

Suche nach Gebieten auffälliger Signaturen im SUSY Parameterraum



Diplomarbeit

vorgelegt von

Julien de Graat

angefertigt am

Lehrstuhl für Elementarteilchenphysik

Prof. Dr. D. Schaile

Fakultät für Physik

Ludwig-Maximilians-Universität München

6. Mai 2008

Erstgutachterin: Prof. Dr. Dorothee Schaile
Zweitgutachter: PD Dr. Stefan Dittmaier

Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung	vii
1. Einleitung	1
2. Theoretische Grundlagen	3
2.1. Das Standardmodell der Teilchenphysik	3
2.2. Motivation für die Suche nach neuer Physik und Supersymmetrie	5
2.3. Experimentelle Einschränkungen der Supersymmetrie	8
2.4. Mechanismen der Supersymmetrie-Brechung	9
2.4.1. Minimale Supergravitation (mSUGRA)	9
2.4.2. Supersymmetrie-Brechung durch Gaugino-Mediation	10
3. Der Large Hadron Collider und das ATLAS-Experiment	11
3.1. Der Large Hadron Collider	11
3.2. Das ATLAS-Experiment	12
3.2.1. Das ATLAS-Koordinatensystem	12
3.2.2. Der innere Detektor	13
3.2.3. Das Kalorimeter	15
3.2.4. Das Myon-Spektrometer	16
3.2.5. Der Trigger	18
4. Aufbau der Analyse	21
4.1. SOFTSUSY	22
4.2. ISAJET	22
4.3. MicrOMEGAs	23
4.4. PYTHIA	23

5. Untersuchung des Parameterraums	25
5.1. mSUGRA	27
5.1.1. Allgemeine Betrachtung des Parameterraums	27
5.1.2. Multileptonische Endzustände ohne Jetkriterien	34
5.1.3. Multileptonische Endzustände mit Jetkriterien	43
5.2. Supersymmetrie-Brechung durch Gaugino-Mediation	46
5.2.1. Allgemeine Betrachtung des Parameterraums	46
5.2.2. Multileptonische Endzustände ohne Jetkriterien	50
5.2.3. Multileptonische Endzustände mit Jetkriterien	54
6. Zusammenfassung	57
A. Anhang	59
Literaturverzeichnis	65
Danksagungen	69

Kurzfassung

Der Large Hadron Collider (LHC) am CERN wird mit Proton-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 14$ TeV die Suche nach neuer Physik ermöglichen. Supersymmetrie ist eine Theorie jenseits des Standardmodells, nach der intensiv gesucht werden wird. Viele supersymmetrische Modelle besitzen Teilchenspektren, die man am LHC entdecken könnte.

Mithilfe mehrerer Programmpakete wurden supersymmetrische Ereignisse untersucht. Zunächst erfolgte die Berechnung supersymmetrischer Teilchenspektren und ihre Überprüfung auf bereits bekannte Einschränkungen. Anschließend wurden mit einem Monte-Carlo-Generator, ausgehend von den berechneten Teilchenspektren, supersymmetrische Ereignisse simuliert und diese schließlich analysiert. Besonders vielversprechend für eine Entdeckung der Supersymmetrie erscheinen multileptonische Ereignisse. Der Einfluss der Parameter zweier supersymmetrischer Modelle auf die Ereignisrate und die Ereignistopologie wurde untersucht. Zu diesem Zweck wurden Ereignisse mit zwei Leptonen gleicher Ladung bzw. mit drei Leptonen betrachtet. Der Einfluss verschiedener Schnitte auf die Leptonen und Jets wurde für unterschiedliche Modellparameterwerte untersucht.

1. Einleitung

Mit dem Start des Large Hadron Collider (LHC) noch in diesem Jahr ergibt sich für die Hochenergiephysik die Möglichkeit, Teilchenkollisionen bei bisher unerreichten Energien zu untersuchen. Kollisionen bei diesen Energien erzeugen Bedingungen, wie sie kurz nach dem Urknall herrschten. Man hofft, damit einen Einblick in die kleinsten Strukturen der Materie zu gewinnen und so auch einen Beitrag zu leisten zur Lösung des Rätsels, "was die Welt im Innersten zusammenhält"[1].

Die momentan beste Theorie zur Beschreibung der Materie und ihrer Wechselwirkungen ist das Standardmodell der Elementarteilchenphysik (Standardmodell). Schon seit Jahren wird das Standardmodell durch Beschleunigerexperimente untersucht und immer wieder bestätigt. Doch trotz des großen Erfolgs des Standardmodells gibt es auch einige Kritikpunkte. Manche Phänomene werden zwar sehr genau beschrieben, ihre Hintergründe aber nicht erklärt.

Eine Theorie, die diese Schwäche nicht aufweist, ist von großer Bedeutung für das Verständnis der fundamentalen Strukturen der Materie. Supersymmetrie stellt einen ersten Schritt in diese Richtung dar. Die Theorie besitzt den Vorteil, dass sie sich als Erweiterung des Standardmodells realisieren lässt. Man verzichtet also nicht auf die bereits bestätigten Erkenntnisse des Standardmodells, sondern erweitert die Theorie. Dabei eröffnen sich verschiedene Möglichkeiten. Viele der supersymmetrischen Erweiterungen des Standardmodells ergeben Modelle mit einem Spektrum zusätzlicher Teilchen, die man am LHC zumindest teilweise nachweisen kann. In der vorliegenden Arbeit werden zwei dieser Modelle untersucht.

2. Theoretische Grundlagen

2.1. Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik (Standardmodell) [2, 3] ist eine experimentell gut bestätigte Theorie der Elementarteilchen. Im Rahmen einer relativistischen Quantenfeldtheorie werden die Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen beschrieben. Die Materie ist aufgebaut aus fermionischen Teilchen, deren Wechselwirkung durch bosonische Teilchen vermittelt wird. Die beschriebenen Wechselwirkungen sind die starke, die schwache und die elektromagnetische Wechselwirkung, wobei die schwache und die elektromagnetische Wechselwirkung vereint beschrieben werden in der elektroschwachen Theorie. Die vierte fundamentale Kraft, die Gravitation, ist nicht Bestandteil des Standardmodells.

Die Kräfte werden durch Bosonen mit Spin 1 vermittelt. Es gibt acht masselose Gluonen als Austauscheteilchen der starken Wechselwirkung, 3 massive Bosonen W^\pm und Z^0 als Austauscheteilchen der schwachen Wechselwirkung und das masselose Photon (γ) als Austauscheteilchen der elektromagnetischen Wechselwirkung. Die Gluonen koppeln an die Farbladung, die massiven Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung an den schwachen Isospin und die Photonen an die elektrische Ladung der Teilchen.

Die Fermionen sind gemäß ihrer Wechselwirkungen in 6 Leptonen und 6 Quarks unterteilt, bei denen jeweils paarweise 3 Familien oder Generationen unterschieden werden. Bei den Leptonen besitzt jede Familie dabei ein elektrisch geladenes Lepton und ein elektrisch neutrales Neutrino. Erst seit kurzer Zeit ist bekannt, dass die Neutrinos nicht gänzlich masselos sind, sondern eine sehr geringe Masse besitzen. Während die Quarks an allen drei Wechselwirkungen teilnehmen, wirkt auf die Leptonen nur die elektroschwache Wechselwirkung. Zu jedem Fer-

mion innerhalb des Standardmodells gibt es außerdem noch ein Antiteilchen mit entgegengesetzter elektrischer Ladung, Farbladung, Leptonzahl, Baryonzahl und entgegengesetztem schwachen Isospin. Insbesondere die Masse und der Spin der Antiteilchen entsprechen der Masse und dem Spin der Teilchen.

Das Standardmodell basiert auf dem Eichprinzip, wonach alle Kräfte vermittelt werden durch den Austausch eines masselosen Eichfelds. Massenterme für die Fermionen und die Austauschteilchen in der Lagrangedichte sind nicht verträglich mit dem Eichprinzip. Die Austauschteilchen der schwachen Wechselwirkung, W^\pm und Z^0 , sind jedoch nicht masselos. Dieser Widerspruch lässt sich auflösen durch den Higgs-Mechanismus. Man führt ein sogenanntes Higgs-Feld ein, das einen nicht-verschwindenden Vakuumerwartungswert besitzt. Man erhält eine Symmetrie-erhaltende Lagrangedichte, während der Grundzustand die Symmetrie bricht. Durch die Einführung dieser spontanen Symmetriebrechung der elektroschwachen Theorie erhalten die schweren Eichbosonen ihre Masse. Neben den Massen der Eichbosonen sagt der Higgs-Mechanismus auch ein bisher nicht entdecktes Spin-0-Teilchen voraus. Die Masse dieses Higgs-Bosons wird im Rahmen der Theorie nicht vorhergesagt, sondern hängt von seinen ebenfalls unbekanntenen Kopplungen ab.

Eine wichtige Eigenschaft der starken Wechselwirkung ist die Hadronisierung. Als freie Teilchen existieren nur solche Teilchen, die keine Farbladung tragen. Versucht man, zwei farbgeladene Objekte aus einem gebundenen Zustand zu trennen, so nimmt mit ihrem Abstand auch die Energiedichte zwischen ihnen zu bis die Energie ausreicht, ein Quark-Antiquark-Paar zu erzeugen. Der Zusammenschluss farbgeladener Quarks zu farbneutralen Teilchen wird als Hadronisierung bezeichnet. In Beschleunigerexperimenten äußert sich dies in eindeutigen Signaturen von erzeugten Quarks in Form sogenannter Jets. Diese enthalten zahlreiche Hadronen, die alle in etwa dieselbe Flugrichtung besitzen.

2.2. Motivation für die Suche nach neuer Physik und Supersymmetrie

Trotz des großen Erfolgs des Standardmodells bei der Beschreibung der fundamentalen Wechselwirkungen bleiben einige Fragen offen. Eine neue Theorie der fundamentalen Wechselwirkungen der Elementarteilchen sollte diese Fragen beantworten.

Der Mechanismus der elektroschwachen Symmetriebrechung wird nicht vorhergesagt und ist bisher nicht bekannt. Da das Higgs-Boson noch nicht entdeckt wurde, konnte auch der Higgs-Mechanismus bisher nicht bestätigt werden.

Zudem besitzt das Standardmodell eine Vielzahl frei wählbarer Parameter, für die es keine theoretische Vorhersage gibt. Dazu gehören neben der Masse des Higgs-Bosons beispielsweise auch die Massen der Quarks und der Leptonen sowie die Kopplungsstärken der elektromagnetischen, schwachen und starken Wechselwirkung. Große vereinheitlichte Theorien (Grand Unified Theories, GUTs) beschreiben die drei fundamentalen Wechselwirkungen des Standardmodells in einer Theorie. Die Kräfte werden bei einer Energieskala $M_{GUT} \sim 10^{16} \text{ GeV}^1$ gleich stark. Der Grund für den großen Unterschied zwischen dieser GUT-Energieskala und der Energieskala der elektroschwachen Vereinheitlichung, $M_W \sim 10^2 \text{ GeV}$, ist unbekannt, das Phänomen wird als Hierarchieproblem bezeichnet.

Die Kopplungsstärken der drei fundamentalen Wechselwirkungen sind nicht konstant, sondern hängen von der Energie ab. Die Kopplungskonstanten der starken und der schwachen Wechselwirkung werden bei zunehmender Energie kleiner, während die Kopplungskonstante der elektromagnetischen Wechselwirkung größer wird. Die Werte der drei Kopplungskonstanten laufen zwar ungefähr gegen einen gemeinsamen Wert, schneiden sich jedoch im Rahmen des Standardmodells nicht in einem Punkt.

Ein weiterer Aspekt betrifft den Higgs-Mechanismus. Das Higgs-Feld des Standardmodells erfordert einen nicht-verschwindenden Vakuumerwartungswert an seinem Potentialminimum. Elektroschwache Präzisionsmessungen haben $m_H =$

¹In dieser Arbeit werden natürliche Einheiten mit $c = 1$ und $\hbar = 1$ verwendet. Damit werden neben der Energie auch Massen und Impulse in der Einheit eV (meist GeV) angegeben.

$\mathcal{O}(100 \text{ GeV})$ ergeben. In theoretischen Berechnungen erhält diese Größe jedoch Beiträge durch Schleifenkorrekturen von allen Teilchen, die an das Higgs-Boson koppeln. Diese Beiträge liegen in der Größenordnung des Gültigkeitsbereichs der elektroschwachen Theorie. Damit diese sehr großen Beiträge sich gegenseitig aufheben, ist ein hohes Maß an 'Fine-Tuning' erforderlich.

Supersymmetrie [4, 5] ist eine neue Theorie, die diese offenen Punkte erklären kann. Insbesondere ist es möglich, Supersymmetrie als Erweiterung des Standardmodells zu konstruieren. Supersymmetrie ist eine neue Symmetrie, die Bosonen und Fermionen verbindet. Durch eine Supersymmetrie-Transformation wird ein fermionischer Zustand in einen bosonischen Zustand transformiert und umgekehrt. Die durch die Transformation entstehenden neuen Teilchen werden allgemein als supersymmetrische Teilchen oder als Superpartner der Teilchen des Standardmodells bezeichnet. Die Superpartner unterscheiden sich von ihren Partnern nur durch ihren Spin, der um $\frac{1}{2}$ abweicht. Alle anderen Quantenzahlen sind gleich, insbesondere also auch die Masse. Da bisher jedoch keinerlei Anzeichen für leichte ($< 100 \text{ GeV}$) Superpartner der Standardmodellteilchen gefunden wurden, muss Supersymmetrie eine gebrochene Symmetrie sein mit einem Brechungsmechanismus, der den supersymmetrischen Teilchen eine Masse gibt, die teilweise einige Größenordnungen über der Masse der Standardmodellteilchen liegt². Die Supersymmetrie-Transformation wandelt die Spin- $\frac{1}{2}$ -Fermionen des Standardmodells in Bosonen mit Spin 0 und die Spin-1-Bosonen in Fermionen mit Spin $\frac{1}{2}$ um. Das skalare Higgs-Boson (Spin 0) erhält einen Superpartner mit Spin $\frac{1}{2}$. Die Namen der Superpartner erhält man durch Vorausstellung eines S bei den skalaren Teilchen (z.B. Stop als Superpartner des Top-Quarks oder Seletron als Superpartner des Elektrons) und durch Anhängen von -ino bei den fermionischen Teilchen (z.B. Zino als Superpartner des Z^0 -Bosons oder Gluino als Superpartner des Gluons). Allgemein werden die Superpartner der Fermionen Sfermionen, die Superpartner der Eichbosonen Gauginos (nach dem Englischen "gauge boson" für Eichboson) genannt.

Das minimale supersymmetrische Standardmodell (MSSM) ist eine minimale Er-

²Die bekannten Teilchen des Standardmodells sind allesamt als Superpartner anderer Standardmodellteilchen ausgeschlossen, ebenso das Higgs-Boson.

weiterung des Standardmodells. Es ist minimal in Bezug auf die Anzahl der neuen Teilchen. Jedes Teilchen erhält einen Superpartner. Zudem wird das komplexe Higgs-Dublett des Standardmodells ersetzt durch zwei komplexe chirale Higgs-Multipletts. Die Superpartner der Higgs-Bosonen heißen Higgsinos. Eine weitere Eigenschaft betrifft die Mischung der Gauginos. Die Superpartner der Eichbosonen des Standardmodells und der Higgs-Bosonen sind nicht die Masseneigenzustände der supersymmetrischen Teilchen. Diese mischen zu vier neutralen Teilchen, den Neutralinos $\chi_{1,2,3,4}^0$ (Mischung aus ungeladenem Wino, Bino und den neutralen Higgsinos) und zwei geladenen Charginos³ $\chi_{1,2}^\pm$ (Mischung der geladenen Winos und Higgsinos).

R-Parität ist eine weitere Symmetrie, die in den meisten supersymmetrischen Modellen eingeführt wird. Es handelt sich dabei um eine multiplikative Quantenzahl, die für die Standardmodellteilchen den Wert 1 und für die supersymmetrischen Teilchen den Wert -1 annimmt. Durch die Forderung nach Erhaltung der R-Parität an jedem Vertex ist die Stabilität des Protons sichergestellt, das sonst in vielen Modellen nur eine sehr kurze Lebensdauer hätte. Außerdem folgt aus der Erhaltung der R-Parität die Stabilität des leichtesten supersymmetrischen Teilchens (LSP für "lightest supersymmetric particle"). Aufgrund seiner Stabilität darf dieses Teilchen weder elektrische noch Farbladung tragen. Es ist damit ein geeigneter Kandidat zur Erklärung der dunklen Materie oder zumindest eines Teils der dunklen Materie im Universum, die nur schwach mit den Teilchen des Standardmodells wechselwirkt.

Abbildung 2.1 zeigt eine typische Zerfallskaskade eines supersymmetrischen Ereignisses. Dabei entstehen mehrere Quarks, die anschließend zu Jets hadronisieren, und mehrere Leptonen. Durch das LSP am Ende der Zerfallskaskade tritt zusätzlich noch fehlende Energie in der Energiebilanz des beobachteten Teils des Ereignisses auf, da man das LSP in Detektoren nicht beobachtet. Wie an diesem Beispiel zu sehen ist, besteht eine typische supersymmetrische Signatur aus mehreren Jets, mehreren Leptonen und fehlender Energie.

Eine Signatur ohne Jets ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Man erkennt hier einen Endzustand mit 3 geladenen Leptonen und fehlender Transversalenergie, der aus

³Unter Berücksichtigung der elektrischen Ladung ergeben sich vier Charginos.

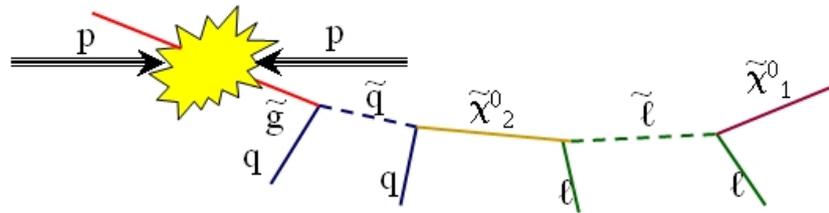


Abbildung 2.1.: Typischer supersymmetrischer Kaskadenzerfall.

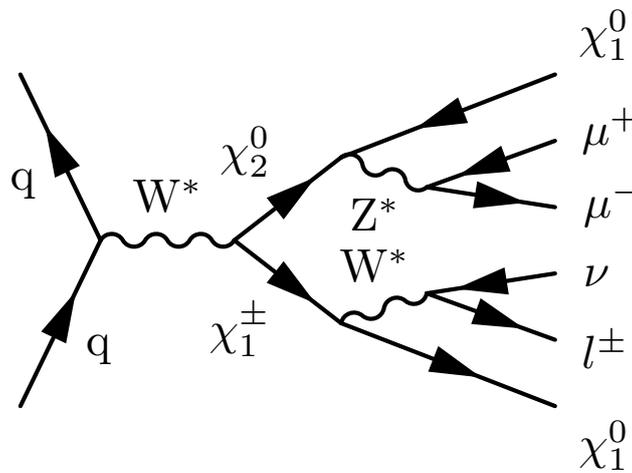


Abbildung 2.2.: Paarproduktion von Gauginos.

einer direkten Gaugino-Paarproduktion entstanden ist.

2.3. Experimentelle Einschränkungen der Supersymmetrie

In bisherigen Suchen nach Supersymmetrie an früheren und bestehenden Experimenten wurde Supersymmetrie nicht entdeckt. Sehr wohl aber konnten untere Grenzen für die Massen der supersymmetrischen Teilchen gesetzt werden. In die-

ser Arbeit werden die fest in micrOMEGAs [6] programmierten Massengrenzen der LEP-Experimente verwendet.

Das LSP muss aufgrund kosmologischer Beobachtungen elektrisch und farbneutral sein. WMAP-Messungen [6–8] haben in letzter Zeit sehr genau nachweisen können, dass unser Universum einen großen Anteil an dunkler Materie enthält. Das Satellitenexperiment WMAP dient der Erforschung der kosmischen Hintergrundstrahlung. Die dunkle Materie besteht aus schwach wechselwirkenden Teilchen, wobei eine Restdichte eines elektrisch neutralen und farbneutralen LSP, das im frühen Universum in großen Mengen produziert wurde und dessen Dichte durch Paarvernichtungsprozesse reduziert wurde, eine geeignete Erklärung für die Existenz der dunklen Materie sein könnte. Da auch andere Teilchen zur dunklen Materie beitragen können, wird in dieser Arbeit nur die obere Grenze des Zahlenwerts $0.094 < \Omega_{CDM} h^2 < 0.128$ [6–8] verwendet.

Eine weitere Einschränkung der Supersymmetrie erhält man durch die Forderung nach elektroschwacher Symmetriebrechung. In manchen Bereichen der Parameterräume der supersymmetrischen Modelle erreicht man kein geeignetes Higgs-Potential.

2.4. Mechanismen der Supersymmetrie-Brechung

2.4.1. Minimale Supergravitation (mSUGRA)

Im Modell der minimalen Supergravitation (mSUGRA) erfolgt die Supersymmetrie-Brechung in einem verborgenen, nicht sichtbaren Sektor durch spontane Symmetriebrechung (ähnlich dem Higgs-Mechanismus). Über die Gravitation wird sie an den sichtbaren Sektor mit den beobachtbaren Teilchen vermittelt. mSUGRA beschreibt die Supersymmetrie-Brechung in GUT-Modellen. Das Modell besitzt fünf Parameter:

- m_0 : gemeinsame Masse der Spin-0-Teilchen an der GUT-Energieskala,
- $m_{\frac{1}{2}}$: gemeinsame Masse der Gauginos an der GUT-Energieskala,
- $\tan\beta$: Verhältnis der Higgs-Vakuumerwartungswerte,

- A_0 : trilineare Kopplung,
- $sgn\mu$: Vorzeichen des Higgsino-Massenterms.

Durch Angabe dieser fünf Parameter und der Masse des Z^0 -Bosons und des Top-Quarks als Randbedingungen lassen sich das gesamte supersymmetrische Teilchenspektrum und die Kopplungen berechnen.

