

Arbeit zur Erlangung des akademischen Grades
Bachelor of Science

Suche nach dem Zerfall $J/\psi \rightarrow e^\pm \mu^\mp$ 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

Diese Bachelorarbeit befasst sich mit der Bestimmung einer Normierungskonstante für den Zerfall $J/\psi \rightarrow e^\pm \mu^\mp$ über eine Analyse des Zerfalls $J/\psi \rightarrow \mu^\pm \mu^\mp$. Dazu wird auf im Jahre 2012 am LHCb-Detektor bei einer integrierten Luminosität von 2 fb^{-1} und einer Schwerpunkstenergie von 8 TeV aufgenommene Daten eine Selektion durchgeführt, aus welcher schließlich die Anzahl der Signalkandidaten bestimmt wird. Zusammen mit den während der Analyse bestimmten Effizienzen kann hieraus eine Normierungskonstante α berechnet werden. Der Zerfall $J/\psi \rightarrow e^\pm \mu^\mp$ ist im Standardmodell verboten, da er die Erhaltung des *lepton-flavor* verletzt. Eine parallel durchgeführte Analyse beschäftigt sich mit der Optimierung der Suche nach Kandidaten für diesen Zerfall. Zusammen mit der Normierungskonstante kann eine obere Abschätzung für die Zerfallsbreite $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow e^\pm \mu^\mp)$ zu [blubb] bestimmt werden.

Abstract

This thesis aims at determining a normalisation factor α for the decay $J/\psi \rightarrow e^\pm \mu^\mp$, which is strictly forbidden within the standard model of particle physics, as it is violating the conservation of lepton-flavor. To achieve this, the similar decay $J/\psi \rightarrow \mu^\pm \mu^\mp$ is analysed. Within this analysis the selection of data taken in 2012 at the LHCb detector at a centre of mass energy of 8 TeV, corresponding to an integrated luminosity of 2 fb^{-1} is optimized, so that a number of expected signal-events can be determined. Taking this number and the efficiencies of the selection into consideration, a normalisation factor is calculated. A simultaneously implemented study aims at the optimization of the search for $J/\psi \rightarrow e^\pm \mu^\mp$ events. Combining these two studies, an upper limit of [blubb] can be set for the branching fraction $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow e^\pm \mu^\mp)$.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Physikalischer Hintergrund	3
2.1	Das Standardmodell der Teilchenphysik	3
2.2	LFV und der Zerfall $J/\psi \rightarrow e^\pm \mu^\mp$	4
3	Der Large Hadron Collider und der LHCb-Detektor	7
3.1	Der Large Hadron Collider	7
3.2	Der LHCb Detektor	8
4	Analyse des Kontrollkanals	11
4.1	Datensätze	11
4.2	Selektion des Kontrollkanals	12
4.3	Massenfit	14
4.4	Bestimmung der Signalkandidaten	21
4.5	Bestimmung der Normierungskonstante	21
5	Ergebnisse der Analyse	23
5.1	Ausblick	23
A	Ein Anhangskapitel	24
	Literaturverzeichnis	25

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 CERN. Ziel dieser Arbeit ist es zunächst, zu überprüfen, ob eine Analyse des Zerfalls $J/\psi \rightarrow e^\pm \mu^\mp$ mit Daten des LHCb-Detektors möglich ist. Dazu wird die Bestimmung einer oberen Ausschlussgrenze vorgenommen. 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 [1]. Um die Ergebnisse dieser Signalanalyse statistisch sicher physikalisch [?] interpretieren zu können, beschäftigt sich diese Arbeit mit der Untersuchung und Analyse eines Kontrollkanals: $J/\psi \rightarrow \mu^\pm \mu^\mp$. [Umformulierung] Dazu werden im Jahre 2012 am LHCb Experiment bei einer Schwerpunktsenergie von 8 TeV gemessene Daten, die einer Luminosität von 2 fb^{-1} entsprechen, analysiert. Da der Kontrollkanal ein im Standardmodell erlaubter, gut vermessener Prozess mit großem Verzweigungsverhältnis (hohe statistische Genauigkeit) ist, lassen sich hierfür in statistischer und messbedingter Ungenauigkeit deutlich verringerte Aussagen treffen. Die Normierungskonstante dient in der Analyse des Signalkanals der Abschätzung eines oberen Limits für das Verzweigungsverhältnis des LFV Zerfalls. Zur Bestimmung dieser Variable werden die Daten für $J/\psi \rightarrow \mu^\pm \mu^\mp$ selektiert und analysiert.

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 welche Detektoren zur Erstellung der verwendeten Datensätze verwendet 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

1 Einleitung

letzten Schritt werden die beiden Ergebnisse kombiniert und eine obere Abschätzung für die Zerfallsbreite des Signalkanals bestimmt (Kapitel 5).

2 Physikalischer Hintergrund

2.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell (SM) der Teilchenphysik ¹ beschreibt den Aufbau der Materie, sowie ihre Wechselwirkung auf elementarer Ebene. Sie stellt eine seit 1978 [2] 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 Quarks gliedern sich in drei Generationen. Diese erfolgt über die

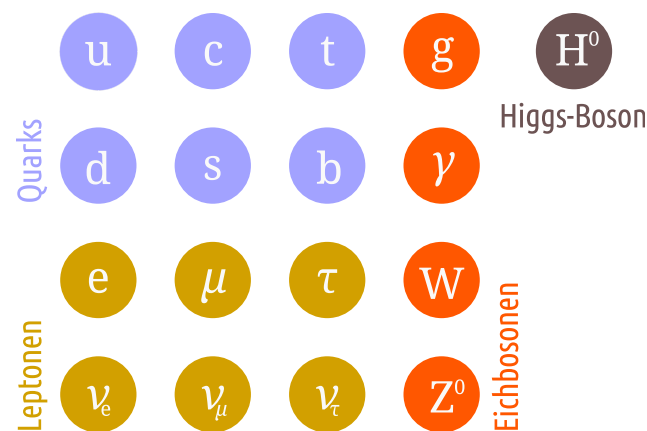


Abbildung 2.1: Die Elementarteilchen im Standardmodell der Teilchenphysik.

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

¹Diese Ausführung basiert auf jenen in [2, 3].

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, dessen Lebensdauer zu gering ist [4]) 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.

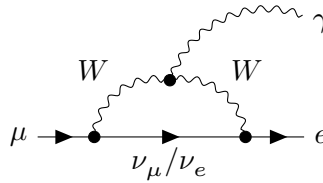
Im Standardmodell sind bei all solchen Zerfällen diverse Erhaltungsgrößen zu beachten. Neben den klassischen Größen, wie etwa Energie- oder Impulserhaltung sind für die verschiedenen Wechselwirkungen auch einige Quantenzahlen im Teilchenzerfall invariant. Eines der fundamentalen Konzepte ist die *lepton-flavor*-Erhaltung.

