

Suche nach zusätzlichen Raumdimensionen  
im Massenspektrum von zwei Elektronen  
bei  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$

von  
DAVID BRUNNER

BACHELORARBEIT IN PHYSIK

vorlegt der  
FAKULTÄT FÜR MATHEMATIK, INFORMATIK UND  
NATURWISSENSCHAFTEN DER RWTH AACHEN

angefertigt am  
III. PHYSIKALISCHEN INSTITUT A

bearbeitet bei  
PROF. DR. THOMAS HEBBEKER

Zweitkorrektor  
PROF. DR. CHRISTOPHER WIEBUSCH

12. August 2016



## Zusammenfassung

Unter der Annahme der von den Physikern **Arkani-Hamed**, **Dimopoulos** und **Dvali** entwickelten ADD Theorie wurde nach zusätzlichen Raumdimensionen im invarianten Massenspektrum von zwei Elektronen gesucht. Die Theorie geht von einem nicht resonanten Überschuss im Bereich hoher invarianten Massen aus. Zur Überprüfung wurden die Aufzeichnungen von Teilchenkollisionen des Compact Muon Solenoid (CMS) Detektors aus dem Jahr 2015 verwendet, bei der eine Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 13$  TeV und eine integrierte Luminosität  $\mathcal{L}_{int} = 2.6 \text{ fb}^{-1}$  erreicht wurde. Es wurde keine signifikante Abweichung der gemessenen Daten von den erwarteten Standardmodellprozessen gefunden. Unter der Betrachtung der relevanten systematischen Unsicherheiten wurde mit einem bayesschen Ansatz für ein 95 % Konfidenzintervall eine Ausschlussgrenze für  $\Lambda_T$ , der freien Parameter der ADD Theorie, bestimmt. Dieser wurde für die führende Ordnung der Theorie auf einen Wert von  $\Lambda_T = 5000$  GeV bestimmt und verbessert die Ausschlussgrenze der Analyse bei  $\sqrt{s} = 8$  TeV um 20 %.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>7</b>
1.1	Natürliche Einheiten . . . . .	7
1.2	Das Standardmodell der Teilchenphysik . . . . .	7
1.3	Higgs Mechanismus . . . . .	9
1.4	Hierarchieproblem . . . . .	9
1.5	Quantengravitation . . . . .	10
1.6	Zusätzliche Raumdimensionen . . . . .	11
1.7	Messung zusätzlicher Raumdimensionen . . . . .	13
<b>2</b>	<b>Large Hadron Collider</b>	<b>15</b>
2.1	Technischer Überblick . . . . .	15
2.2	Luminosität . . . . .	16
2.3	Compact Muon Solenoid . . . . .	17
2.3.1	Koordinatensystem . . . . .	17
2.3.2	Detektoren des CMS . . . . .	18
2.4	Wichtige Messgrößen des CMS Detektors . . . . .	19
2.5	Das CMS Triggersystem . . . . .	19
2.5.1	L1 Trigger . . . . .	19
2.5.2	High Level Trigger . . . . .	19
<b>3</b>	<b>Daten und Simulationen</b>	<b>21</b>
3.1	Partonenverteilungsfunktionen . . . . .	21
3.2	Simulation der Prozesse . . . . .	21
3.3	Standardmodelluntergründe . . . . .	21
3.3.1	Drell-Yan Prozess . . . . .	21
3.3.2	Zusätzliche Prozesse . . . . .	23
3.3.3	Übersicht aller simulierten Prozesse . . . . .	24
3.4	Signalproduktion . . . . .	25
3.4.1	NLO QCD Korrektur . . . . .	25
3.5	Daten . . . . .	25
<b>4</b>	<b>Auswahl der Ereignisse</b>	<b>26</b>
4.1	Akzeptanzkriterien . . . . .	26
4.2	Analysetrigger . . . . .	26
4.3	Auswahlkriterien . . . . .	26
4.4	Visualisierung der Ergebnisse . . . . .	28
4.5	Anwendung der Selektion auf die Daten . . . . .	28
<b>5</b>	<b>Systematische Unsicherheiten</b>	<b>33</b>
5.1	Luminosität . . . . .	33
5.2	Selektionseffizienz . . . . .	33
5.3	Korrekturen höherer Ordnungen . . . . .	33
5.4	Elektronenenergieskala . . . . .	33

5.5	Auflösung der invarianten Masse der Elektronpaare . . . . .	34
5.6	Partonenverteilungsfunktionen . . . . .	35
5.7	Übersicht aller Unsicherheiten . . . . .	36
<b>6</b>	<b>Resultate</b>	<b>37</b>
6.1	Kinematische Verteilungen . . . . .	37
6.2	Massenverteilung . . . . .	38
<b>7</b>	<b>Ausschlussgrenzen</b>	<b>41</b>
7.1	Statistische Grundlage zur Berechnung von Grenzen . . . . .	41
7.2	Optimierung der Untergrenze $M_{min}$ . . . . .	42
7.3	Ergebnisse der Grenzberechnungen . . . . .	44
<b>8</b>	<b>Schlussfolgerungen</b>	<b>46</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>47</b>

# 1 Theoretische Grundlagen

Alle bis heute bekannten Elementarteilchen und drei der vier fundamentalen Wechselwirkungen werden vom Standardmodell der Teilchenphysik (SM) beschrieben. Viele Voraussagen des SM stimmen mit den experimentellen Beobachtungen sehr gut überein, doch es gibt noch viele Phänomene, derer sich dieses Modell nicht annehmen kann. In diesem Kapitel werden die Grundzüge des Standardmodells der Teilchenphysik skizziert, die Grenzen aufgezeigt und eine mögliche Erweiterung um zusätzliche Raumdimensionen erläutert.

Die Inhalte der Kapitel 1.2 und 1.3 kommen aus [1]. Alle zusätzlichen Informationen sind entsprechend markiert.

## 1.1 Natürliche Einheiten

In der Teilchenphysik ist es üblich, die Konstante für die Vakuumlichtgeschwindigkeit und die reduzierte Planckkonstante auf 1 zu setzen ( $c = \hbar = 1$ ). Diese Festlegung der Naturkonstanten wird als natürliches Einheitensystem bezeichnet. Damit erhält man für die relativistische Energie eines Teilchen die Gleichung  $E^2 = p^2 + m^2$ . Energie, Impuls und Masse haben die gleiche Einheit der Energie. In dieser Arbeit werden Energie, Impuls und Masse in den natürlichen Einheiten angegeben und die Einheit Elektronenvolt verwendet. Alle anderen Größen, wie zum Beispiel Strecken, werden in SI Einheiten angegeben.

## 1.2 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik ist in der Lage, die elektromagnetische, starke und schwache Wechselwirkung zu beschreiben. Die Gravitation ist die einzige Kraft der bekannten Wechselwirkungen, die nicht Teil des SM ist.

Jede Art von Teilchen, unabhängig davon, ob es sich um Elementarteilchen oder eine Zusammensetzung dieser handelt, kann in zwei Kategorien unterteilt werden. Die Unterscheidung der Teilchen wird mithilfe des Spins vorgenommen, einer Quantenzahl die den Eigendrehimpuls der Teilchen charakterisiert. Mit der Betrachtung des Spins können die Teilchen nun in Bosonen (ganzzahliger Spin) und Fermionen (halbzahliger Spin) unterteilt werden.

Die Austauscheteilchen der Wechselwirkungen werden als Eichbosonen bezeichnet. Jede Wechselwirkung hat seine eigenen Eichbosonen, welche an die Teilchen mit der Ladung koppeln, die zur entsprechenden Wechselwirkung gehört. Das Photon koppelt an Teilchen mit elektrischer Ladung und vermittelt die elektromagnetische Wechselwirkung. Es selbst trägt keine elektrische Ladung und kann somit nicht an sich selber koppeln. Die Gluonen, insgesamt gibt es acht verschiedene, koppeln an Teilchen mit Farbladung und sind Übermittler der starken Wechselwirkung. Die Gluonen tragen selbst eine Farbladung und können somit an sich selber koppeln. Die schwache Wechselwirkung wird von den  $Z^0$  und  $W^\pm$  Bosonen vermittelt, die an Teilchen mit schwacher Ladung

koppeln. Auch diese Austauschteilchen tragen die Ladung der schwachen Wechselwirkung und koppeln an sich selber. Tabelle 1 zeigt eine Übersicht aller Kräfte mit ihren Eichbosonen.

Wechselwirkung	Austauschteilchen	Ladung	Masse [GeV/c <sup>2</sup> ]	relative Kopplungsstärke <sup>1</sup>
elektromagnetisch	Photon $\gamma$	elektrische Ladung	0	$\frac{1}{137}$
stark	8 Gluonen	Farbladung	0	1
schwach	$Z^0 / W^\pm$	schwache Ladung	91/80	$10^{-6}$
gravitativ	Graviton <sup>2</sup> G	Masse	0	$10^{-41}$

Tabelle 1: Wechselwirkungen des SM + Gravitation

Die zweite Sorte von Elementarteilchen sind die Fermionen mit halbzahligem Spin. Bei diesen Elementarteilchen kann zwischen Leptonen und Quarks unterschieden werden. Zu den Leptonen gehören zum einen die Elektronen  $e$ , die Myonen  $\mu$  und die Taus  $\tau$ . Diese Teilchen haben die elektrische Elementarladung  $Q_{elementar} = -1e$  und besitzen keine Farbladung. Neben diesen Teilchen gibt es drei Arten von Neutrinos  $\nu$ , ungeladene Teilchen die je nach ihrer Art bei Reaktionen mit Elektronen, Myonen und Taus auftreten. Die Teilchen werden aufsteigend ihrer Masse in verschiedenen Familien unterteilt.

Quarks sind Elementarteilchen, die eine Farbladung und Bruchteile der elektrischen Elementarladung  $e$  besitzen. Es gibt sechs verschiedene Quarksorten, und zwar das Up  $u$ -, das Charm  $c$ -, das Top  $t$ -, das Down  $d$ -, das Strange  $s$ - und das Bottom  $b$ -Quark. Quarks treten immer nur in Paaren oder größeren Kombinationen auf, da aufgrund der Selbstkopplung der Gluonen beim Trennen von Quarkpaaren neue Quarks entstehen können. Auch die Quarks werden wie die Leptonen in Familien unterteilt.

Zu jedem Lepton und Quark gibt es ein entsprechendes Antiteilchen, welches dieselbe Masse, aber entgegengesetzte Ladungsquantenzahlen besitzt. Tabelle 2 gibt eine Übersicht über die Quarks und Leptonen.

	Familie 1 2 3	elektrische Ladung	Farbe
Leptonen	$e \mu \tau$	-1	-
	$\nu_e \nu_\mu \nu_\tau$	0	-
Quarks	$u \ c \ t$	+2/3	rot, grün
	$d \ s \ b$	-1/2	blau

Tabelle 2: Fundamentale Teilchen des Standardmodells

Neben den Elementarteilchen existieren noch weitere Teilchen, die aus den Quarks zusammengesetzt sind und Hadronen genannt werden. Die Hadronen können anhand

<sup>1</sup>Die Stärke der Wechselwirkung ist energieabhängig. Diese Werte sind beispielhaft für einige GeV. Dies soll nur den großen Unterschied in der Kopplungsstärke zwischen der Gravitation und den Kräften zeigen. Die Werte sind aus [2].

<sup>2</sup>Bisher nur theoretisch postuliert.



ihrer Quarkzusammensetzung unterteilt werden. Mesonen bestehen aus einer Quark-Antiquark Kombination, tragen ganzzahligen Spin und sind somit Bosonen. Ein Beispiel für Mesonen ist das  $K$ -Meson, welches zum Beispiel aus einem  $s$ - und  $\bar{s}$ -Quark bestehen kann. Baryonen bestehen aus drei Quarks oder drei Antiquarks, haben halbzahligen Spin und sind damit Fermionen. Beispiele für Baryonen sind Protonen und Neutronen. Alle Hadronen sind farbneutral, je nach Quarkzusammensetzung können sie aber elektrisch geladen oder elektrisch neutral sein.

Eine weiteres Phänomen sind „Jets“. Da Quarks nicht isoliert auftreten können, entstehen durch Quarks, die bei Teilchenkollisionen freigesetzt werden, neue Quarks und Gluonen, die sich verbinden und dadurch Hadronen bilden. Dies geschieht lawinenartig und führt zu einer Kaskade von Hadronen.

### 1.3 Higgs Mechanismus

Aufgrund experimenteller Beobachtungen kann allen Leptonen, Quarks und den Eichbosonen  $Z^0 / W^\pm$  eine Masse zugeschrieben werden. Neutrinos werden auch als massiv angenommen, allerdings konnte für sie bisher lediglich eine Massengrenze bestimmt werden [3]. Die Eigenschaft der Masse wird durch den Higgsmechanismus beschrieben.

Dieser Mechanismus führt das Higgs-Feld ein, das den ganzen Raum einnimmt und dessen Vakuumsgrundzustand ungleich null ist. Alle massiven Teilchen wechselwirken mit dem Higgsfeld und erhalten durch die Wechselwirkung ihre Masse. Das Eichboson dieses Feldes ist das Higgboson. Das Teilchen besitzt eine Masse von ca. 125 GeV, ist elektrisch neutral und besitzt einen Spin von null. Es wurde 2012 am Large Hadron Collider (siehe Kapitel 2) mit hoher Wahrscheinlichkeit entdeckt [4].

### 1.4 Hierarchieproblem

Das Standardmodell der Teilchenphysik kann eine Vielzahl von Phänomenen erklären. Dennoch gibt es Physik jenseits des SM, die bisher noch nicht verstanden werden kann. Eines dieser Probleme ist das Hierarchieproblem [5].

Wie aus Tabelle 1 ersichtlich wird, unterscheidet sich die Kopplungsstärke der einzelnen Wechselwirkungen, vor allem die der Gravitation zu den anderen Wechselwirkungen, enorm. Diese nicht zu erklärende Hierarchie, die in der Stärke der Wechselwirkungen vorliegt, nennt man das Hierarchieproblem.

Dieses Problem manifestiert sich in der Berechnung von Schleifenkorrekturen der Higgs-masse. Die messbare Higgs-masse  $m_h$  setzt sich aus der Grundmasse  $m_0$  und Massentermen  $\Delta m_h$  durch Korrekturen höherer Ordnungen zusammen:

$$m_h^2 = m_0^2 + \Delta m_h \quad (1.1)$$

Abbildung 1.1 zeigt Korrekturen für Fermionen und Bosonen, die zum Term  $\Delta m_h$  beitragen.

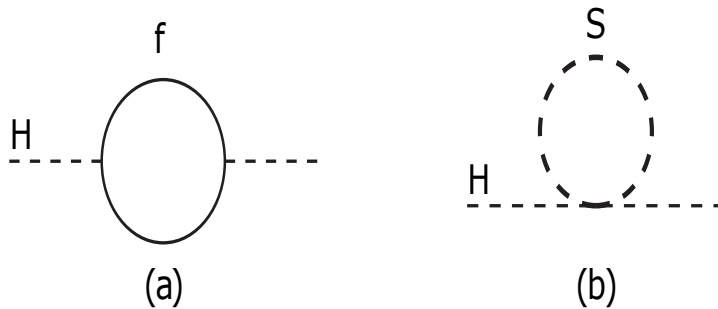


Abbildung 1.1: Schleifenkorrekturen für Fermionen (links) und Bosonen (rechts) [5]

Rechnet man die entsprechenden Korrekturen aus, ergibt sich für Fermionen und Bosonen [5]:

$$\Delta m_h = -\frac{|\lambda_f|^2}{8\pi^2} \Lambda_{UV}^2 + \dots \quad (1.2)$$

$$\Delta m_h = \frac{\lambda_s}{16\pi^2} [\Lambda_{UV}^2 + 2m_S^2 \cdot \ln(\frac{\Lambda_{UV}}{m_S}) + ..]. \quad (1.3)$$

Dabei ist  $\lambda_i$  die Kopplungsstärke des Higgsfeldes an das jeweilige Teilchen und  $m_S$  die Masse des koppelnden Bosons. Die entscheidende Größe ist  $\Lambda_{UV}$ , ein Parameter, der die energetische Grenze des Gültigkeitsbereichs des Standardmodells der Teilchenphysik beschreibt. Sollte es keine neue Physik geben, dann hätte  $\Lambda_{UV}$  den Wert der Planck-Skala  $M_{Pl}$ , siehe Kapitel 1.6. In diesem Falle wäre  $\Delta m_h$  so groß, dass die Grundmasse  $m_0$  um ein Vielfaches größer wäre als die gemessene Higgs-Masse, um diesen Effekt aufzuheben.

Diese Art der Korrektur von  $m_0$  ist möglich, da der Wert für  $m_0$  nicht bekannt ist. Jedoch hätte die Abstimmung von  $m_0$  und  $\Delta m_h$  eine Präzision, die in der Natur bisher noch nicht vorgekommen ist. Aus diesem Grund wird nach anderen möglichen Erklärungen gesucht.

## 1.5 Quantengravitation

Die Gravitation ist die einzige Wechselwirkung, die nicht vom SM beschrieben wird. Das Problem ist, dass die Gravitation sich nicht vollständig mit einer Quantenfeldtheorie beschreiben lässt.

Eine möglicher Ansatz für eine Quantenfeldtheorie der Gravitation betrachtet die Quantisierung des metrischen Tensors  $g_{\mu\nu}(x)$  aus der Allgemeinen Relativitätstheorie. Die Metrik wird in ein konstantes Feld  $\bar{g}_{\mu\nu} = \text{diag}(-1, 1, 1, 1)$  und ein Quantefeld  $h_{\mu\nu}$  aufgespalten. Mit der Einsteinschen Gravitationskonstante  $\kappa$  erhält man [6]:

$$g_{\mu\nu} = g_{\mu\nu}(x) + \kappa h_{\mu\nu}. \quad (1.4)$$

Dieser Ansatz kann nun für weiterführende quantenfeldtheoretische Berechnungen verwendet werden. Jedoch ergibt sich das Problem, dass eine Renormierung der Theorie nicht möglich ist. Dies bedeutet, dass bei der Berechnung von Korrekturen von Gravitationswechselwirkungen Divergenzen entstehen, die mit bisherigen Methoden nicht aufgelöst werden können, wie es bei den anderen Wechselwirkungen der Fall ist.