2.4.2. Supersymmetrie-Brechung durch Gaugino-Mediation

Ein weiteres Modell der Supersymmetrie-Brechung ist die Gaugino-vermittelte Supersymmetrie-Brechung [9–11]. In diesem Modell wird die Brechung der Supersymmetrie von einem verborgenen Sektor zu den beobachtbaren Teilchen durch die Gauginos vermittelt. Das Modell wird durch fünf Parameter beschrieben:

- $m_{\frac{1}{2}}$: gemeinsame Masse der Gauginos an der GUT-Energieskala,
- $m_{h_1}^2, m_{h_2}^2$: Quadrate der Higgs-Massenparameter,
- $\tan\beta$: Verhältnis der Higgs-Vakuumerwartungswerte,
- $sgn\mu$: Vorzeichen des Higgsino-Massenterms.

Der Parameter A_0 (siehe Abschnitt 2.4.1) ist auf Null gesetzt.

Auch bei diesem Modell kann man mit der zusätzlichen Angabe der Masse des Z^0 -Bosons und des Top-Quarks als Randbedingungen das supersymmetrische Teilchenspektrum und die Kopplungen berechnen.

3. Der Large Hadron Collider und das ATLAS-Experiment

3.1. Der Large Hadron Collider

Der Large Hadron Collider (LHC) [12] am CERN¹ bei Genf ist der größte bisher gebaute Teilchenbeschleuniger. In einem Ringbeschleuniger mit einem Umfang von 27 km sollen Protonen bzw. Bleikerne zur Kollision gebracht werden. In dem Tunnel, der sich 50 bis 175 m unter der Erde befindet, war vor dem Bau des LHC das LEP-Experiment untergebracht.

Nach dem Durchlaufen von Vorbeschleunigern werden die Protonen in die gegenläufigen Vakuumröhren des Hauptbeschleunigers injiziert und auf die nominelle Energie von 7 TeV beschleunigt. In Bündeln von bis zu 10^{11} Teilchen werden die Protonen alle 25 ns bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 14$ TeV zur Kollision gebracht. Die dabei erreichte Designluminosität beträgt $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. In den ersten Jahren wird die Luminosität noch bei $\mathcal{L} = 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ liegen.

Am LHC sind vier unabhängige Experimente aufgebaut: zwei Universaldetektoren ATLAS² (siehe Abschnitt 3.2) und CMS³, sowie zwei Detektoren für spezielle physikalische Prozesse LHCb⁴ und Alice⁵. Die hohe Schwerpunktsenergie bei LHC ermöglicht die Erzeugung von Teilchen, die aufgrund ihrer hohen Masse bisher nicht entdeckt werden konnten. Insbesondere supersymmetrische Modelle können so getestet werden.

¹Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

²Ursprünglich **A Toroidal LHC ApparatuS**, inzwischen als Eigenname verwendet.

³Compact Muon Solenoid

⁴Large Hadron Collider beauty experiment

⁵A Large Ion Collider Experiment

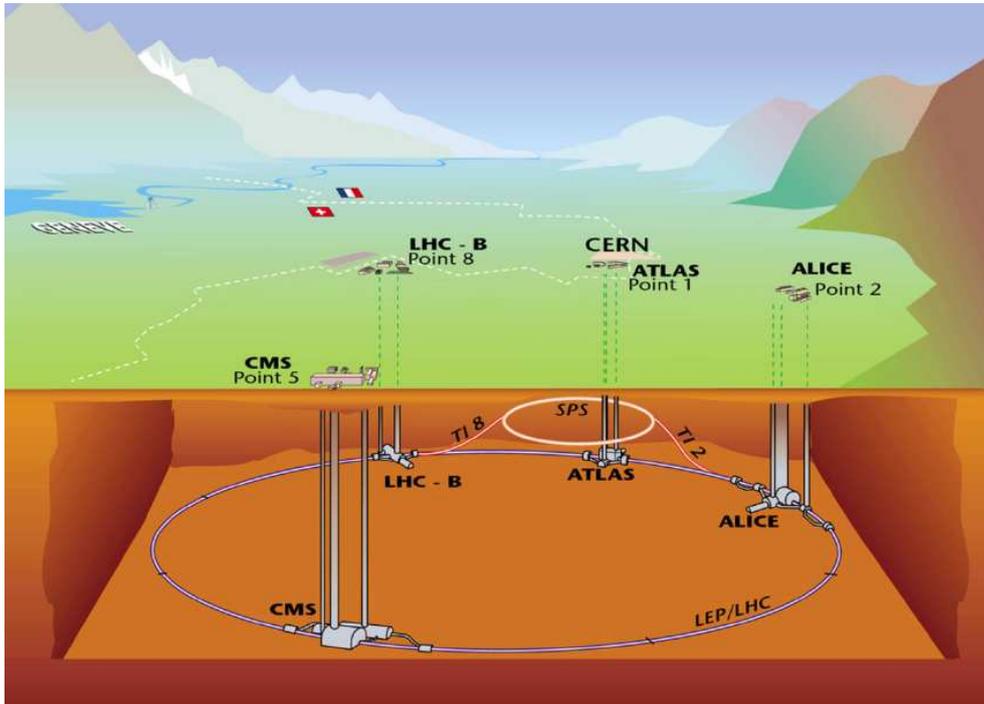


Abbildung 3.1.: Der LHC am CERN [13].

3.2. Das ATLAS-Experiment

Der ATLAS-Detektor [14, 15] (Abbildung 3.2) am LHC ist ein Universaldetektor. Er ist 44 m lang, 25 m hoch und wiegt 7000 t. Damit ist er der größte Detektor am LHC. Sein zwiebelartiger Aufbau ermöglicht es, die meisten Teilchen, die bei den Kollisionen entstehen, zu detektieren.

3.2.1. Das ATLAS-Koordinatensystem

Die z -Achse des rechtshändigen ATLAS-Koordinatensystems (Abbildung 3.3) verläuft entlang der Strahlachse, die y -Achse zeigt nach oben und die x -Achse vom Kollisionspunkt zum Mittelpunkt des Beschleunigerrings.

Der Azimutwinkel Φ ist definiert in der Ebene senkrecht zur Strahlachse, wobei $\Phi = 0$ der positiven x -Achse entspricht.

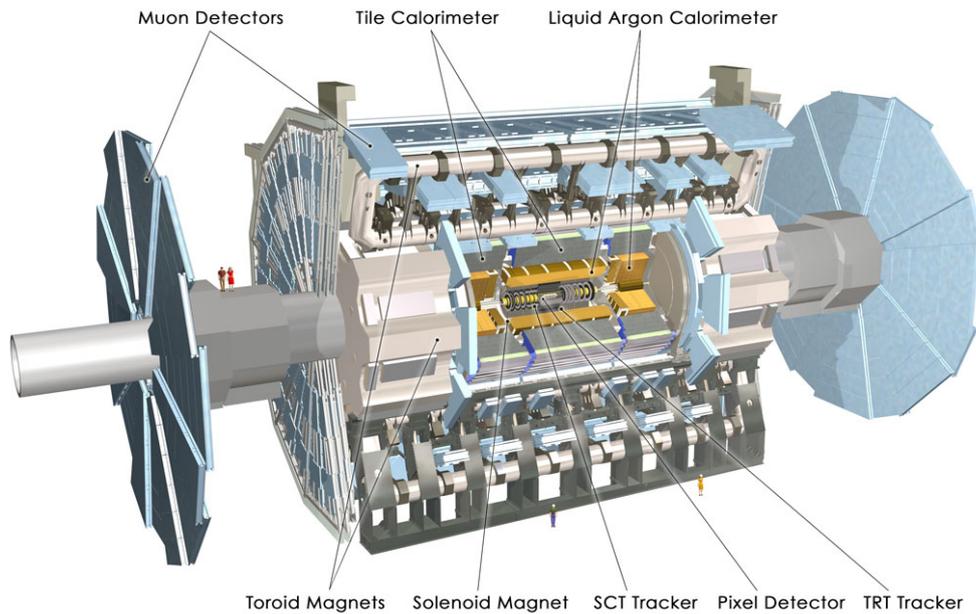


Abbildung 3.2.: Der ATLAS-Detektor [16].

Der Polarwinkel θ ist definiert ausgehend von der z -Achse. Die gebräuchlichere Größe ist jedoch die Pseudorapazität η , da die Differenz zweier η -Werte lorentzinvariant unter Boosts in z -Richtung ist. Die Pseudorapazität ist folgendermaßen definiert:

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

Eine wichtige Größe ist zudem der Transversalimpuls p_T . Dabei handelt es sich um die Projektion des Teilchenimpulses auf die Ebene senkrecht zur Strahlachse.

3.2.2. Der innere Detektor

Der innere Detektor (Abbildung 3.4), der sich direkt am Wechselwirkungspunkt befindet, ist 6,2 m lang und besitzt einen Durchmesser von 2,1 m. In ihm werden die durch ein Magnetfeld der Stärke 2 T gekrümmten Bahnen der geladenen Teilchen gemessen. Aus der Krümmung der Bahnen lässt sich der Impuls der

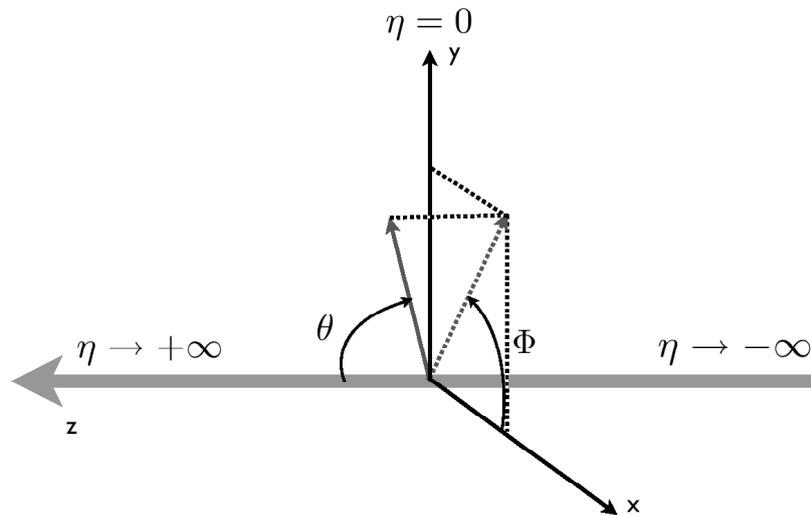


Abbildung 3.3.: ATLAS-Koordinatensystem.

Teilchen rekonstruieren.

Der innere Detektor besteht aus drei Teilen:

- Der **Pixeldetektor** bildet die innerste Komponente des Detektors direkt am Wechselwirkungspunkt. Zylindrisch in drei Schichten bzw. in fünf Scheiben an den Enden angeordnete Halbleiterdetektoren ermöglichen die Rekonstruktion der Vertizes. In der Ebene senkrecht auf der z-Richtung ($R\Phi$ -Richtung) liegt die erreichbare Auflösung bei $12 \mu\text{m}$, in z-Richtung bei $66 \mu\text{m}$.
- Die acht Lagen Siliziumstreifendetektoren des **Semi Conductor Tracker** (SCT) ermöglichen bis zu acht weitere Präzisionsmessungen der Spur. Die Auflösung der Spurmessung beträgt hier $16 \mu\text{m}$ in $R\Phi$ - und $580 \mu\text{m}$ in z-Richtung. Es wird der Bereich $|\eta| < 2,5$ abgedeckt.
- Die letzte Komponente des inneren Detektors bildet der **Transition Radiation Tracker** (TRT). Dieser Driftrohrdetektor ist mit Xenon gefüllt und liefert weitere 36 Spurpunkte. Er unterstützt die Elektron-Identifika-

tion durch Nachweis von Übergangsstrahlung.

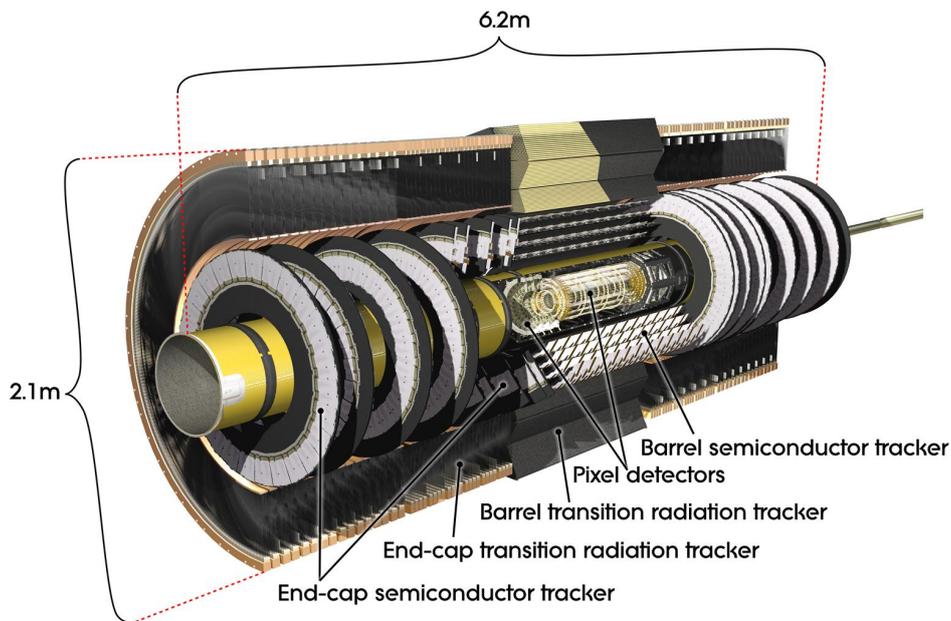


Abbildung 3.4.: Der innere Detektor bei ATLAS [16].

3.2.3. Das Kalorimeter

Die Kalorimeter messen die Energien der Teilchen, indem sie die Teilchen absorbieren. Das Kalorimeter bei ATLAS besteht aus zwei Sampling-Kalorimetern, einem elektromagnetischen und einem hadronischen.

- Das **elektromagnetische Kalorimeter** dient der Messung der Energie von Teilchen, die hauptsächlich elektromagnetisch wechselwirken. Die aus der Wechselwirkung mit Blei- bzw. Edelmetallabsorbieren entstandenen Teilchenschauer werden in mit flüssigem Argon gefüllten Lücken nachgewiesen. Die Energieauflösung beträgt $\Delta E/E = 10 - 30\%/\sqrt{E/GeV}$. Das elektromagnetische Kalorimeter deckt den Bereich $|\eta| < 3,2$ ab.

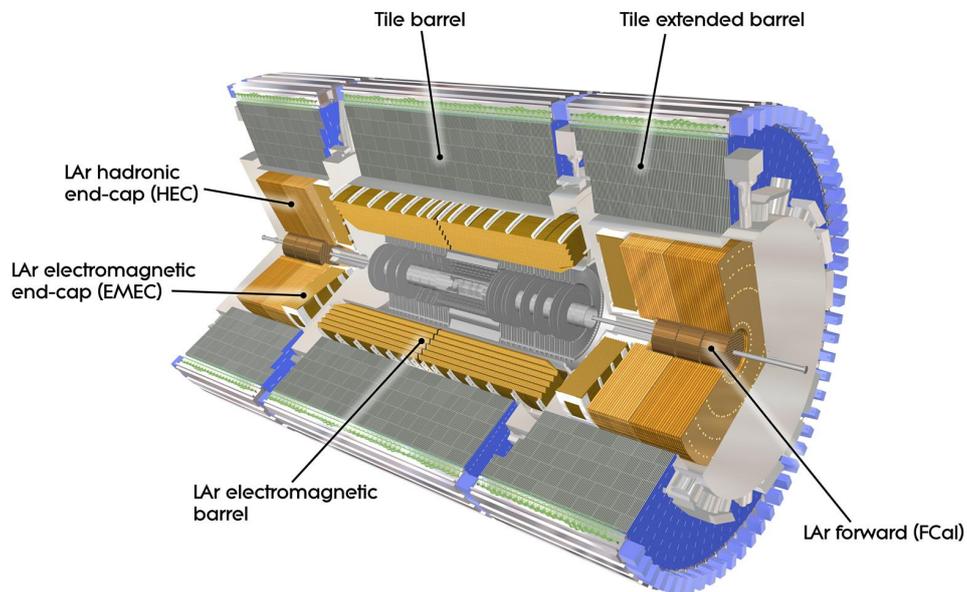


Abbildung 3.5.: Das ATLAS-Kalorimeter [16].

- Im **hadronischen Kalorimeter** werden die stark wechselwirkenden Teilchen absorbiert. Eisenabsorber und Szintillatorplatten werden im Zentralbereich eingesetzt für den Nachweis der Teilchenschauer, Absorber aus Kupfer und Wolfram sowie flüssiges Argon als Sampling-Material in den Endkappen und in Vorwärtsrichtung. Die Energieauflösung ist mit $\Delta E/E = 50 - 100\% / \sqrt{E/GeV}$ schlechter als beim elektromagnetischen Kalorimeter, der abgedeckte Bereich entspricht mit $|\eta| < 3,2$ dem Bereich des elektromagnetischen Kalorimeters.

3.2.4. Das Myon-Spektrometer

Die äußerste Komponente des ATLAS-Detektors bildet das **Myon-Spektrometer** (Abbildung 3.6). Die Myonen sind neben den Neutrinos die einzigen Teilchen des Standardmodells, die nicht bereits vor dem äußeren Detektorbereich zerfallen oder im Kalorimeter absorbiert werden. Sie können daher sehr gut im äußeren Bereich des Detektors vermessen werden.

In einem Magnetfeld befinden sich hier **Monitored Drift Tubes** (MDTs) in 2 Superlagen mit je 3 Lagen von Driftröhren. Sie vermessen im meisten η -Bereich die Spur der Myonen und sind aufgebaut aus drei zylinderförmigen sowie an den Endkappen zusätzlich aus drei radialen Lagen von Driftröhren, die mit einem Argon-Kohlendioxid-Gasgemisch gefüllt sind.

In der Nähe der Strahlachse und bei großen Pseudorapiditäten werden **Cathode Strip Chambers** (CSCs) verwendet. Dabei handelt es sich um Multidraht-Proportionalkammern.

Im Zentralbereich werden die Myonen in **Resistive Plate Chambers** (RPCs) und im Endkappenbereich in **Thin Gap Chambers** (TGCs) getriggert.

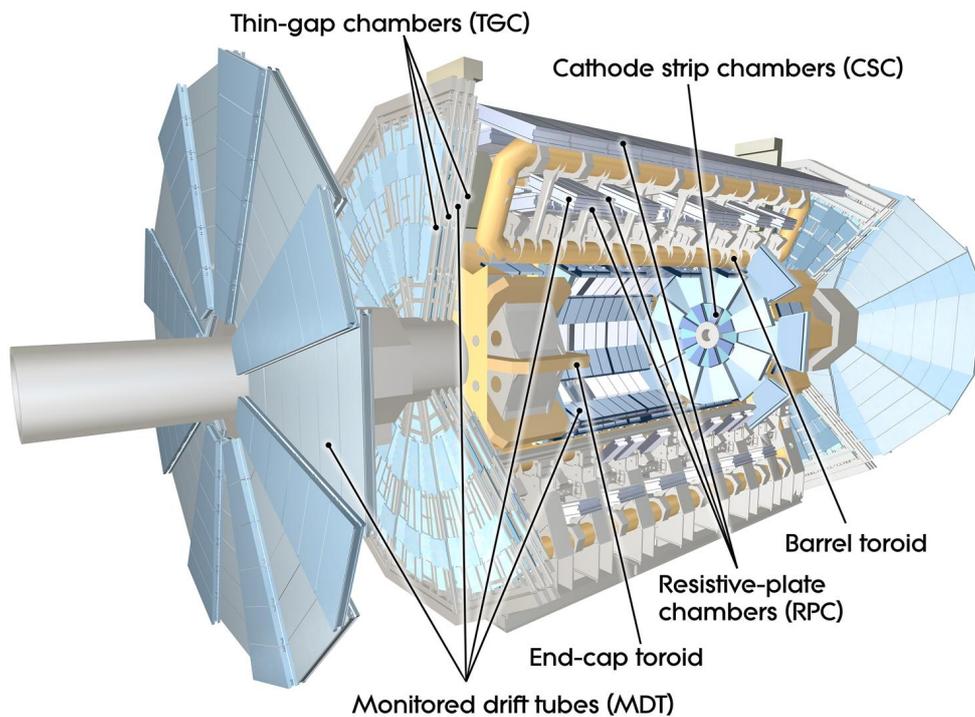


Abbildung 3.6.: Das Myon-Spektrometer bei ATLAS [16].

3.2.5. Der Trigger

Die Kollisionsrate bei LHC von 40 MHz wird bei ATLAS durch einen dreistufigen Trigger auf eine Ereignisrate von 100 Hz reduziert. Dabei versucht man nach Möglichkeit, interessante Ereignisse von uninteressanten zu trennen und nur interessante Ereignisse aufzuzeichnen. Der Trigger besteht aus folgenden Komponenten:

- Der Level-1 Trigger (LVL1), ein Hardware-Trigger, untersucht die Signale aus dem Kalorimeter und dem Myonspektrometer. Seine Aufgabe ist die Identifikation interessanter Ereignisse und die Assoziation dieser Ereignisse mit dem entsprechenden Bunch-Crossing. Er kennzeichnet zudem die Bereiche des Detektors, in denen interessante Signale aufgetreten sind (Regions of Interest, RoI).
- Im softwarebasierten Level-2 Trigger (LVL2) werden die RoI erneut untersucht und es wird eine weitere Auswahl aufgrund von Selektionssoftware getroffen. Außerdem werden noch nicht untersuchte Detektorbereiche betrachtet.
- Der softwarebasierte Event Filter (EF) entscheidet letztlich über das Abspeichern der Ereignisse und klassifiziert sie zudem.

Eine Übersicht über den Trigger bietet Abbildung 3.7.

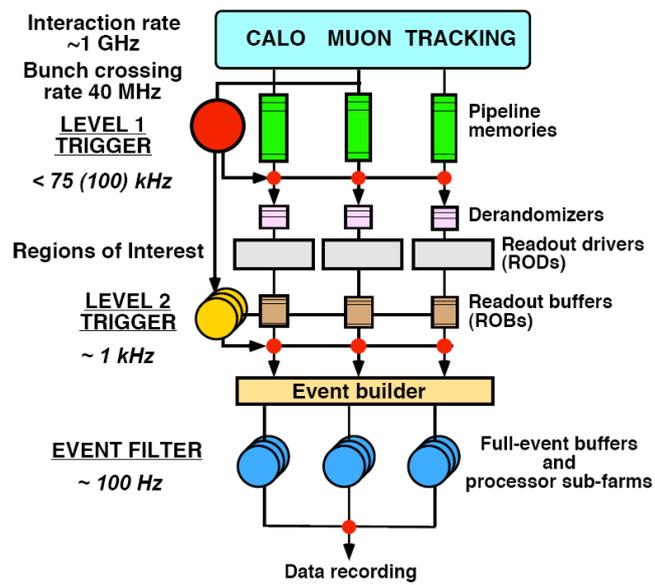


Abbildung 3.7.: Aufbau des Triggers bei ATLAS [17].