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 Elektronneutrinos besitzen beispielsweise die Quantenzahl $l_e = 1$, aber $l_\mu = 0$, während Myonen $l_\mu = 1$ und $l_e = 0$ tragen. Antiteilchen unterscheiden sich jeweils im Vorzeichen (negativ). So lassen sich die Anfangs- und Endzustände von Teilchenzerfällen auf die Erhaltung des *lepton-flavor* überprüfen; der Zerfall $J/\psi \rightarrow e^\pm \mu^\mp$ 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 sogenannte 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 Zerfalls zu gering, als dass sie experimentell nachgewiesen werden können [**neutrinos**]. Die Wahrscheinlichkeit für diesen Zerfall ist proportional zum Verhältnis von W-Masse und Neutrinomasse hoch vier (Gleichung 2.1 [5]), was zu einer theoretischen Abschätzung für die Zerfallsbreite führt, die so gering ist (10^{-54}), dass diese nicht messbar ist. Experimentelle Evidenz deutete daher auf Physik jenseits des Standardmodells hin.

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

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 nicht ausgeschlossen [7, 8]. Andere theoretische Erklärungsansätze benötigen etwa sogenannte Leptoquarks [9]. Diese Bosonen ($s = 1$) würden sowohl Farbladung, als auch einen *lepton-flavor* tragen. Eine Kopplung an beide Teilchensorten, sowie Änderungen ihrer Quantenzahlen wären damit möglich (Abbildung 2.3).

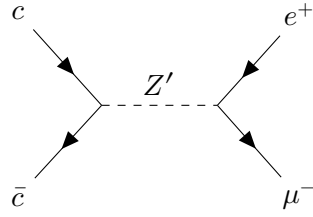


Abbildung 2.2: LFV Zerfall des J/ψ über ein Z' .

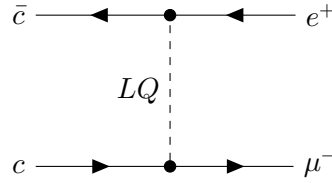


Abbildung 2.3: Der Signalzerfall $J/\psi \rightarrow e^\pm \mu^\mp$ über ein Leptoquark.

Der hier untersuchte Zerfall $J/\psi \rightarrow \mu^\pm \mu^\mp$ stellt mit einer Wahrscheinlichkeit von $(5,986 \pm 0,033) \%$ einen kleinen Teil aller gemessenen J/ψ -Zerfälle dar [4]. Allerdings liegt diese im Vergleich zu der zum Signalzerfall $J/\psi \rightarrow e^\pm \mu^\mp$ nach oben abgeschätzten mit $1,6 \cdot 10^{-5} \%$ (bei einem Konfidenzlevel von 90 %) einige Größenordnungen höher [4]. Dieser Zerfall eignet sich aufgrund seiner ähnlichen Topologie (Zerfall des J/ψ in zwei Leptonen) und hohen Statistik als Kontrollkanal. Ein Vergleich mit dem Signalzerfall ermöglicht demnach die Eliminierung einiger systematischer Fehlerquellen, welche bei den erwarteten Größenordnungen der Signalkandidaten eine signifikante Rolle spielen.

3 Der Large Hadron Collider und der LHCb-Detektor

3.1 Der Large Hadron Collider

Der *Large Hadron Collider* (LHC) [10] am CERN ist der derzeit leistungsstärkste Teilchenbeschleuniger der Welt. Er dient der Erzeugung von Proton-Proton-Kollisionen (pp -Kollisionen), sowie weiteren Teilchenkollisionen bei einer Schwerpunktenenergie von bis zu $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ [10]. Diese Energien werden nach dem letzten Upgrade mit 13 TeV beinahe ausgereizt [10]. 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, Englert und Brout vorhergesagten Higgs-Bosons [11, 12].

Bevor die Protonen im 50 bis 175 m [10] 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 [10]. Diese Protonen werden mit einer Schwerpunktsenergie von $0,45 \text{ TeV}$ über zwei Transferlinien in den LHC injiziert, wo sie in entgegengesetzter Richtung beschleunigt werden. Die Beschleunigung und Kreisführung findet dabei in einem Ultrahochvakuum über *radio frequency*-Kavitäten und supraleitende Magnete, welche von flüssigem Helium auf etwa $1,9 \text{ K}$ gekühlt werden, statt. So werden Hunderte einzelner Protonenbündel 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 den Hardware Trigger L0, welcher direkt bei der Messung in Echtzeit Entscheidungen trifft und Software Trigger (HLT1 und HLT2), die kurz darauf die Datensätze auf physikalisch Relevantes reduzieren.

3.2 Der LHCb Detektor

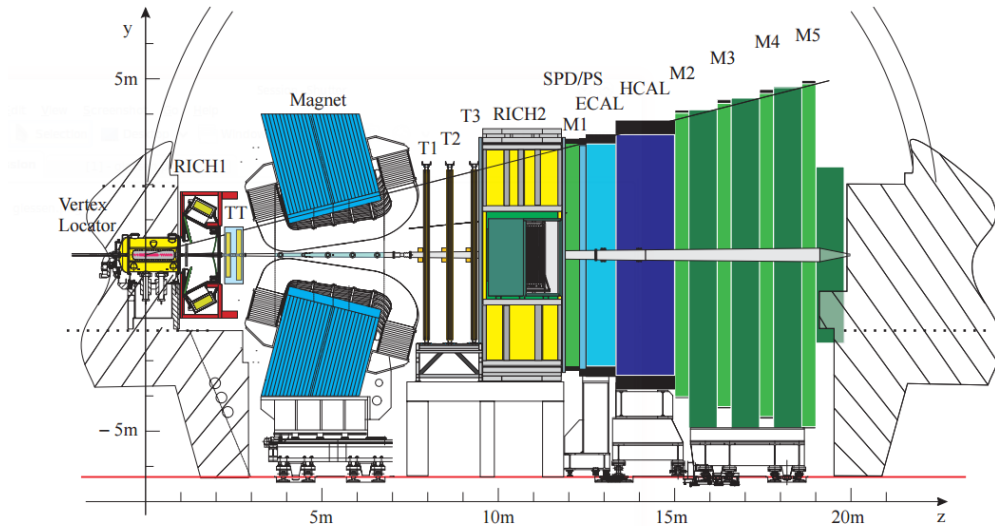


Abbildung 3.1: Querschnitt des LHCb-Detektors [13].

