

**Arbeit zur Erlangung des akademischen Grades
Bachelor of Science**

**Flavour-Tagging-Kalibration des $SS\pi$ -Taggers
mittels $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ -Zerfällen am
LHCb-Experiment**

vorgelegt von Igor Babuschkin
geboren in Krasnoobsk

25. Juni 2013

Lehrstuhl für Experimentelle Physik V
Fakultät für Physik
Technische Universität Dortmund

Betreuer dieser Arbeit ist Prof. Dr. Bernhard Spaan.
Zweitgutachter ist Dr. Johannes Albrecht

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	4
2	Standardmodell der Teilchenphysik	5
2.1	Quark-Sektor im Standardmodell	5
2.2	CP-Verletzung im Standardmodell	6
2.3	$B-\bar{B}$ -Oszillation	8
3	Experimentelle Grundlagen	10
3.1	Der LHCb-Detektor	10
3.2	Flavour-Tagging	11
4	Kalibration des $SS\pi$-Taggers für $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$	15
4.1	Parametrisierung der Likelihood-Funktion	17
4.2	Implementierung und Durchführung des Fits	18
4.3	Fitresultate	19
4.4	Ermittlung der Kalibrationsparameter	21
5	Zusammenfassung und Ausblick	26
	Literatur	27

1 Einleitung

Das LHCb-Experiment beschäftigt sich zur Überprüfung des Standardmodells der Teilchenphysik mit Präzisionsmessungen an Zerfällen von B-Mesonen.

Eine der am LHCb-Detektor durchgeführten Messungen ist die Bestimmung der zeitabhängigen CP -Verletzung in den Zerfällen neutraler B-Mesonen. Wichtig ist dabei die Bestimmung der Produktionszustände der erzeugten B-Mesonen, die als Flavour-Tagging bezeichnet wird. In diesem Zusammenhang muss die Fehlerrate der Tagging-Entscheidungen, auch Mistag-Wahrscheinlichkeit genannt, möglichst genau bekannt sein.

Diese Bachelorarbeit beschäftigt sich mit der Flavour-Tagging-Kalibration, die das Ziel hat, eine möglichst genaue Abschätzung der Mistag-Wahrscheinlichkeit zu liefern. Sie basiert auf einem Datensatz rekonstruierter $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ -Zerfälle, der im Jahr 2012 aufgenommen wurde und konzentriert sich auf eine Kalibration des Same-Side-Pion-Taggers ($SS\pi$). In früheren Analysen [1] hat sich gezeigt, dass dieser einen Zugewinn von ca. 25 % in der statistischen Sensitivität gegenüber der Kombination aller anderen Tagger für die Analyse zeitabhängiger CP -Verletzung in B^0 -Zerfällen ausmacht. Im Gegensatz zu anderen Taggern liefert eine Kalibration des $SS\pi$ mittels Zerfällen geladener B-Mesonen nur ungenügende Ergebnisse, weshalb er durch Zerfälle neutraler B-Mesonen in flavour-spezifische Endzustände kalibriert werden muss.

Im Folgenden gilt die Konvention $\hbar = c = 1$.

2 Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik ist eine Quantenfeldtheorie, die alle bislang bekannten Elementarteilchen und ihre Interaktionen über die starke, schwache und elektromagnetische Wechselwirkung beschreibt.

Die Elementarteilchen lassen sich in Quarks und Leptonen, aus denen Materie besteht, und Eichbosonen, die Kräfte zwischen den Teilchen vermitteln, unterteilen. Das Standardmodell ist ausgesprochen erfolgreich: Seine Vorhersagen decken sich mit jedem bisher durchgeführten Experiment der Hochenergiephysik.

Dennoch kann es sich dabei nicht um eine vollständige Theorie aller physikalischen Effekte handeln. So gibt es noch keine allgemein akzeptierte Methode, um die Gravitation in das Standardmodell einzubeziehen. Außerdem ist eine Reihe von Phänomenen bekannt, die sich nicht durch das Standardmodell erklären lassen, wie das Vorhandensein und die Natur von dunkler Materie und dunkler Energie, die Größe der beobachteten Materie-Antimaterie-Asymmetrie im Universum, sowie die Existenz der Neutrinomassen.

Eine Möglichkeit Anzeichen für sogenannte „Neue Physik“ zu finden, ist es mittels hochpräziser Experimente, wie sie z.B. am LHCb-Detektor stattfinden, nach Abweichungen von den Vorhersagen des Standardmodells zu suchen.

2.1 Quark-Sektor im Standardmodell

Das Standardmodell beinhaltet sechs verschiedene Arten von Quarks: up, down, charm, strange, top und bottom. Diese werden als u, d, c, s, t und b abgekürzt und in drei Familien unterteilt:

$$\begin{pmatrix} u & c & t \\ d & s & b \end{pmatrix} \quad (1)$$

Alle sechs sogenannten Quark-Flavour besitzen unterschiedliche Massen.

Ein erster experimenteller Beleg für die Existenz von Quarks wurde 1969 am Stanford Linear Accelerator (SLAC) durch Elektron-Streuexperimente (Deep Inelastic Scattering) an Protonen demonstriert [2].

Quarks besitzen eine elektrische Ladung, wechselwirken also elektromagnetisch. Up-type Quarks (die obere Zeile in (1)) besitzen eine Ladung von $+\frac{2}{3}$, down-type Quarks (die untere Zeile) eine Ladung von $-\frac{1}{3}$. Zu jedem der Quarks existiert ein Antiquark mit gleicher Masse und umgekehrter Ladung.

Quarks sind die einzigen bekannten Elementarteilchen, die an die Austauschteilchen der starken Wechselwirkung, die Gluonen, koppeln. Jedes Quark besitzt dazu

eine sogenannte Farbladung. Beobachtet werden können nur gebundene Quark-Zustände, deren Farbladungen sich zu Null addieren. Diese bezeichnet man als Hadronen.

Quarks wechselwirken zusätzlich über die schwache Wechselwirkung. Im Gegensatz zur elektromagnetischen und starken Wechselwirkung erhält diese nicht den Quark-Flavour, da die Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung ungleich den Flavour-Eigenzuständen sind. So kann ein Quark unter Abgabe eines W-Bosons von einem up-type Quark zu einem down-type Quark und umgekehrt werden. Es finden dabei auch Wechsel zwischen den Quark-Familien statt, diese treten aber mit einer geringeren Wahrscheinlichkeit als Wechsel innerhalb einer Familie auf. Die Eigenzustände lassen sich über die unitäre Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix (CKM-Matrix) über

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

ineinander umwandeln. Sie übersetzt die Flavour-Eigenzustände

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$$

in Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}.$$

Die Betragsquadrate ihrer Einträge geben die Wahrscheinlichkeiten für einen Flavour-Wechsel an.

Im Folgenden soll auf den Begriff der CP -Verletzung näher eingegangen werden.

2.2 CP -Verletzung im Standardmodell

Drei diskrete Symmetrieoperatoren sind im Standardmodell von Interesse: die Ladungskonjugation C , die die ladungsartigen Quantenzahlen aller Teilchen im System umkehrt, die Parität P , die das System im Ursprung spiegelt und die Zeitumkehr T , die den Zeitfluss des Systems umkehrt.

Lange Zeit dachte man, dass die Physik unter Anwendung von P invariant bliebe. Ein 1956 von Lee und Yang postuliertes [3] und von Wu durchgeführtes [4] Experiment zeigte aber, dass dies nicht der Fall ist.

Daraufhin nahm man an, dass die Kombination aus Ladungskonjugation und Paritätsumkehr, CP , eine universelle Symmetrie darstellen würde. Doch auch das

konnte im neutralen Kaon-System von Cronin, Fitch, u.a 1964 widerlegt werden [5].

CP -Verletzung wurde ausschließlich in hadronischen Systemen beobachtet. Sie ist im Standardmodell als komplexe Phase in der CKM-Matrix verwirklicht. Die Tatsache, dass dieser Mechanismus nur bei Existenz von mindestens drei Quarkfamilien funktioniert, inspirierte Kobayashi und Maskawa 1973 dazu, die Existenz der damals noch nicht entdeckten dritten Quarkfamilie (mit Top-Quark und Bottom-Quark) zu postulieren [6]. Dafür erhielten beide 2008 den Nobelpreis.

Ist die CKM-Matrix unitär, so verschwinden jeweils die komplexen Skalarprodukte zweier verschiedener Spalten. Die Produkte bestehen jeweils aus drei komplexen Termen. Zum Beispiel gilt für das Produkt der ersten und der dritten Spalte

$$V_{us}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0.$$

Die drei Terme können als Linien in der komplexen Ebene visualisiert werden, die sich zu einem Dreieck schließen. Nützlich ist es, jede der Seiten auf $V_{cd}V_{cb}^*$ zu normieren; die einzigen freien Parameter sind dann die Koordinaten $\bar{\rho}$ und $\bar{\eta}$ der Dreiecks-Spitze (siehe Abb. 1). Der Flächeninhalt der Dreiecke ist dabei ein Maß für den Grad der CP -Verletzung.

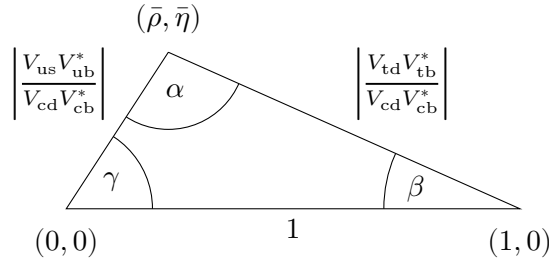


Abbildung 1: Das Unitaritätsdreieck $V_{us}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0$ mit Seitenlängen normiert auf $V_{cd}V_{cb}^*$. Das transformierte Dreieck ist vollständig durch die Lage der Dreiecks-Spitze festgelegt. Dieses Dreieck wird oft als „das“ Unitaritätsdreieck bezeichnet, da es im Vergleich zu den anderen möglichen Dreiecken am wenigsten entartet ist.

