

TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DRESDEN

Untersuchung der Lepton-Isolation für die Suche nach $A \rightarrow \tau\tau \rightarrow e 2\nu \mu 2\nu$ Zerfällen

Bachelor-Arbeit
zur Erlangung des Hochschulgrades
Bachelor of Science
im Bachelor-Studiengang Physik

vorgelegt von

Marius Melcher
geboren am 16.05.2000 in Spremberg

Institut für Kern- und Teilchenphysik
Fakultät Physik
Bereich Mathematik und Naturwissenschaften
Technische Universität Dresden
2022

Eingereicht am 08. August 2022

1. Gutachter: Prof. Dr. Arno Straessner
2. Gutachter: Dr. Frank Siegert

Zusammenfassung

Zusammenfassung

Deutsch:

Das 2-Higgs-Dublett-Modell (2HDM) ist eine Erweiterung des Standardmodells der Teilchenphysik (SM), welche die gemessene Abweichung des magnetischen Moments des Myons von der SM-Vorhersage erklären kann. Dabei wird die Existenz vier weiterer Higgs-Bosonen postuliert. In der vorliegenden Arbeit wird der Einfluss der Lepton-Isolation auf die Suche nach einem leichten CP-ungeraden A -Higgs-Boson in einem Massenbereich von 20 bis 90 GeV betrachtet. Für den Run-2 Datensatz des ATLAS Experiments wird untersucht, ob durch die Verwendung neuer Lepton-Isolationskriterien die Sensitivität auf den Signalprozess $A \rightarrow \tau\tau \rightarrow e 2\nu \mu 2\nu$ verbessert werden kann. Der Vergleich erfolgt basierend auf der Zusammensetzung des Untergrunds, sowie den erwarteten Ausschlussgrenzen für verschiedene Kombinationen aus Myon- und Elektron-Isolationskriterien. Dabei zeigt sich gegenüber den bisher verwendeten *Tight* Kriterien für keine der untersuchten Kombinationen eine signifikante Verbesserung über den gesamten betrachteten Massenbereich hinweg. Nur die Myon-Isolation *LoosePF* kann die erwartete Ausschlussgrenze für $m_A > 70$ GeV lokal um ca. 4% verbessern.

Abstract

English:

The 2-Higgs-doublet-model (2HDM) is an extension of the Standard Model of particle physics (SM), which is able to explain the measured deviation of the muon magnetic moment from SM predictions. The existence of four new Higgs bosons is postulated. In this thesis, the influence of lepton isolation on the search for a light CP-uneven A -Higgs boson in a mass range of 20 to 90 GeV is examined. For the Run-2 data of the ATLAS experiment it is investigated whether the use of new lepton isolation criteria can improve the sensitivity to the signal process $A \rightarrow \tau\tau \rightarrow e 2\nu \mu 2\nu$. The background composition and the expected limits on the cross-section serve as a basis for comparison between different combinations of muon and electron isolation criteria. Compared to the previously used *Tight* criteria, no significant improvement over the entire mass range can be observed. Only the muon isolation *LoosePF* improves the expected limit for $m_A > 70$ GeV locally by approximately 4%.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretischer Hintergrund	3
2.1	Standardmodell der Teilchenphysik	3
2.2	Die 2HDM Theorie	5
2.3	Statistische Methoden	6
3	Experimenteller Aufbau	9
3.1	Der LHC	9
3.2	Der ATLAS Detektor	10
4	Leptonisolation	13
4.1	Funktionsprinzip	13
4.2	Vergleich der Arbeitspunkte	15
4.2.1	Tight Arbeitspunkt für Elektronen und Myonen	15
4.2.2	Particle-Flow-Algorithmus	16
4.2.3	PromptLeptonImprovedVeto-Algorithmus	17
5	Analyse	19
5.1	Signalprozess	19
5.2	Ereignisauswahl	20
5.3	Untergrundprozesse	21
5.4	Fake-Leptonen	24
5.5	Vergleich der Isolationskriterien	27
5.6	Kontrollregionen	29
5.7	Erwartete Ausschlussgrenzen	31
6	Zusammenfassung	37
7	Literaturverzeichnis	39
A	Anhang	41

1 Einleitung

Das fundamentale Verständnis des Universums, all seiner Komponenten und deren Wechselwirkungen zu erweitern, ist die Hauptaufgabe der Physik. Neben der qualitativen Beschreibung aller auftretenden Phänomene wird vor allem eine präzise quantitative Vorhersagbarkeit angestrebt. Trotz massiver Fortschritte in den letzten 150 Jahren ist die aktuelle Physik noch nicht in der Lage mit Hilfe einer “Theorie von Allem” alle Phänomene elegant und einheitlich zu beschreiben. Vielmehr gibt es zwei große Theorien, das Standardmodell der Teilchenphysik [1–4], welches die Elementarteilchen und deren fundamentale Wechselwirkungen beschreibt, sowie die allgemeine Relativitätstheorie, welche insbesondere die Gravitation und daraus resultierende Phänomene wie Gravitationslinsen und Gravitationswellen erfolgreich beschreibt. Eine widerspruchsfreie Vereinheitlichung beider Theorien ist bisher nicht gelungen.

Das Standardmodell gilt insbesondere deshalb als eine der erfolgreichsten Theorien der Physik, weil die quantitativen Vorhersagen in einer Vielzahl von Experimenten sehr präzise bestätigt werden konnten. Allerdings zeigen zwei Messungen der letzten Jahre erste Abweichungen von den Vorhersagen. Dabei wurde das anomale magnetische Moment des Myons [5], sowie die Masse des W-Bosons [6] mit hoher Präzision gemessen, wobei sich Unstimmigkeiten mit dem Standardmodell ergaben. Weiterhin motivieren einige offene Fragen zur Suche nach Physik jenseits des Standardmodells. Neben der nicht beschriebenen Gravitation ist hier vor allem das Fehlen einer Erklärung für die dunkle Materie [7] sowie die beobachtete Materie-Antimaterie-Asymmetrie [8] zu nennen.

Entsprechend wurden verschiedene weiterführende Theorien entwickelt um diese Probleme zu lösen. Während die genannten Abweichungen bei der W-Boson-Masse und dem magnetischen Moment des Myons zwar erste Einschränkungen für solche Theorien liefern, ist es damit nicht möglich auf eine spezielle Theorie zu schließen. Der Nachweis neuer postulierter Teilchen ist hier ein vielversprechender Ansatz. Diese Arbeit beschäftigt sich dabei mit der Suche nach dem A -Higgs-Boson, welches insbesondere im Rahmen supersymmetrischer Erweiterungen des Standardmodells eine Rolle spielt. [9]

Dafür werden die Run-2 Daten des ATLAS-Experiments am Large-Hadron-Collider (LHC) des CERN betrachtet. Im speziellen wird in dieser Arbeit der Einfluss unterschiedlicher Lepton-Isolationskriterien für die Analyse der Daten untersucht, mit dem Ziel die Sensitivität der Analyse für den gesuchten $A \rightarrow \tau\tau \rightarrow e2\nu\mu2\nu$ Prozess weiter zu erhöhen. In Abschnitt 2 werden, neben theoretischer Grundlagen des Standardmodells und des dem A -Higgs-Boson

zugrunde liegenden 2-Higgs-Dublett-Modells, auch bei der Datenauswertung angewandte statistische Methoden betrachtet. Daraufhin wird in Abschnitt 3 ein kurzer Überblick über das experimentelle Setup gegeben, bevor in Abschnitt 4 die Funktionsweise der betrachteten Isolationskriterien erläutert wird. In Abschnitt 5 findet dann der finale Vergleich dieser Kriterien statt.

In der gesamten Arbeit werden natürliche Einheiten ($\hbar = c = 1$) verwendet.

2 Theoretischer Hintergrund

2.1 Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik (SM) ist in der Lage die starke, die schwache und die elektromagnetische Wechselwirkung sowie alle bisher beobachteten Elementarteilchen zu beschreiben, mit Ausnahme der Neutrinomassen. Mit der Gravitation konnte die vierte fundamentale Wechselwirkung bisher nicht integriert werden. Allerdings sind deren Effekte für die in der Teilchenphysik betrachteten Skalen vernachlässigbar.

Die Elementarteilchen können dabei in Fermionen mit halbzahligem Spin und Bosonen mit ganzzahligem Spin unterteilt werden. Die zwölf Fermionen setzen sich aus drei Neutrinos, drei geladenen Leptonen sowie sechs Quarks zusammen, wobei letztere sich in drei Up-Type und drei Down-Type Quarks unterteilen lassen. Dabei werden die Fermionen in drei Generationen eingeteilt, wobei nur die geladenen Leptonen und Quarks der ersten Generation stabil sind. Zusätzlich hat jedes Fermion ein entsprechendes Antiteilchen mit selber Masse und selbem Spin, aber umgekehrten Ladungen.

Die Spin-1-Eichbosonen vermitteln die elementaren Wechselwirkungen. Das masselose Photon γ überträgt die elektromagnetische Wechselwirkung, welcher alle elektrisch geladenen Teilchen unterliegen. Die ebenfalls masselosen Gluonen g hingegen vermitteln die starke Wechselwirkung, dabei koppeln sie an Quarks und sich selbst. Aufgrund der unterschiedlichen Farbladungen können diese in acht verschiedenen Farbzuständen auftreten. Die schwache Wechselwirkung wird durch drei massive Teilchen, das neutrale Z-Boson, sowie die geladenen W^\pm -Bosonen übertragen. Neben den bisher genannten Spin-1-Bosonen existiert auch das Spin-0-Higgs-Boson, das einzige skalare Elementarteilchen im Standardmodell. Auf dieses wird am Ende dieses Abschnitts weiter eingegangen.

Formal handelt es sich beim Standardmodell um eine Quantenfeldtheorie, welche auf dem Prinzip der Eichinvarianz der Eichgruppe

$$G_{SM} = SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y \quad (2.1)$$

beruht, wobei $SU(3)_C$ die starke Wechselwirkung mit Farbladung C und $SU(2)_L \times U(1)_Y$ die vereinheitlichte elektroschwache Wechselwirkung mit Hyperladung Y beschreibt. L steht hier für die Kopplung der schwachen Wechselwirkung an linkshändige Fermionen bzw. rechtshändige Antifermionen. [9]

Die Lagrangedichte des Standardmodells nimmt folgende Struktur an:

$$\mathcal{L}_{SM} = \mathcal{L}_F + \mathcal{L}_{YM} + \mathcal{L}_{yuk} + \mathcal{L}_S. \quad (2.2)$$

\mathcal{L}_F enthält die kinetischen Terme für die Fermionen sowie die Wechselwirkung mit den Eichbosonen, während \mathcal{L}_{YM} die Eichfelder beschreibt. Im bisher beschriebenen Standardmodell wären allerdings alle Teilchen masselos. Um die Existenz massiver Teilchen erklären zu können, wird der Higgsmechanismus eingeführt. [10] Dieser setzt zunächst das komplexe skalare Higgs-Feld Φ voraus:

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 - i\phi_2 \\ \phi_3 - i\phi_4 \end{pmatrix}. \quad (2.3)$$

Mit der kovarianten Ableitung D^μ ergibt sich damit der skalare Teil der Lagrangedichte:

$$\mathcal{L}_S = (D^\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) - V(\Phi) \quad (2.4)$$

mit dem Potential

$$V(\Phi) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2. \quad (2.5)$$

Der Parameter λ ist dabei positiv und μ^2 wird negativ gewählt. Das so entstehende Potential hat ein instabiles lokales Maximum bei $\Phi = 0$ und unendlich viele globale Minima. Um seine Energie zu minimieren, geht das System vom lokalen Maximum aus in einen beliebigen Grundzustand über, es kommt zur spontanen Symmetriebrechung.

Ohne Beschränkung der Allgemeinheit kann der Grundzustand als

$$\Phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

mit Vakuumerwartungswert (VEV)

$$v = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}} \quad (2.7)$$

dargestellt werden. Dabei wird sowohl die $SU(2)_L$ als auch die $U(1)_Y$ Eichsymmetrie spontan gebrochen, während die $U(1)_Q$ Symmetrie erhalten bleibt. Insgesamt wird also die Symmetrie von $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ zu $SU(3) \times U(1)_Q$ gebrochen. $U(1)_Q$ ist dabei die Eichgruppe der elektromagnetischen Wechselwirkung mit Ladung Q. Nun kann Φ in erster Ordnung nahe einem Grundzustand entwickelt werden. Es ergibt sich

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

wobei $H(x)$ eine massive Anregung des Higgsfeldes ist, welche als Higgs-Boson identifiziert wird. Berechnung des kinetischen Terms $(D^\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi)$ aus Gleichung 2.1 mit dem neuem Φ liefert Massenterme für die Eichbosonen W^\pm, Z . Da die $U(1)_Q$ Symmetrie nicht gebrochen wird, bleibt das Photon masselos. Für eine ausführlichere Betrachtung siehe [10]. Allerdings sind auch die Fermionen massiv. Bis auf Neutrinos erhalten diese ihre Masse durch Wechselwirkung mit dem Higgs-Boson, was in \mathcal{L}_{yuk} beschrieben wird. [9]

2.2 Die 2HDM Theorie

Das 2-Higgs-Dublett-Modell (2HDM) ist eine relativ simple Erweiterung des Standardmodells, welche allerdings auch im Kontext von komplexeren Erweiterungen wie der minimalen supersymmetrischen Erweiterung des Standardmodells relevant ist. [10]

Zusätzlich zum bereits in Abschnitt 2.1 eingeführten Higgs-Dublett wird nun ein zweites eingeführt:

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} \phi_1^+ \\ \phi_1^0 \end{pmatrix}; \Phi_2 = \begin{pmatrix} \phi_2^0 \\ \phi_2^- \end{pmatrix}. \quad (2.9)$$

Daraus ergibt sich ein neues Potential $V(\Phi_1, \Phi_2)$:

$$\begin{aligned} V(\Phi_1, \Phi_2) = & m_{11}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + m_{22}^2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 - \left(m_{12}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_2 + h.c. \right) \\ & + \lambda_1 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_1 \right)^2 + \lambda_2 \left(\Phi_2^\dagger \Phi_2 \right)^2 + \lambda_3 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_1 \Phi_2^\dagger \Phi_2 \right) - \lambda_4 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 \right) \left(\Phi_2^\dagger \Phi_1 \right) \\ & + \frac{1}{2} \left[\lambda_5 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 \right)^2 + h.c. \right] + \left[\left(\lambda_6 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + \lambda_7 \Phi_2^\dagger \Phi_2 \right) \Phi_1^\dagger \Phi_2 + h.c. \right] \end{aligned} \quad (2.10)$$

Wobei h.c. das hermitesch Konjugierte des vorherigen Terms bezeichnet. Analog zum Fall mit einem Higgs-Dublett ergeben sich zwei Vakuumerwartungswerte v_1 und v_2 , für die gilt:

$$\Phi_{1,0} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 \end{pmatrix}; \Phi_{2,0} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix}. \quad (2.11)$$

Damit kann der Winkel β definiert werden durch $\tan \beta \equiv \frac{v_2}{v_1}$. Eine Rotation der Dubletts um diesen Winkel ergibt die sogenannte Higgs-Basis, in welcher ein Dublett den VEV $v = \sqrt{v_1^2 + v_2^2}$ erhält. Das andere Dublett erhält den VEV 0.

Insgesamt werden durch die Betrachtung zweier Higgs-Dubletts 5 Higgs-Bosonen vorhergesagt. Zwei CP-gerade skalare h und H , mit $m_h \leq m_H$, einem CP-ungeraden Pseudoskalar A und einem geladenen Higgs Paar H^\pm . [12], [13]

Hier wird Bezug genommen auf das Verhalten des Teilchens bezüglich CP Transformationen. CP bezeichnet hierbei die Ausführung des Paritätsoperators P, welcher eine Spiegelung der räumlichen Koordinaten am Ursprung vornimmt, und des Ladungsumkehroperators C, welcher alle Ladungen umkehrt, ein Teilchen also in sein Antiteilchen umwandelt. Beide Operatoren haben die Eigenwerte +1 und -1. CP-gerade bedeutet nun, dass das Produkt beider Eigenwerte +1 wird, während es bei CP-ungerade Teilchen den Wert -1 annimmt.

2.3 Statistische Methoden

Bei der Suche nach neuen Elementarteilchen ist es im Allgemeinen nicht möglich, das gesuchte Teilchen direkt zu messen. Vielmehr wird ein bestimmter Zerfallskanal betrachtet und die Suche erfolgt über die Teilchen im Endzustand. In der betrachteten Analyse besteht dieser aus einem Elektron und einem Myon. Allerdings müssen auch Untergrundprozesse betrachtet werden, bei denen der selbe Endzustand gemessen wird. Entsprechend sind einige statistische Methoden notwendig, um eine begründete Aussage über die Existenz des gesuchten A-Higgs-Bosons treffen zu können.

