

Leptonen und Trigger-Studien zur Suche nach dem
Higgs-Boson in $H \rightarrow W^+W^-$ Zerfällen mit dem
ATLAS-Experiment am LHC



Masterarbeit an der Fakultät für Physik
der
Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von

Christian Meineck

geboren in Neuburg an der Donau
München, 27. September 2011

Gutachterin: Prof. Dr. Dorothee Schaile

*When life gives you lemons, don't
make lemonade. Make life take the
lemons back!*

Cave Johnson

Zusammenfassung

Diese Arbeit stellt eine auf Schnitten basierende Analyse vor, die es ermöglicht das Higgs-Signal des Zerfalls $H \rightarrow W^+W^- \rightarrow \bar{l}\nu_l l\nu_l$, gegenüber den Untergrundprozessen zu selektieren. Es wurden dabei Daten des ATLAS-Experimentes am Large Hadron Collider verwendet, die einer Datenmenge von $\int L dt = 1.035 \text{ fb}^{-1}$ entsprechen. Dort werden Protonen bei einer Schwerpunktsenergie von aktuell $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ zur Kollision gebracht. Die Analyse wurde auf die Higgs-Boson-Massen $m_H = 140, 145, 150, 155, 160, 165 \text{ GeV}$ angewendet. Dabei konnte ein Signal zu Untergrundverhältniss von bis zu 0.41 erreicht werden. Untersucht wurde der Elektron-Elektron, Myon-Myon und Elektron-Myon Kanal mit jeweils keinem bzw. einem Jet. Des Weiteren wurden Studien zum Elektron Trigger-Systems des ATLAS Detektors durchgeführt. Es wird gezeigt, dass die Effizienz verschiedener Trigger-Bedingung über 98 % liegt. Darüber hinaus konnten Skalierungsfaktoren für Simulationsdaten extrahiert werden.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretischer Hintergrund	3
2.1	Das Standardmodell der Teilchenphysik	3
2.2	Der Higgs Mechanismus	7
2.3	Higgs-Produktion und Zerfall	9
2.4	Signal-Eigenschaften	11
2.5	Untergrundprozesse	12
3	Experimentelle Gegebenheiten	14
3.1	Der LHC	14
3.2	Der ATLAS Detektor	15
3.2.1	ATLAS Koordinatensystem	16
3.2.2	Innerer Detektor	17
3.2.3	Das elektromagnetische Kalorimeter	19
3.2.4	Das hadronische Kalorimeter	19
3.2.5	Das Myonen Spektrometer	20
3.3	Objekt Rekonstruktion	22
3.3.1	Elektron Rekonstruktion	22
3.3.2	Myonen Rekonstruktion	23
3.3.3	Jet Rekonstruktion	24
3.3.4	Fehlende transversale Energie	25
3.4	Trigger	25
3.5	Monte Carlo Ereignis Generatoren	26
4	Suche nach dem Higgs-Boson	29
4.1	Objektdefinitionen	29
4.1.1	Elektronen	29
4.1.2	Myonen	30
4.1.3	Jets	31
4.1.4	Fehlende transversale Energie	31
4.2	Vorselektion	32
4.3	Ereignis Selektion	33
4.3.1	0-Jet Analyse	44
4.3.2	1-Jet Analyse	45

4.4	Ergebnisse	47
4.4.1	Ausschlussgrenzen	53
5	Elektron Trigger-Effizienz Studien	54
5.1	Selektion	54
5.1.1	Objekt-Definitionen	55
5.1.2	Ereignis-Selektion	55
5.2	Bestimmung der Trigger-Effizienz	58
5.3	Trigger Nomenklatur	61
5.4	Ergebnisse der Trigger-Effizienz Bestimmung	63
5.4.1	Monte Carlo Skalierungsfaktoren für Trigger-Effizienzen	67
6	Fazit und Ausblick	69
	Literaturverzeichnis	71

1 Einleitung

Die Frage nach den elementaren Bausteinen unseres Universums beschäftigt die Menschheit seit jeher. So stellte zum Beispiel der griechische Philosoph Demokrit schon ca. 400 v. Chr. die These auf, dass die gesamte Natur aus kleinsten, unteilbaren Einheiten aufgebaut sei. Über 2000 Jahre später nahm der Begriff des Atoms Einzug in die Naturwissenschaft, um mithilfe des Modells der elementaren Bausteine, Beobachtungen zu erklären. 1897 entdeckt J. J. Thomson das Elektron als Bestandteil des Atoms, was den Beginn der Elementarteilchenphysik markiert.

Die Physik der Grundbausteine des Universums durchlebte im letzten Jahrhundert eine interessante und rasante Entwicklung. So wurden von Ernest Rutherford 1909 niederenergetische α -Strahlen auf Goldfolie gelenkt. Aufgrund der Daten, die er bei diesem Experiment sammelte, entwickelte er ein Modell des Atoms, bei dem jenes aus einem extrem kleinen Kern und einer relativ großen Hülle besteht. In den darauf folgenden Jahren wurden aufgrund von z.B. Blasenkammer- oder Nebelkammerexperimenten eine große Anzahl von Elementarteilchen entdeckt. In den 1960er Jahren wurde dieser Zoo der Elementarteilchen durch Beschleuniger-Experimente stetig erweitert und der theoretische Rahmen der Elementarteilchenphysik entwickelt: Das Standardmodell der Teilchenphysik. Mit dem Standardmodell wurde eine Theorie entwickelt, die die Wechselwirkungen der elektromagnetischen, der schwachen und der starken Kraft beschreiben kann. Des Weiteren wird das Verhalten des uns bekannten Teilchenzoos der Elementarteilchen beschrieben.

Die Theorie ist jedoch nicht in der Lage, zu erklären, wieso die Austauschteilchen der elektroschwachen Kraft, sowie die Bausteine der uns im Alltag umgebenden Materie massiv sind. Das Modell muss also erweitert werden. Eine mögliche Erweiterung ist der spontane Symmetriebruch, den Peter Higgs 1964 zur Lösung des Problems der massiven Teilchen vorschlug. Der sogenannte Higgs-Mechanismus sagt ein massives Spin-0 Teilchen voraus, dessen Existenz in Teilchenbeschleuniger-Experimenten überprüft werden kann.

Der ATLAS-Detektor am Large Hadron Collider (LHC) bietet eine Möglichkeit diese Bereiche der unbekanntenen Physik zu untersuchen. Es werden dort Protonen bei einer Schwerpunktsenergie von aktuell 7 TeV¹ zur Kollisionen gebracht. Aus den daraus entstehende Zerfallsprodukten erhofft man sich, durch verschiedene Analysen der extrem großen Datenmengen Hinweise auf neue Physik wie z.B. das Higgs-Boson zu finden. Diese Arbeit präsentiert eine Schnitt-basierende Analyse zur Separation eines möglichen Higgs-Signals gegenüber den vom Standardmodell beschriebenen Untergrundprozessen. Wie schon erwähnt, entstehen bei der Aufzeichnung der Kollisionen sehr große Datenmengen. Da es technisch unmöglich ist, den Informationsgehalt einer jeden Teilchenwechselwirkung bei ATLAS zu speichern, wird ein dreistufiges Trigger-System eingesetzt. Dieses System entscheidet anhand von physikalischen Größen, wie z.B. der Energie einzelner Elektronen, ob ein Ereignis weiter untersucht oder verworfen wird. Im Rahmen dieser Arbeit wurden Studien zur Effizienz des Trigger-Systems angefertigt.

Die Arbeit beginnt mit einer kurzen Einleitung zum Standardmodell der Teilchenphysik und stellt im dritten Kapitel den LHC und das ATLAS Experiment vor. Im vierten Kapitel wird die Analyse zur Suche nach dem Higgs-Boson präsentiert. Das fünfte Kapitel stellt die Studien der Elektron-Trigger-Effizienzen vor und schließlich werden im sechsten Kapitel die Ergebnisse zusammengefasst.

¹In dieser Arbeit werden natürliche Einheiten verwendet, was bedeutet, dass das Plancksche Wirkungsquantum \hbar und die Lichtgeschwindigkeit c gleich eins gesetzt werden.

2 Theoretischer Hintergrund

Dieses Kapitel soll einen kurzen Überblick über den theoretischen Rahmen der experimentellen Teilchenphysik geben. Es wird kurz das Standardmodell vorgestellt und auf das Problem der Teilchenmassen eingegangen. Aufbauend auf der Frage nach dem Ursprung der Teilchenmassen, wird der Higgsmechanismus dargestellt.

2.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Unter dem Begriff *Das Standardmodell der Teilchenphysik* versteht man den theoretischen Rahmen, der uns ein modernes Verständnis aller bekannter Wechselwirkungen (außer der Gravitation) zwischen den bekannten, subatomaren Teilchen zur Verfügung stellt. Entwickelt in den 1960er und 1970er Jahren, stand und steht es für *die* Theorie der Teilchenphysik [1]. Der Erfolg des Standardmodells beruht auf der Tatsache, dass es einer grosse Anzahl von experimentellen Überprüfungen standhielt, sowie Vorhersagen (z.B. Z^0 -Boson, charm-Quark) treffen konnte, die wiederum in Teilchenbeschleuniger-Experimenten verifiziert wurden.

Die Sprache des Standardmodells ist die Quanten-Feld-Theorie. Ähnlich wie in der klassischen Mechanik, kann man ein System einzelner oder mehrerer Teilchen durch eine sogenannte Lagrange Dichte beschreiben. In der Quanten-Feld-Theorie rücken hierbei anstelle von Orts-Zeit Koordinaten Felder $\phi_i(\vec{x}, t)$. So lautet z.B. die Lagrange Dichte für ein Skalares (Spin-0) Feld

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu\phi)(\partial^\mu\phi) - \frac{1}{2}m^2\phi^2 \quad (2.1)$$

Durch die Euler-Lagrange Gleichung gewinnt man aus der Lagrange Dichte die Klein-Gordon Gleichung

$$\partial_\mu \partial^\mu \phi = m^2 \phi \quad (2.2)$$

aus der wiederum, man die Bewegungsgleichung für ein Spin-0 Feld ableiten kann [2].

Zentral für das Standardmodell ist die lokale Eichinvarianz unter der Eichgruppe $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. Der Begriff Eichinvarianz geht darauf zurück, dass man eine bestimmte Grösse lokal frei wählen kann, ohne dass sich die Vorhersagen der Theorie (die Wechselwirkungen) ändern. Das Standardmodell beschreibt drei der vier fundamentalen Kräfte. Zum einen die starke Kraft, die durch die unitäre Gruppe $SU(3)_C$ beschrieben wird. Der Index C weist darauf hin, dass die Wechselwirkung der starken Kraft durch die Kopplung an farbgeladene Teilchen stattfindet. Jedes farbgeladene Fermion kann einen der drei Werte¹ der Farbladung tragen. Diese Fermionen sind als Quarks bekannt. Wir kennen insgesamt sechs von ihnen: u, d, s, c, b und t . Die Eichgruppe $SU(3)_C$ hat 8 Generatoren und dementsprechend benötigt man 8 Eichfelder. Diese Eichfelder entsprechen den 8 Gluonenfeldern, welche die Austauscheteilchen der starken Kraft darstellen. Gluonenfelder sind masselose Spin-1 Felder, die immer Farbe und Antifarbe tragen. Quarks treten in der Natur nie einzeln auf, sondern immer als gebundener Zustand in farbneutralen Hadronen². Hadronen untergliedern sich in Baryonen und Mesonen. Baryonen bestehen aus drei Quarks, die je eine der drei Farben tragen und somit ein Baryon farbneutral (rot+grün+blau ergibt weiß) erscheinen lassen. Mesonen bestehen aus einem Quark-Antiquark Paar, die je eine Farbe und eine Antifarbe tragen, so dass auch Mesonen nach außen hin farbneutral geladen sind. Die starke Kraft hält die Bausteine der Atomkerne zusammen. Ein Proton z.B. ist ein gebundener Zustand aus zwei up-Quarks (u) und einem down-Quark (d). Die Tatsache, dass Quarks nicht separat auftreten, führt dazu, dass sie eine besondere Signatur in Detektoren hinterlassen. Zwischen Quarks die aus einer Teilchenwechselwirkung bei einer Proton-Proton Kollision entstehen (siehe z.B. Abb. 2.2 b,d), wirkt ein Gluonfeld. Die Stärke der Kopplung bei der starken Kernkraft ist proportional zum Abstand der Teilchen³. Das führt dazu, dass wenn sich die Quarks weiter voneinander entfernen, die im Gluonfeld zwischen ihnen gespeicherte Energie gross ge-

¹Rot,Grün und Blau

²altgriechisch hadros: dick, stark

³Im Standardmodell wird dieses Phänomen als *Confinement* bezeichnet. Das gegenteilige Phänomen ist die asymptotische Freiheit der Quarks.

nug wird, um ein Quark-Antiquarkpaar zu erzeugen. Darüberhinaus können die Quarks Gluonen abstrahlen, die wiederum in Quark-Antiquarkpaare zerfallen. Dieser Schauer aus farbgeladenen Partonen hadronisiert⁴ zu farbneutralen Teilchen, also zu Mesonen oder Baryonen. Nach der Hadronisierung besteht der Schauer aus stabilen, relativ langlebigen Teilchen die in den Kalorimetern absorbiert und somit gemessen werden. Diese Kaskade an Teilchen wird als *Jet* bezeichnet.

Die Gruppe $SU(2)_L \times U(1)_Y$ beschreibt die elektroschwache Kraft, die eine Vereinigung der elektromagnetischen und der schwachen Kraft darstellt. Ohne den spontanen Symmetriebruch (siehe Kapitel 2.2) erhält man vier masselose Eichfelder, das Isospintriplett W_μ^a und das Isospinsinglett B_μ . Nach dem spontanen Symmetriebruch erhält man vier Massen-Eigenzustände. Diese vier Eigenzustände sind die Austauscheteilchen der elektroschwachen Kraft W^+ , W^- und Z^0 und das Photon γ .

$$A_\mu = B_\mu \cos(\Theta_W) + W_\mu^3 \sin(\Theta_W) \quad (2.3)$$

$$Z_\mu = -B_\mu \sin(\Theta_W) + W_\mu^3 \cos(\Theta_W) \quad (2.4)$$

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \quad (2.5)$$

Der Winkel Θ_W ist der schwache Mischungswinkel, der ein freier Parameter der Theorie ist und somit gemessen werden muss. Diese vier Teilchen lassen sich in Teilchenbeschleuniger-Experimenten nachweisen. Aus den Experimenten ist bekannt, dass die Austauscheteilchen der schwachen Kraft (W^+ , W^- und Z^0) massiv sind. Die Vereinheitlichung der elektromagnetischen und der schwachen Kraft zur elektroschwachen Kraft, ist einer größten Erfolge des Standardmodells.

Neben den Spin-1 Feldern und den Quarkfeldern, sind noch weitere elementaren Spin- $\frac{1}{2}$ Felder bekannt. Es handelt sich hierbei um die sechs Leptonen⁵ $e, \mu, \tau, \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$. Die Quarkfelder koppeln an alle der Eichbosonen, wohingegen die Leptonfelder nur an die Eichbosonen der $SU(2)_L \times U(1)_Y$ koppeln. Der fermionische Teilchenzoo des Standardmodells lässt sich anhand der vergleichbaren physikalischen Eigenschaften in 3 Genera-

⁴Wie dieser physikalische Prozess vonstatten geht, ist theoretisch noch nicht geklärt.

⁵altgriechisch leptos: dünn, klein, fein

tionen einteilen.

$$\begin{array}{ccc}
 \left(\begin{array}{c} u \\ d \\ \text{---} \\ e \\ \nu_e \end{array} \right) & \left(\begin{array}{c} c \\ s \\ \text{---} \\ \mu \\ \nu_\mu \end{array} \right) & \left(\begin{array}{c} t \\ b \\ \text{---} \\ \tau \\ \nu_\tau \end{array} \right) \\
 \underbrace{\hspace{1.5cm}} & \underbrace{\hspace{1.5cm}} & \underbrace{\hspace{1.5cm}} \\
 \text{erste Generation} & \text{zweite Generation} & \text{dritte Generation}
 \end{array}$$

Die Frage ob es nur 3 Teilchen Generationen gibt⁶, ist aktueller Forschungsgegenstand des ATLAS Experiments [4]. Ansteigend mit der Generation nimmt auch die Masse der einzelnen Teilchen zu. Das up-Quark besitzt z.B. eine Masse von ca. $1.7 - 3.3$ MeV [5], wohingegen die Masse des top-Quarks (172.3 ± 0.6) GeV beträgt [6].

Ladungen spielen bei den Kopplungen im Standardmodell eine zentrale Rolle. Wie schon erwähnt, koppeln die Quarkfelder an die Gluonen aufgrund ihrer Farbladung. Die Quark- und Leptonenfelder koppeln an die Austauschbosonen der $SU(2)_L \times U(1)_Y$ durch die schwache Hyperladung. Die schwache Hyperladung der einzelnen Felder ergibt sich aus ihrer elektrischen Ladung (Q) und der dritten Komponente des Isospins (I_3).

$$Y_W = 2(Q - I_3)$$

Die Leptonen e, μ, τ besitzen alle ganzzahlige (in Einheiten der Elementarladung e) elektrische Ladung. Die Quarkfelder u, c, t tragen eine elektrische Ladung von $+2/3$ und die Quarkfelder d, s, b eine elektrische Ladung von $-1/3$. Neutrinos tragen keine elektrische Ladung. Alle geladenen Fermionen tragen allerdings eine schwache Hyperladung.

Die renormalisierbare⁷, eichinvariante Lagrangedichte, die all diese Wechselwirkungen (starke, schwache und elektromagnetische) und Felder enthält, läßt sich folgendermaßen

⁶Eine vierte Generation mit Standardmodell Kopplungen, konnte anhand der Z^0 Zerfallsbreite experimentell mit hoher Genauigkeit ausgeschlossen werden. Siehe [3].

⁷Die Bedingung der Renormalisierbarkeit (oder Renormierbarkeit) bedeutet für eine Theorie, dass die von ihr behandelte Physik, zumindest auf einem begrenzten Energiebereich, richtig beschrieben ist. Dieser Energiebereich kann sehr groß sein, ist aber auf alle Fälle endlich. Praktisch gesehen wird durch Renormalisierung versucht, allen Termen der Störungsreihe bei der Berechnung von physikalischen Prozessen einen endlichen Wert zu geben, so dass keine Divergenzen auftauchen.

schreiben:

$$\begin{aligned}\mathcal{L} = & \sum_i i\bar{q}_i\gamma_\mu(D^\mu - ig_s G^\mu)q_j - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}^\alpha G^{\alpha\mu\nu} \\ & + \sum_k i\bar{\psi}_k\gamma_\mu D^\mu\psi_k - \frac{1}{4}W^{a\mu\nu}W_{\mu\nu}^a - \frac{1}{4}B^{\mu\nu}B_{\mu\nu}\end{aligned}$$

Wobei mit ψ_k die Leptonenfelder und mit q_i die Quarkfelder beschrieben werden. Die Indizes i und k laufen über die drei Teilchengenerationen. Die Wechselwirkungen mit den elektroschwachen Austauschbosonen finden sich in den kovarianten Ableitungen

$$D_\mu = \partial_\mu - ig\frac{\sigma}{2}\vec{W}_\mu - ig'\frac{Y_W}{2}B_\mu. \quad (2.6)$$

Es ist theoretisch unmöglich eine renormalisierbare, eichinvariante Langrangedichte aufzustellen, die statische Massenterme ($-\frac{m_{kl}}{2}\bar{\psi}_k\psi_l$) für die Fermionen und Bosonen enthält. Es ist aber bekannt, dass die Austauschteilchen der schwachen Kraft (W^+ , W^- und Z^0) und auch alle Spin- $\frac{1}{2}$ Felder (Quarks und Leptonen) massiv sind. Um, im Rahmen einer eichinvarianten, renormierbaren Quanten-Feld-Theorie, den Feldern Masse zu geben, schlug Peter Higgs 1964 [7] den Mechanismus des spontanen Symmetriebruchs vor. Dabei wird die Symmetrie der Eichgruppe $SU(2)_L \times U(1)_Y$ spontan gebrochen. [1] [2] [8].

2.2 Der Higgs Mechanismus

Durch Einführen statischer Massenterme in die Standardmodell Langrangedichte, würde die Eichsymmetrie explizit gebrochen. Deswegen müssen die Massen der Elementarteilchen dynamisch erzeugt werden. Peter Higgs [7] schlug hierfür vor, dass man ein weiteres komplexes Feld einführt:

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}. \quad (2.7)$$

Dies bezeichnet man heute als das sogenannte Higgs-Feld. Das Verhalten dieses Feldes

lässt sich durch folgende Langrangedichte beschreiben:

$$\mathcal{L} = -(D_\mu\phi)^\dagger(D^\mu\phi) - \lambda[\phi^\dagger\phi - \frac{\mu^2}{2\lambda}]^2 \quad (2.8)$$

Der zweite Term, der die potentielle Energie des Feldes widerspiegelt, wird als das Higgs Potential bezeichnet. Dieses hat den Beinamen *"Mexican Hat Potential"*, der klar wird, wenn man sich jenes grafisch darstellt. In Analogie zum Verhalten eines Ferromagneten unter und oberhalb der Curie Temperatur, geht man davon aus, dass der Grundzustand des Higgs Feldes von einem symmetrischen zu einem gebrochen symmetrischen Zustand übergang als sich das Universum abkühlte [8] [1] [7].

Das Higgsfeld (Gl. 2.7) besitzt vier Freiheitsgrade. Mathematisch gesprochen gehen durch Eichung⁸, drei dieser Freiheitsgrade in jeweils die dritte Spinkomponente der Eichbosonen über. Sie werden massiv. Der verbleibende Freiheitsgrad würde sich als Anregung des Higgsfeldes durch ein massives Spin-0 Feld manifestieren. Diese Spin-0 Feld ist das Higgs-Boson, das bis heute unentdeckt ist.

Leptonen- und Quarkmassen werden durch die Wechselwirkung mit dem Higgsfeld erzeugt [1]:

$$\mathcal{L} = -\sum_j c_j \bar{q}_j \phi q_j - \sum_k f_k \psi_k \phi \psi_k \quad (2.9)$$

Quark und Leptonen koppeln dabei proportional zu ihrer Masse an das Higgsfeld. Die vollständige Langrangedichte, welche die sechs Quarkfelder, die sechs Leptonfelder, die Eichbosonen, die starke, die schwache und die elektromagnetische Wechselwirkung beschreibt und massive Leptonen, Quarks und Austauschbosonen der elektroschwachen Wechselwirkung beinhaltet, sieht folgendermaßen aus [1] [8]:

⁸Nach dem Goldstone Theorem, treten bei einem spontanen Symmetriebruch masselose, skalare Felder auf. Durch Wahl der richtigen Eichung, gehen diese Goldstone-Bosonen in einen weiteren Freiheitsgrad der Eichbosonen über.

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L} = & \sum_i i\bar{q}_i\gamma_\mu(D^\mu - ig_s G^\mu)q_j - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}^\alpha G^{\alpha\mu\nu} \\
 & + \sum_k i\bar{\psi}_k\gamma_\mu D^\mu\psi_k - \frac{1}{4}W^{a\mu\nu}W_{\mu\nu}^a - \frac{1}{4}B^{\mu\nu}B_{\mu\nu} \\
 & - (D_\mu\phi)^\dagger(D^\mu\phi) - \lambda[\phi^\dagger\phi - \frac{\mu^2}{2\lambda}]^2 \\
 & - \sum_j c_j\bar{q}_j\phi q_j - \sum_k f_k\bar{\psi}_k\phi\psi_k
 \end{aligned}$$

Um dies als Theorie zu bestätigen, ist es nun Aufgabe der Experimente, das Higgs-Boson nachzuweisen.

