



Julia I. Hofmann

Suche nach Supersymmetrie
mit dem ATLAS-Detektor

Diplomarbeit

HD-KIP-11-78

Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Julia Isabell Hofmann
geboren in Heidelberg
2011

Auf der Suche nach Supersymmetrie
mit dem
ATLAS-Detektor

Die Diplomarbeit wurde von Julia Isabell Hofmann
ausgeführt am
Kirchhoff-Institut für Physik
unter der Betreuung von
Prof. Dr. Hans-Christian Schultz-Coulon

Zusammenfassung

Die Theorie der Supersymmetrie ist als Erweiterung des etablierten Standardmodells der Teilchenphysik in der Lage, einige der verbliebenen Fragen zu klären. Die Möglichkeit diese Theorie zu überprüfen ergibt sich mit Beginn der Datennahme des ATLAS-Detektors am Large Hadron Collider. Die Erfolgsaussichten auf eine Entdeckung supersymmetrischer Signaturen mit ATLAS werden in der vorliegenden Arbeit untersucht. Diese Studie basiert auf einer existierenden Analyse, verwendet aber Monte-Carlo-Simulationen mit besser angepassten Parametern und aktuelleren Algorithmen. Trotz der Unterschiede der verwendeten Datensätze wird mit beiden Studien das gleiche Ergebnis erzielt: Für das untersuchte Szenario ist es möglich, Supersymmetrie mit einem Datensatz entsprechend einer integrierten Luminosität von 1 fb^{-1} bei $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ zu entdecken.

Hadronische Jets aus QCD-Prozessen bilden einen bedeutenden Untergrund bei der Suche nach Supersymmetrie. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Azimutwinkeldifferenz $\Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, p_T^{\text{miss}})$ als neue Variable zur Unterdrückung dieser Jet-Ereignisse untersucht. Sie wird aus der Winkeldifferenz der Richtung der fehlenden Transversalenergie und des fehlenden Transversalimpulses berechnet. $\Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, p_T^{\text{miss}})$ liefert ein robustes Selektionskriterium, mit dem man in der Lage ist den Jet-Untergrund ohne signifikanten Signalverlust zu halbieren. Eine Kombination dieses Kriteriums mit der bisher zur Unterdrückung der Jet-Ereignisse verwendeten Anforderung wird ebenso untersucht. Es wird gezeigt, dass das gleichzeitige Anwenden beider Schnitte zu einer erhöhten Reinheit des Signals führt, wodurch das Entdeckungspotential vergrößert wird.

Abstract

The theory of supersymmetry as an extension of the Standard Model of particle physics is able to answer remaining questions. The ATLAS experiment at the Large Hadron Collider allows to test this theory. In this work the potential for supersymmetry discovery with ATLAS is studied. The analysis is based on a previous study which used older simulation parameters and deprecated algorithms. Despite systematic differences, the presented study confirms the result of the original one. Supersymmetric signatures can be found with a dataset of 1 fb^{-1} of integrated luminosity at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ depending on the model realised in nature.

An important background for supersymmetry searches are QCD jet events. In this work $\Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, p_T^{\text{miss}})$ is studied as a previously unused variable for their suppression. It is defined as the difference in azimuthal angle between the direction of missing transverse energy and missing transverse momentum. $\Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, p_T^{\text{miss}})$ provides a robust selection criterion with which it is possible to reduce the QCD background significantly while keeping most of the signal. A combination of this cut with previously used requirements for jet background suppression has been studied. It is shown, that this enhances the purity of the signal and thus improves the discovery potential.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Der Large Hadron Collider und das ATLAS-Experiment	3
2.1	Der Large Hadron Collider	3
2.2	Das ATLAS-Experiment	5
3	Theoretische Grundlagen	15
3.1	Das Standardmodell	15
3.2	Supersymmetrie	18
4	Ereignissimulation und Objektrekonstruktion	27
4.1	Proton-Proton-Kollisionen	27
4.2	Monte-Carlo-Simulation	28
4.3	Objektrekonstruktion	29
4.4	Effektive Masse	33
5	Suche nach Supersymmetrie in Endzuständen ohne Leptonen	35
5.1	Motivation	35
5.2	Die Analysestrategie	36
5.3	Ergebnisse	40
5.4	Zusammenfassung und Ausblick	43
6	Reduzierung des QCD-Untergrundes	45
6.1	Motivation	45
6.2	Fehlender transversaler Impuls aus Spurmessungen	46
6.3	Eigenschaften von $\Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, p_T^{\text{miss}})$	48
6.4	Unterdrückung von QCD-Untergrund mit $\Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, p_T^{\text{miss}})$	51
6.5	Zusammenfassung und Ausblick	61
7	Zusammenfassung	63
	Anhang	I
A	Datensätze der Analyse aus Kapitel 5	I
B	SUSY-Suche in Endzuständen mit Leptonen	III
C	Datensätze der Studien aus Kapitel 6	IX
D	Fehlerberechnung der Effizienzkurven	XI
	Bibliographie	XIX
	Danksagung	XXIII

1 Einleitung

Es gibt nur ein einziges Gut: Die Wissenschaft.
Und nur ein einziges Übel: Die Unwissenheit.
Sokrates (469 - 399 v. Chr.)

Bereits vor über 2000 Jahren hat Sokrates – wenn auch überspitzt – die Bedeutung der Wissenschaft postuliert. Durch die Erforschung der Natur ist es gelungen, die Grenzen der Unwissenheit immer weiter zurückzudrängen. Dennoch gibt es auch heute eine Vielzahl an offenen Fragen, so dass das Streben nach der Erweiterung unserer Kenntnisse stets ein aktuelles Thema ist. Dies ist das erklärte Ziel der physikalischen Grundlagenforschung, die auch von der Europäischen Organisation für Kernforschung, dem CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire), betrieben wird. Das CERN befindet sich unweit der Stadt Genf in der Schweiz und hat seinen Fokus auf der Hochenergiephysik.

In diesem Forschungsgebiet gibt es eine Vielzahl ungeklärter Sachverhalte. Das Standardmodell der Teilchenphysik ist eine seit Jahrzehnten etablierte und viel getestete Theorie der elementaren Teilchen und Wechselwirkungen, aus denen die Materie aufgebaut ist. Doch es hat seine Grenzen und kann nicht alle beobachteten Phänomene erklären. Es beschreibt zum Beispiel nur einen Bruchteil des Energiegehaltes unseres Universums. Man beobachtet auch ein enormes Ungleichgewicht in der Verteilung von Materie und Antimaterie, dessen Ursache bisher noch ungeklärt ist.

Zur Beantwortung dieser und weiterer Fragen wurde am CERN eine Maschine gebaut, die Protonen auf nie zuvor erreichte Energien beschleunigt und kollidieren lässt: der Large Hadron Collider. Von der Erforschung dieses bisher unzugänglichen Bereiches verspricht man sich Antworten zu finden.

Zur Untersuchung der Kollisionen wurden mehrere Detektoren gebaut. Einer davon ist der ATLAS-Detektor, dessen Daten für die hier durchgeführten Studien verwendet wurden. Er wird im zweiten Kapitel dieser Arbeit beschrieben. Mit Hilfe dieses Detektors versucht man Theorien zu bestätigen, die das Standardmodell der Teilchenphysik erweitern und die offenen Fragen klären. Das Standardmodell wird im dritten Kapitel vorgestellt. Dort wird zudem die Theorie der Supersymmetrie als ein Kandidat zur Erweiterung dieses Modells beschrieben. In Kapitel 4 werden grundlegende Techniken und Größen eingeführt, auf denen die im Folgenden vorgestellten Studien basieren. Es schließt sich die Beschreibung einer Analyse der Erfolgsaussichten auf eine Entdeckung supersymmetrischer Signaturen an. Diese Studie wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit mit besser angepassten Simulationen, die auf aktuelleren Algorithmen beruhen, erneut durchgeführt. Dadurch konnte untersucht werden, ob die Verwendung dieser Datensätze zu einem anderen Ergebnis führt. In Kapitel 6 wird eine mögliche Modifikation dieser Suchstrategie aufgezeigt. Dazu wird die bisher nicht verwendete Variable $\Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, p_T^{\text{miss}})$ eingeführt, die ein Maß für die Abweichung der Ungleichgewichtes der Impuls- und der Energieverteilung im Detektor ist. Mit ihr lässt sich das supersymmetrische Signal von bestimmten Prozessen abgrenzen, die vom Standardmodell beschrieben werden und bei der Suche unerwünschten Untergrund darstellen. In den bisher veröffentlichten Ana-

lysen wurde zur Unterdrückung dieses Untergrundes eine andere Größe verwendet. Durch das Anwenden dieser Selektionskriterien wurden aber auch viele Signalereignisse verworfen. In der vorliegenden Arbeit werden die Eigenschaften von $\Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, p_T^{\text{miss}})$ untersucht und ihr Leistungsvermögen als alternative Selektionsvariable aufgezeigt. Auch eine Kombination der beiden Größen zur Untergrundunterdrückung wird studiert, um von den Vorteilen beider Variablen zu profitieren.

2 Der Large Hadron Collider und das ATLAS-Experiment

Das ATLAS-Experiment, mit welchem die Messungen in der vorliegenden Diplomarbeit durchgeführt wurden, befindet sich nahe Genf, in der Schweiz, auf dem Gelände der Europäischen Organisation für Kernforschung, CERN. Im Folgenden wird zunächst ein Überblick über die dortige Beschleunigeranlage gegeben (siehe auch [1], [2]) um anschließend näher auf den Detektor [3] einzugehen.

2.1 Der Large Hadron Collider

Der Large Hadron¹ Collider (LHC) ist der größte bisher gebaute ringförmige Teilchenbeschleuniger. Er hat einen Umfang von 26,7 km und erstreckt sich über die schweizer Landesgrenze hinweg bis nach Frankreich. Der Beschleuniger befindet sich in einem Tunnel, welcher etwa 100 m unter der Erdoberfläche liegt. In zwei gegenläufigen Strahlröhren, in welchen Ultrahochvakuum herrscht, können sowohl Protonen als auch Schwerionen beschleunigt werden. Für das Schwerionenprogramm werden in erster Linie Blei-Ionen verwendet. Da sich diese Arbeit ausschließlich auf Physik mit Protonen beschränkt, wird im Folgenden nur noch auf diesen Betriebsmodus eingegangen. Die Teilchenstrahlen kreuzen sich an vier Stellen des Ringes, an denen Kollisionen möglich sind. An jedem der Kollisionspunkte befindet sich eines der vier Hauptexperimente (siehe Abbildung. 2.1). Dies sind:

- ALICE - A Large Ion Collider Experiment - welches hauptsächlich zur Analyse der Schwerionenkollisionen gebaut wurde.
- ATLAS - A Toroidal LHC ApparatuS - ein Vielzweckdetektor, der bestens für die Suche nach schweren Elementarteilchen geeignet ist.
- CMS - Compact Muon Solenoid - ebenfalls ein Vielzweckdetektor mit einem breiten Physikprogramm, welcher teilweise andere Technologien als ATLAS für die einzelnen Detektorkomponenten verwendet.
- LHCb - Large Hadron Collider beauty - ein Experiment, das auf die Untersuchung von Hadronen, die b-Quarks enthalten, spezialisiert ist.

Die Teilchen, die in den LHC-Ring eingespeist werden, haben bereits eine ganze Reihe von Vorbeschleunigern durchlaufen. Dabei handelt es sich um eine Kette aus Linear- und Ringbeschleunigern², in welchen die Strahlenergie schrittweise erhöht wird. Wenn die Protonen in

¹Als Hadronen bezeichnet man Teilchen, die aus den als Quarks bezeichneten Elementarteilchen und deren Antiteilchen aufgebaut sind.

²Diese Beschleuniger waren zum Teil bereits vor dem Start des LHCs in Gebrauch, so dass die bereits vorhandene Infrastruktur als Vorbeschleunigungskette genutzt wird.

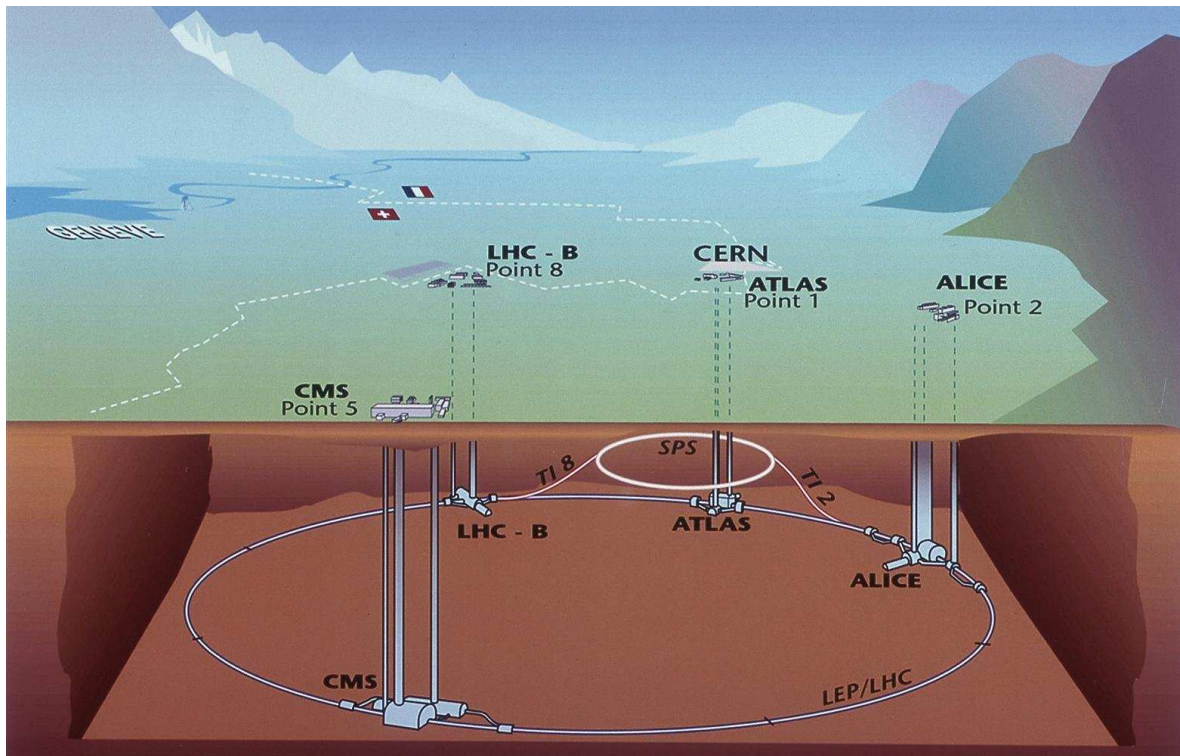


Abbildung 2.1: Der LHC-Ring und die vier Hauptexperimente [4].

den LHC gelangen, haben sie eine Energie von 450 GeV. Im Ring selbst werden die Teilchen dann durch je 8 Hohlraumresonatoren pro Strahl weiter beschleunigt. Die Maximalenergie des LHCs für Protonen liegt bei 7 GeV. Es ist geplant diese Energie im Jahr 2014 zu erreichen. Bei der Datennahme im Jahr 2010, auf die sich diese Arbeit bezieht, beträgt die Protonenstrahlenergie 3,5 GeV, was einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7$ TeV entspricht.

Die Teilchenstrahlen können nach vollendeter Beschleunigung über viele Stunden hinweg bei konstanter Energie im LHC umlaufen und zur Kollision gebracht werden. Um die Teilchen auf ihrer Bahn zu halten werden 1232 supraleitende Dipolmagnete benutzt, die ein Magnetfeld von bis zu 8,33 T erzeugen. Man hat sich beim Design des LHCs für supraleitende Magnete entschieden um diese hohen Magnetfeldstärken zu gewährleisten. Letztere sind notwendig um hohe Strahlenergien zu ermöglichen. Die Dipole bestehen aus einer Niobium-Titan-Legierung und werden durch eine Helium-Kühlung auf 1,9 K herabgekühlt, um sicherzustellen, dass sie sich in der supraleitenden Phase befinden. Darüber hinaus ist der LHC noch mit hunderten weiterer Magnete ausgestattet, welche zur Gewährleistung der Strahlqualität benötigt werden.

Die Strahlen bestehen technisch bedingt aus Teilchenpaketen. Jeder der Strahlen führt bei maximaler Intensität 2808 Pakete, jeweils im Abstand von ca. 7 m. Hohe Intensitäten sind notwendig um hohe Kollisionsraten zu erzielen. Letztere möchte man erreichen um auch seltene Ereignisse untersuchen zu können (siehe Kapitel 2.2.1). Die Reaktionsrate $\dot{N} = \mathcal{L}_{\text{inst}} \cdot \sigma$ wird von zwei Größen beeinflusst: Dem Wirkungsquerschnitt σ , der ein Maß für die Wahrscheinlichkeit einer bestimmten Reaktion ist und der instantanen Luminosität $\mathcal{L}_{\text{inst}}$. In einem

Speicherring gilt:

$$\mathcal{L}_{\text{inst}} = \frac{n \cdot N_a \cdot N_b \cdot f}{A} \quad (2.1)$$

wobei n die Anzahl der kollidierenden Teilchenpakete ist und N_a , beziehungsweise N_b , die jeweilige Teilchenzahl der Strahlen angibt. f bezeichnet die Umlauffrequenz und A ist der Strahlquerschnitt im Kollisionspunkt [5].

