mit einem W -Boson und einem u -, c - oder t -Quark entgegengesetzter Ladung. Experimentell konnten Pinguin-Zerfälle bisher nicht nachgewiesen werden [25], doch spielen sie beispielsweise bei der Erklärung der CP Verletzung eine entscheidende Rolle.

1.3 Phänomenologie von $B^0\bar{B}^0$ Oszillationen

Die Beobachtung von $B^0\bar{B}^0$ Oszillationen und die Messung ihrer Stärke ist Gegenstand dieser Arbeit.

B -Mesonen werden in starker Wechselwirkung erzeugt und zerfallen mit langen Lebensdauern in schwacher Wechselwirkung. Damit sind $|B^0\rangle$ und $|\bar{B}^0\rangle$ separate Eigenzustände der flavorerhaltenden starken und elektromagnetischen Wechselwirkungen. Die schwache Wechselwirkung dagegen, die die Flavorquantenzahl nicht erhält, ermöglicht Übergänge zwischen diesen beiden Zuständen. Anschaulich ist

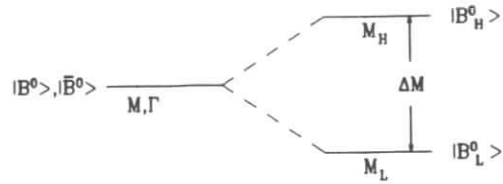


Abbildung 1.3: Schematische Darstellung der Flavoreigenzustände $|B^0\rangle$ und $|\bar{B}^0\rangle$ mit den Massen M und Zerfallsbreiten Γ , sowie der Masseneigenzustände $|B_H^0\rangle$ und $|B_L^0\rangle$.

diese Situation in Abb.1.3 dargestellt. M bzw. Γ sind die Eigenwerte der zweifach entarteten Flavoreigenzustände $|B^0\rangle$ und $|\bar{B}^0\rangle$, während $|B_H^0\rangle$ und $|B_L^0\rangle$ die *physikalischen*, also die Masseneigenzustände bezeichnen.

Diese Oszillationen lassen sich durch den effektiven Hamilton Operator

$$H_{eff} = M - \frac{i}{2}\Gamma \quad (1.25)$$

beschreiben, der in der Flavoreigenbasis aus der 2×2 Massenmatrix M und der Zerfallsmatrix Γ besteht; dabei sind M und Γ hermitesch:

$$H \begin{pmatrix} B^0 \\ \bar{B}^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M - \frac{i}{2}\Gamma & M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12} \\ M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^* & M - \frac{i}{2}\Gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B^0 \\ \bar{B}^0 \end{pmatrix}. \quad (1.26)$$

Für die Übergänge $B^0 \leftrightarrow \bar{B}^0$ sind die Nichtdiagonalelemente von H verantwortlich:

$$\langle B^0 | H | \bar{B}^0 \rangle = M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12} \quad \text{und} \quad \langle \bar{B}^0 | H | B^0 \rangle = M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*. \quad (1.27)$$

Die Masseneigenzustände $|B_{H,L}^0\rangle$ ergeben sich durch Diagonalisation von Gl.1.26 als Linearkombination der Flavoreigenzustände zu:

$$\begin{aligned} |B_H^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{1+|\eta|^2}} [|B^0\rangle + \eta |\bar{B}^0\rangle] \\ |B_L^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{1+|\eta|^2}} [|B^0\rangle - \eta |\bar{B}^0\rangle], \end{aligned} \quad (1.28)$$

mit

$$\eta = \frac{1-\varepsilon}{1+\varepsilon} = \frac{\sqrt{M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}}{\sqrt{M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}}}. \quad (1.29)$$

Ist die CP Symmetrie erhalten, d.h. verlaufen die Oszillationen $B^0 \leftrightarrow \bar{B}^0$ in beide Richtungen gleich, so ist $M_{12}^* = M_{12}$ und $\Gamma_{12}^* = \Gamma_{12}$ ³, also $\eta = 1$ und die

³Falls CP verletzt ist wird die Orthogonalität durch den Faktor

$$\langle B_H^0 | B_L^0 \rangle = \frac{1-|\eta|^2}{1+|\eta|^2} \quad (1.30)$$

gebrochen.

Eigenzustände lassen sich in einer Orthonormalbasis angeben:

$$|B_{H,L}^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|B^0\rangle \pm |\bar{B}^0\rangle]. \quad (1.31)$$

In diesem Fall sind $|B_{H,L}^0\rangle$ simultane Eigenzustände zu CP , M und Γ . Zur Vereinfachung des Formalismus wird im weiteren CP-Invarianz angenommen. Die Eigenwerte von (1.31) erhält man als Erwartungswerte des Hamiltonians für $|B_{H,L}^0\rangle$:

$$M_{H,L} - \frac{i}{2}\Gamma_{H,L} = \langle B_{H,L}^0 | H | B_{H,L}^0 \rangle = (M - \frac{i}{2}\Gamma) \pm (M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}). \quad (1.32)$$

Die Massendifferenz ΔM zwischen den Eigenzuständen und die Differenz der Zerfallsbreiten $\Delta\Gamma$ ergibt sich damit zu:

$$\Delta M = 2M_{12} \quad \text{und} \quad \Delta\Gamma = 2\Gamma_{12}. \quad (1.33)$$

Das Verhältnis von ΔM zur totalen Zerfallsbreite Γ stellt ein Maß für die Oszillationsfrequenz und damit für die Stärke der $B^0\bar{B}^0$ Mischungen dar, wie im folgenden gezeigt wird. $B^0\bar{B}^0$ Oszillationen werden durch eine unterschiedliche Zeitentwicklung der Eigenvektoren (1.28) verursacht, die quantenmechanisch durch den Faktor $e^{-i(M-\frac{i}{2}\Gamma)t}$ gegeben ist:

$$|B_{H,L}^0(t)\rangle = |B_{H,L}^0(t_0)\rangle e^{-i(M_{H,L} - \frac{i}{2}\Gamma_{H,L})t}. \quad (1.34)$$

Ausgehend von einem reinen Zustand $|B^0\rangle$ zum Zeitpunkt $t_0 = 0$

$$|\Psi(t_0)\rangle = |B^0(t_0)\rangle = |B_H^0(t_0)\rangle + |B_L^0(t_0)\rangle \quad (1.35)$$

erwartet man zu einem späteren Zeitpunkt t eine Überlagerung von $|B^0\rangle$ und $|\bar{B}^0\rangle$:

$$|\Psi(t)\rangle = |B_H^0(t)\rangle + |B_L^0(t)\rangle. \quad (1.36)$$

Die Wahrscheinlichkeiten $P(t)$ bzw. $\bar{P}(t)$, zur Zeit t nur den Zustand $|B^0\rangle$ oder $|\bar{B}^0\rangle$ zu finden, sind proportional zur $\cos\Delta Mt$:

$$\begin{aligned} P(t) &= |\langle B^0(t) | \Psi(t) \rangle|^2 = 1/4 [e^{-\Gamma_1 t} + e^{-\Gamma_2 t} + 2e^{-\Gamma t} \cos\Delta Mt] \\ \bar{P}(t) &= |\langle \bar{B}^0(t) | \Psi(t) \rangle|^2 = 1/4 [e^{-\Gamma_1 t} + e^{-\Gamma_2 t} - 2e^{-\Gamma t} \cos\Delta Mt], \end{aligned} \quad (1.37)$$

d.h. $P(t)$ und $\bar{P}(t)$ oszillieren mit der Frequenz ΔM . Während also die Masseneigenzustände (1.34) einem exponentiellen Zerfallsgesetz gehorchen, weisen die Flavoreigenzustände eine oszillierende Zeitabhängigkeit auf.

Der entwickelte Formalismus zur Beschreibung von Teilchenmischungen im B -System gilt analog für den Fall der neutralen K -Mesonen. Ein entscheidender Unterschied ist jedoch, daß aufgrund der viel kürzeren Lebensdauer der B -Mesonen zeitabhängige Oszillationseffekte nicht beobachtbar sind. Als Ausweg bleibt daher die Messung der zeitintegrierten Wahrscheinlichkeiten $P(t)$ und $\bar{P}(t)$:

$$\begin{aligned} \text{Prob}(B^0 \rightarrow B^0) &= \int_0^\infty P(t) dt = 1/4 \left[\frac{1}{\Gamma_1} + \frac{1}{\Gamma_2} + \frac{2\Gamma}{\Gamma^2 + (\Delta M)^2} \right] \\ \text{Prob}(B^0 \rightarrow \bar{B}^0) &= \int_0^\infty \bar{P}(t) dt = 1/4 \left[\frac{1}{\Gamma_1} + \frac{1}{\Gamma_2} - \frac{2\Gamma}{\Gamma^2 + (\Delta M)^2} \right]. \end{aligned} \quad (1.38)$$

Das Verhältnis r dieser beiden Übergangswahrscheinlichkeiten stellt ein Maß für die Stärke der $B^0\bar{B}^0$ Mischungen dar:

$$r = \frac{\text{Prob}(B^0 \rightarrow \bar{B}^0)}{\text{Prob}(B^0 \rightarrow B^0)} = \frac{(\Delta M)^2 + (\frac{\Delta\Gamma}{2})^2}{2\Gamma^2 + (\Delta M)^2 - (\frac{\Delta\Gamma}{2})^2}. \quad (1.39)$$

Mit den Definitionen

$$x = \frac{\Delta M}{\Gamma} \quad \text{und} \quad y = \frac{\Delta\Gamma}{2\Gamma} \quad (1.40)$$

ergibt sich schließlich:

$$r = \frac{x^2 + y^2}{2 + x^2 - y^2} = \bar{r}. \quad (1.41)$$

Teilchen-Antiteilchen Mischungen können also immer dann auftreten, wenn es zwischen den CP-Eigenzuständen entweder eine endliche Massendifferenz oder aber Lebensdauerunterschiede gibt.

Die Gleichheit von r und \bar{r} gilt nur unter der Voraussetzung der CP-Invarianz; die Asymmetrie α

$$\alpha = \frac{r - \bar{r}}{r + \bar{r}} \simeq -4\text{Re}\epsilon \quad (1.42)$$

stellt somit ein Maß für die CP-Verletzung im B System dar.

Experimentell wird r durch das Verhältnis ρ gemessen:

$$\rho = \frac{N(B^0 B^0) + N(\bar{B}^0 \bar{B}^0)}{N(B^0 \bar{B}^0) + N(\bar{B}^0 B^0)}. \quad (1.43)$$

$B\bar{B}$ Paare aus $\Upsilon(4S)$ Zerfällen befinden sich in einem p -Wellenzustand, so daß aufgrund der Bose Statistik zu keinem Zeitpunkt identische Mesonen entstehen können. Meson-Antimeson Oszillationen sind also nur dann möglich, wenn jedes Teilchen zu einem unterschiedlichen Zeitpunkt in der Zeitentwicklung der Wellenfunktion zerfällt; dies ist gleichbedeutend damit, daß eines der beiden Mesonen erst zerfallen muß bevor das andere mischen kann. Der Parameter r ist in diesem Fall identisch mit ρ . Für den Fall unkorrelierter Produktion, bei dem das $B\bar{B}$ Paar keinen fest definierten Bahndrehimpuls hat, gilt:

$$\rho = \frac{2r}{1+r^2}. \quad (1.44)$$

Neben r wird die Oszillationsstärke oft auch durch die Größe χ angegeben:

$$\chi = \frac{r}{1+r}. \quad (1.45)$$

Da das Standardmodell 'flavorändernde neutrale Ströme' (FCNC) durch den GIM Mechanismus verbietet, läßt sich der Übergang von $|B^0\rangle$ in $|\bar{B}^0\rangle$ in schwachen Prozessen höherer Ordnung durch Austausch von zwei W -Bosonen beschreiben. Die Diagramme, die zu den gewünschten $\Delta B = 2$ und $\Delta Q = 0$ Übergängen führen,

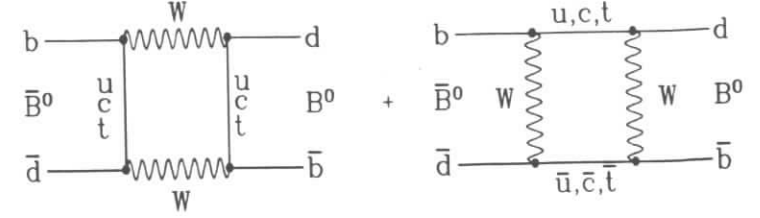


Abbildung 1.4: Box-Diagramme zur Beschreibung von $B^0\bar{B}^0$ Übergängen nach [26].

wurden von Gaillard & Lee [26] eingeführt (Abb.1.4).

Die Änderung der Flavorquantenzahl um 2 hat zur Folge, daß in die Berechnung der Massendifferenz zwei geladene Ströme und vier schwache Vertices zur Emission und Reabsorption der ausgetauschten W -Bosonen eingehen [28]:

$$M_{12} = \frac{G_F^2 M_W^2}{16\pi^2} \cdot \langle B^0 | J_\mu^+ J_\mu | \bar{B}^0 \rangle \cdot \sum_{i,j} \lambda_i \lambda_j \cdot E_{i,j} \cdot \eta_{i,j}, \quad i, j = u, c, t. \quad (1.46)$$

Darin ist $\lambda_i = V_{ib}^* V_{id}$ und aufgrund der Unitarität der CKM Matrix gilt $\sum_i \lambda_i = 0$. Die Funktion $E_{i,j}$ ist eine Funktion der Quarkmassen m_i und der W -Boson Masse M_W : $E(x_i) = E(\frac{m_i^2}{M_W^2})$. Für den u - und c -Quarkaustausch ist $x_i \ll 1$. Da außerdem $|V_{ub}^* V_{ud}|$ von gleicher Größenordnung wie $|V_{cb}^* V_{cd}|$ ist, können u - und c -Quarks als Zwischenzustände im Box-Diagramm gegenüber dem top -Quark vernachlässigt werden. In diesem Fall vereinfacht sich $E(x_i, x_j)$ zu:

$$E(x_i, x_j) \approx x_i \cdot F(x_j) \quad (1.47)$$

mit

$$F(x) = 1 - \frac{3x(1+x)}{4(1-x)^2} \left[1 + \frac{2x}{1-x^2} \ln x \right] \quad [29]. \quad (1.48)$$

F ist also eine monoton fallende Funktion zur Berücksichtigung von W -Boson Propagatoreffekten:

$$E\left(\frac{m_i^2}{m_W^2}\right) \simeq \begin{pmatrix} 1 \\ 0.75 \\ 0.57 \end{pmatrix} \quad \text{für} \quad m_i^2 \begin{pmatrix} \ll m_W^2 \\ \approx m_W^2 \\ = 2m_W^2 \end{pmatrix}. \quad (1.49)$$

Die Größe η , die radiative QCD Korrekturen am Box-Diagramm berücksichtigt, wurde im Grenzfall $x_i \ll 1$ störungstheoretisch berechnet ([30]) und erwies sich als faktorierbar. Für den realistischen Bereich $x_i \approx O(1)$ wird der Zusammenhang von $E_{i,j}$ und $\eta_{i,j}$ komplizierter. Da aber $E(x_i)$ eine langsam variierende Funktion von m_i ist und η numerisch nahezu konstant ist (0.8 bis 1 [32]), erwartet man keine großen Abweichungen des Produktsatzes $\eta_{QCD} E(x_i)$.

Die größte theoretische Unsicherheit der Gleichung(1.46) liegt in der Berechnung des Übergangsmatrixelementes, das die Wahrscheinlichkeit dafür angibt, daß die beiden Quarks $b\bar{d}$ bzw. $\bar{b}d$ genügend nahe zusammenkommen, damit die schwache

Wechselwirkung eintreten kann. In der *vacuum insertion approximation* (VIA), in der der $(V - A)$ Strom zwischen dem Vakuum und einem pseudoskalaren B -Meson berechnet wird, gilt:

$$\langle B^0 | J_\mu^+ J_\mu | \bar{B}^0 \rangle = \frac{4}{3} f_B^2 B_B m_B. \quad (1.50)$$

Die Amplitude für den Überlapp der Wellenfunktionen des b - und \bar{d} -Quarks ist in der B -Meson Zerfallskonstanten f_B enthalten; der *Bag-Parameter* B_B beschreibt die Abweichung von der VIA. Da der Einfluß der starken Wechselwirkung nicht störungstheoretisch behandelt werden kann, müssen beide Größen aus dem Experiment bestimmt werden. Modellrechnungen aus der QCD Summenregel oder aus Gittertheorien [31] liefern für f_B Werte zwischen 100 und 250 MeV; in der VIA ist $B_B = 1$. In dieser Arbeit wird als "zentraler" Wert nach [11]

$$B^{1/2} f_B = (160 \pm 40) \text{ MeV} \quad (1.51)$$

gewählt.

Da der Beitrag der leichteren Quarks vernachlässigbar klein ist, wird nur der dominante *top* Austausch beibehalten. Dann lautet die endgültige Beziehung für die Massendifferenz des $B^0 \bar{B}^0$ Systems:

$$M_{12} = \frac{G_F^2 m_B}{12\pi^2} \cdot B_B f_B^2 m_t^2 (V_{td} V_{tb}^*)^2 \cdot F\left(\frac{m_t^2}{M_W^2}\right) \cdot \eta_{QCD}. \quad (1.52)$$

Eine analoge Beziehung gilt für $B_s^0 \bar{B}_s^0$ Mischungen mit den entsprechenden Kopplungen $(V_{ts} V_{tb}^*)^2$ und den B_s -Parametern B_B, f_B .

Neben der Massendifferenz ΔM beinhaltet der Mischungsparameter r auch die Differenz der Zerfallsbreiten $\Delta\Gamma$. Abb.1.5 zeigt das entsprechende Zerfalls-Mischungs-Diagramm für B_d^0 -Mesonen; danach tragen zu $\Delta\Gamma$ gleiche Endzustände aus B^0 und \bar{B}^0 bei (z.B. $D^+ D^-$, $\pi^+ \pi^-$). Da die Kopplungen des Box-Diagramms von gleicher Größenordnung wie die des Zerfalls-Mischungs-Diagramms sind, folgt:

$$\frac{\Delta M}{\Delta\Gamma} \propto \frac{m_t^2}{m_b^2} \implies \Delta M \gg \Delta\Gamma. \quad (1.53)$$

Aufgrund des zu Verfügung stehenden Phasenraumes ist außerdem $\Gamma_H \approx \Gamma_L$ und aus Gl.1.40 folgt $y \approx 0$. Damit reduziert sich die Beziehung (1.41) auf:

$$r = \frac{x^2}{2 + x^2} = \rho. \quad (1.54)$$

Im B^0 System wird also die Übergangsstärke nahezu ausschließlich durch die Massendifferenz ΔM bestimmt, die durch den Austausch schwerer Quarks im Box-Diagramm den kurzreichweitigen Bereich der schwachen Wechselwirkung repräsentiert. Die Beschreibung der B^0 Oszillationen auf dem Quark Niveau hat zur Folge, daß sich aus dieser Messung die Parameter der schwachen Wechselwirkung, speziell die Kopplungen $|V_{tq}|$ und auch die Massen der virtuellen Quarks extrahieren lassen.

Im Gegensatz dazu sind im Falle der $K^0 \bar{K}^0$ Oszillationen die langreichweitigen

Anteile von ΔM - die durch niederenergetische Zwischenzustände (z.B. $\pi\pi, \pi\eta$) vermittelt werden - nicht vernachlässigbar. Aufgrund dieser, in den Bereich der starken Wechselwirkung hineinreichenden Beiträge, sind zuverlässige Vorhersagen der Parameter der schwachen Wechselwirkung nicht möglich und insofern ist es als "Zufall" zu betrachten, daß die ursprünglich von Gaillard & Lee aus $\Delta M_{K^0 \bar{K}^0}$ berechnete Masse des Charm Quarks sich als korrekt erwies.

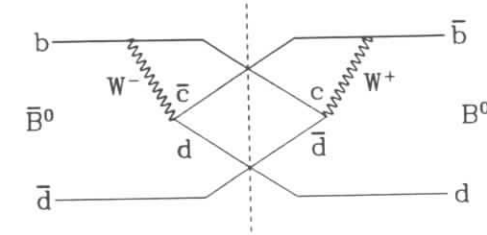


Abbildung 1.5: Zerfalls-Mischungs-Diagramm von $B^0 \bar{B}^0$ Übergängen.

Obwohl Teilchen-Antiteilchen Oszillationen in allen Systemen neutraler schwerer Mesonen ($K^0 \bar{K}^0, D_d^0 \bar{D}_d^0, B_{d,s}^0 \bar{B}_{d,s}^0, T^0 \bar{T}^0$) erwartet werden, lassen sich aus der Struktur der CKM Matrix Vorhersagen bezüglich der Stärke dieser Oszillationen treffen: Während die D - und T -Mesonen dominant über $c \rightarrow s$ und $t \rightarrow b$ zerfallen mit $V_{cs} \approx V_{tb} \approx 1$, sind Zerfälle der K - und B -Mesonen via $s \rightarrow d$ und $b \rightarrow c$ Cabibbo unterdrückt. Andererseits resultiert aus der Berechnung des Box-Diagramms, daß die Oszillationsstärke proportional zum Quadrat der Differenz der Masse der ausgetauschten Quarks ist. Der größere Massenunterschied des u, c, t Sektors gegenüber dem d, s, b Sektor ist zusammen mit den unterdrückten Zerfallsbreiten der K - und B -Mesonen der Grund, warum diese beiden Systeme eine stärkere Oszillationsrate aufweisen sollten als D - und T -Mesonen. Im Falle der $D^0 \bar{D}^0$ Mischungen existiert eine von der ARGUS Kollaboration veröffentlichte obere Grenze von $r < 1.4 \% @ 90 \% C.L.$ [33].

Kapitel 2

Das Experiment

Die vorliegende Arbeit wurde im Rahmen des ARGUS Experimentes am Speicherring DORIS II des deutschen Elektronensynchrotrons DESY in Hamburg durchgeführt. Der ARGUS Detektor ist ein magnetischer Universaldetektor, der sich durch hervorragende Teilchenidentifikation in einem großen Raumwinkelbereich auszeichnet. In diesem Kapitel werden kurz die einzelnen Komponenten dieses Detektors sowie der Weg der Datenverarbeitung beschrieben, eine detaillierte Darstellung findet sich in [34].

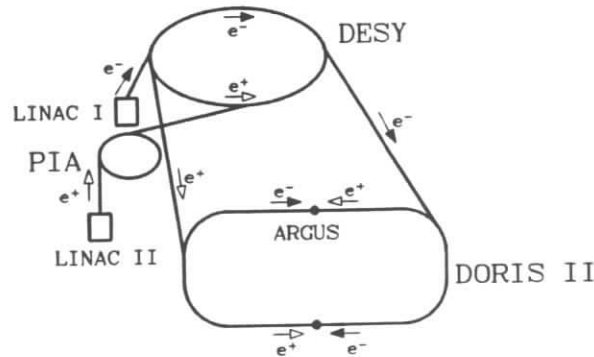


Abbildung 2.1: Der Speicherring DORIS II mit den Beschleunigersystemen.

2.1 Der Speicherring DORIS II

Die Abb.2.1 zeigt eine schematische Anordnung des Speicherringes DORIS II und dessen Beschleunigersystems. Nachdem Elektronen im LINAC I auf 50 MeV beschleunigt worden sind, treten sie in das Synchrotron DESY ein und werden dort auf Energien von etwa 5 GeV gebracht. Im LINAC II werden die Positronen auf Energien von 330 MeV beschleunigt, in PIA (Positron Intensity Accumulator) gespeichert und ebenfalls in DESY injiziert. Die in dem Synchrotron auf 5 GeV

beschleunigten Teilchenpakete werden in DORIS II eingeschleust und dort gespeichert. Diese Prozedur erfolgt so lange, bis sich Ströme von etwa $30 - 40 \text{ mA}$ aufgebaut haben. In dem Speicherring laufen die Pakete in einem Strahlrohr in entgegengesetzter Richtung um und werden in einer Wechselwirkungszone zur Kollision gebracht.

2.2 Der ARGUS Detektor

Der ARGUS Detektor wurde zum Studium gebundener $b\bar{b}$ - Zustände bei Schwerpunktsenergien im Bereich von 10 GeV konzipiert. Die hohe Multiplizität und die Isotropie von B -Zerfällen stellen dabei folgende Anforderungen :

- Überdeckung eines großen Raumwinkelbereiches zwecks hoher Rekonstruktionseffizienz für B -Mesonen
- sehr gute Teilchenidentifikation zur Reduktion des kombinatorischen Untergrundes
- sehr gute Impulsauflösung für langsame Spuren aus B -Zerfällen und schnelle aus Kontinuumsprozessen.

Die wichtigsten Komponenten des Detektors sind von innen nach außen (vergl. Abb.2.2): die Vertexkammer, die Hauptdriftkammer, das Flugzeitsystem (ToF), das Kalorimeter und die Myonkammern, wobei bis auf die Myonkammern alle Komponenten zylindersymmetrisch um die Strahlachse angeordnet sind. Der zwischen dem Zylindermantel liegende Barrel Bereich überdeckt etwa 75% des Raumwinkels, die Endkappen Region 25%. Als Koordinatensystem werden ein rechtshändiges kartesisches und ein Polarkoordinatensystem benutzt, dabei fällt der Koordinatenursprung jeweils mit der Detektormitte zusammen. Beim ersten definiert die Flugrichtung der Positronen die positive z -Achse, während die y -Achse senkrecht nach oben zeigt. Die $r - \phi$ Ebene des Polarkoordinatensystems stimmt mit der $x - y$ -Ebene des kartesischen überein.

2.2.1 Die Hauptdriftkammer (4)

Das Kernstück des ARGUS Detektors (Abb.2.2) bildet die Hauptdriftkammer, die eine dreidimensionale Spurrekonstruktion, Impulsmessung sowie die Identifikation geladener Teilchen durch Messung der spezifischen Ionisation ermöglicht. In der 2 m langen Kammer (Innendurchmesser 30 cm , Außendurchmesser 172 cm) formen 5940 Signaldrähte und 24588 Potentialdrähte 5940 rechteckige Driftzellen mit einem Querschnitt von $18.0 \times 18.8 \text{ mm}^2$. Diese Driftzellen sind in 36 konzentrischen Lagen um das Strahlrohr angebracht; die Signaldrähte jeder zweiten Lage sind dabei um einen Winkel $\pm\alpha$ gegenüber der Strahlachse geneigt (Stereo-Lagen), während die Drähte der übrigen Lagen parallel zur Strahlachse verlaufen (0° -Lagen). Letztere ermöglichen eine zweidimensionale Spurrekonstruktion in der $r - \phi$ Ebene, die Stereo-Lagen dagegen erlauben zusätzlich die Bestimmung der z -Koordinate. Die Auflösung im Transversalimpuls wurde zu

$$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = \sqrt{0.01^2 + (0.009 \cdot p_T (\text{GeV}/c))^2} \quad (2.1)$$

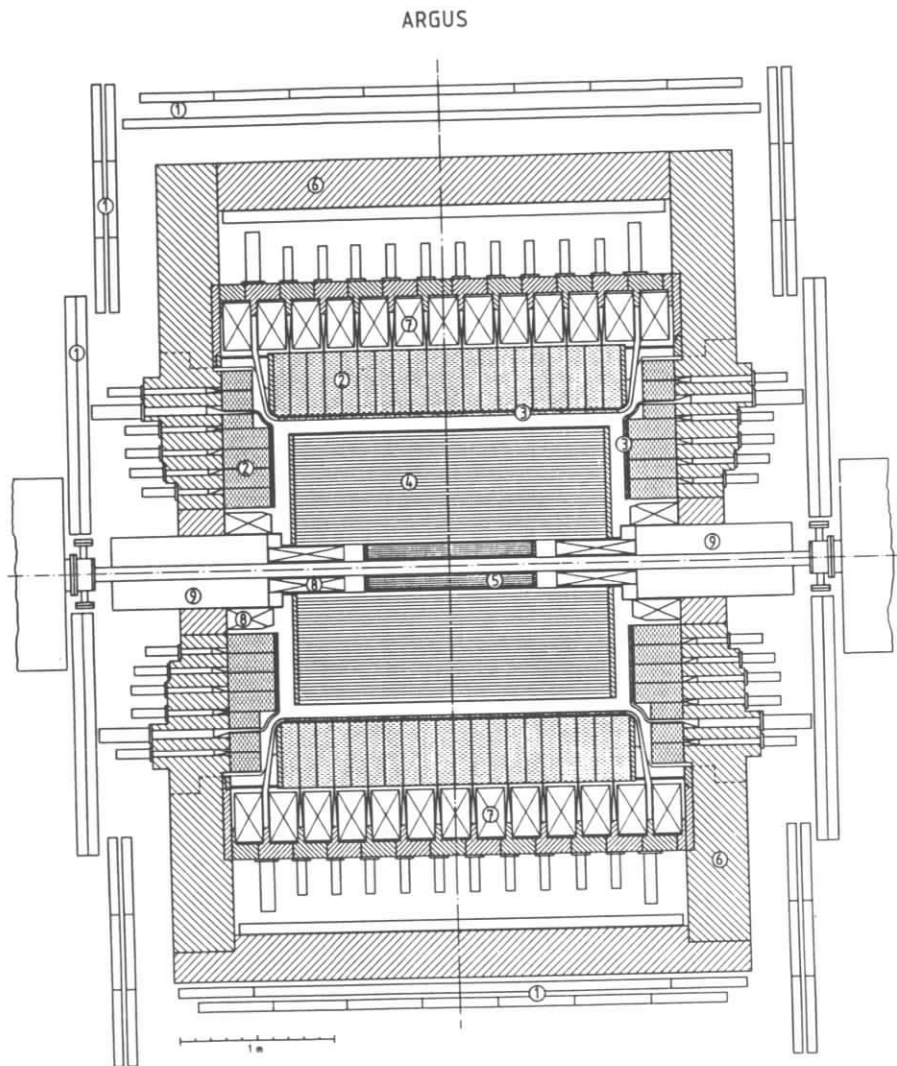


Abbildung 2.2: Längsschnitt durch den Detektor ARGUS (schematisch).

- 1) Myonkammern 2) cl.-mag. Kalorimeter 3) Flugzeitzähler
- 4) Driftkammer 5) Vertexkammer 6) Eisenjoch
- 7) Magnetspule 8) Kompensationsspulen 9) Mini- β -Quadrupole

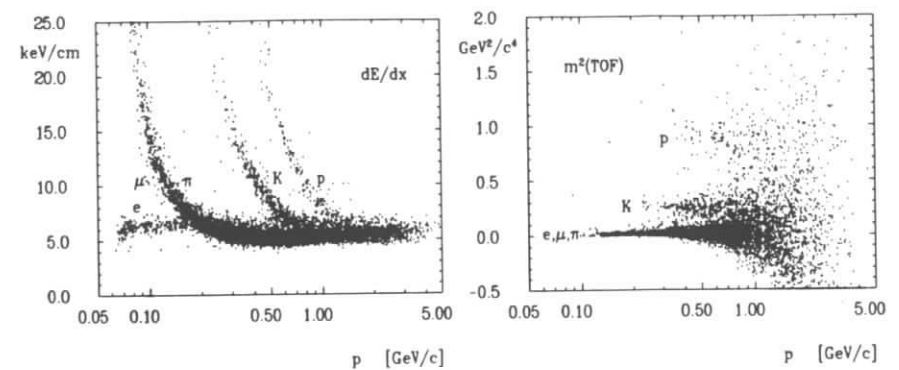


Abbildung 2.3: Links: Der spezifische Energieverlust dE/dx geladener Teilchen in der Driftkammer. Rechts: Das Massenquadrat geladener Teilchen aus der Flugzeitmessung.

bestimmt, wobei der erste Term von der Vielfachstreuung an der Kammerwand und im Strahlrohr herrührt. An den Signaldrähten werden *TDC* (*Zeit Digital Wandler*) und *ADC* (*Analog Digital Wandler*) Signale ausgelesen. Aus der ADC Information wird der spezifische Energieverlust berechnet, der zur Identifikation geladener Spuren herangezogen wird.

