BACHELORARBEIT IN PHYSIK

Philipp Thomas König

Studie zur Suche nach SUSY am ATLAS-Experiment am LHC für Run II

angefertigt am Physikalischen Institut

vorgelegt der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen-Fakultät der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität, Bonn

Bonn, Juli 2014

Danksagung

Ich danke Prof. Dr. Klaus Desch für die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe und die Möglichkeit meine Bachelorarbeit zu verfassen; weiterhin Dr. Philip Bechtle für die Unterstützung, die Geduld und die vielen Ideen. Danken möchte ich auch der gesamten Arbeitsgruppe für das tolle Arbeitsklima und die großartige Hilfe, insbesondere aber Oliver Ricken, Björn Sarrazin, Steffen Schaepe und Martin Schultens.

Danken möchte ich auch meiner Familie und allen, die mich auf meinem Weg unterstützt haben.

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt, sowie die Zitate kenntlich gemacht habe.

Bonn,Datum

Unterschrift

1. Gutachter: Prof. Dr. Klaus Desch

2. Gutachter: Dr. Philip Bechtle

Inhaltsverzeichnis

1	Einle	eitung	1
2	Waru 2.1 2.2 2.3	um suchen wir SUSY?Das Standardmodell der TeilchenphysikUngeklärte Fragen des StandardmodellsSupersymmetrie als vielversprechende Erweiterung2.3.1MSSM und GMSB	3 4 5 6
3	Das	ATLAS-Experiment am LHC	9
	3.1	Aufbau des LHC	9
	3.2	Aufbau des Atlas-Detektors	0
		3.2.1 Der innere Detektor	1
		3.2.2 Die Kalorimeter	1
		3.2.3 Die Myonkammern	2
		3.2.4 Datenreduzierung	2
	3.3	Objekt- und Ereignisrekonstruktion 1	2
		3.3.1 Jetrekonstruktion	2
		3.3.2 Rekonstruktion der fehlenden Transversalenergie	3
		3.3.3 Rekonstruktion von τ -Leptonen	3
	3.4	Monte Carlo Simulationen	.3
4	Sens	sitivität auf SUSY mit τ -Leptonen 1	7
	4.1	Implementierung einer $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV GMSB}$ Analyse	7
		4.1.1 Objektrekonstruktion und Overlap Removal	7
		4.1.2 Selektion der SUSY-Ereignisse	8
		4.1.3 Produktionskanal der starken oder schwachen Wechselwirkung	9
		4.1.4 SUSY-Parameter-Studie	21
		4.1.5 Trigger-Studie	22
		4.1.6 Signifikanz	23
4.2 Vergleich Untergrund $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ zu $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ im Hinblick auf τ			
	4.3	Aufbau eines Selektionsverfahrens bei $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$	28
		4.3.1 Optimierung der Signalschnitte	28
		4.3.2 Selektion der SUSY-Prozesse und Vergleich zu Monte Carlo Simulationen bei	
		$\sqrt{s} = 8 \mathrm{TeV}$	29
		4.3.3 SUSY-Parameter-Studie	32
		4.3.4 Differenzierung in schwache und starke Wechselwirkung	\$3

	4.3.5 4.3.6	Erwartete Performance der Trigger-Selektion	34 35
5	Zusammen	fassung	39
Α	Anhang A.0.7 A.0.8	Untergrund-Signal-Verhalten der Selektionsschritte	41 41 43
Lit	eraturverzei	chnis	45
Ab	bildungsver	zeichnis	47
Tal	bellenverzei	chnis	51

KAPITEL 1

Einleitung

Seit jeher suchen die Menschen nach den Ursprüngen unseres Universums. Sie versuchen Vorgänge mit physikalischen Modellen zu beschreiben, um die Welt besser zu verstehen. Experimente mit sehr hohen Energien können kleinste Teilchen reproduzieren, welche sich wiederum von entsprechenden Detektoren nachweisen lassen. Das bekannteste Experiment der Welt ist sicherlich der Large Hadron Collider (LHC) im schweizerisch-französischen Grenzgebiet. Dort können Bedinungen hergestellt werden, wie sie kurz nach dem Urknall geherrscht haben, indem man Hadronen miteinander kollidieren lässt.

Durch die Entdeckung des Higgs-Bosons ist das Standardmodell der Teilchenphysik komplettiert. Das Standardmodell (SM) beschreibt wichtige Prozesse auf einer kleinen Skala, die für unser tägliches Leben aber eine enorm große Bedeutung haben. Seit seiner Einführung in den 1960ern Jahren ist es ein gutes Modell und erklärt viele Phänomene der Teilchenphysik. Zudem konnte es verschiedene Teilchen voraussagen, die später tatsächlich beobachtet werden konnten. Doch weist auch dieses Modell wie jedes andere gewisse Unzulänglichkeiten auf, die mit der Erweiterung des Modells oder einem völlig neuen Modell versucht werden zu beheben.

Eines dieser Modelle ist die Supersymmetrie, kurz SUSY, mit der sich zum Beispiel Dunkle Materie erklären ließe. SUSY stellt eine einfache Erweiterung des Standardmodells dar, in der eine zusätzliche Symmetrie zwischen Fermionen und Bosonen eingeführt wird. Eine der Aufgaben des ATLAS-Experiment am LHC, der größte der vier Detektoren, ist die Suche nach SUSY.

Bisher wurde jedoch kein konkreter experimenteller Hinweis auf eines dieser SUSY-Modelle am LHC bei Run I gefunden. Mit Spannung wird Run II am LHC erwartet, in welchem mit $\sqrt{s} = 14$ TeV Schwerpunktsenergie Protonen miteinander kollidieren sollen.

In dieser Arbeit soll eine Trigger-Studie basierend auf Monte-Carlo-Simulationen für Run II aufgesetzt, verstanden und implementiert werden. Dazu wird in mehreren Schritten vorgegangen:

- Eine $\sqrt{s} = 8$ TeV-Analyse wird implementiert. Neben der Wirkungsweise der Selektion, wird die Produktion der SUSY-Teilchen durch starke oder schwache Wechselwirkung betrachtet. Weiterhin ist das Verhalten der Studie für verschiedene Parameterpunkte eines SUSY-Modells und die Implementierung eines zweiten Selektionsverfahrens interessant. Darüber hinaus wird die Signifikanz als ein Maß der Untergrundunterdrückung studiert. Diese Analyse dient als Vergleich zur publizierten Analyse ([1]) und als Basis für den Aufbau des Selektionsverfahrens für Run II.
- Unterschiede in den Untergrunddatensätzen zwischen $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ und $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ sollen beleuchtet werden.

• Das Aufsetzen eines Selektionsverfahrens für $\sqrt{s} = 14$ TeV. Wichtig ist dabei die Optimierung der Signalschnitte. Besonders interessant in diesem Zusammenhang ist auch der Vergleich zur Analyse bei $\sqrt{s} = 8$ TeV. Abschließend wird die erwartete Performance der Trigger-Selektion studiert und eine Vorhersage für mögliche Ausschlussgrenzen der Parameterpunkte des GMSB-Modells getroffen, sollten wir keine supersymmetrischen Teilchen bzw. Ereignisse finden.

Als Abschluss der Arbeit werden die gewonnenen Erkenntnisse zusammengefasst und die damit verbundenen Erwartungen an Run II formuliert.

KAPITEL 2

Warum suchen wir SUSY?

2.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell (SM) ist ein zentraler Bestandteil der heutigen Teilchenphysik. Es beinhaltet alle Bausteine, die Elementarteilchen sind und aus denen sich die Materie zusammensetzt. Das SM beschreibt auch die Wechselwirkung durch Bosonen. Diese Teilchen sind deswegen so elementar, da sie nach heutigem Erkenntnisstand keine räumliche Ausdehnung und keine weitere innere Struktur haben.



Abbildung 2.1: Das Standardmodell der Teilchenphysik. In violett sind die Quarks dargestellt, die allen vier Grundkäften unterliegen. Die Farbe grün kennzeichnet die Leptonen und in rot sind die Austauschteilchen (Eichbosonen) der Wechselwirkungskräfte dargestellt, die mit dem SM beschrieben werden können. Zudem das Higgs-Boson, das erst 2012 entdeckt wurde. Quelle: [2]

Die Theorie des Standardmodells konnte uns die Existenz von Gluonen, sowie Charm- und Top-Quark vor ihrer Entdeckung vorhersagen.[3] Als letzter Teil des Standardmodells konnte 2012 das Higgs-Boson am LHC nachgewiesen werden. Es ist eine Konsequenz aus dem Higgs-Mechanismus, der erklärt, warum die Elementarteilchen Masse haben.[4]

Die Elementarteilchen lassen sich in drei verschiedene Familien unterteilen. Zwischen diesen Generationen wiederholen sich gewisse Eigenschaften der Teilchen. Die Masse nimmt dabei bei jeder Generation zu und reicht von 511 keV für das Elektron bis hin zu 173 GeV für das Top-Quark.[5] Die 13 Teilchen des SM und ihre wichtigsten Eigenschaften wie Ladung, Spin und Masse sind in Abb. 2.1 zu sehen.

In jeder Generation gibt es zwei Quarks, die allen vier Grundkräften der Physik gehorchen. Insgesamt gibt es sechs Quarks (Up und Down, Charm und Strange, Top und Bottom), von denen aber nur die ersten beiden stabil sind und die Bausteine der gewöhnlichen Materie sind, welche aus Protonen und Neutronen besteht. Jedes Quark besitzt eine elektrische Ladung. Up-, Charm- und Top-Quark haben eine Ladung von $+\frac{2}{3}$, die anderen Quarks eine von $-\frac{1}{3}$.[6] Zudem hat jedes Quark eine Farbladung, die für die starke Wechselwirkung verantwortlich ist. In der Natur können nur farblose Teilchen stabil sein. Es ist nur möglich Teilchen aus drei Quarks (rot + blau + grün) zu bauen, dies sind die bekannten Hadronen wie Neutron und Proton; oder aus einem Quark und einem Antiquark (rot + antirot), diese Teilchen heißen Mesonen. Beispiele hierfür sind die Pionen oder die Kaonen.[7]

Jedes Quark hat ein Antiquark mit entgegengesetzter Ladung und Quantenzahlen [7], ebenso besitzt jedes Lepton ein Antilepton. Aus diesen Antiteilchen lässt sich Antimaterie zusammenbauen. Wegen des Energieerhaltungssatzes ist es uns nur möglich, Antimaterie zu erzeugen, wenn wir dieselbe Menge an Materie erzeugen.[6]

Weiterhin existieren zwei Leptonen pro Generationen, die schwach und gravitativ wechselwirken. Die geladenen Leptonen (Elektron, Muon, Tau) unterliegen darüber hinaus der elektromagnetischen Wechselwirkung. Elektronen sind zusammen mit den Up- und Down-Quarks ein weiterer Baustein der sichtbaren Materie, welche aus Atomen besteht. Jedes geladene Lepton hat noch ein Lepton-Neutrino als Partner, die insbesondere in radioaktiven Zerfällen eine bedeutende Rolle spielen. Wolfgang Pauli postulierte sie 1930, damit der Energieerhaltungssatz für den β -Zerfall seine Gültigkeit behält. Alle Lepton-Neutrinos sind stabil.[6]

Das Standardmodell beschreibt die fundamentalen Wechselwirkung durch den Austausch von Eichbosonen. Die unendlich reichweitige elektromagnetische Wechselwirkung wird von Photonen übertragen. Die Überträger der starken Kraft heißen Gluonen. Es gibt acht verschiedene Gluonen, dies ist eine Konsequenz aus der zu Grunde liegenden Symmetriegruppe. Gluonen sind wie die Photonen masselos. Die schwache Wechselwirkung wird durch drei massebehaftete Eichbosonen beschrieben, das elektrisch neutrale Z^0 und die geladenen Teilchen W^+ und W^- . Es wird vermutet, dass auch die Gravitation ein Austauschteilchen besitzt, das Gravitino. Es wurde bisher aber noch nicht entdeckt.[6][7]

2.2 Ungeklärte Fragen des Standardmodells

Obowhl das Standardmodell der Teilchenphysik einige sehr gute Vorhersagen lieferte, die in Abschnitt 2.1 genannt wurden, gibt es einige Unzulänglichkeiten und Beobachtungen, die es nicht erklären kann. Ein paar Punkte sollen in diesem Abschnitt erwähnt werden:

• Das SM weist große Defizite bei der Beschreibung bzw. der Vereinheitlichung der **drei Grundkräfte** stark, schwach und elektromagnetisch auf (Grand Unified Theory). Die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung können gemeinsam beschrieben werden mit Hilfe einer Quantenfeldtheorie, die in diesem Fall die Quantenelektrodynamik (QED) ist. Die starke Wechselwirkung, die durch die Quantenchromodynamik (QCD)¹ beschrieben wird, ist nicht mit der QED zusammenzuführen. An eine Vereinheitlichung mit der Gravitation, die bisher gänzlich außen vor bleibt, ist gar nicht zu denken (Theory of everything).[8]

- Es gibt **19 freie Parameter** in diesem Modell, die experimentell bestimmt werden müssen. Dazu gehören unter anderem die Masse der sechs Quarks, die der drei geladenen Leptonen, die der *W*-Bosonen und des Higgs-Teilchen.[8]
- Die Asymmetrie zwischen Materie und Antimaterie, die mit dem Standardmodell nicht genügend erklärt werden kann. Diese Asymmetrie macht die Existenz unserer heutigen Welt überhaupt möglich.[6]
- Das SM beschreibt das Phänomen der **dunklen Materie** nicht. Nach neuesten Messungen des NASA-Satelliten Planck besteht das Universum aus 26,8% dunkler Materie, 68,3% dunkler Energie und 4,9% sichtbarer Materie.[9] Da Dunkle Materie nicht elektromagnetisch wechselwirkt, kann sie nur indirekt durch Beobachtung der gravitativen Effekte nachgewiesen werden.[3] Letztendlich ist es unbefriedigend nur einen kleinen Teil des Universums, nämlich die sichtbare Materie, mit den heutigen Modellen erklären zu können.
- Das **Hierarchie-Problem** ist eine weitere ungeklärte Fragestellung des SM und betrifft den Higgs-Mechanismus. Quantenkorrekturen führen zu einer sehr großen Masse des Higgs-Boson. Tatsächlich ist die Masse des Higgs mit etwa 125 GeV deutlich kleiner als von der Planck-Skala her zu erwarten. Ein mögliche Lösung für das Hierarchie-Problem ist SUSY.

