

# Fakultät für Physik und Astronomie

Universität Heidelberg

Bachelorarbeit  
in Physik

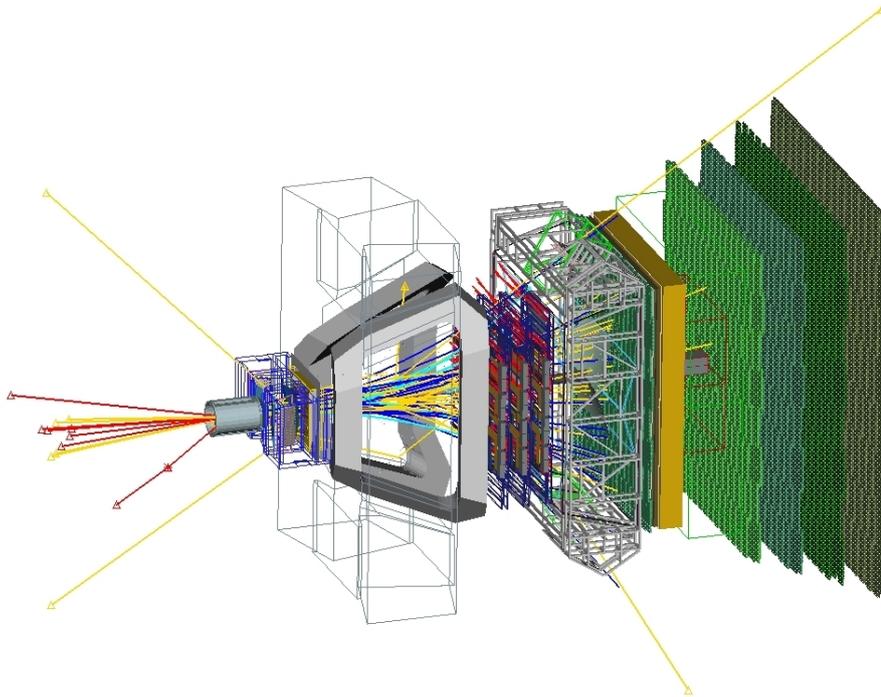
eingereicht von

**Rainer Borchardt**

geboren in Rendsburg/Deutschland

August 2012

# Messung der Parameter der $D^0 - \overline{D^0}$ Oszillation in $D^0 \rightarrow K\pi$ Zerfällen mit dem LHCb Experiment



*Diese Bachelorarbeit wurde erstellt von Rainer Borchardt am  
Physikalischen Institut der Universität Heidelberg  
unter der Aufsicht von  
Prof. Dr. Ulrich Uwer*

## Abstract

In this bachelor-theses a study of the decay channels  $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$  (WS) and  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$  (RS) of the  $D^0$ -meson and their ratio both time-integrated and time-dependent is presented. The data set used is taken by the LHCb-Detector at the Large Hadron Collider (CERN) in 2011. The event numbers are determined by a two-dimensional fit in the mass spectrum of the  $D^0$  mass  $m(D^0)$  and the mass difference of  $D^*$  and  $D^0$   $\Delta m = m(D^*) - m(D^0)$ . For the time-dependent analysis (WS only simulated) this fit is applied in intervals of the  $D^0$ -lifetime. With this time-dependent WS/RS ratio the mixing parameters  $\sqrt{R_D}$ ,  $x'^2$  and  $y'$  are determined. In addition systematic uncertainties are discussed and taken into account. In order to test the method, the time-dependent WS/RS ratio  $R(t)$  and the mixing parameters are measured using toy simulation experiments in the case of the WS data set. The significance derived is  $4.4 \sigma$  including the systematic errors considered.

## Kurzfassung

In dieser Bachelorarbeit wird eine Untersuchung der Zerfallskanäle  $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$  (WS), sowie  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$  (RS) des neutralen Mesons  $D^0$  und deren Verhältnis zueinander sowohl zeitintigriert als auch zeitabhängig vorgestellt. Die verwendeten Daten stammen vom LHCb-Detektor am CERN und wurden im Jahr 2011 aufgezeichnet. Die Ereigniszahlen werden durch eine Anpassung im zweidimensionalen Massenspektrum der  $D^0$ -Masse  $m(D^0)$  und der Massendifferenz von  $D^*$  und  $D^0$   $\Delta m = m(D^*) - m(D^0)$  ermittelt. Zur zeitabhängigen Analyse (in den WS-Daten nur simuliert, da die echten Daten noch nicht freigegeben sind) wird in mehreren Intervallen der  $D^0$ -Lebensdauer  $\tau$  diese Anpassung durchgeführt und anhand des zeitabhängigen Verhältnisses WS/RS die Mischungsparameter  $\sqrt{R_D}$ ,  $x'^2$  und  $y'$  ermittelt. Zusätzlich werden systematische Fehlerquellen analysiert und berücksichtigt. Das zeitintegrierte WS/RS-Verhältnis  $R(t)$  und die Mischungsparameter werden unter Berücksichtigung dieser systematischen Abweichungen mit einer Signifikanz von  $4,4 \sigma$  bestimmt.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Der LHCb-Detektor</b>	<b>1</b>
1.1	VELO . . . . .	2
1.2	Tracking System . . . . .	3
1.3	RICH Detektoren . . . . .	4
1.4	Kalorimeter . . . . .	4
1.5	Myonen-Kammern . . . . .	5
1.6	Hardware Trigger . . . . .	5
<b>2</b>	<b>Charm-Physik</b>	<b>7</b>
2.1	Teilchen-Antiteilchen Oszillation . . . . .	7
2.1.1	Wrong Sign & Right Sign . . . . .	9
<b>3</b>	<b><math>D^0</math>-Zerfälle im LHCb Datensatz</b>	<b>15</b>
3.1	Selektion . . . . .	15
3.1.1	Akzeptanz Schnitte . . . . .	17
3.1.2	$\log(\text{IP})$ Schnitt . . . . .	20
3.1.3	DLLe Schnitt . . . . .	22
3.2	Untergründe . . . . .	22
3.2.1	Zufällige $\pi_{\text{slow}}$ . . . . .	23
3.2.2	Kombinatorischer Untergrund . . . . .	23
3.2.3	(Doppelt) falsch identifizierte Kaonen und Pionen . . . . .	24
3.2.4	Falsch rekonstruierte $D^0$ . . . . .	24
<b>4</b>	<b>Der Anpassungsprozess</b>	<b>25</b>
4.1	Die verschiedenen Modelle . . . . .	25
4.1.1	$m(D^0)$ . . . . .	25
4.1.2	$\Delta m$ . . . . .	27
<b>5</b>	<b>Berechnung von WS/RS</b>	<b>31</b>
5.1	Korrekturfaktor zur Lebensdauer Akzeptanz . . . . .	32
5.2	Ergebnisse - zeitintegriert . . . . .	33
5.2.1	Wrong Sign . . . . .	33
5.2.2	Right Sign . . . . .	35
5.3	Verhältnis WS/RS . . . . .	36

<b>6</b>	<b>Kontrollmessungen</b>	<b>37</b>
6.1	Spektren in verschiedenen Intervallen des Transversalimpulses $p_t$ der Pionen . . . . .	37
6.2	Verschiedene $\log(IP)$ -Schnitte . . . . .	38
<b>7</b>	<b>Zeitabhängige Analyse und Mischung</b>	<b>41</b>
<b>8</b>	<b>Systematische Einflüsse in der zeitabhängigen Analyse</b>	<b>43</b>
8.1	Veränderung des Transversalimpulses der $\pi_{slow}$ . . . . .	43
8.2	Veränderung des $\log(IP)$ -Schnittes . . . . .	47
8.3	Veränderung der $D^0$ -Lebensdauer laut Particle Data Group . . . . .	49
<b>9</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>51</b>
<b>10</b>	<b>Ausblick</b>	<b>53</b>
10.1	Verbesserung der Auflösung . . . . .	53
10.2	Messung von CP-Verletzung . . . . .	53



## 1 Der LHCb-Detektor

Der größte Teilchenbeschleuniger der Welt steht in Genf am CERN (abgeleitet aus dem französischen Namen des Rates, der mit der Gründung der Organisation beauftragt war: **C**onseil **E**uropéen pour la **R**echerche **N**ucléaire) in der Schweiz. Der große Beschleunigerring hat einen Umfang von 27 km. Sein Name “Large Hadron Collider” (LHC) ist Programm - nämlich Hadronen (Teilchen die aus mehreren Quarks bestehen) auf Energien von  $E_h = 3,5$  TeV (2011) zu beschleunigen und frontal kollidieren zu lassen. Die Schwerpunktenergie beträgt bei einem solchen Stoß genau  $2 \cdot E_h = 7$  TeV. Dabei entstehen neue Teilchen, die detektiert werden können. Das Ziel solcher Detektoren ist es, nach neuen physikalischen Prozessen zu suchen, die über das Standardmodell hinausgehen. Das Standardmodell (SM) ist sehr gut. So wurden bislang keine auffälligen Abweichungen von dessen Vorhersagen bei Teilchen-Physik Experimenten gefunden. Unvollständig ist es trotzdem:

- Mindestens 18 Parameter aus dem SM können nicht theoretisch vorhergesagt werden, sondern müssen durch experimentelle Befunde festgesetzt werden.
- Das SM beinhaltet keine Gravitation.
- Das berühmte Higgs-Boson, das für den elektroschwachen Symmetriebruch und die Akquirierung von Masse erforderlich ist, konnte erstmals am 4. Juli 2012 am CERN von den Arbeitsgruppen am ATLAS-, sowie dem CMS-Experiment mit einer  $5\sigma$ -Gewissheit nachgewiesen werden. Dennoch muss durch weitere Tests und Analysen noch sichergestellt werden, dass es sich tatsächlich um das Teilchen handelt, welches man hofft gefunden zu haben.
- Allein durch die CP-Verletzung kann man die Materie-Antimaterie Asymmetrie im Universum nicht erklären.
- und mehr...

Es ist also davon auszugehen, dass noch weitere Prozesse existieren, die über das SM hinausgehen. Eine Möglichkeit, nach diesen Prozessen zu suchen, ist, sehr präzise Messungen von Zerfallswahrscheinlichkeiten bekannter Teilchen, wie *D*-

und  $B$ -Mesonen, zu machen. Noch unbekannte Prozesse könnten diese Wahrscheinlichkeiten stark beeinflussen. Am CERN gibt es vier Detektoren bei denen Kollisionen mit 7 TeV stattfinden: ALICE, ATLAS, CMS und LHCb.

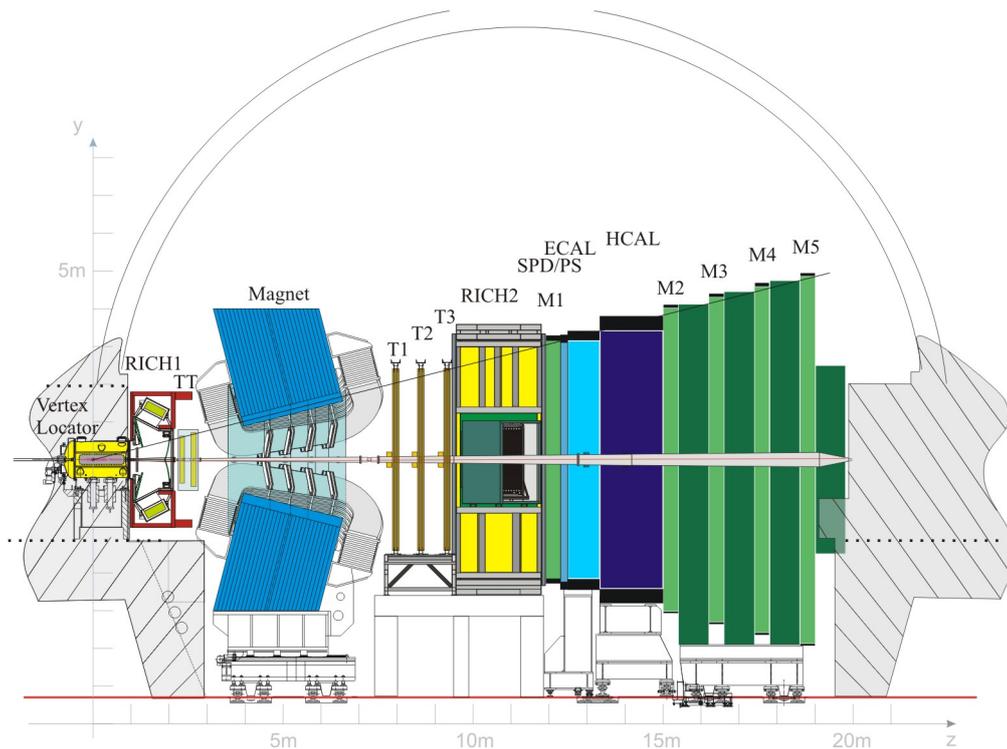
Der LHCb ist, wie die anderen Detektoren auch, dafür geeignet, solch präzise Messungen durchzuführen. Er ist als Vorwärtsspektrometer konstruiert und detektiert Teilchen nur in einer Richtung im Bereich von Pseudo-Rapiditäten<sup>1</sup> von  $2 < \eta < 5$ . Seine Hauptaufgabe ist es, Zerfälle und Produktion von Mesonen mit einem charm-Quark ( $D$ -Mesonen) oder einem bottom-Quark ( $B$ -Mesonen) zu analysieren. Diese werden in reichlichem Maße bei Proton-Proton Kollisionen produziert, was es erleichtert, sie mit hoher Präzision zu messen.

Für eine schematische Seiten-Ansicht des LHCb-Detektors samt seiner Unterdetektoren siehe Abbildung 1.1. Durch Kollisionen produzierte  $B$ - und  $D$ -Mesonen fliegen entlang der Strahlachse. Der Detektor ist um diese Strahlachse herum aufgebaut und deckt einen Raumwinkelbereich von 10-300 mrad in horizontaler ( $x$ -) und von 10-250 mrad in vertikaler ( $y$ -) Richtung ab. Die  $z$ -Achse zeigt entlang der Strahlachse in Richtung des Detektorarms. In  $x$ -Richtung ist die Abdeckung größer, da das angelegte Magnetfeld die (geladenen) Teilchen in der  $x$ - $z$ -Ebene ablenkt. Um nun  $B$ - und  $D$ -Mesonen zu analysieren, müssen die Teilchen richtig identifiziert und ihre Spur korrekt rekonstruiert werden. Dafür gibt es beim LHCb mehrere Unterdetektoren, die verschiedene spezifische Aufgaben haben. Diese werden in den nächsten Unterpunkten kurz vorgestellt.

## 1.1 VELO

Der *VE*rtex *LO*cator (VELO) ist direkt am Kollisions-Punkt der Protonen eng um die Strahlachse herum angeordnet. Er ist ein Silizium-Streifen Detektor mit 21 überlappend und konzentrisch angeordneten Lagen. Seine spezifische Aufgabe ist es, die primären und auch die sekundären Orte der Zerfälle genau zu rekonstruieren. Um eine gute Auflösung zu erhalten, sind die innersten Detektor-Lagen nur 5 mm von der Strahlachse entfernt. So können auch sehr kurzlebige Teilchen nachgewiesen werden. Die Auflösung des VELO beträgt  $60 \mu\text{m}$  in  $z$ -Richtung und im Mittel  $10 \mu\text{m}$  in transversaler Richtung. Sie hängt von dem Transversalimpuls

<sup>1</sup>Die Pseudo-Rapidität ist definiert als  $\eta = -\log(\tan\frac{\theta}{2})$ , wobei  $\theta$  den Polarwinkel bezeichnet.



**Abbildung 1.1:** Schematische Seiten-Ansicht des LHCb-Detektors. Der Kollisionsspunkt ist auf der linken Seite beim Vertex Locator und die produzierten Teilchen fliegen nach rechts [1].

der detektierten Teilchen ab. Je nachdem wie der Zerfall kinematisch und topologisch abläuft, erreicht man so für die gemessene Zerfallszeit eine Zeitauflösung von typischerweise 50 fs [23].

## 1.2 Tracking System

Zum Tracking System gehören der VELO, der Tracker *Turicensis* (TT) und der Inner-, sowie der Outer-Tracker (IT bzw. OT). Der IT und TT sind Silizium-Detektoren und in vier Boxen um die Strahlachse herum angeordnet. Sie befinden sich zwischen Magnet und RICH2. Der OT ist ein (Strohalm-) Strawtube-Detektor und befindet sich um den IT herum. IT/OT bestehen aus drei Stationen T1-T3 (siehe Abb. 1.1). Alle Detektoren sind in der Lage, die Spuren der Teilchen zu messen und die kombinierten Daten der Detektoren geben Aufschluss über die gesamte Flugbahn des Teilchens durch das Tracking System.

Der Dipol-Magnet zwischen TT und IT/OT stellt einen integrierten magnetischen Fluss von  $\int Bdl = 4.2 \text{ Tm}$  entlang der Strahlachse zur Verfügung [4]. Dadurch

ist es möglich, über die Krümmung der Flugbahn der Teilchen deren Impuls zu bestimmen. Das magnetische Feld ist in  $y$ -Richtung ausgerichtet, was dazu führt, dass die geladenen Teilchen in der  $x$ - $z$ -Ebene abgelenkt werden. Um systematische Fehler bzgl. der Ladung der Teilchen berücksichtigen zu können, ist es möglich, die Polarität des Magneten umzukehren.

### 1.3 RICH Detektoren

RICH (*Ring Imaging CHerenkov*) Detektoren machen sich die sog. Cherenkov-Strahlung zu Nutze:

In einem Medium erfährt die Lichtgeschwindigkeit eine Veränderung um den Brechungsindex  $n = \frac{c}{c_n}$  mit  $c_n$ , der Lichtgeschwindigkeit im Medium. Geladene Teilchen, welche schneller als die Lichtgeschwindigkeit  $c_n$  durch dieses Medium propagieren, können Photonen unter einem Winkel  $\theta$  relativ zu ihrem Impuls emittieren. Es gilt  $\cos(\theta) = \frac{v_{em}}{v_p} = \frac{1}{n\beta}$ , wobei  $v_{em} = \frac{c}{n}$ ,  $\beta = \frac{v_p}{c}$  und  $v_p$  die Geschwindigkeit des Teilchens im Medium ist. Die emittierten Photonen bilden einen Kegel um die Spur des Teilchens.

Diese Kegel werden in RICH Detektoren auf eine photosensitive Fläche projiziert und formen so einen Ring. Der Durchmesser dieses Rings hängt nur von  $\theta$  und der Detektor-Geometrie ab. Der Winkel  $\theta$  kann also gemessen und daraus  $\beta$  berechnet werden. Mit dem zuvor bestimmten Impuls kann man nun die Masse des Teilchens ermitteln und es so identifizieren.

Am LHCb werden zwei RICH Detektoren eingesetzt, der RICH1 zwischen VELO und TT und der RICH2 hinter dem Tracking System. Als Medium wird in RICH1 ein Aerogel und  $C_4F_{10}$  eingesetzt, wodurch der Detektor sensitiv in Energiebereichen zwischen 1 und 50 GeV wird. RICH2 beinhaltet weniger dichtes  $CF_4$ , wodurch Energien zwischen 15 und 100 GeV detektiert werden können [23].

### 1.4 Kalorimeter

Mit den Kalorimetern können Energiemessungen sowohl für Elektronen und Photonen als auch für geladene und ungeladene Hadronen durchgeführt werden. Eintreffende Teilchen wechselwirken mit dem Detektormaterial und bilden Teilchenschauer, die mit Szintillatoren gemessen werden können.

