Messung semileptonischer Zerfälle von B-Mesonen in orbital angeregte D-Mesonen mit dem BABAR-Detektor

Vom Fachbereich Physik
der Technischen Universität Dortmund
zur Erlangung des akademischen Grades
eines Doktors der Naturwissenschaften
genehmigte

Dissertation

von

Dipl.-Phys. Armin Hauke
aus Siegburg

Dortmund, Dezember 2008

Inhaltsverzeichnis

All ming Jedanke, all ming Jeföhle
Hann ich - sulang ich denke kann - immer noch
Ussjelääf oder erdraare,
En unserer eijne Sprooch.

Kapitel 1.

Einleitung

In den Naturwissenschaften hat sich die Vorgehensweise, komplexe Probleme in kleinere unabhängige Systeme zu zerlegen, die dann einzeln behandelt und gelöst werden können, als ein probates Mittel erwiesen. Die wohl konsequenteste Anwendung dieses Prinzips stellt die Elementarteilchenphysik dar, in der alle denkbaren Vorgänge der Natur und ihre Materie selbst beschrieben werden durch Gesetze, die die möglichen Wechselwirkungen von elementaren, das heißt unteilbaren Teilchen, quasi den Bausteinen der Natur, definieren. Der Grundgedanke dieser Herangehensweise ist weit mehr als zweitausend Jahre alt, er geht auf die altgriechischen Naturphilosophen zurück und wurde als Atomistik zuerst von Leukipp und seinem Schüler Demokrit formuliert [1]. Allerdings hat sich die Vorstellung davon, was diese Elementarteilchen sind, im Laufe der Zeit – über die Platonischen Körper hin zu den Feldern der heutigen Quantentheorien – sehr stark verändert.

Der generalistische Ansatz, alle Naturphänomene auf elementare Prozesse zurückzuführen, impliziert dramatische Bedingungen, die jedes Modell der Elementarteilchenphysik erfüllen muß; denn die fundamentalen Regeln, nach denen die Wechselwirkungen im Kleinsten ablaufen, müssen die Existenz der makroskopischen Welt erlauben, wobei die makroskopische Welt alle Skalen bis zum Universum als Ganzes umfaßt. Dies ist bisher an zumindest zwei Punkten unerreicht. Bisher sind die Physiker in der spannenden Situation, Theorien sowohl für die Elementarteilchen als auch die Kosmologie zu haben, welche die bisherigen Beobachtungen hervorragend beschreiben, jedoch miteinander nicht vereinbar sind und somit in ihrer Gänze nicht richtig sein können. Diese Gewißheit, Widersprüche zu den derzeit aktuellen Theorien finden zu können, stellt - zumindest für mich - eine große Motivation dar, die elementaren physikalischen Prozesse zu studieren.

Die beiden erwähnten kritischen Punkte sind zum einen die Vereinbarkeit der teilchenphysikalischen Quantenfeldtheorien mit der geometrisch exakt formulierten Allgemeinen Relativitätstheorie und, für diese Arbeit von wesentlicher Bedeutung, die sogenannte Baryonasymmetrie des Universums. Unter diesem Begriff versteht man die Tatsache, daß Materie und Antimaterie im Universum nicht gleichermaßen vorkommen, sondern bisher fast ausschließlich Materie nachgewiesen werden konnte. Somit muß es auch auf der Ebene der Elementarteilchen Prozesse geben, die zwischen Teilchen und Antiteilchen unterscheiden, damit sie entweder in unterschiedlicher Menge nach dem Urknall entstanden sind, oder aber sich aus einer anfänglichen Gleichverteilung das heute beobachtete Ungleichgewicht entwickelt hat. Solche Prozesse wurden bei Elementarteilchen zuerst 1964 von Christenson, Cronin, Fitch und Turlay beobachtet [2], allerdings in einer so geringen Stärke, die nicht ausreicht, die beobachtete Baryonasymmetrie alleine zu erklären. Eine theoretische Beschreibung der Resultate von 1964 lieferten 1973 Kobayashi und Maskawa [3] mit Hilfe der heute unter anderem nach ihnen benannten Cabbibo-Kobayashi-Maskawa-Matrix (kurz CKM-Matrix), welche ein zentraler Bestandteil des aktuellen Standardmodells der Elementarteilchenphysik ist.

Die Parameter der CKM-Matrix präzise zu bestimmen, haben sich unter anderem die beiden Experimente *BaBar* und Belle zum Ziel gesetzt. In diesem Kontext ist die vorliegende Arbeit zu sehen, die Messung von Zerfällen $B \to D^{**}\ell\nu$ aus dem Datensatz des *BaBar*-Experimentes.

Im Folgenden wird zunächst das Standardmodell der Teilchenphysik kurz vorgestellt. Dabei werden vor allem die für die vorliegende Analyse wichtigen Aspekte des Standardmodells aufgezeigt und insbesondere die Rolle, die semileptonische B-Zerfälle in diesem Modell spielen, erläutert. Kapitel 2 geht dann speziell auf die theoretischen Beschreibungen dieser Zerfälle ein. In Kapitel 3 wird das *BaBar*-Experiment vorgestellt und in Kapitel 4 erklärt, wie aus dem damit aufgezeichneten Datensatz die gesuchten Zerfälle separiert werden können. Anschließend wird in Kapitel 5 gezeigt, wie aus den gewonnenen Verteilungen die gesuchten Größen, die Verzweigungsverhältnisse $\mathcal{B}(B \to D^{**}\ell\nu)$, extrahiert werden können. Die dort entwickelte Vorgehensweise wird in Kapitel 6 eingehend validiert. Kapitel 7 enthält die Resultate der Messung und deren Interpretation. In Kapitel 8 schließlich wird die Bestimmung der systematischen Unsicherheiten der Messung beschrieben. Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung in Kapitel 9.

1.1. Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik

Unter dem Standardmodell versteht man eine kombinierte Theorie, welche die Wechselwirkungen zwischen Elementarteilchen beschreibt. Es besteht aus drei Bausteinen, nämlich der Quantenchromodynamik (QCD) zur Beschreibung der starken Wechselwirkung [4], dem GWS-Modell von Glashow, Weinberg und Salam zur Vereinigung der elektromagnetischen und der schwachen Wechselwirkung [5], sowie der Theorie der spontanen Symmetriebrechung von Higgs zur Generierung von Massen [6].

Alle diese Bausteine fußen auf der Beschreibung der Materie durch quantisierbare, renormierbare lokale Eichfeldtheorien. Ihnen liegt das Prinzip zu Grunde, daß Wechselwirkungen eng mit Symmetrien zusammenhängen. Ist eine Symmetrie in den Prozessen einer bestimmten Wechselwirkung erhalten, so läßt sich eine theoretische Beschreibung dieser Wechselwirkung formal entwickeln, indem man zunächst eine Lagrange-Funktion der freien Materiefelder formuliert und diese dann derart abändert, daß die zu Grunde liegende Symmetrie auch als lokale Transformation erhalten ist. Eine solche ortsabhängige Symmetrietransformation wird durch das sogenannte Eichfeld beschrieben, dessen Feldquanten die Austauschteilchen der Wechselwirkung beschreiben. Diese Austauschteilchen besitzen einen ganzzahligen Spin, unterliegen also der Bose-Einstein-Statistik und werden folglich als Eichbosonen bezeichnet. Die für den Übergang zur lokalen Eichinvarianz notwendigen Modifikationen der Lagrange-Funktion liefern genau diejenigen Terme, die die Kopplungen der Materiefelder an die Austauschteilchen der Wechselwirkung beschreiben.

Auf diese Art kann jedoch die Gravitation nicht beschrieben werden, die folglich kein Teil des Standardmodells ist. Ihre grundlegende mathematische Formulierung, die Allgemeine Relativitätstheorie, läßt sich nicht zugleich quantisieren – was notwendig ist, um sie auf die Quantenzustände des Standardmodells anzuwenden – und renormieren. Das heißt, bei den Rechnungen innerhalb der quantisierten Theorie treten Divergenzen auf, die eine physikalische Interpretation der Berechnungen unmöglich machen. Allerdings ist die Stärke der Gravitation zwischen Elementarteilchen so gering, daß sie vernachlässigt werden kann.[1]

1.1.1. Eigenschaften der starken Wechselwirkung

Im Verständnis der Elementarteilchen gab es 1964 einen Durchbruch, als Gell-Mann erkannte, daß man die Unmenge der bis dahin entdeckten Zustände als verschiedene Kombinationen von wenigen elementaren Teilchen begreifen kann, welche durch eine starke Kraft aneinander gebunden sind. Greenberg wies darauf hin, daß diese starke Wechselwirkung drei verschiedene Ladungsarten kennen muß, die üblicherweise als Farbladung *rot*, *grün* und *blau* bezeichnet werden. Dementsprechend liegt ihr die Symmetriegruppe $SU(3)$ zu Grunde. Austauschteilchen der starken Wechselwirkung sind die Gluonen, die selbst Farbladung tragen und in acht verschiedenen Ladungskombinationen auftreten. Eine Konsequenz dieser Tatsache ist, daß auch Gluonen untereinander wechselwirken können.

Eine weitere Besonderheit der starken Kraft ist das Verhalten ihrer Kopplungsstärke α_s in Abhängigkeit der Energieskala. Quantenkorrekturen höherer Ordnung erzeugen einen energieabhängigen Wert der effektiven Kopplungsstärke, was man auch als laufende Kopplungkonstante bezeichnet. Im Falle der QCD ist diese Abhängigkeit derart, daß die Kopplung bei kleinen Energien größer wird. Anschaulich bedeutet dies, daß die Kraft zwischen zwei stark geladenen Teilchen größer wird, je mehr man die beiden Teilchen voneinander entfernt. Wird dabei die Stärke des Farbfeldes zu groß, so werden aus dem Vakuum durch Paarbildung neue Ladungsträger erzeugt. Folglich ist es unmöglich, ein Elementarteilchen mit Farbladung zu isolieren. Statt dessen erzeugt die starke Kraft in seinem Umfeld solange neue Ladungsträger, bis sich alle Ladungsträger des Ensembles so gruppieren, daß jede Gruppe in der Summe ungeladen, also farbneutral ist. Dieser Effekt wird als *Confinement* bezeichnet und erklärt, warum die elementaren Konstituenten der entdeckten Teilchen nicht einzeln beobachtet werden.

[1] Dies gilt zumindest für von uns beobachtbare Prozesse. Bei extrem hohen Energien ist dies nicht mehr der Fall und gravitative Effekte müssen auch in der Quantenwelt auftreten. Der Grenzfall ist erreicht, wenn die Wellenlänge eines Quantenobjekts eine Größenordnung erreicht, die dem Schwarzschildradius derselben Masse entspricht. Diese Grenze, die so genannte Planckmasse, liegt bei etwa 10^{19} GeV/c^2. Was bei solchen Energien geschieht, ist völlig unklar, aber entweder muß unsere Interpretation der Quantenmechanik aufgegeben werden, oder aber die Allgemeine Relativitätstheorie ist für solch kleine Längenskalen nicht mehr geometrisch exakt gültig. Jedenfalls ist dies der Grund für die erwähnte Unvereinbarkeit von Allgemeiner Relativität und Quantenfeldtheorie.

Ein technischer Aspekt dieses Verhaltens ist, daß die QCD nur für hohe Energien störungstheoretisch berechnet werden kann. Bei niedrigen Energien müssen Rechnungen im Rahmen von effektiven Modellen durchgeführt werden, auf die im Kapitel 2 näher eingegangen wird.

1.1.2. Die Elektroschwache Wechselwirkung

Eine grundlegende Eigenschaft von lokalen Eichtheorien ist die Masselosigkeit der Eichfelder. Dies ist erfüllt für die masselosen Gluonen und ebenso für das Photon in der Quantenelektrodynamik (QED). Die schwache Wechselwirkung jedoch hat sich als sehr kurzreichweitig erwiesen, was auf ein schweres Austauschteilchen hinweist.

Die Lösung für dieses Problem erarbeiteten Glashow, Weinberg und Salam unter Verwendung des Higgs-Mechanismus. Dabei werden sowohl der Elektromagnetismus als auch die schwache Kraft als zwei Aspekte einer gemeinsamen Symmetrie basierend auf der Gruppe $SU(2) \times U(1)$ beschrieben. Diese Symmetrie wird durch einen von Null verschiedenen Vakuumserwartungswert des zusätzlich eingeführten skalaren Higgs-Feldes gebrochen. Als Folge dieser spontanen Symmetriebrechung erhalten drei der vier Austauschteilchen der elektroschwachen Kraft dynamisch eine Masse: die Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung $W^{\pm}$ und Z^0. Dagegen verbleibt das vierte, das Photon, masselos und auch nach der Symmetriebrechung bleibt eine Untergruppe $U(1)_{QED}$ als Symmetrie der QED erhalten.[2]

Der Nachweis des neutralen Stroms in der schwachen Wechselwirkung, also Reaktionen, die durch den Austausch eines Z^0 ablaufen, sowie die präzise Vorhersage des Massenverhältnisses zwischen Z^0 und $W^{\pm}$ haben dazu geführt, daß heute die GWS-Theorie als Teil des Standardmodells akzeptiert ist, obwohl ein grundlegender Bestandteil der Theorie, die Existenz des Higgs-Feldes, bisher nicht belegt werden konnte.

Eine weitere Besonderheit der schwachen Wechselwirkung ist die Paritätsverletzung. Unter der Parität (P) versteht man das Verhalten bei einer Raumspiegelung. Bei einer solchen Transformation geht ein linkshändiges Fermion[3] in ein rechtshändiges über und umgekehrt. Die schwache Wechselwirkung koppelt aber ausschließlich an linkshändige Fermionen und rechtshändige Antifermionen. Daher ist die Parität keine Symmetrie der schwachen Wechselwirkung, im Gegenteil, sie ist maximal verletzt. Wendet man zur Parität zusätzlich noch eine weitere Transformation an, die jedes Teilchen durch sein Antiteilchen ersetzt, die so genannte C-Parität, dann wird diese kombinierte CP-Symmetrie von der schwachen Wechselwirkung nahezu perfekt erhalten, allerdings nur nahezu. Diese kleinen CP-verletzenden Beiträge der schwachen Wechselwirkung haben zur Folge, daß sich die Eigenschaften von Materie und Antimaterie unterscheiden und sind daher von besonderem Interesse.

[2] Dabei ist die verbleibende Untergruppe $U(1)_{QED}$ nicht identisch mit dem entspechenden Teil des direkten Produkts der ursprünglichen Symmetriegruppe.

[3] Mit der Händigkeit eines Fermions wird die Ausrichtung seines Spins bezüglich seiner Bewegungsrichtung bezeichnet.

Familie	1.	2.	3.
		Leptonen	
up-type down-type	$\begin{pmatrix}\nu_e\\ e^-\end{pmatrix}_L \quad e^-_R$	$\begin{pmatrix}\nu_\mu\\ \mu^-\end{pmatrix}_L \quad \mu^-_R$	$\begin{pmatrix}\nu_\tau\\ \tau^-\end{pmatrix}_L \quad \tau^-_R$
		Quarks	
up-type down-type	$\begin{pmatrix}u\\ d\end{pmatrix}_L \quad \begin{matrix}u_R\\ d_R\end{matrix}$	$\begin{pmatrix}c\\ s\end{pmatrix}_L \quad \begin{matrix}c_R\\ s_R\end{matrix}$	$\begin{pmatrix}t\\ b\end{pmatrix}_L \quad \begin{matrix}t_R\\ b_R\end{matrix}$

Tabelle 1.1.: Die Fermionen im Standardmodell

1.1.3. Die Materiefelder des Standardmodells

Bisher wurden die fundamentalen Wechselwirkungen diskutiert, es fehlen aber noch die elementaren Bausteine, auf die diese Kräfte wirken. Diese Elementarteilchen werden unterteilt in solche, die der starken Kraft unterliegen, den Quarks, sowie den Leptonen, die an der starken Wechselwirkung nicht teilnehmen.

Bei den Leptonen unterscheidet man weiter zwischen den elektrisch geladenen Leptonen (Elektron e^-, Myon μ^- und Tau τ^-) und den Neutrinos. Die linkshändigen Anteile jedes geladenen Leptons bilden zusammen mit seinem entsprechenden Neutrino ein Dublett bezüglich der schwachen Wechselwirkung, die rechtshändige Komponente nimmt an der schwachen Wechselwirkung nicht teil und bildet daher ein Singlett.[4]

Analog zu den sechs Leptonen gibt es sechs Quarks, deren linkshändige Komponenten wieder drei Dubletts bezüglich der schwachen Wechselwirkung bilden. Ein solches Dublett wird aus jeweils einem *up-type* Quark mit der elektrischen Ladung $+2/3$ und einem *down-type* Quark mit elektrischer Ladung $-1/3$ gebildet. Daneben gibt es zu jedem Quark noch die rechtshändigen Anteile, die wiederum Singletts der schwachen Wechselwirkung sind. Gewöhnlich werden die Quarks mit den Namen *up*, *down*, *strange*, *charm*, *bottom* und *top* bezeichnet,[5] häufig werden sie aber einfach nur mit einem Buchstaben abgekürzt, so daß beispielsweise von einem c-Quark an Stelle eines charm Quarks die Rede ist.

Die Dreiteilung bei Leptonen und Quarks bezeichnet man auch als drei Generationen oder Familien. Die sechs Arten von Quarks werden auch Flavor genannt, und da die starke Wechselwirkung Quarks nur aufgrund ihrer Masse unterscheiden kann, nennt man sie flavor-blind.

Tabelle 1.1 gibt einen Überblick über die zwölf elementaren Bestandteile der Materie. Allen ist gemein, daß sie einen Spin von 1/2 besitzen und damit der Fermi-Statistik unterworfen sind. Sie werden daher, im Gegensatz zu Eichbosonen, Fermionen genannt.

Da die Quarks dem Confinement unterliegen, treten sie bei beobachtbaren Energien nur als ein Paar von Quark und Antiquark, $q\overline{q}$, in sogenannten Mesonen, oder

[4] Inwieweit rechtshändige Neutrinos existieren ist bisher nicht klar. Allerdings verlangt die Beobachtung von Neutrinooszillation eine Antwort auf die Frage, wie rechtshändige Neutrinos in das Standardmodell integriert werden können.

[5] Teilweise wird statt bottom auch beauty und anstelle von top truth verwendet.

als Kombination aus drei Quarks in Baryonen auf.[6] Mesonen und Baryonen, also die stark wechselwirkenden freien Materieteilchen, werden auch als Hadronen bezeichnet.

1.1.4. Die Mischungsmatrix im Quarksektor

Der Higgs-Mechanismus ist gut geeignet, neben den Massen für die $W^{\pm}$- und Z^0-Bosonen auch die Massen der Fermionen zu beschreiben. Dies geschieht über Yukawa-Kopplungen der Fermionströme an das Higgs-Feld. Die Masse eines Fermions ist demnach gegeben durch das Produkt der Kopplungsstärke an das Higgs und dessen Vakuumserwartungswert.

Nun sind die Quarkströme, die an das Higgs koppeln, nicht a priori identisch mit den Beiträgen in den Dubletts bezüglich der schwachen Wechselwirkung. Tatsächlich sind die Masseneigenzustände verschieden von den Eigenzuständen der schwachen Kraft. Folglich trägt ein down-type Quark mit einer wohldefinierten Masse eine Kombination der schwachen Ladungen aller drei down-type Quarks.[7] Verallgemeinert gibt es eine Matrix, die zwischen den Eigenzuständen von Masse und schwacher Wechselwirkung aller drei Generationen von down-type Quarks vermittelt:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}, \tag{1.1}$$

dies ist die bereits erwähnte CKM-Matrix.

Durch die Mischung gibt es bei Prozessen der schwachen Wechselwirkung die Möglichkeit von Übergängen zwischen den drei Generationen. Ein b-Quark kann also beispielsweise in einem schwachen Zerfall in ein c-, oder aber auch in ein u-Quark übergehen. Die Häufigkeit dieser Übergänge zwischen den Familien ist durch die Matrixelemente gegeben.

Die Elemente der CKM-Matrix sind dabei stark hierarchisch geordnet, das heißt die Übergänge innerhalb einer Familie sind bevorzugt ($|V_{ud}| \sim |V_{cs}| \sim |V_{tb}| \sim 1$) und Transformationen zwischen der ersten und dritten Generation sind am stärksten unterdrückt ($|V_{us}| \sim |V_{cd}| \geq |V_{cb}| \sim |V_{ts}| \gg |V_{ub}| \sim |V_{td}|$).

Da die CKM-Matrix aus Gründen der Normierung unitär sein muß, ist sie insgesamt durch nur vier freie reelle Parameter bestimmt. Diese Parameter sind drei Winkel, die anschaulich die Drehung der Koordinatensysteme zwischen den Eigenzuständen von Masse und schwacher Ladung definieren, sowie eine beobachtbare Phase. Üblicherweise wird die CKM-Matrix so parametrisiert, daß sieben der neun Elemente reel sind und nur die Elemente V_{ub} und V_{td} komplex sind, also die Phase enthalten [7].

Diese Phase der CKM-Matrix ist verantwortlich dafür, daß im Standardmodell CP-verletzende Reaktionen existieren, es also eine eindeutige Unterscheidung zwi-

[6] Prinzipiell sind auch Ensembles aus vier und mehr Quarks bzw. Antiquarks möglich, solche Moleküle sind allerdings bisher noch nicht beobachtet worden.

[7] Aufgrund der Eichinvarianz kann man entweder die up-type oder die down-type Quarks der schwachen Kraft auf die jeweiligen Masseeigenzustände eichen, aber nie beide zusammen.

schen Materie und Antimaterie gibt. Da die Phase aber nur bei den kleinsten Einträgen der CKM-Matrix auftritt,[8] sind Prozesse, die die Symmetrie zwischen Materie und Antimaterie verletzen, von geringer Häufigkeit. Außerdem reicht die Phase der CKM-Matrix alleine nicht aus, um die Baryonasymmetrie des Universums zu erklären.

Daher ist es von Interesse, möglichst viele Beobachtungen zu machen, in denen die *CP*-Symmetrie verletzt ist. Die Hoffnung ist, in diesen Beobachtungen Widersprüche zum Standardmodell zu finden, die Hinweise enthalten, wie das Standardmodell verändert werden muß, damit es universell gültig sein kann.

1.1.5. Erweiterungen des Standardmodells und neue Physik

Streng genommen sind im Standardmodell die Neutrinos masselos. Mit der Beobachtung von Neutrinooszillationen ist aber bewiesen, daß Neutrinos eine, wenn auch kleine, Masse besitzen. Massive Neutrinos in das Standardmodell zu integrieren ist nicht schwer, dies kann durch die Einführung von Yukawa-Kopplungen an das Higgs-Feld geschehen. Allerdings gibt es auch andere theoretische Ansätze, zum Beispiel den See-Saw-Mechanismus [8], der eine Erklärung dafür liefert, warum bisher keine rechtshändigen Neutrinos gefunden wurden.

Mit den Neutrinomassen ergibt sich auch bei den Leptonen die Konsequenz, daß Masse und schwache Ladung nicht notwendig gleiche Eigenzustände haben müssen. Wie bei den Quarks kann es also eine Mischungsmatrix geben, die wiederum eine Phase beinhalten kann, und so zur *CP*-Verletzung beitragen würde. Allerdings ist die Untersuchung von *CP*-Verletzung im Neutrinosektor sehr schwierig, da Neutrinos ausschließlich über die schwache Wechselwirkung mit anderer Materie reagieren und die Wirkungsquerschnitte daher sehr klein sind.

Diese notwendige Erweiterung des Standardmodells kann jedoch in vielen Fällen ignoriert werden, da die Massen der Neutrinos extrem klein sind. In Experimenten wie *BaBar*, die nicht explizit nach durch Neutrinomassen verursachten Effekten suchen, können Neutrinos weiterhin in sehr guter Näherung als masselos angenommen werden.

Andere Erweiterungen des Standardmodells, wie zum Beispiel supersymmetrische Theorien,[9] enthalten neben dem einen skalaren Higgs-Feld des Standardmodells weitere, zum Teil geladene Higgs-Teilchen [9]. Solche koppeln wie das $W^{\pm}$ an die schwachen Eigenzustände der Quarks und können damit die Raten von schwachen Zerfällen verändern und weitere Beiträge zur *CP*-Verletzung liefern.

Insofern sind Präzisionstests der schwachen Wechselwirkung dazu geeignet, Hinweise sowohl auf mögliche Erweiterungen des Standardmodells zu liefern, als auch neue Arten von *CP*-verletzenden Prozessen zu offenbaren.

[8] Auch wenn eine Eichung gewählt wird, in der andere Parameter ebenfalls komplexwertig sind, heben sich doch in beobachtbaren Phasendifferenzen alle Beiträge, die nicht aus den Elementen V_{ub} und V_{td} stammen, gegenseitig auf.

[9] In der Supersymmetrie (SUSY) gibt es zu jedem Fermion einen bosonischen Partner und zu jedem Boson ein entsprechendes Fermion. Die Zahl der fundamentalen Teilchen wird somit verdoppelt.

1.2. Semileptonische Zerfälle von B-Mesonen

Beim Studium der schwachen Wechselwirkung spielen semileptonische Zerfälle eine zentrale Rolle, da diese durch den Austausch eines $W^{\pm}$-Bosons erfolgen. Dabei bezeichnet der Begriff semileptonisch die Tatsache, daß das virtuelle $W^{\pm}$ zwischen einem leptonischen Strom und einem Quarkstrom vermittelt und somit sowohl Leptonen als auch Hadronen im Endzustand auftreten.

Theoretisch sind diese Zerfälle deutlich einfacher zu beschreiben als rein hadronische, da es keine starke Wechselwirkung zwischen den am Prozeß beteiligten Quarks und den entstehenden Leptonen gibt. Die rechnerisch schwer zugängliche QCD ist also auf die Bindung des zerfallenden Quarks im Hadron beschränkt. Des weiteren kann ein solcher Endzustand ausschließlich durch Prozesse der schwachen Wechselwirkung erreicht werden, was die Interpretation der Messungen erleichtert.

Auch unter experimentellen Gesichtspunkten zeichnen sich semileptonische Zerfälle aus. Das geladene Lepton kann in modernen Teilchendetektoren sehr gut nachgewiesen werden und liefert eine eindeutige Signatur schwacher Prozesse. Allerdings geht dieser Vorteil einher mit der Tatsache, daß das geladene Lepton zusammen mit einem Neutrino erzeugt wird, welches praktisch nicht nachweisbar ist. Das bedeutet, daß der gesuchte Endzustand nie vollständig rekonstruiert werden kann.

Da *CP*-Verletzung nur in Prozessen auftritt, in denen die Quarks der dritten Generation auftreten, ist es zudem sinnvoll, Zerfälle von Hadronen zu studieren, die ein b-Quark enthalten.[10] Das andere Quark der dritten Familie, das t, ist aufgrund seiner extrem hohen Masse dazu wenig geeignet.[11]

Die einfachsten Hadronen, die ein b-Quark enthalten, sind die B-Mesonen, die neben dem b noch ein Quark der ersten Generation enthalten. Der Feynmangraph des semileptonischen Zerfalls eines solchen B-Mesons ist in Abbildung 1.1 dargestellt, in dem das b-Quark unter Emission eines $W^{\pm}$-Bosons in ein c-Quark übergeht.

Wie eingezeichnet enthält der Vertex des b-Zerfalls einen Faktor V_{cb} falls ein c-Quark erzeugt wird. Im Falle eines Übergangs $b \to u$ wird das CKM-Matrixelement

[10] *CP*-Verletzung kann auch auftreten, wenn die Quarks der dritten Familie nicht im Anfangs- oder Endzustand der Reaktion auftreten, sondern nur als virtuelle Teilchen in Quantenkorrekturen. Allerdings sind die Raten solcher Prozesse im Gegensatz zu Prozessen mit reellen Quarks der dritten Generation deutlich unterdrückt.

[11] Da das t in ein reelles $W^{\pm}$ Boson und ein weiteres Quark zerfällt, bevor es aufgrund der starken Wechselwirkung hadronisiert, bietet es außergewöhnliche Möglichkeiten, quasi freie Quarks zu studieren. Allerdings wird es erst mit Inbetriebnahme des Large Hadron Colliders (LHC) am CERN möglich sein, t-Quarks in ausreichender Menge zu produzieren, um an ihnen Präzisionsmessungen durchzuführen.

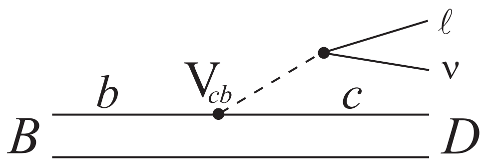

Abbildung 1.1.: Feynmangraph niedrigster Ordnung eines semileptonischen Zerfalls am Beispiel des Überganges $B \to D\ell\nu$.

V_{ub} relevant. Aufgrund der Hierarchie in der CKM-Matrix sind daher die Zerfälle in charm Mesonen wesentlich häufiger als Zerfälle in die aus Quarks der ersten Familie bestehenden leichten Mesonen.

Zum vollen Verständnis der schwachen Wechselwirkung und des CKM-Mechanismus zur Erzeugung von *CP*-Verletzung gehört aber die genaue Kenntnis beider Matrixelemente, V_{cb} und V_{ub}. In beiden Fällen sind dabei die Zerfälle in charm Mesonen wichtig. Zum einen sind sie der Schlüssel zur Messung von V_{cb} [10], zum anderen bilden sie aber auch einen sehr großen Untergrund, aus dem die seltenen Übergänge $b \to u\ell\nu$ separiert werden müssen, um V_{ub} zu messen [11]. Für Präzisionstests der schwachen Wechselwirkung ist es also unabdingbar, die semileptonischen Prozesse $b \to c\ell\nu$ in ihrer Gänze zu kennen.

In dem Feynmangraphen in Abbildung 1.1 ist die Bindung durch die starke Wechselwirkung zwischen dem leichten (u oder d) und den schweren Quarks (b und c) nicht eingezeichnet, da sie nicht als Entwicklung in Feynmangraphen verschiedener Ordnung berechnet werden kann. Daher macht dieses Diagramm auch keine Aussage über die konkreten Eigenschaften des D-Mesons im Endzustand, speziell über den Gesamtdrehimpuls des charm Mesons.

Da das emittierte $W^{\pm}$-Boson einen Spin von 1 trägt, erwartet man naiv auch einen Drehimpuls von 1 für das charm Meson. Tatsächlich wird in etwa der Hälfte aller semileptonischen B-Zerfälle ein D^* produziert, welches ebenfalls einen Spin von 1 trägt. Allerdings kann auch ein relativer Drehimpuls zwischen den drei Teilchen des Endzustandes erzeugt werden, so daß auch Mesonen mit anderen Drehimpulsen möglich sind. Rund ein Viertel der semileptonischen B-Zerfälle produziert das charm Meson im Grundzustand (D), über die Zusammensetzung des restlichen Anteils ist bisher wenig bekannt. Tabelle 1.2 gibt einen Überblick über die bisherigen Messungen der semileptonischen Verzweigungsverhältnisse in B-Zerfällen [12].

Die präzisesten Messungen zu diesen Resultaten liefern die Experimente *BaBar*, Belle, CLEO und ARGUS, welche Elektronen und Positronen bei einer Energie von 10.58 GeV zur Kollision bringen. Diese Energie entspricht der Masse der $\Upsilon(4S)$-Resonanz, die knapp oberhalb der kinematischen Schwelle zur Produktion von zwei B-Mesonen liegt. Dadurch wird mit hohem Wirkungsquerschnitt ein Paar von B-Mesonen erzeugt, welche im Schwerpunktsystem fast ruhen. Vor allem die sogenannten B-Fabriken *BaBar* und Belle haben dabei Datensätze mit extrem hoher Statistik gesammelt, die insgesamt derzeit rund 10^9 B-Paare enthalten.

Weitere Beiträge liefern die Experimente am LEP-Speicherring und am Tevatron. Am LEP entstehen b-Quarks in Zerfällen reeller Z^0- oder $W^{\pm}$-Bosonen, am Tevatron bei hochenergetischen Kollisionen der Quarks in Protonen. Da in beiden Fällen allerdings die Gesamtenergie wesentlich höher als die Masse zweier B-Mesonen ist, werden auch angeregte B-Mesonen produziert, oder Mesonen, die neben dem b ein Quark der zweiten Generation beinhalten. Dadurch enthalten diese Messungen einen bisher nicht präzise bestimmten Faktor aus der Hadronisierung $b \to B$ der Quarks.

Die bisherigen Messungen machen deutlich, daß wesentliche Beiträge zur totalen semileptonischen Breite des B noch nicht bestimmt sind. Als Kandidaten für die fehlenden Kanäle kommen zwei Arten von Zerfällen in Frage: Charm Mesonen in höheren Anregungszuständen und nicht-resonante Mehrkörperzerfälle.

Endzustand X	$\mathcal{B}(B^0 \to X\ell\nu)$	$\mathcal{B}(B^\pm \to X\ell\nu)$
X	(10.4±0.4)%	(10.9±0.4)%
X_c	$(10.61 \pm 0.17)\%$	
D	(2.12±0.20)%	(2.15±0.22)%
D^*	(5.35±0.20)%	(6.5±0.5)%
D_1		(0.56±0.16)%
D_2^*		< 0.8% @90% C.L.
$D\pi^+$	(0.32±0.01)%	(0.53±0.10)%
$D^*\pi^+$	(0.65±0.15)%	(0.64±0.15)%
X_u	$(23.3 \pm 2.2) \cdot 10^{-4}$	
π	$(1.36\pm0.15)\cdot10^{-4}$	$(0.74\pm0.11)\cdot10^{-4}$
ρ	$(2.3\pm0.4)\cdot10^{-4}$	$(1.24\pm0.23)\cdot10^{-4}$
ω		$(1.3\pm0.6)\cdot10^{-4}$

Tabelle 1.2.: Resultate bisheriger Messungen von semileptonischen Verzweigungsverhältnissen in B-Zerfällen. X_c und X_u bezeichnen Messungen von inklusiven Übergängen $b \to c\ell\nu$ und $b \to u\ell\nu$. Angegeben sind die derzeitigen Weltmittelwerte nach [12].

Bisher gibt es zwei Messungen, welche nach orbital angeregten charm Mesonen, im Folgenden mit D^{**} bezeichnet, in semileptonischen B-Zerfällen suchen. Die Analyse der CLEO-Kollaboration [13] liefert den in Tabelle 1.2 genannten Wert für Zerfälle in das D_1^0, sowie die obere Grenze für die Produktion von D_2^{*0}-Mesonen. Eine andere Analyse, von der DØ-Kollaboration durchgeführt, enthält die Unsicherheit der Hadronisierung, liefert allerdings eine Messung für das Verhältnis von D_1 und D_2^* in semileptonischen B-Zerfällen [14]. Parallel zur vorliegenden Arbeit sind zwei weitere Analysen im Rahmen der beiden B-Fabriken Belle und BaBar entstanden, die nach D^{**}-Mesonen in semileptonischen Zerfällen suchen [15].

Ziel dieser Arbeit ist es, einen Teil der bisher nicht bestimmten Beiträge zu messen. Dabei handelt es sich um die schmalen orbital angeregten charm Mesonen. Im folgenden Abschnitt werden diese Teilchen vorgestellt.

1.3. Eigenschaften von D^{**}-Mesonen

Von orbital angeregten Mesonen spricht man, wenn die beiden Quarks,[12] aus denen das Meson besteht, einen relativen Bahndrehimpuls haben. Damit setzt sich der Gesamtdrehimpuls des Mesons aus drei Komponenten zusammen, nämlich neben dem Bahndrehimpuls noch aus den beiden Spins der zwei beinhalteten Quarks.

Im einfachsten Fall hat der Bahndrehimpuls den Betrag von eins[13] und die Spins der beiden Quarks sind jeweils 1/2. Damit lassen sich insgesamt vier Zustände mit einem Gesamtdrehimpuls von $J = 0, 1, 2$ kombinieren: jeweils ein Zustand mit $J = 0$ und $J = 2$, sowie zwei Zustände mit $J = 1$.

[12] Der Einfachheit halber wird hier nicht zwischen Quark und Antiquark unterschieden.
[13] In dieser Arbeit wird das natürliche Einheitensystem verwendet, es gilt also $\hbar = c = 1$.

Um diese vier Zustände weiter zu ordnen, muß man die ihnen möglichen Zerfälle betrachten, da die Zerfallsmodi auch die Breiten der einzelnen Zustände erklären.

Generell zerfallen die D^{**}-Mesonen vermittels der starken Wechselwirkung. Dabei wird ein leichtes Quark-Antiquark-Paar erzeugt, und die nun drei Quarks der ersten Generation bilden zusammen mit dem verbleibenden c-Quark ein leichteres charm Meson und ein Pion.

1.3.1. Drehimpulserhaltung und Parität in D^{**}-Zerfällen

Im Gegensatz zur schwachen Wechselwirkung erhält die starke Wechselwirkung die Parität. Die Parität eines Mesons setzt sich zusammen aus den Eigenparitäten der enthaltenen Quarks und einem Beitrag durch den Bahndrehimpuls. Die Eigenparitäten sind als $+1$ für Quarks und -1 für Antiquarks definiert, und jede Einheit Bahndrehimpuls trägt einen Faktor -1 bei. Es gilt also für Mesonen:

$$P_{q\bar{q}} = P_q \cdot P_{\bar{q}} \cdot (-1)^L = -1^{L+1}\,, \tag{1.2}$$

so daß alle D^{**}-Mesonen eine Parität von $+1$ besitzen. Dadurch muß der gesamte Endzustand nach dem starken Zerfall eines D^{**} ebenfalls ein Eigenzustand der Parität mit Eigenwert $+1$ sein. Dabei ist die Gesamtparität des Endzustandes wieder gegeben durch das Produkt der Einzelparitäten und einem Beitrag, der vom Bahndrehimpuls zwischen den entstandenen Mesonen stammt.

Da die Paritäten sowohl des Pions als auch des D und des D^* -1 sind, zusammen also ein $+1$ bilden, muß der Drehimpulsbeitrag ebenfalls $+1$ sein, damit die Parität erhalten bleibt. Für den Bahndrehimpuls zwischen dem charm Meson und dem Pion muß also $L = 0, 2$ gelten, insbesondere ist ein P-Wellen-Zerfall mit $L = 1$ verboten.

Beachtet man ferner, daß auch der Gesamtdrehimpuls J des D^{**}-Mesons erhalten ist und sich auf den Bahndrehimpuls und eventuell den Spin des leichteren charm Mesons verteilen muß, so ergeben sich folgende Möglichkeiten für D^{**}-Zerfälle:

$$\begin{array}{llllll}
0^+ & \rightarrow & 0^-\,0^- & L=0 & & D\pi \\
1^+ & \rightarrow & 1^-\,0^- & L=0,2 & & D^*\pi \\
2^+ & \rightarrow & 0^-\,0^- & L=2 & & D\pi \\
 & & 1^-\,0^- & L=2 & & D^*\pi
\end{array}$$

1.3.2. Heavy Quark Symmetry

Um die Zerfälle der $J^P = 1^+$ Zustände weiter zu ordnen, kann die Tatsache verwendet werden, daß das c-Quark deutlich schwerer ist, als die leichten u- und d-Quarks. Ähnlich den Rechnungen für ein Wasserstoffatom kann man die Masse des schweren Quarks zunächst als unendlich groß annehmen. In diesem Grenzfall spielt der Spin des schweren Quarks keine Rolle mehr [16]. Von den vier D^{**}-Mesonen degenerieren im Grenzfall jeweils zwei zu einem gemeinsamen Zustand. Ein solcher ist nur noch durch den Bahndrehimpuls L und den Spin des leichten Quarks S_q bestimmt, und diese Beiträge liefern die beiden Möglichkeiten $j_q = L + S_q = 1/2, 3/2$. Eine Zusammenfassung dieser Einteilung der D^{**}-Mesonen ist in Tabelle 1.3 gezeigt.

	J^P	S_Q	S_q	L	j_q	m (MeV/c^2)	Γ (MeV)
D	0^-	$\downarrow$	$\uparrow$		1/2	1864.5±0.4	τ=(410.1±1.5) ps
D^*	1^-	$\uparrow$	$\uparrow$		1/2	2006.7±0.4	0.096±0.022
$D_0^*(2400)$	0^+	$\downarrow$	$\downarrow$	$\Uparrow$	1/2	2352±50	261±50
$D_1^*(2430)$	1^+	$\uparrow$	$\downarrow$	$\Uparrow$	1/2	2427±36	$384\pm^{130}_{105}$
$D_1(2420)$	1^+	$\downarrow$	$\uparrow$	$\Uparrow$	3/2	2422.3±1.3	20.4±1.7
$D_2^*(2460)$	2^+	$\uparrow$	$\uparrow$	$\Uparrow$	3/2	2461.1±1.6	43±4

Tabelle 1.3.: Übersicht der Quantenzahlen von charm Mesonen. Die Mesonen sind klassifiziert durch ihren Gesamtdrehimpuls J und die Kombination von Bahndrehimpuls und Spin des leichten Quarks j_q. Massen und Breiten beziehen sich auf die elektrisch ungeladenen Teilchen [12].

Im Grenzfall unendlich großer Masse spricht man von *Heavy Quark Symmetry* (HQS). Obwohl diese Symmetrie wegen der endlichen Masse des c-Quarks nicht exakt ist, liefert sie doch eine gute Beschreibung der charm Mesonen und j_q ist eine gute Quantenzahl. Sie spielt bei der Bestimmung möglicher Zerfallskanäle der D^{**}-Mesonen eine entscheidende Rolle.

Im Kontext der HQS muß die Drehimpulserhaltung auch ohne Berücksichtigung des Spins des schweren Quarks gelten. Der Zerfall eines Mesons mit $j_q = 3/2$ kann daher nicht über eine S-Welle, also mit $L = 0$, erfolgen, da beim Übergang von $j_q = 3/2$ nach $j_q = 1/2$ ein Drehimpuls vom System absorbiert werden muß. Entsprechend zerfällt ein Meson mit $j_q = 1/2$ dagegen dominant in der S-Welle.

Damit lassen sich die gravierenden Unterschiede in den Breiten der vier D^{**}-Zustände erklären. Das D_1 und das D_2^* zerfallen in der D-Welle und der zu erzeugende Bahndrehimpuls von $L = 2$ unterdrückt den Zerfall, was die Lebensdauer erhöht und die beiden Teilchen zu schmalen Resonanzen mit Breiten von einigen 10 MeV macht. Im Gegensatz dazu zerfallen das D_0^* und das D_1^* in der S-Welle. Damit sind diese Zerfälle nicht drehimpulsunterdrückt und die Teilchen zerfallen wesentlich schneller, was zu breiten Resonanzen führt.

Im Gegensatz zu Parität und Drehimpulserhaltung ist die HQS allerdings keine exakte Symmetrie, die obige Diskussion gilt also nur in Näherung. Tatsächlich können die beiden $J^P = 1^+$ Zustände mischen, was auch dem D_1 erlaubt, in der S-Welle zu zerfallen. Wie gut allerdings die Näherung der HQS ist, kann man aus den gemessenen Breiten der Teilchen ableiten. Wäre die HQS stark verletzt und der resultierende Anteil der S-Welle im Zerfall des D_1 groß, so wäre der Zerfall des D_1 nicht mehr drehimpulsunterdrückt und das Teilchen bekäme eine wesentlich größere Breite. Aus der Tatsache, daß die Breite des D_1 aber von derselben Größenordnung wie die des D_2^* ist, kann man umgekehrt schließen, daß der Anteil der S-Welle am Zerfall des D_1 klein ist. Abbildung 1.2 gibt eine Übersicht der D^{**}-Zustände, ihrer Quantenzahlen und Zerfallskanäle.

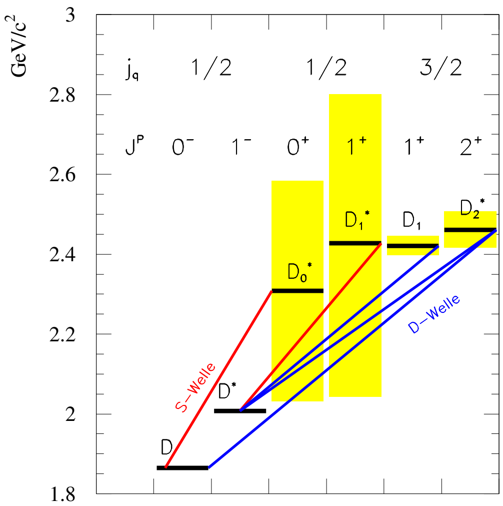

Abbildung 1.2.: Übersicht über Mesonen mit einem charm Quark. Die eingezeichneten Bänder entsprechen den gemessenen Breiten der Zustände. Die Linien zwischen den Zuständen kennzeichnen die erlaubten resonanten Zweikörperzerfälle. Mit J^P ist die Spin-Parität des gesamten Zustands bezeichnet, mit j_q die Kombination aus Bahndrehimpuls und dem Spin des leichten Quarks. Die Werte für Massen und Breiten sind [12] entnommen.

1.3.3. Isospin

Eine weitere Symmetrie, die von der starken Wechselwirkung nahezu exakt erfüllt wird, ist die Isospin-Symmetrie. Sie entspringt der Tatsache, daß die beiden leichten Quarks u und d fast identische Massen haben. Bei exakt gleicher Masse könnte die flavor-blinde starke Wechselwirkung die beiden Quarks nicht unterscheiden und der Isospin wäre eine exakte Symmetrie. Prozesse der starken Wechselwirkung bleiben also, bis auf geringe Korrekturen aufgrund der tatsächlichen Massendifferenz, unverändert, wenn alle u-Quarks durch d-Quarks ersetzt werden, und umgekehrt.

Die Massen der übrigen Quarks sind deutlich von der der leichten Quarks verschieden. Damit sind sie eindeutig unterscheidbar und nur die leichten Quarks sind Eigenzustände des Isospins. Entsprechend wird der Isospin durch die Symmetriegruppe $SU(2)$ beschrieben, und die beiden leichten Quarks repräsentieren die beiden Zustände $u = |1/2, +1/2\rangle$ und $d = |1/2, -1/2\rangle$. Alle anderen Quarks tragen keinen Isospin.

Alle für diese Analyse relevanten charm Mesonen besitzen also einen Isospin von 1/2,[14] wobei das elektrisch positiv geladene Meson ($c\overline{d}$) eine dritte Komponente von $I_z(D^+) = +1/2$ hat, das neutrale ($c\overline{u}$) hingegen $I_z(D^0) = -1/2$. Die zugehörigen Antiteilchen (D^- und $\overline{D}^0$) tragen jeweils dritte Komponenten mit entgegengesetztem Vorzeichen. Die Pionen wiederum bilden ein Isospin-Triplett mit den Zuständen $\pi^\pm = |1, \pm 1\rangle$ und $\pi^0 = |1, 0\rangle$.

Mit Hilfe der Clebsch-Gordan-Koeffizienten kann man so Vorhersagen für die Ver-

[14]Mesonen, die neben dem c-Quark ein s-Quark enthalten, haben einen Isospin von Null.

zweigungsverhältnisse der Zerfälle in geladene und neutrale Pionen machen. Es gilt:

$$\frac{\mathcal{B}(D^{**} \to D^{(*)}\pi^{\pm})}{\mathcal{B}(D^{**} \to D^{(*)}\pi^{0})} = \left(\frac{\left\langle \frac{1}{2}, 1; \mp\frac{1}{2}, \pm 1 | \frac{1}{2}, \pm\frac{1}{2} \right\rangle}{\left\langle \frac{1}{2}, 1; \pm\frac{1}{2}, 0 | \frac{1}{2}, \pm\frac{1}{2} \right\rangle} \right)^2 = \frac{2/3}{1/3} = 2. \tag{1.3}$$

Dies bedeutet, daß bei den Zweikörperzerfällen in ein Pion und ein charm Meson die Konfiguration mit einem elektrisch geladenen Pion doppelt so häufig autritt wie diejenige mit einem neutralen Pion.

1.3.4. Experimenteller Status

Inzwischen sind von den vier D^{**}-Mesonen alle neutralen, sowie drei geladene Zustände beobachtet worden [12]. Vor allem Analysen von rein hadronischen Zerfällen $B \to D^{**}\pi$ haben dazu beigetragen, daß inzwischen alle D^{**}-Zustände etabliert und ihre Massen und Breiten bekannt sind. Und obgleich die bisherigen Beobachtungen sehr gut zu den oben diskutierten Vorhersagen passen, stehen die Bestätigungen einiger Eigenschaften noch aus. Die Quantenzahlen J^P der beobachteten Zustände sind noch nicht für alle D^{**} durch Analysen der Zerfallswinkel bestätigt.

Deutlich weniger ist derzeit über die Zerfälle der D^{**} bekannt. Lediglich für das D_2^* gibt es Resultate für das Verhältnis zweier Zerfallskanäle, während in allen anderen Fällen die Verzweigungsverhältnisse von Zerfällen, sofern sie beobachtet wurden, nicht quantitativ bestimmt sind. Der derzeitige Stand der Kenntnis ist in Tabelle 1.4 zusammengefaßt.

1.4. Strategie der Analyse

Die vorliegende Analyse zielt darauf ab, die schmalen D^{**}-Mesonen, $D_1(2420)$ und $D_2^*(2460)$, in semileptonischen B-Zerfällen zu vermessen. Dabei wird sowohl nach den elektrisch neutralen, als auch nach den geladenen Zuständen gesucht.

Zum Nachweis der D^{**} werden die Zerfälle in den folgenden vier verschiedenen Zerfallskanälen rekonstruiert:[15]

$$\begin{array}{lllll} D^{**+} & \to & D^{*0}\pi^+ & \to & D^0\pi^0\pi^+ \\ D^{**+} & \to & & & D^0\pi^+ \\ D^{**0} & \to & D^{*+}\pi^- & \to & D^0\pi^+\pi^- \\ D^{**0} & \to & & & D^+\pi^- \end{array}$$

Es werden nur Zerfälle von D^{**} in geladene Pionen verwendet, da die Identifizierung eines π^0, welches in zwei Photonen weiter zerfällt, wesentlich größere Untergrundbeiträge liefert. Auch bei den Zerfällen der D^*- und D-Mesonen wird die Analyse auf diejenigen Zerfallskanäle beschränkt, in denen die jeweiligen Zustände mit möglichst wenig Untergrund separiert werden können.

Die Kanäle, welche ein D^* enthalten, sind aufgrund dieser schmalen Resonanz sehr gut zu selektieren, allerdings treten in ihnen Signale beider schmalen D^{**} auf,

[15] Falls nicht explizit erwähnt, sind in dieser Arbeit die ladungskonjugierten Zerfälle impliziert.

	m (MeV/c^2)	Γ (MeV)	J^P		Verzweigungsverhältnisse				
					$D^*\pi^\pm$	$D\pi^\pm$	$D^*\pi^\pm\pi^\mp$	$D\pi^\pm\pi^\mp$	$D\pi^\pm/D^*\pi^\pm$
$D_0^*(2400)^0$	2352±50	261±50	0^+	favorisiert		gesehen			
$D_0^*(2400)^\pm$	2403±38	283±42	0^+	zu bestätigen		gesehen			
$D_1^*(2430)^0$	2427±36	$261\pm^{130}_{105}$	1^+	favorisiert	gesehen				
$D_1^*(2430)^\pm$	noch nicht nachgewiesen								
$D_1(2420)^0$	2422.3±1.3	20.4±1.7	1^+	zu bestätigen	gesehen	nicht gesehen	nicht gesehen	gesehen	< 0.24
$D_1(2420)^\pm$	2423.4±3.1	25±6	1^+	nur 0^+ ausgeschlossen	gesehen	nicht gesehen	nicht gesehen	gesehen	< 0.18
$D_2^*(2460)^0$	2461.1±1.6	43±4	2^+	stark favorisiert	gesehen	gesehen	nicht gesehen	nicht gesehen	2.3 ± 0.6
$D_2^*(2460)^\pm$	2459±4	29±5	2^+	stark favorisiert	gesehen	gesehen	nicht gesehen	nicht gesehen	1.9 ± 1.1

Tabelle 1.4.: Aktueller Stand der Messungen von Eigenschaften der D^{**}-Mesonen nach [12]. Die Zuordnungen der Spin-Paritäten J^P bedürfen in den meisten Fällen noch einer Bestätigung oder sind lediglich aufgrund einer einzelnen Messung bevorzugt, ohne daß andere Möglichkeiten mit hinreichender Gewißheit ausgeschlossen werden können.
Zu den Partialbreiten gibt es bisher keine numerischen Resultate. „Gesehen“ bzw. „nicht gesehen“ bedeutet in diesem Zusammenhang, daß in Analysen der jeweiligen Zerfallskanäle ein Signal beobachtet bzw. nicht beobachtet wurde.
Zerfallskanäle in neutrale Pionen wurden bisher nicht untersucht.

die folglich noch getrennt werden müssen. In den Kanälen, in denen das D^{**} direkt nach $D\pi$ zerfällt, trägt nur das schmale D_2^* zum Signal bei. Allerdings sind in diesen Kanälen die Untergrundbeiträge wesentlich höher.

Um die Informationen aller Kanäle mit ihren jeweiligen Vor- und Nachteilen optimal zu nutzen, werden aus den oben genannten vier Zerfallsketten die Beiträge der schmalen D^{**} in einer simultanen Anpassung bestimmt. Dabei werden die Unsicherheiten in der Kenntnis der Verzweigungsverhältnisse der einzelnen D^{**} berücksichtigt und diese, soweit möglich, ebenfalls aus den Daten extrahiert.

Die wesse mieh, als se bewiese künne,
Jedenfalls mieh als deck un fett behauptet weed.

Kapitel 2.

Theoretische Beschreibung der Zerfälle $B \to D^{**}\ell\nu$

Ausgangspunkt der Beschreibung semileptonischer B-Zerfälle ist der Übergang $b \to c\ell\nu$ auf dem Niveau der Quarks. In diesem koppeln, wie in Abbildung 2.1 dargestellt ist, der Quarkstrom Q_μ und der leptonische Strom L_μ durch den W-Propagator aneinander, so daß sich das Matrixelement als

$$\mathcal{M} = L_\mu \frac{-ig}{2\sqrt{2}} P^{\mu\nu} \frac{-ig}{2\sqrt{2}} V_{cb} Q_\nu \tag{2.1}$$

schreiben läßt. Dabei bezeichnet g die Kopplungskonstante der schwachen Wechselwirkung, V_{cb} ist das Element der CKM-Matrix und die Fermionströme sowie der Propagator sind gegeben durch:

$$L_\mu = \bar{\ell}\gamma_\mu(1-\gamma_5)\nu, \tag{2.2a}$$
$$Q_\mu = \bar{c}\gamma_\mu(1-\gamma_5)b \tag{2.2b}$$
$$\text{und} \qquad P_{\mu\nu}(q) = \frac{-i(g_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu/M_W^2)}{q^2 - M_W^2}. \tag{2.2c}$$

Da die B-Masse, und damit auch der Impulsübertrag q^2, sehr viel kleiner als die nominelle Masse des ausgetauschten W-Bosons ist, kann der Prozeß in guter Näherung

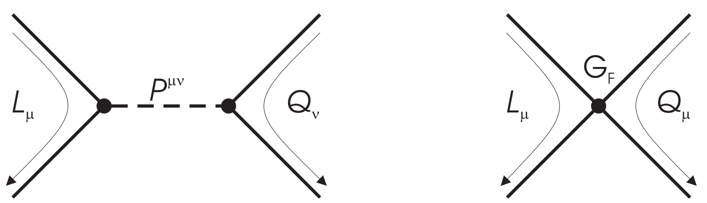

Abbildung 2.1.: Feynmandiagramm der schwachen Wechselwirkung zwischen leptonischem Strom und Quarkstrom vermittels des W-Propagators (links) und als effektive Strom-Strom-Kopplung (rechts).

als Strom-Strom-Wechselwirkung mit effektiver Kopplungsstärke $G_F/\sqrt{2} = g^2/8M_W^2$, der Fermi-Konstante, beschrieben werden (vgl. Abbildung 2.1):

$$\mathcal{M} = -i\frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cb} L^\mu Q_\mu. \tag{2.3}$$

In diesem Matrixelement sind die Einflüsse des leichten Quarks der Mesonen nicht beinhaltet, so daß Spin und Drehimpuls des erzeugten Mesons X_c nicht beschrieben sind. Es eignet sich jedoch für inklusive Vorhersagen, z.B. die Berechnung der totalen semileptonischen Zerfallsbreite:

$$\Gamma_{b\to c\ell\nu} = \frac{G_F^2 m_b^5}{192\pi^3}|V_{cb}|^2(1+\delta_{\mathrm{QED}})(1+\delta_{\mathrm{QCD}}), \tag{2.4}$$

wobei δ_{QED} und δ_{QCD} Korrekturen höherer Ordnung der elektroschwachen bzw. starken Wechselwirkung enthalten. Insbesondere wird die Bindung der Quarks im Meson durch den Term δ_{QCD} beschrieben [17]. Während δ_{QED} theoretisch sehr gut berechenbar ist, enthält δ_{QCD} sowohl eine störungstheoretische Entwicklung in $\Lambda_{\mathrm{QCD}}/m_b$ als auch nicht-perturbative Korrekturen.

Um exklusive Zerfälle in bestimmte Endzustände X_c zu beschreiben, muß in der Berechnung des Matrixelementes $\mathcal{M}$ der Quarkstrom durch den kompletten hadronischen Strom ersetzt werden:

$$Q_\mu \rightsquigarrow H_\mu = \langle X_c | Q_\mu | B \rangle, \tag{2.5}$$

aus dem inklusiven Prozeß werden also die Teile herausprojiziert, in denen die Quarks zu den gesuchten Mesonen gebunden sind.

2.1. Heavy Quark Symmetry und Formfaktoren

Die Berechnung des hadronischen Stroms H_μ macht sich die Tatsache zunutze, daß sowohl das b- als auch das c-Quark schwer sind. Schwer bedeutet in diesem Zusammenhang, daß erstens die Masse des Quarks groß ist verglichen mit der chrakteristischen Energieskala der starken Wechselwirkung, $m_Q \gg \Lambda_{\mathrm{QCD}}$. Zweitens soll die Compton-Wellenlänge des schweren Quarks, λ_Q, klein sein verglichen mit den Impulsen der Gluonen, welche die beiden Quarks im Meson binden. Für diesen Impulsübertrag ist die Größe des Mesons ein Maß, es soll also gelten: $\lambda_Q \sim 1/m_Q \ll 1/\Lambda_{\mathrm{QCD}}$. Unter diesen Voraussetzungen sind die Quantenzahlen des schweren Quarks für das leichte Quark nicht sichtbar. Das schwere Quark bildet also die punktförmige Quelle eines Farbfeldes, unabhängig von seinem Flavor und seiner Spinausrichtung.

Mesonen lassen sich in dieser Näherung durch den Spin und Bahndrehimpuls des leichten Quarks $j_q = L + S_q$ sowie die Parität P charakterisieren. D- und D^*-Mesonen bilden ein Dublett mit den Quantenzahlen $j_q^P = 1/2^-$, die schmalen D^{**}-Mesonen gehören zum $j_q^P = 3/2^+$-Dublett (vgl. Abbildung 1.2).

Im Grenzfall der Heavy-Quark Symmetrie (HQS), $m_Q \to \infty$, ist somit – aus der Pespektive des leichten Quarks – die einzige Auswirkung des Zerfalls $b \to c\ell\nu$ eine Impulsänderung des schweren Quarks und damit des Hadrons. Dieser Impulsübertrag wird durch die Größe q^2 charakterisiert, die invariante Masse des

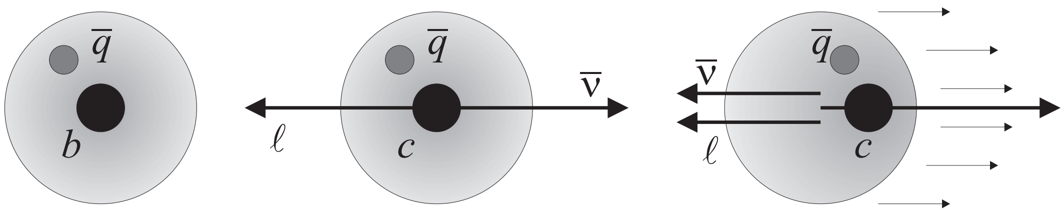

Abbildung 2.2.: Schematische Darstellung eines semileptonischen B-Zerfalls im Bild der HQS. Gezeigt sind das B-Meson vor dem Zerfall (links), ein Zerfall ohne Rückstoß durch das virtuelle W, also $w = 1$, (Mitte) und bei maximalem w (rechts).

virtuellen W-Bosons bzw. des Ensembles aus geladenem Lepton und Neutrino.[1] Äquivalent zu q^2 ist die Variable w, definiert als

$$w = \frac{m_B^2 + m_{X_c}^2 - q^2}{2m_B m_{X_c}} = \frac{p_B \cdot p_{X_c}}{m_B m_{X_c}}. \tag{2.6}$$

Sie gibt das Produkt der Vierergeschwindigkeiten des ursprünglichen B-Mesons und des entstandenen charm Mesons X_c an. Diese Größe entspricht im Ruhesystem des B-Mesons dem relativistischen γ-Faktor des Tochterhadrons X_c. Für $q^2 \to 0$ wird w dabei maximal und für den maximalen Werte von $q^2 = (m_B - m_{X_c})^2$ gilt $w = 1$.

Erfährt das schwere Quark eines Mesons durch den Zerfall eine Geschwindigkeitsänderung, so muß diese Änderung durch Gluonaustausch auch auf das leichte Quark übertragen werden, damit beide weiter als Meson gebunden bleiben. Abbildung 2.2 zeigt die Situation schematisch für den minimalen und maximalen Wert von w. Die Auswirkung eines Impulsübertrages auf das schwere Quark – und damit auch auf das Meson als Ganzes – läßt sich im Rahmen der HQS durch eine Funktion beschreiben, der Isgur-Wise-Funktion [18]. Diese Funktion variiert, je nachdem, in welchem Drehimpulszustand das Meson nach dem Zerfall vorliegt. Zerfälle in die D- und D^*-Mesonen, also der Übergänge $1/2^- \to 1/2^-$, gleichen im Grenzfall der HQS einer elastischen Streuung. Die Isgur-Wise-Funktion entspricht dann dem Überlapp der Wellenfunktionen vor und nach der Streuung. Sie wird mit $\xi(w)$ bezeichnet. Für Zerfälle in orbital angeregte Mesonen gibt es entsprechende Funktionen. Die Isgur-Wise-Funktion für das Dublett $j_q^P = 1/2^+$ wird mit $\zeta(w)$ bezeichnet, diejenige für die schmalen D^{**} des Dubletts $j_q^P = 3/2^+$ mit $\tau(w)$.

Da die Quarks der realen Mesonen endliche Masse besitzen, ist die HQS gebrochen. Die Korrekturen zur exakten HQS werden systematisch in Reihenentwicklungen erfaßt. Sie erfolgen in Potenzen der Größe $\Lambda_{\mathrm{QCD}}/m_Q$ und der starken Kopplungskonstante $\alpha_s(m_Q)$. Diese Entwicklung wird *Heavy Quark Effective Theory* (HQET) genannt. Sie ermöglicht es prinzipiell, die Zerfallsraten semileptonischer B-Zerfälle in exklusive Endzustände X_c zu berechnen.

Die Vorgehensweise ist dabei wie folgt: Zunächst wird der hadronische Strom H_μ ganz allgemein durch die Größen parametrisiert, welche die Mesonen in Anfangs- und Endzustand beschreiben. Konkret sind dies die Vierergeschwindigkeiten der

[1] Für die semileptonischen B-Zerfälle mit $\ell = e, \mu$ kann in guter Näherung $m_\ell = m_\nu = 0$ angenommen werden.

Mesonen sowie ihre Polarisationen. Die Koeffizienten der einzelnen Beiträge sind lorentzinvariante Größen, welche nur vom Impulsübertrag q^2 bzw. w abhängen und Formfaktoren genannt werden. Die HQET ermöglicht es dann, die verschiedenen Formfaktoren in Beziehung zueinander und zu der jeweiligen Isgur-Wise-Funktion zu setzten.

2.2. Qualitative Betrachtung der Zerfälle $B \to D^{**}\ell\nu$

Bevor die relevanten Formfaktoren für die gesuchten Zerfälle explizit bestimmt werden, lassen sich aus dem Grenzfall der HQS Schlußfolgerungen auf die Dynamik der Zerfälle $B \to D^{**}\ell\nu$ ziehen.

Im Limit unendlich großer Massen ist das leichte Quark blind für Flavor und Spin des schweren Quarks. Trotzdem muß sich, um ein D^{**}-Meson zu erzeugen, der Bahndrehimpuls des leichten Quarks um $\Delta L = 1$ ändern. Dies kann nur als Reaktion darauf geschehen, daß das schwere Quark durch den Zerfall seine Geschwindigkeit ändert. Die Erzeugung von D^{**}-Mesonen ist also bei minimalem Rückstoß $w = 1$ nur durch die Brechung der HQS möglich und daher entsprechend unterdrückt.

Zerfälle $B \to D^{**}\ell\nu$ erfolgen also bevorzugt in der Konfiguration, die im rechten Teil von Abbildung 2.2 gezeigt ist. Die beiden Leptonen werden demnach kollinear emittiert, während das entstandene D^{**}-Meson einen Impuls in die entgegengesetze Richtung erhält.

Diese Konfiguration hat weiterhin Auswirkungen auf die möglichen Spin-Ausrichtungen des D^{**}-Mesons. Die beiden Leptonen bilden, wenn sie kollinear emittiert werden, zusammen einen Zustand mit einer Spinkomponente $S_z = 0$ in Richtung der Zerfallsachse. Da das ursprüngliche B-Meson ein Pseudoskalar mit $J = 0$ ist, muß dann auch die Helizität des D^{**}-Mesons $\lambda = 0$ sein.

Eine direkte Folge der in Näherung erfüllten HQS ist also, daß in den Zerfällen $B \to D^{**}\ell\nu$ die D^{**}-Mesonen, unabhängig von ihrem Gesamtdrehimpuls, bevorzugt bei kleinen Werten von q^2 und mit Helizität $\lambda = 0$ erzeugt werden. Anders ausgedrückt sind Abweichungen von diesen Vorhersagen der Brechung der HQS geschuldet und erlauben somit einen Einblick in die QCD-Struktur der gebundenen Mesonen.

2.3. Modelle für die Zerfälle $B \to D^{**}\ell\nu$

Der hadronische Strom H_μ kann für die beiden schmalen D^{**}-Mesonen im Endzustand folgendermaßen parametrisiert werden [19]:

$$\left\langle D_1(v',\epsilon)\right| Q^\mu \left|B(v)\right\rangle = \sqrt{m_{D_1} m_B} \times \left[f_{V_1}\epsilon^{*\mu} + \left(f_{V_2} v^\mu + f_{V_3} v'^\mu\right)(\epsilon^* \cdot v) - i f_A \varepsilon^{\mu\alpha\beta\gamma}\epsilon^*_\alpha v_\beta v'_\gamma\right], \quad (2.7a)$$

$$\left\langle D_2^*(v',\epsilon)\right| Q^\mu \left|B(v)\right\rangle = \sqrt{m_{D_2^*} m_B} \times \left[i k_V \varepsilon^{\mu\alpha\beta\gamma}\epsilon^*_{\alpha\sigma} v^\sigma v_\beta v'_\gamma - k_{A_1}\epsilon^{*\mu\alpha} v_\alpha - \left(k_{A_2} v^\mu + k_{A_3} v'^\mu\right)\epsilon^*_{\alpha\beta} v^\alpha v^\beta\right]. \quad (2.7b)$$

Dabei geben v und v' die Geschwindigkeiten des Mesons vor und nach dem Zerfall an, und ϵ^* ist der Polarisationsvektor bzw. -Tensor des D_1 bzw. des D_2^*. Die f_i und k_i sind die dimensionslosen Formfaktoren und hängen nur von w ab.

Unter Verwendung dieser Parametrisierungen im Matrixelement aus Gleichung (2.3) ergeben sich die differentiellen Zerfallsbreiten zu

$$\frac{\mathrm{d}\Gamma(B \to D_1 \ell\nu)}{\mathrm{d}w} = \frac{G_F^2 |V_{cb}|^2 m_B^5 r_1^3}{48\pi^3} (w^2-1)^{\frac{1}{2}} \times \\ \left\{ 2\left(1-2wr_1+r_1^2\right)\left[f_{V_1}^2 + (w^2-1) f_A^2\right] + \left[(w-r_1) f_{V_1} + (w^2-1)(f_{V_3}+r_1 f_{V_2})\right]^2 \right\} \tag{2.8a}$$

und

$$\frac{\mathrm{d}\Gamma(B \to D_2^* \ell\nu)}{\mathrm{d}w} = \frac{G_F^2 |V_{cb}|^2 m_B^5 r_2^3}{144\pi^3} (w^2-1)^{\frac{3}{2}} \times \\ \left\{ 3\left(1-2wr_2+r_2^2\right)\left[k_{A_1}^2 + (w^2-1) k_V^2\right] + 2\left[(w-r_2) k_{A_1} + (w^2-1)(k_{A_3}+r_2 k_{A_2})\right]^2 \right\} \tag{2.8b}$$

mit den Massenverhältnissen $r_1 = m_{D_1}/m_B$ und $r_2 = m_{D_2^*}/m_B$.

Im Rahmen der HQET lassen sich die verschiedenen f_i und k_i zueinander in Beziehung setzten, so daß die differentiellen Zerfallsbreiten jeweils durch nur einen Formfaktor $\mathcal{F}_{D^{**}}(w)$ ausgedrückt werden können [20]:

$$\frac{\mathrm{d}\Gamma(B \to D_1 \ell\nu)}{\mathrm{d}w} = \frac{G_F^2 |V_{cb}|^2 m_B^5 r_1^3}{48\pi^3} (w^2-1)^{\frac{3}{2}} \mathcal{F}_{D_1}^2 \times \\ \frac{2}{3}(w+1)\left[(w-1)(1+r_1)^2 + w(1-2wr_1+r_1^2)\right] \tag{2.9a}$$

und

$$\frac{\mathrm{d}\Gamma(B \to D_2^* \ell\nu)}{\mathrm{d}w} = \frac{G_F^2 |V_{cb}|^2 m_B^5 r_2^3}{48\pi^3} (w^2-1)^{\frac{3}{2}} \mathcal{F}_{D_2^*}^2 \times \\ \frac{2}{3}(w+1)\left[(w+1)(1-r_2)^2 + 3w(1-2wr_2+r_2^2)\right]. \tag{2.9b}$$

Die beiden Formfaktoren $\mathcal{F}_{D_1}(w)$ und $\mathcal{F}_{D_2^*}(w)$ wiederum stehen über die Isgur-Wise-Funktion $\tau(w)$ in Beziehung zueinander.

Damit sind alle QCD-Effekte der Bindung der beiden Quarks im Meson beschrieben durch nur eine einzige Funktion, die noch bestimmt werden muß. Im Grenzfall der HQS bleibt beim Übergang $1/2^- \to 1/2^-$ die Struktur des Hadrons identisch, wenn keine Geschwindigkeitsänderung auf das Hadron übertragen wird, also $w = 1$ gilt. Dies definiert die entsprechende Isgur-Wise-Funktion im Punkt minimalen Rückstoßes zu $\xi(1) = 1$, und die gesamte Funktion ξ kann als Reihenentwicklung um diesen Punkt beschrieben werden [21]. Für die angeregten D^{**}-Mesonen ist eine solche Normierung der Isgur-Wise-Funktion an einem Punkt nicht möglich. Die für die Partialbreite in Gleichung (2.9) entscheidende Funktion $\tau(w)$ muß also anhand von Modellbeschreibungen des Mesons im gesamten erlaubten Bereich von w bestimmt werden. Zwei solche Modelle, die in der vorliegenden Analyse verwendet werden, werden im Folgenden genauer vorgestellt.

2.3.1. Das ISGW2-Modell

Das ISGW2-Modell [22], benannt nach seinen Autoren Isgur, Scora, Grinstein und Wise, ist eine Erweiterung des ursprünglichen ISGW-Modells und beschreibt die Mesonen durch ein nicht-relativistisches Konstituenten-Quark-Modell. Darin ist die Bindung der Quarks im Meson durch ein Farbpotential der Form

$$V(r) = -\frac{4\alpha_s}{3r} + br + c \tag{2.10}$$

gegeben. Der Coulomb-Term beschreibt die starke Wechselwirkung für kleine Abstände mit einer laufenden Kopplungskonstante $\alpha_s = 0.5 \to 0.3$ und der lineare Anstieg mit den Paramtern $b = 0.18\,\mathrm{GeV}^2$ und $c = -0.84\,\mathrm{GeV}$ bewirkt das Confinement der Quarks. Als Lösungen der Schrödinger-Gleichung dieses Potentials dienen Variationen der Wellenfunktionen eines harmonischen Oszillators:

$$\psi^{1S} = \frac{\beta_S^{3/2}}{\pi^{3/4}} e^{-\beta_S^2 r^2/2} \tag{2.11a}$$

$$\text{und} \qquad \psi_{11}^{1P} = -\frac{\beta_P^{5/2}}{\pi^{3/4}} r_+ e^{-\beta_P^2 r^2/2}, \tag{2.11b}$$

welche den Mesonen mit $L = 0$ bzw. $L = 1$ entsprechen. Die β-Parameter werden dabei angepaßt, um die jeweiligen Mesonen zu beschreiben. Für das B-Meson gilt $\beta_S = 0.43$ und für die D^{**}-Mesonen $\beta_P = 0.33$.

Das ISGW2-Modell beinhaltet die korrekten Beziehungen der Formfaktoren zueinander im HQS-Limit und Korrekturen der Ordnung $\Lambda_{\mathrm{QCD}}/m_Q$. Außerdem wird in erster Ordnung die Brechung der HQS durch kinematische Effekte der verschiedenen Flavor-Zustände berücksichtigt, sowie die chromomagnetische Wechselwirkung des schweren Quarks mit dem Farbfeld, welche sowohl die Flavor- als auch die Spin-Symmetrie des HQS-Limits verletzt.

In diesem Modell werden alle Formfaktoren für die Zerfälle $B \to D^{**}\ell\nu$ zurückgeführt auf die Funktion

$$F_5(q^2) \propto \left[1 + \frac{r_{BX_c}^2}{12}\left(q_{\mathrm{max}}^2 - q^2\right)\right]^{-2}. \tag{2.12}$$

Die genaue Form des Proportionalitätsfaktors, der als eine Funktion der Massen der beteiligten Quarks und Hadronen gegeben ist, die explizite Abhängigkeit der einzelnen Formfaktoren von F_5 und die Definition des Parameters r_{BX_c} sind detailliert im Anhang A.1 beschrieben.

Mit Hilfe von $F_5(q^2)$ macht das ISGW2-Modell Vorhersagen für die differentiellen Zerfallsraten $\mathrm{d}\Gamma_{X_c}/\mathrm{d}w$ der charm Mesonen, sowie der relativen Beiträge von D-, D^*- und D^{**}-Mesonen zur totalen semileptonischen Breite. Diese Resultate sind in Tabelle 2.1 zusammengefaßt. Im ISGW2-Modell ist die totale semileptonische Zerfallsbreite $\Gamma(b \to c\ell\nu)$ zu rund 90% durch die $j_q^P = 1/2^-$ Zustände D und D^* gegeben, und der verbleibende Teil wird dominiert von den schmalen D^{**}-Resonanzen des Dubletts $j_q^P = 3/2^+$. Der Vergleich mit den bisherigen Messungen exklusiver semileptonischer Zerfälle zeigt, daß dabei erstens der Anteil der D- und D^*-Mesonen

X_c	ISGW2		Messung
	Γ_{X_c} $[10^{13}|V_{cb}|^2/\mathrm{s}]$	$\Gamma_{X_c}/\Gamma_{b\to c\ell\nu}$ [%]	$\Gamma_{X_c}/\Gamma_{b\to c\ell\nu}$ [%]
D	1.19	29.3	20.1±1.9
D^*	2.48	61.1	55.8±3.3
D_1	0.18	4.43	5.3±1.5
D_2^*	0.09	2.22	
D_0^*	0.03	0.74	
D_1^*	0.03	0.74	
ΣX_c	4.06	100	

Tabelle 2.1.: Vorhersagen des ISGW2-Modells [22] für die Partialbreiten der Zerfälle $B \to X_c\ell\nu$ und Vergleich mit bisherigen Messungen nach [12].

überschätzt wird und zweitens die Beiträge der breiten D^{**}-Mesonen sowie von nicht-resonanten Dreikörperzerfällen $B \to D^{(*)}\pi\ell\nu$ offensichtlich unterschätzt werden. Insbesondere das Verhältnis von schmalen und breiten D^{**}-Zuständen wird im Folgenden, in Abschnitt 2.4, noch diskutiert.

Die beim *BaBar*-Experiment verwendete Monte-Carlo-Simulation der semileptonischen Zerfälle $B \to D^{**}\ell\nu$ beruht auf der Vorhersage des ISGW2-Modells für die differentielle Zerfallsbreite. Allerdings sind die einzelnen Verzweigungsverhältnisse an die neuesten experimentellen Resultate [12] angepaßt.

2.3.2. Das LLSW-Modell

Eine Alternative zum ISGW2-Modell bildet das LLSW-Modell [23] von Leibovich, Ligeti, Stewart und Wise, welches sich explizit mit der Beschreibung semileptonischer B-Zerfälle in drehimpulsangeregte charm Mesonen beschäftigt.