2.3 Higgs-Produktion und Zerfall

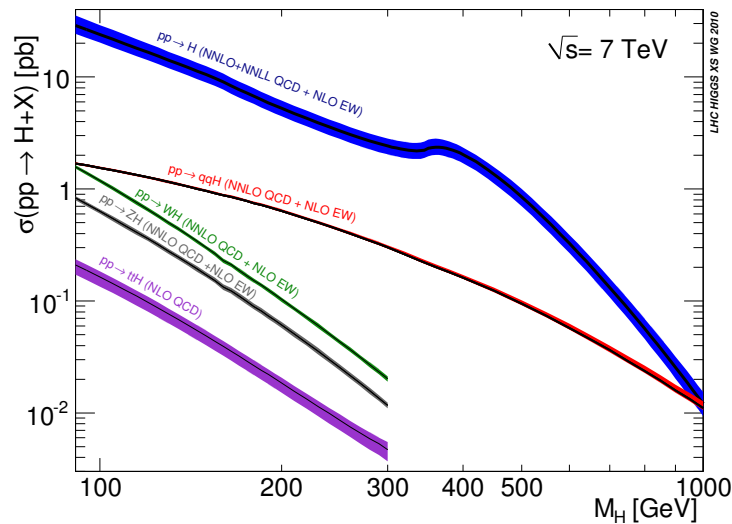


Abbildung 2.1: Higgs-Produktions Wirkungsquerschnitte bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7$ TeV [9]

In Abbildung (2.1) sind die Wirkungsquerschnitte der Produktion eines möglichen Standardmodell Higgs-Bosons bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7$ TeV gezeigt. Die vier möglichen Produktionskanäle des Standardmodell Higgsbosons sind die Gluon-Gluon Fusion (blaue Linie, Abb(2.2a)), die assoziierte W/Z Boson Higgs Produktion (grüne und schwarze Linie, Abb(2.2b)), die Vektor-Boson Fusion (rote Linie, Abb(2.2c))

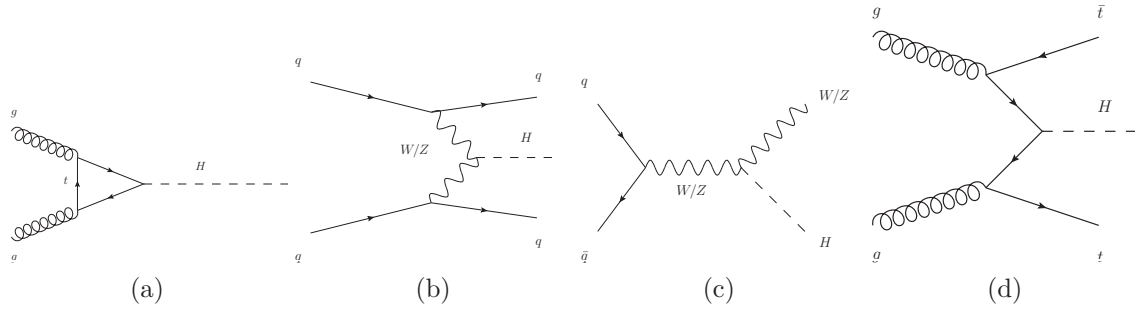


Abbildung 2.2: Feynman Diagramme zur Higgs Produktion

und die assoziierte t-Quark Produktion (lila Linie, Abb(2.2d)). Interessant für die in dieser Arbeit gezeigte Analyse sind, aufgrund des relativ großen Wirkungsquerschnitts, die Gluon-Gluon Fusion und die Vektor-Boson Fusion.

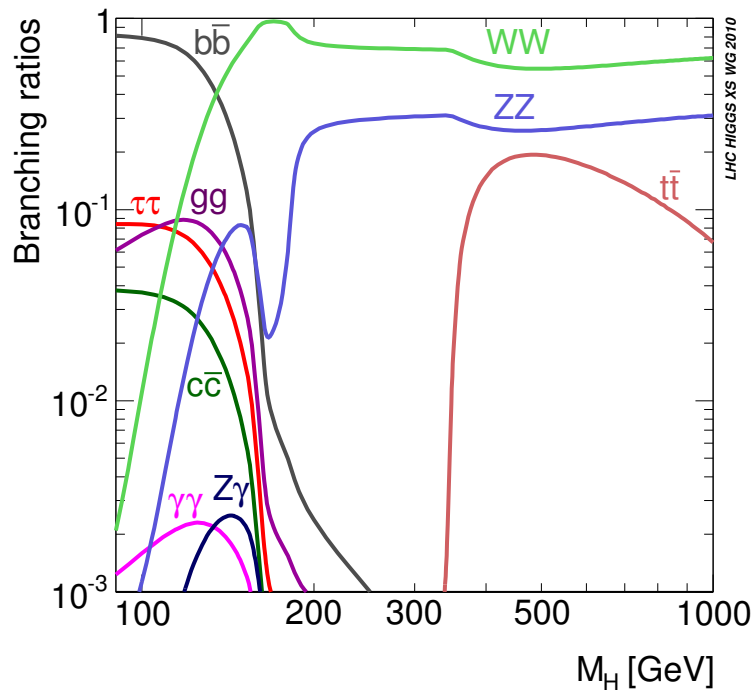


Abbildung 2.3: Higgs-Zerfallskanäle in Abhängigkeit der Higgs-Boson Masse [9]

Abbildung (2.3) zeigt das Verzweigungsverhältnis der Higgs-Boson Zerfallskanäle. Theoretisch kann das Higgs-Boson in führender Ordnung in Fermionen und massive Eichbosonen zerfallen. In höherer Ordnung, über eine Fermion oder Eichboson Schleife, in zwei Photonen oder ein Z-Boson und ein Photon oder über eine Quark-Schleife in zwei Gluonen. Die in dieser Arbeit vorgestellte Analyse behandelt den Zerfallskanal

$H \rightarrow W^+W^- \rightarrow l \bar{\nu}_l \bar{l} \nu_l$, der ab einer Masse von ca. 140 GeV dominant ist. Aufgrund des klaren Signals von zwei gut rekonstruierten Leptonen und je nach Produktionskanal keinem, einem oder zwei Jets, ist die Analyse sensitiv auf einem Massenbereich von $130 \text{ GeV} < m_H < 240 \text{ GeV}$.

2.4 Signal-Eigenschaften

Um $H \rightarrow W^+W^- \rightarrow l \bar{\nu}_l \bar{l} \nu_l$ Zerfälle von Untergrundprozessen zu separieren, versucht man Ereignisse herauszufiltern, die folgende Bedingungen erfüllen:

- Da das Higgs-Boson elektrisch neutral geladen ist, sucht man nach Ereignissen mit genau zwei Leptonen, die unterschiedliche elektrische Ladung tragen. Die beiden Leptonen können ein Elektron-Positron-Paar, ein Myon-Antimyon-Paar oder ein Elektron-Antimyon bzw. Positron-Myon-Paar sein⁹.
- Beim Zerfall der W -Bosonen treten zusätzlich zwei Neutrinos auf, die nicht detektierbar sind. Dies bedeutet man sucht nach Ereignissen mit viel fehlender transversaler Energie (siehe Kapitel 3.3.4).
- Aufgrund der Impulserhaltung haben die beiden W -Bosonen (Spin-1 Bosonen) entgegengesetzte Flugrichtungen, wobei die dritte Komponente des Spins die Werte $+1$, -1 oder 0 annehmen kann. Da das Higgs-Boson als Spin-0 Boson angenommen wird, sind die Spins der beiden W -Bosonen entgegen gerichtet. Das W^+ -Boson zerfällt dann in ein Positron und ein Neutrino. Das W^- -Boson wiederum in ein Elektron und ein Antineutrino. Elektron und Neutrino sind linkshändige¹⁰ Teilchen, Positron und Antineutrino dagegen sind rechthändige¹¹ Teilchen. Da Elektron, Positron, Neutrino und Antineutrino alle Spin- $\frac{1}{2}$ tragen, sind die Spins des Elektrons und des Antineutrinos aus dem W^- Zerfall gleich gerichtet. Das selbe findet man bei den Spins des Positrons und des Neutrinos beim W^+ Zerfall. Das bedeutet, dass Elektron und Positron die gleiche Flugrichtung aufweisen und, im Idealfall, einen Zwischenwinkel in der Ebene, transversal zur Strahlrichtung von

⁹Tauonen werden nicht betrachtet, da sie schwierig zu detektieren sind bzw. nicht trivial von anderen Jets separiert werden können.

¹⁰Spin und Flugrichtung zeigen in entgegengesetzte Richtung.

¹¹Spin und Flugrichtung zeigen in die gleiche Richtung.

$\Delta\phi = 0$, erkennen lassen.

2.5 Untergrundprozesse

In diesem Abschnitt soll kurz auf die wichtigsten Untergrundprozesse eingegangen werden, die eine ähnliche Signatur wie der untersuchte Higgs-Zerfallskanal im Detektor hinterlassen.

Z+Jets

Der dominante Untergrund bei der Analyse des Zerfalls $H \rightarrow W^+W^- \rightarrow l \bar{\nu}_l \bar{l} \nu_l$, ist der Zerfall von Z/γ^* in zwei Leptonen. Die Entstehung von Z/γ^* wird bei Hadron-Hadron Kollisionen durch den Drell-Yan Prozess induziert. Bei der Produktion eines Z/γ^* annihilieren je ein Quark-Antiquark Paar zu einem Z/γ^* , das wiederum in zwei Leptonen unterschiedlicher Ladung zerfällt. Dieser Prozess lässt sich gut gegenüber dem Higgs-Signal separieren. Einerseits durch das Fernbleiben von fehlender transversaler Energie (Neutrinos) andererseits durch die Korrelation der Spins der beiden Leptonen im Endzustand. Der Zerfall $Z/\gamma^* \rightarrow \bar{l} l$ weist bevorzugt in der Transversalebene des Detektors entgegen gerichtete Leptonen auf.

WW

Der W^+W^- Untergrund ist gegenüber dem Higgs-Signal am schwierigsten herauszufiltern. Beim WW Zerfall treten sowohl geladene Leptonen und Antileptonen auf, als auch Neutrino und Antineutrino. Das heißt es tritt fehlende transversale Energie auf. Jedoch ist auch hierbei eine Separation über den Öffnungswinkel der Leptonen in der Transversal-Ebene möglich [11].

Weiterer dibosonischer Untergrund $WZ/ZZ/Z\gamma/W\gamma$

Der weitere dibosonische Untergrund ist aufgrund der zu WW Zerfällen ähnlichen Kinetik, dominiert von ZZ Zerfällen. Leptonische ZZ Zerfälle lassen sich gut separieren, da entweder vier Leptonen im Endzustand auftreten oder, bei nur zwei Leptonen, durch den großen Zwischenwinkel der beiden Leptonen. Beim Zerfall in Quarks ist das Herausfiltern über die Bedingung an die Anzahl der Jets möglich. WZ , $Z\gamma$ oder $W\gamma$ Zerfälle sind beim leptonischen Zerfall durch das Ladungsungleichgewicht (z.B. $WZ \rightarrow e^+e^-\mu^-\bar{\nu}_\mu$) und die von zwei verschiedene Anzahl an Leptonen zu separieren oder wieder durch den

großen Zwischenwinkel der beiden Leptonen im Endzustand.

$t\bar{t}$

Top Quarks zerfallen dominant in ein W -Boson und ein b -Quark. Das W -Boson zerfällt unter anderem leptonisch. Der Zerfall des b -Quarks endet entweder in einem Jet, der als Lepton fehl-identifiziert werden kann, oder es wird, über den Zerfall in ein charm-Quark und ein W -Boson, ein weiteres Lepton direkt erzeugt. Die Unterdrückung dieses Untergrunds gelingt durch die Bedingung an die Anzahl der Jets im Endzustand [10].

3 Experimentelle Gegebenheiten

3.1 Der LHC

Der LHC (*large hadron collider*, siehe Abb. (3.1)) ist ein Synchrotron Beschleuniger. In ihm werden Pakete von Protonen auf eine Schwerpunktsenergie von aktuell 7 TeV beschleunigt. Sein Umfang beträgt ca. 27 km und er ist in durchschnittlich 100 m unter der Erdoberfläche in der Nähe der Schweizer Stadt Genf aufgebaut.

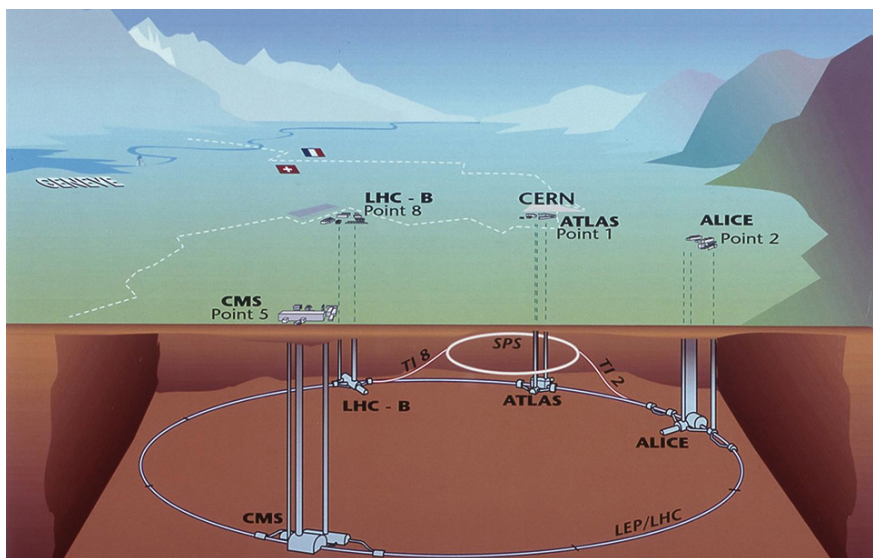


Abbildung 3.1: Der LHC Beschleuniger in der Nähe der Genfer Sees

Die Protonen werden, durch eine Reihe von Vorbeschleunigern, erst auf 450 GeV gebracht, um dann im LHC auf 7 TeV beschleunigt zu werden. Der erste der Vorbeschleuniger ist ein Linearbeschleuniger, mit dem Namen Linac. Dieser beschleunigt die Protonen auf etwa 50 MeV. Danach werden sie durch eine Reihe von Zirkular-Beschleunigern

geführt und dabei schrittweise auf 1.4 GeV, 26 GeV und schließlich auf 450 GeV beschleunigt [10] [12].

Damit die Protonen-Pakete auf der Kreisbahn gehalten werden, besteht der LHC Ring aus supraleitenden Magneten, in denen sich die zwei Strahlrohre befinden. Die Magnete dienen dabei als eine Art Linse, um die Protonen Pakete in den Strahlrohren zu fokussieren. Der LHC besteht aus 1232 Dipolmagnete, die durch flüssiges Helium auf eine Temperatur von 1.9 K heruntergekühlt werden. Die Magnetfeldstärke in jedem einzelnen der Magnete beträgt bis zu 8.5 T [10].

3.2 Der ATLAS Detektor

Am LHC befinden sich vier große Experimente, namentlich CMS, ATLAS, ALICE und LHCb. Bei CMS und ATLAS handelt es sich um multifunktionale Teilchendetektoren. Diese Arbeit wurde im Rahmen der ATLAS-Kollaboration¹ erstellt.

Der ATLAS Detektor ist (siehe Abb. (3.2)), ähnlich einer Zwiebel, aus mehreren Segmenten aufgebaut. Die einzelnen Segmente sind dabei rotationsymmetrisch um die Strahlrohre bzw. den Wechselwirkungspunkt² angeordnet. Die einzelnen Segmente sind dabei

- Innerer Detektor
- Elektromagnetisches Kalorimeter
- Hadronisches Kalorimeter
- Myonen Spektrometer

Der komplette Aufbau misst ca. 25 m in der Höhe und ca. 44 m in der Länge.

¹A TORODIAL LHC APPARATUS

²Der Ort an dem die beiden Protonstrahlen sich kreuzen

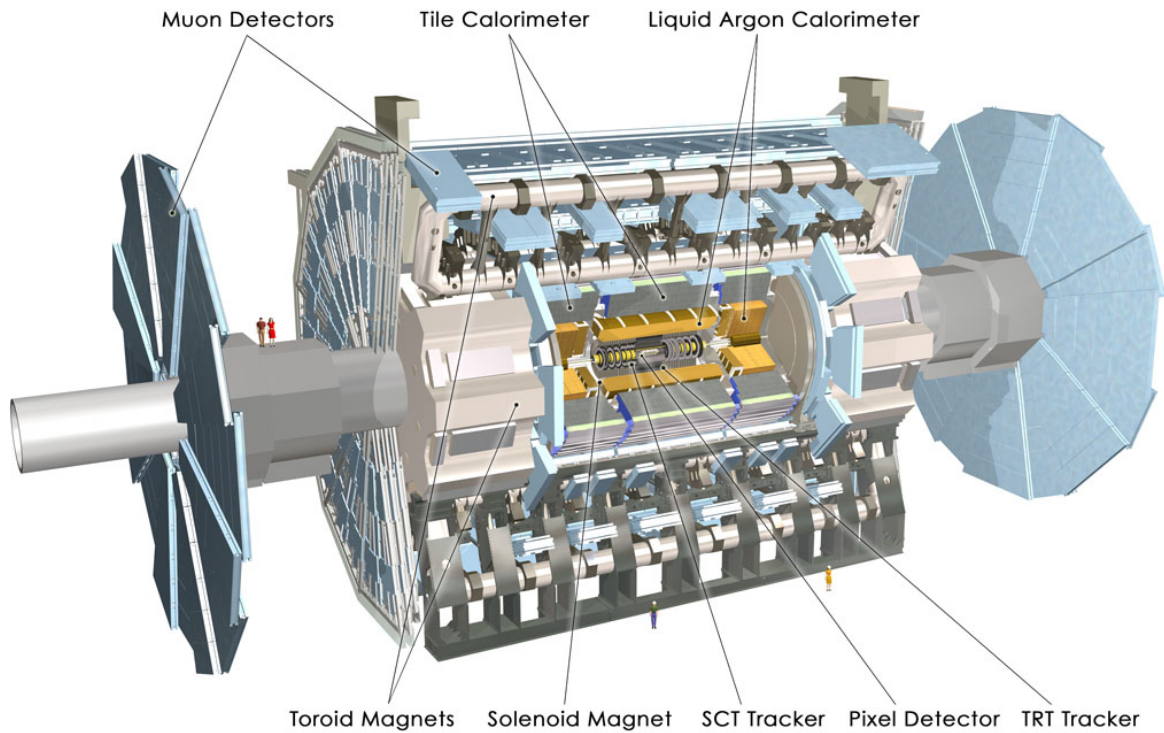


Abbildung 3.2: Der ATLAS Detektor als 3D Computer Modell dargestellt

3.2.1 ATLAS Koordinatensystem

Der Ursprung des Koordinatensystem befindet sich im Wechselwirkungspunkt. Die xy -Ebene ist senkrecht zum Protonenstrahl angeordnet. Die x -Achse zeigt vom Wechselwirkungspunkt zum Mittelpunkt des LHC Rings, die y -Achse zeigt nach oben. In Richtung des Protonenstrahl deutet die z -Achse, wobei sich die positive z -Richtung aus der Forderung eines rechtshändigen Koordinatensystems ergibt. Die zylindrische Form des ATLAS Detektors legt es nahe, Zylinder-Koordinaten zu verwenden. Der Azimuthalwinkel ϕ wird in der xy -Ebene gemessen, wobei ein Wert von $\phi = 0$, einen Punkt auf der positiven x -Achse beschreibt. Der sphärische Winkel θ wird in der yz -Ebene bestimmt. Über θ wird die Größe η definiert.

$$\eta = -\ln\left(\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right) \quad (3.1)$$

η bezeichnet man als die Pseudorapidität. Das Koordinatensystem ist in Abb. 3.3 dargestellt.

Anhand der Pseudorapidität kann man den Detektor in drei Bereiche einteilen [13].

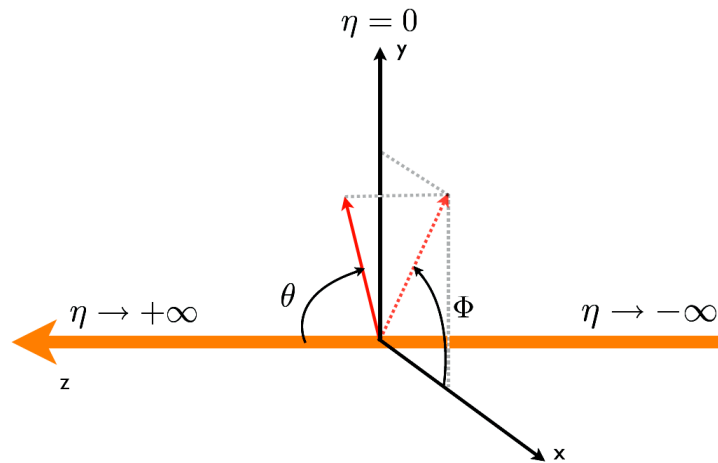


Abbildung 3.3: Das ATLAS Koordinatensystem

- Fass- oder Barrel-Bereich $0 \leq |\eta| \leq 1.0$
- Übergangsbereich $1.0 \leq |\eta| \leq 1.4$
- Endkappenbereich $1.4 \leq |\eta|$

3.2.2 Innerer Detektor

Der innere Detektor (ID) (siehe Abb. (3.4)) ist dem Wechselwirkungspunkt am nächsten. Seine Länge beträgt 7 m und er misst 2.3 m im Durchmesser. Der innere Detektor befindet sich innerhalb eines Solenoid-Magneten³, der eine Magnetfeldstärke von ca. 2 T aufweist. Aufgrund der Lorentzkraft⁴ werden die Bahnen geladener Teilchen in diesem Magnetfeld gekrümmt. Die Spurkrümmung ist dabei ein Maß für den Impuls des jeweiligen Teilchens. Das Transversal-Impuls-Auflösungsvermögen beträgt $\Delta p_T/p_T = 0.04\% \cdot p_T \oplus 2\%$ (p_T in GeV). Der innere Detektor besteht aus drei Komponenten, die dazu dienen die Bahnen der Teilchen, aus der Proton-Proton Kollision zu vermessen [14].

- **Pixeldetektor** Der Pixeldetektor besteht aus ca. 2100 Modulen, aufgebaut in drei Schichten (vgl. Abb. (3.4)). Jedes dieser Module ist 21.4 mm breit und 62.4 mm lang und deckt einen 24 mal 160 Pixel großen Bereich ab. Als der innerste Teil

³Eine Zylinderspule die ein räumlich homogenes Magnetfeld erzeugt

⁴ $\vec{F} = q(\vec{v} \times \vec{B})$

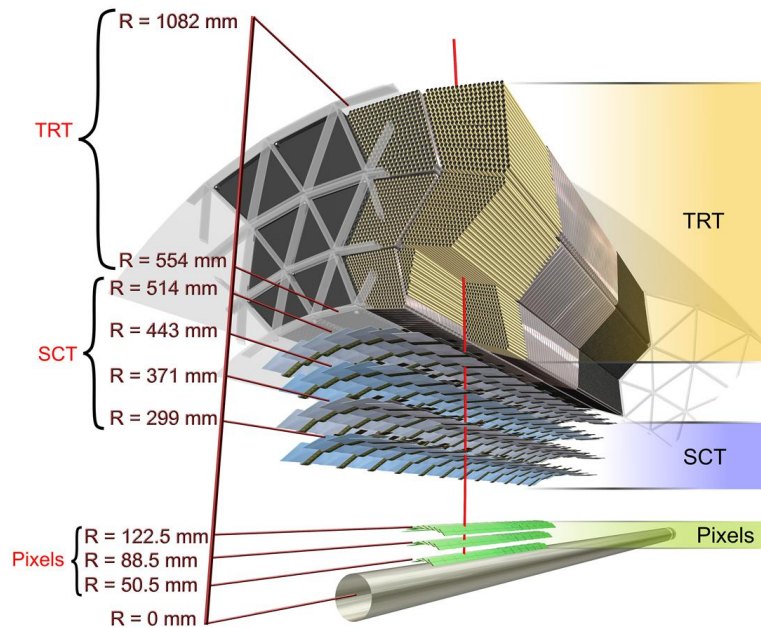


Abbildung 3.4: schematischer Aufbau des inneren Detektor

des ATLAS-Detektors sind seine wichtigsten Aufgaben: Rekonstruktion sekundärer Vertices und das B-Tagging von Jets [15].