4. Aufbau der Analyse

In diesem Kapitel werden der allgemeine Aufbau des verwendeten Programms beschrieben und die einzelnen externen Programmpakete vorgestellt.

Nach dem Einlesen der Parameter werden nacheinander verschiedene Berechnungen durchgeführt. In einem ersten Schritt wird ein supersymmetrisches Teilchenspektrum berechnet, sofern nicht theoretische Einschränkungen dies verhindern. Hier kann zwischen zwei Programmpaketen gewählt werden. Ausgehend von den vom Benutzer vorgegebenen Parameterwerten wird ein supersymmetrisches Niederenergiemassenspektrum berechnet. Falls erfolgreich ein Spektrum berechnet wird, folgt die Berechnung des Anteils des LSP an der dunklen Materie. An dieser Stelle werden auch Einschränkungen auf die Massen der supersymmetrischen Teilchen überprüft. Im nächsten Schritt wird in einer Schleife ein Monte-Carlo-Generator aufgerufen, der unter Verwendung des zuvor berechneten Massenspektrums ein Ereignis simuliert. Dieses Ereignis wird untersucht und je nach Topologie und Teilcheninhalt werden bestimmte Zählvariablen erhöht (siehe Kapitel 5). Diese Schleife wird durchlaufen, bis eine gewünschte Anzahl von Ereignissen simuliert ist. Schließlich werden die simulierten Daten zur Auswertung in einer Datei gespeichert.

Der geschilderte Ablauf wird üblicherweise mehrfach durchlaufen, und zwar mit verschiedenen Werten für die Parameter des Supersymmetrie-Modells. Bei einem Durchlauf ist eine zweidimensionale Untersuchung des Parameterraums möglich. Für das mSUGRA-Modell ist eine Untersuchung der m_0 - $m_{\frac{1}{2}}$ -Ebene möglich und für das Modell der Gaugino-vermittelten Supersymmetrie-Brechung eine Untersuchung der $m_{h_1}^2$ - $m_{h_2}^2$ -Ebene. Der Einfluss der anderen Parameter kann in weiteren Programmdurchläufen untersucht werden.

Die Analyse wurde auf Generatorebene ohne Detektorsimulation durchgeführt.

4.1. SOFTSUSY

SOFTSUSY [18] berechnet Massenspektren supersymmetrischer Teilchen. Der Benutzer gibt ein Modell der Supersymmetrie-Brechung und die entsprechenden Parameter vor. SOFTSUSY löst dann die Renormierungsgruppengleichungen. Die Eichkopplungen auf der elektroschwachen Skala, die Fermionmassen sowie erfolgreiche elektroschwache Symmetriebrechung werden als Randbedingungen verwendet. Vom Benutzer anzugeben sind der Wert der elektromagnetischen und der starken Kopplungskonstanten bei der Z^0 -Masse, der Wert der Fermi-Konstanten G , die Polmasse des Z^0 -Bosons, des Bottom- und des Top-Quarks sowie des τ -Leptons.

Als Schnittstelle zu den anderen Programmteilen wurde die eingebaute SUSY Les Houches Accord [19] (SLHA) Schnittstelle genutzt. Dieses Textdateiformat ermöglicht eine einfache Weitergabe der Informationen über supersymmetrische Spektren zwischen verschiedenen Programmen.

Die hier verwendete Version ist Version 2.0.11.

4.2. ISAJET

ISAJET [20, 21] besitzt verschiedenen Funktionen. Hier wurde nur der Programmteil ISASUSY verwendet, das Massenspektren supersymmetrischer Teilchen berechnet. Ursprünglich ist ISAJET jedoch ein Monte-Carlo-Generator zur Erzeugung von Proton-Proton-, Proton-Antiproton- bzw. Elektron-Positron-Ereignissen.

Wie bei SOFTSUSY (siehe Abschnitt 4.1) gibt der Benutzer auch hier das Modell der Supersymmetrie-Brechung und die Modellparameter vor. ISASUSY verwendet ebenfalls den SLHA.

Die verwendeten Versionen von ISAJET sind 7.71 und 7.75.

4.3. MicrOMEGAs

MicrOMEGAs [6] berechnet in einem beliebigen Modell die Restdichte eines stabilen und massiven Teilchens. Im Programm bereits enthalten ist das MSSM. Unter Annahme der R-Paritätserhaltung wird für ein vorgegebenes supersymmetrisches Massenspektrum die Restdichte des LSP im Universum berechnet. Alle Beiträge auf Baum-Niveau zur Annihilation des LSP sowie alle Koannihilationsprozesse mit Neutralinos, Charginos, Sleptonen, Squarks und Gluinos werden berücksichtigt.

MicrOMEGAs ermittelt zudem, ob die supersymmetrischen Teilchen oberhalb der durch das LEP-Experiment gewonnenen Massengrenzen liegen.

Die verwendete Version ist micrOMEGAs 2.0.1.

4.4. PYTHIA

Bei PYTHIA [22] handelt es sich um einen Monte-Carlo-Generator zur Simulation von Ereignissen aus dem Bereich der Hochenergiephysik. Mit der Vorgabe zweier kollidierender Teilchen im Anfangszustand erzeugt PYTHIA möglichst naturgetreue Endzustände. Dies kann sowohl durch Prozesse des Standardmodells erfolgen als auch durch Prozesse von Modellen jenseits des Standardmodells. Die Ereignisse werden abhängig von Matrixelementen mithilfe von Zufallszahlen generiert. Die Matrixelemente sind in führender Ordnung berechnet.

PYTHIA wurden hier die supersymmetrischen Massenspektren von SOFTSUSY übergeben und auf dieser Grundlage Monte-Carlo-Ereignisse generiert. Bei den generierten Ereignissen handelt es sich um Proton-Proton-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von 14 TeV.

Die Ergebnisse dieser Arbeit basieren auf der Version 6.4.11 von PYTHIA.

5. Untersuchung des Parameterraums

Ziel der Analyse ist die Untersuchung des Einflusses der supersymmetrischen Modellparameter auf die Ereignisrate und die Ereignistopologie typischer supersymmetrischer Ereignisse. Im Modell mSUGRA wurde dieser Einfluss in der m_0 - $m_{\frac{1}{2}}$ -Ebene und bei zwei verschiedenen Werten von $\tan\beta$ untersucht. Das Modell mit Gaugino-vermittelter Supersymmetrie-Brechung wurde in der $m_{\tilde{h}_1}^2$ - $m_{\tilde{h}_2}^2$ -Ebene für einen Wert von $\tan\beta$ und $m_{\frac{1}{2}}$ untersucht.

Die Analyse verwendet die in Kapitel 4 vorgestellten Programme. Für das ATLAS-Experiment werden zentral Monte-Carlo-Datensätze mit supersymmetrischen Ereignissen produziert. Hierzu wurden die supersymmetrischen Teilchenspektren an bestimmten Referenzpunkten mit ISAJET berechnet. Daher wurde ISAJET verwendet, um darzustellen, welche Bereiche des Parameterraums mit den WMAP-Einschränkungen verträglich sind.

Die eigentliche Analyse wurde mit supersymmetrischen Spektren von SOFTSUSY durchgeführt. An gleichmäßig verteilten Punkten eines zweidimensionalen Ausschnitts des Parameterraums (m_0 - $m_{\frac{1}{2}}$ -Ebene für mSUGRA bzw. $m_{\tilde{h}_1}^2$ - $m_{\tilde{h}_2}^2$ -Ebene für Gaugino-vermittelte Supersymmetrie-Brechung, siehe auch Abbildung 5.1) wurden jeweils das Massenspektrum und die Kopplungen der Teilchen berechnet und dann an PYTHIA zur Erzeugung von 2500 supersymmetrischen Ereignissen übergeben.

Die Entscheidung, 2500 supersymmetrische Ereignisse zu erzeugen, wurde getroffen, da bei dieser Anzahl von Ereignissen die Verteilungen ausreichend stetig sind. Die Rechenzeit lag mit den verwendeten Rechnern für einen zweidimensionalen Scan auf einem Prozessor bei ca. 10 Tagen. Durch eine Parallelisierung des Prozesses konnte die Rechenzeit auf ungefähr 2 Tage reduziert werden.

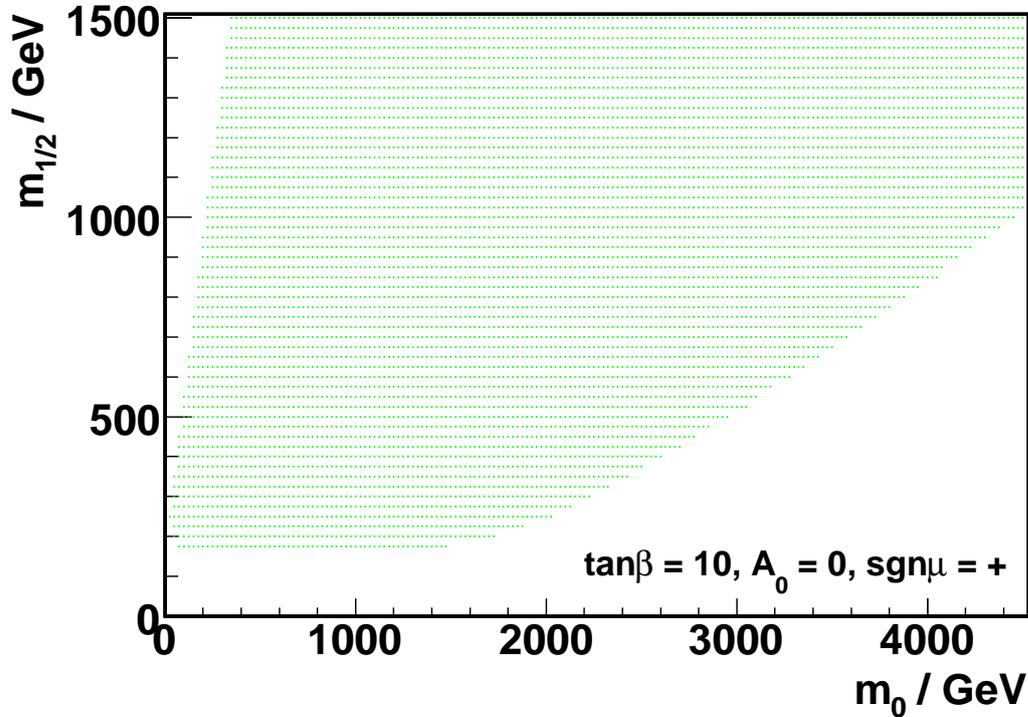


Abbildung 5.1.: Punkte in der m_0 - $m_{\frac{1}{2}}$ -Ebene von mSUGRA.

Einige Parameter wurden im Laufe der Analyse nicht verändert. Sie sind in der folgenden Tabelle aufgeführt und werden nicht bei jeder Abbildung wiederholt:

Masse des Z^0 -Bosons	$m_{Z^0} = 91,1876 \text{ GeV}$
Masse des Top-Quarks	$m_{top} = 171 \text{ GeV}$
Trilineare Kopplung A_0	$A_0 = 0$
Vorzeichen des Higgsino Massenparameters $sgn\mu$	$sgn\mu = +$

Der Wert der Masse des Z^0 -Bosons ist so genau bekannt, dass eine Variation dieses Parameters nicht nötig ist. Eine kurze Diskussion des Einflusses der Masse des Top-Quarks ist in dieser Arbeit enthalten. Eine Abbildung mit einer Top-Masse $m_{top} = 175 \text{ GeV}$ ist explizit gekennzeichnet. Der Wert der trilinearen Kopplung

A_0 besitzt nur einen geringen Einfluss auf die supersymmetrischen Spektren und das positive Vorzeichen des Higgsino Massenparameters μ ist der experimentell favorisierte Wert [23].

Abbildungen, die sich von den im Text integrierten Abbildungen im Wesentlichen nur durch eine unterschiedliche Parameterwahl unterscheiden, sind im Anhang zusammengefasst.

5.1. mSUGRA

5.1.1. Allgemeine Betrachtung des Parameterraums

Die m_0 - $m_{\frac{1}{2}}$ -Ebene des mSUGRA-Modells ist in Abbildung 5.2 und Abbildung 5.3 für $\tan\beta = 10$ bzw. $\tan\beta = 50$ dargestellt. Im roten Bereich der Abbildungen erreicht man keine elektroschwache Symmetriebrechung, da der Massenquadrat-term des Higgs-Felds keine negativen Werte erreicht. Dieser Bereich des Parameterraums ist daher aus theoretischen Gründen ausgeschlossen. Der Magenta-gefärbte Bereich ist ebenfalls ausgeschlossen, da hier das LSP, $\tilde{\tau}_1^\pm$ (Stau), geladen ist. Dies steht im Widerspruch zu kosmologischen Beobachtungen. Nur im schwarzen Bereich erhält man einen geeigneten Kandidaten für das LSP in Form des leichtesten Neutralinos (χ_1^0) und zugleich auch eine Restdichte in Einklang mit den kosmologischen Beobachtungen. In Grün ist der Bereich dargestellt, in dem das Neutralino χ_1^0 zwar das LSP darstellt, die berechnete Restdichte jedoch größer als die Beobachtung ist.

In Abbildung 5.2 und Abbildung 5.3 sind auch die gängigen Bezeichnungen [23, 24] für die verschiedenen Bereiche des Parameterraums eingetragen. Der Fokuspunkt-Bereich (Englisch "focus point region") liegt bei großen Werten von m_0 entlang des ausgeschlossenen Bereichs. Die Restdichte an LSPs ist hier gering, da das LSP einen großen Higgsino-Anteil besitzt und somit eine effiziente Annihilation in WW-, ZZ-, Zh- und hh-Paare möglich ist. Der Koannihilations-Bereich (Englisch "coannihilation region") befindet sich bei kleinen Werten von m_0 und großen Werten von $m_{\frac{1}{2}}$ entlang des Bereichs mit dem $\tilde{\tau}_1^\pm$ -LSP. In diesem Bereich

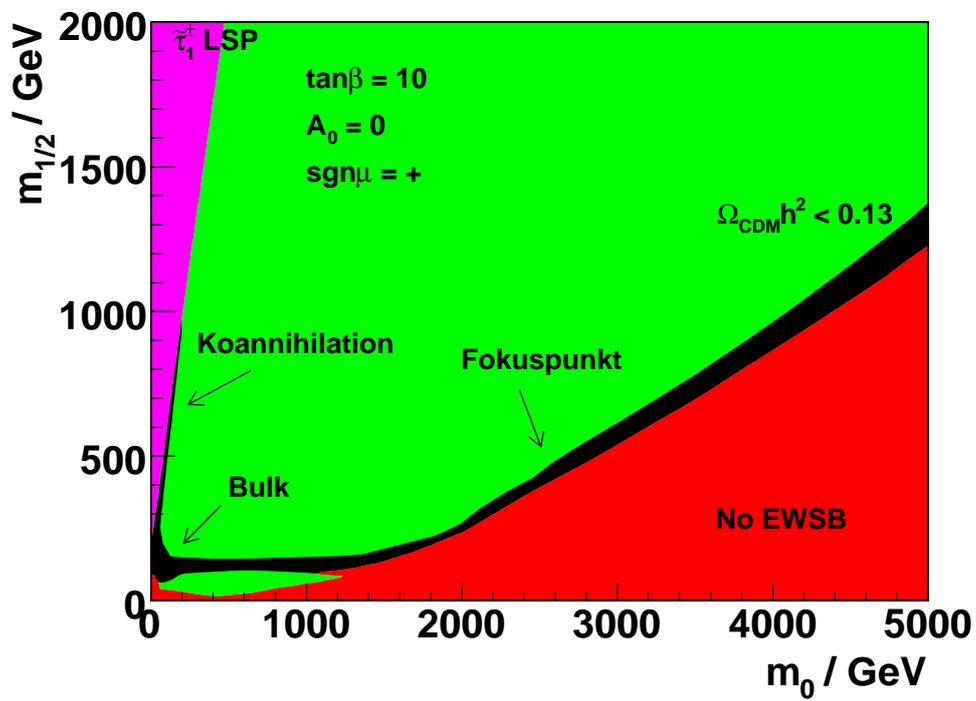


Abbildung 5.2.: m_0 - $m_{1/2}$ -Ebene von mSUGRA für $\tan\beta = 10$.

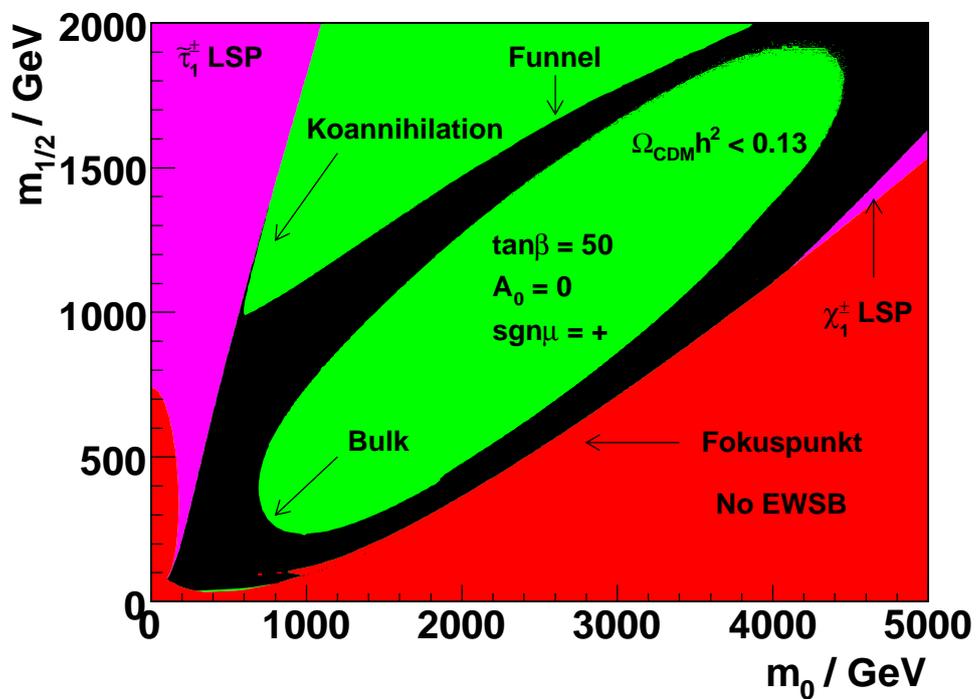


Abbildung 5.3.: m_0 - $m_{1/2}$ -Ebene von mSUGRA für $\tan\beta = 50$.

ist die Restdichte an LSPs gering, weil es zur Paarvernichtung von LSPs und $\tilde{\tau}_1$ kommt. Als Bulk (Englisch "bulk region") bezeichnet man den Bereich bei kleinen Werten von m_0 und $m_{\frac{1}{2}}$. Hier sind die Parameterwerte gering und damit auch die Massen der Teilchen. Man erhält eine geringe Restdichte an LSPs durch Annihilation über einen t-Kanal-Austausch von Sleptonen. Der Funnel (Englisch "funnel region"), der nur bei großen Werten von $\tan\beta$ auftritt, erstreckt sich in etwa parallel zum Fokuspunkt-Bereich bei etwas größeren Werten von $m_{\frac{1}{2}}$ als im Fokuspunkt-Bereich. Hier erhält man die geringe Restdichte an LSPs durch resonante Paarvernichtung der LSPs in Higgs-Bosonen.

In Abbildung 5.4 ist der Verlauf von $\Omega_{CDM}h^2$ für $\tan\beta = 10$ dargestellt. Man erkennt Bereiche mit Werten von $\Omega_{CDM}h^2$, die sehr viel größer sind als die kosmologischen Beobachtungen. Nur ein schmales Band am Rand der ausgeschlossenen Bereiche stimmt mit den kosmologischen Beobachtungen überein (siehe Abbildung A.1 für $\tan\beta = 50$).

Nicht in Abbildung 5.2 und Abbildung 5.3 dargestellt sind die Einschränkungen des LEP-Experiments. Diese sind jedoch in Abbildung 5.4 sowie in allen weiteren Abbildungen (bis auf Abbildung 5.5) in diesem Kapitel enthalten. Die Ergebnisse des LEP-Experiments geben untere Grenzen für die Massen der supersymmetrischen Teilchen an. Diese Massengrenzen schließen den Bereich des Parameterraums mit $m_{\frac{1}{2}} < 175$ GeV aus.

