

Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Jens Klement
aus Düsseldorf

März 2010

Machbarkeitsstudie zur Bestimmung experimenteller Asymmetrien am LHCb-Experiment

*Die Diplomarbeit wurde von Jens Klement ausgeführt am
Physikalischen Institut
unter der Betreuung von
Prof. Dr. Ulrich Uwer*

Kurzfassung

Am LHCb-Experiment werden Hochpräzisionsmessungen von z. B. CP-verletzenden Zerfällen durchgeführt. Um diese Messungen durchführen zu können, müssen systematische Effekte, die diese Messungen beeinflussen, möglichst genau bestimmt werden. Beispiele dafür sind sogenannte experimentelle Asymmetrien, die in zwei Kategorien eingeteilt werden: Effekte, die die Produktion der B- und \bar{B} -Mesonen beeinflussen, und Effekte, die bei der Detektion von geladenen Teilchen auftreten. In dieser Arbeit wird eine Methode vorgestellt, mit der experimentelle Asymmetrien am LHCb-Experiment gemessen werden können. Dazu wurden Asymmetrien bei der Rekonstruktion von aus B-Zerfällen stammenden D- und \bar{D} -Mesonen untersucht. Die nötigen Selektionen wurden mithilfe von Simulationsrechnungen entwickelt und die Sensitivität von LHCb auf die Messung der Asymmetrien wurde mittels einer Fehlerrechnung mit den Ergebnissen dieser Selektion abgeschätzt. Die durchgeführten Studien zeigen, dass der absolute Fehler nur minimal von der Größe der Asymmetrien abhängt, sodass bei großen Asymmetrien eine Messung möglich ist. Sollte die Asymmetrie erwartungsgemäß kleiner als 1 % sein, kann die Größenordnung bestimmt und der Einfluss auf die Messung von CP-Asymmetrien abgeschätzt werden.

Abstract

The LHCb experiment is especially designed to measure small effects like CP-violating decays. Systematic effects that influence such measurements need to be known precisely. So-called experimental asymmetries are possible sources for such effects. In this thesis two kinds of these asymmetries are examined: asymmetries that influence the production of B and \bar{B} mesons and asymmetries that occur in the detection of charged particles and antiparticles. Both kinds of asymmetries appear in the reconstruction of decays of D and \bar{D} mesons that stem from a B meson. The presented thesis shows a method to measure those experimental asymmetries by using these decays. The necessary selections were developed based on a Monte Carlo study. With the results of this study the feasibility of the presented method has been tested. For that, an error calculation was applied in order to estimate the sensitivity of LHCb towards the measurement of the asymmetries. The absolute error only weakly depends on the size of the asymmetries, according to the results of this study. Therefore, we will be able to measure large asymmetries, while for asymmetries which are smaller than 1 % the magnitude can still be estimated to calculate the impact on the measurement of CP asymmetries.

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	7
2	Theorie	9
2.1	Das Standardmodell	9
2.2	Der CKM-Mechanismus	10
2.3	Oszillation neutraler B-Mesonen	12
2.4	CP-Verletzung	13
3	Das LHCb-Experiment am CERN	15
3.1	Spurrekonstruktion	17
3.2	Teilchenidentifikation	20
3.3	Das Kalorimetersystem	21
3.4	Die Myonkammern	23
3.5	Das Triggersystem	24
4	Methode zur Bestimmung experimenteller Asymmetrien	27
4.1	Systematische Effekte bei Zählratenbestimmungen	28
4.1.1	Detektionsasymmetrie	28
4.1.2	Produktionsasymmetrie	30
4.2	Vorstellung der Messmethode	31
4.2.1	Auswahl der untersuchten Zerfallskanäle	32
4.2.2	Einfluss des Triggers	35
4.3	Messung der experimentellen Asymmetrien	36
4.3.1	Definition der Observablen	36
4.3.2	Bestimmung der experimentellen Asymmetrien	43

5	Studie zur Selektion und Simulation	45
5.1	Monte Carlo Simulation	46
5.1.1	Integrierte Luminosität	47
5.1.2	Datenverarbeitung	48
5.2	Selektion	49
5.2.1	Eigenschaften von Zerfällen verzögerter D-Mesonen	49
5.2.2	Beschreibung der Selektionsgrößen	50
5.3	Ergebnisse der Selektion	59
5.3.1	Selektionseffizienz	60
5.3.2	Untergrund	62
5.3.3	Erwartete Signalausbeute	63
5.3.4	Anwendung auf Daten	65
6	Anwendung auf experimentelle Asymmetrien	67
6.1	Fehlerrechnung	67
6.1.1	Systematischer Fehler	68
6.1.2	Statistischer Fehler	71
6.2	Grafische Analyse des Gesamtfehlers	74
7	Zusammenfassung	77

Kapitel 1

Einführung

Im Urknall, aus dem nach aktuellem Wissensstand vor ca. 13,7 Milliarden Jahren das Universum hervorging, sind Teilchen und Antiteilchen im selben Verhältnis entstanden. Dennoch leben wir heute in einem von Materie dominierten Universum. Durch Experimente der Hochenergiephysik können wir heute zwar Antiteilchen produzieren, diese annihilieren aber, wenn sie mit einem Teilchen zusammenstoßen. Dasselbe passierte auch den Antiteilchen nach dem Urknall, was ihr Verschwinden erklärt. Mit den Annahmen, dass sich Teilchen und Antiteilchen immer paarweise vernichten und dass sie beim Urknall im selben Verhältnis vorlagen alleine, kann man aber nicht die Dominanz der Materie erklären. Es muss also noch einen weiteren Mechanismus geben, durch den dies erklärt werden kann.

Ein heute bekannter Effekt, der notwendig ist, um das Ungleichgewicht zu erklären, ist die sogenannte CP-Verletzung. Hiermit werden Unterschiede in Reaktionen von Teilchen und Antiteilchen bezeichnet. Sie wird im Standardmodell der Teilchenphysik durch eine Mischung von drei Quarkfamilien erklärt. Im Standardmodell ist sie die einzige Quelle für die CP-Verletzung, reicht aber nicht aus, um die Materie-Antimaterie-Asymmetrie zu erklären. Theorien, die über das Standardmodell hinausgehen („neue Physik“) zeigen zum Teil eine deutlich stärkere CP-Verletzung. Dadurch können sie zum einen den Materieüberschuss besser erklären als das Standardmodell alleine, lassen sich zum anderen aber auch gut messen. Durch den CKM-Mechanismus, der im Standardmodell die CP-Verletzung einführt, können viele Beobachtungsgrößen sehr genau berechnet werden. Eine präzise Messung dieser Größen würde deutliche Hinweise auf diese „neue Physik“ erlauben.

Diese Parameter, häufig selbst Asymmetrien, werden bald auch beim LHCb-Ex-

periment am Large Hadron Collider (LHC) vermessen werden. Der Proton-Proton-Speicherring LHC ist Ende des Jahres 2009 in Betrieb genommen worden und wird mit einer maximalen Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 14$ TeV betrieben werden. LHCb ist speziell zur Untersuchung von CP-Verletzungen in Systemen aus b-Quarks konzipiert, den sogenannten B-Mesonen, die bei Proton-Proton-Kollisionen mit den Energien, wie sie am LHC zur Verfügung stehen werden, mit einem großen Wirkungsquerschnitt produziert werden.

Um die Standardmodellparameter exakt vermessen zu können, ist es wichtig, systematische Effekte des Experiments möglichst genau zu verstehen, die die Bestimmung von CP-Asymmetrien beeinflussen. In dieser Arbeit werden vier solche Effekte vorgestellt, die im folgenden auch als experimentellen Asymmetrien bezeichnet werden. Eine Methode zur gleichzeitigen Messung dieser vier Effekte wird vorgeschlagen, deren Machbarkeit anhand von Studien mit Monte Carlo Datensätzen überprüft wird.

Dazu wird zunächst eine kurze Einführung in das Standardmodell der Teilchenphysik gegeben, anschließend wird der LHCb-Detektor vorgestellt. Danach wird die Methode zur Bestimmung experimenteller Asymmetrien eingeführt. Eine Methode zu ihrer Durchführung ist die möglichst effiziente Selektion von vier verschiedenen Zerfällen von D- und \bar{D} -Mesonen, die aus Zerfällen von B-Mesonen stammen, die für diese Arbeit entwickelt wurde und im folgenden Kapitel beschrieben wird. Anschließend wird mithilfe einer Fehlerrechnung für die Bestimmung der experimentellen Asymmetrien die Sensitivität von LHCb auf die Messung dieser Asymmetrien abgeschätzt.

Kapitel 2

Theorie

In diesem Kapitel wird eine kurze Einführung gegeben. Dazu wird das Standardmodell der Teilchenphysik vorgestellt, das den gegenwärtigen Wissensstand über Elementarteilchen und deren Wechselwirkungen beschreibt. Ein wichtiges Element des Standardmodells ist der CKM-Mechanismus. Durch diesen kann im Standardmodell die CP-Verletzung (Teilchen-Antiteilchen-Asymmetrie) erklärt werden.

2.1 Das Standardmodell

Im Standardmodell der Teilchenphysik wird zwischen zwei Sorten von Teilchen unterschieden: Fermionen, d.h. Teilchen mit halbzahligem Spin, und Bosonen, d.h. Teilchen mit ganzzahligem Spin. Die Fermionen bilden die Bausteine der Materie, die Bosonen vermitteln als Austauscheteilchen die fundamentalen Wechselwirkungen zwischen ihnen. Fermionen werden weiter in Quarks und Leptonen eingeteilt, diese wiederum in drei Generationen. In jeder Generation liegen zwei Quarks und zwei Leptonen vor, deren elektrische Ladung sich um jeweils eine Elementarladung unterscheidet. Darüber hinaus existiert zu jedem Teilchen auch ein Antiteilchen. Teilchen und Antiteilchen haben entgegengesetzte additive Quantenzahlen, wie z. B. elektrische Ladung oder „Farbe“, womit die Ladung der starken Wechselwirkung bezeichnet wird. Andere Größen wie Masse und Spin sind jedoch identisch. In Tabelle 2.1 sind die fundamentalen Fermionen des Standardmodells zusammengefasst. Zwischen diesen Fermionen wirken die fundamentalen Kräfte der elektromagnetischen, der schwachen und der starken Wechselwirkung. Darüber hinaus auch die Gravitation, die aber hier nicht weiter behandelt wird. Die drei erwähnten Kräfte werden von Austauscheteilchen übermit-

Fermionen:	Quarks			Leptonen		
	Typ	Masse	Ladung / e	Typ	Masse	Ladung / e
Generation 1	u	1,5–3,3 MeV	+2/3	ν_e	< 2 eV	0
	d	3,5–6 MeV	-1/3	e	511 keV	-1
Generation 2	c	1,27 GeV	+2/3	ν_μ	< 2 eV	0
	s	104 MeV	-1/3	μ	105,7 MeV	-1
Generation 3	t	171 GeV	+2/3	ν_τ	< 2 eV	0
	b	4,2 GeV	-1/3	τ	1776,8 MeV	-1

Tabelle 2.1: Die fundamentalen Fermionen: Quarks und Leptonen. Die Ladung ist in Vielfachen der Elementarladung angegeben. Die Daten sind aus [1].

telt, die an die Fermionen koppeln. Die elektromagnetische Kraft wird von Photonen übermittelt, die nur an elektrisch geladene Teilchen koppeln. Die schwache Kraft wird durch die geladenen W^\pm („geladener Strom“) und das neutrale Z^0 („neutraler Strom“) übermittelt. Im Standardmodell kann nur die schwache Kraft über den geladenen Strom die Quarksorte („Flavour“) ändern. Die starke Kraft wird von Gluonen übermittelt, die nur an Teilchen koppeln, die die Quantenzahl „Farbe“ tragen. Nur Quarks und Gluonen selbst tragen Farbe und unterliegen damit beide der starken Wechselwirkung. Diese Quantenzahl hat die Eigenschaft, dass sich drei verschiedene Farben sowie Farbe und Antifarbe zu weiß addieren. Quarks treten nie einzeln in Erscheinung, sondern nur in Verbindungen, die als Ganzes von außen gesehen keine Farbe tragen, also weiß sind. Das können drei Quarks unterschiedlicher Farbe sein oder ein Quark einer Farbe und ein Antiquark mit entsprechender Antifarbe. Farbneutrale Kombinationen dreier Quarks werden Baryonen genannt, farbneutrale Quark-Antiquark-Kombinationen Mesonen. Der Effekt, dass Quarks nur in farbneutralen Kombinationen beobachtet werden können, wird Confinement genannt.

2.2 Der CKM-Mechanismus

Aus der Tatsache, dass die schwache Kraft den Quark-Flavour ändern kann, ergibt sich, dass die Masseneigenzustände der Quarks keine Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung sind. Diese Eigenzustände sind Linearkombinationen der Masseneigen-

zustände (d,s,b) und werden mit gestrichenen Größen bezeichnet:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V_{\text{CKM}} \cdot \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

Die Matrix V_{CKM} , die zwischen den beiden Basen vermittelt, ist die komplexe, unitäre Cabbibo-Kobayashi-Maskawa Matrix [2].

Als komplexe 3×3 -Matrix enthält sie 18 reelle Parameter. Neun Parameter werden durch die Unitarität der Matrix festgelegt, fünf Parameter können durch geeignete Wahl der Quarkfelder absorbiert werden. Es bleiben vier physikalisch relevante Parameter: drei reelle Parameter und eine komplexe Phase. Diese Phase ist im Standardmodell für die später erläuterte CP-Verletzung verantwortlich. Die Matrix ist wie folgt definiert:

$$V_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

Die Übergangswahrscheinlichkeit von einem Quark des Flavours q_i in ein Quark des Flavours q_j ist proportional zum Betragsquadrat des entsprechenden Matrixelements V_{q_i, q_j} . Eine gebräuchliche Darstellung der Matrix ist die Wolfenstein-Parametrisierung. Dazu werden die Elemente der CKM-Matrix durch die Parameter λ , A , ρ und η ausgedrückt und eine Reihenentwicklung nach λ bis einschließlich zur dritten Ordnung durchgeführt [3]:

$$V_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + O(\lambda^4). \quad (2.2)$$

Die Größen $\lambda = 0,22$ und $A = 0,82$ wurden experimentell ermittelt [1]. Die Diagonalelemente sind die dominierenden Terme und beschreiben Übergänge von Quarks innerhalb derselben Generation, die deutlich häufiger auftreten.

Die geforderte Unitarität der Matrix kann in Form von Gleichungen der Art

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0. \quad (2.3)$$

dargestellt werden [1]. In der komplexen Ebene bilden diese Gleichungen Dreiecke.

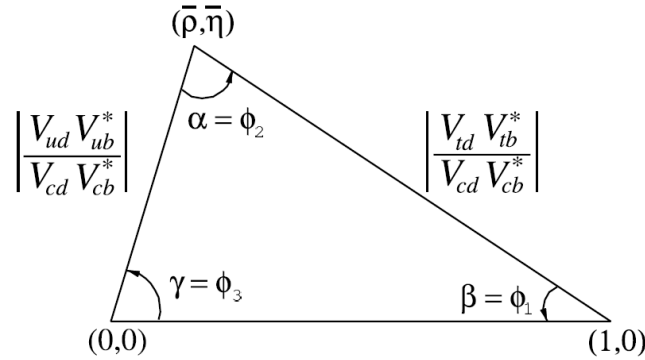


Abbildung 2.1: Ein Unitaritätsdreieck der CKM-Matrix in der komplexen Zahlenebene. Die Seitenlängen sind auf $V_{cd}V_{cb}^*$ normiert. (Das Bild stammt aus [1].)

Dazu wird Gleichung 2.3 durch den Wert $V_{cd}V_{cb}^*$ geteilt, so dass eine Seite des Dreiecks auf 1 normiert ist. Das resultierende Dreieck ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Die drei Winkel α , β und γ sind

$$\begin{aligned}\alpha &= \arg\left(-\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*}\right), \\ \beta &= \arg\left(-\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*}\right), \\ \gamma &= \arg\left(-\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}\right).\end{aligned}\quad (2.4)$$

Durch Messung dieser Winkel kann die Unitarität der CKM Matrix experimentell überprüft werden.

2.3 Oszillation neutraler B-Mesonen

Die neutralen B-Mesonen bestehen aus einem b-Quark und einem Quark q , das ein d- oder s-Quark sein kann. Das sind die Flavoureigenzustände $|B_q^0\rangle$ und $|\bar{B}_q^0\rangle$, zu denen es noch eine Basis von Masseneigenzuständen gibt. Diese Basis besteht aus einem leichten $|B_{q,L}^0\rangle$ und einen schweren Eigenzustand $|B_{q,H}^0\rangle$. Die Flavoureigenzustände sind zueinander Teilchen und Antiteilchen, haben also insbesondere dieselbe Masse und Lebensdauer. Sie lassen sich allerdings auch durch eine Linearkombination der Masseneigenzustände beschreiben:

$$|B_q^0\rangle = 1/\sqrt{2}(|B_{q,L}^0\rangle + |B_{q,H}^0\rangle), \quad |\bar{B}_q^0\rangle = 1/\sqrt{2}(|B_{q,L}^0\rangle - |B_{q,H}^0\rangle).$$

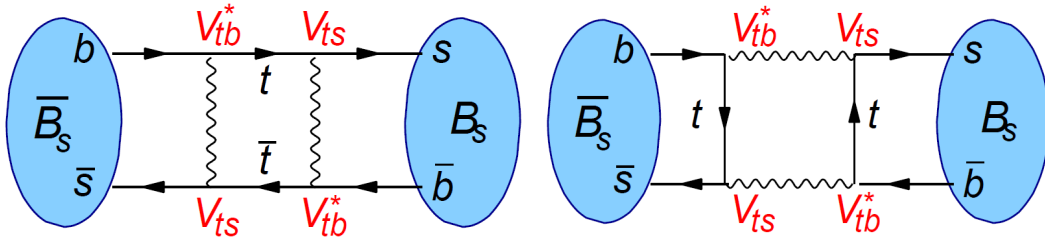


Abbildung 2.2: Die Beiträge höchster Ordnung zur Mischung im B_s^0 -System. Ähnliche Diagramme existieren zur Beschreibung der Mischung im B_d^0 -System. (Bild aus [4].)

Die Masseneigenzustände zerfallen schwach und haben unterschiedliche Lebensdauern, daher ändert sich die relative Zusammensetzung mit der Zeit. Für die Flavoureigenzustände bedeutet das eine Mischung, Teilchen und Antiteilchen können mit der Zeit ineinander übergehen. Die zugehörigen Feynman-Diagramme niedrigster Ordnung sind bereits Prozesse höherer Ordnung mit vier Vertices und in Abbildung 2.2 dargestellt.

2.4 CP-Verletzung

Die CP-Operation ist die kombinierte Anwendung der Operatoren für Ladungskonjugation C und Paritätskonjugation P. Der Operator C tauscht das Vorzeichen der Ladung des Systems, auf das er angewendet wird, der Operator P führt eine Punktspiegelung im Ursprung durch. Wird der CP-Operator auf die Wellenfunktion eines Teilchens angewendet, erhält man sein Antiteilchen, das sich in vielen Eigenschaften genau wie das Teilchen verhält. Unterscheiden sich Teilchen und Antiteilchen, spricht man von CP-Verletzung.

Dabei kann es sich um unterschiedliche Zerfallsraten für den Zerfall eines Mesons B in einen Endzustand f und für den Zerfall des Antiteilchens \bar{B} in den CP-konjugierten Endzustand \bar{f} handeln. Weitere Möglichkeiten sind bevorzugte Umwandlungen in den neutralen B-Systemen, also dass z. B. $B^0 \rightarrow \bar{B}^0$ wahrscheinlicher abläuft, als $\bar{B}^0 \rightarrow B^0$, oder die Interferenz zwischen beiden.

Als Beispiel wird der Zerfall $B_s^0 \rightarrow D_s^- K^+$ betrachtet, der bei LHCb unter anderem zur Messung des Winkels γ benutzt wird [5]. Um diese CP-Asymmetrien zu messen, werden die beiden jeweiligen Zerfälle wie folgt verglichen:

$$A_{\text{CP}}(B_s^0 \rightarrow D_s^- K^+) = \frac{N(B_s^0 \rightarrow D_s^- K^+) - \bar{N}(\bar{B}_s^0 \rightarrow D_s^+ K^-)}{N(B_s^0 \rightarrow D_s^- K^+) + \bar{N}(\bar{B}_s^0 \rightarrow D_s^+ K^-)}.$$

Asymmetrien wie diese sind nur wenige Prozent oder auch nur Promille groß und müssen daher mit entsprechender Genauigkeit gemessen werden.

Die CP-Verletzung ist durch die Quarkmischungsmatrix V_{CKM} explizit im Standardmodell enthalten. Theorien, die darüber hinausgehen, sogenannte „neue Physik“, enthalten zum Teil aber Beiträge, die die vom Standardmodell vorhergesagten Asymmetrien vergrößern und andere Parameter verändern.

Ein anderes Beispiel ist die Messung des vorgestellten Winkels γ , der im Gegensatz zu den anderen beiden Winkeln im Unitaritätsdreieck noch vergleichsweise schlecht gemessen ist. Nur wenn die drei Winkel tatsächlich ein Dreieck bilden, ist V_{CKM} unitär, wie es das Standardmodell vorhersagt. Eine Abweichung würde auch auf „neue Physik“ hinweisen.

Kapitel 3

Das LHCb-Experiment am CERN

Das LHCb-Experiment (Large-Hadron-Collider-beauty) ist eines von vier großen Experimenten am Large-Hadron-Collider (LHC). Der LHC ist ein Proton-Proton-Speicherring mit einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ am CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucleaire, Europäische Organisation für Kernforschung) in Genf.

LHCb untersucht anhand der bei den Proton-Proton-Kollisionen entstehenden B-Mesonen Effekte, die im Standardmodell der Teilchenphysik vorhergesagt werden, wie z. B. CP-verletzende Zerfälle der B-Mesonen. Man erhofft Abweichungen von den Vorhersagen des Standardmodells zu finden und so Einblicke in Phänomene, die über das Standardmodell hinausgehen, sogenannte „neue Physik“ zu finden. Dazu werden in Präzisionsmessungen verschiedene Parameter dieser B-Systeme bestimmt.

Die B-Mesonen werden überwiegend in Vor- oder Rückwärtsrichtung produziert, daher ist LHCb als Einarm-Vorwärtsspektrometer konzipiert und kann so etwa 25 % aller B-Ereignisse detektieren.

Der Large Hadron Collider

Der Proton-Proton-Speicherring LHC hat einen Umfang von 27 km und ist in Abbildung 3.1 schematisch dargestellt. Damit die Protonen in diesem Ring auf eine Strahlenergie von bis zu 7 TeV beschleunigt werden können, werden sie bereits mit einer Anfangsenergie von 450 GeV eingeschossen. Dafür gibt es eine Reihe von Vorbeschleunigern, die die Protonen auf die für den jeweils nächsten Beschleuniger nötige Energie bringen.

Die Protonen werden in Paketen aus bis zu 10^{11} Teilchen in zwei Strahlrohren

beschleunigt. Diese Strahlen werden an vier Interaktionspunkten fokussiert und die Protonen so mit einer Rate von 40 MHz zur Kollision gebracht. An diesen Kollisionen stehen die vier Detektoren ALICE, ATLAS, CMS und LHCb. Je nach Strahlfokussierung kann eine maximale instantane Luminosität bis zu $L = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ erreicht werden.

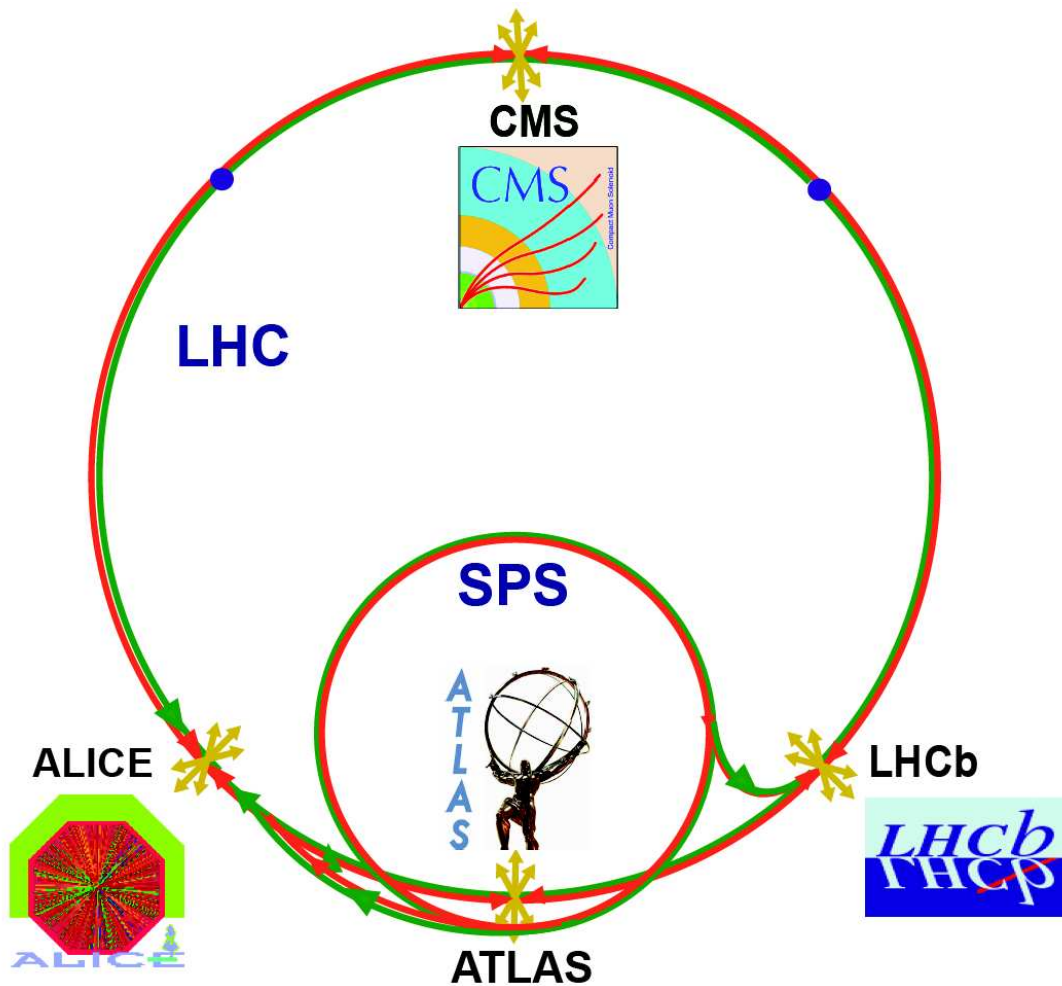


Abbildung 3.1: Der LHC mit dem letzten Vorbeschleuniger SPS (Super-Proton-Synchrotron) und den vier großen Experimenten. (Bild aus [6].)