Ausgangspunkt der Überlegungen zum LLSW-Modell ist die Tatsache, daß einerseits die Produktion von D^{**}-Mesonen in semileptonischen B-Zerfällen für $w = 1$ aufgrund der HQS unterdrückt ist (vgl. Abschnitt 2.2), andererseits wird der Phasenraum für den Zerfall $B \to D^{**}\ell\nu$ bei minimalem Rückstoß maximal. Korrekturen zur HQS der Größenordnung $\mathcal{O}(\Lambda_{\mathrm{QCD}}/m_Q)$ können also aufgrund des Phasenraums signifikante Änderungen der gesamten Zerfallsbreite bewirken. Daher ist der Ansatz des LLSW-Modells, die $\Lambda_{\mathrm{QCD}}/m_Q$-Korrekturen zur HQS direkt in die Lagrange-Funktion der QCD zu integrieren.

Ist $h_v^{(Q)}$ das Feld des schweren Quarks im Grenzfall $m_Q = \infty$, so ist das Feld des Quarks mit realistischer endlicher Masse gegeben durch die Entwicklung

$$Q(x) = e^{-im_Q v\cdot x}\left[1 + \frac{i\not{D}}{2m_Q} + \mathcal{O}\left(\frac{\Lambda_{\mathrm{QCD}}}{m_Q}\right)^2\right] h_v^{(Q)}. \tag{2.13}$$

Mit diesem Quarkfeld kann die Lagrange-Funktion der QCD, $\mathcal{L} = \bar{Q}(i\not{D} - m_Q)Q$, ausgedrückt werden als

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\mathrm{HQS}} + \delta\mathcal{L} + \ldots\,. \tag{2.14}$$

Der zusätzliche Term $\delta\mathcal{L}$ enthält dabei Änderungen aufgrund der kinetischen Energie des schweren Quarks sowie seiner Wechselwirkung mit dem Farbfeld.

Wie in Abschnitt 2.2 diskutiert wurde, werden die D^{**}-Mesonen bei maximalem w ausschließlich in der Helizitätskomponente $\lambda = 0$ erzeugt. Für $w = 1$ jedoch, wenn das D^{**}-Meson im Ruhesystem des zerfallenden B keinen Impuls erhält, erfolgt die Produktion unpolarisiert, es müssen also die drei Helizitätskomponenten $\lambda = -1, 0, +1$ gleichermaßen erzeugt werden.[2] Die Korrekturen $\delta\mathcal{L}$, welche die Produktion von D^{**}-Mesonen bei $w = 1$ erst ermöglichen, müssen also für die verschiedenen Helizitätsamplituden unterschiedlich sein. Daher separiert das LLSW-Modell die differentielle Zerfallsrate aus Gleichung (2.9) in die Beiträge der einzelnen Helizitätskomponenten und entwickelt diese in Potenzen von $w - 1$:

$$\frac{\mathrm{d}^2\Gamma_{D_1}}{\mathrm{d}w\,\mathrm{d}\cos\theta} = \Gamma_0\tau^2(1)r_1^3\sqrt{w-1} \times \sum_n (w-1)^n \\ \left\{\sin^2\theta s_1^{(n)} + (1 - 2r_1 w + r_1^2)\left[(1+\cos^2\theta)t_1^{(n)} - 4\cos\theta\sqrt{w^2-1}u_1^{(n)}\right]\right\} \quad (2.15a)$$

und

$$\frac{\mathrm{d}^2\Gamma_{D_2^*}}{\mathrm{d}w\,\mathrm{d}\cos\theta} = \frac{3}{2}\Gamma_0\tau^2(1)r_2^3(w-1)^{\frac{3}{2}} \times \sum_n (w-1)^n \\ \left\{\frac{4}{3}\sin^2\theta s_2^{(n)} + (1 - 2r_2 w + r_2^2)\left[(1+\cos^2\theta)t_2^{(n)} - 4\cos\theta\sqrt{w^2-1}u_2^{(n)}\right]\right\} \quad (2.15b)$$

mit den Formfaktoren $s_L^{(n)}$, $t_L^{(n)}$ und $u_L^{(n)}$ für die einzelnen Helizitätsamplituden.

Alle Formfaktoren wiederum sind Reihenentwicklungen in $\Lambda_{\mathrm{QCD}}/m_Q$, die allerdings mit der Isgur-Wise-Funktion $\tau(w)$ verknüpft sind. Um diese zweifache Entwicklung systematisch zu einer gegebenen Ordnung ausführen zu können, nehmen die Autoren zwei Szenarien an: $\mathcal{O}(w-1) \approx \mathcal{O}(\Lambda_{\mathrm{QCD}}/m_Q)$ und $\mathcal{O}(w-1) \ll \mathcal{O}(\Lambda_{\mathrm{QCD}}/m_Q)$. In beiden Fällen sind die Vorhersagen miteinander konsistent.

Im Gegensatz zum ISGW2-Modell macht das LLSW-Modell keine Aussage über die absoluten Verzweigungsverhältnisse, sondern bestimmt diese relativ zur Normierung $\tau(1)$ und Form $\tau'(1)$ der Isgur-Wise-Funktion. Allerdings ergeben sich so aus dem LLSW-Modell Vorhersagen für die Verhältnisse der Beiträge einzelner D^{**}-Mesonen in semileptonischen B-Zerfällen, insbesondere:

$$\mathcal{R} = \frac{\Gamma_{D_2^*}}{\Gamma_{D_1}} \simeq 0.6 \quad (2.16)$$

und

$$\frac{\Gamma_{D_1} + \Gamma_{D_2^*} + \Gamma_{D_0^*} + \Gamma_{D_1^*}}{\Gamma_{D_1}} \simeq 2.6. \quad (2.17)$$

In der Aussage, daß in semileptonischen B-Zerfällen D_1- und D_2^*-Mesonen etwa im Verhältnis 2:1 produziert werden, stimmen die Modelle LLSW und ISGW2 miteinander überein. Ein deutlicher Widerspruch zwischen den beiden Modellen tritt jedoch

[2] Auch im Falle des D_2^* sind, aufgrund der $V-A$-Struktur der schwachen Wechselwirkung, nur diese drei Helizitätskomponenten möglich.

im Bereich der breiten Resonanzen des Dubletts $j_q^P = 1/2^+$ zutage. Im LLSW-Modell werden schmale und breite D^{**}-Mesonen nahezu in gleicher Zahl erzeugt, während das ISGW2-Modell eine Dominanz der schmalen Zustände vorhersagt.

Außerdem bestimmt das LLSW-Modell die relativen Beiträge der Helizitätskomponente $\lambda = 0$ zu den Zerfällen. Für die schmalen D^{**}-Mesonen sind die Resultate

$$\Gamma_{D_1}^{(\lambda=0)} \Big/ \Gamma_{D_1} \simeq 0.8 \tag{2.18a}$$

und
$$\Gamma_{D_2^*}^{(\lambda=0)} \Big/ \Gamma_{D_2^*} \simeq 0.6. \tag{2.18b}$$

Das LLSW-Modell sagt also einerseits eine deutliche Polarisation der D^{**}-Mesonen voraus, andererseits aber auch einen signifikanten Beitrag der im HQS-Limit unterdrückten Helizitätskomponenten $\lambda = \pm 1$.

Bei der Erstellung von Simulationen für das BABAR-Experiment dient das LLSW-Modell als Vergleichsmodell zum ISGW2-Modell.

2.3.3. Weitere Modelle

Neben dem ISGW2- und dem LLSW-Modell gibt es noch viele weitere theoretische Beschreibungen der semileptonischen Zerfälle $B \to D^{**}\ell\nu$.

Das Modell von Suzuki, Ito, Sawada und Matsude [24] ähnelt dem ursprünglichen Ansatz des ISGW-Modells, verwendet aber einen anderen Ansatz für die Isgur-Wise-Funktion $\tau(w)$. Es beinhaltet allerdings keine Korrekturen höherer Ordnung in $\Lambda_{\mathrm{QCD}}/m_Q$ zur Brechung der HQS. Gleiches gilt für das Modell von Veseli und Olsson [20], welches drei verschiedene Beschreibungen der Bindung der leichten Quarks im Meson diskutiert und konsistente Ergebnisse für die Zerfälle der Mesonen erhält.

Im Gegensatz zu den vorangenannten Modellen, die nicht-relativistische Quark-Modelle verwenden, benutzen Sutherland, Holdom, Jaimungal und Lewis einen relativistischen Ansatz [25] zur Beschreibung der Quarks. Ihr Modell verwendet keine Entwicklung in $\Lambda_{\mathrm{QCD}}/m_Q$, trotzdem erfüllt es die Randbedingungen der HQS im Grenzfall $m_Q \to \infty$. Resultate werden sowohl in diesem Limit, als auch für endliche Quarkmassen angegeben. Eine Besonderheit dieses Modells ist, daß es einen signifikanten Beitrag von nicht-resonanten Zerfällen $B \to D^{(*)}\pi\ell\nu$ vorhersagt.

Besonders geeignet zur Beschreibung dieser nicht-resonanten Zerfälle ist das Modell von Goity und Roberts [26]. Es untersucht die Emission von Pionen im Rahmen der HQET, wobei der eigentliche schwache Zerfall und die Produktion des Pions als zwei eigenständige Prozesse betrachtet werden, mit einem Zwischenzustand $\tilde{B}$ oder $\tilde{D}$. Das $\tilde{D}$ kann dabei prinzipiell durchaus ein orbital angeregtes D^{**} sein. Allerdings zeigt sich, daß gerade die schmalen D_1 und D_2^* in diesem Modell nicht enthalten sind, da die zugrunde liegende Lagrange-Funktion in Ordnungen $\mathcal{O}(p_\pi)$ entwickelt wird, und die Rechnungen nur die führende Ordnung berücksichtigen. Das $j_q = 3/2$-Dublett jedoch tritt erst in höheren Ordnungen des Pion-Impulses auf. Einen ähnlichen Ansatz verfolgen Lee, Lu, Wise, Cheng *et al.* in [27].

Einen anderen Weg beschreiten Colangelo, Nardulli und Paver [28], welche die Elemente der gesuchten Übergangsmatrix aus QCD-Summenregeln [29] bestimmen.

Auch sie benutzen den Grenzfall $m_Q \to \infty$ zur Berechnung ihrer Ergebnisse, weisen aber darauf hin, daß Korrekturen der Ordnung $\Lambda_{\mathrm{QCD}}/m_Q$ durchaus einen wichtigen Beitrag liefern können.

2.4. Summenregeln

In den Rechnungen der HQET sind sowohl die Partialbreiten für exklusive Zerfälle $B \to X_c\ell\nu$ als auch die inklusive Rate $\Gamma(b \to c\ell\nu)$ Entwicklungen in den Quarkmassen und den QCD-Parametern. In diesem Kontext wird die Aussage, daß die Summe der exklusiven Zerfälle der inklusiven Rate entsprechen soll, zu einer expliziten Bedingung, welche die beteiligten Formfaktoren erfüllen müssen. Die Übereinstimmung der Rechnungen auf Quark-Niveau und für Hadronen wird Quark-Hadron-Dualität genannt.

Gruppiert man die einzelnen Terme in der Summe der exklusiven Zerfälle neu nach Ordnungen der Entwicklungsparameter, so müssen diese den jeweiligen Koeffizienten der inklusiven Rechnung entsprechen. Für die Terme der Ordnung $\mathcal{O}(1)$, also im Grenzfall der HQS, ist für $w = 1$ nur der Übergang in D- und D^*-Mesonen des $j_q^P = 1/2^-$-Dublettes erlaubt, das heißt nur die Isgur-Wise-Funktion ξ spielt eine Rolle, was letztlich zu der Normierung $\xi(1) = 1$ führt.

In erster Ordnung treten dann die orbital angeregten D^{**}-Mesonen auf und mit ihnen die entsprechenden Formfaktoren ζ und τ. Für ξ wird in dieser Ordnung auch die erste Ableitung $\mathrm{d}\xi/\mathrm{d}w|_{w=1} \equiv \rho^2$ relevant. Daraus ergibt sich die Bjorken-Summenregel [30]

$$\rho^2 - \frac{1}{4} = \sum_n \left[|\zeta^{(n)}(1)|^2 + 2|\tau^{(n)}(1)|^2 \right], \tag{2.19}$$

wobei die Summe über alle radialen Anregungen n läuft.

Mit ähnlichen Ansätzen findet Uraltsev [31]

$$\sum_n \left[|\tau^{(n)}(1)|^2 - |\zeta^{(n)}(1)|^2 \right] = \frac{1}{4}, \tag{2.20}$$

und Neubert [32] leitet

$$\sum_n \Delta_{3/2}^{(n)} |\tau^{(n)}(1)|^2 = 4 \sum_n \Delta_{1/2}^{(n)} |\zeta^{(n)}(1)|^2 \tag{2.21}$$

ab, wobei $\Delta_{j_q}^{(n)}$ die jeweilige Massendifferenz zum Grundzustand D angibt. Alle diese Summenregeln führen, unter Annahmen für die Beiträge aus radialen Anregungen, zu der Vorhersage $|\tau^{(0)}(1)|^2 > |\zeta^{(0)}(1)|^2$, und dies wird auch durch Resultate aus Gitterrechnungen bestätigt [33]. Die genannten Summenregeln sind zwar zunächst nur an der Stelle $w = 1$ gültig, sie können aber über den gesamten erlaubten Bereich von w erweitert werden [34].

Insgesamt sagen die Summenregeln also einem wesentlich stärkeren Beitrag der schmalen D^{**}-Mesonen, verglichen mit dem der breiten D^{**}, zur semileptonischen Breite der B-Mesonen voraus.

2.5. Theoretische Implikationen der Messung

In den vorangegangenen Abschnitten wurden theoretische Modelle diskutiert, mit Hilfe derer semileptonische B-Zerfälle beschrieben werden. Diese Modelle sind einerseits notwendig für die vorliegende Analyse, um z.B. Signalsimulationen zur Bestimmung der Rekonstruktionseffizienzen zu erstellen. Andererseits stellt sich die Frage, inwieweit die Analyse der BABAR-Daten Auswirkungen auf die Modellbildung hat, und wie insbesondere die in der vorliegenden Analyse gesuchten Größen helfen können, die theoretischen Modelle zu präzisieren.

Die ultimative Messung wäre die Bestimmung der differentiellen Zerfallsbreite in Abhängigkeit von q^2 und allen Zerfallswinkeln, welche die komplette Information über die Dynamik der Zerfälle $B \to D^{**}\ell\nu$ enthält. Für eine solche Analyse müßten D^{**}-Mesonen in großer Zahl und nahezu untergrundfrei rekonstruiert und zusätzlich die einzelnen Beiträge der verschiedenen D^{**} sauber getrennt werden. Dies ist derzeit mit den vorhandenen Datensätzen nicht möglich. Ziel dieser Arbeit ist es, die integrierten Zerfallsbreiten für die schmalen D^{**}-Mesonen zu bestimmen, doch auch schon diese Größen lassen klare Rückschlüsse auf die zugrunde liegenden Prozesse und deren theoretische Beschreibung zu.

$\boldsymbol{\Gamma_{D_1} + \Gamma_{D_2^*}}$

Aus der Summe der Partialbreiten der schmalen D^{**} läßt sich direkt ablesen, ob damit die inklusiv gemessene semileptonische Zerfallsbreite aufgefüllt wird. Ist dies nicht der Fall, so müssen die breiten D^{**}-Mesonen oder nicht-resonante Dreikörperzerfälle einen signifikanten Beitrag zu $\Gamma_{b\to c\ell\nu}$ liefern. Das widerspräche sowohl dem ISGW2-Modell [22] als auch HQET-basierten Summenregeln [31, 32].

Insbesondere die Vorhersagen der Summenregeln sind nur schwer mit einem signifikanten Defizit $\Gamma_D + \Gamma_{D^*} + \Gamma_{D_1} + \Gamma_{D_2^*} < \Gamma_{b\to c\ell\nu}$ in Einklang zu bringen. In [35] wird diskutiert, inwieweit Korrekturen in $1/m_c$ oder Beiträge radialer Anregungen die Vorhersagen beeinflussen können, und die Autoren von [36] geben ein Beispiel dafür, daß auch Strahlungskorrekturen unerwartet großen Einfluß auf die theoretischen Rechnungen erlangen können.

Eine Messung von $\Gamma_{D_1} + \Gamma_{D_2^*}$ kann also sehr weitreichende Einschränkungen für die Modellbildung ergeben.

$\boldsymbol{\Gamma_{D_1}/\Gamma_{D_2^*}}$

Auch das Verhältnis der Verzweigungsverhältnisse der schmalen D^{**}-Zustände gibt Aufschluß über notwendige Korrekturen zur HQS. Berechnungen, die die Terme höherer Ordnung in $\Lambda_{\mathrm{QCD}}/m_Q$ vernachlässigen, kommen zu dem Resultat, daß in semileptonischen B-Zerfällen mehr D_2^*-Mesonen produziert werden [20, 24, 27, 28], während die Korrekturterme der Entwicklung in $\Lambda_{\mathrm{QCD}}/m_Q$ zu der Vorhersage führen, daß die Zerfälle in D_1-Mesonen dominieren [22, 23]. Die Bestimmung des Verhältnisses

$$\mathcal{R} = \frac{\Gamma(B \to D_2^*\ell\nu)}{\Gamma(B \to D_1\ell\nu)} \tag{2.22}$$

gibt also experimentelle Hinweise darauf, ob und wie die Terme höherer Ordnung in $\Lambda_{\mathrm{QCD}}/m_Q$ berücksichtigt werden müssen.

Polarisation der D^{**}-Mesonen

Bei der Trennung der Signale von D_1- und D_2^*-Mesonen in der Rekonstruktionskette $D^{**}{\to}D^*\pi^\pm$ spielt der Helizitätswinkel des sekundären D^* eine große Rolle (vgl. Abschnitt 5.1). Die Helizitätswinkelverteilung für D^*-Mesonen aus D_2^*-Zerfällen ist bekannt. Die Verteilung der aus D_1-Zerfällen stammenden D^* wird durch die Größe A_{D_1} parametrisiert, die in der vorliegenden Analyse zusammen mit den Verzweigungsverhältnissen bestimmt wird.

Aus der Größe A_{D_1} können zwar nicht direkt die einzelnen Helizitätsamplituden λ_-, λ_0 und λ_+ extrahiert werden, A_{D_1} enthält aber eine Sensitivität auf die Polarisation der D_1-Mesonen. Ist A_{D_1} in Übereinstimmung mit einer unpolarisierten Erzeugung der D_1, so ist dies ein Beleg dafür, daß der semileptonische Zerfall $B \to D^{**}\ell\nu$ nicht im Grenzfall der HQS beschrieben werden kann. Den Zusammenhang der kinematischen Größen des Zerfalls $B \to D^{**}\ell\nu$, der entsprechenden Polarisationen, sowie der Vorhersagen der HQS verdeutlicht die folgende Skizze:

$$\begin{array}{rcl} w & = & 1 \\ q^2 & = & q^2_{\max} \\ \vec{p}_{D^{**}} & = & \vec{p}_B \approx 0 \end{array} \quad \xleftarrow[\text{HQS verletzend}]{\lambda_-=\lambda_0=\lambda_+} \quad \xrightarrow[\text{HQS erhaltend}]{\lambda_-=\lambda_+=0<\lambda_0} \quad \begin{array}{rcl} w & = & w_{\max} \\ q^2 & = & 0 \\ |\vec{p}_{D^{**}}| & = & |\vec{p}_\ell| + |\vec{p}_\nu| \gg 0 \end{array}$$

Die Messung von A_{D_1} kann mit der Vorhersage des LLSW-Modells [23] für die einzelnen Beiträge der verschiedenen Helizitätskomponenten in Gleichung (2.18) verglichen werden. Da das LLSW-Modell die einzelnen Helizitätsamplituden $\mathrm{d}\Gamma^\lambda_{D^{**}}/\mathrm{d}w$ auf die Isgur-Wise-Funktion $\tau(w)$ zurückführt, ist die Bestimmung von A_{D_1} letztlich eine Einschränkung für die Form von $\tau(w)$.

Ävver halt' mer all die Sache öm Joddeswelle en Ihre.
Un maat och nit nur ei Deil dovun kapott,
Denn ihr wißt, ich sin alles.

Kapitel 3.

Das BaBar-Experiment

Das Hauptziel des *BaBar*-Experimentes ist die Untersuchug der *CP*-Verletzung in den Zerfällen von B-Mesonen. Die Produktion der B-Mesonen erfolgt durch den Prozeß

$$e^+e^- \to \Upsilon(4\mathrm{S}) \to B\overline{B}.$$

Bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 10.58\,\mathrm{GeV}$, welche der Masse der $\Upsilon(4\mathrm{S})$-Resonanz entspricht, hat dieser einen Wirkungsquerschnitt [12] von $\sigma_{B\overline{B}} = 1.1\,\mathrm{nb}$. Die beiden B-Mesonen werden dabei nahezu in Ruhe erzeugt, sie haben im Schwerpunktssystem einen Impuls von etwa $|\vec{p}_B| = 325\,\mathrm{MeV}/c$.

Diese Parameter definieren zwei experimentelle Anforderungen. Erstens muß eine hohe Luminosität erreicht werden, da B-Zerfälle in *CP*-Eigenzustände typischerweise Zerfallsraten von $\mathcal{O}(10^{-4})$ haben. Zweitens müssen die Lebensdauern der beiden B-Mesonen gemessen werden. Diese können aus den Flugstrecken der Mesonen rekonstruiert werden, wenn bei einer asymetrischen Maschine das Ruhesystem einen Lorentz-Boost gegenüber dem Laborsytem aufweist. Entsprechend ist der PEP-II-Speicherring am Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) aufgebaut.

3.1. Der BaBar-Detektor am PEP-II-Speicherring

Bei der PEP-II-B-Fabrik werden Elektronen und Positronen im Linearbeschleuniger des SLAC auf Energien von $E_{e^-} = 9\,\mathrm{GeV}$ und $E_{e^+} = 3.1\,\mathrm{GeV}$ beschleunigt und anschließend in einen Speicherring injiziert und zur Kollision gebracht. Die Anlage ist in Abbildung 3.1 schematisch dargestellt.

Durch die unterschiedlichen Energien von Elektronen und Positronen hat das Schwerpunktssystem bezüglich des Labors einen Boost von $\beta\gamma = 0.55$. Entsprechend sind die beiden Zerfallsvertices der B-Mesonen im Mittel um $240\,\mu\mathrm{m}$ getrennt.

Nach der Fertigstellung 1998 wurde die Luminosität der Anlage sukzessive verbessert. Der projektierte Wert von $3 \times 10^{33}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ wurde 2001 erreicht und schließlich weiter bis zu einer Spitzenluminosität von $12 \times 10^{33}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ gesteigert. Die so erzeugten B-Paar-Ereignisse wurden von dem *BaBar*-Detektor mit hoher Effizienz aufgezeichnet, so daß insgesamt ein Datensatz vorliegt, der einer integrierten

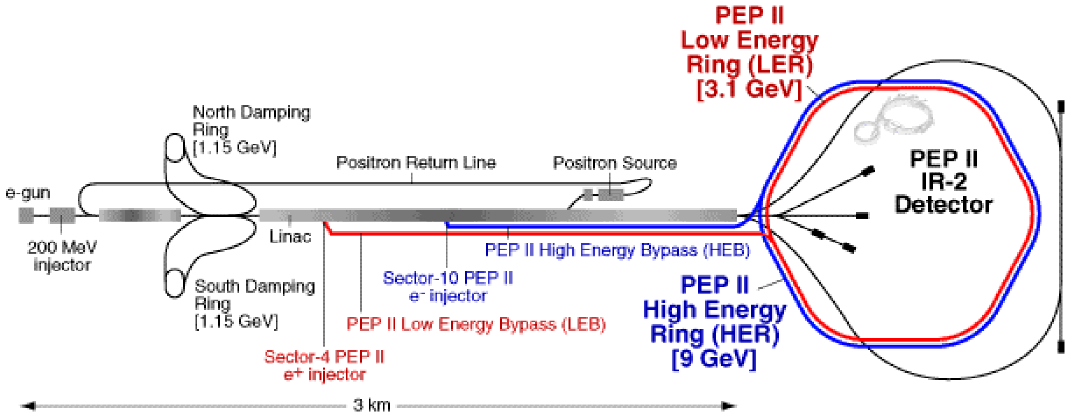

Abbildung 3.1.: Der PEP-II-Speicherring am Stanford Linear Accelerator Center [37]

Luminosität von $\mathcal{L}_{\Upsilon(4S)} = 433\,\mathrm{fb}^{-1}$ auf der $\Upsilon(4S)$-Resonanz entspricht (vgl. Abbildung 3.2).

Die beiden wesentlichen Anforderungen an den *BABAR*-Detektor sind, die Spuren der geladenen Teilchen aus den B-Zerfällen präzise zu vermessen, um auf die Zerfallspunkte schließen zu können, sowie eine exzellente Trennung von Elektronen, Myonen und Kaonen zu gewährleisten, um den Flavor der jeweiligen B-Mesonen bestimmen zu können.

Dazu besteht der *BABAR*-Detektor aus fünf Hauptkomponenten: Ein Silizium-Vertex-Spurdetektor (SVT) und eine Driftkammer (DCH) liefern Informationen über die Spuren der geladenen Teilchen in einem 1.5 T starken Magnetfeld. Photonen, und durch den Zerfall $\pi^0 \to \gamma\gamma$ somit auch neutrale Pionen, werden im elektromagnetischen Kalorimeter (EMC) nachgewiesen, während langlebige neutrale Hadronen und

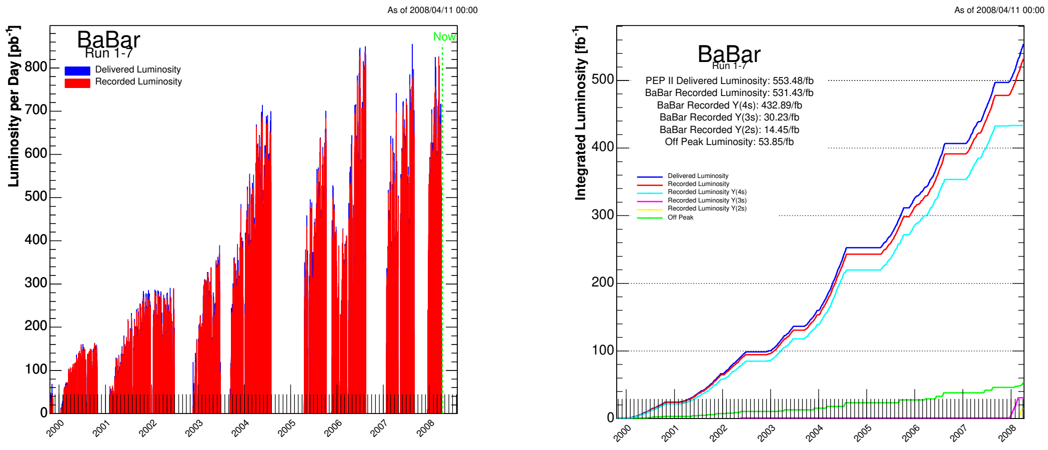

Abbildung 3.2.: Integrierte Luminosität pro Tag (links) und insgesamt (rechts) des PEP-II-Speicherrings und des *BABAR*-Datensatzes [38].

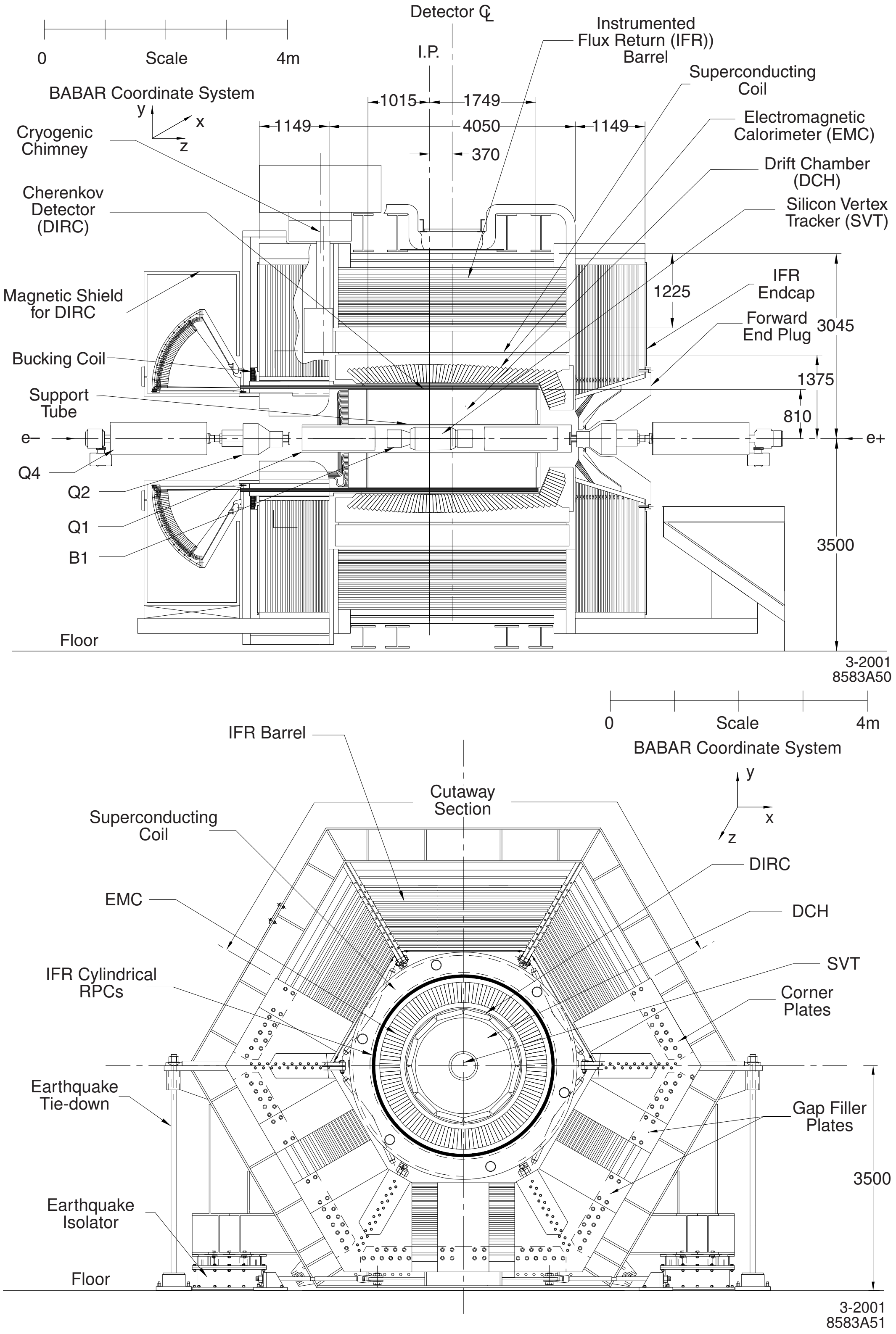

Abbildung 3.3.: Schematische Darstellung des *BaBar*-Detektors in Schnitten längs (oben) und senkrecht (unten) der Strahlachse [39].

Myonen durch das instrumentierte Eisenjoch (IFR) detektiert werden. Zur Teilchenidentifizierung dient ein Čerenkov-Detektor (DIRC).

Die Beschreibung der einzelnen Komponenten im Folgenden verwendet das *BaBar*-Koordinatensystem. Darin ist der Ursprung durch den nominellen Wechselwirkungspunkt und die z-Achse durch den Elektronstrahl definiert. Die x-Achse zeigt horizontal von der Mitte des PEP-II-Rings nach außen und die y-Achse senkrecht nach oben. Eine ausführliche Diskussion des *BaBar*-Detektors ist in [39] zu finden. Eine Übersicht über den *BaBar*-Detektor zeigt Abbildung 3.3.

Der Silizium-Vertex-Spurdetektor

Die Hauptaufgabe des Silizium-Vertex-Spurdetektors (SVT) ist die Bestimmung der Spurtrajektorien zur Rekonstruktion der B-Zerfallspunkte. Dazu besteht er aus fünf konzentrischen Lagen doppelseitiger Silizium-Streifendetektoren. Jede Lage ist azimutal in Module unterteilt, die sich überlagern, um eine maximale Akzeptanz zu gewährleisten. Die Richtungen der Auslesestreifen der beiden Lagen eines jeden Moduls sind senkrecht zueinander. An der Innerseite verlaufen die Streifen senkrecht zur Strahlrichtung, was eine gute Ortsauflösung in z-Richtung liefert, die äußeren Lagen sind parallel zur Strahlachse orientiert, um den Azimut φ der Trajektorie zu bestimmen.

Die inneren drei Lagen bei Radien von 32, 40 und 54 mm verlaufen parallel zum Strahlrohr. Die Einzelpunktauflösung liegt bei $10-15\,\mu$m. Die beiden äußeren Lagen sind nur im Zentralbereich parallel zum Strahlrohr und knicken für größere z nach innen ab, um Material zu reduzieren. Sie befinden sich bei Radien von $91-127$ mm bzw. $114-144$ mm und haben eine Auflösung von $30-40\,\mu$m. Insgesamt erreicht der SVT dadurch, je nach Zerfallskanal der B-Mesonen, eine Vertexauflösung von $60-100\,\mu$m und deckt rund 90% des Raumwinkels im Schwerpunktssystem ab. Abbildung 3.4 veranschaulicht die Geometrie des SVT.

Mit den fünf Lagen des SVT ist es auch ohne weitere Informationen der Driftkammer möglich, Spuren geladener Teilchen zu rekonstruieren. Damit können auch langsame Teilchen, insbesondere Pionen aus dem Zerfall $D^{*\pm}\to D^0\pi^\pm$, nachgewiesen werden, die mit einem Transversalimpuls von $p_T < 100\,\mathrm{MeV}/c$ die Driftkammer nicht erreichen.

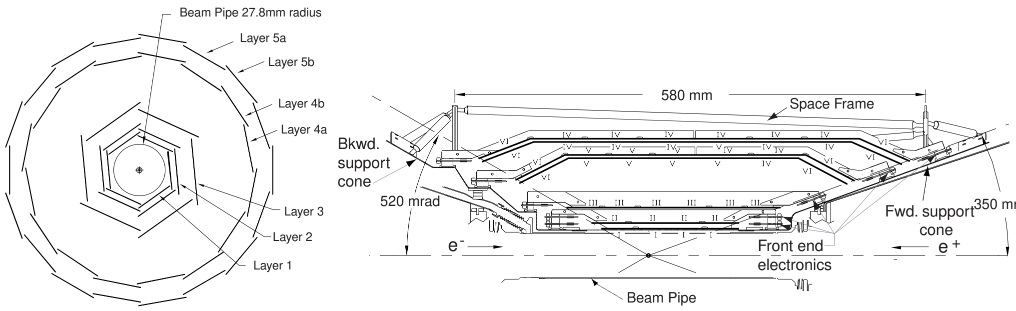

Abbildung 3.4.: Geometrie des Silizium-Vertex-Spurdetektors im Schnitt senkrecht (links) und entlang (rechts) der Strahlachse [39].

Anhand der Zeitinformationen der einzelnen Spurpunkte kann ferner eine Messung des Energieverlustes $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ vorgenommen und für die Teilchenidentifikation verwendet werden.

Die Driftkammer

Spuren mit einem Transversalimpuls von mehr als $p_T > 100\,\mathrm{MeV}/c$ erreichen die Driftkammer (DCH) und werden dort rekonstruiert. Die Driftkammer besteht aus einem 280 cm langen Zylinder mit einem Außenradius von 80.9 cm. Der Innenradius von 26.6 cm umschließt den SVT, sowie dessen Tragestruktur. Entlang der z-Achse ist ihr Mittelpunkt um 37 cm gegen den nominellen Wechslewirkungspunkt verschoben, um den asymmetrischen Strahlenergien Rechnung zu tragen.

Die Driftkammer ist mit einem Gasgemisch von 80% Helium und 20% Isobutan gefüllt. Sie ist durch die Signal- und Felddrähte in 7104 hexagonale Driftzellen unterteilt, die typischerweise eine Größe von $1.2\,\mathrm{cm} \times 1.8\,\mathrm{cm}$ haben. Diese Zellen gruppieren sich radial in 40 Lagen, von denen wiederum jeweils vier zu einer Superlage zusammengefaßt sind. Die Drähte einer Superlage verlaufen nahezu parallel, allerdings sind die einzelnen Superlagen alternierend exakt in z-Richtung und mit einem positiven oder negativen Stereowinkel im Bereich von $\pm(45 - 76)$ mrad ausgerichtet, wobei die Größe dieses Winkels mit zunehmendem Radius ansteigt. Die Geometrie der Driftkammer ist in Abbildung 3.5 dargestellt.

Zwischen den Feld- und Signaldrähten liegt eine Spannung von +1930 V an.[1] Geladene Teilchen ionisieren entlang ihrer Trajektorie das Kammergas, und die freigesetzten Elektronen driften im elektrischen Feld zu den Signaldrähten, wo sie ein elektrisches Signal erzeugen. Aus diesen Signalen kann die Spur rekonstruiert und aus der Spurkrümmung im Magnetfeld der Impuls bestimmt werden.

[1] Bis 2001 wurde die Driftkammer mit einer Spannung von 1960 V betrieben.

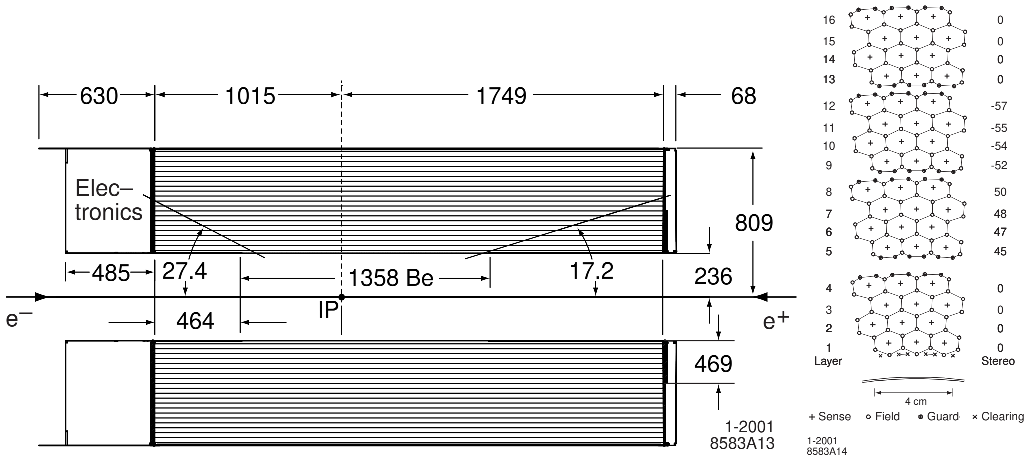

Abbildung 3.5.: Geometrie der Driftkammer im einem Schnitt längs der z-Achse (links) und Anordnung der Drähte (rechts). Die Linien zwischen den Drähten veranschaulichen die einzelnen Driftzellen [39].

In Verbindung mit der zusätzlichen Information der Spur im SVT erreicht der BaBar-Detektor eine Impulsauflösung von

$$\sigma_{p_T}/p_T = (0.13 \pm 0.01)\% \cdot p_T + (0.45 \pm 0.03)\%. \tag{3.1}$$

Außerdem wird entlang der Spur der differentielle Energieverlust $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ mit einer Auflösung von etwa 7.5% bestimmt, um die Art des spurerzeugenden Teilchens zu identifizieren.

Der Čerenkov-Detektor

Eine Besonderheit des BaBar-Experimentes ist der Čerenkov-Detektor (DIRC), der eine klare Trennung von Kaonen und Pionen mit Impulsen von mehr als rund 700 MeV/c ermöglicht, einem Impulsbereich, in dem die Unterscheidung anhand des spezifischen Energieverlustes $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ kaum noch möglich ist.

Das grundlegende Prinzip dieser Komponente ist der Nachweis von Čerenkov-Licht, welches geladene Teilchen emittieren, wenn sie ein Medium mit Brechungsindex n mit Überlichtgeschwindigkeit, also $\beta > \frac{1}{n}$, durchqueren. Die dabei abgestrahlten Photonen werden unter einem charakteristischen Winkel, dem Čerenkov-Winkel ϑ_C, relativ zur Flugrichtung emittiert:

$$\cos\vartheta_C = \frac{\sqrt{1 + (m/p)^2}}{n} = \frac{1}{\beta n}, \tag{3.2}$$

so daß bei bekanntem Impuls aus ϑ_C die Masse bestimmt werden kann.

Insgesamt 144 rechteckige Schienen aus Quarzglas mit einem Brechungsindex von $n = 1.473$ umgeben zylindrisch die Spurkammer. Jede Schiene hat einen Querschnitt von 1.7 cm × 3.5 cm und ist 4.9 m lang, und jeweils zwölf dieser Schienen sind zu einem Modul zusammengefaßt. Diese Module decken 94% des Azimutal- und 83% des Polarwinkels im Schwerpunktssystem ab.

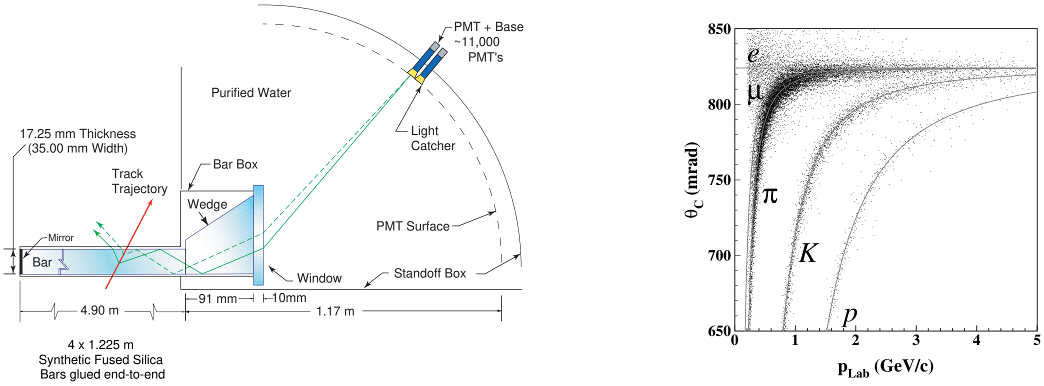

Abbildung 3.6.: Schematische Darstellung [39] des DIRC-Detektors im Schnitt längs der Strahlachse (links) und gemessene Čerenkov-Winkel (rechts) geladener Spuren in Multi-Hadron-Ereignissen [40].

In diesen Schienen überschreiten Kaonen die Lichtgeschwindigkeit ab einem Impuls von $|\vec{p}| = 460\,\mathrm{MeV}/c$. Das emittierte Čerenkov-Licht wird an den Grenzflächen der Quarzstäbe totalreflektiert und so unter Erhaltung des Emissionswinkels an die Stirnflächen geleitet. Die Frontflächen in Vorwärtsrichtung sind verspiegelt, an die rückwärtige schließt sich ein Tank von 1.17 m Radius an, der mit gereinigtem Wasser gefüllt ist. Die Wölbung des Tanks ist mit 10752 Photomultipliern besetzt, mit denen die Čerenkov-Photonen nachgewiesen werden. Diese Konfiguration des DIRC ist in Abbildung 3.6 dargestellt.

Aus den Informationen der Spurrekonstruktion über Impuls und Richtung des Teilchens wird für verschiedene Massen- und damit Teilchenhypothesen ein zeitabhängiges erwartetes Ansprechen des DIRC errechnet und mit der Messung verglichen. Mit diesem Vorgehen wird eine exzellente Trennung von Kaonen und Pionen über einen großen Impulsbereich erreicht; bei Impulsen von $|\vec{p}| = 3\,\mathrm{GeV}/c$ liegt die Separation bei etwa 4σ und sinkt auf 2.5σ bei $|\vec{p}| = 4.1\,\mathrm{GeV}/c$ [40].

Das elektromagnetische Kalorimeter

Der Nachweis von Photonen erfolgt im elektromagnetischen Kalorimeter. Es besteht aus 6580 Tl-dotierten CsI-Kristallen mit einer Frontfläche von $4.7\,\mathrm{cm} \times 4.7\,\mathrm{cm}$. Dies entspricht etwa dem Molière-Radius, $R_m = 3.8\,\mathrm{cm}$, der Kristalle, wodurch das Verhältnis von Winkelauflösung einerseits und Verlusten zwischen den Kristallen andererseits optimiert wird. Die Länge der Kristalle steigt in z-Richtung von 29.6 cm auf 32.55 cm an, um den zunehmenden Energien in Vorwärtsrichtung Rechnung zu tragen. Dies entspricht bei einer Strahlungslänge von $X_0 = 1.85\,\mathrm{cm}$ für CsI $16.1 - 17.6 X_0$.

Die Anordnung der Kristalle teilt sich in einen zylinderförmigen Zentralbereich, genannt *Barrel*, und eine kegelförmige Endkappe im Vorwärtsbereich. Das Barrel besteht aus 48 Ringen zu je 120 Kristallen im Abstand von 92 cm vom Strahlrohr, die Endkappe aus 8 Ringen mit je 80, 100 bzw. 120 Kristallen. Die Frontflächen der Kristalle zeigen nahezu auf den nominellen Wechselwirkungspunkt, wobei ein leichter Versatz in ϑ die Verluste zwischen den Kristallen minimiert. Die Anordnung

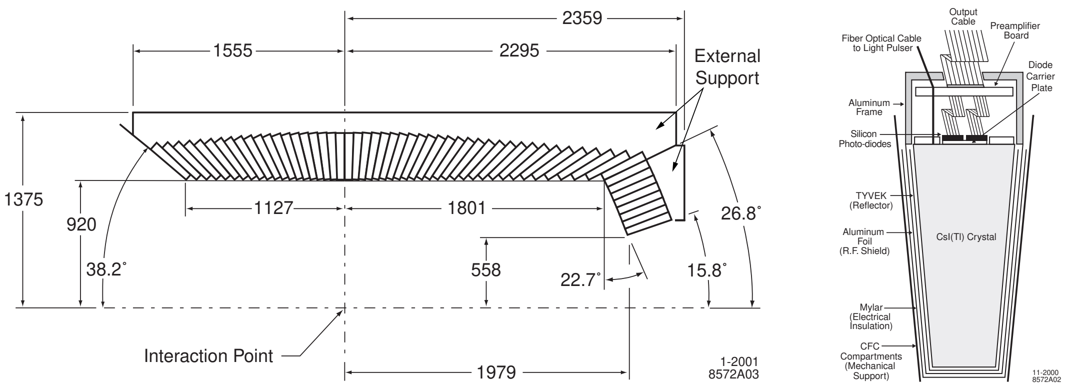

Abbildung 3.7.: Schematischer Aufbau des BaBar-Kalorimeters (links) und Details zur Umhüllung und Auslese der einzelnen Kristalle (rechts) [39].

der Kristalle im EMC ist in Abbildung 3.7 dargestellt.

Für das von primären Teilchen in den Kristallen induzierte Szintillationslicht wirkt der Kristall selber als Lichtleiter. Dazu ist jeder Kristall in eine reflektierende TYVEK-Folie gehüllt, und die Szintillationsphotonen werden an der Rückseite des Kristalls mittels Photodioden nachgewiesen. Details dieses Aufbaus sind ebenfalls in Abbildung 3.7 gezeigt.

Die Energie- und Winkelauflösung, die mit dem EMC erreicht wird, ist gegeben durch

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{(2.32 \pm 0.30)\%}{\sqrt[4]{E/\,\mathrm{GeV}}} \oplus (1.85 \pm 0.12)\% \tag{3.3a}$$

$$\sigma_\varphi = \sigma_\vartheta = \left(\frac{3.87 \pm 0.07}{\sqrt{E/\,\mathrm{GeV}}} + 0.00 \pm 0.04 \right) \mathrm{mrad}. \tag{3.3b}$$

Neben dem Nachweis von Photonen und der Rekontruktion von neutralen Pionen hat das EMC einen entscheidenden Anteil an der Identifikation von Elektronen.

Der Magnet und das instrumentierte Eisenjoch

Das EMC ist von einem supraleitenden Magneten umgeben, welcher in den inneren Detektorkomponenten ein nahezu homogenes Magnetfeld von 1.5 T parallel zur Strahlachse erzeugt. Die Rückführung des Magnetfeldes außerhalb des inneren Detektors erfolgt durch ein Stahljoch. Dieses Joch (IFR) besteht aus einem Zentralbereich und zwei Endkappen. Der Stahl ist in 18 Scheiben segmentiert und die Zwischenräume sind instrumentiert. So dient der Stahl als Absorber für Hadronen und ermöglicht die Separation von Hadronen und Myonen.

Die Breite der Stahlplatten variiert von 2 cm für die innersten Lagen zu 10 cm der äußeren, insgesamt addieren sie sich zu 65 cm im Zentralbereich und 60 cm für die Endkappen. Die Zwischenräume betragen jeweils 3.2 cm. Die Anordnung des IFR ist in Abbildung 3.8 dargestellt.

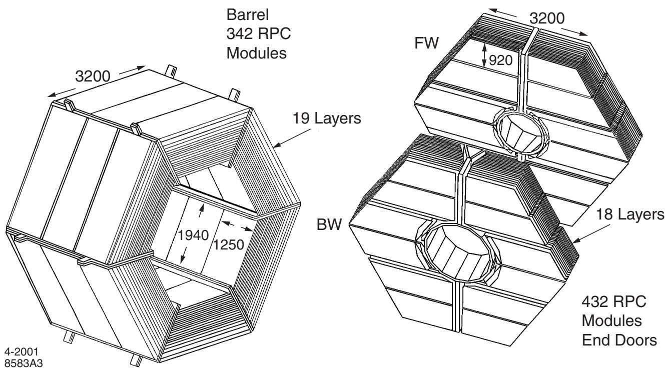

Abbildung 3.8.: Geometrie der instrumentierten Magentfeldrückführung [39].

Als aktive Komponente wurden ursprünglich so genannte *Resistive Plate Chambers* (RPC) verwendet [41]. Diese RPCs bestehen aus zwei planparallelen Platten in einem Abstand von 2 mm, der mit einem Gasgemisch gefüllt ist. Zwischen den Platten liegt eine Spannung von 8 kV an, so daß die RPCs im Streamer-Mode betrieben werden. Das Signal von ionisierenden Teilchen, die den Gasspalt durchqueren, wird kapazitiv ausgelesen. Eine Ortsauflösung wird durch eine orthogonale Ausrichtung der Auslesestreifen der beiden Platten erreicht.

Insgesamt sind in den Endkappen 18 Lagen solcher RPCs montiert, im Zentralbereich 19. Zusätzlich sind 2 zylindrische Lagen zwischen dem EMC und der Magnetspule angebracht, um Hadronen und Myonen schon vor dem Durchqueren des Magnetmaterials zu detektieren.

Da die Effizienz der RPCs im Verlauf des Experimentes deutlich stärker zurückging als erwartet, wurden sie zunächst im oberen Sextanten des Zentralbereiches im Sommer 2004 durch so genannte *Limited Streamer Tubes* (LST) ersetzt [42]. Nach erfolgreichem Test dieser Komponenten wurden in einer Wartungsphase 2006 alle RPCs durch LSTs ersetzt.

Die vorliegende Analyse verwendet ausschließlich Daten, die vor diesem Austausch aufgezeichnet wurden. Daher werden die LSTs hier nicht weiter diskutiert.

3.2. Die Ereignisrekonstruktion

Die oben beschriebenen Detektorkomponenten liefern die komplette Information über ein aufgezeichnetes Ereignis im Rohformat von tausenden von Einzelkanälen, den so genannten *Digis*. Zur Analyse der Ereignisse werden diese Digis in hypothetische Teilchen übersetzt [43]. Ein solches Konstrukt enthält alle physikalischen Eigenschaften wie Masse, Energie, Impuls, Flugrichtung, Produktions- und ggf. Zerfallspunkt etc. und wird *Beta-Kandidat* genannt. Diese Beta-Kandidaten werden in verschiedenen Listen zusammengefaßt, welche den jeweiligen Hypothesen der Teilchenart entsprechen.

Da verschiedene Analysen unterschiedliche Anforderungen bezüglich Reinheit und Effizienz der Rekonstruktion stellen, werden die Listen typischerweise in vier verschiedenen Ausführungen erstellt, bezeichnet als `VeryLoose`, `Loose`, `Tight` und `VeryTight`.

3.2.1. Geladene Spuren

Die Spuren geladener Teilchen werden aus den Spurpunkten in SVT und DCH bestimmt [44]. Dazu wird eine Trajektorie mit einem Impuls und einem Aufpunkt (POCA), dem Punkt der größten Annäherung an die z-Achse, angepaßt.[2]

Die minimalen Anforderungen an eine solche Spur sind eine obere Grenze des Impulses bei $|\vec{p}| < 10\,\mathrm{GeV}/c$ und eine Übereinstimmung von POCA und nomi-

[2] Sobald einer Spur eine Teilchenidentifizierung zugeordnet wurde, wird die Trajektorie unter Berücksichtigung des spezifischen Energieverlustes $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ erneut angepaßt; entsprechend verringert sich der Impuls entlang der Spur. Im folgenden bezeichnet „der Impuls einer Spur“ den Impuls der Spur am Aufpunkt.

nellem Wechselwirkungspunkt in z-Richtung ($|z_0| < 10\,\mathrm{cm}$) und der x-y-Ebene ($d_0 < 1.5\,\mathrm{cm}$). Solche Spuren sind in der Liste `GoodTracksVeryLoose` gespeichert.

Die Rekonstruktion von geladenen Spuren wird deutlich verbessert, wenn die Spur neben den oben genannten Bedingungen einen Transversalimpuls von $p_T > 100\,\mathrm{MeV}/c$ aufweist, so die Driftkammer erreicht und dort mit mindestens 12 Spurpunkten nachgewiesen werden kann. Diese Spuren bilden die Liste `GoodTracksLoose`.

Die Liste `GoodTracksTight` schließlich verschärft die Anforderungen auf 20 Spurpunkte in der Driftkammer, $|z_0| < 3\,\mathrm{cm}$ und $d_0 < 1\,\mathrm{cm}$.

Da rund 70% aller Spuren in $B\overline{B}$-Ereignissen von Pionen stammen, werden zunächst alle geladenen Spuren als von Pionen stammed behandelt.

3.2.2. Teilchenidentifikation (PID)

Die Unterscheidung zwischen geladenen Spuren von Kaonen, Elektronen und Myonen[3] sowie deren Trennung von den Pionen geschieht anhand folgender Variablen [45]:

- **Kaonen**
  Zum Nachweis geladener Kaonen wird der entlang der Spur gemessene Energieverlust $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ mit der Vorhersage aufgrund der Bethe-Bloch-Formel [12] verglichen. Hinzu kommen die Informationen des DIRC über die Anzahl der im DIRC detektierten Photonen und die zugehörigen Čerenkov-Winkel ϑ_C. Daraus wird eine Wahrscheinlichkeit berechnet, mit der die Spur von einem Kaon oder einer anderen Teilchenart stammt. Durch verschieden hohe Anforderungen an diese Wahrscheinlichkeit werden die Kaon-Listen `VeryLoose` bis `VeryTight` bestimmt.

- **Elektronen**
  Elektronen werden im wesentlichen dadurch identifiziert, daß ihre gesamte Energie im EMC deponiert wird und dem gemessenen Impuls der Spur entspricht. Hinzu kommen Informationen über die Form der Energiedeposition im Kalorimeter, der spezifische Energieverlust $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ in SVT und DCH, sowie von Photonen, die im DIRC registriert werden. Aus diesen Größen wird eine Wahrscheinlichkeit berechnet, mit welcher eine gegebene Spur von einem Elektron stammt. Spuren mit einer Wahrscheinlichkeit von $\mathcal{L}_e > 0.95$ werden als Elektronen identifiziert.

- **Myonen**
  Das Hauptkriterium zur Identifizierung von Myonen liefern das IFR, das Myonen komplett durchdringen, während andere Teilchen vom Absorbermaterial gestoppt werden. Anzahl und Verteilung der Einträge im IFR, die Dicke des von dem Teilchen im Detektor durchquerten Materials, gemessen in Strahlungslängen λ, sowie die der Spur zugehörige Energiedeposition im EMC werden von einem Neuronalen Netz verarbeitet. Basierend auf dem Ausgabewert dieses Neuronalen Netzes erfolgt die Zuordnung der Spuren zu den Myon-Listen `VeryLoose` bis `VeryTight`.

[3] Protonen werden ebenfalls identifiziert, spielen in dieser Analyse aber keine Rolle.

Typischerweise erreichen die PID-Selektoren Effizienzen von 90% und mehr für die gesuchte Teilchenart, bei Fehlidentifizierungsraten von etwa 1% und weniger. Diese Werte werden von der *BaBar*-PID-Working-Group anhand von Kontrolldatensätzen bestimmt [46].

Diese Kontrolldatensätze zeichnen sich durch extrem hohe Reinheiten aus. Pionen werden dabei anhand des Zerfalls $K_s^0 \to \pi^+\pi^-$ selektiert. Aufgrund des K_s^0-Zerfallsvertex und der invarianten Masse des $\pi^+\pi^-$-Systems ist diese Selektion praktisch untergrundfrei. Kaonen werden im Zerfall $D^0 \to K^-\pi^+$ selektiert. Zur Identifizierung dient dabei der Nachweis des langsamen Pions aus der Produktion des D^0 im Zerfall $D^{*+} \to D^0\pi^+$, und die Massendifferenz $m(D^*) - m(D^0)$ erlaubt eine sehr saubere Selektion. Die Kontrolldatensätze für die Leptonen werden schließlich anhand der radiativen Di-Leptonereignisse $e^+e^- \to \ell^+\ell^-\gamma$, $\ell = e, \mu$ gewonnen und haben nur einen geringen Untergrundbeitrag aus τ-Paar-Ereignissen.

3.2.3. Photonen und π^0

Photonen werden im elektromagnetischen Kalorimeter nachgewiesen [47]. Dazu gruppiert ein Algorithmus iterativ beieinanderliegende Kristalle mit Energiedepositionen von mehr als 1 MeV zu einem so genannten *Cluster*. Als Startpunkte dienen dazu Einzelkristalle mit einer Energie über 10 MeV. Diese Cluster bilden die Beta-Kandidaten, wobei Cluster mit mehr als einem lokalen Maximum gegebenenfalls geteilt werden und mehrere Beta-Kandidaten ergeben.

Cluster im EMC, die geometrisch mit einer rekonstruierten Spur übereinstimmen, werden dem Beta-Kandidaten der Spurrekontruktion zugeordnet, alle übrigen sind Kandidaten für Photonen.

Aus der Verteilung der Gesamtenergie eines Clusters auf die einzelnen Kristalle kann die Form des elektromagnetischen Schauers im Kalorimeter bestimmt werden. Als charakteristische Größe dient dabei das laterale Moment LAT, definiert als

$$LAT = \frac{\sum\limits_{i\geq 3} E_i r_i^2}{\sum\limits_{i} E_i r_i^2}, \tag{3.4}$$

wobei E_i die Energien in den Einzelkristallen bezeichnen, r_i den Abstand des Kristalls i vom Schwerpunkt des Clusters und die einzelnen Beiträge nach der Energie sortiert sind, so daß $E_1 > E_2 > ... > E_i > ...$ gilt.

EMC-Cluster werden als Photonen selektiert, wenn sie eine Gesamtenergie von mindestens $E > 30\,\text{MeV}$ enthalten und das laterale Moment die Bedingung $LAT < 0.8$ erfüllt.

Kandidaten für neutrale Pionen werden aus Photonpaaren gebildet, wenn die invariante Masse im Bereich der Pionmasse liegt, $0.115\,\text{GeV}/c^2 < m_{\gamma\gamma} < 0.15\,\text{GeV}/c^2$, und für den Impuls des Kandidaten im Schwerpunktssytem $|\vec{p}^{*}_{\gamma\gamma}| < 0.45\,\text{GeV}/c$ gilt.[4]

[4] Diese Selektion ist für die Rekonstruktion langsamer π^0 aus D^{*0}-Zerfällen optimiert. Daneben gibt es auch Listen, die π^0-Mesonen mit höheren Impulsen enthalten. Diese spielen für die vorliegende Analyse jedoch keine Rolle.

Die Energien und Impulse dieser Photonpaare werden anschließend in einer kinematischen Anpassung so verändert, daß die invariante Masse exakt der Pionmasse $m_{\pi^0} = 135\,\mathrm{MeV}/c^2$ entspricht, wodurch die Impulsauflösung für die π^0 verbessert wird.

3.2.4. Analysespezifische Definition der Kandidatenlisten

Die durch die Teilchenidentifikation definierten Listen für die einzelnen Teilchenarten sind nicht disjunkt, insbesondere enthält die ursprüngliche Liste der geladenen Spuren noch alle Kandidaten (unter Pionhypothese), die anderweitig identifiziert wurden. Um zu vermeiden, daß eine Spur in der Rekonstruktion der Signalzerfälle unter verschiedenen PID-Hypothesen verwendet wird und um kombinatorische Untergrundquellen zu reduzieren, werden für die Analyse neue Listen erstellt, denen die rekonstruierten Spuren eindeutig zugeordnet sind, nämlich

1. Alle Spuren, die das Kriterium der `KaonLHVeryLoose`-Selektion erfüllen, werden ausschließlich als Kaonen zur Rekonstruktion von D-Mesonen verwendet.

2. Verbleibende Spuren, die als Elektron identifiziert wurden oder den Kriterien der Myonidentifikation `VeryLoose` genügen, bilden eine Leptonliste.

3. Alle übrigen Spuren, die nicht als Kaon oder Lepton identifiziert wurden, verbleiben als Pionkandidaten für die Rekonstruktion der D^{**}-Mesonen.

3.3. Ereignissimulation

Zum besseren Verständnis des *BaBar*-Detektors wird ein umfangreicher Datensatz mittels einer Simulation erstellt. In dieser Monte-Carlo-Simulation (MC) sind die zugrunde liegenden Prozesse für jedes Ereignis bekannt, was für Studien von Effizienzen, Auflösungen etc. notwendig ist.

Die Simulation wird in drei Schritten erstellt. Zunächst wird der zu simulierende physikalische Prozeß berechnet. Dies geschieht für exklusive Zerfälle mit dem Programm `EvtGen` [48], für inklusive Verteilungen, z.B. der Hadronisierung in der Reaktion $e^+e^- \to c\bar{c}$, mit dem Programm `JetSet` [49]. Im zweiten Schritt werden die so erzeugten Teilchen entlang ihrer Trajektorien durch den Detektor verfolgt. Dabei können sie mit dem Detektormaterial wechselwirken, ggf. zerfallen, und in den aktiven Komponenten des *BaBar*-Detektors Signale erzeugen. Dieser Schritt wird mit einem `GEANT4`-basierten [50] Programmpaket, `BOGUS`, durchgeführt. Im letzten Schritt werden diese Signale in eine Reaktion der Ausleseelektronik übersetzt. Um eine möglichst realistische Beschreibung zu erhalten, werden dieser Simulation außerdem Zufallsereignisse überlagert. Diese Zufallsereignisse sind Momentaufnahmen aller Auslesekanäle des *BaBar*-Detektors, die während der Datennahme gemacht werden, ohne daß ein spezielles physikalisches Ereignis die Auslese veranlaßt. Sie beschreiben also das Rauschen der einzelnen Detektorkomponenten und ihr Ansprechen auf kontinuierlich vorhandene Untergrundquellen, wie z.B. der Strahlen im PEP-II-Ring.

Nach diesen drei Schritten liegt das simulierte Ereignis in der Form vor, wie es bei der Datennahme tatsächlich aus dem *BaBar*-Detektor ausgelesen würde. Auf die Digis eines solchen simulierten Ereignisses können also exakt die Rekonstruktionsalgorithmen angewendet werden, die bei den echten Daten zum Einsatz kommen und in Abschnitt 3.2 diskutiert wurden. Diese komplette Sequenz der Simulation ist in der *BaBar*-Software zu einem einzigen Programm, `Moose` [51], zusammengefaßt.

Zum Studium bestimmter Prozesse oder Effekte ist es hilfreich, ausgehend von den rekonstruierten Teilchen auf die der Simulation zugrunde liegenden wahren Teilchen schließen zu können. Eine solche Zuordnung stellt ein Algorithmus her, der *Truth-Matching* genannt wird. Dieses Verfahren kann aber nicht exakt sein, da die Rekonstruktion eines Ereignisses die Gesamtheit aller Digis verwendet und so ein Beta-Kandidat Digis verschiedener Teilchen und Untergrundbeiträge zusammenfassen kann. Insbesondere für die langsamen Pionen der Zerfälle $D^*{\rightarrow}D\pi$ weist der Algorithmus deutliche Ineffizienzen auf. Daher wird in der vorliegenden Analyse dieses Verfahren nur zur Klassifizierung von verschiedenen Untergrundquellen bei grafischen Darstellungen verwendet, oder aber als unabhängiger Test. Relevante Größen wie die Rekonstruktionseffizienzen werden unabhängig vom Truth-Matching bestimmt.

3.3.1. Effizienzkorrekturen für die Simulation

Der Vergleich physikalisch gut verstandener Prozesse in Daten und Monte-Carlo offenbart, daß die oben beschriebene Simulation die Realität nicht perfekt beschreibt. Signifikante Abweichungen von wenigen Prozent finden sich sowohl bei der Rekonstruktion neutraler Pionen als auch in den Kontrolldatensätzen der Teilchenidentifikation.

Rekonstruktion neutraler Pionen

Die Rekonstruktion neutraler Pionen wird an Ereignissen der Art $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ getestet [52]. Dabei wird der leptonische Zerfall $\tau^- \rightarrow e^-\overline{\nu}_e\nu_\tau$ zur Identifikation eines τ-Ereignisses verwendet. Das zweite τ wird in den Zerfällen $\tau^- \rightarrow \pi^-\nu_\tau$ und $\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^0\nu_\tau$ rekonstruiert. Die Rekonstruktionseffizienz für letzteren Zerfall ist in Näherung proportional zum Produkt aus der Spurrekonstruktionseffizienz für das geladene Pion und der Nachweiswahrscheinlichkeit für das π^0. Für den ersteren hingegen hängt die Effizienz nur von der Spurrekonstruktion ab, so daß das Verhältnis der beiden proportional zur gesuchten Nachweiseffizienz neutraler Pionen ist:

$$\frac{N(\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^0\nu_\tau)}{N(\tau^- \rightarrow \pi^-\nu_\tau)} \sim \epsilon_{\pi^0}. \tag{3.5}$$

Dieses Verhältnis wird sowohl für Daten, als auch für die Simulation bestimmt. Im Vergleich zeigt sich, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit für neutrale Pionen von der Simulation um etwas mehr als 3% überschätzt wird.

Die Abweichung wird in der Simulation dadurch korrigiert, daß alle Ereignisse, die ein rekonstruiertes π^0 enthalten, mit einem Gewichtungsfaktor von

$$c_{\epsilon(\pi^0)} = 0.968 \tag{3.6}$$

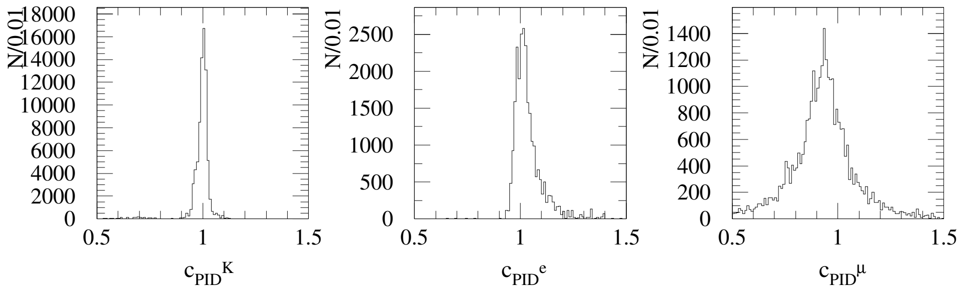

Abbildung 3.9.: Verteilung der PID-Korrekturfaktoren für durch die Analyse selektierte Spuren der Simulation.

in alle weiteren Verteilungen eingehen.

Teilchenidentifizierung

Der Vergleich der Teilchenidentifizierung auf den Kontrolldatensätzen der Daten und der Simulation zeigt, daß die PID in der Simulation nicht korrekt beschrieben wird, wobei die Abweichungen von den Impulsen der Teilchen und deren Richtung abhängen. Um diesen Effekt zu berücksichtigen, wird für alle PID-Selektoren eine Tabelle von Korrekturfaktoren in Intervallen von $|\vec{p}|$, ϑ und ϕ erstellt. Genau wie im Falle der π^0 werden diese Faktoren $c_{\mathrm{PID}}(\vec{p})$ als Gewichte verwendet, mit dem ein Ereignis in die analysierten Verteilungen eingeht.

Für die in der vorliegenden Analyse selektierten simulierten Daten sind diese Gewichtungsfaktoren in Abbildung 3.9 dargestellt. Die Identifizierung der Kaonen wird im Mittel richtig beschrieben, die der Elektronen von der Simulation leicht unterschätzt, während die Myon-Identifizierung überschätzt wird und die breiteste Verteilung aufweist.

3.4. Der BaBar-Datensatz

Bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 10.58\,\mathrm{GeV}$ werden durch die Elektron-Positron-Annihilation nicht nur $\Upsilon(4S)$-Resonanzen, und damit B-Paare, sondern mit vergleichbaren Wirkungsquerschnitten auch Paare von anderen Fermionen, also leichteren Quarks und Leptonen, erzeugt. Zum Studium dieser Untergrundbeiträge wird die Schwerpunktsenergie um etwa 40 MeV unter die Schwelle der $B\overline{B}$-Produktion abgesenkt. Diese so genannten *off-peak*-Daten enthalten also ausschließlich Untergrundprozesse.

Die Datennahme mit dem *BaBar*-Detektor ist in sieben Perioden, genannt *Runs*, unterteilt (vgl. Abbildung 3.2). Die Bedingungen innerhalb eines Runs sind weitestgehend konstant, unterscheiden sich aber für verschiedene Runs aufgrund der

Periode		Run1	Run2	Run3	Run4
$\mathcal{L}_{\Upsilon(4S)}$	[fb^{-1}]	20.433324	61.145302	32.312762	100.314011
$N_{B\overline{B}}$	[10^6]	22.4298608	67.4724543	35.6076329	110.4845081
$\mathcal{L}_{q\overline{q}}$	[fb^{-1}]	2.615479	6.922857	2.468032	10.121261
$\mathcal{L}_{\Upsilon(4S)}/\mathcal{L}_{q\overline{q}}$		7.8124	8.8324	13.0926	9.9112
MC Simulation					
B^+B^-	[10^6]	36.156	103.124	47.102	167.524
`Dlnu`-Skim	[10^6]	9.641912	28.026256	12.784702	45.384676
MC/Daten		3.2239	2.9259	2.6456	3.0325
$B^0\overline{B}^0$	[10^6]	36.536	103.64	41.873019	167.337772
`Dlnu`-Skim	[10^6]	9.499083	27.448704	13.391576	44.342515
MC/Daten		3.2578	2.8258	2.3519	3.0292
$c\overline{c}$	[10^6]	55.678	168.98	78.316	204.062
`Dlnu`-Skim	[10^6]	5.402189	17.455470	8.203752	21.238263
MC/Daten		2.0049	2.0228	1.7765	1.4918
$q\overline{q}$, $q = u, d, s$	[10^6]	46.538	130.838	66.894	213.38
`Dlnu`-Skim	[10^6]	1.579363	5.282777	2.900823	8.965842
MC/Daten		1.0424	0.9742	0.9438	0.9702
Signalsimulation					
$N_{B\to D^{**}\ell\nu}$	[10^3]	10.	31.	17.	50.
`Dlnu`-Skim[5]	[10^3]	5.788	17.937	9.991	29.339

Tabelle 3.1.: Übersicht der verwendeten Daten und Simulation. Die Luminositäten sind nach [54] bestimmt, für die Simulation bezeichnet *Skim* die in Abschnitt 3.4.2 beschriebene Vorselektion.

Wartungsarbeiten an Detektor und Speicherring in den dazwischen liegenden Pausen. Entsprechend werden auch die simulierten Daten in diese Runs unterteilt und den Bedingungen der jeweiligen Perioden angepaßt.

In der vorliegenden Analyse werden nur die Daten der Perioden Run1 bis Run4 verwendet, also Daten, die bis Juli 2004 genommen wurden. Tabelle 3.1 gibt einen Überblick über die jeweiligen Datensätze und Simulationen.

Da im Prozeß $e^+e^- \to c\bar{c}$ charm Mesonen produziert werden, enthalten diese Ereignisse potentielle Untergrundquellen für die vorliegende Analyse. Für $s\bar{s}$-Paare können D-Kandidaten nur aus zufälligen $K\pi$-Kombinationen stammen. In Di-Lepton-Ereignissen wurden keine Untergrundbeiträge gefunden, sie sind daher im Folgenden nicht weiter erwähnt.

Zur Bestimmung der Rekonstruktionseffizienzen für die gesuchten Zerfälle $B \to D^{**}\ell\nu$ wurden schließlich spezielle Signalsimulationen erstellt. Sie enthalten Ereignisse, in denen eines der beiden B-Mesonen in der rekonstruierten Zerfallskette in den Endzustand aus Kaon, Pionen und einem Lepton übergeht, während das zweite B-Meson ohne weitere Einschränkungen zerfällt. Der Umfang dieses Signal-MC

[5]Die angegebenen Zahlen beziehen sich auf den Zerfall $B^+ \to D_1^0\ell\nu$. Die Skim-Effizienz für die übrigen Signalzerfälle ist bis auf statistische Variationen identisch.

wurde nach vorangehenden Studien so gewählt, daß die Effizienzen mit einer hinreichenden statistischen Präzision bestimmt werden können.

3.4.1. Luminosität und Anzahl der B-Paar-Ereignisse

Für jede Bestimmung von Zerfallsbreiten ist es notwendig, die Anzahl der in einem Datensatz enthaltenen B-Mesonen zu kennen. Auch dafür ist der *off-peak*-Datensatz hilfreich, da aus ihm die Anzahl der Ereignisse bestimmt werden kann, die gerade kein B-Paar enthalten.

Als Basis der Berechnung dienen die so genannten Multi-Hadron-Ereignisse [53]. Diese sind aufgrund ihrer Spurmultiplizität definiert und trennen den Datensatz in hadronische Reaktionen $e^+e^- \to q\overline{q}$ und Di-Lepton-Ereignisse $e^+e^- \to \ell^+\ell^-(\gamma)$. Letztere sind reine QED-Prozesse und damit theoretisch sehr gut verstanden. Daher wird aus ihnen die integrierte Luminosität der jeweiligen Datensätze bestimmt [54]. Mittels der so bestimmten Luminositäten wird dann die Anzahl der Multi-Hadron-Ereignisse im *off-peak*-Datensatz, $N_{\text{off}}^{\text{MH}}$, auf den Datensatz der $\Upsilon(4S)$-Resonanz skaliert. Der Überschuß der dort gefundenen Multi-Hadron-Ereignisse, $N_{\text{on}}^{\text{MH}}$, gegenüber den skalierten *off-peak*-Daten definiert die Anzahl der B-Paar-Ereignisse:

$$N_{B\overline{B}} = N_{\text{on}}^{\text{MH}} - \frac{\mathcal{L}_{\text{on}}}{\mathcal{L}_{\text{off}}} \cdot N_{\text{off}}^{\text{MH}}. \tag{3.7}$$

Die Anzahl der $B\overline{B}$-Ereignisse wird so mit einer Präzision von 1% bestimmt.

Der Algorithmus zur Bestimmung von $N_{B\overline{B}}$ ist in der *BaBar*-Software implementiert und läßt sich auch auf beliebige Teile des *BaBar*-Datensatzes anwenden, da die Anzahl der Multi-Hadron-Ereignisse und die Luminosität auf den kleinsten logischen Einheiten der Datennahme[6] einzeln bestimmt werden kann.

3.4.2. Die Vorselektion

Aufgrund der Größe des *BaBar*-Datensatzes ist es sinnvoll, für jedes einzelne Ereignis eine schnelle Entscheidung treffen zu können, ob dieses Ereignis für eine gegebene Analyse überhaupt in Betracht kommt, bevor das komplette Analyseprogramm dieses Ereignis bearbeitet. Daher wurden bei *BaBar* so genannte *Skims* definiert, welche bestimmte Klassen von Ereignissen enthalten, aber weit genug gefaßt sind, um vielen unterschiedlichen Analysen als Ausgangspunkt zu dienen.

Der `Dlnu`-Skim [55] ist dabei für die Analyse semileptonischer Zerfälle in beliebige charm Mesonen gedacht. Er enthält Ereignisse, welche drei Bedingungen erfüllen:

1. Die Topologie des Ereignisses entspricht einem $B\overline{B}$-Ereignis.
   Da im Schwerpunktssystem die beiden B-Mesonen fast in Ruhe erzeugt werden, sind ihre Zerfallsprodukte isotrop über den gesamten Raumwinkel verteilt. In Untergrundprozessen der Art $e^+e^- \to q\overline{q}$ sind die Zerfallsprodukte dagegen

[6] Unglücklicherweise wird bei *BABAR* auch diese kleinste Einheit *Run* genannt, ist aber nicht mit den Datennahmeperioden Run1 bis Run7 zu verwechseln. Ein *Run* umfaßt typischerweise die Daten eines Zeitraums von zwei Stunden bei konstanten Strahl-, Detektor- und Untergrundbedingungen. Alle Informationen der Ereignisse eines *Runs* werden in genau einer physikalischen Datei gespeichert.

deutlich entlang der Flugrichtung der primären Quarks ausgerichtet. Als Maß für die Isotropie der Energien und Impulse des Ereignisses dient das normierte zweite Fox-Wolfram-Moment R_2 [56], für welches $R_2 < 0.45$ gefordert wird.