## 1.6 Zusätzliche Raumdimensionen

Eine mögliche Lösung des Hierarchieproblems ist die Einführung zusätzlicher Raumdimensionen, den „large extra dimension (LED)“, und der von den Physikern **Arkani-Hamed**, **Dimopoulos** und **Dvali** entwickelten ADD Theorie [7].

In der Theorie geht man von  $n$  zusätzlichen Raumdimensionen aus, die aber kompaktifiziert und somit einen endlichen Radius  $R$  haben. Alle Teilchen und Wechselwirkungen des Standardmodells befinden sich in einer (3+1) dimensional Fläche, die „Brane“ genannt wird. Die Brane ist in die 3+1+n Raum-Zeit eingebettet, die als „Bulk“ bezeichnet wird. Die Gravitation ist die einzige Wechselwirkung die sich im kompletten Bulk, das heißt in alle Raumdimensionen, ausbreiten kann.

Mit diesen Annahmen kann man nun die Eigenschaften der Gravitation studieren. Man kann die Gravitation innerhalb und außerhalb des Bulks berechnen [8]:

$$V(r) \propto \frac{G_{4+n} m_1 m_2}{r^{2+n}}, (r \ll R). \quad (1.5)$$

$$V(r) \propto \frac{G_{4+n} m_1 m_2}{r^2} \frac{1}{R^n}, (r \gg R). \quad (1.6)$$

$G_{4+n}$  ist die Gravitationskonstante für die Annahme zusätzlicher Raumdimensionen. Mit der Identifizierung von  $\frac{G_{4+n}}{R^n} \propto G$  mit  $G$  als Gravitationskonstante für drei Raumdimensionen, erhält man das bekannte Newtonsche Gravitationsgesetz. Nach  $G_{4+n}$  umgeformt liefert:

$$G_{4+n} \propto G \cdot R^n. \quad (1.7)$$

Es kann nun die Planck-Skala [9] ins Spiel gebracht werden. Das ist die energetische Skala, bei der die starke Wechselwirkung und Gravitationskraft die gleiche Kopplungsstärke haben und die Gravitation mithilfe einer Quantenfeldtheorie beschrieben werden muss. Für die Planckmasse, bei der genau die Planck-Skala eine Rolle spielt, gilt in natürlichen Einheiten  $M_{Pl} = \frac{1}{\sqrt{G}}$ . Setzt man das nun in Gleichung 1.7 ein, führt das zu

$$M_{Pl(4+n)}^{2+n} \propto M_{Pl}^2 \frac{1}{R^n}. \quad (1.8)$$

Damit wäre die Planck-Skala abhängig von der Anzahl der zusätzlichen Raumdimensionen. Das könnte das Hierarchieproblem lösen, da nun die tatsächliche Planckskala so

groß sein könnte wie die elektroschwache Skala  $m_{EW}$ . Dies ist die Skala, bei der die elektromagnetische und schwache Wechselwirkung von der Kopplungsstärke identisch sind und sich in einer Kraft vereinigen lassen. Eine vereinheitlichte Theorie aller Wechselwirkung wäre denkbar. Umformung nach dem Radius  $R$  der zusätzlichen Raumdimension [7] liefert:

$$R \propto \frac{1}{M_{Pl(4+n)}} \left( \frac{M_{Pl}}{M_{Pl(4+n)}} \right)^{\frac{2}{n}}. \quad (1.9)$$

Nimmt man nun an, die allgemeine Planck-Skala  $M_{Pl(4+n)}$  sei tatsächlich so groß wie die elektroschwache Skala  $m_{EW}$ , kann man konkrete Werte für verschiedene Dimensionen  $n$  berechnen. Da für  $n = 1$  der Radius so groß wie die der Radius des Sonnensystems wäre, kann man davon ausgehen, dass  $n \geq 2$  ist.

n	1	2	3	4	5
R(cm)	$10^{11}$	$10^{-1}$	$10^{-6}$	$10^{-9}$	$10^{-11}$

Tabelle 3: Größe der zusätzlichen Raumdimensionen für verschiedene  $n$

Zusätzlich können Schlüsse über die Eigenschaften eines theoretischen Eichbosons der Gravitation, die des Gravitons, gezogen werden. Beschreibt man die Gravitation als skalares Feld  $\Phi(x_\mu, y)$  [10] für  $n=1$ , wobei  $x_\mu$  mit  $\mu = 0, 1, 2, 3$ , die Variablen des Minkowski-Raums und  $y$  die Variable der zusätzlichen Dimension ist, hat man aufgrund der kompakten Raumdimension eine Periodizität in  $y$ , woraus folgt  $\Phi(x_\mu, y) = \Phi(x_\mu, y + 2\pi R)$ . Aufgrund dessen kann man das Feld in eine Fourierreihe entwickeln.

$$\Phi(x_\mu, y) = \sum_{k=0, \pm 1, \dots} \phi_k(x_\mu) e^{ik \frac{y}{R}} \quad (1.10)$$

Dieser Ansatz kann in die fünfdimensionale Feldgleichung für skalare Felder eingesetzt werden.

$$\left( \partial_\mu^2 - \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \Phi(x_\mu, y) = 0 \quad (1.11)$$

Führt man die Ableitung nach  $y$  aus, bekommt man für jede Mode  $\phi_k$

$$\left( \partial_\mu^2 + \frac{k^2}{R^2} \right) \phi_k(x_\mu) = 0. \quad (1.12)$$

Das entspricht der vierdimensionalen Gleichung mit den bekannten Koordinaten. Damit sind aus vierdimensionaler Sicht die  $\phi_k$  Felder mit der Masse  $m_k = \frac{|k|}{R}$ . Für den Fall, das  $\Phi(x_\mu, y)$  ein massives Feld mit Masse  $m_0$  ist, ergibt sich für zusätzliche  $n$  Raumdimensionen [10][11] für die Masse  $m_k$  folgende Gleichung:

$$m_k = m_0 + \sum_{i=1}^n \frac{|k_i|}{R_i}. \quad (1.13)$$

## 1.7 Messung zusätzlicher Raumdimensionen

Eine Möglichkeit zur Beobachtung von zusätzlichen Raumdimensionen ist die Betrachtung der Veränderung von Wirkungsquerschnitten durch den Austausch virtueller Gravitonen [12]. Dabei gibt es sowohl Lepton- als auch andere mögliche Kanäle. Diese Arbeit sucht nach Signalen in Endzuständen mit zwei Elektronen, da diese Teilchen mit dem Compact Muon Solenoid Detektor (siehe Kapitel 2) sehr genau vermessen und rekonstruiert werden können.

In führender Ordnung gibt für den Kanal mit zwei Elektronen im Endzustand zwei mögliche Prozesse, bei dem es zum Gravitonenaustausch kommen kann. Zum einen ist eine Quarkannihilation möglich, wobei diese mit dem Drell Yan Prozess (siehe Kapitel 3.3.1) interferiert. Bei der zweiten Möglichkeit findet eine Gluonannihilation statt. Die Abbildung 1.2 zeigt die Feynmangraphen der Prozesse.

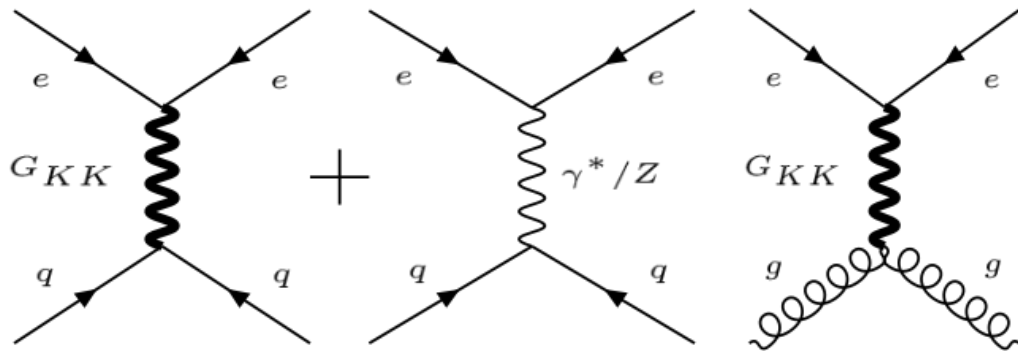


Abbildung 1.2: Erzeugung virtueller Gravitonen in führender Ordnung. Links ist die Quarkannihilation mit DY Interferenz, rechts die Gluonannihilation.

Aufgrund der hohen Anzahl an Gravitonenmoden könnte für jede Mode eine sichtbare Resonanz im Signal erwartet werden. Doch unter Betrachtung des Abstands zwischen zwei Massenzuständen (siehe Gleichung 1.13) ist zu erkennen, dass  $m_k - m_{k-1} \propto 1/R$ . Da der Radius  $R$  der zusätzlichen Raumdimensionen klein sein soll, ist der Abstand zwischen den Resonanzen der einzelnen Massenzustände nicht auflösbar. Aus diesem Grund ist ein effektives Signal nicht resonant. Abbildung 1.3 zeigt eine schematische Darstellung eines gemessenen Signals.

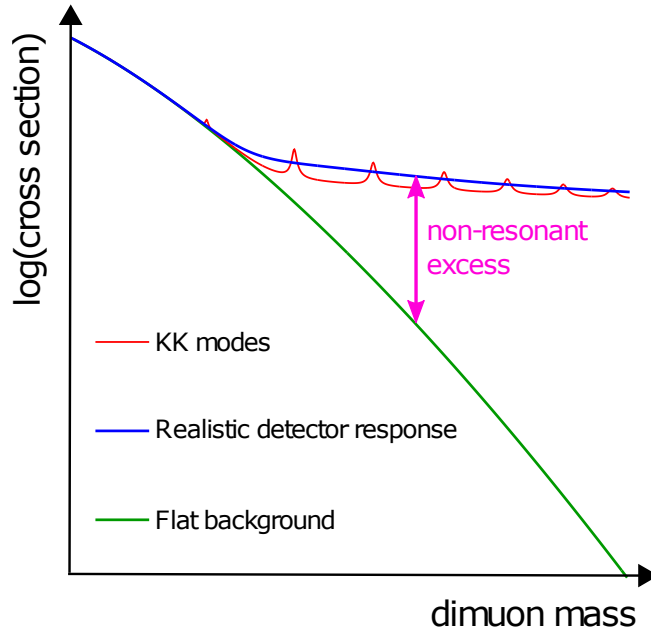


Abbildung 1.3: Schematische Darstellung eines effektiven Signals. Die Abbildung zeigt den Verlauf in Abhängigkeit der Myonenmassen. Das Schema für Elektronen ist sehr ähnlich [13].

Für die Charakterisierung der Signalprozesse existieren zwei verschiedene Parameterkonventionen. Es gibt die GRW (Giudice, Rattazzi, Wells) Konvention [12] und die HLZ (Han, Lykken, Zhang) Konvention [14]. Der Wirkungsquerschnitt für die GRW-Konvention ist in Gleichung 1.14 gezeigt.

$$\sigma \propto \frac{1}{\Lambda_T^4} \quad (1.14)$$

Dabei ist  $\Lambda_T$  der freie Parameter in der ADD Theorie. Mit  $M_s$  als „Stringskala“ und  $n$  als Anzahl der zusätzlichen Raumdimensionen folgt für die Umrechnung der Konventionen [15]:

$$\Lambda_T = \frac{n-2}{2} M_s^4 \quad (1.15)$$

Bisherige Studien mit Daten des Compact Muon Solenoid zur Messung von  $\Lambda_T$  ergaben für eine Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 7$  TeV eine Untergrenze von  $\Lambda_T > 3.3$  GeV [15] und für  $\sqrt{s} = 8$   $\Lambda_T > 4.1$  GeV [13].

## 2 Large Hadron Collider

Eine experimentelle Realisierung zur Messung vieler Phänomene des SM und darüber hinaus stellt der Large Hadron Collider (LHC) [16] dar. Dieser Teilchenbeschleuniger befindet sich am Europäischen Kernforschungszentrum CERN in Genf. Durch Beschleunigung und anschließender Kollision von Protonen oder schwerer Ionen entsteht eine Vielzahl an Teilchen. Die Auswertung und Rekonstruktion dieser Entstehungs- und Zerfallsprozesse kann neue Erkenntnisse über bekannte und neue Physik liefern.

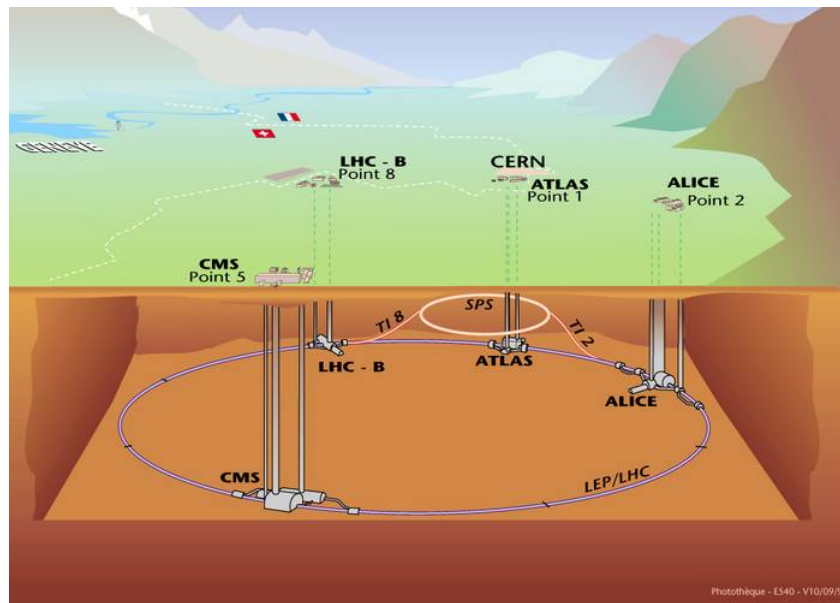


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung des LHC [17] (modifiziert).

### 2.1 Technischer Überblick

Der Teilchenbeschleuniger [18] hat einen Durchmesser von ca. 27 Kilometern und befindet sich 50-170 Meter unter der Erde, um von kosmischer Strahlung abgeschirmt zu sein. Die Rohre, in denen die Protonen beschleunigt werden, haben einen Durchmesser von ca. 5.6 cm und es herrscht ein Hochvakuum von bis zu  $10^{-13}$  bar, um versehentliche Kollisionen mit Luftmolekülen zu vermeiden. Weiterhin besteht der LHC aus 1232 Dipolmagneten 392, Quadropolmagneten, 688 Sextupolmomenten und 168 Oktupolmomenten, da durch die Rohre geladene Teilchen bewegt werden, die durch Magnete gelenkt und gesteuert werden können. Die Dipolmagnete erzeugen ein Magnetfeld von bis zu 8.33 Tesla. Um solch starke Magnetfelder zu erzeugen, müssen die Magneten supraleitende Eigenschaften aufweisen, weshalb sie auf bis zu 1.5 Kelvin herunter gekühlt werden.

## 2.2 Luminosität

Eine der entscheidenden Kenngrößen für die Leistungsfähigkeit eines Teilchenbeschleunigers ist die Luminosität. Die Luminosität  $\mathcal{L}$  verknüpft den Wirkungsquerschnitt  $\sigma$ , ein Maß für die Wahrscheinlichkeit von Teilchenstreuungen eines Prozesses, mit der gemessenen Ereignisrate  $\dot{N}$  [19]:

$$\dot{N} = \mathcal{L} \cdot \sigma. \quad (2.1)$$

Dabei ist die Luminosität definiert als

$$\mathcal{L} = \frac{n \cdot N_1 \cdot N_2 \cdot f}{A}, \quad (2.2)$$

wobei  $n$  die Anzahl der Teilchenpakete,  $N_1$  und  $N_2$  die Anzahl der Teilchen in den kollidierenden Paketen,  $f$  die Umlauffrequenz eines Teilchenpaketes durch den Speicherring und  $A$  die Querschnittsfläche der Teilchenpakete beschreibt. Je höher die Luminosität, desto höher die Ereignisrate, also die Anzahl der messbaren Ereignisse pro Sekunde. Aus dieser Größe kann die integrierte Luminosität  $\mathcal{L}_{int} = \int \mathcal{L} dt$  bestimmt werden, die dann eine Aussage über die Gesamtzahl der gemessenen Ereignisse  $N$  in einem bestimmten Zeitraum gibt:

$$N = \mathcal{L}_{int} \cdot \sigma. \quad (2.3)$$

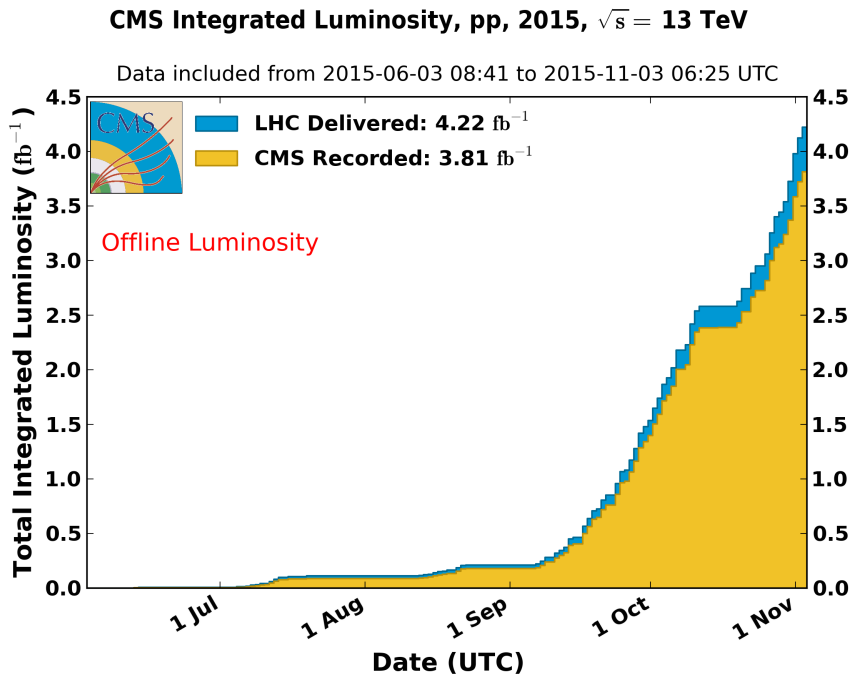


Abbildung 2.2: Integrierte Luminosität über das Jahr 2015 [20].