Der LHCb-Detektor

In den Proton-Proton Kollisionen des LHC werden $b\bar{b}$ -Quarkpaare vor allem durch Gluon-Gluonfusionsprozesse mit sehr hohem Wirkungsquerschnitt erzeugt. Aufgrund der unterschiedlichen Protonimpulsanteile, die die fusionierenden Gluonen tragen, ist

das relativ leichte $b\bar{b}$ -System in der Regel entlang der Protonrichtung geboostet. $b\bar{b}$ -Quarks entstehen dabei am häufigsten durch eine asymmetrische Wechselwirkung zweier Partonen. Bei einer solchen asymmetrischen Kollision findet ein Boost in Richtung des Impulses des energiereicheren Partons statt. Das hat zur Folge, dass die Lebensdauer der B-Mesonen im Laborsystem zunimmt und die B-Mesonen überwiegend in Strahlrichtung fliegen.

LHCb ist als Einarm-Vorwärtsspektrometer ausgelegt, um diese B-Mesonen zu untersuchen. Am Kollisionspunkt bei LHCb wird der Strahl schwächer fokussiert als bei den anderen Experimenten, so dass nur eine Luminosität von $L = 2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ erreicht wird. Dadurch wird sichergestellt, dass im Mittel nur eine harte Proton-Proton-Kollision pro Strahlkreuzung auftritt.

Das LHCb Koordinatensystem ist ein rechtshändiges, kartesisches Koordinatensystem mit der z -Achse vom Kollisionspunkt aus, entlang der Strahlachse durch den Detektor. Die Detektorkomponenten sind so ausgerichtet, dass entlang der y -Achse (x -Achse) ein Winkelbereich von 10 mrad–250 mrad (300 mrad) abgedeckt wird. Der Spektromettermagnet lenkt in x -Richtung ab. Der Detektor ist in einer Seitenansicht in Abbildung 3.2 dargestellt, dort ist auch die LHCb-Akzeptanz in y -Richtung eingezeichnet.

Die Detektorkomponenten von LHCb lassen sich in die folgenden vier Kategorien einteilen:

1. Detektoren zur Spurrekonstruktion
2. Detektoren zur Teilchenidentifikation
3. Kalorimetersystem
4. Myonkammern

Diese Kategorien und die darin enthaltenen Detektorkomponenten werden in den folgenden Abschnitten erläutert. Die Informationen stammen im Wesentlichen aus den *Technical Design Reports*, die sowohl den gesamten Detektor [7] als auch die einzelnen Komponenten ausführlich beschreiben [8–13].

3.1 Spurrekonstruktion

Die elektrisch geladenen Teilchen, die bei den Proton-Proton-Kollisionen und anschließenden Zerfällen entstehen, werden vom Magneten entsprechend ihrer Ladung und

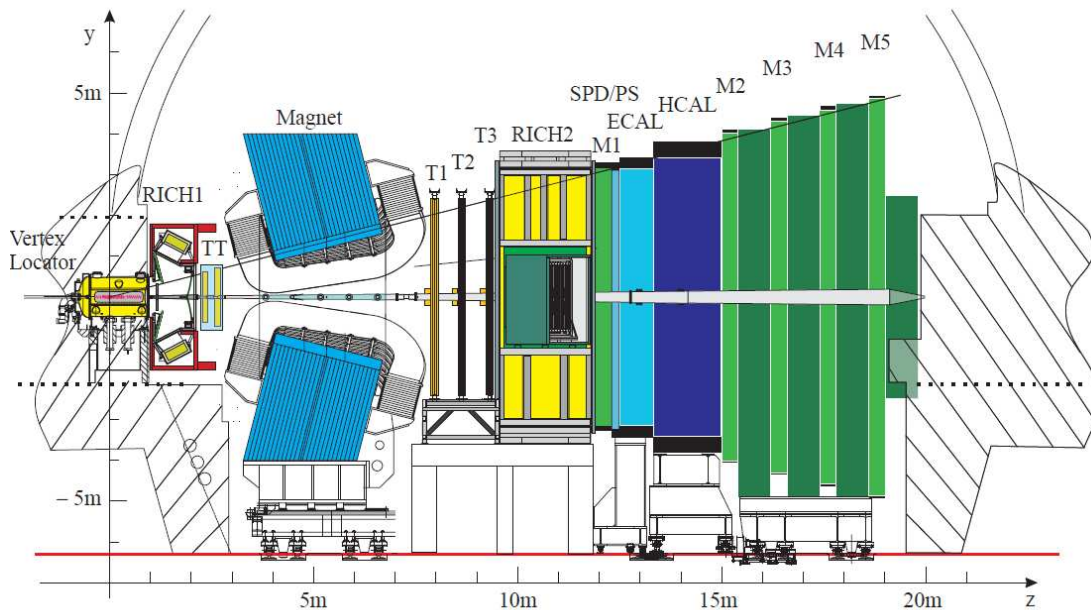


Abbildung 3.2: Der LHCb-Detektor in der Seitenansicht (y - z)-Ebene. Der Kollisionsspunkt liegt bei $(0\text{ m}, 0\text{ m})$, mitten im Vertexdetektor VeLo. Von dort aus nach rechts liegen vor dem Magneten noch der erste RICH Detektor und der Trigger Tracker (TT). Hinter dem Dipolmagneten liegen die drei Hauptspurkammern (T1–T3) und der zweite RICH Detektor, anschließend die erste Myonkammer (M1) und die Kalorimeter (SPD/PS, ECAL und HCAL). Den Abschluss bilden die übrigen vier Myonkammern (M2–M5). Die Gerade, die entlang der Oberkanten der Detektoren verläuft, verdeutlicht die Akzeptanz in y -Richtung. Bild aus [7].

ihres Impulses abgelenkt. Die integrierte Magnetfeldstärke des Dipolmagneten beträgt $\int B dl = 4,2\text{ Tm}$, die Hauptkomponente des Magnetfelds zeigt in y -Richtung. Daher werden geladene Teilchen nur in der $(x$ - z)-Ebene abgelenkt. Indem man die Krümmung der Flugbahn dieser Teilchen misst, kann der Impuls bestimmt werden. Da sich im Magnetfeld selbst keine Detektoren befinden, wird dieser Impuls ermittelt, indem man die Trajektorie vor dem Magneten, die durch Signale des Vertexdetektors und des Trigger Trackers bestimmt wird, mit der Spurmessung nach dem Magneten vergleicht. Dort messen die Hauptspurkammern die Trajektorien der Teilchen.

Vertexdetektor

Der Vertexdetektor (VeLo) [7, 8] ist ein Siliziumstreifen-Detektor, bestehend aus 21 Stationen, die um den Kollisionsspunkt angeordnet sind. In jeder dieser Stationen be-

findet sich ein Modul, das den radialen Abstand zur z -Achse (der Strahlachse) misst (r -Sensor), und ein Modul, das den Azimuthwinkel ϕ misst (ϕ -Sensor). Die r -Sensoren bestehen aus halbkreisförmig angeordneten, die ϕ -Sensoren aus radial angeordneten Siliziumstreifen.

Der VeLo kann einige Zentimeter auseinander gefahren werden, um die Sensoren während der Einschussphase des LHC zu schützen. Im regulären Betrieb werden die Sensoren bis auf 8 mm an den Protonenstrahl herangefahren. Durch den geringen Abstand zum Kollisionspunkt im geschlossenen Zustand, beträgt die Ortsauflösung bei der Bestimmung des jeweiligen Primärvertexes $10\ \mu\text{m}$ in $(x-y)$ -Richtung und $42\ \mu\text{m}$ entlang der Strahlrichtung. Der gesamte VeLo ist in einem Vakuumentank untergebracht, aber vom Ultrahochvakuum des Strahlrohres noch durch eine dünne Aluminiumfolie getrennt, die die Ausleseelektronik des Velo auch gegen hochfrequente Störsignale vom Strahl abschirmt. Diese Folie hat bei geschlossenem VeLo einen Abstand von 5 mm zur Strahlachse.

Trigger Tracker

Der Trigger Tracker [7] ist ein aus zwei Stationen bestehender Siliziumstreifen-Detektor. Jede dieser Stationen besteht aus zwei Lagen, wobei die sogenannte u -Lage um -5° und die v -Lage um $+5^\circ$ bezüglich der y -Achse im LHCb-Koordinatensystem gedreht ist. Die beiden u - und v -Lagen werden zusammenfassend als „Stereolagen“ bezeichnet. Die vorderste und die hinterste Lage liegen parallel zur y -Achse, so dass die Siliziumstreifen die x -Koordinate eines Treffers messen (x -Lagen). Durch diese Anordnung, insgesamt also $((x,u),(v,x))$, wird eine räumliche Auflösung des TT erreicht. Dieselbe Technik wird auch in den Hauptspurkammern benutzt.

Im TT können Spuren niederenergetischer Teilchen gemessen werden, die vom Magneten aus der Detektorakzeptanz gebogen werden. Zusätzlich hilft der TT dabei, Spuren zu bestimmen, die außer im TT auch Treffer im VeLo und den Hauptspurkammern oder einer dieser beiden Komponenten hinterließen.

Die Hauptspurkammern

Die Hauptspurkammern [9, 10], auch T-Stationen genannt, befinden sich hinter dem Magneten und bestehen aus drei Stationen (T1-T3) gleicher Größe. Jede dieser Stationen ist gleich aufgebaut.

Eine Station besteht aus vier Lagen, die wie im TT gegeneinander gedreht sind,

um eine Auflösung in allen drei Raumdimensionen zu erhalten. Die Lagen einer Station sind also wieder als (x, u, v, x) -Lagen ausgerichtet. Jede Station besteht aus zwei verschiedenen Detektoren: Der größte Teil der insgesamt etwa $6\text{ m} \times 5\text{ m}$ wird vom Outer Tracker (OT) belegt, der innere Teil (2% der Fläche) vom Inner Tracker (IT). Der IT ist ein Siliziumstreifen-Detektor, ähnlich dem TT. Durch die vom IT belegten 2% der Fläche gehen 20% aller erwarteten Spuren. Der IT erreicht eine Auflösung von etwa $50\text{ }\mu\text{m}$. Der um den IT gebaute OT ist ein Driftröhrchen-Gasdetektor. Die Driftröhrchen (Durchmesser: 5 mm) sind mit einem Ar-CO₂-O₂-Gemisch im Verhältnis 70/28,5/1,5 gefüllt und enthalten einen goldbedampften Wolframdraht als Anode. Der OT erreicht eine räumliche Auflösung in x -Richtung besser als $200\text{ }\mu\text{m}$.

3.2 Teilchenidentifikation

Viele Teilchen, die bei Proton-Proton-Kollisionen entstehen, sind extrem kurzlebig ($\tau < O(10^{-10}\text{ s})$) und zerfallen noch im VeLo. Teilchen, die lange genug leben, um den ganzen Detektor durchfliegen zu können, sind für fast alle Belange der Ereignisrekonstruktion „stabil“. Eine Herausforderung ist nun, diese stabilen Teilchen zu identifizieren.

Die Identifikation beruht auf Auswertung der Daten des Kalorimetersystems, der Myonkammern und der RICH-Detektoren, die in diesem Abschnitt erläutert werden. Als quasi-stabile Hadronen treten sehr häufig Kaonen und Pionen auf, die nur in den RICH-Detektoren unterschieden werden können. Um z. B. einen hadronischen Zerfall von topologisch gleich ablaufenden Zerfällen desselben Teilchens unterscheiden zu können, muss eine Identifikation der Hadronen im Endzustand stattfinden. Als Beispiel dient der Zerfall $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Ohne Teilchenidentifikation sind die Zerfälle in K^+K^- , $K^+\pi^-$ und π^+K^- von dem untersuchten Zerfallskanal nicht zu unterscheiden, da sie dieselbe Zerfallstopologie aufweisen.

Da LHCb seltene Zerfälle, z. B. CP-verletzende Zerfälle, untersuchen soll, ist eine gute Teilchenidentifikation für die Durchführung des Physikprogramms notwendig.

Die RICH-Detektoren

RICH-Detektoren [11] (Ring-Imaging-Cherenkov-Detektor) sind Detektoren, die unter Ausnutzung des Cherenkov-Effekts Teilchen identifizieren können. Der Cherenkov-Effekt beschreibt die Lichtemission von Teilchen, die sich mit der Geschwindigkeit v

durch ein Medium mit Brechungsindex n bewegen, wenn v größer ist als die Phasengeschwindigkeit des Lichts in diesem Medium $c' = c_{\text{vak}}/n$. In diesem Fall wird die Cherenkovstrahlung in Flugrichtung des Teilchens in Form eines Kegels emittiert. Dessen Öffnungswinkel θ_C hängt vom durchquerten Material und der Geschwindigkeit des Teilchens ab:

$$\cos(\theta_C) = \frac{c'}{v} = \frac{1}{\beta n}.$$

Durch Messung von θ_C kann also die Geschwindigkeit $\beta = \frac{v}{c}$ des Teilchens festgestellt werden. Mit dieser Größe und der Impulsmessung aus der Spurrekonstruktion wird dann eine Massenhypothese für das Teilchen aufgestellt, die zusammen mit den Informationen der anderen Komponenten der Teilchenidentifikation dazu benutzt wird, eine Teilchenhypothese aufzustellen. Darauf wird näher in Abschnitt 5.2 eingegangen.

LHCb hat zwei verschiedene RICH-Detektoren, einen vor dem Magneten, RICH 1, den anderen dahinter, vor den Kalorimetern, RICH 2. Die beiden Detektoren sind für verschiedene Impulsbereiche ausgelegt. Das Material, in dem die Teilchen Cherenkovstrahlung abgeben, wird Radiator genannt. Durch die Abhängigkeit des Öffnungswinkels von der Geschwindigkeit β des Teilchens und dem Brechungsindex des Radiators, funktionieren Radiatoren nicht in jedem Impulsbereich; Teilchen geben erst ab einer Schwelle $\beta_{\text{min}} = 1/n$ Cherenkovstrahlung ab. Um den gesamten Impulsbereich der erwarteten Ereignisse abzudecken, werden drei verschiedene Radiatoren benutzt.

In RICH 1 kommen ein Silicat-Aerogel-Radiator und ein Gasradiator aus C_4F_{10} zum Einsatz, die untere bzw. mittlere Impulsbereiche von bis zu 50 GeV abdecken. Dazu gehören auch Teilchen, die durch den Magneten aus dem Detektor herausgebogen werden. Im RICH 2 liegt CF_4 als einziger Radiator vor und deckt den Bereich hoher Impulse von 50 GeV bis über 100 GeV ab.

3.3 Das Kalorimetersystem

Die Kalorimeter [12] messen räumlich aufgelöst Energiedepositionen. Diese stehen der Teilchenidentifikation sowie dem Triggersystem von LHCb zur Verfügung und dienen der Bestimmung der Gesamtenergie eines Teilchens. Durch die Kombination der Informationen von verschiedenen Komponenten des Kalorimetersystems ist es möglich, elektrisch geladene von neutralen Teilchen zu unterscheiden und Elektronen, Photonen und Hadronen zu trennen.

Das Kalorimetersystem besteht aus drei Einheiten: Die erste Einheit wird von den

beiden Detektoren SPD (Scintillating Pad Detector) und PS-Detektor (Pre-Shower) gebildet, die durch eine Bleiwand als Absorber getrennt sind. Dahinter befindet sich das elektromagnetische Kalorimeter (ECal), gefolgt vom hadronischen Kalorimeter (HCal).

In die Kalorimeter einfallende Teilchen wechselwirken mit dem Detektormaterial und bilden dabei sogenannte Teilchenschauer (oder einfach Schauer), in denen lawinenartig Sekundärteilchen entstehen. Die Art der vorherrschenden Wechselwirkung (entweder elektromagnetisch oder hadronisch) definiert die Art des Schauers. Bei der Ausbildung dieser Schauer geben die einfallenden Teilchen und Sekundärteilchen nach und nach ihre gesamte Energie ab und werden idealerweise vollkommen im Kalorimeter gestoppt. In die sich anschließenden Myonkammern gelangen im Wesentlichen Myonen, die als minimal ionisierende Teilchen kaum Energie in den Kalorimetern deponieren.

SPD und PS

Beide Detektoren bestehen aus 15 mm starken Szintillatorplatten, in denen geladene Teilchen ein Signal hinterlassen. So können mithilfe des SPD geladene von neutralen einfallenden Teilchen unterschieden werden. In dem 12 mm starken Blei-Absorber zwischen den beiden Subdetektoren bilden sich erste elektromagnetische Schauer aus, aber noch keine hadronischen. Die Signatur geladener Teilchen ist ein Signal sowohl in SPD als auch in PS, während neutrale Teilchen erst in Absorbermaterial Schauer ausbilden, in denen allerdings auch geladene Teilchen vorliegen. Die Signatur eines Photons wäre dementsprechend kein Signal in SPD, wohl aber ein Signal im PS.

ECal

An den PS-Detektor schließt sich das elektromagnetische Kalorimeter an. Das ECal ist ein sogenanntes Sampling-Kalorimeter. So werden Kalorimeter bezeichnet, bei denen sich passive Schichten hoher Dichte, in denen die Teilchen durch Schauerbildung Energie verlieren, mit aktiven Schichten abwechseln, in denen geladene Teilchen aus diesen Schauern nachgewiesen werden. Die Anzahl der Photonen, die durch den Schauer in den Szintillatoren erzeugt werden, ist proportional zur deponierten Energie.

Das ECal besteht abwechselnd aus 2 mm starken Bleischichten und 4 mm starken Szintillatoren. So dimensioniert bietet das ECal 25 elektromagnetische Strahlungslängen X_0 bei nur 1,1 hadronischen Wechselwirkungslängen λ . Elektromagnetische Schauer

dominieren im ECal also bei Weitem, hadronische können aber schon im ECal beginnen. Ein elektromagnetischer Schauer bildet sich aus Bremsstrahlungsphotonen und Elektron-Positron-Paaren, die bei der Wechselwirkung der einfallenden Elektronen bzw. Photonen und den im Schauer entstehenden Sekundärteilchen mit dem Absorbermaterial entstehen. Die Energieauflösung des ECal beträgt

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 1,5\% ,$$

wobei die Energie E in GeV anzugeben ist. \oplus bezeichnet eine quadratische Addition.

HCal

Auch das hadronische Kalorimeter ist nach dem Sampling-Prinzip aufgebaut. Hier wechseln sich 16 mm starke Eisenplatten mit 4 mm starken Szintillatoren ab und bilden über das gesamte HCal insgesamt $5,6 \lambda$. Die Szintillatoren messen die Teilchen der hadronischen Schauer, die sich ausgehend von Hadronen als Primärteilchen in den Absorberplatten ausbilden. Die Energieauflösung des HCal beträgt

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{80\%}{\sqrt{E}} \oplus 10\% .$$

3.4 Die Myonkammern

Wie oben bereits erwähnt, können Myonen alle Stationen, inklusive der Kalorimeter, mit minimalem Energieverlust passieren und in die Myonkammern gelangen. Die fünf Myonkammern (M1 bis M5) [13] bestehen aus Anordnungen von Vieldraht-Proportional-Kammern (MWPC, Multi-Wire Proportional Chambers) und Kammern mit Gaselektronenvervielfachern (GEM, Gas Electron Multipliers) in den Regionen nahe des Strahlrohres mit hohen Teilchendichten.

Die Station M1 ist noch vor den Kalorimetern platziert, um die Myon-Impulsbestimmung für den Trigger zu verbessern. Die Stationen M2–M5 befinden sich direkt hinter den Kalorimetern und sind jeweils durch eine 80 cm starke Absorberschicht aus Eisenplatten („Myonfilter“) voneinander getrennt. Hierdurch sollen einerseits Hadronen, die aus dem Kalorimeter kommen, gestoppt werden, andererseits vom Protonenstrahl mitgebrachte Teilchen, die von der Rückseite des Detektors in die Myonkammern gelangen könnten, abgefangen werden. Dazu befindet sich hinter M5 noch ein

weiterer Absorberblock.

Ein Myon, das die gesamten Myonkammern durchqueren soll, braucht mindestens einen Impuls von 6 GeV.

3.5 Das Triggersystem

Zum Abschluss dieses Kapitels wird das LHCb Triggersystem [14] vorgestellt. Dem Trigger obliegt die Aufgabe zu entscheiden, welche Ereignisse als potentiell interessant herausgeschrieben und permanent gespeichert werden sollen und welche nicht. Da sich, entsprechend einer Rate von 40 MHz, alle 25 ns zwei Protonenpakete kreuzen, muss diese Wahl sehr schnell getroffen werden.

Durch Vergleich der bei LHC erwarteten Wirkungsquerschnitte für inelastische Proton-Proton-Kollisionen mit denen der dabei entstehenden, für LHCb interessanten Ereignisse sieht man, dass auf jedes Ereignis, in dem b-Quarks produziert wurden, 150 nicht-B-Ereignisse auftreten:

$$\frac{\sigma_{b\bar{b}}}{\sigma_{\text{inel.}}} = \frac{500 \mu\text{b}}{75 \text{mb}}.$$

Die eingesetzten Werte werden bei LHCb für konservative Abschätzungen benutzt, siehe z. B. [4, 15]. Da bei LHCb oft sehr seltene Zerfälle untersucht werden, kann das Verhältnis von Signal- zu Untergrundereignissen auch, je nach untersuchtem Zerfall, auf über $1 : 1 \times 10^6$ anwachsen (siehe auch Kapitel 5.1).

Als Beispiel kann der „goldene Kanal“ $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ betrachtet werden: Nur jedes zehnte b-Quark hadronisiert zu einem B_s^0 -Meson, das Verzweungsverhältnis für den Zerfall des B_s^0 ist

$$\text{BR}(B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi) = (9,3 \pm 3,3) \times 10^{-4}.$$

Wird noch das Verzweungsverhältnis für den Zerfall des J/ψ in zwei Myonen berücksichtigt, der bei LHCb zur Analyse verwendet wird ($\text{BR}(J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-) = (5,93 \pm 0,06) \%$), verschlechtert sich das Verhältnis inelastischer Proton-Proton-Kollisionen („minimum bias“) zu den Signalereignissen hier zu

$$\frac{\sigma_{b\bar{b}} \cdot 0,1 \cdot \text{BR}(B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi) \cdot \text{BR}(J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-)}{\sigma_{\text{inel.}}} = 3,68 \times 10^{-7}.$$

Die Aufgabe des Triggers ist es deshalb, möglichst schnell zu entscheiden, ob ein

Ereignis interessant ist oder dem massiven Untergrund angehört. Deshalb ist der Trigger zweistufig aufgebaut. Eine schematische Übersicht über die Abläufe im Trigger, zusammen mit den jeweiligen Ereignisraten, die weitergegeben werden, zeigt Abbildung 3.3.

Die erste Triggerstufe ist der L0-Trigger, ein in Elektronik implementierter Trigger, der das jeweilige Ereignis auf rudimentäre Signaturen prüft, wie z. B. Energiedeposition in den Kalorimetern. Die darauf folgende, in Software implementierte Triggerstufe HLT (High-Level Trigger) ist noch einmal in HLT1 und HLT2 unterteilt.

Bei einer positiven L0 Entscheidung wird der gesamte Detektor ausgelesen und alle Informationen stehen dem HLT zur Verfügung. Dies geschieht mit der L0 Triggertrate von 1 MHz. HLT1 validiert mit den ausgelesenen Daten die positiven Triggerentscheidungen des L0. Dazu werden, abhängig davon, welche Art Ereignis L0 gefunden hat, ein oder mehrere Triggeralgorithmen durchlaufen, in denen das Ereignis ausgehend von L0 Informationen mit zusätzlichen Daten teilweise rekonstruiert wird. Ist auch die HLT1 Entscheidung in einem oder mehrerer dieser Kanäle positiv, wird HLT2 aufgerufen. Dies geschieht mit einer Rate von 30 kHz.

HLT2 rekonstruiert das gesamte Ereignis, unabhängig von den HLT1-Kanälen, die das Ereignis akzeptiert haben. Die einzelnen HLT2-Algorithmen sind einfache Ereignisselektionen, ähnlich denen, die auch in der Datenanalyse zur Anwendung kommen sollen. Bei ihrer Implementierung steht aber die Geschwindigkeit im Vordergrund, da nur wenige Millisekunden pro Ereignis für die Triggerentscheidung zur Verfügung stehen.

Ein Ereignis wird getriggert, wenn mindestens einer der HLT2 Algorithmen ein Ereignis als Signal akzeptiert.