Die integrierte Luminosität \mathcal{L} ist ein Maß für die Anzahl der Reaktionen, die während eines Zeitintervalls stattgefunden haben. Es gilt:

$$\mathcal{L} = \int \mathcal{L}_{\text{inst}} dt \quad (2.2)$$

Der LHC übertrifft dank seiner modernen Technologien alle bisher in Hochenergieexperimenten erreichten Luminositäten. Die Design-Luminosität für den Betrieb mit Protonen ist $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Somit liegt sie fast zwei Größenordnungen über der Luminosität, die mit dem zweitgrößten Ringbeschleuniger, dem Tevatron³, erreicht wird: $\mathcal{L}_{\text{inst}}^{\text{Tevatron}} = 4 * 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [6]. Am Tevatron werden Protonen mit Antiprotonen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 1,96 \text{ TeV}$ zur Kollision gebracht. Also wird auch die Schwerpunktsenergie durch den LHC übertroffen. Dieser ermöglicht somit die Untersuchung bisher unbeobachteter kinematischer Bereiche, die zu neuen Erkenntnissen führen wird [1].

2.2 Das ATLAS-Experiment

Der ATLAS-Detektor, der in Abbildung 2.2 gezeigt wird, befindet sich in einer Kaverne 92 m unter der Erdoberfläche. Er ist 44 m lang und hat einen Durchmesser von 25 m. Die ihm zugehörige Kollaboration besteht aus über 3000 Wissenschaftlern aus 38 Ländern. Ihre Aufgabe umfasst nach dem erfolgreichen Entwurf und Bau des Detektors nun seinen Betrieb, die Planung von Verbesserungen und vor allem die Analyse der aufgezeichneten Daten.

2.2.1 Das Physikprogramm

ATLAS ist ein Vielzweckdetektor, was bedeutet, dass man mit ihm eine Vielzahl an physikalischen Modellen untersuchen kann. Dementsprechend breit ist das Physikprogramm der Kollaboration [7]. Zum Beispiel soll das Standardmodell der Teilchenphysik mit bisher erreichter Präzision vermessen werden. Man möchte die Unsicherheiten der Messung der W-Boson-Masse⁴ weiter senken und auch die Charakteristika des Top-Quarks mit höherer Genauigkeit als bisher bestimmen.

Das Standardmodell umfasst aber auch ein Teilchen, welches bisher noch nicht nachgewiesen werden konnte: das Higgs-Boson. Die untere Massengrenze liegt derzeit bei 114,4 GeV [8] und man erwartet, es in dem Energiebereich, der dem LHC zugänglich ist, zu finden. Die Suche nach dem Higgs-Boson ist eine der Hauptaufgaben von ATLAS. Falls das Teilchen nicht existiert, hat das bisherige Modell fundamentale Probleme damit unsere Beobachtungen zu beschreiben, so dass man zu neuen Theorien übergehen müsste.

Das Hauptaugenmerk der Forschung mit ATLAS liegt auf der Untersuchung des neu zugänglichen kinematischen Bereiches. Hier werden Prozesse erwartet, die mit dem Standardmodell

³Das Tevatron befindet sich am Fermilab in Batavia (Illinois, USA) und ist seit 1987 in Betrieb.

⁴Das W-Boson ist eines der Austauschteilchen, das die schwache Kraft vermittelt. Näheres hierzu ist in Kapitel 3.1 zu finden.

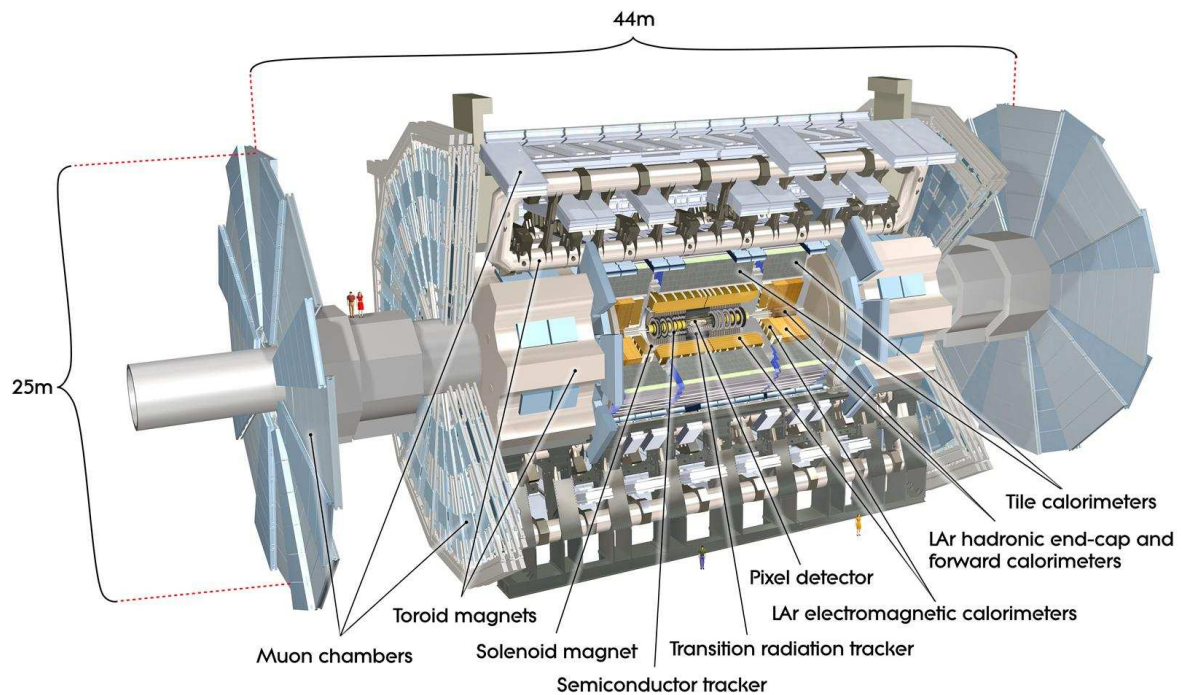


Abbildung 2.2: Der ATLAS-Detektor [4].

alleine nicht mehr zu erklären sind. Ein viel versprechender Kandidat hierfür ist Supersymmetrie. Diese Theorie besagt, dass es mehr Elementarteilchen gibt als vom Standardmodell beschrieben werden. Dadurch können einige Probleme des bisherigen Modells gelöst werden, so dass die genaue Prüfung dieser Theorie erstrebenswert ist. Kapitel 3 beschäftigt sich ausführlicher mit dieser Thematik.

Am LHC können auch Modelle mit zusätzlichen Raumdimensionen untersucht werden. Falls sie existieren, besteht die Möglichkeit, dass in den Proton-Proton-Kollisionen mikroskopische schwarze Löcher entstehen. Diese zerstrahlen dann instantan und ihre Überreste können mit dem ATLAS-Detektor nachgewiesen werden.

Außerdem wird mit dem ATLAS-Experiment nach schweren Eichbosonen (W' & Z') gesucht. Ihre Existenz wäre ein Hinweis darauf, dass das Modell der Elementarteilchen, wie wir es heute kennen, nicht komplett ist.

Es gibt noch eine Vielzahl an weiteren Analysen, welche mit dem ATLAS-Detektor durchgeführt werden. Die physikalischen Ziele können nur durch einen genau darauf abgestimmten Detektor erreicht werden. Darum wurden die erwarteten Signaturen bei der Konzeption des Detektors stets bedacht. Man muss in der Lage sein Elektronen, Myonen, Taus und Jets (siehe Kapitel 3) zu identifizieren und effizient im Bereich von wenigen GeV bis in den TeV-Bereich hinein zu vermessen. In manchen Prozessen kommt es zur Produktion von Teilchen, die nur schwach wechselwirken. Sie werden nicht vom Detektor nachgewiesen und manifestieren sich lediglich in einem Ungleichgewicht der Energieverteilung im Detektor. Auch dies gilt es messen zu können.

2.2.2 Der Detektor

Bei der Konzeption des ATLAS-Detektors galt es den hohen Anforderungen, die sowohl das Physikprogramm als auch die vom LHC vorgegebenen Bedingungen stellen, gerecht zu werden.

- Um ein Ereignis ohne Informationsverlust aufzeichnen zu können, muss der Detektor den vollen Raumwinkel abdecken.
- Die Trennung von Primär- und Sekundärvertices bedarf einer sehr guten Ortsauflösung. Als Primärvertex wird der Ort bezeichnet, an dem die Kollision stattfindet. Wechselwirkungspunkte, die durch anschließende Teilchenzerfälle entstehen, werden Sekundärvertices genannt.
- Eine gute Energie- und Impulsauflösung, vor allem für Elektronen, Photonen, Myonen, Taus und Jets, wird gefordert um die im vorigen Abschnitt erwähnten Analysen durchführen zu können.
- Es bedarf der Möglichkeit der Ereignisselektion, des so genannten Triggers, um eine effiziente Datennahme zu gewährleisten. Zudem ist dadurch das Datenvolumen auf eine technisch handhabbare Größe reduzierbar.
- Aufgrund der extrem hohen instantanen Luminosität des LHCs und der dafür benötigten Strahlintensitäten, müssen alle Detektorkomponenten und deren Elektronik strahlungsresistent sein.
- Die hohe Kollisionsfrequenz erfordert schnelle Elektronik und feine Detektorgranularität um das Überlappen von Ereignissen zu vermeiden und die Vielzahl der Teilchen auflösen zu können.

All diese Punkte galt es beim Design und Bau des Detektors zu bedenken und umzusetzen.

Das Koordinatensystem

Das Koordinatensystem zur Beschreibung des Detektors und der Teilchen, die ihn passieren, hat seinen Ursprung im nominalen Kollisionspunkt. Die z-Achse verläuft in Strahlrichtung und die x-y-Ebene transversal dazu: Die positive x-Achse zeigt vom Kollisionspunkt ins Innere des LHC-Ringes und die positive y-Achse nach oben. Die positive z-Achse zeigt gegen den Uhrzeigersinn.

Der Azimutwinkel ϕ ist um die Strahlachse in der transversalen Ebene definiert, wobei der Richtung der positiven x-Achse der Wert $\phi = 0$ zugeordnet wird. Als Polarwinkel Θ bezeichnet man den Winkel um die y-Achse. Ein alternatives Maß für den Winkel θ ist die Pseudorapidität $\eta = -\ln(\tan(\frac{\Theta}{2}))$. Sie wird häufiger verwendet als der Polarwinkel, da in Hadron-Kollisionen der Fluss der erzeugten Teilchen pro Pseudorapiditätsintervall konstant ist, falls die Massen der Teilchen vernachlässigbar sind.

Als Maß für den Abstand vom Ursprung wird $R = \sqrt{x^2 + y^2}$ verwendet. Die Distanz zweier Punkte im Pseudorapiditäts-Azimutwinkel-Raum ΔR wird gemäß $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ berechnet. Hierbei ist $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$ die Azimutwinkeldifferenz und $\Delta\eta = \eta_1 - \eta_2$ die Differenz der Pseudorapiditäten der Punkte. Transversale Größen wie zum Beispiel der transversale Impuls werden in der x-y-Ebenen, also senkrecht zur Strahlachse, gemessen.

Das Magnetsystem

Der ATLAS-Detektor hat vier Magnete (siehe Abbildung. 2.2), die alle supraleitend sind: einen zylinderförmigen Solenoiden und drei Toroiden. Diese Magnete werden benötigt um die bei der Kollision entstandenen Teilchen abzulenken und so die Impulsmessung zu ermöglichen.

Der Solenoid ist 5,3 m lang und hat einen Durchmesser von 2,4 m. Er ist nur 4,5 cm dick um die Wechselwirkung der Teilchen mit dem Magneten zu minimieren. Diese würde nämlich die Energiemessung, die im Kalorimetersystem außerhalb des Solenoiden stattfindet, beeinträchtigen. Der Solenoid besteht aus einer Lage aus aluminiumverstärktem Nb/Ti-Leiter und erreicht ein Magnetfeld von 2 T. Er umgibt den Inneren Detektor (siehe nächster Abschnitt) und seine Magnetfeldlinien laufen parallel zum Strahlrohr. Somit lenkt der zentrale Solenoid die geladenen Teilchen in der Ebene transversal zur Strahlrichtung ab.

Die drei Toroiden liefern das Magnetfeld für das Myonensystem des Detektors (siehe unten). Jeder Toroid besteht aus acht Spulen, welche radialsymmetrisch um die Strahlachse angeordnet sind. Die Spulen haben einen Luftkern, um Vielfachstreuung passierender Teilchen zu minimieren. Die Magnete bestehen aus einem Nb/Ti/Cu-Leiter, welcher sich bei der Betriebstemperatur der Magneten von 4,6 K, in der supraleitenden Phase befindet. Der größte Magnet befindet sich im Zentralbereich. Er ist 25,3 m lang und hat einen Durchmesser von 20,1 m. Er erzeugt ein Magnetfeld im Bereich $|\eta| < 1,4$ von 0,5 T, welches in der transversalen Ebene verläuft. Dadurch werden die Myonen in z-Richtung abgelenkt. Die anderen beiden Magneten sind baugleich, aber kleiner als der zentrale Toroid: Sie haben eine Länge von 5 m und einen Durchmesser von 10,7 m. Sie befinden sich jeweils an den Enden des zentralen Toroiden und werden Endkappen-Toroiden genannt. Sie decken einen Winkelbereich von $1,6 < |\eta| < 2,7$ ab, in welchem sie ein Magnetfeld von 1 T erzeugen. Das Magnetfeld der Toroiden wird kontinuierlich von 1800 Hall-Sensoren gemessen und überwacht [3].

Der Innere Detektor

Der Innere Detektor (siehe Abbildung 2.3) ist dem nominellen Wechselwirkungspunkt am nächsten. Er ist der erste Subdetektor, der die bei der Kollision entstehenden Teilchen nachweist. Der Detektor ist aus drei unabhängigen Subsystemen zusammengesetzt: Einem Pixel-, einem Silizium-Streifen- und einem Übergangsstrahlungsdetektor. Der Innere Detektor ist für das so genannte Tracking zuständig, d. h. er rekonstruiert die Trajektorien, auf welchen die Teilchen den Detektor durchqueren. Dies ist allerdings nur für geladene Teilchen möglich, da das Nachweisprinzip auf Ionisation beruht. Der Innere Detektor besteht aus konzentrischen Zylindern, welche die Strahlachse umgeben. An seinen Enden besteht er aus mehreren Scheiben, die senkrecht zur Strahlachse stehen. Diese Anordnung ermöglicht die Spurmessung bis zu $|\eta| < 2,5$. Der Detektor befindet sich komplett innerhalb des zentralen Solenoiden, in dessen Magnetfeld die geladenen Teilchen abgelenkt werden. Durch die Krümmung der Spur wird der Impuls der Teilchen berechnet. Außerdem kann man mit Hilfe der im Inneren Detektor gemessenen Spuren den Primärvertex rekonstruieren. Gleichermaßen können auch sekundäre Vertizes bestimmt werden. Sie entstehen durch den Zerfall der in der Kollision erzeugten Teilchen nach endlicher Flugzeit.

Der **Pixel-Detektor** bildet die innerste Detektorkomponente. Er besteht aus etwa 80 Millionen Silizium-Pixeln. In diesen Pixeln setzen geladene Teilchen beim Durchgang Ladungsträger frei, die zu den Elektroden wandern und dort ein Signal, auch Treffer genannt, erzeugen. Die kleinsten Pixel haben eine Ausdehnung in $R\text{-}\phi \times z$ von $50 \times 400 \mu\text{m}^2$, wodurch sich eine

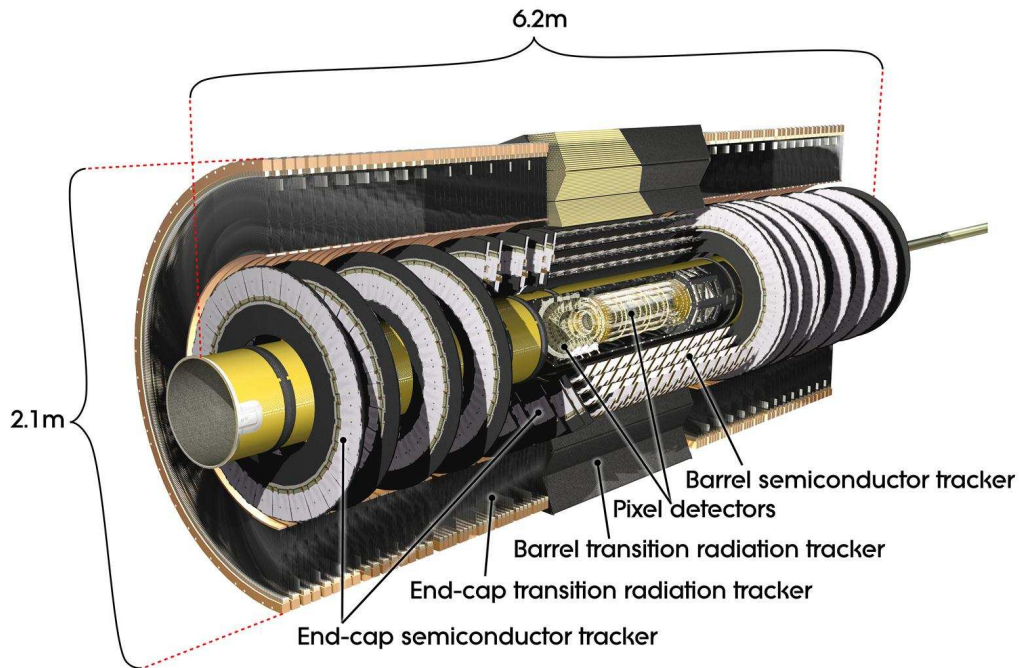


Abbildung 2.3: Der Innere Detektor von ATLAS [4].