- **Semi Conductor Tracker (SCT)** Der SCT nutzt acht Lagen aus Siliziumstreifen-Detektoren, um eine Präzisionsmessung der Teilchenbahn durchzuführen. Seine Auflösung beträgt $16 \mu\text{m}$ in der $R - \phi$ Ebene und $580 \mu\text{m}$ in z Richtung [15].
- **Transition Radiation Tracker (TRT)** Im TRT durchlaufen die Teilchen Materialien unterschiedlicher optischer Dichte, was dazu führt das geladene Teilchen Übergangsstrahlung emittieren. Die Bauteile des TRT sind einerseits sogenannte Radiatoren und Proportionalkammer. Das Gasmischung in den Proportionalkammer besteht zu 70 % aus Xe , zu 20 % aus CO_2 und zu 10 % aus CF_4 . Die Photonen der Übergangsstrahlung ionisieren das Gas in den Proportionalkammern und die dabei frei werdenden Ladungsmenge wird vermessen, was Aufschluss auf die Teilchenart gibt. Darüberhinaus kann auch hier die Spur eines geladenen Teilchen gemessen werden [14] [16].

3.2.3 Das elektromagnetische Kalorimeter

Kalorimeter dienen dazu, die Energien der einzelnen Teilchen zu messen. Das elektromagnetische Kalorimeter ist aufgeteilt in einen Fass-Bereich und zwei Endkappen-Bereiche. Es ist aufgebaut aus ziehharmonika geformten Kapton Elektroden und aus Blei und Eisen bestehenden Absorber Platten. Zwischen den Elektroden und den Absorber Platten befindet sich flüssiges Argon. Wenn ein hochenergetisches Teilchen durch das Kalorimeter fliegt, wechselwirkt es mit den Absorbern. Dabei entsteht ein Schauer aus niedrig energetischen Teilchen wie z.B. Elektronen, Positronen und Photonen. Das Teilchen durchfliegt dabei mehrere Absorberschichten. Der Schauer aus niedrig energetischen Teilchen ionisiert das flüssige Argon. Die dabei entstehenden Elektronen werden an den Kapton Elektroden gemessen. Die Größe der gemessenen Ladungsmenge ist ein Maß für die Energie des hochenergetischen Teilchens. Das Energie-Auflösungsvermögen des elektromagnetischen Kalorimeters beträgt $\Delta E/E = 11.5\%/\sqrt{E} \oplus 0.5\%$ (E in GeV) [14].

3.2.4 Das hadronische Kalorimeter

Im hadronischen Kalorimeter sollen die Energien von Hadronen, also z.B. Protonen, Neutronen oder π Mesonen gemessen werden. Das hadronische Kalorimeter ist in drei Bereiche unterteilt.

- Das **Tile Kalorimeter**, besteht unter anderem aus Szintillatorplatten. Szintillatoren sind Materialien, die beim Durchgang von elektrisch geladenen Teilchen oder energiereichen Photonen angeregt werden und als Folge dessen Licht emittieren. Die dabei gemessene Lichtintensität ist wiederum ein Maß für die Energie eines Hadrons. Zu den Szintillatorplatten kommen noch Absorberplatten aus Stahl. Die Absorberplatten dienen dazu, die Energie der primären Hadronen auf einen Schauer aus Hadronen aufzuteilen, der dann durch die Szintillatorplatten vermessen wird. Der Schauer aus Hadronen entsteht durch die Wechselwirkung der primären Hadronen mit den Absorbermaterialien [15].
- Das **flüssig Argon Kalorimeter im Vorwärts- und im Endkappen-Bereich**, die beide eine sehr ähnliche Funktionsweise wie das elektromagnetische Kalorimeter aufweisen.

Das Energie-Auflösungsvermögen des hadronischen Kalorimeters beträgt $\Delta E/E = 50\%/\sqrt{E} \oplus 3\%$ (E in GeV) [14].

3.2.5 Das Myonen Spektrometer

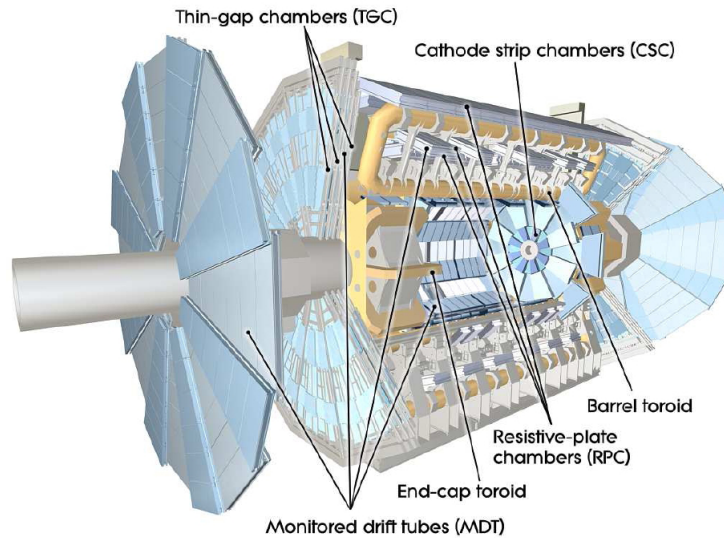


Abbildung 3.5: Aufbau des Myonenspektrometers

Das Myonen Spektrometer, als äußerste Komponente, ist der größte Bestandteil des ATLAS-Detektors. Der innere Radius des Myonenspektrometers beträgt ca. 5 m, der Äussere ca. 11 m. Neben Neutrinos sind Myonen die einzigen Teilchen, die den kompletten ATLAS Detektor durchlaufen können.

Das Myonen Spektrometer ist eingebettet in ein Magnetfeld, das durch 8 Toroiden erzeugt wird. Durch das Magnetfeld wird, ähnlich wie im inneren Detektor, die Spur der Myonen gekrümmt. Aufgrund der Krümmung kann dann wieder auf den Impuls der Teilchen geschlossen werden. Hierzu muss die Myonenspur vermessen werden, was im Myonenspektrometer durch eine Reihe verschiedener Bauteile bewerkstelligt wird. Diese Bauteile sind die *monitored drift tubes* (MDT), *resistive plate chambers* (RPC), *cathode strip chambers* (CSC) und die *thin gap chambers* (TGC). Der Aufbau des Myonenspektrometers ist in Abbildung 3.5 gezeigt.

Für die Messung der Myonenspur sind die MDT und die CSC verantwortlich. Das bedeutet ihre Aufgabe ist es den MDTs und CSCs mitzuteilen, wann ein Myon das

Spektrometer durchfliegt, um die Spurpunkte richtig zuordnen zu können. Das Impuls-Auflösungsvermögen des Myonenspektrometers ist in Abbildung 3.6 gezeigt [10] [15].

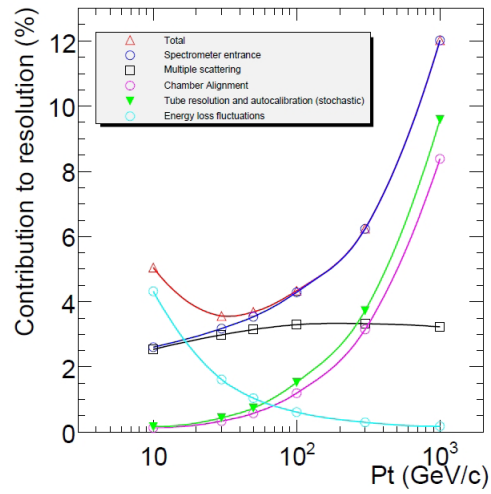


Abbildung 3.6: Impuls-Auflösung des Myonenspektrometers für Myonen mit $|\eta| < 1.5$ und der entsprechende Anteil am Auflösungsvermögen

3.3 Objekt Rekonstruktion

Bei der Suche nach dem Higgs Boson im Zerfallskanal $H \rightarrow WW \rightarrow l\bar{\nu}_l\bar{l}\nu_l$ werden Ereignissen betrachtet die folgende physikalischen Objekte enthalten: Myonen, Elektronen, fehlende transversale Energie und Jets. Wie diese Objekte aus den Messdaten der einzelnen Bauteile des ATLAS Detektors rekonstruiert werden, soll im Folgenden kurz dargestellt werden.

3.3.1 Elektron Rekonstruktion

Für die Elektron Rekonstruktion [17] stehen drei verschiedene Algorithmen zur Verfügung. Es wird dabei zwischen der Rekonstruktion von hochenergetischen Elektronen, niederenergetischen Elektronen und Elektronen in Vorwärtsrichtung unterschieden.

Bei der Rekonstruktion von hochenergetischen Elektronen wird zuerst ein Cluster⁵ im elektromagnetischen Kalorimeter gebildet, welches einen Energieeintrag von mindestens 3 GeV enthält. Ein derartiges Cluster entspricht einem $\Delta\eta \times \Delta\phi$ Bereich. Anschließend wird überprüft, ob sich mindestens eine Spur aus dem inneren Detektor, diesem $\Delta\eta \times \Delta\phi$ Bereich zuordnen lässt. Aufgrund des Aufbaus des inneren Detektors ist diese Methode beschränkt auf den Bereich $|\eta| < 2.5$.

Die Rekonstruktion von niederenergetischen Elektronen beschreitet den umgekehrten Weg. Es wird eine Spur aus dem inneren Detektor in das elektromagnetische Kalorimeter extrapoliert. Anschließend wird um den Extrapolationspunkt im elektromagnetischen Kalorimeter wieder ein Cluster gebildet und der Energieeintrag überprüft.

Elektronen im Vorwärtsbereich, d.h. $2.5 < |\eta| < 4.9$, werden nur aufgrund der Messungen im elektromagnetischen Kalorimeter rekonstruiert.

⁵Eine Zusammenfassung von Zellen des elektromagnetischen Kalorimeters.

Die rekonstruierten Elektronen werden anschließend durch verschiedene Schnitte in drei Qualitätskriterien eingeteilt.

- **loose** Elektronen:

Die *loose* Elektronen haben die höchste Elektronrekonstruktionseffizienz aber auch die höchste Wahrscheinlichkeit, dass fälschlicherweise ein Jet als Elektron rekonstruiert wurde. Bei *loose* Elektronen wird auf das Verhältniss zwischen der Transversal-Energie im hadronischen Kalorimeter und der Transversal-Energie im elektromagnetischen Kalorimeter geschnitten, sowie auf die Schauerbreite, die aus der mittleren Schicht des elektromagnetischen Kalorimeters gewonnen wird.

- **medium** Elektronen:

Medium Elektronen erfüllen, neben den *loose* Bedingungen, noch zusätzliche Kriterien. Dabei wird die Spurqualität und die Extrapolationsgenauigkeit der Spur aus dem inneren Detektor überprüft.

- **tight** Elektronen:

Bei *tight* Elektronen kommen, neben den *medium* Kriterien, noch weitere Schnitte auf die Spurqualität, hinzu. Dabei wird die Anzahl der Messpunkte im inneren Detektor⁶ überprüft, eine Bedingungen an die Qualität der Spurextrapolation gestellt und ein Veto auf Photon-Elektron Umwandlung angewendet.

3.3.2 Myonen Rekonstruktion

Die Rekonstruktion von Myonen [18] wird bei ATLAS durch drei verschiedene Methoden bewerkstelligt: *Standalone Muons*, *Combined Muons*, *Tagged Muons*. Für jede dieser drei Methoden existieren zwei Algorithmen: **staco** und **muid**.

- **Standalone** Myonen:

Hierbei wird die Myonen-Spur nur durch die Information aus dem Myonen Spektrometer rekonstruiert. Die Myonen Trajektorie wird dabei zur Strahlachse extrapoliert, um den Stoßparameter⁷ und die Flugrichtung zu bestimmen. Dabei wird der Energieverlust der Myonen in den Kalorimetern mitberücksichtigt.

⁶Konkreter: Anzahl der "Treffer" im TRT

⁷Abstand zum Primärvertex

- **Combined Myonen:**

Bei *combined* Myonen werden die Messdaten aus dem Myonenspektrometer und dem inneren Detektor verwendet. Es wird die Spur aus dem Myonenspektrometer an eine naheliegende Spur aus dem inneren Detektor angeglichen.

- **Tagged Myonen:**

Für *tagged* Myonen wird die Spur aus dem inneren Detektor zum Myonenspektrometer extrapoliert. Wenn dort eine Spur aus dem Myonenspektrometer mit der Extrapolation aus dem inneren Detektor übereinstimmt, wird dies als Myon identifiziert.

3.3.3 Jet Rekonstruktion

Wie in Kapitel 2.1 schon erwähnt können Quarks nicht direkt im Detektor nachgewiesen werden, sondern zeigen sich als sogenannte Jets. Bei ATLAS wird der *Anti k_t* Algorithmus verwendet, um Jets zu rekonstruieren. Dabei werden alle Einträge in den Kalorimetern verwendet und der Abstand ($\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$) aller Einträge berechnet. Die Objekte mit dem geringsten Abstand werden dann wiederum, falls ihr Abstand kleiner einem Grenzwert ist⁸, zusammengefasst und als ein Eintrag behandelt. Danach werden wieder die Abstände aller Einträge berechnet und die beiden nächsten Einträge werden wieder zusammengefasst. Diese Prozedur wird iterativ solange wiederholt bis keine Einträge mehr mit einem Abstand $\Delta R < 0.4$ gefunden werden. Die auf diese Weise zusammengefassten Kalorimeter Einträge werden dann als Jet bezeichnet⁹ [19].

⁸In dieser Arbeit wurde $\Delta R = 0.4$ als Grenze verwendet.

⁹Die Bezeichnung *Anti k_t* wird klar, wenn man sich die Definition des Abstandes zweier Objekte i und j des Algorithmus betrachtet:

$$d_{ij} = \min(k_{ti}^{2p}, k_{tj}^{2p}) \frac{\Delta_{ij}^2}{R^2} \quad (3.2)$$

Man spricht vom *Anti k_t* Algorithmus, falls der Parameter $p = -1$ gewählt wird (k_t Algorithmus falls $p = 1$ gewählt wird). Der Vorteil von *Anti k_t* ist der Umstand, dass er sowohl infrarot- als auch kollinearsicher ist. Details siehe [19] und [20]

3.3.4 Fehlende transversale Energie

Könnte man alle Teilchen, die aus einer Proton-Proton Kollision resultieren, detektieren, so würden sich die Energie-Depositionen in den einzelnen Detektorteilen, in der transversal zur Strahlachse gerichteten Ebene, zu null addieren. Da aber z.B. Neutrinos oder auch eventuelle Teilchen neuer Physik, nicht detektiert werden können, heben sich die Energie-Depositionierungen in den Kalorimetern nicht gegenseitig auf. Die negative Summe über alle Transversalimpulse der rekonstruierten physikalischen Objekte, wird als fehlende transversale Energie (E_T^{miss} oder MET) bezeichnet. Bei der Berechnung der fehlenden transversalen Energie spielen noch andere Prozesse wie z.B. elektromagnetisches Rauschen, die begrenzte Detektorauflösung, tote Detektorzellen oder defekte Auslesekanäle eine Rolle.

3.4 Trigger

Bei Normalbetrieb des LHC finden ca. 40 Millionen sogenannte *bunch crossings*¹⁰ pro Sekunde statt. Jedes *bunch crossing* hat, wenn LHC bei seiner Designluminosität von $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ betrieben wird, ungefähr 23 Teilcheninteraktionen zur Folge. Bei einer Datenmenge von ca. 1.5 MB pro Ereignis, übersteigt dies weit die technischen Möglichkeiten, diese enormen Datenmengen schnell und effizient genug zu speichern [10]. Dieser Datenstrom wird durch ein Triggersystem¹¹ reduziert. Die Aufgabe des Triggersystems ist es physikalisch interessante Ereignisse herauszufiltern. Bei ATLAS ist das Triggersystem in drei Stufen aufgebaut.

- **Level 1 Trigger (L1):**

Die erste Stufe des Triggersystems ist hardware-basiert. Durch den L1 werden Ereignisse herausgefiltert, die eine Reihe von Kriterien erfüllen. Dabei geht es um Einträge in den Kalorimetern und im Myonenspektrometer. Beim Myonenspektrometer werden die Messdaten aus den RPCs (im Fass-Bereich) und den TGCs (im Endkappen Bereich) verwendet. In den Kalorimetern wird gemessene transversale Energie in sogenannten Kalorimetertürmen der Größe $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ ausgewertet. Wenn ein Ereignis nicht verworfen wird, definiert der L1 eine *Region*

¹⁰Das Kreuzen der Protonen-Pakete am Wechselwirkungspunkt

¹¹engl. Auslöser

of Interest (RoI), ein η, ϕ Tupel, in dem sich möglicherweise eine interessante Signatur findet. Dies kann z.B. ein Elektron mit einer transversalen Energie größer als ein bestimmter Grenzwerte sein. Im Level 1 Trigger wird die Ereignisrate von 40 MHz auf etwa 75 kHz reduziert [15].

- **Level 2 Trigger (L2):**

Beim Level 2 Trigger handelt es sich um eine software-basierte Selektion, wobei die Selektionsalgorithmen auf einer Serverfarm mit ca. 500 Quad-Core CPUs laufen. Der L2 hat ein Zeitfenster von 40 ms um zu entscheiden, ob ein Ereignis verworfen werden soll oder nicht. Im Level 2 Trigger werden die Detektorregionen, in einem vom jeweiligen Objekt (Elektron, Jets, Myon, etc.) abhängigen Fenster, um die L1 RoI analysiert. Der Level 2 Trigger hat für die Entscheidung, ob ein Ereignis behalten wird oder nicht, im Vergleich zum Level 1 Trigger, Zugriff auf die Informationen aus dem inneren Detektor und damit auf Spurinformatoren. Die Ereignisrate wird durch den L2 auf 1 kHz reduziert [15].

- **Event Filter Trigger (EF):**

Schließlich werden die Ereignisse in der dritten, ebenfalls software-basierten Triggerstufe gefiltert. Die Event Filter Algorithmen laufen auf einer Serverfarm mit ca. 1800 dual Quad-Core CPUs. Der EF reduziert die Ereignisrate weiter auf 200 Hz. Im Eventfilter werden, unter anderem, auch bereits die ersten Teilchenspuren rekonstruiert, um zu entscheiden, ob das Ereignis verworfen wird. Wenn ein Ereignis nicht vom EF verworfen wird, wird es auf Band geschrieben. Die Datenrate nach dem EF beträgt ungefähr 400 MB/s [15].

3.5 Monte Carlo Ereignis Generatoren

Essentiell für das Auswerten der Messdaten des ATLAS-Detektors ist ein Vergleich mit theoretischen Vorhersagen. Um physikalische Prozesse in der Hochenergiephysik zu simulieren wird die Monte-Carlo-Technik verwendet. Die Berechnung von Teilchenzerfällen bzw. Streuprozessen und die sich aus den jeweiligen Vorgängen ergebenden Bewegungsgleichungen der Endprodukte, lassen sich auf das Berechnen von (Pfad)Integralen zurückführen. Aus diesen lassen sich dann die benötigten Matrixübergangselemente ableiten. Eine Möglichkeit dies zu bewerkstelligen ist die folgende: Es werden Zufallszahlen,

bzw. N-Tupel aus Zufallszahlen, abhängig von dem zu berechnendem Integral erzeugt. Anschliessen wird dann überprüft, ob das Zufalls-N-Tupel unterhalb oder oberhalb der zu integrierenden Funktion liegt. Dies wird sehr oft wiederholt. Der Wert des Integrals kann aufgrund der Anzahl der N-Tupel, die überhalb und der Anzahl der N-Tupel unterhalb der Funktion sehr gut abgeschätzt werden.

Bei der Berechnung der physikalischen Prozesse wird eine störungstheoretische Näherung der jeweiligen Lagrangedichte verwendet, d.h. man kann Prozesse in verschiedener störungstheoretischer Ordnung berechnen. Die Monte-Carlo Ereignis Generatoren arbeiten meistens in führender oder nächstführender Ordnung. Es gibt verschiedene Implementationen der Monte-Carlo-Methode. Man spricht dabei von Monte-Carlo-Ereignis Generatoren [21]. Diese sind dabei meistens auf einzelne physikalische Prozesse spezialisiert, d.h. sie benutzen bestimmte Teile der Standardmodell Lagrangedichte. Es gibt aber auch MC-Generatoren, die vielseitig einsetzbar sind (z.B. Pythia und Herwig), also mehrere Teilchenprozesse berechnen können. In dieser Arbeit wurden folgende Ereignis Generatoren verwendet:

- **MC@NLO:**

Der Generator berechnet Matrix Elemente für harte Parton Streuprozesse. Die Hadronisierung und das Verhalten von Teilchenschauern (Jets) muss extern über zusätzliche MC Ereignis Generatoren berechnet werden. MC@NLO berechnet Prozesse in nächstführender Ordnung [22].

- **Herwig/Jimmy:**

Herwig ist ein MC Ereignis Generator, der harte Lepton-Lepton, Lepton-Hadron und Hadron-Hadron Streuung sowie weiche Hadron-Hadron Streuung simuliert [23]. Jimmy ist eine Bibliothek die zusätzlich zu Herwig Einsatz findet und multiple Partonen Streuung simuliert. Mit Herwig/Jimmy lassen sich Prozesse in führender Ordnung berechnen [10].

- **Alpgen:**

Alpgen ist wie MC@NLO ein weiterer MC Ereignis Generator, der in führender Ordnung, die Matrixelemente verschiedener Multiparton-Wechselwirkungen berechnen kann. Auch bei Alpgen wird ein zusätzlicher Generator benötigt um den Vorgang der Hadronisierung zu simulieren [24].

- **AcerMC:**

Der AcerMC Generator wird verwendet, um weitere Standardmodellprozesse zu simulieren, die nicht von den übrigen Generatoren beschrieben werden. Auch hierbei muss die Hadronisierung wieder, mit Hilfe anderer Generatoren, berechnet werden. Auch AcerMC berechnet Matrixelemente nur in führender Ordnung [10] [25].

- **Pythia:**

Pythia ist ein Generator für Mehrteilchen-Erzeugung in Teilchenkollisionen, der in führender Ordnung arbeitet. Dabei werden Prozesse wie Spin-Korrelation nicht berücksichtigt. [10] [26].

- **gg2WW:**

Dies ist ein MC Ereignis Generator, der speziell die zwei W-boson Produktion durch Gluonfusion in nächstführender Ordnung simuliert [27].

4 Suche nach dem Higgs-Boson

In diesem Kapitel wird die Analyse zur Suche des Higgs Bosons im Kanal $H \rightarrow W^+W^- \rightarrow l\bar{\nu}_l\bar{l}\nu_l$ vorgestellt. Es wurde dabei Monte Carlo Simulationsdaten und Messdaten aus dem Jahre 2011 des ATLAS Detektors verwendet. Die verwendeten Daten entsprechen einer integrierten Luminosität von 1.035 fb^{-1} . In der Analyse wird durch eine Reihe von Schnitten, z.B. auf die Kinematik des dileptonischen Endzustandes, versucht das Signal $H \rightarrow W^+W^- \rightarrow l\bar{\nu}_l\bar{l}\nu_l$ gegenüber den Untergrundprozessen (siehe Kapitel 2.5) herauszufiltern.