## 2.3 Compact Muon Solenoid

Einer der fünf großen Detektoren am LHC ist der Compact Muon Solenoid (CMS) [21] Detektor, der für die Vermessung verschiedener Teilchen ausgelegt ist. Die verschiedenen Messinstrumente des CMS Detektors erlauben präzise Messungen der Energie und der Trajektorie von geladenen Teilchen. Neben den Messinstrumenten ist auch ein supraleitender Zylindermagnet eingebaut. Den schematischen Aufbau mit den wichtigen Kenngrößen des Detektors zeigt Abbildung 2.3.

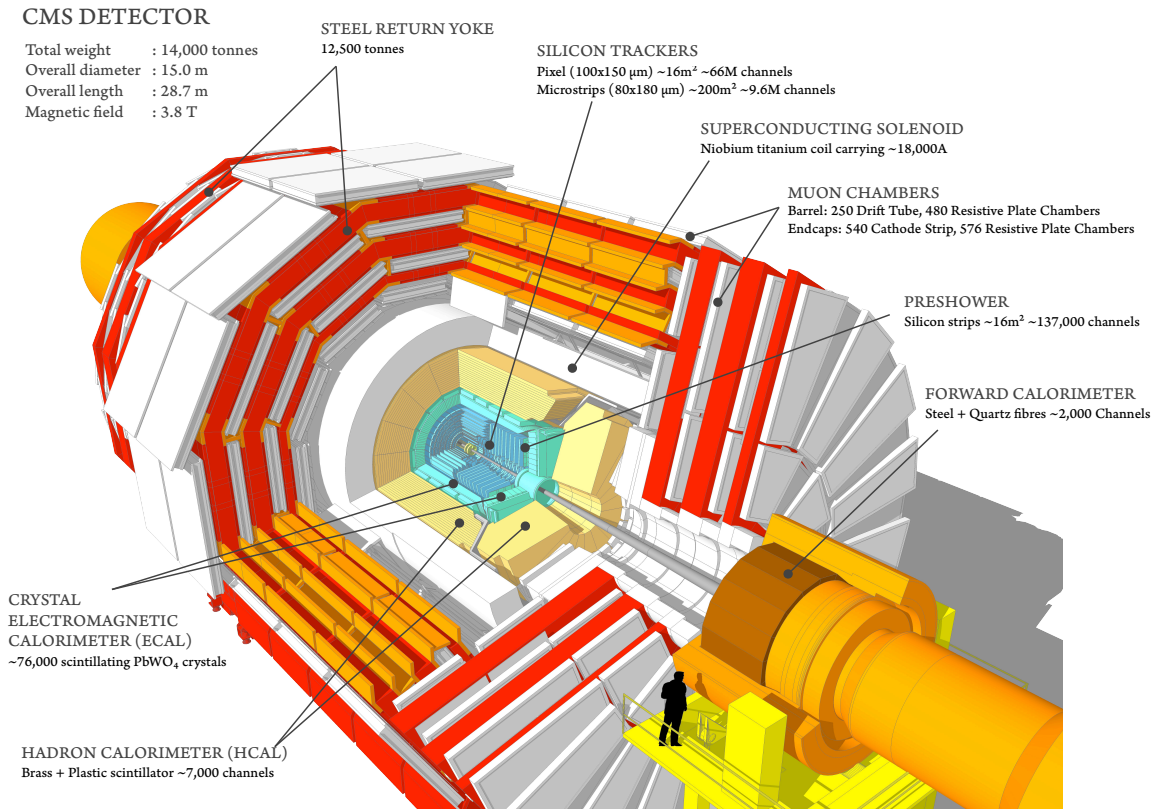


Abbildung 2.3: Schematischer Aufbau des Compact Muon Solenoid [22] Detektors.

### 2.3.1 Koordinatensystem

Das für den CMS Detektor verwendete Koordinatensystem [21] hat den Koordinatenursprung im Punkt der Teilchenkollisionen. Die z-Achse zeigt in Strahlrichtung in die Richtung des Gebirges Jura, die x-Achse zeigt in Richtung des Zentrums des LHC Speicherrings und die y-Achse zeigt vertikal nach oben. Der Azimutwinkel  $\phi$  wird in der xy-Ebene ausgehend von der x-Achse gegen den Uhrzeigersinn gemessen. Der Polarwinkel  $\theta$  wird von der z-Achse aus gemessen. An Stelle des Polarwinkels verwendet man häufig die Pseudorapidität  $\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$ , da im hochenergetischen Grenzfall für  $E \gg m$  die Pseudorapidität gleich der Teilchenrapidität  $\Theta = \text{arctanh}(v_z/c)$  ist.

### 2.3.2 Detektoren des CMS

Um die verschiedenen Eigenschaften der Teilchen zu vermessen, gibt es im CMS Detektor verschiedene Subdetektoren. Weiterhin unterteilt man je nach  $\eta$ -Position im Detektor diesen in zwei Bereiche. Es wird unterschieden zwischen dem zentralen zylindrischen Bereich, der „Barrelregion“, für  $|\eta| < 1.4442$  und der Endkappenregion für  $1.566 < |\eta| < 2.5$ . Diese spezifische Definition der Regionen gilt nur für Elektronen und unterscheidet sich von anderen Teilchen.

Der Aufbau der Detektorkomponenten [21][23] von innen nach außen ist im Folgenden geschildert.

#### Pixeldetektoren

Den ersten Teil bildet ein Siliziumpixeldetektor mit 65 Millionen Pixeln, die eine präzise Vermessung der Teilchenspur erlauben. Darauf folgt ein Siliziumstreifendetektor bestehend aus 15200 Modulen mit insgesamt 10 Millionen Siliziumstreifen. Die Vermessung der Teilchenspuren ist bis zu  $|\eta| < 2.5$  möglich.

#### Elektromagnetisches Kalorimeter (ECAL)

Das Kalorimeter bestimmt die Energie von Teilchen, die elektromagnetisch wechselwirken, größtenteils von Elektronen oder Photonen. Es besteht aus 80000  $\text{PbWO}_4$  Kristallen, in denen die geladenen Teilchen absorbiert werden, um dann Szintillationslicht auszusenden, dass von an den Kristallen installierten Photodioden gemessen werden kann. Messungen der Energie sind bis zu  $|\eta| < 3$  möglich.

#### Hadronisches Kalorimeter (HCAL)

Das Kalorimeter bestimmt die Energie von Hadronen, zum Beispiel Protonen und Neutronen. Wie beim ECAL wird über Szintillation der Teilchen mithilfe von Photodioden die Energie vermessen. Dabei sind in dem HCAL eine Vielzahl von Plastikszintillatoren eingebaut. Im Barrelbereich können Messungen bis  $|\eta| < 1.3$ , in den Endkappen bis zu  $|\eta| < 3$  und mit den Detektorkomponenten in Strahlrichtung können Messungen bis zu  $|\eta| < 5$  vorgenommen werden.

#### Zylindermagnet

Der zylindrische Magnet erzeugt ein 3.8 Tesla starkes Magnetfeld, um die geladenen Teilchen abzulenken, da man aus der Ablenkung in den Pixeldektektoren und in der Myonkammern den Impuls der Teilchen bestimmen kann. Zudem ist ein Eisenjoch um den Magneten gebaut.

#### Myonkammern

Dieses System aus Driftkammern, Kathodenstreifenkammer und Widerstandsplattenkammer vermisst die Spur von Myonen.

## 2.4 Wichtige Messgrößen des CMS Detektors

Der CMS Detektor misst eine Vielzahl von Größen, die im Laufe dieser Arbeit immer wieder vorkommen werden. Im Folgenden sind die wichtigsten aufgezählt.

**$p_T$** : Transversaler Impuls, der in der x-y-Ebene gemessen wird. Es gilt  $p_T = p \cdot \sin(\theta)$ , wobei  $p$  der Betrag des Gesamtimpulses ist.

**$E_T$** : Transversale Energie, die in der x-y Ebene gemessen wird. Es gilt  $E_T = E \cdot \sin(\theta)$ , wobei  $E$  die Gesamtenergie ist.

**$H$** : Hadronische Energie, die im HCAL gemessen wird.

**$H_T$** : Transversale hadronische Energie, für die gilt  $H_T = H \cdot \sin(\theta)$  mit  $H$  als die hadronische Energie.

**$\Delta R$** : Abstand zwischen den Teilchen im Detektor. Es gilt  $\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}$  mit  $\Delta\phi$  und  $\Delta\eta$  als Abstand zwischen den Teilchen in der jeweiligen Winkelrichtung.

**$M_{ee}$** : Invariante Masse von zwei Elektronen. Es gilt  $M_{ee} = \sqrt{(E_{e_1} + E_{e_2})^2 - (p_{e_1} + p_{e_2})^2}$ .

## 2.5 Das CMS Triggersystem

Aufgrund von 40 Millionen Protonenkollisionen pro Sekunde entsteht eine Ereignisrate im CMS Detektor von bis zu  $10^5$  Ereignissen pro Sekunde, die eine Datenmenge verursacht, die mit heutiger Technik nicht gespeichert werden kann. Aus diesem Grund findet am Detektor eine Vorselektion statt, mit der Ereignisse, die uninteressant erscheinen, verworfen und die Datenmengen um ein Vielfaches reduziert werden. Dazu wird ein komplexes, mehrstufiges Triggersystem verwendet, dass die Ereignisrate auf einen Wert von  $\mathcal{O}(1000)$  Ereignissen pro Sekunde reduziert.

### 2.5.1 L1 Trigger

Die erste Stufe der Ereignis Selektion wird vom Hardware L1 Trigger [24] übernommen. Der Trigger besteht aus drei Hauptkomponenten: Aus dem globalen Trigger, dem Myon- und dem Kalorimetertrigger, wobei die beiden letzten wiederum aus lokalen Komponenten im Detektor bestehen. Diese sammeln Daten und schicken die Information zum lokalen Kalorimetertrigger, der dann Elektronen und Photonkandidaten identifizieren kann. Diese Informationen werden weiter zum globalen Kalorimetertrigger geleitet, der Elektron- und Photonkandidaten nach ihrer Energie sortiert. All diese Informationen und die aus dem Myontrigger werden an den globalen Trigger gesendet. Dieser entscheidet dann, ob die Ereignisse den L1 Trigger passieren können oder nicht.

### 2.5.2 High Level Trigger

Alle vom L1 Trigger ausgewählten Ereignisse werden im nächsten Schritt vom High Level Trigger (HLT) [25] analysiert. Der HLT ist ein software-basierter multilevel Trigger,

der schrittweise Rekonstruktionen der Ereignisse vornimmt und entscheidet, ob diese dann gespeichert werden. Für die Elektronenkandidaten, die relevant sind für diese Arbeit, wird der Rekonstruktionsverlauf im Folgenden kompakt erläutert.

### **Bestimmen des Superclusters**

Auf diesem Level der Rekonstruktion verwendet der HLT nur Informationen aus dem ECAL. Zur Bestimmung der Energie und der Position verwendet der HLT Trigger dafür entwickelte Algorithmen. Diese lesen die Informationen der Kristalle des ECALs aus und suchen nach Kristallen, deren Einträge eine gewisse Energieschwelle überschreitet. Diese Kristalle werden „seed“-Kristalle genannt. Ausgehend von den „seed“-Kristallen werden alle Einträge umliegender Kristalle in einem „Cluster“ zusammengefasst. Disjunkte Cluster werden schlussendlich zu einem „Supercluster“ zusammengefasst.

### **Ableich mit den Pixeldetektoren**

Vom Supercluster ausgehend wird die Richtung vom Ereignis rekonstruiert bis zum Interaktionspunkt, um dies mit den Informationen aus dem Pixeldetektor zu vergleichen.

Im letzten Schritt wird die Bahn der Ereignisse rekonstruiert und eine weitere Selektion über bestimmte Kriterien wird vorgenommen. Alle Ereignisse, die alle Kriterien des HLT erfüllen und somit als Elektronenkandidaten gelten, werden samt der gesammelten Informationen für darauffolgende dedizierte Analysen gespeichert.

## 3 Daten und Simulationen

Die grundlegende Strategie dieser Analyse ist der Vergleich von gemessenen und simulierten Proton-Proton-Kollisionen. Zum einen werden Simulationen von Standardmodellprozessen betrachtet, bei denen auf verschiedene Weise ein Zwei-Elektronen-Endzustand entstehen kann. Zum anderen muss das zu erwartende Signal betrachtet werden, welches die ADD Theorie voraussagt. Dazu werden für die verschiedenen Prozesse Monte Carlo (MC) Simulationen generiert, welche im Folgenden erklärt werden.

### 3.1 Partonenverteilungsfunktionen

Für die Simulation von Protonenkollisionen braucht man Informationen zur Struktur der Protonen. Aus dem SM ist bekannt, dass Protonen aus Quarks bestehen, aus historischen Gründen Partonen genannt. Die Partonverteilungsfunktion [26] (PDF)  $f_i(x, Q^2)$  beschreibt die Wahrscheinlichkeit, bei der Energieskala  $Q$  in einem Proton ein Parton  $i$  (also Quark oder Gluon) und dem Energiebruchteil der Gesamtprotonenergie  $x$  zu finden. Eine analytische Berechnung der PDFs ist nicht möglich. Aus diesem Grund müssen experimentelle Daten herangezogen werden, um daraus die funktionale Struktur der PDFs zu bestimmen. Mit den PDFs kann man schließlich Aussagen über den Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  von Prozessen machen, die man dann simulieren möchte.

### 3.2 Simulation der Prozesse

Mit dem Wissen über die Partonenverteilungsfunktionen kann eine Proton-Proton-Kollision mithilfe von Monte Carlo Simulationen [24] nachgestellt werden. Je nach Art des Prozesses werden spezielle Generatorprogramme verwendet. Im nächsten Schritt wird der kinematische Endzustand und dessen Verhalten im CMS Detektor betrachtet. Es wird simuliert, welche Einträge die Ereignisse im CMS Detektor hinterlassen, um daraus, wie für tatsächlich gemessene Daten, Informationen zu sammeln und eine Rekonstruktion wie in Kapitel 2.5 durchzuführen.

### 3.3 Standardmodelluntergründe

Zunächst werden die relevanten Standardmodellprozesse erläutert, die auf den gesuchten Endzustand von zwei Elektronen führen. Diese werden ihrer Wichtigkeit nach im Folgenden vorgestellt.

#### 3.3.1 Drell-Yan Prozess

Beim Drell-Yan Prozess entsteht durch Annihilation von einem Quark-Antiquark-Paar der kollidierenden Protonen ein virtuelles Photon  $\gamma^*$  oder ein Z-Boson, welches dann in ein Leptonpaar zerfällt. Im Hinblick auf die Analyse dieser Arbeit werden Elektron-Positron-Paare betrachtet. In führender Ordnung (LO, vom englischen „leading order“) ist der Prozess im folgenden Feynman-Diagramm in Abbildung 3.1 gezeigt.

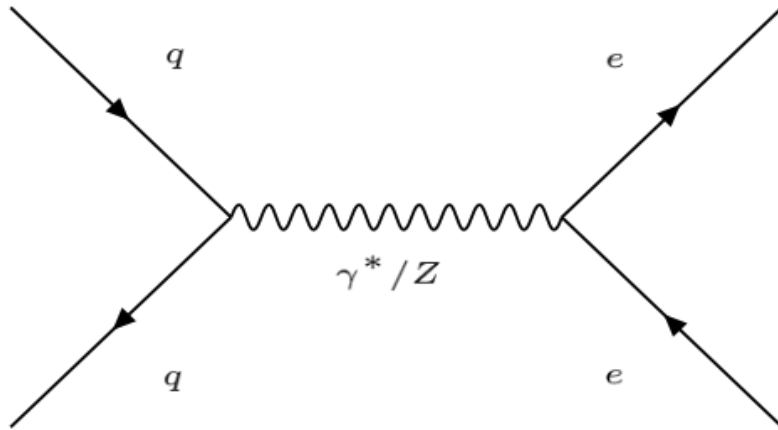
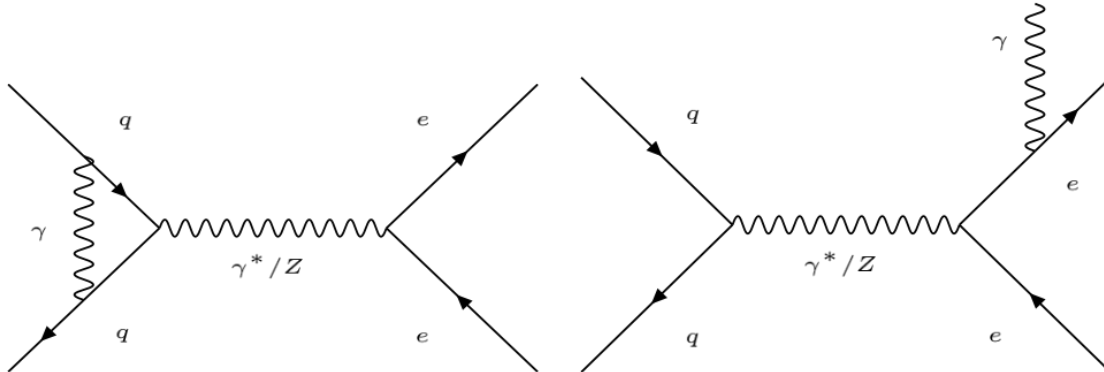


Abbildung 3.1: DY-Prozess in führender Ordnung.

Zur LO kommen weitere Prozesse hinzu, die als Korrektur für den DY Wirkungsquerschnitt eine Rolle spielen. In der nächsten höheren Ordnung (NLO, vom englischen „next to leading order“) kann ein virtuelles Teilchen entstehen und absorbiert werden oder ein reales Teilchen emittiert werden. Feynmangraphen für quantenchromodynamische (QCD) und elektroschwache Korrekturen zeigt Abbildung 3.2.