Auflösung von $10 \times 155 \mu\text{m}^2$ ergibt. Der Detektor besteht jeweils aus drei Lagen: drei zentralen, konzentrischen Röhren und je 3 Scheiben an jedem Ende. Somit erwartet man für jede gut gemessene Teilchenspur 3 Signale im Pixel-Detektor. Er wird bei Temperaturen von -5 bis -10 °C betrieben um Rauscheffekte auch nach Strahlungsschäden gering zu halten.

Der **Silizium-Streifen-Detektor** (engl. SemiConductor Tracker, SCT) besteht aus jeweils 6,4 cm langen Silizium-Streifen, in denen ebenfalls durch Ionisation ein Signal erzeugt wird, wenn sie von geladenen Teilchen durchlaufen werden. Um eine gute Ortsauflösung zu erhalten, sind die Streifen immer in Paaren angeordnet: Ein zweiter Streifen befindet sich um 40 mrad versetzt hinter dem ersten. Dadurch erhält man eine Auflösung in R - ϕ -Richtung von $17 \mu\text{m}$ und in z -Richtung von $580 \mu\text{m}$. Im Zentralbereich besteht der Detektor aus 4 konzentrischen Röhren mit je zwei Lagen an Silizium-Streifen, die parallel zur Strahlachse verlaufen. Im Endbereich der Röhren befinden sich jeweils 9 Scheiben, auf welchen die Streifen radial nach außen laufen. Auch diese Silizium-Module werden bei einer Temperatur von -5 bis -10 °C betrieben.

Der **Übergangsstrahlungsdetektor** (engl. Transition Radiation Tracker, TRT) bildet die äußerste Schicht des Inneren Detektors. Er liefert Spur-Informationen bis $|\eta| < 2$ und wird bei Raumtemperatur betrieben. Er besteht aus fast 300.000 Driftröhren mit einem Durchmesser von 4 mm, welche mit einem Xe/CO₂/O₂-Gasgemisch gefüllt sind und in deren Mitte eine vergoldete Wolframanode verläuft. Im Zentralbereich haben die Rohre eine Länge von 144 cm und sind parallel zur Strahlachse angebracht. Im Endkappenbereich befinden sich 27 cm lange Rohre radial zum Strahlverlauf. Geladene Teilchen ionisieren beim Durchgang das Gas in den Röhren und erzeugen dadurch ein Signal. Die Ortsauflösung beträgt dabei $130 \mu\text{m}$ in R - ϕ -Richtung. In z -Richtung entspricht die Auflösung der Röhrenlänge. Für gut gemessene Spuren

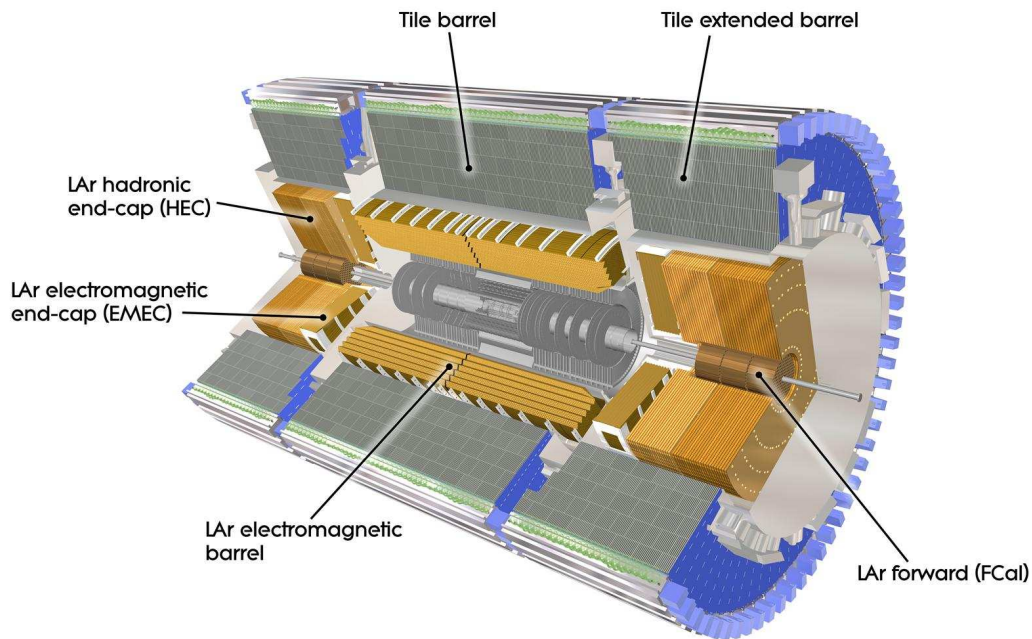


Abbildung 2.4: Die Kalorimeter des ATLAS-Detektors [4].

geladener Teilchen mit einem Impuls über 0,5 GeV werden 36 Treffer erwartet. Der TRT trägt trotz seiner schlechteren Ortsauflösung noch signifikant zur Impulsmessung bei, da man die Spuren dank der vielen Treffer in größeren Abständen vom Primärvertex besser rekonstruieren kann.

Wie sein Name schon andeutet, liefert der Detektor auch Informationen zur Teilchenidentifikation durch Übergangsstrahlung. Dazu befindet sich zwischen den Röhren Polypropylen, in dem Elektronen beim Durchgang Röntgen-Photonen aussenden. Die Amplitude des Signals in den Driftröhren, welches die Photonen durch Absorption im Gas erzeugen, hat eine höhere Amplitude als das Signal eines minimalionisierenden Teilchens, weshalb man sie unterscheiden kann. Da Pionen schwerer sind als Elektronen, hat das durchschnittliche Pion eine viel kleinere Geschwindigkeit als ein Elektron, so dass Pionen niederenergetischere Übergangsstrahlung erzeugen. Dadurch kann man die beiden Teilchensorten auseinander halten und erhält eine vom Kalorimeter unabhängige Elektronenidentifikation.

Durch Kombination der Informationen dieser Subsysteme, erreicht der Innere Detektor eine relative Impulsauflösung von $\frac{\sigma_p}{p_T} = (0,0483 \pm 0,0016) \% \times p_T [\text{GeV}]$ für Spuren mit hoher transversaler Energie [9]. Dies kommt dem angestrebten Wert von $\frac{\sigma_p}{p_T} = 0,05 \% \times p_T [\text{GeV}] \oplus 1 \%$ bereits sehr nahe [3].

Die Kalorimeter

Für die Energiemessung der Teilchen in ATLAS ist das Kalorimetersystem zuständig, das in Abbildung 2.4 zu sehen ist. Sie geschieht unabhängig von der Impulsmessung im Inneren Detektor und liefert komplementäre Informationen. Auch das Kalorimetersystem ist zylindersymmetrisch aufgebaut und besteht aus mehreren Subsystemen, die zusammen den Pseudora-

piditätsbereich von $-4,9 < \eta < 4,9$ abdecken.

Alle Kalorimeter in ATLAS sind so genannte Sampling-Kalorimeter. Das heißt, sie sind schichtweise aus aktivem Material und Absorbern aufgebaut. Im Absorbermaterial verlieren die Teilchen Energie und erzeugen Schauer von Sekundärteilchen. Diese werden wiederum abgebremst und produzieren dabei neue Teilchen oder ionisieren das Material. Das geschieht so lange, bis die zur Verfügung stehende Energie zu gering ist, um den Prozess zu wiederholen. Um die Energie messen zu können, muss der gesamte Schauer innerhalb des Detektors liegen, was bei dem Design des Detektors zu beachten war. Als Maß für die Dicke von Kalorimetern verwendet man die elektromagnetische Strahlungslänge X_0 und die Wechselwirkungslänge λ . Sie geben jeweils an, welche Strecken die Teilchen im Material zurücklegen müssen, damit ihre Energie nur noch $1/e$ der Anfangsenergie beträgt. Hierbei wird X_0 verwendet, falls der Energieverlust aufgrund von elektromagnetischen Prozessen auftritt und λ , falls die starke Wechselwirkung überwiegt. Das Kalorimetersystem ist zweigeteilt: Es besteht aus einem mehr als 22 Strahlungslängen dicken elektromagnetischen Kalorimeter und einem hadronischen, das bis zu 10 Wechselwirkungslängen misst. Dies ist in der Regel ausreichend um einen Durchschlag der Teilchen in das angrenzende Myonensystem (siehe unten) zu vermeiden.

Das **elektromagnetische Kalorimeter** (engl. Electromagnetic Calorimeter, ECal) ist für die Energiemessung der Elektronen und Photonen zuständig. Es besteht aus einem zentralen Zylinder, welcher den Bereich bis $|\eta| < 1,475$ abdeckt und aus zwei Endkappen, die für $1,375 < |\eta| < 3,2$ sensitiv sind. Es ist aus einer Reihe akkordeonförmiger Bleiplatten aufgebaut, in deren Zwischenräumen sich flüssiges Argon befindet. Das Blei dient als Absorber und die Akkordeon-Form ermöglicht es den gesamten ϕ -Bereich lückenlos abzudecken. Das Argon stellt das aktive Material dar, das ionisiert wird. Flüssiges Argon ist hierfür sehr gut geeignet, denn es weist über große Zeiträume hinweg ein stabiles Ansprechverhalten auf und ist strahlungsresistent. Die nominelle Auflösung des elektromagnetischen Kalorimeters liegt bei $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 0,7\%$ für Elektronen, wobei die Energie E in GeV angegeben wird [3].

Das **Tile-Kalorimeter** ist eine Komponente des hadronischen Systems und schließt sich direkt an das elektromagnetische an. Hier wechseln sich Stahlabsorber mit Kacheln (engl. tiles) aus aktivem Szintillator-Material ab. Das Tile-Kalorimeter ist zylinderförmig und besteht aus einem Zentralbereich bis $|\eta| < 1$ und zwei Endkappen, die den Bereich von $0,8 < |\eta| < 1,7$ abdecken. Aufgrund seines hohen Stahlanteils dient der Zylinder zudem auch als Rückfluss-Joch für das Magnetfeld des zentralen Solenoiden. Beim Durchgang der Teilchen durch die aus dotiertem Polystyren bestehenden Szintillatoren erzeugen die Teilchen unter Energieverlust Photonen. Diese werden in Photoelektronenvervielfachern verstärkt und in ein elektrisches Signal umgewandelt. Die zweite Komponente der hadronischen Kalorimetrie ist das **Flüssig-Argon-Endkappen-Kalorimeter** (engl. Hadronic End-cap Calorimeter, HEC). Es überlappt bei kleinen Pseudorapiditäten mit dem Tile-Kalorimeter, da es sich im Bereich zwischen $1,5 < |\eta| < 3,2$ befindet. Das HEC schließt sich direkt an die Endkappen des elektromagnetischen Kalorimeters an und basiert auf einer ähnlichen Technologie; allerdings werden hier Kupferplatten als Absorber verwendet. Das aktive Material ist ebenfalls flüssiges Argon. Die nominelle Auflösung des Tile-Kalorimeters zusammen mit den Flüssig-Argon-Endkappen beträgt $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\%$ für hadronische Jets. Auch hier wird die Energie E in GeV angegeben [3].

Das **Vorwärtskalorimeter** (engl. Forward Calorimeter, FCal) deckt den Bereich $3,1 < |\eta| < 4,9$ ab und besteht aus insgesamt sechs Rädern. Sie sind transversal zum Strahlverlauf angebracht und an jedem Ende des Zentralbereiches befinden sich jeweils drei Stück. Das FCal

beruht auf ähnlichen Technologien wie das elektromagnetische Kalorimeter, denn auch hier wird flüssiges Argon als aktives Material benutzt. Das Rad, welches dem Kollisionsspunkt am nächsten ist, benutzt Kupferplatten als Absorber, da es für elektromagnetische Messungen optimiert ist. Die beiden äußeren Module sind mit Wolframplatten ausgestattet. Sie sind aufgrund der hohen Kernladungszahl des Wolframs gut für die Messung der hadronischen Wechselwirkungen geeignet. Die Auflösung des Vorwärtskalorimeters beträgt laut Design $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{100\%}{\sqrt{E}} \oplus 10\%$ für Jets, wobei die Energie E in GeV angegeben wird [3].

Das Myonensystem

Myonen sind minimal ionisierende Teilchen und passieren die Kalorimeter ohne vollständig abgebremst zu werden. In ATLAS existiert ein eigens für ihre Messung bestimmtes System. Dieses befindet sich außerhalb des Kalorimetersystems, im Feld der Toroid-Magneten. Das Myonensystem macht das Hauptvolumen von ATLAS aus und deckt den gesamten Bereich bis $|\eta| < 2,7$ ab. Auch die Myonenkammern sind in einen zylindrischen Zentralbereich und zwei Endkappenbereiche gegliedert, wobei jeweils drei Detektorlagen vorhanden sind. Ein besonderes Merkmal des Myonensystems von ATLAS ist, dass es auch ohne den restlichen Detektor in der Lage ist den Impuls der Myonen zu messen und ihre Spuren zu rekonstruieren. Das Myonensystem hat eine nominelle Auflösung von $\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = 10\%$ für Myonen mit einem Impuls von $p_T = 1$ TeV. Die Impulsmessung basiert auf dem Prinzip der Ablenkung geladener Teilchen im Magnetfeld, welches hier durch die Toroiden erzeugt wird. Zur Spurrekonstruktion werden Driftröhren- und Kathoden-Streifen-Kammern verwendet. Die dünnen Driftröhrenkammern (engl. Monitored Drift Tubes) decken den gesamten zugänglichen η -Bereich ab. Eine Kammer besteht aus 3 bis 8 Lagen von Driftröhren, welche mit einem Argon-CO₂-Gasgemisch gefüllt sind und einen Durchmesser von 3 cm haben. Beim Passieren der Myonen wird dieses Gas ionisiert und die freigesetzten Elektronen driften zu der im Zentrum der Röhre verlaufenden Anode, einem Wolfram-Rhenium-Draht. Dadurch erhält man pro Kammer eine Ortsauflösung von 25 μm .

In Bereichen großer Pseudorapiditäten, $2 < |\eta| < 2,7$, werden Kathoden-Streifen-Kammern (engl. Cathode Strip Chambers) für die innere Detektorlage verwendet. Hierbei handelt es sich um Vielfachproportionalkammern mit segmentierten Kathoden, so dass eine bessere Ortsauflösung erzielt wird. Sie beträgt 40 μm in der Beugungsebene und 5 mm in ϕ -Richtung. Das Gas der Kammern ist ein Gemisch aus Argon und CO₂, was wegen seiner hohen Driftgeschwindigkeit eine sehr gute Zeitauflösung erlaubt.

Das Myonensystem besteht zudem aus Triggerkammern. Sie sind auf zwei verschiedene Arten realisiert: Im Zentralbereich, $|\eta| < 1,05$, handelt es sich dabei um Widerstandsplattenkammern (engl. Resistive Plate Chambers) und im Endkappenbereich $1,05 < |\eta| < 2,4$ um Hohlraumkammern (engl. Thin Gap Chambers). Beide Kammertypen sind in der Lage innerhalb von Nanosekunden ausgelesen zu werden und liefern somit schnell Informationen für Triggerentscheidungen. Die Widerstandsplattenkammern bestehen aus parallel angeordneten Elektrodenplatten, in deren gasgefülltem Zwischenraum sich beim Durchgang eines Myons Ladungslawinen ausbilden, die dann ausgelesen werden. Die Hohlraumkammern sind dünne Vieldrahtproportionalkammern mit einer sehr guten Zeitauflösung. Daher sind die Triggerkammern in der Lage die Signale von Ereignissen aus verschiedenen Strahlkreuzungen zu trennen (engl. bunch-crossing identification). Zudem kann mit Hilfe der Kammern festgestellt werden, wann ein Myon eine bestimmte p_T -Schwellen überschritten hat. Eine weitere Funktion der Triggerkammern ist die Bestimmung der Myonen-Koordinate senkrecht zur Richtung, die von

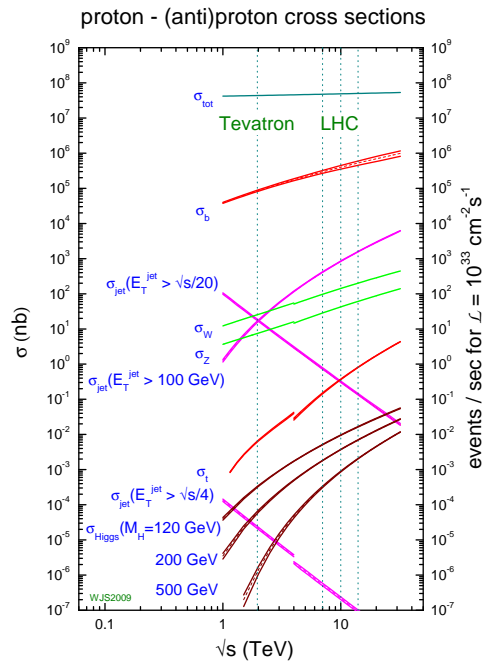


Abbildung 2.5: Wirkungsquerschnitt und Raten (für eine Luminosität von $1 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) für verschiedene Prozesse bei Proton-(Anti)Proton Kollisionen, als Funktion der Schwerpunktsenergie [10].

den Tracking-Kammern bestimmt wird.