Interessant ist, dass die somit vom Standardmodell vorhergesagte CP -Verletzung sich mit jedem bisherigen Experiment gedeckt hat, obwohl die vorhergesagte Größe nicht dazu in der Lage ist, die im Universum beobachtete Materie-Antimaterie-Asymmetrie zu erklären.

Eine Möglichkeit, den CKM-Mechanismus auf seine Gültigkeit zu überprüfen, ist experimentell die Lage der Dreiecks-Spitze aus Abb. 1 einzuschränken, sie sogar regelrecht überzubestimmen. Widersprüche oder Abweichungen von der Theorie würden dann z.B. darauf hindeuten, dass es weitere Elementarteilchen geben könnten, die im Standardmodell nicht beachtet wurden.

In diesem Zusammenhang wurden zahlreiche Experimente durchgeführt. Ein äußerst aussagekräftiges Experiment, welches bei LHCb durchgeführt wird, ermöglicht die Bestimmung des Winkels β und basiert auf der Oszillation neutraler B-Mesonen. Das Experiment wurde bereits von den BaBar- und Belle-Kollaborationen durchgeführt [7][8].

2.3 B- \bar{B} -Oszillation

Als B- \bar{B} -Oszillation bezeichnet man die Tatsache, dass neutrale B-Mesonen bei freier Propagation je nach Lebensdauer eine bestimmte Wahrscheinlichkeit haben, als ihr Antiteilchen zu zerfallen. Die Oszillation neutraler Mesonen war bereits von Cronin und Fitch im Kaon-System verwendet worden, um CP -Verletzung zu demonstrieren [5]. Dass auch neutrale B-Mesonen eine Oszillation aufweisen, wurde 1987 von der Argus-Kollaboration am DESY gezeigt [9].

Anhand der beiden Feynman-Diagramme in Abb. 2 lässt sich verstehen, dass Amplituden für die Übergänge eines B^0 zu seinem Antiteilchen und umgekehrt existieren.

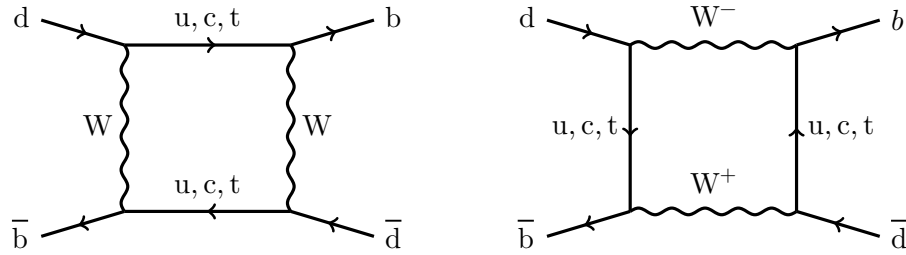


Abbildung 2: Feynman-Diagramme der B^0 - \bar{B}^0 -Oszillation. In dieser Ordnung ergibt sich die Amplitude für einen Flavour-Wechsel als Summe beider Diagramme.

Im Folgenden sollen die Übergangswahrscheinlichkeiten für $B^0 \rightarrow B^0$ und $B^0 \rightarrow \bar{B}^0$ bestimmt und damit eine Wahrscheinlichkeitsdichte für die Messung gemischter und ungemischter Zerfälle ermittelt werden.

Die Herleitung orientiert sich an [10] und [11].

Zu jedem Zeitpunkt lässt sich der Zustand des B^0 - \bar{B}^0 -Systems in der Breit-Wigner-Näherung als Superposition

$$\psi = a|B^0\rangle + b|\bar{B}^0\rangle$$

schreiben. Der zugehörige Hamiltonian, der Zerfall und Übergang der beiden Zustände beschreibt, ist durch

$$H = \begin{pmatrix} M_{11} - \frac{i}{2}\Gamma_{11} & M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12} \\ M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^* & M_{22} - \frac{i}{2}\Gamma_{22} \end{pmatrix}$$

gegeben. Durch Diagonalisierung von H erhält man die Masseneigenzustände

$$|B_L\rangle = p|B^0\rangle + q|\bar{B}^0\rangle$$

$$|B_H\rangle = p|B^0\rangle - q|\bar{B}^0\rangle$$

mit

$$\frac{q}{p} = \frac{\Delta m_d - \frac{i}{2}\Delta\Gamma_d}{2M_{12} - \frac{i}{2}\Delta\Gamma_d}.$$

Dabei ist Δm_d der Unterschied $M_H - M_L$ zwischen den Massen der beiden Eigenzustände und gibt die Frequenz der B^0 - \bar{B}^0 -Oszillation an, während $\Delta\Gamma_d$ die Differenz ihrer Zerfallsbreiten angibt, welche im B^0 -System nahezu verschwindet.

Die Zeitentwicklung der beiden Zustände lautet dann

$$|B^0(t)\rangle = g_+(t)|B^0\rangle + \frac{q}{p}g_-(t)|\bar{B}^0\rangle$$

$$|\bar{B}^0(t)\rangle = \frac{p}{q}g_-(t)|B^0\rangle + g_+(t)|\bar{B}^0\rangle$$

mit

$$g_+(t) = e^{-iMt}e^{-\frac{1}{2}\Gamma t} \cos(\Delta m_d t/2)$$

$$g_-(t) = e^{-iMt}e^{-\frac{1}{2}\Gamma t} i \sin(\Delta m_d t/2),$$

wobei $M = \frac{M_L + M_H}{2}$ und $\Gamma = \frac{\Gamma_L + \Gamma_H}{2}$ gilt.

Im Folgenden soll die Näherung $\frac{p}{q} = 1$ gemacht werden, was bedeutet, dass die Asymmetrie zwischen den Übergängen $B^0 \rightarrow \bar{B}^0$ und $\bar{B}^0 \rightarrow B^0$ (indirekte CP -Verletzung) vernachlässigt wird.

Für die Wahrscheinlichkeiten, dass ein Meson nach einer Zeit t seinen Flavour behalten ($q = +1$) oder geändert ($q = -1$) hat, gilt dann

$$\langle B^0(t)|B^0(0)\rangle^2 = \langle \bar{B}^0(t)|\bar{B}^0(0)\rangle^2 = \frac{1}{4}(e^{-\Gamma_L t} + e^{-\Gamma_H t} + 2e^{-\frac{\Gamma}{2}t}) \cos(\Delta m_d t)$$

$$\left\langle \bar{B}^0(t) \left| B^0(0) \right. \right\rangle^2 = \left\langle B^0(t) \left| \bar{B}^0(0) \right. \right\rangle^2 = \frac{1}{4} (e^{-\Gamma_L t} + e^{-\Gamma_H t} - 2e^{\frac{\Gamma}{2} t}) \cos(\Delta m_d t) .$$

Da die beiden Massen-Eigenzustände im B-System annähernd identische Zerfallsbreiten aufweisen, lässt sich die Formel mittels $\Gamma_L = \Gamma_H = \Gamma$ zu

$$P_{q=\pm 1}(t) = \frac{1}{2} \exp(-\Gamma t) \left(1 \pm \cos(\Delta m_d t) \right) \quad (2)$$

nähern. Diese Formel wird in der Analyse in modifizierter Form für einen Fit der gemessenen B-Zerfälle verwendet.

Angenommen man kennt die Produktions- und Endzustände gemessener B-Zerfälle, dann gilt für die Anzahl der ermittelten gemischten und ungemischten Zerfallsergebnisse mit Zerfallszeit t

$$N_{q=\pm 1}(t) = N_{\text{sig}} P_{q=\pm 1}(t) .$$

Die Asymmetrie der gemessenen Signalereignisse mit und ohne Mixing lässt sich damit über

$$M_{\text{sig}}(t) = \frac{N_{q=+1}(t) - N_{q=-1}(t)}{N_{q=+1}(t) + N_{q=-1}(t)} = \cos(\Delta m_d t) \quad (3)$$

bestimmen.

3 Experimentelle Grundlagen

3.1 Der LHCb-Detektor

Der Large Hadron Collider beauty Detektor (LHCb) ist Grundlage eines der vier größten Experimente, die am Large Hadron Collider (LHC) nahe Genf durchgeführt werden.

Er wurde vorrangig gebaut, um Zerfälle von B-Mesonen auf indirekte Anzeichen für Neue Physik zu untersuchen.

Im Gegensatz zu den anderen großen Detektoren am LHC (ATLAS, CMS und ALICE) handelt es sich hierbei nicht um einen 4π -Detektor, sondern um ein einarmiges Vorwärtsspektrometer mit einer Winkelakzeptanz von 10 rad bis 300 rad. Dies ist angesichts der Tatsache, dass bereits ca. $\frac{1}{4}$ der $B\bar{B}$ -Paare in diesem Winkelbereich erfasst werden können, sinnvoll.

Er ist für eine vergleichsweise geringe Luminosität, gleichzeitig aber für eine hochpräzise Rekonstruktion ausgelegt.

Die folgenden Informationen sind aus [12] entnommen. Ein Querschnitt des Detektors ist in Abbildung 3 dargestellt.