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 einer der Strahlrichtungen 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 Hauptziel 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. Dieser Winkel in der Produktion der B -Mesonen ist dadurch begründet, dass der für die Erzeugung der B -Mesonen maßgebliche Prozess über Gluonen aus dem Quark-Gluon-Plasma abläuft. Diese Gluonen tragen kleine, asymmetrisch verteilte Impulsbruchteile, sodass die Impulse nach Kollision vergleichsweise stark in longitudinale Richtung weisen. 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 [14]. 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), Tracker Turicensis (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, beispielsweise 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 [15]. Da diese Region auch die am intensivsten von Strahlenschäden betroffene Region ist, ist der Detektor bei Injektion der Kollisionskandidaten mechanisch auf Abstand zu bringen.

Der VELO umgibt den Strahlrohr von zwei Seiten. Er besteht dabei im Einzelnen aus halbmondförmigen, 0,3 mm starken Scheiben von Spurdetektoren, die entlang des Strahlrohres angeordnet sind [15]. Durchqueren geladene Teilchen die Siliziumscheiben, so erzeugen sie Elektron-Loch-Paare, welche elektronisch gemessen werden können und analog ausgelesen werden. Der während der Datennahme lediglich 7 mm vom Strahl entfernte VELO stellt neben dem TT den Hauptspurdetektor vor Einsatz des Magneten dar [15].

In der direkt vor dem Magneten liegenden von einem geringen Magnetfeld durchsetzten Region des Detektors befindet sich der **Tracker Turicensis**. Dieser zweigeteilte Detektor besteht aus zwei über insgesamt etwa $8,4 \text{ m}^2$ den gesamten Akzeptanzbereich des Detektors abdeckenden Silizium-Streifen-Detektoren [13]. Ihre Aufgabe ist die dreidimensionale Rekonstruktion von Teilchenspuren, sowie die Identifikation von neutralen Teilchen, die so lange leben, dass sie den VELO verlassen können (z.B. das K_s^0 -Meson).

Das Trackingsystem T1-T3 besteht aus den **inneren Trackern** (IT), welche auf dieselbe Weise wie der TT arbeiten und den **äußeren Trackern** (OT) [16]. Der IT bildet den direkt am Strahlrohr liegenden Teil der T-Tracker und zeigt damit das höchste Aufkommen an geladenen Teilchen. Sie führen wie die TT über einzelne Silizium-Detektor Module Spurmessungen mit einer Auflösung von etwa $50 \mu\text{m}$ durch [17]. Diese Module sind in einem Bereich von 125 cm Weite und 40 cm Höhe kreuzförmig um das Strahlrohr ausgerichtet [16].

Die **äußeren Tracker** stellen den letzten Spurdetektor im LHCb dar. Sie decken 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-Detektoren: das *Ring Imaging Cherenkov* Detektor-System (**RICH**). Sie dienen vor Allem der Unterscheidung und Bestimmung vieler Hauptzerfallsprodukte der B-Mesonen[13]. Der erste dieser Detektoren (**RICH1**) befindet sich zwischen dem VELO und den T1-T3. Der zweite Detektor (**RICH2**) liegt nach dem letzten Tracking-System (T3) 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 Energieauflösung der Detektoren liegt etwa zwischen 2 und 100 GeV [13].

Bevor die Myonenkammern den Detektor abschließen, vermisst ein Kalorimetersystem die Energie der Teilchen. Dieses besteht aus einem elektromagnetischen Kalorimeter (**ECAL**) und einem hadronischen Kalorimeter (**HCAL**), Abbildung 3.1. In diesen Kalorimetern werden alle Teilchen, bis auf Myonen, absorbiert. Dies geschieht über Wechselwirkungen mit dem Material, welche sogenannte 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 Strahlrohr weg) herauszufiltern [13]. 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.

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 Vieldrahtkammern, in welchen die Impulse der Myonen und ihre Spuren gemessen werden. Das erste Detektorelement **M1** befindet sich dabei vor dem Kalorimetersystem. Nicht alle Myonen erreichen die Detektoren **M2-M5**. Diese befinden sich hinter dem Kalorimetersystem und decken die gesamte Akzeptanz des Detektors ab [13].

4 Analyse des Kontrollkanals

Ziel dieser Analyse ist es die benötigten Größen zur Bestimmung einer Normierungskonstante α für den Signalzerfall $J/\psi \rightarrow e^\pm \mu^\mp$ zu ermitteln. Dazu wird eine schnittbasierte Selektion des Kontrollkanals $J/\psi \rightarrow \mu^\pm \mu^\mp$ durchgeführt, um über die Ermittlung der rekonstruierten Signalkandidaten und der dabei auftretenden Effizienzen die Normierungskonstante bestimmen zu können. Diese ist in Gleichung 4.1 definiert.

$$\alpha = \frac{\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \mu^\pm \mu^\mp) (\epsilon_{\text{ges}})_{J/\psi \rightarrow \mu^\pm \mu^\mp}}{N_{J/\psi \rightarrow \mu^\pm \mu^\mp} (\epsilon_{\text{ges}})_{J/\psi \rightarrow e^\pm \mu^\mp}} \quad (4.1)$$

Hierbei ist $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \mu^\pm \mu^\mp)$ das bereits vermessene Verzweigungsverhältnis des Kontrollkanals $((5,986 \pm 0,033) \% [4])$ und $N_{J/\psi \rightarrow \mu^\pm \mu^\mp}$ die in dieser Arbeit bestimmte Anzahl der gemessenen Signalereignisse des Normierungskanals. ϵ_{ges} beschreibt die Gesamteffizienzen der Analyse des jeweiligen Kanals. Sie beinhalten die Detektion, Rekonstruktion und Selektion. Die Normierungskonstante ermöglicht es, systematische Fehler in der Bestimmung der Signalkandidaten und Effizienzen des Signalzerfalls $J/\psi \rightarrow e^\pm \mu^\mp$ möglichst herauszukürzen und so ein deutlich exakteres Ergebnis zu generieren.

[Maiks Analyse oder andere bereits durchgeführte Analysen?]

4.1 Datensätze

Bei dem für die Analyse des Zerfalls $J/\psi \rightarrow \mu^\pm \mu^\mp$ verwendeten Datensatz handelt es sich um im Jahre 2012 am LHCb-Experiment bei einer integrierten Luminosität von 2 fb^{-1} und einer Schwerpunkstenergie von $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ gemessene Daten. Diese wurden neben den am Detektor selbst angewandten Triggern nachträglich selektiert. Dazu ist eine dem Zerfall $J/\psi \rightarrow \mu^\pm \mu^\mp$ angepasste Selektion (Stripping `Bu2LLK_mmLine`) verwendet worden, sodass in dem nTupel noch 8169615 Ereignisse enthalten sind. Davon sind etwa 5959563 real gemessene Daten, sowie etwa 2210052 in sogenannten Monte-Carlo-Simulationen erstellte.