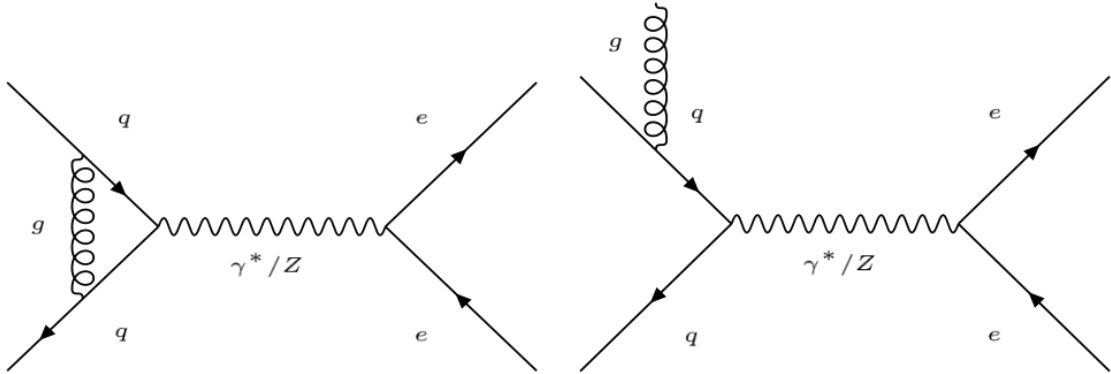


Abbildung 3.2: Korrekturen des DY in erster Ordnung. Das linke Diagramm zeigt die Entstehung eines virtuellen Teilchens für QCD und elektroschwache Wechselwirkung, das rechte Diagramm zeigt die Emission eines realen Teilchens.

Neben der NLO gibt es noch höhere Ordnungen, in denen mehrere virtuelle und reelle Teilchen entstehen können und die die Feynmandiagramme immer komplexer werden lassen. Mit steigender Ordnung nimmt der Beitrag zum Wirkungsquerschnitt stark ab. Der Umgang dieser Korrekturen wird in Kapitel 5 behandelt.

Die Simulationen für die Drell-Yan Prozesse wurden für verschiedene invariante Massenbereiche simuliert. Alle Prozesse wurden mit dem Generator POWHEG [27] und dem PDF Datensatz NNPDF3.0 bis zur NLO QCD erzeugt.

### 3.3.2 Zusätzliche Prozesse

Neben dem dominanten DY Prozess gibt es noch weitere Standardmodellprozesse, die zur hinreichend guten Beschreibung eines Endzustands mit zwei Elektronen betrachtet werden müssen.

#### Top Untergründe

Das Topquark  $t$  kann als Top-Antitop-Paar entstehen, als einzelnes Top oder gepaart mit einem  $W$ -Boson. Die Prozesse mit Top-Antitop Paaren und die mit einem einzelnen Tops wurden mit MADGRAPH [28] und dem PDF Datensatz NNPDF3.0 bis zur NLO simuliert. Die Prozesse mit  $tW$  und  $\bar{t}W$  Paaren wurden mit PYTHIA8 [29] und dem PDF Datensatz NNPDF2.3 bis zur LO simuliert.

#### Zwei Bosonen

Bei genügend großer Schwerpunktsenergie können reelle Bosonenpaare entstehen. Dazu zählen  $WW$ ,  $WZ$  und  $ZZ$ , die dann unter anderem wieder in Elektronen zerfallen können. Alle Bosonenpaare wurden mit dem Generator PYTHIA8 und dem Datensatz NNPDF2.3 bis zur LO simuliert.

### **W + Jets $\rightarrow l\nu$**

Dies ist ein Prozess mit einem ein Jet und einem  $W$ -Boson, das in ein Elektron und ein Neutrino zerfallen kann. Dieser Prozess wurde mit dem Generator MADGRAPH und dem PDF Satz NNPDF3.0 bis zur NLO simuliert.

### **$\gamma$ + Jets**

Dies ist ein Prozess mit einem Jet und einem  $\gamma$ , welche fälscherlicherweise als Elektronen identifiziert werden. Dieser Prozess wurde für verschiedene transversale Hadronische Energien mit dem Generator MADGRAPH und dem PDF Datensatz NNPDF3.0 bis zur NLO simuliert.

### **3.3.3 Übersicht aller simulierten Prozesse**

Alle im vorherigen Kapitel diskutierten Prozesse und Simulationen durch die verschiedenen Generatoren sind in der Tabelle 4 zusammengefasst.

Prozess	Generator	Wirkungsquerschnitt <sup>3</sup> in pb	Events
$DY \rightarrow ee$ ( $50 \text{ GeV} < M_{ee} < 120 \text{ GeV}$ )	Powheg	1975.0 (NLO)	2984400
$DY \rightarrow ee$ ( $120 \text{ GeV} < M_{ee} < 200 \text{ GeV}$ )	Powheg	19.32 (NLO)	100000
$DY \rightarrow ee$ ( $200 \text{ GeV} < M_{ee} < 400 \text{ GeV}$ )	Powheg	2.731 (NLO)	100000
$DY \rightarrow ee$ ( $400 \text{ GeV} < M_{ee} < 800 \text{ GeV}$ )	Powheg	0.241 (NLO)	100000
$DY \rightarrow ee$ ( $800 \text{ GeV} < M_{ee} < 1400 \text{ GeV}$ )	Powheg	0.01678 (NLO)	100000
$DY \rightarrow ee$ ( $1400 \text{ GeV} < M_{ee} < 2300 \text{ GeV}$ )	Powheg	0.00139 (NLO)	100000
$DY \rightarrow ee$ ( $2300 \text{ GeV} < M_{ee} < 3500 \text{ GeV}$ )	Powheg	$8.95 \cdot 10^{-5}$ (NLO)	100000
$DY \rightarrow ee$ ( $3500 \text{ GeV} < M_{ee} < 4500 \text{ GeV}$ )	Powheg	$4.135 \cdot 10^{-6}$ (NLO)	100000
$DY \rightarrow ee$ ( $4500 \text{ GeV} < M_{ee} < 6000 \text{ GeV}$ )	Powheg	$4.56 \cdot 10^{-7}$ (NLO)	99000
$DY \rightarrow ee$ ( $6000 \text{ GeV} < M_{ee}$ )	Powheg	$2.066 \cdot 10^{-8}$ (NLO)	97600
$W + Jets$	MadGraph	50690 (LO x 1.2138)	47161328
$\gamma + Jets$ ( $40 \text{ GeV} < H_T$ )	MadGraph	20790 (LO)	4424830
$\gamma + Jets$ ( $100 \text{ GeV} < H_T$ )	MadGraph	9238 (LO)	5116711
$\gamma + Jets$ ( $200 \text{ GeV} < H_T$ )	MadGraph	2305 (LO)	10467654
$\gamma + Jets$ ( $400 \text{ GeV} < H_T$ )	MadGraph	274.4 (LO)	2406285
$\gamma + Jets$ ( $600 \text{ GeV} < H_T$ )	MadGraph	93.46 (LO)	2456253
$WW$	Pythia8	63.21 (LO)	988418
$WZ$	Pythia8	22.82 (LO x 2.0653)	1000000
$ZZ$	Pythia8	10.32 (LO x 1.6011)	985600
$t\bar{t}$	Powheg	730.0 (NLO x 1.1394)	143396600
Single t s-channel	MadGraph	10.11 (NLO)	998400
Single t t-channel	MadGraph	216.99 (NLO)	2995200
$tW$	Powheg	38.09 (LO)	489600
$\bar{t}W$	Powheg	38.09 (LO)	499200

Tabelle 4: Übersicht aller simulierten Prozesse

<sup>3</sup>Die Werte für die Wirkungsquerschnitte der entsprechenden Ordnung und die gegebenen Korrekturen stammen aus [30].



## 3.4 Signalproduktion

Der Signalprozess ist ein virtueller Gravitonenaustausch (siehe Kapitel 1.7). Das Signal wurde als Interferenz von Gravitonenaustausch und DY-Prozess bis zur LO mit PYTHIA8 simuliert. Dabei wurde die GRW Parameterkonvention für die Simulation angewendet und es wurden verschiedene Simulationen für  $\Lambda_T$  in einem Bereich von 3500 GeV bis 8000 GeV in 500 GeV Schritten produziert. Die Ereignisse wurden ab einer invarianten Masse von 1700 GeV simuliert.

### 3.4.1 NLO QCD Korrektur

Wie auch bei den Standardmodellprozessen gibt es bei diesem Prozess Korrekturen höherer Ordnungen. Diese Analyse geht von einem flachen Korrekturfaktor  $k = 1.3$  aus. Für  $\sqrt{s} = 7$  TeV wurde der massenabhängige  $k$ -Faktor für verschiedene Dimensionen  $n$  und Stringskalen  $M_s$  zu 1.3-1.8 bestimmt [15]. Die zitierte Arbeit schlägt die Wahl eines  $k$ -Faktors von 1.3 vor. Dahinter steckt der Gedanke, dass das ADD Model nur ein effektives Modell ist und nur als Referenz dienen soll für vollständige Theorien für zusätzliche Raumdimensionen.

## 3.5 Daten

Diese Arbeit verwendet die Daten, die im Jahr 2015 vom CMS Detektor bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 13$  TeV aufgenommen worden. Die Analyse verwendet den Satz mit der internen Bezeichnung „Data\_Run2015D16Dec2015\_251027\_260627\_DoubleEG“. Der Datensatz hat alle Ereignisse des CMS Detektors gespeichert, die den Triggerpfad des HLT Trigger für zwei Elektronen im finalen Zustand passiert haben. Die integrierte Luminosität des Datensatzes beträgt  $\mathcal{L}_{int} = 2.6 \text{ fb}^{-1}$ .

## 4 Auswahl der Ereignisse

Die vom CMS Detektor aufgenommenen Daten und die Simulationen, die in Kapitel 3 erläutert wurden, werden nun einer weiterführenden Ereigniselektion in drei Schritten unterzogen. Ziel dabei ist eine gute Rekonstruktion von Elektronen. Entsprechend Abbildung 1.3 ist insbesondere der Bereich im invarianten Massenspektrum von Zwei-Elektronen-Ereignissen mit hoher Masse interessant.

### 4.1 Akzeptanzkriterien

Im ersten Schritt wird geprüft, ob die Elektronen in dem Bereich des Detektors gemessen wurden, der eine gute Rekonstruktion liefert. Der Bereich erstreckt von  $|\eta| < 1.4442$  beziehungsweise  $1.566 < |\eta| < 2.5$ . Dies entspricht der Definition für Barrel und Endkappe.

Außerdem werden Elektronen mit einer transversalen Energie von  $E_T < 35$  GeV verworfen. Diese Grenze liegt über der  $E_T$ -Schwelle für den Trigger (siehe Kapitel 4.2) und soll dafür sorgen, dass Ineffizienzen nahe der Schwelle verworfen werden.

### 4.2 Analysetrigger

Wie im CMS Triggersystem Kapitel 2.5 erläutert, werden für die Auswahl der Ereignisse verschiedene Algorithmen und Trigger verwendet. Entsprechend der Signalsignatur werden die Elektronen darauf überprüft, ob der Trigger „HLT\_DoubleEle33\_CaloIdL\_GsfTrkIdVL“ ausgelöst wurde. Das Signal ist für hohe invariante Massen, beziehungsweise hohe Energien sichtbar (siehe Kapitel 1.7). Aus diesem Grund kann die Signalstärke mit dem Trigger nicht verbessert werden. Deshalb wird der Trigger mit der niedrigsten  $E_T$ -Schwelle und sehr weichen Kriterien für andere Parameter verwendet, um so viele Ereignisse wie möglich zu behalten. Zudem ist der Trigger „unprescaled“, das heißt alle Ereignisse, die vom Trigger erfolgreich überprüft wurden, werden dann auch gespeichert.

### 4.3 Auswahlkriterien

Der nächste Schritt der Selektion von Elektronen ist eine Auswahl von bestimmten Kriterien für verschiedene Parameter. Die hochenergetische Elektron Positron (HEEP) ID ist eine von der  $e/\gamma$  Physics Objektgruppe der CMS Kollaboration vorgeschlagene Liste an Kriterien, mit der eine gute Rekonstruktion von Elektronen gewährleistet werden soll. Die Elektronen werden auf die Auswahlkriterien der HEEP ID geprüft, wobei alle Kriterien erfüllt sein müssen, damit das Elektron nicht verworfen wird. Dabei wird wieder unterschieden, ob das Elektron im Barrel oder in der Endkappe des Detektors gemessen wurde. Die Kriterien sind in Tabelle 5 gelistet, mit den entsprechenden Erläuterungen [31] im direkten Anschluss.

Variable	Barrel	Endkappe
isEcalDriven	wahr	wahr
$\Delta\eta_{in}$	$< 0.004$	$< 0.006$
$\Delta\phi_{in}$	$< 0.06$	$< 0.06$
H/E	$< 1/E + 0.05$	$< 5/E + 0.05$
$\sigma_{i\eta i\eta}$	keine Voraussetzungen	$< 0.03$
$E_{1X5}/E_{5X5} \parallel E_{2X5}/E_{5X5}$	$> 0.83 \parallel > 0.94$	keine Voraussetzungen
$ d_{xy} $	$< 0.02$	$< 0.05$
Inner layer lost hits	$\leq 1$	$\leq 1$
EM + had depth 1 isolation	$< 2 + 0.03E_T + 0.28\rho$	für $E_T < 50$ GeV: $< 2.5 + 0.28\rho$ sonst: $< 2.5 + 0.03(E_T - 50\text{GeV}) + 0.28\rho$
Track Isol: Track $p_T$	$< 5$ GeV	$< 5$ GeV

Tabelle 5: HEEP ID Kriterien [32]

**isEcalDriven:** Rekonstruktion basiert primär auf den Daten des ECAL, da die dort gesammelten Informationen am besten für die Identifizierung von Elektronen geeignet sind.

**$\Delta\eta_{in}$ ,  $\Delta\phi_{in}$ :** Differenz der Messungen der Position aus dem Pixeldektektor und dem Supercluster des ECAL. Dadurch sollen zu große Diskrepanzen zwischen den Detektoren ausgeschlossen werden.

**H/E:** Verhältnis von gemessener Energie aus dem HCAL und ECAL, wobei die Energie in einem Radius  $\Delta R = 0.15$  zur Teilchenspur gemessen wurde. Es sollen zu große Energiebeiträge aus dem HCAL ausgeschlossen werden, da Elektronen im optimalen Fall ihre Energie komplett im ECAL deponieren.

**$\sigma_{i\eta i\eta}$ :** Eine Maß für die Streuung der deponierten Energie des Ereignisses im ECAL in  $\eta$  Richtung. Elektronen deponieren ihre Energie in einem kleinen Bereich, weshalb  $\sigma_{i\eta i\eta}$  für diese Teilchen klein sein soll.

**$E_{1X5}/E_{5X5} \parallel E_{2X5}/E_{5X5}$ :**  $E_{5X5}$  ist die Energie in einem 5x5 Zellenblock um den seed Kristall herum,  $E_{1X5}$  ( $E_{2X5}$ ) ist die Energie in einem (zwei) Streifen des 5x5 Zellenblock. Da die Ausbreitung wie bei  $\sigma_{i\eta i\eta}$  erläutert klein sein soll, sollen die Energiewerte für  $E_{1X5}$ ,  $E_{2X5}$  nahe der Energie  $E_{5X5}$  sein.

**$|d_{xy}|$ :** Distanz in der x-y-Ebene zwischen gemessener Spur und dem primären Vertex. Damit sollen Ereignisse ausgeschlossen werden, die nicht im primären Vertex entstanden sind.

**Inner layer lost hists:** Anzahl der Trackersensoren im Spurdetektor, die in der Trajektorie des Ereignisses keine Reaktion gezeigt haben. Dies deutet darauf hin, dass das Elektron absorbiert wurde und somit verworfen werden sollte.

**EM + had depth 1 isolation:** Kombinierte Isolation aus ECAL und HCAL. Es werden die gemessenen Energieeinträge in ECAL und HCAL in einem bestimmten Kegel um das Elektron aufsummiert. Die Summe soll möglichst klein sein, um eine gute Isolation des Elektrons zu gewährleisten.

**Track  $p_T$ :** Isolation der Spur des Elektrons. Es wird der vom Pixeldetektor gemessene transversale Impuls  $p_T$  (siehe Kapitel 2.4) in einem Kegel mit einem Radius von  $0.04 < \Delta R < 0.3$  um die Elektronspur aufsummiert. Die Summe soll möglichst klein sein und Elektron aus Jets ausschließen.

## 4.4 Visualisierung der Ergebnisse

Die Selektion der Daten und die Resultate (siehe Kapitel 6.2) werden in Histogrammen dargestellt.

In den Histogrammen sind alle Standardmodelluntergründe aufeinander gestapelt, um in Summe mit den Daten verglichen zu werden. Die Gruppen der Histogramme, „Bins“ genannt, werden in der Regel konstant gewählt und deren Breite kann aus der Beschriftung der y-Achse der Abbildungen entnommen werden. Es wird eine Poissonverteilung für die Anzahl der Ereignisse für die Bins angenommen. Die Unsicherheit der Anzahl der Ereignisse in einem Bin ist die Standardabweichung aus der Poissonverteilung. Aus statistischer Sicht passen gemessene Daten und Simulationen innerhalb der statistischen Unsicherheit zusammen, wenn ungefähr 2/3 der Datenpunkte innerhalb ihrer Unsicherheit ohne auftretende Muster mit den Simulationen übereinstimmen.

## 4.5 Anwendung der Selektion auf die Daten

In diesem Kapitel wird das in den vorherigen Kapiteln geschilderte Auswahlverfahren von Elektronen evaluiert. Den Verlauf der Datenmenge zeigt Abbildung 4.1. Es ist zu sehen, dass mit jedem Analyseschritt die Kompatibilität zwischen Daten und Simulation besser wird und nach der HEEP ID Selektion eine sehr gute Übereinstimmung zu sehen ist.