Abbildung 5.5 zeigt die m_0 - $m_{\frac{1}{2}}$ -Ebene für $\tan\beta = 10$, simuliert mit ISAJET bei einer Top-Masse $m_{top} = 175$ GeV. Die beiden eingezeichneten Punkte ATLAS SU1 und ATLAS SU2 sind zwei Punkte, für die bei ATLAS mit Monte-Carlo-Generatoren Ereignisse mit voller Detektor-Simulation erzeugt werden. Wie man sieht, liegen diese Punkte in Bereichen, die durch die kosmologischen Beobachtungen nicht ausgeschlossen sind. Diese beiden Punkte liegen in der Simulation mit SOFTSUSY mit einer Top-Masse $m_{top} = 171$ GeV (siehe Abbildung 5.2) im Bereich ohne elektroschwache Symmetriebrechung. Die Verschiebung der Grenze, die durch die Forderung nach erfolgreicher elektroschwacher Symmetriebrechung gegeben ist, hängt mit der Wahl der Masse des Top-Quarks zusammen. Simulationen mit SOFTSUSY bei einer Top-Masse $m_{top} = 175$ GeV ergeben qualitativ

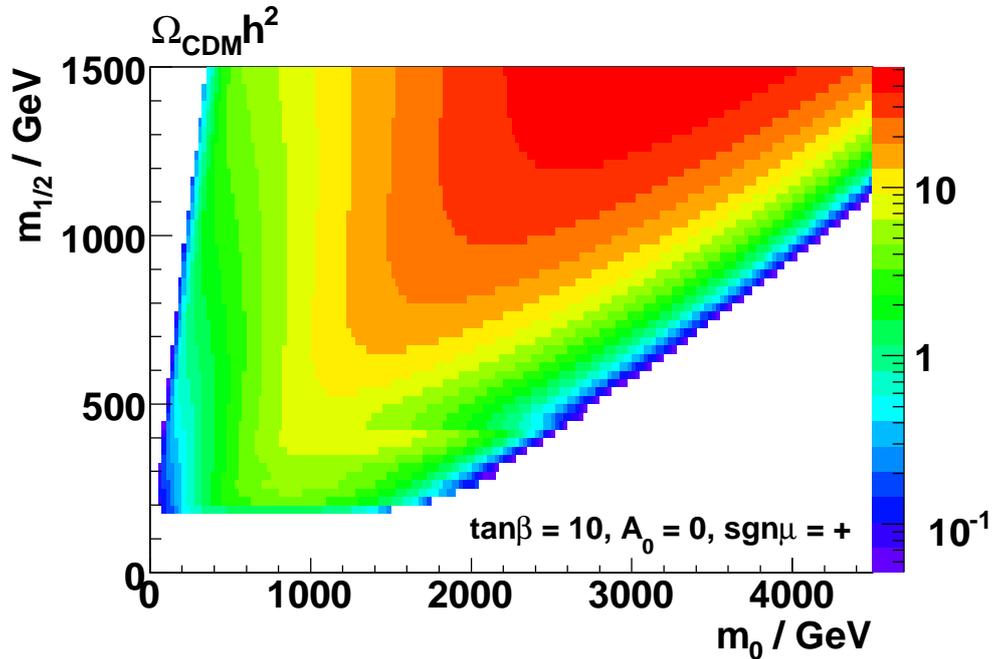


Abbildung 5.4.: Verlauf von $\Omega_{\text{CDM}} h^2$ in der m_0 - $m_{1/2}$ -Ebene.

das gleiche Aussehen des Parameterraums wie die dargestellte Simulation mit ISAJET.

Alle im Weiteren für $\tan\beta = 10, A_0 = 0$ und $\text{sgn}\mu = +$ betrachteten Größen wurden auch für $\tan\beta = 15, A_0 = 0$ und $\text{sgn}\mu = +$ untersucht. Da sich dabei qualitativ keinerlei Unterschiede zu den hier dargestellten Ergebnissen ergeben haben, wird auf eine Diskussion für diese Parameterwerte verzichtet.

Als erste Größe wird nun der Gesamtwirkungsquerschnitt der supersymmetrischen Ereignisse betrachtet. Abbildung 5.6 zeigt den Gesamtwirkungsquerschnitt in der m_0 - $m_{1/2}$ -Ebene. Man erkennt, dass mit zunehmenden Parameterwerten von $m_{1/2}$ der Wirkungsquerschnitt schnell abnimmt. In m_0 ist die Veränderung des Wirkungsquerschnitts sehr viel geringer. Qualitativ trifft diese Beobachtung auch für $\tan\beta = 50$ zu.

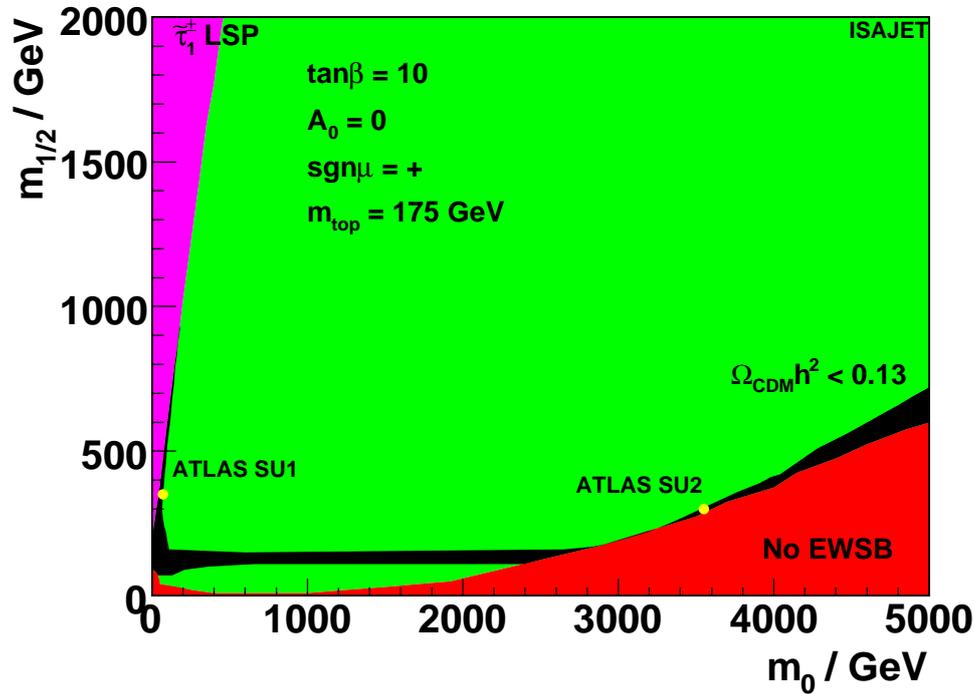


Abbildung 5.5.: m_0 - $m_{1/2}$ -Ebene mit ISAJET. Die ATLAS-Punkte SU1 und SU2 sind eingezeichnet.

Eine wichtige Signatur supersymmetrischer Ereignisse im Modell mSUGRA mit R-Paritätserhaltung sind zwei stabile LSPs, die am Ende der Zerfallsketten auftreten und den Detektor ohne Spur oder Energiedeposition in den entsprechenden Detektorkomponenten verlassen. Diese LSPs tragen zu einer wichtigen Signatur supersymmetrischer Ereignisse bei, der fehlenden Transversalenergie. Unter fehlender Transversalenergie versteht man den Betrag der Impulssumme senkrecht zur Strahlachse der nicht detektierten Teilchen. Die transversale Impulssumme der nicht detektierten Teilchen ergibt sich aus der Impulssumme der detektierten Teilchen aufgrund der Impulserhaltung. Die fehlende Transversalenergie verteilt sich in supersymmetrischen Ereignissen (auf Generator-Niveau) auf die beiden LSPs und möglicherweise Neutrinos, die den Detektor jeweils unentdeckt ver-

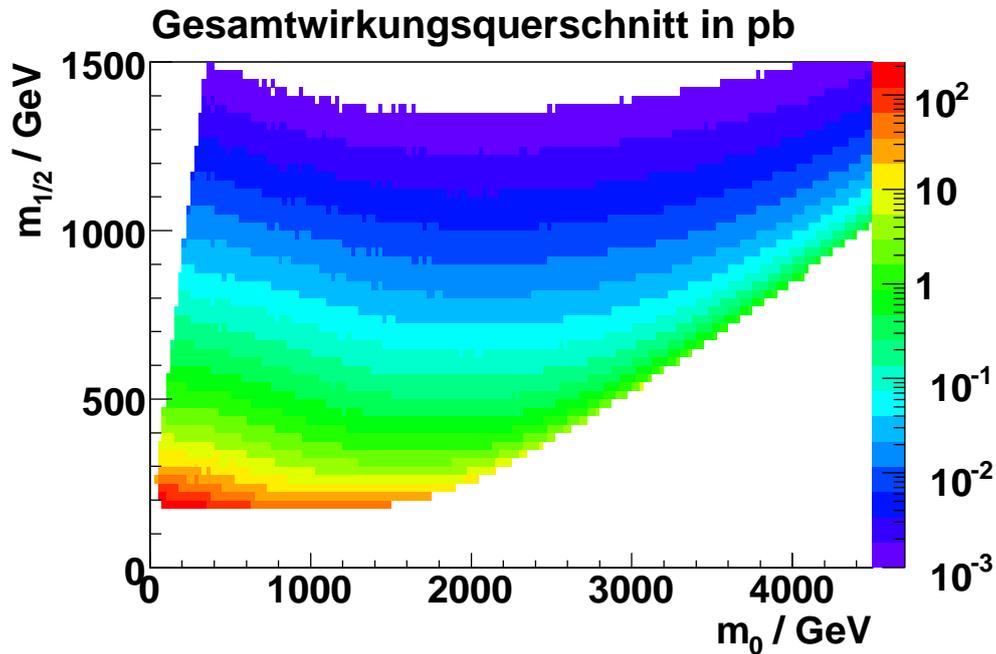


Abbildung 5.6.: Gesamtwirkungsquerschnitt der supersymmetrischen Ereignisse in der m_0 - $m_{\frac{1}{2}}$ -Ebene in pb.

lassen. Selbstverständlich stellt fehlende Transversalenergie keine ausschließlich supersymmetrische Signatur dar, da auch Neutrinos dazu beitragen. In supersymmetrischen Ereignissen treten jedoch am Ende einer Zerfallskette immer mindestens zwei LSPs auf (siehe z.B. Abbildung 2.2), die, wenn sie nicht in exakt entgegengesetzter Richtung fliegen, einen Beitrag zur fehlenden Transversalenergie leisten. In dieser Arbeit wird fehlende Transversalenergie mit E_T^{miss} abgekürzt. Abbildung 5.7 zeigt den Mittelwert der fehlenden Transversalenergie in der m_0 - $m_{\frac{1}{2}}$ -Ebene. Im Fokuspunkt-Bereich erhält man am wenigsten fehlende Transversalenergie. Diese liegt hier im Mittel über alle supersymmetrischen Ereignisse über ca. 25 GeV liegt. In Abschnitt 5.1.2 wird die fehlende Transversalenergie mit Bezug auf multileptonische Ereignisse diskutiert. Abbildung 5.8 zeigt einen Vergleich der fehlenden Transversalenergie zwischen supersymmetrischen Ereignissen und Standardmodelluntergründen.

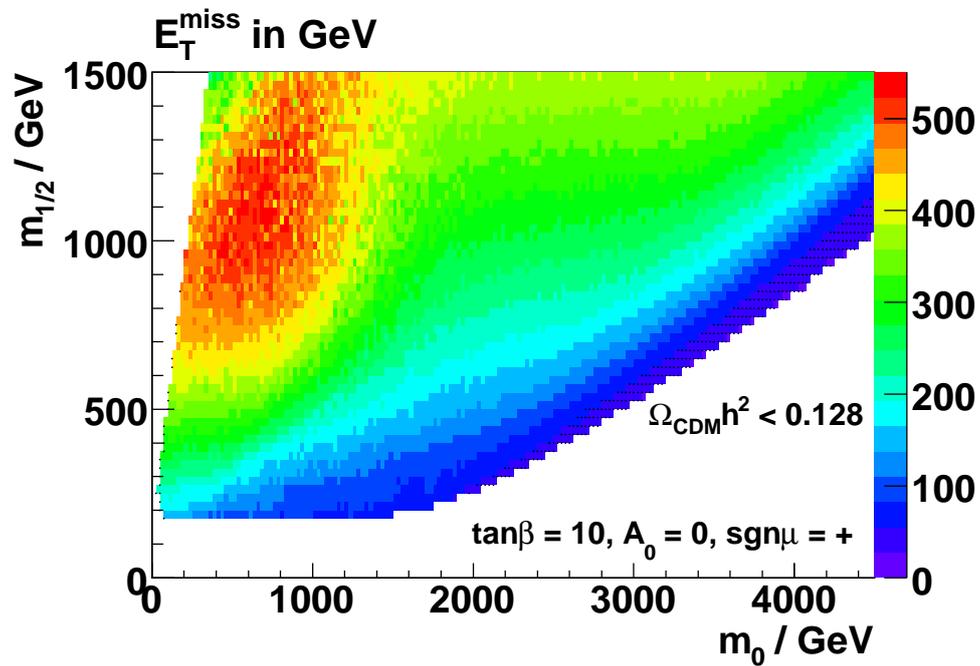


Abbildung 5.7.: Fehlende Transversalenergie in der m_0 - $m_{1/2}$ -Ebene.

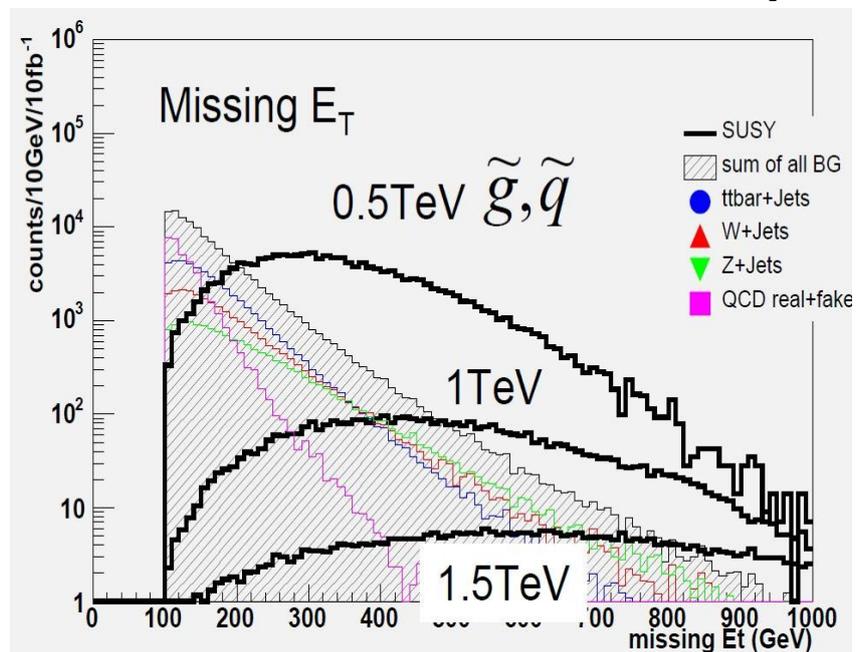


Abbildung 5.8.: Fehlende Transversalenergie für supersymmetrische Ereignisse und Standardmodelluntergrund [25].

Die Analyse beschäftigt sich im Folgenden mit multileptonischen Ereignissen. Ereignisse mit zahlreichen Leptonen sind ein besonderes Merkmal der Supersymmetrie. Sie können einen großen Beitrag zu ihrer Entdeckung am LHC leisten. In den Zerfallskaskaden, die von Gluinos oder Squarks ausgehen (siehe Abbildung 2.1), entstehen (fast) immer Neutralinos und Charginos. Diese besitzen häufig ein nicht geringes Verzweigungsverhältnis für den Zerfall in ein Lepton und ein Slepton, in ein Z^0 - bzw. ein W^\pm -Boson, die wiederum leptonisch zerfallen können, und ein leichteres Neutralino oder Chargino bzw. für einen Dreikörperzerfall in ein leichteres Neutralino und ein Leptonpaar. Es gibt hier also zahlreiche Zerfallsketten mit Leptonen im Endzustand. Auch bei der Gaugino-Paarproduktion können Leptonen im Endzustand erzeugt werden (siehe Abbildung 2.2). Außerdem entstehen gerade bei den langen Zerfallskaskaden, die von Gluinos oder Squarks ausgehen, zahlreiche Jets. Von besonderem Interesse sind Signaturen mit mindestens zwei Leptonen gleicher Ladung und Signaturen mit mindestens drei Leptonen, die jeweils im Folgenden diskutiert werden. Diese Signaturen lassen sich gut von den Untergründen des Standardmodells trennen, insbesondere von $t\bar{t}$ -Ereignissen und von Z^0 -Zerfällen, die in leptonischen Zerfällen jeweils immer zwei isolierte Leptonen unterschiedlicher Ladung erzeugen.

5.1.2. Multileptonische Endzustände ohne Jetkriterien

In diesem Abschnitt werden Signaturen mit zwei gleich geladenen Leptonen bzw. mit drei Leptonen untersucht. Mit Leptonen sind im Folgenden grundsätzlich immer nur Elektronen und Myonen gemeint. Tau-Leptonen sind zu kurzlebig, als dass man sie direkt nachweisen könnte. In Abschnitt 5.1.3 werden multileptonische Signaturen unter Berücksichtigung zusätzlicher Schnitte auf Jets betrachtet. Um eine Auswahl der Leptonen zu treffen, die auch im Detektor gemessen werden können, werden in dieser Analyse zwei grundlegende Schnitte durchgeführt. Der erste Schnitt ist ein geometrischer Schnitt. Es werden nur Leptonen mit einer Pseudorapidität $|\eta| < 2.5$ berücksichtigt, die im SCT (siehe Abschnitt 3.2.2) nachgewiesen werden können. Der zweite Schnitt betrifft den Impuls der Lepto-

nen. Bei jedem Ereignis wird mindestens ein Lepton mit einem Transversalimpuls $p_T > 20$ GeV gefordert. Dieser Schnitt ermöglicht ein Triggern der Ereignisse und zugleich eine Unterdrückung von Untergründen mit niederenergetischen Leptonen, z.B. aus Bottom- oder Charm-Quark-Zerfällen. Für die weiteren Leptonen werden drei verschiedene Schnitte untersucht, $p_T > 20$ GeV, $p_T > 15$ GeV und $p_T > 10$ GeV. Bevor die Ereignisse selektiert werden, wird noch ein Schnitt auf die Masse des Z^0 -Bosons durchgeführt, wobei der Einfluss dieses Schnittes in der Analyse untersucht wurde. Elektronen bzw. Myonen entgegengesetzter Ladung werden verglichen. Falls ihre invariante Masse zwischen 80 und 100 GeV liegt, werden beide Teilchen für die weitere Analyse nicht berücksichtigt. Dieser Schnitt unterdrückt den Untergrund von Z^0 -Ereignissen. Im Anschluss werden, ausgehend von diesen einfachen Schnitten, verschiedene Signaturen untersucht. In den Abbildungen werden in diesem und den nachfolgenden Kapiteln folgende Abkürzungen verwendet: Endzustände mit mindestens zwei gleich geladenen Leptonen werden mit lsd (für "like sign dilepton"), Endzustände mit mindestens drei Leptonen mit tri (für "trilepton") abgekürzt. Zudem bietet ein Index weitere Informationen über die betrachtete Größe. Ein Beispiel ist ein Index, der anzeigt, welcher Schnitt auf den Transversalimpuls der Leptonen nach dem ersten Lepton angewendet wurde, z.B. lsd₂₀ oder tri₁₀.

Zwei Leptonen gleicher elektrischer Ladung

Eine besonders charakteristische Signatur liefert der Endzustand mit zwei Leptonen gleicher Ladung. Hier werden mindestens zwei gleich geladene Leptonen gefordert, es dürfen also durchaus auch mehr Leptonen in den Ereignissen enthalten sein.

In Abbildung 5.9 ist die Anzahl der erzeugten Ereignisse bei einer integrierten Luminosität von $L = 10fb^{-1}$ angegeben¹. Insbesondere für Parameterwerte von $m_{\frac{1}{2}} < 500$ GeV kann man mit mindestens ca. 1000 Ereignissen rechnen. Die

¹Die integrierte Luminosität $L = 10fb^{-1}$ entspricht etwa einem Jahr Datennahme bei einer Luminosität $\mathcal{L} = 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

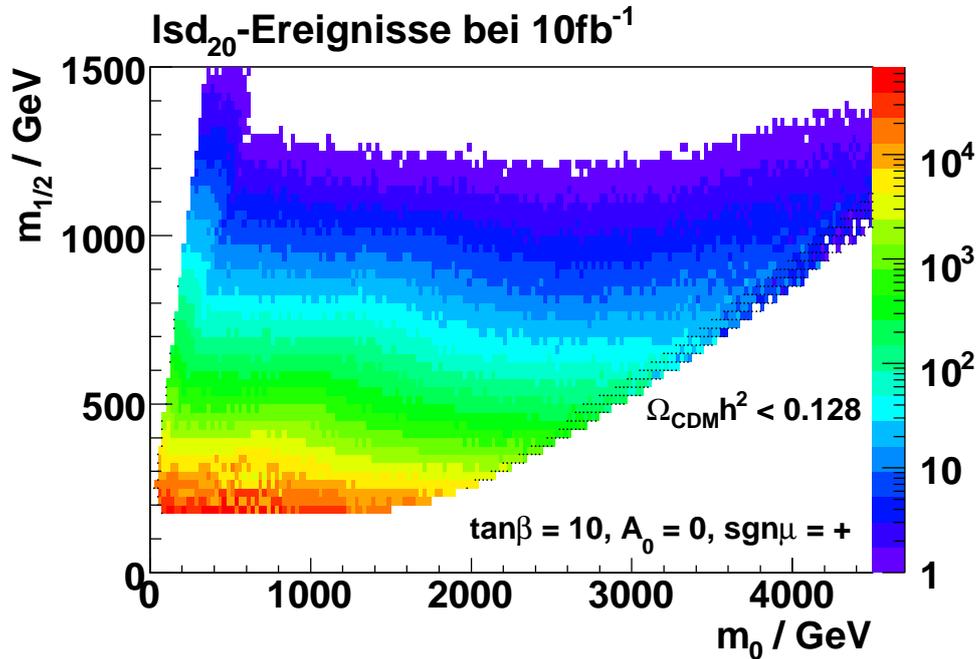


Abbildung 5.9.: Anzahl der zu erwartenden lsd₂₀-Ereignisse bei einer integrierten Luminosität von 10fb⁻¹.

Betrachtung des Signals mit zwei Leptonen gleicher Ladung ist also durchaus relevant.

Im Koannihilations-Bereich bei kleinen Werten von m_0 kann man bei größeren Werten von $m_{\frac{1}{2}}$ etwas erhöhte Ereigniszahlen erkennen. Ein Blick auf Abbildung 5.10 zeigt, dass in diesem Bereich auch der Anteil von Ereignissen mit zwei Leptonen gleicher Ladung an allen supersymmetrischen Ereignissen größer ist. Die Erklärung hierfür ist ebenfalls bereits eingezeichnet in Form von Punkten, die den Bereich darstellen, in dem das Seletron \tilde{e}_L mindestens 20 GeV leichter ist als das Neutralino χ_2^0 . In diesem Bereich sind das Seletron und das Smyon leichter als das zweitleichteste Neutralino (χ_2^0). In den Zerfallskaskaden zerfällt das Neutralino χ_2^0 zunächst in ein Lepton und ein Slepton, welches dann weiter in ein LSP und ein weiteres Lepton zerfällt. In diesem Bereich ist daher der Bruchteil der leptonisch zerfallenden Neutralinos χ_2^0 erhöht und man erhält Ereignisse mit vielen Leptonen, insbesondere also auch mit zwei Leptonen gleicher Ladung.

Der Schnitt auf die Leptonen bei $p_T > 20$ GeV ist in der Abbildung bei den Massendifferenzen ebenfalls berücksichtigt (vgl. hierzu auch Abbildung A.2).