Um die hohe Präzision des Myonenspektrometers zu gewährleisten, muss die Position der Kammern bis auf $30 \mu\text{m}$ bekannt sein. Dies wird mit Hilfe von auf Teilchenspuren basierenden Ausrichtungsalgorithmen erreicht sowie mittels eines optischen Ausrichtungssystems.

Der Trigger

Das Auftreten bisher unbeobachteter physikalischer Prozesse ist typischerweise sehr unwahrscheinlich, wie in Abbildung 2.5 am Beispiel der Higgs-Produktion zu erkennen ist. Ihr Wirkungsquerschnitt liegt etwa 10 Größenordnungen unter dem des totalen Wirkungsquerschnitts (abhängig von der angenommenen Higgs-Masse). Deshalb treten in den Kollisionen hauptsächlich Ereignisse auf, von deren Analyse man keine neue Erkenntnis erwartet.

Um nun die interessanten Ereignisse auszuwählen und von der Vielzahl der stattfindenden Ereignisse abzugrenzen, wird ein Trigger benötigt. Denn es ist bisher technisch nicht möglich die Daten mit der Kollisionsfrequenz von 40 MHz dauerhaft zu speichern. Zudem ist die Menge der Daten, welche man aus dem Detektor liest, ebenfalls nicht handhabbar, so dass eine Vorselektion der zu speichernden Daten notwendig ist. Das Triggersystem in ATLAS ist dreistufig, wobei die jeweils höhere Stufe dazu dient die Entscheidung der vorhergehenden zu verfeinern.

Die erste Komponente des Triggers ist in Hardware realisiert und wird als Level-1 bezeichnet. Mit Hilfe von spezieller Elektronik werden Ereignisse selektiert, die hochenergetische Teilchen enthalten, eine große Gesamtenergie besitzen oder eine hohe fehlende Energie in transversaler Richtung aufweisen. Dabei werden die Triggerkammern des Myonensystems benutzt um hochenergetische Myonen zu selektieren; für alle anderen Teilchen werden die Kalorimeterdaten mit reduzierter Granularität verwendet. Diese Einschränkung ist notwendig um den hohen

zeitlichen Anforderungen gerecht zu werden: Der Level-1-Trigger trifft die Entscheidung, ob ein Ereignis verworfen oder in der Triggerkette weitergereicht wird, in weniger als $2,5 \mu\text{s}$ und reduziert die Rate bereits auf 75 kHz .

Die Zeitanforderungen an die folgenden Stufen sind nicht mehr ganz so hoch, weshalb sie in Software implementiert sind. Der Level-2-Trigger benutzt die volle Detektorinformation an den Stellen, welche der Hardware-Trigger als interessant auszeichnet (was ca. 2% der gesamten Datenmenge eines Ereignisses entspricht). Ausgehend hiervon trifft er seine Entscheidung und reduziert dadurch die Ausleserate auf $3,5 \text{ kHz}$, wobei er im Mittel 40 ms benötigt um ein Ereignis zu analysieren.

Die letzte Triggerstufe bildet der Eventfilter, der die volle Detektorinformation benutzt um mit Hilfe von Offline-Algorithmen Ereignisse zu akzeptieren oder zu verwerfen. Er benötigt im Mittel etwa 4 s um eine Entscheidung zu liefern und reduziert die Ereignisrate auf 200 Hz . Mit dieser Rate ist die dauerhafte Speicherung der vollen Ereignisinformation möglich, so dass keine weitere Online-Selektion nötig ist.

In einem nachgeordneten Schritt folgt die in Kapitel 4.3 beschriebene Rekonstruktion der Ereignisse auf großen Computerfarmen. Nach dieser Aufbereitung stehen die Daten zur Analyse bereit und sind über das LHC-Computing-Grid [11] jederzeit weltweit abrufbar.

3 Theoretische Grundlagen

Das Standardmodell der Teilchenphysik beschreibt die Elementarteilchen und die zwischen ihnen herrschenden Kräfte. Es wurde in den späten 60er und den frühen 70er Jahren des 20. Jahrhunderts entwickelt und seitdem vielfach getestet. Es beschreibt alle bisher beobachteten Teilchen sowie deren Wechselwirkung untereinander sehr präzise und gilt als etabliert. Dennoch lässt es einige Fragen unbeantwortet, weshalb man nach neuen Modellen sucht, die es erweitern. Im Folgenden wird zunächst das Standardmodell [5] zusammengefasst und seine Grenzen aufgezeigt um anschließend die Theorie der Supersymmetrie [12] als eine mögliche Erweiterung zu präsentieren.

3.1 Das Standardmodell

Das Standardmodell der Teilchenphysik ist eine relativistische Quantenfeldtheorie, welche die Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung und die Quantenchromodynamik umfasst. Es beschreibt drei der vier bekannten fundamentalen Kräfte: die elektromagnetische, die schwache und die starke Wechselwirkung. Die Gravitation ist auf den Skalen, für die das Standardmodell Vorhersagen macht, vernachlässigbar klein und daher nicht Bestandteil der Theorie. Die Elementarteilchen werden nach ihrem Eigendrehimpuls, dem Spin, unterschieden. Teilchen mit halbzahligem Spin bezeichnet man als Fermionen, solche mit ganzzahligem Spin werden Bosonen genannt. Fermionen unterliegen der Fermi-Dirac-Statistik, die darauf beruht, dass sich keine zwei Teilchen im gleichen Quantenzustand befinden können. Bosonen dagegen folgen der Bose-Einstein-Statistik, die diese Einschränkung nicht trifft. Im Standardmodell werden beide Teilchensorten als punktförmig beschrieben. Das bedeutet, dass man ihnen keine räumliche Ausdehnung und damit insbesondere keine Substruktur zuschreibt.

Zusätzlich zu den **Fermionen** des Standardmodells existieren jeweils auch deren Antiteilchen. Dies sind ebenfalls Fermionen, welche die gleiche Masse, den gleichen Spin und die gleichen Kopplungsstärken haben, aber entgegengesetzt geladen sind.

Fermionen	Familie			elektr. Ladung [e]	Farbe	Wechselwirkung
	1	2	3			
Quarks	u	c	t	+2/3	r,b,g	stark, schwach, elektromagnetisch
	d	s	b	-1/3	r,b,g	stark, schwach, elektromagnetisch
Leptonen	ν_e	ν_μ	ν_τ	0	-	schwach
	e	μ	τ	-1	-	schwach, elektromagnetisch

Tabelle 3.1: Die Fermionen des Standardmodells. Die elektrische Ladung ist in Einheiten der Elementarladung $1e = 1.602176487(40) \times 10^{-19} \text{ C}$ [13] angegeben. Zu jedem Teilchen existiert außerdem ein Antiteilchen mit entgegengesetzter elektrischer Ladung.

Die Fermionen werden anhand ihrer Wechselwirkungen in Quarks und Leptonen unterschieden: Quarks sind die Fermionen, die neben der elektroschwachen auch der starken Wechselwirkung unterliegen und eine zusätzliche Quantenzahl, die Farbladung, tragen. Als Farbe kann ein Quark rot, grün oder blau tragen, wobei in der Natur nur farblose Zustände vorkommen. Das bedeutet, dass Quarks nicht als freie Teilchen existieren, sondern nur in zusammengesetzten Systemen, den Hadronen, vorkommen. Diese können entweder aus einem Quark und einem Antiquark (welches Antifarbe trägt) aufgebaut sein, dann werden sie Mesonen genannt. Oder sie bestehen aus drei Quarks mit jeweils unterschiedlicher Farbe und werden als Baryonen bezeichnet. Antibaryonen sind aus drei Antiquarks unterschiedlicher Antifarbe zusammengesetzt.

Das Standardmodell beinhaltet sechs Quarks: Up (u), Down (d), Charm (c), Strange (s), Top (t) und Bottom (b). Sie werden in drei Generationen, auch Familien genannt, gegliedert. Die Familienstruktur ist in Tabelle 3.1 zusammengefasst. Die Quarks innerhalb einer Familie unterscheiden sich um eine elektrische Elementarladung. Auch die Massen der Quarks sind unterschiedlich. Sie nehmen mit der Generation zu.

Die Leptonen können analog in Familien gegliedert werden und auch von ihnen sind sechs Arten bekannt (siehe ebenfalls Tabelle 3.1): Elektronen (e^-), Elektron-Neutrinos (ν_e), Myonen (μ), Myon-Neutrinos (ν_μ), Taus (τ) und Tau-Neutrinos (ν_τ). Die Neutrinos tragen keine elektrische Ladung und unterliegen nur der schwachen Wechselwirkung. Auch bei den Leptonen können die Teilchen der höheren Generationen als schwere Kopien der ersten aufgefasst werden.

Die zwischen Fermionen herrschenden Kräfte werden von **Vektorbosonen**, auch Austauscheteilchen oder Eichbosonen genannt, vermittelt. Der Name Eichboson deutet bereits an, dass es sich beim Standardmodell um eine Theorie handelt, die auf Eichgruppen basiert. Aus der Invarianz der Theorie unter den Eichtransformationen ergeben sich die Wechselwirkungen. Die Eichgruppen sind U(1), SU(2) und SU(3). Vektorbosonen tragen den Spin $s = 1$ und sind jeweils einer fundamentalen Wechselwirkungen zugeordnet.

Die starke Kraft wird durch den Austausch von masselosen Gluonen (g) vermittelt. Sie sind weder elektrisch noch schwach geladen, tragen aber Farbe und Antifarbe. Dadurch koppeln sie nur an Quarks und an sich selbst. Letzteres hat zur Folge, dass die Kraft sehr kurzreichweitig ist und führt dazu, dass Quarks, wie bereits erwähnt, nur in gebundenen Zuständen vorkommen. Diese Eigenschaft stark wechselwirkender Teilchen, bezeichnet man als *confinement*.

Die elektromagnetische Kraft wird durch den Austausch von Photonen (γ) vermittelt. Sie koppeln an die elektrische Ladung und vermitteln eine Wechselwirkung, die um 2 Größenordnungen schwächer ist als die der starken Wechselwirkung. Photonen sind masselos und tragen selbst keine Ladung, was dazu führt, dass die Kraft eine unendliche Reichweite hat.

Die schwache Wechselwirkung hat drei Austauscheteilchen: ein positiv und ein negativ elektrisch geladenes W-Boson (W^\pm) sowie das neutrale Z-Boson (Z). Diese Bosonen koppeln an die schwache Ladung der Teilchen, die sie auch selbst tragen. Da sie alle massebehaftet sind, ist die Wechselwirkung nur sehr kurzreichweitig und um 13 Größenordnungen schwächer als die starke Kraft. W-Bosonen haben eine Masse von (80.399 ± 0.023) GeV und die Masse des Z-Bosons wurde zu (91.1876 ± 0.0021) GeV gemessen [13].

Die elektromagnetische Wechselwirkung (welche durch die Quantenelektrodynamik beschrieben wird) und die schwache Wechselwirkung sind in der elektroschwachen Theorie vereint. Die Bosonen der schwachen Wechselwirkung sind massiv, die der elektromagnetischen jedoch nicht. Diese Asymmetrie lässt sich mit Hilfe des Higgs-Mechanismus erklären. Er bricht die elektroschwache Symmetrie und sagt gleichzeitig die Existenz eines zusätzlichen skalaren Bo-

Wechselwirkung	koppelt an	Austauschteilchen	Reichweite	rel. Stärke
stark	Farbladung	g	1 fm	1
elektromag.	elektr. Ladung	γ	∞	10^{-2}
schwach	schwache Ladung	W^\pm, Z	10^{-3} fm	10^{-13}

Tabelle 3.2: Die Wechselwirkungen des Standardmodells und ihre Austauschteilchen. Die Stärke ist relativ zu der Kopplung der starken Wechselwirkung angegeben.

sons, dem so genannten Higgs-Boson, voraus. Das Higgs-Boson wurde bisher noch nicht experimentell beobachtet und die Entdeckung dieses Teilchens ist eines der Hauptziele der Physik mit dem ATLAS-Detektor. Andere Experimente haben bereits untere Grenzen für die Higgs-Masse gesetzt. Der beste Wert kommt dabei von LEP und schließt Higgs-Massen unterhalb von 114.4 GeV innerhalb eines Vertrauensintervalls von 95 % aus [8]. Der Bereich $158 \text{ GeV} < m_{Higgs} < 175 \text{ GeV}$ wurde in einem Vertrauensintervall von 95 % von den Experimenten des Tevatrons ausgeschlossen [14].

Grenzen des Standardmodells

Das Standardmodell ist in der Lage die Wechselwirkungen der Elementarteilchen mit einer sehr hohen Genauigkeit zu beschreiben. Es gibt allerdings einige Punkte, die das Standardmodell nicht zu beschreiben vermag. Diese sind unter anderem:

- **Dunkle Materie:** Mit kosmologischen Experimenten wie zum Beispiel WMAP [15], welches kosmische Hintergrundstrahlung misst, lässt sich Materie beobachten, die nur gravitativ wechselwirkt. Sie macht fast 25 % der gesamten Energie des Universums aus und wird als dunkle Materie bezeichnet. Innerhalb des Standardmodells findet sich keine Erklärung für ihr Vorkommen.
- **Hierarchie-Problem:** Die elektroschwache Skala ($\mathcal{O}(100)$ GeV), die GUT-Skala¹ ($\mathcal{O}(10^{15})$ GeV) und die Planck-Skala² ($\mathcal{O}(10^{19})$ GeV), liegen viele Größenordnungen auseinander. Dies beeinflusst die Higgs-Masse m_H , da sie sich aus einem konstanten Term m_{H_0} sowie aus Strahlungskorrekturen Δm_H berechnet: $m_H = m_{H_0} + \Delta m_H$. Die Korrekturen kommen durch Teilchen-Schleifen zustande, welche in Abbildung 3.1 (a) für Fermionen- und in Abbildung 3.1 (b) für Bosonen-Schleifen dargestellt sind. Diese Beiträge hängen quadratisch von der so genannten Cut-Off-Scale Λ ab, bis zu der das Standardmodell als gültig betrachtet wird³. Λ kann von der Größenordnung der Planck-Skala sein und dominiert dann den Higgs-Massenterm, da m_{H_0} im Bereich von einigen hundert GeV liegt. Die Tatsache, dass die Strahlungskorrekturen den Massenterm dominieren, kann innerhalb des Standardmodells nur mit Hilfe des so genannten Fine-Tunings gelöst werden. Dabei werden die eben beschriebenen Schwierigkeiten durch eine geschickte

¹Als GUT-Skala bezeichnet man den Energiebereich, in dem die drei Kopplungskonstanten die gleiche Stärke haben (siehe Abbildung 3.3). Theorien, die eine solche Vereinheitlichung umfassen, werden Grand Unified Theories, kurz GUT, genannt.

²An der Planck-Skala wird die Gravitation vergleichbar stark wie die anderen fundamentalen Kräfte.

³Man erwartet insbesondere keine neuen Teilchen mit einer Masse unterhalb von Λ . Somit tragen keine zusätzlichen Teilchen, die leichter sind als Λ , zu den Schleifenkorrekturen bei.

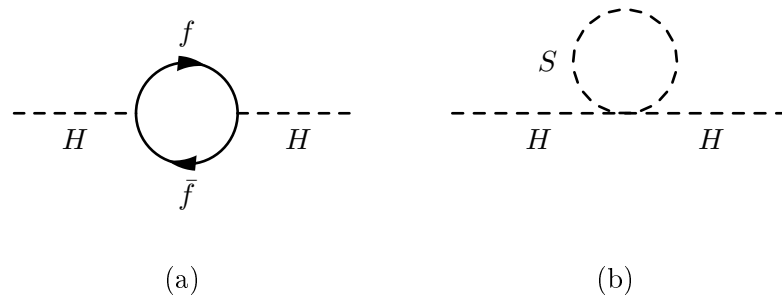


Abbildung 3.1: Feynmandiagramme der 1-Schleifen-Korrekturterme der Higgs-Masse, welche aufgrund von Kopplung an Fermionen (a) und Bosonen (b) auftreten.

