

**Institut für Physik und Astronomie
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg**

Bachelorarbeit in Physik
eingereicht von

David Müller

geboren in Heidelberg (Deutschland)

Dezember 2013

**Suche nach Lepton- und
Baryonzahlverletzung in den
Zerfällen $\tau^- \rightarrow \bar{p}\mu^+\mu^-$ und
 $\tau^- \rightarrow p\mu^-\mu^-$**

Diese Bachelorarbeit wurde verfasst von David Müller am
Physikalischen Institut in Heidelberg
unter der Aufsicht von
Prof. Dr. Ulrich Uwer

Kurzfassung:

In der vorliegenden Arbeit wird die Suche nach den beiden lepton- und baryonzahlverletzenden Zerfällen $\tau^- \rightarrow \bar{p}\mu^+\mu^-$ und $\tau^- \rightarrow p\mu^-\mu^-$ vorgestellt. Dazu werden Daten von Proton-Proton Kollisionen verwendet, die mit dem LHCb Detektor bei einer Schwerpunktsenergie von 8 TeV genommen wurden und einer integrierten Luminosität von 2fb^{-1} entsprechen. Eine Signalselektion wurde erarbeitet und eine Normierung anhand des Referenzkanals $D_s \rightarrow \phi(\mu^+\mu^-)\pi^-$ durchgeführt. Die gefundenen Ausschlussgrenzen der Verzweigungsverhältnisse in einem 90% Vertrauensintervall sind:

$$\mathcal{B}^{\text{beob.}}(\tau^- \rightarrow \bar{p}\mu^+\mu^-) < 3,9 \times 10^{-7}$$

$$\mathcal{B}^{\text{beob.}}(\tau^- \rightarrow p\mu^-\mu^-) < 5,5 \times 10^{-7}$$

Die beobachteten oberen Grenzen der Verzweigungsverhältnisse sind mit den erwarteten Werten kompatibel.

Abstract:

In this thesis, searches for the lepton flavour and baryon number violating decays $\tau^- \rightarrow \bar{p}\mu^+\mu^-$ and $\tau^- \rightarrow p\mu^-\mu^-$ have been carried out by using proton-proton collision data corresponding to an integrated luminosity of 2fb^{-1} , taken by the LHCb experiment at a center of mass energy of 8 TeV. A signal selection has been developed. The measurement is normalised to the reference channel $D_s \rightarrow \phi(\mu^+\mu^-)\pi^-$. The limits on the branching fractions are found to be at 90% confidence level:

$$\mathcal{B}^{\text{obs.}}(\tau^- \rightarrow \bar{p}\mu^+\mu^-) < 3,9 \times 10^{-7}$$

$$\mathcal{B}^{\text{obs.}}(\tau^- \rightarrow p\mu^-\mu^-) < 5,5 \times 10^{-7}$$

The observed upper limits are in agreement with the expected values.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	7
2	Grundlagen	9
2.1	Standardmodell (SM)	9
2.2	Lepton- und Baryonzahlerhaltung	10
2.3	Experimenteller Status	11
3	Das LHCb-Experiment	13
3.1	Der Large Hadron Collider (LHC)	13
3.2	Der LHCb-Detektor	13
3.2.1	Spurdetektoren	13
3.2.2	Detektoren zur Teilchenidentifikation	15
3.2.3	Trigger	17
3.3	τ -Produktion am LHC	17
4	Signalselektion	19
4.1	Kinematik & Topologie der Zerfallsprodukte	20
4.2	Teilchenidentifikation (PID)	22
4.3	Kinematik & Topologie des τ bzw D_s	23
4.4	Effizienz der Selektion	24
5	Normierung	27
5.1	Effizienzen	28
5.2	Signalereignisse im Referenzkanal	31
5.3	Übersicht	32
6	Abschätzung der oberen Grenze des Verzweigungsverhältnisses	35
6.1	Untergrunderwartung	35
6.2	Verzweigungsverhältnis	36
6.3	Multivariate Analyse	38
6.4	Vergleich mit der LHCb Analyse von $1,0 \text{ fb}^{-1}$	41
7	Zusammenfassung	45
8	Literaturverzeichnis	47

1 Einleitung

Mit Hilfe des Standardmodells der Teilchenphysik lassen sich alle bis heute beobachteten Elementarteilchen, sowie die elektromagnetische, schwache und starke Wechselwirkung beschreiben. Die Gravitation kann mit diesem Modell allerdings nicht beschrieben werden. Ebenfalls lässt sich die Baryon-Asymmetrie nicht durch das SM erklären. Das heutige Universum besteht ausschließlich aus Materie, obwohl zum Zeitpunkt des Urknalls Materie und Antimaterie zu gleichen Teilen produziert wurden. Eine notwendige Bedingung für die Baryon-Asymmetrie ist die sogenannte CP-Verletzung. Die Suche nach CP-Verletzung in einer Vielzahl von Zerfällen ist eines der Schwerpunkte, dem sich das LHCb-Experiment verschrieben hat. Da die CP-Verletzung im Standardmodell allerdings zu klein ist, um die Baryon-Asymmetrie zu erklären, steht auch die Suche nach Physik jenseits des Standardmodells im Fokus des LHCb Experiments. Durch die Beobachtungen der Neutrinooszillation werden sogenannte leptonzahlverletzende Zerfälle im Standardmodell ermöglicht. Das bedeutet, dass Übergänge der Neutrinos und der geladenen Leptonen zwischen den einzelnen Familien nicht länger verboten sind. Ein Beispiel für einen Zerfall, der sowohl die Leptonzahl- als auch die Baryonzahlerhaltung verletzt, ist $\tau \rightarrow p\mu\mu$ auf den in dieser Arbeit genauer eingegangen wird.

Das Thema dieser Arbeit ist die Suche nach den lepton- und baryonzahlverletzenden Zerfällen $\tau^- \rightarrow \bar{p}\mu^+\mu^-$ und $\tau^- \rightarrow p\mu^-\mu^-$, einschließlich deren ladungskonjugierten Zuständen, in den 2012 vom LHCb genommenen Daten bei Proton-Proton Kollisionen, bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 8$ TeV. Dazu wird zunächst eine Selektion erarbeitet, um Signalkandidaten von falsch rekonstruierten Ereignissen zu separieren. Anschließend wird mit Hilfe des topologisch sehr ähnlichen Zerfalls $D_s \rightarrow \phi(\mu^+\mu^-)\pi^-$ eine Normierung durchgeführt. Aus der verbleibenden Anzahl an Untergrundkandidaten wird mit Hilfe von Poisson-Statistik eine maximale Anzahl an möglichen Signalkandidaten abgeschätzt. Dadurch kann eine obere Grenze für das Verzweigungsverhältnis angegeben werden.

Diese Arbeit gliedert sich dabei wie folgt. Anschließend an diese Einleitung wird in Kapitel 2 das Standardmodell der Teilchenphysik eingeführt, sowie das Prinzip von Leptonen- und Baryonenzahlerhaltung vorgestellt. Darauf folgt das dritte Kapitel, das den LHC und insbesondere den LHCb-Detektor genauer beschreibt. Zur Berechnung einer oberen Grenze für das Verzweigungsverhältnis müssen die Daten zuerst selektiert werden. Dieser Vorgang wird in Kapitel 4 geschildert. Kapitel 5 widmet sich dann der Normierung mit Hilfe des Kalibrationskanals. Im sechsten Kapitel wird dann das Verzweigungsverhältnis berechnet, sowie eine weitere Analyse-Methode vorgestellt. Am Ende dieses Kapitels wird dann ein Vergleich mit der LHCb Analyse bei $1,0 \text{ fb}^{-1}$ gezogen. Im letzten Kapitel

wird eine kurze Zusammenfassung gegeben.

2 Grundlagen

In diesem Kapitel wird das Standardmodell der Teilchenphysik (SM) vorgestellt und das Prinzip der Lepton- und Baryonenzahl-Erhaltung erläutert.

2.1 Standardmodell (SM)

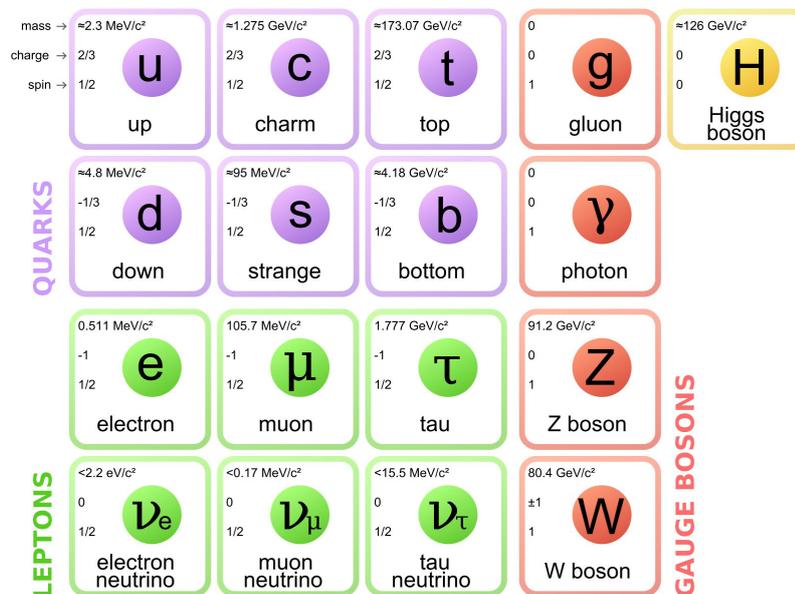


Abbildung 2.1: Standardmodell der Teilchenphysik. Die 12 elementaren Bausteine der Materie. Diese gliedern sich in 6 Leptonen und 6 Quarks. Zusätzlich gibt es die 5 Austauscbosonen, die für die Wechselwirkungen der Leptonen und Quarks benötigt werden. Abbildung entnommen aus Referenz [1].

Im Standardmodell der Teilchenphysik wird das derzeitige Verständnis von Elementarteilchen und ihren Wechselwirkungen beschrieben. Zu den Wechselwirkungen zählen die elektromagnetische Wechselwirkung, die schwache Wechselwirkung und die starke Wechselwirkung. Die Gravitation lässt sich nicht durch das SM erklären. Die Bosonen, mit ganzzahligem Spin, sind die sogenannten Austauschteilchen der drei grundlegenden Wechselwirkungen. Jedes Austauschteilchen koppelt an eine bestimmte Ladung. Das Photon ist das Austauschteilchen der elektromagnetischen Wechselwirkung und koppelt an die elektrische Ladung. Dementsprechend koppeln die W- und Z-Bosonen bei der schwachen Wechselwirkung an die schwache Ladung und das Gluon bei der starken Wechselwirkung an die sogenannte Farbladung. Im SM existiert noch ein weiteres Boson,

das Higgs-Boson. Dieses ist für die Masse der Elementarteilchen verantwortlich und war das letzte, bisher nicht entdeckte Elementarteilchen des SM. Vor kurzem wurde von den LHC Experimenten ATLAS und CMS ein Teilchen nachgewiesen, das mit hoher Wahrscheinlichkeit das Higgs-Boson ist [2, 3].

Zudem gibt es die Fermionen, mit halbzahligen Spin. Wie in Abbildung 2.1 zu sehen ist, sind sie unterteilt in 6 Leptonen und in 6 Quarks, welche die elementaren Bausteine unserer Materie sind. Zu jedem Fermion gibt es außerdem noch ein Antiteilchen, das die gleiche Masse aber entgegengesetzte Ladungen trägt.

Leptonen und Quarks sind jeweils in drei Generationen mit jeweils 2 Teilchen angeordnet. Quarks zeichnen sich dadurch aus, dass sie nur in gebundenen Zuständen von zwei (Mesonen) oder drei (Baryonen) auftreten. Das liegt daran, dass das Potential der starken Wechselwirkung bei zunehmendem Abstand anwächst. Die Quarks unterliegen allen fundamentalen Wechselwirkungen, da sie alle drei Ladungstypen tragen. Jede Leptonenfamilie (Generation) besteht aus einem elektrisch geladenen und einem elektrisch neutralen Teilchen, die als freie Teilchen existieren. Leptonen tragen außerdem auch schwache Ladung, jedoch keine Farbladung.

2.2 Lepton- und Baryonzahlerhaltung

Neben der Ladungserhaltung gibt es im Standardmodell weitere Erhaltungssätze. Relevant für diese Arbeit ist unter anderem die sogenannte Leptonzahlerhaltung. Für Leptonen hat die Leptonzahl den Wert $L = 1$, für Antileptonen den Wert $L = -1$. Für jede Familie lässt sich eine eigene Leptonfamilienzahl definieren, die in Wechselwirkungen erhalten ist. Sie berechnet sich durch die Anzahl der Leptonen n_l abzüglich der Anzahl der Antileptonen $n_{\bar{l}}$ einer Familie:

$$\text{elektronische Leptonenzahl: } L_e = n_e - n_{\bar{e}}$$

$$\text{myonische Leptonenzahl: } L_\mu = n_\mu - n_{\bar{\mu}}$$

$$\text{tauonische Leptonenzahl: } L_\tau = n_\tau - n_{\bar{\tau}}$$

Ähnlich der Leptonzahl existiert auch noch die Baryonzahl. Da Baryonen aus drei Quarks bzw. Anti-Quarks bestehen und zusätzliche Quark-Antiquark-Paare (Seequarks) und Gluonen enthalten können, bekommen die einzelnen Quarks den Wert $\tilde{B} = 1/3$, bzw. Anti-Quarks den Wert $\tilde{B} = -1/3$. Allgemein lässt sich die Baryonzahl \tilde{B} mit der Anzahl an Quarks n_q und der Anzahl an Antiquarks $n_{\bar{q}}$ schreiben als:

$$\tilde{B} = \frac{n_q - n_{\bar{q}}}{3}$$

Im Standardmodell der Teilchenphysik sind Lepton- sowie Baryonzahl eine Erhaltungsgröße. Zum Zeitpunkt des Urknalls sind Materie sowie Antimaterie zu gleichen Teilen entstanden. Nach wenigen Sekunden war das Universum aber soweit abgekühlt, dass keine

neuen Teilchen mehr entstanden sind, sondern sich nur noch Teilchen-Antiteilchenpaare vernichteten. Da heutzutage aber offensichtlich noch Materie vorhanden ist, können sie sich nicht vollständig vernichtet haben. Die Bedingungen für diese Asymmetrie sind die drei sogenannten Sacharowkriterien: Verletzung der Baryonenzahlerhaltung, Verletzung von C- und CP-Invarianz und Thermodynamisches Nichtgleichgewicht [4]. In vielen weiterführenden Theorien gilt die Erhaltung der Kombination der Baryon- und Leptonzahl: $B - L = \text{const.}$ bzw. $\Delta(B - L) = 0$ [5].

Auch die in dieser Arbeit betrachteten Zerfälle verletzen die Lepton- und Baryonzahlerhaltung, aber erhalten die Differenz:

	$\tau^- \rightarrow \bar{p} \mu^+ \mu^-$		$\tau^- \rightarrow p \mu^- \mu^-$
L:	1	0	-1
B:	0	-1	0
B-L:	-1		-1

Tabelle 2.1: Leptonen- und Baryonenzahlverletzung in $\tau \rightarrow p\mu\mu$ Zerfällen.

