

Kalibrierung des Flavour Taggings im Kanal $B^0 \rightarrow D^- \pi^+$ am LHCb-Experiment

Abschlussarbeit zur Erlangung des akademischen
Grades

Master of Science

vorgelegt von
Alex Birnkraut
aus Dortmund

Fakultät Physik
Technische Universität Dortmund

Dortmund, 26. September 2014

Der Fakultät Physik der Technischen Universität Dortmund zur Erlangung des akademischen Grades eines Master of Science vorgelegte Masterarbeit.

1. Gutachter: Prof. Dr. Bernhard Spaan
2. Gutachter: Priv.-Doz. Dr. Reiner Klingenberg.

Kurzfassung

Am LHCb-Experiment werden CP -verletzende Prozesse im System der neutralen B^0 -Mesonen zeitaufgelöst gemessen. Dazu ist es nötig den Produktionszustand der Mesonen zu kennen. Diese Information liefert das Flavour Tagging mit verschiedenen Algorithmen. Diese Algorithmen werden in dieser Arbeit kalibriert und auf Korrelation untereinander untersucht. Außerdem wird ein alternatives Verfahren zur etablierten Kalibrierung von mistag-Wahrscheinlichkeiten η auf „wahre“ mistag-Wahrscheinlichkeiten ω vorgestellt.

Weiterhin lässt sich beim Kalibrieren des Flavour Taggings die Mischungsfrequenz Δm_d der neutralen B^0 -Mesonen bestimmen. Hier soll die statistische Sensitivität des am LHCb-Detektor im Jahr 2012 aufgenommenen Datensatzes mit einer integrierten Luminosität von 2 fb^{-1} mit der einer vorherigen Messung auf dem Kanal $B^0 \rightarrow D^- \pi^+$ [1] verglichen werden.

Abstract

In the system of neutral B^0 mesons CP -violating processes are measured time dependently at the LHCb experiment. Therefore the knowledge of the initial flavour of the mesons is mandatory. This information is provided by the Flavour Tagging with different algorithms. In this thesis, this algorithms are calibrated and correlations between them are investigated. Additionally an alternative procedure to calibrate mistag's η to true mistag's ω is presented.

Furthermore by calibrating the Flavour Tagging, the mixing frequency Δm_d of neutral B^0 mesons can be determined. In this measurement the statistical sensitivity of the 2 fb^{-1} dataset from the year 2012, provided by the LHCb detector, is compared to the statistical sensitivity of a previous measurement in the channel $B^0 \rightarrow D^- \pi^+$ [1].

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Das Standardmodell der Teilchenphysik	3
2.1	Grundlagen	3
2.2	Symmetrien	5
2.3	Mischung von B -Mesonen	6
2.4	CP -Verletzung	7
3	Das LHCb-Experiment	11
3.1	Der LHC	11
3.2	Der LHCb-Detektor	12
3.2.1	Der Vertex-Locator	14
3.2.2	Die RICH-Detektoren	15
3.2.3	Das Tracking-System	15
3.2.4	Kalorimeter	16
3.2.5	Die Myonenkammern	17
3.2.6	Trigger	17
3.2.7	LHCb Software	18
4	Flavour Tagging am LHCb Experiment	21
4.1	Charakteristische Größen des Flavour Taggings	22
4.2	Opposite Side Tagging	23
4.3	Same Side Tagging	25
4.4	Vorgehen bei der Tagging Kalibrierung	27
4.4.1	Daten	27
4.4.2	Monte-Carlo	28
5	Der Zerfallskanal $B^0 \rightarrow D^- \pi^+$ und dessen Selektion	31
5.1	Rekonstruktion des Kanals $B^0 \rightarrow D^- (\rightarrow K^+ \pi^- \pi^-) \pi^+$	31
5.2	Selektion	32
5.3	Verwendetes Fitmodell	35
5.3.1	Zerfallszeit Beschreibung	35
5.3.2	Massen Beschreibung	37
6	Kalibrierung verschiedener Tagger	39
6.1	Auswahl der Tagger	39
6.2	Kalibrierung der OS Tagger	39

6.2.1	Standard OS Kombination	40
6.2.2	Der OS Charm Tagger	43
6.2.3	Der OS Kaon nnet Tagger	45
6.3	Kalibrierung der SS Tagger	47
6.3.1	Der SS Pion Tagger	47
6.3.2	Der SS Pion BDT Tagger	48
6.3.3	Der SS Proton Tagger	49
6.4	Diskussion der Ergebnisse der Kalibrierung	50
6.5	Korrelation zwischen Taggern der Same Side	51
6.6	Messung von Δm_d	56
6.7	Alternative Kalibrierung der OS Kombination	59
7	Zusammenfassung und Ausblick	63
	Literatur	65

1 Einleitung

Der Large Hadron Collider (LHC) ist der aktuell größte und leistungsstärkste Teilchenbeschleuniger der Welt. Er wird am Europäischen Kernforschungszentrum CERN bei Genf in der Schweiz betrieben. Am LHC sind vier große Experimente platziert. Eines dieser vier großen Experimente ist das LHCb-Experiment, welches in Präzisionsmessungen im Flavour-Sektor nach indirekten Anzeichen Neuer Physik sucht. Neue Physik beschreibt dabei Prozesse, die nicht durch das Standardmodell der Teilchenphysik (SM) beschrieben werden.

Das LHCb- (Large Hadron Collider beauty) Experiment ist darauf spezialisiert Prozesse mit Hadronen, die b - oder c -Quarks enthalten, zu messen. Im Vordergrund stehen dabei Bestimmungen der Zerfallsbreiten seltener Zerfälle oder präzise Vermessungen von CP -verletzenden Parametern des SM.

Für die möglichst exakte Messung der CP -verletzenden Parameter des SM werden dabei zeitaufgelöste Messungen durchgeführt. Dafür ist es notwendig, den initialen Flavour der zerfallenden B -Mesonen zu kennen; also ob das B -Meson bei der Produktion ein b oder ein \bar{b} -Quark enthielt. Diese Information wird bei LHCb durch das Flavour Tagging gewonnen. Verschiedene Algorithmen des Flavour Taggings geben dafür zu jedem Ereignis eine Entscheidung (tag) um welches B -Meson es sich initial gehandelt hat und eine Selbsteinschätzung (mistag) aus, der beschreibt wie groß die Wahrscheinlichkeit ist, mit dieser Entscheidung falsch zu liegen. Da der tag und der mistag direkt in die Analyse der CP -verletzenden Parameter eingehen ist es wichtig das Flavour Tagging möglichst exakt zu kalibrieren. Um dies auf Daten zu tun, sind selbsttaggende Zerfälle nötig, also Zerfälle, bei denen aus dem Endzustand auf den Zerfallsflavour des B -Mesons geschlossen werden kann.

Zur Steigerung der Qualität des Flavour Taggings sind zum einen neue Algorithmen (Tagger) entwickelt worden [2] und zum anderen werden die Ausgaben verschiedener Tagger kombiniert. Bei dieser Kombination sollten die einzelnen Tagging Algorithmen möglichst gering korreliert sein, um durch Kombination die Wahrscheinlichkeit für falsche Tags nicht zu unterschätzen.

In dieser Arbeit wird die Kalibration verschiedene Tagger auf dem Kanal $B^0 \rightarrow D^- \pi^+$ überprüft. Außerdem werden zwei auf diesem Kanal neu entwickelte Tagger untersucht, und mögliche Korrelationen zwischen Taggern abgeschätzt, die ähnliche Prozesse betrachten.

2 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Im folgenden Kapitel werden die grundlegenden Teilchen und Wechselwirkungen des Standard Modells der Teilchenphysik beschrieben. In Anlehnung an [3, 4] folgt dazu zunächst ein kurzer Überblick über alle fundamentalen Teilchen. Daran anschließend werden die dem Modell zugrunde liegenden diskreten Symmetrien erläutert. Abschließend wird zunächst der Mechanismus, in dem neutrale B -Mesonen mischen, beschrieben, um dann auf die CP -Verletzung einzugehen, für deren Messung das Flavour Tagging bei LHCb eine Grundlage bildet (Erläuterungen auf Basis von [5, 6]).

2.1 Grundlagen

Beim Standardmodell (SM) der Teilchenphysik handelt es sich um eine relativistische Quantenfeldtheorie. Teilchen werden durch Felder $\phi(x)$ erzeugt und vernichtet, und die Dynamik wird wie in der klassischen Physik durch die Lagrangefunktion $\mathcal{L}(\phi(x), \partial_\mu \phi(x))$ beschrieben. Insgesamt gibt es zwölf fundamentale Teilchen mit halbzahligem Spin, sechs Quarks und sechs Leptonen. Diese Teilchen werden Fermionen genannt, im Gegensatz zu Teilchen mit ganzzahligem Spin, den sogenannten Bosonen. Die Fermionen bilden jegliche Materie, während die Bosonen als Austauschteilchen der Kräfte im SM fungieren (Abbildung 2.1).

Sowohl die Quarks als auch die Leptonen sind in drei Familien unterteilt, wobei jede Familie einem Teilchenduplett entspricht. Bei den Quarks unterscheidet man weiter zwischen Up- und Down-Type Quarks. Die Up-Type Quarks sind das up- (u), charm- (c) und top-Quark (t), zu den Down-Type-Quarks gehören das down- (d), strange- (s) und bottom-Quark (b). Die Up-Type-Quarks tragen eine Ladung von $+\frac{2}{3}e$, während die Down-Type-Quarks eine Ladung von $-\frac{1}{3}e$ haben.

Bei den Leptonen unterscheidet man zwischen den geladenen Leptonen, dem Elektron (e^-), dem Myon (μ^-) und dem Tauon (τ^-), und den ungeladenen Leptonen, den zugehörigen Neutrinos (ν_e, ν_μ, ν_τ). Zu jedem dieser zwölf Fermionen gibt es ein zugehöriges Antiteilchen mit umgekehrter Ladung. Bei den Quarks spricht man bei dieser Unterscheidung auch vom sogenannten Flavour.

Zu den Bosonen gehören unter anderem die Eichbosonen, die direkt mit den im SM beschriebenen Kräften assoziiert sind. Die acht Gluonen g sind Austauschteilchen der starken Wechselwirkung (WW) und koppeln an die sogenannte Farbladung. Diese wird von Quarks getragen, die neben ihrer elektrischen Ladung eine Farbladung tragen. Die möglichen Farben sind grün, blau und rot, außerdem gibt

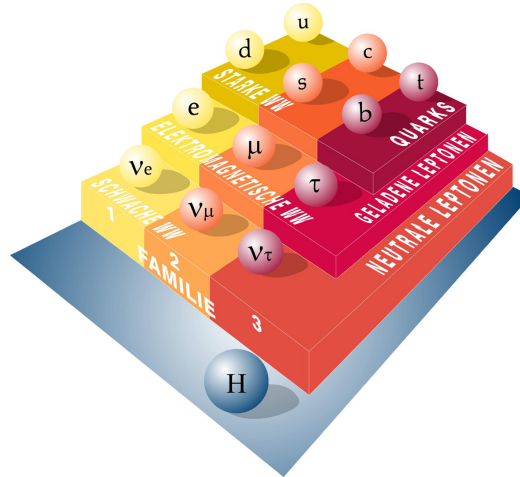


Abb. 2.1: Fermionen des Standardmodells der Teilchenphysik und auf sie wirkende Kräfte. [7]

es zu jeder Farbe auch eine Antifarbe. Teilchen mit Farbladungen können nicht frei auftreten, sondern müssen immer in gebundenen farbneutralen Zuständen existieren. So treten die Quarks immer in gebundenen Zuständen von drei Quarks (Baryonen) mit drei Farben oder drei Antifarben oder in gebundenen Zuständen von zwei Quarks (Mesonen) mit einer Farbe und ihrer Antifarbe auf. Weil von den Fermionen nur die Quarks eine Farbladung tragen, sind diese als einzige Teilchen von der starken WW beeinflusst. Die Gluonen sind masselos und können, da sie eine Farbe und eine Antifarbe tragen, auch an sich selbst koppeln.

Als zweite WW wird die elektromagnetische WW beschrieben. Diese wird durch das Photon γ vermittelt, das an die elektrische Ladung koppelt, sodass hier die Neutrinos als einzige elementare, ungeladene Fermionen nicht beeinflusst sind. Das Photon ist wie die Gluonen masselos, da es aber auch keine elektrische Ladung trägt, koppelt es nicht an sich selbst.

Die dritte WW im Standardmodell ist die schwache WW. Ihre Austauschteilchen sind das ungeladene Z-Boson und die geladenen W^\pm -Bosonen. Im Gegensatz zu den bisher genannten Eichbosonen verfügen diese über Massen von $M_W \approx 80 \text{ GeV}$ und $M_Z \approx 91 \text{ GeV}$ [8]. Sie koppeln an alle der zwölf Fermionen.

Die schwache WW nimmt jedoch noch eine Sonderstellung ein. Sie koppelt an die linkshändigen Dupletts der Quarks und Leptonen. Bei den Leptonen können die Eigenzustände der schwachen WW unter Annahme von masselosen Neutrinos durch eine einfache Transformation in das Eigensystem der Masseneigenzustände der geladenen Leptonen überführt werden. Im Quarksektor ist dies jedoch nicht für beide Quarktypen möglich. Nach Konvention wählt man hier die Up-Type-Quarks, sodass man für die Down-Type-Quarks eine Transformationsmatrix V_{CKM} zwischen den Eigenzuständen zur schwachen WW d' , s' und b' und den

Masseneigenzuständen d, s und b erhält:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \approx \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

Diese sogenannte CKM-Matrix hat vier Freiheitsgrade und ist unitär. Sie lässt sich, wie in Gleichung (2.1) dargestellt, mit der Wolfenstein Parametrisierung durch drei reelle Parameter (A, ρ, λ) und eine komplexe Phase (η) mit $\lambda \approx 0,22$ parametrisieren [9]. Man erkennt, dass die Matricelemente bei größerer Entfernung von der Diagonalen kleiner werden.

Als letztes Eichboson gibt es im SM das erst vor kurzem entdeckte Higgs-Boson H [10, 11]. Dieses ist Austauscheteilchen des Higgs-Feldes und wechselwirkt mit allen massiven Teilchen. Das Higgs-Boson selbst hat eine Masse von $M_H \approx 126 \text{ GeV}$ [8].

2.2 Symmetrien

Man unterscheidet im SM zwischen diskreten Symmetrien und kontinuierlichen Eichsymmetrien. Bei den kontinuierlichen Eichsymmetrien wird dabei eine lokale Eichinvarianz gefordert, bei der in den jeweiligen Symmetriegruppen $U(1)$ (elektromagnetische WW), $SU(2)$ (schwache WW) und $SU(3)$ (starke WW) die WW entstehen. Die Eichbosonen treten als Generatoren der jeweiligen Eichtransformationen auf. Dies soll hier für die $U(1)$ Gruppe gezeigt werden. Die Lagrangedichte

$$\mathcal{L} = \bar{\psi} (i\partial - m) \psi - \frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} - \underbrace{eQ\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu}_{j^\mu} \quad (2.2)$$

bleibt unter den Transformationen

$$\psi \rightarrow \psi' = e^{-ieQ\theta(x)}\psi \quad (2.3)$$

$$A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu + \partial_\mu\theta \quad (2.4)$$

invariant. Hier lässt sich nun das Eichfeld A_μ mit dem Photon identifizieren und man erkennt den Wechselwirkungsterm $j^\mu A_\mu$. Fordert man nun für die höheren Symmetriegruppen äquivalent lokale Eichtransformationen, so werden entsprechend die weiteren Eichbosonen erzeugt.

Neben diesen kontinuierlichen Symmetrien gibt es außerdem drei diskrete Symmetrien im Standardmodell der Teilchenphysik.

- Der Paritätsoperator P beschreibt eine Raumspiegelung $P\psi(t, \vec{x}) = \psi(t, -\vec{x})$. Der Operator ist unitär, es gilt also $P^\dagger = P^{-1}$.
- Mit der Ladungskonjugation C wechselt man zwischen einem Teilchen und seinem Antiteilchen. Die Bezeichnung als Ladungskonjugation ist hier etwas irreführend, da auch alle weiteren additiven Quantenzahlen wie die

Baryonenzahlen von C beeinflusst werden. Ebenso wie der Paritätsoperator ist auch C unitär.

- Die dritte diskrete Symmetrie ist die Zeitumkehr T . Diese dreht das Vorzeichen der zeitlichen Komponente $T\psi(t, \vec{x}) = \psi(-t, \vec{x})$. Im Gegensatz zu den anderen beiden Operatoren ist er jedoch nicht unitär sondern antiunitär, es gilt also $T^2 = 1$.

Die Symmetrien sind sowohl einzeln als auch in Kombination mit jeweils einer weiteren Symmetrie (PT , CT , CP) von der schwachen WW gebrochen. Erst die Kombination CPT aller drei Symmetrien ist erhalten. Daraus folgen für Teilchen und Antiteilchen gleiche Massen und Lebenszeiten.

2.3 Mischung von B-Mesonen

Wie bereits in Kapitel 2.1 erläutert, sind für Quarks Masseneigenzustände und Eigenzustände der schwachen WW, auch Flavoureigenzustände, nicht identisch. Gleiches gilt für aus Quarks zusammengesetzte Teilchen wie B -Mesonen. Betrachtet man nun das Zweiteilchensystem aus B^0 ($\bar{b}d$) und \bar{B}^0 ($b\bar{d}$), so erhält man die zeitliche Entwicklung dieses Systems aus der Schrödingergleichung

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} B^0 \\ \bar{B}^0 \end{pmatrix} = \mathcal{H} \begin{pmatrix} B^0 \\ \bar{B}^0 \end{pmatrix} = \left(M - \frac{i}{2} \Gamma \right) \begin{pmatrix} B^0 \\ \bar{B}^0 \end{pmatrix}, \quad (2.5)$$

wobei M und Γ hermitesche Matrizen sind. Aufgrund des CPT -Theorems muss außerdem $m_{11} = m_{22}$ und $\Gamma_{11} = \Gamma_{22}$ gelten. Diagonalisiert man diese Matrix nun erhält man die Eigenwerte $\mu_{1,2} = m_{1,2} - \frac{i}{2}\Gamma_{1,2}$ mit den Massen $m_{1,2}$ und Zerfallsbreiten $\Gamma_{1,2}$ der Masseneigenzustände. Im B -System bezeichnet man die Masseneigenzustände mit B_L und B_H und analog die zugehörigen Massen mit m_L und m_H sowie die Zerfallsbreiten mit Γ_L und Γ_H . Die Masseneigenzustände ergeben sich dabei zu

$$\begin{aligned} |B_H\rangle &\sim p |B^0\rangle - q |\bar{B}^0\rangle \\ |B_L\rangle &\sim p |B^0\rangle + q |\bar{B}^0\rangle \end{aligned} \quad (2.6)$$

wobei p und q der Normierungsbedingung $|p|^2 + |q|^2 = 1$ folgen müssen. Weiterhin lassen sich die Größen

$$\Delta m = m_H - m_L \quad (2.7)$$

$$\Delta \Gamma = \Gamma_H - \Gamma_L \quad (2.8)$$

definieren, wobei die Massendifferenz Δm als positiv definiert ist. Für die Zeitentwicklung der Flavoureigenzustände erhält man

$$\begin{aligned} |B^0(t)\rangle &= \frac{1}{2} |B^0\rangle g_+ - \frac{q}{2p} |\bar{B}^0\rangle g_-, \\ |\bar{B}^0(t)\rangle &= \frac{1}{2} |\bar{B}^0\rangle g_- - \frac{p}{2q} |B^0\rangle g_+ \end{aligned} \quad (2.9)$$

mit $g_{\pm} = e^{-\mu_H t} \pm e^{-\mu_L t}$. Nun lässt sich die Wahrscheinlichkeit berechnen, mit der ein produziertes ($t = 0$) B^0 -Meson nach einer Zeit t in ein \bar{B}^0 -Meson oszilliert ist:

$$\left| \langle \bar{B}^0 | B^0(t) \rangle \right|^2 = \frac{1}{4} \left| \frac{q}{p} \right|^2 \left(e^{-\Gamma_H t} + e^{-\Gamma_L t} - 2e^{\frac{1}{2}(\Gamma_H + \Gamma_L)t} \cos(\Delta m t) \right). \quad (2.10)$$

Man erkennt, dass die Wahrscheinlichkeit eines anfänglichen B^0 -Mesons als \bar{B}^0 -Meson zu zerfallen, mit der Frequenz Δm oszilliert. Ebenso lässt sich die Wahrscheinlichkeit für ein anfängliches \bar{B}^0 -Meson definieren. Die Feynmangraphen zu beiden Prozessen sind in Abbildung 2.2 zu sehen.

Analog zu Gleichung (2.10) lassen sich die Wahrscheinlichkeiten $\left| \langle B^0 | \bar{B}^0(t) \rangle \right|^2$, $\left| \langle \bar{B}^0 | \bar{B}^0(t) \rangle \right|^2$ und $\left| \langle B^0 | B^0(t) \rangle \right|^2$ berechnen:

$$\left| \langle B^0 | \bar{B}^0(t) \rangle \right|^2 = \frac{1}{4} \left| \frac{p}{q} \right|^2 \left(e^{-\Gamma_H t} + e^{-\Gamma_L t} - 2e^{\frac{1}{2}(\Gamma_H + \Gamma_L)t} \cos(\Delta m t) \right), \quad (2.11)$$

$$\left| \langle \bar{B}^0 | \bar{B}^0(t) \rangle \right|^2 = \frac{1}{4} \left(e^{-\Gamma_H t} + e^{-\Gamma_L t} + 2e^{\frac{1}{2}(\Gamma_H + \Gamma_L)t} \cos(\Delta m t) \right), \quad (2.12)$$

$$\left| \langle B^0 | B^0(t) \rangle \right|^2 = \frac{1}{4} \left(e^{-\Gamma_H t} + e^{-\Gamma_L t} + 2e^{\frac{1}{2}(\Gamma_H + \Gamma_L)t} \cos(\Delta m t) \right). \quad (2.13)$$

Ohne CP-Verletzung in der Mischung (siehe Abschnitt 2.4) lässt sich eine Mischungsasymmetrie berechnen:

$$\begin{aligned} A_{\text{mix}}(t) &= \frac{(\Gamma(B^0(t) \rightarrow B^0) + \Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow \bar{B}^0)) - (\Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow B^0) + \Gamma(B^0(t) \rightarrow \bar{B}^0))}{(\Gamma(B^0(t) \rightarrow B^0) + \Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow \bar{B}^0)) + (\Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow B^0) + \Gamma(B^0(t) \rightarrow \bar{B}^0))} \\ &= \frac{N_{\text{unmixed}}(t) - N_{\text{mixed}}(t)}{N_{\text{unmixed}}(t) + N_{\text{mixed}}(t)} = \cos(\Delta m t). \end{aligned} \quad (2.14)$$

Dabei ist $N_{\text{unmixed}}(t)$ die Anzahl der nicht oszillierten B -Mesonen und $N_{\text{mixed}}(t)$ die Anzahl der oszillierten B -Mesonen zum Zeitpunkt t . Für B^0 -Mesonen gilt außerdem $\Gamma_H \approx \Gamma_L$.

2.4 CP-Verletzung

Die CP-Symmetrie ist, wie in Kapitel 2.2 angemerkt, von der schwachen WW gebrochen. Um zwischen den verschiedenen Arten der CP-Verletzung zu unterscheiden, sollen zunächst vier Zerfallsamplituden eingeführt werden

$$\begin{aligned} A_f &= \langle f | T | B^0 \rangle & \bar{A}_f &= \langle f | T | \bar{B}^0 \rangle \\ A_{\bar{f}} &= \langle \bar{f} | T | B^0 \rangle & \bar{A}_{\bar{f}} &= \langle \bar{f} | T | \bar{B}^0 \rangle, \end{aligned} \quad (2.15)$$

wobei T die Übergangsmatrix zwischen dem B -Meson und einem beliebigen Endzustand f darstellt. Nun lässt sich zwischen drei Arten von CP-Verletzung unterscheiden:

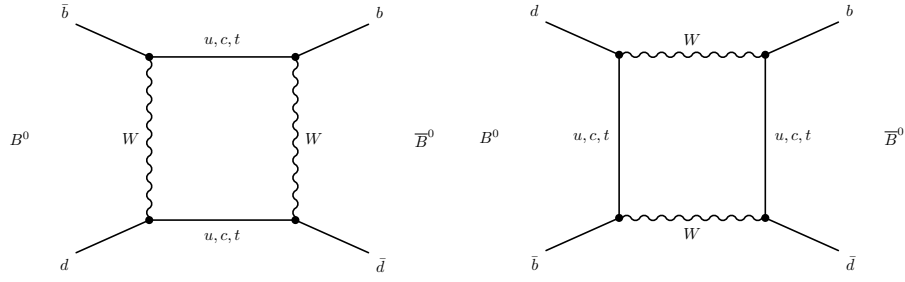


Abb. 2.2: Box-Diagramme niedrigster Ordnung zur Oszillation neutraler B^0 -Mesonen. Dominiert werden beide Diagramme vom t -Quark.