Das Betreiben der Kammer mit einem Gasmisch aus 97% Propan, 3% Methylal und 0.2% Wasserdampf gewährleistet zusammen mit der Größe der Driftzellen eine optimale (dE/dx) Auflösung, die typischerweise im Bereich von 5% liegt. Die klare Teilchentrennung für Elektronen, Myonen, Pionen, Kaonen und Protonen ist aus Abb.2.3 ersichtlich, die die Verteilung der spezifischen Ionisation in Abhängigkeit vom Impuls darstellt.

2.2.2 Die Vertexkammer (5)

Die Vertexkammer (VDC) wurde nachträglich im Jahre 1984 nahe am Wechselwirkungspunkt, zwischen Strahlrohr und Innenwand der Hauptdriftkammer, eingebaut. Sie ermöglicht die Rekonstruktion geladener Spuren bis nahe an ihren Produktionsvertex heran, was zu einer Verbesserung der Impulsauflösung führt und zusätzlich die Effizienz zur Rekonstruktion von Sekundärvertices deutlich erhöht. Die VDC ist einen Meter lang mit Innen- und Außendurchmesser von 10 cm bzw. 28 cm. Die 594 Signal- und 1412 Potentialdrähte sind parallel zur Strahlachse gespannt und bilden, zwecks Maximierung der Treffer pro Spur, ein hexagonales Zellmuster, wobei jede Zelle einen inneren Radius von 4.5 mm besitzt. Die Kammer wird mit CO_2 und einer Beimischung von 0.3% Wasserdampf betrieben. Die Impulsauflösung von 5 GeV/c Myonen verbessert sich durch die Vertexkammer von

$$\frac{\sigma_{pT}}{pT} = 0.009 \cdot pT \quad \text{auf} \quad \frac{\sigma_{pT}}{pT} = 0.006 \cdot pT. \quad (2.2)$$

Die in dieser Arbeit benutzte Datenmenge besteht zu 95% aus Daten, die nach Einbau der VDC aufgezeichnet wurden.

2.2.3 Das Flugzeitsystem (ToF) (3)

Die Hauptaufgabe des ARGUS ToF Systems (Time of Flight), das aus 160 Szintillationszählern - 64 im Barrel und 48 im Endkappenbereich - besteht, ist die Bestimmung der Geschwindigkeit β geladener Teilchen durch Messung ihrer Flugzeit vom Wechselwirkungspunkt bis zu den getroffenen Zählern. Zusammen mit dem in der Driftkammer gemessenen Impuls lassen sich die Teilchen anhand ihrer Ruhmasse über die Beziehung

$$\frac{1}{\beta} = \frac{c \cdot ToF}{l} \implies m_0^2 = p^2 \left(\frac{1 - \beta^2}{\beta^2} \right) \quad (2.3)$$

identifizieren. Das Flugzeitsystem liefert damit neben (dE/dx) eine weitere, unabhängige Komponente zur Identifikation geladener Teilchen. Die Auflösung von 220 ps hat die in Abb.2.3 dargestellte Massenauflösung zur Folge; aufgetragen ist das Massenquadrat in Abhängigkeit vom Impuls. Pionen und Kaonen lassen sich danach durch die Flugzeitmessung bis zu Impulsen von 0.7 GeV/c trennen und Kaonen und Protonen bis zu 1.2 GeV/c.

2.2.4 Das Kalorimeter (2)

Die Hauptaufgabe der elektromagnetischen Schauerzähler besteht in der Messung der Energie und Richtung von Photonen sowie in der Identifikation von Elektronen anhand ihres charakteristischen Schauerprofils. Im Gegensatz zu Myonen und Hadronen deponieren Elektronen nahezu ihre gesamte Energie im Kalorimeter. Zusammen mit der stark unterschiedlichen lateralen Schauerenausdehnung von Elektronen und Hadronen ist somit eine gute Trennung beider Teilchensorten möglich. Das Kalorimeter besteht aus 1280 Barrel Zählern, die in 20 Ringen mit jeweils 64 Zählern angeordnet sind, und 240 Zählern im Bereich der Endkappen, die jeweils in 5 konzentrische Ring aufgeteilt sind. Die Schauerzähler selbst bestehen nach der 'Sandwich' Bauweise aus aufeinanderfolgenden Platten aus Blei (1 mm Dicke im Barrel- und 1.5 mm in der Endkappenregion) und Szintillatormaterial (5 mm dick, ALTUSTIPE UV), wobei die Gesamtlänge jedes Zählers 12.5 Strahlungslängen entspricht. Während die Schauerzähler innerhalb der Magnetspule plaziert sind und daher auch niederenergetische Photonen mit großer Akzeptanz nachgewiesen werden können, befinden sich die Photovervielfacher außerhalb des Magnetfeldes; jeder Zähler wird aus diesem Grund über einen Wellenlängenschieber ausgelesen, der das im Szintillator erzeugte Licht umwandelt und über einen Lichtleiter dem dazugehörigen Photovervielfacher weiterleitet.

Die erreichte Energieauflösung beträgt:

$$\frac{\sigma_E(E)}{E} = \begin{cases} \sqrt{0.0072^2 + \frac{0.065^2}{E(\text{GeV})}} & (\text{Barrelbereich}) \\ \sqrt{0.0075^2 + \frac{0.076^2}{E(\text{GeV})}} & (\text{Endkappenbereich}). \end{cases} \quad (2.4)$$

2.2.5 Die Myonkammern (1)

Der Nachweis von Myonen basiert auf der Eigenschaft, daß sie nur wenig mit Materie wechselwirken und daher im Gegensatz zu Hadronen bei hinreichend großen Impulsen das Eisenjoch durchdringen können.

Das ARGUS Myonkammersystem besteht aus 1744 Proportionalzählern mit rechteckigem Querschnitt von 56 x 56 mm², von denen jeweils 8 zu einer Kammer zusammengefaßt sind (insgesamt 218 Kammern). In der Mitte jedes Zählrohres ist ein goldbeschichteter Wolframdraht gespannt, der gegen das Gehäuse auf einer Potentialdifferenz von 2350 Volt gehalten wird. Eine Lage der Myonkammern befindet sich innerhalb des Eisenjochs, wobei das Material zwischen der Wechselwirkungszone und dieser Lage 3.3 hadronischen Absorptionslängen entspricht. Die beiden an der Außenseite des Eisenjochs befindlichen Lagen haben eine Absorptionslänge von 5.1 und überdecken 87% des Raumwinkels. Aufgrund des absorbierenden Materials können nur Myonen mit Impulsen $p > 0.7 \text{ GeV}/c$ ($p > 1.1 \text{ GeV}/c$) die innere (äußere) Lage des Myonkammersystems erreichen.

2.2.6 Der Trigger

Das hohe Untergrundniveau aus kosmischen Strahlen sowie Strahl-Wand und Strahl-Gas Wechselwirkungen machen eine schnelle und effektive Triggerlogik erforderlich.

Die Kollisionsfrequenz der Teilchenpakete beträgt in DORIS II 1 MHz, d.h. dem Benutzer bleibt eine μs Zeit zu entscheiden, ob ein Ereignis aufgezeichnet werden soll oder nicht. Bei ARGUS erfolgt diese Entscheidung in 2 Schritten: ein 'schneller' Trigger (*Pretrigger*) entscheidet unter Verwendung der ToF- und Schauerzählerinformationen innerhalb von 300 ns über die Aufzeichnung eines Ereignisses. Zur Erkennung geladener Spuren untersucht der 'langsame' Trigger (*Little Track Finder LTF*) die Daten der Hauptdriftkammer und des ToF Systems, um das Ereignis dann zur Weiterverarbeitung durch den Online Computer freizugeben. Um die Triggerbedingungen festzulegen ist es hilfreich, den Detektor in zwei z-Hemisphären (die durch eine Ebene bei $z = 0$ getrennt sind) einzuteilen und außerdem Gruppen von ToF- und Schauerzählern zu Einheiten zusammenzufassen.

Die Anforderungen der vier verschiedenen Pretrigger sind im einzelnen:

- *ETOT* (Total Energy Trigger), verlangt mehr als 0.7 GeV/c deponierte Energie in den Schauerzählern jeder z-Hemisphäre
- *HESH* (High Energy Shower Trigger), verlangt mehr als 1 GeV/c deponierte Energie in einer der 16 Gruppen von Barrel Schauerzählern
- *CPPT* (Charged Particle Pretrigger), verlangt mehr als eine geladene Spur in jeder z-Hemisphäre
- *CMT* (Coincidence Matrix Trigger), verlangt mindestens zwei geladene Spuren, die aus gegenüberliegenden ϕ Hemisphären stammen

Während der Datennahme werden alle Trigger als Eingabe an den Pretrigger Collector benutzt. Eine Koinzidenz zwischen einem 'bunch crossing' Signal und

einem der Pretrigger ist erforderlich, um den LTF zu aktivieren. Dieser vergleicht die gesetzten Driftkammerdrähte mit den entsprechenden Flugzeitzählern und liest ein Ereignis dann aus, wenn die von den Pretrigger Bedingungen geforderte Mindestanzahl von Spurkandidaten gefunden wurde.

2.3 Die Daten

2.3.1 Der Datenfluß

Die Online Datenverarbeitung erfolgt in 4 Schritten: zunächst werden die Signale jeder Detektorkomponente durch ein CAMAC System digitalisiert und in einem Mikroprozessor (CAMAC Booster, CAB) zu einem vollständigen Ereignis zusammengesetzt. Die Ereignisse werden dann an den Online Computer vom Typ DEC PDP 11/45 weitergeleitet, der die Kalibration der einzelnen Detektorkomponenten und des LTF kontrolliert. Im weiteren Verlauf gehen die Daten zur Online Überwachung an eine VAX 11/780 und werden schließlich auf dem IBM Großrechner auf einem Plattenspeicher abgelegt. Während der Datennahme werden regelmäßig Ereignisse von Platte auf Magnetbänder (EXDUMP Bänder) geschrieben, wobei gleichzeitig das endgültige Datenformat festgelegt wird. Je zwei EXDUMP Bänder werden zu einem EXDATA Band mit etwa 7000 Ereignissen zusammenkopiert.

An diesem Punkt beginnt die Offline Datenverarbeitung, d.h. die auf den EXDATA Bändern gespeicherte Rohdaten Information in Form von TDC und ADC Werten muß rekonstruiert werden, um physikalische Größen wie Impuls, Ladung oder Identität der Teilchen zu erhalten. Dies geschieht mit einem Rekonstruktionsprogramm, das die Signale der einzelnen Detektorkomponenten unter Zuhilfenahme von Kalibrationskonstanten analysiert.

2.3.2 Die Datenanalyse

a. Spurfindung und Vertexrekonstruktion

Das Ziel der Spurfindung (*pattern recognition*) ist die Bestimmung der Anzahl der geladenen Spuren mit anschließender genauen Rekonstruktion der gefundenen Spurkandidaten mittels einer Anpassungsrechnung.

Das ARGUS Rekonstruktionsprogramm beginnt mit der Driftkammeranalyse. Eine Spurerkennungsroutine sucht in der Verteilung der gesetzten Signaldrähte der 0° Lagen nach Spurkandidaten in der $r - \phi$ Ebene. Durch Hinzunahme der Stereodrähte wird die Rekonstruktion auf drei Dimensionen erweitert. Die Parameter dieser Spurkandidaten stellen die Anfangswerte für den anschließenden Spurfitt dar, der iterativ die Summe der quadratischen Abweichungen aus berechneten und gemessenen Abständen der Spur von den Signaldrähten minimiert.

Bei der Vertexrekonstruktion wird zum einen der Ereignisvertex bestimmt und zum anderen werden die Zerfallsvertizes neutraler Teilchen (K_S^0, Λ, γ_c) rekonstruiert.

Die Ermittlung des Ereignisvertex erfolgt durch Extrapolation der Spuren geladener Teilchen zur Strahlachse hin; durch eine Fitprozedur wird dann der Punkt

größter Annäherung der Spuren bestimmt. Analog dazu werden Sekundärvertizes durch Verlängerung zweier entgegengesetzt geladener Spuren gefunden, wobei nicht gleichzeitig beide Spuren zum Hauptvertex zeigen dürfen.

b. Identifikation geladener Teilchen

Die Identifikation geladener Teilchen erfolgt bei ARGUS mit den beiden unabhängigen Messungen des spezifischen Energieverlustes (dE/dx) und der Flugzeit (ToF); zusammen mit der Impulsmessung aus der Driftkammeranalyse erlauben sie die Bestimmung der Ruhmasse der Teilchen.

Die Messung der spezifischen Ionisation erfolgt aus den ADC Werten und der mittleren Spurlänge pro Driftzelle. Der Energieverlust eines geladenen Teilchens in einem Medium gehorcht einer *Landau* Verteilung; 10% der kleinsten und 30% der größten ADC Werte werden verworfen und aus den verbleibenden wird mittels einer *truncated-mean* Methode der Mittelwert $(dE/dx)_{exp}$ bestimmt. Durch Vergleich mit dem für jede Teilchenhypothese i theoretisch erwarteten Wert $(dE/dx)_{theo,i}$ wird dann eine χ^2 Verteilung gebildet:

$$\chi_i^2(dE/dx) = \frac{[(dE/dx)_{exp} - (dE/dx)_{theo,i}]^2}{\sigma_{dE/dx}^2 + \sigma_{theo}^2} \quad (i = e, \mu, \pi, K, p) \quad (2.5)$$

$\sigma_{dE/dx}$ enthält die Fehlerbeiträge aus der Streuung der Einzelmessung um den Mittelwert und σ_{theo} die Unsicherheit aufgrund der Impulsmessung. Die (dE/dx) Auflösung beträgt 5% für Elektronen und 7% für Hadronen.

In ähnlicher Weise wird aus der (ToF) Messung eine χ^2 Verteilung gebildet:

$$\chi_i^2(ToF) = \frac{[1/\beta_{exp} - 1/\beta_{theo,i}]^2}{\sigma_{ToF}^2 + \sigma_{theo}^2} \quad (i = e, \mu, \pi, K, p) \quad (2.6)$$

Die Fehler σ_{ToF} und σ_{theo} beinhalten die experimentelle Unsicherheit der Geschwindigkeitsbestimmung sowie die Änderung der erwarteten Geschwindigkeit durch den Meßfehler des Impulses. Aufgrund der Unabhängigkeit beider Methoden lassen sich die jeweiligen χ_i^2 Werte zu einer Größe zusammenfassen:

$$\chi_i^2 = \chi_i^2(dE/dx) + \chi_i^2(ToF) \quad (2.7)$$

Damit können dann normierte Likelihoodwerte berechnet werden,

$$lh_i^{dE/dx, ToF} = \frac{w_i \cdot \exp(-\chi_i^2/2)}{\sum_k w_k \cdot \exp(-\chi_k^2/2)} \quad (i, k = e, \mu, \pi, K, p) \quad (2.8)$$

wobei die Gewichtsfaktoren w_i die relative Häufigkeit der jeweiligen Teilchensorten berücksichtigen. Die lh_i Werte geben also die Wahrscheinlichkeit für die Teilchenhypothese i an. Die Standardwichtung für die w_i Faktoren wurde in dieser Arbeit mit

$$e : \mu : \pi : K : p = 1 : 1 : 5 : 1 : 1 \quad (2.9)$$

angenommen; für lh_i wurden Werte von 1% bzw. 5% verlangt.

c. Die Leptonidentifikation

Neben (dE/dx) und ToF stehen zur Identifikation von Elektronen und Myonen zusätzlich Informationen der Schauerzähler und der Myonkammern zur Verfügung. Bedingt durch die elektromagnetische Schauerbildung deponieren Elektronen im Mittel ihre gesamte Energie im Kalorimeter. Dagegen weisen Myonen und Hadronen keine ausgeprägte Korrelation zwischen deponierter Energie und Impuls auf. Zusätzlich unterscheidet sich die laterale Schauerausbreitung von Elektronen deutlich von der für Hadronen. In hadronischen Schauern ist die Energie auf mehrere Zählermodule verteilt, während Elektronen ihre Energie bevorzugt in wenigen Zählern deponieren. Aus diesen Informationen wurde ein Algorithmus entwickelt [35], der eine effiziente Identifikation von Elektronen erlaubt. Die im Kalorimeter deponierte Energie (E_{sh}) und die laterale Schauerausbreitung (E_{lat}) werden zusammen mit den (dE/dx) - und ToF -Messungen zu einem normierten Likelihoodverhältnis Lh_e (Abb.2.4) vereint:

$$Lh_e = \frac{w_e \cdot \prod_{i=dE/dx, ToF, E_{sh}, E_{lat}} \rho_i^e(\vec{p})}{\sum_{k=e, \pi, K, p} w_k \cdot \prod_{i=dE/dx, ToF, E_{sh}, E_{lat}} \rho_i^k(\vec{p})} \quad (2.10)$$

Dabei ist ρ_i^k die Wahrscheinlichkeit, eine Spur mit Impuls \vec{p} unter Verwendung der Meßmethode i als Teilchen k zu identifizieren; die w_k sind wieder die angenommenen Teilchenverhältnisse.

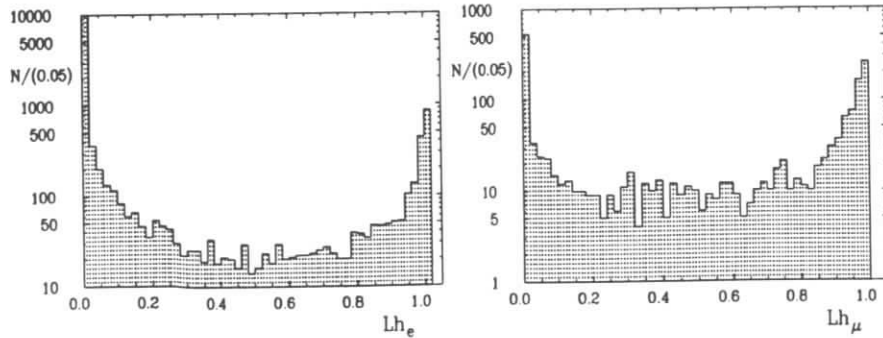


Abbildung 2.4: Die Likelihoodverteilungen für Elektronen (links) und Myonen (rechts).

Ähnlich wie für Elektronen wird auch für Myonen ein Likelihoodverhältnis Lh_μ (Abb.2.4) gebildet, das neben (dE/dx) , ToF und Schauerzähler die Trefferinformation der Myonkammern enthält. Es wird verlangt, daß sich die in der Driftkammer rekonstruierten Spuren durch Kalorimeter, Magnetspulen und Eisenjoch verfolgen lassen und mit Treffern in den Myonkammern kombiniert werden können.

In der auf der Myonkammeranalyse basierenden Likelihoodfunktion werden drei Kammerlagen berücksichtigt inklusive der Anzahl der zu einer Spur gehörenden Hits, dem Abstand zwischen dem berechneten Durchstoßpunkt der Spur und dem nächsten Treffer, sowie der Wahrscheinlichkeit eines Treffers unter Annahme der Myonhypothese:

$$Lh_\mu = \frac{w_\mu \cdot \prod_{i=dE/dx, ToF, E_{sh}, E_{lat}, \mu} \rho_i^\mu(\vec{p})}{\sum_{k=\mu, \pi, K, p} w_k \cdot \prod_{i=dE/dx, ToF, E_{sh}, E_{lat}, \mu} \rho_i^k(\vec{p})} \quad (2.11)$$

2.3.3 Die Multi-Hadron Selektion

Die mit dem Rekonstruktionsprogramm ausgewerteten Rohdaten werden auf sog. EXPDST Bänder (Data Summary Tapes) geschrieben; die darauf noch in großer Zahl vorhandenen QED-Ereignisse (Bhabha-Streuung und μ -Paar Erzeugung) und Untergrundereignisse aus Strahl-Materie Wechselwirkungen sind für die meisten bei ARGUS anstehenden Fragestellungen bedeutungslos. Daher wird aus den Rohdaten eine Standardselektion vorgenommen, die zu multihadronischen Endzuständen führt und nur Ereignisse akzeptiert, die folgende Kriterien erfüllen:

1. Das Ereignis muß mindestens drei geladene Spuren aufweisen, die einen gemeinsamen Ereignisvertex bilden. Dessen geometrische Koordinaten befinden sich innerhalb eines zylindrischen Volumens um die Detektormitte:

$$R < 1.5 \text{ cm} \quad \text{und} \quad |z| < 6 \text{ cm}$$

Hierbei ist R die radiale Position in der $R - \phi$ - Ebene und z die Position des Vertex in Strahlrichtung.

2. Im Kalorimeter muß eine Gesamtenergie von mehr als 1.7 GeV deponiert worden sein.
3. Falls kein gemeinsamer Vertex gefunden wurde, müssen drei Spuren vorhanden sein, bei denen der Punkt des geringsten Abstandes zur Strahlachse durch

$$R < 1.0 \text{ cm} \quad \text{und} \quad |z| < 5 \text{ cm}$$

festgelegt ist.

Durch diese Anforderungen werden etwa 85% der auf den EXPDSTs vorhandenen Daten verworfen.

2.4 Die Monte Carlo Simulation

Um eine von Detektoreinflüssen unabhängige Messung zu erhalten, muß das Ergebnis dieser Messung auf Verluste hin korrigiert werden, die durch bestimmte Selektionskriterien oder durch Detektoreigenschaften entstanden sind. Die Bestimmung dieses Korrekturfaktors - auch *Akzeptanz* genannt -, erfolgt mit simulierten Daten und durchläuft folgende Schritte:

- Generierung der zu untersuchenden Reaktion
- Detektorsimulation
- Durchlaufen des Rekonstruktions- und Analyseprogramms

In dieser Arbeit wurde, wenn nicht anders vermerkt, eine modifizierte Version des *Lund Modells* zur Generierung des Prozesses $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$ benutzt [36] [37], bei der bei einer Schwerpunktsenergie von $E_{cm,s} = 10.58 \text{ GeV}$ die Vierervektoren des $B\bar{B}$ Systems erzeugt werden. Der Zerfall der B -Mesonen verläuft über die schwache Wechselwirkung der b -Quarks, wobei die Hadronisation der Quarks zu den Hadronen des Endzustandes führt.

Die Verfolgung der generierten Spuren durch den Detektor erfolgt mit dem Simulationsprogramm *SIMARG* [38]; dabei werden sowohl Wechselwirkungen mit Materie, der Einfluß des Magnetfeldes auf geladene Spuren sowie Zerfälle langlebiger Teilchen (π^+ , K^+ , K_S^0 , Λ) simuliert. Die erzeugten Signale der Detektors werden im gleichen Format wie die Daten abgespeichert und können daher mit den gleichen Analyseprogrammen weiterverarbeitet werden.

Kapitel 3

Die Dilepton Analyse

Der Nachweis von $B^0\bar{B}^0$ Oszillationen, also von Übergängen des neutralen B -Mesons in sein Antiteilchen, erfordert die Bestimmung des Flavors der beiden B -Mesonen zum Zeitpunkt ihres Zerfalls. Aufgrund der beschriebenen geringen Effizienz für eine vollständige Rekonstruktion von $\Upsilon(4S)$ Ereignissen ist man auf inklusive bzw. semi-exklusive Studien angewiesen, bei denen aus einer Teilrekonstruktion eindeutig auf die Identität der B - und \bar{B} -Mesonen geschlossen werden kann. Solche *Tagging* Methoden (taggen = markieren) basieren im allgemeinen auf der Eigenschaft, daß sich anhand der Ladung bestimmter Zerfallsprodukte der b -Quarkinhalt des zerfallenden Mutterteilchens festlegen läßt.

Die Standardmethode zur Beobachtung von $B^0\bar{B}^0$ Oszillationen mittels Tagging ist die Dilepton Methode, die in diesem Kapitel vorgestellt wird. Im Anschluß an eine generelle Beschreibung der Methode werden in Abschnitt 3.2 die Selektionskriterien erläutert, und in 3.3 folgt eine detaillierte Behandlung von Untergrundbeiträgen. Die Zusammenfassung der Ergebnisse und die Ermittlung der Oszillationsstärke findet sich im letzten Abschnitt.

3.1 Beschreibung der Methode

3.1.1 Leptonen aus doppelt-semileptonischen B-Zerfällen

Wie bereits in Kap.1.2 erläutert, lassen sich semileptonische Zerfälle von B^0 -Mesonen im Zuschauer Bild (Abb.1.2a) beschreiben; die Ladung des an dem W -Vertex erzeugten primären Leptons ist dabei mit dem Flavorinhalt des Mutterteilchens korreliert:

$$b \rightarrow l^- \bar{\nu}(c, u) \quad \text{und} \quad \bar{b} \rightarrow l^+ \nu(\bar{c}, \bar{u}).$$

Diese Eigenschaft läßt sich zum Nachweis von Übergängen des B^0 -Mesons in \bar{B}^0 heranziehen: während $B\bar{B}$ Ereignisse primäre Leptonen mit entgegengesetztem Vorzeichen erzeugen, liefern gemischte Ereignisse, bei denen beide B -Mesonen ein b - oder \bar{b} -Quark enthalten, *gleichgeladene* Leptonpaare, die in diesem Kapitel auch als *Mizing Signal* bezeichnet werden. Der Flavor des Ausgangszustandes wird also durch die Ladung des primären Leptons *eindeutig* identifiziert.

Diese Situation ist in der folgenden Tabelle noch einmal veranschaulicht: ¹

$B^0\bar{B}^0$ Ereignisse	$\bar{B}^0\bar{B}^0$ bzw. B^0B^0 Ereignisse
$\left. \begin{array}{l} B^0 \rightarrow l^+\nu X \\ \bar{B}^0 \rightarrow l^-\nu X \end{array} \right\} \Rightarrow l^+l^-$	$\left. \begin{array}{l} \bar{B}^0 \rightarrow l^-\nu X \\ B^0 \rightarrow \bar{B}^0 \rightarrow l^-\nu X \end{array} \right\} \Rightarrow l^-l^-$

Tabelle 3.1: Ladungskorrelationen für ungemischte und gemischte $B^0\bar{B}^0$ Ereignisse in semileptonischen B -Zerfällen.

Die Stärke der Oszillationen, charakterisiert durch den Parameter r (Gln.1.43 und 1.54), wird damit durch das Verhältnis gleichgeladener ($N_{l^+l^+}$ und $N_{l^-l^-}$) zu ungleichgeladener Leptonpaare ($N_{l^+l^-}$) aus neutralen B -Zerfällen bestimmt:

$$r = \frac{N_{l^+l^+} + N_{l^-l^-}}{N_{l^+l^-}^{B^0}}. \quad (3.1)$$

Da sowohl B^0 - als auch B^\pm -Zerfälle zu den Kombinationen mit entgegengesetztem Vorzeichen beitragen, muß r auf den Anteil $N_{l^+l^-}^{B^\pm}$ aus B^\pm Prozessen korrigiert werden:

$$r = \frac{N_{l^+l^+} + N_{l^-l^-}}{N_{l^+l^-}^{obs} - N_{l^+l^-}^{B^\pm}}. \quad (3.2)$$

Dieser Anteil läßt sich unter Kenntnis der folgenden beiden Größen berechnen:

- das Verhältnis der Produktionsraten von geladenen zu neutralen Paaren von B -Mesonen in $\Upsilon(4S)$ Zerfällen, f_\pm/f_0
- das Verhältnis der semileptonischen Verzweigungsverhältnisse von B^\pm - und B^0 -Mesonen, Br_{sl}^\pm/Br_{sl}^0 .

Aus der Beziehung $Br_{sl} = \tau\Gamma_{sl}$ folgt unter Ausnutzung der Isospin Invarianz [39] ($\Gamma_{sl}^{B^0} = \Gamma_{sl}^{B^\pm}$): $Br_{sl}^\pm/Br_{sl}^0 = \tau^\pm/\tau^0$. Damit läßt sich $N_{l^+l^-}^{B^\pm}$ durch den Korrekturfaktor $\lambda = \left(\frac{f_\pm}{f_0}\right) \cdot \left(\frac{\tau^\pm}{\tau^0}\right)^2$ ausdrücken:

$$N_{l^+l^-}^{B^\pm} = \frac{\lambda}{1 + \lambda} (N_{l^+l^-}^{obs} + N_{l^+l^+} + N_{l^-l^-}). \quad (3.3)$$

Die endgültige Formel für den Mischungsparameter r lautet damit:

$$r = \frac{(N_{l^+l^+} + N_{l^-l^-})(1 + \lambda)}{N_{l^+l^-}^{obs} - (N_{l^+l^+} + N_{l^-l^-})\lambda}. \quad (3.4)$$

¹Falls nicht anders vermerkt, beinhaltet die Angabe von spezifischen Ladungskombinationen stets auch den ladungskonjugierten Zustand.

Die numerische Bestimmung von λ ist sowohl experimentell als auch von theoretischen Abschätzungen her mit großen Unsicherheiten behaftet. Dies ist insbesondere durch das unbekanntes Verhältnis f_\pm/f_0 begründet, wie die Diskussion in Kapitel 1.2 zeigt. In dieser Arbeit wird für λ der Wert eins gewählt, der aus dem mit eins verträglichen Lebensdauer Verhältnis (Tab.1.4) und der Annahme gleicher B^0 und B^\pm Massen (Tab.1.3) resultiert. Die Abhängigkeit der Analyse von diesem Faktor wird im letzten Abschnitt diskutiert ².

Vom experimentellen Standpunkt aus betrachtet wird die Verwendung von Elektronen und Myonen zur Markierung eines B - bzw. \bar{B} -Mesons durch folgende Überlegungen motiviert:

Leptonen:

- liefern hohe Statistik, denn sie sind in etwa 20% aller B -Zerfälle vorhanden,
- sind stabil,
- nehmen nicht an der starken Wechselwirkung teil und haben daher keine Endzustandswechselwirkungen,
- lassen sich sehr gut identifizieren (vergl. Kap.2.3.2).

Experimentell basiert die Beobachtung von Leptonen aus zwei primären semileptonischen B -Zerfällen zum Nachweis von $B^0\bar{B}^0$ Übergängen auf der Eigenschaft, daß ihre Zerfallsprodukte unkorreliert im Raum erscheinen. Die Verteilung des Öffnungswinkels $\cos\vartheta_{ll}$ zwischen den beiden Leptonen sollte aus diesem Grund isotrop sein, was eine Monte Carlo Simulation des Prozesses bestätigt. Diese Größe stellt somit die entscheidende Signatur dafür dar, daß beide Leptonen von verschiedenen Mutterteilchen stammen; zusätzlich kann sie zur Unterdrückung von Untergrundereignissen ausgenutzt werden, wie die Überlegungen im nun folgenden Abschnitt zeigen.

3.1.2 Weitere Quellen der Dilepton Produktion

Neben den gewünschten semileptonischen B -Zerfällen existieren bei der $\Upsilon(4S)$ Resonanzenergie weitere Quellen der Leptonproduktion, die als Untergrund in den Daten vorhanden sind und im folgenden kurz beschrieben werden sollen.

1. Kontinuumsprozesse

In hadronischen Prozessen können Dilepton Paare entgegengesetzten Vorzeichens auch im Kontinuum unter der $\Upsilon(4S)$ Resonanz erzeugt werden:

$$e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow c\bar{c},$$

mit anschließender Hadronisation der c -Quarks in D -Mesonen oder Charm-Baryonen. Beim semileptonischen Zerfall dieser Charm-Teilchen laufen die Leptonen aufgrund der jet-ähnlichen Struktur von Kontinuumsereignissen in entgegengesetzter Richtung auseinander, so daß in diesem Fall die Winkelverteilung $\cos\vartheta_{ll}$

²Bei einem Vergleich mit früheren Publikationen zur $B^0\bar{B}^0$ Mischung [40],[41] ist zu beachten, daß sich der dort angegebene Wert für r auf $\lambda = 1.22$ bezieht.

zu großen Werten ansteigt.