Monte-Carlo-Simulationen (MC) stellen eine bewährte Methode dar, um die Physik des Standardmodells und die real gemessenen Daten vergleichbar zu machen. Um die

Vorhersage für das Signal eines bestimmten Zerfalls in Form einer realen Messung anzupassen, werden verschiedene Algorithmen zur Simulation der Kollisionen sowie deren Messung verwendet. Ziel ist es, die Kollision, anschließende Zerfälle sowie die Wechselwirkungen mit dem spezifischen Detektor möglichst exakt zu simulieren, sodass ein Signaldatensatz entsteht, welcher unter Anderem zur Unterdrückung des real gemessenen Untergrundes, sowie der Suche nach neuer Physik dient. Bei dem hier verwendeten MC werden die Proton-Proton-Kollisionen durch das Programm `PYTHIA 8.1` [18] simuliert, welches über komplexe Modelle die entstehenden Teilchen generiert. Zerfallspunkte sowie die Produkte der bei diesen Kollisionen entstehenden B -Mesonen werden durch `EVTGEN` [19] simuliert. Die anschließende Wechselwirkung der Zerfallsprodukte mit dem Detektor konstruiert der Algorithmus `GEANT4` [20], sodass die so entstandenen Datensätze durch dieselbe Hardware und Software (Trigger, Rekonstruktion etc.), wie die real am LHCb Gemessenen laufen können. Die Umwandlung der berechneten Ereignisse in die dazu benötigten elektrischen Signale übernimmt die Software `BOOLE` [21]. Die Simulation geht dabei von einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ (richtig?) aus. Um die Simulation den Beschaffenheiten des Detektors anzupassen, ist der Winkelbereich der Zerfallsprodukte auf einen etwas größeren als den realen Akzeptanzbereich des Detektors beschränkt. Hierdurch werden Effekte am Rand des Detektors vernachlässigbar.

4.2 Selektion des Kontrollkanals

Die Datensätze für den zu untersuchenden Kontrollkanal $J/\psi \rightarrow \mu^\pm \mu^\mp$ werden zunächst schnittbasiert selektiert. Es erfolgt also eine Einschränkung auf den physikalisch für den gesuchten Zerfall relevanten Bereich. Dazu werden die in Tabelle 4.1 aufgeführten Bedingungen an die relevanten Ereignisse in dem nTupel sowohl an die Daten, als auch an die MC gestellt. Diese Selektion orientiert sich dabei an der in der Studie zur Signaloptimierung [1] Angewendeten.

Ziel dieser Selektion ist es, bei möglichst hoher Effizienz auf tatsächlich aus dem untersuchten Zerfall stammenden Ereignissen, möglichst viele Ereignisse aus sogenannten Untergrund-Zerfällen auszuschließen. Der bei allen Messungen unweigerlich in den Messungen dokumentierte Untergrund stellt eine Kombination verschiedener Teiluntergünde dar. Diese haben mitunter sehr unterschiedliche Ursachen. Der teilweise rekonstruierte Untergrund beispielsweise wird von Zerfällen induziert, die die selben Endprodukte über andere Wege als den gesuchten erreichen. Er überwiegt im unteren Energiebereich. Auch die Fehlerbehaftung der Messungen der einzelnen Detektorkomponenten erzeugt einen systematischen Untergrund. Einen dritten Beitrag liefert der sogenannte kombinatorische Untergrund, der dadurch entsteht, dass voneinander unabhängige, bei jeder Kollision zwangsläufig über eine

Tabelle 4.1: Auf den Datensatz angewendete Selektion. *Diese Variable existiert nur im MC.

Strippingvariable	Bedingung
Psi_MM	$> 2946 < 3176$
muminus_IPCHI2_OWNPV	> 36
muplus_IPCHI2_OWNPV	> 36
muminus_TRACK_GhostProb	$< 0,3$
muplus_TRACK_GhostProb	$< 0,3$
Psi_BKGCAT*	$== 0$
Psi_DIRA_OWNPV	> 0

weite Energieskala auftretende Prozesse gemessen und fälschlicherweise als Signal identifiziert werden.

[Hier Abbildungen zu und mit den Selektionsvariablen??]

Es wird zunächst ein Massenfenster von $m_{J/\psi} = 2946$ MeV bis $m_{J/\psi} = 3176$ MeV um die Masse des J/ψ -Mesons gelegt. Diese invariante Masse wird aus den Viererimpulsen der beiden Tochtermyonen berechnet, sodass durch das Fenster sichergestellt wird, dass diese auch aus einem J/ψ -Zerfall stammen. Die anderen Selektionsbedingungen sind aus einer rekursiven Optimierung des Signalzerfalls $J/\psi \rightarrow e^\pm \mu^\mp$ aus der parallel durchgeführten Studie [1] übernommen, um eine optimale Vergleichbarkeit zu gewährleisten. Selbstverständlich sind sie für den Zerfall $J/\psi \rightarrow \mu^\pm \mu^\mp$ an die beiden Myonen angepasst. Die Bedingungen `mu \pm _IPCHI2_OWNPV` geben an, wie gut die rekonstruierten Myonen einem Primärvertex zugeordnet werden können. Die Variable `mu \pm _TRACK_GhostProb` gibt an, wie groß die Wahrscheinlichkeit ist, dass die Identifikation eines Myons fälschlicherweise stattfand, sodass die Selektion diese Wahrscheinlichkeit auf maximal 30 % beschränkt. [andere beiden Variablen] Die Effizienz des so gewählten Strippings auf den MC, sowie den gemessenen Daten berechnet sich nach Gleichungen 4.2 und 4.3. Die Fehlerangaben entsprechen dabei den Binomial-Fehlern.

$$\epsilon_{\text{strip, MC}} = \frac{N_{\text{MC-events after stripping}}}{N_{\text{MC-events}}} = \frac{1814293}{2210052} = (82,09 \pm 0,03) \% \quad (4.2)$$

$$\epsilon_{\text{strip, DATA}} = \frac{N_{\text{DATA-events after stripping}}}{N_{\text{DATA-events}}} = \frac{2032228}{5959563} = (34,10 \pm 0,02) \% \quad (4.3)$$

Des Weiteren werden sogenannte Triggerstufen als Bedingung für die Selektion der relevanten Ereignisse herangezogen. Die Trigger fungieren als Entscheidungskriterien dafür, ob ein Ereignis potentiell interessante Physik bereithält und somit vom Detektor aufgenommen und gespeichert werden soll, oder nicht. Die TOS-Trigger (*triggered*

on signal) lösen dabei aus, wenn Teilchen aus Signalzerfällen detektiert werden. Die hier, sowie in der Signalanalyse [1] verwendeten Trigger gliedern sich in die in Tabelle 4.2 aufgeführten drei Stufen L0, HLT1 und HLT2. Diese sortieren nacheinander Ereignisse heraus, die nicht mindestens eine der aufgeführten Bedingungen innerhalb einer Stufe erfüllen. Daher selektiert jede Stufe feiner als die Vorherige. Die Effizienz

Tabelle 4.2: Auflistung der verwendeten Trigger. Ereignisse, die nicht innerhalb jeder einzelnen Triggerstufe mindestens eine Triggerbedingung erfüllen, werden aussortiert.