Wahl der freien Parameter umgangen. Dieses Verfahren wird allerdings als unnatürlich betrachtet.

- Vereinheitlichung der starken und der elektroschwachen Kraft: Da man bereits eine Theorie gefunden hat, die sowohl die elektrische als auch die schwache Wechselwirkung umfasst, ist man bestrebt das Konzept weiter auszuweiten und alle Kräfte zu vereinen. Dann ließen sich alle drei Kräfte aus einer einzigen ableiten, weshalb solche Modelle auch als Grand Unified Theorie bezeichnet werden. Im Rahmen des Standardmodells ist die Vereinigung der Kräfte aber nicht möglich. Extrapoliert man hier die Kopplungskonstanten der drei Kräfte zu höheren Energien, so treffen sie sich nicht alle in einem Punkt, wie in Abbildung 3.3 zu sehen ist.

Diese und weitere Punkte, wie zum Beispiel Neutrinooszillationen, zeigen, dass das Standardmodell einer Erweiterung bedarf. Man ist bestrebt neue Theorien zu entwickeln, die diese Fragen adressieren und die experimentellen Beobachtungen besser beschreiben. Ein viel diskutierter Kandidat für eine solche Theorie ist die Supersymmetrie.

3.2 Supersymmetrie

Die Theorie der Supersymmetrie, kurz SUSY, wurde Anfang der 70er Jahre des 20. Jahrhunderts entwickelt und ist in der Lage einige der offenen Fragen des Standardmodells zu klären. Experimentell konnte sie bisher allerdings noch nicht bestätigt werden, weshalb intensiv an ihrem Nachweis geforscht wird.

In supersymmetrischen Theorien werden den Standardmodellteilchen weitere Elementarteilchen, die so genannten Superpartner, zugeordnet. Genauer gesagt überführt eine supersymmetrische Transformation Q_i jeden fermionischen Standardmodellzustand in einen bosonischen und umgekehrt. Dabei wird der Spin um $1/2$ geändert. Es gilt also:

$$Q_i|\text{Fermion}\rangle = |\text{Boson}\rangle \quad \text{und} \quad Q_i|\text{Boson}\rangle = |\text{Fermion}\rangle$$

Der Operator Q_i kommutiert mit dem Massenquadrat-Operator $-P^2$ und den Generatoren der Eichtransformationen. Damit müssen die Masse sowie die Ladungen der Superpartner identisch zu denen der Standardmodellteilchen sein.

Das Minimal Supersymmetrische Standardmodell

Mit Hilfe der Transformation Q_i ist es möglich eine Vielzahl an Modellen zu konstruieren, die man alle mit dem Namen Supersymmetrie bezeichnet. Die geringstmögliche supersymmetrische Erweiterung des Standardmodells wird mit dem Namen MSSM (engl. Minimal Supersymmetric Standard Model) bezeichnet. Sie enthält die Mindestanzahl an Teilchen, die benötigt wird um die der Theorie zu Grunde liegenden Konzepte anzuwenden. Insbesondere gibt es nur einen Transformationsoperator Q , so dass $i = 1$ ist.

Q gruppiert die Superpartner in so genannte Supermultipletts. Sind zwei Zustände $|\Omega\rangle$ und $|\Omega'\rangle$ aus dem selben Multiplett, dann ist $|\Omega'\rangle$ stets eine Linearkombination aus $Q|\Omega\rangle$ beziehungsweise $Q^\dagger|\Omega\rangle$ (sowie einer eventuellen Translation oder Rotation). Den Fermionen des Standardmodells werden auf diese Weise je zwei Spin-0 Bosonen zugeordnet und man nennt das Supermultiplett skalar⁴. Die auf diese Weise konstruierten Teilchen bezeichnet man mit dem Namen ihres Standardmodellpartners, stellt diesem allerdings noch ein „s“ (für skalar) voran. Folglich werden alle eben eingeführten Teilchen Sfermionen genannt, wobei es sich dabei um Spin-0 Bosonen handelt. Kennzeichnend macht man die Superpartner dadurch, dass man die Symbole der Standardmodellteilchen mit einer Tilde versieht.

Die Eichbosonen des Standardmodells werden mit einem Spin-1/2 Fermion gruppiert und man bezeichnet das Paar als Eich-Supermultiplett. Die Namenskonstruktion der zusätzlichen Fermionen erfolgt, indem man ihnen den Namen ihres Standardmodellpartners gibt und diesem die Silbe „-ino“ anhängt. So erhält man z.B. die Namen Photino, Wino, Zino, etc.

Das Standardmodell Higgs-Boson hat einen Spin von $s = 0$ und ist daher in ein skalares Supermultiplett einzuordnen. Sein fermionischer Superpartner wird Higgsino genannt. Allerdings ist ein Higgs-Supermultiplett nicht in der Lage allen Teilchen des MSSM Masse zu verleihen, weshalb zwei solcher Multipletts benötigt werden.

Die Teilchen der Supermultipletts stellen nicht notwendigerweise Masseneigenzustände dar. Das bedeutet, dass die im Experiment zugänglichen Teilchen eine Linearkombination der Eigenzustände des Transformationsoperators Q sind und nicht den Eigenzuständen selbst entsprechen. Die Sfermionen mischen zu je zwei Masseneigenzuständen pro Standardmodellpartner. Die neutralen und geladenen Bosinos mischen ebenfalls miteinander und man erhält jeweils vier Eigenzustände des Massenoperators, die man als Neutralinos $\tilde{\chi}_i^0$ (mit $i = 1, 2, 3, 4$) beziehungsweise als Charginos⁵ $\tilde{\chi}_j^\pm$ (mit $j = 1, 2$) bezeichnet.

Es ist nicht möglich die Standardmodellteilchen miteinander in Supermultipletts zu gruppieren. Dies hätte phänomenologische Konsequenzen, welche im Widerspruch zum bisher Beobachteten stehen. Zum Beispiel würde eine solche Gruppierung eine Verletzung der Leptonen-Zahl vorhersagen und eine Neutrinomasse, die weit über den experimentellen Grenzen liegt. Daher handelt es sich bei den Superpartnern der Standardmodellteilchen tatsächlich um neue, bisher unentdeckte Teilchen.

Brechung der Supersymmetrie

Supersymmetrische Teilchen wurden bisher nicht experimentell nachgewiesen, was bedeutet, dass sie hohe Massen haben müssen, falls sie existieren. Es kann sich bei SUSY nicht um eine

⁴In einem skalaren Supermultiplett befindet sich also ein zweikomponentiges Fermion, welchem ein komplexes skalares Feld zugeordnet wird, denn die Anzahl an bosonischen Freiheitsgraden muss gleich der Anzahl der fermionischen sein.

⁵Der Name wird von der elektrischen Ladung des Teilchens abgeleitet: Neutral ist das englische Wort für neutral und charge bedeutet Ladung.

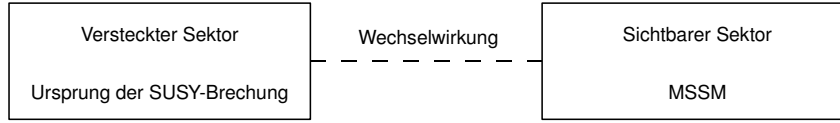


Abbildung 3.2: Veranschaulichung der Struktur der SUSY-Brechung nach [12].

exakte Symmetrie handeln, in der die Superpartner die gleiche Masse wie die Standardmodell-Teilchen besitzen. Die Energiebereiche, in denen die Massen der Standardmodellteilchen liegen, gelten nämlich als genau erforscht und supersymmetrische Partner wurden dort keine gefunden. Deshalb geht man davon aus, dass es sich bei SUSY um eine gebrochene Symmetrie handelt, denn dann sind unterschiedliche Massen der Superpartner möglich. Man erwartet die SUSY-Teilchen in höheren Energiebereichen als ihre Standardmodellpartner und es gibt starke Hinweise darauf, dass diese gerade dem vom LHC abgedeckten Energiebereich entspricht (siehe unten).

Eine mögliche Art der Brechung der Supersymmetrie ist, dass sie im so genannten versteckten Sektor erfolgt. In ihm befinden sich Teilchen, die keine, oder nur eine sehr geringe, Kopplung an die MSSM-Supermultipletts des so genannten sichtbaren Sektors aufweisen. Die beiden Sektoren sind über gemeinsame Wechselwirkungen miteinander verbunden, wie in Abbildung 3.2 schematisch dargestellt ist. Diese Wechselwirkungen übertragen die SUSY-Brechung vom versteckten in den sichtbaren Sektor. Der Ursprung der Symmetriebrechung ist aber noch völlig ungeklärt und enthält viele freie Parameter, die man erst im Experiment bestimmen kann. Supersymmetrische Modelle haben also insbesondere mehr freie Parameter als das Standardmodell. Je nach Zählweise erhält man bis zu 105 Massen, Phasen und Mischungswinkel, die man nicht vorhersagen kann. Ein Großteil der freien Parameter hängt dabei vom Brechungsmechanismus ab, so dass die Wahl eines solchen Mechanismus die Phänomenologie und die Zahl der Parameter der Theorie stark beeinflusst.

R-Parität

Bei der Konstruktion des MSSM gibt es keinen Grund dafür, die Leptonenzahl L oder die Baryonenzahl B in teilchenphysikalischen Prozessen zu erhalten. Dies steht aber im Konflikt zu experimentellen Beobachtungen wie zum Beispiel der Lebensdauer des Protons. Um den Proton-Zerfall zu unterdrücken, führt man die so genannte R-Parität P_R ein und fordert ihre Erhaltung. Es gilt:

$$P_R = (-1)^{3(B-L)+2s}, \quad (3.1)$$

wobei mit s der Spin der Teilchen bezeichnet wird. Bei der R-Parität handelt es sich um eine diskrete Parität, die mit dem Transformationsoperator der Supersymmetrie kommutiert. Die Teilchen, welche bereits Bestandteil des Standardmodells sind, haben eine positive, ihre Superpartner eine negative R-Parität. Also haben insbesondere die Teilchen innerhalb eines Supermultipletts verschiedene R-Parität und der Übergang von Standardmodell- in SUSY-Teilchen wird durch die Forderung des Erhalts der R-Parität verboten. Dies hat zur Konsequenz, dass das leichteste Teilchen mit negativer R-Parität, das LSP (engl. Lightest Supersymmetric Particle), stabil sein muss. Alle anderen SUSY-Teilchen zerfallen nach und nach in einen Endzu-

stand, der eine ungerade Anzahl von LSPs enthält. Also liefern supersymmetrische Modelle, in denen die R-Parität erhalten ist, eine teilchenphysikalische Erklärung für dunkle Materie, falls das LSP elektrisch neutral ist und nur schwach mit der bekannten Materie wechselwirkt. Dann weist es genau die bisher bekannten Eigenschaften dunkler Materie auf, so dass sie aus diesen Teilchen aufgebaut sein könnte. Eine weitere Konsequenz der Erhaltung der R-Parität ist, dass SUSY-Teilchen in Teilchenkollisionen immer paarweise erzeugt werden. Im MSSM wird (per Definition) R-Paritätserhaltung gefordert, es gibt aber auch eine Vielzahl von SUSY-Modellen, in denen dies nicht der Fall ist. Dann müssen alternative Konzepte eingeführt werden um diese Theorie mit den Messungen in Einklang zu bringen.

Supersymmetrie als Erweiterung des Standardmodells

Die in diesem Kapitel kurz vorgestellte und in vielen Werken (zum Beispiel [12], [16] und [17]) ausführlicher dargelegte Theorie der Supersymmetrie erweitert die bisherige Modellvorstellung der Elementarteilchen. Das Teilchenspektrum wird mehr als verdoppelt und dadurch ist SUSY in der Lage einige Probleme zu lösen, denen das Standardmodell nichts entgegenzusetzen vermag.

Dies ist zum einen das Hierarchieproblem, das besagt, dass Strahlungskorrekturen den Higgs-Massenterm dominieren. Wie bereits erwähnt kommen diese Korrekturterme durch Teilchenschleifen zustande, wie sie in Abbildung 3.1 zu sehen sind. Die 1-Schleifen-Korrekturterme von Fermionen, haben ein entgegengesetztes Vorzeichen zu den Termen der Bosonen-Schleifen. Aus diesem Grund heben sich die Beiträge dieser Strahlungskorrekturen zur Higgs-Masse auf, wenn man zu den Teilchen des Standardmodells supersymmetrische Partner einführt, deren Spin sich um $s = 1/2$ unterscheidet. Die Aufhebungseffekte sind am größten, wenn die Massen der Fermionen und der Bosonen gleich groß sind. Da es sich bei SUSY allerdings um eine gebrochene Symmetrie handelt, trifft dies nicht zu. Daher wird das Hierarchieproblem in supersymmetrischen Theorien nur gelöst, wenn die Massen der Superpartner nicht zu groß sind. Dieser Hinweis auf „leichte“ SUSY-Teilchen lässt vermuten, dass man sie im Energiebereich, welcher mit dem LHC zugänglich ist, findet.

Des Weiteren umfasst das MSSM genau die Anzahl an Teilchen, die es ermöglicht alle im Standardmodell vorkommenden Kopplungskonstanten bei einer Energieskala von etwa 10^{16} GeV zu vereinen. Das bedeutet, dass die elektromagnetische, die schwache und die starke Wechselwirkung bei diesen Energien gleich stark koppeln. Dies ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Wie man dort erkennen kann, gibt die Vereinigung der Kräfte auf dieser Skala einen weiteren Hinweis darauf, dass sich die Massen der SUSY-Teilchen im unteren TeV-Bereich bewegen sollten.

Supersymmetrische Theorien, in denen die R-Parität erhalten ist, liefern darüber hinaus eine teilchenphysikalische Erklärung für die von Kosmologen beobachtete dunkle Materie, wie im Abschnitt über R-Parität ausgeführt ist. Diese und weitere Argumente sprechen für die Theorie der Supersymmetrie als Erweiterung des Standardmodells. Dass sie aber auch tatsächlich in der Natur realisiert ist, lässt sich nur durch den experimentellen Nachweis supersymmetrischer Teilchen belegen.

SUSY-Modelle

Die Einführung einer neuen Symmetrie und die damit einhergehende Erweiterung des Standardmodells kann auf viele Arten geschehen. Der Term Supersymmetrie bezeichnet, wie bereits

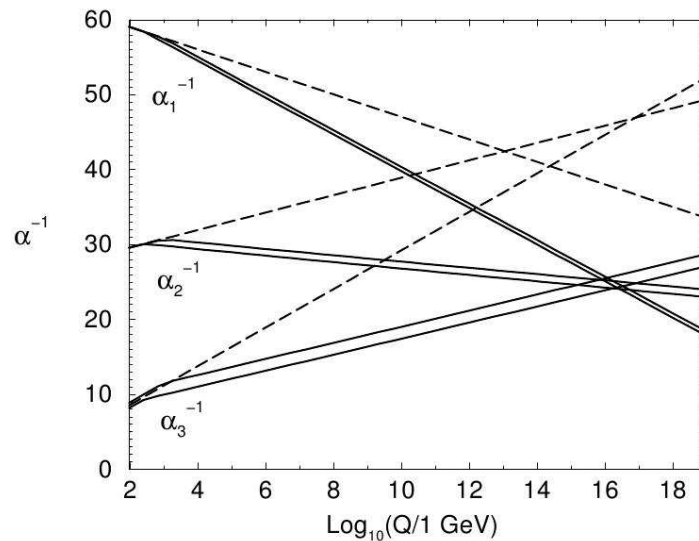


Abbildung 3.3: Abhängigkeit der Eich-Kopplungen von der Energieskala Q . Die gestrichelten Kurven geben die Entwicklung der inversen Kopplungskonstanten an, wenn man vom Teilcheninhalt des Standardmodells ausgeht. Die durchgezogenen Linien zeigen die Abhängigkeit im MSSM. Hier wurden die Massen der SUSY-Teilchen zwischen 250 GeV und 1 TeV variiert und $\alpha_3(m_Z)$ zwischen 0,113 und 0,123. 2-Schleifen-Korrekturen sind ebenfalls enthalten [12].

erwähnt, nicht ein einziges Modell, sondern einen generellen Mechanismus. Von ihm ausgehend können verschiedene Modelle gebildet werden, die sich in ihrer Phänomenologie, also insbesondere in ihren experimentellen Signaturen, unterscheiden.

Die Anzahl der SUSY-Operatoren Q_i ist a priori nicht festgelegt und kann frei gewählt werden. Da man geneigt ist physikalische Theorien so einfach wie möglich zu halten, wird in dem am meisten studierten Modell, dem MSSM, nur ein SUSY-Operator zugelassen. Dies ist aber keine Notwendigkeit und es gibt durchaus Modelle mit mehreren SUSY-Operatoren.

Hat man sich auf eine Anzahl der Operatoren festgelegt, so ist die Brechung der Supersymmetrie ein weiterer Punkt, der verschiedene Modelle zulässt. Sie kann, wie bereits ausgeführt, durch Wechselwirkung der Teilchen des versteckten Sektors mit den Teilchen des sichtbaren Sektors vermittelt werden. Basierend auf der Wahl dieser Kopplung werden weitere SUSY-Modelle gebildet. Mögliche Kandidaten für diese Wechselwirkung sind zum Einen die Gravitation und zum Anderen die bekannten Eich-Wechselwirkungen.