Dafür werden zwei Hypothesen gegeneinander getestet. Zum einen die Nullhypothese H_0 , welche der Standardmodellvorhersage für die Untergründe entspricht. Diese wird verglichen mit der Hypothese H_1 , welche das Standardmodell sowie den gesuchten Signalprozess enthält. Nun wird der p -Value eingeführt, um die Übereinstimmung der gemessenen Daten mit einer Hypothese im Vergleich mit der anderen Hypothese zu quantifizieren.

Zur Berechnung des p -Values wird ein Likelihood-Ansatz verwendet. Betrachtet wird ein Histogramm mit N Bins. In jedem Bin i sind s_i Signal- und b_i Untergrundeinträge. Diese können mithilfe von Monte-Carlo-Simulationen vorhergesagt werden. Dies kann nun mit den gemessenen Ereignissen n_i verglichen werden. Unter der Annahme, dass die Werte poissonverteilt sind, ergibt sich folgende Likelihood-Funktion:

$$L(\mu) = \prod_{i=1}^N \frac{(\mu s_i + b_i)^{n_i}}{n_i!} e^{-(\mu s_i + b_i)} \quad (2.12)$$

Der Wert μ entspricht hier einer Signalstärke. $\mu = 0$ entspricht unserer Nullhypothese, dass das gesuchte Teilchen nicht existiert und die Standardmodellvorhersage allein die Daten korrekt beschreibt. Allerdings sind hier noch keine systematischen Unsicherheiten inbegriffen. Hierfür werden die Störparameter, auch Nuisance-Parameter, θ_j für jede Systematik eingeführt und als $\boldsymbol{\theta}$ zusammengefasst. Dafür werden separate Histogramme betrachtet. Analog werden in jedem Bin k die mithilfe $\boldsymbol{\theta}$ vorhergesagten Einträge u_k mit den gemessenen Einträgen m_k verglichen. Die gesamte Likelihood-Funktion wird erweitert zu:

$$L(\mu) = \prod_{i=1}^N \frac{(\mu s_i + b_i)^{n_i}}{n_i!} e^{-(\mu s_i + b_i)} \prod_{k=1}^M \frac{(u_k)^{m_k}}{m_k!} e^{-u_k} \quad (2.13)$$

Das Maximum der Likelihood-Funktion entspricht dem wahrscheinlichsten Wert für μ . Dieser wird bester Schätzer $\hat{\mu}$ genannt. Um verschiedene Werte für μ mit diesem zu vergleichen ist es daher sinnvoll, den Quotienten

$$\lambda(\mu) = \frac{L(\mu, \hat{\boldsymbol{\theta}}(\mu))}{L(\hat{\mu}, \hat{\boldsymbol{\theta}}(\hat{\mu}))} \quad (2.14)$$

zu betrachten, wobei $\hat{\boldsymbol{\theta}}(\mu)$ der beste Schätzer für $\boldsymbol{\theta}$ bei gegebenem μ ist. Für die weitere Verwendung werden noch zwei Anpassungen vorgenommen. Zum einen ist es sinnvoll, den Logarithmus einer Likelihood-Funktion zu betrachten, da sich diese so in eine Summe umformen lässt. Weiterhin ist ein negatives $\hat{\mu}$ unphysikalisch, was eine Fallunterscheidung notwendig macht. Entsprechend wird folgende Teststatistik definiert:

$$\tilde{t}_\mu = \begin{cases} -2 \ln \frac{L(\mu, \hat{\boldsymbol{\theta}}(\mu))}{L(\hat{\mu}, \hat{\boldsymbol{\theta}}(\hat{\mu}))} & , \hat{\mu} > 0 \\ -2 \ln \frac{L(\mu, \hat{\boldsymbol{\theta}}(\mu))}{L(0, \hat{\boldsymbol{\theta}}(0))} & , \hat{\mu} \leq 0. \end{cases} \quad (2.15)$$

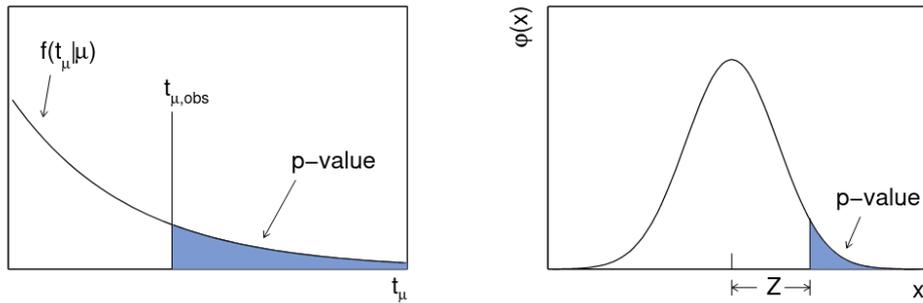


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der Berechnung des p -Values [14]

Für eine gegebene Signalstärke μ ergibt sich nun der p -Value als

$$p_\mu = \int_{\tilde{t}_{\mu, \text{obs}}}^{\infty} f(\tilde{t}_\mu | \mu) d\tilde{t}_\mu, \quad (2.16)$$

mit der Dichtefunktion $f(\tilde{t}_\mu | \mu)$ bei gegebenem μ sowie der in den Daten beobachtete Teststatistik $\tilde{t}_{\mu, \text{obs}}$, welche durch den besten Schätzer $\hat{\mu}$ festgelegt ist. Die Dichtefunktion kann zum Beispiel durch die Generierung von Pseudodaten erstellt werden. In [14] ist ein weiterer Ansatz zu finden.

Anschaulich ist dies in Abb. 2.1 dargestellt. Die Vereinbarkeit der Daten mit der Nullhypothese kann mit p_0 ausgedrückt werden. Die Dichtefunktion bezieht sich also auf die Standardmodellvorhersage ohne Signal. Ergibt sich aus den Daten der beste Schätzer $\hat{\mu} = 0$, wird über die

gesamte Dichtefunktion integriert und es ergibt sich $p_0 = 1$. Wenn die Signal+Untergrund-Hypothese die Daten allerdings besser beschreibt ($\hat{\mu} > 0$), wird nur über einen Teil der Dichtefunktion integriert und p_0 sinkt. In der Teilchenphysik ist es Konvention, die hier dem Standardmodell entsprechende Nullhypothese für $p_0 < 5.7 \times 10^{-7}$ zu verwerfen, was einer 5σ Abweichung entspricht.

Für die Analyse ist allerdings auch die Berechnung von einer oberen Grenze für μ interessant. Hierbei wird p_μ für verschiedene μ berechnet. Dafür muss allerdings die Teststatistik modifiziert werden, da für die Berechnung einer oberen Grenze nur $\mu > \hat{\mu}$ relevant sind.

$$\tilde{q}_\mu = \begin{cases} 0 & , \hat{\mu} > \mu \\ -2 \ln \frac{L(\mu, \hat{\theta}(\mu))}{L(\hat{\mu}, \hat{\theta}(\hat{\mu}))} & , 0 < \hat{\mu} \leq \mu \\ -2 \ln \frac{L(\mu, \hat{\theta}(\mu))}{L(0, \hat{\theta}(0))} & , \hat{\mu} \leq 0 \end{cases} \quad (2.17)$$

Die Signalstärke wird dabei solange variiert, bis p_μ eine Schwelle unterschreitet. Konvention ist hier 0.05. Die Signalstärke, welche zu $p_\mu = 0.05$ führt, ist also die maximale Signalstärke, welche mit den Daten vereinbar ist. Diese kann in den Wirkungsquerschnitt umgerechnet werden. Selbst wenn es mit den Daten nicht möglich ist, einen neuen Prozess nachzuweisen, ist es so dennoch möglich, eine obere Grenze für den Wirkungsquerschnitt zu setzen, diese wird in der Analyse als Ausschlussgrenze bezeichnet. [14], [15]

3 Experimenteller Aufbau

3.1 Der LHC

Der Large Hadron Collider (LHC) ist der leistungsfähigste Teilchenbeschleuniger der Welt. Es handelt sich um einen Ringbeschleuniger mit einem Umfang von 26.7 km am CERN nahe Genf. In dem in dieser Arbeit betrachteten Run-2 des LHC werden zwei Protonen mit einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ zur Kollision gebracht. In einem Abstand von 25 ns überschneiden sich zwei Pakete bestehend aus je ca. 10^{11} Protonen. [16] Zusätzlich können auch Kollisionen zweier Blei-Kerne betrachtet werden. Eine Untersuchung höher energetischer Teilchen ist aktuell nur mit Teilchen der kosmischen Strahlung möglich. Neben der hohen Kollisionsenergie zeichnet sich der LHC vor allem durch seine hohe Luminosität aus. Die Luminosität L ist ein Maß für die Anzahl von Teilchenbegegnungen pro Fläche und Zeit. Für einen Prozess mit Wirkungsquerschnitt σ_{event} ergibt sich die Anzahl der Kollisionen pro Sekunde als:

$$N_{\text{event}} = L\sigma_{\text{event}}. \quad (3.1)$$

Insbesondere für die Suche nach seltenen Prozessen ist eine hohe Luminosität also elementar, um genügend Ereignisse messen zu können. Im Allgemeinen wird hier die über den gesamten Messzeitraum integrierte Luminosität betrachtet. In dieser Arbeit wird ein Datensatz mit einer integrierten Luminosität von 139 fb^{-1} ausgewertet. [16]

Neben dem in dieser Arbeit betrachteten ATLAS Experiment sind noch drei weitere große Experimente an separaten Kollisionspunkten aufgebaut. Das ATLAS und das CMS Experiment sind dabei relativ allgemein konzipiert, mit dem Ziel eine Vielzahl unterschiedlicher Analysen zu ermöglichen, während LHCb und ALICE stärker spezialisiert sind. LHCb erforscht primär den Zerfall von Hadronen, welche b-Quarks enthalten und bei ALICE wird die Kollision der Blei-Kerne betrachtet. [17]

3.2 Der ATLAS Detektor

Der ATLAS-Detektor (A Toroidal LHC ApparatuS) ist zylindrisch um den Teilchenstrahl aufgebaut, mit dem Kollisionspunkt im Zentrum. Die bei einer Kollision entstehenden Teilchen entfernen sich in einer Raumrichtung vom Kollisionspunkt. Entsprechend ist es oft sinnvoll, die Bewegung der Teilchen bzw. Jets mit den zwei Winkeln η und ϕ anstatt kartesischer Koordinaten zu charakterisieren. ϕ ist dabei der Azimutalwinkel, welcher in der Ebene senkrecht um die Strahlachse herum definiert ist und η die Pseudorapidität. Diese gibt den Winkel relativ zur Strahlachse an, sie ergibt sich aus dem Polarwinkel θ durch:

$$\eta = -\ln \left(\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right). \quad (3.2)$$

Ein Teilchen, welches sich parallel zur Strahlachse bewegt hat also eine Pseudorapidität von $\pm\infty$ und ein Teilchen, welches sich senkrecht von der Achse entfernt, hat die Pseudorapidität null. Entsprechend wird die Winkeldifferenz zwischen zwei Objekten definiert als:

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}. \quad (3.3)$$

Der ATLAS-Detektor wurde als einer von zwei Mehrzweck-Detektoren konzipiert, welche die Messung möglichst vieler verschiedener Prozesse ermöglichen sollen. Entsprechend besteht der Detektor aus mehreren Schichten, welche auf die Messung unterschiedlicher Teilchenarten spezialisiert sind, siehe Abb. 3.1. Viele physikalisch interessante Teilchen zerfallen allerdings, bevor sie den Detektor erreichen, weswegen nur die langlebigen Zerfallsprodukte gemessen werden können. Insbesondere ist die Messung von Prozessen mit Neutrinos im Endzustand komplizierter, da diese nicht direkt detektiert werden können. Aus der Impulserhaltung folgt allerdings, dass die Summe aller Impulse senkrecht zur Strahlachse null sein muss. Aus den transversalen Impulsen \vec{p}_T kann so die der fehlende transversale Impuls, bezeichnet als E_T^{miss} , berechnet werden [18]:

$$E_T^{\text{miss}} = \left| -\sum \vec{p}_T \right|. \quad (3.4)$$

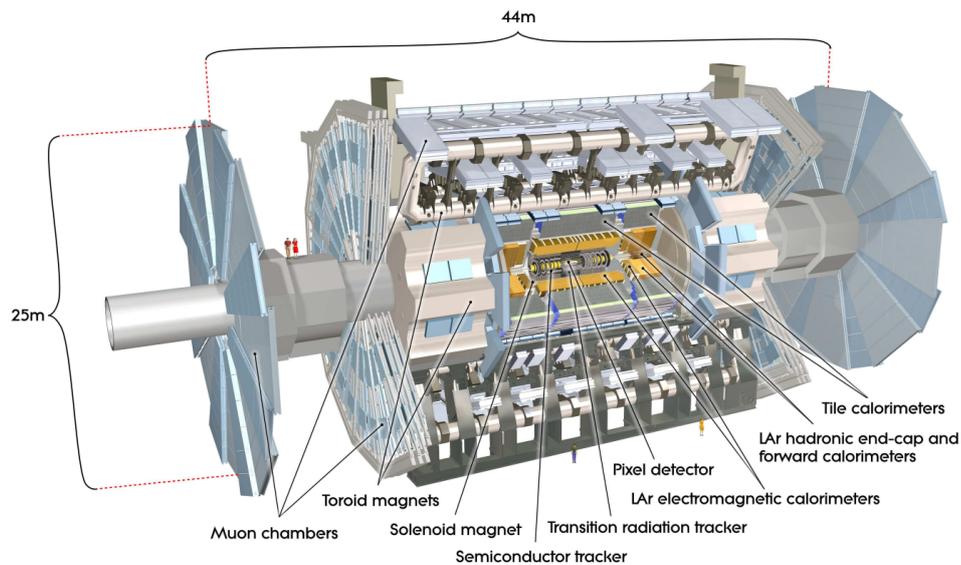


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau des ATLAS Detektors [18]

Innerer Detektor

Nach der Kollision erreichen produzierte Teilchen zunächst den inneren Detektor. Hier wird die Spur geladener Teilchen gemessen. Aufgrund eines angelegten 2 T Magnetfelds ist diese gekrümmt. Entsprechend kann aus dem Krümmungsradius der Impuls berechnet werden. Die Messung der Spur erfolgt in drei unabhängigen Teilen: dem Pixeldetektor, dem Halbleiterdetektor und dem Übergangsstrahlungsdetektor. Die ersten zwei Schichten basieren auf der Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren in Halbleitern. In der letzten Schicht ionisieren die geladenen Teilchen in Driftkammern Gasatome, was an Elektroden gemessen wird. Zusätzlich entsteht beim Übergang zwischen Materialien mit unterschiedlichen Brechungsindizes Übergangsstrahlung.

Kalorimetersystem

Das Kalorimetersystem besteht aus zwei Komponenten. In dem elektromagnetischen Kalorimeter werden primär Photonen und Elektronen gemessen, während im weiter außen liegenden hadronischen Kalorimeter primär Hadronen gemessen werden. Das grundlegende Funktionsprinzip ist dabei in beiden Kalorimetern identisch: in einem Absorbermaterial erzeugt ein einkommendes Teilchen Sekundärteilchen, sodass ein Schauer entsteht. Dieser wird dann in einem aktiven Medium gemessen. Dabei sind Absorberschichten und aktives Medium abwechselnd angeordnet.

Im elektromagnetischen- und in Teilen des hadronischen Kalorimeters wird hier flüssiges Argon als aktives Medium verwendet, welches durch geladene Teilchen ionisiert werden kann. Im hadronischen Kalorimeter wird zusätzlich ein Szintillator verwendet. Idealerweise deponieren die Elektronen, Photonen und Hadronen ihre gesamte Energie im Kalorimeter. Durch Auf-

summieren aller Signale, welche durch einen Schauer erzeugt wurden, kann so die Energie des Primärteilchens direkt bestimmt werden.

Myon-Spektrometer

Im Allgemeinen erreichen nur zwei Arten von Teilchen diese letzte Detektorschicht. Zum einen Neutrinos, welche nicht direkt gemessen werden können. Zum anderen Myonen, welche nur einen kleinen Teil ihrer Energie in den bisherigen Detektorschichten abgeben. Für diese wird nun erneut die durch ein Magnetfeld gekrümmte Spur gemessen. [18]

4 Leptonisolation

4.1 Funktionsprinzip

Bei der Kollision von zwei hochenergetischen Protonen kann eine Vielzahl verschiedener Teilchen entstehen. Da es sich bei den wechselwirkenden Partonen, also den Quarks und Gluonen in den Protonen, um stark wechselwirkende Teilchen handelt, entstehen insbesondere Jets. Hierbei produziert ein Teilchen mit einer Farbladung eine Vielzahl an Sekundärteilchen, welche als Teilchenschauer den Detektor durchqueren. Neben Hadronen können nun allerdings auch Leptonen in diesem Schauer produziert werden.