L0-Trigger
Psi_L0MuonDecision_TOS == 1
Psi_L0HadronDecision_TOS == 1
Psi_L0ElectronDecision_TOS == 1
HLT1-Trigger
Psi_Hlt1TrackAllL0Decision_TOS == 1
Psi_Hlt1TrackMuonDecision_TOS == 1
HLT2-Trigger
Psi_Hlt2Topo2BodyBBDTDecision_TOS == 1
Psi_Hlt2Topo3BodyBBDTDecision_TOS == 1
Psi_Hlt2Topo4BodyBBDTDecision_TOS == 1
Psi_Hlt2TopoMu2BodyBBDTDecision_TOS == 1
Psi_Hlt2TopoMu3BodyBBDTDecision_TOS == 1
Psi_Hlt2TopoMu4BodyBBDTDecision_TOS == 1

ϵ dieser drei Triggerstufen, sowie des Strippings bezogen auf die Zahl der Ereignisse im nTupel beträgt für die Daten und die MC die in den Gleichungen 4.4 und 4.5 aufgeführten Werte.

$$\epsilon_{\text{ges, MC}} = \frac{N_{\text{MC-events after trigger}}}{N_{\text{MC-events after stripping}}} = \frac{1345240}{2210052} = (60,87 \pm 0,03) \% \quad (4.4)$$

$$\epsilon_{\text{ges, DATA}} = \frac{N_{\text{DATA-events after trigger}}}{N_{\text{DATA-events after stripping}}} = \frac{1395768}{5959563} = (23,42 \pm 0,02) \% \quad (4.5)$$

4.3 Massenfit

Um aus dem so eingeschränkten und selektierten MC-Datensatz die Anzahl der Signalkandidaten $N_{J/\psi \rightarrow \mu^\pm \mu^\mp}$ zu bestimmen, wird ein sogenannter *extended maximum-likelihood-fit* [22] der rekonstruierten J/ψ -Masse durchgeführt. Die oben beschrie-

bene Selektion beschränkt den Massenbereich des rekonstruierten J/ψ -Mesons auf einen Bereich von etwa $[m_{J/\psi} - 150 \text{ MeV}, m_{J/\psi} + 80 \text{ MeV}]$, was der in Abbildung 4.1 dargestellten Verteilung entspricht. Die Masse des J/ψ -Mesons beträgt etwa $(3096,916 \pm 0,011) \text{ MeV}$ [4]. Diese Einschränkung konzentriert den fit auf die 60,87 % der gesamten Ereignisse, welche in diesem Bereich liegen. Gleichzeitig ist das Intervall weit genug gewählt, um auch den eingangs dieses Kapitels beschriebenen Untergrund modellieren zu können.

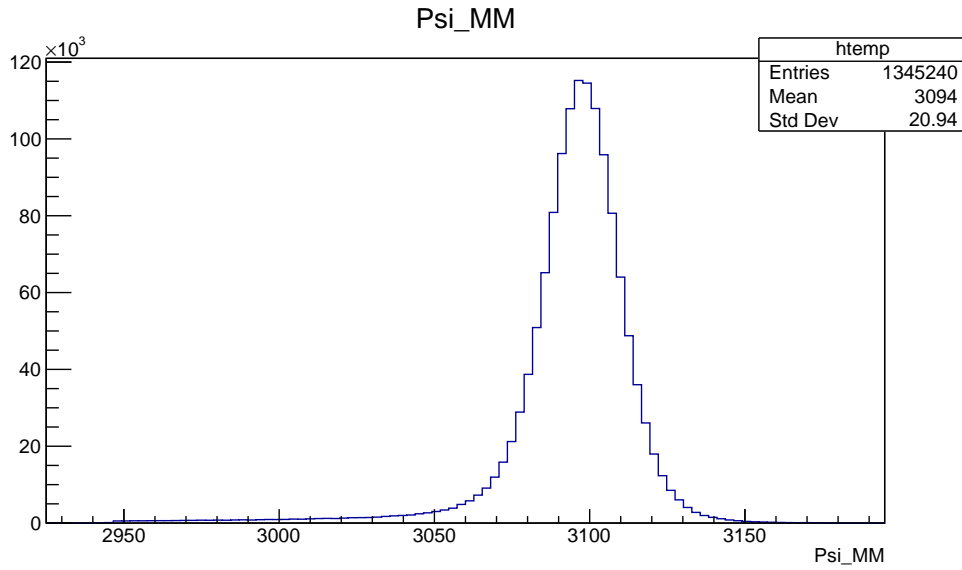


Abbildung 4.1: Verteilung der J/ψ -Masse nach Anwenden der Selektion sowie der Trigger.

Mit Hilfe des Frameworks `Roofit` [23] wird diese Verteilung der J/ψ -Masse an ein aus Signalmodell und Untergrundmodell bestehendes Gesamtmodell angepasst. Dazu werden verschiedene Modelle der in Gleichung 4.6 dargestellten Form an die Messpunkte gefittet.

$$G(m_{J/\psi}) = S(m_{J/\psi}) + B(m_{J/\psi}) \quad (4.6)$$

$S(m_{J/\psi})$ beschreibt hierbei das verwendete Signalmodell, während $B(m_{J/\psi})$ den Untergrund modelliert. Die Verteilung der Massen verläuft in etwa normalverteilt, zeigt aber an den Rändern der Gaußverteilung sogenannte *tails*: nicht der Normalverteilung entsprechende, beispielsweise durch Polynome beschriebene Verteilungen. Diese werden unter Anderem durch die Abstrahlung von niederenergetischen Photonen in Teilchenzerfällen erzeugt[Zitat]. Um diese Eigenschaft der Verteilung hinreichend zu modellieren, werden sogenannte *Crystal Ball*-Funktionen (CB) verwendet. Diese

zur Modellation asymmetrischer Wahrscheinlichkeitsverteilungen verwendeten Funktionen stellen eine Gaußfunktion dar, welche an einer Seite in eine Potenzfunktion übergeht. Die Darstellung ist in Gleichung 4.7 [24] angegeben, wobei die Parameter A und B stets so bestimmt werden, dass diese Darstellung analytisch ist.