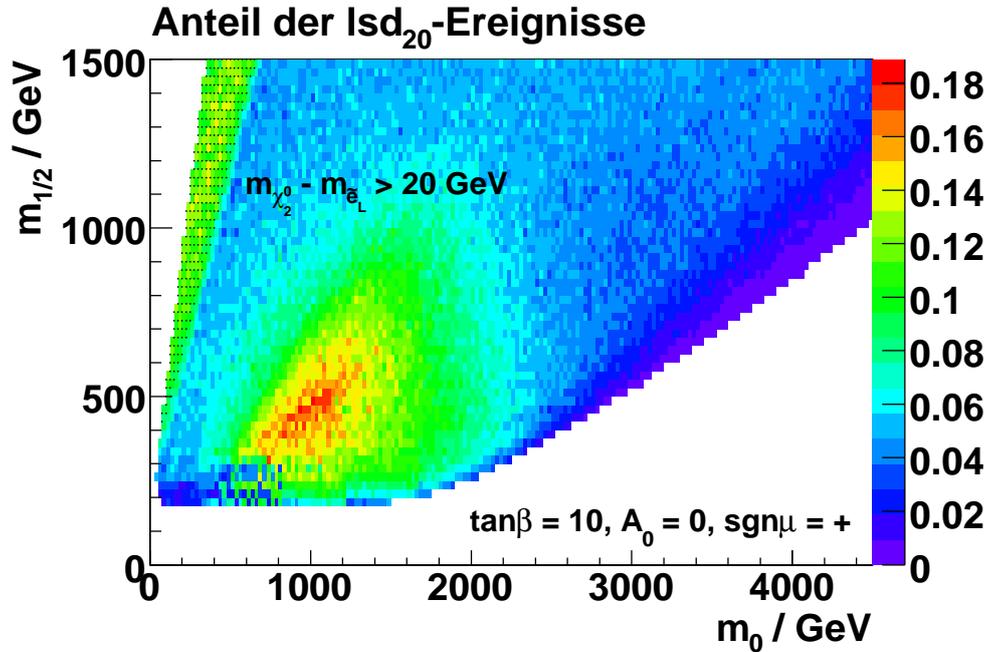


Abbildung 5.10.: Anteil der $l_{sd_{20}}$ -Ereignisse an allen supersymmetrischen Ereignissen.

Eine weitere besondere Eigenschaft von Abbildung 5.10 ist der hohe Anteil an erzeugten Ereignissen um $m_0 \approx 1000$ GeV und $m_{\frac{1}{2}} \approx 500$ GeV. In diesem Bereich sind Zerfallskaskaden, ausgehend von Gluinos oder Squarks, die Ursache für den hohen Anteil an Ereignissen. Betrachtet man nur die direkte Produktion von Neutralinos und Charginos, so verschwindet nämlich diese auffällige Region, aber nicht der Bereich mit den leichten Sleptonen (siehe auch Abbildung A.3).

Um den Effizienzverlust durch den Schnitt auf den Transversalimpuls der Leptonen zu studieren, wurden auch zwei niedrigere Schnitte auf die Leptonen nach dem höchstenergetischen Lepton betrachtet, wobei hauptsächlich der höchste Schnitt bei $p_T > 20$ GeV mit dem niedrigsten Schnitt bei $p_T > 10$ GeV verglichen wurde.

Die allgemeinen Beobachtungen in den verschiedenen Parameterbereichen ändern sich durch den geänderten Schnitt nicht (siehe Abbildung A.4). Man stellt allerdings fest, dass der Anteil der selektierten Ereignisse höher ist. Im größten Teil des Parameterraums beträgt das Verhältnis der beiden Signale ungefähr 1,5. Durch den niedrigeren Schnitt auf den Transversalimpuls der Leptonen gewinnt man also einen Faktor von ungefähr 1,5 an Ereignissen. Dieses Ergebnis ist in Abbildung 5.11 zu sehen. Der erste kleine Anstieg der Kurve, die den Schnitt bei 20 GeV mit dem Schnitt bei 10 GeV vergleicht, stammt aus dem Bereich mit leichten Sleptonen (vgl. Abbildung A.5). Hier ist der Gewinn durch den niedrigeren Schnitt am geringsten.

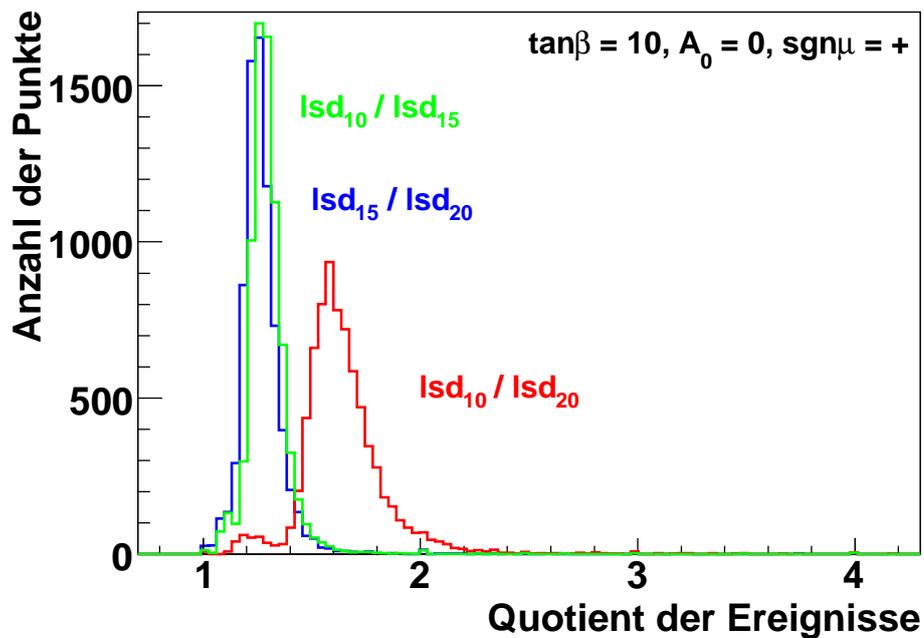


Abbildung 5.11.: Verhältnisse der Signale mit zwei gleich geladenen Leptonen.

Für $\tan\beta = 50$ gibt es keinen Bereich des Parameterraums mit neutralem LSP, in dem das zweitleichteste Neutralino χ_2^0 schwerer ist als die Selektrenen und Smyonen. Demzufolge tritt hier auch nicht mehr der charakteristische Bereich

mit einer erhöhten Anzahl von Leptonen im Endzustand auf. Sehr wohl vorhanden ist allerdings noch der Bereich mit der hohen Produktion von Leptonen aus Kaskadenzerfällen, die von Gluinos oder Squarks ausgehen (siehe Abbildung A.8). Das Verhältnis der Signale für verschiedene Schnitte auf die Leptonen zeigt für $\tan\beta = 50$ das gleiche Verhalten wie für $\tan\beta = 10$, bis auf den fehlenden ersten kleinen Anstieg beim Vergleich der Schnitte auf $p_T > 20$ GeV und $p_T > 10$ GeV, der für $\tan\beta = 10$ durch den Bereich mit den leichten Sleptonen verursacht wird.

Um die Auswirkungen der fehlenden Transversalenergie bei Ereignissen mit zwei Leptonen gleicher Ladung zu studieren, wurde folgende Größe aufgenommen: Es wurde jeweils die fehlende Transversalenergie berechnet, bei der 80%, 50% bzw. 20% der Ereignisse nach dem Schnitt übrig bleiben. Der Schnitt, bei dem 80% der Ereignisse behalten werden, wurde untersucht, weil man viele Signalereignisse behält. Wenn man selbst bei diesem niedrigen Signalverlust den Schnitt recht hoch anlegen könnte, hätte man einen sehr effizienten Schnitt zur Unterdrückung der Untergründe. Mit dem Schnitt, bei dem 20% der Ereignisse übrig bleiben, wurde untersucht, wie hoch man einen Schnitt auf fehlende Transversalenergie legen kann, ohne das Signal komplett zu verlieren. Der Schnitt mit 50% wurde als mittlerer Schnitt zwischen den anderen beiden untersucht. Abbildung 5.12 zeigt die Verteilung der fehlenden Transversalenergie, bei der 50% der Ereignisse übrig bleiben, in der m_0 - $m_{\frac{1}{2}}$ -Ebene. Im Fokuspunkt-Bereich (große Werte von m_0) liegt die fehlende Transversalenergie am niedrigsten, es ist aber dennoch möglich, einen Schnitt bei 150 GeV oder bei 200 GeV anzulegen und nur etwa die Hälfte der Ereignisse zu verlieren. Im Koannihilations-Bereich (bei kleinen Werten von m_0) kann man diesen Schnitt gerade bei größeren Werten von $m_{\frac{1}{2}}$ deutlich höher anlegen. Auch der Schnitt, der nur 20% der Ereignisse wegschneidet, kann noch bei ca. 100 GeV angelegt werden. Damit kann man bereits einen großen Anteil der möglichen Untergründe des Standardmodells unterdrücken und einen Großteil des Signals behalten. Verzichtet man auf einen Großteil der Signal-Ereignisse und legt den Schnitt so, dass man nur noch 20% der Ereignisse behält, so kann man im gesamten erlaubten Bereich bis fast 300 GeV schneiden.

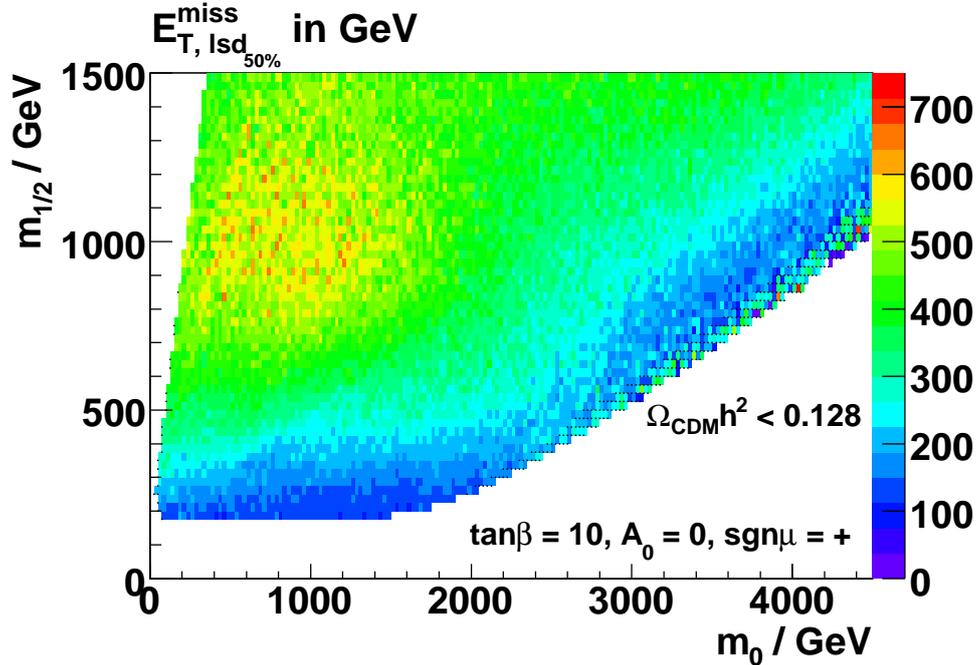


Abbildung 5.12.: Verteilung der fehlenden Transversalenergie, bei der 50% der lsd₂₀-Ereignisse übrig bleiben.

Auswirkung der Forderung eines dritten Leptons

Eine Möglichkeit, die Untergründe weiter zu reduzieren, stellt die Forderung eines dritten Leptons in den Ereignissen dar. Die Auswirkungen der Forderung eines dritten Leptons werden in diesem Abschnitt diskutiert.

Abbildung 5.13 zeigt für $\tan\beta = 10$ das Verhältnis des Signals mit zwei Leptonen gleicher Ladung zum Signal mit drei Leptonen für den Schnitt auf den Transversalimpuls der Leptonen bei 20 GeV für alle Leptonen. Man erkennt deutlich, dass in den Bereichen mit hohen Raten multileptonischer Ereignisse das Verhältnis klein ist, die Forderung eines dritten Leptons also die Ereigniszahlen nur geringfügig einschränkt. Im restlichen Parameterraum und insbesondere auch in den meisten Bereichen, die den kosmologischen Einschränkungen genügen, liegt das Verhältnis bei Werten von 1,8 oder mehr. Die Forderung eines dritten Leptons gegenüber zwei gleich geladenen Leptonen reduziert also die zu erwartenden Ereignisraten bei den gewählten Schnitten um einen Faktor von ungefähr 1,8. Legt

man den Schnitt auf die nachfolgenden Leptonen bei $p_T > 10$ GeV an, so reduziert sich der Faktor auf ungefähr 1,5.

Diese Ergebnisse lassen sich auf den Fall $\tan\beta = 50$ übertragen.

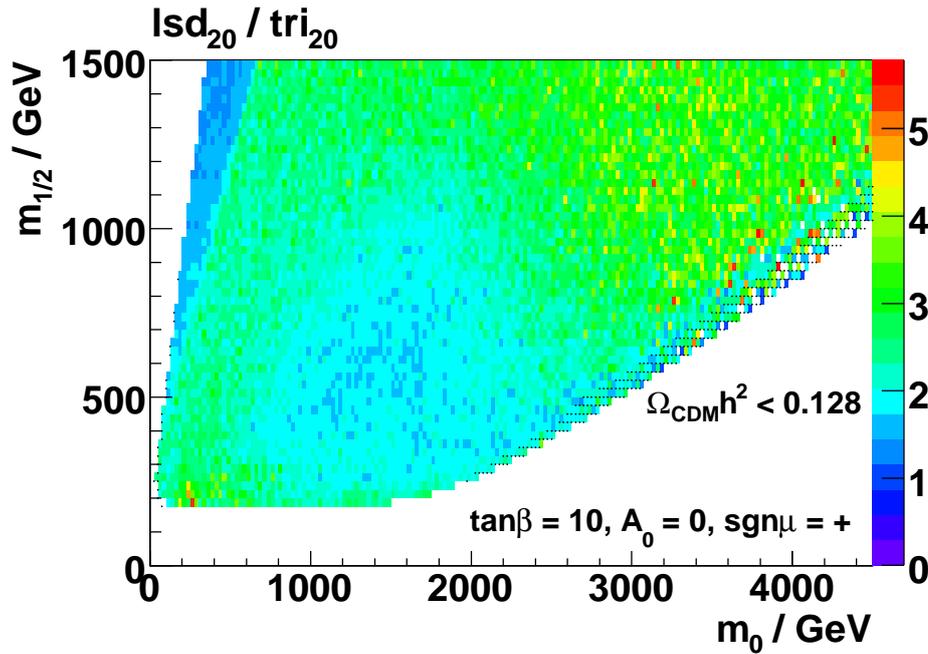


Abbildung 5.13.: Verhältnis des Signals mit zwei gleich geladenen Leptonen zum Signal mit drei Leptonen.

Betrachtet man nun nur das Signal mit drei Leptonen, so erkennt man, dass es bis auf die geringeren Ereigniszahlen kaum Unterschiede zum Signal mit zwei Leptonen gleicher Ladung gibt. Geringere Ereigniszahlen erhält man, da jedes Ereignis mit drei Leptonen zwangsläufig auch zwei Leptonen gleicher Ladung enthält.

Die Verteilung der zu erwartenden Ereigniszahlen ähnelt sehr stark der Verteilung für zwei gleich geladene Leptonen (siehe Abbildung 5.9), allerdings mit weniger Ereignissen. Die Ereigniszahlen sind allerdings noch immer hoch genug, dass man bei kleinen Werten der Parameter m_0 und $m_{\frac{1}{2}}$ mit genügend Ereignissen für eine Entdeckung rechnen kann.

Auch bei dieser Signatur erhält man mit der gleichen Erklärung im Koannihilations-Bereich (bei kleinen Werten von m_0) erhöhte Ereignisraten. Man erkennt ebenfalls, dass man mit einem weicheren Schnitt auf die Leptonen nach dem ersten Lepton höhere Ereignisraten erreicht. Die Form der Kurven (siehe Abbildung 5.14) ist identisch mit den Kurven aus Abbildung 5.11, allerdings zu etwas grösseren Quotienten hin verschoben. Dies ist verständlich, da man nicht nur zwei Leptonen mit einem bestimmten Transversalimpuls fordert, sondern noch ein drittes Lepton, welches ebenfalls über dem angelegten Schnitt liegen muss.

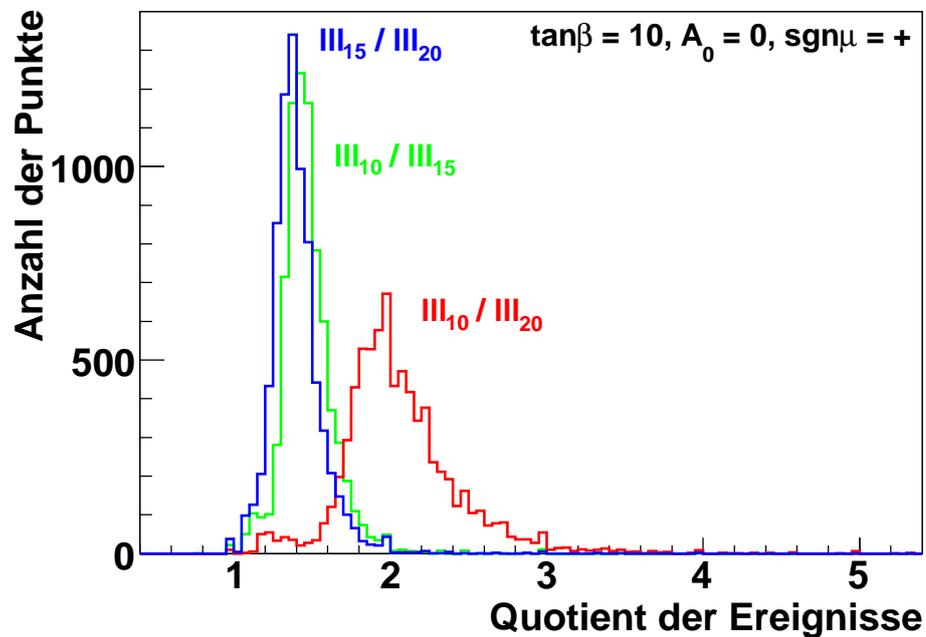


Abbildung 5.14.: Verhältnisse der Signale mit drei Leptonen.

Auch der Anteil der erzeugten Ereignisse auf Generatorniveau zeigt die gleichen ausgezeichneten Bereiche wie Abbildung 5.10, allerdings auch hier mit einem etwas geringeren Anteil. Die Erklärungen stimmen erneut mit den Erklärungen für das Signal mit zwei gleich geladenen Leptonen überein.

Die Beobachtungen bezüglich der fehlenden Transversalenergie können ebenfalls

auf dieses Signal übertragen werden. Die Schnitte liegen hier bei den gleichen Energien.

Für $\tan\beta = 50$ stimmen die Beobachtungen und auch die Erklärungen mit dem bereits betrachteten Signal überein.

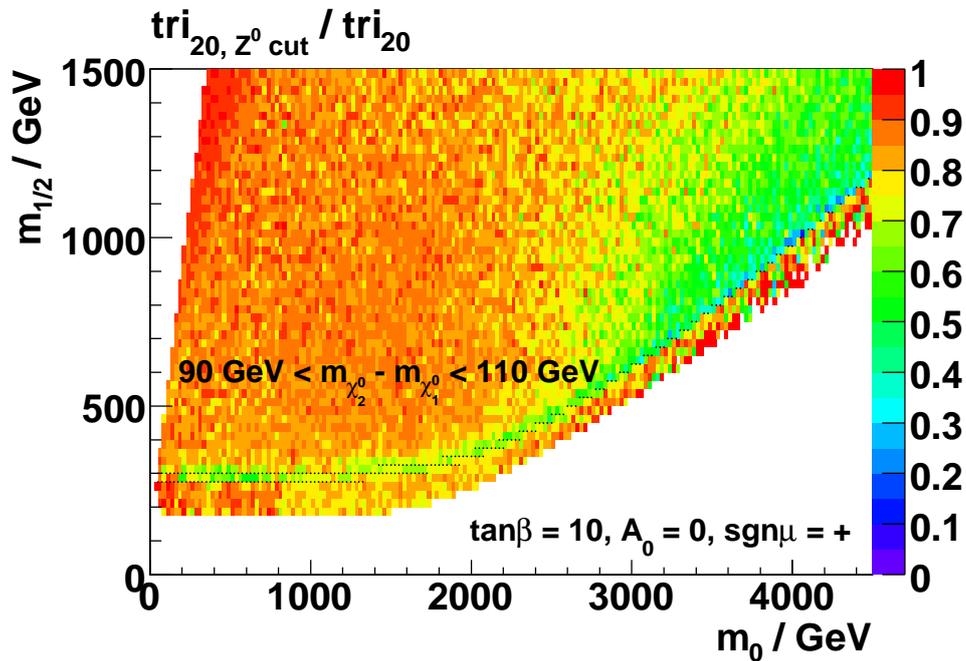
Wie in Abschnitt 5.1.2 bereits erwähnt, wurde der Einfluss des Schnitts auf die Masse des Z^0 -Bosons untersucht. Dieser Schnitt soll den Untergrund aus Z^0 -Ereignissen unterdrücken, aber nach Möglichkeit das Signal nicht zu stark beeinträchtigen. Im größten Bereich des Parameterraums und insbesondere in den Bereichen, die mit den kosmologischen Daten in Einklang sind, bleiben nach dem Schnitt mehr als 80% des Signals übrig. Diese geringe Einschränkung der Zahl der Ereignisse rechtfertigt diesen Schnitt. Abbildung 5.15 zeigt das Verhältnis des Signals mit und ohne den Schnitt. Man erkennt gut den Bereich, in dem die Massendifferenz zwischen dem zweitleichtesten Neutralino χ_2^0 und dem LSP ungefähr dem Intervall des Schnittes entspricht; den Bereich also, in dem das zweitleichteste Neutralino χ_2^0 bevorzugt über ein reelles Z^0 -Boson zerfällt. In diesem Bereich ist das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall $\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 + Z^0$ gleich 1. Aber auch hier behält man größtenteils noch mehr als 50% des Signals nach dem Schnitt.