4.1 Objektdefinitionen

In der Analyse werden Elektronen, Myonen, Jets und fehlende transversale Energie verwendet. Diese Objekte sind durch folgende Schnitte definiert:

4.1.1 Elektronen

- Es werden Elektronen verwendet, die durch das Abgleichen von Spuren aus dem inneren Detektor an elektromagnetische Kalorimeter Cluster rekonstruiert wurden.
- Der Transversalimpuls der Elektronen soll größer als 20 GeV sein.
- Die Elektronen sollen aus der Pseudorapiditätsbereich von $1.37 < |\eta| < 1.52$ oder $|\eta| > 2.47$ stammen.
- Für diese Analyse werden sogenannte *tight* Elektronen verwendet (vgl. Kapitel

3.3.1).

- Die Energie der Elektronen wird aus den elektromagnetischen Cluster Zellen ermittelt. Die Größen η und ϕ werden durch die Spur aus dem inneren Detektor bestimmt.
- Der transversale Abstand zwischen dem primären Vertex und der Elektronenspur, gewichtet mit der Messunsicherheit des transversalen Abstandes, soll kleiner als 10 sein. Der Abstand in Strahlrichtung (= z Richtung) sollte weniger als 10 mm betragen.
- Es wird verlangt, dass die Elektronen gut isoliert sind. Dies wird sichergestellt, durch einen Schnitt auf die Summe der Transversal-Impulse der Spuren ($\sum p_T^{track}$) in einem Kegel von $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} = 0.2$ um das Elektron und durch einen Schnitt auf die Summe der Kalorimeter-Energie ($\sum E_T^{calo}$) im gleichen Kegel um das Elektron. Ein Elektron gilt als gut isoliert, wenn $\sum p_T^{track}/p_T < 0.1$ und wenn $\sum E_T^{calo}/p_T < 0.15$ gilt.
- Werden zwei Elektronen innerhalb eines Kegels von $\Delta R = 0.1$ rekonstruiert, wird das Elektron mit dem größeren transversalen Impuls behalten [28].
- Aufgrund des Auflösungsunterschieds zwischen Simulationsdaten und Messdaten, müssen die Energien korrigiert werden. Dabei wird bei Monte Carlo Simulationsdaten die Energie, abhängig von der Pseudorapidität, im Mittel um $\pm 1.1\%$ korrigiert¹ [29].

4.1.2 Myonen

- Die verwendeten Myonen sind "Combined" (vgl. Kapitel 3.3.2) rekonstruierte Myonen.
- Der Transversalimpuls sollte mehr als 15 GeV betragen.

¹Die Energie wird dabei mit einem Wert einer Gaußfunktion multipliziert. Der hier angegebenen Wert entspricht der Standardabweichung dieser Gaußfunktion. Details siehe [29]

- Um eine gewisse Qualität der Spur aus dem inneren Detektor zu sichern, wird verlangt, dass die Myonen ein gewisse Anzahl an Einträgen in den inneren Detektorteilen hinterlassen haben (Details siehe [30]).
- Für den Pseudorapiditätsbereich der Myonen soll $|\eta| < 2.4$ gelten.
- Die Isolationskriterien der Myonen sind die gleichen Kriterien wie die der Elektronen.
- Wenn ein Elektron in einem Kegel von $\Delta R = 0.1$ um ein Myon rekonstruiert wurde, wird das Elektron verworfen [28].
- Auch bei Myonen muss die unterschiedliche Detektorauflösung zwischen Monte Carlo Daten und Messdaten berücksichtigt werden. Dabei wird ähnlich der Energiekorrektur bei Elektronen, der Impuls der Myonen im Mittel um $\pm 1.4\%$ korrigiert [30].

4.1.3 Jets

Jets werden mit einem Schnittparameter von 0.4 durch den *Anti k_t* (vgl. Kapitel 3.3.3) Algorithmus rekonstruiert. Der Transversalimpuls der Jets soll mehr als 25 GeV betragen und für den Pseudorapiditätsbereich soll $|\eta| < 4.5$ gelten. Wenn ein Jet in einem Kegel von $\Delta R = 0.3$ um ein Elektron liegt, wird der Jet verworfen [28].

4.1.4 Fehlende transversale Energie

Die fehlende transversale Energie wird anhand von topologischen Clustern² in den Kalorimetern berechnet. Es werden zusätzlich Korrekturen durch die Energiemessung der Myonen miteinberechnet. Die Korrekturen, die durch das Verschmieren der Energien

²topologische Cluster sind dreidimensionale Zusammenfassungen von Kalorimeterzellen. Es wird dabei von Kalorimeterzellen ausgegangen, die ein bestimmtes Signal über Untergrund Verhältnis aufweisen (sog. Seed Zellen). Ausgehend von diesen Zellen werden dann alle benachbarten Zellen in den drei Raumdimensionen betrachtet. Kalorimeterzellen, die die übernächsten Nachbarn zu den Seed Zellen darstellen, werden mit in den Cluster aufgenommen, falls sie einem bestimmten Grenzwert für das Signal zu Untergrund Verhältnis genügen. Details siehe [31].

bei den Monte Carlo Simulationsdaten entstehen, werden auch bei der Berechnung der fehlenden transversalen Energie berücksichtigt.

4.2 Vorselektion

- Der erste Schnitt der Analyse ist der sogenannte **Good Run List** Schnitt. Hierbei wird sichergestellt, dass alle Subdetektoren des ATLAS und der LHC voll funktionsfähig waren, also die zu analysierenden Daten aufgenommen wurden. Dieser Schnitt findet keine Anwendung falls Monte Carlo-Simulationsdaten analysiert werden. Bei einer Analyse von Simulationsdaten wird zu Beginn ein Ereignisgewicht definiert, das im weiteren Verlauf der Analyse verwendet wird, um Korrekturfaktoren anzuwenden. Dabei werden z.B. Unterschiede in den Rekonstruktions-Effizienzen von Myonen bzw. Elektronen zwischen Daten und Monte Carlo Simulationen oder Unterschiede in Trigger-Effizienzen zwischen Messdaten und Simulationsdaten, durch multiplikative Faktoren auf das Ereignisgewicht ausgeglichen.
- Bei der Kreuzung zweier Protonenpakete wechselwirken eine Reihe von Partonen der Protonen miteinander. Man ist dabei immer an der primären Wechselwirkung der Partonen interessiert. Der Effekt des Pileups bezeichnet dabei jene Parton-Wechselwirkungen, die nicht der Primären zugeordnet werden können. Es ist dabei zwischen zwei Arten von Pileup zu unterscheiden. Einerseits das "in-time Pileup", bei welchem die sekundären Wechselwirkungen aus des selben *bunch crossings* Kreuzung stammen, andererseits das "out-of-time Pileup". Beim "out-of-time Pileup" stammen die sekundären Wechselwirkungen aus aufeinander folgenden *bunch crossings*. Für die Datennahme im Jahr 2011 betrug der zeitliche Abstand aufeinanderfolgender *bunches* 50 ns. Da normalerweise die Monte Carlo Simulationsdaten unabhängig von der Datennahme und damit unabhängig von den Pileupbedingungen bei der Proton-Bündel Kollision erstellt werden, muss bei der Analyse von Monte Carlo Daten das Ereignisgewicht an die Anzahl der primären Vertices angepasst werden. Der mittlere Wert, der sogenannten Pileup Wechselwirkungen beträgt bei den in dieser Arbeit analysierten Daten, ca. sechs pro *bunch crossing* [32].
- Für den primären Vertex soll gelten, dass er durch mindestens drei Spuren rekon-

struiert worden ist. Ist dies nicht der Fall, wird das Ereignis verworfen.

- Im Laufe der Datennahme im Jahr 2011 wurde die Ausleseelektronik bestimmter Kalorimeterzellen im elektromagnetischen Kalorimeter funktionsunfähig. Um sicherzustellen, dass die Energien von Elektronen, Jets und die fehlenden transversalen-Energie richtig bestimmt werden, müssen Ereignisse verworfen werden. Dies geschieht, falls Spuren der Objekte in den Bereich der betroffenen Kalorimeterzellen weisen, die in der $\eta-\phi$ -Ebene angegeben werden können. Da die η und ϕ Variablen der Jets und Elektronen auf die Messung im inneren Detektor basieren, ist es möglich die Ereignisse zu filtern. Die Ausleseelektronik verlor erst nach einer gewissen Laufzeit ihre Funktionsfähigkeit. Der Schnitt wird nur für Daten ab der Periode E durchgeführt. Beim Analysieren von Monte Carlo Daten wird, falls die Spur eines simulierten Elektrons oder Jets in Richtung der betroffenen Kalorimeterzellen weist, das Ereignisgewicht mit dem Verhältnis der integrierten Luminosität vor dem Defekt, zu der integrierten Luminosität aller in der Analyse verwendeten Daten multipliziert.
- Um fehlerhafte E_T^{miss} Rekonstruktionen zu minimieren, werden eine Reihe von Selektionskriterien auf die Qualität der Jet Rekonstruktion angewendet. Dies soll verhindern, dass die fehlende transversale Energie nicht durch Ereignisse, wie kosmische Strahlen, elektromagnetisches Rauschen im Kalorimeter oder Strahl induzierten Untergrund, verfälscht wird [28].

4.3 Ereignis Selektion

Der Zerfall $H \rightarrow W^+W^- \rightarrow l\bar{\nu}_l\bar{l}\nu_l$ lässt sich in drei Kanäle aufteilen. Da das Higgs-Boson elektrisch neutral geladen ist, müssen die Leptonen im Endzustand unterschiedliches Ladungsvorzeichen haben. Da τ vernachlässigt werden, gibt es den dielektronischen Endzustand e^+, e^- , den dimyonischen μ^+, μ^- und den Zustand mit gemischtem Flavour e^+, μ^- bzw. e^-, μ^+ . Dabei wird nicht weiter zwischen e^+, μ^- und e^-, μ^+ unterschieden [28], [35], [40].

- Ereignisse, die die Bedingung, genau zwei Leptonen mit unterschiedlicher Ladung, nicht erfüllen, werden verworfen. Aufgrund unterschiedlicher Effizienzen bei der

Rekonstruktion von Leptonen muss bei der Analyse von Monte Carlo Daten, das Ereignis entsprechend gewichtet werden. Es wird dazu ein Skalierungsfaktor aus dem Vergleich zwischen der Rekonstruktion in Daten und in Monte Carlo gewonnen. Dieser fließt multiplikativ in das Monte Carlo Ereignisgewicht ein [29].

- Der nächste Schnitt überprüft, welche Triggerbedingung erfüllt wurde. Es wird verlangt, dass im Dielektron Kanal im Event Filter ein Elektron rekonstruiert wurde, das einen Transversalimpuls von 20 GeV oder mehr aufweist. Das rekonstruierte Elektron soll den *medium* Identifikationskriterien genügen (EF_e20_medium, siehe Kapitel 5.3 bzgl. der Nomenklatur). Beim Dimyorkanal wird verlangt, dass entweder ein Myon im Event Filter rekonstruiert wurde, das einen Transversalimpuls von 18 GeV oder mehr aufweist und durch den inneren Detektor sowie durch das Myonenspektrometer gemessen wurde, oder ein Myon rekonstruiert wurde das einen Transversalimpuls von mindestens 40 GeV aufweist und nur durch das Myonenspektrometer gemessen wurde (EF_mu18_MG bzw. EF_mu40_MOnly_barrel). Im Elektron-Myon Kanal muss eine der drei Trigger-Bedingungen erfüllt sein.
- Es wird zusätzlich verlangt, dass mindestens eines der Leptonen mit einem der im Event Filter rekonstruierten Leptonen identifiziert werden kann. Da die Trigger Effizienz in den Monte Carlo Daten sich von der tatsächlichen Trigger Effizienz unterscheidet, muss dieser Unterschied durch das Multiplizieren mit einem triggerabhängigen Skalierungsfaktor auf das Ereignisgewicht ausgeglichen werden (Details siehe [29] und [33]).
- Es wird verlangt, dass das Lepton mit dem größeren Transversalimpuls mindestens einen Transversalimpuls von 25 GeV aufweist.
- Um niederenergetische, hadronische Resonanzen, wie z.B. das Υ ($= b\bar{b}$) zu unterdrücken, verlangt man, dass die invariante Masse

$$m_{ll} = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2} \quad (4.1)$$

des dileptonischen Systems, im Elektron-Elektron und für den Myon-Myon Kanal, größer als 15 GeV sein soll. Im Elektron-Myon Kanal soll die invariante Masse größer 10 GeV sein.

Bevor die weiteren Schritte der Analyse aufgezählt werden, werden nun eine Reihe von Verteilungen gezeigt, anhand jener sich die weiteren Selektionskriterien motivieren lassen. In Abbildung 4.1 ist die invariante Masse nach den oben beschriebenen Schnitten aufgetragen: Für den Elektron-Elektron Kanal in Abb. 4.1a, für den Myon-Myon Kanal in Abb. 4.1b und für den Elektron-Myon Kanal in Abb. 4.1c. Die einzelnen Untergrund-

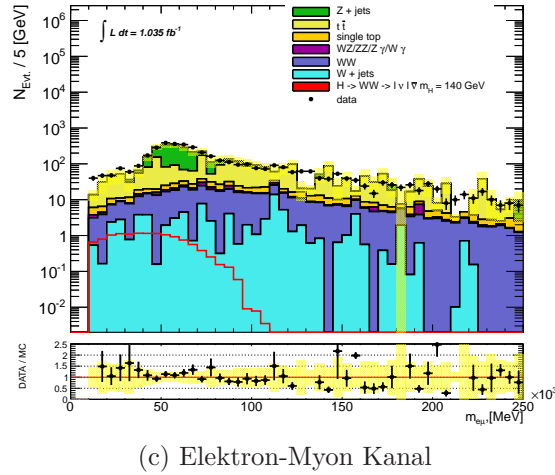
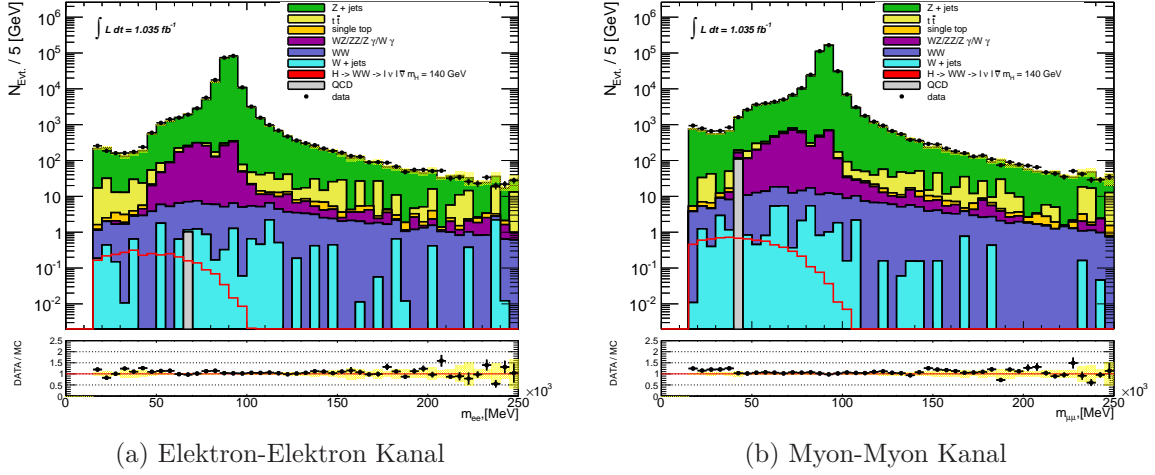


Abbildung 4.1: Invariante Masse nach den Vorselektions- und den ersten Ereignisselektions-Schnitten

prozesse in den Histogrammen sind Z +Jets in grün, $t\bar{t}$ in gelb, single top Untergrund in orange, weiterer dibosonischer Untergrund in magenta, WW Untergrund in lila, W +Jets in hellblau und QCD induzierter Untergrund in grau. Die rote Linie beschreibt das Signal für eine Higgs-Boson Masse von $m_H = 140$ GeV. Die schwarzen Punkte entsprechen den Messdaten des ATLAS Detektors. Im unteren Bereich der Diagramme ist ein Vergleich zwischen den gesamten MC Untergrundprozessen und den Messdaten aufgetragen. Die

gelb schraffierten Bänder im unteren und oberen Teil der Abbildungen zeigen jeweils die statistische Unsicherheit der MC Daten. Zu sehen ist eine gute Übereinstimmung zwischen den Messdaten und den Simulationsdaten. Durch Herausnahme des Maximums in den Verteilung um die Z^0 -Boson Masse³ im Elektron-Elektron und im Myon-Myon Kanal, sowie durch Begrenzen der invarianten Masse auf einen Bereich < 50 GeV, kann sehr viel des Z +Jets, des weiteren dibosonischen, des WW und des top Untergrunds unterdrückt werden.

In Abbildung 4.2 ist der Zwischenwinkel $\Delta\phi$ der beiden Leptonen in der Transversal-Ebene zu sehen. Gut zu erkennen ist der Anstieg der Anzahl der Ereignisse zu großen Winkeln für fast alle Untergrundprozesse im Vergleich zum Higgs-Signal. Auch hier ist das Signal für eine Higgs-Boson-Masse von 140 GeV gezeigt.

³ $m_Z = 91.1876$ GeV

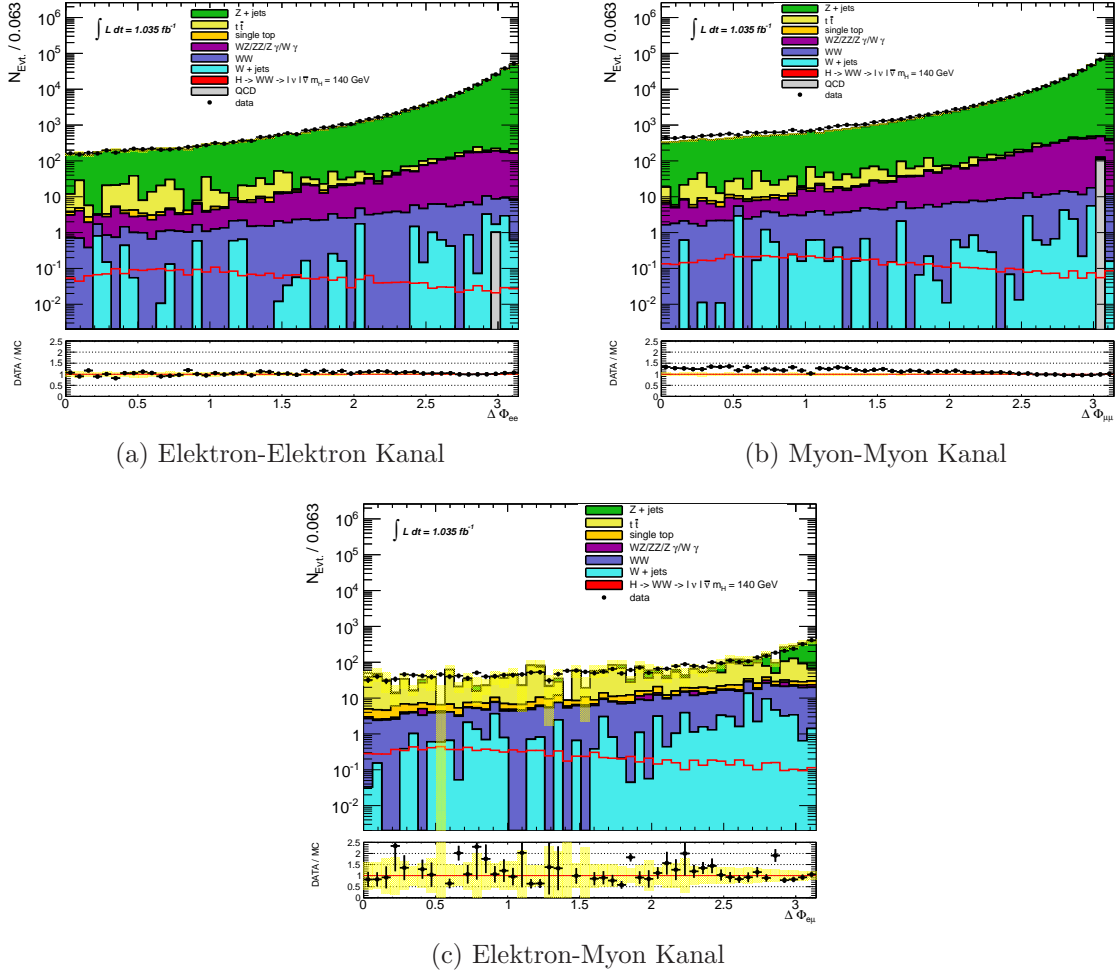


Abbildung 4.2: Zwischenwinkel in der Transversal-Ebene des Detektors zwischen den beiden Leptonen nach den Vorselektions- und den ersten Ereignis-selektions-Schnitten

Die Histogramme in Abbildung 4.3 zeigen die Transversalimpulse der beiden Leptonen. Die Unterscheidung zwischen erstem und zweitem Lepton beruht auf den Betrag des Transversalimpulses. Dasjenige Lepton mit dem größeren Impuls pro Ereignis wird als erstes (oder als führendes) bezeichnet und dementsprechend das verbleibende Lepton als zweites. Der Transversalimpuls berechnet sich dabei aus der im Kalorimeter deponierten Energie und der Pseudorapidität der Spur die durch den inneren Detektor rekonstruiert wurde, zu:

$$p_T = E / \cosh(\eta_{track}) \quad (4.2)$$

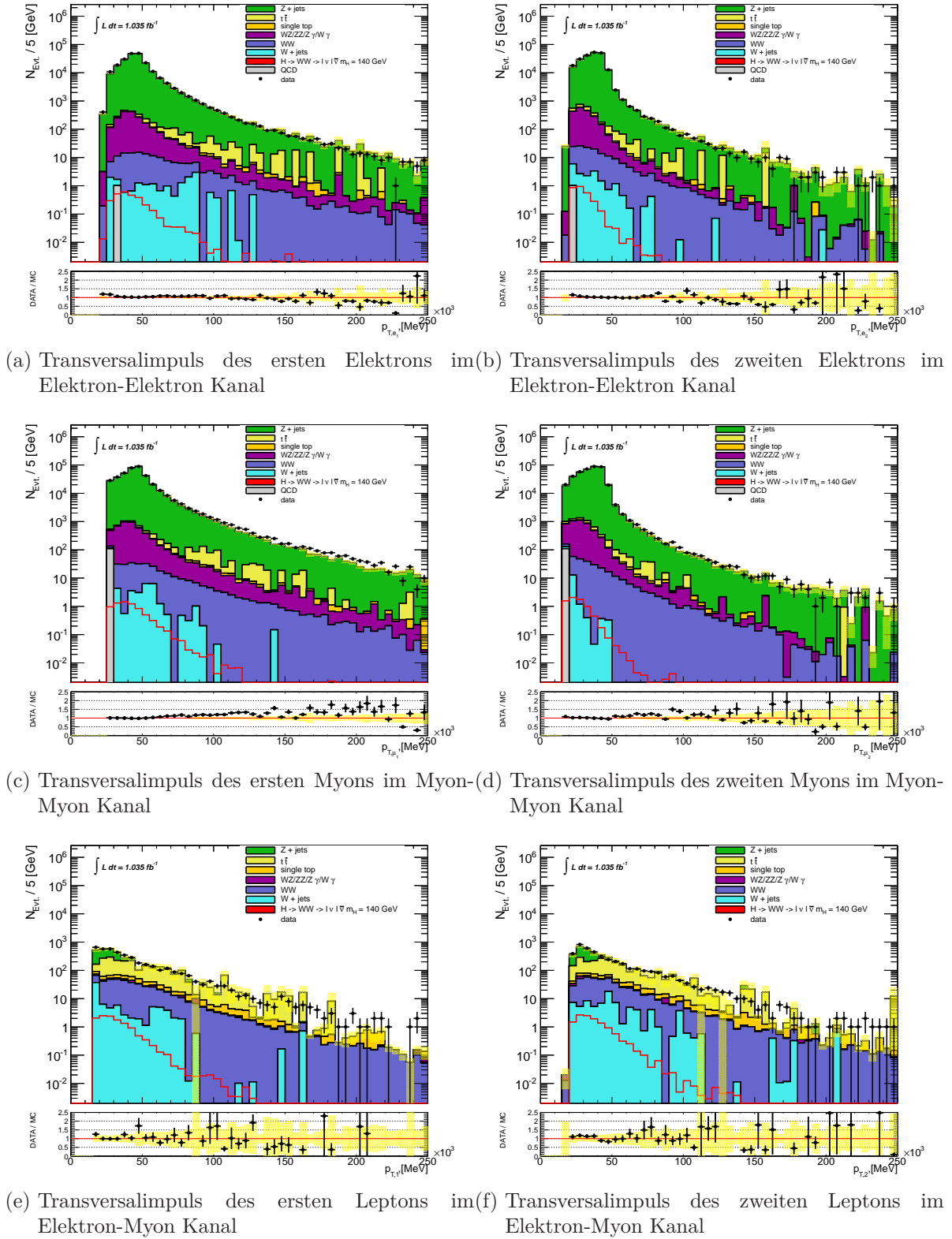
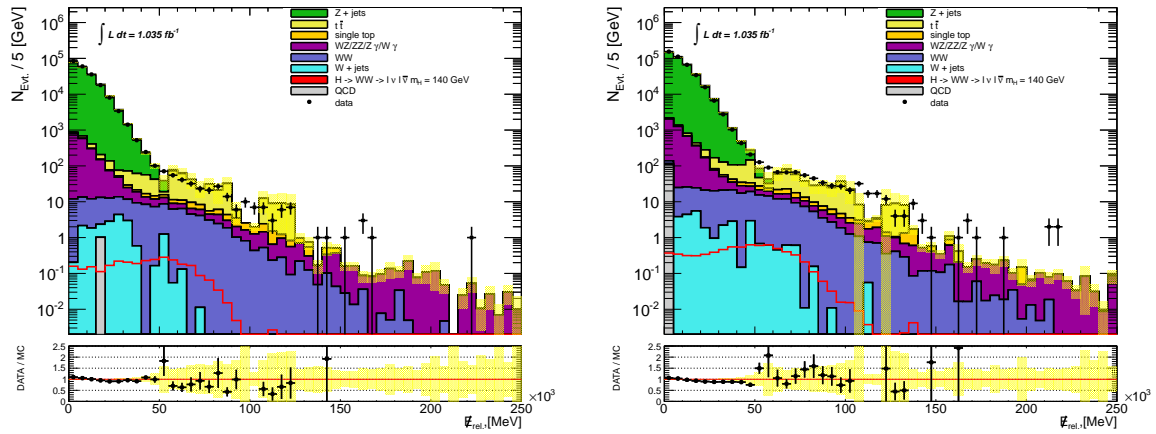