Im LHCb ist das erste Kalorimeter in Strahlrichtung der “*Scintillating Pad Detector*” (SPD). Mit dem SPD kann man zwischen Elektronen und Photonen

unterscheiden, da hier nur Elektronen, nicht jedoch Photonen ein Signal verursachen. Danach kommt der “*Pre Shower*” (PS) Detektor und hiernach das “*Elektromagnetic CALorimeter*” (ECAL). Hier werden überwiegend Photonen und Elektronen detektiert. Zuletzt kommt das der Energiemessung von Hadronen dienende “*Hadronic CALorimeter*” (HCAL) [4].

## 1.5 Myonen-Kammern

Fünf Myonen-Kammern dienen dem Nachweis von Myonen. Eine ist vor den Kalorimetern und vier dahinter positioniert. 80 cm dicke Eisenplatten dienen als Absorber für Hadronen, die durch die Kalorimeter hindurch gelangt sind. Auch hinter der letzten Myonen-Kammer M5 (siehe Abb. 1.1) ist eine Eisenplatte, die den Zweck hat, Hadronen von der anderen Seite zu absorbieren.

## 1.6 Hardware Trigger

Der LHCb liefert eine Ereignisrate von etwa 40 MHz, was 40 Millionen Ereignissen pro Sekunde entspricht. Hiervon sind etwa 10 Millionen Ereignisse sichtbare Proton-Proton Kollisionen. Diese Menge an Daten kann nicht so schnell aufgezeichnet werden. Deshalb findet schon während der Datennahme eine teils durch Hardware, teils durch Software gesteuerte Vorselektion statt und die nicht selektierten Ereignisse werden nicht gespeichert. Die Hardware Selektion basiert auf Informationen aus Kalorimeter, Pile-Up-System und Myonen-Kammern. In den Kalorimetern wird nach der größten Transversalenergie  $E_T$  von Hadronen, Elektronen, Photonen und neutralen Pionen ( $\pi^0$ ) gesucht. Die Myonen-Kammern rekonstruieren die beiden höchsten Transversalimpulse der Myonen und das Pile-Up-System errechnet die Anzahl an Ereignissen pro Aufeinandertreffen von Teilchenpaketen. Die Selektion ist abhängig von bestimmten Schwellenwerten, die - je nach Teilchenart - unterschiedlich sind. Es werden auch Ereignisse mit mehreren Proton-Proton Kollisionen, die eine Ereignis-Rekonstruktion schwieriger machen, aussortiert. Bereits hier wird die Ereignisrate auf etwa 1 MHz reduziert.



## 2 Charm-Physik

Gegenstand dieser Analyse ist das  $D^0$ -Meson. Es besteht aus einem Charm-Quark und einem Anti-Up-Quark  $D^0 = |c\bar{u}\rangle$ . In dieser Arbeit wird eine quantenmechanische Eigenschaft untersucht, die Oszillation zwischen  $D^0$  und  $\bar{D}^0$ . Die Masse des  $D^0$  beträgt  $m(D^0) = (1864,86 \pm 0,13) \text{ MeV}/c^2$  und seine mittlere Lebensdauer ist  $\tau_{D^0} = (0,4101 \pm 0,0015) \text{ ps}$  [5].

### 2.1 Teilchen-Antiteilchen Oszillation

Zum ersten Mal wurde Teilchen-Antiteilchen Oszillation (Mischung) 1956 im neutralen Meson-System des  $K^0$  beobachtet [7][8]. 31 Jahre später, also 1987, gelang es den UA1- und ARGUS-Kollaborationen, Mischung im neutralen  $B_d$ -System nachzuweisen [9][10] und 2006 konnten die D0- und die CDF-Kollaborationen Mischung im neutralen  $B_s$ -System messen [11][12]. Das  $D^0$  ist das vierte neutrale Meson, in dessen System sich seither Mischung beobachten ließ. 2007 wurden für  $D^0$ -Mischung durch *BABAR* erste Anzeichen von  $3,9 \sigma$  veröffentlicht [13]. Diese wurden später von CDF [14] und BELLE [15] ebenfalls bestätigt.

Das  $D^0$  befindet sich im quantenmechanischen Zustand  $D^0 = |c\bar{u}\rangle$ . Der Zustand seines Antiteilchens lautet  $\bar{D}^0 = |\bar{c}u\rangle$ . Die zeitliche Entwicklung des  $D^0$  [2] wird von einem effektiven Hamiltonian  $\mathcal{H}_{eff} = M - \frac{i}{2}\Gamma$  beschrieben, wobei  $M$  und  $\Gamma$  hermitesche  $2 \times 2$  - Matrizen sind:

$$M = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix}$$

und

$$\Gamma = \begin{pmatrix} \Gamma_{11} & \Gamma_{12} \\ \Gamma_{21} & \Gamma_{22} \end{pmatrix}.$$

Nun folgt mit der phänomenologischen Schrödinger-Gleichung für die Zeitentwicklung:

$$i\frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} D^0 \\ \bar{D}^0 \end{pmatrix} = \mathcal{H}_{eff} \begin{pmatrix} D^0 \\ \bar{D}^0 \end{pmatrix} = \left( M - \frac{i}{2}\Gamma \right) \begin{pmatrix} D^0 \\ \bar{D}^0 \end{pmatrix}.$$

CPT-Symmetrie und Invarianz unter CP-Transformation des Systems führen zu  $M_{11} = M_{22}$  und  $\Gamma_{11} = \Gamma_{22}$ , sowie  $M_{12} = M_{21}$  und  $\Gamma_{12} = \Gamma_{21}$ , da wegen CP-Invarianz alle Matrixeinträge von  $M$  und  $\Gamma$  real sein müssen. Aus der Diagonali-

sierung dieser Matrizen folgen zwei Eigenzustände  $D_1$  und  $D_2$ , die Linearkombinationen aus  $D^0$  und  $\overline{D^0}$  sind:

$$|D_1\rangle = p|D^0\rangle + q|\overline{D^0}\rangle \text{ und } |D_2\rangle = p|D^0\rangle - q|\overline{D^0}\rangle.$$

Die Koeffizienten  $p$  und  $q$  sind komplex und so gewählt, dass sie die Bedingung  $|p|^2 + |q|^2 = 1$  erfüllen. Das Verhältnis  $\frac{p}{q}$  lässt sich mit den Matrixelementen  $M$  und  $\Gamma$  gemäß

$$\frac{p}{q} = \sqrt{\frac{2M_{12} - i\Gamma_{12}}{2M_{12}^* - i\Gamma_{12}^*}}$$

ausdrücken. CP-Verletzung ausgeschlossen, gilt  $M_{12}^* = M_{12}$  und  $\Gamma_{12}^* = \Gamma_{12}$  und folglich  $\frac{p}{q} = 1$ . Ist dieses Verhältnis nicht 1, so müssen die Raten von  $D^0 \rightarrow \overline{D^0}$  und  $\overline{D^0} \rightarrow D^0$  unterschiedlich sein, also das System nicht invariant unter CP-Transformation. Die Eigenzustände  $D_1$  und  $D_2$  haben verschiedene Massen  $M_1$  und  $M_2$  mit den Zerfallsbreiten  $\Gamma_1$  und  $\Gamma_2$ . Mit Hilfe der mittleren Zerfallsbreite  $\Gamma = \frac{\Gamma_1 + \Gamma_2}{2}$  kann man sich nun dimensionslose Mischungsparameter definieren:

$$x = \frac{\Delta M}{\Gamma} = \frac{M_1 - M_2}{\Gamma}$$

und

$$y = \frac{\Delta\Gamma}{2\Gamma} = \frac{\Gamma_1 - \Gamma_2}{2\Gamma}.$$

Bezüglich  $\mathcal{H}_{eff}$  sind die Eigenwerte von  $D_{1,2}$  gleich  $\lambda_{1,2} = M_{1,2} \pm \frac{i}{2}\Gamma_{1,2}$ . Dies führt zu der Zeitentwicklung  $|D_{1,2}(t)\rangle = e^{-i\lambda_{1,2}t}|D_{1,2}(0)\rangle$ . Man findet ein neutrales  $D$ -Meson, das im Zustand  $D^0$  produziert wurde, nach einer gewissen Zeit  $t$  immer noch im  $D^0$ -Zustand mit der Wahrscheinlichkeit

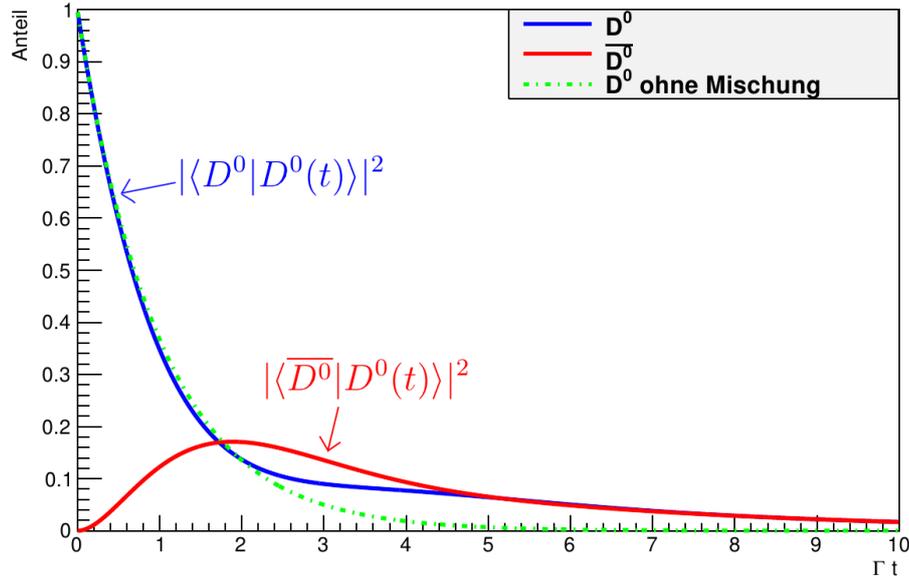
$$P(D^0 \rightarrow D^0, t) = |\langle D^0 | D^0(t) \rangle|^2 = \frac{e^{-\Gamma t}}{2} (\cosh(y\Gamma t) + \cos(x\Gamma t)) \quad (2.1)$$

und dieses Meson im  $\overline{D^0}$ -Zustand mit der Wahrscheinlichkeit

$$P(D^0 \rightarrow \overline{D^0}, t) = |\langle \overline{D^0} | D^0(t) \rangle|^2 = \frac{e^{-\Gamma t}}{2} (\cosh(y\Gamma t) - \cos(x\Gamma t)) \cdot \left| \frac{p}{q} \right|^2, \quad (2.2)$$

wobei für den letzten Term ohne CP-Verletzung natürlich  $\left| \frac{p}{q} \right|^2 = 1$  gilt. Wenn also entweder  $x$  oder  $y$  ungleich Null sind, findet Mischung statt. Zur Veranschauli-

chung sind in Abbildung 2.1 die Wahrscheinlichkeiten, ein  $D^0$  ungemischt oder gemischt vorzufinden, gegen die Zeit aufgetragen. Dies ist die Teilchen-Antiteilchen Oszillation im neutralen  $D^0$ -System.



**Abbildung 2.1:** Die Wahrscheinlichkeiten dafür, nach einer bestimmten Zeit ein anfängliches  $D^0$  im Zustand  $D^0$  oder  $\bar{D}^0$  vorzufinden. Die Mischungsparameter  $x$  und  $y$  wurden im Vergleich um die tatsächlich gemessenen Werte um den Faktor 100 vergrößert, damit der Verlauf der Graphen sichtbar wird [21].

### 2.1.1 Wrong Sign & Right Sign

Man unterscheidet beim  $D^0$ -Zerfall zwischen dem Zerfall  $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$  und  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ . Letzterer entspricht dem Zerfall eines  $D^0$ , welches ohne vorher in sein Antiteilchen zu oszillieren direkt zerfallen ist, ein sog. “Right Sign” (RS)-Zerfall. Der erste Zerfall beschreibt ein  $D^0$ , das erst gemischt hat und danach zerfallen ist, i.e.  $D^0 \rightarrow \bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$ . Dieser Zerfall wird “Wrong Sign” (WS) genannt. Außerdem kommt es vor, dass das  $D^0$  ohne vorher zu mischen direkt in  $K^+\pi^-$  zerfällt. Dieser Zerfall ist stark unterdrückt, da hier gleich zweimal ein einfacher Generationenwechsel zwischen den Quark-Familien stattfindet. Die Matrix Elemente  $V_{cd}$  und  $V_{us}$  der CKM-Matrix, zu deren Quadrat die Zerfallsamplitude proportional ist,

sind sehr viel kleiner als die Elemente  $V_{cs}$  und  $V_{ud}$  (vgl. Abb. 2.3). Man spricht hier von einem “doppelt Cabibbo unterdrückten” (oder englisch: doubly Cabibbo suppressed - DCS) Zerfall. Analog dazu wird der RS-Zerfall auch Cabibbo bevorzugt (Cabibbo Favored - CF) genannt.

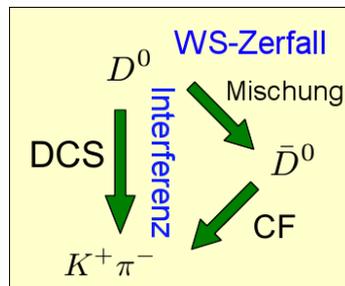
Es tragen insgesamt drei zunächst ununterscheidbare Ursachen zu WS-Ereignissen bei: Primär DCS Ereignisse, dann Mischungs-Ereignisse und Interferenz zwischen diesen. Zählt man alle WS-Ereignisse zusammen (siehe Abb. 2.2), so erhält man eine Rate von ca. 0,4% der RS-Ereignisse. In Abbildung 2.3 sind die beiden Feynmann-Diagramme zu RS- und WS-Zerfällen dargestellt. Zwischen den DCS- und den Mischungs-Amplituden kann ein Phasen-Unterschied  $\delta$  existieren, der durch die starke Wechselwirkung verursacht wird. Um diesen zu berücksichtigen, führt man die modifizierten Parameter  $x'$  und  $y'$  ein, die definiert sind als:

$$x' = x \cdot \cos(\delta) + y \cdot \sin(\delta)$$

$$y' = -x \cdot \sin(\delta) + y \cdot \cos(\delta)$$

mit

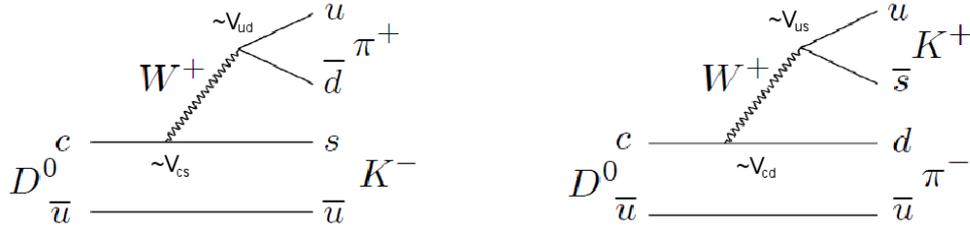
$$x'^2 + y'^2 = x^2 + y^2.^2$$



**Abbildung 2.2:** Veranschaulichung der drei WS-Zerfallsarten.

Die zeitliche Entwicklung des  $D^0$  ist bekannt und man kann den Einfluss, den dieses Zeitverhalten auf das Verhältnis WS/RS hat, untersuchen. Mit der Näherung  $x', y' \ll 1$  wird Gleichung 2.1 vereinfacht und die Wahrscheinlichkeit dafür, dass

<sup>2</sup>Die CLEO-Kollaboration hat gemessen, dass  $\cos(\delta) = 1,10 \pm 0,35_{\text{stat.}} \pm 0,07_{\text{sys.}}$  ist [17].



**Abbildung 2.3:** Die Feynmann-Diagramme zu den RS- (links) und WS-Zerfällen (rechts) des  $D^0$  [23].

ein  $D^0$ , das zum Zeitpunkt  $t = 0$  entstanden ist, nach einer Zeit  $t$  über den RS-Kanal zerfällt, ist gegeben durch:

$$RS(t) \propto e^{-\Gamma t}.$$

Die Wahrscheinlichkeit für den WS-Zerfall, also das  $D^0$  via DCS zerfallen, oder erst gemischt hat und dann via CF zerfallen ist, ist laut [3] gegeben durch:

$$WS(t) \propto e^{-\Gamma t} \left( R_D + \sqrt{R_D} \cdot y' \cdot \Gamma t + \frac{x'^2 + y'^2}{4} \cdot (\Gamma t)^2 \right).$$

Daraus folgt für das zeitabhängige WS/RS-Verhältnis  $R(t)$ :

$$\frac{WS(t)}{RS(t)} = R(t) = \underbrace{R_D}_{DCS} + \underbrace{\sqrt{R_D} \cdot y' \cdot \Gamma t}_{\text{Interferenz}} + \underbrace{\frac{x'^2 + y'^2}{4} \cdot (\Gamma t)^2}_{\text{Mischung}}, \quad (2.3)$$

wobei  $R_D$  das Verhältnis von DCS- zu RS-Zerfällen ohne Mischung ist. Für  $\Gamma$  gilt  $\Gamma = \frac{1}{\tau}$  mit der Lebensdauer  $\tau$  des  $D^0$ . Die letzten beiden Summanden, die mit “Interferenz” und “Mischung” gekennzeichnet sind, kommen erst durch die Berücksichtigung von Mischung. Diese ist abhängig von den Parametern  $x'^2$  und  $y'$ . Betrachtet man das zeitintegrierte Verhältnis WS/RS, so taucht nur die Größe  $R_D$  auf, da das Verhältnis WS/RS ohne Mischung konstant sein sollte. Für eine detailliertere Herleitung dieser Gleichungen siehe [18] & [23]. Mischung kann sowohl über Box-Diagramme unter Austausch von W-Bosonen ( $\rightarrow$  schwache Wechselwirkung) als auch über weitreichendere Zerfallsreihen mit verschiedenen Zwischenzuständen dargestellt werden. In Abbildung 2.4 sind beide diese Darstellungen zu sehen. Mischung, wie sie über Box-Diagramme dargestellt wird, ist

stark unterdrückt. Dies ist eine Folge des GIM-Mechanismus, der die destruktive Interferenz nicht unterscheidbarer Prozesse insbesondere bei leichten Quarks darstellt [16]. Für die Forschung an Charm-Systemen ist deshalb die Mischung über weitreichende Zerfallsreihen von größerer Priorität.



**Abbildung 2.4:** Box-Diagramm (links) und Diagramm zum Zerfall mit anderen Zwischenzuständen (rechts) zur Mischung des  $D^0$  [23].

Möchte man Mischung im  $D^0$ -System beobachten, muss man den Farbzustand des Teilchens zum Zeitpunkt der Produktion und zum Zeitpunkt des Zerfalls messen, d.h. ist es ein  $D^0$  oder ein  $\bar{D}^0$ ?

Zum Produktionszeitpunkt kann man den Zustand über die Ladung des  $\pi_{slow}$  aus dem Zerfall  $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_{slow}^+$  bestimmen. Das  $\pi_{slow}$  wird zu diesem Zweck “getaggt” (siehe Kapitel 3). Ist die Ladung des  $\pi_{slow}$  in einem Ereignis positiv ( $\pi_{slow}^+$ ), so ist es gemeinsam mit einem  $D^0$  entstanden und ist die Ladung des  $\pi_{slow}$  negativ ( $\pi_{slow}^-$ ), so ist es gemeinsam mit einem  $\bar{D}^0$  entstanden. Dies lässt sich anhand des Quarkinhalts der Mutterteilchen  $D^{*+}$  bzw.  $D^{*-}$  erklären.