Die Entdeckung der Neutrinooszillation ermöglicht familienleptonzahlverletzende Zerfälle im SM [6]. Das bedeutet, dass Übergänge der Neutrinos zwischen den Familien nicht länger verboten sind und somit auch leptonzahlverletzende Zerfälle von geladenen Leptonen (cLFV¹) ermöglicht werden, jedoch mit Verzweigungsverhältnissen kleiner als 10^{-40} [7]. Viele Erweiterungen des SM sagen Verzweigungsverhältnisse für cLFV τ -Zerfälle voraus, die innerhalb der experimentellen Reichweite liegen [8]. Die Beobachtung eines solchen Zerfalls wäre somit ein Hinweis auf Physik jenseits des Standardmodells.

2.3 Experimenteller Status

Bisher wurden keine Zerfälle von geladenen τ -Leptonen beobachtet, die die Leptonenzahlerhaltung verletzen. Nach den Zerfällen $\tau^- \rightarrow \bar{p}\mu^+\mu^-$ und $\tau^- \rightarrow p\mu^-\mu^-$ wurde bisher nur durch das LHCb Experiment gesucht. Die Ergebnisse dieser LHCb Suche sind in der folgenden Tabelle dargestellt:

	$\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow \bar{p}\mu^+\mu^-)$	$\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow p\mu^-\mu^-)$
erwartet (90% CL)	$< 4,6 \times 10^{-7}$	$< 5,4 \times 10^{-7}$
beobachtet (90% CL)	$< 3,3 \times 10^{-7}$	$< 4,4 \times 10^{-7}$

Tabelle 2.2: Ergebnisse der LHCb Analyse bei einer Luminosität von $1,0 \text{ fb}^{-1}$ [9]. CL = *Confidence Level*.

¹cLFV = *charged Lepton Flavour Violation*

3 Das LHCb-Experiment

Der LHCb-Detektor (Large Hadron Collider beauty Detektor) ist einer der 4 großen Detektoren des LHC. Mit ihm werden seltene Zerfälle von B- und D-Hadronen untersucht. Insbesondere wird für eine Vielzahl von Zerfällen nach der Verletzung der CP Asymmetrie gesucht. Auch die Suche nach Zerfällen, die im SM sehr selten oder gar verboten sind, steht im Fokus, um nach Hinweisen auf Physik jenseits des Standard Modells zu suchen. Bei dem Zerfall $\tau \rightarrow p\mu\mu$ handelt es sich um einen Zerfall dieser Art. Im Folgenden wird der Aufbau und die Funktionsweise des LHCb-Detektors beschrieben.

3.1 Der Large Hadron Collider (LHC)

Der LHC ist der derzeit größte Ringbeschleuniger und befindet sich am CERN (Conseil européen pour la recherche nucléaire) in Genf. Dieser besteht aus einem knapp 27 km langen Beschleunigerring, der ca 100 m tief unter der Erde liegt. Beschleunigt werden hier Protonen und Blei-Ionen auf beinahe Lichtgeschwindigkeit, um sie dann an 4 Stellen zur Kollision zu bringen. Bei Proton-Proton-Kollisionen soll eine Schwerpunktsenergie von bis zu 14 TeV erreicht werden [10]. Im Jahr 2012 waren es 8 TeV. An den Kollisionenpunkten befinden sich die 4 großen Experimente des LHC: ATLAS, ALICE, CMS und LHCb wie sie in Abbildung 3.1 zu sehen sind. ATLAS und CMS fokussieren sich auf die Untersuchung des Higgsboson, sowie der Suche nach neuen Teilchen, während sich ALICE auf das Quark-Gluon-Plasma spezialisiert.

3.2 Der LHCb-Detektor

Der LHCb-Detektor ist der einzige der 4 großen Detektoren, welcher als einarmiger Vorwärtsdetektor aufgebaut ist. In Abbildung 3.2 sieht man einen Querschnitt des Detektors. Grundsätzlich lassen sich die Subdetektoren in zwei Arten aufteilen. Zum einen in die sogenannten Spurdetektoren, welche dazu dienen die Spuren geladener stabiler Teilchen zu rekonstruieren und zum anderen die Detektoren zur Teilchenidentifikation, wodurch sich die Art dieser Teilchen bestimmen lässt.

3.2.1 Spurdetektoren

Für die Spurrekonstruktion sind neben dem Vertex-Locator (VELO) und dem Tracker Turicensis (TT) die Hauptspurkammern (T1-T3) zuständig, wobei die Hauptspurkammern wiederum aus Inner Tracker (IT) und Outer Tracker (OT) bestehen. Mit Hilfe eines Dipolmagneten, der sich zwischen dem TT und den Hauptspurkammern befindet, werden die

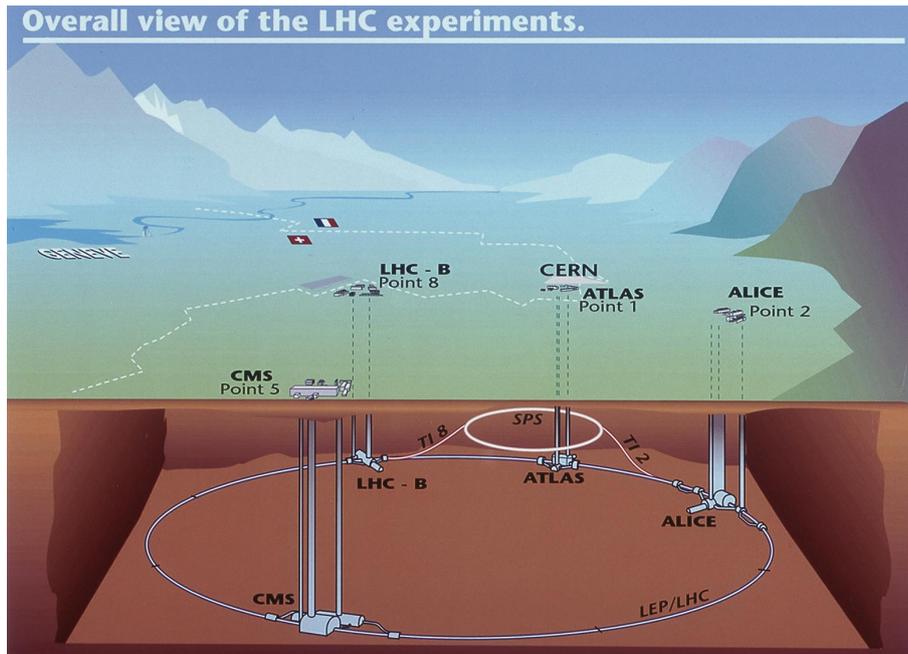


Abbildung 3.1: Übersicht des LHC mit den 4 großen Experimenten ATLAS, ALICE, CMS und LHCb [11].

geladenen Teilchen abgelenkt. Indem die Teilchenspuren vor und nach dem Magneten gemessen werden, kann die Spurablenkung und daraus der Impuls ermittelt werden. Das Magnetfeld wurde so konstruiert, dass es vor allem in vertikale Richtung zeigt, mit einem auf der Strahlachse integrierten Magnetfeld von $\int Bdl = 4,2 \text{ Tm}$. Um Detektorasymmetrien, die zum Beispiel durch das Magnetfeld oder defekte Kanäle entstehen, auszugleichen, lässt sich das Magnetfeld umkehren [13].

Vertex Locator (VELO). Der VELO befindet sich direkt am Kollisionspunkt. Er besteht aus 21 Stationen mit jeweils zwei halbkreisförmigen Siliziumstreifen-Detektoren, die auseinander gefahren werden können. Der Grund dafür ist zum einen um Schäden beim Aufbau des Teilchenstrahls zu vermeiden, zum anderen um der Strahloptik folgen zu können. Es gibt zwei Arten von Modulen, die abwechselnd angeordnet sind. Der r-Typ misst den Abstand einer Teilchenspur zur Strahlachse und der ϕ -Typ die ϕ -Koordinate. Er ist in der Lage den primären Wechselwirkungspunkt auf $40 \mu\text{m}$ auf der Strahlachse und jeweils $10 \mu\text{m}$ in horizontaler und vertikaler Richtung zu bestimmen.

Tracker Turicensis (TT). Der TT ist für die Spurrekonstruktion und die Impulsmessung von niederenergetischen Teilchen zuständig. Er befindet sich direkt vor dem Dipolmagneten. Das schwache Streufeld des Magneten ermöglicht die Impulsmessung. Bei Passieren des Dipolmagneten werden die niederenergetischen Teilchen dann so stark abgelenkt, dass sie die nachfolgenden Spurkammern (T1-T3) nicht erreichen. Der TT besteht aus Siliziumstreifensensoren.

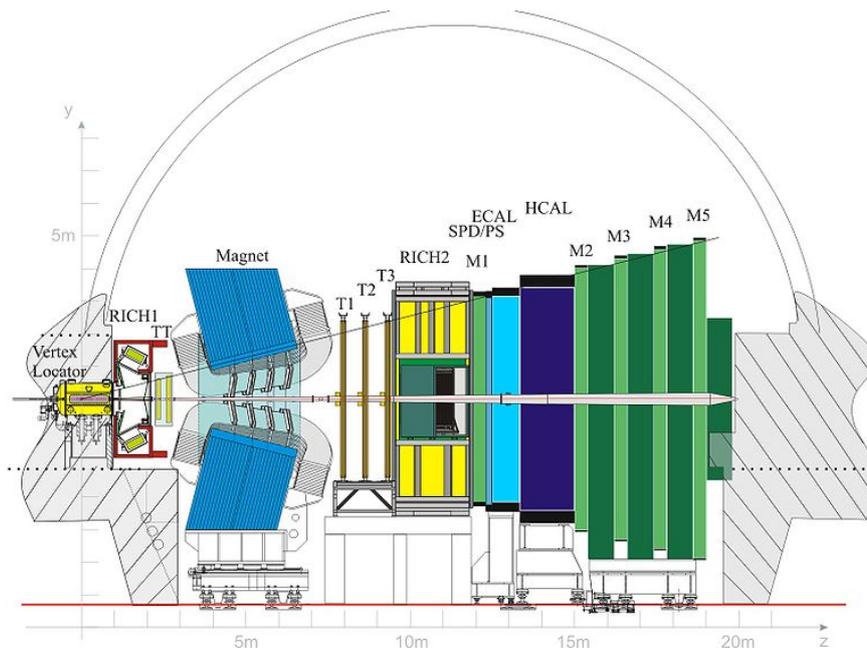


Abbildung 3.2: Schematischer Aufbau des Detektors. Von links nach rechts: Vertex-Locator (VELO), Ring Imaging Cherenkov Detektor (RICH1), Tracker Turicensis (TT), Magnet, innere und äußere Spurkammern (T1-T3), RICH2, Scintillating Pad Detektor (SPD), Preshower Detektor (PS), elektromagnetischer (ECAL) und hadronischer (HCAL) Kalorimeter, Myonkammern (M1-M5) [12].

Inner & Outer Tracker (IT/OT). Hinter dem Magneten befinden sich die Hauptspurkammern, die in 3 Stationen (T1-T3) angeordnet sind. Da der Teilchenfluss nahe der Strahlachse wesentlich höher als außerhalb ist, sind die Spurkammern in Inner Tracker (IT) und Outer Tracker (OT) unterteilt. Der IT besteht aus Siliziumstreifensensoren und hat eine Ortsauflösung in horizontaler Richtung von ca. $50\mu\text{m}$. Der OT ist aus Driftröhrchen aufgebaut, die mit einem Argon- CO_2 - O_2 Gemisch gefüllt sind und in denen ein Anodendraht aus Wolfram verläuft.

3.2.2 Detektoren zur Teilchenidentifikation

Es ist nicht nur wichtig die Spuren der Teilchen zu rekonstruieren, sondern auch die Art der Teilchen zu bestimmen. Mit Hilfe der RICH-Detektoren, dem Kalorimetersystem und der Myonkammern lässt sich den rekonstruierten Spuren eine Teilchenhypothese zuordnen. Somit ist es möglich die Teilchen zu unterscheiden.

Ring Imaging Cherenkov Detektor (RICH). Das Funktionsprinzip der beiden RICH-Detektoren nutzt das Phänomen der Cherenkov-Strahlung aus. Hochenergetische geladene Teilchen, deren Geschwindigkeit v größer ist als die Lichtgeschwindigkeit c' in dem Medium in dem sie sich bewegen, emittieren Photonen in einem Kegel mit dem

Öffnungswinkel Θ_C , wobei:

$$\cos \Theta_C = \frac{c'}{v} = \frac{c}{vn}$$

Durch die Messung des Winkels und der Impulsinformation aus der Spurrekonstruktion lässt sich nun eine Massenhypothese aufstellen. Um ein möglichst breites Impulsspektrum abzudecken, gibt es zwei solcher Detektoren. RICH1, der sich vor dem TT und dem Magneten befindet, kann niederenergetische Spuren (Impulsbereich von ca. 1 - 60 GeV/c) identifizieren. Mit RICH2, der zwischen den Hauptspurkammern und dem Kalorimetersystem sitzt, lassen sich dann Teilchen mit Impulsen von bis zu 100 GeV/c identifizieren.

Kalorimetersystem (SPD/PS/ECAL/HCAL). Das Kalorimetersystem dient hauptsächlich dazu, zwischen Elektronen und Hadronen zu unterscheiden, ebenso wie zur Messung ihrer Energien und Positionen. Dafür ist das System in vier Subdetektoren aufgeteilt, die sich zwischen M1 und M2 befinden:

- Mit Hilfe des **Szintillating Pad Detectors** (SPD) lassen sich Photonen und Elektronen unterscheiden, da dieser ausschließlich geladene Teilchen detektiert. Direkt dahinter befindet sich eine 12mm dicke Bleischicht, die elektromagnetische Schauer induziert.
- Darauf folgt der **Pre-Shower Detector** (PS), der dazu dient, die ausgelösten elektromagnetischen Teilchenschauer von den später auftretenden hadronischen Teilchenschauern zu unterscheiden.
- Das **elektromagnetische Kalorimeter** (ECAL) besteht aus abwechselnden Schichten aus Blei und Szintillatoren. Durch Bremsstrahlung oder Paarproduktion erzeugen die Teilchen Schauer in den Bleiplatten, welche dann in den Szintillatoren gemessen werden können.
- Das **hadronische Kalorimeter** (HCAL) ist ähnlich aufgebaut wie das ECAL, jedoch sind Eisenplatten verbaut. Dadurch werden hadronische Teilchenschauer erzeugt, die wiederum detektiert werden.

Myonkammern (M1-M5). Die Myonkammern M1-M5 dienen zur Rekonstruktion und Identifikation von Myonen. Die erste Station M1 befindet sich noch vor dem Kalorimetersystem, die restlichen Stationen M2-M5 am Ende des Detektors. Zwischen ihnen befindet sich jeweils eine 80cm dicke Eisenplatte, die dazu dient, hadronische Teilchen zu absorbieren. Um alle Kammern passieren zu können, benötigen Myonen in etwa einen Impuls von 6 GeV/c [14].