Abbildung 4.3: Transversalimpulse der beiden Leptonen

Abbildung 4.4 zeigt die Projektion der fehlenden transversalen Energie. Diese Projektion der fehlenden transversalen Energie $E_{T,rel}^{miss}$ ist abhängig vom nächsten Lepton oder Jet. Es wird dabei der Betrag des Unterschieds des Azimutalwinkels $\Delta\phi$ zwischen der fehlenden transversalen Energie und dem nächsten Objekt betrachtet. Es gilt:

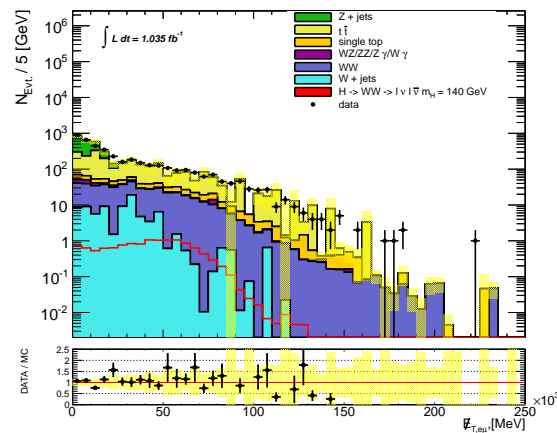
$$E_{T,rel}^{miss} = \begin{cases} E_T^{miss} \times \sin(\Delta\phi) & \text{falls } \Delta\phi < \pi/2 \\ E_T^{miss} & \text{falls } \Delta\phi \geq \pi/2 \end{cases} \quad (4.3)$$

In den Verteilungen der fehlenden transversalen Energie ist schön zu erkennen, dass durch die Bedingung $E_{T,rel}^{miss} > 40$ GeV im Elektron-Elektron Kanal und im Myon-Myon Kanal, ein grosser Anteil des Untergrunds unterdrückt werden kann. Im Elektron-Myon Kanal wird diese Grenze bei 25 GeV angesetzt.



(a) Projizierte fehlende transversale Energie im Elektron-Elektron Kanal

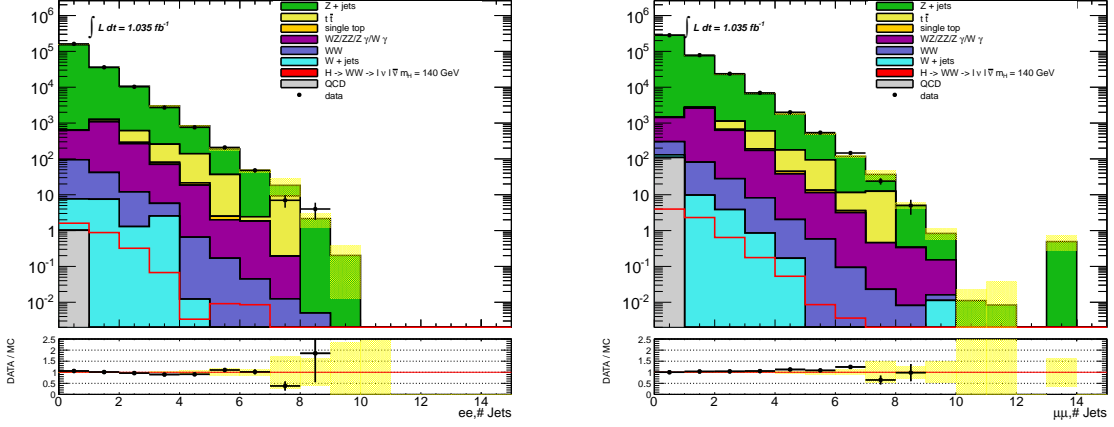
(b) Projizierte fehlende transversale Energie im Myon-Myon Kanal



(c) Projizierte fehlende transversale Energie im Elektron-Myon Kanal

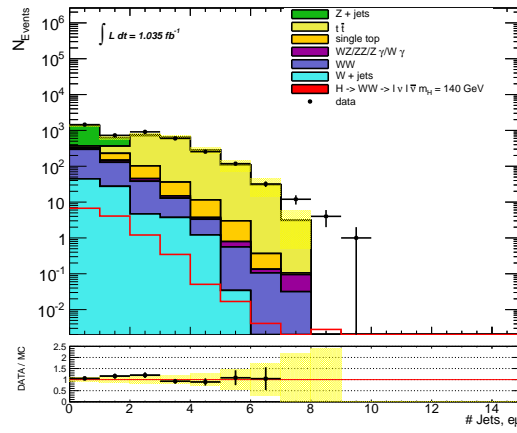
Abbildung 4.4: Projizierte fehlende transversale Energie

In Abbildung 4.5 ist die sogenannte Jet Multiplizität gezeigt. D.h. hier ist aufgetragen wieviele Ereignisse es gab mit null Jets, mit einem Jet usw. Wie schon erwähnt, ist für diese Arbeit die Produktion des Higgs-Bosons über die Gluon-Gluon Fusion und die Vektor-Boson Fusion interessant. Diese beiden Produktionskanäle kann man über die Anzahl der Jets selektieren, wobei für die Gluon-Gluon Ereignisse selektiert werden mit genau null Jets und für die Higgs-Produktion durch die Vektor-Boson Fusion Ereignisse mit einem oder zwei Jets. Diese Arbeit beschränkt sich auf die Analyse von Ereignissen mit null oder einem Jet.



(a) Jet Multiplizität im Elektron-Elektron Kanal

(b) Jet Multiplizität im Myon-Myon Kanal



(c) Jet Multiplizität im Elektron-Myon Kanal

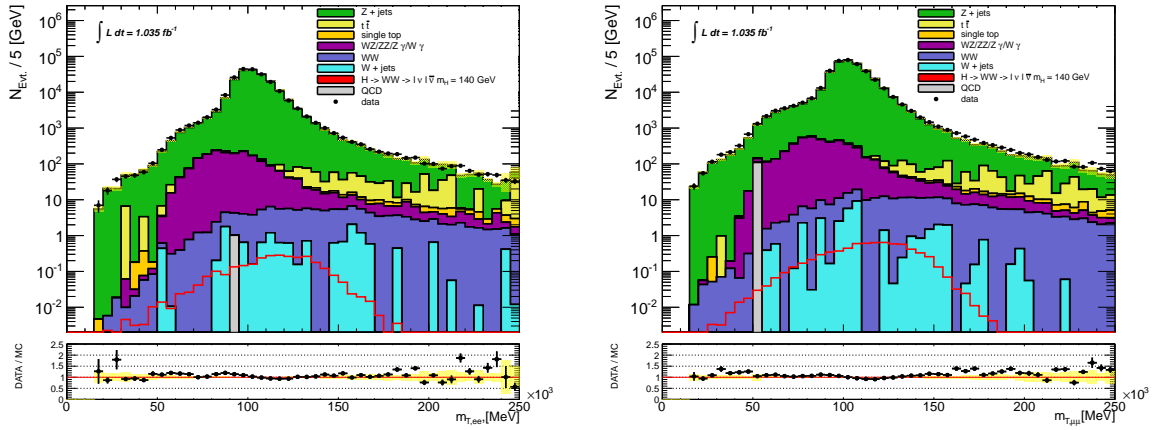
Abbildung 4.5: Jet Multiplizität

Die transversale Masse (siehe Abb. 4.6) berechnet sich aus den Impulsen der beiden Leptonen und der fehlenden transversalen Energie:

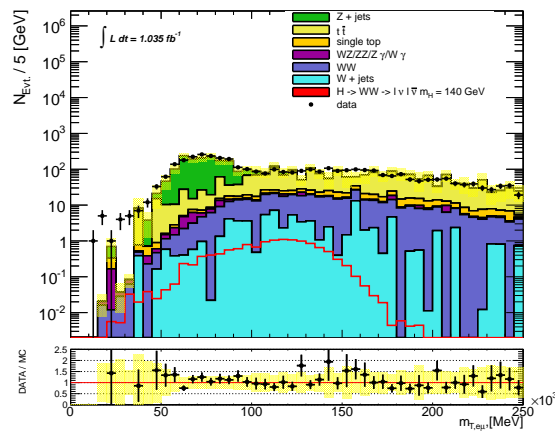
$$m_T = \sqrt{(E_T^{ll} + E_T^{miss})^2 - (\vec{p}_T^{ll} + \vec{p}_T^{miss})^2} \quad (4.4)$$

mit $E_T^{ll} = \sqrt{(\vec{p}_T^{ll})^2 + m_{ll}^2}$, $|\vec{p}_T^{miss}| = E_T^{miss}$

Die transversale Masse wird verwendet um Ereignisse zu selektieren, in denen das Higgs-Signal sein Maximum aufweist. Dabei wird der Bereich der transversalen Masse abhängig von der Higgs-Masse eingegrenzt auf $0.75 \cdot m_H < m_T < m_H$. In den Verteilungen Abb. 4.6a - 4.6c ist zu erkennen, dass dieser Bereich das Maximum des Signals (hier wieder $m_H = 140$ GeV) beinhaltet.



(a) Transversale Masse im Elektron-Elektron Kanal (b) Transversale Masse im Myon-Myon Kanal



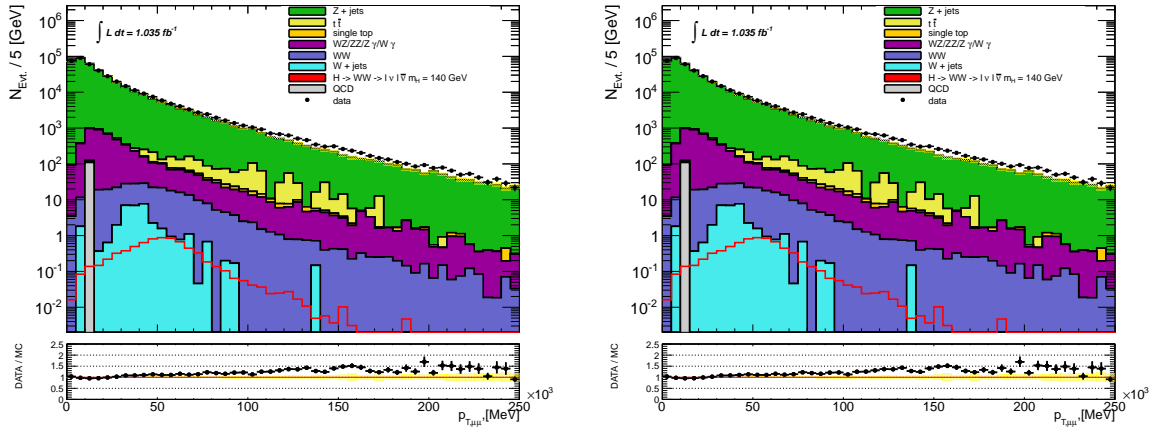
(c) Transversale Masse im Elektron-Myon Kanal

Abbildung 4.6: Transversale Masse

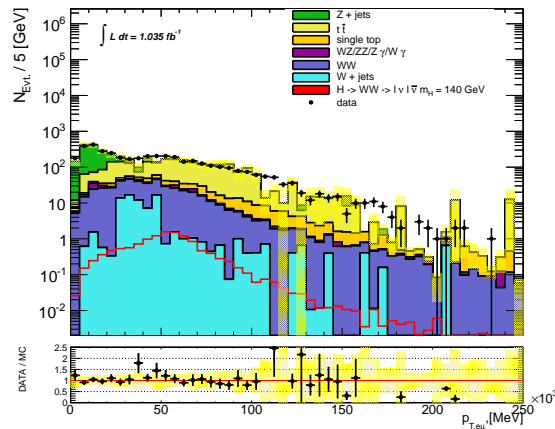
Als letzte kinematische Größe ist in Abbildung 4.7 der Transversalimpuls des dileptonischen Systems gezeigt.

Diese physikalischen Größen (Abbildung 4.1 - 4.7) werden nun im Weiteren der Analyse verwendet, um die Untergrundprozesse zu unterdrücken und damit das Verhältnis von Signal zu Untergrund zu verbessern. Nach dem Schnitt auf die invariante Masse der beiden Leptonen, liegt das Verhältnis von Signal zu Untergrund (unabhängig von der betrachteten Higgs Masse) etwa bei einer Größenordnung von 10^{-5} .

- Der nächste Schnitt verwirft alle Ereignisse, die eine invariante Masse von ± 15 GeV um die Masse des Z^0 -Bosons aufweisen. Damit wird ein großer Teil des Z+Jets Untergrunds unterdrückt. Dieser Schnitt findet nur im Elektron-Elektron Kanal



(a) Transversalimpuls des dileptonischen Endzustands im Elektron-Elektron Kanal (b) Transversalimpuls des dileptonischen Endzustands im Myon-Myon Kanal



(c) Transversalimpuls des dileptonischen Endzustands im Elektron-Myon Kanal

Abbildung 4.7: Transversalimpuls des dileptonischen Endzustands

und im Myon-Myon Kanal Anwendung.

- Wie schon erwähnt, werden Ereignisse aus dem Elektron-Elektron und Myon-Myon Kanal verworfen, die eine fehlende transversale Energie von weniger als 40 GeV aufweisen. Im Elektron-Myon Kanal ist dieser Schnitt auf Ereignisse mit einer fehlenden transversalen Energie von weniger als 25 GeV.

In Abbildung 4.8 ist die Jet-Multiplizität nach den Ereignisselektions-Schnitten kombiniert für die drei Kanäle $ee, \mu\mu, e\mu$ gezeigt. Zu erkennen ist, dass die Selektion an diesem Punkt den Z +Jet Untergrund fast vollkommen unterdrückt und der $t\bar{t}$ -Untergrund den Hauptuntergrund bildet. Nach der vorgestellten Selektion, teilt sich die Analyse auf in die weitere Betrachtung von Ereignissen mit genau null Jets und in die Analyse von Ereignissen mit genau einem Jet.

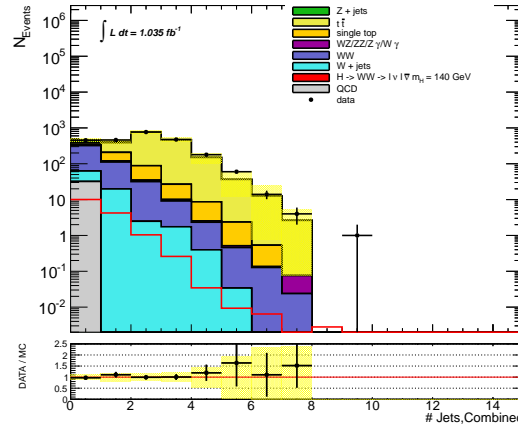


Abbildung 4.8: Kombinierte Jet Multiplizität für die drei Kanäle $ee, \mu\mu, e\mu$ nach dem Schnitt auf die fehlende transversale Energie

4.3.1 0-Jet Analyse

In der Null-Jet Analyse werden Ereignisse gefiltert, die genau null Jets aufweisen.

- Der einzige Null-Jet Analysen spezifische Schnitt verlangt, dass der Transversalimpuls des dileptonischen System größer als 30 GeV sein soll.
- Um das Signal weiter zu separieren, wird verlangt, dass die invariante Masse des dileptonischen Systems (Gl. 4.1) < 50 GeV sein soll für eine Higgs-Boson-Masse < 170 GeV und < 65 GeV für eine Higgs-Boson-Masse ≥ 170 GeV.
- Wie in Kapitel 2.4 schon erwähnt, tendieren die Leptonen aus dem Higgszerfall in die gleiche Richtung zu fliegen. Deswegen wird verlangt das der Zwischenwinkel in der transversal-Ebene einen Wert von $\Delta\phi < 1.3$ für Higgs-Boson-Massen < 170 GeV und < 1.8 für Higgs-Boson-Massen ≥ 170 GeV aufweist.

- Um das Signal zu Untergrund Verhältnis nochmals zu verbessern wird verlangt, dass die transversale Masse m_T (siehe Gl. 4.4) in einem bestimmten Bereich abhängig von der Higgs-Masse m_H liegt: $0.75 \cdot m_H < m_T < m_H$

4.3.2 1-Jet Analyse

Bei der Ein-Jet-Analyse werden Ereignisse selektiert, die genau einen Jet aufweisen.

- Im Ein-Jet-Kanal wird durch ein b -Jet Veto der top Untergrund reduziert. Dabei wird auf das b -tagging Gewicht $SV0$ geschnitten. $SV0$ ist ein sogenannter b -tagging Algorithmus, also eine Methode zum Erkennen von Jets, die b -Hadronen⁴ enthalten oder aus dem Zerfall jener entstanden sind. Der $SV0$ Algorithmus untersucht sekundäre Vertices bzw. die Zerfallslängen-Signifikanz, also der Abstand zwischen primär und sekundär Vertex gewichtet mit der Messunsicherheit, um b -Jets zu identifizieren. Da die Identifikationsrate von b -Jets sich in Messdaten und Monte Carlo Daten unterscheidet, muss dieser Unterschied mit einem multiplikativen Faktor auf das Ereignisgewicht ausgeglichen werden (Details siehe [34]) [40].

- Der Gesamtimpuls aus den beiden Leptonen, des Jets und der fehlenden transversalen Energie

$$\vec{p}_T^{tot} = \vec{p}_T^{l_1} + \vec{p}_T^{l_2} + \vec{p}_T^{Jet} + \vec{p}_T^{miss} \quad (4.5)$$

soll kleiner als 30 GeV sein. Dieser Schnitt soll Ereignisse mit Gluon-Abstrahlung unterdrücken, wobei die Gluonen nur geringen Transversalimpuls tragen und somit auch keinen hochenergetischen ($p_T > 25$ GeV) Jet im Detektor hinterlassen. Die Gluon-Abstrahlung wirkt sich aber als Rückstoß auf das Lepton-Lepton + 1-Jet System aus [40].

- Als nächster Schnitt wird ein Veto auf $Z^0 \rightarrow \tau\tau$ Zerfälle angewendet. Die invariante Masse der τ wird rekonstruiert durch die Annahme, dass die Neutrinos kollinear⁵ mit den sichtbaren Zerfallsprodukten der τ sind. Dabei wird angenommen, dass die Leptonen aus dem $Z^0 \rightarrow \tau\tau$ entstanden sind. Es werden dabei die Größen x_1 und

⁴Hadronen mit mindestens einem Bottom Quark

⁵auf einer Linie liegend

x_2 definiert, die den Energieanteil repräsentieren, der von den Zerfallsprodukten der τ getragen wird:

$$\begin{aligned} x_1 &= \frac{p_x^{l_1} \cdot p_y^{l_2} - p_y^{l_1} \cdot p_x^{l_2}}{p_x^{l_1} \cdot p_y^{l_2} + E_{T,x}^{miss} \cdot p_y^{l_2} - p_y^{l_1} \cdot p_x^{l_2} - E_{T,y}^{miss} \cdot p_x^{l_2}} \\ x_2 &= \frac{p_x^{l_1} \cdot p_y^{l_2} - p_y^{l_1} \cdot p_x^{l_2}}{p_x^{l_1} \cdot p_y^{l_2} - E_{T,x}^{miss} \cdot p_y^{l_1} - p_y^{l_1} \cdot p_x^{l_2} + E_{T,y}^{miss} \cdot p_x^{l_1}} \end{aligned} \quad (4.6)$$

$p_i^{l_1}$ bzw. $p_i^{l_2}$ bezeichnen die jeweiligen Impulskomponenten des ersten bzw. zweiten Leptons (Elektron oder Myon). Falls $x_1 > 0$ und $x_2 > 0$, wird die invariante $\tau\tau$ Masse durch

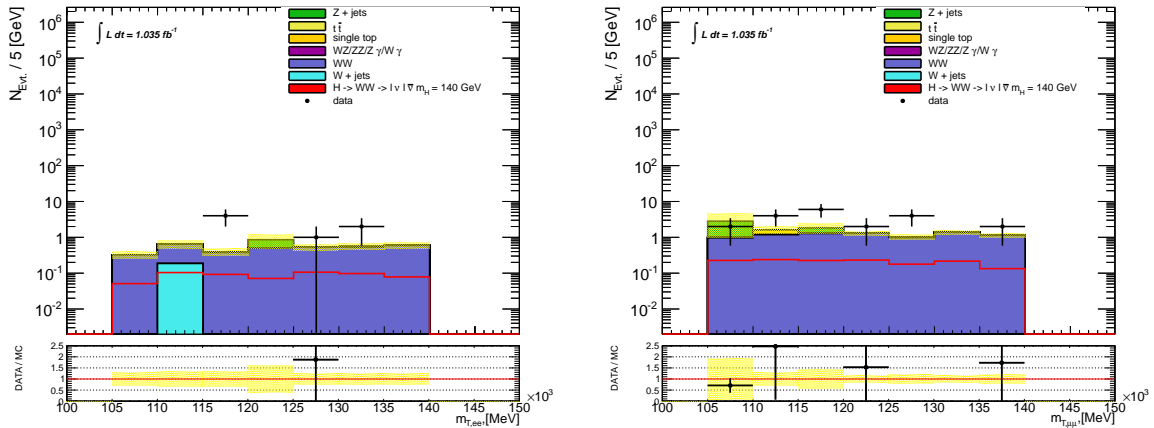
$$m_{\tau\tau} = \frac{\sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (p_1 + p_2)^2}}{\sqrt{x_1 \cdot x_2}} \quad (4.7)$$

berechnet. Ist nun $x_1 > 0$ und $x_2 > 0$ und $|m_{\tau\tau} - m_{Z^0}| < 25$ GeV wird das Ereignis verworfen [40].