2. Sekundäre Charm Zerfälle

Als sekundäre Charm- oder auch Kaskadenzerfälle werden solche Prozesse bezeichnet, bei denen das aus einem $b \rightarrow c$ Übergang entstehende Charm-Meson weiter semileptonisch zerfällt. In Ereignissen mit zwei B -Mesonen existieren folgende Möglichkeiten der Dilepton Produktion mit mindestens einem sekundären Lepton ³:

1. $\bar{B} \rightarrow l_p^- \nu X$, $B \rightarrow \bar{X}_c \rightarrow l_s^- \nu X \Rightarrow l_p^- l_s^-$
2. $\bar{B} \rightarrow l_p^- \nu X_c \rightarrow l_s^+ \nu X \Rightarrow l_p^- l_s^+$
3. $\bar{B} \rightarrow l_p^- \nu X$, $B \rightarrow \bar{B} \rightarrow X_c \rightarrow l_s^+ \nu X \Rightarrow l_p^- l_s^+$

Bei den Reaktionen 1. und 3. stammen die Leptonen aus unkorrelierter Produktion und besitzen eine flache Winkelverteilung, während in Prozeß 2. die $\cos\vartheta_{ll}$ - Verteilung stark impulsabhängig ist und mit zunehmendem Leptonimpuls zu großen Öffnungswinkeln ansteigt. Abb.3.1 zeigt die entsprechenden Winkelverteilungen aus einer Monte Carlo Simulation. Lediglich Kombinationen aus 2. lassen sich demnach durch einen Schnitt in der $\cos\vartheta_{ll}$ - Verteilung unterdrücken. Die $l_p l_s$

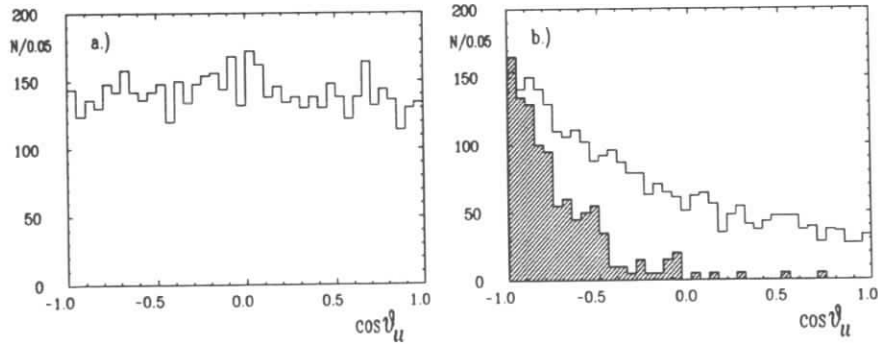


Abbildung 3.1: Verteilung des Öffnungswinkels zwischen primären und sekundären Leptonen für die Reaktionen a.) 1. und 3. und b.) 2., schraffiert die Verteilung für $p_l \geq 1.0 \text{ GeV}/c$.

Kombinationen aus Reaktion 1. besitzen die gleiche Ladungssignatur wie das Mixing Signal und stellen, da sie aus B^0 - und B^\pm -Zerfällen resultieren und die jeweiligen Verzweigungsverhältnisse groß sind, ohne zusätzliche Schnitte den Hauptbeitrag zur Beobachtung gleichgeladener Leptonpaare dar. Zu ihrer Diskriminierung

³Im Verlauf dieser Arbeit kennzeichnen die Indizes 'p' bzw. 's' stets Leptonen aus primären bzw. sekundären semileptonischen Zerfällen.

lassen sich jedoch die verschiedenen Lepton-Impulsspektren von $b \rightarrow c l \nu$ und $c \rightarrow s l \nu$ Übergängen ausnutzen, die in Abb.3.2a.) aus der Vorhersage des Lund Monte Carlos dargestellt sind. Als entscheidendes Kriterium zur Unterdrückung

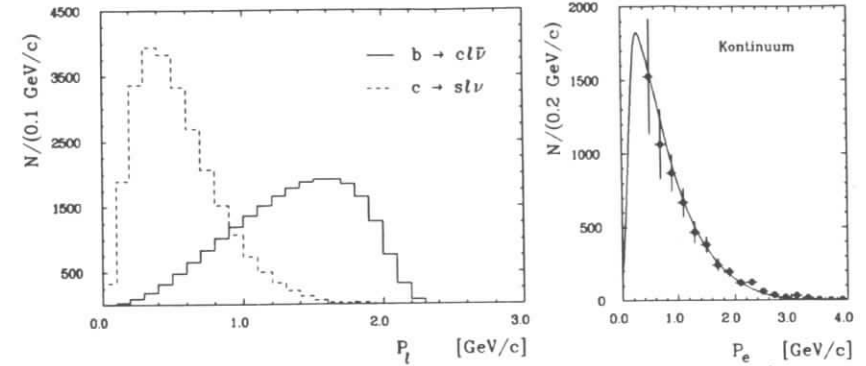


Abbildung 3.2: Links: Leptonenspektren aus einer MC Simulation für $c \rightarrow s l \nu$ (gestrichelt) und $b \rightarrow c l \nu$ (durchgezogene Linie). Rechts: Elektronenspektrum in Kontinuumsereignissen aus [42].

von Leptonen aus Kaskadenzerfällen wird für den Impuls die Bedingung

$$(1.4 \leq p_l \leq 2.4) \text{ GeV}/c \quad (3.5)$$

gewählt. Der untere Schnitt verwirft etwa 99% der sekundären Leptonen bei gleichzeitiger Akzeptanz von etwa 50% für die primären; der obere Wert liegt nahe an der kinematischen Grenze für $B \rightarrow X_c l \nu$ Übergänge. Diese Angaben beziehen sich allerdings nur auf die Vorhersagen des in Kap.2.4 beschriebenen LUND Monte Carlos, andere Modelle, beispielsweise das WBS Modell [20], liefern relative Abweichungen von $\pm 10\%$ für die Spektren der primären und bis zu $\pm 40\%$ für die der sekundären Leptonen. In Tab.3.2 sind die Akzeptanzfaktoren für verschiedene Impulsschnitte aus den Monte Carlo Daten aufgeführt. Neben der Reduktion des

p_l - Schnitt [GeV/c]	1.0	1.2	1.4	1.6
primäre Leptonen	81	67	51	36
sekundäre Leptonen	8	3	1	0.5

Tabelle 3.2: Akzeptanzfaktoren ϵ_{p_l} [%] von Leptonimpulsschnitten für sekundäre und primäre Leptonen.

Kaskadenuntergrundes verwirft der Impulsschnitt gleichzeitig etwa 88% von Leptonereignissen aus nichtresonanten $e^+ e^- \rightarrow c\bar{c}$ Prozessen; Abb.3.2b.) zeigt das in

[42] gemessene Elektronenspektrum aus dem Kontinuum, das zu höheren Impulsen hin stark abfällt.

Die Einschränkung (3.5) für den Impuls stellt die Haupt-Ineffizienz der Dilepton Analyse dar.

3. Fehlidentifizierte Hadronen

Erkennt der Identifikationsalgorithmus eine Hadronspur fälschlicherweise als Lepton, so täuscht dieser Kandidat zusammen mit einem echten primären oder sekundären Lepton ein Dilepton Ereignis vor. Dabei sind alle Ladungskombinationen möglich. Im weiteren werden solche fehlidentifizierten Hadronen auch *Fakes* genannt.

4. J/Ψ Zerfälle und γ_c Konversion

e^+e^- oder $\mu^+\mu^-$ Paare aus J/Ψ Zerfällen können durch Schnitte auf die invariante Masse eliminiert werden. Elektronpaare aus konvertierten Photonen (γ_c) lassen sich anhand ihrer Sekundärvertizes identifizieren. Findet sich dagegen im Detektor jeweils nur eine der beiden Leptonspuren wieder, so kann diese zusammen mit einem Elektron oder Myon sowohl zur l^+l^- als auch zur l^-l^- Klasse beitragen. Die Winkelverteilung dieser Kombinationen ist isotrop.

3.2 Die Analyse

Die für die Dilepton Analyse benutzte Datenmenge wurde in den Jahren 1982 bis Frühjahr 1989 aufgezeichnet und umfaßt eine integrierte Luminosität von 172 pb^{-1} bei der $\Upsilon(4S)$ Resonanzenergie und 89 pb^{-1} im benachbarten Kontinuum, entsprechend $148000 \pm 7400 \Upsilon(4S)$ -Zerfällen.

3.2.1 Die Vorselektion der Daten

Die in Kap.2.3.3. vorselektierten Daten enthalten neben multihadronischen $\Upsilon(4S)$ und Kontinuumsereignissen noch folgende Klassen von Untergrundereignissen:

1. Strahl/Wand und Strahl/Gas Ereignisse, die durch Wechselwirkung der Strahlteilchen mit Nukleonen der Vakuumrohrwand bzw. mit Gasmolekülen entstehen
2. zwei-Photon-Prozesse ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma^*\gamma^*$)
3. radiative Bhabhastreuung ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$), bei der eines oder mehrere Photonen konvertieren
4. τ -Paarerzeugung ($e^+e^- \rightarrow \tau\tau n\gamma$), wobei die τ -Leptonen in mehrere Hadronen oder Leptonen zerfallen können.

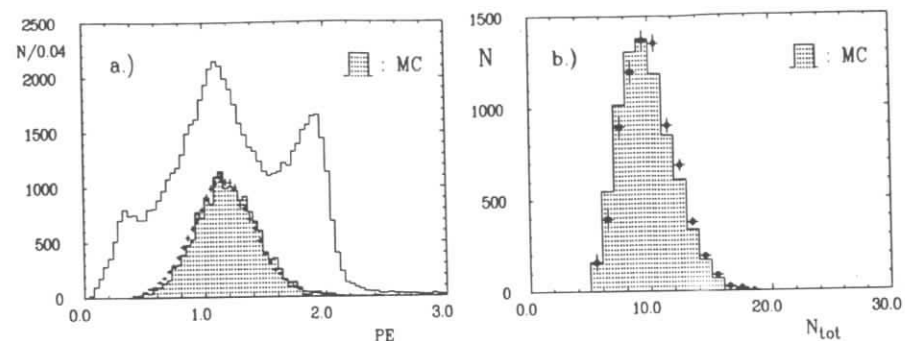


Abbildung 3.3: a.) Skalierte Energie-Impuls Summe in Multihadronereignissen vor (offenes Histogramm) und nach den Schnitten auf die Multiplizität (Kreuze); das punktierte Histogramm zeigt die entsprechende Monte Carlo Verteilung. b.) N_{tot} Verteilung in direkten $\Upsilon(4S)$ Ereignissen mit einem schnellen Lepton (Datenpunkte) im Vergleich mit der Monte Carlo Vorhersage (punktiertes Histogramm).

Allen diesen Klassen von Ereignissen ist eine kleine geladene bzw. neutrale Multiplizität gemeinsam⁴, so daß sie sich durch folgende Bedingungen effektiv unterdrücken lassen:

- $N_{ch} \geq 5$, d.h. es werden mindestens fünf geladene Spuren im Ereignis verlangt, wobei die Spuren die unter 2.3.3 beschriebenen Bedingungen erfüllen müssen
- $N_{tot} = N_{ch} + N_{\gamma}/2 \geq 7$; die Gesamtmultiplizität aus geladenen und neutralen Spuren soll größer gleich 7 sein. Für die neutralen Spuren wird zusätzlich eine Mindestenergie von $E_{\gamma} > 0.1 \text{ GeV}$ in den Schauerzählern verlangt.

Wie aus Abb.3.3a.) ersichtlich ist, führen die beiden Multiplizitätsschnitte zu einer nahezu untergrundfreien Multihadronendatenmenge; aufgetragen ist die skalierte Energie-Impuls Summe $PE = \frac{1}{\sqrt{s}} \sum_i (E_i + p_i)$ in Ereignissen mit einem identifizierten Lepton vor (offenes Histogramm) und nach (Kreuze) den N_{ch} und N_{tot} Anforderungen im Vergleich mit der entsprechenden MC Simulation (punktiertes Histogramm). Die Forderung nach einem Lepton bewirkt bereits eine starke Reduktion der Strahl/Wand, Strahl/Gas und zwei Photon Ereignissen, die sich bei kleinen PE Werten anhäufen. Der bei $PE \approx 2$ befindliche Anteil aus radiativer Bhabhastreuung wird durch die Schnitte ebenfalls fast völlig unterdrückt. Der verbleibende Untergrund aus Bhabhastreuung sowie aus der τ -Paarerzeugung wird bei der Kontinuumsubtraktion mitabgezogen, da die Wirkungsquerschnitte beider Prozesse ebenso wie der Wirkungsquerschnitt für Multihadronereignisse mit $\frac{1}{s}$

⁴bei Reaktion 4. führt die Forderung nach einem Lepton im Ereignis zu niedrigen Multiplizitäten.

skaliert.

Die kombinierte Akzeptanz ϵ_{tot} der beiden Multiplizitätsschnitte, die mit einem inklusiven $B\bar{B}$ Monte Carlo ermittelt wurde, hängt stark von den betrachteten Zerfallskanälen ab; in Tab.3.3 findet sich eine Zusammenstellung der in dieser Analyse benötigten Akzeptanzen⁵ für verschiedene Ereignistypen, die ein oder mehrere Leptonen enthalten.

Ereignistyp	Leptonimpuls [GeV/c]	ϵ_{tot} [%]
einfach semilept. B -Zerfall	$p_l \geq 1.4$	0.87
doppelt semilept. B -Zerfall	$p_l \geq 1.4$	0.74
semilept. $Charm$ -Zerfall	-	0.93
$B \rightarrow J/\Psi X$	$p_l \geq 1.4$	0.81

Tabelle 3.3: Akzeptanzfaktoren für Schnitte auf die geladene und neutrale Multiplizität in B -Zerfällen.

Um sicherzustellen, daß die Monte Carlo Simulation die Daten korrekt beschreibt, wurde die Multiplizitätsverteilung für N_{tot} aus Ereignissen, die ein schnelles Lepton ($p_l \geq 1.4 \text{ GeV}/c$) enthalten, mit der MC Vorhersage verglichen (Abb.3.3b.). Dabei zeigte sich insgesamt eine relativ gute Übereinstimmung, allerdings ist bei der MC Verteilung eine leichte Verschiebung zu kleineren Mittelwerten zu beobachten. Diese Tatsache, die bei einem weichen Schnitt von $N_{\text{tot}} \geq 7$ unkritisch ist, wurde in dem systematischen Fehler berücksichtigt, der konservativ mit 5% abgeschätzt wurde.

Aufgrund der niedrigeren mittleren Multiplizität von Kontinuumsereignissen bewirken diese Schnitte eine zusätzliche Reduktion des Kontinuums, was aus statistischen Gründen wünschenswert ist.

3.2.2 Die Dilepton Selektion

Die Identifikation der Elektronen und Myonen erfolgte mit der in Kap.2.3 vorgestellten Likelihood-Methode. Es wurde verlangt:

- $lh_i \geq 0.05$, $i = e, \mu, \pi, K, p$
- $Lh_e \geq 0.7$ und $|\cos \vartheta_e| < 0.9$
- $Lh_\mu \geq 0.7$ und mindestens ein Treffer in den äußeren Myonkammern
- $|\cos \vartheta_\mu| < 0.7$ (Barrel Myonen)
- $(1.4 \leq p_l \leq 2.4) \text{ GeV}/c$.

Durch die Einschränkung der Myonselektion auf den Barrel Bereich wird die Wahrscheinlichkeit der Fehlidentifikation deutlich reduziert (vergl. Kap.3.3).

Zur Unterdrückung von Elektronen aus Photonkonversion wurden folgende Kriterien herangezogen :

⁵Alle in dieser Arbeit erforderlichen Akzeptanzen werden ausschließlich zur Untergrundbestimmung benötigt.

- zwei geladene Spuren, die mit der Elektronhypothese verträglich sind, dürfen nicht von einem Sekundärvertex stammen
- zwei Elektronkandidaten, von denen einer $Lh_e \geq 0.7$ hat, müssen eine invariante Masse von $m_{e^+e^-} \geq 0.1 \text{ GeV}/c^2$ haben.

Durch diese beiden Anforderungen und den Impulsschnitt werden etwa 99% aller konvertierten Photonen zurückgewiesen.

Eine weitere Quelle von unerwünschten Dileptonen stellen e^+e^- und $\mu^+\mu^-$ Paare aus der Reaktion $B \rightarrow XJ/\Psi \rightarrow l^+l^-X$ dar, die sich jedoch durch einen Schnitt auf die invariante Masse eliminieren lassen; es wurden alle Kombinationen verworfen, deren Masse in einem Intervall von 3σ um die nominelle J/Ψ Masse lagen.

In denjenigen Ereignissen, die alle genannten Bedingungen erfüllt haben, wurde dann nach Leptonpaaren gleichen und ungleichen Vorzeichens gesucht. Als Kriterium dafür, daß zwei Teilchen aus verschiedenen B -Mesonen stammen, wurde der Öffnungswinkel $\cos \vartheta_{ll}$ (vergl. Abschnitt 3.1) herangezogen; im Falle unkorrelierter Produktion erwartet man eine isotrope Verteilung dieses Winkels. In Abb.3.4 sind die Winkelverteilungen getrennt nach Ladung für die verschiedenen Leptonpezies dargestellt (schraffiert jeweils die Kontinuumsdaten). Der beobachtbare Anstieg zu großen Öffnungswinkeln rührt hauptsächlich von nichtresonanter $q\bar{q}$ Produktion her (s.o.). In den Verteilungen der gleichgeladenen Leptonen handelt es sich dabei um Leptonpaare aus dem Kontinuum, bei denen eine oder beide Spuren fehlidentifiziert sind; die Winkelverteilung dieser Fakes tendiert zu Werten von $\cos \vartheta_{ll} \rightarrow \pm 1$. Zur Unterdrückung dieser Beiträge bei gleichzeitiger Beibehaltung hoher Statistik wurden nur Kandidaten akzeptiert, die in einem Intervall von

$$-0.85 \leq \cos \vartheta_{ll} \leq 0.95 \quad (3.6)$$

lagen. In Tab.3.10 sind die beobachteten Raten nach den Schnitten (3.5) und (3.6) zusammengestellt. Die in diesen Daten noch enthaltenen Untergrundanteile werden in den folgenden Abschnitten im einzelnen bestimmt.

3.3 Die Untergrundquellen

3.3.1 Leptonen aus Kontinuumsereignissen

Die Subtraktion von Dileptonen aus Kontinuumsprozessen erfolgte mit den bei Energien unterhalb der $Y(4S)$ Resonanz aufgezeichneten Daten. Nach Durchlaufen der gleichen Selektion und Skalierung im Verhältnis der Luminositäten (mit entsprechender Wichtung der CMS Energien ergibt sich ein Skalierungsfaktor von 1.86) findet sich die Anzahl der gefundenen Ereignisse in Tab.3.10.

3.3.2 Die Fehlidentifikation von Hadronen

Der Untergrund aus fehlidentifizierten Hadronen, bei denen eine Hadronspur vom Identifikationsalgorithmus fälschlicherweise als Lepton erkannt wird, kann direkt

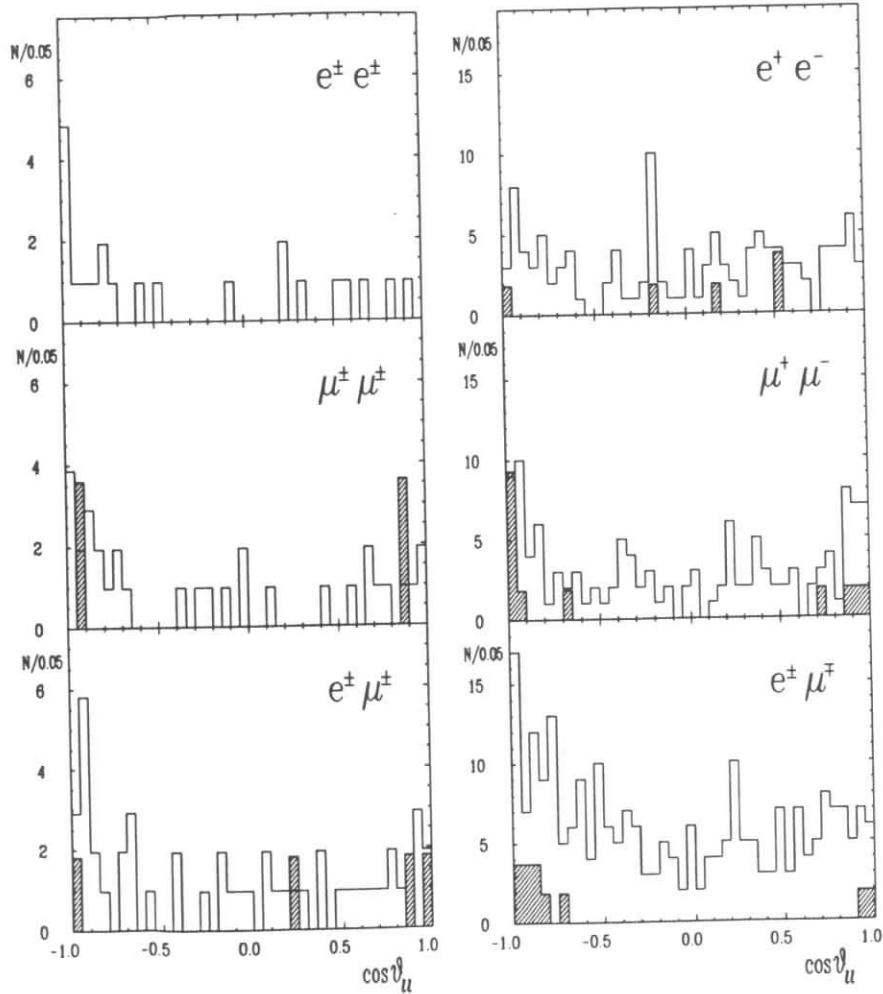


Abbildung 3.4: Verteilungen des Öffnungswinkels $\cos\vartheta_U$ in den Dilepton Ereignissen (schraffiert die skalierten Kontinuumsdaten).

aus den Hadronspektren der B -Zerfälle bestimmt werden. Voraussetzung dafür ist, daß man die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit pro Spur - im folgenden *Fake Rate* genannt - kennt. Mittels zweier verschiedener Methoden wird zunächst diese Fake Rate getrennt für Elektron/Hadron und Myon/Hadron bestimmt und anschließend die absolute Anzahl von Ereignissen ermittelt, die Paare eines 'echten' Leptons zusammen mit einem fehlidentifizierten Hadron enthalten.

a. Bestimmung der Elektron- und Myon Fake Raten

Die Tatsache, daß Hadronen als Elektronen identifiziert werden, geht im wesentlichen auf zwei Ursachen zurück. Zum einen können geladene Teilchen in den Schauerzählern mit Photon- Schauern überlappen und eine Elektron Spur vortäuschen, zum anderen entstehen bei der Annihilation von \bar{p} mit Protonen viele Pionen, darunter auch π^0 's, die dann schauern. Da aber die Produktion von \bar{p} auf der Resonanz nicht sehr groß ist, bilden die überlappenden π -Spuren die dominante Quelle für Elektron Fakes.

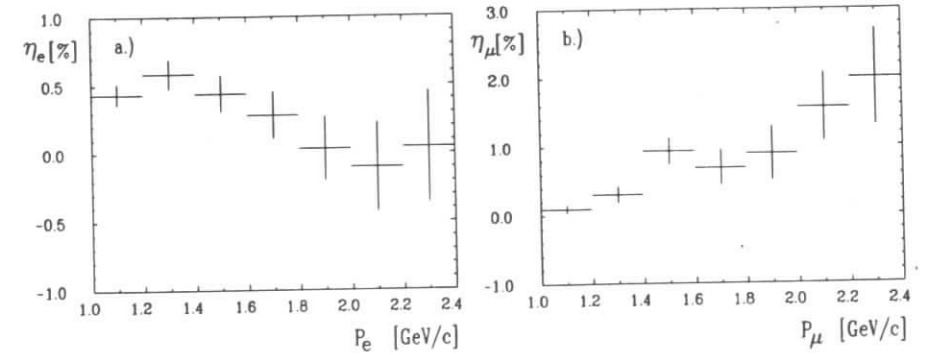


Abbildung 3.5: Verteilung der Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit pro Spur für a.) Elektronen und b.) Myonen.

Hadronen, die vom Identifikationsalgorithmus als Myon erkannt werden, sind einerseits hochenergetische Pionen, die durch Schauerzähler und Eisenjoch dringen und Treffer in den Myonkammern setzen. Außerdem tragen Myonen aus dem $K \rightarrow \mu\nu$ Zerfall bei, die keinen ausgeprägten Knick als Vertex erkennen lassen.

Eine Möglichkeit der Messung der Fake Rate besteht darin, aus einer Datenmenge, die keine Leptonen enthält, die Anzahl derjenigen Spuren zu bestimmen, die als Lepton erkannt werden und diese ins Verhältnis zu den Hadronen zu setzen. Die impulsabhängige Fake Rate η_{fake} ergibt sich damit durch :

$$\eta_{fake} = \frac{dN^{lep}/dp}{dN^{had}/dp} \quad (3.7)$$

Als Quelle eignet sich die $\Upsilon(1S)$ Resonanz, die dominant über drei Gluonen zerfällt, welche anschließend hadronisieren. Zwar ist eine Leptonproduktion in

Zerfällen von Vektormesonen wie ρ^0 , ω^0 , ϕ , J/Ψ oder anderen Charm-Teilchen möglich, doch sind die leptonischen Zerfallsraten der ersten drei Mesonen sehr klein ($\sim 10^{-3}\%$) und die Charm-Produktion in $\Upsilon(1S)$ Zerfällen ist stark unterdrückt. Der einzige, bisher gemessene Prozeß $\Upsilon(1S) \rightarrow J/\Psi X$ hat ein Verzweigungsverhältnis von $(0.11 \pm 0.04)\%$ [43]. Der durch Vernachlässigung dieser Reaktionen hervorgerufene Fehler in der Methode ist daher klein gegenüber der statistischen Unsicherheit.

Nach Subtraktion des nichtresonanten Untergrundes in den Lepton- und Hadron Spektren (nach entsprechender Skalierung der Luminositäten) und unter Berücksichtigung der Vakuumpolarisation ergeben sich gemäß Gl.3.7 die in Abb.3.5 dargestellten Fake Raten in Abhängigkeit vom Impuls. Für den Bereich $p \geq 1.4 \text{ GeV}/c$ läßt sich ein Mittelwert von $(0.3 \pm 0.2)\%$ für die Elektron- und $(1.2 \pm 0.4)\%$ für die Myon-Fehlidentifikation ermitteln. Ein Nachteil dieser Methode besteht darin, daß die $\Upsilon(1S)$ Daten nur in den Jahren 1982 und 1985 aufgezeichnet wurden, und zeitabhängige Detektoreinflüsse daher unberücksichtigt bleiben. Darüberhinaus bedingen die weichen inklusiven Hadronspektren aus $\Upsilon(1S)$ Zerfällen große statistische Unsicherheiten im hochenergetischen Bereich. Da die Myon Fake Rate etwa das vierfache der Elektron Fake Rate beträgt und aus diesem Grund die Fake-Myonen die Hauptuntergrundquelle bei der Selektion der Dimyon Kandidaten darstellt, ist eine möglichst präzise Kenntnis von η_μ von besonderer Bedeutung. Als Konsistenzüberprüfung wurde daher eine zweite Methode herangezogen, aus der eine teilchenspezifische μ Fake Rate resultiert. Zu diesem Zweck wurde gemessen, wie häufig Kaon Spuren aus D -Zerfällen die Identifikationskriterien der Myonselektion erfüllen. Im einzelnen wurde dabei folgendermaßen vorgegangen:

- Rekonstruktion von D^0 -Mesonen über den Zerfall $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$;
- Rekonstruktion von D^0 -Kandidaten (im weiteren ' $D^{0'}$ ' genannt) durch Selektion von ' $\mu^- \pi^+$ ' Kombinationen, wobei die Masse der Myon Kandidaten auf die Kaon Masse festgelegt wurde;
- Ermittlung der absoluten Anzahl von D^0 und ' $D^{0'}$ ' aus einer Anpassungsrechnung ;
- Bestimmung der μ/K Fake Rate aus dem Verhältnis

$$\eta_{\mu/K} = \frac{N(D^{0'})}{N(D^0)} .$$

Aufgrund geringer Statistik konnte keine Impulsabhängigkeit bestimmt werden. Für den Barrel Bereich liefert diese Methode einen Wert von $\eta_{\mu/K} = (2.0 \pm 1.2)\%$, wobei in dem angegebenen Fehler die Unsicherheiten des Fits sowie der statistische Fehler berücksichtigt sind.

Völlig analog dazu wurde die μ/π Fake Rate bestimmt durch das Verhältnis der Anzahl von K_S^0 - Kandidaten ($'K_S^{0'} \rightarrow \mu^- \pi^+$) und $K_S^0 \rightarrow \pi^- \pi^+$ Zerfälle. Der daraus resultierende Wert für $\eta_{\mu/\pi}$ beträgt $(1.7 \pm 0.9)\%$. Um eine mittlere Myon Fehlidentifikationsrate pro Hadronspur zu erhalten, wurden die teilchenspezifischen Raten mit den relativen π und K Produktionshäufigkeiten (gemäß einem

Methode	$\Upsilon(1S)$	aus [42]	$'D^{0'} \rightarrow \mu^- \pi^+$ $'K_S^{0'} \rightarrow \mu^- \pi^+$
$\eta_{e/had}[\%]$	0.3 ± 0.2	0.4 ± 0.2	
$\eta_{\mu/K}[\%]$ $\eta_{\mu/\pi}[\%]$	$\eta_{\mu/had} = 1.2 \pm 0.4$		2.0 ± 1.2 1.7 ± 0.9 } 1.8 ± 0.7

Tabelle 3.4: Elektron- und Myon Fehlidentifikationsraten .

inklusive $B\bar{B}$ Monte Carlo) gewichtet gemittelt. Daraus resultiert ein Wert von $\eta_{\mu/had} = (1.8 \pm 0.7)\%$. Die entsprechende, teilchenspezifische Elektron Fehlidentifikation wurde ausführlich in [42] untersucht und die Resultate werden hier übernommen.

Eine Zusammenstellung aller Ergebnisse findet sich in Tab.3.4; für den für diese Analyse relevanten Impulsbereich von $1.4 \text{ GeV}/c$ bis $2.4 \text{ GeV}/c$ ergeben sich daraus folgende mittlere Fake Raten :

$$\eta_{e/had} = (0.4 \pm 0.2)\% \quad \eta_{\mu/had} = (1.4 \pm 0.4)\% \quad (3.8)$$

b. Bestimmung des hadronischen Untergrundes in den Dilepton- Ereignissen

Der hadronische Untergrund in den Dilepton Daten kann nun durch Multiplikation der Hadronspektren aus direkten B -Zerfällen mit der entsprechenden Fake Rate bestimmt werden. In Ereignissen mit einem guten Lepton werden dabei als Hadronen alle diejenigen Spuren akzeptiert, die die zu den Leptonen komplementäre Identifikation aufweisen ($Lh_e \leq 0.69$, $Lh_\mu \leq 0.69$ und kein Treffer in den äußeren Myonkammern). Die mit den jeweiligen Fake Raten multiplizierten Hadronspektren sind für die verschiedenen Ladungskombinationen in Abb.3.6 zu sehen. Die Anzahl von Ereignissen, bei denen eine echte Leptonspur mit einer Hadronspur oder zwei Fake-Leptonen beobachtet wurden, findet sich in Tab.3.10: Aufgrund der sehr guten Elektronidentifikation machen fehlidentifizierte Leptonen in den gemischten Elektron Ereignissen nur etwa 10% aus, während sie in den Dimyon Daten mit 25% die dominante Untergrundquelle darstellen. Die dort angegebenen Fehler spiegeln die Unsicherheit in der Fake-Raten Bestimmung wieder.

3.3.3 Leptonen aus Kaskadenzerfällen

Elektronen und Myonen aus semileptonischen Charm Zerfällen, die zusammen mit einem primären Lepton auftreten, bilden neben den Fakes die Hauptuntergrundquelle dieser Analyse. Der überwiegende Teil der sekundären Leptonen stammt dabei aus D^0 und D^+ -Mesonen, wodurch die Form des Spektrums gegeben ist. Leptonen aus semileptonischen D_s -Zerfällen haben ein vergleichbares Spektrum.

