

**Berücksichtigung von leptonischen Tau-Zerfällen bei der Suche
nach Supersymmetrie am ATLAS-Experiment für $\sqrt{s} = 13$ TeV**

Bachelorarbeit in Physik

von

Ingrid Reinert

angefertigt im Physikalischen Institut
vorgelegt der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn
August 2017

Die vorliegende Arbeit entstand in der Zeit vom 03.04.2017 bis zum 02.08.2017 im Physikalischen Institut der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Rheinischen-Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn.

Betreuer/Erstgutachter: Priv.-Doz. Dr. Philip Bechtle
Zweitgutachter: Prof. Dr. Klaus Desch

Danksagung

Zu Beginn möchte ich mich bei Prof. Dr. Klaus Desch, für die Unterstützung und die Möglichkeit meine Bachelor Arbeit in dieser Arbeitsgruppe zu schreiben, bedanken. Desweiteren bedanke ich mich bei der gesamten Gruppe für das tolle Arbeitsklima. Mein besonderer Dank gilt Priv.-Doz. Dr. Philipp Bechtle und Oliver Ricken für die vielen Ratschläge und die Geduld bei der Beantwortung meiner Fragen.

Zudem bedanke ich mich bei meiner Familie und Freunden, die mich auf meinem Weg unterstützt haben.

Ich versichere, dass ich die vorliegende Arbeit unter Einhaltung der Regeln guter wissenschaftlicher Praxis selbständig verfasst, keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt und die Zitate kenntlich gemacht habe.

Bonn, den 02.08.2017

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Das Standardmodell	3
2.1.1	Vereinheitlichungen der Wechselwirkungen	5
2.1.2	Probleme des Standardmodells	6
2.2	Supersymmetrie	6
2.2.1	Supersymmetrisches Modell	7
2.2.2	Motivation für die Suche am LHC	8
2.2.3	Die betrachtete SUSY-Zerfalls-Kette	8
3	Der Large Hadron Collider und das ATLAS Experiment	10
3.1	Der LHC	10
3.2	Das ATLAS-Experiment	11
3.2.1	Der innere Detektor	11
3.2.2	Das Kalorimeter-System	12
3.2.3	Der Myon Detektor	12
3.3	Teilchen Identifizierung	12
3.3.1	Jets	12
3.3.2	Leptonen	13
3.3.3	Nicht detektierte Teilchen	14
3.4	Die Datenverarbeitung	14
3.5	Die Monte-Carlo Simulation	15
4	Der Standardmodell Untergrund	16
4.1	Die Analyse	16
4.2	Die Kontrollregionen	17
4.2.1	Vergleich mit aktuellen Kontrollregionen	20
4.2.2	Diboson Kontrollregion	23
5	Die Suche nach Supersymmetrie	25
5.1	Die Analyse	25
5.2	Lepton Signalregion	26
5.2.1	Orthogonalität zu anderen Regionen	28
5.2.2	Stransverse Masse	29
6	Fazit und Ausblick	33
7	Anhang	35
7.1	Die Kontrollregionen	35
7.2	Cutflow Diagramm	38
7.3	Lepton Signalregion	38

7.4	Stransverse Masse	40
-----	-----------------------------	----

1 Einleitung

Die Physik ist eine Wissenschaft, die sich damit beschäftigt die Vorgänge in der Natur zu erklären. Dabei betrachtet die Teilchenphysik speziell den Aufbau der Materie, die uns umgibt und ihre Wechselwirkungen untereinander. Mit den erreichbaren Energien der Teilchenbeschleuniger heutzutage begibt man sich auf die Suche nach neuen Teilchen auf immer höheren Energieskalen.

So wurde ab den 1960er Jahren das Standardmodell der Teilchenphysik entwickelt, welches bis heute die umfassendste Beschreibung der Teilchenphysik liefert. Es ist vielseitig getestet und beschreibt die Physik der Materie auf mikroskopischen Dimensionen nach heutigem Forschungsstand am besten. Dennoch ist bekannt, dass dieses Modell unsere Welt nicht vollständig beschreibt, da einige Phänomene, wie die Berücksichtigung der vierten Wechselwirkung, der Gravitation, in diesem Modell unberücksichtigt bleiben ¹. Zudem sind die Existenz dunkler Materie und dunkler Energie, sowie die Materie-Antimaterie Asymmetrie in unserem Universum ein weiteres ungelöstes Rätsel in der Physik. Daher liegt es nahe, dass Physiker versuchen mögliche Erweiterungen für dieses Modell zu entwickeln, ohne das bereits beschriebene Modell zu verwerfen.

Als mögliche Erweiterung des Standardmodells und Lösung einiger dieser Probleme wurde die Supersymmetrie entwickelt. Dies ist eine Theorie, die eine weitere Symmetrie zwischen den elementaren Teilchen vorhersagt, welche die Existenz neuer Teilchen mit sich bringt.

Eine experimentelle Bestätigung dieser Theorie wird von den Experimenten am bisher weltgrößten Teilchenbeschleuniger namens 'Large Hadron Collider' am CERN erhofft. Dieser kann Hadronen, in dieser Arbeit werden speziell Protonenkollisionen untersucht, auf Schwerpunktsenergien bis zu 13 TeV beschleunigen. Kollisionen solcher beschleunigter Teilchen werden im ATLAS Experiment aufgenommen. Diese Daten werden weltweit von Physikern ausgewertet.

Diese Arbeit, ausgehend von den Daten von Run 2 des Large Hadron Colliders, spezialisiert sich auf leptonische Tauzerfälle bei der Suche nach Supersymmetrie. Die Gegenwart von Tau Leptonen im Beschleuniger ist ein möglicher Hinweis auf supersymmetrische Ereignisse. Das Tau Lepton ist das schwerste Lepton und kann auf Grund seines Gewichtes sowohl hadronisch als auch leptonisch zerfallen, wodurch eine Untersuchung beider Zerfallskanäle eine genauere Analyse des Tau Leptons erzielt.

Hierzu werden in Kapitel 2 die theoretischen Grundlagen, also das Standardmodell und die supersymmetrische Theorie erläutert. Desweiteren wird in Kapitel 3 ein Einblick in das ATLAS Experiment am Large Hadron Collider geboten. Dabei wird auf die Detektion, die Rekonstruktion und die Verarbeitung sowie eine Simulation dieser Daten eingegangen. In Kapitel 4 werden die Vorhersagen des Standardmodells separiert und modelliert, damit anschließend in Kapitel 5 nach supersymmetrischen Ereignissen gesucht wird, die nicht von den Standardmodell Ereignissen verdeckt werden. Um diese Trennung zwischen den Ereignissen des Standardmodells und der Supersymmetrie zu erreichen, werden spezielle Anforderungen an diese gestellt. Der Schwer-

¹Die schwache, die elektromagnetische und die starke Wechselwirkung bilden mit der Gravitation die vier fundamentalen Wechselwirkungen

punkt liegt dabei auf der Forderung nach der Präsenz von Leptonen, da der leptonische Tauzerfall betrachtet wird.

2 Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel wird zunächst das Standardmodell behandelt. Es wird auf die mögliche Vereinheitlichung der Wechselwirkungen und auf einige mit dem Standardmodell noch ungeklärten Phänomene der Teilchenphysik eingegangen.

Als eine mögliche und vielversprechende Erweiterung wird die Supersymmetrie vorgestellt. Durch die Betrachtung eines vereinfachten Zerfalls, unter anderem in supersymmetrische Teilchen, wird die Herangehensweise in dieser Arbeit motiviert.

2.1 Das Standardmodell

Das Standardmodell stellt einen Großteil des heutigen Wissensstands der Teilchenphysik dar [1, 2]. Es umfasst alle bekannten Teilchen, sowie drei der vier bekannten Wechselwirkungen. Dazu zählen die schwache, die elektromagnetische und die starke Wechselwirkung. Die Gravitation, die vierte Wechselwirkung, bleibt unberücksichtigt.

Die elementaren Fermionen sind Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen und in drei Generationen vertreten, welche jeweils vier Teilchen beinhalten. Dazu gehören zwei Quarks, jeweils eins mit Ladung $+\frac{2}{3}$ und eins mit Ladung $-\frac{1}{3}$ in Einheiten der Elektronenladung. Diese nehmen als einzige Teilchen an allen Wechselwirkungen, speziell an der starken Wechselwirkung teil und tragen somit Farbladung. Es gibt die Farben rot, blau und grün, welche als Ladung der starken Kraft zu verstehen sind. Die starke Wechselwirkung wirkt nur innerhalb einer geringen Reichweite. Ihre Austauschteilchen sind die Gluonen. Da das Gluon selber Farbladung trägt, gibt es je nach Kombination der drei Farben acht unterschiedliche Gluonen.

Neben den Quarks befinden sich in jeder Generation zwei Leptonen. Eins der beiden trägt die negative Elektronenladung und nimmt damit neben der schwachen auch an der elektromagnetischen Wechselwirkung teil. Letztere hat im Gegensatz zur starken Wechselwirkung eine unendliche Reichweite und wird durch das Photon übertragen.

Das jeweils andere Lepton, genannt Neutrino, wird im Standardmodell als masselos angenommen [1]. Neutrinos tragen nur schwache Ladung und nehmen damit nur an der schwachen Wechselwirkung teil. Die zugehörigen Austauschteilchen sind das neutrale Z-Boson und die geladenen $W^{+/-}$ -Bosonen. Diese tragen, wie alle bisher vorgestellten Austauschteilchen, Spin 1. Auf Grund des ganzzahligen Spins gehören sie zu den Bosonen und werden auch Vektorbosonen oder Eichbosonen genannt.

Mit steigender Generation steigt die Masse der Teilchen, welche durch den Higgsmechanismus zustande kommt. Das Higgs Teilchen, das zuletzt entdeckte Teilchen zur Vervollständigung des Modells, ist das elementare Teilchen des Higgs-Feldes, mit dem die anderen Teilchen durch Wechselwirkung ihre Masse erhalten. Es trägt den Spin 0, zählt also, wie die Austauschteilchen, zu den Bosonen.

Alle Elementarteilchen mit ihren Eigenschaften sind zur Übersicht nocheinmal in Abbildung 1 dargestellt.

Die schweren Teilchen zerfallen alle in leichtere Teilchen, bis hin zu den Teilchen der ersten Ge-

2.1.1 Vereinheitlichungen der Wechselwirkungen

Die Vereinheitlichung der schwachen und der elektromagnetischen Wechselwirkung wird im Modell der elektroschwachen Wechselwirkung beschrieben.

Für die mathematische Beschreibung jedoch, sind die großen Differenzen der Massen der $W^{+/-}$ und Z-Bosonen zum masselosen Photon hinderlich. Die Lösung dafür findet sich in der spontanen Symmetriebrechung und der Theorie des Higgs-Feldes. Es werden vier Higgs-Bosonen postuliert, von denen drei von den massereichen Teilchen absorbiert werden. Da das Photon masselos ist, wird gefolgert, dass noch ein freies massives Higgsboson existiert. Ab genügend hohen Energien sind alle vier Austauschteilchen masselos, unterhalb dieser Energien werden die Massen, wie oben beschrieben, erklärt [1].

Diese Vereinheitlichungen versucht man noch weiter zu führen, indem man die elektroschwache und starke Wechselwirkung zusammenbringt. In dieser Theorie, 'Grand Unified Theory' (GUT, deutsch: Große Vereinheitlichungstheorie) genannt, sollten sich die Kopplungskonstanten der drei im Standardmodell beschriebenen Wechselwirkungen schneiden, womit diese ab einer bestimmten Energie vereint wären [1]. In Abbildung 2 erkennt man den Schnittpunkt der Kopplungskonstanten nach aktuellem Stand der Forschung. Die in Abschnitt 2.2 vorgestellte Erweiterung des Standardmodells mit Hilfe von Supersymmetrie kann den Schnittpunkt der Kopplungskonstanten näher zusammenführen, was ebenfalls in Abbildung 2 ersichtlich ist.

Letztendlich suchen Physiker nach der 'Theory of Everything' (TOE, deutsch: Theorie von Allem), bei der die Gravitation als vierte Wechselwirkung mit den anderen dreien verknüpft werden soll.

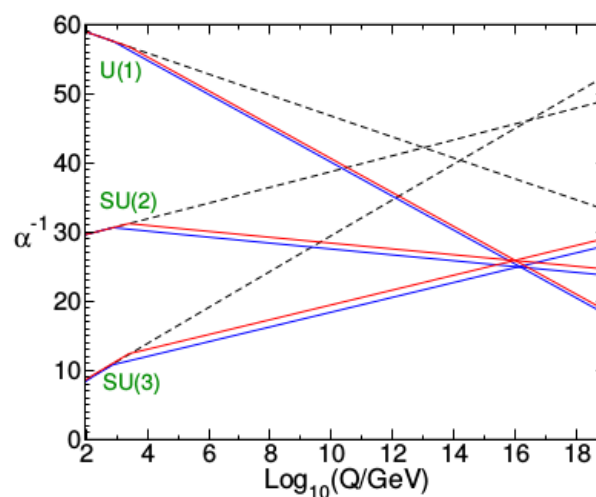


Abbildung 2: Die Kopplungskonstanten der drei Wechselwirkungen ist gegen die Energie dargestellt [11]. Zur besseren Sicht ist der Kehrwert der Kopplungskonstanten gegen eine logarithmische Darstellung der Energie gewählt. Die gestrichelte Linie sind die nach dem Standardmodell berechneten Kopplungskonstanten, die farbigen Linien resultieren aus einer Erweiterung mit dem supersymmetrischen Modell MSSM (Vgl. Abschnitt 2.2), mit zwei unterschiedlichen SUSY-Teilchenmassen.

2.1.2 Probleme des Standardmodells

Das Standardmodell erklärt viele Beobachtungen der uns bekannten Materie und ihrer Wechselwirkung, jedoch muss es noch Physik jenseits des Standardmodells geben, da das Modell einige bekannte Phänomene nicht berücksichtigt. Die Wesentlichen davon werden im Folgenden beschrieben.

Ein Schönheitsfehler in der Physik sind Werte, die zwar experimentell ermittelt werden können, für die es in der Theorie jedoch keine Erklärung gibt. So stützt sich das Standardmodell auf 19 freie Parameter, hauptsächlich die Massen der elementaren Teilchen [5].

Ein weiteres Problem ist die Beobachtung, dass die Higgs Masse bei 125 GeV liegt [1]. Das sogenannte Hierarchieproblem entsteht durch Schleifenkorrekturen, welche sich auf die Masse des Teilchens auswirken. Im Rahmen der Quantenelektrodynamik sind solche Korrekturen bereits bekannt und vollständig erklärt. Da es sich bei dem Higgs Boson jedoch um ein skalares Teilchen handelt, wachsen die Korrekturterme stärker an und müssen durch Feinabstimmung künstlich kleingehalten werden [2].

Ein großer Bereich, den die physikalischen Modelle heutzutage nicht beschreiben können, ist die Materie in unserem Universum. So besteht ungefähr 5% aus der uns bekannten baryonischen Materie, wie sie durch das Standardmodell beschrieben wird. Der restliche Teil setzt sich aus etwa 27% Dunkler Materie und etwa 68% Dunkler Energie zusammen. Die Dunkle Energie sowie die Dunkle Materie sind weitestgehend unverstanden. Bei Dunkler Materie könnte es sich um massive Teilchen handeln, die über die schwache und gravitative Wechselwirkung interagieren [16]. Zudem wird, wie in Abschnitt 2.1 erläutert, das Verhältnis von Antimaterie-Materie nicht durch das Standardmodell erklärt, sowie die gravitative Wechselwirkung vernachlässigt. Für diese Wechselwirkung wird ebenfalls ein Austauschteilchen postuliert, das Graviton. Mit der Messung von Gravitationswellen ist man der Suche nach dem Graviton zwar näher gekommen, das eigentliche Teilchen wurde jedoch noch nicht gefunden [17].

2.2 Supersymmetrie

Eine mögliche Erweiterung des Standardmodells liefert die Supersymmetrie. Wie der Name vermuten lässt, wird von einer weiteren Symmetrie ausgegangen. Diese ordnet jedem Fermion ein Boson und umgekehrt zu. Dadurch wird einem Fermion mit Spin $\frac{1}{2}$ ein Boson mit Spin 0 zugeordnet. Der Name des supersymmetrischen Teilchens setzt sich aus dem Namen seines Partners mit vorgestelltem 's' zusammen. Analog erhält ein Boson mit Spin 0 oder Spin 1 einen supersymmetrischen Partner mit Spin $\frac{1}{2}$ und angehängtem 'ino' im Namen. Die restlichen Quantenzahlen bleiben identisch. Diese beinhalten vorerst auch die Masse der Partnerteilchen. Alle supersymmetrischen Teilchen sind im folgenden mit einer Tilde gekennzeichnet und neben den Standardmodellteilchen in Abbildung 3 schematisch dargestellt.