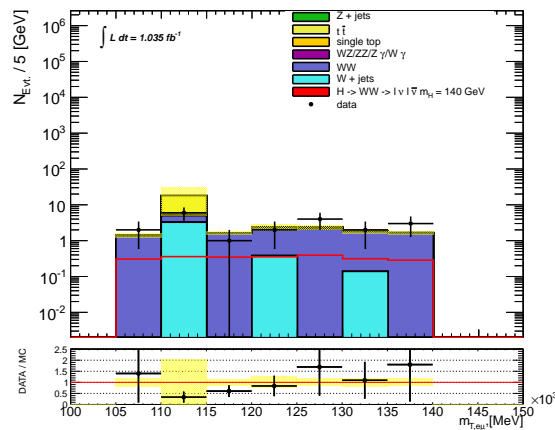
- Anschließend werden die gleichen Schnitte wie in der 0-Jet Analyse angewendet.
 - $m_{ll} < 50$ GeV falls $m_H < 170$ GeV oder $m_{ll} < 65$ GeV falls $m_H \geq 17$ GeV
 - $\Delta\phi < 1.3$ falls $m_H < 170$ GeV oder $\Delta\phi < 1.8$ falls $m_H \geq 17$ GeV
 - $0.75 \cdot m_H < m_T < m_H$

4.4 Ergebnisse

Es sollen nun kurz die Ergebnisse der Analyse zum Zerfallskanal $H \rightarrow W^+W^- \rightarrow l\bar{\nu}_l\bar{\nu}_l$ vorgestellt werden. Die Abbildungen 4.9a bis 4.9c zeigen die transversale Masse (Gl. 4.4) des Endzustandes für den 0-Jet Kanal. Wie zu erwarten, bildet der WW Untergrund den nicht mehr weiter reduzierbaren Hauptuntergrund.



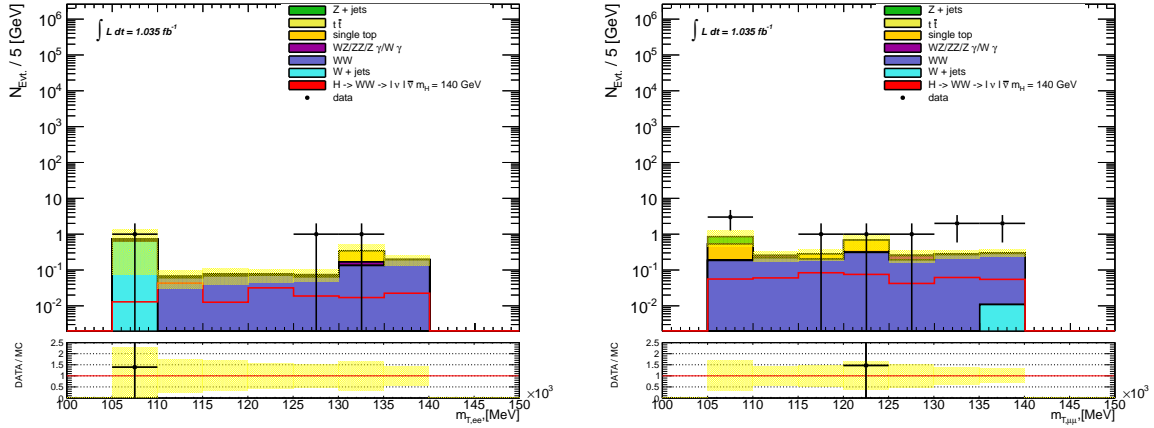
(a) Transversale Masse im Elektron-Elektron Kanal (b) Transversale Masse im Myon-Myon Kanal



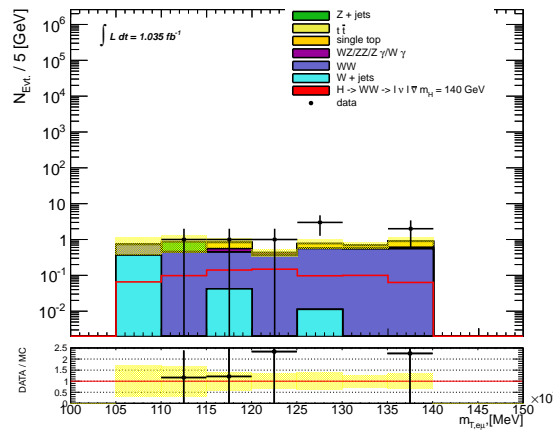
(c) Transversale Masse im Elektron-Myon Kanal

Abbildung 4.9: Transversale Masse des Endzustandes im 0-Jet Kanal für ein Higgs-Boson mit der Masse $m_H = 140$ GeV

Auch in den Abbildungen 4.9a bis 4.9c ist die transversale Masse gezeigt, hier allerdings für den 1-Jet Kanal. Im 1-Jet Kanal sind ebenfalls die WW -Zerfälle der Hauptuntergrund, im Vergleich zum 0-Jet Kanal sind mehr $t\bar{t}$ -Zerfälle in den Untergrundereignissen zu finden.



(a) Transversale Masse im Elektron-Elektron Kanal (b) Transversale Masse im Myon-Myon Kanal



(c) Transversale Masse im Elektron-Myon Kanal

Abbildung 4.10: Transversale Masse des Endzustandes im 1-Jet Kanal für ein Higgs-Boson mit der Masse $m_H = 140$ GeV

In der Tabelle 4.1 finden sich die Anzahl der Ereignisse nach allen Schnitten im 0-Jet Kanal. Die Spalte drei zeigt die zu erwartenden Higgs-Ereignisse, Spalte vier die zu erwartenden Untergrund Ereignisse und Spalte fünf die Anzahl der tatsächlich beobachteten Ereignisse im ATLAS-Detektor. Tabelle 4.2 zeigt die gleichen Informationen für den 1-Jet Kanal. Die angegebenen Unsicherheiten entsprechen dabei den statistischen Unsicherheiten. Zu beachten ist, dass die Untergrundprozesse nicht durch Messdaten

bestimmt bzw. abgeschätzt wurden, sondern nur durch Monte Carlo Simulation erzeugt worden sind.

m_H [GeV]	Kanal	Signal	Untergrund	beobachtet
140	ee	0.601 ± 0.063	3.91 ± 0.46	7
	$\mu\mu$	1.452 ± 0.088	11.1 ± 2.0	20
	$e\mu$	2.36 ± 0.13	29 ± 13	20
145	ee	0.756 ± 0.060	4.22 ± 0.46	7
	$\mu\mu$	1.90 ± 0.12	11.5 ± 2.0	21
	$e\mu$	2.405 ± 0.087	30 ± 13	21
150	ee	0.949 ± 0.070	4.25 ± 0.47	7
	$\mu\mu$	1.95 ± 0.11	9.71 ± 0.73	21
	$e\mu$	3.24 ± 0.15	18.0 ± 3.3	21
155	ee	1.114 ± 0.082	4.14 ± 0.45	5
	$\mu\mu$	2.64 ± 0.14	9.65 ± 0.69	17
	$e\mu$	3.78 ± 0.16	14.30 ± 0.72	17
160	ee	1.72 ± 0.12	4.12 ± 0.45	3
	$\mu\mu$	3.16 ± 0.16	8.74 ± 0.45	15
	$e\mu$	4.97 ± 0.20	14.25 ± 0.74	18
165	ee	1.88 ± 0.12	3.77 ± 0.27	3
	$\mu\mu$	3.53 ± 0.17	8.56 ± 0.47	14
	$e\mu$	5.17 ± 0.20	13.25 ± 0.62	17

Tabelle 4.1: Anzahl Ereignisse nach allen Schnitten für die 0-Jet Analyse, inklusive statistischer Unsicherheiten

m_H [GeV]	Kanal	Signal	Untergrund	beobachtet
140	ee	0.218 ± 0.037	10.8 ± 7.3	8
	$\mu\mu$	0.652 ± 0.063	11.2 ± 3.3	19
	$e\mu$	1.200 ± 0.082	12.2 ± 1.1	18
145	ee	0.206 ± 0.032	1.55 ± 0.67	3
	$\mu\mu$	0.614 ± 0.068	2.90 ± 0.54	10
	$e\mu$	0.902 ± 0.067	5.19 ± 0.70	8
150	ee	0.233 ± 0.020	0.95 ± 0.19	3
	$\mu\mu$	0.86 ± 0.043	3.22 ± 0.57	8
	$e\mu$	1.10 ± 0.080	5.47 ± 0.66	8
155	ee	0.327 ± 0.026	1.14 ± 0.20	4
	$\mu\mu$	0.893 ± 0.092	4.0 ± 1.0	8
	$e\mu$	1.330 ± 0.069	5.53 ± 0.66	8
160	ee	0.475 ± 0.053	1.16 ± 0.20	6
	$\mu\mu$	1.26 ± 0.12	7.0 ± 3.2	8
	$e\mu$	1.88 ± 0.11	5.33 ± 0.53	8
165	ee	0.617 ± 0.070	1.27 ± 0.21	6
	$\mu\mu$	1.030 ± 0.073	7.3 ± 3.2	8
	$e\mu$	1.88 ± 0.11	5.25 ± 0.58	9

Tabelle 4.2: Anzahl Ereignisse nach allen Schnitten für die 1-Jet Analyse, inklusive statistischer Unsicherheiten

Die Verhältnisse von Signal zu Untergrund, kombiniert für die drei Kanäle ($ee, \mu\mu$ und $e\mu$) sind in Tabelle 4.3 und Tabelle 4.4 aufgelistet:

m_H [GeV]	S/B
140	0.10
145	0.11
150	0.19
155	0.26
160	0.36
165	0.41

Tabelle 4.3: Signal über Untergrundverhältnis für die 0-Jet Analyse

m_H [GeV]	S/B
140	0.06
145	0.17
150	0.22
155	0.23
160	0.26
165	0.17

Tabelle 4.4: Signal über Untergrundverhältnis für die 1-Jet Analyse

Es ist ersichtlich, dass Signal über Untergrund Verhältnis durch die gezeigten Selektionen von ca. 10^{-5} nach der Vorselektion auf die hier gezeigten Werte, deutlich verbessert werden kann. In Tabelle 4.5 sind die dominanten systematische Unsicherheiten aufgelistet, die bei der Betrachtung der Ergebnisse noch berücksichtigt werden müssten.

Unsicherheit	Größenordnung
Jet Energie Auflösung	ca. 14 %
Jet Energie Skala	ca. 10 % für $p_T > 15$ GeV und $ \eta < 4.5$
	Pile-up Unsicherheit ca. 2 – 5 % für $ \eta < 4.5$ und ca. 3 – 7 % für $2.1 < \eta < 4.5$
Elektron Selektion	in Summe ca. 2 – 5 % abhängig von η und E_T
Elektron Energie Skala	weniger als 1 % abhängig von η und E_T
Elektron Energie Auflösung	maximal 0.6 %
Myonen Selektion	0.3 – 1 % abhängig von η und p_T
Myonen Impuls Skala	bis zu ca. 0.13 %
Myonen Impuls Auflösung	p_T und η Abhängiger Skalierungsfaktor ≤ 5 %
b-tagging Effizienz	p_T Abhängiger Skalierungsfaktor ca. 5.6 – 15 %
b-tagging Fehlrate	bis zu 21 %
Fehlende transversale Energie	13.2 % Unsicherheit der topologischen Cluster Energie
Luminosität	3.7 %

Tabelle 4.5: Systematische Unsicherheiten, Details siehe [35], [37], [36],[38], [39].

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass für alle betrachteten Higgs-Massen mehr Ereignisse gemessen wurden, als von den Monte-Carlo Untergrund Simulationen erwartet wurden. In den meisten Fällen liegen allerdings die Abweichungen innerhalb der gesamten Unsicherheiten (statistisch + systematisch). Die Abweichungen könnten z.B. durch Abschätzen der Untergrundprozesse aus Daten verbessert bzw. minimiert werden. Darüberhinaus berechnen die verwendeten Monte-Carlo Ereignis-Generatoren die Prozesse nur in führender und nächstführender Ordnung. Man könnte, um die theoretischen Unsicherheiten abzuschätzen, eine Reihe anderer Monte-Carlo Ereignis Generatoren verwenden. Abschließend ist zu sagen, dass mit der hier vorgestellten Analyse ein gutes Verhältnis von Signal zu Untergrund heraus gefiltert werden kann. Es wurde kein signifikanter Überschuss von Daten zu Monte Carlo beobachtet, was vermuten lässt, dass kein Higgs Zerfall beobachtet wurde. Es ist daher naheliegend anzugeben welche Massenbereiche mit statistischer Signifikanz ausgeschlossen werden können.

4.4.1 Ausschlussgrenzen

Im Rahmen der ATLAS-Kollaboration konnten mit der vorgestellten Analyse Grenzen angegeben werden, in denen ein Standardmodell Higgs-Boson mit 95 % C.L. (Details zur Berechnungsmethode siehe [41] und [42]) im Bereich von $154 \text{ GeV} \leq m_H \leq 186 \text{ GeV}$ ausgeschlossen werden konnte. Bei den hier gezeigten Ausschlussgrenzen wurde eine Datenmenge verwendet, die einer integrierten Luminosität von 1.7 fb^{-1} entspricht [35]. Die durchgezogene schwarze Linie entspricht den gemessenen Limit, die gestrichelte Linie entspricht der theoretischen Vorhersage. Das grüne Band gibt die 1σ Fehlergrenze der theoretischen Kurve an, das gelbe Band die 2σ Fehlergrenze.

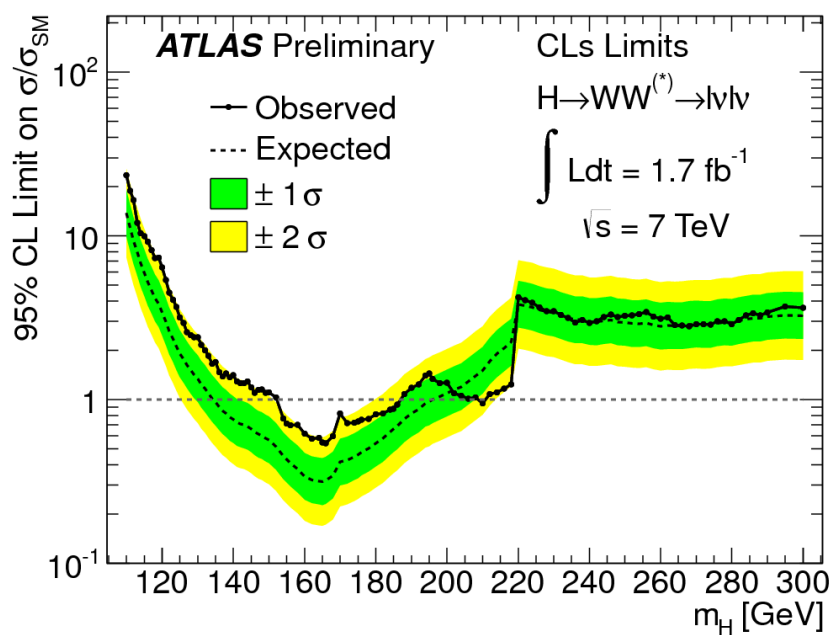


Abbildung 4.11: Ausschlussgrenzen der ATLAS-Kollaboration im Kanal $H \rightarrow W^+W^- \rightarrow l\bar{\nu}_l \nu_l + 0$ bzw. 1 Jet

5 Elektron Trigger-Effizienz Studien

In Kapitel 3.4 wurde das Triggersystem des ATLAS Detektors kurz vorgestellt. Wie dort angedeutet, wird die Ereignisrate von ca. 40 MHz auf etwa 200 Hz reduziert. Die Effizienz, mit der das Triggersystem arbeitet ist dabei eine Größe, die z.B. bei der Messung von Wirkungsquerschnitten miteinbezogen wird. Der Wirkungsquerschnitt eines physikalischen Prozesses kann durch folgende Formel bestimmt werden:

$$\sigma = \frac{N}{\epsilon_{reco.} \cdot \epsilon_{trigg.} \cdot \int L} \quad (5.1)$$

Hierbei steht N für die Anzahl der gemessenen Ereignisse, $\epsilon_{reco.}$ für die Rekonstruktionseffizienz der einzelnen physikalischen Objekte (Elektronen, Jets, Myonen, etc.) und $\epsilon_{trigg.}$ für die Effizienz des Triggersystems. Die Effizienz des Triggersystems ist im Prinzip nichts anderes, als der Quotient aus der Anzahl der Objekte oder Ereignisse, die den Trigger hätten auslösen sollen, geteilt durch die Anzahl der Ereignisse die den Trigger tatsächlich ausgelöst haben:

$$\epsilon = \frac{N_{triggered}}{N_{all}} \quad (5.2)$$

5.1 Selektion

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Studien zu den Trigger-Effizienzen von Elektron Trigger erstellt. Die Trigger-Effizienzen wurden mithilfe einer sogenannte *Tag & Probe* (siehe Kapitel 5.2) Methode bestimmt. Bei dieser Methode ist es nötig, ein klares Sample mit zwei Leptonen bereitzustellen. Hierfür wurde, durch eine Reihe von Schnitten der Zerfall $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ gegenüber verschiedenen Untergrundprozessen heraus gefiltert.

5.1.1 Objekt-Definitionen

Die einzelnen physikalischen Objekte (Elektronen, Myonen, Jets) sind durch die gleichen Kriterien definiert (mit Ausnahme der Elektronen), wie diejenigen in der Analyse zum Zerfall $H \rightarrow W^+W^- \rightarrow l\bar{\nu}_l\bar{l}\nu_l$ (siehe Kapitel 4.1). Bei den Elektronen wurde auf folgende Schnitte verzichtet:

- Der Transversalimpuls der Elektronen wird nicht begrenzt. Zur Bestimmung der Trigger-Effizienz sind auch Elektronen interessant, die unterhalb der Trigger-Schwelle der jeweiligen Trigger-Bedingung liegen.
- Es wird kein Schnitt auf das Qualitätskriterium der Elektronen angewendet. Es wurden Studien für unterschiedliche Qualitätskriterien (*loose, medium, tight*) durchgeführt, deswegen ist es nicht nötig eine Vorauswahl zu treffen.
- Es wurden keine Einschränkung auf die Isolationskriterien angewendet.

5.1.2 Ereignis-Selektion

Um $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ Ereignisse gegenüber möglichen Untergrundereignissen zu filtern, wird folgende Selektion angewendet.

- Die Vorselektionsschnitte sind die selben, wie in der $H \rightarrow W^+W^- \rightarrow l\bar{\nu}_l\bar{l}\nu_l$ Analyse (siehe Kapitel 4.2).
- Da man $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ filtern will, werden nur Ereignisse verwendet, in denen sich genau zwei Elektronen mit unterschiedlicher Ladung finden. Auch hier muss bei der Analyse von Monte-Carlo Simulationsdaten das Ereignisgewicht, aufgrund der unterschiedlichen Rekonstruktions-Effizienz zwischen echten Messdaten und Monte-Carlo Daten, angepasst werden.
- Die invariante Masse der beiden Elektronen soll einen Wert von ± 12 GeV um die Masse des Z^0 Bosons aufweisen. Dadurch wird sichergestellt, dass ein sehr hoher Anteil der Ereignisse tatsächlich $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ Zerfälle aufweisen.

- Aufgrund der Impulserhaltung und der Spin-Korrelation weisen die beiden Elektronen aus dem Z^0 Zerfall einen großen Zwischenwinkel in der Transversal-Ebene des Detektors auf. Um das $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ Signal gegenüber den Untergrund Prozessen zu separieren wird verlangt, dass der Zwischenwinkel der beiden Elektronen in der zur Stahlrichtung transversalen Ebene > 2.5 sein soll.

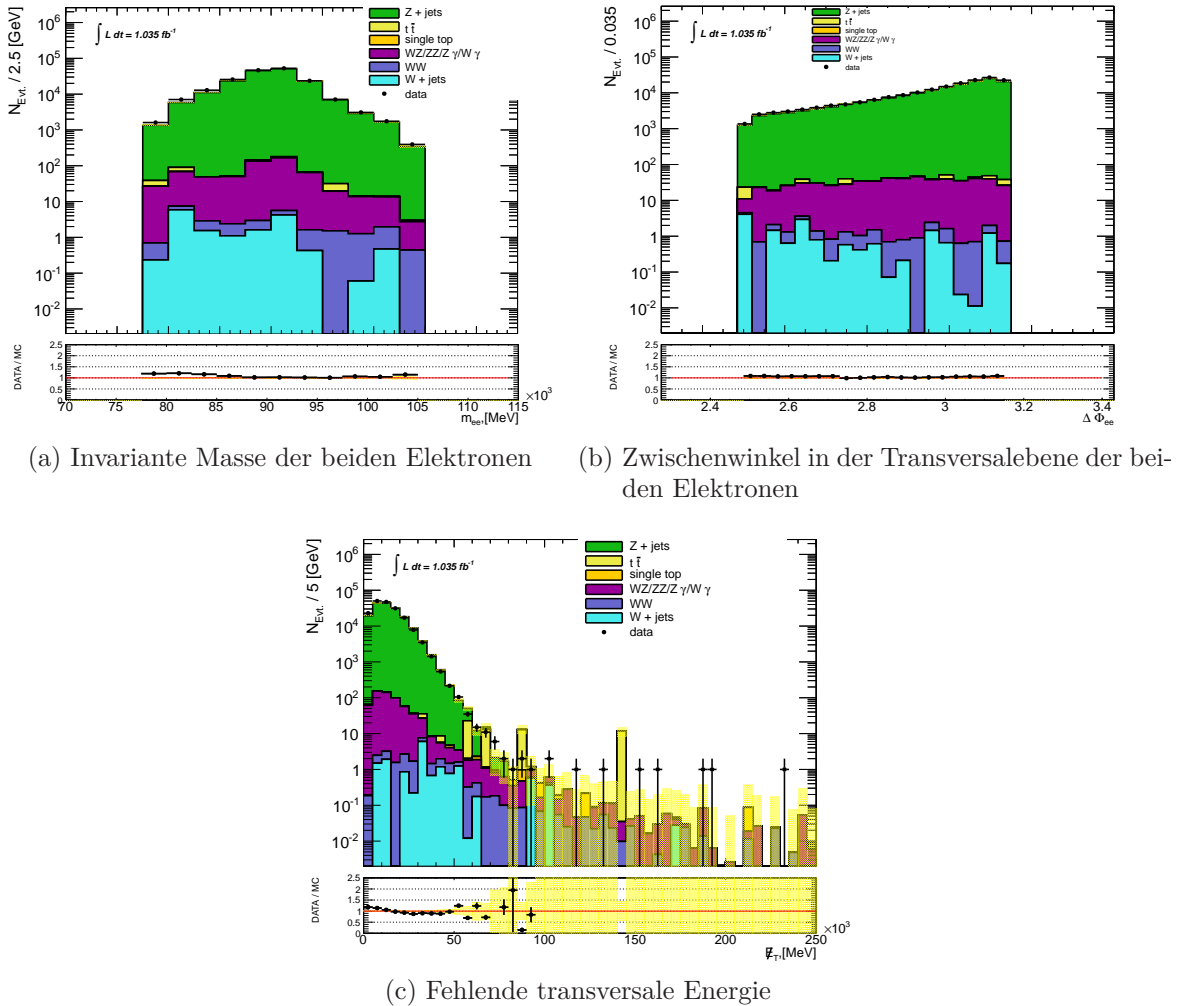


Abbildung 5.1: Verteilungen nach den Ereignis-Selektions Schnitten

In Abbildung 5.1a ist die invariante Masse der beiden Elektronen nach den Ereignis-Selektions Schnitten gezeigt. Die einzelnen Prozesse sind Z +Jets in grün, $t\bar{t}$ in gelb, single top in orange, weiterer dibosonischer Untergrund in magenta, WW in lila und W +Jets in hellblau. Die schwarzen Punkte entsprechen den Messdaten des ATLAS Detektors. In den unteren Bereichen der Histogramme ist das Verhältnis von Messdaten zu Monte Carlo Daten gezeigt. Die gelb schraffierten Bänder entsprechen den statistischen

Fehlergrenzen. Die Abbildung 5.1b zeigt den Zwischenwinkel in der Transversalebene der beiden Elektronen. Die fehlende transversale Energie ist in Abbildung 5.1c dargestellt. In den hier präsentierten Verteilungen erfüllen die beiden Elektronen die *tight* Qualitätskriterien.