- Direkte CP -Verletzung, oder auch CP -Verletzung im Zerfall, bedeutet, dass sich die Zerfallsamplituden zwischen B^0 und \bar{B}^0 -Meson unterscheiden. Es gilt also $|A_f| \neq |\bar{A}_f|$ und $|A_{\bar{f}}| \neq |\bar{A}_f|$
- Bei der indirekten CP -Verletzung (CP -Verletzung in der Mischung) sind die Übergangswahrscheinlichkeiten von B^0 nach \bar{B}^0 und andersherum voneinander verschieden. Für die Matrixelemente bedeutet dies, dass $|\langle \bar{B}^0 | B^0(t) \rangle| \neq |\langle B^0 | \bar{B}^0(t) \rangle|$ und damit $|\frac{q}{p}| \neq 1$.
- Die dritte Art der CP -Verletzung kann in der Interferenz von Mischung und Zerfall auftreten. Im einfachsten Fall zerfallen beide Flavoureigenzustände in einen gemeinsamen Endzustand. Allgemein gilt für diese Art der CP -Verletzung $\langle f | T | B^0(t) \rangle \neq \langle \bar{f} | T | \bar{B}^0(t) \rangle$. Betrachtet man nun die Größe

$$\lambda_f = \frac{q}{p} \frac{\bar{A}_f}{A_f} \quad (2.16)$$

lässt sich dies umformulieren. Selbst ohne direkte oder indirekte CP -Verletzung ($\lambda_f = \pm 1$), kann $\text{Im}(\lambda_f) \neq 0$ gelten und damit CP -Verletzung in der Interferenz aus Mischung und Zerfall auftreten.

Im Standardmodell ist die CP -Verletzung in der komplexen Phase der CKM-Matrix verankert: Da die schwache Wechselwirkung nicht an die Flavoureigenzustände koppelt, ist es so möglich, dass es zwischen Teilchen und Antiteilchen zu den beschriebenen Asymmetrien kommt. Aus der Unitarität der CKM-Matrix folgen die Gleichungen

$$\sum_i V_{ij} V_{ik}^* = \delta_{jk} \quad \text{und} \quad \sum_j V_{ij} V_{kj}^* = \delta_{ik}. \quad (2.17)$$

Diese Gleichungen lassen sich als Dreiecke in der komplexen Ebene darstellen, deren Fläche ein Maß für die Größe der CP -Verletzung ist. Die gebräuchlichste

dieser Gleichungen ist

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0. \quad (2.18)$$

Normiert man diese Gleichung auf das Produkt $V_{cd}V_{cb}^*$ erhält man das in Abbildung 2.3 dargestellte Dreieck:

$$\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} + 1 + \frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} = 0. \quad (2.19)$$

Bei einer verschwindenden komplexen Phase in der Matrix, also ohne *CP*-Verletzung,

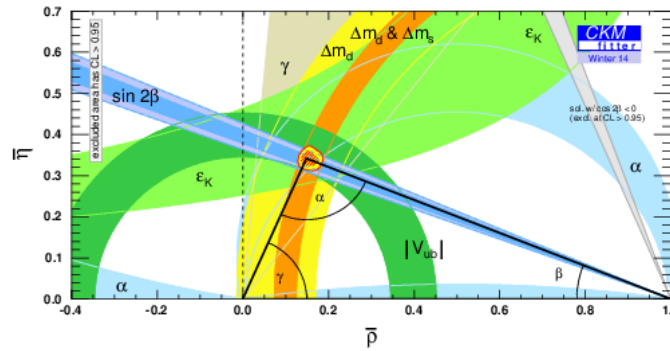


Abb. 2.3: *CKM*-Dreieck in der komplexen Ebene. Die farbigen Bänder markieren die Unsicherheiten auf verschiedene Parameter des Dreiecks.[12]

würde die Spitze des Dreiecks auf der reellen Achse liegen, und dieses zu einer Linie entarten.

In der modernen Teilchenphysik sind diese *CKM*-Dreiecke von großer Bedeutung. Durch Ausmessen verschiedener Größen der Dreiecke lassen sie sich überbestimmen. Sollten nun experimentelle Daten zeigen, dass ein solches Dreieck nicht schließt, wäre dies ein Hinweis auf Physik jenseits des SM.

Im Folgenden soll nun speziell das System der B^0 -Mesonen betrachtet werden. Neben der in Abschnitt 2.3 beschriebenen Mischungsasymmetrie lässt sich auch eine *CP*-Asymmetrie definieren. Dafür wird zunächst die Übergangswahrscheinlichkeit $\left| \langle f | T | B^0(t) \rangle \right|^2$ berechnet, wobei $B^0(t)$ ein B -Meson beschreibt das bei $t = 0$

als B^0 erzeugt worden ist ($\Gamma_H \approx \Gamma_L$ für B^0 und \bar{B}^0):

$$\begin{aligned}
 |\langle f|T|B^0(t)\rangle|^2 &= \left| \frac{1}{2} \langle f|T|B^0\rangle g_+ - \frac{q}{2p} \langle f|T|\bar{B}^0\rangle g_- \right|^2 \\
 &= \frac{1}{4} A_f^2 \left| g_+ - \frac{q}{p} \frac{\bar{A}_f}{A_f} g_- \right|^2 = \frac{1}{4} A_f^2 |g_+ - \lambda_f g_-|^2 \\
 &= \frac{1}{4} A_f^2 \left(g_+ g_+^* + |\lambda_f|^2 g_- g_-^* - \bar{\lambda}_f g_+ g_-^* - \lambda_f g_+^* g_- \right) \\
 &= \frac{1}{2} A_f^2 e^{-\Gamma t} \left[\left(1 + |\lambda_f|^2 \right) + \left(1 - |\lambda_f|^2 \right) \cos(\Delta m t) - 2 \Im(\lambda_f) \sin(\Delta m t) \right]
 \end{aligned} \tag{2.20}$$

Analog dazu erhält man

$$|\langle \bar{f}|T|\bar{B}^0(t)\rangle|^2 = \frac{1}{2} A_{\bar{f}}^2 e^{-\Gamma t} \left[\left(1 + |\lambda_f|^2 \right) - \left(1 - |\lambda_f|^2 \right) \cos(\Delta m t) + 2 \Im(\lambda_f) \sin(\Delta m t) \right] \tag{2.21}$$

$$|\langle \bar{f}|T|B^0(t)\rangle|^2 = \frac{1}{2} A_{\bar{f}}^2 e^{-\Gamma t} \left[\left(1 + |\lambda_f|^2 \right) - \left(1 - |\lambda_f|^2 \right) \cos(\Delta m t) - 2 \Im(\lambda_f) \sin(\Delta m t) \right] \tag{2.22}$$

$$|\langle f|T|\bar{B}^0(t)\rangle|^2 = \frac{1}{2} A_{\bar{f}}^2 e^{-\Gamma t} \left[\left(1 + |\lambda_f|^2 \right) + \left(1 - |\lambda_f|^2 \right) \cos(\Delta m t) + 2 \Im(\lambda_f) \sin(\Delta m t) \right]. \tag{2.23}$$

Mit diesen Übergangswahrscheinlichkeiten ergibt sich die CP -Asymmetrie zu:

$$A_{CP} = \frac{\Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow f_{CP}) - \Gamma(B^0(t) \rightarrow f_{CP})}{\Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow f_{CP}) + \Gamma(B^0(t) \rightarrow f_{CP})} = \frac{2 \Im(\lambda_f)}{1 + |\lambda_f|^2} \sin(\Delta m t). \tag{2.24}$$

Dabei ist $\frac{2 \Im(\lambda_f)}{1 + |\lambda_f|^2}$ die CP -verletzende Größe, die hier mit S_{CP} bezeichnet werden soll und aus dem in Abbildung 2.3 gezeigten Dreieck den Winkel β enthält:

$$A_{CP} = S_{CP} \sin(\Delta m t) = \sin(2\beta) \sin(\Delta m t) \tag{2.25}$$

3 Das LHCb-Experiment

Das LHCb-Experiment ist neben ATLAS, CMS und ALICE eines der vier großen Experimente am europäischen Kernforschungszentrum CERN. Das Experiment ist auf Präzisionsmessungen der Physik von Prozessen mit b - und c -Quarks spezialisiert. Im Folgenden wird zunächst kurz auf den Large-Hadron-Collider (LHC) eingegangen, um danach den LHCb-Detektor und seine Komponenten detaillierter zu beschreiben (basierend auf [13]). Am Ende des Kapitels folgt ein Abschnitt über das LHCb Software Framework.

3.1 Der LHC

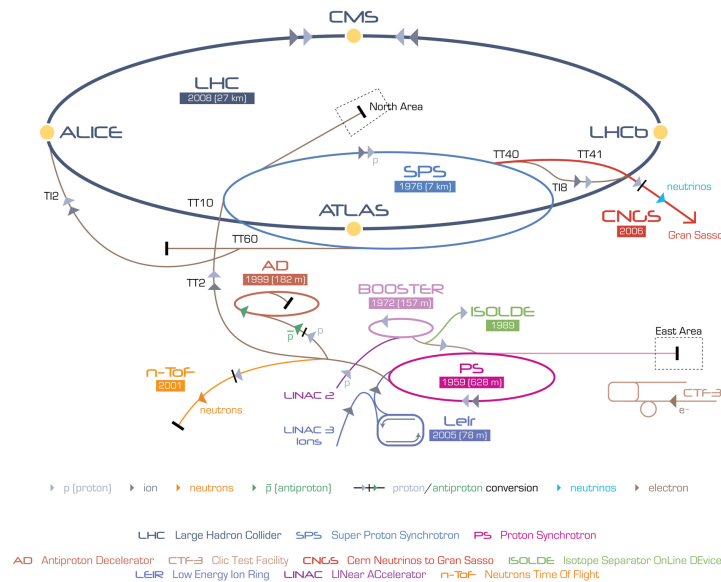


Abb. 3.1: Schematische Darstellung des CERN-Beschleuniger Komplexes. Die Protonen für den LHC werden zunächst im Linac 2, im Booster, im Proton Synchrotron (PS) und im Super Proton Synchrotron (SPS) auf eine Energie von 450 GeV vorbeschleunigt. Ihr Weg ist in der Abbildung durch die hellgrauen Pfeile gekennzeichnet. [14]

Der LHC ist ein Ringbeschleuniger am CERN bei Genf mit etwa 27 km Umfang. Er ist dafür konstruiert, Protonen bei einer Schwerpunktsenergie von bis zu $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ bei einer Luminosität von $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ [15] kollidieren zu lassen. Da-

zu kreisen zwei entgegengesetzte Protonenstrahlen (Beams) im Beschleunigerring und werden an vier Punkten zur Kollision gebracht.

Bei den in dieser Arbeit verwendeten Daten bestanden die Beams aus etwa 1380 Protonen-Paketen die jeweils $1,15 \cdot 10^{11}$ Protonen enthalten [16]. Die Anzahl Protonen-Pakete pro Beam wird nach dem Long-Shutdown 1 (LS1) auf 2808 [15] gesteigert. Bevor die Protonen in den LHC-Beschleunigerring eingespeist werden, müssen sie vorbeschleunigt werden. Dies geschieht zunächst in einem Linearbeschleuniger, dem Linac 2. Darauf folgen der Booster, das Proton-Synchrotron (PS) und das Super-Proton-Synchrotron (SPS) die allesamt Ringbeschleuniger sind. Aus dem SPS werden die Protonen dann schließlich mit einer Energie von 450 GeV [15] in den LHC-Ring eingespeist (Abbildung 3.1). Um die nahezu lichtschnellen Protonen auf ihrer kreisförmigen Bahn zu halten, sind 1232 supraleitende Dipolmagnete mit einer Länge von jeweils 14,3 m und einer Feldstärke von bis zu 8,33 T nötig. Die ersten Protonen wurden im Jahr 2008 beschleunigt.

Insgesamt sind, wie bereits erwähnt, vier große Experimente am LHC untergebracht. Bei ATLAS und CMS handelt es sich dabei um Mehrzweckexperimente, die bei maximaler Luminosität experimentieren, ALICE untersucht vor allem Quark-Gluon-Plasmen. Das vierte Experiment, LHCb, beschäftigt sich primär mit Präzisionsmessungen im Bereich der Flavour-Physik, vornehmlich mit b - und c -Quarks. Im Gegensatz zu den drei anderen Experimenten deckt der Detektor auch nicht den gesamten Raumwinkel ab, sondern ist ein Vorwärts-Spektrometer.

3.2 Der LHCb-Detektor

Der LHCb-Detektor ist ein Ein-Arm Vorwärts-Spektrometer mit einer Winkelabdeckung von etwa 10 mrad bis etwa 250 mrad. Die Detektorgeometrie ist damit begründet, dass die hauptsächlich untersuchten $b\bar{b}$ -Quark Paare eine große Wahrscheinlichkeit dafür aufweisen in Vorwärts- oder Rückwärtsrichtung erzeugt zu werden (Abbildung 3.2). So liegen trotz der geringen Raumwinkelabdeckung etwa 25 % der $b\bar{b}$ -Quark Paare innerhalb der Detektorakzeptanz. Weiterhin ist es bei LHCb wichtig, einzelne Prozesse möglichst detailliert aufzulösen. Dies ist umso einfacher, desto weniger Proton-Proton-Kollisionen gleichzeitig stattfinden. Daher wird bei LHCb nicht die maximale vom LHC zur Verfügung gestellte Luminosität genutzt, sondern eine konstante Luminosität von etwa $4 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ [16]. Diese wird eingestellt, indem der Überlapp der kollidierenden Protonenpakete bei LHCb kleiner ist als bei den anderen Experimenten. Da die Kollisionsrate mit 40 MHz jedoch immer noch zu hoch sind, um alle Ereignisse direkt zu speichern, sind außerdem leistungsstarke Trigger vonnöten, die bereits eine erste Selektion der Daten vornehmen und möglichst viele Signalenzustände erhalten. Im Folgenden werden nun die einzelnen Komponenten des LHCb-Detektors (Abbildung 3.3) in Anlehnung an [13] erläutert.

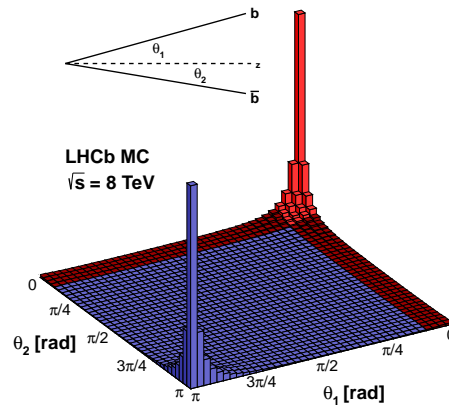


Abb. 3.2: Winkelverteilung der $b\bar{b}$ -Quark Paare zur Strahlachse bei einer Proton-Proton-Kollision. [17]

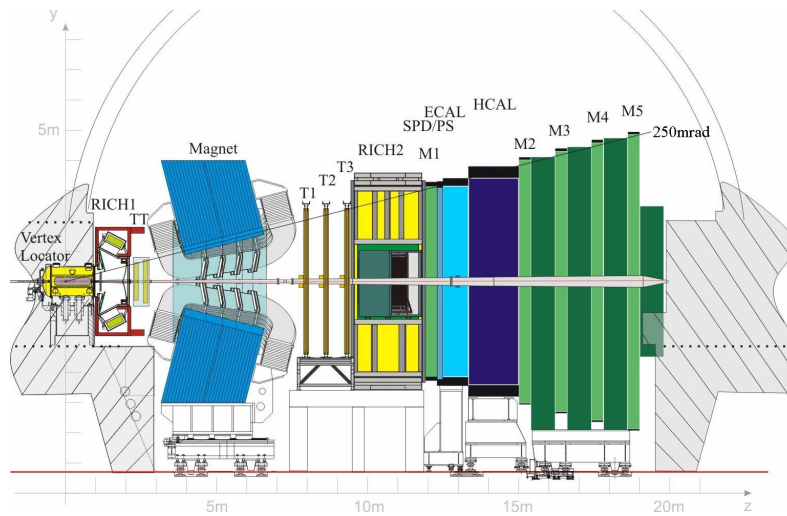


Abb. 3.3: Schematischer Aufbau des LHCb-Detektors: Zu sehen sind der VELO, die beiden RICH-Detektoren, sowie das Tracking System mit Magnet, die Kalorimeter und die Myonenkammern. [13]

3.2.1 Der Vertex-Locator

Der Vertex-Locator (VELO) ist die dem Kollisionspunkt nächste Detektorkomponente. Er gehört zum Tracking System und wird genutzt, um speziell Sekundär-Vertices mit hoher Präzision aufzulösen. Der VELO ist aus einer Reihe von 21 halbkreisförmigen Silizium Modulen, die auf bis zu 8 mm an den Strahl herangefahren werden können, aufgebaut. Diese messen jeweils die r und ϕ Koordinaten Treffers, den ein delektiertes Teilchen hinterlässt, und sind entlang der Strahlachse montiert (Abbildung 3.4).

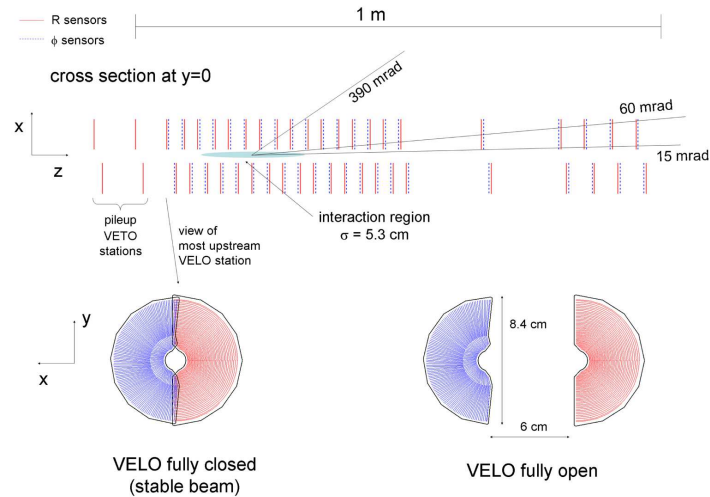


Abb. 3.4: Oben: Schnitt durch die (x,z) -Ebene des VELO bei $y = 0$ bei geschlossenen Modulen. Unten: Sicht aus Strahlrichtung auf ein Modul im geschlossenen und geöffneten Zustand. Man erkennt die beiden Hälften zur ϕ - (blau) und r -Messung (rot). [13]

Dabei wird zwischen einem inneren Teil nahe am Kollisionspunkt der Protonen und einem äußeren Teil strahlabwärts unterschieden. Bei einer Winkelakzeptanz von 300 mrad bei LHCb soll ein Teilchen mit diesem maximalen Winkel nun mindestens drei Stationen durchfliegen, um identifiziert zu werden. Daraus folgt, dass der Abstand der inneren Stationen bei einem Radius der Sensoren von 42 mm nicht größer als 5 cm sein darf. Fordert man nun unter der Annahme, dass einzelne Stationen nicht auslösen, dass vier Stationen durchflogen werden, kommt man auf einen Modulabstand von 3,5 cm im inneren Teil des VELO. Außerdem wird durch diesen kleinen Abstand die mittlere Extrapolationsstrecke vom ersten gemessenen Treffer zum Vertex verkleinert.

Die untere Grenze der Winkelakzeptanz des VELO liegt bei 15 mrad für Teilchen die, vom nominellen Interaktionspunkt der Protonen aus gesehen, bei $z = 10,6$ cm strahlabwärts entstehen.

Um die vollständige azimuthale Akzeptanz abzudecken, überlappen die beiden

Detektorhälften jedes Moduls. Dies ist dadurch möglich, dass die z-Positionen der jeweiligen Hälften um 1,5 cm zueinander verschoben sind (Abbildung 3.4).

3.2.2 Die RICH-Detektoren

Ein wichtiger Faktor bei LHCb ist die Teilchenidentifikation, im Speziellen die Unterscheidung zwischen Pionen und Kaonen. Um diese gut zu realisieren, hat LHCb zwei Ring-Imaging Cherenkov Detektoren, RICH1 und RICH2. Diese Detektoren nutzen den Cherenkov-Effekt, bei dem Teilchen sich in einem Medium mit einer höheren Geschwindigkeit bewegen als der Lichtgeschwindigkeit in diesem Medium. Diese Teilchen senden im Öffnungswinkel θ elektromagnetische Strahlung aus, wobei θ abhängig von der Geschwindigkeit der Teilchen ist:

$$\cos(\theta) = \frac{1}{n\beta}. \quad (3.1)$$

Hier ist n der Brechungsindex des durchflogenen Mediums und $\beta = v/c$. Gemeinsam mit der Impulsinformation aus anderen Detektorkomponenten lässt sich dann gut zwischen verschiedenen Teilchen unterscheiden. Da sich das Impulsspektrum mit dem Polarwinkel (Winkel eines Teilchens zur Strahlachse) ändert, besteht das RICH-System aus den beiden Komponenten RICH1 und RICH2. RICH1 identifiziert dabei Teilchen mit eher kleinen Impulsen von etwa 1 GeV/c bis 60 GeV/c [13] mit einer Mischung aus Aerogel und C_4F_{10} , während RICH2 ein CF_4 Gas verwendet und Teilchen mit größeren Impulsen im Bereich von 15 GeV/c bis 100 GeV/c [13] unterscheidet. Wegen diesen unterschiedlichen Impulsbereichen ist RICH1 unmittelbar hinter dem VELO positioniert, während RICH2 erst hinter dem weiteren Tracking-System mit Magnet positioniert ist (Abbildung 3.3).

3.2.3 Das Tracking-System

Das Tracking-System teilt sich in den Tracker Turicensis (TT) und die drei Tracking-Stationen T1 bis T3. Bei den Tracking-Stationen T1 bis T3 unterscheidet man weiter einen inneren Bereich nahe der Strahlröhre, den Inner Tracker (IT), und entferntere Bereiche von der Strahlröhre, den Outer Tracker (OT). Technologisch sind sowohl der TT als auch der IT Silizium Tracker (ST). Zum Tracking-System gehört außerdem ein Dipolmagnet mit einer integrierten Magnetfeldstärke von 4 Tm, der zwischen dem TT und dem restlichen Trackingsystem positioniert ist, sowie der in Abschnitt 3.2.1 beschriebene VELO.

Der ST ist ein Detektor aus Siliziumstreifen. Bei einer Breite der Siliziumstreifen von 200 μm im IT und TT wird eine räumliche Auflösung von 50 μm erreicht. Der TT ist unmittelbar hinter dem RICH1 und vor dem Magneten installiert. Er ist 150 cm breit und hat eine Höhe von 130 cm. Der IT ist in den drei Stationen T1 bis T3 hinter dem Magneten im zentralen Bereich um das Strahlrohr installiert. Er deckt eine Fläche von 120 cm Breite und 40 cm Höhe ab (Abbildung 3.5).

Bei dem OT handelt es sich um einen Detektor aus gasgefüllten Driftröhrchen.

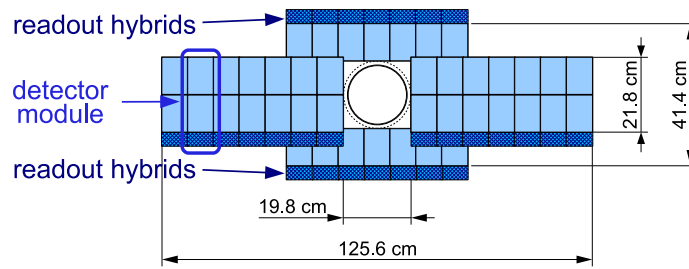


Abb. 3.5: Schematische Ansicht einer Schicht des IT mit Ausleselektronik. Eine Station setzt sich aus vier solcher Schichten zusammen, wobei die mittleren Schichten gegen die (x, y) -Ebene gekippt sind, um zusätzliche Winkelinformationen zu gewinnen. [13]

Dabei wird in den Driftröhrchen die Driftzeit ionisierter Gasatome und ihrer Elektronen gemessen und aus dieser Driftzeit auf die Ionisationsstelle geschlossen. Das Gasgemisch in den Driftröhrchen setzt sich dabei zu 70 % aus Argon, zu 28,5 % aus CO_2 und zu 1,5 % aus O_2 zusammen. Durch diese Zusammensetzung garantiert es möglichst schnelle Driftzeiten von unter 50 ns und trotz allem eine hohe räumliche Auflösung von 200 μm . Die Impulsauflösung des OT beträgt $\frac{\delta p}{p} \approx 0,4 \%$, bei einer Gesamtreakonstruktionseffizienz von 80 % [13].

Alle Trackingstationen, das heißt sowohl der TT als auch die Stationen T1 bis T3, sind aus jeweils vier Lagen aufgebaut, wobei die mittleren Lagen jeweils um $\pm 5^\circ$ um die Strahl-Achse gedreht sind, sodass sich die y -Koordinate eines Treffers, den ein Teilchen hinterlässt, bestimmen lässt.

3.2.4 Kalorimeter

Die Kalorimeter haben verschiedene Aufgaben zu erfüllen. Zum einen unterstützen sie die e^- -, γ - und Hadronenidentifizierungen, zum anderen messen sie Teilchenenergien und Positionen. Weiterhin selektieren sie Kandidaten für die erste Triggerstufe, den L0-Trigger, der bereits 4 μs nach einer Wechselwirkung erste Entscheidungen trifft. Insgesamt folgt der Kalorimeteraufbau bei LHCb der klassischen Abfolge. Auf ein elektromagnetisches Kalorimeter (ECAL) folgt ein hadronisches Kalorimeter (HCAL). Beim ECAL sind dabei e^- -Identifikationen besonders wichtig.