Da sich der gesuchte Signalprozess durch zwei Leptonen im Endzustand auszeichnet, stellt dies eine Herausforderung dar. Für die Suche nach einem seltenen Prozess ist es elementar, Kriterien zu finden, welche die Anzahl an Untergrundereignissen minimieren und die Anzahl an Signalereignissen maximieren.

Um die gesuchten Leptonen aus den Higgs-Zerfällen $A \rightarrow \tau\tau \rightarrow e2\nu\mu2\nu$ von den Leptonen in Jets unterscheiden zu können, wird nun die Isolation als Kriterium eingeführt. Hierbei wird ausgenutzt, dass sich in der räumlichen Umgebung von Leptonen aus Jets weitere Sekundärteilchen des Jets befinden, während die Leptonen des Signalprozesses isoliert auftreten. Mit den zur Verfügung stehenden Detektorinformationen kann nun entschieden werden, ob ein Teilchen isoliert ist oder nicht. Diese Arbeit konzentriert sich auf Lepton-Isolation, allerdings ist das Funktionsprinzip für Photonen identisch.

Um die Spur des betrachteten Leptons wird dabei ein Kegel (cone) mit einem Radius ΔR , erstellt, was anschaulich in Abb. 4.1 dargestellt ist. Die Winkeldifferenz ΔR bzgl. Azimutalwinkel ϕ und Pseudorapidität η wurde in Abschnitt 3.2 bereits eingeführt. Nun lassen sich verschiedene Isolationsvariablen definieren. Diese lassen sich in zwei Ansätze unterteilen. Zum einen kann die Isolation basierend auf den Spuren im inneren Detektor basieren. Hier werden nun die transversalen Impulse p_T aller Teilchen im Kegel summiert, abzüglich $p_{T,\text{Signal}}$ des gemessenen Leptons. Es ergibt sich die Isolationsvariable:

$$p_T^{\text{cone}} = \sum_{i \in \text{cone}} p_{T,i} - p_{T,\text{Signal}} \quad (4.1)$$

Analog können auch die Kalorimeter betrachtet werden. Hier wird allerdings über die Energie-deposition in diesem Kegel summiert. Dabei ist es notwendig einen Kern (core) zu definieren,

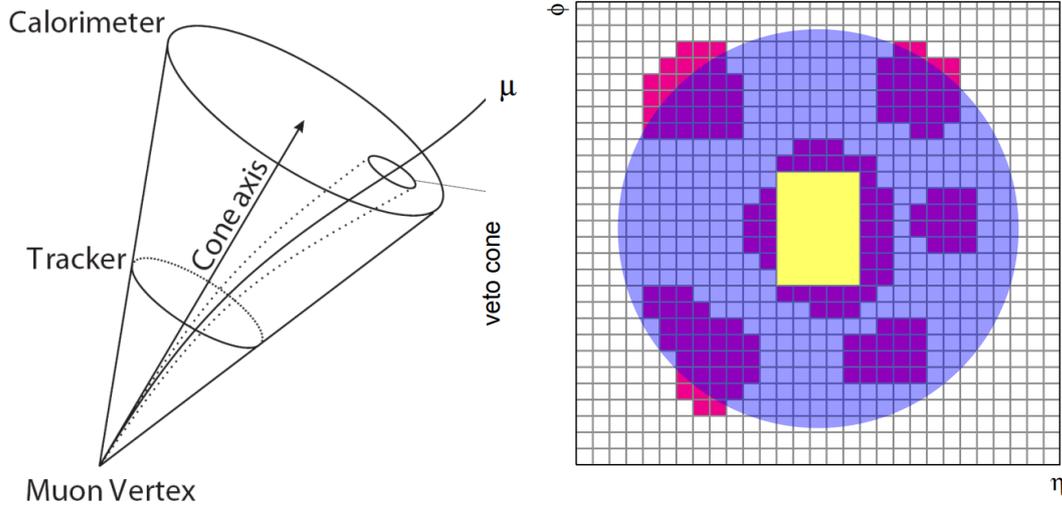


Abbildung 4.1: Links: Schematische Darstellung des Isolationskegels. [20] Rechts: Isolationskegel (blau), Cluster (rot), Kern (gelb). [21]

welcher möglichst nur das initiale Lepton beinhaltet. Die Energie in diesem wird dann von der Gesamtenergie im ΔR Kegel subtrahiert.

$$E_T^{\text{cone}} = \sum_{i \in \text{cone}} E_{T,i} - \sum_{j \in \text{core}} E_{T,j} \quad (4.2)$$

Neben diesen einfachen Variablen gibt es allerdings auch komplexere Definitionen. So wird zum Beispiel anstatt E_T^{cone} oft E_T^{topocone} verwendet. Hier wird nicht mehr über alle Energieeinträge im Kegel summiert, sondern über vorher rekonstruierte dreidimensionale topologische Cluster im Kalorimeter, welche den ΔR Kegel schneiden, aber nicht zwingend vollständig in diesem liegen müssen, siehe Abb. 4.1.

In der Analyse wird unter anderem die Variable $p_T^{\text{varcone}(X)}$ verwendet. Hierbei ist der Radius des Kegels variabel:

$$\Delta R = \min \left(\frac{10}{p_T [\text{GeV}]}, \Delta R_{\text{max}} \right) \quad (4.3)$$

wobei X hier $\Delta R_{\text{max}} \cdot 100$ entspricht. Für hochenergetische Leptonen verringert sich also der Kegelpadius. Dabei ist es ebenfalls sinnvoll den Quotienten aus der Isolationsvariable und dem p_T der Leptonen zu betrachten, da höherenergetische Teilchen mehr Energie im Detektor abstrahlen und so einen Schauer niederenergetischer Teilchen erzeugen können. Liegt der erhaltene Wert unterhalb einer vorher Definierten Grenze, gilt das Lepton als isoliert.

4.2 Vergleich der Arbeitspunkte

In dieser Arbeit werden verschiedene Arbeitspunkte verglichen. Dabei handelt es sich um bereits optimierte offizielle Empfehlungen innerhalb der ATLAS Kollaboration. Für eine spezielle Analyse ist es also im Allgemeinen nicht notwendig neue Isolationskriterien zu definieren, vielmehr wird der passendste Arbeitspunkt ausgewählt. Diese vordefinierten Kriterien für die Leptonisolation nutzen eine Kombination der in Abschnitt 4.1 eingeführten Isolationsvariablen, um möglichst viele Detektorinformationen zu verwenden. Dabei werden für Elektronen und Myonen unterschiedliche Kriterien verwendet, da beide unterschiedlich mit dem Detektor interagieren.

Beim Vergleich werden also stets Kombinationen zweier Kriterien betrachtet. Im folgenden wird dabei zuerst das Elektron- und dann das Myonisolationskriterium genannt. *Improved Tight* beschreibt also die Kombination aus der Elektronisolation *Improved* und der Myonisolationskriterium *Tight*. In diesem Abschnitt wird die Funktionsweise der Arbeitspunkte beschrieben, sowie ein erster Vergleich der Effizienzen durchgeführt.

4.2.1 Tight Arbeitspunkt für Elektronen und Myonen

In der bisherigen Analyse wurde sowohl für das Elektron als auch für das Myon der Arbeitspunkt *Tight_VarRad* verwendet, welcher für beide Teilchen die selben Variablen mit unterschiedlichen Grenzen verwendet. Im folgenden wird dieser nur als *Tight* bezeichnet. Es handelt sich dabei um eine Kombination der bereits erläuterten Variablen p_T^{varcone} und E_T^{topocone} , welche separat voneinander die Bedingung erfüllen müssen.

	Elektron	Myon
Spur	$p_T^{\text{varcone30}}/p_T < 0.06$	$p_T^{\text{varcone30}}/p_T/p_T < 0.04$
Kalorimeter	$E_T^{\text{topocone20}}/p_T < 0.06$	$E_T^{\text{topocone20}}/p_T < 0.15$

Tabelle 4.1: Definition der *Tight* Arbeitspunkte für Elektronen und Myonen

	Elektron	Myon
Spur	$p_T^{\text{varcone30}}/p_T < 0.15$	$p_T^{\text{varcone30}}/p_T < 0.15$
Kalorimeter	$E_T^{\text{topocone20}}/p_T < 0.2$	$E_T^{\text{topocone20}}/p_T < 0.3$

Tabelle 4.2: Definition der *Loose_VarRad* Arbeitspunkte für Elektronen und Myonen

Analog wie *Tight_VarRad* ist auch *Loose_VarRad* definiert, siehe Tabelle 4.2. Dieses Kriterium wird in dieser Arbeit nicht weiter betrachtet, da es im Vorfeld bereits verworfen wurde. Allerdings ermöglicht es eine Abschätzung der Effizienz der einzelnen Isolationskriterien, da der zur Verfügung stehende Datensatz so selektiert ist, dass alle Leptonen mindestens *Loose_VarRad* erfüllen. Die Effizienz wird ermittelt aus:

$$\epsilon_{e, Iso} = \frac{N_{Iso, Loose}}{N_{Loose, Loose}} \quad (4.4)$$

$$\epsilon_{\mu, Iso} = \frac{N_{Loose, Iso}}{N_{Loose, Loose}}. \quad (4.5)$$

Es ergeben sich folgende Effizienzen:

$$\epsilon_{e, Tight} = 84 \%$$

$$\epsilon_{\mu, Tight} = 88 \%$$

4.2.2 Particle-Flow-Algorithmus

Für Myonen werden weiterhin Particle-Flow-Isolationskriterien betrachtet, welche auf dem gleichnamigen Algorithmus basieren. Es stehen die Arbeitspunkte *PflowTight_VarRad* und *PflowLoose_VarRad* zur Verfügung, welche im Folgenden als *TightPF* und *LoosePF* bezeichnet werden.

Isolation	Definition
<i>LoosePF</i>	$(p_T^{\text{varcone30}} + E_{T, \text{neutral}}^{\text{topocone20}})/p_T < 0.16$
<i>TightPF</i>	$(p_T^{\text{varcone30}} + E_{T, \text{neutral}}^{\text{topocone20}})/p_T < 0.045$

Tabelle 4.3: Definition der Particle Flow Arbeitspunkte für Myonen

Während mit $p_T^{\text{varcone30}}$ eine bereits bekannte Variable verwendet wird, wird die neue Variable $E_{T, \text{neutral}}^{\text{topocone20}}$ eingeführt. Diese entspricht einer Summe der deponierten Energie in den Kalorimetern, allerdings nur über neutrale Teilchen.

Dies wird durch den Particle-Flow-Algorithmus erreicht. Dieser verbindet alle Detektorelemente und rekonstruiert vollständige Objekte. Für das Myon wird also auch das bisher bei der Isolation nicht verwendete Myon-Spektrometer genutzt. Geladene Teilchen setzen sich aus der Spur im inneren Detektor und ggf. im Myon-Spektrometer, sowie entsprechenden Kalorimeterzellen zusammen. Neutralen Objekten werden entsprechende Cluster in den Kalorimetern zugeordnet. Wobei Cluster im elektromagnetischen Kalorimeter auch mit Clustern im hadronischen Kalorimeter zusammengefügt werden können. Nun wird also über vollständige Objekte, anstatt über einzelne Detektorhits summiert, erneut innerhalb von ΔR Kegeln.

Es zeigt sich allerdings, dass geladene Teilchen durch dieses Vorgehen nicht signifikant besser beschrieben werden, als dies in p_T^{varcone} der Fall ist, weswegen hier trotzdem $p_T^{\text{varcone30}}$ verwendet wird. Für die neutralen Teilchen, z.B. Photonen und Pionen, wird entsprechend $E_{T, \text{neutral}}^{\text{topocone20}}$ als Summe über alle Cluster neutraler Teilchen in den Kalorimetern verwendet. [22]

Daraus ergibt sich dann das kombinierte Kriterium aus Tabelle 4.3. Es ergeben sich folgende Effizienzen:

$$\epsilon_{\mu, LoosePF} = 98\%$$

$$\epsilon_{\mu, TightPF} = 80\%$$

TightPF ist also schärfer als *Tight* und *LoosePF* sortiert im Vergleich zu *Loose_VarRad* kaum Ereignisse heraus. Das kann allerdings dadurch verfälscht werden, dass nur Ereignisse betrachtet werden, die *Loose_VarRad* bereits erfüllen. Aufgrund der signifikant verschiedenen technischen Definition erfüllen nicht zwingend alle Ereignisse, die *LoosePF* erfüllen, auch *Loose_VarRad*.

4.2.3 PromptLeptonImprovedVeto-Algorithmus

Die betrachteten neuen Elektron-Isolationskriterien sind technisch vollständig verschieden von den bisherigen Kriterien. Beide basieren auf dem PromptLeptonImprovedVeto-Algorithmus, können jedoch nicht mehr durch eine einfache Bedingung definiert werden. Vielmehr werden neuronale Netze trainiert, welche auf Basis von zehn Eingabeparametern entscheiden, ob das Lepton isoliert ist.

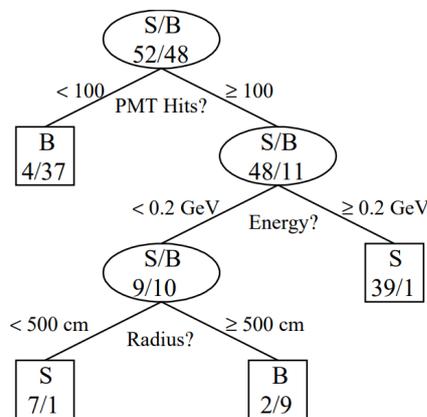


Abbildung 4.2: Exemplarischer Aufbau eines Entscheidungsbaumes. Es wird mithilfe der Inputparameter PMT Hits, Energie und Radius zwischen Signal und Untergrund entschieden. [23]

Zunächst wird ein Entscheidungsbaum (Decision Tree) mit allen Inputparameter erstellt, siehe Abb. 4.2. Die einzelnen Inputparameter werden hintereinander betrachtet, sodass am Ende eine Entscheidung getroffen werden kann. Nun wird jedem Ereignis nach Durchlaufen des Baums ein Score zugeordnet, welcher der Wahrscheinlichkeit entspricht, dass das Lepton isoliert ist. Mithilfe von Trainingsdaten wird nun ein neuronales Netz trainiert. Wird bei einem

Ereignis das Lepton falsch zugeordnet, erhält das Ereignis ein höheres Gewicht (boosting). So optimiert ein neuronales Netz mit vielen Iterationen den geboosteten Entscheidungsbaum (BDT), um die Trainingsdaten möglichst gut zuzuordnen, was mit Testdaten validiert wird. Für eine ausführliche Erklärung hierzu siehe [23].

Dabei wird für die Barrel-Region ($|\eta| < 1.37$) und für die Endcap-Region ($|\eta| \geq 1.37$) des ATLAS-Detektors je ein separater BDT erstellt. Die verwendeten Eingabeparameter sind in Tabelle 4.4 angegeben, für weitere Details siehe [24].

Parameter	Erklärung
$p_T^{\text{varcone30}}/p_T$	siehe Abschnitt 4.1
$E_T^{\text{topocone30}}/p_T$	siehe Abschnitt 4.1
$\sum E_T^{\text{miss}}/p_T$ ($\Delta R < 0.15$)	$E_T^{\text{topocone15}}/p_T$ ohne Subtraktion des Kerns
N_{track} in ΔR	Anzahl der Spuren in ΔR (innerer Detektor)
p_T^{rel}	Lepton p_T relativ zu Jetachse ($p \cdot \sin(\angle(\text{Lepton}, \text{Jet}))$)
$p_T^\ell/p_T^{\text{Jet}}$	Lepton p_T geteilt durch Jet p_T
$\Delta R_{\ell, \text{Jet}}$	Abstand zwischen Lepton und Jetachse
p_T^ℓ Binnummer	direkte Abhängigkeit von Lepton p_T
PromptLeptonRNN	separates neuronales Netz auf Basis von Impact Parametern
$l_{\text{SVtoPV}}^{\text{longitudinal}}/\sigma$	Longitudinale Signifikanz der Sekundärvertizes

Tabelle 4.4: Eingabeparameter für den Boosted Decision Tree

Basierend auf diesem Algorithmus werden nun zwei Arbeitspunkte definiert, welche für unterschiedliche Effizienzen ausgelegt sind. Zum einen *PLImprovedTight* welches fortan als *Improved* bezeichnet wird und *PLImprovedVeryTight* welches als *VeryTight* abgekürzt wird.

Es ergeben sich folgende Effizienzen:

$$\epsilon_{e, \text{Improved}} = 75\%$$

$$\epsilon_{e, \text{VeryTight}} = 65\%.$$

Beide Arbeitspunkte sortieren also deutlich mehr Events heraus als alle bisher betrachteten Kriterien.

