

Arbeit zur Erlangung des akademischen Grades
Bachelor of Science

Suche nach dem Zerfall

$$J/\psi \rightarrow e^{\pm} \mu^{\mp} \text{ bei LHCb}$$

Normierung über den Kontrollkanal $J/\psi \rightarrow \mu^{\pm} \mu^{\mp}$

Kevin Sedlaczek
geboren in Dortmund

2016

Lehrstuhl für Experimentelle Physik V
Fakultät Physik
Technische Universität Dortmund

Erstgutachter: Dr. Johannes Albrecht
Zweitgutachter: Prof. Dr. Zweitgutachter
Abgabedatum: 04. Juli 2016

Kurzfassung

Deutsch

Abstract

English

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Physikalischer Hintergrund	2
2.1	Das Standardmodell der Teilchenphysik	2
2.2	LFV und der Zerfall $J/\psi \rightarrow e^\pm \mu^\mp$	3
3	Der Large Hadron Collider und der LHCb Detektor	6
3.1	Der Large Hadron Collider	6
3.2	Der LHCb Detektor	7
4	Analyse des Kontrollkanals	11
4.1	Datensatz	11
5	Ergebnisse der Analyse	12
A	Ein Anhangskapitel	13
	Literaturverzeichnis	14

1 Einleitung

Die Teilchenphysik beschäftigt sich mit dem Verständnis der Physik auf elementarster Ebene. Dazu gehört die Beschreibung der Elementarteilchen sowie deren Wechselwirkungen untereinander. Über die letzten Jahrzehnte ist dabei das sogenannte Standardmodell der Teilchenphysik entstanden, welches bis heute die beste Beschreibung in dieser Hinsicht liefert. Dennoch existieren Phänomene, die sich durch das Standardmodell nicht beschreiben lassen: die Existenz von dunkler Materie, Gravitation oder Neutrinooszillationen sind Beispiele dafür. Die ständige Überprüfung der Vorhersagen, sowie die Suche nach Physik, die über das Standardmodell hinaus geht sind Aufgaben von Physikern an Teilchenbeschleunigern wie dem LHC (Large Hadron Collider) der Europäischen Organisation für Kernforschung am CERN.

Eine parallel durchgeführte Untersuchung beschäftigt sich mit der Suche nach dem *lepton-flavor-verletzenden* (LFV) Zerfall $J/\psi \rightarrow e^\pm \mu^\mp$, also Physik jenseits des Standardmodells[3]. Um die Ergebnisse dieser Signalanalyse statistisch sicher physikalisch interpretieren zu können, beschäftigt sich diese Arbeit mit der Untersuchung und Analyse eines Kontrollkanals: $J/\psi \rightarrow \mu^\pm \mu^\mp$. Dazu werden Daten von dem Experiment LHCb aus dem soundso run bei der Luminosität analysiert. Da der Kontrollkanal ein im SM erlaubter, gut vermessener Prozess mit großem Verzweigungsverhältnis (hohe statistische Genauigkeit) ist, lassen sich hierfür in statistischer und messungsbedingter Ungenauigkeit deutlich verringerte Aussagen treffen. Die Normierungskonstante dient in der Analyse des Signalkanals der Abschätzung eines oberen Limits für die Zerfallsbreite des LFV Zerfalls. Zur Bestimmung dieser Variable werden die Daten für $J/\psi \rightarrow \mu^\pm \mu^\mp$ selektiert und analysiert [+ blabla]. [3]

Die Struktur dieser Arbeit ist viergeteilt: Zunächst wird in Kapitel 2 das zugrundeliegende Standardmodell der Teilchenphysik, sowie der physikalische Hintergrund des betrachteten Zerfalls beschrieben. Kapitel 3 beschäftigt sich mit der Konstruktion und Funktion des LHC und des LHCb Detektors. Es wird erläutert über welche Detektoren die verwendeten Datensätze erstellt werden. Der Hauptteil der Arbeit - die Analyse - wird in Kapitel 4 behandelt. Dazu wird die parallel vorgenommene Analyse des Signalkanals $J/\psi \rightarrow e^\pm \mu^\mp$ kurz erläutert und anschließend die Ermittlung der Normierungskonstante vorgenommen. In einem letzten Schritt werden die beiden Ergebnisse kombiniert und eine obere Abschätzung für die Zerfallsbreite des Signalkanals bestimmt.