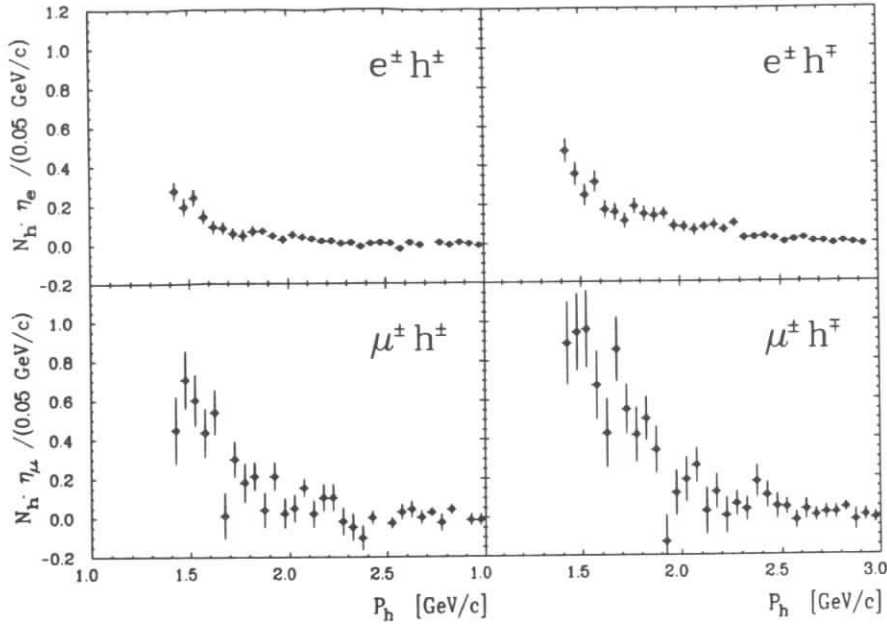


Abbildung 3.6: Hadronspektren aus direkten $\Upsilon(4S)$ Zerfällen in Ereignissen mit einem guten Lepton, multipliziert mit der entsprechenden Fake Rate.

treten aber aufgrund des kleineren Verzweungsverhältnisses erheblich seltener auf; der Prozeß $\Lambda_c \rightarrow X l \nu$ produziert ein sehr weiches Spektrum.

Eine genaue Bestimmung des Kaskadenuntergrundes spielt besonders bei den gleichgeladenen Dilepton Kandidaten eine entscheidende Rolle. $l_p^+ l_s^-$ Kombinationen werden stets in Zerfällen zweier verschiedener, neutraler wie geladener B -Mesonen produziert, so daß trotz der geringen Akzeptanz für sekundäre Leptonen in dem betrachteten Impulsbereich (3.5) die absolute Anzahl dieser Ereignisse - im Vergleich zu den beobachteten Raten - groß ist. Die Daten mit ungleichgeladenen Leptonkombinationen sind weniger empfindlich auf diesen Untergrund, da $l_p^+ l_s^-$ Paare im wesentlichen aus dem Zerfall eines B -Mesons stammen und durch den Winkelschnitt (3.6) effektiv zurückgewiesen werden.

Der Kaskadenuntergrund kann einerseits über die bekannten Verzweungsverhältnisse und Detektorakzeptanzen berechnet werden. Andererseits läßt er sich für die gemischten Kandidaten auch bestimmen aus der Messung der Einzel-Lepton Raten aus B -Zerfällen durch Multiplikation mit der Wahrscheinlichkeit, im gleichen Ereignis ein Lepton aus Charm-Zerfällen zu finden:

Im folgenden wird daher zunächst die Messung des inklusiven Leptonspektrums über den gesamten Impulsbereich von $p_e \geq 0.4 \text{ GeV}/c$ für Elektronen und, entsprechend ihrer Nachweiswahrscheinlichkeit, $p_\mu \geq 1.2 \text{ GeV}/c$ für Myonen vorgestellt. Die sich daraus ergebenden Raten für den sekundären Charm Untergrund werden

dann mit den Berechnungen über die Verzweungsverhältnisse verglichen.

Messung des Leptonimpulsspektrums

Die Selektion der Leptonen erfolgte bis auf den Impulsschnitt (3.5) mit den gleichen in Kap.3.2 beschriebenen Kriterien. Nach Subtraktion des nichtresonanten Untergrundes enthält das auf diese Weise erhaltene direkte $\Upsilon(4S)$ Spektrum noch Untergrund aus fehlidentifizierten Leptonen. Da ein Großteil der Hadronenspuren aus $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ Prozessen stammt, ist mit der Kontinuumsabstraktion gleichzeitig der Fake-Untergrund stark reduziert worden. Die Bestimmung des verbleibenden Fake Anteils erfolgte in Analogie zu der im vorherigen Abschnitt geschilderten Weise durch Multiplikation des Hadronspektrums aus direkten $\Upsilon(4S)$ Prozessen mit der jeweiligen Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit. Für den niederenergetischen Teil des Elektronspektrums ($0.4 \leq p_e \leq 1.0$) GeV/c wurde dazu ein Wert von $\eta_{fake}^e = 0.75\%$ angenommen (vergl.[42]); die höhere Fehlidentifikation ergibt sich zum einen aus der schlechteren Teilchentrennung der Schauerzähler unterhalb von $0.7 \text{ GeV}/c$ und zum anderen aus der Überschneidung der (dE/dx) Bänder von Elektronen und Kaonen in diesem Impulsbereich.

Um eine von Detektoreinflüssen unabhängige Messung zu bekommen, muß das untergrundsubtrahierte Spektrum noch akzeptanzkorrigiert werden.

Bestimmung der Leptonakzeptanz

Die impulsabhängige Akzeptanz ϵ_l von Elektronen und Myonen wurde in dieser Analyse mit Hilfe der Monte Carlo Simulation ermittelt. Dies ist gerechtfertigt durch die in [44] gezeigte gute Übereinstimmung der aus radiativen Bhabha- und Myonpaar-Ereignissen bestimmten Leptonnachweiswahrscheinlichkeit mit der entsprechenden Akzeptanz aus simulierten Daten.

Unter Vernachlässigung der Effizienz des Triggers und der Multihadronselektion ⁶ setzt sich ϵ_l zusammen aus geometrischer Akzeptanz ϵ_{geo} , Spurfindung ϵ_{spur} , sowie Nachweiswahrscheinlichkeit durch die Identifikation ϵ_{Id} . Im Falle der Elektronen werden außerdem Bremsstrahlungsverluste beim Durchgang durch Materie berücksichtigt, allerdings keine Effekte, die durch direkte Photonabstrahlung oder Vertex-Loop-Korrekturen entstehen. Nach [21] verursacht letztgenannte *prompte* Bremsstrahlung bei Impulsen oberhalb von $1.4 \text{ GeV}/c$ eine Verschiebung des Elektronspektrums, die einer Materialstärke von 1.5% einer Strahlungslänge für externe Bremsstrahlung entspricht; die relative Strahlungslänge zwischen Wechselwirkungspunkt und Driftkammerinnenwand entspricht 4.8% einer Strahlungslänge. Da primäre Leptonen aus B -Zerfällen eine isotrope Verteilung des Polarwinkels ϑ haben, wird durch den Schnitt $|\cos \vartheta_e| \leq 0.9$ bzw. $|\cos \vartheta_\mu| \leq 0.7$ die Nachweiswahrscheinlichkeit um 10% bzw. um 30% reduziert. In dem Raumwinkelbereich $|\cos \vartheta| \leq 0.9$ beträgt die Akzeptanz durch den Spurfindungsalgorithmus 95%, in der Barrelregion sogar 98%. Die Identifikationswahrscheinlichkeit für Elektronen ist nahezu impulsunabhängig und beträgt 93% für $Lh_e \geq 0.7$; die Myon Nachweiswahrscheinlichkeit dagegen steigt im Bereich von 1 bis $1.6 \text{ GeV}/c$ stark an und geht für höhere Impulse in ein Plateau über. Im Mittel ergibt sich für $p \geq 1.4 \text{ GeV}/c$ und $Lh_\mu \geq 0.7$ eine Identifikation von 90% für Barrel Myonen. Der

⁶Für $B\bar{B}$ Ereignisse beträgt die Ereignisakzeptanz durch den Trigger und die Multihadronselektion $(99 \pm 1)\%$

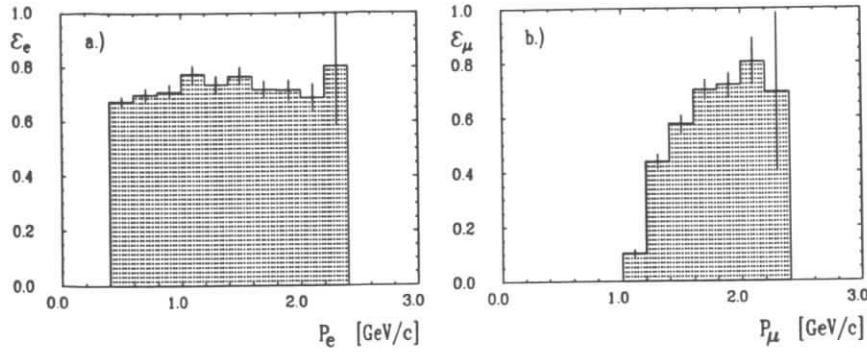


Abbildung 3.7: Akzeptanzverlauf für a.) Elektronen und b.) Barrel-Myonen aus der Monte Carlo Simulation.

impulsabhängige Akzeptanzverlauf ist für a.) Elektronen und b.) Myonen für die in Abschnitt 3.2.2. geschilderten Selektionskriterien in Abb.3.7 dargestellt. Die relativen Fehler von ϵ_l wurden für Elektronen mit 5% und für Myonen mit 10% abgeschätzt und beinhalten folgende Unsicherheiten :

- Identifikationsalgorithmus für e und μ in der MC Simulation
- die Bremsstrahlungskorrektur für Elektronen hängt von der wahren Form des Spektrums ab und erfordert i.A. eine Entfaltung des gemessenen Spektrums
- im MC bleiben Verluste durch prompte Bremsstrahlung unberücksichtigt .

Die Abhängigkeit der Akzeptanzfunktion von dem benutzten Modell zur Beschreibung semileptonischer b - und c -Zerfälle wurde ebenfalls mit MC Daten untersucht. Die Generierung der Ereignisse mit dem WBS Modell lieferte nur minimale Veränderungen in der Form der Akzeptanzkurve.

Anpassung der Elektronspektrens

Die mit diesen Akzeptanzfunktionen korrigierten Spektren zeigt Abb.3.8; erwartungsgemäß weisen Elektron- (punktiertes Histogramm) und Myonspektrum (Datenpunkte) aufgrund der Leptonuniversalität eine sehr gute Übereinstimmung auf.

Die Separation des primären Spektrums aus $b \rightarrow cl\nu$ Übergängen vom sekundären Spektrum aus $b \rightarrow c \rightarrow sl\nu$ läßt sich durch Anpassung theoretischer Modelle erreichen. In dieser Analyse wurde dazu die modifizierte Version des Lund-String-Fragmentationsmodells benutzt (siehe Kap.2.4). Die simultane Anpassung der aus der Monte Carlo Simulation gewonnenen theoretischen Spektren $(dN/dp)^{theo}$ erfolgte mit der Funktion

$$\left(\frac{dN}{dp}\right)_{Sum}^{Fit} = \alpha \left(\frac{dN}{dp}\right)_{b \rightarrow cl\nu}^{theo} + \beta \left(\frac{dN}{dp}\right)_{c \rightarrow sl\nu}^{theo}, \quad (3.9)$$

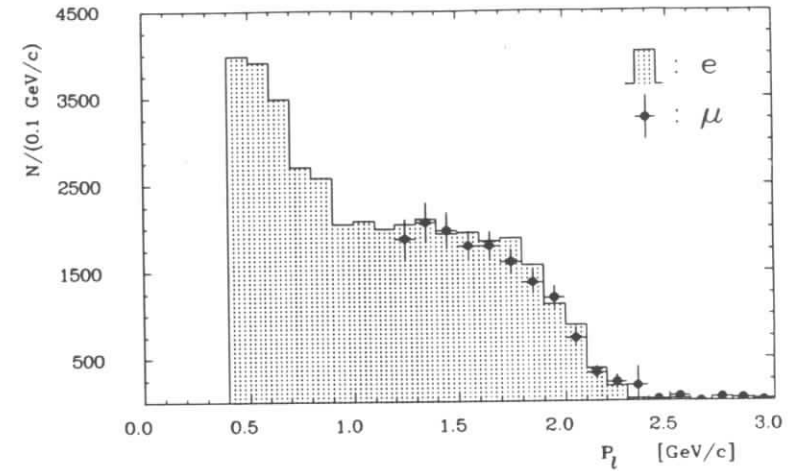


Abbildung 3.8: Akzeptanzkorrigierte Leptonspektren aus B -Zerfällen für Elektronen (Histogramm) und Myonen (Datenpunkte).

wobei α und β der absoluten Normierung dienen und als freie Parameter in den Fit eingehen. Obwohl die Existenz von $b \rightarrow u$ Übergängen inzwischen experimentell gesichert ist [12], bleibt diese Komponente bei der Anpassung unberücksichtigt. Dies ist einerseits durch die starke Modellabhängigkeit der semileptonischen Spektren der $b \rightarrow cl\nu$ und $b \rightarrow ul\nu$ Übergänge gerechtfertigt; andererseits machen die $b \rightarrow u$ Übergänge nur etwa 2% der semileptonischen Zerfallsrate aus. Darüberhinaus wird der $b \rightarrow u$ Anteil im Spektrum nur durch spezielle Schnitte zur Anreicherung dieses Prozesses sichtbar, von denen hier keiner angewandt wurde.

	α	β
$p \geq 0$	22764 ± 179	26134 ± 244
$p \geq 1.4 \text{ GeV}/c$	11632 ± 32	284 ± 48

Tabelle 3.5: Ergebnisse der Anpassungsrechnung für $b \rightarrow cl\nu$ (α) und $c \rightarrow sl\nu$ (β) Prozesse.

Das Ergebnis des Fits ist in Abb.3.9 für das Elektronspektrum dargestellt. Das Histogramm als Summe der beiden Komponenten für $b \rightarrow cl\nu$ und $c \rightarrow sl\nu$ liefert eine sehr gute Beschreibung der Daten. In dem betrachteten Impulsintervall von $(1.4 \leq p_l \leq 2.4) \text{ GeV}/c$ stammen nur etwa 2.5% der beobachteten Leptonen aus Kaskadenzerfällen.

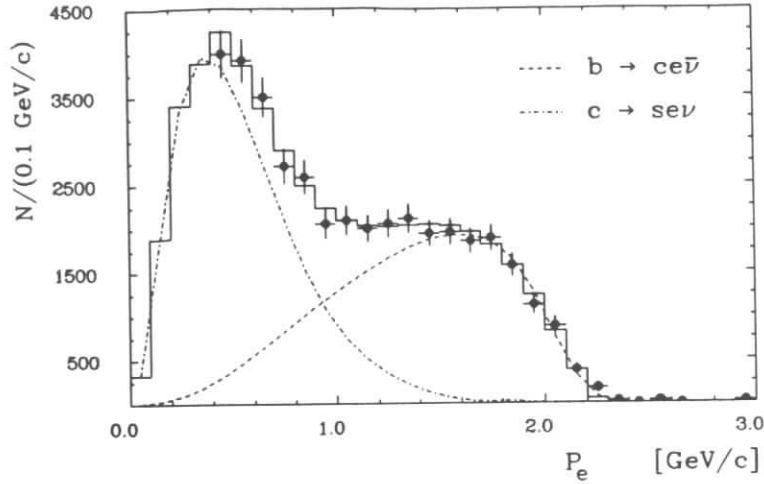


Abbildung 3.9: Elektronspektrum aus B -Zerfällen.

Bestimmung des Kaskadenuntergrundes

Aus den so ermittelten Werten für α und β (Tab.3.5) läßt sich bei Kenntnis der Effizienz der angewandten Schnitte die Anzahl $N_{l_p l_s}$ der Ereignisse ausrechnen, bei denen ein primäres Lepton zusammen mit einem sekundären beobachtet wird :

$$N_{l_p l_s} = \frac{N_{\Upsilon(4S)}^{Fit} N_{l_s}^{Fit}}{2N_{\Upsilon(4S)}} \cdot \frac{\epsilon_{ntot}^{1p1s} \epsilon_{l_p} \epsilon_{l_s} \cos \theta_{ll}}{\epsilon_{ntot}^{1p} \epsilon_{ntot}^{1s}} \quad (3.10)$$

mit

- $N_{\Upsilon(4S)}$: Anzahl der $\Upsilon(4S)$ Ereignisse
- ϵ_{ntot}^{1p1s} : Akzeptanz auf den N_{tot} -Schnitt in Ereignissen mit einem primären und einem sekundären semileptonischen Zerfall
- $\epsilon_{ntot}^{1p} (\epsilon_{ntot}^{1s})$: Akzeptanz auf N_{tot} in Ereignissen mit nur einem primären (sekundären) s.l. Zerfall
- $\epsilon_{l_p} (\epsilon_{l_s})$: mittlere Nachweiswahrscheinlichkeit für primäre (sekundäre) Leptonen

Im Falle der gleichgeladenen Leptonpaare findet man für den Schnitt $-0.85 \leq \cos \vartheta_{ll} \leq 0.95$ eine Akzeptanz von 0.89 ± 0.02 . Für den Prozeß $B \rightarrow l\nu X_c \rightarrow l\nu X_s$ überleben bei einem Impulsschnitt von $p_l \geq 1.4 \text{ GeV}/c$ nur etwa 22% der Leptonen den Winkelschnitt. In dem betrachteten Impulsintervall beträgt die mittlere Leptonakzeptanz 7 (75 ± 4)% für Elektronen und (55 ± 6)% für Barrel-Myonen .

⁷Die mittlere Akzeptanz beinhaltet Geometrie, Spurfindung und Identifikation.

$N_{l_p l_s}$	e^+e^+	e^+e^-	$\mu^+\mu^+$	$\mu^+\mu^-$	$e^+\mu^+$	$e^+\mu^-$
$N_{\Upsilon(4S)} = 148000$	5.08 ± 1.15		2.99 ± 0.79		7.82 ± 1.96	
$N_{B\bar{B}} = 136900$	4.70	0.38	2.77	0.22	7.23	0.59

Tabelle 3.6: Ergebnisse der Bestimmung des Kaskadenuntergrundes aus dem angepaßten Elektronspektrum getrennt für die jeweiligen Leptonpezies.

Die nach (3.10) errechneten Raten, die in der ersten Zeile von Tab.3.6 angegeben sind, beziehen sich zunächst auf die Gesamtmenge von $\Upsilon(4S)$ Zerfällen und beinhalten daher sowohl $l_p^+ l_s^+$ als auch $l_p^+ l_s^-$ Kombinationen; durch Korrektur auf die Anzahl von $B\bar{B}$ Ereignissen ergibt sich der Untergrundanteil in den gemischten Daten.

Diese Korrektur läßt sich mit dem aus der ersten ARGUS Publikation [40] und späteren CLEO Messung [41] gemittelten Resultat für die Größe χ (1.45) berechnen; nach Umskalierung der Originalergebnisse auf $f_{\pm}/f_0 = 1$ ergibt sich $\chi = 0.15 \pm 0.03$. Die Anzahl von Ereignissen, die ein B - und ein \bar{B} -Meson enthalten, wird damit auf $N_{B\bar{B}} = 136900 \pm 7196$ reduziert.

Der Untergrund aus $l_p^+ l_s^-$ Paaren aus einem B -Zerfall (Reaktionen 2. in Abschnitt 3.1.2) läßt sich mit dieser Methode nicht ermitteln, da hierzu die Kenntnis der Anzahl sekundärer Leptonen in *semileptonischen B-Zerfällen* notwendig ist.

	Verzweigungsverhältnis [%] ⁸	Referenzen
$B \rightarrow D^0 X$	$48.4 \pm 4.7 \pm 6.5$	[45], [46]
$B \rightarrow D^{\pm} X$	$21.9 \pm 3.6 \pm 3.2$	[45], [46]
$B \rightarrow D_s X$	$15.4 \pm 3.1 \pm 3.3$	[47], [48]
$B \rightarrow \Lambda_c X$	7.8 ± 2.1	[49]
$B \rightarrow J/\Psi X$	1.12 ± 0.18	[4]
$D^0 \rightarrow l\nu X$	$7.5 \pm 1.1 \pm 0.4$	[50]
$D^{\pm} \rightarrow l\nu X$	$17.0 \pm 1.9 \pm 0.7$	[50]
$D_s \rightarrow l\nu X$	7.6 ± 1.3	
$\Lambda_c \rightarrow l\nu X$	4.5 ± 1.7	[4]
$J/\Psi \rightarrow l^+ l^-$	6.9 ± 0.9	[4]
$B \rightarrow X_c \rightarrow l\nu X$	8.87 ± 1.2	
$B \rightarrow X_c l\nu \rightarrow X_s l\nu$	1.1 ± 0.3	

Tabelle 3.7: Verzweigungsverhältnisse für Leptonen aus Kaskadenzerfällen; die semileptonische D_s Rate wurde aus dem Lebensdauerverhältnis $\tau(D_s^+)/\tau(D^0)$ und $Br_{sl}(D^0 \rightarrow l^+ X)$ [50] berechnet.

⁸Für die inklusiven B -Verzweigungsverhältnisse sind jeweils die aus der CLEO und ARGUS Messung gemittelten Werte angegeben ; dabei bezeichnet der erste Fehler der aus statistischem und systematischem kombinierte Fehler der Messung und der zweite die Unsicherheit in den D -Verzweigungsverhältnissen.

Zum Vergleich wird nun der sekundäre Charm Untergrund unter Verwendung der Verzweungsverhältnisse (Tab.3.7) und Detektorakzeptanzen über folgende Beziehungen berechnet:

a.) Gleichgeladene Leptonpaare :

$$N_{l_p^\pm l_p^\pm} = 2N_{B\bar{B}}(1 - 0.5\chi) \cdot Br(B \rightarrow l\nu X) \cdot \epsilon_{p_i \geq 1.4} \cdot \epsilon_{lp} \cdot Br(B \rightarrow X_c \rightarrow l\nu X_s) \cdot \epsilon_{p_i \geq 1.4} \cdot \epsilon_{ls} \cdot \epsilon_{\cos\vartheta_{ll}} \cdot \epsilon_{ntot}$$

b.) Ungleichgeladene Leptonpaare :

$$N_{l_p^\pm l_q^\mp} = 2N_{T(4S)}(1 - 0.5\chi) \cdot Br(B \rightarrow l\nu X_c \rightarrow l\nu X_s) \cdot \epsilon_{lp} \cdot \epsilon_{lq} \cdot (\epsilon_{p_i \geq 1.4})^2 \cdot \epsilon_{\cos\vartheta_{ll}} \cdot \epsilon_{ntot}$$

$$N_{l_p^\pm l_q^\mp} = 2N_{T(4S)}(0.5\chi) \cdot Br(B \rightarrow l\nu X) \cdot \epsilon_{p_i \geq 1.4} \cdot \epsilon_{lp} \cdot Br(B \rightarrow X_c \rightarrow l\nu X_s) \cdot \epsilon_{p_i \geq 1.4} \cdot \epsilon_{lq} \cdot \epsilon_{\cos\vartheta_{ll}} \cdot \epsilon_{ntot}$$

Die so erhaltenen Raten sind in Tabelle 3.8 zusammengestellt. In dem angegebenen Fehler ist die Modellabhängigkeit des sekundären Charm Spektrums zunächst nicht enthalten. Auf diese Weise lassen sich die Ergebnisse beider Techniken zusammen mit ihren Fehlern mitteln (siehe Tab.3.9); aufgrund der Korrelationen in beiden Methoden ist nur eine quadratische Mittelung der Fehler der unabhängigen Größen möglich. In Anbetracht der bereits erwähnten starken Unterschiede ver-

$N_{l_p^\pm l_q^\mp}$	e^+e^+	e^+e^-	$\mu^+\mu^+$	$\mu^+\mu^-$	$e^+\mu^+$	$e^+\mu^-$
1.	4.58	-	2.72	-	7.08	-
2.	-	0.42	-	0.25	-	0.65
3.	-	1.53	-	0.92	-	2.16
Σ	4.58 ± 1.01	1.95 ± 0.43	2.72 ± 0.70	1.17 ± 0.30	7.08 ± 1.70	2.81 ± 0.67

Tabelle 3.8: Ergebnisse der Berechnung des Kaskadenuntergrundes aus den Verzweungsverhältnissen. Die Numerierung bezieht sich auf die Reaktionen aus Abschnitt 3.1.2 (2.).

schiedener theoretischer Vorhersagen für die Form des inklusiven Leptonenspektrums aus Charm-Zerfällen wird auf die in Tab.3.9 aufgeführten Raten ein relativer Fehler von 40% addiert.

	e^+e^+	$\mu^+\mu^+$	$e^+\mu^+$
$N_{l_p^\pm l_q^\mp}$	4.64 ± 0.86	2.72 ± 0.63	7.15 ± 1.43

Tabelle 3.9: Der Kaskadenuntergrund in den gleichgeladenen Dilepton Daten nach Mittelung der Ergebnisse aus gemessenem Leptonenspektrum und der Berechnung über Verzweungsverhältnisse.

3.3.4 Leptonen aus J/Ψ Zerfällen und γ_c Konversion

Leptonpaare, bei denen ein Lepton aus einem semileptonischen B -Zerfall mit einer Spur aus dem Prozeß $B \rightarrow XJ/\Psi \rightarrow l^+l^-$ kombiniert, haben eine isotrope Winkelverteilung und tragen zu beiden Ladungskombinationen (l^+l^- und l^+l^\pm) gleichermaßen bei. Dabei können sowohl primäre als auch sekundäre Leptonen mit Spuren aus J/Ψ Zerfällen kombinieren. Die Anzahl dieser Ereignisse läßt sich analog zu der Berechnung des sekundären Charm Untergrundes aus den Akzeptanzen und Verzweungsverhältnissen berechnen.

Die kombinierte Akzeptanz aus Spurfindung und Geometrie für Elektronen beträgt $(83 \pm 3)\%$ und führt zu einer Wahrscheinlichkeit von $(28 \pm 5)\%$ für den Verlust einer der beiden Spuren aus J/Ψ Prozessen; die entsprechende Akzeptanz für den Verlust einer Myonspur ist $(40 \pm 7)\%$. Zusammen mit der reinen Identifikationseffizienz von $(93 \pm 4)\%$ für Elektronen und $(90 \pm 9)\%$ für Myonen erhält man die in Tabelle 3.10 aufgeführten Untergrundraten über folgende Beziehungen:

a.) $N_{l_p^\pm l_q^\pm} = 2N_{T(4S)} \cdot (Br(B \rightarrow l\nu X) \cdot \epsilon_{p_i \geq 1.4} \cdot \epsilon_l) \cdot (Br(B \rightarrow J/\Psi X) \cdot Br(J/\Psi \rightarrow l^+l^-) \cdot \epsilon_{p_i \geq 1.4} \cdot \epsilon_{lTrack} \cdot \epsilon_{\cos\vartheta_{ll}} \cdot \epsilon_{ntot})$

b.) $N_{l_p^\pm l_q^\mp} = 2N_{T(4S)} \cdot (Br(B \rightarrow X_c \rightarrow l\nu X_s) \cdot \epsilon_{p_i \geq 1.4} \cdot \epsilon_l) \cdot (Br(B \rightarrow J/\Psi X) \cdot Br(J/\Psi \rightarrow l^+l^-) \cdot \epsilon_{p_i \geq 1.4} \cdot \epsilon_{lTrack} \cdot \epsilon_{\cos\vartheta_{ll}} \cdot \epsilon_{ntot})$

Im Zusammenhang mit J/Ψ Zerfällen ist für *ungleichgeladene* Elektron- und Myonpaare eine weitere Korrektur erforderlich. Durch den Schnitt auf die invariante Masse dieser Paare um die J/Ψ Masse werden auch zufällige Kombinationen verworfen, die in der Gesamtzahl der beobachteten Raten fehlen. In Abb.3.10 sind die invarianten Massenspektren mit den Kriterien der Leptonselektion, allerdings ohne den Schnitt (3.6) auf den Öffnungswinkel $\cos\vartheta_{ll}$, dargestellt.

Die Anzahl an zufälligen l^+l^- Kombinationen unter dem J/Ψ Signal wurde einerseits aus der Untergrundparametrisierung durch Multiplikation mit den erforderlichen Akzeptanzen bestimmt. Zur Überprüfung wurde zusätzlich die Anzahl der J/Ψ -Mesonen aus den Verzweungsverhältnissen berechnet und mit der Gesamtzahl der verworfenen e^+e^- und $\mu^+\mu^-$ Kombinationen verglichen. Beide Methoden liefern konsistente Ergebnisse, deren Mittelwerte in Tab.3.10 angegeben sind. Die Bestimmung der zufälligen l^+l^- Paare unter dem J/Ψ -Signal ist mit großen Unsicherheiten behaftet. Zum einen haben die Verzweungsverhältnisse große Fehler, zum anderen führt die geringe Statistik und im Falle der Elektronen die Verschmierung durch Bremsstrahlungsverluste zu großen systematischen Fehlern bei der Fitprozedur. Durch Mittelung der Ergebnisse beider Methoden läßt sich ein relativer Fehler in der Größenordnung von 20% erreichen.

Der Untergrund aus asymmetrischer Photonkonversion wurde in völliger Analogie zu den obigen Ausführungen mit Hilfe der Monte Carlo Simulation bestimmt.

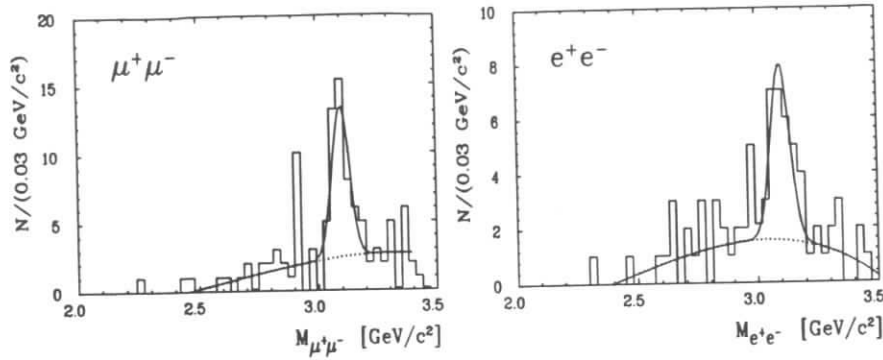


Abbildung 3.10: Verteilung der invarianten e^+e^- und $\mu^+\mu^-$ Masse mit den Kriterien der Leptonselektion; die Myonen wurden aus dem gesamten Raumwinkelbereich zugelassen.

3.4 Ergebnisse und Diskussion

Die gesamte beobachtete Ereignismenge ist zusammen mit den entsprechenden Untergrundanteilen in Tab.3.10 aufgeführt. Für den Fall der gleichgeladenen Leptonpaare, die Kandidaten von gemischten Ereignissen sind, bestehen etwa 50% der beobachteten Ereigniszahlen aus Untergrundbeiträgen.