2. Das Ereignis enthält ein hochenergetisches Lepton.
Im Gegensatz zu Leptonen aus sekundären Zerfällen weisen die primären Leptonen der Zerfälle $B \to X_c \ell \nu$ Energien von im Mittel $E_\ell \approx 1.5\,\mathrm{GeV}$ auf. Daher werden Ereignisse selektiert, in denen mindestens ein Leptonkandidat, Elektron oder Myon, mit einer Energie von $E_\ell > 0.8\,\mathrm{GeV}$ vorhanden ist.

3. Das Ereignis enthält ein D-Meson.
D^0-Mesonen werden in den Zerfallskanälen $K^-\pi^+$, $K^-\pi^+\pi^0$, $K^-\pi^+\pi^+\pi^-$sowie $K^0_s\pi^+\pi^-$, D^+-Mesonen in der Zerfällen $K^-\pi^+\pi^+$ und $K^0_s\pi^+$ rekonstruiert. Damit umfaßt der Skim rund 30% der D^0- und 12% der D^+-Zerfälle. Dabei werden nur minimale Anforderungen an die Kaon-Identifizierung und die Spurrekonstruktion gestellt, und auch die selektierten Massenbereiche gewährleisten mit $\pm 60\,\mathrm{MeV}/c^2$, bzw. $\pm 100\,\mathrm{MeV}/c^2$ falls ein π^0 verwendet wird, eine große Effizienz.

Damit enthält der `Dlnu`-Skim einen Großteil der semileptonischen Zerfälle $B \to X_c \ell \nu$, reduziert aber den zu bearbeitenden Datensatz auf etwa 4% der ursprünglichen Größe.

Die Effizienzen dieser Vorselektion für die einzelnen Ereignisklassen sind in Tabelle 3.1 mitenthalten. Die größte Reduktion findet für die Untergrundprozesse $e^+e^- \to q\overline{q}$ auf etwa 10% für $c\overline{c}$ und rund 4% für $q = u, d, s$ statt, von $B\overline{B}$-Ereignissen werden etwa 25% selektiert. Di-Lepton-Ereignisse werden nahezu vollständig verworfen.

Für Signalereignisse $B \to D^{**}\ell\nu$ beträgt die Effizienz der Vorselektion 58%. Nicht selektiert werden dabei einerseits Ereignisse, in denen das Lepton des Zerfalls $B \to D^{**}\ell\nu$ das Kriterium $E_\ell > 0.8\,\mathrm{GeV}$ nicht erfüllt (vgl. dazu die Diskussion in Abschnitt 6.3.1) oder gar nicht rekonstruiert wird. Andererseits verwirft der Skim Ereignisse, in denen das D-Meson aus der D^{**}-Zerfallskette nicht nachgewiesen werden kann. Dafür sind neben der geometrischen Akzeptanz des Detektors auch die Effizienzen der Spurrekonstruktion und Teilchenidentifizierung entscheidend.

Dä hät en janze Ladung Schutt dann denne vür de Dür jeschott.
En jode Mischung Sauerei, jenau jenomme fünferlei:
Hausmüll, Altöl, Schrott un Kies, jot jemengk met Buuremeß.

Kapitel 4.

Rekonstruktion und Selektion der Zerfälle

Die erwarteten Werte für die semileptonischen Verzweigungsverhältnisse $\mathcal{B}(B \to D^{**}\ell\nu)$ sind in der Größenordnung von $\mathcal{O}(10^{-3})$. Dies erscheint groß, verglichen mit bisherigen Analysen des BABAR-Experiments, in denen bereits Verzweigungsverhältnisse im Bereich $\mathcal{O}(10^{-6})$ gemessen wurden [12]. Dies waren allerdings hadronische Zerfälle, in denen das zerfallende B komplett rekonstruiert werden kann. In semileptonischen Zerfällen hingegen kann das Neutrino nicht nachgewiesen werden; daher ist es schwer, zwischen den Teilchen zu trennen, die aus einem Signalzerfall stammen, und jenen, welche von dem Zerfall des zweiten B-Mesons kommen.

Der Großteil der semileptonischen B-Zerfälle hat ein D oder ein D^* als hadronischen Endzustand. Im Mittel enthält der Zerfall des zweiten B-Mesons im Ereignis mehr als drei geladene Pionen, die nun in Frage kommen, um mit einem korrekt rekonstruierten $D^{(*)}$ einen falschen Kandidaten für ein D^{**} zu bilden. Aus dieser Masse von falschen Kombinationen die wirklichen D^{**}-Mesonen zu separieren, ist ein zentraler Punkt der Analyse.

Entsprechend ist die Rekonstruktion der Ereignisse in drei Teile gegliedert. Zunächst werden D- und D^*-Mesonen rekonstruiert, die zusammen mit einem geladenen Pion im zweiten Schritt als Tochterteilchen von D^{**}-Kandidaten dienen. Der daraus resultierende kombinatorische Untergrund muß im letzten Schritt der Rekonstruktion wieder reduziert werden, indem der D^{**}-Kandidat zusammen mit einem Lepton als semileptonischer B-Zerfall in Frage kommen muß.

4.1. Rekonstruktion von D- und D^*-Mesonen

Neutrale D^0 sind aus zwei Gründen ein geeigneter Startpunkt zur Rekonstruktion von D^{**}-Zerfällen. Zum einen zerfallen sowohl geladene als auch neutrale D^*-Mesonen in rund zwei Drittel aller Fälle nach D^0, zum anderen können sie im Zweikörperzerfall $D^0 \to K\pi$ mit relativ wenig Untergrund nachgewiesen werden, was für die Analyse von entscheidender Bedeutung ist.

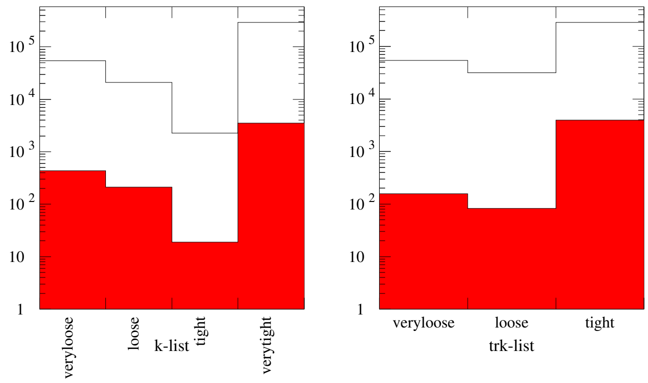

Abbildung 4.1.: "Qualität" der rekonstruierten Spuren für Kaonen (links) und Pionen (rechts) aus der generischen Simulation. Die Histogramme haben jeweils einen Eintrag pro Spur; jede Spur ist in der höchsten Kategorie eingetragen, die noch erfüllt wird. Die in Rot eingezeichnete Untermenge entspricht den Spuren, die tatsächlich aus D^0-Zerfällen stammen.

4.1.1. Neutrale D-Mesonen

D^0 werden ausschließlich im Kanal $D^0 \to K\pi$ rekonstruiert, der knapp vier Prozent der gesamten Zerfälle darstellt. Diese Zweikörperzerfälle bieten die Möglichkeit, D^0 in sehr großer Reinheit zu rekonstruieren, und da kombinatorische Untergründe in der vorliegenden Analyse ein Hauptproblem darstellen, wird auf die Rekonstruktion weiterer Zerfallskanäle mit höherer Multiplizität und neutralen Teilchen im Endzustand verzichtet.

Kandidaten für das Kaon stammen aus der in Abschnitt 3.2.4 definierten Kaonliste, allerdings werden nur solche Kandidaten verwendet, die die Kriterien der `Tight` Selektion erfüllen, um die Signifikanz zu optimieren. Dabei ist die Signifikanz in einem Datensatz, welcher S Signaleinträge bei B Untergrundereignissen enthält, als $S/\sqrt{S+B}$ definiert; der Signalanteil wird also in Relation zum statistischen Fehler des gesamten Datensatzes gesetzt. Entsprechend werden als Pionen nur Kandidaten der Pionliste verwendet, deren Spur den Kriterien der `GoodTracksTight` Rekonstruktion entspricht. In Abbildung 4.1 ist die Verteilung aller Spuren auf die verschiedenen Qualitätskriterien für die generische Simulation gezeigt.

Abbildung 4.2 zeigt die invariante Masse der so selektierten $K\pi$-Paare sowohl für die Simulation als auch für Daten.[1] Klar erkennbar ist die Anhäufung von Ereignissen im Bereich der Masse des D^0-Mesons. Die Breite dieser Resonanzstruktur ist ausschließlich von der Impulsauflösung des Detektors bestimmt.

[1] In allen folgenden Diagrammen zur Rekonstruktion und Selektion der Ereignisse sind die Verteilungen jeweils für Daten und Simulation dargestellt. Die farbigen Histogramme entsprechen dem Monte Carlo, welches auf die Luminosität der Daten skaliert wurde. Die Beiträge der $q\bar{q}$-Ereignisse werden in ihrer Form der Simulation entnommen, die Normierung wird allerdings aus den *off-peak*-Daten bestimmt (vgl. die Diskussion in Anhang D.1).

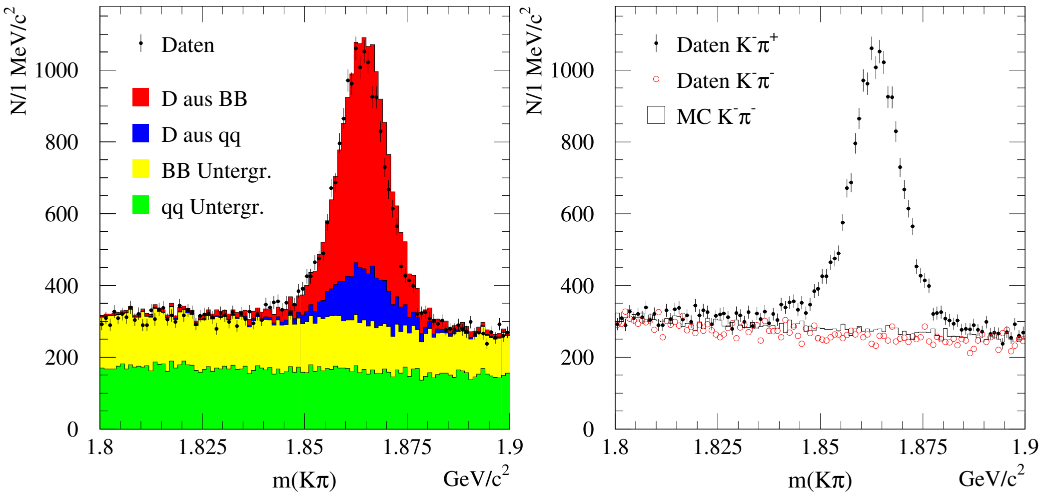

Abbildung 4.2.: Invariante Masse der rekonstruierten $K\pi$-Paare aus Daten und Simulation für D^0-Kandidaten (links) und Kombinationen mit einer Gesamtladung von ± 2 (rechts) vor der Selektion.

$K\pi$-Paare werden als Kandidaten für D^0-Mesonen akzeptiert, falls ihre invariante Masse im Bereich $1846\,\mathrm{MeV}/c^2 < m(K\pi) < 1877\,\mathrm{MeV}/c^2$ liegt. Dabei trägt die Asymmetrie des selektierten Bereiches um die nominelle Masse des D^0 von $1864.5\,\mathrm{MeV}/c^2$ der ebenfalls nicht symmetrischen Detektorauflösung Rechnung.

In Abbildung 4.2 kann man eine leichte Diskrepanz in der Anzahl der tatsächlichen D^0-Mesonen zwischen Simulation und Daten erkennen. Dabei wird die Zahl der D^0 in der Simulation leicht überschätzt. Dies ist ein Effekt, der in vielen *BaBar*-Analysen beobachtet wird und hängt damit zusammen, daß für die Simulation viele Verzweigungsverhältnisse von B-Mesonen geschätzt werden müssen, da es noch keine Messungen für sie gibt. Außerdem ist eine kleine Verschiebung der Massenskala in der Simulation zu höherern Werten hin zu beobachten. Diese Verschiebung ist allerdings klein im Vergleich zur Massenauflösung und der selektierte Bereich ist groß genug gewählt, daß dieser Versatz zwischen Daten und Simulation keine Rolle spielt.

Wichtiger als die Übereinstimmung im Signalbereich ist, daß der kombinatorische Untergrund korrekt beschrieben wird. Denn daraus kann man schließen, daß die Akzeptanz des Detektors für Kaonen und Pionen, die kinematisch einem echten D^0-Zerfall sehr ähnlich sind, richtig simuliert wird. Dies erlaubt es, zum Beispiel Effizienzen aus der Simulation zu bestimmen.

Einen weiteren Test der Simulation bietet die Möglichkeit, Paare aus Kaonen und Pionen zu betrachten, bei denen beide Spuren gleicher Ladung sind. Solche Paare müssen zufällige Kombinationen sein und sind daher nahezu unabhängig von den in der Simulation verwendeten Werten für Verzweigungsverhältnisse. Da im *BaBar*-Experiment die B-Mesonen aber immer als $B\overline{B}$-Paare produziert werden, sollte die Anzahl der $K^{\pm}\pi^{\pm}$-Kombinationen derjenigen der den Untergrund bildenden $K^{\pm}\pi^{\mp}$-Paare entsprechen. Dieser Test ist im rechten Teil von Abbildung 4.2 gezeigt. Man erkennt, daß die Untergrunderwartung durch die Paare mit falscher

Ladungskombination gut beschrieben wird, und bei dieser Beschreibung ebenfalls eine gute Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation besteht.

4.1.2. Geladene D^*-Mesonen

Kandidaten für geladene D^*-Mesonen werden aus einer Kombination eines D^0 und eines weiteren geladenen Pions gebildet. Aufgrund der geringen Massendifferenz zwischen dem D^* und dem D^0 von etwa $\Delta m = 145\,\mathrm{MeV}/c^2$ hat ein Pion aus einem D^*-Zerfall nur einen geringen Impuls, es wird daher auch als langsames Pion bezeichnet. Solche langsamen Teilchen erreichen häufig nicht die Spurkammer des *BaBar*-Detektors und werden nur aufgrund der Spurpunkte im SVT rekonstruiert. Damit erfüllen diese Spuren nur die Qualitätskriterien mit den geringsten Anforderungen, `GoodTracksVeryLoose`. Entsprechend werden alle Spuren der in Abschnitt 3.2.4 definierten Pionliste zur Bildung von $D^{*\pm}$-Kandidaten verwendet.

Da ein D^{*+} ein c-Quark enthält, ein D^{*-} dagegen ein $\overline{c}$-Antiquark, zerfällt ein D^{*+} in ein D^0, ein D^{*-} hingegen in ein $\overline{D}^0$-Meson. Bei den D^0-Mesonen wiederum kann anhand der Ladung des erzeugten Kaons im Zerfall $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ zwischen Teilchen und Antiteilchen unterschieden werden. Zwar gibt es auch den Zerfall $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$ (vgl. Abbildung 4.3), dieser ist allerdings doppelt Cabbibo-unterdrückt und sein Verzweigungsverhältnis von $\mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^+\pi^-) = 1.45 \cdot 10^{-4}$ [12] ist so klein, daß diese Beiträge vernachlässigt werden können. Folglich werden nur solche Kombinationen verwendet, für die die Ladungen des langsamen Pions, π_s, und des Kaons die Bedingung $Q(\pi_s) = -Q(K)$ erfüllen.

Aus der Verteilung der invarianten Masse der rekonstruierten D^0-Mesonen in Abbildung 4.2 kann man erkennen, daß die Massenauflösung des *BaBar*-Detektors etwa $10\,\mathrm{MeV}/c^2$ beträgt. Da systematische Effekte bei der Massenbestimmung von D^0 und $D^{*\pm}$ aber korreliert sind, kann die Auflösung beträchtlich erhöht werden, indem nicht die invariante Masse, sondern die Massendifferenz $\Delta m = m(D^{*\pm}) - m(D^0)$ betrachtet wird. In dieser Größe erreicht der *BaBar*-Detektor eine Auflösung von nur wenigen $1\,\mathrm{MeV}/c^2$. Daher können $D^{*\pm}$-Kandidaten durch die stringente Bedingung $144\,\mathrm{MeV}/c^2 < \Delta m < 147\,\mathrm{MeV}/c^2$ sehr effektiv und mit wenig Untergrund selektiert werden. Abbildung 4.4 zeigt die Verteilung in Δm für Daten und Simulation.

Ebenfalls in Abbildung 4.4 gezeigt ist die Kombination von D^0-Kandidaten mit einem Pion falscher Ladung. Diese Kombinationen entsprechen in den Daten sehr gut dem verbleibenden kombinatorischen Untergrund, allerdings wird dieser von der Simulation leicht überschätzt. Zum Teil wird dies erklärt durch die Anzahl

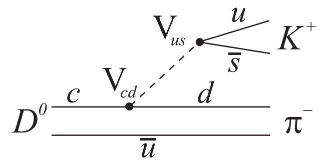

Abbildung 4.3.: Feynmangraph des Zerfalls $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$. Da die beiden auftretenden Elemente der CKM-Matrix dem Cabbibo-Winkel entsprechen, $|V_{cd}| \sim |V_{us}| \sim \cos\vartheta_C \sim 0.22$, nennt man diese Art Zerfall doppelt Cabbibo-unterdrückt.

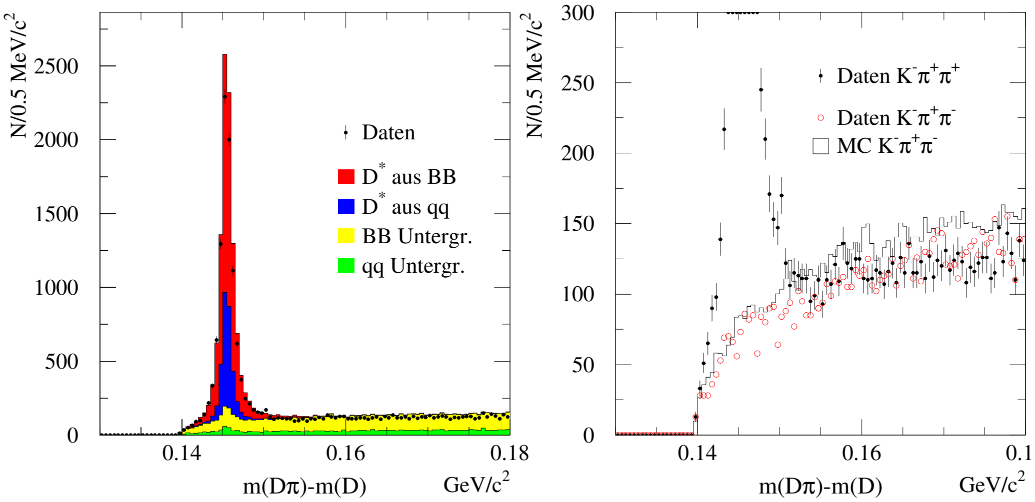

Abbildung 4.4.: Massendifferenz $m(D^0\pi) - m(D^0)$ in Daten und Simulation für rekonstruierte $D^{*\pm}$-Kandidaten (links) und $D^0\pi$-Kombinationen mit falscher Ladungskorrelation (rechts). Die signalartigen Strukturen im kombinatorischen Untergrund entstammen einer fehlerhaften Zuordnung von generierten und rekonstruierten Teilchen in der Simulation.

der in der Simulation vorhergesagten D^0-Mesonen. Da diese Zahl bereits zu groß ist, bilden zu viele D^0-Kandidaten zusammen mit geladenen Pionen auch zu viele $D^0\pi^\pm$-Kombinationen. Verbleibende Unterschiede werden in Abschnitt 8.2.1 als systematische Unsicherheit untersucht.

4.1.3. Neutrale D^*-Mesonen

Wie bei den geladenen D^* ist auch der Zerfall $D^{*0} \to D^0\pi^0$ sehr nahe der kinematischen Schwelle. Damit haben die π^0 dieser Zerfälle ebenfalls einen sehr niedrigen Impuls und die Photonen, die beim anschließenden Zerfall $\pi^0 \to \gamma\gamma$ enstehen, sind relativ niederenergetisch. Dies führt zu hohen Untergrundbeiträgen. In Abbildung 4.5 ist die invariante Masse vor der kinematischen Anpassung derjenigen Photonpaare gezeigt, die als π^0-Kandidaten in Frage kommen (vgl. Abschnitt 3.2.3).

Ebenfalls in Abbildung 4.5 dargestellt ist das laterale Moment der Photonen, die π^0-Kandidaten bilden. Dabei sind diejenigen Photonen der Simulation, die tatsächlich aus π^0-Zerfällen stammen, in Rot eingezeichnet. Man erkennt, daß diese Photonen zu kleineren Werten im lateralen Moment neigen, als der Untergrund aus wahren Photonen anderer Quelle und fälschlich als Photon identifizierten Energiedepositionen im EMC. Daher werden neutrale Pionen nur dann als Kandidaten für ein D^{*0} verwendet, wenn beide Tochterphotonen ein laterales Moment von $LAT_\gamma < 0.3$ aufweisen.

Bei Photonen mit niedriger Energie kommt es vor, daß sie die gesamte Energie komplett in einem einzigen Kristall des EMC abgeben, so daß diese Kandidaten ein laterales Moment von exakt Null haben. Allerdings werden solche isolierten Ener-

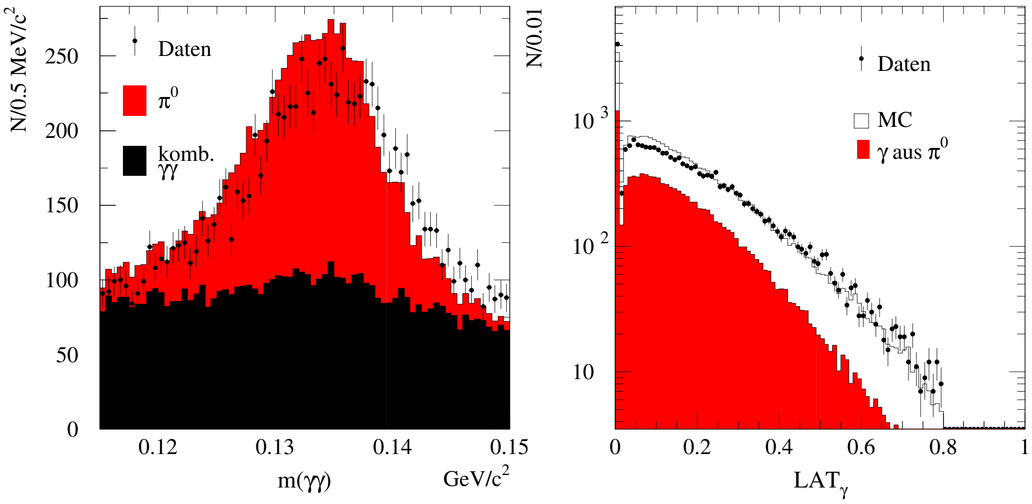

Abbildung 4.5.: Invariante Masse der zwei Photonen vor der kinematischen Anpassung auf die nominelle π^0-Masse (links) und laterales Moment der Photonen (rechts).

giedepositionen in einzelnen Kristallen auch durch Rauschen und andere Störeffekte besonders häufig erzeugt. Daher wäre es günstig, Photonkandidaten mit einem lateralen Moment von Null zu verwerfen. Allerdings zeigt Abbildung 4.5 deutlich, daß die Simulation für Photonkandidaten mit geringem lateralen Moment die Daten nicht präzise beschreibt. Besonders groß ist diese Abweichung für Kandidaten mit $LAT_\gamma = 0$. Da diese Diskrepanz bisher nicht verstanden ist, würde ein Kriterium von $LAT_\gamma > 0$ dazu führen, daß die Selektionseffizienz nicht mehr verläßlich aus der Simulation bestimmt werden kann.

Für hohe laterale Momente ist die Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation sehr gut, so daß für die Photonselektion mit $LAT_\gamma < 0.3$ das Monte Carlo zur Bestimmung der Effizienz verwendet werden kann.

Wie im Fall von geladenen D^* ist die Detektorauflösung für die Massendifferenz Δm wesentlich besser, als für die rekonstruierte D^{*0}-Masse. Sie dient daher wieder als Selektionskriterium. Allerdings sind die Untergrundanteile im Vergleich zu geladenen D^* deutlich größer. Dies kommt zum einen von fehlrekonstruierten π^0, und zum zweiten ergibt sich bei neutralen Pionen eine höhere Multiplizität, da anhand des π^0 nicht zwischen Zerfällen von D^{*0} und $\overline{D}^{*0}$ unterschieden werden kann. Damit ist es auch nicht möglich, die Beschreibung der Untergründe durch Kombinationen mit falscher Ladungskorrelation zu prüfen.

D^{*0}-Kandidaten werden akzeptiert, falls für die Massendifferenz $\Delta m = m(D^0\pi^0) - m(D^0)$ zum D^0 gilt: $140\,\mathrm{MeV}/c^2 < \Delta m < 144\,\mathrm{MeV}/c^2$. Die Verteilung der Massendifferenz ist in Abbildung 4.6 dargestellt. Die Übereinstimmung von Daten und Simulation ist im Bereich des Untergrundes sehr gut. Im Bereich der wahren D^{*0} ist eine leichte Tendenz zu höheren Werten für Δm in der Simulation zu beobachten. Dies hängt mit der Kalibration der Energieskala für Photonen zusammen, stellt aber aufgrund der Wahl des selektierten Bereiches in Δm kein Problem bei der Bestimmung der Effizienz dar.

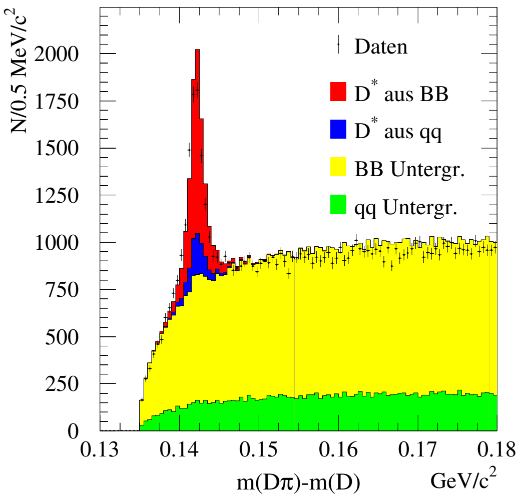

Abbildung 4.6.: Massendifferenz $m(D^0\pi^0) - m(D^0)$ in Daten und Simulation für rekonstruierte D^{*0}-Kandidaten. Die signalartigen Strukturen im kombinatorischen Untergrund entstammen einer fehlerhaften Zuordnung von generierten und rekonstruierten Teilchen in der Simulation.

4.1.4. Geladene D-Mesonen

Um die gesuchten Zerfallsketten $D^{**} \rightarrow D^{(*)}\pi^{\pm}$ zu komplettieren, müssen neben neutralen D-Mesonen auch geladene rekonstruiert werden. Diese werden allerdings nur zur Rekonstruktion des Zerfalls $D_2^{*0}{\rightarrow}D^{\pm}\pi^{\mp}$ verwendet. Möglich wäre noch, sie auch für den Zerfall $D^{*\pm}{\rightarrow}D^{\pm}\pi^0$ zu benutzen, allerdings werden die $D^{*\pm}$-Mesonen mit hoher Effizienz und extrem wenig Untergrund im Kanal $D^{*\pm}{\rightarrow}D^0\pi^{\pm}$ rekonstruiert, so daß die Hinzunahme von $D^{\pm}\pi^0$-Kombinationen keine Verbesserung der Signifikanz ergibt.

Um auch bei der Rekonstruktion von $D^{\pm}$-Mesonen die Untergrundbeiträge so gering wie möglich zu halten, werden die $D^{\pm}$ ausschließlich im Zerfall $D^+{\rightarrow}K^-\pi^+\pi^+$ nachgewiesen, womit 9.1% der gesamten $D^{\pm}$-Zerfälle erfaßt sind [12].

Dabei soll das Kaon wie beim D^0 wieder die Kriterien der Selektion `Tight` erfüllen, die Spuren der Pionkandidaten sollen ebenfalls die Qualitätsanforderungen der Rekonstruktion `GoodTracksTight` erfüllen.

Um zufällige Kombinationen zu unterdrücken, wird für die drei geladenen Spuren eine geometrische Anpassung auf einen gemeinsamen Spurpunkt, ein so genannter Vertex-Fit, durchgeführt. Für diese Anpassung wird aus der Anzahl der Freiheitsgrade, die von der Zahl der rekonstruierten Spurpunkte abhängt, und dem resultierenden Wert für χ^2 eine Vertex-Wahrscheinlichkeit $P_{Vtx}(K\pi\pi)$ berechnet. Sind die in die Anpassung eingehenden Unsicherheiten der Meßgrößen richtig beschrieben, so weisen Ereignisse, die die Hypothese der Anpassung erfüllen, in denen die drei Spuren also tatsächlich in einem gemeinsamen Punkt erzeugt wurden, eine Gleichverteilung in $P_{Vtx}(K\pi\pi)$ auf. Drei Spuren, die dagegen nicht aus einem gemeinsamen Punkt stammen, führen zu sehr kleinen Wahrscheinlichkeiten.

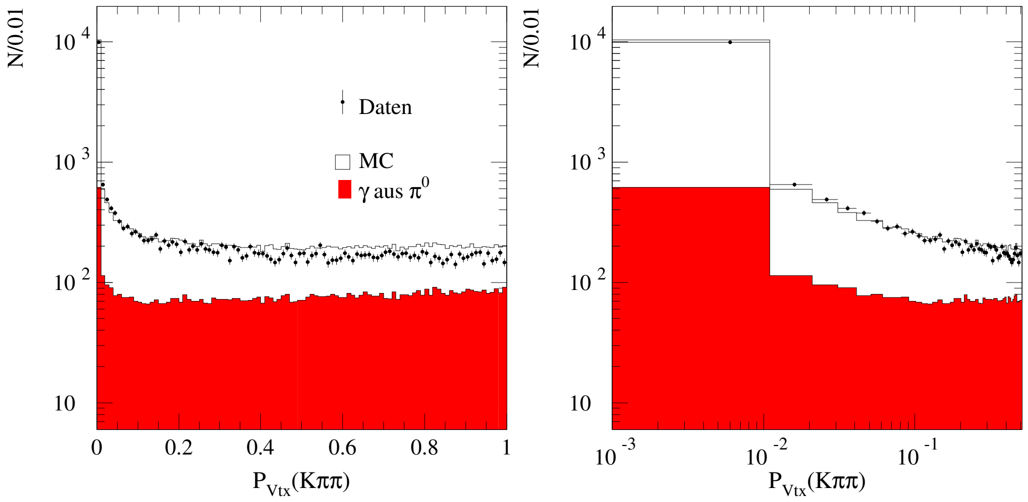

Abbildung 4.7.: Verteilung der Vertexwahrscheinlichkeit $P_{Vtx}(K\pi\pi)$ der drei Spuren von $D^{\pm}$-Kandidaten. Rechts einer Vergrößerung der Verteilung nahe Null.

Die Verteilung von $P_{Vtx}(K\pi\pi)$ ist in Abbildung 4.7 gezeigt. Wie erwartet setzt sie sich aus einem flachen Anteil und einer Anhäufung bei kleinen Werten zusammen. Der in Rot eingezeichnete Anteil der Simulation stammt aus den gesuchten Zerfällen $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$. Kombinatorischer Untergrund wird durch die Forderung $P_{Vtx}(K\pi\pi) > 0.01$ unterdrückt.

Abbildung 4.8 zeigt die Verteilung der invarianten Masse der drei Spuren. Im Vergleich zur D^0-Rekonstruktion ist der Untergrundbeitrag aufgrund der höheren Multiplizität deutlich größer. $D^{\pm}$-Kandidaten werden akzeptiert, wenn ihre invariante Masse im Bereich $1854\,\mathrm{MeV}/c^2 < m_{D^{\pm}} < 1884\,\mathrm{MeV}/c^2$ liegt.

Wie im Falle der neutralen D-Mesonen ist die Anzahl der $D^{\pm}$ in der Simulation leicht überschätzt. Allerdings stimmt die Beschreibung des Untergrundes in der Simulation gut mit den Daten überein, das heißt, die Effizienz wird korrekt simuliert.

Auch für die geladenen D-Mesonen ist eine weitere Prüfung der Simulation durch Kombinationen mit einer falschen Gesamtladung möglich. Dabei reicht es allerdings nicht aus, nur ein Pion durch eine Spur entgegengesetzter Ladung zu ersetzen, da $K^+\pi^-\pi^+$-Kombinationen aus verschiedenen resonanten Zerfällen stammen können. Daher werden Kombinationen von drei Spuren mit einer Gesamtladung von ± 3 betrachtet (vgl. Abbildung 4.8). Durch den Austausch von zwei Spuren durch solche mit entgegengesetzter Ladung entspricht die Anzahl der so erzeugten Kombinationen mit falscher Ladung nicht mehr dem tatsächlichen kombinatorischen Untergrund der $D^{\pm}$-Rekonstruktion. Allerdings liefert die gute Übereinstimmung von Daten und Simulation auch in dieser Verteilung eine Bestätigung dafür, daß die Rekonstruktionseffizienz in der Simulation richtig beschrieben wird.

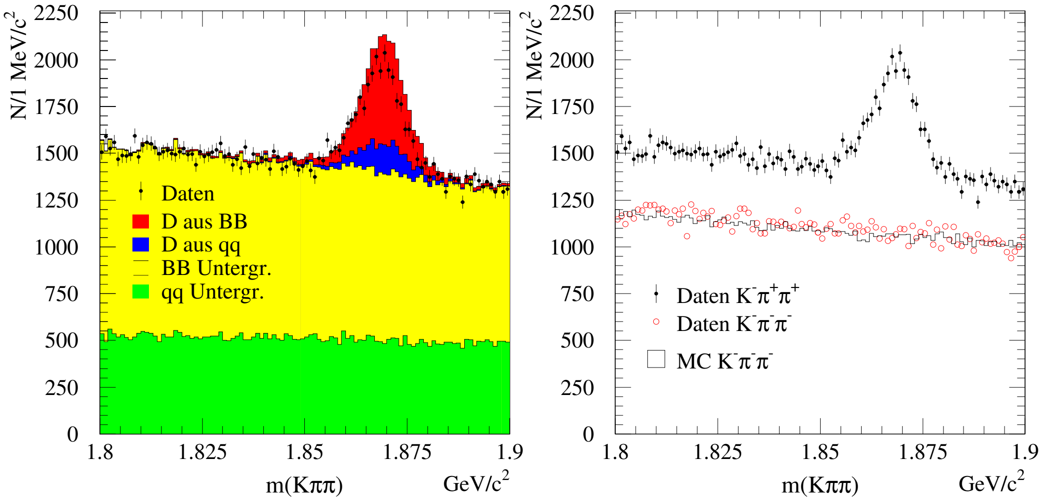

Abbildung 4.8.: Invariante Masse der rekonstruierten $K\pi\pi$-Kombinationen aus Daten und Simulation für $D^{\pm}$-Kandidaten (links) und Kombinationen mit einer Gesamtladung von ± 3 (rechts) vor der Selektion.

4.2. Rekonstruktion der D^{**}-Mesonen

Die das charm Quark enthaltenden Tochtermesonen von D^{**}-Zerfällen stehen nun mit den rekonstruierten geladenen und neutralen D- und D^*-Mesonen zur Verfügung. Wie in Abschnitt 1.4 motiviert wurde, werden diese Mesonen ausschließlich mit geladenen Pionen kombiniert, um Kandidaten für D^{**}-Mesonen zu bilden. Aufgrund der Isospinerhaltung in starken Zerfällen stellen diese Kanäle zwei Drittel aller Zerfälle, die Untergrundbeiträge sind deutlich geringer als im Falle neutraler Pionen und die Ladungskorrelation zwischen dem Pion und dem schweren Tochtermeson kann zur Untergrundunterdrückung verwendet werden.

Allerdings gibt es keine klare Signatur für geladene Pionen, die tatsächlich aus einem D^{**}-Zerfall stammen. Aufgrund der Lebensdauern der D- und D^*-Mesonen unterscheidet eine Anpassung an einen gemeinsamen Zerfallspunkt praktisch nicht zwischen Signal und Untergrund. In den Zerfällen mit einem D^* wird diese Möglichkeit weiter limitiert durch das langsame Pion aus dem D^*-Zerfall, welches nicht so präzise rekonstruiert werden kann wie Spuren mit höherem Impuls. Es verbleibt die kinematische Information, die invariante Masse des rekonstruierten $D^{(*)}\pi$-Kandidaten soll der Masse eines D^{**}-Mesons entsprechen. Die Massenauflösung wird, analog zu der Rekonstruktion von D^*-Mesonen, wieder verbessert, indem die Massendifferenz $\Delta m = m(D^{(*)}\pi) - m(D)$ betrachtet wird.

Im Falle neutraler D^{**} werden Pionen und $D^{(*)}$-Mesonen nur dann kombiniert, wenn die Gesamtladung Null ergibt, also $Q(D^{(*)}) = -Q(\pi)$ gilt. Für geladene D^{**}-Kandidaten gilt, daß positiv geladenen D^{**} ein c-Quark, negativ geladene hingegen ein $\overline{c}$-Antiquark enthalten. Dementsprechend zerfallen D^{**+}-Mesonen in ein D^0 und D^{**-} in ein $\overline{D}^0$-Meson, welche anhand der Ladung des Kaons im D-Zerfall unterschieden werden können, da doppelt Cabibbo-unterdrückte Zerfälle nicht berücksichtigt werden. Geladene D^{**}-Kandidaten müssen also die Bedingung $Q(D^{**}) = -Q(K)$ erfüllen.

Da der Phasenraum im D^{**}-Zerfall deutlich größer ist als beim D^*, erreichen die emittierten Pionen in der Regel die Driftkammer des *BABAR*-Detektors, so daß härtere Anforderungen an die Rekonstruktionsqualität der Spur möglich sind. Mit einem D^* werden nur Spuren kombiniert, die die Selektionskriterien der Liste `GoodTracksLoose` erfüllen. Die Kanäle $D_2^* \rightarrow D\pi^\pm$ weisen einen deutlich höheren Untergrundanteil auf, daher wird in ihnen die Spurselektion verschärft und gefordert, daß die Spur des Pionkandidaten die Kriterien der Liste `GoodTracksTight` erfüllt.

Da $D^{*\pm}$-Mesonen im Zerfall $D^{*\pm} \rightarrow D^0\pi^\pm$ fast untergrundfrei rekonstruiert werden, kann man davon ausgehen, daß diejenigen D^0, die zur Bildung eines $D^{*\pm}$-Kandidaten verwendet werden, auch tatsächlich aus einem $D^{*\pm}$-Zerfall stammen. Entsprechend werden D^0-Kandidaten, die nach den in Abschnitt 4.1.2 diskutierten Kriterien zur Bildung eines $D^{*\pm}$ verwendet werden, nicht für den Kanal $D_2^{*\pm} \rightarrow D^0\pi^\pm$ verwendet. Ein solches Ausschlußkriterium ist auch für $D^\pm$-Kandidaten denkbar, wird jedoch aus zwei Gründen verworfen: $D^\pm$ treten nur im Zerfall $D^{*\pm} \rightarrow D^\pm\pi^0$auf, also in einer Minderheit der D^*-Zerfälle, und das zugehörige langsame π^0 impliziert zudem einen relativ hohen Untergrundanteil.

Die resultierenden Spektren der Massendifferenz Δm sind in Abbildung 4.9 für Daten und Simulation gezeigt. Wie erwartet sind sie komplett von Untergrund dominiert. Diese Untergründe können erst dann wirkungsvoll unterdrückt werden, wenn zusätzlich das Lepton des B-Zerfalls rekonstruiert wird und die gesamte $D^{**}\ell$-Kombination auf einen semileptonischen Zerfall hin untersucht werden kann. Dies wird im folgenden Abschnitt diskutiert.

Die Übereinstimmung von Daten und Simulation ist nicht perfekt. Insgesamt ist festzuhalten, daß die Simulation durchweg zu große Ereigniszahlen vorhersagt. Dies ist eine direkte Folge der Diskrepanz, die bei der Rekonstruktion der D-Mesonen festgestellt wurde. Die Übereinstimmung der Form des Untergrundes, sowie die Untersuchungen der Seitenbänder der Massen von D- und D^*-Kandidaten bekräftigen dennoch das Vertrauen in die Vorhersagekraft der Simulation.

4.3. Selektion von $D^{**}\ell$-Kandidaten

Die Leptonen stellen den letzten nötigen Baustein zur Rekonstruktion von semileptonischen B-Zerfällen dar. Als Kandidaten für das Lepton werden sowohl Elektronen als auch Myonen verwendet, welche durch die Standard-Teilchenidentifikation des *BABAR*-Experimentes selektiert werden (vgl. Abschnitt 3.2.2).

Auch bei den Leptonen tritt eine Ladungskorrelation zu den übrigen Zerfallsprodukten auf. Mesonen mit einem b, also $\overline{B}^0$ und B^-, zerfallen in ein negativ geladenes Lepton und ein Meson mit einem c-Quark, während Mesonen mit einem $\overline{b}$, also B^0 und B^+, ein positiv geladenes Lepton und ein $\overline{c}$ erzeugen. Diese Trennung setzt sich fort bis zum Zerfall des charm Quarks in ein s-Quark, und da die doppelt Cabbibo unterdrückten D-Zerfälle nicht berücksichtigt werden, gilt für alle Zerfallsketten $Q(\ell) = Q(K)$. Entsprechend werden Leptonen nur mit solchen D^{**}-Kandidaten kombiniert, die im Zerfall des D die entsprechende Ladung des Kaons aufweisen.

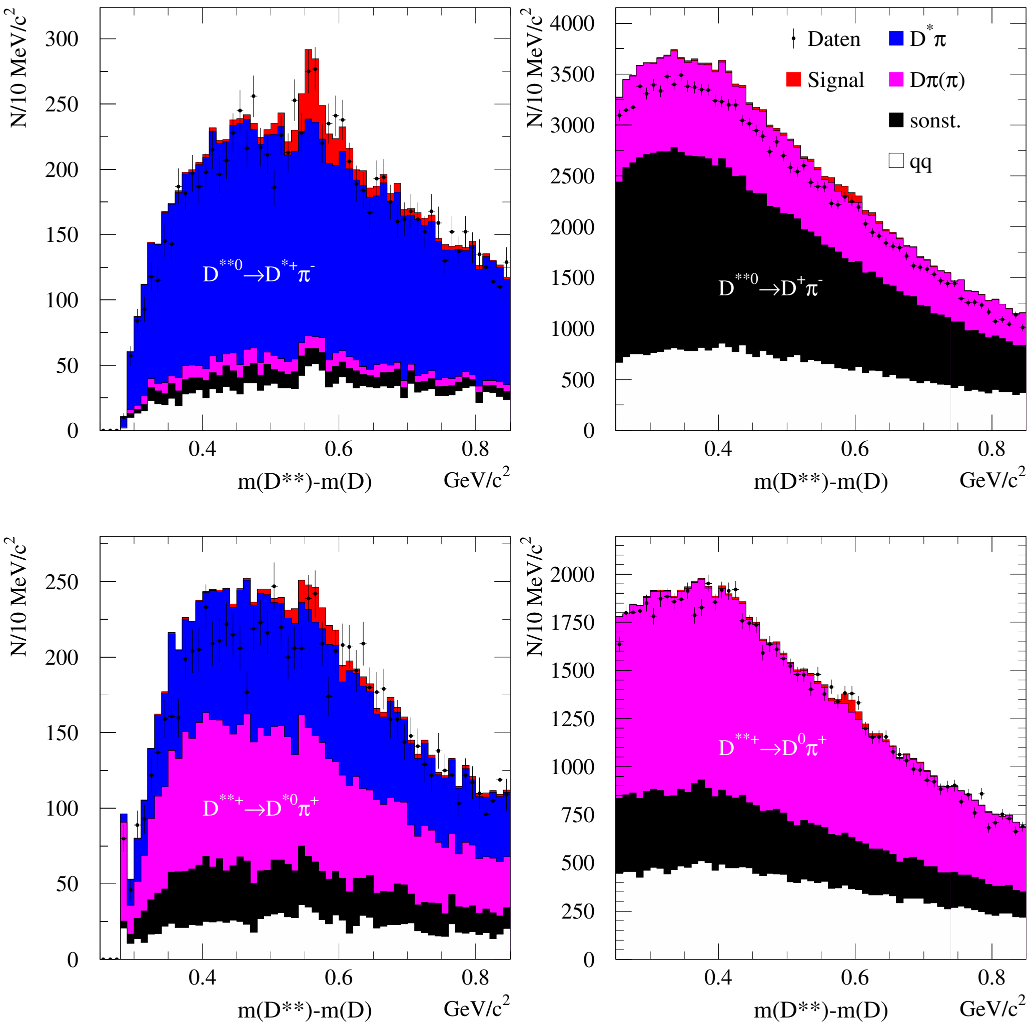

Abbildung 4.9.: Massendifferenz Δm für D^{**}-Kandidaten in den vier Zerfallsketten.

Zusammen mit dem D^{**}-Kandidaten sind damit alle nachweisbaren Zerfallsprodukte des semileptonischen B-Zerfalls rekonstruiert, allerdings fehlt das Neutrino zur vollständigen Kenntnis der Kinematik. Die Tatsache aber, daß die Masse des Neutrinos im Rahmen des BABAR-Experimentes vernachlässigbar klein ist, kann genutzt werden, um richtig rekonstruierte Zerfälle $B \to D^{**}\ell\nu$ von Ereignissen zu trennen, in denen die D^{**}-Kandidaten fälschlich aus zufälligen Pionen kombiniert wurden.

4.3.1. Die Variable cos_{BY}

Als Abkürzung wird zunächst die Bezeichnung Y für den nachweisbaren Teil eines semileptonischen B-Zerfalls eingeführt, bei den gesuchten Zerfällen $B \to D^{**}\ell\nu$ bezeichnet Y also die Kombination $(D^{**}\ell)$. Damit kann der semileptonische B-Zerfall quasi als Zweikörperzerfall $B \to Y\nu$ betrachtet werden.

Aufgrund der Energie- und Impulserhaltung im Zerfall gilt für die Viererimpulse $p_B = p_Y + p_\nu$. Unter Verwendung der Masselosigkeit des Neutrinos, also $p_\nu^2 = 0$, führt dies zu:

$$\begin{aligned} 0 = p_\nu^2 &= (p_B - p_Y)^2 \\ &= m_B^2 + m_Y^2 - 2E_B E_Y + 2|\vec{p}_B||\vec{p}_Y| \cos\vartheta_{BY}. \end{aligned} \tag{4.1}$$

Von den auftretenden Größen sind, bis auf den Winkel ϑ_{BY}, alle bekannt. Energie und Impuls des Y, E_Y und $\vec{p}_Y$, können direkt gemessen und die invarante Masse m_Y daraus berechnet werden. Die Energie des zerfallenen B entspricht der halben Schwerpunktsenergie des Ereignisses, $E_B = \frac{1}{2}\sqrt{s}$, die aus den Strahlenergien von Elektron und Positron berechnet werden kann. Mit der bekannten Masse des B-Mesons kann daraus auch der Betrag des Impulses, $|\vec{p}_B|$, berechnet werden.

Gleichung (4.1) dient somit zur Berechnung des unbekanntes Winkels ϑ_{BY}:

$$\cos\vartheta_{BY} = -\frac{2E_B E_Y - m_B^2 - m_Y^2}{2|\vec{p}_B||\vec{p}_Y|}. \tag{4.2}$$

Im Impulsraum ist diese Situation in Abbildung 4.10 illustriert. Der Impuls p_Y ist gemessen, vom Impuls des B ist nur die Größe, nicht aber die Richtung bekannt, so daß p_B eine Kugeloberfläche definiert. Aus der Energieerhaltung und der Masselosigkeit des Neutrinos ist der Betrag des Neutrinoimpulses, p_ν, bestimmt. Da p_ν ebenfalls in seiner Richtung unbekannt ist, wird somit eine zweite Kugel definiert. Ist die Impulserhaltung erfüllt, muß sich das Dreieck, gebildet aus p_Y, p_B und p_ν, schließen. Im Impulsraum liegt der dritte Punkt des Dreiecks also auf einem Schnittpunkt der beiden Kugeln um p_B und p_ν.

Da sich zwei Kugeln im allgemeinen in einem Kreis schneiden, verbleibt eine Ambiguität, die Impulsdreiecke aller Lösungen sind aber kongruent, so daß die Winkel zwischen den einzelnen Impulsen eindeutig definiert sind.

Der tatsächliche Wert von ϑ_{BY} bei einem Signalereignis ist weniger von Bedeutung, wichtiger ist, wie sich die Situation für falsch rekonstruierte Untergrunderereignisse ändert. Gleichung (4.2) gibt weiterhin einen eindeutigen Wert, doch dieser verliert seine geometrische Interpretation, da die Voraussetzung, ein Quasi-Zweikörperzerfall $B \to Y\nu$, nicht mehr erfüllt ist. Aus dem Kosinus eines Winkels, $\cos\vartheta_{BY}$, wird somit eine beliebige Zahl, welche mit cos_{BY} bezeichnet wird.

Liegt einem nicht richtig rekonstruierten Ereignis tatsächlich ein semileptonischer B-Zerfall zu Grunde, und wurden das Lepton und Teile der hadronischen Zerfallsprodukte dabei richtig identifiziert, so kann man zwei Fälle unterscheiden: Entweder sind die sichtbaren Zerfallsprodukte des wahren Zerfalls nicht vollständig in Y enthalten, oder aber Y enthält neben den wahren Tochterteilchen noch zusätzliche Teilchen, welche fälschlich hinzugefügt wurden.

Für diese beiden Fälle kann man sich anhand von Abbildung 4.10 das resultierende Verhalten von cos_{BY} veranschaulichen.

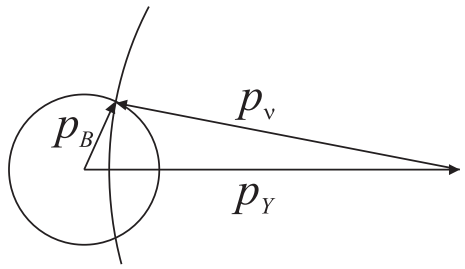

Abbildung 4.10.: Schema zur geometrischen Interpretation der Variable cos_{BY}. Die Impulse von Neutrino und Y müssen in der Summe denjenigen des B ergeben, wobei die Impulse des Neutrinos und des B nur in ihrer Größe, nicht jedoch in der Richtung bekannt sind. Damit definieren sie Kugeln um die beiden Endpunkte von p_Y, und die korrekte Konstellation muß auf einem Schnittpunkt beider Kugeln liegen, womit der Winkel zwischen p_B und p_Y eindeutig definiert ist. Der Anschaulichkeit halber ist ein zweidimensionaler Schnitt gezeigt.

- Ist das rekonstruierte System Y nicht vollständig, so ist die rekonstruierte Energie E_Y im Vergleich zum wahren Wert zu klein. Um die Gesamtenergie des B zu erreichen, wird dem Neutrino entsprechend zu viel Energie, und damit auch ein zu großer Impuls zugeordnet. Überschreitet der Neutrinoimpuls die Grenze $|\vec{p}_\nu| > |\vec{p}_Y| + |\vec{p}_B|$, so liegt die Kugel um p_B vollständig innerhalb derjenigen um p_ν. Es gibt also keine Lösung mehr für den Winkel ϑ_{BY}. Also wird cos_{BY}, verglichen mit dem wahren Winkel, zu kleine Werte annehmen und schließlich, wenn p_ν zu groß wird, die Grenze $cos_{BY} < -1$ unterschreiten.
- Das Gegenteil ist der Fall, wenn dem Y eines bereits korrekt rekonstruierten Zerfalls noch zusätzliche Teilchen hinzugefügt werden. Um diese zusätzliche Energie des Y zu balancieren, wird E_ν und damit auch p_ν verringert. Damit wandert der Schnittpunkt der beiden Kugeln zunächst nach rechts, und die berechneten Werte für cos_{BY} vergrößern sich, bis die beiden Kugeln schließlich disjunkt sind und $cos_{BY} > +1$ gilt.

Zu den obigen Überlegungen sei angemerkt, daß sich mit einem falsch rekonstruierten Y-System natürlich auch p_Y selber, verglichen zum wahren Wert, ändert. Da nicht entschieden werden kann, wie der zusätzliche oder fehlende Impuls relativ zum wahren p_Y angeordnet ist, kann p_Y in beiden Fällen sowohl vergrößert als auch verringert werden. Dies kann die oben beschriebenen Tendenzen für cos_{BY} verstärken oder aber auch verringern, nicht aber aufheben oder umkehren, da für die massiven Bestandteile des Y stets $|\vec{p}| < E$ gilt. Die Änderung im Neutrinoimpuls, für den $|\vec{p}_\nu| = E_\nu$ gilt, ist also in jedem Falle größer als die Änderung in p_Y.

Ein großer Vorteil der B-Fabriken wie BABAR ist, daß die B-Mesonen im Schwerpunktssystem fast in Ruhe sind und nur einen geringen Impuls von $|\vec{p}_B| = 325\,\text{MeV}$ besitzen. Entsprechend klein ist die Kugel um p_B im Impulsraum, und die Grenzen, an denen cos_{BY} den für einen echten Winkel erlaubten Wertebereich von $[-1|+1]$ verläßt, sind schon bei kleinen Änderungen von p_ν erreicht. Das macht cos_{BY} zu einem sehr effektiven Kriterium, um zwischen Signalereignissen und Untergrund zu

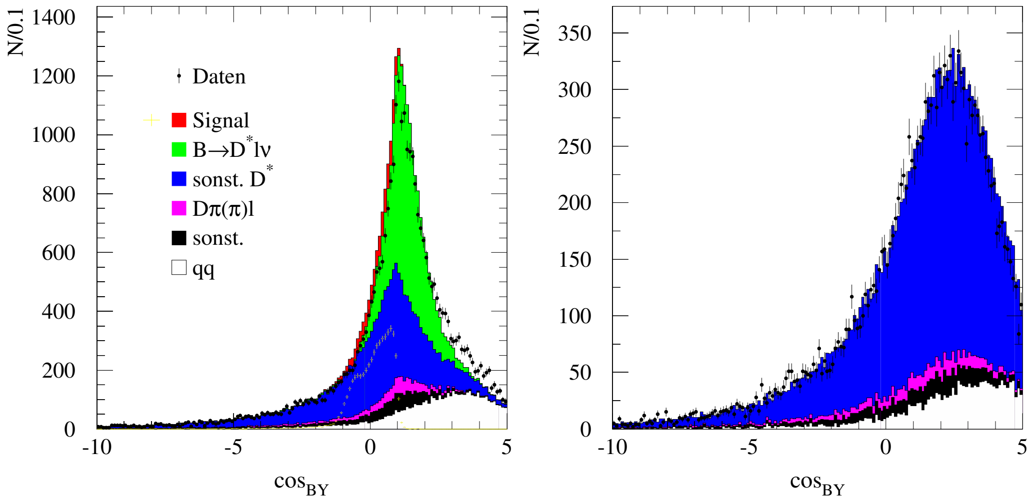

Abbildung 4.11.: Die Verteilungen der Variablen cos_{BY} am Beispiel der Zerfallskette $D^{**0} \to D^{*\pm}\pi^{\mp}$ für selektierte Ereignisse (links) und Kombinationen, die die Ladungskorrelation zwischen Lepton und Kaon verletzen (rechts).

unterscheiden.

Die Forderung, daß der rekonstruierte Wert von cos_{BY} im physikalisch sinnvollen Bereich liegt, wird somit zu einem Hypothesentest dafür, ob der rekonstruierte Zerfall tatsächlich der Art $B \to Y\nu$ war. In allen rekonstruierten Zerfallskanälen des D^{**} wird daher gefordert, daß die Variable cos_{BY} mit $Y = D^{**}\ell$ physikalisch erlaubte Werte liefert, also $-1 < cos_{BY} < +1$ gilt. Die Verteilungen für cos_{BY} am Beispiel der Zerfallskette $D^{**0} \to D^{*\pm}\pi^{\mp}$ ist in Abbildung 4.11 zu sehen, dabei ist zur Vedeutlichung die Signalverteilung in willkürlicher Normierung einzeln mit eingezeichnet. Außerdem gezeigt sind die Werte von cos_{BY} für $D^{**}\ell$-Kombinationen, die die Ladungskorrelation zwischen Lepton und Kaon verletzen, und damit eine reine Untergrundverteilung darstellen. Die Verteilungen der übrigen Zerfallsketten sind im Anhang B.1 zu finden.

In den Zerfallskanälen, in denen ein D^* rekonstruiert wird, kann die Variable cos_{BY} noch weiter verwendet werden. Einen großen Beitrag zum Untergrund bilden hier Zerfälle $B \to D^*\ell\nu$, von denen das D^* und das Lepton richtig rekonstruiert wurden, der D^{**}-Kandidat aber durch Hinzufügen eines Pions aus dem Zerfall des anderen B falsch kombiniert wurde. Solche Ereignisse können identifiziert werden, indem eine Variable $cos_{BY'}$ betrachtet wird. Diese ist in der Konstruktion identisch zu cos_{BY}, verwendet als Hypothese für die sichtbaren Zerfallsprodukte des semileptonischen B-Zerfalls nur das rekonstruierte D^* und das Lepton $Y' = (D^*\ell)$. Das Pion, welches aus einem D^{**}-Zerfall stammen soll, wird also vernachlässigt. Entsprechend der obigen Diskussion der Eigenschaften von cos_{BY} haben in dieser Variablen Signalereignisse $B \to D^{**}\ell\nu$ tendenziell zu kleine Werte, während die Untergrundereignisse, die tatsächlich aus einem Zerfall $B \to D^*\ell\nu$ stammen, Werte im Bereich zwischen -1 und $+1$ aufweisen. Dieser Untergrund wird also durch die Bedingung $cos_{BY'} < -1$ unterdrückt.

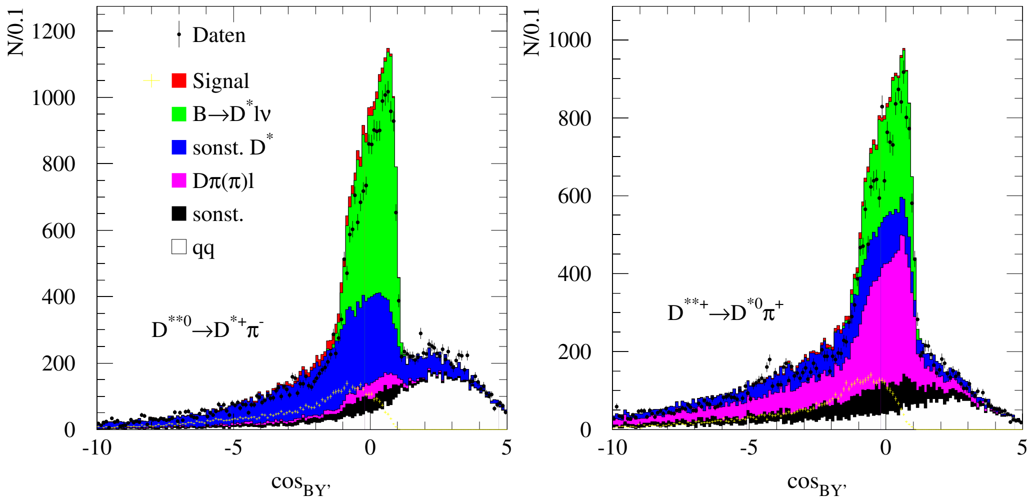

Abbildung 4.12.: Die Verteilung der Variablen $cos_{BY'}$ in den beiden Zerfallskanälen, die ein D^* enthalten.

In Abbildung 4.12 sind diese Verteilungen für die beiden relevanten Zerfallskanäle gezeigt. Deutlich zu erkennen ist die Struktur der Verteilung im physikalisch erlaubten Bereich. Diese wird durch semileptonische B-Zerfälle in ein D^* gebildet.

Auffällig ist im Falle neutraler D^*, daß auch Ereignisse, in denen das D^* nicht korrekt rekonstruiert wurde, einen deutlichen Beitrag im Bereich $|cos_{BY'}| < 1$ liefern. Dies ist darauf zurückzuführen, daß das rekonstruierte D^0 tatsächlich die Tochter eines semileptonisch produzierten D^* ist, aber der π^0-Kandidat fälschlich zu diesem D^0 kombiniert wurde. Da das Pion aus dem D^{*0}-Zerfall aber langsam ist, hat es auf den Wert von $cos_{BY'}$ nur einen geringen Einfluß, wenn das wahre Pion aus dem D^*-Zerfall durch ein anderes langsames Pion, oder eine zufällige Kombination von zwei Photonen mit passenden kinematischen Eigenschaften, ersetzt wird.

Detektorauflösung in cos_{BY} und $cos_{BY'}$

Aufgrund der Detektorauflösung können auch wahre Zerfälle $B \to D^{**}\ell\nu$, obgleich korrekt rekonstruiert, zu unphysikalischen Werten von cos_{BY} führen. Die vom *BaBar*-Detektor erreichte Auflösung in cos_{BY} und $cos_{BY'}$ von 0.048 bzw. 0.074 (vgl. Abbildung 4.13) rechtfertigt jedoch die harten Selektionskriterien $|cos_{BY}| < 1$ und $cos_{BY'} < -1$ zur Unterdrückung des dominanten Untergrundes aus Zerfällen der Art $B \to D^*\ell\nu$.

4.3.2. Weitere Selektionskriterien

Obwohl die Selektion basierend auf cos_{BY} und das Veto durch $cos_{BY'}$ die Hauptuntergrundquelle, nämlich Zerfälle $B \to D^*\ell\nu$, sehr effektiv reduziert, verbleiben noch Untergrundbeiträge aus anderen Quellen. Wenn zum Beispiel das Lepton und die Hadronen nicht aus demselben B-Zerfall stammen, ist der Hypothesentest durch

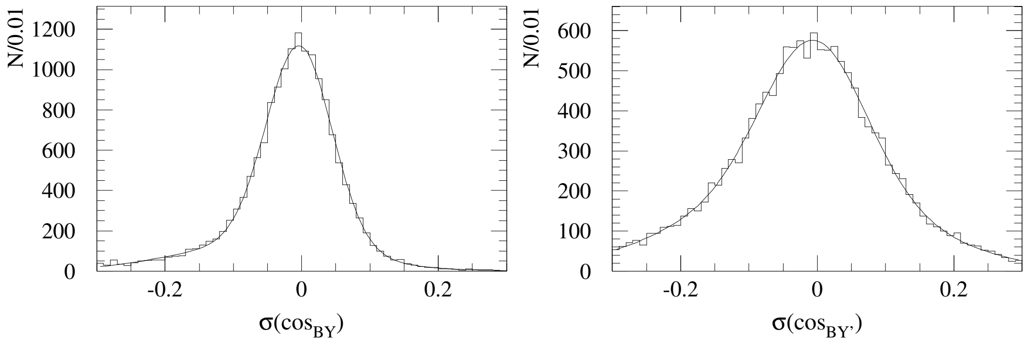

Abbildung 4.13.: Detektorauflösung der Variablen cos_{BY} und $cos_{BY'}$ für simulierte Signalereignisse. Überlagert ist die Summe aus zwei Gauß-Funktionen.

$cos_{BY'}$ nicht mehr wirkungsvoll. Um auch solche Untergrundbeiträge zu reduzieren, werden weitere Selektionskriterien verwendet, die sensitiv darauf sind, daß die rekonstruierten Hadronen und das Lepton wirklich aus einem gemeinsamen B-Zerfall stammen.

Das erste Kriterium dieser Art ist geometrischer Natur und verlangt, daß die Spur des Leptons und die des vom D^{**}-Kandidaten emittierten Pions von einem gemeinsamen Zerfallspunkt stammen. Aufgrund der geringen Lebensdauer der D^{**} sind die Zerfallspunkte des B und des D^{**} nahezu identisch, so daß diese Forderung gerechtfertigt ist. Vor allem in Fällen, in denen das Lepton und das dem D^{**} zugeschriebene Pion nicht aus demselben B stammen, ist die Forderung eines gemeinsamen Vertex nicht erfüllt. Solche Ereignisse zeichnen sich dadurch aus, daß die Wahrscheinlichkeit für das bei dem Vertex-Fit erhaltene χ^2 fast Null ist. Ereignisse, die der Vertexhypothese entsprechen, liefern eine flache Verteilung, so daß nur Ereignisse mit $P_{Vtx}(D^{**}\ell) > 0.001$ selektiert werden. Die Verteilungen für die χ^2-Wahrscheinlichkeiten in der Zerfallskette $D^{**0} \to D^{*\pm}\pi^{\mp}$ ist in Abbildung 4.14 gezeigt, die Verteilungen der übrigen Kanäle ist im Anhang B.1 zu finden.

Eine zweite Größe, die zur Untergrundunterdrückung verwendet werden kann, ist der Winkel zwischen den Impulsen des Leptons und des rekonstruierten D^{**}-Mesons. Wie in Abschnitt 2.2 diskutiert wurde, weisen im Ruhesystem des B-Mesons D^{**}-Mesonen aus Zerfällen $B \to D^{**}\ell\nu$ bevorzugt Impulse auf, welche entgegengesetzt den Impulsen der erzeugten Leptonen ausgerichtet sind. Da das zerfallende B-Meson im Schwerpunktssystem fast ruht, werden das geladene Lepton und das D^{**} also auch im Schwerpunktssystem in unterschiedliche Hemisphären emittiert. Vor allem Untergrundereignisse, in denen das Lepton und die als D^{**}-Kandidat kombinierten Hadronen nicht aus demselben B-Zerfall stammen, können daher mit der Forderung $\cos\angle(D^{**}, \ell) < 0$ unterdrückt werden. Am Beispiel der Zerfälle $D^{**0} \to D^{*\pm}\pi^{\mp}$ ist die Verteilung dieser Größe in Abbildung 4.14 gezeigt, die weiteren Rekonstruktionskanäle sind im Anhang B.1 dargestellt.

Zwar zeigt auch die Untergrundverteilung eine starke Tendenz zu Werten von $\cos\angle(D^{**}, \ell) < 0$, allerdings ist dieses Verhalten für Signalereignisse deutlich ausgeprägter, so daß dieses Kriterium eine Verbesserung der Selektion bewirkt.

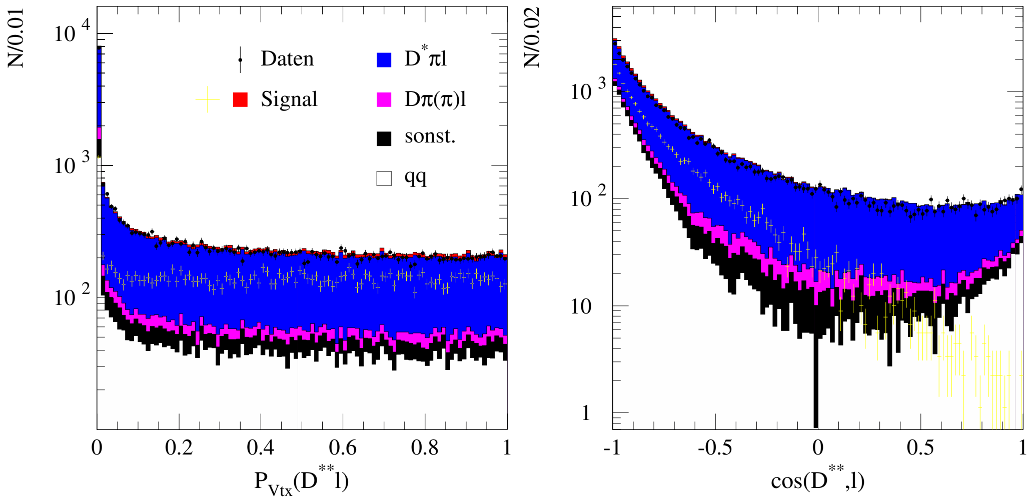

Abbildung 4.14.: Verteilung der Variablen $P_{Vtx}(D^{**}\ell)$ (links) und $\cos\angle(D^{**},\ell)$ (rechts) am Beispiel der Zerfallskette $D^{**0}\!\to\!D^{*\pm}\pi^{\mp}$. Die Größen sind im Text definiert.

4.3.3. Kandidatenauswahl in den Kanälen $D_2^*\!\to\!D\pi$

Während in den Zerfallskanälen $D^{**}\!\to\!D^*\pi^{\pm}$ die Selektion ein relativ gutes Verhältnis von Signal zu Untergrund liefert, ist der Untergrundanteil in den Zerfällen $D^{**}\!\to\!D\pi^{\pm}$ deutlich größer. Der Unterschied liegt vor allem darin begründet, daß die schmalen D^*-Resonanzen eine fast untergrundfreie Selektion erlauben, während die Rekonstruktion der D-Mesonen eine deutlich geringere Reinheit aufweist. Dies zeigt sich auch in der absoluten Zahl von selektierten D^{**}-Kandidaten, die in den Kanälen $D^{**}\!\to\!D\pi^{\pm}$ um einen Faktor zehn und mehr größer ist, verglichen mit Zerfällen der Art $D^{**}\!\to\!D^*\pi^{\pm}$.

Auffällig ist dabei, daß es zu einem rekonstruierten D-Meson mehrere geladene Pionen gibt, die zu einem selektierten D^{**}-Kandidaten kombiniert werden können. Um diese hohe Multiplizität der Kandidaten zu begrenzen, wird in den Kanälen $D^{**}\!\to\!D\pi^{\pm}$ nur ein D^{**}-Kandidat je Ereignis selektiert. Dieser „beste“ Kandidat zeichnet sich dadurch aus, daß eine weitere kinematische Größe, die Pseudoneutrinomasse $\tilde{m}_\nu^2$, nahe bei Null liegt.

Da im Schwerpunktsystem das zerfallende B-Meson fast ruht, kann sein Impuls als Null angenommen werden. Ausgehend von Gleichung (4.1), welche Energie- und Impulserhaltung des B-Zerfalls formuliert, setzt man also die Größe $\vec{p}_B$ zu Null und erhält unter dieser Näherung für die Neutrinomasse die Gleichung:

$$\tilde{m}_\nu^2 = m_B^2 + m_{D^{**}\ell}^2 - 2E_B E_{D^{**}\ell}. \qquad (4.3)$$

Da die B-Mesonen tatsächlich einen Impuls von rund 325 MeV/c besitzen, ist die Verteilung von $\tilde{m}_\nu^2$ kein scharfes Signal bei Null, der wahren Neutrinomasse, sondern weist eine Struktur mit einer Breite von einigen 100 MeV$^2/c^4$ auf. Dennoch

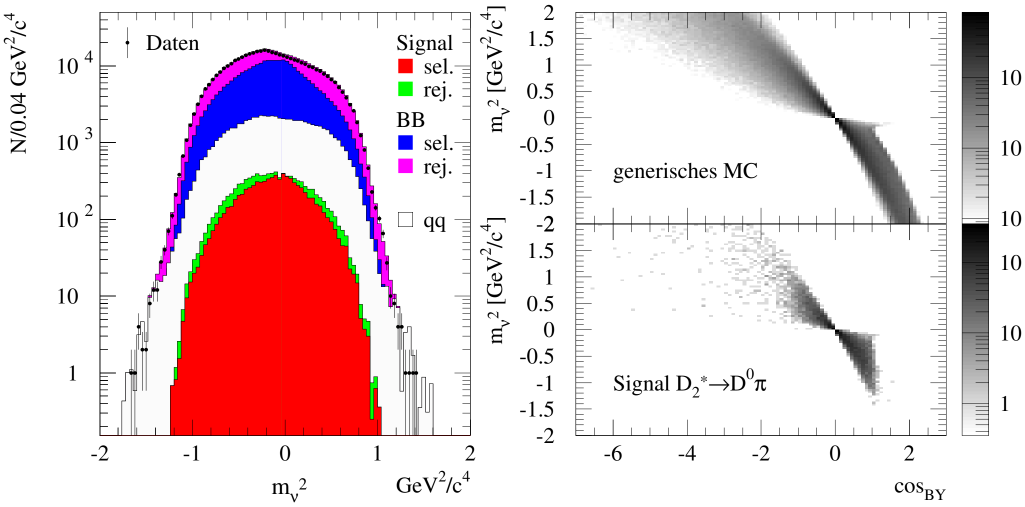

Abbildung 4.15.: Verteilung der Pseudoneutrinomasse $\tilde{m}_\nu^2$ für selektierte (sel.) und verworfene (rej.) Ereignisse im Rekonstruktionskanal $D^{**\pm}\to D^0\pi^\pm$. Die rechte Abbildung zeigt die Korrelation zwischen $\tilde{m}_\nu^2$ und cos_{BY} für simulierte Signalereignisse und die gesamte Simulation.

gilt, daß richtig rekonstruierte $D^{**}\ell$-Kombinationen tendenziell kleinere Absolutwerte von $\tilde{m}_\nu^2$ aufweisen, als zufällige Kombinationen (vgl. Abbildung 4.15). Daher wird in den Kanälen $D^{**}\to D\pi^\pm$ ein Kandidat nur dann selektiert, wenn er von allen $D^{**}\ell$-Kandidaten in allen rekonstruierten Kanälen im jeweiligen Ereignis derjenige ist, der den kleinsten Absolutwert der Pseudoneutrinomasse aufweist.

Die Berechnung der Pseudoneutrinomasse $\tilde{m}_\nu^2$ basiert genauso wie cos_{BY} auf der Erhaltung des Viererimpulses im B-Zerfall. Daher sind die beiden Größen stark miteinander korreliert. Diese Korrelation ist Abbildung 4.15 ebenfalls dargestellt. cos_{BY} ist dabei aufgrund der scharfen Grenzen von $|cos_{BY}| < 1$ besser zur Selektion der Ereignisse geeignet, dagegen bietet $\tilde{m}_\nu^2$ mit seiner gaußischen Verteilung um Null die bessere Möglichkeit, aus mehreren Kandidaten einen besten auszuwählen.

Im Anhang B.1 sind die entsprechenden Verteilungen für alle vier Zerfallskanäle dargestellt. Da die Auswahl basierend auf $\tilde{m}_\nu^2$ nur in den Zerfallsketten $D^{**}\to D\pi^\pm$ angewendet wird, kann es durchaus mehrere selektierte $D^{**}\ell$-Kandidaten in einem Ereignis geben. Dies ist bei 2% der Ereignisse der Fall.

4.4. Die selektierten Spektren in Δm

Die aus der Selektion resultierenden Spektren in Δm sind in Abbildung 4.16 für Daten und Simulation in den vier rekonstruierten Zerfallsketten dargestellt. Die Anhäufungen im Signalbereich der simulierten Untergrundspektren für die Kanäle $D^{**}\to D^*\pi$ stammen von Ereignissen, in denen das Pion des Zerfalls $D^*\to D\pi$ richtig rekonstruiert, dieses Pion aber vom *Truth-Matching*-Algorithmus nicht korrekt identifiziert wird.

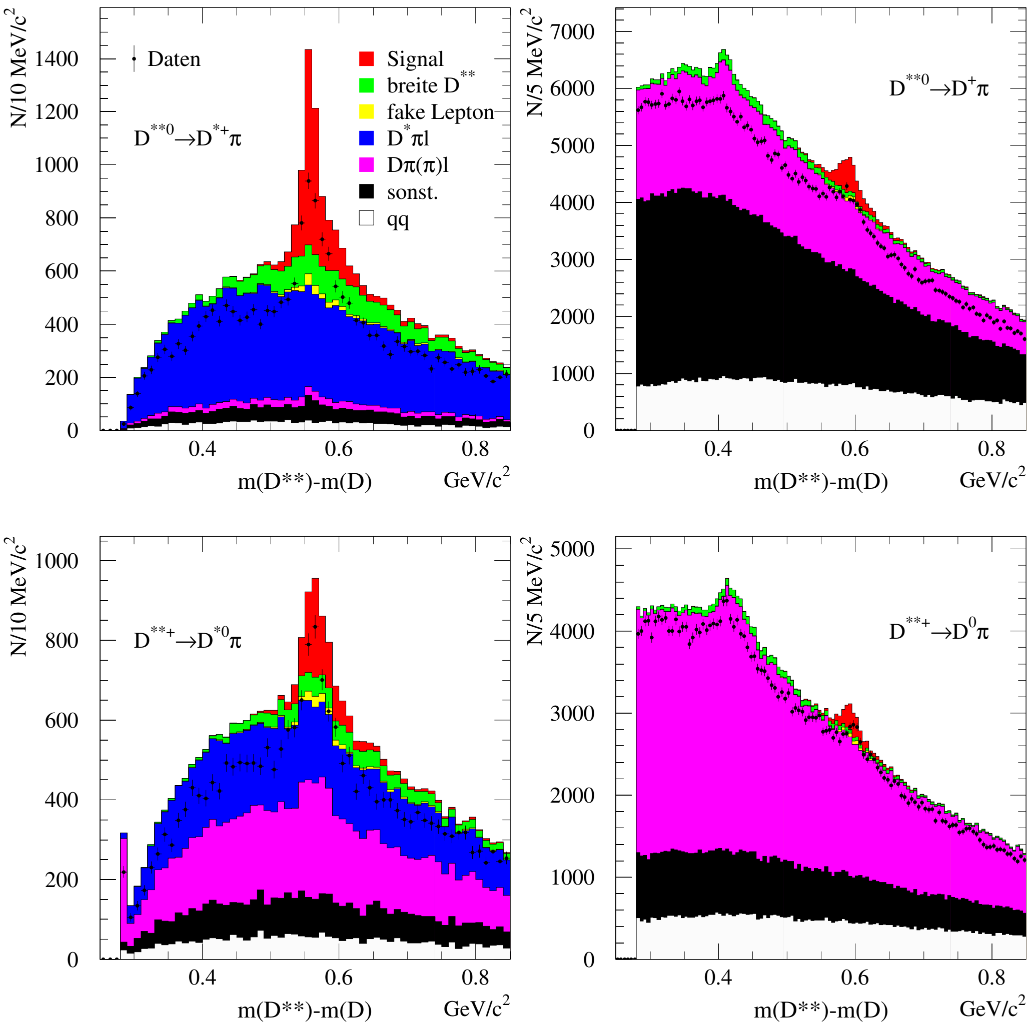

Abbildung 4.16.: Massendifferenz Δm für D^{**}-Kandidaten in den vier Zerfallsketten nach allen Selektionsschritten.