2 Physikalischer Hintergrund

2.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell (SM) der Teilchenphysik beschreibt den Aufbau der Materie, sowie ihre Wechselwirkung auf elementarer Ebene. Sie stellt eine über viele Jahrzehnte auf der speziellen Relativitätstheorie sowie der Quantentheorie erwachsene und vielfältig getestete Theorie dar. Allgemein werden zunächst zwei Arten von Teilchen unterschieden: Fermionen (halbzahliger Spin $s = 1/2$) und Bosonen (ganzzahliger Spin $s = 1$). Die Fermionen im Standardmodell sind in drei Generationen von Quarks, sowie drei Generationen von Leptonen unterteilt, wie sie in Abbildung 2.1 aufgeführt sind. Die Leptonengenerationen bestehen hierbei aus einem ganzzahlig (in Einheiten der Elementarladung) geladenen punktförmigen Lepton (e, μ, τ), sowie den dazugehörigen ungeladenen und masselosen Neutrinos ν_e, ν_μ, ν_τ . Auch die

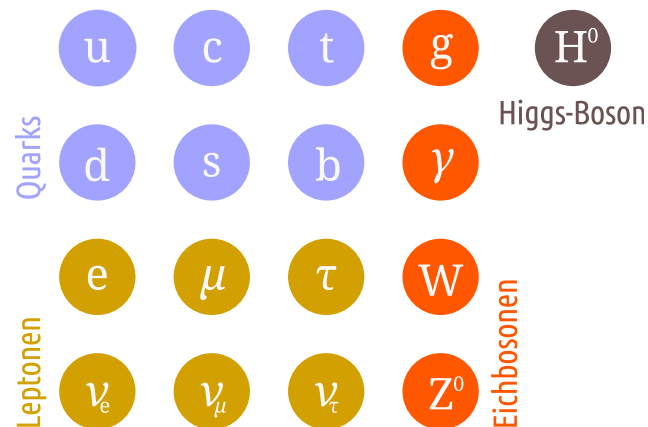


Abbildung 2.1: Die Elementarteilchen im Standardmodell der Teilchenphysik.

Quarks gliedern sich in drei Generationen. Diese erfolgt über die Eigenschaften der Teilchen: die Quarks lassen sich in *up-artige* Quarks mit Ladung $2/3$, sowie *down-artige* mit Ladung $-1/3$ einteilen. Es gilt für die Darstellung in Abbildung 2.1 dass die Teilchenmassen zwischen den Generationen von links nach rechts zunehmen. Im Standardmodell unterscheidet man zwischen drei Wechselwirkungen der Elementarteilchen untereinander: die starke Wechselwirkung zwischen farbgeladenen

Teilchen, die schwache Wechselwirkung an welcher alle Elementarteilchen teilnehmen, sowie die elektromagnetische Wechselwirkung, welcher nur elektrisch geladene Teilchen unterliegen. Die letzten beiden lassen sich im Rahmen des SM zur elektroschwachen Wechselwirkung vereinigen. Die Farbladung in der starken Wechselwirkung beschreibt das Konzept einer Quantenzahl deren Existenz zur theoretischen Umsetzung des sogenannten *confinement* dient. *confinement* meint hierbei die Tatsache, dass alle elementaren Teilnehmer der starken Wechselwirkung nur in "farbneutralen" (z.B. Farbe + Antifarbe) Zuständen frei existieren; freie Quarks lassen sich, da sie eine von null verschiedene Farbladung tragen also nicht beobachten.