3.2.3 Trigger

2012 wurden bei LHCb alle 50ns Protonen zu einer Proton-Proton Kollision gebracht. Da es nicht möglich ist, die Daten jeder Kollision zu speichern, müssen in kürzester Zeit potentiell interessante Ereignisse gefiltert werden. Dazu wurde ein zweistufiges Triggersystem entwickelt, das aus einem Hardware- und einem Software-Trigger besteht. Dieses System reduziert die Datenrate auf etwa 5 kHz, mit welcher dann die Daten gespeichert werden.

- Der sogenannte **Level0-Trigger** (L0) reduziert im ersten Schritt die Datenrate von 40 MHz auf ca. 1 MHz. Er besteht aus elektronischen Bauteilen und bildet damit einen reinen Hardware-Trigger. In erster Linie greift der Trigger dabei auf Informationen aus dem Kalorimetersystem und den Myonkammern zu. Damit werden Ereignisse selektiert, bei denen ein Teilchen entweder eine hohe Transversalenergie E_T im Kalorimetersystem, oder einen hohen Transversalimpuls p_T in den Myonkammern aufweist, da in B-Zerfällen Teilchen erzeugt werden, die diese Anforderungen erfüllen.
- Die zweite Stufe ist der **High-Level-Trigger** (HLT), welcher ein reiner Software-Trigger ist. Dazu existiert ein spezieller Rechnerverbund, der die Informationen aller Subdetektoren eines Ereignisses auswertet. Der HLT wiederum ist in 2 Stufen unterteilt: **HLT1** führt eine Teilrekonstruktion durch, was die Datenrate auf etwa 80 kHz [15] reduziert. **HLT2** führt eine vollständige Rekonstruktion des Ereignisses durch. Um weiter interessante Ereignisse zu selektieren stehen verschiedene Triggerlinien zur Verfügung, die bestimmte Zerfallssignaturen selektieren.

3.3 τ -Produktion am LHC

Quelle	Anteil
prompte D_s	70,50%
s prompte B	16,00%
$B \rightarrow D_s$	9,25%
prompte D	4,10%
$B \rightarrow D$	0,19%

Tabelle 3.1: τ -Produktionsverhältnisse am LHC [16, 17].

Am LHCb-Detektor entstehen τ -Leptonen bevorzugt aus vier verschiedenen Quellen. Diese sind leptonische und semi-leptonische Zerfälle von B- und D-Mesonen, da diese hohe Produktionsquerschnitte haben. Tabelle 3.1 gibt einen Überblick über die Quellen der τ -Produktion. Die Werte wurden mit der Methode aus Referenz [17] bestimmt unter Berücksichtigung der höheren Schwerpunktsenergie [16].

4 Signalselektion

Um nach dem Zerfall $\tau \rightarrow p\mu\mu$ zu suchen, muss im Folgenden eine Signalselektion erarbeitet werden. Diese dient dazu die $\tau \rightarrow p\mu\mu$ Ereignisse mit hoher Effizienz herauszufiltern und mögliche Untergrundprozesse zu unterdrücken. Da man nicht erwartet cLFV-Zerfälle in großer Zahl zu beobachten, ist es nicht möglich die Selektion anhand von $\tau \rightarrow p\mu\mu$ Ereignissen in Daten zu optimieren. Deshalb wurde ein Zerfall gewählt, der die gleiche Topologie aufweist und später auch für die Normierung verwendet werden kann. Der Zerfall $D_s \rightarrow \phi(\mu\mu)\pi$ zeichnet sich ebenfalls durch seine drei Teilchenspuren mit zwei Myonen im Endzustand aus. Die Unterschiede bestehen hauptsächlich darin, dass das D_s promptly und dass anstatt eines Protons ein Pion entsteht.

Daten. Die verwendeten Daten stammen aus Proton-Proton-Kollisionen die 2012 mit dem LHCb-Detektor bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 8$ TeV aufgezeichnet wurden. Die integrierte Luminosität beträgt in etwa 2fb^{-1} . Die Daten wurden in Form sogenannter nTuples bereitgestellt, die sämtliche Ereignis-Parameter enthalten. Zudem wurden auch Monte-Carlo-Simulationen (MC) verwendet, um das Signal der $\tau \rightarrow p\mu\mu$ Zerfälle sowie des $D_s \rightarrow \phi(\mu\mu)\pi$ Zerfalls zu simulieren. Die echten Daten wurden verdeckt, d.h. der Bereich in dem das Signal zu erwarten ist, wurde weggeschnitten. Um die Datenmenge einzuschränken wurde bereits eine Vorselektion angewandt. Genauere Informationen dazu sind unter Referenz [18] zu finden.

Die in dieser Arbeit verwendeten Selektionsschnitte lassen sich in drei Kategorien einteilen:

- Kinematik & Topologie der Zerfallsprodukte
- Teilchenidentifikation (PID)
- Kinematik & Topologie des rekonstruierten τ bzw. D_s

Diese werden im Folgenden genauer betrachtet. Als Maß für ein effektives Selektionskriterium (Schnitt), wurde das Verhältnis $\frac{N_{\text{sig}}}{\sqrt{N_{\text{bkg}}}}$ betrachtet, wobei N_{sig} die Anzahl an Signalereignissen und N_{bkg} die Anzahl an Untergrundereignissen darstellt, die mittels Seitenband-Subtraktion gewonnen werden. Je größer dieses Verhältnis, desto mehr Signalereignisse sind im Vergleich zum Untergrund vorhanden.

In Abbildung 4.1 sieht man die Verteilung der invarianten Masse des Zerfalls $D_s \rightarrow \phi(\mu\mu)\pi$. Zu erkennen ist ein Peak bei der Masse des D_s , sowie ein nahezu konstanter Untergrund, der aus falsch rekonstruierten Kandidaten besteht. Um diesen kombinatorischen

Untergrund vom Signal zu separieren, wurde die sogenannte Seitenband-Subtraktion verwendet. Hierzu wurden drei Bereiche definiert, ein Signalband, das über dem Peak der Verteilung der invarianten Masse liegt, und zwei Seitenbänder. Die Breite des zentralen Signalbandes ist dabei gleich der Summe der Breite der beiden Seitenbänder. Um die Anzahl an Signalereignissen zu erhalten, wird die Anzahl an Ereignissen aus beiden Seitenbändern von der Anzahl an Ereignissen im Signalband abgezogen. Für die $\tau \rightarrow p\mu\mu$ Zerfälle wurde das Signalband auf $(1756 - 1796)$ MeV/c^2 festgelegt und für den $D_s \rightarrow \phi(\mu\mu)\pi$ Zerfall auf $(1938 - 1998)$ MeV/c^2 . In Abbildung 4.6 sind die Verteilungen der invarianten Masse von simulierten Daten dieser Zerfälle mit den jeweiligen Signalbändern eingezeichnet.

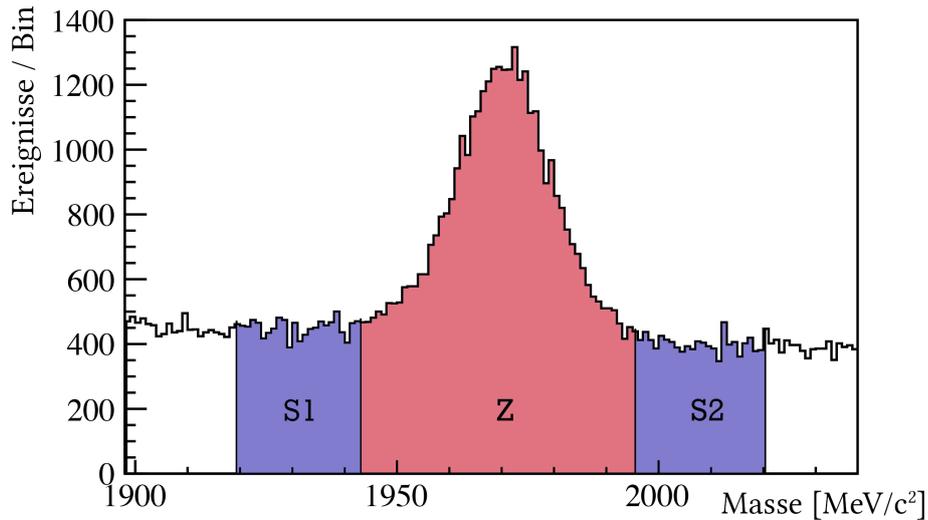


Abbildung 4.1: Prinzip der Seitenbandsabstraktion. Dargestellt ist die Verteilung der invarianten Masse des Zerfalls $D_s \rightarrow \phi(\mu\mu)\pi$ in Daten. Die Anzahl der Ereignisse in den beiden Seitenbändern werden von der Anzahl der Ereignisse im Signalband abgezogen. Damit ergibt sich die Anzahl der Signalereignisse. Die Anzahl der Untergrundereignisse setzt sich aus der Summe der beiden Seitenbänder zusammen.

In Abbildung 4.2 ist die am häufigsten auftretende Produktionskette für den $\tau \rightarrow p\mu\mu$ Zerfall dargestellt. Das prompte D_s zerfällt in ein Neutrino und ein τ , welches dann weiter in zwei Myonen und ein Proton zerfällt. Zudem ist der Stoßparameter eines der Tochterteilchen und des τ , sowie der Flugrichtungswinkel α eingezeichnet.

4.1 Kinematik & Topologie der Zerfallsprodukte

Transversalimpuls. Der Transversalimpuls p_T ist definiert als der auf der Strahlachse senkrecht stehende Impulsanteil. In Abbildung 4.3 ist der Transversalimpuls des Tochterteilchens mit dem kleinstem Transversalimpuls dargestellt. Aufgrund der Topologie der Zerfallskette $D_s \rightarrow \tau\nu$ gibt es eine untere Schwelle für den Transversalimpuls, daher

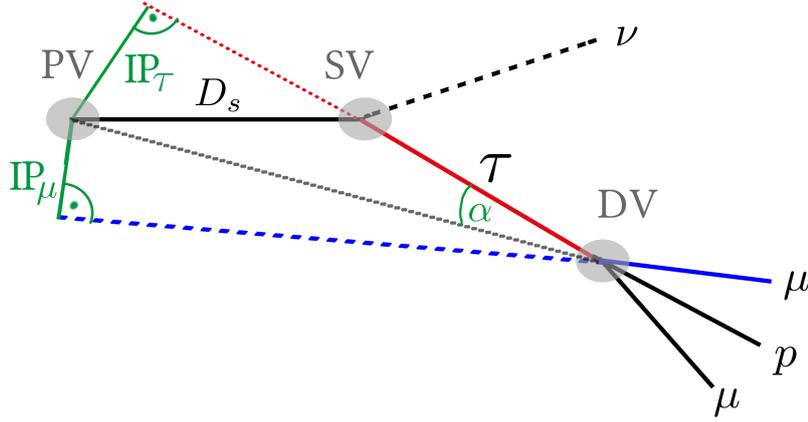


Abbildung 4.2: Veranschaulichung des Stoßparameters für die Tochterpartikel, sowie für das τ . Der Flugrichtungswinkel α ist ebenfalls eingezeichnet. PV, SV und DV stehen für *Primär-, Sekundär- und Decay-Vertex*

wird bei $p_T > 500$ MeV/c ein Schnitt angewandt. In dieser Abbildung ist auch ein Schnitt bei $p_T > 300$ MeV/c zu sehen, welcher aus der Vorselektion stammt.

Impuls. Ebenso wie für den Transversalimpuls wurde für den Impuls des Tochterpartikels mit dem kleinsten Impuls eine untere Schwelle festgelegt, wie in Abbildung 4.3 zu sehen ist. Der Schnitt wurde auf $p > 3,2$ GeV/c festgesetzt.

Spur-Rekonstruktion. Um zu überprüfen, ob ein Tochterpartikel aus dem Zerfallsvertex kommt, wird auf das sogenannte Track χ^2/ndf der Tochterpartikel geschnitten, wie es in Abbildung 4.3 zu sehen ist. Dies ist ein Maß für die Güte des Rekonstruktions-Fits. Um eine hohe Güte zu gewährleisten, wurde bei auf $\chi^2/\text{ndf} < 2,2$ geschnitten.

Stoßparameter. Der Stoßparameter IP (*Impact Parameter*) gibt den minimalen Abstand der Extrapolation einer Teilchenspur zum nächst gelegenen Primärvertex an (siehe Abbildung 4.2). Die Signifikanz des Stoßparameters S_{IP} erhält man unter Berücksichtigung des Fehlers $\sigma(\text{IP})$ [13]:

$$S_{\text{IP}} = \frac{\text{IP}}{\sigma(\text{IP})} = \sqrt{\text{IP}\chi^2}$$

Da bei den Zerfällen von $\tau \rightarrow p\mu\mu$ die Zerfallsprodukte nicht aus dem Primärvertex stammen, ist der Stoßparameter deutlich von Null verschieden. Für den Schnitt wurde eine untere Grenze von IP $\chi^2/\text{ndf} > 12$ festgelegt (Abbildung 4.3).

Neben den genannten Schnitten wurde hier noch auf das sogenannte *Match* χ^2/ndf der Spuren der Tochterpartikel geschnitten. Dieses gibt an, wie gut die Spuren der Teilchen vor und nach dem Magneten miteinander kompatibel sind.

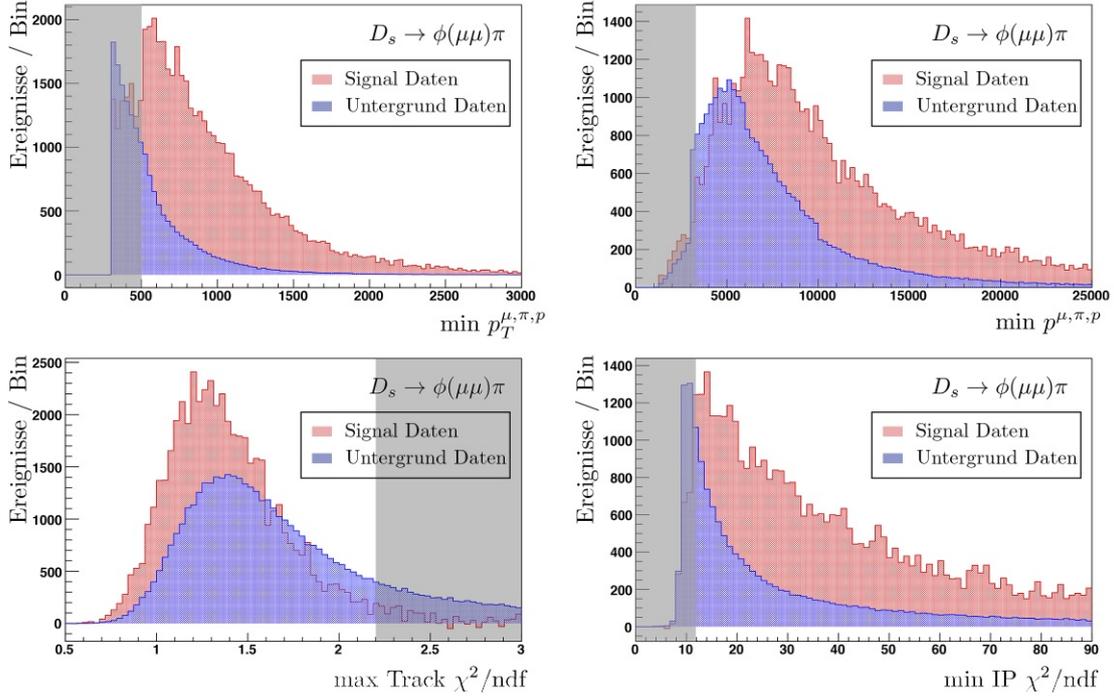


Abbildung 4.3: Kleinster Transversalimpuls (*links oben*), kleinster Impuls (*rechts oben*), schlechtester Spur-Rekonstruktions Fit (*links unten*) und kleinste Signifikanz des Stoßparameter (*rechts unten*) der Tochterteilchen des Zerfalls $D_s \rightarrow \phi(\mu\mu)\pi$. Signal (rot) und Untergrund (blau) wurden durch Seitenband-Subtraktion auf Daten separiert. Die verwendeten Selektions-schnitte sind in grau dargestellt.