Um den Effekt der HEEP ID zu verdeutlichen, wird für jede Variable die Verteilung gezeigt, an denen alle Kriterien angewendet wurde, bis auf das Kriterium für die Variable, die gezeigt wird. Dies soll verdeutlichen, was das einzelne Kriterium bewirkt, sobald alle anderen Kriterien angewendet wurden. Diese Darstellung nennt man „ $N - 1$ “ Abbildungen, da von  $N$  Kriterien  $N - 1$  dargestellt werden. Für konstante Kriterien sind diese als gestrichelte Linie in die Abbildungen gezeichnet wurden. Alle Histogramme der Selektion durch die HEEP ID sind für Barrel und Endkappe in Abbildung 4.2 gezeigt.

Es ist zu erkennen, dass für den Bereich, in denen die Parameter das jeweilige Kriterium einhalten, die Kompatibilität von Daten und Simulation gut ist. Erst im Bereich, in der die einzelnen Bedingungen nicht mehr erfüllt sind, wird eine große Diskrepanz zwischen Daten und Simulation sichtbar. Dadurch wird für die Kriterien deutlich, welchen großen Einfluss sie für die Qualität der Rekonstruktion haben.

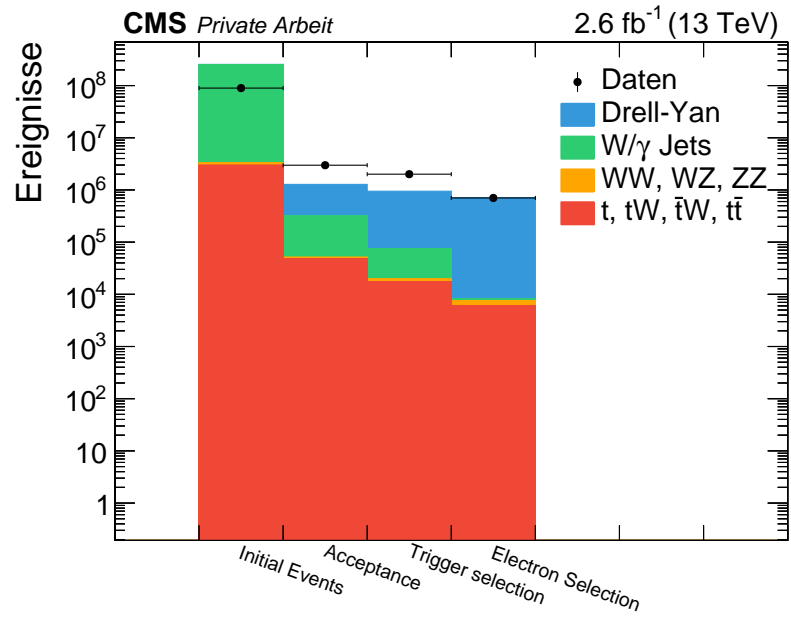
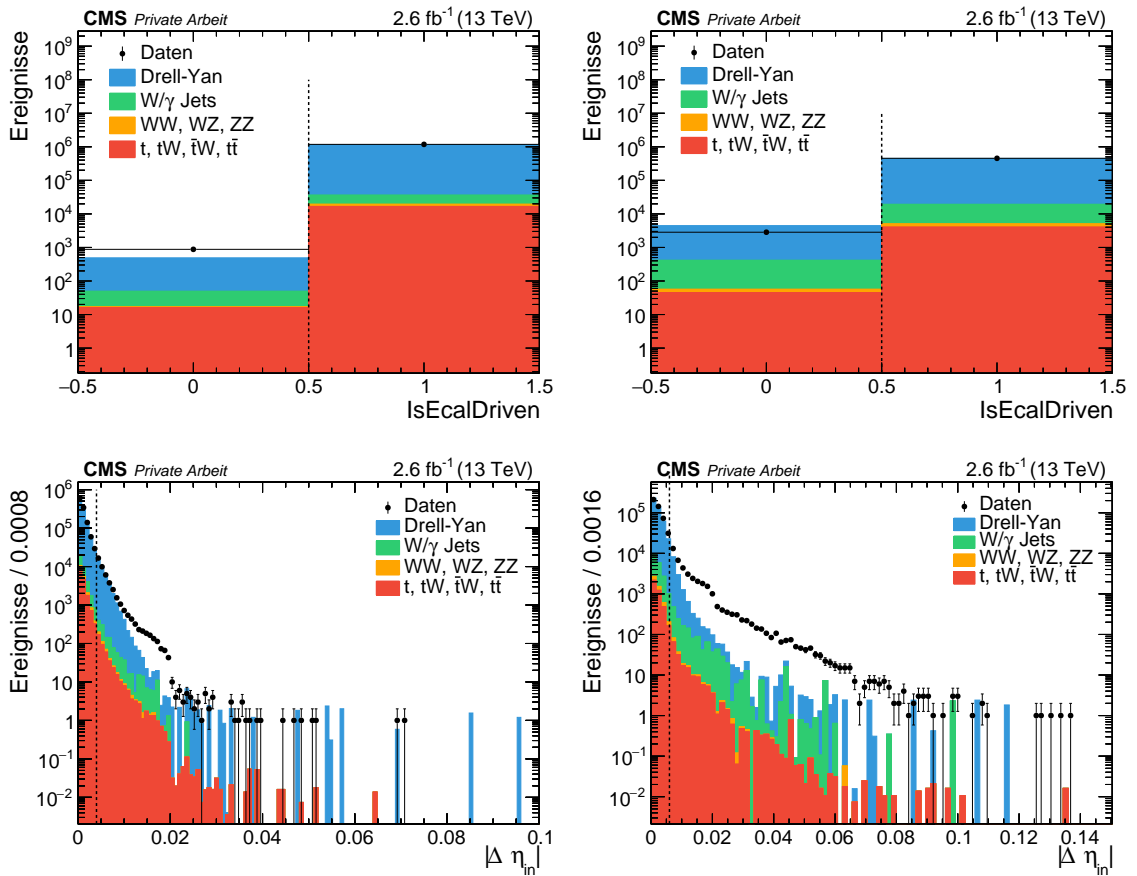
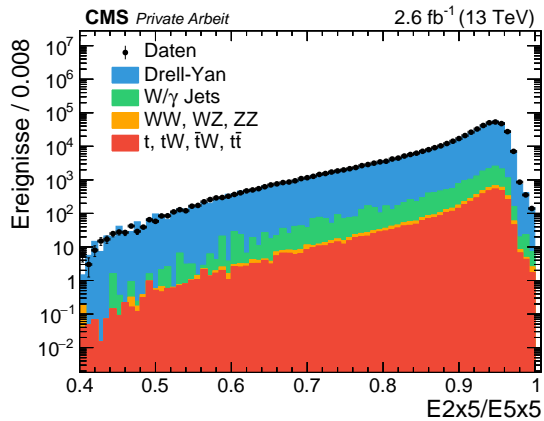
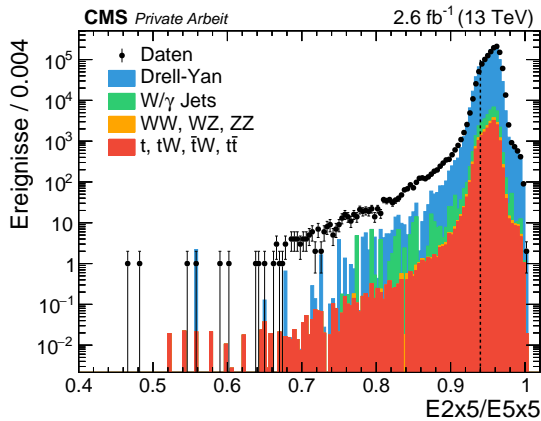
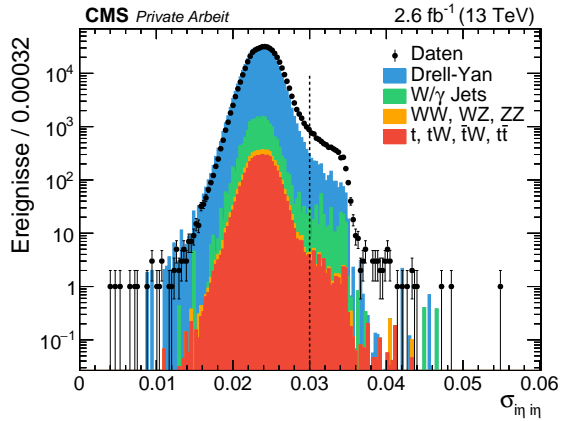
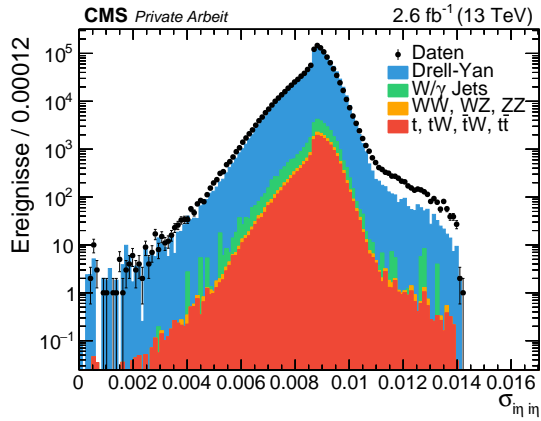
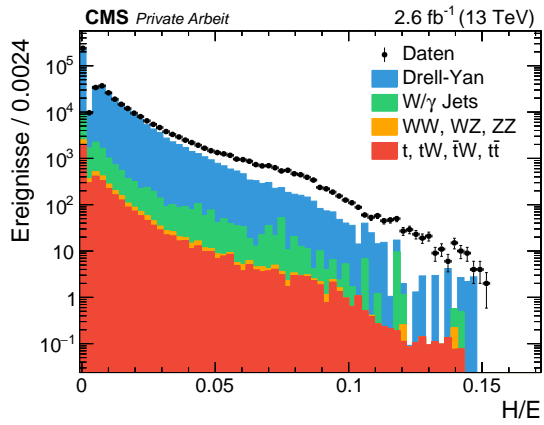
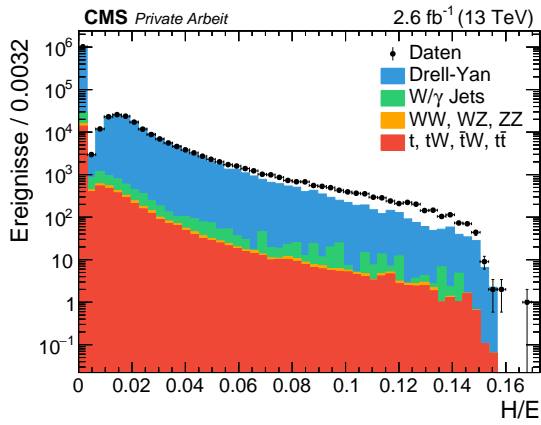
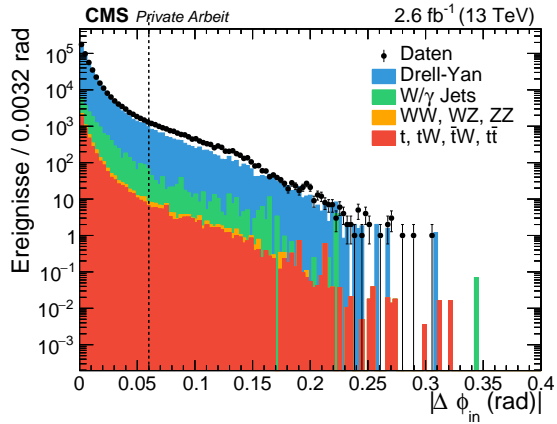
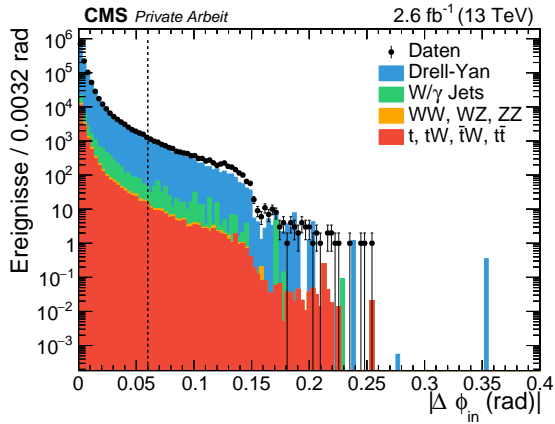
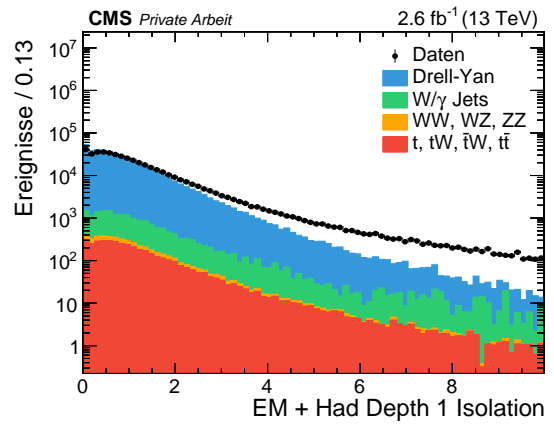
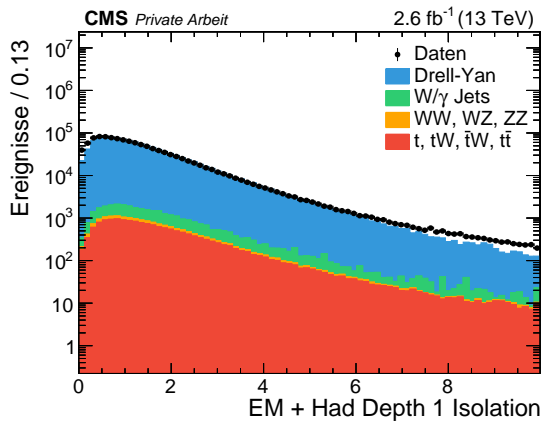
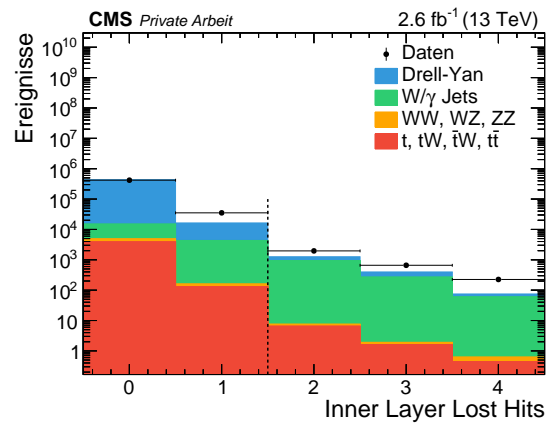
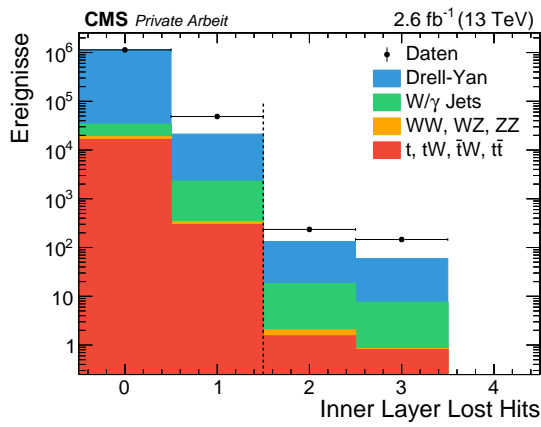
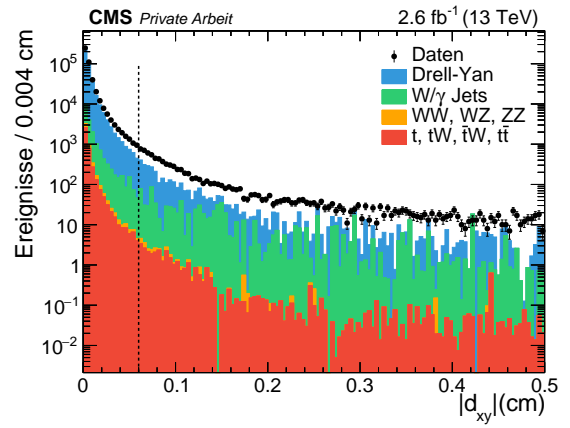
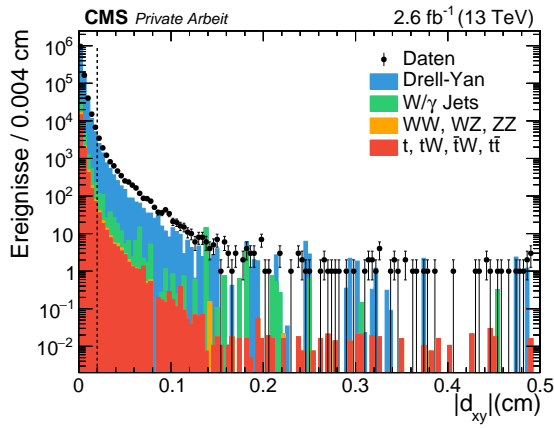


Abbildung 4.1: Verlauf der Datenmenge nach jedem Analyseschritt







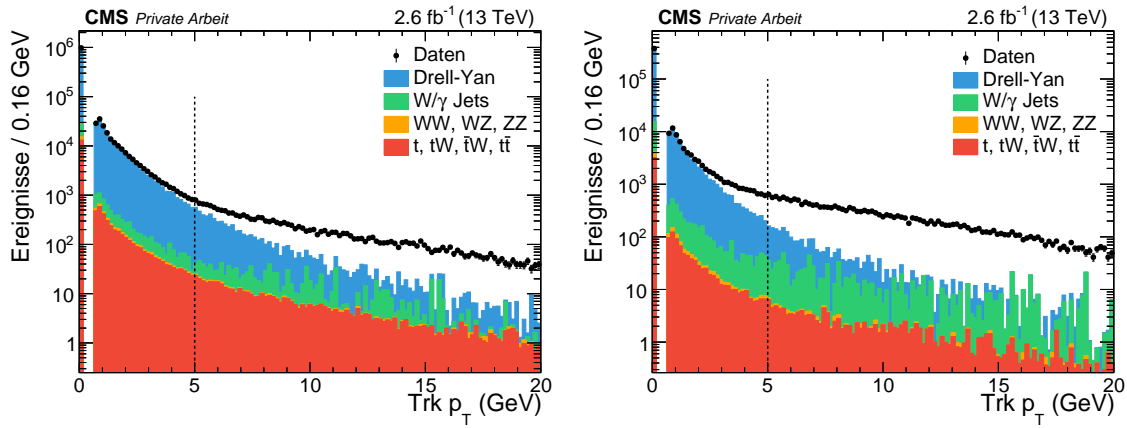


Abbildung 4.2: Histogramme für die einzelnen Parameter der HEEP ID. In jedem Histogramm wurden  $N - 1$  Kriterien angewendet, die vertikale gestrichelte Linie kennzeichnet das Kriterium für den aufgetragenen Parameter. Links sind die Histogramme für das Barrel und rechts die für die Endkappe gezeigt



## 5 Systematische Unsicherheiten

Aufgrund der limitierten Messgenauigkeit der Subdetektoren und andere Limitationen der Berechnung wichtiger Größen muss eine Abschätzung der verschiedenen systematischen Unsicherheiten vorgenommen werden. Die Behandlung jeder Unsicherheit wird im Folgenden beschrieben.