Die Übertragung der Wechselwirkungen findet über die in Abbildung 2.1 genannten Bosonen statt. Bei der starken Wechselwirkung sind dies die Gluonen (g). Sie tragen eine Farbladung und einen ganzzahligen Spin $s = 1$. Die Austauschteilchen der elektroschwachen Wechselwirkung sind die Photonen (γ) für den elektromagnetischen Teil, sowie für die schwache Wechselwirkung das neutrale Z-Boson und die geladenen W^\pm -Bosonen.

Aus den in Abbildung 2.1 aufgeführten Quarks (bis auf das *top*-Quark) existieren über Kombination mehrere so genannte Hadronen - also aus Quarks zusammengesetzte Teilchen. Hierbei unterscheidet man die aus Quark und Antiquark bestehenden Mesonen und die aus drei Quarks (Antiquarks) bestehenden Baryonen. Zu den Mesonen zählt beispielsweise auch das J/ψ mit einem Quarkinhalt von $(c\bar{c})$, während das Proton ein prominenter Vertreter der Baryonen ist. Die meisten der aus den sechs Quarks sowie deren Antiteilchen gebildeten Hadronen sind nicht stabil, sodass sie über eine der oben genannten Wechselwirkungen in andere Hadronen sowie Leptonen zerfallen. Ähnliches lässt sich auch durch Streuprozesse oder Kollisionen erzielen, wie sie beispielsweise am LHC stattfinden.

Im Standardmodell sind bei all solchen Zerfällen diverse Erhaltungsgrößen zu beachten. Neben den klassischen Größen, wie etwa Energie- oder Impulserhaltung sind für die verschiedenen Wechselwirkungen auch einige Quantenzahlen im Teilchenzerfall invariant. Eines der fundamentalen Konzepte ist die *lepton-flavor*-Erhaltung.

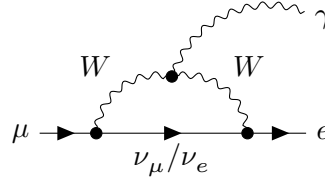
2.2 LFV und der Zerfall $J/\psi \rightarrow e^\pm \mu^\mp$

Wie in der Einleitung bereits erwähnt, ist der Signalzerfall $J/\psi \rightarrow e^\pm \mu^\mp$ ein im Standardmodell verbotener Zerfall, weil er die Erhaltung des *lepton-flavor* verletzt. Jedem Lepton wird hierbei gemäß der in Abbildung 2.1 aufgeführten Generationen eine Quantenzahl zugeordnet (der *lepton-flavor*). Elektronen oder Elektroneneutrinos besitzen beispielsweise die Quantenzahl $l_e = 1$, aber $l_\mu = 0$, während Myonen $l_\mu = 1$ und $l_e = 0$ tragen. Antiteilchen wird jeweils der Wert -1 zugeordnet. So lassen sich Teilchenzerfälle auf die Erhaltung des *lepton-flavor* überprüfen; der Zerfall

2 Physikalischer Hintergrund

$J/\psi \rightarrow e^\pm \mu^\mp$ verstößt hierbei offensichtlich gegen diese Erhaltung.

Es gibt einige theoretische Vorhersagen über Mechanismen und Möglichkeiten der LFV; die meisten davon beschreiben Physik jenseits des Standardmodells. Ein im Standardmodell über Neutrinooszillation möglicher Zerfall ist in dem folgenden Feynmann-Diagramm dargestellt.