$$CB(x; \alpha, n, \mu, \sigma, N) = N \cdot \begin{cases} \exp\left(-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right), & \text{falls } \frac{x-\mu}{\sigma} > -\alpha \\ A \cdot \left(B - \frac{x-\mu}{\sigma}\right)^{-n}, & \text{falls } \frac{x-\mu}{\sigma} \leq -\alpha \end{cases} \quad (4.7)$$

Als Modell für den Untergrund in dieser Messung wird stets ein exponentieller Zusammenhang der in Gleichung 4.8 dargestellten Form verwendet.

$$B(x; c) = e^{c \cdot x} \quad (4.8)$$

Da durch nicht gaußverteilte Detektoreffekte *tails* auch bei höheren Energien entstehen, kann es sinnvoll sein, durch die Kombination von zwei CB-Funktionen, also einem *Double-Crystal-Ball* (DCB) die Modellation dieser zu ermöglichen [Zitat]. Im Folgenden wird der Signalteil der Verteilung der rekonstruierten Masse also als DCB-Funktion modelliert. Dies entspricht einem Gesamtmodell der in Gleichung 4.9 dargestellten Form.

$$G(m_{J/\psi}; f) = CB_1(m_{J/\psi}; \alpha_1, \mu, \sigma_1, n_1) + f CB_2(m_{J/\psi}; \alpha_2, \mu, \sigma_2, n_2) + B(m_{J/\psi}, a, c) \quad (4.9)$$

Der Faktor f beschreibt dabei das Verhältnis der beiden CB-Funktionen und liegt zwischen 0 und 1. Zu dieser Funktion wird der oben beschriebene exponentielle Untergrund ($B(m_{J/\psi})$) hinzugefügt und das so entstehende Gesamtmodell an die Daten gefittet. Dazu werden die in Tabelle 4.5 aufgeführten Parameter in den angegebenen Intervallen mit Hilfe von *Roofit* der Verteilung angepasst.

Tabelle 4.3: Auflistung der für den fit des Signalmodells verwendeten Parameter.

Crystall Ball 1	Crystall Ball 2	Intervall für den fit
α_1	α_2	$[-4, 0], [0, 4]$
μ	μ	$[2946, 3176]$
σ_1	σ_2	$[1, 20], [1, 20]$
n_1	n_2	$[0, 20], [0, 20]$
N	N	$[700000, 1345240]$

α gibt dabei an, ab wann die Gaußglocke durch den Potenzzusammenhang ersetzt wird. Dies beeinflusst also, wann der physikalische Untergrund einsetzt. Ein positives α bedeutet dabei, dass der *tail* zu kleineren Werten einsetzt, während ein $\alpha < 0$ diesen zu größeren Werten modelliert. μ beschreibt den Wert für den *peak* der

Gaußglocke. Anschaulich beschreibt dies die aus den Daten rekonstruierte Masse des J/ψ -Mesons. Da beide *Crystal Ball*-Funktionen an den gleichen Massenpeak gefittet werden, wird über diesen Parameter für beide Funktionen gemeinsam iteriert. Das σ gibt wie bei Gaußschen Verteilungen üblich die Breite der Verteilung an. Über den Parameter n kann das Modell für den *tail* angepasst werden. Der Wert für n gibt den Grad der Potenz an. Die aus den Daten erwarteten Signalkandidaten werden durch den Parameter N representiert. Da über die Schnitte und die Trigger bereits mit hoher Effizienz Untergrund aus dem Datensatz entfernt wurde, ist das Intervall von etwa 50 % aller Ereignisse aufwärts gewählt. Das fitting ergibt die in Tabelle 4.4 dargestellten Werte für die freien Parameter. Die so definierte Gesamtfunktion, sowie die einzelnen Komponenten sind in Abbildung 4.2 dargestellt. Die Wahl mehrerer CB Funktionen ermöglicht es unter anderem, die Gaußverteilung, also den Kern des fits zu verzerren. Auf diese Weise, ist das Gesamtmodell in der Lage auch nicht gaußverteilte Unsicherheiten in diesem Bereich zu modellieren. Allerdings ist die Ausgleichsrechnung mit `Roofit` für Modelle dieser Art numerisch sehr instabil, sodass die Wahl der Intervalle und Startwerte für die freien Parameter großen Einfluss auf das Ergebnis hat. Daher ist eine systematische und zuvor genau zu untersuchende Bestimmung dieser von Nöten, welche über den in dieser Arbeit gesteckten Rahmen hinaus ginge. [Was zu Ergebnissen, Fehlern etc...]

Tabelle 4.4: Auflistung der fit-Ergebnisse des Signalmodells (DCB), sowie des exponentiellen Hintergrunds.

Crystall Ball 1	fit-Ergebnis		
α_1	1,41	\pm	0,04
μ	3097,79	\pm	0,02
σ_1	10,08	\pm	0,09
n_1	1,49	\pm	0,07
N	1	\pm	1
Crystall Ball 2	fit-Ergebnis		
α_2	-1,54	\pm	0,04
μ	3097,79	\pm	0,02
σ_2	13,4	\pm	0,2
n_2	89	\pm	50
N	1	\pm	1
Exponentialfunktion	fit-Ergebnis		
c	-0,008	\pm	0,002
f	0,52	\pm	0,01
n_{BKG}	4490	\pm	1394
n_{Sig}	1342070	\pm	1175

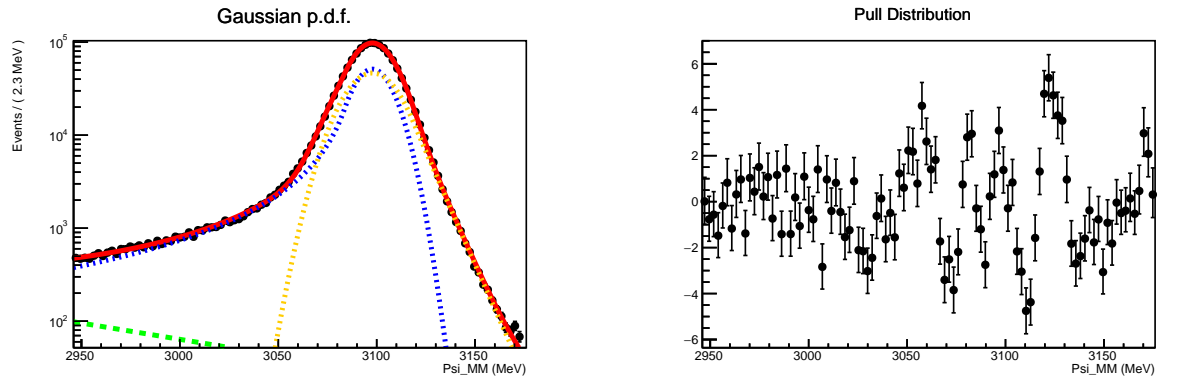


Abbildung 4.2: Hier kommt eine Verteilung der J/ψ -Masse sowie das Ergebnis des DCB fits in dieser Art (nur in schön) hin.