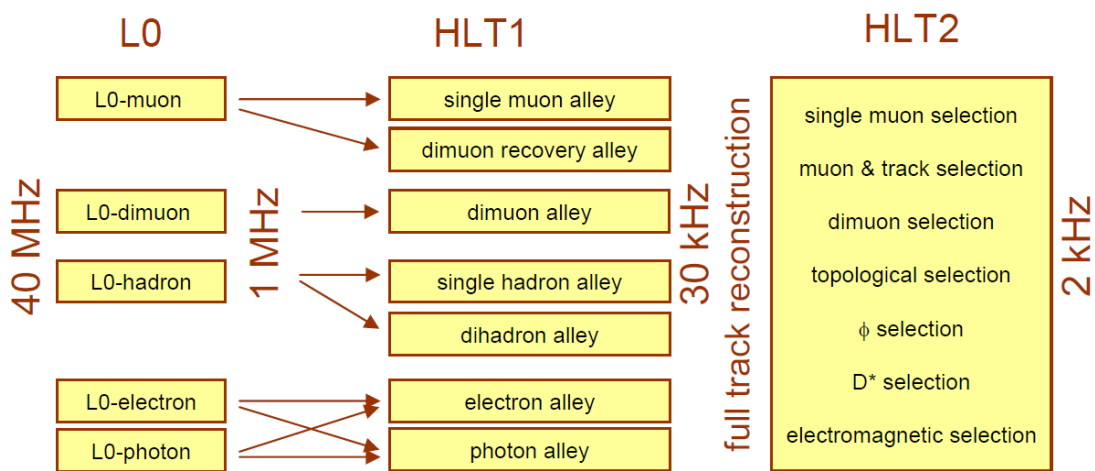


Abbildung 3.3: Ein Überblick über die Funktionsweise des Triggersystems. L0 sucht einfache Signaturen, die entsprechend von HLT1 bestätigt werden müssen. Zusammen reduzieren sie die Datenrate von möglichen 40 MHz auf 30 kHz. Wird eine L0-Entscheidung vom HLT1 bestätigt, so wird das Ereignis von HLT2 vollständig rekonstruiert. Die Ausgaberate von HLT2 von 2 kHz ist die finale Ausgaberate von LHCb. (Bild aus [4].)

Kapitel 4

Methode zur Bestimmung experimenteller Asymmetrien

Mit LHCb sollen unter anderem CP-Asymmetrien gemessen werden. Diese Asymmetrien sind in der Regel klein. Ein Beispiel ist die Asymmetrie $A_{\text{CP}}(\text{B}_s^0 \rightarrow \text{D}_s^- \text{K}^+)$ zwischen den beiden Zerfällen $\text{B}_s^0 \rightarrow \text{D}_s^- \text{K}^+$ und $\bar{\text{B}}_s^0 \rightarrow \text{D}_s^+ \text{K}^-$, die dazu dienen eine der CKM-Phasen zu bestimmen, den Winkel γ . Die Asymmetrie wird aus der Differenz der Anzahl der beiden Zerfälle, normiert auf deren Summe, gebildet:

$$A_{\text{CP}}(\text{B}_s^0 \rightarrow \text{D}_s^- \text{K}^+) = \frac{N(\text{B}_s^0 \rightarrow \text{D}_s^- \text{K}^+) - \bar{N}(\bar{\text{B}}_s^0 \rightarrow \text{D}_s^+ \text{K}^-)}{N(\text{B}_s^0 \rightarrow \text{D}_s^- \text{K}^+) + \bar{N}(\bar{\text{B}}_s^0 \rightarrow \text{D}_s^+ \text{K}^-)}.$$

Diese Asymmetrie kann auch wie folgt parametrisiert werden:

$$\bar{N} = N \cdot (1 + \delta_{\text{CP}}).$$

Der Asymmetrieparameter δ_{CP} beschreibt dabei den durch die CP-Verletzung hervorgerufenen Unterschied der gemessenen Zerfälle N und \bar{N} . Dabei kann δ_{CP} positiv oder negativ sein.

Gemessen werden allerdings nur rekonstruierte Ereignisse N_{reko} und \bar{N}_{reko} , deren beobachtete Raten durch systematische, experimentelle Effekte (δ_{exp}) beeinflusst werden:

$$\bar{N}_{\text{reko}} = N_{\text{reko}} \cdot (1 + \delta_{\text{CP}} + \delta_{\text{exp}}).$$

Sind diese experimentellen Effekte bekannt, können die beobachteten Effekte darauf korrigiert werden. Die Parameter δ_{exp} werden im Folgenden als „experimentelle Asym-

metrien“ bezeichnet und in diesem Kapitel vorgestellt. Dazu werden zunächst experimentelle Asymmetrien beschrieben, die bei LHCb auftreten können (Abschnitt 4.1). In den darauf folgenden Abschnitten wird eine Methode vorgeschlagen, wie diese experimentellen Asymmetrien aus den Messdaten bestimmt werden können (4.2 und 4.3).

4.1 Systematische Effekte bei Zählratenbestimmungen

Die als experimentelle Asymmetrien bezeichneten systematischen Effekte können in zwei Gruppen eingeteilt werden. Die eine Gruppe bezieht sich auf die Detektion von Teilchen und beruht darauf, dass im Detektor Teilchen und Antiteilchen aus verschiedenen Gründen mit unterschiedlicher Effizienz nachgewiesen werden. Die andere Gruppe bezieht sich auf die Produktion von Teilchen und Antiteilchen bei Proton-Proton-Kollisionen.

Die experimentellen Asymmetrien werden so definiert, dass sie folgende Eigenschaften erfüllen:

- Eine Asymmetrie δ beschreibt die Abweichung des Verhältnisses der rekonstruierten Antiteilchen $\overline{N}_{\text{reko}}$ und Teilchen N_{reko} von 1:

$$\frac{\overline{N}_{\text{reko}}}{N_{\text{reko}}} = (1 + \delta)$$

- Konvention in dieser Arbeit ist, dass bei Teilchen im Endzustand $(1 + \delta)$ steht, bei Antiteilchen $(1 - \delta)$.
- Die einzelnen Asymmetrien sind klein gegen 1 und unabhängig voneinander. Das bedeutet, dass Asymmetrien δ_i und δ_j aufgrund mehrere Effekte wie folgt kombiniert und zusammengefasst werden können:

$$\overline{N}_{\text{reko}} = N_{\text{reko}} (1 + \delta_i) (1 + \delta_j) \approx N_{\text{reko}} (1 + \delta_i + \delta_j). \quad (4.1)$$

4.1.1 Detektionsasymmetrie

Asymmetrien, die durch den Nachweis der Teilchen im Endzustand der untersuchten Zerfallskanäle entstehen, werden unter dem Begriff *Detektionsasymmetrie* zusammengefasst. Diese hängt von der Ladung der Teilchen ab, daher erhält sie das Symbol

δ_C . Darüber hinaus ist die Asymmetrie für jede Teilchensorte gesondert zu betrachten. In dieser Arbeit werden die Detektionsasymmetrien für geladene Kaonen (δ_C^K) und Pionen (δ_C^π) behandelt¹.

Die Detektionsasymmetrien können ihre Ursache darin haben, dass der Detektor selbst nicht räumlich symmetrisch ist. Da geladene Teilchen und Antiteilchen entgegengesetzte Ladung tragen, werden sie vom Spektrometernmagneten auch entgegengesetzt abgelenkt. Deshalb werden in der einen Hälfte überwiegend negativ geladene und in der anderen Hälfte überwiegend positiv geladene Teilchen nachgewiesen. Detektionsasymmetrien können dann folgende Ursachen haben:

- Ist auf einer der beiden Seiten die Nachweiseffizienz des Detektors größer als auf der anderen Seite, werden entsprechend mehr Teilchen einer Ladung nachgewiesen als Teilchen entgegengesetzter Ladung.
- Wenn auf der einen Seite das Materialbudget höher ist als auf der anderen und dadurch z. B. positiv geladene Teilchen mehr totes Material durchqueren müssen als negativ geladene Teilchen, die in die andere Richtung gebogen werden.
- Dazu kommt unter Umständen, dass Teilchen und Antiteilchen unterschiedliche Wirkungsquerschnitte für Wechselwirkungen mit dem Material des Detektors haben, wie es bei geladenen Kaonen und Pionen der Fall ist.² Durch unterschiedlich starke Wechselwirkungen der Teilchen mit dem Detektormaterial wird die Anzahl der gemessenen Teilchen verändert.

Solche Effekte führen zu Asymmetrien bei der Zahl gemessener Teilchen- und Antiteilchenzerfälle, die unabhängig von einer möglichen CP-Asymmetrie im beobachteten Zerfallskanal sind.

Im Folgendem wird der Einfluss von δ_C auf die Zählraten anhand zweier Beispiele betrachtet. Zwei Zerfälle, die auf die Kaon- und Pion-Detektionsasymmetrien sensitiv sind, sind die Zerfallskanäle $D^\pm \rightarrow \phi(K^+K^-)\pi^\pm$ und $D^\pm \rightarrow K^\mp\pi^\pm\pi^\pm$.

Da im Endzustand des Zerfalls $D^\pm \rightarrow \phi(K^+K^-)\pi^\pm$ immer sowohl ein positiv geladener Kaon, als auch ein negativ geladener Kaon auftritt, erzeugt eine mögliche Kaon-Detektionsasymmetrie keine Asymmetrie für die beobachteten D-Zerfälle. Das Pion allerdings ist im Zerfall des D^+ ein π^+ , im Zerfall des D^- ein π^- und der Zerfall ist daher

¹Grundsätzlich kann für jedes geladene Teilchen, das im Endzustand auftritt, eine Detektionsasymmetrie bestimmt werden. In [16] werden Asymmetrien bezüglich Leptonen behandelt.

²Bei einer inelastischen Kaon-Proton-Reaktion ist für K^- die Bildung eines Λ_s -Hyperons möglich, was den Wirkungsquerschnitt gegenüber dem des K^+ erhöht.

anfällig für eine asymmetrische Detektion von π^+ und π^- . Die Anzahl rekonstruierter Zerfälle von D^- und D^+ verhält sich zueinander wie folgt:

$$\overline{N}_{\text{reko}}(D^- \rightarrow \phi\pi^-) = N_{\text{reko}}(D^+ \rightarrow \phi\pi^+) \cdot (1 + \delta_C^\pi).$$

Ein komplexeres Beispiel, das auf beide Asymmetrien sensitiv ist, ist der Zerfall $D^\pm \rightarrow K^\mp \pi^\pm \pi^\pm$. Hier sind alle drei Teilchen im Endzustand charakteristisch für den Zerfall des jeweiligen Mutterteilchens D^+ oder D^- . Es gilt also, unter Vernachlässigung von Termen höherer Ordnung (Gleichung 4.1):

$$\begin{aligned} \overline{N}_{\text{reko}}(D^- \rightarrow K^+ \pi^- \pi^-) &= N_{\text{reko}}(D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+) \cdot (1 - \delta_C^K) \cdot (1 + \delta_C^\pi)^2 \\ &\approx N_{\text{reko}}(D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+) \cdot (1 - \delta_C^K + 2\delta_C^\pi) \end{aligned}$$

4.1.2 Produktionsasymmetrie

Bei den im LHC erzeugten Proton-Proton-Kollisionen entstehen unter anderem $b\bar{b}$ -Paare, die zu B-Hadronen hadronisieren. Es entstehen immer gleich viele b-, wie \bar{b} -Quarks. Im Verlauf der Hadronisierung kann es aber zu Wechselwirkungen zwischen den Quarks und den Protonresten kommen, so dass einige Mesonen wahrscheinlicher erzeugt werden als deren CP-konjugierte Gegenstücke (siehe z. B. [16]).

Asymmetrien, die bei der Produktion der Primärteilchen, also der B-Mesonen, die anschließend unter anderem in die in dieser Arbeit untersuchten D-Mesonen zerfallen, auftreten, werden unter dem Begriff *Produktionsasymmetrien* zusammengefasst und erhalten das Symbol δ_P . Wie die oben beschriebenen Detektionsasymmetrien ist auch die Produktionsasymmetrie jeweils für verschiedene Primärteilchen getrennt zu betrachten. Folgende Produktionsasymmetrien werden in dieser Arbeit betrachtet:

- δ_P^+ für B^+ und B^- ,
- δ_P^0 für B^0 und \bar{B}^0 ,
- δ_P^{0s} für B_s^0 und \bar{B}_s^0 .

Das B-Meson mit einem Charm-Quark (B_c^+) kommt so selten vor, dass sie in dieser Arbeit nicht betrachtet werden (weniger als 0,1 % aller b-Quarks hadronisieren zu

einem B_c^+ , siehe z. B. [1]). Die Asymmetrien sind definiert als:

$$\overline{N}_{\text{prod}}(\overline{B}) = N_{\text{prod}}(B)(1 + \delta_P),$$

wobei B , bzw. \overline{B} für die oben genannten B-Mesonen steht.

Neutrale B-Mesonen. Die beiden neutralen B-Mesonen B^0 und B_s^0 mischen mit ihren jeweiligen Antiteilchen (siehe Kapitel 2). Das bedeutet, dass ein entstandenes B^0 sich in ein \overline{B}^0 umwandeln kann und als solches dann zerfällt oder sich erst wieder in ein B^0 umwandelt. Die B^0 -Lebensdauer τ_{B^0} und Oszillationsfrequenz $\Delta m_{B^0}/2\pi$ dieser Mischung sind von der gleichen Größenordnung, während sich die Lebensdauer $\tau_{B_s^0}$ des B_s^0 und dessen Oszillationsfrequenz $\Delta m_{B_s^0}/2\pi$ deutlich unterscheiden:

$$\begin{aligned} \tau_{B^0} &= 1,53 \text{ ps}, & \Delta m_{B^0} &= 0,51 \text{ ps}^{-1} \\ \tau_{B_s^0} &= 1,43 \text{ ps}, & \Delta m_{B_s^0} &= 17,77 \text{ ps}^{-1} \end{aligned}$$

Das hat zur Folge, dass jedes B_s^0 oder \overline{B}_s^0 mit quasi der gleichen Wahrscheinlichkeit als B_s^0 oder \overline{B}_s^0 zerfallen kann, unabhängig von seinem Produktionsflavour. Die schnelle Mischung des B_s^0 führt dazu, dass eine eventuell existierende Produktionsasymmetrie nicht beobachtbar ist. Beobachtbar sind deshalb nur die beiden Produktionsasymmetrien δ_P^+ und δ_P^0 .

4.2 Vorstellung der Messmethode

In den vorhergehenden Abschnitten wurden vier experimentelle Asymmetrien eingeführt, die zu systematischen Effekten bei der Messung von CP-Asymmetrien führen. Wenn diese experimentellen Asymmetrien ihrerseits gemessen werden, können diese systematischen Effekte korrigiert werden. In diesem Abschnitt wird eine Methode vorgestellt, wie die vier Asymmetrien δ_C^K , δ_C^π , δ_P^+ und δ_P^0 gleichzeitig aus Daten gemessen werden können.

Da vier Größen bestimmt werden sollen, werden dafür auch mindestens vier Observablen benötigt. Als Observablen werden vier zu messende Asymmetrien \mathcal{A}_j gewählt,

die als Funktionen der experimentellen Asymmetrien geschrieben werden können:

$$\mathcal{A}_j = \mathcal{A}_j(\delta_C^K, \delta_C^\pi, \delta_P^+, \delta_P^0),$$

$$j = 1, \dots, 4.$$

Wenn die experimentellen Asymmetrien nur linear eingehen und linear unabhängig sind, kann aus vier zu messenden Asymmetrien ein lineares Gleichungssystem (LGS) zusammengesetzt werden, aus dem die experimentellen Asymmetrien gewonnen werden können.

Diese zu messenden Asymmetrien müssen für Zerfallskanäle gebildet werden, die keine oder nur geringe CP-Asymmetrien aufzeigen, um systematische Fehler bei der Bestimmung der experimentellen Asymmetrien klein zu halten. Um weitere systematische Fehler zu minimieren, werden Zerfallskanäle gesucht, die sich ähnlich sind, damit sie durch möglichst ähnliche Algorithmen untersucht werden können. Dabei muss aber darauf geachtet werden, dass das LGS lösbar bleibt und die einzelnen Asymmetrien als Funktionen der experimentellen Asymmetrien nicht linear abhängig werden.

Außerdem müssen die beobachteten Zerfallskanäle auf die experimentellen Asymmetrien sensitiv sein. Deshalb werden rein hadronische Zerfälle mit Kaonen und Pionen in den Endzuständen untersucht. Um sensitiv auf die B-Produktionsasymmetrien zu sein, muss der rekonstruierte Zerfall aus einem B-Ereignis stammen, d.h. mindestens am Anfang der Zerfallskette muss ein B-Meson stehen.

4.2.1 Auswahl der untersuchten Zerfallskanäle

Zunächst sollen B-Zerfälle gefunden werden, die nur eine vernachlässigbare CP-Asymmetrie aufweisen.

Nach dem CPT-Theorem gilt, dass die Lebensdauern von Teilchen und Antiteilchen identisch sind und somit auch die totalen Zerfallsbreiten Γ_{tot} . Unter diesen Voraussetzungen kann man daher bei der inklusiven Messung von B-Mesonen keine CP-Asymmetrie erhalten. Einzelne Kanäle mögen unterschiedliche Zerfallsraten haben, die Summen sind identisch. Am Beispiel von B^+ und B^- :

$$\Gamma_{\text{tot}}(B^+) = \sum_i \Gamma_i(B^+) = \sum_i \Gamma_i(B^-) = \Gamma_{\text{tot}}(B^-),$$

wobei erlaubt ist, dass

$$\Gamma_i(B^+) \neq \Gamma_i(B^-).$$

Eine Messung von $\Gamma_{\text{tot}}(B^+)$ und $\Gamma_{\text{tot}}(B^-)$ wäre also gut geeignet, um die Produktionsasymmetrie für diese B-Mesonen zu bestimmen.

Zur Bestimmung der totalen Zerfallsbreite müssen jedoch die Zerfälle von B^+ und B^- inklusiv gemessen werden, das heißt, ohne Einschränkungen für die Art der Zerfälle. Alle möglichen Zerfallskanäle müssten rekonstruiert werden. So eine inklusive Rekonstruktion von B-Mesonen ist bei LHCb aber nicht effizient möglich.

Im Folgenden wird angenommen, dass CP-Asymmetrien vernachlässigbar gegenüber den gesuchten experimentellen Asymmetrien in den betrachteten Kanälen bleiben, wenn nicht der inklusive B-Zerfall betrachtet wird, sondern nur eine hinreichende große Anzahl von dazu beitragenden Zerfällen. Die Zerfallsbreite aller zu dieser Untermenge beitragenden Zerfallskanäle zusammen wäre wieder gleich groß für B^+ und B^- und auftretende Asymmetrien können wieder auf Effekte bei der Produktion der B-Mesonen zurückgeführt werden.

Eine mögliche Untermenge stellen quasi-inklusive Kanäle dar, wie zum Beispiel

$$B \rightarrow D^x + X.$$

Es werden alle möglichen B-Mesonen berücksichtigt. Hier bezeichnet D^x die D-Mesonen D^+ , D_s^+ sowie D^0 und deren Antiteilchen, X steht für einen ansonsten beliebigen Endzustand. B-Mesonen haben dutzende Kanäle, die über ein D-Meson zerfallen und zu diesen quasi-inklusive Zerfällen beitragen. Daher sollten solche quasi-inklusive Kanäle eine geeignete Teilmenge der total inklusiven B-Zerfälle darstellen und keine CP-Verletzung aufweisen. Die D-Mesonen werden nun in Zerfällen rekonstruiert, die von den Detektionsasymmetrien δ_C^K und δ_C^π betroffen sind. D-Mesonen, die aus dem Zerfall eines B stammen, werden im Folgenden als „verzögert“ bezeichnet, alle anderen als „prompt“.

Die Selektionsstrategie ist daher, quasi-inklusive D-Zerfälle in solchen Zerfallskanälen vollständig zu rekonstruieren, die Kaonen und Pionen im Endzustand aufzeigen, damit die Detektionsasymmetrien berücksichtigt werden, und sicherzustellen, dass diese D-Mesonen aus einem B-Zerfall stammen. Die B-Mesonen werden nicht rekonstruiert. Da die Art des B-Mesons nicht näher bestimmt wird, sind diese Zerfälle auch auf beide Produktionsasymmetrien sensitiv. Sowohl B^+ als auch B^0 können in alle oben definierten D^x zerfallen.

Verwendete D-Zerfallskanäle

In diesem Abschnitt wird die Auswahl der D-Zerfallskanäle motiviert, aus denen die vier Observablen zur Bestimmung der vier experimentellen Asymmetrien ermittelt werden. Diese Observablen sind Asymmetrien in der Rekonstruktion der ausgesuchten D-Kanäle und zwar zwischen dem Zerfall eines D in den Endzustand f und dem dazugehörigen, ladungskonjugierten Zerfall des \bar{D} in den Endzustand \bar{f} : $\mathcal{A}_{D \rightarrow f}$. Der Zusammenhang zwischen $\mathcal{A}_{D \rightarrow f}$ und den experimentellen Asymmetrien wird in Abschnitt 4.3.1 hergeleitet.

Um die nötigen Selektionen kompakt zu halten und systematische Fehler zu minimieren, werden ähnliche Kanäle gewählt. Außerdem sollen die Zerfälle auch mit möglichst großer Statistik vorkommen, die Verzweigungsverhältnisse der beteiligten Mesonen sollten also nicht zu klein sein.

Für den Zerfall der D^x bieten sich möglichst einfache Zerfallskanäle mit Kaonen und Pionen an. Bei der Einführung der experimentellen Asymmetrien wurden schon zwei Kanäle vorgestellt, nämlich die Zerfälle $D^+ \rightarrow \phi(K^+K^-)\pi^+$ und $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$.³ Die ϕ -Resonanz erleichtert die Selektion dieses Zerfallskanals, hat aber keinen Einfluss auf die Sensitivität gegenüber den experimentellen Asymmetrien (siehe Kapitel 5). Um auf vier mögliche Observablen zu kommen, fehlen noch zwei Zerfälle. Dazu wurden die beiden Zerfälle $D_s^+ \rightarrow \phi(K^+K^-)\pi^+$ und $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ gewählt. Somit sind die vier zu untersuchenden Zerfälle nun:

$$\begin{array}{ll} D^+ \rightarrow \phi(K^+K^-)\pi^+ & D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+ \\ D_s^+ \rightarrow \phi(K^+K^-)\pi^+ & D^0 \rightarrow K^-\pi^+ \end{array}$$

Eine schematische Darstellung der Topologie der Zerfälle findet sich in Abbildung 4.1.

Die zunächst naheliegend erscheinende Auswahl für die übrigen Kanäle, die topologisch sehr ähnlichen Zerfälle $D_s^+ \rightarrow \phi(K^+K^-)\pi^+$ und $D_s^+ \rightarrow K^+\pi^-\pi^+$, funktionierte nicht. Bei der Berechnung, die im Abschnitt 4.3.1 vorgestellt wird, stellt sich heraus, dass die, zu diesen Zerfällen gehörenden, beobachteten Asymmetrien voneinander linear abhängig sind. Die stattdessen gewählten D-Zerfälle führen zu linear unabhängigen Asymmetrien.

³Bei der Diskussion der verwendeten Zerfallskanäle, und später auch bei der Vorstellung der Selektion, werden implizit beide Zerfallskanäle miteinbezogen, der des Teilchens und der des Antiteilchens, ohne jedoch beide Möglichkeiten anzuzeigen.

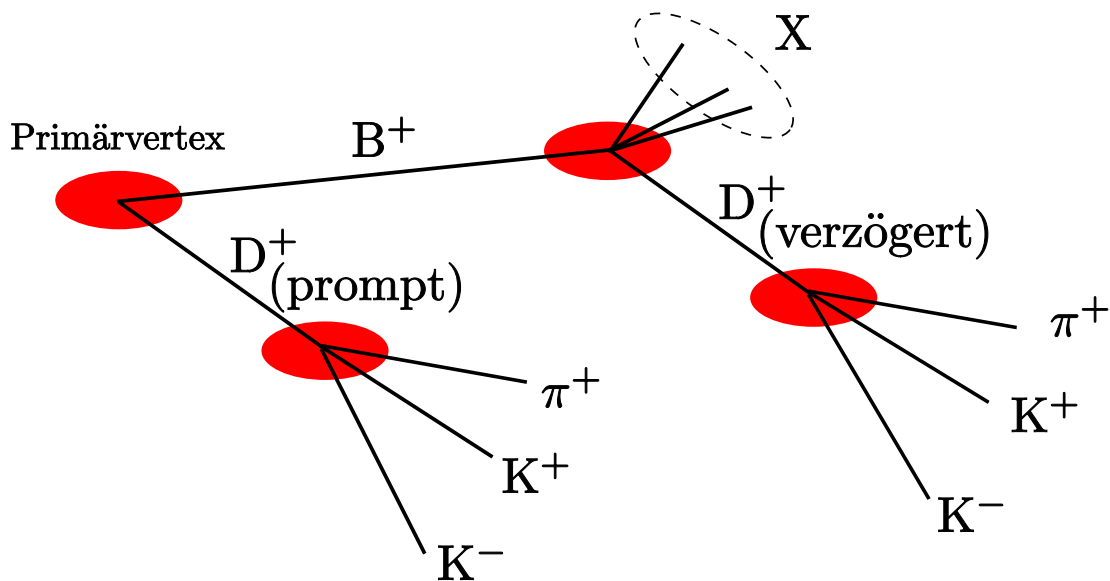


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung prompter und verzögerter D^+ -Mesonen. Das verzögerte Meson geht aus dem Zerfall eines B^+ -Mesons in ein D^+ -Meson und einen nicht weiter bestimmten Rest „X“ hervor, das prompte direkt aus dem Primärvertex. Der Zerfall des D-Mesons ist unabhängig von seiner Vorgeschichte und daher in beiden Fällen gleich. Es soll nur die vorliegende Topologie dargestellt werden, die gleichzeitige Erzeugung von B- und D- Mesonen bei einer inelastischen Kollision ist unwahrscheinlich.

4.2.2 Einfluss des Triggers

Wie in Kapitel 3 dargestellt, werden die Daten einer Kollision nur dann registriert, wenn das Triggersystem auslöst. Hiermit sollen nur potentiell interessante Ereignisse ausgelesen und von „minimum bias“ Untergrund, inelastischen Proton-Proton-Ereignissen ohne relevante Signale, getrennt werden. Es besteht die Möglichkeit, dass durch die Auswahl der registrierten Ereignisse durch den Trigger wiederum systematische Effekte eingeführt werden.

Optimal wären zufällig getriggerte Ereignisse, da hier solche systematischen Effekte keinen Einfluss haben. Der Untergrund an minimum bias Ereignissen würde hierbei aber dominieren.