Die einzelnen Kanäle weisen verschiedene Charakteristika auf. Bei den beiden Zerfallsketten, die ein D^*-Meson enthalten, kann dieses mit sehr wenig Untergrund selektiert werden, so daß die Hauptuntergrundquelle richtig rekonstruierte D^*-Mesonen sind, die mit einem zufälligen Pion des zweiten B-Zerfalls kombiniert werden. Im Falle geladener D^* sind die übrigen Beiträge zum Untergrund fast vernachlässigbar, während bei D^{*0}-Mesonen als zweiter etwa gleichgroßer Beitrag falsch rekonstruierte π^0 aus dem D^{*0}-Zerfall hinzukommen. In der Form sind sich die beiden Spektren sehr ähnlich, nach einem Anstieg an der kinematischen Schwelle $\Delta m = m_{D^*} - m_D + m_\pi$ ist der Untergrundbeitrag im Signalbereich relativ flach und fällt zu hohen Werten in Δm leicht ab.

Anders sehen die Spektren in den beiden Kanälen aus, in denen die Zerfälle $D_2^* \rightarrow D\pi^\pm$ rekonstruiert werden. Mit dem Fehlen der klaren Signatur der D^*-Zerfälle ist der Untergrundbeitrag, auch nach der Auswahl eines einzelnen Kandidaten je Ereignis, insgesamt wesentlich höher. Für die Zerfallskette $D_2^{*\pm}{\rightarrow}D^0\pi^\pm$ ist dabei die Selektion von wahren D^0-Mesonen im Zerfall $D^0{\rightarrow}K\pi$ noch relativ untergrundfrei, während bei den drei Spuren des Zerfalls $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ der Anteil an falsch rekonstruierten D-Mesonen stark zunimmt. Die Form des kombinatorischen Untergrundes ist in beiden Fällen nahezu linear im Bereich des Signals, steigt aber im Bereich niedriger Werte von Δm an und bildet eine Anhäufung bei etwa $\Delta m = 0.4\,\mathrm{GeV}/c^2$. Diese Struktur ist eine Reflexion aus Zerfällen $D^{**}{\rightarrow}D^*\pi^\pm$. Wird in solchen Zerfällen das Pion aus dem D^*-Zerfall nicht detektiert, so erscheint der rekonstruierte Rest als Resonanzstruktur im Δm-Spektrum, allerdings wegen des fehlenden Pions um rund $150\,\mathrm{MeV}/c^2$ zu niedrigeren Werten hin verschoben.

Eine ähnliche Reflexion bewirkt in der Zerfallskette $D^{**\pm}{\rightarrow}D^{*0}\pi^\pm$ die starke Anhäufung direkt an der kinematischen Grenze. Dabei handelt es sich um Zerfälle $D^{*\pm}{\rightarrow}D^0\pi^\pm$, wobei das Pion aus dem D^*-Zerfall fälschlich dem Zerfall eines D^{**} zugeordnet wird und eine zufällige Kombination aus zwei Photonen kinematisch mit dem Zerfall $D^{*0}{\rightarrow}D^0\pi^0$ verträglich ist. Die invariante Masse aller drei Teilchen liegt, da das $D^0\pi^0$-Paar der Kinematik eines D^{*0} entspricht und das $\pi^\pm$ aus einem wahren $D^{*\pm}$-Zerfall stammt, genau an der kinematischen Grenze in Δm. Eine detaillierte Berechnung dieses Effekts findet sich im Anhang in Abschnitt B.2. Da diese Reflexion jedoch weit vom Signalbereich echter D^{**}-Mesonen entfernt liegt, spielt sie für die Bestimmung der Verzweigungsverhältnisse $B \rightarrow D^{**}\ell\nu$ keine Rolle.

Insgesamt werden die Daten von der Simulation überschätzt, da in der Simulation die Multiplizitäten der D-Mesonen nicht exakt beschrieben sind. Anhand der Formen der verwendeten Verteilungen und den Tests mit Hilfe von Teilchen-Kombinationen mit falscher Gesamtladung ist aber überprüft worden, daß die Detektorakzeptanz für wahre Signalzerfälle hinreichend gut von der Simulation reproduziert wird. Verbleibende Unsicherheiten werden im Rahmen der systematischen Studien in Kapitel 8 diskutiert.

4.4.1. Beiträge der breiten D^{**}

Da bei der Rekonstruktion keine expliziten Anforderungen an die Massen der D^{**}-Mesonen gestellt werden, ist die Selektion nicht nur sensitiv auf die schmalen D_1- und D_2^*-Mesonen, sondern die breiten Zustände werden gleichfalls in den Zerfällen $D_0^* \rightarrow D\pi$ und $D_1^* \rightarrow D^*\pi$ rekonstruiert und sind in den entsprechenden Spektren enthalten. In Abbildung 4.16 sind ihre Beiträge einzeln eingetragen.

Die Verteilungen der breiten D^{**}-Mesonen unterscheiden sich jedoch nicht von der Form des kombinatorischen Untergrundes, so daß der Beitrag der breiten D^{**}-Resonanzen aus diesen Spektren nicht bestimmt werden kann.

4.4.2. Die Detektorauflösung in Δm

Die Signale der schmalen D^{**}-Mesonen werden durch die Resonanzstrukturen in den Δm-Spektren definiert. Dabei wird in allen Kanälen, auch wenn ein zusätzliches D^* in der Zerfallskette rekonstruiert wird, die Massendifferenz zwischen dem D^{**}- und

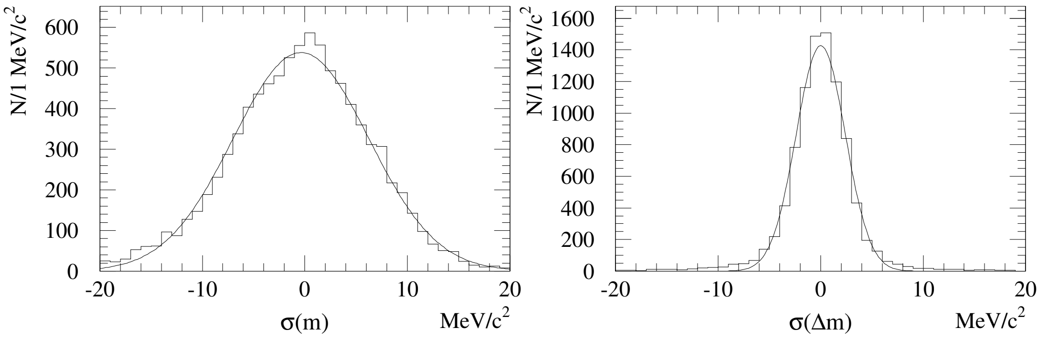

Abbildung 4.17.: Vergleich der Detektorauflösungen in $m_{D^{**}}$ (links) und Δm (rechts) am Beispiel der im Kanal $D^{**0} \to D^{*\pm}\pi^{\mp}$ rekonstruierten D^{**}-Mesonen der Signalsimulation. Die Kurve repräsentiert die Anpassung einer Gauß-Funktion.

dem D-Meson betrachtet, um in allen vier Rekonstruktionskanälen vergleichbare Signale zu erhalten.

Der BABAR-Detektor erreicht in der Größe Δm eine Auflösung von $2.5 - 3\,\mathrm{MeV}/c^2$, mit einer nur geringen Variation zwischen den verschiedenen Zerfallsmoden. Damit ist die Auflösung um eine Größenordnung besser als die natürliche Breite der D^{**}-Resonanzen.

Abbildung 4.17 zeigt die Differenzen von generierten und rekonstruierten Werten von Δm am Beispiel des Zerfalls $D^{**0} \to D^{*\pm}\pi^{\mp}$. Zum Vergleich ist auch die Differenz der generierten und rekonstruierten Masse $m_{D^{**}}$ miteingezeichnet. An diese Verteilungen wird jeweils eine Gauß-Funktion angepaßt, deren Breite die Detektorauflösung σ bestimmt. Im Anhang B.3 sind die entsprechenden Darstellungen für die weiteren Zerfallskanäle zu finden.

Dat hammer schnell parat
Mit links jemaat
Wat nit paß' wed passend jemaat.

Kapitel 5.

Extraktion der semileptonischen Verzweigungsverhältnisse

Im vorangegangenen Kapitel wurde gezeigt, wie aus dem mit dem BABAR-Detektor aufgenommenen Datensatz Ereignisse des Typs $B \to D^{**}\ell\nu$ selektiert werden. Zur Bestimmung der gesuchten semileptonischen Verzweigungsverhältnisse müssen nun zum einen die Beiträge von Signal und Untergrund, und zum anderen die einzelnen Signalbeiträge voneinander getrennt werden.

In den Spektren von Δm für die Kanäle $D^{**}\to D\pi$ trägt nur das D_2^* als Signal bei, während in den Kanälen $D^{**}\to D^*\pi$ die Erhöhungen der beiden Beiträge des D_1 und des D_2^* so dicht beieinander liegen, daß sie aufgrund der Masseninformation alleine nicht zu trennen sind.

Da das Verhältnis $\Gamma(D_2^* \to D\pi)/\Gamma(D_2^* \to D^*\pi)$ nicht präzise bekannt ist, hilft die gemeinsame Betrachtung der Kanäle nur dahingehend, das Signal der D_2^* in seiner Position in den Spektren der Kanäle $D^*\pi$ zu fixieren. Notwendig ist daher die Verwendung einer weiteren Information. Diese besteht darin, daß sich die beiden D^{**}-Zustände im Gesamtdrehimpuls unterscheiden und daher der Drehimpuls des produzierten D^*, also sein Spin, davon abhängt, welcher Art das ursprüngliche D^{**} war. Der Spin des D^* wiederum kann durch den Helizitätswinkel analysiert werden. Wie dies geschieht, wird im folgenden Abschnitt erklärt.

5.1. Der Helizitätswinkel

Im Ruhesystem des D^{**} definiert der Zweikörperzerfall eine z-Achse, auf die der relative Drehimpuls zwischen dem D^* und dem π senkrecht steht. Nimmt man die Zerfallsachse als Bezug, so ist der relative Drehimpuls also, da es sich um D-Wellen-Zerfälle handelt, gegeben durch $J_L = |2,0\rangle$. Entsprechend kann man den Gesamtdrehimpuls des D^{**} und den Spin des D^* ausdrücken und erhält, da das Pion keinen Eigendrehimpuls besitzt, die Gleichung

$$|J_{D^{**}}, m_z(D^{**})\rangle = |2,0\rangle + |1, m_z(D^*)\rangle \,. \tag{5.1}$$

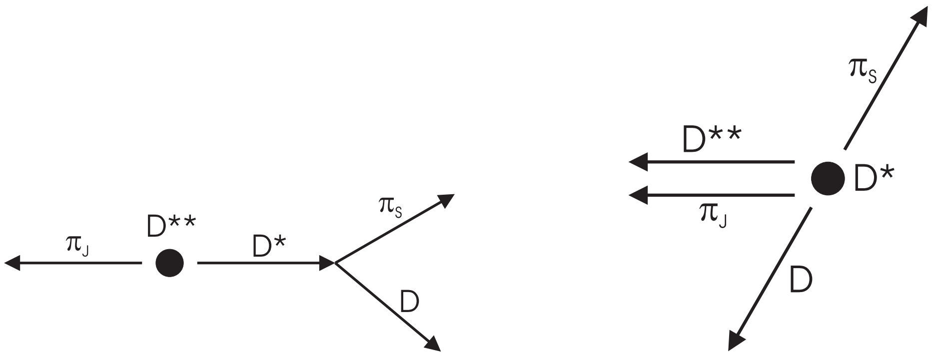

Abbildung 5.1.: Die Zerfallskette $D^{**} \to D^* \pi \to D \pi \pi$ in den Ruhesystemen des D^{**} (links) und des D^* (rechts). Die Achse der relativen Bewegung zwischen den beiden Systemen ist durch die Flugrichtung des Pions aus dem D^{**}-Zerfall gegeben, wodurch der Zerfallswinkel des D^* als der Winkel zwischen den beiden Pionen der Zerfallskette im D^*-System gegeben ist.

Prinzipiell sind für D^{**} alle m_z-Komponenten möglich, und ihre relativen Beiträge hängen davon ab, ob und wie das D^{**} ursprünglich polarisiert war. Trotzdem beinhaltet Gleichung (5.1) eine Einschränkung, denn für den Beitrag $m_z(D^*) = 0$ gilt, daß sich der Spin des D^* und ein Bahndrehimpuls von $L = 2$ nicht zu einem Gesamtdrehimpuls $J = 2$ addieren können. Die Addition der z-Komponenten liefert nämlich $m_z(D^{**}) = 0$ und für den entsprechenden Clebsch-Gordan-Koeffizienten gilt:

$$\langle j_1, j_2; m_1, m_2 | J, M \rangle = \langle 1, 2; 0, 0 | 2; 0 \rangle = 0. \tag{5.2}$$

Damit kann (im Ruhesystem des D^{**}) der Spin von D^*-Mesonen, die aus D_2^*-Zerfällen stammen, nicht in Richtung der D^*-Flugrichtung liegen.

Im Zerfall $D^* \to D\pi$ wird der Spin des D^* in einen Bahndrehimpuls zwischen dem D und dem Pion umgewandelt und steht daher, im Ruhesystem des D^*, wieder senkrecht auf die Zerfallsachse. So kann man nun den Spin des D^* statistisch analysieren, indem man die Zerfallsachse des D^* in seinem Ruhesystem in Bezug setzt zur Flugrichtung des D^* im Ruhesystem des D^{**}. Um den Winkel zwischen den beiden Richtungen, die zunächst in unterschiedlichen Bezugssystemen definiert sind, bestimmen zu können, benötigt man die relative Bewegung der beiden Systeme gegeneinander, auch *Boost*-Richtung genannt. Sie ist gegeben durch den Impuls des Pions aus dem D^{**}-Zerfall, da im D^*-Ruhesystem $\vec{p}_{\pi_J} = \vec{p}_{D^{**}}$ gilt. Somit ist der Helizitätswinkel ϑ_h des D^* definiert als der Winkel zwischen den Impulsen der beiden Pionen aus den Zerfällen des D^{**} und des D^* im Ruhesystem des D^* (vgl. Abbildung 5.1).

Für die drei möglichen Orientierungen des Spins des D^* kann man anhand der Kugelflächenfunktionen die Verteilungen des Helizitätswinkel bestimmen. Für die Komponenten $m_z(D^*) = \pm 1$ ist $\mathrm{d}N/\mathrm{d}\cos\vartheta_h$ proportional zu $\sin^2\vartheta_h$ verteilt, während die Komponente $m_z(D^*) = 0$ zu einer Verteilung proportional zu $\cos^2\vartheta_h$ führt.

Helizitätsverteilung in D_2^*-Zerfällen

Da das D_2^* wegen Drehimpuls- und Paritätserhaltung über eine D-Welle ($L = 2$) zerfallen muß, gilt unabhängig von einer möglichen Polarisation des D_2^*, daß der Spin des Tochter-D^* eine z-Komponente von ± 1 haben muß. Daher folgt die Helizitätswinkelverteilung in solchen Zerfällen exakt einer Proportionalität zu $\sin^2 \vartheta_h$.

Helizitätsverteilung in D_1-Zerfällen

Im Falle des D_1 treten dagegen alle Helizitätsamplituden für das D^* auf, das heißt, es kommt in der Verteilung zu einer Summe aus Termen proportional zu $\cos^2 \vartheta_h$ und $\sin^2 \vartheta_h$, die allgemein als $1 + A_{D_1} \cos^2 \vartheta_h$ beschrieben werden kann. Dabei bestimmt A_{D_1} das Verhältnis zwischen den beiden Beiträgen.

Läßt man zunächst eine mögliche Polarisation des D_1 außer acht, so sind die Stärken der jeweiligen Beiträge durch die entspechenden Clebsch-Gordan-Koeffizienten gegeben:

$$|1, \pm 1\rangle = \sqrt{1/10} \cdot (|2, 0\rangle + |1, \pm 1\rangle) \tag{5.3a}$$

$$|1, 0\rangle = -\sqrt{2/5} \cdot (|2, 0\rangle + |1, 0\rangle)\,. \tag{5.3b}$$

Aus dem Verhältnis der Clebsch-Gordan-Koeffizienten folgt, daß der Beitrag proportional zu $\cos^2 \vartheta_h$ doppelt so häufig auftritt, wie die Komponente proportional zu $\sin^2 \vartheta_h$. Berücksichtigt man die Normierung der beiden Funktionen ($\int_{-1}^{+1} 1 - x^2 \mathrm{d}x = 2 \int_{-1}^{+1} x^2 \mathrm{d}x$), so erhält man für die Summe eine Verteilung von $1 + 3 \cos^2 \vartheta_h$, also $A_{D_1} = 3$.

Allerdings kann A_{D_1} von diesem Wert abweichen, wenn die D_1 aufgrund ihrer Produktion polarisiert sind. Die beiden Extremfälle, daß die Komponente mit $m_z = 0$ ausschließlich oder gar nicht auftritt, sind durch die Grenzen $A_{D_1} = -1$ und $A_{D_1} = \infty$ gegeben, in denen die Helizitätsverteilung ausschließlich durch $\sin^2 \vartheta_h$ oder $\cos^2 \vartheta_h$ beschrieben ist.

Im Gegensatz zum D_2^* ist beim D_1 allerdings auch ein Zerfall via S-Welle möglich. Die Erhaltung des Drehimpulses hätte dann, analog zu Gleichung (5.1), die Form

$$|1, m_z(D^{**})\rangle = |0, 0\rangle + |1, m_z(D^*)\rangle\,. \tag{5.4}$$

Dieser Beitrag ist HQS-unterdrückt, aber im Rahmen einer endlichen c-Masse möglich. Sofern das D_1 nicht polarisiert ist, bevorzugt der S-Wellen-Zerfall keine Ausrichtung des Spins des D^* und ergibt also einen flachen Beitrag in der Helizitätswinkelverteilung, bzw. der Wert für A_{D_1} wird kleiner als 3 sein. Allerdings wurde in Abschnitt 1.3 bereits gezeigt, daß aufgrund der Breite des D_1 ein S-Wellen-Beitrag zum Zerfall klein sein sollte. Die in der Simulation verwendeten Helizitätswinkelverteilungen sind in Abbildung 5.2 dargestellt.

Um nun aus einer Anpassung sowohl das Verhältnis von D_1 und D_2^*, als auch die genaue Form des Beitrages der D_1-Mesonen extrahieren zu können, wird der Datensatz in den Kanälen $D^{**} \to D^* \pi$ in verschiedene Bereiche der Variablen $\cos \vartheta_h$ aufgespaltet. Da alle Helizitätswinkelverteilungen symmetrisch sind, wird der Betrag $|\cos \vartheta_h|$ betrachtet und das Intervall $|\cos \vartheta_h| \in [0|1]$ in vier äquidistante Bereiche unterteilt.

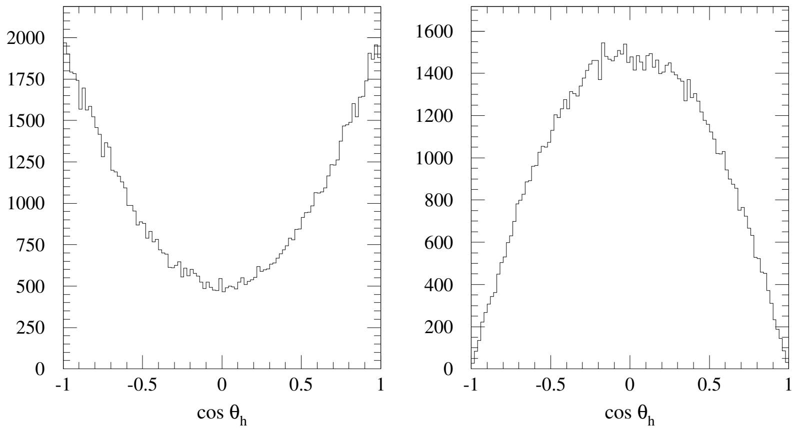

Abbildung 5.2.: Die Verteilungen der Helizitätswinkel für D^*, welche aus Zerfällen des D_1 (links) bzw. D_2^* (rechts) stammen. Gezeigt sind die Verteilungen für simulierte Ereignisse von D^{**}, die unpolarisiert erzeugt werden und in reinen D-Wellen-Übergängen zerfallen.

5.2. Die Funktionen der Anpassung

Nach der Aufteilung im Helizitätswinkel gibt es insgesamt zehn Spektren in Δm, nämlich vier verschiedene Helizitätsbereiche im Kanal $D^*\pi$ sowie den Kanal $D\pi$, und dies jeweils in den zwei verschiedenen Ladungszuständen D^{**0} und $D^{**\pm}$. An diese zehn Verteilungen werden nun simultan Funktionen angepaßt, die die einzelnen Signalbeiträge der beiden schmalen D^{**} sowie die Untergründe beschreiben.

Alle diese Funktionen sind der Art

$$
\begin{aligned}
f(\Delta m) = & \sum_{D^{**}} (N_B \cdot n_\ell \cdot \mathcal{B}_{D^{**}} \cdot \mathcal{B}_{2nd} \cdot \epsilon_{reco} \cdot \epsilon_{hel} \cdot BW(\Delta m; m_{D^{**}}, \Gamma_{D^{**}})) \\
& + f_{bkg}(\Delta m). \qquad (5.5)
\end{aligned}
$$

Die einzelnen Parameter bedeuten dabei die Anzahl der im Datensatz enthaltenen B-Mesonen, N_B, die Zahl der in der Analyse verwendeten Leptonarten, n_ℓ, die Verzweigungsverhältnisse der Produktion und des Zerfalls der D^{**}, $\mathcal{B}_{D^{**}}$ und $\mathcal{B}_{2nd}$, sowie die Effizienzen der Rekonstruktion, ϵ_{reco}, und der Unterteilung in der Helizität, ϵ_{hel}. Das Produkt all dieser Größen liefert die Anzahl der in einem Datensatz enthaltenen rekonstruierten D^{**} und wird multipliziert mit einer normierten Verteilungsfunktion, welche die Resonanzkurve der D^{**} beschreibt. In den Kanälen $D^*\pi$ wird dabei über die beiden Signale für D_1 und D_2^* summiert. Schließlich wird eine empirisch gefundene Funktion, welche den Untergrund beschreibt, hinzuaddiert.

Im folgenden werden nun die einzelnen Parameter beschrieben.

5.2.1. Die Anzahl der B-Mesonen

Wie bereits im Abschnitt 3.4.1 beschrieben, existiert ein Standardverfahren, um zu einem verwendeten Teil des BABAR-Datensatzes die entsprechende integrierte Luminosität und gleichbedeutend die Anzahl der enthaltenen $B\overline{B}$-Ereignisse zu bestimmen [54]. Für den vorliegenden Datensatz ist die Anzahl der B-Paare:

$$N_{B\overline{B}} = 235994456.1 \pm 2597225.8. \tag{5.6}$$

Nach dem neuesten Weltmittelwert der *Heavy Flavour Averaging Group* entstehen dabei etwas mehr geladenen B-Mesonen als neutrale [57]. Das Verhältnis der beiden ist gegeben zu

$$f_{+-}/f_{00} = 1.065 \pm 0.026. \tag{5.7}$$

Damit erhält man für die in der Analyse verwendete Anzahl geladener und neutraler B-Mesonen die folgenden Werte:

$$N_{B^\pm} = \frac{2N_{B\overline{B}}}{1 + (f_{+-}/f_{00})^{-1}} = 243422852.92 \tag{5.8a}$$

$$\text{und} \qquad N_{B^0} = \frac{2N_{B\overline{B}}}{1 + f_{+-}/f_{00}} = 228566059.08, \tag{5.8b}$$

wobei der Faktor zwei der Tatsache Rechnung trägt, daß die B-Mesonen immer paarweise produziert werden.

5.2.2. Die Verzweigungsverhältnisse

Die vier Verzweigungsverhältnisse der semileptonischen D^{**}-Produktion, $\mathcal{B}_{D^{**}}$, sind die wesentlichen Größen, die in der vorliegenden Analyse bestimmt werden sollen. Sie sind also freie Parameter der Anpassung.

Im Vergleich zu den Mesonen sind sowohl das Elektron als auch das Myon hinreichend leicht, um Unterschiede im Verzweigungsverhältnis aufgrund ihrer Masse vernachlässigen zu können. Mit dieser Annahme, $\mathcal{B}(B \to D^{**} e\nu_e) = \mathcal{B}(B \to D^{**}\mu\nu_\mu)$, verdoppelt sich bei der Verwendung von Elektronen und Myonen das rekonstruierte Verzweigungsverhältnis. Es gilt also

$$n_\ell = 1 \qquad \text{für } e \text{ oder } \mu, \tag{5.9a}$$

$$n_\ell = 2 \qquad \text{für } e \text{ und } \mu. \tag{5.9b}$$

Die sekundären Verzweigungsverhältnisse $\mathcal{B}_{2nd}$ geben die Wahrscheinlichkeit an, daß ein produziertes D^{**} in genau den Endzustand, in dem es rekonstruiert wird, zerfällt. Für die Verzweigungsverhältnisse der D^{**}-Zerfälle müssen einige Annahmen gemacht werden, da bisher keine präzisen Messungen vorliegen. Prinzipiell kann man die möglichen Endzustände anhand von drei Kriterien unterscheiden.

1. Ladung des Pions
   Da die Zerfälle der D^{**} von der starken Wechselwirkung bestimmt sind, kann

man annehmen, daß der Isospin in diesen Zerfällen erhalten ist. Im Isospin-Formalismus tragen die Pionen einen Isospin von 1 und unterscheiden sich in ihrer dritten Komponente, wobei das π^0 durch den Zustand $|1, 0>$, geladene Pionen durch die Zustände $|1, \pm 1>$ beschrieben werden. Da das c-Quark keinen Isospin trägt, haben die Charm-Mesonen einen Isospin von $|\frac{1}{2}, \pm\frac{1}{2}>$. Die relativen Beiträge können nun wieder aus den Clebsch-Gordan-Koeffizienten bestimmt werden:

$$\left|\frac{1}{2}, \pm\frac{1}{2}\right\rangle = \frac{1}{3} \cdot \left(\left|\frac{1}{2}, \pm\frac{1}{2}\right\rangle + |1, 0\rangle\right) + \frac{2}{3} \cdot \left(\left|\frac{1}{2}, \mp\frac{1}{2}\right\rangle + |1, \pm 1\rangle\right), \tag{5.10}$$

das heißt, daß die Zerfälle in geladene Pionen doppelt so häufig auftreten, wie diejenigen in neutrale Pionen (vgl. Abschnitt 1.3.3). Für alle vier betrachteten Zerfallsketten liefert der Isospin also einen Faktor von 2/3.

2. Spin des schweren Tochtermesons
   Wie in Abschnitt 1.3 bereits diskutiert wurde, kann das D_1 wegen der Erhaltung von Drehimpuls und Parität resonant nur nach $D^*\pi$ zerfallen, während dem D_2^* beide Endzustände, $D^*\pi$ und $D\pi$, zugänglich sind.

   Das Verhältnis der beiden Kanäle ist bisher lediglich mit einer Genauigkeit von etwa 30% bestimmt [12, 58], theoretische Vorhersagen haben sogar noch größere Unsicherheiten [59]. Daher wird dieses Verhältnis ebenfalls aus den Daten bestimmt, indem ein Parameter $\mathcal{B}_{D/D^*}$, definiert als

$$\mathcal{B}_{D/D^*} = \frac{\mathcal{B}(D_2^* \to D\pi)}{\mathcal{B}(D_2^* \to D\pi) + \mathcal{B}(D_2^* \to D^*\pi)}, \tag{5.11}$$

   in der Anpassung frei zwischen Null und Eins variiert werden kann.

3. Dreikörper-Zerfälle
   Prinzipiell sind neben den Übergängen $D^{**} \to D^{(*)}\pi$ auch Dreikörper-Zerfälle $D^{**} \to D\pi\pi$ möglich. Belle hat solche Zerfälle in der Analyse von hadronischen B-Zerfällen nachgewiesen [60] und ihren Beitrag mit etwa 20% bestimmt, allerdings mit großer relativer Unsicherheit.

   In der vorliegenden Analyse werden diese Beiträge bei der Extraktion der Resultate vernachlässigt und später die Ergebnisse entspechend korrigiert (vgl. Abschnitt 7.4).

Zusätzlich müssen neben den Zerfällen der D^{**} noch die weiteren Verzweigungsverhältnisse der D- und D^*-Mesonen berücksichtigt werden. Diese sind bereits relativ präzise vermessen, und die Weltmittelwerte aus [12] werden verwendet. Die verbleibenden Unsicherheiten auf diese Werte sind im Rahmen der systematischen Fehler berücksichtigt.

Die sich so ergebenen Werte für $\mathcal{B}_{2nd}$ sind in Tabelle 5.1 gelistet.

5.2.3. Die Resonanzkurven

Zur Beschreibung der Signale ist es notwendig, die Form der Resonanzen im Δm-Spektrum zu kennen. Diese ist gegeben zum einen durch die physikalische Breite der

Zerfall	$\mathcal{B}(D^{**} \to D^{(*)}\pi)$	$\mathcal{B}(D^*)$	$\mathcal{B}(D)$	$\mathcal{B}_{2nd}$
$D_1^{\pm} \to D^{*0}\pi^{\pm}$	$2/3$	0.619	0.0382	0.0158
$D_2^{*\pm} \to D^{*0}\pi^{\pm}$	$2/3 \cdot (1 - \mathcal{B}_{D/D^*})$	0.619	0.0382	$0.0158 \cdot (1 - \mathcal{B}_{D/D^*})$
$D_2^{*\pm} \to D^0\pi^{\pm}$	$2/3 \cdot \mathcal{B}_{D/D^*}$	—	0.0382	$0.0255 \cdot \mathcal{B}_{D/D^*}$
$D_1^0 \to D^{*\pm}\pi^{\mp}$	$2/3$	0.677	0.0382	0.0172
$D_2^{*0} \to D^{*\pm}\pi^{\mp}$	$2/3 \cdot (1 - \mathcal{B}_{D/D^*})$	0.677	0.0382	$0.0172 \cdot (1 - \mathcal{B}_{D/D^*})$
$D_2^{*0} \to D^{\pm}\pi^{\mp}$	$2/3 \cdot \mathcal{B}_{D/D^*}$	—	0.0951	$0.0634 \cdot \mathcal{B}_{D/D^*}$

Tabelle 5.1.: Beiträge zu $\mathcal{B}_{2nd}$ der einzelnen Zerfälle vom D^{**} in den rekonstruierten Endzustand. Die angegebenen Faktoren werden in der Anpassung verwendet, $\mathcal{B}_{D/D^*}$ ist in der Anpassung ein freier Parameter.

D^{**}-Resonanz und zum anderen durch die Detektorauflösung. Die durch den BaBar-Detektor gegebene Massenauflösung wurde bereits in Abschnitt 4.4.2 diskutiert. Sie liegt für alle vier rekonstruierten Zerfallsketten im Bereich von zwei bis drei MeV/c^2.

Form der Resonanzkurven

Die physikalische Breite der Resonanzen entspringt der Tatsache, daß die D^{**} keine stabilen Teilchen sind und so aufgrund ihrer endlichen Lebensdauer im Rahmen der Unschärferelation invariante Massen aufweisen können, die nicht der nominellen Masse entsprechen. Diese Massenverteilung erhält man aus der Fourier-Transformation der zeitlichen Entwicklung des Zustandes, welche wiederum durch die Schrödinger-Gleichung gegeben ist. Die resultierende Resonanzkurve wird Breit-Wigner-Kurve genannt. Als energieabhängiger Wirkungsquerschnitt ausgedrückt ist sie gegeben durch die Funktion:

$$\frac{\mathrm{d}\sigma_{rel}(E)}{\mathrm{d}E} = \sigma_0 \cdot \frac{m^2\Gamma_p^2}{(m^2 - E^2)^2 + m^2\Gamma_{tot}^2}, \tag{5.12}$$

wobei m die nominelle Masse des Zustands ist, Γ_p die Partialbreite des betrachteten Prozesses, Γ_{tot} die Gesamtbreite der Resonanz und σ_0 der Wirkungsquerschnitt bei $E = m$.

In klassischer Näherung, also für $E \approx m$, geht dieser Ausdruck in die klassische Breit-Wigner-Verteilung über:

$$\frac{\mathrm{d}\sigma_{klass}(E)}{\mathrm{d}E} = \sigma_0 \cdot \frac{\Gamma_p^2/4}{(m - E)^2 + \Gamma_{tot}^2/4}. \tag{5.13}$$

In beiden Beschreibungen ist die Dynamik des betrachteten Prozesses, insbesondere der Phasenraum, vernachlässigt. Solche Effekte gewinnen vor allem dann einen großen Einfluß auf die beobachtete Resonanzstruktur, wenn der betrachtete Prozeß nahe der kinematischen Grenze liegt.

Um dies zu berücksichtigen, werden die in der Resonanzkurve verwendeten Breiten als Funktion der Energie variiert. Dabei gibt $\Gamma(E)$ die Breite an, welche die Resonanz hätte, wäre ihre nominelle Masse E anstelle von m. Dabei bietet es sich an, als

Parameter von Γ anstelle der Energie den Impuls der Tochterteilchen im Ruhesystem der Resonanz zu verwenden. Beim Zweikörperzerfall eines Teilchens der Ruheenergie E ist dieser Impuls gegeben durch

$$p(E) = \frac{\sqrt{(E^2 - (m_1 + m_2)^2) \cdot (E^2 - (m_1 - m_2)^2)}}{2E}, \tag{5.14}$$

wobei m_1 und m_2 die Massen der beiden Töchter bezeichnen. An der Phasenraumgrenze $E = m_1 + m_2$ ist dabei $p = 0$ und für die Resonanz muß $\Gamma(p = 0) = 0$ gelten.

In welcher Form die energieabhängige Breite der Resonanz an der Phasenraumgrenze gegen Null strebt, hängt wesentlich von den auftretenden Drehimpulsen ab. Je geringer die Impulse der Tochterteilchen sind, desto schwieriger ist es, einen relativen Bahndrehimpuls $\vec{v} \times \vec{r}$ zu erzeugen. Erfolgt ein Zweikörperzerfall über eine Partialwelle mit Drehimpuls L, so ist die Breite nahe der Schwelle gegeben durch

$$\Gamma(p) \sim p^{2L+1}. \tag{5.15}$$

Diese Abhängigkeit vom Drehimpuls wird Zentrifugal-Barriere genannt. Sie gilt allerdings nur in unmittelbarer Nähe der Phasenraumgrenze. Bei höheren Energien und damit höheren Impulsen der Tochterteilchen verschwindet der Einfluß des Drehimpulses. Daher kann die Breite nicht weiter als Potenzgesetz ansteigen, was zu einer unsinnigen Erhöhung des Wirkungsquerschnitts führen würde. Eine für alle Energiebereiche anwendbare Beschreibung der Breite ist durch die Blatt-Weisskopf-Funktionen F_L gegeben [61]:

$$\Gamma(p) = \Gamma_0 \cdot \left[F_L\left(p/p_0\right)\right]^2, \tag{5.16}$$

wobei Γ_0 und p_0 die Breite bzw. den Impuls bei der nominellen Masse der Resonanz, m, angeben. Diese Funktionen F_L sind derart normiert, daß $F(1) = 1$ gilt, für $p \to 0$ gehen sie in die entsprechende Potenzfunktion über, und im Grenzwert $p \to \infty$ werden sie asymptotisch konstant.

Für die D-Wellen-Zerfälle der schmalen D^{**} gilt

$$F_2(x) = \sqrt{\frac{13x^2}{(x-3)^2 + 9x}}. \tag{5.17}$$

Abbildung 5.3 zeigt die Variation der Breite $\Gamma(E)$ und deren Einfluß auf die Resonanzkurve sowohl für ein reines Potenzgesetz als auch die realistische Parametrisierung mittels der Blatt-Weisskopf-Funktion.

Generell läßt sich der Einfluß der Dynamik auf die Resonanzstruktur so beschreiben, daß der Wirkungsquerschnitt auf der niederenergetischen Flanke der Resonanz abgesenkt wird, so daß er an der kinematischen Schwelle verschwindet. Im gleichen Maße wird der Wirkungsquerschnitt für Energien oberhalb der nominellen Masse angehoben, allerdings fällt er trotzdem für hohe Energien asymtpotisch auf Null.

Im Falle der schmalen D^{**}-Resonanzen ist dabei eine klare Hierarchie der eingehenden Parameter erfüllt: Die Breite von wenigen zehn MeV ist klein verglichen mit dem Abstand der Resonanz von der Phasenraumgrenze, welcher rund 300 MeV

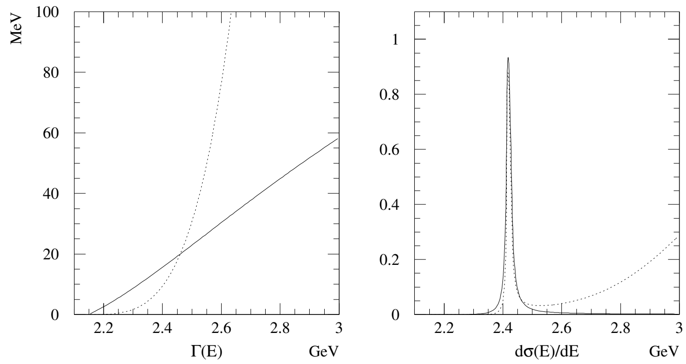

Abbildung 5.3.: Relativistische Breit-Wigner-Resonanz (rechts) mit energieabhängiger Breite (links) am Beispiel der D_1^0-Resonanz. Die gepunkteten Kurven entsprechen einem reinen Potenzgesetz für die Breite, die durchgezogenen Kurven der realistischen Blatt-Weisskopf-Parametrisierung.

beträgt, und dieser wiederum ist klein gegen die Masse der D^{**}. Dadurch ist erstens der Einfluß der kinematischen Grenze auf die energieabhängige Breite gering, und zweitens ist die klassische Näherung $E \approx m$ erfüllt. Dies motiviert die Verwendung der klassischen Beschreibung, was drei entscheidende Vorteile hat:

1. Durch die Verwendung einer konstanten Breite Γ wird die Funktion hinreichend einfach, so daß sie in einem multidimensionalen Fit problemlos benutzt werden kann.

2. Da die Masse der Resonanz ausschließlich die Position des Maximums der Funktion bestimmt und sonst keinen weiteren Einfluß auf die Form der Kurve hat, kann die Resonanzkurve $BW(E)$ durch eine einfache Verschiebung auf die Spektren der Massendifferenz $BW(\Delta m)$ übertragen werden.

3. Von den drei diskutierten Resonanzkurven ist die klassische Breit-Wigner-Funktion die einzige, deren Integral analytisch berechenbar ist.

Insbesondere der letzte Punkt, die Integrierbarkeit der Funktion, ist von großer Bedeutung für die Bestimmung der gesuchten semileptonischen Produktionsraten. Da verschiedene Zerfallskanäle mit unterschiedlichen Verzweigungsverhältnissen simultan verwendet werden, müssen alle auftretenden Verteilungsfunktionen (vgl. Gleichung (5.5)) normiert sein. Diese Normierung wird im nächsten Abschnitt genauer untersucht.

Zur Verdeutlichung des prinzipiellen Einflusses der Phasenraumgrenze auf die Form der Resonanz, sowie die Unterschiede zwischen klassischer und relativistischer Beschreibung, wird im Anhang in Abschnitt C.1 eine hypothetische breite Resonanz nahe der kinematischen Grenze diskutiert.

Normierung der Resonanzkurven

Bei der Definition der klassischen Breit-Wigner-Resonanz in Gleichung (5.13) steht im Zähler der Funktion die Partialbreite Γ_p des betrachteten Zerfallskanals. Das bedeutet, daß eine Resonanz in allen Zerfallskanälen dieselbe Form aufweist, ihre Höhe allerdings vom Verzweigungsverhältnis des betrachteten Kanals abhängt.

Im hier gewählten Ansatz, alle rekonstruierten Zerfallskanäle simultan zu beschreiben, wird den unterschiedlichen Verzweigungsverhältnissen dadurch Rechnung getragen, daß sie explizit als Faktoren in der Anpassungsfunktion Gleichung (5.5) auftreten. Damit können die unterschiedlichen Partialbreiten alle durch die nominelle Breite der Resonanz ersetzt werden, so daß die Resonanzkurve gegeben ist durch

$$BW(\Delta m) = \frac{\Gamma^2/4}{(\Delta m - \Delta m_0)^2 + \Gamma^2/4} = \frac{1}{\left(2\frac{\Delta m - \Delta m_0}{\Gamma}\right)^2 + 1}, \tag{5.18}$$

wobei Δm_0 die Position der Resonanz im Δm-Spektrum bestimmt, also $\Delta m_0 = m(D^{**}) - m(D^0)$ gilt.

Diese Funktion ist, wie bereits erwähnt, analytisch integrierbar. Die Integrationsgrenzen sind dabei $\pm\infty$. Würde das Integral auf den in der Anpassung verwendeten Bereich eingeschränkt, so wäre die Normierung der Resonanz abhängig von ihrer Position, was nicht sinnvoll ist. Mit der Verwendung der klassischen Breit-Wigner-Kurve wird der Einfluß des erlaubten Phasenraums auf die Resonanz bewußt vernachlässigt, so daß dies nun auch bei der Normierung der Fall sein sollte. Somit erhält man die Norm zu

$$\int_{-\infty}^{+\infty} BW(\Delta m)\mathrm{d}\Delta m = \left[\frac{\Gamma}{2}\mathrm{atan}\left(2\frac{\Delta m - \Delta m_0}{\Gamma}\right)\right]_{-\infty}^{+\infty} = \frac{\pi}{2}\cdot\Gamma. \tag{5.19}$$

Als letzter Punkt ist die Unterteilung der Spektren in Intervalle in Δm zu beachten. Enthält der Bereich $[\Delta m_1|\Delta m_2]$ n Intervalle, so geht der Faktor $\mathrm{d}m = (\Delta m_2 - \Delta m_1)/n$ in die Normierung ein.

Die in der Anpassung verwendete dimensionslose Resonanzkurve hat also die Form

$$BW_{fit}(\Delta m) = \frac{\mathrm{d}m}{2\pi}\cdot\frac{\Gamma}{(\Delta m - \Delta m_0)^2 + \Gamma^2/4}. \tag{5.20}$$

Dabei sind die freien Parameter die Position Δm_0 und Breite Γ der Resonanz.

Da die Daten der D^{**}-Signale tatsächlich nicht gemäß einer klassischen Breit-Wigner-Resonanz verteilt sind, gibt der Vorfaktor N in Gleichung (5.20) nicht exakt die in einem Datensatz absolut enthaltene Anzahl von D^{**}-Mesonen an. Dieser Effekt wird dadurch korrigiert, daß die Effizienz, also der Anteil der aus dem Datensatz selektierten und korrekt rekonstruierten D^{**}-Mesonen, unter Verwendung derselben Funktionen bestimmt wird (vgl. Abschnitt 5.2.4). Dadurch wird der Einfluß der Resonanzform auf die Anpassung berücksichtigt.

Durch die Art der Parametrisierung und der analytischen Bestimmung der Norm über das komplette Interval $\pm\infty$ des Massenbereichs ist gewährleistet, daß die Anzahl der extrahierten Ereignisse, also der Wert von N, unabhängig von der Position und der Breite der Resonanz und proportional zur Anzahl der Signalereignisse ist.

	$BW_{klass.} \otimes G_\sigma$	$BW_{rel.}$	$BW_{rel.} \otimes G_\sigma$	$BW_{\Gamma(m)}$	$BW_{\Gamma(m)} \otimes G_\sigma$
Norm	2008.8±50.4	2007.8±51.2	2007.9±50.5	1963.3±45.4	1968.5±45.6
m[MeV/c^2]	2420.0±0.4	2419.9±0.4	2419.9±0.4	2421.0±0.4	2421.0±0.4
Γ[MeV]	21.4±0.76	20.6±0.75	21.4±0.75	19.9±0.73	20.8±0.75
χ^2	0.09	0.03	0.10	2.89	2.64

Tabelle 5.2.: Ergebnisse der Anpassung einer klassischen Breit-Wigner-Funktion an Datenpunkte, die einer klassischen oder relativistischen Breit-Wigner-Verteilung mit konstanter Breite bzw. einem relativistischen Breit-Wigner mit energieabhängiger Breite entsprechen sowohl ohne als auch mit einer Detektorauflösung von 3 MeV/c^2.

Einfluß der Detektorauflösung

Bisher unberücksichtigt blieb der Einfluß der Detektorauflösung in Δm auf die Form der rekonstruierten Spektren. Die tatsächlich beobachtete Form der D^{**}-Signale ist also eine Faltung der physikalischen Resonanzkurve mit einer Gaußfunktion.

Wie in Abschnitt 4.4.2 gezeigt wurde, ist die Auflösung verträglich mit einer Gaußverteilung und liegt in allen Kanälen bei wenigen MeV/c^2. Da dies klein ist im Vergleich zur Breite der Resonanzkurve, hat die Auflösung nur geringe Auswirkungen auf die Form der Resonanz. Zur Bestätigung dieser Aussage werden die theoretischen Resonanzkurven einer relativistischen Breit-Wigner-Verteilung sowohl mit fester als auch mit energieabhängiger Breite berechnet und daran eine klassische Breit-Wigner-Funktion mittels einer χ^2-Minimierung angepaßt. Als Parameter werden dabei die einem D_1^0 entsprechenden Werte von $m = 2420\,\mathrm{GeV}/c^2$ und $\Gamma = 20\,\mathrm{MeV}$ verwendet. Entsprechend der in der Analyse verwendeten Unterteilung werden die betrachteten Datenpunkte im Abstand von 10 MeV/c^2 gewählt, und der Wert jedes Datenpunktes ist durch das Integral der Funktion über das zugehörige 10 MeV/c^2 breite Intervall gegeben. Die Verteilungsfunktionen werden dabei so skaliert, daß das Integral 2000 Ereignissen entspricht, die resultierenden Werte also in etwa der zu erwartenden Statistik der *BaBar*-Daten entsprechen. Die so erhaltenen Funktionswerte sind im Anhang C.2 tabelliert, die Resultate der Anpassungen sind in Tabelle 5.2 gezeigt und in Abbildung 5.4 graphisch dargestellt.

Die Ergebnisse der Anpassungen verdeutlichen, daß im Fall der betrachteten D^{**}-Mesonen auch bei Verwendung einer klassischen Breit-Wigner-Funktion die charakteristischen Größen der Resonanz in einer χ^2-Anpassung reproduziert werden. Lediglich in der Normierung der Funktion gibt es eine nennenswerte Abweichung von 2% bei der Anpassung an eine Breit-Wigner-Funktion mit energieabhängiger Breite, die aber, wie bereits diskutiert, durch die Definition der Effizienz korrigiert wird. Der Vergleich der jeweiligen Resonanzkurven mit und ohne Berücksichtigung der Detektorauflösung zeigt, daß die Auflösung in dieser Analyse ein verschwindende Rolle spielt.[1]

[1] Für eine klassische Breit-Wigner-Funktion kann die Faltung mit der Auflösungsfunktion analytisch berechnet werden. Da aber auch dies nur eine effektive Beschreibung der Resonanz wäre und die Parameter Γ und σ nicht auf die wahre Resonanzkurve übertragbar sind, wird zur Extraktion der semileptonischen Verzweigungsverhältnisse der klassische Breit-Wigner aus Geichung (5.13) verwendet.

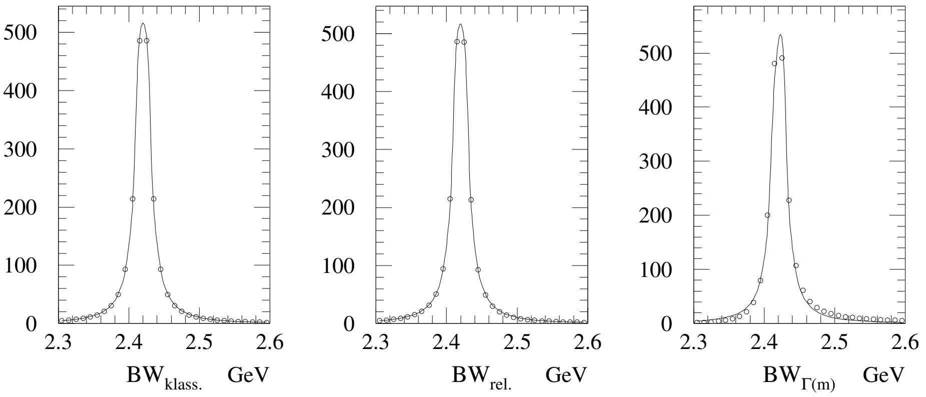

Abbildung 5.4.: Anpassung einer klassischen Breit-Wigner-Funktion an Datenpunkte, die dieser Hypothese entsprechen (links), durch eine relativistische Breit-Wigner-Kurve gegeben sind (Mitte), oder einer relativistischen Breit-Wigner-Kurve mit energieabhängiger Breite folgen (rechts). Bei allen drei Kurven wurde die Form mit einer Detektorauflösung von $3\,\mathrm{MeV}/c^2$ gefaltet.

Die extrem kleinen Werte für χ^2 spiegeln die Tatsache wieder, daß die simulierten Datenpunkte keine statistischen Fluktuationen enthalten. Sie bestätigen aber, daß die generierten Daten von der Anpassung mit hinreichender Genauigkeit beschrieben werden.

Um schließlich zu zeigen, daß die diskutierten Anpassungsergebnisse einer realen Analyse entsprechen, wurde eine sogenannte *Toy-Monte-Carlo-Studie* durchgeführt. Dazu wurden 1100 Resonanzverteilungen erstellt, deren Ereigniszahlen in jedem Massenintervall eine statistische Verteilung um den durch $BW_{\Gamma(m)}(m) \otimes G_\sigma$ gegebenen Erwartungswert bilden. Jede der so gewonnenen Resonanzkurven wurde anschließend mit einer klassischen Breit-Wigner-Funktion angepaßt. Abbildung 5.5 zeigt die Verteilungen der so gefundenen Anpassungsresultate für Norm, Position und Breite.

Alle drei Größen folgen einer gaußischen Verteilung mit der Breite der statistischen Genauigkeit. Die Abweichungen vom wahren Wert sind für alle Datensätze konsistent und liegen in der Asymmetrie der Resonanz und den Einflüssen der Detektorauflösung begründet, die eine klassische Breit-Wigner-Verteilung nicht adäquat wiedergeben kann. Da die Verteilungen dennoch einer Gaußverteilung folgen, deren Breite der Unsicherheit der Anpassung in der jeweiligen Größe entspricht, können erstens die Unsicherheiten der Anpassung als statistische Fehler interpretiert werden, und – noch wichtiger – die Abweichungen vom wahren Wert korrigiert werden, was für die gesuchten Normierungen bei dieser Analyse durch die äquivalente Bestimmung der Effizienzen geschieht, wie im folgenden Abschnitt erläutert wird.

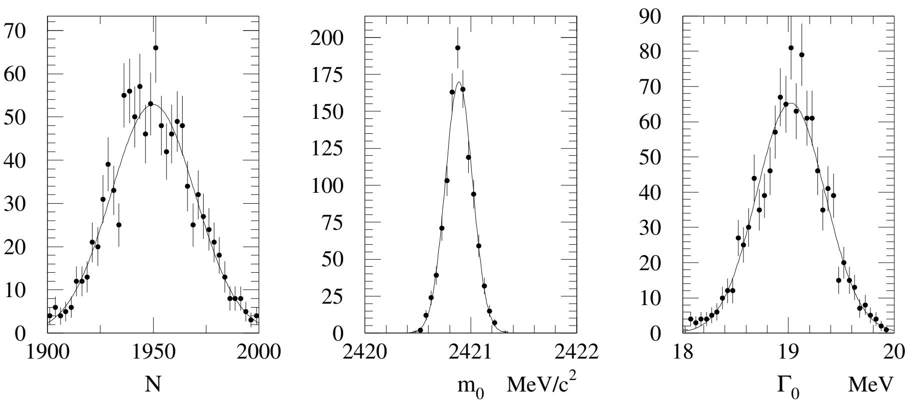

Abbildung 5.5.: Resultate der Studie, in welcher statistisch fluktuierende Verteilungen einer realistischen Resonanzkurve unter Berücksichtigung der Detektorauflösung durch eine klassische Breit-Wigner-Funktion angepaßt wurden. Gezeigt sind die Verteilungen für Normierung N, Position m_0 und Breite Γ_0 der Anpassungen. An die Resultate wurde jeweils eine Gauß-Verteilung angepaßt, welche mit den Daten eingezeichnet ist.

5.2.4. Die Effizienzen

Neben der Berechnung der Anzahl von produzierten D^{**}, die in den rekonstruierten Zerfallskanälen zerfallen, und einer geeigneten Beschreibung deren Signal in den Δm-Spektren, ist es nötig zu bestimmen, wieviele dieser tatsächlich vorhandenen Ereignisse auch als solche erkannt werden. Hierbei spielen eine ganze Reihe von Effekten eine Rolle, die von den Eigenschaften des BaBar-Detektors und den verwendeten Rekonstruktionsalgorithmen abhängen.

Darüber hinaus liefert die Effizienz eine Art Eichung zwischen den tatsächlich in den Daten vorhandenen D^{**} und dem numerischen Ergebnis der Anpassung. Dies ist die im vorangegangenen Abschnitt diskutierte notwendige Korrektur, die aus dem Unterschied zwischen der tatsächlichen Verteilung der Signalereignisse und der mathematischen Form der Anpassungsfunktion resultiert.

Um etwaigen Korrelationen zwischen den Parametern der Signal- und Untergrundfunktionen Rechnung zu tragen, wird die Effizienz aus dem generischen Monte-Carlo (vgl. Abschnitt 3.3) bestimmt, welches eine komplette Simulation aller Untergründe enthält. Zur Verbesserung der statistischen Präzision wird dabei der Signalbeitrag durch zusätzlich simulierte Signalereignisse vergrößert.

Außerdem sollen die Effizienzen für das D_1 und das D_2^* in den Kanälen $D^{**} \to D^*\pi$ einzeln bestimmt werden. Daher wird das generische Monte-Carlo in folgende drei Beiträge zerlegt:

1. Ereignisse mit einem Zerfall $B \to D_1 \ell \nu$,

2. Ereignisse mit einem Zerfall $B \to D_2^* \ell \nu$,

3. Ereignisse die keinen der oben genannten Zerfälle enthalten.[2]

Die ersten beiden Gruppen entsprechen dabei in ihrer Struktur dem jeweiligen Signal-Monte-Carlo und können durch dieses ergänzt werden. Somit kann die Effizienz auch für verschiedene Verhältnisse zwischen Signal und Untergrund studiert werden, was einen Test liefert, inwieweit sie wirklich unabhängig vom tatsächlich vorhandenen Signal ist.

Ein weiterer Vorteil dieser Methode liegt darin, daß sie keine Zuordnung zwischen einzelnen simulierten Teilchen und Detektorsignalen, das sogenannte *Truth-Matching*, verwendet. Solche Zuordnungen sind zwar für das Verständnis der Detektorsignale wichtig, können aber aus technischen Gründen nicht zu 100% exakt sein und würden damit eine zusätzliche Unsicherheit zur Bestimmung der Effizienz beitragen.

Aus dem Untergrundbeitrag und den einzelnen Signalbeiträgen werden nun verschiedene simulierte Datensätze zusammengesetzt und diese mit einer Funktion, die der in Gleichung (5.5) entspricht, angepaßt. Dabei wird das Produkt $N_B \cdot n_\ell \cdot \mathcal{B}_{D^{**}} \cdot \mathcal{B}_{2nd}$ durch einen einzigen Parameter N ersetzt, was der Tatsache entspricht, daß die simulierten Signalzerfälle ausschließlich in den rekonstruierten Endzustand zerfallen, für sie also $\mathcal{B}_{2nd} = 1$ gilt, und $N = N_B \cdot n_\ell \cdot \mathcal{B}_{D^{**}}$ die Anzahl der simulierten D^{**}-Mesonen bestimmen soll. Ferner wird keine Unterteilung in der Helizität vorgenommen, so daß die Anpassungsfunktion gegeben ist durch

$$f(\Delta m) = N \cdot BW_{fit}(\Delta m; m_{D^{**}}, \Gamma_{D^{**}}) + f_{bkg}(\Delta m). \tag{5.21}$$

Die Resonanzkurve BW_{fit} entspricht dabei der in Gleichung (5.20) definierten normierten klassischen Breit-Wigner-Funktion.

Aus der so extrahierten Signalstärke, N, wird die Effizienz bestimmt anhand der Gleichung

$$\epsilon_{reco} = \frac{N}{N_{D^{**}}^{MC}}. \tag{5.22}$$

Dabei ist $N_{D^{**}}^{MC}$ die Anzahl der simulierten Signalzerfälle und N entspricht in etwa der Anzahl der rekonstruierten D^{**}, ist aber nicht notwendigerweise damit identisch, da diese Definition der Effizienz auch die geringen Einflüsse der Signalform berücksichtigt (vgl. die Diskussion im vorangegangenen Abschnitt). Abbildung 5.6 zeigt die Anpassungen an die simulierten Spektren.

In Tabelle 5.3 sind die Ergebnisse ϵ mit den statistischen Fehlern $\Delta\epsilon$ dieser Anpassungen dargestellt. Zusätzlich sind zum Vergleich die Anzahl der rekonstruierten D^{**}-Mesonen eingetragen, wie sie sich aus der Effizienzbestimmung (N) und mittels des Truth-Matchings ($N_{D^{**}}^{TM}$) ergeben. Die Übereinstimmung ist in den Kanälen $D^{**} \to D\pi$ recht gut, bei den Zerfallsketten, welche ein D^*-Meson enthalten, ergibt das Truth-Matching signifikant geringere Ereigniszahlen als die Anpassung. Dies überrascht nicht, da der Truth-Matching-Algorithmus gerade bei langsamen Pionen aus D^*-Zerfällen Probleme zeigt (vgl. Abbildungen 4.4 und 4.6).

[2] Ereignisse, in denen ein B semileptonisch in ein D_1, das andere B ebenfalls semileptonisch in ein D_2^* zerfällt, werden beiden Signalklassen zugeordnet.

Zerfallskanal	D^{**}	$\epsilon \pm \Delta\epsilon$	N	$N^{TM}_{D^{**}}$
$D^{**0} \rightarrow D^{*\pm}\pi^{\mp}$	D_1	6.934±0.152 %	7488.7±164.2	6803
$D^{**0} \rightarrow D^{*\pm}\pi^{\mp}$	D_2^*	6.824±0.184 %	7369.9±198.7	6636
$D^{**0} \rightarrow D^{\pm}\pi^{\mp}$	D_2^*	12.877±0.961 %	6953.6±518.9	7004
$D^{**\pm} \rightarrow D^{*0}\pi^{\pm}$	D_1	5.344±0.177 %	5771.5±191.2	4808
$D^{**\pm} \rightarrow D^{*0}\pi^{\pm}$	D_2^*	5.339±0.173 %	5766.1±186.8	4799
$D^{**\pm} \rightarrow D^{0}\pi^{\pm}$	D_2^*	17.562±0.696 %	9483.5±375.8	10067

Tabelle 5.3.: Die aus der Simulation bestimmten Effizienzen aller Rekonstruktionskanäle. Neben den Effizienzen sind die Anzahl der mit Hilfe des Truth-Matching identifizierten richtig rekonstruierten D^{**}-Zerfälle $N^{TM}_{D^{**}}$ angegeben.

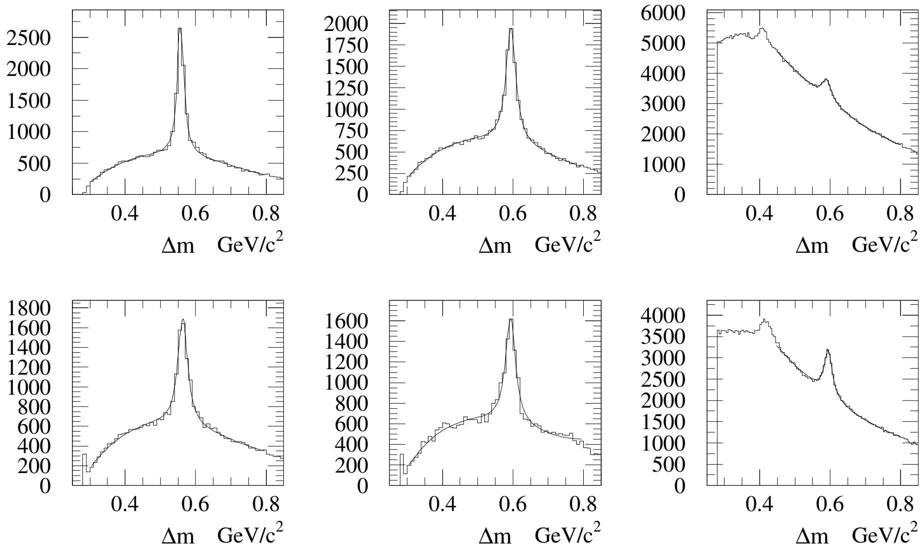

Abbildung 5.6.: Simulierte Spektren in allen Rekonstruktionskanälen mit stark vergrößertem Signalanteil zur Bestimmung der Effizienz. Die oberer Reihe zeigt die Spektren neutraler D^{**}, die untere die geladenen, jeweils in der Zerfallsketten $D_1 \rightarrow D^*\pi^{\pm}$ (links), $D_2^* \rightarrow D^*\pi^{\pm}$ (Mitte) und $D_2^* \rightarrow D\pi^{\pm}$ (rechts).

In den beiden Zerfallskanälen, welche ein D^* enthalten, liefert die Bestimmung der Effizienz zwei unabhängige Werte. Allerdings sind die kinematischen Unterschiede zwischen Zerfällen von D_1 und D_2^* so gering, daß man für beide Effizienzen identische Ergebnisse erwartet. Diese Übereinstimmung ist im Rahmen der zur Verfügung stehenden Statistik sehr gut gegeben. Daher kann man beide Resultate kombinieren und damit die statistische Unsicherheit weiter reduzieren. Entsprechend ergeben sich für die Analyse die folgenden vier Effizienzen:

$$\epsilon_{D^{*\pm}} = 6.89 \pm 0.12\,\% \tag{5.23a}$$
$$\epsilon_{D^{\pm}} = 12.88 \pm 0.96\,\% \tag{5.23b}$$
$$\epsilon_{D^{*0}} = 5.34 \pm 0.12\,\% \tag{5.23c}$$
$$\epsilon_{D^{0}} = 17.56 \pm 0.70\,\%. \tag{5.23d}$$

Auffällig ist, daß $\epsilon_{D^{\pm}}$ einen deutlich höheren relativen Fehler aufweist als die übrigen drei Werte, obwohl in allen Kanälen dieselbe Menge simulierter Signalereignisse zur Verfügung steht. Dies ist darauf zurückzuführen, daß der Kanal $D^{**0}\rightarrow D^{\pm}\pi^{\mp}$ bei gleicher Datenmenge eine erheblich größere Zahl an Untergrunderеignissen beinhaltet.

5.2.5. Die Aufspaltung im Helizitätswinkel

Bei der Bestimmung der Effizienz wurde die Aufspaltung der Spektren in vier Bereiche des Helizitätswinkels nicht berücksichtigt. Anders ausgedrückt wurde davon ausgegangen, daß die Effizienz unabhängig vom Wert von $\cos\vartheta_h$ ist. Dies ist allerdings nicht exakt der Fall, denn die Helizitätswinkelverteilung der rekonstruierten Ereignisse entspricht nicht mehr der zugrundeliegenden Form. Abbildung 5.7 zeigt die rekonstruierten Verteilungen, in denen vor allem für das D_1 eine klare Diskrepanz zur ursprünglichen Verteilung $\mathrm{d}N/\mathrm{d}\cos\vartheta_h \sim 1 + 3\cos^2\vartheta_h$ zu erkennen ist.

Der Grund für diese Störung der ursprünglichen Winkelverteilung liegt in der Definition des Helizitätswinkels ϑ_h, die ganz wesentlich durch das langsame Pion aus dem D^*-Zerfall bestimmt ist. Im Ruhesystem des D^* hat dieses Pion einen sehr geringen Impuls von 39 MeV/c, das heißt, ein Großteil des Impulses im Laborsystem

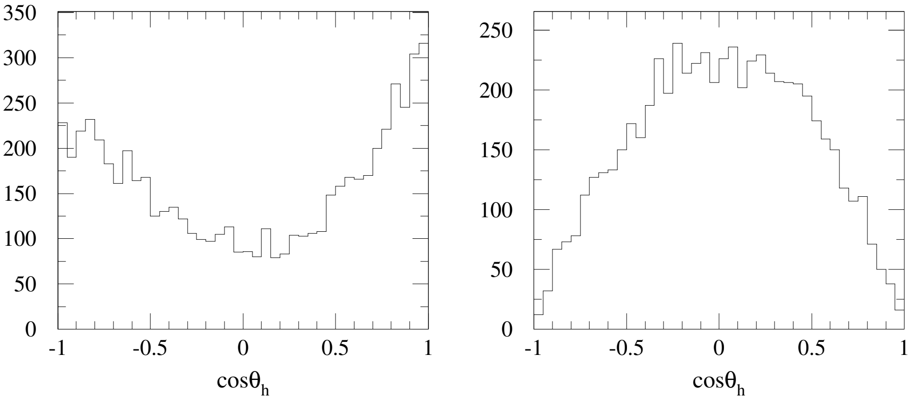

Abbildung 5.7.: Die rekonstruierten Verteilungen des Helizitätswinkels $\cos\vartheta_h$ für D^*-Mesonen aus D_1- (links) und D_2^*-Zerfällen (rechts) aus der Simulation.

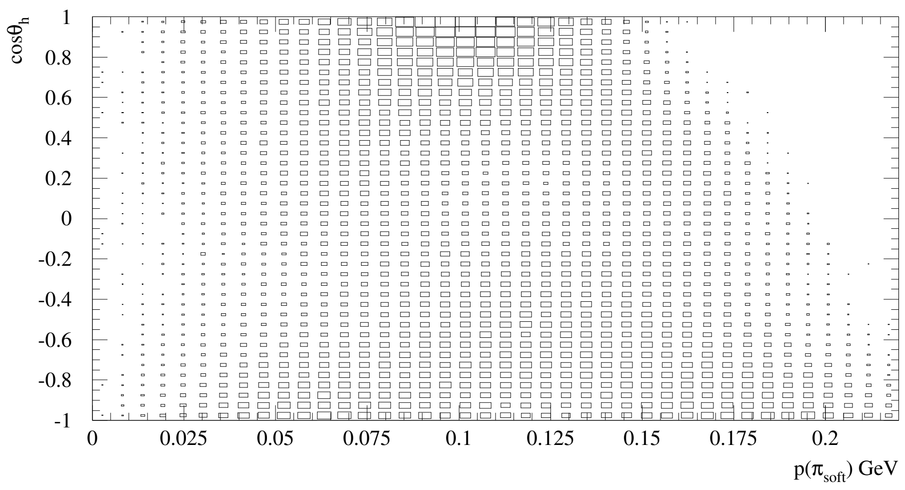

Abbildung 5.8.: Korrelation zwischen dem Helizitätswinkel des D^* und dem Impuls des Pions aus dem D^*-Zerfall für simulierte D^* aus D_1-Zerfällen.

stammt aus der Bewegung des ursprünglichen D^*. Da sich bei der Koordinatentransformation aber nur die longitudinale Komponente ändert, ist der Impuls des Pions im Laborsystem korreliert mit seinem Winkel zur D^*-Flugrichtung, also dem Helizitätswinkel. Abbildung 5.8 zeigt diese Korrelation am Beispiel der $D^{*\pm}$ aus D_1^0-Zerfällen.

Nun ist es um so schwieriger, eine Spur nachzuweisen, je geringer der Impuls[3] des entsprechenden Teilchens war, so daß sich für unterschiedliche Intervalle von $\cos\vartheta_h$ verschiedene Rekonstruktionseffizienzen ergeben.

Etwas abgemildert wird dieser Effekt durch die Tatsache, daß der Datensatz in Intervalle des Absolutwertes $|\cos\vartheta_h|$ unterteilt wird. Somit fallen die extrem nach vorne bzw. hinten emittierten Pionen in dasselbe Interval und Nachweiswahrscheinlichkeiten sind über beide Bereiche zu mitteln. Dennoch bleibt es notwendig, Korrekturen auf die Effizienz für die jeweiligen Intervalle in $|\cos\vartheta_h|$ zu bestimmen und anzuwenden. Dazu wird sowohl an die generierten als auch die rekonstruierten Verteilungen in $|\cos\vartheta_h|$ ein Polynom zweiten Grades angepaßt. Die so gefundenen Funktionen f_{gen} und f_{rec} werden über das jeweilige Intervall $[c_{\min}|c_{\max}]$ integriert und die Korrekturfaktoren ergeben sich aus dem Verhältnis

$$c_{\min}^{\max} = \frac{\int\limits_{\min}^{\max} f_{\text{rec}}(x)\mathrm{d}x \Big/ \int\limits_{0}^{1} f_{\text{rec}}(x)\mathrm{d}x}{\int\limits_{\min}^{\max} f_{\text{gen}}(x)\mathrm{d}x \Big/ \int\limits_{0}^{1} f_{\text{gen}}(x)\mathrm{d}x}. \tag{5.24}$$

[3]Exakt hängt die Nachweiswahrscheinlichkeit vom Transversalimpuls ab, über die Flugrichtung des D^* kann aber bei dieser Betrachtung gemittelt werden.

	D_1^0	D_2^{*0}	$D_1^{\pm}$	$D_2^{*\pm}$
$c_0^{0.25}$	1.1363±0.0005	0.9942±0.0003	1.1071±0.0007	1.0646±0.0004
$c_{0.25}^{0.5}$	1.0763±0.0004	0.9940±0.0003	1.0389±0.0005	0.9878±0.0005
$c_{0.5}^{0.75}$	0.9923±0.0003	1.0004±0.0005	0.9869±0.0004	0.9391±0.0007
$c_{0.75}^{1}$	0.9289±0.0003	1.0465±0.0019	0.9579±0.0004	0.9310±0.0025

Tabelle 5.4.: Korrekturfaktoren für die Effizienz in den Intervallen von $|\cos\vartheta_h|$ in den verschiedenen Zerfallskanälen.

Die so errechneten Korrekturfaktoren sind in Tabelle 5.4 dargestellt. Die zugrundeliegenden Anpassungen sowie Details zur Berechnung der Fehler der Korrektur sind in Anhang C.3 zu finden.

Die in der Anpassungsfunktion in Gleichung (5.5) verwendete Effizienz ϵ_{hel} setzt sich also zusammen aus der theoretischen Verteilung des Helizitätswinkels und der intervallspezifischen Korrektur:

$$\epsilon_{hel} = c_{\min}^{\max} \cdot \int\limits_{\min}^{\max} \mathcal{P}(x)\mathrm{d}x, \tag{5.25}$$

wobei die Verteilungsfunktionen $\mathcal{P}$ die in Abschnitt 5.1 diskutierten normierten Funktionen sind:

$$\mathcal{P}_{D_1}(x) = \frac{1 + A_{D_1} \cdot x^2}{\int_0^1 (1 + A_{D_1} \cdot x^2)\,\mathrm{d}x} \tag{5.26a}$$

$$\mathcal{P}_{D_2^*}(x) = \frac{1 - x^2}{2/3}. \tag{5.26b}$$

Die oben beschriebene Berechnung der Korrekturfaktoren $c_{\min}^{\max}$ geht davon aus, daß Ereignisse, die in einem Intervall von $|\cos\vartheta_h|$ generiert werden, auch in diesem Intervall rekonstruiert werden – oder eben nicht, jedenfalls wandern sie nicht durch die Rekonstruktion in ein benachbartes Intervall, was tatsächlich jedoch vorkommen kann. Kritisch wird ein solcher *Cross-Feed*, falls die Steigung der Verteilungsfunktion an der Grenze zweier Intervalle in der Simulation deutlich von der wahren Verteilung abweicht. Eine solche Abweichung wird nun in der vorliegenden Analyse durch den frei variierten Parameter A_{D_1} explizit zugelassen. Allerdings beschränken die physikalischen Grenzen den Gradienten der Verteilungsfunktion. Die wahre Helizitätswinkelverteilung liegt zwischen den Extremen $\sim \sin^2\vartheta_h$ und $\sim \cos^2\vartheta_h$, und es gilt

$$-3x = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x} 3/2\left(1 - x^2\right) \leq \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}\mathcal{P}_{D_1} \leq \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x} 3x^2 = 6x. \tag{5.27}$$

Außerdem ist, verglichen mit der Intervallbreite von 0.25, die erzielte Auflösung in $|\cos\vartheta_h|$ mit $\sigma(|\cos\vartheta_h|) = 0.03$ sehr gering, so daß der Anteil der Ereignisse, die im falschen Helizitätsintervall rekonstruiert werden, klein ist. Die aus der Simulation gewonnene Detektorauflösung für den Helizitätswinkel ist in Abbildung 5.9 dargestellt. Verbleibende Unsicherheiten werden als systematische Fehler in Abschnitt 8.2.1 diskutiert.

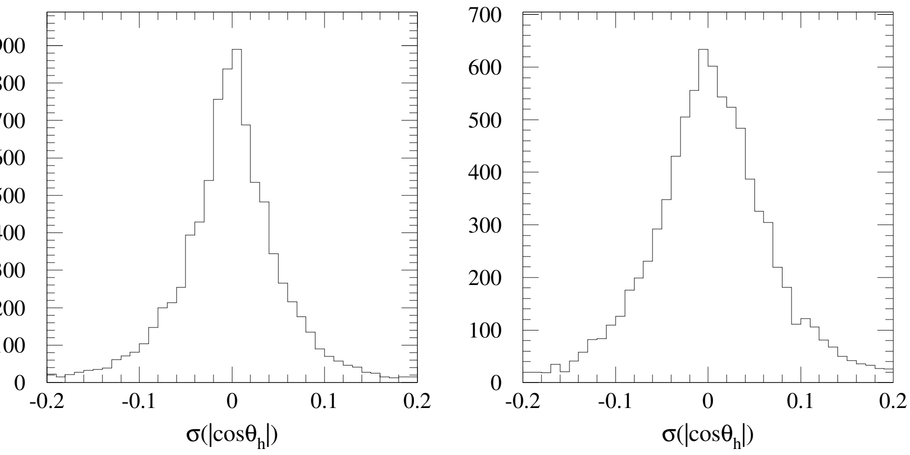

Abbildung 5.9.: Detektorauflösung von $|\cos\vartheta_h|$ für simulierte Signalereignisse der Art $D_1^0 \to D^{*\pm}\pi^\mp$ (links) und $D_2^{*0} \to D^{*\pm}\pi^\mp$ (rechts).

5.2.6. Untergrundfunktionen und Anpassungsbereiche

Als letzter Beitrag zur Anpassungsfunktion muß schließlich noch der verbleibende Untergrund beschrieben werden. In den Kanälen $D^{**} \to D^*\pi$ ist dabei der Anstieg an der kinematischen Grenze kennzeichnend mit einem leichten Abfall zu höheren Massendifferenzen hin. Modelliert wird dieses Verhalten durch ein Polynom dritten Grades. Im Vergleich zu anderen denkbaren Funktionen weist die Parametrisierung durch Polynome den geringsten Wert für χ^2 auf, beschreibt die Daten also am besten. Der Einfluß der gewählten Form der Untegrundfunktion auf die Resultate wird im Rahmen der systematischen Unsicherheiten in Abschnitt 8.4 diskutiert.

Im Spektrum des Kanals $D^{**\pm} \to D^{*0}\pi^\pm$ gibt es direkt an der kinematischen Grenze die Reflexion geladener D^* (vgl. Abschnitt 4.4 und Anhang B.2). Da diese schmale Reflexion schwer zu beschreiben ist, für die Bestimmung der gesuchten semileptonischen Verzweigungsverhältnisse aber keine Rolle spielt, wird der Anpassungsbereich soweit eingeschränkt, daß die kinematische Grenze knapp außerhalb des Anpassungsbereiches liegt. Auch für den Kanal $D^{**0} \to D^{*\pm}\pi^\mp$ ist dies von Vorteil, da sich die kinematische Grenze in einer Anpassung an in Intervalle unterteilte Daten technisch schwierig gestaltet. Die untere Grenze des Anpassungsbereiches wird daher in diesen Kanälen bei $\Delta m_{\mathrm{min}}^{D^*} = 0.3\,\mathrm{GeV}/c^2$ festgelegt.