Der Vertex Locator (VELO) ist ein Siliziumdetektor, der aus zwei Hälften besteht und bis auf 5 mm an den Protonenstrahl herangefahren werden kann. Er wird zur Vertex-Rekonstruktion und zur Messung von Stoßparametern verwendet. Er ist in der Lage, Entfernungen von 10 μm aufzulösen. Das entspricht einer Eigenzeitauflösung von ca. 50 fs für B-Mesonen.

Die beiden Ring Imaging Cherenkov (RICH) Detektoren messen mittels Cherenkov-Strahlung die Geschwindigkeit geladener Teilchen, was durch Vergleich mit Informationen aus dem Tracking eine Bestimmung der Teilchenmassen erlaubt und damit zusammen mit der Information über Ladung und Impuls des Teilchens seine Identifizierung (PID) ermöglicht.

Der konventionelle (nicht supraleitende) Dipolmagnet verfügt über ein integriertes Magnetfeld von 4 T m.

Die Trackerstationen T1 bis T3 ermöglichen eine Verfolgung der Teilchenbahnen.

Dahinter befinden sich die elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter, die Elektronen, Photonen und Hadronen auffangen und ihre Energie messen.

Am Ende des Detektors befindet sich eine Reihe von Drahtkammern (M2 bis M5), die eine Identifikation von Myonen ermöglichen. Zwischen den Drahtkammern sind Bleiplatten als sogenannte Myon-Filter angebracht. Diese lassen Myonen passieren, während Hintergrundstrahlung nach dem Durchtritt mehrerer Platten gestoppt wird und somit als Myon-Ereignis ausgeschlossen werden kann.

3.2 Flavour-Tagging

Zur Bestimmung der Oszillationsfrequenz Δm_d der produzierten B^0 - und \bar{B}^0 -Mesonen muss neben den Zerfallszeiten der einzelnen beobachteten Mesonen sowohl deren End- als auch deren Anfangszustand bekannt sein.

Der Endzustand kann aus den Zerfallsprodukten der B^0 und \bar{B}^0 Mesonen bestimmt werden, wenn man einen Kanal mit selbst-taggendem Endzustand wählt. Zu diesen Kanälen gehören $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ in guter Näherung $B^0 \rightarrow D^- \pi^+$. Im Fall von $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ zerfällt das K^{*0} in $K^+ \pi^-$, sodass eine Identifikation des Endzustandes über die Kaon-Ladung möglich ist.

Die Bestimmung des Anfangszustandes (B^0 oder \bar{B}^0), die man als Flavour-Tagging bezeichnet, erweist sich als deutlich schwieriger. Das LHCb-Experiment verwendet hierzu neuronale Netze (genauer: Multilayer Perceptrons), welche darauf trainiert werden, aus der Beobachtung gleichzeitig mit dem B^0 entstandener, geladener Mesonen Rückschlüsse auf den Flavour des B^0 -Mesons zu ziehen. Diese sogenannten Tagger lassen sich in zwei Typen unterteilen: Opposite-Side-Tagger (OST) und

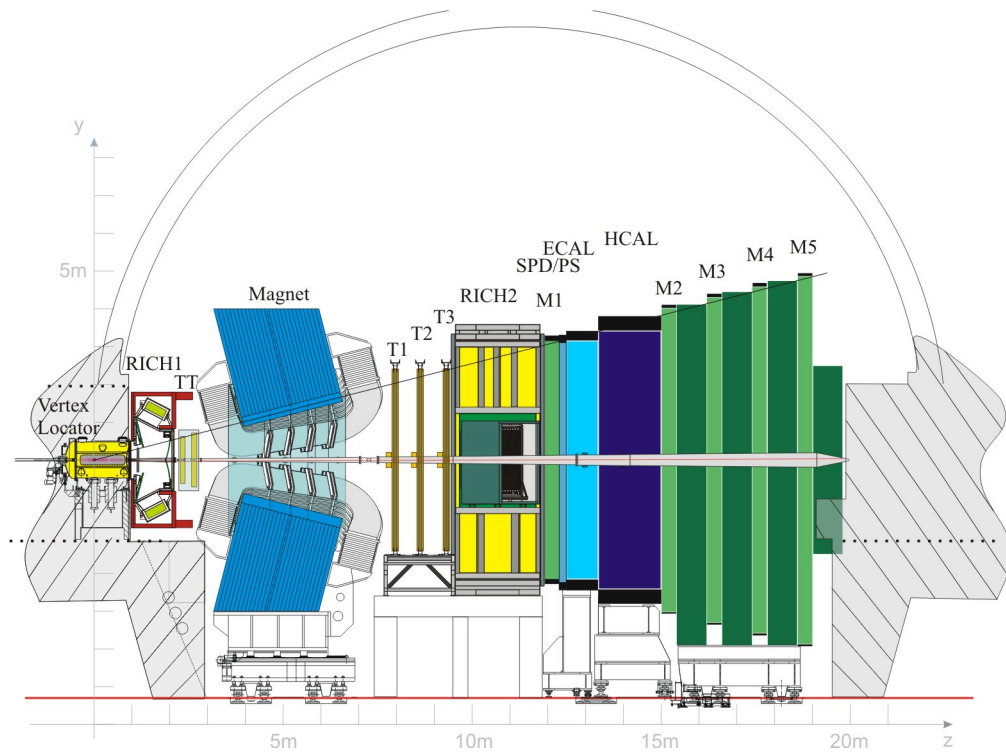


Abbildung 3: Querschnitt des LHCb-Detektors. Die einzelnen Komponenten werden im Text erläutert [12].

Same-Side-Tagger (SST). Außerdem gibt es noch den Vertex-Charge-Tagger, auf den hier aber nicht näher eingegangen werden soll.

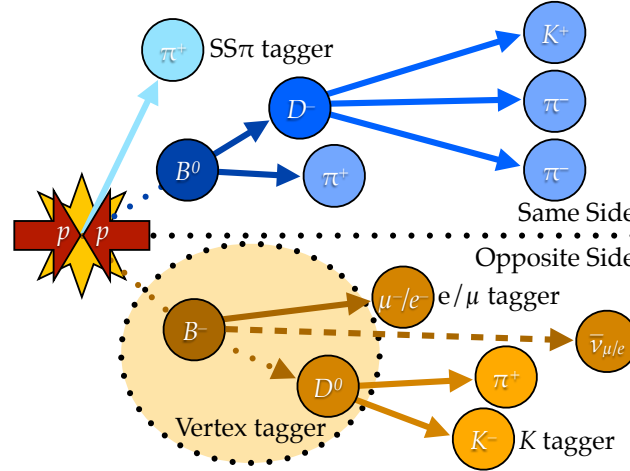


Abbildung 4: Funktionsweise der Same-Side-Tagger (oben) und der Opposite-Side-Tagger (unten). Oben lässt sich aus der Ladung eines neben dem B-Meson entstandenen Pions auf den Quarkinhalt des B schließen. Unten wird genutzt, dass das ebenfalls entstandene b-Quark z.B. ein geladenes B^- bilden kann, dessen Ladung sich aus den Zerfallsprodukten rekonstruieren lässt. [13]

Die Opposite-Side-Tagger (OST) basieren auf der Tatsache, dass b-Quarks fast ausschließlich als $b\bar{b}$ -Paar entstehen. Bildet dann z.B. das b-Quark ein \bar{B}^0 -Meson, so könnte das ebenfalls entstandene \bar{b} ein geladenes Meson, nämlich ein B^+ bilden, dessen Zerfallsprodukte einen Rückschluss auf seine Ladung und damit indirekt auf den Quarkinhalt des \bar{B}^0 -Mesons ermöglichen. So kann das geladene B-Meson z.B. semileptonisch ($b \rightarrow c \ell \bar{\nu}_\ell$) zerfallen. Die Ladung des Leptons sollte dann der gesuchten Mesonladung entsprechen, die eine Bestimmung des B-Flavours erlaubt [14]. Der Vorgang ist in der unteren Hälfte von Abbildung 4 gezeigt.

Die Same-Side-Tagger (SST) basieren auf der Betrachtung von Hadronisierungsprozessen bei der Entstehung des B-Mesons. Ein entstandenes b-Quark benötigt zur Bildung eines \bar{B}^0 ein \bar{d} -Quark. Dieses ist in der Regel zusammen mit einem d entstanden, welches wiederum ein Hadron bildet, z.B. ein Pion oder Kaon. Ist dieses geladen, so lässt sich aus der Ladung des Pions oder Kaons auf den Typ des d-Quarks im B-Meson schließen und damit sein Produktionszustand bestimmen. Die Funktionsweise ist in der oberen Hälfte von Abbildung 4 abgebildet.

Insgesamt stehen also sechs Tagger (OS-Elektron, OS-Muon, OS-Kaon, SS-Pion, SS-Kaon und Vertex-Charge) zur Verfügung.

Die ermittelten Tag-Entscheidungen sind nicht immer korrekt. So ist zum einen in der Regel keine eindeutige Tag-Entscheidung möglich, d.h. es ist nicht klar ob

das zugeordnete geladene Hadron tatsächlich den B-Flavour festlegt. Zum anderen ist die Ladungsbestimmung der entstandenen Hadronen Fehlern unterworfen. So existiert neben der bereits genannten Zerfallsreihe $b \rightarrow c \ell \bar{\nu}_\ell$ auch die seltenere Reihe $b \rightarrow c \rightarrow s \bar{\ell} \nu_\ell$, welche zu einer genau entgegengesetzten Tag-Entscheidung führt.

