

Bachelorarbeit

Massenrekonstruktionsalgorithmen im Kontext des $H \rightarrow \tau^+ \tau^-$ Zerfalls zu dileptonischen Endzuständen

Mass reconstruction algorithms in context of the $H \rightarrow \tau^+ \tau^-$ decay to dileptonic end states

angefertigt von

Alexander Sydorenko

aus Kiev

am II. Physikalischen Institut

Arbeitsnummer: II Physik-UniGö-BSc-2013/09

Bearbeitungszeit: 1. April 2013 bis 20. Juli 2013

Erstgutachter/in: Prof. Dr. Arnulf Quadt

Zweitgutachter/in: Prof. Dr. Ariane Frey

Zusammenfassung

Diese Bachelorarbeit befasst sich mit den Massenrekonstruktionsalgorithmen für den Zerfall $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ in dileptonischen Endzuständen. Zur Analyse wurden Daten des ATLAS-Experimentes vom LHC am CERN aus dem Sommer 2012 bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 8$ GeV und einer integrierten Luminosität $\int Ldt = 13.06\text{fb}^{-1}$ und Monte Carlo Datensätze, die die experimentellen Daten simulieren sollen, verwendet.

Die Algorithmen der kollinearen Näherung, der effektiven Masse, der wahren transversen Masse und des Missing Mass Calculators wurden in eine bestehende Rahmenstruktur eingebaut, welche die Ereignisrekonstruktion leistet. Weiter wird mit einigen Definitionen einer Gütezahl untersucht, welcher der Algorithmen sich am ehesten dazu eignet, das Signal vom Untergrund zu trennen, und wie sich die Schnitte während der Selektion auf diesen Vorgang auswirken. Im Rahmen der Untersuchung zeigt sich, dass der Missing Mass Calculator dafür am besten geeignet ist, und dass die Unterdrückung des Untergrundes für den $e\mu$ -Kanal besser gelingt als im kombinierten $ee + \mu\mu$ -Kanal.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Theoretische Grundlagen	3
2.1. Das Standardmodell	3
2.1.1. Fermionen	3
2.1.2. Wechselwirkungen und ihre Austauscheteilchen	3
2.1.3. Lagrangedichte	5
2.1.4. Lokale Eichinvarianz	5
2.1.5. Der Higgs-Mechanismus	7
2.2. Phänomenologie des Higgs-Bosons	10
2.2.1. Vektorboson-Fusion Higgs	11
2.2.2. Zerfallskanäle	12
3. Experiment	15
3.1. Innerer Detektor	15
3.2. Kalorimeter	16
3.3. Myonenkammern	17
3.4. Triggersystem	17
4. Massenrekonstruktionsalgorithmen und Gütezahl	19
4.1. Effektive Masse	19
4.2. Kollineare Näherung	20
4.3. Missing Mass Calculator	20
4.4. Wahre transverse Masse	21
4.5. Gütezahl der Massenalgorithmen	22
4.5.1. Asimov-Näherung	22
5. Analyse	23
5.1. Motivation	23
5.2. Datensätze und Monte Carlo Simulation	23

Inhaltsverzeichnis

5.3. Ereignisselektion	24
5.3.1. Preselektion	25
5.3.2. $H(\tau^+\tau^-) \rightarrow l^+l^-4\nu$ -Selektion	26
5.3.3. VBF $H(\tau^+\tau^-) \rightarrow l^+l^-4\nu$ -Selektion	27
5.4. Ergebnisse	33
5.4.1. Algorithmen	33
5.4.2. Schnitte	34
5.4.3. Weitere Gegenproben	34
6. Zusammenfassung und Ausblick	35
6.1. Zusammenfassung	35
6.2. Ausblick	35
A. Anhang	37
A.1. Tabellen	37
A.2. Grafiken	42

Nomenklatur

Abkürzungen und Definitionen

Abkürzung	Bedeutung
MMC	Missing Mass Calculator
COLL	kollineare Näherung
TTM	wahre transverse Masse (true transverse mass)
EFF	effektive Masse
VBF	Vektorboson-Fusion
MC	Monte Carlo
SM	Standardmodell

Variable	Bedeutung
$p_t = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$	Transversalimpuls
$\vec{E}^{\text{miss}} = - \sum_{\substack{\text{sichtbare} \\ \text{Objekte}}} \vec{p}_i$	Fehlende Energie bzw. fehlender Impuls
ϕ	Azimutwinkel um Strahlachse
θ	Polarwinkel zur Strahlachse
$\eta = -\ln\left(\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right)$	Pseudorapidität

1. Einleitung

Im Sommer 2012 wurde am LHC in Genf bekannt gegeben, dass bei einer Masse von $m = 125.3 \pm 0.4(\text{stat}) \pm 0.5(\text{sys})$ GeV [1] eine signifikante Resonanz gemessen wurde, die dem letzten nicht nachgewiesenen Elementarteilchen des Standardmodells, dem *Higgs-Boson*, ähnelt. Das Standardmodell sagt eine Kopplung zu Fermionen voraus, die proportional zur Masse ist. Bisher wurde keine Kopplung an Fermionen festgestellt, deswegen soll hier der Zerfall $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ anhand der Daten des ATLAS Experimentes aus dem Sommer 2012, gewonnen bei pp -Kollisionen, bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 8$ GeV untersucht werden. Es werden die verschiedenen Massenrekonstruktionsalgorithmen im $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ Kanal zu dileptonischen Endzuständen betrachtet und untereinander verglichen.

2. Theoretische Grundlagen

2.1. Das Standardmodell

Das Standardmodell der Teilchenphysik beschreibt die bekannten Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen. Das Standardmodell ist eine eichinvariante Quantenfeldtheorie, bei der die Elementarteilchen durch Austauscheteilchen (Bosonen) miteinander wechselwirken. Neben den Vorhersagen, die das Standardmodell bezüglich der Eigenschaften der Teilchen und ihrer Wechselwirkungen macht, gibt es 19 freie Parameter, die experimentell bestimmt werden müssen.

2.1.1. Fermionen

Während die Materie der uns umgebenden Welt hauptsächlich aus nur drei Elementarteilchen (up-Quark, down-Quark, Elektron) besteht, gibt es weitere, instabile Elementarteilchen, die „schwerere Versionen“ der stabilen sind. Diese Teilchen verbindet allesamt die Eigenschaften eines halbzahligem Spins. Man nennt sie Fermionen (siehe Abbildung 2.1). Die Elementarteilchen werden zu Familien zusammengefasst, von denen nur die der ersten stabil sind, während die anderen in leichtere Teilchen zerfallen. Elementarteilchen lassen sich weiter durch die Art ihrer Wechselwirkung charakterisieren.

2.1.2. Wechselwirkungen und ihre Austauscheteilchen

Auf der Energie-, Massen- und Ausdehnungsskala von Elementarteilchen spielen drei der vier fundamentalen Naturkräfte eine Rolle (schwache, starke, elektromagnetische). Die Gravitationskraft kann wegen ihrer geringen Auswirkung bei der Beschreibung der Wechselwirkung von Elementarteilchen vernachlässigt werden. Alle Naturkräfte werden von Elementarteilchen mit ganzzahligem Spin, *Bosonen*, übertragen.

1. Die *elektromagnetische Wechselwirkung* wird vom Photon übertragen. Teilchen mit einer elektrischen Ladung (e , μ , τ , $W^{+/-}$ und alle Quarks) nehmen an dieser Wechselwirkung teil. Der Überträger der elektromagnetischen Wechselwirkung ist das masselose Photon, weshalb diese eine unendliche Reichweite besitzt.

2. Theoretische Grundlagen

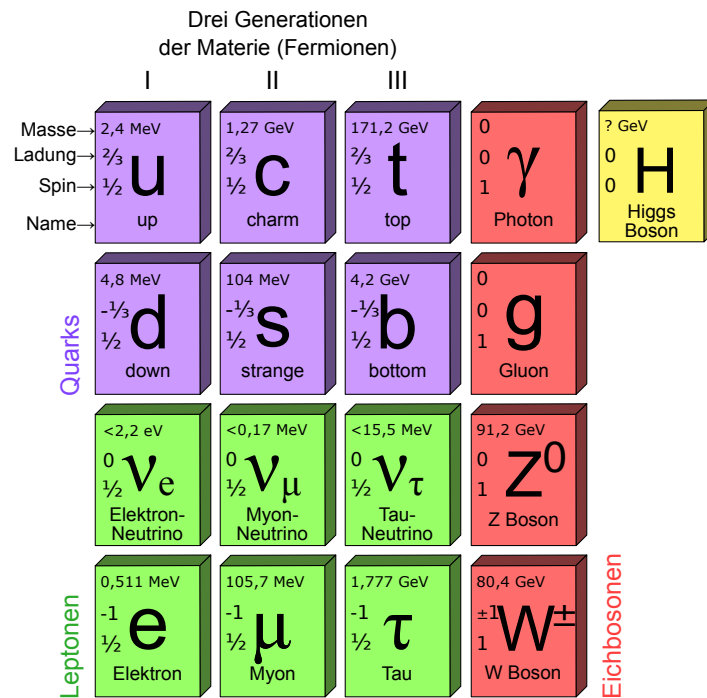


Abb. 2.1.: Elementarteilchen des Standardmodells[2]

- Die *schwache Wechselwirkung* wird von drei Austauscheteilchen übertragen, dem neutralen Z -Boson und den geladenen W^+ und W^- . Da diese eine Masse besitzen ist die Reichweite der schwachen Wechselwirkung sehr klein $r \approx 10^{-17}$ m. Alle Fermionen wechselwirken schwach. Die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung werden zusammen von der elektroschwachen Theorie durch eine lokale Eichsymmetriegruppe $U(1)_Y \times SU(2)_L$ beschrieben.
- Die *starke Wechselwirkung* betrifft Teilchen mit einer sogenannten Farbladung, wobei es drei Farben und drei Antifarben gibt. Quarks besitzen eine Farbladung und es treten nur farblose Kombinationen von Quarks auf (Farbe und Antifarbe zusammen oder drei (anti)Farben zusammen). Die Überträger der starken Kraft sind acht Gluonen, welche ebenfalls Farbladungen besitzen, sodass Gluonen auch untereinander wechselwirken. Die starke Kraft zwischen zwei Quarks wird mit zunehmendem Abstand immer größer, bis sie so groß ist, dass paarweise neue Quarks entstehen, weshalb ihre Reichweite begrenzt ist. Die Kräfte, die Hadronen innerhalb eines Atomkerns erfahren, entspringt Restwechselwirkungen der starken Kraft. Die QCD ist eine nicht-abelsche Eichtheorie, die auf einer lokalen Eichsymmetriegruppe ($SU(3)$) basiert.

2.1.3. Lagrangedichte

Wie in der klassischen Feldtheorie benutzt man in der Quantenfeldtheorie Lagrangedichten wobei man über die gesamte Raumzeit integriert um die Wirkung zu erhalten:

$$S(\varphi) = \int L(\varphi) d^4x ,$$

wobei φ nun aber ein Quantenfeld ist. Aus der gefundenen Lagrangedichte ergeben sich über die Euler-Lagrange-Gleichung die Feldgleichungen, z.B. für ein Spin=0-Teilchen die Klein-Gordon-Gleichung oder für ein Spin= $\frac{1}{2}$ -Teilchen die Diracgleichung.

2.1.4. Lokale Eichinvarianz

Ein wichtiges Konzept der Elementarteilchenphysik ist die Eichinvarianz. Darunter versteht man, dass sich ein Quantenfeld nach einer Eichtransformation in Bezug auf physikalische Gesetze genauso verhält wie vorher, d.h. dass sich an den Bewegungsgleichungen durch die Transformation nichts ändert. Ein Beispiel für eine solche Transformation wäre die Änderung der Phase:

$$\phi \rightarrow e^{i\theta} \phi.$$

Quantenelektrodynamik

Die Lagrangedichte für ein freies Fermion ist:

$$\mathcal{L} = \bar{\varphi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\varphi, \quad (2.1)$$

wobei γ^μ die Gammamatrizen sind. Die Lagrangedichte ist invariant gegenüber einer Phasentransformation. Weiter fordert man eine lokale Eichinvarianz, d.h. die die Transformation parametrisierende Größe darf eine Raumzeitabhängigkeit haben:

$$\theta \rightarrow \theta(x),$$

wobei x ein Viererortsvektor ist. Um diese Eichinvarianz zu erzeugen, wird eine eichkovariante Ableitung eingeführt:

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu - iqA_\mu,$$

2. Theoretische Grundlagen

wobei A_μ ein Vektorfeld (sogenanntes Eichfeld) ist. Bei einer lokalen Eichinvarianz transformiert sich das Eichfeld wie folgt:

$$A_\mu \rightarrow A_\mu + \frac{1}{q} \partial_\mu \theta(x)$$

mit der jeweiligen Ladung q . Eingesetzt in 2.1 und unter Benutzung der Lagrangedichte für das Eichboson

$$\mathcal{L}_A = -\frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu}$$

wobei $F_{\mu\nu} := \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ mit Eichfeld A_μ ergibt sich die Lagrangedichte der Quantenelektrodynamik:

$$\mathcal{L} = \bar{\varphi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\varphi - eq\bar{\varphi}(\gamma^\mu \varphi A_\mu) - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}.$$

Der erste Term beschreibt die kinetische Energie und die Masse des Fermions φ , der zweite Term die Wechselwirkung zwischen Fermion und Photon und der dritte Term die kinetische Energie des Vektorfeldes A_μ [3].

Elektroschwache Wechselwirkung

Um schwache Prozesse mit einzuschließen wird ein Isotriplett von schwachen Strömen J_μ eingeführt, welche an drei Vektorbosonen \mathbf{W}^μ koppeln:

$$-ig\mathbf{J}_\mu \cdot \mathbf{W}^\mu = -ig\bar{\varphi}_l \gamma_\mu \mathbf{T} \cdot \mathbf{W}^\mu \varphi_l.$$

wobei der Index l signalisiert, dass es sich um die linkshändige Komponente der Spinoren handelt, da die schwache Wechselwirkung nur an diese koppelt. Der Operator \mathbf{T} ist Generator der $SU(2)_L$ -Eichsymmetriegruppe (Pauli-Matrizen). Weiter wird ein schwacher Hyperladungsstrom j_μ^Y eingeführt, welcher an ein viertes Vektorboson B^μ koppelt:

$$-i\frac{g'}{2} j_\mu^Y B^\mu = -ig'\bar{\varphi}_\mu \frac{Y}{2} \varphi B^\mu,$$

wobei g und g' Kopplungskonstanten sind. Der Operator Y ist Generator der $U(1)_Y$ -Eichsymmetriegruppe ($e^{i\theta}$). Die elektroschwache Lagrangedichte ergibt sich mit der kova-

rianten Ableitung der schwachen Wechselwirkung $(i\partial_\mu - \frac{g}{2}\mathbf{T} \cdot \mathbf{W}_\mu - g'YB_\mu)$ zu [3]:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{EW} = & \bar{\varphi}_l \gamma^\mu \left(i\partial_\mu - \frac{g}{2}\mathbf{T} \cdot \mathbf{W}_\mu - g'YB_\mu \right) \varphi_l \\ & + \bar{\varphi}_r \gamma^\mu (i\partial_\mu - g'YB_\mu) \varphi_r - \frac{1}{4}\mathbf{W}_{\mu\nu}\mathbf{W}^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}, \end{aligned} \quad (2.2)$$

Die Masseneigenzustände der elektroschwachen Wechselwirkung sind die bekannten Eichbosonen:

$$\begin{aligned} W_\mu^\pm &= \sqrt{\frac{1}{2}}(W_\mu^1 \mp W_\mu^2) && (W^\pm\text{-Boson}) \\ A_\mu &= W_\mu^3 \cos(\theta_W) + B_\mu \sin(\theta_W) && (\text{Photon } \gamma) \\ Z_\mu &= W_\mu^3 \sin(\theta_W) - B_\mu \cos(\theta_W) && (Z^0\text{-Boson}), \end{aligned} \quad (2.3)$$

mit dem schwachen Mischungswinkel θ_W . Dieser verbindet die Kopplungskonstanten g und g' und wird experimentell bestimmt [4]:

$$\sin^2(\theta_W) = \frac{g'^2}{g^2 + g'^2} = 0.2131 \pm 0.00016$$

2.1.5. Der Higgs-Mechanismus

Die elektroschwache Theorie sagt drei masselose Bosonen W^i , ($i = 1, 2, 3$) aus der SU(2) Symmetrie und ein masseloses Boson B aus der U(1) Symmetrie vorher. Experimentell wurde aber festgestellt, dass die Überträger der schwachen Wechselwirkung eine Masse besitzen ($M_{W^\pm} = 80.385 \pm 0.015$ GeV [4], $M_Z = 91.1876 \pm 0.0021$ GeV [4]). Würde man jetzt explizite Massenterme von der Form $m^2 X_\mu X^\mu$ für die Eichbosonen einführen, hätte das zur Folge, dass sich die Eichfelder der Bosonen nicht mehr eichinvariant wären. Um dieses Problem zu lösen wurde in den 60er Jahren der sogenannte *Higgs-Mechanismus* [5] vorgeschlagen, der den Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung ihre Masse verleiht, aber das Photon masselos lässt.

2. Theoretische Grundlagen

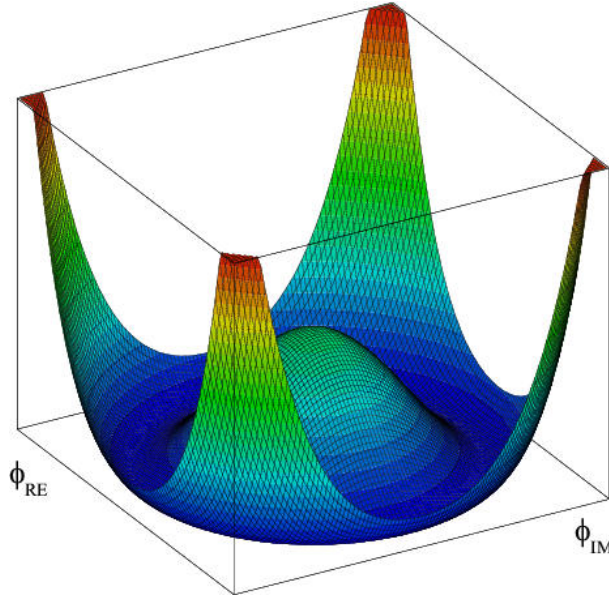


Abb. 2.2.: Higgspotential gegen den Real- und Komplextteil des Spinors ϕ [6]

Das Higgspotential

Der Higgs-Mechanismus führt ein zusätzliches $SU(2)$ Doublett ϕ (komplexes Skalarfeld) mit einem Potential $V(|\phi|)$:

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$$

$$V(|\phi|) = -\frac{1}{2}\mu^2|\phi|^2 + \frac{\lambda}{4}|\phi|^4, \quad (2.4)$$

wobei μ und λ Konstanten sind. Das Potential ist für $\mu^2 < 0$ in Abbildung 2.2 dargestellt. Es entsteht ein neuer Term, der zur elektroschwachen Lagrangedichte 2.2 addiert werden muss [3]:

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = \left| (i\partial_\mu - g\mathbf{T} \cdot \mathbf{W}_\mu - g' \frac{Y}{2} B_\mu) \phi \right|^2 - V(|\phi|). \quad (2.5)$$

Spontane Symmetriebrechung geschieht immer dann, wenn ein Potential ein lokales Maximum genau auf der Symmetrieachse besitzt - das System nimmt spontan einen energetisch günstigeren Zustand an. Durch eine Änderung der Parameter des Spinors ϕ geschieht genau das, sodass ϕ im Grundzustand den Minimalwert des Potentials annimmt:

$$|\phi_0|^2 = -\frac{\mu^2}{2\lambda}$$

Dieser wird auch als Vakuumerwartungswert bezeichnet (VEW). ϕ wird nun um diesen VEW entwickelt:

$$\phi_0 = \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix},$$

wobei $v = \sqrt{-\frac{\mu^2}{\lambda}}$ ist und experimentell bestimmt werden kann: $v \approx 246$ GeV [4]. Wegen Eichinvarianz kann folgende Substitution durchgeführt werden:

$$\phi(x) = \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

wobei $h(x)$ das physikalische Higgsfeld ist. Setzt man nun 2.6 in 2.5 ein und schreibt die Terme mit der Darstellung der physikalischen Bosonen wie in 2.3 um, normiert die Vorfaktoren der Felder, so ergeben sich Massenterme der Form $M_X X_\mu^2$ [3]. Es gilt dann:

$$\begin{aligned} M_\gamma &= 0 \\ M_W &= \frac{1}{2}vg = \cos(\theta_W)M_Z \\ M_Z &= \frac{1}{2}v\sqrt{g^2 + g'^2}. \end{aligned}$$

Die Fermionmassen können ebenfalls mit einem Higgs-Mechanismus erklärt werden. Zur jeweiligen Lagrangedichte muss nur ein passender $SU(2) \times U(1)$ -eichinvarianter Term addiert werden und in die endstandene Lagrangedichte der VEW 2.6 eingesetzt werden. Es ergeben sich Massenterme mit Vorfaktoren der Form

$$m_f = \frac{vG_f}{\sqrt{2}},$$

wobei die G_f nicht festgelegt sind und experimentell bestimmt werden müssen.