2.3 Supersymmetrie als vielversprechende Erweiterung

Die Supersymmetrie ist eine Verallgemeinerung des Standardmodells und stellt eine Verbindung zwischen Fermionen (Teilchen mit halbzahligem Spin) und Bosonen (Teilchen mit ganzzahligem Spin) her.



Abbildung 2.2: Die supersymmetrische Erweiterung des Standardmodells. Jedes Teilchen aus dem SM hat ein supersymmetrisches Partnerteilchen. Quelle: [10]

¹ Chromo wegen des Zusammenhangs der Kraft mit der Farbladung

So gibt es zu jedem Fermion mit Spin $\frac{1}{2}$ ein Boson mit Spin 0 als supersymmetrisches Partnerteilchen, umgekehrt zu jedem Boson mit Spin 1 ein Fermion mit Spin $\frac{1}{2}$.[8] Die Partnerteilchen sind in so genannten Supermultipletts angeordnet, in denen die Eigenschaften elektrische Ladung, Masse, schwacher Isospin und Farbfreiheitsgrade gleich sind. Die supersymmetrische Erweiterung verdoppelt die Anzahl der Teilchen des Standardmodells, wie man mit Abb. 2.2 gut nachvollziehen kann.

Die Namen der neuen Teilchen bilden sich nach einfachen Regeln. Den bosonischen SUSY-Teilchen wird ein einfaches "S" vorangestellt. Der SUSY-Partner zum Quark heißt Squark und dem Lepton wird ein Slepton zugeordnet. Den Namen der fermionischen Partnerteilchen der bosonischen Austauschteilchen aus dem SM wird ein "ino" angehängt. Dem Photon wird ein Photino zugeordnet und dem Higgs ein Higgsino. Wie in Abb. 2.2 zu sehen, werden die SUSY-Teilchen mit einer Tilde über dem jeweiligen Buchstaben dargestellt. Ein up-Squark wird als \tilde{u} dargestellt.[6] Die Namen der SUSY-Teilchen und deren Spin sind in Tab. 2.1 dargestellt.

Name	Teilchen	Spin	SUSY-Teilchen	Spin
Quarks, Squarks	<i>u</i> , <i>d</i>	1/2	\tilde{u}, \tilde{d}	0
	<i>c</i> , <i>s</i>	1/2	\tilde{c}, \tilde{s}	0
	<i>t</i> , <i>b</i>	1/2	\tilde{t}, \tilde{b}	0
Leptonen, Sleptonen	e, v_e	1/2	$\tilde{e}, \tilde{v_e}$	0
	μ, ν_{μ}	1/2	$ ilde{\mu}, ilde{ u_{\mu}}$	0
	$ au, au_{ au}$	1/2	$ ilde{ au}, ilde{ u_ au}$	0
Photon, Photino	γ	1	$\tilde{\gamma}$	1/2
Gluon, Gluino	g	1	\tilde{g}	1/2
W- und Z-Bosonen, Winos und Zinos	Z, W^{\pm}	1	$\tilde{Z}, \tilde{W^{\pm}}$	1/2
Higgs, Higgsino	H	0	Ĥ	1/2

Tabelle 2.1: Namensgebung der supersymmetrischen Partnerteilchen und Änderung des Spins bei SUSY. Quelle: [11]

Weiterhin kann die Gravitation mit Supersymmetrie beschrieben werden, in dem man das Spin-2 Graviton mit einem Superpartner (Gravitino), das einen Spin von $\frac{3}{2}$ hat, kombiniert.[3]

Die Supersymmetrie ist aber keinesfalls eine exakte Symmetrie, da Teilchen und Partnerteilchen dann dieselbe Masse hätten. Dies ist aber nicht der Fall, da wir dann SUSY-Teilchen schon hätten beobachten müssen. Es muss also eine spontane Symmetriebrechung geben, die den Masseunterschied erklärt.[8]

2.3.1 MSSM und GMSB

1981 enstand das minimal supersymmetrische Modell (MSSM). Es zeichnet sich dadurch aus, dass es aus dem Standardmodell durch nur minimale Änderungen hervorgeht. Inklusive der 19 Parameter aus dem Standardmodell hat das MSSM 120 freie Parameter.[12]

Das skalare Higgs-Boson des SM wird supersymmetrisch zu zwei Higgs Supermultipletts erweitert. Die beiden Dublette unterscheiden sich in der elektroschwachen Ladung *Y*. Ein wichtiger Parameter ist das Verhältnis der beiden erwarteten Werte im Vakuum

$$\tan \beta = \frac{\langle H_u^0 \rangle}{\langle H_d^0 \rangle}.[3]$$
(2.1)

Für die Art des Brechungsmechanismus gibt es verschiedene Modelle. In dieser Arbeit soll insbesondere das GMSB-Modell (Gauge-mediated Supersymmetry Breaking) betrachtet werden.

Das Gravitino ist im GMSB-Modell das leichteste SUSY-Teilchen (LSP, lightest sparticle). Das leichteste SUSY-Teilchen muss aufgrund der Erhaltung der *R*-Parität stabil sein. Das LSP wechselwirkt nur schwach mit normaler Materie und ist daher ein aussichtsreicher Kandidat, um dunkle Materie zu erklären. In Experimenten kann es nur durch fehlende Energie nachgewiesen werden.[12] Dies ist ein Grund, warum in der späteren Analyse nach viel fehlender Transversalenergie gesucht wird. Jedes Teilchen, das schwerer ist als das Gravitino, muss in eben solches zerfallen. Dieser Zerfallsprozess produziert in jedem Vertex ein Standard-Modell Teilchen.



Abbildung 2.3: Das Massenspektrum für ein GMSB-Modell mit den Parametern $\Lambda = 40$ TeV und tan $\beta = 30$. Rechts oben sind die stark wechselwirkenden Teilchen abgebildet, das Stau ist das NLSP. Das Gravitino ist auf dieser Massenskala nicht abgebildet, da es zu leicht ist. Quelle: [13]

Eine beispielhafte Zerfallskette ist in 2.4 abgebildet. Am Ende der Zerfallskette stehen immer zwei Gravitinos. Zudem werden alle Teilchen als Paare produziert. Die zweitleichtesten Teilchen (NLSP, next to lightest sparticle) im GMSB-Modell sind oft die Staus, wie in Abbildung 2.3 zu sehen ist. Das Gravitino als LSP ist auf dieser Massenskala gar nicht abgebildet. Seine Masse ist in der Größenordnung von 1 keV.[3] Da die Staus beim Zerfall zum Gravitino ein Tau produzieren, werden in jedem Ereignis in der Analyse mindestens zwei Taus benötigt. Aufgrund des großen Masseunterschieds zwischen stark und schwach wechselwirkenden Teilchen im GMSB-Modell wird nach einem Jet mit einem großen Impuls gesucht. Ein solcher Jet entsteht in dem hier vorgebrachten Beispiel beim Übergang von einem Squark \tilde{q} zu einem Quark q und einem Chargino $\tilde{\chi}_1^{\pm}$. Dies sind wesentliche Eigenschaften eines Ereignisses mit produzierten SUSY-Teilchen. Wie die einzelnen hier dargestellten Charakteristika in der Analyse verwendet und angewendet werden, wird in Kapitel 4 erläutert.

In der Annahme eines MSSM mit GMSB als Brechungsmechanismus gibt es lediglich sechs freie Parameter: Die Brechungsskala A, die typischerweise in der Größenordnung von 10 TeV bis zu 100 TeV liegt; die Masse des Austauschteilchens M_{mess} ; die Anzahl der Austauschfelder N_5 ; das Verhältnis der



Abbildung 2.4: Typische Zerfallskette eines Ereignisses mit SUSY-Teilchen. Man erkennt gut, dass Teilchen nur als Paare erzeugt werden können und am Ende der Kette zwei Gravitinos stehen. Quelle: [12]

erwarteten Werte im Vakuum der beiden Higgsdublette tan β , das Vorzeichen des Masseterms des Higgsinos μ sowie der Skalierungsfaktor der Kopplungskonstante des Goldstinos C_{grab} . [3]



Abbildung 2.5: Art des NLSP im GMSB-Modell abhängig von den Parametern A und tan β . Quelle: [13]

Die Variable A beeinflusst die Massenskala der Squarks. Für A = 40 TeV sind die Squark-Massen in einem Bereich von 800 - 900 GeV, wie man mit Hilfe von Abb. 2.3 nachvollziehen kann. Mit entsprechend höherer Energie der Brechungsskala steigen auch die Masse der Squarks. Der Parameter tan β bestimmt im Wesentlichen das NLSP, wie in Abb. 2.5 zu sehen. Ab einem Wert von tan $\beta > 20$ ist das NLSP ein Stau.[13]

KAPITEL 3

Das ATLAS-Experiment am LHC

3.1 Aufbau des LHC

Der Large Hadron Collider (LHC) ist zurzeit der größte Teilchenbeschleuniger der Welt und befindet sich 100 m unter dem Erdboden im schweizerisch-französischen Grenzgebiet. Er wird von der europäischen Organisation für Kernforschung, CERN, betrieben. Der LHC ist ein Ringbeschleuniger und hat eine Länge von 27 km.[6] Im LHC können gegenläufig Protonen auf eine Schwerpunktsenergie von bis zu 14 TeV gebracht werden. An vier Stellen werden die Protonenstrahlen dann zur Kollision gebracht. An diesen Stellen sind Experimente aufgebaut, die die Entstehungsprodukte dieser Kollisionen beobachten (siehe Abb. 3.1): der größte der Detektoren ATLAS, das Schwesterexperiment CMS, LHCb und ALICE.[3] Um die Protonen auf einer Kreisbahn zu halten sind insgesamt 1232 Dipolmagneten mit 6900 km Kabel verbaut.[6]



Abbildung 3.1: Übersicht des Ringbeschleunigers LHC mit den vier Experimenten ATLAS, CMS, ALICE und LHCb und den zugehörigen Kontrollpunkten. Zudem ist die Einbettung des LHC in die Landschaft gut zu erkennen. Quelle: [14]

In den Jahren 2010 und 2011 hatte jeder Protonenstrahl eine Energie von 3,5 TeV, in 2012 besaß jeder Strahl eine Energie von 4 TeV. Nach einer Aufrüstung werden ab nächstem Jahr Protonen mit einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 14$ TeV miteinander kollidieren.[12]

Um Physik jenseits des Standardmodells nachzuweisen, braucht man eine große Anzahl von Teilchenenkollisionen. Die Anzahl wird bestimmt durch den Wirkungsquerschnitt σ_{event} eines bestimmten Ereignisses und der Luminosität \mathcal{L} des Ringbeschleunigers und ist gegeben durch die Gleichung

$$N_{\text{event}} = \mathcal{L} \cdot \sigma_{\text{event}}.[3] \tag{3.1}$$

Ein Phänomen, dass ein Problem für Experimente darstellt, ist Pile-Up. Da nicht nur einzelne Teilchen, sondern ganze Bündel beschleunigt werden, kommt es vor, dass es mehr als eine Wechselwirkung zwischen zwei Teilchenstrahlen auftritt. Dies erschwert die Analyse des zuerst statt gefundenen Ereignisses.[12]

3.2 Aufbau des Atlas-Detektors

Am LHC gibt es zwei Experimente, deren Detektoren für die Untersuchung möglichst vieler verschiedener Arten von Physik geeignet sind. ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) ist neben CMS eines dieser Experimente. Er ist anders aufgebaut als das Schwesterexperiment CMS, damit neue Entdeckungen von zwei unterschiedlich arbeitenden Detektoren bestätigt werden können. Allgemein suchen diese Mehrzweckexperimente nach neuer Physik, für diese Arbeit steht die Suche nach Supersymmetrie im Vordergrund.[6]



Abbildung 3.2: Ein Querschnitt durch das ATLAS-Experiment. In dem zylinderförmigen Experiment sind verschiedene Lagen aufgeschichtet, die unterschiedliche Teilchen nachweisen können und verschiedene Eigenschaften messen. Quelle: [15]

ATLAS ist zylinderförmig, hat eine Länge von 44 m und misst 25 m im Durchmesser.[6] Die Dimension wird einem deutlich, wenn man in Abb. 3.2 die zwei Personen, die auf der linken Achse bzw. vor dem Detektor stehen, mit dem Ausmaß von ATLAS vergleicht.

Die verschiedenen Lagen und Detektorschichten werden im Folgenden vorgestellt.