5.2 Bestimmung der Trigger-Effizienz

Zur Bestimmung der Trigger-Effizienz wird eine sogenannte *Tag & Probe* Methode verwendet. Die Bezeichnung *Tag & Probe* geht darauf zurück, dass die beiden Elektronen aus Z^0 Zerfall unterschiedlich verwendet bzw. bezeichnet werden. Das erste Elektron, das den Trigger auslöst, wird als *Tag*-Elektron bezeichnet. Dieses Elektron "markiert" (engl. tagged) den Bereich, in dem die Trigger-Effizienz ermittelt wird. Mit Bereich ist eine bestimmte p_T -, η - oder ϕ -Region gemeint. Zwischen p_T -, η - oder ϕ -Regionen wird durch die Auflösung bzw. die Einteilung der Histogramme¹ unterschieden. Das zweite Elektron wird dann als "probe" (engl. der Tester) Elektron bezeichnet. Es wird zusätzlich verwendet, um die Trigger-Effizienz zu berechnen. Die Bezeichnung erstes und zweites Elektron geht dabei wieder auf den Betrag des transversalen Impulses zurück. Dasjenige Elektron mit dem größeren Impuls (pro Ereignis) wird als erstes (oder führendes) Elektron bezeichnet und dementsprechend das andere Elektron als zweites.

Unter der Annahme, dass die Trigger-Effizienz unabhängig von kinematischen Größen, also für alle Elektronen eine globale Trigger-Effizienz gilt, lässt sich die Effizienzbestimmung durch folgendes Baumdiagramm (Abbildung 5.2) darstellen [43]:

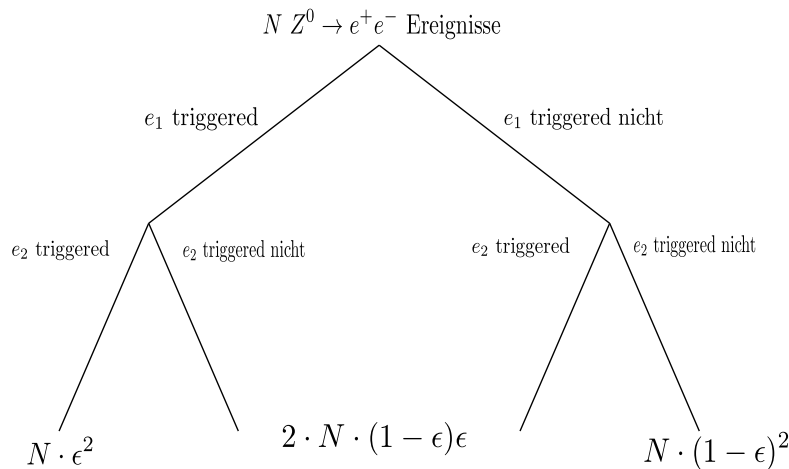


Abbildung 5.2: Baumdiagramm zur Bestimmung der Elektron-Trigger-Effizienz

¹Im weiteren wird hierfür der englische Begriff *binning* verwendet. Dies bezeichnet dabei die Unterteilung der X-Achse eines Histogramms. Ein Abschnitt auf der X-Achse wird als sog. bin bezeichnet.

Dabei bezeichnet N die Anzahl der $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ Ereignissen und ϵ die globale Trigger-Effizienz. Es ist zu unterscheiden zwischen den drei Fällen:

- Anzahl der Ereignisse in denen kein Elektron den Trigger ausgelöst hat:

$$N_0 = N \cdot (1 - \epsilon)^2 \quad (5.3)$$

- Anzahl der Ereignisse in denen genau ein Elektron den Trigger ausgelöst hat:

$$N'_1 = 2 \cdot N \cdot (1 - \epsilon) \cdot \epsilon \quad (5.4)$$

- Anzahl der Ereignisse in denen genau zwei Elektronen den Trigger ausgelöst haben:

$$N_2 = N \cdot \epsilon^2 \quad (5.5)$$

Die Anzahl der Ereignisse, in denen mindestens ein Elektron den Trigger ausgelöst hat, ergibt sich durch Addition von Gl. 5.4 und Gl. 5.5 zu:

$$N_1 = N'_1 + N_2 = N \cdot (2\epsilon - \epsilon^2) \quad (5.6)$$

Durch Kombination der Gl. 5.5 und Gl. 5.6 lässt sich die globale Trigger-Effizienz bestimmen:

$$\epsilon = \frac{2 \cdot N_2}{N_1 + N_2} \quad (5.7)$$

Um die Trigger-Effizienz nach Gleichung 5.7 zu bestimmen, muss die Anzahl der Ereignisse gezählt werden, in denen genau zwei Elektronen den Trigger ausgelöst haben und die Anzahl der Ereignisse, in denen mindestens ein Elektron den Trigger ausgelöst hat.

Diese Herleitung wurde unter der Annahme einer globalen, kinematisch unabhängigen Trigger-Effizienz durchgeführt. Wenn nun berücksichtigt werden soll, dass die Effizienz des Triggers evtl. abhängig von den kinematischen Größen ist, muss die Bestimmung der Trigger-Effizienz anders bewerkstelligt werden. Es ist dabei zwischen zwei Fällen zu unterscheiden:

- Beide Elektronen haben unterschiedliche Werte in p_T , η bzw. ϕ :

In diesem Fall sind beide Elektronen wohl separiert und unterliegen verschiedenen Trigger-Effizienzen. Die Effizienz des *tag* Elektrons sei ϵ'_D und die Effizienz des *probe* Elektrons ϵ_D . Die Anzahl der Fälle in denen mindestens ein Elektron den Trigger ausgelöst hat ergibt sich zu

$$N_1^D = \epsilon'_D N^D \quad (5.8)$$

und die Anzahl der Ereignisse in denen genau zwei Leptonen den Trigger ausgelöst haben ist

$$N_2^D = \epsilon_D \cdot \epsilon'_D N^D \quad (5.9)$$

wobei die Größe N^D die Anzahl der $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ Ereignisse bezeichnet, in denen *tag*- und *probe*-Elektron kinematisch wohl unterschieden sind. Die Trigger-Effizienz für diesen Fall ergibt sich dann zu:

$$\epsilon_D = \frac{N_2^D}{N_1^D} \quad (5.10)$$

- Beide Elektronen haben ähnliche Werte² in p_T , η bzw. ϕ :

Dieser Fall ist gleich mit dem der globalen Trigger-Effizienz. Die Anzahl der Fälle in denen mindestens ein Lepton den Trigger ausgelöst hat ist

$$N_1^S = 2(\epsilon_S - \epsilon_S^2)N^S \quad (5.11)$$

wobei N^S die Anzahl der $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ Ereignisse darstellt, in denen *tag* und *probe* gleiche kinematische Variablen aufweisen. Die Anzahl der Ereignisse in denen genau zwei Leptonen den Trigger ausgelöst haben, ergibt sich zu:

$$N_2^S = \epsilon_S^2 N^S \quad (5.12)$$

Die Trigger-Effizienz für diesen Fall lässt sich wieder folgendermaßen bestimmen zu:

$$\epsilon_S = \frac{2 \cdot N_2^S}{N_1^S + N_2^S} \quad (5.13)$$

²Die Unterscheidung, ob die Elektronen gleiche kinematische Eigenschaften haben, wird anhand des verwendeten binnings entschieden. Die Aussage "tag & probe Elektron haben gleichen p_T , η bzw. ϕ " bedeutet, sie liegen im gleichen bin.

Durch die Kombination der Gleichung 5.10 und der Gleichung 5.13 lässt sich die Trigger-Effizienz, unter der Berücksichtigung einer kinematisch abhängigen Trigger-Effizienz, bestimmen zu:

$$\epsilon = \frac{N_2^D + 2 \cdot N_2^S}{N_1^D + N_1^S + N_2^S} \quad (5.14)$$

5.3 Trigger Nomenklatur

In diesem Kapitel soll kurz die Nomenklatur der Trigger-Menüs vorgestellt werden. Den drei Stufen des Triggersystems (L1, L2, EF) steht eine bestimmte Anzahl an Konfigurationen zur Verfügung, um zu entscheiden, ob ein Ereignis verworfen oder weiter untersucht wird. Für den Level 1 Trigger sind diese Konfigurationen aufgeteilt in verschiedene Objekttypen mit bestimmten Grenzwerten. Im Level 1 Trigger werden, aufgrund der gemessenen transversalen Energie in den Kalorimetern, zwischen den Objekttypen elektromagnetische Cluster (EM), Taus, Jets, fehlende transversale Energie (MET), die skalare Summe der transversalen Energie ($\sum E_T$) und die gesamte transversale Energie der gemessenen L1 Jets ($\sum E_T(\text{jets})$), unterschieden. Die Objekte werden, aufgrund der gemessenen transversalen Energie in den Trigger Türmen ($\Delta\phi \times \Delta\eta = 0.1 \times 0.1$), berechnet. Zusätzlich werden die Informationen aus den RPC und den TGC verwendet, um Myonen zu bestimmen [31]. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Effizienz der L1 Trigger-Menüs

- L1_EM14
- L1_EM10

bestimmt. Die Nomenklatur

*TRIGGERLEVEL_***OBJEKT***GRENZWERT*

gibt im Fall der verwendeten Level 1 Trigger an, dass ein elektromagnetisches Cluster Objekt (EM) rekonstruiert wurde, das eine transversale Energie über einem Grenzwert von 10 GeV bzw. 14 GeV aufwies.

Im Level 2 und im Event Filter Trigger, die beide Software-basierend sind, werden Objekte wie Elektronen oder Myonen rekonstruiert. Auch hierbei entscheidet ein Grenzwert

darüber, ob das Ereignis behalten werden soll oder nicht. In dieser Arbeit wurden unter anderem die folgenden EF Menüs untersucht:

- EF_e10_medium
- EF_e15_medium
- EF_e20_loose
- EF_e20_medium

Hierbei ist die Nomenklatur ähnlich der L1-Nomenklatur zu verstehen:

*TRIGGERLEVEL_***OBJEKT***GRENZWERT_***QUALITÄT**

Die Objekte sind Elektronen (e), die einen Transversalimpuls von 10 GeV, 15 GeV bzw. 20 GeV oder mehr aufweisen. Enthält ein Ereignis ein oder mehrere Elektronen, die dem jeweiligen Grenzwert entsprechen, wird das Ereignis zur weiteren Analyse behalten. Im Level 2 und im Event Filter wird zusätzlich noch eine Bedingung an die Rekonstruktionsqualität gestellt. Die Bedeutung der Qualitätskriterien sind in Kapitel 3.3.1 aufgeführt.

In erster Hinsicht ist, im Rahmen der Suche nach dem Higgs-Boson das Trigger-Menü EF_e20_medium interessant, da dieses in der Analyse zum Higgs-Zerfall Anwendung findet. Um Vergleiche zwischen EF_e20_medium und anderen Trigger-Bedingungen zu untersuchen, wurden die oben genannten Menüs analysiert. Es handelt sich dabei um eine zufällige Auswahl, da die vorgestellte Methode zur Berechnung der Trigger-Effizienz unabhängig vom Trigger-Menü ist.

5.4 Ergebnisse der Trigger-Effizienz Bestimmung

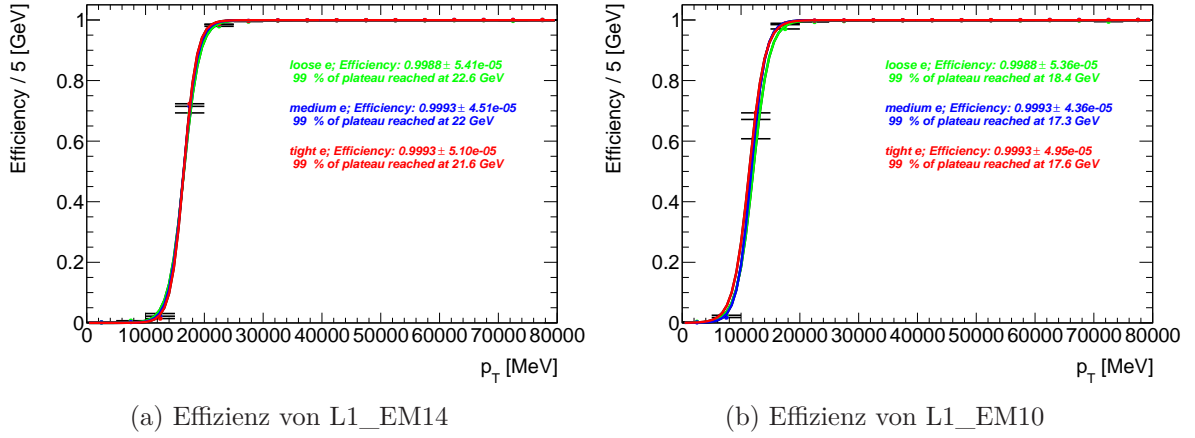


Abbildung 5.3: Level 1 Trigger-Effizienzen in Abhängigkeit des Transversalimpuls

In Abbildung 5.3 ist die ermittelte Trigger-Effizienz für die Level 1 Trigger Menüs L1_EM14 und L1_EM10 in Abhängigkeit des Transversalimpulses gezeigt. Zu Sehen sind sogenannte *Turn-On* Kurven, die einen Fit der Funktion

$$f(x) = \frac{\alpha}{1 + \exp(-\beta(x - \gamma))} \quad (5.15)$$

an die Datenpunkte darstellt. An den *Turn-On* Kurven erkennt man, dass die Trigger-Effizienz erst ab der jeweiligen Trigger Schwelle (z.B. $E_T > 14$ GeV) auf ihren maximalen Wert ansteigt. Der maximale Wert (auch Trigger-Plateau genannt) lässt sich durch den Fit-Parameter α bestimmen. Aus mathematischer Sicht nimmt Gl. 5.15 den Wert α nur für $x \rightarrow \infty$ an, deswegen ist es nötig abzuschätzen, wann das Plateau erreicht wird. Die Angabe ab welchem Transversalimpuls das Plateau zu 99% erreicht ist, berechnet sich durch Umstellen von Gl. 5.15 zu

$$x = \frac{\ln(1/0.99 - 1)}{-\beta} + \gamma \quad (5.16)$$

mithilfe der Fit-Parameter β und γ . Die Trigger-Effizienz ist hier für verschiedene Elektronen-Qualitätskriterien gezeigt und zwar für *tight* Elektronen in rot, für *medium* Elektronen in blau und für *loose* Elektronen in grün. Zu erkennen ist, dass auch Elektronen den Trigger auslösten, die unterhalb der Trigger Bedingung (oder auch Trigger-Schwelle) lagen. Die maximale Effizienz der einzelnen Trigger-Menüs wird erst ab einen Trans-

versalimpuls größer der Trigger-Schwelle erreicht. In Abbildung 5.4 sind die *Turn-On*

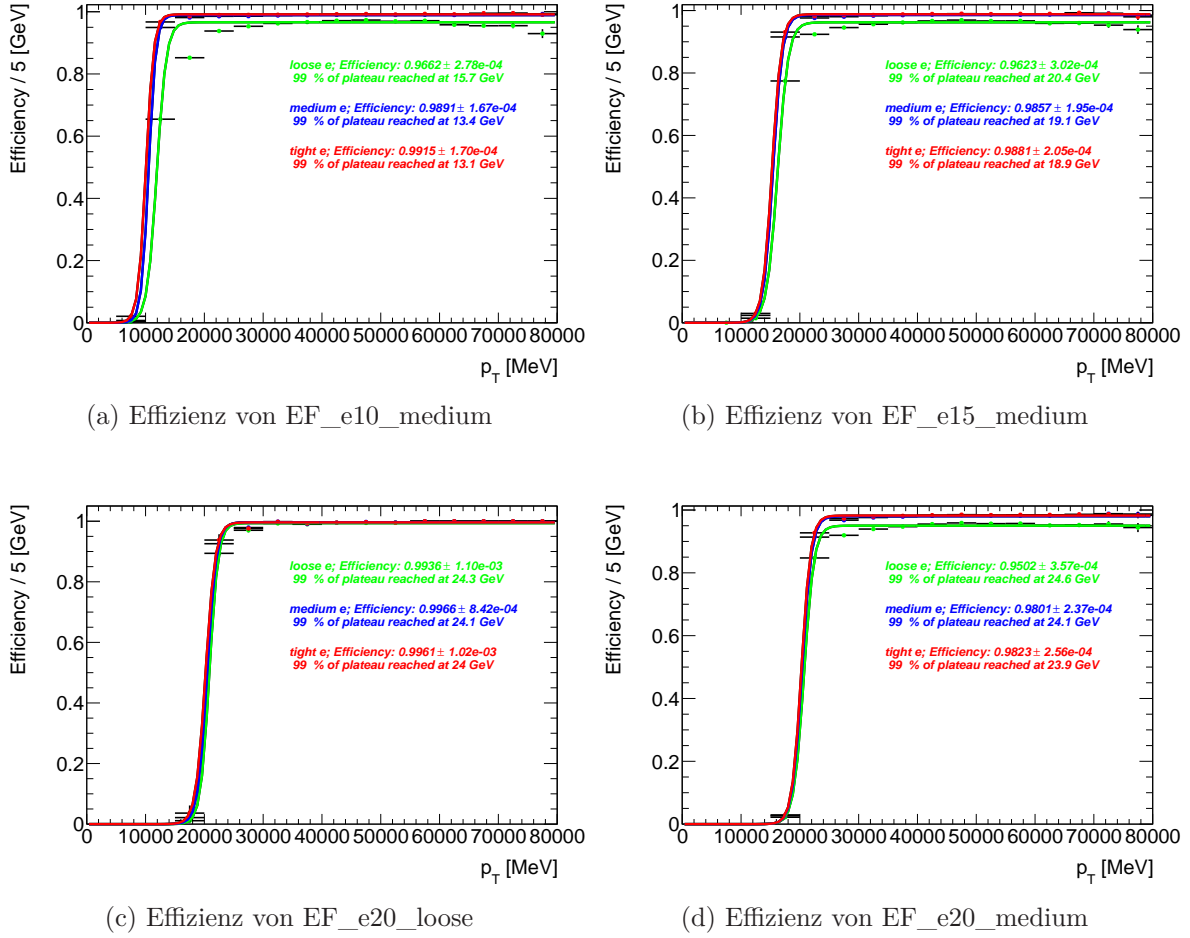


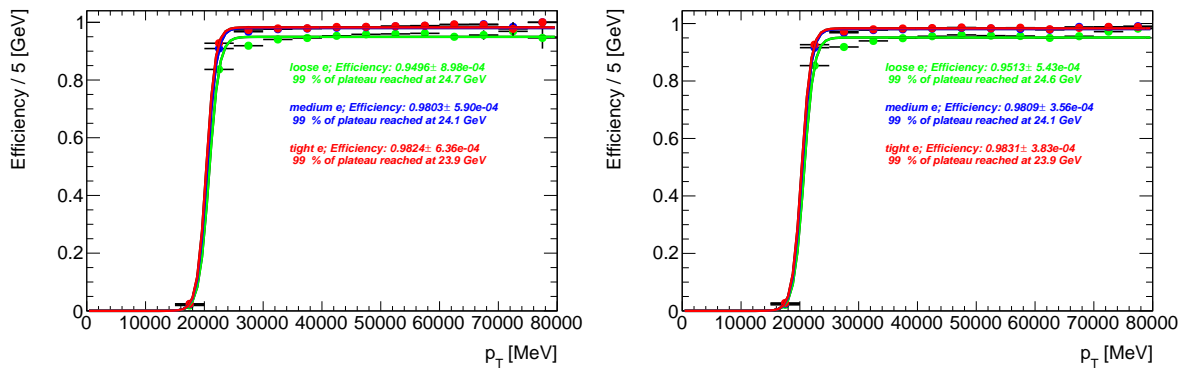
Abbildung 5.4: Event Filter Trigger-Effizienzen in Abhängigkeit des Transversalimpulses

Kurven für verschiedene Event Filter Menüs gezeigt. Besonderes Augenmerk liegt dabei auf dem Trigger Menü EF_e20_medium (siehe Abb. 5.4d). Diese Trigger-Bedingung ist diejenige, die im Elektron-Elektron und im Elektron-Myon Kanal der Analyse des Zerfalls $H \rightarrow W^+W^- \rightarrow l\bar{\nu}_l l\nu_l$ überprüft wird³. Hierbei ist zu erkennen, dass die Effizienz bei ca. 98.2 % für *tight* Elektronen, bei ca. 98.0 % für *medium* Elektronen und bei ca. 95.5 % für *loose* Elektronen liegt. Das Trigger Plateau wird für *tight* Elektronen ab einem Transversalimpuls von ca. 23.9 GeV zu 99 % erreicht. Für *medium* Elektronen liegt diese Schwelle bei ca. 24.1 GeV und für *loose* Elektronen bei ca. 24.6 GeV. Da dieses Trigger-Menü verlangt, dass die Qualität der rekonstruierten Elektronen der

³Dieses Trigger-Menü wird auch in vielen weiteren Analysen, wie z.B. bei der Suche nach Zerfällen von supersymmetrischen Teilchen zu Leptonen verwendet.

medium Qualität entspricht, ist wie zu erwarten, die Effizienz für *loose* Elektronen geringer, als diejenige für *medium* und *tight* Elektronen. Die Turn-On Kurven für die weiteren Trigger-Menüs (Abb. 5.5a - 5.4c) enthalten ebenfalls die Informationen über die Höhe des Trigger-Plateaus, sowie die Angabe, ab welchem Transversalimpuls das Plateau zu 99 % erreicht ist. Im Vergleich der einzelnen EF-Trigger-Bedingungen kann man erkennen, dass die einzelnen *Turn-On* Kurven sich, für verschiedene Transversalimpuls-Schwellen, entlang der x-Achse verschieben. Die Abhängigkeit von den einzelnen Qualitätskriterien entspricht jeweils den Erwartungen der einzelnen Trigger-Menüs. Man kann erkennen, dass die Höhe des Plateaus bei EF_e20_loose (Abb. 5.4c), im Rahmen der Messgenauigkeit, unabhängig vom Qualitätskriterium der Elektronen ist. Bei den Trigger-Menüs die auf *medium* Elektronen sensitiv sind, ist zu erkennen, dass die Effizienz für *loose* Elektronen geringer ist, da diese nicht den *medium* Kriterien entsprechen.