### 5.1 Luminosität

Die Luminosität ist eine Größe bestehend aus vielen Faktoren, die zur Bestimmung des Wertes herangezogen werden müssen. Jede einzelne Unsicherheit der Faktoren schlägt sich in der Unsicherheit der Luminosität nieder. Die Particle Object Group (POG) hat für 2015 die Gesamtunsicherheit der Luminosität auf 2.7 % bestimmt. [33]

### 5.2 Selektionseffizienz

Die Auswahl der Elektronen, die als gut rekonstruiert betrachtet werden, basiert auf Annahmen, was im statistischen Mittel eine gute Rekonstruktion ausmacht. Das dabei Elektronen verworfen werden, die tatsächlich gute rekonstruiert wurden, und das solche akzeptiert werden, die nicht gut rekonstruiert wurden, kann nicht ausgeschlossen werden. Daraus ergibt sich eine Unsicherheit, die betrachtet werden muss. Die Unsicherheit auf die Selektionseffizienz wurde von der  $Z'$  Arbeitsgruppe auf einen Wert von 4 % für das Barrel und 6 % für die Endkappen bestimmt [34].

### 5.3 Korrekturen höherer Ordnungen

Die  $Z'$  Arbeitsgruppe hat die Unsicherheit von Korrekturen in zweiter Ordnung (NN-LO vom englischen „next to next to leading order“) für QCD für Elektronen auf 1 % bestimmt [34]. Neben dieser Korrektur existieren noch höhere Ordnung an QCD Korrekturen und elektroschwacher Korrekturen. Aus diesem Grund wird eine konservative Abschätzung der Unsicherheit aller Korrekturen auf einen Wert von 5 % vorgenommen.

### 5.4 Elektronenenergieskala

Die Energie der Elektronen wird im ECAL gemessen. Doch die Subdetektoren des ECALs können nicht beliebig genau kalibriert werden, woraus eine Unsicherheit auf die Energieskala der Elektronen entsteht. Für die Unsicherheit der Energieskala „*scale*“ wurden die Werte von 0.004 für den Barrel und 0.008 für die Endkappe benutzt [35].

Ziel ist die Untersuchung der Auswirkung der Unsicherheit auf die invariante Massenverteilung der Elektronenpaare. Dazu werden die Werte des Impulses  $p^\mu$  der Ereignisse vor der Ereignisauswahl nach oben und nach unten verschoben. Die Verschiebung in zwei Richtungen folgt aus der Tatsache, dass die Skala sowohl nach oben als auch nach unten verschoben sein kann. Die Verschiebung erfolgt mit dem Wert der Unsicherheit *scale* in folgender Form:

$$p_{shifted\pm}^{\mu} = (1 \pm scale) \cdot p^{\mu}. \quad (5.1)$$

Die verschobenen Ereignisse durchlaufen nun die Auswahl wie in Kapitel 4 beschrieben. Um nun die relative Unsicherheit  $\sigma_{scale}$  zu bestimmen, wird folgende Gleichung verwendet

$$\sigma_{scale} = \left| 1 - \frac{N_{M_{ee},shifted}}{N_{M_{ee}}} \right|. \quad (5.2)$$

Dabei ist  $N_{M_{ee}}$  die Anzahl der Elektronenpaare mit der invarianten Masse  $M_{ee}$ . Die relative Unsicherheit in Abhängigkeit von  $M_{ee}$  zeigt Abbildung 5.1.

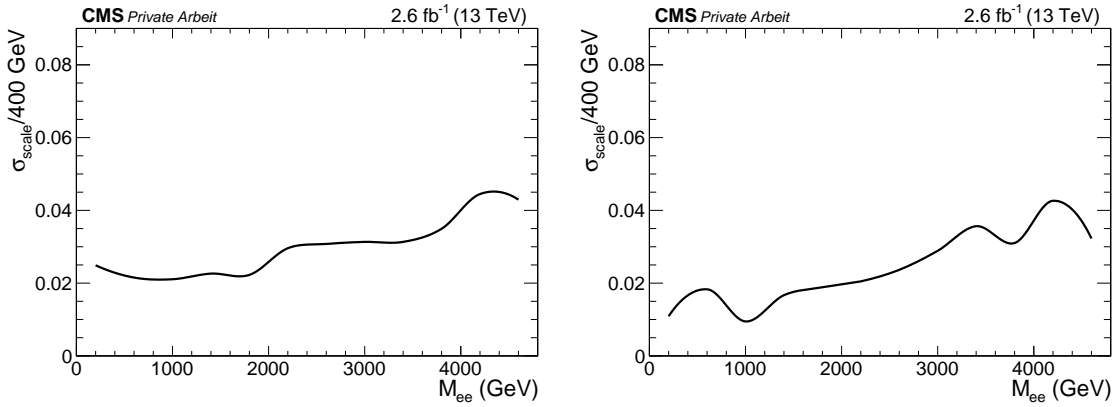


Abbildung 5.1: Relative Unsicherheit aus der Unsicherheit der Energieskala. Links ist die Abbildung für nach unten verschobene Auswertung, rechts die für die nach oben verschobene Auswertung dargestellt. Die Graphen stellen die Werte der Bins als Kurve dar.

## 5.5 Auflösung der invarianten Masse der Elektronenpaare

Die invariante Masse  $M_{ee}$  wird nach Definition aus Kapitel 2.4 berechnet. Die Energie  $E$  wird im ECAL und der Impuls  $p$  im Pixeldetektor gemessen. Jedoch können diese Werte nur mit einer endlichen Genauigkeit gemessen werden. Daraus ergibt sich eine Unsicherheit auf die Auflösung der Masse. Die  $Z'$  Arbeitsgruppe hat eine Parametrisierung der Massenauflösung  $res$  bestimmt [34], die im folgenden benutzt wird.

Der Korrekturterm  $r_m$  wird mithilfe einer Gaußverteilung mit Mittelwert Null und der Massenauflösung als Standardabweichung gewürfelt. Mit  $1 + r_m$  wird nun die Massenverteilung verschmiert. Die relative Unsicherheit  $\sigma_{res}$  analog zu Gleichung 5.2 aus der Massenauflösung ergibt sich dann zu

$$\sigma_{res} = \left| 1 - \frac{N_{M_{ee},smeared}}{N_{M_{ee}}} \right|. \quad (5.3)$$

Die Unsicherheit in Abhängigkeit der Masse ist in Abbildung 5.2 gezeigt.

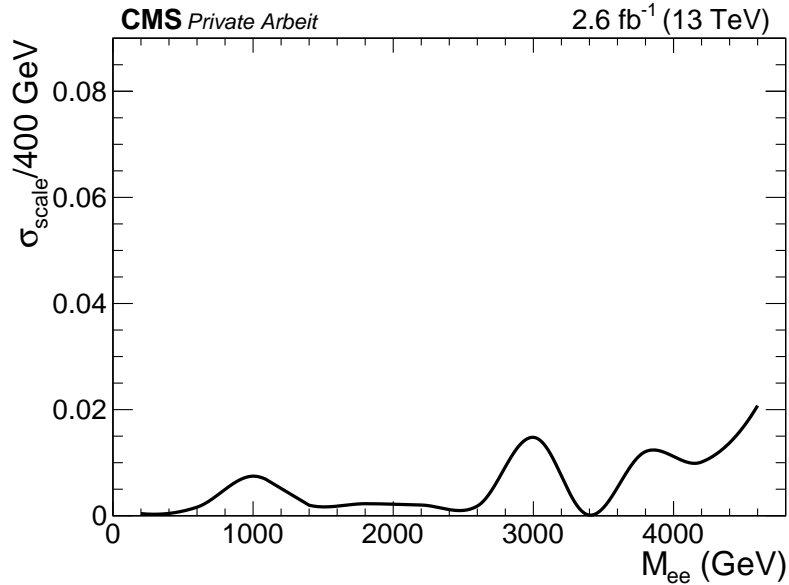


Abbildung 5.2: Relative Unsicherheit aus der Unsicherheit der Massenauflösung. Die Graphen stellen die Werte der Bins als Kurve da.

## 5.6 Partonenverteilungsfunktionen

Die PDFs unterliegen aufgrund der numerischen Berechnungen einer Reihe von Unsicherheitsquellen. Zum einen besitzen die experimentellen Daten, aus denen die PDFs berechnet werden, ihre eigenen Unsicherheiten. Zum anderen decken die experimentellen Daten nicht die komplette Energieskala ab. Aufgrund von letzterem müssen Extrapolationen zur Berechnung der PDFs gemacht werden. Zusätzlich dazu spielen die verschiedenen Möglichkeiten PDFs zu berechnen, die nicht komplett miteinander kompatibel sind, eine Rolle.

Die Berechnung der Unsicherheiten aus den PDFs folgt der PDF4LHC15 Empfehlung [36]. Dabei ist zu beachten, dass nicht die vorgeschlagenen PDF4LHC Datensätze verwendet werden, weil die benutzten Monte Carlo Simulationen in dieser Arbeit nicht mit dem vorgeschlagenen Datensätzen erstellt worden sind.

Diese Arbeit verwendet die Unsicherheiten der PDF Datensätze, mit denen die Simulationen erstellt worden sind (siehe Kapitel 3). Jeder PDF Datensatz besitzt in der Größenordnung 100 Replika für verschiedene Variationen der Parameter, die in die PDF Berechnung einfließen, wobei jede Replika ihr eigenes Gewicht hat. Um nun das Gesamtgewicht des verwendeten PDF Datensatzes zu erhalten, werden die einzelnen Gewichte jeder Replika nach der Größe sortiert. Es wird ein 68% Konfidenzintervall angenommen, um damit das Gesamtgewicht  $\sigma_{pdf}$  wie folgt zu berechnen

$$\sigma_{pdf} = \frac{\Delta\sigma_{68\%}}{2} \quad (5.4)$$

Dies wird nun als Gewicht für die Skalierung der Massenverteilung benutzt. Der relative

Fehler wird wie in Gleichung 5.2 berechnet und Abbildung 5.3 zeigt den Fehler in Abhängigkeit der invarianten Masse.

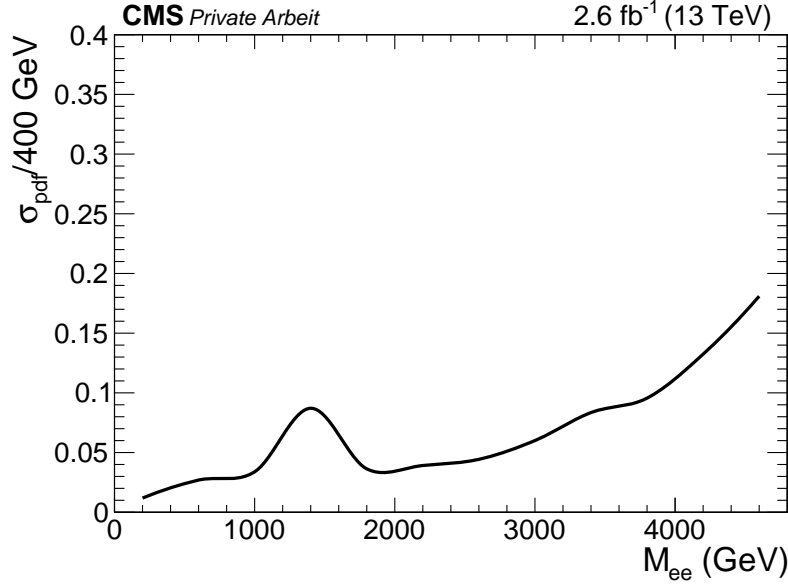


Abbildung 5.3: Relative Unsicherheit aus der Unsicherheit der PDF. Die Graphen stellen die Werte der Bins da, wobei die Graphen geglättet wurden.

## 5.7 Übersicht aller Unsicherheiten

Alle diskutierten Unsicherheiten werden in Tabelle 5.7 für Untergrund und Signal zusammengefasst, wobei die Berechnung der Unsicherheit der Signale auf die gleiche Weise erfolgt wie für den Untergrund. Dabei werden die Unsicherheiten für das Signal von  $\Lambda_T = 5000$  GeV gezeigt, da dies die vermutete Größenordnung der Ausschlussgrenze ist, die in Kapitel 7.3 berechnet wird.

Systematische Unsicherheit	Signalunsicherheit [%]	Untergrundunsicherheit [%]
Luminosität	2.70/2.70	2.70/2.70
Korrekturen höherer Ordnung	5.00/5.00	-
PDF	16.89/15.93	3.83/5.41
Selektionseffizienz	4.00/6.00	4.00/6.00
Energieskala	0.31/0.93	2.38/3.49
Massenauflösung	0.12/0.84	0.61/0.56

Tabelle 6: Unsicherheiten für Signal und Untergrund für Barrel und Endkappe

## 6 Resultate

Zur Überprüfung der ADD Theorie muss sichergestellt sein, dass die Elektronenselektion verlässlich ist. Aus diesem Grund wird in diesem Kapitel die Kompatibilität von simulierten Standardmodellprozessen und gemessenen Daten überprüft. Dazu werden die Massenverteilungen und die kinematischen Verteilungen betrachtet.

### 6.1 Kinematische Verteilungen

Um zusätzliches Vertrauen in die finale Massenverteilung gewinnen, eignen sich insbesondere die kinematischen Variablen. Hier gezeigt sind die transversale kinetische Energie  $E_T$  der Elektronkandidaten, der Azimuthwinkel  $\phi$  und die Pseudorapidität  $\eta$  des rekonstruierten Elektronenpaares.

Die Abbildung 6.1 zeigt die nieder- beziehungsweise höherenergetischen Elektronen der Elektronenpaare. Das rechte Diagramm zeigt eine gute Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation. Das linke Diagramm zeigt ab dem Bereich von 300 GeV einen etwas unregelmäßigen Verlauf. Dies kann durch Elektronen erklärt werden, die einen „Lorentzboost“, also einen starken Schub während des Prozesses erfahren haben und somit viel Energie besitzen. Für das linke Diagramm wurden die Elektronen aus DY Prozessen mit einer invarianten Masse  $< 120$  GeV als eigene Kategorie dargestellt, um den Effekt zu verdeutlichen. Nichtsdestotrotz stimmen auch hier die Daten und Simulationen im Rahmen der statistischen Unsicherheiten überein.

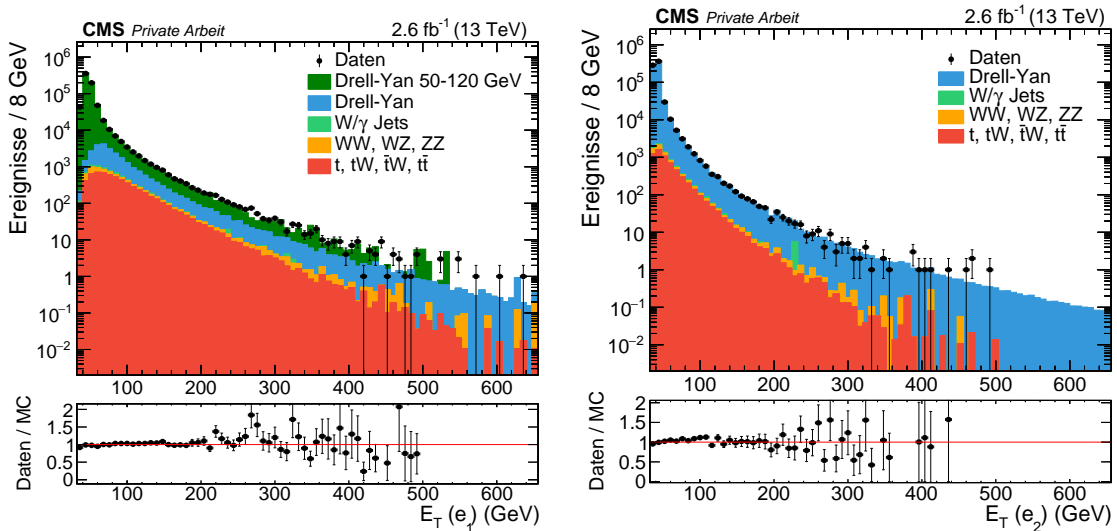


Abbildung 6.1: Die transversale Energie  $E_T$  für die einzelnen Elektronen des rekonstruierten Elektronenpaares. Im linken Diagramm sind die Elektronen mit der größten Transversalenergie des Elektronenpaares gezeigt. Unter der Verteilungen ist das Daten/Simulations Verhältnis gezeichnet.

Die Winkelverteilungen in Abbildung 6.2 für  $\eta$  und  $\phi$  zeigen eine gute Rekonstruktion von Elektronen und eine gute Kompatibilität von Daten und Simulation. Die Diagramme zeigen keine nennenswerten Auffälligkeiten.