Um Untergründe von geladenen Pionen zu unterdrücken ist vor dem ECAL der Preshower (PS) installiert. Für die Trigger werden Untergründe von π^0 mit hoher Transversalenergie E_T durch den Scintillating Pad Detector (SPD) unterdrückt. Da die Trefferdichte über die Kalorimeterfläche um zwei Größenordnung variiert, ist die laterale Aufteilung der Kalorimeter je nach Abstand zur Strahlröhre unterschiedlich und wird mit der Entfernung zur Strahlröhre größer (Abbildung 3.6).

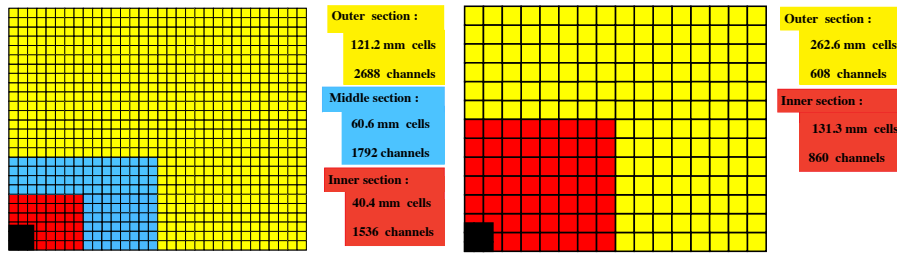


Abb. 3.6: Laterale Aufteilung von PS, SPD und ECAL (links) sowie vom HCAL (rechts). Zu sehen ist ein Viertel der Vorderansicht des Detektors. In schwarz ist der für das Strahlrohr ausgesparte Bereich dargestellt. [13]

3.2.5 Die Myonenkammern

Die Detektion von Myonen ist von fundamentaler Wichtigkeit für LHCb. Sowohl in vielen CP -sensitiven Zerfällen, wie $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$, in dem das J/ψ im Zerfall nach zwei Myonen rekonstruiert wird, als auch in seltenen B -Zerfällen mit flavour-ändernden neutralen Strömen, wie $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$, sind sie in Endzuständen zu finden. Bei LHCb gibt es fünf Myonenkammern. Die Kammer M1 befindet sich vor den Kalorimetern, während M2 bis M5 hinter diesen positioniert sind. Die einzelnen Stationen sind dabei durchzogen von 80 cm dicken Eisenabsorbern, sodass der Minimalimpuls eines Myons, um alle fünf Stationen zu passieren, mindestens 6 GeV betragen muss. Die Stationen M1 bis M3 haben eine relativ hohe räumliche Auflösung entlang der x -Koordinate. Sie werden vor allem genutzt, um die Spurrichtungen zu identifizieren und den Transversalimpuls p_T der Myonkandidaten mit einer Auflösung von 20 % zu messen. Die Stationen M4 und M5 dienen dagegen eher der Teilchenidentifikation eindringender Myonen.

3.2.6 Trigger

Das LHCb-Experiment arbeitet nicht, wie die Vielzweckexperimente ATLAS und CMS, bei der maximalen vom LHC zur Verfügung gestellten Luminosität von $L \approx 7 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, sondern bei einer Luminosität von $L = 4 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, um im Idealfall pro Protonenpaketkollision exakt eine Proton-Proton-Wechselwirkung aufzunehmen. Trotzdem muss die Datenrate von 40 MHz noch auf etwa 4 kHz reduziert werden, um gespeichert werden zu können. Dazu stehen zwei Trigger-Stufen zur Verfügung: Die erste Stufe (L0) arbeitet synchron zur Wechselwirkungsrate von 40 MHz und reduziert diese auf 1 MHz, woraufhin die zweite Trigger-Stufe, der High-Level-Trigger (HLT) unabhängig von der Wechselwirkungsrate die Daten weiterverarbeitet. Bei einer Luminosität von $L = 4 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ werden Ereignisse, die ein B -Meson beinhalten, mit einer Rate von etwa 15 kHz gespeichert. Weiterhin sind viele partielle Zerfallsbreiten der B -Mesonen kleiner als 10^{-3} , sodass das Triggersystem dahingehend optimiert ist, diese interessanten Zerfälle für nachfolgende Analysen mit maximaler Effizienz zu selektieren, während die

in der hadronischen Umgebung entstehenden Untergründe maximal unterdrückt werden [13].

Bei dem Level-0-Trigger handelt es sich um einen reinen Hardware-Trigger. Er versucht zunächst die Hadronen, Elektronen und Photonen mit maximalen Transversalenergien E_T , sowie die beiden Myonen mit den höchsten Transversalimpulsen p_T zu identifizieren. Dazu besteht der L0 aus drei Komponenten: Einem L0-pile-up-System, dem L0-Kalorimeter-Trigger und dem L0-Myon-Trigger. Ziel des pile-up-Systems ist dabei die Unterscheidung zwischen Events mit einer oder mehreren sichtbaren Proton-Proton-Wechselwirkungen. Die Kalorimeter- und Myon-Komponenten suchen für die entsprechenden Teilchen nach den maximalen E_T beziehungsweise p_T .

Der HLT ist eine C++ Anwendung und läuft auf der sogenannten Event Filter Farm (EFF), einem Großrechner am CERN. Jede Anwendung hat dabei vollen Zugriff auf alle Informationen eines Events. Prinzipiell könnten hier also bereits Selektionsschritte durchgeführt werden. Da die Datenrate, die vom L0-Trigger kommt, jedoch immer noch zu groß ist, besteht der HLT aus zwei Stufen. Der HLT1 rekonstruiert dabei die Teilchenkandidaten, die der L0 übergibt, im VELO und in den Tracking-Stationen. Außerdem werden hier für γ 's und π^0 's die Abwesenheit geladener Teilchen bestätigt, die mit diesen beiden ungeladenen Kandidaten assoziiert werden könnten. Insgesamt hat der HLT1 die Aufgabe, die Datenrate soweit zu reduzieren, dass im nächsten Schritt, dem HLT2, eine vollständige Mustererkennung möglich ist. Bei einer ausreichend niedrigen Datenrate rekonstruiert der HLT2 dann schon teilweise B -Zerfälle.

3.2.7 LHCb Software

Die LHCb-Software basiert auf dem GAUDI-Framework [18], in dem verschiedene Software Pakete ausgeführt werden. Die Reihenfolge, in der die verschiedenen Pakete ausgeführt werden, ist in Abbildung 3.7 dargestellt. Der erste Eingriff in die vom Detektor aufgenommenen Daten passiert, wie in Abschnitt 3.2.6 beschrieben beim HLT durch das Software Paket MOORE [19]. Danach werden die Rohdaten in BRUNEL [20] rekonstruiert und die Teilchen in sogenannten Protoparticles zusammengefasst. Diese Protoparticles haben dann sowohl Spurinformatoren über das betreffende Teilchen, als auch Teilchenidentifikationsinformationen (PID-Informationen). Die nun als Data Summary Tape Dateien (DST's) vorliegenden Daten werden anschließend in DAVINCI [21] weiter für die Analysen aufbereitet. Hier läuft sowohl eine erste Vorselektion, das sogenannte Stripping, in der die einzelnen Analysen speziell für ihre Bedürfnisse Schnitte auf physikalische Observablen definieren, als auch die finale Rekonstruktion der unterschiedlichen Prozesse. Ebenso wird an dieser Stelle das Flavour Tagging durchgeführt. Nachdem die Daten nun in Form von sogenannten nTuplen vorliegen, können diese mit ROOT [22], einer Sammlung von C++ Bibliotheken, die auf statistische Analysen der Hochenergiephysik spezialisiert sind, analysiert werden. Besonders hervorzuheben ist hier die RooFIT [23] Bibliothek, die bereits viele Parametrisierungen zur

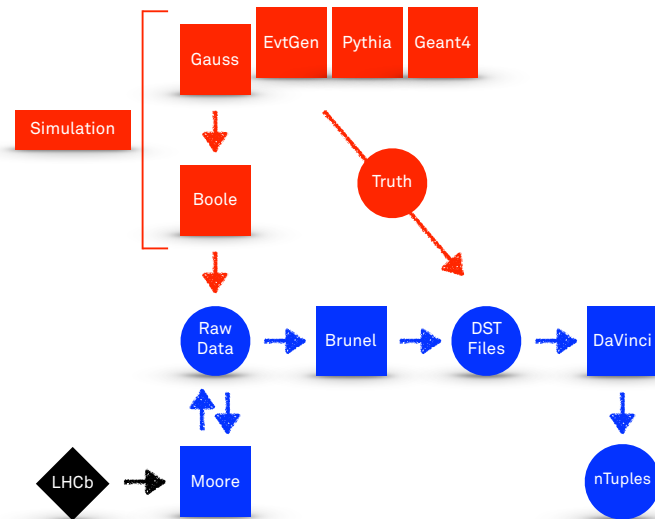


Abb. 3.7: Abfolge der Datenprozessierung innerhalb der LHCb-Software. In rot die Schritte zu Simulation von Daten, in blau die Prozessierung realer Daten. Die Software-Pakete sind dabei in Rechtecken, die übergebenen Datenformate in Kreisen dargestellt.

Modellierung der Daten beinhaltet.

Die Simulation von Daten läuft bei LHCb im GAUSS Paket [24] ab. Dieses ruft zunächst die Programmpakete EVTGEN [25], PYTHIA [26, 27], das mit einer speziellen LHCb Konfiguration [28] läuft, und GEANT4 [29, 30] auf, die nacheinander die Proton-Proton-Kollisionen, den Hadronisationsprozess und die Wechselwirkung mit dem Detektor simulieren. Anschließend folgt BOOLE [31], das die Daten digitalisiert, sodass diese anschließend wie die rohen Detektordaten verwendet werden können. Die Wahrheits- (Truth-)Informationen werden ebenfalls gespeichert und sind am Ende der Prozessierung bei der Analyse abrufbar. So sind in den Simulationen, neben den Detektorantworten, auch die anfangs simulierten Zustände bekannt.

4 Flavour Tagging am LHCb Experiment

Um die CP -Verletzung in der Interferenz aus Mischung und Zerfall zu messen, muss der initiale Flavour des zerfallenden B -Mesons bekannt sein, also ob es sich um ein B^0 - oder ein \bar{B}^0 -Meson handelt (Gleichung (2.24)). Dies wird bei LHCb durch das sogenannte Flavour Tagging festgestellt. Dabei geben verschiedene Algorithmen (Tagger) für jeden Kandidaten sowohl eine Entscheidung darüber, um welchen Flavour es sich gehandelt hat, als auch eine Wahrscheinlichkeit mit der Entscheidung falsch zu liegen, aus. Es wird dabei zwischen Taggern der Same Side (SS) und Taggern der Opposite Side (OS) unterschieden. Die SS Tagger untersuchen Teilchen, die in direktem Zusammenhang mit dem Hadronisierungsprozess entstehen, der beim Signal b -Quark abläuft. Die OS Tagger analysieren den Hadronisierungsprozess des zweiten, mit dem Signal b -Quark (\bar{b} -Quark) gemeinsam erzeugten \bar{b} -Quarks (b -Quark) (Abbildung 4.1). Zum Abschluss wird schließlich die Selbsteinschätzung der Tagger zu einer „wahren“ Wahrscheinlichkeit umgerechnet.

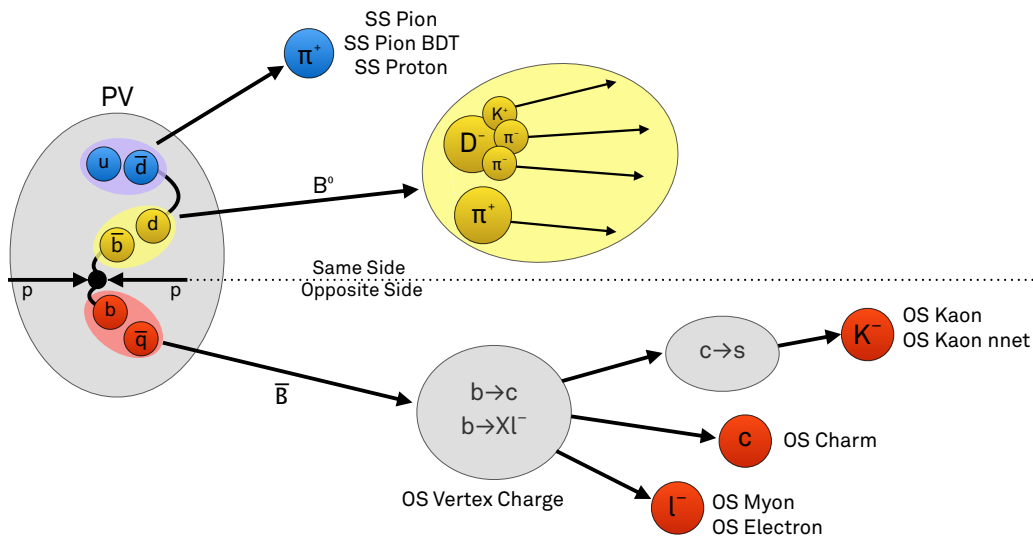


Abb. 4.1: Schematische Übersicht der Tagger, die in dieser Arbeit auf dem Kanal $B^0 \rightarrow D^- \pi^+$ kalibriert wurden.

4.1 Charakteristische Größen des Flavour Taggings

Jeder Tagger gibt zu jedem Kandidaten eine individuelle Entscheidung d über den anfänglichen Flavour des B -Mesons aus. Bei dieser Entscheidung, auch tag genannt, gibt es drei Möglichkeiten: als B^0 ($\bar{b}d$) getagged, als \bar{B}^0 ($b\bar{d}$) getagged oder ungetagged ($d = 1$ entspricht einem \bar{b} -Quark, $d = -1$ einem b -Quark und $d = 0$ einem ungetaggten Kandidaten). Außerdem erhält man zu jedem Kandidaten eine mistag-Wahrscheinlichkeit η , die eine Selbsteinschätzung der Wahrscheinlichkeit ist, mit der der Tagger bei einem Kandidaten falsch liegt. Da dies jedoch nur eine Abschätzung des Taggers über die Qualität seiner Entscheidung ist, wird die tatsächliche, kalibrierte Wahrscheinlichkeit mit der der Tagger falsch liegt mit

$$\omega = \frac{N_R}{N_R + N_W} \quad (4.1)$$

dem true-mistag oder der true-mistag-Wahrscheinlichkeit bezeichnet. Dabei sind N_R die Anzahl korrekt getaggter Ereignisse und N_W die Anzahl falsch getaggter Ereignisse. Auf Monte-Carlo lässt sich nach Gleichung (4.1) aus den Truth-Informationen eine wahre true-mistag-Wahrscheinlichkeit berechnen, während auf Daten nur eine kalibrierte true-mistag-Wahrscheinlichkeit ermittelbar ist. Beachtet man diese Unsicherheit über den Anfangszustand nun für die gemessene Mischungsasymmetrie der B -Mesonen (Gleichung (2.14)) erhält man

$$\begin{aligned} A_{\text{mix}}^{\text{tag}} &= \frac{(1 - \omega) N_{\text{unmixed}} + \omega N_{\text{mixed}} - (1 - \omega) N_{\text{mixed}} - \omega N_{\text{unmixed}}}{(1 - \omega) N_{\text{unmixed}} + \omega N_{\text{mixed}} + (1 - \omega) N_{\text{mixed}} + \omega N_{\text{unmixed}}} \\ &= (1 - 2\omega) \frac{N_{\text{unmixed}} - N_{\text{mixed}}}{N_{\text{unmixed}} + N_{\text{mixed}}} = (1 - 2\omega) \cos(\Delta mt). \end{aligned} \quad (4.2)$$

Analog dazu erhält man für eine gemessene CP -Asymmetrie (Gleichung (2.24))

$$A_{CP}^{\text{tag}} = (1 - 2\omega) \frac{2\text{Im}(\lambda_f)}{1 + |\lambda_f|^2} \sin(\Delta mt). \quad (4.3)$$

Man erkennt, dass durch die experimentelle Unsicherheit, die durch das Flavour Tagging hinzukommt, die Amplituden beider Asymmetrien um den gleichen Faktor abgeschwächt werden. Bei einer true-mistag-Wahrscheinlichkeit von $\omega = 0,5$ würden so beide Asymmetrien im Experiment verschwinden. Dieser Faktor wird Dilution D genannt:

$$D = 1 - 2\omega \quad (4.4)$$

Die einzelnen Tagger unterscheiden sich weiterhin in ihren Effizienzen. So ist die Anzahl der getaggten Ereignisse nicht für alle Tagger gleich, sodass man die Taggingeffizienz

$$\varepsilon = \frac{N_R + N_W}{N_R + N_W + N_U} \quad (4.5)$$

definiert, bei der neben Kandidaten mit einem Tag (N_R und N_W) auch ungetaggte Kandidaten (N_U) berücksichtigt werden. Weiterhin wird die effektive Taggingeffizienz

$$\varepsilon_{\text{eff}} = \varepsilon D^2 \quad (4.6)$$

eingeführt. Über diese lassen sich einzelne Tagger nun untereinander in ihrer Leistung vergleichen. So ist die effektive Taggingeffizienz ε_{eff} auch ein Maß für die statistische Größe des zu untersuchenden Datensatzes. Multipliziert man die Anzahl Ereignisse eines Datensatzes mit dieser effektiven Taggingeffizienz ε_{eff} , so erhält man die Anzahl Kandidaten, die man bei einem perfekt getaggtten Datensatz für die gleiche statistische Aussagekraft auf die Messung einer physikalischen Observablen wie Δm_d oder $\sin(2\beta)$ benötigen würde. Dabei bedeutet perfekt getaggtter Datensatz, das für jeden Kandidaten eine korrekte Tag-Entscheidung mit einem true-mistag von $\omega = 0$ getroffen wurde.

Die bisher eingeführten Größen, speziell der true-mistag, beachtet keine Asymmetrie im Tagging zwischen B^0 - und \bar{B}^0 -Mesonen. Zieht man diese hinzu, lässt sich eine true-mistag ω für getaggte B^0 -Mesonen und $\bar{\omega}$ für getaggte \bar{B}^0 -Mesonen definieren. Der bisher verwendete true-mistag ist dann als mittlerer true-mistag

$$\tilde{\omega} = \frac{\omega + \bar{\omega}}{2} \quad (4.7)$$

zu betrachten. Somit lässt sich eine mistag-Asymmetrie $\Delta\omega = \omega - \bar{\omega}$ definieren.

4.2 Opposite Side Tagging

Beim Opposite Side Tagging wird der Hadronisierungsprozess des b -Quarks ausgenutzt, welches nicht das B -Meson des Signalzerfalls bildet. Dazu werden zum Einen einzelne Teilchen wie Elektronen, Myonen, Kaonen oder D -Mesonen identifiziert, die im Zusammenhang mit Hadronisierungs- und Zerfallsprozessen dieses sogenannten Opposite Side b -Quarks entstehen, zum Anderen nutzt einer der Tagger die Ladung von Spuren, die aus einem gemeinsamen Sekundärvertex kommen, der nicht mit dem Signal B assoziiert ist (Abbildung 4.1). Da das Opposite Side B -Meson unabhängig vom Signal B -Meson sein sollte, also unabhängig von dessen Hadronisierungsprozess, können die Tagger sowohl für B_d^0 -, als auch für B_s^0 -Mesonen gleich verwendet werden. Im Folgenden soll nun in Anlehnung an [32] auf die einzelnen Tagger eingegangen werden.

- Der OS Myon Tagger nutzt Myonen aus semileptonischen B -Zerfällen um eine Tagentscheidung zu fällen. Davon ausgehend, dass das Opposite Side B -Meson nicht gemischt hat, lässt sich aus der Ladung des Myons auf den anfänglichen Flavour des B -Mesons schließen. Um tatsächlich Myonen der Opposite Side zu rekonstruieren, werden unterschiedliche Schnitte angewendet. Beiträge aus $b \rightarrow c \rightarrow \ell$, was die falsche Ladung und damit den falschen Tag zur Folge hätte, werden beispielsweise durch einen Schnitt auf den Transversalimpuls $p_T > 1,2 \text{ GeV}/c$ unterdrückt. Wenn nach den verschiedenen

Selektionsschritten noch mehrere Myonenkandidaten übrig bleiben, wird das Myon mit dem höchsten Transversalimpuls p_T für die Tagentscheidung genutzt.

- Der OS Elektron Tagger funktioniert analog zum OS Myon Tagger. Auch hier gibt die Ladung eines Elektrons aus einem semileptonischen Zerfall des Opposite Side B -Mesons Aufschluss über den anfänglichen Flavour des B -Mesons. Die Elektronenselektion funktioniert ebenfalls durch einfache rechtwinklige Schnitte, wobei zusätzlich hilfreiche Variablen für die Elektronenidentifikation genutzt werden. Zu diesen gehört das Verhältnis der Teilchenenergie E , gemessen im ECAL und des Impulses p des Elektronkandidaten. Dabei wird $E/p > 0,8$ gefordert. Ebenfalls analog zum Myon-Tagger wird bei mehreren Elektronenkandidaten der Kandidat mit dem höchsten Transversalimpuls p_T für die Tagentscheidung gewählt
- Der OS Kaon Tagger nutzt Kaonen aus der Zerfallskette $b \rightarrow c \rightarrow s$. Aus der Ladung des Kaons lässt sich wiederum auf den Flavour des B -Mesons schließen, nimmt man an, dass das Opposite Side B -Meson nicht gemischt hat. Bei dem schnittbasierten OS Kaon Tagger werden ebenfalls rechtwinklige Schnitte angewendet, um den Kaonkandidaten zu selektieren. Abschließend wird bei mehreren Kaonkandidaten wieder der Kandidat mit dem höchsten Transversalimpuls p_T gewählt. Beim Tagging mit OS-Kaonen gibt es zusätzlich eine Neuentwicklung, den OS Kaon nnet. Dieser selektiert die Kaonen nicht über rechtwinklige Schnitte, sondern nutzt ein neuronales Netz. So erhält man zwar deutlich mehr getaggte Ereignisse, die mistag-Wahrscheinlichkeiten sind jedoch im Mittel größer.
- Der OS Vertex Charge Tagger ist der einzige Tagger, der keine Einzelteilchen rekonstruiert, sondern die gesamte gewichtete Ladung eines zum Opposite Side B -Mesons assoziierten Sekundärvertex (SV) für seine Tagentscheidung nutzt. Dabei wird zunächst aus zwei Spuren ein Sekundärvertex rekonstruiert, wobei aus allen Spuren das Spurenpaar gewählt wird, das die höchste Wahrscheinlichkeit besitzt aus dem Opposite Side B -Meson zu stammen. Anschließend werden nach einigen geometrischen und kinematischen Schnitten weitere Spuren zu dem gebildeten SV hinzugefügt. Aus diesen Spuren wird anschließend die gewichtete Ladung des SV

$$Q_{\text{vtx}} = \frac{\sum_i p_T^{k(i)} Q_i}{\sum_i p_T^{k(i)}} \quad (4.8)$$

gebildet. Der Parameter k ist dabei dahingehend optimiert, eine maximale effektive Taggingeffizienz ε_{eff} zu liefern.

- Bei dem OS Charm Tagger handelt es sich ebenfalls um eine Neuentwicklung. Er trifft seine Entscheidungen basierend auf rekonstruierten D -Mesonen,

die vor allem aus der Zerfallskette $b \rightarrow c$ entstammen. Dabei gibt im Falle eines geladenen D -Mesons dessen Ladung direkt Aufschluss über den anfänglichen Flavour des B -Mesons, bei einem ungeladenen D -Meson die Ladung des Kaons, in das das D -Meson zerfällt. Die D -Kandidaten werden dabei über einen Boosted Decision Tree (BDT) rekonstruiert. Der OS Charm Tagger wurde dabei, bei einem geringen Überlapp mit den anderen Taggern, auf eine maximale effektive Taggingeffizienz ϵD^2 optimiert, sodass er im Vergleich zu den anderen Taggern relativ kleine Taggingeffizienzen ϵ bei allerdings auch guten mistag-Vorhersagen liefert.

Die einzelnen Tagger können kombiniert werden, um die unterschiedlichen Vorhersagen zu nutzen und die effektive Taggingeffizienz ϵD^2 des Datensatzes zu erhöhen. Dabei wird die kombinierte Wahrscheinlichkeit, dass das B -Meson ein b -Quark enthält, berechnet als

$$P(b) = \frac{p(b)}{p(b) + p(\bar{b})} \quad \text{und} \quad P(\bar{b}) = 1 - P(b) \quad (4.9)$$

wobei die Wahrscheinlichkeiten $p(b)$ und $p(\bar{b})$ als

$$p(b) = \prod_i \left(\frac{1 + d_i}{2} - d_i (1 - \eta_i) \right) \quad (4.10)$$

und

$$p(\bar{b}) = \prod_i \left(\frac{1 - d_i}{2} + d_i (1 - \eta_i) \right) \quad (4.11)$$

definiert sind. Dabei sind d_i die Entscheidungen und η_i die mistag-Vorhersagen der einzelnen Tagger. Die kombinierte Entscheidung und mistag-Vorhersage ergibt sich für $P(b) > P(\bar{b})$ nun zu $d = -1$ und $\eta = 1 - P(b)$ und für $P(b) < P(\bar{b})$ zu $d = 1$ und $\eta = P(b)$.