Das Higgs-Boson

Schreibt man die Lagrangedichte 2.5 mit dem physikalischen Higgsfeld 2.6 und der Darstellung der physikalischen Bosonen aus 2.3 um, so ergibt sich:

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = \frac{1}{2}\partial_\mu h \partial^\mu h - \lambda v^2 h^2 + \text{Selbstkopplung und Eichbosonkopplungsterme},$$

wobei der erste Term die Kinematik und der zweite die Masse des Higgs-Bosons beschreibt. Da das Feld in Gleichung 2.4 ein Skalarfeld war erwartet man ein Spin-0 Teilchen mit einer

2. Theoretische Grundlagen

Masse

$$m_{\text{Higgs}} = \sqrt{2\lambda}v = \sqrt{-2\mu^2}$$

mit den unbekanntem Parametern λ und μ .

2.2. Phänomenologie des Higgs-Bosons

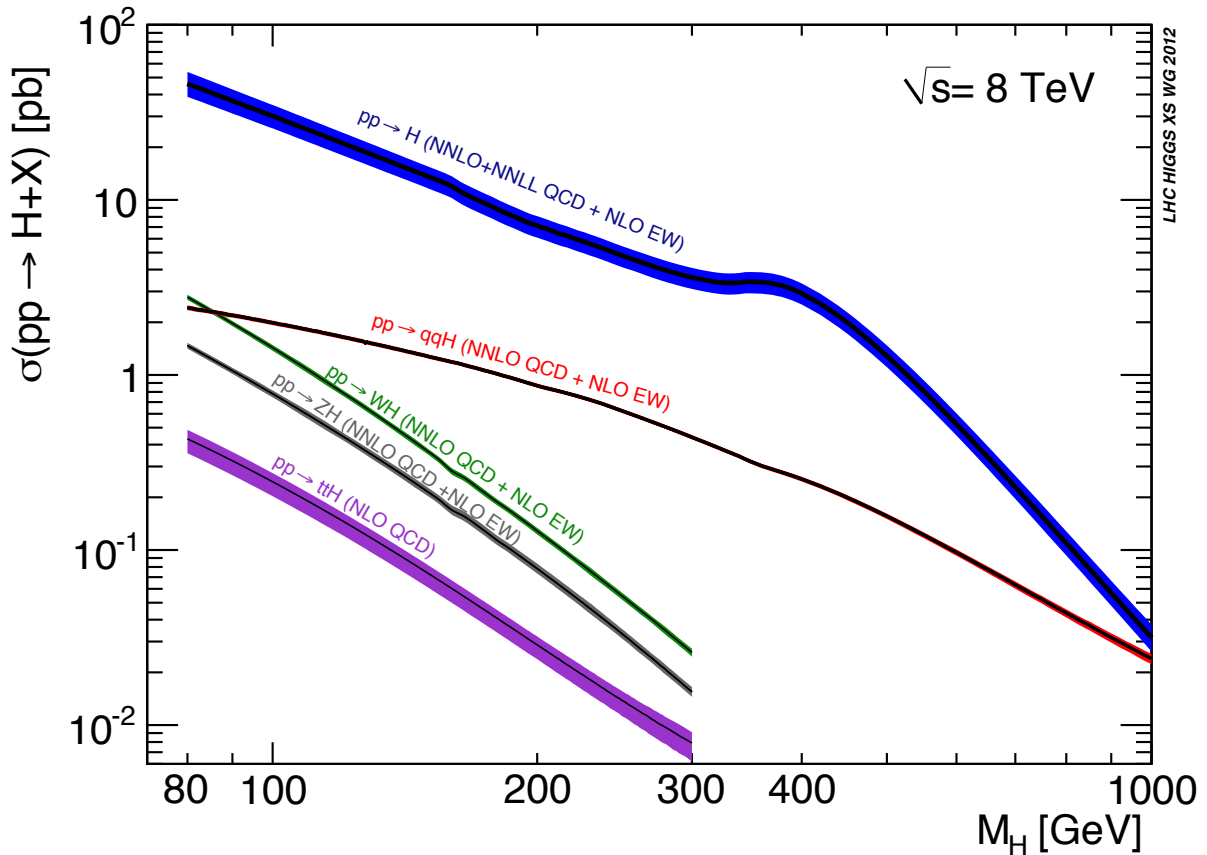


Abb. 2.3.: Higgs Produktionskanäle für eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 8$ GeV [7]

Die Produktion des Higgs-Bosons am LHC erfolgt hauptsächlich über vier Mechanismen. Die Wirkungsquerschnitte für diese sind in Abbildung 2.3 in Abhängigkeit der Masse des Higgs-Bosons für eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 8$ GeV dargestellt. Die Produktionsmechanismen sind:

1. Gluon-Gluon-Fusion: $gg \rightarrow H$
2. Vektorboson-Fusion: $qq \rightarrow V^*V^* \rightarrow qq + H$

3. assoziierte Produktion mit schweren Quarks: $gg, q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q} + H$
4. assoziierte Produktion mit W/Z : $q\bar{q} \rightarrow V + H$

Der Prozess durch Fusion zweier Gluonen mit einem Wirkungsquerschnitt von $\sigma = 40.25$ pb [4] bei einer Higgsmasse $m_H = 125$ GeV ist der dominanteste. Die Produktion durch Vektorboson-Fusion ist mit $\sigma = 4.72$ pb [4] der zweit-dominanteste Prozess. Dieser Prozess weist einige markante Merkmale auf, mithilfe derer eine gute Unterdrückung des Untergrundes möglich ist. Im Weiteren wird genau dieser Produktionskanal untersucht werden.

2.2.1. Vektorboson-Fusion Higgs

Vor der Streuung besitzen die Quarks der einlaufenden Protonen große entgegengesetzte Longitudinalimpulse. Nach Aussendung von Vektorbosonen erhalten sie einen geringen Transversalimpuls, weshalb durch diese Quarks verursachte Jets im Vorwärtsbereich des Detektors zu erwarten sind und gut in der Pseudorapidität η separiert sind. Diese Jets werden fortan als tagging-Jets bezeichnet. Die ausgestrahlten Vektorbosonen fusionieren zu einem Higgs-Boson. Man erwartet, dass die Zerfallsprodukte des Higgs-Bosons genau in der Rapiditätslücke zwischen den tagging-Jets liegen. Jetaktivität zwischen den tagging-Jets ist unterdrückt und kann ebenfalls als Separationskriterium gegen den Untergrund benutzt werden. Das Feynmandiagramm 2.4 stellt diesen Produktionsprozess dar.

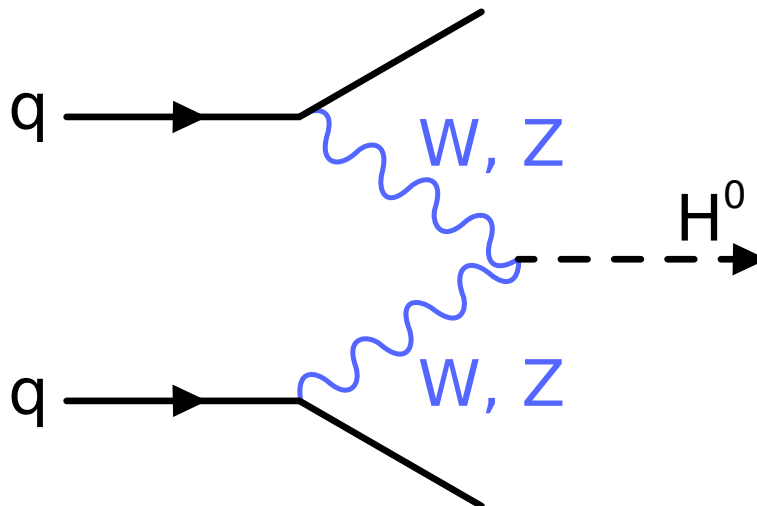


Abb. 2.4.: Produktion des Higgs-Bosons über Vektorboson-Fusion

2.2.2. Zerfallskanäle

Das Standardmodell sagt voraus, wie das Verzweigungsverhältnis der Zerfallskanäle des Higgsbosons in Abhängigkeit von der Masse ist (Abbildung 2.5). Wie man auf Abbildung

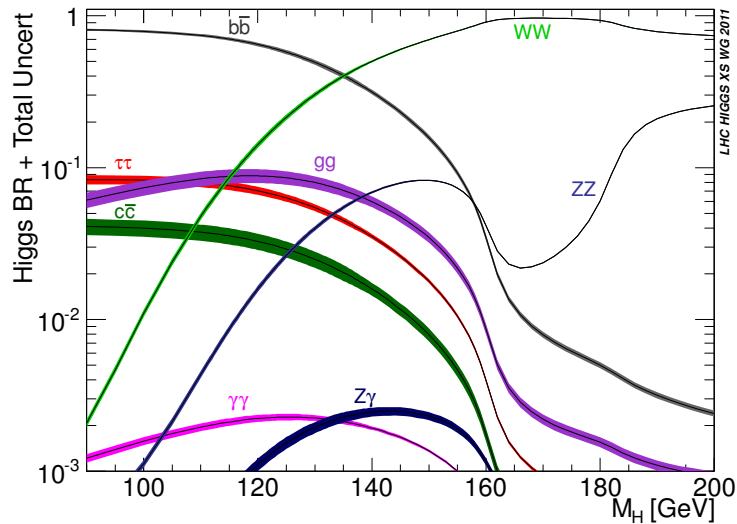


Abb. 2.5.: Verzweigungsverhältnis der Zerfallskanäle des SM-Higgsbosons [7]

2.5 sieht, ist bei einer Masse von $m_H \approx 125$ GeV die Kopplung an das Bottom-Quark dominant; dieser Kanal ist aber schwer auswertbar, da die produzierten Bottom-Quarks nur problematisch vom QCD-Multijet Untergrund unterschieden werden können.

Da die Kopplung des Higgsfeldes proportional zur Masse ist, ist das schwerste Lepton τ und der damit verbundene Zerfallskanal besonders interessant. τ -Leptonen zeichnen sich durch ihre kurze Lebenszeit von $2,9 \cdot 10^{-13}$ s [4] aus. Da sie so schnell zerfallen, ist es nicht möglich sie direkt nachzuweisen, sondern nur die entstandenen Zerfallsprodukte. τ -Leptonen zerfallen zu 64,7% in Hadronen und zu 35,5% in Leptonen [4]. Hier soll nur der Kanal betrachtet werden, in dem beide τ leptonisch zerfallen. Dies ermöglicht eine gute Unterdrückung des Untergrundes, da bei leptonisch zerfallenden τ jeweils zwei Neutrinos entstehen, was sich bei der Rekonstruktion des Ereignisses durch einen großen Betrag der fehlenden Transversalenergie auszeichnet. Ebenfalls können die isolierten Leptonen gut vom QCD-Multijet Untergrund getrennt werden, während hadronische τ -Zerfälle leicht durch den QCD-Multijet Untergrund vorgetäuscht werden können

Weiter wird die Studie aus didaktischen Gründen und in Anlehnung an [8] in zwei flavour-abhängigen Teilen geführt:

1. Heterogener Endzustand, d.h. $e\mu$ im Endzustand.
2. Homogene Endzustände, d.h. ee oder $\mu\mu$ im Endzustand.

Dies ist dadurch begründet, dass einer der wichtigsten Untergründe in dieser Studie, $Z/\gamma^* \rightarrow ll$ für $l = e, \mu$, praktisch keine heterogenen Endzustände aufweist und deswegen verschieden stark in den Kanälen zur Geltung kommt. Im Weiteren werden die ee - und $\mu\mu$ -Endzustandskanäle addiert und als ein Kanal weiterverarbeitet. In zukünftigen Studien sollten diese getrennt betrachtet werden.

3. Experiment

Die experimentellen Daten stammen vom Large Hadron Collider am CERN. Der LHC ist der größte Teilchenbeschleuniger der Welt und ein Synchrotron mit einem Umfang von ca. 27km. Protonen oder Bleikerne werden auf nahezu Lichtgeschwindigkeit beschleunigt und die Strahlenbündel an vier Punkten gekreuzt, wodurch die Hadronen zur Kollision gebracht werden. Die vorliegende Bachelorarbeit beschäftigt sich ausschließlich mit aus Proton-Proton-Kollisionen gewonnenen Daten. Die geplante Schwerpunktsenergie am LHC beträgt $\sqrt{s} = 14$ TeV, bisher wurden aber nur $\sqrt{s}=8$ TeV erreicht[9].

ATLAS ist einer der vier Teilchendetektoren am LHC. ATLAS ist zylinderförmig aufgebaut und ist 45m lang, 25m im Durchmesser und wiegt in etwa 7,000 Tonnen. Die Hauptaufgabe des Detektors gilt der Entdeckung des Higgs-Bosons und der Validierung der vorhergesagten Eigenschaften. Ein hochauflösendes Kalorimeter für geladene Hadronen und Leptonen wird benutzt um Signalereignisse vom QCD-Multijet Untergrund und anderen Prozessen des Standardmodells zu unterscheiden. Ein aus mehreren Schichten zusammengesetzter innerer Spurdetektor und außen sitzende Myonenkammern dienen der Teilchenidentifikation. Ein Zylinderspulenmagnet mit einer Feldstärke von 2 Tesla für den inneren Detektor und ein Toroidmagnet mit einer Feldstärke von 4.1 Tesla für die Myonenkammern wird zur Impulsbestimmung der Teilchen verwendet. Um die anfallende Datenmenge zu reduzieren wird ein dreistufiges Triggersystem verwendet, welches uninteressante Ereignisse aussortieren soll.

3.1. Innerer Detektor

Der innere Detektor (ID) ist der dem Kollisionspunkt am nächsten befindliche Teil und dient in erster Linie zur Rekonstruktion von Vertices und der Bahn von geladenen Teilchen. Geladene Teilchen passieren den Detektor und erzeugen Elektronenlochpaare, welche einen Strom auslösen, der proportional zum Quadrat der Ladung des Teilchens ist. Der Detektor ist aus drei Teilen zusammengesetzt: einem Silikon-Pixeldetektor, einem Silikon-Halbleiter-Streifendetektor (semiconductor tracker) und einem Übergangsstrahlung-Detektor (transition radiation tracker). Das angelegte Magnetfeld krümmt die Bahn der entstanden

3. Experiment

Teilchen. Durch Bestimmung der Bahn kann auf den Impuls der Teilchen Rückschluss gewonnen werden. Der innere Detektor ermöglicht eine Vermessung von Teilchen mit $|\eta| < 2.5$ [10].

1. *Der Pixeldetektor* ist der innerste Teil des inneren Detektors und erlaubt eine Vermessung von sekundären Vertizes, was besonders wichtig bei Zerfällen von τ -Leptonen und B -Mesonen ist. Er besteht aus drei Schichten von Pixeldetektoren und besitzt die volle Pseudorapiditätsabdeckung für $|\eta| < 2.5$. Bei den aktuellen Aufrüstungsarbeiten (2013) wird eine vierte Schicht an Pixeldetektoren (Insertable B-layer, IBL), welche dem Kollisionspunkt noch näher ist, eingebaut.
2. *Der Streifendetektor* besteht aus acht Lagen von Halbleiter-Streifendetektor aus Silikon. Er erlaubt Vermessungen in den azimut-Koordinaten. Der Streifendetektor besitzt ebenfalls eine Pseudorapiditätsabdeckung für $|\eta| < 2.5$.
3. *Der Übergangsstrahlung-Detektor* ist die äußerste Komponente des inneren Detektors. Er besteht aus einem System von Driftröhren, welche von einem Gasgemisch (Xe(70%, CO₂(25%), O₂(3%)) umgeben sind und dient der Separation von Elektronen und Photonen.

3.2. Kalorimeter

Kalorimeter dienen der Vermessung der Energie von Teilchen. Die passierenden Teilchen wechselwirken mit dem Material des Kalorimeters und deponieren Energie durch Schauerbildung [10].

1. *Das elektromagnetische Kalorimeter* vermisst die Energie geladener Teilchen (hauptsächlich Elektronen) und von Photonen. Die geladenen Teilchen emittieren Photonen durch Bremsstrahlung, welche dann, falls sie genügend Energie besitzen, weitere Elektronen durch Paarbildung erzeugen. Die Energie der so erzeugten Schauer wird von einer sensitiven Komponente vermessen. Als Absorbermaterial dient Blei und als sensitive Komponente flüssiges Argon (LAr). Das elektromagnetische Kalorimeter besitzt eine Pseudorapiditätsabdeckung für $|\eta| < 3.2$.
2. Im *hadronischen Kalorimeter* deponieren Hadronen über Schauerbildung (Gluonenabstrahlung, Quarkpaarkbildung) ihre Energie. Diese wechselwirken im Allgemeinen schwächer mit dem Absorbermaterial als Elektronen, weshalb das hadronische Kalorimeter weiter außen und viel dicker als das elektromagnetische ist. Das Kalorimeter ist aufgeteilt: Das Plattenkalorimeter (tile calorimeter) nutzt für

$|\eta| < 1.7$ Stahl als Absorbermaterial und als sensitive Komponente einen Szintillator. Für den Bereich der Endkappen wird Kupfer als Absorbermaterial und flüssiges Argon (LAr) als sensitive Komponente benutzt.

3. Das FCAL detektiert Teilchen im Vorwärtsbereich $3.1 < |\eta| < 4.9$. Es besitzt eine elektromagnetische Komponente mit Kupfer als Absorbermaterial und eine hadronische mit Wolfram als Absorbermaterial und soll die beiden anderen Kalorimeter ergänzen.

3.3. Myonenkammern

Die *Myonenkammern* dienen zum Nachweis von Myonen. Da Myonen nur sehr schwach mit Materie wechselwirken, hinterlassen sie im elektromagnetischen Kalorimeter nicht genügend Signal, um sie eindeutig nachweisen zu können. Die Myonenkammern ähneln in ihrem Aufbau dem inneren Detektor mit einem angelegten Magnetfeld, wodurch die Bahnkrümmung einen Rückschluss auf den Impuls des Myons schliessen lässt. Die Impulsvermessung ist in zwei Bereiche aufgeteilt. Für $|\eta| < 2.0$ sind drei Schichten von Monitor Driftröhren (Monitor Drift Tubes, MDT) zylindrisch um die Strahlachse angeordnet. Für $2.0 < |\eta| < 2.7$ werden Kathoden-Streifenkammern (Cathode Strip Chamber, CSC) benutzt. Die Myonenkammer besitzen eine Pseudorapiditätsabdeckung für $|\eta| < 2.7$ [10].

3.4. Triggersystem

Wegen der hohen Ereignisrate (40 MHz) am LHC wird ein dreistufiges Triggersystem benutzt, um uninteressante Ereignisse herauszufiltern und die entstehende Datenmenge besser bewältigen zu können [11].

1. Der *Level 1 Trigger* (L1) ist hardwarebasiert und in den Kalorimetern und Myonenkammern implementiert. Von Ereignissen wird verlangt eine bestimmte Kombination von Kriterien zu erfüllen. Ereignisse die den Trigger nicht passieren werden verworfen. Die Ereignisrate wird auf 70 kHz reduziert.
2. Der *Level 2 Trigger* (L2) und *Eventfilter* (EF) sind softwarebasierte Algorithmen, die die Ereignisrate weiter reduzieren. Ereignisse die diese beiden Trigger passieren werden gespeichert. Die endgültig anfallende Datenmenge entspricht einer Ereignisrate von 1 kHz.

4. Massenrekonstruktionsalgorithmen und Gütezahl

Gewünscht ist die Rekonstruktion der invarianten Masse des Higgs-Bosons aus der Vermessung der Eigenschaften der Tochterteilchen. Da für die entstandenen $\tau^+\tau^-$ -Leptonen dileptonische Endzustände betrachtet werden ist dies nicht trivial, da bei den Ereignissen vier Neutrinos entstehen, die nicht rekonstruiert werden können und nur die transversale Komponente der fehlenden Energie E^{miss} bestimmt werden kann. Es gibt viele Ansätze für die Rekonstruktion der Masse des Higgs-Bosons, von denen vier hier untersucht werden.