Die Wahrscheinlichkeit, dass die Tagging-Entscheidung falsch ist, bezeichnet man als Mistag-Wahrscheinlichkeit ω . Sie kann zwischen 0 (eindeutig korrekt) und 0.5 (zufällige Entscheidung) liegen. Werte zwischen 0.5 und 1 sind auch zulässig, man kann die Mistag-Wahrscheinlichkeit dann aber durch Umdrehen aller Tag-Entscheidungen wieder in das erste Intervall umklappen.

Die Mistag-Wahrscheinlichkeit taucht bei einer Bestimmung von Δm_d als Parameter auf, da sie die Amplitude der Mixing-Verteilung (3) verringert. Dies lässt sich wie folgt verstehen: Wird den zerfallenen Mesonen mit der Wahrscheinlichkeit ω der falsche Tag zugeordnet, so setzen sich die gemessenen Anzahlen von gemischten und ungemischten Ereignissen pro Zeitintervall über

$$\begin{aligned} N_{q=+1, \text{gemessen}} &= (1 - \omega)N_{q=+1} + \omega N_{q=-1} \\ N_{q=-1, \text{gemessen}} &= (1 - \omega)N_{q=-1} + \omega N_{q=+1} \end{aligned}$$

zusammen.

Nach Einsetzen in (3) ergibt sich also

$$\begin{aligned} M_{\text{sig}} &= \frac{(1 - \omega)N_{q=+1} + \omega N_{q=-1} - (1 - \omega)N_{q=-1} - \omega N_{q=+1}}{(1 - \omega)N_{q=+1} + \omega N_{q=-1} + (1 - \omega)N_{q=-1} + \omega N_{q=+1}} \\ &= (1 - 2\omega) \frac{N_{q=+1} - N_{q=-1}}{N_{q=+1} + N_{q=-1}} \\ &= (1 - 2\omega) \cos(\Delta m_d t) \end{aligned} \tag{4}$$

Den Faktor $D = 1 - 2\omega$ bezeichnet man als Dilution.

Zur Bewertung des Taggings lässt sich neben der Dilution die Tagging-Effizienz ε_{tag} einführen. Diese ist das Verhältnis zwischen der Anzahl der getaggten und aller Signalereignisse. Darüber lässt sich eine effektive Effizienz oder Tagging-Power als $\varepsilon_{\text{eff}} = \varepsilon_{\text{tag}} D^2$ definieren. Diese macht eine Aussage über die statistische Sensitivität mit der die Asymmetrie-Amplitude aus dem Datensatz bestimmt werden kann.

Wichtig ist eine genaue Kenntnis von ω beispielsweise bei einer Messung der zeitabhängigen CP -Verletzung in der Oszillation neutraler B-Mesonen. Hier misst man auf einem Kanal, der zwar nicht über einen selbst-taggenden Endzustand verfügt, bei dem aber die Wahrscheinlichkeit, dass ein entstandenes Meson im Zustand B^0 oder \bar{B}^0 zerfällt, eine in der Zeit oszillierende Asymmetrie aufweist. Die CP -Verletzung

kann hier also über die Amplitude der beobachteten Oszillation gemessen werden. Von kritischer Bedeutung für die Messung ist es daher, alle Faktoren, die die beobachtete Amplitude beeinflussen, möglichst präzise zu bestimmen. Dazu gehört neben der Zeitauflösung in erster Linie die Mistag-Wahrscheinlichkeit.

Da ein direkter Fit der Mistag-Wahrscheinlichkeit, anders als bei einem Kanal mit selbst-taggendem Endzustand, auf $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ nicht möglich ist, muss ein anderer Weg gefunden werden, um eine möglichst präzise Abschätzung für ω zu erhalten. Die einzelnen Tagging-Algorithmen geben zwar für jedes getaggte Event einen Mistag-Wert η aus, dieser entspricht in der Regel aber nicht der wahren Mistag-Wahrscheinlichkeit ω , sondern muss erst auf den betrachteten Zerfall angepasst werden.

Hierzu kann ein Fit auf einem topologisch ähnlichen Zerfallskanal mit selbst-taggendem Endzustand durchgeführt werden. Eine anschließende Gegenüberstellung des tatsächlichen (gefitteten) ω und der Abschätzung η ermöglicht die Ermittlung einer effektiven Parametrisierung. Das so gewonnene $\omega(\eta)$ erlaubt es, zu einem späteren Zeitpunkt die Abschätzung η zu einer korrigierten Abschätzung η_C umzurechnen. Diesen Vorgang bezeichnet man als Tagging-Kalibration.

4 Kalibration des $SS\pi$ -Taggers für $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$

Der verwendete Datensatz, welcher im Jahr 2012 am LHCb-Detektor bei einer Schwerpunktsenergie von 8 TeV aufgenommen wurde, verfügt über eine integrierte Luminosität von 2/fb. Nach Stripping und Offline-Selektion, welche auf Boosted Decision Trees basiert [15], verbleiben ca. $5 \cdot 10^5$ Ereigniskandidaten.

Das erste Ziel der vorliegenden Analyse ist es, eine Kalibration des Same-Side-Pion-Taggers auf dem vorliegenden Datensatz durchzuführen. Das zweite Ziel ist ein Wiederholen der Analyse auf einer Version des Datensatzes, die mittels einer aus $B^0 \rightarrow D^-\pi^+$ -Zerfällen gewonnenen Kalibrationsparametrisierung kalibriert wurde.

Zur Kalibration wird der Datensatz abhängig von der Größe der Mistag-Vorhersage η des neuronalen Netzes in fünf Kategorien aufgeteilt, deren Grenzen in Tabelle 1 angegeben sind. Das mittlere η wird jeweils für alle Signalereignisse pro Kategorie ermittelt. Die Trennung von Signal und Untergrund erfolgt hierbei über das sPlot-Verfahren [16], welches zur Gewinnung eines sWeighted-Datensatzes durch einen Fit der Massenverteilung angewendet wird.

Die aus dem Datensatz verwendeten Observablen sind die Massen- und Zerfallszeit-Verteilungen der rekonstruierten B-Mesonen, die Tag-Entscheidung des neuronalen Netzes, sowie die Kenntnis über den Endzustand des B^0 -Mesons, welche aus den Zerfallsprodukten (in diesem Fall der Kaon-Ladung aus dem Zerfall $K^{*0} \rightarrow K^+\pi^-$) bestimmt werden kann.

Tabelle 1: Bin-Grenzen für die Aufteilung des unkalibrierten Datensatzes abhängig von der Mistag-Vorhersage η .

Kategorie	η_{\min}	η_{\max}
1	0,40	0,50
2	0,35	0,40
3	0,30	0,35
4	0,25	0,30
5	0,00	0,25

Aus der Tag-Entscheidung und dem Endzustand lässt sich bestimmen, ob (bei korrektem Tag) ein Wechsel des b-Flavours stattgefunden hat. Mittels dieser Informationen kann ein ungebinnter Extended-Maximum-Likelihood-Fit über Daten aller fünf Kategorien durchgeführt werden, wobei die Anzahl von Signal- und Untergrundereignissen sowie die Mistag-Wahrscheinlichkeit pro Kategorie individuell und die restlichen Parameter über alle Kategorien simultan gefittet werden. Hierzu werden nur getaggte Ereignisse verwendet. Das dafür verwendete Wahrscheinlichkeitsmodell wird in Kapitel 4.1 erläutert.

Interessante Parameter, die sich aus dem Fit bestimmen lassen, sind die B^0 -Oszillationsfrequenz Δm_d , die Mistag-Wahrscheinlichkeiten ω_i und die Signal-Yields $N_{\text{sig},i}$. Bei der Analyse wird darauf geachtet, dass der angezeigte Wert für Δm_d geblindet ist, das heißt dass er nicht seinem tatsächlichen Wert entspricht, sondern um einen unbekannten, aber stets gleichen, Wert verändert wurde. Damit soll eine Beeinflussung zukünftiger Analysen auf demselben Datensatz durch Kenntnis des tatsächlichen Wertes vermieden werden.

Aus den ω_i und $N_{\text{sig},i}$ lassen sich die Dilution sowie die Tagging-Effizienz und damit die Tagging-Power berechnen.

Die fünf ermittelten (η_i, ω_i) -Wertepaare werden nun sowohl mit einer linearen, als auch mit einer quadratischen Funktion gefittet, woraufhin entschieden werden kann, welche der beiden Parametrisierungen für $\omega(\eta)$ vorzuziehen ist.

Ein mit auf $B^0 \rightarrow D^- \pi^+$ ermittelten Parametern kalibrierter $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ -Datensatz wurde bereitgestellt. Die Berechnung der kalibrierten Mistag-Vorhersage η_C erfolgte über

$$\eta_C = p_0 + p_1(\eta - \langle \eta \rangle) + p_2(\eta - \langle \eta \rangle)^2$$

mit

$$p_0 = 0,407$$

$$p_1 = 0,760$$

$$p_2 = -2,2$$

$$\langle \eta \rangle = 0,374 .$$

Die oben beschriebene Analyse wird auf dem kalibrierten Datensatz wiederholt. Es ist nicht von vorneherein klar, dass eine Tagging-Kalibration auf diese Weise von einem Zerfallskanal auf einen anderen übertragen werden kann. Daher ist es von Interesse zu prüfen, inwiefern die ermittelte Parametrisierung mit $\omega = \eta_C$ übereinstimmt.

4.1 Parametrisierung der Likelihood-Funktion

Dieses Kapitel beschreibt die Wahrscheinlichkeitsdichten, die in den durchgeführten Fits verwendet werden.