Als weitere Quantenzahl wird in supersymmetrischen Modellen die R-Parität postuliert. Diese

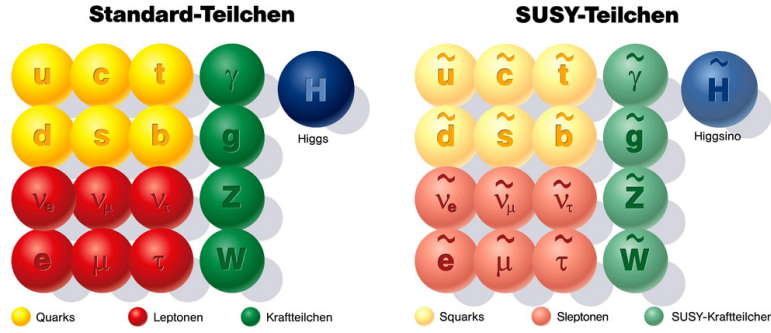


Abbildung 3: Die Elementarteilchen des Standardmodells mit zugehörigen supersymmetrischen Partnern [20].

setzt sich aus denen im Standardmodell erhaltenden Baryonen-, und Leptonenquantenzahlen (B und L), sowie dem Spin (s) zusammen [4]:

$$P_R = (-1)^{3(B-L)+2s} \quad (1)$$

Die Erhaltung der R-Parität hat mehrere Konsequenzen. Da sich für Standardmodell Teilchen immer $P_R = 1$ und für SUSY Teilchen immer $P_R = -1$ ergibt, folgt daraus, dass SUSY Teilchen immer paarweise erzeugt werden. Das leichteste SUSY Teilchen (LSP) ist stabil, wodurch jedes andere SUSY Teilchen in eine ungerade Anzahl von LSPs sowie mehrere SM Teilchen zerfallen muss. Das LSP ist ein guter Kandidat für dunkle Materie, wenn es keine Ladung trägt und somit nur schwach mit der uns bekannten Materie wechselwirken kann [4].

2.2.1 Supersymmetrisches Modell

Im Rahmen dieser Theorie wurden mehrere Modelle aufgestellt. Das Modell, bei dem am wenigsten neue Teilchen neben den bereits im Standardmodell Bekannten hinzukommen, nennt sich 'Minimales Supersymmetrisches Standardmodell' (MSSM). Insgesamt ergibt sich in diesem Modell die Anzahl freier Parameter zu etwa 120 [5].

Jedes Fermion aus dem Standardmodell besteht aus zwei Komponenten, einer rechtshändigen und einer linkshändigen, welche Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung darstellen. Somit werden jedem Fermion zwei bosonische Superpartner zugeordnet. Das Elektron $e = (e_L, e_R)$ erhält somit die Partner \tilde{e}_L und \tilde{e}_R [4].

Desweiteren werden zwei Higgs Doublets eingeführt, jeweils mit einer geladenen und einer neutralen Komponente. H_u , mit der Hyperladung $Y = \frac{1}{2}$, ist für die Massen der 'Up-Type-Quarks' verantwortlich und H_d , mit der Hyperladung $Y = -\frac{1}{2}$, dementsprechend für die Massen der 'Down-Type-Quarks', sowie der geladenen Leptonen. Jedes Higgs Boson in diesen Doublets besitzt einen fermionischen Superpartner [4].

2.2.2 Motivation für die Suche am LHC

Wenn, wie oben beschrieben, die Teilchenmassen der supersymmetrischen Teilchen der ihrer Partner entsprechen würden, so hätte man längst neben den SM Teilchen SUSY Teilchen finden müssen. Da dies jedoch nicht der Fall ist, geht man davon aus, dass die Symmetrie zwischen diesen Teilchen gebrochen ist. Das bedeutet, das SUSY Teilchen erst in höheren Energieskalen entdeckt werden können, da ihre Massen höher als die ihrer Partner sind.

Die Motivation bei den Energien zu suchen, die beim Large Hadron Collider (LHC) entstehen, ist durch das in Abschnitt 2.1.2 beschriebene Hierarchieproblem gegeben. Mit Hilfe des MSSM kann das Hierarchieproblem gelöst werden, da die auftretenden Schleifenkorrekturen nun unterschiedliche Vorzeichen haben und damit verschwinden. Wird die Symmetriebrechung jedoch zu stark, sodass die Massen der supersymmetrischen Teilchen über die elektroschwache Skala treten, wird erneut eine Feinabstimmung erforderlich [11].

2.2.3 Die betrachtete SUSY-Zerfalls-Kette

Da die Suche nach speziellen Modellen jedoch den Arbeitsaufwand immens in die Höhe treibt, wird mit vereinfachten Modellen nach charakteristischen Eigenschaften der Supersymmetrie gesucht, die nach erfolgreicher Analyse weiter spezifiziert werden können.

In dieser Arbeit wird der in Abbildung 4 dargestellte Zerfall betrachtet, da dieser charakteristisch für die Produktion von SUSY Teilchen ist. Bei einer Proton-Proton-Kollision entstehen zwei Gluinos, die jeweils unter Aussendung mehrerer Quarks zu gleichen Teilen in ein Chargino oder ein Neutralino zerfallen. Anschließend findet auf jeder Zerfallsseite ein Zerfall in ein Stau, bzw Stau-Neutrino mit zugehörigem SM Teilchen statt. Letztendlich endet diese Zerfallskette nach weiterer Aussendung eines Stau, bzw Stau-Neutrinos in einem Neutralino, dem LSP.

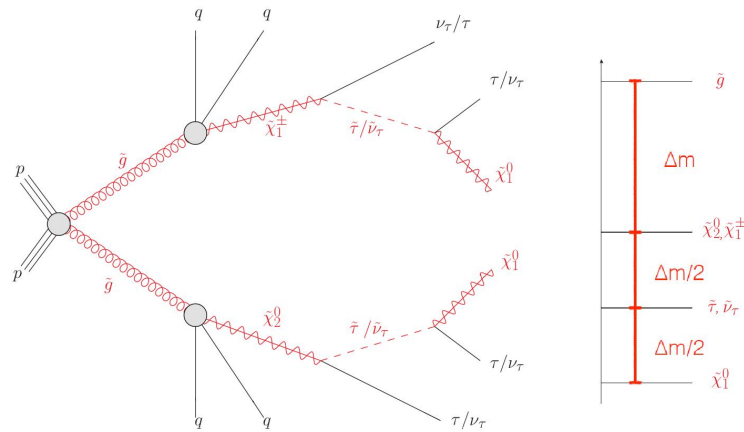


Abbildung 4: Betrachtete Zerfallskette mit mehreren supersymmetrischen Teilchen [6]. Charakteristisch ist die hohe Anzahl an Jets, Taus und die fehlende Transversalenergie. Der Zerfall findet durch eine vorgegebene Massenhierarchie statt. Die Massen der Teilchen sind durch festgelegte Abstände gegeben und von der Gluino- und der Charginomasse abhängig. Zwischen beiden Massen befindet sich die Chargino- bzw Neutralinomasse und bei weiterer Halbierung der Massendifferenz zum LSP ist die Stau- bzw Stau Neutrinomasse fixiert.

Charakteristisch für diesen Zerfall ist zum einen die hohe Anzahl an Taus, weshalb in der späteren Suche nach SUSY immer mindestens ein Tau gefordert wird. Auf Grund seiner hohen Masse kann das Tau Lepton sowohl hadronisch als auch leptonisch zerfallen. Der hadronische Zerfall findet zu 35% und der leptonische zu 65% statt. Da der hadronische Zerfall wahrscheinlicher ist, ist dieser durch viele Analysen bereits untersucht worden. Jedoch bleiben dabei etwa $\frac{1}{3}$ des Tau Zerfalls unberücksichtigt. Um diesen Bereich in die Analyse mit einzubauen, wird in dieser Arbeit speziell ein Fokus auf den leptonischen Tau Zerfall gelegt.

Desweiteren wird nach mindestens zwei Jets Ausschau gehalten, da durch die entstehenden Gluinos mehrere Quarks, im Detektor als Jets identifiziert, abgestrahlt werden. Zudem stellt die fehlende Transversalenergie eine interessante Größe dar, da die LSPs und die Neutrinos im Detektor nicht registriert werden.

Anhand der Gluino- und LSP-Masse wird ein 2-dimensionaler Parameterraum aufgespannt. Die Massen der restlichen SUSY Teilchen resultieren in einer vereinfachten Annahme aus einer festgelegten Massenhierarchie mit festgelegten Massenabständen zwischen den Teilchen.

3 Der Large Hadron Collider und das ATLAS Experiment

Die Daten für diese Bachelorarbeit werden alle am Large Hadron Collider (LHC, deutsch: großer Hadronen Beschleuniger) produziert und mit Hilfe des ATLAS Detektors ausgelesen. In diesem Kapitel wird der LHC und speziell das ATLAS-Experiment vorgestellt. Desweiteren wird auf die Detektion der Teilchen im Detektor und die folgende Datenverarbeitung eingegangen. Zuletzt wird die Analyse der Daten mit Hilfe von Simulationen skizziert.

3.1 Der LHC

Der LHC ist, mit einem Umfang von 27 Kilometern und einer Schwerpunktsenergie im TeV-Bereich, der bisher größte und kraftvollste Beschleuniger der Welt. Er befindet sich am Europäischen Kernforschungszentrum CERN in der Nähe von Genf, wie in Abbildung 5 ersichtlich ist. Die größte Motivation für den Bau des LHCs war die Suche nach dem Higgs-Boson sowie nach Physik jenseits des Standardmodells [7].

Eine Serie von Vorbeschleunigern dient dazu einen Strahl aus Proton Paketen zu immer höheren Energien zu beschleunigen. Letztendlich gelangt der Strahl in den LHC, indem sich die Proton Pakete in entgegengesetzte Richtungen bewegen. An vier verschiedenen Punkten am Ring werden Proton-Proton Kollisionen mit verschiedenen Detektoren detektiert. Die an verschiedenen Stellen am LHC-Ring platzierten zugehörigen vier Experimente, ebenfalls in Abbildung 5 eingezeichnet, suchen jeweils nach verschiedenen physikalischen Aspekten. So ist ALICE (A Large Ion Collider Experiment) auf die Messung von schweren Ionen spezialisiert und das LHCb (Large Hadron Collider beauty) Experiment auf der Suche nach einer Erklärung für die Materie-Antimaterie Asymmetrie anhand von Teilcheninteraktionen, die ein b-Quark beinhalten. Das CMS (Compact Muon Solenoid) Experiment und das ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) Experiment besitzen beide Detektoren, welche die gesamte Breite an Hochenergie-Ereignissen untersuchen sollen. Der Unterschied der Experimente liegt im Wesentlichen im technischen Aufbau der Detektoren [7].

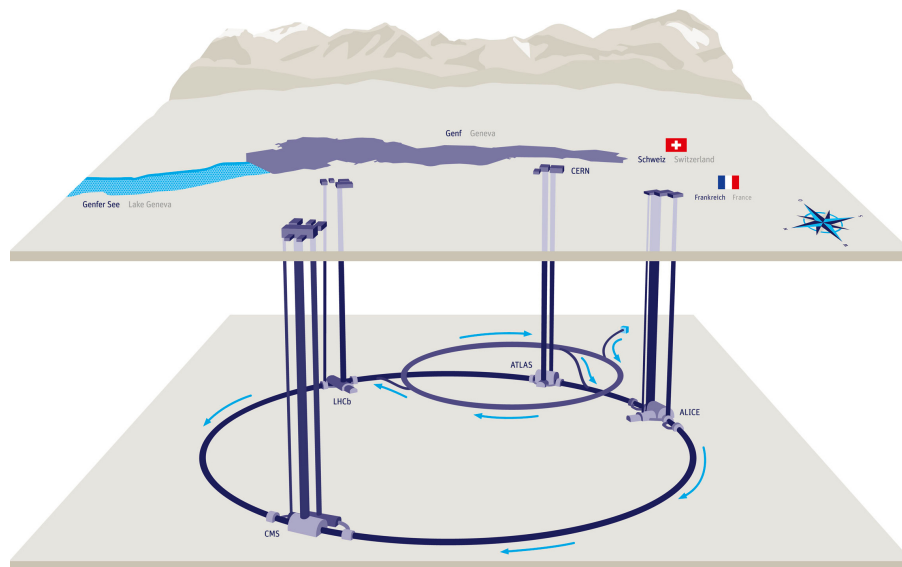


Abbildung 5: Die geographische Lage des LHC-Rings 100 Meter unter der Erde mit eingezeichneten Standpunkten der vier Experimente [22].

3.2 Das ATLAS-Experiment

Der ATLAS Detektor ist mit einem Gewicht von 7000 Tonnen und einer Größe von einem sechsstöckigem Gebäude der größte Detektor am CERN. Sein Aufbau besteht aus drei Schichten, dem inneren Detektor, der sich am nächsten zur Kollision befindet, sowie dem anschließenden Kalorimeter-System und einem Myonen Detektor. Die Funktionsweise, sowie die Bauteile aller drei Schichten wird im folgenden beschrieben, ihre Position im Detektor ist in Abbildung 6 eingezeichnet [3].

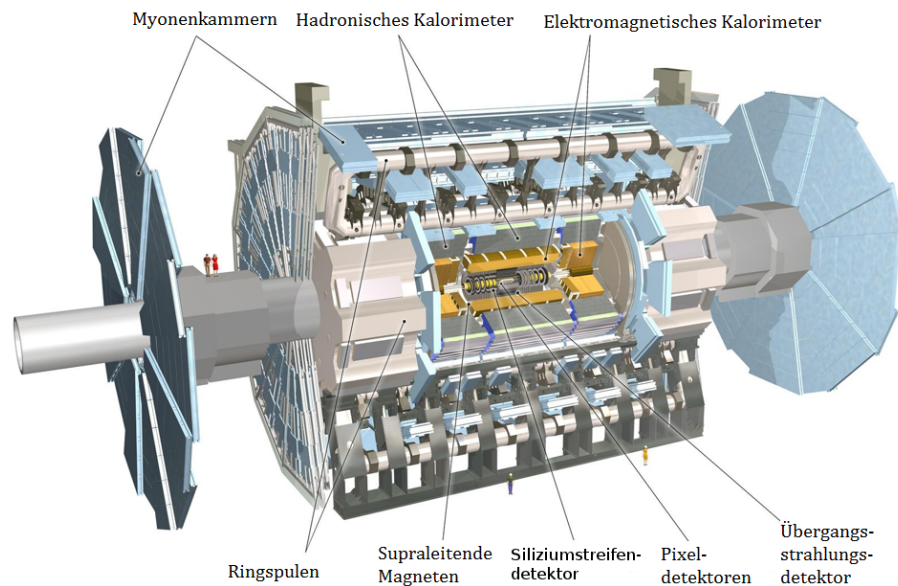


Abbildung 6: Aufbau des ATLAS Detektors mit beschrifteten Detektorschichten in Anlehnung an [23]. Zum Größenvergleich sind sowohl unten also auch auf dem Detektor Menschen abgebildet.

3.2.1 Der innere Detektor

Der innere Detektor ist für die Detektion aller geladenen Teilchen zuständig. Er besteht von innen nach außen, aus einem feinen Netz von Pixeldetektoren, einem Silizium-Streifendetektor (SCT) und einem Übergangsstrahlendetektor (TRT).

Wenn ein geladenes Teilchen auf eine Siliziumeinheit des Pixeldetektors trifft, so werden die Atome ionisiert und die entstehende Ladung bewegt sich zu den Elektroden an der Oberfläche. Sind die Siliziumeinheiten genügend klein und die Elektronik entsprechend empfindlich, so ist es möglich die Position und die zugehörige Zeit der Teilchen zu messen. Da der gesamte Detektor von Magneten umgeben ist, werden die Bahnen der geladenen Teilchen gekrümmt, woraus auf den Impuls der Teilchen geschlossen werden kann [3].

In der Mitte befindet sich der SCT, welcher aus Siliziumstreifen aufgebaut ist. Damit ist eine weitere genaue Vermessung der Flugbahn geladener Teilchen möglich.

Der innere Detektor wird nach außen hin vom TRT abgeschlossen. Dies ist ein gasförmiger Detektor, mit dessen Hilfe erste Teilchen, wie Elektronen identifiziert werden [3].

3.2.2 Das Kalorimeter-System

Der Nutzen des Kalorimeter-Systems liegt darin, die Energie von Teilchen unabhängig von ihrer Ladung zu messen. Zu dem Kalorimeter-System gehört das elektromagnetische Kalorimeter, welches aus flüssigem Argon besteht. Beim Eindringen eines Teilchens wird die Flüssigkeit ionisiert und dadurch ein elektrisches Signal erzeugt [3].

Ummantelt wird das elektromagnetische Kalorimeter von einem hadronischen Kalorimeter. Dieses ist schichtweise aus einem Absorber- und einem Signalgeber aufgebaut. Im aus Kupfer bestehenden Absorber entstehen durch eintreffende Teilchen Schauer. Das bedeutet, dass das ursprüngliche Teilchen in mehrere Teilchen geringerer Energie umgewandelt wird. Diese ionisieren den aus Argon bestehenden Signalgeber und die entstehende Ladung bewegt sich zu den Elektroden, wodurch ein Signal gemessen werden kann [18].

Mit beiden Kalorimetern ist es möglich fast jedes Teilchen zu absorbieren und damit zu vermessen. Neben noch unbekannten, mit den Kalorimeter nicht wechselwirkenden Teilchen, entkommen nur die Neutrinos und die Myonen der Apparatur.

3.2.3 Der Myon Detektor

Die Messung der Myonen erfolgt durch einen eigenen Detektor, welcher den größten Teildetektor des ATLAS Detektors darstellt. Dieser funktioniert nach dem Prinzip einer Driftkammer. Erneut ionisieren die eindringenden Teilchen das sich im Inneren befindende Gas, wodurch ein elektrisches Signal entsteht [3].

3.3 Teilchen Identifizierung

Mit den nun vorgestellten Detektoren können die aus dem Standardmodell bekannten Teilchen detektiert werden, mit Ausnahme der Neutrinos. Wie man auf die jeweiligen Teilchen schließt wird im folgenden erläutert. In Abbildung 7 ist schematisch dargestellt, mit welchen Bereichen im Detektor die jeweiligen Teilchen wechselwirken.