4.1. Effektive Masse

Die effektive Masse ist die invariante Masse eines Mutterteilchens, welches in sichtbare und unsichtbare Komponenten zerfallen ist. Die effektive Masse schreibt sich als

$$(m_{\tau^+\tau^-}^{\text{eff}})^2 = (p^{\tau_1} + p^{\tau_2} + p^{\text{miss}})^2, \quad (4.1)$$

wobei p^{τ_i} , $i=1,2$, der aus den sichtbaren Tochterteilchen rekonstruierte Vierervektor der τ -Leptonen ist, und p^{miss} der Vierervektor der fehlenden Energie, wobei die Longitudinalkomponente Null gesetzt wurde, ist. Ein Vorteil dieser Methode ist, dass nur die leicht fehlerbehafteten Vierervektoren der Tochterteilchen aus den τ -Zerfällen (e, μ) benutzt werden, und die von den Neutrinos weggetragene Energie durch Einschluss des fehlenden Transversalimpulses mit berücksichtigt wird. Der Nachteil ist, dass keine Einschränkungen zu der invarianten τ -Masse gemacht werden, nicht berücksichtigt wird, dass mehrere masselose Teilchen entstehen können und keine Informationen aus den Winkelverteilungen der Tochterteilchen genutzt werden.

4.2. Kollineare Näherung

Die kollineare Approximation setzt voraus, dass die Tochterteilchen aus den τ -Zerfällen kollinear produziert werden, d.h. das Mutterteilchen der $\tau^+\tau^-$ wurde stark geboostet produziert ($m_{H/Z} \gg m_\tau$); weiter wird angenommen, dass E_t^{miss} komplett auf Neutrinos zurückzuführen ist. Wenn dies erfüllt ist, kann die transversale Komponente des von Neutrinos weggetragenen Beitrags des Impulses gut abgeschätzt werden. Die Definition der Masse lautet:

$$m_{\tau^+\tau^-} = \frac{m_{\text{vis1vis2}}}{\sqrt{x_1 x_2}},$$

wobei x_1 und x_2 die Impulsanteile sind, die die τ -Tochterleptonen vom ursprünglichen τ besitzen. Sie sind wie folgt definiert:

$$x_1 = \frac{p_x^1 p_y^2 - p_y^1 p_x^2}{p_x^1 p_y^2 + E_x^{\text{miss}} p_y^2 - p_y^1 p_x^2 - E_y^{\text{miss}} p_x^2} \quad (4.2)$$

$$x_2 = \frac{p_x^1 p_y^2 - p_y^1 p_x^2}{p_x^1 p_y^2 - E_x^{\text{miss}} p_y^2 - p_y^1 p_x^2 + E_y^{\text{miss}} p_x^2}. \quad (4.3)$$

Es muss ein zusätzlicher Schnitt gemacht werden, damit die Parameter x_1 und x_2 linear unabhängig bleiben. Der Schnitt stellt sicher, dass die produzierten $\tau^+\tau^-$ nicht in genau entgegengesetzter Richtung auseinanderfliegen:

$$|\Delta\phi(\tau_{\text{vis1}}, \tau_{\text{vis2}})| < 2,9.$$

Die kollineare Approximation kann näherungsweise die vollständige invariante Masse des $\tau^+\tau^-$ -Systems rekonstruieren, aber der Schnitt auf die Winkelverteilung der produzierten τ -Leptonen verringert die Akzeptanz auf unter 50%. Die Ergebnisse aus der kollinearen Approximation sind empfindlich auf Fehler beim Vermessen der fehlenden Transversalenergie E_t^{miss} [9].

4.3. Missing Mass Calculator

Das MMC ist der kollinearen Näherung ähnlich, ausser dass keine starke Einschränkung an die Winkelverteilung der Zerfallsprodukte gestellt werden muss. Eine volle Ereignisrekonstruktion benötigt 6 bis 8 Parameter: die 3 Komponenten der von Neutrinos weggetragenen fehlendem Impuls für jedes der τ -Leptonen im Event, und, falls eines der τ leptonisch

zerfallen ist, die invarianten Massen der bei den Zerfällen entstandenen Neutrinos. Zur Lösung stehen aber nur 4 Gleichungen zur Verfügung [12]:

$$\begin{aligned}
 E_{tx}^{\text{miss}} &= p_{\text{mis1}} \sin \theta_{\text{mis1}} \cos \phi_{\text{mis1}} + p_{\text{mis2}} \sin \theta_{\text{mis2}} \cos \phi_{\text{mis2}} \\
 E_{ty}^{\text{miss}} &= p_{\text{mis1}} \sin \theta_{\text{mis1}} \sin \phi_{\text{mis1}} + p_{\text{mis2}} \sin \theta_{\text{mis2}} \sin \phi_{\text{mis2}} \\
 M_{\tau_1}^2 &= m_{\text{mis1}}^2 + m_{\text{vis1}}^2 + 2\sqrt{p_{\text{vis1}}^2 + m_{\text{vis1}}^2} \sqrt{p_{\text{mis1}}^2 + m_{\text{mis1}}^2} \\
 &\quad - p_{\text{vis1}} p_{\text{mis1}} \cos \Delta\Theta_{vm1} \\
 M_{\tau_2}^2 &= m_{\text{mis2}}^2 + m_{\text{vis2}}^2 + 2\sqrt{p_{\text{vis2}}^2 + m_{\text{vis2}}^2} \sqrt{p_{\text{mis2}}^2 + m_{\text{mis2}}^2} \\
 &\quad - p_{\text{vis2}} p_{\text{mis2}} \cos \Delta\Theta_{vm1} ,
 \end{aligned}$$

wodurch eine exakte Lösung nicht möglich ist. Es können aber zusätzliche Informationen aus dem Wissen über die Kinematik von τ -Zerfällen gewonnen werden. Dazu wird aus einer $Z \rightarrow \tau^+ \tau^-$ -Studie eine Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion für die Winkelverteilung der Zerfallsprodukte aus einem τ -Zerfall erstellt. Mit dieser und den Messdaten aus einem Ereignis lässt sich eine globale Ereigniswahrscheinlichkeit für die beste Abschätzung der Masse des $\tau^+ \tau^-$ - Systems angeben:

$$P_{\text{event}} = P(\Delta\theta_1, p_{\tau_1}, \text{Zerfallstyp}) \cdot P(\Delta\theta_2, p_{\tau_1}, \text{Zerfallstyp}) ,$$

wobei $\Delta\theta$ der aus der $Z \rightarrow \tau^+ \tau^-$ -Studie stammende 3-dimensionale Winkel zu einem gegebenen Satz an Werten ist. Die Unsicherheiten dieser Methode rühren hauptsächlich von der Messgenauigkeit der fehlenden Energie [12].

4.4. Wahre transverse Masse

Die wahre transverse Masse fasst die Zerfallsprodukte zu einem sichtbaren und einem unsichtbaren Teil zusammen. Neutrinos werden als masselos angenommen, deswegen muss die invariante Masse des unsichtbaren Anteils gleich Null sein. Die wahre transverse Masse ist wie folgt definiert:

$$(m_t^{\text{true}})^2 = m_{\text{vis1vis2}}^2 + 2 \left(p_t^{\text{miss}} \sqrt{(m_{\text{vis1vis2}}^2 + \vec{p}_{t, \text{vis1vis2}}^2)} - \vec{p}_t^{\text{miss}} \vec{p}_{t, \text{vis1vis2}} \right) .$$

Als Vorteil lässt sich wie bei der transversen Masse die hohe Akzeptanz feststellen. Die Unsicherheiten kommen hier auch durch die Auflösung der Detektoren, insbesondere durch die Auflösung der Energie [13].

4.5. Gütezahl der Massenalgorithmen

Es soll festgestellt werden, wie gut sich die verschiedenen Massenrekonstruktionsalgorithmen dazu eignen, das Signal vom Untergrund zu trennen, und wie sich die verschiedenen Schnitte auf die Unterdrückung des Untergrundes auswirken. Es wird eine Gütezahl gebildet, die eine qualitative Wertung dieser Eigenschaften ermöglicht. Statt der trivialen Definition der Gütezahl

$$k = \frac{S}{\sqrt{S+B}}, \quad (4.4)$$

wobei S die Anzahl an Signalereignissen und B die Anzahl an Untergrundereignissen ist, wird die ausgeklügeltere Methode der Asimov-Näherung verwendet.

4.5.1. Asimov-Näherung

Die Asimov-Näherung soll neben den Fällen, wo die Anzahl der Untergrundereignisse B viel größer als die Anzahl der Signalereignisse S ist, auch jene Fälle beschreiben und quantifizieren können, bei denen der Untergrund weniger stark über das Signal dominiert. Die Standardabweichung σ und der Median m der Signal-Verteilung werden bestimmt. Die Benutzung des Medians gegenüber dem Mittelwert hat den Vorteil, dass mögliche Schwänze in den Verteilungen zu sehr hohen oder niedrigen Massen einen geringeren Effekt auf diesen haben. Innerhalb eines 2σ -Intervalls um m wird die Anzahl der Signalereignisse und der gesamten Untergrundereignisse bestimmt. Die Gütezahl k wird definiert als: [14]:

$$k_\gamma = \sqrt{2 \left(\int_{m-2\sigma}^{m+2\sigma} \text{Signal} + \int_{m-2\sigma}^{m+2\sigma} \text{Untergrund} \right) \ln \left(1 + \frac{\int_{m-2\sigma}^{m+2\sigma} \text{Signal}}{\int_{m-2\sigma}^{m+2\sigma} \text{Untergrund}} \right) - \int_{m-2\sigma}^{m+2\sigma} \text{Signal}} \quad (4.5)$$

Je größer k_γ , umso weniger Untergrundereignisse befinden sich in unmittelbarer Umgebung des Medians des Signalhistogramms und umso besser war die Trennung von Untergrund und Signal.

Da sich die Standardabweichung σ des Signals je nach Rekonstruktionsalgorithmus ändert, wird zusätzlich als Gegenprobe ein festes Intervall von 40 GeV um den Median des Signals betrachtet. Dadurch fließt die Auflösung des jeweiligen Algorithmus implizit mit in die Gütezahl ein und ermöglicht eine weitere Differenzierung zwischen den Algorithmen.

5. Analyse

5.1. Motivation

Das Standardmodell sagt unter anderem eine Kopplung des Higgs-Bosons an Fermionen voraus. Bisher gibt es nur Nachweise indirekter Kopplungen (für $H \rightarrow \gamma\gamma$ über eine Fermionenschleife [15] und im $ggF \rightarrow H$ -Produktionskanal über Topfschleifen [16]). Ein Nachweis der Kopplung im $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ -Zerfallskanal ist besonders interessant, da die Higgskopplung für Fermionen proportional zur Masse ist und für eine Higgsmasse von $m_H \approx 125$ GeV das zweitgrößte Verzweigungsverhältnis für Fermionen besitzt (s. Abb. 2.5).

Dileptonische Endzustände erlauben aufgrund großer fehlender Transversalenergie E_t^{miss} (da vier Neutrinos) und zweier isolierter Leptonen in Endzuständen eine gute Diskriminierung des QCD-Multijet Untergrundes, welcher an Hadroncollidern wie dem LHC eines der größten Probleme darstellt. Dies ist auch der Grund, warum VBF $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ statt VBF $H \rightarrow b^+b^-$ untersucht wird.

Der Vektorboson-Fusion Higgs Produktionskanal erlaubt aufgrund seiner topologischen Eigenschaften (s. Kapitel 2.2.1) ebenfalls eine gute Diskriminierung des Untergrundes.

Die Analyse wird für drei Endzustände von VBF $H \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow l^+l^-4\nu$ durchgeführt: ee , $e\mu$ und $\mu\mu$.

5.2. Datensätze und Monte Carlo Simulation

In diesem Abschnitt soll ein kurzer Überblick über den für die Analyse verwendeten Datensatz und die verschiedenen Monte Carlo Simulationen gegeben werden.

Im Jahr 2012 wurden mit dem ATLAS-Detektor 21.7 fb^{-1} Daten bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 8$ GeV aufgenommen. Für diese Analyse wurde in Anlehnung an [8] ein Anteil von 13.06 fb^{-1} benutzt.

Mithilfe von Monte Carlo Simulationen lassen sich Vorhersagen für das Verhalten von Signal- und Untergrundprozessen auf bestimmte Selektionsschnitte treffen. Diese sind für eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 8$ GeV simuliert worden und es wurde für jede Si-

5. Analyse

mulation ein K -Faktor benutzt, welcher die Ereignisse auf einen Wirkungsquerschnitt der höchsten verfügbaren Ordnung skaliert. In Tabelle 5.1 befindet sich eine Übersicht aller verwendeter Monte Carlo Datensätze mit dem jeweiligen Wirkungsquerschnitt erster Ordnung, der Anzahl simulierter Ereignisse und dem globalen K -Faktor.

Kanal	Generator	Ereignisse	σ_{LO} [pb]	K -Faktor
$Z/\gamma^* \rightarrow e^+e^- + \text{Jets}$	ALPGEN + PYTHIA [17][18]	10495051	4627.37	1.18
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^- + \text{Jets}$	ALPGEN + PYTHIA [17][18]	10490476	4627.34	1.18
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau^+\tau^- + \text{Jets}$	ALPGEN + PYTHIA [17][18]	10826099	4627.13	1.18
$Z/\gamma^* \rightarrow e^+e^- + b\text{-Jets}$	ALPGEN + HERWIG [17][19]	278999	13.32	1.00
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^- + b\text{-Jets}$	ALPGEN + HERWIG [17][19]	279999	13.32	1.00
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau^+\tau^- + b\text{-Jets}$	ALPGEN + HERWIG [17][19]	280000	13.31	1.00
t^+t^-	MC@NLO + HERWIG [20][19]	11550546	129.27	1.00
Single-top (s-chan)	MC@NLO + HERWIG [20][19]	765108	28.44	1.00
Single-top (t-chan)	ACERMC [21]	507005	1.82	1.00
Single-top (Wt -chan)	MC@NLO + HERWIG [20][19]	1767075	22.37	1.00
Diboson WW	HERWIG [19]	2484694	20.60	1.00
Diboson ZZ	HERWIG [19]	249999	1.55	1.00
Diboson WZ	HERWIG [19]	999797	6.81	1.00
$W \rightarrow l\nu$	ALPGEN + HERWIG [17][19]	33130507	30824.62	1.19
$W \rightarrow l\nu + c$	ALPGEN + HERWIG [17][19]	9144274	1170.18	1.19
$W \rightarrow l\nu + cc$	ALPGEN + HERWIG [17][19]	3019294	384.94	1.19
$W \rightarrow l\nu + bb$	ALPGEN + HERWIG [17][19]	1059395	135.32	1.19
VBF $Z \rightarrow e^+e^-$	SHERPA [22]	1062084276	0.36	1.00
VBF $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$	SHERPA [22]	1033356864	0.36	1.00
VBF $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$	SHERPA [22]	62395460	0.46	1.00
VBF $H(\tau^+\tau^-) \rightarrow l^+l^-$	PowHeg + PYTHIA [23][18]	1000000	1.088	1.45

Tab. 5.1.: Übersicht aller verwendeter Monte Carlo Datensätze mit dem zugehörigen Ereignisgenerator, der Anzahl simulierter Ereignisse, dem Wirkungsquerschnitt erster Ordnung (LO) und dem zur Skalierung benutzten K -Faktor

5.3. Ereignis Selektion

Im Folgenden wird die bei dieser Analyse gewählte Ereignis Selektion beschrieben. Das Ziel der Selektion ist eine möglichst gute Trennung von Signal und Untergrund zu erhalten. Die Selektion entstammt [24]. In Tabelle 5.2 befindet sich eine Übersicht aller Selektionsschnitte, sie werden in den folgenden Kapiteln motiviert.

#	$e^+e^- + \mu^+\mu^-$	$e\mu$
$H(\tau^+\tau^-) \rightarrow l^+l^-4\nu$ Selektion		
Preselektion		
5	$30 \text{ GeV} < m_{ee+\mu\mu} < 75 \text{ GeV}$	$30 \text{ GeV} < m_{e\mu} < 100 \text{ GeV}$
6	$p_t(ll) > 35 \text{ GeV}$	$p_t(ll) > 45 \text{ GeV}$
7	Mindestens ein Jet mit $p_t > 40 \text{ GeV}$	
8	$E_t^{\text{miss}} > 40 \text{ GeV}$	$E_t^{\text{miss}} > 20 \text{ GeV}$
9	Sichtbare Impulsanteile $0.1 < x_{1/2} < 1.0$	
10	$0.5 < \Delta\phi(ll) < 2.5$	
VBF $H(\tau^+\tau^-) \rightarrow l^+l^-4\nu$ Selektion		
11	mindestens ein zweiter Jet mit $p_t > 25 \text{ GeV}$	
12	$\Delta\eta_{jj} > 3.0$	
13	$m_{jj} > 400 \text{ GeV}$	
14	b -tag Veto	
15	Zentraljet-Veto	
16	Forderung von Leptonenzentralität	

Tab. 5.2.: Übersicht der Selektion für VBF $H(\tau^+\tau^-) \rightarrow l^+l^-$ Ereignisse.

5.3.1. Preselektion

Für alle Ereignisse wird mindestens ein primärer Vertex mit mindestens drei assoziierten Spuren verlangt. Je nach analysiertem Endzustand (ee , $e\mu$, $\mu\mu$) werden zwei entgegengesetzt geladene Leptonen gefordert. Um die zu verarbeitende Datenmenge zu reduzieren, werden je nach Endzustand verschiedene Trigger benutzt (siehe Abschnitt 3.4). Die Wahl der Preselektion ist [24] entnommen und eine genaue Beschreibung der Trigger findet in [25] statt.

1. ee -Endzustände: Der Dielektronentrigger **EF_2e12Tvh_loose1** (verlangt 2 Elektronen mit $p_t > 12 \text{ GeV}$, loose1-Selektionskriterium) und der Einelektronentrigger **EF_e24vhi_medium1** (ein Elektron mit $p_t > 24 \text{ GeV}$, medium1-Selektionskriterium) werden benutzt. Ein Ereignis passiert die Preselektion, falls es die Bedingungen eines der Trigger erfüllt.
2. $\mu\mu$ -Endzustände: Der Dimuontrigger **EF_mu18_tight_mu8_EFFS** (ein Myon mit $p_t > 8 \text{ GeV}$, das andere mit $p_t > 18 \text{ GeV}$, tight-Selektionskriterium für das führende Myon) wird benutzt.
3. $e\mu$ -Endzustände: Der Dileptontrigger **EF_e12Tvh_medium1_mu8** (Myon mit $p_t > 8 \text{ GeV}$, Elektron mit $p_t > 12 \text{ GeV}$) und der Einelektrontrigger **EF_e24vhi_medium1** werden benutzt. Ereignisse müssen die Anforderungen eines der beiden Trigger erfüllen um die Preselektion zu passieren.

5. Analyse

Eine Übersicht der Transversalimpulsschwellenwerte für die einzelnen Trigger befindet sich in Tabelle 5.3.

Endzustand	Trigger	p_t Schwellenwert
ee	EF_2e12Tvh_loose1 EF_e24vhi_medium1	$p_t(e_1) > 15 \text{ GeV}$ $p_t(e_2) > 15 \text{ GeV}$
$\mu\mu$	EF_mu18_tight_mu8_EFFS	$p_t(\mu_1) > 20 \text{ GeV}$ $p_t(\mu_2) > 10 \text{ GeV}$
$e\mu$	EF_2e12Tvh_medium1_mu8 EF_e24vhi_medium1	$p_t(e) > 15 \text{ GeV}$ $p_t(\mu) > 15 \text{ GeV}$

Tab. 5.3.: Übersicht der verlangten Trigger und der benutzten p_t Schwellenwerte für Leptonen in den Endzuständen für jeden Kanal.