Um dem entgegenzuwirken kann die Eigenschaft der Quarks ausgenutzt werden, dass sie immer als Quark-Antiquarkpaar entstehen, also immer zwei Quarks zur Verfügung stehen, die hadronisieren. Die dabei entstehenden Hadronen zerfallen unabhängig voneinander. Insbesondere kann der Zerfall eines der Mesonen den Trigger auslösen, während das andere Meson unter anderem in ein D-Meson zerfällt. Es lässt sich nun

nachvollziehen, ob eine oder mehrere der Spuren, die für die Bildung eines D-Meson-Kandidaten benutzt wurden, auch selbst den Trigger ausgelöst haben. Diese Abfrage gibt eine von vier möglichen Antworten:

TOS: „Trigger On Signal“, die zum Signal gehörenden Spuren haben alleine einen Kanal des Triggersystems ausgelöst.

TIS: „Trigger Independent of Signal“, die zum Signal gehörenden Spuren haben keinen Kanal des Triggersystems ausgelöst. Die Triggerentscheidung war unabhängig von den betrachteten Spuren.

TOB: „Trigger On Both“, die zum Signal gehörenden Spuren haben zusammen mit Spuren, die nicht zum Kandidaten gehören, einen Kanal des Triggersystems ausgelöst.

TIS & TOS: Spuren des Kandidaten haben einen Kanal des Triggersystems ausgelöst, Spuren, die nicht zu diesem Kandidaten gehören einen anderen Kanal.

Der Trigger wird ausgelöst, wenn ein Kanal des Triggersystems ausgelöst wird. Um möglichst unabhängig von systematischen Effekten durch den Trigger zu werden, und somit auch möglichst inklusiv zu bleiben, wird als zusätzliches Kriterium, neben der im nächsten Kapitel vorgestellten Selektion gefordert, dass der Trigger unabhängig vom rekonstruierten Kandidaten ausgelöst hat, also nur „TIS“.

4.3 Messung der experimentellen Asymmetrien

In diesem Abschnitt wird gezeigt, wie mit Hilfe der am Ende von 4.2.1 zusammengestellten Zerfallskanäle, die vier experimentellen Asymmetrien bestimmt werden können. Dazu wird der Zusammenhang zwischen den zu messenden Asymmetrien $\mathcal{A}_{D \rightarrow f}$ und den experimentellen Asymmetrien hergestellt. Anschließend werden diese zu messenden Asymmetrien in einem linearen Gleichungssystem aufgestellt, das als Matrix darstellbar ist und durch Invertierung dieser Matrix gelöst wird.

4.3.1 Definition der Observablen

Die Observablen, die zur Messung der experimentellen Asymmetrien bestimmt werden müssen, sind Asymmetrien in der Rekonstruktion der einzelnen Zerfallskanäle

verzögerter D-Mesonen in Endzustände f . Nach der üblichen Definition derartiger Asymmetrien werden auch die Observablen definiert:

$$\mathcal{A}_{d \rightarrow f} = \frac{N_{\text{reko}}(\text{B} \rightarrow \text{D} \rightarrow f) - \bar{N}_{\text{reko}}(\text{B} \rightarrow \bar{\text{D}} \rightarrow \bar{f})}{N_{\text{reko}}(\text{B} \rightarrow \text{D} \rightarrow f) + \bar{N}_{\text{reko}}(\text{B} \rightarrow \bar{\text{D}} \rightarrow \bar{f})}. \quad (4.2)$$

Die folgenden Bezeichnungen werden benutzt:

- N_{reko} ist die Anzahl rekonstruierter Zerfälle, wie sie im Argument dahinter spezifiziert werden.
- $\text{B} \rightarrow \text{D}/\text{B} \rightarrow \bar{\text{D}}$ sind die vorgestellten quasi-inklusiven Zerfälle beliebiger B-Mesonen in D^x -Mesonen, das sind D^\pm , D_s^\pm und $\text{D}^0/\bar{\text{D}}^0$. Der Verweis auf das B-Meson wird im Folgenden weggelassen, da alle untersuchten Zerfallskanäle mit einem B-Meson beginnen.
- f/\bar{f} sind die vorgestellten hadronischen Endzustände mit Kaonen und Pionen.

Explizit geht es um die folgenden vier Rekonstruktions-Asymmetrien.

$$\mathcal{A}_{\text{D}^+ \rightarrow \phi\pi^+} = \frac{N_{\text{reko}}(\text{D}^+ \rightarrow \phi\pi^+) - \bar{N}_{\text{reko}}(\text{D}^- \rightarrow \phi\pi^-)}{N_{\text{reko}}(\text{D}^+ \rightarrow \phi\pi^+) + \bar{N}_{\text{reko}}(\text{D}^- \rightarrow \phi\pi^-)}, \quad (4.3)$$

$$\mathcal{A}_{\text{D}_s^+ \rightarrow \phi\pi^+} = \frac{N_{\text{reko}}(\text{D}_s^+ \rightarrow \phi\pi^+) - \bar{N}_{\text{reko}}(\text{D}_s^- \rightarrow \phi\pi^-)}{N_{\text{reko}}(\text{D}_s^+ \rightarrow \phi\pi^+) + \bar{N}_{\text{reko}}(\text{D}_s^- \rightarrow \phi\pi^-)}, \quad (4.4)$$

$$\mathcal{A}_{\text{D}^+ \rightarrow \text{K}^- \pi^+ \pi^+} = \frac{N_{\text{reko}}(\text{D}^+ \rightarrow \text{K}^- \pi^+ \pi^+) - \bar{N}_{\text{reko}}(\text{D}^- \rightarrow \text{K}^+ \pi^- \pi^-)}{N_{\text{reko}}(\text{D}^+ \rightarrow \text{K}^- \pi^+ \pi^+) + \bar{N}_{\text{reko}}(\text{D}^- \rightarrow \text{K}^+ \pi^- \pi^-)}, \quad (4.5)$$

$$\mathcal{A}_{\text{D}^0 \rightarrow \text{K}^- \pi^+} = \frac{N_{\text{reko}}(\text{D}^0 \rightarrow \text{K}^- \pi^+) - \bar{N}_{\text{reko}}(\bar{\text{D}}^0 \rightarrow \text{K}^+ \pi^-)}{N_{\text{reko}}(\text{D}^0 \rightarrow \text{K}^- \pi^+) + \bar{N}_{\text{reko}}(\bar{\text{D}}^0 \rightarrow \text{K}^+ \pi^-)}. \quad (4.6)$$

Die Anzahl N_{reko} hängt unter der Annahme vernachlässigbarer CP-Asymmetrie von den Detektions- und Produktionsasymmetrien ab. Zusätzlich müssen die Verzweignungsverhältnisse für Zerfälle der B-Mesonen in die einzelnen D-Mesonen berücksichtigt werden, insbesondere kann ein D_s -Meson aus B^+ , B^0 oder B_s^0 -Meson stammen, während die anderen verzögerten D^x nur aus B^+ oder B^0 -Mesonen stammen.

Zur Erinnerung: Die experimentellen Asymmetrien sind durch den Unterschied zwischen Zerfällen von Teilchen und Antiteilchen definiert:

$$\bar{N}_{\text{reko}} = N_{\text{reko}} \cdot (1 + \delta_C) \cdot (1 + \delta_P).$$

Die Anzahl der rekonstruierten Ereignisse in dem Kanal $B^{0,\pm} \rightarrow D^+(\rightarrow \phi(K^+K^-)\pi^+) + X$, oder in abgekürzter Schreibweise $N_{\text{reko}}(D^+ \rightarrow \phi\pi^+)$, berechnet sich damit wie folgt:

$$\begin{aligned}
 N_{\text{reko}}(B^{0,\pm} \rightarrow D^+(\phi\pi^+) + X) = & \\
 & \frac{1}{2}c_{b\bar{b}} \cdot \text{BR}(D^+ \rightarrow \phi(K^+K^-)\pi^+) \cdot (1 + \delta_C^\pi) \\
 & \cdot \left\{ f_{B^0} [\text{BR}(B^0 \rightarrow D^+ + X) \cdot (1 + \delta_P^0) + \text{BR}(\bar{B}^0 \rightarrow D^+ + X) \cdot (1 - \delta_P^0)] \right. \\
 & \left. + f_{B^\pm} [\text{BR}(B^+ \rightarrow D^+ + X) \cdot (1 + \delta_P^+) + \text{BR}(B^- \rightarrow D^+ + X) \cdot (1 - \delta_P^+)] \right\}. \tag{4.7}
 \end{aligned}$$

Es sind die folgenden Größen enthalten:

$c_{b\bar{b}}$: Diese Größe enthält Faktoren, die die Anzahl der rekonstruierbaren B-Ereignisse beeinflussen, z. B. den Wirkungsquerschnitt für die Produktion eines $b\bar{b}$ -Paares bei gegebener Strahlenergie, die Akzeptanz und Effizienz des Detektors sowie die Luminosität des Beschleunigers.

f_{B^0} : Das ist der Anteil aller produzierten b- oder \bar{b} -Quarks die zu einem B^0 -Meson hadronisieren (gemittelt über B^0 und \bar{B}^0). Die beiden Größen f_{B^\pm} und f_{B^0} sind entsprechend definiert.

$\text{BR}(B^0 \rightarrow D^+ + X)$: Das Verzweigungsverhältnis von für den Zerfall von B^0 -Mesonen in Zerfallskanäle mit einem D^+ -Meson. Für andere Kanäle entsprechend.

$\text{BR}(D^+ \rightarrow \phi(K^+K^-)\pi^+)$: Das Verzweigungsverhältnis für Zerfälle von D^+ -Mesonen in den angegebenen Zerfallskanal.

Die Hadronisierungsverhältnisse sowie die Verzweigungsverhältnisse können z. B. in [1] nachgeschlagen werden. Die einzusetzenden Größen stehen gesammelt in den Tabellen 4.1, 4.2 und 4.3 am Ende dieses Abschnitts. Gleichung 4.7 kann noch etwas kompakter dargestellt werden, indem ausgenutzt wird, dass die Verzweigungsverhältnisse für exklusive Zerfallskanäle von Teilchen und Antiteilchen gleich groß sind, also auch in den D-Zerfällen höchstens eine vernachlässigbare CP-Asymmetrie auftritt. Somit gilt dann

$$\text{BR}(D^+ \rightarrow \phi(K^+K^-)\pi^+) = \text{BR}(D^- \rightarrow \phi(K^+K^-)\pi^-)$$

und das D-Verzweigungsverhältnis kann für beide Zerfälle mit der Größe $c_{b\bar{b}}$ zu der Konstanten C zusammengefasst werden.

$$\begin{aligned}
N_{\text{reko}}(\mathbf{B}^{0,\pm} \rightarrow \mathbf{D}^+(\phi\pi^+) + X) &= \\
&= \frac{1}{2}C \cdot \left\{ f_{\mathbf{B}^0} [\text{BR}(\mathbf{B}^0 \rightarrow \mathbf{D}^+ + X) \cdot (1 + \delta_C^\pi) \cdot (1 + \delta_P^0) \right. \\
&\quad + \text{BR}(\bar{\mathbf{B}}^0 \rightarrow \mathbf{D}^+ + X) \cdot (1 + \delta_C^\pi) \cdot (1 - \delta_P^0)] \\
&\quad + f_{\mathbf{B}^\pm} [\text{BR}(\mathbf{B}^+ \rightarrow \mathbf{D}^+ + X) \cdot (1 + \delta_C^\pi) \cdot (1 + \delta_P^+) \\
&\quad \left. + \text{BR}(\mathbf{B}^- \rightarrow \mathbf{D}^+ + X) \cdot (1 + \delta_C^\pi) \cdot (1 - \delta_P^+)] \right\}.
\end{aligned}$$

Das Vorzeichen bei den Produktionsasymmetrien gibt an, ob es sich auf ein B- oder $\bar{\mathbf{B}}$ -Meson bezieht. Die Detektionsasymmetrie trägt immer mit demselben Vorzeichen bei, da sich der rekonstruierte Zerfall des D-Mesons nicht ändert. Mit der Annahme kleiner Asymmetrien (Gleichung 4.1) können diese Terme noch einmal zusammengefasst und nach experimentellen Asymmetrien sortiert angeordnet werden.

$$\begin{aligned}
N_{\text{reko}}(\mathbf{B}^{0,\pm} \rightarrow \mathbf{D}^+(\phi\pi^+) + X) &\approx \\
&\approx \frac{1}{2}C \cdot \left\{ (f_{\mathbf{B}^0} [\text{BR}(\mathbf{B}^0 \rightarrow \mathbf{D}^+ + X) + \text{BR}(\bar{\mathbf{B}}^0 \rightarrow \mathbf{D}^+ + X)] \right. \\
&\quad + f_{\mathbf{B}^\pm} [\text{BR}(\mathbf{B}^+ \rightarrow \mathbf{D}^+ + X) + \text{BR}(\mathbf{B}^- \rightarrow \mathbf{D}^+ + X)]) \cdot (1 + \delta_C^\pi) \\
&\quad + (f_{\mathbf{B}^0} [\text{BR}(\mathbf{B}^0 \rightarrow \mathbf{D}^+ + X) - \text{BR}(\bar{\mathbf{B}}^0 \rightarrow \mathbf{D}^+ + X)] \\
&\quad \left. + f_{\mathbf{B}^\pm} [\text{BR}(\mathbf{B}^+ \rightarrow \mathbf{D}^+ + X) - \text{BR}(\mathbf{B}^- \rightarrow \mathbf{D}^+ + X)]) \cdot \delta_P^+ \right\}. \tag{4.8}
\end{aligned}$$

Die gleiche Größe kann nun auch für den CP-konjugierten D-Zerfall, also für den Zerfall des \mathbf{D}^- , angegeben werden. Die Produktionsasymmetrien bleiben gleich, die Detektionsasymmetrie ändert jedoch ihr Vorzeichen:

$$\begin{aligned}
\bar{N}_{\text{reko}}(\mathbf{B}^{0,\pm} \rightarrow \mathbf{D}^-(\phi\pi^+) + X) &\approx \\
&\approx \frac{1}{2}C \cdot \left\{ (f_{\mathbf{B}^0} [\text{BR}(\mathbf{B}^0 \rightarrow \mathbf{D}^- + X) + \text{BR}(\bar{\mathbf{B}}^0 \rightarrow \mathbf{D}^- + X)] \right. \\
&\quad + f_{\mathbf{B}^\pm} [\text{BR}(\mathbf{B}^+ \rightarrow \mathbf{D}^- + X) + \text{BR}(\mathbf{B}^- \rightarrow \mathbf{D}^- + X)]) \cdot (1 - \delta_C^\pi) \\
&\quad + (f_{\mathbf{B}^0} [\text{BR}(\mathbf{B}^0 \rightarrow \mathbf{D}^- + X) - \text{BR}(\bar{\mathbf{B}}^0 \rightarrow \mathbf{D}^- + X)] \\
&\quad \left. + f_{\mathbf{B}^\pm} [\text{BR}(\mathbf{B}^+ \rightarrow \mathbf{D}^- + X) - \text{BR}(\mathbf{B}^- \rightarrow \mathbf{D}^- + X)]) \cdot \delta_P^+ \right\}. \tag{4.9}
\end{aligned}$$

Mit den beiden Gleichungen 4.8 und 4.9 ist der Zusammenhang zwischen den Messgrößen N_{reko} und $\overline{N}_{\text{reko}}$, der Asymmetrie $\mathcal{A}_{D^+ \rightarrow \phi\pi^+}$ und den experimentellen Asymmetrien δ_C^π und δ_P^+ bekannt. Um diese Formel weiter zu berechnen, gehen die Annahmen ein, dass die Verzweigungsverhältnisse der B-Mesonen in den quasi-inklusiven Zerfällen gleich den entsprechenden Verzweigungsverhältnissen der \overline{B} -Mesonen sind:

$$\text{BR}(B^+ \rightarrow D^+ + X) = \text{BR}(B^- \rightarrow D^- + X).$$

Diese Forderung ist die CP-Invarianz, die oben bereits zur Auswahl der quasi-inklusiven Kanäle geführt hat. Außerdem wird die Variable \sum_{D^+} als Summe über alle, mit den zugehörigen Hadronisierungsverhältnissen f_B gewichteten, Verzweigungsverhältnisse der B-Mesonen definiert, die zur Produktion des entsprechenden D-Mesons (hier ein D^+) beitragen:

$$\begin{aligned} \sum_{D^+} &:= f_{B^\pm} (\text{BR}(B^+ \rightarrow D^+ + X) + \text{BR}(B^- \rightarrow D^+ + X)) \\ &+ f_{B^0} (\text{BR}(B^0 \rightarrow D^+ + X) + \text{BR}(\overline{B}^0 \rightarrow D^+ + X)). \end{aligned}$$

Somit können die beobachteten Asymmetrien für den Zerfallskanal $D^+ \rightarrow \phi\pi^+$ wie folgt ausgedrückt werden:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{D^+ \rightarrow \phi\pi^+} &= \delta_C^\pi + \delta_P^0 f_{B^0} \frac{\text{BR}(B^0 \rightarrow D^+ + X) - \text{BR}(\overline{B}^0 \rightarrow D^+ + X)}{\sum_{D^+}} \\ &+ \delta_P^+ f_{B^\pm} \frac{\text{BR}(B^+ \rightarrow D^+ + X) - \text{BR}(B^- \rightarrow D^+ + X)}{\sum_{D^+}}. \end{aligned} \quad (4.10)$$

Analog dazu lassen sich die übrigen drei Asymmetrien ausdrücken:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+} = & -\delta_C^K + 2\delta_C^\pi + \delta_P^0 f_{B^0} \frac{\text{BR}(B^0 \rightarrow D^+ + X) - \text{BR}(\bar{B}^0 \rightarrow D^+ + X)}{\sum_{D^+}} \\ & + \delta_P^+ f_{B^\pm} \frac{\text{BR}(B^+ \rightarrow D^+ + X) - \text{BR}(B^- \rightarrow D^+ + X)}{\sum_{D^+}}, \end{aligned} \quad (4.11)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{D^0 \rightarrow K^- \pi^+} = & -\delta_C^K + \delta_C^\pi + \delta_P^0 f_{B^0} \frac{\text{BR}(B^0 \rightarrow D^0 + X) - \text{BR}(\bar{B}^0 \rightarrow D^0 + X)}{\sum_{D^0}} \\ & + \delta_P^+ f_{B^\pm} \frac{\text{BR}(B^+ \rightarrow D^0 + X) - \text{BR}(B^- \rightarrow D^0 + X)}{\sum_{D^0}}, \end{aligned} \quad (4.12)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+} = & \delta_C^\pi + \delta_P^0 f_{B^0} \frac{\text{BR}(B^0 \rightarrow D_s^+ + X) - \text{BR}(\bar{B}^0 \rightarrow D_s^+ + X)}{\sum_{D_s^+}} \\ & + \delta_P^+ f_{B^\pm} \frac{\text{BR}(B^+ \rightarrow D_s^+ + X) - \text{BR}(B^- \rightarrow D_s^+ + X)}{\sum_{D_s^+}}, \end{aligned} \quad (4.13)$$

mit den Faktoren \sum_{D^x} :

$$\begin{aligned} \sum_{D^+} & := f_{B^\pm} (\text{BR}(B^+ \rightarrow D^+ + X) + \text{BR}(B^- \rightarrow D^+ + X)) \\ & \quad + f_{B^0} (\text{BR}(B^0 \rightarrow D^+ + X) + \text{BR}(\bar{B}^0 \rightarrow D^+ + X)) \\ \sum_{D^0} & := f_{B^\pm} (\text{BR}(B^+ \rightarrow D^0 + X) + \text{BR}(B^- \rightarrow D^0 + X)) \\ & \quad + f_{B^0} (\text{BR}(B^0 \rightarrow D^0 + X) + \text{BR}(\bar{B}^0 \rightarrow D^0 + X)) \\ \sum_{D_s^+} & := f_{B^\pm} (\text{BR}(B^+ \rightarrow D_s^+ + X) + \text{BR}(B^- \rightarrow D_s^+ + X)) \\ & \quad + f_{B^0} (\text{BR}(B^0 \rightarrow D_s^+ + X) + \text{BR}(\bar{B}^0 \rightarrow D_s^+ + X)) \\ & \quad + f_{B_s^0} (\text{BR}(B_s^0 \rightarrow D_s^+ + X) + \text{BR}(\bar{B}_s^0 \rightarrow D_s^+ + X)) \end{aligned}$$

Aufgrund der hohen Oszillationsrate des B_s^0 -Mesons kann eine B_s^0 -Produktionsasymmetrie für diese Analyse vollständig vernachlässigt werden, wie in Abschnitt 4.1.2 erklärt wurde. Daher gibt es keine entsprechenden Terme in Gleichung 4.13. Da B_s^0 -Mesonen aber auch in D_s^+ -Mesonen zerfallen können, müssen diese Beiträge sehr wohl in der Normierung dieser Gleichung, $\sum_{D_s^+}$, berücksichtigt werden.

	$B^+ / \%$	$B^- / \%$	$B^0 / \%$	$\bar{B}^0 / \%$	$B_s^0 / \bar{B}_s^0 / \%$
$BR(B \rightarrow D^+ + X)$	$2,5 \pm 0,5$	$9,9 \pm 1,2$	$3,9 \pm 3,9$	$36,9 \pm 3,3$	—
$BR(B \rightarrow D_s^+ + X)$	$7,9 \pm 1,4$	$1,10 \pm 0,39$	$10,3 \pm 2,0$	$2,6 \pm 2,6$	93 ± 25
$BR(B \rightarrow D^0 + X)$	$8,6 \pm 0,7$	79 ± 4	$8,1 \pm 1,5$	$47,4 \pm 2,8$	—

Tabelle 4.1: Verzweigungsverhältnisse der verschiedenen B-Mesonen in quasi inklusive Zerfallskanäle mit einem D-Meson. Die Verzweigungsverhältnisse für CP-konjugierte Kanäle sind enthalten ($BR(B^0 \rightarrow D^+ + X) = BR(\bar{B}^0 \rightarrow D^- + \bar{X}) \dots$). Alle Werte stammen von der PDG [1]. Einträge, die dort nur innerhalb eines Konfidenzintervalls angegeben sind, wurden mit dem Wert und 100 % Fehler interpretiert (z. B. $BR(B^0 \rightarrow D^+ + X)$).

Kanal	Verzweigungsverhältnis / %
$D^+ \rightarrow \phi(K^+K^-)\pi^+$	$(3,06 \pm 0,34) \cdot 10^{-1}$
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	$9,22 \pm 0,21$
$D_s^+ \rightarrow \phi(K^+K^-)\pi^+$	$2,18 \pm 0,03$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	$3,89 \pm 0,05$

Tabelle 4.2: Die Verzweigungsverhältnisse der D-Mesonen für die untersuchten Zerfallskanäle. (Werte aus [1].)

f_{B^\pm}	$(39,9 \pm 1,1) \%$
f_{B^0}	$(39,9 \pm 1,1) \%$
$f_{B_s^0}$	$(11,0 \pm 1,2) \%$
f_{Λ_b}	$(9,2 \pm 1,9) \%$

Tabelle 4.3: Die Hadronisierungsverhältnisse von b-Quarks, gemittelt über Teilchen und Antiteilchen. (Werte aus [1].)

4.3.2 Bestimmung der experimentellen Asymmetrien

Die vier Gleichungen 4.10 bis 4.13 bilden zusammen ein lineares Gleichungssystem mit den experimentellen Asymmetrien als Unbekannte, das sich in Form einer Matrixgleichung darstellen lässt.

$$\begin{pmatrix} \mathcal{A}_{D^+ \rightarrow \phi \pi^+} \\ \mathcal{A}_{D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+} \\ \mathcal{A}_{D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+} \\ \mathcal{A}_{D^0 \rightarrow K^- \pi^+} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 1 & f_{B^0} \frac{\text{BR}(B^0 \rightarrow D^+ + X) - \text{BR}(B^0 \rightarrow D^+ + X)}{\Sigma_{D^+}} & f_{B^\pm} \frac{\text{BR}(B^+ \rightarrow D^+ + X) - \text{BR}(B^+ \rightarrow D^+ + X)}{\Sigma_{D^+}} \\ -1 & 2 & f_{B^0} \frac{\text{BR}(B^0 \rightarrow D^+ + X) - \text{BR}(B^0 \rightarrow D^+ + X)}{\Sigma_{D^+}} & f_{B^\pm} \frac{\text{BR}(B^+ \rightarrow D^+ + X) - \text{BR}(B^+ \rightarrow D^+ + X)}{\Sigma_{D^+}} \\ 0 & 1 & f_{B^0} \frac{\text{BR}(B^0 \rightarrow D_s^+ + X) - \text{BR}(B^0 \rightarrow D_s^+ + X)}{\Sigma_{D_s^+}} & f_{B^\pm} \frac{\text{BR}(B^+ \rightarrow D_s^+ + X) - \text{BR}(B^+ \rightarrow D_s^+ + X)}{\Sigma_{D_s^+}} \\ -1 & 1 & f_{B^0} \frac{\text{BR}(B^0 \rightarrow D^0 + X) - \text{BR}(B^0 \rightarrow D^0 + X)}{\Sigma_{D^0}} & f_{B^\pm} \frac{\text{BR}(B^+ \rightarrow D^0 + X) - \text{BR}(B^+ \rightarrow D^0 + X)}{\Sigma_{D^0}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \delta_C^K \\ \delta_C^\pi \\ \delta_P^0 \\ \delta_P^+ \end{pmatrix} \quad (4.14)$$

Hierfür wird nun folgende Kurzschreibweise mit dem Vektor $\vec{\mathcal{A}}$, der die direkt zu messenden Asymmetrien \mathcal{A}_j in der Rekonstruktion der D-Zerfallskanäle enthält, der (4×4) -Matrix \mathcal{M} mit den Einträgen \mathcal{M}_{ji} und dem Vektor $\vec{\delta}$ mit den Detektions- und Produktionsasymmetrien δ_i eingeführt.

$$\vec{\mathcal{A}} = \mathcal{M} \cdot \vec{\delta}$$

Um die zu bestimmenden experimentellen Asymmetrien $\vec{\delta}$ zu erhalten, muss die Gleichung umgestellt werden, wobei die inverse Matrix zu \mathcal{M} eingeführt wird.

$$\mathcal{M}^{-1} \cdot \vec{\mathcal{A}} = \vec{\delta}$$

In Komponentenschreibweise erhält man die einzelnen experimentellen Asymmetrien δ_i aus

$$\sum_j (\mathcal{M}^{-1})_{ij} \cdot \mathcal{A}_j = \delta_i. \quad (4.15)$$

Die Inversion dieser Matrix ist nur dann möglich, wenn die beobachteten Zerfallskanäle linear unabhängig sind, wie in Abschnitt 4.2.1 bereits kurz erläutert. Diese Forderung wurde bei der Auswahl der Zerfallskanäle bereits berücksichtigt.