4.2 Teilchenidentifikation (PID)

Inwieweit eine Teilchenspur damit kompatibel ist, von einer bestimmten Teilchenart zu stammen, wird durch die Teilchenidentifikationsvariablen quantifiziert. Hierzu werden neuronale Netze genutzt, die die Informationen aus dem PID System kombinieren [19]. Die Kompatibilität mit der Myonhypothese wird durch die Variable ANN_{muon} gemessen, wobei ein Wert nahe 1 für ein Myon spricht und ein Wert nahe 0 dagegen. ANN steht hierbei für *Artificial Neuronal Network*. Für die Protonhypothese wurde entsprechend die Variable ANN_{proton} verwendet.

Protonhypothese. Für die Protonhypothese wurden für den Untergrund verdeckte $\tau \rightarrow p\mu\mu$ Daten und für das Signal simulierte $\tau \rightarrow p\mu\mu$ Daten verwendet. Wie in Abbildung 4.4 zu sehen ist, ist die Variable ANN_{proton} äußerst effektiv, da sie nahezu den kompletten Untergrund separiert. Der Schnitt wurde bei $ANN_{proton} > 0,7$ gesetzt.

Myonhypothese. Die Myonhypothese wurde ebenfalls unter der Verwendung von verdeckten $\tau \rightarrow p\mu\mu$ Daten für Untergrund und simulierten $\tau \rightarrow p\mu\mu$ Daten für Signal durchgeführt. Auch dieses Selektionskriterium stellt sich als effektiv heraus und liegt bei $ANNmuon > 0,8$. In Abbildung 4.4 sind die Verteilungen für die beiden Myonen, sowie die verwendeten Selektionsschnitte zu sehen.

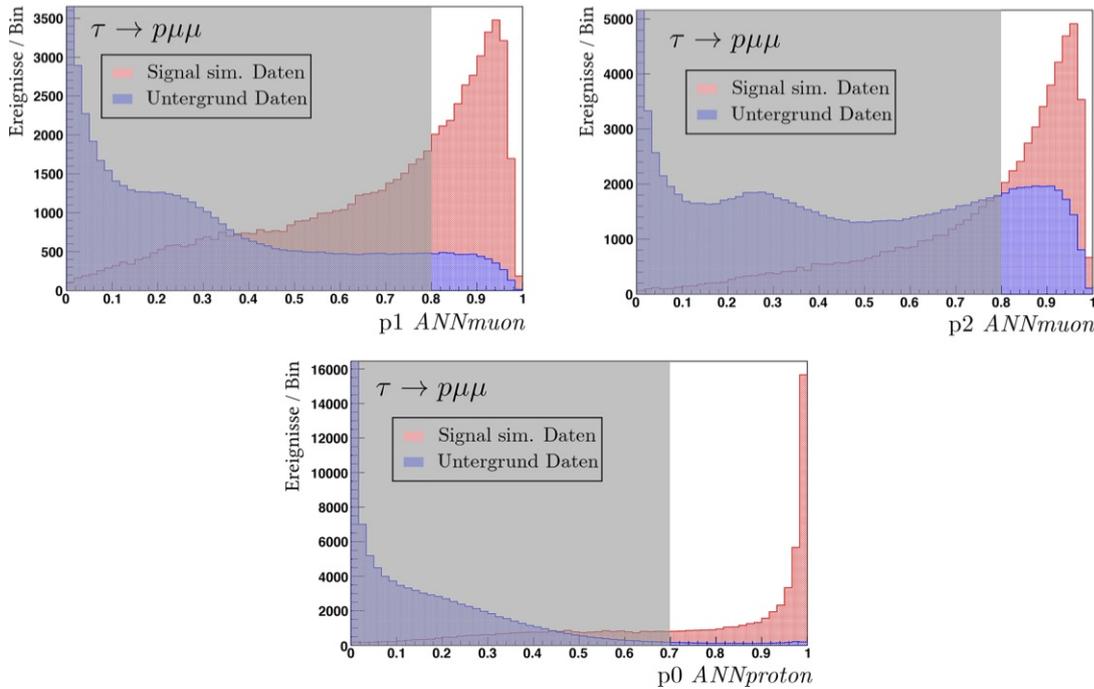


Abbildung 4.4: ANNproton des Protons (*unten*) und ANNmuon der Myonen (*oben links und rechts*) mit simulierten Daten für Signal (*rot*) und verdeckten Daten für Untergrund (*blau*). Die verwendeten Selektionsschnitte sind in grau dargestellt.

4.3 Kinematik & Topologie des τ bzw D_s

Masse. Um den Massenbereich einzuschränken, wurde um den Peak der Verteilung der invariante Masse von D_s Daten und simulierten τ Ereignissen jeweils ein Bereich von $\pm 100\text{MeV}$ festgelegt.

Vertex-Rekonstruktion. Die Vertex-Rekonstruktion lässt sich ebenso wie die Spur-Rekonstruktion der Tochterteilchen überprüfen. Das Vertex χ^2/ndf gibt die Güte des Fits der Vertex-Rekonstruktion an. In Abbildung 4.5 ist die Verteilung von Signal und Untergrund für D_s in Daten zu sehen. Hier wurde auf ein Vertex $\chi^2/\text{ndf} < 9$ geschnitten.

Stoßparameter. Auch für das zerfallende Teilchen kann ein Stoßparameter berechnet werden, wie er in Abbildung 4.2 dargestellt ist. In Abbildung 4.5 ist die Signal- und Untergrundverteilung des Stoßparameters für das D_s in Daten zu sehen. Da die D_s -Mesonen hauptsächlich direkt aus dem Primärvertex kommen (prompte D_s), ist hier ein Peak bei Null zu sehen. Geschnitten wurde auf IP $\chi^2/\text{ndf} < 15$.

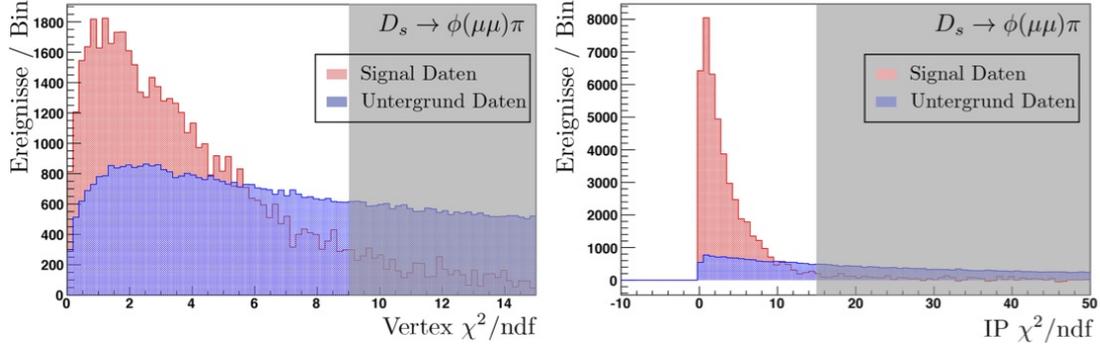


Abbildung 4.5: Vertex-Rekonstruktion (*links*) und Signifikanz des Stoßparameter (*rechts*) des D_s mit Signal (*rot*) und Untergrund (*blau*) aus Daten. Die abgeschnittenen Bereiche sind in grau dargestellt.

Weiterhin wurde noch auf die ϕ -Masse, den Flugrichtungswinkel $\cos(\alpha)$, die Zerfallszeit und die Variablen $CDF3$ und iso geschnitten. Die Variable $CDF3$ gibt dabei das Verhältnis der Summe der Transversalimpulse der τ Kandidaten zu der Summe aller Transversalimpulse, aller Teilchen die um einen Kegel um das τ liegen, an:

$$CDF3 = \frac{\sum p_T^\tau}{\sum_{\text{Kegel}} p_T}$$

Die Variable iso ist ein Maß für die Anzahl der Schnittpunkte mit anderen Teilchenspuren, die die τ Teilchenspur schneiden. Eine komplette Übersicht über alle Schnitte gibt Tabelle 4.1.

4.4 Effizienz der Selektion

Vor allem aufgrund der Teilchenidentifikationskriterien lassen sich Signal und Untergrund sehr gut voneinander trennen. Die Effizienz eines Schnittes lässt sich im Allgemeinen berechnen durch:

$$\epsilon_i = \frac{\# \text{Ereignisse nach Schnitt } i}{\# \text{Ereignisse vor Selektion}}$$

	$\tau \rightarrow p\mu\mu$	$D_s^- \rightarrow \phi(\mu^+\mu^-)\pi^-$
μ^\pm, p und π^\pm		
p_T		$> 500\text{MeV}/c$
p		$> 3,2\text{GeV}/c$
Track χ^2/ndf		$< 2,2$
μ IP χ^2/ndf		> 12
Track Match χ^2/ndf		< 22
ANNmuon		$> 0,8$
ANNproton	$> 0,7$	-
$\phi(1020)$		
Δm	-	$< 20\text{MeV}/c^2$
τ^\pm und D_s^-		
Δm	$< 100\text{MeV}/c^2$	$< 100\text{MeV}/c^2$
Vertex χ^2/ndf		< 9
IP χ^2/ndf		< 15
$\cos(\alpha)$		$> 0,99998$
DecayTime	> 0 & $< 0,002\text{ns}$	
CDF3		$> 0,15$
iso		< 3

Tabelle 4.1: Selektionsschnitte für beide $\tau \rightarrow p\mu\mu$ Zerfalls-Moden, sowie den Referenzkanal $D_s^- \rightarrow \phi(\mu^+\mu^-)\pi^-$.

Die sogenannten "N-1-Effizienzen" geben die Effizienz eines einzelnen Schnittes an, nachdem alle anderen Schnitte angewandt wurden:

$$\epsilon_i^{N-1} = \frac{\#\text{Ereignisse nach allen } N \text{ Schnitten}}{\#\text{Ereignisse nach allen Schnitten außer } i}$$

In Tabelle 4.2 ist eine Übersicht über alle Schnitte und deren N-1-Effizienzen gegeben. Signalverlust und Untergrunddiskriminierung sind gegeben durch $1 - (\epsilon_i^{N-1})_{\text{sig/bkg}}$. Für den τ -Zerfall wurden für das Signal simulierte Daten verwendet, für den Untergrund verdeckte Daten. Für den Zerfall $D_s \rightarrow \phi(\mu\mu)\pi$ wurden Daten benutzt. Man sieht, dass die Signal-Effizienzen der beiden Zerfälle aufgrund ihrer Topologie sehr ähnlich sind. Die leichten Abweichungen erklären sich dadurch, dass die τ nicht prompt entstehen, sondern neben D- auch aus B-Meson Zerfällen stammen. Die großen Fehler in der Untergrunddiskriminierung des τ -Zerfalls sind auf die sehr wenigen Untergrundereignisse zurückzuführen, die beim Anwenden der Selektion übrig bleiben. Hier sieht man deutlich, dass die beiden PID-Schnitte maßgeblich für die Trennung von Signal und Untergrund sind.

In Abbildung 4.6 ist die Verteilung der invarianten Massen der simulierten Daten beider τ - sowie der Daten des D_s -Zerfall nach Anwendung der kompletten Selektion dargestellt, auch das Signalband ist jeweils eingezeichnet.

Schnittvariable	$\tau \rightarrow p\mu\mu$		$D_s \rightarrow \phi(\mu\mu)\pi$	
	Signalverlust	Untergrunddiskr.	Signalverlust	Untergrunddiskr.
$p_T^\mu > 500$ MeV	(15,6±0,3) %	(0±11) %	(18,1±0,4) %	(20,4±1,7) %
$p_\mu > 3,2$ GeV	(0,3±0,1) %	(0±11) %	(1,2±0,1) %	(1,5±6,0) %
Track $\chi^2/\text{ndf} < 2,2$	0,1%*	(0±11)%	0,2 %*	(2,1±0,7) %
μ IP $\chi^2/\text{ndf} > 12$	(9,5±0,3)%	(14,3±13,1) %	(6,7±0,2) %	(8,2±1,2) %
Track Match $\chi^2/\text{ndf} < 22$	(1,2±0,1) %	(0±11) %	(1,2±0,1) %	(7,2±1,2) %
ANN $\mu > 0,8$	(66,7±0,3) %	(98,8±0,5) %	(63,6±0,3) %	(87,5±0,5) %
ANN $p > 0,7$	(24±0,4) %	(99,1±0,4) %	–	–
$\Delta m_\phi < 20$ MeV	–	–	(5,6±0,2) %	(51,9±1,6) %
Vertex $\chi^2/\text{ndf} < 9$	(10,2±0,3) %	(25±14) %	(9,1±0,3) %	(23,5±1,7) %
IP $\chi^2/\text{ndf} < 15$	(9,1±0,3) %	(73,9±8,8) %	(3,3±0,2) %	(47,3±1,7) %
$\cos \alpha > 0,99998$	(8,4±0,3) %	(14,3±13,1) %	(21±0,4) %	(26,1±1,8) %
DecayTime > 0 & $< 0,002$ ns	(11,7±0,3) %	(14,3±13,1) %	(7,6±0,3) %	(7,1±1,2) %
CDF3 $> 0,15$	0,1 %*	(0±11) %	0,5 %*	(1,1±0,5) %
iso < 3	(1,6±0,1) %	(0±11) %	(2,4±0,2) %	(17,1±1,6) %

Tabelle 4.2: Übersicht der Selektion und der N-1-Effizienzen. Benutzt wurden simulierte Daten für τ -Signal, verdeckte Daten für den τ -Untergrund und Daten für D_s . (*: statistische Fehler kleiner als 0,1%)

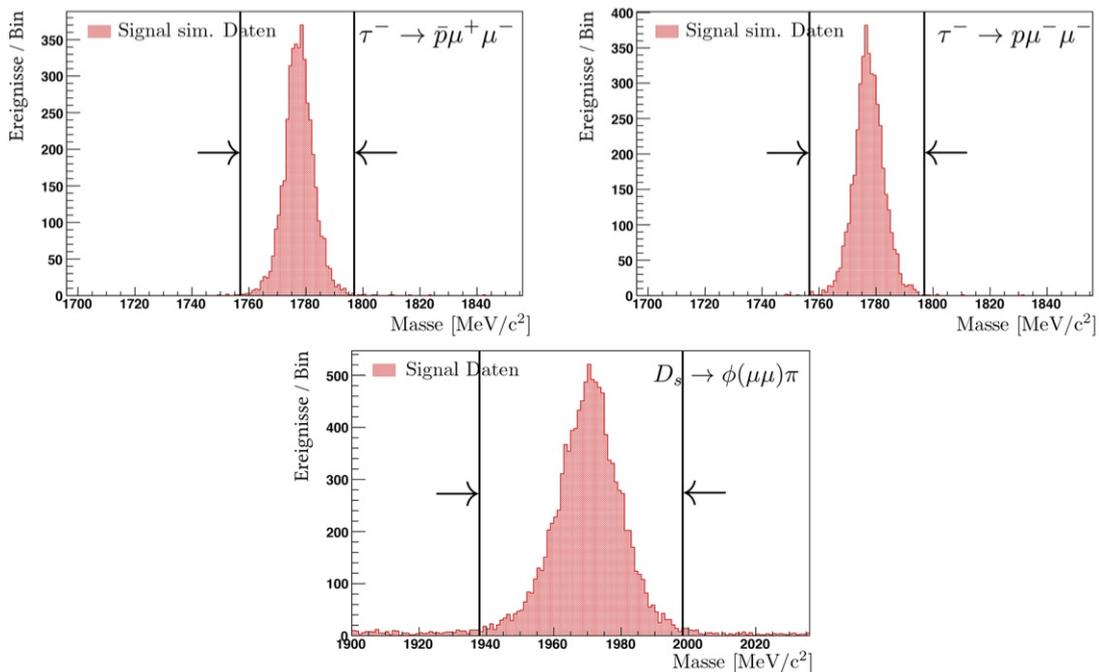


Abbildung 4.6: Komplette Selektion angewandt auf simulierte Daten der beiden τ Zerfälle (links oben und rechts oben) und auf Daten des D_s Zerfalls (unten). In allen drei Abbildungen ist die Verteilung der invarianten Masse dargestellt, sowie das verwendete Signalband.