5 Analyse

In diesem Abschnitt soll nun der Einfluss der unterschiedlichen Isolationskriterien auf die $A \rightarrow \tau\tau \rightarrow e2\nu\mu2\nu$ Analyse untersucht werden. Dafür wird für alle Kombinationen aus Elektron- bzw. Myon-Isolationskriterien eine vollständige Analyse der betrachteten Daten durchgeführt, welche in LHC Run-2 vom ATLAS-Detektor gesammelt wurden. Da der Vergleich der verschiedenen Isolationskriterien im Fokus steht, wird hier nur ein Überblick über die Analyse und die verwendeten Parameter gegeben. Für weitere technische Details siehe [25] und [26].

5.1 Signalprozess

In Abschnitt 2.2 wurde bereits die theoretische Motivation für eine Suche nach dem A -Higgs-Boson erläutert. Das Feynman-Diagramm des betrachteten Signal-Prozesses ist in Abb. 5.1 dargestellt. Das A -Higgs-Boson wird dabei hauptsächlich durch Gluon-Fusion und eine Top-Quark-Schleife produziert. Dies lässt sich zum einen durch die Proportionalität der Kopplungsstärke des A -Higgs-Bosons zur Masse der Teilchen erklären. Weiterhin impliziert die Beobachtung des anomalen magnetischen Moments des Myons a_μ im Rahmen der betrachteten Theorie eine starke Kopplung an Up-Type-Quarks ζ_u , während die Kopplung an Down-Type-Quarks ζ_d , wie dem Bottom-Quark, zu vernachlässigen ist. [13]

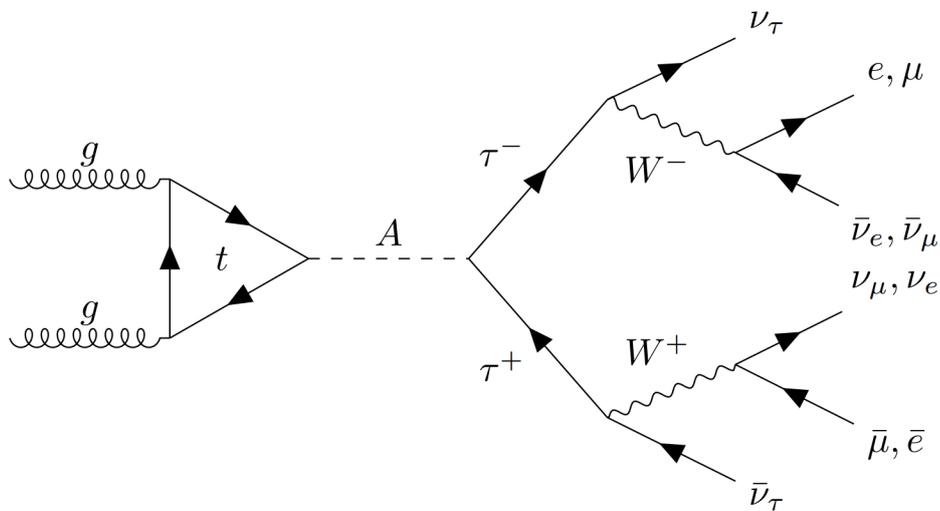


Abbildung 5.1: Feynman-Diagramm des betrachteten Signalprozesses [19]

Weiterhin wird eine starke Kopplung ζ_l an Leptonen vorhergesagt, wodurch der Zerfall in zwei Tau-Leptonen zum dominanten Zerfallskanal des A -Higgs-Bosons wird [13]. Diese können allerdings sowohl hadronisch als auch leptonisch zerfallen. In dieser Analyse wird der vollständig leptonische Zerfall betrachtet. Neben einer klareren Detektorsignatur liegen die Trigger-Schwellen für Elektronen bzw. Myonen niedriger als bei Jets, was für die Messung von leichten Higgs-Bosonen vorteilhaft ist. [25]

Um Untergründe wie $Z \rightarrow \ell\ell$ zu unterdrücken, wird nun nur der Zerfall in ein Myon und ein Elektron, sowie entsprechende Neutrinos betrachtet, siehe auch Abb. 5.1. Dadurch beschränkt sich die Analyse allerdings auf 6.2% der Tau-Zerfälle. [27]

Ein vorrangiges Ziel in der Analyse ist nun die Signifikanz des erwarteten Signals relativ zum Untergrund zu erhöhen. Dafür werden Monte-Carlo-Simulationen von Untergrund- und Signalprozessen verwendet. Da die Masse des A -Higgs-Bosons nicht bekannt ist, werden verschiedene Massenhypothesen in 10 GeV Schritten simuliert. Dabei wird ein Massenbereich von 20 bis 90 GeV betrachtet. Eine Erweiterung um zwei Massenschritte bei 100 und 110 GeV ist geplant.

5.2 Ereignisauswahl

Um die erwartete Signifikanz zu erhöhen sind Auswahlkriterien bzw. Schnitte ein wichtiges Werkzeug. Es werden nur Ereignisse betrachtet, welche diese passieren. Dabei wird der Massenbereich in zwei Regionen mit variierenden Schnitten aufgeteilt, um die Signifikanz weiter zu erhöhen. Die Definition der beiden Signalregionen sind in Tabelle 5.1 dargestellt.

Region A (20 – 60 GeV)	Region B (70 – 90 GeV)
$n_e = 1; n_\mu = 1; q_e \cdot q_\mu = -1$ p_T^e, p_T^μ entsprechend Trigger siehe [26] kein b-Jet mit $p_T^{Jet} > 20$ GeV <i>Medium</i> Identifikation <i>Tight</i> Isolation	
$\Delta R_{\ell\ell} < 0.7$ $m_T^{\text{tot}} < 45$ GeV $E_T^{\text{miss}} > 50$ GeV	$\Delta R_{\ell\ell} < 1.0$ $m_T^{\text{tot}} < 65$ GeV $E_T^{\text{miss}} > 30$ GeV

Tabelle 5.1: Verwendete Auswahlkriterien in beiden Massenregionen

Dabei ist $q_e \cdot q_\mu$ das Ladungsprodukt der Leptonen, welches negativ wird, da ein $\tau^- \tau^+$ -Paar zerfällt. Die Berechnung der Winkeldifferenz zwischen den beiden Leptonen $\Delta R_{\ell\ell}$, sowie der fehlenden Transversalenergie E_T^{miss} , wurde in Abschnitt 3.2 bereits erklärt. Die Massenvariable m_T^{tot} berechnet sich aus

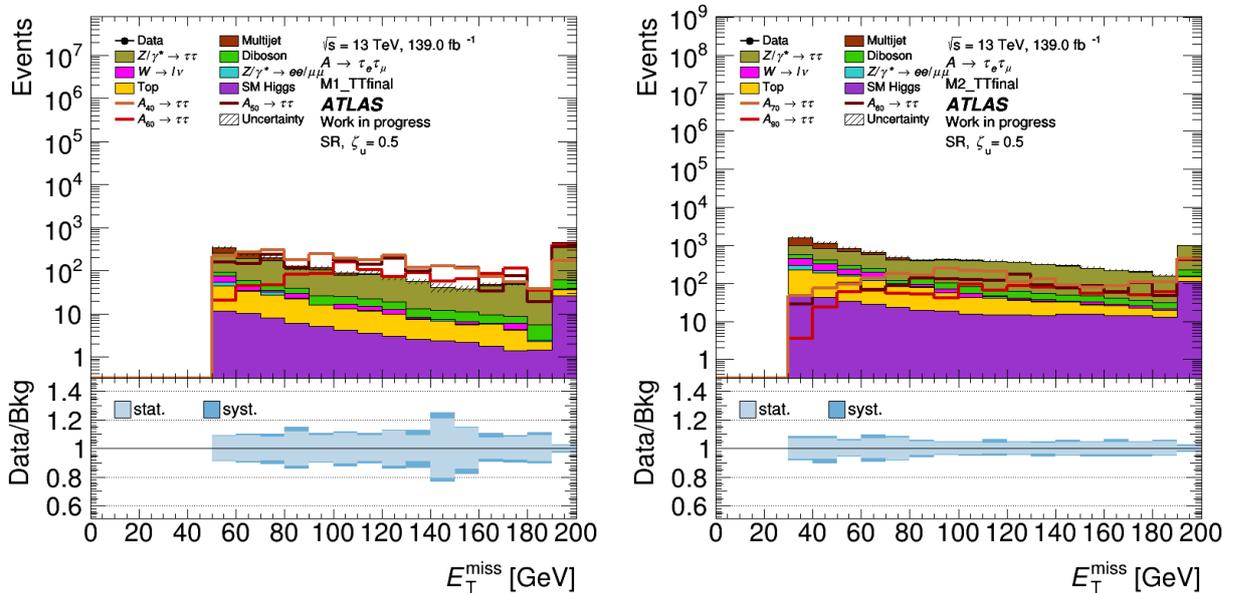
$$m_T^{\text{tot}} = \sqrt{(p_T^e + p_T^\mu + E_T^{\text{miss}})^2 + (\vec{p}_T^e + \vec{p}_T^\mu + \vec{E}_T^{\text{miss}})^2}. \quad (5.1)$$

Im nächsten Abschnitt wird begründet, warum diese Auswahlkriterien sinnvoll sind. Im Rahmen dieser Arbeit werden alle Kombinationen aus Isolationskriterien betrachtet, welche sich aus den Elektron-Arbeitspunkten *Tight*, *Improved* und *VeryTight* sowie den Myon-Arbeitspunkten *Tight*, *LoosePF* und *TightPF* ergeben.

Neben den Signalregionen werden auch zwei Kontrollregionen betrachtet. In diesen soll jeweils ein relevanter Untergrundprozess betrachtet werden, weswegen dort Auswahlkriterien gewählt werden, um deren Signifikanz zu erhöhen. Damit kann untersucht werden, ob in der aktuellen Analyse diese Prozesse korrekt modelliert werden oder ob sich hier eine Abweichung von den Daten zeigt. Anders als in der Signalregion können hier bereits Daten ausgewertet werden.

Im aktuellen Stand der Analyse werden die Daten in der Signalregion noch nicht genutzt, was auf 'Blinding' zurückzuführen ist. Um Vorurteile zu vermeiden wird die Analyse ohne Betrachtung der Daten in der Signalregion erstellt. Erst wenn die Analyse ausgereift ist können Daten ausgewertet werden. Ein wichtiges Kriterium für das 'Unblinding' ist dabei die korrekte Modellierung der Untergründe, was in den Kontrollregionen untersucht wird. Die Definition der Kontrollregionen sowie ein Vergleich der verschiedenen Isolationskriterien ist in Abschnitt 5.6 zu finden.

5.3 Untergrundprozesse



(a) Massenregion 1

(b) Massenregion 2

Abbildung 5.2: E_T^{miss} Verteilungen für beide Massenregionen für bisher verwendete Isolation

In Abbildung 5.2 sind E_T^{miss} -Verteilungen für beide Massenregionen bei den bisher verwenden

Isolationskriterien zu erkennen. Die unterschiedlichen E_T^{miss} -Schnitte sind hier direkt sichtbar. Zunächst soll ein Überblick über die verschiedenen Untergründe gegeben werden.

$Z \rightarrow \tau\tau$

Neben dem A Higgs-Boson können auch andere neutrale Teilchen in ein τ -Leptonenpaar zerfallen. $Z \rightarrow \tau\tau$ stellt den größten Untergrund dar. Es treten die selben Teilchen im Endzustand auf. Zusätzlich liegt die Z -Masse mit $m_Z = 91.19 \text{ GeV}$ [27] nah am betrachteten Massenbereich für unser gesuchtes Signal, sodass eine Separation durch die Rekonstruktion der Masse erschwert wird.

Allerdings weisen die Zerfallsprodukte verschiedene Winkelverteilungen auf, was sich aus Spin- und CP-Eigenschaften der Teilchen herleiten lässt. [19] Dies kann ausgenutzt werden, indem man den Abstand $\Delta R_{\ell\ell}$ zwischen beiden Leptonen betrachtet:

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} \quad (5.2)$$

Die entsprechende Verteilung ist in Abb. 5.3 zu erkennen. Mit einem $\Delta R_{\ell\ell}$ -Schnitt kann also dieser Untergrund reduziert werden, bleibt aber trotzdem der dominante Untergrund.

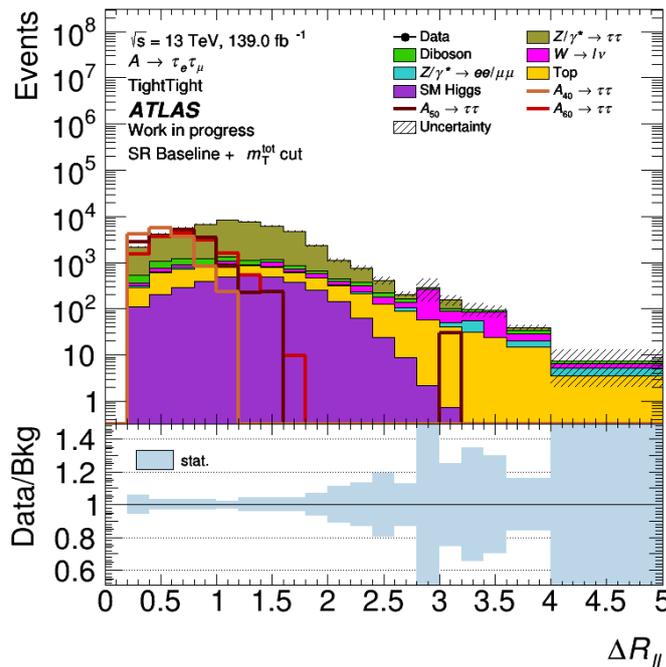


Abbildung 5.3: $\Delta R_{\ell\ell}$ Verteilung in Massenregion A ohne $\Delta R_{\ell\ell}$ -Schnitt

$Z \rightarrow \ell\ell$

Der Untergrund aus dem Zerfall eines Z -Bosons in ein Elektron-Positron bzw. Myon-Antimyon Paar ist im Vergleich zum τ -Paar stark unterdrückt. Dies wird durch die Beschränkung auf

exakt ein Elektron und exakt ein Myon im Endzustand erreicht, da ein Z-Boson nur in zwei Leptonen aus der selben Familie zerfällt. Durch Missidentifikation von Leptonen oder Jets können allerdings trotzdem Untergrundereignisse gemessen werden.

Top

Ein weiterer relevanter Untergrund entsteht durch Top-Quarks. Diese zerfallen mit einer Wahrscheinlichkeit von über 91.4% in ein W-Boson und ein Bottom-Quark. [27] Ein $t\bar{t}$ -Paar kann nun ein sehr ähnliches Signal erzeugen, wenn beide erzeugten W-Bosonen leptonisch zerfallen. In diese Kategorie fällt aber auch Untergrund, der durch ein einzelnes Top-Quark produziert wurde. Ein Lepton entsteht hier erneut über einen W-Zerfall, während das zweite Lepton z.B. durch Missidentifikation eines Jets gemessen wird.

Um diesen Untergrund zu unterdrücken, werden zwei Schnitte verwendet. Zum einen werden alle Ereignisse verworfen in denen ein b-Jet identifiziert wird (b-Veto), zum anderen entstehen bei diesem Prozess weniger Neutrinos, da keine ν_τ erzeugt werden. Entsprechend ist das im Mittel erwartete E_T^{miss} kleiner, was durch den E_T^{miss} -Schnitt in Tabelle 5.1 ausgenutzt wird.

Standardmodell Higgs

Das bereits gemessene Standardmodell-Higgs-Boson kann ebenfalls in ein paar aus τ -Leptonen zerfallen, allerdings nur mit einer Wahrscheinlichkeit von 6.27%, während das in dieser Arbeit betrachtete A-Higgs-Boson fast ausschließlich in Tauonen zerfällt. Weiterhin möglich ist der Zerfall in ein W-Paar, wobei die Beschränkung auf ein Elektron und ein Myon das Verzweigungsverhältnis weiter einschränkt.

Ein relevanter Unterschied zum Signal und zum Z-Untergrund ist hier allerdings die Masse, welche mit $m_H = 125.25 \text{ GeV}$ [27] deutlich über dem betrachteten Bereich liegt. Entsprechend kann dieser Untergrund mit dem Schnitt auf m_T^{tot} unterdrückt werden.

$W \rightarrow \ell\nu_\ell$

Beim Zerfall eines einzelnen W-Bosons entsteht höchstens ein Lepton. Mit fast identischen Wahrscheinlichkeiten von ca. 11% können dabei Leptonen aller drei Generationen entstehen. Das τ -Lepton zerfällt entsprechend vor dem Detektor leptonisch oder hadronisch. Jedoch können, analog zum $Z \rightarrow \ell\ell$ und zum einzelnen Top, durch Missidentifikation weitere Leptonen fälschlicherweise gemessen werden. Entsprechend gibt es hier, stark unterdrückt, trotzdem Untergrundereignisse.