Kapitel 5

Studie zur Selektion und Simulation

In Kapitel 4 wurde die Messung rekonstruierter D- und \bar{D} -Zerfälle, die aus B-Mesonen stammen, als eine Methode aufgezeigt, um experimentelle Asymmetrien zu bestimmen. Es wurden vier verschiedene Zerfallskanäle verzögerter D-Mesonen bestimmt, die zusammen auf alle vier experimentellen Asymmetrien sensitiv sind. „Verzögert“ heißt in diesem Fall, dass das D-Meson aus dem Zerfall eines B-Mesons hervorgegangen ist. Im Gegensatz dazu werden „prompte“ D-Mesonen direkt bei der Proton-Proton-Kollision erzeugt und kommen aus dem Primärvertex.

Damit die Asymmetrien in der Anzahl rekonstruierter D- und \bar{D} , die im Folgenden auch als „Rekonstruktionsasymmetrien“ bezeichnet werden, und infolgedessen auch die experimentellen Asymmetrien bestimmt werden können, ist es wichtig, das Signal möglichst effizient zu selektieren, um den statistischen Fehler klein zu halten. Gleichzeitig muss aber auch der Untergrund klein bleiben, der eine weitere Fehlerquelle darstellt. Dazu wurden Selektionsalgorithmen entwickelt, die unter Ausnutzung der Topologie der Zerfälle, die sich aus der langen Lebensdauer der B-Mesonen ergibt, das Geforderte leisten.

Um zu untersuchen, wie sich Signal und Untergrund bei dieser Selektion verhalten, wurden Studien mit simulierten Ereignissen durchgeführt. In diesen Monte Carlo Daten werden Proton-Proton-Kollisionen simuliert und genau wie wirkliche Daten analysiert, insbesondere wird dieselbe Software benutzt. In diesem Kapitel werden die Selektionen sowie die verwendeten MC Datensätze vorgestellt.

5.1 Monte Carlo Simulation

Die Selektionen wurden mithilfe von simulierten Monte Carlo Daten entwickelt. Mit diesen Daten können die Verteilungen von Signal und Untergrund in verschiedenen Größen studiert werden, da grundsätzlich bekannt ist, von welchen Teilchen die detektierten Signale stammen. Rekonstruierte Teilchen werden zu einem MC Teilchen assoziiert. Dieses Wissen über die „tatsächlich“ abgelaufenen Prozesse wird MC Wahrheit genannt.

Die allgemeinsten Datensätze sind sogenannte „minimum bias“ Daten. In diesen MC Daten werden harte, d.h. inelastische Proton-Proton-Kollisionen simuliert, wie sie bei LHCb erwartet werden. Es werden bei der Simulation keine weiteren Anforderungen an die Ereignisse dieses Datensatzes gestellt.

Das zu beobachtende Signal besteht allerdings aus verzögerten D-Mesonen, was bedeutet, dass für diese Analyse nur Kollisionen interessant sind, in denen ein $b\bar{b}$ -Paar erzeugt wurde. Der Anteil von Ereignissen mit $b\bar{b}$ -Quarkpaaren an allen inelastischen Proton-Proton-Kollisionen ist gleich dem Verhältnis der zu den beiden Reaktionen gehörenden Wirkungsquerschnitte $\sigma_{\text{inel.}}$ und $\sigma_{b\bar{b}}$. Die Wirkungsquerschnitte bei LHC-Energien wurden aus Daten vom Tevatron¹ extrapoliert und tragen große Unsicherheiten. Daher werden konservative Werte für den Wirkungsquerschnitt einer minimum bias Kollision ($\sigma_{\text{inel.}} = 75 \text{ mb}$) und für eine $b\bar{b}$ -Produktion ($\sigma_{b\bar{b}} = 500 \mu\text{b}$) angenommen, um z. B. Signalausbeuten abzuschätzen [4].

Mit diesen Zahlen ergibt sich, dass nur etwa alle 150 minimum bias Kollisionen ein $b\bar{b}$ -Paar erzeugt wird. Um die verzögerten D-Mesonen zu studieren, die zudem mit kleinen Verzweigungsverhältnissen (Größenordnung 10^{-2}) aus B-Mesonen hervorgehen, siehe Tabelle 4.1, reicht ein minimum bias Datensatz alleine nicht aus, da es zu rechenintensiv wäre, einen Datensatz geeigneter Größe zu erzeugen.

Daher werden MC Signaldatensätze benutzt, in denen nur bestimmte Zerfälle generiert wurden. Als Signaldatensatz wurden für diese Arbeit „inklusive b“ MC Daten ausgewählt. Für diese wurden Kollisionen generiert, in denen ein $b\bar{b}$ -Paar erzeugt wurde. Um den Datensatz weiter zu verkleinern und damit Rechenzeit zu sparen wurde verlangt, dass mindestens ein B-Hadron innerhalb von 400 mrad um die Strahlachse zerfällt und einen Impuls in positive z -Richtung hat. Dieses bereits auf die generierten 4er Impulse angewandte Kriterium wird in Abschnitt 5.3.1 über die erwartete Signalaus-

¹Das Tevatron ist ein Proton-Antiproton-Speicherring am FNAL (Fermi National Accelerator Laboratory) in Batavia, Illinois mit einer Schwerpunktsenergie von 1,96 TeV.

beute noch einmal diskutiert.

Minimum bias MC Daten werden in dieser Arbeit dazu benutzt, um einen Überblick über den zu erwartenden Untergrund zu bekommen. Die verwendeten Datensätze sind in der Tabelle 5.1 zusammengefasst.

Art	# Ereignisse	int. Lumi. / nb ⁻¹	Datensatz
minimum bias	$3,6 \times 10^6$	0,7	DC06-L0-v1-lumi2-minbias
inklusiv b	$17,4 \times 10^6$	56	MC09-Sim04Reco2-withTruth-incl_b
minimum bias	$24,4 \times 10^6$	16	MC09-Stripping01-L0HLT1-minbias

Tabelle 5.1: Die in dieser Arbeit verwendeten simulierten Datensätze. Der MC09 minimum bias Datensatz hat im Gegensatz zu den anderen beiden Datensätzen keine Informationen über die MC Wahrheit.

5.1.1 Integrierte Luminosität

Um einen Datensatz mit einer bestimmten Ereigniszahl mit den erwarteten Daten vergleichen zu können, wird im Allgemeinen die „integrierte Luminosität“ \mathcal{L}_{int} , der dieser Datensatz entspricht, angegeben. Diese Größe hat die Dimension einer inversen Fläche und wird in Vielfachen der Einheit „inverse barn“ (b⁻¹) angegeben ($1 \text{ b} \hat{=} 100 \text{ fm}^2$). Die integrierte Luminosität ist die über einen gegebenen Zeitraum integrierte Luminosität L des Beschleunigers. In einem Jahr Datennahme (10^7 s) wird bei der nominellen Luminosität von LHCb eine Datenmenge gesammelt, die einer integrierten Luminosität von

$$\mathcal{L}_{\text{int}}(10^7 \text{ s}) = 2 \text{ fb}^{-1} = 2 \times 10^6 \text{ nb}^{-1}$$

entspricht. Wie man aus Tabelle 5.1 sieht, entsprechen die verwendeten Datensätze also nur wenigen Minuten Datennahme.

Die Anzahl N der Ereignisse mit gegebenem Wirkungsquerschnitt σ , die in diesem Zeitraum auftreten, erhält man aus

$$N = \sigma \int L dt = \sigma \mathcal{L}_{\text{int}}. \quad (5.1)$$

Bei den MC Datensätzen ist aber nicht die integrierte Luminosität gegeben, sondern nur die Anzahl erzeugter und gegebenenfalls vorselektierter Ereignisse. Aus dieser Formel kann bei Kenntnis des Wirkungsquerschnittes und etwaiger Schnitte bei der

Produktion des Datensatzes, die integrierte Luminosität ermittelt werden, der dieser Datensatz entspricht. Um z. B. die integrierte Luminosität des inklusiven b Datensatzes aus der Anzahl der prozessierten Ereignisse zu berechnen, muss der Schnitt auf Generatorebene berücksichtigt werden. Die Datensätze wurden mit einem angenommenen $b\bar{b}$ -Produktionswirkungsquerschnitt von $\sigma_{b\bar{b}} = 700 \mu\text{b}$ erzeugt.

Die Luminosität des L0 getriggerten minimum bias Datensatzes (er enthält nur Ereignisse, die der L0 Trigger bei Erzeugung des Datensatzes akzeptiert hat) berechnet sich wie folgt: Aus der L0 Triggerrate von 1 MHz ergibt sich, dass pro Sekunde 1×10^6 Ereignisse den L0-Trigger passieren. Die in dem Datensatz enthaltenen $3,6 \times 10^6$ Ereignisse entsprechen also einer Laufzeit von 3,6 Sekunden. Mit der nominalen Luminosität von $L = 2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ergibt sich eine integrierte Luminosität von $0,7 \text{ nb}^{-1}$.

5.1.2 Datenverarbeitung

Die MC Daten wurden mit dem LHCb GAUDI framework [17] generiert und analysiert, das auch für Daten benutzt wird. Das Programm Gauss [18] steuert die Generation der Ereignisse in zwei Phasen: Der MC Generator Pythia [19] simuliert die Proton-Proton-Kollisionen und die dabei entstehenden Teilchen, der Zerfall dieser Teilchen wird von der Software EvtGen [20] kontrolliert. Diese Zerfallsprodukte werden von Gauss an das Softwarepaket Geant4 [21] weitergegeben, das die Wechselwirkung der Teilchen mit Materie simuliert. Aus diesen Daten wird durch die Software Boole [22] die Antwort des Detektors errechnet.

Nach diesem Simulationsschritt wird das Ereignis wie ein echtes Detektorereignis behandelt. Ereignisse werden an Brunel [23] weitergegeben, wo sie vollständig rekonstruiert werden. Aus den einzelnen Treffern in den Subdetektoren fügt die Software Spuren zusammen, deren Parameter durch einen Kalman-Filter-Fit bestimmt werden [6].

Diese so rekonstruierten Ereignisse können nun mit der im Folgenden beschriebenen Selektion untersucht werden. Dazu werden diese Spuren an DaVinci [24] (in dieser Arbeit wurde DaVinci v23r3 benutzt) übergeben. DaVinci baut aus den Spuren und Daten, die von Brunel übergeben wurden, Kandidaten für vom Benutzer festgelegte Zerfälle nach bestimmten Kriterien zusammen. Bei einer MC Studie kann mit der MC Wahrheit nachgeprüft werden, ob dieser Kandidat einen richtigen, d.h. tatsächlich so stattgefundenen Zerfall darstellt oder als Untergrund zu betrachten ist.

5.2 Selektion

Auf den MC Datensätzen mit MC Wahrheit, die im vorhergehenden Abschnitt vorgestellt worden sind, wurden Selektionen für die vier Kanäle entwickelt, aus denen nach Kapitel 4 zusammen die vier experimentellen Asymmetrien extrahiert werden können. Diese Kanäle sind vier verschiedene hadronische Zerfälle von verzögerten D-Mesonen. Diese D-Mesonen werden vollständig rekonstruiert, die B-Mesonen aus denen sie hervorgehen hingegen nicht.

Um die D-Mesonen mit möglichst hoher Effizienz zu selektieren werden die physikalischen Eigenschaften von B- und D-Mesonen und ihrer Zerfallsprodukte ausgenutzt. Dazu werden zunächst diese Eigenschaften erläutert, danach die Kriterien vorgestellt, die die jeweilige Eigenschaft ausnutzen. Mit diesen Kriterien werden Schritte auf die D-Kandidaten und die Teilchen angewandt, aus denen diese Kandidaten rekonstruiert worden sind. Die Selektion sollte das Verhältnis von selektierten Signal- und Untergrundereignissen optimieren.

Die verwendeten Selektionsgrößen sind im Anschluss in der Tabelle 5.3 zusammengefasst.

5.2.1 Eigenschaften von Zerfällen verzögerter D-Mesonen

Wie schon in Kapitel 4 bei der Beschreibung der untersuchten Kanäle gezeigt, haben die untersuchten D-Zerfälle ausgeprägte Signaturen. Da B-Mesonen eine hohe Masse von mehr als 5 GeV haben, steht B-Zerfallsprodukten viel Energie und Impuls zur Verfügung. Desweiteren sind B- und D-Mesonen vergleichsweise langlebige Teilchen, daher ist der B-Zerfallsvertex und erst recht der Zerfallsvertex verzögerter D-Mesonen deutlich vom Primärvertex separiert.

Die untersuchten D-Zerfälle selbst sind ein hadronischer Zweikörperzerfall für D^0 -Mesonen und jeweils ein hadronischer Dreikörperzerfall für D^+ - und D_s^+ -Mesonen. Die Teilchen im Endzustand sind geladene Kaonen und Pionen, die mit Kriterien der Teilchenidentifikation von LHCb untersucht werden.

Die Dreikörperzerfälle werden noch weiter eingeschränkt: Die geladenen D-Mesonen sollen nicht direkt in den Endzustand mit drei Hadronen zerfallen sondern über eine kurzlebige Resonanz. Die Zerfallstopologie ändert sich dadurch nicht, auch nicht die Sensitivität auf die experimentellen Asymmetrien, der Zerfall über die Resonanzen lässt sich aber messen und entsprechend als Selektionskriterium benutzen.

Die Topologie des Zerfalls ist noch einmal in Abbildung 5.1 gezeigt. In demselben Bild werden auch die Größen „Stoßparameter“ und „Flugdistanz“ grafisch dargestellt, die gleich eingeführt werden.

5.2.2 Beschreibung der Selektionsgrößen

In diesem Abschnitt werden die Größen erläutert, die zur effizienten Selektion der verzögerten D-Mesonen durch Ausnutzung der physikalischen Eigenschaften der Zerfälle verwendet werden.

Eigenschaften von B-Zerfällen

Durch die hohe Masse der B-Mesonen tragen deren Zerfallsprodukte einen hohen Transversalimpuls. Die D-Kandidaten und deren Töchter sollen daher einen minimalen Transversalimpuls (p_T) aufweisen. Der Effekt der langen Lebensdauer der B-Mesonen auf die Zerfallstopologie wird im nächsten Abschnitt aufgegriffen.

Eigenschaften der Topologie der kombinierten B- und D-Zerfälle

Alle betrachteten Zerfallskanäle sind Kanäle von verzögerten D-Mesonen, die in einem Endzustand aus zwei oder drei Hadronen enden. Die verzögerten D-Mesonen gehen aus einem B hervor. Durch die lange Lebensdauer der B-Mesonen entstehen sie in einem deutlich vom Primärvertex separierten Sekundärvertex. Da die B-Mesonen nicht explizit rekonstruiert werden (siehe Abschnitt 4.2.1), werden die D-Kandidaten vom Rekonstruktionsprogramm DaVinci trotzdem so behandelt, als kämen sie direkt vom Primärvertex (Abbildung 5.1).

Es wird nur der Zerfallsvertex der D-Mesonen rekonstruiert. An diesen Vertex werden Qualitätsanforderungen gestellt. Das geschieht über das reduzierte χ^2 aus der Anpassung der verwendeten Spuren an diesen Vertex. Diese Größe ($\chi^2/nDoF$, χ^2 pro Freiheitsgrad) soll nicht größer als ein gegebener Wert sein.

Um verzögerte D von prompten zu unterscheiden, werden die beiden Größen Stoßparameter-Signifikanz und Flugdistanz-Signifikanz betrachtet. Der Stoßparameter (IP, von Impaktparameter) ist als der Abstand zwischen der Geraden auf der der Impuls eines Teilchens liegt und dem Primärvertex definiert. Die Flugdistanz (FD) eines Teilchens wird als der Abstand zwischen Produktions- und Zerfallsvertex des Teilchens berechnet. Beide Größen sind in Abbildung 5.1 grafisch dargestellt.

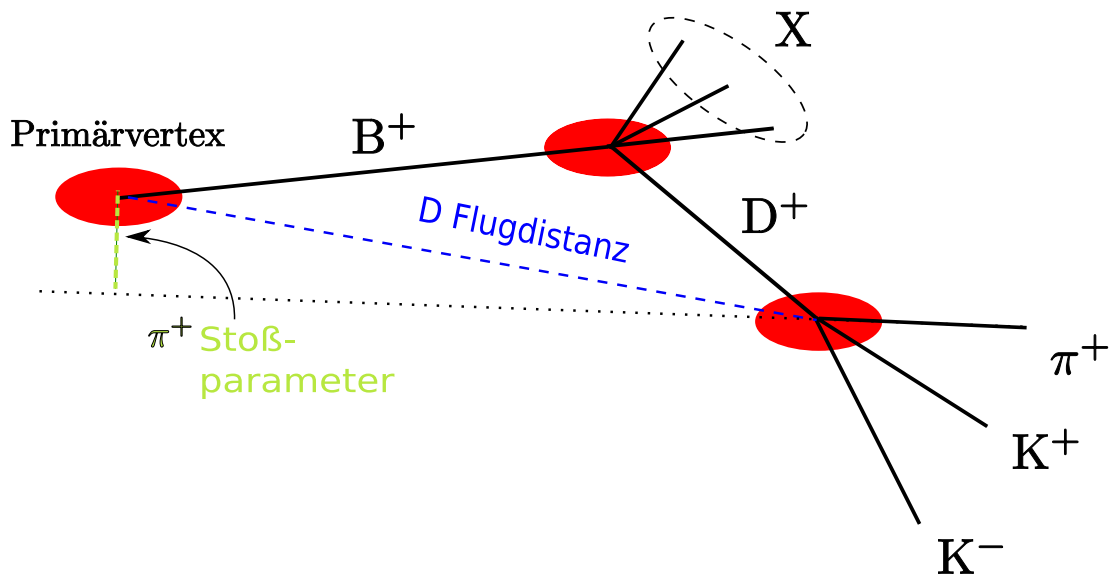


Abbildung 5.1: Darstellung der beiden Größen Stoßparameter (IP) und Flugdistanz am Beispiel des Zerfalls eines verzögerten D^+ in den Endzustand $K^+K^-\pi^+$.

Als Signifikanz bezeichnet man eine Größe, geteilt durch ihren Fehler. Sie ist somit dimensionslos. Die beiden Größen sind also wie folgt definiert:

$$\text{IPsig} = \frac{\text{IP}}{\sigma_{\text{IP}}} \quad \text{und} \quad \text{FDsig} = \frac{\text{FD}}{\sigma_{\text{FD}}}.$$

Die Fehler σ_{IP} und σ_{FD} stammen aus der Anpassungsrechnung der Spuren an die jeweiligen Vertices. Da der echte D-Produktionsvertex nicht rekonstruiert wird, sondern dafür der Primärvertex angenommen wird, sind die Flugstrecken der verzögerten D-Mesonen über einen weiten Bereich verteilt. Bei prompten D wird die tatsächliche Flugstrecke der D-Mesonen bestimmt, die sie in ihrer Lebensdauer zurückgelegt haben, bei den verzögerten erhält man zusätzlich die Flugstrecke des B-Mesons.

Die Stoßparameter-Signifikanz wird zusätzlich zur Unterscheidung zwischen prompten und verzögerten D-Kandidaten dazu benutzt, um D-Kandidaten zu verwerfen, die aus prompten Hadronen rekonstruiert wurden. Solche Hadronen, die aus dem Primärvertex stammen, haben eine deutlich kleinere Stoßparameter-Signifikanz. Das gilt für prompte Teilchen allgemein.

Abbildung 5.2 zeigt die Verteilungen der beiden Größen in einem minimum bias Datensatz² für rekonstruierte D-Kandidaten die auf Monte Carlo Ebene wirklich ein

²Im inklusiven b Signaldatensatz kommen kaum prompte D-Mesonen vor.

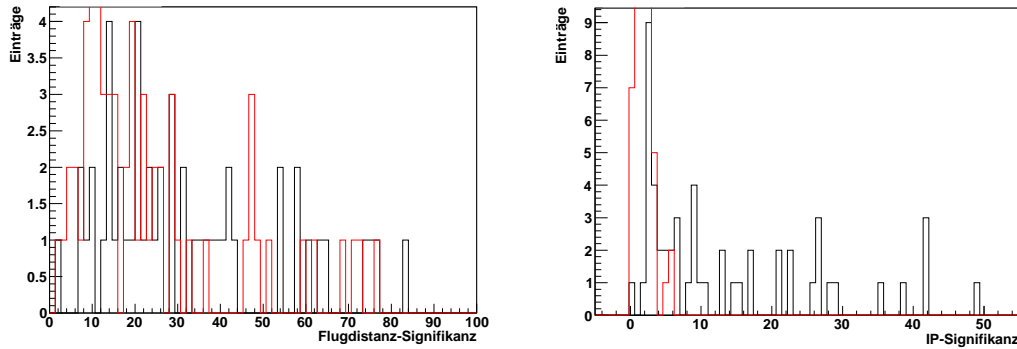


Abbildung 5.2: Verteilung von Flugdistanz- und Stoßparameter-Signifikanzen von $D^\pm \rightarrow \phi(K^+K^-)\pi^\pm$ aus dem DC06 minimum bias Datensatz für Kandidaten, die auf Monte Carlo Ebene wirklich über diesen Kanal zerfallen sind. Es wurden keine Schnitte angewandt. **Rot:** Monte Carlo D stammt nicht aus einem B-Zerfall. **Schwarz:** Monte Carlo D stammt aus einem B-Zerfall.

verzögertes oder promptes D^\pm waren.

Intermediäre Resonanzen und Teilchenidentifikation

Die untersuchten Zerfälle enthalten ϕ und K^{*0} -Resonanzen, auf die bislang noch nicht eingegangen worden ist. Diese Resonanzen sind kurzlebige Zwischenzustände, die mit einem der Hadronen des Endzustandes aus den D-Meson hervorgehen und nach weniger als 10^{-20} s in zwei Hadronen zerfallen. Die kompletten Zerfälle der D-Mesonen mit den beiden Resonanzen laufen ab wie folgt:

$$D_{(s)}^+ \rightarrow \phi\pi^+ \rightarrow K^+K^-\pi^+,$$

$$D^+ \rightarrow \overline{K}^{*0}\pi^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+.$$

Diese Zwischenzustände haben eine wohldefinierte Masse, die als invariante Masse der beiden Hadronen in den Endzustand transportiert wird. Durch Auftragung dieses Zerfalls in einem Dalitzplot können diese intermediären Strukturen sichtbar gemacht werden.

Anwendung von Dalitzplots. Die Dalitzplotanalyse³ ist ein Verfahren, das bei Dreikörperzerfällen Anwendung findet. Zerfällt ein Teilchen in die drei Tochterteilchen 1,

³Nach Richard H. Dalitz, der diese Methode 1954 für die Untersuchung von Zerfällen von K-Mesonen, damals noch als τ -Mesonen bezeichnet, entwickelt hat [25].

2 und 3 wird für eine klassische Dalitzplotanalyse hierfür das Quadrat der gemeinsamen invarianten Masse von zwei der drei Teilchen im Endzustand ($m_{1,2}^2$) gegen das Quadrat der Masse einer der beiden übrigen Kombinationen aufgetragen (z. B. $m_{2,3}^2$). Als Beispiel dient der Zerfall $D^+ \rightarrow \phi(K^+K^-)\pi^+$.

Bei einem direkten Zerfall des D-Mesons nach $K^+K^-\pi^+$ ist das Ergebnis eine homogen gefüllte Fläche (ausreichende Statistik vorausgesetzt) in den kinematischen Grenzen des Zerfalls. Die invariante Masse der drei Tochterteilchen ist gleich der Masse des Mutterteilchens und bei Kenntnis der Kinematik von zwei der drei Teilchen im Endzustand ist auch die Kinematik des dritten Teilchens bekannt.⁴

Wenn sich Strukturen zeigen, der zulässige Bereich nicht homogen bevölkert wird, weist das auf einen Zerfall des Mutterteilchens über ein intermediäres Teilchen hin. Bei dem untersuchten Zerfall tritt im Dalitzplot entsprechend bei einer K^+K^- Masse von $m_{KK} = 1020$ MeV, der Masse des ϕ -Mesons, ein dichtes Band auf. Die Projektion auf die entsprechende Achse zeigt einen schmalen, hohen Peak. Hier liegen Zerfälle, die über die ϕ -Resonanz stattgefunden haben. Ein weiteres Band zeigt sich bei einer Kaon-Pion-Masse von etwa 900 MeV. Hier liegen D-Zerfälle mit einem intermediären K^{*0} ($D^+ \rightarrow \overline{K}^{*0}(K^-\pi^+)K^+$). Dieser Zerfall wird in dieser Arbeit allerdings nicht untersucht. In den Abbildungen 5.3 (a) und (b) werden ein Dalitzplot und die Projektion auf die Kaon-Pion-Masse gezeigt.

Die ϕ -Mesonen treten hier nicht in einem zusammenhängenden Gebiet des Plots auf, sondern häufen sich um zwei Punkte. Dazwischen liegt ein nicht zugänglicher Bereich. Dieser entsteht aus Gründen der Drehimpulserhaltung bei den aufeinander folgenden Zerfällen des D^+ in die Mesonen ϕ und π^+ und des ϕ -Mesons in K^+K^- . Die drei Hadronen im Endzustand sind dadurch kinematisch korreliert. Diese Lücke wird bei der Selektion ausgenutzt.