Die Effizienzkurven in den Abbildungen 5.3 - 5.4 wurden für die gesamte Datenmenge der Perioden B,D,E,F,G und H erstellt. Im Rahmen dieser Arbeit wurde auch untersucht, wie sich die Trigger-Effizienzen in Abhängigkeit der Datenperiode verhalten. In Abbil-



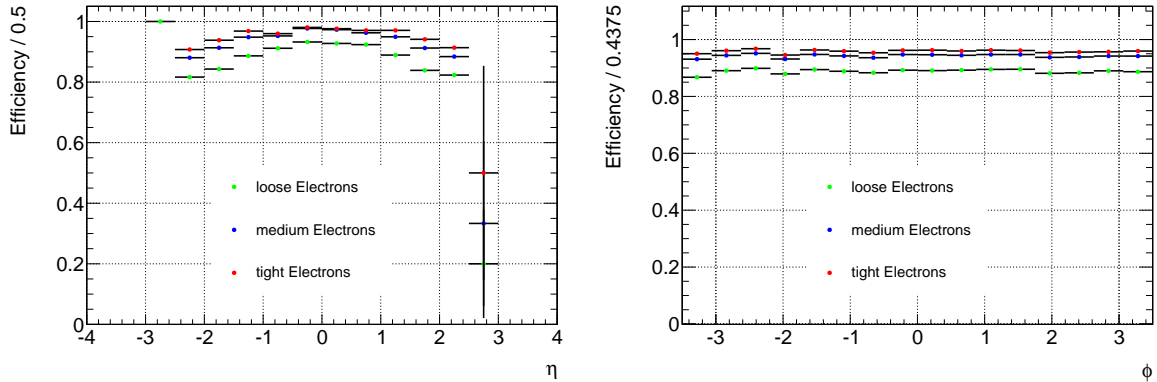
(a) Effizienz von EF_e20_medium für Periode D (b) Effizienz von EF_e20_medium für Periode G

Abbildung 5.5: Event Filter Trigger-Effizienzen in Abhängigkeit des Transversalimpuls, für die Perioden D und G

Abbildung 5.5 ist die Trigger-Effizienz Turn-On Kurve des EF_e20_medium Trigger-Menüs für die Perioden D und G gezeigt. Zu erkennen ist, dass die Effizienz des Trigger-Menüs fast unabhängig von der untersuchten Datenperiode ist und auch die Schwelle, ab wann das Plateau zu 99 % erreicht ist, hängt nicht von der untersuchten Datenperiode ab.

Die Trigger-Effizienzen wurden auch in Abhängigkeit der Pseudorapidität η und des Azimutalwinkels ϕ bestimmt. In Abbildung 5.6a ist die Trigger-Effizienz des Trigger-Menüs

EF_e20_medium in Abhängigkeit von η gezeigt und in Abbildung 5.6b in Abhängigkeit von ϕ .



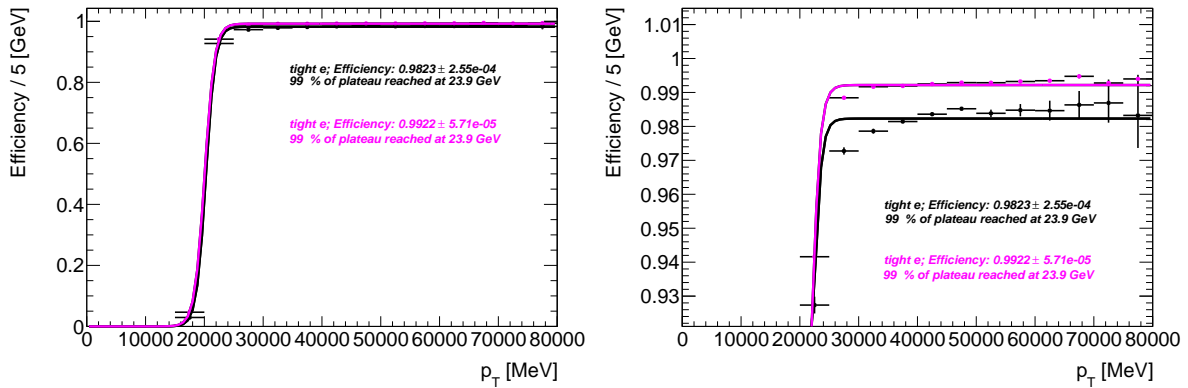
(a) Effizienz von EF_e20_medium in Abhängigkeit der Pseudorapidität η (b) Effizienz von EF_e20_medium in Abhängigkeit des Azimutalwinkels ϕ

Abbildung 5.6: EF_e20_medium Event Filter Trigger-Effizienzen

Zu Erkennen ist, dass die Trigger-Effizienz gleich verteilt ist in η und ϕ . Dies war zu erwarten, da bei den Trigger-Bedingungen keine Einschränkungen auf η oder ϕ angewendet wurde. Der Betrag der Trigger-Effizienz liegt unterhalb der Trigger-Plateau Angaben aus den Turn-On Kurven. Dies liegt daran, dass hierbei auch Elektronen mit in die Berechnung einfließen, die einen Transveralimpuls unterhalb der Trigger-Schwelle aufweisen. Der Abfall der Effizienz bei $\eta > 2.5$ ist durch eine geringe Anzahl an rekonstruierten Elektronen zu erklären. Die Variablen η und ϕ beruhen hierbei wieder auf die Messungen im inneren Detektor. Die verwendeten Daten stammen aus den Perioden B-H.

5.4.1 Monte Carlo Skalierungsfaktoren für Trigger-Effizienzen

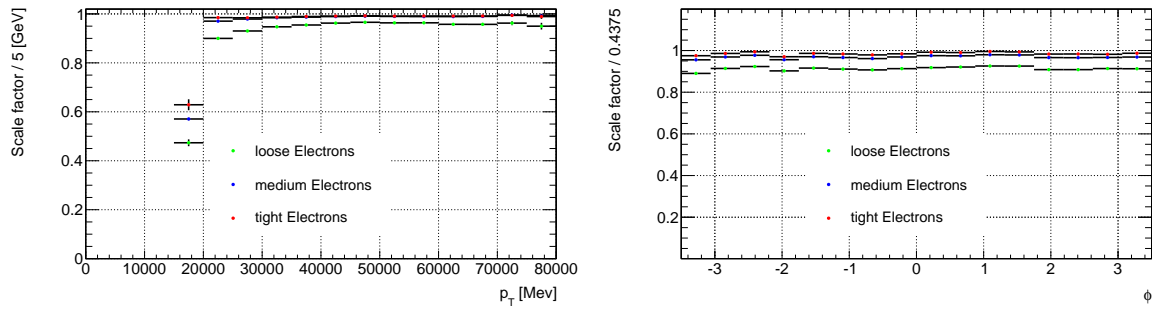
Die Effizienz der Trigger-Menüs unterscheidet sich zwischen Monte Carlo Simulationsdaten und Messdaten. Diese Unterschiede müssen z.B. bei der Analyse des Zerfalls $H \rightarrow W^+W^- \rightarrow l\bar{\nu}_l\bar{l}\nu_l$, ausgeglichen werden. Dies geschieht durch einen multiplikativen Faktor auf das Ereignisgewicht (vgl. Kapitel 4.2). Dieser Faktor kann, mit der hier dargestellten Trigger-Effizienzen Analyse, ermittelt werden. Hierfür wird die Trigger-Effizienz für die Monte Carlo Simulationsdaten und für Messdaten, mit der gleichen Methode (siehe Gl. 5.14) bestimmt. In Abbildung 5.7 ist die aus Monte Carlo Daten bestimmte Trigger-Effizienz des EF_e20_medium Trigger gezeigt (magenta), sowie dieselbige Information aus Messdaten (schwarz). Es sind hier, aus Gründen der Übersicht, nur die Effizienzkurven für *tight* Elektronen gezeigt. In Abbildung 5.7b wurde auf den Bereich des Trigger-Plateaus gezoomt. Hier ist gut zu erkennen, wie sich die Trigger-Effizienzen unterscheiden.



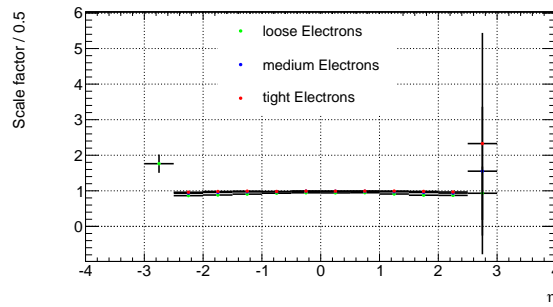
(a) Daten Monte Carlo Vergleich für (b) Daten Monte Carlo Vergleich für
EF_e20_medium in Abhängigkeit des EF_e20_medium in Abhängigkeit des
Transversalimpulses Transversalimpulses, gezoomt auf das Plateau

Abbildung 5.7: Trigger-Effizienz des EF_e20_medium Menüs für *tight* Elektronen in Abhängigkeit des Transversalimpulses. Vergleich zwischen Monte Carlo Daten und Messdaten

Der Unterschied bzw. der Quotient der Trigger-Effizienz aus Monte Carlo und aus Messdaten (siehe Abb. 5.6) liefert den Skalierungsfaktor. Die Abbildungen 5.8a - 5.8c zeigen den so ermittelten Skalierungsfaktor für das EF_e20_medium Menü, in Abhängigkeit des Transversalimpulses, des Azimutalwinkels und der Pseudorapidität für *tight* (in rot), *medium* (in blau) und *loose* (in grün) Elektronen.



(a) Skalierungsfaktor für EF_e20_medium in Abhängigkeit des Transversalimpulses (b) Skalierungsfaktor für EF_e20_medium in Abhängigkeit des Azimutalwinkels



(c) Skalierungsfaktor für EF_e20_medium in Abhängigkeit der Pseudorapidität

Abbildung 5.8: Skalierungsfaktoren für EF_e20_medium

Man kann erkennen, dass der Wert des Skalierungsfaktor in Abhängigkeit des Transverbalimpulses und des Azimutalwinkels, über den gesamten Bereich, kleiner als eins ist. Daraus lässt sich schließen, dass die Trigger-Effizienz in den Simulationsdaten zu hoch simuliert wurde. In der η -Verteilung ist dieses Verhalten mit Ausnahme der Randbereiche zu beobachten. In den Randbereichen der Verteilung nimmt der Skalierungsfaktor einen Wert größer eins an, was bedeutet, dass die Effizienz dort unterschätzt wird. Dies liegt primär daran, dass sehr wenige Elektronen rekonstruiert wurden. Dies drückt sich unter anderem in der großen statistischen Unsicherheit aus. Für die η und ϕ Verteilungen ist der Skalierungsfaktor homogen verteilt (mit Ausnahme der Randbereiche in der Pseudorapiditätsverteilung), was wieder darauf zurückzuführen ist, dass keine Bedingung an η bzw. ϕ vom Trigger gestellt werden.

6 Fazit und Ausblick

Das Higgs-Boson, als fehlendes Teilchen des Standardmodells, konnte bis zum heutigen Tag nicht in den Messdaten des ATLAS-Detektors nachgewiesen werden. Die Hauptaufgabe bei der Suche nach dem Higgs-Boson mit einer Schnitt-basierenden Analyse ist es, das Verhältnis von Signal zu Untergrund zu verbessern. Im Rahmen dieser Arbeit konnte, mit der vorgestellten Analyse, z.B. ein Signal zu Untergrundverhältnis von 0.10 für eine Higgs-Masse von $m_H = 140$ GeV, im null-Jet Kanal erreicht werden. Es wurden ein Massenbereich von $140 \text{ GeV} < m_H < 165 \text{ GeV}$ untersucht. Dabei konnte kein signifikanter Datenüberschuss beobachtet werden. Die ATLAS-Kollaboration konnte mit der hier präsentierten Analyse ein Higgs-Boson im Massenbereich $154 \leq m_H \leq 186$ mit 95 % C.L. ausschließen. Der Schluss, der aus den Ausschlussgrenzen gezogen werden kann, ist, dass die Suche des Higgs-Bosons in Zukunft auf kleine Higgs-Massen fokussiert werden sollte.

Die Studien der Effizienz des Elektron Trigger Systems konnte zeigen, dass die, in der Higgs-Analyse verwendete Elektron-Trigger-Bedingung, eine Effizienz von mehr als 98 % aufweist. Es wurden weitere, der EF_e20_medium Trigger-Bedingung ähnliche Menüs untersucht. Auch diese lassen eine sehr hohe Effizienz erkennen. Die Verteilung der Trigger-Effizienz in den kinematischen Größen p_T , η und ϕ , entsprach der Erwartung. Des weiteren ist kurz darauf eingegangen worden, dass die Effizienz des Triggers nicht sonderlich stark von der Datenperiode abhängt. Durch die Bestimmung der Trigger-Effizienz in Monte Carlo Daten und den Vergleich der Effizienz echter Messdaten, konnte ein Skalierungsfaktor für die Analyse von Simulationsdaten extrahiert werden. Durch die Analyse der Trigger-Effizienz des Menüs EF_e20_medium, konnte ermittelt werden, dass 99 % des Trigger-Plateaus bei einem Transversalimpuls von ca. 23.9 GeV erreicht sind. Dieser Wert wurde in der Higgs-Analyse verwendet, um die Bedingungen an den Transversalimpuls der Elektronen zu senken. Dabei wurde verlangt, dass alle

Elektronen mindestens einen Transversalimpuls von 15 GeV aufweisen¹ und das führende Elektron einen Transversalimpuls von mindestens 23.9 GeV birgt. Durch diese geringe Variation der Schnittwerte konnte das Signal für ein Higgs-Boson mit einer Masse von $m_H = 140$ GeV, um ca. 40 % nach allen Schnitten erhöht werden. Allerdings nimmt dabei auch das Signal zu Untergrund Verhältnis von 0.12 auf 0.09 ab. Diese Studie wurde nur im Dielektron Kanal mit null Jets durchgeführt.

Aus den Ergebnissen der Studien zur Trigger-Effizienz ist es nun möglich, ein Analyse Werkzeug zu entwickeln. Dieses kann unter anderem bei der Analyse des Zerfalls $H \rightarrow W^+W^- \rightarrow \bar{l}\nu_l l\bar{\nu}_l$ eingesetzt werden, um Unterschiede in der Effizienz des Triggers zwischen Messdaten und Monte Carlo Daten zu korrigieren. Es ist geplant, neben den Elektron Trigger Menüs, Myonen Trigger-Bedingungen zu untersuchen und auch hier Skalierungsfaktoren zu extrahieren. Aufgrund der sehr großen Datenmengen, die bei ATLAS aufgezeichnet werden konnten, ist es möglich die statistischen Unsicherheiten unter anderem bei den Trigger-Skalierungsfaktoren zu minimieren.

¹Ausgangswert: 20 GeV

Literaturverzeichnis

- [1] BURGESS, CLIFF *The Standard Model: A Primer*, Cambridge University Press, 2007
- [2] GRIFFITH, DAVID: *Introduction to Elementary Particles*. Wiley-VCH
- [3] ALEPH COLLABORATION: *Determination of the number of light neutrino species*. Physics Letters B. 231, Nr. 4, 1989, S. 519
- [4] THE ATLAS COLLABORATION *ATLAS-CONF-2011-022* 11.3.2011
- [5] PARTICLE DATA GROUP: *Particle Physics Booklet*. extracted from the Review of Particle Physics K. Nakamura, et al. (Particle Data Group), Journal of Physics G 37, 075021 (2010)
- [6] THE ATLAS COLLABORATION *ATL-PHYS-PUB-2010-004* 26.5.2010
- [7] PETER, HIGGS P. W. *Higgs. Broken symmetries, massless particles and gauge fields*. Physics Letters, 12:132 133, September 1964.
- [8] EBKE, JOHANNES *The search for the Higgs Boson at the ATLAS Experiment using Multivariate Techniques*, Diploma Thesis, 2008, Ludwig-Maximilians-Universität
- [9] LHC HIGGS CROSS SECTION WORKING GROUP: *Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 1. Inclusive Observables*. CERN-2011-002, 2011.
- [10] B. RUCKERT: *Search for a Higgs Boson Produced in Association with a W Boson at ATLAS*, PhD Thesis, 2009, Ludwig-Maximilians-Universität
- [11] M. DITTMAR, K. DREINER: *How to find a Higgs boson with a mass between 155-GeV to 180-GeV at the LHC.*, Physical Review D ; 55 , 1, 1997

-
- [12] M. BENEDIGT, P. COLLIER, V. MERTENS, J. POOLE, K. SCHINDL: *LHC Design Report*, CERN, Geneva, 2004. 3.1
- [13] LAMPRECHT, MARTIN *Studien zu Effizienz und Akzeptanz des ATLAS-Myontriggers mit simulierten Messdaten*, Diploma Thesis, 2007, Ludwig-Maximilians-Universität
- [14] ATLAS COLLABORATION *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron collider*, 2008 JINST 3 S08003
- [15] ATLAS COLLABORATION *ATLAS Detector and physics performance technical design report, Volume I*, ATLAS TDR 14, CERN/LHCC 99-14, 1999
- [16] K. KLEINKNECT *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Teubner Studienbücher, 1992
- [17] ATLAS COLLABORATION *Expected electron performance in the ATLAS experiment*, ATLAS-PHYS-PUB-2011-006, 18.4.2011
- [18] ATLAS COLLABORATION *Muon reconstruction efficiency in reprocessed 2010 LHC proton-proton collision data recorded with the ATLAS detector*, ATLAS-CONF-2011-063, 19.4.2011
- [19] M. CACCIARI, G.P. SALAM, G. SOYEZ *The anti- k_t jet clustering algorithm*, JHEP04(2008)063
- [20] LICHTNECKER, MARKUS: *Determination of α_s via the Differential 2-Jet-Rate with ATLAS at LHC*. PhD Thesis, 2011, Ludwig-Maximilians-Universität
- [21] M. A. DOBBS ET. AL.: *Les Houches Guidebook to Monte Carlo Generators for Hadron Collider Physics* arXiv:hep-ph/0403045v2
- [22] S. FRIXIONE, B. R. WEBBER: *Matching NLO QCD computations and parton shower simulations* JHEP, 06:029, 2002. 4.3.1
- [23] G. CORCELLA ET. AL.: *HERWIG 6.5: an event generator for Hadron Emission Reactions With Interfering Gluons* JHEP 0101:010,2001

-
- [24] M.L. MANGANO ET. AL.: *ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions* JHEP 0307 (2003) 001
- [25] B. KERSEVAN, E. RICHTER-WAS: *The Monte Carlo Event Generator AcerMC 2.0 with Interfaces to PYTHIA 6.2 and HERWIG 6.5* arXiv:hep-ph/0405247v1
- [26] T. SJOSTRAND, S. MRENNNA, P. SKANDS: *PYTHIA 6.4 Physics and Manual* arXiv:hep-ph/0603175v2
- [27] T. BINOTH, M. CICCOLINI, N. KAUER, M. KRÄMER *Gluon-induced W-boson pair production at the LHC* JHEP0612:046,2006
- [28] THE ATLAS COLLABORATION *Higgs Boson Searches using the $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu$ Decay Mode with the ATLAS Detector at 7 TeV*, ATLAS-CONF-2011-005
- [29] THE ATLAS COLLABORATION: *EfficiencyMeasurements*. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/EfficiencyMeasurements>, 07.09.2011
- [30] THE ATLAS COLLABORATION *ATLAS Muon Combined Performance Guidelines for Analyses of 2011 Data for EPS*, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/MCPAnalysisGuidelinesEPS2011>, 16.08.2011
- [31] THE ATLAS COLLABORATION *Expected Performance of the ATLAS Experiment Detector, Trigger and Physics*, CERN-OPEN-2008-020
- [32] THE ATLAS COLLABORATION: *PileupReweighting*. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/PileupReweighting>, 12.08.2011
- [33] THE ATLAS COLLABORATION: *MuonTriggerPhysicsTriggerRecommendations2011*. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/Atlas/MuonTriggerPhysicsTriggerRecommendations2011>, 29.08.2011
- [34] THE ATLAS COLLABORATION: *Calibration Data Interface*. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/BTaggingCalibrationDataInterface>. 05.09.2011
- [35] THE ATLAS COLLABORATION: *Search for the Standard Model Higgs boson in*

-
- the $H \rightarrow WW \rightarrow \nu\nu$ decay mode using 1.7 fb⁻¹ of data collected with the ATLAS detector at $\sqrt{s}=7$ TeV.* ATLAS-CONF-2011-134
- [36] THE ATLAS COLLABORATION: *Jet energy resolution and selection efficiency relative to track jets from in-situ techniques with the ATLAS Detector Using Proton-Proton Collisions at a Center of Mass Energy $\sqrt{s}=7$ TeV.* ATLAS-CONF-2010-054
- [37] THE ATLAS COLLABORATION: *Jet energy scale and its systematic uncertainty for jets produced in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV and measured with the ATLAS detector .* ATLAS-CONF-2010-056
- [38] THE ATLAS COLLABORATION: *Calibrating the b-Tag Efficiency and Mistag Rate in 35pb⁻¹ of Data with the ATLAS Detector.* ATLAS-CONF-2011-089
- [39] THE ATLAS COLLABORATION: *Luminosity Determination in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS Detector in 2011.* ATLAS-CONF-2011-116
- [40] THE ATLAS COLLABORATION *Higgs Boson Searches using the $H \rightarrow WW^* \rightarrow \nu\nu$ Decay Mode with the ATLAS Detector at 7 TeV,* ATLAS-COM-CONF-2011-124
- [41] A. READ: *Presentation of search results: the CL_s technique.* J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 28:2693-2704, 2002.
- [42] G. CLOWAN, K. CRANMER, E. GROSS, O. VITELLS: *Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics.* Eur.Phys.J.C 71:1554, 2011.
- [43] S. MÄTTIG: *Determination of Electron Trigger Efficiencies using $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ Events at the LHC.* Diploma Thesis, 2007, Universität Hamburg

Danksagung

Ich bedanke mich bei

- Prof. Dr. Dorothee Schaile für die Möglichkeit diese Masterarbeit in der experimentellen Teilchenphysik zu erstellen. Sowie für die Korrektur und die vielen Anregungen.
- Dr. Johannes Elmsheuser für die vielen Ratschläge, Tips, die Geduld und die ausgezeichnete Betreuung!
- Johannes Ebke für die vielen Hilfestellungen unter anderem beim Ausfechten des Cutflows...
- der gesamten Higgs Gruppe des Lehrstuhls für die wöchentlichen Impulse im Higgs-Meeting
- Tobias Verlage für das außerordentlich gute Büroklima und für das Aushalten meines geistigen Ergusses
- Frau Hertha Franz, die bei administrativen Problemen immer eine äusserst freundliche Hilfe war
- dem Rest des Lehrstuhls für das ausgesprochen sehr gute Arbeitsklima: Stefanie Adomeit, Dr. Steve Beale, Sebastian Becker, Katharina Behr, Prof. Dr. Otmar Biebel, Jona Bortfeldt, Dr. Philippe Calfayan, Bonnie Chow, Dr. Günter Dückeck, Dr. Albert Engl, Herta Franz, Dr. Cristina Galea, Dr. Marie-Helene Genest, Julien de Graat, Dr. Ralf Hertenberger, Dr. Federica Legger, Dr. Markus Lichtnecker, Jeanette Lorenz, Christoph Anton Mitterer, Dr. Thomas Müller, PD Dr. Thomas Nunnemann, Dr. Michiel Sanders, Dr. Felix Rauscher, Alexander Ruschke, Chri-

stopher Schmitt, Dr. Cedric Serfon, Nicola Tyler, Attila Varga, Josipa Vujaklija, Dan Vladioiu, Dr. Rod Walker, Dr. Xuai Zhuang, Jonas Will, Josephine Wittkowski und Andre Zibell.

- allen die Tischtennis gespielt haben und spielen werden..... das half und hilft durch schwere Zeiten!
- bei Stefan Fischer, Claus Lindner, Alexander Niggebaum, Juri Smirnov für die tollen 10 Semester!!
- bei meiner Freundin Carina Schüle, *welche* mir sehr geholfen hat beim Erstellen dieser Arbeit und die auch sonst einfach unersetzlich ist!
- und vor allem bei meinen Eltern dir mir das Studium der Physik erst ermöglichten und mich immer Unterstützten. Danke!

NCS P

Erklärung

Hiermit erkläre ich, die vorliegende Arbeit selbständig verfasst zu haben und keine anderen als die in der Arbeit angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt zu haben.
München, 27. September 2011

(Christian Meineck)