5.3.2. $H(\tau^+\tau^-) \rightarrow l^+l^-4\nu$ -Selektion

Für alle Ereignisse werden zwei Leptonen mit entgegengesetzter Ladung verlangt. Weiter wird je nach Endzustand für die einzelnen Leptonen ein p_t Schwellenwert verlangt, eine Übersicht befindet sich in Tabelle 5.3. Um den $Z \rightarrow l^+l^-$ -Untergrund zu unterdrücken wird eine Anforderung an das Massenfenster der invarianten Masse der rekonstruierten τ -Tochterleptonen gestellt. Das Massenfenster unterscheidet sich für heterogene und homogene Endzustände, da vom $Z \rightarrow l^+l^-$ -Untergrund nur sehr wenige Ereignisse mit heterogenem Endzustand zu erwarten sind, weshalb dieser Untergrund im $e\mu$ -Kanal viel weniger zum Tragen kommt als im kombinierten $ee + \mu\mu$ -Kanal. Das Massenfenster ist deshalb so gewählt, dass die Masse des Z -Bosons $m_Z \approx 91 \text{ GeV}$ für homogene Endzustände nicht im Massenfenster liegt, während man bei heterogenen Endzuständen einen weniger engen Schnitt wählt:

$$30 \text{ GeV} < m_{ee+\mu\mu} < 75 \text{ GeV}$$

$$30 \text{ GeV} < m_{e\mu} < 100 \text{ GeV}.$$

Zur Unterdrückung des QCD-Multijet Untergrundes wird ein Schnitt auf den Transversalimpuls des Dileptonensystems gestellt. Da für $e\mu$ -Endzustände eine höhere QCD-Multijet Aktivität bei kleinen Transversalimpulsen p_t erwartet wird, wird hier ein höherer Mindestbetrag des Transversalimpulses verlangt [24]:

$$p_t(e\mu) > 45 \text{ GeV}$$

$$p_t(ee \text{ oder } \mu\mu) > 35 \text{ GeV}.$$

Drell-Yan, Diboson und $W \rightarrow l\nu$ werden durch Einführung eines Schnittes an den Transversalimpuls des führenden Jets unterdrückt. Die Wahl der Transversalimpulsgrenze wurde in [24] studiert:

$$p_t(\text{führender Jet}) > 40 \text{ GeV.}$$

Ein Schnitt auf der fehlenden Transversalenergie dient zur Unterdrückung des Drell-Yan Untergrundes. Dieser Untergrund ist bei homogenen Endzuständen dominanter als bei heterogenen, weshalb sich die Schnittgrenzen unterscheiden:

$$\begin{aligned} E_t^{\text{miss}}(ee \text{ oder } \mu\mu) &> 40 \text{ GeV} \\ E_t^{\text{miss}}(e\mu) &> 20 \text{ GeV.} \end{aligned}$$

Die beim Zerfall des Higgs-Bosons produzierten τ -Leptonen sind stark beschleunigt (da $m_{\text{Higgs}} \gg m_{\tau^+\tau^-}$). Dies hat zur Folge, dass Neutrinos aus den τ -Zerfällen kollinear mit den τ -Tochterleptonen produziert werden. Betrachtet man nun den Impulsanteil, den das τ -Tochterlepton vom τ trägt (s. Gleichung 4.3), können mit einem Schnitt Ereignisse unterdrückt werden, die nicht aus τ -Zerfällen hervorgehen:

$$0.1 < x_{1,2} < 1.0.$$

Mit diesem Schnitt werden hauptsächlich Drell-Yan- und t^+t^- -Prozesse unterdrückt. Wegen der starken Beschleunigung der entstandenen τ -Leptonen werden diese in der Transversalebene im Laborsystem nicht antiparallel produziert. Dies hat auch zur Folge, dass die entstandenen τ -Tochterleptonen ebenfalls nicht antiparallel produziert werden. Mit einem Schnitt auf die Winkeldifferenz $\Delta\phi(l_{\text{vis1}}, l_{\text{vis2}}) = |\phi(l_{\text{vis1}}) - \phi(l_{\text{vis2}})|$ der sichtbaren τ -Tochterleptonen werden Drell-Yan und Top-Ereignisse unterdrückt:

$$0.5 < \Delta\phi(l_{\text{vis1}}, l_{\text{vis2}}) < 2.5.$$

5.3.3. VBF $H(\tau^+\tau^-) \rightarrow l^+l^-4\nu$ -Selektion

Die Schnitte dieser Selektion orientieren sich hauptsächlich an den in Abschnitt 2.2.1 besprochenen topologischen Eigenschaften des Vektorboson-Fusion Higgs. Ein zweiter harter Jet mit $p_t > 25 \text{ GeV}$ wird verlangt. Weiter wird verlangt, dass die beiden Jets gut separiert in der Pseudorapidität η sind. Es wird erwartet, dass falls im Untergrund mehrere harte Jets auftreten, diese eine geringe Differenz in η besitzen, wodurch eine Unterdrückung des

5. Analyse

Untergrundes möglich ist [8]:

$$\Delta\eta = |\eta(\text{Jet}_1) - \eta(\text{Jet}_2)| > 3.0.$$

Ein Schnitt auf die untere Grenze der invarianten Masse der Jets

$$m_{jj} > 400 \text{ GeV}$$

und das b -Tag Veto dienen der Unterdrückung des Top-Untergrundes. Da zusätzliche Jetaktivität beim Signalprozess zwischen den tagging-Jets unterdrückt ist, wird ein Veto für Ereignisse mit einem dritten Jet mit

$$\begin{aligned} \eta(\text{Jet}_3) &< 2.4, \\ p_t(\text{Jet}_3) &> 25 \text{ GeV} \quad \text{und} \\ \eta(\text{Jet}_i) &< \eta(\text{Jet}_3) < \eta(\text{Jet}_j), \quad i, j = 1, 2 \end{aligned}$$

gemacht. Als Letztes wird, wie in Abschnitt 2.2.1 beschrieben, verlangt, dass die Leptonen im Endzustand in η zwischen den tagging-Jets liegen. Da sich die Analyse auf die späteren Schnitte konzentriert, werden fortan nur diese betrachtet und die Schnittnumerierung aus Tabelle 5.2 benutzt.

Die Ereignisausbeute für Daten, summierten Untergrund und VBF Higgs Signal für den hetero- bzw. homogenen Kanal ist nach jedem Schnitt in Tabelle 5.4 dargestellt. Es werden nur statistische Unsicherheiten angegeben. Auf eine Betrachtung systematischer Fehlerquellen wie z.B. der Jet Energie Skala (JES) wurde aus Zeitgründen verzichtet. Eine detaillierte Übersicht der Ereignisausbeuten nach jedem Schnitt befindet sich im Anhang (s. Tabelle A.1 - A.6). In Abbildung 5.1-5.4 sind die Massenverteilungen für alle Rekonstruktionsalgorithmen nach dem letzten Schnitt dargestellt. Die Untergründe wurden aufaddiert und das Vektorboson-Fusion Higgs Signal, $m_{\text{Higgs}} = 125 \text{ GeV}$, mit zehnfacher Überhöhung als gestrichelte Linie überlagert. Die eingezeichneten Unsicherheiten sind statistisch und wurden klassenweise berechnet.

Rekonstruierte Massenverteilungen

Für die kollineare Näherung und den Missing Mass Calculator geschieht eine gute Rekonstruktion der Signal-Massenverteilung, wobei der Mittelwert im erwarteten Massenfenster 120-140 GeV liegt. Die Verteilungen haben annähernd eine Normalform, was ebenfalls für eine gute Rekonstruktion spricht. Ebenso gelingt die Massenrekonstruktion der $Z \rightarrow \tau\tau$

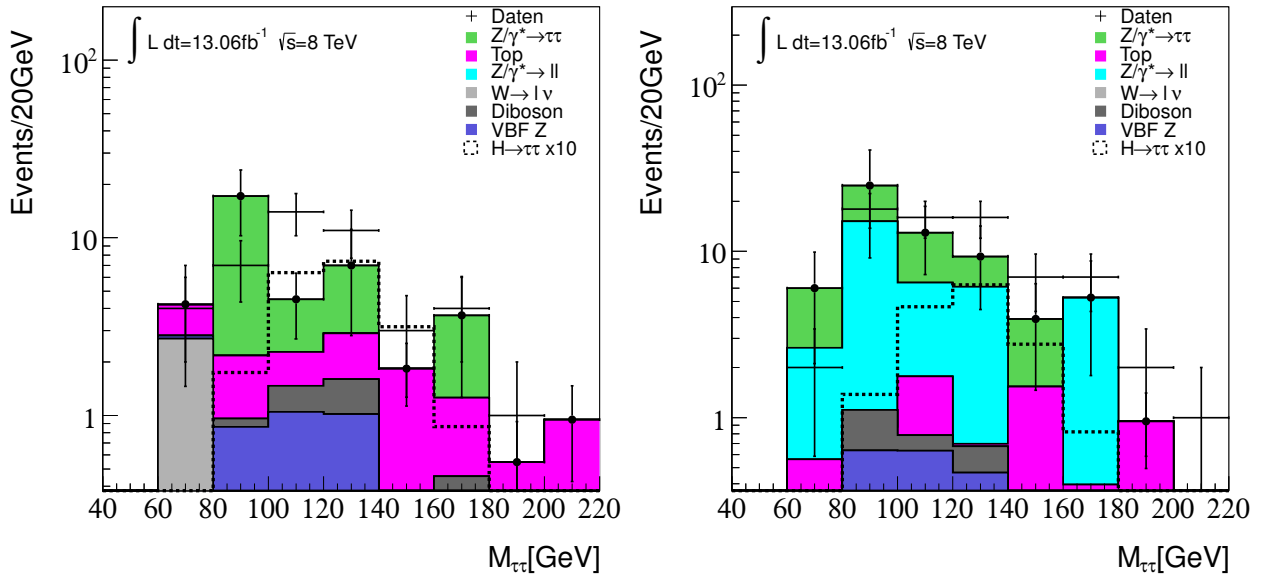
Schnitt#	Daten		Summe Untergrund		VBF $H(\tau^+\tau^-) \rightarrow l^+l^-$	
	$e\mu$	$ee + \mu\mu$	$e\mu$	$ee + \mu\mu$	$e\mu$	$ee + \mu\mu$
11	3173	2369	2920.5 ± 62.395	2154.64 ± 67.447	4.255 ± 0.104	3.343 ± 0.092
12	343	317	318.304 ± 20.998	277.114 ± 28.151	2.908 ± 0.086	3.505 ± 0.963
13	169	172	198.331 ± 15.556	159.821 ± 22.024	2.439 ± 0.079	2 ± 0.071
14	99	135	109.339 ± 14.623	117.74 ± 21.592	2.309 ± 0.076	1.92 ± 0.069
15	69	106	74.512 ± 12.269	77.718 ± 19.404	2.131 ± 0.073	1.735 ± 0.066
16	47	71	44.563 ± 9.237	68.063 ± 18.881	2.034 ± 0.072	1.649 ± 0.064

Tab. 5.4.: Übersicht der Ereignisausbeute mit statistischer Unsicherheit für Daten, Untergrund und Signal nach jedem Schnitt für heterogene und homogene Endzustände. Die Daten und MC Simulationen entsprechen einer integrierten Luminosität von 13.06 pb^{-1} .

und $Z \rightarrow ll$ -Untergründe (Mittelwert im Massenfenster 80-100 GeV), wobei Schwänze zu höheren Massen hin zu beobachten sind (s. Abbildung 5.1, 5.4).

Bei der effektiven Masse liegt für das Signal eine Verschiebung zu kleineren Massen vor, der Mittelwert ist im Massenfenster 80-100 GeV. Der $Z \rightarrow \tau\tau$ -Untergrund wird bei heterogenen Endzuständen gut rekonstruiert mit einem Mittelwert im Massenfenster 80-100 GeV, wobei es Schwänze zu höheren Massen hin gibt, während für homogene Endzustände wie, beim Signal, eine Verschiebung zu niedrigeren Massen hin besteht (Mittelwert bei 60-80 GeV). Die Verschiebung erklärt sich durch die vereinfachte Inklusion der fehlenden Transversalenergie (s. Gleichung 4.1), was zur Folge hat, dass hier von Neutrinos weggetragene Energieanteile abhanden kommen (s. Abbildung 5.2). Für die wahre transverse Masse findet für beide Endzustände, für alle Prozesse, eine ähnliche Verschiebung zu geringeren Massen statt. Die entstandene Verteilung ist sehr scharf, wobei fast alle Signaleereignisse im Massenfenster 60-100 GeV liegen. Dieses Verhalten ist dadurch erklärt, dass die wahre transverse Masse eigentlich gar nicht die invariante Masse rekonstruieren soll, sondern als Mittel dient, um Ereignisse verschiedener Prozesse zu trennen (s. Abbildung 5.3).

5. Analyse



(a) $e\mu$ -Endzustände

(b) $ee + \mu\mu$ -Endzustände

Abb. 5.1.: Massenverteilung der kollinearen Näherung für Daten, Untergrund und 10-fach erhöhtem Signal nach Schnitt 16. Es werden statistische Unsicherheiten für Daten und Untergrund angegeben. Die Untergründe sind addiert und das VBF Higgs Signal als gestrichelte Linie überlagert. Die Daten und MC Simulationen entsprechen einer integrierten Luminosität von 13.06 pb^{-1} . Beim Untergrund Top sind t^+t^- und Single-Top Ereignisse (t -, s - und Wt -Kanal), bei Diboson die Kombinationen WW , WZ und ZZ zusammengefasst.

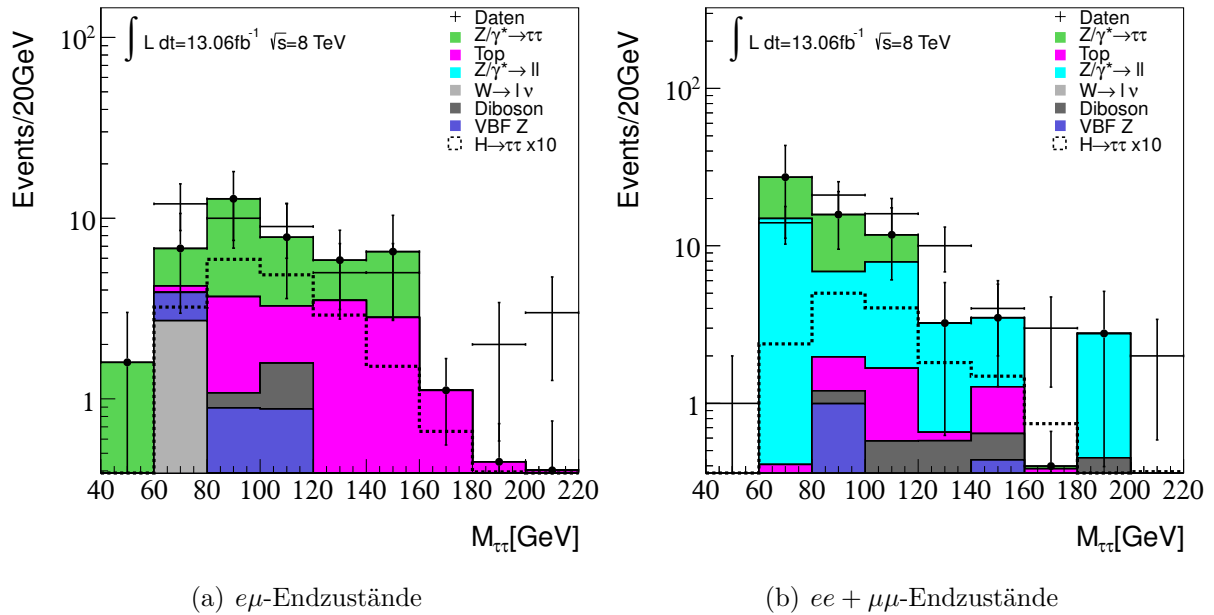


Abb. 5.2.: Massenverteilung der effektiven Masse für Daten, Untergrund und 10-fach erhöhtem Signal nach Schnitt 16, zu den restlichen Details siehe Abb. 5.1

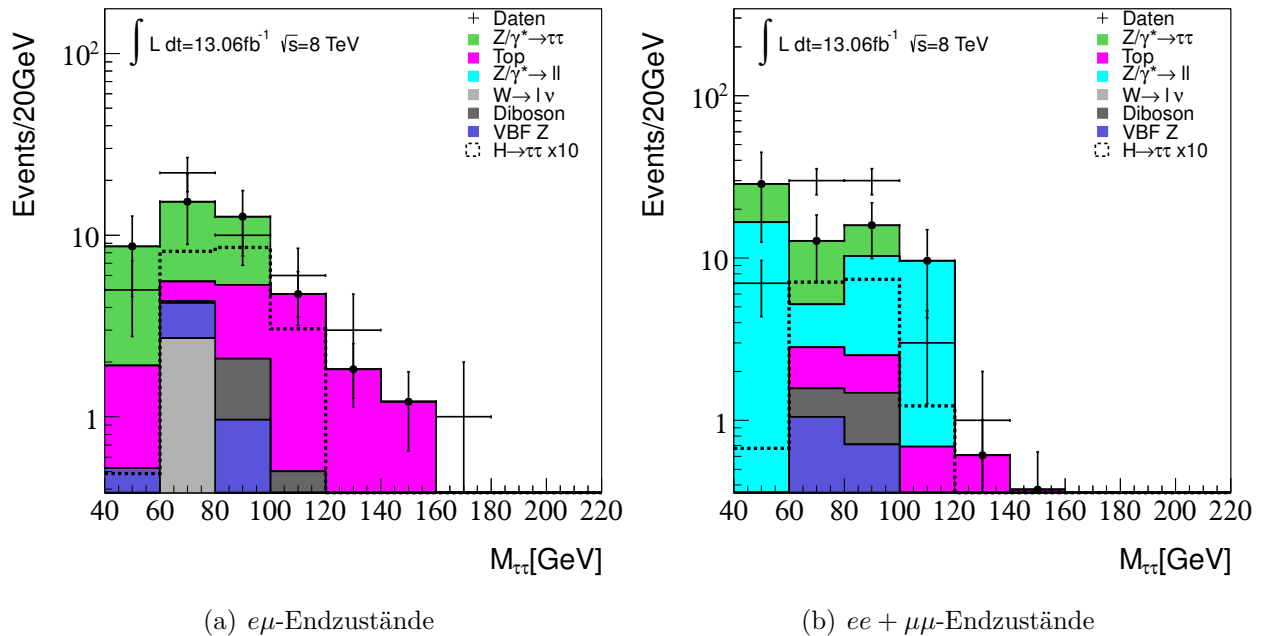


Abb. 5.3.: Massenverteilung der wahren transversen Masse für Daten, Untergrund und 10-fach erhöhtem Signal nach Schnitt 16, zu den restlichen Details siehe Abb. 5.1

5. Analyse

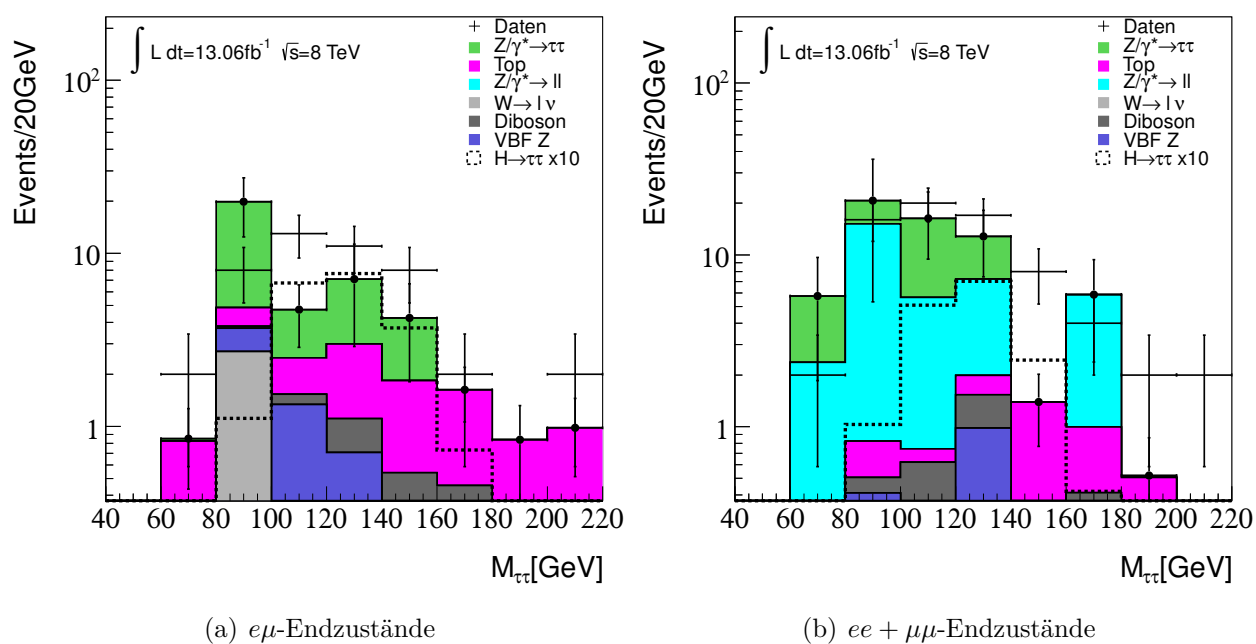


Abb. 5.4.: Massenverteilung des Missing Mass Calculator für Daten, Untergrund und 10-fach erhöhtem Signal nach Schnitt 16, zu den restlichen Details siehe Abb. 5.1

5.4. Ergebnisse

In Tabelle 5.5 befinden sich die Gütezahlen für jeden Algorithmus nach den Schnitten 11-16 für die Asimov-Näherung mit einem 2σ -Intervall um den Median. Die Fehler wurden mit der Fehlerfortpflanzung aus den statistischen Unsicherheiten auf den Ereignisausbeuten berechnet. Die Ergebnisse der Gegenprobe mit einem festen Intervall von 40 GeV befinden sich in Tabelle 5.6.