Da die Masse der Neutrinos nicht verschwindend ist, können so genannte Oszillationen in andere *lepton flavors* stattfinden. Über diesen Mechanismus ist ein Zerfall möglich der an jedem Vertex *lepton-flavor*-erhaltend ist. Da die Massen der Neutrinos allerdings als sehr klein abgeschätzt werden können, sind die Beiträge dieses Zerfallskanals zu gering, als dass sie experimentell nachgewiesen werden können. Die Wahrscheinlichkeit für diesen Zerfall ist proportional zum Verhältnis von W-Masse und Neutrinomasse hoch vier (Gleichung 2.1), was zu einer theoretischen Abschätzung für die Zerfallsbreite führt, die so gering ist, dass diese nicht messbar ist. Experimentelle Evidenz deutete daher auf Physik jenseits des Standardmodells hin.

$$\text{BR}(\mu \rightarrow e\gamma) = \frac{3\alpha}{32\pi} \left| \sum_i U_{\mu i}^* U_{ei} \frac{m_{\nu_i}^2}{M_W^2} \right|^2 \quad (2.1)$$

Andere theoretische Beschreibungen gehen etwa von Zerfällen über ein Z' -Boson aus[6]. Das dazugehörige Feynman-Diagramm ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Auch Prozesse über aus der Theorie der Supersymmetrie postulierte Teilchen sind

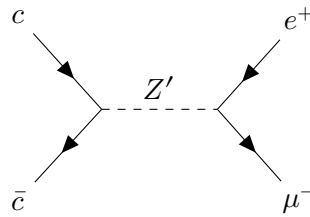


Abbildung 2.2: Zerfall über ein Z'

nicht ausgeschlossen[5][11]. Andere theoretische Erklärungsansätze benötigen etwa sogenannte Leptoquarks. Diese Spin 1 Eichbosonen würden sowohl Farbladung,

als auch einen *lepton flavor* tragen. Eine Kopplung an beide Teilchensorten, sowie Änderungen ihrer Quantenzahlen wären damit möglich (Abbildung 2.3).

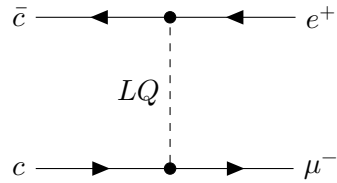


Abbildung 2.3: Der Signalzerfall über ein Leptoquark.

Der hier untersuchte Zerfall $J/\psi \rightarrow \mu^\pm \mu^\mp$ stellt mit einer Wahrscheinlichkeit von 5,986 % einen sehr kleinen Teil aller gemessenen J/ψ -Zerfälle dar[10]. Allerdings liegt diese im Vergleich zum Signalzerfall $J/\psi \rightarrow e^\pm \mu^\mp$ mit $1,6 \cdot 10^{-5} \%$ einige Größenordnungen höher[10], weswegen er sich aufgrund seiner geringeren statistischen Fehler als Kontrollkanal eignet.

3 Der Large Hadron Collider und der LHCb Detektor

3.1 Der Large Hadron Collider

Der *Large Hadron Collider* (LHC) am CERN (Meyrin, Schweiz) ist der derzeit leistungsstärkste Teilchenbeschleuniger der Welt. Er dient der Erzeugung von Proton-Proton-Kollisionen (pp -Kollisionen) einer Schwerpunktennergie von bis zu $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ [9]. Diese Energien werden nach dem letzten Upgrade mit 13 TeV beinahe ausgereizt[9]. Durch die Ausweitung des zu untersuchenden Energiebereiches auf diese Größenordnung eignet sich der LHC zur Entdeckung von Physik jenseits des SM, wie etwa unbekannter Teilchen. Im Jahre 2012 gelang der ATLAS- und der CMS-Kollaboration die Entdeckung des in den 60er-Jahren von Higgs und Englert vorhergesagten Higgs-Bosons[4]. Bevor die Protonen im bis zu 90 m unter der Erde liegenden, 27 km langen Speicherring auf die maximale Schwerpunktsenergie beschleunigt werden, durchlaufen sie ein vielschrittiges System aus Vorbeschleunigern. Dessen letzte Stufe ist der *Super Proton Synchrotron* (SPS), welcher die Protonen auf etwa 99,999 78 % der Lichtgeschwindigkeit beschleunigt[9]. Diese Protonen werden mit einer Schwerpunktsenergie von 0,45 TeV über zwei Transferlinien in den LHC injiziert, wo sie in entgegengesetzter Richtung beschleunigt werden. Die Beschleunigung und Kreisführung findet dabei in einem ultrahoch Vakuum über supraleitende Magnete, welche von flüssigem Helium auf etwa 1,9 K gekühlt werden, statt. So werden Hunderte einzelner Protonenbündel (*bunches*) auf beinahe Lichtgeschwindigkeit beschleunigt und anschließend in Abständen von 25 ns (40 MHz) in einem der vier großen Experimente durch Strahlkreuzung zur Kollision gebracht. Da Datenmengen in dieser Größenordnung nicht gespeichert werden können, wird ein mehrstufiges Filtersystem angewendet: die Trigger. Diese sind aufgeteilt in Hardware Trigger L0, welche direkt bei der Messung in echtzeit Entscheidungen treffen und offline Software Trigger (L1 und HLT), die kurz darauf die Datensätze auf physikalisch Relevantes reduzieren.