In der Flavour Tagging Software ist eine Kombination der OS Tagger direkt implementiert. Diese Standard OS Kombination enthält aktuell den OS Myon, den OS Elektron, den OS Kaon und den OS Vertex Charge Tagger, da es sich bei diesen um die bereits etablierten Tagger handelt.

4.3 Same Side Tagging

Beim Same Side Tagging werden direkt Abhängigkeiten bei der Hadronisierung des Signal B -Mesons ausgenutzt. Im Falle eines B^0 ($\bar{b}d$) bleibt beispielsweise ein freies \bar{d} -Quark, das zu einem Pion oder Proton hadronisieren kann. Im Falle eines B_s^0 ($\bar{b}s$) bleibt ein freies \bar{s} -Quark, das zu einem Kaon hadronisieren kann. Für Pionen und Kaonen sind zwei beispielhafte Hadronisierungsprozesse in Abbildung 4.2 dargestellt. Die einzelnen Tagger sollen nun im Folgenden wiederum in Anlehnung an [32] genauer vorgestellt werden.

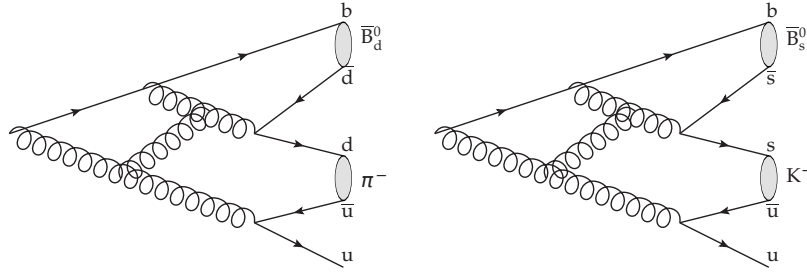


Abb. 4.2: Feynmandiagramme der B^0 und B_s^0 Hadronisation. [32]

- Der SS Pion Tagger nutzt in B^0 -Zerfällen die Ladung eines im Hadronisationsprozess entstehenden Pions. Dabei werden sowohl Pionen, die direkt aus einem zusätzlichen d -Quark (Abbildung 4.2 links) beim B^0 stammen genutzt, als auch Pionen aus höher angeregten B -Zuständen, wie dem B^{0*} oder dem B^{0**} . Die Selektion des SS Pion Taggers basiert, ebenso wie bei den meisten OS Taggern, auf rechtwinkligen Schnitten. Dabei werden ähnliche Kriterien wie bei der Auswahl für die OS Tagger angewendet, um geeignete Pionen zu rekonstruieren, wie Schnitte auf den Transversalimpuls der Kandidaten. Ebenso wird, falls mehrere Pion Kandidaten vorliegen, analog der Kandidat mit dem höchsten Transversalimpuls p_T für die Tagentscheidung gewählt. Ähnlich wie bei dem OS Kaon Tagger gibt es auch bei dem SS Pion Tagger eine Neuentwicklung, die auf einer multivariaten Methode basiert. Der SS Pion BDT Tagger nutzt zur Selektion eines geeigneten Pion Kandidaten einen BDT. Auch hier erhält man mit der multivariaten Methode deutlich mehr getaggte B -Mesonen, allerdings im Schnitt auch schlechtere mistag-Vorhersagen.
- Der SS Proton Tagger ist ebenso wie der SS Pion BDT eine Neuentwicklung. Er funktioniert, wie die beiden SS Pion Tagger, für B^0 -Mesonen Zerfälle. Die Teilchenselektion basiert auf einem BDT und hat hohe Anzahlen an getaggten Ereignissen ($\epsilon > 30\%$) und im Schnitt eher hohe mistag-Vorhersagen ($\langle\eta\rangle > 0,4$).
- Der SS Kaon Tagger ist für B_s^0 -Meson-Zerfälle entwickelt worden und arbeitet für diese analog zum SS Pion Tagger für B^0 -Ereignisse. Da in dieser Arbeit das Flavour Tagging im Kanal $B^0 \rightarrow D^- \pi^+$ untersucht werden soll, wird auf den SS Kaon Tagger an dieser Stelle nicht weiter eingegangen.

Neben der möglichen Verwendung des SS Pion, des SS Pion BDT und des SS Proton Tagger für B^0 -Ereignisse lassen sich alle drei natürlich auch für B^+ -Ereignisse ($\bar{b}u$) nutzen um das Flavour Tagging zu kalibrieren.

4.4 Vorgehen bei der Tagging Kalibrierung

Wie in Abschnitt 4.1 bereits erwähnt, liefert jeder Tagger für jedes Ereignis eine Abschätzung η der mistag-Wahrscheinlichkeit. Diese Abschätzung muss für die Analyse von CP -Asymmetrien auf die true-mistag-Wahrscheinlichkeiten ω kalibriert werden. Dabei geht man von einem linearen Zusammenhang der Form

$$\tilde{\omega}(\eta) = p_0 + p_1 \cdot (\eta - \langle \eta \rangle) \quad (4.12)$$

aus. Dabei ist $\langle \eta \rangle$ der Mittelwert aller η -Werte eines Taggers. Durch Subtrahieren dieses Wertes von den einzelnen η -Werten werden die Parameter p_0 und p_1 de-korreliert. Bei einem perfekt kalibrierten Tagger gilt, dass $p_0 = \langle \eta \rangle$ und $p_1 = 1$ entspricht. Analog dazu lässt sich die mistag-Asymmetrie parametrisieren:

$$\Delta\omega(\eta) = \Delta p_0 + \Delta p_1 \cdot (\eta - \langle \eta \rangle) \quad (4.13)$$

Die verschiedenen Tagger werden nun auf unterschiedlichen Zerfallskanälen kalibriert, sodass ein Satz aus Werten für die Parameter für p_0 , p_1 , Δp_0 und Δp_1 inklusive statistischer und systematischer Unsicherheiten entsteht. Für die globale Kalibrierung wird dann ein bestimmter Kanal verwendet, und die Abweichungen in den weiteren geprüften Kanälen werden genutzt um systematische Unsicherheiten zu ermitteln. Der Kanal $B^0 \rightarrow D^- \pi^+$ wurde zuletzt nicht verwendet, soll nun aber wieder in die Kombination der Flavour Tagging Gruppe eingehen.

Die möglichen Verfahren zur Tagging Kalibrierung unterscheiden sich für die Zerfälle von ungeladenen B -Mesonen auf Monte-Carlo und Daten grundsätzlich und werden in den nächsten beiden Abschnitten erläutert.

4.4.1 Daten

Da auf Daten der wahre Flavour für ungeladene B -Mesonen nicht bekannt ist, lässt sich dieser nicht nach Gleichung (4.1) durch einfaches Abzählen bestimmen. Allerdings bietet die Mischungsasymmetrie (Gleichung (4.2)) eine Möglichkeit ω zu bestimmen.

Im Folgenden wird dazu der Datensatz in Kategorien der mistag-Vorhersage η eines Taggers geteilt. Dann werden Masse und Zerfallszeit simultan in diesen Kategorien der mistag-Vorhersage η gefittet. Der Massenfit geschieht dabei, um besser zwischen den Signal und Untergrund-Komponenten zu unterscheiden. Bei der Parametrisierung der Zeit sind die Gleichungen (2.10), (2.11), (2.12) und (2.13) an die Unsicherheiten des Flavour Taggings anzupassen. Dabei wird hier weiter der Spezialfall der B^0 -Mesonen mit $\Gamma_H \approx \Gamma_L$ und $|\frac{\eta}{p}| = 1$ betrachtet:

$$\begin{aligned} \Gamma^{\text{exp}}(\bar{B}^0 \rightarrow f) &= (1 - \bar{\omega}) \Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow f) + \omega \cdot \Gamma(B^0 \rightarrow f) \\ \Gamma^{\text{exp}}(B^0 \rightarrow f) &= (1 - \omega) \Gamma(B^0 \rightarrow f) + \bar{\omega} \cdot \Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow f) \\ \Gamma^{\text{exp}}(\bar{B}^0 \rightarrow \bar{f}) &= (1 - \bar{\omega}) \Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow \bar{f}) + \omega \cdot \Gamma(B^0 \rightarrow \bar{f}) \\ \Gamma^{\text{exp}}(B^0 \rightarrow \bar{f}) &= (1 - \omega) \Gamma(B^0 \rightarrow \bar{f}) + \bar{\omega} \cdot \Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow \bar{f}). \end{aligned} \quad (4.14)$$

Mithilfe der Tagentscheidung d und dem Mischungszustand ζ , der zwischen gemischten und ungemischten B -Mesonen unterscheidet, lassen sich die vier unterschiedlichen Fälle zu

$$\Gamma^{\text{exp}}(\hat{B} \rightarrow \hat{f}) = \frac{1}{2} e^{-\Gamma t} [(1 - d\Delta\omega) + \zeta (1 - 2\tilde{\omega}) \cos(\Delta m_d t)] \quad (4.15)$$

zusammenfassen, wobei mögliche asymmetrische mistag-Wahrscheinlichkeiten ω und $\bar{\omega}$ mit einem mittleren true-mistag $\tilde{\omega}$ und der mistag-Asymmetrie $\Delta\omega$ beschrieben werden. Mit einer Unterscheidung zwischen den vor dem Zerfall gemischten und ungemischten Zuständen ist der Fit hier also sensitiv auf die true-mistag-Wahrscheinlichkeit $\tilde{\omega}$ in jeder Kategorie. Nach der Bestimmung von mittleren mistag-Vorhersagen η in jeder Kategorie lassen sich so erhaltene $(\eta, \tilde{\omega})$ -Paare nun mit ein linearer Zusammenhang nach Gleichung (4.12) beschreiben. Da der Fit mit der tag-Entscheidung d ebenso auf die mistag-Asymmetrie $\Delta\omega$ sensitiv ist, lässt sich diese analog gegen die Kategoriemittelwerte der mistag-Vorhersage η auftragen und nach Gleichung (4.13) kalibrieren.

Neben dieser in der Flavour Tagging Arbeitsgruppe zumeist durchgeführten Methode Tagger zu kalibrieren, soll außerdem ein weiteres Verfahren vorgestellt werden. Dabei werden die mistag-Wahrscheinlichkeiten η in Wahrscheinlichkeiten $P_{\text{tag}}(\bar{b})$, dass das betroffene Teilchen ein \bar{b} -Quark enthält, umgerechnet. Bei einer Tagentscheidung $d = -1$ ergibt sich also $P_{\text{tag}}(\bar{b}) = \eta$ und bei einer Tagentscheidung $d = 1$ erhält man $P_{\text{tag}}(\bar{b}) = 1 - \eta$. Für ungetaggte Teilchen ist $P_{\text{tag}}(\bar{b}) = 0,5$. Nun wird der Datensatz in Kategorien dieser Wahrscheinlichkeit $P_{\text{tag}}(\bar{b})$ eingeteilt und der Zusammenhang zur wahren Wahrscheinlichkeit $P_{\text{true}}(\bar{b})$ kalibriert. Nun lassen sich die Bereiche für \bar{b} ($0,5 < P_{\text{tag}}(\bar{b}) < 1$) und für b ($0 < P_{\text{tag}}(\bar{b}) < 0,5$) einzeln mit linearen Funktionen der Form

$$P_{\text{true}}(P_{\text{tag}}) = p_0 + p_1 \cdot (P_{\text{tag}} - \langle P_{\text{tag}} \rangle), \quad (4.16)$$

kalibrieren, wobei die Parameter in diesem Kontext für B^0 -Mesonen ($\bar{b}d$) im Weiteren mit p_0 und p_1 und für \bar{B}^0 -Mesonen ($b\bar{d}$) mit \bar{p}_0 und \bar{p}_1 bezeichnet werden sollen. Die Zentralwert für B^0 - und \bar{B}^0 -Mesonen werden dann mit \tilde{p}_0 und \tilde{p}_1 beschrieben. Hintergrund dieser Methodik ist, dass die verschiedenen Tagger intern mit der Wahrscheinlichkeit $P(\bar{b})$ rechnen.

4.4.2 Monte-Carlo

Auf Monte-Carlo ist der generierte (wahre) Produktionsflavour der B -Mesonen bekannt. So lässt sich durch Vergleich zwischen dem bekannten initialen Flavour eines Ereignisses und der entsprechenden Entscheidung eines Taggers erkennen, ob der Tagger mit seiner Entscheidung richtig oder falsch lag. Unterteilt man den Datensatz nun in Bins der mistag-Vorhersage η des Taggers, kann man in jedem Bin den mittleren wahren true-mistag ω nach Gleichung (4.1) berechnen. Durch Berechnen der Mittelwerte der η_i in jedem Bin lassen sich die zugehörigen

mittleren mistag-Vorhersagen der Tagger berechnen. Trägt man nun die ω in Abhängigkeit von η auf lässt sich der lineare Zusammenhang aus Gleichung (4.12) bestimmen. Dabei sind die η -Werte nun die Mittelwerte der η_i und ω die wahren true-mistag-Wahrscheinlichkeiten in den einzelnen Bins.

Neben dieser einfachen Methode ließe sich auf Monte-Carlo auch ein simultaner Fit umsetzen um eine Kalibrierung durchzuführen. Da auf Monte-Carlo jedoch der Untergrund explizit ausgeschaltet werden kann, wird hier neben dem Lebenszeitfit zur Bestimmung der mistag-Wahrscheinlichkeiten $\tilde{\omega}$ und mistag-Asymmetrien $\Delta\omega$ kein zusätzlicher Massenfit benötigt.

5 Der Zerfallskanal $B^0 \rightarrow D^- \pi^+$ und dessen Selektion

Die im Folgenden verwendeten Daten stammen aus Proton-Proton Kollisionen am LHC aus den Jahren 2011 und 2012, korrespondierend zu Schwerpunktsenergien von $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ und $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$. Dies entspricht integrierten Luminositäten von $1,0 \text{ fb}^{-1}$ für das Jahr 2011 und $2,0 \text{ fb}^{-1}$ für das Jahr 2012.

Im Folgenden ist mit $B^0 \rightarrow D^- \pi^+$ implizit auch immer der ladungskonjugierte Zerfall $\bar{B}^0 \rightarrow D^+ \pi^-$ eingeschlossen. In diesem Kapitel soll nun auf die experimentellen Vorarbeiten für die Kalibrierung des Flavour Taggings im Kanal $B^0 \rightarrow D^- \pi^+$ eingegangen werden. Dazu wird zunächst der Zerfall selbst etwas näher beleuchtet, um danach auf die vorgenommene Selektion und das verwendete Fitmodell einzugehen.

5.1 Rekonstruktion des Kanals $B^0 \rightarrow D^- (\rightarrow K^+ \pi^- \pi^-) \pi^+$

Bei dem Zerfallskanal $B^0 \rightarrow D^- (\rightarrow K^+ \pi^- \pi^-) \pi^+$ handelt es sich um einen selbsttaggenden Kanal mit rein hadronischem Endzustand. Selbsttaggend bedeutet dabei, dass aus den Zerfallsprodukten auf den Flavour des B -Mesons zum Zeitpunkt des Zerfalls geschlossen werden kann. Weiterhin handelt es sich um einen Endzustand, der sich nur aus geladenen Teilchen zusammensetzt, wodurch alle Teilchen im Detektor gut nachzuweisen sind. Da es sich jedoch, wie bereits erwähnt, um einen rein hadronischen Endzustand handelt, ist bei der Selektion (Kapitel 5.2) und Analyse auf nicht flache Untergründe, bedingt durch Fehlrekonstruktionen oder -identifikationen, zu achten. Diese sind hier wahrscheinlicher, da Pionen und Kaonen im Experiment deutlich schwerer zu unterscheiden und identifizieren sind, als beispielsweise Myonen.

Es handelt sich bei $B^0 \rightarrow D^- \pi^+$ jedoch nicht um einen vollständig selbsttaggenden Zerfall, da auch der Zerfall $B^0 \rightarrow D^+ \pi^-$ (Abbildung 5.1) möglich ist. Im Kanal $B^0 \rightarrow D^- \pi^+$ ist die Zerfallsamplitude proportional zu $V_{ud}V_{cb} \propto \lambda^2$, im Kanal $B^0 \rightarrow D^+ \pi^-$ jedoch nur zu $V_{ub}V_{cd} \propto \lambda^4$ (siehe Gleichung (2.1)), sodass dieser zweite Kanal CKM unterdrückt ist. Aus diesem Grund lässt sich $B^0 \rightarrow D^- \pi^+$ trotzdem zur Kalibrierung des Flavour Taggings nutzen. Allerdings muss beachtet werden, dass Einflüsse des CKM unterdrückten Zerfalls einen Einfluss auf die Messung der true-mistag-Wahrscheinlichkeit ω haben kann.

Der Zerfall $B^0 \rightarrow D^- \pi^+$ wird im Folgenden aus dem weiteren Zerfall $D^- \rightarrow K^+ \pi^- \pi^-$ und einem geladenen Tochter Pion rekonstruiert.

5 Der Zerfallskanal $B^0 \rightarrow D^- \pi^+$ und dessen Selektion

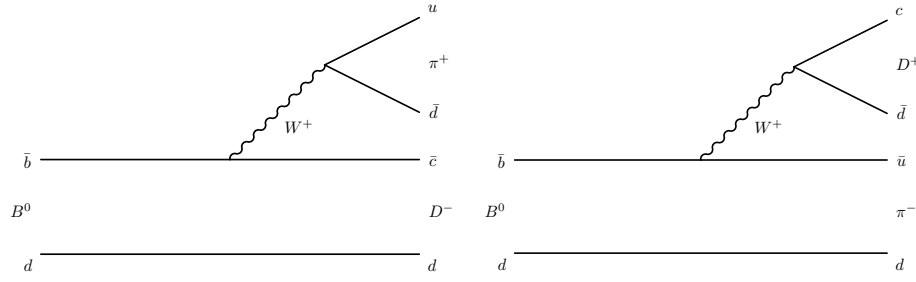


Abb. 5.1: Feynmandiagramme der beiden Zerfälle des neutralen B -Mesons in geladene $D\pi$ Endzustände. Rechts der Zerfall $B^0 \rightarrow D^+ \pi^-$, der gegenüber dem in dieser Arbeit betrachtete Zerfall $B^0 \rightarrow D^- \pi^+$ CKM unterdrückt ist.

5.2 Selektion

Für die Rekonstruktion von Ereignissen mit dem Zerfall $B^0 \rightarrow D^- \pi^+$ werden vier HLT Trigger verwendet, drei sogenannte Topo Trigger und eine inklusiver ϕ Trigger. Die Topo Trigger fordern gut rekonstruierte Kandidaten mit einem Sekundärvertex aus zwei, drei oder vier Spuren. Für die inklusiven ϕ Trigger muss ein geladenes Kaon im Endzustand sein, da dass ϕ in etwa 50 % aller Fälle in zwei geladene Kaonen zerfällt. Obwohl der Zerfall $B^0 \rightarrow D^- \pi^+$ kein ϕ enthält ist, ist dieser Trigger aufgrund des geladenen Kaons im Zerfall des D -Mesons $D^- \rightarrow K^+ \pi^- \pi^-$ geeignet.

Bei der weiteren Vorselektion, dem sogenannten Stripping, werden die Schnitte aus Tabelle 5.1 angewendet. Dabei wird zwischen den Jahren 2011 und 2012 mit den Stripping Versionen 20r1 und 20 unterschieden. Die finale Selektion wurde in Anlehnung an eine Analyse zur Messung der B_s^0 -Lebenszeit relativ zur B^0 -Lebenszeit entnommen [33]. Sie unterteilt sich in einfache rechtwinklige Schnitte und speziellere Massen Vetos, um bestimmte nicht flache (peakende) Untergründe auszuschließen. Außerdem wurde in jedem Ereignis nur der Zerfall mit dem am besten rekonstruierten PV gewählt. Die rechtwinkligen Schnitte sind in Tabelle 5.2 zu sehen. Insgesamt erhält man nach allen rechtwinkligen Schnitten eine Signaleffizienz von 73,24 %. Bei den Massenvetos wurde auf zwei Untergründe eingegangen. Mit dem D_s^- -Veto soll der Zerfall $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$ ausgeschlossen werden, das Λ_c^+ -Veto soll den Zerfall $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$ eliminieren:

- Bei dem D_s^- -Veto wird das K^+ mit einem der beiden π^- kombiniert, wobei ein π^- als Kaon fehlidentifiziert wurde. Es wird also nach dem Zerfall $D_s^- \rightarrow K^+ K^- \pi^-$ gesucht, um einen ähnlichen Endzustand zu bilden wie für das eigentlich gesuchte D^- -Meson. In Abbildung 5.2 sind die peakenden Massenverteilungen nach den Kaon Massenhypothesen für die π^- zu sehen. Nach der Kaon Massenhypothese werden Ereignisse mit $DLL_{K\pi} > 0$ für das jeweilige π^- oder mit einer invarianten Masse innerhalb eines Massenfensters von $30 \text{ MeV}/c^2$ um den zentralen Wert der D_s^- -Masse weg geschnitten.

Tab. 5.1: Schnitte der Vorselektion für den Kanal $B^0 \rightarrow D^- \pi^+$ in der Stripping Version 20. Abweichende Schnitte für die Version 20r1 sind in Klammern gegeben.

Schnitte auf B^0 -Kandidaten	
Summe der Transversalimpulse p_T aller Teilchen	$> 5000 \text{ MeV}/c$
χ^2 des Primär Vertex	< 25
Primär Vertex χ^2/ndof	< 10
\cos von $\angle[PV, B^0 \text{Vtx} , \vec{p}(B^0)]$	$< 0,999$
Zerfallszeit	$> 0,2 \text{ ps}$
$m(K\pi\pi\pi)_{\min}$	$4750 \text{ MeV}/c^2$
$m(K\pi\pi\pi)_{\max}$	$6000 \text{ MeV}/c^2$
Schnitte auf D^- -Kandidaten	
Summe der Transversalimpulse p_T aller Teilchen	$> 1800 \text{ MeV}/c$
Vertex χ^2/ndof	< 10
bestes χ^2 des Primär Vertex	> 36
\cos von $\angle[PV, D^- \text{Vtx} , \vec{p}(D^-)]$	> 0
Maximaler Abstand der kleinsten Annäherung zum PV	$< 0,5 \text{ mm}$
Schnitte auf K^+ - und π^\pm -Kandidaten	
Transversalimpuls p_T	$> 100 \text{ MeV}/c$
Impuls p	$> 1000 \text{ MeV}/c$
χ^2/ndof der Spur	< 3
ghost-Wahrscheinlichkeit der Spur	$< 0,3$ ($< 0,4$)
kleinstes Stoßparameter χ^2	> 4

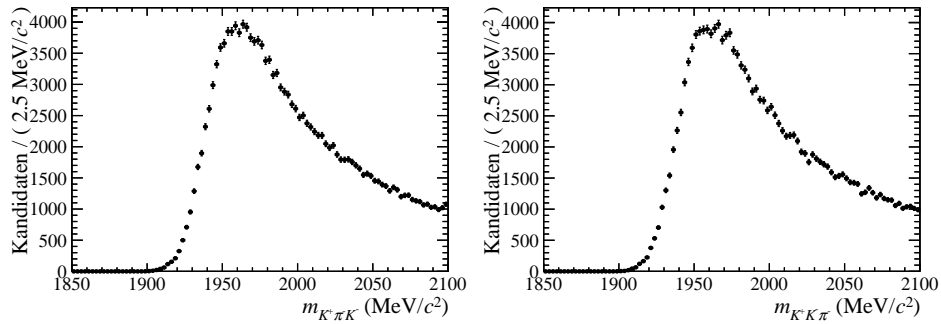


Abb. 5.2: Massenverteilung der $K^+ \pi^- \pi^-$ Kombination nach einer Kaon Massenhypothese für ein π^- . Die Plots entsprechen den Massenverteilungen für die zwei möglichen Kombinationen.

5 Der Zerfallskanal $B^0 \rightarrow D^- \pi^+$ und dessen Selektion

Tab. 5.2: Rechtwinklige Schnitte der finalen Selektion.