Im Folgenden bezeichnet $\exp(x; q)$ eine Exponentialverteilung mit Exponent qx und $G(x; \mu, \sigma)$ eine Gauß-Verteilung mit Mittelwert μ und Breite σ . Die Mischungsverteilung $M(t, q; \tau, \Delta m_d, \omega)$ ist durch

$$M(t, q; \tau, \Delta m_d, \omega) \propto \frac{1}{2} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \left(1 + q(1 - 2\omega) \cos(\Delta m_d t)\right) ,$$

gegeben und bezieht im Gegensatz zu (2) die in (4) erklärte Dilution mit ein. Dabei gibt t die Zerfallszeit, q den Mischungszustand und τ die mittlere Lebensdauer der Komponente an.

Die folgenden, für den Fit verwendeten Verteilungen, sind [17] entnommen und werden dort im Detail erläutert und begründet.

$$\begin{aligned} P_{\text{sig}}(m; \mu, \sigma_1, \sigma_2, \sigma_3) &= f_{m;\text{sig}}^{12} G(m; \mu, \sigma_1) \\ &+ (1 - f_{m;\text{sig}}^{12}) f_{m;\text{sig}}^{23} G(m; \mu, \sigma_2) \\ &+ (1 - (1 - f_{m;\text{sig}}^{12}) f_{m;\text{sig}}^{23}) G(m; \mu, \sigma_3) \end{aligned}$$

$$P_{\text{sig}}(t, q; \tau, \Delta m_d, \omega, s_{\text{sig}}) = \left(\Theta(t - 0,3 \text{ ps}) M(t, q; \tau, \Delta m_d, \omega) \right) \otimes R(t; s)$$

$$P_{\text{bkg/lbg}}(m; \lambda_{\text{bkg/lbg}}) = \exp\left(m; \lambda_{\text{bkg/lbg}}\right)$$

$$P_{\text{bkg}}(t; \tau_1, s) = \exp\left(t; -\frac{1}{\tau_1}\right) \otimes R(t; s)$$

$$P_{\text{bkg}}(t, q; \tau_2, \omega_{\text{lb}}) = M(t, q; \tau_2, 0, \omega_{\text{lb}}) \otimes R(t; s)$$

$R(t; s)$ bezeichnet ein gaußförmiges Auflösungsmodell mit Breite s . Dieses wird mit den Zeitkomponente gefaltet.

Damit ergibt sich für die gesamte Parametrisierung

$$\begin{aligned} P(t, q, m; p_i) = & N_{\text{sig}} P_{\text{sig}}(t, q) \cdot \varepsilon(t) \cdot P_{\text{sig}}(m) + \\ & N_{\text{bkg}} P_{\text{bkg}}(t) \cdot P_{\text{bkg}}(m) + \\ & N_{\text{lb}} P_{\text{lb}}(t, q) \cdot P_{\text{lb}}(m) . \end{aligned}$$

Hierbei ist $\varepsilon(t)$ eine Akzeptanzfunktion der Form $\varepsilon(t) = \frac{1}{\pi} \arctan(\exp(p_1 t + p_2) t)$.

Beim für das sPlot-Verfahren benötigten Fit wird nur der Massenanteil der Wahrscheinlichkeitsdichte verwendet:

$$P_{\text{sPlot}} = N_{\text{sig}} P_{\text{sig}}(m; \mu, \sigma_1, \sigma_2, \sigma_3) + N_{\text{bkg}} P_{\text{bkg}}(m; \lambda_{\text{bkg}}) .$$

Es wird außerdem nur eine der beiden Untergrundkomponenten einbezogen, da die beiden Komponenten in ihrer Massenverteilung identisch sind und deswegen bei einem reinen Massenfit stark korreliert wären.

4.2 Implementierung und Durchführung des Fits

Zur Minimierung der negativen Log-Likelihood-Funktion soll ein robuster Minimierer verwendet werden. Hierzu bietet sich MINUIT [18], ein innerhalb der Hochenergiephysik häufig verwendeter Minimierer, an.

Die zusätzliche Verwendung eines Data-Modeling-Frameworks wie RooFit [19] bietet einige Vorteile gegenüber einer manuellen Steuerung von MINUIT: Das Wahrscheinlichkeitsmodell lässt sich leichter implementieren, da benötigte Funktionen bereits implementiert sind. Plots der verwendeten Daten und der Wahrscheinlichkeitsdichte lassen sich leicht erstellen und müssen nicht manuell implementiert werden. Das Einlesen von Startparametern und das Ausschreiben der gefitteten Parameter ist deutlich vereinfacht.

RooFit wird in C++ konfiguriert und stellt vorgefertigte Wahrscheinlichkeitsfunktionen in einer Klassenhierarchie bereit. So kann eine Gauß-Verteilung mittels der RooGaussian-Klasse eingebunden werden, eine Exponentialfunktion über RooExponential, eine Exponentialfunktion mit Auflösungsmodell über RooDecay, usw. Besonders interessant ist die Klasse RooBMixDecay, die ein direktes Einbinden eines B-Meson-Zerfalls mit den Parametern Δm_d und ω erlaubt.

`Roofit` erlaubt auch das Blinden von Parametern, wie es in diesem Fall für Δm_d durchgeführt wurde.

Nützlich war auch die Klasse `RoosimPdfBuilder`, die mittels der gegebenen Wahrscheinlichkeitsfunktion ein Modell erzeugen kann, welches einzelne Parameter auf Teilen eines Datensatzes getrennt fittet, während die restlichen Parameter global über den gesamten Datensatz gefittet werden. Dies ist für den hier durchgeführten Fit nötig, da eine mittlere Mistag-Wahrscheinlichkeit für jede Kategorie bestimmt werden soll, während andere Parameter auf allen Teilen des Datensatzes den selben tatsächlichen Wert aufweisen sollten und deshalb global gefittet werden.

`Roofit` ist in das `ROOT`-Framework [20] eingebettet. Das bedeutet, dass eine Steuerung über die Skriptsprache Python möglich ist, da alle Objekte innerhalb der `ROOT`-Klassenhierarchie über ein Python-Interface verfügbar sind. Von dieser Option wurde in der vorliegenden Analyse intensiv Gebrauch gemacht, da Python im Vergleich zu C++ in der Regel eine höhere Flexibilität bietet und eine kürzere, und damit übersichtlichere Implementierung ermöglicht.

Als besonders hilfreich hat es sich erwiesen, die Definition des Wahrscheinlichkeitsmodells in eine externe Textdatei auszulagern, in der das Modell in einer `Roofit`-eigenen Syntax ausgedrückt wird. Der Inhalt der Datei kann dann zeilenweise von einem `Rooworkspace`-Objekt eingelesen und verarbeitet werden. So kann die Wahrscheinlichkeitsdichte wegen der spezifischen Syntax kürzer (und damit weniger fehleranfällig) implementiert und leicht durch Auswahl einer anderen Datei ausgetauscht werden.

Das `sPlot`-Verfahren ist in der Bibliothek `RooStats` bereits implementiert und kann direkt angewendet werden.

4.3 Fitresultate

Aus einem Fit der Massendistribution und Anwenden des `sPlot`-Verfahrens wurde ein `sWeighted`-Datensatz berechnet, der eine Ermittlung der η -Mittelwerte auf Signalereignissen erlaubt.

Die Gesamtanzahl an Signalereignissen im Datensatz lässt sich ebenfalls nach Erzeugen des `sWeighted`-Datensatzes gewinnen:

$$N_{\text{sig,uncalib.}} = 286100 \pm 700$$

$$N_{\text{sig,calib.}} = 285000 \pm 700$$

Für die Mittelwerte $\langle \eta \rangle$ und $\langle \eta_C \rangle$ des unkalibrierten und des kalibrierten Datensatzes ergibt sich

$$\langle \eta \rangle = 0.38 \pm 0.05$$

$$\langle \eta_C \rangle = 0.41 \pm 0.05$$

Tabelle 2: Fitresultate für den unkalibrierten Datensatz: Die pro Kategorie ermittelten Mistag-Mittelwerte η , die gefitteten mittleren Mistag-Wahrscheinlichkeiten ω mit Fehler und die Anzahl der getaggten Signalereignisse N_{sig} mit Fehler. Die Fehler von η liegen in der Größenordnung 10^{-5} und werden im Folgenden vernachlässigt.

Kategorie	η	ω	$N_{\text{sig,tagged}}$
1	0,421	$0,457 \pm 0,005$	$25\,500 \pm 400$
2	0,378	$0,429 \pm 0,006$	$17\,530 \pm 280$
3	0,329	$0,374 \pm 0,008$	7950 ± 140
4	0,280	$0,306 \pm 0,013$	2740 ± 70
5	0,230	$0,234 \pm 0,025$	611 ± 26

Tabelle 3: Aus den Fitresultaten abgeleitete Größen: Die Dilution D mit Fehler, die Tagging-Effizienz ε_{tag} mit Fehler und die Tagging-Power ε_{eff} mit Fehler.

Kategorie	D	$\varepsilon_{\text{tag}} / \%$	$\varepsilon_{\text{eff}} / \%$
1	$0,085 \pm 0,010$	$8,90 \pm 0,05$	$0,065 \pm 0,014$
2	$0,142 \pm 0,011$	$6,13 \pm 0,05$	$0,123 \pm 0,019$
3	$0,250 \pm 0,020$	$2,779 \pm 0,031$	$0,177 \pm 0,023$
4	$0,387 \pm 0,027$	$0,956 \pm 0,018$	$0,144 \pm 0,020$
5	$0,53 \pm 0,05$	$0,214 \pm 0,009$	$0,061 \pm 0,012$
Σ			$0,57 \pm 0,04$

Aus einem Fit der gesamten Wahrscheinlichkeitsdichte (Massen- und Zeitkomponente) lassen sich die tatsächlichen mittleren Mistag-Wahrscheinlichkeiten ω pro Kategorie ermitteln. Für den unkalibrierten Datensatz sind Fits der Mischungsverteilungen in Abbildung 5, sowie exemplarisch ein Massen- und Zeit-Fit für die dritte Kategorie in Abbildung 6 dargestellt.