Getrennt für die jeweiligen Leptonpezies ergeben sich folgende Werte für den Mischungsparameter r :

$$\begin{aligned} r_{ee} &= (15.9 \pm 10.0 \pm 5.0)\% \\ r_{\mu\mu} &= (24.7 \pm 15.3 \pm 5.0)\% \\ r_{e\mu} &= (17.9 \pm 8.5 \pm 4.8)\% \end{aligned} \quad (3.11)$$

Aus diesen drei Messungen läßt sich ein mit dem statistischen Fehler gewichteter Mittelwert für die Oszillationsstärke angeben:

$$\langle r_{ll} \rangle = (18.2 \pm 6.0 \pm 4.9)\% \quad (3.12)$$

Die Kombination der Einzelergebnisse liefert also eine statistische Genauigkeit von 32%; der angegebene systematische Fehler spiegelt besonders die starke Modellabhängigkeit der Leptonpektren aus semileptonischen Charm-Zerfällen wieder. Die so ermittelte Oszillationsstärke steht im Einklang mit der ersten ARGUS Messung [40], die mit etwa 60% der hier benutzten Daten durchgeführt wurde und mit der Dilepton Methode einen Wert von $r = (19.4 \pm 7.8 \pm 3.4)\%$ ergab. Der von der CLEO Kollaboration veröffentlichte Wert für r , der mit der gleichen Methode ermittelt wurde und auf einer Datenmenge von 212 pb^{-1} bei

Gleichgeladene Dilepton Kandidaten	e^+e^\pm	$\mu^\pm\mu^\pm$	$e^\pm\mu^\pm$
$\Upsilon(4S)$	15	21	34
Kontinuum	-	2	2
$\Upsilon(4S)$ (direkt)	15 ± 4.4	17.3 ± 5.3	30.3 ± 6.4
Untergrund			
Fake-Leptonen	1.5 ± 0.7	4.0 ± 1.2	6.3 ± 1.7
Sekundäre Charm Zerfälle	4.6 ± 2.0	2.7 ± 1.3	7.2 ± 3.2
J/ψ Zerfälle	0.9	0.7	1.6
γ_c Konversion	0.3		0.3
Mixing-Signal :	$7.7 \pm 4.4 \pm 2.2$	$9.9 \pm 5.3 \pm 1.7$	$14.9 \pm 6.4 \pm 3.6$
Ungleichgeladene Dilepton Kandidaten			
$\Upsilon(4S)$	104	96	204
Kontinuum	4	4	3
$\Upsilon(4S)$ (direkt)	96.6	88.6	198.4
J/ψ Korrektur	$13.3 \pm 4.0 \pm 2.7$	$10.4 \pm 3.0 \pm 2.5$	
Korrigierte $\Upsilon(4S)$ Rate	109.8 ± 11.5	98.9 ± 11.0	198.4 ± 14.6
Untergrund			
Fake-Leptonen	3.0 ± 1.5	7.4 ± 2.1	12.6 ± 3.4
Sekundäre Charm Zerfälle	2.0 ± 0.9	1.2 ± 0.6	2.8 ± 1.3
J/ψ Zerfälle	0.9 ± 0.2	0.7 ± 0.2	1.6 ± 0.4
γ_c Konversion	0.3 ± 0.1		0.3 ± 0.1
Signal:	$103.6 \pm 11.5 \pm 3.2$	$89.6 \pm 11.0 \pm 3.3$	$181.1 \pm 14.6 \pm 3.6$

Tabelle 3.10: Beobachtete Ereignismenge der Dilepton Analyse zusammen mit den in Kap.3.3 bestimmten Untergrundraten.

der $\Upsilon(4S)$ Resonanzenergie und 101 pb^{-1} im Kontinuum basiert, beträgt $r = (16.8 \pm 5.2 \pm 5.2)\%$ [41] und ist in guter Übereinstimmung mit dem Ergebnis der hier durchgeführten Analyse. Alle zitierten Werte sind auf $\lambda = 1$ umskaliert.

Die Berechnung des Mischungsparameters beinhaltet den in Kap.3.1 eingeführten Korrekturfaktor λ , der als Konstante $\lambda = 1$ angenommen wurde. Die Abhängigkeit des Ergebnisses von diesem Faktor wird aus Abb.3.11 deutlich. Aus den gegenwärtig existierenden experimentellen Grenzen besitzt λ Variationsmöglichkeiten in dem Intervall

$$0.6 \leq \lambda \leq 1.35. \quad (3.13)$$

Dieser Bereich ergibt sich aus der Abschätzung $f_0/f_\pm = 1.00 \pm 0.08$ [17] sowie den Messungen zum Lebensdauerverhältnis (vergl. Tab.1.4) und beinhaltet auch

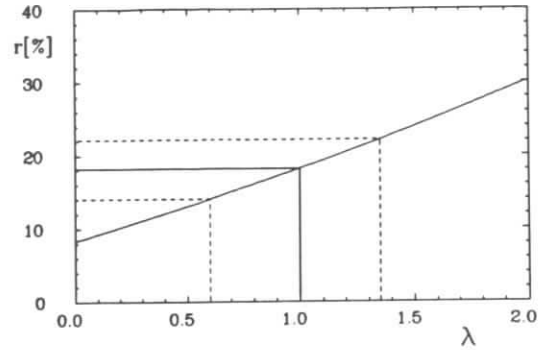


Abbildung 3.11: Die Oszillationsstärke r in Abhängigkeit von dem Korrekturfaktor λ ; gestrichelt der experimentell erlaubte Bereich: $0.6 < \lambda < 1.35$.

den theoretischen Wert von Atwood & Marciano[18] ($f_0/f_{\pm} = 0.85$). Die entsprechenden eingezeichneten Konturen (gestrichelte Linien) bestätigen, daß die Stärke der Oszillationen in jedem Fall in der Größenordnung von 15 – 22% liegt. Da eine Änderung des absoluten Wertes von λ nur Auswirkungen auf die ungleichgeladenen Leptonpaare hat, bleibt die statistische Signifikanz des Überschusses an gleichgeladenen Lepton Kombinationen und damit dem Mixing Signal davon unberührt.

Zusammenfassend bleibt festzuhalten, daß neben hoher Statistik und sehr guter Elektron und Myon Nachweiswahrscheinlichkeit die Dilepton Methode den Vorteil besitzt, daß - da semileptonische Prozesse über den Zuschauer Graph verlaufen - die Ladung des primär erzeugten Leptons eine eindeutige Flavoridentifikation des Mutterteilchens liefert. Daraus resultiert eine physikalisch eindeutige Signatur gemischter Ereignisse. Die Problematik dieser Analysetechnik liegt darin, daß die Beobachtung von Leptonpaaren ungleicher Ladung keine Separation neutraler und geladener B -Zerfälle erlaubt. Darüberhinaus erfordert die Unterdrückung von Beiträgen aus semileptonischen Charm Zerfällen einen harten Impulsschnitt, der mit hohen Akzeptanzverlusten für das Mixing Signal verbunden ist. Die Systematik dieser Methode wird durch die Unsicherheit in der Bestimmung des Untergrundes aus Kaskadenzerfällen dominiert. Die dazu erforderlichen theoretischen Modelle zur Beschreibung der Leptonspektren zeigen besonders bei hohen Impulsen ein stark unterschiedliches Verhalten, was sich in dem systematischen Fehler niederschlägt.

Kapitel 4

D^* /Lepton Korrelationen

Im folgenden Kapitel wird eine neue Analysetechnik zur Untersuchung von $B^0\bar{B}^0$ Oszillationen vorgestellt, die auf dem Studium von Ladungskorrelationen zwischen geladenen D^* -Mesonen aus dem Zerfall des einen B -Mesons und Leptonen aus dem semileptonischen Zerfall des anderen basiert. Im vorangegangenen Kapitel wurden bereits die Vorteile von Leptonen zum Taggen des B -Flavors erläutert; die physikalische wie experimentelle Motivation zur Rekonstruktion von D^* -Mesonen wird im Detail in den Abschnitten 4.1 und 4.2 vorgestellt. Im Anschluß an die Beschreibung der Methode wird in Kapitel 4.3 die Analyse präsentiert und deren Untergrundraten bestimmt. Das Ergebnis dieser Analyse wird im letzten Abschnitt diskutiert.

4.1 D^* -Mesonen als Flavortag

D^* -Mesonen (Quarkzusammensetzung $c\bar{d}$ bzw. $c\bar{u}$) werden in B -Zerfällen zu etwa 50% produziert ($Br(B \rightarrow D^{*+} X) = 0.297 \pm 0.051 \pm 0.05$ und $Br(B \rightarrow D^{*0} X) = 0.22 \pm 0.08$ nach [45]) und lassen sich unter bestimmten Voraussetzungen zur Markierung des Flavorinhaltes des Mutterteilchens ausnutzen, wie die folgenden Überlegungen zeigen:

Nach den Ausführungen in Kap.1.2. stellt der Zerfall von B -Mesonen nach dem Zuschauer Modell den dominanten Zerfallsmodus dar. In diesem Bild entstehen D^* -Mesonen aus der Hadronisation des c -Quarks mit dem Zuschauerquark \bar{q} . Unter Vernachlässigung von Wechselwirkungen der W -Zerfallsprodukte mit dem c -Quark sowie Fragmentation des $c\bar{q}$ Systems sollten demnach neutrale B -Mesonen geladene D^* -Mesonen und umgekehrt B^{\pm} -Mesonen D^{*0} erzeugen (siehe Abb.4.1). Damit besteht eine eindeutige Zuordnung zwischen der D^* Ladung und der Ladung der zerfallenden B -Mesonen. Gleichzeitig kann anhand der Ladung der D^* -Mesonen der Flavorzustand der B -Mesonen identifiziert werden. Gestützt wird diese naive Annahme auch durch theoretische Berechnungen [51], nach denen die D^- oder D^{*+} -Produktion durch andere als den Zuschauer Mechanismus nur im Bereich von maximal 5% liegt.

Wird nun unter den beschriebenen Annahmen eine Seite eines $B^0\bar{B}^0$ Ereignisses durch ein $D^{*\pm}$ getaggt und die andere Seite durch ein hochenergetisches Lepton, so ergeben sich eindeutige Korrelationen für gemischte wie ungemischte Ereignisse:

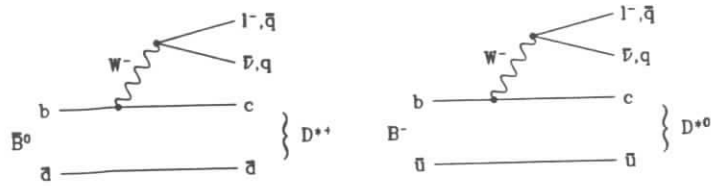


Abbildung 4.1: Zuschauer Graphen für die D^* Produktion in B^0 - und B^\pm Zerfällen.

$B^0 \bar{B}^0$ Ereignisse	$\bar{B}^0 \bar{B}^0$ bzw. $B^0 B^0$ Ereignisse
$\left. \begin{array}{l} B^0 \rightarrow l^+ \nu X \\ \bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} X \end{array} \right\} \Rightarrow D^{*+} l^+$	$\left. \begin{array}{l} \bar{B}^0 \rightarrow l^- \nu X \\ B^0 \rightarrow \bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} X \end{array} \right\} \Rightarrow D^{*+} l^-$

Tabelle 4.1: Ladungskorrelationen für ungemischte und gemischte $B^0 \bar{B}^0$ Ereignisse.

Die Stärke der $B^0 \bar{B}^0$ Oszillationen wird danach durch das Verhältnis von ungleichgeladenen zu gleichgeladenen $D^*/Lepton$ Kombinationen bestimmt:

$$r = \frac{N_{D^{*+} l^-}}{N_{D^{*+} l^+}} \quad (4.1)$$

Die Gl.4.1 zugrundeliegende Annahme von 100% Zuschauer Mechanismus gilt natürlich nur näherungsweise und erfordert eine Diskussion möglicher Korrekturen durch Nicht-Zuschauer Effekte sowie Beiträge aus höher angeregten Charm-Zuständen.

So resultiert aus der Annihilation des $\bar{b}u$ Quarkpaares aus B^+ -Mesonen ebenfalls die Erzeugung geladener D^{*+} -Mesonen, die zusammen mit einem Lepton des B^- -Mesons die gleiche Ladungssignatur wie die gemischten Kandidaten aufweisen. Angesichts der Unterdrückung dieses Diagramms mit $|V_{ub}|^2$ und der Proportionalität zu $1/m_b^4$ kann dieser Beitrag jedoch vernachlässigt werden. Anders ist die Situation bei der $D^{*\pm}$ Erzeugung aus Nicht-Zuschauer Prozessen. Die Fragmentation der Zerfallsprodukte des W -Bosons können zur geladenen D^* Produktion führen, die dann einen nicht zu vernachlässigenden Beitrag zu den beobachteten Raten liefern.

Die Berücksichtigung der D^{*+} -Erzeugung aus höher angeregten Charm-Zuständen führt ebenfalls zu $D^{*+} l^-$ Ladungskorrelationen, die die angenommene eindeutige Flavor-Zuordnung verwischen.

Die Einfluß der genannten Prozesse auf die beobachteten Raten werden ausführlich

in Abschnitt 4.4.5 besprochen.

Von den bisherigen Betrachtungen war der exklusive semileptonische B^0 -Zerfall

$$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \nu \quad (4.2)$$

ausgeschlossen. Während $D^* l$ Paare gleichen Vorzeichens stets aus Zerfällen zweier B -Mesonen stammen, führt dieser Prozeß zu der gleichen Ladungssignatur wie im Falle gemischter Ereignisse. Eine Unterdrückung dieser Reaktion läßt sich mit der 'missing-mass' Methode erreichen, die von der ARGUS Kollaboration bereits bei der Messung des exklusiven Verzweungsverhältnisses (4.2) erfolgreich angewandt wurde [52] und die im nächsten Abschnitt beschrieben wird.

4.1.1 Die 'Missing-Mass' Methode

Die exklusive Rekonstruktion des semileptonischen B^0 -Zerfalls (4.2) wird durch die Tatsache erschwert, daß das Neutrino im Detektor nicht nachgewiesen werden kann und somit der Endzustand nicht vollständig bestimmt ist. Dennoch bietet die besondere Kinematik der $\Upsilon(4S)$ Resonanz die Möglichkeit, aus der Messung der Impulse von D^* und Lepton und der Kenntnis der Strahlenergie eine Näherung für die effektive Neutrinomasse anzugeben.

Die Impuls- und Energiebilanz für den Prozeß (4.2) lautet:

$$\begin{aligned} \vec{p}_B &= \vec{p}_{D^*} + \vec{p}_l + \vec{p}_\nu \\ E_B &= E_{D^*} + E_l + E_\nu \end{aligned} \quad (4.3)$$

Für die effektive Neutrinomasse M_ν^2 ergibt sich daraus:

$$\begin{aligned} M_\nu^2 &= E_\nu^2 - p_\nu^2 \\ &= [E_B - (E_{D^*} + E_l)]^2 - [\vec{p}_B - (\vec{p}_{D^*} + \vec{p}_l)]^2 = M_{rec}^2 \end{aligned} \quad (4.4)$$

d.h., M_ν^2 ist identisch mit der invarianten Masse M_{rec}^2 des Systems, das den $D^* l$ Rückstoß aufnimmt. Die Energie der B -Mesonen ist durch die Strahlenergie E_{beam} gegeben. Da die B -Mesonen außerdem annähernd in Ruhe zerfallen ($p_B \approx 340 \text{ MeV}/c$), ist $|\vec{p}_B| \approx 0$; dies ermöglicht eine näherungsweise Berechnung von M_{rec} . Mit $E_{D^* l} = E_{D^*} + E_l$ und $\vec{p}_{D^* l} = \vec{p}_{D^*} + \vec{p}_l$ gilt:

$$M_{rec}^2 = \underbrace{[E_{beam} - (E_{D^* l})]^2 - p_{D^* l}^2}_{\text{messbare Größen}} + \underbrace{2\vec{p}_B \vec{p}_{D^* l}}_{\text{unbekannt}} \quad (4.5)$$

Da die Richtung der B -Mesonen unbekannt ist, wird der letzte Term in Gl.4.5 vernachlässigt, was zu einer Verbreiterung der M_ν^2 Verteilung führt. Könnte das zweite B im Ereignis rekonstruiert werden, so wäre die Impulsrichtung bekannt und die Auflösung ließe sich drastisch verbessern.

Unter Annahme der Masselosigkeit der Neutrinos¹ lautet die endgültige Formel für die Rückstoßmasse M_{rec}^2 :

¹Nach [4] gilt für Elektron- und Myon-Neutrinos: $m_{\nu_e} = 17 \text{ eV}/c^2$ und $m_{\nu_\mu} = 0.27 \text{ MeV}/c^2$.

$$M_{rec}^2 = [E_{beam} - E_{D^*l}]^2 - [\vec{p}_{D^*l}]^2 \approx 0. \quad (4.6)$$

D^*l Kombinationen aus dem Dreikörperzerfall (4.2) sollten demnach in der Verteilung dieser Größe eine Anhäufung um den Nullpunkt aufweisen. In Abb.4.2 a.) ist die M_{rec}^2 Verteilung dieser Reaktion aus einer Monte Carlo Berechnung dargestellt. Die Breite ist durch die Kinematik des Zerfalls bestimmt und nimmt mit zunehmendem Leptonimpuls ab. Bei einem Schnitt von $p_l \geq 1.0 \text{ GeV}/c$ - (wie er in dieser Analyse verwendet wird) - ergibt eine Anpassungsrechnung mit einer Gaußkurve eine mittlere Breite von $\sigma = 0.5 \text{ MeV}^2/c^4$. Ebenfalls aus einer Monte Carlo Simulation ist in Abb.4.2 b.) M_{rec}^2 für D^*l Kombinationen aus verschiedenen B -Zerfällen aufgetragen.

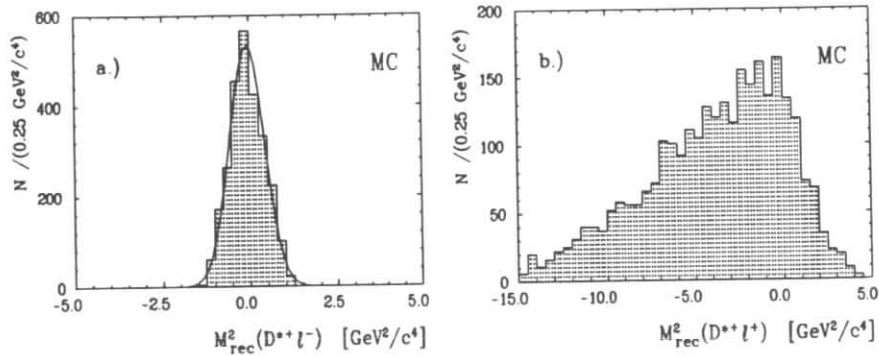


Abbildung 4.2: Effektive Neutrinomasse M_{rec}^2 aus einer MC Simulation für D^*l Kombinationen aus den Prozessen a.) $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^-\nu$ und b.) $B^0 \rightarrow D^{*-}X$ und $\bar{B}^0 \rightarrow l^-\nu X$, wobei der Leptonimpuls jeweils auf Werte $p_l \geq 1.0 \text{ GeV}/c$ eingeschränkt wurde.

Ein Vergleich der beiden Histogramme zeigt, daß sich diese Größe zur Diskriminierung von Teilchenkombinationen aus der Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^-\nu$ ausnutzen läßt :

Einträge im negativen Bereich $< -1.5 \text{ GeV}^2/c^4$ der M_{rec}^2 Verteilung stammen stets aus unkorrelierter Produktion.

4.2 Die Rekonstruktion von D^* -Mesonen

Neben den physikalischen Überlegungen des letzten Abschnittes besitzt die Rekonstruktion von D^* -Mesonen auch experimentelle Vorteile gegenüber anderen Hadronen: in dieser Analyse werden die D^* über die Zerfallskette

$$D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+, \quad Br = 0.57 \pm 0.04 \pm 0.04 \quad [53]$$

$$D^0 \rightarrow K^- \pi^+, \quad Br = 0.042 \pm 0.004 \pm 0.004 \quad [54]$$

rekonstruiert. Aus dem niedrigen Q-Wertes von 5.9 MeV für den Prozeß $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ resultiert einerseits eine sehr gute Massenaufösung und andererseits ein geringer kombinatorischer Untergrund. Zusammen mit etwa 20% Leptonen aus semileptonischen B -Zerfällen lassen die relativ großen Verzweigungsverhältnisse zudem eine nennenswerte Rate an D^*l Kombinationen erwarten.

Zum Zeitpunkt der Analyse standen Daten mit einer integrierten Luminosität von 232 pb^{-1} bei der $\Upsilon(4S)$ Resonanzenergie und 108 pb^{-1} im benachbarten Kontinuum zur Verfügung; die Anzahl der B -Mesonen ergibt sich damit zu $N_B = 404000 \pm 20200$.

Bei der Selektion der D^0 Kandidaten wurden folgende Anforderungen gestellt:

- $lh_i \geq 0.01$, $i = e, \mu, \pi, K, p$
- $|M_{K^- \pi^+} - M_{D^0}| < 80 \text{ MeV}/c^2$
- $\chi^2 = \frac{|M - M_{D^0}|^2}{\sigma_M^2} < 16$.

Da der kombinatorische Untergrund bei dieser Analyse sehr klein ist, bringt eine Verschärfung des Likelihood Wertes für die Teilchenhypothese keine Verbesserung des Signal-zu-Untergrund Verhältnisses. M_{D^0} ist der Tabellenwert der D^0 Masse, $M_{D^0} = 1865 \text{ MeV}/c^2$ und σ_M der Fehler auf die invariante Masse der $K^- \pi^+$ Kombination. In Abb.4.3a.) ist die invariante $K^- \pi^+$ Masse in Ereignissen mit mindestens einem schnellen Lepton ($p_l \geq 1.0 \text{ GeV}/c$) dargestellt, punktiert die entsprechende Verteilung für die Kontinuumsdaten. Neben einem deutlichen D^0 Signal erkennt man im Bereich $(1.5 \leq M_{K^- \pi^+} \leq 1.7) \text{ GeV}/c^2$ den Satellitenpeak aus dem Zerfall $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$, wobei das π^0 nicht rekonstruiert wird. Die gewonnenen D^0 Kandidaten wurden einem kinematischen Fit unterzogen, bei dem Energie und Impuls der $K^- \pi^+$ Kombinationen so variiert werden, daß gilt:

$$M_{D^0}^2 = E_{K^- \pi^+}^2 - p_{K^- \pi^+}^2. \quad (4.7)$$

Durch diese Prozedur wird die experimentelle Verschmierung der D^0 Masse korrigiert.

Zur Rekonstruktion von D^* -Mesonen wurden anschließend die auf die beschriebene Weise selektierten D^0 -Mesonen mit Spuren kombiniert, die mit der π -Hypothese verträglich sind. Abb.4.3b.) zeigt die invariante Masse für die $D^0 \pi^+$ Kombinationen in Ereignissen mit mindestens einem Lepton mit $p_l \geq 1.0 \text{ GeV}/c$. Dabei wurden nur Kandidaten akzeptiert, die in dem für D^* -Mesonen aus in Ruhe zerfallenden B -Mesonen kinematisch zulässigen Impulsbereich von

$$p_{D^0 \pi^+} \leq 2.5 \text{ GeV}/c \quad (4.8)$$

lagen. Dieser Schnitt bewirkt eine starke Unterdrückung von D^* Beiträgen aus Kontinuumsprozessen, die ein deutlich härteres Impulsspektrum aufweisen [45]. In der dargestellten Anpassungsrechnung wurde das D^* Signal mit einer Gaußfunktion parametrisiert, während der Untergrundverlauf durch folgende Funktion beschrieben werden konnte:

$$f(M) = A_1(M - M_0)^{\alpha} \cdot \exp(A_2(M - A_3)); \quad (4.9)$$

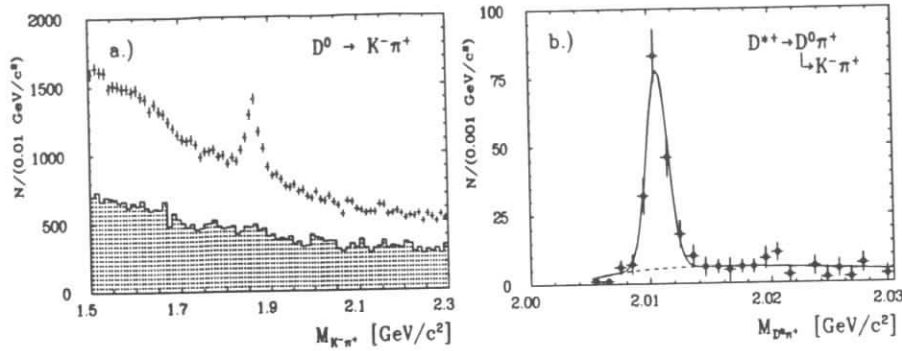


Abbildung 4.3: a.) $M_{K^- \pi^+}$ in Ereignissen mit einem Lepton mit $p_l \geq 1.0 \text{ GeV}/c$.
b.) $M_{D^0 \pi^+}$ in Ereignissen mit einem Lepton mit $p_l \geq 1.0 \text{ GeV}/c$.

A_1, A_2, A_3 sind freie Parameter des Fits, M_0 ist der Schwellenwert der $D^0 \pi^+$ Masse ($M_0 = 2.004 \text{ GeV}/c^2$) und α ein fester Parameter.
Akzeptiert wurden alle D^{*+} Kandidaten, die den Bedingungen

- $|M_{D^0 \pi^+} - M_{D^{*+}}| < 3 \text{ MeV}/c^2$ und
- $\chi^2 = \frac{|M_{D^0 \pi^+} - M_{D^{*+}}|^2}{\sigma_M^2} < 16$

genügten.

Analog zur D^0 Rekonstruktion wurden die so gefundenen Kombinationen einem kinematischen Fit auf die nominelle D^{*+} Masse ($M_{D^{*+}} = 2.010 \text{ GeV}/c^2$) unterzogen, um anschließend zusammen mit einem Elektron oder Myon die Größe M_{rec}^2 berechnen zu können.

4.3 Die D^*l Selektion

In diesem Abschnitt wird die Selektion der D^*l Kombinationen mit den spezifischen Ladungssignaturen vorgestellt.

In den Ereignissen mit einem rekonstruierten D^* -Meson wurde zusätzlich ein Elektron oder Myon mit den gleichen Identifikationskriterien wie in Kapitel 3.2.2 verlangt; allerdings wurde der gesamte Raumwinkelbereich $\cos \theta < 0.92$ zugelassen und der Leptonimpuls wurde auf Werte

$$(1.0 \leq p_l \leq 2.4) \text{ GeV}/c \quad (4.10)$$

beschränkt. Dieser relativ weiche Schnitt führt mit einer Akzeptanz von etwa 80% für Leptonen aus primären semileptonischen B -Zerfällen einerseits zu einer Anreicherung dieser Ereignisse, hat aber andererseits auch eine stärkere Kontamination mit Leptonen aus Charm Zerfällen zur Folge.

Für jedes der in den $\Upsilon(4S)$ Daten gefundenen $D^{*+}l^-$ und $D^{*+}l^+$ Paare wurde die Größe M_{rec}^2 nach Gl.4.5 berechnet; die entsprechenden Verteilungen sind in Abb.4.4 zu sehen. Die Einträge im negativen Bereich der Verteilung der $D^{*+}l^-$ Kombinationen stellen Kandidaten für $B^0 B^0$ und $\bar{B}^0 \bar{B}^0$ Ereignisse dar, während das dominante Signal um Null aus dem semileptonischen $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^- \nu$ Zerfall stammt. Um eine vollständige Unterdrückung des letztgenannten Prozesses zu erreichen, wurde gemäß den MC Studien ein Schnitt von

$$M_{rec}^2 \leq -2.0 \text{ GeV}^2/c^4 \quad (4.11)$$

gewählt. Mit dieser Einschränkung findet man 12 gemischte und 33 ungemischte Kandidaten.

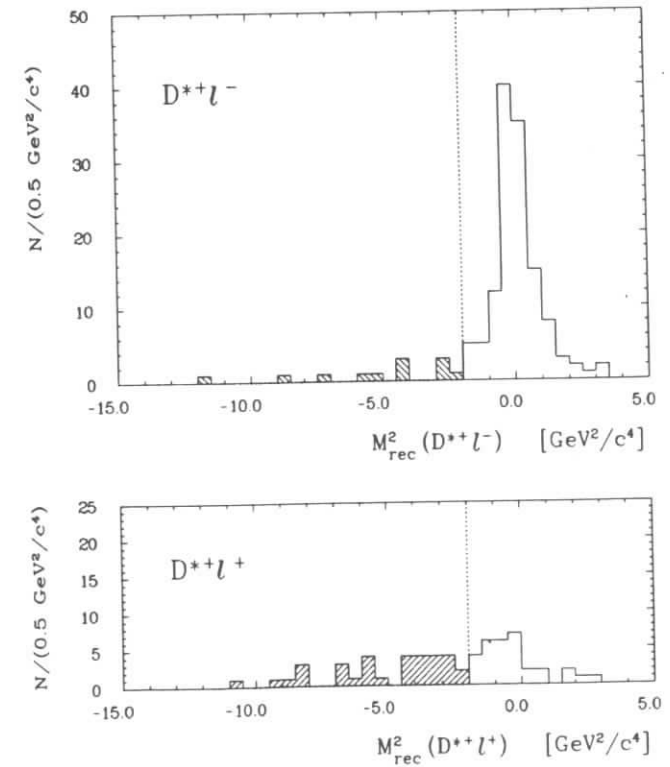


Abbildung 4.4: M_{rec}^2 für Ereignisse mit $D^{*+}l^-$ und $D^{*+}l^+$ Kombinationen.

4.4 Bestimmung der Untergrundbeiträge

In der beobachteten Ereignismenge finden sich noch Untergrundbeiträge aus folgenden Prozessen:

- Kontinuum
- Kombinatorischer D^* Untergrund
- Fehlidentifizierte Hadronen
- D^*l Kombinationen mit einem Lepton aus einem semileptonischem Charm-Zerfall.

Die Bestimmung dieser Untergrundanteile wird in den folgenden Abschnitten ausführlich diskutiert, da sie sich in analoger Weise auch auf die in Kapitel 5 vorgestellte Messung anwenden läßt. Die ermittelten Raten sind in Tab.4.4 aufgeführt.

4.4.1 Kontinuum

D^*l Paare aus nichtresonanter $q\bar{q}$ Produktion stammen aus der Reaktion

$$e^+e^- \rightarrow c\bar{c} \quad (4.12)$$

mit anschließendem semileptonischen Zerfall des einen c -Quarks und Fragmentation des anderen in ein D^* -Meson. Dabei werden ausschließlich Kombinationen mit entgegengesetztem Vorzeichen erzeugt. Die Bestimmung dieses Untergrundes erfolgte wieder mit Daten, die bei einer Energie neben der $\Upsilon(4S)$ Resonanz aufgezeichnet wurden und die die gleiche Analyseprozedur wie die Resonanzdaten durchlaufen.

4.4.2 Kombinatorischer D^* Untergrund

Die Bestimmung des kombinatorischen Untergrundes unter dem D^* Signal läßt sich mit der 'Seitenbandmethode' erreichen; dabei werden $D^0\pi^+$ Kombinationen selektiert, deren invariante Masse im Seitenband des D^* Signalbereiches liegt. Diese 'unechten' D^* -Kandidaten (im weiteren als ' D^* ' bezeichnet) durchlaufen das gleiche Analyseprogramm wie die echten und werden nach Subtraktion des Kontinuums analog zu Abschnitt 4.3 mit Leptonen kombiniert und die Rückstoßmasse des Systems berechnet. Um statistische Fluktuationen auszugleichen, wurde das $D^0\pi^+$ Seitenband in drei $6 \text{ MeV}/c^2$ Intervalle eingeteilt und eine Mittelung der Anzahl der gefundenen ' D^*/l Paare vorgenommen. Aufgrund des Untergrundverlaufes ist eine Skalierung dieser ' D^*/l Kombinationen erforderlich; aus der Anpassungsrechnung (siehe Abb.4.3b.)) erhält man den Anteil des kombinatorischen Untergrundes unter dem D^* Signal im Vergleich zum Seitenband. Die Verschiebung der ' D^* Masse von etwa $12 \text{ MeV}/c^2$ hat eine vernachlässigbare Verschiebung des Spektrums der effektiven Neutrinomasse zur Folge.

Da die Ermittlung des kombinatorischen D^* Untergrundes große systematische

Unsicherheiten in sich birgt, wurde zur Überprüfung eine zweite Methode herangezogen, bei der 'falsche' ' D^0 ' Kandidaten aus dem Seitenband der invarianten $K^-\pi^+$ Masse selektiert und anschließend mit positiven Pion-Spuren kombiniert wurden. Da sich unterhalb der D^0 Masse ein Satellitenpeak und ein Reflexionssignal befinden, wurde das ' D^0 ' mit einer Masse von $M_{K^-\pi^+} = (2025 \pm 80) \text{ MeV}/c^2$ rekonstruiert. Um die Massendifferenz zwischen D^{*+} und D^0 von $145 \text{ MeV}/c^2$ zu erhalten, wurde dann die invariante Masse des ' $D^0\pi^+$ Systems auf $2.17 \text{ GeV}/c^2$ festgelegt. Diese Methode liefert ein zu obiger Seitenbandanalyse konsistentes Ergebnis. In Tab.4.2 sind die mit beiden Methoden ermittelten Raten aufgeführt. Die daraus durch Mittelung und entsprechende Skalierung resultierenden Ereigniszahlen für den D^* -Untergrund befinden sich in Tab.4.4; der angegebene Fehler spiegelt zum einen die geringe Statistik wieder und zum anderen die Unsicherheit des Untergrundverlaufes der invarianten $D^0\pi^+$ Masse.