Schnitte auf B^0 -Kandidaten	
größtes χ^2 des Stoßparameters mit dem assoziierten PV	< 16
\cos von $\angle [PV, B^0 Vtx], \vec{p}(B^0)$	$< 0,9999$
Zerfallszeit	$> 0,3 \text{ ps}$
$m(K\pi\pi\pi)_{\min}$	$5200 \text{ MeV}/c^2$
$m(K\pi\pi\pi)_{\max}$	$5500 \text{ MeV}/c^2$
Schnitte auf D^- -Kandidaten	
Zerfallszeit	$> 0 \text{ fs}$
kleinstes χ^2 der Flugdistanz mit dem SV	> 1
kleinstes χ^2 des Stoßparameters mit dem B^0 -PV	> 4
$ m(K\pi\pi) - m(D^\pm)_{\text{PDG}} $	$< 25 \text{ MeV}/c^2$
Schnitte auf π^+ -Kandidaten	
ist Myon	$= 0$
kleinstes χ^2 des Stoßparameters mit dem PV	> 36
$\text{DLL}_{K\pi}$	< 2
Schnitte auf K^+ - und π^- -Kandidaten	
kleinstes χ^2 des Stoßparameters mit dem assoziierten PV	> 9
$\text{DLL}_{K\pi}$ für Pionen	< 5
$\text{DLL}_{K\pi}$ für K^+	> 0

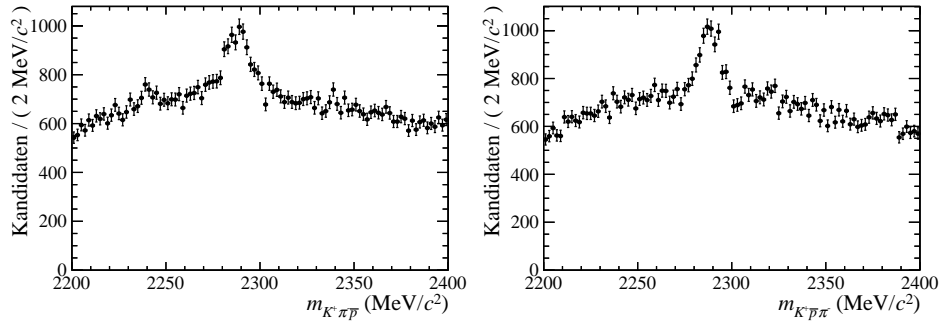


Abb. 5.3: Massenverteilungen der $K^+ \pi^- \pi^-$ Kombination nach einer Proton Massenhypothese für ein π^- . Die Plots entsprechen den Massenverteilungen für die zwei möglichen Kombinationen.

Dabei beschreibt $DLL_{K\pi}$ die Wahrscheinlichkeit ob es sich bei einem Teilchen eher um ein Pion oder ein Kaon handelt.

- Für das Λ_c^+ -Veto werden das Kaon und die beiden negativ geladenen Pionen kombiniert, wobei eines der π^- mit einer Proton Massenhypothese versehen wird. Hier soll für das Λ_c^+ der Zerfall $\Lambda_c^+ \rightarrow K^- \pi^+ p$ gesucht werden. Die peakenden Massenverteilungen nach der Proton Massenhypothese sind in Abbildung 5.3 zu sehen. Im Folgenden werden nur Ereignisse beachtet, bei denen für das π^- mit der Protonmassenhypothese entweder $DLL_{p\pi} < 0$ gilt oder die Kombination aus K^+ , π^- und π^- mit der Proton Massenhypothese für ein π^- muss außerhalb eines Massenfensters von $30 \text{ MeV}/c^2$ um den zentralen Wert der Λ_c^+ -Masse sein. Die Größe $DLL_{p\pi}$ beschreibt hier für ein Teilchen die Wahrscheinlichkeit, ob es sich eher um ein Proton oder Pion handelt.

Nach Anwendung aller Schnitte und der beiden Massenvetos ergibt sich eine Signaleffizienz von 67,83 % auf Monte Carlo. Diese Signaleffizienz ist für ein Signal Monte Carlo für das Jahr 2011 berechnet.

5.3 Verwendetes Fitmodell

Das Fitmodell für den Kanal $B^0 \rightarrow D^- \pi^+$ setzt sich aus einer Signal und einer Untergrund Komponente zusammen. Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion \mathcal{P} (PDF) hat daher die folgende Form:

$$N \mathcal{P}(t, \xi, m; \vec{\zeta}) = N_{\text{Sig}} \mathcal{P}_{\text{Sig}}(t, \xi, m; \vec{\zeta}_{\text{Sig}}) + N_{\text{Bkg}} \mathcal{P}_{\text{Bkg}}(t, m; \vec{\zeta}_{\text{Bkg}}). \quad (5.1)$$

Dabei stellen m , t und ξ die beobachteten Observablen (Masse, Zeit und Mischungszustand der B^0 -Mesonen) dar und die N geben die Ereigniszahlen an. Der Mischungszustand ist dabei definiert als $\xi = d \cdot d_f$ mit dem Tag d und dem Zerfallszustand d_f . Hat ein B^0 -Meson gemischt ist $\xi = -1$, für ungemischte B^0 -Mesonen gilt $\xi = 1$ und bei ungetaggten Ereignissen ist $\xi = 0$. Die Signal- (Sig) und Untergrundkomponenten (Bkg) setzen sich weiter als Produkt aus einer PDF für die Zerfallszeit und für die Masse zusammen

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_{\text{Sig}}(t, \xi, m; \vec{\zeta}_{\text{Sig}}) &= \mathcal{P}_{\text{Sig,Zeit}}(t, \xi; \vec{\zeta}_{\text{Sig}}) \cdot \mathcal{P}_{\text{Sig,Masse}}(m; \vec{\zeta}_{\text{Sig}}) \\ \mathcal{P}_{\text{Bkg}}(t, m; \vec{\zeta}_{\text{Bkg}}) &= \mathcal{P}_{\text{Bkg,Zeit}}(t, \xi; \vec{\zeta}_{\text{Bkg}}) \cdot \mathcal{P}_{\text{Bkg,Masse}}(m; \vec{\zeta}_{\text{Bkg}}) \end{aligned} \quad (5.2)$$

und sollen im Folgenden näher beschrieben werden.

5.3.1 Zerfallszeit Beschreibung

Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion zur Beschreibung der Zerfallszeit leitet sich direkt aus den Übergangswahrscheinlichkeiten aus Abschnitt 2.3 ab. Dabei wird eine mögliche CP -Verletzung in der Mischung vernachlässigt und für beide

5 Der Zerfallskanal $B^0 \rightarrow D^- \pi^+$ und dessen Selektion

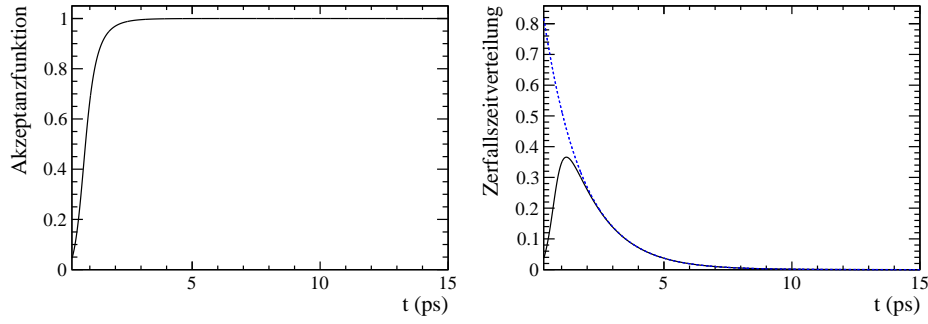


Abb. 5.4: Links die Akzeptanzfunktion die in $B^0 \rightarrow D^- \pi^+$ genutzt wird, rechts der Einfluss auf die Zerfallszeitverteilung. In blau gestrichelt ohne und in schwarz mit Akzeptanzeffekt.

Masseneigenzustände eine gleiche Zerfallsbreite angenommen. Die vier möglichen Fälle lassen sich schließlich mit der Tagentscheidung d und dem Mischungszustand ζ zusammenfassen zu

$$\mathcal{P}'_{\text{Sig,Zeit}}(t, \zeta; \tau, \Delta m_d, \omega, \Delta \omega, d) \propto e^{-t/\tau} [(1 - d\Delta \omega) + \zeta (1 - 2\omega) \cos(\Delta m_d t)] \quad (5.3)$$

Für die Beschreibung des Untergrundes in der Zeitkomponente wird die PDF

$$\mathcal{P}'_{\text{Bkg,Zeit}}(t, \zeta; \tau_{\text{Bkg}}, \omega_{\text{Bkg}}) \propto e^{-t/\tau_{\text{Bkg}}} \cdot \zeta (1 - 2\omega_{\text{Bkg}}) \quad (5.4)$$

genutzt. Der Parameter ω_{Bkg} beschreibt eine mögliche Asymmetrie für B^0 - und \bar{B}^0 -Mesonen im Untergrund. Neben diesen aus dem Modell des B -Mesonenzerfalls motivierten Anteilen der Zerfallszeitbeschreibung gibt es allerdings noch zwei weitere Effekte.

Zunächst wird die Lebenszeitverteilung durch die Selektion des Zerfalls beeinflusst. Vor allem die HLT Trigger machen Schnitte auf den Stoßparameter des B^0 -Mesons, was kurze Zerfallszeiten beeinflusst. Diese Schnitte sind nötig, um den großen kombinatorischen Untergrund aus Pionen zu unterdrücken, der bei den Protonenkollisionen direkt am PV entsteht. Der auftretende Effekt wird dabei mit einer Funktion der Form

$$\epsilon(t) = \arctan(t^{a_3} e^{a_1 t + a_2}) \quad (5.5)$$

beschrieben. Hierbei handelt es sich nicht um ein physikalisches Modell, sondern einzig um eine gute Beschreibung des auftretenden Effekts. In Abbildung 5.4 ist das Akzeptanzmodell und sein Einfluss auf die Lebenszeitverteilung dargestellt. Dabei wurde für Signal und Untergrund das gleiche Modell mit unterschiedlichen Werten für die Parameter a_1 , a_2 und a_3 gewählt.

Der zweite Effekt, der zu beachten ist, ist die detektorbedingte Auflösung. Hier wurde für Signal und Untergrund das gleiche Modell einer einfachen gaussischen

Auflösung

$$\mathcal{R}(t - t_{\text{wahr}}; s) \propto \frac{1}{s\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(t - t_{\text{wahr}})^2}{2s^2}\right) \quad (5.6)$$

mit einer mittleren Auflösung von $s = 50$ fs verwendet.

Insgesamt erhält man so für die Zeitbeschreibung in Signal und Untergrund

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_{\text{Sig,Zeit}}(t, \xi; \vec{\zeta}_{\text{Sig}}) &= \epsilon(t) \cdot \mathcal{P}'_{\text{Sig,Zeit}}(t, \xi; \tau, \Delta m_d, \omega, \Delta\omega, d) \otimes \mathcal{R}(t - t_{\text{wahr}}; s) \\ \mathcal{P}_{\text{Bkg,Zeit}}(t, \xi; \vec{\zeta}_{\text{Bkg}}) &= \epsilon(t) \cdot \mathcal{P}'_{\text{Bkg,Zeit}}(t, \xi; \tau_{\text{Bkg}}, \omega_{\text{Bkg}}) \otimes \mathcal{R}(t - t_{\text{wahr}}; s) \end{aligned} \quad (5.7)$$

5.3.2 Massen Beschreibung

Als Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion für die Masse wurde eine Ipatia Funktion [34]

$$\begin{aligned} \mathcal{I}(m; \mu, \sigma, \lambda, \zeta, \beta, a_1, n_1, a_2, n_2) &\propto \\ &\begin{cases} \left((m - \mu)^2 + A_\lambda^2(\zeta)\sigma^2 \right)^{\frac{1}{2}\lambda - \frac{1}{4}} e^{\beta(m - \mu)} K_{\lambda - \frac{1}{2}} \left(\zeta \sqrt{1 + \left(\frac{m - \mu}{A_\lambda(\zeta)\sigma} \right)^2} \right) & , -a_1 < \frac{m - \mu}{\sigma} < a_2 \\ \frac{G(\mu - a_1\sigma, \mu, \sigma, \lambda, \zeta, \beta)}{\left(1 - m / \left(n \frac{G(\mu - a_1\sigma, \mu, \sigma, \lambda, \zeta, \beta)}{G'(\mu - a_1\sigma, \mu, \sigma, \lambda, \zeta, \beta)} - a_1\sigma \right) \right)^{n_1}} & , -a_1 > \frac{m - \mu}{\sigma} \\ \frac{G(\mu - a_2\sigma, \mu, \sigma, \lambda, \zeta, \beta)}{\left(1 - m / \left(n \frac{G(\mu - a_2\sigma, \mu, \sigma, \lambda, \zeta, \beta)}{G'(\mu - a_2\sigma, \mu, \sigma, \lambda, \zeta, \beta)} - a_2\sigma \right) \right)^{n_2}} & , a_2 < \frac{m - \mu}{\sigma} \end{cases} \end{aligned} \quad (5.8)$$

mit

$$\begin{aligned} G(m, \mu, \sigma, \lambda, \zeta, \beta, a, n) &\propto \\ &\left((m - \mu)^2 + A_\lambda^2(\zeta)\sigma^2 \right)^{\frac{1}{2}\lambda - \frac{1}{4}} e^{\beta(m - \mu)} K_{\lambda - \frac{1}{2}} \left(\zeta \sqrt{1 + \left(\frac{m - \mu}{A_\lambda(\zeta)\sigma} \right)^2} \right) \end{aligned} \quad (5.9)$$

benutzt. Dabei beschreibt μ den Mittelwert, σ die Standardabweichung und die Parameter a_i und n_i mögliche exponentielle Ränder der Verteilung. Diese können entstehen, wenn beispielsweise durch Wechselwirkungen mit dem Magnetfeld Photonen emittiert werden (links) oder Detektoreffekte (rechts). Für den Untergrund wird eine Exponentialfunktion der Form

$$E(m; M) \propto e^{\frac{m}{M}} \quad (5.10)$$

gewählt um den kombinatorischen Untergrund zu beschreiben. Es ergibt sich also

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_{\text{Sig,Masse}}(m; \vec{\zeta}_{\text{Sig}}) &= \mathcal{I}(m, \mu, \sigma, \lambda, \zeta, \beta, \alpha, n) \\ \mathcal{P}_{\text{Bkg,Masse}}(m; \vec{\zeta}_{\text{Bkg}}) &= E(m; M) \propto e^{\frac{m}{M}}. \end{aligned} \quad (5.11)$$

6 Kalibrierung verschiedener Tagger

Im Folgenden Kapitel wird auf die Kalibrierung der unterschiedlichen Tagger eingegangen. Dazu wird zunächst die hier getroffene Auswahl der Tagger diskutiert, um daraufhin die einzelnen Kalibrierungen zunächst der OS Tagger und anschließend der SS Tagger zu betrachten. Anschließend werden die Ergebnisse in den aktuellen Stand des Flavour Taggings eingeordnet und diskutiert. Zum Abschluss folgt eine Messung der Oszillationsfrequenz Δm_d , sowie eine Kalibrierung der Standard OS Kombination nach der in Abschnitt 4.4.1 zusätzlich vorgestellten Methode, die Wahrscheinlichkeiten $P(\bar{b})$ zu verwenden.

6.1 Auswahl der Tagger

Im Rahmen dieser Arbeit werden nicht alle bei LHCb existierenden Tagger im Hinblick ihrer Kalibrierung auf dem Kanal $B^0 \rightarrow D^- \pi^+$ untersucht. Das Hauptaugenmerk bei der Auswahl liegt auf den Neuentwicklungen, um bei diesen eine ersten, von den Entwicklern unabhängigen Gegenprobe, mit einer unabhängigen Selektion auf dem Kanal $B^0 \rightarrow D^- \pi^+$ durchzuführen. Der hier genannte Kanal ist dabei vor allem für den SS Pion BDT und den SS Proton Tagger von großem Interesse, da beide Algorithmen auf genau diesem entwickelt wurden. Weiter werden der OS Kaon nnet und der OS Charm als weitere Neuentwicklungen untersucht. Zusätzlich zu den genannten Taggern werden außerdem die Kalibrierungen der Standardkombination der OS Tagger (OS Elektron, OS Myon, OS Kaon, OS Vertex Charge Tagger) und des SS Pion Tagger überprüft. Beide sind bereits in anderen Zerfallskanälen kalibriert worden, daher handelt es sich um eine Gegenprobe der Kalibrierung.

Für einen Überblick über die, bei den einzelnen Taggern, zur Verfügung stehende Statistik, sind die Anzahlen getaggtter Signalkandidaten, sowie die gewählten Anzahlen an Kategorien der mistag-Wahrscheinlichkeit η der genannten Tagger für die Jahre 2011 und 2012 in der Tabelle 6.1 dargestellt.

6.2 Kalibrierung der OS Tagger

In diesem Abschnitt soll nun zunächst auf die Kalibrierung der OS Tagger eingegangen werden. Das Vorgehen zur Bestimmung der Zerfallszeitakzeptanz wird in alle Kanälen für die Daten beider Jahre gleich gewählt. Zunächst werden Gewichte nach dem *sPlot*-Verfahren [35] berechnet, indem ein Massenfit an alle Kandidaten jedes Jahres gemacht wurde. Mit diesen Gewichten können in dem Datensatz dann

Tab. 6.1: Anzahl an Kategorien der mistag-Wahrscheinlichkeit η für die einzelnen Tagger für die Jahre 2011 und 2012. In Klammern jeweils die Anzahl an getaggten Signalkandidaten.

	# η Kategorien (# Signalkandidaten)	
	2011	2012
OS Std.-Kombination	8 (53262)	10 (133067)
OS Charm	5 (4699)	5 (11319)
OS Kaon nnet	7 (64063)	8 (161138)
SS Pion	6 (21116)	7 (52533)
SS Pion BDT	7 (80780)	8 (210678)
SS Proton	7 (48037)	8 (113029)

die Signal- und einen Untergrundverteilungen getrennt werden. Für die Bestimmung der Akzeptanzparameter wird dann die Lebenszeit auf den Wertmittelwert $\tau = 1,519$ ps [8] festgesetzt, sodass nur die drei freien Parameter a_1 , a_2 und a_3 bleiben. Im späteren zweidimensionalen Fit an Masse und Zeit werden diese Parameter dann auf die gefundenen Werte festgesetzt und die Lebenszeit mitgefittet. Weiterhin hängt die gewählte Anzahl an Kategorien der mistag-Vorhersage η von der Anzahl getaggter Ereignisse und der Form der η -Verteilung für den jeweiligen Tagger ab.

6.2.1 Standard OS Kombination

Da die mistag-Wahrscheinlichkeiten für die OS Kombination einen relativ breiten Bereich abdecken und nicht eng beieinander liegen, werden für das Jahr 2012 zehn und für das Jahr 2011 acht Kategorien der mistag-Vorhersage η gewählt. Die zehn Kategorien für das Jahr 2012, in denen jeweils Taggingeffizienzen ε und true-mistag-Wahrscheinlichkeiten ω durch den Fit ermittelt werden, sind dabei in Abbildung 6.1 zu sehen. Der zugehörige lineare Fit an die (η, ω) -Paare für das Jahr 2012 ist in Abbildung 6.2 zu sehen, die Ergebnisse in Tabelle 6.2. Man erkennt

Tab. 6.2: Ergebnisse der Kalibrierung des OS Kombination für die Jahre 2011 und 2012

Jahr	$\langle\eta\rangle$	p_0	$ p_0 - \langle\eta\rangle $	p_1
2011	0.365	0.369 ± 0.003	0.004	0.952 ± 0.032
2012	0.370	0.376 ± 0.002	0.006	0.981 ± 0.020

zunächst, dass der Parameter p_0 um 3 Standardabweichungen von dem erwarteten $\langle\eta\rangle$ abweicht, der Parameter p_1 stimmt im Rahmen seiner Ungenauigkeit gut mit eins überein. Allerdings bestätigen die Datenpunkte die Annahme eines linearen Zusammenhangs zwischen der mistag-Wahrscheinlichkeit η und dem true-mistag ω . Die Ergebnisse des Jahres 2011 sind in der Abbildung 6.3 und in der Tabelle

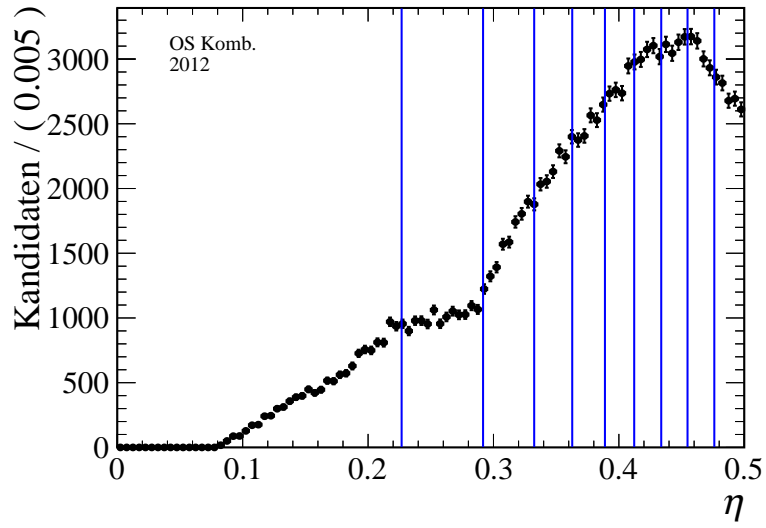


Abb. 6.1: Verteilung der mistag-Wahrscheinlichkeit η . Die senkrechten blauen Linien zeigen die Trennung in zehn Kategorien mit jeweils gleicher Statistik.

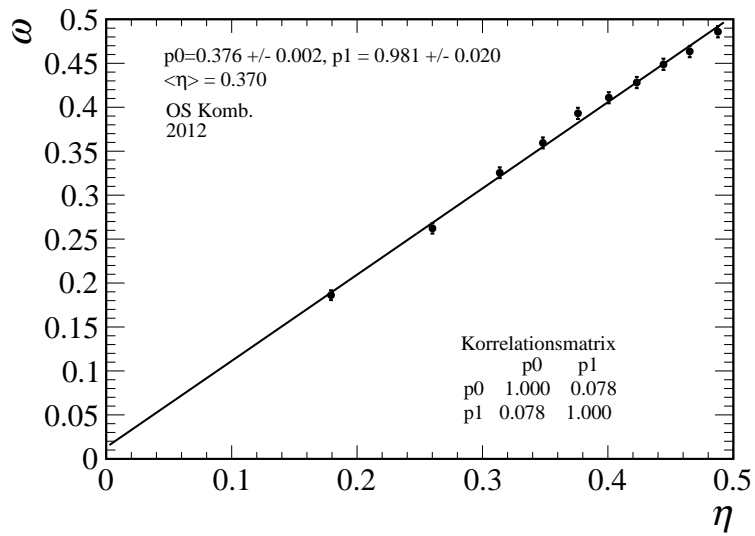
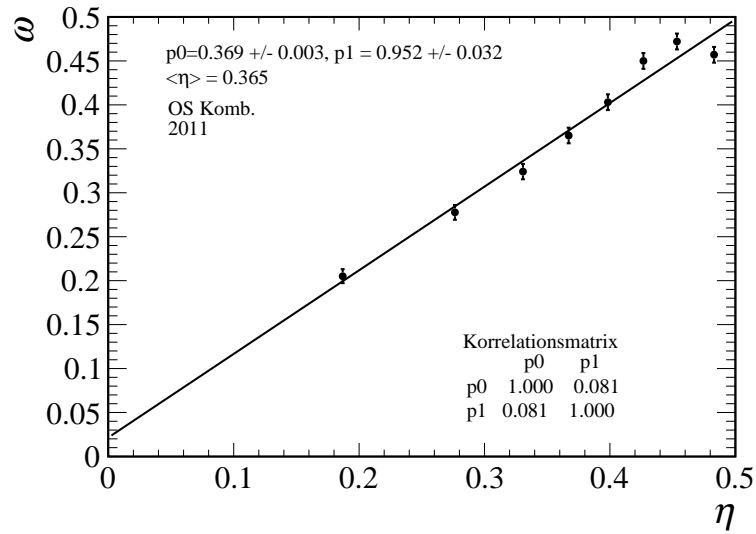


Abb. 6.2: Fit des linearen Zusammenhangs an die (η, ω) -Paare für die Standard OS Kombination auf Daten des Jahres 2012

Tab. 6.3: Performanz der Standard OS Kombination für das Jahr 2012

Kategorie	$\varepsilon(\%)$	ω	D	$\varepsilon D^2(\%)$
1	$3,865 \pm 0,035$	$0,186 \pm 0,006$	$0,628 \pm 0,012$	$1,524 \pm 0,060$
2	$3,862 \pm 0,035$	$0,262 \pm 0,006$	$0,476 \pm 0,012$	$0,875 \pm 0,045$
3	$3,832 \pm 0,035$	$0,327 \pm 0,006$	$0,346 \pm 0,012$	$0,459 \pm 0,032$
4	$3,837 \pm 0,035$	$0,360 \pm 0,006$	$0,280 \pm 0,012$	$0,301 \pm 0,026$
5	$3,810 \pm 0,035$	$0,393 \pm 0,006$	$0,214 \pm 0,012$	$0,174 \pm 0,020$
6	$3,841 \pm 0,035$	$0,411 \pm 0,006$	$0,178 \pm 0,012$	$0,122 \pm 0,016$
7	$3,842 \pm 0,035$	$0,428 \pm 0,006$	$0,144 \pm 0,012$	$0,080 \pm 0,013$
8	$3,826 \pm 0,035$	$0,449 \pm 0,006$	$0,102 \pm 0,012$	$0,040 \pm 0,009$
9	$3,823 \pm 0,035$	$0,464 \pm 0,006$	$0,072 \pm 0,012$	$0,020 \pm 0,007$
10	$3,828 \pm 0,035$	$0,486 \pm 0,006$	$0,028 \pm 0,012$	$0,003 \pm 0,003$
Total	$38,366 \pm 0,112$	$0,377 \pm 0,002$	$0,247 \pm 0,004$	$3,597 \pm 0,091$

Abb. 6.3: Fit des linearen Zusammenhangs an die (η, ω) -Paare für die Standard OS Kombination auf Daten des Jahres 2011

Tab. 6.4: Performanz der Standard OS Kombination für das Jahr 2011

Kategorie	$\varepsilon(\%)$	ω	D	$\varepsilon D^2(\%)$
1	$4,739 \pm 0,291$	$0,205 \pm 0,008$	$0,590 \pm 0,016$	$1,650 \pm 0,135$
2	$4,723 \pm 0,290$	$0,277 \pm 0,008$	$0,446 \pm 0,016$	$0,939 \pm 0,089$
3	$4,652 \pm 0,286$	$0,324 \pm 0,008$	$0,352 \pm 0,016$	$0,576 \pm 0,063$
4	$4,664 \pm 0,287$	$0,365 \pm 0,008$	$0,270 \pm 0,016$	$0,340 \pm 0,045$
5	$4,650 \pm 0,286$	$0,403 \pm 0,008$	$0,194 \pm 0,016$	$0,175 \pm 0,031$
6	$4,673 \pm 0,287$	$0,450 \pm 0,008$	$0,100 \pm 0,016$	$0,047 \pm 0,015$
7	$4,673 \pm 0,287$	$0,472 \pm 0,008$	$0,056 \pm 0,016$	$0,015 \pm 0,008$
8	$4,675 \pm 0,288$	$0,457 \pm 0,008$	$0,086 \pm 0,016$	$0,035 \pm 0,013$
Total	$37,449 \pm 0,814$	$0,369 \pm 0,003$	$0,262 \pm 0,006$	$3,777 \pm 0,183$

6.2 zu sehen. Hier stimmen beide Parameter im Fit zufriedenstellend mit ihren Erwartungen überein. Ebenso ist der lineare Zusammenhang in den Datenpunkten gut erkennbar.