3.3.1 Jets

Wird ein Quark aus einem Hadron herausgeschlagen, so werden entlang seiner Bahn im Rahmen der starken Wechselwirkung Quark-Antiquark Paare und Gluonen erzeugt und das Quark geht instantan neue Verbindungen mit anderen Quarks ein, da auf Grund des in Abschnitt 2.1 beschriebenen 'Confinements' Quarks nicht frei existieren können. Diesen Vorgang nennt man Hadronisierung. Im Detektor erkennt man diesen Vorgang, da viele Teilchen in dieselbe Richtung fliegen, sich also sogenannte Jets bilden. Dies ist in Abbildung 7 durch die starke Wechselwirkung eines Protons und eines Neutrons im hadronischen Kalorimeter ersichtlich.

Für die Rekonstruktion dieser Jets werden im Kalorimeter Objekte anhand ihres Energieverlusts im Kalorimetersystem gruppiert. Anschließend läuft ein Algorithmus auf der Suche nach Jets über diese Objekte. Wird nun ein Jet gefunden, wird dieser von Detektoreffekten bereinigt, sodass seine Energie und sein Impuls bestmöglich verarbeitet werden können [5].

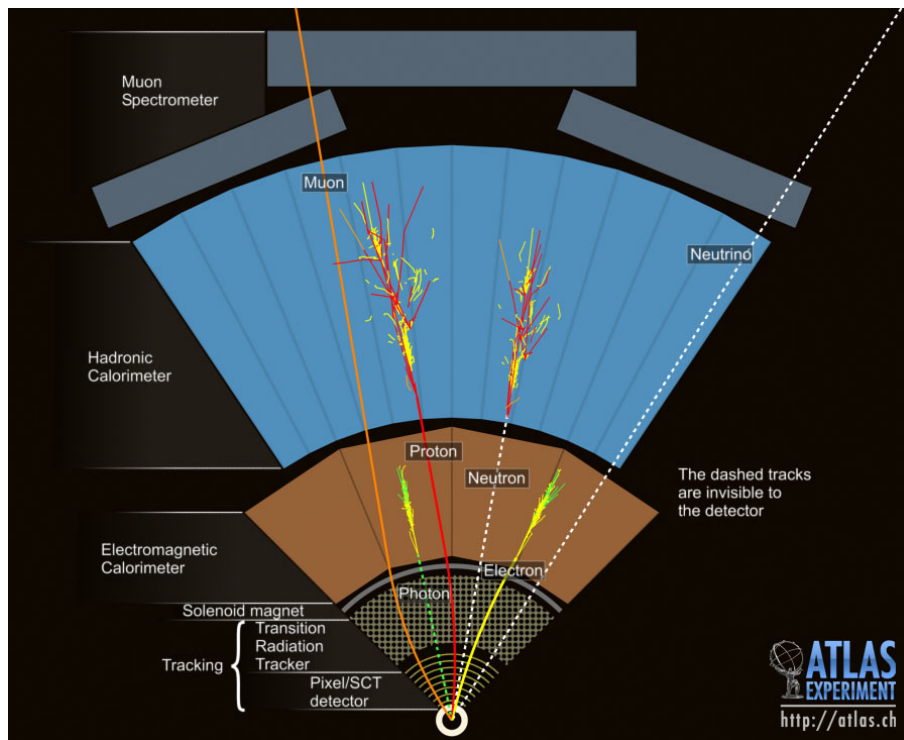


Abbildung 7: Abgebildet sind mehrere Teilchen, die mit den einzelnen Teilen des Detektors wechselwirken und dabei charakteristische Spuren hinterlassen [24]. Gestrichelte Linien, wie die vom Neutrino, werden vom Detektor nicht registriert. Der Detektor misst lediglich fehlende Transversalenergie.

Jets von b-Quarks nennen sich b-Jets. Ihre Identifikation kann über mehrere Algorithmen durchgeführt werden. Diese suchen nach Charakteristiken von zum Beispiel einer längeren Lebenszeit von b-Hadronen im Vergleich zu Hadronen mit leichteren Quarks [4].

3.3.2 Leptonen

Bei der Detektion von Leptonen wird zwischen leichten Leptonen, den Elektronen und Myonen, und dem Tau-Lepton unterschieden.

Ein Myon wird identifiziert, wenn eine oder mehrere Spursegmente im Myondetektor durch eine Extrapolation mit einer Spur im inneren Detektor übereinstimmt [9].

Elektronen verursachen durch ihre Interaktion mit dem elektromagnetischen Kalorimeter elektromagnetische Schauer welche, wie in Abschnitt 3.2.2 erläutert, zu einem elektrischen Signal führen. Ausgehend von einem Photon welches in ein Elektron-Positron Paar zerfällt und an einem einzelnen Elektron sind diese Schauer in Abbildung 7 zu erkennen. Die Energien der einzelnen Elemente im Kalorimeter werden aufsummiert und in Gruppen zusammengefasst. Gruppen, die auf gut rekonstruierte Spuren bis hin zu einem Vertex aus einer Interaktion führen, werden als Elektronen identifiziert, wenn Kriterien, wie eine charakteristische Schauerform oder der Energieanteil im Kalorimeter, erfüllt sind [10].

Im Gegensatz zu den leichten Leptonen besitzt das Tau-Lepton eine zu geringe Lebensdauer, so dass es im Detektor nicht direkt gemessen werden kann, sondern auf Grund seiner Zerfallsproduk-

te rekonstruiert wird. Das Tau-Lepton zerfällt sowohl leptonisch als auch hadronisch. Bei einem leptonischen Tau-Zerfall in eines der leichteren Leptonen mit zugehörigem Neutrino, wird das Tau Lepton über die Rekonstruktion von Myonen oder Elektronen identifiziert. Jedoch ist dabei nicht sicher, ob es sich wirklich um ein leichtes Lepton aus einem Tau-Zerfall handelt oder nicht. Im hadronischen Zerfall entstehen neben dem Tau-Neutrino eins oder mehrere Pionen. Diese hinterlassen eine Jet-ähnliche Signatur im Detektor, wodurch es schwierig ist zwischen Jets und hadronisch zerfallenden Tau Leptonen zu unterscheiden. Die Schauer der hadronisch zerfallenden Taus sind im allgemeinen jedoch schmaler (da keine Hadronisierung stattfindet) und durch die Anzahl geladener Spuren im Detektor zuzuordnen [5].

3.3.3 Nicht detektierte Teilchen

Teilchen, wie das Neutrino in Abbildung 7, die den Detektor unbemerkt durchlaufen, können indirekt über den fehlenden Impuls in der transversalen Ebene gemessen werden. Die daraus resultierende fehlende Transversalenergie, im folgenden als E_T^{miss} bezeichnet, ist eine interessante Größe für die Suche nach der Supersymmetrie, da zum Beispiel das LSP dem Detektor entweicht. Die Berechnung erfolgt über die negative Vektorsumme der 4er-Impulse aller detektierten Teilchen [5]. Da bei den meisten Ereignissen mehrere Teilchen unbemerkt bleiben, ist die räumliche Orientierung, im Gegensatz zum absoluten Wert, uninteressant. So ergibt sich [5]:

$$E_{x,y}^{\text{miss}} = E_{x,y}^{\text{miss,Kalorimeter}} + E_{x,y}^{\text{miss,Myon}} \quad (2)$$

$$E_T^{\text{miss}} = \sqrt{(E_x^{\text{miss}})^2 + (E_y^{\text{miss}})^2} \quad (3)$$

Die Komponenten von E_T^{miss} setzen sich also aus der fehlenden Transversalenergie aus dem Kalorimeter und dem Myonen Detektor zusammen, da an diesen Stellen alle detektierten Teilchen ihre Energie abgeben.

3.4 Die Datenverarbeitung

Im ATLAS-Detektor kreuzen sich die Protonen Pakete etwa 40 Millionen mal pro Sekunde, wodurch eine enorme Anzahl an Daten produziert wird. Da die Kapazität für eine permanente Speicherung dieser Daten nicht vorhanden ist, müssen die vielen detektierten Ereignisse um einen Faktor von 400.000 reduziert werden. Dazu wird ein Konzept von drei Trigger Leveln verwendet. Der Level-1-Trigger ist für eine grobe, dafür jedoch schnelle Auslese zuständig. Dabei wird nur das Kalorimeter System, sowie der Myonen Detektor auf brauchbare physikalische Prozesse untersucht. Anschließend wird diese Analyse durch den Level-2-Trigger in verschiedenen Detektorbereichen verfeinert und weiter zum Level-3-Trigger geschickt. Dieser führt, im Hinblick auf den ganzen Detektor, umfassende Analysen durch, um letztendlich die Datenmenge bis in den 100er-Bereich zu minimieren.

Da der Trigger entscheidet, welche Daten zur späteren Analyse bereitstehen und welche Daten verworfen werden, ist er von hoher Relevanz [3].

Desweiteren wird in dieser Arbeitsgruppe ein E_T^{miss} -Trigger genutzt. Dies ist ein Trigger, der die

Ereignisse in Hinblick auf die fehlende Transversalenergie vorselektiert, da Ereignisse mit einer hohen fehlenden Transversalenergie für die Analyse interessant sind (vgl. Abschnitt 2.2.3). Die E_T^{miss} -Schwelle, ab der Daten aufgenommen werden, ist abhängig von der Periode der Datennahme. Mit steigender Luminosität, also der Kollisionsrate pro Fläche, des Beschleunigers steigt auch die Schwelle des Triggers.

Neben einem Trigger auf die fehlende Transversalenergie würde sich ebenfalls ein Trigger auf Tau Leptonen, sowie ein Trigger auf Jets eignen. Da die Rekonstruktion von Tau Leptonen jedoch nicht trivial ist, wird dieser Trigger nicht genutzt. Bei der Betrachtung von leptonisch zerfallenden Taus bietet sich zudem ein leptonischer Trigger an. Doch im Vergleich mit dem E_T^{miss} -Trigger hat sich ein leptonischer Trigger, sowie der Trigger auf Jets, nicht durchsetzen können [6].

3.5 Die Monte-Carlo Simulation

Die Ereignisse, die das Standardmodell vorhersagt, werden durch Monte-Carlo Simulationen (MC Simulationen) dargestellt. Dazu wird der Streuvorgang in vier Teile separiert und einzeln mit verschiedenen Methoden berechnet.

Bei kurzen Distanzen zum Streuzentrum findet harte Streuung statt. Mit Hilfe von Matrixelementen aus störungstheoretischer Berechnung kann dieser Teil der Streuung modelliert werden.

Als weiteren Unterpunkt des Streuprozesses werden Strahlungskorrekturen eingeführt, die als zeitartige und raumartige Partonschauern modelliert werden. Es werden die zugehörigen Amplituden der Matrixelemente korrigiert.

Da ein Proton aus einer Substruktur zusammengesetzt ist, kann es bei einer Kollision mit einem weiteren Proton zur mehrfachen Interaktionen der Protonkonstituenten, genannt Partonen, kommen.

Als letzten Unterbereich des Streuvorgangs gibt es die Hadronisierung. Dieser Bereich kann nur deskriptiv beschrieben werden. Um dies zu simulieren stehen verschiedene Ereignisgeneratoren zur Verfügung [5].

Damit ist die eigentliche Proton-Proton Kollision vollständig beschrieben, die direkte Interaktion der entstehenden Teilchen jedoch wird separat durch einen virtuellen Detektor untersucht. Um die Qualität der am Ende erstellten Simulationen zu prüfen, werden diese mit den tatsächlichen Daten verglichen und entsprechend angepasst.

Neben den Standardmodell Ereignissen müssen auch die Ereignisse aus der Supersymmetrie simuliert werden. Dazu dienen mehrere Generatoren, welche die verschiedenen SUSY Modelle imitieren.

4 Der Standardmodell Untergrund

Dieses Kapitel erläutert die Standardmodell Ereignisse, genannt Standardmodell Untergrund, die für diese Analyse genutzt werden. Dabei wird auf die Ergebnisse von H. Junkerkalefeld ([6]) aufgebaut.

4.1 Die Analyse

Nach den theoretischen Erwartungen dominiert der Standardmodell Untergrund gegenüber supersymmetrischen Ereignissen auf Grund des höheren Wirkungsquerschnitts. Das Ziel der gesamten Analyse ist es daher Ereignisse, die das Standardmodell vorhersagt, von den Ereignissen durch die supersymmetrische Erweiterung zu trennen. Um diese Separation zu erreichen muss zuerst sichergestellt werden, dass der Standardmodell Untergrund ausreichend gut verstanden ist. Dazu wird dieser in verschiedene Regionen unterteilt, abhängig von den Teilchen, die in den verschiedenen Ereignissen entstehen. Zu diesem Zweck werden bestimmte Anforderungen an die Ereignisse gestellt. Die gefundenen Regionen werden Kontrollregionen genannt.

Als finaler Schritt der Analyse werden alle Regionen mit ihren Gewichtungen zusammengerechnet und bieten eine bestmögliche Aussage über den Standardmodell Untergrund. Dabei ist es wichtig zu beachten, dass bei der Einteilung von Kontrollregionen kein Überlapp zwischen den Regionen entsteht, um die Berechnung am Schluss nicht unnötig kompliziert zu gestalten. Zudem darf für die Normierung des Standardmodell Untergrunds kein Ereignis doppel gezählt werden. Regionen, die keinen Überlapp miteinander haben, werden 'orthogonal zueinander' genannt.

Desweiteren ist für die Analyse die Übereinstimmung der MC-Simulationen mit den Daten sicherzustellen. Dafür findet sich unter jeder Region unter der dargestellten Verteilung der Quotient aus den Daten und der Simulation. Dieser sollte idealerweise bei Eins liegen.

Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt auf der Analyse von leptonisch zerfallenden Taus. Somit wird eine Unterscheidung in den verschiedenen Kontrollregionen zwischen den Zerfallsprodukten des Taus, des Elektrons und des Myons, stattfinden. Diese werden als $(\tau + e)$ -Kanal und $(\tau + \mu)$ -Kanal benannt. Wie in Abschnitt 3.3.2 gilt dabei wieder, dass die Separation zwischen echten Elektronen und Myonen und den aus einem Tau-Zerfall nicht möglich ist.

Zur Trennung des Standardmodell Untergrunds werden einige benötigte Variablen eingeführt, die nicht direkt messbar sind.

Im ATLAS Detektor ist die Energiemessung nur in der Ebene transversal zum Protonenstrahl möglich. Deshalb wird die Masse eines Leptons in der transversalen Ebene als die transversale Leptonmasse definiert [4]

$$m_T^{\text{lep}} = \sqrt{2p_T^{\text{lep}} E_T^{\text{miss}} (1 - \cos \Delta\Phi(\text{lep}, E_T^{\text{miss}}))}. \quad (4)$$

Diese ist abhängig von dem transversalen Leptonimpuls p_T^{lep} , der fehlenden Transversalenergie E_T^{miss} und dem Winkel zwischen diesem Impuls und dem des Leptons $\Delta\Phi(\text{lep}, E_T^{\text{miss}})$.

Eine weitere wichtige Größe für den SM-Untergrund und für SUSY-Ereignisse ist die skalare

Summe der Transversalimpulse von maximal zwei Tau Leptonen und aller Jets (analog zu [4])

$$H_T = \sum_{N_\tau=1}^2 p_T^\tau + \sum_{i=1}^{N_{\text{Jet}}} p_T^{\text{Jet}}. \quad (5)$$

Diese wird auch als Hadronische Aktivität bezeichnet. Da durch die im Beschleuniger stattfindende Proton-Proton Kollision hauptsächlich starke Wechselwirkung stattfindet und somit im Standardmodell Untergrund, sowie im Zerfall in Abschnitt 2.2.3, viel hadronische Aktivität erwartet wird, ist diese Größe für die Analyse von Bedeutung.

Durch Addition der fehlenden Transversalenergie kann H_T zu der effektiven Masse erweitert werden

$$m_{\text{eff}} = H_T + E_T^{\text{miss}}. \quad (6)$$

Zudem wird das Produkt der Ladung eines leichten Leptons und der Ladung des Tau Leptons definiert zu [6]

$$q^{\tau, \text{lep}} = q^\tau \cdot q^{\text{lep}}. \quad (7)$$

Als letzte entscheidene Größe dient die Anzahl aller Jets mit einem Transversalimpuls über 30 GeV, im folgenden mit N_{Jets}^{30} bezeichnet.

Diese Variablen und weitere Filter, in dieser Arbeit als Schnitte bezeichnet, werden nun angewendet um ein Set aus Kontrollregionen zu definieren.

4.2 Die Kontrollregionen

Zur Vorauswahl der Ereignisse wird der E_T^{miss} -Trigger aus Abschnitt 3.4 auf die bestmögliche Effizienz für diese Analyse eingestellt, das sogenannte Triggerplateau. Wie in Abschnitt 2.2.3 motiviert, wird ein Bereich untersucht, in dem sich viele Jets und eine hohe fehlende Transversalenergie finden. Für den Jet mit dem höchsten Transversalimpuls, genannt führender Jet, wird ein Transversalimpuls von 120 GeV gefordert. Desweiteren wird zur Unterdrückung von Multijetereignissen aus der Quantenchromodynamik (QCD) gefordert, dass der polare Abstand zwischen den beiden Jets und der fehlenden Transversalenergie möglichst hoch ist. Dies geschieht über den Winkel $\Delta\Phi(\text{Jet}_{1,2}, E_T^{\text{miss}})$. Wie in Abschnitt 4.1 erläutert, wird die Vorauswahl in einen $(\tau+e)$ -Kanal und $(\tau+\mu)$ -Kanal aufgeteilt. Die Schnitte sind in Tabelle 1 zusammengefasst [6].