Beide Größen sind in Tabelle 2 für den unkalibrierten Datensatz und in Tabelle 4 für den kalibrierten dargestellt. Außerdem dargestellt ist die Anzahl an getaggten Signalereignissen pro Kategorie, welche aus dem Fit der gesamten Wahrscheinlichkeitsdichte gewonnen werden kann.

Aus den ermittelten Größen lässt sich nun die Tagging-Power berechnen. Dazu müssen zuerst die Dilution $D = (1 - 2\omega)$ und die Tagging-Effizienz $\varepsilon_{\text{tag}} = N_{\text{sig,tagged}}/N_{\text{sig}}$ berechnet werden. Der Fehler von ε_{tag} ergibt sich hierbei über den Fehler einer binomialverteilten Größe:

$$\sigma_{\varepsilon_{\text{tag}}} = \sqrt{\frac{\varepsilon_{\text{tag}}(1 - \varepsilon_{\text{tag}})}{N_{\text{sig}}}}.$$

Die Ergebnisse sind für die beiden Datensätze in den Tabellen 3 und 5 aufgetragen.

Für den unkalibrierten Datensatz sind Plots der Asymmetrie und der gefitteten Asymmetrie-Verteilung in Abb. 5 dargestellt.

Tabelle 4: Fitresultate für den kalibrierten Datensatz: Die pro Kategorie ermittelten Mistag-Mittelwerte η_C und die gefitteten mittleren Mistag-Wahrscheinlichkeiten ω mit Fehler, sowie die Anzahl getaggtter Signalergebnisse N_{sig} mit Fehler. Die Fehler von η_C liegen in der Größenordnung 10^{-5} und werden vernachlässigt.

Kategorie	η_C	ω	$N_{\text{sig,tagged}}$
1	0,442	$0,444 \pm 0,004$	$40\,480 \pm 340$
2	0,390	$0,413 \pm 0,010$	5000 ± 90
3	0,371	$0,394 \pm 0,012$	3740 ± 70
4	0,351	$0,378 \pm 0,014$	2700 ± 60
5	0,292	$0,332 \pm 0,008$	6130 ± 80

Tabelle 5: Aus den Fitresultaten abgeleitete Größen: Die Dilution D mit Fehler, die Tagging-Effizienz ε_{tag} mit Fehler und die Tagging-Power ε_{eff} mit Fehler.

Kategorie	D	$\varepsilon_{\text{tag}} / \%$	$\varepsilon_{\text{eff}} / \%$
1	$0,112 \pm 0,008$	$14,200 \pm 0,070$	$0,177 \pm 0,026$
2	$0,175 \pm 0,020$	$1,755 \pm 0,025$	$0,054 \pm 0,013$
3	$0,212 \pm 0,023$	$1,314 \pm 0,021$	$0,059 \pm 0,013$
4	$0,243 \pm 0,027$	$0,949 \pm 0,018$	$0,056 \pm 0,013$
5	$0,336 \pm 0,016$	$2,151 \pm 0,027$	$0,242 \pm 0,024$
Σ			$0,59 \pm 0,04$

4.4 Ermittlung der Kalibrationsparameter

Die ermittelten ω_i - η_i -Wertepaare lassen sich nun linear und quadratisch fitten. Hierzu wurde eine Funktion innerhalb des ROOT-Frameworks [20] benutzt, die intern MINUIT verwendet um χ^2 zu minimieren. Die Ergebnisse sind in den Abbildungen 7 und 9 dargestellt.

Für die linearen und quadratischen Fits wurden jeweils die Funktionen

$$\omega(\eta) = p_0 + p_1 \eta'$$

$$\omega(\eta) = p_0 + p_1 \eta' + p_2 \eta'^2$$

mit $\eta' = \eta - \langle \eta \rangle$ verwendet.

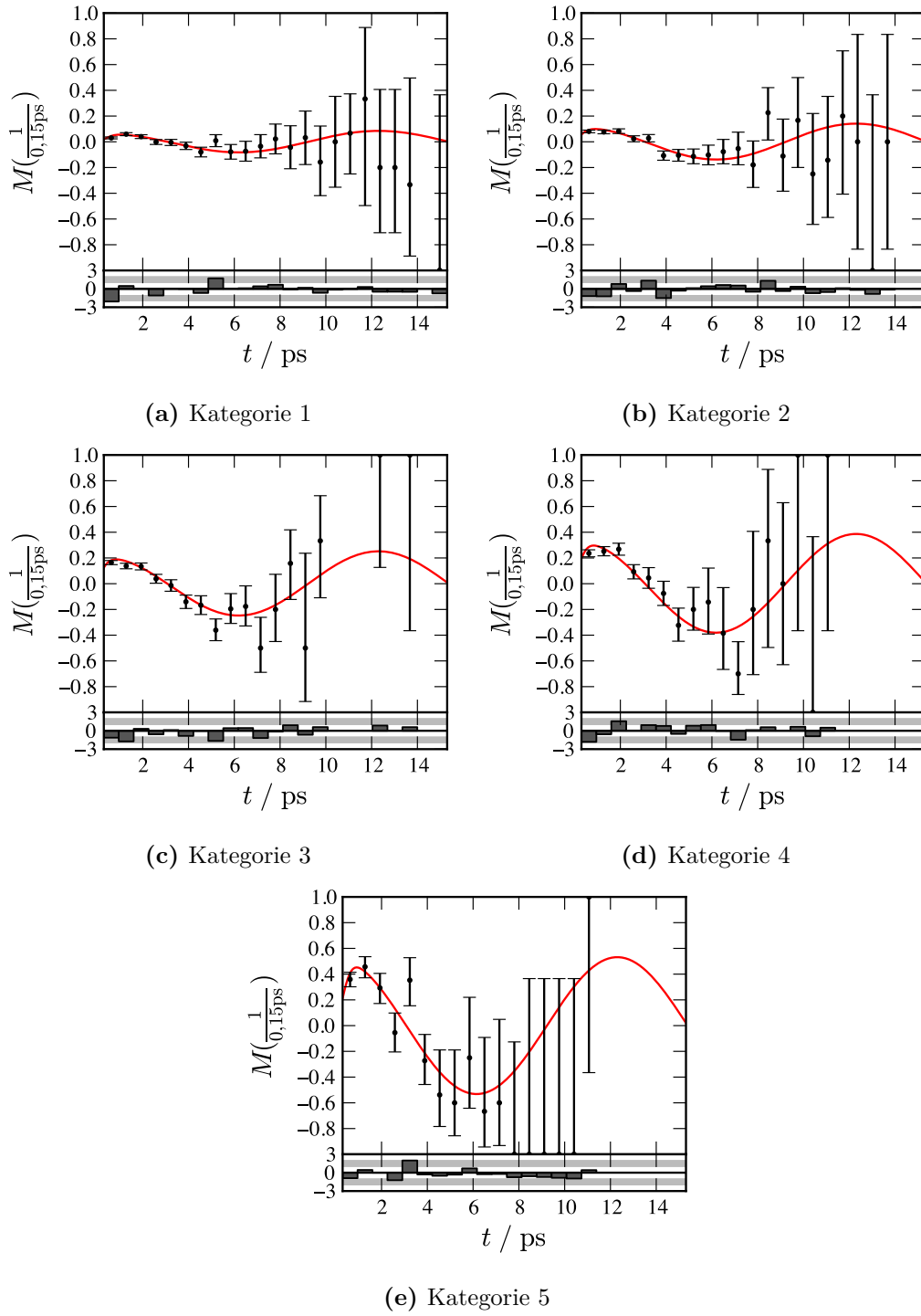


Abbildung 5: Plots der gebinnten Asymmetrie-Verteilungen $M(t)$ (siehe (3)) nach Fit des unkalibrierten Datensatzes. Die gefittete Kurve ist in rot dargestellt. Unterhalb der Plots ist jeweils die Pull-Verteilung (Abweichung von der Fit-Kurve normiert auf die Fehler der Bins) dargestellt. Die Kategorien sind in Tabelle 1 definiert

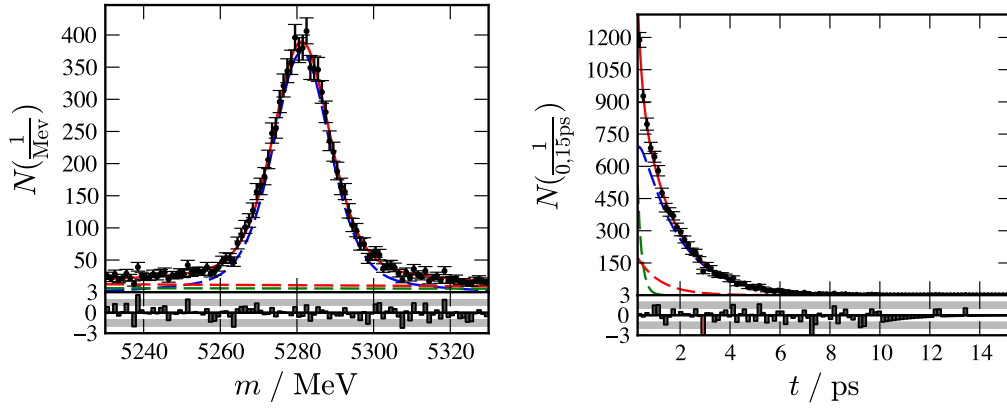


Abbildung 6: Unkalibrierter Datensatz: Jeweils exemplarisch ein Plot des Massen-Fits und des Zerfallszeit-Fits der Kategorie 3. Die durchgezogene rote Kurve gibt die gesamte gefittete Wahrscheinlichkeitsdichte an. Die unterbrochenen blauen, roten und grünen Kurven beziehen sich jeweils auf die Signalkomponente und auf die lang- und kurzlebigen Untergrundkomponenten.