3.2.1 Der innere Detektor

Der innere Detektor umschließt das Stahlrohr und hat den geringsten Abstand zum Kollisionspunkt. Er soll die Spur geladener Teilchen identifizieren, deren Transversalimpuls und das Ladungsvorzeichen bestimmen. Der innere Detektor besteht insgesamt aus drei Teilen, um eine möglichst hohe Auflösung zu erzielen.[12]

Ganz innen befinden sich Siliziumpixel, die 0.05×0.4 mm groß sind. 80 Mio. dieser Pixel sind in drei Lagen zu einem über einen Meter langen Pixeldetektor zusammengebaut, dessen Radius zwischen 5 und 25 cm variiert.[6] Wegen der hohen Genauigkeit dieses Detektors sind in ihm etwa 90 % aller Auslesekanäle von ATLAS verbaut.[16]

Darüber liegt ein zweiter Siliziumdetektor, der SCT (semiconductor tracker). Dort sind Siliziumstreifen in einer Größe von 0,08 mm × 13 cm mit insgesamt 6,3 Mio. Auslesekanälen in einem 5,5 m langen Zylinder mit einem Radius von 0,3 - 0,6 m verbaut.[6]

Der äußerste Teil des inneren Detektors ist der TRT, der *transition radiation tracker*. Er besteht aus mehr als 370 000 Rohren [16], die mit einem Gasgemisch, das größtenteils aus Xenon besteht, gefüllt sind. Geladene Teilchen ionisieren beim Durchgang das Gasgemisch entlang ihrer Spur. Das dabei entstehende Signal wird an Anodendrähten im Zentrum der Rohre ausgelesen. Sehr schnelle Elektronen verursachen darüber hinaus Röntgenstrahlung, die ein stärkeres Signal erzeugt, wodurch die leichtesten Leptonen sehr gut von anderen geladenen Teilchen unterschieden werden können.[6]

3.2.2 Die Kalorimeter

Das Kalorimeter-System erfüllt einen anderen Zweck als der innere Detektor. Es stoppt geladene und neutrale Teilchen und misst deren Energie. Die Kalorimeter bestehen aus verschiedenen Schichten. Neben den passiven Absorbermaterialien, die durchfliegende Teilchen schauern lassen, gibt es noch aktive Bauteile, die die Energie der Teilchenschauer messen. Das System besteht aus einem elektromagnetischen und einem hadronischen Kalorimeter, um beide Arten von Elementarteilchen zu erfassen. Beide zusammen rekonstruieren die fehlende Transveralenergie E_{T} , die eine wichtige Variable für SUSY-Suche darstellt.[3]

Elektromagnetisches Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL) benutzt Blei und Stahl als Absorbermaterialien. Die sensitiven Bereiche des Kalorimeters sind mit flüssigem Argon gefüllt, welches durch die Schauerteilchen ionisiert wird. Das entstehende Signal wird an Elektroden ausgelesen.[6]

Hadronisches Kalorimeter

Die Schicht über dem ECAL im kalorimetrischen System ist das hadronische Kalorimeter (HCAL). Es misst die Energie von Teilchen, die der hadronischen Wechselwirkung unterliegen, wie zum Beispiel Jets oder auch hadronisch zerfallenden τ -Leptonen.[16] Die passiven Systeme bestehen aus Stahl, die aktiven Materialien sind aus Kunststoffszintillatoren.[12]

3.2.3 Die Myonkammern

Das äußerste Instrument des ATLAS-Detektors sind die Myondetektoren. Sie bestehen aus Gasdriftkammern, die im Barrel-Bereich eine Länge von 24 m und an den Endkappen eine Länge von 4,8 m haben. Diese sind umgeben vom Toroidmagnetfeld, das die Teilchenbahnen krümmt. In diesem Detektorteil sollen, wie der Name schon verrät, Myonen nachgewiesen werden.[6][12]

3.2.4 Datenreduzierung

Pro Aufeinandertreffen der zwei Protonenstrahlen entstehen 25 Kollisionen, dieser Vorgang findet 40 Mio. mal pro Sekunde statt. Das entspricht einer Datenmenge von 1 GHz. Da es nur möglich ist, Daten der Größenordnung 200 Hz zu speichern, brauchen wir eine Selektion der Daten, die insbesondere für die Analyse interessante Daten herausfiltert und weniger interessante verwirft.

Dazu wurde ein dreistufiges Trigger-System entworfen: der Level 1-Trigger (L1), der Level 2-Trigger (L2) und der Ereignisfilter (EF). Dabei wird von Schritt zu Schritt die Datenmenge verkleinert. Der L1-Trigger ist hardwarebasiert und muss anhand weniger Informationen innerhalb von 2,5 µs entscheiden, ob ein Ereignis behalten wird oder nicht. Die Datenmenge nach diesem Schritt ist schon weniger als 75 kHz. Der L2-Trigger ist softwarebasiert und trifft aufgrund weiterer Analysen in 40 ms weitere Entscheidungen, um die Datenmenge auf weniger als 3,5 kHz zu reduzieren. Nach diesem Trigger ist jedes Ereignis vollständig rekonstruiert, so dass der Ereignisfilter auf dieser Basis innerhalb von 4 s die Datenmenge auf die gewünschte Speichergröße hinabschraubt.[12]

Die Einstellungen der Triggersysteme sind wichtig und sehr sorgfältig zu wählen, da einmal verworfene Ereignisse nicht wieder reproduziert werden können.

3.3 Objekt- und Ereignisrekonstruktion

Mit dem experimentellen Aufbau, der in Abschnitt 3.2 beschrieben ist, ist es möglich, Kollisionen und deren Produkte zu reproduzieren. Insbesondere die Rekonstruktion von τ -Leptonen, Jets und fehlender Transversalenergie sind für diese Analyse interessant.

3.3.1 Jetrekonstruktion

Jets sind Bündel aus stark wechselwirkenden Teilchen. Sie sind das Produkt der Hadronisierung der Quarks und Gluonen oder von hadronisch zerfallenden Taus. Um Jets zu rekonstruieren werden drei Schritte hintereinander ausgeführt.[12]

1. Kalorimeter-Rekonstruktion In diesem Schritt ist das Ziel Cluster im Kalorimeter zu finden. Dazu werden benachbarte Zellenergien zu sogenannten Topoclustern zusammengefügt.[3]

2. Finden von Jets mittels des Anti-k_{T}-Algorithmus Der Anti- k_{T} -Algorithmus versucht nun aus den in Schritt 1 erstellten Clustern die Jets herauszufinden. Dazu werden zunächst die Entfernung zwischen zwei Objekten d_{ij} und die Entfernung von einem Objekt zum Strahl d_{i}^{B} definiert:

$$d_{ij} = \min\{k_{\text{T}i}^{2p}, k_{\text{T}j}^{2p}\} \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2} \quad \text{mit} \quad \Delta R - ij^2 = (\eta_i - \eta_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2$$
(3.2)

$$d_i^B = k_{\mathrm{T}i}^{2p}.\tag{3.3}$$

 $k_{\text{T}i}$, η_i und ϕ_i sind Transversalimpuls, Pseudorapidität und Azimuthalwinkel des Objekts *i*. Der Algorithmus erstellt eine Liste von allen Entfernungen beruhend auf den Gleichungen 3.2 und 3.3. Falls die Entfernung zwischen zwei Objekten am kleinsten ist, werden diese Objekte zusammengefasst und die Liste erneuert. Dieser Vorgang wird solange wiederholt, bis die Entfernung von einem Objekt zum Strahl kleiner ist als jede andere Entfernung. Dieses Objekt wird als Jet identifiziert.[17]

3. Kalibration der Jet-Energie In diesem Schritt werden die Energie und der Impuls der Jets berechnet. Dazu werden die gemessenen Größen auf der elektromagnetischen Skala mir der tatsächlichen Größe auf der hadronischen Skala verglichen. Zudem werden einige Effekte des Kalorimeters, die die Rekalibrierung beeinflussen, korrigiert.[12]

3.3.2 Rekonstruktion der fehlenden Transversalenergie

Die fehlende Transversalenergie \not{E}_T ist definiert als die fehlende Energie in der Transversalebene im Detektor. Alle neutralen Teilchen, die im Detektor nicht beobachtet werden, sind unter dieser fehlenden Transversalenergie zusammengefasst, da wir von dem Gesetz der Energieerhaltung ausgehen. Die fehlende Transversalenergie wird berechnet mittels

$$E_{\rm T} = E_{\rm T}^{\rm miss} = \sqrt{\left(E_x^{\rm miss}\right)^2 + \left(E_y^{\rm miss}\right)^2}.$$
(3.4)

Die x- und y-Komponente sind einfach die Summe der fehlenden Energie im Kalorimeter und im Myonsystem:

$$E_{x,y}^{\text{miss}} = E_{x,y}^{\text{miss, kalo}} + E_{x,y}^{\text{miss, myon}}$$
(3.5)

Der Beitrag des Kalorimeter teilt sich nochmal in verschiedene Komponenten auf und setzt sich im Wesentlichen aus den Beiträgen der verschiedenen Teilchen zusammen.[12]

3.3.3 Rekonstruktion von τ -Leptonen

 τ -Leptonen sind die schwersten der drei geladenen Leptonen ($m_{\tau} = 1,78 \text{ GeV}$) und zudem sehr kurzlebig ($\tau_{\tau} = 0,29 \text{ ps}$). Sie zerfallen bevor sie den inneren Detektor erreichen und werden daher anhand ihrer Zerfallsprodukte nachgewiesen. τ -Leptonen zerfallen entweder leptonisch ($\approx 35\%$) oder hadronisch ($\approx 65\%$).[5]

Beim leptonischen Zerfall wandeln sie sich in ein leichteres Lepton unter Emission von zwei Leptonneutrinos um. Leptonisch zerfallende Taus werden im Detektor als Elektron oder Myon rekonstruiert und sind üblicherweise nicht als Produkt eines Tau-Zerfalls identifizierbar. Der hadronische Zerfall der Taus kann dagegen gut rekonstruiert werden. Hadronisch zerfällt das τ -Lepton unter Emission eines Neutrinos in ein oder mehrere Pionen. Da Hadronen als Jets rekonstruiert werden, ist es schwierig zwischen Hadronen, die aus Tau-Zerfällen stammen, und solchen, die aus Quarks und Gluonen entstanden sind, zu unterscheiden. Merkmale in der Unterscheidung sind zum Beispiel die Form des Schauers und die Anzahl der geladenen Spuren.[12]

3.4 Monte Carlo Simulationen

Um die Experimente, die am LHC stattfinden, mit der Theorie vergleichen zu können, brauchen wir Ereignis- und Detektorsimulationen. Nur so ist es möglich, die Ergebnisse zu testen und zu interpretie-

ren.

Die Monte Carlo Simulationen werden in zwei Schritten erstellt. Zuerst simuliert ein Ereignisgenerator die physikalischen Prozesse. Für die Simulationen, die dieser Arbeit zu Grunde liegen, wurde der Generator Herwig verwendet. Ein virtueller Detektor simuliert danach wie der ATLAS-Detektor auf die physikalischen Ereignisse reagiert.

Wie aus der Quantenmechanik bekannt ist, können Ereignisse nur mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit vorhergesagt werden. Der Ereignisgenerator simuliert mit einem Zufallsgenerator Kollisionen von Protonenstrahlen, die auf den Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen aus der Theorie beruhen.[12] Dabei werden vier Prozesse berücksichtigt:



Abbildung 3.3: Die verschiedenen Schritte der Monte-Carlo-Simulationen: a) Harte Streuung, b) Initial state radiation, c) Final state radiation, d) Vielfach-Streuung, e) Verbindung aller Überreste zu farblosen Teilchen, f)Hadronisierung. Quelle: [3]

Harte Streuung Die erste Wechselwirkung zwischen den kollidierenden Protonen ist die harte Streuung (Abb. 3.3 a)). Diese kann berechnet werden durch Matrixelemente, die aus der Störungstheorie kommen. Dafür muss die Störungsfunktion der Protonen bekannt sein.[3] **Initial und Final State Radiation** Berücksichtigt werden müssen initial und final state radiation, die als Renormierungen aus der QCD und der elektroschwachen Wechselwirkung hervorgehen. Initial state radiation kann als raumartiger Partonenschauer (Abb. 3.3 b)) und final state radiation als zeitartiger Partonenschauer (Abb. 3.3 c)) beschrieben werden.[3]

Vielfach-Streuung Da Protonen aus mehreren Partonen bestehen, gibt es viele Wechselwirkungen während einer Kollision. Sollte es mehr als eine Interaktion geben, muss ein weiterer Prozess der harten Streuung modelliert werden (Abb. 3.3 d)). Die Überreste der Protonen tragen einen Teil der Energie, sind auf Grund des Confinements mit dem Rest der Wechselwirkung verbunden und müssen berücksichtigt werden (Abb. 3.3 e)).[3]

Hadronisierung Der letzte Schritt modelliert die Hadronisierung – also die Vereinigung von Teilchen mit Farbladung zu einem farblosen Hadron. Dieser Prozess wird mit Hilfe phänomenologischer Beobachtungen berechnet und ist von Generator zu Generator unterschiedlich (Abb. 3.3 f)).[3]

KAPITEL 4

Sensitivität auf SUSY mit τ -Leptonen

4.1 Implementierung einer $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ GMSB Analyse

Zur Vorbereitung der eigentlichen Arbeit wurde eine 8 TeV GMSB Analyse implementiert und verstanden. Als freie Parameter für das Gitter des GMSB-Modells wurden A und tan β gewählt. Die anderen Parameter, deren Bedeutung in Abschnitt 2.3.1 geschildert wird, sind festgesetzt auf $M_{\text{mess}} = 250 \text{ TeV}$, $N_5 = 3, \mu > 0$ und $C_{\text{grav}} = 1$. Mit dieser Wahl der Parameter dominiert die Produktion von Squark- und Gluino-Paaren. Als Vergleich dient eine vollständige ATLAS-Analyse [1], die hier vereinfacht nachgestellt wird.