	$(\tau+e)$ -Kanal	$(\tau+\mu)$ -Kanal
Triggerplateau	$E_T^{\text{miss}} > 180 \text{ GeV}, N_{\text{Jet}} \geq 2$ $p_T^{\text{Jet1}} > 120 \text{ GeV}$	
QCD-Unterdrückung	$\Delta\Phi(\text{Jet}_{1,2}, E_T^{\text{miss}}) > 0,4$	
Leptonen	$N_\tau \geq 1$ $N_{\text{ele}} = 1$	
		$N_\mu = 1$

Tabelle 1: Schnitte für eine Vorauswahl für die Kontrollregionen. Da nach Abschnitt 2.2.3 eine hohe Transversalenergie, viele Jets und Tau Leptonen von Bedeutung sind wird dies hier gefordert. Zudem findet Quantenchromodynamik-Unterdrückung statt.

Die Schnitte der Vorauswahl der jetzigen Analyse der Arbeitsgruppe unterscheiden sich lediglich in einem weiteren Schnitt. Für den zweiten Jet wird gefordert: $p_T^{\text{Jet2}} > 25 \text{ GeV}$.

Die Ergebnisse der beiden Kanäle abhängig von der transversalen Leptonmasse m_T^{lep} sind in Abbildung 8 dargestellt. Die produzierten Teilchen sind je nach Art mit einer Farbe gekennzeichnet und übereinandergeschichtet. Zusammen ergeben sie die Gesamtproduktion der detektierten Standardmodell Teilchen, was durch die rote Linie gekennzeichnet wird. Die statistische Unsicherheit von 1σ ist in einem gelb schraffierten Intervall um die rote Linie angegeben. Darunter befindet sich, wie in Abschnitt 4.1 erklärt, der Quotient aus den echten Daten und den simulierten Werten. Am vorderen und hinteren Rand befindet sich ein sogenanntes 'overflow bin' bzw. 'underflow bin'. In diesen Intervallen sind alle Werte vor und nach dem eingestellten Bereich eingezeichnet, damit keine Information verloren geht.

Bei beiden Abbildungen findet ein Abbruch des Untergrunds bei etwa 80 GeV statt. Dies entspricht der W-Boson Masse von 80,4 GeV, da die transversale Leptonmasse aus einem W-Boson Zerfall eine obere Grenze bei dieser Energie hat [12]. Dominierend dabei ist der Zerfall in ein Elektron oder ein Myon, die im folgenden als leichte Leptonen bezeichnet werden. Da das Z-Boson in zwei massereiche Teilchen zerfällt, findet man es in den Abbildungen bei kleineren transversalen Leptonmassen. Der Topuntergrund ist stark und auch bei höheren transversalen Leptonmassen vertreten, da bei der Kollision der Protonen überwiegend starke Wechselwirkung stattfindet und somit viele Top Quarks entstehen können.

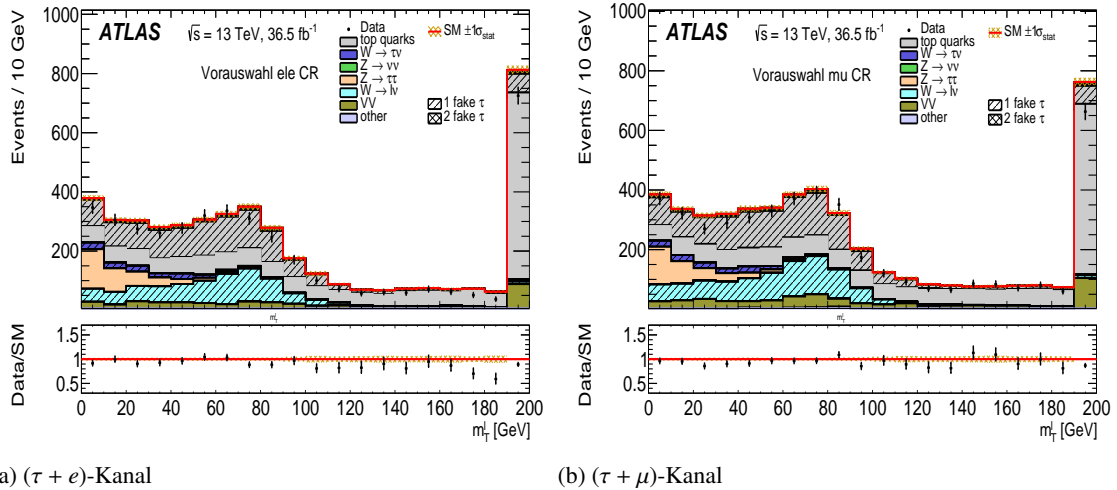


Abbildung 8: Vorauswahl der Kontrollregionen für den $(\tau + e)$ - und den $(\tau + \mu)$ -Kanal. Produzierte Teilchen sind je nach Art mit verschiedenen Farben gekennzeichnet und übereinandergeschichtet. Zusammen ergibt sich die Vorhersage innerhalb des Standardmodells. Dies ist durch die rote Linie mit einer gelb makierten Unsicherheit gekennzeichnet. Unten befindet sich der Quotient aus den echten Daten und den simulierten Werten. Am vorderen und hinteren Rand befindet sich das 'overflow bin' bzw. 'underflow bin'. In diesen Intervallen sind alle Werte vor und nach dem eingestellten Bereich eingezeichnet.

Anschließend geschieht die Aufteilung in die verschiedenen Kontrollregionen. Da diese bereits in

[6] begründet sind und übernommen werden, wird die Schnittauswahl in dieser Arbeit nur kurz skizziert. Da das Top-Quark zu hoher Wahrscheinlichkeit in ein b-Quark zerfällt werden in der Top Kontrollregion b-Jets gefordert. In den anderen Regionen wird dies jeweils durch ein Veto unterdrückt. Da ein b-Jet jedoch nicht immer korrekt identifiziert wird, findet man in diesen Regionen dennoch Topuntergrund. So werden für die Zerfälle in den jeweiligen Regionen charakteristische Schnitte verwendet um den Untergrund entsprechend zu separieren. Die resultierenden Schnitte für die Kontrollregionen finden sich in Tabelle 2.

Es findet eine Aufteilung in der W- und Top-Region in 'Fake τ ' und 'True τ ' statt. Das liegt daran, dass bei der Rekonstruktion eines Taus im Detektor nicht eindeutig ist, ob es sich um ein wirklich im Prozess entstandenes τ Lepton oder um ein falsch rekonstruiertes τ Lepton handelt. Dies geschieht, wie in Abschnitt 3.2.2 beschrieben, dadurch, dass ein leichtes Lepton oder ein Jet fälschlicherweise als ein τ Lepton rekonstruiert werden. Durch die jeweiligen Schnitte in den Regionen wird dies entsprechend eingeteilt.

	Top True τ	W True τ	Top Fake τ	W Fake τ
Triggerplateau	$E_T^{\text{miss}} > 180 \text{ GeV}, N_{\text{Jet}} \geq 2$ $p_T^{\text{Jet1}} > 120 \text{ GeV}$			
QCD-Unterdrückung	$\Delta\Phi(\text{Jet}_{1,2}, E_T^{\text{miss}}) > 0,4$ - $\Delta\Phi(\text{Jet}_{1,2}, E_T^{\text{miss}}) < \pi - 0,2$			
τ 's	$N_\tau \geq 1$			
leichte Leptonen	$N_{\text{lep}} = 0$		$N_{\text{lep}} = 1$	
b-Jets	$N_{\text{b-Jet}} \geq 1$	$N_{\text{b-Jet}} = 0$	$N_{\text{b-Jet}} \geq 1$	$N_{\text{b-Jet}} = 0$
Kontrollregion	$m_T^\tau < 190 \text{ GeV}$ $m_T^{\text{lep}} < 100 \text{ GeV}$ $m_T^{\text{lep}} > 10 \text{ GeV}$ $m_T^{\text{lep}} + m_T^\tau > 80 \text{ GeV}$			
		-	$m_T^\tau > 80 \text{ GeV}$	
		-	$N_{\text{Jets}} \geq 3$	

	Z	Diboson	Lepton
Triggerplateau	$E_T^{\text{miss}} > 180 \text{ GeV}, N_{\text{Jet}} \geq 2$ $p_T^{\text{Jet1}} > 120 \text{ GeV}$		
QCD-Unterdrückung	$\Delta\Phi(\text{Jet}_{1,2}, E_T^{\text{miss}}) > 0,4$		
τ 's	$N_\tau \geq 1$		$N_\tau = 0$
leichte Leptonen	$N_{\text{lep}} = 1$		$N_{\text{lep}} \geq 2$
b-Jets	$N_{\text{b-Jet}} = 0$		-
Kontrollregion	$m_T^\tau < 190 \text{ GeV}$	$m_T^\tau < 120 \text{ GeV}$	$E_T^{\text{miss}} < 250 \text{ GeV}$
	$m_T^{\text{lep}} > 40 \text{ GeV}$	$m_T^{\text{lep}} > 40 \text{ GeV}$	$m_T^{\text{lep}} > 100 \text{ GeV}$
	$m_T^{\text{lep}} + m_T^\tau < 85 \text{ GeV}$	$m_T^{\text{lep}} + m_T^\tau > 80 \text{ GeV}$	
	$q^{\tau\text{-lep}} = -1$		

Tabelle 2: Unterteilung in die Kontrollregionen mit den angegebenen Schnitten aus [6].

Die Kontrollregionen werden anschließend mit den aktuellen Daten aus dem Jahr 2016 reprodu-

ziert. Da die Luminosität, also die Kollisionsrate pro Fläche, um etwa den Faktor 10 im Vergleich zu den Daten von 2015 angestiegen ist, wird auch in den Histogrammen ein um den Faktor 10 ansteigender Ereignisfaktor erwartet. Die Ergebnisse in Abbildung 9 stimmen mit diesen Erwartungen überein.

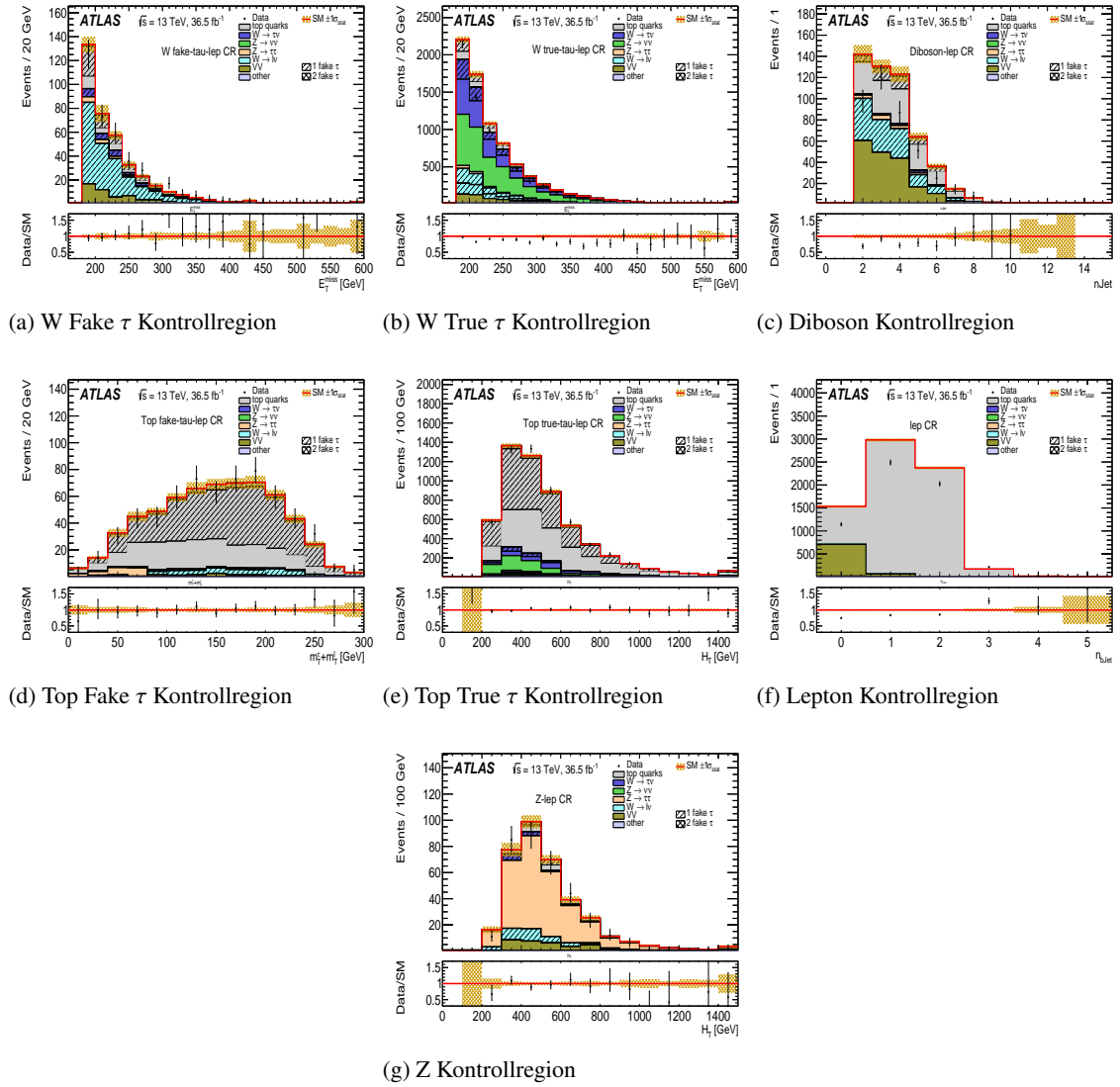


Abbildung 9: Kontrollregionen aus Tabelle 2 mit den Daten von 2016. Auf Grund der starken Ähnlichkeit der beiden Kanäle ist hier nur der $(\tau + e)$ -Kanal dargestellt, der $(\tau + \mu)$ -Kanal befindet sich im Anhang. Die Graphen stimmen mit den Erwartungen basierend auf [6], überein.

4.2.1 Vergleich mit aktuellen Kontrollregionen

Diese Kontrollregionen stimmen weitestgehend mit den jetzigen definierten Kontrollregionen der Arbeitsgruppe überein. Unterschiede finden sich nur in der Z- und der W Fake τ Kontrollregion. Diese sind zur besseren Übersicht in Tabelle 3 dargestellt.

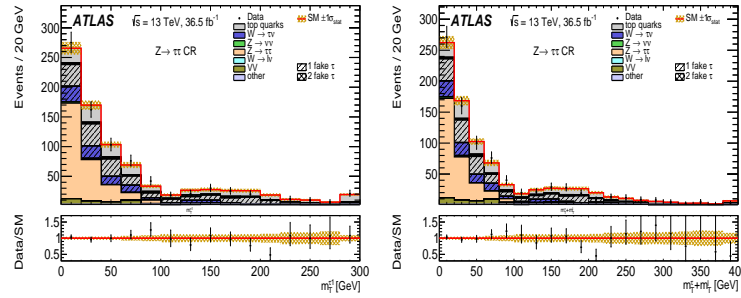
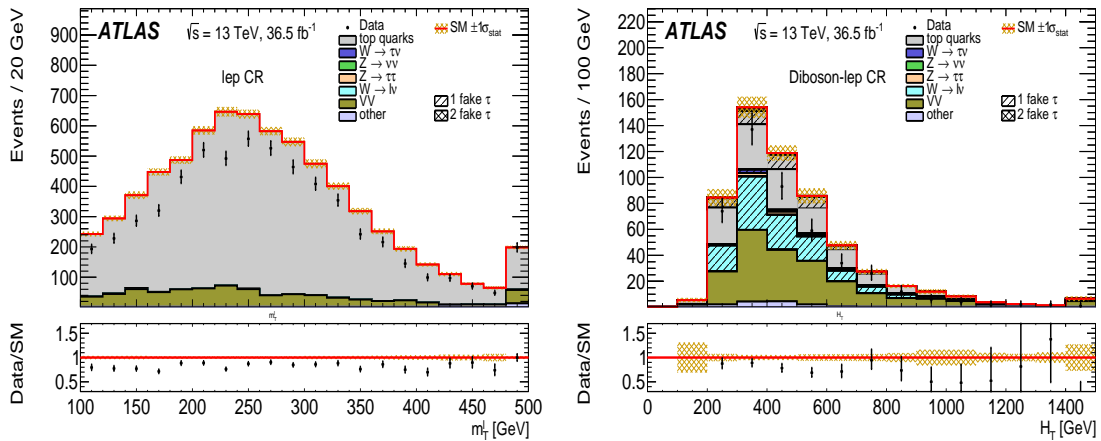


Abbildung 11: Abhängigkeit der Variablen in der $Z \rightarrow \tau\tau$ Kontrollregion. Die Schnitte reduzieren Untergrund, der in dieser Kontrollregion nicht betrachtet wird.

Ein weiterer Unterschied liegt in der Auswahl der Kontrollregionen. Die Z Kontrollregion ist in eine $Z \rightarrow \tau\tau$ - und eine $Z \rightarrow \nu\nu$ Kontrollregion aufgeteilt, jedoch existieren momentan noch keine Lepton und Diboson Kontrollregionen. Daher werden die Diboson- und die Lepton Kontrollregion in Abbildung 12 näher betrachtet.

Die Lepton Kontrollregion ist im aktuellen Set nicht enthalten. Für die Analyse in dieser Arbeit ist sie jedoch von Bedeutung, da der leptonic τ -Zerfall im Vordergrund steht. Dadurch ist diese Kontrollregion die zugehörige Kontrollregion zu der in Abschnitt 5.2 definierten Signalregion. In der in Abbildung 12 (a) ersichtlichen Kontrollregion dominiert der Top-Untergrund. Dies liegt an der Forderung nach mindestens zwei Leptonen. Ein Top-Antitop-Paar zerfällt mit hoher Wahrscheinlichkeit in ein Bottom-Antibottom-Paar mit zugehörigen W-Bosonen. Diese können anschließend in ein Lepton mit zugehörigem Neutrino zerfallen. Passiert dies in beiden Zerfallsketten, so entstehen zwei Leptonen. Der Diboson Untergrund erklärt sich ähnlich, da zwei Bosonen der schwachen Wechselwirkung zu hoher Wahrscheinlichkeit in zwei Leptonen zerfallen. In der Lepton Kontrollregion entstehen also, wie erwartet, mehrere Leptonen.