5 Normierung

Für die Abschätzung einer oberen Grenze des Verzweigungsverhältnisses ist es nötig, die Anzahl an Signalkandidaten auf die Anzahl der Kandidaten im $D_s \rightarrow \phi(\mu\mu)\pi$ Referenzkanal zu normieren. Der Grund dafür ist, dass man die Anzahl der produzierten τ benötigt. Da man diese nicht direkt bestimmen kann, benötigt man einen Zerfall, bei dem das Verzweigungsverhältnis bekannt ist.

Im Folgenden wird die Bezeichnung $\tau \rightarrow p\mu\mu$ für beide Zerfallskanäle $\tau^- \rightarrow \bar{p}\mu^+\mu^-$ und $\tau^- \rightarrow p\mu^-\mu^-$ verwendet, einschließlich der Ladungskonjugation. Das Verzweigungsverhältnis berechnet sich wie folgt:

$$\mathcal{B}(\tau \rightarrow p\mu\mu) = \frac{\#(\tau \rightarrow p\mu\mu)_{\text{echt}}}{(\#\tau)_{\text{produziert}}}$$

Der Index *echt* steht hierbei für die detektierten wirklichen τ Signal Zerfälle. Der Index *produziert* steht für die Anzahl aller produzierten τ Teilchen bei LHCb. Da die meisten τ aus dem Zerfall von $D_s \rightarrow \tau\nu$ stammen, lässt sich die Anzahl der produzierten τ folgendermaßen bestimmen:

$$(\#\tau)_{\text{produziert}} = \frac{\mathcal{B}(D_s \rightarrow \tau\nu)}{f_{\tau}^{D_s}} \cdot (\#D_s)_{\text{produziert}}$$

Dabei bezeichnet $f_{\tau}^{D_s}$ den Anteil der τ , die aus D_s -Zerfällen stammen, wie in Tabelle 3.1 angegeben ist: $f_{\tau}^{D_s} = 79,75\%$. Die produzierten D_s lassen sich mittels der selektierten Referenzereignisse bestimmen:

$$(\#D_s)_{\text{produziert}} = \frac{\#(D_s \rightarrow \phi(\mu\mu)\pi)_{\text{echt}}}{\mathcal{B}(D_s \rightarrow \phi(\mu\mu)\pi)}$$

Damit erhält man für das Verzweigungsverhältnis bei einer beobachteten Anzahl an τ -Signalzerfällen $\#(\tau \rightarrow p\mu\mu)_{\text{echt}}$:

$$\mathcal{B}(\tau \rightarrow p\mu\mu) = \mathcal{B}(D_s \rightarrow \phi(\mu\mu)\pi) \times \frac{f_{\tau}^{D_s}}{\mathcal{B}(D_s \rightarrow \tau\nu)} \times \frac{\#(\tau \rightarrow p\mu\mu)_{\text{echt}}}{\#(D_s \rightarrow \phi(\mu\mu)\pi)_{\text{echt}}}$$

Da uns nur die Anzahl an rekonstruierten Zerfällen zugänglich ist, müssen wir um alle echten Zerfälle zu erhalten, diese durch die Effizienz der kompletten Selektion dividieren.

$$\frac{\#(\tau \rightarrow p\mu\mu)_{\text{echt}}}{\#(D_s \rightarrow \phi(\mu\mu)\pi)_{\text{echt}}} = \frac{\epsilon(D_s \rightarrow \phi(\mu\mu)\pi)}{\epsilon(\tau \rightarrow p\mu\mu)} \times \frac{\#(\tau \rightarrow p\mu\mu)_{\text{rekonstr.}}}{\#(D_s \rightarrow \phi(\mu\mu)\pi)_{\text{rekonstr.}}}$$

Die Effizienzen lassen sich aufteilen in Effizienzen für die Rekonstruktion und Selektion ($\epsilon^{\text{rec\&sel}}$), Triggereffizienzen (ϵ^{trig}) und in Effizienzen für die Teilchenidentifikation (ϵ^{pid}). Im Folgenden wird der Referenzkanal mit "ref" und der Signalkanal mit "sig" indiziert. Zusammenfassend lässt sich das Verzweigungsverhältnis dann wie folgt schreiben [9]:

$$\mathcal{B}(\tau \rightarrow p\mu\mu) = \alpha \times \#(\tau \rightarrow p\mu\mu)_{\text{rekonstr.}} \quad , \text{ mit}$$

$$\alpha = \frac{\mathcal{B}(D_s \rightarrow \phi(\mu\mu)\pi) \cdot f_{\tau}^{D_s}}{\mathcal{B}(D_s \rightarrow \tau\nu)} \times \frac{\epsilon_{\text{ref}}^{\text{rec\&sel}}}{\epsilon_{\text{sig}}^{\text{rec\&sel}}} \times \frac{\epsilon_{\text{ref}}^{\text{trig}}}{\epsilon_{\text{sig}}^{\text{trig}}} \times \frac{\epsilon_{\text{ref}}^{\text{pid}}}{\epsilon_{\text{sig}}^{\text{pid}}} \times \frac{1}{\#(D_s \rightarrow \phi(\mu\mu)\pi)_{\text{rekonstr.}}}$$

Die benötigten Verzweigungsverhältnisse werden aus Referenz [20] entnommen:

$$\mathcal{B}(D_s \rightarrow \phi(\mu\mu)\pi) = \frac{\mathcal{B}(D_s \rightarrow \phi(KK)\pi)}{\mathcal{B}(\phi \rightarrow KK)} \mathcal{B}(\phi \rightarrow \mu\mu) = 1,34 \times 10^{-5}$$

$$\mathcal{B}(D_s \rightarrow \tau\nu) = 0,0543$$

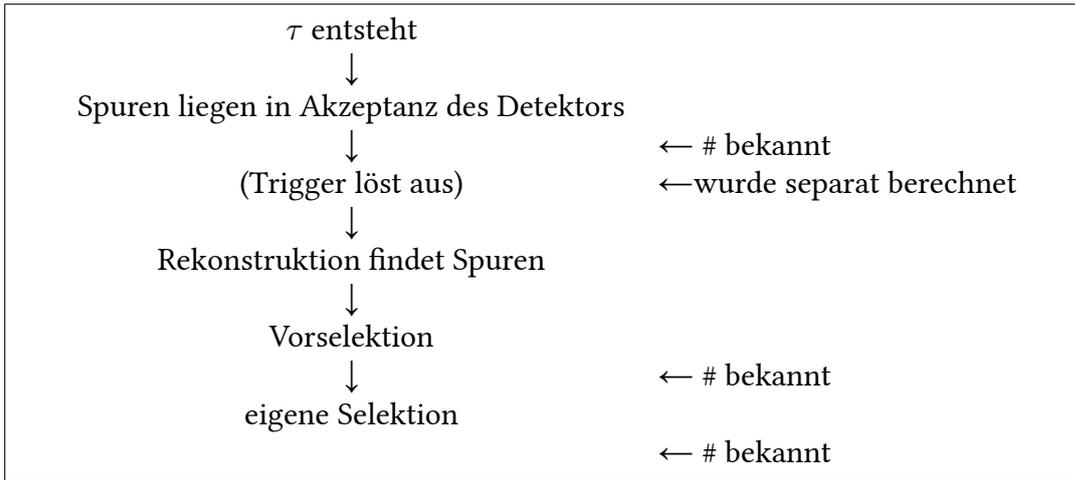
Im Folgenden wird beschrieben wie die Effizienzen berechnet werden, sowie die Anzahl an Ereignissen im Referenzkanal bestimmt wird.

5.1 Effizienzen

Rekonstruktion & Selektion. Die Effizienz lässt sich wie folgt bestimmen:

$$\epsilon^{\text{rec\&sel}} = \frac{\# \text{Ereignisse nach Rekonstruktion und Selektion}}{\# \text{Ereignisse vor Rekonstruktion und Selektion}}$$

Um die Effizienz der Rekonstruktion und Selektion zu bestimmen, braucht man die Anzahl der τ , die entstanden sind, sowie die Anzahl der Ereignisse, die durch die eigene Selektion kommen. Dazu muss man sich deutlich machen, was geschehen muss, damit ein Ereignis nach allen Selektionsschnitten der Analyse zur Verfügung steht.



Die Effizienzen werden mittels simulierten Daten berechnet. Die MC Generierung läuft wie folgt. Mit Hilfe des Programms *Pythia* werden Proton-Proton Kollisionen simuliert. Hieraus bekommen wir die Anzahl aller entstandenen Ereignisse. Anschließend wird überprüft, aus welchem Kanal die entstandenen τ kommen. Wenn die Überprüfung erfolgreich ist, wird weiter überprüft, ob die Spur in der Akzeptanz des Detektors liegt. Ist das der Fall, dann wird das Ereignis gespeichert. Damit ist folgendes Produkt bekannt:

$$\epsilon(\text{richtiger Ursprung und Akzeptanz}) = \epsilon(\text{Akzeptanz} | \text{richtigen Ursprung}) \cdot \epsilon(\text{richtiger Ursprung})$$

Die Effizienz der Ereignisse mit richtigem Ursprung $\epsilon(\text{richtiger Ursprung})$ wurde aus Referenz [16] entnommen. Somit kann man die Effizienzen der Akzeptanz der einzelnen Produktionskanäle bestimmen, wie sie in Tabelle 5.1 angegeben sind. Mit Hilfe dessen lässt sich die Effizienz von Rekonstruktion & Selektion berechnen. Dazu wird die Effizienz nach der Signalselektion für jeden Produktionskanal separat bestimmt und mit der Effizienz der Akzeptanz des entsprechenden Produktionskanals multipliziert. Unter Berücksichtigung der Produktionsverhältnisse aus Tabelle 3.1 werden die Effizienzen der einzelnen Produktionskanäle gemittelt. Die Akzeptanzeffizienz für $D_s \rightarrow \phi(\mu\mu)\pi$ wurde ebenfalls aus Referenz [16] übernommen. Daraus ergeben sich die Werte in Tabelle 5.2.

Trigger. Um die Triggereffizienzen zu bestimmen, werden die simulierten Daten verwendet, die auch zur Berechnung der Effizienz für Rekonstruktion & Selektion verwendet wurden. Allerdings wurden diese gemäß der τ -Produktionsverhältnisse aus Tabelle 3.1 zu einem Datensatz kombiniert. Für die Berechnung der Triggereffizienzen gilt:

$$\epsilon^{\text{trig}} = \frac{\#\text{Ereignisse nach Selektion und Trigger}}{\#\text{Ereignisse nach Selektion}}$$

Prod.-Kanal	Endzustand	$\epsilon(\text{richt. Urspr. \&\& Akzept.})$	$\epsilon(\text{richt. Urspr.})$	$\epsilon(\text{Akzept.} \text{richt. Urspr.})$	$\epsilon^{\text{rec\&sel}}$
prompte D_s	$\bar{p}\mu^+\mu^-$	5,359%	63,130%	8,488%	0,162%
prompte D_s	$p\mu^-\mu^-$	5,359%	63,130%	8,488%	0,166%
prompte B	$\bar{p}\mu^+\mu^-$	2,375%	29,691%	7,999%	0,027%
prompte B	$p\mu^-\mu^-$	2,390%	29,691%	8,048%	0,027%
$B \rightarrow D_s$	$\bar{p}\mu^+\mu^-$	0,818%	10,077%	8,117%	0,068%
$B \rightarrow D_s$	$p\mu^-\mu^-$	0,819%	10,077%	8,122%	0,070%
prompte D	$\bar{p}\mu^+\mu^-$	5,539%	65,170%	8,499%	0,191%
prompte D	$p\mu^-\mu^-$	5,545%	65,170%	8,508%	0,210%
$B \rightarrow D$	$\bar{p}\mu^+\mu^-$	0,636%	7,950%	7,994%	0,069%
$B \rightarrow D$	$p\mu^-\mu^-$	0,627%	7,950%	7,887%	0,068%

Tabelle 5.1: Produktionskanäle und deren Akzeptanzeffizienz für die jeweiligen Endzustände von $\tau \rightarrow p\mu\mu$, sowie deren Effizienz für Rekonstruktion & Selektion.

	$\tau^- \rightarrow \bar{p}\mu^+\mu^-$	$\tau^- \rightarrow p\mu^-\mu^-$	$D_s^- \rightarrow \phi(\mu^+\mu^-)\pi^-$
$\epsilon^{\text{rec\&sel}}$	0,133%	0,137%	0,212%
$\epsilon_{\text{ref}}^{\text{rec\&sel}} / \epsilon_{\text{sig}}^{\text{rec\&sel}}$	1,60	1,55	

Tabelle 5.2: Gemäß der Produktionsverhältnisse gemittelte Effizienzen, sowie der Effizienzverhältnisse von Referenz- und Signalkanal für Rekonstruktion & Selektion, die zur Berechnung des Normierungsfaktors α benötigt werden.

Als Triggerlinien wurden sämtliche L0, Hlt1 und Hlt2 Linien verwendet. Was auffällt ist, dass zwischen den beiden Endzuständen des τ -Zerfalls ein relativ großer Unterschied besteht, wie es in Tabelle 5.3 zu sehen ist. Das ist darauf zurückzuführen, dass die Hlt2-Linien auf unterschiedliche Ladungszustände im Endzustand triggern (z.Bsp: *DiMuonDetached*).