Die obere Grenze der Anpassung kann relativ willkürlich gewählt werden, da die Spektren oberhalb der beiden D^{**}-Resonanzen keine Besonderheiten aufweisen. Sie wird bei $\Delta m_{\mathrm{max}}^{D^*} = 0.85\,\mathrm{GeV}/c^2$ festgelegt.

In den Kanälen $D_2^* \to D\pi^\pm$ ist der Untergrund im Signalbereich nahezu linear abfallend. Allerdings ist der Bereich unterhalb der D_2^*-Resonanz geprägt von der Reflexion aus dem Kanal $D^{**} \to D^*\pi^\pm$. Da diese breite resonanzartige Struktur bei etwa $\Delta m = 0.4\,\mathrm{GeV}/c^2$ aus Signalereignissen stammt, soll sie auf die Untergrundbeschreibung keinen Einfluß haben. Der Anpassungsbereich wird in diesen Kanälen daher auf $\Delta m^D_{\mathrm{min}} = 0.48\,\mathrm{GeV}/c^2$ eingeschränkt. Die obere Grenze wird wie in den Kanälen $D^{**}{\rightarrow}D^*\pi^\pm$ auf $\Delta m^D_{\mathrm{max}} = 0.85\,\mathrm{GeV}/c^2$ gesetzt.

Zur Beschreibung des Untergrundes in den Kanälen $D_2^*{\rightarrow}D\pi^\pm$ wird wiederum ein Polynom dritten Grades verwendet, um der sich ändernden Krümmung im Untergrundspektrum Rechnung zu tragen.

Die Parametrisierungen des Untergrundes sind also in den vier betrachteten Zerfallskanälen gegeben durch die Funktion:

$$f^k_{bkg}(\Delta m) = a^k_0 \cdot \left(1 + a^k_1 \Delta m + a^k_2 \Delta m^2 + a^k_3 \Delta m^3\right), \tag{5.28}$$

wobei der Index k den jeweiligen Zerfallskanal kennzeichnet.

5.3. Freie Parameter der Anpassung

Insgesamt treten in der Anpassung vier Gruppen von Parametern auf. Zunächst natürlich die gesuchten Verzweigungsverhältnisse $\mathcal{B}(B \rightarrow D^{**}\ell\nu)$. Daneben gibt es die Parameter, die Position und Form der Signale beschreiben, also die in Abschnitt 5.2.3 diskutierten Resonanzkurven charakterisieren. Zudem kommen Größen, welche die Zerfälle der D^{**} beschreiben, und schließlich die Parametrisierungen des Untergrundes.

Signalform und -position

Die Massen von geladenen und neutralen D^{**} sind nahezu identisch (vgl. Tabelle 1.4). Gemessene Unterschiede liegen sowohl im Bereich der Meßgenauigkeit als auch der Auflösung in Δm, die mit dem BABAR-Detektor erreicht wird. Daher werden die Positionen der Resonanzen als unabhängig von der Ladung angenommen, so daß sie mit den zwei Größen Δm_{D_1} und $\Delta m_{D_2^*}$ beschrieben werden. Diese entsprechen den Massendifferenzen der D^{**} zum neutralen D^0. Im Zerfallskanal $D_2^{*0}{\rightarrow}D^\pm\pi^\mp$, in welchem die Massendifferenz zum geladenen D relevant ist, wird die Position der Resonanz entsprechend um $m_{D^\pm} - m_{D^0} = 4.78\,\mathrm{MeV}/c^2$ [12] korrigiert.

Für die Breiten der D^{**} gilt diese Isospin-Symmetrie offenbar nicht. Zwar reichen die Massendifferenzen von D, D^* und Pionen nicht aus, um anhand der verschiedenen Phasenräume nennenswerte Unterschiede in den Breiten von geladenen und neutralen D^{**} zu erklären. Dennoch gibt es vor allem im Falle des D_2^* signifikante Unterschiede in den Messungen, besonders bei den neuesten Resultaten der Kollaborationen CDF, Belle und Focus [62, 63]. Diese finden, nachdem zuvor alle Resultate konsistente Werte für $\Gamma_{D_2^*}$ im Bereich $20 - 30\,\mathrm{MeV}$ lieferten, für das neutrale D_2^* Breiten von $\Gamma_{D_2^{*0}} = 40 - 50\,\mathrm{MeV}$.

Diesem Umstand Rechnung tragend werden für die D^{**} unterschiedliche Breiten angenommen, es werden also vier unabhängige Parameter $\Gamma_{D_1^0}$, $\Gamma_{D_1^\pm}$, $\Gamma_{D_2^{*0}}$ und $\Gamma_{D_2^{*\pm}}$ verwendet. Diese vier Größen sind effektive Breiten, da die Detektorauflösung bei der Beschreibung der Signale nicht explizit berücksichtigt wird. Allerdings wurde in

Abschnitt 5.2.3 bereits gezeigt, daß der Einfluß der Auflösung gering ist. Zudem sind die Unterschiede der Detektoraflösungen in den verschiedenen Kanälen verglichen mit der Breite so klein, daß im Falle der D_2^* dieselbe Größe in den beiden Kanälen $D_2^* \to D^*\pi^\pm$ und $D_2^* \to D\pi^\pm$ verwendet werden kann.

Zerfälle der D^{**}

Zur Beschreibung der D^{**}-Zerfälle werden zwei Parameter benötigt, die aus den Daten mitbestimmt werden sollen. Dies ist zum einen das Verhältnis von D_2^*-Zerfällen in den Modi $D^*\pi^\pm$ und $D\pi^\pm$ ($\mathcal{B}_{D/D^*}$) und zum zweiten die Form der Helizitätswinkelverteilung in den Zerfällen des D_1 (A_{D_1}).

A_{D_1} beschreibt Polarisationseffekte und eine Verletzung der HQS. Beides ist unabhängig vom Flavor des leichten Quarks im D^{**}-Meson, so daß keine Unterschiede zwischen neutralen und geladenen D_1 zu erwarten sind. $\mathcal{B}_{D/D^*}$ bestimmt das Verhältnis zweier Zerfälle, die durch die Starke Wechselwirkung, welche isospinerhaltend ist, vermittelt werden. In beiden Fällen kann man daher davon ausgehen, daß jeweils ein Parameter für die Zerfälle neutraler und geladener D^{**} gemeinsam gültig ist.

Untergrund

Die Untergrundbeschreibungen sind in allen vier Kanälen verschieden und werden komplett aus den Daten bestimmt. Als einzige Einschränkung wird angenommen, daß die Form des Untergrundes in den Kanälen $D^{**} \to D^*\pi^\pm$ nicht vom Helizitätswinkel des D^*-Kandidaten abhängt.

Abbildung 5.10 zeigt die Verteilung des Helizitätswinkels für simulierte Untergrundereignisse. Da in diesen Ereignissen die beiden Pionen, die den Helizitätswinkel definieren, dominant nicht aus einer gemeinsamen Zerfallskette stammen, erwartet man eine flache Verteilung. Dies ist näherungsweise der Fall, allerdings findet sich eine leichte Tendenz zu großen Werten von $\cos\vartheta_h$. Dieser Trend wird, im Zusammenspiel mit der impulsabhängigen Akzeptanz der langsamen Pionen aus D^*-Zerfällen, verursacht von Ereignissen, in denen beide Pionen aus demselben B-Zerfall stammen, also eine charakteristische Winkelverteilung aufweisen (vgl. Abschnitt 5.2.5). Die vier unabhängigen Normierungen der Untergrundfunktionen erlauben der Anpassung, diesen Trend zu beschreiben.

Im rechten Teil von Abbildung 5.10 sind die Δm-Spektren der Untergrundereignisse aller vier Intervalle in $|\cos\vartheta_h|$ überlagert dargestellt. Im Rahmen der Statistik sind alle vier Spektren miteinander verträglich, so daß die Annahme gerechtfertigt ist, für die Form aller vier Spektren eine gemeinsame Parametrisierung zu verwenden.

Damit enthält die simultane Anpassung an alle zehn Δm-Spektren insgesamt 34 freie Parameter, wovon 12 für die Charakterisierung der Signale notwendig sind und die übrigen 22 die Normierungen und Formen der verbleibenden Untergründe beschreiben. Tabelle 5.5 gibt eine Übersicht über alle freien Parameter der Anpassung.

Technisch erfolgt die Anpassung der Funktion an die Daten durch eine χ^2-Minimierung. Diese wird mit Hilfe des Programmpaketes `MINUIT` [64] innerhalb der Ana-

	Beschreibung
$\mathcal{B}_{D_1^0}$ $\mathcal{B}_{D_2^{*0}}$ $\mathcal{B}_{D_1^\pm}$ $\mathcal{B}_{D_2^{*\pm}}$	Verzweigungsverhältnisse der semileptonischen B-Zerfälle $B \to D^{**}\ell\nu$
Δm_{D_1} $\Delta m_{D_2^*}$	Massendifferenzen der D^{**} zum neutralen D^0
$\Gamma_{D_1^0}$ $\Gamma_{D_2^{*0}}$ $\Gamma_{D_1^\pm}$ $\Gamma_{D_2^{*\pm}}$	Effektive Breiten der D^{**} Kombination aus natürlicher Breite und Detektorauflösung, deren Einfluß als unabhängig vom Zerfallskanal angenommen wird
A_{D_1}	Form der Helizitätswinkelverteilung in D_1-Zerfällen durch Verletzung der HQS und Polarisationseffekte
$\mathcal{B}_{D/D^*}$	Verzweigungsverhältnis der D_2^*-Zerfälle, definiert als $\mathcal{B}_{D/D^*} =$ $\mathcal{B}(D_2^* \to D\pi)/[\mathcal{B}(D_2^* \to D\pi) + \mathcal{B}(D_2^* \to D^*\pi)]$
$a_0^{D^{*\pm}}(1)$, $a_0^{D^{*\pm}}(2)$, $a_0^{D^{*\pm}}(3)$, $a_0^{D^{*\pm}}(4)$	Normierungen der Beschreibung des Untergrunds im Kanal $D^{**0}{\to}D^{*\pm}\pi^\mp$ in den vier Intervallen des Helizitätswinkels $\lvert\cos\vartheta_h\rvert$
$a_1^{D^{*\pm}}$, $a_2^{D^{*\pm}}$, $a_3^{D^{*\pm}}$	Koeffizienten eines Polynom dritten Grades zur Beschreibung der Untergrundform in den Spektren des Kanals $D^{**0}{\to}D^{*\pm}\pi^\mp$
$a_0^{D^{*0}}(1)$, $a_0^{D^{*0}}(2)$, $a_0^{D^{*0}}(3)$, $a_0^{D^{*0}}(4)$	Normierungen der Beschreibung des Untergrunds im Kanal $D^{**\pm}{\to}D^{*0}\pi^\pm$ in den vier Intervallen des Helizitätswinkels $\lvert\cos\vartheta_h\rvert$
$a_1^{D^{*0}}$, $a_2^{D^{*0}}$, $a_3^{D^{*0}}$	Koeffizienten eines Polynom dritten Grades zur Beschreibung der Untergrundform in den Spektren des Kanals $D^{**\pm}{\to}D^{*0}\pi^\mp$
$a_0^{D^\pm}$, $a_1^{D^\pm}$, $a_2^{D^\pm}$, $a_3^{D^\pm}$	Koeffizienten eines Polynom dritten Grades zur Beschreibung des Untergrundes im Spektrum $D^{**0}{\to}D^\pm\pi^\mp$
$a_0^{D^0}$, $a_1^{D^0}$, $a_2^{D^0}$, $a_3^{D^0}$	Koeffizienten eines Polynom dritten Grades zur Beschreibung des Untergrundes im Spektrum $D^{**\pm}{\to}D^0\pi^\pm$

Tabelle 5.5.: Übersicht der freien Parameter der Anpassung.

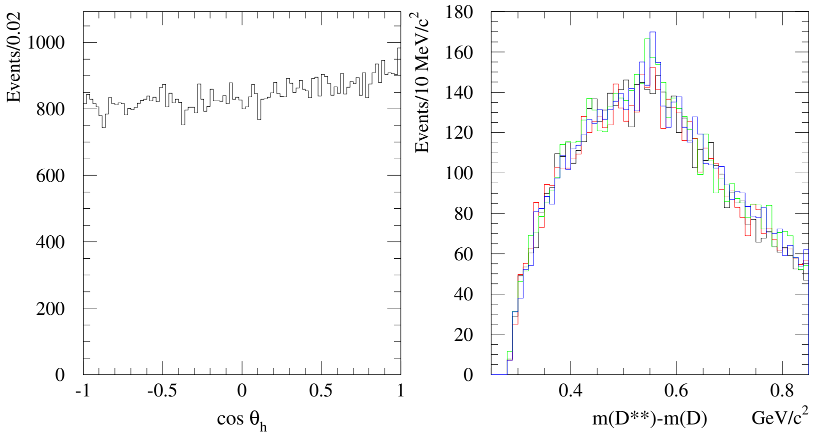

Abbildung 5.10.: Helizitätswinkelverteilung für Untergrundereignisse aus der generischen Simulation. Links ist die Winkelverteilung gezeigt, rechts die Massendifferenzspektren in den vier verschiedenen Helizitätsintervallen.

lyseplattform `PAW` [65] durchgeführt.

5.3.1. Phänomenologie der Anpassung

An dieser Stelle soll kurz reflektiert werden, inwieweit die zehn Spektren in Δm die zwölf signalrelevanten Parameter bestimmen und welche Beiträge jeweils dominieren.

Da in den Kanälen $D^{**}\!\rightarrow\! D\pi^{\pm}$ die Signale der D_2^* isoliert auftreten, werden Position und Breite der D_2^*-Resonanzen primär von diesen Kanälen bestimmt. Die Produktionsrate der D_2^* ist jedoch aus den $D\pi^{\pm}$-Spektren alleine nicht bestimmt, da die Signalstärke durch das Produkt mit dem unbekannten Verzweigungsverhältnis $\mathcal{B}_{D/D^*}$ gegeben ist.

Wie wichtig dieser Beitrag dennoch für die Anpassung in den $D^*\pi^{\pm}$-Kanälen ist, zeigt die folgende Argumentation. Durch den Parameter $\mathcal{B}_{D/D^*}$ kann der nominelle Beitrag der D_2^* in den $D^*\pi^{\pm}$-Spektren auf Null gesetzt werden. Dort tatsächlich auftretende D_2^* könnten dann als D_1 interpretiert und ihr Beitrag in der Helizitätswinkelverteilung durch den Parameter A_{D_1} beschrieben werden. Entsprechend könnte durch eine geeignete Balance zwischen $\mathcal{B}_{D/D^*}$ und A_{D_1} ein nahezu beliebiges Verhältnis der Produktion von D_1 und D_2^* die Daten beschreiben, wenn nicht, und das ist der entscheidende Punkt, die Massen von D_1 und D_2^* unterschiedlich wären.

Diese Separation in der Masse ist in einem einzelnen Spektrum im $D^*\pi^{\pm}$-Kanal nur schwer zu erreichen. Allerdings wird der Beitrag der D_2^* im Spektrum mit Helizitätswinkeln $|\cos\vartheta_h| > 0.75$ so effektiv unterdrückt, daß dieses Signal quasi ausschließlich von D_1-Mesonen stammt. Somit kann dort die Masse und Breite des D_1 unabhängig von den Einflüssen der D_2^*-Beiträge bestimmt werden.

Mit diesen nahezu unkorrelierten Messungen von Position und Breite der jeweiligen Signalbeiträge ist es dann möglich, auch in den $D^*\pi^\pm$-Spektren, in denen aufgrund des Helizitätswinkelbereiches beide D^{**}-Arten zum Signal beitragen, zwischen den Beiträgen von D_1 und D_2^* zu unterscheiden, und somit $\mathcal{B}_{D/D^*}$, A_{D_1} sowie die Produktionsraten zu bestimmen.

Abschließend sei erwähnt, daß die Analyse von geladenen und neutralen D^{**}-Mesonen fast unabhängig voneinander möglich ist. Nur die Massen und die Zerfallsparameter $\mathcal{B}_{D/D^*}$ und A_{D_1} bilden eine Verbindung zwischen den Spektren von D^{**0} und $D^{**\pm}$. Allerdings ist die Verknüpfung beider Ladungszustände trotzdem sinnvoll, da sich dadurch Stärken und Schwächen bei der Rekonstruktion der Endzustände ausgleichen. Neutrale D^{**} liefern ein sehr sauberes Signal im Kanal $D^{**0}\to D^{*\pm}\pi^\mp$, weisen dafür jedoch im Kanal $D^{**0}\to D^\pm\pi^\mp$ aufgrund der Rekonstruktion des $D^\pm$ einen deutlich größeren Untergrundanteil auf. Verglichen damit ist der Endzustand $D^0\pi^\pm$ der geladenen D^{**} besser zu rekonstruieren, dafür erhöht sich der Untergrundbeitrag im Kanal $D^{**\pm}\to D^{*0}\pi^\pm$ durch die Rekonstruktion des Zerfalls $D^{*0}\to D^0\pi^0$.

5.3.2. Die Korrelationsmatrix

Trotz der relativ großen Zahl an freien Parametern der Anpassung zeigt sich, daß die Korrelationen zwischen den einzelnen Größen gering sind. Für die zwölf signalrelevanten Variablen ergibt sich die Korrelationsmatrix, wie sie in Tabelle 5.6 dargestellt ist. Die vollständige Korrelationsmatrix ist in Anhang C.4 zu finden.

Nennenswerte Korrelationen treten dabei zwischen den Breiten der D^{**} und den entsprechenden Verzweigungsverhältnissen $\mathcal{B}_{D^{**}}$ auf, was aber zu erwarten ist, da die Breiten der Resonanzstrukturen in die Normierung der Resonanzkurven eingehen.

Daneben finden sich deutliche Korrelationen zwischen den Verzweigungsverhältnissen der D^{**}-Produktion und den Parametern der D^{**}-Zerfälle. Dies liegt an der Konstruktion der Anpassungsfunktion Gleichung (5.5), in die sowohl $\mathcal{B}_{D^{**}}$ als auch $\mathcal{B}_{2nd}$ als Vorfaktoren der Resonanzfunktion eingehen. Insofern ist eine Korrelation zwischen diesen Parametern zu erwarten.

Die Korrelationen der gesuchten Verzweigungsverhältnisse $\mathcal{B}(B \to D^{**}\ell\nu)$ untereinander spiegeln die im vorangegangenen Abschnitt diskutierte Phänomenologie wider. Die Größe von lediglich rund 20% macht deutlich, wie gut die gesamte Information von Massendifferenz, Helizität und verschiedenen Zerfallskanälen zur Unterscheidung zwischen Effekten bei Produktion und Zerfall der beiden D^{**}-Arten verwendet werden kann.

Δm_{D_1}	1.000											
$\Delta m_{D_2^*}$	0.082	1.000										
$\Gamma_{D_1^0}$	0.243	0.085	1.000									
$\Gamma_{D_2^{*0}}$	-0.058	-0.082	-0.064	1.000								
$\Gamma_{D_1^\pm}$	-0.002	0.043	0.043	-0.012	1.000							
$\Gamma_{D_2^{*\pm}}$	-0.056	0.034	-0.043	0.008	-0.036	1.000						
$B(D_1^0)$	0.107	0.108	0.694	-0.111	0.051	-0.040	1.000					
$B(D_2^{*0})$	-0.208	-0.126	-0.247	0.676	-0.087	0.073	-0.277	1.000				
$B(D_1^\pm)$	0.095	0.081	0.085	-0.029	0.690	-0.093	0.085	-0.137	1.000			
$B(D_2^{*\pm})$	-0.160	-0.093	-0.149	0.035	-0.137	0.686	-0.145	0.259	-0.209	1.000		
A_{D_1}	-0.083	-0.083	-0.125	0.078	-0.074	0.061	-0.151	0.172	-0.200	0.137	1.000	
$\mathcal{B}_{D/D^*}$	0.261	0.091	0.296	-0.058	0.157	-0.135	0.293	-0.538	0.223	-0.464	-0.192	1.000
	m_{D_1}	$m_{D_2^*}$	$\Gamma_{D_1^0}$	$\Gamma_{D_2^{*0}}$	$\Gamma_{D_1^\pm}$	$\Gamma_{D_2^{*\pm}}$	$B(D_1^0)$	$B(D_2^{*0})$	$B(D_1^\pm)$	$B(D_2^{*\pm})$	A_{D_1}	$\mathcal{B}_{D/D^*}$

Tabelle 5.6.: Korrelationen zwischen den zwölf Parametern, welche die Signalbeiträge in der Anpassung der Δm-Spektren beschreiben.

Jede Minsch mäht schon ens Fähler,
Selvs dä Einstein hätt sich ens verdonn.

Kapitel 6.

Weitergehende Studien zur Extraktion

Im vorangegangenen Kapitel wurde ein Verfahren entwickelt, mit dem aus dem *BaBar*-Datensatz die gesuchten Verzweigungsverhältnisse $\mathcal{B}(B \to D^{**}\ell\nu)$ bestimmt werden können. In diesem Kapitel wird diese Methode überprüft und dahin gehend bestätigt, daß die Resultate ohne signifikante systematische Abweichung den gesuchten physikalischen Größen entsprechen.

6.1. Anpassung an simulierte Daten

Einen ersten Test für die Richtigkeit der Resultate liefert die Anwendung der Analyse auf einen simulierten Datensatz. Für diesen sind die verwendeten Parameter für Verzweigungsverhältnisse und D^{**}-Zerfälle bekannt. Da die Effizienzen aus einer speziell generierten Signal-Simulation gewonnen wurden, liefert eine Anpassung an die generischen Monte-Carlo-Daten einen echten Test der Analyse.[1]

Zur besseren Vergleichbarkeit wird die Simulation auf die Luminosität der *BaBar*-Daten skaliert. So lassen sich die statistischen Unsicherheiten als Prognosen für die Präzision der Messung interpretieren.

Tabelle 6.1 gibt eine Gegenüberstellung von den für die Simulation verwendeten Größen und den Werten an, die aus der Simulation durch die Analyse gewonnenen werden.

Die zwölf Parameter, welche die Signalbeiträge beschreiben, lassen sich direkt mit den Werten vergleichen, welche zur Erstellung der Simulation verwendet wurden. Dabei müssen für die Breiten $\Gamma_{D^{**}}$ die Einflüsse der Detektorauflösung von wenigen MeV mit in Betracht gezogen werden. Unter Berücksichtigung der statistischen Unsicherheiten der Anpassung kann die Abweichung der Resultate von den verwendeten Werten in Form eines χ^2-Tests quantifiziert werden. Diese normierte Differenz beträgt $\chi^2 = 12.66$, was bei zwölf Parametern eine sehr gute Übereinstimmung bedeutet. Die Wahrscheinlichkeit, ein Meßergebnis mit geringerem χ^2 zu erhalten,

[1] Die Effizienzen sind nicht völlig unabhängig von der generischen Simulation, da die Untergrundbeiträge der Simulation bei der Bestimmung der Effizienz verwendet wurden. Jedoch soll getestet werden, ob der Signalanteil korrekt bestimmt wird, und dieser ist durch die Signal-Simulation unabhängig vom generischen Monte-Carlo.

Parameter		verwendet	extrahiert
Δm_{D_1}	[GeV/c^2]	557.7	558.3±0.4
$\Delta m_{D_2^*}$	[GeV/c^2]	594.5	594.4±0.7
$\Gamma_{D_1^0}$	[MeV]	18.9⊕2.3	22.2±1.5
$\Gamma_{D_2^{*0}}$	[MeV]	29.9⊕2.3	30.9±2.9
$\Gamma_{D_1^\pm}$	[MeV]	28.0⊕2.4	30.5±3.2
$\Gamma_{D_2^{*\pm}}$	[MeV]	25.0⊕2.4	28.2±3.5
$\mathcal{B}_{D_1^0}$	[10^{-3}]	5.6	5.53±0.26
$\mathcal{B}_{D_2^{*0}}$	[10^{-3}]	3.0	2.95±0.26
$\mathcal{B}_{D_1^\pm}$	[10^{-3}]	5.2	4.51±0.39
$\mathcal{B}_{D_2^{*\pm}}$	[10^{-3}]	2.3	2.71±0.31
A_{D_1}		3.0	2.62±0.35
$\mathcal{B}_{D/D^*}$		0.68	0.62±0.03
$\Sigma(\frac{MC_{rek}-MC_{gen}}{\sigma})^2$		12.66/12	

Parameter	$D^{**0}\to D^{*\pm}\pi^\mp$	$D^{**\pm}\to D^{*0}\pi^\pm$	$D^{**0}\to D^\pm\pi^\mp$	$D^{**\pm}\to D^0\pi^\pm$
$a_0(1)$	666.4±20.7	739.6±34.8	12422±156	8351±113
$a_0(2)$	670.6±20.7	741.8±35.3		
$a_0(3)$	686.1±21.5	733.3±34.8		
$a_0(4)$	683.1±21.6	746.7±36.4		
a_1	5.861±0.023	5.827±0.024	-1.218±0.011	-1.225±0.011
a_2	-8.926±0.043	-8.945±0.094	-0.161±0.004	-0.179±0.007
a_3	4.158±0.030	4.241±0.092	0.505±0.018	0.536±0.021

Tabelle 6.1.: Gegenüberstellung der Anpassungsresultate für den simulierten Datensatz und der Werte, unter deren Verwendung die Simulation erstellt wurde. Für die Parameter Γ sind dabei sowohl die Breiten der Resonanzen als auch die Detektorauflösung in Δm angegeben.

beträgt $\mathcal{P}_{\chi^2} = 0.394$. Die einzelnen Differenzen liegen dabei alle im Rahmen von zwei Standardabweichungen.

Für die Normierungen der Untergrundfunktionen der Zerfallsketten $D^{**}\to D^*\pi^\pm$ findet sich die Annahme bestätigt, daß der Untergrund in allen Intervallen des Helizitätswinkels gleich ist. Die Ergebnisse für die Normierungen sind im Rahmen der statistischen Unsicherheiten identisch.

6.2. Kontrollanalyse der Zerfälle $B \to D^*\ell\nu$

Ein zentraler Punkt der vorliegenden Analyse ist die Bestimmung der Rekonstruktionseffizienzen. Diese werden aus simulierten Daten extrahiert, und daher stellt sich die Frage, inwieweit diese Simulation korrekt ist. Im Rahmen des *BaBar*-Experimentes sind dazu zahlreiche Studien durchgeführt worden, die zu den standardisierten Methoden geführt haben, mit denen verbleibende systematische Unsicherheiten bestimmt werden. Diese Methoden verwenden jedoch häufig eine völlig andere Ereignistopologie und daher ist es ratsam, eine Kontrollanalyse so durchzuführen, daß die Art der Selektionskriterien denen der eigentlichen Analyse möglichst ähnlich ist. Im Falle dieser Analyse bilden die Zerfälle $B \to D^*\ell\nu$ eine solche Möglichkeit. Diese Zerfälle sind deutlich besser verstanden, als diejenigen in die gesuchten höher angeregten Charm-Mesonen, sie treten wesentlich häufiger auf, und ihr Verzweigungsverhältnis ist bereits recht präzise bestimmt.

Ereignisse der Art $B \to D^*\ell\nu$ sind den gesuchten Signalereignissen sehr ähnlich, weswegen sie auch einen bedeutenden Beitrag zum Untergrund liefern. In der Analyse werden sie durch das Veto-Kriterium unterdrückt, welches verlangt, daß die Variable $cos_{BY'}$ Werte annimmt, die nicht dem Kosinus eines Winkels entsprechen, die selektierte Kombination aus D^*-Meson und Lepton also kinematisch unmöglich aus einem semileptonischen Zerfall $B \to D^*\ell\nu$ stammen kann (vgl. Abschnitt 4.3.1).

Streicht man dieses Kriterium, so fügt man dem selektierten Datensatz im wesentlichen Ereignisse hinzu, in denen ein B-Meson tatsächlich semileptonisch in ein D^* zerfallen ist. Und da dieser Beitrag bereits bekannt ist, kann man so testen, ob die verwendete Simulation die Daten tatsächlich richtig beschreibt.

Der Vorteil dieser Kontrollanalyse besteht darin, daß außer dem Kriterium $cos_{BY'}$ die komplette Selektion unverändert verwendet wird. Allerdings müssen die zusätzlich selektierten Zerfälle $B \to D^*\ell\nu$ als solche identifiziert werden. Dies geschieht mit Hilfe des *Truth-Matching*, welches bei simulierten Ereignissen eine Zuordnung von rekonstruierten und generierten Teilchen erlaubt.[2]

Die Kontrollanalyse verläuft folgendermaßen: Im Rekonstruktionskanal $D^{**0} \to D^{*\pm}\pi^{\mp}$ werden sowohl in den Daten als auch in der Simulation Ereignisse entsprechend den Kriterien der Analyse selektiert, allerdings sowohl unter der Bedingung $cos_{BY'} < -1$ als auch mit der Vorgabe $cos_{BY'} > -1$. Durch die Invertierung dieses Selektionskriteriums ändert sich die Akzeptanz für Signalereignisse und Untergrundquellen, welche nicht aus Zerfällen $B \to D^*\ell\nu$ stammen, nur gering. Der Beitrag von Zerfällen $B \to D^*\ell\nu$ wird hingegen erheblich angereichert. Im Falle der Simulation können durch das Truth-Matching die beiden Anteile voneinander getrennt werden, so daß die Effizienz des Kriteriums für $cos_{BY'}$ in der Simulation bekannt ist. Es ergeben sich die in Tabelle 6.2 dargestellten Beiträge und Effizienzen. Abbildung 6.1 zeigt die entsprechenden selektierten Spektren in Δm. Aufgrund des im Vergleich zu den D^{**}-Mesonen deutlich höheren Verzweigungsverhältnisses für D^* wird diese Kontrollanalyse auf einem reduzierten Datensatz durchgeführt. Die Daten entsprechen 10% der für die Analyse verwendeten Statistik, von der verfügbaren Simulation wurden 20% verwendet.

Durch die aus der Simulation bestimmten Effizienzen bezüglich des Selektionskriteriums $cos_{BY'}$ kann nun auch der selektierte Anteil der echten Daten in Beiträge von Ereignissen $B \to D^*\ell\nu$ und sonstigen Zerfällen unterteilt werden. Dies geschieht

[2]Da dieses Verfahren nicht exakt sein kann, wird es beispielsweise zur Bestimmung der Effizienzen nicht verwendet. Da es aber völlig unabhängig von allen in der Analyse verwendeten Kriterien ist, bestärkt eine Übereinstimmung das Vertrauen sowohl in die Analyse, als auch in das Truth-Matching, da es unwahrscheinlich ist, daß beide Verfahren unabhängig voneinander sich entsprechende Fehler enthalten.

	$cos_{BY'} < -1$	$cos_{BY'} > -1$	$\frac{cos_{BY'} > -1}{cos_{BY'} < -1}$
Komplette Simulation	16193	29864	
davon als $B \to D^* \ell \nu$ identifiziert	2933	20137	6.866 ± 0.136
sonstige	13260	9727	0.734 ± 0.010
Daten	2250	4535	

Tabelle 6.2.: Anzahl der selektierten Ereignisse in Simulation und Daten bei Anwendung des Kriteriums $cos_{BY'} < -1$ sowie seiner Inversion.

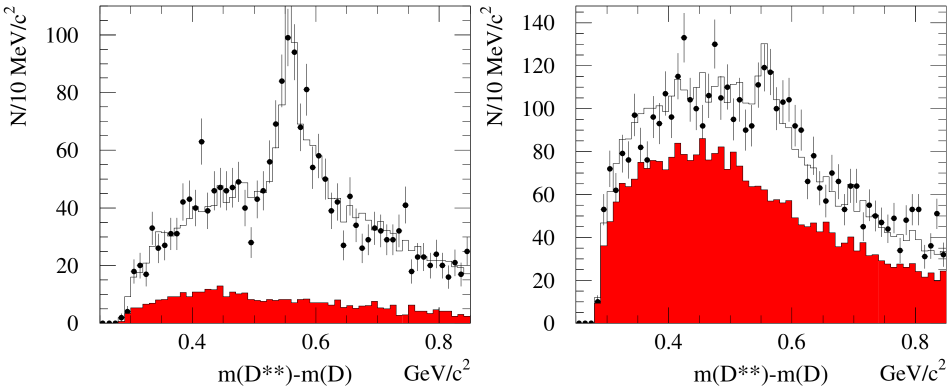

Abbildung 6.1.: Selektierte Δm-Spektren für *BABAR*-Daten (Punkte) und Simulation (Histogramme) unter der Bedingung $cos_{BY'} < -1$ (links) und $cos_{BY'} > -1$ (rechts). Im Falle der Simulation ist der Anteil der Zerfälle $B \to D^* \ell \nu$ zum Spektrum in Rot gekennzeichnet. Zum besseren Vergleich sind die Spektren der Simulation auf die Anzahl der Daten normiert.

durch Lösung des linearen Gleichungssystems

$$\begin{array}{rcrcl} N_{D^*} & + & N_{\text{sonst.}} & = & 2250 \\ 6.866 \cdot N_{D^*} & + & 0.734 \cdot N_{\text{sonst.}} & = & 4535. \end{array} \tag{6.1}$$

Man erhält für die im Datensatz enthaltenen Zerfälle $B \to D^* \ell \nu$ einen Wert von

$$N_{D^*} = 470.2 \pm 11.3. \tag{6.2}$$

Aus der bekannten Anzahl an ursprünglichen B-Mesonen und den gemessenen[3] Verzweigungsverhältnissen $\mathcal{B}(\overline{B}^0 \to D^{*+} \ell^- \overline{\nu})$, $\mathcal{B}(D^{*+} \to D^0 \pi^+)$ und $\mathcal{B}(D^0 \to K^- \pi^+)$ läßt sich so die Rekonstruktionseffizienz für Daten und Simulation bestim-

[3]Für die Daten wird der Weltmittelwert der Verzweigungsverhältnisse nach [12] verwendet, für die Simulation diejenigen Werte, mit denen der Datensatz generiert wurde.

men:

$$\begin{aligned}\epsilon_{D^*} &= \frac{N_{D^*}}{N_{B^0} \cdot \mathcal{B}(\overline{B}^0 \to D^{*+}\ell^-\overline{\nu}) \cdot \mathcal{B}(D^{*+} \to D^0\pi^+) \cdot \mathcal{B}(D^0 \to K^-\pi^+)} \\ &= (7.14 \pm 0.14)\,\% \quad \text{(MC)} \qquad (6.3a) \\ &= (7.43 \pm 0.28)\,\% \quad \text{(Daten).} \qquad (6.3b)\end{aligned}$$

Die angegebenen Fehlerintervalle stammen dabei aus den statistischen Unsicherheiten der selektierten Datensätze, und für die *BaBar*-Daten werden zusätzlich auch die Unsicherheiten auf die Weltmittelwerte der gemessenen Verzweigungsverhältnisse [12] in Betracht gezogen. Die Größen der Intervalle sind vergleichbar mit der Präzision der in der Analyse verwendeten Effizienzen (vgl. Gleichung (5.23) in Abschnitt 5.2.4).

Im Rahmen dieser Unsicherheiten stimmt die aus der Simulation bestimmte Effizienz sehr gut mit der davon unabhängig aus den Daten gewonnenen Effizienz überein.

6.3. Effizienzen und Ereigniskinematik

Die im vorangegangenen Abschnitt diskutierte Kontrollananlyse bestätigt, daß die Rekonstruktion der Hadronen und Leptonen in der Simulation im Rahmen der Unsicherheiten richtig beschrieben ist. Da die Rekonstruktionseffizienzen im allgemeinen in Abhängigkeit von Energien, Impulsen und Richtungen variieren, muß der simulierte physikalische Prozeß zudem korrekt beschrieben sein, damit die Effizienz ohne systematische Abweichung aus der Simulation bestimmt werden kann.

Inwieweit die verwendeten Modelle allerdings der Realität entsprechen, ist bisher kaum bekannt. Je weniger die Rekonstruktionseffizienz daher von den kinematischen Größen eines Zerfalls abhängt, desto robuster ist sie gegen Fehler in der Modellbildung. Daher werden diese Abhängigkeiten der Effizienz von der Ereigniskinematik im folgenden untersucht.

6.3.1. Das Leptonimpulsspektrum

Eine zentrale Größe der semileptonischen Zerfälle $B \to D^{**}\ell\nu$ ist das Impulsspektrum der Leptonen. Durch die Vorselektion ist die Rekonstruktionseffizienz für Ereignisse mit Leptonimpulsen von weniger als $800\,\mathrm{MeV}/c$ sehr gering (vgl. Abschnitt 3.4.2), für größere Leptonimpulse sollte die Nachweiswahrscheinlichkeit aber idealerweise nahezu konstant sein. In Abbildung 6.2 sind die Impulsspektren der Leptonen für simulierte Signalereignisse vor und nach der Rekonstruktion dargestellt. Oberhalb der von der Vorselektion verursachten markanten Stufe bei $|\vec{p}_\ell| = 800\,\mathrm{MeV}/c$ ist die Effizienz praktisch konstant bei etwa $\epsilon = 12\%$. Lediglich für sehr große Leptonimpulse von $|\vec{p}_\ell| > 1.8\,\mathrm{GeV}/c$ fällt die Nachweiswahrscheinlichkeit ab, was damit zusammenhängt, daß in diesen Bereichen kaum noch Phasenraum für das D^{**}-Meson existiert und daher die Hadronen aus dem D^{**}-Zerfall sehr langsam sind. Aufgrund des geringen Phasenraumvolumens erfolgt aber auch nur ein geringer Teil

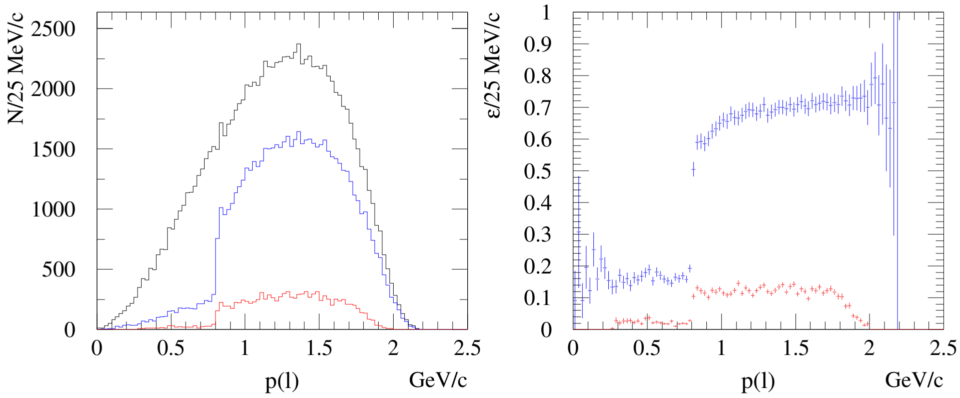

Abbildung 6.2.: Leptonimpulsspektrum für simulierte Signalereignisse am Beispiel von D_1-Mesonen. Gezeigt sind links das generierte Spektrum (schwarz), sowie die rekonstruierten Spektren nach der Vor- (blau) und der kompletten Selektion (rot). Das rechte Bild zeigt die resultierenden Effizienzen ϵ in Abhängigkeit des Impulses.

der semileptonischen Zerfälle in dieser Konstellation, so daß dieser Bereich nur einen geringen Einfluß auf die Gesamteffizienz hat.

Auch unterhalb der Schwelle von $|\vec{p}_\ell| = 800\,\mathrm{MeV}/c$ ist die Effizienz in guter Näherung konstant, wenn auch bei deutlich kleineren Werten von $\epsilon = 2\%$. Erst bei Impulsen von weniger als etwa $300\,\mathrm{MeV}/c$ ist der Nachweis und die Identifikation von Leptonen praktisch nicht mehr möglich.

Die Rekonstruktionseffizienz für die Zerfälle $B \to D^{**}\ell\nu$ ist also mit Ausnahme der durch die Vorselektion bedingten Stufe weitestgehend unabhängig von der Form des Leptonimpulsspektrums in diesen Zerfällen.

6.3.2. Die Variablen cos_{BY} und $cos_{BY'}$

Neben den Massen der aus den D^{**}-Zerfällen entstehenden Mesonen ist cos_{BY} die wichtigste Selektionsvariable. Das Selektionskriterium $|cos_{BY}| < 1$ umfaßt alle physikalisch möglichen Konstellationen des Zerfalls $B \to D^{**}\ell\nu$ und ist daher, bis auf Einflüsse der Auflösung in dieser Größe, unabhängig von der Signalsimulation. Ist die Rekonstruktionseffizienz innerhalb dieses physikalisch erlaubten Bereichs jedoch nicht konstant, so ist die Gesamteffizienz dennoch von der tatsächlichen Verteilung der Variablen abhängig.

Abbildung 6.3 zeigt die Verteilung von cos_{BY} für simulierte Signalereignisse $B \to D_1\ell\nu$ vor und nach der Rekonstruktion. Ebenfalls gezeigt ist die differentielle Effizienz $\mathrm{d}\epsilon/\mathrm{d}cos_{BY}$. Sie ist im selektierten Bereich zwischen -1 und $+1$ konstant bei etwa 10%, so daß die tatsächliche Form der Verteilung keinen Einfluß auf die Gesamteffizienz hat.

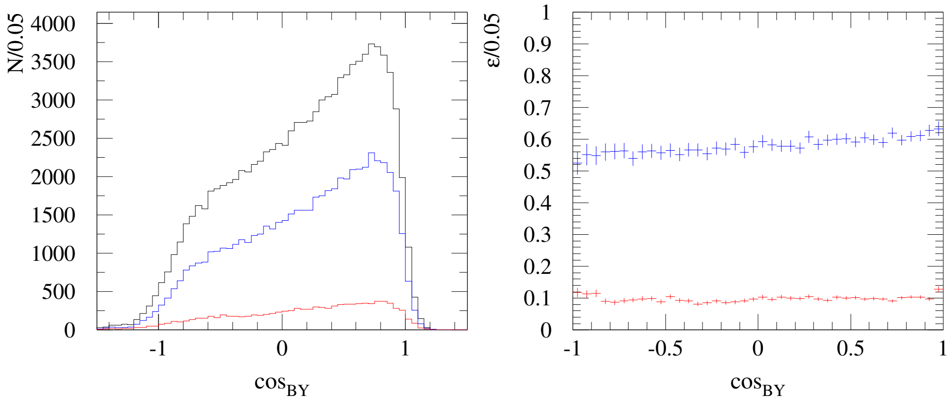

Abbildung 6.3.: Verteilung von cos_{BY} für simulierte Signalereignisse am Beispiel von D_1-Zerfällen. Das schwarze Histogramm zeigt die generierte Verteilung, die blaue Kurve diejenige nach der Vorselektion und die rote Verteilung entspricht den rekonstruierten Ereignissen. Im rechten Bild sind die resultierenden Effizienzen ϵ in Abhängigkeit von cos_{BY} gezeigt.

Ähnlich ist die Situation in der Variablen $cos_{BY'}$, welche den Hauptuntergrund aus Zerfällen $B \rightarrow D^{*}\ell\nu$ unterdrückt. Die entsprechenden Verteilungen sind in Abbildung 6.4 gezeigt. Auch in dieser Variablen ist die Rekonstruktionseffizienz konstant. Etwaige Einflüsse der Simulation sind also auf die Anwendung des Kriteriums $cos_{BY'} < -1$ beschränkt, die Verteilung innerhalb des selektierten Bereiches spielt keine Rolle.

6.4. Resonanzartige Strukturen in $D^{**} \rightarrow D^{*}\pi^{\pm}$

Vor allem im Rekonstruktionskanal $D^{**0} \rightarrow D^{*\pm}\pi^{\mp}$ zeigen die Daten eine auffällige Struktur im Bereich $\Delta m \approx 0.42\,\mathrm{GeV}/c^2$. Diese Struktur wird von der für die Anpassung gewählten Parametrisierung nicht beschrieben, hat aber keine Auswirkung auf die Bestimmung der gesuchten semileptonischen Verzweigungsverhältnisse, da sie in Δm klar von den Signalen separiert ist. Dennoch wäre es gut, den Ursprung dieser Struktur zu kennen, auch um das Vorhandensein ähnlicher Anhäufungen im Signalbereich ausschließen zu können.

6.4.1. Mögliche Resonanzen und Reflexionen

Zunächst wurde versucht, die Anhäufung von Untergrundereignissen einer bestimmten Resonanz bzw. Reflexion zuzuordnen. Zerfälle, die zu einer resonanten Struktur in den Δm-Spektren führen, müssen den Signalzerfällen ähnlich sein, oder aber spezielle kinematische Bedingungen erfüllen.

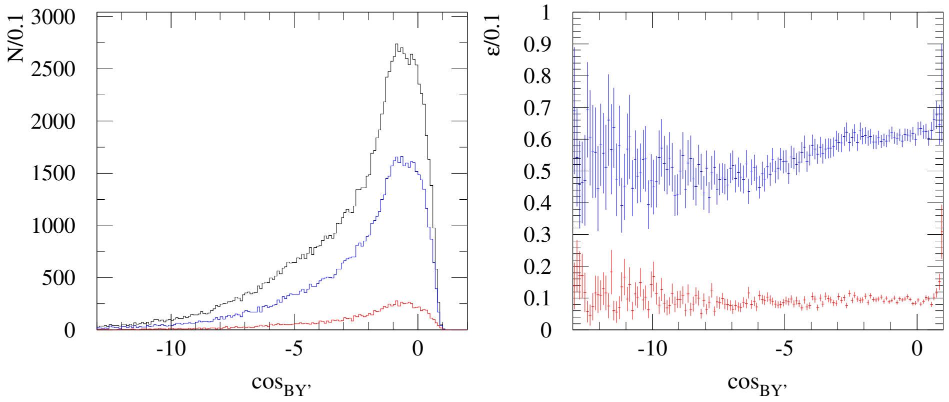

Abbildung 6.4.: Verteilung von $cos_{BY'}$ für simulierte Signalereignisse am Beispiel von D_1-Zerfällen. Das schwarze Histogramm zeigt die generierte Verteilung, die blaue Kurve diejenige nach der Vorselektion und die rote Verteilung entspricht den rekonstruierten Ereignissen. Im rechten Bild sind die resultierenden Effizienzen ϵ in Abhängigkeit von $cos_{BY'}$ gezeigt.

Resonanzen $X \to D^*\pi^\pm$

Semileptonisch erzeugte Resonanzen X, welche in den rekonstruierten Zustand $D^*\pi^\pm$ zerfallen, würden in den Δm-Spektren eine Resonanz erzeugen, da die Zerfallskette mit der der Signalereignisse identisch ist. Solche Zustände sollten dann aber auch in den hadronischen B-Zerfällen $B \to X\pi$ erzeugt werden. In den Analysen der hadronischen Zerfälle wurden jedoch keine Resonanzen bei $m_X \approx 2.275\,\mathrm{GeV}/c^2$ gefunden [63, 66].

D_s-Mesonen und fehlidentifizierte Kaonen

Neben den charm-Mesonen mit einem leichten u- oder d-Quark gibt es die D_s-Mesonen, welche außer einem c-Quark ein s-Quark enthalten. Diese Mesonen besitzen, ähnlich den D^{**}, orbitale Anregungen, die mit D_s^{**} bezeichnet werden. Auch die D_s^{**} zerfallen vermittels der starken Wechselwirkung, so daß ihre Zerfälle denen der D^{**} gleichen. Im Vergleich zu den entsprechenden D^{**} weisen die D_s^{**}-Zerfallsketten allerdings aufgrund des zusätzlichen c-Quarks ein Kaon anstelle eines Pions im Endzustand auf. Zudem sind Pionen aus D_s^{**}-Zerfällen grundsätzlich neutrale π^0.

Resonanten Strukturen im Δm-Spektrum der Rekonstruktionskette $D^{**} \to D^{*\pm}\pi^\mp$ kann also der Zerfall $D_s^{**+} \to D^{(*)}K^+$ verursachen, falls das Kaon fälschlich als Pion identifiziert wird. Solche fehlidentifizierten Ereignisse sind in der Selektion allerdings durch das Kriterium cos_{BY} zweifach unterdrückt. Erstens wird die Energie E_Y durch die falsche Massenhypothese unterschätzt, so daß für cos_{BY} zu kleine Werte errechnet werden. Zweitens ist der Zerfall $B \to D_s^{**}\ell\nu$ praktisch nicht möglich, da

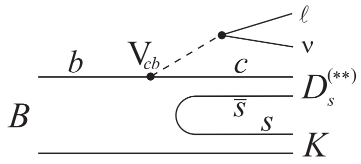

Abbildung 6.5.: Feynmangraph des semileptonischen Zerfalls $B \to D_s^{(**)} K \ell \nu$.

das leichte Quark des B-Mesons in ein s-Quark umgewandelt werden müßte. Wahrscheinlicher ist daher der Zerfall $B \to D_s^{**} K \ell \nu$ (vgl. Abbildung 6.5), bei welchem aber aufgrund des nicht berücksichtigten zusätzlichen Kaons wiederum zu kleine Werte von cos_{BY} berechnet würden. Zudem sind diese semileptonischen Zerfälle so selten, daß sie bisher noch nicht nachgewiesen werden konnten. Die obere Grenze für das Verzweigungsverhältnis $\mathcal{B}(B \to D_s K \ell \nu X)$ liegt bei 5×10^{-3} [12]. Theoretische Vorhersagen können aus dem Vergleich mit dem Zerfall $B \to D\pi\ell\nu$ [26] gewonnen werden und liefern Werte der Größenordnung von $\mathcal{O}(10^{-4}) - \mathcal{O}(10^{-3})$.

Semileptonische B-Zerfälle in D_s-Mesonen wurden im verwendeten Monte-Carlo nicht simuliert, aber aus der Simulation läßt sich bestimmen, wie häufig Kaonen aus anderen Untergrundprozessen fälschlich als Pionen identifiziert und selektiert werden. Fehlidentifizierte Kaonen stellen, bei 1.6 geladenen Kaonen je $B\overline{B}$-Ereignis [12], weniger als 1% des kombinatorischen Untergrundes für D^{**}-Kandidaten. Insgesamt werden für die BABAR-Daten 218 ± 15 fehlidentifizierte Kaonen vorhergesagt, die zudem im Bereich $\Delta m > \Delta m_{D^{**}}$ liegen. Abbildung 6.6 zeigt die Beiträge falsch identifizierter Teilchen im Δm-Spektrum.

Ferner wurde anhand der Simulation geprüft, welchen Untergrundbeitrag die D_s-Mesonen zur Rekonstruktion von D- und D^*-Mesonen liefern. Insgesamt wurden

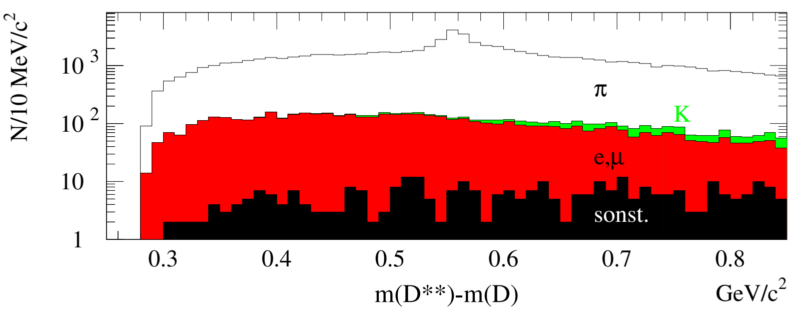

Abbildung 6.6.: Beiträge falsch identifizierter Teilchen zum simulierten Δm-Spektrum des Rekonstruktionskanals $D^{**0} \to D^{*\pm}\pi^{\mp}$. Gezeigt sind die Anteile wahrer Pionen (weiß), Kaonen (grün), Elektronen und Myonen (rot), sowie sonstige Beiträge (schwarz).

drei solche Ereignisse gefunden, das entspricht einer Erwartung von einem Ereignis im BABAR-Datensatz. Selbst wenn berücksichtigt wird, daß die Verzweigungsverhältnisse für die Erzeugung von D_s-Mesonen in der Simulation nur Abschätzungen sind, können D_s-Mesonen und ihre Anregungen als Quelle für die resonanzartigen Strukturen ausgeschlossen werden.

Pionen aus B-Zerfällen und Reflexionen

Nach weiteren möglichen Ursachen für die Strukturen wurde anhand der Simulation gesucht. Dazu wurden die Untergrundereignisse anhand der Zerfälle sortiert, aus denen die in der Rekonstruktion verwendeten Teilchen tatsächlich stammen. Die Verteilung der Untergrundbeiträge wurde dann in Abhängigkeit von Δm untersucht, um Prozesse zu identifizieren, die bevorzugt Werte von $\Delta m \approx 0.42\,\mathrm{GeV}/c^2$ liefern. Es wurde aber keine Ereignistopologie gefunden, die die resonanzartige Struktur in Δm erklären könnte.

6.4.2. Beschreibung der Struktur als Resonanz

Obwohl in den zuvor beschriebenen Studien kein bestimmter Prozeß als Ursache für die resonanzartigen Strukturen im Δm-Spektrum der Zerfallskette $D^{**} \to D^{*\pm}\pi^{\mp}$ ausgemacht werden konnte, wird im Folgenden versucht, die Struktur als reale Resonanz zu parametrisieren.

Dazu wird zunächst an das Δm-Spektrum ohne Aufspaltung in verschiedene Helizitätswinkelintervalle eine Funktion angepaßt, die neben den Termen der ursprünglichen Anpassung aus Gleichung (5.5) eine zusätzliche Gauß-Funktion zur Beschreibung der Resonanz enthält. Die so gefundenen Parameter der Resonanz sind:

$$\begin{aligned} N &= 103.78 \pm 23.14 \\ \Delta m_X &= (420.3 \ \pm\ 6.1)\,\mathrm{MeV}/c^2 \\ \sigma_X &= (19.7 \ \pm\ 4.7)\,\mathrm{MeV}, \end{aligned} \tag{6.4}$$

wobei N die Anzahl der Ereignisse angibt, welche die Struktur enthält.

Nun werden die Daten, entsprechend der Analyse, in die vier Intervalle des Helizitätswinkels unterteilt und die einzelnen Δm-Spektren unter Verwendung der zusätzlichen Gauß-Funktion angepaßt, wobei Position und Breite der hypothetischen Resonanz auf die Werte aus Gleichung (6.4) fixiert werden. Die so gefundenen Beiträge in den jeweiligen Bereichen von $|\cos\vartheta_h|$ sind

$$\begin{aligned} N_0^{0.25} &= 18.7 \pm 11.5 \\ N_{0.25}^{0.5} &= 12.7 \pm 11.3 \\ N_{0.5}^{0.75} &= 31.8 \pm 11.7 \\ N_{0.75}^{1} &= 33.8 \pm 11.6. \end{aligned} \tag{6.5}$$

Die Anpassungen unter Verwendung der zusätzlichen Gauß-Funktion sind in Abbildung 6.7 dargestellt. Lediglich im dritten Helizitätswinkelintervall $0.5 < |\cos\vartheta_h| < 0.75$ werden die Daten durch die zusätzliche Gauß-Funktion gut beschrieben. Für kleinere Werte von $\cos\vartheta_h$ ist der Beitrag der hypothetischen Resonanz mit Null verträglich, und für $|\cos\vartheta_h| > 0.75$ weisen die Daten einen Überschuß verglichen mit

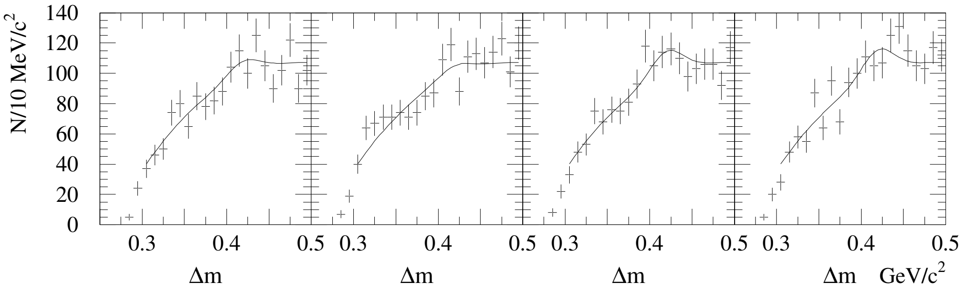

Abbildung 6.7.: Anpassung an die Δm-Spektren der *BABAR*-Daten unter Verwendung einer zuätzlichen Gauß-Funktion zur Beschreibung der Strukturen bei $\Delta m \approx 0.42\,\mathrm{GeV}/c^2$. Die vier Abbildungen zeigen die vier Intervalle in $|\cos\vartheta_h|$.

der Standardparametrisierung auf, der bei Werten von $\Delta m \approx 0.44\,\mathrm{GeV}/c^2$ liegt, also durch eine hypothetische Resonanz bei $\Delta m = 0.42\,\mathrm{GeV}/c^2$ mit einer Breite von etwa 20 MeV nicht beschrieben wird.

Entsprechend verbessert sich die χ^2-Wahrscheinlichkeit der Anpassung durch Verwendung der zusätzlichen Gauß-Funktion nicht entscheidend. Für die Anpassung mittels der Standardparametrisierung ergibt sich ein Wert von $\mathcal{P}_{\chi^2} = 2.1\%$. Bei Verwendung der zusätzlichen Gauß-Funktion verändert sich dieser Wert zu $\mathcal{P}'_{\chi^2} = 8.5\%$.

Abschließend bleibt festzuhalten, daß kein physikalischer Prozeß als Ursache der resonanzartigen Strukturen identifiziert werden konnte und die Strukturen in der Aufspaltung in Helizitätswinkelintervalle einer echten Resonanz oder Reflexion nicht überzeugend entsprechen. Vor allem die verschiedenen Positionen der hypothetischen Resonanz in den Intervallen von $|\cos\vartheta_h|$ erschweren die Erklärung der Strukturen. Andererseits widersprechen die χ^2-Wahrscheinlichkeiten einer Interpretation als statistische Fluktuationen, so daß der Ursprung der Strukturen letztlich nicht geklärt werden kann.

Alle die Zahlen die sauber geführt
Werden am Ende addiert.
Doch diese Rechnung bringt keinen Verdruß
Sie bringt uns allen nur Plus.

Kapitel 7.

Resultate und Interpretation

Nachdem in den vorangegangenen Kapiteln die Methode der Analyse entwickelt und anschließend validiert wurde, wird das erarbeitete Verfahren nun auf den *BaBar*-Datensatz angewandt und die so gewonnenen Resultate hinsichtlich ihrer Übereinstimmung mit den bisherigen Messungen diskutiert.

7.1. Ergebnisse der Anpassung

Die Abbildungen 7.1 bis 7.3 zeigen die aus den *BaBar*-Daten gewonnenen Δm-Verteilungen zusammen mit den Anpassungsfunktionen. Die Funktionen sind dabei auch in ihre Einzelbeiträge unterteilt, so daß der Untergrund und die beiden Signale von D_1 und D_2^* sichtbar sind. Außerdem ist die Abweichung zwischen den Daten und der angepaßten Funktion miteingezeichnet.

Die gesamte Anpassung liefert einen χ^2-Wert von $\chi^2 = 679.2$ bei 554 Freiheitsgraden, was einer χ^2-Wahrscheinlichkeit von nur $\mathcal{P}_{\chi^2} = 2 \cdot 10^{-4}$ entspricht. Eine Untersuchung der Beiträge zu diesem χ^2 zeigt, daß die Diskrepanz zwischen Daten und Anpassung zu großen Teilen aus den Untergrundbereichen der Δm-Spektren stammt. Tabelle 7.1 zeigt die Beiträge zum Wert von χ^2 in den einzelnen Rekonstruktionskanälen für verschiedene Bereiche in Δm.

Zerfallskanal	χ^2/n_{bin}		
Δm-Bereich $[\,\text{GeV}/c^2]$	$\Delta m < 0.5$	$0.5 < \Delta m < 0.65$	$0.65 < \Delta m$
$D^{**0} \to D^{*\pm}\pi^{\mp}$	99.61/80	69.24/60	113.15/80
$D^{**\pm} \to D^{*0}\pi^{\pm}$	98.25/80	70.32/60	84.56/80
Δm-Bereich $[\,\text{GeV}/c^2]$	$\Delta m < 0.55$	$0.55 < \Delta m < 0.65$	$0.65 < \Delta m$
$D^{**0} \to D^{\pm}\pi^{\mp}$	13.07/14	19.88/20	38.89/40
$D^{**\pm} \to D^{0}\pi^{\pm}$	15.78/14	19.48/20	36.99/40

Tabelle 7.1.: Beiträge zum χ^2-Wert der Anpassung aus den verschiedenen Zerfallsketten und verschiedenen Bereichen in Δm.

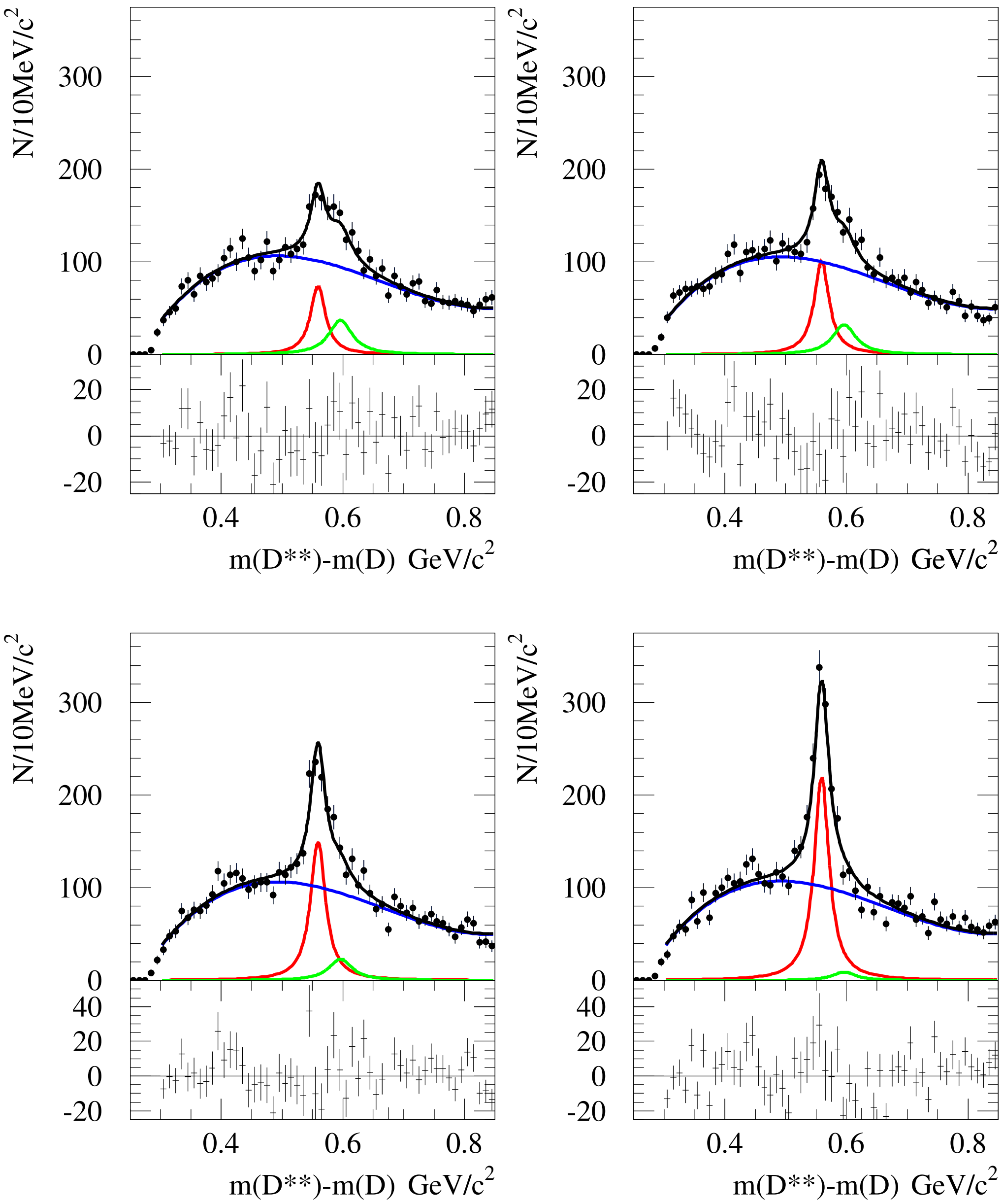

Abbildung 7.1.: Resultate der Anpassung an die Δm-Spektren der BABAR-Daten in den vier Helizitätswinkelbereichen des Zerfallskanals $D^{**0} \rightarrow D^{*\pm}\pi^{\mp}$. Die schwarze Linie repräsentiert die gesamte Anpassungsfunktion, die blaue Kurve entspricht der Untergrundfunktion. In Rot (D_1) und Grün (D_2^*) sind die Einzelbeiträge der beiden schmalen D^{**} eingezeichnet.

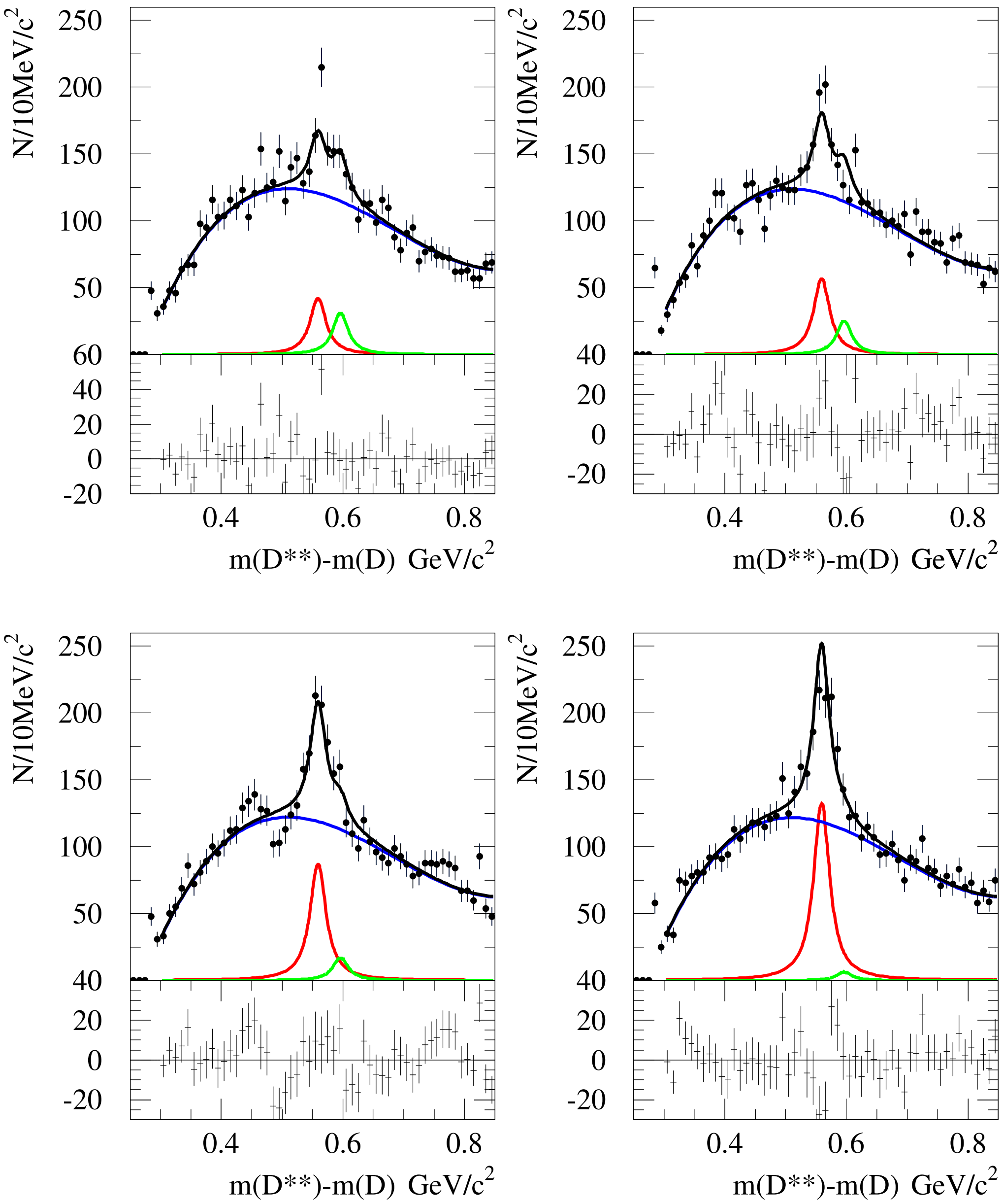

Abbildung 7.2.: Resultate der Anpassung an die Δm-Spektren der *BaBar*-Daten in den vier Helizitätswinkelbereichen des Zerfallskanals $D^{**\pm} \rightarrow D^{*0}\pi^{\pm}$. Die schwarze Linie repräsentiert die gesamte Anpassungsfunktion, die blaue Kurve entspricht der Untergrundfunktion. In Rot (D_1) und Grün (D_2^*) sind die Einzelbeiträge der beiden schmalen D^{**} eingezeichnet.

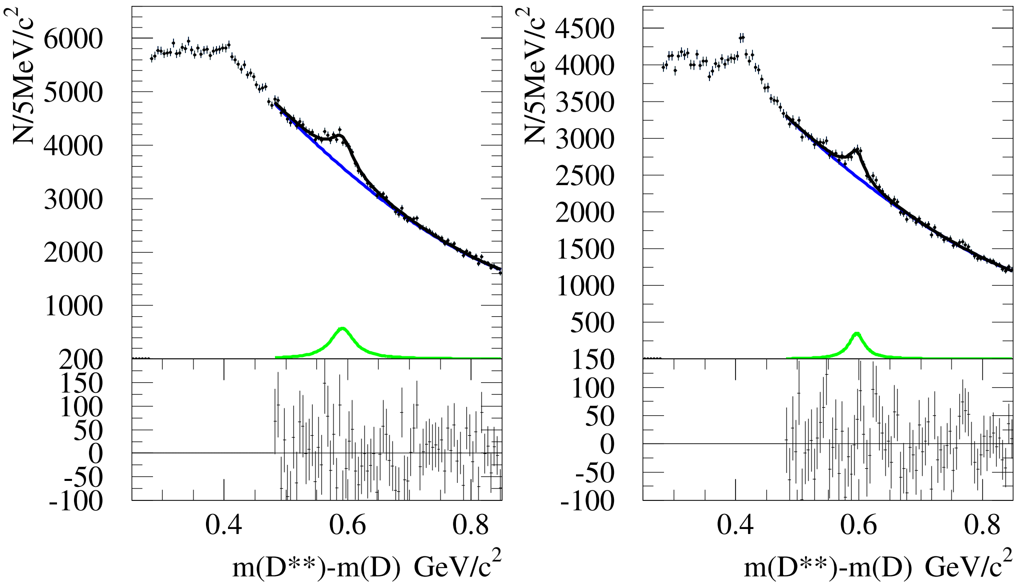

Abbildung 7.3.: Resultate der Anpassung an die Δm-Spektren der *BaBar*-Daten in den Zerfallskanälen $D^{**0} \rightarrow D^{\pm}\pi^{\mp}$ (links) und $D^{**\pm} \rightarrow D^0\pi^{\pm}$ (rechts). Die schwarze Linie repräsentiert die gesamte Anpassungsfunktion, die blaue Kurve entspricht der Untergrundfunktion. In Grün ist der Signalbeitrag des D_2^* eingezeichnet.

Im Bereich der Signale, also eingeschränkt auf die Intervalle $0.5\,\mathrm{GeV}/c^2 < \Delta m < 0.65\,\mathrm{GeV}/c^2$ für die $D^*\pi^{\pm}$-Kanäle und $0.55\,\mathrm{GeV}/c^2 < \Delta m < 0.65\,\mathrm{GeV}/c^2$ für die $D\pi^{\pm}$-Kanäle, ergibt sich für die Übereinstimmung von Daten und Anpassung eine χ^2-Wahrscheinlichkeit von $\mathcal{P}_{\chi^2} = 14.6\%$. Der Bereich der D^{**}-Signale wird also von den gewählten Funktionen im Rahmen der statistischen Unsicherheiten mit akzeptabler Genauigkeit beschrieben.

Diskrepanzen zwischen den Daten und der Untergrundfunktion im Δm-Seitenband resultieren einerseits aus den resonanzartigen Strukturen bei $\Delta m < \Delta m_{D^{**}}$ in den Zerfallskanälen $D^*\pi^{\pm}$, welche bereits in Abschnitt 6.4 diskutiert wurden. Daneben findet sich ein großer Beitrag zum χ^2 in den Spektren der Zerfallskette $D^{**} \rightarrow D^{*\pm}\pi^{\mp}$ mit Helizitätswinkeln $|\cos\vartheta_h| > 0.5$ für $\Delta m > \Delta m_{D^{**}}$.

Das qualitative Verhalten der angepaßten Kurven entspricht den Erwartungen derart, daß der Beitrag des D_2^* in den $D^*\pi^{\pm}$-Spektren um so mehr unterdrückt wird, je größer die selektierten Helizitätswinkel $|\cos\vartheta_h|$ sind. Konträr dazu wird ein um so größerer Beitrag von D_1-Mesonen gefunden, je größer die Absolutwerte von $|\cos\vartheta_h|$ sind.

Die numerischen Resultate der Anpassung sind in Tabelle 7.2 dargestellt. Sofern möglich, sind dabei die bisherigen Weltmittelwerte aus [12] als Vergleich mitangegeben. Im Vergleich mit den bisherigen Messungen treten bei den Resultaten dieser Analyse keine nennenswerten Diskrepanzen auf. Bei den Werten für $\Gamma_{D^{**}}$ muß beachtet werden, daß die Resultate einen Beitrag der Detektorauflösung von einigen MeV enthalten. Für das D_2^{*0} werden die neueren Messungen mit deutlich größeren

Parameter		Meßwert	Weltmittelwert
Δm_{D_1}	[MeV/c^2]	559.1±0.6	557.5±1.3
$\Delta m_{D_2^*}$	[MeV/c^2]	596.1±1.0	596.2±1.6
$\Gamma_{D_1^0}$	[MeV]	29.7±2.1	20.4±1.7
$\Gamma_{D_2^{*0}}$	[MeV]	46.6±4.3	43±4
$\Gamma_{D_1^\pm}$	[MeV]	32.0±3.4	25±6
$\Gamma_{D_2^{*\pm}}$	[MeV]	30.9±5.6	29±5
$\mathcal{B}_{D_1^0}$	[%]	0.444±0.025	0.56±0.16
$\mathcal{B}_{D_2^{*0}}$	[%]	0.343±0.034	< 0.8 @90% C.L.
$\mathcal{B}_{D_1^\pm}$	[%]	0.419±0.038	
$\mathcal{B}_{D_2^{*\pm}}$	[%]	0.266±0.041	
A_{D_1}		3.81±0.60	
$\mathcal{B}_{D/D^*}$		0.62±0.03	0.70±0.18

Parameter	$D^{**0}\to D^{*\pm}\pi^\mp$	$D^{**\pm}\to D^{*0}\pi^\pm$	$D^{**0}\to D^\pm\pi^\mp$	$D^{**\pm}\to D^0\pi^\pm$
$a_0(1)$	554.8±11.5	644.6±29.1	11197±104	7483±141
$a_0(2)$	549.8±12.3	643.4±29.4		
$a_0(3)$	553.9±12.8	634.3±29.8		
$a_0(4)$	558.3±13.5	632.5±29.3		
a_1	6.022±0.011	5.829±0.024	-1.231±0.007	-1.186±0.017
a_2	-9.705±0.042	-9.109±0.100	-0.162±0.003	-0.180±0.007
a_3	4.859±0.041	4.438±0.095	0.507±0.012	0.484±0.030

Tabelle 7.2.: Ergebnisse aller Parameter der Anpassung an den BaBar-Datensatz. Die angegebenen Fehlergrenzen bezeichnen die statistische Unsicherheit der Anpassung, die Weltmittelwerte stammen aus [12].

Breiten im Bereich von $40 - 50$ MeV bestätigt. Eine ähnliche Tendenz findet sich auch für das D_1.

Für die Parameter der Untergrundbeschreibung findet sich in den Kanälen $D^{**} \to D^*\pi^\pm$ auch in den Daten die Annahme bestätigt, daß die Untergrundbeiträge in den einzelnen Helizitätswinkelintervallen gleich sind.

7.2. Vergleich der Resultate mit der Simulation

Bei der Analyse werden, um systematische Einflüsse zu vermeiden, keine Parameter auf die Vorhersage der Simulation fixiert. Allerdings ist die Simulation notwendig, um die Signaleffizienzen zu bestimmen. Insofern muß geprüft werden, inwieweit die Simulation die Daten korrekt beschreibt.

In Kapitel 4 wurde bereits diskutiert, daß es durchaus Diskrepanzen zwischen Simulation und Daten gibt, so z.B. in den Vorhersagen der Untergrundbeiträge (vgl. Abbildung 4.16). Diese Unterschiede resultieren zum einen aus Abweichungen in den für die Simulation verwendeten Verzweigungsverhältnissen, so daß die Multiplizitäten von bestimmten Teilchen nicht korrekt beschrieben werden. Solche Abweichungen haben keinen Einfluß auf die Bestimmung der Effizienzen. Daneben können aber auch die Nachweiswahrscheinlichkeiten bestimmter Teilchen falsch beschrieben sein, was sich direkt auf die Bestimmung der Signaleffizienzen auswirkt.