5.1.3. Multileptonische Endzustände mit Jetkriterien

In diesem Abschnitt werden die gleichen Signaturen wie im vorangegangenen Abschnitt untersucht, jedoch unter Berücksichtigung von Jetkriterien. Die Schnitte, die auf die Leptonen angelegt wurden, entsprechen den Schnitten aus dem vorherigen Kapitel.

Für die Jets wurde zunächst ein Schnitt bei $p_T > 20$ GeV untersucht. Bei diesem sehr niedrigen Schnitt konnten allerdings keine ausgezeichneten Bereiche im Parameterraum entdeckt werden. Der allgemeine Schnitt wurde daher auf $p_T > 40$ GeV erhöht.

Die diskutierten Schnitte dienen weniger der Unterdrückung von Untergrundeignissen als vielmehr einer Unterscheidung der Bereiche des Parameterraums.


 Abbildung 5.15.: Einfluss des Schnitts auf die Z^0 -Masse.

Zwei Leptonen gleicher elektrischer Ladung

Die Signatur mit zwei gleich geladenen Leptonen wurde auch auf Jets untersucht. Wie bereits erwähnt, gibt es im Wesentlichen zwei verschiedene supersymmetrische Signaturen. Eine Signatur enthält zahlreiche Jets und Leptonen aus Kaskadenzerfällen, die von Gluinos oder Squarks ausgehen. Eine zweite Möglichkeit stellt die Paarproduktion von Gauginos dar. Diese können anschließend leptonic oder hadronisch zerfallen, allerdings mit weniger Teilchen im Endzustand als die langen Zerfallskaskaden (vgl. Abbildung 2.1 und Abbildung 2.2).

Besonders charakteristisch ist ein Signal ohne Jets über einer bestimmten Schwelle. Als Schnitt wurden hier 50 GeV gewählt. In Abbildung 5.16 sieht man, dass dieser Schnitt auf die Jets die Ereigniszahlen drastisch reduziert. Man behält nach dem Schnitt im größten Teil des Parameterraums weniger als 10% der Ereignisse mit zwei Leptonen gleicher Ladung, im Bereich mit leichten Sleptonen (bei kleinen m_0) noch bis zu 35%.

Betrachtet man den Anteil der Ereignisse mit zwei Leptonen gleicher Ladung ohne

Jet mit $p_T > 50$ GeV an allen supersymmetrischen Ereignissen, so erhält man im Bereich mit leichten Sleptonen den größten Anteil. Im Bereich mit sehr hoher Produktion von Ereignissen mit zwei gleich geladenen Leptonen bei $m_0 \approx 1000$ GeV und $m_{\frac{1}{2}} \approx 500$ GeV hat man hier kaum noch Ereignisse. Dies liegt an der hohen Zahl von Jets, die man bei Zerfallskaskaden aus Gluinos und Squarks erhält (siehe auch Abbildung A.6).

Ebenfalls studiert wurde das Auftreten hochenergetischer Jets in Signaturen mit zwei gleich geladenen Leptonen. Dazu wurde ein Schnitt bei $p_T > 300$ GeV auf den höchstenergetischen Jet angelegt. Abbildung 5.17 zeigt den Anteil dieser Ereignisse an allen supersymmetrischen Ereignissen. Die Abbildung ähnelt sehr stark der Abbildung mit dem Anteil aller Ereignisse mit zwei gleich geladenen Leptonen (Abbildung 5.10). Nimmt man nun auch hier alle Ereignisse, die ein Gluino oder Squark enthalten, heraus, erkennt man erneut, dass der Bereich mit der besonders großen Produktion an Ereignissen aus Kaskadenzerfällen ausgehend von Gluinos oder Squarks stammt.

Auswirkung der Forderung eines dritten Leptons

Die Forderung eines dritten Leptons wurde auch für Signaturen mit Jets untersucht. Auch hier verliert man durch die Forderung eines dritten Leptons Ereignisse.

Bei der Signatur ohne Jet mit $p_T > 50$ GeV erkennt man, dass im Bereich mit leichten Sleptonen (bei kleinen Werten von m_0) das Verhältnis wieder sehr nah bei 1 liegt. Da aber insgesamt nur sehr wenige solche Ereignisse erzeugt wurden, ist es schwer, eine genaue Aussage für den Rest des Parameterraums zu treffen. Es ergibt sich aber dennoch ein Faktor von ungefähr 2 (siehe auch Abbildung A.7).

Auch die Signatur mit drei Leptonen wurde auf Jets untersucht. Dabei wurden die gleichen Schnitte auf die Jets betrachtet wie bei dem Signal mit zwei Leptonen gleicher Ladung. Die Beobachtungen und Ergebnisse beider Signaturen stimmen

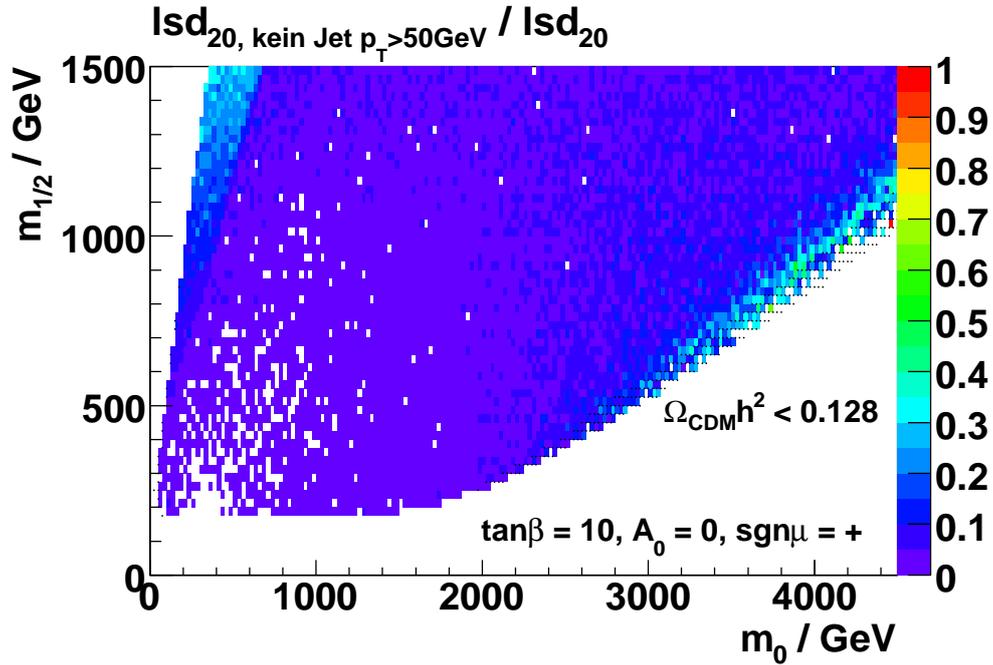


Abbildung 5.16.: Verhältnis der Ereignisse mit zwei Leptonen gleicher Ladung mit bzw. ohne Schnitt auf Jets mit $p_T < 50 \text{ GeV}$.

überein.

5.2. Supersymmetrie-Brechung durch Gaugino-Mediation

5.2.1. Allgemeine Betrachtung des Parameterraums

Dieses Modell wurde in der $m_{\tilde{h}_1}^2 - m_{\tilde{h}_2}^2$ -Ebene mit den weiteren Parameterwerten $m_{\frac{1}{2}} = 500 \text{ GeV}$, $\tan\beta = 10$ und $\text{sgn}\mu = +$ untersucht. Für einen besseren Vergleich mit dem mSUGRA-Modell wurde nur der Bereich mit einem Neutralino-LSP untersucht, obwohl in diesem Modell das Gravitino in Bereichen mit einem geladenen ($\tilde{\tau}_1^\pm$) zweitleichtesten supersymmetrischen Teilchen (NLSP für "next to lightest supersymmetric particle") als LSP geeignet ist.

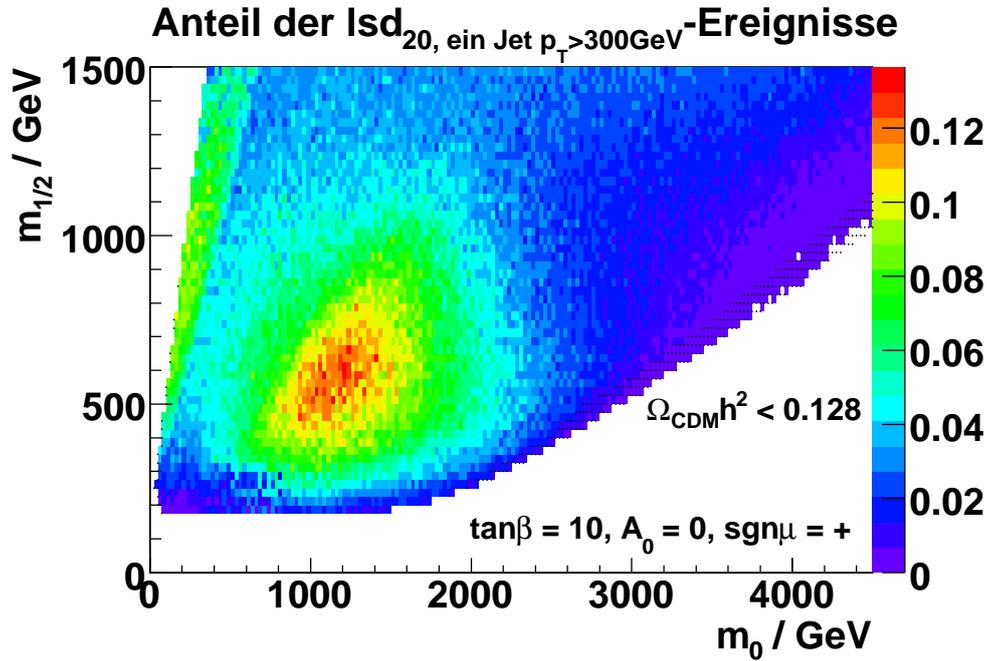


Abbildung 5.17.: Anteil der Ereignisse mit zwei Leptonen gleicher Ladung und einem Jet mit $p_T > 300$ GeV an allen supersymmetrischen Ereignissen.

Eine bemerkenswerte Eigenschaft weisen die Massenspektren der Squarks und des Gluinos bei den betrachteten Parameterwerten auf. Die Massen der Gluinos und Squarks sind über die gesamte $m_{\tilde{h}_1}^2 - m_{\tilde{h}_2}^2$ -Ebene fast konstant. Insbesondere für die Masse des Gluinos ist dies nicht überraschend, da sie hauptsächlich vom Parameter $m_{\frac{1}{2}}$ abhängt. Einzig die Masse des leichteren Stops \tilde{t}_1 variiert etwas stärker zwischen ca. 680 und 800 GeV. Die Masse des Gluinos liegt zwischen ca. 1143 und 1148 GeV, die Massen der Squarks jeweils zwischen ca. 950 und 1050 GeV, und sie schwanken um nicht mehr als 50 GeV. Es ist daher zu erwarten, dass der Einfluss der Gluinos und Squarks in der $m_{\tilde{h}_1}^2 - m_{\tilde{h}_2}^2$ -Ebene relativ konstant ist.

In Abbildung 5.18 ist die $m_{\tilde{h}_1}^2 - m_{\tilde{h}_2}^2$ -Ebene des Modells mit der gleichen Farbcodierung wie für das mSUGRA-Modell dargestellt. Die kosmologischen Grenzen und die Einschränkungen des LEP-Experiments sind hier jedoch nicht eingezeichnet. In diesem Modell liegt der Bereich mit leichten supersymmetrischen Teilchen bei großen Werten von $m_{\tilde{h}_2}^2$. Abbildung 5.19 zeigt den Verlauf von $\Omega_{\text{CDM}} h^2$ unter

Berücksichtigung der Grenzen des LEP-Experiments, die auch in allen weiteren Abbildungen enthalten sind. Man erkennt, dass der durch kosmologische Betrachtungen erlaubte Bereich am Rand des Bereichs mit dem leichtesten Neutralino χ_1^0 als LSP liegt. Außerdem ist im gesamten Bereich der Wert von $\Omega_{CDM}h^2$ klein im Vergleich zu manchen Parameterbereichen des mSUGRA-Modells. In mSUGRA erreicht man für $\tan\beta = 10$ Werte über 40.

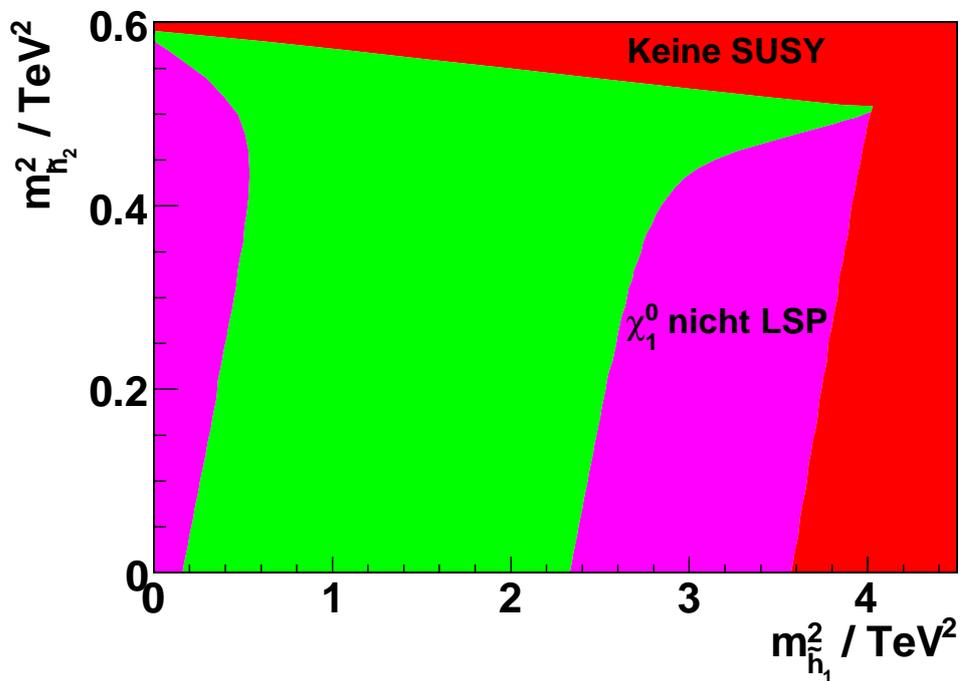


Abbildung 5.18.: $m_{h_1}^2 - m_{h_2}^2$ -Ebene des Modells der Gaugino-vermittelten Supersymmetrie-Brechung.

Auch in diesem Modell kann man nun zunächst den Gesamtwirkungsquerschnitt supersymmetrischer Ereignisse betrachten. Dieser liegt im gesamten erlaubten Bereich über 1 pb und erreicht bei großen Werten von $m_{h_2}^2$ fast 15 pb (siehe Abbildung 5.20). Dieser Bereich steht insbesondere auch mit den kosmologischen Beobachtungen in Einklang.

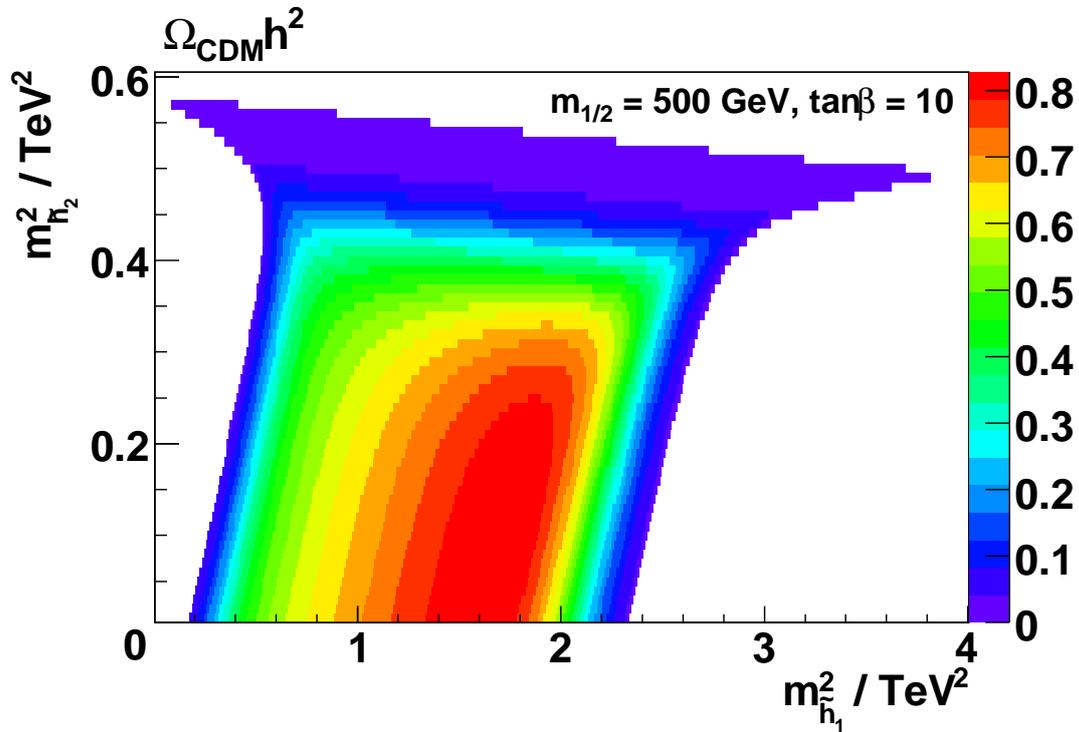


Abbildung 5.19.: Verlauf von $\Omega_{CDM}h^2$ in der $m_{h_1}^2$ - $m_{h_2}^2$ -Ebene unter Berücksichtigung der Grenzen des LEP-Experiments.

Da R-Paritätserhaltung auch in diesem Modell angenommen wurde, stehen am Ende der Zerfallsketten immer zwei stabile LSPs, die nicht detektiert werden. Fehlende Transversalenergie stellt somit auch in diesem Modell eine interessante Größe dar. Bei großen Werten von $m_{h_2}^2$ ist die zu erwartende mittlere fehlende Transversalenergie am kleinsten und liegt bei mindestens 20 GeV. In diesem Bereich erkennt man einen schnellen Anstieg des Mittelwerts zu Werten größer als 50 GeV (siehe Abbildung 5.21).

Wie bei der Untersuchung des Parameterraums von mSUGRA wurden auch hier multileptonische Signaturen betrachtet.

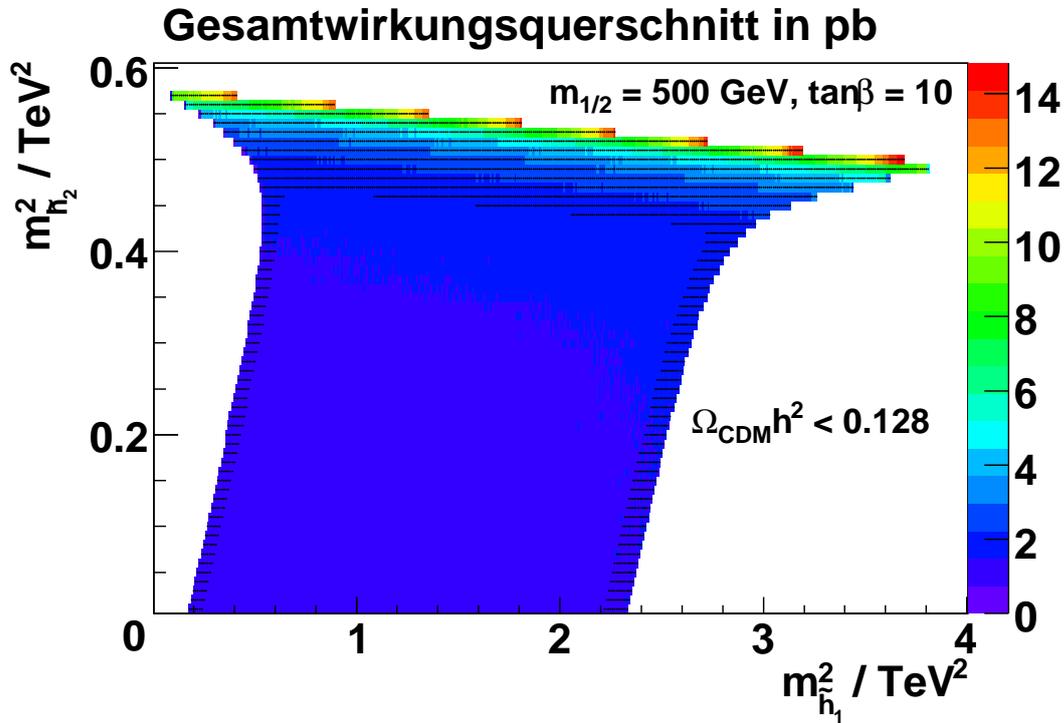


Abbildung 5.20.: Verlauf des Gesamtwirkungsquerschnitts in der $m_{h_1}^2 - m_{h_2}^2$ -Ebene.

5.2.2. Multileptonische Endzustände ohne Jetkriterien

In diesem Abschnitt werden Signaturen mit zwei gleich geladenen Leptonen bzw. mit drei Leptonen im Endzustand untersucht. Die Schnitte auf die Leptonen und die Auswahl der betrachteten Signaturen stimmen mit den Schnitten und der Auswahl für das Modell mSUGRA überein. Auch die Abkürzungen in den Abbildungen wurden übernommen.