Die Ergebnisse für die Taggingeffizienzen ε und effektiven Taggingeffizienzen εD^2 für beide Jahre sind in den Tabellen 6.3 und 6.4 zu sehen. Dabei sieht man hier jeweils die Einzelergebnisse für die verschiedenen Kategorien der mistag-Wahrscheinlichkeit η . Man beobachtet, dass, obwohl alle Kategorien eine nahezu identische Statistik beitragen, die ersten Kategorien, aufgrund ihrer kleinen Werte für ω am stärksten zu effektiven Taggingeffizienz εD^2 beitragen. Die höheren Kategorien tragen mit größer werdenden true-mistag-Wahrscheinlichkeiten dann immer weniger zur gesamten effektiven Taggingeffizienz εD^2 bei. Insgesamt sind die Ergebnisse der Taggingeffizienzen für beide Jahre vergleichbar und die Tagger können als kalibriert angesehen werden. Die Abweichung für das Jahr 2012 resultiert dabei aus der Tatsache, dass die Kalibrierung an dieser Stelle aus dem Zerfallskanal $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ stammt und daher experimentell durchaus Unterschiede in den Kalibrierungsparametern p_0 und p_1 zu erwarten sind. Weiter sind an dieser Stelle noch keine systematischen Unsicherheiten berücksichtigt.

6.2.2 Der OS Charm Tagger

Für den OS Charm Tagger erhält man im Jahr 2011 eine Taggingeffizienz von $\varepsilon = 3,264\%$ und für das Jahr 2012 von $\varepsilon = 3,304\%$. Aufgrund der in beiden Jahren relativ geringen Statistik wurde eine minimale Anzahl von fünf Kategorien gewählt, um eine vertretbare Anzahl Datenpunkte für den linearen Fit zu behalten. Die Ergebnisse der linearen Fits sind in Abbildung 6.4 und in Tabelle 6.5 zu sehen. Für das Jahr 2012 liegen beide Parameter des linearen Fits innerhalb einer Standardabweichung in ihren Erwartungen und die Datenpunkte sind sehr linear, sodass der Tagger hier als kalibriert angesehen werden kann. Die Ergebnisse für das Jahr 2011 zeigen eine etwas schlechtere Linearität der (η, ω) -Paare, außerdem

6 Kalibrierung verschiedener Tagger

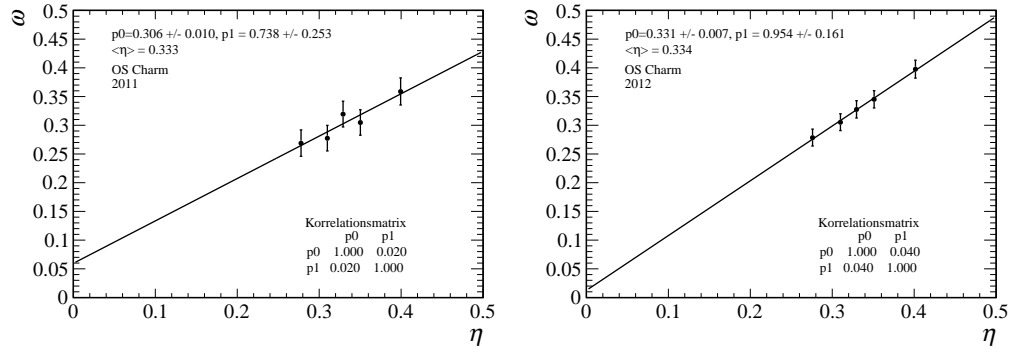


Abb. 6.4: Fit des linearen Zusammenhangs an die (η, ω) -Paare für den OS Charm Tagger auf Daten des Jahres 2011 (links) und 2012 (rechts).

Tab. 6.5: Ergebnisse der Kalibrierung des OS Charm Taggers für die Jahre 2011 und 2012

Jahr	$\langle\eta\rangle$	p_0	$ p_0 - \langle\eta\rangle $	p_1
2011	0.333	0.306 ± 0.010	0.027	0.738 ± 0.253
2012	0.334	0.331 ± 0.007	0.003	0.954 ± 0.161

Tab. 6.6: Performanz des OS Charm Taggers für die Jahre 2011 und 2012.

Jahr	$\varepsilon(\%)$	ω	D	$\varepsilon D^2(\%)$
2011	$3,304 \pm 0,102$	$0,306 \pm 0,010$	$0,388 \pm 0,020$	$0,512 \pm 0,049$
2012	$3,264 \pm 0,032$	$0,331 \pm 0,007$	$0,338 \pm 0,014$	$0,395 \pm 0,041$

weicht der Parameter p_0 um 2,7 Standardabweichungen von dem erwarteten $\langle\eta\rangle$ ab.

Die Taggingeffizienzen ε und die effektiven Taggingeffizienzen εD^2 (Tabelle 6.6) sind für das Jahr 2011 in beiden Jahren etwas höher. Insgesamt können auch hier beide Tagger als kalibriert angesehen werden, die Abweichung für den Parameter p_0 für das Jahr 2011 resultieren dabei wieder aus einer Kalibrierung in einem anderen Zerfallskanal.

Weiterhin wird hier bestätigt, dass der OS Charm Tagger eine geringe Anzahl an getaggtten Ereignisse aufweist, jedoch ebenso kleine mistag-Vorhersagen ω ausgibt. Somit ergibt sich, vor allem wegen der sehr kleinen Taggingeffizienzen ε , eine kleine effektive Taggingeffizienz εD^2 .

6.2.3 Der OS Kaon nnet Tagger

Ebenso wie bei dem OS Charm Tagger handelt es sich bei dem OS Kaon nnet Tagger um eine Neuentwicklung. Allerdings liefert der OS Kaon nnet Tagger vergleichsweise große Anzahlen an getaggtten Ereignissen mit großen mistag-Vorhersagen ω . Für das Jahr 2011 erhält man in $B^0 \rightarrow D^+ \pi^-$ Taggingeffizienzen von $\varepsilon = 45,044\%$ und für das Jahr 2012 vom $\varepsilon = 46,459\%$. Da die mistag-Wahrscheinlichkeiten jedoch bei Werten $> 0,4$ liegen (Abbildung 6.5), werden trotz der hohen Ereigniszahlen weniger Kategorien als beispielsweise für die OS Standard Kombination gewählt. Die Ergebnisse der linearen Fits sind in Abbildung 6.6 und Tabelle 6.7

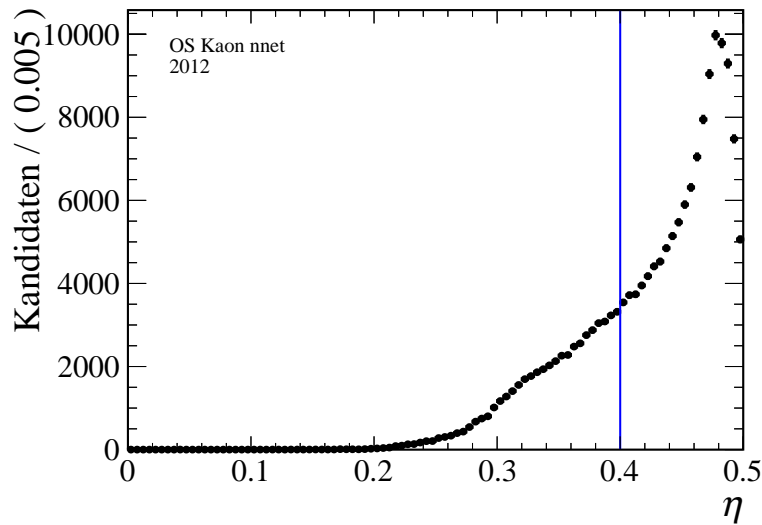


Abb. 6.5: Verteilung der mistag-Wahrscheinlichkeit η für den OS Kaon nnet Tagger für das Jahr 2012. Man sieht, dass die meisten Kandidaten η -Werte über 0,4 (blaue senkrechte Linie) haben.

zu sehen. Wie bei der Standard OS Kombination, ist auch hier zu sehen, dass

6 Kalibrierung verschiedener Tagger

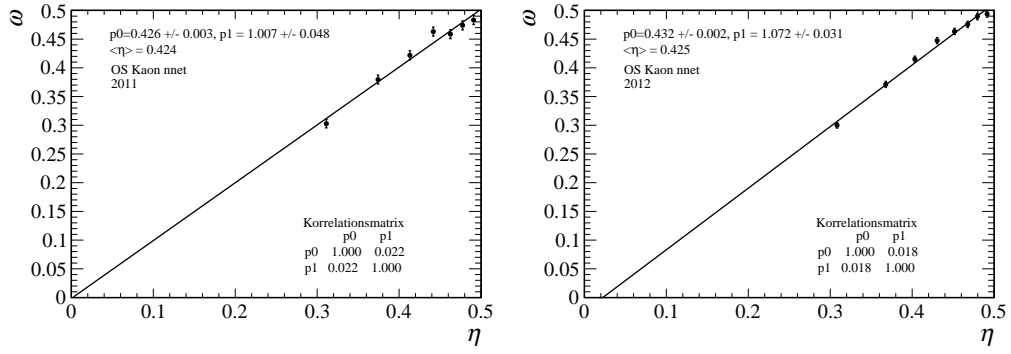


Abb. 6.6: Fit des linearen Zusammenhangs an die (η, ω) -Paare für den OS Kaon nnet Tagger auf Daten des Jahres 2011 (links) und 2012 (rechts).

die Kalibrierung für das Jahr 2012 nicht optimal ist. Beide Parameter p_0 und p_1 weichen um mehr als 2 Standardabweichungen von ihren Erwartungen ab. Allerdings wird auch hier der lineare Zusammenhang zwischen der vorhergesagten mistag-Wahrscheinlichkeit η und dem true-mistag ω bestätigt. Für das Jahr 2011 stimmen beide Parameter gut mit ihren Erwartungen überein. Die in Tabelle 6.8

Tab. 6.7: Ergebnisse der Kalibrierung des OS Kaon nnet Taggers für die Jahre 2011 und 2012.

Jahr	$\langle \eta \rangle$	p_0	$ p_0 - \langle \eta \rangle $	p_1
2011	0.425	0.426 ± 0.003	0.001	1.007 ± 0.048
2012	0.425	0.432 ± 0.002	0.007	1.073 ± 0.031

Tab. 6.8: Performanz des OS Kaon nnet für die Jahre 2011 und 2012.

Jahr	$\varepsilon(\%)$	ω	D	$\varepsilon D^2(\%)$
2011	$45,044 \pm 1,041$	$0,426 \pm 0,003$	$0,147 \pm 0,006$	$1,621 \pm 0,122$
2012	$46,459 \pm 0,125$	$0,432 \pm 0,002$	$0,136 \pm 0,004$	$1,588 \pm 0,061$

dargestellten Taggingeffizienzen ε sind für beide Jahre ähnlich, ebenso die effektiven Taggingeffizienz εD^2 . Zusammenfassend lässt sich der Tagger für das Jahr 2011 als gut kalibriert bezeichnen, für das Jahr 2012 ist diese Aussage schwieriger. Die größeren Abweichungen für das Jahr 2012 haben vermutlich die gleiche Ursache wie bei der Standard OS Kombination. Aus diesem Grund lässt sich für das Jahr 2012 sagen, dass der OS Kaon nnet Tagger kalibriert ist, diese Kalibration auf $B^0 \rightarrow D^- \pi^+$ allerdings nicht ideal ist.

6.3 Kalibrierung der SS Tagger

Im Weiteren wird nun auf die Kalibrierung der SS Tagger eingegangen. Die Parameter der Zerfallszeitakzeptanz werden dabei ebenfalls wieder in allen Kanälen mit dem zuvor beschriebenen *sPlot*-Verfahren [35] bestimmt. Da die gesuchten Taggingteilchen für die Tagger auf der Same Side dem Signal deutlich ähnlicher sind, wird bei ihrer Selektion das Signal mit beeinflusst. Dadurch kommt es in den unterschiedlichen Kategorien der mistag-Verteilung η zu Unterschieden, die im Fit berücksichtigt werden müssen.

6.3.1 Der SS Pion Tagger

Der schnittbasierten SS Pion Tagger hat für das Jahr 2011 eine Taggingeffizienz von $\varepsilon = 14,847\%$ und für das Jahr 2012 von $\varepsilon = 15,146\%$. Für 2011 werden sechs und für 2012 sieben η -Kategorien gewählt. In Abbildung 6.7 und Tabelle 6.9 sind die Ergebnisse der Kalibrierung für die Jahre 2011 und 2012 dargestellt. Für das

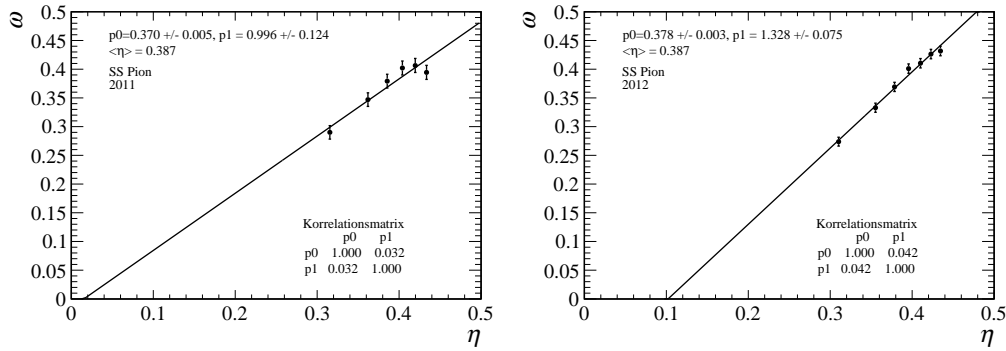


Abb. 6.7: Fit des linearen Zusammenhangs an die (η, ω) -Paare für den SS Pion Tagger auf Daten des Jahres 2011 (links) und 2012 (rechts).

Jahr 2012 wird deutlich, dass die Kalibrationsparameter p_0 und p_1 stark von den Erwartungen einer idealen Kalibrierung abweichen. Bei der Kalibrierung für die

Tab. 6.9: Ergebnisse der Kalibrierung des schnittbasierten SS Pion Taggers für die Jahre 2011 und 2012.

Jahr	$\langle \eta \rangle$	p_0	$ p_0 - \langle \eta \rangle $	p_1
2011	0.387	0.370 ± 0.005	0.017	0.996 ± 0.124
2012	0.387	0.378 ± 0.003	0.009	1.328 ± 0.075

Daten des Jahres 2011 weicht nur der Parameter p_0 stark ab, während p_1 innerhalb seines Fehlers kompatibel mit der Erwartung ist.

Betrachtet man die Taggingeffizienzen ε und die effektiven Taggingeffizienzen

Tab. 6.10: Performanz des schnittbasierten SS Pion Taggers für die Jahre 2011 und 2012.

Jahr	$\varepsilon(\%)$	ω	D	$\varepsilon D^2(\%)$
2011	$14,847 \pm 1,380$	$0,370 \pm 0,005$	$0,261 \pm 0,010$	$1,104 \pm 0,074$
2012	15.146 ± 0.070	0.378 ± 0.003	0.244 ± 0.006	1.071 ± 0.049

εD^2 (Tabelle 6.10), so erkennt man, dass diese für beide Jahre vergleichbar sind. Für das Jahr 2011 lässt sich der Tagger als kalibriert ansehen. Für 2012 zeigen die beobachtbaren Abweichungen beider Kalibrierungsparameter die in der Flavour-Tagging-Software vorgenommenen Präkalibrierung jedoch als nicht ideal.

6.3.2 Der SS Pion BDT Tagger

Der SS Pion BDT Tagger ist ebenfalls eine Neuentwicklung und soll zukünftig den schnittbasierten SS Pion Tagger ablösen. Er hat wie der OS Kaon nnet Tagger sehr viele getaggte Ereignisse mit tendenziell großen mistag-Wahrscheinlichkeiten η . Für das Jahr 2011 erhält man eine Taggingeffizienz von $\varepsilon = 56,797\%$ und für das Jahr 2012 von $\varepsilon = 58,147\%$. Die Ergebnisse der Kalibrierung sind in Abbildung 6.8 und Tabelle 6.11 zu sehen. Da im Jahr 2012 die meisten (η, ω) -Paare bei hohen mistag-Wahrscheinlichkeiten η eng beieinander liegen, nutzt eine größere Anzahl an Kategorien hier nur wenig, weshalb die gleichen Anzahlen wie beim OS Kaon nnet Tagger genutzt wurden. Die Kalibrierungsparameter weichen beide um mehr als zwei Standardabweichungen von ihren perfekt kalibrierten Werten ab. Eben-

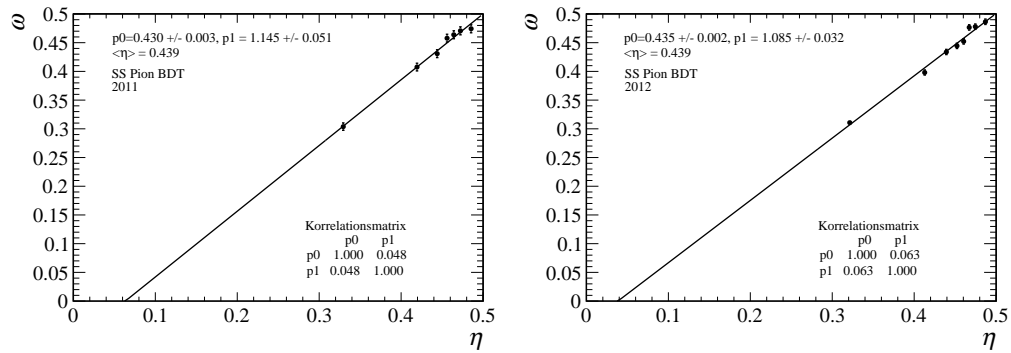


Abb. 6.8: Fit des linearen Zusammenhangs an die (η, ω) -Paare für den SS Pion BDT Tagger auf Daten des Jahres 2011 (links) und 2012 (rechts).

so ist für das Jahr 2011 erkennbar, dass eine größere Anzahl Kategorien keinen großen Nutzen hätte. Auch sind die Parameter p_0 und p_1 beide um mehr als zwei Standardabweichungen von ihrem ideal kalibrierten Wert entfernt. Insgesamt lässt sich hier zunächst festhalten, dass der Tagger auf beiden Datensätzen sinnvolle Ergebnisse liefert. Dazu kann man hier die Taggingeffizienz ε und

Tab. 6.11: Ergebnisse der Kalibrierung des SS Pion BDT Taggers für die Jahre 2011 und 2012.

Jahr	$\langle\eta\rangle$	p_0	$ p_0 - \langle\eta\rangle $	p_1
2011	0.439	0.430 ± 0.003	0.009	1.145 ± 0.051
2012	0.439	0.435 ± 0.002	0.004	1.085 ± 0.032

Tab. 6.12: Performanz des SS Pion BDT Taggers für die Jahre 2011 und 2012.

Jahr	$\varepsilon(\%)$	ω	D	$\varepsilon D^2(\%)$
2011	$56,797 \pm 1,308$	$0,430 \pm 0,003$	$0,140 \pm 0,006$	$1,825 \pm 0,133$
2012	$58,147 \pm 0,141$	$0,435 \pm 0,002$	$0,130 \pm 0,004$	$1,656 \pm 0,070$

die effektive Taggingeffizienz εD^2 betrachten (Tabelle 6.12), die für beide Jahre ähnlich sind. Außerdem ist wie bei den zuvor untersuchten Taggern die effektive Taggingeffizienz für das Jahr 2012 etwas kleiner. Dies resultiert daraus, dass mit der höheren Rate der Datennahme auch die Selektion der Taggingkandidaten schwieriger und fehleranfälliger wird. Das spiegelt sich in höheren true-mistag-Wahrscheinlichkeiten ω wieder.

Im Vergleich zum schnittbasierten SS Pion Tagger stellt man weiterhin fest, dass der SS Pion BDT Tagger trotz seiner relativ schlechten true-mistag-Wahrscheinlichkeiten ω insgesamt um etwa 0,6 % größere effektive Taggingeffizienzen εD^2 liefert.

6.3.3 Der SS Proton Tagger

Für den SS Proton Tagger erhält man im Jahr 2011 eine Taggingeffizienz von $\varepsilon = 33,775\%$ und im Jahr 2012 von $\varepsilon = 32,588\%$. Die Ergebnisse der Kalibrierung sind in der Abbildung 6.9 und der Tabelle 6.13 zu sehen. Man sieht auch hier wieder, dass trotz der großen Anzahl getaggtter Ereignisse eine größere Anzahl an Kategorien nicht sinnvoll ist, da die mistag-Wahrscheinlichkeiten η wieder sehr eng bei Werten größer 0,4 verteilt sind. Für das Jahr 2012 weichen beide Parameter p_0 und p_1 , wie beim SS Pion BDT Tagger, um zwei Standardabweichung von der idealen Kalibrierung ab, während die Abweichungen von der idealen Kalibrierung für das Jahr 2011, aufgrund der größeren statistischen Unsicherheiten auf die Parameter p_0 und p_1 , weniger signifikant sind. Gleich dem SS Pion BDT Tagger

Tab. 6.13: Ergebnisse der Kalibrierung des SS Proton Taggers für die Jahre 2011 und 2012.

Jahr	$\langle\eta\rangle$	p_0	$ p_0 - \langle\eta\rangle $	p_1
2011	0.451	0.455 ± 0.004	0.004	1.107 ± 0.087
2012	0.452	0.448 ± 0.002	0.004	1.111 ± 0.056

6 Kalibrierung verschiedener Tagger

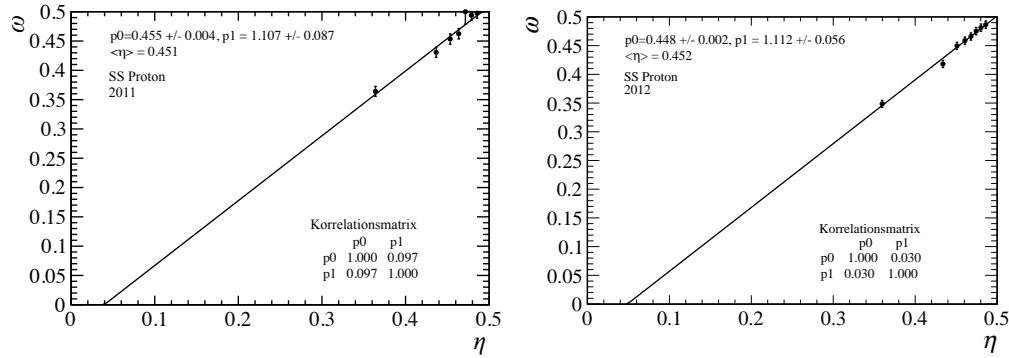


Abb. 6.9: Fit des linearen Zusammenhangs an die (η, ω) -Paare für den SS Proton Tagger auf Daten des Jahres 2011 (links) und 2012 (rechts).

Tab. 6.14: Performanz des SS Proton Taggers für die Jahr 2011 und 2012.

Jahr	$\varepsilon(\%)$	ω	D	$\varepsilon D^2(\%)$
2011	$33,775 \pm 0,785$	$0,455 \pm 0,003$	$0,090 \pm 0,006$	$0,528 \pm 0,062$
2012	$32,588 \pm 0,104$	$0,448 \pm 0,002$	$0,104 \pm 0,004$	$0,585 \pm 0,037$

liefert der SS Proton Tagger auf beiden Datensätzen sinnvolle Ergebnisse. Die Taggingeffizienzen ε und effektiven Taggingeffizienzen εD^2 (Tabelle 6.14) sind in der erwarteten Größenordnung, der mittlere true-mistag ω ist allerdings für das Jahr 2012 bei dem SS Proton Tagger etwas kleiner.