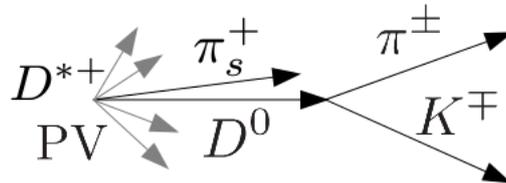
Die Masse des  $D^*$ -Mesons<sup>3</sup> ist nur knapp über den addierten Ruhemassen des  $D^0$ -Mesons<sup>4</sup> und des  $\pi^\pm$ -Mesons<sup>5</sup>. Zerfällt nun ein  $D^*$ , so ist nicht mehr viel Energie übrig, die zum Impuls der entstandenen Teilchen beitragen kann. Ein Pion, das durch einen  $D^*$ -Zerfall entstanden ist, wird daher einen geringeren Impuls besitzen als eines, das bei einem  $D^0$ -Zerfall produziert wurde und wird darum der Unterscheidbarkeit halber mit dem Suffix “slow” versehen. Im Folgenden ist bei  $D^{*+}$  immer dessen ladungskonjugiertes Teilchen  $D^{*-}$  impliziert. In Abbildung 2.5 ist der  $D^{*+}$ -Zerfall dargestellt.

<sup>3</sup> $m(D^*) = 2010,28 \pm 0,13 \text{ MeV}/c^2$ [5]

<sup>4</sup> $m(D^0) = 1864,86 \pm 0,13 \text{ MeV}/c^2$ [5]

<sup>5</sup> $m(\pi^\pm) = 139,57018 \pm 0,00035 \text{ MeV}/c^2$ [5]

Zum Zeitpunkt des Zerfalls lässt sich der Zustand des  $D^0$ -Mesons über die Ladung der Zerfallsprodukte  $K^\mp \pi^\pm$  feststellen. Falls die Zerfallsprodukte  $K^- \pi^+$  entstanden sind, so war es zum Zeitpunkt des Zerfalls ein  $D^0$ , das via RS zerfallen ist und falls die Zerfallsprodukte  $K^+ \pi^-$  entstanden sind, so war es ein  $\overline{D}^0$ , das via RS zerfallen ist. Man muss also noch wissen, ob es ein WS- oder ein RS-Zerfall gewesen ist. Hat ein WS-Zerfall stattgefunden, so sind die Ladung des Kaons ( $K^+$ ) und des  $\pi_{slow}^+$  aus dem  $D^{*+}$ -Zerfall gleich. Sind die Ladungen unterschiedlich, so war es ein RS-Zerfall. Zusammen mit dem Anfangszustand, den Zerfallsprodukten und der Art des Zerfalls (WS oder RS) kann man so genau rekonstruieren, ob ein  $D^0$  oder  $\overline{D}^0$  via RS oder via WS zerfallen ist.



**Abbildung 2.5:** Skizze zum Zerfall des  $D^{*+}$  (PV = "Primär Vertex").



### 3 $D^0$ -Zerfälle im LHCb Datensatz

Für die Analyse wird der Datensatz von 2011 genutzt, der am LHCb aufgezeichnet wurde. Dieser entspricht einer integrierten Luminosität von  $\int \mathcal{L} dt = 1024 \text{ pb}^{-1} \pm 5\%$ . Bereits online, also während der Datennahme, werden durch den Trigger Ereignisse, die den Zerfallskanal  $D^{*+} \rightarrow D^0(\rightarrow K\pi)\pi_{slow}^+$  enthalten, vorselektiert. Man erhält so etwa  $1,1 \times 10^7$  Ereignisse, die hoch mit dem Signal-Kanal angereichert sind und für die Analyse verwendet werden können. Zur Reduktion des Untergrundes enthält der Trigger ein Selektionskriterium auf die Masse des  $D^0$ :  $1820 \text{ MeV} < m(D^0) < 1900 \text{ MeV}$ . Das bedeutet, es werden nur all die Ereignisse genommen, bei denen die detektierte Masse des  $D^0$  im genannten Bereich liegt. Für jedes zehnte Ereignis wird das Massenfenster von dem "Widemass"-Trigger vergrößert ( $1790 \text{ MeV} < m(D^0) < 1920 \text{ MeV}$ ). Typischerweise schaut man sich bei  $D^0$ -Zerfällen ein zweidimensionales Massen-Spektrum an. Auf der horizontalen Achse ist dabei die Massenverteilung des  $D^0$  selber aufgetragen (Diese Verteilung hat natürlich bei  $\sim 1865 \text{ MeV}/c^2$ , der Masse des  $D^0$ , ihr Maximum) und auf der vertikalen Achse trägt man die Massendifferenz von  $D^*$  und  $D^0$  auf. Für die Massendifferenz gilt:

$$\Delta m = m(D^{*+}) - m(D^0) = m(K\pi\pi_{slow}^+) - m(K\pi), \quad (3.1)$$

wobei  $m$  jeweils die invariante Masse der Teilchen ist. Die zweidimensionalen Verteilungen sind für RS und WS in Abbildung 3.7 zu sehen. Neben dem Signal sind noch viele weitere Ereignisse in der Verteilung, die aus anderen Quellen stammen (Untergrund). Die roten Linien deuten die gewählte Signalregion an.

#### 3.1 Selektion

Die erste Software-gesteuerte Trigger-Stufe ist "*HLT1*". Zunächst werden hier die Informationen, die mittels Hardware-Triggern gesammelt wurden, verifiziert und Informationen über die Vertexe hinzugefügt. Die Ereignisrate wird von 1 MHz auf etwa 40 kHz reduziert.

In der zweiten Stufe "*HLT2*" findet eine vollständige Ereignis-Rekonstruktion statt. Die Ereignisrate betrug 2011 an dieser Stelle noch etwa 2 kHz. Diese Daten werden aufgezeichnet. Dieser zweite Software-Trigger HLT2 entscheidet auch, ob

das Ereignis ein RS- oder ein WS-Zerfall war, was nach vollständiger Ereignis-Rekonstruktion natürlich möglich ist.<sup>6</sup> An dieser Stelle werden die Ereignisse zum einen bereits auch so ausgewählt, dass die detektierte  $D^0$ -Masse aus dem Ereignis in der Umgebung von der Masse des  $D^0$ -Mesons liegt (“Signal-Trigger”) und zum anderen so, dass alle detektierten  $D^0$ -Massen in einer etwas weiteren Umgebung liegen (“Widemass-Trigger”). Um die Datenmenge klein zu halten, wird der Widemass-Trigger nur auf 10% der Ereignisse angewendet. Für diese Analyse wird der Widemass-Datensatz verwendet, der vor Selektion etwa 1.216.317 Ereignisse umfasst.

Die endgültige Selektion nutzt noch weitere Teilchen-Informationen zum Aussortieren von unerwünschten Ereignissen. Tabelle 3.1 fasst die wichtigsten Selektionsbedingungen zusammen.

Folgende Kriterien zur Datenselektion werden angewendet:

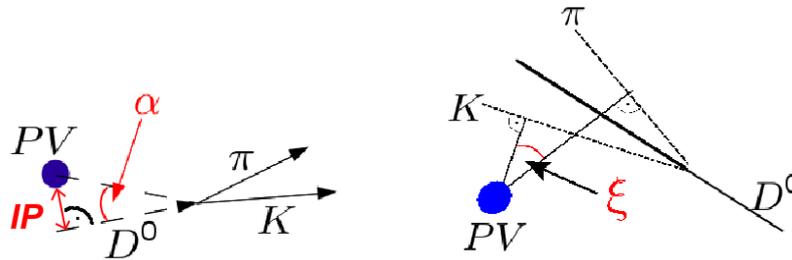
- Die Qualität der Rekonstruktion der Flugbahn. Maßgeblich hierfür ist der Wert von  $\chi^2/ndf$ , wobei  $ndf$  die Anzahl der Freiheitsgrade (Anzahl der Datenpunkte abzüglich der freien Parameter in der Anpassung) angibt.  $\chi^2$  ist die Summe aller quadratischen Abweichungen zwischen angepasster Funktion und Daten, auf die Größe einer Standardabweichung  $\sigma$  in diesem Punkt normiert. Idealerweise sollte  $\chi^2/ndf$  den Wert 1 haben, also im Durchschnitt alle Datenpunkte nur eine Standardabweichung von dem Wert der angepassten Funktion an dieser Stelle entfernt sein.
- “ $DLL_{K-\pi}$ ” ist die Differenz der Logarithmen der Wahrscheinlichkeiten (“Likelihoods”), ob Teilchenhypothesen, z.B. ein  $K$  ( $\pi$ ) zu sein, wahr sind. Nimmt  $DLL_{K-\pi}$  einen stark negativen Wert an, so ist das Teilchen sehr wahrscheinlich ein Pion und für große positive Werte ist das detektierte Teilchen mit größerer Wahrscheinlichkeit ein Kaon.
- Die IP Signifikanz (IP für *Impact Parameter*) ist der gemessene Impact Parameter dividiert durch den ermittelten Fehler der Messung. Der Impact Parameter ist die kleinste Entfernung der rekonstruierten  $D^0$ -Flugbahn zum Primär Vertex (siehe Abb. 3.1). Im VELO, wo der Impact Parameter gemessen wird, ist die Auflösung abhängig vom Transversalimpuls des gemessenen

<sup>6</sup>Hier kamen die HLT2 Signal-Trigger (Trigger on Signal, TOS) *Hlt2CharmHadD02HD02KPi* und *Hlt2CharmHadD02HD02KPiWideMass* zum Einsatz.

Teilchens. Sie beträgt in  $x$ -Richtung:  $\sigma_x(p_t) = (13,2 + 24,7 \cdot p_t^{-1}) \mu\text{m}$  und in  $y$ -Richtung:  $\sigma_y(p_t) = (12,2 + 24,4 \cdot p_t^{-1}) \mu\text{m}$  [24] mit  $p_t$  in GeV.

- Die Werte von  $\alpha$  und  $\xi$ . Da die Flugrichtung des  $D^0$  aus den Impulsen der Zerfallsprodukte  $K^\mp \pi^\pm$  des  $D^0$ s bestimmt wird, gibt der Parameter  $\alpha$  (siehe Abb. 3.1) Aufschluss darüber, ob das  $D^0$ -Meson vom Primär Vertex kommt, also ein Signal-Kandidat sein könnte. In diesem Fall sollte  $\alpha$  sehr klein sein. Die Größe  $DIRA = \cos(\alpha)$  ist dann nahezu 1. Als Kriterium wird daher vorausgesetzt, dass  $DIRA \geq 0,99995$ .

Im Ruhesystem des  $D^0$  müssen  $K$  und  $\pi$  entgegengesetzt voneinander wegfliegen. Dieser Umstand hat im Laborsystem die Folge, dass  $\xi$  groß wird, bzw. nahe an  $180^\circ$  kommt. Man verwendet als Kriterium hier demnach  $\cos(\xi) \leq -0,8$ .



**Abbildung 3.1:** Die Skizzen zur Veranschaulichung des IP, sowie  $\alpha$  und  $\xi$  [23].

### 3.1.1 Akzeptanz Schnitte

Die “Akzeptanz Schnitte” sind Schnitte, die Unterschiede in der Detektorakzeptanz, die u.a. von Magnetfeld-Einstellungen herrühren, beheben. Durch die invertierte Magnetfeldeinstellung ist der Kreuzungswinkel der kollidierenden Protonen anders. Es findet eine Selektion auf den Auftreff-Flächen auf dem Detektor statt. Da der Impuls der  $\pi_{slow}$  sehr gering ist, ist ihre Ablenkung in der  $x$ - $z$ -Ebene durch den Magneten entsprechend stark und es kommt vor, dass die Flugbahn der Pionen mit sehr kleinem Gesamtimpuls  $|p|$  so sehr gekrümmt wird, dass sie nicht auf der Detektionsfläche des Tracking Systems auftreffen (siehe Abb. 3.2).

Teilchen	Parameter	erforderlicher Wert
$\pi$	Flugbahn $\chi^2/ndf$	$\leq 5$
	$DLL_{K-\pi}$	$\leq -5$
	IP Signifikanz	$\geq 3 \sigma$
	$p$	$> 5000$
	$p_t$	$> 900$
$K$	Flugbahn $\chi^2/ndf$	$\leq 5$
	$DLL_{K-\pi}$	$\geq 8$
	IP Signifikanz	$\geq 3 \sigma$
	$p$	$> 5000$
	$p_t$	$> 900$
$\pi_{slow}$	Flugbahn $\chi^2/ndf$	$\leq 5$
	$DLL_{K-\pi}$	$\leq 3$
	IP	$\leq 80 \mu\text{m}$
	$p$	$> 1600$
	$p_t$	$> 260$
$D^0$	Vertex $\chi^2/ndf$	$\leq 5$
	Flugdistanz Signifikanz	$\geq 4 \sigma$
	Flugdistanz	$\geq 0,9 \text{ mm}$
	$DIRA$	$\geq 0,99995$
	$\cos(\xi)$	$\leq -0,8$
	$p_t$	$> 3300$
$D^*$	Vertex $\chi^2/ndf$	$\leq 13$
	$p_t$	$> 3600$

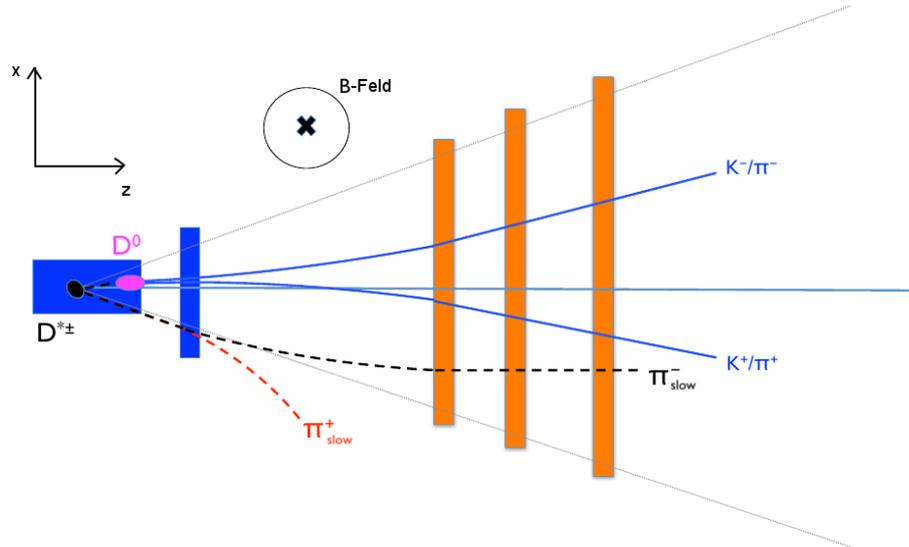
**Tabelle 3.1:** Selektionskriterien der verschiedenen Teilchen [23].

Hierdurch entsteht eine Asymmetrie der Detektoreffizienz bei unterschiedlich geladenen  $\pi_{slow}$  mit kleinen Gesamtimpulsen  $|p|$ . Trägt man den Impuls  $\pi_{slow}$  in  $x$ -Richtung ( $p_x$ ) gegen den Gesamtimpuls  $|p|$  oder dem Impuls in  $y$ -Richtung ( $p_y$ ) auf und wendet einmal die Akzeptanz Schnitte an und einmal nicht, dann sieht man sehr gut den Effekt dieser Schnitte (siehe Abb. 3.3 und 3.4). Es gelten folgende mathematische Bedingungen zur Selektion [6], wobei immer die Impulse der  $\pi_{slow}$  gemeint sind:

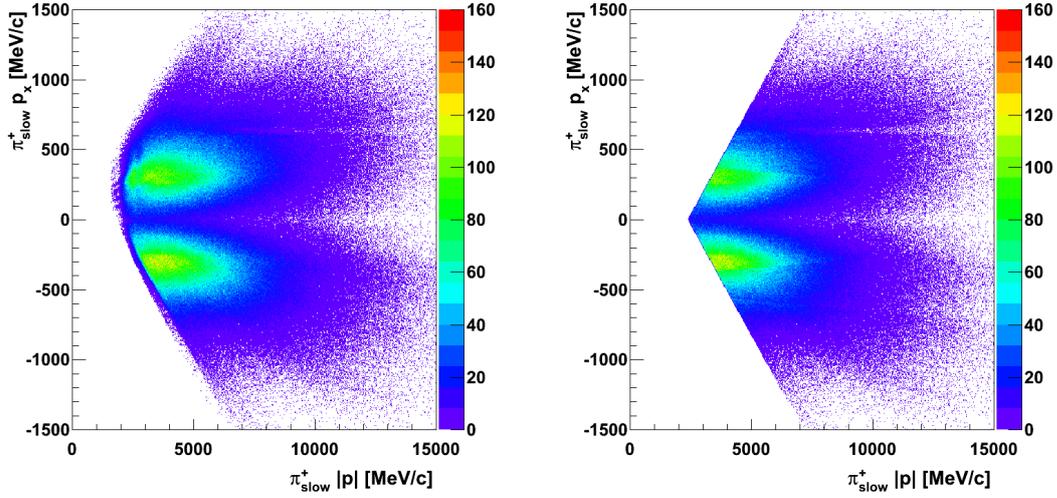
$$|p_x| < 0,317 \cdot (|p| - 2400,0 \text{ MeV}); \quad (3.2)$$

$$\left| \frac{p_y}{p_z} \right| > 0,02; \quad (3.3)$$

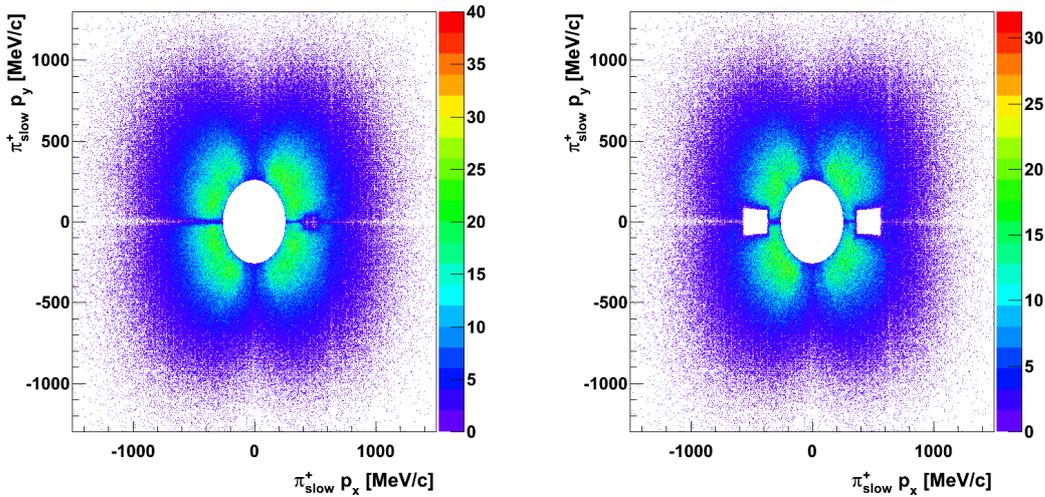
$$|p_x| < 418,0 \text{ MeV} - 0,01397 \cdot p_z \wedge |p_x| > 497,0 \text{ MeV} + 0,1605 \cdot p_z. \quad (3.4)$$



**Abbildung 3.2:** Skizze zur Veranschaulichung der unterschiedlichen Detektoreffizienz bei verschiedenen geladenen Pionen. Die Flugbahn des  $\pi_{slow}^+$  wird aufgrund des Magnetfeldes aus dem Detektor herausgebogen [25].



**Abbildung 3.3:**  $|p|-p_x$ -Spektrum positiv geladener  $\pi_{slow}^+$  bei Magnetfeld-Einstellung “up” einmal ohne (links) und einmal mit Akzeptanz Schnitten (rechts, vgl. Gleichungen 3.2 und 3.3).



**Abbildung 3.4:**  $p_x-p_y$ -Spektrum positiv geladener  $\pi_{slow}^+$  bei Magnetfeld-Einstellung “up” einmal ohne (links) und einmal mit Akzeptanz Schnitten (rechts, vgl. Gleichung 3.4).