Um der oben beschriebenen numerischen Instabilität vorzubeugen, kann beispielsweise die sogenannte **IPATIA**-Funktion als Signalmodell verwendet werden. Diese ist

hier [25] genau beschrieben. Dazu wird also ein Gesamtmodell der in Gleichung 4.10 dargestellten Form verwendet.

$$IPATIA \quad (4.10)$$

Das Signalmodell wird über insgesamt neun verschiedene Parameter an die Massenverteilung gefittet. Diese sind in Tabelle 4.5 aufgeführt.

Tabelle 4.5: Auflistung der für den fit des Signalmodells verwendeten Parameter.

Parameter	Intervall für den fit
a	$[2, 3]$
a_2	$[2, 3]$
n	$[0, 3]$
n_2	$[0.01, 40]$
β	$[-0.1, 0.1]$
ζ	$[0, 10]$
λ	$[-6, 6]$
σ	$[8, 30]$

[Parameter beschreiben? Wobei die Funktionsvorschrift jetzt nicht sooo intuitiv ist...] Das fitting ergibt die in Tabelle 4.6 dargestellten Parameter. Die so definierte Gesamtfunktion, sowie die einzelnen Komponenten sind in Abbildung 4.3 dargestellt. [Was zu Ergebnissen, Fehlern etc...]

Tabelle 4.6: Auflistung der fit-Ergebnisse des Signalmodells (IPATIA), sowie des exponentiellen Hintergrunds.

IPATIA	fit-Ergebnis		
a	1,41	\pm	0,04
a_2	1,41	\pm	0,04
n	1,41	\pm	0,04
n_2	1,41	\pm	0,04
β	1,41	\pm	0,04
ζ	1,41	\pm	0,04
λ	1,41	\pm	0,04
σ	1,41	\pm	0,04
Exponentialfunktion	fit-Ergebnis		
c	-0,008	\pm	0,002
f	0,52	\pm	0,01
n_{BKG}	4490	\pm	1394
n_{Sig}	1342070	\pm	1175

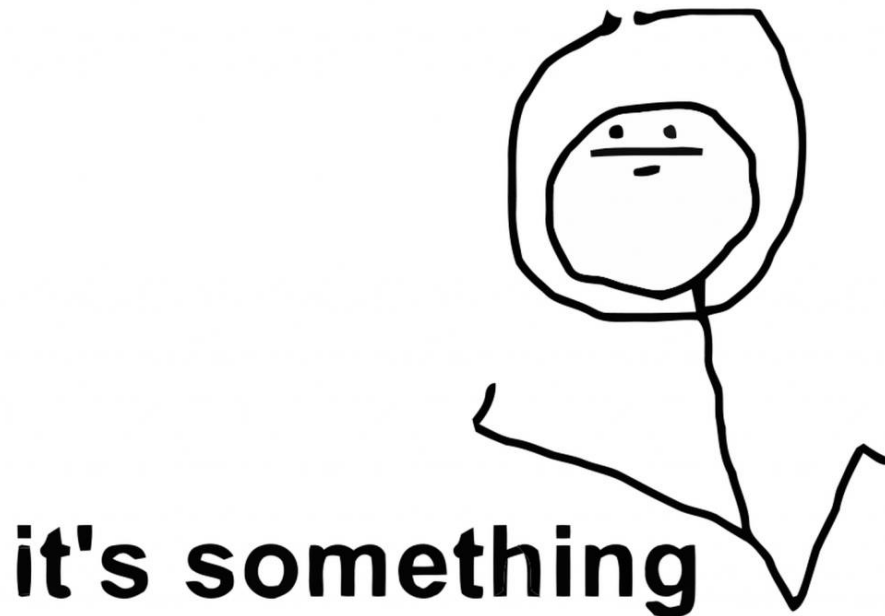


Abbildung 4.3: It's something.

4.4 Bestimmung der Signalkandidaten

- Aus dem besten fit die Anzahl der Signalkandidaten bestimmen: $N_{best} = 12345 \pm 42$
- Kann auch über $N_{erw} = \mathcal{L} \cdot 2\sigma_{b\bar{b}} \cdot \mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \mu^\pm \mu^\mp) \cdot \epsilon_{J/\psi \rightarrow \mu^\pm \mu^\mp, ges}$ berechnet werden, aber Lumi vermutlich nicht sehr genau...

4.5 Bestimmung der Normierungskonstante

Aus der parallel durchgeführten Analyse [1] wird die Gesamteffizienz

$$\epsilon_{J/\psi \rightarrow e^\pm \mu^\mp, tot} = (1000 \pm 100) \% \quad (4.11)$$

referenziert. Die *branching ratio* für den Zerfall $J/\psi \rightarrow \mu^\pm \mu^\mp$ ist zu $(5,961 \pm 0,033) \%$ bestimmt [4].

$$\alpha = \frac{\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \mu^\pm \mu^\mp)}{N_{J/\psi \rightarrow \mu^\pm \mu^\mp}} \frac{(\epsilon_{\text{ges}})_{J/\psi \rightarrow \mu^\pm \mu^\mp}}{(\epsilon_{\text{ges}})_{J/\psi \rightarrow e^\pm \mu^\mp}} \alpha = \frac{(5,961 \pm 0,033) \%}{1340000 \pm 3000} \frac{(62,02 \pm 0,02) \%}{(\epsilon_{\text{ges}})_{J/\psi \rightarrow e^\pm \mu^\mp}} = 123 \pm 2$$