Die berechneten Gütezahlen sind für den $e\mu$ -Kanal durchgehend größer als für den kombinierten $ee + \mu\mu$ -Kanal. Dies kommt vor allem dadurch zustande, dass bei der Selektion im $e\mu$ -Kanal praktisch der gesamte Beitrag des $Z \rightarrow \bar{l}l$ -Untergrundes unterdrückt wird, während dieser im $ee + \mu\mu$ -Kanal einen Großteil des Untergrundes darstellt (s. Histogramme Abb. 5.1).

$e\mu$ -Endzustände						
	Schnitt 11	Schnitt 12	Schnitt 13	Schnitt 14	Schnitt 15	Schnitt 16
MMC	0.093±0.025	0.19±0.025	0.202±0.025	0.239±0.025	0.268±0.026	0.334±0.027
COLL	0.089±0.025	0.183±0.025	0.197±0.025	0.233±0.025	0.26±0.026	0.32±0.027
TTM	0.089±0.025	0.183±0.025	0.197±0.025	0.234±0.025	0.261±0.026	0.327±0.027
EFF	0.077±0.025	0.162±0.025	0.174±0.025	0.223±0.025	0.238±0.025	0.291±0.026
$ee + \mu\mu$ -Endzustände						
MMC	0.08±0.025	0.156±0.025	0.176±0.025	0.188±0.025	0.207±0.025	0.208±0.026
COLL	0.079±0.025	0.159±0.025	0.18±0.025	0.191±0.025	0.213±0.026	0.209±0.026
TTM	0.076±0.025	0.146±0.025	0.167±0.025	0.181±0.025	0.2±0.025	0.204±0.026
EFF	0.069±0.025	0.138±0.025	0.159±0.025	0.178±0.025	0.195±0.025	0.196±0.025

Tab. 5.5.: k_γ -Werte der $e\mu$ und $ee + \mu\mu$ -Analysen, Asimov-Näherung, 2σ -Intervall um Median

5.4.1. Algorithmen

Der Missing Mass Calculator zeigt sich als insgesamt beste Rekonstruktionsmethode. Je nachdem, ob ein variables oder festes Intervall benutzt wurde, liefert der MMC entweder die beste Gütezahl, oder ist bei den zwei besten, gleich guten dabei (s. Tabelle 5.5, 5.6). Die Methode der effektiven Masse liefert die schlechtesten Ergebnisse, während die kollineare Näherung und die wahre transverse Masse fallweise untereinander etwas besser oder schlechter sind. Die höchste Gütezahl wird vom Missing Mass Calculator nach Schnitt 16 für $e\mu$ -Endzustände beim festen Intervall erreicht:

$$k(\text{MMC}, e\mu, \text{Schnitt 16, festes Intervall}) = 0.422 \pm 0.056.$$

5. Analyse

$e\mu$ -Endzustände						
	Schnitt 11	Schnitt 12	Schnitt 13	Schnitt 14	Schnitt 15	Schnitt 16
MMC	0.103±0.029	0.203±0.029	0.217±0.029	0.259±0.03	0.327±0.036	0.422±0.056
COLL	0.102±0.03	0.197±0.03	0.216±0.03	0.265±0.032	0.33±0.039	0.42±0.064
TTM	0.092±0.027	0.181±0.027	0.191±0.027	0.223±0.027	0.246±0.028	0.317±0.03
EFF	0.066±0.033	0.139±0.033	0.146±0.034	0.191±0.034	0.215±0.035	0.229±0.035
$ee + \mu\mu$ -Endzustände						
MMC	0.092±0.028	0.179±0.028	0.215±0.029	0.247±0.032	0.283±0.041	0.282±0.043
COLL	0.087±0.029	0.188±0.03	0.206±0.031	0.228±0.033	0.257±0.04	0.257±0.042
TTM	0.078±0.026	0.148±0.026	0.176±0.026	0.191±0.026	0.252±0.029	0.269±0.032
EFF	0.056±0.033	0.112±0.033	0.133±0.034	0.152±0.034	0.159±0.035	0.163±0.034

Tab. 5.6.: k_ϵ -Werte der $e\mu$ und $ee + \mu\mu$ -Analysen, Asimov-Näherung, 40 GeV-Intervall um Median

5.4.2. Schnitte

Es zeigt sich, dass alle Schnitte (bis auf eine Ausnahme) für alle Algorithmen zu einer Erhöhung der Gütezahlen führen, d.h. erfolgreich bei der Unterdrückung des Untergrundes sind. Vor allem Schnitt 12 (Rapiditätsslücke zwischen den Jets) hat einen relativ zu den anderen Schnitten großen Anstieg (ca. Faktor 2) der Gütezahl zur Folge.

Für $e\mu$ -Endzustände ist Schnitt 16 (Zentralität der Leptonen) ebenfalls für einen deutlichen Anstieg der Gütezahl (ca. Faktor 1,4) verantwortlich. Im kombinierten $ee + \mu\mu$ -Kanal hingegen wird dieser Anstieg nicht beobachtet, und die Gütezahl wird sogar teils etwas schlechter. In der Zukunft sollte getestet werden, ob dieser Schnitt im homogenen Kanal sinnvoll ist, oder durch einen besser geeigneten Schnitt ersetzt werden kann, wobei eine genaue Aussage erst mit mehr Statistik gemacht werden kann.

5.4.3. Weitere Gegenproben

Neben der Asimov-Näherung wurden auch Gegenproben mit der Standarddefinition der Gütezahl (s. Gleichung 4.4) durchgeführt. Die Gegenproben wurden ebenfalls mit variablem und festem Intervall um den Median des Signals durchgeführt. Weiter wurde eine Gegenprobe mit dem Mittelwert statt des Medians des Signals durchgeführt. Die Ergebnisse gleichen qualitativ denen der Asimov-Näherung (s. Tabellen A.8, A.7, A.9).

6. Zusammenfassung und Ausblick

6.1. Zusammenfassung

In dieser Bachelorarbeit wurde eine Analyse mit Monte Carlo Simulationen, die einem Datensatz von 13.06 fb^{-1} aus dem Sommer 2012, aufgenommen mit dem ATLAS-Detektor am LHC bei pp -Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 8 \text{ GeV}$ entsprechen, durchgeführt. Die Simulation beinhaltet den Vektorboson-Fusion Higgs Produktionskanal als Signalprozess und die relevanten Untergründe für eine Higgsmasse von 125 GeV . Untersucht wurde der Zerfallskanal $H \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow l^+l^-4\nu$ für drei Endzustände ee , $e\mu$ und $\mu\mu$, wobei die Endzustände ee und $\mu\mu$ zusammengefasst wurden (homogener Kanal).

Das Ziel der Analyse war, die vier Massenrekonstruktionsalgorithmen effektive Masse, wahre transverse Masse, kollineare Näherung und Missing Mass Calculator auf ihre Fähigkeit hin, Signal- und Untergrundereignisse voneinander zu trennen, und selbiges für die Selektionsschnitte der Vektorboson-Fusion Higgs Selektion, zu untersuchen.

Es zeigt sich, dass die kollineare Näherung und der Missing Mass Calculator in etwa gleich gut bei der Rekonstruktion der Masse sind, während die effektive Masse und die wahre transverse Masse eine Verschiebung zu geringeren Massen aufweisen. Bei der Trennung von Signal und Untergrund liefert der MMC die besten Ergebnisse und erreicht insgesamt die höchsten Gütezahlen,

Alle Selektionsschnitte ausser das Zentraljet-Veto bei homogenen Endzuständen haben eine Erhöhung der Gütezahl zur Folge und sind somit erfolgreich. Die Forderung der Rapiditätslücke zwischen den führenden Jets hat dabei den größten, positiven Einfluss auf die Gütezahl.

6.2. Ausblick

Für eine vollständige Studie müssten neben den statistischen Unsicherheiten auch systematische wie z.B. die Jet Energie Skala mit in Betracht gezogen werden.

Da die Unterschiede zwischen den Gütezahlen verschiedener Algorithmen teilweise kleiner sind als die statistischen Unsicherheiten, sollte in Zukunft eine größere Statistik benutzt

6. Zusammenfassung und Ausblick

werden, um dies zu vermeiden.

Es sollte eine ausgeklügeltere Handhabung der statistischen Fehler der Gütezahlen benutzt werden, weil mit den Algorithmen dieselben Ereignisverteilungen untersucht wurden, was bedeutet, dass die für die Massenalgorithmen entstehenden Massenverteilungen korreliert sind. Durch eine Untersuchung der Korrelation könnte man die statistischen Unsicherheiten weiter verringern.

Weiter sollten alle Endzustände ee , $e\mu$ und $\mu\mu$ getrennt betrachtet werden, hierfür ist ebenfalls eine höhere Statistik hilfreich.

A. Anhang

A.1. Tabellen

Kanal	Anzahl Ereignisse	Statistische Unsicherheit
<i>eμ</i> -Endzustände		
$W \rightarrow l\nu$	35.567	± 12.314
VBF Z/γ^*	9.756	± 1.738
Diboson	40.098	± 2.492
Top	1857.89	± 23.854
$Z/\gamma^* \rightarrow l^+l^- + \text{Jets}$	10.64	± 5.259
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau^+\tau^- + \text{Jets}$	966.544	± 55.996
VBF $H(\tau^+\tau^-) \rightarrow l^+l^-$	4.255	± 0.104
Summe Untergund	2920.5	± 62.395
Daten	3173	
<i>ee + μμ</i> -Endzustände		
$W \rightarrow l\nu$	20.335	± 8.655
VBF Z/γ^*	12.852	± 1.92
Diboson	26.402	± 2.022
Top	854.777	± 16.179
$Z/\gamma^* \rightarrow l^+l^- + \text{Jets}$	436.961	± 39.515
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau^+\tau^- + \text{Jets}$	803.307	± 51.411
VBF $H(\tau^+\tau^-) \rightarrow l^+l^-$	3.343	± 0.092
Summe Untergund	2154.64	± 67.447
Daten	2369	

Tab. A.1.: Anzahl Ereignisse nach Schnitt 11 für *eμ* und *ee + μμ*-Endzustände

A. Anhang

Kanal	Anzahl Ereignisse	Statistische Unsicherheit
<i>eμ</i> -Endzustände		
$W \rightarrow l\nu$	2.991	± 2.738
VBF Z/γ^*	4.651	± 1.124
Diboson	6.391	± 1.04
Top	183.105	± 7.508
$Z/\gamma^* \rightarrow l^+l^- + \text{Jets}$	2.907	± 2.512
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau^+\tau^- + \text{Jets}$	118.257	± 19.193
VBF $H(\tau^+\tau^-) \rightarrow l^+l^-$	2.908	± 0.086
Summe Untergund	318.304	± 20.998
Daten	343	
<i>ee + μμ</i> -Endzustände		
$W \rightarrow l\nu$	0	± 0
VBF Z/γ^*	3.505	± 0.963
Diboson	3.993	± 0.829
Top	80.174	± 4.987
$Z/\gamma^* \rightarrow l^+l^- + \text{Jets}$	96.159	± 20.909
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau^+\tau^- + \text{Jets}$	93.281	± 18.132
VBF $H(\tau^+\tau^-) \rightarrow l^+l^-$	2.343	± 0.077
Summe Untergund	277.114	± 28.151
Daten	317	

Tab. A.2.: Anzahl Ereignisse nach Schnitt 12 für *eμ* und *ee + μμ*-Endzustände

Kanal	Anzahl Ereignisse	Statistische Unsicherheit
<i>eμ</i> -Endzustände		
$W \rightarrow l\nu$	2.991	± 2.738
VBF Z/γ^*	3.76	± 1.036
Diboson	3.194	± 0.719
Top	120.869	± 6.125
$Z/\gamma^* \rightarrow l^+l^- + \text{Jets}$	2.474	± 2.474
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau^+\tau^- + \text{Jets}$	65.041	± 13.757
VBF $H(\tau^+\tau^-) \rightarrow l^+l^-$	2.439	± 0.079
Summe Untergund	198.331	± 15.556
Daten	169	
<i>ee + μμ</i> -Endzustände		
$W \rightarrow l\nu$	0	± 0
VBF Z/γ^*	2.416	± 0.751
Diboson	2.082	± 0.609
Top	55.316	± 4.159
$Z/\gamma^* \rightarrow l^+l^- + \text{Jets}$	54.464	± 17.963
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau^+\tau^- + \text{Jets}$	45.541	± 12.006
VBF $H(\tau^+\tau^-) \rightarrow l^+l^-$	2	± 0.071
Summe Untergund	159.821	± 22.024
Daten	172	

Tab. A.3.: Anzahl Ereignisse nach Schnitt 13 für *eμ* und *ee + μμ*-Endzustände

Kanal	Anzahl Ereignisse	Statistische Unsicherheit
<i>eμ</i> -Endzustände		
$W \rightarrow l\nu$	2.973	± 2.723
VBF Z/γ^*	3.441	± 0.99
Diboson	2.931	± 0.696
Top	34.106	± 3.659
$Z/\gamma^* \rightarrow l^+l^- + \text{Jets}$	2.451	± 2.451
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau^+\tau^- + \text{Jets}$	63.435	± 13.622
VBF $H(\tau^+\tau^-) \rightarrow l^+l^-$	2.309	± 0.076
Summe Untergund	109.339	± 14.623
Daten	99	
<i>ee + μμ</i> -Endzustände		
$W \rightarrow l\nu$	0	± 0
VBF Z/γ^*	2.164	± 0.709
Diboson	2.013	± 0.603
Top	15.011	± 2.418
$Z/\gamma^* \rightarrow l^+l^- + \text{Jets}$	53.486	± 17.818
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau^+\tau^- + \text{Jets}$	45.064	± 11.917
VBF $H(\tau^+\tau^-) \rightarrow l^+l^-$	1.92	± 0.069
Summe Untergund	117.74	± 21.592
Daten	135	

Tab. A.4.: Anzahl Ereignisse nach Schnitt 14 für *eμ* und *ee + μμ*-Endzustände

Kanal	Anzahl Ereignisse	Statistische Unsicherheit
<i>eμ</i> -Endzustände		
$W \rightarrow l\nu$	2.973	± 2.723
VBF Z/γ^*	3.035	± 0.904
Diboson	2.366	± 0.635
Top	19.78	± 2.809
$Z/\gamma^* \rightarrow l^+l^- + \text{Jets}$	0	± 0
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau^+\tau^- + \text{Jets}$	46.357	± 11.575
VBF $H(\tau^+\tau^-) \rightarrow l^+l^-$	2.131	± 0.073
Summe Untergund	74.512	± 12.269
Daten	69	
<i>ee + μμ</i> -Endzustände		
$W \rightarrow l\nu$	0	± 0
VBF Z/γ^*	2.087	± 0.709
Diboson	1.927	± 0.597
Top	4.718	± 1.364
$Z/\gamma^* \rightarrow l^+l^- + \text{Jets}$	35.972	± 16.16
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau^+\tau^- + \text{Jets}$	33.012	± 10.613
VBF $H(\tau^+\tau^-) \rightarrow l^+l^-$	1.735	± 0.066
Summe Untergund	77.718	± 19.404
Daten	106	

Tab. A.5.: Anzahl Ereignisse nach Schnitt 15 für *eμ* und *ee + μμ*-Endzustände

A. Anhang

Kanal	Anzahl Ereignisse	Statistische Unsicherheit
<i>eμ</i> -Endzustände		
$W \rightarrow l\nu$	2.71	± 2.71
VBF Z/γ^*	3.035	± 0.904
Diboson	1.773	± 0.548
Top	13.267	± 2.259
$Z/\gamma^* \rightarrow l^+l^- + \text{Jets}$	0	± 0
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau^+\tau^- + \text{Jets}$	23.776	± 8.471
VBF $H(\tau^+\tau^-) \rightarrow l^+l^-$	2.034	± 0.072
Summe Untergund	44.563	± 9.237
Daten	47	
<i>ee + μμ</i> -Endzustände		
$W \rightarrow l\nu$	0	± 0
VBF Z/γ^*	1.822	± 0.663
Diboson	1.749	± 0.578
Top	3.765	± 1.109
$Z/\gamma^* \rightarrow l^+l^- + \text{Jets}$	35.505	± 16.158
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau^+\tau^- + \text{Jets}$	25.221	± 9.664
VBF $H(\tau^+\tau^-) \rightarrow l^+l^-$	1.649	± 0.064
Summe Untergund	68.063	± 18.881
Daten	71	

Tab. A.6.: Anzahl Ereignisse nach Schnitt 16 für *eμ* und *ee + μμ*-Endzustände

<i>eμ</i> -Endzustände						
	Schnitt 11	Schnitt 12	Schnitt 13	Schnitt 14	Schnitt 15	Schnitt 16
MMC	0.093 \pm 0.002	0.19 \pm 0.01	0.202 \pm 0.012	0.239 \pm 0.02	0.271 \pm 0.028	0.341 \pm 0.044
COLL	0.089 \pm 0.002	0.18 \pm 0.009	0.194 \pm 0.011	0.23 \pm 0.019	0.256 \pm 0.025	0.315 \pm 0.038
TTM	0.09 \pm 0.002	0.185 \pm 0.009	0.197 \pm 0.011	0.231 \pm 0.019	0.258 \pm 0.025	0.325 \pm 0.039
EFF	0.077 \pm 0.002	0.162 \pm 0.007	0.173 \pm 0.009	0.219 \pm 0.017	0.238 \pm 0.021	0.291 \pm 0.031
<i>ee + μμ</i> -Endzustände						
MMC	0.082 \pm 0.002	0.152 \pm 0.01	0.175 \pm 0.016	0.187 \pm 0.021	0.206 \pm 0.03	0.207 \pm 0.033
COLL	0.079 \pm 0.002	0.159 \pm 0.011	0.179 \pm 0.017	0.191 \pm 0.022	0.212 \pm 0.032	0.208 \pm 0.033
TTM	0.076 \pm 0.002	0.146 \pm 0.009	0.166 \pm 0.014	0.18 \pm 0.019	0.199 \pm 0.027	0.203 \pm 0.031
EFF	0.069 \pm 0.002	0.137 \pm 0.008	0.155 \pm 0.012	0.172 \pm 0.017	0.188 \pm 0.024	0.196 \pm 0.029

Tab. A.7.: k_α -Werte der *eμ* und *ee + μμ*-Analysen, 2σ -Intervall um Mittelwert

$e\mu$ -Endzustände						
	Schnitt 11	Schnitt 12	Schnitt 13	Schnitt 14	Schnitt 15	Schnitt 16
MMC	0.093±0.002	0.189±0.01	0.201±0.012	0.237±0.02	0.265±0.027	0.328±0.041
COLL	0.089±0.002	0.182±0.009	0.196±0.012	0.231±0.019	0.257±0.025	0.315±0.038
TTM	0.089±0.002	0.182±0.009	0.196±0.011	0.232±0.019	0.258±0.025	0.321±0.039
EFF	0.077±0.002	0.161±0.007	0.174±0.009	0.221±0.017	0.236±0.021	0.287±0.031
$ee + \mu\mu$ -Endzustände						
MMC	0.08±0.002	0.155±0.011	0.175±0.016	0.187±0.021	0.206±0.03	0.206±0.033
COLL	0.078±0.002	0.158±0.011	0.179±0.017	0.19±0.021	0.211±0.032	0.207±0.033
TTM	0.076±0.002	0.146±0.009	0.166±0.014	0.18±0.019	0.198±0.027	0.202±0.031
EFF	0.069±0.002	0.138±0.008	0.158±0.013	0.177±0.019	0.193±0.026	0.194±0.029

Tab. A.8.: k_β -Werte der $e\mu$ und $ee + \mu\mu$ -Analysen, 2σ -Intervall um Median