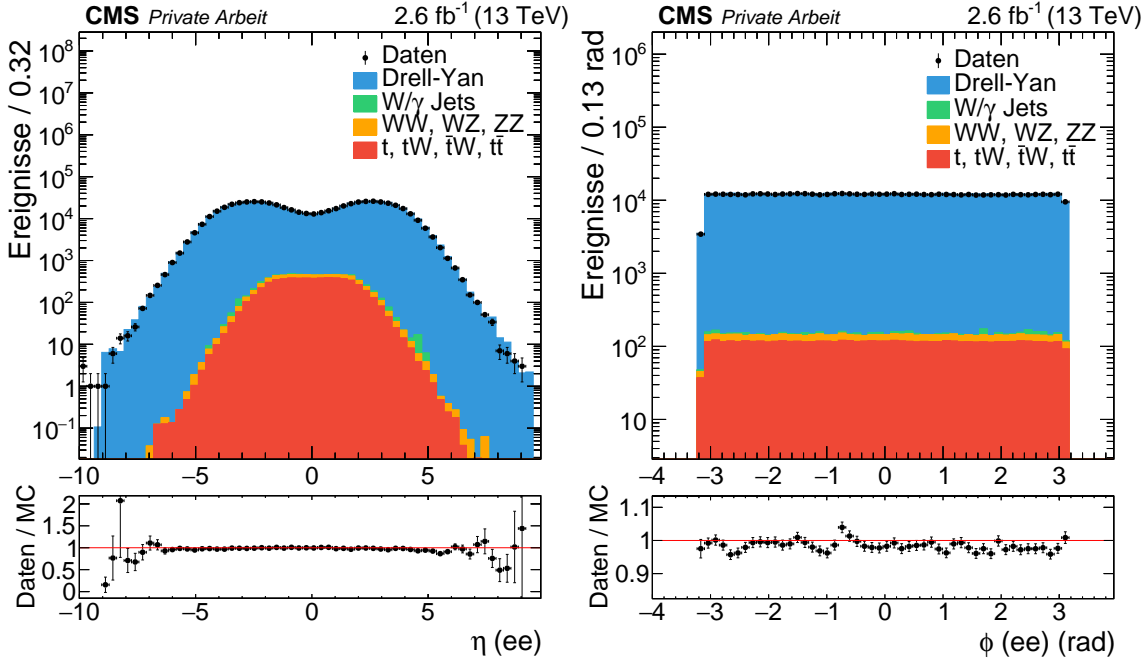


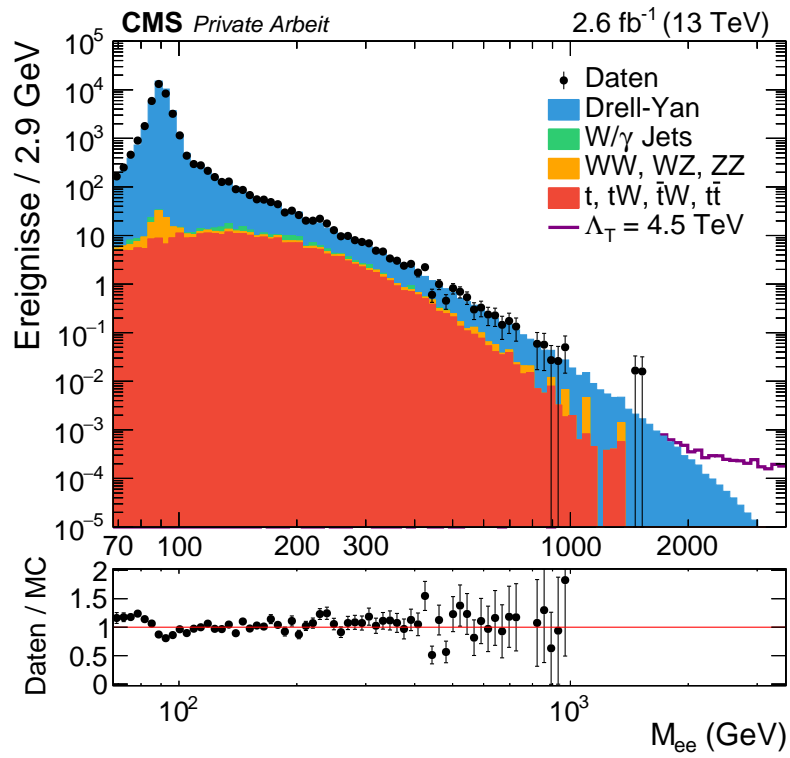
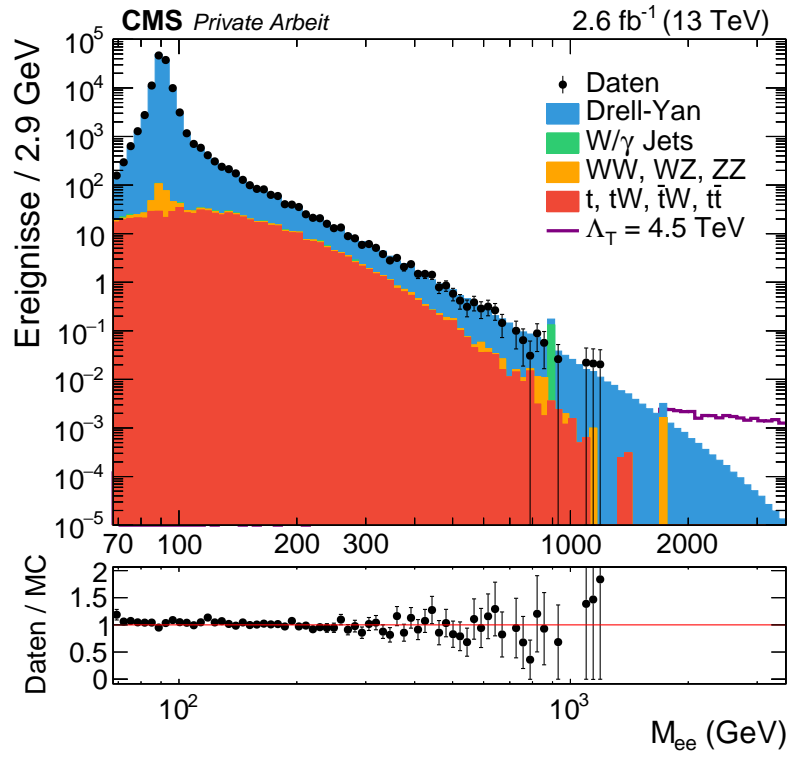
Abbildung 6.2: Links die  $\eta$  Verteilung des Elektronpaares, rechts die  $\phi$  Verteilung. Unter den Abbildungen ist das Daten/Simulations Verhältnis eingezeichnet.

## 6.2 Massenverteilung

In Abbildung 6.3 sind die Massenverteilungen für die zwei Elektronen im Barrel/Barrel, im Barrel/Endkappe und die Kombination von beiden Möglichkeiten dargestellt. Unter den Verteilungen ist das jeweilige Verhältnis von Daten zu Simulationen gezeigt.

Aus dem kombinierten Histogramm kann man entnehmen, dass die Daten in guter Übereinstimmung mit den vorausgesagten Standardmodellprozessen verlaufen. Dies zeigt vor allem die Abbildung für das Verhältnis von Daten und Simulation. Betrachtet man jedoch die einzelnen Kanäle, ist zu erkennen, dass die Elektronenpaare aus der Barrel/Barrel Kombination eine bessere Kompatibilität von Daten und Simulationen zeigt als die Barrel/Endkappe Kombination. Die größte invariante Masse, die für ein Elektronpaar bestimmt wurde, beträgt  $M_{ee} = 1700$  GeV.

Beispielhaft ist ein Signal für  $\Lambda_T = 4500$  GeV dargestellt. Dieser Wert wurde gewählt, da aus vorherigen Analysen (siehe Kapitel 1.7) kleinere Werte für  $\Lambda_T$  ausgeschlossen wurden. Es ist keine signifikante Abweichung der Daten von den Standardmodelluntergründen zu erkennen. Aus diesem Grund werden im Kapitel 7.3 Ausschlussgrenzen für  $\Lambda_T$  berechnet.



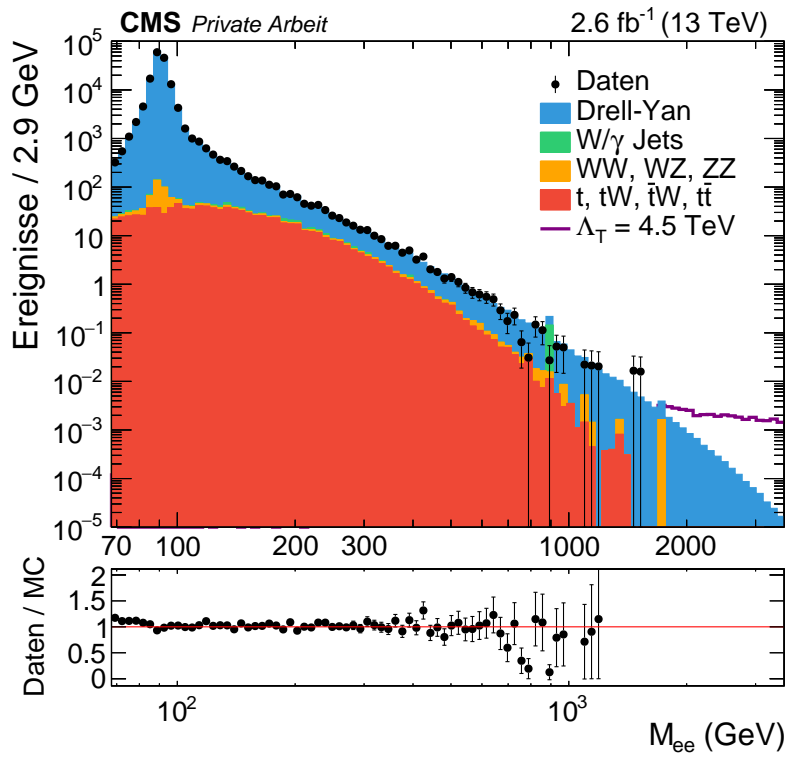


Abbildung 6.3: Invariante Massenverteilung Barrel/Barrel, Barrel/Endkappe und die Kombination beider Diagramme. Unter den Abbildungen ist das Daten/Simulations Verhältnis gezeichnet.



## 7 Ausschlussgrenzen

Um eine Aussage über das ADD Modell machen zu können, müssen die gemessenen Daten mithilfe statistischer Methoden evaluiert werden. In dieser Arbeit wird ein bayescher Ansatz für die statistische Berechnung der Untergrenzen der Parameter des Modells verwendet. Im Fall der ADD Theorie und der genutzten Parameterkonvention bei der Signalproduktion (siehe Kapitel 3.4), berechnet man die Ausschlussgrenzen in Abhängigkeit von  $\Lambda_T$ . Die Berechnung der Grenzen stützt sich auf das „Higgs combine tool“ [37].

### 7.1 Statistische Grundlage zur Berechnung von Grenzen

Die bayessche Wahrscheinlichkeitsinterpretation [38] ist annahmenbasiert, da man hypothetische Überlegungen in die Rechnungen mit einbezieht. Alle Überlegungen zur Theorie sind in der A-posteriori-Wahrscheinlichkeit  $P(\text{Theorie}|\text{Daten})$  enthalten, wobei diese Wahrscheinlichkeit ein Maß dafür ist, welche Richtigkeit die Theorie im Bezug auf die gemessenen Daten hat. Nach dem Satz von Bayes folgt für die die A-posteriori-Wahrscheinlichkeit:

$$P(\text{Theorie}|\text{Daten}) \propto P(\text{Daten}|\text{Theorie}) \cdot P(\text{Theorie}) \quad (7.1)$$

Dabei ist  $P(\text{Daten}|\text{Theorie})$  eine Likelihood-Funktion<sup>4</sup>, die Wahrscheinlichkeit die gemessenen Daten unter der Annahme der Richtigkeit der Theorie zu sehen und  $P(\text{Theorie})$  ist die A-priori-Wahrscheinlichkeit, also unsere Annahme, dass die Theorie die Daten gut beschreibt.

Im konkreten Fall dieser Analyse ist man am Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  der gemessenen Prozesse für verschiedene  $\Lambda_T$  interessiert. Man geht bei allen Prozessen davon aus, dass sie der Poissonstatistik unterliegen. Unter dieser Annahme kann die kann die Likelihood-Funktion  $P(N_{gem}|\sigma)$  geschrieben werden als

$$P(N_{gem}|\sigma) = \frac{(s+b)^{N_{gem}}}{N_{gem}!} \cdot e^{-(s+b)}. \quad (7.2)$$

$N_{gem}$  ist die Anzahl der experimentell gemessenen Ereignisse,  $s(\sigma_s, \epsilon_s, \nu_s)$  und  $b(\sigma_b, \epsilon_b, \nu_b)$  sind die zu erwartende Anzahl der Ereignisse für Signale und Untergründe, wobei beide Funktionen sowohl von der Effizienz  $\epsilon$  des Signals und des Untergrunds abhängen als auch von den Unsicherheiten  $\nu$ , die in Kapitel 5 besprochen wurden. Für die A-priori-Wahrscheinlichkeit  $P(\sigma, \nu)$  gibt es keine einheitliche Regelung und sie hängt auch von Unsicherheiten ab.

Um nun eine Ausschlussgrenze zu berechnen, müssen wir ein Konfidenzintervall einführen. Dies trifft eine Aussage darüber, wie hoch die Wahrscheinlichkeit sein soll, dass die Theorie zutrifft. Da das Ziel eine Bestimmung der Untergrenze für  $\Lambda_T$  ist, wird für

---

<sup>4</sup>Für eine nähere Definition siehe [39]

$\sigma$  eine Obergrenze gesucht. Es wird ein Konfidenzintervall von 0.95 gewählt. Damit ergibt sich für die Untergrenze  $\sigma_{lim}$  [40]

$$0.95 = \int_{-\infty}^{\sigma_{lim}} P(\sigma|N_{gem})d\sigma = \frac{\int_{-\infty}^{\sigma_{lim}} P(N_{gem}|\sigma)P(\sigma, \nu)d\sigma}{\int_{-\infty}^{\infty} P(N_{gem}|\sigma)P(\sigma, \nu)d\sigma}. \quad (7.3)$$

Diese Gleichung wird für verschiedene  $\Lambda_T$ , das heißt für verschiedene  $s$ , numerisch nach  $\sigma_{lim}$  aufgelöst.

Diese Arbeit betrachtet die Wirkungsquerschnitte für die Barrel/Barrel und Barrel/Endkappen Kombinationen als einzelne Kategorien. Für eine Gesamtbetrachtung werden die einzelnen Kanäle kombiniert. Dazu führt man eine Gesamt-Likelihood-Funktion  $P_{gesamt}$  ein, welche man aus den einzelnen Likelihood-Funktionen in folgender Weise erhält [39]:

$$P_{gesamt}(\sigma|N_{gem}) = \prod_{i=1}^{N_{channel}} \prod_{j=1}^{N_{events}} P_j(\sigma|N_{gem}). \quad (7.4)$$

## 7.2 Optimierung der Untergrenze $M_{min}$

Da keine signifikante Abweichung der Daten vom Untergrund zu sehen ist, wird die untere invariante Massenschwelle  $M_{min}$  optimiert, um die beste erwartete Ausschlussgrenze für  $\Lambda_T$  zu erhalten.  $M_{min}$  ist der Wert, ab dem die Anzahl der Ereignisse aufsummiert werden um den Wert  $N_{gem}$  zu erhalten. Um das optimale  $M_{min}$  zu berechnen, wurde in einem Bereich von 1800-2800 GeV in 100 GeV Schritten die Untergrenze für  $\Lambda_T$  bestimmt. Dieser Bereich wird gewählt, da zum einen die Signale ab einer invariante Masse von 1700 GeV produziert worden sind und man mit 1800 GeV die Ineffizienzen an der produzierten Grenze umgehen möchte. Zum anderen liegt die Erwartung für die optimale Massenschwelle aufgrund älterer Analysen, zum Beispiel [13], unter einem Wert von 2800 GeV.

Um von den berechneten Ausschlussgrenzen der Wirkungsquerschnitte auf die Ausschlußgrenzen für  $\Lambda_T$  zu schließen, muss man den Schnittpunkt des theoretischen Wirkungsquerschnitts (welcher proportional zu  $\frac{1}{\Lambda_T^4}$  ist) und der erwarteten Ausschlußgrenze bestimmen. Um dabei die Präzision der Aussage für die intermediären Bereiche der erwarteten Ausschlußgrenze zu erhöhen, werden beide Kurven jeweils zwischen zwei Punkten interpoliert. Aufgrund der zuvor gezeigten Proportionalität des theoretisch bestimmten Wirkungsquerschnitts, wird eine exponentielle Interpolation gewählt. Für die erwarteten Ausschlußgrenzen wird lediglich linear interpoliert. Selbiges Verfahren wird auch für die Schnittpunkte der ein und zwei Sigma Bänder durchgeführt, um diese Konfidenzintervalle ebenfalls für  $\Lambda_T$  zu bestimmen. Dieses Vorgehen wird für verschiedene  $M_{min}$  wiederholt, um dann die Ausschlussgrenzen für  $\Lambda_T$  in Abhängigkeit von  $M_{min}$  zu erhalten. Abbildung 7.1 zeigt die genannte Abhängigkeit.

Es ist zu erkennen, dass es keinen Hochpunkt im betrachteten Intervall gibt und die untere Grenze von  $M_{min} = 1800$  GeV die beste Ausschlussgrenze liefert. Der optimale Wert liegt unter der Massengrenze, mit der die Signalsimulationen erstellt worden sind. Bei der Signalproduktion ist die untere Grenze für die Masse für den ursprünglichen Erwartungswert der integrierten Luminosität der Datennahme des Jahres 2015 ausgelegt. Man hat etwa  $5$  bis  $10 \text{ fb}^{-1}$  erwartet, aber letztendlich wurden lediglich  $2.7 \text{ fb}^{-1}$  aufgenommen. Den Effekt einer höheren integrierten Luminosität zeigt Abbildung 7.2. Die gleichen Berechnungen wie erläutert wurden für hypothetische  $7 \text{ fb}^{-1}$  durchgeführt. Im Diagramm ist ein klarer Hochpunkt bei  $M_{min} = 2200$  GeV zu erkennen, der um einiges größer ist als für die tatsächlichen  $2.6 \text{ fb}^{-1}$ .