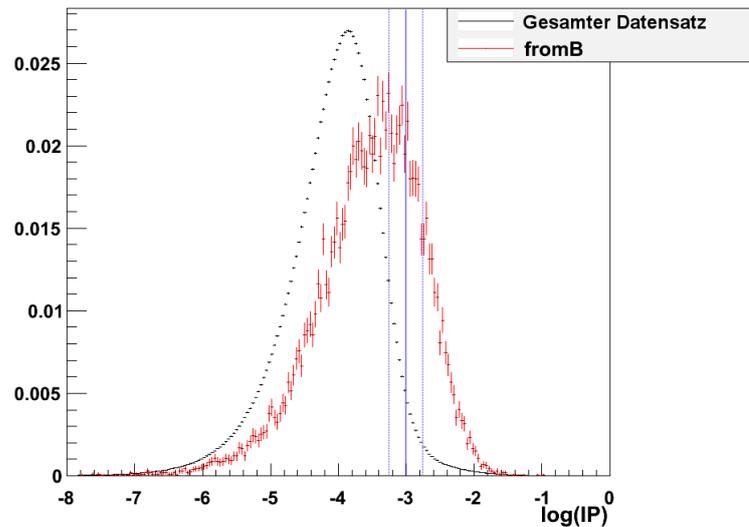
### 3.1.2 log(IP) Schnitt

Für die Entstehung eines  $D^0$ -Mesons gibt es zwei Prozesse: Primär durch den Zerfall eines  $D^*$  am Primär Vertex (PV) und zum anderen sekundär durch den Zerfall eines  $B$ -Mesons (“from- $B$ ”, siehe Abb. 3.6). Ein  $B$ -Meson (“ $B$ ”, da es ein  $b$ -Quark

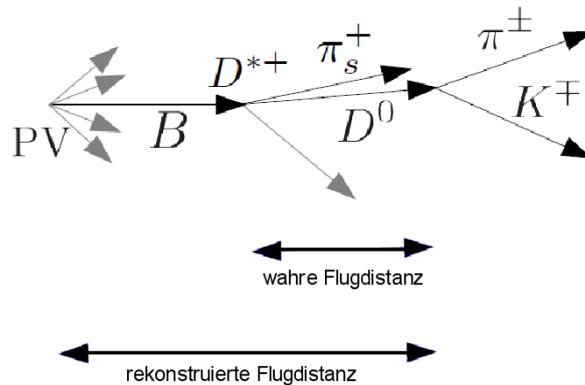
enthält) wird am PV produziert. Dieses  $B$ -Meson fliegt zunächst ein kleines Stück und zerfällt dann erst. Dadurch verfälscht sich die Messung der Lebensdauer  $\tau$  des  $D^0$ . Man würde vielen  $D^0$ s eine zu große Lebensdauer zuordnen, da diese immer relativ zum PV gemessen wird. Im Falle eines “from-B”  $D^0$ -Mesons müsste sie aber relativ zum Zerfallsvertex von dem  $B$ -Meson gemessen werden.

Solche “from-B”-Ereignisse zeichnen sich dadurch aus, dass sie einen hohen Impact Parameter besitzen. Diese Ereignisse können durch Anwenden des  $\log(IP)$  Schnittes, der Ereignisse mit einem  $\log(IP)$ -Wert von weniger als -3,0 selektiert, enorm vermindert werden. Um ein “from-B”-Ereignis zu rekonstruieren, wird zusätzlich das  $B$ -Meson identifiziert. Dazu wird ein Myon ( $\mu$ ) aus einem semi-leptonischen Zerfall wie  $\overline{B}^0 \rightarrow D^* \mu \nu_\mu X$  selektiert. Diese Zerfälle können als repräsentativ für alle  $B$ -Zerfälle betrachtet werden (siehe [23]).

Nach Anwenden dieser beiden Schnitte verringert sich die gesamte Anzahl der Ereignisse im Widemass-Datensatz von 1.216.317 auf 891.936, was etwa 73% entspricht.



**Abbildung 3.5:** Vergleich der  $\log(IP)$ -Werte der  $D^0$ s einmal für die gesamten Daten und einmal für die “from-B”-Ereignisse (jeweils RS & WS). Die Flächen sind auf 1 normiert. In blau ist die Position der Schnitte dargestellt. Die gestrichelten Linien sind die Variationen dieses Schnittes, die in Kapitel 8.2 verwendet werden.



**Abbildung 3.6:** Skizze zur Veranschaulichung der "from-B"-Zerfälle [23].

### 3.1.3 DLLe Schnitt

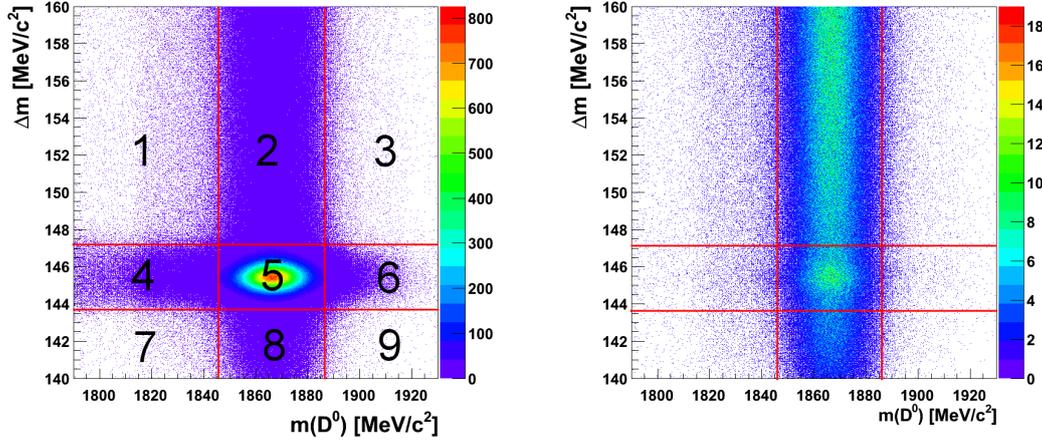
“Delta Log Likelihood for electron“ (DLLe) ist ein Parameter, der im Wesentlichen die Wahrscheinlichkeit dafür angibt, dass ein als  $\pi_{slow}$  identifiziertes Teilchen in Wahrheit ein Elektron ist. Der DLLe-Wert wird berechnet, indem die Logarithmen der Teilchenhypothesen voneinander subtrahiert werden. Die Teilchenhypothesen tragen den Namen "Likelihood" ( $\mathcal{L}$ ) und geben ein Maß für die Wahrscheinlichkeit dafür an, ob das identifizierte Teilchen tatsächlich dieses Teilchen ist ( $DLLe = \log(\mathcal{L}(e)) - \log(\mathcal{L}(\pi_{slow}))$ ). Ereignisse mit einem hohen DLLe-Wert, also einer hohen Wahrscheinlichkeit, dass es sich um ein Elektron handelt, werden aussortiert. Als DLLe-Bedingung verwendet man "DLLe < 0,0". Dadurch werden alle Ereignisse außer Acht gelassen, die einen DLLe-Wert von mehr als 0,0 haben.

Durch diesen Schnitt werden nochmal insgesamt 13.127 Ereignisse aussortiert, wodurch die Anzahl von insgesamt 891.936 auf 878.809 (793.653 im RS- und 85.156 im WS-Datensatz) reduziert wird.

## 3.2 Untergründe

Durch die oben genannten Schnitte werden Ereignisse mit dem Zerfall  $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_{slow}^+$  stark angereichert, es verbleiben aber trotzdem Ereignisse von anderen Zerfällen, die nicht vom Signal zu unterscheiden sind. Diese Untergrund-Ereignisse lassen sich in verschiedene Unterkategorien aufteilen. Diese kann und muss man

ebenso analysieren, wie das Signal selber. Um das Signal vom Untergrund zu trennen ist dies von höchster Wichtigkeit.



**Abbildung 3.7:** Zweidimensionale Darstellung für die RS-(links) und WS-Zerfälle (rechts). Das Massenspektrum der RS-Zerfälle ist aufgeteilt in die verschiedenen Bereiche, wo sich unterschiedliche Untergründe finden.

### 3.2.1 Zufällige $\pi_{slow}$

Falls ein korrekt als  $D^0$  identifiziertes Teilchen mit einem zufälligen  $\pi$  kombiniert wird, das nicht zusammen mit dem  $D^0$  aus einem  $D^*$ -Zerfall produziert wurde und dieses  $\pi$  dann also als  $\pi_{slow}$  angesehen wird, so stimmt  $\Delta m$  nicht mehr, da dieses ja nach Gleichung 3.1 berechnet wird. Da die  $D^0$ -Masse richtig zugeordnet wurde, befinden diese Ereignisse im  $m(D^0)$ -Spektrum unter dem Maximum (Bereich 5 in Abb. 3.7 links) und sind im  $\Delta m$ -Spektrum breit verteilt. Dies ist das vertikale Band, welches in Abb. 3.7 durch die roten Linien eingegrenzt wird (Bereiche 2,5 und 8). Dies ist der primäre Untergrund und ist größer als alle anderen Untergründe.

### 3.2.2 Kombinatorischer Untergrund

Wenn fälschlicherweise irgendwelche Kaonen und Pionen, die nicht aus dem selben  $D^0$ -Zerfall stammen, als zusammengehörig angesehen werden, so wird daraus ein  $D^0$  rekonstruiert, welches es gar nicht gab. Zu diesem  $D^0$  wird dann ein  $\pi_{slow}$  hinzugefügt, das notwendig für die Rekonstruktion des  $D^*$  ist. Dieses  $\pi$  ist dann

natürlich auch irgendein zufälliges  $\pi$ , da es ein  $D^0$ , das mit solch einem  $\pi_{slow}$  gemeinsam entstehen konnte, gar nicht gab. Häufig werden aber auch ein  $\pi_{slow}$  und ein Kaon oder Pion aus dem zugehörigen  $D^0$ -Zerfall mit einem zufälligen Pion oder Kaon kombiniert. Dieser Untergrund ist sowohl im  $m(D^0)$ - als auch im  $\Delta m$ -Spektrum breit verteilt (alle Bereiche in Abb. 3.7).

### 3.2.3 (Doppelt) falsch identifizierte Kaonen und Pionen

Falls ein Kaon für ein Pion gehalten wird oder umgekehrt, so passiert es, dass Zerfälle der Art  $D^0 \rightarrow KK$  bzw.  $D^0 \rightarrow \pi\pi$  rekonstruiert werden. Die Masse des  $D^0$  ist dann natürlich falsch. Dieses Phänomen nennt sich "Reflexion" und die entsprechenden Ereignisse sind breit im  $m(D^0)$ -Spektrum verteilt.

Wenn Kaon und Pion aus dem  $D^0$ -Zerfall beide aber jeweils als das andere identifiziert werden, dann werden effektiv deren Ladungen vertauscht und ein Ereignis, das eigentlich ein RS-Ereignis war, wird für ein WS-Ereignis gehalten. Wenn mal ein WS-Ereignis für ein RS-Ereignis gehalten wird, ist dies nicht weiter schlimm bei der großen Anzahl der RS-Ereignisse. Dieser Untergrund wird vernachlässigt. Umgekehrt ist der Einfluss auf das WS-Datensatz verhältnismäßig groß, da es sowieso nur wenige WS-Ereignisse gibt und sich daher eine Änderung der Anzahl der Ergebnisse stärker auswirken würde. Die doppelt falsch identifizierten Ereignisse sind in  $m(D^0)$  und  $\Delta m$  unter dem Maximum, da die rekonstruierte Masse des  $D^0$  und somit auch  $\Delta m$  trotz Verwechslung der Teilchen stimmt (Bereiche 4, 5 und 6 in Abb. 3.7).

### 3.2.4 Falsch rekonstruierte $D^0$

Neben Kaon und Pion als Produkte des  $D^0$ -Zerfalls können weitere andere Teilchen  $X$  (bspw. Photonen) entstehen, sodass Zerfälle der Art  $D^0 \rightarrow K\pi + X$  vorkommen. Davon werden aber wieder nur  $K$  und  $\pi$  verwendet, um das  $D^0$  und dessen Masse zu rekonstruieren. Diese ist dann systematisch zu klein und der Wert für  $\Delta m$  wird durch diesen Effekt eher größer als kleiner. Diese Ereignisse sind breit, jedoch eher zu kleinen Werten hin, im  $m(D^0)$ -Spektrum verteilt und systematisch zu größeren Werten hin im  $\Delta m$ -Spektrum. Dieser Untergrund hat ein Maximum in  $\Delta m$  unter dem Signal welches asymmetrisch zu größeren  $\Delta m$ -Werten verbreitert ist (alle Bereiche in Abb. 3.7).

## 4 Der Anpassungsprozess

Für die Analyse der Daten wird das Programm "RooFit" [19] verwendet, eine Erweiterung des Frameworks "Root" vom CERN, die mehr Möglichkeiten bietet, selbst definierte Funktionen an Daten anzupassen. Root selber verwendet die Programmiersprache C++. Um Daten-Histogramme mit einer Funktion zu beschreiben, sei dies ein- oder mehrdimensional, so braucht man zunächst ein mathematisches Modell in Form einer Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung ("Probability Density Function" - PDF). RooFit wird sämtliche Parameter im Rahmen des Anpassungsvorgangs so wählen, dass die Funktion eine Fläche der Größe 1 einschließt. Die Funktion wird daher mit einem Normierungsfaktor  $N$  erweitert ("extended"), der vom RooFit mit angepasst werden kann. Dieses  $N$  entspricht dann der Anzahl an Signal-Ereignissen oder der Anzahl an Untergrund-Ereignissen, die mit der Funktion beschrieben werden. Die verwendeten Modelle werden im Folgenden vorgestellt und im Anschluss ein zweidimensionaler, ungebinnter "Maximum Likelihood Fit" an die selektierte  $(\Delta m, m(D^0))$ -Verteilung durchgeführt. RooFit übernimmt dabei sämtliche Normierungen und Integralberechnungen.

### 4.1 Die verschiedenen Modelle

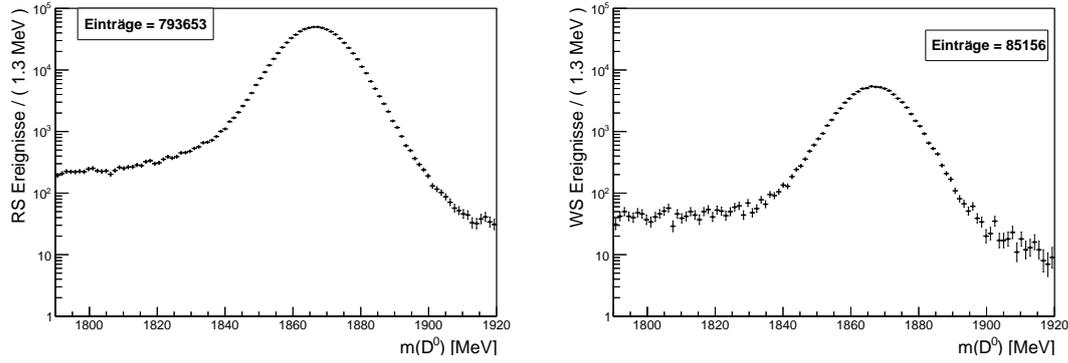
Da man die verschiedenen Arten von Untergründen kennt, kann man mathematische Modelle definieren, die an die Art des Untergrunds angepasst sind. Dies geschieht zunächst zeitintegriert. Zeitintegriert bedeutet in diesem Zusammenhang, dass keine Schnitte auf die Lebensdauer angewendet werden. Die Korrelation des  $m(D^0)$ -Spektrums mit dem  $\Delta m$ -Spektrum wird in der zweidimensionalen Anpassung berücksichtigt.

#### 4.1.1 $m(D^0)$

Man beginnt mit einer eindimensionalen Beschreibung für die Daten. Die Projektionen des zweidimensionalen Spektrums (siehe Abb. 3.7) auf die  $m(D^0)$ -Achse sind in Abbildung 4.1 getrennt für RS und WS zu sehen. Die verwendeten mathematischen Modelle sind:

- **Untergründe**

Für den Untergrund durch falsch rekonstruierte  $D^0$  (MisRec-) und falsch identifizierte Kaonen und Pionen (MisId-) im  $m(D^0)$ -Spektrum verwendet



**Abbildung 4.1:**  $m(D^0)$ -Spektrum einmal für RS-Zerfälle (links) und einmal für WS-Zerfälle (rechts). Man achte auf die Anzahl der Ereignisse.

man eine einfache abfallende Exponentialfunktion.

Zusätzlich zu der Exponentialfunktion wird eine Peak-Funktion für die Untergründe durch zufällige  $\pi_{slow}$  und durch doppelt falsch identifizierte Kaonen/Pionen addiert. Sie besteht aus zwei "Bifurcated Gauss" (zweigeteilte Gauss-Funktion) und einer normalen Gauss-Funktion. Dabei haben alle drei Funktionen den gleichen Parameter als "Mittelpunkt", jedoch alle unterschiedliche Parameter  $\sigma_{(L/R)}$  (siehe Gleichung 4.1), die für die Breite der Verteilung verantwortlich sind.

Eine zweigeteilte Gauss-Funktion ist ganz allgemein eine Gauss-Funktion, die links und rechts von ihrem Mittelpunkt ("x<sub>0</sub>") unterschiedlich definiert ist und so eine breite und eine schmale Schulter haben kann. Die Funktionsvorschrift lautet:

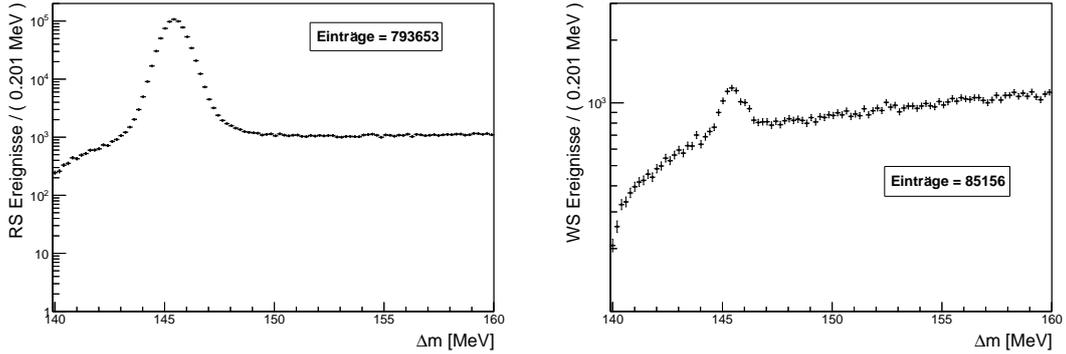
$$f(x; x_0, \sigma_L, \sigma_R) = \begin{cases} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x-x_0}{\sigma_L}\right)^2} & \text{für } x < x_0 \\ e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x-x_0}{\sigma_R}\right)^2} & \text{für } x \geq x_0. \end{cases} \quad (4.1)$$

- **Signal**

Das Signal im  $m(D^0)$ -Spektrum wird mit einer Funktion der gleichen Form, wie der Funktion für den Peak im Untergrund, der durch die  $\pi_{slow}$ , sowie doppelt falsch identifizierte Kaonen/Pionen verursacht wird, beschrieben.

### 4.1.2 $\Delta m$

Die  $\Delta m$ -Spektren für RS und WS sind in Abbildung 4.2 dargestellt. Wie man deutlich erkennen kann, ist das Verhältnis von Signal zu Untergrund im WS-Datensatz deutlich kleiner als im RS-Datensatz. Der dominierende Untergrund ist hier ebenfalls durch die zufälligen  $\pi_{slow}$  verursacht.