$e\mu$ -Endzustände						
	Schnitt 11	Schnitt 12	Schnitt 13	Schnitt 14	Schnitt 15	Schnitt 16
MMC	0.103±0.003	0.202±0.013	0.215±0.016	0.255±0.028	0.32±0.045	0.406±0.07
COLL	0.102±0.003	0.196±0.013	0.214±0.017	0.261±0.031	0.322±0.05	0.403±0.076
TTM	0.092±0.002	0.18±0.01	0.19±0.013	0.221±0.02	0.244±0.026	0.311±0.043
EFF	0.066±0.002	0.139±0.008	0.145±0.01	0.189±0.021	0.212±0.029	0.226±0.035
$ee + \mu\mu$ -Endzustände						
MMC	0.092±0.003	0.178±0.015	0.213±0.022	0.243±0.032	0.278±0.043	0.276±0.045
COLL	0.087±0.003	0.186±0.016	0.204±0.022	0.225±0.031	0.252±0.041	0.252±0.044
TTM	0.078±0.002	0.147±0.01	0.175±0.017	0.189±0.023	0.249±0.031	0.265±0.037
EFF	0.056±0.002	0.111±0.008	0.132±0.013	0.151±0.019	0.158±0.023	0.161±0.024

Tab. A.9.: k_δ -Werte der $e\mu$ und $ee + \mu\mu$ -Analysen, 40 GeV-Intervall um Median

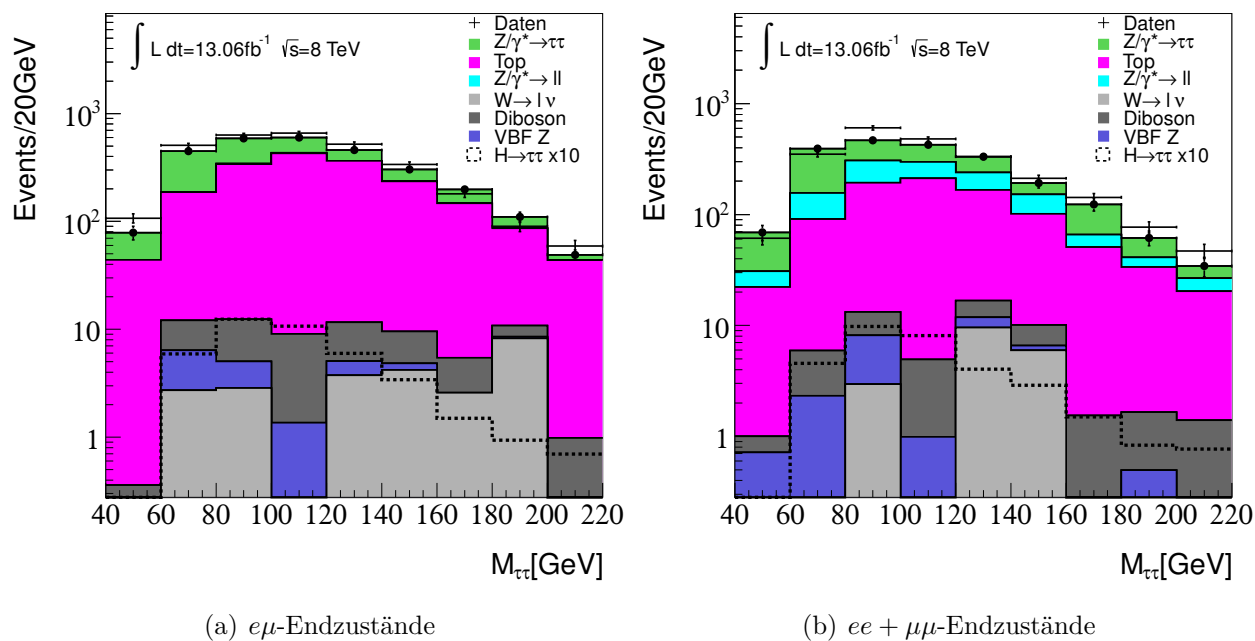
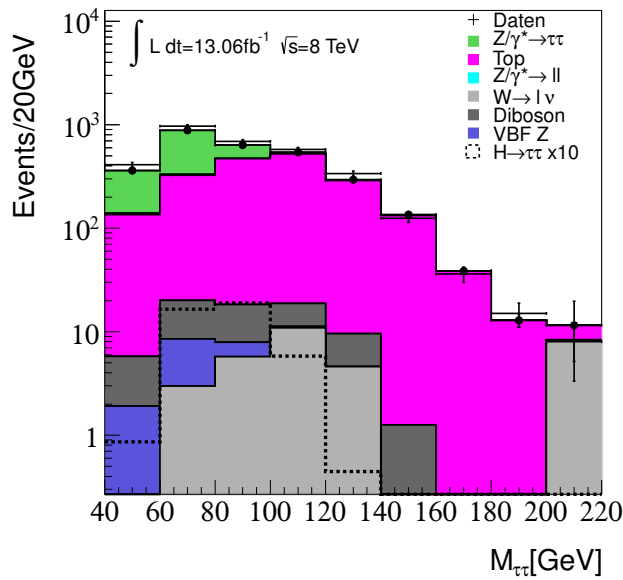
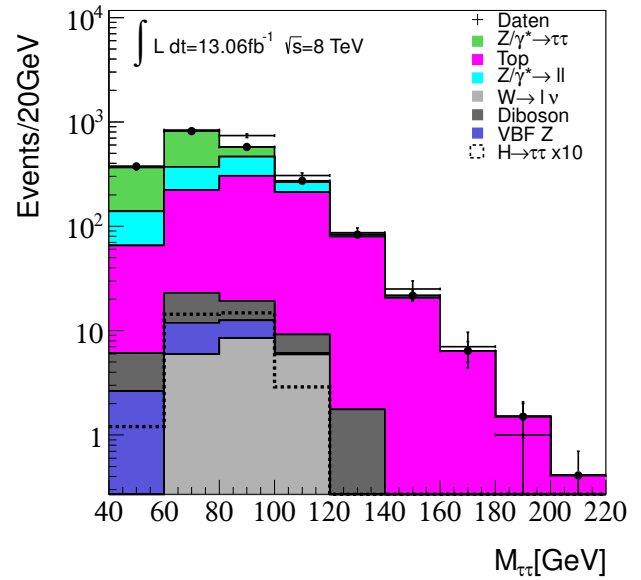


Abb. A.1.: Massenverteilung der effektiven Masse für Daten, Untergrund und 10-fach erhöhtem Signal nach Schnitt 11, zu den restlichen Details siehe Abb. 5.1

A.2. Grafiken

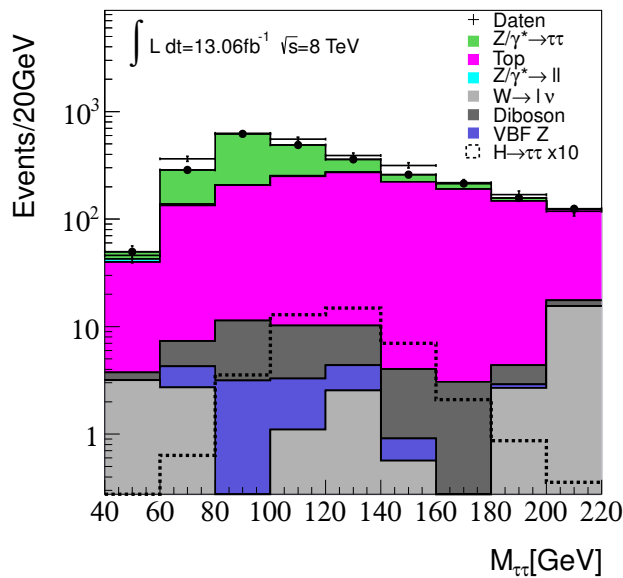


(a) $e\mu$ -Endzustände

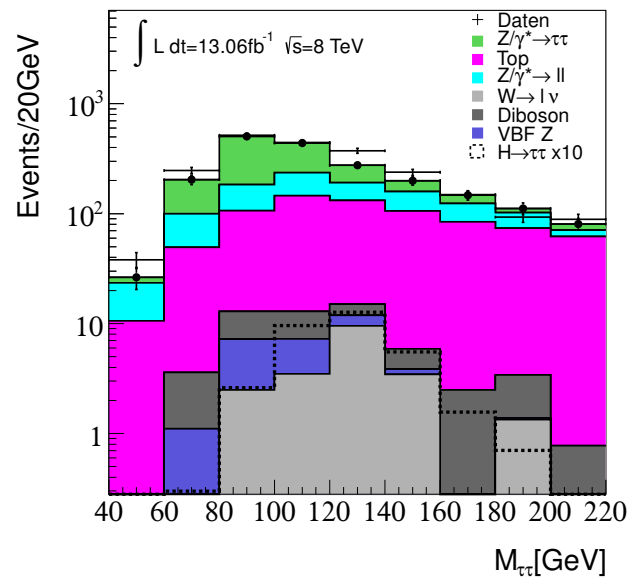


(b) $ee + \mu\mu$ -Endzustände

Abb. A.2.: Massenverteilung der wahren transversen Masse für Daten, Untergrund und 10-fach erhöhtem Signal nach Schnitt 11, zu den restlichen Details siehe Abb. 5.1

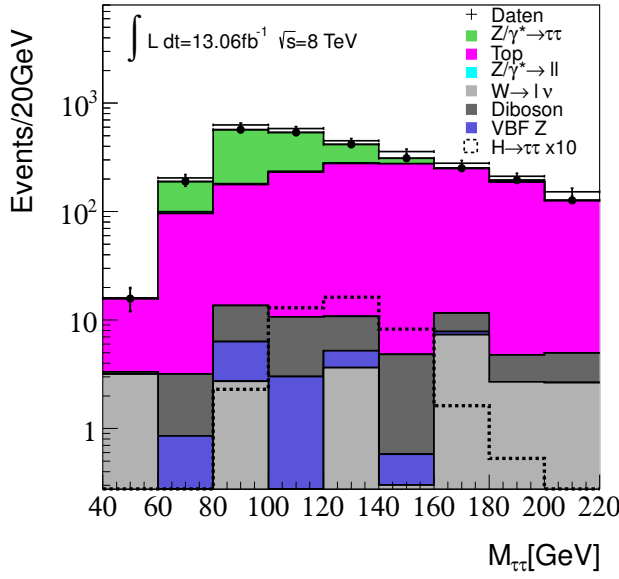


(a) $e\mu$ -Endzustände

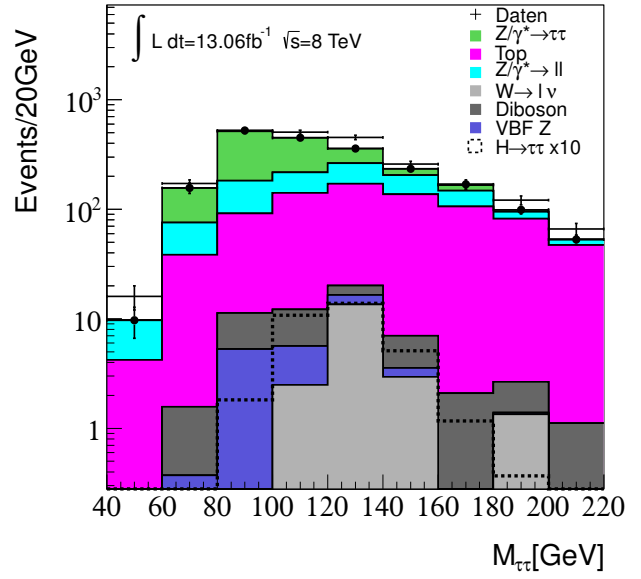


(b) $ee + \mu\mu$ -Endzustände

Abb. A.3.: Massenverteilung der kollinearen Näherung für Daten, Untergrund und 10-fach erhöhtem Signal nach Schnitt 11, zu den restlichen Details siehe Abb. 5.1

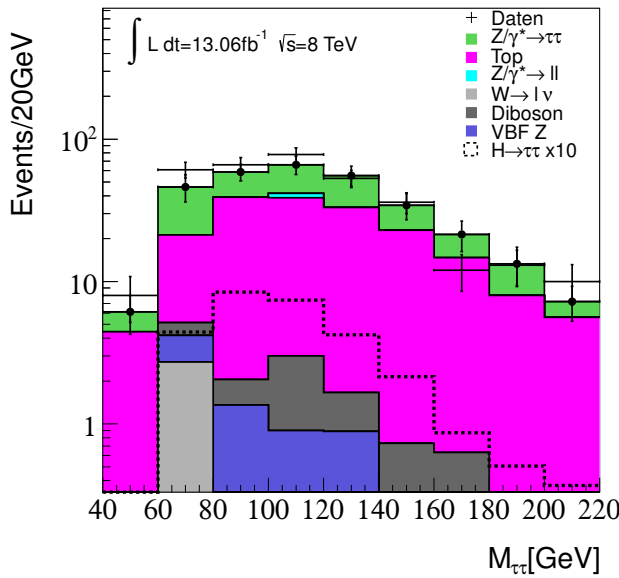


(a) $e\mu$ -Endzustände

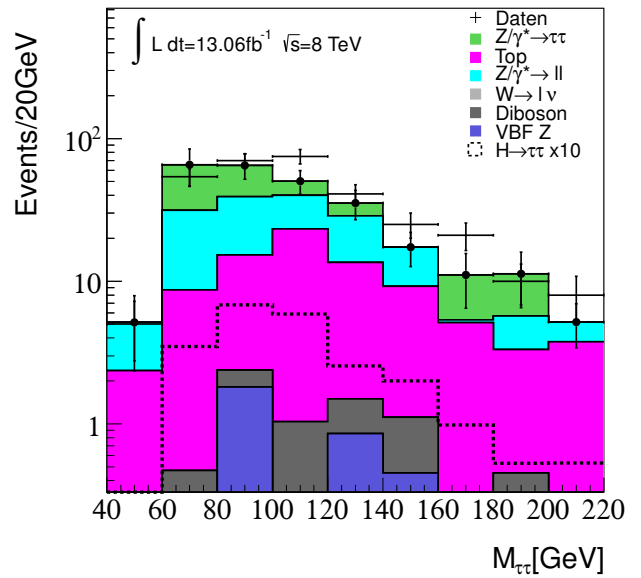


(b) $ee + \mu\mu$ -Endzustände

Abb. A.4.: Massenverteilung des Missing Mass Calculator für Daten, Untergrund und 10-fach erhöhtem Signal nach Schnitt 11, zu den restlichen Details siehe Abb. 5.1

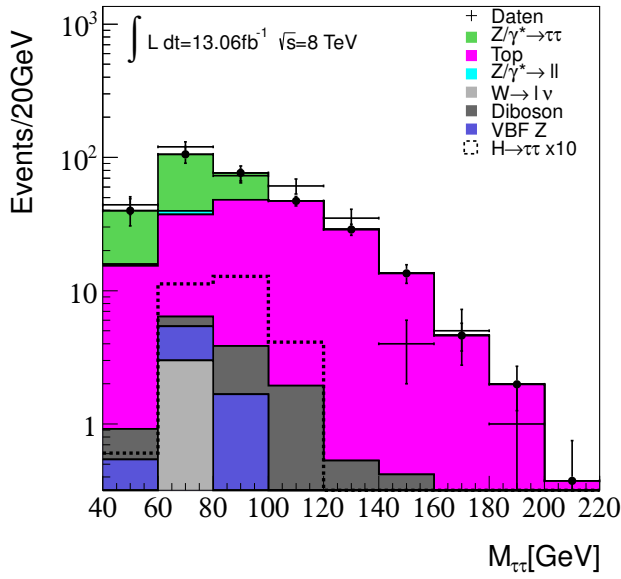


(a) $e\mu$ -Endzustände

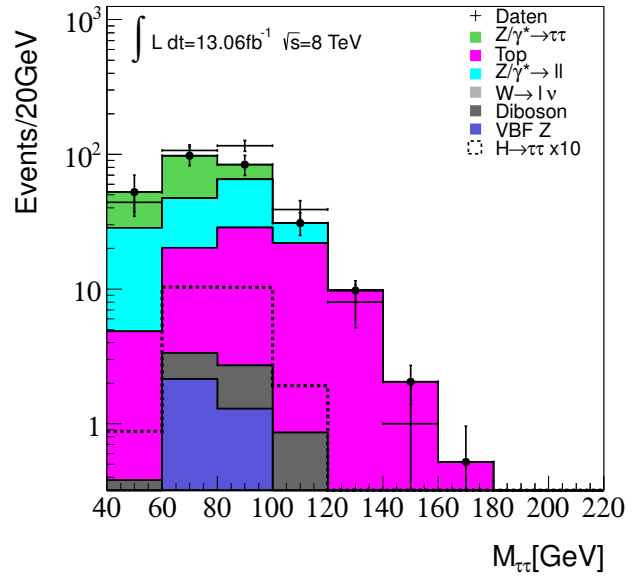


(b) $ee + \mu\mu$ -Endzustände

Abb. A.5.: Massenverteilung der effektiven Masse für Daten, Untergrund und 10-fach erhöhtem Signal nach Schnitt 12, zu den restlichen Details siehe Abb. 5.1

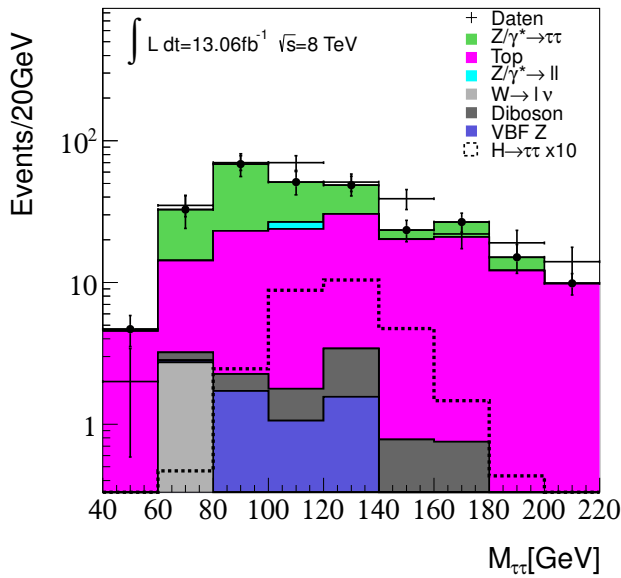


(a) $e\mu$ -Endzustände

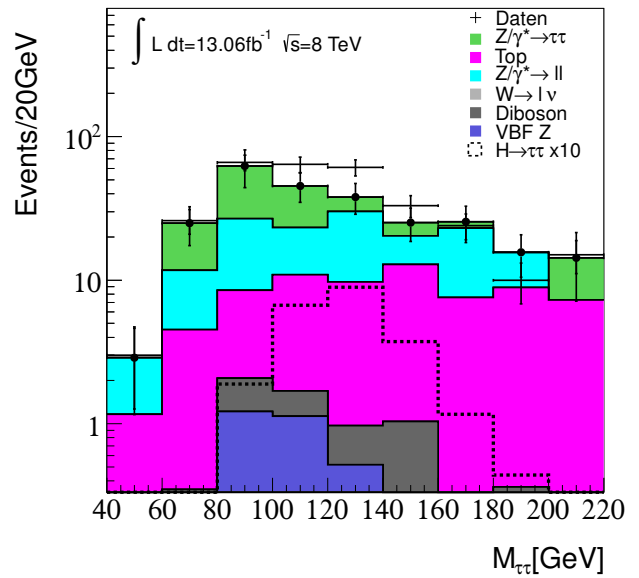


(b) $ee + \mu\mu$ -Endzustände

Abb. A.6.: Massenverteilung der wahren transversen Masse für Daten, Untergrund und 10-fach erhöhtem Signal nach Schnitt 12, zu den restlichen Details siehe Abb. 5.1