3.2 Der LHCb Detektor

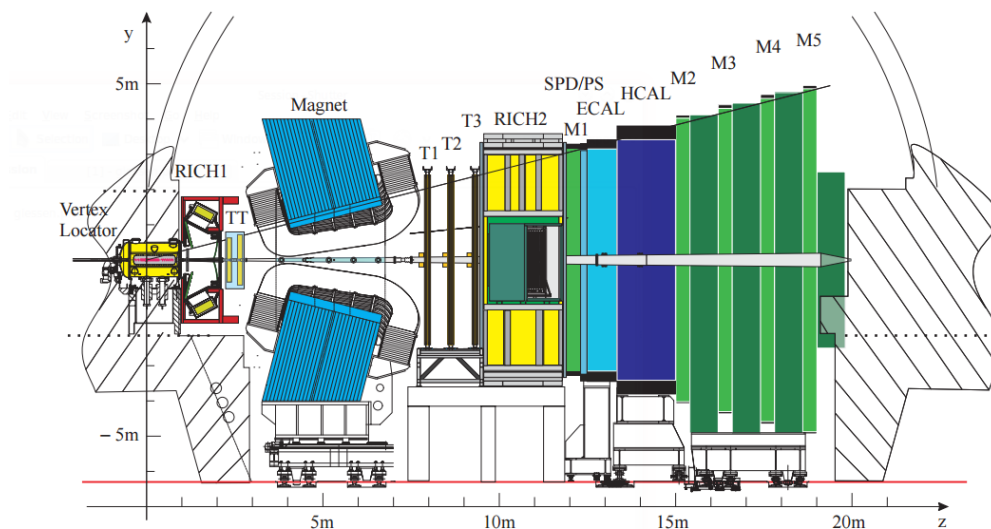


Abbildung 3.1: Querschnitt des LHCb-Detektors.[1]

Der LHCb Detektor deckt im Gegensatz zu den anderen drei Experimenten am LHC bei seinen Messungen nicht den gesamten Raumwinkel um den Kollisionspunkt ab. Es handelt sich hierbei um einen einarmigen vom Kollisionspunkt in Strahlrichtung vorwärtsgerichteten Detektor. Die Wahl dieser Bauart hängt unter anderem mit dem Hauptverwendungszweck des Detektors zusammen: wie der Name schon impliziert ist die Untersuchung von b -Quarks bzw. B-Mesonen Ziel des Experimentes. Da sich diese nach ihrer Erzeugung in den pp -Kollisionen in Kegeln unter sehr kleinen Winkeln zum Protonstrahl bewegen, ist ein Detektor wie der LHCb auf die Vermessung dieses Bereiches optimal ausgelegt, da einer der beiden Zerfallskegel genau in den Detektor strahlt. Der Akzeptanzbereich des Detektors zur Strahlachse gemessen beträgt hierbei $10\text{mrad} - 300\text{mrad}$. Dieser deckt bei einer Schwerpunktsenergie von 8 TeV etwa 27% der b -Quarks ab[8].