(a) Lepton Kontrollregion

(b) Diboson Kontrollregion

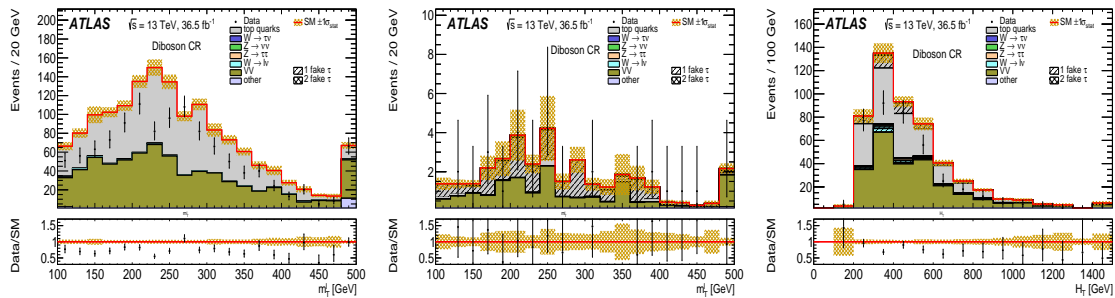
Abbildung 12: Die Lepton und die Diboson Kontrollregion sind zwei Kontrollregionen, die näher betrachtet werden.

Bei der Diboson Kontrollregion befindet sich neben dem gewünschten Diboson Untergrund, bei

dem Ereignisse mit zwei Vektorbosonen der schwachen Wechselwirkung entstehen, im Vergleich zu den anderen Regionen viel Untergrund, der für diese Kontrollregion nicht von Bedeutung ist. Diese Kontrollregion soll im folgenden Abschnitt verbessert werden.

4.2.2 Diboson Kontrollregion

In der Lepton Kontrollregion in Abbildung 12 (a) fällt auf, dass der Diboson Untergrund höher als in der Diboson Kontrollregion selber ist. Störend ist dabei allerdings der starke Topuntergrund. Dieser wird mit Hilfe eines 'b-Jet Vetos', also einer Ausschließung aller entstehenden b-Quarks, minimiert (siehe Abbildung 9 (f)). Da ein Top-Quark mit hoher Wahrscheinlichkeit in ein b-Quark zerfällt, sollte somit fast der ganze Topuntergrund verschwinden. Da die Detektionswahrscheinlichkeit eines b-Jets jedoch nicht bei 100% liegt ist der Topuntergrund stärker vertreten als erwünscht. Das erste Ergebnis befindet sich in Abbildung 13 (a).



(a) Lepton Kontrollregion mit b-Jet Veto

(c) Forderung nach einem τ und angepassten Schnitten für mehr Dibosonuntergrund

Abbildung 13: Die Entwicklung der Diboson Kontrollregion aus der Lepton Kontrollregion. Die Unterschiede zur Lepton Kontrollregion sind chronologisch unter dem jeweiligen Bildern angegeben. Für den besseren Vergleich mit der alten Diboson Kontrollregion in Abbildung 12 (b) ist für Abbildung (c) die Abhängigkeit von H_T dargestellt.

Der Diboson Untergrund ist nun ausgeprägter als in Abbildung 12 (b). Die neue Kontrollregion ist aus der Lepton Kontrollregion entstanden, dadurch werden Ereignisse mit τ Leptonen ausgeschlossen (τ Veto). Da Ereignisse mit Taus charakteristisch für die spätere Suche nach Supersymmetrie sind, sollten in der Diboson Kontrollregion Taus gefordert werden. Dies vermindert jedoch die Datenmenge stark, wie in Abbildung 13 (b) ersichtlich ist. Die Schnitte werden gelockert und angepasst, sodass der E_T^{miss} Schnitt verworfen und der m_T^{lep} Schnitt auf 125 GeV erhöht wird. Dadurch ergibt sich die Kontrollregion in Abbildung 13 (c). Der Diboson Untergrund ist nun höher als in Abbildung 12 (b) und der Untergrund, indem keine Diboson Ereignisse auftauchen, geringer. Zur weiteren Verbesserung der Region bietet die vorgestellten Variable aus Abschnitt 5.2.2 Potential, mit deren Hilfe der Topuntergrund vermindert werden kann.

Bei der Lepton und der Diboson Kontrollregion in den Abbildungen 12 und 13 fällt auf, dass die echten Daten weniger Ereignisse liefern als die Daten aus der Monte-Carlo Simulation. Der Quotient liegt näherungsweise auf einer Geraden die sich unterhalb der Eins befindet. Dies liegt

daran, dass diese beiden Kontrollregionen im aktuellen Set nicht enthalten sind und somit die Simulation mit den Daten nicht entsprechend abgestimmt ist. Da die Simulationswerte tendenziell höher als die Datenpunkte liegen, wird vermutet, dass der Diboson Untergrund herunterskaliert werden muss. Die Abstimmung zwischen den echten Daten und der Simulation sollte hier für weitere Analysen validiert und verbessert werden.

5 Die Suche nach Supersymmetrie

Nach Vervollständigung eines Kontrollregionen-Sets ist der Standardmodell Untergrund ausreichend modelliert. Nun beginnt die Suche nach supersymmetrischen Ereignissen. Dazu wird die Vorgehensweise vorgestellt und anschließend eine Lepton Signalregion definiert. Diese wird auf Überlapp mit den Kontrollregionen und den bereits existierenden Signalregionen untersucht. Zuletzt wird eine Variable vorgestellt, mit deren Hilfe der Topuntergrund besser kontrolliert werden kann.

5.1 Die Analyse

Das Ziel der Analyse ist es, Regionen zu finden, in denen SUSY Ereignisse dominieren und wenig SM Ereignisse stattfinden. Diese Regionen heißen dementsprechend Signalregionen.

Wie in Abschnitt 2.2.3 beschrieben wird ein 2-dimensionaler Parameterraum von der Gluino- und Neutralinomasse aufgespannt. Das Gluino zerfällt in leichtere Teilchen bis hin zum Neutralino, dem leichtesten SUSY Teilchen (LSP). Die darin festgelegte Massenhierarchie wird vereinfacht, indem jedem SUSY Teilchen in diesem Zerfall durch festgelegte Abstände eine Masse zugeordnet wird. Durch die Gluino- und Neutralino-Massen werden in diesem Parameterraum Punkte festgelegt. Abhängig von der Massendifferenz dieser beiden Teilchen kann der Parameterraum in drei verschiedene Regionen unterteilt werden. In der komprimierte Massenspektrenregion (MSR) ist der Massenunterschied gering. Das erschwert die Suche nach SUSY, da wenig kinetische Energie für die im Zerfall produzierten SUSY Teilchen übrig bleibt, wodurch eine Detektion erschwert wird. Bei geringen Massen der SUSY Teilchen wird es schwer die Ereignisse vom Standardmodell Untergrund zu trennen. Die medium MSR liegt zwischen der komprimierten MSR und der hohen MSR. Die Massendifferenz der Gluino und Neutralinomassen wird mit steigender Region immer höher und die SUSY Signale immer einfacher zu detektieren und damit zu finden.

Für die Analyse werden nun drei verschiedene SUSY-Modelle aus jeweils einer Massenspektrenregion verwendet. Es sind folgende Punkte im Parameterraum ausgewählt:

- SUSY 1: $m_{\tilde{g}} = 1705 \text{ GeV}$, $m_{\tilde{\chi}_2^0/\tilde{\chi}_1^\pm} = 1025 \text{ GeV}$, $m_{\tilde{\tau}/\tilde{\nu}_\tau} = 685 \text{ GeV}$, $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 345 \text{ GeV}$
- SUSY 2: $m_{\tilde{g}} = 1625 \text{ GeV}$, $m_{\tilde{\chi}_2^0/\tilde{\chi}_1^\pm} = 1265 \text{ GeV}$, $m_{\tilde{\tau}/\tilde{\nu}_\tau} = 1085 \text{ GeV}$, $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 905 \text{ GeV}$
- SUSY 3: $m_{\tilde{g}} = 1065 \text{ GeV}$, $m_{\tilde{\chi}_2^0/\tilde{\chi}_1^\pm} = 945 \text{ GeV}$, $m_{\tilde{\tau}/\tilde{\nu}_\tau} = 885 \text{ GeV}$, $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 825 \text{ GeV}$

Dabei bezeichnet SUSY 1 ein Modell aus der hohen MSR, SUSY 2 ein Modell aus der medium MSR und SUSY 3 ein Modell aus der komprimierten MSR.

In Abschnitt 2.2.3 bereits erläutert, sind entscheidende Größen für die Suche nach Supersymmetrie eine hohe fehlende Transversalenergie, viele Jets und mindestens ein Tau Lepton.

Wie in Abschnitt 4.1 über die Kontrollregionen begründet, ist es von hoher Wichtigkeit, dass die Signalregionen untereinander und zu den Kontrollregionen orthogonal sind. Da sich diese Arbeit auf leptonisch zerfallende Taus fokussiert, wird im Folgenden eine Lepton Signalregion erstellt,

bei der anschließend Orthogonalität zu den bereits existierenden Signal- und Kontrollregionen sichergestellt werden muss.

5.2 Lepton Signalregion

Um einen Einfluss der erwünschten Ergebnisse auf die Messmethodik zu vermeiden, werden für die Erstellung der Signalregionen nur die Simulationswerte betrachtet. Diese sollten nach Einstellung in den Kontrollregionen und Überprüfung in sogenannten Validierungsregionen² das Standardmodell ausreichend gut vorhersagen.

Die Vorauswahl für die Lepton Signalregion bleibt bestehen wie in Tabelle 1 mit dem zusätzlichen Schnitt auf den zweiten Jetimpuls, $p_T^{\text{Jet2}} > 25 \text{ GeV}$. Es wird nur ein Tau Lepton gefordert und ein leichtes Lepton, ohne eine Aufteilung in zwei Kanäle durchzuführen (vgl. Abschnitt 4.1).

Angelehnt an [6] werden nach der Vorauswahl lockere Schnitte auf die transversale Taumasse, die transversale Leptonmasse und N_{Jet}^{30} verwendet:

- $m_T^\tau > 200 \text{ GeV}$
- $m_T^{\text{lep}} > 100 \text{ GeV}$
- $N_{\text{Jet}}^{30} \geq 3$

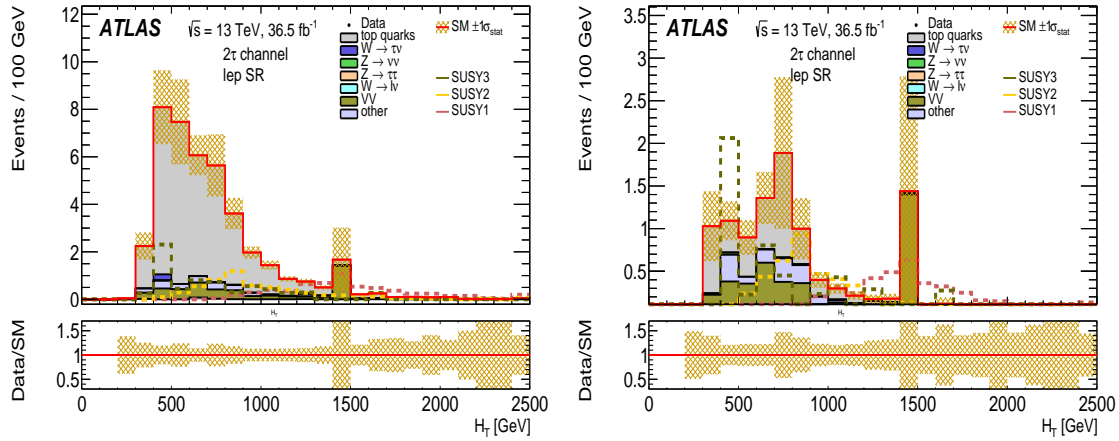
Das Ergebnis findet sich in Abbildung 14 (a). Der Standardmodell Untergrund dominiert, jedoch sind SUSY Ereignisse aller drei Modelle, dargestellt als gestrichelte Linien, zu erkennen. Auffallend ist der starke Topuntergrund, woraus sich die Motivation für Abschnitt 5.2.2 ergibt. Da mindestens ein Lepton gefordert wird und das Top Quark über den W-Zerfall in leichte Leptonen zerfallen kann, ist dieser dominant (vgl. Lepton Kontrollregion aus Abbildung 12).

Um den Topuntergrund zu minimieren, wird ein b-Jet Veto verwendet. Wie in Abschnitt 4.2.2 erklärt, verschwindet dadurch nicht der gesamte Topuntergrund. Zudem gehen einige SUSY Ereignisse verloren. Das Ergebnis ist in Abbildung 14 (b) ersichtlich.

Nach weiterer Betrachtung der Variablen werden die lockeren Schritte vom Anfang, speziell der Schnitt auf m_T^{lep} und N_{Jet}^{30} , verstärkt. Dies ist in Abbildung 14 (c) dargestellt. Die Simulation für die Standardmodell Ereignisse liegt nun unterhalb der supersymmetrischen Ereignisse.

Die Ereignisanzahl des Signals wirkt sehr gering und liegt aufintegriert für jedes Modell bei etwa drei Ereignissen. Da es sich dabei jedoch um die nach der Luminosität des Beschleunigers gewichteten Ereignisse handelt, ist die Statistik hoch genug, um mit 95 %-tiger Sicherheit mindestens ein Ereignis hervorzusagen. Dies folgt aus der Poissonverteilung. Da von Signalregionen mit einem geringen Stichprobenumfang ausgegangen wird, dient diese Verteilung als statistische Verteilung der Ereignisse. Damit nun mit 95 %-tiger Sicherheit ein Ereignis wirklich beobachtbar ist und keiner statistischen Fluktuation unterliegt, müssen bei den ungewichteten Daten mindestens drei Ereignisse hervorgesagt werden. Für die ungewichteten Ereignisse werden letztendlich für SUSY1 433 Ereignisse, für SUSY2 245 Ereignisse und für SUSY3 9 Ereignisse gefunden. Diese Zahlen bieten nach obiger Erklärung genug Statistik.

²Validierungsregionen sind Regionen, in denen der Untergrund der in den Kontrollregionen eingestellt wurde überprüft wird [8].



(a) Vorauswahl+lockere Schnitte

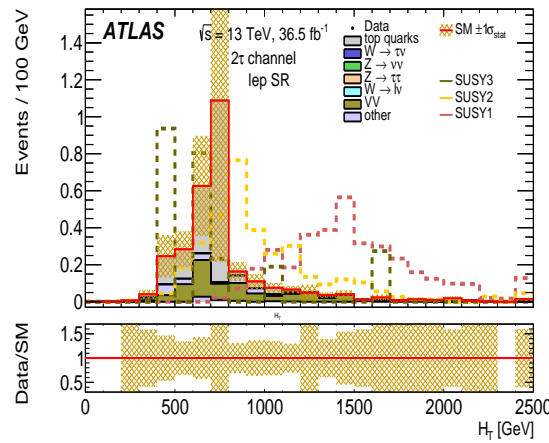
(b) $N_{\text{Jet}}^b = 0$ (c) $m_T^{\text{lep}} > 150 \text{ GeV}$, $N_{\text{Jet}}^{30} \geq 4$

Abbildung 14: Entwicklung hin zur Lepton Signalregion. Die SUSY Ereignisse der drei Modelle sind mit gestrichelten Linien dargestellt. Die Monte-Carlo Simulation ist farbig ausgefüllt und von einer roten Linie umrandet. Die statistische Unsicherheit ist sowohl unterhalb, als auch in dem Histogramm durch eine gelbe Schraffur dargestellt.

	Lepton Signalregion
Triggerplateau	$E_T^{\text{miss}} > 180 \text{ GeV}$, $N_{\text{Jet}} \geq 2$ $p_T^{\text{Jet1}} > 120 \text{ GeV}$, $p_T^{\text{Jet2}} > 25 \text{ GeV}$
QCD-Unterdrückung	$\Delta\Phi(\text{Jet}_{1,2}, E_T^{\text{miss}}) > 0,4$
Leptonen	$N_\tau \geq 1$, $N_{\text{lep}} > 1$
SR Schnitte	$m_T^\tau > 200 \text{ GeV}$ $m_T^{\text{lep}} > 150 \text{ GeV}$ $N_{\text{Jet}}^{30} \geq 4$, $N_{\text{Jet}}^b = 0$

Tabelle 4: Schnitte für die Lepton Signalregion in Abbildung 14 (d).

Um die Anzahl der SUSY Ereignisse für eine Signalregion nicht weiter zu reduzieren, wird von einer Aufteilung in den $(\tau + e)$ - und $(\tau + \mu)$ -Kanal abgeraten.

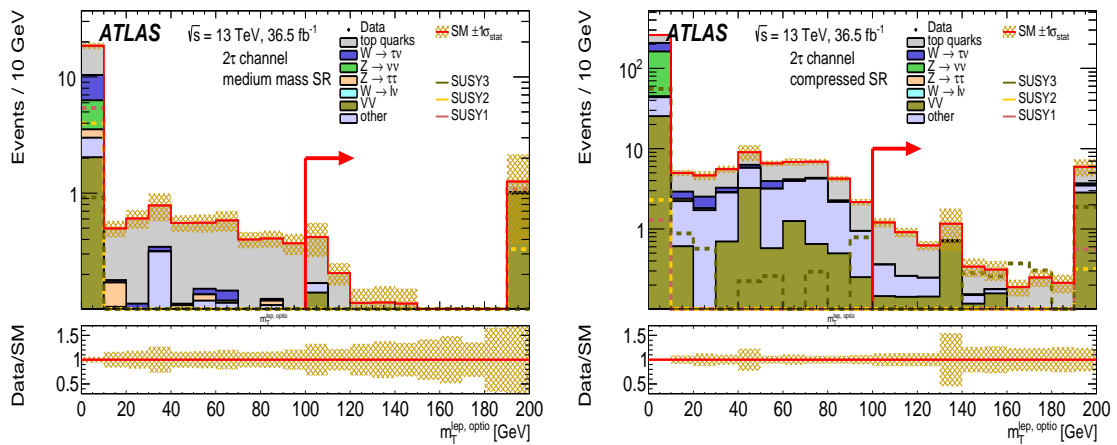
Alle Schnitte sind zur Übersicht in Tabelle 4 zusammengefasst.