Je geringer daher die Unterschiede zwischen Simulation und Daten in den Untergrundbereichen der Δm-Spektren sind, desto wahrscheinlicher ist es, daß auch die Signalbereiche und damit die Effizienzen richtig beschrieben werden.

Um die oben erwähnten Unterschiede in der Untergrundbeschreibung zu quantifizieren, wird folgender Test durchgeführt: Alle Parameter der den Untergrund beschreibenden Polynome werden, mit Ausnahme der Normierungen a_0, auf die aus der Simulation bestimmten Werte fixiert. Abweichungen in der absoluten Anzahl selektierter Ereignisse, die aus Abweichungen in den verwendeten Verzweigungsverhältnissen resultieren, können so durch die freie Normierung ausgeglichen werden, während die Form des Untergrundes auf die Vorhersage der Simulation fixiert wird.

		Standard-analyse	Untergrundform aus Simulation	relative Änderung [%]	relative Änderung [σ]
Δm_{D_1}	[MeV/c^2]	559.1±0.6	559.0±0.6	0.02	0.17
$\Delta m_{D_2^*}$	[MeV/c^2]	596.1±1.0	595.0±1.0	0.02	1.10
$\Gamma_{D_1^0}$	[MeV]	29.7±2.1	28.6±1.8	3.7	0.52
$\Gamma_{D_2^{*0}}$	[MeV]	46.6±4.3	52.9±4.2	13.5	1.47
$\Gamma_{D_1^\pm}$	[MeV]	32.0±3.4	31.7±2.2	0.9	0.09
$\Gamma_{D_2^{*\pm}}$	[MeV]	30.9±5.6	36.8±6.4	19.1	1.05
$\mathcal{B}_{D_1^0}$	[%]	4.44±0.25	4.23±0.22	7.84	1.44
$\mathcal{B}_{D_2^{*0}}$	[%]	3.43±0.34	3.77±0.31	6.80	0.71
$\mathcal{B}_{D_1^\pm}$	[%]	4.19±0.38	4.07±0.26	2.86	0.32
$\mathcal{B}_{D_2^{*\pm}}$	[%]	2.66±0.41	2.94±0.41	10.53	0.68
A_{D_1}		3.81±0.60	4.02±0.46	5.51	0.35
$\mathcal{B}_{D/D^*}$		0.62±0.03	0.69±0.04	11.29	1.99
$a_0^{D^{*\pm}}(1)$		554.8±11.5	491.9±8.3		
$a_0^{D^{*\pm}}(2)$		549.8±12.3	488.5±8.2		
$a_0^{D^{*\pm}}(3)$		553.9±12.8	492.0±8.2		
$a_0^{D^{*\pm}}(4)$		558.3±13.5	493.6±8.3		
$a_0^{D^\pm}$		11197±104	10800±36		
$a_0^{D^{*0}}(1)$		644.6±29.1	602.9±8.7		
$a_0^{D^{*0}}(2)$		643.4±29.4	601.1±8.7		
$a_0^{D^{*0}}(3)$		634.3±29.8	592.5±8.7		
$a_0^{D^{*0}}(4)$		632.5±29.3	590.0±8.8		
$a_0^{D^0}$		7483±141	7690±28		

Tabelle 7.3.: Resultate der Anpassung an die *BaBar*-Daten bei Verwendung der aus der Simulation gewonnenen Formen für die Untergrundfunktionen.

Wiederholt man die Anpassung an die *BaBar*-Daten mit dieser Einschränkung, so erhält man die in Tabelle 7.3 aufgeführten Resultate. Der Vergleich der Anpassungsfunktionen ist im Anhang D.1 dargestellt.

Die Veränderungen liegen im Bereich weniger Prozent. Die größten Abweichungen finden sich bei den Breiten und daraus resultierend auch bei den Verzweigungsverhältnissen für die D_2^*-Mesonen sowie $\mathcal{B}_{D/D^*}$. Diese Parameter sind dominiert von den Spektren der Kanäle $D\pi^\pm$ und in diesen spielt, im Gegensatz zu den $D^*\pi^\pm$-Spektren, der Untergrund aus Prozessen $e^+e^- \to c\bar{c}$ eine merkliche Rolle. Dieser Untergrundbeitrag ist aber in seiner Form nur unzureichend präzise simuliert (vgl. dazu die Diskussion in Anhang D.1).

Es wäre also falsch, die in diesem Test auftretenden Abweichungen als systematische Unsicherheiten zu betrachten. Faktisch entspricht die Simulation der Realität nicht perfekt. Entsprechend quantifizieren die in diesem Test auftretenden Abweichungen die Unterschiede zwischen Simulation und Wirklichkeit, nicht aber die Präzision, mit welcher die angewandte Methode aus den tatsächlichen Daten die wahren physikalischen Parameter extrahiert. Insofern ist der Vergleich der Änderungen mit der statistischen Präzision der Analyse interessant. Da die Differenzen der Größenordnung der statistischen Unsicherheit entsprechen, kann man daraus schließen, daß die Simulation die Daten mit hinreichender Präzision beschreibt, bzw. die Abweichungen der Simulation von der Realität im Rahmen der verfügbaren statistischen Präzision nicht signifikant sind.

7.3. Anpassung an Teile des Datensatzes und einzelne Zerfallskanäle

Eine weitere Möglichkeit, eventuelle systematischen Fehler zu identifizieren, ist, die *BaBar*-Daten in disjunkte Datensätze zu unterteilen. Systematische Fehler werden offenbar, wenn sie nur einen dieser Teildatensätze betreffen oder einen Teil zumindest stärker beeinflussen als den anderen. In solchen Fällen findet man voneinander abweichende Resultate, wenn die Analyse auf den beiden Teilen der Daten separat durchgeführt wird.

Systematische Abweichungen, die mit der Rekonstruktion der Leptonen zusammenhängen, können durch eine getrennte Analyse der semileptonischen Zerfälle mit Elektronen und Myonen im Endzustand überprüft werden. Dabei ist zu beachten, daß die beiden Leptonarten mit unterschiedlichen Effizienzen rekonstruiert werden. Relativ zu den gemittelten Effizienzen aus Gleichung (5.23) in Abschnitt 5.2.4 ergeben sich aus den simulierten Signalereignissen die Effizienzen für die beiden Arten von Leptonen zu

$$\epsilon_e = (1.115 \pm 0.020)\,\epsilon \tag{7.1}$$

$$\text{und} \qquad \epsilon_\mu = (0.886 \pm 0.015)\,\epsilon. \tag{7.2}$$

Für den hadronischen Teil des Endzustandes erfolgt ein Test durch eine unabhängige Analyse der geladenen und neutralen D^{**}. Im Zerfallskanal $D^{**}\to D^*\pi^\pm$ kommen unterschiedliche systematische Einflüsse bei der Rekonstruktion der langsamen Pionen des D^*-Zerfalls zum tragen, je nach Ladung dieser Pionen. Bei den

Zerfällen $D_2^* \to D\pi^\pm$ werden unterschiedliche D-Mesonen rekonstruiert, so daß auch die Rekonstruktion von D^0- und $D^\pm$-Mesonen getestet wird. Schließlich überprüft dieser Test auch die Annahme, daß die Zerfallsparameter A_{D_1} und $\mathcal{B}_{D/D^*}$ für geladene und neutrale D^{**}-Mesonen gleich sind.

Der Einfluß von A_{D_1} und den damit zusammenhängenden Effizienkorrekturen kann auch dadurch getestet werden, daß die Trennung der Kanäle $D^{**} \to D^*\pi^\pm$ in verschiedene Helizitätswinkelintervalle aufgehoben wird. Bei diesem Test erfolgt die Trennung zwischen D_1- und D_2^*-Mesonen im Zerfallskanal $D^*\pi^\pm$ ausschließlich aufgrund der unterschiedlichen Massen, wobei die Massendifferenz $\Delta m_{D_2^*}$ und die Breiten $\Gamma_{D_2^*}$ aus dem Kanal $D_2^* \to D\pi^\pm$ bestimmt werden. Insofern prüft dieser Test die Annahme, daß die effektiven Breiten der D_2^* in beiden Zerfallskanälen gleich sind.

Die Trennung der Signalbeiträge und das Zusammenspiel der beiden Zerfallskanäle $D^*\pi^\pm$ und $D\pi^\pm$ kann ferner überprüft werden, indem die Analyse separat für diese Zerfälle durchgeführt wird. Hier zeigt sich allerdings, daß in den Spektren $D^*\pi^\pm$ ohne die zusätzlichen Informationen aus Helizität und Position des D_2^* eine Trennung der Signale nicht mehr möglich ist. Darum müssen für diesen Test bei der Anpassung an die Spektren des Kanals $D^*\pi^\pm$ die Massen und Breiten der Zustände fixiert werden.

Schließlich bietet die Aufteilung der *BaBar*-Daten in verschiedene Perioden der Datennahme die Möglichkeit, die Rekonstruktionsalgorithmen und die Beschreibung des Detektors durch die Simulation zu prüfen. Um zwei Datensätze ähnlicher Größe mit hinreichender Statistik zu erhalten, werden die Run-Perioden 1–3 mit der Periode 4 verglichen. Beide Teile entsprechen integrierten Luminositäten von $114\,\mathrm{fb}^{-1}$ bzw. $100\,\mathrm{fb}^{-1}$.

Die Resultate dieser Tests sind in Tabelle 7.4 zusammengefaßt. Die angegebenen Unsicherheiten bezeichnen dabei nur die statistische Präzision der Anpassung. Mit wenigen Ausnahmen liegen alle Variationen der Ergebnisse innerhalb einer Standardabweichung, entsprechen also der Erwartung, daß aus den statistisch voneinander unabhängigen Teildatensätzen gleiche Werte extrahiert werden. Signifikante Abweichungen, die auf systematische Fehler hindeuten, treten im Rahmen der statistischen Präzision dieser Tests nicht auf.

7.4. Interpretation der Resultate

Das Ziel der vorliegenden Analyse ist die Bestimmung der semileptonischen Verzweigungsverhältnisse $\mathcal{B}(B \to D^{**}\ell\nu)$. Die Parameter Δm und Γ der D^{**}-Mesonen sind in der Anpassung freie Parameter, um zusätzliche systematische Einflüsse zu vermeiden. Die Resultate für diese Werte stimmen im Rahmen der statistischen Unsicherheiten mit den bisherigen Weltmittelwerten überein, für sie wird aber keine detaillierte Studie der systematischen Unsicherheiten durchgeführt, so daß diese Werte keine Messungen der entsprechenden physikalischen Größen darstellen.

Die gesuchten semileptonischen Verzweigungsverhältnisse sind durch die vier Parameter $\mathcal{B}_{D^{**}}$ der Anpassung im Prinzip bestimmt. Allerdings gehen in diese Messung zwei Annahmen über die Zerfälle der D^{**}-Mesonen ein. Die Isospin-Relation zwischen den Zerfällen $D^{**} \to D^{(*)}\pi^\pm$ und $D^{**} \to D^{(*)}\pi^0$ kann dabei als gesichert angesehen werden. Dagegen zeigen die vom Belle-Experiment in hadronischen

Run	ℓ	Datensatz	$\mathcal{B}_{D_1^0}$ $[10^{-3}]$	$\mathcal{B}_{D_2^{*0}}$ $[10^{-3}]$	$\mathcal{B}_{D_1^\pm}$ $[10^{-3}]$	$\mathcal{B}_{D_2^{*\pm}}$ $[10^{-3}]$	A_{D_1}	$\mathcal{B}_{D/D^*}$
1–4	e, μ	(Standardanalyse)	4.44±0.25	3.43±0.34	4.19±0.38	2.66±0.41	3.81±0.60	0.62±0.03
1–4	e		4.47±0.33	3.18±0.41	4.32±0.52	2.90±0.42	3.87±0.79	0.62±0.04
1–4	μ		4.12±0.35	3.61±0.53	4.47±0.48	2.44±0.62	3.63±0.80	0.65±0.06
1–4	e, μ	nur $B^\pm \to D^{**0}\ell\nu$	4.26±0.25	3.72±0.39	–	–	4.68±1.58	0.58±0.03
1–4	e, μ	nur $B^0 \to D^{**\pm}\ell\nu$	–	–	4.51±0.44	2.22±0.30	3.02±0.43	0.73±0.09
1–4	e, μ	keine Aufspaltung in $\cos\vartheta_h$	4.67±0.32	3.10±0.36	4.30±0.39	2.23±0.34	–	0.67±0.05
1–4	e, μ	nur $D^*\pi^\pm$, $\Delta m_{D^{**}}$ und $\Gamma_{D^{**}}$ fixiert	4.41±0.18	3.89±0.48	4.22±0.26	1.91±0.53	3.81±0.60	–
1–4	e, μ	nur $D\pi^\pm$	–	3.34±0.33	–	2.45±0.34	–	–
1–3	e, μ		4.43±0.33	2.84±0.42	4.27±0.50	2.86±0.47	3.18±0.66	0.65±0.05
4	e, μ		4.41±0.36	3.95±0.48	4.42±0.61	2.64±0.66	4.77±1.01	0.61±0.05

Tabelle 7.4.: Resultate der Anpassungen an Teile des Datensatzes und unter Einschränkung der verwendeten Zerfallskanäle. Angegeben sind die Ergebnisse für die Verzweigungsverhältnisse $\mathcal{B}(B \to D^{**}\ell\nu)$ und die Zerfallsparameter A_{D_1} und $\mathcal{B}_{D/D^*}$ mit den statistischen Unsicherheiten der jeweiligen Anpassung.

B-Zerfällen gefundenen Resultate [60], daß die Dreikörperzerfälle $D^{**}{\to}D\pi\pi$ zumindest für die D_1-Mesonen einen nicht vernachlässigbaren Beitrag bilden. Daher sind die in der Anpassung gefundenen Ergebnisse als das Produkt der zwei Verzweigungsverhältnisse

$$\mathcal{B}_{D^{**}} = \mathcal{B}(B \to D^{**}\ell\nu) \cdot \mathcal{B}(D^{**} \to D^{(*)}\pi^{\pm}) \tag{7.3}$$

zu verstehen, wobei $D^{(*)}$ für das D_1 nur D^*, im Falle des D_2^* die Summe aus D und D^* bezeichnet.

Für die D_1-Mesonen kann der zweite Faktor, wiederum unter Annahme von Isospin-Erhaltung, aus dem Verhältnis der hadronischen Zerfälle bestimmt werden. Aus den gemessenen Produktverzweigungsverhältnissen [12, 60]

$$\begin{aligned}\Gamma_{\text{reso}} &= \mathcal{B}(B^- \to D_1^0\pi^-) \cdot \mathcal{B}(D_1^0 \to D^{*+}\pi^-) = (6.8 \pm 1.5) \times 10^{-4} \\ \Gamma_{\text{nonres}} &= \mathcal{B}(B^- \to D_1^0\pi^-) \cdot \mathcal{B}(D_1^0 \to D^0\pi^+\pi^-) = \left(1.9^{+0.5}_{-0.6}\right) \times 10^{-4}\end{aligned} \tag{7.4}$$

ergibt sich für die D_1-Zerfallsrate

$$\mathcal{B}(D_1 \to D^*\pi^-) = \frac{\Gamma_{\text{reso}}}{\Gamma_{\text{reso}} + \Gamma_{\text{nonres}}} = 0.78 \pm 0.38, \tag{7.5}$$

allerdings mit einer relativen Unsicherheit von etwa 50%.

Da die Struktur der Dreikörperzerfälle bisher nicht bekannt ist, kann dieser Wert nicht auf die Zerfälle des D_2^* übertragen werden. Aufgrund der Spin-Paritäten der drei Tochterteilchen kann das D_1 über eine P-Welle in diesen Endzustand zerfallen, was für das D_2^* aufgrund der Drehimpulserhaltung nicht möglich ist. Erfolgt der Prozeß aber über eine D-Welle und den Quasi-Zweikörperzerfall $D^{**} \to D\rho$, so ist der Phasenraum extrem klein, und die geringe Massendifferenz zwischen D_1 und D_2^* erlangt einen großen Einfluß auf die Partialbreiten.

Die Produkte der Verzweigungsverhältnisse lassen sich vergleichen mit den Resultaten bisheriger Messungen. Neben der Analyse der CLEO-Kollaboration [13] haben die B-Fabriken BaBar und Belle kürzlich neue Ergebnisse veröffentlicht [15]. Diese basieren auf einer Analysemethode, bei der ein B-Meson des Prozesses $e^+e^- \to \Upsilon(4S) \to B\overline{B}$ vollständig rekonstruiert wird. Dadurch läßt sich der kombinatorische Untergrund stark reduzieren, allerdings verringert sich aufgrund der B-Rekonstruktion auch die Effizienz drastisch. Obwohl diese sogenannten *tagged*-Analysen Datenmengen von 460 (BaBar) bzw. 650 Millionen $B\overline{B}$-Ereignissen (Belle) verwenden, verbleiben daher statistische Unsicherheiten, die größer sind als bei der vorliegenden Arbeit. Andererseits sind diese Analysen aufgrund ihrer hohen Reinheit sensitiv auf die breiten D^{**}-Zustände D_0^* und D_1^* und können auch diese Verzweigungsverhältnisse bestimmen.

Der Vergleich der verschiedenen Ergebnisse ist in Tabelle 7.5 zu finden. Dabei sind die Resultate dieser Analyse zur besseren Vergleichbarkeit im Falle des D_2^* in die Anteile der Endzustände $D^*\pi^\pm$ und $D\pi^\pm$ separiert, wobei die Korrelation zwischen $\mathcal{B}_{D_2^*}$ und $\mathcal{B}_{D/D^*}$ berücksichtigt wurde.

Insgesamt zeigen die verschiedenen Werte eine gute Übereinstimmung im Rahmen ihrer statistischen Präzision. Die erste Messung der CLEO-Kollaboration ist mit allen übrigen Resultaten verträglich. Die beiden Analysen der BaBar-Daten zeigen

Verzweigungsverhältnis [10^{-3}]	diese Analyse	CLEO	Belle	BaBar
$\mathcal{B}(B^- \to D_1^0 \ell^- \overline{\nu}_\ell)\cdot\mathcal{B}(D_1^0 \to D^{*+}\pi^-)$	2.97 ± 0.17	3.73 ± 0.85	4.2 ± 0.7	2.9 ± 0.3
$\mathcal{B}(B^- \to D_2^{*0} \ell^- \overline{\nu}_\ell)\cdot\mathcal{B}(D_2^{*0} \to D^{*+}\pi^-)$	0.87 ± 0.13	< 1.6	1.8 ± 0.6	
$\mathcal{B}(B^- \to D_2^{*0} \ell^- \overline{\nu}_\ell)\cdot\mathcal{B}(D_2^{*0} \to D^{+}\pi^-)$	1.42 ± 0.12		2.2 ± 0.3	1.5 ± 0.2
$\mathcal{B}(\overline{B}^0 \to D_1^+ \ell^- \overline{\nu}_\ell)\cdot\mathcal{B}(D_1^+ \to D^{*0}\pi^+)$	2.78 ± 0.24		< 9	2.7 ± 0.4
$\mathcal{B}(\overline{B}^0 \to D_2^{*+} \ell^- \overline{\nu}_\ell)\cdot\mathcal{B}(D_2^{*+} \to D^{*0}\pi^+)$	0.67 ± 0.13		< 3	
$\mathcal{B}(\overline{B}^0 \to D_2^{*+} \ell^- \overline{\nu}_\ell)\cdot\mathcal{B}(D_2^{*+} \to D^{0}\pi^+)$	1.10 ± 0.15		2.2 ± 0.4	< 1.1

Tabelle 7.5.: Vergleich der Resultate verschiedener Analysen für die Produkte der Verzweigungsverhältnisse $\mathcal{B}(B \to D^{**}\ell\nu)\cdot\mathcal{B}(D^{**} \to D^{(*)}\pi^\pm)$ nach [13, 15]. Die angegebenen Unsicherheiten bezeichnen die statistische Präzision der jeweiligen Messung, obere Grenzen beziehen sich auf ein Vertrauensniveau von 90%.

eine fast perfekte Übereinstimmung, obgleich die jeweils verwendeten Datensätze weitestgehend disjunkt sind.[1] Auffällig ist, daß die Analyse der Belle-Kollaboration durchweg größere Werte für die Verzweigungsverhältnisse liefert, als die übrigen Messungen. Diese Tendenz kehrt sich allerdings für die breiten D^{**}-Resonanzen um [15], was ein Hinweis darauf sein kann, wie diese Diskrepanzen zu erklären sind.

Da die *tagged*-Analysen den Zerfallsparameter $\mathcal{B}_{D/D^*}$ nicht aus den Daten bestimmen und auch die Information des Helizitätswinkels ϑ_h der D^*-Zerfälle nicht berücksichtigen, ist es ihnen nicht möglich, den Beitrag des D_2^* im Zerfallskanal $D^{**}{\to}D^*\pi^\pm$ statistisch signifikant zu bestimmen. Durch Verwendung der zusätzlichen Variablen ist das in der vorliegenden Analyse gelungen; alle sechs betrachteten Zerfallsketten werden einzeln mit einer Signifikanz von jeweils mehr als fünf statistischen Standardabweichungen beobachtet.

Die DØ-Kollaboration hat aus der Messung neutraler D^{**} unter den Annahmen $\mathcal{B}(D_1 \to D^*\pi) = 1$ und $\mathcal{B}(D_2^* \to D^*\pi) = 0.30 \pm 0.06$ für die Zerfälle der schmalen D^{**}-Resonanzen, sowie unter Verwendung von Isospin-Relationen, das Verhältnis $\mathcal{R} = \frac{\mathcal{B}(B\to D_2^*\ell\nu)}{\mathcal{B}(B\to D_1\ell\nu)}$ zu $\mathcal{R} = 1.31 \pm 0.55$ bestimmt [14]. Überträgt man dieselben Annahmen auf diese Analyse, so finden sich im Rahmen der statistischen Präzision für $\mathcal{R}$ übereinstimmende Werte. Die Ergebnisse für die neutralen D^{**} führen zu $\mathcal{R} = 0.98 \pm 0.26$, wobei ein Großteil der Unsicherheit aus der Abschätzung für das Verzweigungsverhältnis $\mathcal{B}(D_2^* \to D^*\pi)$ resultiert. Zieht man mit in Betracht, daß $\mathcal{B}(D_2^* \to D^*\pi)$ – verglichen mit dem gemessenen Wert von $\mathcal{B}_{D/D^*} = 0.62$ – unterschätzt, das Verzweigungsverhältnis $\mathcal{B}(D_1 \to D^*\pi)$ aufgrund der Dreikörperzerfälle jedoch überschätzt wird, so deuten die Daten auf Werte von $\mathcal{R} < 1$ hin, vor allem, wenn man die Ergebnisse der geladenen D^{**} mit berücksichtigt.

Abschließend kann festgestellt werden, daß die derzeit vorliegenden Messungen der semileptonischen Zerfälle $B \to D^{**}\ell\nu$ ein konsistentes Bild ergeben. Die vorliegende Analyse erweist sich dabei als die statistisch präziseste und liefert durch die simultane

[1] Die *tagged*-Analyse verwendet rund 200 fb^{-1} aus Datennahmeperioden, welche in diese Analyse nicht eingehen, und rekonstruiert außerdem die D-Mesonen in zusätzlichen Zerfallskanälen. Aus dem in beiden Analysen genutzten Datensatz findet ein Großteil der hier verwendeten Ereignisse wiederum keinen Eingang in die *tagged*-Analyse, da das zweite B-Meson nicht vollständig rekonstruiert werden kann.

Bestimmung der Parameter A_{D_1} und $\mathcal{B}_{D/D^*}$ der D^{**}-Zerfälle auch die umfangreichste Information.

Die gefundenen Verzweigungsverhältnisse zeigen, daß die schmalen D^{**}-Resonanzen die totale semileptonische Zerfallsbreite der B-Mesonen nicht komplettieren, was den Schluß nahe legt, daß die breiten D^{**}-Resonanzen einen nicht zu vernachlässigenden Beitrag liefern. In der Relation zwischen D_1- und D_2^*-Mesonen deuten die Messungen auf eine stärkere Produktion von D_1 hin.

Ich weiß jenau, dat ich Fähler han,
Doch anders kann ich nit sin.

Kapitel 8.

Systematische Unsicherheiten

Obwohl die in den vorangegangenen Kapiteln vorgestellten Tests keine Hinweise auf systematische Fehler in der Bestimmung der gesuchten Verzweigungsverhältnisse liefern, sind die Resultate mit Unsicherheiten behaftet, die vor allem aus drei Quellen stammen. Erstens basiert die Bestimmung der Effizienzen allein auf Monte-Carlo-Simulationen, und in diesen können Unterschiede zum tatsächlichen Datensatz auftreten. Zweitens werden physikalische Parameter wie zum Beispiel die Verzweigungsverhältnisse der D- und D^*-Mesonen verwendet, die nur mit endlicher Präzision bestimmt sind. Schließlich muß drittens quantifiziert werden, inwieweit die numerischen Ergebnisse der Anpassung durch die teilweise phänomenologische Parametrisierung der Datenbeschreibung beeinflußt werden.

Aus der Definition der Fitfunktion in Gleichung (5.5)

$$f(\Delta m) = \sum_{D^{**}} \left(N_B \cdot n_\ell \cdot \mathcal{B}_{D^{**}} \cdot \mathcal{B}_{2nd} \cdot \epsilon_{reco} \cdot \epsilon_{hel} \cdot BW(\Delta m; m_{D^{**}}, \Gamma_{D^{**}}) \right) + f_{bkg}(\Delta m)$$

folgt, daß die Unsicherheiten der Simulation und der physikalischen Parameter nur Einfluß auf die Vorfaktoren der normierten Resonanzkurve haben und sich daher in gleicher Weise auf die extrahierten Verzweigungsverhältnisse auswirken. Dabei ist zu beachten, daß Korrelationen der Einflüsse auf die verschiedenen Resultate in zweierlei Hinsicht auftreten. Zum einen können die Vorfaktoren der verschiedenen Rekonstruktionskanäle gleichermaßen von einem Effekt betroffen sein. Ein Beispiel hierfür ist die Wahrscheinlichkeit, ein Lepton korrekt zu identifizieren, welche in alle Zerfallsketten direkt eingeht. Zum anderen sind die Ergebnisse zusätzlich durch die gemeinsame Anpassung aller Kanäle miteinander verknüpft, so daß beispielsweise die Unsicherheit in der Rekonstruktionseffizienz für neutrale Pionen Variationen in allen Ergebnissen bewirkt, obwohl nur die Rekonstruktionskette $D^{**\pm} \to D^{*0}\pi^\pm$ diese Größe enthält.

Da beide Effekte gemeinsam auftreten, muß bei den systematischen Unsicherheiten zwischen korrelierten und unkorrelierten Beiträgen unterschieden werden. Hat eine systematische Unsicherheit gleiche Auswirkungen auf mehrere Rekonstruktionsketten, so sind für diese Quelle die Einzelbeiträge auf die Unsicherheit eines Parameters aus den verschiedenen Zerfallsketten vollständig korreliert und addieren sich linear.

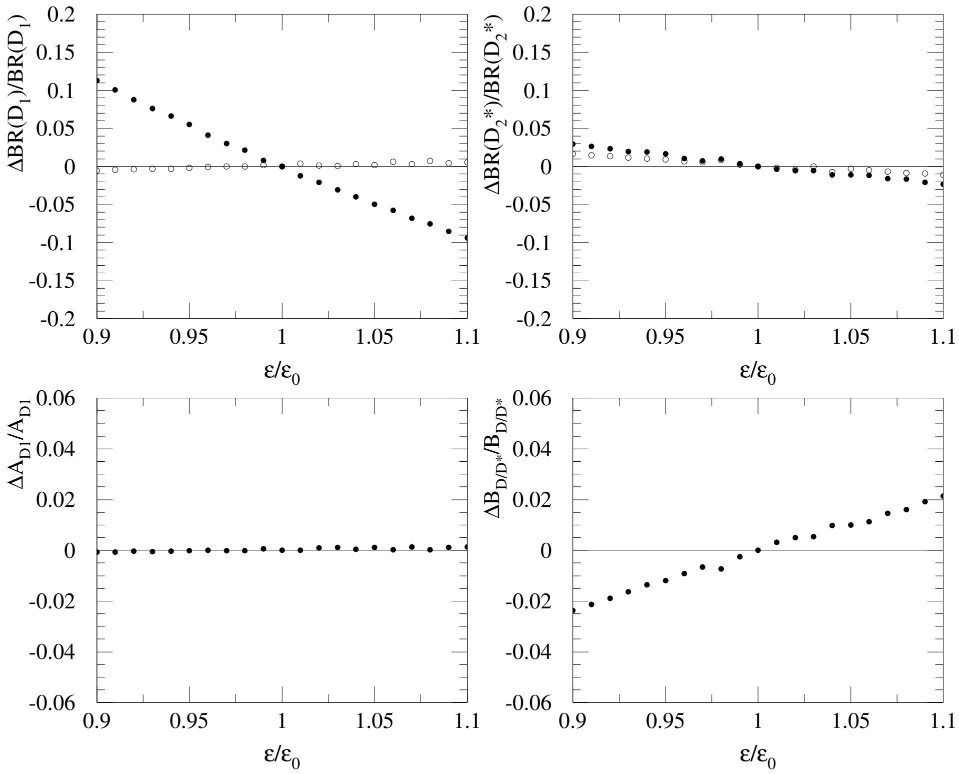

Abbildung 8.1.: Veränderung der Ergebnisse bei einer Variation des Wertes der Effizienz im rekonstruierten Zerfallskanal $D^{**0} \rightarrow D^{*\pm}\pi^{\mp}$. Gezeigt ist die relative Änderung der Ergebnisse für die Verzweigungsverhältnisse der geladenen (offene Kreise) und neutralen (Punkte) D_1 (links oben) und D_2^* (rechts oben), sowie der beiden Parameter A_{D_1} (links unten) und $\mathcal{B}_{D/D^*}$ (rechts unten).

8.1. Korrelationen und Eichkurven

Zunächst werden die Korrelationen, welche durch die simultane Anpassung aller vier Rekonstruktionskanäle hervorgerufen werden, studiert. Es spielt dabei keine Rolle, welcher der Vorfaktoren von einem bestimmten Effekt beeinflußt wird, weswegen diese Variation beispielhaft auf je eine Effizienz ϵ_{reco} angewandt wird. Die gesamte Anpassung an den kompletten Datensatz wird dann erneut durchgeführt. Wiederholt man dieses Vorgehen für verschieden große Änderungen der Effizienz, so ergeben sich aus den Resultaten Eichkurven, aus denen bestimmt werden kann, wie alle Verzweigungsverhältnisse auf systematische Abweichungen in einem einzelnen Rekonstruktionskanal reagieren. Abbildung 8.1 zeigt solche Eichkurven am Beispiel einer Variation der Effizienz im Kanal $D^{**0} \rightarrow D^{*\pm}\pi^{\mp}$ im Rahmen von $\pm 20\%$. Die übrigen Eichkurven sind im Anhang E.1 zu finden.

Die so gewonnenen Korrelationen sind nicht zu verwechseln mit denjenigen, welche aus der Kovarianzmatrix der Anpassung bestimmt werden (vgl. Abschnitt 5.3.2).

	Effizienz variiert im Kanal			
	$D^{**0}\to D^{*\pm}\pi^{\mp}$	$D^{**0}\to D^{\pm}\pi^{\mp}$	$D^{**\pm}\to D^{*0}\pi^{\pm}$	$D^{**\pm}\to D^{0}\pi^{\pm}$
$\mathcal{B}_{D_1^0}$	-1.0305	$+0.0207$	$+0.0226$	-0.0217
$\mathcal{B}_{D_2^{*0}}$	-0.2594	-0.7465	-0.0969	$+0.1265$
$\mathcal{B}_{D_1^\pm}$	$+0.0542$	-0.0676	-1.0819	$+0.0578$
$\mathcal{B}_{D_2^{*\pm}}$	-0.1368	$+0.1500$	-0.1995	-0.7722
A_{D_1}	$+0.0091$	-0.0040	$+0.0037$	$+0.0091$
$\mathcal{B}_{D/D^*}$	$+0.2224$	-0.2275	$+0.1401$	-0.1564

Tabelle 8.1.: Änderung der Anpassungsergebnisse in Abhängigkeit der Veränderung der Effizienzen in den vier rekonstruierten Zerfallskanälen.

Für die hier diskutierten systematischen Studien ist entscheidend, inwieweit die einzelnen Verzweigungsverhältnisse von den vier in die Analyse eingehenden Zerfallskanälen abhängen. Entsprechend ergibt sich eine relativ klare Trennung zwischen den geladenen und neutralen D^{**}, welche untereinander nur durch die gemeinsam verwendeten Parameter Δm, A_{D_1} und $\mathcal{B}_{D/D^*}$ verbunden sind. Ferner bestätigt sich die Erwartung, daß die Verzweigungsverhältnisse $\mathcal{B}(B \to D_2^*\ell\nu)$ ganz wesentlich durch die Kanäle $D_2^*\to D\pi^\pm$ bestimmt sind (vgl. Abschnitt 5.3.1). Insofern zeigt sich, daß jeder der vier rekonstruierten Zerfallskanäle dominant eines der vier gesuchten Verzweigungsverhältnisse festlegt. Die Rückkopplungen aus den übrigen drei Kanälen sind dagegen deutlich unterdrückt.

Im Rahmen der auftretenden Unsicherheiten von nur einigen Prozent sind die Eichkurven in sehr guter Näherung Geraden. Die Steigungen dieser Geraden werden durch eine Anpassung einer linearen Funktion an die Kurven im Bereich $\pm 10\%$ relativer Änderung der Effizienz gewonnen. Die so gefundenen Korrelationskoeffizienzen sind in Tabelle 8.1 angegeben. Sie können als Matrix aufgefaßt werden, welche Unsicherheiten in den rekonstruierten Zerfallskanälen in Abweichungen bei den gemessenen Resultaten übersetzt. Diese Matrix entspricht dem totalen Differential der Anpassung $(\partial\mathcal{B}_i/\partial\epsilon_j)$.

Beeinflußt ein Effekt mehrere Zerfallskanäle, so sind die einzelnen Beiträge unter Berücksichtigung der Vorzeichen zu addieren. Beispielsweise ist das Verzweigungsverhältnis $\mathcal{B}(D^0 \to K^-\pi^+)$ mit einer relativen Genauigkeit von 1.8% bekannt. Da es in allen Kanälen mit Ausnahme des Zerfalls $D^{**0}\to D^\pm\pi^\mp$ verwendet wird, ist die daraus resultierende relative Unsicherheit für das Verzweigungsverhältnis $\mathcal{B}(B \to D_2^{*0}\ell\nu)$ gegeben durch $(-0.2594-0.0969+0.1265)\times 1.8\% = -0.4\%$. Das Vorzeichen kennzeichnet dabei, wie diese Unsicherheit mit denen der übrigen Resultate korreliert ist: Gleiche Vorzeichen bedeuten eine positive Korrelation.

Alle im folgenden diskutierten Unsicherheiten werden auf diese Weise in systematische Unsicherheiten der Resultate übersetzt.

8.2. Die verwendete Simulation

Damit die Effizienzen korrekt aus der Simulation bestimmt werden können, muß sowohl das Ansprechen des *BaBar*-Detektors auf die in ihm erzeugten Elementarteilchen richtig beschrieben, als auch der zu Grunde liegende physikalische Prozeß korrekt modelliert sein. Die Detektorreaktion kann dabei anhand von physikalisch gut verstandenen Vorgängen studiert werden. Abweichungen von den Erwartungen sind dann eindeutig einer fehlerhaften Detektorbeschreibung zuzuordnen.

Schwieriger ist es, das verwendete physikalische Modell für die Signalzerfälle zu überprüfen. Dazu werden verschiedene Modelle verglichen und die Abweichungen in den Vorhersagen werden dann als Maß für die Unsicherheit der Modellbildung interpretiert.

8.2.1. Unsicherheiten der Detektorbeschreibung

Prinzipiell werden in der Simulation dieselben Algorithmen verwendet, die auch bei der Rekonstruktion der realen Daten benutzt werden. Abweichungen zwischen Realität und Simulation können aber aus der Beschreibung der Wechselwirkungen von Teilchen mit dem Detektormaterial, von Rauschen und Untergründen der Detektorkomponenten oder dem Ansprechen der Ausleseelektronik stammen. Solche Abweichungen wirken sich auf die Rekonstruktionseffizienzen geladener und neutraler Teilchen sowie der Teilchenidentifikation aus.

Für die Standardverfahren der Teilchenrekonstruktion und -identifikation sind im Verlauf des *BaBar*-Experimentes auch Standardmethoden entwickelt worden, um die systematischen Unsicherheiten zu bestimmen [43]. Die Resultate dieser Untersuchungen dienen als Ausgangsgrößen für die Bestimmung der systematischen Unsicherheiten der vorliegenden Analyse.

Spurrekonstruktion

Die Präzision, mit der die Simulation die Spurrekonstruktion des Detektors beschreibt, wird unter anderem anhand von Ereignissen geprüft, in denen keine B-Mesonen sondern ein Paar von τ-Leptonen entsteht [67]. Diese Leptonen zerfallen sowohl in ein leichteres Lepton und zwei Neutrinos als auch in leichte Mesonen und ein τ-Neutrino. Die leptonischen Zerfälle $\tau^- \to \ell^- \overline{\nu}_\tau \nu_\ell$ dienen dazu, τ-Paar-Ereignisse zu identifizieren und die Rekonstruktionseffizienz für das zweite τ-Lepton zu prüfen.

Um Aussagen über die Spurrekonstruktion machen zu können, werden Zerfälle der Art $\tau^- \to \pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ verwendet. Werden zwei Spuren rekonstruiert, so ist aufgrund der Ladungserhaltung gesichert, daß ein drittes geladenes Teilchen enstanden sein muß. Aus der Häufigkeit, mit der diese dritte Spur auch tatsächlich nachgewiesen wurde, kann die Effizienz der Spurrekonstruktion bestimmt und mit den Vorhersagen der Simulation verglichen werden.

Für die verwendete Version der Rekonstruktions- und Simulationssoftware wurden keine signifikanten Abweichungen gefunden. Die Präzision dieser Analyse dient

Periode	Liste GTL	Liste GTVL	Zerfallskanal $D^{*\pm}\pi^{\mp}$	$D^{\pm}\pi^{\mp}$	$D^{*0}\pi^{\pm}$	$D^{0}\pi^{\pm}$	
Run1 [%]	0.94	0.51	2.06	2.22	1.99	1.99	
Run2 [%]	0.39	0.35	0.85	0.87	0.77	0.77	
Run3 [%]	0.54	0.26	1.11	1.20	1.08	1.08	
Run4 [%]	0.35	0.41	0.82	0.80	0.71	0.71	
$\Delta\epsilon/\epsilon$		[%]	1.74	1.32	1.02	1.15	Summe
$\Delta\mathcal{B}_{D_1^0}/\mathcal{B}_{D_1^0}$		[%]	−1.79	+0.03	+0.02	−0.02	1.76
$\Delta\mathcal{B}_{D_2^{*0}}/\mathcal{B}_{D_2^{*0}}$		[%]	−0.45	−0.99	−0.10	+0.15	1.39
$\Delta\mathcal{B}_{D_1^{\pm}}/\mathcal{B}_{D_1^{\pm}}$		[%]	+0.09	−0.09	−1.10	+0.07	1.03
$\Delta\mathcal{B}_{D_2^{*\pm}}/\mathcal{B}_{D_2^{*\pm}}$		[%]	−0.24	+0.19	−0.20	−0.89	1.14
$\Delta A_{D_1}/A_{D_1}$		[%]	+0.02	−0.01	+0.003	+0.01	0.02
$\Delta\mathcal{B}_{D/D^*}/\mathcal{B}_{D/D^*}$		[%]	+0.39	−0.30	+0.14	−0.18	0.05

Tabelle 8.2.: Systematische Unsicherheiten aufgrund der Spurrekonstruktion. Im oberen Teil der Tabelle sind die Unsicherheiten pro Spur und die resultierenden Unsicherheiten auf die Rekonstruktionseffizienzen angegeben, im unteren Teil deren Auswirkungen auf die Resultate der vorliegenden Analyse.

als Abschätzung der verbleibenden systematischen Unsicherheit auf die Spurrekonstruktion. Sie wird in Abhängigkeit des verwendeten Rekonstruktionsalgorithmus und der Periode der Datennahme angegeben.

Tabelle 8.2 gibt die Unsicherheiten auf die Spurrekonstruktion der Selektionskriterien `GoodTracksLoose` und `GoodTracksVeryLoose` sowie die daraus entstehenden Unsicherheiten auf die gemessenen Verzweigungsverhältnisse an.

Da die Nachweiswahrscheinlichkeiten für die einzelnen Spuren voneinander unabhängig sind, müssen die Einzelbeiträge jeder Spur quadratisch addiert werden, um die Unsicherheit für eine gegebene Multiplizität zu erhalten. Daraus ergibt sich, unter Berücksichtigung der verschiedenen Datennahmeperioden, für jeden Zerfallskanal eine Gesamtunsicherheit. Diese wiederum sind untereinander korreliert, so daß sich für die Resultate die einzelnen Beiträge der verschiedenen Zerfallsketten unter Berücksichtigung der Vorzeichen summieren.

Die so erhaltenen relativen Unsicherheiten liegen für die semileptonischen Verzweigungsverhältnisse im Bereich $1-2\%$. Für die Parameter $\mathcal{B}_{D/D^*}$ und A_{D_1} reduziert sich der Einfluß auf lediglich 0.05% und darunter, da diese beiden Parameter als das Verhältnis von Daten in verschiedenen Zerfallskanälen bzw. Helizitätswinkelbereichen definiert sind.

Rekonstruktion neutraler Pionen

Ähnlich den Studien zur Spurrekonstruktion wird auch die Rekonstruktion neutraler Pionen an Ereignissen der Art $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ getestet [52]. Aus dem Verhältnis der rekonstruierten Zerfälle $\tau^- \rightarrow \pi^-\nu_\tau$ und $\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^0\nu_\tau$ wird die Rekonstruktionseffizienz für π^0, bzw. eine Korrektur von etwas mehr als 3% für die Simulation bestimmt (vgl. Abschnitt 3.3.1). Diese Korrektur hat eine Unsicherheit von ebenfalls 3%, welche als systematische Unsicherheit der Rekonstruktionseffizienz angenommen wird.

Von dieser Unsicherheit ist ausschließlich der Zerfallskanal $D^{**} \to D^{*0}\pi^{\pm}$ betroffen, in welchen sie als Unsicherheit in der Effizenz eingeht. Dieser Kanal dominiert die Unsicherheit des semileptonischen Verzweigungsverhältnisses für geladene D_1. Der Einfluß auf geladene D_2^* wird durch den zusätzlichen Zerfallskanal $D_2^* \to D\pi^{\pm}$ reduziert, und die neutralen D^{**} sind von der π^0-Rekonstruktion nahezu unbetroffen.

Entsprechend ergibt sich für die relativen systematischen Unsicherheiten ein Wert von 3.11% für das $D_1^{\pm}$, 0.60% für das $D_2^{*\pm}$ und noch geringere Werte für die beiden D^{**0}. Durch den unterschiedlichen Einfluß auf die beiden Zerfallskanäle des D_2^* bewirkt die π^0-Effizienz eine Unsicherheit von 0.42% für das Verzweigungsverhältnis $\mathcal{B}_{D/D^*}$. Die Auswirkungen auf den Parameter A_{D_1} sind verschwindend gering.

Teilchenidentifikation

Wie in Abschnitt 3.2.2 diskutiert wurde, wird die Teilchenidentifikation anhand von Kontrolldatensätzen hoher Reinheit überprüft. So werden in Abhängigkeit von Impuls- und Winkelbereichen für jede Spur Gewichtungsfaktoren $c_{\mathrm{PID}}(\vec{p})$ angegeben, um die in der Simulation leicht überschätzten Identifizierungsraten den Daten anzupassen [45, 46]. Neben der statistischen Präzision dieser Gewichte entsteht eine Quelle systematischer Unsicherheiten daraus, daß die Kontrolldatensätze eine spezielle Ereignistopologie aufweisen, um die erforderte Reinheit zu gewährleisten. Für die von dieser Topologie abweichenden Ereignisse, die in der Analyse selektiert werden, kann auch die tatsächliche Nachweiswahrscheinlichkeit von der simulierten abweichen.

Im Falle der Kaonen sind die Kontrolldatensätze den Ereignissen dieser Analyse sehr ähnlich, da Kaonen aus D-Zerfällen zum Test der Teilchenidentifizierung verwendet werden. Bei den Leptonen jedoch werden radiative Di-Lepton-Ereignisse verwendet, die im Vergleich zu den Multi-Hadron-Ereignissen aus B-Zerfällen eine völlig andere Spur-Multiplizität aufweisen. Inwieweit dies die Leptonidentifizierung beeinträchtigt, ist schwer zu quantifizieren. Daher wird als konservative Abschätzung der systematischen Unsicherheit ein hundertprozentiger Fehler auf die Korrektur angenommen [68]. Entsprechend werden die Effizienzen aus der Signalsimulation ohne Berücksichtigung der Gewichtungsfaktoren $c_{\mathrm{PID}}(\vec{p})$ bestimmt und die Abweichung zu den Standardwerten als systematische Unsicherheit in der Effizienz angenommen. Die relativen Änderungen liegen im Bereich $2.5-3.0\%$ und sind, zusammen mit den Auswirkungen auf die Resultate, in Tabelle 8.3 angegeben.

Da in allen Zerfallskanälen identische Anforderungen an die Teilchenidentifizierung gestellt werden, je ein Kaon aus dem D-Zerfall und das Lepton des B-Zerfalls, sind die Unsicherheiten auf die vier Effizienzen vollständig korreliert und die Einzelbeiträge müssen unter Berücksichtigung der Vorzeichen linear addiert werden. Entsprechend ergeben sich auch auf die semileptonischen Verzweigungsverhältnisse relative systematische Unsicherheiten von etwa 3%, während die Einflüsse auf die Parameter A_{D_1} und $\mathcal{B}_{D/D^*}$ vernachlässigbar klein bleiben.

	Zerfallskanal				total
	$D^{*\pm}\pi^{\mp}$	$D^{\pm}\pi^{\mp}$	$D^{*0}\pi^{\pm}$	$D^{0}\pi^{\pm}$	
$\Delta\epsilon/\epsilon$ [%]	2.61	2.85	2.98	2.74	
$\Delta\mathcal{B}_{D_1^0}/\mathcal{B}_{D_1^0}$ [%]	−2.68	+0.06	+0.07	−0.06	2.61
$\Delta\mathcal{B}_{D_2^{*0}}/\mathcal{B}_{D_2^{*0}}$ [%]	−0.68	−2.13	−0.29	+0.35	2.75
$\Delta\mathcal{B}_{D_1^\pm}/\mathcal{B}_{D_1^\pm}$ [%]	+0.14	−0.19	−3.22	+0.16	3.11
$\Delta\mathcal{B}_{D_2^{*\pm}}/\mathcal{B}_{D_2^{*\pm}}$ [%]	−0.36	+0.43	−0.59	−2.12	2.64
$\Delta A_{D_1}/A_{D_1}$ [%]	+0.02	−0.01	+0.01	+0.02	0.04
$\Delta\mathcal{B}_{D/D^*}/\mathcal{B}_{D/D^*}$ [%]	+0.58	−0.65	+0.42	−0.43	0.08

Tabelle 8.3.: Systematische Unsicherheiten aufgrund der Teilchenidentifizierung.

Effizienzkorrektur in den Helizitätsintervallen

Wie in Abschnitt 5.2.5 diskutiert wurde, ist die Effizienz in den verschiedenen Intervallen des Helizitätswinkels ϑ_h nicht gleich, und es wurden Korrekturen in der Größenordnung von 10% bestimmt. Diese Korrekturen hängen mit den Nachweiswahrscheinlichkeiten für die langsamen Pionen aus dem D^*-Zerfall zusammen und resultieren insofern aus der Beschreibung des Detektors. Die bereits diskutierte Unsicherheit in der Rekonstruktionseffizienz des langsamen Pions basiert auf der Annahme, daß eine Abweichung der Simulation unabhängig vom Impuls des Pions ist, was eine maximale Auswirkung auf die Gesamteffizienz hat. Die Effizienzkorrekturen in den Helizitätswinkelintervallen wären davon jedoch nicht betroffen, für sie ist eine impulsabhängige Untersuchung der Effizienz notwendig. Außerdem werden die Korrekturfaktoren mittels eines phänomenologischen Ansatzes bestimmt, und auch dieser kann systematische Fehlerquellen enthalten.

Der Einfluß der Effizienzkorrekturen auf die semileptonischen Verzweigungsverhältnisse $\mathcal{B}(B \to D^{**}\ell\nu)$, welche den Hauptaspekt der vorliegenden Arbeit darstellen, ist gering. Hauptsächlich beeinflussen die Korrekturen den Zerfallsparameter A_{D_1}, der die Helizitätswinkelverteilung in den D_1-Zerfällen bestimmt. Daher werden die durch die Korrekturfaktoren bedingten systematischen Unsicherheiten lediglich in konservativen Abschätzungen erfaßt. Dies geschieht, indem die Effizienzkorrekturen halbiert bzw. um die Hälfte vergrößert werden. Es wird also davon ausgegangen, daß die verwendeten Korrekturfaktoren den Einfluß der Nachweiswahrscheinlichkeiten auf die Effizienzen qualitativ richtig wiedergeben, jedoch die Absolutwerte erhebliche Abweichungen aufweisen können. Die Größe der Variation von 50% entspricht dabei dem Verhältnis aus der größten systematischen Unsicherheit (3% der neutralen Pionen) und der mittleren Größe der Effizienzkorrektur.

Tabelle 8.4 zeigt die Veränderung der Resultate der Anpassung. Die Auswirkungen auf die semileptonischen Verzweigungsverhältnisse betragen weniger als 1%, der Einfluß auf den Zerfallsparameter $\mathcal{B}_{D/D^*}$ ist vernachlässigbar klein. Erwartungsgemäß ergibt sich aber für den Parameter A_{D_1} eine signifikante relative Unsicherheit von etwa 15%.

	Standard	-50%		$+50\%$	
$\mathcal{B}_{D_1^0}$	4.59	4.56	(-0.5%)	4.62	$(+0.7\%)$
$\mathcal{B}_{D_2^{*0}}$	3.53	3.53	(-0.0%)	3.53	$(+0.1\%)$
$\mathcal{B}_{D_1^\pm}$	4.07	4.06	(-0.2%)	4.07	$(+0.0\%)$
$\mathcal{B}_{D_2^{*\pm}}$	2.58	2.57	(-0.3%)	2.58	$(+0.0\%)$
A_{D_1}	3.81	3.29	(-13.6%)	4.40	$(+15.5\%)$
$\mathcal{B}_{D/D^*}$	0.62	0.62		0.62	

Tabelle 8.4.: Systematische Unsicherheiten aufgrund der Korrekturfaktoren der Effizienz in den Intervallen des Helizitätswinkels. Angegeben sind die Veränderungen der Anpassungsparameter, wenn die Korrekturfaktoren um 50% reduziert oder erhöht werden.

8.2.2. Unsicherheiten des verwendeten Modells

Die Simulation der Signalereignisse $B \to D^{**}\ell\nu$ basiert auf dem ISGW2-Modell [22]. Dieses Modell definiert die Verteilungen der physikalischen Größen wie die Impulsspektren, Winkelverteilungen etc. in der Simulation. Diese Verteilungen können von den in der Natur tatsächlich realisierten abweichen, was Auswirkungen auf die Rekonstruktionseffizienzen hat.

Beschreibung der Zerfälle $B \to D^{**}\ell\nu$

Um die Abhängigkeiten der Effizienzen vom in der Signalsimulation verwendeten Modell zu testen, werden die Effizienzen mit denen verglichen, die man unter Verwendung eines alternativen Modells erhält. Dazu wird keine völlig neue Simulation erstellt, sondern der vorhandene Datensatz so umgewichtet, daß er der alternativen Beschreibung durch das LLSW-Modell [23] entspricht.

Die Kinematik des Zerfalls $B \to D^{**}\ell\nu$ ist, bis auf Rotationssymmetrien, durch den Impulsübertrag auf das virtuelle W-Boson bzw. das damit verbundene Geschwindigkeitsprodukt w (vgl. Abschnitt 2.1) bestimmt. Aus den differentiellen Zerfallsbreiten der beiden Modelle wird daher für jedes simulierte Ereignis ein Gewichtungsfaktor

$$c = \frac{\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}w}\Gamma_{\mathrm{LLSW}}(w)}{\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}w}\Gamma_{\mathrm{ISGW2}}(w)} \tag{8.1}$$

berechnet. Die Verteilungen dieser Faktoren sind in Abbildung 8.2 dargestellt.

Aus der so umgewichteten Simulation werden die Effizienzen neu bestimmt. Die Resultate sind in Tabelle 8.5 zu finden. Die relativen Änderungen liegen im Bereich $1-4.5\%$, allerdings werden die Effizienzen für die D_2^*-Mesonen in allen Rekonstruktionskanälen kleiner, während diejenigen für die D_1-Mesonen größer werden. Durch diese unterschiedlichen Änderungen stimmen die Effizienzen der beiden D^{**}-Arten in einem Rekonstruktionskanal nicht mehr gut überein. Im Kanal $D^{*0}\pi^\pm$ beträgt die Wahrscheinlichkeit, daß beide Werte eine gemeinsame Effizienz beschreiben, noch 19%, im Kanal $D^{*\pm}\pi^\mp$ nur noch 3%. Daher werden in dieser Studie die Effizienzen für die D_1- und D_2^*-Mesonen nicht kombiniert.

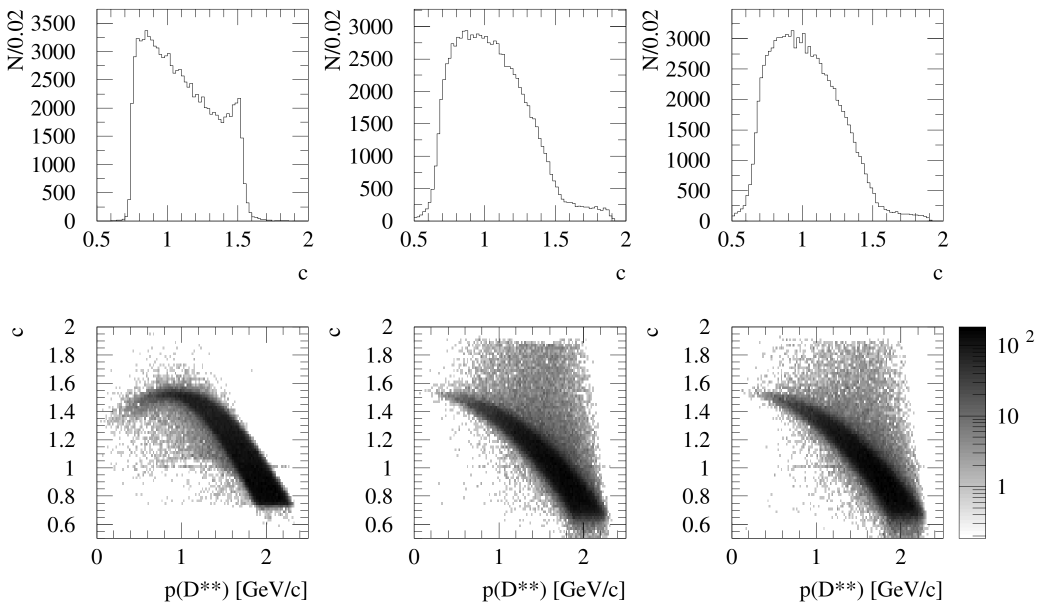

Abbildung 8.2.: Verteilung der verwendeten Faktoren (oben), mit denen die Signalsimulation auf ein alternatives Modell umgewichtet wird, sowie die Korrelation (unten) zwischen den Faktoren und dem Impuls des D^{**} für D_1 (links) und D_2^* in den Zerfallskanälen $D^*\pi^\pm$ (Mitte) und $D\pi^\pm$ (rechts).

Effizienz [%]	ISGW2-Modell	LLSW-Modell	rel. Änderung
$D_1^0 \to D^{*\pm}\pi^\mp$	6.934	7.034	+1.4
$D_2^{*0} \to D^{*\pm}\pi^\mp$	6.824	6.506	−4.6
$D_2^{*0} \to D^{\pm}\pi^\mp$	12.877	12.376	−3.9
$D_1^\pm \to D^{*0}\pi^\pm$	5.344	5.515	+3.2
$D_2^{*\pm} \to D^{*0}\pi^\pm$	5.339	5.189	−2.8
$D_2^{*0} \to D^{0}\pi^\pm$	17.562	17.351	−1.2

Tabelle 8.5.: Resultate der Effizienzbestimmung, nachdem die Simulation auf das LLSW-Modell umgewichtet wurde.

		ISGW2-Modell	LLSW-Modell	rel. Änderung in %
$\mathcal{B}_{D_1^0}$	$[10^{-3}]$	4.44	4.36	2.11
$\mathcal{B}_{D_2^{*0}}$	$[10^{-3}]$	3.43	3.60	4.75
$\mathcal{B}_{D_1^{\pm}}$	$[10^{-3}]$	4.19	4.04	3.21
$\mathcal{B}_{D_2^{*\pm}}$	$[10^{-3}]$	2.66	2.70	1.95
A_{D_1}		3.81	3.81	0.09
$\mathcal{B}_{D/D^*}$		0.62	0.62	0.65

Tabelle 8.6.: Resultate der Anpassung unter Verwendung der Effizienzen, die aus der auf das LLSW-Modell umgewichteten Simulation bestimmt wurden.

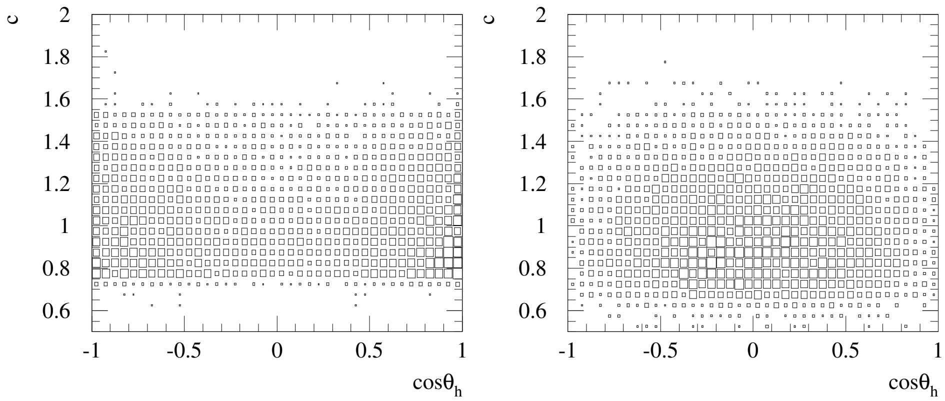

Abbildung 8.3.: Die Korrelation zwischen den Gewichtungsfaktoren c und dem Helizitätswinkel ϑ_h für Zerfälle $D_1 \to D^* \pi^{\pm}$ (links) und $D_2^* \to D^* \pi^{\pm}$ (rechts).

Unter Verwendung dieser so bestimmten Effizienzen wird nun die Anpassung an die Daten wiederholt. Die Resultate sind in Tabelle 8.6 gezeigt. Für die semileptonischen Verzweigungsverhältnisse liegen die Änderungen mit einigen Prozent in der Größenordnung der Variation der Effizienzen. Für die Parameter A_{D_1} und $\mathcal{B}_{D/D^*}$ sind die Einflüsse deutlich geringer, sie betragen weniger als 1%. Im Fall von $\mathcal{B}_{D/D^*}$ ist dies zu erwarten, da das Modell nur die Produktion der D_2^*-Mesonen beschreibt, nicht aber deren Zerfallsbreiten.

Beim Parameter A_{D_1} könnten sich Änderungen ergeben, sollten die D_1-Mesonen in den Modellen mit unterschiedlicher Polarisation erzeugt werden.[1] In Abbildung 8.3 ist die Korrelation zwischen den Gewichtungsfaktoren und dem Helizitätswinkel gezeigt. Die Größen sind nahezu unkorreliert, was den geringen Einfluß der Modelle auf den Parameter A_{D_1} erklärt.

[1] Die unterschiedlichen Abhängigkeiten der einzelnen Helizitätsamplituden von w sind in Abschnitt 2.2 diskutiert.

		Zerfallskanal				total
		$D^{*\pm}\pi^{\mp}$	$D^{\pm}\pi^{\mp}$	$D^{*0}\pi^{\pm}$	$D^{0}\pi^{\pm}$	
$\Delta\epsilon/\epsilon$	[%]	1.74	7.45	2.25	3.99	
$\Delta\mathcal{B}_{D_1^0}/\mathcal{B}_{D_1^0}$	[%]	-1.79	$+0.15$	$+0.05$	-0.09	1.80
$\Delta\mathcal{B}_{D_2^{*0}}/\mathcal{B}_{D_2^{*0}}$	[%]	-0.45	-5.56	-0.22	$+0.50$	5.61
$\Delta\mathcal{B}_{D_1^{\pm}}/\mathcal{B}_{D_1^{\pm}}$	[%]	$+0.09$	-0.50	-2.43	$+0.23$	2.50
$\Delta\mathcal{B}_{D_2^{*\pm}}/\mathcal{B}_{D_2^{*\pm}}$	[%]	-0.24	$+1.12$	-0.45	-3.08	3.32
$\Delta A_{D_1}/A_{D_1}$	[%]	$+0.02$	-0.03	$+0.01$	$+0.04$	0.05
$\Delta\mathcal{B}_{D/D^*}/\mathcal{B}_{D/D^*}$	[%]	$+0.39$	-1.69	$+0.32$	-0.62	1.87

Tabelle 8.7.: Systematische Unsicherheiten aufgrund der endlichen Statistik der zur Effizienzbestimmung verwendeten Simulation.

Statistische Präzision der Simulation

Da die Simulation nur über eine endliche Statistik verfügen kann, sind die aus ihr gewonnenen Effizienzen mit einem statistischen Fehler behaftet. Die Größen dieser Unsicherheiten werden zusammen mit den Effizienzen aus der Anpassung an die Simulation bestimmt und entsprechen den in Gleichung (5.23) angegebenen Intervallen. Basierend auf der Anzahl der simulierten Signalereignisse und den Rekonstruktionseffizienzen erwartet man eine statistische Präzision der Effizienz von etwa einem Prozent. Daß die relativen Unsicherheiten je nach Rekonstruktionskanal zwischen 1.7 und 7.5% liegen, erklärt sich aus den verschieden großen Untergrundbeiträgen in den Kanälen: Je größer der Untergrundbeitrag unter dem selektierten Signal ist, desto größer wird sein Einfluß auf die Präzision der Effizienzbestimmung und damit der gesamten Analyse.

Die Werte für die vier rekonstruierten Zerfallsketten sind voneinander statistisch unabhängig. Ihr Einfluß auf die Resultate der Analyse ist in Tabelle 8.7 angegeben. Insgesamt variieren die relativen systematischen Unsicherheiten für die Verzweigungsverhältnisse zwischen 1.8 und 5.6%.

Da sich der Parameter $\mathcal{B}_{D/D^*}$ aus dem Verhältnis ergibt, in welchem D_2^*-Zerfälle in den Kanälen $D^*\pi^{\pm}$ und $D\pi^{\pm}$ rekonstruiert werden, wirken sich die Unsicherheiten aller vier Effizienzen gleichermaßen auf dieses Resultat aus, was zu einer relativen systematischen Unsicherheit von 1.87% führt.

Der Parameter A_{D_1} hingegen wird von den Effizienzen nur in geringer Weise beeinflußt. Ebenfalls hat die statistische Präzision der aus der Simulation bestimmten Effizienzkorrekturen für die Aufspaltung im Helizitätswinkel, welche im Promillebereich liegt, nur einen vernachlässigbaren Einfluß. Insgesamt ergibt sich für A_{D_1} eine relative systematische Unsicherheit von 0.05%.

8.3. Verwendete physikalische Parameter

Neben der Bestimmung der Effizienzen, welche mit Hilfe der Simulation erfolgt, werden in der Analyse verschiedene Größen verwendet, welche experimentell bestimmt, daher allerdings nur im Rahmen der Meßgenauigkeit bekannt sind. Im folgenden wird der Einfluß dieser Unsicherheiten diskutiert.

8.3.1. Die Anzahl der B-Mesonen

Die Unsicherheit in der Gesamtzahl der in der Analyse verwendeten B-Mesonen stammt aus zwei Quellen. Zunächst ist die Anzahl der Ereignisse, in denen ein Prozeß der Art $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B\overline{B}$ stattgefunden hat, nur fehlerbehaftet bekannt. Des weiteren ist auch das Verhältnis, in welchem neutrale und geladene B-Mesonen erzeugt werden, mit einer Meßungenauigkeit behaftet.

Die Anzahl der B-Paare im Datensatz, $N_{B\overline{B}} = (236.0 \pm 2.6) \cdot 10^6$, ergibt eine relative Unsicherheit von 1.10%, welche vollständig korreliert alle Ergebnisse für die semileptonischen Verzweigungsverhältnisse betrifft. Auf die Resultate für A_{D_1} und $\mathcal{B}_{D/D^*}$ hat dies allerdings nur einen verschwindenen Einfluß, da diese beiden Größen aus den relativen Beiträgen der einzelnen Helizitätsintervalle bzw. Zerfallskanäle bestimmt werden, nicht aber aus der absoluten Zahl der Ereignisse.

Bei den Meßungenauigkeiten von f_{+-}/f_{00} muß beachtet werden, daß auch hier der Einfluß für alle Zerfallsketten vollständig korreliert ist, jedoch eine Antikorrelation zwischen den Kanälen besteht, in denen ein neutrales bzw. geladenes D^{**} rekonstruiert wird.

Tabelle 8.8 zeigt, in welcher Weise sich die Unsicherheit in f_{+-}/f_{00} auf die verschiedenen Rekonstruktionskanäle auswirkt und welche systematischen Unsicherheiten sich daraus für die Resultate ergeben. Auch hier zeigt sich, daß sich die ursprüngliche relative Unsicherheit nahezu eins zu eins in die Verzweigungsverhältnisse übersetzt, während die Auswirkung auf die Verhältnisse A_{D_1} und $\mathcal{B}_{D/D^*}$ stark unterdrückt ist.

		Zerfallskette				Summe
		$D^{*\pm}\pi^\mp$	$D^\pm\pi^\mp$	$D^{*0}\pi^\pm$	$D^0\pi^\pm$	
$\Delta N_B/N_B$	[%]	+2.44	+2.44	−2.44	−2.44	
$\Delta\mathcal{B}_{D_1^0}/\mathcal{B}_{D_1^0}$	[%]	−2.51	+0.05	−0.06	+0.05	−2.47
$\Delta\mathcal{B}_{D_2^{*0}}/\mathcal{B}_{D_2^{*0}}$	[%]	−0.63	−1.82	+0.24	−0.31	−2.52
$\Delta\mathcal{B}_{D_1^\pm}/\mathcal{B}_{D_1^\pm}$	[%]	+0.13	−0.16	+2.64	−0.14	+2.47
$\Delta\mathcal{B}_{D_2^{*\pm}}/\mathcal{B}_{D_2^{*\pm}}$	[%]	−0.33	+0.36	+0.47	+1.88	+2.38
$\Delta A_{D_1}/A_{D_1}$	[%]	+0.02	−0.01	−0.01	−0.02	−0.02
$\Delta\mathcal{B}_{D/D^*}/\mathcal{B}_{D/D^*}$	[%]	+0.54	−0.56	−0.34	+0.38	+0.02

Tabelle 8.8.: Systematische Unsicherheiten der Resultate aufgrund der Meßgenauigkeit, mit der das Verhältnis f_{+-}/f_{00} von neutralen und geladenen B-Mesonen bekannt ist. Die Einflüsse sind vollständig korreliert, weisen aber eine Antikorrelation zwischen den Kanälen von neutralen und geladenen D^{**} auf, was die Vorzeichen in $\Delta N_B/N_B$ erklärt.

		Zerfall			
		$D^{*+} \to D^0\pi^+$	$D^{*0} \to D^0\pi^0$	$D^0 \to K^-\pi^+$	$D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$
$\Delta\mathcal{B}/\mathcal{B}$	[%]	0.74	4.68	1.83	3.58
$\Delta\mathcal{B}_{D_1^0}/\mathcal{B}_{D_1^0}$	[%]	-0.76	$+0.11$	-1.89	$+0.07$
$\Delta\mathcal{B}_{D_2^{*0}}/\mathcal{B}_{D_2^{*0}}$	[%]	-0.19	-0.45	-0.42	-2.67
$\Delta\mathcal{B}_{D_1^\pm}/\mathcal{B}_{D_1^\pm}$	[%]	$+0.04$	-5.07	-1.78	-0.24
$\Delta\mathcal{B}_{D_2^{*\pm}}/\mathcal{B}_{D_2^{*\pm}}$	[%]	-0.10	-0.93	-2.03	$+0.54$
$\Delta A_{D_1}/A_{D_1}$	[%]	$+0.01$	-0.03	$+0.04$	$+0.03$
$\Delta\mathcal{B}_{D/D^*}/\mathcal{B}_{D/D^*}$	[%]	$+0.16$	-1.69	$+0.38$	-0.56

Tabelle 8.9.: Systematische Unsicherheiten aufgrund der verwendeten Verzweigungsverhältnisse. Angegeben ist die relative Unsicherheit der vier relevanten Zerfallsbreiten, sowie deren Auswirkungen auf die Resultate der vorliegenden Messung.

8.3.2. Verzweigungsverhältnisse der rekonstruierten Zerfallsketten

Für die Zerfallsbreiten der in den Rekonstruktionsketten intermediär entstandenen Resonanzen werden die Weltmittelwerte aus [12] verwendet. Die einzelnen Beiträge können dabei als voneinander unabhängig angenommen werden, wirken sich aber jeweils korreliert auf alle Ergebnisse aus.

Die relativen Unsicherheiten der Verzweigungsverhältnisse liegen im Bereich einiger Prozent. In den Auswirkungen auf die gemessenen semileptonischen Zerfallsbreiten erkennt man die Abhängigkeit der einzelnen D^{**} von den verschiedenen Rekonstruktionsketten wieder. Die Unsicherheiten der D^*-Mesonen übersetzen sich fast direkt in Variationen der Ergebnisse für die D_1-Mesonen, da diese ausschließlich in den Zerfällen $D_1 \to D^*\pi^\pm$ nachgewiesen werden. Die Auswirkungen auf die Resultate der D_2^* sind dagegen geringer, da für sie die Zerfallsmodi $D_2^* \to D\pi^\pm$ dominant sind.

Entsprechend wirkt sich die Kenntnis der Zerfälle $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ fast nur auf das Verzweigungsverhältnis $\mathcal{B}_{D_2^{*0}}$ aus. Dieses wiederum ist deutlich weniger abhängig von der Unsicherheit des Zerfalls $D^0 \to K^-\pi^+$, welcher sich dagegen auf die übrigen drei semileptonischen Verzweigungsverhältnisse auswirkt.

Das Verhältnis $\mathcal{B}_{D/D^*}$ wird von allen vier Zerfallsbreiten beeinflußt, da es die Relation zwischen den jeweiligen Zerfällen in die Endzustände $D^*\pi$ und $D\pi$ mißt. Die Auswirkungen werden aber dadurch abgemildert, daß $\mathcal{B}_{D/D^*}$ die Zerfälle sowohl geladener als auch neutraler D_2^* beschreibt und damit Auswirkungen in einem Ladungszustand durch den jeweils anderen nivelliert werden.

Auf den Helizitätsparameter A_{D_1} zeigen die Verzweigungsverhältnisse fast keine Auswirkungen. In Tabelle 8.9 sind die Unsicherheiten auf die Zerfallsbreiten der intermediären Mesonen gemeinsam mit den Auswirkungen auf die Resultate zusammengefaßt.

8.4. Unsicherheiten der Parametrisierung

Als letzter Beitrag zu den systematischen Unsicherheiten muß noch untersucht werden, inwieweit die für die Anpassung gewählte Parametrisierung einen Einfluß auf die Resultate hat.

Für die Parametrisierung der Signale ist dies in Abschnitt 5.2.3 bereits geschehen. Dort wurde mit Hilfe von *Toy-Studien* eingehend verifiziert, daß die in der Anpassung verwendeten Resonanzkurven geeignet sind, die physikalisch relevanten Parameter Position, Breite und Normierung der Resonanz zu bestimmen. Da all diese Größen in der Anpassung freie Parameter sind und aus den Daten bestimmt werden, wird keine systematische Unsicherheit mit der Signalform verbunden.

Damit verbleibt als Fehlerquelle noch die Parametrisierung der Untergrundfunktion. Da die Untergrundbeiträge bei der Bestimmung der Effizienz mit berücksichtigt wurden, ist kein großer Einfluß auf die Resultate zu erwarten, sofern der Untergrund von der Simulation richtig beschrieben wird. In Abschnitt 7.2 wurde gezeigt, daß die Untergrundbeschreibung der Simulation im Rahmen der statistischen Präzision adäquat ist. Dennoch gibt es Diskrepanzen zwischen Monte-Carlo und Daten, so zum Beispiel die resonanzartigen Strukturen in den Δm-Spektren der Kanäle $D^{**}\to D^*\pi^\pm$ bei rund 450 MeV/c^2 (vgl. auch Abschnitt 6.4). Um diesen Effekten Rechnung zu tragen, wird die Analyse mit unterschiedlichen Untergrundbeschreibungen wiederholt.

Alternativ zu den Polynomen dritten Grades wird eine Wurzelfunktion verwendet, welche das Verhalten an der Phasenraumgrenze der Δm-Spektren in den Zerfallsketten $D^{**}\to D^*\pi^\pm$ beschreibt. Diese wird, um das Untergrundspektrum für größere Massendifferenzen anzupassen, mit einem Polynom oder einer Exponentialfunktion multipliziert:

$$f_1(\Delta m) = a_0 \cdot \sqrt{\Delta m - \Delta m_0} \cdot \left(1 + a_1 \Delta m + a_2 \Delta m^2\right), \tag{8.2a}$$

$$f_2(\Delta m) = a_0 \cdot \sqrt{\Delta m - \Delta m_0} \cdot \left(e^{-a_1 \cdot \Delta m} + a_2\right). \tag{8.2b}$$

Die in der Anpassung bestimmten freien Parameter dieser Funktionen sind dabei die Normierung a_0, die Position der Phasenraumgrenze Δm_0, sowie a_1 und a_2, welche die Form der Spektren für große Δm beschreiben.

Unter Verwendung dieser Funktionen werden nun zuerst die Effizienzen neu bestimmt. Man erhält mit

$$\epsilon^{f_1}_{D^{*\pm}} = 7.02\% \qquad \epsilon^{f_1}_{D^{*0}} = 5.52\% \tag{8.3a}$$

$$\epsilon^{f_2}_{D^{*\pm}} = 7.39\% \qquad \epsilon^{f_2}_{D^{*0}} = 5.70\% \tag{8.3b}$$

Abweichungen von bis zu 7% im Vergleich zu den Werten, die mittels eines Polynoms gewonnen wurden.

Nun werden Anpassungen an die Δm-Spektren mit den unterschiedlichen Parametrisierungen der Untergrundfunktionen durchgeführt. Dies geschieht sowohl unter Verwendung der jeweils passenden Effizienzen – also derjenigen, welche mit derselben Parametrisierung gewonnen wurden – als auch mit den Alternativen. Die Resultate dieser Anpassungen sind in Tabelle 8.10 zusammengefaßt, die Spektren mit den überlagerten Anpassungsfunktionen sind im Anhang E.2 dargestellt.

Parametrisierung ϵ	Daten	$\mathcal{B}(B \to D^{**}\ell\nu)$ $[10^{-3}]$ D_1^0	D_2^{*0}	$D_1^{\pm}$	$D_2^{*\pm}$	A_{D_1}	$\mathcal{B}_{D/D^*}$	χ^2/n
Standard (P_3)		4.58	3.52	4.06	2.58	3.81	0.62	1.23
f_1	f_1	4.66	3.58	4.16	2.63	3.51	0.62	1.27
f_2	f_2	4.67	3.57	3.93	2.51	3.32	0.63	1.31
f_1	P_3	4.43	3.43	4.01	2.55	3.78	0.62	1.23
f_2	P_3	4.39	3.44	4.13	2.63	3.59	0.62	1.23
P_3	f_1	5.09	3.65	4.54	2.87	3.21	0.60	1.27
f_2	f_1	4.34	3.48	4.34	2.80	3.23	0.59	1.27
P_3	f_2	5.45	4.08	4.74	2.92	3.51	0.60	1.31
f_1	f_2	4.41	3.61	4.19	2.69	3.43	0.61	1.31

Tabelle 8.10.: Resultate der Analyse bei der Verwendung verschiedener Parametrisierungen der Untergrundfunktion bei der Anpassung an die Daten und/oder der Effizienzbestimmung.

Die Resultate erweisen sich als stabil, solange dieselbe Parametrisierung für sowohl die Anpassung als auch die Effizienzbestimmung verwendet wird. Benutzt man dafür hingegen verschiedene Funktionen, so ergeben sich teils erhebliche Abweichungen, da effektiv eine falsche Effizienz verwendet wird. Das Vorhandensein einer Variation der Effizienzen mit den verschiedenen Parametrisierungen zeigt, wie wichtig es ist, die Effizienzen unter Berücksichtigung des kompletten Untergrundes und seiner Beschreibung in der Anpassung zu bestimmen.