Der etwa 20 m lange Detektor ist aus mehreren Schichten verschiedener Detektoren und Messsysteme aufgebaut, die im Folgenden genauer erläutert werden. Dabei ist wenn von positiver z -Richtung die Rede ist, die Strahlrichtung vom Kollisionspunkt in den Detektor gemeint. Die Detektorsysteme lassen sich allgemein in zwei Arten von Detektoren unterteilen:

1. Spurdetektoren: Vertex Locator (VELO), Trigger Tracker (TT), Innerer Tracker (IT), Äußerer Tracker (OT)

2. Teilchenidentifikation (PID): erster und zweiter Cherenkovdetektor (RICH 1 und RICH 2), elektromagnetisches und hadronisches Kalorimeter (ECAL und HCAL) sowie die Myondetektoren.

Der dem Kollisionspunkt am nächsten liegende Detektor ist der **vertex locator**, kurz VELO. Seine Aufgabe ist die möglichst exakte Ermittlung der Zerfallsvertices der B-Mesonen. Die in den Kollisionen entstehenden B-Mesonen zerfallen innerhalb von Strecken einiger Millimeter, weswegen die Detektoren unmittelbar um den Kollisionspunkt liegen, wenn Daten genommen werden[7]. Da diese Region auch die am intensivsten von Strahlenschäden betroffene Region ist, ist der Detektor bei Bedarf mechanisch auf Abstand zu bringen.

Der VELO umgibt den Strahlengang von zwei Seiten. Er besteht dabei im Einzelnen aus halbmondförmigen, 0,3 mm starken Scheiben von Spurdetektoren, die entlang des Strahlenganges angeordnet sind[7]. Die Messung der Zerfallspunkte findet dabei über die Bestimmung der (r, ϕ) -Koordinaten innerhalb der Silikonsensoren statt. Dazu sind radial nach außen laufende Silikonstreifen (ϕ) mit zirkular laufenden (r) kombiniert[1]. Durchqueren geladene Teilchen die Fasern, so erzeugen sie im Festkörper Elektron-Loch-Paare, welche elektronisch gemessen werden können und analog ausgelesen werden. Der während der Datennahme lediglich 7 mm vom *beam* entfernte VELO stellt den Hauptspurdetektor vor Einsatz des Magneten dar[7].

Direkt vor der durch den Magneten beeinflussten Region des Detektors liegen die **Trigger Tracker** (TT in Abbildung 3.1). Dieser zweigeteilte Detektor besteht aus zwei über insgesamt etwa $8,4 \text{ m}^2$ den gesamten Akzeptanzbereich des Detektors abdeckenden Silikon-Streifen-Detektoren[1]. Sie befinden sich um den Strahlengang in zwei Flächen in einem Abstand von 27 cm hintereinander. Die Silikon-Streifen fungieren hier als Driftkammern: geladene Teilchen ionisieren das Gas in den Streifen, was einen messbaren elektrischen Impuls in einem elektrischen Potential auslöst. Ihre Aufgabe ist die dreidimensionale Rekonstruktion von Teilchenspuren, sowie die Identifikation von neutralen Teilchen, die so lange leben, dass sie den VELO verlassen können (hauptsächlich das K_s^0). Außerdem findet eine grobe Messung der Impulse der durchquerenden Teilchen statt. Diese ist möglich, da im Bereich des Trigger Trackers bereits ein Magnetfeld anliegt, welches für eine impulsabhängige Krümmung der Flugbahnen sorgt. Spuren mit besonders hohem Impuls werden hier für den Trigger vorselektiert. Außerdem lassen sich über diesen Weg auch Abschätzungen der Impulse von Teilchen treffen, die den Akzeptanzbereich des Detektors verlassen.

Das Trackingsystem T1-T3 besteht aus den **inneren Trackern** (IT) und den **äußeren Trackern** (OT), welche auf dieselbe Weise wie die Trigger Tracker arbeiten[2].