5.2.1 Orthogonalität zu anderen Regionen

Es existieren bereits zwei Signalregionen bei denen jeweils ein Tau Lepton gefordert wird. Dafür ist Eine speziell für die komprimierte MSR und die Andere für die medium MSR erstellt. Wie in Abschnitt 5.1 erwähnt ist es wichtig, dass die Signalregionen zueinander orthogonal sind.

Im Vergleich zu den bereits existierenden Signalregionen fällt auf, dass die Lepton Signalregion nicht orthogonal zu diesen ist. Es ist naheliegend nach Orthogonalität im Leptonbereich zu suchen. Zwar wird in den aktuellen Signalregionen nicht explizit ein Lepton gefordert, ein Ausschluss der Leptonen würde jedoch viele SUSY Ereignisse verwerfen. Daher wird die transversale Masse des führenden leichten Leptons betrachtet. Es wird eine Variable namens $m_T^{\text{lep, optio}}$ definiert, welche, falls in einem Ereignis ein oder mehrere Leptonen vorhanden sind, die Masse des führenden Leptons berechnet.

Die Abhängigkeit beider aktueller Signalregionen von dieser Variable befindet sich logarithmisch dargestellt in Abbildung 15. Ein Schnitt bei $m_T^{\text{lep, optio}} < 100$ GeV entfernt jeweils nur wenig SUSY Signal, sowie einen Teil SM Untergrund, wodurch dieser Schnitt gut angewendet werden kann. Damit wären alle Signalregionen frei von Überlapp.



(a) komprimierte Signalregion

(b) medium Signalregion

Abbildung 15: Aktuelle Signalregionen in der komprimierten und der medium MSR. Ein Schnitt bei $m_T^{\text{lep, optio}} < 100$ GeV soll für Orthogonalität sorgen.

Neben der Orthogonalität der Signalregionen untereinander darf die Lepton Signalregion auch keinen Überlapp zu den bereits existierenden Kontrollregionen besitzen. Da die $Z \rightarrow \tau\tau$ Kontrollregion, sowie die kinematischen Top und W Kontrollregionen kein, bzw zwei Taus fordern, ist bei diesen Regionen die Orthogonalität bereits vorhanden. Desweiteren schließt der Schnitt auf die transversale Taumasse einen Überlapp mit den Top- und W True τ Kontrollregionen und der $Z \rightarrow \nu\nu$ Kontrollregion aus.

Das einzige Problem stellen die Top- und W Fake τ Kontrollregionen dar, in denen zwar ein Schnitt

bei $m_T^{\text{lep}} < 100$ GeV gefordert wird, jedoch explizit nur ein Myon. Daher müssen die Elektronen einzeln betrachtet werden. Dazu wird die oben definierte Variable modifiziert zu $m_T^{e,\text{optio}}$, sodass, falls in einem Ereignis ein oder mehr Elektronen vorhanden sind, die transversale Masse des führenden Elektrons berechnet wird.

Die Ergebnisse beider Regionen in Abbildung 16 zeigen, dass auch in diesen Regionen ein Schnitt auf $m_T^{e,\text{optio}} < 100$ GeV wenig verändert. In der Top Fake τ Kontrollregion geht zwar etwas Topuntergrund verloren, doch relativ zum gesamten Topuntergrund ist dies tolerierbar. Zudem sind die Unsicherheiten auf Grund der kleinen Werte über 100 GeV so hoch, dass dort kaum eine Aussage über die genaue Anzahl der Ereignisse getroffen werden kann. Damit sind diese vernachlässigbar klein.

Die neu erstellte Lepton Signalregion ist nun orthogonal zu allen anderen aktuell existierenden Regionen und kann in das Set mit aufgenommen werden.

Verbesserungspotential ist durch eine bessere Kontrolle des Topuntergrunds gegeben. Dieser sollte weiter reduziert werden, ohne viel SUSY Signal zu verlieren, sodass das Verhältnis vom Untergrund zum Signal geringer wird. Dazu wird im nächsten Abschnitt eine fähige Möglichkeit erläutert.

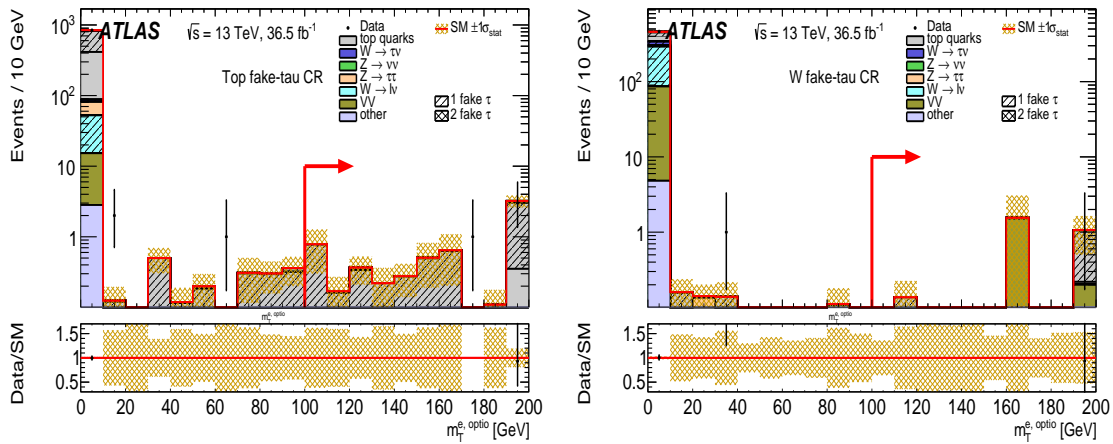
(a) Top Fake τ Kontrollregion(b) W Fake τ Kontrollregion

Abbildung 16: Aktuelle Kontrollregionen, die auf Überlapp zur Lepton Signalregion untersucht werden. Ein Schnitt bei $m_T^{e,\text{optio}} < 100$ GeV soll diesen verhindern.

5.2.2 Stransverse Masse

Die Stransverse Masse, oder auch M_{T2} genannt, ist eine Variable, die für die Suche nach SUSY geeignet ist. Bei den betrachteten Kollisionen können massive Teilchen entstehen, die dominant in ein detektierbares und ein nicht detektierbares Teilchen zerfallen.

Für die Entwicklung der Variable wird ein Zerfall in das für den Detektor unsichtbare LSP betrachtet [13]. Bei einer Protonenkollision entstehen neben einem unbekannten Rest X zwei (rechtshändige) Sleptonen mit gleichen Massen. Diese zerfallen jeweils in das zugehörige Lepton und ein

Neutralino (LSP)

$$pp \rightarrow X + \tilde{l}_R^+ \tilde{l}_R^- \rightarrow X + l^+ l^- \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0. \quad (8)$$

Um eine obere Grenze an die Masse eines einzelnen Sleptons zu berechnen, ergibt sich MT_2 zu [13]

$$m_{\tilde{l}}^2 \geq M_{T_2}^2 = \min_{p_1^{\text{miss}} + p_2^{\text{miss}} = p_T^{\text{miss}}} \left[\max \left\{ m_T(p_{Tl^-}, p_1^{\text{miss}}), m_T(p_{Tl^+}, p_2^{\text{miss}}) \right\} \right]. \quad (9)$$

Dabei bezeichnet $m_T(p_{Tl^\pm}, p_{1/2}^{\text{miss}})$ die transversale Masse für die entsprechenden Teilchen. Das Maximum der Impulse der jeweiligen Zerfallsprodukte beider Sleptonen (\tilde{l}_R^+ , \tilde{l}_R^-) gibt die höchste mögliche untere Grenze für die Sleptonmasse wieder. Da die Impulse der einzelnen Neutralinos unbekannt sind und nur der gesamte fehlende Impuls datiert werden kann, wird aus allen möglichen Kombinationen der einzeln zugeordneten Impulse das Minimum als untere Grenze für die Sleptonmasse gewählt [13].

Diese Variable nutzen wir nun, um unseren Topuntergrund zu kontrollieren. Dazu sollen Ereignisse, in denen Top Quarks vorkommen, in einem möglichst kleinen Intervall um die Topmasse gesammelt werden. Anschließend kann somit der Topuntergrund durch einen geeigneten Schnitt in der Lepton Signalregion und in der Diboson Kontrollregion selektiert werden. Dazu wird folgender Zerfall betrachtet:

$$pp \rightarrow X + t\bar{t} \rightarrow X + b\bar{b} W^+ W^- \rightarrow X + b\bar{b} l\tau \nu_l \nu_\tau \quad (10)$$

Neben einem b-Quark-Antiquark Paar werden ein leichtes Lepton 'l' und ein τ Lepton erwartet. Zu Beginn werden die Neutrinos, sowie alle Teilchenmassen vernachlässigt. Um die schlechte Effizienz des b-Jet Ausschlusses zu umgehen, werden in Ereignissen ohne b-Jet Identifizierung die zwei Jets mit dem höchsten Transversalimpuls verwendet. Als weiterer Schritt, um genauere Ergebnisse zu erzielen, werden statt der führenden Jets, die Jets verwendet, die räumlich am nächsten am Lepton liegen. Da die Impulse der Jets bekannt sind, muss lediglich die Zuordnung variiert werden. Die Berechnung vereinfacht sich zu:

$$m_{\tilde{l}}^2 \geq M_{T_2}^2 = \min_{p_T^{\text{Jet1}} \leftrightarrow p_T^{\text{Jet2}}} \left[\max \left\{ m_T(p_T^{\text{Jet1}}, p_{Tl}), m_T(p_T^{\text{Jet2}}, p_{T\tau}) \right\} \right] \quad (11)$$

Die Ergebnisse für die Lepton Signalregion mit den lockeren Schnitten aus Abschnitt 5.2 befinden sich in Abbildung 17 (a) und (c). Die Topmasse liegt bei 173 GeV [12]. Es wird ein Maximum bei einem darunter liegenden Wert erwartet, da zum Einen die Neutrinos vernachlässigt werden und zum Anderen Energie im Detektor verloren geht. M_{T_2} soll als obere Grenze die Topmasse berechnen, trotzdem werden auch Einträge oberhalb der Topmasse erwartet, da M_{T_2} fälschlicherweise nicht immer mit dem richtigen Jet berechnet wird.

Beide Abbildungen entsprechen näherungsweise diesen Erwartungen. Abbildung (a) besitzt eine vergleichsweise breite Verteilung, deren Form erst mit mehr Topuntergrund wie im Anhang in Abbildung 21 (a) näher ersichtlich wird. Dies liegt daran, dass die Variable nicht immer mit einem Jet berechnet wird, der aus dem betrachteten Top Zerfall stammt. Da der Jet mit dem höchsten

Transversalimpuls verwendet wird, entsteht die breite Verteilung über die Topmasse hinaus.

In Abbildung (c) wird deutlich, dass die Berechnung von M_{T2} , im Vergleich zur Berechnung in Abbildung (a), genauer geworden ist. Die Kurve ist schmaler und der Hochpunkt liegt wie erwartet unterhalb der wirklichen Topmasse (vgl Anhang Abbildung 21 (a) und (c)).

Bei Berücksichtigung der Neutrinos muss die M_{T2} Variable numerisch berechnet werden. Als Näherung werden die 4er Vektoren der beiden W-Bosonen jeweils zu denen der Leptonen addiert. Anschließend wird die transversale Masse dieser Summe mit den (unbekannten) 4er Vektoren der Neutrinos gebildet. Analog zu Gleichung 9 wird M_{T2} für diese Teilchen berechnet.

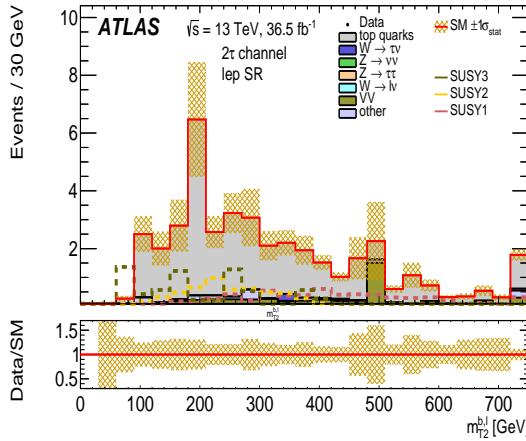
Das Ergebnis befindet sich in Abbildung 17 (e). Der Hochpunkt befindet sich nun oberhalb der Topmasse und die Kurve ist im Vergleich zu Abbildung (c) breiter geworden. Die Berechnung hat sich also verschlechtert. Die Nutzung von nicht identifizierten b-Jets lässt die Variable wachsen und sehr ungenau werden. Zudem wird der gesamte fehlende Transversalimpuls den Neutrinos zugeordnet, obwohl diese eventuell nur einen Teil davon tragen. Vernachlässigt wird, dass auch andere nicht detektierbare Teilchen neben diesen beiden Neutrinos entstanden sein können. Die Topmasse wird dadurch weit überschätzt.

Für eine genauere Berechnung mit Neutrino Berücksichtigung könnte man erst mit Hilfe von M_{T2} die W Masse rekonstruieren und anschließend die Topmasse aus dieser und dem b-Jet berechnen. Das Problem, dass der gesamte fehlende Transversalimpuls den Neutrinos zugeordnet wird, wird dadurch jedoch nicht behoben.

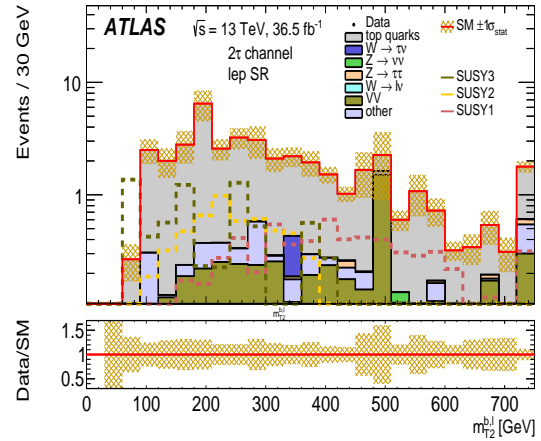
Für die Analyse sind die Ergebnisse leider nicht richtig nutzbar, da durch M_{T2} Schnitte, die den Topuntergrund reduzieren sollen, zu viele SUSY Ereignisse verloren gehen, was in den Abbildungen 17 (b), (d) und (f) für die jeweiligen Varianten der Variable ersichtlich ist. Dort wird die Verteilung des SUSY Signals durch eine logarithmische Darstellung erkennbar. Auch für die Diboson Kontrollregion kann kein geeigneter Schnitt gefunden werden, da keine ausreichende Trennung zwischen Diboson Ereignissen und Topuntergrund erreicht wird. Da die Verteilung der Top Ereignisse mit den SUSY Ereignissen und den Diboson Ereignissen überlappt liegt vermutlich daran, dass zu oft Ereignisse mit einberechnet werden, die nicht aus dem Topzerfall stammen.

Da mehrere Näherungen gemacht wurden, kann die Implementation dieser Variable jedoch noch verbessert werden. Zudem ist es ratsam die Berechnung mit mehr Topuntergrund durchzuführen. Dadurch werden die Kurven ausgeprägter und der Schwerpunkt der Kurve eindeutiger. Dies ist im Anhang in Abbildung 21 zu erkennen.

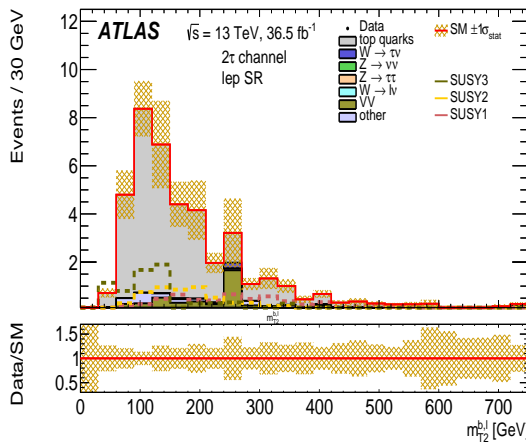
Weitere Variablen, mit denen der Topuntergrund beseitigt werden kann sind 'Topness' und 'Cotransverse Mass' bzw 'Contraverse Mass', welche in [14] und [15] definiert sind.