In den Histogrammen 5.4(a) und 5.4(b) ist die Projektion des Dalitzplots selektierter D-Kandidaten auf $m(K^+K^-)$ und $m(K^+\pi^-)$ gezeigt. Alle Schnitte, bis auf den Schnitt auf die dargestellte Größe, wurden angewandt. Zufälliger Untergrund verteilt sich über den kinematisch zugänglichen Bereich homogen. Der gesamte Untergrund zeigt aber auch eine Komponente, die ebenfalls bei der ϕ -Masse gehäuft auftritt. Hier wurden echte ϕ 's, z. B. aus B-Zerfällen, zwar richtig rekonstruiert, aber mit zufälligen Pionen zu einem falschen D-Kandidaten kombiniert.

⁴Für den Zerfall des schwereren D_s^+ verschieben sich die Grenzen des Dalitzplots zu insgesamt höheren Werten.

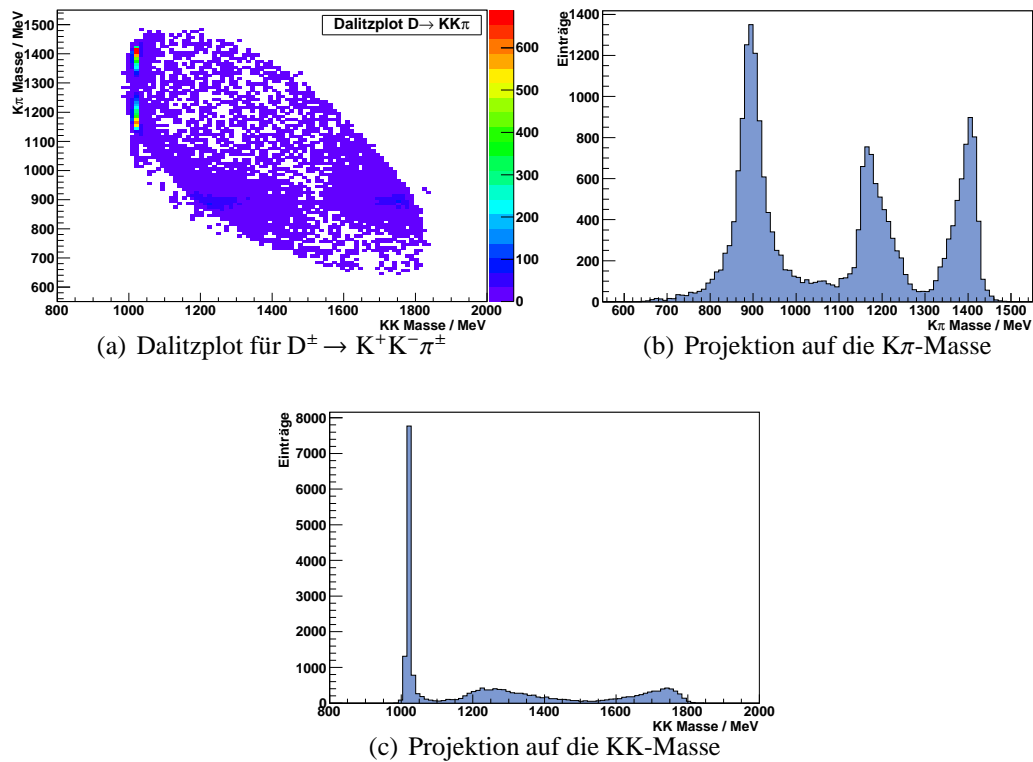


Abbildung 5.3: $D_s^+ \rightarrow K^+ K^- \pi^+$ Zerfälle, nur Ereignisse mit Monte Carlo Wahrheit aus den inklusiven b Daten, in einem Dalitzplot und der Projektion auf die Achsen. Bei der KK -Masse von etwa 1020 MeV häufen sich Ereignisse stark; dort liegen Kandidaten, die über ein ϕ zerfallen sind. Der kinematische verbotene Bereich, ist in der Projektion auf $m(K\pi)$ bei etwa 1300 MeV deutlich erkennbar. Bei einer Kaon-Pion-Masse von etwa 900 MeV liegen Zerfälle, die über ein K^{*0} abliefern.

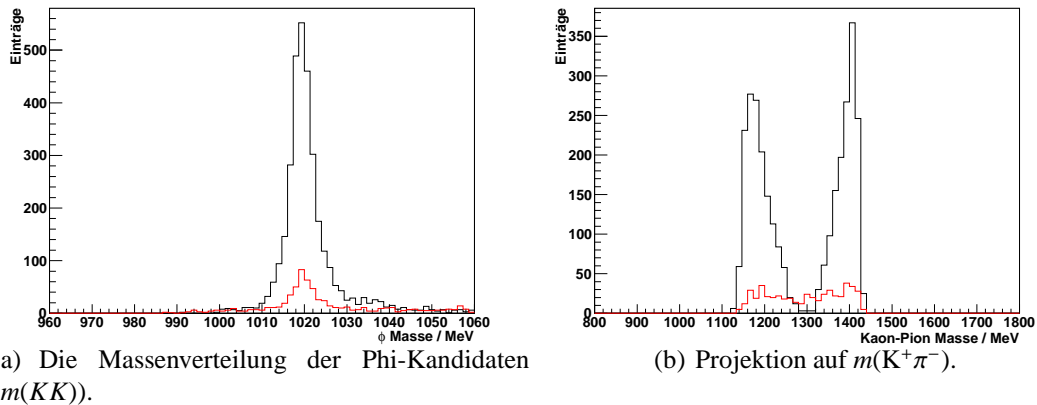


Abbildung 5.4: Die Verteilung der Phi-Kandidaten, aus der Projektion des Dalizplots auf die (a) Kaon-Kaon Masse und (b) Kaon-Pion Masse. Der kinematisch verbotene Bereich ist deutlich zu erkennen. Inklusive b MC Daten, $D_s^+ \rightarrow \phi(K^+K^-)\pi^+$. Bis auf den Schnitt auf $m(K^+K^-)$, bzw. $m(K^+\pi^-)$ sind alle Kriterien angewandt. Schwarz: Hadronen gehören zu einem richtig selektierten Zerfall, rot: Untergrund.

Anwendung der Teilchenidentifikation. Kaonen und Pionen im Endzustand eines richtig rekonstruierten D erfüllen Kriterien wie einen Mindestwert ihrer Stoßparameter-Signifikanz und ihres Transversalimpulses. Zusätzlich zu diesen oben besprochenen Größen wird auch die Teilchenidentifikation (Kapitel 3.2) benutzt. Dadurch werden D-Kandidaten unterdrückt, die aus falsch identifizierten Kaonen und Pionen rekonstruiert wurden (Anwendung in der Selektion in Abb.5.5).

Wie wahrscheinlich ein Teilchen richtig identifiziert worden ist, sagt die relative Teilchenhypothese DLL („Delta Log Likelihood“) aus, die relativ zur Pionhypothese angegeben wird. In die Berechnung der DLL fließen Informationen vieler Detektorkomponenten mit ein. Man benutzt die Differenz der Logarithmen der von den Subdetektoren ermittelten Wahrscheinlichkeit, dass eine Teilchenhypothese zutrifft (*Likelihood* \mathcal{L}).

$$\Delta \ln \mathcal{L}_{K\pi} = \ln \mathcal{L}(K) - \ln \mathcal{L}(\pi) = \ln[\mathcal{L}(K)/\mathcal{L}(\pi)],$$

wobei $\mathcal{L}(K)$ die Likelihood für die Kaon-Hypothese ist. Je größer dieser Wert ist, desto wahrscheinlicher ist das detektierte Teilchen ein Kaon und kein Pion. Umgekehrt gilt es entsprechend [7].

Relativ zu anderen Teilchenhypothesen (z. B. den Vergleich der Kaon-Hypothese mit der Proton-Hypothese, $\Delta \ln \mathcal{L}_{Kp}$) erhält man den Wert durch Subtraktion der jeweiligen DLL's relativ zur Pionhypothese. Als Beispiel hier die Kaon-Proton DLL,

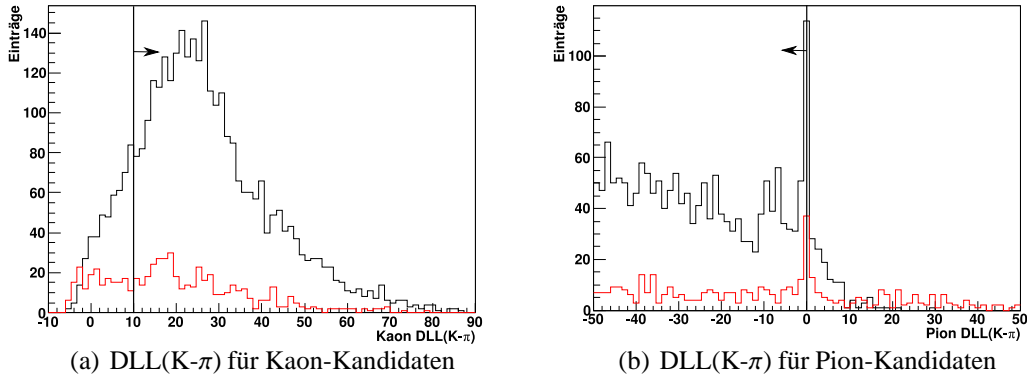


Abbildung 5.5: Verteilung der $DLL(K-\pi)$ für Kaonen und Pionen, ohne diesen Schnitt (vertikale Linie, der Pfeil gibt die Seite an, auf der der Schnitt passiert wird). Inklusive b MC Daten, $D_s^+ \rightarrow \phi(K^+K^-)\pi^+$. Schwarz: Signal, rot: Untergrund

$\Delta \ln \mathcal{L}_{Kp}$:

$$\Delta \ln \mathcal{L}_{Kp} = \Delta \ln \mathcal{L}_{K\pi} - \Delta \ln \mathcal{L}_{p\pi}.$$

Für jedes stabile Teilchen (Kapitel 3.2) werden während der Ereignisrekonstruktion die verschiedenen DLLs berechnet und können in der Selektion abgefragt werden.

Zusammenfassung der Größen der Selektion

Die vorgestellten Größen und den Wert, den die D-Kandidaten und deren Zerfallsprodukte erfüllen müssen, um selektiert zu werden, sind in Tabelle 5.3 zusammengefasst. Kaonen und Pionen werden mit h bezeichnet. Als letzter Schritt wird die invariante Masse der Hadronen im Endzustand auf einen Bereich von ± 21 MeV um die Masse der jeweils betrachteten D-Mesonen (Tabelle 5.2) eingeschränkt, das sogenannte Massenfenster. Die Größen der Selektion orientieren sich an Selektionen anderer Analysen, in denen verzögerte D^\pm , D_s^\pm , sowie ϕ^- , bzw. K^{*0} -Mesonen selektiert wurden ([26, 27]).

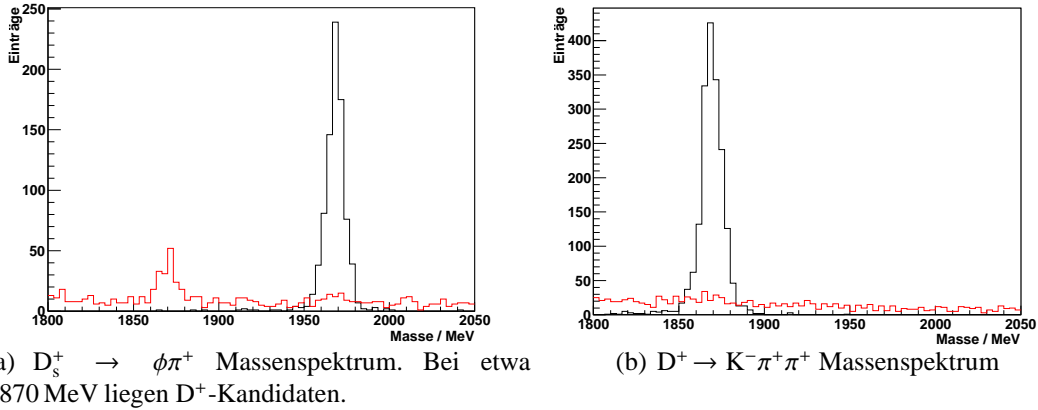


Abbildung 5.6: Zwei Massenspektren nach der Anwendung aller Kriterien, außer dem Schnitt auf die Masse selbst. Im Spektrum des $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$ sind zwei Peaks zu erkennen, da D_s^+ - und D^+ -Mesonen beide über denselben Kanal zerfallen können. Das gilt nicht für den zweiten gezeigten Zerfall $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$. Beim Zerfall $D_s^+ \rightarrow K^+\pi^-\pi^+$ sind die beiden Pionen ungleich geladen und die Moden unterscheiden sich daher schon in der Zerfallstopologie. Das Spektrum zeigt folglich keinen entsprechenden Peak bei der D_s^+ -Masse. Inklusive b MC Daten. Rot: Auf Monte Carlo Ebene als Untergrund identifizierte D-Kandidaten. Schwarz: Auf Monte Carlo Ebene als Signal identifizierte Kandidaten.

Meson	Masse / MeV
D^0	1864,5
D^+	1869,3
D_s^+	1986,5
ϕ	1019,5
K^{*0}	497,7
K^+	493,7
π^+	139,6

Tabelle 5.2: Die Massen der untersuchten Mesonen [1].

Kriterien für $D_{(s)}^\pm, D^0 \rightarrow 3h$ und $D^0 \rightarrow 2h$, ($h = K^\pm, \pi^\pm$)		
$D_{(s)}^\pm, D^0$:	p_T	$> 2 \text{ GeV}$
	$\text{IPsig}(D)$	> 3
	$\text{FDsig}(D)$	> 10
	$\chi_{\text{vtx}}^2 / \text{nDoF}$	< 3
	$ m(D^x) - m(3h/2h) $	$< 21 \text{ MeV}$
K^\pm :	p_T	$> 400 \text{ MeV}$
	$\text{IPsig}(K^\pm)$	> 3
	$K^\pm \Delta \ln \mathcal{L}_{K\pi}$	> 10
	$K^\pm \Delta \ln \mathcal{L}_{Kp}$	> -10
π^\pm :	$\text{IPsig}(\pi^\pm)$	> 5
	$\pi^\pm \Delta \ln \mathcal{L}_{K\pi}$	< 0
Kriterien für $D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0}(K^-\pi^+)\pi^+$ und $D_{(s)}^+ \rightarrow \phi(K^+K^-)\pi^+$		
K^{*0} :	p_T	$> 1 \text{ GeV}$
	$\text{IPsig}(K^{*0})$	> 5
	$850 \text{ MeV} < m(K^-\pi_1^+) < 1000 \text{ MeV}$	
	$1000 \text{ MeV} < m(K^-\pi_2^+) < 1400 \text{ MeV}$	
ϕ :	p_T	$> 1 \text{ GeV}$
	$\text{IPsig}(\phi)$	> 3
	$ m(\phi) - m(K^+K^-) $	$< 10 \text{ MeV}$
	$ m(K^+\pi^-) - m(1200 \text{ MeV}) $	$> 25 \text{ MeV} (D^+ \rightarrow \phi\pi)$
	$ m(K^+\pi^-) - m(1290 \text{ MeV}) $	$> 25 \text{ MeV} (D_s^+ \rightarrow \phi\pi)$

Tabelle 5.3: Zusammenfassung der in der Selektion angewandten Kriterien. Für die Töchter des K^{*0} gibt es zwei Massenbereiche zu selektieren, da nicht festgestellt werden kann, welches der beiden gleichgeladenen Pionen aus dem K^{*0} hervorgekommen ist. Die ungleiche Größe der beiden Schnitte ergab sich nach der Vorselektion als günstig. Die Kriterien auf die Masse der neutralen Kombination $m(K^+\pi^-)$ für das ϕ sparen den kinematisch nicht zugänglichen Bereich aus. Das D_s^+ -Meson ist schwerer als das D^+ -Meson, daher sind auch die ausgelassenen Bereiche verschoben.

5.3 Ergebnisse der Selektion

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der oben beschriebenen Selektion dargestellt und erläutert. Aus dem Signaldatensatz, den inklusiven b MC09 Daten, wird die für Detektordaten erwartete Signalausbeute errechnet. Dazu werden die sich nach der Selektion ergebenden Effizienzen bestimmt. Aus den minimum bias Datensätzen wird das zu erwartende Verhältnis von Untergrund zu Signal abgeschätzt.

Die Anzahlen detektierter Signal- und Untergrundereignisse werden im nächsten Kapitel zur Berechnung der zu erwartenden statistischen Fehler benutzt und sind in Tabelle 5.4 zusammengefasst.

Kanal und Datensatz		$S \pm \Delta S$	$B \pm \Delta B$
$D^+ \rightarrow \phi\pi^+$	MC09 inkl b (MC)	164 ± 13	123 ± 11
	DC06 minbias (MC)	3 ± 2	3 ± 2
	MC09 minbias (Fit)	40 ± 29	23 ± 9
$D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$	MC09 inkl b (MC)	824 ± 29	117 ± 11
	DC06 minbias (MC)	9 ± 3	1 ± 1
	MC09 minbias (Fit)	221 ± 16	21 ± 3
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	MC09 inkl b (MC)	1797 ± 42	273 ± 17
	DC06 minbias (MC)	20 ± 4	4 ± 2
	MC09 minbias (Fit)	498 ± 24	76 ± 6
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	MC09 inkl b (MC)	9786 ± 99	1528 ± 39
	DC06 minbias (MC)	126 ± 11	35 ± 6
	MC09 minbias (Fit)	2427 ± 60	527 ± 17

Tabelle 5.4: Ergebnisse der Selektionen in den vier Kanälen nach L0-TIS Triggerentscheidung. S und B sind die Anzahl der Signal-, bzw. Untergrundereignisse. Bei den Datensätzen, bei denen die Monte Carlo Wahrheit verfügbar ist, bezeichnet die Größe S Ereignisse, in denen die rekonstruierten Kandidaten zu Monte Carlo Teilchen assoziiert wurden, die in genau den richtigen Kanal zerfallen sind und die aus einem B-Zerfall stammen. Ereignisse auf die das nicht zutrifft werden als Untergrund betrachtet. Für den MC09 minimum bias Datensatz wurden Funktionen für Signal und Untergrund an die Massenverteilung der D-Kandidaten angepasst. Die resultierenden Fehler ergeben sich nach der Integration der ermittelten Funktionen für Signal und Untergrund über den Signalbereich (Schnitt auf die Massen der D-Kandidaten in Tab. 5.3). Mit einem solchen Verfahren werden auch auf Daten Signal und Untergrund bestimmt. Die gefitteten Verteilungen sind in Abbildung 5.7 dargestellt.

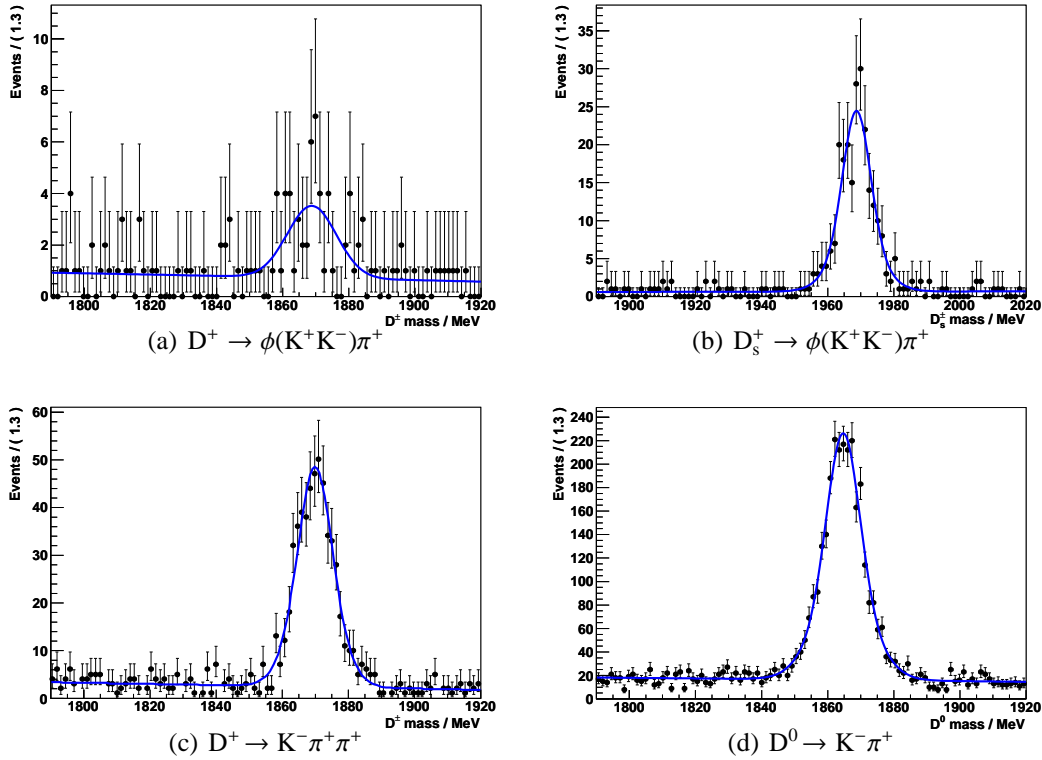


Abbildung 5.7: An die Massenverteilung der D-Kandidaten des MC09 minimum bias Datensatzes vor dem Massenschnitt (schwarze Punkte) angepasste Funktionen für Signal und Untergrund (blaue Kurven). Die Breite des Signals wird von der Detektorauflösung dominiert, die mit einer Doppelgauß-Funktion beschrieben wird. Für den Untergrund wird ein Polynom zweiter Ordnung gewählt. (Abschnitt 5.3.4.) Der Datensatz entspricht einer integrierten Luminosität von 16 nb^{-1} .

5.3.1 Selektionseffizienz

Aus den Selektionsergebnissen auf den inklusiven b MC Daten berechnet sich für die einzelnen vier Kanäle die totale Selektionseffizienz ϵ_{tot} . Sie ist definiert als das Verhältnis der Anzahl richtig rekonstruierter Signalteilchen mit einer positiven L0-TIS-Triggerentscheidung zu der Anzahl aller produzierten Signalteilchen in dem verwendeten Datensatz:

$$\epsilon_{\text{tot}} = \frac{\# \text{ richtig selektierte D-Kandidaten} \wedge \text{L0} \wedge \text{L0-TIS}}{\# \text{ alle produzierten Signalteilchen}}.$$

ϵ_{tot} kann weiter in einzelne Effizienzen aufgeteilt werden:

- $\epsilon_{\text{sel,L0-TIS}}$, die Selektionseffizienz, das ist das Verhältnis der Anzahl der richtig se-

lektierten D-Kandidaten mit L0-TIS Entscheidung zur Anzahl der in dem Datensatz enthaltenen Monte Carlo Teilchen:

$$\epsilon_{\text{sel,L0-TIS}} = \frac{\# \text{ richtig selektierte D-Kandidaten} \wedge \text{L0} \wedge \text{L0-TIS}}{\# \text{ im Datensatz enthaltene Signalteilchen}}.$$

- $\epsilon_{\text{gen.lvl.}}$, die Effizienz des Schnittes auf Generatorebene. Es werden nur Ereignisse mit mindestens einem B-Hadron, das in einen Kegel mit einem Öffnungswinkel von 400 mrad um die Strahlachse fliegt, herausgeschrieben, um Rechenzeit und Speicherplatz zu sparen [28]. Da die untersuchten verzögerten D-Mesonen aus B-Zerfällen stammen, wird mit einem Schnitt auf die B-Hadronen die Zahl der Signalereignisse im selben Verhältnis beeinflusst.

$$\begin{aligned} \epsilon_{\text{gen.lvl.}} &= \frac{\# \text{ Ereignisse mit mindestens einem B-Meson in 400 mrad}}{\# \text{ alle generierten } \bar{b}b \text{ Ereignisse}} \\ &= \frac{\# \text{ im Datensatz enthaltene MC Signalteilchen}}{\# \text{ alle produzierten MC Signalteilchen}}. \end{aligned}$$

Somit ist also die totale Selektionseffizienz

$$\epsilon_{\text{tot}} = \epsilon_{\text{sel,L0-TIS}} \cdot \epsilon_{\text{gen.lvl.}}.$$

Die Effizienzen, die sich für die vier Kanäle ergeben, stehen in Tabelle 5.5 bei der Berechnung der erwarteten Signalausbeute in Abschnitt 5.3.3.

Wie in dieser Tabelle zu sehen ist, unterscheiden sich $\epsilon_{\text{sel,L0-TIS}}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)$ und $\epsilon_{\text{sel,L0-TIS}}(D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+)$ signifikant von den Effizienzen, mit denen die beiden Zerfallskanäle selektiert werden, die die ϕ -Resonanz enthalten:

- Beim Zerfall des D^0 handelt es sich um einen reinen Zweikörperzerfall. Die anderen Modi haben im Endzustand jeweils drei Hadronen. Für jedes Teilchen im Endzustand muss eine Spur gefunden und an den Zerfallsvertex angepasst werden. Für das D^0 muss also eine Spur weniger gefunden werden, als bei den Dreikörperzerfällen, was die Selektionseffizienz erhöht. Gleichzeitig wird dadurch auch die Möglichkeit erhöht falsche Kandidaten zu rekonstruieren.
- Für die Selektion des Zerfalls $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ ist man an $K^- \pi^+ \pi^+$ -Endzuständen interessiert, um den Untergrund zu verkleinern, werden aber $K^{*0} \pi^+$ -Zustände benutzt. Das führt zu den auftretenden Effizienzverlusten.