Als systematische Unsicherheit werden daher nur Unterschiede in Betracht gezogen, die entstehen, wenn für Effizienz und Anpassung eine einheitliche Parametrisierung verwendet wird. Die größten dort auftretenden Abweichungen betragen zwischen 1.7% und 3.1%, je nach Art der D^{**}.

Es ist nicht auszuschließen, daß mit diesem Verfahren eine Unsicherheit für die semileptonischen Verzweigungsverhältnisse doppelt veranschlagt wird, denn bereits die statistische Unsicherheit der Effizienzen zieht mögliche Variationen des Untergrundes in Betracht. Je geringer das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis in einem Zerfallskanal ist, desto größer wird die statistische Unsicherheit auf die entsprechende Effizienz, da die Anpassung, mit der die Effizienz bestimmt wird, sowohl das Signal, als auch den Untergrund beschreiben muß, und aus dieser gemeinsamen Anpassung die Fehlergrenzen bestimmt werden. Insofern ist zumindest ein Teil der durch die Untergrundparametrisierung gegebenen Unsicherheit schon durch die Präzision der Effizienzen beschrieben.

Die Bestimmung der Gesamteffizienz in dieser Analyse läßt prinzipiell zu, daß Teile des Signals durch die Untergrundfunktionen mitbeschrieben werden oder umgekehrt. Dieser Effekt wird bei der Bestimmung der Effizienzkorrekturen für die Helizitätswinkelintervalle nicht berücksichtigt, da diese Korrekturen aus den Verteilungen in ϑ_h, nicht in Δm, extrahiert werden. Entsprechend sind diese Korrekturen von der verwendeten Untergrundparametrisierung abhängig, was die große Auswirkung der Parametrisierung auf den Parameter A_{D_1} erklärt.

Daher werden die oben erwähnten Abweichungen für die Verzweigungsverhältnisse als konservative Abschätzungen der systematischen Unsicherheit verwendet. Für den Parameter A_{D_1} ergibt sich so eine Unsicherheit von etwa 13%, während das Verhältnis $\mathcal{B}_{D/D^*}$ der D_2^*-Zerfälle nahezu keine Unsicherheit durch die Untergrundbeschreibung erfährt.

8.5. Summe der systematischen Unsicherheiten

Die in den vorangegangenen Abschnitten diskutierten systematischen Unsicherheiten sind in Tabelle 8.11 zusammengefaßt. Die einzelnen Fehlerquellen können dabei als unkorreliert betrachtet werden, so daß sich die gesamte systematische Unsicherheit aus der quadratischen Addition der Einzelbeiträge ergibt. Zum Vergleich ist die statistische Präzision der Messung mit angegeben.

Für die gemessenen semileptonischen Verzweigungsverhältnisse ist festzustellen, daß es jeweils mehrere Beiträge derselben Größenordnung gibt, welche die systematische Unsicherheit vorrangig bestimmen. Diese Beiträge stammen vor allem aus der Teilchenidentifikation des Detektors, Modell und Umfang der verwendeten Signalsimulation, sowie den Zerfällen der $\Upsilon(4S)$-Resonanz und der intermediären charm Mesonen. Das heißt, daß die Analyse nicht von einer einzelnen Fehlerquelle limitiert wird und durch die Verringerung eines Einzelbeitrags keine nennenswerte Reduzierung der Gesamtunsicherheit erreicht werden kann. Im Vergleich zu der statistischen

relative Unsicherheit [%]	$\mathcal{B}(B \to D^{**}\ell\nu)$				A_{D_1}	$\mathcal{B}_{D/D^*}$
	D_1^0	D_2^{*0}	$D_1^{\pm}$	$D_2^{*\pm}$		
Spurrekonstruktion	1.76	1.39	1.03	1.14	0.02	0.05
π^0-Rekonstruktion	0.06	0.29	3.25	0.60	0.01	0.42
Teilchenidentifikation	2.61	2.75	3.11	2.64	0.04	0.08
Effizienzkorrektur	0.65	0.06	0.17	0.31	15.46	0.00
Zerfallsmodell $B \to D^{**}\ell\nu$	2.11	4.75	3.21	1.95	0.09	0.65
Statistik der Simulation	1.80	5.61	2.50	3.32	0.05	1.87
Anzahl der $B\overline{B}$-Paare	1.11	1.07	1.14	1.05	0.01	0.02
f_{+-}/f_{00}	2.47	2.53	2.47	2.40	0.02	0.03
$\mathcal{B}(D^{*\pm}\to D^0\pi^{\pm})$	0.76	0.19	0.04	0.10	0.01	0.16
$\mathcal{B}(D^{*0}\to D^0\pi^0)$	0.11	0.45	5.07	0.93	0.03	1.69
$\mathcal{B}(D^0\to K\pi)$	1.89	0.42	1.78	2.03	0.04	0.38
$\mathcal{B}(D^{\pm}\to K\pi\pi)$	0.07	2.67	0.24	0.54	0.03	0.56
Untergrundparametrisierung	1.97	1.70	3.14	2.61	12.76	0.48
Systematische Unsicherheit	5.78	9.03	9.17	6.51	20.05	2.77
Statistische Unsicherheit	5.63	9.91	9.07	15.41	15.75	4.84
Gesamtunsicherheit	8.07	13.41	12.90	16.73	25.50	5.58

Tabelle 8.11.: Übersicht aller relativen systematischen Unsicherheiten, sowie der statistischen Präzision der Anpassung und der daraus resultierenden Gesamtunsicherheit.

Präzision der Messung findet man, mit Ausnahme des geladenen D_2^*, systematische und statistische Unsicherheiten gleicher Größe. Eine Erweiterung der Analyse auf den gesamten inzwischen vorhandenen Datensatz des *BABAR*-Experimentes wäre also nur dann sinnvoll, wenn in gleichem Maße systematische Unsicherheiten reduziert werden könnten. Allerdings werden, unabhängig von dieser Analyse, zur Bestimmung vieler systematischer Einflüsse bereits die *BABAR*-Daten in vollem Umfang verwendet, so daß eine signifikante Reduzierung der systematischen Unsicherheit kaum zu erreichen ist.

Anders ist die Situation bei den beiden Parametern $\mathcal{B}_{D/D^*}$ und A_{D_1}, welche die Zerfälle der D^{**} beschreiben. Da sie das Verhältnis der Daten in verschiedenen Zerfallskanälen bzw. Helizitätsintervallen beschreiben, sind für sie viele systematische Einflüsse unterdrückt. Nennenswerte Unsicherheiten entstehen im Fall von $\mathcal{B}_{D/D^*}$ nur aus der Statistik der Simulation und den sekundären Verzweigungsverhältnissen. Entsprechend ist das Ergebnis für $\mathcal{B}_{D/D^*}$ statistisch limitiert.

Die systematische Unsicherheit von A_{D_1} schließlich ist dominiert von den Effizienzkorrekturen in den Helizitätsintervallen, entspricht in ihrer Größe aber auch der statistischen Präzision der Messung. Das Verfahren, mit welchem die Korrekturfaktoren bestimmt werden, folgt einem phänomenologischen Ansatz, daher wäre es durchaus möglich, mit weiteren Studien zur Abhängigkeit der Rekonstruktionseffizienz vom Helizitätswinkel, diese Fehlerquelle zu reduzieren. Zusammen mit dem gesamten Datensatz könnte so die Messung von A_{D_1} deutlich präzisiert werden.

8.5.1. Korrelierte und unkorrelierte Beiträge

Sollen die einzelnen Resultate dieser Arbeit miteinander verglichen oder kombiniert werden, so ist es wichtig, die Korrelationen zwischen den Unsicherheiten der jeweiligen Messungen zu kennen.

Durch die gemeinsame Anpassung an die betrachteten Rekonstruktionskanäle sind die systematischen Unsicherheiten der Resultate für nahezu alle Fehlerquellen miteinander korreliert. Die einzige Ausnahme stellt die Unsicherheit aufgrund der Untergrundparametrisierung dar. Hier hängen die jeweiligen Auswirkungen auf die einzelnen Resultate stark von der speziell gewählten Form der Parametrisierung ab, so daß dieser Einfluß als unkorreliert angenommen wird.

Für alle übrigen Quellen sind die jeweiligen systematischen Unsicherheiten vollständig korreliert. Dabei muß zwischen positiver und negativer Korrelation unterschieden werden. Entsprechend wird die Gesamtunsicherheit der Resultate in drei Beiträge aufgeteilt, nämlich korrelierte, antikorrelierte und unkorrelierte Anteile. Die Einzelbeiträge sind im Anhang E.3 tabelliert.

Un trotzdem eines, dat es jeweß:
dat dä Ärjer vun hück – un dat jeiht flöck –
die jode ahle Zick vun murje es!

Kapitel 9.

Zusammenfassung

Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, die Verzweigungsverhältnisse semileptonischer B-Zerfälle in orbital angeregte, schmale D^{**}-Mesonen, D_1 und D_2^*, zu bestimmen. Dazu wurden D^{**}-Mesonen in vier verschiedenen Zerfallsketten rekonstruiert. Zur Trennung der Beiträge der einzelnen D^{**}-Resonanzen in den Zerfällen $D^{**}{\to}D^*\pi$ wurden diese Kanäle anhand des D^*-Helizitätswinkel in vier disjunkte Datensätze unterteilt. Aus den sich so ergebenden zehn Spektren in der Variablen Δm wurden in einer simultanen Anpassung die gesuchten Verzweigungsverhältnisse extrahiert, sowie zwei weitere Größen bestimmt, die die Zerfälle der D^{**} beschreiben: Der Polarisationsparameter A_{D_1} der D_1-Mesonen und das Verhältnis $\mathcal{B}_{D/D^*}$ der D_2^*-Zerfälle.

Die Resultate sind

$$\begin{aligned}
\mathcal{B}(B^+ \to D_1^0\ell^+\nu_\ell) \times \mathcal{B}(D_1^0 \to D^{*+}\pi^-) &= (2.97 \pm 0.17_{\text{stat}} \pm 0.17_{\text{syst}}) \cdot 10^{-3}, \\
\mathcal{B}(B^+ \to D_2^{*0}\ell^+\nu_\ell) \times \mathcal{B}(D_2^{*0} \to D^{(*)+}\pi^-) &= (2.29 \pm 0.23_{\text{stat}} \pm 0.21_{\text{syst}}) \cdot 10^{-3}, \\
\mathcal{B}(B^0 \to D_1^-\ell^+\nu_\ell) \times \mathcal{B}(D_1^- \to D^{*0}\pi^-) &= (2.78 \pm 0.24_{\text{stat}} \pm 0.25_{\text{syst}}) \cdot 10^{-3}, \\
\mathcal{B}(B^0 \to D_2^{*-}\ell^+\nu_\ell) \times \mathcal{B}(D_2^{*-} \to D^{(*)0}\pi^-) &= (1.77 \pm 0.26_{\text{stat}} \pm 0.11_{\text{syst}}) \cdot 10^{-3}
\end{aligned} \tag{9.1a}$$

und

$$\mathcal{B}_{D/D^*} = \frac{\mathcal{B}(D_2^* \to D\pi)}{\mathcal{B}(D_2^* \to D\pi) + \mathcal{B}(D_2^* \to D^*\pi)} = 0.62 \pm 0.03_{\text{stat}} \pm 0.02_{\text{syst}}, \tag{9.1b}$$

sowie

$$A_{D_1} = 3.8 \pm 0.6_{\text{stat}} \pm 0.8_{\text{syst}}. \tag{9.1c}$$

Bei den Ergebnissen sind statistische und systematische Präzision von gleicher Grössenordnung, wobei keine einzelne Quelle die systematischen Unsicherheiten dominiert.

Die semileptonischen Zerfallsbreiten

Die gesuchten Produktverzweigungsverhältnisse werden mit einer Genauigkeit von $8-16\%$ bestimmt. Dies ist die erste separate Messung aller vier Partialbreiten und der erste Nachweis des Beitrags der $D_2^{*\pm}$-Resonanz zum semileptonischen Zerfall $B \to D^*\pi\ell\nu$. Verglichen mit den Resultaten der CLEO-Kollaboration [13], den Analysen mit einem vollständig rekonstruierten B-Meson auf der $\Upsilon(4S)$-Resonanz [15] und den Arbeiten der Experimente am Tevatron [14] und LEP [69] sind die vorliegenden Ergebnisse die genauesten.

Unter der Annahme von Isospin-Symmetrie in D^{**}-Zerfällen und dem in hadronischen B-Zerfällen gemessenen Anteil von Dreikörperzerfällen $D_1 \to D\pi\pi$ [12, 60] kann im Falle der D_1-Mesonen das semileptonische Verzweigungsverhältnis absolut bestimmt werden zu

$$\begin{aligned} & \mathcal{B}(B^+ \to D_1^0\ell^+\nu_\ell) = (5.72 \pm 0.46_{\mathrm{SL}} \pm 2.79_{D\pi\pi}) \cdot 10^{-3} \\ \text{und} \quad & \mathcal{B}(B^0 \to D_1^-\ell^+\nu_\ell) = (5.35 \pm 0.66_{\mathrm{SL}} \pm 2.61_{D\pi\pi}) \cdot 10^{-3}, \end{aligned} \tag{9.2}$$

wobei die erste Unsicherheit aus der vorliegenden Analyse stammt und die zweite aus der Bestimmung des Anteils der Dreikörperzerfälle.

Solange der Anteil der Dreikörperzerfälle von D_2^*-Mesonen nicht bekannt ist, kann das für die Theoriebildung interessante Verhältnis $\mathcal{R}$ nicht aus dieser Analyse abgeleitet werden. Eingeschränkt auf die resonanten Beiträge ergeben sich die Werte zu

$$\begin{aligned} & \frac{\mathcal{B}(B^+ \to D_2^{*0}\ell^+\nu_\ell)}{\mathcal{B}(B^+ \to D_1^0\ell^+\nu_\ell)} \cdot \frac{\mathcal{B}(D_2^{*0} \to D^{(*)+}\pi^-)}{\mathcal{B}(D_1^0 \to D^{*+}\pi^-)} = 0.77 \pm 0.13 \\ \text{und} \quad & \frac{\mathcal{B}(B^0 \to D_2^{*-}\ell^+\nu_\ell)}{\mathcal{B}(B^0 \to D_1^-\ell^+\nu_\ell)} \cdot \frac{\mathcal{B}(D_2^{*-} \to D^{(*)0}\pi^-)}{\mathcal{B}(D_1^- \to D^{*0}\pi^-)} = 0.64 \pm 0.13. \end{aligned} \tag{9.3}$$

Vorhersagen von $\mathcal{R} \sim 1.5$ implizieren dann also, daß der Beitrag der nicht-resonanten Dreikörperzerfälle für die D_2^*-Mesonen doppelt so groß sein muß, wie im Falle der D_1. Dermaßen große Beiträge von rund 50% sind zwar durch die bisher gefundenen oberen Grenzen [12, 60] noch nicht ausgeschlossen, erscheinen aber sehr unwahrscheinlich. Die vorliegende Analyse liefert also ein starkes Indiz für $\mathcal{R} < 1$, in Übereinstimmung mit [22, 23].

Dieser Argumentation folgend haben die semileptonischen Zerfälle in die beiden schmalen D^{**}-Zustände zusammen einen Anteil von

$$\mathcal{B}(B \to D_1\ell\nu_\ell) + \mathcal{B}(B \to D_2^*\ell\nu_\ell) \lesssim 1\% \tag{9.4}$$

an den Zerfällen der B-Mesonen. Sie reichen damit nicht aus, um die totale semileptonische Zerfallsbreite der B-Mesonen zusammen mit den D- und D^*-Mesonen aufzufüllen. Die breiten D^{**}-Resonanzen und nicht-resonante Zerfälle $B \to D^{(*)}\pi\ell\nu$ spielen also eine größere Rolle, als HQET-Summenregeln vorhersagen [31, 32, 35].

Der Vergleich der Resultate für geladene und neutrale D^{**} bestätigt ferner die Isospin-Symmetrie in semileptonischen B-Zerfällen. Diese sagt gleiche Zerfallsbreiten für die Zerfälle voraus, so daß die Unterschiede der Verzweigungsverhältnisse den unterschiedlichen Lebensdauern der geladenen und neutralen B-Mesonen entsprechen. Die Verhältnisse

$$\frac{\mathcal{B}(B^+ \to D_1^0 \ell^+ \nu_\ell)}{\mathcal{B}(B^0 \to D_1^- \ell^+ \nu_\ell)} = 1.06 \pm 0.16$$

$$\text{und} \qquad \frac{\mathcal{B}(B^+ \to D_2^{*0} \ell^+ \nu_\ell)}{\mathcal{B}(B^0 \to D_2^{*-} \ell^+ \nu_\ell)} = 1.29 \pm 0.25 \tag{9.5}$$

sind mit den bisherigen Messungen von $\tau_{B^+}/\tau_{B^0} = 1.071 \pm 0.009$ [12, 57] konsistent.

Verzweigungsverhältnis der D_2^*-Mesonen

Das gemessene Verhältnis $\mathcal{B}_{D/D^*}$ der D_2^*-Zerfälle nach $D\pi$ und $D^*\pi$ ist in Übereinstimmung mit den bisherigen Messungen [12, 58], allerdings ist die Präzision der vorliegenden Analyse um etwa das Vierfache besser. Das Resultat ist ebenfalls verträglich mit theoretischen Vorhersagen [59], die allerdings noch größere Unsicherheiten aufweisen. Insofern ist diese Analyse ein Test für theoretische Rechnungen, die bei verbesserter Präzision diesen Meßwert reproduzieren müssen.

Polarisation der D_1-Mesonen

Umgekehrt verhält es sich mit dem Helizitätsparameter A_{D_1}. Auch hier stimmen Messung und Theorie [23] miteinenader überein, allerdings ist die Genauigkeit der vorliegenden Analyse nicht ausreichend, um Einschränkungen für die theoretischen Modelle zu ergeben. Der Wert von A_{D_1} ist im Rahmen der Unsicherheiten sowohl mit einer unpolarisierten Produktion der D_1-Mesonen verträglich, als auch mit einer Dominanz der Helizitätskomponente $\lambda = 0$, wie sie die Heavy-Quark-Symmetrie vorhersagt. Allerdings ist dies die erste Messung der D_1-Polarisation in semileptonischen B-Zerfällen.

Ausblick

Die Analysen der B-Fabriken BaBar und Belle haben den in diesem Jahr mit dem Nobelpreis ausgezeichneten CKM-Mechanismus als Ursache der CP-Verletzung im Standard-Modell der Elementarteilchen eindrucksvoll bestätigt. Die Beträge der in B-Zerfällen relevanten CKM-Matrixelemente V_{cb} und V_{ub} sind inzwischen mit einer Genauigkeit von 2% bzw. 8% bekannt [12, 57]. Dabei stammen diese Unsicherheiten weniger aus den experimentellen Meßwerten, als aus deren Interpretation im Rahmen theoretischer Beschreibungen [70].

Die Bestimmung der inklusiven semileptonischen Zerfallsbreite von B-Mesonen und die Vermessung der beteiligten exklusiven Prozesse liefert wichtige Hinweise darauf, inwieweit die in der Theorie verwendeten Entwicklungen der HQET geeignet sind, die QCD-Effekte der gebundenen Hadronen korrekt zu beschreiben. Eine wichtige Rolle spielen dabei die angeregten D^{**}-Mesonen.

In der vorliegenden Analyse wurden die Beiträge der D^{**}-Zustände des $j_q^P = 3/2^+$-Dubletts zur semileptonischen Zerfallsbreite präzise gemessen. Für eine weitergehende theoretische Interpretation der Resultate ist eine genauere Bestimmung des

Anteils der Dreikörperzerfälle $D^{**} \to D\pi\pi$ notwendig. Die Möglichkeit dazu bieten hadronische B-Zerfälle und die Produktion von D^{**}-Mesonen im Prozeß $e^+e^- \to c\bar{c}$.

Die breiten D^{**}-Zustände des $j_q^P = 1/2^+$-Dubletts sind in $B\overline{B}$-Ereignissen nur dann nachweisbar, wenn neben dem semileptonischen Zerfall das zweite B-Meson vollständig rekonstruiert wird. Solche Analysen wurden durchgeführt [15], und die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit können helfen, die Beiträge der schmalen D^{**} zu den dort betrachteten Spektren zu fixieren, insbesondere da für die D_2^*-Mesonen das Verzweigungsverhältnis $\mathcal{B}_{D/D^*}$ bestimmt wurde.

Somit liegen nun Messungen zu allen drei Dubletts $j_q^P = 1/2^-, 1/2^+$ und $3/2^+$ sowie den nicht-resonanten Zerfällen $B \to D^{(*)}\pi\ell\nu$ vor [12, 15, 57, 71]. Danach setzt sich die inklusive Breite $\Gamma(B \to X_c\ell\nu)$ zusammen aus gut 2% D-, knapp 6% D^*-, jeweils etwa 1% breite und schmale D^{**}-Mesonen und rund 0.5% nicht-resonanten Zerfällen. Auf experimenteller Seite gilt es, diese Resultate zu präzisieren, seitens der Theorie ist die Aufgabe, die HQET-Beschreibungen, insbesondere die Summenregeln, mit diesen Werten in Übereinstimmung zu bringen.

Doch dat Jlöck is ech komplett,
Wenn mer echte Fründe hätt.

Danksagung

Jeder Jeck ist anders. Dieses rheinische Toleranzedikt scheint mir, trotz des profanen Hintergrundes, ein treffender Leitspruch zur Danksagung dieser Dissertation zu sein. Denn bei der Reflexion der Zeit meiner Promotion und den Erinnerungen an all die Einflüsse, die die verschiedensten Menschen auf mich und den Fortgang dieser Arbeit genommen haben, kommt eine wirklich bunte Mischung zusammen. Und dies ist vielleicht der wichtigste Grund für mich, „Danke“ zu sagen. Im Rahmen dieser Arbeit hatte ich die Möglichkeit, meine Ideen in eine weltumspannende Gemeinschaft von rund sechshundert Physikern einzubringen – und mich mit ihren Reaktionen auseinanderzusetzen. Hinzu kommen Reisen zum SLAC und zu Tagungen und Konferenzen in aller Herren Länder. Ich bin sicher, daß ich von diesen Erfahrungen stets profitieren werde.

Ermöglicht hat mir diese Erfahrungen Herr Prof. Dr. Bernhard Spaan, der mich seinerzeit in seine Arbeitsgruppe an der TU Dresden aufnahm und mich als mein Doktorvater zu dieser Dissertation geleitet hat. Er hat stets Vertrauen in mich und meine Arbeit gehabt und mich sowohl in Dresden als auch später in Dortmund immer unterstützt. Obgleich Westfale muß er wohl das rheinische Grundgesetz intuitiv verinnerlicht haben – jedenfalls hat er mir so viel Freiraum gelassen, daß ich diese Arbeit mit Stolz als meine eigene bezeichne. Und trotzdem hat er mich derart geführt, daß meine Arbeit als offizielles Ergebnis der *BaBar*-Kollaboration wissenschaftliche Anerkennung finden konnte und schließlich bei Physics Review Letters zur Publikation eingereicht wurde.

Des weiteren hat er mit dafür gesorgt, daß das Bundesministerium für Forschung und Technologie die Mittel für eine deutsche Beteiligung am *BaBar*-Experiment zur Verfügung stellt. Insofern war meine Arbeit finanziell abgesichert, und mir ist bewußt, daß das für eine Doktorarbeit nicht selbstverständlich ist.

Daneben gilt mein Dank all den Physikern der Arbeitsgruppen in Dresden und Dortmund, sowie der *BaBar*-Kollaboration am SLAC, die mir in zahllosen Diskussionen geholfen haben, die physikalischen, technischen und computerspezifischen Probleme, die bei einer derartigen Analyse unvermeidlich auftreten, zu lösen. Besonders zu erwähnen sind hier Rolf Dubitzky, der mich aus den Untiefen der *BaBar*-Software in sicheres Fahrwasser gelotst hat, Thorsten Brandt, der mir unermüdlich Details und Tücken der *BaBar*-PID und Rekonstruktionsalgorithmen erklärt hat, Jörg Stelzer, Experte nicht nur in Belangen des EMC, Heiko Jasper, Mitstreiter bei der Ana-

lyse semileptonischer B-Zerfälle, der dadurch meine Fragen zu diesen, zu Praktika und vielen anderen Dingen als erster an den Kopf bekam und geduldig beantwortet hat, sowie Jens Schubert, der sich lange Zeit mit mir ein Büro in Dresden und am SLAC teilen mußte und so meinen Emotionen am direktesten ausgesetzt war, ein Schicksal, das dann in Dortmund Jesko Merkel traf.

Wo auch immer ich gerade in der Welt war, die Sekretärinnen der Institute in Dresden und Dortmund wußten mich immer zu erreichen, waren für mich immer erreichbar und haben mir sehr geholfen, die notwendigen bürokratischen Abläufe zu meistern. Daher gilt mein ganz herzlicher Dank Frau Fischer, Frau Krause und Frau Lorenz. Von Antragsformularen bis hin zu Glühweinrezepten wußten sie immer, was wo zu finden und wie zu verwenden war.

Was für die Bürokratie die Sekretärinnen waren, das waren für die Pflege der Computernetzwerke die Systemadministratoren Rainer Schwierz, Klaus Wacker und Matthias Domke. Schuldlos an den Widrigkeiten haben sie meine Klagen ertragen und geholfen, möglichst schnell wieder eine funktionierende Arbeitsumgebung zu schaffen. Ohne sie wäre diese Arbeit unmöglich gewesen.

Nachdem man sich jahrelang in die Details der eigenen Analyse vergraben hat, ist es keine triviale Aufgabe mehr, die Analyse vollständig und verständlich zu beschreiben. Ich möchte mich bei allen bedanken, die vorab Versionen dieser Dissertation gelesen und mich mit vielen wertvollen Hinweisen und Diskussionen wieder auf Normalniveau geholt haben.

Während meiner Promotion habe ich in Dresden, Dortmund und Stanford viele neue Freunde gefunden – aber dabei zum Glück die alten nicht verloren. Ich will gar nicht versuchen aufzuzählen, wofür ich mich bei ihnen und insbesondere meiner Familie bedanken müßte. Ich weiß, ohne Euch hätte ich es nicht geschafft.

Schießlich gilt mein ganz besonderer Dank meiner Endenicher Wäscherprinzessin Patricia. Zu Beginn dieser Doktorarbeit war mir nicht klar, was damit auf uns zukommen würde. Ich bin froh, in Dir eine Expertin für Fernbeziehungen gefunden zu haben, so daß Du mir immer nah warst, egal wie viele Zeitzonen uns gerade trennten. Danke für Dein Verständnis, Deine Unterstützung, Deine Liebe!

Wenn diese Dissertation angenommen wird, werden sich, so hoffe ich, zur Disputation viele der erwähnten Personen einfinden, um mit mir den Abschluß dieser Promotion gebührend zu feiern. In diesem Kreis werde ich zwei Menschen vermissen. Sie haben mich vor und während dieser Arbeit begleitet und ihre Anteilnahme war mir eine große Motivation. Leider sind sie beide innerhalb nur weniger Wochen im Winter 2005/06 verstorben; doch ich bin mir sicher, daß sie nach wie vor mein Fortkommen wohlwollend verfolgen: meine Großmutter Gertrud Hauke und mein Schwiegervater in spe Franz-Wilhelm Schwarz. Zu gerne hätte ich mit ihnen aus gegebenem Anlaß eine Flasche Sekt geöffnet!

So wie ich mit ihnen auf den Abschluß dieser Arbeit angestoßen hätte, so möchte ich alle, die mich gefördert, gefordert und begleitet haben, einladen, mit mir zu feiern:

Drum maht met uns hück eine dropp,
Dann steht janz Kölle Kopp!

Anhang A.

Theoretische Modelle der Zerfälle $B \to D^{**}\ell\nu$

A.1. Berechnung der Formfaktoren im ISGW2-Modell

Die Autoren des ISGW2-Modells wählen zur Parametrisierung des hadronischen Stroms H_μ die folgende Form:

$$\langle D_1(p_X,\epsilon)|\, V^\mu \,|B(p_B)\rangle = r\epsilon^{*\mu} + \left[s_+(p_B+p_X)^\mu + s_-(p_B-p_X)^\mu\right](\epsilon^*\cdot p_B), \tag{A.1a}$$

$$\langle D_1(p_X,\epsilon)|\, A^\mu \,|B(p_B)\rangle = iv\varepsilon^{\mu\alpha\beta\gamma}\epsilon^*_\alpha(p_B+p_X)_\beta(p_B+p_X)_\gamma, \tag{A.1b}$$

$$\langle D_2^*(p_X,\epsilon)|\, V^\mu \,|B(p_B)\rangle = ik\varepsilon^{\mu\alpha\beta\gamma}\epsilon^*_{\alpha\delta}p_B^\delta(p_B+p_X)_\beta(p_B-p_X)_\gamma, \tag{A.1c}$$

$$\langle D_2^*(p_X,\epsilon)|\, A^\mu \,|B(p_B)\rangle = k\epsilon^{*\mu\nu}p_{B\nu} + \left[b_+(p_B+p_X)^\mu + b_-(p_B-p_X)^\mu\right]\epsilon^*_{\alpha\beta}p_B^\alpha p_B^\beta, \tag{A.1d}$$

wobei V^μ und A^μ die Vektor- bzw. Axialvektoranteile des Quarkstroms Q^μ bezeichnen. Die Vierervektoren p sind mit den Vierergeschwindigkeiten verknüpft durch die Beziehung $v^\mu = \frac{1}{m}p^\mu$.

Die Formfaktoren der einzelnen Matrixelemente sind gegeben durch:

$$\begin{aligned}
v &= \left[\frac{\tilde{m}_B\beta_B}{4\sqrt{2}m_b m_c \tilde{m}_X} + \frac{m_d}{\tilde{m}_X\beta_B}\frac{\tilde{w}-1}{6\sqrt{2}}\right]F_5^{(v)}, \\
r &= \frac{\tilde{m}_B\beta_B}{\sqrt{2}}\left[\frac{1}{\mu_+} + \frac{m_d\tilde{m}_X}{3m_c\beta_B^2}(\tilde{w}-1)^2\right]F_5^{(r)}, \\
s_+ + s_- &= \frac{m_d}{\sqrt{2}\tilde{m}_B\beta_B}\left[1 - \frac{m_d}{m_c} + \frac{m_d}{2\mu_+}\frac{\beta_B^2}{\beta_{BX}^2}\right]F_5^{(s_+ + s_-)}, \\
s_+ - s_- &= \frac{m_d}{\sqrt{2}m_c\beta_B}\left[\frac{4-\tilde{w}}{3} - \frac{m_d m_c}{2\tilde{m}_X\mu_+}\frac{\beta_B^2}{\beta_{BX}^2}\right]F_5^{(s_+ - s_-)}
\end{aligned} \tag{A.2}$$

und

$$\begin{aligned}
h &= \frac{m_d}{2\sqrt{2}\tilde{m}_B\beta_B}\left[\frac{1}{m_c} - \frac{m_d}{2\tilde{m}_X\mu_-}\frac{\beta_B^2}{\beta_{BX}^2}\right]F_5^{(h)}, \\
k &= \frac{m_d}{\sqrt{2}\beta_B}(\tilde{w}-1)F_5^{(k)}, \\
b_+ + b_- &= \frac{m_d^2}{4\sqrt{2}m_c m_b \tilde{m}_B\beta_B}\frac{\beta_X^2}{\beta_{BX}^2}\left[1 - \frac{m_d}{2\tilde{m}_B}\frac{\beta_X^2}{\beta_{BX}^2}\right]F_5^{(b_+ + b_-)}, \\
b_+ - b_- &= \frac{-m_d}{\sqrt{2}m_b\tilde{m}_X\beta_B}\left[1 - \frac{m_d m_b}{2\tilde{m}_B\mu_+}\frac{\beta_X^2}{\beta_{BX}^2} + \frac{m_d}{4m_c}\frac{\beta_X^2}{\beta_{BX}^2}\left(1 - \frac{m_d}{2\tilde{m}_B}\frac{\beta_X^2}{\beta_{BX}^2}\right)\right]F_5^{(b_+ - b_-)}.
\end{aligned} \tag{A.3}$$

	u	d	s	c	b
m_q [GeV]	0.33	0.33	0.55	1.82	5.12

Tabelle A.1.: Im ISGW2-Modell verwendete Quark-Massen

Formfaktor α	$n_B(\alpha)$	$n_X(\alpha)$
v	$-1/2$	$-1/2$
r	$+1/2$	$+1/2$
$s_+ + s_-$	$-3/2$	$+1/2$
$s_+ - s_-$	$-1/2$	$-1/2$
h	$-3/2$	$-1/2$
k	$-1/2$	$+1/2$
$b_+ + b_-$	$-5/2$	$+1/2$
$b_+ - b_-$	$-3/2$	$-1/2$

Tabelle A.2.: Potenzen der Vorfaktoren des universellen Formfaktors F_5 im ISGW2-Modell

Die Parameter $\tilde{m}$ sind dabei die Summen der Massen der Konstituentenquarks, $\tilde{m}_B = m_b + m_d$ und $\tilde{m}_X = m_c + m_d$. Die β-Faktoren sind die Parameter der Mesonwellenfunktionen $\beta_X = 0.33$ und $\beta_B = 0.43$, sowie $\beta_{BX}^2 = \frac{1}{2}(\beta_B^2 + \beta_X^2)$. Die Faktoren μ sind definiert als $\mu_\pm = (1/m_c \pm 1/m_b)^{-1}$. Tabelle A.1 gibt eine Übersicht über die verwendeten Quark-Massen.

Der Parameter $\tilde{w}$ ist eine Funktion von w:

$$(\tilde{w} - 1) = \frac{m_X m_B}{\bar{m}_X \bar{m}_B}(w - 1) \tag{A.4}$$

mit den Spin-gewichteten Massen $\bar{m}_B = \frac{1}{4}m_B + \frac{3}{4}m_{B^*}$ und $\bar{m}_X = \frac{3}{8}m_{D_1} + \frac{5}{8}m_{D_2^*}$.

Alle Formfaktoren in den Gleichungen (A.2) und (A.3) sind proportional zu einer Funktion $F_5^{(\alpha)}$, wobei α den jeweiligen Formfaktor bezeichnet. Diese Funktionen sind alle, mit jeweils verschiedenen konstanten Vorfaktoren, gegeben durch die in Gleichung (2.12) verwendete universelle Funktion $F_5(q^2)$. Explizit gilt:

$$F_5^{(\alpha)} = \left(\frac{\bar{m}_B}{\tilde{m}_B}\right)^{n_B(\alpha)} \left(\frac{\bar{m}_X}{\tilde{m}_X}\right)^{n_X(\alpha)} \left(\frac{\tilde{m}_X}{\tilde{m}_B}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\beta_B\beta_X}{\beta_{BX}^2}\right)^{\frac{5}{2}} \left[1 + \frac{r_{BX}^2}{12}\left(q_{\max}^2 - q^2\right)\right]^{-2}. \tag{A.5}$$

Die Potenzen der ersten beiden Vorfaktorn variieren je nachdem, welcher Formfaktor α betrachtet wird; die Werte der Exponenten sind Tabelle A.2 zu entnehmen. Der Faktor r_{BX}^2 wird „Ladungsradius“ genannt [22], er beträgt für charm Mesonen typischerweise $r_{BX}^2 \sim 0.2\,\mathrm{GeV}^{-2}c^4$.

Anhang B.

Rekonstruktion und Selektion

B.1. Verteilungen der zur Selektion genutzen Variablen

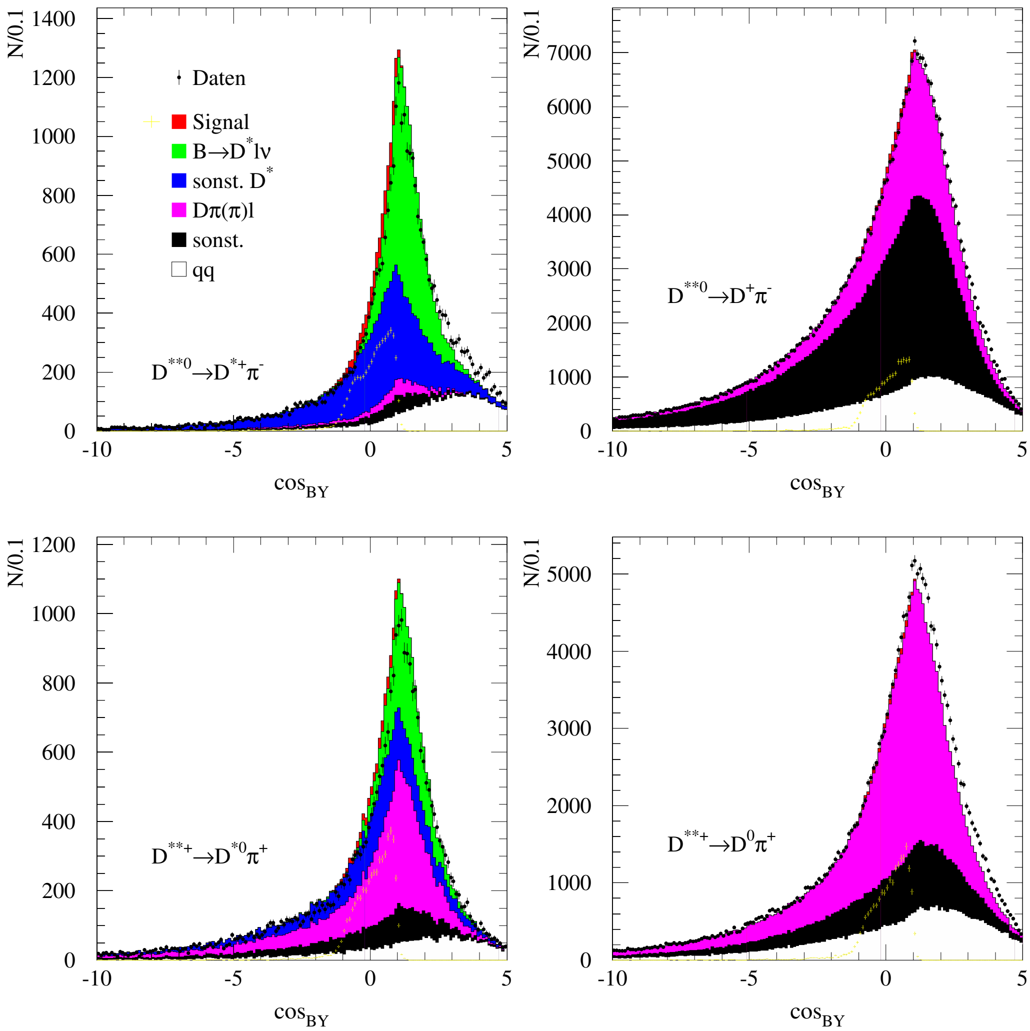

Abbildung B.1.: Verteilung der Variablen cos_{BY} in allen Zerfallsketten.

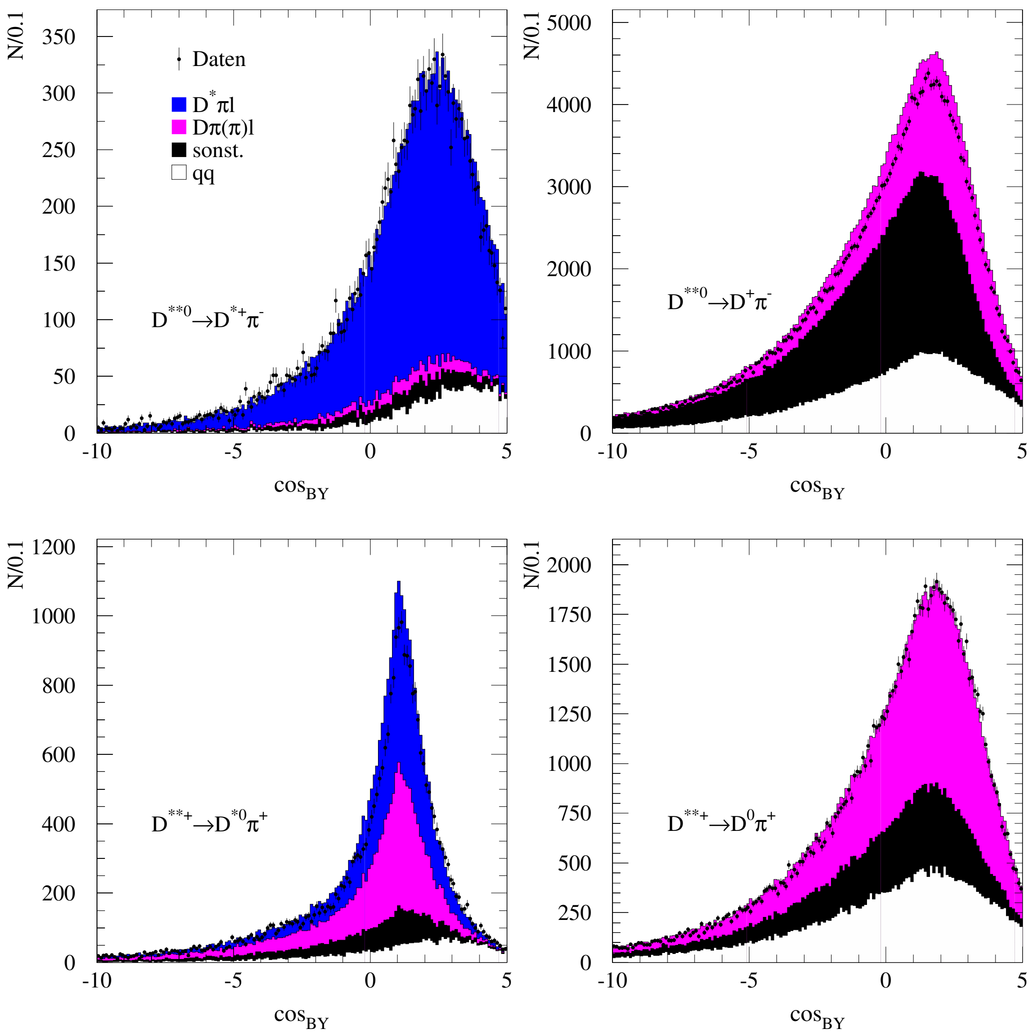

Abbildung B.2.: Verteilung der Variablen cos_{BY} in allen Zerfallsketten für $D^{**}\ell$-Kombinationen, die die Ladungskorrelation zwischen Lepton und Kaon verletzen.

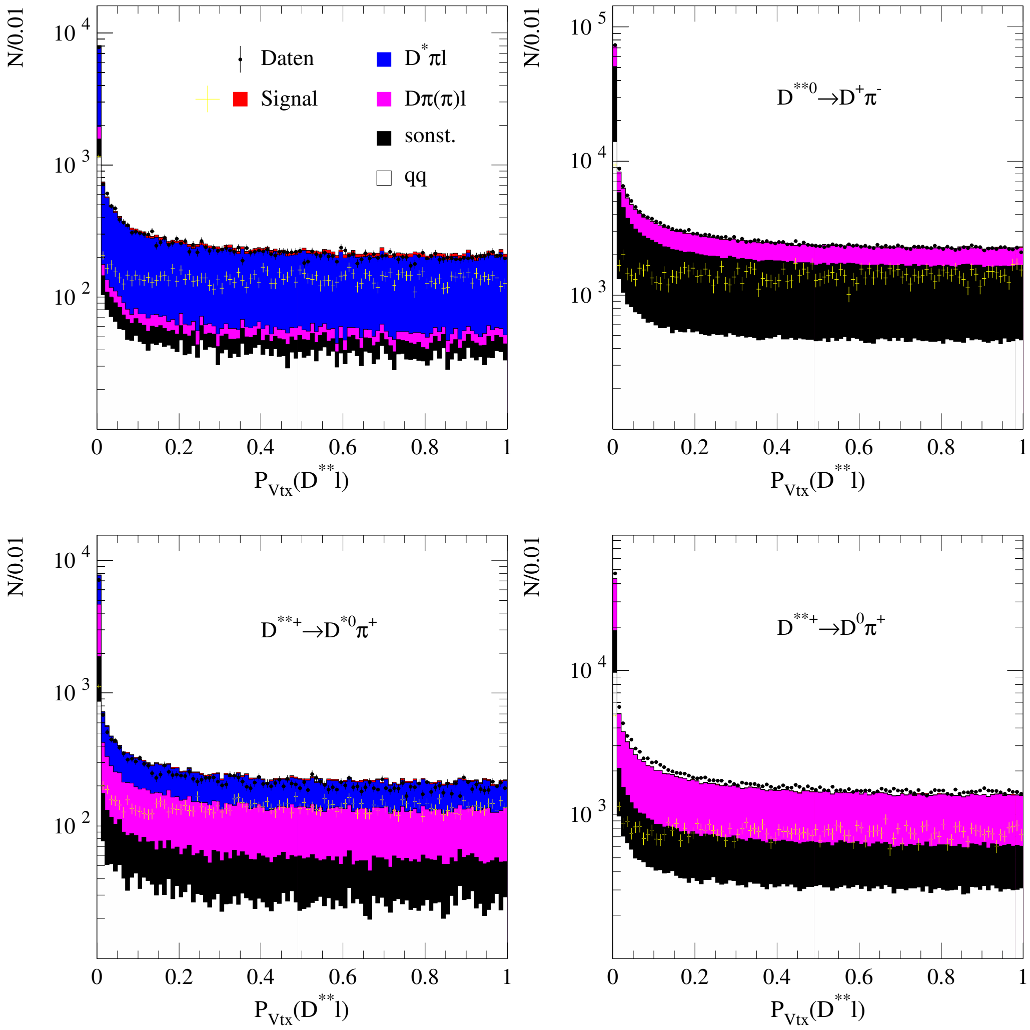

Abbildung B.3.: Verteilung der Variablen $P_{Vtx}(D^{**}\ell)$ in allen Zerfallsketten.

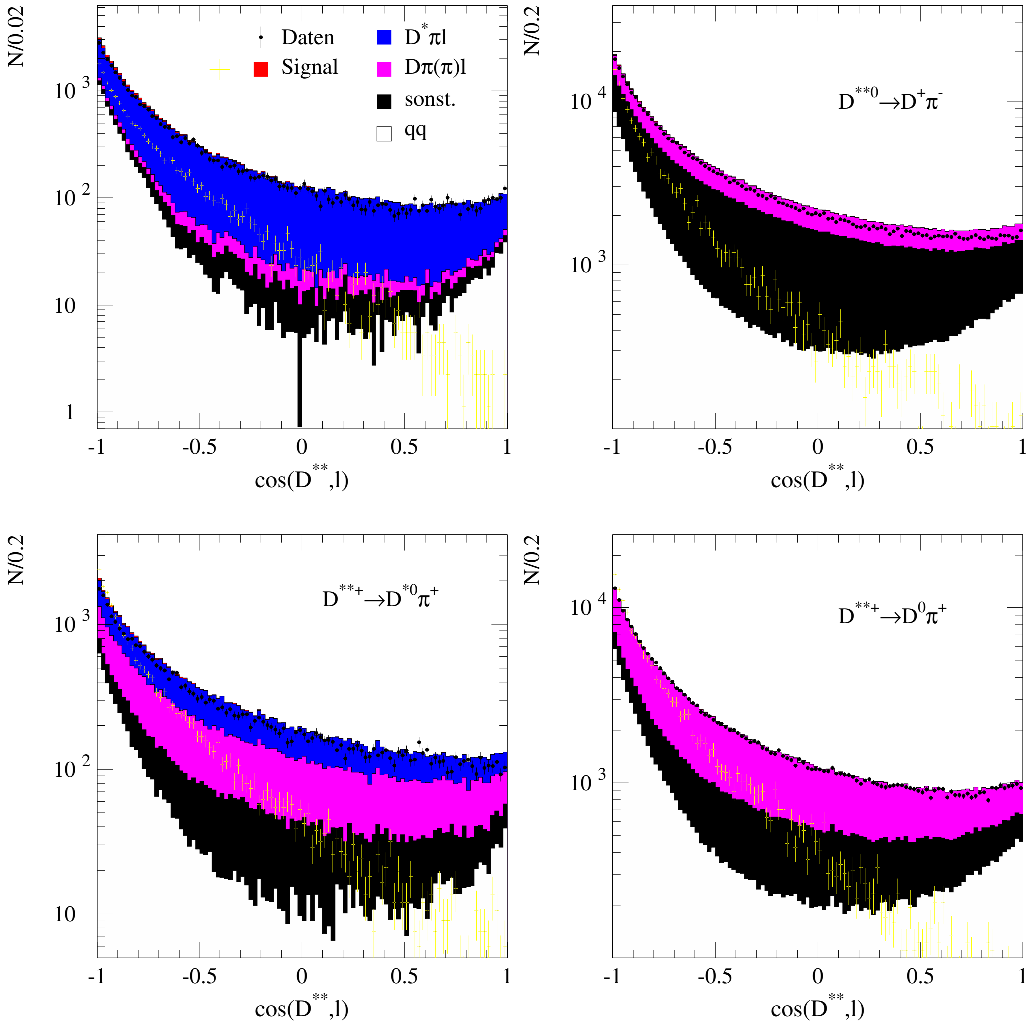

Abbildung B.4.: Verteilung der Variablen $\cos\angle(D^{**},\ell)$ in allen Zerfallsketten.

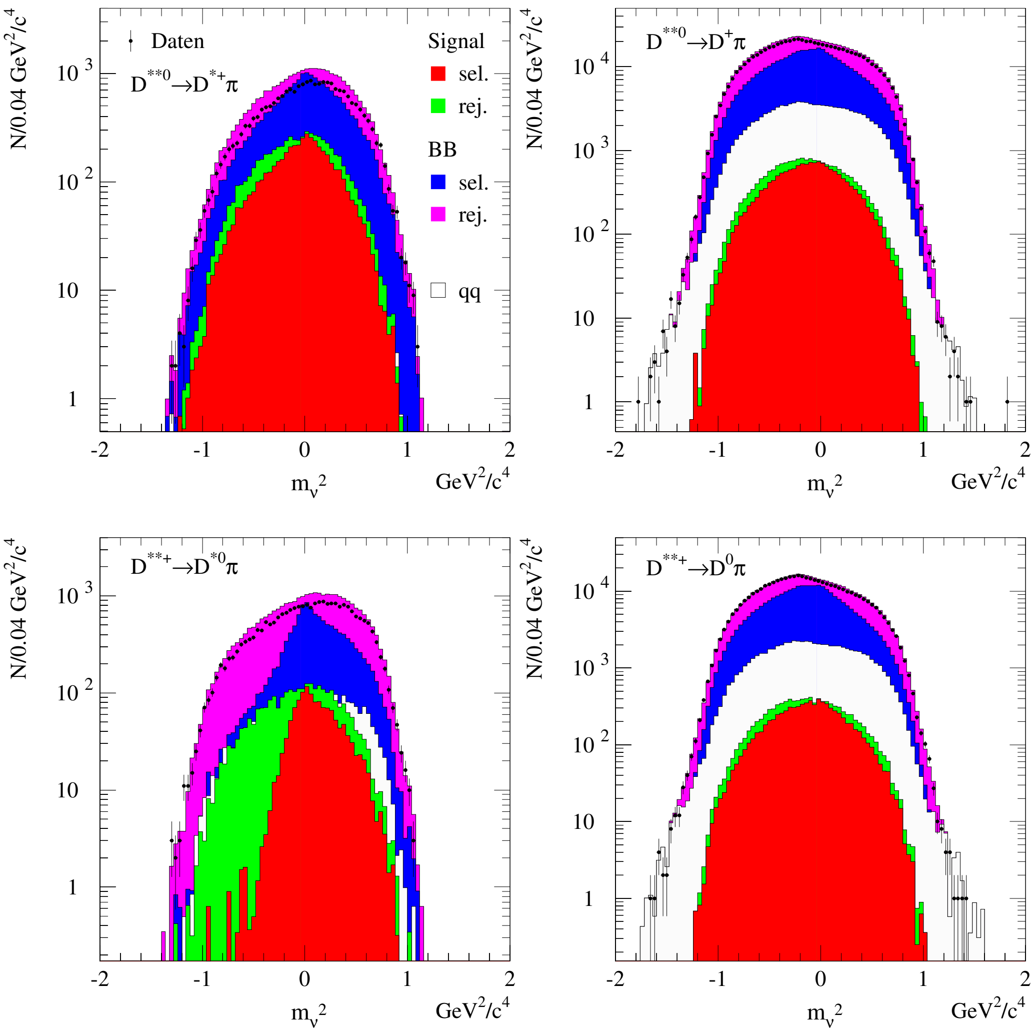

Abbildung B.5.: Verteilung der Variablen $\tilde{m}_\nu^2$ in allen Zerfallsketten. In den Kanälen $D^{**}\!\rightarrow\!D^*\pi$ wird die Kandidatenselektion basierend auf $\tilde{m}_\nu^2$ nicht angewandt, da diese Spektren erheblich weniger Untergrund beinhalten, der in Grün eingezeichnete Signalbeitrag wird also nicht verworfen. Er ist aber zum Vergleich mit den Kanälen $D^{**}\!\rightarrow\!D\pi$ separat eingezeichnet.

B.2. Die Reflexion im $D^{*0}\pi^{\pm}$-Spektrum

Wird das geladene Pion eines Zerfalls $D^{*\pm}\rightarrow D^0\pi^{\pm}$ fälschlich als Pion eines D^{**}-Zerfalls verwendet, so bilden diese fehlrekonstruierten Ereignisse eine sehr scharfe Resonanzstruktur im Δm-Spektrum der Zerfallskette $D^{**\pm}\rightarrow D^{*0}\pi^{\pm}$. Dies läßt sich am einfachsten im Ruhesystem des wahren $D^{*\pm}$ zeigen. In diesem Bezugssystem gilt für die Impulse der beteiligten Teilchen:

$$|\vec{p}_{D^{*\pm}}| = 0 \tag{B.1a}$$

$$|\vec{p}_D| = |\vec{p}_{\pi_S}| = \frac{\sqrt{(m^2_{D^{*\pm}} - (m_D + m_\pi)^2)(m^2_{D^{*\pm}} - (m_D - m_\pi)^2)}}{2m_{D^{*\pm}}} = 39\,\text{MeV}. \tag{B.1b}$$

Mit den bekannten Massen der Teilchen lassen sich so auch die Energien berechnen zu:

$$E_{D^{*\pm}} = m_{D^{*\pm}} = 2,010\,\text{GeV} \tag{B.2a}$$

$$E_D = \sqrt{|\vec{p}_D|^2 + m_D^2} = 1,865\,\text{GeV} \tag{B.2b}$$

$$E_{\pi_S} = \sqrt{|\vec{p}_{\pi_S}|^2 + m^2_{\pi_S}} = 0,145\,\text{GeV}. \tag{B.2c}$$

Dazu wird nun eine Kombination aus zwei Photonen hinzugefügt. Damit dieses Photonpaar zusammen mit dem D^0 als D^{*0}-Kandidat selektiert wird, muß die Bedingung der Massendifferenz $m(D^0\pi^0) - m(D^0)$ erfüllt sein. Außerdem werden bei der kinematischen Anpassung an die π^0-Masse Energie und Impuls der beiden Photonen derart variiert, daß die invariante Masse der beiden Photonen exakt der eines π^0 entspricht. Es gilt also:

$$E^2_{\gamma\gamma} - |\vec{p}_{\gamma\gamma}|^2 = m^2_{\pi^0} = (0,135\,\text{GeV})^2 \tag{B.3a}$$

$$(E_D + E_{\gamma\gamma})^2 - (\vec{p}_D + \vec{p}_{\gamma\gamma})^2 = m^2_{D^{*0}} = (2,007\,\text{GeV})^2. \tag{B.3b}$$

Diese beiden Gleichungen kann man zusammenfassen zu

$$\Delta_{m^2} = m^2_{D^{*0}} - m^2_D - m^2_{\pi^0} = 2E_D\sqrt{m^2_{\pi^0} + |\vec{p}_{\gamma\gamma}|^2} - 2\vec{p}_D \cdot \vec{p}_{\gamma\gamma}, \tag{B.4}$$

was nach ausquadrieren der Wurzel zu einer quadratischen Gleichung für $|\vec{p}_{\gamma\gamma}|$ führt:

$$|\vec{p}_{\gamma\gamma}|^2 \left(E_D^2 - |\vec{p}_D|^2 \cos^2\vartheta_{D,\gamma\gamma}\right) - |\vec{p}_{\gamma\gamma}| \cdot \Delta_{m^2}|\vec{p}_D| \cos\vartheta_{D,\gamma\gamma} + E_D^2 m^2_{\pi^0} - 1/4 \cdot \Delta^2_{m^2} = 0. \tag{B.5}$$

Mit den drei Koeffizienten dieser Gleichung,

$$c_2 = E_D^2 - |\vec{p}_D|^2 \cos^2\vartheta_{D,\gamma\gamma} \tag{B.6a}$$

$$c_1 = \Delta_{m^2}|\vec{p}_D| \cos\vartheta_{D,\gamma\gamma} \tag{B.6b}$$

$$c_0 = E_D^2 m^2_{\pi^0} - 1/4 \cdot \Delta^2_{m^2}, \tag{B.6c}$$

ergibt sich die Lösung für $|\vec{p}_{\gamma\gamma}|$ formal zu

$$|\vec{p}_{\gamma\gamma}| = \frac{c_1}{2c_2} \pm \sqrt{\left(\frac{c_1}{2c_2}\right)^2 - \frac{c_0}{c_2}}. \tag{B.7}$$

Die drei Koeffizienten der quadratischen Gleichung sind dabei nicht exakt bestimmt, da sie zum einen von dem unbekannten Winkel $\vartheta_{D,\gamma\gamma}$ abhängen, zum zweiten aber auch die Selektion von D^{*0}-Kandidaten eine Abweichung von der nominellen D^{*0}-Masse von $\pm 2\,\mathrm{MeV}$ toleriert, so daß auch der Wert von Δ_{m^2} variiert. Beide Einflüsse sind allerdings gering, da der Winkel $\vartheta_{D,\gamma\gamma}$ nur in Verbindung mit p_D in die Rechnung eingeht und p_D mit 39 MeV extrem klein im Vergleich zu E_D ist. Ebenso ist die Variation in der D^{*0}-Selektion mit 2 MeV klein gegen den Wert von $m(D^{*0})$. Insgesamt ergeben sich für die drei Koeffizienten die folgenden erlaubten Wertebereiche:

$$3,477\,\mathrm{GeV}^2 \le c_2 \le 3,478\,\mathrm{GeV}^2 \tag{B.8a}$$

$$-0,0211\,\mathrm{GeV}^3 \le c_1 \le +0,0211\,\mathrm{GeV}^3 \tag{B.8b}$$

$$-0,0098\,\mathrm{GeV}^4 \le c_0 \le -0,0055\,\mathrm{GeV}^4. \tag{B.8c}$$

Damit kann man die Variation der Lösung näher untersuchen. Zunächst kann die Unsicherheit in c_2 vernachlässigt werden. Ferner ist c_2 um rund zwei Größenordnungen größer als c_1 und c_0, so daß der quadratische Term unter der Wurzel in Gleichung (B.7) ebenfalls vernachlässigt werden kann. Schließlich kommt, da das Vorzeichen von c_0 in allen Fällen negativ ist, vor der Wurzel nur das Pluszeichen in Betracht, um eine physikalisch sinnvolle, also positive Lösung für $|\vec{p}_{\gamma\gamma}|$ zu erhalten.

Somit erhält man für den gesuchten Impulsbetrag des selektierten π^0 relative enge Grenzen zu

$$40\,\mathrm{MeV} \le |\vec{p}_{\gamma\gamma}| \le 53\,\mathrm{MeV}. \tag{B.9}$$

Trotz der Unkenntnis des Winkels zwischen den Impulsen des π^0-Kandidaten und des D^0 und der Unsicherheit aufgrund der D^{*0}-Selektion ist der Betrag des Impulses für selektierte π^0-Kandidaten also mit einer Genauigkeit von einigen MeV/c bestimmt. Entsprechend ist die Energie der π^0-Kandidaten beschränkt auf das Intervall:

$$141\,\mathrm{MeV} \le E_{\gamma\gamma} \le 145\,\mathrm{MeV}. \tag{B.10}$$

Mit diesen Einschränkungen für π^0-Kandidaten kann man nun untersuchen, wo solche Ereignisse im Δm-Spektrum als D^{**}-Kandidaten auftreten. Dazu wird die invariante Masse des D^{**}-Kandidaten berechnet:

$$m(D\pi_S\pi^0) = \sqrt{(E_D + E_{\pi_S} + E_{\gamma\gamma})^2 - (\vec{p}_D + \vec{p}_{\pi_S} + \vec{p}_{\gamma\gamma})^2}. \tag{B.11}$$

Da die Berechnung im D^*-Ruhesystem erfolgt, ist $\vec{p}_D + \vec{p}_{\pi_S} = 0$. E_D und E_{π_S} sind bekannt, und mit den Grenzen für die kinematischen Eigenschaften des π^0-Kandidaten aus den Gleichungen (B.9) und (B.10) erhält man für die Masse des D^{**}-Kandidaten den erlaubten Bereich

$$2.150\,\mathrm{GeV} \le m(D\pi_S\pi^0) \le 2.154\,\mathrm{GeV}. \tag{B.12}$$

Dieser übersetzt sich in der Massendifferenz zu

$$\Delta m = (287 \pm 2)\ \mathrm{MeV}/c^2. \tag{B.13}$$

Bei einer Binbreite von $10\,\mathrm{MeV}/c^2$, wie sie in Abbildung 4.16 gezeigt ist, treten also alle Ereignisse des Typs $D^{*\pm} \to D^0 \pi^\pm$, bei denen das D^0 zusammen mit einem π^0-Kandidaten auch die D^{*0}-Selektion erfüllt, im gleichen Bin auf. Dies erklärt die starke Anhäufung im ersten Bin oberhalb der kinematischen Schwelle im Spektrum des Kanals $D^{**\pm} \to D^{*0} \pi^\pm$ in Abbildung 4.16.

B.3. Detektorauflösung in Δm

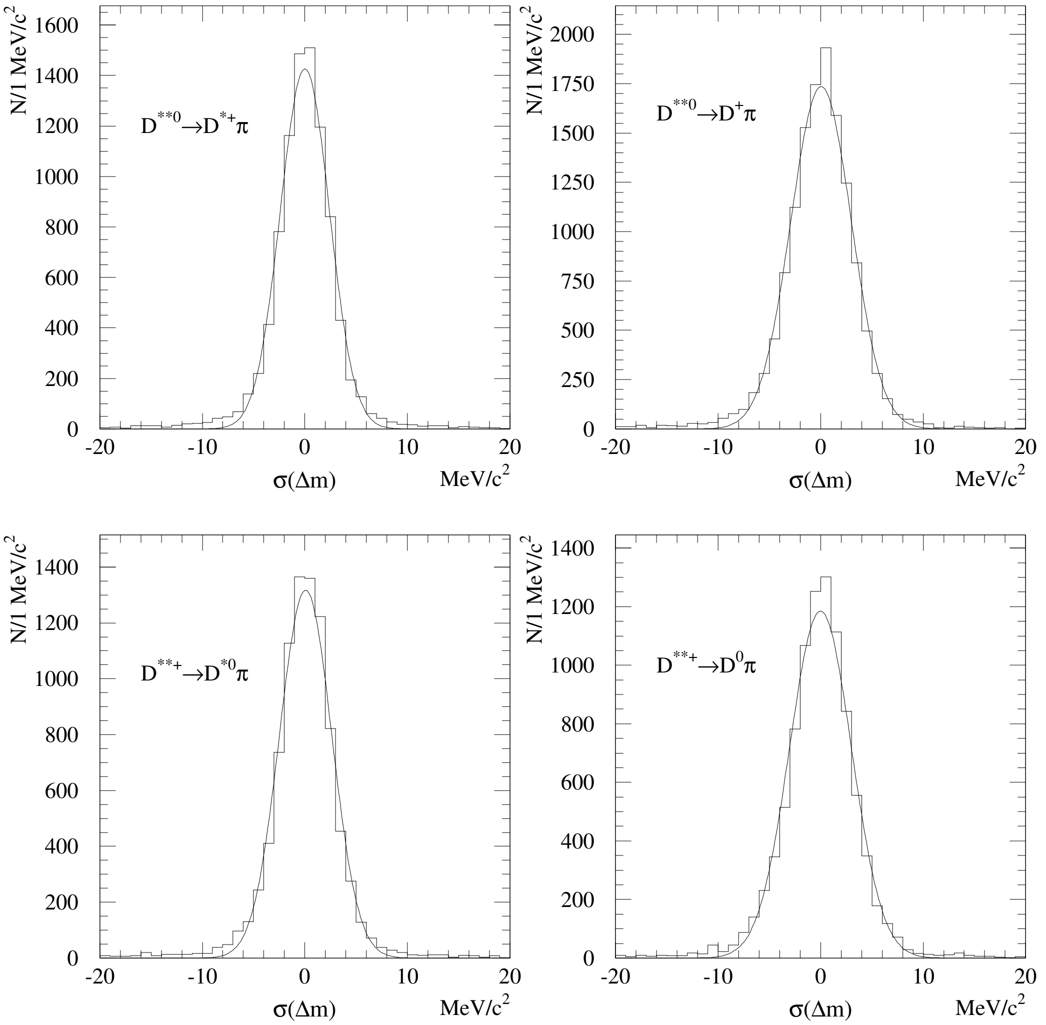

Abbildung B.6.: Detektorauflösung in Δm für alle Zerfallskanäle, gewonnen aus den jeweiligen Signalsimulationen. Die eingezeichneten Kurven entsprechen der Anpassung einer Gauß-Funktion an die Verteilung.

Kanal		$D^{*\pm}\pi^{\mp}$	$D^{*0}\pi^{\pm}$	$D^{\pm}\pi^{\mp}$	$D^{0}\pi^{\pm}$
$\sigma(m_{D^{**}})$	[MeV/c^2]	6.62±0.06	6.55±0.05	6.87±0.05	6.20±0.06
$\sigma(\Delta m)$	[MeV/c^2]	2.40±0.02	2.56±0.03	2.96±0.02	3.02±0.03

Tabelle B.1.: Detektorauflösung in $m_{D^{**}}$ und Δm für alle Zerfallsketten. Die Auflösungen entsprechen den Breiten σ der an die Verteilungen angepaßten Gauß-Funktionen, die Unsicherheiten sind die statistischen Unsicherheiten der Anpassung.

Anhang C.

Extraktion von $\mathcal{B}(B \to D^{**}\ell\nu)$

C.1. Form der Breit-Wigner-Kurve einer breiten Resonanz nahe der Schwelle

In Abschnitt 5.2.3 wurde die Form der Breit-Wigner-Funktion am Beispiel der schmalen D^{**}-Resonanzen diskutiert. Diese Fälle sind jedoch, bezogen auf ihre natürliche Breite, weit von der kinematischen Grenze entfernt, so daß der Einfluß der energieabhängigen Breite gering bleibt.

Um diesen Effekt zu verdeutlichen, soll hier ein hypothetisches Teilchen untersucht werden, welches in seiner Masse dem D_1^0 entspricht, wie selbiges vermittels einer D-Welle im Kanal $D^{*\pm}\pi^{\mp}$ zerfällt, aber eine natürliche Breite von 500 MeV besitzt. Die Schwellenenergie dieses Zerfalls liegt bei $m_{D^{*\pm}} + m_{\pi^{\pm}} = 2.15\,\text{GeV}$. Damit ist sie lediglich 270 MeV unterhalb der Resonanz, also nur etwa $\Gamma/2$ vom Maximum der Resonanzkurve entfernt. Abbildung C.1 zeigt die verschiedenen Parametrisierungen einer solchen Resonanz.

Im Gegensatz zur klassischen oder relativistischen Beschreibung mit konstanter Breite ist der Ansatz mit energieabhängigem Γ in der Lage, den Abfall der Resonanz vom Maximum hin zur Phasenraumgrenze richtig zu beschreiben. Dadurch, daß an der Phasenraumgrenze $\Gamma \to 0$ gilt, fällt dort auch die Resonanzkurve auf Null.

Für höhere Energien darf die Breite allerdings nicht in beliebiger Potenz wachsen. Oberhalb der Resonanz muß der Term $(m^2-E^2)^2$ dominieren und die Resonanzkurve asymptotisch gegen Null führen. Wächst für hohe Energien Γ in höherer Potenz an als dieser Dämpfungsterm, so zeigt die Funktion ein unphysikalischen Verhalten und strebt asymtotisch gegen 1, wie im Fall der Abhängigkeit $\Gamma(p) \sim p^5$ zu sehen ist.

Eine realistische Beschreibung liefert daher die Verwendung der Blatt-Weisskopf-Funktionen. Sie dämpfen das an der Schwelle realisierte Anwachsen der Breite in der gegebenen Potenz für höhere Energien. Im Bereich der nominellen Masse m wächst Γ quasi linear, bevor bei Energien weit oberhalb der Resonanz die Breite asymptotisch konstant wird. Dadurch wird die niederenergetische Flanke der Resonanz weniger stark unterdrückt, und für hohe Energien fällt die Resonanzkurve asymptotisch auf Null.

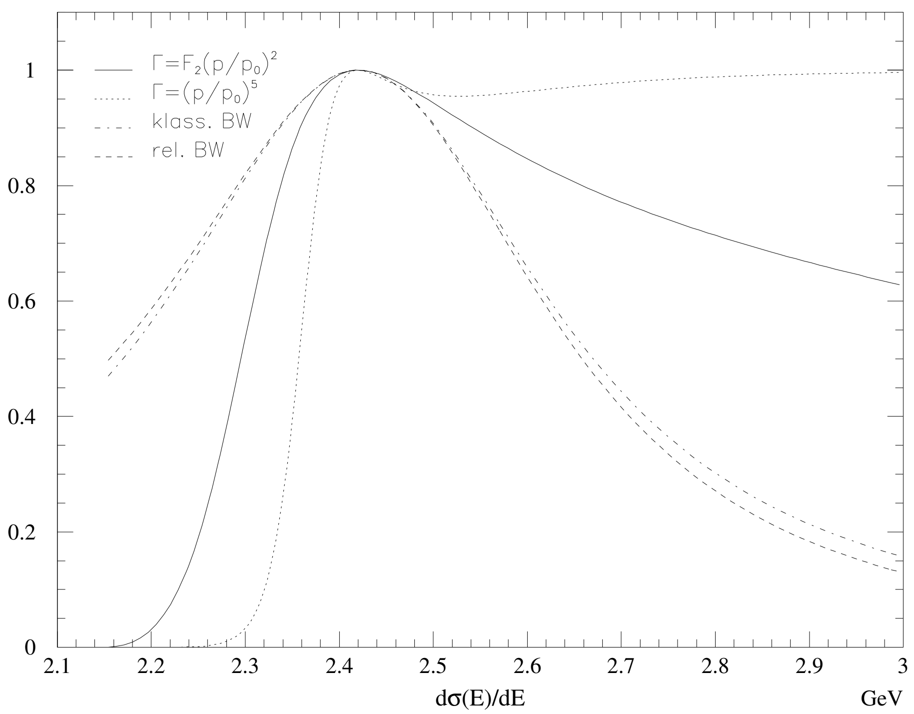

Abbildung C.1.: Breit-Wigner-Kurven für eine Resonanz mit Masse $m = 2420\,\mathrm{MeV}/c^2$ und Breite $\Gamma_0 = 500\,\mathrm{MeV}$, welche in einer D-Welle nach $D^{*\pm}\pi^{\mp}$ zerfällt. Dargestellt sind sowohl die klassische und relativistische Beschreibung mit fester Breite, als auch die Resonanzkurve mit energieabhängiger Breite für ein Potenzgesetz und die Blatt-Weisskopf-Parametrisierung.

C.2. Verschiedene Breit-Wigner-Kurven für schmale Resonanzen fern der Schwelle

Zur Untersuchung der verschiedenen Parametrisierungen einer Resonanzkurve in Abschnitt 5.2.3 werden Funktionswerte zu den verschiedenen Breit-Wigner-Kurven berechnet. Für alle Parametrisierungen gilt $m = 2420\,\mathrm{MeV}/c^2$ und $\Gamma_0 = 20\,\mathrm{MeV}$. Die Funktionen sind dabei:

$$BW_{klass.} = c_{klass.} \cdot \frac{\Gamma_0^2/4}{(E-m)^2 + \Gamma_0^2/4} \tag{C.1a}$$

$$BW_{rel.} = c_{rel.} \cdot \frac{m^2\Gamma_0^2}{(E^2-m^2)^2 + m^2\Gamma_0^2} \tag{C.1b}$$

$$BW_{\Gamma(E)} = c_{\Gamma(E)} \cdot \frac{m^2\Gamma(E)^2}{(E^2-m^2)^2 + m^2\Gamma(E)^2} \tag{C.1c}$$

$$\Gamma(E) = \Gamma_0 \cdot \left[F_2\left(p(E)/p_0\right)\right]^2,$$

wobei $p(E)$ der Impuls des Zweikörperzerfalls bei der Energie E nach Gleichung (5.14) ist.

Die Normierungsfaktoren c werden dabei so gewählt, daß die Integrale aller drei Funktionen 2000 ergeben, also einem Datensatz mit 2000 Signalereignissen entsprechen:

$$c_{klass.} = 2000 \cdot \left(\int_{-\infty}^{+\infty} BW_{klass.}\mathrm{d}E\right)^{-1} = 63.662 \tag{C.2a}$$

$$c_{rel.} = 2000 \cdot \left(\int_{0}^{+\infty} BW_{rel.}\mathrm{d}E\right)^{-1} = 63.664 \tag{C.2b}$$

$$c_{\Gamma(E)} = 2000 \cdot \left(\int_{E_{\min}}^{+\infty} BW_{\Gamma(E)}\mathrm{d}E\right)^{-1} = 63.667 \tag{C.2c}$$

Die Integrationsgrenzen sind dabei den Eigenschaften der jeweiligen Funktionen angepaßt. So ist $BW_{\Gamma(E)}$ unterhalb der kinematischen Grenze $E_{\min}$ nicht definiert, und wegen der Symmetrie $BW_{rel.}(E) = BW_{rel.}(-E)$ wird für den relativistischen Breit-Wigner nur die positive Achse betrachtet.

Zum Studium der Auflösung werden diese Funktionen auch als Faltung mit einer Gaußfunktion der Breite $\sigma = 3\,\mathrm{MeV}$ untersucht, welche definiert ist als:

$$BW \otimes G_\sigma(E) = \int BW(E-\tilde{E}) \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{\tilde{E}^2}{2\sigma}}\mathrm{d}\tilde{E}, \tag{C.3}$$

wobei die Normierung erhalten bleibt.

Damit die Funktionswerte den Daten entsprechen, welche in Intervalle von jeweils 10 MeV Breite unterteilt sind, werden auch die Funktionen jeweils über ein symmetrisches Interval der Breite 10 MeV integriert. In der folgenden Tabelle C.1 sind in der ersten Spalte jeweils die Zentralwerte der verwendeten Intervalle angegeben.

E[MeV]	$BW_{klass.}$	$BW_{klass.}$ $\otimes G_\sigma$	$BW_{rel.}$	$BW_{rel.}$ $\otimes G_\sigma$	$BW_{\Gamma(E)}$	$BW_{\Gamma(E)}$ $\otimes G_\sigma$
2305	4.7861	4.7957	5.0199	5.0301	1.4528	1.6044
2315	5.7347	5.7487	5.9895	6.0035	1.9959	2.1793
2325	6.9952	7.0156	7.2748	7.2952	2.7688	2.9923
2335	8.7198	8.7522	9.0294	9.0619	3.8989	4.1733
2345	11.1676	11.2198	11.5142	11.5670	5.6059	5.9497
2355	14.8020	14.8937	15.1971	15.2894	8.2964	8.7408
2365	20.5284	20.7035	20.9854	21.1618	12.7862	13.3936
2375	30.2923	30.6685	30.8316	31.2098	20.8854	21.8003
2385	48.8739	49.8270	49.5258	50.4795	37.1956	38.8408
2395	90.3344	93.3119	91.1216	94.0960	75.7888	79.7374
2405	204.8324	214.2862	205.6504	215.0720	189.2878	200.3436
2415	499.9999	485.8116	500.2662	486.0966	495.0847	480.8869
2425	499.9999	485.8116	499.7581	485.5510	504.7831	490.6312
2435	204.8324	214.2862	204.0289	213.5148	220.1957	228.1350
2445	90.3344	93.3119	89.5612	92.5420	105.4928	107.4493
2455	48.8739	49.8270	48.2379	49.1890	61.6795	61.8374
2465	30.2923	30.6685	29.7678	30.1428	41.0997	40.8100
2475	20.5284	20.7035	20.0871	20.2616	29.8268	29.4282
2485	14.8020	14.8937	14.4230	14.5140	22.9571	22.5464
2495	11.1676	11.2198	10.8362	10.8877	18.4374	18.0452
2505	8.7198	8.7522	8.4265	8.4583	15.2890	14.9236
2515	6.9952	7.0156	6.7318	6.7522	12.9957	12.6595
2525	5.7347	5.7487	5.4967	5.5101	11.2665	10.9584
2535	4.7861	4.7957	4.5685	4.5780	9.9250	9.6424
2545	4.0546	4.0616	3.8542	3.8612	8.8586	8.6001
2555	3.4785	3.4836	3.2933	3.2984	7.9940	7.7578
2565	3.0169	3.0208	2.8451	2.8483	7.2816	7.0657
2575	2.6413	2.6439	2.4803	2.4835	6.6856	6.4889
2585	2.3313	2.3338	2.1811	2.1830	6.1801	6.0019
2595	2.0735	2.0754	1.9316	1.9335	5.7472	5.5861

Tabelle C.1.: Wertetabelle für verschiedene Formen der Resonanzkurve

C.3. Bestimmung der Effizienzkorrekturen

Zur Bestimmung der Effizienzkorrekturen in den Intervallen des Helizitätswinkels $|\cos\vartheta_h|$ werden sowohl an die generierten als auch die rekonstruierten Verteilungen von ϑ_h Parabeln $P_2(x) = a_2x^2 + a_1x + a_0$ angepaßt. Die extrahierten Parameter sind in Tabelle C.2 dargestellt.