Diboson

Neben einzelnen Bosonen wie W oder Z , können auch beliebige Kombinationen der beiden Bosonen für Untergrundereignisse verantwortlich sein. Insbesondere der Zerfall zweier W -Bosonen erzeugt einen ähnlichen Endzustand, was für $t\bar{t}$ und das Higgs-Boson bereits erwähnt wurde. Unter dem Überbegriff Diboson sind allerdings viele verschiedene Prozesse zusammengefasst, welche, unter anderem aufgrund von falsch identifizierten Teilchen, eine ähnliche Signatur wie der Signalprozess aufweisen.

5.4 Fake-Leptonen

Anders als alle bisher genannten Untergründe werden die Fake-Leptonen hier nicht durch Monte-Carlo-Simulationen modelliert. Hierbei handelt es sich um fälschlicherweise als isoliertes Leptonen rekonstruierte Objekte. Dabei kann es sich zum einen um tatsächliche Leptonen handeln, welche allerdings als Sekundärteilchen in einem Jet erzeugt werden und als isoliertes Lepton gemessen werden, z.B. weil sie sich hinreichend weit vom Jet entfernt haben. Entsprechend haben Isolationskriterien einen großen Einfluss auf die Zahl der Fake-Leptonen. Allerdings sind auch andere Teilchenarten möglich, welche fälschlicherweise als Elektron oder Myon identifiziert werden, oft handelt es sich hierbei um Pionen. [28] In den Plots wird der resultierende Untergrund als Multijet bezeichnet.

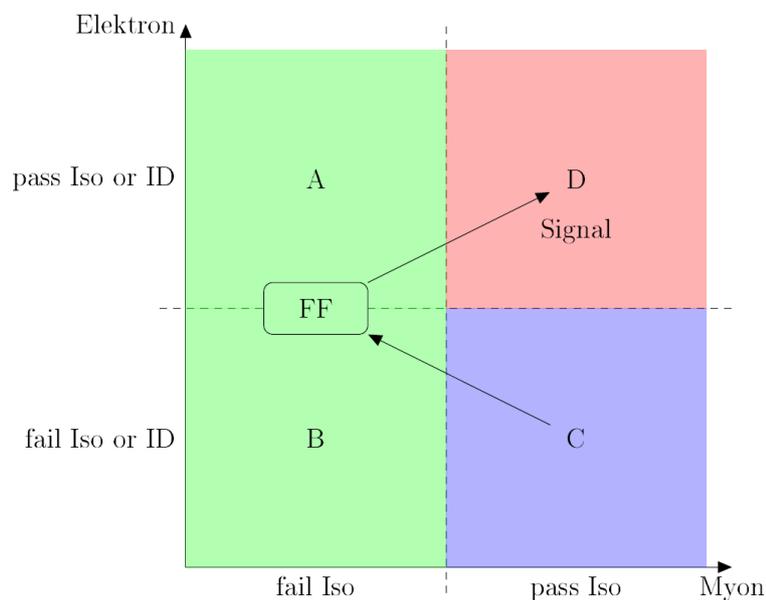


Abbildung 5.4: Einteilung der Regionen für Bestimmung und Anwendung der Fake-Faktoren (FF)

Die Quantifizierung dieses Untergrundes basiert in dieser Analyse auf Daten. Hierfür werden vier Regionen aufgestellt, was in Abb. 5.4 zu erkennen ist. Diese Regionen bilden sich aus den verschiedenen Kombinationen zweier statistisch unabhängiger Größen. In dieser Analyse

wird hierfür zum einen die Myon-Isolation und zum anderen Isolation und Identifikation des Elektrons verwendet. Region D ist also unsere gewünschte Signalregion, bei der beide Teilchen die Isolation und die Identifikation passieren.

Unter der Annahme der statistischen Unabhängigkeit ergeben sich folgende Beziehungen für die Anzahl der Multijet Untergrundereignisse:

$$\frac{N_A^{Bkg}}{N_B^{Bkg}} = \frac{N_D^{Bkg}}{N_C^{Bkg}} \quad (5.3)$$

$$N_D^{Bkg} = \frac{N_A^{Bkg}}{N_B^{Bkg}} \cdot N_C^{Bkg} \quad (5.4)$$

Der Quotient $\frac{N_A^{Bkg}}{N_B^{Bkg}}$ wird im Folgenden als Fake-Faktor bezeichnet. Durch Betrachtung der Differenz aus Daten und Monte-Carlo simulierten Untergründe in den Regionen A und B können nun die Fake-Faktoren bestimmt werden. Durch Multiplikation mit der entsprechenden Differenz in Region C kann nun der Fake-Leptonen-Untergrund in der Signalregion abgeschätzt werden. Dafür ist es allerdings notwendig, dass in den Regionen A, B und C keine signifikante Menge an Signalereignissen vorhanden sind, da diese sonst ebenfalls in die Bestimmung des Untergrunds einfließen. Da keine signifikanten Unterschiede auftreten, werden die Fake-Faktoren nur einmal berechnet und auf beide Massenregionen angewendet. Dabei werden die Auswahlkriterien aus der Region B ohne den E_T^{miss} -Schnitt verwendet, siehe Tabelle 5.1.

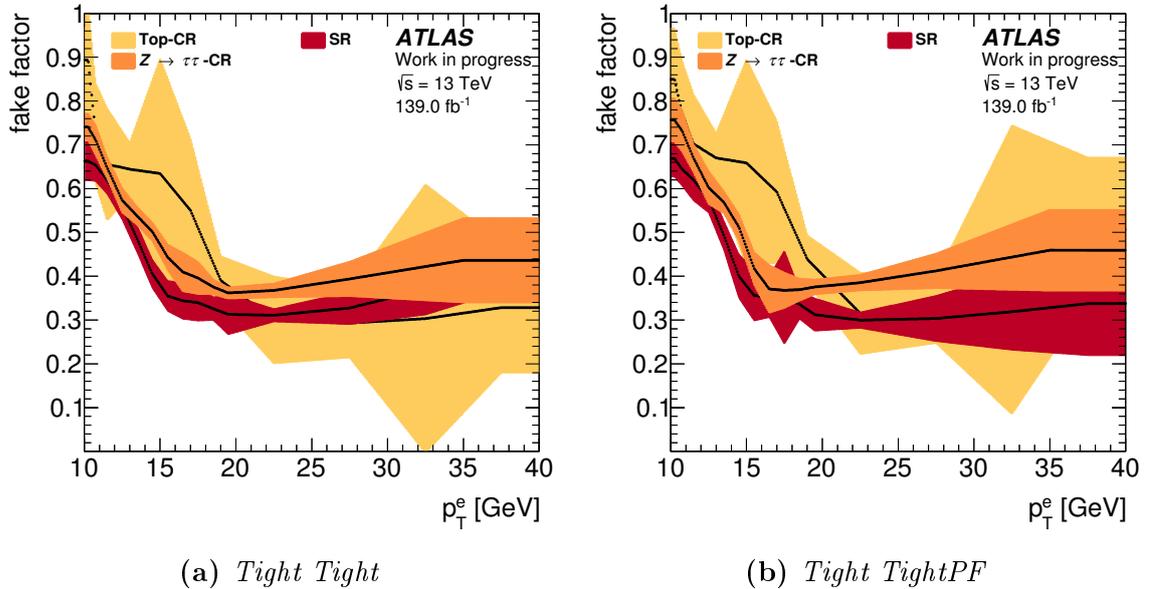


Abbildung 5.5: Fake Faktoren in Abhängigkeit von p_T^e für verschiedene Myon-Isolationen

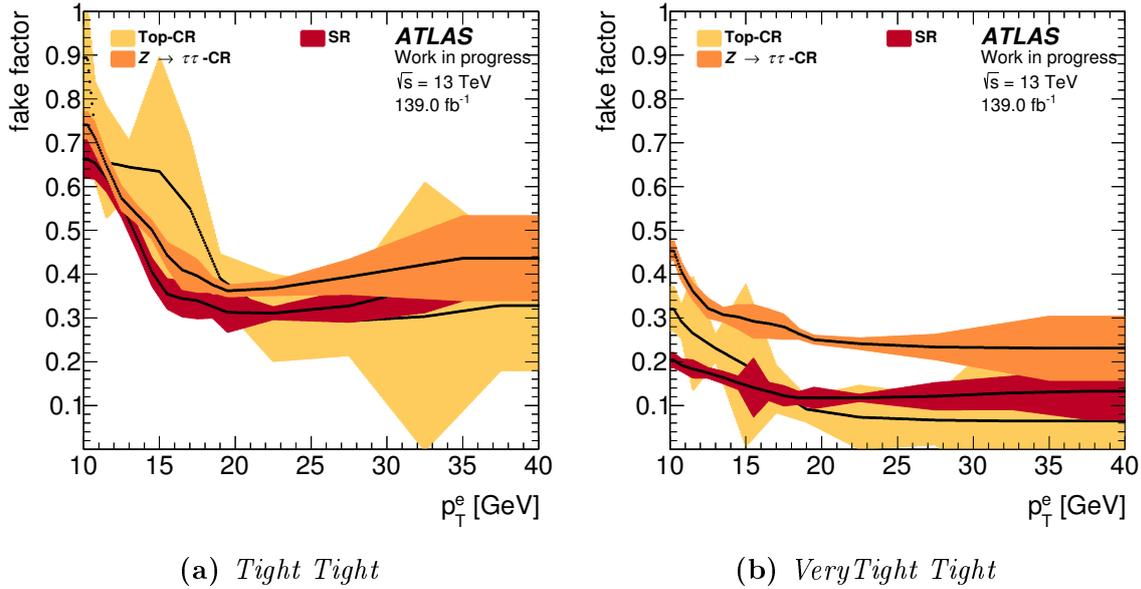


Abbildung 5.6: Fake Faktoren in Abhängigkeit von p_T^e für verschiedene Elektron-Isolationen

In den Abbildungen 5.5 und 5.6 sind nun die Fake-Faktoren dargestellt, wenn eine der beiden Isolationskriterien (Elektron oder Myon) variiert wird und das andere konstant bleibt. Die fehlenden Kombinationen sind in Anhang A.2 zu finden. Die Abhängigkeit der Fake-Faktoren vom Elektron p_T^e ergibt sich aus der Berechnung. Konzeptionell ist die Wahl der betrachteten Variable aber frei wählbar. Diese wird mit den Regionen A und B, also bei variierender Elektronisolations, durchgeführt. Alternativ könnten die Faktoren auch aus den Regionen B und C berechnet werden und dann auf Region A angewandt werden. Hier ist eine Abhängigkeit von p_T^μ sinnvoller.

Für variierende Myon-Isolationskriterien sind keine signifikanten Veränderungen zu erkennen. Da für die Berechnung der Fake-Faktoren nur die Regionen A und B betrachtet werden, entspricht dies den Erwartungen, da die Myonisolations in diesen Regionen unverändert bleibt. Allerdings ist für *LoosePF* der statistische Fehler höher, siehe auch Anhang A.1. Dies kann mit verringerter Anzahl an Ereignissen erklärt werden. In den betrachteten Regionen wird die Nichterfüllung der Myonisolations vorausgesetzt und *LoosePF* weist eine Effizienz von 98 % auf, im Vergleich zu 88 % bei *Tight*. Entsprechend wird in den Regionen A und B nur ein sechstel der Ereignisse betrachtet.

Für die veränderten Elektronisolations zeigen sich jedoch signifikante Unterschiede, siehe Abb. 5.6. Zum einen sind die neuen Kriterien schärfer, entsprechend sind mehr Ereignisse in den Regionen A und B, was die statistischen Fehler der Fake-Faktoren verringert, zum anderen zeigen sich qualitative Unterschiede im Verlauf. Die Fake-Faktoren sind insgesamt kleiner und die Kurve wird für hohe p_T^e sehr flach. Es ist also weniger Multijet-Untergrund zu erwarten, was für schärfere Isolationskriterien plausibel ist, da Fake-Leptonen effektiver verhindert werden

können.

Auffällig ist jedoch, dass die Verläufe in der Signalregion und in der $Z \rightarrow \tau\tau$ Kontrollregionen auseinanderdriften. Die dargestellten Fehlerschläuche entsprechen einer Abweichung von 1σ . Für die verschiedenen Myonisolationsen in Abb. 5.5 sind die Verläufe also statistisch gut kompatibel, während dies in Abb. 5.6 nicht mehr der Fall ist. Dies entspricht nicht der physikalischen Erwartung, da beide Prozesse eine sehr ähnliche Kinematik aufweisen und sich die Regionen hier kaum unterscheiden sollten. Vor einer finalen Anwendung der neuen Elektron-Isolationskriterien sollte dieser Unterschied also weiter untersucht werden.

5.5 Vergleich der Isolationskriterien

	N_{TT}	$\frac{N_{TLP}}{N_{TT}}$	$\frac{N_{TTP}}{N_{TT}}$	$\frac{N_{IT}}{N_{TT}}$	$\frac{N_{ILP}}{N_{TT}}$	$\frac{N_{ITP}}{N_{TT}}$	$\frac{N_{VTT}}{N_{TT}}$	$\frac{N_{VTLP}}{N_{TT}}$	$\frac{N_{VTTP}}{N_{TT}}$
$Z \rightarrow \tau\tau$	1330	1.09	0.92	0.82	0.88	0.75	0.65	0.69	0.60
Top	158	1.16	0.92	0.88	1.02	0.81	0.73	0.84	0.67
Diboson	134	1.08	0.94	0.89	0.96	0.84	0.75	0.81	0.71
Multijet	195	2.65	0.68	0.89	1.49	0.51	0.70	1.13	0.39
SM Higgs	89	1.06	0.94	0.90	0.95	0.85	0.75	0.79	0.71
$W \rightarrow l\nu_l$	55	1.29	0.85	1.48	1.65	1.35	1.34	1.50	1.23
$Z \rightarrow \ell\ell$	18	1.11	1.03	0.81	0.91	0.88	0.57	0.61	0.62
Bkg	1980	1.25	0.90	0.86	0.98	0.76	0.69	0.78	0.61
Signal (50 GeV)	2224	1.08	0.91	0.81	0.88	0.74	0.68	0.75	0.61
Signal/Bkg	1.12	0.87	1.01	0.95	0.90	0.97	0.98	0.96	1.00

Tabelle 5.2: Untergrund- und Signalereignisse in Massenbereich A, normiert auf *Tight Tight* (Abk. siehe A.3)

	N_{TT}	$\frac{N_{TLP}}{N_{TT}}$	$\frac{N_{TTP}}{N_{TT}}$	$\frac{N_{IT}}{N_{TT}}$	$\frac{N_{ILP}}{N_{TT}}$	$\frac{N_{ITP}}{N_{TT}}$	$\frac{N_{VTT}}{N_{TT}}$	$\frac{N_{VTLP}}{N_{TT}}$	$\frac{N_{VTTP}}{N_{TT}}$
$Z \rightarrow \tau\tau$	5284	1.08	0.94	0.86	0.93	0.80	0.71	0.76	0.66
Top	882	1.17	0.91	0.91	1.07	0.84	0.77	0.89	0.70
Diboson	631	1.09	0.94	0.91	0.99	0.86	0.77	0.84	0.72
Multijet	1315	2.22	0.68	0.90	1.34	0.55	0.73	1.02	0.44
SM Higgs	462	1.08	0.94	0.91	0.98	0.85	0.76	0.82	0.72
$W \rightarrow l\nu_l$	437	1.20	0.61	0.98	1.19	0.68	0.86	0.98	0.57
$Z \rightarrow \ell\ell$	163	1.32	0.91	0.94	1.35	0.86	0.82	1.21	0.75
Bkg	9174	1.26	0.88	0.88	1.03	0.77	0.73	0.84	0.64
Signal (80 GeV)	1922	1.03	0.92	0.87	0.90	0.79	0.70	0.73	0.64
Signal/Bkg	0.21	0.82	1.04	0.98	0.88	1.02	0.96	0.87	1.00

Tabelle 5.3: Untergrund- und Signalereignisse in Massenbereich B, normiert auf *Tight Tight* (Abk. siehe A.3)

In den Tabellen 5.2 und 5.3 ist die Anzahl der mit Monte-Carlo-Simulationen und Fake-Faktor-Methode erstellten Untergrund- und Signalereignissen in beiden Massenregionen für alle Kombinationen aus Elektron- und Myonisolationskriterien dargestellt. Wobei exemplarisch 50 bzw.

80 GeV Signale dargestellt werden. Zusätzlich liefert das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis eine erste Aussage über den Nutzen der Isolationskriterien. Zur besseren Übersicht sind dabei nur die Werte für die bisherigen Kriterien in Absolutwerten angegeben und die anderen Werte sind auf diese normiert, auch das Signal/Bkg-Verhältnis. Dies ist sinnvoll um die relativen Veränderungen direkt ablesen zu können. Im Anhang sind die Tabellen A.1 und A.2 zu finden, welche alle Absolutwerte enthalten.