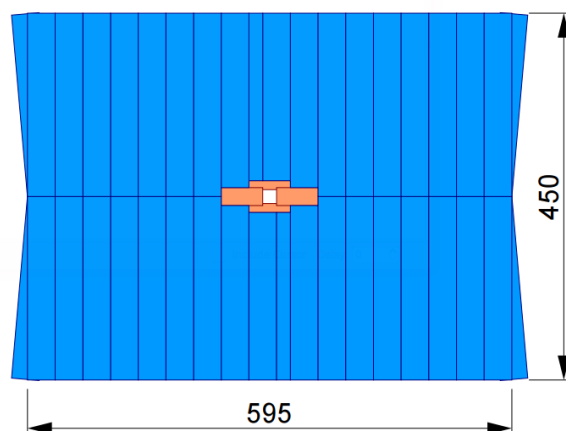


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung der Tracker T1-T3. Mittig befindet sich in orange dargestellt der IT, während die blau eingefärbte Fläche den OT darstellt[2].

Die IT bilden den direkt am Strahlengang liegenden Teil der T-Tracker (Abbildung 3.2 mittig) und zeigen damit das höchste Aufkommen an geladenen Teilchen. Sie führen wie die TT über einzelne Silikon-Detektor Module Spurmessungen mit einer Auflösung von etwa $50\mu\text{m}$ durch. Diese Module sind in einem Bereich von 125 cm Weite und 40 cm Höhe kreuzförmig um den Strahlengang ausgerichtet[2]. Die **äußeren Tracker** stellen den letzten Spurdetektor im LHCb dar. Sie decken, wie in Abbildung 3.2 in blau dargestellt, den weitaus größeren Bereich der T1-T3 Tracker ab, der außerhalb der Akzeptanz der IT liegt; dabei übernehmen sie die gleiche Aufgabe, wie die Inneren Tracker.

Die Teilchenidentifikation (PID) erfolgt zunächst über zwei Cherenkov-Licht-Detektoren: das *Ring Imaging Cherenkov* Detektor-System (**RICH**). Sie dienen vor allem der Unterscheidung und Bestimmung vieler Hauptzerfallsprodukte der B-Mesonen[1]. Der erste dieser Detektoren (**RICH1**) befindet sich zwischen dem VELO und den Trigger Trackern. Der zweite Detektor (**RICH2**) liegt nach dem letzten Tracking-System (T) aber noch vor den Kalorimetern (siehe Abbildung 3.1). Cherenkov-Photonen entstehen, wenn sich ein geladenes Teilchen in einem Medium schneller bewegt, als sich Licht in Selbigem ausbreitet. Der Winkel unter dem diese Photonen abgestrahlt werden, ist abhängig von der Teilchengeschwindigkeit. Daher kann aus diesem Winkel die Geschwindigkeit der Teilchen und zusammen mit dem Impuls die Masse dieser bestimmt werden. Diese Information lässt sich zur Identifikation der Teilchen nutzen. Die Impulsauflösung der Detektoren liegt etwa zwischen 2 und 100 GeV[1]. Bevor die Myonenkammern den Detektor abschließen, vermisst ein Kalorimeter-system die Teilchen. Dieses besteht aus einem elektromagnetischen Kalorimeter

(**ECAL**) und einem hadronischen Kalorimeter (**HCAL**), Abbildung 3.1. In diesen Kalorimetern werden alle Teilchen (die keine Myonen sind) absorbiert. Dies geschieht über Wechselwirkungen mit dem Material, welche so genannte Teilchenschauer erzeugen. Diese Schauer deponieren ihre Energie in Szintilatoren, indem sie diese anregen. Die daraufhin von den Szintilatoren emittierten Photonen können als Maß für die Energie der Teilchen gemessen werden. Die Aufgabe der Kalorimeter ist es hauptsächlich, Teilchen mit hoher transversaler Energie (also großer Impuls vom Strahlengang weg) herauszufiltern[1]. Das ECAL misst dabei insbesondere die elektromagnetischen Schauer, die von Elektronen oder Photonen ausgelöst werden. Um die Teilchenidentifikation für das Kalorimeter zu verbessern befinden sich hier zwei weitere Detektoren vor dem ECAL, Abbildung 3.1. Der *scintillating pad detector* (**SPD**) und der *preshower detector* (**PD**) vermessen die longitudinale Ausbreitung der elektromagnetischen Schauer.