Bei den Anpassungen an die generierten Verteilungen bestätigen die Werte die theoretischen Erwartungen. Die Koeffizienten der linearen Terme a_1 sind alle mit Null verträglich. Für die Spektren der D_1-Mesonen findet sich die Relation $a_2 \approx 3{\cdot}a_0$, was dem verwendeten Wert von $A_{D_1} = 3$ entspricht, im Falle der D_2^*-Mesonen gilt $a_2 \approx -a_0$.

Zur Berechnung der Unsicherheiten der Korrekturfaktoren $c_{\min}^{\max}$ nach Gleichung (5.24)

$$c_{\min}^{\max} = \frac{\int_{\min}^{\max} f_{\mathrm{rec}}(x)\mathrm{d}x / \int_0^1 f_{\mathrm{rec}}(x)\mathrm{d}x}{\int_{\min}^{\max} f_{\mathrm{gen}}(x)\mathrm{d}x / \int_0^1 f_{\mathrm{gen}}(x)\mathrm{d}x}$$

sind die Korrelationen zwischen den drei Koeffizienten zu berücksichtigen. Es zeigt sich, daß die Korrelationen der Parameter für generierte und rekonstruierte Spektren gleich sind und sich auch hinsichtlich der verschiedenen Ladungszustände nicht unterscheiden. Die entsprechenden Korrelationsmatrizes sind für die beiden Arten der D^{**}-Mesonen

$$\mathrm{COR}_{ij}^{D_1} = \begin{pmatrix} 1. & -0.86 & 0.73 \\ -0.86 & 1. & -0.96 \\ 0.73 & -0.96 & 1. \end{pmatrix} \tag{C.4a}$$

$$\mathrm{COR}_{ij}^{D_2^*} = \begin{pmatrix} 1. & -0.88 & 0.78 \\ -0.88 & 1. & -0.98 \\ 0.78 & -0.98 & 1. \end{pmatrix}. \tag{C.4b}$$

Die großen Korrelationen zwischen den Parametern bewirken, daß, obgleich die einzelnen Koeffizienten nur mit großen Unsicherheiten bestimmt werden können,

	D_1^0	D_2^{*0}	$D_1^\pm$	$D_2^{*\pm}$
Angepaßte Parabel – generiertes Spektrum				
a_0	2462.9±36.1	7426.2±53.17	2492.9±36.4	7513.5±53.6
a_1	111.3±192.9	383.4±204.8	-86.2±194.4	-119.1±207.5
a_2	7447.1±205.3	-7853.3±169.9	7662.9±206.6	-7343.9±172.9
Angepaßte Parabel – rekonstruiertes Spektrum				
a_0	174.7±9.6	450.7±13.1	138.9±8.5	446.5±13.4
a_1	43.8±50.0	15.1±51.0	-19.2±44.4	-199.5±51.6
a_2	350.7±52.1	-460.5±42.8	350.2±46.5	-240.3±43.1

Tabelle C.2.: Parameter der Anpassungen quadratischer Funktionen an die generierten und rekonstruierten Helizitätswinkelverteilungen der vier schmalen D^{**}.

die Integrale der angepaßten Funktionen über die einzelnen Intervalle in $\cos\vartheta_h$ sehr präzise determiniert sind. Hinzu kommt, daß die Korrekturfaktoren als Verhältnis der Integrale im jeweiligen Intervall zum Gesamtintervall definiert sind, so daß sich ein Großteil der Unsicherheiten kürzt. Berechnet man die Unsicherheiten der durch Gleichung (5.24) definierten Korrekturfaktoren unter Berücksichtigung der Kovarianzen aus Gleichung (C.4), so ergeben sich die in Tabelle 5.4 angegebenen Unsicherheiten auf die Effizienzkorrekturen in der Größenordnung von $\mathcal{O}(10^{-3})$ und darunter.

C.4. Die komplette Korrelationsmatrix

Δm_{D_1}	1.000											
$\Delta m_{D_2^*}$	0.082	1.000										
$\Gamma_{D_1^0}$	0.243	0.085	1.000									
$\Gamma_{D_2^{*0}}$	-0.058	-0.082	-0.064	1.000								
$\Gamma_{D_1^\pm}$	-0.002	0.043	0.043	-0.012	1.000							
$\Gamma_{D_2^{*\pm}}$	-0.056	0.034	-0.043	0.008	-0.036	1.000						
$\mathcal{B}_{D_1^0}$	0.107	0.108	0.694	-0.111	0.051	-0.040	1.000					
$\mathcal{B}_{D_2^{*0}}$	-0.208	-0.126	-0.247	0.676	-0.087	0.073	-0.277	1.000				
$\mathcal{B}_{D_1^\pm}$	0.095	0.081	0.085	-0.029	0.690	-0.093	0.085	-0.137	1.000			
$\mathcal{B}_{D_2^{*\pm}}$	-0.160	-0.093	-0.149	0.035	-0.137	0.686	-0.145	0.259	-0.209	1.000		
A_{D_1}	-0.083	-0.083	-0.125	0.078	-0.074	0.061	-0.151	0.172	-0.200	0.137	1.000	
$\mathcal{B}_{D/D^*}$	0.261	0.091	0.296	-0.058	0.157	-0.135	0.293	-0.538	0.223	-0.464	-0.192	1.000
	m_{D_1}	$m_{D_2^*}$	$\Gamma_{D_1^0}$	$\Gamma_{D_2^{*0}}$	$\Gamma_{D_1^\pm}$	$\Gamma_{D_2^{*\pm}}$	$\mathcal{B}_{D_1^0}$	$\mathcal{B}_{D_2^{*0}}$	$\mathcal{B}_{D_1^\pm}$	$\mathcal{B}_{D_2^{*\pm}}$	A_{D_1}	$\mathcal{B}_{D/D^*}$

$a_0^{D^{*\pm}}(1)$	-0.035	0.008	0.118	0.072	-0.012	0.012	0.178	0.140	-0.001	0.052	-0.146	-0.131
$a_0^{D^{*\pm}}(2)$	-0.026	0.010	0.146	0.061	-0.012	0.012	0.207	0.118	-0.006	0.045	-0.087	-0.110
$a_0^{D^{*\pm}}(3)$	-0.009	0.012	0.193	0.037	-0.009	0.009	0.255	0.068	-0.011	0.027	0.002	-0.062
$a_0^{D^{*\pm}}(4)$	0.017	0.019	0.266	0.003	-0.003	0.003	0.330	-0.007	-0.011	-0.002	0.090	0.010
$a_1^{D^{*\pm}}$	0.006	-0.006	-0.079	-0.023	0.007	-0.006	-0.113	-0.049	0.006	-0.020	0.012	0.048
$a_2^{D^{*\pm}}$	-0.008	0.011	0.137	0.043	-0.011	0.010	0.186	0.083	-0.010	0.033	-0.023	-0.078
$a_3^{D^{*\pm}}$	0.011	-0.012	-0.164	-0.045	0.011	-0.010	-0.221	-0.087	0.009	-0.034	0.033	0.082
$a_0^{D^\pm}$	0.024	0.102	0.031	-0.232	-0.001	0.006	0.044	-0.258	0.006	0.003	-0.026	-0.023
$a_1^{D^\pm}$	-0.009	-0.072	-0.011	0.051	-0.002	-0.003	-0.014	0.059	-0.005	0.004	0.010	0.000
$a_2^{D^\pm}$	0.003	0.008	0.004	-0.040	-0.001	0.001	0.006	-0.043	0.000	0.001	-0.004	-0.005
$a_3^{D^\pm}$	0.002	0.052	0.001	0.031	0.003	0.001	0.000	0.034	0.005	-0.007	-0.002	0.011
	m_{D_1}	$m_{D_2^*}$	$\Gamma_{D_1^0}$	$\Gamma_{D_2^{*0}}$	$\Gamma_{D_1^\pm}$	$\Gamma_{D_2^{*\pm}}$	$\mathcal{B}_{D_1^0}$	$\mathcal{B}_{D_2^{*0}}$	$\mathcal{B}_{D_1^\pm}$	$\mathcal{B}_{D_2^{*\pm}}$	A_{D_1}	$\mathcal{B}_{D/D^*}$

	m_{D_1}	$m_{D_2^*}$	$\Gamma_{D_1^0}$	$\Gamma_{D_2^{*0}}$	$\Gamma_{D_1^\pm}$	$\Gamma_{D_2^{*\pm}}$	$\mathcal{B}_{D_1^0}$	$\mathcal{B}_{D_2^{*0}}$	$\mathcal{B}_{D_1^\pm}$	$\mathcal{B}_{D_2^{*\pm}}$	A_{D_1}	$\mathcal{B}_{D/D^*}$
$a_0^{D^{*0}}(1)$	-0.031	0.003	-0.027	-0.002	0.136	0.085	-0.023	0.056	0.209	0.141	-0.102	-0.121
$a_0^{D^{*0}}(2)$	-0.024	0.007	-0.020	-0.002	0.162	0.065	-0.016	0.040	0.239	0.104	-0.074	-0.087
$a_0^{D^{*0}}(3)$	-0.012	0.011	-0.010	-0.001	0.220	0.035	-0.009	0.021	0.307	0.054	-0.029	-0.045
$a_0^{D^{*0}}(4)$	0.002	0.017	0.002	0.000	0.299	0.000	0.002	-0.006	0.396	-0.013	0.030	0.014
$a_1^{D^{*0}}$	0.007	-0.005	0.009	0.000	-0.093	-0.027	0.009	-0.019	-0.140	-0.045	0.018	0.040
$a_2^{D^{*0}}$	-0.012	0.008	-0.015	0.000	0.159	0.046	-0.013	0.030	0.226	0.074	-0.032	-0.063
$a_3^{D^{*0}}$	0.015	-0.009	0.015	0.001	-0.188	-0.049	0.013	-0.031	-0.265	-0.079	0.041	0.067
$a_0^{D^0}$	0.011	0.066	0.003	-0.006	0.017	-0.156	0.004	-0.001	0.029	-0.208	-0.014	-0.011
$a_1^{D^0}$	-0.005	-0.046	-0.004	0.004	-0.004	0.016	-0.005	0.005	-0.006	0.026	0.005	-0.003
$a_2^{D^0}$	0.001	0.004	0.000	0.000	0.003	-0.029	0.000	0.000	0.005	-0.036	-0.002	-0.002
$a_3^{D^0}$	0.002	0.034	0.004	-0.003	-0.003	0.044	0.005	-0.007	-0.004	0.054	-0.001	0.009

	$a_0^{D^{*\pm}}(1)$	$a_0^{D^{*\pm}}(2)$	$a_0^{D^{*\pm}}(3)$	$a_0^{D^{*\pm}}(4)$	$a_1^{D^{*\pm}}$	$a_2^{D^{*\pm}}$	$a_3^{D^{*\pm}}$	$a_0^{D^\pm}$	$a_1^{D^\pm}$	$a_2^{D^\pm}$	$a_3^{D^\pm}$
$a_0^{D^{*\pm}}(1)$	1.000										
$a_0^{D^{*\pm}}(2)$	0.551	1.000									
$a_0^{D^{*\pm}}(3)$	0.537	0.543	1.000								
$a_0^{D^{*\pm}}(4)$	0.505	0.522	0.552	1.000							
$a_1^{D^{*\pm}}$	-0.593	-0.598	-0.605	-0.594	1.000						
$a_2^{D^{*\pm}}$	0.384	0.383	0.387	0.380	-0.810	1.000					
$a_3^{D^{*\pm}}$	-0.184	-0.176	-0.176	-0.172	0.433	-0.865	1.000				
$a_0^{D^\pm}$	-0.021	-0.018	-0.010	0.002	0.007	-0.012	0.013	1.000			
$a_1^{D^\pm}$	0.004	0.003	0.001	-0.001	-0.001	0.002	-0.002	-0.869	1.000		
$a_2^{D^\pm}$	-0.004	-0.003	-0.002	0.000	0.001	-0.002	0.002	0.181	-0.491	1.000	
$a_3^{D^\pm}$	0.004	0.004	0.002	0.001	-0.002	0.003	-0.003	0.645	-0.545	-0.445	1.000

	$a_0^{D^{*\pm}}(1)$	$a_0^{D^{*\pm}}(2)$	$a_0^{D^{*\pm}}(3)$	$a_0^{D^{*\pm}}(4)$	$a_1^{D^{*\pm}}$	$a_2^{D^{*\pm}}$	$a_3^{D^{*\pm}}$	$a_0^{D^\pm}$	$a_1^{D^\pm}$	$a_2^{D^\pm}$	$a_3^{D^\pm}$
$a_0^{D^{*0}}(1)$	0.038	0.027	0.009	-0.013	-0.009	0.014	-0.016	0.007	-0.002	0.001	-0.001
$a_0^{D^{*0}}(2)$	0.028	0.020	0.007	-0.009	-0.006	0.011	-0.012	0.006	-0.001	0.001	-0.001
$a_0^{D^{*0}}(3)$	0.013	0.009	0.003	-0.004	-0.003	0.005	-0.006	0.003	-0.001	0.000	0.000
$a_0^{D^{*0}}(4)$	-0.008	-0.005	-0.001	0.004	0.001	-0.002	0.003	0.000	-0.001	0.000	0.001
$a_1^{D^{*0}}$	-0.010	-0.007	-0.003	0.003	0.003	-0.004	0.005	-0.002	0.001	0.000	0.000
$a_2^{D^{*0}}$	0.016	0.012	0.005	-0.004	-0.004	0.007	-0.008	0.004	-0.001	0.001	0.000
$a_3^{D^{*0}}$	-0.018	-0.014	-0.005	0.006	0.004	-0.008	0.008	-0.004	0.001	-0.001	0.000
$a_0^{D^0}$	0.005	0.004	0.002	0.000	-0.002	0.003	-0.003	0.008	-0.005	0.001	0.003
$a_1^{D^0}$	-0.001	-0.001	-0.001	-0.001	0.000	-0.001	0.001	-0.005	0.003	0.000	-0.002
$a_2^{D^0}$	0.001	0.001	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.001	0.000	0.000	0.000
$a_3^{D^0}$	-0.001	-0.001	0.000	0.001	0.000	0.000	0.000	0.003	-0.002	0.000	0.002

	$a_0^{D^{*0}}(1)$	$a_0^{D^{*0}}(2)$	$a_0^{D^{*0}}(3)$	$a_0^{D^{*0}}(4)$	$a_1^{D^{*0}}$	$a_2^{D^{*0}}$	$a_3^{D^{*0}}$	$a_0^{D^0}$	$a_1^{D^0}$	$a_2^{D^0}$	$a_3^{D^0}$
$a_0^{D^{*0}}(1)$	1.000										
$a_0^{D^{*0}}(2)$	0.552	1.000									
$a_0^{D^{*0}}(3)$	0.544	0.550	1.000								
$a_0^{D^{*0}}(4)$	0.525	0.539	0.563	1.000							
$a_1^{D^{*0}}$	-0.592	-0.595	-0.596	-0.589	1.000						
$a_2^{D^{*0}}$	0.387	0.386	0.393	0.391	-0.818	1.000					
$a_3^{D^{*0}}$	-0.211	-0.207	-0.216	-0.214	0.474	-0.880	1.000				
$a_0^{D^0}$	-0.021	-0.015	-0.007	0.002	0.006	-0.010	0.011	1.000			
$a_1^{D^0}$	0.002	0.001	0.000	-0.001	-0.001	0.001	-0.001	-0.876	1.000		
$a_2^{D^0}$	-0.004	-0.003	-0.001	0.000	0.001	-0.002	0.002	0.178	-0.490	1.000	
$a_3^{D^0}$	0.006	0.005	0.003	0.000	-0.002	0.003	-0.004	0.660	-0.546	-0.446	1.000

Anhang D.

Studien zur Extraktion

D.1. Anpassung an die Daten unter Verwendung der Untergrundformen der Simulation

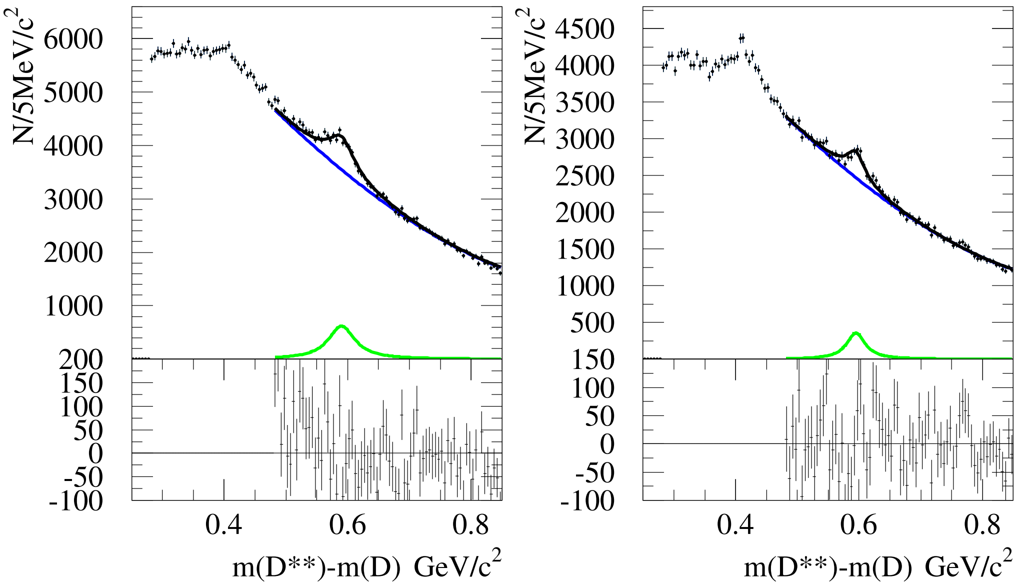

Abbildung D.1.: Anpassung an die Δm-Spektren in den Zerfallskanälen $D^{**0} \to D^{\pm}\pi^{\mp}$ (links) und $D^{**\pm} \to D^{0}\pi^{\pm}$ (rechts) unter Verwendung der aus der Simulation gewonnenen Untergrundformen. Die schwarze Linie repräsentiert die gesamte Anpassungsfunktion, die blaue Kurve entspricht der Untergrundfunktion.

Während die Anpassungen an die Kanäle $D^{*}\pi^{\pm}$ auch mit den aus der Simulation bestimmten Untergrundformen die Daten gut beschreiben, findet man in den Spektren der $D\pi^{\pm}$-Kanäle signifikante Abweichungen zwischen der Form des Untergrundes in Simulation und Daten. In den Daten ist der Abfall der Untergrundbeiträge deutlich steiler, als von der Simulation vorhergesagt. Dies ist ein bekanntes Problem der Simulation von Ereignissen der Art $e^{+}e^{-} \to q\overline{q}$. Die Hadronisierung der erzeugten Quarks wird durch die Simulation nur empirisch parametrisiert. Daher weichen die Vorhersagen der Simulation sowohl in den Formen der Verteilungen, vor allem aber erheblich in den Ereigniszahlen von den Daten ab.

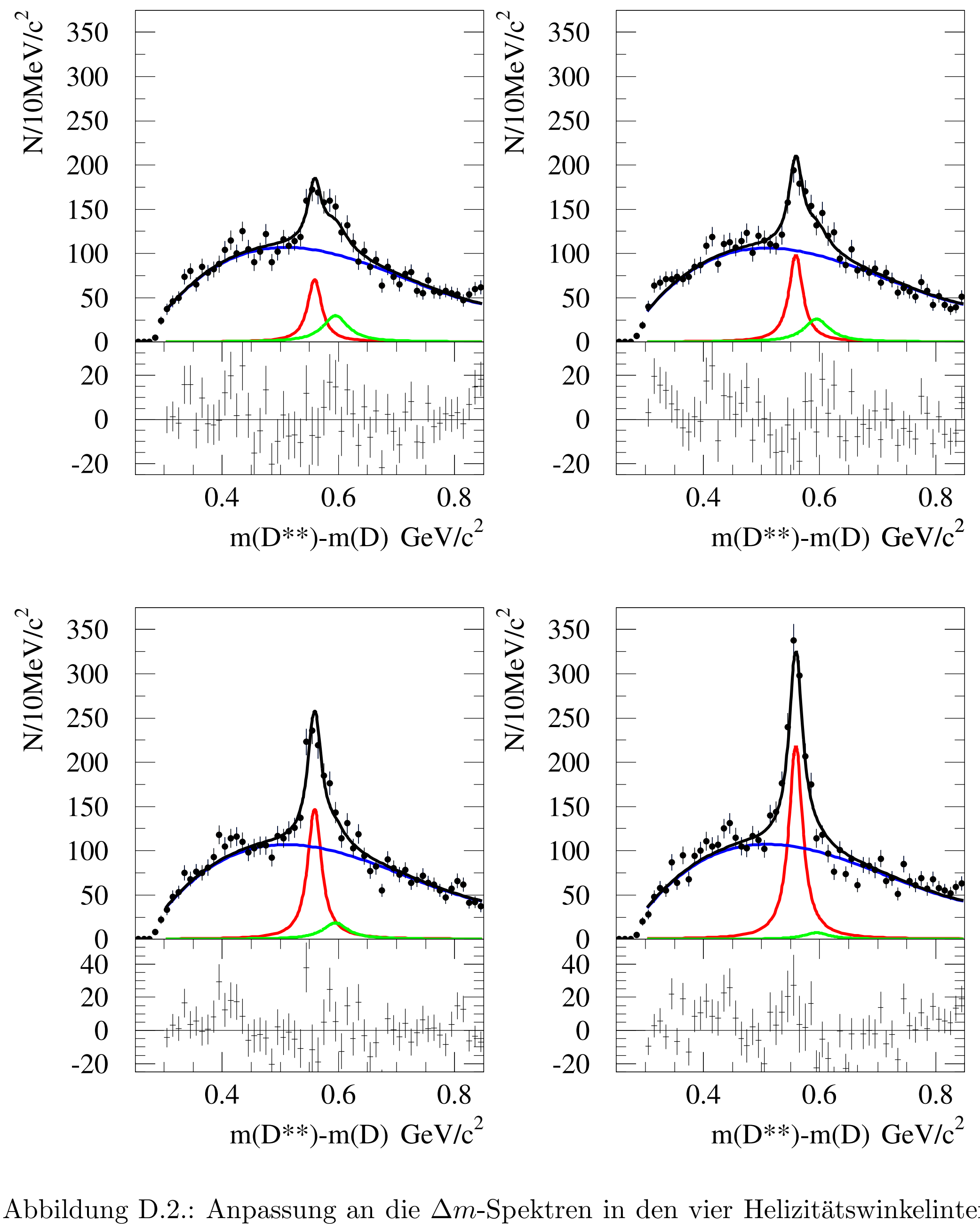

Abbildung D.2.: Anpassung an die Δm-Spektren in den vier Helizitätswinkelintervallen des Zerfallskanals $D^{**0} \to D^{*\pm}\pi^{\mp}$ unter Verwendung der aus der Simulation gewonnenen Untergrundformen. Die schwarze Linie repräsentiert die gesamte Anpassungsfunktion, die blaue Kurve entspricht der Untergrundfunktion. In Rot (D_1) und Grün (D_2^*) sind die Einzelbeiträge der beiden schmalen D^{**} eingezeichnet.

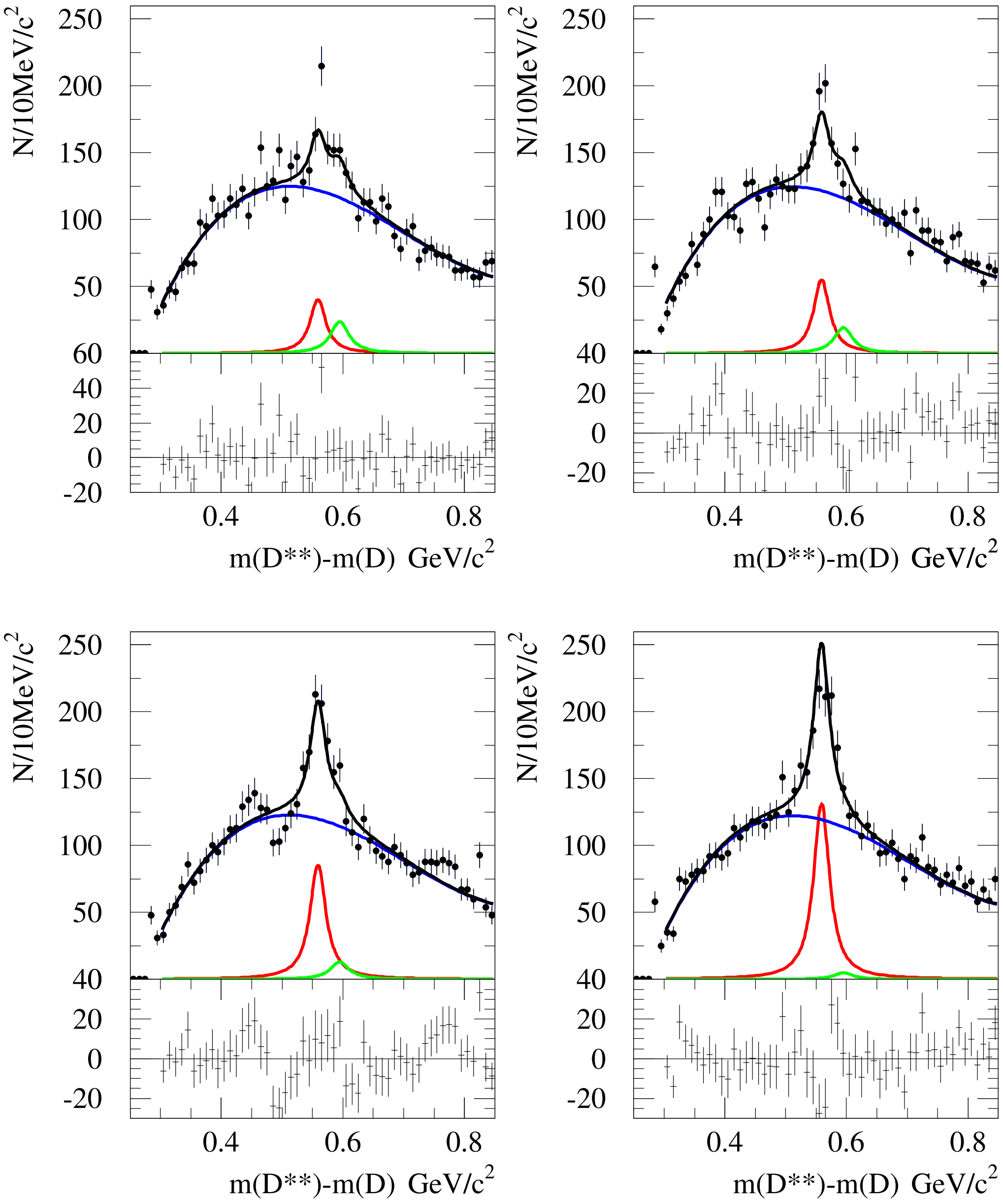

Abbildung D.3.: Anpassung an die Δm-Spektren in den vier Helizitätswinkelintervallen des Zerfallskanals $D^{**\pm} \to D^{*0}\pi^{\pm}$ unter Verwendung der aus der Simulation gewonnenen Untergrundformen. Die schwarze Linie repräsentiert die gesamte Anpassungsfunktion, die blaue Kurve entspricht der Untergrundfunktion. In Rot (D_1) und Grün (D_2^*) sind die Einzelbeiträge der beiden schmalen D^{**} eingezeichnet.

Eine bessere Beschreibung dieser Untergrundbeiträge ist durch die *off-peak*-Daten möglich (vgl. Abschnitt 3.4). Diese allerdings weisen große statistische Fluktuationen auf, da ihre integrierte Luminosität nur rund 10% des Datensatzes auf der $\Upsilon(4S)$-Resonanz entspricht, so daß auch sie Untergrundformen nur unzureichend beschreiben.

Um dennoch eine geeignete Vorhersage der $q\overline{q}$-Untergründe zu erhalten, wird folgendes Verfahren verwendet: Die Normierung des Untergrundes wird aus den *off-peak*-Daten bestimmt, die Formen der Verteilungen jedoch aus der Simulation. Dieses Verfahren ist in Abbildung D.4 illustriert. Gezeigt ist der Vergleich von selektierten *off-peak*-Daten und der Vorhersage der Simulation in den Δm-Spektren.

In den Zerfallskanälen $D^{**}\to D^*\pi^\pm$ werden fast keine $q\overline{q}$-Ereignisse selektiert, so daß eventuelle Abweichungen der Δm-Spektren durch die statistischen Fluktuationen überlagert sind. In den Kanälen $D^{**}\to D\pi^\pm$ werden sie jedoch deutlich. Skaliert man die Form des simulierten Spektrums auf die Anzahl der selektierten *off-peak*-Daten, so ergibt sich eine annehmbare Übereinstimmung. Die verbleibenden Abweichungen in der Form der Δm-Spektren sind die Ursache dafür, daß in diesen Zerfallsketten stärkere Diskrepanzen auftreten, wenn für die Anpassung an die Daten die Untergrundformen der Simulation verwendet werden.

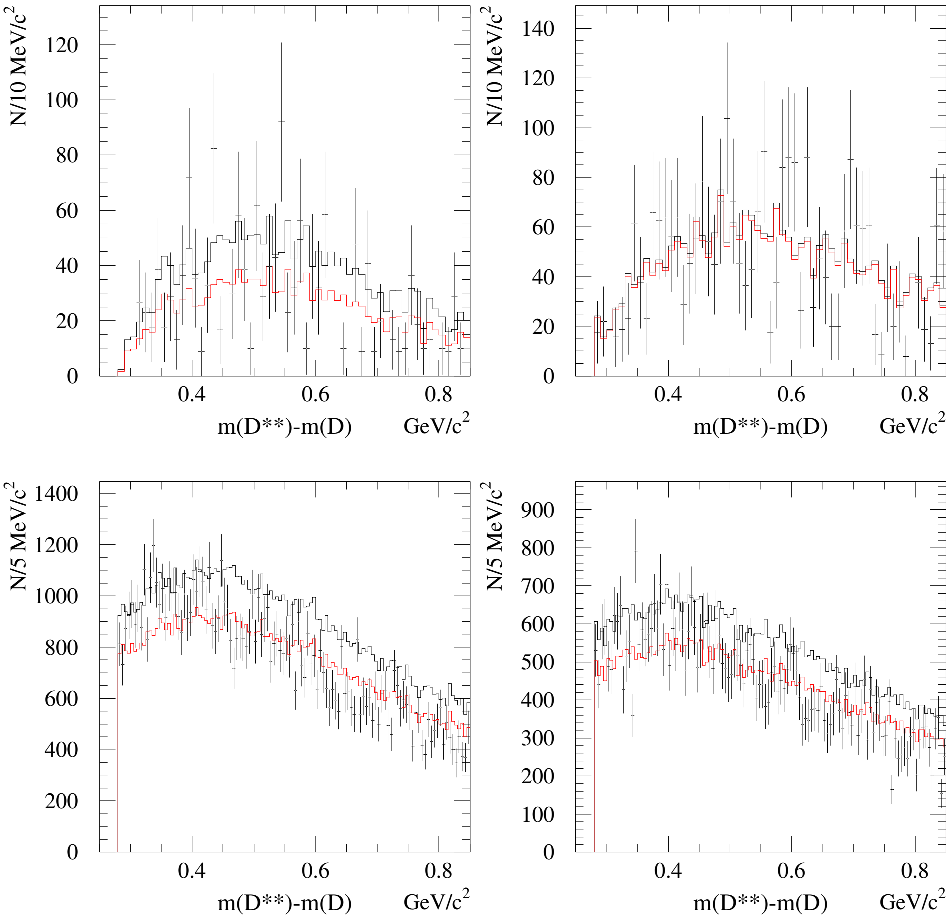

Abbildung D.4.: Beschreibung des Untergrundes aus Prozessen $e^+e^-\to q\overline{q}$. Die *off-peak*-Daten sind als Punkte mit Fehlerbalken eingezeichnet. Die Histogramme entsprechen der Simulation und sind anhand der Luminosität (schwarz) bzw. der Anzahl der *off-peak*-Daten (rot) skaliert. Dargestellt sind von links oben nach rechts unten die vier Zerfallketten $D^{*\pm}\pi^{\mp}$, $D^{*0}\pi^{\pm}$, $D^{\pm}\pi^{\mp}$ und $D^0\pi^{\pm}$.

Anhang E.

Systematische Studien

E.1. Eichkurven der Korrelationen durch den Fit

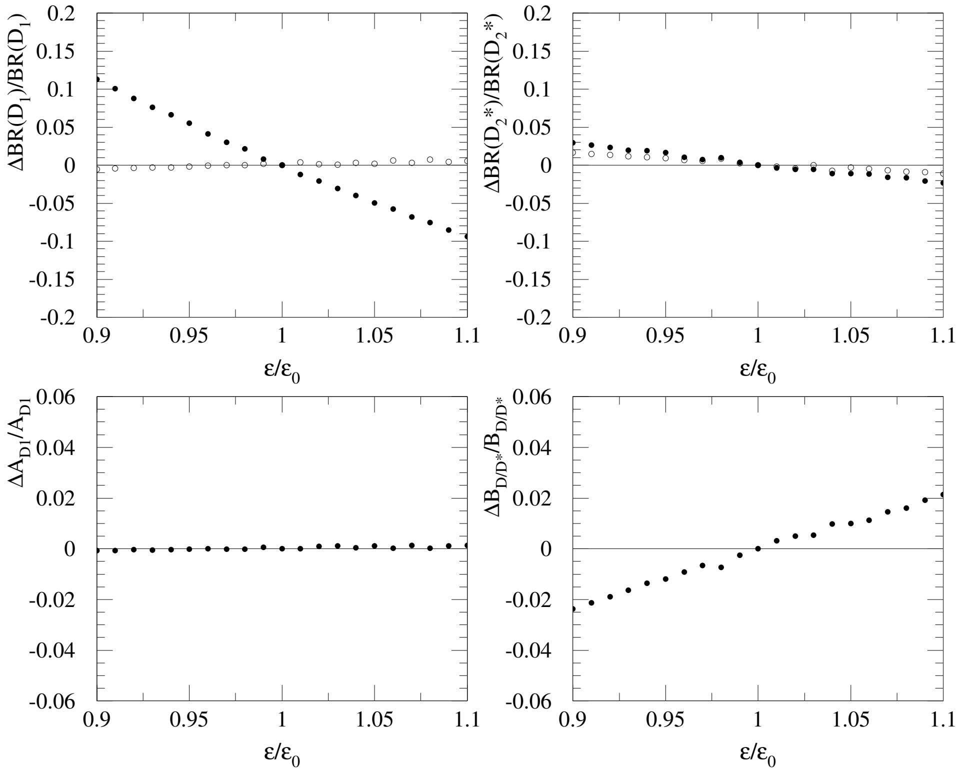

Abbildung E.1.: Veränderung der Ergebnisse bei einer Variation des Wertes der Effizienz im rekonstruierten Zerfallskanal $D^{**0} \to D^{*\pm}\pi^{\mp}$. Gezeigt ist die relative Änderung der Ergebnisse für die Verzeigungsverhältnisse der geladenen (offene Kreise) und neutralen (Punkte) D_1 (links oben) und D_2^* (rechts oben), sowie der beiden Parameter A_{D_1} (links unten) und $\mathcal{B}_{D/D^*}$ (rechts unten).

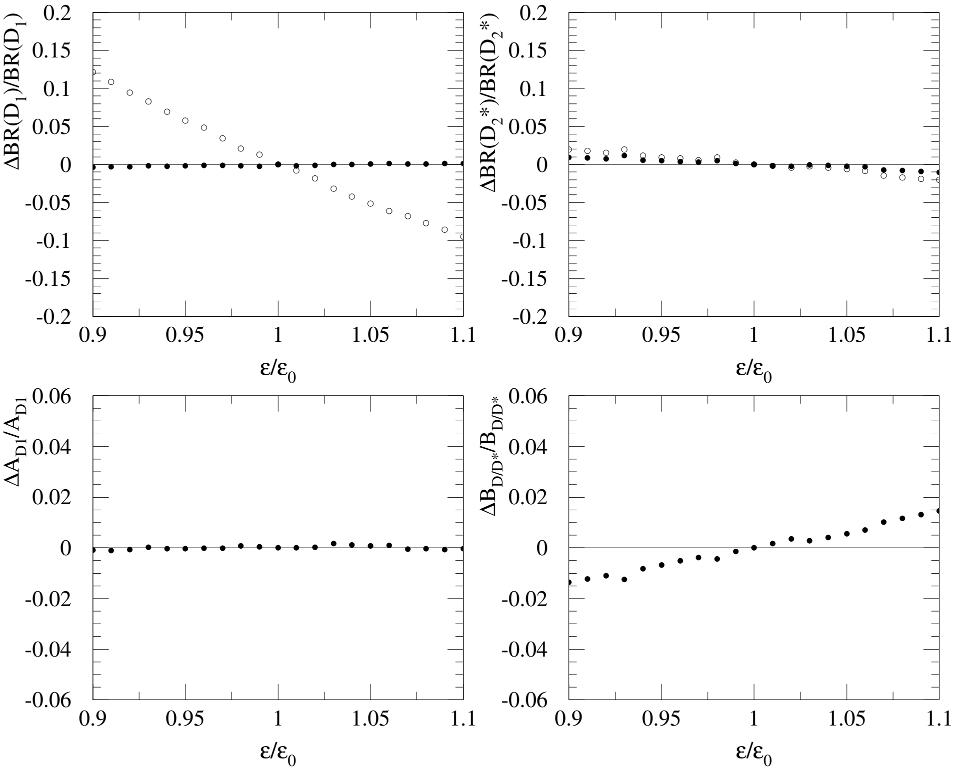

Abbildung E.2.: Veränderung der Ergebnisse bei einer Variation des Wertes der Effizienz im rekonstruierten Zerfallskanal $D^{**\pm}\to D^{*0}\pi^{\pm}$. Gezeigt ist die relative Änderung der Ergebnisse für die Verzeigungsverhältnisse der geladenen (offene Kreise) und neutralen (Punkte) D_1 (links oben) und D_2^* (rechts oben), sowie der beiden Parameter A_{D_1} (links unten) und $\mathcal{B}_{D/D^*}$ (rechts unten).

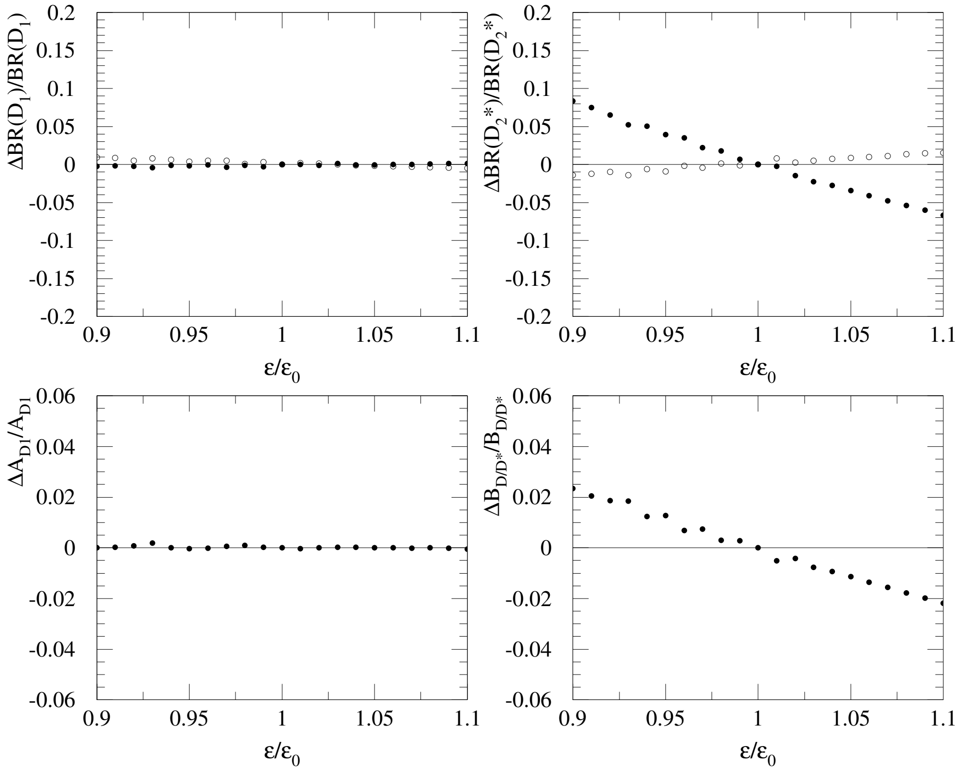

Abbildung E.3.: Veränderung der Ergebnisse bei einer Variation des Wertes der Effizienz im rekonstruierten Zerfallskanal $D^{**0} \to D^{\pm}\pi^{\mp}$. Gezeigt ist die relative Änderung der Ergebnisse für die Verzeigungsverhältnisse der geladenen (offene Kreise) und neutralen (Punkte) D_1 (links oben) und D_2^* (rechts oben), sowie der beiden Parameter A_{D_1} (links unten) und $\mathcal{B}_{D/D^*}$ (rechts unten).

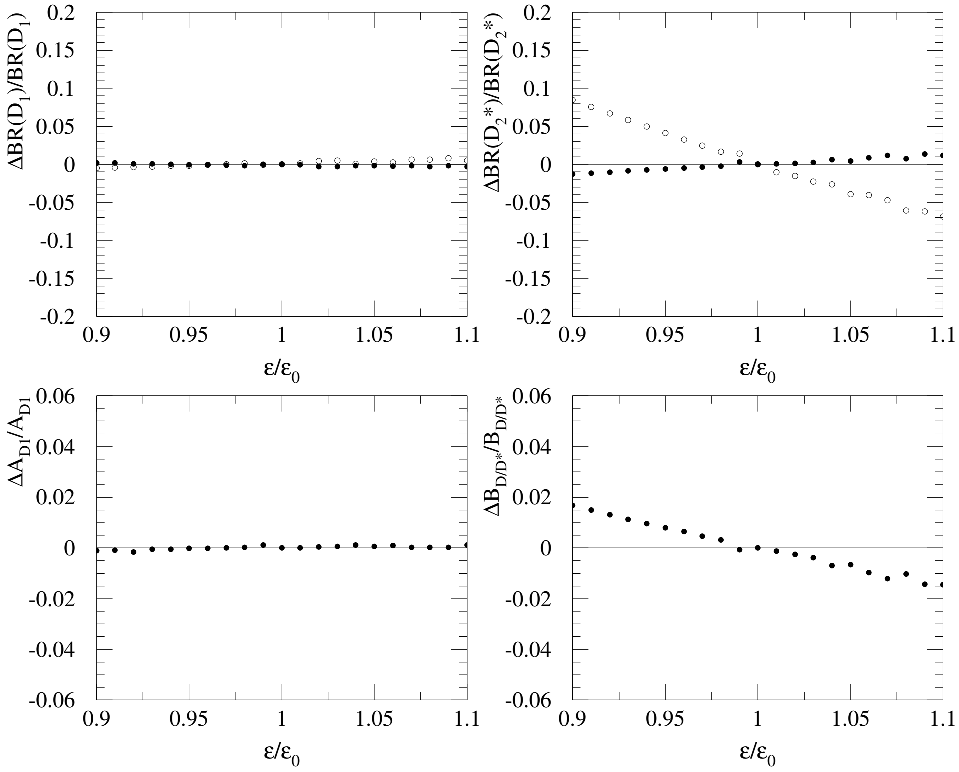

Abbildung E.4.: Veränderung der Ergebnisse bei einer Variation des Wertes der Effizienz im rekonstruierten Zerfallskanal $D^{**\pm} \to D^0\pi^\pm$. Gezeigt ist die relative Änderung der Ergebnisse für die Verzeigungsverhältnisse der geladenen (offene Kreise) und neutralen (Punkte) D_1 (links oben) und D_2^* (rechts oben), sowie der beiden Parameter A_{D_1} (links unten) und $\mathcal{B}_{D/D^*}$ (rechts unten).

E.2. Anpassungen mit variierter Untergrundbeschreibung

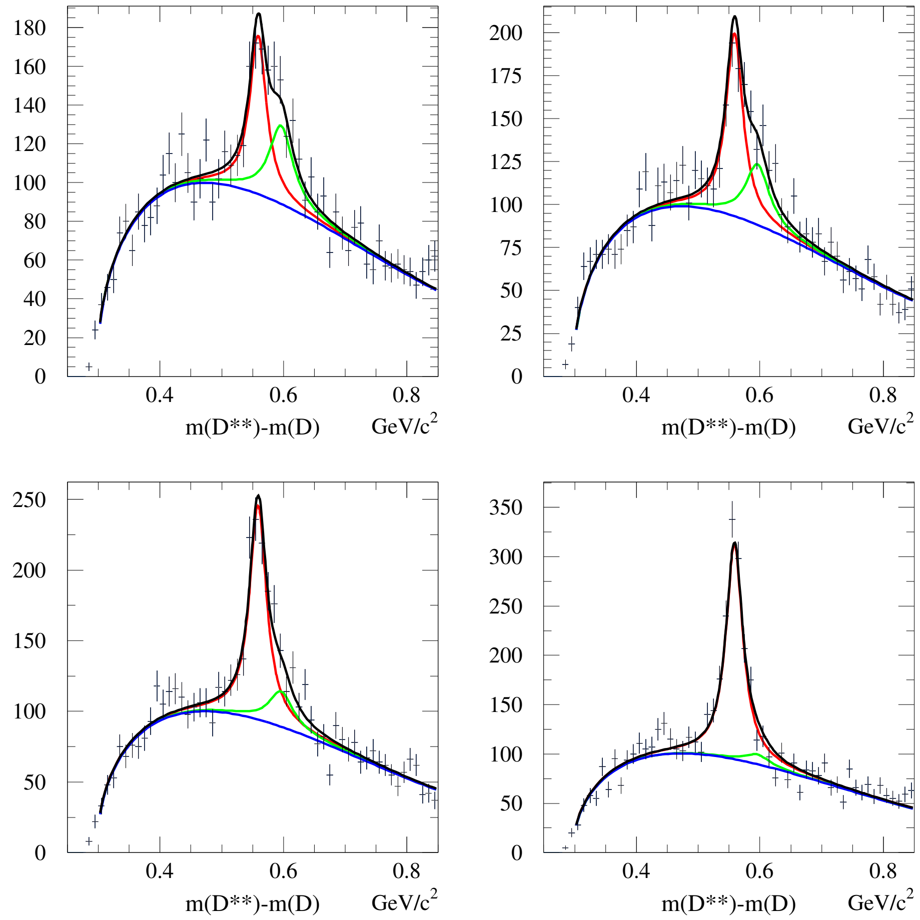

Abbildung E.5.: Anpassung an die Δm-Spektren in den vier Helizitätswinkelintervallen des Zerfallskanals $D^{**0} \rightarrow D^{*\pm}\pi^{\mp}$ unter Verwendung der alternatriven Untergrundparametrisierung f_1. Die schwarze Linie repräsentiert die gesamte Anpassungsfunktion, die blaue Kurve entspricht der Untergrundfunktion. In Rot (D_1) und Grün (D_2^*) sind die Einzelbeiträge der beiden schmalen D^{**} eingezeichnet.

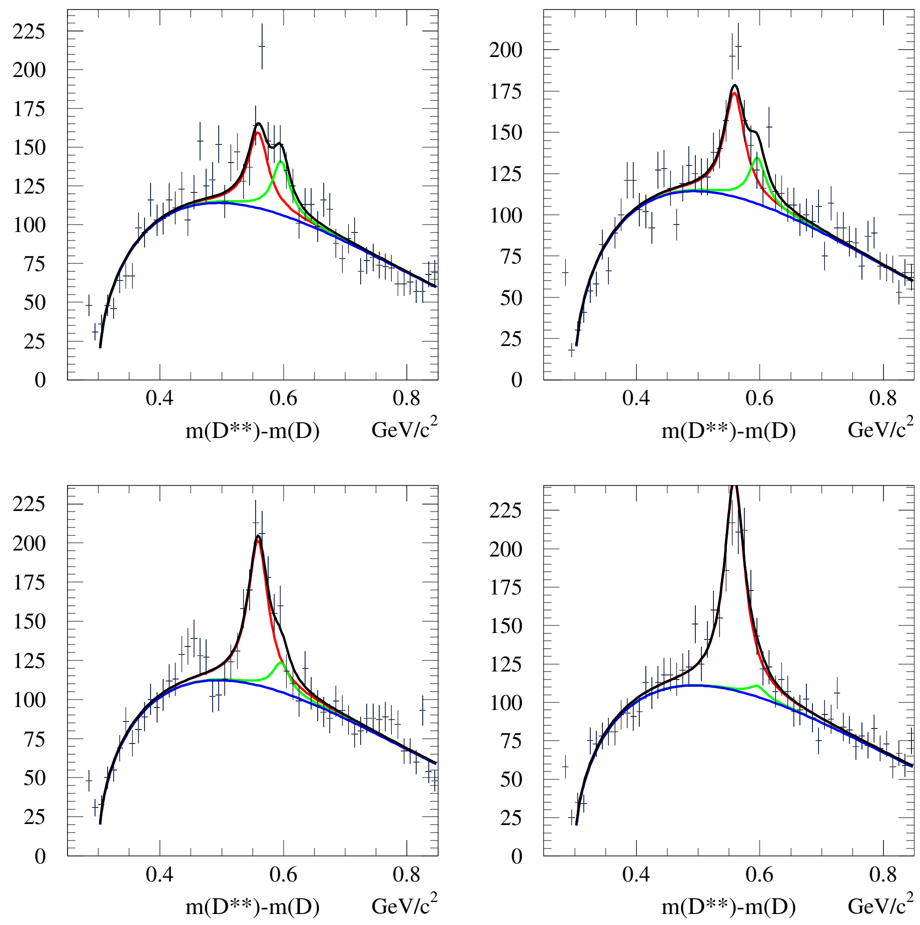

Abbildung E.6.: Anpassung an die Δm-Spektren in den vier Helizitätswinkelintervallen des Zerfallskanals $D^{**\pm} \to D^{*0}\pi^{\pm}$ unter Verwendung der alternatriven Untergrundparametrisierung f_1. Die schwarze Linie repräsentiert die gesamte Anpassungsfunktion, die blaue Kurve entspricht der Untergrundfunktion. In Rot (D_1) und Grün (D_2^*) sind die Einzelbeiträge der beiden schmalen D^{**} eingezeichnet.

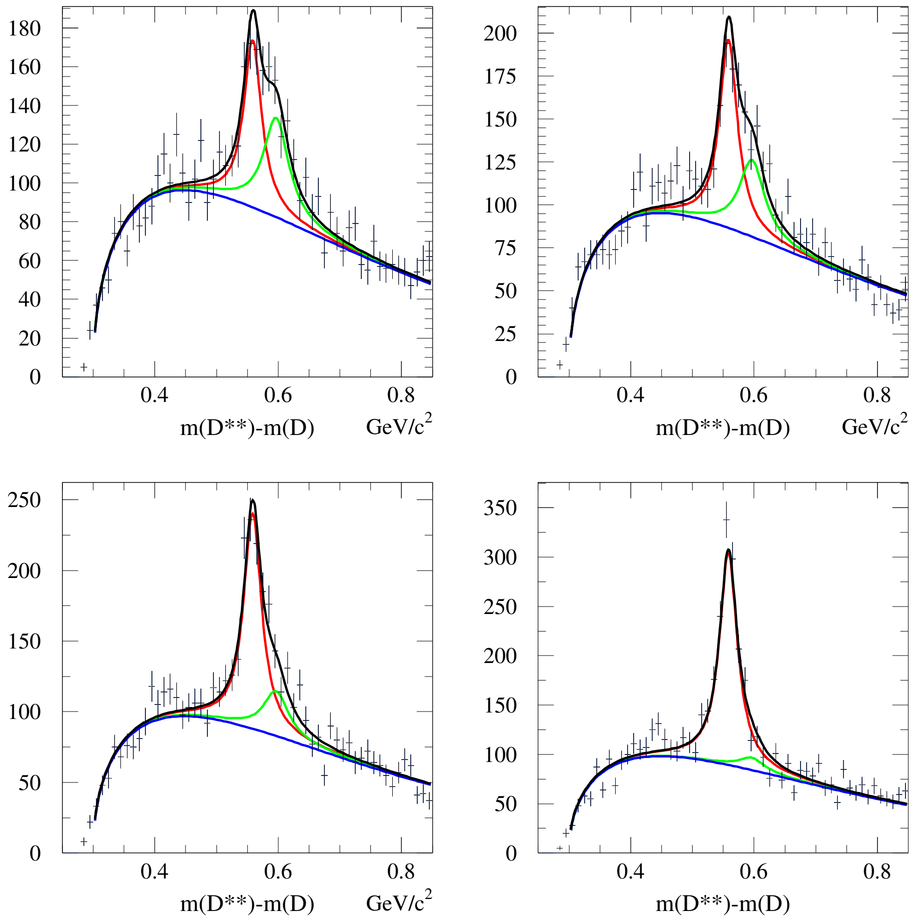

Abbildung E.7.: Anpassung an die Δm-Spektren in den vier Helizitätswinkelintervallen des Zerfallskanals $D^{**0}\rightarrow D^{*\pm}\pi^{\mp}$ unter Verwendung der alternatriven Untergrundparametrisierung f_2. Die schwarze Linie repräsentiert die gesamte Anpassungsfunktion, die blaue Kurve entspricht der Untergrundfunktion. In Rot (D_1) und Grün (D_2^*) sind die Einzelbeiträge der beiden schmalen D^{**} eingezeichnet.

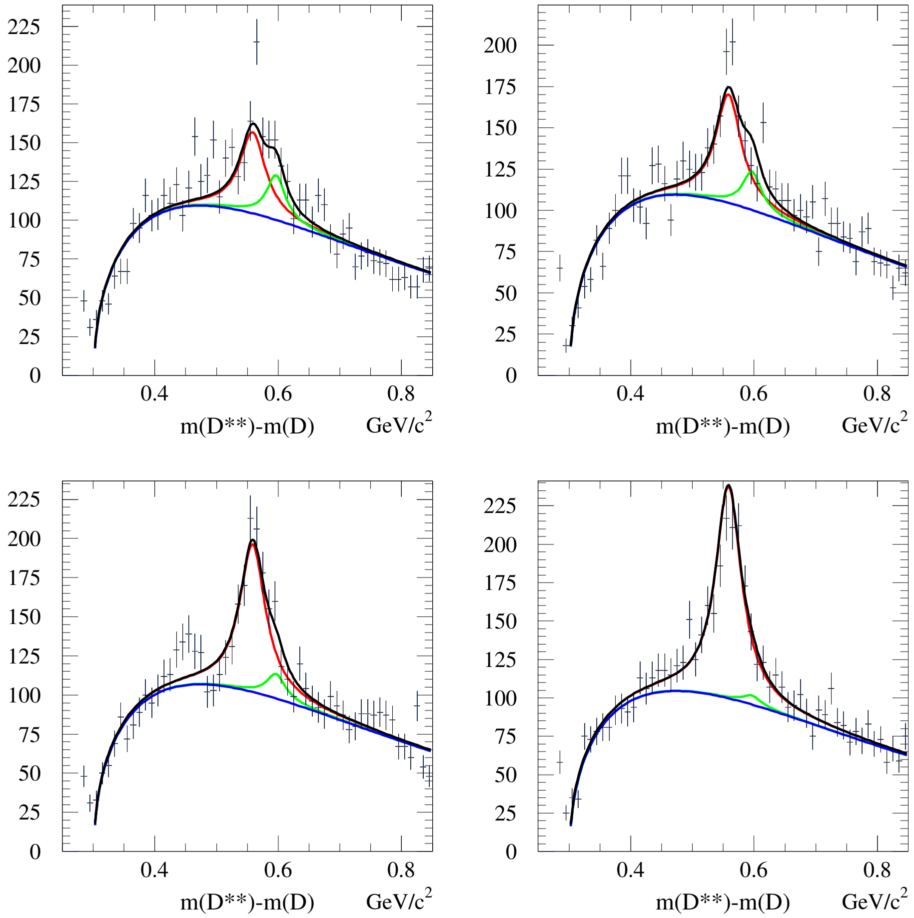

Abbildung E.8.: Anpassung an die Δm-Spektren in den vier Helizitätswinkelintervallen des Zerfallskanals $D^{**\pm} \to D^{*0}\pi^{\pm}$ unter Verwendung der alternatriven Untergrundparametrisierung f_2. Die schwarze Linie repräsentiert die gesamte Anpassungsfunktion, die blaue Kurve entspricht der Untergrundfunktion. In Rot (D_1) und Grün (D_2^*) sind die Einzelbeiträge der beiden schmalen D^{**} eingezeichnet.

E.3. Korrelation der Unsicherheiten

Um die einzelnen Resultate der Analyse kombinieren oder vergleichen zu können, wird die Unsicherheit der Ergebnisse in unkorrelierte, korrelierte und antikorrelierte Beiträge aufgeteilt. Für die statistische Unsicherheit wird dabei die aus der Anpassung bestimmte Kovarianzmatrix berücksichtigt, die Korrelationen der systematischen Unsicherheiten ergeben sich aus deren Einflüssen auf die verschiedenen Zerfallskanäle.

Die Einzelbeiträge sind in Tabelle E.1 gezeigt. Darin gibt die Spalte an, für welches Resultat die Gesamtunsicherheit in die Einzelbeiträge aufgeteilt wird, die Zeile definiert, zu welchem Parameter die Korrelationen bestimmt werden.

Als Korrelationsmatrix ausgedrückt sind diese Werte:

$$\begin{pmatrix} 1. & & & & & \\ -0.123 & 1. & & & & \\ -0.048 & +0.241 & 1. & & & \\ -0.034 & +0.186 & -0.028 & 1. & & \\ +0.036 & +0.430 & +0.068 & +0.250 & 1. & \\ +0.145 & -0.234 & +0.349 & -0.381 & -0.281 & 1. \end{pmatrix} \qquad \begin{matrix} \mathcal{B}_{D_1^0} \\ \mathcal{B}_{D_2^{*0}} \\ \mathcal{B}_{D_1^\pm} \\ \mathcal{B}_{D_2^{*\pm}} \\ A_{D_1} \\ \mathcal{B}_{D/D^*} \end{matrix}$$

		relative Unsicherheit in Prozent für					
		$\mathcal{B}_{D_1^0}$	$\mathcal{B}_{D_2^{*0}}$	$\mathcal{B}_{D_1^\pm}$	$\mathcal{B}_{D_2^{*\pm}}$	A_{D_1}	$\mathcal{B}_{D/D^*}$
$\mathcal{B}_{D_1^0}$	unkorr.		8.59	9.23	14.49	19.32	4.10
	korr.	8.07	4.18	5.70	4.97	15.46	2.82
	antikorr.		9.40	6.97	6.74	6.12	2.52
$\mathcal{B}_{D_2^{*0}}$	unkorr.	5.18		8.99	13.52	19.19	3.32
	korr.	5.00	13.41	7.60	8.96	16.78	2.46
	antikorr.	3.64		5.26	4.10	0.07	3.74
$\mathcal{B}_{D_1^\pm}$	unkorr.	5.73	9.36		13.95	19.01	4.29
	korr.	4.72	7.03	12.90	4.56	15.46	3.45
	antikorr.	3.15	6.53		8.03	7.04	0.90
$\mathcal{B}_{D_2^{*\pm}}$	unkorr.	5.57	8.70	8.66		19.41	3.58
	korr.	4.35	7.71	7.97	16.73	16.52	1.80
	antikorr.	3.89	6.69	5.28		0.08	3.88
A_{D_1}	unkorr.	5.55	9.18	8.70	14.55		4.38
	korr.	2.56	8.79	5.10	6.48	25.50	2.51
	antikorr.	5.27	4.28	8.04	5.12		2.37
$\mathcal{B}_{D/D^*}$	unkorr.	5.13	6.95	8.59	11.58	19.06	
	korr.	4.67	6.85	8.47	4.45	0.07	5.58
	antikorr.	4.12	9.19	4.56	11.23	16.93	

Tabelle E.1.: Aufspaltung der Unsicherheiten der Resultate in unkorrelierte, korrelierte und antikorrelierte Beiträge.

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Textquellen

Kapitel 1

> *All ming Jedanke, all ming Jeföhle / hann ich – sulang ich denke kann – immer noch / ussjelääf oder erdraare / en unserer eijne Sprooch.*

aus *Für 'ne Moment*
Text : W. Niedecken
Musik : A. Büchel, J. Streifling und W. Kopal

Kapitel 2

> *Die wesse mieh, als se bewiese künne, / jedenfalls mieh, als deck un fett behauptet weed.*

aus *Wat 'e Johr*
Text und Musik : H. Krumminga und W. Niedecken

Kapitel 3

> *Ävver halt' mer all die Sache öm Joddeswelle in Ihre. / Un maat och nit nur ei Deil dovun kapott, / denn ihr wißt, ich sin alles.*

aus *Dat Wasser vun Kölle*
Text und Musik : T. R. Engel, H. R. Knipp, G. Lückerath, H. Priess, W. Schnitzler, P. Schütten und E. Stoklosa

Kapitel 4

> *Dä hät en janze Ladung Schutt dann denne vür de Dür jeschott. / En jode Mischung Sauerei, jenau jenomme fünferlei: / Hausmüll, Altöl, Schrott un Kies, jot jemengk met Buuremeß.*

aus *Polterovend*
Text und Musik : T. R. Engel, R. Hönning, G. Lückerath, H. Priess, W. Schnitzler, P. Schütten und E. Stoklosa

Kapitel 5

> *Dat hammer schnell parat / mit links jemaat / wat nit paß' wed passend jemaat.*

aus *Dat künne mer och*
Text und Musik : H. Krautmacher, J. Fröhlich, P. Werner-Jates, H. Schöner, R. Rudnik, J. Streifling

Kapitel 6

> *Jede Minsch mäht schon ens Fähler, / selvs dä Einstein hätt sich ens verdonn.*

aus *Aff un zo*
Text und Musik : H. Krumminga und W. Niedecken

Kapitel 7

> *Alle die Zahlen, die sauber geführt, / werden am Ende addiert. / Doch diese Rechnung bringt keinen Verdruß, / sie bringt uns allen nur Plus.*

aus *Wir kommen alle in den Himmel*
Text : K. Feltz
Musik : J. Schmitz

Kapitel 8

> *Ich weiß jenau, dat ich Fähler han, / doch anders kann ich nit sin.*

aus *Nemm mich su wie ich ben*
Text und Musik : P. Columbus, J. Fröhlich, P. Werner-Jates, F.-M. Willizil, H. Krautmacher, H. Schöner

Kapitel 9

> *Un trotzdem eines, dat es jeweß: / dat dä Ärjer vun hück – un dat jeiht flöck – / die jode ahle Zick vun murje es!*

aus *Hey Kölle! Do bes e Jeföhl!*
Text : J.-P. Fröhlich, P. Werner-Jates, F.-M. Willizil, H. Krautmacher, H. Schöner, W. Kissmer, G. Lischka
Musik : J.-P. Fröhlich, P. Werner-Jates, F.-M. Willizil, H. Krautmacher, H. Schöner

Danksagung

> *Doch dat Jlöck is ech komplett, / wenn mer echte Fründe hätt. / [...] / Drum maht met uns hück eine dropp, / dann steht janz Kölle Kopp!*

aus *Eimol Prinz zo sin*
Text und Musik : W. Junggeburth und D. Stendter

Literaturverzeichnis

[1] Der Kleine Pauly 3, 597 f. Nr. 5 s. v. Leukippos (F. Zellerhoff).

[2] J. H. Christensen, J. W. Cronin, V. L. Fitch, R. Turlay, Phys. Rev. Lett. **13**, 138 (1964).

[3] M. Kobayashi und T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49**, 652 (1973).

[4] M. Gell-Mann, Phys. Rev. **125**, 1067 (1962).
F. J. Ynduráin, *Quantum Chromodynamics*, Springer Verlag, (1983).

[5] S. L. Glashow, Rev. Mod. Phys. **52**, 539 (1980).
S. Weinberg, Rev. Mod. Phys. **52**, 515 (1980).
A. Salam, Rev. Mod. Phys. **52**, 525 (1980).

[6] P. W. Higgs, Phys. Rev. Lett. **13**, 508 (1964).
P. W. Higgs, Phys. Rev. **145**, 1156 (1966).

[7] L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. **51**, 1945 (1983).

[8] M. Gell-Mann, P. Ramond, R. Slansky, *Supergravity*, ed. by D. Freedman *et al.*, North Holland (1979).
T. Yanagida, Prog. Theor. Phys. **64**, 1103 (1980).

[9] S. Ferrara, Editor, *Supersymmetry*, World Scientific (1987).
S. P. Martin, hep-ph/9709356 (2006).
H. Murayama, hep-ph/0002232 (2000).

[10] The *BaBar* Collaboration, B. Aubert *et al.*, Phys. Rev. D **77**, 032002 (2008).
The *BaBar* Collaboration, B. Aubert *et al.*, Phys. Rev. Lett. **100**, 231803 (2008).
The Belle Collaboration, K. Abe *et al.*, Phys. Lett. B **547**, 181 (2002).
The CLEO Collaboration, N. E. Adam *et al.*, Phys. Rev. D **67**, 032001 (2003).
The *BaBar* Collaboration, B. Aubert *et al.*, Phys. Rev. Lett. **93**, 011803 (2004).

[11] The *BaBar* Collaboration, B. Aubert *et al.*, Phys. Rev. Lett. **100**, 171802 (2008).
The Belle Collaboration, T. Hokuue *et al.*, Phys. Lett. B **648**, 139 (2007).
The CLEO Collaboration, R. Gray *et al.*, Phys. Rev. D **76**, 012007 (2007).

[12] Particle Data Group, W.-M. Yao *et al.*, J. Phys. G **33**, 1 (2006) and 2007 partial update for edition 2008 `http://pdg.lbl.gov`.

[13] The CLEO Collaboration, A. Anastassov *et al.*, Phys. Rev. Lett. **80**, 4127 (1998).

A. Bellerive, *Investigation of Semileptonic B Meson Decays to P-Wave Charm Mesons*, PhD-Thesis, McGill University, Montréal (1997).

[14] The DØ Collaboration, V. M. Abazov *et al.*, Phys. Rev. Lett. **95**, 171803 (2005).

[15] The Belle Colaboration, D. Liventsev *et al.*, Phys. Rev. D **77**, 091503 (2008).

The *BaBar* Collaboration, B. Aubert *et al.*, hep-ex/0808.0528 (2008), accepted by Phys. Rev. Lett.

[16] M. Neubert, Phys. Rep. **245**, 259 (1994).

[17] P. Gambino, N. Uraltsev, Eur. Phys. J. C **34**, 181 (2004).

C. W. Bauer, Z. Ligeti, M. Luke, A. V. Manohar, M. Trott, Phys. Rev. D **70**, 094017 (2004).

[18] N. Isgur, M. B. Wise, Phys. Rev. Lett. B **232**, 113 (1989).

N. Isgur, M. B. Wise, Phys. Rev. Lett. B **237**, 527 (1990).

A. F. Falk, H. Georgi, B. Grinstein, M. B. Wise, Nucl. Phys. B **343**, 1 (1990).

[19] A. K. Leibovich, Z. Ligeti, I. W. Stewart and M. B. Wise, Phys. Rev. Lett. **78**, 3995 (1997).

[20] S. Veseli, M. G. Olsson, Phys. Rev. D **54**, 886 (1996).

[21] A. Falk, M. Neubert, M. Luke, Nucl. Phys. B **388**, 363 (1992).

T. Mannel, Phys. Rev. D **50**, 428 (1994).

I. Caprini, M. Neubert, Phys. Lett. B **380**, 376 (1996).

I. Caprini, L. Lellouch, M. Neubert, Nucl. Phys. B **530**, 153 (1998).

[22] N. Isgur, D. Scora, B. Grinstein and M. B. Wise, Phys. Rev. D **39**, 799 (1989).

D. Scora, N. Isgur, Phys. Rev. D **52**, 2783 (1995).

[23] A. K. Leibovich, Z. Ligeti, I. W. Stewart and M. B. Wise, Phys. Rev. D **57**, 308 (1998).

[24] T. B. Suzuki, T. Ito, S. Sawada, M. Matsuda, Prog. Theor. Phys. **91**, 757 (1994).

[25] B. Holdom, M. Sutherland, Phys. Lett. B **313**, 447 (1993).

B. Holdom, M. Sutherland, Phys. Rev. D **48**, 5196 (1993).

M. Sutherland, B. Holdom, S. Jaimungal, R. Lewis, Phys. Rev. D **51**, 5053 (1995).

[26] J. L. Goity and W. Roberts, Phys. Rev. D **51**, 3459 (1995).

[27] C. L. Y. Lee, M. Lu, M. B. Wise, Phys. Rev. D **46**, 5040 (1992).
T.-Y. Cheng *et al.*, Phys. Rev. D **48**, 3204 (1993).

[28] P. Colangelo, G. Nardulli, N. Paver, Phys. Lett. B **293**, 207 (1992).

[29] M. A. Shifman, A. I. Vainshtein, V. I. Zakharov, Nucl. Phys. B **147**, 385 (1979) und ibid. B **147**, 448 (1979).
L. J. Reinders, H. R. Rubinstein, S. Yazaki, Phys. Rep. **127**, 1 (1985).

[30] J. D. Bjorken, I. Dunietz, J. Taron, Nucl. Phys. B **371**, 111 (1992).
M. Voloshin, Phys. Rev. D **46**, 3062 (1992).

[31] N. Uraltsev, Phys. Lett. B **501**, 86 (2001).

[32] M. Neubert, Phys. Rev. D **46**, 3914 (1992).

[33] D. Bećirević, B. Blossier, Ph. Boucaud, G. Herdoiza, J. P. Leroy, A. Le Yaouanc, V. Morénas, O. Pène, Phys. Lett. B **609**, 298 (2005).

[34] F. Jugeau, A. Le Yaouanc, L. Oliver, J.-C. Raynal, Phys. Rev. D **71**, 054031 (2005).

[35] A. Le Yaouanc, D. Melikhov, V. Morénas, L. Oliver, O. Pène, J.-C. Raynal, Phys. Lett. B **480**, 119 (2000).

[36] G. Boyd, B. Grinstein, A. Manohar, Phys. Rev. D **54**, 2081 (1996).

[37] The *BaBar* Collaboration, M. I. Williams *et al.*, Official Detector Image Gallery, `http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Detector/Images/Images.html`.

[38] The *BaBar* Collaboration, G. Bonneaud *et al.*, `http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Detector/Operations/Operations.html`.

[39] The *BaBar* Collaboration, B. Aubert *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **479**, 1 (2002).

[40] The *BaBar* Collaboration, I. Adam *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **538**, 281 (2005).

[41] R. Santonico, R. Cardarelli, Nucl. Instrum. Methods **187**, 377 (1981).

[42] G. Benelli *et al.*, IEEE Nucl. Sci. Symp. Conf. Rec. 2, 1145 (2006).

[43] The *BaBar* Collaboration, B. Aubert *et al.*, Phys. Rev. D **66**, 032003 (2002).

[44] J. Perl *et al.*, The *BaBar*-Workbook, `http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/doc/workbook/eventinfo/BtaCandInfo/CandLists.html`.

[45] The *BaBar* PID Working Group, A. V. Telnov *et al.*,
`http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Physics/Tools/Pid/pid.html`.

G. Mancinelli, S. M. Spanier, *BaBar* Analysis Document *BAD*#116v1 (2001).

T. Brandt, *BaBar* Analysis Document *BAD*#396v1 (2002).

H. Band, J. Hollar, A. Mohapatra, *BaBar* Analysis Document *BAD*#474v3 (2004).

[46] A. V. Telnov, *BaBar* Analysis Document *BAD*#1500v5 (2007).

[47] S. J. Gowdy, P. Strother, *BaBar* Note **475** (2001).

The *BaBar*-EMC-Group, M. Kocian *et al.*,
`http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Detector/Calorimeter/index.html`.

[48] A. Ryd *et al.*, *BaBar* Analysis Dokument *BAD*#522v6 (2003).

[49] T. Sjostrand, Comput. Phys. Commun. **82**, 74 (1994).

T. Sjostrand, hep-ph/9508391 (1995).

[50] The GEANT4 Collaboration, S. Agostinelli *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **506**, 250 (2003).

[51] J. Perl *et al.*, The *BaBar*-Workbook,
`http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/doc/workbook/simreco/simreco.html`.

[52] The *BaBar* Collaboration, F. Salvatore *et al.*, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **144**, 34 (2005).

M. T. Allen, M. T. Naisbit, A. Roodman, *BaBar* Analysis Document *BAD*#870v3 (2004).

[53] The *BaBar*-Trigger-Group, R. Bartoldus *et al.*,
`http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Detector/Trigger/software/index.html`.

[54] The *BaBar* Collaboration, B. Aubert *et al.*, Phys. Rev. D **67**, 032002 (2003).

R. Gamet, C. Touramanis, *BaBar* Analysis Document *BAD*#1312v1 (2005).

R. Gamet, *BaBar* Analysis Document *BAD*#1850v1 (2007).

[55] P. D. Jackson, R. V. Kowalewski, *BaBar* Analysis Document *BAD*#537v2 (2003).

[56] G. C. Fox, S. Wolfram, Nucl. Phys. B **149**, 413 (1979), Erratum-ibid. B **157**, 543 (1979).

[57] The Heavy Flavor Averaging Group, E. Barberio *et al.*, hep-ex/0704.3575 (2007) and update for PDG 2008
`http://www.slac.stanford.edu/xorg/hfag/osc/PDG_2008`.

[58] The CLEO Collaboration, T. Bergfeld *et al.*, Phys. Lett. B **340**, 194 (1994).

The CLEO Collaboration, P. Avery *et al.*, Phys. Lett. B **331**, 236 (1994), Erratum-ibid. B **342**, 453 (1995).

P. Avery *et al.*, Phys. Rev. D **41**, 774 (1990).

The ARGUS Collaboration, H. Albrecht *et al.*, Phys. Lett. B **232**, 398 (1989).

[59] N. Isgur, M. B. Wise, Phys. Rev. Lett. **66**, 1130 (1991).

M. Lu, M. B. Wise, N. Isgur, Phys. Rev. D **45**, 1553 (1992).

[60] The Belle Collaboration, K. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **94**, 221805 (2005).

[61] F. v. Hippel, C. Quigg, Phys. Rev. D **5**, 624 (1972).

[62] The Focus Collaboration, J. M. Link *et al.*, Phys. Lett. B **586**, 11 (2004).

The CDF Collaboration, A. Abulencia *et al.*, Phys. Rev. D **73**, 051104 (2006).

[63] The Belle Collaboration, K. Abe *et al.*, Phys. Rev. D **69**, 112002 (2004).

[64] F. James, M. Roos, Comput. Phys. Commun. **10**, 343 (1975).

F. James, CERN Program Library Long Writeup D506, `http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/minuit/`.

[65] R. Brun, O. Couet, N. Cremel-Somon, P. Zanarini, CERN-Note CERN-Q-121 (1988), `http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/paw/`.

[66] The *BaBar* Collaboration, B. Aubert *et al.*, Phys. Rev. D **74**, 111102 (2006).

[67] The *BaBar* Collaboration, B. Aubert *et al.*, Phys. Rev. Lett. **100**, 011801 (2008).

The *BaBar*-Tracking-Group, D. Lopes Pegna *et al.*, `http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Physics/TrackEfficTaskForce/TrackingTaskForce-2007.html`.

I. M. Nugent, *BaBar* Analysis Document *BAD*#931v2 (2004).

[68] S. Mclachlin *et al.*, *BaBar* Analysis Document *BAD*#1056v1 (2004).

M. Purohit, R. White, H. Liu, *BaBar* Analysis Document *BAD*#1465v3 (2007).

[69] The ALEPH Collaboration, D. Buskulic *et al.*, Z. Phys. C **73**, 601 (1997).

The DELPHI Collaboration, M. Dracos *et al.*, Nucl. Phys. A **663**, 655 (2000).

The DELPHI Collaboration, J. Abdallah *et al.*, Eur. Phys. J. C **45**, 35 (2006).

The OPAL Collaboration, G. Abbiendi *et al.*, Eur. Phys. J. C **30**, 467 (2003).

[70] F. Lodovico, *CKM Matrix Elements*, Vortrag bei der *34th International Conference on High Energy Physics (ICHEP2008)*, `http://www.hep.upenn.edu/ichep08/talks/misc/download_slides?Talk_id=472`.

[71] The *BaBar* Collaboration, B. Aubert *et al.*, Phys. Rev. D **76**, 051101 (2007).
The *BaBar* Collaboration, B. Aubert *et al.*, Phys. Rev. Lett. **100**, 151802 (2008).