Zunächst fällt auf, dass in Region B signifikant mehr Untergrundereignisse auftreten, was durch schwächere Auswahlkriterien in der Region erklärt werden kann. In beiden Regionen stellt $Z \rightarrow \tau\tau$ den dominanten Untergrund dar, gefolgt von Multijet und Top-Ereignissen.

Der Multijet-Untergrund zeigt dabei eine sehr starke Abhängigkeit von den Isolationskriterien. Bei *LoosePF* treten mehr als doppelt so viele Ereignisse auf, während der Untergrund für schärfere Kriterien am effizientesten unterdrückt wird. Bis auf *LoosePF* können alle neuen Isolationskriterien die Fake-Leptonen im Vergleich zum Signal überproportional unterdrücken. Die Kombination der schärfsten Kriterien reduziert die Anzahl auf 39 % bzw. 44 %.

Bei $Z \rightarrow \tau\tau$ zeigt sich allerdings ein sehr ähnliches Verhalten zum Signal, oft wird hier der relative Anteil des Z -Untergrunds sogar etwas größer. Da dieser Prozess eine sehr ähnliche Kinematik wie der Signalprozess aufweist und den selben Endzustand ohne Beteiligung von Jets erreicht, ist dies durchaus plausibel. Isolationskriterien stellen also kein gutes Mittel dar, um diesen Untergrund zu vermeiden.

Die anderen Untergründe werden im Allgemeinen mit den neuen Isolationskriterien ebenfalls leicht schlechter unterdrückt als das Signal. Während die meisten Untergründe sich qualitativ ähnlich wie das Signal verhalten, stellt $W \rightarrow \ell\nu_\ell$ eine Ausnahme dar. Für die neuen Elektron-Isolationskriterien, welche eigentlich eine geringere Effizienz haben, werden hier in Massenregion A signifikant mehr Untergrundereignisse gemessen. In Massenregion B ist dies weniger stark ausgeprägt. Da die neuen Elektron Arbeitspunkte technisch deutlich komplexer sind und auf Machine-Learning-Algorithmen basieren, ist anzunehmen, dass dieses physikalisch unplausible Verhalten auf Probleme mit den Arbeitspunkten zurückzuführen ist. Allerdings hat $W \rightarrow \ell\nu_\ell$ nur einen sehr kleinen Anteil am Gesamtuntergrund, sodass dies kaum Einfluss auf die Signifikanz hat.

Keines der neuen Isolationskriterien kann das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis signifikant verbessern. Bei *LoosePF* ist vor allem der starke Anstieg an Multijetereignissen problematisch, während die schärferen Kriterien diesen zwar besser unterdrücken können, erreichen sie bei den anderen Untergründen ein leicht schlechteres Verhältnis zum Signal. Die Kombination *Tight TightPF* zeigt als einziges in beiden Regionen eine leichte Verbesserung bei Signal/Bkg.

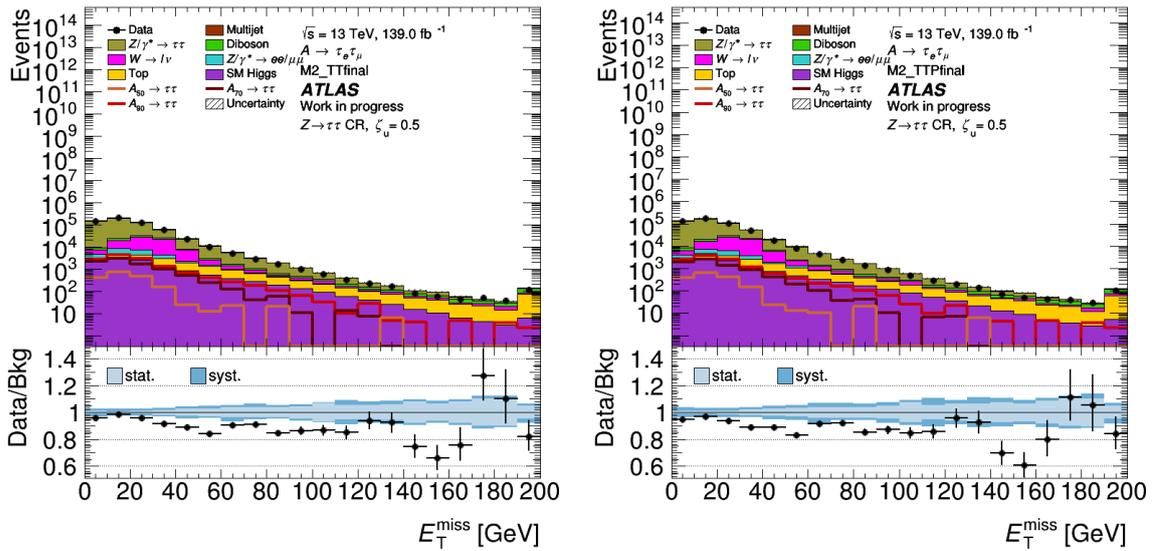
Allerdings ist für die statistische Aussagekraft des Ergebnisses auch die Gesamtanzahl der Signalereignisse relevant. Die schärferen Isolationskriterien verringern diese und erzeugen so einen höheren statistischen Fehler. Insbesondere bei der Kombination der schärfsten Kriterien, werden ca. 40 % der Signalereignisse verworfen. Dies wirkt natürlich bei *Tight TightPF* dem

leicht verbesserten Signal-zu-Untergrund-Verhältnis entgegen. Umgekehrt konkurriert bei *LoosePF* das stark verschlechterte Signal/Bkg Verhältnis mit einer besseren Statistik, da ca. 8 % mehr Signalereignisse die Isolation passieren. Die erwarteten Ausschlussgrenzen in Abschnitt 5.7 ermöglichen hier viel aussagekräftigere Schlussfolgerungen, da neben der neben dem reinen Signal-zu-Untergrund-Verhältnis auch statistische und systematische Fehler berücksichtigt werden.

5.6 Kontrollregionen

Für eine letztendliche Aussage, ob der Signalprozess notwendig ist um die Messung zu erklären, ist eine korrekte und präzise Modellierung des Untergrundes elementar. Dafür werden neben der Signalregion zwei Kontrollregionen betrachtet, bei denen der vorhergesagte Untergrund mit Daten verglichen werden kann. Dies wird für den dominanten $Z \rightarrow \tau\tau$ Untergrund sowie für den Top-Untergrund durchgeführt.

Dafür ist es vor allem relevant eine orthogonale Bedingung zum Signalprozess zu finden, welche das Signal unterdrückt und den betrachteten Untergrund maximiert, ohne dass zu viele andere Auswahlkriterien verändert werden müssen. Dies ist relevant, da eine Vergleichbarkeit mit der Signalregion trotzdem gewährleistet sein muss. Die Herleitung für diese orthogonale Bedingung wurde bei der physikalischen Betrachtung der Untergründe in Abschnitt 5.5 bereits gegeben. Für $Z \rightarrow \tau\tau$ wird ein $\Delta R_{\ell\ell} > 1.4$ Schnitt verwendet anstatt $\Delta R_{\ell\ell} < 0.7$ bzw. 1.0 und in der Top-Kontrollregion wird mindestens ein b-Jet vorausgesetzt (b-Tag) anstatt dem b-Veto in der Signalregion.



(a) *Tight Tight*

(b) *Tight TightPF*

Abbildung 5.7: E_T^{miss} -Verteilungen in $Z \rightarrow \tau\tau$ -Kontrollregion

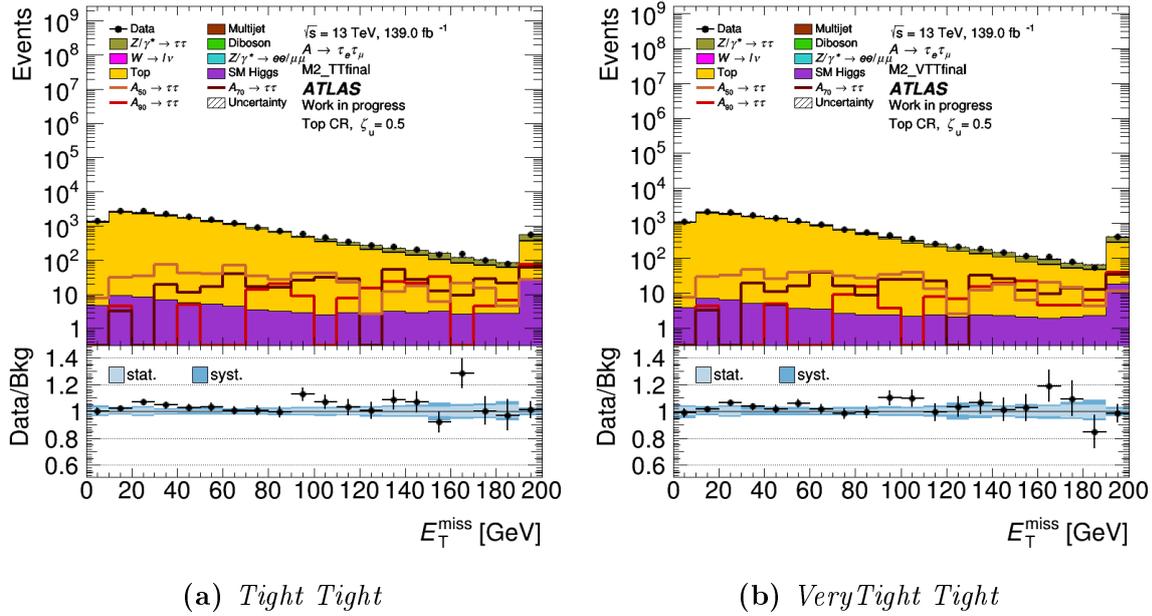


Abbildung 5.8: E_T^{miss} -Verteilungen in Top-Kontrollregion

In allen betrachteten Verteilungen ergibt sich dabei qualitativ das selbe Verhalten, unabhängig von der verwendeten Isolation. Die Gesamtanzahl der Einträge variiert, aber das Verhältnis zwischen Daten und Untergrund bleibt fast unverändert, siehe Abb. 5.7 und 5.8. In der Top-Kontrollregion stimmen Daten recht gut mit der Vorhersage überein, die Abweichungen in den letzten Bins können mit fehlender Statistik erklärt werden. In der $Z \rightarrow \tau\tau$ ergeben sich allerdings einige Abweichungen speziell in der E_T^{miss} Verteilung, welche Falschmodellierung des $Z \rightarrow \tau\tau$ implizieren.

Isolation	Data/Bkg
<i>Tight Tight</i>	0.955
<i>Tight LoosePF</i>	0.981
<i>Tight TightPF</i>	0.942
<i>Improved Tight</i>	0.932
<i>VeryTight Tight</i>	0.925

Tabelle 5.4: $Z \rightarrow \tau\tau$ Kontrollregion

Isolation	Data/Bkg
<i>Tight Tight</i>	1.036
<i>Tight LoosePF</i>	1.047
<i>Tight TightPF</i>	1.034
<i>Improved Tight</i>	1.023
<i>VeryTight Tight</i>	1.034

Tabelle 5.5: Top Kontrollregion

In den Tabellen 5.4 und 5.5 ist dies quantitativ abzulesen. Die in der Verteilung erkennbare signifikante Abweichung in der $Z \rightarrow \tau\tau$ Kontrollregion ist in der Summe über alle Bins kaum relevant, da die drei ersten Bins noch sehr nah an den Daten liegen und hier die meisten Ereignisse konzentriert sind. Für die Kombination *Tight LoosePF* zeigt sich hier die beste Übereinstimmung. Allerdings ist dies vollständig auf Multijetereignisse zurückzuführen. Da diese überproportional von den Isolationskriterien beeinflusst werden, siehe Abschnitt 5.5, ist der relative Untergrund bei *LoosePF* größer und bei den anderen schärferen Kriterien entsprechend verringert. Die Multijetereignisse sind allerdings in den ersten Bins konzentriert, *LoosePF* kann also die Falschmodellierung in der restlichen Verteilung nicht kompensieren.

5.7 Erwartete Ausschlussgrenzen

Als finales Vergleichskriterium werden erwartete Ausschlussgrenzen für $\sigma(gg \rightarrow A) \times BR(A \rightarrow \tau_{lep}\tau_{lep})$ herangezogen, welche sich aus simuliertem Signal, Untergründen sowie ermittelten statistischen und systematischen Unsicherheiten ergeben. Die Theorie hinter der Berechnung von Ausschlussgrenzen wurde in Abschnitt 2.3 erläutert.

Als final betrachtete Variable wird die m_{MMC} -Masse verwendet, welche mit dem *Missing Mass Calculator* berechnet wird. Dieser verwendet einen Likelihood-Ansatz um die wahrscheinlichste invariante Masse zu erhalten. Hierfür werden neben den direkt gemessenen Impulsen \vec{p}_i der Leptonen auch die x und y Komponenten der fehlenden transversalen Energie \vec{E}_T^{miss} verwendet, um Informationen über die nicht messbaren Neutrinos zu erhalten. Damit ist es zwar nicht möglich die invariante Masse des gesamten Systems exakt zu bestimmen, dennoch sind einige Massen wahrscheinlicher unter Betrachtung der Kinematik des Zerfalls eines τ -Paares. Für eine ausführliche Erklärung dieser Methode siehe [29].

Für die Berechnung der erwarteten Grenzen wurde die m_{MMC} -Masse gewählt, da in einer Massenverteilung die unterschiedlichen Massenhypothesen gut separierbar sind. Die erwartete Ausschlussgrenze kann also als Sensitivität der Analyse interpretiert werden. Liegt der Wirkungsquerschnitt des betrachteten Prozesses über der erwarteten Grenze, liefert die aktuelle Analyse voraussichtlich ausreichend statistische Aussagekraft, um diesen Prozess nachweisen zu können. Falls die Daten allerdings kein signifikantes Ergebnis liefern, so kann der Parameterbereich ($m_A, \sigma(gg \rightarrow A) \times BR(A \rightarrow \tau_{lep}\tau_{lep})$) über der Kurve ausgeschlossen werden.