4.1.1 Objektrekonstruktion und Overlap Removal

Hier werden die Anforderungen an die Objekte zusammengefasst, die diese mindestens haben müssen, um weiterhin als solches Objekt zu gelten.

Jets benötigen einen Transversalimpuls (p_T) größer als 30 GeV und eine Pseudorapidität von $|\eta| < 4,5.[1]$ Die Pseudorapidität η ist definiert als

$$\eta = -\ln[\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)]. \tag{4.1}$$

Dem Winkel $\theta = 90^{\circ}$ entspricht $\eta = 0$, die Strahlachse liegt mit einem Polarwinkel von $\theta = 0^{\circ}$ bei $\eta = \infty$. Aufgrund der logarithmischen Skala werden die Segmente der Pseudorapidität, die einen Betrag von 1 haben, zu einem Winkel von 0° hin immer kleiner, so dass der Teilchenfluss in jedem Abschnitt konstant ist.[3]

Myonen brauchen $p_T > 10 \text{ GeV}$ und $|\eta| < 2,4$. Für Elektronen sind $p_T > 20 \text{ GeV}$ und $|\eta| < 2,47$ erforderlich. Ferner müssen sie noch den Medium++-Filter bestehen. Für Tau-Kandidaten sind $p_T > 20 \text{ GeV}$, $|\eta| < 2,5$ und eine oder drei Spuren mit $p_T > 1 \text{ GeV}$ mit einer Ladungssumme von ±1 erforderlich. Zudem müssen sie den Loose-Arbeitspunkt haben. Der Medium++-Filter und der Loose-Arbeitspunkt sind bestimmte Selektionskriterien, die von Arbeitsgruppen definiert wurden, um Objekte auszuwählen. Die Zusammensetzung dieser Kriterien ist kompliziert und wird nicht näher erläutert.

Nach der Objektrekonstruktion folgt das Overlap Removal. Jeder Tau-Kandidat, der in einer Entfernung von $\Delta R = \sqrt{(\Delta \eta)^2 + (\Delta \phi)^2} = 0.2$ zu einem Elektron oder einem Myon liegt, wird entfernt. Jet-Kandidaten mit einer Distanz von weniger als $\Delta R = 0.2$ zu einem Tau oder einem Elektron werden verworfen. Myon-Kandidaten, die innerhalb von $\Delta R = 0.2$ zu einem Jet liegen, werden ebenfalls entfernt. Zum Schluss werden alle leichten Leptonen-Kandidaten verworfen, die in einer Distanz von $0.2 < \Delta R < 0.4$ zu einem Jet gefunden werden.[1]

4.1.2 Selektion der SUSY-Ereignisse

Das Ereignis muss als Erstes die sogenannte Vorauswahl bestehen. Dafür wird viel fehlende Energie $(E_T^{\text{miss}} > 150 \text{ GeV})$, ein Jet mit $p_T > 130 \text{ GeV}$ und ein zweiter Jet mit $p_T > 30 \text{ GeV}$ benötigt. Diese ersten drei Schnitte sind die Trigger-Plateau-Cuts, die implementiert wurden, um die volle Effizienz des verwendeten Triggers zu gewährleisten.

Als nächstes werden alle Ereignisse verworfen, die weniger als zwei Taus haben. Weiterhin dürfen in dem Ereignis keine leichten Leptonen (Myonen oder Elektronen) vorhanden sein.

Dann folgt die QCD Unterdrückung. Dazu muss der Azimuthalwinkel zwischen dem Vektor der fehlenden Energie und den beiden Jets mit dem größten Transversalimpuls größer sein als 0,3 rad.



Abbildung 4.1: Effizienzgraph für den GMSB-Parameterpunkt $\Lambda = 60$ TeV und tan $\beta = 30$. Dargestellt sind die Anzahl der Ereignisse nach jeder Selektionsstufe.

Es gibt drei weitere Größen, die aus den bisher bekannten berechnet werden können, um die kinematischen Prozesse zu beschreiben und die als weiteres Auswahlkriterium dienen sollen:

- die transversale Masse $m_{\rm T}^{\tau}$, die sich aus der fehlenden Energie und dem Transversalimpuls der Taus mit $m_{\rm T}^{\tau} = \sqrt{2p_{\rm T}^{\tau}E_{\rm T}^{\rm miss}(1 \cos(\Delta\phi(\tau, E_{\rm T}^{\rm miss})))}$ errechnet.
- die Skalarsumme $H_{\rm T}$, die die Summe der Transversalimpulse von allen Tau Kandidaten und den beiden Jets mit dem größten Transversalimpuls ist: $H_{\rm T} = \sum p_{\rm T}^{\tau} + \sum_{i=1,2} p_{\rm T}^{\rm jet}$.

Die Summe der transversalen Massen der beiden Taus mit dem größten Transversalimpuls muss dabei größer sein als 150 GeV, die Skalarsumme $H_T > 1000$ GeV. Der Schnitt auf die transversale Masse dient dazu Z+-Jets-Ereignisse zu unterdrücken und der Schnitt auf H_T reduziert den Beitrag von allen Untergrundereignissen. [1]

4.1	Implementierung	einer	$\sqrt{s} = 8 \mathrm{TeV}$	GMSB Analyse

	diese Studie	Vergleichs-Studie
Kein Schnitt	10 000	10 000
$E_{\rm T}^{\rm miss} > 150 {\rm GeV}$	4590	4529
$p_{\rm T}^{\rm Jet_1} > 130 { m GeV}$	3335	3386
$p_{\rm T}^{\rm Jet_2} > 30 { m GeV}$	3109	3154
$n_{\mu}=0, n_e=0$	790	768
$n_{\tau} \ge 2$	211	219
$\Delta\phi\left(E_{\rm T}^{\rm miss}, p_{\rm T}^{\rm Jet_{1,2}}\right) > 0.3 \rm rad$	207	202
$m_{\rm T}^{\tau_1} + m_{\rm T}^{\tau_2} > 150 {\rm GeV}$	180	168
$H_{\rm T} > 1000 {\rm GeV}$	87	90

Tabelle 4.1: Vergleichstabelle zur Überprüfung der Implementierung. Zudem sind die absolute Zahlen der Ereignisse der Schnittstufen festgehalten.

Die Effizienz der verschiedenen Auswahlstufen für den GMSB-Parameterpunkt $\Lambda = 60 \text{ TeV}$ und tan $\beta = 30$ kann anhand von Graph 4.1 nachvollzogen werden. Man sieht gut, dass die Selektion von Ereignissen mit großer fehlender Transversalenergie mehr als die Hälfte aller Ereignisse entfernt. Auch die geforderte Minimalzahl von zwei Taus und der letzte Schnitt auf H_T filtern mindestens die Hälfte der verbliebenen Ereignisse heraus. Letztendlich bleiben nur 0,88 % aller Ereignisse nach der Selektion übrig.

Um zu überprüfen, ob die Objektrekonstruktion richtig funktioniert, wurde die Ereigniszahl nach jeder Selektion mit einer bereits durchgeführten Studie mit derselben Objektrekonstruktion verglichen. Untersucht wurden wieder der Punkt $\Lambda = 60$ und tan $\beta = 30$.

Der Vergleich zwischen dieser Implementierung und der der vollen ATLAS-Analyse ist in Tabelle 4.1 dargestellt. Die Abweichungen sind sehr gering und lassen sich darauf zurückführen, dass unterschiedliche simulierte Ereignisse analysiert wurden. Zudem wurden viele Vereinfachungen im Vergleich zu vollen ATLAS-Analyse verwendet, so dass das Ergebnis wirklich sehr gut ist. Die Analyse wurde richtig implementiert und kann für weitergehende Untersuchungen verwendet werden.

Auch die absoluten Zahlen bestätigen das graphisch dargestellte Ergebnis aus Abb. 4.1. So sind die Trigger-Plateau-Cuts, und die Schnitte auf zwei Taus und H_T sehr wirkungsvoll. Die QCD Unterdrückung und der Schnitt auf die transversalen Massen haben nur einen geringen Einfluss. Zu beachten ist, dass die Schnitte auf die Taus und die leichten Leptonen zwischen Tabelle und Graph vertauscht sind, da die Vergleichsimplementation eine andere Folge der Selektionsstufen gewählt hatte. Im Folgenden wird die Reihenfolge genommen wie sie in Abb, 4.1 zu sehen und in diesem Unterkapitel beschrieben ist.

4.1.3 Produktionskanal der starken oder schwachen Wechselwirkung

In diesem Unterkapitel soll analysiert werden, wie die einzelnen Selektionen sich auf die Verteilung von verschiedenen Variablen auswirken. Auch die charakteristische Form der Verteilung soll untersucht und verstanden werden.

Dafür wurden die Zerfallsketten nach den ersten beiden vorkommenden SUSY-Teilchen durchsucht. Für 8 TeV sind diese Informationen bereits in den Datensätzen enthalten. Je nach Art des SUSY-Teilchens wurde das Ereignis der Erzeugung durch starke oder schwache Wechselwirkung zugeschrieben. Ein Ereignis wird der starken Wechselwirkung zugeordnet, wenn ein Squark \tilde{q} , ein Gluino \tilde{g} oder ein Antisquark $\tilde{\overline{q}}$ eines der ersten beiden SUSY-Teilchen ist. Sind ausschließlich Neutralinos χ_i^0 , Charginos χ_i^{\pm} , Selektronen \tilde{e} , Staus $\tilde{\tau}$, Smyonen $\tilde{\mu}$ oder Sneutrinos $\tilde{\nu}$ die ersten beiden SUSY-Teilchen, so wurde das Ereignis durch die schwache Wechselwirkung erzeugt.



Abbildung 4.2: Darstellung der Skalarsumme $H_{\rm T}$ vor Abbildung 4.3: Darstellung der Skalarsumme $H_{\rm T}$ nach dem Analyseverfahren den Trigger-Plateau-Cuts



Abbildung 4.4: Darstellung der Skalarsumme $H_{\rm T}$ nach Abbildung 4.5: Darstellung der Skalarsumme $H_{\rm T}$ nach den Schnitten auf die Leptonen allen Schnitten

Für kleine Λ ist das Verhältnis zwischen den beiden Produktionskanälen in etwa gleich, für hohe Λ dominiert die schwache Wechselwirkung.

Um den Einfluss des Produktionskanal auf die verschiedenen Variablen zu untersuchen, wurden in den Histogrammen bezüglich H_T die Ereignisse gekennzeichnet, die von der starken bzw. von der schwachen Wechselwirkung stammen. In Abb. 4.2 ist gut zu sehen, dass das Maximum, das für $H_T <$ 500 GeV entsteht, das Resultat von Ereignissen aus der Produktion durch die schwache Wechselwirkung ist, und der erneute Anstieg mit einem lokalen Maximum bei etwa 1000 GeV der starken Wechselwirkung zuzuordnen ist. Letztere Ereignisse haben also eine deutlich höhere Skalarsumme.

In Abb. 4.3 ist zu sehen, dass durch die Vorauswahl, die die ersten 3 Selektionsstufen beinhaltet, das erste Maximum, das vornehmlich durch schwache Wechselwirkung erzeugte Ereignisse enthält, abgeschnitten wird. Besonders Ereignisse aus dem zweiten Maximum mit $H_T > 500$ GeV überstehen die Trigger-Plateau-Cuts. Nach der Lepton-Selektion geht die Gesamtzahl der Ereignisse gleichmäßig über die gesamte Verteilung zurück. Am Ende sieht man beim letzten Schnitt, der auf H_T selber angewandt wird, dass tatsächlich kein Ereignis mehr mit $H_T < 1000$ GeV übrig bleibt. Dieser Schnitt dient der allgemeinen Untergrundreduzierung. Die QCD Unterdrückung und der Schnitt auf die transversalen Massen der beiden Taus mit dem größten Impuls haben wenig Einfluss. Dies erkennt man daran, dass sich die Verteilung im Vergleich zwischen Abb. 4.4 und 4.5 bei $H_T > 1000 \text{ GeV}$ kaum ändert.

Bei Parameterpunkt $\Lambda = 60$, tan $\beta = 30$ werden vor allem Ereignisse selektiert, die durch die starke Wechselwirkung entstanden sind. Dies liegt vor allem an den Trigger-Plateau-Cuts und auch an dem Schnitt auf H_T , die die schwache Wechselwirkung fast vollständig unterdrücken. Da das Verhältnis von starker und schwacher Wechselwirkung abhängig ist von den gewählten Parametern, soll im nächten Kapitel untersucht werden, an welchen Punkten die Analyse besonders effizient ist.

4.1.4 SUSY-Parameter-Studie

Alle vorhandenen, sinnvollen Parameterpunkte des GMSB-Modells wurden mit der in Abschnitt 4.1.2 beschriebenen Analyse durchlaufen, um zu sehen, bei welchen Parametern die Analyse ihre Stärken und Schwächen hat. Die Parameter sind in einem Bereich von $\Lambda = 40 - 120$ TeV und tan $\beta = 2 - 60$ gewählt worden. Die Effizienz, also das Verhältnis von Anzahl der selektierten Ereignisse zur Gesamtzahl der Ereignisse, ist über das ganze Gitter in Abb. 4.6 dargestellt.