**Abbildung 4.2:** -Spektrum einmal für RS-Zerfälle (links) und einmal für WS-Zerfälle (rechts).

- **Untergründe**

Der Untergrund durch die zufälligen  $\pi_{slow}$  wird mit einer Exponentialfunktion beschrieben, die folgendermaßen parametrisiert ist:

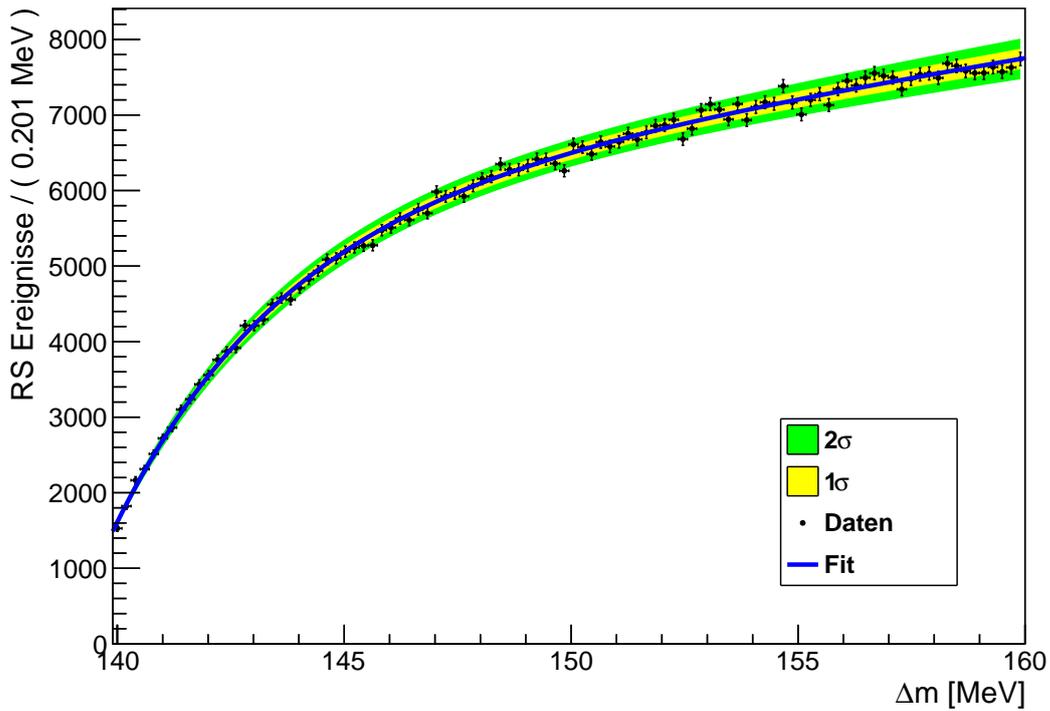
$$f(\Delta m; \Delta m_0, b, c) = 1 - e^{-\left(\frac{\Delta m - \Delta m_0}{b}\right)} + c \left( \frac{\Delta m}{\Delta m_0} - 1 \right). \quad (4.2)$$

Dies ist eine abgeänderte Variante einer Funktion, die von der *BABAR*-Kollaboration [13] entwickelt wurde und als "RooDstD0BG" in RooFit implementiert ist. Ein quadratischer Term, der für die Form der Kurve bei hohen  $\Delta m$ -Werten verantwortlich ist, wurde hier weggelassen. Da dieser Untergrund der wichtigste ist, wurde er gesondert behandelt:

Aus den Datensätzen wurden zufällige Pionen mit  $D^0$ -Mesonen kombiniert, die nicht aus dem selben Ereignis stammen. Dadurch konnte man sicher sein, dass ein Untergrund in  $\Delta m$  entsteht, genau wie er in den dargestellten Daten (siehe Abb. 4.2) zu sehen ist. Die Beschreibung dieses Untergrundes durch Gleichung 4.2 als PDF wurde nun für RS und WS separat iterativ optimiert und die so gefundenen Parameter bis auf die Normierung festgesetzt.

Eine detailliertere Betrachtung dieses Untergrundes findet in der Bachelorarbeit von Andreas R. Weiden [21] statt. Der generierte Untergrund samt Parametrisierung ist in Abbildung 4.3 am Beispiel des RS-Datensatzes zu sehen und die ermittelten Parameterwerte für RS und WS sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst. Der lineare Anteil am Untergrund ist im WS-Datensatz ein wenig höher als im RS-Datensatz.

Der MisRec- und MisId-Untergrund wird im  $\Delta m$ -Spektrum mit einer Peakfunktion beschrieben, die, wie in Kapitel 3.2.3 und 3.2.4 besprochen, das Maximum unter dem Signal in  $\Delta m$  beschreibt.



**Abbildung 4.3:** Der generierte RS-Untergrund der zufälligen  $\pi_{slow}$ . In gelb und grün sind die  $1\sigma$ - bzw.  $2\sigma$ -Bänder der angepassten Untergrundfunktion dargestellt. Bei den Fehlern wird berücksichtigt, dass die Parameter (siehe Gleichung 4.2) korreliert sind [21].

Parameter	RS	WS
$a[MeV]$	$3,7609 \pm 0,1120$	$3,3044 \pm 0,1110$
$c[arb]$	$2,3947 \pm 0,1540$	$5,2175 \pm 0,1930$
$\Delta m_0[MeV]$	$138,850 \pm 0,077$	$138,74 \pm 0,039$

**Tabelle 4.1:** Werte-Tabelle für die Parameter der generierten Untergründe.

- **Signal**

Die Beschreibung des Signals findet wieder mit zwei zweigeteilten Gauss-Funktionen und einer normalen Gauss-Funktion statt. Ein zweigeteilter Gauss teilt sich mit dem normalen Gauss wieder denselben Mittelpunkt.

Die Funktionen wurden erst eindimensional nur im  $m(D^0)$ -Spektrum bzw. im  $\Delta m$ -Spektrum angepasst, um vernünftige Anfangswerte für alle Parameter der Funktionen zu erhalten, die das Signal samt Untergrund gut beschreiben. Der Untergrund durch zufällige  $\pi_{slow}$  wurde schon separat analysiert und die erhaltenen Parameter fixiert. Sobald diese eindimensionalen Beschreibungen optimiert waren, wurde dazu übergegangen, die Daten zweidimensional, also gleichzeitig in  $m(D^0)$  und in  $\Delta m$  anzupassen.

Es soll an dieser Stelle noch einmal auf die Bachelorarbeit von Andreas R. Weiden verwiesen werden, die eine detailliertere (Fehler-) Analyse der gesamten Anpassungs-Prozedur verfolgt [21]. Die Ergebnisse dieser Anpassungen sind in Kapitel 5.2 dargestellt.



## 5 Berechnung von WS/RS

Die komplette zweidimensionale PDF zur Signal- und Untergrundbeschreibung  $\mathcal{P}(m(D^0), \Delta m)$  setzt sich aus der Signal-PDF, der Untergrund-PDF für die zufälligen  $\pi_{slow}$  und der MisRec- und MisId-Untergrund-PDF zusammen. Aus

$$\begin{aligned}\mathcal{P}(m(D^0), \Delta m) &= \mathcal{P}_{Sig}(m(D^0), \Delta m) \\ &+ \mathcal{P}_{\pi_{slow}}(m(D^0), \Delta m) \\ &+ \mathcal{P}_{MisRec}(m(D^0), \Delta m)\end{aligned}$$

wird durch Erweitern mit Normierungsparametern  $N_x$  die erweiterte PDF:

$$\begin{aligned}\mathcal{P}_{erw}(m(D^0), \Delta m) &= N_{Sig} \cdot \mathcal{P}_{Sig}(m(D^0), \Delta m) \\ &+ N_{\pi_{slow}} \cdot \mathcal{P}_{\pi_{slow}}(m(D^0), \Delta m) \\ &+ N_{MisRec} \cdot \mathcal{P}_{MisRec}(m(D^0), \Delta m).\end{aligned}$$

Die Parameter  $N_{sig}$ ,  $N_{\pi_{slow}}$  und  $N_{MisRec}$  geben nun genau die Anzahl der Ereignisse an, die durch diese Funktion beschrieben werden. Sie werden von RooFit berechnet, indem über gesamte PDF integriert wird. Die Anzahl der Ereignisse in der Signalregion, welche in  $m(D^0)$  definiert ist als  $m(D^0)_{sig} \in [1846,3; 1886,8]$  MeV und in  $\Delta m$  als  $\Delta m_{sig} \in [143,7; 147,1]$  MeV (siehe rote Linien in Abb. 3.7) ergibt sich aus der Integration nur über diese Region. Zur Berechnung des Verhältnisses WS/RS wurden die Ereigniszahlen aus der Signalregion verwendet. Das zeitintegrierte Verhältnis der  $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$  und  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$  Zerfälle kann durch

$$R = \frac{WS}{RS} = \frac{N_{Sig}^{WS}}{N_{Sig}^{RS}}$$

berechnet werden. Dieses Verhältnis hängt von der Lebensdauer des  $D^0$  ab (siehe Gleichung 2.3). Innerhalb seiner Lebensdauer kann das  $D^0$  zu einem  $\overline{D^0}$  mischen. Zerfällt dieses gemischte  $\overline{D^0}$  nun via CF, so entstehen  $K^+\pi^-$  und der Zerfall wird als WS-Zerfall rekonstruiert. Das Verhältnis steigt also mit größeren Lebensdauern der  $D^0$  an, da es wahrscheinlicher wird, dass das  $D^0$  gemischt hat. Durch den  $\log(IP)$ -Schnitt werden bevorzugt  $D^0$ s mit kleinen Lebensdauerwerten aus den Daten entfernt (Lebensdauer Akzeptanz), sodass das zeitintegrierte Verhältnis

tendenziell zu groß sein wird. Um diesen Effekt zu berücksichtigen, führt man einen Korrekturfaktor ein.

## 5.1 Korrekturfaktor zur Lebensdauer Akzeptanz

Selektionskriterien und Trigger führen dazu, dass der Detektor Lebensdauerwerte kleiner als  $\sim 1$  ps mit kleinerer Wahrscheinlichkeit misst. Daher muss eine Akzeptanz Korrektur bestimmt werden. Die Effizienz der Lebensdauerermessung ( $\epsilon(t)$ ) hängt von dem gemessenen Wert der Lebensdauer ab. Man setzt für die wahre Lebensdauerverteilung eine einfache abfallende Exponentialfunktion (Zerfallsgesetz) voraus, wobei die Lebensdauer auf den Weltmittelwert der Particle Data Group [5] fixiert bleibt. Die Lebensdauer Funktion  $\epsilon(t)$ , die an die gemessene Lebensdauerverteilung angepasst wird, teilt man nun durch die einfache abfallende Exponentialfunktion und erhält die Akzeptanzfunktion. Die Funktion  $\epsilon(t)$  kann mit sechs Parametern beschrieben werden. Der funktionale Zusammenhang lautet [22]:

$$\epsilon(t; p_{0-5}) = \begin{cases} p_0 - (p_1 t \cdot e^{-p_2 t - p_3} + p_4 \cdot e^{-p_5 t - p_3})^2 \\ 0 \text{ für } t < 0,3 \text{ ps} \vee \epsilon(t) < 0 \end{cases}$$

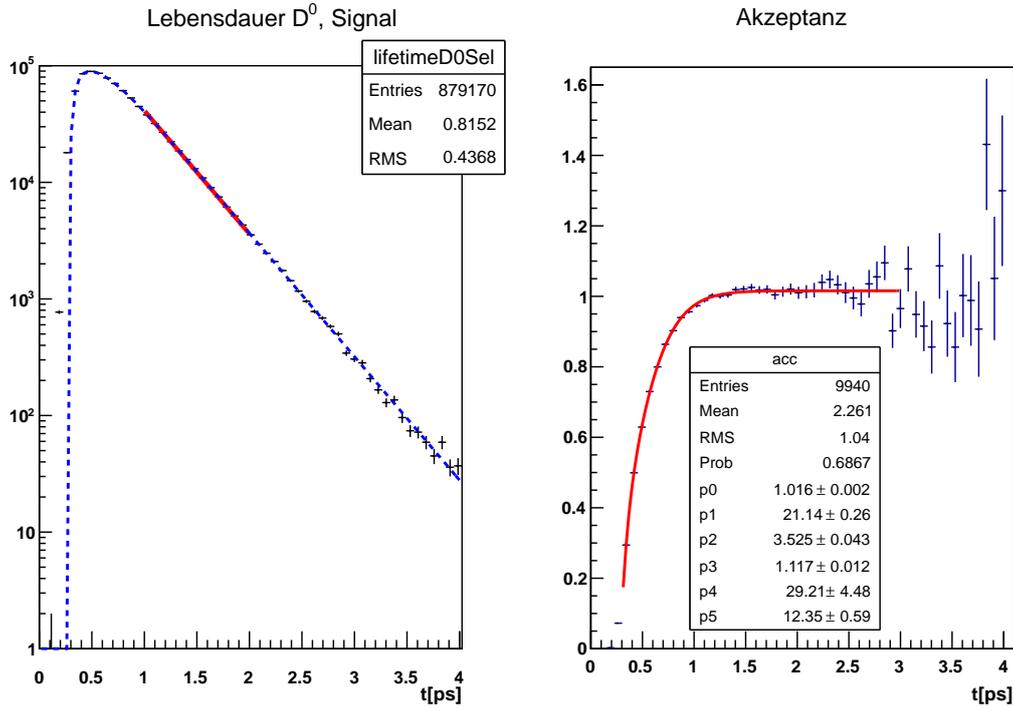
mit  $t$  in ps. In Abbildung 5.1 sind die Graphen dazu zu sehen. Die blau eingezeichnete Kurve links in dieser Abbildung ist die Parametrisierung der gemessenen Lebensdauerverteilung  $\epsilon(t)$ . Für sehr kleine Lebensdauern ist sie jedoch nicht in der Lage die Daten zu beschreiben. Die Exponentialfunktion wurde nur in einem Intervall angepasst, wo  $t > 1$  ps ist und für kleine Lebensdauern extrapoliert.

Um den Korrekturfaktor zu erhalten, muss das Integral über der gemessenen Lebensdauerverteilung durch das Integral über die tatsächliche Lebensdauerverteilung (einfacher exponentieller Zerfall) aus der Anpassung dividiert werden:

$$c_{akz} := \frac{N_{WS}}{N_{RS}} / \frac{N_{WS, gemessen}}{N_{RS, gemessen}} = \frac{\int N_{WS}(t) dt}{\int N_{RS}(t) dt} \cdot \frac{\int \epsilon(t) N_{RS}(t) dt}{\int \epsilon(t) N_{WS}(t) dt}.$$

Man erhält

$$c_{akz} = 0,911 \pm 0,004. \quad (5.1)$$



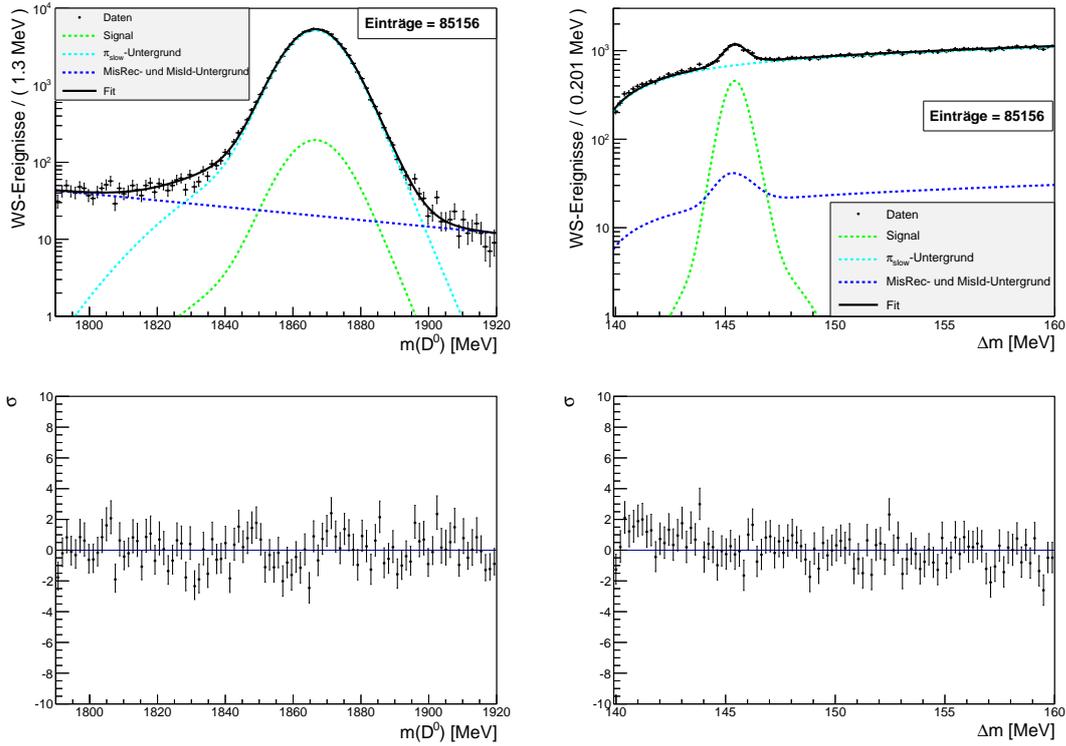
**Abbildung 5.1:** Lebensdauer Verteilung des  $D^0$  mit der Parametrisierung  $\epsilon(t)$  in blau und der angepassten Exponentialfunktion (Zerfallsgesetz) in rot (links) und die relative Lebensdauer-abhängige Akzeptanz (rechts) [21].

## 5.2 Ergebnisse - zeitintegriert

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der zeitintegrierten zweidimensionalen Anpassungen in WS und in RS zusammengefasst. Der besseren Übersicht halber werden die Spektren von  $m(D^0)$  und von  $\Delta m$  in der eindimensionalen Projektion dargestellt.

### 5.2.1 Wrong Sign

Die Resultate für die WS-Zerfälle sind in Abbildung 5.2 für das  $m(D^0)$ - und das  $\Delta m$ -Spektrum dargestellt. Darunter sind jeweils die "Pull-Distributionen" zu sehen. Dies sind die Residuen, normiert auf die Standardabweichung  $\sigma$ , zu jedem Punkt. Man kann an jedem Punkt sehen, um wie viel  $\sigma$  die Funktion von dem Daten abweicht. Zur Anschaulichkeit wurden die einzelnen Funktionen für das Signal und die Untergründe separat eingezeichnet. Die Ergebnisse der Anpassungen und deren prozentuale Anteile sind in Tabelle 5.1 aufgelistet.