6.4 Diskussion der Ergebnisse der Kalibrierung

Bei der Betrachtung der Ergebnisse lässt sich zunächst die Kalibrierung selbst überprüfen. Um diese in Relation zu den Erwartungen zu setzen muss dabei erwähnt werden, dass bei der verwendeten Version der Flavour-Tagging-Software alle etablierten Tagger bereits kalibriert sein sollten. Die Kalibrierungen wurden dabei jedoch auf neutralen Kanälen wie $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ oder geladenen Kanälen wie $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ vorgenommen.

Für die Tagger der Opposite Side ist die Kalibrierung unter diesen Bedingungen dabei in fast allen Fällen bestätigt; die Tagger können also in der aktuellen Version der Flavour-Tagging-Software als kalibriert angesehen werden. Einzig die Parameter des OS Kaon nnet weichen auf dem Datensatz aus dem Jahr 2012 beide so stark von den Erwartungen eines ideal kalibrierten Taggers ab, dass sich hier bei Analysen die diesen Tagger verwenden Probleme ergeben könnten. Bei den Taggern der Same Side ist zunächst etwas überraschend, dass der SS Pion Tagger auf dem hier untersuchten Kanal in beiden Jahren nicht kalibriert ist, da auch für diesen eine Präkalibration durchgeführt wurde. Allerdings sind bei den Taggern

der Same Side auch durchaus größere Unterschiede zu erwarten, weil die Tagger stärker vom Signalzerfall beeinflusst sind. Da es sich bei den beiden auf $B^0 \rightarrow D^- \pi^+$ entwickelten Taggern, dem SS Pion BDT und dem SS Proton Tagger an dieser Stelle um die ersten unabhängigen Gegenproben handelt, liegt der Fokus hier weniger auf einer idealen Kalibration. Nachdem in der Entwicklung anfangs Probleme auftraten, und beide Tagger nicht wie gewünscht funktionierten, scheinen diese nun behoben worden zu sein. Bei beiden Taggern liefert die Kalibrierung sinnvolle Ergebnisse für die Taggingeffizienz ε und die effektive Taggingeffizienz εD^2 . Außerdem lässt sich an dieser Stelle ein erster Vergleich zwischen dem SS Pion und dem SS Pion BDT Tagger ziehen. Hier sieht man, dass der SS Pion BDT Tagger in der effektiven Taggingeffizienz εD^2 einen Zuwachs bringt. Einzig herausfordernd wären hier mögliche größere Korrelationen des SS Pion BDT Taggers gegenüber dem SS Pion Tagger mit anderen Taggern.

Weiterhin lassen sich die Tagger bezüglich ihrer effektiven Taggingeffizienzen εD^2 vergleichen. Obwohl bei allen Taggern die Taggingeffizienz ε etwa gleich bleibt, ist hier zu erkennen, dass bis auf den SS Proton hier bei alle Taggern εD^2 für die Daten des Jahres 2012 im Vergleich zu den Daten des Jahres 2011 sinkt (Tabelle 6.15). Eine mögliche Ursache ist die höhere instantane Luminosität im Jahr 2012. Durch die größere Anzahl an Protonenkollisionen bei einer einzelnen Strahlkollision ist es für die Taggingalgorithmen schwieriger ihre Taggingteilchen zu finden. Somit verschlechtern sich die Einschätzungen der Tagger, was sich direkt im true-mistag ω niederschlägt. Auch dieser Effekt, der schlechter werdenden true-mistag-Wahrscheinlichkeiten ist in den Ergebnissen zu erkennen. Einzig die Abweichung im Verhalten des SS Proton Taggers muss noch weiter untersucht werden.

Tab. 6.15: Zusammenfassung der Ergebnisse der Taggingeffizienzen ε und der effektiven Taggingeffizienzen εD^2 der Kalibrierungen.

	$\varepsilon(\%)$		$\varepsilon D^2(\%)$	
	2011	2012	2011	2012
OS Std. Komb.	$37,449 \pm 0,814$	$38,366 \pm 0,112$	$3,777 \pm 0,183$	$3,597 \pm 0,091$
OS Charm	$3,304 \pm 0,102$	$3,264 \pm 0,032$	$0,512 \pm 0,049$	$0,395 \pm 0,041$
OS Kaon nnet	$45,044 \pm 1,041$	$46,459 \pm 0,125$	$1,621 \pm 0,122$	$1,588 \pm 0,061$
SS Pion	$14,847 \pm 0,380$	$15,146 \pm 0,070$	$1,104 \pm 0,074$	$1,071 \pm 0,049$
SS Pion BDT	$56,797 \pm 1,308$	$58,147 \pm 0,141$	$1,825 \pm 0,133$	$1,656 \pm 0,070$
SS Proton	$33,775 \pm 0,785$	$32,588 \pm 0,104$	$0,528 \pm 0,062$	$0,585 \pm 0,037$

6.5 Korrelation zwischen Taggern der Same Side

Der neue SS Proton Tagger untersucht, wie der etablierte SS Pion oder auch der neue SS Pion BDT Tagger, den Hadronisierungsprozess eines d -Quarks auf der

Same Side. Aufgrund dieser Ähnlichkeit soll zwischen diesen Taggern, vor allem zwischen dem SS Proton Tagger und den beiden Pionen Taggern die Möglichkeit einer bestehenden Korrelation untersucht werden. Eine mögliche Korrelation bestünde, wenn im Hadronisierungsprozess des Pions auf der Same Side direkt ein Proton entsteht. Dieses würde für den SS Proton Tagger zur gleichen Entscheidung führen wie das Pion für den SS Pion Tagger. Um dabei zunächst einen Einblick zu erhalten, wie stark diese Korrelation sein kann, wird das Verhältnis an Ereignissen $R_{\text{Überlapp}}$ berechnet, bei der beide Tagger für dieselben Ereignisse eine Entscheidung treffen, relativ zur Gesamtzahl der von beiden Taggern getroffenen Entscheidungen:

$$R_{\text{Überlapp}} = \frac{N_{\pi+p}}{N_{\pi,exkl} + N_{p,exkl} + N_{\pi+p}}. \quad (6.1)$$

Dabei bezeichnet $N_{\pi+p}$ die Anzahl Ereignisse, in der sowohl der entsprechende Pion Tagger eine Entscheidung getroffen hat, als auch der SS Proton Tagger und $N_{\pi,exkl}$ und $N_{p,exkl}$ sind die Anzahl Ereignisse, in denen der entsprechende Pionen Tagger beziehungsweise der SS Proton Tagger jeweils exklusiv eine Entscheidung getroffen haben. Für den Vergleich zwischen dem SS Pion Tagger und dem SS Proton Tagger erhält man so $R_{\text{Überlapp}} = 11,89\%$ und für den Vergleich zwischen SS Pion BDT Tagger und SS Proton Tagger ein Verhältnis von $R_{\text{Überlapp}} = 31,18\%$. Eine mögliche Korrelation wäre also zwischen dem SS Pion BDT Tagger und dem SS Proton Tagger schwerwiegender als zwischen dem SS Proton Tagger und dem SS Pion Tagger.

Im nächsten Schritt wird betrachtet, wie oft beide Tagger jeweils gleiche oder unterschiedliche Entscheidungen treffen. Die Ergebnisse dazu sind in Tabelle 6.16 dargestellt. Man erkennt, dass auch hier die Anzeichen aufgrund der etwas größeren Diskrepanz zwischen gleichen und unterschiedlichen Entscheidungen für eine mögliche Korrelation zwischen dem SS Pion BDT und dem SS Proton Tagger stärker sind, als bei dem SS Pion und dem SS Proton Tagger. Zum Vergleich ist weiterhin der Überlapp $R_{\text{Überlapp}}$ zwischen dem SS Pion und dem SS Pion BDT Tagger gezeigt. Bei diesen beiden Taggern erwartet man eine nahezu vollständige Korrelation, da sie die gleichen Teilchen für ihre Tagentscheidung nutzen.

Tab. 6.16: Verhältnis gleicher und unterschiedlicher Entscheidungen zur Einschätzung der Korrelation. Die absoluten Anzahlen werden dabei durch N bezeichnet, die relativen Verhältnisse zum gesamten Überlapp der beiden Tagger jeweils mit R . Weiterhin bezeichnet $d_i = d_j$ die Fälle mit gleichen Tags und $d_i \neq d_j$ die Fälle mit ungleichen Tags.

	SS _{π} & SS _{p}		SS _{πBDT} & SS _{p}		SS _{π} & SS _{πBDT}	
	N	R [%]	N	R [%]	N	R [%]
$d_i = d_j$	9562 ± 98	$51,2 \pm 0,6$	42360 ± 206	$53,1 \pm 0,3$	46338 ± 215	$90,6 \pm 0,6$
$d_i \neq d_j$	9096 ± 95	$48,8 \pm 0,6$	37418 ± 193	$46,9 \pm 0,3$	4799 ± 69	$9,4 \pm 0,1$

Man erkennt hier, dass Anzeichen für eine leichte Korrelation vor allem zwischen SS Pion BDT und SS Proton Tagger bestehen, da das Verhältnis R signifikant von 50 % abweicht.

Im Folgenden werden nun Korrelationen zwischen den Verteilungen der mistag-Wahrscheinlichkeiten η gegeneinander untersucht. Zum Vergleich ist hier die Kombination aus SS Pion und SS Pion BDT Tagger für zwei stark korrelierte Tagger und die Kombination aus SS Pion Tagger und der OS Kombination für zwei unkorrelierte Tagger gezeigt. In den Abbildungen 6.10, 6.11, 6.12 und 6.13 sind die Vergleiche der 2D-mistag-Verteilungen dargestellt. Bei einer starken Korrelation erwartet man, wie für den Vergleich des SS Pion und des SS Pion BDT Taggers zu sehen, diagonale Strukturen. Für die Kombinationen des SS Proton Taggers mit den beiden Pionen Taggern ist aber vor allem eine gleichmäßige Verteilung der mistag-Wahrscheinlichkeiten um eine Häufung in der oberen rechten Ecke der Plots zu erkennen. Die waagerechten und senkrechten Strukturen die teilweise zu sehen sind, deuten nicht auf eine Korrelation, sondern auf spezielle Ausprägungen der einfachen mistag-Verteilungen hin. Weiter lässt sich für die Verteilungen der

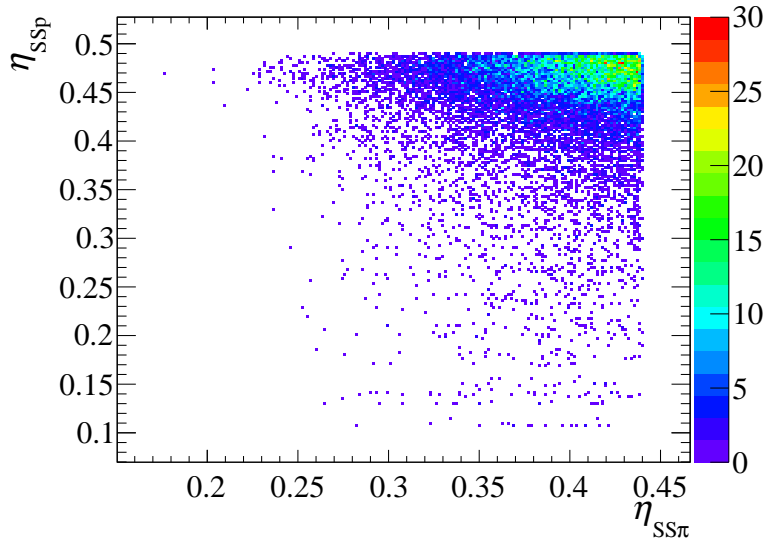


Abb. 6.10: Zweidimensionale Darstellung der η -Verteilungen des SS Proton und des SS Pion Taggers. Es sind keine diagonalen Strukturen, die auf eine Korrelation schließen lassen, erkennbar.

Korrelationskoeffizient nach Pearson [36]

$$\rho(\eta_i, \eta_j) = \frac{\text{Cov}(\eta_i, \eta_j)}{\sigma(\eta_i)\sigma(\eta_j)} \quad (6.2)$$

berechnen. Die Ergebnisse mit einem 95 % Konfidenzintervall $P_{95\%}$ sind in Tabelle 6.17 dargestellt. Man erkennt hier die deutliche Korrelation zwischen den

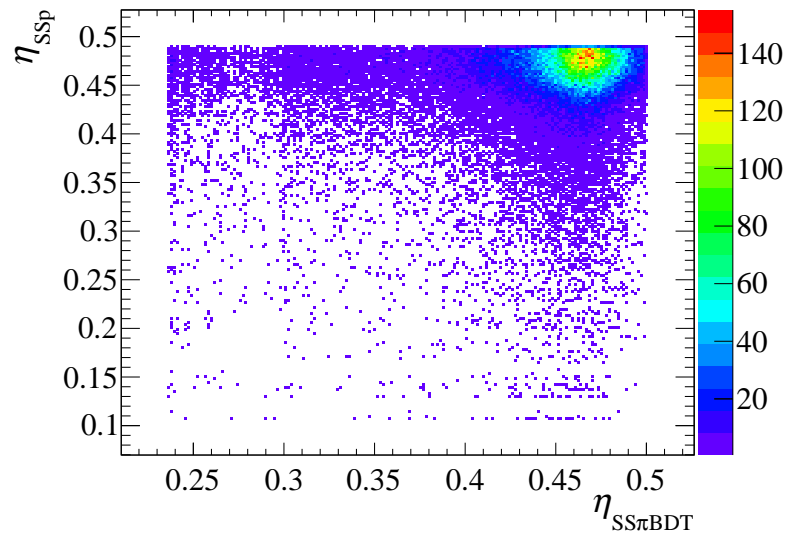


Abb. 6.11: Zweidimensionale Darstellung der η -Verteilungen des SS Proton und des SS Pion BDT Taggers. Es sind keine diagonalen Strukturen, die auf eine Korrelation schließen lassen, erkennbar.

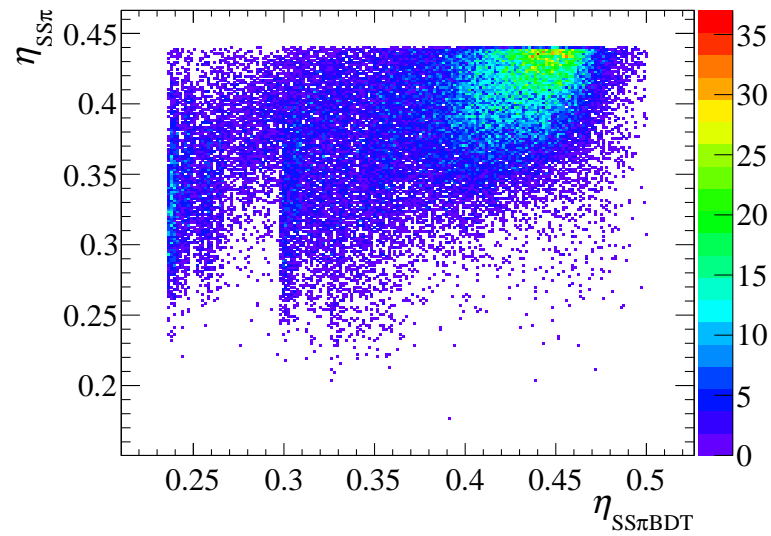


Abb. 6.12: Zweidimensionale Darstellung der η -Verteilungen des SS Pion BDT und des SS Pion Taggers. Es sind diagonalen Strukturen, die auf eine Korrelation schließen lassen, erkennbar.

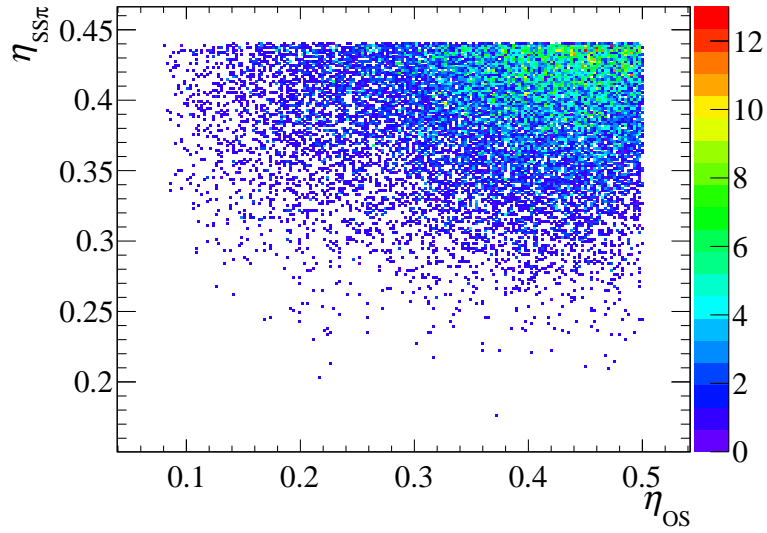


Abb. 6.13: Zweidimensionale Darstellung der η -Verteilungen der OS Kombination und des SS Pion Taggers. Es sind keine diagonalen Strukturen, die auf eine Korrelation schließen lassen, erkennbar.

Tab. 6.17: Korrelationskoeffizienten nach Gleichung (6.2) für die drei untersuchten Tagger Kombinationen. Außerdem ist für jeden Wert das 95 % Konfidenzintervall $P_{95\%}$ angegeben.

	SS_{π} & SS_p	$SS_{\pi BDT}$ & SS_p	SS_{π} & $SS_{\pi BDT}$	OS & SS_{π}
ρ	0,057	0,122	0,522	0,042
$P_{95\%}$	[0,042;0,074]	[0,113;0,132]	[0,515;0,529]	[0,027;0,058]

mistag-Verteilungen der beiden Pionen Tagger. Außerdem ist auch hier die mistag-Verteilung des SS Proton stärker mit der des SS Pion BDT korreliert, als mit der mistag-Verteilung des SS Pion Taggers. Vergleicht man die Korrelation des SS Proton Taggers mit dem SS Pion Tagger mit der Korrelation zwischen der OS Kombination und dem SS Pion Tagger, so können diese in den Grenzen des Konfidenzintervalls, als nahezu unkorreliert angenommen werden.

6.6 Messung von Δm_d

Bei der Kalibrierung der verschiedenen Tagger wird bei der Messung der Mischungsasymmetrie auch immer die Frequenz Δm_d der Oszillation der neutralen B^0 -Mesonen gemessen. Da die Frequenz und die Amplitude dieser Asymmetrie nicht miteinander korreliert sind, hat der Parameter Δm_d keinen Einfluss auf die bisherigen Messungen und lässt sich als Mischungsfrequenz bestimmen. Da der Parameter Δm_d zwischen den einzelnen Kategorien der mistag-Wahrscheinlichkeit geteilt wird, steht in einem einzelnen Fit die gesamte Statistik eines Taggers zur Verfügung.

Da es auf dem Kanal $B^0 \rightarrow D^- \pi^+$ möglicherweise noch eine offizielle Messung von Δm_d geben soll und diese nicht beeinflusst werden soll, wird die hier durchgeführte Messung durch Addition eines unbekannten Offset „blind“ gemacht. Es ist an dieser Stelle also nicht möglich, einen gemessenen Zentralwert zu präsentieren. Allerdings lässt sich durch Betrachtung der in den Abbildungen 6.14, 6.15 und 6.16 dargestellten Massen- und Zeitfits und Mischungsasymmetrie sehen, dass der durchgeführte Fit funktioniert und die weiteren erhaltenen Parameterwerte sinnvolle Ergebnisse liefern sollten. Die statistischen Fehler auf Δm_d sind unbeeinflusst von der Addition des unbekannten Offsets und sollen daher an dieser Stelle mit einer vorherigen Messung auf dem Datensatz von 2011 [1] verglichen werden. Bei dieser wurden zur Bestimmung von Δm_d die Kombination der Standard OS Kombination mit dem SS Pion Tagger verwendet. Diese sollen an dieser Stelle mit den statistischen Fehlern σ_{stat} bei einer Messung nur mit der Standard OS Kombination verglichen werden, da bereits hier aufgrund der hohen Statistik für das Jahr 2012 zu erwarten ist, dass der statistische Fehler kleiner ist. Für diesen Vergleich sind in Tabelle 6.18 zunächst die getaggten Signal und Untergrundkandidaten zu sehen, sowie die sich daraus ergebende Reinheit $\frac{N_{\text{Sig}}}{N_{\text{Bkg}}}$. Bei dieser erkennt man, dass die aktuelle Selektion für beide Jahre bessere Ergebnisse für die Reinheit liefert. Die Analyse der von der OS Kombination getaggten Signalkandidaten in den 2012 aufgenommenen Daten sollte also bereits zu einem kleineren statistischen Fehler führen. Der Vergleich dieser Fehler ist in Tabelle 6.19 zu sehen und man erkennt, dass die Erwartungen bezüglich einer statistisch größeren Genauigkeit bestätigt werden.

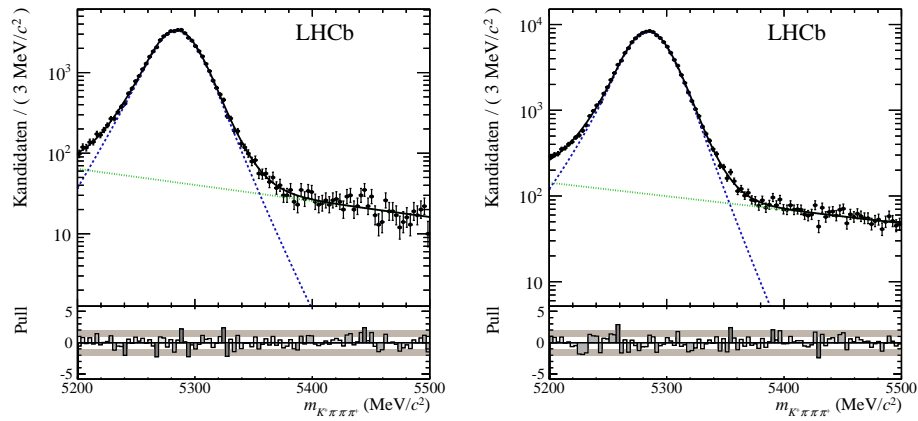


Abb. 6.14: Massenfit der B^0 -Mesonen für den LHCb-Datensatz des Jahres 2011 (links) und 2012 (rechts) bei Signalkandidaten, die mit der OS Standard Kombination getaggt wurden. Im unteren Bereich der Plots ist die Abweichung der Datenpunkte von der angepassten Funktion in Einheiten der Standardabweichung gezeigt.

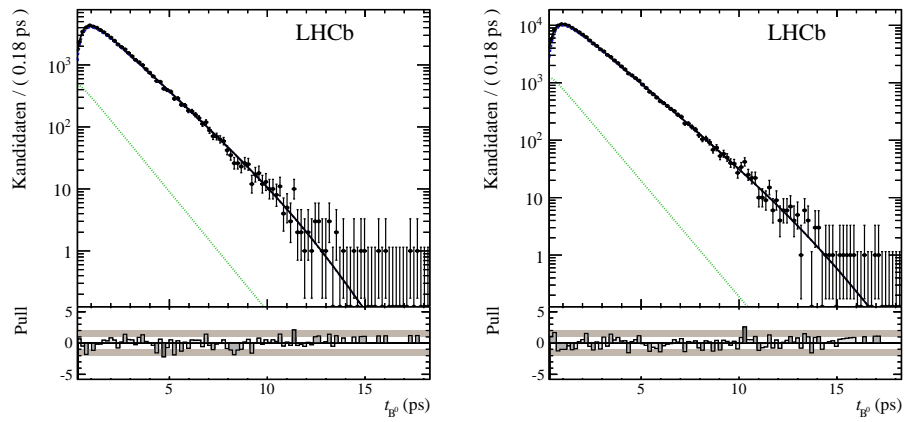


Abb. 6.15: Lebenszeitfit der B^0 -Mesonen für den LHCb-Datensatz des Jahres 2011 (links) und 2012 (rechts) bei Signalkandidaten, die mit der OS Standard Kombination getaggt wurden. Im unteren Bereich der Plots ist die Abweichung der Datenpunkte von der angepassten Funktion in Einheiten der Standardabweichung gezeigt.

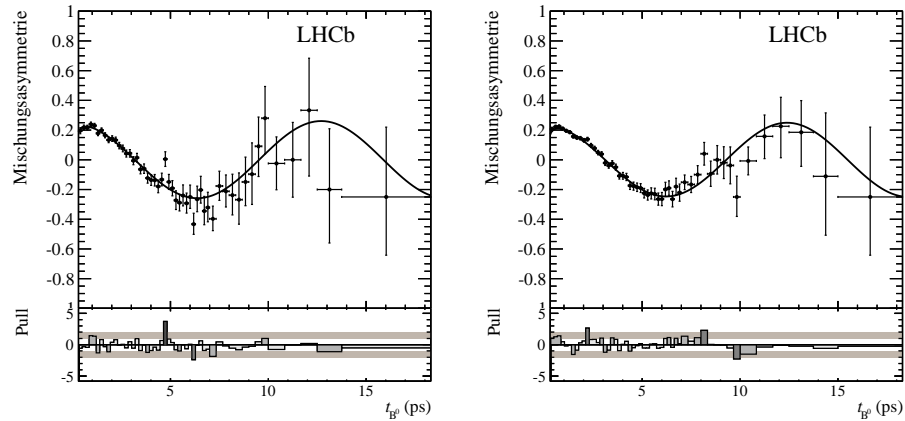


Abb. 6.16: Mischungsasymmetrie (4.2) der B^0 -Mesonen für den LHCb-Datensatz des Jahres 2011 (links) und 2012 (rechts) bei Signalkandidaten, die mit der OS Standard Kombination getaggt wurden. Im unteren Bereich der Plots ist die Abweichung der Datenpunkte von der angepassten Funktion in Einheiten der Standardabweichung gezeigt.