5.3.2 Untergrund

Als Untergrund werden rekonstruierte D-Kandidaten bezeichnet, die nicht dem geforderten Signal entsprechen. Auf den Datensätzen mit Monte Carlo Wahrheit werden in dieser Arbeit die D-Kandidaten als Signal bezeichnet, die zu einem Monte Carlo Teilchen assoziiert wurden, das genau dem rekonstruierten Zerfallskanal gemäß zerfiel und das selbst aus einem B-Zerfall hervorging. Alle anderen D-Kandidaten sind Untergrund. Nach der Selektion und L0 (aber noch vor der L0-TIS-Entscheidung) verbleiben auf dem DC06 minimum bias Datensatz noch Untergrundereignisse, die im Wesentlichen einer der vier folgenden Kategorien zugeordnet werden können. Dieser Datensatz wird verwendet, da für den inklusiven b MC Datensatz nicht der volle Untergrund simuliert wurde. Die Untergrundbeschreibung erfolgt für die Selektion des D^0 -Zerfalls, da bei den anderen Kanälen auf dem DC06 minimum bias Datensatz nur wenige Untergrundereignisse verbleiben, die keine aussagekräftige Beschreibung erlauben. Die Zahlen in Klammern geben den Anteil der jeweiligen Untergrundkategorie am Gesamtuntergrund nach der Selektion des Zerfalls des D^0 nach L0 auf dem DC06 minimum bias Datensatz an:

Geister: (34 %) Mindestens ein Teilchen im Endzustand konnte nicht zu einem MC Teilchen assoziiert werden. Die Spur ist eine Fehlrekonstruktion. Die resultierenden Kandidaten können, entsprechend der zufälligen Kinematik des „Geistes“, jede Masse annehmen.

Teilweise rekonstruierter Untergrund: (28 %) Das sind D-Kandidaten, die zu einem Monte Carlo Teilchen (langlebige D- oder B-Hadronen) assoziiert wurden, das jedoch nicht so zerfallen ist, wie es rekonstruiert wurde. Die Spuren, aus denen der Kandidat rekonstruiert worden ist, gehören aber alle zu diesem Monte Carlo Teilchen. Da diese Teilchen nur unvollständig rekonstruiert worden sind, können dabei auch wesentlich schwerere Teilchen, z. B. B-Mesonen in das entsprechende D-Massenfenster hereinfallen und als D-Kandidat registriert werden.

Kombinatorischer Untergrund: (28 %) Unter diesem Stichpunkt werden verschiedene Untergründe zusammengefasst, die von Spuren erzeugt wurden, von denen alle oder nur einzelne direkt vom Primärvertex oder aus Hadronen stammen.

Prompter Untergrund: (10 %) Kandidaten, die zu einem MC Teilchen assoziiert wurden, das ein D-Meson im richtigen Zerfallskanal war und somit vollständig rekonstruiert wurde, dabei aber nicht aus einem B hervorging.

Auf Kosten der Selektionseffizienz können einige Schnitte noch restriktiver gesetzt werden, z. B. um den Beitrag prompter D-Mesonen weiter zu unterdrücken. Mit den Kriterien der hier vorgestellten Selektion wurde das Verhältnis von Untergrund zu Signal im Massenfenster, nach L0, mit L0-TIS Entscheidung auf MC09 minimum bias Daten auf eine Größenordnung von gleich oder größer als $O(1)$ gebracht. Die erwarteten Signal-zu-Untergrundverhältnisse der vier Kanäle stehen in Tabelle 5.6. Das schlechteste Verhältnis ergab sich aufgrund des relativ kleinen Verzweigungsverhältnisses bei der Selektion des Zerfallskanals $D^+ \rightarrow \phi\pi^+$ und beträgt $S/B(D^+ \rightarrow \phi\pi^+) = 1,7 \pm 1,4$.

5.3.3 Erwartete Signalausbeute

Es werden nun die zu erwartenden Signalausbeuten für eine integrierte Luminosität $\mathcal{L}_{\text{int}} = 2 \text{ fb}^{-1}$ angegeben, also einer integrierten Luminosität, die einem Jahr Datennahme bei nomineller Luminosität entspricht. Die Signalausbeute N_{Sig} berücksichtigt die Triggereffizienz und berechnet sich für jeden der vier rekonstruierten Kanäle nach folgender Gleichung:

$$N_{\text{Sig}} = 2 \cdot \mathcal{L}_{\text{int}} \cdot \sigma_{b\bar{b}} \cdot \text{BR}_{\text{vis}}(D_{\text{verz.}} \rightarrow \dots) \cdot \epsilon_{\text{tot}}. \quad (5.2)$$

$\mathcal{L}_{\text{int}} \cdot \sigma_{b\bar{b}}$ ist die Anzahl der in 2 fb^{-1} mit einem Wirkungsquerschnitt $\sigma_{b\bar{b}} = 500 \mu\text{b}$ produzierten $b\bar{b}$ -Paare. Jedes dieser b-Quarks kann unabhängig hadronisieren und zur Signalausbeute beitragen, daher der Faktor 2. Für jeden Kanal ist der entsprechende Wert für das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall des verzögerten D-Mesons ($\text{BR}_{\text{vis}}(D_{\text{verz.}} \rightarrow \dots)$) und die entsprechende Effizienz (Tabelle 5.5) einzusetzen. BR_{vis} bezeichnet das sichtbare Verzweigungsverhältnis, mit dem aus b-Quarks Signalereignisse hervorgehen. Die Berechnung wird exemplarisch für den Zerfallskanal $D^+ \rightarrow \phi(K^+K^-)\pi^+$ gezeigt:

$$\begin{aligned} \text{BR}_{\text{vis}}(D^+_{\text{verz.}} \rightarrow \phi(K^+K^-)\pi^+) = & \\ & \left(f_{B^\pm} \cdot (\text{BR}(B^+ \rightarrow D^+ + X) + \text{BR}(B^- \rightarrow D^+ + X)) \right. \\ & \left. + f_{B^0} \cdot (\text{BR}(B^0 \rightarrow D^+ + X) + \text{BR}(\bar{B}^0 \rightarrow D^+ + X)) \right) \\ & \cdot \text{BR}(D^+ \rightarrow \phi(K^+K^-)\pi^+). \end{aligned}$$

Für andere Zerfallskanäle müssen die Verzweigungsverhältnisse angepasst werden,

Kanal	$\epsilon_{\text{sel,L0-TIS}} / \%$	$\text{BR}_{\text{vis}}(\text{D}_{\text{verz.}} \rightarrow \dots) / \%$
$\text{D}^+ \rightarrow \phi\pi^+$	$0,62 \pm 0,05$	0,065
$\text{D}_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$	$0,56 \pm 0,02$	0,41
$\text{D}^+ \rightarrow \text{K}^- \pi^+ \pi^+$	$0,224 \pm 0,005$	1,96
$\text{D}^0 \rightarrow \text{K}^- \pi^+$	$1,14 \pm 0,01$	2,22
$\epsilon_{\text{gen.lvl.}} = 43,2 \pm 0,6$		

Tabelle 5.5: Die sich aus den Selektionsergebnissen ergebenden Effizienzen und die Effizienz des Schnittes auf Generatorebene. Der Zerfall des D^0 ist ein Zweikörperzerfall, wodurch die Selektionseffizienz höher ist als bei den Dreikörperzerfällen der geladenen D-Mesonen.

Kanal	$N_{\text{Sig}}/1 \times 10^6$	S/\mathcal{B}	$S/\mathcal{B}(\text{DC06})$
$\text{D}^+ \rightarrow \phi\pi^+$	3,46	$1,7 \pm 1,4$	$1 \pm 0,8$
$\text{D}_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$	27,64	$10,5 \pm 1,7$	$9 \pm 9,5$
$\text{D}^+ \rightarrow \text{K}^- \pi^+ \pi^+$	53,20	$6,55 \pm 0,61$	$5 \pm 2,7$
$\text{D}^0 \rightarrow \text{K}^- \pi^+$	304,92	$4,61 \pm 0,19$	$3,6 \pm 0,7$

Tabelle 5.6: Übersicht über die erwarteten Signalausbeuten in 2 fb^{-1} und das Verhältnis von Signal zu Untergrund. Die Werte des viel kleineren DC06 Datensatzes werden zur Kontrolle der gefitteten Werte aus den MC09 Daten mit angegeben. Die Werte stimmen im Rahmen der Fehler sehr gut überein.

insbesondere kommen für Kanäle mit einem D_s -Meson noch die Terme mit dem Verzweigungsverhältnis der B_s^0 -Mesonen $\text{BR}(\text{B}_s^0 \rightarrow \text{D}_s^+ + \text{X})$ hinzu. D_s -Mesonen können als einzige D-Mesonen aus Zerfällen von B_s^0 -Mesonen hervorgehen.

Die erwarteten Signalausbeuten, die mithilfe der Effizienzen aus dem inklusiven b MC Datensatz bestimmt worden sind und die Signal-zu-Untergrundverhältnisse aus minimum bias MC Daten stehen für die vier untersuchten Kanäle in Tabelle 5.6. Die Aufteilung ist nötig, da in den inklusiven b MC Daten nicht der vollständige, zu erwartende Untergrund simuliert worden ist. Es ist zu beachten, dass die MC Datensätze mit einem höheren Wirkungsquerschnitt σ_{bb} generiert worden sind (Abschnitt 5.1.1), als der Wert, der für konservative Abschätzungen, wie z. B. in Kapitel 3 und hier angenommen wird.

5.3.4 Anwendung auf Daten

Das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis wurde aus dem MC09 minimum bias Datensatz ermittelt. Wie eingangs erwähnt sind minimum bias Datensätze sehr umfassende Simulationen der Proton-Proton-Kollisionen, die auch entsprechend aufwendig zu generieren und zu bearbeiten sind.⁵ Es werden aber alle erwarteten Beiträge zu Signal und Untergrund simuliert. Die Selektionen können daher auf diesem Datensatz für den Einsatz auf Daten getestet werden. Insbesondere ist die angewandte Methode, \mathcal{S} und \mathcal{B} mittels einer Anpassungsrechnung zu bestimmen, exakt die Methode, die auch auf Daten zur Anwendung kommt.

Um die Selektionen zu entwickeln, wurde neben dem inklusiven b Signaldatensatz auch der wesentlich kleinere DC06 minimum bias Datensatz benutzt, der über MC Wahrheit verfügt. Wie bereits erwähnt stehen beim MC09 Datensatz keine Informationen zur MC Wahrheit zur Verfügung. Deshalb muss das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis mit einem Fit bestimmt werden, wie er auch bei den Daten zur Anwendung kommt. Diese wurde mit RooFit [29] durchgeführt. Dabei wurden Funktionen für Signal und Untergrund an die Verteilung der Massen der D-Kandidaten angepasst, nachdem alle Schnitte der Selektion außer den Schnitten auf die entsprechende D-Masse selbst angewandt worden sind (siehe auch Tabelle 5.4 und Abbildung 5.7). Für Signal und Untergrund in der Anpassungsrechnung wurden jeweils einfache Funktionen angenommen:

- Die Form des Signals wird von Detektoreffekten dominiert, daher wurde die Summe von zwei Normalverteilungen gewählt, die denselben Mittelwert, aber unterschiedliche Breiten haben. Die schmalere Kurve erfasst das Signal nahe der nominellen Masse, die breitere Kurve Ausschmierungen an den Rändern des Signals. Sie bilden einen sogenannten Doppelgauß.
- Aus der Untergrundbetrachtung ergab sich kein dominanter Untergrund, der an einer Stelle gehäuft auftritt. Für den Untergrund wurde daher ein Polynom zweiten Grades gewählt. Die genaue Form des Untergrundes kann auf Daten aus den Seitenbändern ermittelt werden.

Die Einträge für Signal und Untergrund sowie die Fehler darauf ergeben sich aus der Anpassungsrechnung nach der Integration der ermittelten Funktionen über den Signal-

⁵Dieser Datensatz entspricht mit 16 nb^{-1} nur etwa einer Minute Laufzeit von LHCb bei nomineller Luminosität. Dafür mussten 10^9 Ereignisse simuliert werden.

bereich. Das ist ein Massenfenster um die nominelle Masse der jeweiligen D-Mesonen von insgesamt 42 MeV. Bei Verwendung der MC Wahrheit des wesentlich kleineren DC06 Datensatzes ergeben sich im Rahmen der Fehler übereinstimmende Werte für S/B .

Kapitel 6

Anwendung auf experimentelle Asymmetrien

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse aus den Kapiteln 4 und 5 zur Bestimmung der erwarteten Messgenauigkeit der experimentellen Asymmetrien ausgewertet. Diese Sensitivität von LHCb für experimentellen Asymmetrien wird durch den Fehler, der bei deren Messung auftritt, charakterisiert. Der gesamte Fehler kann in zwei Kategorien eingeteilt werden, systematischer Fehler und statistischer Fehler. Der systematische Fehler hängt unter anderem auch von den Fehlern der Messwerte ab, die von [1] übernommen wurden. Der statistische Fehler berechnet sich aus der Anzahl der Kandidaten, die nach der beschriebenen Selektion zur Bildung der Rekonstruktionsasymmetrien benutzt werden und hängt von der Größe, d.h. von der integrierten Luminosität, des verwendeten Datensatzes ab. Es werden die erwarteten Ergebnisse grafisch dargestellt und diskutiert. Die grafische Darstellung und alle Berechnungen erfolgten in `Mathematica` [30].

6.1 Fehlerrechnung

Aufgrund der beschriebenen Limitierung der vorhandenen Statistik in den Monte Carlo Datensätzen, können die experimentellen Asymmetrien nicht direkt aus diesen MC Daten bestimmt werden, die Sensitivität von LHCb für die experimentellen Asymmetrien lässt sich aber sehr wohl aus diesen abschätzen. Dazu wird auf die Diskussion der Ergebnisse der folgenden Fehlerrechnung verwiesen. In diese Rechnung gehen die Annahmen ein, dass die Asymmetrien klein sind und dass die Größen, die in die Berech-

nung eingehen, unkorreliert sind. Außerdem sollen die selektierten Signalereignisse einer Poisson-Statistik genügen.

Die Fehlerrechnung beginnt bei der Formel 4.15 zur Berechnung der vier experimentellen Asymmetrien aus den vier Asymmetrien in der Rekonstruktion der selektierten Zerfallskanäle, die in Kapitel 4 hergeleitet wurde:

$$\delta_i = \sum_j (\mathcal{M}^{-1})_{ij} \cdot \mathcal{A}_j.$$

Die Einträge der dort benutzten Matrix \mathcal{M}^{-1} sind Funktionen der aus [1] entnommenen Zerfallsbreiten und Hadronisierungsverhältnisse (Tabellen 4.1, 4.2 und 4.3). Diese Größen und die Unsicherheiten darauf sind unabhängig von der hier durchgeführten Analyse und tragen somit zum systematischen Fehler der vier experimentellen Asymmetrien bei. Dieser wird abgekürzt mit $\Delta\delta_i(\text{syst.})$, wenn es der systematische Fehler auf die experimentelle Asymmetrie δ_i ist. Es wird angenommen, dass diese Beiträge, also die Verzweigungsverhältnisse und Fragmentierungen aus [1] den dominanten Anteil am systematischen Fehler tragen.

Der zweite Term in obiger Gleichung (\mathcal{A}_j) besteht aus den Asymmetrien in der Rekonstruktion positiv und negativ geladener D-Mesonen in den vier untersuchten Zerfallskanälen. Diese Asymmetrien enthalten den als rein statistisch angenommenen Fehler aus der Selektion. Zunächst wird der systematische Fehler näher behandelt, anschließend der statistische Fehler.

6.1.1 Systematischer Fehler

Den Einfluss der dominanten systematischen Fehler der Matrix \mathcal{M} auf die experimentellen Asymmetrien wird mithilfe der Gaußschen Fehlerfortpflanzung berechnet. Dazu wird die Summe $\sum_j (\mathcal{M}^{-1})_{ij} \cdot \mathcal{A}_j$ nach den Größen abgeleitet, die einen systematischen Fehler tragen. Die einzelnen Terme werden mit dem zugehörigen Fehler multipliziert und quadratisch addiert. Die fehlerbehafteten Größen werden mit g_k bezeichnet und tragen jeweils den Fehler Δg_k . Somit kann der resultierende systematische Fehler auf die experimentellen Asymmetrien wie folgt geschrieben werden (die \mathcal{A}_j tragen keinen systematischen Fehler)

$$(\Delta\delta_i(\text{syst.}))^2 = \sum_{k,j} \left(\frac{\partial}{\partial g_k} (\mathcal{M}^{-1})_{ij} \cdot \mathcal{A}_j \cdot \Delta g_k \right)^2. \quad (6.1)$$

Werden die Rechnungen ausgeführt und sämtliche Zahlen eingesetzt, ergeben sich folgende vier Gleichungen für den systematischen Fehler:

$$\begin{aligned}
(\Delta\delta_C^K(\text{syst.}))^2 = & \\
& 0,32 \cdot 10^{-2} \cdot \mathcal{A}_{D^0 \rightarrow K^- \pi^+}^2 + 0,32 \cdot 10^{-2} \cdot \mathcal{A}_{D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+}^2 - 0,10 \cdot 10^{-2} \cdot \mathcal{A}_{D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+} \cdot \mathcal{A}_{D^+ \rightarrow \phi \pi^+} \\
& + 0,34 \cdot 10^{-2} \cdot \mathcal{A}_{D^+ \rightarrow \phi \pi^+}^2 - 0,55 \cdot 10^{-2} \cdot \mathcal{A}_{D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+} \cdot \mathcal{A}_{D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+} - 0,57 \cdot 10^{-2} \mathcal{A}_{D^+ \rightarrow \phi \pi^+} \cdot \mathcal{A}_{D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+} \\
& + 0,56 \cdot 10^{-2} \cdot \mathcal{A}_{D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+}^2 \\
& + \mathcal{A}_{D^0 \rightarrow K^- \pi^+} \cdot (-0,64 \cdot 10^{-2} \cdot \mathcal{A}_{D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+} + 0,10 \cdot 10^{-2} \cdot \mathcal{A}_{D^+ \rightarrow \phi \pi^+} + 0,54 \cdot 10^{-2} \cdot \mathcal{A}_{D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+}),
\end{aligned} \tag{6.2}$$

$$\begin{aligned}
(\Delta\delta_C^\pi(\text{syst.}))^2 = & \\
& 0,32 \cdot 10^{-2} \cdot \mathcal{A}_{D^0 \rightarrow K^- \pi^+}^2 + 0,32 \cdot 10^{-2} \cdot \mathcal{A}_{D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+}^2 - 0,10 \cdot 10^{-2} \cdot \mathcal{A}_{D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+} \cdot \mathcal{A}_{D^+ \rightarrow \phi \pi^+} \\
& + 0,34 \cdot 10^{-2} \cdot \mathcal{A}_{D^+ \rightarrow \phi \pi^+}^2 - 0,55 \cdot 10^{-2} \cdot \mathcal{A}_{D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+} \cdot \mathcal{A}_{D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+} - 0,57 \cdot 10^{-2} \mathcal{A}_{D^+ \rightarrow \phi \pi^+} \cdot \mathcal{A}_{D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+} \\
& + 0,56 \cdot 10^{-2} \cdot \mathcal{A}_{D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+}^2 \\
& + \mathcal{A}_{D^0 \rightarrow K^- \pi^+} \cdot (-0,64 \cdot 10^{-2} \cdot \mathcal{A}_{D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+} + 0,10 \cdot 10^{-2} \cdot \mathcal{A}_{D^+ \rightarrow \phi \pi^+} + 0,54 \cdot 10^{-2} \cdot \mathcal{A}_{D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+}),
\end{aligned} \tag{6.3}$$

$$\begin{aligned}
(\Delta\delta_p^+(\text{syst.}))^2 \cdot 10 = & \\
& 0,34 \cdot 10^{-1} \cdot \mathcal{A}_{D^0 \rightarrow K^- \pi^+}^2 + 0,34 \cdot 10^{-1} \cdot \mathcal{A}_{D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+}^2 - 0,01 \cdot 10^{-1} \cdot \mathcal{A}_{D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+} \cdot \mathcal{A}_{D^+ \rightarrow \phi \pi^+} \\
& + 0,22 \cdot 10^{-1} \cdot \mathcal{A}_{D^+ \rightarrow \phi \pi^+}^2 - 0,66 \cdot 10^{-1} \cdot \mathcal{A}_{D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+} \cdot \mathcal{A}_{D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+} - 0,43 \cdot 10^{-1} \mathcal{A}_{D^+ \rightarrow \phi \pi^+} \cdot \mathcal{A}_{D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+} \\
& + 0,54 \cdot 10^{-1} \cdot \mathcal{A}_{D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+}^2 \\
& + \mathcal{A}_{D^0 \rightarrow K^- \pi^+} \cdot (-0,67 \cdot 10^{-1} \cdot \mathcal{A}_{D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+} + 0,12 \cdot 10^{-1} \cdot \mathcal{A}_{D^+ \rightarrow \phi \pi^+} + 0,66 \cdot 10^{-1} \cdot \mathcal{A}_{D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+}),
\end{aligned} \tag{6.4}$$

$$\begin{aligned}
(\Delta\delta_p^0(\text{syst.}))^2 = & \\
& 0,04 \cdot \mathcal{A}_{D^0 \rightarrow K^- \pi^+}^2 + 0,04 \cdot \mathcal{A}_{D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+}^2 - 0,04 \cdot \mathcal{A}_{D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+} \cdot \mathcal{A}_{D^+ \rightarrow \phi \pi^+} \\
& + 0,05 \cdot \mathcal{A}_{D^+ \rightarrow \phi \pi^+}^2 - 0,12 \cdot \mathcal{A}_{D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+} \cdot \mathcal{A}_{D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+} - 0,15 \mathcal{A}_{D^+ \rightarrow \phi \pi^+} \cdot \mathcal{A}_{D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+} + 0,13 \cdot \mathcal{A}_{D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+}^2 \\
& + \mathcal{A}_{D^0 \rightarrow K^- \pi^+} \cdot (-0,08 \cdot \mathcal{A}_{D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+} + 0,04 \cdot \mathcal{A}_{D^+ \rightarrow \phi \pi^+} + 0,12 \cdot \mathcal{A}_{D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+}).
\end{aligned} \tag{6.5}$$

Die gemessenen Werte der \mathcal{A}_j hängen wiederum von den experimentellen Asymmetrien δ_i ab. Wie in den obigen Gleichungen 6.2–6.5 zu sehen ist, sind die systematischen Fehler Funktionen der beobachteten Rekonstruktionsasymmetrien. Man beachte die unterschiedliche Größenordnung der Vorfaktoren der verschiedenen Fehler. Innerhalb der einzelnen Gleichungen liegen die Faktoren in derselben Größenordnung. Die erwarteten Unsicherheiten der Detektionsasymmetrien sind wesentlich kleiner als die erwarteten Unsicherheiten der Produktionsasymmetrien. Die Bestimmung der Produktionsasymmetrie der B^0 -Mesonen weist die größte Unsicherheit bei gleichen \mathcal{A}_j auf. Mit der Konfiguration, die in dieser Analyse verwendet wird, zeigen die Fehler der Detektionsasymmetrien untereinander dieselbe Abhängigkeit von den Rekonstruktionsasymmetrien \mathcal{A}_j .

Die Rekonstruktionsasymmetrien werden vom Monte Carlo nicht richtig simuliert. Um dennoch den systematischen Fehler auf die experimentellen Asymmetrien abschätzen zu können, wurden \mathcal{A}_j aus Gleichung 4.14 berechnet:

$$\vec{\mathcal{A}} = \mathcal{M} \cdot \vec{\delta}.$$

Die Berechnung wurde für die vier experimentellen Asymmetrien separat durchgeführt. Die jeweils anderen δ_i wurden auf 1 % gesetzt. Für die betrachtete experimentelle Asymmetrie wurden drei verschiedene Werte eingesetzt, um die Abhängigkeit des systematischen Fehlers von der Größe dieser Asymmetrie zu untersuchen: 10 %, 1 % und 0,1 %. Die so erhaltenen Rekonstruktionsasymmetrien werden zur Berechnung der Fehler in die Gleichungen 6.2–6.5 eingesetzt. Tabelle 6.1 zeigt die resultierenden Ergebnisse.

Wie dort zu sehen ist, sind die Detektionsasymmetrien besser messbar, als die Produktionsasymmetrien. Die relative systematische Unsicherheit, der Fehler geteilt durch den Messwert, liegt bei kleinen Asymmetrien zwischen 54 % für die Detektionsasymmetrien und über 100 % für die Produktionsasymmetrie der B^+ -Mesonen. Große Asymmetrien (10 %) zeigen einen kleineren Fehler, der zwischen 0,54 % und 22 % liegt.

Die Limitierungen durch den systematischen Fehler sollten also klein genug sein, so dass alle vier experimentellen Asymmetrien mit der hier vorgestellten Methode gemessen werden können.

Angenommene Asymmetrie:	Systematischer Fehler/ 10^{-3}		
	10 %	1 %	0,1 %
$\Delta\delta_C^K(\text{syst.})$	0,54	0,54	0,54
$\Delta\delta_C^\pi(\text{syst.})$	0,54	0,54	0,54
$\Delta\delta_p^+(\text{syst.})$	6,04	1,45	1,34
$\Delta\delta_p^0(\text{syst.})$	22,27	2,41	0,69

Tabelle 6.1: Systematischer Fehler der vier experimentellen Asymmetrien in Abhängigkeit der Größe der Asymmetrie selbst. Die untersuchte Asymmetrie wird auf einen der gegebenen Werte gesetzt, die anderen werden auf 1 % gehalten. Für die Detektionsasymmetrien erwartet man einen kleineren Fehler als für die Produktionsasymmetrien. Bei den angegebenen signifikanten Stellen sind die Fehler für beide Detektionsasymmetrien immer gleich.

6.1.2 Statistischer Fehler

Die Fehler auf die Asymmetrien \mathcal{A}_j enthalten Unsicherheiten aus der Selektion und werden als rein statistisch angenommen. Um die Fehler zu berechnen wird zunächst gezeigt, wie sich der Fehler auf eine allgemeine Asymmetrie \mathcal{A}_{FB} zwischen den Größen F und B zusammensetzt:

$$F + B = N,$$

$$\mathcal{A}_{FB} = \frac{F - B}{F + B} = \frac{F - B}{N}.$$

Für ein festes N sind F und B vollkommen korreliert und der Fehler auf eine Asymmetrie \mathcal{A} ergibt sich zu

$$\Delta\mathcal{A} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sqrt{1 - \mathcal{A}^2}.$$

Da N selbst erst gemessen werden muss, stehen F , B und $F + B = N$ nicht von vornherein fest und tragen somit Unsicherheiten. In diesem Fall gibt es zwei Möglichkeiten den Fehler auf die Asymmetrie zu betrachten.