Die Analyse ist am wirkungsvollsten bei kleinen Λ und gleichzeitig großen Werten von tan β . Die Punkte $\Lambda = 50 \text{ TeV}$, tan $\beta = 40 \text{ bzw. } 44$ eignen sich besonders gut für die hier gewählte Selektion mit Effizienzen von 1,25 % bzw. 1,2 %.



Abbildung 4.6: Effizienz des Analyseverfahrens auf dem Gitter des GMSB-Modells für die Selektion mit den Forderungen nach viel fehlender Transversalenergie, einem harten Jet und dem Vorhandensein eines zweiten Jets, Angaben in %.

Werden die Werte von $\tan\beta$ kleiner, so verringert sich die Anzahl der produzierten Taus in den Ereignissen, so dass die erforderlichen zwei Taus seltener erreicht werden. Daher sinkt die Effizienz in jeder Spalte bei gleichem Λ nach unten hin ab. Für größere Werte von Λ dominiert die schwache Wechselwirkung gegenüber der starken immer mehr. Der Analysecode mit den Trigger-Plateau-Cuts als Vorauswahl ist geeignet für durch starke Wechselwirkung erzeugte Ereignisse und bei hohen Werten von Λ daher nicht mehr sehr effizient. Die Selektionsquote sinkt daher in jeder Zeile bei gleichbleibendem $\tan\beta$ für größer werdende Λ .

4.1.5 Trigger-Studie

Der in Abschnitt 4.1.2 vorgestellte Trigger, der einen harten Jet und viel fehlende Transversalenergie fordert, ist nicht für alle Parameterpunkte des Gitters wirklich geeignet, da er enorme Schwächen bei der schwachen Wechselwirkung hat. Ziel eines anderen Triggers ist es nun, höhere Effizienzen für andere Punkte im Gitter zu bekommen. Insbesondere eine bessere Ansprache auf die schwache Wechselwirkung ist wünschenswert.



Ratio of parameter points

Abbildung 4.7: Verhältnis der Effizienzen des Ditau-Trigger zu dem Selektionsverfahren mit den Trigger-Plateau-Cuts auf dem Gitter.

Dazu wurde ein zweites Selektionsverfahren implementiert. Im Vergleich zur vorherigen Analyse wurden die Trigger-Plateau-Cuts durch zusätzliche Bedingungen an die beiden Taus ersetzt, weswegen die Selektion auch Ditau-Trigger genannt wird. Es muss ein Tau mit einem Transversalimpuls $p_T > 40 \text{ GeV}$ und ein zweites Tau mit $p_T > 25 \text{ GeV}$ vorhanden sein. Dieser Trigger hat zudem nur eine Effizienz von 60 %, da Taus kompliziert zu rekonstruieren sind und der Trigger zu wenig Zeit hat bis eine vollständige Rekonstruktion statt gefunden hat. Das bedeutet, dass der Ditau-Trigger 40 % aller Ereignisse fälschlicherweise verwirft. Alle übrigen Selektionskriterien bleiben gleich. Mit dem Ditau-Trigger wurden dieselben GMSB-Punkte durchlaufen wie mit der vorherigen Analyse. Interessant ist dabei, welches Verfahren effizienter ist und eine bessere Suche nach SUSY verspricht. Daher wurden die beiden Effizienzen der beiden Selektionen an jedem Parameterpunkt ins Verhältnis zueinander gesetzt und sind in Abb. 4.7 zu sehen.

Für alle Parameterpunkte mit $\Lambda < 100$ ist das Verhältnis etwa bei 0,6, was der Effizienz des Ditau-Triggers entspricht. Für hohe Λ wird der Ditau-Trigger dann besser und das Verhältnis nähert sich 1 an. Dabei ändern sich die Verhältniseffizienzen bei fest gehaltenem Λ und veränderlichem tan β kaum. Daher liegt nahe, dass der Ditau-Trigger effizienter für Ereignisse ist, die durch die schwache Wechselwirkung erzeugt wurden.

Betrachtet man das Effizienzverhältnis für den schwachen Produktionskanal, stellt man fest, dass dies bestätigt wird. In Abb. 4.8 ist zu erkennen, dass es bei hohen Λ -Werten einige Punkte gibt, an denen die



Ratio of parameter points, weak channel

Abbildung 4.8: Verhältnis der Effizienzen des Ditau-Trigger zu dem Selektionsverfahren mit den Trigger-Plateau-Cuts für Ereignisse, die der schwachen Wechselwirkung entstammen.

Anwendung des Ditau-Triggers besser wäre.

Oft liegt das Verhältnis etwa bei 1, das heißt, dass vor allem die Effizienz des Ditau-Triggers von 60% verhindert, dass dieses Analyseverfahren dem anderen vorzuziehen ist. Ein Ziel könnte also sein, die Effizienz des Ditau-Triggers zu erhöhen, denn dann hätte dieser Trigger für den schwachen Produktionskanal eine deutlich bessere Effizienz als die bisherige Analyse. Punktuell macht der Einsatz des Ditau-Triggers bei $\sqrt{s} = 8$ TeV durchaus Sinn. Die Frage ist, inwieweit es aber tatsächlich sinnvoll ist die Analyse zwischen den Parameterpunkten zu wechseln, da die Vergleichbarkeit von Signifikanz und Effizienz nicht mehr gegeben ist.

Schwankungen, wie etwa bei den Parametern $\Lambda = 70$ TeV, tan $\beta = 30$, sind statistischer Natur, da bei solch niedrigen Energien der Brechungsskala wenige Ereignisse durch die schwache Wechselwirkung erzeugt werden.

4.1.6 Signifikanz

Dieses Unterkapitel beschäftigt sich mit der Frage, welche die optimalen Werte für die letzten beiden Schnitte sind, um so viel Untergrund wie möglich und so wenig SUSY-Prozesse wie nötig abzuschneiden. Dazu wird die Signifikanz ausgerechnet, die gegeben ist durch

$$\frac{s}{\sqrt{s+b}}.$$
(4.2)

s steht für die auf Luminosität gewichtete Anzahl an Signalereignissen, die nach den Schnitten auf die in Abb. 4.9 dargestellten Werte der transversalen Masse und der Skalarsumme H_T übrig bleiben. *b* repräsentiert die Anzahl der Untergrundereignisse (b wegen background).

Aus Abschnitt 3.1 ist bekannt, dass

$$N_{\rm prod} = \sigma \cdot \mathcal{L} \tag{4.3}$$

gilt. Jetzt wird der Gewichtungsfaktor ω gesucht, mit denen wir die Anzahl der produzierten Ereignisse des Datensatz multiplizieren müssen, um auf die Luminosität zu nomieren. Dabei gehen wir von einem konstanten Faktor ω aus:

$$\sum_{N_{\text{sample}}} \omega = N_{\text{prod}} = N_{\text{sample}} \cdot \omega.$$
(4.4)

Durch Gleichsetzen der beiden Gleichungen 4.3 und 4.4 erhält man

$$\sigma \cdot \mathcal{L} = N_{\text{sample}} \cdot \omega. \tag{4.5}$$

$$\Leftrightarrow \omega = \frac{\sigma \cdot \mathcal{L}}{N_{\text{sample}}}.$$
(4.6)



Abbildung 4.9: Signifikanz für den GMSB-Parameterpunkt $\Lambda = 60$ TeV und tan $\beta = 30$, berechnet nach Gleichung 4.2, aufgetragen gegen die Schnittwerte der Variablen $m_{\rm T}^{\tau_1} + m_{\rm T}^{\tau_2}$ und $H_{\rm T}$.

Normiert wird auf $\mathcal{L} = 20 \,\text{fb}^{-1}$. Untersucht wurde der Punkt $\Lambda = 60 \,\text{TeV}$, tan $\beta = 30$. Der Wirkungsquerschnitt bei diesen Parametern ist $\sigma = 5,56 \cdot 10^{-2} \,\text{pb}$ und in dem Datensatz sind $N_{\text{sample}} = 50\,000$ Ereignisse enthalten.[18] Die verwendeten Untergrund-Datensätze, sowie deren Wirkungsquerschnitte und Ereigniszahlen sind in Tabelle 4.2 gelistet. Verwendet wurden nur die wichtigsten Untergrunddatensätze.

Für jede mögliche Kombination von Schnittwerten auf $m_T^{\tau_1} + m_T^{\tau_2}$ und H_T wird die Signifikanz berechnet. Dazu wird die Anzahl der Signal- und Untergrundereignisse, die nach den jeweiligen Schnittwerten übrig bleiben, auf die Luminosität gewichtet und gemäß Gleichung 4.2 zum Signifikanzwert verrechnet. Jeder dieser Signifikanzwerte wird gegenüber dem Schnittwert der beiden Variablen aufgetragen

und man erhält Abbildung 4.9. Wichtig ist, dass die Variablen logisch gesehen nicht die Verteilung der Variablen darstellen, sondern die Verteilung, wenn man den Schnitt bei dem entsprechenden Wert setzen würde. Die Kanten, die zum Beispiel bei $H_T = 1000 \text{ GeV}$ zu sehen sind, sind statistische Effekte. An dieser Stelle ist die Anzahl der Untergrundereignisse sehr gering, sodass das Hinzukommen eines Untergrundereignisses die Signifikanz deutlich ändert.

Man erkennt, dass für $m_T^{\tau_1} + m_T^{\tau_2} = 200 \text{ GeV}$ und $H_T = 1000 \text{ GeV}$ die höchste Signifikanz erreicht wird. Lediglich der Schnitt bei der transversalen Masse wurde in der implementierten Analyse mit 150 GeV etwas zu niedrig angesetzt, um eine optimale Untergrundunterdrückung zu erreichen. Die Schnittwerte in dieser Analyse sind aus der vollen ATLAS-Analyse übernommen ([1]). Wenn man sich noch einmal vor Augen führt, dass die Analyse nur vereinfacht nachgebaut wurde und auch nur die wichtigsten Untergründe zur Signifikanzberechnung verwendet wurden, so kann sich das Resultat wirklich sehen lassen.

Sample ID	Name	$\sigma_{ m eff}/[m pb]$	Anzahl der Ereignisse
117 050	ttbar NoAllHad	136,62	74 947 917
167 755	Ztautau	37,27	3 997 994
167 756	Ztautau	348,16	2 998 998
167 757	Ztautau	859,43	4 979 999
167 746	Wtaunu	121,81	14 850 862
167 747	Wtaunu	608,89	9 993 984
167 748	Wtaunu	11 445,05	49 640 972

Tabelle 4.2: Verwendete Untergrund-Samples.[18]

4.2 Vergleich Untergrund $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ zu $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ im Hinblick auf τ

In diesem Unterkapitel werden Untergrunddatensätze für Schwerpunktsenergien von Run I und Run II verglichen und auf etwaige Unterschiede der Taus untersucht. Verglichen werden der in Abschnitt 4.1.6 verwendete $t\bar{t}$ -Untergrund mit einem $t\bar{t}$ -Untergrund für $\sqrt{s} = 14$ TeV mit der Sample ID 105 200. Beobachtet werden sollen verschiedene Variablen und deren Verteilung, um ein Gefühl für die höhere Schwerpunktsenergie zu bekommen. Die Verteilung der Tau-Kandidaten ist etwas unterschiedlich, wie man in Abb. 4.10 erkennt. Die Form der Verteilung ist bei beiden Datensätzen gleich und bei 14 TeV lediglich zu höheren Tauzahlen verschoben. Nach Objektrekonstruktion und Overlap Removal gibt es bei 14 TeV weniger Ereignisse mit 1 Tau, aber mehr Ereignisse mit 3 und 4 Taus, was mit Abb. 4.11 nachvollgezogen werden kann.



Abbildung 4.10: Normierte Verteilung der Tau-Abbildung 4.11: Normierte Verteilung der Taus nach Ob-Kandidaten für die Schwerpunktsenergien $\sqrt{s} = 8$ TeV jektrekonstruktion und Overlap Removal für die Schwerund $\sqrt{s} = 14$ TeV. punktsenergien $\sqrt{s} = 8$ TeV und $\sqrt{s} = 14$ TeV.



Abbildung 4.12: Vergleich der Effizienz bei der Zuordnung von Taus mit Jets aufgetragen gegen den Transversalimpuls der Taus.

Um zu sehen, ob der Unterschied bei der Verteilung der Tau-Kandidaten global ist oder doch vom Impuls der Taus abhängt, wird folgende Größe eingeführt:

$$\epsilon = \frac{n_{\text{taus=jets}}}{n_{\text{alljets}}}.$$
(4.7)

 $n_{\text{taus=jets}}$ ist die Anzahl der Taus, die innerhalb von $\Delta R = 0,2$ eines Jets liegen. Diese Effizienz wird in 4.12 gegen den Transversalimpuls der τ aufgetragen.

Insbesondere bei kleinen Impulswerten gibt es Unterschiede zwischen den beiden Schwerpunktsenergien. Bei $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ gibt es eine kleine Region zwischen $p_T = 10 - 20 \text{ GeV}$, bei der die Effizienz wieder sinkt. Bei kleinen Impulsen werden Jets und Taus nicht richtig zugeordnet. Danach ist bei beiden Datensätzen ein ansteigendes Verhalten der Effizienz zu beobachten, die sich langsam 1 annähert. Die Effizienz ist bei 8 TeV aber stets höher.

Da Jets einen Transversalimpuls von $p_T > 30 \text{ GeV}$ und Taus einen von $p_T > 20 \text{ GeV}$ benötigen, um als Objekt rekonstruiert zu werden, ist das Sinken der Effizienz nicht von weiterer Bedeutung. Zudem ist die Taurekonstruktion, die in den Untergrunddatensätzen für 14 TeV verwendet wird, erst vorläufig und noch nicht auf die neuen, simulierten Bedingungen optimiert.