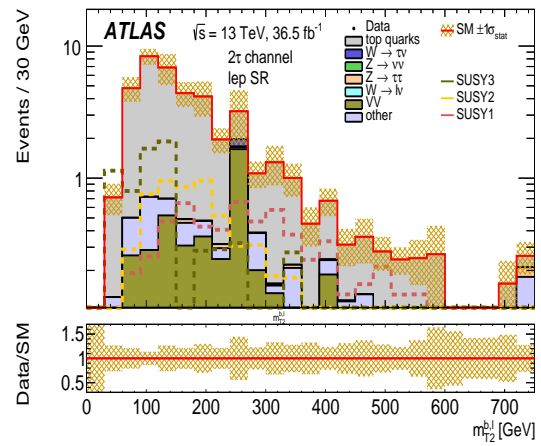
(a) Lepton+führende Jets



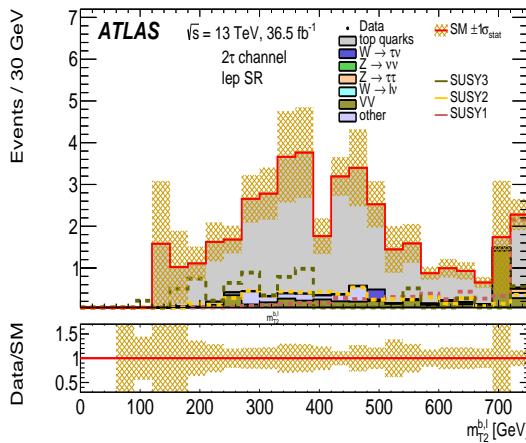
(b) Lepton+führende Jets: SUSY Signal



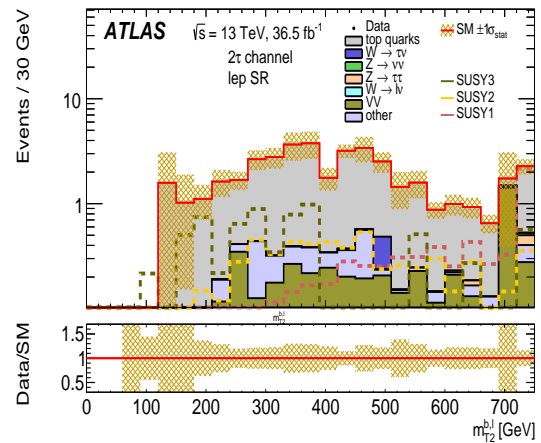
(c) Lepton+leptonnahe Jets



(d) Lepton+leptonnahe Jets: SUSY Signal



(e) Neutrino Berücksichtigung



(f) Neutrino Berücksichtigung: SUSY Signal

Abbildung 17: Rekonstruktion der Topmasse mit der MT_2 Variable. In Abbildung (a) bis (d) wird MT_2 zwischen dem Jet bzw b-Jet berechnet. In Abbildung (e) und (f) werden die Neutrinos in die Berechnung mit einbezogen. Abbildung (b), (d) und (f) zeigen die Verteilung der SUSY Ereignisse der zugehörigen MT_2 Variable.

6 Fazit und Ausblick

In dieser Arbeit wird mit Daten vom ATLAS Experiment am CERN eine Analyse für die Suche nach Supersymmetrie durchgeführt. Dabei liegt der Fokus auf dem Tau Lepton, welches speziell im Hinblick auf seinen leptonischen Zerfall betrachtet wird.

Zu Beginn werden die Vorhersagen des Standardmodells analysiert. Der daraus entstehende Standardmodell Untergrund wird dabei in verschiedene Regionen, abhängig von seinen Zerfallsprodukten, unterteilt. Dies wird durch das Stellen von speziellen Anforderungen basierend auf [6] durchgeführt. Realisiert werden die Anforderungen durch Schnitte auf teilchenspezifische Variablen. Die daraus entstehenden Regionen werden Kontrollregionen genannt.

Das Set der Kontrollregionen wird mit dem aktuell existierenden Set der Arbeitsgruppe auf Überlapp untersucht. Dabei werden minimale Unterschiede festgestellt, besonders im Hinblick auf die Auswahl der verschiedenen Regionen. Neben der Lepton Signalregion fehlt im aktuellen Set eine Diboson Kontrollregion, die im weiteren Verlauf überarbeitet wird.

Bei der Betrachtung der Lepton Kontrollregion und der Diboson Kontrollregion fällt auf, dass die Daten immer leicht unter den Simulationswerten liegen. Dies sollte bei zukünftigen Analysen mit Hilfe von Neugewichtungen verbessert werden.

Alle Kontrollregionen zusammen ergeben die Vorhersage des Standardmodells. Dadurch wird sichergestellt, dass der Standardmodell Untergrund ausreichend gut verstanden ist.

Für die Suche nach Supersymmetrie werden drei verschiedene Modelle gewählt. Diese stammen aus vereinfachten Annahmen des 'Minimal Supersymmetrischen Standardmodells' und hängen, neben der festgelegten Massenhierarchie der im Zerfall auftretenden Teilchen, nur von der Gluino- und der Neutralinomasse des leichtesten SUSY Teilchens (LSP) ab. Die weiteren Teilchenmassen ergeben sich aus festen Abständen dazwischen.

Anschließend wird mit speziellen Anforderungen an die Ereignisse eine Lepton Signalregion gesucht. Dabei ist das Ziel dieser Signalregion, dass supersymmetrische Ereignisse gegenüber dem Standardmodell Untergrund dominieren. Dazu werden, basierend auf einer Vorauswahl, mehrere Variablen betrachtet und passende Schnitte durchgeführt, die möglichst wenig Signal und viel Standardmodell Untergrund wegschneiden.

Eine weitere Herausforderung stellt die Suche nach Orthogonalität dieser Region zu den bereits existierenden Signal- sowie Kontrollregionen dar. Dies ist ein nötiger Schritt um die Lepton Signalregion in das bestehende Set mit aufzunehmen. Durch einen Schnitt auf die transversale Leptonmasse wurde Orthogonalität zwischen allen Regionen hergestellt.

Da für die Erstellung der Lepton Signalregion die Reduzierung des Topuntergrunds eine große Herausforderung darstellt, wurde die Transverse Masse als hilfreiche Variable vorgestellt. Der Topuntergrund konnte dadurch weitestgehend im Bereich der Topmasse gesammelt werden. Das Ziel somit den Topuntergrund herauszufiltern ohne viel SUSY Signal zu verwerfen, wurde jedoch nicht erreicht.

Durch die Betrachtung der leptonisch zerfallenden Taus wird, mit dem bereits analysierten ha-

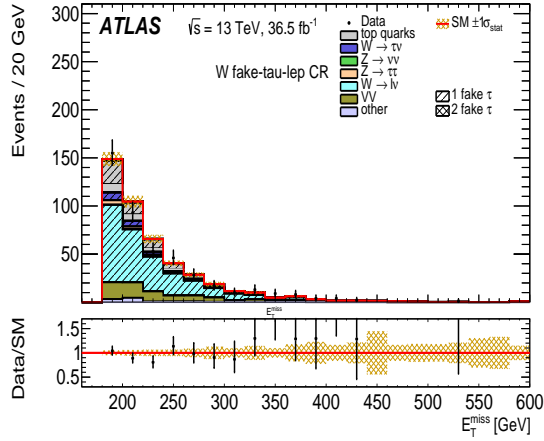
dronischen Tau Zerfall, die gesamte Physik des Tau Leptons untersucht. Dadurch steht der Analyse mehr Phasenraum zur Verfügung wodurch diese insgesamt sensitiver wird. Es folgt, dass genauere Aussagen über die untersuchten Bereiche getroffen werden können in Hinblick auf die Ausschließung von supersymmetrischen Ereignissen und auf die mögliche Verifizierung.

Verbesserungen für die Analyse bestehen darin die Simulationenwerte in der Diboson Kontrollregion und der Lepton Kontrollregion besser auf die Daten abzustimmen. Desweiteren kann die Implementierung der vorgestellten M_{T2} Variable verbessert werden oder andere Variablen, die sich speziell auf den Topuntergrund fokussieren, betrachtet werden. Die daraus resultierende Kontrolle des Topuntergrunds kann genutzt werden um sowohl die Diboson Kontrollregion, als auch die Lepton Signalregion zu verfeinern.

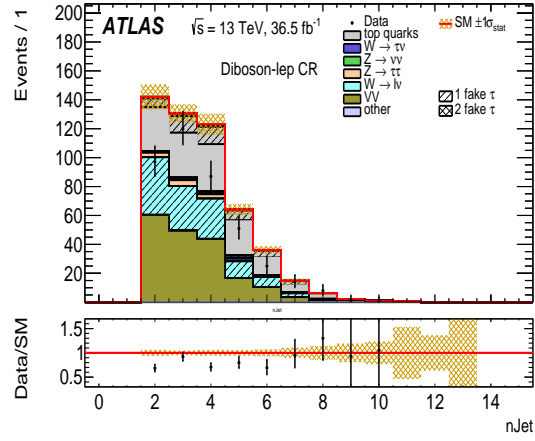
7 Anhang

7.1 Die Kontrollregionen

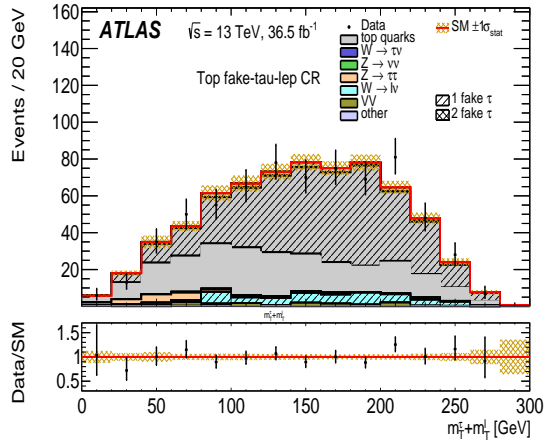
In Abbildung 18 sind die Kontrollregionen analog zu Abbildung 9 im $(\tau + \mu)$ -Kanal dargestellt.



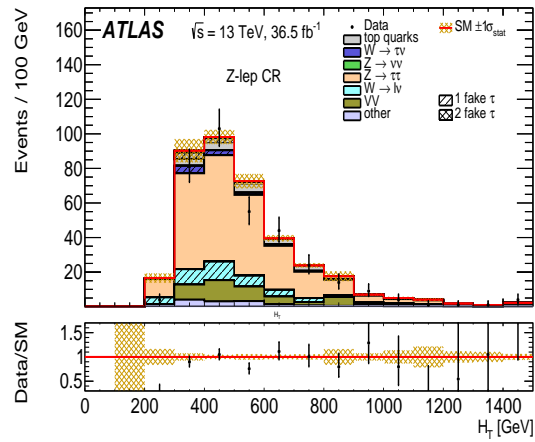
(a) W Fake τ Kontrollregion



(b) Diboson Kontrollregion



(c) Top Fake τ Kontrollregion



(d) Z Kontrollregion

Abbildung 18: Kontrollregionen im $(\tau + \mu)$ -Kanal ergänzend zu Abbildung 9.

Desweiteren ist in Tabelle 5 der vollständige Vergleich der aus [6] erstellten Kontrollregionen mit den aktuell existierenden Kontrollregionen zu finden.

	W Fake	Top Fake	W True	Top True
Trigger	$E_T^{\text{miss}} > 180 \text{ GeV}$ $N_{\text{Jet}} > 1$ $p_T^{\text{Jet1}} > 120 \text{ GeV}$ $p_T^{\text{Jet2}} > 25 \text{ GeV (-)}$			
Multijet	$\Delta\Phi(p_T^{\text{J1}}, p_T^{\text{miss}}) > 0,4$ $\Delta\Phi(p_T^{\text{J2}}, p_T^{\text{miss}}) > 0,4$			
Taus	$N_{\tau}^{\text{medium}} = 1$			
Jets	-		$N_{\text{Jet}} > 2$	
LL	$N_{\mu} = 1$ ($N_l = 1$)		$N_{\mu} = 0$ ($N_l = 0$)	
b-Jets	$N_{b\text{-Jets}} = 0$	$N_{b\text{-Jets}} \geq 1$	$N_{b\text{-Jets}} = 0$	$N_{b\text{-Jets}} \geq 1$
CR	$H_T < 800 \text{ GeV (-)}$ $E_T^{\text{miss}} < 300 \text{ GeV (-)}$			
	$m_T^l < 100 \text{ GeV}$		-	-
	$(m_T^l > 10 \text{ GeV})$	-	-	-
	$(m_T^l + m_T^{\tau} > 80 \text{ GeV})$	-	-	-
	$(m_T^{\tau} < 190 \text{ GeV})$		$m_T^{\tau} < 80 \text{ GeV}$	
	$m_{\text{inv}}(\tau, \mu) < 60 \text{ GeV (-)}$	-	-	-

	$Z \rightarrow \tau\tau$ (Z)	$Z \rightarrow \nu\nu$	Diboson	Leptons
Trigger	$E_T^{\text{miss}} > 180 \text{ GeV}$ $N_{\text{Jet}} > 1$ $p_T^{\text{Jet1}} > 120 \text{ GeV}$ $p_T^{\text{Jet2}} > 25 \text{ GeV}$ (-)			
Multijet	$\Delta\Phi(p_T^{\text{J1}}, p_T^{\text{miss}}) > 0,4$ $\Delta\Phi(p_T^{\text{J2}}, p_T^{\text{miss}}) > 0,4$			
Taus	$N_\tau^{\text{medium}} = 2 \text{ OS}$	$N_\tau^{\text{medium}} = 1$	$N_\tau \geq 1$	$N_\tau = 0$
Jets	-	-	-	-
LL	- ($N_l = 1$)	$N_\mu = 0$	$N_l = 1$	$N_l \geq 2$
b-Jets	$N_{b\text{-Jet}} = 0$			-
CR	$H_T < 800 \text{ GeV}$ $E_T^{\text{miss}} < 300 \text{ GeV}$ - ($m_T^\tau < 190 \text{ GeV}$) - - - $m_T^{\tau1} + m_T^{\tau2} < 150 \text{ GeV}$ (-) - ($m_T^l + m_T^\tau < 190 \text{ GeV}$) $m_{T2} < 150 \text{ GeV}$ (-) - - -	$100 \text{ GeV} \leq m_T^\tau$ $m_T^\tau < 200 \text{ GeV}$ - - - - - $\Delta\Phi(p_T^{\text{J1}}, p_T^{\text{miss}}) > 2,0$ $\Delta\Phi(p_T^{\tau1}, p_T^{\text{miss}}) > 1,0$ $E_T^{\text{miss}}/m_{\text{eff}} > 0,3$	- - $m_T^\tau < 120 \text{ GeV}$ $m_T^l > 40 \text{ GeV}$ $m_T^l + m_T^\tau > 80 \text{ GeV}$ $q^{\tau,l} = -1$ - - - - - -	- $E_T^{\text{miss}} < 250 \text{ GeV}$ - $m_T^l < 100 \text{ GeV}$ - - - - - - - - -

Tabelle 5: Vollständiger Vergleich der Schnitte für die Kontrollregionen aus Tabelle 2 (blau) mit den aktuell existierenden Kontrollregionen (schwarz). Lepton ist jeweils mit l abgekürzt, LL steht für leichte Leptonen und CR für weitere Schnitte in den Kontrollregionen. Mit Multijet sind die Schnitte zur QCD-Unterdrückung gemeint.

7.2 Cutflow Diagramm

In einem Cutflow Diagramm ist zu jedem Schnitt die dadurch reduzierte Datenmenge angegeben. Dies ist für zwei verschiedene Kontrollregionen in Abbildung 19 dargestellt. Dabei wurden sowohl die Daten, als auch die Monte-Carlo Simulationen im Vergleich betrachtet.

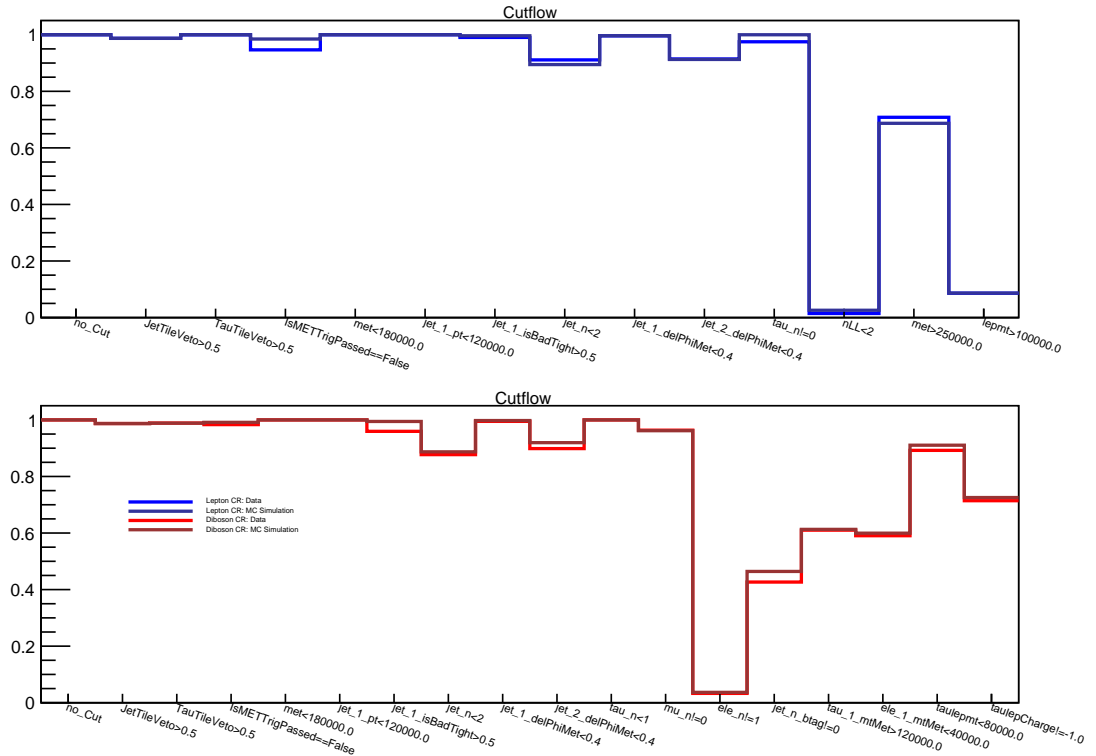


Abbildung 19: Cutflowdiagramm: Die relative Datenminimierung pro Schnitt ist in jedem Histogrammbin angegeben. Dabei werden die echten Daten mit den Monte Carlo Simulationen verglichen, jeweils für die Lepton (blau) und die Diboson (rot) Kontrollregion. Daten und MC Simulation verhalten sich etwa gleich. Der größte Datenverlust entsteht bei einem Schnitt auf die Leptonenanzahl.