Das HCAL fungiert wie das ECAL, vermisst dabei aber die von Hadronen (hauptsächlich Pionen, Kaonen und Protonen) ausgelösten Schauer. Es ist hinter dem ECAL positioniert.

Die **Myonenkammern** (**M1-M5** in Abbildung 3.1) detektieren die den Detektor aufgrund ihres geringen Wirkungsquerschnitts größtenteils ungestört durchquerenden Myonen. Sie bestehen aus auf fünf Detektorelemente aufgeteilte Spurkammern, in welchen die Impulse der Myonen und ihre Spuren gemessen werden. Das erste Detektorelement **M1** befindet sich dabei vor dem Kalorimetersystem. Die Messungen dienen hier zur Verringerung der Fehler für die Impulsmessungen in **M2-M5**. Diese befinden sich hinter dem Kalorimetersystem und decken die gesamte Akzeptanz des Detektors ab[1].

4 Analyse des Kontrollkanals

4.1 Datensatz

5 Ergebnisse der Analyse

A Ein Anhangskapitel

Hier könnte ein Anhang stehen.

Literaturverzeichnis

- [1] R Antunes-Nobrega et al. *LHCb reoptimized detector design and performance: Technical Design Report*. Technical Design Report LHCb. Geneva: CERN, 2003. URL: <https://cds.cern.ch/record/630827>.
- [2] P R Barbosa-Marinho et al. Technical Design Report LHCb. revised version number 1 submitted on 2002-11-13 14:14:34. Geneva: CERN, 2002. URL: <http://cds.cern.ch/record/582793>.
- [3] Maik Becker. „Suche nach dem Lepton-Flavor verletzenden Zerfall $J/\psi \rightarrow e^\pm \mu^\mp$ am LHCb-Experiment. Optimierte Signalselektion“. Bachelorarbeit. TU Dortmund, 2016.
- [4] The ATLAS Collaboration. „Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC“. In: (2012). DOI: 10.1016/j.physletb.2012.08.020. arXiv: 1207.7214.
- [5] S. Dimopoulos und H. Georgi. „e conversion in nuclei and Z physics“. In: *Nuclear Physics B* B193 (1981), S. 150.
- [6] E. Nardi J. Bernabeu und D. Tomasini. „e conversion in nuclei and Z physics“. In: *Nuclear Physics B* B409 (1993), S. 69.
- [7] Europäische Organisation für Kernforschung. 2008. URL: <http://lhcb-public.web.cern.ch/lhcb-public/en/Detector/VELO2-en.html> (besucht am 11.06.2016).
- [8] Europäische Organisation für Kernforschung. 2016. URL: http://lhcb.web.cern.ch/lhcb/speakersbureau/html/bb_ProductionAngles.html (besucht am 11.06.2016).
- [9] Europäische Organisation für Kernforschung. *LHC- Large Hadron Collider*. 2016. URL: <http://www.lhc-facts.ch/>.
- [10] K. A. Olive et al. „Review of Particle Physics“. In: *Chin. Phys.* C38 (2014), S. 090001. DOI: 10.1088/1674-1137/38/9/090001.
- [11] N. Sakai. „Naturalnes in supersymmetric GUTS“. In: *Zeitschrift für Physik C Particles and Fields* 11 (1981), S. 153.

Eidesstattliche Versicherung

Ich versichere hiermit an Eides statt, dass ich die vorliegende Abschlussarbeit mit dem Titel „Suche nach dem Zerfall $J/\psi \rightarrow e^\pm \mu^\mp$ bei LHCb“ selbstständig 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 € 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