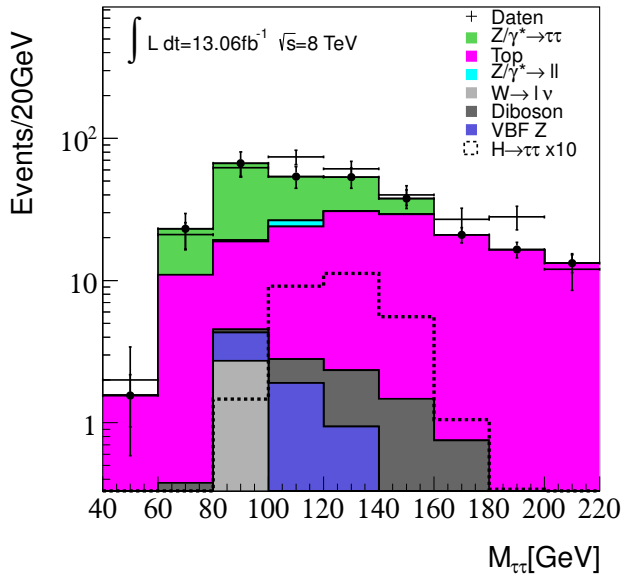


(a) $e\mu$ -Endzustände

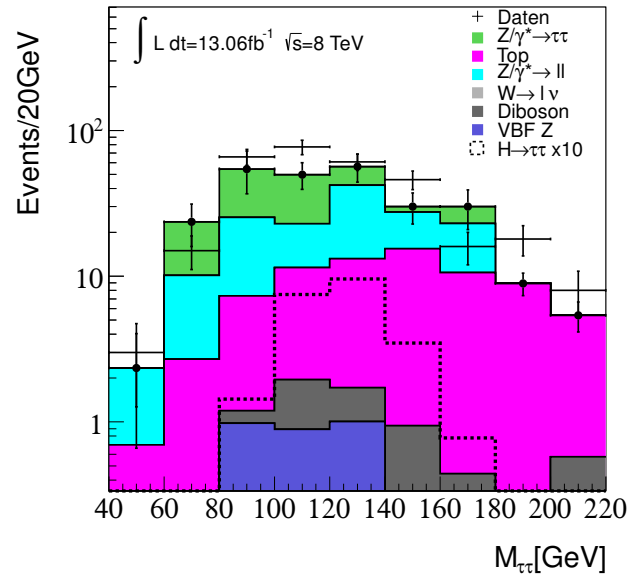


(b) $ee + \mu\mu$ -Endzustände

Abb. A.7.: Massenverteilung der kollinearen Näherung für Daten, Untergrund und 10-fach erhöhtem Signal nach Schnitt 12, zu den restlichen Details siehe Abb. 5.1

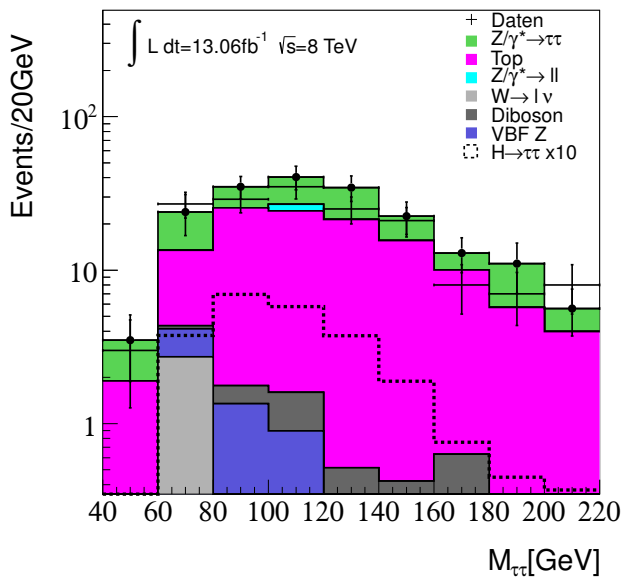


(a) $e\mu$ -Endzustände

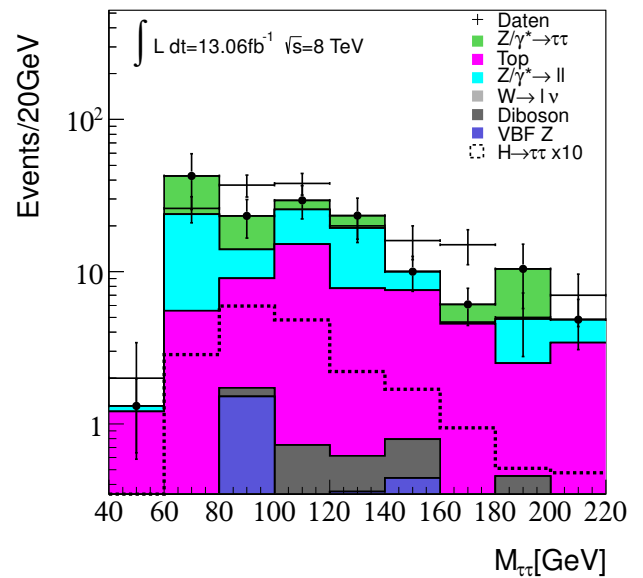


(b) $ee + \mu\mu$ -Endzustände

Abb. A.8.: Massenverteilung des Missing Mass Calculator für Daten, Untergrund und 10-fach erhöhtem Signal nach Schnitt 12, zu den restlichen Details siehe Abb. 5.1



(a) $e\mu$ -Endzustände



(b) $ee + \mu\mu$ -Endzustände

Abb. A.9.: Massenverteilung der effektiven Masse für Daten, Untergrund und 10-fach erhöhtem Signal nach Schnitt 13, zu den restlichen Details siehe Abb. 5.1

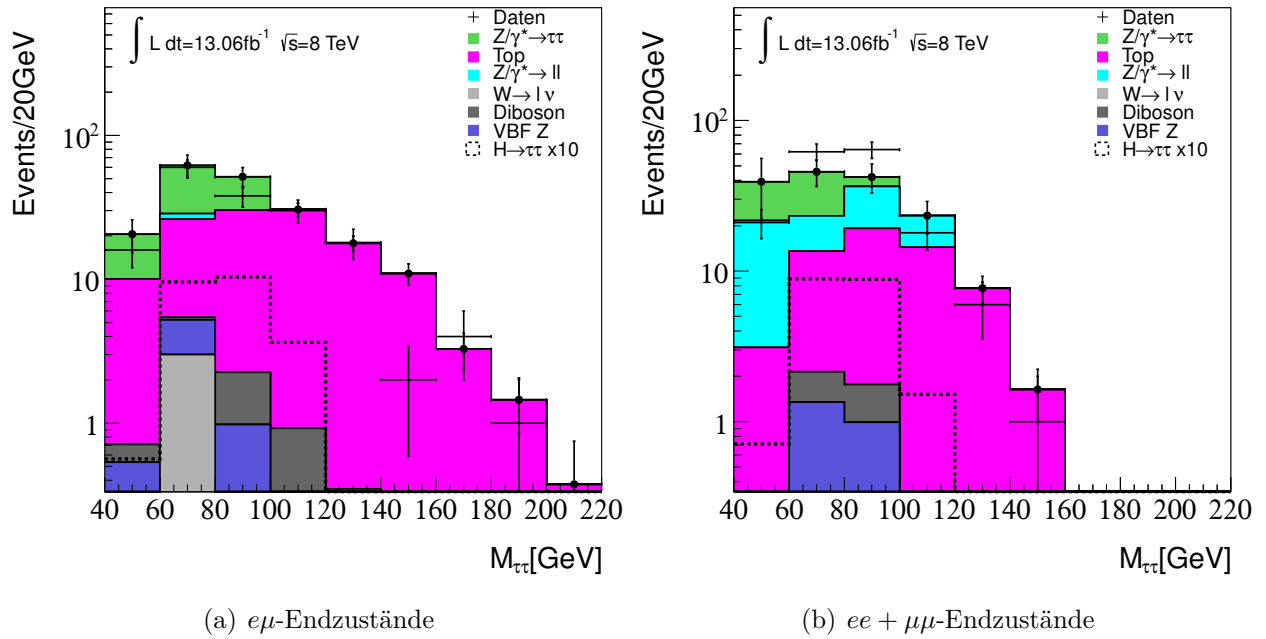


Abb. A.10.: Massenverteilung der wahren transversen Masse für Daten, Untergrund und 10-fach erhöhtem Signal nach Schnitt 13, zu den restlichen Details siehe Abb. 5.1

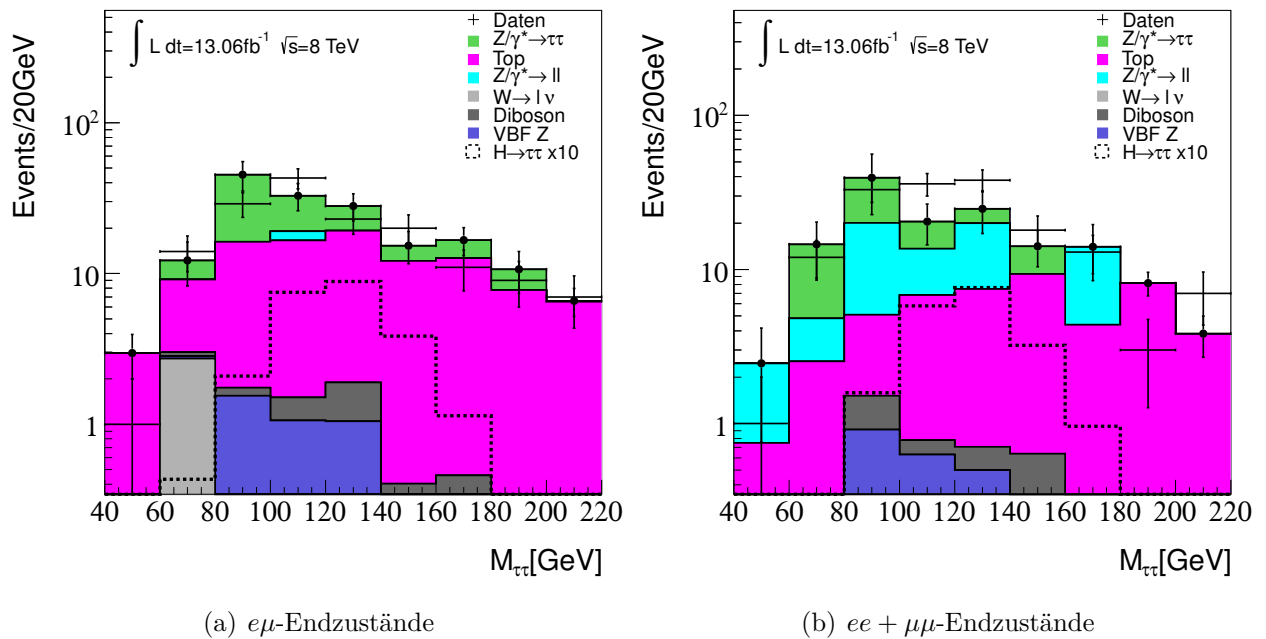
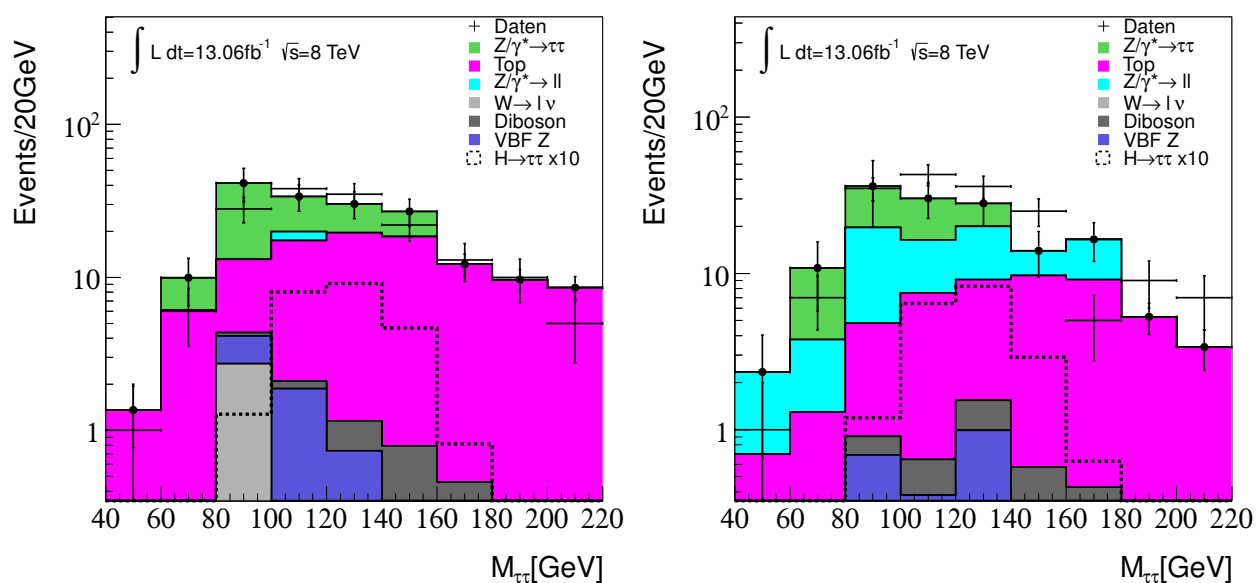


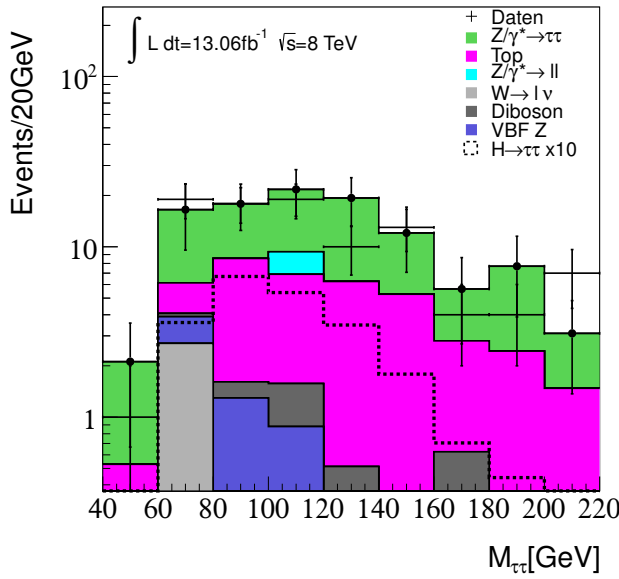
Abb. A.11.: Massenverteilung der kollinearen Näherung für Daten, Untergrund und 10-fach erhöhtem Signal nach Schnitt 13, zu den restlichen Details siehe Abb. 5.1



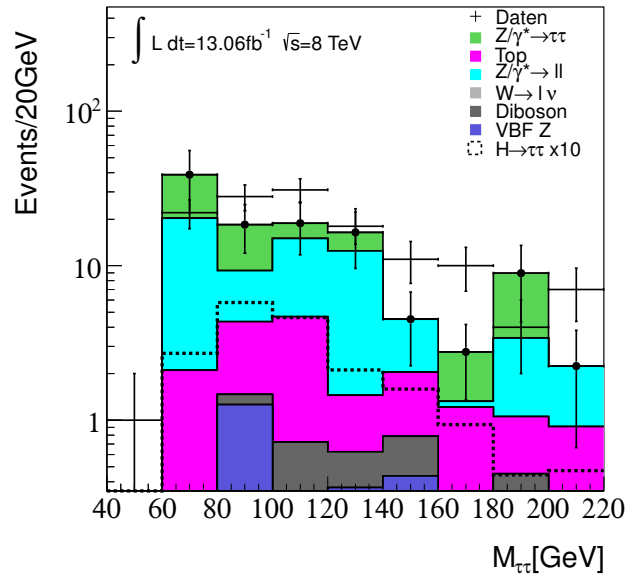
(a) $e\mu$ -Endzustände

(b) $ee + \mu\mu$ -Endzustände

Abb. A.12.: Massenverteilung des Missing Mass Calculator für Daten, Untergrund und 10-fach erhöhtem Signal nach Schnitt 13, zu den restlichen Details siehe Abb. 5.1

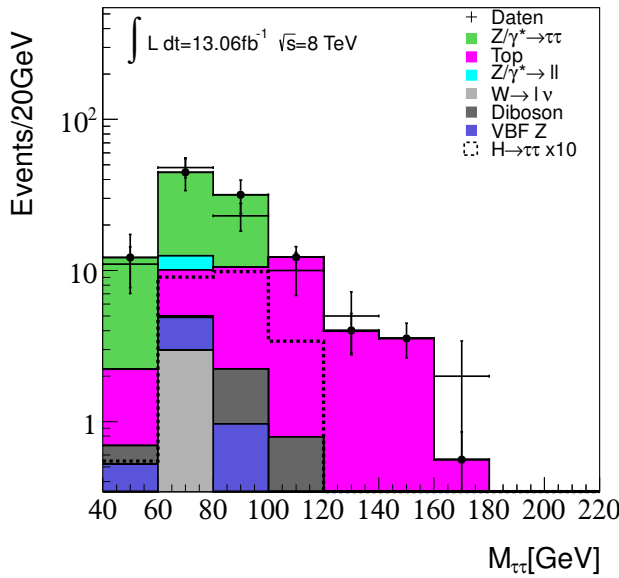


(a) $e\mu$ -Endzustände

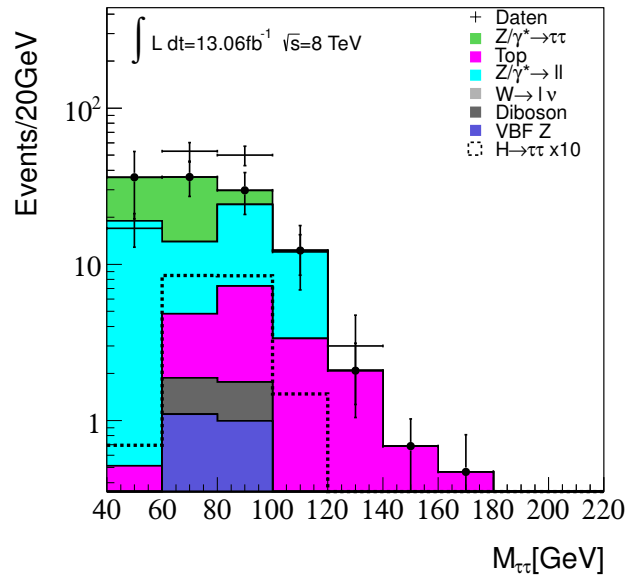


(b) $ee + \mu\mu$ -Endzustände

Abb. A.13.: Massenverteilung der effektiven Masse für Daten, Untergrund und 10-fach erhöhtem Signal nach Schnitt 14, zu den restlichen Details siehe Abb. 5.1

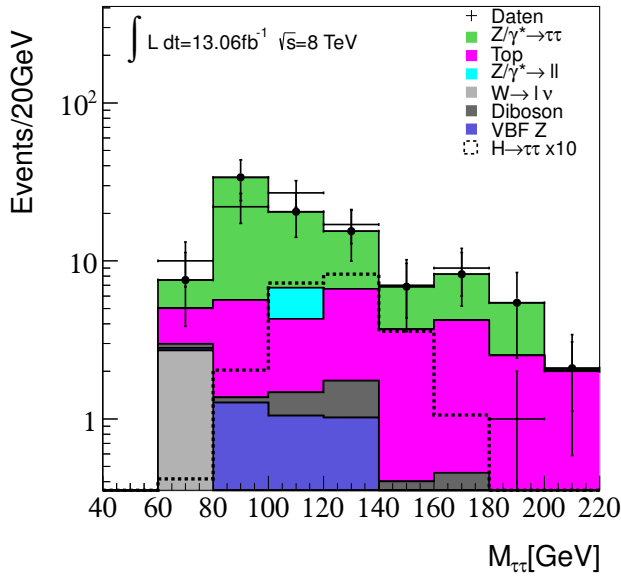


(a) $e\mu$ -Endzustände

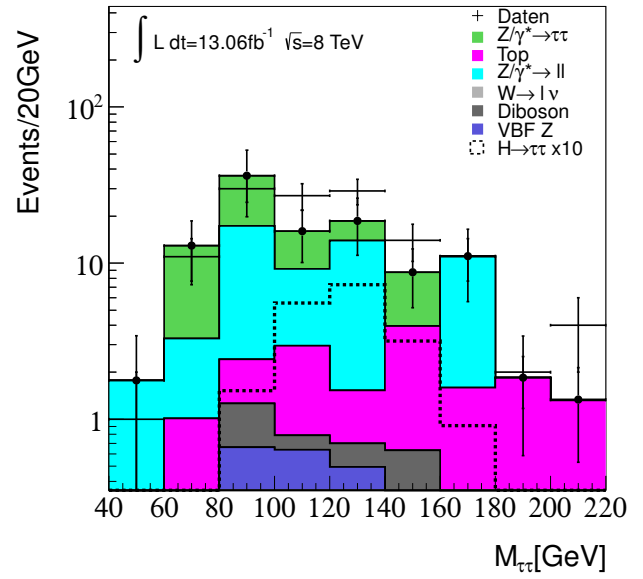


(b) $ee + \mu\mu$ -Endzustände

Abb. A.14.: Massenverteilung der wahren transversen Masse für Daten, Untergrund und 10-fach erhöhtem Signal nach Schnitt 14, zu den restlichen Details siehe Abb. 5.1