Zwei Leptonen gleicher elektrischer Ladung

Die zu erwartenden Ereigniszahlen für das Signal mit zwei Leptonen gleicher Ladung sind in Abbildung 5.22 dargestellt. Die Anzahl der Ereignisse nach einem Jahr Laufzeit bei der Luminosität $\mathcal{L} = 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ liegt zwischen ca. 500 und 3500 Ereignissen. Der maximale Wert ist damit deutlich niedriger als bei mSUGRA (mit Bereichen mit bis zu 50000 Ereignissen), dafür ist hier der ge-

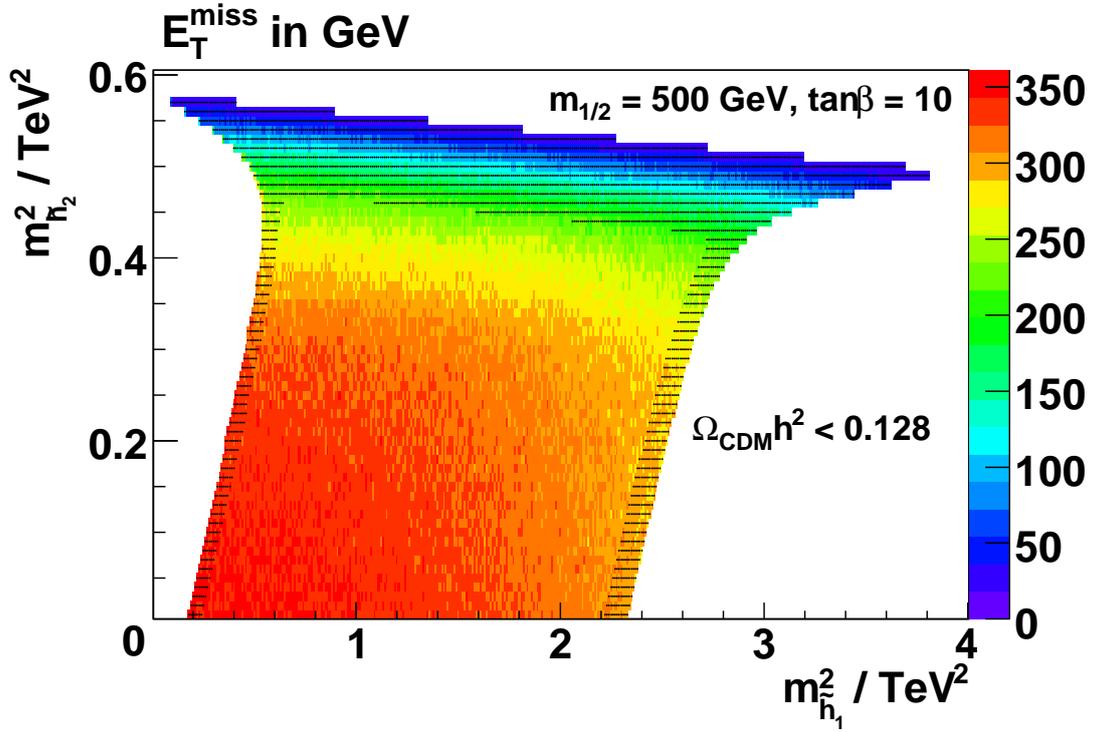


Abbildung 5.21.: Verlauf der fehlenden Transversalenergie in der $m_{h_1}^2$ - $m_{h_2}^2$ -Ebene.

samte Parameterbereich experimentell zugänglich. Insbesondere ist hier auch der Bereich mit besonders vielen Ereignissen bei kleinen Werten von $m_{h_1}^2$ und großen Werten von $m_{h_2}^2$ nicht durch die kosmologischen Einschränkungen ausgeschlossen. Ein Blick auf den Anteil der Ereignisse mit zwei Leptonen gleicher Ladung an allen supersymmetrischen Ereignissen gibt Aufschluss über die Bereiche mit relativ vielen Ereignissen. In Abbildung 5.23 ist der Anteil der Ereignisse mit zwei gleich geladenen Leptonen an allen supersymmetrischen Ereignissen aufgetragen. In den Bereichen des Parameterraums mit einem relativ hohen Anteil an Ereignissen sind die Sleptonen (Selektron und Smyon) leichter als das Neutralino χ_2^0 . Bei großen Werten von $m_{h_1}^2$ sind das \tilde{e}_L und das $\tilde{\mu}_L$ leichter, bei kleinen Werten von $m_{h_1}^2$ das \tilde{e}_R und das $\tilde{\mu}_R$. Der Bereich, in dem die Massendifferenz zwischen den Sleptonen und dem Neutralino mehr als 20 GeV beträgt, ist in Form von Punkten eingetragen. Im Bereich mit einer etwas geringeren Produktion bei $m_{h_2}^2 \approx 0.35 \text{ TeV}^2$ ist

das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall $\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 + h_0$ besonders groß, während es im Bereich darüber mit etwas größerem $m_{h_2}^2$ mit einem relativ großen Anteil an Ereignissen mit zwei Leptonen gleicher Ladung besonders groß ist für den Zerfall in Sleptonen und Leptonen.

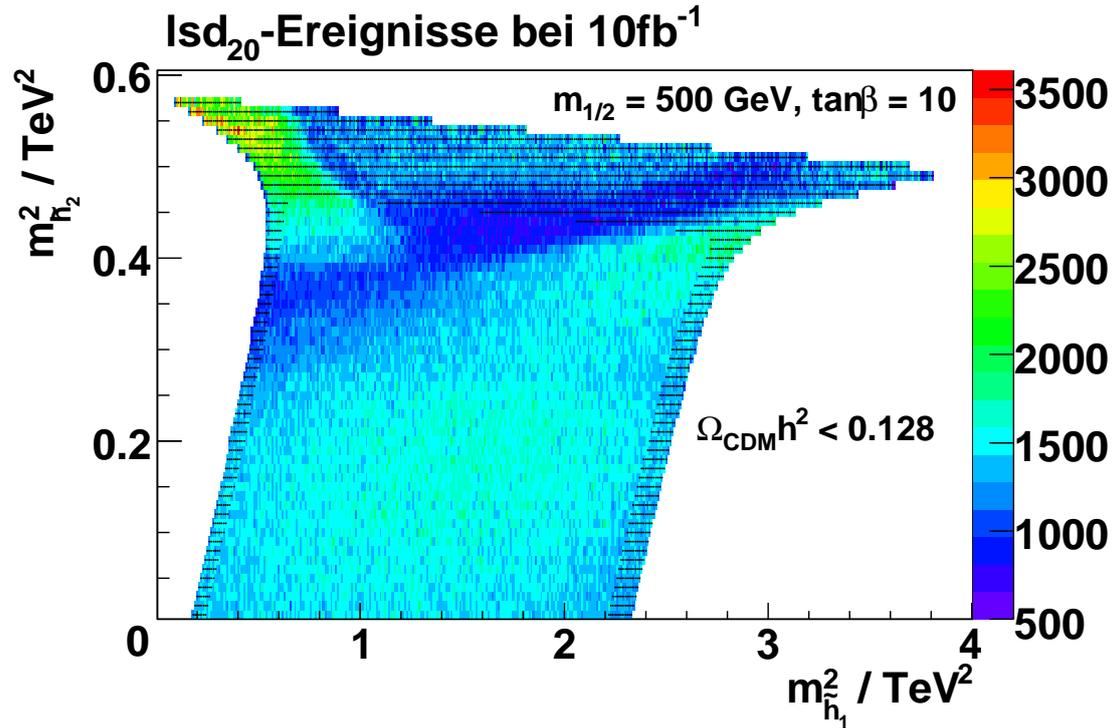


Abbildung 5.22.: Anzahl der zu erwartenden Isd₂₀-Ereignisse bei einer integrierten Luminosität von $10fb^{-1}$, dargestellt in der $m_{h_1}^2$ - $m_{h_2}^2$ -Ebene. Es ist zudem der Bereich eingetragen, in dem die Sleptonen mindestens 20 GeV leichter sind als das Neutralino χ_2^0 .

Auch hier wurde der Effizienzverlust durch den Schnitt auf die Leptonen bei $p_T > 20 \text{ GeV}$ gegenüber niedrigeren Schnitten studiert. Der Vergleich mit einem Schnitt bei $p_T > 10 \text{ GeV}$ für die Leptonen nach dem höchstenergetischen ergibt hier einen Faktor von ca. 1,2 bis 1,5 in den Bereichen des Parameterraums mit relativ vielen Ereignissen, und einen Faktor von ca. 1,7 bis maximal 2,4 für die

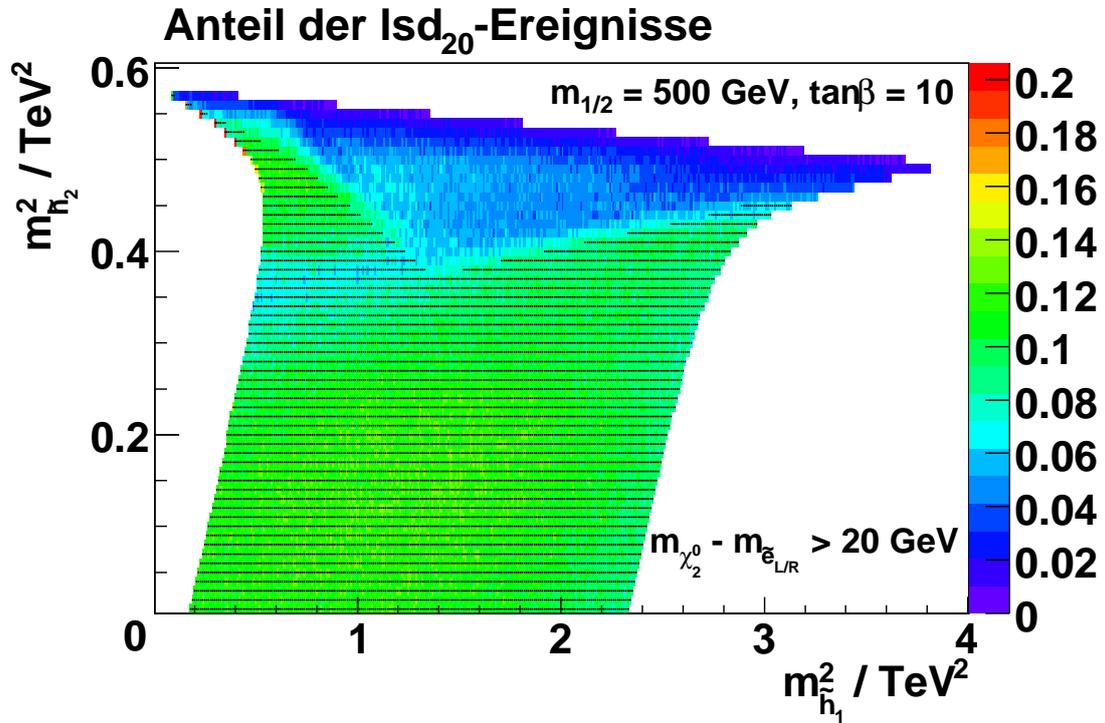


Abbildung 5.23.: Anteil der lsd_{20} -Ereignisse an allen supersymmetrischen Ereignissen, dargestellt in der $m_{h_1}^2 - m_{h_2}^2$ -Ebene.

Bereiche mit weniger Ereignissen (siehe auch Abbildung A.9).

Die fehlende Transversalenergie wurde hier anhand derselben Größen wie im mSUGRA-Modell studiert. In der gesamten $m_{h_1}^2 - m_{h_2}^2$ -Ebene ergeben sich im Vergleich zu mSUGRA hohe Grenzen für den Schnitt, bei dem 80% des Signals erhalten bleiben. Das Minimum liegt bereits bei ca. 80 GeV und in weiten Teilen des Parameterraums lässt sich der Schnitt bei über 150 GeV anlegen. Für den Schnitt, bei dem nur 20% des Signals übrig bleiben, liegt das Minimum bei ca. 335 GeV.

Auswirkung der Forderung eines dritten Leptons

In diesem Abschnitt wird auch für dieses Modell die Forderung eines dritten Leptons in den supersymmetrischen Ereignissen untersucht.

Wie auch schon im Modell mSUGRA ist durch die Forderung eines dritten Leptons in den Bereichen mit vielen Ereignissen mit zwei Leptonen gleicher Ladung, in denen die Sleptonen leichter sind als das Neutralino χ_2^0 , der Verlust an Ereignissen am geringsten. Man erreicht hier einen Faktor von ca. 1,2 bis 1,8 beim Übergang von drei Leptonen zu zwei Leptonen gleicher Ladung. Im restlichen Bereich des Parameterraums liegt der Faktor etwas höher.

Betrachtet man wieder nur die Signatur mit drei Leptonen, ergibt sich die gleiche Verteilung der Ereigniszahlen wie in Abbildung 5.22, allerdings mit weniger Ereignissen.

Die Diskussion der weiteren Beobachtungen und Erklärungen der Unterschiede und Gemeinsamkeiten der beiden Signalen entspricht der Diskussion für das mSUGRA-Modell.

5.2.3. Multileptonische Endzustände mit Jetkriterien

In diesem Abschnitt werden erneut die gleichen Signaturen wie im vorangegangenen Abschnitt untersucht, jedoch unter Berücksichtigung von Jetkriterien. Die Schnitte, die auf die Leptonen angelegt wurden, entsprechen den Schnitten aus dem vorherigen Kapitel.

Zwei Leptonen gleicher elektrischer Ladung

Auch in diesem Modell führt der Schnitt auf die Jets bei $p_T < 50$ GeV zu einer drastischen Reduzierung der Ereignisse mit zwei Leptonen gleicher Ladung. Der Anteil an Ereignissen ohne Jet mit $p_T > 50$ GeV an allen Ereignissen mit zwei gleich geladenen Leptonen liegt im gesamten Parameterraum unter 20% und in den meisten Bereichen deutlich niedriger. In den Bereichen mit besonders vielen

Ereignissen mit zwei Leptonen gleicher Ladung liegt das Verhältnis bei ca. 15%. Die Erwartung liegt in diesen Bereichen nach einem Jahr Datennahme bei der Luminosität $\mathcal{L} = 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ bei ungefähr 200 dieser Ereignisse.

Auch für dieses Modell wurden hochenergetische Jets mit $p_T > 300 \text{ GeV}$ im Zusammenhang mit der Signatur zweier Leptonen gleicher Ladung studiert und auch hier bleiben die Bereiche mit vielen Ereignissen unverändert. Der Anteil der Ereignisse mit mindestens einem hochenergetischen Jet und zwei gleich geladenen Leptonen an allen Ereignissen mit zwei gleich geladenen Leptonen liegt im Bereich mit vielen Ereignissen bei ca. 50 bis 80%, im restlichen Bereich des Parameterraums etwas höher.

In diesen Ergebnissen spiegelt sich deutlich die Tatsache, dass die Massen der Squarks und des Gluinos für festes $m_{\frac{1}{2}}$ über den gesamten betrachteten Parameterbereich ungefähr konstant sind.

Auswirkung der Forderung eines dritten Leptons

Die Forderung eines dritten Leptons wurde auch in diesem Modell für Signaturen mit Jets untersucht. Man verliert durch die Forderung eines dritten Leptons erneut Ereignisse.

Bei der Signatur ohne Jet mit $p_T > 50 \text{ GeV}$ erkennt man, dass in den Bereichen des Parameterraums mit einer höheren Anzahl multileptonischer Ereignisse die Forderung eines dritten Leptons nur einen sehr geringen Einfluss auf die Ereigniszahlen hat.

Bei der Signatur mit drei Leptonen und Jetkriterien erhält man die gleichen Ergebnisse wie für das Signal mit zwei Leptonen gleicher Ladung.

6. Zusammenfassung

In der vorliegenden Analyse wurde für das supersymmetrische Modell mSUGRA und ein Modell der Supersymmetrie-Brechung durch Gaugino-Mediation der Einfluss der Modellparameter auf multileptonische Ereignisraten und Ereignistopologien untersucht. Die in diesem Zusammenhang betrachteten multileptonischen Signaturen waren Signaturen mit zwei Leptonen gleicher Ladung und Signaturen mit drei Leptonen. Diese Signaturen sind geeignete Kandidaten für die Suche nach Supersymmetrie bei LHC.

Zunächst wurden zu erwartende Ereigniszahlen nach einem Jahr Datennahme bei der Luminosität $\mathcal{L} = 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ betrachtet. Für beide Modelle erhält man Bereiche des Parameterraums mit Ereigniszahlen, die einen Nachweis der Supersymmetrie erlauben.

Es wurde der Einfluss verschiedener Schnitte auf den Transversalimpuls der Leptonen untersucht. Für das höchstenergetische Lepton wurde ein Transversalimpuls $p_T > 20 \text{ GeV}$ gefordert, während der Schnitt auf die weiteren Leptonen variiert wurde zwischen 20, 15 und 10 GeV. Bei einer Änderung des Schnittes von $p_T > 20 \text{ GeV}$ nach $p_T > 10 \text{ GeV}$ ergab sich für die meisten Bereiche der Parameterräume eine Zunahme an Ereignissen um einen Faktor von mindestens 1,5. Einzige Ausnahme sind Bereiche der Parameterräume, in denen der Anteil multileptonischer Ereignisse an allen supersymmetrischen Ereignissen besonders hoch ist.

Weiterhin wurden die beiden Signaturen mit zwei gleich geladenen bzw. mit drei Leptonen miteinander verglichen. Die Forderung nach einem dritten Lepton mit den hier angelegten Schnitten reduziert die Ereignisraten um einen Faktor von bis zu 2 in weiten Bereichen der betrachteten Parameterräume.

Der Einfluss von Schnitten auf Jets wurde ebenfalls an zwei Beispielen untersucht. Die Forderung, dass kein Jet mit $p_T > 50 \text{ GeV}$ in den Ereignissen vorhanden sein

darf, reduziert sehr stark die Ereignisraten, da ein Großteil der selektierten Ereignisse aus Kaskadenzerfällen, die von Gluinos oder Squarks ausgehen, stammt. Passend dazu findet man, dass die meisten Ereignisse mindestens einen hochenergetischen Jet ($p_T > 300$ GeV) besitzen.

Für das Modell mSUGRA wurde für die Signatur mit drei Leptonen auch der Einfluss des Schnitts auf die Masse des Z^0 -Bosons untersucht. Dieser Schnitt reduziert die Ereigniszahlen nur in geringen Bereichen des Parameterraums, und bei den untersuchten Parameterwerten in diesen Bereichen auch nur auf nicht weniger als 50% in den experimentell erreichbaren Bereichen des Parameterraums. Schließlich wurde auch ein besonderes Merkmal supersymmetrischer Ereignisse untersucht: fehlende Transversalenergie. Tatsächlich ist es bei den untersuchten Signaturen möglich, einen relativ hohen Schnitt auf die fehlende Transversalenergie anzulegen, ohne sehr viele Signalereignisse zu verlieren.

Alle hier betrachteten Auswahlkriterien ergeben ein ermutigendes Bild für die Suche nach Supersymmetrie in multileptonischen Zerfallskanälen bei LHC.

A. Anhang

In diesen Anhang wurden alle Abbildungen aufgenommen, die nicht im Text selbst enthalten sind.

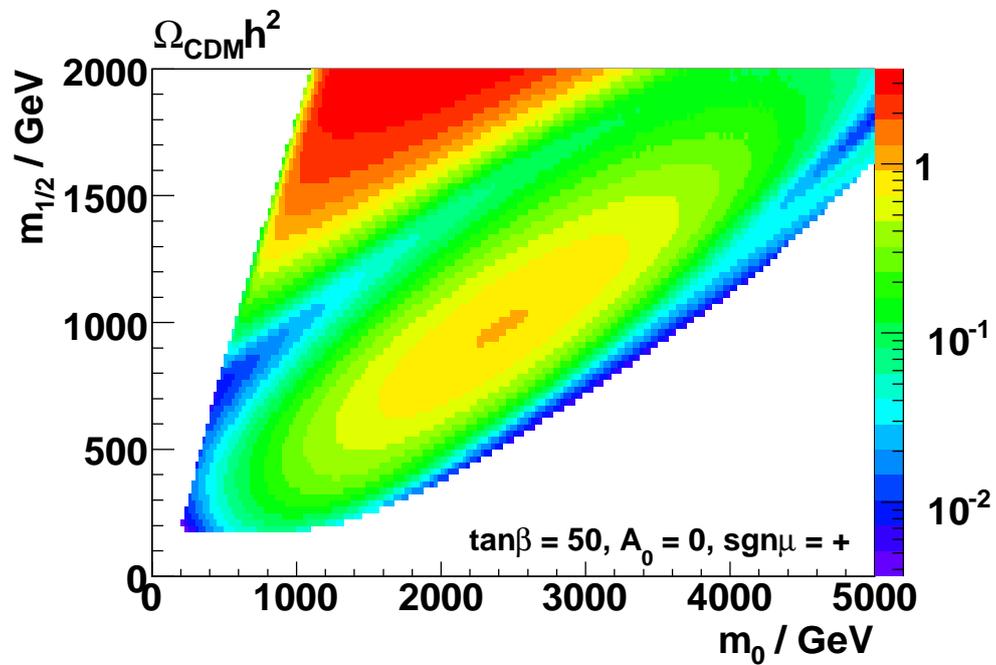


Abbildung A.1.: Verlauf von $\Omega_{CDM} h^2$ in der m_0 - $m_{1/2}$ -Ebene für $\tan\beta = 50$.

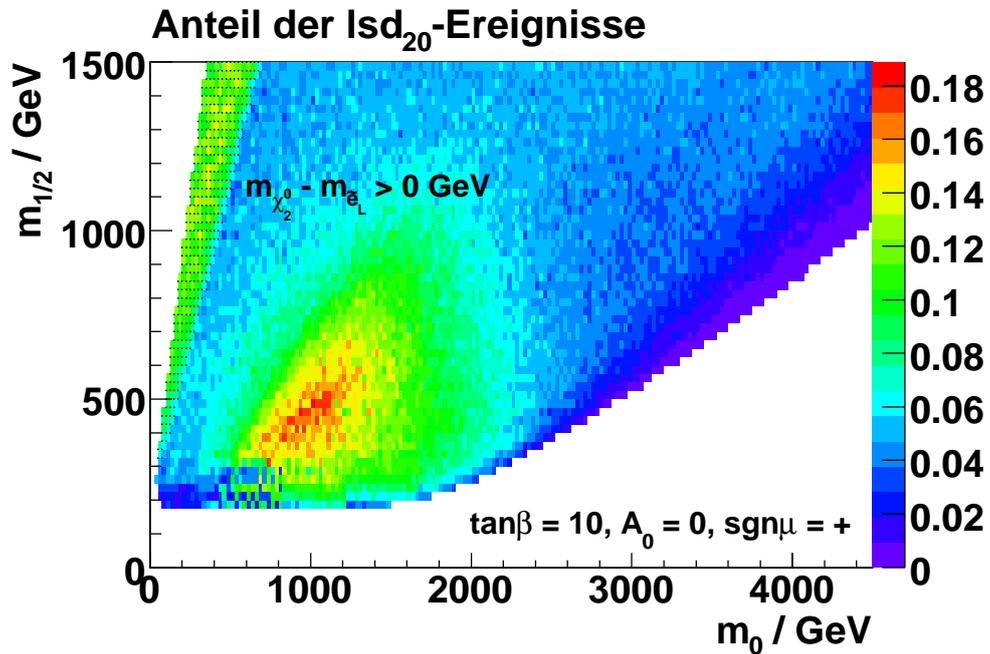


Abbildung A.2.: Anteil der $l s d_{20}$ -Ereignisse an allen supersymmetrischen Ereignissen mit einer anderen Massendifferenz zwischen dem Neutralino χ_2^0 und den Sleptonen.