$M_{D^0\pi^+} (\pm 3 \text{ MeV}/c^2)$	$\Upsilon(4S)$		Kontinuum	
	' $D^{*+}l^-$ '	' $D^{*+}l^{++}$ '	' $D^{*+}l^-$ '	' $D^{*+}l^{++}$ '
2.016	1	3	-	1
2.022	3	3	-	1
2.028	2	3	1	1
$M_{D^0\pi^+} (\pm 3 \text{ MeV}/c^2)$				
2.17	1	4	-	-

Tabelle 4.2: Kombinatorischer Untergrund für verschiedene Intervalle des D^{*+} Seitenbandes und des D^0 Seitenbandes.

4.4.3 Fehlidentifizierte Hadronen

Die Bestimmung des Untergrundes, bei dem ein D^* zusammen mit einem fehlidentifizierten Hadron selektiert wird, geschieht in Analogie zu Kap.3.3.2:

- Selektion eines D^{*+} Kandidaten über die angegebenen Rekonstruktionskanäle
- zusätzlich Selektion aller Hadronspuren mit den zu der Leptonidentifikation komplementären Identifikationskriterien sowie dem Impulsschnitt (4.10)
- Multiplikation der D^*/Hadron Paare in dem relevanten M_{rec}^2 Bereich mit einer für Elektronen und Myonen gemittelten Lepton Fake Rate von $\eta_{fake}^{lep} = (1.3 \pm 0.3)\%$ ².

Der kombinatorische Untergrund unter dem D^{*+} Signal ist so gering, daß die Anzahl derjenigen D^{*+}/Hadron Paare, die ein fehlidentifiziertes D^* -Meson enthalten, vernachlässigbar ist.

Die ermittelten Raten in Tab.4.4 zeigen einen etwa gleich großen Anteil aus fehlidentifizierten Hadronen für die beiden Ladungskombinationen.

²Da Leptonen aus dem gesamten $\cos\theta$ Bereich akzeptiert werden, ist die mittlere Fake Rate höher als in der Dilepton Analyse.

4.4.4 D^*l , Kombinationen

Der Untergrund, bei dem zusammen mit dem D^* ein Lepton aus einem semileptonischen Charm-Zerfall selektiert wird, resultiert aus folgenden Reaktionen:

1. $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}X, B^0 \rightarrow \bar{X}_c \rightarrow l^- \nu X \Rightarrow D^{*+}l^-$
2. $B^0 \rightarrow \bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}X, \bar{B}^0 \rightarrow XD_s^- \rightarrow l^- \nu X \Rightarrow D^{*+}l^-$
3. $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}D_s^- \rightarrow l^- \nu X \Rightarrow D^{*+}l^-$
4. $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}X, B^0 \rightarrow XD_s^+ \rightarrow l^+ \nu X \Rightarrow D^{*+}l^+$
5. $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}X, B^0 \rightarrow \bar{B}^0 \rightarrow X_c \rightarrow l^+ \nu X \Rightarrow D^{*+}l^+$

Die Berechnung dieser Untergrundraten erfolgt in völliger Analogie zu Kap.3.3.3 über die bekannten Verzweigungsverhältnisse (siehe Tab.3.7) und Detektorakzeptanzen. Die Experimente ARGUS und CLEO haben die D^* Produktion in B -Zerfällen gemessen und finden für das Produktverzweigungsverhältnis:

$$Br(B \rightarrow D^{*+}X) \cdot Br(D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0) \cdot Br(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) = \begin{cases} (0.73 \pm 0.12 \pm 0.07)\% & \text{CLEO [55]} \\ (0.71 \pm 0.06 \pm 0.12)\% & \text{ARGUS [45]} \end{cases} \quad (4.13)$$

Die Bestimmung der D^{*+} Nachweiswahrscheinlichkeit erfolgte durch Wichtung des gemessenen inklusiven Impulsspektrums von D^* -Mesonen aus B -Zerfällen mit der aus den Monte Carlo Daten gewonnenen impulsabhängigen Akzeptanzkurve. Aufgrund des niedrigen Q -Wertes der Reaktion $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ und der damit verbundenen Einschränkung des Pionimpulses auf den Bereich $p_\pi \leq 250 \text{ MeV}/c$, wird die impulsabhängige Akzeptanz stark von diesem niederenergetischen Pion beeinflusst (nach [45] besitzt die D^0 Rekonstruktion in dem Kanal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ eine konstante Nachweiswahrscheinlichkeit von 55%). Insbesondere bei kleinen D^* Impulsen sind die Pionen so langsam, daß Absorptionseffekte und Vielfachstreuung im Detektormaterial an Bedeutung gewinnen. In Abb.4.5 ist der impulsabhängige Akzeptanzverlauf für die D^* Rekonstruktion dargestellt; im Mittel ergibt sich eine Nachweiswahrscheinlichkeit von $(33 \pm 3)\%$, wobei wegen der starken Impulsabhängigkeit ein 10% iger Fehler angenommen wurde. Die mittlere Lepton Nachweiswahrscheinlichkeit bei einem Impuls von $p_l \geq 1.0 \text{ GeV}/c$ wurde mit der gleichen Monte Carlo Methode wie in Kap.4.2 bestimmt und beträgt:

$$\eta_l = (50 \pm 5)\% \quad , \quad l = e + \mu. \quad (4.14)$$

Diese Akzeptanz beinhaltet Geometrie, Spurfindung und Identifikation sowie Bremsstrahlungsverluste im Falle der Elektronen. Für den Schnitt auf die Rückstoßmasse von $M_{rec}^2 \leq -2.0 \text{ GeV}^2/c^4$ ergibt sich eine Effizienz von $(44 \pm 4)\%$ für D^* und Lepton aus zwei B -Zerfällen und $(33 \pm 4)\%$ für D^*l , aus einem B (Lepton aus einem D_s -Zerfall).

Die für die Prozesse (1) bis (5) errechneten Raten sind in Tabelle 4.3 aufgeführt.

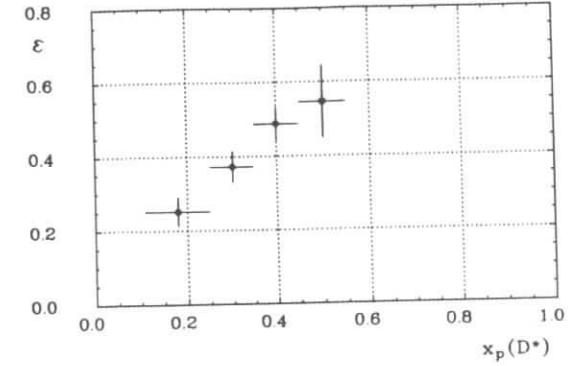


Abbildung 4.5: D^* Akzeptanz in B -Zerfällen.

Prozeß	1.	2.	3.	4.	5.
D^*l	2.70 ± 1.05	0.033 ± 0.015	0.20 ± 0.09	0.36 ± 0.16	0.26 ± 0.10

Tabelle 4.3: Kombinationen eines D^* -Mesons mit einem Lepton aus sekundären Charm Zerfällen.

4.4.5 Diskussion möglicher Abweichungen des angenommenen Zuschauer Zerfalls

Da das Flavortagging dieser Methode auf der Annahme des reinen Zuschauer Diagramms basiert, ist eine Diskussion etwaiger Abweichungen davon erforderlich. Dabei werden mögliche Beiträge aus Nicht-Zuschauer Prozessen an der beobachteten Rate im folgenden nur qualitativ untersucht, die quantitative Bestimmung findet sich in Anhang A.

a.) Beiträge zu $D^{*+}l^-$ Kombinationen:

Im B Zerfall kann die Fragmentation eines an dem W^+ Vertex erzeugten $c\bar{q}$ Quarkpaares zur Produktion geladener D^* -Mesonen führen, die mit einem primären Lepton des anderen B -Mesons die Ladungssignatur gemischter Ereignisse aufweisen:

$$\bar{b} \rightarrow \bar{c} W^+ \rightarrow \bar{c} c \bar{q} \Rightarrow \bar{X}_c D^{*+} \quad b \rightarrow c l \bar{\nu}. \quad (4.15)$$

Zu beachten ist, daß *geladene* und *neutrale* B -Mesonen zu (4.15) beitragen können. Die Berücksichtigung dieser Effekte an der beobachteten $N_{D^{*+}l^-}^{obs.}$ Rate läßt sich durch einen Korrekturfaktor Λ erreichen,

$$N_{D^{*+}l^-} = N_{D^{*+}l^-}^{obs.} (1 - \Lambda), \quad (4.16)$$

der in Anhang A numerisch zu maximal 0.14 abgeschätzt wird. MC Studien [52] belegen, daß $D^{*+}l^-$ Kombinationen aus dem Prozeß $B^- \rightarrow D_s^0 l^- \bar{\nu}$

mit $D_j^0 \rightarrow D^{*+}\pi^-$ (resonant und nichtresonant) im Bereich positiver Werte der Rückstoßmasse liegen, da M_{rec}^2 in diesem Fall die effektive Masse des Neutrino/Pion bzw. Neutrino/ X Systems darstellt. Dieser Beitrag scheidet somit als Untergrundquelle in den $D^{*+}l^-$ Daten aus.

b.) Beiträge zu $D^{*+}l^+$ Kombinationen:

Etwaige Beiträge zu den $D^{*+}l^+$ Daten stammen hauptsächlich aus höher angeregten Charm Zuständen mit anschließender Fragmentation in D^{*+} -Mesonen.

$$\begin{aligned} 1. \quad B^- &\rightarrow D_j^0 X, \quad B^+ \rightarrow l^+ \nu X \\ &\quad \hookrightarrow D^{*+} \pi^- \\ 2. \quad B^- &\rightarrow D^{*+} \pi^- X \quad (\text{nichtresonant}), \quad B^+ \rightarrow l^+ \nu X. \end{aligned} \quad (4.17)$$

Aus diesen Reaktionen resultieren ausschließlich $D^{*+}l^+$ Paare, wobei das Lepton aus dem semileptonischen B^+ -Zerfall stammt, die aufgrund ihrer unabhängigen Produktion einen ähnlichen M_{rec}^2 Verlauf wie in Abb.4.2b.) gezeigt aufweisen. Völlig analog zu Punkt a.) lassen sich diese Beiträge durch einen Korrekturfaktor Λ' erfassen:

$$N_{D^{*+}l^+} = N_{D^{*+}l^+}^{obs} (1 - \Lambda'), \quad (4.18)$$

der gemäß den Ausführungen in Anhang A in der Größenordnung von 0.12 liegt.

Nach diesen Überlegungen heben sich beide Effekte nahezu auf; solange jedoch keine experimentell verlässlichen Informationen zur Berechnung von Λ und Λ' existieren, erfolgt daraus keine numerische Korrektur der Oszillationsstärke.

4.5 Ergebnisse und Diskussion

Die in Abschnitt 4.3 selektierten D^*l Raten sind zusammen mit ihren Untergrundanteilen in Tabelle 4.4 aufgeführt:

Bedingt durch den relativ weichen Leptonimpulsschnitt $p_l > 1.0 \text{ GeV}/c$ bilden die Kombinationen mit einem Lepton aus Charm-Zerfällen mit 30% die dominante Untergrundquelle in den gemischten Daten. Gleichzeitig resultiert auch hier, wie bereits bei der Dilepton Analyse, der systematische Fehler hauptsächlich aus diesem Untergrund.

Für den Mischungsparameter r (Gl.4.1) ergibt sich:

$$r_{D^*l} = (19.4 \pm 14.8 \pm 4.3)\% \quad (4.19)$$

Dabei bezeichnet der erste Fehler die statistische und der zweite die systematische Unsicherheit.

Trotz des großen statistischen Fehlers bestätigt die gute Übereinstimmung des Ergebnisses dieser Messung mit dem Resultat aus der Dilepton Analyse die Stärke der $B^0\bar{B}^0$ Oszillationen. Die Berücksichtigung möglicher Beiträge aus Nicht-Zuschauer Prozessen würde nach den Ausführungen in Abschnitt 4.4.5 das gemessene Verhältnis nur unwesentlich verändern und hätte lediglich Auswirkungen

	$D^{*+}l^-$	$D^{*+}l^+$
$\Upsilon(4S)$	12	33
Kontinuum	1	1
$\Upsilon(4S)$ (direkt)	9.94 ± 4.0	30.94 ± 6.1
Untergrund		
D^* -Kombinatorik	1.1 ± 0.4	1.6 ± 0.9
Sekundäre Charm-Zerfälle	2.9 ± 1.1	0.6 ± 0.2
Fake Leptonen	0.4 ± 0.2	0.6 ± 0.2
Signal:	$5.5 \pm 4.0 \pm 1.2$	$28.2 \pm 6.1 \pm 0.9$

Tabelle 4.4: Beobachtete Ereignismenge der D^*l Analyse zusammen mit den in Kap.4.4 bestimmten Untergrundraten.

auf die Signifikanz.

Prinzipiell zeichnet sich die D^*l Methode durch geringe systematische Unsicherheiten aus. So liefert die Verteilung der Rückstoßmasse eine zweifelsfreie Signatur von $B^0\bar{B}^0$ bzw. $\bar{B}^0\bar{B}^0$ Ereignissen. Darüberhinaus ist die D^{*+} -Rekonstruktion in den angegebenen Kanälen mit nur sehr kleinem kombinatorischen Untergrund verbunden. Allerdings wird derzeit die Aussagekraft dieser Methode eingeschränkt durch mangelnde Statistik sowie unbekannte Raten für die D_j^0 Produktion und die D^{*+} Erzeugung aus Nicht-Zuschauer Effekten. Bei ausreichender Anzahl von $B\bar{B}$ Ereignissen ließe sich durch einen härteren Impulsschnitt, wie er beispielsweise in der Dilepton Methode benutzt wurde, der Kaskadenuntergrund um fast 90% reduzieren und damit die Signifikanz des Ergebnisses deutlich verbessern. Gleichzeitig könnten umgekehrt aus dem gemessenen r Rückschlüsse gezogen werden über Abweichungen des angenommenen Zuschauer Zerfalls.

Kapitel 5

Semi-exklusive \bar{B}^0 Rekonstruktion

Ein Nachteil der in den Kapiteln 3 und 4 vorgestellten inklusiven Studien zur Bestimmung der Oszillationsstärke r liegt in der Abhängigkeit der Resultate von bestimmten Korrekturfaktoren, die die beobachteten Raten auf Beiträge aus geladenen B -Zerfällen oder Nicht-Zuschauer Effekten korrigieren. Diese Faktoren lassen sich - wie ausführlich diskutiert - bislang nur sehr ungenau abschätzen. Eine Analysemethode, die auf einer exklusiven Rekonstruktion eines neutralen B -Mesons basiert, ist nahezu unabhängig von derartigen Korrekturen und hat zusätzlich eine starke Unterdrückung von Untergrundprozessen zur Folge. Von den hadronischen Zerfallskanälen der B^0 -Mesonen sind in den Experimenten ARGUS und CLEO bisher jedoch nur etwa 15% gemessen, die einzelnen Verzweigungsverhältnisse liegen in der Größenordnung von (0.1 bis 2.5)% [13], so daß in diesen Kanälen kaum mit nennenswerten Ereignisraten zu rechnen ist. Eine Möglichkeit bietet jedoch die in Kapitel 4 vorgestellte halb-exklusive Rekonstruktion des semileptonischen \bar{B}^0 -Zerfalls mittels der 'missing-mass' Methode; das von ARGUS und CLEO gemessene Verzweigungsverhältnis beträgt :

$$Br(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}) = \begin{cases} 0.054 \pm 0.009 \pm 0.013 & [59]^1 \\ 0.046 \pm 0.005 \pm 0.007 & [60]. \end{cases} \quad (5.1)$$

5.1 Beschreibung der Methode

Die Selektion eines $D^{*+} l^-$ Paares mit Einschränkung der Größe M_{rec}^2 (siehe Gl.4.6) auf Werte um Null ist ein eindeutiges Indiz für den semileptonischen Zerfall eines \bar{B}^0 -Mesons. Wird das zweite B -Meson im Ereignis mit einem schnellen Lepton getaggt, so ergeben sich die Ladungskorrelationen in Tab.5.1: Diejenigen $D^{*+} l^-$ Paare, die im Signalbereich der Rückstoßmassenverteilung liegen, werden im weiteren als \bar{B}^0 bezeichnet. Die Stärke der $B^0 \bar{B}^0$ Mischungen ist damit gegeben durch das Verhältnis der Anzahl von Ereignissen, die ein \bar{B}^0 mit einem zusätzlichen schnellen Lepton der entsprechenden Ladung haben:

¹Dieser Wert ergibt sich nach Skalierung der ersten Veröffentlichung [52] auf die neuen D^* -Verzweigungsverhältnisse [53] sowie 50% $B^0 \bar{B}^0$ Produktion in $\Upsilon(4S)$ Zerfällen.

$B^0 \bar{B}^0$ Ereignisse	$\bar{B}^0 \bar{B}^0$ bzw. $B^0 B^0$ Ereignisse
$\left. \begin{array}{l} \bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l_1^- \bar{\nu} \\ B^0 \rightarrow l_2^+ \nu X \end{array} \right\} \Rightarrow D^{*+} l_1^- / l_2^+$	$\left. \begin{array}{l} B^0 \rightarrow \bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l_1^- \bar{\nu} \\ \bar{B}^0 \rightarrow l_2^- \nu X \end{array} \right\} \Rightarrow D^{*+} l_1^- / l_2^-$

Tabelle 5.1: Ladungskorrelationen für ungemischte und gemischte $B^0 \bar{B}^0$ Ereignisse.

$$r = \frac{N(\bar{B}^0 l^-)}{N(\bar{B}^0 l^+)}. \quad (5.2)$$

5.2 Die Analyse

Auch diese Analyse wurde mit der Datenmenge von 232 pb^{-1} bei der $\Upsilon(4S)$ Resonanzenergie und 108 pb^{-1} im benachbarten Kontinuum durchgeführt. Zur Erhöhung der Statistik wurden für die D^* -Rekonstruktion folgende Zerfallskanäle herangezogen:

$$\begin{array}{ll} D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+, & Br = 0.57 \pm 0.04 \pm 0.04 \quad [53] \\ D^0 \rightarrow K^- \pi^+, & Br = 0.042 \pm 0.004 \pm 0.004 \quad [54] \\ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+, & Br = 0.091 \pm 0.008 \pm 0.008 \quad [54] \\ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0, & Br = 0.133 \pm 0.012 \pm 0.013 \quad [54] \\ \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-, & Br = 0.032 \pm 0.0025 \pm 0.005 \quad [54] \end{array}$$

Die Rekonstruktion der D^0 -Mesonen erfolgte mit den gleichen Kriterien wie unter Abschnitt 4.2 beschrieben; die invarianten Massen der drei zusätzlichen Kanäle wurden auf die Bereiche

- $|M_{K^- \pi^+ \pi^-} - M_{D^0}| < 50 \text{ MeV}/c^2$
- $|M_{K^- \pi^+ \pi^0} - M_{D^0}| < 80 \text{ MeV}/c^2$
- $|M_{K_S^0 \pi^+ \pi^-} - M_{D^0}| < 60 \text{ MeV}/c^2$

beschränkt. Auch hier wurden die so selektierten D^0 Kandidaten kinematisch gefittet.

Die Kombination der auf diese Weise erhaltenen D^0 -Mesonen mit positiven π^- -Spuren liefert ein starkes D^{*+} Signal auf einem relativ hohen kombinatorischen Untergrund; in Abb.5.1a.) ist die invariante $D^0 \pi^+$ Masse in Ereignissen mit einem identifizierten Lepton von $p_l \geq 1.0 \text{ GeV}/c$ dargestellt. Darüberhinaus sind Mehrfachzählungen zu beobachten, die hauptsächlich von dem $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ Kanal herrühren. Um sicherzustellen, daß pro Ereignis nur ein D^{*+} zugelassen

wird, wurden nur solche Kandidaten akzeptiert, die die Größe $\text{Prob}(\chi_{\text{tot}}^2, N)$ maximierten :

$$\text{Prob}(\chi_{\text{tot}}^2, N) = \frac{1}{2^{\nu/2} \Gamma(\nu/2)} \cdot \int_{\chi_{\text{tot}}^2}^{\infty} (\chi^2)^{N/2-1} \exp(-\chi^2/2) d\chi^2 \quad (5.3)$$

mit $\chi_{\text{tot}}^2 = \sum_{i=1}^N \chi_i^2$
 $i = 'dE/dx, \text{ToF}, M(D^0), M(D^{*+})'$
 $N = \text{Anzahl der Freiheitsgrade}$
 $\Gamma = \text{Gammafunktion [61].}$

Die zusätzliche Forderung von $\text{Prob}(D^{*+}) \geq 0.01$ führt zu einer weiteren Reduktion des kombinatorischen Untergrundes, der bei kleinen Werten der Wahrscheinlichkeitsverteilung liegt. Zusammen mit den so gefundenen D^* -Mesonen wurden zwei Leptonen (l_1 und l_2) im Ereignis verlangt, die folgenden Bedingungen unterworfen waren:

- $Lh_e \geq 0.7, Lh_\mu \geq 0.7$ und ein Treffer in den äußeren Myonkammern
- $(1.0 \leq p_{l_1} \leq 2.4) \text{ GeV}/c$
- $(1.4 \leq p_{l_2} \leq 2.4) \text{ GeV}/c$.

Aus der Kombination $D^{*+}l_1^-$ wurde dann zunächst die Rückstoßmasse $M_{\text{rec}}^{D^{*+}l_1^-}$ nach Gl.4.6 berechnet; der Signalbereich für diejenigen Paare aus der Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l_1^- \bar{\nu}$ wurde auf das Intervall

$$M_{\text{rec}}^{D^{*+}l_1^-} \pm 1.5 \text{ GeV}^2/c^4 \quad (5.4)$$

festgelegt. Dadurch wird eine Akzeptanz von 100% für die Kombinationen aus diesem Zerfall gewährleistet.

Abb.5.1b.) zeigt das $M_{\text{rec}}^{D^{*+}l_1^-}$ Spektrum für alle Ereignisse, in denen ein weiteres schnelles Elektron oder Myon identifiziert ist. Die zusätzliche Selektion dieses hochenergetischen Leptons bewirkt eine drastische Reduktion des kombinatorischen D^{*+} Untergrundes, was aus Abb.5.2a.) im Vergleich mit Abb.5.1a.) deutlich erkennbar ist.

Bei der Aufteilung der Ereignisklassen in die spezifischen Ladungssignaturen $\bar{B}^0 l^-$ und $\bar{B}^0 l^+$ finden sich in der Signalregion 33 \bar{B}^0 Kandidaten, die ein zusätzliches Lepton entgegengesetzter Ladung haben und 10 Ereignisse mit einem $\bar{B}^0 l^-$ Paar.

5.3 Bestimmung der Untergrundbeiträge

5.3.1 Kontinuum

Da die Produktion von D^*ll Kombinationen im nichtresonanten Kontinuum unter der $\Upsilon(4S)$ Resonanz physikalisch nicht stattfinden kann, beruht eine mögliche Beobachtung solcher Ereignisse auf der Fehlidentifikation eines oder zweier Hadronen. Aus diesem Grund wurde der Kontinuumsanteil bei der Bestimmung des Fake Untergrundes mitberücksichtigt.

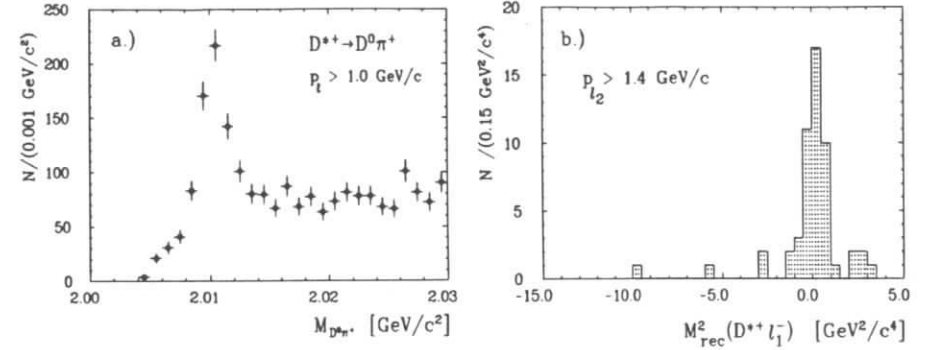


Abbildung 5.1: a.) $M_{D^0\pi^+}$ Verteilung in Ereignissen mit einem Lepton von $p \geq 1.0 \text{ GeV}/c$. b.) $M_{\text{rec}}^{D^*+l_1^-}$ Verteilung der $D^*+l_1^-$ Kombinationen in Ereignissen mit einem zusätzlichen Lepton mit $p_{l_2} \geq 1.4 \text{ GeV}/c$.

5.3.2 D^* -Kombinatorik

Die Hauptuntergrundquelle dieser Analyse rührt von der D^{*+} Kombinatorik her, zu dessen Bestimmung zunächst die Seitenbandmethode benutzt wurde. Die Anzahl derjenigen $D^0\pi^+$ Kombinationen aus dem Massenbereich $(2.015 < M_{D^0\pi^+} < 2.029) \text{ GeV}^2/c^2$, die zusammen mit zwei Leptonen die Kriterien aus Abschnitt 5.2. erfüllen, sind in Tabelle 5.2 aufgeführt.

$M_{D^0\pi^+} (\pm 3 \text{ MeV}/c^2)$	$\Upsilon(4S)$	
	$D^{*+}l^-/l^-$	$D^{*+}l^-/l^+$
2.018	2	5
2.024	2	2
skaliertes Mittelwert	1.9	3.3

Tabelle 5.2: Kombinatorischer Untergrund für zwei verschiedene Intervalle des D^{*+} Seitenbandes.

Der in dieser Tabelle angegebene Mittelwert ergibt sich durch Skalierung des Untergrundverlaufes im Seitenband und im Signalbereich (vergl. Abb.5.2a.)). Aufgrund der geringen Statistik und der damit verbundenen systematischen Unsicherheiten ist eine Überprüfung dieser Untergrundbestimmung sinnvoll. Die bei der D^*l Analyse benutzte D^0 -Seitenbandmethode läßt sich in diesem Fall nicht anwenden, da sich bei der $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$ Rekonstruktion im Massenbereich um $M_{K^-\pi^+\pi^0} = 2.025 \text{ GeV}^2/c^2$ das Signal aus dem Zerfall $D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0$ mit $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ befindet.

Eine andere Möglichkeit bietet jedoch die Selektion der D^*ll Kandidaten ohne kinematischen Fit auf die Masse der D^* -Mesonen (und ohne die $\chi^2 < 16$ Ein-

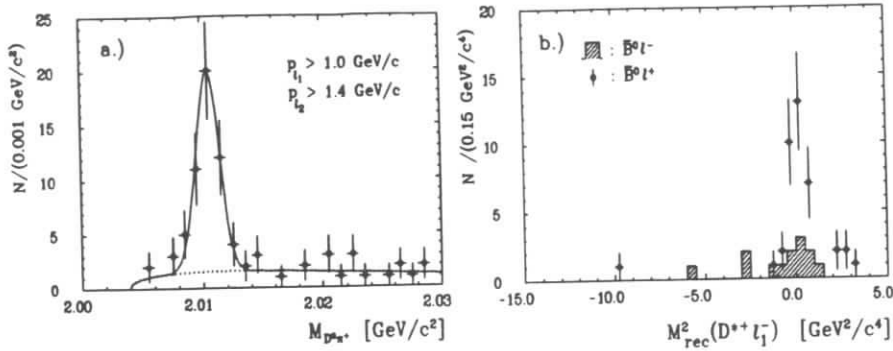


Abbildung 5.2: a.) $M_{D^0\pi^+}$ Verteilung in Ereignissen mit zwei schnellen Elektronen oder Myonen. b.) M_{rec}^2 Verteilung der $D^{*+}l_1^-$ Kombinationen in Ereignissen, die ein zusätzliches Lepton mit $p_{l_2} \geq 1.4 \text{ GeV}/c$ entgegengesetzter Ladung (Histogramm) bzw. gleicher (schraffiert) haben.

schränkung); durch eine Anpassungsrechnung der invarianten $D^0\pi^+$ Masse in den ungemischten Daten ergibt sich ein Signal zu Untergrund Verhältnis von 1 : 9, aus dem der Anteil der D^* Kombinatorik abgeschätzt werden kann. Aus statistischen Gründen ist dieses Vorgehen für die gemischten Daten nicht anwendbar.

5.3.3 Fehlidentifizierte Hadronen

Die Anzahl von Ereignissen, bei denen ein D^* -Meson zusammen mit einem oder zwei fehlidentifizierten Hadronen selektiert wird, ergibt sich prinzipiell mit der gleichen Methode wie in den beiden vorhergehenden Analysen beschrieben:

- Rekonstruktion von $D^*/Lepton$ Paaren mit den angegebenen Kriterien
- zusätzliche Selektion aller Hadron Spuren im Ereignis mit komplementärer Leptonidentifikation
- Berechnung der Rückstoßmasse M_{rec}^2 für die gefundenen $D^{*+}l^-$ bzw. $D^{*+}h^-$ Kombinationen
- Multiplikation der Einträge mit $|M_{rec}|^2 < 1.5 \text{ GeV}^2/c^4$ mit der Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit η_{had} .

Der hohe kombinatorische Untergrund unter dem D^* -Signal in Ereignissen mit einem Lepton (vergl. Abb.5.1a.)) erfordert eine Korrektur auf die Anzahl der fehlidentifizierten D^* -Mesonen, die über die bekannte Seitenbandsubtraktion erfolgt.

Die endgültige Anzahl von Ereignissen mit einem fehlidentifizierten Hadron (Tabelle 5.3) erhält man nach Subtraktion des skalierten kombinatorischen D^* -Untergrundes durch Multiplikation mit der Fake Rate von 1.3%.

	D^{*+} Signal	D^{*+} Seitenb.	$\cdot\eta_{fake}$	Σ
$D^{*+}l^-/h^-$	26	6.1	0.26	0.56
$D^{*+}h^-/l^-$	31	7.6	0.30	
$D^{*+}l^-/h^+$	40	7.6	0.42	0.55
$D^{*+}h^-/l^+$	20	9.88	0.132	

Tabelle 5.3: Anzahl der Ereignisse mit einem fehlidentifizierten Hadron (Standardbestimmung).

Auch hier wird zur Konsistenzüberprüfung eine andere Methode herangezogen, bei der die D^* Rekonstruktion nur in dem $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ Kanal erfolgt. Der geringe kombinatorische Untergrund unter dem Signal erlaubt eine Fake Bestimmung ohne Korrektur auf fehlidentifizierte D^* -Mesonen. Aus der Anzahl der auf diese Weise gefundenen Fakes läßt sich mit Kenntnis der Nachweiswahrscheinlichkeiten und Verzweigungsverhältnisse der restlichen drei D^0 -Kanäle die Gesamtzahl der Fakes berechnen (Tabelle 5.4). Die aus beiden Methoden resultierenden mittleren Raten finden sich in Tab.5.6.

	Daten	Berechnet			Σ
		$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$	
\bar{B}^0/h^-	0.18	0.19	0.17	0.058	0.60
\bar{B}^0/h^+	0.10	0.10	0.095	0.032	0.33

Tabelle 5.4: Anzahl der Ereignisse mit einem fehlidentifizierten Hadron aus Berechnung (s.Text).