7.3 Lepton Signalregion

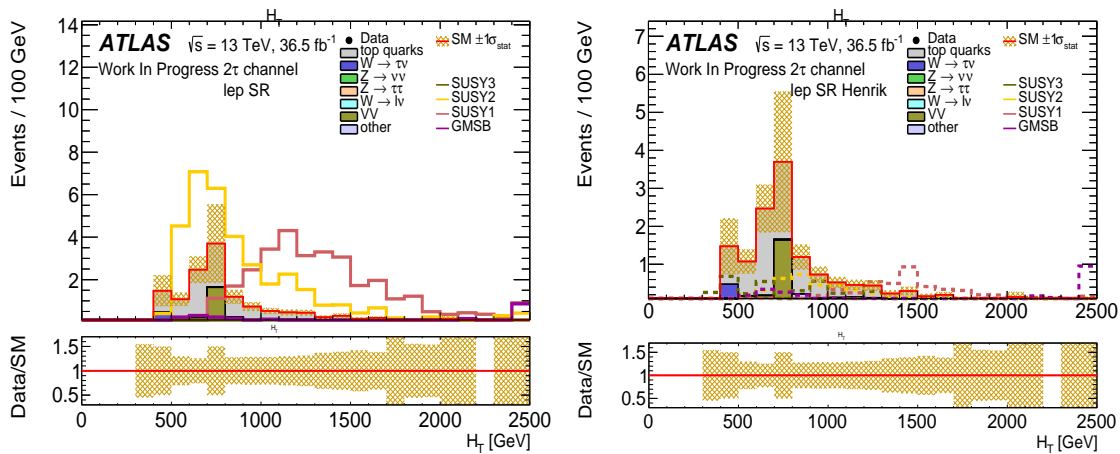
In Tabelle 6 sind die aktuell existierenden Signalregionen im Vergleich zu einer Signalregion aus [6] dargestellt. Die Schnitte sind für die aktuellen Benchmark Punkte in dieser Arbeit nicht mehr geeignet, wurden jedoch als Einstieg in die Analyse gewählt.

In Abbildung 20 ist die Signalregion aus [6] mit den damaligen (durchgezogene Linien) und aktuellen (gestrichelte Linien) drei Benchmark Punkten dargestellt.

Für die damaligen Modelle (Abbildung 20 (a)) ist das Signal deutlich stärker vertreten als der Standardmodell Untergrund. In Abbildung 20 (b) jedoch, in dem für die gleichen Schnitte die neuen Modelle genutzt werden dominiert der Standardmodell Untergrund. Die Signalregion muss entsprechend erneuert werden.

	komp. MSR	Medium MSR	Schnitte aus [6]
Trigger		$E_T^{\text{miss}} > 180 \text{ GeV}$ $N_{\text{Jet}} > 1$ $p_T^{\text{Jet1}} > 120 \text{ GeV}$ $p_T^{\text{Jet2}} > 25 \text{ GeV}$	-
Multijet		$\Delta\Phi(p_T^{\text{J1}}, p_T^{\text{miss}}) > 0,4$ $\Delta\Phi(p_T^{\text{J2}}, p_T^{\text{miss}}) > 0,4$	
Taus	$N_\tau^{\text{medium}} = 1$ $p_T^{\tau 1} < 45 \text{ GeV}$ $m_T^{\tau 1} > 80 \text{ GeV}$	$p_T^{\tau 1} > 45 \text{ GeV}$ $m_T^{\tau 1} > 250 \text{ GeV}$	$-$ $-$ $m_T^\tau > 225 \text{ GeV}$
LL		-	$N_l = 1$ $m_T^l > 100 \text{ GeV}$
SR	$E_T^{\text{miss}} > 400 \text{ GeV}$ $-$ $-$	$H_T > 1000 \text{ GeV}$ $-$ $-$	$E_T^{\text{miss}} > 220 \text{ GeV}$ $-$ $N_{\text{Jets}}^{30} \geq 4$

Tabelle 6: Vollständiger Vergleich der Schnitte für die Signalregionen aus [6](blau) mit den aktuell existierenden Signalregionen (schwarz). Lepton ist jeweils mit l abgekürzt, LL steht für leichte Leptonen und SR für weitere Schnitte in den Signalregionen. Mit Multijet sind die Schnitte zur QCD-Unterdrückung gemeint. Die blaue Signalregion ist nicht orthogonal zu den anderen Beiden. Die existierenden Signalregionen werden durch den $p_T^{\tau 1}$ Schnitt überlappfrei.



(a) damalige Benchmark Punkte

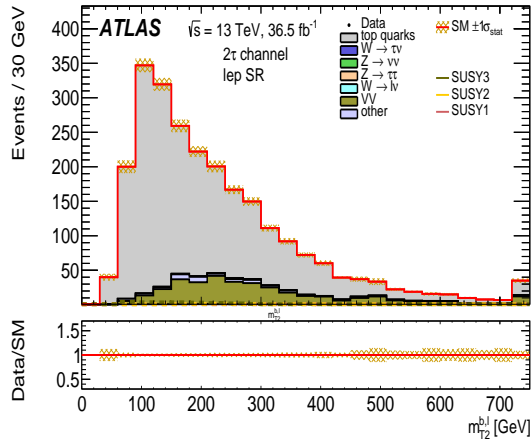
(b) aktuelle Benchmark Punkte

Abbildung 20: Signalregion aus [6] mit den damaligen Benchmark Punkten (Abbildung (a)) und den aktuellen (Abbildung (b)) Benchmark Punkten. Die alten SUSY Modelle sind als durchgezogene und die neuen Modelle als gestrichelte Linien dargestellt. Das GMSB Modell (lila) ist ein SUSY Modell welches den Brechungsmechanismus beschreibt. Für diese Arbeit ist es jedoch nicht von Bedeutung und kann vernachlässigt werden.

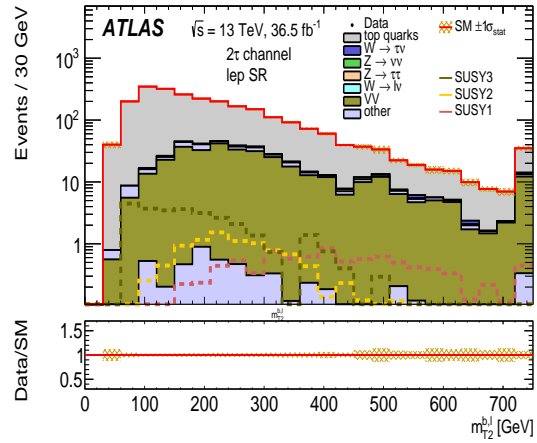
7.4 Stransverse Masse

Um die Verteilung der M_{T2} Variable besser zu erkennen, wurden die Schnitte der Lepton Signal-region weiter gelockert. Um mehr Topuntergrund zu erhalten wird neben der Vorauswahl nur der Schnitt auf die transversale Leptonmasse beibehalten. Die Ergebnisse für alle drei Variationen von M_{T2} befinden sich in Abbildung 21. Der Hochpunkt bei allen drei Abbildungen ist nun besser zu erkennen. Abbildung 21 (c) besitzt die schmalste Kurve mit einem Schwerpunkt, der sich am nächsten an der Topmasse befindet. Das Maximum in Abbildung 21 (a) liegt ähnlich nah an der Topmasse und in Abbildung 21 (e) weit über der Topmasse.

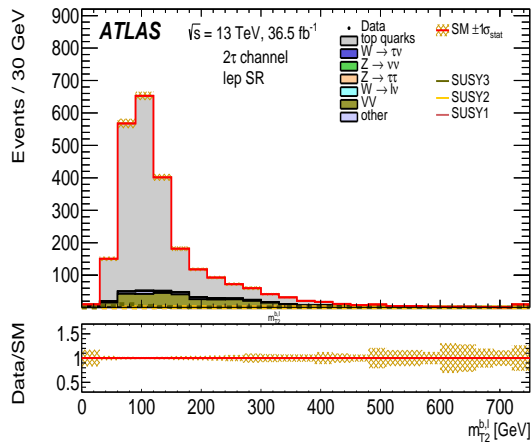
In Abbildung 21 (b), (d) und (f) wird eine logarithmische Darstellung gewählt, um die Verteilung der SUSY Ereignisse zu erkennen. Ein Schnitt auf die M_{T2} Variable, bei dem Topuntergrund reduziert werden soll, hat weiterhin zur Folge, dass viel SUSY Signal verloren geht.



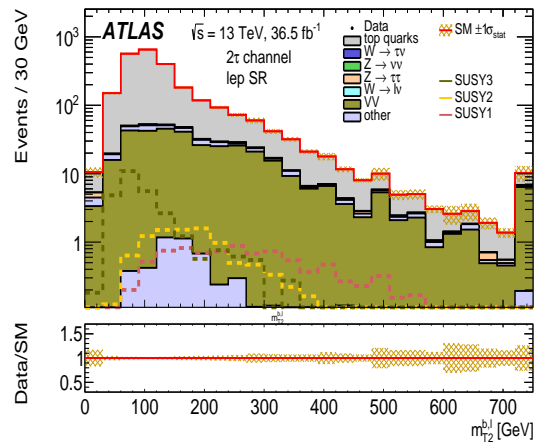
(a) Lepton+führende Jets



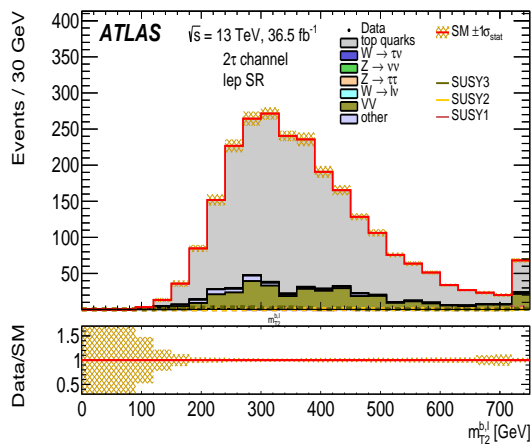
(b) Lepton+führende Jets: SUSY Signal



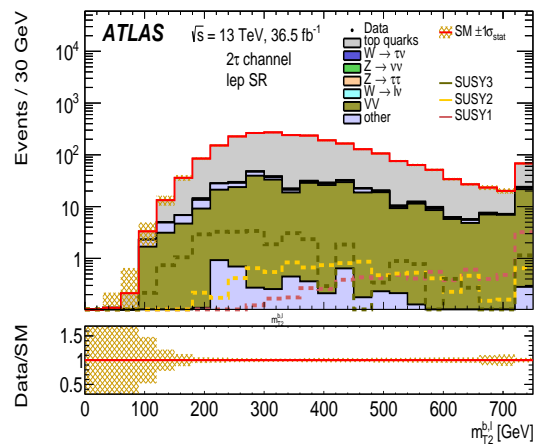
(c) Lepton+leptonnahe Jets



(d) Lepton+leptonnahe Jets: SUSY Signal



(e) Neutrino Berücksichtigung



(f) Neutrino Berücksichtigung: SUSY Signal

Abbildung 21: Rekonstruktion der Topmasse mit der MT_2 Variable. In Abbildung (a) und (b) wird MT_2 zwischen dem Jet bzw b-Jet berechnet. In Abbildung (c) werden die Neutrinos in die Berechnung mit einbezogen.

Literatur

- [1] B. Povh u.a.: Teilchen und Kerne, 9. Auflage, ISBN: 978-3-642-37821-8, Springer, 2014
- [2] C. Berger: Elementarteilchenphysik, 2. Auflage, ISBN: 13-978-3-540-41515-7, Springer, 2006
- [3] A. Millington, The Large Hadron Collider: The Greatest Adventure in Town and Ten Reasons Why it Matters, as Illustrated by the ATLAS Experiment, ISBN: 978-1-78634-137-2, World Scientific, 2016
Seite 59 ff
- [4] S. Schaepe: Search for Supersymmetry in Tau Lepton Final States with the ATLAS Detector, Doktorarbeit: Universität Bonn, 2016
<http://hss.ulb.uni-bonn.de/2016/4238/4238.html>
- [5] O. Ricken: Development and Analysis of Simplified Models in the Search for Supersymmetry with Tau Leptons in the Final State at the ATLAS Experiment, Masterarbeit: Universität Bonn, 2013
<https://www.lhc-ilc.physik.uni-bonn.de/ergebnisse/dateien/t000000044.pdf?c=t&id=44>
- [6] H. Junkerkalefeld: Die Suche nach Supersymmetrie mit semileptonischen Zwei-Tau-Ereignissen beim ATLAS-Experiment für Schwerpunktsenergien von 13 TeV, 2016
<https://www.lhc-ilc.physik.uni-bonn.de/ergebnisse/dateien/t000000068.pdf?c=t&id=68>
- [7] LHC: the guide
<http://cds.cern.ch/record/2255762/files/CERN-Brochure-2017-002-Eng.pdf>
- [8] The ATLAS Collaboration: Summary of the searches for squarks and gluinos using $\sqrt{s} = 8$ TeV pp collisions with the ATLAS experiment at the LHC, 2015
<https://arxiv.org/pdf/1507.05525.pdf>
- [9] The ATLAS Collaboration: Search for supersymmetry in events with large missing transverse momentum, jets, and at least one tau lepton in 20 fb⁻¹ of $\sqrt{s}=8$ TeV proton-proton collision data with the ATLAS detector, 2014
<https://arxiv.org/pdf/1407.0603.pdf>
- [10] The ATLAS Collaboration: Electron and photon energy calibration with the ATLAS detector using LHC Run 1 data, 2014
<https://arxiv.org/pdf/1407.5063.pdf>
- [11] Stephen P. Martin: A Supersymmetry Primer, 2016
<https://arxiv.org/pdf/hep-ph/9709356.pdf>
- [12] C. Patrignani et al. (Particle Data Group): Chin. Phys. C, 40, 100001 (2016) and 2017 update
http://pdg.lbl.gov/2017/listings/contents_listings.html

-
- [13] C.G.Lester, D.J.Summers: Measuring masses of semi-invisibly decaying particles pair produced at hadron colliders, 1999
<https://arxiv.org/pdf/hep-ph/9906349.pdf>
- [14] M.L.Graesser, J.Shelton: Hunting Asymmetric Stops, 2013
<https://arxiv.org/pdf/1212.4495.pdf>
- [15] D.R.Tovey: On measuring the masses of pair-produced semi-invisibly decaying particles at hadron colliders, 2008
<http://iopscience.iop.org/article/10.1088/1126-6708/2008/04/034/pdf>
- [16] <http://www.weltderphysik.de/gebiet/astro/dunkle-materie/>
abgerufen am 06.07.2017
- [17] <http://www.weltderphysik.de/gebiet/astro/gravitationswellen/>
abgerufen am 06.07.2017
- [18] <https://www.mpp.mpg.de/forschung/aufbau-der-materie/atlas-detektor/atlas-myonspektrometer/>
abgerufen am 06.07.2017
- [19] Wikipedia: Standardmodell
<https://de.wikipedia.org/wiki/Standardmodell>
abgerufen am 05.07.2017
- [20] <http://www.physikblog.eu/2008/09/08/cerned-liebe-susy/>
abgerufen am 06.07.2017
- [21] <https://inspirehep.net/record/1293010/plots>
abgerufen am 06.07.2017
- [22] https://www.weltmaschine.de/service__material/mediathek/lhc/
abgerufen am 06.07.2017
- [23] <http://atlas.physicsmasterclasses.org/de/atlas.htm>
abgerufen am 06.07.2017
- [24] <http://www.teilchen.at/kdm/360>
abgerufen am 06.07.2017

Abbildungsverzeichnis

1	Die Elementarteilchen im Standardmodell	4
2	Die Anhängigkeit der Kopplungskonstanten von der Energie im Standardmodell und für Supersymmetrie	5
3	Die Elementarteilchen im Standardmodell mit supersymmetrischen Partnern . . .	7
4	Betrachteter SUSY-Zerfall	8
5	Die geographische Lage des LHC-Rings	10
6	Aufbau des ATLAS Detektors	11
7	Teilchenspuren im ATLAS-Detektor	13
8	Vorauswahl der Kontrollregionen	18
9	Die verschiedenen Kontrollregionen	20
10	Abhängigkeit der Variablen in der W Fake τ Kontrollregion	21
11	Abhängigkeit der Variablen in der $Z \rightarrow \tau\tau$ Kontrollregion	22
12	Die Lepton und Diboson Kontrollregion	22
13	Die Entwicklung der Diboson Kontrollregion	23
14	Die Entwicklung der Lepton Signalregion	27
15	Orthogonalität zu aktuellen Signalregionen	28
16	Orthogonalität zu aktuellen Kontrollregionen	29
17	Kontrolle des Topuntergrunds der Lepton Signalregion mit der MT2 Variable . .	32
18	Kontrollregionen im $(\tau + \mu)$ -Kanal	35
19	Cutflowdiagramm	38
20	Alte Signalregion mit alten und aktuellen Benchmark Punkten	39
21	Rekonstruktion der Topmasse mit der MT2 Variable	41

Tabellenverzeichnis

1	Vorauswahl für die Kontrollregionen	17
2	Schnitte der Kontrollregionen	19
3	Vergleich mit bereits existierenden Kontrollregionen	21
4	Schnitte für die Lepton Signalregion	27
5	Vollständiger Vergleich mit bereits existierenden Kontrollregionen	37
6	Vollständiger Vergleich mit bereits existierenden Signalregionen	39