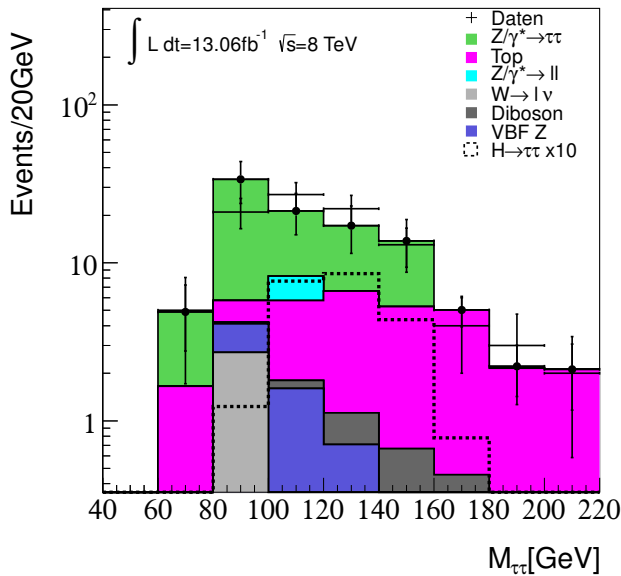


(a) $e\mu$ -Endzustände

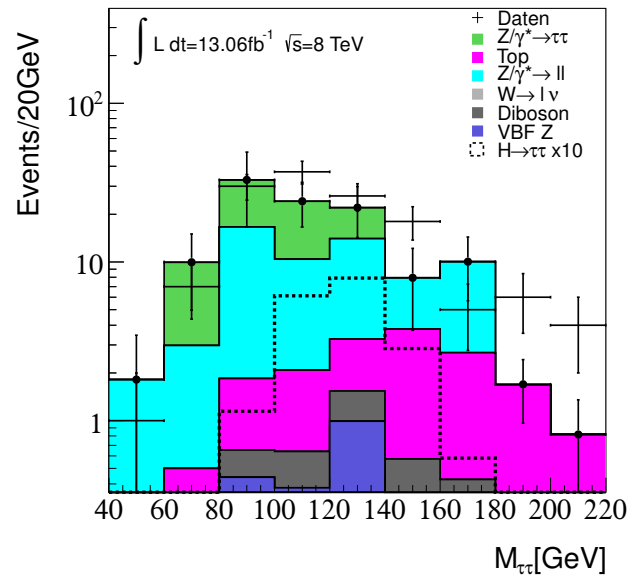


(b) $ee + \mu\mu$ -Endzustände

Abb. A.15.: Massenverteilung der kollinearen Näherung für Daten, Untergrund und 10-fach erhöhtem Signal nach Schnitt 14, zu den restlichen Details siehe Abb. 5.1

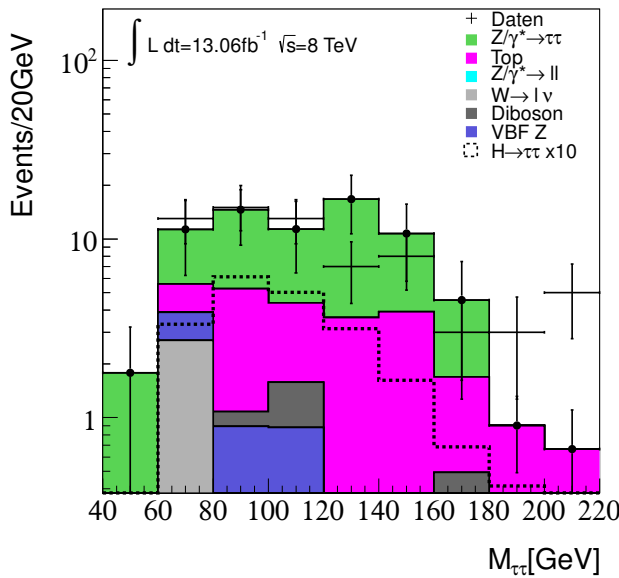


(a) $e\mu$ -Endzustände

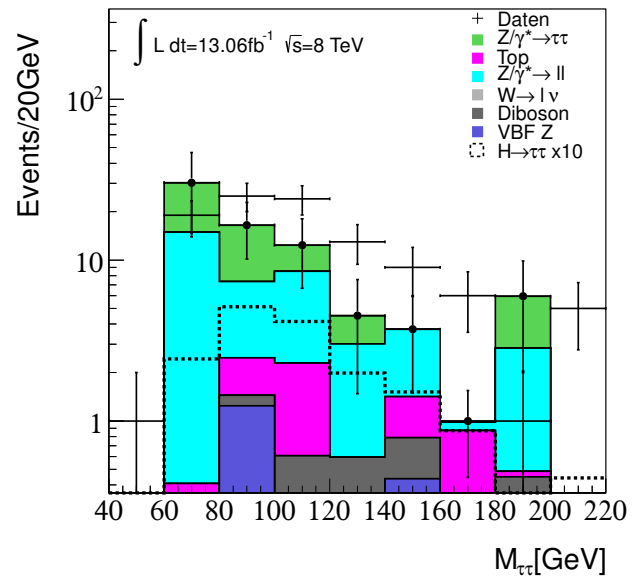


(b) $ee + \mu\mu$ -Endzustände

Abb. A.16.: Massenverteilung des Missing Mass Calculator für Daten, Untergrund und 10-fach erhöhtem Signal nach Schnitt 14, zu den restlichen Details siehe Abb. 5.1

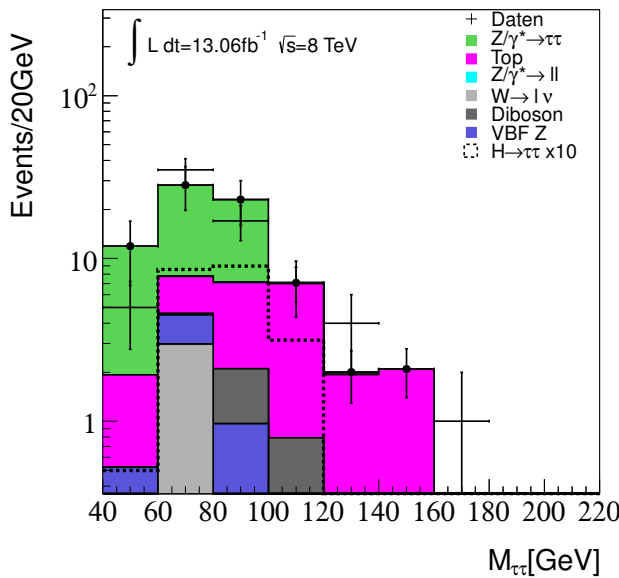


(a) $e\mu$ -Endzustände

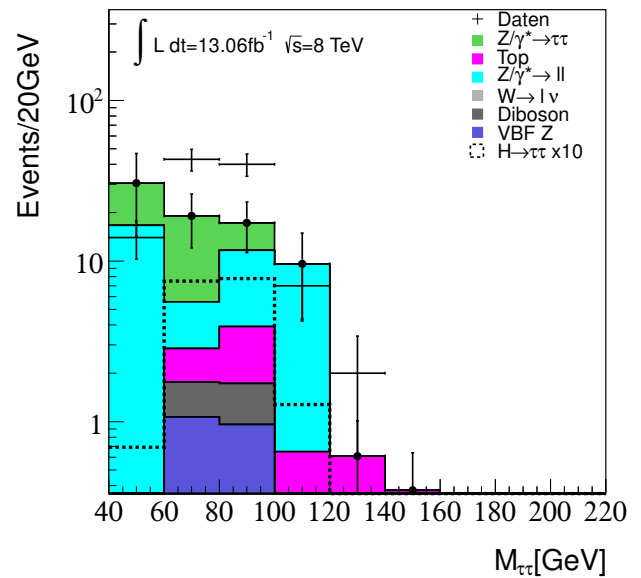


(b) $ee + \mu\mu$ -Endzustände

Abb. A.17.: Massenverteilung der effektiven Masse für Daten, Untergrund und 10-fach erhöhtem Signal nach Schnitt 15, zu den restlichen Details siehe Abb. 5.1

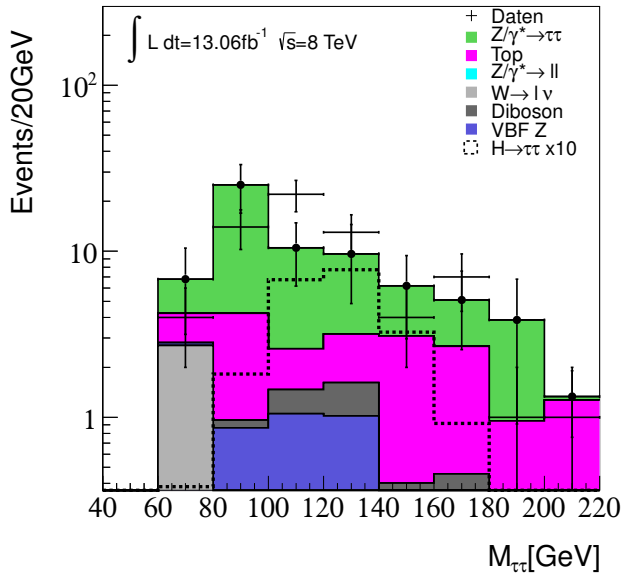


(a) $e\mu$ -Endzustände

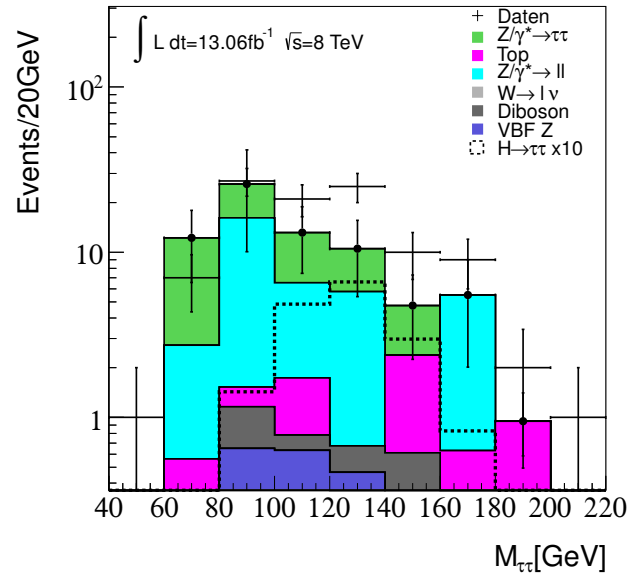


(b) $ee + \mu\mu$ -Endzustände

Abb. A.18.: Massenverteilung der wahren transversen Masse für Daten, Untergrund und 10-fach erhöhtem Signal nach Schnitt 15, zu den restlichen Details siehe Abb. 5.1

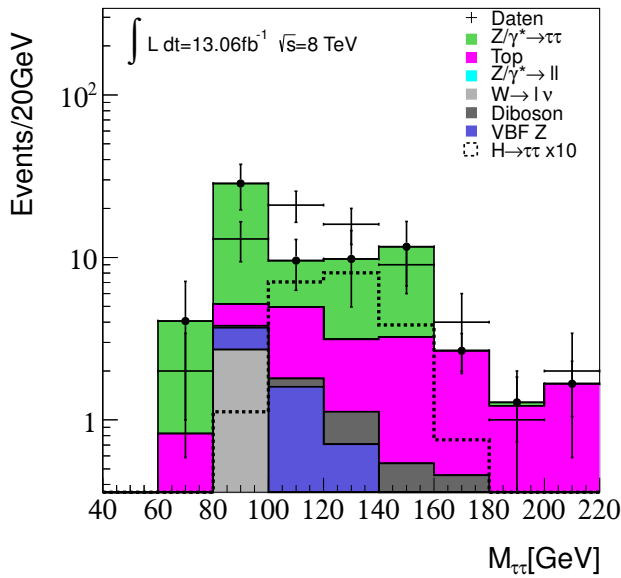


(a) $e\mu$ -Endzustände

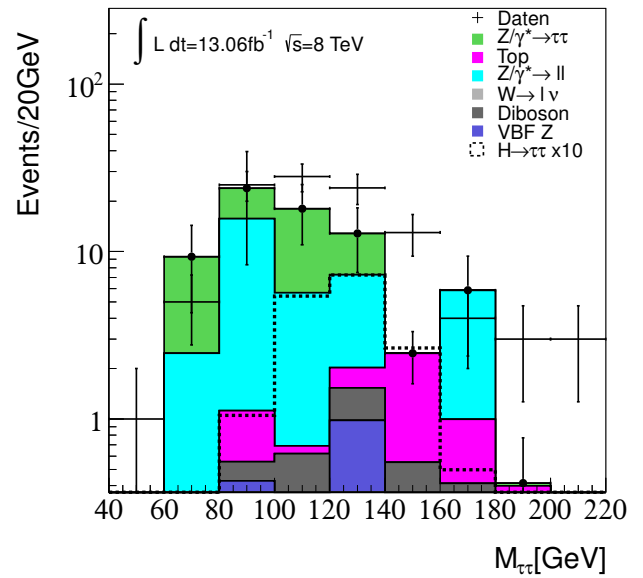


(b) $ee + \mu\mu$ -Endzustände

Abb. A.19.: Massenverteilung der kollinearen Näherung für Daten, Untergrund und 10-fach erhöhtem Signal nach Schnitt 15, zu den restlichen Details siehe Abb. 5.1



(a) $e\mu$ -Endzustände



(b) $ee + \mu\mu$ -Endzustände

Abb. A.20.: Massenverteilung des Missing Mass Calculator für Daten, Untergrund und 10-fach erhöhtem Signal nach Schnitt 15, zu den restlichen Details siehe Abb. 5.1

Literaturverzeichnis

- [1] S. Chatrchyan, et al. (CMS Collaboration), *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*, Phys.Lett. **B716**, 30 (2012), 1207.7235
- [2] User:MissMJ, *Standard Model of Particle Physics*, 27. August 2010, veröffentlicht unter der Creative Commons Attribution 3.0 Unported Lizenz URL http://commons.wikimedia.org/wiki/File:Standard_Model_of_Elementary_Particles.svg
- [3] F. Halzen, A. D. Martin, *Quarks and Leptons: An Introductory Course In Modern Particle Physics*, John Wiley & Sons, Inc. (1984)
- [4] J. B. et al., *Particle Data Group*, Phys. Rev. **D86** (2012)
- [5] P. W. Higgs, *Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons*, Phys. Rev. Lett. **13**, 508 (1964), URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.13.508>
- [6] User:Gonis, *Mecanismo de Higgs PH*, 12. Januar 2007, veröffentlicht unter der Creative Commons Attribution-Share Alike 3.0 Unported Lizenz URL https://en.m.wikipedia.org/wiki/File:Mecanismo_de_Higgs_PH.png
- [7] LHC Higgs Cross Section Working Group, S. Dittmaier, C. Mariotti, G. Passarino, R. Tanaka (Eds.), *Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 1. Inclusive Observables*, CERN-2011-002 (CERN, Geneva, 2011), 1101.0593
- [8] E. Drechsler, *Search for the Higgs boson in vector-boson fusion in $\tau + \tau$ final states with the ATLAS experiment*, II.Physik-UniGö-MSc-2013/01, Göttingen, Masterarbeit (2013)
- [9] G. Aad, et al. (ATLAS Collaboration), *Expected Performance of the ATLAS Experiment - Detector, Trigger and Physics* (2009), 0901.0512
- [10] T. A. Collaboration, G. A. et al., *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, Journal of Instrumentation **3(08)**, S08003 (2008), URL <http://stacks.iop.org/1748-0221/3/i=08/a=S08003>

- [11] E. Lippeles, *Trigger Status*, Atlas Weak (Montreux) (2012)
- [12] A. Elagin, P. Murat, A. Pranko, A. Safonov, *A New Mass Reconstruction Technique for Resonances Decaying to di-tau*, Nucl.Instrum.Meth. **A654**, 481 (2011), 1012.4686
- [13] A. J. Barr, T. J. Khoo, P. Konar, K. Kong, C. G. Lester, K. T. Matchev, M. Park, *Guide to transverse projections and mass-constraining variables*, Phys. Rev. D **84**, 095031 (2011), URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.84.095031>
- [14] G. Cowan, K. Cranmer, E. Gross, O. Vitells, *Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics*, European Physical Journal C **71**, 1554 (2011), 1007.1727
- [15] *Observation and study of the Higgs boson candidate in the two photon decay channel with the ATLAS detector at the LHC*, Technical Report ATLAS-CONF-2012-168, CERN, Geneva (2012)
- [16] *Measurements of the properties of the Higgs-like boson in the two photon decay channel with the ATLAS detector using 25 fb⁻¹ of proton-proton collision data*, Technical Report ATLAS-CONF-2013-012, CERN, Geneva (2013)
- [17] M. L. Mangano, M. Moretti, F. Piccinini, R. Pittau, A. D. Polosa, *ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions*, JHEP **0307**, 001 (2003), hep-ph/0206293
- [18] T. Sjostrand, S. Mrenna, P. Z. Skands, *PYTHIA 6.4 Physics and Manual*, JHEP **0605**, 026 (2006), hep-ph/0603175
- [19] G. Corcella, I. Knowles, G. Marchesini, S. Moretti, K. Odagiri, et al., *HERWIG 6: An Event generator for hadron emission reactions with interfering gluons (including supersymmetric processes)*, JHEP **0101**, 010 (2001), hep-ph/0011363
- [20] S. Frixione, B. R. Webber, *Matching NLO QCD computations and parton shower simulations*, JHEP **0206**, 029 (2002), hep-ph/0204244
- [21] B. P. Kersevan, E. Richter-Was, *The Monte Carlo event generator AcerMC version 2.0 with interfaces to PYTHIA 6.2 and HERWIG 6.5* (2004), hep-ph/0405247
- [22] T. Gleisberg, S. Hoeche, F. Krauss, M. Schonherr, S. Schumann, et al., *Event generation with SHERPA 1.1*, JHEP **0902**, 007 (2009), 0811.4622

- [23] S. Frixione, P. Nason, C. Oleari, *Matching NLO QCD computations with Parton Shower simulations: the POWHEG method*, JHEP **0711**, 070 (2007), 0709.2092
- [24] T. A. Collaboration, D. e. a. Alvarez, *Search for the Standard Model Higgs boson in the decay mode $H \rightarrow \tau_{lep}\tau_{lep}$ in pp collisions at $\sqrt{s} = 8\text{TeV}$ with ATLAS*, (ATL-COM-PHYS-2012-1166) (2012)
- [25] T. A. Collaboration, G. A. et al., *Electron and photon reconstruction and identification in ATLAS: expected performance at high energy and results at 900 GeV*, (ATLAS-CONF-2010-005) (2010)

Danksagung

Ich danke Prof. Dr. Arnulf Quadt dafür, dass er mir die Möglichkeit verschaffen hat, diese Bachelorarbeit zu schreiben. Ich danke Prof. Dr. Ariane Frey dafür, dass sie bereit war, Zweitgutachterin dieser Bachelorarbeit zu werden.

Ich danke Dr. Oleg Brandt und insbesondere Dr. Ulla Blumenschein und Katharina Bierwagen für ihre Betreuung und ihre Bereitschaft, diese Bachelorarbeit Korrektur zu lesen.

Ich danke Eric Drechsler für die Bereitstellung seines Quelltextes und Vorarbeit in Form seiner Masterarbeit und ich danke Dr. Despina Evangelakou für ihre Auskünfte.

Ich danke Lukas Weise für seine kooperative Zusammenarbeit.

Ich danke Ronja Khan dafür, dass sie mich nach Hause gefahren hat.

Ich danke meiner Mutter, Thomas und Kasia für ihre Existenz.

Peace.

*Non est salvatori salvator,
neque defensori dominus,
nec pater nec mater,
nihil supernum.*

Erklärung

nach §13(8) der Prüfungsordnung für den Bachelor-Studiengang Physik und den Master-Studiengang Physik an der Universität Göttingen:

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Abschlussarbeit selbständig verfasst habe, keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe und alle Stellen, die wörtlich oder sinngemäß aus veröffentlichten Schriften entnommen wurden, als solche kenntlich gemacht habe.

Darüberhinaus erkläre ich, dass diese Abschlussarbeit nicht, auch nicht auszugsweise, im Rahmen einer nichtbestandenenen Prüfung an dieser oder einer anderen Hochschule eingereicht wurde.

Göttingen, den 20. Juli 2013

(Alexander Sydorenko)