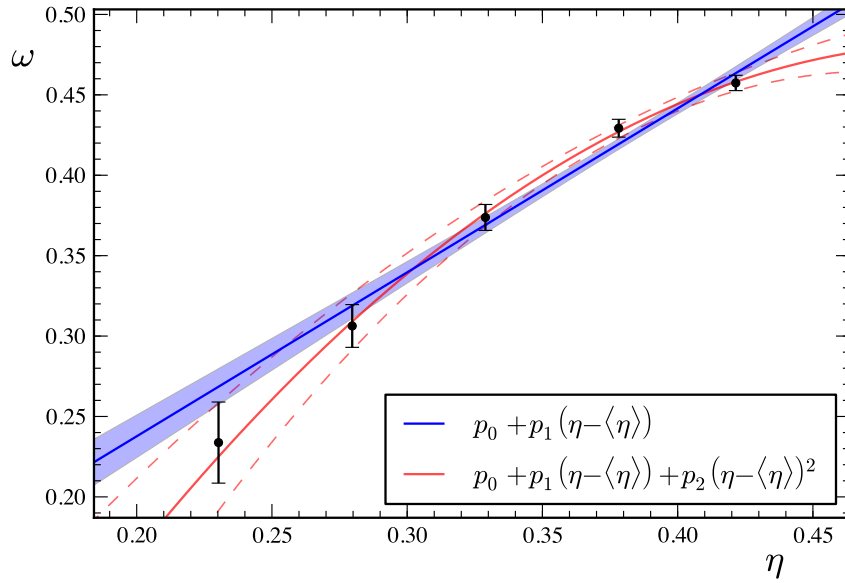


Abbildung 7: Unkalibrierter Datensatz: Resultate der linearen und quadratischen Parametrisierungen der tatsächlichen mittleren Mistag-Wahrscheinlichkeiten ω und den Mittelwerten der vom neuronalen Netz geschätzten Mistag-Werte η . Die Daten sind aus Tabelle 2 entnommen. Eingezeichnet sind ein linearer Fit (blau) und ein quadratischer Fit (rot) jeweils mit einem 1σ -Fehler-Bereich. Um die Korrelation zwischen den Parametern zu verringern, wurde die Parametrisierung um den Mittelpunkt der Daten aufgestellt.

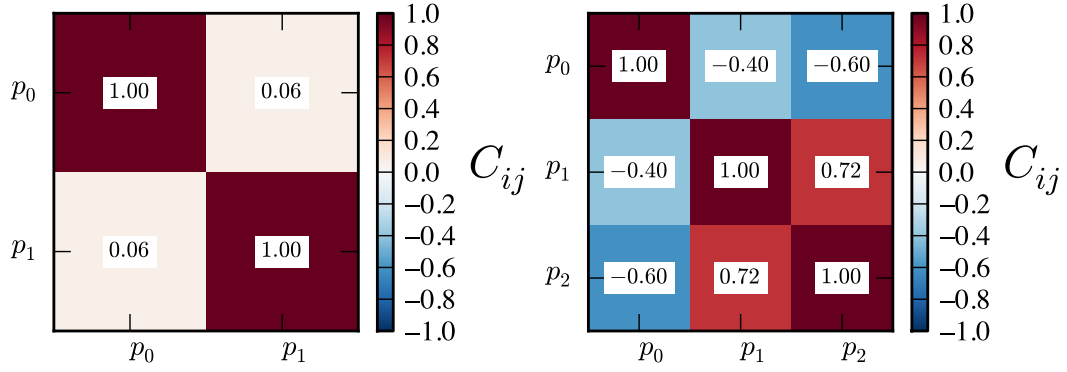


Abbildung 8: Unkalibrierter Datensatz: Korrelationsmatrizen für den linearen Fit (links) und den quadratischen Fit (rechts).

Für den unkalibrierten Datensatz ist die quadratische Parametrisierung eher geeignet. Für die Parameter ergibt sich

$$p_0 = 0,432 \pm 0,004$$

$$p_1 = 0,82 \pm 0,10$$

$$p_2 = -3,4 \pm 1,2 .$$

Die Korrelationsmatrizen der beiden linearen und quadratischen Fits sind in Abbildung 8 dargestellt. Der Mittelwert der verwendeten Mistag-Werte beträgt $\langle \eta \rangle = 0,38 \pm 0,05$.

Auf dem kalibrierten Datensatz ist deutlich, dass eine Gerade den Zusammenhang ausreichend beschreibt. Die gefitteten Parameter sind

$$p_0 = 0,431 \pm 0,003$$

$$p_1 = 0,80 \pm 0,06 .$$

Die zugehörigen Korrelationsmatrizen sind in Abbildung 10 aufgetragen. Der entsprechende Mittelwert aller Mistag-Werte beträgt $\langle \eta_C \rangle = 0,41 \pm 0,05$.

Es fällt auf, dass weder p_0 mit $\langle \eta_C \rangle$ noch p_1 mit 1 verträglich sind, wie man es für einen Zusammenhang $\omega \approx \eta$ erwartet hätte. In diesem Fall ist eine Übertragung der Kalibrationsparametrisierung also mit einem nicht vernachlässigbaren Fehler verbunden. Dies ist als Hinweis zu sehen, dass bei anderen Analysen, zum Beispiel bei der Bestimmung von $\sin(2\beta)$, genaue Studien zum durch die Übertragung entstehenden Fehler nötig sind.

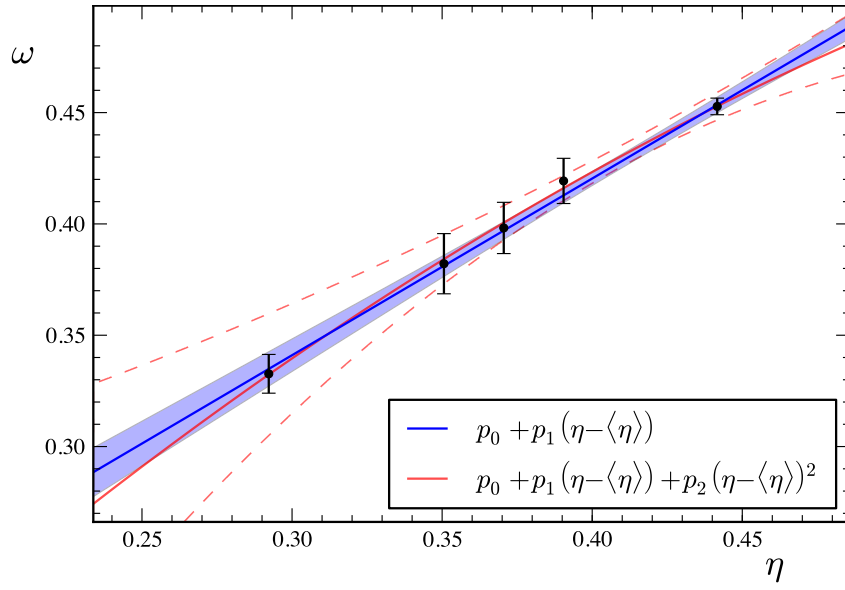


Abbildung 9: Parametrisierung für den kalibrierten Datensatz. Siehe Abb. 7 zur Erläuterung.

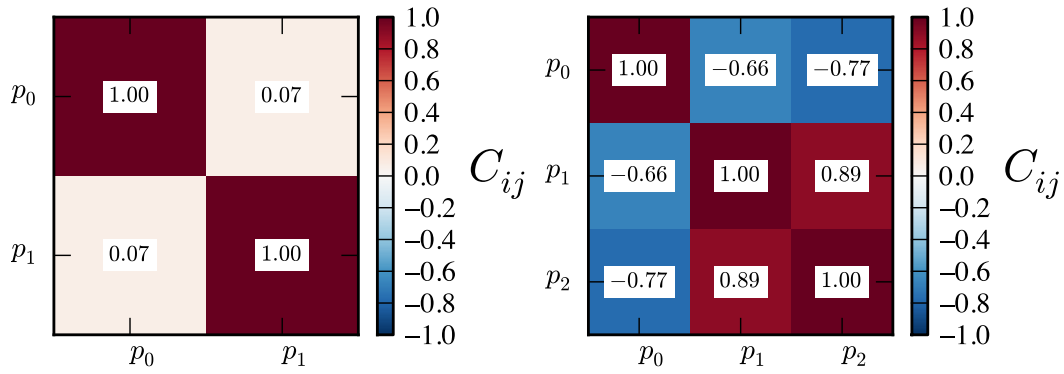


Abbildung 10: Kalibrierter Datensatz: Korrelationsmatrizen für den linearen Fit (links) und den quadratischen Fit (rechts).