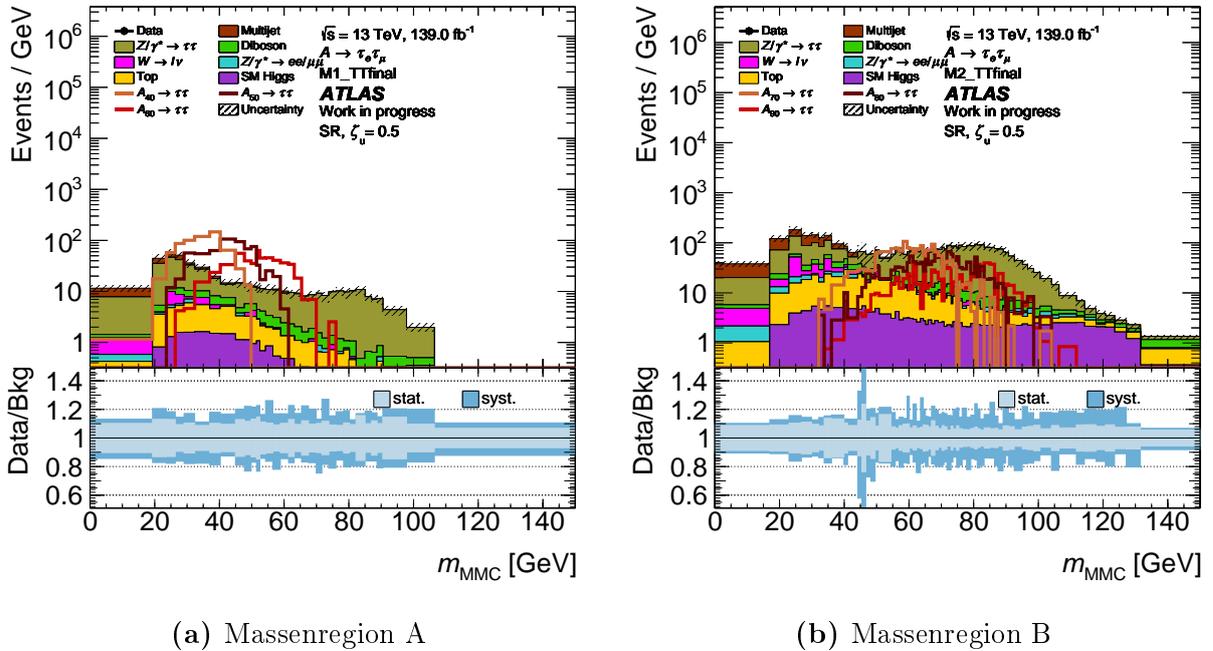


Abbildung 5.9: m_{MMC} -Verteilungen bei *Tight Tight*

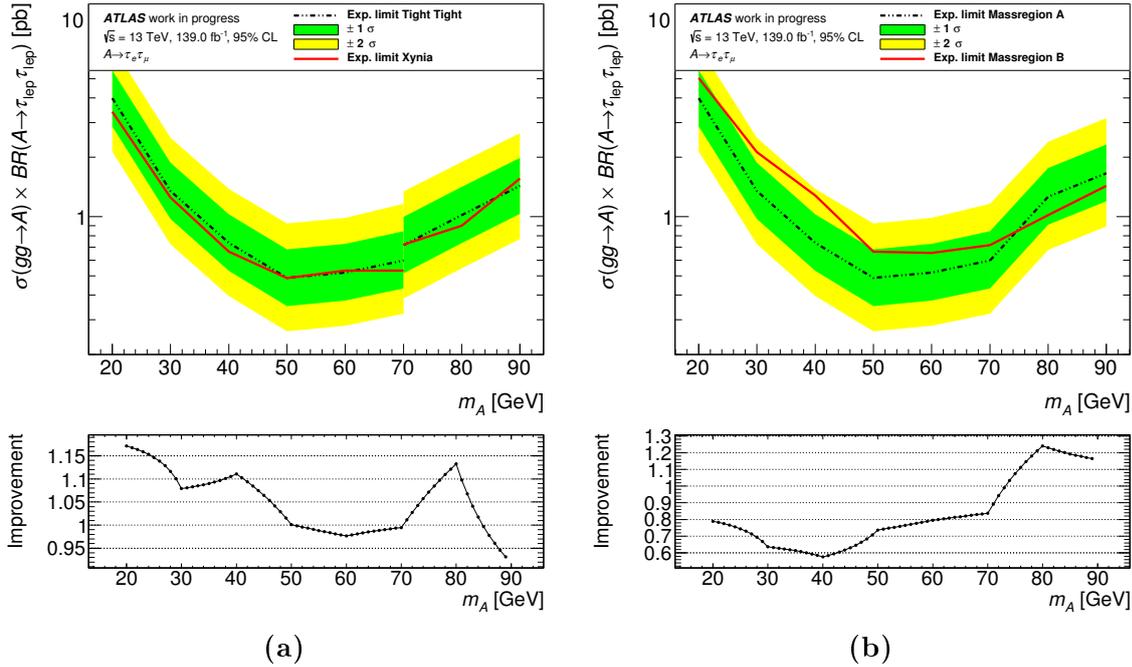


Abbildung 5.10: Links: Vergleich der erwarteten Ausschlussgrenze für *Tight Tight* (schwarz) mit früherem Stand der Analyse [26] (rot). Rechts: Vergleich Ausschlussgrenzen für Auswahlkriterien der Massenregionen A (schwarz) und B (rot) bei Anwendung über gesamten Massenbereich

Für die Isolationskombination *Tight Tight* (Abb. 5.10a) ist ein Vergleich mit dem bisherigen Stand aus [26] gegeben. Dies ist sinnvoll, um die erhaltenen Ergebnisse zu überprüfen. Es zeigt sich, dass die Grenze ca. 10% schlechter geworden ist. Neben leicht veränderten Auswahlkriterien ist der wichtigste Unterschied, dass in der Referenz noch keine Fake-Faktoren verwendet wurden. Diese fügen einen neuen Untergrund sowie neue systematische Fehler hinzu, weswegen eine Verschlechterung durchaus zu erwarten ist. Allerdings liefert die aktuelle Analyse die korrektere Modellierung des Untergrunds.

In allen betrachteten Darstellungen der Ausschlussgrenzen zeigt sich eine Diskontinuität bei einer Masse von 70 GeV. Dies ist durch die zwei verschiedenen Massenregionen A und B mit unterschiedlichen Auswahlkriterien zu erklären, weswegen ein Sprung zu erwarten ist. In den Plots wird der Sprung erreicht, indem der 70 GeV Massenpunkt mit den Kriterien beider Regionen berechnet und dargestellt wird. Es ist allerdings klar erkennbar, dass Massenregion A bei 70 GeV durchgehend eine bessere Ausschlussgrenze liefert, als Massenbereich B, was bei dem direkten Vergleich der aus den Auswahlkriterien resultierenden Ausschlussgrenzen beider Bereiche in Abb. 5.10b bestätigt werden kann. Entsprechend ist es sinnvoll Massenbereich B in Zukunft erst bei 80 GeV beginnen zu lassen, um die erwartete Ausschlussgrenze zu verbessern.

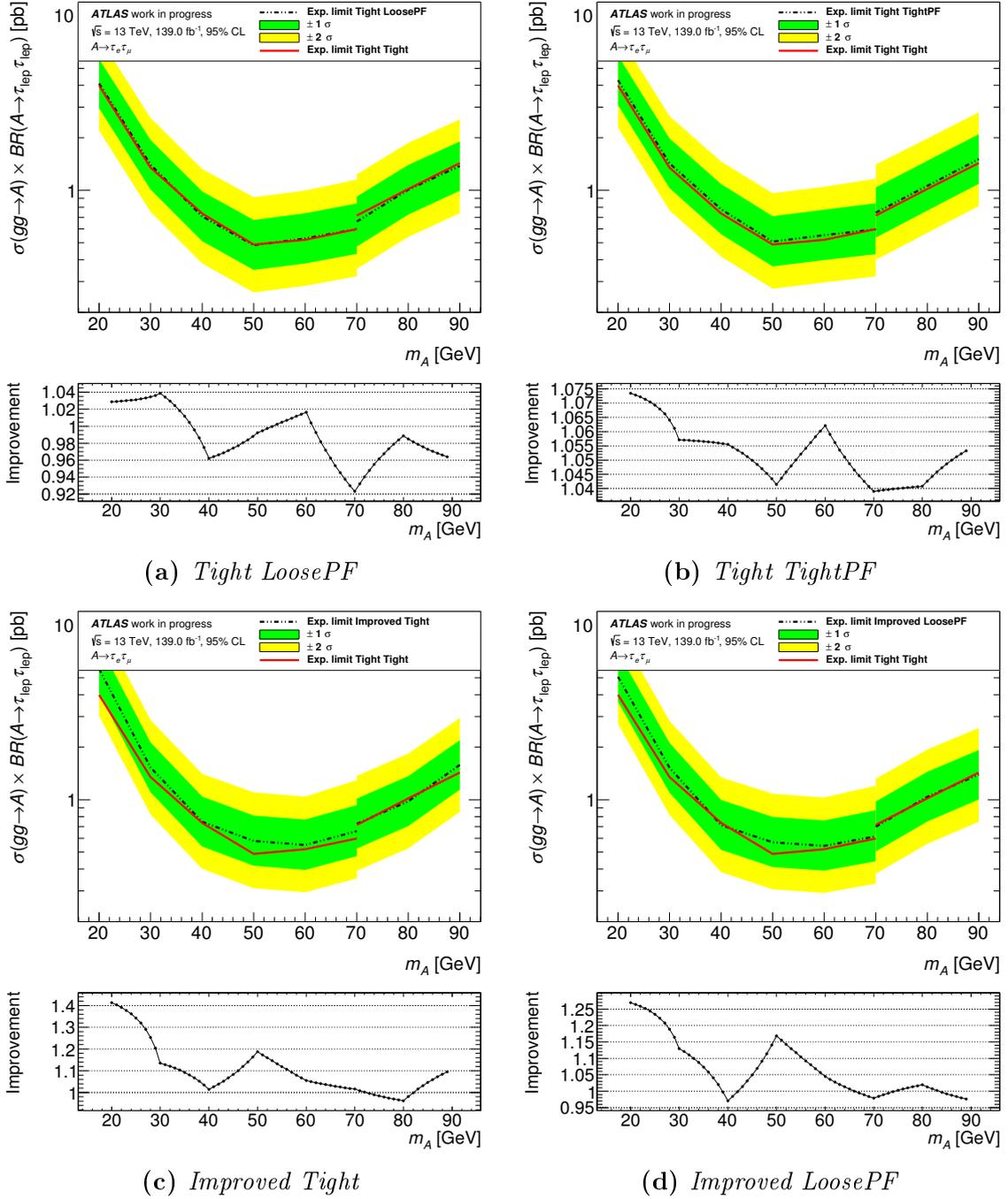


Abbildung 5.11: Erwartete Ausschlussgrenzen für verschiedene Kombinationen aus Isolationskriterien und A -Higgs-Massen m_A . Vergleich neuer Kombinationen (schwarz) mit *Tight Tight* (rot). Zusätzlich ist das Verhältnis zur Referenz *Tight Tight* dargestellt.

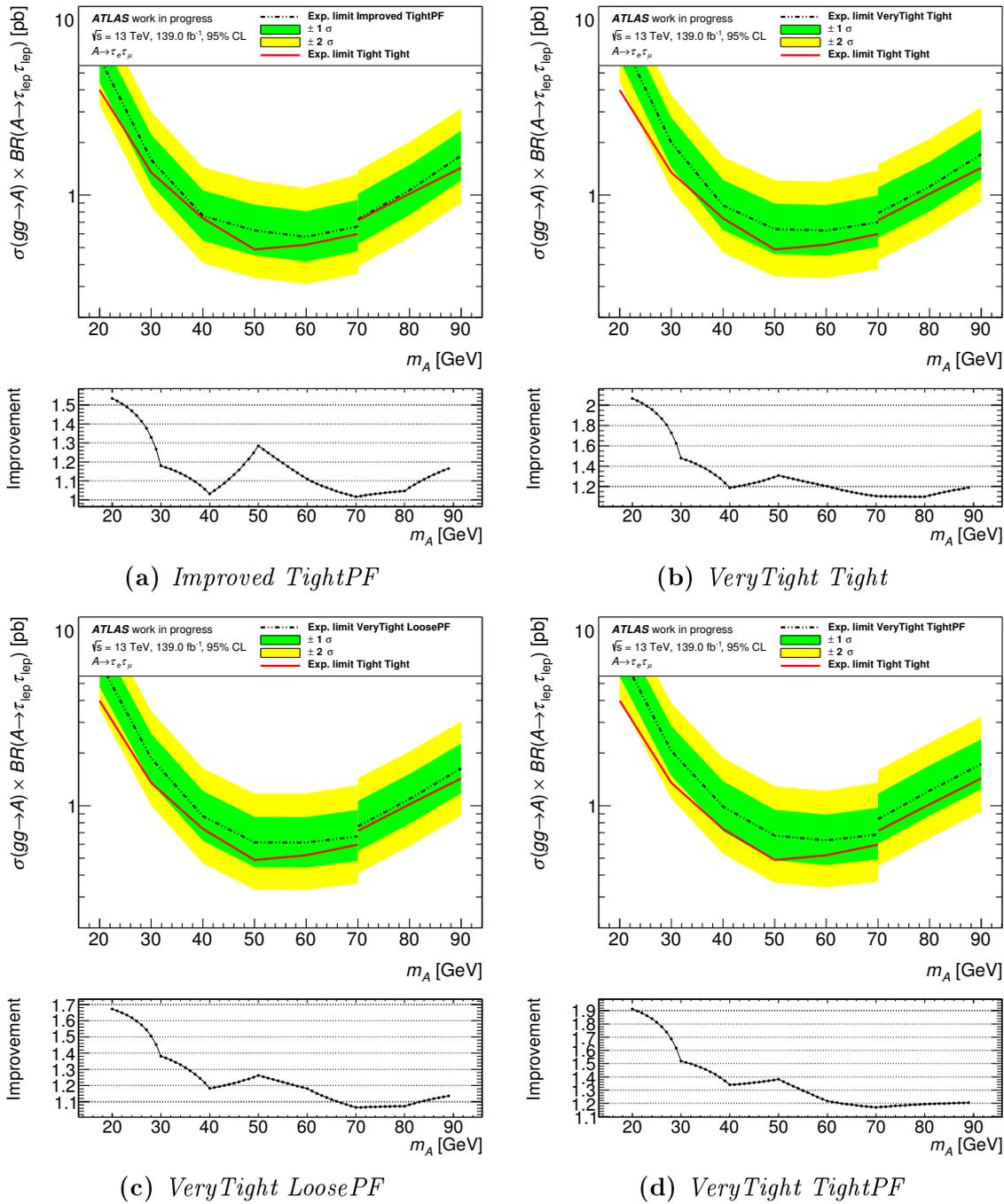


Abbildung 5.12: Fortsetzung: erwartete Ausschlussgrenzen für verschiedene Kombinationen aus Isolationskriterien und A -Higgs-Massen m_A . Vergleich neuer Kombinationen (schwarz) mit *Tight Tight* (rot). Zusätzlich ist das Verhältnis zur Referenz *Tight Tight* dargestellt.

In den Abbildungen 5.11 und 5.12 ist für alle Kombinationen aus Isolationskriterien ein Vergleich zu *Tight Tight* dargestellt. Es lässt sich also direkt ablesen, mit welchen Kriterien das bessere Resultat erreicht werden kann. Dabei ergeben sich natürlich Schwankungen im betrachteten Massenintervall. Die Kombination *Tight LoosePF* (Abb. 5.11a) liefert hier die konkurrenzfähigste Ausschlussgrenze. Für niedrige Massen ist diese ca. 2% schlechter und für höhere Massen 4% besser die bisherige Kombination. Die größte Verbesserung von 8% beim 70 GeV Massenpunkt ist allerdings wenig relevant, da hier der Massenbereich A eine sinnvollere Wahl als der bisher verwendete Bereich B darstellt. Bei der Betrachtung des 70 GeV Massenpunkts mit den Kriterien von Bereich A zeigt *Tight LoosePF* keine Verbesserung. Es handelt sich also um eine sehr kleine eher lokale Erhöhung der Sensibilität.

Die Kombination *Tight TightPF* liefert global ca. 5% schlechtere Ergebnisse. Alle neuen Elektroisolationen liefern deutlich höhere Ausschlussgrenzen, sind also kaum sinnvoll. Die Kombination mit der Myon-Isolation *LoosePF* liefert dabei stets bessere Resultate als *TightPF*.

Mit den Beobachtungen aus Abschnitt 5.5 lässt sich eine Interpretation für dieses Verhalten finden. Keines der neuen Isolationskriterien liefert eine signifikante Verbesserung der Signal-zu-Untergrund Verhältnisses. Die dominanten Untergründe werden gegenüber dem Signal nicht stärker unterdrückt, mitunter verschlechtert sich das Verhältnis sogar. Zusätzlich haben alle Kriterien bis auf *LoosePF* eine geringere Effizienz als das bisher verwendete *Tight*, filtern also mehr Ereignisse heraus. Entsprechend wird effektiv die Statistik verschlechtert. Daher ist es auch plausibel, dass *VeryTight TightPF* (Abb. 5.12d), die Kombination der schärfsten Kriterien, mit bis zu 90% die bedeutendste Verschlechterung bei der erwarteten Ausschlussgrenze zeigt.

Bei *LoosePF* passieren hingegen mehr Ereignisse die Isolation, was die statistische Aussagekraft verbessert. Allerdings konkurriert dieser Effekt hier mit der Verschlechterung des Signal zu Untergrundverhältnisses, weil überproportional viel Multijet Untergrund entsteht, siehe Abschnitt 5.5. Da Multijet primär bei niedrigen Energien eine Rolle spielt, ist dies auch eine Erklärung warum *LoosePF* für höhere Massenhypothesen tendenziell bessere Ausschlussgrenzen liefert, da die Peaks besser separierbar sind.

6 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird der Einfluss verschiedener Isolationskriterien auf die Suche nach dem A -Higgs-Boson untersucht, welches durch das 2-Higgs-Dublett-Modell postuliert wird. Die verschiedenen Kriterien haben den stärksten Einfluss auf die Anzahl der Fake-Leptonen. Im Vergleich zu den bisher verwendeten Kriterien, wird der entsprechende Untergrund durch *TightPF*, *Improved* und *VeryTight* gut unterdrückt, während bei *LoosePF* deutlich mehr Fake-Leptonen als isoliert gelten. Obwohl die neuen Isolationen deutlich komplexer sind und mehr Detektorinformationen verwenden, werden die anderen Untergründe, insbesondere das dominante $Z \rightarrow \tau\tau$, nicht stärker unterdrückt als das Signal. Eine mögliche Erklärung hierfür liefert die kinematische Ähnlichkeit zwischen Untergrund- und Signalprozess.