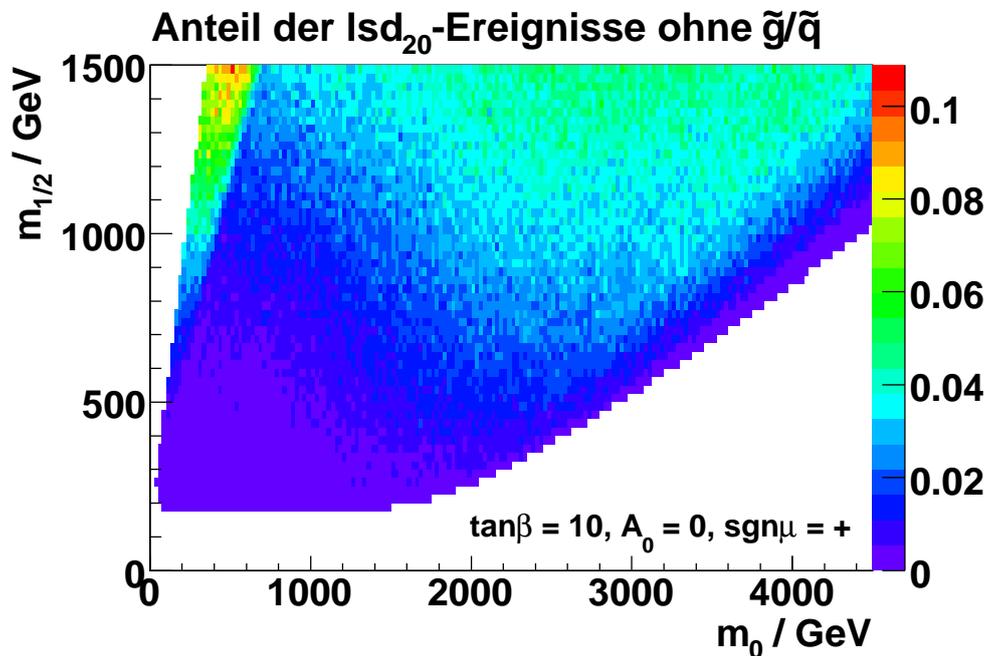


Abbildung A.3.: Anteil der $l s d_{20}$ -Ereignisse ohne Gluinos und Squarks an allen supersymmetrischen Ereignissen.

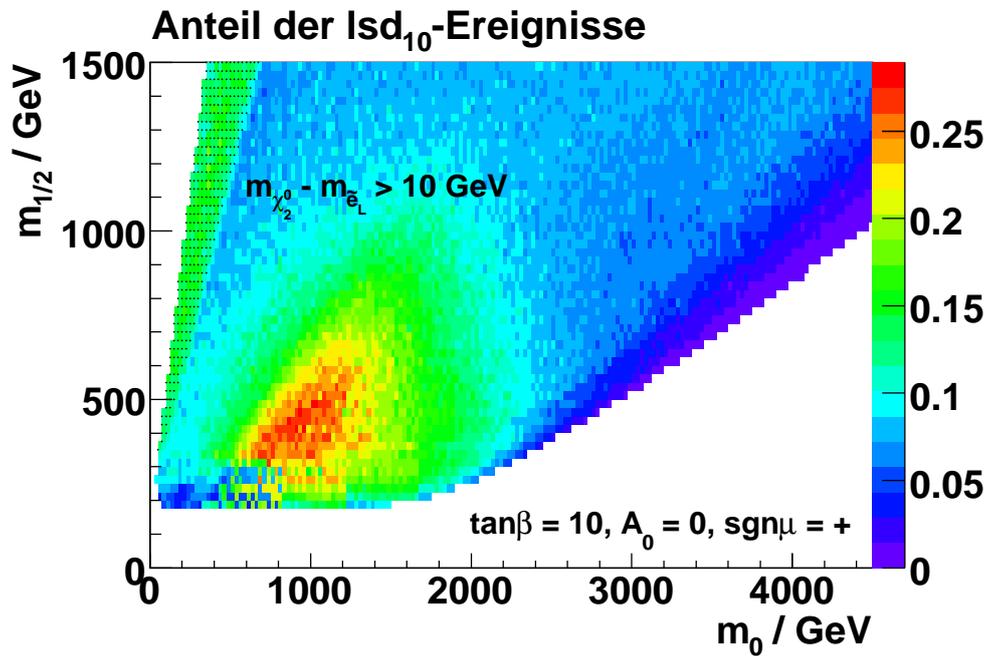


Abbildung A.4.: Anteil der $l_{sd_{10}}$ -Ereignisse an allen supersymmetrischen Ereignissen.

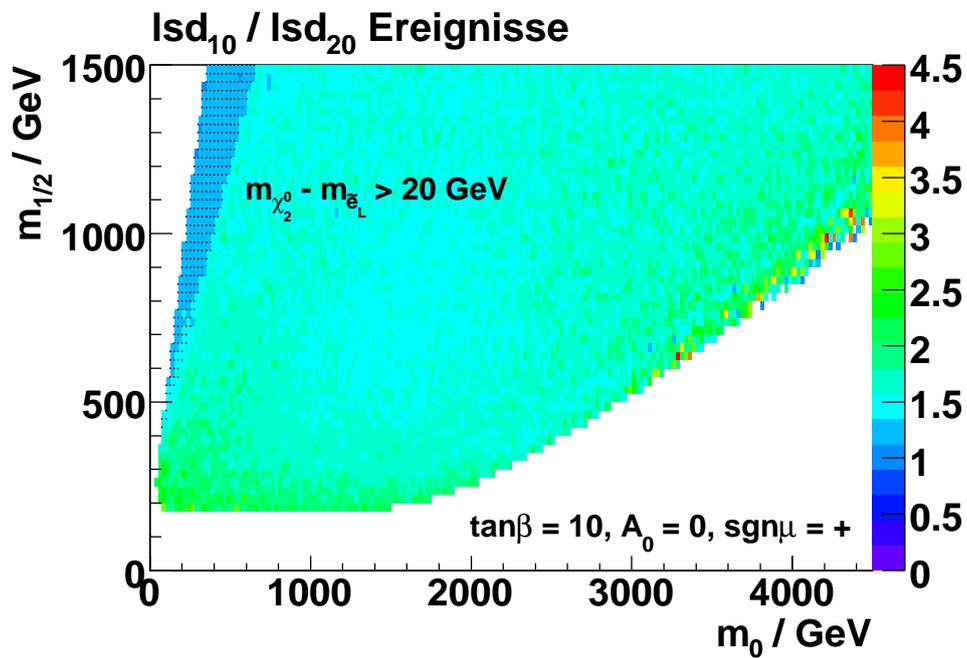


Abbildung A.5.: Verhältnis $l_{sd_{10}}/l_{sd_{20}}$.

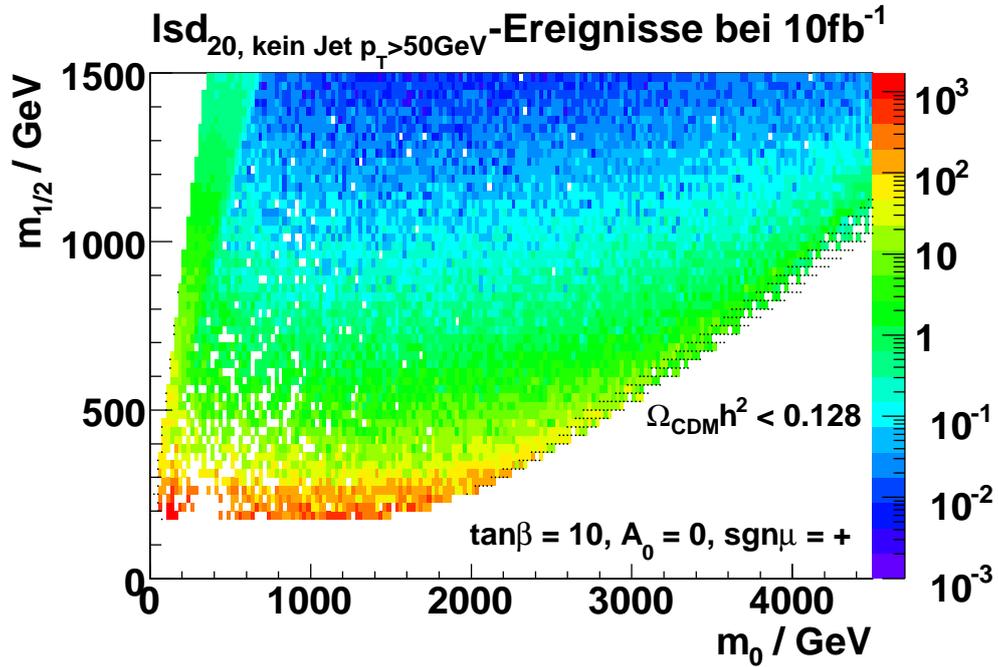


Abbildung A.6.: Anzahl der nach einem Jahr bei der Luminosität $\mathcal{L} = 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ erzeugten lsd₂₀-Ereignisse ohne Jet mit $p_T > 50 \text{ GeV}$.

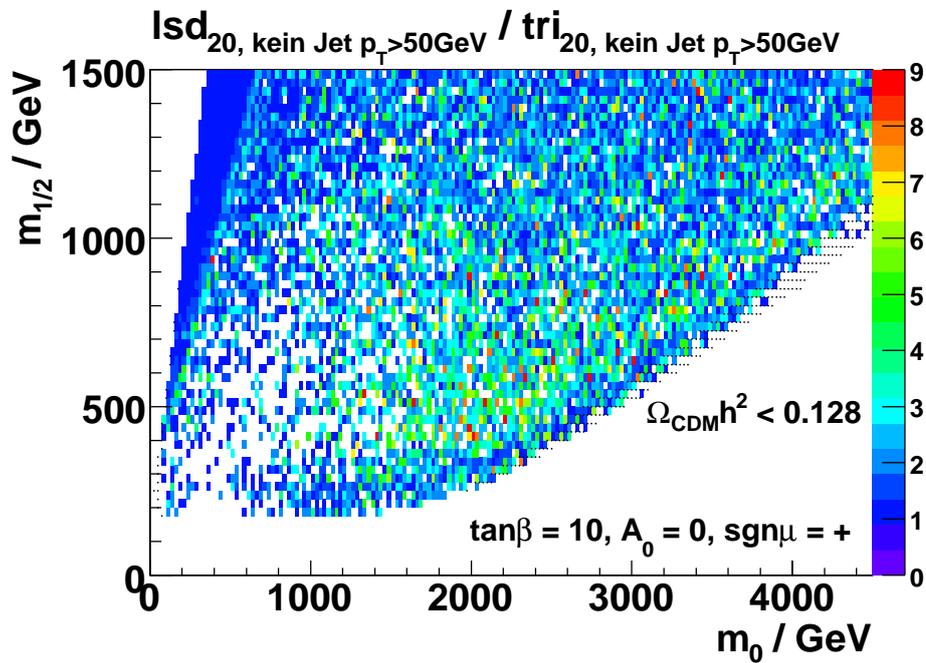


Abbildung A.7.: Verhältnis des Signals mit zwei Leptonen gleicher Ladung zum Signal mit drei Leptonen, jeweils ohne Jet mit $p_T > 50 \text{ GeV}$.

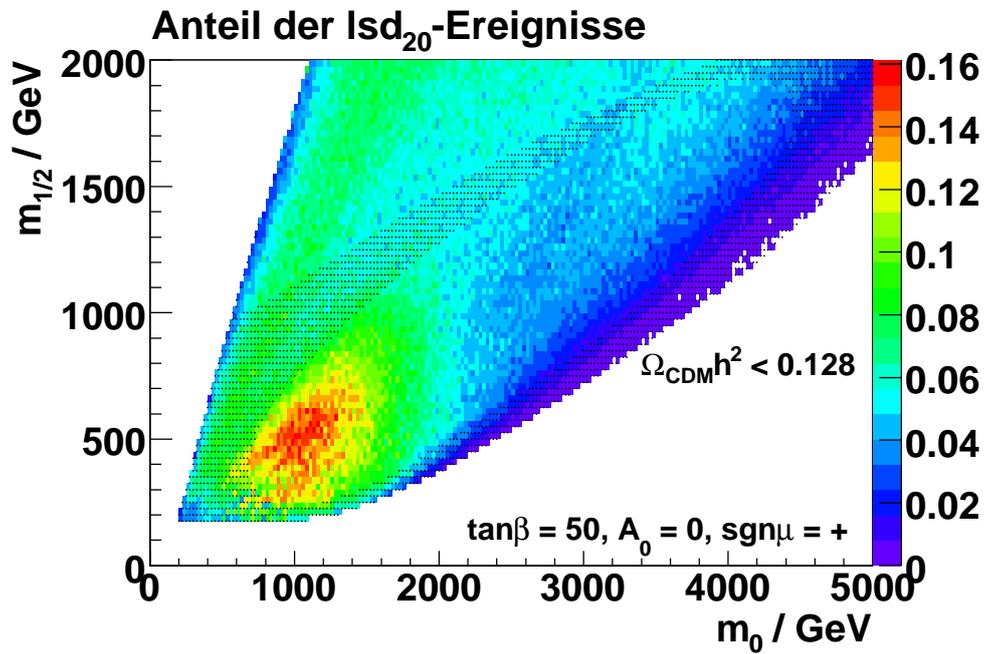


Abbildung A.8.: Anteil der Isd_{20} -Ereignisse an allen supersymmetrischen Ereignissen für $\tan\beta = 50$.

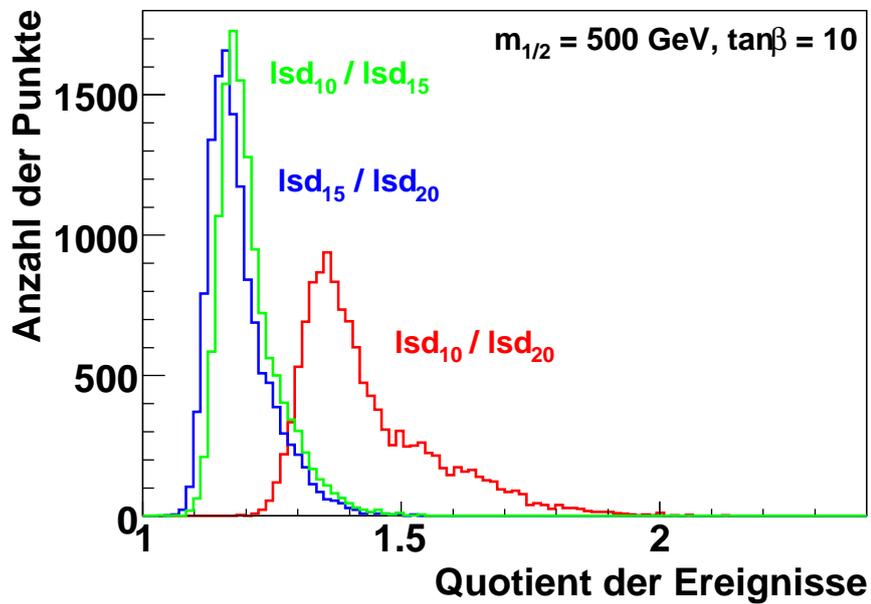


Abbildung A.9.: Verhältnisse der Signale mit zwei gleich geladenen Leptonen im Modell der Supersymmetrie-Brechung durch Gaugino-Mediation.

Literaturverzeichnis

- [1] GOETHE, J. W.: *Faust. Der Tragödie Erster Teil*. Reclam-Verlag
- [2] PERKINS, D. H.: *Hochenergiephysik*. Addison-Wesley, 1990
- [3] BERGER, C.: *Teilchenphysik*. Springer-Verlag, 1992
- [4] MARTIN, S. P.: *A Supersymmetry primer*. 1997. – hep-ph/9709356
- [5] BINDER, M.: *Search for the Trilepton Signal of the Minimal Supergravity Model in DØ Run II*, Ludwig-Maximilians-Universität, Diss., 2005
- [6] BÉLANGER, G. ; BOUDJEMA, F. ; PUKHOV, A. ; SEMENOV, A.: MicrOMEGAs 2.0: A Program to calculate the relic density of dark matter in a generic model. In: *Comput.Phys.Commun.* 176 (2007), S. 367-382. – hep-ph/0607059
- [7] BENNETT, C. L. u. a.: First Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Preliminary Maps and Basic Results. In: *Astrophys.J.Suppl.* 148 (2003), S. 1. – astro-ph/0302207v3
- [8] SPERGEL, D. N. u. a.: First Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Determination of Cosmological Parameters. In: *Astrophys.J.Suppl.* 148 (2003), S. 175. – astro-ph/0302209v3
- [9] CHACKO, Z. ; LUTY, M. A. ; NELSON, A. E. ; PONTON, E.: Gaugino mediated supersymmetry breaking. In: *JHEP* 01 (2000), S. 003. – hep-ph/9911323
- [10] KAPLAN, D. E. ; KRIBS, G. D. ; SCHMALTZ, M.: Supersymmetry breaking through transparent extra dimensions. In: *Phys. Rev. D* 62 (2000), S. 035010. – hep-ph/9911293

- [11] SCHMIDT-HOBERG, K.: *Superpartner Mass Spectrum and Cosmological Implications from Orbifolds*, Universität Hamburg, Diss., 2007
- [12] BRUNING, O. u. a.: LHC Design Report. Vol. I. (2004). – CERN-2004-003-V-1
- [13] CERN-HOMEPAGE: <http://www.cern.ch>
- [14] ATLAS-COLLABORATION: *ATLAS Detector and Physics Performance – Technical Design Report, Volume I and II*. 1999. – ATLAS TDR 14, CERN/LHCC/99-14
- [15] ATLAS-COLLABORATION: *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*. 2007 https://twiki.cern.ch/twiki/pub/Atlas/AtlasTechnicalPaper/Main_jinst_submission.pdf
- [16] ATLAS-HOMEPAGE: <http://atlas.ch>
- [17] ELSING, M. ; SCHOERNER-SADENIUS, T.: *Configuration of the ATLAS Trigger System*. 2003. – physics/0306046
- [18] ALLANACH, B. C.: SOFTSUSY: a program for calculating supersymmetric spectra. In: *Comput.Phys.Commun.* 143 (2002), S. 305-331. – hep-ph/0104145
- [19] SKANDS, P. u. a.: SUSY Les Houches Accord: Interfacing SUSY Spectrum Calculators, Decay Packages, and Event Generators. In: *JHEP* 0407 (2004), S. 036. – hep-ph/0311123
- [20] PAIGE, F. E. ; PROTOPODESCU, S. D. ; BAER, H. ; TATA, X.: ISAJET 7.69: A Monte Carlo event generator for pp, anti-p p, and e+e- reactions. (2003). – hep-ph/0312045
- [21] ISAJET-WEBPAGE: <http://www.hep.fsu.edu/~isajet/>
- [22] SJÖSTRAND, T. ; MRENNNA, S. ; SKANDS, P.: *PYTHIA 6.4 Physics and Manual*, 2006. – hep-ph/0603175

- [23] ELLIS, J. R. ; OLIVE, K. A. ; SANTOSO, Y.: Constraining supersymmetry. In: *New J. Phys.* 4 (2002), S. 32. – hep-ph/0202110
- [24] BAER, H. ; BALAZS, C. ; BELYAEV, A. ; O'FARRILL, J.: Direct detection of dark matter in supersymmetric models. In: *J. Cosmol. Astropart. Phys.* 0309 (2003), S. 007. – hep-ph/0305191
- [25] DUXFIELD, R.: *SUSY physics and missing energy at ATLAS*. – In: Lake Louise Winter Institute 2007: Fundamental Interactions, Lake Louise, Canada, 19.-24. Februar 2007. CERN-ATL-SLIDE-2007-016

Danksagungen

Ich möchte mich an dieser Stelle bei allen bedanken, die mich bei der vorliegenden Arbeit unterstützt haben, insbesondere bei:

- Prof. Dr. Dorothee Schaile für die freundliche Aufnahme an ihrem Lehrstuhl und die Erstellung des Erstgutachtens,
- PD Dr. Stefan Dittmaier für die Erstellung des Zweitgutachtens,
- PD Dr. Raimund Ströhmer für die Betreuung meiner Arbeit, die zahlreichen Hilfestellungen insbesondere bei der Lösung der verschiedensten Probleme mit der Programmierung und das Korrekturlesen der Arbeit,
- Dr. Cédric Serfon, Christian Kummer und Michael Wichmann für die angenehme Arbeitsatmosphäre im gemeinsamen Büro und die Beantwortung meiner zahlreichen Fragen zur Programmierung,
- Prof. Dr. Dorothee Schaile, PD Dr. Raimund Ströhmer, Dr. Marie-Hélène Genest, Dr. Cédric Serfon, Christian Kummer, Michael Wichmann und Jonas Will für die Anregungen in unseren wöchentlichen SUSY-Meetings,
- Markus Lichtnecker und Gernot Krobath für die zahlreichen Aufmunterungen in den letzten Wochen vor der Abgabe,
- allen noch nicht erwähnten Mitarbeitern des Lehrstuhls: Otmar Biebel, Philippe Calfayan, Günther Duckeck, Johannes Ebke, Johannes Elmsheuser, Albert Engl, Frank Fiedler, Herta Franz, Alexander Grohsjean, Petra Haefner, Klaus Herrmann, Ralf Hertenberger, John Kennedy, Peter Lang, Marion Lambacher, Martin Lamprecht, Tariq Mahmoud, Raphael

Danksagungen

Mameghani, Doris Merkl, Christoph Anton Mitterer, Thomas Müller, Thomas Nunnemann, Felix Rauscher, Gaby Reiter, Martina Reithmeier, Benjamin Ruckert, Matthias Schott, Britta Tiller und Attila Varga,

- Dr. Ulrich Benedum für den besten Nebenjob, den man als Student haben kann,
- meinen Eltern Christine und Michael für die große Unterstützung während meines gesamten Studiums.

Erklärung

Ich erkläre hiermit, dass ich meine Diplomarbeit mit dem Titel

**„Suche nach Gebieten auffälliger
Signaturen im SUSY Parameterraum“**

selbständig verfasst sowie keine anderen als die angegebenen Quellen und
Hilfsmittel benutzt habe.

München, 6. Mai 2008

(Julien de Graat)