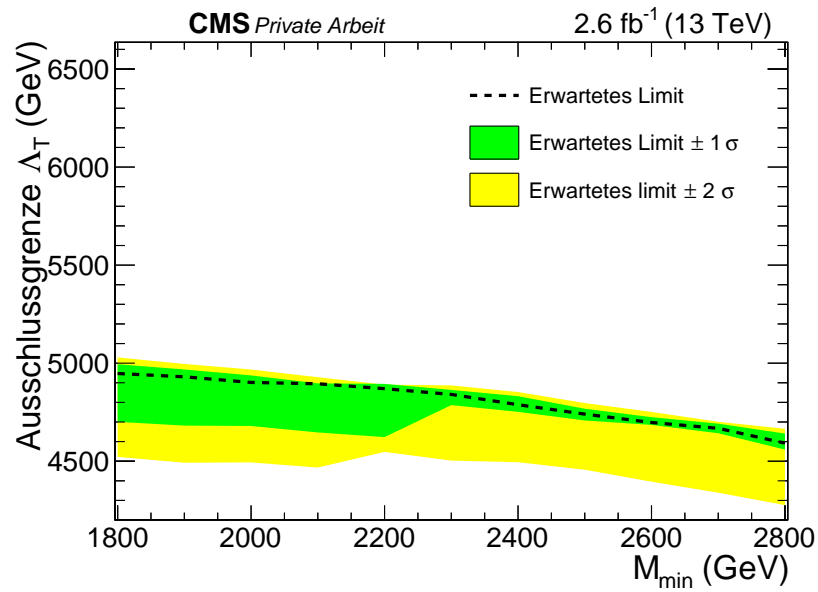


Abbildung 7.1: Untere Grenze für  $\Lambda_T$  in Abhängigkeit von  $M_{min}$ . Die gestrichelte Linie sind die erwarteten Untergrenzen für  $\Lambda_T$ , das grüne bzw. gelbe Band repräsentiert die  $1\sigma$  und  $2\sigma$  Konfidenzintervalle.

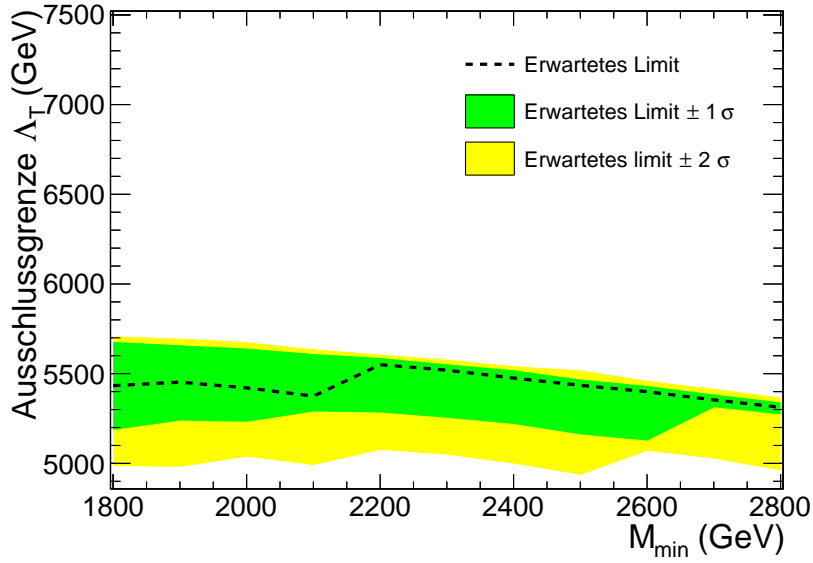


Abbildung 7.2: Untere Grenze für  $\Lambda_T$  in Abhängigkeit von  $M_{min}$  für eine integrierte Luminosität von  $7 \text{ fb}^{-1}$

### 7.3 Ergebnisse der Grenzberechnungen

Mit der Motivation aus dem letzten Kapitel wird die unterere Ausschlussgrenze für  $\Lambda_T$  mit der Masse  $M_{min} = 1800 \text{ GeV}$  berechnet.

Abbildung 7.3 zeigt die oberen Ausschlussgrenzen für den Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von  $\Lambda_T$ . Es sind die erwarteten und gemessenen Ausschlussgrenzen zusammen mit den ein-, beziehungsweise zwei- $\sigma$  Konfidenzbändern gezeigt, als auch die theoretische Vorhersagen für den Verlauf des Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von  $\Lambda_T$ . Zur Berechnung der unteren Ausschlussgrenze für  $\Lambda_T$  wird das gleiche Vorgehen gewählt wie in Kapitel 7.2 beschrieben. Die untere Ausschlussgrenze für  $\Lambda_T$  beträgt  $5000 \text{ GeV}$  für LO und  $5100 \text{ GeV}$  für NLO. Diese sind im Vergleich zu den Limits für  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  (siehe Kapitel 1.7) um  $900 \text{ GeV}$  besser.

Mit der gemessenen unteren Ausschlussgrenze für  $\Lambda_T$  können nun die Ausschlussgrenzen für  $M_s$  aus der HLZ Konvention (siehe Kapitel 1.7) in Abhängigkeit der zusätzlichen Raumdimensionen bestimmt werden. Abbildung 7.3 zeigt die Ausschlussgrenzen für  $M_s$  in Abhängigkeit der zusätzlichen Raumdimensionen  $n_{ED}$  für das in dieser Arbeit bestimmte  $\Lambda_T$  und für die Ergebnisse bei  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ .

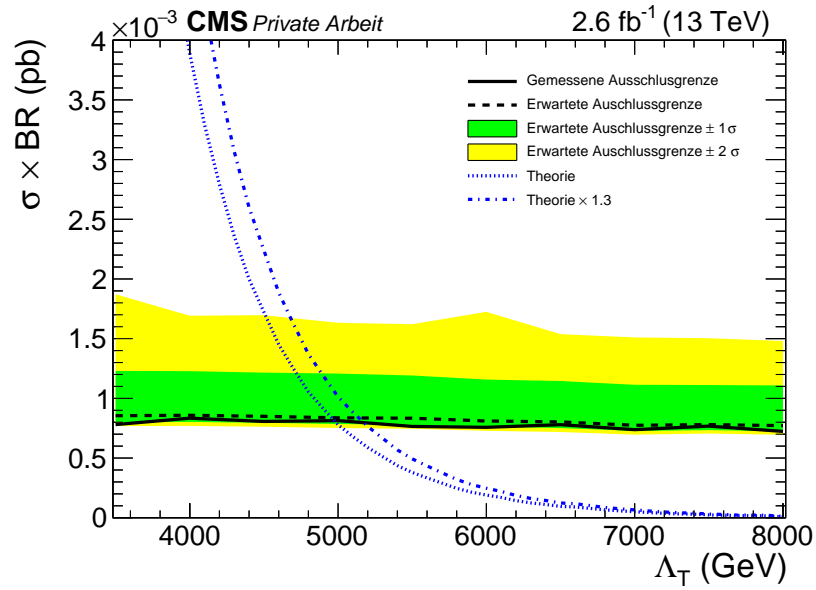


Abbildung 7.3: Obere Ausschlussgrenzen des Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von  $\Lambda_T$ . Die gemessenen Obergrenzen sind als schwarzer Graph gezeigt und der theoretische Wirkungsquerschnitt für LO und NLO als gestrichelte blaue Linie

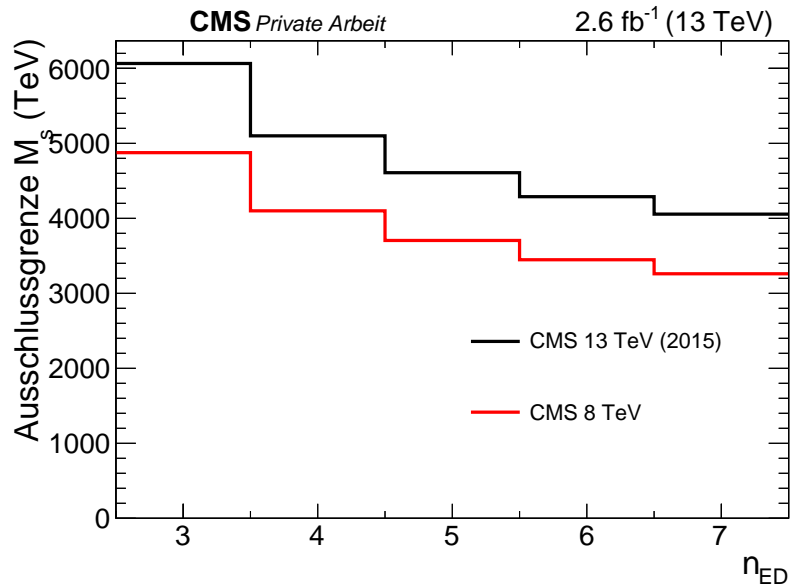


Abbildung 7.4: Ausschlussgrenzen für  $M_s$  in Abhängigkeit der zusätzlichen Raumdimensionen  $n_{ED}$ . Der schwarze Graph zeigt die Grenzen für das in dieser Arbeit bestimmte  $\Lambda_T$ , der rote Graph für den Wert von 4100 GeV.

## 8 Schlussfolgerungen

Das Ziel dieser Arbeit war die Suche nach Hinweisen für zusätzliche Raumdimensionen unter der Annahme der ADD Theorie. Es wurden keine signifikanten Abweichungen von den gemessenen Daten des CMS Detektors bei  $\sqrt{s} = 13$  TeV von den Standardmodellvorhersagen für das Spektrum mit zwei Elektronen im Endzustand gefunden.

Trotz der geringen aufgezeichneten integrierten Luminosität konnte die zuvor beste Ausschlussgrenze bei einer Schwerpunktesenergie von  $\sqrt{s} = 8$  TeV um 20 % auf einen Wert von  $\Lambda_T = 5000$  GeV verbessert werden.

Diese Arbeit hat aufgrund der zeitlichen Limitierung einige Aspekte nicht betrachtet, die für Analysen für das Jahr 2016 bei einer höheren integrierten Luminosität eine feinere Betrachtung erlauben könnten. Dazu zählt zum einen ein genaueres Studium der NNLO QCD Korrekturen und der elektroschwacher NLO Korrekturen, die in dieser Arbeit konservativ abgeschätzt worden sind. Eine weitere Möglichkeit ist die Abschätzung falsch identifizierter Elektronen durch Jet oder  $\gamma$  Ereignisse durch eine datengetriebene Methode.

## Literatur

- [1] B. Povh, K. Rith, C. Scholz, and F. Zetsche, “Teilchen und Kerne - Eine Einführung in die physikalischen Konzepte”. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, 2013.
- [2] W. Greiner and B. Müller, “Gauge Theory of Weak Interactions”. Springer Science & Business Media, Berlin Heidelberg, 2009.
- [3] G. L. Fogli et al., “Global analysis of neutrino masses, mixings and phases: entering the era of leptonic CP violation searches”, *Phys. Rev.* **D86** (2012) 013012, doi:10.1103/PhysRevD.86.013012, arXiv:1205.5254.
- [4] ATLAS, CMS Collaboration, “Combined Measurement of the Higgs Boson Mass in  $pp$  Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  and 8 TeV with the ATLAS and CMS Experiments”, *Phys. Rev. Lett.* **114** (2015) 191803, doi:10.1103/PhysRevLett.114.191803, arXiv:1503.07589.
- [5] S. P. Martin, “A Supersymmetry primer”, doi:10.1142/9789812839657\_0001, 10.1142/9789814307505\_0001, arXiv:hep-ph/9709356. [Adv. Ser. Direct. High Energy Phys.18,1(1998)].
- [6] J. F. Donoghue, “Introduction to the effective field theory description of gravity”, in *Advanced School on Effective Theories Almunecar, Spain, June 25-July 1, 1995*. 1995. arXiv:gr-qc/9512024.
- [7] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, and G. R. Dvali, “Phenomenology, astrophysics and cosmology of theories with submillimeter dimensions and TeV scale quantum gravity”, *Phys. Rev.* **D59** (1999) 086004, doi:10.1103/PhysRevD.59.086004, arXiv:hep-ph/9807344.
- [8] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, and G. R. Dvali, “The Hierarchy problem and new dimensions at a millimeter”, *Phys. Lett.* **B429** (1998) 263–272, doi:10.1016/S0370-2693(98)00466-3, arXiv:hep-ph/9803315.
- [9] G. Amelino-Camelia and J. Kowalski-Glikman, “Planck Scale Effects in Astrophysics and Cosmology”. Springer Science & Business Media, Berlin Heidelberg, 2005. aufl. edition, 2005.
- [10] M. Shifman, “Large Extra Dimensions: Becoming acquainted with an alternative paradigm”, *Int. J. Mod. Phys.* **A25** (2010) 199–225, doi:10.1142/S0217751X10048548, arXiv:0907.3074.
- [11] H.-C. Cheng, “Introduction to Extra Dimensions”, in *Physics of the large and the small, TASI 09, proceedings of the Theoretical Advanced Study Institute in Elementary Particle Physics, Boulder, Colorado, USA, 1-26 June 2009*, pp. 125–162. 2011. arXiv:1003.1162. doi:10.1142/9789814327183\_0003.

- [12] T. Han, J. D. Lykken, and R.-J. Zhang, “On Kaluza-Klein states from large extra dimensions”, *Phys. Rev.* **D59** (1999) 105006, doi:10.1103/PhysRevD.59.105006, arXiv:hep-ph/9811350.
- [13] T. Pook, “Search for large extra dimensions in dimuon events with the CMS experiment at  $\sqrt{s} = 8$  TeV”. 2014. Masterarbeit.
- [14] G. L. Landsberg, “Extra dimensions and more...”, in *Proceedings, 36th Rencontres de Moriond, 2001 QCD and high energy hadronic interactions*, pp. 349–352. 2002. arXiv:hep-ex/0105039.
- [15] S. A. Schmitz, “Search for large spatial extra dimensions with Dimuon events from 7 TeV pp collisions at CMS”. PhD thesis, Aachen, 2013. Zsfassung in dt. und engl. Sprache; Aachen, Techn. Hochsch., Diss., 2013.
- [16] L. Evans and P. Bryant, “LHC Machine”, *Journal of Instrumentation* **3** (2008), no. 08, S08001.
- [17] J.-L. Caron, “Overall view of LHC experiments. Vue d’ensemble des experiences du LHC.”, (May, 1998). AC Collection. Legacy of AC. Pictures from 1992 to 2002.
- [18] “Public CMS Luminosity Information”. <https://www.lhc-facts.ch/>. Stand: 01.07.2016.
- [19] W. Demtröder, “Experimentalphysik 4 - Kern-, Teilchen- und Astrophysik”. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, 4. Aufl. edition, 2013.
- [20] “Public CMS Luminosity Information”. [https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/LumiPublicResults#2016\\_Proton\\_Proton\\_13\\_TeV\\_Collis](https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/LumiPublicResults#2016_Proton_Proton_13_TeV_Collis). Stand: 13.07.2016.
- [21] T. C. C. S. C. et al, “The CMS experiment at the CERN LHC”, *Journal of Instrumentation* **3** (2008), no. 08, S08004.
- [22] “CMS Sketchup Project”. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/SketchUpCMSGallery>. Stand: 13.07.2016.
- [23] “CMS Homepage”. <http://cms.web.cern.ch/news/what-cms>. Stand: 13.07.2016.
- [24] V. M. Ghete and C. Collaboration, “The CMS L1 Trigger emulation software”, *Journal of Physics: Conference Series* **219** (2010), no. 3, 032009.
- [25] CMS Trigger and Data Acquisition Group Collaboration, “The CMS high level trigger”, *Eur. Phys. J.* **C46** (2006) 605–667, doi:10.1140/epjc/s2006-02495-8, arXiv:hep-ex/0512077.



- [26] R. Placakyte, “Parton Distribution Functions”, in *Proceedings, 31st International Conference on Physics in collisions (PIC 2011)*. 2011. arXiv:1111.5452.
- [27] C. Oleari, “The POWHEG-BOX”, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **205-206** (2010) 36–41, doi:10.1016/j.nuclphysbps.2010.08.016, arXiv:1007.3893.
- [28] J. Alwall et al., “MadGraph 5 : Going Beyond”, *JHEP* **06** (2011) 128, doi:10.1007/JHEP06(2011)128, arXiv:1106.0522.
- [29] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, “A Brief Introduction to PYTHIA 8.1”, *Comput. Phys. Commun.* **178** (2008) 852–867, doi:10.1016/j.cpc.2008.01.036, arXiv:0710.3820.
- [30] “Summary table of samples produced for the 1 Billion campaign, with 25ns bunch-crossing”. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/SummaryTable1G25ns?rev=137>. Stand: 13.07.2016.
- [31] P. Millet, “Search for new physics in pp collision events with one electron and missing transverse energy using CMS data”. 2013. Masterarbeit.
- [32] “HEEP Electron ID and isolation”. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/HEEPElectronIdentificationRun2>. Stand: 13.07.2016.
- [33] CMS Collaboration Collaboration, “CMS Luminosity Measurement for the 2015 Data Taking Period”, Technical Report CMS-PAS-LUM-15-001, CERN, Geneva, 2016.
- [34] B. C. et al., “Dielectron resonance search in Run 2 at  $\sqrt{s} = 13$  TeV pp collisions”. 2016. CMS Analysis Note.
- [35] T. Pook, “Private Kommunikation”. 2015.
- [36] J. Butterworth et al., “PDF4LHC recommendations for LHC Run II”, *J. Phys.* **G43** (2016) 023001, doi:10.1088/0954-3899/43/2/023001, arXiv:1510.03865.
- [37] “Documentation of the RooStats -based statistics tools for Higgs PAG”. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/SWGuideHiggsAnalysisCombinedLimit>. Stand: 13.07.2016.
- [38] G. Cowan, “Statistical Data Analysis”. Clarendon Press, Oxford, 1998.
- [39] U. Krengel, “Einführung in die Wahrscheinlichkeitstheorie und Statistik”. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, 2015.
- [40] Particle Data Group Collaboration, “Review of Particle Physics”, *Chin. Phys.* **C38** (2014) 090001, doi:10.1088/1674-1137/38/9/090001.