Dies spiegelt sich auch in den erwarteten Ausschlussgrenzen wieder. Die neuen schärferen Isolationskriterien lassen das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis nahezu unverändert, reduzieren aber die Anzahl der Ereignisse und damit die statistische Signifikanz. Als einziges mit der bisherigen Kombination *Tight Tight* konkurrenzfähig ist *Tight LoosePF*. Hier konkurriert die stark erhöhte Anzahl an Multijet-Untergrund mit der besseren Statistik. Für niedrige Massen zeigt sich eine ca. 2% schlechtere Ausschlussgrenze und für hohe Massen eine Verbesserung von ca. 4%. Da diese allerdings klein und lokal beschränkt ist, ist von einem Umstieg auf das neue Isolationskriterium keine relevante Verbesserung der Signifikanz zu erwarten. Da die Bestimmung der Fake-Faktoren datenbasiert erfolgt und stark von den Isolationskriterien abhängig ist, wäre eine Überprüfung der korrekten Modellierung bei *LoosePF* vor einer finalen Anwendung sinnvoll.

Allerdings zeigt sich die Tendenz, dass *LoosePF* für höhere betrachtete Massen m_A bessere Resultate liefert. Dies motiviert eine erneute Untersuchung dieser Isolation für die künftig betrachteten Massenpunkte bei 100 und 110 GeV. Dabei besteht die Option, in den verschiedenen Massenregionen unterschiedliche Isolationskriterien zu verwenden, insbesondere, wenn sich bei 100 und 110 GeV eine signifikante Verbesserung zeigt. Allerdings müssten die Fake-Faktoren separat berechnet werden.

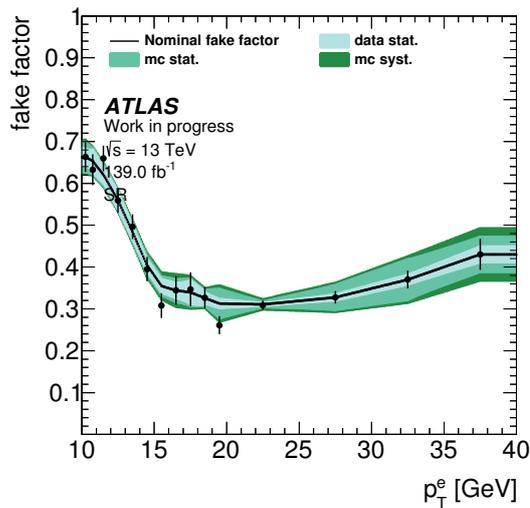
7 Literaturverzeichnis

- [1] S. L. Glashow. Partial-symmetries of weak interactions. *Nuclear Physics*, 22(4):579–588, 1961.
- [2] S. Weinberg. A model of leptons. *Phys. Rev. Lett.*, 19:1264–1266, 1967.
- [3] P. W. Higgs. . *Phys. Rev. Lett.*, 13:508–509, 1964.
- [4] S. Weinberg. Non-abelian gauge theories of the strong interactions. *Phys. Rev. Lett.*, 31:494–497, 1973.
- [5] B. Abi et al. Measurement of the Positive Muon Anomalous Magnetic Moment to 0.46 ppm. *Phys. Rev. Lett.*, 126:141801, 2021.
- [6] T. Aaltonen et al. High-precision measurement of the W boson mass with the CDF II detector. *Science*, 376(6589):170–176, 2022.
- [7] K. Freese. Status of dark matter in the universe. *International Journal of Modern Physics D*, 26(06):1730012, 2017.
- [8] L. Canetti, M. Drewes, and M. Shaposhnikov. Matter and antimatter in the universe. *New Journal of Physics*, 14(9):095012, 2012.
- [9] S. K. Vempati. Introduction to MSSM, 2012.
- [10] A. Djouadi. The anatomy of electroweak symmetry breaking Tome II: The Higgs bosons in the Minimal Supersymmetric Model. *Physics Reports*, 459(1-6):1–241, 2008.
- [11] R. Nevzorov. Phenomenological aspects of Supersymmetry: SUSY models and electroweak symmetry breaking, 2012.
- [12] J. F. Gunion and H. E. Haber. The CP-conserving two-Higgs-doublet model: The approach to the decoupling limit. *Physical Review D*, 67(7), 2003.
- [13] A. Cherchiglia, D. Stöckinger, and H. Stöckinger-Kim. Muon $g - 2$ in the 2HDM: Maximum results and detailed phenomenology. *Phys. Rev. D*, 98:035001, 2018.
- [14] G. Cowan, K. Cranmer, E. Gross, and O. Vitells. Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics. *The European Physical Journal C*, 71(2), 2011.

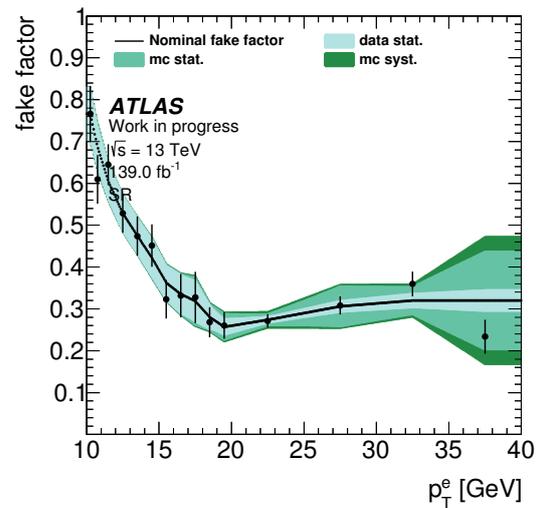
-
- [15] E. Gross. Practical Statistics for High Energy Physics. *CERN Yellow Reports Vol 3(2018): Proceedings of the 2017 European School of High-Energy Physics*, 2018.
- [16] G. Aad et al. Luminosity determination in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV using the ATLAS detector at the LHC. Technical report, CERN, Geneva, 2019.
- [17] Lyndon E. and P. Bryant. LHC Machine. *Journal of Instrumentation*, 3(08):S08001–S08001, aug 2008.
- [18] G. Aad et al. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *Journal of Instrumentation*, 3(08):S08003–S08003, 2008.
- [19] P. Moder. Search for a light CP-odd Higgs boson decaying into a $\tau\tau$ pair. Masterarbeit, TU Dresden, 2018.
- [20] I. Bloch. Leptons: Reconstruction, ID and Isolation. *German LHC Physics School and Workshop*, 2010.
- [21] M. Aaboud et al. Electron reconstruction and identification in the ATLAS experiment using the 2015 and 2016 LHC proton-proton collision data at $\sqrt{s} = 13$ TeV. *Eur. Phys. J. C*, 79(8):639, 2019.
- [22] S. Moortgat. Lepton Isolation Using Particle Flow Objects for the ATLAS Detector. ATLAS Note, 2014.
- [23] B. P. Roe et al. Boosted decision trees as an alternative to artificial neural networks for particle identification. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 543(2):577–584, 2005.
- [24] F. He. Toward to the new PromptLeptonImprovedVeto working points, 2020.
- [25] T. Kresse. Search for a light CP-odd Higgs boson decaying into a pair of τ -leptons with the ATLAS detector. Masterarbeit, TU Dresden, 2020.
- [26] X. M. Sonntag. Optimized search for a light CP-odd Higgs boson decaying into two τ -leptons using the ATLAS detector. Masterarbeit, TU Dresden, 2021.
- [27] R. L. Workman et al. Review of Particle Physics. *PTEP*, 2022:083C01, 2022.
- [28] Curtin D. Efficient Simulation of Fake Leptons. MC4BSM 2014 Workshop, 2014.
- [29] A. Elagin et al. A new mass reconstruction technique for resonances decaying to $\tau\tau$. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 654(1):481–489, 2011.

A Anhang

Fake-Faktoren

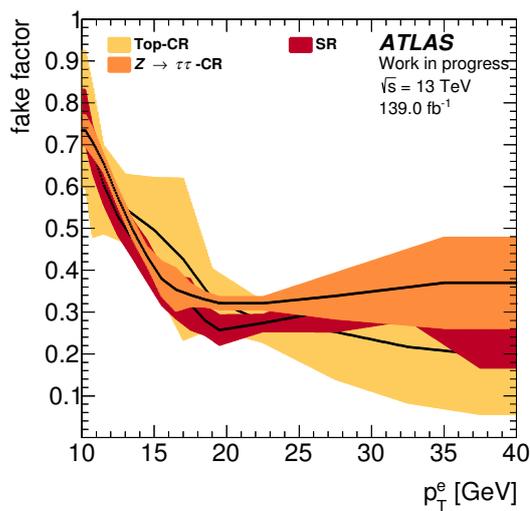


(a) *Tight Tight*

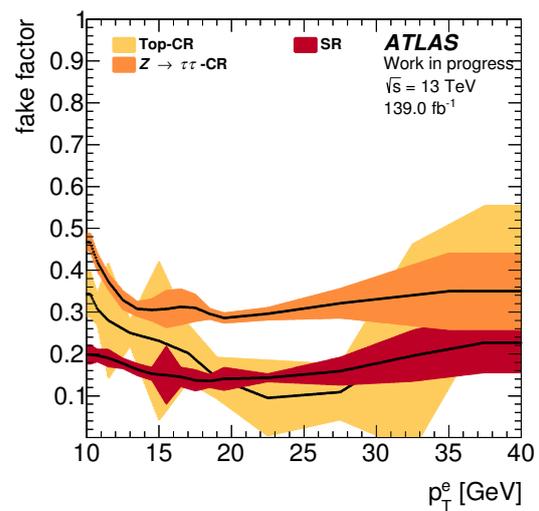


(b) *Tight LoosePF*

Abbildung A.1: Fake-Faktoren in der Signalregion



(a) *Tight LoosePF*



(b) *Improved Tight*

Abbildung A.2: Fake-Faktoren für alle Regionen

Untergründe

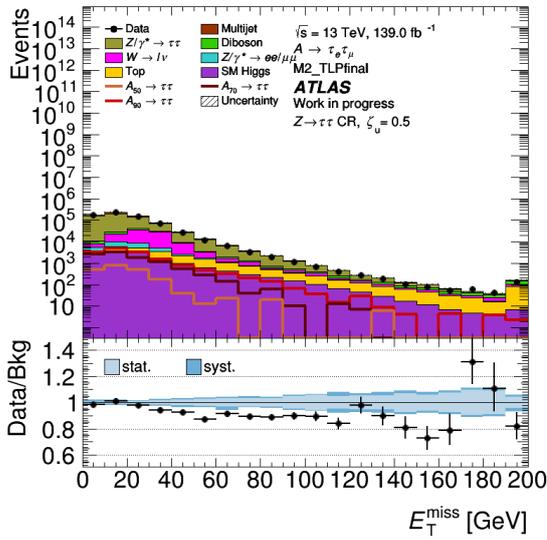
	N_{TT}	N_{TLP}	N_{TTP}	N_{IT}	N_{ILP}	N_{ITP}	N_{VTT}	N_{VTLP}	N_{VTTP}
$Z \rightarrow \tau\tau$	1330	1443	1229	1085	1164	999	866	923	797
Top	158	183	145	138	160	127	115	132	105
Diboson	134	144	126	119	129	112	100	108	94
Multijet	195	517	133	172	289	99	135	219	76
SM Higgs	89	94	84	80	85	75	66	70	62
$W \rightarrow \ell\nu$	55	71	46	81	91	74	74	83	68
$Z \rightarrow \ell\ell$	18	20	18	14	16	15	10	11	11
Bkg	1980	2475	1784	1693	1937	1504	1369	1548	1216
Signal (50 GeV)	2224	2410	2029	1802	1967	1639	1514	1666	1364
Signal/Bkg	1.123	0.974	1.137	1.065	1.016	1.089	1.106	1.076	1.121

Tabelle A.1: Untergrund- und Signalereignisse in Massenbereich A (Abk. siehe A.3)

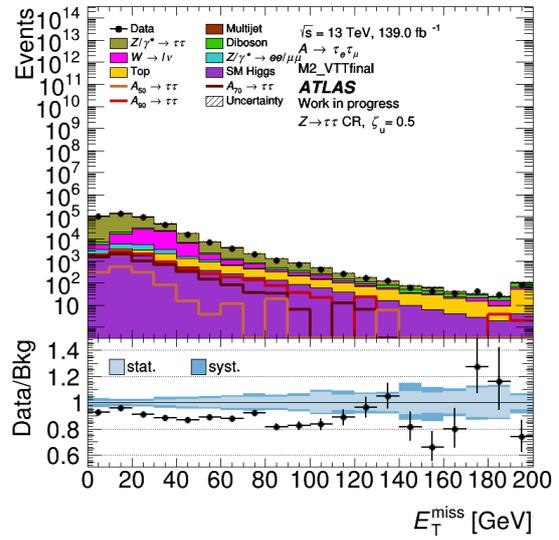
	N_{TT}	N_{TLP}	N_{TTP}	N_{IT}	N_{ILP}	N_{ITP}	N_{VTT}	N_{VTLP}	N_{VTTP}
$Z \rightarrow \tau\tau$	5284	5727	4946	4531	4903	4209	3732	4022	3467
Top	882	1.029	806	805	940	737	675	783	619
Diboson	631	688	593	575	627	540	486	529	457
Multijet	1315	2913	898	1187	1758	728	965	1345	579
SM Higgs	462	497	436	419	451	394	352	379	332
$W \rightarrow \ell\nu$	437	524	269	430	519	298	376	427	249
$Z \rightarrow \ell\ell$	163	216	149	153	220	140	134	197	123
Bkg	9174	11594	8097	8099	9418	7046	6720	7683	5826
Signal (80 GeV)	1922	1987	1760	1664	1728	1512	1349	1408	1226
Signal/Bkg	0.210	0.171	0.217	0.205	0.183	0.215	0.201	0.183	0.210

Tabelle A.2: Untergrund- und Signalereignisse in Massenbereich B (Abk. siehe A.3)

Kontrollregionen

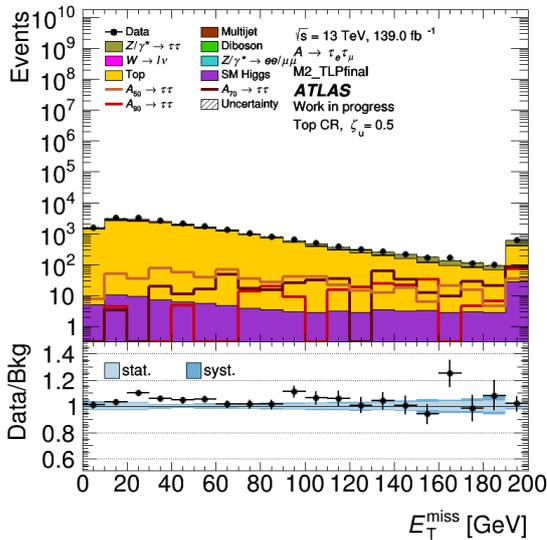


(a) *Tight LoosePF*

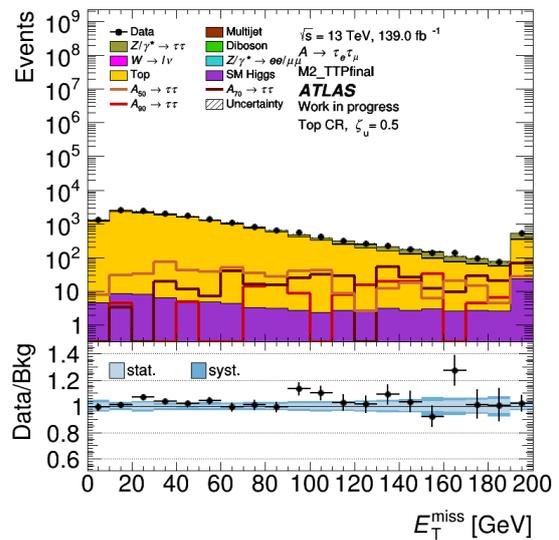


(b) *VeryTight Tight*

Abbildung A.3: E_T^{miss} -Verteilungen in $Z \rightarrow \tau\tau$ -Kontrollregion



(a) *Tight LoosePF*



(b) *Tight TightPF*

Abbildung A.4: E_T^{miss} -Verteilungen in Top-Kontrollregion

Abkürzungen

Elektronisolation	Myonisation	Kurzschreibweise
<i>Tight</i>	<i>Tight</i>	TT
<i>Tight</i>	<i>LoosePF</i>	TLP
<i>Tight</i>	<i>TightPF</i>	TTP
<i>Improved</i>	<i>Tight</i>	IT
<i>Improved</i>	<i>LoosePF</i>	ILP
<i>Improved</i>	<i>TightPF</i>	ITP
<i>VeryTight</i>	<i>Tight</i>	VTT
<i>VeryTight</i>	<i>LoosePF</i>	VTLP
<i>VeryTight</i>	<i>TightPF</i>	VTTP

Tabelle A.3: Verwendete Kurzschreibweise für Isolationskombinationen in Tabellen

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Arbeit im Rahmen der Betreuung am Institut für Kern- und Teilchenphysik ohne unzulässige Hilfe Dritter verfasst und alle Quellen als solche gekennzeichnet habe.

Marius Melcher

Dresden, August 2022