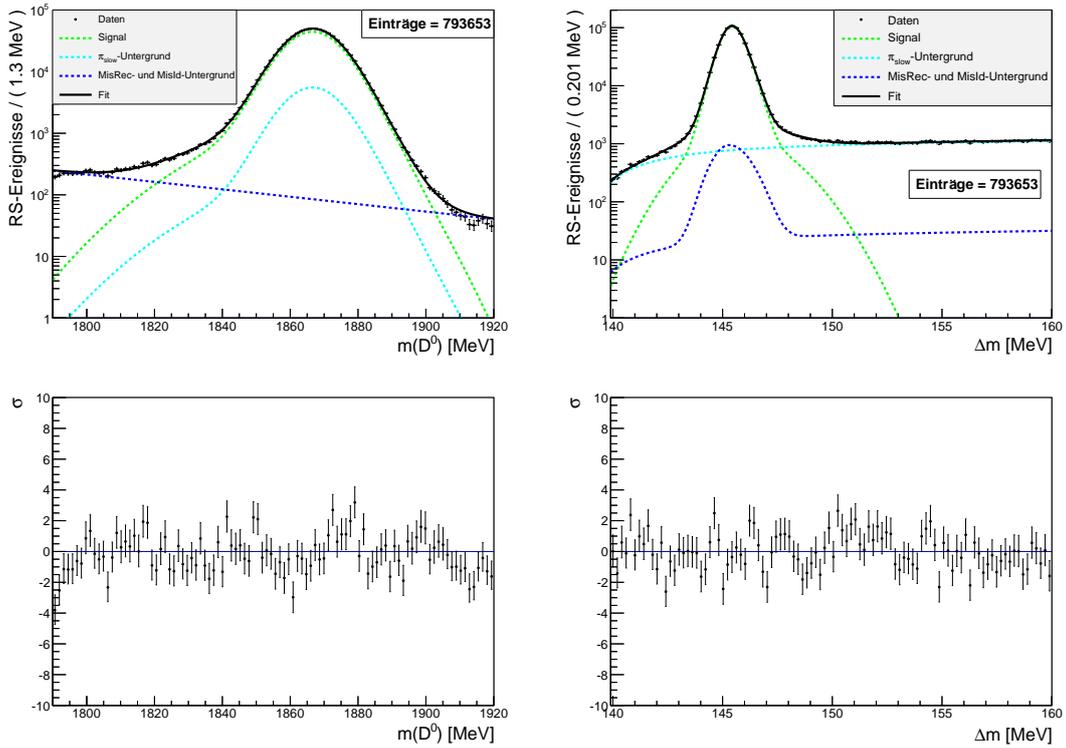
**Abbildung 5.2:** Ergebnisse für die WS-Daten. Unter den Daten sind jeweils die Pull Distributionen zu sehen. Sie geben in Einheiten von  $\sigma$  an, um wie viel die angepasste Funktion von dem Datenpunkt an dieser Stelle abweicht.

Parameter	Wert	Anteil [%]
$N_{Sig}$	$2.854,57 \pm 100,51$	100,00
$N_{\pi_{slow}}$	$11.127 \pm 42$	389,80
$N_{MisRec}$	$138,65 \pm 3,99$	4,86

**Tabelle 5.1:** Werte-Tabelle für die Parameter der Wrong Sign Anpassung mit den Anteilen bemessen an der Anzahl der Signal-Ereignisse.

### 5.2.2 Right Sign

Die Resultate der Anpassungen an die RS-Daten sind in Abbildung 5.3 für  $m(D^0)$  und  $\Delta m$  zu sehen. In Tabelle 5.2 sind die Parameter aus den Integralen über die Signal-Region zusammengefasst.



**Abbildung 5.3:** Ergebnisse für die RS-Daten. Unter den Daten sind jeweils die Pull Distributionen zu sehen. Sie geben in Einheiten von  $\sigma$  an, um wie viel die angepasste Funktion von dem Datenpunkt an dieser Stelle abweicht.

Parameter	Wert	Anteil [%]
$N_{Sig}$	$659.734 \pm 811$	100,00
$N_{\pi_{\text{slow}}}$	$12.587,9 \pm 49,0$	19,08
$N_{MisRec}$	$2.133,83 \pm 29,60$	0.32

**Tabelle 5.2:** Werte-Tabelle für die Parameter der Right Sign Anpassung mit den Anteilen bemessen an den Signal-Ereignissen.

### 5.3 Verhältnis WS/RS

Ein willkommener Effekt durch das Bilden des Verhältnisses ist, dass sich viele systematische Unsicherheiten bei der Berechnung der Ereigniszahlen herauskürzen. Mit den Werten für  $N_{Sig}$  aus Tabelle 5.1 und 5.2 lässt sich nun das Verhältnis WS/RS bilden:

$$R = (0,433 \pm 0,016)\%$$

mit dem Fehler:

$$\begin{aligned} \Delta R &= \sqrt{\left(\frac{\partial R}{\partial RS} \sigma_{RS}\right)^2 + \left(\frac{\partial R}{\partial WS} \sigma_{WS}\right)^2 + 2 \cdot \frac{\partial R}{\partial RS} \frac{\partial R}{\partial WS} \cdot \text{Cov}(RS, WS)} \\ &= \sqrt{\left(\frac{WS}{RS^2} \sigma_{RS}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{WS}}{RS}\right)^2 - 2 \cdot \frac{WS}{RS^3} \sigma_{RS} \sigma_{WS}} \\ &= R \cdot \sqrt{\left(\frac{\sigma_{RS}}{RS}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{WS}}{WS}\right)^2 - 2 \cdot \frac{\sigma_{RS}}{RS} \frac{\sigma_{WS}}{WS}}. \end{aligned}$$

Der letzte Term kommt von der Korrelation der beiden Werte, da ein  $D^0$  entweder via Right Sign oder oder via Wrong Sign zerfallen kann, sodass WS- und RS-Daten gekoppelt sind.

Dieser Wert muss nun noch korrigiert werden (siehe Kapitel 5.1). Durch Multiplikation mit dem Korrekturfaktor  $c_{akz}$  erhält man den finalen Wert für das zeitintegrierte WS/RS-Verhältnis  $R_{fin}$ :

$$R_{fin} = R \cdot c_{akz} = (0,394 \pm 0,014)\%.$$

Man erhält auf diese Weise ein Ergebnis, das nicht signifikant vom Weltmittelwert abweicht, also innerhalb von nur einer Standardabweichung liegt (siehe Gleichung 5.2).

$$R_{PDG} = (0,380 \pm 0,018)\%$$

$$\Delta R = R_{fin} - R_{PDG} = 0,014 < \sqrt{(\delta R_{kor})^2 + (\delta R_{PDG})^2} = 0,023 \quad (5.2)$$

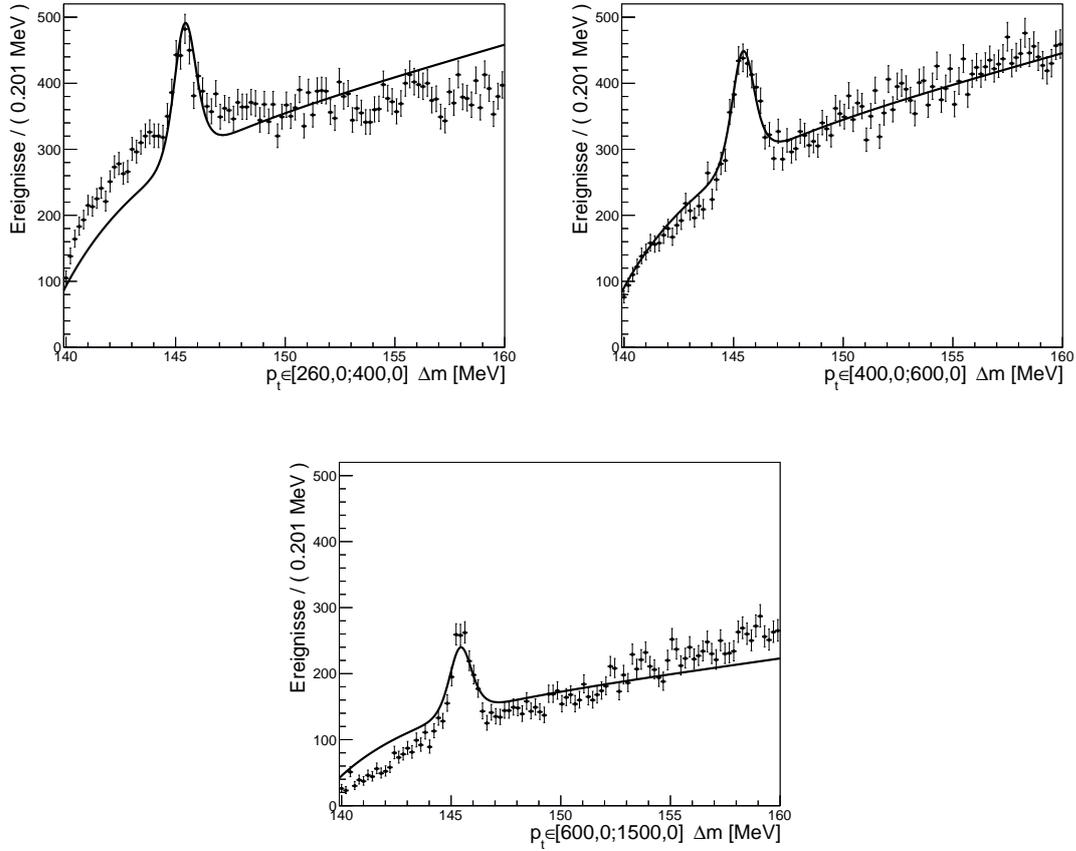
## 6 Kontrollmessungen

In diesem Kapitel werden einige Kontrollmessungen vorgestellt, die systematische Einflüsse auf das gemessene Verhältnis WS/RS quantifizieren sollen. Die Kontrollmessungen betreffen verschiedene Intervalle der kinematischen Größe  $p_t$ , dem Transversalimpuls der  $\pi_{slow}$ , und verschieden große Anteile der "from-B"-Mesonen in den Daten, die durch unterschiedliche  $\log(IP)$ -Schnitte erreicht werden.

### 6.1 Spektren in verschiedenen Intervallen des Transversalimpulses $p_t$ der Pionen

Es wird in diesem Abschnitt nach wie vor der Widemass-Datensatz verwendet. Zur Untersuchung des Einflusses, den der Transversalimpuls  $p_t$  auf das Massenspektrum  $\Delta m$  haben kann, wurde das  $p_t$ -Spektrum in drei Intervalle unterteilt und zu jedem Intervall das  $\Delta m$ -Spektrum betrachtet. Die Intervalle sind so gewählt, dass jedes Intervall eine gleich große Anzahl an Ereignissen enthält. Die Spektren in den Intervallgrenzen  $I_1 = [260,0; 400,0]$ ,  $I_2 = [400,0; 600,0]$  und  $I_3 = [600,0; 1500,0]$  (in MeV, vgl. Abb. 8.3) sind in Abbildung 6.1 dargestellt. Hier wird nur das  $\Delta m$  Spektrum für die WS-Ereignisse gezeigt, da Änderungen im  $m(D^0)$ -Spektrum kaum sichtbar sind und der Anteil des Untergrundes im WS-Spektrum viel größer ist. Bei kleinen Transversalimpulsen  $p_t$  der  $\pi_{slow}$  ist die Form des Untergrundes durch den exponentiellen Anteil der Funktion (vgl. Gleichung 4.2) bestimmt. Mit steigendem  $p_t$  wird der lineare Anteil größer.

Der Transversalimpuls beeinflusst entscheidend das  $\Delta m$ -Spektrum. Deshalb muss darauf geachtet werden, dass bei der weitergehenden Untersuchung systematischer Einflüsse der Transversalimpuls  $p_t$  nicht so sehr variiert wird, dass die PDF die Daten nicht mehr richtig beschreibt.



**Abbildung 6.1:** Drei  $WS-\Delta m$ -Spektren für verschiedene Intervalle im  $p_t$ -Spektrum der  $\pi_{slow}$ . In schwarz ist jeweils die festgesetzte Form der in Kapitel 4 verwendeten Anpassung zu sehen.

## 6.2 Verschiedene $\log(IP)$ -Schnitte

Im Folgenden wird der volle Datensatz verwendet. In diesem Abschnitt werden jedoch hiervon nur zufällige 10% ausgewählt. Wichtig ist, dass dies immer die gleichen 10% sind, um statistisch korrelierte Ereignisse zu haben. Die verschiedenen Ergebnisse sind sonst nicht vergleichbar. Zur Untersuchung des Einflusses der nicht prompten  $D^0$ s (also "from-B") wird die Schnittbedingung in der Größe  $\log(IP)$  variiert und damit der Einfluss auf das zeitintegrierte Verhältnis  $WS/RS$

untersucht. Die verschiedenen Schnittbedingungen lauten:

$$\begin{aligned} \log(IP) < -2,5; \quad \log(IP) < -2,75; \quad \log(IP) < -2,9; \\ \log(IP) < -3,0 \quad (\text{Referenz}); \\ \log(IP) < -3,1; \quad \log(IP) < -3,25; \quad \log(IP) < -3,5. \end{aligned}$$

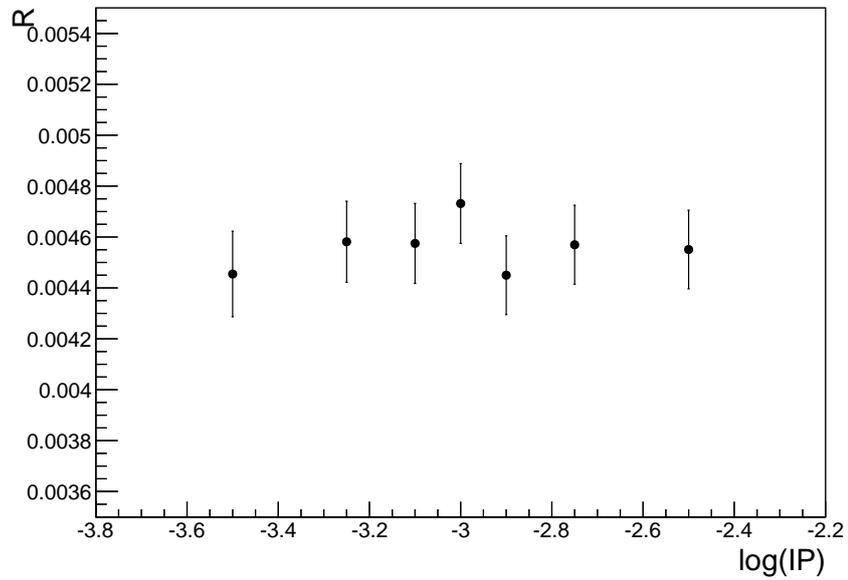
Durch diese Bedingungen wird der Anteil der "from-B"-Ereignisse verändert. Je geringer der Selektionswert, desto weniger von diesen Ereignissen erhält man. Man entfernt dadurch auch prompte Ereignisse (siehe Abb. 3.5).  $D^0$ -Mesonen aus nicht prompten Ereignissen haben eine kürzere Lebensdauer und das Verhältnis WS/RS wird kleiner sein, da die Wahrscheinlichkeit für Mischen (und somit für WS-Ereignisse) bei diesen  $D^0$ s kleiner ist. Durch das Miteinbeziehen dieser Ereignisse fügt man Daten hinzu, in denen das WS/RS-Verhältnis geringer ist als in den Daten, in denen das  $D^0$  direkt von einem  $D^*$ -Zerfall kommt. In Abbildung 6.2 sind die Ergebnisse von  $R$  für die unterschiedlichen Schnitte dargestellt. Wählt man größere  $\log(IP)$ -Werte, so wird das Verhältnis kleiner. Wählt man kleinere  $\log(IP)$ -Werte, so wird das Verhältnis auch kleiner. Hier ist eine Abhängigkeit des Verhältnisses  $R$  von  $\log(IP)$  sichtbar.

Da die Daten vollständig korreliert sind, sollte keine Abweichung um nur  $1 \sigma$  vorkommen. Der systematische Fehler, den man bei unterschiedlichen  $\log(IP)$ -Schnitten machen kann, wird abgeschätzt, indem die größte Abweichung zweier Messwerte berechnet wird. In diesem Fall sind dies der vierte und fünfte Messwert. Die Abschätzung für den systematischen Fehler ergibt:

$$\begin{aligned} \delta R &= R_{\log(IP) < -3,0} - R_{\log(IP) < -2,9} = 2,817 \times 10^{-4} \\ \Rightarrow R &= (0,394 \pm 0,014_{\text{stat.}} \pm 0,028_{\text{syst.}})\%. \end{aligned}$$

Der Impact Parameter kann nicht zu 100% korrekt gemessen werden. Die Auflösung ist abhängig von  $p_t$  (siehe Abschnitt 3.1). Der mittlere Transversalimpuls der  $\pi_{\text{slow}}$  beträgt  $0,533 \pm 0,196$  GeV. Die Auflösungen bei diesem Transversalimpuls lauten  $\sigma_x = 60 \mu\text{m}$  und  $\sigma_y = 58 \mu\text{m}$ . Wenn man um den gewählten Punkt  $\log(IP) = -3,0$  den Wert des Impact Parameters um  $1 \sigma_x$  vergrößert so erhält man  $\log(IP + \sigma_x) = -2,21$ . Wenn man den Impact Parameter um  $1 \sigma_x$  verkleinert,

ist der Logarithmus nicht mehr anwendbar. Die Veränderung dieser Schnittbedingung erfolgte also innerhalb der erreichbaren Auflösung und ist ein gutes Maß zur Abschätzung des systematischen Fehlers.



**Abbildung 6.2:** Die zeitintegrierten Verhältnisse  $WS/RS$  für unterschiedliche Schnitte in der Größe  $\log(IP)$ .

## 7 Zeitabhängige Analyse und Mischung

Es wird nun nicht mehr der Widemass-Datensatz verwendet, sondern die Daten aus dem Signal-Trigger. Vor der Selektion sind dies 11.891.850 und nach der Selektion noch 8.726.544 Ereignisse (7.858.131 in RS und 868.413 in WS). Für die zeitabhängige Analyse, den Hauptbestandteil dieser Arbeit, werden die Daten in Bereiche der  $D^0$ -Lebensdauer unterteilt. Die gesamte Verteilung für die  $D^0$  Lebensdauer wird dazu in 27 Zeit-Intervalle eingeteilt, die so gewählt sind, dass in jedem Intervall etwa die selbe Anzahl von Ereignissen ist. Von jedem Intervall wird der statistische Schwerpunkt als Zeitpunkt berechnet. Als Fehler wird das rms ("root mean square", Effektivwert) unterhalb und oberhalb des Schwerpunktes gebildet. Es ergeben sich dadurch asymmetrische Fehler auf der Zeitskala. Gegen die Zeitskala wird das Verhältnis  $R(t) = N_{WS}(t)/N_{RS}(t)$  gebildet. Eine Anpassung mit "Minuit" [20], einem Paket in RooFit, verwendet asymmetrische Fehler in der Zeit und symmetrische Fehler in  $R(t)$  gleichzeitig bei einem ungebinnten Minimum  $\chi^2$ -Fit. Die Anpassungsfunktion ist die in Gleichung 2.3 definierte:

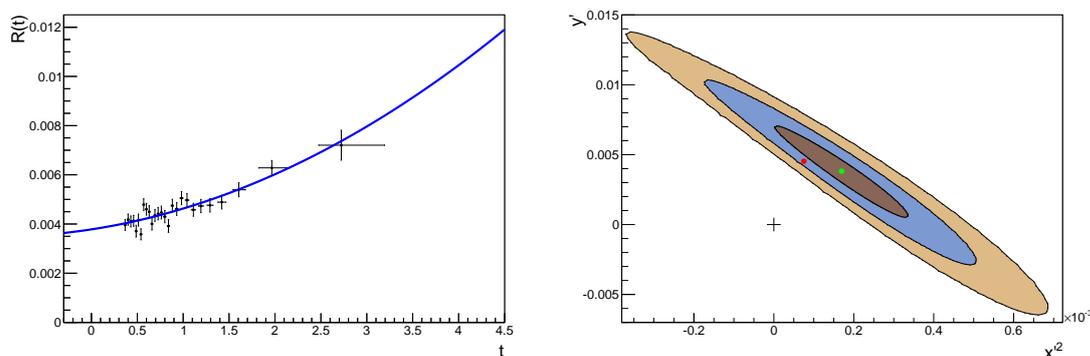
$$R(t) = R_D + \sqrt{R_D} \cdot y' \cdot (t\Gamma) + \frac{1}{2} R_M \cdot (t\Gamma)^2 = R_D + \sqrt{R_D} \cdot y' \cdot (t\Gamma) + \frac{x'^2 + y'^2}{4} \cdot (t\Gamma)^2$$

mit  $R_M = \frac{x'^2 + y'^2}{2}$  und  $\frac{1}{\Gamma} = \tau = (0.4101 \pm 0.0015)$  ps, der  $D^0$ -Lebensdauer laut PDG [5]. Die Parameter  $\sqrt{R_D}$ ,  $x'^2$  und  $y'$  bestimmen die  $D^0$ - $\bar{D}^0$  Oszillation. Durch die Datenanpassung des gemessenen Verhältnisses  $R(t)$  lassen sich die Oszillationsparameter messen. Da die Zeitabhängigkeit der WS-Daten noch verdeckt ist bis die systematischen Fehler bekannt sind, kann nur ein simuliertes Zeitverhalten in den WS-Daten, ähnlich wie in Abb. 2.1 rot dargestellt, extrahiert werden. Wenn alle systematischen Fehler bekannt sind und die Analyse vollständig mit simulierten Ereignissen festgelegt ist, kann man die Methode auch auf das echte Zeitverhalten sowohl in RS also auch in WS anwenden.