Ein MSSM-Modell, in dem die Gravitation die beiden Sektoren verbindet, ist mSUGRA (kurz für Minimal SuperGRAvity). Hier ist das leichteste Neutralino $\tilde{\chi}_i^0$ das LSP, das ein guter Kandidat für die dunkle Materie ist. Durch die Wahl der Gravitation als Wechselwirkung, welche die SUSY-Brechung überträgt, reduziert sich die Anzahl der freien Parameter des Modells auf fünf. Diese sind:

- m_0 , die vereinheitlichte Masse der skalaren Sfermionen und Higgs-Bosonen an der GUT-Skala;
- $m_{1/2}$, die vereinheitlichte Bosinomasse an der GUT-Skala;
- $\tan(\beta)$, das Verhältnis der Higgs-Vakuumerwartungswerte;
- A_0 , die trilineare Kopplungskonstante;

- Das Vorzeichen des Higgs-Potential-Parameters μ .

Von der Wahl dieser Parameter hängt das Massenspektrum der SUSY-Teilchen und somit die Phänomenologie ab. Für die im Folgenden vorgestellten Studien wird ein Punkt im mSUGRA-Phasenraum exemplarisch für R-paritätserhaltende SUSY-Signale verwendet. Man nennt ihn SU4 und es gilt: $m_0 = 200$ GeV, $m_{1/2} = 160$ GeV, $A_0 = -400$ GeV, $\tan(\beta) = 10$ und $\mu > 0$. Diese Parameterwahl ergibt ein Szenario, das nahe an dem vom Tevatron ausgeschlossenen Bereich liegt und relativ leichte SUSY-Teilchen beschreibt.

Modelle, in denen die Supersymmetrie durch Eich-Wechselwirkungen gebrochen wird, nennt man GMSB (engl. Gauge-Mediated Supersymmetry Breaking). Hier ist das Gravitino, der Superpartner des Gravitons⁶, das LSP.

Man kann noch eine Vielzahl weiterer Modelle bilden. Zum Beispiel dadurch, dass man die R-Parität nicht als Erhaltungsgröße zugrunde legt. So erhält man eine große Zahl von Modellen, die ein breites Spektrum an experimentellen Signaturen aufweisen.

SUSY-Signaturen am LHC

Aus der Struktur des Protons kann man ableiten, dass bei einer Proton-Proton-Kollision in ATLAS vor allem Gluonen an Gluonen oder Gluonen an Quarks streuen. Die Kopplung der Eichbosonen an SUSY-Teilchen ist genau so groß wie ihre Kopplung an Teilchen des Standardmodells, da der SUSY-Operator mit den Eich-Wechselwirkungen kommutiert. Deshalb ist die elektroschwache Produktion von SUSY-Teilchen zwar möglich, aber unwahrscheinlicher als ihre Produktion aufgrund der starken Wechselwirkung. Ihre Erzeugung ist allerdings nur möglich, wenn die Massen der Gluinos und Squarks nicht viel größer als 1 TeV sind, da ansonsten nicht genügend Energie zu ihrer Produktion vorhanden ist. Man erwartet, dass die Erzeugung von Gluinos und Squarks gemäß den Prozessen (3.2) und (3.3) die am LHC dominanten Produktionsmechanismen supersymmetrischer Teilchen sind⁷.

$$gg \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}, \tilde{q}_i\tilde{q}_j^*, \quad (3.2)$$

$$gq \rightarrow \tilde{g}\tilde{q}_i \quad (3.3)$$

Bei dieser Notation wird nicht zwischen Teilchen und Antiteilchen unterschieden, so dass mit q ein Quark oder ein Antiquark bezeichnet wird. Die entsprechenden Feynmangraphen sind in Abbildung 3.4 dargestellt.

Die so erzeugten SUSY-Teilchen zerfallen anschließend in Kaskaden, wobei an jedem Zerfallsvortex die gleichen Erhaltungssätze wie im Standardmodell gelten. Zwei exemplarische Gluinozerfälle sind in Abbildung 3.5 dargestellt. Die Zerfallskette hängt stark vom Massenspektrum des betrachteten SUSY-Modells ab, da die Massen der SUSY-Teilchen freie Parameter der Theorie darstellen.

In allen Szenarien mit R-Paritätserhaltung wird letztendlich ein Zustand erreicht, in dem nur noch Standardmodellteilchen und LSPs existieren. Handelt es sich bei dem LSP um einen Kandidaten für dunkle Materie, was beispielsweise in mSUGRA- oder GMSB-Modellen der

⁶Das Graviton ist das Eichboson der Quantentheorie der Gravitation und somit der Vermittler dieser Kraft.

⁷In der Praxis erhält man natürlich auch Beiträge von Quark-Antiquark-Annihilation die sowohl stark als auch schwach ablaufen kann, wobei aufgrund der Kopplung die starken Prozesse dominieren.

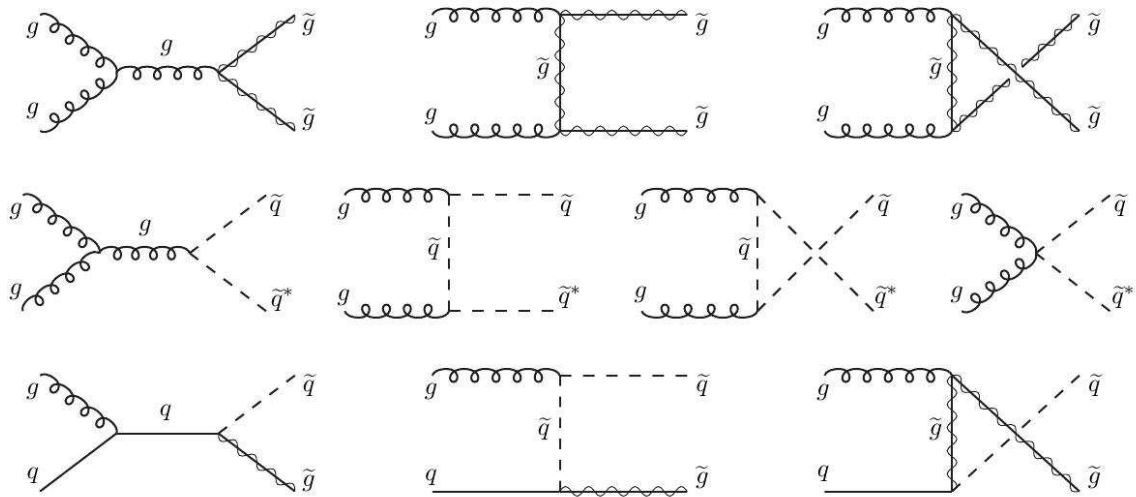


Abbildung 3.4: Feynmandiagramme von Gluino- und Squarkproduktion aus Gluon-Gluon- und Gluon-Quark-Wechselwirkungen [12].

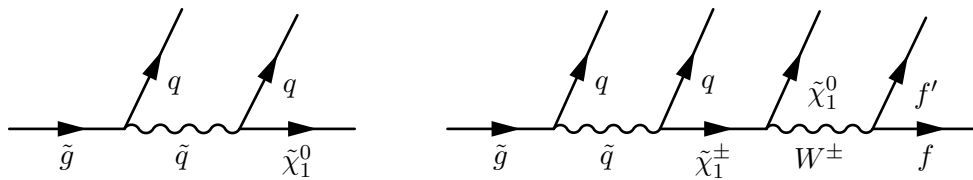


Abbildung 3.5: Feynmangraphen exemplarischer Gluinokaskadenzerfälle.

Fall ist, so wechselwirken sie nicht mit dem Detektor. Sie sind dann nur in Form eines Ungleichgewichtes der Energieverteilung, das man als fehlende transversale Energie (siehe Kapitel 4.3) bezeichnet, beobachtbar. Da aufgrund der paarweisen Erzeugung der SUSY-Teilchen mindestens zwei LSPs der Detektion entkommen, fehlt im gesamten Ereignis mehr als $2m_{\text{LSP}}$ an Energie. Dies ist messbar, indem man die Impulse aller Teilchen im Endzustand vektoriell addiert. Dann muss wegen der Impulserhaltung bei der Proton-Proton-Kollision die Transversalkomponente des Gesamtimpulses verschwinden. Entkommt aber ein Teilchen der Detektion, so misst man einen von null verschiedenen Wert für diese Größe. Ereignisse mit fehlender transversaler Energie E_T^{miss} können also einen Hinweis darauf sein, dass SUSY-Prozesse stattgefunden haben.

Nach den Kaskaden werden nur noch Standardmodellteilchen sowie LSPs erwartet. Deshalb sind typische Signaturen von SUSY-Prozessen in Proton-Proton-Kollisionen:

$$n \text{ Leptonen} + m \text{ Jets} + E_T^{\text{miss}}$$

$n, m \in \mathbb{N}$. Als Jets bezeichnet man in diesem Zusammenhang die Signaturen der in der Kollision entstandenen Quarks und Gluonen. Aufgrund des confinements können sie nicht frei existieren, so dass sie hadronisieren. Das bedeutet, dass sie farbneutrale Hadronen bilden, die man detektiert und zusammenfassend als Jet bezeichnet.

Fehlende transversale Energie tritt auch in Standardmodellprozessen auf, wenn diese Neutrinos enthalten. Deshalb gilt es, Signaturen zu finden, in denen man diese Prozesse, den so genannten Standardmodelluntergrund, von dem SUSY-Signal unterscheiden kann. Eine mögliche Signatur für die SUSY-Suche in Hadronenkollisionen ist der leptonfreie Viel-Jet-Endzustand, also $n = 0$ und $m > 0$. Hier ist der Untergrund, der von leptonischen W-Zerfällen stammt, reduziert. Zudem ist der Zerfall der SUSY-Teilchen in nicht-leptonische Endzustände aufgrund der höheren Kopplung recht wahrscheinlich und man erhält Beiträge von allen Arten der SUSY-Teilchen-Produktion insofern sie keine Sleptonen enthalten.

Je nach Produktionsmodus der SUSY-Teilchen kann aber auch der so genannte 1-Lepton-Kanal ($n = 1$ und $m > 0$) bei der Suche nach Supersymmetrie erfolgreich sein. Durch die Forderung nach einem Lepton im Endzustand ist der Untergrund, der durch Jet-Produktion entsteht, stark unterdrückt. Der Hauptuntergrund in diesem Kanal entsteht durch leptonische W-Boson-Zerfälle. In einigen SUSY-Modellen werden für diese Signatur sehr hohen Produktionsraten supersymmetrischer Teilchen vorhergesagt. Man erwartet dann eine Vielzahl an Ereignissen, die allein mit dem Standardmodell nicht erklärt werden können.

Natürlich hat jede Signatur ihre Vor- und Nachteile bezüglich des Standardmodelluntergrunds und seiner Unterdrückung. Deshalb gibt es eine Vielzahl weiterer Signaturen, die bei der Suche nach Supersymmetrie erforscht werden. Hierbei wird nicht nur nach der Anzahl der Leptonen und Jets unterschieden, sondern auch nach der Art der Objekte selbst. So ist es zum Beispiel möglich, Taus von anderen Leptonen zu trennen, was man sich zunutze macht. Ebenso kann man von b-Quarks ausgehende Jets von den Jets leichterer Quarks unterscheiden, da sie einen zweiten Vertex aufweisen. All diese Möglichkeiten bietet der ATLAS-Detektor, so dass mit ihm eine umfassende Suche nach Supersymmetrie realisierbar ist.

4 Ereignissimulation und Objektrekonstruktion

Bei der Suche nach Supersymmetrie werden die aufgezeichneten Daten mit den Standardmodellerwartungen verglichen um Abweichungen davon zu finden. Zur Modellierung der Theorie werden so genannte Monte-Carlo-Generatoren verwendet. Im Folgenden wird zunächst kurz auf Proton-Proton-Kollisionen eingegangen. Anschließend werden das grundlegende Prinzip der Monte-Carlo-Simulation sowie einige Generatoren beschrieben. Es folgt eine Erläuterung der Objektrekonstruktion und der aus diesen Objekten berechneten Größen.

4.1 Proton-Proton-Kollisionen

Hadronenkollisionen werden je nach Impulsübertrag in weiche oder harte Streuung genannte Prozesse unterschieden. Bei der weichen Streuung findet nur ein geringer Impulsübertrag statt, so dass die Teilchen im Endzustand niedrige transversale Impulse tragen. Im Gegensatz dazu ist der Impulsübertrag bei harten Streuprozessen groß und die produzierten Teilchen haben zum Teil hohe Transversalimpulse. Das Auftreten dieser Kollisionen ist aber sehr viel unwahrscheinlicher als das von Prozessen, die weiche Streuung umfassen, so dass am LHC in der Regel auch bei hohen Luminositäten nur maximal ein harter Prozess pro Strahlkreuzung auftritt. Diese harten Prozesse sind es, auf welche sich der Großteil der ATLAS-Analysen konzentriert.

Der Wirkungsquerschnitt der Proton-Proton-Kollision

$$p_1 + p_2 \rightarrow X,$$

in welchem zwei Partonen der Protonen p_1 beziehungsweise p_2 aneinander hart streuen und zu einem Endzustand X führen, wird wie folgt berechnet:

$$d\sigma(p_1 p_2 \rightarrow X) = \sum_{i,j} \int_0^1 dx_1 dx_2 f_i(x_1, Q^2) f_j(x_2, Q^2) \hat{\sigma}(Q^2) \quad (4.1)$$

Hierbei sind f_i und f_j die Partonverteilungsfunktionen der kollidierenden Protonen und $\hat{\sigma}$ ist der Wirkungsquerschnitt des harten Streuprozesses. x ist die Bjorkensche Skalenvariable, die ein Maß für die Inelastizität einer Streuung ist. Sie kann Werte zwischen null und eins annehmen, wobei $x = 1$ den elastischen Fall beschreibt.

Die Partonverteilungsfunktion f_i gibt die Verteilung des Impulsbruchteiles eines Partons i im Proton an. Sie hängt vom Impulsübertrag Q^2 und der Bjorkenschen Skalenvariablen x ab. Eine exemplarische Proton-Proton-Kollision ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Neben dem harten Prozess können zusätzliche Vertizes auftreten, was die Topologie und die Berechnung des Wirkungsquerschnitts verkompliziert. Die zusätzlichen Prozesse werden durch die Berechnung

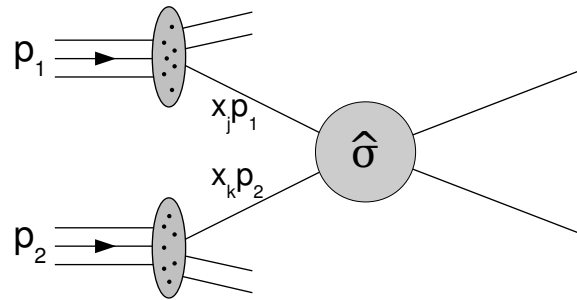


Abbildung 4.1: Darstellung der Kollision der Partonen zweier Protonen. Sie tragen den Impuls $x_j p_1$ bzw. $x_k p_2$, wobei p_i den Impuls eines Protons angibt. x_i ist die Bjorkensche Skalenvariable. Der Wirkungsquerschnitt des harten Prozesses ist durch $\hat{\sigma}$ gegeben.

von Termen höherer Ordnung beschrieben. Protonenkollisionen mit verschiedenen harten Prozessen lassen sich mit Hilfe von Monte-Carlo-Generatoren simulieren. Da die Berechnung von Termen höherer Ordnung aber mitunter komplex sein kann, werden in der Regel nur Prozesse erster Ordnung berechnet.

4.2 Monte-Carlo-Simulation

Monte-Carlo-Simulationen (kurz: Monte-Carlos) werden typischerweise dazu verwendet theoretische Vorhersagen mit experimentellen Daten zu vergleichen, sowie Akzeptanzen und Effizienzen zu bestimmen. Die Erzeugung der Monte-Carlo-Datensätze lässt sich in drei Schritte gliedern:

1. Simulation der Kollision und der Zerfälle der Teilchen
2. Beschreibung der Interaktion der Teilchen mit dem Detektor
3. Rekonstruktion der Ereignisse

Der erste Schritt wird von so genannten Ereignis-Generatoren übernommen. Basierend auf einem statistischen Prozess werden die Abläufe bei den Kollisionen auf der Grundlage eines theoretischen Modells simuliert. Die berechneten Teilchen werden durch eine Liste beschrieben, die deren Energien und Impulse enthält.

Zur Simulation der Interaktion der Teilchen mit dem ATLAS-Detektor wird letzter mittels GEANT4 [18] modelliert. Mit Hilfe dieses Programmes wird die Wechselwirkung der in der Kollision entstandenen Teilchen mit dem Detektormaterial bestimmt. Diese Information wird anschließend in Detektorsignale übersetzt, welche bei einer tatsächlichen Kollision aufgetreten wären.