5.3.4 Sekundärer Charm Untergrund

Die Forderung eines zweiten schnellen Leptons im Ereignis sowie die Einschränkung auf den M_{rec}^2 Bereich um Null hat eine deutliche Verringerung des Anteils aus Kombinationen von D^* -Mesonen mit Leptonen aus semileptonischen Charm-Prozessen zur Folge. Die verbleibenden Reaktionen, die zu D^*l_p/l_s bzw. D^*l_s/l_p führen, seien der Vollständigkeit halber hier explizit aufgeführt:

1. $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l_p^- \bar{\nu}$, $B^0 \rightarrow \bar{X}_c \rightarrow l_s^- \bar{\nu} X$ $\Rightarrow D^{*+}l_p^-/l_s^-$ und $D^{*+}l_s^-/l_p^-$
2. $B^0 \rightarrow \bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l_p^- \bar{\nu}$, $\bar{B}^0 \rightarrow X_c \rightarrow l^+ \nu X$ $\Rightarrow D^{*+}l_p^-/l_s^+$
3. $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l_p^- \bar{\nu}$, $B^0 \rightarrow D^{*-} D_s^+ \rightarrow l_s^- \nu X$ $\Rightarrow D^{*+}l_p^-/l_s^+$ und $D^{*-} l_s^-/l_p^-$
4. $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l_p^- \bar{\nu}$, $B^0 \rightarrow \bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} D_s^- \rightarrow l_s^- \bar{\nu} X$ $\Rightarrow D^{*+}l_p^-/l_s^-$
5. $\bar{B}^0 \rightarrow X_c \rightarrow l_s^+$, $B^0 \rightarrow D^{*-} D_s^+ \rightarrow l_s^+ \nu X$ $\Rightarrow D^{*-} l_s^+/l_s^+$

$$6. \bar{B}^0 \rightarrow X_c \rightarrow l_s^+, B^0 \rightarrow \bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} D_s^- \rightarrow l_s^- \bar{\nu} X \implies D^{*+} l_s^- / l_s^+.$$

Die zur Berechnung dieser Reaktionen notwendigen Akzeptanzen für die primären und sekundären Leptonen wurden bereits in Kapitel 4 bestimmt. Die Effizienz der D^{*+} Rekonstruktion in den angegebenen Zerfallsmoden (Kap.5.2) ergab sich aus einer Monte Carlo Simulation mit Wichtung des gemessenen D^* Impulsspektrums [45] zu einem Mittelwert von

$$\eta_{D^{*+}} = (17 \pm 2)\%. \quad (5.5)$$

Die Summe der für die Prozesse 1. bis 6. errechneten Raten sind in Tabelle 5.5 aufgeführt:

$D^* l^- / l^-$	$D^* l^- / l^+$
0.76 ± 0.28	0.11 ± 0.04

Tabelle 5.5: Kombinationen eines D^* -Mesons mit einem oder zwei Leptonen aus sekundären Charm Zerfällen.

Im Vergleich zu der $D^* l$ Analyse zeigt sich, daß die Selektion eines zweiten schnellen Leptons im Ereignis zu einer drastischen Reduktion des Kaskadenuntergrundes führt. Mit etwa 8% liegt er in der gleichen Größenordnung wie der Fake Untergrund.

5.3.5 Beiträge geladener B -Zerfälle

In diesem Abschnitt erfolgt eine kurze Diskussion etwaiger Beiträge aus geladenen B -Zerfällen. So können folgende Reaktionen zur Produktion von D^{*+} -Mesonen und zwei Leptonen führen:

$$B^- \rightarrow D_j^{*0} l^- \bar{\nu} \quad B^+ \rightarrow l^+ \nu X \quad (5.6)$$

$$\hookrightarrow D^{*+} \pi^-$$

Eine quantitative Abschätzung dieses Prozesses läßt sich in Analogie zu den Überlegungen aus Abschnitt 4.4.5 finden: in dem IGSW Modell [57] beträgt die Produktionsrate der niedrigsten Vektor- und Pseudoskalar Mesonen (D^- und D^*) in semileptonischen B -Zerfällen 87% des inklusiven semileptonischen Verzweigungsverhältnisses. Für die Differenz von 13% könnten demnach angeregte Charm-Zustände sowie nichtresonante $D^* \pi$ und $D^* \pi \pi$ Erzeugung verantwortlich sein. Unter Zugrundelegung dieser Annahme sowie den abgeschätzten Raten zur $D_j^{*0} \rightarrow D^{*+} \pi^-$ Produktion (siehe Anhang A) ergibt sich für das Produktionsverzweigungsverhältnis:

$$Br_{sl}(B^- \rightarrow D_j^{*0} \rightarrow D^{*+} \pi^-) = Br(B^- \rightarrow D_j^{*0} l^- \bar{\nu}) Br(D_j^{*0} \rightarrow D^{*+} \pi^-) \approx 0.007. \quad (5.7)$$

Für den Faktor Λ , der die beobachteten $D^{*+} l^- / l^+$ Ereignisse auf einen möglichen Beitrag aus (5.7) hin korrigiert, folgt daraus:

$$N_{D^{*+} l^- / l^+}^{B^\pm} = \Lambda [N_{D^{*+} l^- / l^+}^{obs.} + N_{D^{*+} l^- / l^+}] \quad \text{mit}$$

$$\Lambda = \frac{Br_{sl}(B^- \rightarrow D_j^{*0} \rightarrow D^{*+} \pi^-)}{Br(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}) + Br_{sl}(B^- \rightarrow D_j^{*0} \rightarrow D^{*+} \pi^-)} \approx 0.12. \quad (5.8)$$

Der Einfluß von Λ auf das gemessene r wird im nächsten Abschnitt vorgestellt.

5.4 Ergebnisse und Diskussion

Tabelle 5.6 zeigt die beobachtete Ereignismenge mit den jeweiligen Untergrundraten.

Für den Mischungsparameter r (Gl.5.2) ergibt sich:

	\bar{B}^0 / l^-	\bar{B}^0 / l^+
$\Upsilon(4S)$	10 ± 3.2	33 ± 5.7
Untergrund		
D^* -Kombinatorik	1.9 ± 0.9	3.3 ± 1.3
Sekundäre Charm-Zerfälle	0.8 ± 0.3	0.1 ± 0.04
Fake Leptonen	0.6 ± 0.1	0.5 ± 0.1
Signal:	$6.7 \pm 3.2 \pm 1.0$	$29.1 \pm 5.7 \pm 1.3$

Tabelle 5.6: Beobachtete Ereignismenge der $D^* l l$ Analyse zusammen mit den in Kap.5.3 bestimmten Untergrundraten.

$$r_{\bar{B}^0 l} = (23.0 \pm 11.8 \pm 3.4)\% \quad (5.9)$$

Auch hier ist der erste Fehler der statistische und der zweite der systematische. Erwartungsgemäß zeichnet sich diese Methode durch geringe systematische Unsicherheiten von etwa 15% aus. Darin nicht enthalten sind die besprochenen möglichen Beiträge aus B^- -Zerfällen, deren quantitative Erfassung derzeit mit zu großen Unsicherheiten behaftet ist. Der Einfluß dieser Korrektur auf die ermittelte Stärke der $B^0 \bar{B}^0$ Oszillationen wird aus Abb.5.3 ersichtlich; aufgetragen ist der korrigierte Mischungsparameter r_c gegen das gemessene r in Abhängigkeit von Λ :

$$r_c = \frac{r}{1 - \Lambda(1 + r)}. \quad (5.10)$$

Für $\Lambda > 0$ wird r_c in jedem Fall größer; die gestrichelte Kurve entspricht dem oben abgeschätzten Wert in der Größenordnung von $\Lambda \approx 0.10$. Der relative Anstieg von r um etwa 14% läßt angesichts des großen statistischen Fehlers keine

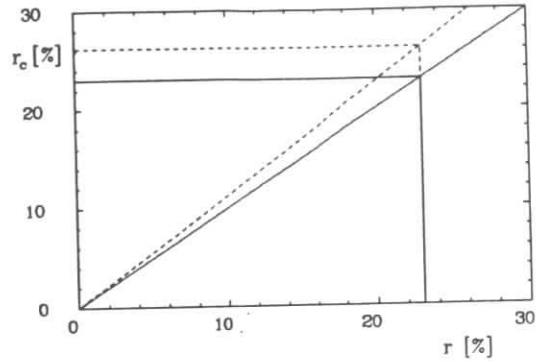


Abbildung 5.3: Die korrigierte Oszillationsstärke r_c in Abhängigkeit von dem gemessenen r für $\Lambda = 0$ (durchgezogene Linie) und $\Lambda = 0.10$ (gestrichelt).

Schlußfolgerungen über einen möglichen Beitrag aus B^\pm -Zerfällen zu.

Gegenüber den Ergebnissen der vorherigen Techniken weist die ermittelte Oszillationsstärke eine Tendenz zu leicht höheren Werten auf. Dieses Verhalten zeigt sich insbesondere auch dann, wenn man unter Berücksichtigung von Korrelationen die Datenmengen der D^*l und der D^{*ll} Analyse zusammenfaßt. In beiden Methoden ist r einfach durch das Verhältnis der Ereignisse mit den jeweiligen Ladungssignaturen gegeben, so daß man folglich einen aus beiden Analysen kombinierten Wert berechnen kann:

$$r = (23.2 \pm 10.1 \pm 3.9)\%. \quad (5.11)$$

Eine mögliche Erklärung für die Verschiebung von (5.11) im Vergleich zu dem Dilepton Ergebnis ($r_D = (18.2 \pm 6.0 \pm 4.9)\%$) liegt in der Abschätzung des in Gl.3.3 definierten Faktors λ . Während der Wert für r aus der Dilepton Selektion mit $\lambda = 1$ erzielt wurde, ließe sich durch den in früheren Publikationen angenommenen Faktor $\lambda = 1.22$ eine noch bessere Übereinstimmung beider Ergebnisse erreichen.

Aus der Messung der Oszillationsstärke mit den Methoden, die ein rekonstruiertes D^{*+} -Meson enthalten, läßt sich im Prinzip der Korrekturfaktor λ und damit auch das Produktionsverhältnis geladener zu neutraler Paare von B -Mesonen auf der $\Upsilon(4S)$ Resonanz, $\frac{f_\pm}{f_0}$, einschränken; in der Praxis scheitert dies jedoch zur Zeit noch an der mangelnden statistischen Präzision.

Kapitel 6

Schlußfolgerungen

In diesem Kapitel wird zunächst das aus den drei Einzelmessungen resultierende Gesamtergebnis mit Resultaten anderer Experimente verglichen. Die gegenwärtigen Experimente zur Beobachtung von $B^0\bar{B}^0$ Mischungen lassen sich generell in zwei Kategorien einteilen: Messungen bei Schwerpunktsenergien von 10.58 GeV und damit direkte Untersuchung von $B_d^0\bar{B}_d^0$ Übergängen (ARGUS und CLEO), und Experimente, die bei höheren Energien eine Mischung aus B_d^0 und B_s^0 Oszillationen beobachten.

In Abschnitt 6.2 erfolgt eine ausführliche Diskussion des Ergebnisses dieser Arbeit innerhalb eines theoretischen Rahmens.

6.1 Vergleich der experimentellen Ergebnisse für die Oszillationsstärke r

Die mit den drei vorgestellten, unabhängigen Methoden erzielten Resultate für den Mischungsparameter r lassen sich unter Berücksichtigung von Korrelationen in den einzelnen Datenmengen zu einem gewichteten Mittelwert kombinieren:

$$\langle r \rangle = (19.1 \pm 5.1 \pm 4.4)\%. \quad (6.1)$$

Durch diese Zusammenfassung wird eine relative statistische Genauigkeit von 27% erreicht, die die bisher präziseste Messung der Oszillationsstärke darstellt und die bereits im Bereich des systematischen Fehlers liegt. Eine genauere Bestimmung von r setzt daher neben höherer Statistik besonders auch eine exakte Messung des Leptonenspektrums aus Charm-Zerfällen voraus, das aufgrund der starken Modellabhängigkeit die Systematik dominiert.

Die gegenüber dem reinen Dilepton Ergebnis auftretende Tendenz zu einem leicht höheren Zentralwert für r aus der Mittelung folgt aus den beiden Analysen, die ein rekonstruiertes D^* -Meson enthalten. Da diese Methoden unabhängig von dem in Gl.3.3 eingeführten Korrekturfaktor λ sind, lassen sich daraus durch Vergleich mit dem Dilepton Ergebnis Einschränkungen bezüglich der Größe von λ und damit auch des Produktionsverhältnisses $\frac{f_\pm}{f_0}$ gewinnen. Allerdings wird aus Abb.3.11 deutlich, daß beispielsweise eine auf 20% genaue Bestimmung von λ eine mit 10%

iger Präzision bekannte Oszillationsstärke voraussetzt, was angesichts mangelnder Statistik sowie den beschriebenen systematischen Unsicherheiten derzeit nicht erreichbar ist.

Neben den ARGUS und CLEO Resultaten existieren Messungen aus folgenden Experimenten:

- $b\bar{b}$ Produktion in $p\bar{p}$ Kollisionen bei $\sqrt{s} = 546 \text{ GeV}$ und $\sqrt{s} = 630 \text{ GeV}$ (UA1)
- $b\bar{b}$ Produktion in e^+e^- Annihilation bei $\sqrt{s} = 29 \text{ GeV}$ (MAC und MARK II).

Die aktuellen Werte für r bzw. χ dieser Experimente sind in Tab.6.1 aufgeführt.

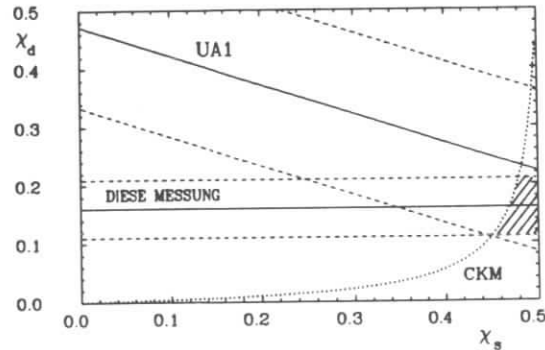


Abbildung 6.1: Abhängigkeit der Stärke der $B_d^0\bar{B}_d^0$ und $B_s^0\bar{B}_s^0$ Oszillationen aus dieser Analyse und der UA1 Messung; punktiert die Einschränkung aus der Unitarität der CKM Matrix.

In Abb.6.1 ist das Ergebnis dieser Arbeit zusammen mit dem UA1 Resultat ¹ in der χ_s/χ_d Ebene dargestellt; man erkennt, daß die experimentellen Informationen in Kombination mit der punktiert eingezeichneten Kurve aus der Unitarität der CKM Matrix (siehe Kap.6.2) den erlaubten Bereich für $B_s^0\bar{B}_s^0$ Mischungen beträchtlich einschränken. Insbesondere zeigt sich, daß die hier durchgeführte Analyse, die unabhängig von den Annahmen der UA1 Messung ist, bereits eine starke Eingrenzung von χ_s liefert.

¹Das UA1 Ergebnis basiert auf folgenden Annahmen für die Wahrscheinlichkeit f , ein B_d oder B_s -Meson zu erzeugen: $f_d = 0.36$, $f_s = 0.18$.

	r [%]	χ	Referenz
Diese Messung	19.1 ± 6.7	0.16 ± 0.047	
CLEO (Dilepton)	16.8 ± 7.4	0.14 ± 0.053	[41]
UA1		0.17 ± 0.05	[62]
MARK II		$0.17^{+0.15}_{-0.08}$	[63]
MAC		$> 0.21(95\%C.L.)$	[64]

Tabelle 6.1: Ergebnisse für den Mischungsparameter r bzw. χ aus verschiedenen Experimenten.

6.2 Einordnung des Ergebnisses im Rahmen des Standardmodells

Die Beobachtung von $B^0\bar{B}^0$ Oszillationen hat weitreichende Konsequenzen für die Bestimmung einiger bislang noch unbekannter Parameter des Standardmodells. In der folgenden Diskussion soll daher neben den quantitativen Schlussfolgerungen, die sich aus dem gemessenen Mischungsparameter r_d ergeben, die prinzipielle Bedeutung dieses Phänomens aufgezeigt werden.

$\Delta B = 2$ Übergänge werden durch die Massendifferenz ΔM der Eigenzustände charakterisiert, die sich im Rahmen der minimalen Struktur des Standardmodells über das Box-Diagramm berechnen läßt (Gl.1.52) und über die Beziehung

$$r = \frac{x^2}{2 + x^2} \quad \text{mit} \quad x = \Delta M \tau_b \quad (6.2)$$

mit der experimentell bestimmten Größe r verknüpft ist:

$$x_d = \frac{\tau_b G_F^2 m_{B_d} B_B f_B^2 |V_{td} V_{tb}^*|^2 m_t^2 F(\frac{m_t^2}{M_W^2}) \eta_{QCD}}{6\pi^2} \quad (6.3)$$

Eine analoge Beziehung gilt für B_s^0 Mischungen. Die Oszillationsstärke ist also direkt mit dem t -Quark Sektor korreliert und erlaubt daher im Prinzip entweder die Bestimmung der top Masse oder der t -Quark Kopplungen.

Aus dem in dieser Arbeit gemessenen Mittelwert für r_d resultiert:

$$x_d = 0.69 \pm 0.15 \quad (6.4)$$

Die in Gl.6.3 auftretenden Parameter, die bereits in Kap.1.3 erläutert wurden, sind in Tab.6.2 noch einmal zusammengestellt: während die unter a.) aufgeführten, experimentellen Größen mit hinreichender Genauigkeit bekannt sind, zeigen die theoretischen (und dabei besonders das CKM Element V_{td}) große Variationsmöglichkeiten. Anzumerken ist außerdem, daß letztgenannte quadratisch in

Gl.6.3 eingehen, was zur Folge hat, daß bei der Extraktion der t -Quark Parameter die theoretischen Unsicherheiten gegenüber dem Fehler von x_d aus dieser Messung stark dominieren.

	Parameter	Referenz
a.)	$x_d = 0.69 \pm 0.15$ $\tau_b = (1.18 \pm 0.14)10^{-12} s$ $m_{B_d} = (5.28 \pm 0.1) GeV/c^2$ $ V_{cb} = 0.048 \pm 0.005$	Diese Messung [9]
b.)	$\sqrt{B_B f_B} = (0.16 \pm 0.04) GeV$ $0.004 \leq V_{td} \leq 0.0186$ $\eta_{QCD} = 0.85$	[11] [11]

Tabelle 6.2: Parameter für Gl.6.3; die unter a.) aufgeführten sind experimentelle Ergebnisse, b.) sind theoretische Annahmen.

Eine Abschätzung über die Masse des top Quarks erfordert zunächst die Kenntnis der Kopplungen $V_{td}V_{tb}$. Unter der Annahme, daß $|V_{tb}|$ in Modellen mit drei Generationen gleich 1 ist, läßt sich $|V_{td}|$ anhand der Unitarität der CKM Matrix einschränken:

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0. \quad (6.5)$$

In der Wolfenstein Parametrisierung (vergl. Kap.1.1) ist $|V_{ud}| \simeq 1$ und $|V_{cd}| = \sin \theta_C$:

$$\frac{V_{td}}{V_{cb}} + \lambda + \frac{V_{ub}^*}{V_{cb}} = 0. \quad (6.6)$$

Das in Abb.6.2 dargestellte *Unitaritätsdreieck* (auch *Bjorken Dreieck* genannt) ist die geometrische Repräsentation dieser Beziehung in der komplexen Ebene. Die exakte Messung aller drei Seitenlängen oder zwei Seiten und eines Win-

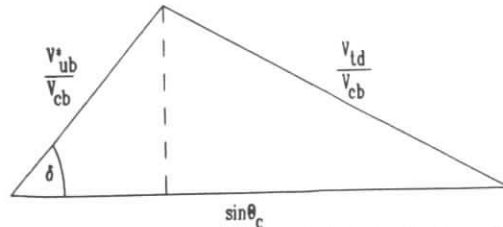


Abbildung 6.2: Das Unitaritätsdreieck in der komplexen Ebene.

kels würde dieses Dreieck genau festlegen und gleichbedeutend damit die Quark-Mischungsmatrix inklusive der Phase δ ² vollständig bestimmen. Zwei Seitenlängen sind derzeit aus experimentellen Ergebnissen bekannt:

²Zu beachten ist, daß δ im ersten und zweiten Quadranten liegen kann.

- $|\frac{V_{ub}^*}{V_{cb}}| = 0.10 \pm 0.03$ [9]
- $\lambda = \sin \theta_C = 0.221 \pm 0.0002$.

Die für die Bestimmung der top Masse benötigte Länge der dritten Seite läßt sich aus der CKM Matrix herleiten:

$$|\frac{V_{td}}{V_{cb}}|^2 = \lambda^2(1 - 2\rho \cos \delta + \rho^2), \quad (6.7)$$

wobei ρ gemäß Gl.1.17 den Wert $|\rho| = 0.45 \pm 0.14$ besitzt. Mit $0 < \delta < \pi$ für die CP verletzende Phase und $|V_{cb}| = 0.048 \pm 0.005$ [9] lassen sich daraus folgende Grenzen ermitteln:

$$0.09 \leq |\frac{V_{td}}{V_{cb}}| \leq 0.35 \quad \text{bzw.} \quad 0.004 \leq |V_{td}| \leq 0.0186. \quad (6.8)$$

Für die weitere Diskussion der m_t Abhängigkeit von x_d ist es nützlich, die größten theoretischen Unsicherheiten in einem Faktor C zusammenzufassen,

$$C = \frac{(B_B f_B^2)}{(0.16 GeV)^2} \frac{|V_{td}|^2}{(0.01)^2}, \quad (6.9)$$

der Werte im Bereich von 0.09 bis etwa 5 annehmen kann. In Abb.6.3 ist die in dieser Arbeit gemessene Größe x_d als Funktion von m_t aufgetragen für maximales C und für den Zentralwert $C \approx 1$. Danach impliziert die Kurve für $C \approx 5$ eine untere Grenze für die Masse des t -Quarks von

$$m_t \gtrsim 55 GeV/c^2. \quad (6.10)$$

Zu bemerken ist, daß dieser indirekt ermittelte Wert niedriger ist als die aus der direkten t -Quark Suche resultierende untere Grenze. Die experimentell stärkste Einschränkung wird derzeit von der CDF Kollaboration mit $m_t > 89 GeV/c^2$ angegeben [66]. Die direkte Bestimmung von m_t erfolgt dabei über den semileptonischen Zerfall $t \rightarrow b l \bar{\nu}$ und macht daher Annahmen über das Produktionsverzweigungsverhältnis dieser Reaktion erforderlich. Der zitierte Wert basiert auf einer Rate von 1/9 für den semileptonischen t -Zerfall, der sich innerhalb des Standardmodells aus dem naiven Zuschauer Graphen ergibt. Demgegenüber ist die aus dem $B^0 \bar{B}^0$ Oszillationsergebnis hergeleitete Einschränkung (6.10) *unabhängig* von dieser Annahme.

Unter Benutzung der Zentralwerte der in Tab.6.2 aufgeführten Parameter liefert die gemessene Oszillationsstärke eine top Quark Masse von

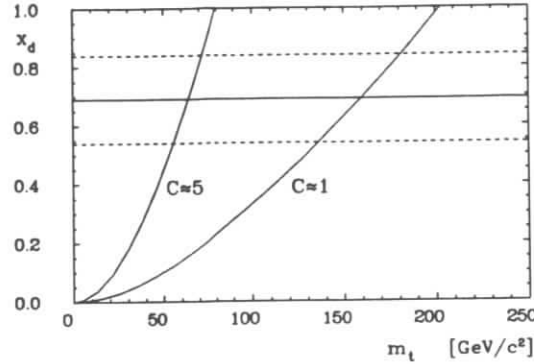


Abbildung 6.3: Abhängigkeit der Masse des top Quarks von der gemessenen $B^0\bar{B}^0$ Oszillationsstärke x_d .

$$\sqrt{C}m_t = (160 \pm 20_{exp}) GeV/c^2. \quad (6.11)$$

Der angegebene Fehler bezieht sich nur auf die *experimentellen* Eingabeparameter und macht deutlich, daß die hier untersuchten B_d^0 Mischungen bereits eine auf 13% genaue Bestimmung von m_t ermöglichen. Angesichts der Bandbreite der in dem Faktor C zusammengefaßten Größen setzt die Ermittlung von m_t ausschließlich auf der Basis der B_d^0 Oszillationsdaten ein erheblich besseres Verständnis der theoretischen Parameter voraus.

Eine Möglichkeit, den erlaubten Bereich von V_{td} weiter einzuzugrenzen, und damit zu präziseren Werten für m_t zu gelangen, läßt sich durch Hinzunahme der experimentellen Ergebnisse des CP verletzenden Faktors ϵ (siehe Kap.1.1) erreichen ($\epsilon = (2.258 \pm 0.018)10^{-3}exp(i\frac{\pi}{4})$). Die Verknüpfung von ϵ mit δ und m_t ergibt sich gemäß Gl.1.29 durch Umformung:

$$\epsilon = \frac{\epsilon^{i\frac{\pi}{4}}}{\sqrt{2}} \cdot \frac{\text{Im}M_{12}^{K^0\bar{K}^0}}{\Delta M_{K^0\bar{K}^0}} \text{ mit } M_{12}^{K^0\bar{K}^0} \propto V_{td}(\delta). \quad (6.12)$$

In Abb.6.4 ist die Phase δ als Funktion der t -Quark Masse dargestellt. Aus der Beziehung (6.12) gehen zwei getrennte Bereiche (gestrichelte Konturen) hervor, deren Ausdehnung im wesentlichen durch die Unsicherheiten der Größen $|V_{ub}/V_{cb}|$ und B_K (*Bag* Parameter im K -System) gegeben ist. Die schraffierten Gebiete resultieren aus der Kombination der Analysen von ϵ und x_d für den maximal erlaubten Bereich $0.09 < C < 5$. Es zeigt sich, daß die derzeit zur Verfügung stehenden Informationen noch nicht ausreichen, um Lösungen für δ in einem Quadranten auszuschließen. In einer simultanen Anpassungsrechnung an ϵ und x_d durch Variation von δ und m_t ließe sich die Masse des t -Quarks numerisch ermitteln, doch geht dies über den Rahmen der vorliegenden Arbeit hinaus.

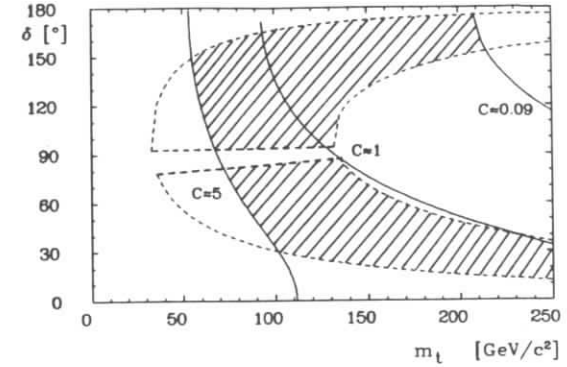


Abbildung 6.4: Abhängigkeit der top Quark Masse von der Phase δ aus ϵ (gestrichelte Konturen) und x_d (durchgezogene Linien).

Es gibt eine weitere Möglichkeit, die hier vorgestellte Messung unter Einbeziehung zusätzlicher Einschränkungen zu einer präziseren Extraktion der t -Quark Masse heranzuziehen. Ausgangspunkt ist dabei die Feststellung, daß die beobachtete Oszillationsstärke nur schwer mit der in Kap.1 erwähnten *Fritzsch* Massenmatrix zu vereinbaren ist, die bisher eine befriedigende Beschreibung der experimentellen Situation lieferte. Ausgehend von phänomenologischen Ansätzen zur Parametrisierung der Massenmatrizen besteht das Ziel darin, in einem globalen Fit deren Parameter an die Elemente der *CKM* Matrix anzupassen, wobei auch hier die Ergebnisse zu x_d , ϵ , $|V_{ub}/V_{cb}|$ und B_K erfüllt sein müssen.

In dem Ansatz von Albright [9] beispielsweise führt die Diagonalisation der $M^{U,D}$ Matrizen zu einem Satz von 16 Parametern, die an 10 physikalische Größen (6 Quarkmassen, 3 *CKM* Winkel und eine Phase) angepaßt werden müssen. Innerhalb des Standardmodells mit *einem* Higgs Dublett ergeben sich daraus als wahrscheinlichste Lösungen für die Masse des top Quarks $130 GeV/c^2$ ($160 GeV/c^2$) entsprechend δ im zweiten (ersten) Quadranten.

Eine obere Grenze für m_t existiert bisher nur aus den mit verschiedenen Phänomenen gemessenen Werten für $\sin^2\theta_W$, die alle in unterschiedlicher Weise von radiativen Korrekturen abhängen. Aus der Konsistenz der korrigierten Werte ergibt sich [65]:

$$m_t < 190 GeV. \quad (6.13)$$

Damit läßt sich nun umgekehrt aus der experimentell bestimmten Oszillationsstärke die Kopplung $|V_{td}|$ nach unten abschätzen:

$$\boxed{|V_{td}| > 0.006 .} \quad (6.14)$$

Es zeigt sich, daß dies eine stärkere Einschränkung als die aus der Unitaritätsbedingung gefundenen (6.8) darstellt.

Zusammenfassend bleibt festzuhalten, daß innerhalb der minimalen Version des Standardmodells offenbar das t -Quark schwerer ist als das W -Boson, was insbesondere interessant ist im Hinblick auf eventuelle Erweiterungen dieses Modells. Nachdem die Existenz einer 4. Generation durch die Messung der Z^0 -Boson Breite [5] nahezu ausgeschlossen ist, bietet sich als 'kleinste' Erweiterung die Einführung eines zweiten skalaren Higgs Dubletts an. Zur Amplitude des $B^0\bar{B}^0$ Überganges trägt dann ein zusätzliches Box-Diagramm mit geladenem Higgs Austausch bei, das bei konstruktiver Interferenz kleinere t -Quark Massen bei großer Oszillationsrate erlaubt. Demgegenüber wäre der aus dem gemessenen x_d resultierende Zentralwert von $m_t \simeq 160 \text{ GeV}/c^2$ ein Hinweis auf die Existenz nur eines skalaren Higgs Dubletts, der darüberhinaus nicht verträglich mit der Fritsch Massenmatrix ist.

Neben den Vorhersagen bezüglich der Parameter des top Quarks hat die beobachtete Stärke der $B_d^0\bar{B}_d^0$ Mischungen auch Auswirkungen auf Oszillationen neutraler B_s -Mesonen.

In dem Verhältnis

$$\frac{x_d}{x_s} = \frac{m_{B_d} |V_{td}|^2 B_{B_d} f_{B_d}^2}{m_{B_s} |V_{ts}|^2 B_{B_s} f_{B_s}^2} \quad (6.15)$$

können in erster Näherung aufgrund von SU(3) Symmetrie die Massen, Zerfallskonstanten und Bag Parameter von B_d^0 - und B_s^0 -Mesonen als gleich angenommen werden, so daß sich Gl.6.15 auf das Verhältnis der CKM Kopplungen reduziert. Mit der Identität $|V_{ts}| = |V_{cb}|$ und dem Minimum aus (6.8) findet man:

$$x_s \gtrsim 5.4 x_d , \quad (6.16)$$

d.h., anders als bei den B_d^0 -Mesonen ist die Oszillationsrate der B_s^0 -Mesonen erheblich größer als die Zerfallsrate.

Unter Verwendung einer minimalen Oszillationsstärke von $x_d > 0.44$ @90% C.L. erwartet man demnach maximale $B_s^0\bar{B}_s^0$ Mischungen:

$$\boxed{r_s \gtrsim 0.8 .} \quad (6.17)$$

Da auch diese Betrachtungen auf dem Standardmodell beruhen, ließen sich zum Beispiel aus einer Messung $r_s < 0.7$ Rückschlüsse auf etwaige Erweiterungen dieses Modells ziehen.

Die erste Beobachtung von $\Delta B = 2$ Übergängen im B_s^0 System könnte mit einer asymmetrischen B Fabrik gelingen, die zugleich eine erheblich präzisere Messung von r_d ermöglicht. Die separate Messung von x_d und x_s würde einen entscheidenden Fortschritt darstellen. Zum einen folgt daraus unmittelbar die Länge der noch

unbekannten Seite des Bjorken Dreiecks:

$$\left| \frac{V_{td}}{V_{cb}} \right| = \left| \frac{V_{td}}{V_{ts}} \right| = \sqrt{\frac{x_d}{x_s}} . \quad (6.18)$$

Im Gegensatz zu der oben vorgestellten Bestimmung dieser Größe aus der Unitaritätsbedingung erfordert dieses Verfahren keine theoretischen Voraussetzungen. Zum anderen ließe sich dadurch gemäß Gl.6.7 die Phase δ bestimmen, *unabhängig* von der direkten Beobachtung CP verletzender Effekte.