Man erwartet, dass sich aus der Anpassung als Parameter  $R_D$  ein Wert ergibt, der mit dem korrigierten zeitintegrierten Wert aus Kapitel 5.3 vertäglich ist, und, dass die Parameter  $x'^2$  und  $y'$  das simulierte Zeitverhalten reflektieren.

In Abbildung 7.1 links sind die Daten samt angepasster  $R(t)$ -Funktion dargestellt. Die erhaltenen Parameter dazu sind in Tabelle 7.1 zusammengefasst. Zusätzlich wurden zweidimensionale Konturen für die Parameter  $x'^2$  und  $y'$  im  $1\sigma$ -,  $2\sigma$ - und

$3\sigma$ -Abstand zum ermittelten Wert erzeugt. Diese Konturen veranschaulichen, wie weit die beiden Parameter in Einheiten ihrer Standardabweichungen  $\sigma$  variieren können. Die elipsoide Form dieser Konturen entsteht durch die Korrelation der Parameter in ihrem funktionalen Zusammenhang (siehe Gleichung 2.3). Sie sind in Abbildung 7.1 rechts zu sehen. Der Punkt  $(0,0)$  stellt den Fall nicht vorhandener  $D^0$ - $\overline{D^0}$  Oszillationen dar (Kreuz in Abb. 7.1 rechts). Der rote Punkt stellt die simulierten Werte dar, der grüne Punkt die extrahierten. Wie man erkennen kann, ist der Punkt, der die angepassten  $x'^2$  und  $y'$  Werte repräsentiert, verschieden von Null. Auch die  $3\sigma$ -Kontur reicht nicht an den Koordinaten-Ursprung. Erst die  $10\sigma$ -Kontur schließt den Ursprung ein. Somit ist mit einer Signifikanz von  $10\sigma$  Mischung im  $D^0$ -System beobachtbar. Die Fehler sind für die Messung mit tatsächlich gemessenen WS-Daten repräsentativ.



**Abbildung 7.1:** Links: Das Verhältnis  $R(t) = N_{WS}(t)/N_{RS}(t)$  mit angepasster Funktion. Rechts: Die  $1\sigma$ -,  $2\sigma$ - und  $3\sigma$ -Konturen für  $x'^2$  und  $y'$ . Das Kreuz stellt den Punkt  $(0,0)$  dar. Der rote Punkt stellt die simulierten Werte dar und der grüne Punkt repräsentiert die gemessenen Werte.

Parameter	gemessener Wert	simulierter Wert	
$\sqrt{R_D}$	$6,150^{+0,186}_{-0,185}$	5,754	$\times 10^{-2}$
$x'^2$	$1,704 \pm 1,642$	0,753	$\times 10^{-4}$
$y'$	$3,802 \pm 3,236$	4,530	$\times 10^{-3}$

**Tabelle 7.1:** Ergebnisse für  $\sqrt{R_D}$ ,  $x'^2$  und  $y'$  aus der Anpassung der zeitabhängigen Werte  $R(t)$ . Die simulierten Werte sind die Werte, mit denen die Zeitabhängigkeit simuliert wurde.

## 8 Systematische Einflüsse in der zeitabhängigen Analyse

Im Rahmen dieser Arbeit soll der Einfluss von zwei systematischen Fehlerquellen auf die Mischungsparameter beispielhaft untersucht werden. Zum einen eine Veränderung der Anzahl der from-B-Ereignisse auf das Verhältnis WS/RS und zum anderen die Änderung des Schnittes auf die Transversalimpulse der  $\pi_{slow}$ . Dazu werden verschiedene Schnittbedingungen angewendet und untersucht, ob die Funktion innerhalb ihrer Fehler die Daten weiterhin beschreibt und  $R$  berechnet. Dabei ist die Frage, wie der systematische Fehler in  $x'^2$  und  $y'$  die Konturen beeinflusst.

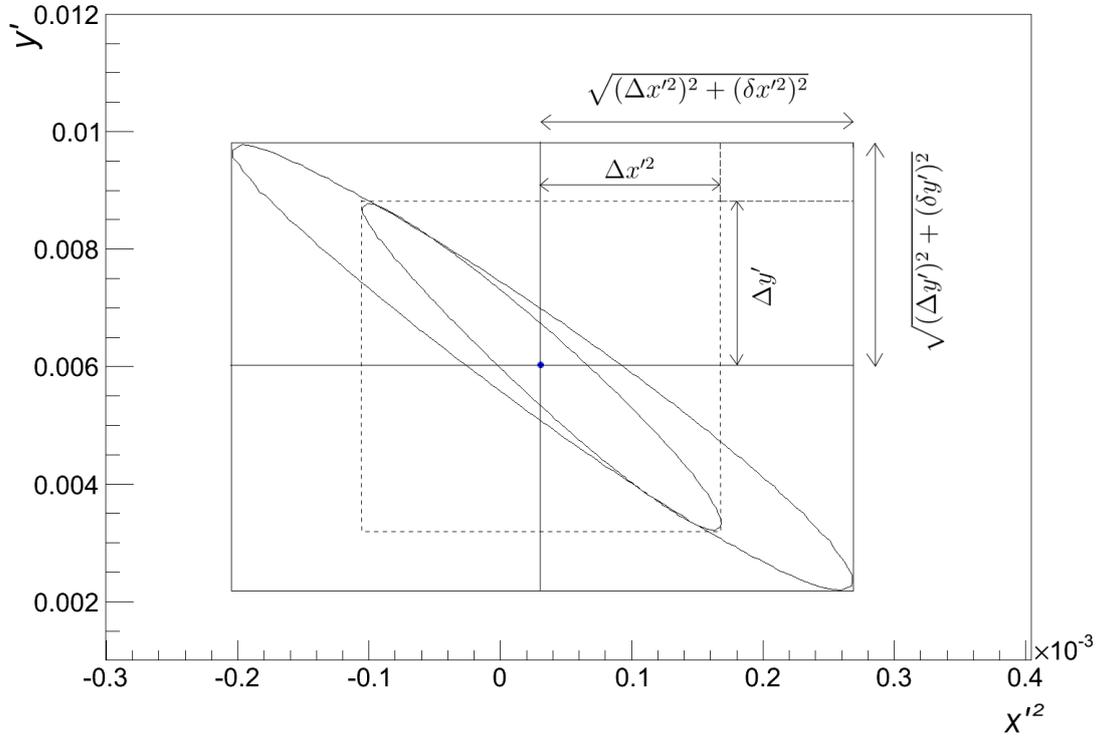
RooFit generiert die Konturen intern mit einer zweidimensionalen  $\chi^2$ -Funktion. Die Wahrscheinlichkeit, dass eine Kombination aus Parametern, die beispielsweise innerhalb der  $1\sigma$ -Kontur liegen, die Funktion beschreibt, liegt bei 39% [27]. Diese kommt dadurch zustande, dass zweidimensional über die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion integriert wird. Eindimensional beträgt diese Wahrscheinlichkeit 68%.

Wenn ein systematischer Fehler zu dem statistischen Fehler aus der Anpassung hinzukommt, dann muss sich die Kontur entsprechend um den angepassten Wert in der  $x'^2$ - $y'$ -Ebene herum vergrößern. Zur Veranschaulichung siehe Abbildung 8.1. Der statistische und systematische Fehler wird dabei für  $x'^2$  bzw.  $y'$  quadratisch addiert. Auf diese Weise können die Konturen in  $x'^2$ - und in  $y'$ -Richtung separat gestreckt werden und die Signifikanz, mit der Mischung beobachtet werden kann, wird ebenfalls modifiziert. Das Strecken der Konturen übernimmt ein speziell für diese Arbeit geschriebenes Programm.

### 8.1 Veränderung des Transversalimpulses der $\pi_{slow}$

In dieser Kontrollmessung wird das Selektionskriterium für die Transversalimpulse der  $\pi_{slow}$  von " $p_t > 260$  MeV" (siehe Tabelle 3.1) zum einen auf " $p_t > 280$  MeV" und zum anderen auf " $p_t > 300$  MeV" geändert. Pionen mit weniger als 260 MeV kann man nicht zulassen, da sie bereits online während der Datenselektion aussortiert wurden. In Abbildung 8.3 sind die verschiedenen Schnitte im  $p_t(\pi_{slow})$ -Spektrum dargestellt.

Die Auflösung des Transversalimpulses beträgt ca. 0,5 %. Daher wird auch eine



**Abbildung 8.1:** Veranschaulichung zur Entstehung der  $1\sigma$ -Kontur und einer beispielhaften modifizierten  $1\sigma$ -Kontur.

Veränderung des Schnittes um 2 MeV auf " $p_t > 262$  MeV" vorgenommen, was großzügig den Bereich einer Standardabweichung abdeckt. Die Abweichungen in  $x'^2$  und  $y'$  stellen den auflösungsbedingten systematischen Fehler dar. Es wird für jeden Schnitt die gleiche zeitabhängige Analyse wie in Kapitel 7 durchgeführt und die Differenz der neuen angepassten Werte für  $x'^2$  und  $y'$  aus der neuen Anpassung zu den ermittelten Werten aus Kapitel 7 stellt den systematischen Fehler dar. Für jedes Zeit-Intervall muss nun wieder der Schwerpunkt und die Fehler neu berechnet werden, da sich die Ereignisse durch Anwenden eines anderen Schnittes umverteilen und die ursprünglichen Werte nicht mehr als gegeben angenommen werden können.

Die Werte der einzelnen Parameter sind in Tabelle 8.1 aufgelistet. Selbst bei sehr viel größeren Variationen des Schnittes im  $p_t$ -Spektrum erhält man noch Werte für die Parameter  $\sqrt{R_D}$ ,  $x'^2$  und  $y'$ , die nicht signifikant von den Werten ohne Schnitt im  $p_t$ -Spektrum abweichen.

Als systematische Fehler bei Veränderung des Transversalimpulses werden also

angenommen:

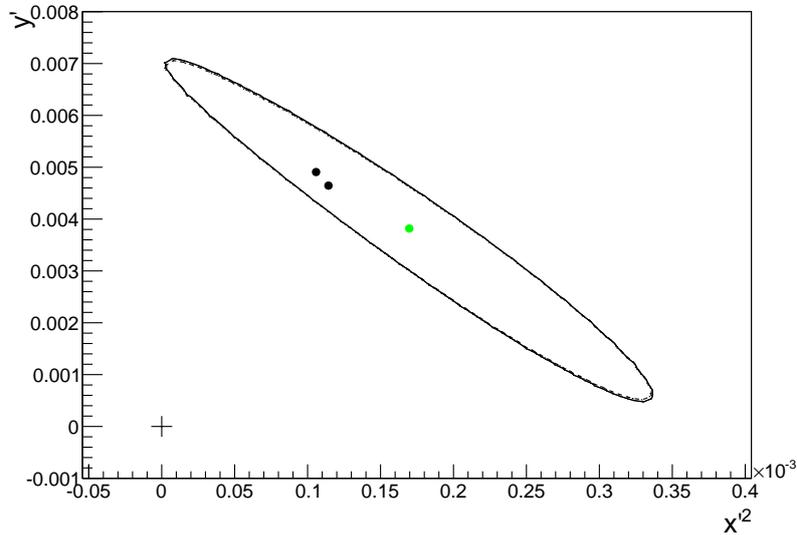
$$\delta x'_{pt} = |x'^2 - x'^2_{p_t > 262}| = 0,008 \times 10^{-4};$$

$$\delta y'_{pt} = |y' - y'_{p_t > 262}| = 0,040 \times 10^{-3}.$$

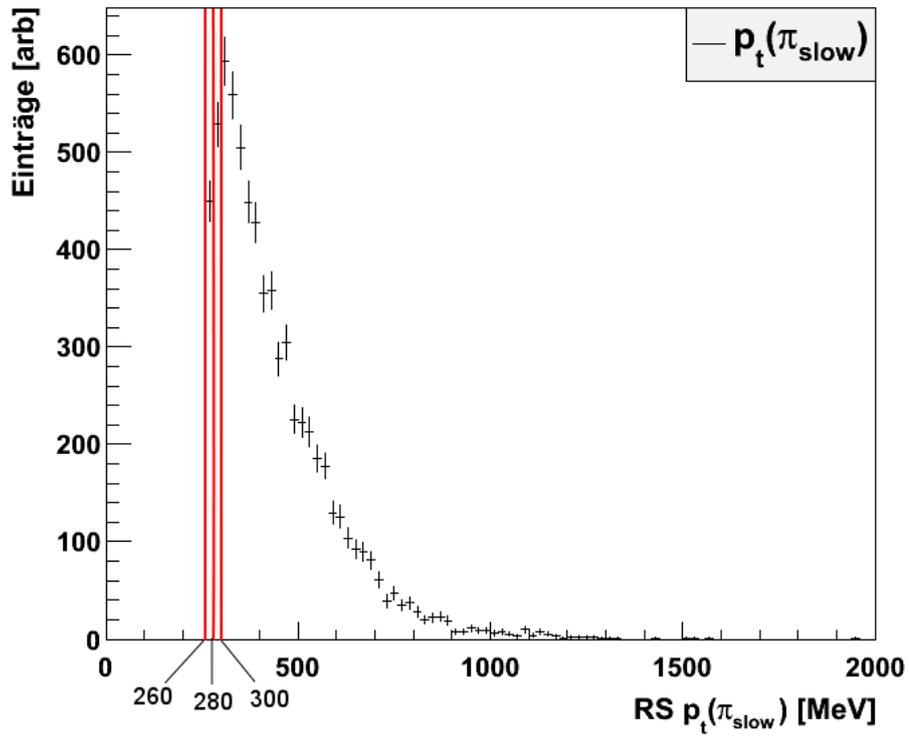
Die modifizierte  $1\sigma$ -Kontur ist in Abbildung 8.2 dargestellt. Der Effekt ist nur sehr klein.

Parameter	ohne Schnitt	$p_t > 262$ MeV	$p_t > 280$ MeV	$p_t > 300$ MeV	
$\sqrt{R_D}$	$6,150^{+0,186}_{-0,185}$	$6,142^{+0,193}_{-0,192}$	$6,031^{+0,187}_{-0,186}$	$5,959^{+0,190}_{-0,188}$	$\times 10^{-2}$
$x'^2$	$1,704 \pm 1,642$	$1,688 \pm 1,703$	$1,058 \pm 1,667$	$1,143 \pm 1,670$	$\times 10^{-4}$
$y'$	$3,802 \pm 3,236$	$3,842 \pm 3,360$	$4,908 \pm 3,257$	$4,646 \pm 3,312$	$\times 10^{-3}$

**Tabelle 8.1:**  $\sqrt{R_D}$ ,  $x'^2$  und  $y'$  aus der Anpassung der zeitabhängigen Werte  $R(t)$  für verschiedene Schnitte im  $p_t$ -Spektrum.



**Abbildung 8.2:** Die  $1\sigma$ -Kontur (gestrichelt) und die neue  $1\sigma$ -Kontur mit statistischen und systematischen Fehlern quadratisch addiert. Der grüne Punkt stellt das Ergebnis aus Kapitel 7 dar und die beiden schwarzen Punkte sind die Ergebnisse nach Veränderung des  $p_t$ -Schnittes auf 280 MeV bzw. 300 MeV.



**Abbildung 8.3:** Das  $p_t(\pi_{slow})$ -Spektrum der am Beispiel der RS-Ereignisse. In rot sind die Positionen der Schnitte dargestellt.

## 8.2 Veränderung des $\log(IP)$ -Schnittes

Durch eine Variation der Selektionsbedingung  $\log(IP) < -3,0$  in beide Richtungen innerhalb der  $IP$ -Auflösung soll der Einfluss dieser Änderung auf das Verhältnis WS/RS bestimmt werden. Die verwendeten Schnitte sind zum einen  $\log(IP) < -2,75$  und zum anderen  $\log(IP) < -3,25$ . Das Ergebnis aus Kapitel 7 dient wieder als Referenz für das Bilden der Differenz. In Abbildung 3.5 sind diese Schnitte und das  $\log(IP)$ -Spektrum der  $D^0$  dargestellt. Die Differenzen der ermittelten Parameterwerte zu den Werten aus Kapitel 7 sind mit der Selektionsbedingung  $\log(IP) < -3,25$  größer als mit der Selektionsbedingung  $\log(IP) < -2,75$ . Eine Auflistung der Werte samt Fehlern ist in Tabelle 8.2 zu finden.

Parameter	ohne Schnitt	$\log(IP) < -2,75$	$\log(IP) < -3,25$	
$\sqrt{R_D}$	$6,150^{+0,186}_{-0,186}$	$6,257^{+0,181}_{-0,183}$	$5,897^{+0,191}_{-0,190}$	$\times 10^{-2}$
$x'^2$	$1,704 \pm 1,642$	$1,904 \pm 1,582$	$0,251 \pm 1,864$	$\times 10^{-4}$
$y'$	$3,802 \pm 3,236$	$2,517 \pm 3,184$	$7,816 \pm 3,412$	$\times 10^{-3}$

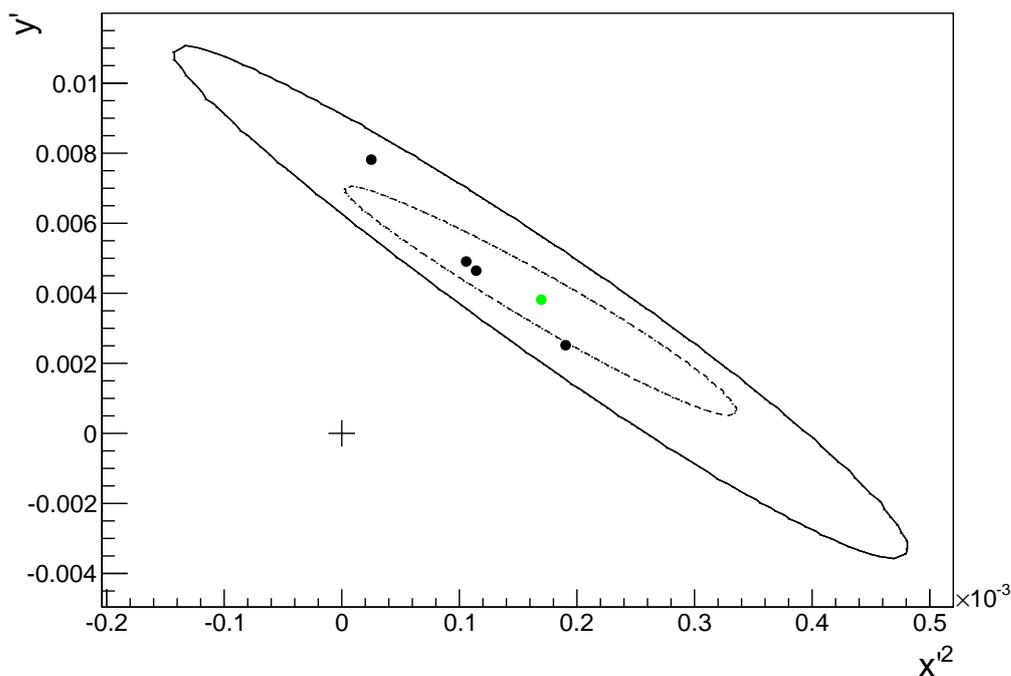
**Tabelle 8.2:** Ergebnisse für  $\sqrt{R_D}$ ,  $x'^2$  und  $y'$  aus der Anpassung der zeitabhängigen Werte  $R(t)$  für verschiedene Schnitte im  $\log(IP)$ -Spektrum.