Im letzten Schritt wird die Rekonstruktion des Ereignisses durchgeführt. Hierzu wird die gleiche Software benutzt, mit der man auch die Teilchenspuren, Jets und andere Messgrößen aus tatsächlichen Kollisionsdaten rekonstruiert. Somit ist der Vergleich von Theorie und Experiment möglich.

Verwendete Monte-Carlos

Die ATLAS-internen Bezeichnungen der Monte-Carlos, welche für die im Folgenden vorgestellten Studien verwendet wurden, sind in Anhang A und C zu finden. Sie wurden im Rahmen der offiziellen ATLAS-Monte-Carlo-Produktion erzeugt. Für die Simulation der bei Proton-Proton-Kollisionen möglichen Prozesse wurden jeweils verschiedene Generatoren verwendet: Die Produktion von Vektorbosonen in Assoziation mit Jets wurde mit ALPGEN [19] simuliert. Zu der Berechnung des harten Prozesses werden Matrixelemente führender Ordnung benutzt um Endzustände mit bis zu fünf Teilchen zu simulieren. Da ALPGEN nicht in der Lage ist die Hadronisierung und Teilchenschauer zu berechnen wurde für diesen Zweck der Vielzweck-Generator HERWIG [20, 21] verwendet. Die Interaktion der Proton-Reste, das so genannte Underlying Event, wurde mit JIMMY [22] simuliert.

Die Diboson-Datensätze wurden ausschließlich mit dem HERWIG-Generator berechnet. Sie umfassen Ereignisse mit zwei W-Bosonen, zwei Z-Bosonen oder jeweils einem W- und einem Z-Boson.

Zur Simulation von Ereignissen, die Top-Quarks enthalten, wurde der Monte-Carlo-Generator MC@NLO [23, 24] verwendet. Er umfasst quantenchromodynamische Korrekturen zweiter Ordnung und wurde verwendet um sowohl Prozesse mit einem Top-Quark als auch Top-Anti-Top-Ereignisse zu erzeugen. Die Hadronisierung und das Schauern der Teilchen wurde von HERWIG in Verbindung mit JIMMY, für das Underlying Event, berechnet.

Hadronische Jet-Ereignisse wurden mit Hilfe von PYTHIA [25] erzeugt. Dies ist ein Generator, der neben der Partonenkollision auch die Hadronisierung (basierend auf dem Lund-String-Modell [26]) und das Underlying Event beschreibt. Die harte Streuung der Proton-Proton-Kollision wird in führender Ordnung simuliert. Top-Quark-Produktion wurde hier nicht modelliert, da sie durch einen getrennten Datensatz (siehe oben) beschrieben wird.

Zur Generierung des SUSY-Signals wurde HERWIG++ [27], ein Nachfolger des HERWIG-Generators, benutzt. Mit ihm wurden verschiedene Szenarien im mSUGRA-Parameterraum erzeugt, wobei der in Kapitel 3.2 beschriebene SU4-Punkt im Folgenden benutzt wird, um die Eigenschaften eines SUSY-Modells exemplarisch zu studieren.

4.3 Objektrekonstruktion

Die physikalischen Größen, mit welchen man die Signaturen der Ereignisse beschreibt, werden im Rekonstruktionsschritt der Datennahme errechnet. Die Signale des Inneren Detektors werden zunächst zu Spuren, die der Kalorimeter zu Energie-Clustern, zusammengefasst. Darauf beruht dann die Rekonstruktion physikalischer Objekte wie zum Beispiel Elektronen und Jets. Um die Detektorsignale diesen Objekten zuzuordnen, werden je nach Teilchenart verschiedene Selektionskriterien gefordert.

Spuren

Zur Rekonstruktion von Spuren aus Signalen des Inneren Detektors gibt es zwei verschiedene Ansätze. Der Inside-Out-Algorithmus geht von den Signalen der Silizium-Detektoren (Pixel- und Silizium-Streifen-Detektor) aus. Aus diesen werden dann unter Verwendung eines Kalman-Filters Teilspuren rekonstruiert. Um die Rekonstruktion falscher Spuren zu vermeiden, müssen die Teilspuren bestimmte Qualitätskriterien erfüllen, wie zum Beispiel eine gewisse Anzahl an Signalen pro Detektorkomponente. Die Signale des Übergangsstrahlungsdetektors werden

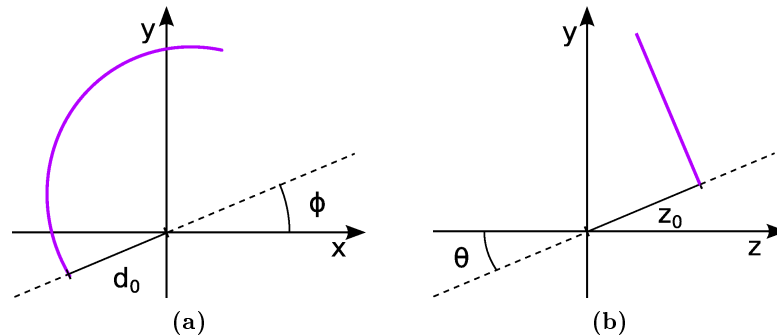


Abbildung 4.2: Veranschaulichung des transversalen Minimalabstandes d_0 (a) und des longitudinalen Minimalabstandes z_0 (b). Sie geben den minimalen Abstand einer Spur zu einem bestimmten Punkt, hier dem Ursprung, an.

dann dazu verwendet, die Spuren zu verlängern.

Der Outside-In-Algorithmus geht von den Signalen des Übergangsstrahlungsdetektors aus und sucht dann nach passenden Signalen in den Silizium-Detektoren. So können Spuren gefunden werden, die der Inside-Out-Algorithmus nicht gefunden hat, da sich mehrere Spuren in den Silizium-Detektoren überlagert haben. Auch Spuren, die aus sekundären Vertizes stammen, können unter Umständen nur vom Outside-In-Ansatz gefunden werden. Dies ist der Fall, wenn die Vertizes so weit außen liegen, dass nur wenig Interaktion mit den Silizium-Detektoren stattfindet. Mögliche Kandidaten hierfür sind zum Beispiel Photonkonversionen.

Beide Algorithmen können kombiniert werden, indem man zunächst den Inside-Out-Algorithmus benutzt und dann alle nicht zugeordneten Signale des Übergangsstrahlungsdetektors als Ausgangspunkt für die Outside-In-Spurenuche verwendet. Details zur Spurrekonstruktion in ATLAS sind nachzulesen in [7, 28].

Eine Spur wird durch einen Satz von Parametern charakterisiert. Dies sind unter anderem: Die Pseudorapidität η , der Transversalimpuls p_T , der Azimutwinkel ϕ und die Minimalabstände d_0 und z_0 vom Primärvertex. Letztere sind in Abbildung 4.2 dargestellt und geben den minimalen Abstand einer Spur zu einem Punkt an. d_0 ist der transversale Abstand, welcher in der xy-Ebene gemessen wird und z_0 der longitudinale, der in der yz-Ebene gemessen wird.

Energie-Cluster

In ATLAS werden zwei verschiedene Algorithmen verwendet um die Energiedepositionen der Teilchen in den Kalorimetern zu so genannten Clustern zusammenzufassen [29]. Die Tower-Cluster genannten Objekte werden von einem Sliding-Window-Algorithmus berechnet. Dabei wird ein Fenster fester Größe in der η - ϕ -Ebene verschoben um lokale Maxima an Energiedepositionen zu finden, die eine gewisse Schwellenenergie überschreiten. Innerhalb des Fensters werden die Energiedepositionen aller Kalorimeterlagen betrachtet, beziehungsweise nur die der Lagen des elektromagnetischen Kalorimeters, um elektromagnetische Cluster zu bilden. Die so erhaltenen Bereiche werden Tower-Cluster genannt.

Den so genannten Topo-Clustern liegt ein topologischer Algorithmus zu Grunde. Ausgangspunkt ihrer Rekonstruktion sind Kalorimeterzellen, deren Energie einen Schwellenwert überschreitet. Nachbarzellen werden sukzessive hinzugefügt, falls deren Energie ebenfalls über einem gewissen Schwellenwert liegt. Die Größe der auf diese Weise erhaltenen Cluster ist variabel

und ihre Lage wird in drei Dimensionen ermittelt.

Diese Energie-Cluster sind die Basis für physikalische Objekte wie Jets oder Elektronen. Eine detailliertere Beschreibung beider Algorithmen sowie deren Eigenschaften ist in [29] zu finden.

Jets

Die Hadronen im Endzustand eines Ereignisses können auf verschiedene Arten zu Jets zusammengefasst werden. Dabei gibt es zwei unterschiedliche Herangehensweisen: Zum einen kann man eine Art Sliding-Window-Algorithmus verwenden um die Teilchen innerhalb von Kegeln maximaler Energie zusammenzufassen. Zum anderen kann man die Teilchen im Endzustand auch sequentiell gruppieren. Dabei werden iterativ benachbarte Teilchen kombiniert um so einen Jet zu konstruieren. Details zu beiden Jet-Algorithmen sind in [30] zu finden.

Die in der vorliegenden Arbeit verwendeten Jets wurden mittels des sequentiellen Anti- k_T -Algorithmus [31] rekonstruiert. Er hat den Vorteil, dass er die in [30] beschriebenen Kriterien der Infrarot- und Kollinear-Sicherheit erfüllt. Zudem kann der Algorithmus sowohl Teilchen als auch Energie-Cluster als Ausgangsobjekte verwenden, was ihn vielseitig anwendbar macht. Für die vorliegende Studie werden die topologischen Cluster verwendet. Mit k_T wird hierbei der transversale Impuls der Objekte bezeichnet. Darauf basierend werden die Abstände

$$d_{ij} = \min(k_{T_i}^{-2}, k_{T_j}^{-2}) \frac{(\Delta R)_{ij}^2}{R^2} \quad (4.2)$$

und

$$d_{iB} = k_{T_i}^{-2} \quad (4.3)$$

berechnet. Die Indizes i und j bezeichnen die Ausgangsobjekte und d_{iB} kann als Abstand des i -ten Objekts zum Strahl aufgefasst werden. R ist der Auflösungsparameter, der in der vorliegenden Studie zu 0,4 gewählt wurde. Die Abstände werden für alle Ausgangsobjekte des Ereignisses berechnet und der Größe nach geordnet. Ist der kleinste Abstand ein d_{ij} , also der Abstand zweier Objekte, so werden diese zu einem einzigen Objekt zusammengefasst und die dazugehörigen Abstände erneut berechnet. Ist der kleinste Abstand ein d_{iB} , so wird das i -te Objekt als Jet angesehen und von weiteren Iterationen ausgeschlossen. So wird verfahren, bis alle Objekte zu Jets gruppiert wurden. Wie aus den Definitionen der Abstände hervorgeht, werden Objekte mit hohem Transversalimpuls früher behandelt als Objekte mit niedrigerem Impuls.

Die gemessenen Jetenergien werden mit p_T - und η -abhängigen Kalibrationsfaktoren multipliziert. Dies ist notwendig, da die Energiecluster auf der elektromagnetischen Skala gemessen werden. Das bedeutet, dass die im Kalorimeter gemessene Energie nur die Energiedepositionen von Prozessen, die auf der elektromagnetischen Wechselwirkung basieren, richtig beschreibt. Die Energie hadronischer Teilchen wird unterschätzt, da das Kalorimeter nicht kompensierend ist. Deshalb ist die Kalibration nötig um die richtigen Jet-Energien zu erhalten [32]. Anschließend fordert man, dass die Jets einen transversalen Impuls von mehr als 20 GeV aufweisen.

Elektronen

Elektronen werden mit Hilfe der elektromagnetischen Tower-Cluster gebildet. Der dazu verwendete Algorithmus wird in [33] beschrieben. Dort werden auch verschiedene Anforderungen an die Detektorsignale definiert, welche die Elektronen erfüllen müssen. Man nennt sie „loose“,

„medium“ und „tight“, wobei sich die Kriterien stufenweise verschärfen.

Elektronen, welche als loose eingestuft werden, befinden sich innerhalb eines eingeschränkten η -Bereiches ($|\eta| < 1,37$ und $1,52 < |\eta| < 2,4$) und weisen kaum Energie im hadronischen Kalorimeter auf (hadronic leakage). Zudem werden Anforderungen an die Energiedeposition in der mittleren Lage des elektromagnetischen Kalorimeters gestellt.

Für Medium-Elektronen wird gefordert, dass sie eine Spur im Inneren Detektor aufweisen, die zu ihrem Energie-Cluster zeigt. Diese Spur muss eine Reihe von Qualitätskriterien erfüllen, wie die Anzahl der Interaktionen mit dem Inneren Detektor. Die Breite der elektromagnetischen Schauer wird durch zusätzliche Anforderungen an die Energiedepositionen weiter eingeschränkt, um Elektronen von Hadronen zu unterscheiden.

Zusätzlich zu den bisher genannten Kriterien muss der aus Spuren bestimmte Impuls für Elektronen, die das Tight-Kriterium erfüllen, nahe bei der im Kalorimeter gemessenen Energie liegen. Die Qualitätskriterien, welche man an die Spuren stellt, werden weiter verschärft, indem man Signale im Übergangsstrahlungsdetektor und in der innersten Lage des Pixel-Detektors fordert. Durch diese Anforderungen kann man Elektronen aus Konversionen sowie geladenen Hadronen verwerfen.

In der vorliegenden Arbeit werden stets Medium-Elektronen verwendet. Zusätzlich kann man fordern, dass das Elektron isoliert ist. Das bedeutet, dass in einem Kegel mit $\Delta R = 0,2$ um das Elektron nicht mehr als 10 GeV an Energie im Kalorimeter deponiert wurde, die nicht dem Elektron zugeordnet wird. Auch für Elektronen fordert man die Überschreitung einer Schwelle des transversalen Impulses. Diese hängt von der jeweiligen Analyse ab.

Myonen

Myonenspuren werden sowohl im Inneren Detektor als auch im Myonensystem rekonstruiert (siehe Kapitel 2.2.2). Um daraus eine durchgängige Trajektorie zu erhalten wird ein Algorithmus verwendet, welcher durch statistische Kombination die Teilspuren einander zuordnet. Falls sich mehrere Teilchenspuren des Inneren Detektors mit einer Spur im Myonensystem kombinieren lassen, wird die Spur mit dem kleinsten Abstand ΔR in $\eta - \phi$ verwendet. Dieser Algorithmus wird detailliert in [7] beschrieben. Für isolierte Myonen fordert man, dass die zusätzliche Energiedeposition im Kalorimetersystem in einem Kegel mit $\Delta R = 0,2$ um das Myon unterhalb von 10 GeV liegt. Die Schwelle für den transversalen Impuls der Myonen wird in der Beschreibung der jeweiligen Analyse spezifiziert.

Beseitigung von Überlapp

Die Zuordnung der Detektorsignale zu bestimmten Teilchen ist nicht immer eindeutig. Insbesondere ist sie schwierig, wenn sich viele Teilchen im Endzustand des betrachteten Prozesses befinden. Dann kann es vorkommen, dass man sich überlappende Objekte rekonstruiert und dabei ein Detektorsignal mehreren Teilchen zuordnet. Diese Mehrdeutigkeit muss beseitigt werden, um sinnvolle Messergebnisse zu erhalten. Dazu werden zunächst alle rekonstruierten Jets des Ereignisses verworfen, die sich in einem geringeren Abstand als $\Delta R = 0,2$ von einem Elektron befinden. Dies beruht auf der Tatsache, dass Elektronen aufgrund der Assoziation mit Spuren im Inneren Detektor verlässlicher rekonstruiert werden können als Jets.

Im nächsten Schritt werden alle Myonen entfernt, die sich im Abstand $\Delta R < 0,4$ von Jets befinden. Schließlich werden alle Elektronen mit einem Abstand von $0,2 < \Delta R < 0,4$ zu Jets verworfen. Diese Teilchen haben eine hohe Wahrscheinlichkeit aus einem Teilchenzerfall inner-

halb des Jets zu stammen.

Fehlende transversale Energie

Die fehlende transversale Energie E_T^{miss} ist eine der zentralen Größen bei der Suche nach R-paritätserhaltender Supersymmetrie. Man berechnet lediglich die transversale Komponente der fehlenden Energie, da man den Anfangszustand der kollidierenden Teilchen nicht vollständig kennt. Insbesondere sind die longitudinalen Impulskomponenten der Partonen vor der Streuung unbekannt. Entkommt ein Teilchen der Detektion, da es zum Beispiel nur schwach wechselwirkt, so entsteht ein Ungleichgewicht der Energieverteilung. Ein hoher Wert von E_T^{miss} ist daher ein Hinweis auf solche Teilchen. Dies können Standardmodell-Neutrinos sein, oder aber bisher unentdeckte, schwach wechselwirkende Teilchen. Fehlende transversale Energie kann jedoch auch aufgrund von falsch gemessenen Objekten oder wegen unzureichender Akzeptanz des Detektors auftreten, so dass eine sorgfältige Studie dieser Größe notwendig ist. In der vorliegenden Studie wird E_T^{miss} durch die vektorielle Summation der Transversalimpulse aller identifizierter und kalibrierter Objekte sowie nicht zugeordneter Energie-Cluster berechnet:

$$E_T^{\text{miss}} = \sqrt{|\vec{p}_T^{\text{miss}}|^2} = \sqrt{|\sum_i \vec{p}_{T,i}|^2} \quad (4.4)$$

Hierbei wird für alle Objekte, bis auf Myonen, die Energiedeposition im Kalorimeter genutzt. Den Myonenimpuls erhält man durch die Messungen des Myonensystems. Der Algorithmus wird in [34] detailliert beschrieben.