Tab. 6.18: Anzahl an Signal- und Untergrundkandidaten aus der Δm_d -Messung aus [1] und der hier vorgestellten Analyse. Dabei ist zu beachten, dass in der hier vorgestellten Analyse nur die Standard OS Kombination verwendet wurde, während diese zuvor zusätzlich mit dem SS Pion Tagger kombiniert wurde.

Jahr der Datennahme	LHCb Analyse	aktuelle Analyse	
	2011	2011	2012
N_{Sig}	88200 ± 500	53305 ± 242	$133075 \pm_{380}^{381}$
N_{Bkg}	$7170 \pm_{390}^{350}$	$3470 \pm_{93}^{94}$	8712 ± 143
$\frac{N_{\text{Sig}}}{N_{\text{Bkg}}}$	$12,3 \pm_{0,7}^{0,6}$	$15,4 \pm 0,4$	$15,3 \pm 0,3$

Tab. 6.19: Statistischer Fehler σ_{stat} auf die Größe Δm_d . In der Analyse aus 2012 [1] wurde dieser extrahiert aus einer Kombination des SS Pion Taggers mit der OS Kombination. In der aktuellen Analyse wurde nur die OS Kombination verwendet.

Jahr der Datennahme	LHCb Analyse	aktuelle Analyse		
	2011	2011	2012	2011&2012
σ_{stat}	0,0061	0,0082	0,0055	0,0045

6.7 Alternative Kalibrierung der OS Kombination

Im Folgenden soll das in Abschnitt 4.4.1 erläuterte zweite Verfahren zur Kalibrierung des Flavour Taggings auf die OS Kombination angewendet werden. Dabei wird an dieser Stelle wegen der größeren Statistik der Datensatz aus dem Jahr 2012 verwendet. Es werden insgesamt 32 Kategorien der Wahrscheinlichkeit $P_{\text{tag}}(\bar{b})$ so gewählt, dass alle etwa die gleiche Statistik enthalten. Dabei gibt es kleine Unterschiede für die Kategorien für $P_{\text{tag}}(\bar{b}) > 0,5$ und $P_{\text{tag}}(\bar{b}) < 0,5$, da bei der Kategorisierung bei $P_{\text{tag}}(\bar{b}) = 0,5$ getrennt werden musste, um weiterhin zwischen B^0 - und \bar{B}^0 -Mesonen zu unterscheiden. In den Abbildungen 6.17 und 6.18 sind nun zunächst die Ergebnisse der linearen Kalibrierungen getrennt in den Bereichen $0 < P_{\text{tag}}(\bar{b}) < 0,5$ und $0,5 < P_{\text{tag}}(\bar{b}) < 1$ zu sehen. In Tabelle 6.20 sind die zugehörigen Ergebnisse dargestellt. Außerdem sieht man dort die Kalibrationsparameter Δp_0 und Δp_1 , die die Taggingasymmetrie beschreiben. Diese berechnen sich hier nach

$$\Delta p_0 = (1 - p_0) - \bar{p}_0 \quad \text{und} \quad \Delta p_1 = p_0 - \bar{p}_0. \quad (6.3)$$

Für die Zentralwerte \bar{p}_0 und \bar{p}_1 gilt

$$\bar{p}_0 = \frac{(1 - p_0) + \bar{p}_0}{2} \quad \text{und} \quad \bar{p}_1 = \frac{p_0 + \bar{p}_0}{2}. \quad (6.4)$$

Man sieht, dass die Ergebnisse für die Taggingasymmetrien dabei eindeutig

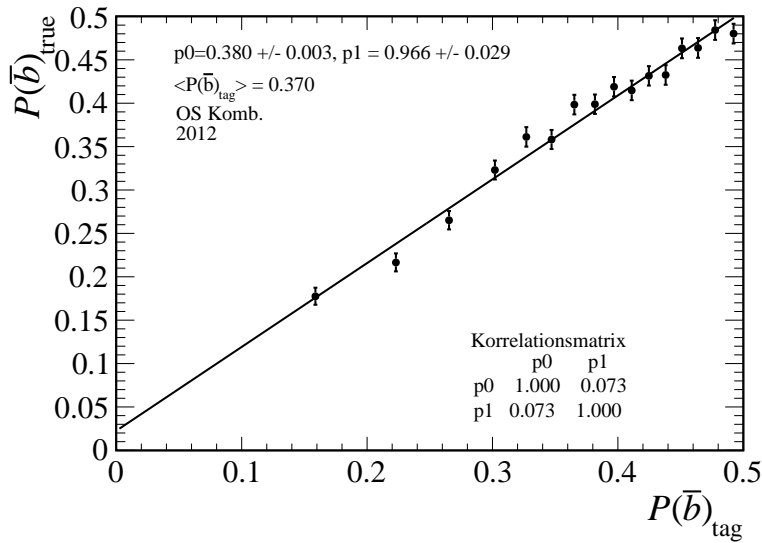


Abb. 6.17: Kalibrierung der OS Standard Kombination mit Wahrscheinlichkeiten $P(\bar{b}) < 0,5$ für \bar{B}^0 -Mesonen.

von den Ergebnissen der Gesamtparametrisierung aus der (η, ω) -Kalibrierung abweichen. Dies ist hier zu erwarten, da die Taggingasymmetrien für die „echten“

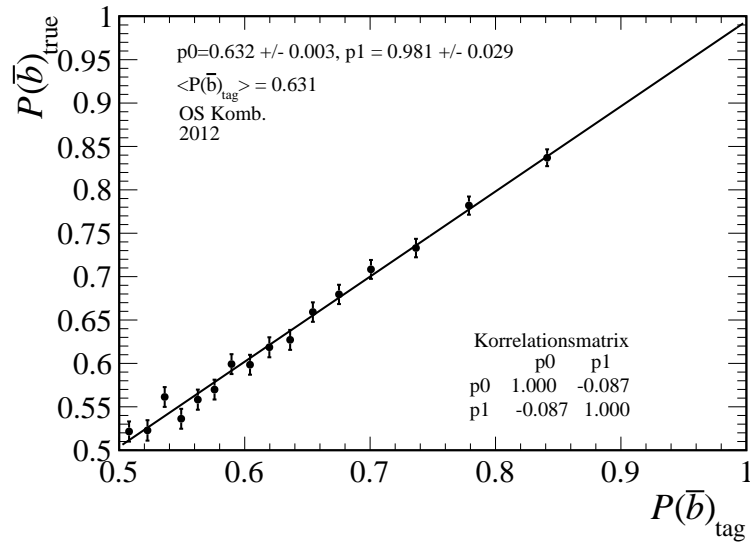


Abb. 6.18: Kalibrierung der OS Standard Kombination mit Wahrscheinlichkeiten $P(\bar{b}) > 0,5$ für B^0 -Mesonen.

Tab. 6.20: Ergebnisse der linearen Kalibrierung der OS Standard Kombination mit Wahrscheinlichkeiten $P(\bar{b})$. Zum Vergleich die Ergebnisse der (η, ω) -Kalibrierung.

	$0 < P_{\text{tag}}(\bar{b}) < 0,5$	$0,5 < P_{\text{tag}}(\bar{b}) < 1$	(η, ω) -Kalibrierung
p_0/\bar{p}_0	$0,380 \pm 0,003$	$0,632 \pm 0,003$	-
p_1/\bar{p}_1	$0,966 \pm 0,029$	$0,981 \pm 0,029$	-
\tilde{p}_0	$0,374 \pm 0,002$		$0,376 \pm 0,002$
\tilde{p}_1	$0,974 \pm 0,021$		$0,981 \pm 0,020$
Δp_0	$-0,012 \pm 0,004$		$0,018 \pm 0,003$
Δp_1	$-0,015 \pm 0,041$		$0,069 \pm 0,029$

initialen B -Mesonen definiert sind. Bei der Unterscheidung für die hier gezeigte Kalibrierung, steht jedoch nur die fehlerbehaftete Tagentscheidung zur Verfügung. Dies lässt sich auf Monte Carlo Daten bestätigen, wo der anfängliche Flavour der B -Mesonen bekannt ist. In Tabelle 6.21 wurde dazu zunächst eine komplette Kalibrierung mit einem Zeitfit durchgeführt. Aus dieser Kalibrierung erhält man die Parameter $\tilde{p}_0, \tilde{p}_1, \Delta p_0$ und Δp_1 . Außerdem lässt sich die Kalibrierung, wie auf Daten, getrennt nach der Tagentscheidung, für getaggte B^0 - und \bar{B}^0 -Mesonen durchführen, um so die Parameter p_0, \bar{p}_0, p_1 und \bar{p}_1 zu erhalten. Dabei sieht man wiederum die qualitativ gleichen Unterschiede wie in Tabelle 6.20. Als weitere Möglichkeit lässt sich auf Monte-Carlo nun allerdings auch nach dem in Abschnitt 4.4.2 beschriebenen Verfahren für B^0 - und \bar{B}^0 -Mesonen getrennt kalibrieren, wobei allerdings nicht nach der Tagentscheidung, sondern dem „wahren“ Anfangszustand unterschieden wird. Vergleicht man nun die sich ergebenden Taggingasymmetrien

Tab. 6.21: Vergleich der linearen Kalibrierungsparameter bei der Beschreibung der Taggingasymmetrie. In der ersten Zeile ist die Größe angegeben, nach der für die Kalibrierung getrennt wurde.

	Tag d		„wahrer“ Flavour		Gesamtfit
	\bar{B}^0	B^0	\bar{B}^0	B^0	\bar{B}^0 & B^0
p_0/\bar{p}_0	$0,353 \pm 0,011$	$0,349 \pm 0,011$	$0,348 \pm 0,007$	$0,353 \pm 0,007$	-
p_1/\bar{p}_1	$0,933 \pm 0,116$	$0,772 \pm 0,122$	$0,876 \pm 0,077$	$0,916 \pm 0,078$	-
\tilde{p}_0	$0,351 \pm 0,008$		$0,351 \pm 0,005$		$0,350 \pm 0,008$
\tilde{p}_1	$0,853 \pm 0,084$		$0,896 \pm 0,054$		$0,828 \pm 0,082$
Δp_0	$-0,004 \pm 0,015$		$0,005 \pm 0,010$		$0,005 \pm 0,009$
Δp_1	$-0,161 \pm 0,168$		$0,040 \pm 0,110$		$0,029 \pm 0,052$

zwischen den beiden getrennten Kalibrierungen jeweils mit der Kalibrierung aus dem Gesamtfit, sieht man, dass die Parameter für die Trennung nach „wahren“ Produktionsflavour eine gute Übereinstimmung zeigt, während bei der Trennung nach der Tagentscheidung d hier ähnliche Effekte wie zuvor zu beobachten sind.

7 Zusammenfassung und Ausblick

Im Zuge der vorgestellten Arbeit wurden im Bereich des Flavour Taggings am LHCb-Experiment verschiedene Tagger untersucht. Dabei wurden zunächst auf der Opposite Side für die OS Kombination, den OS Charm Tagger und den OS Kaon nnet Tagger die Kalibrierung der mistag-Wahrscheinlichkeiten η in Bezug auf die wahren mistag-Wahrscheinlichkeiten ω überprüft.

Weiter wurde dieser Zusammenhang auch auf der Same Side für drei Tagger überprüft. Der SS Pion Tagger wies dabei deutlich stärkere Abweichungen von einer idealen Kalibration auf als die Tagger der Opposite Side. Für die beiden weiteren Tagger, den SS Proton und den SS Pion BDT Tagger, zeigten sich auch Abweichungen vom ideal kalibrierten Fall. Allerdings lag der Fokus hier weniger auf der Gegenprobe der Kalibrierung, sondern vielmehr auf der grundsätzlichen Funktionalität beider Tagger, da es sich um Neuentwicklungen handelt. Nach einigen Problemen bei der Entwicklung, konnte in dieser Arbeit diese Funktionalität das erste Mal bestätigt werden. Außerdem ließ sich hier die effektive Taggingeffizienz εD^2 des SS Pion Taggers und seines zukünftigen Nachfolgers, dem SS Pion BDT Tagger, vergleichen. Dabei ergab sich für den SS Pion BDT eine etwa 0,6 % höhere effektive Taggingeffizienz.

Da sowohl der SS Proton als auch die beiden Pionen Tagger den Hadronisierungsprozess des gleichen Quarks untersuchen, wurden hier außerdem erste Untersuchungen einer möglichen Korrelation der verschiedenen Tagger auf der Same Side untersucht. Eine quantitative Aussage ist an dieser Stelle noch nicht möglich. Die beobachteten Korrelation zwischen den mistag-Verteilungen und den Taggingentscheidungen sind jedoch größer zwischen dem SS Proton und dem SS Pion BDT Tagger als zwischen dem SS Proton und dem SS Pion Tagger.

Weiterhin wurde bei der Kalibrierung der Tagger die Mischungsfrequenz Δm_d der neutralen B -Mesonen bestimmt. Diese Messung wurde blind durchgeführt. Es konnte jedoch gezeigt werden, dass der statistische Fehler auf diese Observable mit dem 2012 bei LHCb aufgenommenen Datensatz nur bei Verwendung der durch die OS Kombination getaggten Ereignisse bereits kleiner ist als bei einer älteren Analyse auf dem 2011 aufgenommenen Datensatz, bei der eine Kombination aus der OS Kombination und dem SS Pion Tagger verwendet wurde. Außerdem zeigt die neue Selektion auf den Datensätzen beider Jahre eine bessere Reinheit.

Zur Kalibrierung des Flavour Taggings wird aktuell eine Methodik angewendet, bei der die mistag-Wahrscheinlichkeiten η auf true-mistag-Wahrscheinlichkeiten ω kalibriert werden. Hier wurde eine alternative Herangehensweise vorgestellt,

bei der zwischen B^0 - und \bar{B}^0 -Mesonen unterschieden werden kann. Dabei werden die mistag-Wahrscheinlichkeiten η in anschaulichere $P(\bar{b})$, die Wahrscheinlichkeit, dass es sich bei einem Teilchen um ein B^0 -Meson handelt, umgerechnet. Dieses Verfahren bietet sich auch in Hinblick darauf an, dass die Tagger selbst intern mit der Wahrscheinlichkeit $P(\bar{b})$ rechnen. Da auf Daten jedoch nur über den Tag d zwischen B^0 - und \bar{B}^0 -Meson unterschieden werden kann, und der „wahre“ Flavour nicht bekannt ist, sind die Parameter Δp_0 und Δp_1 , die eine mögliche Taggingasymmetrie berücksichtigen, in diesem Verfahren zunächst nicht korrekt bestimmbar.

Die Ergebnisse der Prüfung der Kalibrierung der verschiedenen Tagger auf dem Kanal $B^0 \rightarrow D^- \pi^+$ werden in die Bestimmung der Systematiken der Standard Kalibration der Flavour Tagging Gruppe eingehen. Daneben müssen für die hier vorgestellten Parameter allerdings auch noch die systematische Unsicherheiten bestimmt werden. Außerdem sind weitere Proben auf einem kombinierten Datensatz aus den Jahren 2011 und 2012 möglich.

Literatur

- [1] R. Aaij u. a. „Measurement of the $B^0-\bar{B}^0$ oscillation frequency Δm_d with the decays $B^0 \rightarrow D^- \pi^+$ and $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ “. In: *Phys.Lett.* B719 (2013), S. 318–325. doi: 10.1016/j.physletb.2013.01.019.
- [2] R. Cenci und A. Jawahery. *A new Opposite-Side Flavor Tagger based on Reconstructed Charm Decays*. LHCb-INT-2013-YYY, 2014.
- [3] D. H. Perkins. *Introduction to high-energy physics; 4th ed.* Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2000.
- [4] M. E. Peskin und D. V. Schroeder. *An Introduction to Quantum Field Theory; 1995 ed.* Includes exercises. Boulder, CO: Westview, 1995.
- [5] I. I. Bigi und A. I. Sanda. *CP violation; 2nd ed.* Cambridge monographs on particle physics, nuclear physics, and cosmology. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2009.
- [6] G. C. Branco, L. Lavoura und J. P. Silva. *CP violation*. Internat. Ser. Mono. Phys. Oxford: Clarendon Press, 1999.
- [7] Weltmaschine. August 2014. URL: http://www.weltmaschine.de/physik/standardmodell_der_teilchenphysik/.
- [8] J. Beringer u. a. „Review of Particle Physics“. In: *Phys. Rev. D* 86 (2012), S. 010001.
- [9] L. Wolfenstein. „Parametrization of the Kobayashi-Maskawa Matrix“. In: *Phys. Rev. Lett.* 51 (21 Nov. 1983), S. 1945–1947. doi: 10.1103/PhysRevLett.51.1945.
- [10] S. Chatrchyan u. a. „A New Boson with a Mass of 125 GeV Observed with the CMS Experiment at the Large Hadron Collider“. In: *Science* 338 (2012), S. 1569–1575. doi: 10.1126/science.1230816.
- [11] G. Aad u. a. „Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC“. In: *Phys.Lett.* B716 (2012), S. 1–29. doi: 10.1016/j.physletb.2012.08.020.
- [12] The CKM Fitter Group. August 2014. URL: http://ckmfitter.in2p3.fr/www/html/ckm_main.html.
- [13] J. Alves A. Augusto u. a. „The LHCb Detector at the LHC“. In: *JINST* 3 (2008), S08005. doi: 10.1088/1748-0221/3/08/S08005.

- [14] Cern Technology Departement Web Page. August 2014. URL: <http://te-epc-lpc.web.cern.ch/te-epc-lpc/machines/pagesources/Cern-Accelerator-Complex.jpg>.
- [15] O. S. Brüning u. a. *LHC Design Report*. Geneva: CERN, 2004.
- [16] LHC Performance and Statistics. August 2014. URL: <http://lhc-statistics.web.cern.ch/LHC-Statistics/index.php>.
- [17] LHCb $b\bar{b}$ -production angle plots. August 2014. URL: http://lhcb.web.cern.ch/lhcb/speakersbureau/html/bb_ProductionAngles.html.
- [18] G. Barrand u. a. „GAUDI - A software architecture and framework for building HEP data processing applications“. In: *Comput.Phys.Commun.* 140 (2001), S. 45–55. doi: 10.1016/S0010-4655(01)00254-5.
- [19] The MOORE Project. August 2014. URL: <http://lhcb-release-area.web.cern.ch/LHCb-release-area/DOC/moore/>.
- [20] The BRUNEL Project. August 2014. URL: <http://lhcb-release-area.web.cern.ch/LHCb-release-area/DOC/brunel/>.
- [21] The DAVINCI Project. August 2014. URL: <http://lhcb-release-area.web.cern.ch/LHCb-release-area/DOC/davinci/>.
- [22] ROOT. August 2014. URL: <http://root.cern.ch/drupal/>.
- [23] The RooFit Toolkit for Data Modeling. August 2014. URL: <http://roofit.sourceforge.net>.
- [24] The GAUSS Project. August 2014. URL: <http://lhcb-release-area.web.cern.ch/LHCb-release-area/DOC/gauss/>.
- [25] D. Lange. „The EvtGen particle decay simulation package“. In: *Nucl.Instrum.Meth.* A462 (2001), S. 152–155. doi: 10.1016/S0168-9002(01)00089-4.
- [26] T. Sjostrand, S. Mrenna und P. Z. Skands. „PYTHIA 6.4 Physics and Manual“. In: *JHEP* 0605 (2006), S. 026. doi: 10.1088/1126-6708/2006/05/026.
- [27] T. Sjostrand, S. Mrenna und P. Z. Skands. „A Brief Introduction to PYTHIA 8.1“. In: *Comput.Phys.Commun.* 178 (2008), S. 852–867. doi: 10.1016/j.cpc.2008.01.036.
- [28] I. Belyaev u. a. „Handling of the generation of primary events in Gauss, the LHCb simulation framework“. In: *J.Phys.Conf.Ser.* 331 (2011), S. 032047. doi: 10.1088/1742-6596/331/3/032047.
- [29] M. Asai. „Geant4-a simulation toolkit“. In: *Trans.Amer.Nucl.Soc.* 95 (2006), S. 757.
- [30] J. Allison u. a. „Geant4 developments and applications“. In: *IEEE Trans.Nucl.Sci.* 53 (2006), S. 270. doi: 10.1109/TNS.2006.869826.
- [31] The BOOLE Project. August 2014. URL: <http://lhcb-release-area.web.cern.ch/LHCb-release-area/DOC/boole/>.

- [32] M. Grabalosa und M. Musy. „Flavour Tagging developments within the LHCb experiment“. Presented 15 May 2012. Diss. Barcelona U., März 2012.
- [33] P. Gandini und S. Stone. *Measurement of the B_s^0 meson lifetime in the flavour specific hadronic decay $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$* . LHCb-ANA-2014-015, März 2014.
- [34] D. M. Santos und F. Dupertuis. „Mass distributions marginalized over per-event errors“. In: *Nucl.Instrum.Meth.* A764 (2014), S. 150. doi: 10.1016/j.nima.2014.06.081.
- [35] M. Pivk und F. R. Le Diberder. *sPlot: a statistical tool to unfold data distributions*. Techn. Ber. physics/0402083. LAL-2004-07. Orsay: Paris 11. Lab. Accél. Linéaire, Feb. 2004.
- [36] V. Blobel und E. Lohrmann. *Statistische und numerische Methoden der Datenanalyse*. Teubner Studienbücher Physik. Stuttgart: Teubner, 1998.

Danksagung

Zuallererst möchte ich Herrn Professor Dr. Bernhard Spaan dafür danken, dass er mir ein so interessantes Thema für meine Massenarbeit zur Verfügung gestellt hat und ich die Möglichkeit hatte aktiv an einem internationalen Forschungsprojekt mitzuarbeiten. Ebenfalls danke ich Priv.-Doz. Dr. Reiner Klingenberg dafür, dass er sich als Zweitgutachter meiner Masterarbeit zur Verfügung gestellt hat.

Meinen Masterkollegen Janine, Vanessa, Daniel, Philip, Timon und Tobias danke ich für die vielen angenehmen Stunden während der Zeit der Masterarbeit im Büro, auf Reisen zu Konferenzen oder bei einem Kaffee oder Tee in kleinen Pausen. Auch wäre ich sicher nicht so gut durch die acht vorangegangenen Semester gekommen, wenn mich nicht Daniel, Mathis, David oder Dominik in diversen Vorlesungen begleitet hätten und wir viele Übungsblätter gemeinsam gerechnet hätten.

In der Arbeitsgruppe möchte ich zunächst Ulrich, mit dem ich direkt zusammengearbeitet habe, für seine Unterstützung meinen besonderen Dank aussprechen. Er stand mir bei jeder Frage mit hilfreichen Antworten und Anregungen zur Seite und hat mir hervorragend durch das Jahr meiner Massenarbeit geholfen. Weiter standen mir Christophe und Julian bei Herausforderungen während meiner Masterarbeit immer für anregende Diskussionen zur Verfügung; auch dafür einen großen Dank an dieser Stelle. Ebenso gilt mein Dank für Hilfestellungen an verschiedensten Stellen Florian, Frank, Ramon und Robert. Für die Hilfe in bürokratischen Angelegenheiten danke ich außerdem Frau Stickel, ohne die manch ein Antrag sicher deutlich mehr Arbeit bedeutet hätte.

Weiterhin danke ich an dieser Stelle allen Mitglieder des Lehrstuhls E5 für die sehr erfreuliche Zusammenarbeit in einer angenehmen Arbeitsatmosphäre und die erfrischenden Diskussionen, die sich unter Anderem in gemeinsamen Mittagspausen ergeben haben.

Für das Korrekturlesen meiner Arbeit danke ich außerdem Moritz und Tobias, der mir außerdem mit seiner großen Erfahrung während gemeinsamer Laufeinheiten immer wieder interessante Ansätze liefern konnte.

Abschließend möchte ich Thomas für die schönen Ablenkungen beim Fußball danken, ob es als Trainer- oder Spielerkollege war oder auch bei einer Würfelrunde gemeinsam mit Tobias, Jens und Julian nach dem Training. Außerdem gilt mein Dank natürlich meinen Eltern sowie meinen beiden Brüdern, die mir mein Studium erst ermöglicht haben und mich durchgehend nach Kräften unterstützt haben.

Eidesstattliche Versicherung

Ich versichere hiermit an Eides statt, dass ich die vorliegende Bachelorarbeit mit dem Titel „Kalibrierung des Flavour Taggings im Kanal $B^0 \rightarrow D^- \pi^+$ 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 - HG -).

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