	$\tau^- \rightarrow \bar{p}\mu^+\mu^-$	$\tau^- \rightarrow p\mu^-\mu^-$	$D_s^- \rightarrow \phi(\mu^+\mu^-)\pi^-$
ϵ^{trig}	41,19%	35,44%	60,61%
$\epsilon_{\text{ref}}^{\text{trig}} / \epsilon_{\text{sig}}^{\text{trig}}$	1,47	1,71	

Tabelle 5.3: Triggereffizienzen für die einzelnen Zerfallskanäle. Ebenso sind die für die Berechnung des Normierungsfaktors α benötigten Effizienzverhältnisse von Referenz- und Signalkanal gegeben.

Teilchenidentifikation. Für die Effizienzen der Teilchenidentifikation gilt:

$$\epsilon^{\text{pid}} = \frac{\#\text{Ereignisse nach Selektion, Trigger und PID-Selektion}}{\#\text{Ereignisse nach Selektion und Trigger}}$$

Im Gegensatz zu den anderen Effizienzen, wurden die Effizienzen für die Teilchenidentifikation mit Daten bestimmt. Das ist notwendig, da die PID-Variablen in simulierten Ereignissen nicht exakt genug das Verhalten in Daten beschreiben. Um das zu korrigieren, wurde das sogenannte *PIDCalib*-Paket verwendet. Das Paket benutzt dazu Daten von Zerfällen, die alleine aus der Zerfallskinetik rekonstruiert werden können. Für Protonen wird dazu der Zerfall $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$ und für Myonen der Zerfall $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ verwendet, da dort die Protonen und Myonen eindeutig identifiziert werden können. Die kinematischen Verteilungen von Protonen und Myonen werden so gewichtet, dass sie mit denen der Protonen und Myonen der Zerfälle von $\tau \rightarrow p\mu\mu$ übereinstimmen. Damit lässt sich dann die wahre Effizienz eines PID-Schnitts bestimmen. In Tabelle 5.4 sind die Werte zu finden, die das *PIDCalib*-Paket berechnet hat, sowie die daraus resultierenden Effizienzverhältnisse von Referenz- und Signalkanal.

	$\tau^- \rightarrow \bar{p}\mu^+\mu^-$	$\tau^- \rightarrow p\mu^-\mu^-$	$D_s^- \rightarrow \phi(\mu^+\mu^-)\pi^-$
ϵ^{pid}	9,55%	9,20%	26,24%
$\epsilon_{\text{ref}}^{\text{pid}}/\epsilon_{\text{sig}}^{\text{pid}}$	2,75	2,85	

Tabelle 5.4: Effizienzen für die Teilchenidentifikation. Angeben sind auch die Effizienzverhältnisse von Referenz- und Signalkanal für die Berechnung des Normierungsfaktors α .

Damit wurden nun alle benötigten Effizienzverhältnisse bestimmt. Um die Normierung abzuschließen, muss die Anzahl an Signalkandidaten im Referenzkanal bestimmt werden.

5.2 Signalereignisse im Referenzkanal

Die Zahl der Signalereignisse im Referenzkanal $D_s \rightarrow \phi(\mu\mu)\pi$ wird aus der Verteilung der invarianten Masse ermittelt. Aufgrund von verschiedenen Detektoreffekten, die die Verteilung im äußeren Bereich etwas verbreitern, reicht eine normale Gaußfunktion nicht aus, um die Verteilung ausreichend gut zu beschreiben. Daher wird eine Doppelgaußfunktion mit folgender analytischen Form verwendet:

$$g(m) = Nb \left[f \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_1} \exp\left(-\frac{(m-\mu)^2}{2\sigma_1^2}\right) + (1-f) \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_2} \exp\left(-\frac{(m-\mu)^2}{2\sigma_2^2}\right) \right]$$

Diese Funktion gibt die Anzahl der Ereignisse in einem Bin der Breite b an. Dabei gelten folgende Bezeichnungen: N ist die Anzahl an Signalereignissen; σ_1/σ_2 sind die Breiten der Gaußfunktionen; μ ist der Mittelwert der beiden Gaußfunktionen; f ist Anteil der ersten Gaußfunktion an der Gesamtfunktion.

Für den Untergrund wurde ein Polynom ersten Grades verwendet:

$$u(x) = ax + c$$

Mit Steigung a und Konstante c . In Abbildung 5.1 ist das Fitergebnis dargestellt. Die angepasste Funktion beschreibt die Verteilung gut, mit einem $\chi^2/\text{ndf} \approx 1,3$. Dadurch ergibt sich die Anzahl der Signalereignisse im Referenzkanal zu:

$$\#(D_s \rightarrow \phi(\mu\mu)\pi)_{\text{rekonstr.}} = 10698 \pm 115$$

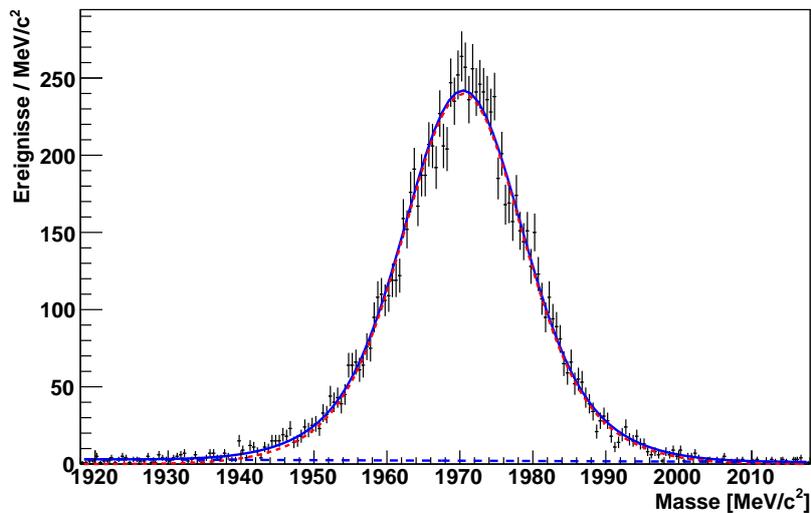


Abbildung 5.1: Invariante Masse der selektierten $\phi(\mu^+\mu^-)\pi^-$ Kandidaten in Daten. Die durchgehende blaue Linie zeigt den kompletten Fit, während die rot-gestrichelte Linie das Signal und die blau-gestrichelte den Untergrund darstellt.

5.3 Übersicht

Die nötigen Faktoren der Normierung sind in Tabelle 5.5 zusammengefasst. Neben den Produktionsfaktoren, den Effizienzverhältnissen und der Anzahl der Signalereignisse im Referenzkanal ist in der letzten Zeile der daraus berechnete Normierungsfaktor α zu finden.

	$\tau^- \rightarrow \bar{p}\mu^+\mu^-$	$\tau^- \rightarrow p\mu^-\mu^-$
$\mathcal{B}(D_s \rightarrow \phi(\mu\mu)\pi)$	$1,34 \times 10^{-5}$	
$f_\tau^{D_s}$	0,7975	
$\mathcal{B}(D_s \rightarrow \tau\nu)$	0,0543	
$\epsilon_{\text{ref}}^{\text{rec\&sel}}/\epsilon_{\text{sig}}^{\text{rec\&sel}}$	1,60	1,55
$\epsilon_{\text{ref}}^{\text{trig}}/\epsilon_{\text{sig}}^{\text{trig}}$	1,47	1,71
$\epsilon_{\text{ref}}^{\text{pid}}/\epsilon_{\text{sig}}^{\text{pid}}$	2,75	2,85
$\#(D_s \rightarrow \phi(\mu\mu)\pi)_{\text{rekonstr.}}$	10698 ± 115	
α	$11,90 \times 10^{-8}$	$13,90 \times 10^{-8}$

Tabelle 5.5: Übersicht der gesamten Normierung.

6 Abschätzung der oberen Grenze des Verzweigungsverhältnisses

In diesem Kapitel wird eine obere Schranke für die Zahl möglicher Signalkandidaten und daraus eine obere Grenze für den Zerfall $\tau \rightarrow p\mu\mu$ gegeben. Um eine obere Grenze für die Zahl möglicher Signalkandidaten anzugeben, muss die Anzahl der erwarteten Untergrundereignisse im entsprechenden Signalfenster abgeschätzt werden. Aus dieser Zahl, zusammen mit der tatsächlich beobachteten Zahl an Ereignissen im Signalfenster, kann eine obere Grenze für die Zahl der möglichen Signalereignisse bestimmt werden. Die Analyse wird verdeckt durchgeführt, d.h. der Signalfenster wird erst am Schluss aufgedeckt.

6.1 Untergrunderwartung

Um die Zahl der erwarteten Untergrundereignisse im Signalfenster (1756 - 1796 MeV/c^2) abzuschätzen, muss nun die Selektion auf die verdeckten Daten angewendet werden. Durch Extrapolation der beobachteten Untergrundverteilung in den Signalfenster wird abgeschätzt, wieviele Untergrundereignisse man dort erwartet. Die Untergrundverteilung in den Seitenbändern wird durch einen linearen Fit beschrieben. In Abbildung 6.1 sind die Verteilungen der invarianten Masse der verdeckten τ Daten zu sehen. Der verdeckte Signalfenster ist grau dargestellt.

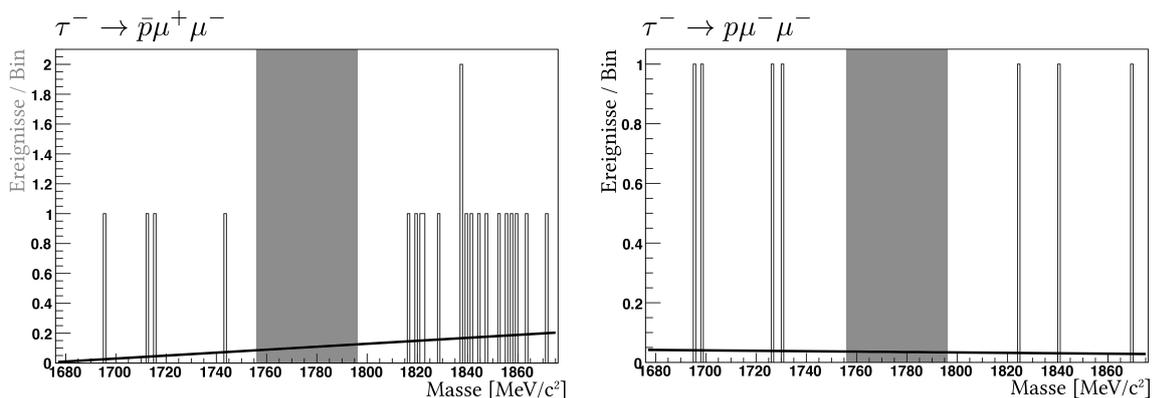


Abbildung 6.1: Verteilung der invarianten Masse der verdeckten τ -Daten. Das verdeckte Signalfenster beträgt (1756-1796) MeV/c^2 und ist in grau dargestellt. Gefittet wurde ein Polynom ersten Grades (dicke schwarze Linie).

Es ergeben sich folgende Fitfunktionen:

$$\begin{aligned}\tau^- \rightarrow \bar{p}\mu^+\mu^- &\rightarrow f(x) = 9,916 \times 10^{-4}x - 1,656 \\ \tau^- \rightarrow p\mu^-\mu^- &\rightarrow f(x) = -6,975 \times 10^{-5}x + 0,159\end{aligned}$$

Durch Integration der Funktionen im Signalbereich (1756 - 1796 MeV/c²) ergeben sich die erwarteten Untergrundereignisse im verdeckten Signalbereich:

$$N_{\text{bkg}}^{\tau^- \rightarrow \bar{p}\mu^+\mu^-} = 4,20 \quad N_{\text{bkg}}^{\tau^- \rightarrow p\mu^-\mu^-} = 1,40$$

6.2 Verzweigungsverhältnis

Unter Annahme von Poissonstatistik kann aus der tatsächlich beobachteten Anzahl an Ereignissen im Signalbereich $N_{\text{beob.}}$ eine Obergrenze der Signaleignisse N_{sig} in einem 90% Vertrauensintervall (*Confidence Level (CL)*) abgeschätzt werden. Dabei ist $P(\mu)$ eine Poisson-Verteilung mit dem Erwartungswert μ , die der Anzahl an Ereignissen n eine Wahrscheinlichkeit $P(n, \mu)$ zuordnet. In einem 90% Vertrauensintervall (90% CL = 1 - γ) gilt:

$$\gamma' = \sum_{n'=0}^{N_{\text{beob.}}} P(n'; \mu = (N_{\text{sig}} + N_{\text{bkg}}))$$

Dabei gibt γ die Wahrscheinlichkeit an, im Signalbereich $N_{\text{beob.}}$ oder weniger Ereignisse zu beobachten, wenn $N_{\text{bkg}} + N_{\text{sig}}$ Ereignisse erwartet werden. Um nun zu verhindern, dass die maximale Anzahl an Signaleignissen negativ wird, wird ein Faktor benötigt, der auf die Anzahl der erwarteten Untergrundereignisse N_{bkg} normiert:

$$\sum_{n''=0}^{N_{\text{beob.}}} P(n''; \mu = N_{\text{bkg}})$$

Mit Hilfe dessen lässt sich eine obere Grenze von möglichen Signaleignissen berechnen:

$$\gamma = \frac{\sum_{n'=0}^{N_{\text{beob.}}} P(n'; \mu = (N_{\text{sig}} + N_{\text{bkg}}))}{\sum_{n''=0}^{N_{\text{beob.}}} P(n''; \mu = (N_{\text{bkg}}))}, \quad 90\% \text{ CL} = 1 - \gamma$$

Diese Berechnungsmethode stammt von Helene/Zech. Genauers dazu ist unter den Referenzen [21, 22] zu finden.

Bevor die Daten aufgedeckt werden und die Anzahl an tatsächlich beobachteten Ereignissen bestimmt wird, kann unter der Annahme, dass sich im Signalbereich nur die erwarteten Untergrundereignisse befinden ($N_{\text{beob.}} = N_{\text{bkg}}$), eine erwartete Ausschlussgrenze für den Erwartungswert der Anzahl an Signaleignissen bestimmt werden. Daraus

	$\tau^- \rightarrow \bar{p}\mu^+\mu^-$	$\tau^- \rightarrow p\mu^-\mu^-$
N_{bkg}	4,20	1,40
N_{sig}	< 4,68	< 3,13
$\mathcal{B}^{\text{erw.}}$	< $5,6 \times 10^{-7}$	< $4,4 \times 10^{-7}$

Tabelle 6.1: Übersicht der Abschätzung der erwarteten oberen Grenze des Verzweigungsverhältnisses für die schnittbasierte Analyse, für den Fall, dass sich im Signalbereich nur die erwarteten Untergrundereignisse befinden.

können dann, unter Berücksichtigung der Normierung, erwartete obere Grenzen der Verzweigungsverhältnisse für einen 90% Vertrauensintervall angegeben werden. In Tabelle 6.1 sind die Ergebnisse dieser Berechnung zu finden.

Nachdem die Sensitivität unter der Annahme berechnet wurde, dass im Signalbereich nur Untergrundereignisse liegen, wird der Signalbereich aufgedeckt und die tatsächliche Anzahl von Ereignissen im Signalfenster bestimmt.