5 Zusammenfassung und Ausblick

Es wurde eine Tagging-Kalibration des $SS\pi$ -Taggers mittels $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ -Events durchgeführt. Es hat sich herausgestellt, dass für den $SS\pi$ -Tagger eine quadratische Funktion benötigt wird, um den Zusammenhang zwischen tatsächlicher Mistag-Wahrscheinlichkeit ω und Mistag-Abschätzung η präzise zu parametrisieren. Die Ergebnisse können genutzt werden, um eine korrigierte Abschätzung der Mistag-Wahrscheinlichkeit auf dem nicht selbst-taggenden Zerfallskanal $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ zu bestimmen.

Nach Kalibration mittels der auf $B^0 \rightarrow D^-\pi^+$ gewonnenen Kalibrationsparametrisierung konnte ein linearer Zusammenhang zwischen der tatsächlichen mittleren Mistag-Wahrscheinlichkeit ω und der kalibrierten Mistag-Vorhersage η_C festgestellt werden. Das Ergebnis ist aber nicht völlig mit dem erhofften Zusammenhang $\omega = \eta$ kompatibel. So beträgt die Abweichung von p_0 zu $\langle\eta_C\rangle$ ca. 4 %, während die Steigung p_1 mit $0,8 \pm 0,1$ um 2σ vom idealen Wert 1 abweicht.

Es wurde somit deutlich, dass eine Übertragung der Tagging-Kalibration in diesem Fall mit einem nicht vernachlässigbaren Fehler verbunden ist. Zukünftige Analysen, die auf eine solche Übertragung angewiesen sind, erfordern somit weitere detaillierte Tagging-Studien.

Im Verlauf dieser Arbeit wurden einige Werkzeuge entwickelt, die zukünftige Tagging-Studien erleichtern können.

Literatur

- [1] LHCb Collaboration, R. Aaij et al. „Measurement of the time-dependent CP asymmetry in $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ “. In: *Physics Letters B* 721.1–3 (2013), S. 24–31. ISSN: 0370-2693. DOI: 10.1016/j.physletb.2013.02.054.
- [2] E. D. Bloom et al. „High-Energy Inelastic e-p Scattering at 6° and 10° “. In: *Phys. Rev. Lett.* 23 (16 Okt. 1969), S. 930–934. DOI: 10.1103/PhysRevLett.23.930.
- [3] T. D. Lee und C. N. Yang. „Question of Parity Conservation in Weak Interactions“. In: *Phys. Rev.* 104 (1 Okt. 1956), S. 254–258. DOI: 10.1103/PhysRev.104.254.
- [4] C. S. Wu et al. „Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay“. In: *Phys. Rev.* 105 (4 Feb. 1957), S. 1413–1415. DOI: 10.1103/PhysRev.105.1413.
- [5] J. H. Christenson et al. „Evidence for the 2π Decay of the K_2^0 Meson“. In: *Phys. Rev. Lett.* 13 (4 Juli 1964), S. 138–140. DOI: 10.1103/PhysRevLett.13.138.
- [6] Makoto Kobayashi und Toshihide Maskawa. „ CP -Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction“. In: *Progress of Theoretical Physics* 49.2 (1973), S. 652–657. DOI: 10.1143/PTP.49.652.
- [7] BABAR Collaboration et al. „Observation of CP Violation in the B^0 Meson System“. In: *Phys. Rev. Lett.* 87 (9 Aug. 2001), S. 091801. DOI: 10.1103/PhysRevLett.87.091801.
- [8] Belle Collaboration et al. „Observation of Large CP Violation in the Neutral B Meson System“. In: *Phys. Rev. Lett.* 87 (9 Aug. 2001), S. 091802. DOI: 10.1103/PhysRevLett.87.091802.
- [9] H. Albrecht et al. „Observation of B^0 - \bar{B}^0 mixing“. In: *Physics Letters B* 192.1–2 (1987), S. 245–252. ISSN: 0370-2693. DOI: 10.1016/0370-2693(87)91177-4.
- [10] P.F. Harrison und H.R. Quinn. *The Babar Physics Book: Physics at an Asymmetric B Factory*. SLAC report. Stanford Linear Acceleration Center, 1998.
- [11] Prof. Dr. B. Spaan. *Einführung in die Teilchenphysik*. Vorlesung. TU Dortmund. 2012.
- [12] The LHCb Collaboration et al. „The LHCb Detector at the LHC“. In: *Journal of Instrumentation* (2008). URL: http://jinst.sissa.it/LHC/LHCb/2008_JINST_3_S08005.pdf.

- [13] T. Brambach. „Measurement of the $B-\bar{B}$ mixing frequency Δm_d and tagging calibration measurements with data from the LHCb Experiment“. Dissertation zur Erlangung des akademischen Grads Dr. rer. nat.; Publikation steht noch aus. Juni 2013.
- [14] LHCb Collaboration, R. Aaij et al. „Opposite-side flavour tagging of B mesons at the LHCb experiment“. In: *Eur. Phys. J. C* 72 (2012), S. 2022. DOI: 10.1140/epjc/s10052-012-2022-1.
- [15] Yoav Freund und Robert E Schapire. „A Decision-Theoretic Generalization of On-Line Learning and an Application to Boosting“. In: *Journal of Computer and System Sciences* 55.1 (1997), S. 119–139. ISSN: 0022-0000. DOI: 10.1006/jcss.1997.1504.
- [16] M. Pivk und F. R. Le Diberder. „sPlot: A statistical tool to unfold data distributions“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 555 (Dez. 2005), S. 356–369. DOI: 10.1016/j.nima.2005.08.106.
- [17] LHCb Collaboration et al. „Measurement of the $B^0-\bar{B}^0$ oscillation frequency with the decays $B^0 \rightarrow D^- \pi^+$ and $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ “. In: *Physics Letters B* 719.4–5 (2013), S. 318–325. ISSN: 0370-2693. DOI: 10.1016/j.physletb.2013.01.019.
- [18] F. James und M. Roos. „MINUIT - system for function minimization and analysis of the parameter errors and correlations“. In: *Comp. Phys. Comm.* 10 (1975), S. 343.
- [19] Wouter Verkerke und David Kirkby. *The RooFit toolkit for data modeling*. Juni 2003. arXiv: physics/0306116. URL: <http://arxiv.org/abs/physics/0306116>.
- [20] Rene Brun und Fons Rademakers. „ROOT — An object oriented data analysis framework“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 389.1-2 (1997), S. 81–86. ISSN: 01689002. DOI: 10.1016/S0168-9002(97)00048-X.
- [21] Nicola Cabibbo. „Unitary Symmetry and Leptonic Decays“. In: *Phys. Rev. Lett.* 10 (12 Juni 1963), S. 531–533. DOI: 10.1103/PhysRevLett.10.531.
- [22] J. Beringer et al. „Review of Particle Physics“. In: *Phys. Rev. D* 86 (1 Juli 2012), S. 010001. DOI: 10.1103/PhysRevD.86.010001.

Danksagung

Ich möchte mich an dieser Stelle bei all jenen bedanken, die mich direkt oder indirekt bei der Erstellung dieser Arbeit unterstützt haben.

An erster Stelle sind hierbei meine Eltern Elena und Viktor, sowie mein Bruder Erik zu nennen.

Tatkräftig unterstützt wurde ich von Tobias, Ulrich, Julian, Christophe, Florian, Frank und weiteren am Lehrstuhl für Experimentelle Physik V. Besonderer Dank gilt hierbei Tobias Brambach, der die Arbeit betreut hat und trotz der näherrückenden Verteidigung seiner Doktorarbeit immer Zeit für mich hatte.

Ich möchte auch allen Freunden danken, die mir mit Rat und Tat zur Seite standen, und allen, die mir beim Finden von Fehlern geholfen haben.

Ich danke an dieser Stelle auch Professor Dr. Bernhard Spaan und Dr. Johannes Albrecht dafür, dass sie diese Arbeit erst ermöglicht haben, und dafür, dass sie sich die Zeit nehmen sie zu prüfen.

Eidesstattliche Versicherung

Ich versichere hiermit an Eides statt, dass ich die vorliegende Bachelorarbeit mit dem Titel „Flavour-Tagging-Kalibration des $SS\pi$ -Taggers mittels $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ -Zerfällen am LHCb-Experiment“ selbständig und ohne unzulässige fremde Hilfe erbracht habe. Ich habe keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie wörtliche und sinngemäße Zitate kenntlich gemacht. Die Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen.

Ort, Datum

Unterschrift

Belehrung

Wer vorsätzlich gegen eine die Täuschung über Prüfungsleistungen betreffende Regelung einer Hochschulprüfungsordnung verstößt handelt ordnungswidrig. Die Ordnungswidrigkeit kann mit einer Geldbuße von bis zu 50 000,00 € geahndet werden. Zuständige Verwaltungsbehörde für die Verfolgung und Ahndung von Ordnungswidrigkeiten ist der Kanzler/die Kanzlerin der Technischen Universität Dortmund. Im Falle eines mehrfachen oder sonstigen schwerwiegenden Täuschungsversuches kann der Prüfling zudem exmatrikuliert werden (§ 63 Abs. 5 Hochschulgesetz).

Die Abgabe einer falschen Versicherung an Eides statt wird mit Freiheitsstrafe bis zu 3 Jahren oder mit Geldstrafe bestraft.

Die Technische Universität Dortmund wird ggf. elektronische Vergleichswerkzeuge (wie z.B. die Software „turnitin“) zur Überprüfung von Ordnungswidrigkeiten in Prüfungsverfahren nutzen.

Die oben stehende Belehrung habe ich zur Kenntnis genommen.

Ort, Datum

Unterschrift