4.3 Aufbau eines Selektionsverfahrens bei $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$

In diesem Unterkapitel soll ein Selektionsverfahren für Run II am LHC entworfen werden. Im Fokus des Interesses stehen die Werte für die Signalschnitte, die Wirkungsweise der Analyse, insbesondere die Unterschiede der Ergebnisse zu Run I bei $\sqrt{s} = 8$ TeV aus Abschnitt 4.1, die Performance des Ditau-Triggers und mögliche Ausschlussgrenzen von Parameterpunkten des GMSB-Modells.

Aufgrund der größeren Schwerpunktsenergie erwarten wir, dass schwerere Teilchen produziert werden als bei $\sqrt{s} = 8$ TeV. Dies hätte zur Folge, dass der Anteil der starken Wechselwirkung steigt. Weiterhin werden auch die kinematischen Variablen durch die höhere Masse der produzierten Teilchen härter. Von all diesem profitiert die Performance unserer Analyse, da diese besonders auf Ereignisse, die durch starke Wechselwirkung produziert werden, zugeschnitten ist.

4.3.1 Optimierung der Signalschnitte

Das Verfahren ist im Wesentlichen das in Abschnitt 4.1.2 beschriebene. Auch die Objektrekonstruktion und Overlap removal bleiben gleich, nachzulesen in Abschnitt 4.1.1.



Abbildung 4.13: Signifikanz des GMSB-Punktes $\Lambda = 90$ TeV, tan $\beta = 40$ aufgetragen gegen die Schnittwerte der Variablen $m_{\rm T}^{\tau_1} + m_{\rm T}^{\tau_2}$ und $H_{\rm T}$.

Die Trigger-Plateau-Kriterien werden strenger, um deren Verhalten bei $\sqrt{s} = 14$ TeV zu simulieren. Es werden die 1,5-fachen Werte von denen in Abschnitt 4.1.2 genommen. Die fehlende Energie muss nun mindestens bei 225 GeV liegen, ein Jet braucht einen Transversalimpuls von $p_T > 195$ GeV. Die Bedingung an den zweiten Jet, der $p_T > 30$ GeV haben sollte, wird unverändert gelassen. Diese Forderung impliziert nur das Vorhandensein eines zweiten Jets, der auf Grund der Jet-Definition in Abschnitt 4.1.1 sowieso mindestens einen Transversalimpuls von 30 GeV haben muss.

Die Schnitte auf die Leptonen und die QCD Unterdrückung werden beibehalten. Um eine optimale Untergrundunterdrückung zu erreichen, wird die Signifikanz vor den letzten beiden Schnitten nach Gleichung 4.2 berechnet. Die Variablen stellen logisch nicht die Verteilung der Werte, sondern die Signifikanz bei Schnitt auf den Variablenwert dar. Der höchste Wert der Signifikanz verspricht die beste Untergrundunterdrückung.

Als Untergrund wird das tt-Sample aus Abschnitt 4.2 verwendet mit einem Wirkungsquerschnitt von

 $\sigma_{t\bar{t}} = 530,89 \text{ pb}$ und $N = 989\,191.[18]$ Andere brauchbare Untergrunddatensätze stehen leider noch nicht zur Verfügung, diese Tatsache wird aber bei den weiteren Überlegungen berücksichtigt.

Die größte Signifikanz ist bei $m_T^{\tau_1} + m_T^{\tau_2} = 0$ GeV und $H_T = 1000$ GeV zu erkennen. Um W- und Z-Untergrund zu unterdrücken, für die keine Daten vorhanden waren, legen wir den ersten Signalschnitt auf $m_T^{\tau_1} + m_T^{\tau_2} = 200$ GeV fest. Bei Verfügbarkeit entsprechender Untergrundsimulationen müssen diese Kriterien erneut optimiert werden. Die Werte der Signalschnitte haben sich im Vergleich zu den optimalen Schnitten bei $\sqrt{s} = 8$ TeV nicht verändert. Die Kanten sind wie in Unterkapitel 4.1.6 bereits erklärt Effekte statistischer Natur.



Abbildung 4.14: Verhalten der Signifikanz bei verschiedenen Parameterpunkten des GMSB-Modells auf dem Gitter.

In Abb. 4.14 ist dargestellt, wie sich die Signifikanz über das Gitter ändert. Nach links hin zu kleineren Werten von Λ steigt sie deutlich. Die höchste Signifikanz von 11,21 wird für die Parameter $\Lambda = 70$ TeV, tan $\beta = 50$ erreicht. Für kleinere tan β und größere Λ sinkt die Signifikanz. Diese Differenzen sind mit einer kleineren Produktion von Taus bei kleineren Werten von tan β und einem höheren Anteil der schwachen Wechselwirkung bei größen Λ zu erklären.

Die Werte unterscheiden sich aber nicht um mehr als einen Faktor 3 zu dem Punkt $\Lambda = 90 \text{ TeV}$, tan $\beta = 40$, auf den das Verfahren optimiert wurde. Es ist nicht notwendig für verschiedene Parameterpunkte etwas an der Analyse zu ändern.

4.3.2 Selektion der SUSY-Prozesse und Vergleich zu Monte Carlo Simulationen bei $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$

Nachdem die Werte der einzelnen Schnitte festgelegt sind, wird der Effekt der Schnitte betrachtet. In 4.15 sind zum Vergleich die Daten für 8 TeV abgebildet. Normiert wurde auf den ersten Bin, verwendet wurden Daten des Punktes $\Lambda = 90$ TeV, tan $\beta = 40$. Es ist zu erkennen, dass bei 14 TeV prozentual mehr Ereignisse die Vorselektion überstehen, obwohl die Trigger-Plateau-Cuts auf die 1,5-fachen Werte gesetzt wurden. Wegen der höhren Schwerpunktsenergie gibt es mehr fehlende Transversalenergie und die Jets haben höhrer Impulse.

Die Schnitte auf $n_{\tau} \ge 2$ und $n_{\mu} = 0$ entfernen bei beiden Schwerpunktsenergien prozentual etwa dieselbe Menge an Ereignissen, während die Forderungen nach $n_e = 0$ bei 14 TeV deutlich mehr Ereig-



Abbildung 4.15: Wirkungsweise der verschiedenen Triggerstufen. Dargestellt ist der Anteil der verbleibenden Ereignisse nach jeder Selektionsstufe, ein Wert von 1 repräsentiert dabei alle Ereignisse.

nisse verwirft. Dies ist ungewöhnlich, da man erwartet, dass sich die Selektionen auf Elektronen und Myonen im Vergleich zwischen den beiden Schwerpunktsenergien in etwa gleich verhalten. Entweder handelt es sich hierbei um einen statistischen Effekt, da der Schnitt auf die Elektronen nach dem auf die Myonen folgt und in dem Datensatz bei 14 TeV eine kleinere Ereignismenge vorhanden ist als bei dem für 8 TeV; oder es ist ein Hinweis darauf, dass bei 14 TeV mehr Objekte fälschlicherweise als Elektronen rekonstruiert werden. Der letzte Schnitt auf H_T lässt bei 14 TeV deutlich mehr Ereignisse durch als bei 8 TeV. Bereits hier lässt sich erahnen, dass für größere Schwerpunktsenergien die Analyse effizienter wird. Dazu aber mehr in Abschnitt 4.3.3. Absolute Zahlen des Selektionsverfahren sind in Tabelle 4.3 nachzulesen. Die Trigger-Plateau-Cuts schneiden knapp die Hälfte aller Ereignisse ab, aber insbesondere der Schnitt auf zwei Taus ist sehr hart. Auch die Forderungen nach keinen leichten Leptonen verwerfen viele Ereignisse. Die letzten drei Schnitte sind nicht mehr so effizient und werden von mehr Ereignissen überstanden.

In Abb. 4.16 soll das Verhalten der Skalarsumme $H_{\rm T}$ der Selektionsstufen analog zu Abschnitt 4.1 studiert und verstanden werden.

Die Trigger-Plateau-Cuts schneiden insbesondere das Maximum bei kleinen Werten von H_T ab. Dies betrifft Ereignisse, die durch die schwache Wechselwirkung erzeugt wurden. Die weiteren Schnitte greifen an allen Stellen der Verteilung an, abgesehen von dem Schnitt auf H_T , der die abgebildete Variable selber betrifft. Man erkennt auch nach der Selektion, dass bei $H_T = 1000 - 2500$ TeV immer noch ein Hügel zu erkennen ist. Die Verteilung ist aufgrund der geringen Ereignismenge des Datensatzes nicht glatt.

In der linken Spalte in Abb. 4.16 sind die gewichteten Verteilungen der Datensätze zu sehen. Die höhere Schwerpunktsenergie verbunden mit den höheren Wirkungsquerschnitten für SUSY-Prozesse lässt auf ein höheres Entdeckungspotential hoffen, da die Anzahl der erwarteten Ereignisse bei 14 TeV vor dem ersten Schritt deutlich größer wird. Dies zieht sich durch alle Stufen der Analyse. Am Ende erwartet man bei 8 TeV (in blau dargestellt) eine sehr viel kleinere Anzahl an SUSY-Ereignissen als bei Run II.

In der rechten Spalte sind die selben beiden Datensätze auch jeweils nach den verschiedenen Selektionsstufen zu erkennen, diesmal allerdings normiert auf die Gesamtzahl der Ereignisse. Hier erkennt man



Abbildung 4.16: Darstellung der Variablen H_T nach verschiedenen Selektionsstufen bei Schwerpunktsenergien von 14 TeV auf 8 TeV.

Linke Spalte: Gewichtung auf eine Luminosität von $\mathcal{L} = 20 \, \text{fb}^{-1}$.

Rechte Spalte: Normalisierung der Histogramme durch Gewichtung auf die Anzahl der Gesamtereignisse.

sehr gut, dass der Anteil der starken im Vergleich zur schwachen Wechselwirkung deutlich gestiegen ist.

<i>n</i> _{Ereignisse}
19 000
10 803
9249
9141
1686
981
467
455
398
308

Tabelle 4.3: Auswahlkriterien und absolute Zahl der Ereignisse nach jeder Selektionsstufe.

4.3.3 SUSY-Parameter-Studie

In Abb. 4.17 ist die Effizienz der in Abschnitt 4.3.1 vorgestellten Analyse über das ganze Gitter dargestellt. Dabei gibt es eine Spalte mit veränderlichem tan β bei $\Lambda = 70$ TeV und eine Spalte bei gleichem tan $\beta = 40$ und größer werdendem Λ .

Die Effizienz ist insgesamt deutlich höher als bei 8 TeV Schwerpunktsenergie, was man im Vergleich zu Abbildung 4.6 einfach feststellt. Die Erklärung hierfür ist in Abschnitt 4.3.4 zu finden. Die Effizienz liegt fast bei allen Gitterpunkten über 1 %.



Abbildung 4.17: Effizienz der Analyse mit den Trigger-Plateau-Cuts für alle vorhandenen Parameterpunkte des GMSB-Modells, Angaben in %.

Für größere Werte von Λ und kleinere Werte von $\tan \beta$ sinkt die Effizienz jeweils. Dies ist wieder mit der Anzahl an Taus bei veränderlichem $\tan \beta$ und dem Produktionskanal bei veränderlichem Λ zu begründen. Die höchste Effizienz von 2,59 % wird für den GMSB-Parameterpunkt $\Lambda = 70$ TeV, $\tan \beta = 50$ erreicht.

4.3.4 Differenzierung in schwache und starke Wechselwirkung

Wie in Unterkapitel 4.1.3 wurde der Anteil an starker bzw. schwacher Wechselwirkung an der Variablen $H_{\rm T}$ studiert. Auch bei 14 TeV entstammen die Ereignisse aus dem ersten Maximum, das seine Spitze bei etwa 250 GeV hat, der Produktion durch schwache Wechselwirkung und der zweite Anstieg mit Maximum bei 1500 GeV Ereignissen, die durch die starke Wechselwirkung produziert wurden.



Abbildung 4.18: Anteil der Ereignisse, die durch schwache oder starke WW produziert werden, an der Skalarsumme $H_{\rm T}$.



Abbildung 4.19: Anteil des Produktionskanals der starken Wechselwirkung in %.

In Abb. 4.19 ist der prozentuale Anteil der Ereignisse, die durch die starke Wechselwirkung erzeugt

wurden, im Verhältnis zur Gesamtzahl aller Ereignisse dargestellt. Für alle Punkte bei $\Lambda = 70 \text{ TeV}$ haben wir mit 60–65 % mehr starke als schwache Wechselwirkung. Beim Punkt $\Lambda = 90 \text{ TeV}$, tan $\beta = 40$ steigt der Anteil der starken Wechselwirkung von 4,04 % bei 8 TeV auf 44,94 % bei 14 TeV. Bei größeren Energien der Brechungsskala Λ wird der Anteil der schwachen Wechselwirkung hingegen immer größer.



Abbildung 4.20: Effizienz der Analyse mit den Trigger-Plateau-Cuts für alle vorhandenen Parameterpunkte des GMSB-Modells für Ereignisse, die mit der starken Wechselwirkung produziert wurden. Angaben in %.