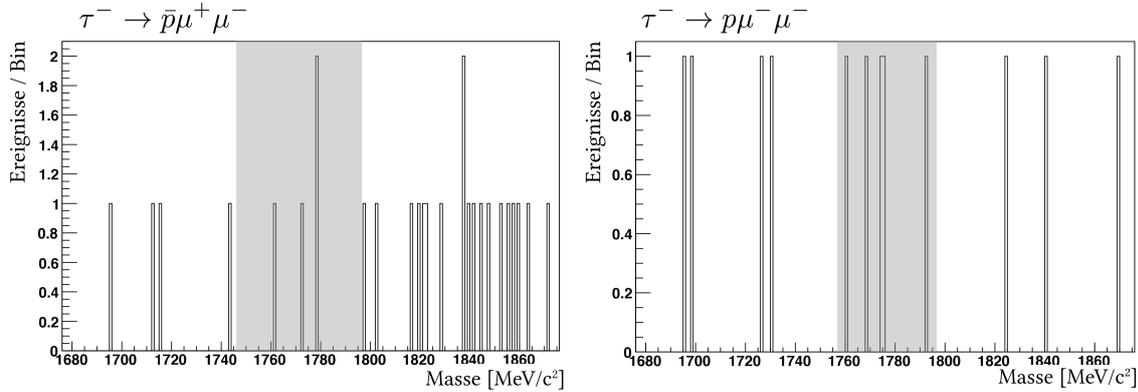


Abbildung 6.2: Beobachtete Verteilung der invarianten Masse im Signalfenster.

Abbildung 6.2 zeigt die beobachteten Verteilungen der invarianten Masse im Signalbereich. Damit lässt sich die Anzahl der tatsächlich beobachteten Ereignisse im Signalfenster $N_{\text{beob.}}$ bestimmen. Unter Verwendung der oben beschriebenen Methode und der erwarteten Anzahl an Untergrundereignissen N_{bkg} wird dann eine obere Grenze an möglichen Signalkandidaten N_{sig} abgeschätzt. Dadurch lassen sich unter Berücksichtigung der Normierung die beobachteten oberen Grenzen der Verzweigungsverhältnisse in einem 90% Vertrauensintervall berechnen. Die Ergebnisse sind in Tabelle 6.2 dargestellt. Für $\tau^- \rightarrow \bar{p}\mu^+\mu^-$ ist die Anzahl der beobachteten Ereignisse mit der Anzahl an erwarteten Untergrundereignissen gut vereinbar. Die erwartete Anzahl an Untergrundereignissen im Signalbereich von $\tau^- \rightarrow p\mu^-\mu^-$ ist deutlich kleiner als die Anzahl der beobachteten Ereignisse. Das hat zur Folge, dass die maximale Anzahl an möglichen Signalkandidaten sehr groß ist. Der Grund dafür liegt in der sehr geringen Anzahl an Untergrundereignissen in den Seitenbändern, wodurch die Extrapolation der Untergrundereignisse in den Signalbereich ungenau wird.

	$\tau^- \rightarrow \bar{p}\mu^+\mu^-$	$\tau^- \rightarrow p\mu^-\mu^-$
N_{bkg}	4, 20	1, 40
$N_{\text{beob.}}$	4	5
N_{sig}	< 4,68	< 7,88
$\mathcal{B}^{\text{beob.}}$	< $5,6 \times 10^{-7}$	< $11,0 \times 10^{-7}$

Tabelle 6.2: Übersicht der Abschätzung der beobachteten oberen Grenze des Verzweigungsverhältnisses für die schnittbasierte Analyse.

6.3 Multivariate Analyse

Um die Selektion noch weiter zu verbessern, insbesondere um eine noch bessere Untergrundunterdrückung zu erreichen, kann man eine sogenannte multivariate Analyse durchführen. Ein multivariates Verfahren fasst mehrere Variablen zusammen, damit Zusammenhänge zwischen Variablen erkannt und ausgenutzt werden [23], die bei einer einfachen schnittbasierten Analyse nicht beachtet werden.

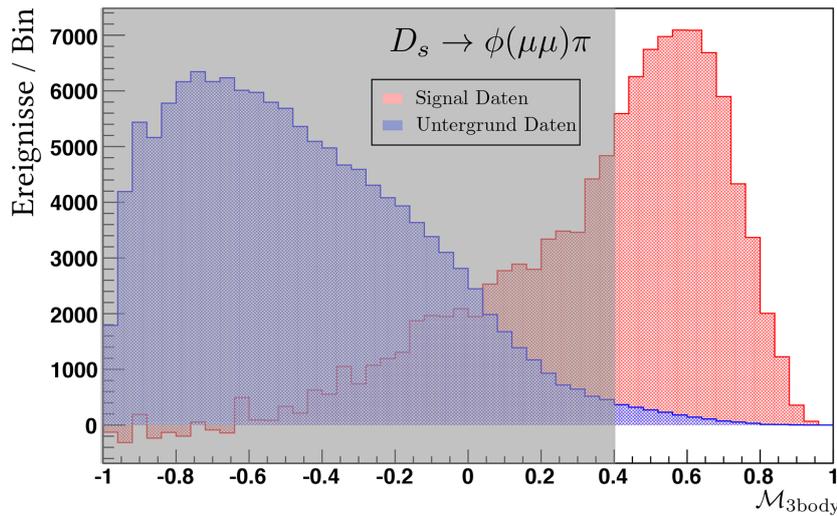


Abbildung 6.3: $\mathcal{M}_{3\text{body}}$ Signal und Untergrund in Daten. Der graue Bereich stellt den abgeschnittenen Bereich dar. Untergrund und Signal sind unterschiedlich skaliert dargestellt.

Diese Methode wurde bereits bei der Analyse in Referenz [9] verwendet. Dort wurde die multivariate Variable " $\mathcal{M}_{3\text{body}}$ " eingeführt, welche folgende Schnittvariablen umfasst: *DOCA*, *Vertex χ^2* , *$c\tau$* , *IP χ^2* , *Min. IP χ^2* , *$\cos \alpha$* , *p_T* , *iso*, *CDF3*, *Track χ^2* . Genauere Information dazu sind in Referenz [24] zu finden. Abbildung 6.3 zeigt den Ausgabewert $\mathcal{M}_{3\text{body}}$ für Signal und Untergrund in Daten, sowie dessen Schnitt für den Referenzkanal

$D_s \rightarrow \phi(\mu\mu)\pi$. Tabelle 6.3 gibt eine Übersicht über die neue multivariate Selektion.

Im Folgenden muss nun die Berechnung des Normierungsfaktors, insbesondere der Effizienzverhältnisse erneut durchgeführt werden. Die Berechnung der Normalisierung erfolgt analog zu Kapitel 5. In Tabelle 6.4 ist eine Übersicht über die Faktoren der Normalisierung für die multivariate Analyse gegeben.

	$\tau \rightarrow p\mu\mu$	$D_s^- \rightarrow \phi(\mu^+\mu^-)\pi^-$
μ^\pm, p and π^\pm		
p_T	$> 500\text{MeV}/c$	
p	$> 3,2\text{GeV}/c$	
ANNmuon	$> 0,8$	
ANNproton	$> 0,7$	-
$\phi(1020)$		
Δm	-	$< 20\text{MeV}/c^2$
τ^\pm and D_s^-		
Δm	$< 100\text{MeV}/c^2$	$< 100\text{MeV}/c^2$
$\mathcal{M}_{\text{3body}}$		$> 0,4$

Tabelle 6.3: Selektionsschnitte für multivariate Analyse.

	$\tau^- \rightarrow \bar{p}\mu^+\mu^-$	$\tau^- \rightarrow p\mu^-\mu^-$
$\mathcal{B}(D_s \rightarrow \phi(\mu\mu)\pi)$	$1,34 \times 10^{-5}$	
$f_{\tau}^{D_s}$	0,7975	
$\mathcal{B}(D_s \rightarrow \tau\nu)$	0,0543	
$\epsilon_{\text{cal}}^{\text{rec\&sel}}/\epsilon_{\text{sig}}^{\text{rec\&sel}}$	1,46	1,41
$\epsilon_{\text{cal}}^{\text{trig}}/\epsilon_{\text{sig}}^{\text{trig}}$	1,53	1,80
$\epsilon_{\text{cal}}^{\text{pid}}/\epsilon_{\text{sig}}^{\text{pid}}$	2,75	2,80
N_{cal}	12251 ± 122	
α	$9,87 \times 10^{-8}$	$11,42 \times 10^{-8}$

Tabelle 6.4: Übersicht der Normierung der multivariate Analyse.

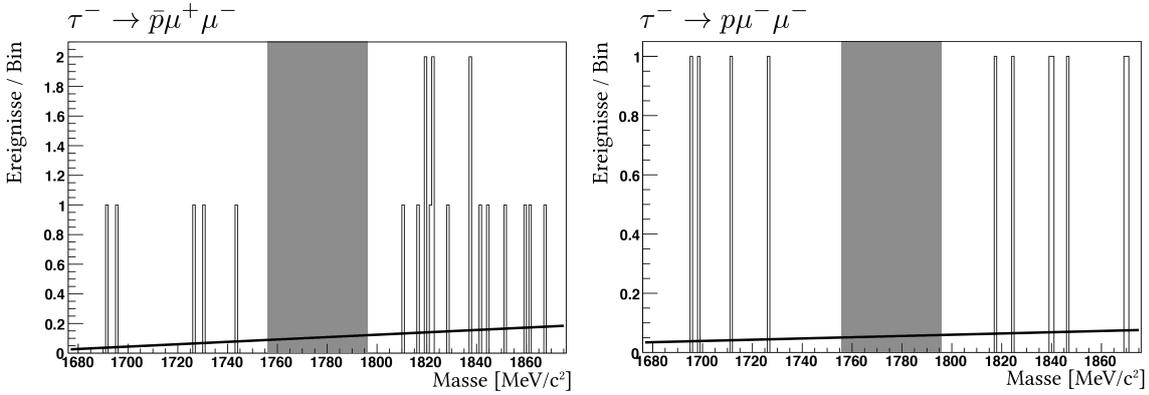


Abbildung 6.4: Erwartete Verteilung der invarianten Masse für multivariate Analyse im Signalfenster.

Um die Zahl der erwarteten Untergrundereignisse im Signalfenster abzuschätzen, wird erneut die beobachtete Untergrundverteilung in den Seitenbändern in den Signalfenster extrapoliert. In Abbildung 6.4 ist die Verteilung der invarianten Masse in den Seitenbändern dargestellt, sowie der lineare Fit, mit dem die Verteilung in den Seitenbändern beschrieben wird. Durch Integration der Fitfunktionen ergibt sich die Anzahl an erwarteten Untergrundereignissen im Signalfenster:

$$N_{\text{bkg}}^{\tau^- \rightarrow \bar{p}\mu^+\mu^-} = 4,18 \quad N_{\text{bkg}}^{\tau^- \rightarrow p\mu^-\mu^-} = 2,20$$

Unter der Annahme, dass sich nur Untergrundereignisse im Signalfenster befinden, lässt sich erneut eine erwartete obere Grenze der Anzahl an Signalkandidaten abschätzen. Die damit bestimmten erwarteten oberen Grenzen der Verzweungsverhältnisse in einem 90% Vertrauensintervall sind in Tabelle 6.5 dargestellt.

	$\tau^- \rightarrow \bar{p}\mu^+\mu^-$	$\tau^- \rightarrow p\mu^-\mu^-$
N_{bkg}	4,18	2,20
N_{sig}	$< 4,69$	$< 3,79$
$\mathcal{B}^{\text{erw.}}$	$< 4,6 \times 10^{-7}$	$< 4,3 \times 10^{-7}$

Tabelle 6.5: Übersicht der Abschätzung einer erwarteten oberen Grenze des Verzweungsverhältnisses für die multivariate Analyse.

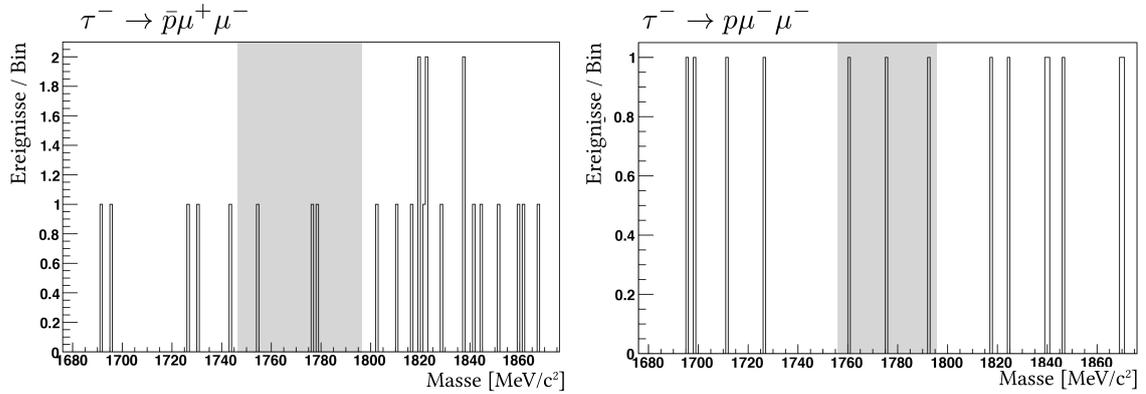


Abbildung 6.5: Beobachtete Verteilung der invarianten Masse für die multivariate Analyse im Signalfenster.

Im Folgenden wird der Signalfenster aufgedeckt und die beobachtete Anzahl an Ereignissen im Signalfenster bei Verwendung der multivariaten Selektion bestimmt. In Abbildung 6.5 ist die Verteilung der invarianten Masse im Signalfenster dargestellt. Damit und mit Hilfe der oben beschriebenen Methode zur Abschätzung der maximalen Anzahl an möglichen Signalkandidaten, lässt sich eine obere Grenze für das Verzweungsverhältnis in einem 90% Vertrauensintervall angeben. In Tabelle 6.6 sind die Ergebnisse dargestellt. Die Anzahl der beobachteten Ereignisse im Signalfenster ist gut mit der erwarteten Anzahl an Untergrundereignissen vereinbar.

In Tabelle 6.7 sind die erwarteten und beobachteten Grenzen der Verzweungsverhältnisse gegenübergestellt. Unsere Beobachtungen sind hier ebenfalls mit den Erwartungen gut vereinbar. Es wurde kein Indiz für ein Signal gefunden. Der Vergleich mit der schnittbasierten Analyse in Tabelle 6.8 zeigt, dass in diesem Fall die multivariate Analyse ein deutlich sensitiveres Ergebnis liefert.

	$\tau^- \rightarrow \bar{p}\mu^+\mu^-$	$\tau^- \rightarrow p\mu^-\mu^-$
N_{bkg}	4,18	2,20
$N_{\text{beob.}}$	3	3
N_{sig}	< 3,91	< 4,80
$\mathcal{B}^{\text{beob.}}$	< $3,9 \times 10^{-7}$	< $5,5 \times 10^{-7}$

Tabelle 6.6: Übersicht der Abschätzung der beobachteten oberen Grenze des Verzweigungsverhältnisses für die multivariate Analyse.