Die auf diese Weise ermittelten systematischen Fehler lauten:

$$\delta x'_{\log(IP)} = 1,45 \times 10^{-4};$$

$$\delta y'_{\log(IP)} = 4,01 \times 10^{-3}.$$

Diese werden quadratisch zu den systematischen Fehlern durch eine Veränderung von  $p_t$  addiert und die Kontur wieder entsprechend gestreckt. Ein Vergleich der unveränderten  $1\sigma$ -Kontur mit der modifizierten  $1\sigma$ -Kontur ist in Abbildung 8.4 dargestellt.



**Abbildung 8.4:** Die  $1\sigma$ -Kontur (gestrichelt) mit statistischem Fehler und die  $1\sigma$ -Kontur mit systematischen Fehlern aus der  $p_t$ - und  $\log(IP)$ -Veränderung quadratisch addiert. Auch die hinzugekommenen schwarzen Punkte, die die Ergebnisse durch verschiedene  $\log(IP)$ -Schnitte darstellen, liegen nun innerhalb der  $1\sigma$ -Kontur.

### 8.3 Veränderung der $D^0$ -Lebensdauer laut Particle Data Group

In diesem Kapitel wird untersucht, wie sich die Variation der  $D^0$ -Lebensdauer  $\tau$  [5] auf die Parameter  $x'^2$  und  $y'$  auswirkt. Dazu wird der Wert von  $\tau$  um  $1\sigma$  in der anzupassenden Funktion in beide Richtungen verändert. Die daraus resultierenden Abweichungen in  $x'^2$  und  $y'$  werden als PDG-Unsicherheit aufgefasst. Die Ergebnisse der Anpassungen sind in Tabelle 8.3 zusammengefasst. Die Ab-

Parameter	ohne Schnitt	$\tau + 1\sigma$	$\tau - 1\sigma$	
$\sqrt{R_D}$	$6,150^{+0,186}_{-0,186}$	$6,150^{+0,186}_{-0,185}$	$6,150^{+0,186}_{-0,185}$	$\times 10^{-2}$
$x'^2$	$1,704 \pm 1,642$	$1,717 \pm 1,654$	$1,692 \pm 1,630$	$\times 10^{-4}$
$y'$	$3,802 \pm 3,236$	$3,816 \pm 3,248$	$3,788 \pm 3,224$	$\times 10^{-3}$

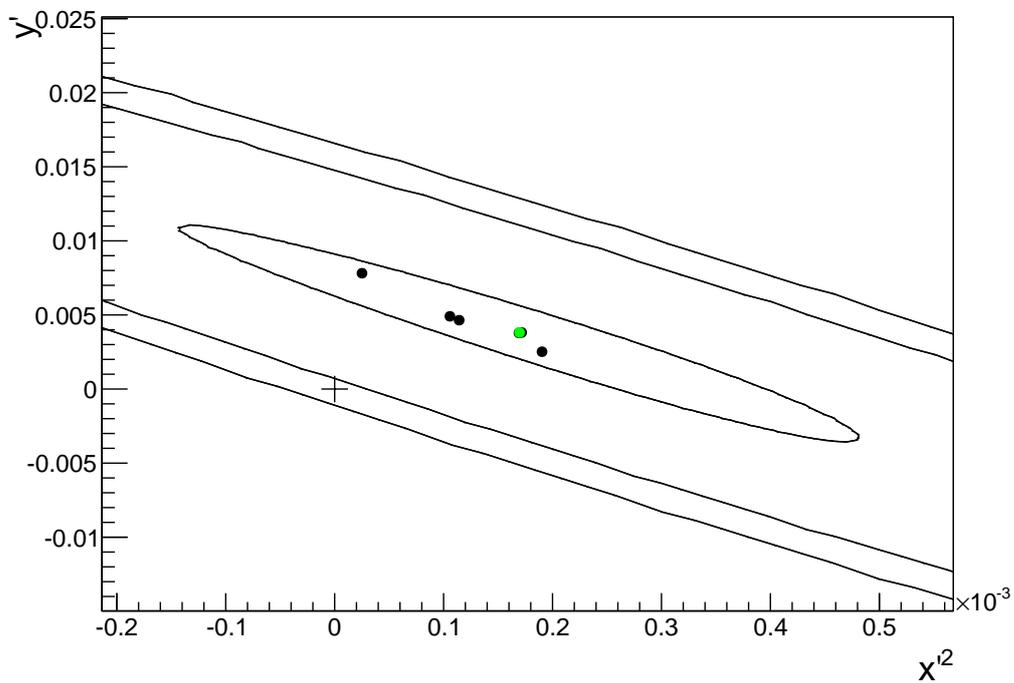
**Tabelle 8.3:** Ergebnisse für  $\sqrt{R_D}$ ,  $x'^2$  und  $y'$  aus der Anpassung der zeitabhängigen Werte  $R(t)$  für verschiedene Werte von  $\tau$ .

weichungen in  $\sqrt{R_D}$  sind bis auf den negativen Fehler Null. Der Fehler in  $x'^2$  und  $y'$  durch die PDG-Unsicherheit beträgt:

$$\begin{aligned}\delta x'_{PDG} &= 0.013 \times 10^{-4}, \\ \delta y'_{PDG} &= 0.014 \times 10^{-3}.\end{aligned}$$

Dieser Fehler ist äußerst klein, muss aber dennoch berücksichtigt werden.

Um nun die Signifikanz der Messung zu ermitteln, werden die  $1\sigma$ -,  $4\sigma$ - und  $5\sigma$ -Konturen generiert und gestreckt. Wie man in Abbildung 8.5 sehen kann, liegt der Nullpunkt  $4,4 \sigma$  von dem ermittelten Wert entfernt. Damit ist unter Berücksichtigung systematischer Einflüsse Mischung im  $D^0$ -System mit einer Signifikanz von  $4,4 \sigma$  beobachtbar. An dieser Stelle soll noch einmal daran erinnert werden, dass es sich um eine simulierte Zeitabhängigkeit der WS-Ereignisse handelt und nicht um echte Daten. Dennoch ist diese Methode ebenso auch auf echte Daten anwendbar.



**Abbildung 8.5:** Die modifizierten  $1\sigma$ -,  $4\sigma$ - und  $5\sigma$ -Konturen um den ermittelten Wert aus der Anpassung für  $x'^2$  bzw  $y'$ . Der Nullpunkt ist  $4,4 \sigma$  von diesem Punkt entfernt.

## 9 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde nach einer Vorselektion mit Hilfe einer zweidimensionalen Anpassung im Massenspektrum  $m(D^0)$ - $\Delta m$  das Verhältnis der  $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$ -Zerfälle zu den  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ -Zerfällen erst zeitintegriert und dann zeitabhängig ermittelt. Das zeitintegrierte Verhältnis, das zusätzlich auf die Lebensdauer Akzeptanz des Detektors korrigiert wurde, beträgt:

$$R = \frac{WS}{RS} = (0,394 \pm 0,014_{\text{stat.}} \pm 0,028_{\text{syst.}})\%.$$

Dieser Wert ist mit dem Weltmittelwert verträglich. Aus der gemessenen Verteilung der zeitabhängigen Verhältnisse  $R(t)$  lassen sich die  $D^0$ - $\bar{D}^0$  Oszillationsparameter  $x'^2$  und  $y'$  bestimmen, indem die Funktion

$$R(t) = R_D + \sqrt{R_D} \cdot y' \cdot (t\Gamma) + \frac{x'^2 + y'^2}{4} \cdot (t\Gamma)^2$$

an die Daten angepasst wird. Die Ergebnisse für die Mischungsparameter aus der Anpassung an die gemessenen Verhältnisse lauten:

$$\sqrt{R_D} = (6,150_{-0,185}^{+0,186}) \times 10^{-2}, \quad x'^2 = (1,704 \pm 1,642_{\text{stat.}} \pm 1,453_{\text{syst.}}) \times 10^{-4}$$

$$\text{und } y' = (3,802 \pm 3,236_{\text{stat.}} \pm 4,014_{\text{syst.}}) \times 10^{-3}.$$

Für die zeitabhängige Analyse wurde beispielhaft der Einfluss von zwei verschiedenen Schnitten und die damit einhergehende Vergrößerung des Messfehlers durchgeführt. Es wurden systematische Fehler  $\delta x'^2$  und  $\delta y'$  bei der Veränderung der kinematischen Größe  $p_t$  der langsamen Pionen aus dem  $D^*$ -Zerfall  $D^* \rightarrow D^0\pi$  und bei der Veränderung des Anteils der nicht am Primär Vertex entstandenen  $D^0$ -Mesonen, wie oben angegeben, ermittelt. Ohne Berücksichtigung systematischer Fehler wurde Mischung mit einer Signifikanz von  $10 \sigma$  beobachtet.

Unter Berücksichtigung dieser systematischen Fehler wurde Mischung im  $D^0$ -System mit einer Signifikanz von  $4,4 \sigma$  nachgewiesen. Das Zeitverhalten der WS-Ereignisse war dabei simuliert, da die echte Zeitabhängigkeit noch verdeckt ist.

Die im Rahmen dieser Arbeit dargestellte Methode zur Messung von Mischung und die Behandlung systematischer Fehler zur Ermittlung der Signifikanz stellen sich als gut anwendbar auf LHCb-Daten heraus. Sobald die Zeitabhängigkeit der WS-Ereignisse aus dem LHCb-Datensatz von 2011 nicht mehr verdeckt ist, kann man auf diese Weise Mischung unter der Berücksichtigung systematischer Fehler messen. Mit Mischung lässt sich unter anderem indirekte CP-Verletzung untersuchen.

## 10 Ausblick

### 10.1 Verbesserung der Auflösung

Mit der Zerfallsbaum-Anpassung ("Decay Tree Fitter") [28] wird die Auflösung in den Massenspektren deutlich erhöht. Im Decay Tree Fit wird bei der Rekonstruktion des Ereignisses der  $D^*$ -Vertex auf den Kollisionsvertex fixiert. Erste Ergebnisse mit diesem Decay Tree Fitter zeigen, dass bei simuliertem Zeitverhalten der WS-Daten Mischung mit noch höherer Signifikanz beobachtet werden kann. Ein Vergleich der  $\Delta m$ -Spektren aus dieser Arbeit und den Spektren, die bei Anwendung des Decay Tree Fitters zustande kommen, ist in Abbildung 10.1 zu sehen.

### 10.2 Messung von CP-Verletzung

Es gibt drei Arten von CP-Verletzung [26]:

- Direkte CP-Verletzung:

Wenn Teilchen und Anti-Teilchen sich nicht gleich verhalten, also die Zerfallsamplituden unterschiedlich sind, i.e.

$$|\mathcal{A}(D^0 \rightarrow f)|^2 \neq |\mathcal{A}(\overline{D}^0 \rightarrow \overline{f})|^2; \quad \left| \frac{A}{\overline{A}} \right|^2 \neq 1.$$

- Indirekte CP-Verletzung:

Wenn Teilchen-Antiteilchen-Oszillation nicht in beide Richtungen gleichwahrscheinlich ist:

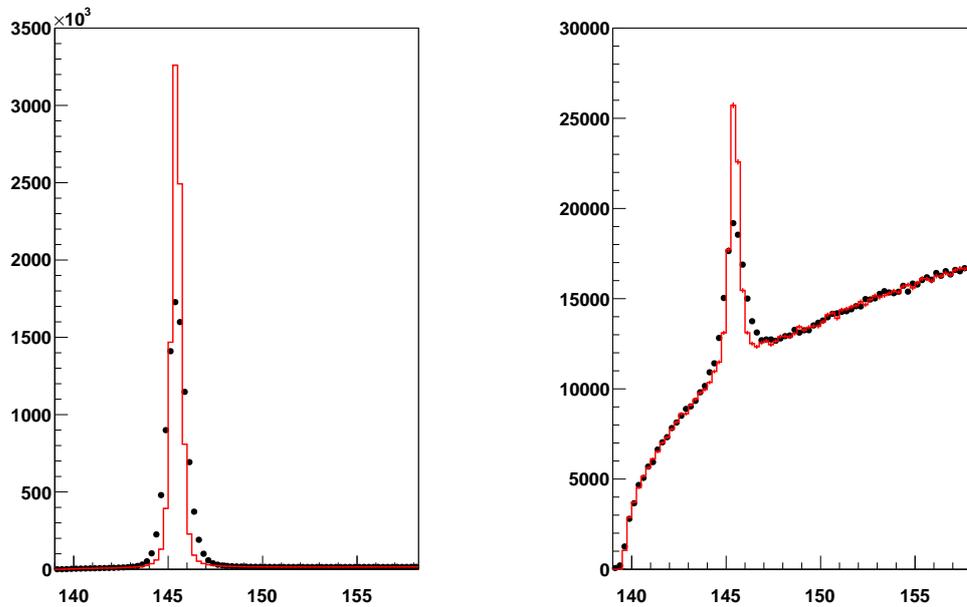
$$P(D^0 \rightarrow \overline{D}^0) \neq P(\overline{D}^0 \rightarrow D^0); \quad \left| \frac{q}{p} \right|^2 \neq 1.$$

- Interferenz der beiden oberen (ebenso indirekte CP-Verletzung genannt):

$$\Im \left( \frac{q}{p} \frac{A}{\overline{A}} \right) \neq 0.$$

Die erste 1964 entdeckte CP-Verletzung im  $K^0$ -System ist indirekte CP-Verletzung, da sie im Mischen des  $K^0$  beobachtet wurde. Das in dieser Arbeit behandelte  $D^0$ -System kann auf CP-Verletzung untersucht werden, indem man getrennt für  $D^0$

und  $\overline{D^0}$  die Mischungsparameter  $x'^2$  und  $y'$  ermittelt. Wenn diese sich signifikant unterscheiden, dann könnte dies ein Anzeichen indirekter CP-Verletzung im neutralen  $D^0$ -System und damit im Charm-Sektor sein.



**Abbildung 10.1:** Links: Das  $\Delta m$ -Spektrum für RS-Ereignisse. Die schwarzen Punkte deuten die Form des in dieser Arbeit verwendeten Spektrums an und die rote Linie zeigt das Histogramm, das durch Anwenden des Decay Tree Fitters zustande kommt. Rechts: Das gleiche für die WS-Ereignisse. Einheiten in MeV. Quelle: [29].

## Literatur

- [1] <http://de.wikipedia.org/wiki/LHCb> (31. Mai 2012)
- [2] Particle Data Group Review,  $D^0$ - $\overline{D}^0$  MIXING (URL: <http://pdg.lbl.gov/2011/reviews/rpp2011-rev-d-dbar-mixing.pdf>) (9. Juli 2012)
- [3] M. Alexander et al., “*Time-dependent analysis of two-body charm decays*”, LHCb internal note, CERN-LHCb-INT-2010-056, 2010
- [4] The LHCb Collaboration, The LHCb Detector at the LHC, (URL: [http://iopscience.iop.org/1748-0221/3/08/S08005/pdf/1748-0221\\_3\\_08\\_S08005.pdf](http://iopscience.iop.org/1748-0221/3/08/S08005/pdf/1748-0221_3_08_S08005.pdf))
- [5] Particle Data Group (URL: <http://pdg.lbl.gov/>)
- [6] R. Aaij *et al.* (LHCb Kollaboration), LHCb-PAPER-2011-023, Phys. Rev. Lett. 108, 111602 (2012)
- [7] K. Lande, E.T. Booth, J. Impeduglia, L.M. Lederman, W. Chinowsky, Phys. Rev. 103, 1901 (1956)
- [8] W.F. Fry, J. Schneps, M.S. Swami, Phys. Rev. 103, 1904 (1956)
- [9] C. Albajar *et al.* (UA1 Kollaboration), Phys. Lett. B168, 247 (1987)
- [10] H. Albrecht *et al.* (ARGUS Kollaboration), Phys. Lett. B192, 245 (1987)
- [11] V.M. Abazov *et al.* (D0 Kollaboration), Phys. Rev. Lett. 97, 021802 (2006)
- [12] A. Abulencia *et al.* (CDF Kollaboration), Phys. Rev. Lett. 97, 242003 (2006)
- [13] B. Aubert *et al.* (BaBar Kollaboration), *Evidence for  $D^0$ - $D^0$ bar Mixing*, [arXiv:hep-ex/0703020v1] (2007)
- [14] T. Aaltonen *et al.* (CDF Kollaboration), *Evidence for  $D^0$  -  $D^0$ bar mixing using the CDF II Detector*, Phys. Rev. Lett. 100 (2008) 121802
- [15] M. Staric *et al.* (Belle Kollaboration), *Evidence for  $D^0$  -  $D^0$ bar Mixing*, Phys. Rev. Lett. 98 (2007) 211803
- [16] S.L. Glashow, J. Iliopoulos und L. Maiani, *Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry*, Physical Review D2, (1970) 1285-1292

- 
- [17] R.A. Briere *et al.* (CLEO Kollaboration), CLNS 01-1742, (2001)
- [18] K. Nakamura *et al.* (Particle Data Group), *Review of  $D^0$ - $D^0$ bar Mixing*, JPG 37, 075021 (2010)
- [19] W. Verkerke and D.P. Kirkby, *The RooFit toolkit for data modeling*, In the Proceedings of 2003 Conference for Computing in High-Energy and Nuclear Physics (CHEP 03), La Jolla, California, 24-28 Mar 2003, pp MOLT007, [arXiv:physics/0306116]
- [20] CERN Program Library, MINUIT (URL: <http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/minuit/>)
- [21] A.R. Weiden, Bachelor-Arbeit, Universität Heidelberg *Zeit-integriertes  $D^0 \rightarrow K^+\pi^-/D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ -Verhältnis bei LHCb*, 2012
- [22] Time integrated ratio of wrong-sign to right-sign  $D^0 \rightarrow K\pi$  decays in 2010 data at LHCb - LHCb-CONF-2011-029
- [23] Martin Bessner, Diplom-Arbeit: Study of the ratio of  $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$  to  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$  decays with the LHCb detector, LHCb, Physikalisches Institut, Universität Heidelberg, 2012
- [24] LHCb VELO Collaboration workspace, Figures for presentations, 2011-Spring, IPResolutions, IPX(Y)-Resolution-Vs-InversePT-2011Data, 17. August 2012
- [25] M. Charles (LHCb Collaboration), First evidence for CP violation in charm decays at LHCb, University of Oxford, 2012
- [26] Prof. Stephanie Hansmann-Menzemer, Vorlesungsfolien zu "Particle Physics" SoSe12, Universität Heidelberg (URL: [http://www.physi.uni-heidelberg.de/~menzemer/ParticlePhysics\\_vorl\\_12.html](http://www.physi.uni-heidelberg.de/~menzemer/ParticlePhysics_vorl_12.html))(2. August 2012)
- [27] V. Blobel/E. Lohrmann: Statistische und numerische Methoden der Datenanalyse, Stuttgart, Teubner, 1998
- [28] W. Hulsbergen, A Kalman Filter for Babar Decay Chain Fitting, April 30, 2004
- [29] Jörg Marks *et al.* (LHCb Collaboration), Status t-dependent WS tagged  $D^0 \rightarrow K\pi$ , Charm meeting, August 15, 2012

## **Erklärung**

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den 20. August 2012

---