Die starke Wechselwirkung spielt bei $\sqrt{s} = 14$ TeV eine viel größere Rolle. Dies kommt dem Erfolg unserer Analyse zu Gute, die besonders effizient für die starke Wechselwirkung ist. In Abb. 4.20 ist zu sehen, dass die Effizienz sich für den Produktionskanal der starken Wechselwirkung bei veränderlichem Λ und gleichbleibendem tan β kaum ändert. Sie bewegt sich um 3,5 % herum. Ändert sich aber tan β so hat dies erheblichen Einfluss. Bei der Spalte mit $\Lambda = 70$ TeV haben wir bei tan $\beta = 10$ mit 0,83 % eine etwa 5 mal niedrigere Effizienz als bei tan $\beta = 50$ mit einer Effizienz von 4,18, da an diesem Punkt mehr Taus produziert werden. Dies ist unabhängig vom Produktionskanal und sollte auch bei Spalten mit einem anderen Wert von Λ der Fall sein.

4.3.5 Erwartete Performance der Trigger-Selektion

Nun kann es sein, dass die Trigger-Plateau-Cuts um mehr als einen Faktor 1,5 erhöht werden müssen, zum Beispiel auf das Doppelte der Werte bei 8 TeV. Wie man in Abbildung 4.21 sieht, hätte dies keine großen Auswirkungen auf die Effizienz unserer Analyse. Diese würden sich um weniger als 10% ändern. Auch die Änderung der Signifikanz bewegt sich in diesem Bereich, wie Abb. A.3 im Anhang erkennen lässt. Ein Verändern der Trigger-Plateau-Kriterien ist nicht weiter problematisch, wenn es notwendig werden sollte.

Wie bei 8 TeV wurde ein Ditau-Trigger implementiert. Dieser ist analog zu Abschnitt 4.1.5 aufgebaut. Die Forderungen an die beiden Taus wurden wie die Trigger-Plateau-Cuts um einen Faktor 1,5 erhöht. Es wird ein Tau mit $p_{\rm T} > 60$ GeV und ein zweites Tau mit einem Transversalimpuls von $p_{\rm T} > 37,5$ GeV gefordert.

Das Verhältnis der Effizienzen zwischen den beiden Analysen liegt durchgängig bei etwa 60 %, wie in Abb. 4.22 zu erkennen. Dies entspricht der Effizienz des Ditau-Triggers. Auch die bei 8 TeV noch vorhandene bessere Effizienz bei der schwachen Wechselwirkung ist, wie in Abbildung 4.23 zu erkennen,



Abbildung 4.21: Verhältnis der Effizienzen des Jet-Triggers auf dem Gitter des GMSB-Modells zwischen 2- und 1,5-fachen Werten der Trigger-Plateau-Cuts im Vergleich zu $\sqrt{s} = 8$ TeV.

nicht mehr vorhanden. Der Ditau-Trigger ist 20 - 40 % schlechter als die Analyse mit den Trigger-Plateau-Cuts als Vorauswahl. Die beiden Ausreißer in der $\Lambda = 70$ TeV Spalte bei kleinen tan β Werten sind mit fehlender Statistik zu erklären und ihnen sollte keine Beachtung geschenkt werden. Der Ditau-Trigger stellt keine Alternative zur Analyse mit den Forderungen nach viel fehlender Transversalenergie und einem harten Jet dar.



Abbildung 4.22: Verhältnis der Effizienzen zwischen Abbildung 4.23: Verhältnis des Effizienzen zwischen den dem Ditau-Trigger und der Analyse, die viel fehlende beiden verschiedenen Analyseverfahren für Ereignisse Energie und einen harten Jet verlangt.

4.3.6 Studie der möglichen Ausschlussgrenzen

Zum Abschluss betrachten wir, welche Parameterpunkte wahrscheinlich ausgeschlossen werden können, wenn keine Anzeichen auf Supersymmetrie bei $\sqrt{s} = 14$ TeV beobachtet werden können. Mit Schätzungen von $t\bar{t}$ - und W-Untergrund berechnen wir modellunabhängige Grenzen. Durch Vergleich mit der gewichteten Anzahl an SUSY-Ereignissen ist es möglich, eine Aussage über die Ausschlussgrenze zu treffen.

Da beim in Abschnitt 4.3.1 verwendeten $t\bar{t}$ -Untergrund durch den H_T -Schnitt kein Ereignis mehr nach der Selektion übrig bleibt, wird die erwartete Anzahl an Untergrundereignissen aus einer vorherigen

Schnittstufe von $H_{\rm T}$ extrapoliert. Annahme ist dabei, dass sich das Verhältnis der Ereignisse zwischen Kontroll- und Signalregion über die verschiedenen Selektionsstufen kaum oder gar nicht ändert. Als Kontrollregion wird der Bereich $H_{\rm T} = 500 - 1000 \,\text{GeV}$ gewählt. Die Signalregion beginnt bei $H_{\rm T} = 1000 \,\text{GeV}$, da dies der Wert der Variablen für unseren letzten Schnitt ist.



Abbildung 4.24: Funktionsanpassung zur Bestimmung der Flächen von Kontroll- und Signalregion.

Ab Beginn der Kontrollregion wird eine Funktion an die Verteilung der Variablen H_T nach dem zweiten Schnitt wie in Abb. 4.24 an die Daten angepasst, die

$$f(x) = e^{c+s \cdot x} \tag{4.8}$$

lautet. Die Werte der beiden Konstanten sind

$$c = 5,53 \pm 0,14,\tag{4.9}$$

$$s = -0,004\,97 \pm 0,000\,20. \tag{4.10}$$

Das Verhältnis der beiden Integrale von Kontroll- zu Signalregion lässt sich damit errechnen zu

$$V_{\text{Integral}} = \frac{I_{\text{Signal}}}{I_{\text{Kontroll}}} = 0,09.$$
(4.11)

Das Verhältnis wird auf eine zweite Methode berechnet, um die erste Methode zu kontrollieren. Dazu werden die Anzahl der Ereignisse in Kontroll- und Signalregion herangezogen und dividiert. Man erhält damit

$$V_{\text{Zahl}} = \frac{n_{\text{Signal}, 2}}{n_{\text{Kontroll}, 2}} = \frac{238}{2144} = 0,11.$$
(4.12)

Die Fehler werden beide mit Gaußscher Fehlerfortpflanzung berechnet. Die beiden errechneten Verhältnisse sind

$$V_{\text{Integral}} = 0,09 \pm 0,01 \tag{4.13}$$

$$V_{\text{Zahl}} = 0,11 \pm 0,01. \tag{4.14}$$

Da die Statistik bei dem zweiten Verfahren nicht sehr groß ist, wird dem Integralverfahren eine höhere Gewichtung bei der Mittelwertbildung der beiden Verhältnisse zugerechnet. Im Folgenden wird mit V = 0,1 gerechnet. Die Fehlerregionen der beiden Vorgehensweisen werden großzügig addiert, so dass der Fehler $\Delta V = 0,02$ ist. Die mit Luminosität (\mathcal{L}) gewichtete Anzahl an Ereignissen nach allen Selektionsstufen in der Signalregion ist

$$n_{\text{Signal, end}} = n_{\text{Signal, 8}} = n_{\text{Kontroll, 8}} \cdot \frac{\mathcal{L} \cdot \sigma}{N} \cdot 0, 1 = 4, 29.$$
 (4.15)

 $n_{\text{Kontroll, 8}} = 4$ ist die Anzahl der Ereignisse in der Kontrollregion vor dem letzten Schnitt. Daraus wird wie in Gleichung 4.15 die Anzahl der Ereignisse in der Signalregion vor dem letzten Schnitt berechnet und direkt gewichtet. Die Anzahl der Ereignisse ändert sich bei dem letzten Schnitt nicht mehr, da dieser nur Ereignisse kleiner als $H_{\text{T}} = 1000$ Gev betrifft. Der Wirkungsquerschnitt des verwendeten Samples ist $\sigma_{t\bar{t}} = 530,89$ pb und die Gesamtzahl der Ereignisse N = 989 191. Der Fehler nach Gauß errechnet sich zu

$$\Delta n_{\text{Signal}} = \frac{\mathcal{L} \cdot \sigma}{N} \cdot \sqrt{(\Delta V \cdot n_{\text{Kontroll}})^2 + (V \cdot \Delta n_{\text{Kontroll}})^2} = \frac{\mathcal{L} \cdot \sigma}{N} \cdot \sqrt{(0,02 \cdot 4)^2 + (0,1 \cdot 2)^2} = 2,31.$$
(4.16)

Zusammenfassend erwarten wir für den tt-Untergrund eine Ereigniszahl von

$$n_{\text{Signal}_{ii}} = 4,29 \pm 2,31.$$
 (4.17)

Durch einen Vergleich des Verhältnisses der Wirkungsquerschnitte von $t\bar{t}$ - und W-Untergrund zwischen 8 und 14 TeV Schwerpunktsenergie, kann man abschätzen, dass es 60 % mehr W- als $t\bar{t}$ -Untergrund geben muss.

$$n_{\rm Signal_W} = 6,83 \pm 3,68 \tag{4.18}$$

Die Fehler addieren sich zum statistischen Fehler. Der systematische Fehler ist das 1,5-fache des systematischen Fehlers der veröffentlichten 8 TeV-Analyse ([1]) und damit 40 % des eigentlichen Wertes. Damit ist die Erwartung für den Untergrund samt Fehlern

$$n_{\rm BG} = 11,12 \pm 5,99 \pm 4,45. \tag{4.19}$$

Auf Basis dieser Werte wird ein modellunabhängiges Limit errechnet. Die obere Grenze wird mit einem Konfidenzniveau von 95 % beruhend auf der Anzahl der Signalereignisse unabhängig vom SUSY-Modell berechnet. Verwendet wird dabei eine CLs Vorschrift [19]. Das Profile-Likelihood-Verhältnis wird als Teststatistik verwendet [20] und die systematische Unsicherheit auf die Schätzung des Untergrunds wird als Nuisance-Parameter betrachtet. Die Grenzen werden mit einem Zufallsgenerator berechnet, der eine große Zahl an Pseudo-Datensätzen benutzt und die CLs Prozedur dauernd wiederholt.

Das modellunabhängige Limit ist 17,27, die untere 1 σ -Grenze liegt bei 15,79, die obere 1 σ -Grenze bei 21,49.

In Tabelle 4.4 sind die erwarteten Werte der gewichteten Ereignisse in der Signalregion abgebildet. Hin zu großen Werten von $\tan\beta$ steigt die Vorhersage, da damit eine größere Zahl an Taus einhergeht als bei kleinen $\tan\beta$. Steigt Λ , so sinkt der Wirkungsquerschnitt für die Produktion, sodass es unwahrscheinlicher ist, dass SUSY überhaupt produziert wird und die erwartete Anzahl an Ereignissen sinkt.

Λ/TeV	tanβ	$\sigma/{ m pb}$	N	Vorhersagen für Signalregion
70	10	0,222	19 849	24,16
70	15	0,222	20 000	38,63
70	20	0,224	19 998	52,42
70	30	0,226	20 000	76,84
70	40	0,230	19 997	97,76
70	50	0,243	19 999	125,64
80	40	0,106	20 000	42,19
90	40	0,053	19 000	17,18
100	40	0,029	20 000	8,58
110	40	0,017	19850	3,82

Tabelle 4.4: Wirkungsquerschnitt, Ereignismenge und Vorhersagen für die Signalregion für alle vorhandenen Parameterpunkte. Quelle: [18]

Vergleicht man die berechnete, modellunabhängige Grenze mit den Vorhersagen für die verschiedenen Parameterpunkten, so sollte es möglich sein bei $\sqrt{s} = 14$ TeV Punkte bis $\Lambda = 90$ TeV auszuschließen.

KAPITEL 5

Zusammenfassung

In dieser Bachelorarbeit wurde eine Studie zur Suche nach Supersymmetrie am LHC für Run II erstellt. Der Aufbau eines Analyseverfahrens, das für die Suche nach SUSY optimiert ist, wurde anhand von Monte-Carlo-Simulationen für $\sqrt{s} = 8$ TeV studiert und verstanden.

Wichtige Ergebnisse des Aufbau eines Selektionsverfahrens bei $\sqrt{s} = 14$ TeV sind:

- Die Signalschnitte haben die höchste Signifikanz und die damit verbundene beste Untergrundunterdrückung bei $m_T^{\tau_1} + m_T^{\tau_2} = 0$ GeV und $H_T = 1000$ GeV. Wegen der fehlenden Daten für W- und Z-Untergrund wurde der Schnitt auf die transversale Masse auf 200 GeV erhöht.
- Es spielt keine große Rolle, ob die Trigger-Plateau-Cuts auf die 1,5- oder 2-fachen Werte der Analyse von 8 TeV gesetzt werden. Signifikanz und Effizienz des Selektionsverfahren ändern sich um weniger als 10 %.
- Die starke Wechselwirkung spielt eine größere Rolle. Beim Punkt Λ = 90 Tev, tan β = 40 erhöht sich der Anteil der starken Wechselwirkung von ≈ 4 % auf ≈ 45 %. Dies wirkt sich insbesondere auf die Effizienz des Verfahrens positiv aus.
- Es wird eine deutlich größere Anzahl an SUSY-Prozessen erwartet. Der Wirkungsquerschnitt bei den Parametern $\Lambda = 90$ Tev, tan $\beta = 40$ steigt um einen Faktor 8. Auch die Signifikanz steigt, da sich die Wirkungsquerschnitte von SUSY-Prozessen stärker erhöhen als die der Untergrundprozesse.
- Der Ditau-Trigger ist keine Alternative als Vorauswahl zu den Trigger-Plateau-Cuts, die viel fehlende Transversalenergie, einen harten Jet und das Vorhandensein eines zweiten Jets fordern. Der Grund hierfür ist der kleinere Anteil an Produktion durch schwache Wechselwirkung, für die der Ditau-Trigger besonders effizient ist.
- Es wird voraussichtlich möglich sein die Ausschlussgrenze des GMSB-Modells bis $\Lambda = 90 \text{ TeV}$ zu erhöhen.