5 Ergebnisse der Analyse

Diese Arbeit stellt in Kombination mit der Analyse [1] eine erste Untersuchung des verbotenen Zerfalls $J/\psi \rightarrow e^\pm \mu^\mp$ mit Daten des LHCb-Detektors dar. Aus diesem Grunde ist zunächst die Frage zu klären, ob die durchgeführten Messungen für eine signifikante Aussage genügen. Aus den hier beschriebenen Ergebnissen lässt sich ableiten, dass eine solche Analyse [sinnvoll/oder nicht] möglich ist. Die Aufnahme von für diesen Zerfall verwertbare Daten mit dem LHCb Detektor profitiert von der enorm hohen Datenrate des LHC. Allerdings erweist sich auch als schwierig, aufgrund der Tatsache, dass der Detektor zwar sehr zuverlässige Daten zur Identifikation der Myonen liefert, allerdings Schwächen im Bereich der Elektronenidentifikation aufweist. Elektronen verursachen im Gegensatz zu Myonen aufgrund ihrer vergleichsweise geringen Masse einen signifikanten Beitrag an Bremsstrahlung. Die hierdurch verursachten Abweichungen können nur unzureichend korrigiert werden, Große Datenmengen. Die erhaltenen Ergebnisse stellen im Vergleich zu der bisher bekannten Abschätzung eine [Veränderung/oder nicht] dar.

5.1 Ausblick

Die in dieser Arbeit durchgeführte Bestimmung der Normierungskonstante lässt sich in einigen Belangen unabhängig von der Detektorleistung weiterführend genauer durchführen. Die in Kapitel 4 beschriebene Selektion könnte auf eine effizientere Methodik der Suche nach angemessenen Schnitten untersucht werden. Die in dieser Arbeit verwendeten Funktionen zur Modellation des Signales könnten mit einer noch feineren Parametrisierung an die Daten angepasst oder über etwaige besser an das Problem angepasste Funktionen ersetzt werden. Außerdem lässt sich der Untergrund durch komplexere Funktionen als den hier verwendeten exponentiellen Zusammenhang eventuell exakter darstellen. Dies würde selbstverständlich auch Einfluss auf die Ergebnisse der Signalmodellation nehmen. Die gesamte verwendete Methodik kann auf systematische Fehler hin eingehend überprüft und damit das Ergebnis genauer bestimmt werden. Abgesehen davon lässt sich die Aussagekraft der hier bestimmten oberen Grenze auch durch einen größeren Datensatz verstärken, da vorallem in der Signalanalyse statistische und auch systematische Fehler bei der geringen Zahl an erwarteten Signalkandidaten eine wichtige Rolle spielen.

A Ein Anhangskapitel

Hier könnte ein Anhang stehen.

Literaturverzeichnis

- [1] 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.
- [2] David Griffiths. *Introduction to Elementary Particles*. 8. Auflage. Wiley-VCH, 2010.
- [3] F. Halzen und A.D. Martin. *Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*. Wiley-VCH, 1984.
- [4] K. A. Olive et al. „Review of Particle Physics“. In: *Chin. Phys.* C38 (2014), S. 090001. DOI: 10.1088/1674-1137/38/9/090001.
- [5] Stéphane Lavignac. *Theoretical introduction to (charged) lepton flavour violation*. 2009. URL: http://gdrneutrino.in2p3.fr/meetings/27_04_2009_LPNHE/GT2/GDR_nu_280409.pdf.
- [6] E. Nardi J. Bernabeu und D. Tomasini. „ $\mu \rightarrow e$ conversion in nuclei and Z physics“. In: *Nuclear Physics B* B409 (1993), S. 69.
- [7] S. Dimopoulos und H. Georgi. „ $\mu \rightarrow e$ conversion in nuclei and Z physics“. In: *Nuclear Physics B* B193 (1981), S. 150.
- [8] N. Sakai. „Naturalnes in supersymmetric GUTS“. In: *Zeitschrift für Physik C Particles and Fields* 11 (1981), S. 153.
- [9] W. Buchmüller, R. Rückl und D. Wyler. „Leptoquarks in lepton-quark collisions“. In: *Physics Letters B* 191.4 (1987), S. 442–448. ISSN: 0370-2693. DOI: [http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693\(87\)90637-X](http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693(87)90637-X). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037026938790637X>.
- [10] Europäische Organisation für Kernforschung. *LHC- Large Hadron Collider*. 2016. URL: <http://www.lhc-facts.ch/>.
- [11] 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.
- [12] The CMS Collaboration. „Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC“. In: (2012). DOI: 10.1016/j.physletb.2012.08.021. arXiv: 1207.7235.

- [13] 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>.
- [14] Europäische Organisation für Kernforschung. 2016. URL: http://lhcb.web.cern.ch/lhcb/speakersbureau/html/bb_ProductionAngles.html (besucht am 11.06.2016).
- [15] Europäische Organisation für Kernforschung. 2008. URL: <http://lhcb-public.web.cern.ch/lhcb-public/en/Detector/VELO2-en.html> (besucht am 11.06.2016).
- [16] 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>.
- [17] J.A.N. van Tilburg. „Track Simulation and Reconstruction in LHCb“. Diss. Vrije U., Amsterdam, 2005. URL: <http://www-spires.fnal.gov/spires/find/books/www?cl=QC793.3.T67T35::2005>.
- [18] Torbjörn Sjöstrand, Stephen Mrenna und Peter Skands. „A Brief Introduction to PYTHIA 8.1“. In: (2007). DOI: 10.1016/j.cpc.2008.01.036. arXiv: 0710.3820.
- [19] A. Ryd et al. „EvtGen: A Monte Carlo Generator for B-Physics“. In: (2005). eprint: OEVTGEN-V00-11-07.
- [20] S. Agostinelli et al. „Geant4—a simulation toolkit“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 506.3 (2003), S. 250–303. ISSN: 0168-9002. DOI: [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900203013688>.
- [21] M. Cattaneo. „Boole: The LHCb digitization program“. In: (2004). URL: <http://lhcb-comp.web.cern.ch/lhcb-comp/Digitization>.
- [22] Roger Barlow. „Extended maximum likelihood“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 297.3 (1990), S. 496–506. ISSN: 0168-9002. DOI: [http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002\(90\)91334-8](http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002(90)91334-8). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168900290913348>.
- [23] Wouter Verkerke und David Kirkby. *The RooFit toolkit for data modeling*. 2003. eprint: arXiv:physics/0306116.
- [24] J. Gaiser. „Charmonium Spectroscopy From Radiative Decays of the J/ψ and ψ' “. Diss. SLAC, 1982. URL: <http://www-public.slac.stanford.edu/sciDoc/docMeta.aspx?slacPubNumber=slac-r-255.html>.

- [25] Diego Martínez Santos und Frederic Dupertuis. „Mass distributions marginalized over per-event errors“. In: (2013). DOI: 10.1016/j.nima.2014.06.081. eprint: [arXiv:1312.5000](#).

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