Alle diese Überlegungen lassen also den Schluß zu, daß Oszillationen im System der neutralen B -Mesonen ein überaus geeignetes Laboratorium darstellen, um den bisher unbeobachteten t -Quark Sektor zu studieren sowie die Größe der Phase δ als mögliche Quelle der CP Verletzung einzugrenzen. Beide Parameter spielen eine zentrale Rolle bei der Überprüfung des Standardmodells, besonders, nachdem die Zahl der Leptonfamilien auf drei begrenzt gefunden wurde [5] und die Existenz charmloser B -Zerfälle gezeigt werden konnte. Darüberhinaus können die B_j^0 Mischungen entscheidende Informationen über die Higgs Struktur liefern, die diesem Modell zugrunde liegt.

Kapitel 7

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde mit drei unabhängigen Methoden die Stärke von Übergängen des neutralen B_d -Mesons in sein Antiteilchen gemessen. Dabei basieren die erzielten Resultate auf folgenden Voraussetzungen:

- $\text{Br}(\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}) = 100\%$
- $\text{Br}(\Upsilon(4S) \rightarrow B^+B^-) = 50\%$ und $\text{Br}(\Upsilon(4S) \rightarrow B^0\bar{B}^0) = 50\%$
- gleiche Lebensdauern für alle b -Hadronen .

Die mit den verschiedenen Techniken ermittelten Werte für den Mischungsparameter r bzw. χ sind in der folgenden Tabelle zusammengefaßt:

Methode	r [%]	χ
Dilepton	$18.2 \pm 6.0 \pm 4.9$	0.16 ± 0.05
D^*/Lepton	$\} 23.2 \pm 10.1 \pm 3.9$	
\bar{B}^0/Lepton		
Mittelwert	$19.1 \pm 5.1 \pm 4.4$	0.16 ± 0.05

Das kombinierte Ergebnis stellt mit einem Gesamtfehler von etwa 35% die derzeit genaueste Messung der Teilchenmischungen im B_d^0 -System dar.

Die Verbindung der gemessenen Oszillationsstärke zur Theorie erfolgt über die Massendifferenz ΔM der Masseneigenzustände, die direkt proportional zu den Parametern des t Quarks ist. Unter Ausnutzung der Unitarität der CKM Matrix liefert die hier vorgestellte Analyse eine untere Grenze für die t -Quark Masse von

$$m_t \geq 55 \text{ GeV}/c^2 . \quad (7.1)$$

Durch Zusammenfassung der größten theoretischen Unsicherheiten ($B_B f_B^2$ und V_{td}^2) in einem Faktor C läßt sich ein Zentralwert von

$$\sqrt{C} m_t = (160 \pm 20_{\text{exp}}) \text{ GeV}/c^2 \quad (7.2)$$

ermitteln, der deutlich macht, daß der experimentelle Fehler aus dieser Analyse alleine eine auf 13% genaue m_t Bestimmung ermöglicht. Die Extraktion der t -Quark Masse ausschließlich auf der Basis der $B^0\bar{B}^0$ Oszillationen erfordert daher ein erheblich besseres Verständnis der Parameter f_B und V_{td} .

Verschiedene Ansätze, die x_d Messung unter Einbeziehung weiterer experimenteller Ergebnisse zu einer stärkeren Einschränkung von m_t heranzuziehen, favorisieren Werte in der Größenordnung von $130 \text{ GeV}/c^2$ bis $160 \text{ GeV}/c^2$.

Aus dem gemessenen x_d läßt sich umgekehrt zusammen mit der aus radiativen Korrekturen ermittelten oberen Grenze von $m_t < 190 \text{ GeV}/c^2$ die Kopplung $|V_{td}|$ nach unten eingrenzen:

$$|V_{td}| > 0.006 . \quad (7.3)$$

Gegenüber der vorgestellten Einschränkung von $|V_{td}|$ aus der Unitarität der CKM Matrix ($0.004 < |V_{td}| < 0.0186$) stellt (7.3) eine stärkere Bedingung dar.

Schließlich läßt sich aus dieser Analyse auch ableiten, daß die bislang unbeobachteten B_s^0 Mischungen maximal sein müssen:

$$x_s \geq 0.8 . \quad (7.4)$$

Anhang A

a.) Der in Abschnitt 4.4.5 eingeführte Faktor Λ hat folgende Gestalt ¹:

$$\Lambda = \frac{Br_{frag}(B \rightarrow D^{*+}\bar{X})(2 - \chi)}{\chi Br(B^0 \rightarrow D^{*+}\bar{X}) + Br_{frag}(B \rightarrow D^{*+}\bar{X})(2 - \chi)} \quad (7.5)$$

Zur Abschätzung der aus der W -Fragmentation resultierenden Rate Br_{frag} für die geladene D^* Erzeugung aus B^0 und B^\pm - Zerfällen wurde folgendes benutzt:

- Theoretische Abschätzung der Zerfallsbreite
 $\Gamma(B \rightarrow D, D^* c\bar{s}) = 1.3410^{-11} \text{ GeV}$ [67] für $q^2 > m_{D^*+K}$
- Fragmentation des $c\bar{s}$ Systems in D^{*+} -Mesonen.

Unter zusätzlicher Berücksichtigung des Cabbibo unterdrückten Kanals $W^+ \rightarrow c\bar{d}$ resultiert daraus ein Verzweungsverhältnis in der Größenordnung von $Br_{frag} \approx 0.01$. Das zur Berechnung von Λ erforderliche Verzweungsverhältnis des Zerfalls $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}X$, das bisher nicht gemessen ist, wurde zu 0.65 ± 0.15 angenommen. Dieser Wert folgt aus der durch die Spinstatistik gegebenen Häufigkeit von 3 : 1 für die Produktion von Vektor-zu-Pseudoskalmesonen und schließt auch Abweichungen dieser Annahme ein.

Damit ergibt sich für Λ ein Wert von ≈ 0.14 .

b.) Die Beziehung für den Faktor Λ' (siehe Gl.4.18) lautet:

$$\Lambda' = \frac{Br(B^- \rightarrow D_j^{*0}X)Br(D_j^{*0} \rightarrow D^{*+}\pi^-)}{(1 - \chi)Br(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}X) + Br(B^- \rightarrow D_j^{*0}X)Br(D_j^{*0} \rightarrow D^{*+}\pi^-)} \quad (7.6)$$

Die Produktion höher angeregter Charm-Mesonen in B -Zerfällen konnte bisher nicht nachgewiesen werden. Die Suche nach $D^{*0}(2420)$ -Mesonen in semileptonischen Endzuständen führte zu folgenden oberen Grenzen:

$$Br(B^- \rightarrow D^{*0}(2420)l^-\nu) \cdot Br(D^{*0} \rightarrow D^{*+}\pi^-) < \begin{cases} 1.3\% (90\%C.L.) & [52] \\ 1.5\% (90\%C.L.) & [69] \end{cases} \quad (7.7)$$

Darüberhinaus ist die Rate $D_j^{*0} \rightarrow D^{*+}\pi^-$ bisher ebenfalls *nicht* gemessen. Im folgenden wird versucht, die aus den Prozessen 2. und 3. in Abschnitt 4.4.5 resultierenden Raten quantitativ zu erfassen.

¹Die Beziehungen für Λ und Λ' setzen die Annahme gleicher semileptonischer B^0 und B^\pm Verzweungsverhältnisse voraus.

In dem Modell von Isgur, Grinstein, Scora, Wise [57] wird der Anteil der Produktion höherer D^* Resonanzen in semileptonischen B -Zerfällen mit etwa 13% der inklusiven semileptonischen Rate berechnet [56]. Auf der Basis des Zuschauer Modells läßt sich in Analogie dazu der Anteil der inklusiven D_j^{*0} Produktion relativ zur inklusiven Charm Produktion in B -Zerfällen ableiten.

Für den Zerfall der D_j^* -Mesonen in geladene und neutrale D^* -Mesonen lassen sich aufgrund der Isospin Invarianz der starken Wechselwirkung folgende Vorhersagen für die relativen Verzweungsverhältnisse formulieren:

$$\begin{aligned} Br(D_j^{*0} \rightarrow D^{*+}\pi^-) &= \frac{2}{3} \\ Br(D_j^{*0} \rightarrow D^{*0}\pi^0) &= \frac{1}{3} \end{aligned} \quad (7.8)$$

Von den vier $L = 1$ D_j^{*0} -Zuständen $0^+, 2^+, 1^+, 1^+$ zerfallen die 1^+ ausschließlich in $D^*\pi$, der 2^+ zu etwa 33% in $D^*\pi$ und 67% in $D\pi$ und der 0^+ vollständig in $D\pi$ [58]. In dem Modell von IGSW werden die 1^+ Zustände zu 70% erzeugt. Die hier relevante Produktion geladener D^{*+} -Mesonen ergibt sich damit zu:

$$\begin{aligned} Br(B^- \rightarrow D_{1^+}^{*0}X) \cdot Br(D_{1^+}^{*0} \rightarrow D^{*+}\pi^-) &\approx 0.060 \\ Br(B^- \rightarrow D_{2^+}^{*0}X) \cdot Br(D_{2^+}^{*0} \rightarrow D^{*+}\pi^-) &\approx 0.008 \end{aligned} \quad (7.9)$$

Aus diesen Überlegungen ergibt sich also ein Verzweungsverhältnis im Bereich von 7% für den Beitrag geladener D^{*+} -Mesonen aus B^- -Zerfällen. Berücksichtigt man noch den Beitrag von maximal 1% für die $D^{*\pm}$ Produktion aus der W -Fragmentation, so führen die obigen Überlegungen zu

$$\Lambda' \approx 0.12 \quad (7.10)$$

Abbildungsverzeichnis

1.2	Feynman-Diagramme für die verschiedenen B - Zerfallsmechanismen, a.) Zuschauer-, b.) Annihilations-, c.) Austausch-, d.) Pinguin-Graph	11	4.1	Zuschauer Graphen für die D^* Produktion in B^0 - und B^\pm Zerfällen	56
1.3	Schematische Darstellung der Flavoreigenzustände $ B^0\rangle$ und $ \bar{B}^0\rangle$ mit den Massen M und Zerfallsbreiten Γ , sowie der Masseneigenzustände $ B_H^0\rangle$ und $ \bar{B}_L^0\rangle$	14	4.2	Effektive Neutrinomasse M_{rec}^2 aus einer MC Simulation für D^*l Kombinationen aus den Prozessen a.) $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^- \nu$ und b.) $B^0 \rightarrow D^{*-}X$ und $\bar{B}^0 \rightarrow l^- \nu X$, wobei der Leptonimpuls jeweils auf Werte $p_l \geq 1.0 \text{ GeV}/c$ eingeschränkt wurde	58
1.5	Zerfalls-Mischungs-Diagramm von $B^0\bar{B}^0$ Übergängen	19	4.3	a.) $M_{K-\pi^+}$ in Ereignissen mit einem Lepton mit $p_l \geq 1.0 \text{ GeV}/c$. b.) $M_{D^0\pi^+}$ in Ereignissen mit einem Lepton mit $p_l \geq 1.0 \text{ GeV}/c$	60
2.1	Der Speicherring DORIS II mit den Beschleunigersystemen	20	4.4	M_{rec}^2 für Ereignisse mit $D^{*+}l^-$ und $D^{*+}l^+$ Kombinationen	61
2.2	Der Detektor ARGUS	22	4.5	D^* Akzeptanz in B -Zerfällen	65
2.3	Links: Der spezifische Energieverlust dE/dx geladener Teilchen in der Driftkammer. Rechts: Das Massenquadrat geladener Teilchen aus der Flugzeitmessung	23	5.1	a.) $M_{D^0\pi^+}$ Verteilung in Ereignissen mit einem Lepton von $p \geq 1.0 \text{ GeV}/c$. b.) M_{rec}^2 Verteilung der $D^{*+}l_1^-$ Kombinationen in Ereignissen mit einem zusätzlichen Lepton mit $p_{l_2} \geq 1.4 \text{ GeV}/c$	71
2.4	Die Likelihoodverteilungen für Elektronen (links) und Myonen (rechts)	28	5.2	a.) $M_{D^0\pi^+}$ Verteilung in Ereignissen mit zwei schnellen Elektronen oder Myonen. b.) M_{rec}^2 Verteilung der $D^{*+}l_1^-$ Kombinationen in Ereignissen, die ein zusätzliches Lepton mit $p_{l_2} \geq 1.4 \text{ GeV}/c$ entgegengesetzter Ladung (Histogramm) bzw. gleicher (schraffiert) haben	72
3.1	Verteilung des Öffnungswinkels zwischen primären und sekundären Leptonen für die Reaktionen a.) 1. und 3. und b.) 2.	34	5.3	Die korrigierte Oszillationsstärke r_c in Abhängigkeit von dem gemessenen r für $\Lambda = 0$ (durchgezogene Linie) und $\Lambda = 0.10$ (gestrichelt)	76
3.3	a.) Skalierte Energie-Impuls Summe in Multihadronereignissen vor (offenes Histogramm) und nach den Schnitten auf die Multiplizität (Kreuze); das punktierte Histogramm zeigt die entsprechende Monte Carlo Verteilung b.) N_{tot} Verteilung in direkten $\Upsilon(4S)$ Ereignissen mit einem schnellen Lepton (Datenpunkte) im Vergleich mit der Monte Carlo Vorhersage (punktiertes Histogramm)	37	6.1	Abhängigkeit der Stärke der $B_d^0\bar{B}_d^0$ und $B_s^0\bar{B}_s^0$ Oszillationen aus dieser Analyse und der UA1 Messung; punktiert die Einschränkung aus der Unitarität der CKM Matrix	78
3.4	Verteilungen des Öffnungswinkels $\cos\vartheta_{ll}$ in den Dilepton Ereignissen (schraffiert die skalierten Kontinuumsdaten)	40	6.2	Das Unitaritätsdreieck in der komplexen Ebene	80
3.5	Verteilung der Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit pro Spur für a.) Elektronen und b.) Myonen	41	6.3	Abhängigkeit der Masse des top Quarks von der gemessenen $B^0\bar{B}^0$ Oszillationsstärke x_d	82
3.6	Hadronspektren aus direkten $\Upsilon(4S)$ Zerfällen in Ereignissen mit einem guten Lepton, multipliziert mit der entsprechenden Fake Rate	44	6.4	Abhängigkeit der top Quark Masse von der Phase δ aus ϵ (gestrichelte Konturen) und x_d (durchgezogene Linien)	83
3.7	Akzeptanzverlauf für a.) Elektronen und b.) Barrel-Myonen aus der Monte Carlo Simulation	46			
3.8	Akzeptanzkorrigierte Leptonspektren aus B -Zerfällen für Elektronen (Histogramm) und Myonen (Datenpunkte)	47			
3.9	Elektronspektrum aus B -Zerfällen	48			
3.10	Verteilung der invarianten e^+e^- und $\mu^+\mu^-$ Masse mit den Kriterien der Leptonselektion	52			
3.11	Die Oszillationsstärke r in Abhängigkeit von dem Korrekturfaktor λ	54			

Tabellenverzeichnis

1.1	Die Fermionen und ihre Wechselwirkungen	4
1.2	Die Eichbosonen und ihre Wechselwirkungen	5
1.3	Die Massen von B^0 und B^\pm -Mesonen	10
1.4	Verhältnis der Lebensdauern von B^0 - und B^\pm -Mesonen	13
3.1	Ladungskorrelationen für ungemischte und gemischte $B^0\bar{B}^0$ Ereignisse in semileptonischen B -Zerfällen	32
3.2	Akzeptanzfaktoren von Leptonimpulsschnitten für primäre und sekundäre Leptonen	35
3.3	Akzeptanzfaktoren für Schnitte auf die geladene und neutrale Multiplizität in B -Zerfällen	38
3.4	Elektron- und Myon Fehlidentifikationsraten	43
3.5	Ergebnisse der Anpassungsrechnung für $b \rightarrow cl\nu$ (α) und $c \rightarrow sl\nu$ (β) Prozesse	47
3.6	Ergebnisse der Bestimmung des Kaskadenuntergrundes aus dem angepassten Elektronspektrum getrennt für die jeweiligen Leptonspezies	49
3.7	Verzweigungsverhältnisse für Leptonen aus Kaskadenzerfällen	49
3.8	Ergebnisse der Berechnung des Kaskadenuntergrundes aus den Verzweigungsverhältnissen	50
3.9	Der Kaskadenuntergrund in den gleichgeladenen Dilepton Daten nach Mittelung der Ergebnisse aus gemessenem Leptonspektrum und der Berechnung über Verzweigungsverhältnisse	50
3.10	Beobachtete Ereignismenge der Dilepton Analyse zusammen mit den in Kap.3.3 bestimmten Untergrundraten	53
4.1	Ladungskorrelationen für ungemischte und gemischte $B^0\bar{B}^0$ Ereignisse	56
4.2	Kombinatorischer Untergrund für verschiedene Intervalle des D^{*+} Seitenbandes und des D^0 Seitenbandes	63
4.3	Kombinationen eines D^* -Mesons mit einem Lepton aus sekundären Charm Zerfällen	65
4.4	Beobachtete Ereignismenge der D^*l Analyse zusammen mit den in Kap.4.4 bestimmten Untergrundraten	67
5.1	Ladungskorrelationen für ungemischte und gemischte $B^0\bar{B}^0$ Ereignisse	69
5.2	Kombinatorischer Untergrund für verschiedene Intervalle des D^{*+} Seitenbandes	71
5.3	Anzahl der Ereignisse mit einem fehlidentifizierten Hadron (Standardbestimmung)	73
5.4	Anzahl der Ereignisse mit einem fehlidentifizierten Hadron	73
5.5	Kombinationen eines D^* -Mesons mit einem oder zwei Leptonen aus sekundären Charm Zerfällen	74
5.6	Beobachtete Ereignismenge der D^*ll Analyse zusammen mit den in Kap.5.3 bestimmten Untergrundraten	75
6.1	Ergebnisse für den Mischungsparameter r bzw. χ aus verschiedenen Experimenten	79
6.2	Parameter für Gl.6.3; die unter a.) aufgeführten sind experimentelle Ergebnisse, b.) sind theoretische Annahmen	80

Literaturverzeichnis

- [1] M.Gell-Mann, A.Pais, Phys.Rev. **97** (1955),1387.
- [2] E.E.Lande et al., Phys.Rev. **103** (1956), 1901.
- [3] G.Greenshaw et al., (Jade Kollaboration), DESY roter Bericht 88-154, Nov. 1988.
- [4] Particle Data Group, Phys. Lett. **239B** (1990).
- [5] L.Rolandi, *Compilation of Results on Electroweak Parameters from LEP and SLC*, CERN-EP /90-64, Mai 1990.
- [6] P.Langacker, *The Standard Model of Electroweak Interactions*, veröffentlicht in 'The Review of Particle Properties 1990', 4/1990.
- [7] H.Fritzsch, Nucl.Phys. **B155** (1979), 189.
- [8] B.Stech, Phys.Lett. **130B** (1983), 189.
- [9] C.H.Albright, Phys.Lett. **246B** (1990), 451.
- [10] L.Wolfenstein, Comm.Nucl.Part.Phys.**14** (1985),135.
- [11] G.Altarelli, *Phenomenology of M-M Mixing*, Int. Symposium on Heavy Quark Physics, Cornell University, Ithaca NY, 1989.
- [12] H.Albrecht et al.,(ARGUS Kollaboration), Phys.Lett. **234B** (1990), 409.
- [13] D.L.Kreinick, (CLEO Kollaboration), *B Physics from CLEO*, Proceedings of XIV Lepton-Photon Symposium, Stanford Ca, 1989.
- [14] S.W.Herb et al., Phys. Rev. Lett. **39** (1977), 252.
- [15] B.Gittelman, S.Stone, *B Meson Decays*, CLNS 87/81, Januar 1987.
- [16] H.Schröder, (ARGUS Kollaboration), *Physics of B Mesons*, DESY 88-101, 1988.
- [17] K.R.Schubert, *Review of B Meson Decay Results*, IEKP-KA/89-6.
- [18] D.Atwood, W.J.Marciano, *Radiative Corrections and Semileptonic B decays*, BNL-43638, 1989.
- [19] G.P.Lepage, Cornell Report CLNS 90/1007.
- [20] M.Wirbel, *Semileptonic B Decays*, Do-Th 89/4, Mai 1989.
- [21] J.C.Gabriel, (ARGUS Kollaboration), Dissertation, IHEP-HD/89-1, Heidelberg (1989).
- [22] R.V.Kowalewski, (CLEO Kollaboration), Dissertation, Cornell University (1988).
- [23] H.Albrecht et al., (ARGUS Kollaboration), Phys.Lett. **232B** (1989), 554.
- [24] D.G.Cassel, (CLEO Kollaboration), *B Meson Decays: $b \rightarrow c$* , CLNS 90/1014, August 1990.
- [25] H.Albrecht et al.,(ARGUS Kollaboration), Phys.Lett. **210B** (1988), 258.
H.Albrecht et al.,(ARGUS Kollaboration), Phys.Lett. **229B** (1989), 304.
- [26] M.K.Gaillard and B.W.Lee, Phys.Rev. **D10** (1974), 897.
- [27] J.S.Hagelin, Phys.Rev. **D20** (1979), 2893.
- [28] A.J.Buras, W.Slominski, H.Steger, Nucl.Phys. **B245** (1984), 369.
- [29] T.Inami, C.S.Lim, Progr. Theor. Physics **65** (1981), 297.
- [30] F.J.Gilman, M.B.Wise, Phys.Rev. **D27** (1983), 1128.
- [31] siehe z.B. C.A.Dominquez & N.Paver, Phys.Lett. **197B** (1987), 423; erratum Phys.Lett. **199B** (1987), 596. L.J.Reinders, H.Rubinstein, S.Yazaki, Phys.Reports **127** (1985), 1. M.B.Gavela et al., Phys.Lett. **206B** (1988), 113. C.Bernard et al., Phys.Rev. **D38** (1988), 3540.
- [32] J.S.Hagelin, Nucl.Phys. **B193** (1981), 123.
- [33] H.Albrecht et al (ARGUS Kollaboration), Phys.Lett. **199B** (1987), 447.
- [34] H.Albrecht et al.,(ARGUS Kollaboration), *ARGUS: A Universal Detector at DORIS II*, Nucl. Instr. and Meth. **A 275** (1989), 1.
- [35] S.Weseler, (ARGUS Kollaboration), Dissertation, IHEP-HD/86-2. Heidelberg (1986).
- [36] T.Sjöstrand, LU-TP 85-10 (1985), Lund.
- [37] D.B.MacFarlane, (Argus Kollaboration), Modifikation des Lund Ereignisgenerators zur Simulation von B-Zerfällen.
- [38] H.Gennow, *SIMARG - A Program to Simulate the ARGUS Detector*, Interner Bericht DESY F15-85, (1985).
- [39] A.Pais, S.B.Treiman. Phys.Rev. **D15** (1977), 2529.
- [40] H.Albrecht et al., (ARGUS Kollaboration), Phys.Lett. **192B** (1987), 245.
- [41] M.Artuso et al., (CLEO Kollaboration), Phys.Rev.Lett. **62** (1989), 2233.

- [42] A.Nippe (ARGUS Kollab.), Dissertation, DESY F15-90-05, Hamburg (1990).
Private Mitteilung über die Fehlidentifikation von Elektronen.
- [43] Cornell Preprint CLNS 88/877, CLEO 88-4 (1988).
- [44] H.Albrecht et al (ARGUS Kollaboration), Phys.Lett. **246B** (1990), 278.
- [45] G.Harder (ARGUS Kollaboration), Dissertation, DESY F15-89-01, Hamburg (1989).
- [46] D.Bortoletto et al., (CLEO Kollaboration), Phys.Rev. **D35** (1987) 19.
- [47] H.Albrecht et al.,(ARGUS Kollaboration), Phys.Lett. **187B** (1987), 425.
- [48] D.Bortoletto et al., (CLEO Kollaboration), Phys.Rev. **D37** (1988), 1719.
D.Bortoletto et al., (CLEO Kollaboration), *Exclusive and Inclusive Decays of B-Mesons into D_s-Mesons*, CLNS 90/972, CLEO 90-1, 1990.
- [49] H.Albrecht et al.,(ARGUS Kollaboration), Phys.Lett. **210B** (1988), 263.
- [50] R.M.Baltrusaitis et al., (MARK III Kollaboration), Phys.Rev.Lett. **54** (1985), 1976.
- [51] M.Wirbel, 'D and D* Production in Inclusive B Decays', DoTh 89/6, May 89
- [52] R.Gläser, (ARGUS Kollaboration), Dissertation, DESY F15-89-02, Hamburg (1989).
H.Albrecht et al., (ARGUS Kollaboration), Phys.Lett. **107B** (1987), 452.
- [53] J.Adler et al.,(MARK III Kollaboration), Phys.Lett. **208B** (1988), 152.
- [54] J.Adler et al.,(MARK III Kollaboration), Phys.Rev.Lett. **60** (1988), 89.
- [55] M.S.Alam et al., (CLEO Kollaboration), Phys.Rev. **D35** (1987), 19.
- [56] D.Scora, Universität Toronto, private Mitteilung.
- [57] N.Isgur, D.Scora, B.Grinstein, M.B.Wise, Phys.Rev.**D39** (1989), 799.
- [58] J.D.Parsons, *A Study of Orbitally Excited Charmed Mesons*, University of Toronto (1990).
- [59] M.Danilov, (ARGUS Kollaboration), 'B Physics from ARGUS' Proceedings of XIV Lepton-Photon Symposium, Stanford Ca, 1989.
- [60] Katayama, (CLEO Kollaboration), 'B Physics from CLEO', Proceedings of XIV Lepton-Photon Symposium, Cornell, 1989.
- [61] Abramowitz et al., 'Handbook of Math. Functions', (Dover, N.Y., 1972).
- [62] K.Eggert, (UA1 Kollaboration), *Status of the UA1 Top Search*, Proceedings of XIV Lepton-Photon Symposium, Stanford Ca, 1989.
- [63] F.Porter, (MARK II Kollaboration), *Measurement of $B^0\bar{B}^0$ Mixing Using the MARK II at PEP*, Int. Europhysics Conference on High Energy Physics, Madrid, Spain, 1989.
- [64] R.Hurst et al., (MAC Kollaboration), Phys.Lett. **218B** (1989), 369.
- [65] U.Amaldi et al., Phys.Rev.**D36** (1987), 1385.
G.Costa et al., Nucl.Phys. **B297** (1988), 244.
J.Ellis and G.Fogli, Phys.Lett. **B213** (1988), 526.
- [66] F.Abe et al., (CDF Kollaboration), Phys.Rev.Lett. **64** (1990), 142.
- [67] M.Wirbel, private Mitteilung.
- [68] G.Buchalla, A.J.Buras, M.K.Harlander, *The Anatomy of ϵ'/ϵ in the Standard Model*, MPI-PAE/PTh 63/89.
- [69] D.Bortoletto et al., (CLEO Kollaboration), Phys.Rev.Lett. **63** (1989), 1667.

Danksagung

Allen Mitgliedern der ARGUS - Kollaboration, die zur erfolgreichen Durchführung des Experimentes beigetragen haben, möchte ich an dieser Stelle meine Anerkennung aussprechen.

Ein besonderer Dank gilt Herrn Prof.Dr.W.Schmidt-Parzefall für die Themenstellung und die freundliche Aufnahme in seine Arbeitsgruppe. Während meines Aufenthaltes bei ARGUS war er immer ein verständnisvoller Gesprächspartner, der mich in vielfältiger Weise stets sehr wohlwollend unterstützt hat und damit entscheidend zum erfolgreichen Abschluß dieser Arbeit beigetragen hat.

Ganz herzlich bedanken möchte ich mich auch bei Dr.H.Schröder für die vielen fachlichen Anregungen und seine ständige Bereitschaft zur Klärung physikalischer Probleme.

Ein weiterer Dank gilt Herrn Prof.Dr.V.Soergel, der es mir ermöglicht hat, eine Dissertation innerhalb der ARGUS - Kollaboration durchzuführen.

Und schließlich hätte ich ohne die Unterstützung meiner beiden Lieben all das so nicht geschafft.

Die ARGUS Kollaboration

H. ALBRECHT, H. EHRLICHMANN, T. HAMACHER, A. KRÜGER, A. NAU, A. NIPPE,
M. REIDENBACH, M. SCHÄFER, H. SCHRÖDER, H. D. SCHULZ, F. SEFKOW, R. WURTH
DESY, Hamburg, Germany

R. D. APPUHN, C. HAST, G. HERRERA, H. KOLANOSKI, A. LANGE, A. LINDNER, R. MANKEL,
M. SCHIEBER, G. SCHWEDA, T. SIEGMUND, B. SPAAN, H. THURN, A. WALTHER,
D. WEGENER
Institut für Physik¹, Universität Dortmund, Germany

M. PAULINI, K. REIM, U. VOLLAND, H. WEGENER
Physikalisches Institut², Universität Erlangen-Nürnberg, Germany

R. MUNDT, T. OEST, W. SCHMIDT-PARZEFALL
II. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg, Germany

W. FUNK, J. STIEWE, S. WERNER
Institut für Hochenergiephysik³, Universität Heidelberg, Germany

S. BALL, J. C. GABRIEL, C. GEYER, A. HÖLSCHER, W. HOFMANN, B. HOLZER, S. KHAN,
K. T. KNÖPFLE, J. SPENGLER
Maz-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg, Germany

D. I. BRITTON⁴, C. E. K. CHARLESWORTH⁵, K. W. EDWARDS⁶, H. KAPITZA⁶, P. KRIEGER⁵,
R. KUTSCHKE⁵, D. B. MACFARLANE⁴, R. S. ORR⁵, P. M. PATEL⁴, J. D. PRENTICE⁵,
S. C. SEIDEL⁵, G. TSIPOLITIS⁴, K. TZAMARIUDAKI⁴,
R. VAN DE WATER⁵, T.-S. YOON⁵
Institute of Particle Physics⁷, Canada

D. RESSING, S. SCHAEEL, K. R. SCHUBERT, K. STRAHL, R. WALDI, S. WESELER
Institut für Experimentelle Kernphysik⁸, Universität Karlsruhe, Germany

B. BOŠTJANČIČ, G. KERNEL, P. KRIŽAN, E. KRIŽNIČ, T. ŽIVKO
Institut J. Stefan and Oddelek za fiziko⁹, Univerza v Ljubljani, Ljubljana, Yugoslavia

H. I. CRONSTRÖM, L. JÖNSSON
Institute of Physics¹⁰, University of Lund, Sweden

A. BABAEV, V. BALAGURA, M. DANILOV, A. DROUTSKOY, B. FOMINYKH, A. GOLUTVIN,
I. GORELOV, F. RATNIKOV, V. LUBIMOV, A. ROSTOVTSOV, A. SEMENOV, S. SEMENOV,
V. SHEVCHENKO, V. SOLOSHENKO, I. TICHOMIROV, YU. ZAITSEV
Institute of Theoretical and Experimental Physics, Moscow, USSR

R. CHILDERS, C. W. DARDEN
University of South Carolina¹¹, Columbia, SC, USA

¹ Supported by the German Bundesministerium für Forschung und Technologie, under contract number 054DO51P.

² Supported by the German Bundesministerium für Forschung und Technologie, under contract number 054ER12P.

³ Supported by the German Bundesministerium für Forschung und Technologie, under contract number 054HD24P.

⁴ McGill University, Montreal, Quebec, Canada.

⁵ University of Toronto, Toronto, Ontario, Canada.

⁶ Carleton University, Ottawa, Ontario, Canada.

⁷ Supported by the Natural Sciences and Engineering Research Council, Canada.

⁸ Supported by the German Bundesministerium für Forschung und Technologie, under contract number 054KA17P.

⁹ Supported by Raziskovalna skupnost Slovenije and the Internationales Büro KfA, Jülich.

¹⁰ Supported by the Swedish Research Council.

¹¹ Supported by the U.S. Department of Energy, under contract DE-AS09-80ER10690.