	$\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow \bar{p}\mu^+\mu^-)$	$\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow p\mu^-\mu^-)$
erwartet	< $4,6 \times 10^{-7}$	< $4,3 \times 10^{-7}$
beobachtet	< $3,9 \times 10^{-7}$	< $5,5 \times 10^{-7}$

Tabelle 6.7: Übersicht der erwarteten und beobachteten oberen Grenzen der Verzweigungsverhältnisse für die multivariate Analyse in einem Vertrauensintervall von 90% bei einer integrierten Luminosität von 2fb^{-1} .

	$\mathcal{B}^{\text{beob.}}(\tau^- \rightarrow \bar{p}\mu^+\mu^-)$	$\mathcal{B}^{\text{beob.}}(\tau^- \rightarrow p\mu^-\mu^-)$
schnittbasiert	< $5,6 \times 10^{-7}$	< $11,0 \times 10^{-7}$
multivariat	< $3,9 \times 10^{-7}$	< $5,5 \times 10^{-7}$

Tabelle 6.8: Vergleich der beobachteten oberen Grenzen der Verzweigungsverhältnisse für die schnittbasierte und die multivariate Analyse in einem Vertrauensintervall von 90%.

6.4 Vergleich mit der LHCb Analyse von $1,0 \text{fb}^{-1}$

Zwischen der Analyse, die in dieser Arbeit beschrieben wird, und der bereits veröffentlichten Analyse [9] die von LHCb bei $1,0 \text{fb}^{-1}$ durchgeführt wurde, bestehen gewisse Unterschiede. Zum einen entspricht der Datensatz aus dieser Analyse der doppelten integrierten Luminosität. Das bedeutet, dass die statistischen Fluktuationen des Untergrunds relativ klein sind und der Untergrund deshalb mit kleiner relativen Unsicherheit bekannt ist. Zum anderen bestehen auch Unterschiede in der Art der Analyse. In der Analyse mit $1,0 \text{fb}^{-1}$ wurde eine sogenannte gebinnte multivariate Analyse durchgeführt. Dabei wird nicht auf die multivariate Variable geschnitten, sondern die Daten werden in mehrere Bereiche unterteilt und in jedem Bereich wird die Analyse separat durchgeführt. Dadurch wird der gesamte Datensatz optimal ausgenutzt. In Tabelle 6.9 sind die beobachteten oberen Grenzen der Analysen bei $1,0 \text{fb}^{-1}$ und bei $2,0 \text{fb}^{-1}$ dargestellt.

Im Vergleich mit der Analyse von 1fb^{-1} zeigt sich, dass mit der multivariaten Analyse in dieser Arbeit ein ähnlich sensitives Ergebnis erreicht wurde. Das bedeutet, dass der Unterschied in der Analysemethode starken Einfluss hat, da man aufgrund der größeren integrierten Luminosität ein sensitiveres Ergebnis erwarten würde. Ein Grund für

Analyse	$\mathcal{B}^{\text{beob.}}(\tau^- \rightarrow \bar{p}\mu^+\mu^-)$	$\mathcal{B}^{\text{beob.}}(\tau^- \rightarrow p\mu^-\mu^-)$
$1,0 \text{ fb}^{-1}$	$< 3,3 \times 10^{-7}$	$< 4,4 \times 10^{-7}$
$2,0 \text{ fb}^{-1}$	$< 3,9 \times 10^{-7}$	$< 5,5 \times 10^{-7}$

Tabelle 6.9: Vergleich der LHCb Analysen bei 1 fb^{-1} bzw 2 fb^{-1} in einem Vertrauensintervall von 90%.

mögliche Abweichungen könnten auch statistische Schwankungen des Untergrunds im Signalfenster sein, da für die Abschätzung des Untergrunds im verdeckten Signalfenster nur sehr wenig Untergrund in den Seitenbändern vorhanden ist.

Abschätzung der systematischen Unsicherheiten aufgrund des Fit-Models. Aufgrund der wenigen verbleibenden Untergrundeignisse in den Seitenbändern, in denen die Verteilung mit einem Fit beschrieben wird, hat die erwartete Anzahl an Untergrundeignissen im Signalbereich N_{bkg} eine statistische Unsicherheit, die nicht von der statistischen Methode berücksichtigt wird. Diese Methode verwendet einen genau bekannten Erwartungswert für die Anzahl an Untergrundeignissen für die Poissonstatistik. Für die Anzahl an Untergrundeignissen in den Seitenbändern wird allerdings der statistische Fehler $\Delta N_{\text{bkg}} = \sqrt{N_{\text{bkg}}}$ angenommen. Die folgende Abschätzung wird für die multivariate Analyse durchgeführt.

Nach Abbildung 6.4 befinden sich für $\tau^- \rightarrow \bar{p}\mu^+\mu^-$ insgesamt $N = 22,0 \pm 4,7$ Ereignisse in den Seitenbändern. Daraus wurde bereits durch einen linearen Fit der vorhergesagte Wert für die Anzahl an Untergrundeignissen im Signalbereich N_{bkg} bestimmt. Somit lässt sich auch dessen Unsicherheit ΔN_{bkg} bestimmen. Für $\tau^- \rightarrow p\mu^-\mu^-$ befinden sich $N = 11,0 \pm 3,3$ Ereignisse in den Seitenbändern. Damit folgt analog die erwartete Anzahl an Untergrundeignissen im Signalbereich, sowie dessen Unsicherheit:

$$N_{\text{bkg}}^{\tau^- \rightarrow \bar{p}\mu^+\mu^-} = 4,18 \pm 0,89 \quad N_{\text{bkg}}^{\tau^- \rightarrow p\mu^-\mu^-} = 2,20 \pm 0,66$$

Um zu quantifizieren, welche Auswirkungen das auf die Resultate hat, wird die erwartete Anzahl an möglichen Singalkandidaten einmal mit $N_{\text{bkg}} + \Delta N_{\text{bkg}}$ und einmal mit $N_{\text{bkg}} - \Delta N_{\text{bkg}}$ berechnet.

$$\begin{array}{ll} \tau^- \rightarrow \bar{p}\mu^+\mu^- : & N_{\text{sig}}^+ < 3,67 & N_{\text{sig}}^- < 4,23 \\ \tau^- \rightarrow p\mu^-\mu^- : & N_{\text{sig}}^+ < 4,43 & N_{\text{sig}}^- < 5,26 \end{array}$$

Damit ergeben sich die beobachteten oberen Grenzen der Verzweungsverhältnisse zu:

	$\tau^- \rightarrow \bar{p}\mu^+\mu^-$	$\tau^- \rightarrow p\mu^-\mu^-$
$\mathcal{B}_{\text{beob.}}^+$	$< 3,6 \times 10^{-7}$	$< 5,1 \times 10^{-7}$
$\mathcal{B}_{\text{beob.}}^-$	$< 4,2 \times 10^{-7}$	$< 6,0 \times 10^{-7}$

Die Auswirkungen der systematischen Unsicherheiten aufgrund des Fit-Modells betragen bis zu 9%. Trotz der relativ großen Unsicherheiten bleibt der Einfluss der Analysemethode dominant. Um diesen Einfluss genauer zu untersuchen, müsste eine entsprechende gebinnte multivariate Analyse durchgeführt werden.

7 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde nach den lepton- und baryonzahlverletzenden Zerfällen $\tau^- \rightarrow \bar{p}\mu^+\mu^-$ und $\tau^- \rightarrow p\mu^-\mu^-$ gesucht. Dazu wurden Daten von Proton-Proton Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 8$ TeV verwendet. Die Daten entsprechen einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L} = 2\text{fb}^{-1}$, die 2012 mit dem LHCb-Detektor aufgenommen wurden. Unter Verwendung des Referenzkanals $D_s \rightarrow \phi(\mu^+\mu^-)\pi^-$ wurde eine Signalselektion erstellt, die Untergrundereignisse von Signalereignissen separiert. Mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen wurden die Effizienzen von Referenzkanal und Signalkanal von Rekonstruktion & Selektion, sowie des Triggers berechnet. Die Effizienzen der Teilchenidentifikation wurden unter Benutzung des *PIDCalib*-Pakets mit Daten bestimmt. Durch den Vergleich der Signal-Größen mit den Größen für den Referenzkanal konnten die erwarteten und beobachteten oberen Grenzen der Verzweigungsverhältnisse in einem 90% Vertrauensbereich berechnet werden:

	$\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow \bar{p}\mu^+\mu^-)$	$\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow p\mu^-\mu^-)$
erwartet	$< 5,6 \times 10^{-7}$	$< 4,4 \times 10^{-7}$
beobachtet	$< 5,6 \times 10^{-7}$	$< 11,0 \times 10^{-7}$

Mit einer sogenannten multivariaten Analyse-Methode wurde eine sensitivere Grenze der Verzweigungsverhältnisse berechnet:

	$\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow \bar{p}\mu^+\mu^-)$	$\mathcal{B}(\tau^- \rightarrow p\mu^-\mu^-)$
erwartet	$< 4,6 \times 10^{-7}$	$< 4,3 \times 10^{-7}$
beobachtet	$< 3,9 \times 10^{-7}$	$< 5,5 \times 10^{-7}$

Die erwarteten und beobachteten oberen Grenzen der Verzweigungsverhältnisse sind gut miteinander vereinbar. Die kleinen Differenzen sind auf statistische Schwankungen zurückzuführen. Im Vergleich der multivariaten Analyse mit den Resultaten der Analyse in Referenz [9] konnte bei den erwarteten und beobachteten Limits ein ähnlich sensitives Ergebnis erreicht werden. Es wurde kein Hinweis auf Verletzung der Lepton- und Baryonzahlerhaltung in den Zerfällen $\tau^- \rightarrow \bar{p}\mu^+\mu^-$ und $\tau^- \rightarrow p\mu^-\mu^-$ gefunden.

Eine Möglichkeit, die Analyse weiter zu verfeinern ist es, abhängig vom Ausgabewert des multivariaten Klassifizierers, die Daten vollständig zu benutzen aber in verschiedene Intervalle einzuteilen, für die die Analyse separat durchgeführt wird.

8 Literaturverzeichnis

- [1] http://commons.wikimedia.org/wiki/File:Standard_Model_of_Elementary_Particles.svg
- [2] AAD, Georges 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. <http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.020>. -- DOI 10.1016/j.physletb.2012.08.020
- [3] CHATRCHYAN, Serguei u. a.: Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. In: *Phys.Lett.* B716 (2012), S. 30--61. <http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.021>. -- DOI 10.1016/j.physletb.2012.08.021
- [4] SAKHAROV, A. D.: *Violation of CP Invariance, C Asymmetry, and Baryon Asymmetry of the Universe*. JETP Letters (1966). http://www.jetpletters.ac.ru/ps/1643/article_25089.shtml
- [5] RAIDAL, M. ; SCHAAF, A. van d. ; BIGI, I. ; MANGANO, M.L. ; SEMERTZIDIS, Yannis K. u. a.: Flavour physics of leptons and dipole moments. In: *Eur.Phys.J.* C57 (2008), S. 13--182. <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-008-0715-2>. -- DOI 10.1140/epjc/s10052--008--0715--2
- [6] RAIDAL, M. ; SCHAAF, A. van d. ; BIGI, I. ; MANGANO, M.L. ; SEMERTZIDIS, Yannis K. u. a.: Flavour physics of leptons and dipole moments. In: *Eur.Phys.J.* C57 (2008), S. 13--182. <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-008-0715-2>. -- DOI 10.1140/epjc/s10052--008--0715--2
- [7] ILAKOVAC, Amon ; PILAFTSIS, Apostolos ; POPOV, Luka: Charged lepton flavor violation in supersymmetric low-scale seesaw models. In: *Phys. Rev. D* 87 (2013), Mar, 053014. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.87.053014>. -- DOI 10.1103/PhysRevD.87.053014
- [8] MARCIANO, William J. ; MORI, Toshinori ; RONEY, J. M.: Charged Lepton Flavor Violation Experiments. In: *Ann.Rev.Nucl.Part.Sci.* 58 (2008), S. 315--341. <http://dx.doi.org/10.1146/annurev.nucl.58.110707.171126>. -- DOI 10.1146/annurev.nucl.58.110707.171126
- [9] AAIJ, R u. a.: *Searches for violation of lepton flavour and baryon number in tau lepton decays at LHCb*. In: *Phys.Lett.* B724 (2013). <http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2013.05.063>. -- DOI 10.1016/j.physletb.2013.05.063

- [10] J.ALBRECHT ET AL.: *LHC guide*. (2009). <http://cds.cern.ch/record/1165534/files/CERN-Brochure-2009-003-Eng.pdf>
- [11] CERN: *The four main LHC experiments*. (1999). <http://cds.cern.ch/record/40525>
- [12] <http://commons.wikimedia.org/wiki/File:Lhcbview.jpg>
- [13] MEIBNER, M.: *Studie zum Nachweis des leptonzahlverletzenden Zerfalls $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ mit dem LHCb Experiment*. (2009)
- [14] LINN, C.: *Measurement of the CP-violating phase ϕ_s using $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ and $B_s^0 \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$ decays with the LHCb experiment*, Heidelberg University, Diss., 2013
- [15] ALBRECHT, J. ; GLIGOROV, V.V. ; RAVEN, G. ; TOLK, S.: *Performance of the LHCb High Level Trigger in 2012*. (2013)
- [16] ALBRECHT, Johannes ; CALVI, Marta ; CHRZASZCZ, Marcin ; GAVARDI, Laura ; HARRISON, Jonathan ; KHANJI, Basem ; LAFFERTY, George ; RODRIGUES, Eduardo ; SERRA, Nicola ; SEYFERT, Paul: *Search for Lepton Flavor Violation and Baryon Number Violation in τ^- decays*. (2014). -- in preparation
- [17] HARRISON, Jon: *The inclusive τ cross section at LHCb at $\sqrt{s} = 7$ TeV* / CERN. Geneva, May 2012 (LHCb-INT-2011-041. CERN-LHCb-INT-2011-041). -- Forschungsbericht
- [18] J.ALBRECHT ET AL.: *Searches for lepton flavour violation and baryon number violation in τ^- decays*. LHCb-ANA-2012-095 (2013)
- [19] JONES, C. R.: *Charged Particle ID*. 47th Analysis and Software week (2012). <https://indico.cern.ch/contributionDisplay.py?contribId=4&sessionId=0&confId=159519>
- [20] PARTICLE DATA GROUP: *PDG Booklet*. Version: 2012. <http://pdg.lbl.gov/2013/download/rpp-2012-booklet.pdf>
- [21] HELENE, O.: *Upper limit of peak area*. (1983). <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0167508783907093>
- [22] ZECH, G.: *Upper limits in experiments with background or measurement errors*. (1988). <http://cds.cern.ch/record/193135?ln=de>
- [23] CERN: *TMVA User Guide*. (2007). <http://tmva.sourceforge.net>
- [24] J.ALBRECHT ET AL.: *Search for the lepton flavour violating decay $\tau^- \rightarrow \mu^+\mu^-\mu^-$* . LHCb-ANA-2011-100 (2011)
- [25] BLOCKER, C.: *Interval Estimation in the Presence of Nuisance Parameters 2. Cousins and Highland Method*. (2006). http://www-cdf.fnal.gov/physics/statistics/notes/cdf7539_ch_limits_v2.ps

Erklärung:

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

Heidelberg, den 20.12.2013

.....