Die präsentierten Ergebnisse lassen viel für Run II am LHC hoffen und erwarten. Schon bald könnten die ersten supersymmetrischen Prozesse am ATLAS-Experiment beobachtet werden.

ANHANG **A**

Anhang

A.0.7 Untergrund-Signal-Verhalten der Selektionsschritte

In diesem Unterkapitel wird $t\bar{t}$ - und Z-Untergrund mit SUSY-Ereignissen des GMSB-Punkt $\Lambda = 90$ TeV, tan $\beta = 40$ verglichen. Dazu sind die Verteilungen der Datensätze in Abb. A.2 der Variablen abgebildet Die Histogramme sind wieder auf eine Luminosität von $\mathcal{L} = 20$ fb⁻¹ gewichtet.

Zur Veranschaulichung wie gut die Selektion Untergrund abschneidet, ist in Abb. A.1 die fehlende Transversalenergie vor den beiden Signalschnitten dargestellt



Abbildung A.1: Fehlende Transversalenergie vor den beiden Signalschnitten. Gut zu sehen ist, wie im Vergleich zu Abb. A.2 der Untergrund weniger wurde.



Abbildung A.2: Vergleich der Anzahl der gewichteten Untergrundereignisse zu den Signalereignissen, vor dem entsprechendem Schnitt auf die Variable. Von links nach rechts und von oben nach unten sind abgebildet: 1.) Fehlende Transversalenergie, 2.) Transversalimpuls des führenden Jets, 3.) Transversalimpuls des zweiten Jets, 4.) Anzahl der Taus, 5.) Anzahl der Myonen, 6.) Anzahl der Elektronen, 7.) Winkel zwischen fehlender Transversalenergie und führendem Jet, 8.) Winkel zwischen fehlender Transversalenergie und zweitem Jet.

A.0.8 SUSY-Parameter-Studie



Abbildung A.3: Verhältnis der Signifikanzen des Jet-Triggers auf dem Gitter des GMSB-Modells zwischen 2- und 1,5-fachen Werten der Trigger-Plateau-Cuts im Vergleich zu $\sqrt{s} = 8$ TeV.

Literaturverzeichnis

- [1] Georges Aad et al. 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. http://arxiv.org/abs/1407.0603.
- [2] Standard-Modell der Teilchenphysik. http://upload.wikimedia.org/wikipedia/ commons/thumb/1/1c/Standard_Model_of_Elementary_Particles-de.svg/440px-Standard_Model_of_Elementary_Particles-de.svg.png, Version 12. Juli 2014.
- [3] Michael Böhler. *Exclusive search for supersymmetry with same-flavour di-lepton final states with the ATLAS detector*. 2012.
- [4] The ATLAS Collaboration. Observation of a new particle in the Search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. 2012.
- [5] J. Beringer et al. Review of Particle Physics (RPP). Phys. Rev., 2012. http://dx.doi.org/10. 1103/PhysRevD.86.010001.
- [6] Don Lincoln. Die Weltmaschine Der LHC und der Beginn einer neuen Physik. Spektrum Akademischer Verlag, 2011.
- [7] Ashok Das / Thomas Ferbel. Kern- und Teilchenphysik. Spektrum Akademischer Verlag, 1995.
- [8] Jörg Resag. Die Entdeckung des Unteilbaren. Spektrum Akademischer Verlag, 2010.
- [9] NASA. Planck mission brings universe into sharp focus. http://www.nasa.gov/mission_ pages/planck/news/planck20130321.html#.U6rRBBbForY, 21. März 2013, abgerufen am 25. Juni 2014.
- [10] Supersymmetrische Erweiterung des SM. http://scienceblogs.com/startswithabang/ files/2013/05/susyparticles_sm.png, abgerufen am 17. Juni 2014.
- [11] Stephen P. Martin. A Supersymmetry primer. Adv.Ser.Direct.High Energy Phys., 2010. http: //arxiv.org/abs/hep-ph/9709356.
- [12] Oliver Ricken. Development and Analysis of Simplified Models in the Search for Supersymmetry with Tau Leptons in the Finale State at the ATLAS Experiment. November 2013.
- [13] Dörthe Kennedy. Search for Supersymmetry in τ Final States at ATLAS and Constraints on New *Physic Using Elektroweak Precision Data*. Juni 2012.

- [14] Cern Document Server. http://cds.cern.ch/record/1125888/files/bul-pho-2008-078.jpg, abgerufen am 19. Juni 2014.
- [15] ATLAS Experiment. http://atlas.ch/photos/full-detector-cgi.html, abgerufen am 19. Juni 2014.
- [16] G. Aad et al. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. JINST, 2008. http: //dx.doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08003.
- [17] Till Nattermann. Search for Supersymmetry with Tau Leptons, Muons, Missing Transverse Momentum and Jets with the ATLAS Experiment at the Large Hadron Collider. September 2013.
- [18] Steffen Schaepe. Persönliche Kommunikation.
- [19] A. L. Read. Presentation of search results: The Cls technique. 2002.
- [20] Glen Cowan, Kyle Cranmer, Eilam Gross, and Ofer Vitells. Asymptotic formulae for likelihoodbased tests of new physics. *Eur.Phys.J.*, 2011. http://arxiv.org/abs/1007.1727.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Das Standardmodell der Teilchenphysik. In violett sind die Quarks dargestellt, die al- len vier Grundkäften unterliegen. Die Farbe grün kennzeichnet die Leptonen und in rot sind die Austauschteilchen (Eichbosonen) der Wechselwirkungskräfte dargestellt, die mit dem SM beschrieben werden können. Zudem das Higgs-Boson, das erst 2012 ent-	
	deckt wurde. Quelle: [2]	3
2.2	Die supersymmetrische Erweiterung des Standardmodells. Jedes Teilchen aus dem SM	
	hat ein supersymmetrisches Partnerteilchen. Quelle: [10]	5
2.3	Das Massenspektrum für ein GMSB-Modell mit den Parametern $\Lambda = 40 \text{ TeV}$ und $\tan \beta = 30$. Rechts oben sind die stark wechselwirkenden Teilchen abgebildet, das Stau ist das NLSP. Das Gravitino ist auf dieser Massenskala nicht abgebildet, da es zu leicht ist. Ouelle: [13]	7
2.4	Typische Zerfallskette eines Ereignisses mit SUSY-Teilchen. Man erkennt gut, dass Teil- chen nur als Paare erzeugt werden können und am Ende der Kette zwei Gravitinos ste-	7
~ ~		8
2.5	Art des NLSP im GMSB-Modell abhängig von den Parametern A und tan β . Quelle: [13]	8
3.1	Übersicht des Ringbeschleunigers LHC mit den vier Experimenten ATLAS, CMS, ALI- CE und LHCb und den zugehörigen Kontrollpunkten. Zudem ist die Einbettung des	
	LHC in die Landschaft gut zu erkennen. Quelle: [14]	9
3.2	Ein Querschnitt durch das ATLAS-Experiment. In dem zylinderförmigen Experiment sind verschiedene Lagen aufgeschichtet, die unterschiedliche Teilchen nachweisen kön-	10
3.3	nen und verschiedene Eigenschaften messen. Quelle: [15]	10
	reste zu farblosen Teilchen, f)Hadronisierung. Quelle: [3]	14
4.1	Effizienzgraph für den GMSB-Parameterpunkt $\Lambda = 60$ TeV und tan $\beta = 30$. Dargestellt sind die Anzahl der Ereignisse nach jeder Selektionsstufe.	18
4.2	Darstellung der Skalarsumme $H_{\rm T}$ vor dem Analyseverfahren	20
4.3	Darstellung der Skalarsumme $H_{\rm T}$ nach den Trigger-Plateau-Cuts	20
4.4	Darstellung der Skalarsumme $H_{\rm T}$ nach den Schnitten auf die Leptonen	20
4.5	Darstellung der Skalarsumme $H_{\rm T}$ nach allen Schnitten	20
4.6	Effizienz des Analyseverfahrens auf dem Gitter des GMSB-Modells für die Selektion mit den Forderungen nach viel fehlender Transversalenergie, einem harten Jet und dem Vorhandensein eines zweiten Jets, Angaben in %.	21

4.7	Verhältnis der Effizienzen des Ditau-Trigger zu dem Selektionsverfahren mit den Trigger- Plateau-Cuts auf dem Gitter.	22
4.8	Verhältnis der Effizienzen des Ditau-Trigger zu dem Selektionsverfahren mit den Trigger- Plateau-Cuts für Ereignisse, die der schwachen Wechselwirkung entstammen.	23
4.9	Signifikanz für den GMSB-Parameterpunkt $\Lambda = 60 \text{ TeV}$ und tan $\beta = 30$, berechnet nach Gleichung 4.2, aufgetragen gegen die Schnittwerte der Variablen $m_{\text{T}}^{\tau_1} + m_{\text{T}}^{\tau_2}$ und H_{T} .	24
4.10	Normierte Verteilung der Tau-Kandidaten für die Schwerpunktsenergien $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ und $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$	26
4.11	Normierte Verteilung der Taus nach Objektrekonstruktion und Overlap Removal für die Schwerpunktsenergien $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ und $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$.	26
4.12	Vergleich der Effizienz bei der Zuordnung von Taus mit Jets aufgetragen gegen den Transversalimpuls der Taus.	26
4.13	Signifikanz des GMSB-Punktes $\Lambda = 90$ TeV, tan $\beta = 40$ aufgetragen gegen die Schnittwerte der Variablen $m_{\rm T}^{\tau_1} + m_{\rm T}^{\tau_2}$ und $H_{\rm T}$.	28
4.14	Verhalten der Signifikanz bei verschiedenen Parameterpunkten des GMSB-Modells auf dem Gitter.	29
4.15	Wirkungsweise der verschiedenen Triggerstufen. Dargestellt ist der Anteil der verblei- benden Ereignisse nach jeder Selektionsstufe, ein Wert von 1 repräsentiert dabei alle Ereignisse.	30
4.16	Darstellung der Variablen $H_{\rm T}$ nach verschiedenen Selektionsstufen bei Schwerpunkt- senergien von 14 TeV auf 8 TeV. Linke Spalte: Gewichtung auf eine Luminosität von $\mathcal{L} = 20 {\rm fb}^{-1}$. Rechte Spalte: Normalisierung der Histogramme durch Gewichtung auf die Anzahl der Gesamtereignisse.	31
4.17	Effizienz der Analyse mit den Trigger-Plateau-Cuts für alle vorhandenen Parameter- punkte des GMSB-Modells, Angaben in %.	32
4.18	Anteil der Ereignisse, die durch schwache oder starke WW produziert werden, an der Skalarsumme $H_{\rm T}$.	33
4.19	Anteil des Produktionskanals der starken Wechselwirkung in %.	33
4.20	Effizienz der Analyse mit den Trigger-Plateau-Cuts für alle vorhandenen Parameter- punkte des GMSB-Modells für Ereignisse, die mit der starken Wechselwirkung produ- ziert wurden. Angaben in %.	34
4.21	Verhältnis der Effizienzen des Jet-Triggers auf dem Gitter des GMSB-Modells zwischen 2- und 1,5-fachen Werten der Trigger-Plateau-Cuts im Vergleich zu $\sqrt{s} = 8$ TeV.	35
4.22	Verhältnis der Effizienzen zwischen dem Ditau-Trigger und der Analyse, die viel feh- lende Energie und einen harten Jet verlangt.	35
4.23	Verhältnis des Effizienzen zwischen den beiden verschiedenen Analyseverfahren für Er- eignisse im schwachen Produktionskanal.	35
4.24	Funktionsanpassung zur Bestimmung der Flächen von Kontroll- und Signalregion	36
A.1	Fehlende Transversalenergie vor den beiden Signalschnitten. Gut zu sehen ist, wie im Vergleich zu Abb. A.2 der Untergrund weniger wurde.	41

A.2	Vergleich der Anzahl der gewichteten Untergrundereignisse zu den Signalereignissen,	
	vor dem entsprechendem Schnitt auf die Variable. Von links nach rechts und von oben	
	nach unten sind abgebildet: 1.) Fehlende Transversalenergie, 2.) Transversalimpuls des	
	führenden Jets, 3.) Transversalimpuls des zweiten Jets, 4.) Anzahl der Taus, 5.) Anzahl	
	der Myonen, 6.) Anzahl der Elektronen, 7.) Winkel zwischen fehlender Transversalener-	
	gie und führendem Jet, 8.) Winkel zwischen fehlender Transversalenergie und zweitem	
	Jet	42
A.3	Verhältnis der Signifikanzen des Jet-Triggers auf dem Gitter des GMSB-Modells zwi-	
	schen 2- und 1,5-fachen Werten der Trigger-Plateau-Cuts im Vergleich zu $\sqrt{s} = 8$ TeV.	43

Tabellenverzeichnis

2.1	Namensgebung der supersymmetrischen Partnerteilchen und Änderung des Spins bei SUSY. Quelle: [11]	6
4.1	Vergleichstabelle zur Überprüfung der Implementierung. Zudem sind die absolute Zah-	
	len der Ereignisse der Schnittstufen festgehalten.	19
4.2	Verwendete Untergrund-Samples.[18]	25
4.3	Auswahlkriterien und absolute Zahl der Ereignisse nach jeder Selektionsstufe.	32
4.4	Wirkungsquerschnitt, Ereignismenge und Vorhersagen für die Signalregion für alle vor-	
	handenen Parameterpunkte. Quelle: [18]	38