- N wird als Poisson-verteilt betrachtet und F und B als Binomial-verteilt.
- F und B werden als unabhängig Poisson-verteilte Größen betrachtet.

Für beide Betrachtungsweisen ergibt sich für den Fehler [31, 32]:

$$\Delta\mathcal{A}_{FB} = \frac{2FB}{N^2} \sqrt{\left(\frac{\Delta F}{F}\right)^2 + \left(\frac{\Delta B}{B}\right)^2}. \quad (6.6)$$

Wenn von kleinen Asymmetrien ausgegangen wird gilt $F \approx B \approx N/2$ und für die relativen Fehler

$$\frac{\Delta F}{F} \approx \frac{\Delta B}{B} \approx \frac{\Delta N}{N}.$$

Gleichung 6.6 wird dann zu

$$\Delta \mathcal{A}_{FB} \approx \frac{1}{2} \sqrt{2 \left(\frac{\Delta N}{N} \right)^2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\Delta N}{N}. \quad (6.7)$$

Der Fehler auf eine so definierte Asymmetrie verhält sich also wie ein relativer Fehler auf eine Anzahl und wird mit wachsender Statistik kleiner. In dieser Studie stehen F und B für die Zerfälle positiv, bzw. negativ geladener D-Mesonen. $N = \mathcal{S}$ ist hierbei die Gesamtzahl richtig selektierter Zerfälle in einem gegebenen Zeitraum. Die Größe \mathcal{S} wird als Poisson-verteilt angenommen.

Einfluss des Untergrundes auf den Fehler des Signals

Im Experiment wird aber nicht direkt \mathcal{S} registriert, sondern die Summe aus Signal \mathcal{S} und Untergrund \mathcal{B} , $N_{\mathcal{SB}} = \mathcal{S} + \mathcal{B}$. Auf diesen Daten muss der nach der Selektion übrig bleibende Untergrund bestimmt und von der selektierten Anzahl abgezogen werden. Das vergrößert auch den Fehler auf die zu messende Asymmetrie. Im Folgenden wird der Einfluss des Untergrundes auf die Asymmetrien abgeschätzt.

Da sich die gemessene Anzahl von Signalereignissen ergibt durch

$$\mathcal{S} = N_{\mathcal{SB}} - \mathcal{B},$$

ergibt sich für den Fehler

$$\begin{aligned} \Delta \mathcal{S} &= \sqrt{(\Delta N_{\mathcal{SB}})^2 + (\Delta \mathcal{B})^2} \\ &= \sqrt{N_{\mathcal{SB}} + \mathcal{B}} \\ &= \sqrt{\mathcal{S} + \mathcal{B} + \mathcal{B}} = \sqrt{\mathcal{S} \cdot \left(1 + \frac{2\mathcal{B}}{\mathcal{S}} \right)} \end{aligned} \quad (6.8)$$

Der statistische Fehler auf eine der Rekonstruktionsasymmetrien \mathcal{A}_j lässt sich nach

Statistischer Fehler / ($10^{-3} / \sqrt{\mathcal{L}_{\text{int.}}}$)	
$\Delta\delta_C^K(\text{stat.})$	1,01
$\Delta\delta_C^\pi(\text{stat.})$	0,28
$\Delta\delta_P^+(\text{stat.})$	1,30
$\Delta\delta_P^0(\text{stat.})$	0,80

Tabelle 6.2: Statistischer Fehler auf die experimentellen Asymmetrien als Funktion der integrierten Luminosität. Die Faktoren sind durch $\sqrt{\mathcal{L}_{\text{int.}}}$ zu teilen. $\mathcal{L}_{\text{int.}}$ ist in fb^{-1} einzusetzen.

den Gleichungen 6.7 und 6.8 wie folgt abschätzen:

$$\Delta\mathcal{A}_j(\text{stat.}) = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\Delta\mathcal{S}}{\mathcal{S}} = \sqrt{\frac{1 + 2\frac{\mathcal{B}}{\mathcal{S}}}{2\mathcal{S}}}. \quad (6.9)$$

Es sind die für den jeweiligen Zerfallskanal erwarteten Werte für \mathcal{S} und \mathcal{B}/\mathcal{S} einzusetzen, wobei \mathcal{S} durch die erwartete Signalausbeute $N_{\text{sig.}}$ bei der entsprechenden integrierten Luminosität ersetzt werden muss. Die Werte können Tabelle 5.6 entnommen werden. Lässt man die integrierte Luminosität ($\mathcal{L}_{\text{int.}}$) variabel, kann der Verlauf dieses Fehlers mit wachsender Statistik untersucht werden. Die Signalausbeute wächst linear mit der integrierten Luminosität, der statistische Fehler ist daher proportional zu $1/\sqrt{\mathcal{L}_{\text{int.}}}$.

Da die Fehler der einzelnen Rekonstruktionsasymmetrien \mathcal{A}_j jetzt bestimmt werden können, kann deren Einfluss auf die vier experimentellen Asymmetrien δ_i ermittelt werden. Der statistische Fehler auf diese Asymmetrien wird als quadratische Summe über die Fehler der einzelnen \mathcal{A}_j berechnet, die als Funktionen von der integrierten Luminosität aufgefasst und mit den entsprechenden Matrixelementen $(\mathcal{M}^{-1})_{ij}$ multipliziert werden:

$$(\Delta\delta_i(\text{stat.}))^2 = \sum_j \left((\mathcal{M}^{-1})_{ij} \cdot \Delta\mathcal{A}_j(\mathcal{L}_{\text{int.}}) \right)^2. \quad (6.10)$$

Die Ergebnisse für die experimentellen Asymmetrien stehen in Tabelle 6.2. Der absolute statistische Fehler hängt nicht von der Größe der Asymmetrie ab, wohl aber der relative Fehler.

Der statistische Fehler wird spätestens bei einer Statistik von $3,5 \text{ fb}^{-1}$ kleiner, als der entsprechende systematische Fehler. Mehr dazu im nächsten Abschnitt.

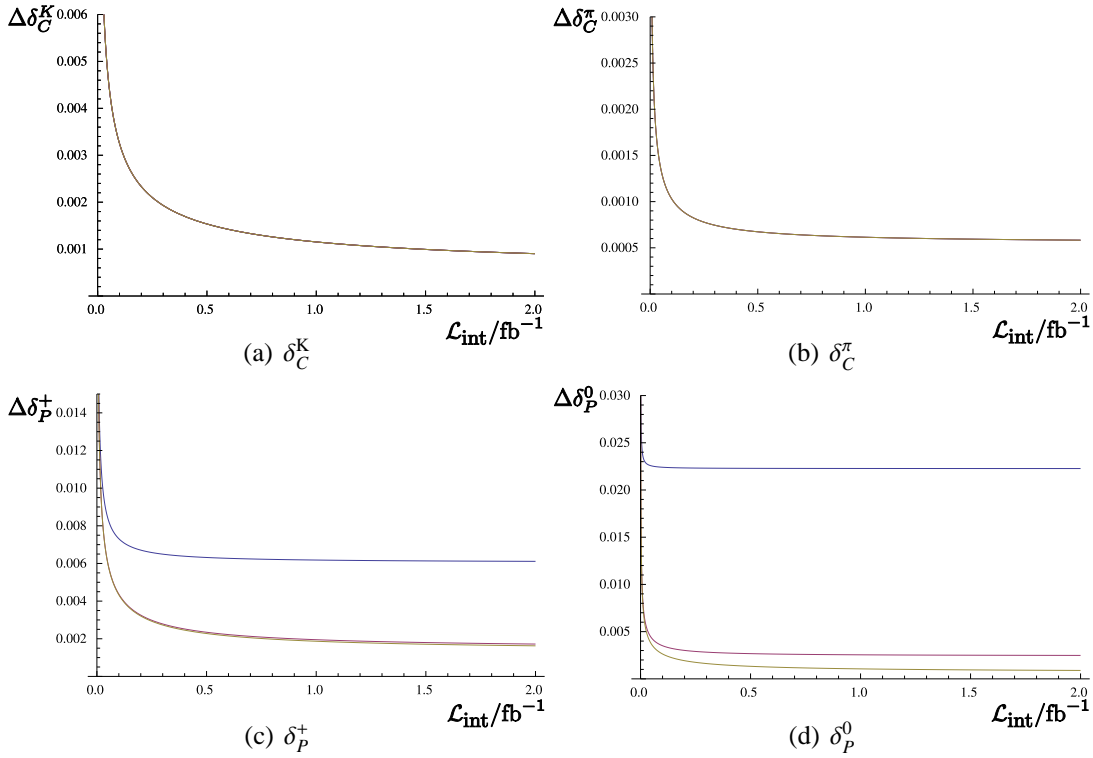


Abbildung 6.1: Der Verlauf des absoluten Gesamtfehlers der vier experimentellen Asymmetrien. Es sind drei Kurven gezeigt, die sich für die Detektionsasymmetrien aber überlagern. Sie entsprechen einer angenommenen Größe der jeweiligen experimentellen Asymmetrie von 10 % (blau), 1 % (rot) und 0,1 % (gelb). Die jeweils nicht untersuchten experimentellen Asymmetrien sind auf 1 % fixiert.

6.2 Grafische Analyse des Gesamtfehlers

In diesem Abschnitt werden systematischer und statistischer Fehler zusammen untersucht. Dazu werden die beiden Fehler quadratisch zum Gesamtfehler addiert:

$$(\Delta\delta_i) = \sqrt{(\Delta\delta_i(\text{syst.}))^2 + (\Delta\delta_i(\text{stat.}))^2}. \quad (6.11)$$

Dieser Gesamtfehler fällt mit $1/\sqrt{\mathcal{L}_{\text{int}}}$ im statistischen Anteil ab und nähert sich asymptotisch dem systematischen Anteil an. Der systematische Fehler limitiert zwar die Genauigkeit der Messung, allerdings nur in einem solchen Maße, dass die hier vorgestellte Analyse durchführbar bleibt, wie am Ende von Abschnitt 6.1.1 dargelegt wurde. Den Verlauf des absoluten Gesamtfehlers zeigen die Abbildungen 6.1 und 6.2. Letztere zeigen den Verlauf des relativen Gesamtfehlers.

Wie bereits für Tabelle 6.1 bemerkt wurde, stimmen die Detektionsasymmetrien

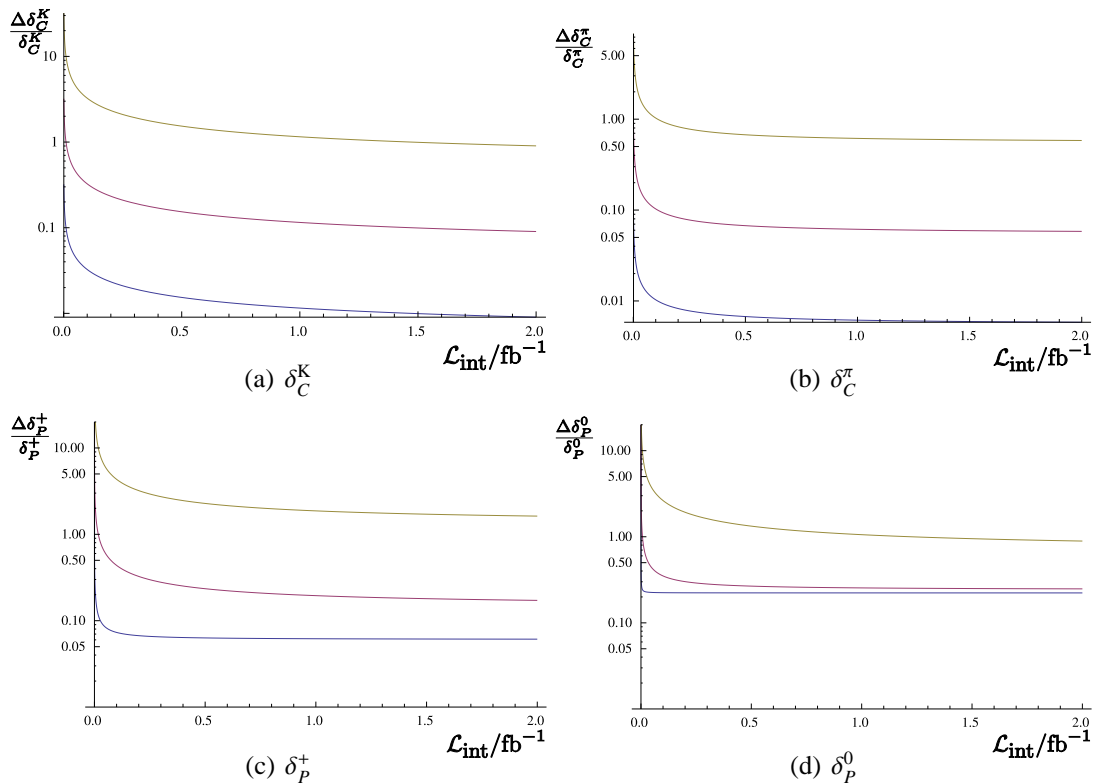


Abbildung 6.2: Der Verlauf des relativen Gesamtfehlers der vier experimentellen Asymmetrien in logarithmischer Darstellung. Die Kurven entsprechen wieder einer angenommenen experimentellen Asymmetrie von 10 % (blau), 1 % (rot) und 0,1 % (gelb). Die übrigen Asymmetrien werden bei 1 % festgehalten.

bei der verwendeten Genauigkeit und Kombination der verschiedenen Größen im systematischen Fehler überein und zeigen auch keine Abhängigkeit von der Größe der experimentellen Asymmetrie selbst. Analytisch sind es aber verschiedene Kurven.

Der dargestellte Bereich deckt eine Datenmenge von bis zu 2 fb^{-1} ab, was einer Laufzeit von einem Jahr bei der nominellen Luminosität entspricht. Um die Machbarkeit dieser Studie abzuschätzen, ist es notwendig, zu ermitteln, nach welcher Laufzeit des Detektors der Fehler hinreichend klein ist. Ein Maß dafür ist die gesammelte integrierte Luminosität, bei der der statistische Fehler gleich dem systematischen Fehler wird. Für die experimentellen Asymmetrien ist das in Tabelle 6.3 aufgeführt. Dieser Tabelle ist zu entnehmen, dass die Messung der experimentellen Asymmetrien mit $3,5 \text{ fb}^{-1}$, also ca. 1,5 Jahren Datennahme unter nominellen Bedingungen nicht weiter signifikant verbessert werden kann, da bei einer solchen Statistik auch für die Detektionsasymmetrien bezüglich Kaonen der statistische Fehler gleich dem systematischen

Angenommene Asym.:	Luminosität für $\Delta\delta_i(\text{stat.}) = \Delta\delta_i(\text{syst.}) / \text{fb}^{-1}$		
	$\delta_i = 10\%$	$\delta_i = 1\%$	$\delta_i = 0,1\%$
δ_C^K	3,5	3,5	3,5
δ_C^π	0,27	0,27	0,27
δ_P^+	0,05	0,80	0,94
δ_P^0	$1,29 \times 10^{-3}$	0,11	1,34

Tabelle 6.3: Bei der gegebenen integrierten Luminosität wird der erwartete statistische gleich dem systematischen Fehler. Bei den Detektionsasymmetrien ist kein Unterschied festzustellen. Nominelle integrierte Luminosität in einem Jahr Datennahme: 2 fb^{-1} .

Fehler geworden ist und deren Fehler am langsamsten abfällt.

Wie gut die verschiedenen Asymmetrien überhaupt gemessen werden können, hängt von der Art der betrachteten experimentellen Asymmetrie ab und davon, wie groß diese Asymmetrie ist. Die Verteilung der relativen Fehler (Abbildung 6.2) zeigt, dass eine experimentelle Asymmetrie von 0,1 % selbst bei hoher Statistik mit 100 % Fehler gemessen wird. Das ist angesichts der geringen Größe der Asymmetrie kein schlechtes Resultat.

Allgemein können Detektionsasymmetrien mit der hier vorgestellten Methode besser gemessen werden. Deren relative Fehler liegen immer etwas unter denen der Produktionsasymmetrien. Für den Fall, dass die jeweilige Asymmetrie 10 % beträgt, ergeben sich relative Fehler von weniger als 1 % für die Detektions-, 6 % und 12 % für die Produktionsasymmetrien.

Die Produktionsasymmetrien enthalten einen stärkeren systematischen Effekt. Die Detektionsasymmetrien gehen in die Formel 4.14 mit ganzen Zahlen als Vorfaktor ein, die Produktionsasymmetrien dagegen sind von kleinen Zahlen abhängig, die sich aus gemessenen Zerfallsbreiten zusammensetzen. Die Auswirkung der Detektionsasymmetrien auf die \mathcal{A}_j ist daher stärker und somit besser messbar.

Ein wichtiger Punkt ist, dass die experimentellen Asymmetrien mit einer Statistik gemessen werden können, die einer integrierten Luminosität von etwa $3,5 \text{ fb}^{-1}$ entspricht. Viele Schlüsselmessungen von LHCb gehen von einem vergleichbaren Zeitraum aus, bis die Statistik ausreicht, erste Ergebnisse zu produzieren [33]. Die Korrekturen der Messdaten auf die hier behandelten experimentellen Asymmetrien können also im selben Zeitraum zur Verfügung stehen.

Kapitel 7

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde eine Methode vorgestellt, wie experimentelle Asymmetrien am LHCb-Experiment gemessen werden können. Experimentelle Asymmetrien sind systematische Effekte, die die Messung von physikalisch interessanten Asymmetrien, wie z. B. CP-Asymmetrien, beeinflussen. Die in dieser Arbeit betrachteten experimentellen Asymmetrien lassen sich in zwei Gruppen einteilen:

- Detektionsasymmetrien aufgrund unterschiedlich effizienter Detektion der CP-konjugierten Partner einer Teilchensorte, z. B. K^+ und K^- .
- Produktionsasymmetrien aufgrund von Unterschieden in der Produktion von B- und \bar{B} -Mesonen. Es sind Effekte die bei der Hadronisierung eines b- oder \bar{b} -Quarks in der Nähe eines Protons oder Protonrestes auftreten.

Für jede im Endzustand beobachtete Teilchensorte tritt eine eigene Detektionsasymmetrie auf. In dieser Arbeit wurden die Detektionsasymmetrien bezüglich K^+/K^- und π^+/π^- untersucht, sowie Produktionsasymmetrien für B^+ - und B^0 -Mesonen.

Mit der vorgestellten Methode werden diese vier experimentellen Asymmetrien gleichzeitig aus der Rekonstruktion von Zerfällen verzögerter D- und \bar{D} -Mesonen, d.h. D-Mesonen, die aus dem Zerfall von B-Mesonen stammen, bestimmt.

Für die vier ausgewählten Zerfallskanäle wurden anhand einer Monte Carlo Studie Selektionen entwickelt, um in jedem Kanal eine möglichst hohe Signalausbeute bei einem guten Verhältnis S/B zu erreichen. Mithilfe der selektierten Ereignisse wurde die Sensitivität von LHCb auf die Messung dieser Asymmetrie abgeschätzt. Dazu wurde eine Fehlerrechnung durchgeführt, aus der sich ergab, dass ab einer integrierten Luminosität von $3,5 \text{ fb}^{-1}$ der statistische Fehler aller experimentellen Asymmetrien

kleiner oder gleich dem systematischen Fehler sind.

Da die untersuchten systematischen Effekte stark von der Genauigkeit gemessener Verzweungsverhältnisse abhängen, die zum Teil von den Experimenten am LHC verbessert werden kann, können diese Anteile des systematischen Fehlers mit kommenden Ergebnissen verbessert werden. Dazu gehören z. B. Verzweungsverhältnisse von B_s^0 -Mesonen oder die Hadronisierungsverhältnisse der b-Quarks.

Mit den zum Zeitpunkt dieser Arbeit verfügbaren Daten ergab sich Folgendes für die erwarteten Unsicherheiten. Der absolute Fehler hängt nur minimal von der Größe der jeweiligen experimentellen Asymmetrie ab. Daher ist die Messung großer Asymmetrien möglich. Wenn die Asymmetrie aber wie erwartet kleiner als 1 % ist, kann die Größenordnung gut ermittelt werden, was für eine Abschätzung des systematischen Fehlers für die Messung von CP-Asymmetrien, der durch diese experimentelle Asymmetrie eingebracht wird, reicht.

Literaturverzeichnis

- [1] PARTICLE DATA GROUP, C. AMSLER et al.: *Review of Particle Physics*. Physics Letters B Volume 667, 2008.
- [2] KOBAYASHI, M. und T. MASKAWA: *CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction*. Progress of Theoretical Physics, 49(2):652–657, 1973.
- [3] WOLFENSTEIN, L.: *Parametrization of the Kobayashi-Maskawa Matrix*. Phys. Rev. Lett., 51(21):1945–1947, Nov 1983.
- [4] ALBRECHT, J.: *Fast Track Reconstruction for the High Level Trigger of the LHCb Experiment*. Doktorarbeit, Universität Heidelberg, 2009.
- [5] AKIBA, K et al.: *Determination of the CKM-angle γ with tree-level processes at LHCb*. Technischer Bericht LHCb-2008-031. CERN-LHCb-2008-031, CERN, Geneva, Jul 2008.
- [6] TILBURG, J.: *Track simulation and reconstruction in LHCb*. Doktorarbeit, NIKHEF, Vrije Universiteit Amsterdam, 2005.
- [7] THE LHCb COLLABORATION: *LHCb reoptimized detector design and performance : Technical Design Report*, 2003. CERN/LHCC 2003-030.
- [8] THE LHCb COLLABORATION: *LHCb Velo: Technical Design Report*, 2001. CERN-LHCC-2001-011.
- [9] THE LHCb COLLABORATION: *LHCb Inner Tracker: Technical Design Report*, 2002. CERN-LHCC-2002-029.
- [10] THE LHCb COLLABORATION: *LHCb Outer Tracker: Technical Design Report*, 2001. CERN-LHCC-2001-024.
- [11] THE LHCb COLLABORATION: *LHCb RICH: Technical Design Report*, 2000. CERN-LHCC-2000-037.
- [12] THE LHCb COLLABORATION: *LHCb Calorimeters: Technical Design Report*, 2000. CERN-LHCC-2000-036.

-
- [13] THE LHCb COLLABORATION: *LHCb Muon System: Technical Design Report*, 2001. CERN-LHCC-2001-010.
- [14] THE LHCb COLLABORATION: *LHCb Trigger System: Technical Design Report*, 2003. CERN-LHCC-2003-031.
- [15] THE LHCb COLLABORATION: *The LHCb Detector at LHC*. Journal of Instrumentation.
- [16] LAMBERT, R. W.: *LHCb Hybrid Photon Detectors and Sensitivity to Flavour Specific Asymmetry in Neutral B-Meson Mixing*. Doktorarbeit, University of Edinburgh, 2009.
- [17] BARRAND, G. et al.: *GAUDI—A software architecture and framework for building HEP data processing applications*. Comput. Phys. Commun., 140:45 – 55, 2001.
- [18] BELYAEV, I. et al.: *Simulation application for the LHCb experiment*. physics/0306035, 2003.
- [19] SJÖSTRAND, T. et al.: *High-energy-physics event generation with Pythia 6.1*. Comput. Phys. Commun., 135, 2001.
- [20] RYD, A. et al.: *EvtGen A Monte Carlo Generator for B-Physics*. BAD, 522 v6, 2005.
- [21] AGOSTINELLI, S. et al.: *Geant4—a simulation toolkit*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 506(3):250 – 303, 2003.
- [22] CATTANEO, M. et al.: *The BOOLE Project — LHCb Reconstruction Program*. Webseite des Projekts: <http://lhcb-release-area.web.cern.ch/LHCb-release-area/DOC/boole/>.
- [23] CATTANEO, M. et al.: *The BRUNEL Project — LHCb Reconstruction Program*. Webseite des Projekts: <http://lhcb-release-area.web.cern.ch/LHCb-release-area/DOC/brunel/>.
- [24] KOPPENBURG, P. et al.: *The DAVINCI Project — The LHCb Analysis Program*. Webseite des Projekts: <http://lhcb-release-area.web.cern.ch/LHCb-release-area/DOC/davinci/>.
- [25] DALITZ, R. H.: *Decay of τ Mesons of Known Charge*. Phys. Rev., 94(4):1046–1051, May 1954.
- [26] CALVI, M. et al.: *Lifetime unbiased selection of $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ and related control channels: $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ and $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$* . LHCb Note: CERN-LHCb-2009-025, 2009.

-
- [27] GLIGOROV, V. V.: *Reconstruction of the decay modes $B_d^0 \rightarrow D_d^\pm \pi^\pm$, $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$, $B_s^0 \rightarrow D_s^\pm K^\pm$ at LHCb*. LHCb Public Note: LHCb-PUB-2009-003, 2009.
- [28] LEROY, O. et al.: *Parameters of MC09 Monte Carlo productions*. LHCb TWiki: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCb/SettingsMc09>.
- [29] VERKERKE, W. und D. KIRKBY: *The RooFit toolkit for data modelling*, 2003. arXiv:physics/0306116v1[physics.data-an].
- [30] WOLFRAM, S.: *Wolfram Mathematica 7*. <http://www.wolfram.com/products/mathematica/index.html>.
- [31] LYONS, L.: *Statistics for nuclear and particle physicists*. Cambridge Univ. Pr., Cambridge [u.a.], 1986.
- [32] LEO, W. R.: *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York [u.a.], 1994.
- [33] THE LHCb COLLABORATION: *Roadmap for selected key measurements of LHCb*. arXiv:0912.4179v2 [hep-ex], (LHCb-PUB-2009-029), 2009.

:wq

Erklärung

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

Heidelberg, den 15. März 2010 _____

-