4.4 Effektive Masse

Die effektive Masse M_{eff} ist ein Maß für die Massenskala der SUSY-Teilchen. Die Position des Maximums ihrer Verteilung hängt stark von den Massen des erzeugten SUSY-Teilchenpaares ab. Deshalb stellt sie auch die Verteilung dar, welche man bei der Suche nach R-paritätserhaltender Supersymmetrie betrachtet. M_{eff} ist die skalare Summe aller transversalen Energien der Objekte eines Ereignisses:

$$M_{\text{eff}} \equiv \sum_{i=1}^{N_{\text{jets}}} p_T^{\text{jet},i} + \sum_{i=j}^{N_{\text{lep}}} p_T^{\text{lep},j} + E_T^{\text{miss}}, \quad (4.5)$$

wobei die Anzahl N_{jets} der Jets, beziehungsweise N_{lep} der Leptonen, von der untersuchten Signatur abhängt und p_T den Transversalimpuls des jeweiligen Objektes bezeichnet. Diese Variable ist zudem nützlich um SUSY-Ereignisse von Standardmodell-Untergrund zu unterscheiden, da man für erstere hohe Werte von M_{eff} erwartet [7].

5 Suche nach Supersymmetrie in Endzuständen ohne Leptonen

Die verschiedenen SUSY-Szenarien weisen eine reichhaltige Phänomenologie auf, da viele unterschiedliche Zerfälle möglich sind. Sie gilt es bei der Suche nach Supersymmetrie abzudecken. Bei ATLAS wird ein inklusiver Ansatz verfolgt um die Suche nach R-paritätserhaltender Supersymmetrie möglichst modellunabhängig zu halten. Man betrachtet charakteristische Signaturen und prüft nach, ob ein Überschuss an Ereignissen im Vergleich zur Standardmodell-erwartung vorliegt. Somit kann eine Vielzahl von Modellen überprüft werden. Die Strategie der exklusiven Suche hingegen ist es, nach speziellen Zerfallsketten zu suchen, so dass eine Analyse meist nur ein bestimmtes SUSY-Modell untersucht.

Die charakteristischen Eigenschaften der Ereignisse liefern die Selektionskriterien der Analysen. Die inklusiven Suchen fordern jeweils fehlende Transversalenergie im Ereignis, da diese durch die R-paritätserhaltenden Modelle vorhergesagt wird. Die Analysen werden nach der Anzahl der Leptonen im Endzustand der Ereignisse in verschiedene Kanäle unterschieden. Mit Leptonen werden im Folgenden Elektronen und Myonen bezeichnet.

Die Analysen unterscheiden sich nicht nur in der Zahl der Leptonen, sondern – aufgrund der unterschiedlichen Signaturen – auch in den Kriterien, welche an die Ereignisse gestellt werden um den Standardmodelluntergrund vom SUSY-Signal zu unterscheiden. Im Folgenden wird eine Analyse ohne Leptonen im Endzustand vorgestellt. Sie ermöglicht es weitere Bereiche des SUSY-Parameterraumes abzudecken, als das bei den Analysen mit Leptonen im Endzustand der Fall ist. Die Diskussion letzterer ist im Anhang B zu finden.

5.1 Motivation

Die vorliegende Analyse basiert auf der ATLAS-Veröffentlichung [35]. Es handelt sich dabei um eine Monte-Carlo-Studie, die geeignete Selektionskriterien für die SUSY-Suche aufzeigt. Darüber hinaus wird abgeschätzt, welchen Teil des SUSY-Parameterraumes man mit dem ATLAS-Detektor absuchen kann. Dabei wird ein Datensatz mit einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L} = 1 \text{ fb}^{-1}$ zugrundegelegt, da man einen solchen nach weniger als zwei Jahren Laufzeit des Experiments erhalten hat.

Die in [35] beschriebene Studie wurde mit einem Monte-Carlo-Datensatz durchgeführt, der Proton-Proton-Kollisionen mit einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 10 \text{ TeV}$ simuliert, welches die zunächst geplante Kollisionsenergie des LHCs für das Jahr 2010 war. Die Datennahme erfolgte aber bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$. Deshalb wurden die Monte-Carlo-Datensätze in [35] mit Hilfe des LHAPDF Software-Pakets [36] umgewichtet um Protonen-kollisionen bei $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ zu simulieren. Die jeweiligen Ereignisgewichte werden bezüglich der Partonverteilungsfunktionen CTEQ6L der CTEQ-Kollaboration [37] berechnet.

Die mit diesem Datensatz durchgeführte Studie wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit unter Verwendung neuerer Monte-Carlos wiederholt. Die dazu verwendeten Generatoren si-

mulieren direkt Proton-Proton-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$, so dass kein Reskalieren notwendig ist. Die Monte-Carlos der beiden Studien unterscheiden sich zudem in der Objektrekonstruktion. Der in dieser Arbeit verwendete Datensatz profitiert vor allem für Jets von verbesserten Algorithmen. Durch erneutes Durchführen der Studie aus [35] soll sichergestellt werden, dass die Kernaussagen der Analyse auch unter Verwendung der neueren Simulationsmethoden zutreffen: Supersymmetrie kann mit einem Datensatz von $\mathcal{L} = 1 \text{ fb}^{-1}$ entdeckt werden, falls die Massen der SUSY-Teilchen im unteren TeV-Bereich liegen.

5.2 Die Analysestrategie

Die grundlegende Strategie der inklusiven SUSY-Suche ist es, zunächst Ereignisse einer für Supersymmetrie typischen Signatur zu selektieren. Hierbei sind die Selektionskriterien so zu wählen, dass gleichzeitig nur wenige Standardmodellereignisse als Untergrund erwartet werden. Eine Größe, die den Signalgehalt der Ereignisse angibt, ist der Quotient aus der Anzahl der SUSY- und der Untergrundereignisse. Ist dieser groß, so haben die statistischen Fluktuationen des Untergrundes nur eine geringe Auswirkung auf die Messung. Deshalb gilt es auch durch die Selektionskriterien, welche man Schnitte nennt, so wenig Signal wie möglich zu verlieren. Die so gewählten Ereignisse werden mit der Standardmodellerwartung verglichen. Wird ein signifikanter Überschuss gemessen, so hat ein Prozess stattgefunden, welcher nicht vom Standardmodell beschrieben wird.

Datensatz

Bei der vorliegenden Studie handelt es sich um eine Monte-Carlo-Studie. Es wurden Simulationen verwendet, die im Rahmen der ATLAS-Monte-Carlo-Produktion (siehe Kapitel 4.2) erzeugt wurden. Die ATLAS-interne Bezeichnung aller in dieser Studie verwendeten Datensätzen ist im Anhang A zu finden.

Objektdefinitionen

Die in der Analyse verwendeten Objekte (Elektronen, Jets, etc.) beruhen auf den Algorithmen, welche in Kapitel 4.3 vorgestellt werden. Es werden Jets im Zentralbereich $|\eta| < 2,5$ gefordert. Nur isolierte Elektronen und Myonen mit einem transversalen Impuls von mindestens 10 GeV innerhalb von $|\eta| < 2,5$ werden betrachtet. Zudem wird der Überlapp der Objekte gemäß dem in Kapitel 4.3 beschriebenen Verfahren beseitigt.

Ereignisselektion

Nach der Rekonstruktion der Objekte folgt die Selektion der Ereignisse. Abhängig von der Anzahl der Jets werden drei sich teilweise überlappende Signalbereiche definiert. Die Unterscheidung nach der Anzahl der Jets ist bei der Suche nach Supersymmetrie hilfreich, da jede der Signalregionen einen etwas anderen Bereich im SUSY-Parameterraum abdeckt. Die Kriterien, welche die Ereignisse erfüllen müssen, werden im Folgenden vorgestellt.

Bei der Datennahme findet eine Vorselektion durch den Trigger statt. Auch in den Monte-Carlos sind die Triggerentscheidungen emuliert. In der vorliegenden Studie wird aber der Einfachheit halber auf die Forderung einer positiven Triggerentscheidung verzichtet. Dies ist möglich, da die Effizienz der kombinierten Jet- und E_T^{miss} -Trigger, die bei instantanen Luminositäten von $\mathcal{L} = 1 * 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ die Ereignisselektion durchführen, weit über 95 % liegen. Da sie also nur einen geringen Bruchteil der Ereignisse verwerfen, ist es gerechtfertigt eine hundertprozentige Effizienz anzunehmen.

Um Untergrund, der nicht von den Proton-Proton-Kollisionen stammt, wie zum Beispiel kosmische Myonen, zu unterdrücken, wird gefordert, dass der Primärvertex des Ereignisses mindestens fünf Teilchenspuren aufweist.

Ein Ereignis wird verworfen, wenn es Elektronen enthält, die sich im Übergangsbereich $1,37 < |\eta| < 1,52$ des elektromagnetischen Kalorimeters befinden, in dem sich der zentrale Zylinder und die Endkappen dieser Detektorkomponente überlappen (siehe Kapitel 2.2.2). Der Schnitt ist notwendig, da in der vorliegenden Studie das Potential früher Messungen mit ATLAS untersucht wird, bei denen die Kalibration dieses Bereiches nicht verlässlich ist. Mit dem Erlangen eines besseren Verständnisses dieser Detektorregion kann in Zukunft möglicherweise auf den Schnitt verzichtet werden, da er nicht physikalisch, sondern nur technisch motiviert ist.

Aufgrund der studierten Signatur werden alle Ereignisse verworfen, die mindestens ein Lepton enthalten, das einen Transversalimpuls, hat der über 20 GeV liegt. Die Analysen mit Leptonen werden in Anhang B vorgestellt. Die Anforderungen an die Signatur werden dabei so gewählt, dass sich die Studien nicht überlappen um eine einfache Kombination der Ergebnisse zu ermöglichen.

Die Signalregionen werden durch die Anzahl der Jets definiert:

- Für die 2-Jet-Region werden zwei oder mehr Jets gefordert. Für den ersten Jet muss dabei $p_T > 180 \text{ GeV}$ und für den zweiten $p_T > 50 \text{ GeV}$ gelten.
- Für die 3-Jet-Region werden drei oder mehr Jets gefordert. Für den ersten Jet muss dabei $p_T > 100 \text{ GeV}$ und für den zweiten und dritten Jet $p_T > 40 \text{ GeV}$ gelten.
- Für die 4-Jet-Region werden vier oder mehr Jets gefordert. Für den ersten Jet muss dabei $p_T > 100 \text{ GeV}$ und für den zweiten, dritten und vierten Jet $p_T > 40 \text{ GeV}$ gelten.

Die Nummerierung der Jets erfolgt dabei nach absteigendem Transversalimpuls. Die verschiedenen Schnitte sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst. In der 2-Jet-Region sind die Anforderungen an die Transversalimpulse der Jets höher als in den anderen beiden, da dort auch der Untergrund durch Standardmodellprozesse höher ist. Die Forderung nach einer hohen Anzahl an Jets reduziert den quantenchromodynamischen Untergrund sowie den Untergrund aufgrund der Vektorbosonenproduktion, weshalb in diesen Regionen weichere Kriterien ausreichen.

Die fehlende Transversale Energie E_T^{miss} der betrachteten Ereignisse muss in allen Signalregionen größer als 80 GeV sein. Dadurch kann ein Großteil des Standardmodelluntergrundes unterdrückt werden, wie in Abbildung 5.1 (a) zu sehen ist. Die Anzahl der Ereignisse ist in Abhängigkeit der fehlenden transversalen Energie dargestellt, wobei der Flächeninhalt der Kurven jeweils auf eins normiert ist. In Standardmodellprozessen entsteht die fehlende transversale Energie hauptsächlich durch Neutrinos im Endzustand oder durch falsch gemessene Jets und ist in der Regel gering. In supersymmetrischen Ereignissen entsteht E_T^{miss} im Gegensatz dazu aufgrund der im Endzustand vorkommenden leichtesten SUSY-Teilchen. Sie wechselwirken nur schwach und hinterlassen deshalb kein Signal im Detektor. Da sie viel schwerer

Signalregion	≥ 2 Jets	≥ 3 Jets	≥ 4 Jets
p_T des ersten Jets [GeV]	> 180	> 100	> 100
p_T des zweiten Jets [GeV]	> 50	> 40	> 40
p_T des dritten Jets [GeV]	–	> 40	> 40
p_T des vierten Jets [GeV]	–	–	> 40
E_T^{miss} [GeV]	> 80	> 80	> 80
$ \Delta\phi(\text{Jet}_i, E_T^{\text{miss}}) $ [rad]	$> 0,2$	$> 0,2$	$> 0,2$
$E_T^{\text{miss}}/M_{\text{eff}}$	$> 0,30$	$> 0,25$	$> 0,20$

Tabelle 5.1: Anforderungen an die Transversalimpulse der Jets, an den Azimutwinkel zwischen den führenden Jets und der fehlenden transversalen Energie, sowie an den Quotienten aus E_T^{miss} und M_{eff} in den verschiedenen Signalregionen. Die Nummerierung der Jets erfolgt nach absteigendem Transversalimpuls. Die Forderung von $|\Delta\phi(\text{Jet}_i, E_T^{\text{miss}})| > 0,2$ rad muss in der 2-Jet-Signalregion von den ersten beiden, in den anderen Regionen von den ersten drei Jets erfüllt werden [35].

sind als Neutrinos weisen SUSY-Ereignisse typischerweise hohe Werte für E_T^{miss} auf, so dass der Schnitt auch entsprechend hoch angesetzt werden kann.

Hadronische Jet-Ereignisse können durch Fluktuationen bei der Energiemessung der Jets einzeln hohe Werten von E_T^{miss} aufweisen. Diese Fluktuationen sind statistisch bedingt und steigen mit zunehmender effektiver Masse M_{eff} . Deshalb wird ein Mindestwert des Quotienten $E_T^{\text{miss}}/M_{\text{eff}}$ gefordert, um solche Fluktuationen der E_T^{miss} -Messung zu unterdrücken. Der Mindestwert des Quotienten beträgt 0,30 für die 2-Jet-Signalregion, und 0,25 beziehungsweise 0,20 für die 3- und 4-Jet-Region. Auch diese Werte sind Tabelle 5.1 zu entnehmen. Die Verteilung in der 2-Jet-Region vor dem Schnitt auf E_T^{miss} ist in Abbildung 5.1 (b) zu sehen.

Auch nach dem Schnitt auf die fehlende transversale Energie stellen hadronische Jet-Ereignisse einen der Hauptuntergründe bei der SUSY-Suche ohne Leptonen dar. Dies liegt zum einen darin begründet, dass sie aufgrund von Neutrinos oder detektorbedingten Effekten hohe Werte von E_T^{miss} aufweisen können. Zum anderen haben sie einen hohen Produktions-Wirkungsquerschnitt, so dass man viele Ereignisse dieser Art findet. Deshalb wird noch ein weiterer Schnitt zu ihrer Unterdrückung eingeführt. Man betrachtet die Differenz des Azimutwinkels $\Delta\phi$ zwischen der Richtung der fehlenden transversalen Energie und der die Signalregion definierenden Jets:

$$\Delta\phi(\text{Jet}, E_T^{\text{miss}}) = \phi(\text{Jet}) - \phi(E_T^{\text{miss}})$$

Kleine Werte von $\Delta\phi$ treten auf, wenn einer der Jets in die gleiche Richtung zeigt wie die fehlende transversale Energie. Dies kann sich durch Fehlmessung eines Jets ergeben oder dadurch, dass ein Jet einen b-Zerfall mit Neutrinos im Endzustand einschließt. Es wird ein Mindestwert von $\Delta\phi(\text{Jet}, E_T^{\text{miss}})$ gefordert und somit hadronischer Jet-Untergrund unterdrückt, wie man in Abbildung 5.2 (a) sehen kann. Für die 2-Jet-Region fordert man einen Abstand von $|\Delta\phi| > 0,2$ rad zwischen den beiden führenden Jets und dem Vektor der fehlenden transversalen Energie. Für die 3- und 4-Jet-Region wird dieses Kriterium auf den Jet mit dem dritthöchsten Transversalimpuls des Ereignisses ausgeweitet (siehe auch Tabelle 5.1).

Der letzte Schnitt, der angewendet wird um das Verhältnis von Signal zu Untergrund zu optimieren, ist ein Schnitt auf die transversale Sphärizität. Die Sphärizität ist ein Maß für die Kugelförmigkeit eines Ereignisses. Der 2×2 Sphärizitätstensor S ist definiert als $S_{ij} = \sum_k p_i^{(k)} p_j^{(k)}$, wobei $p^{(k)}$ der transversale Impuls des k -ten Leptons oder Jets im Endzustand des Ereignisses ist, über welche summiert wird. i und j bezeichnen die Komponente des Vektors des Trans-

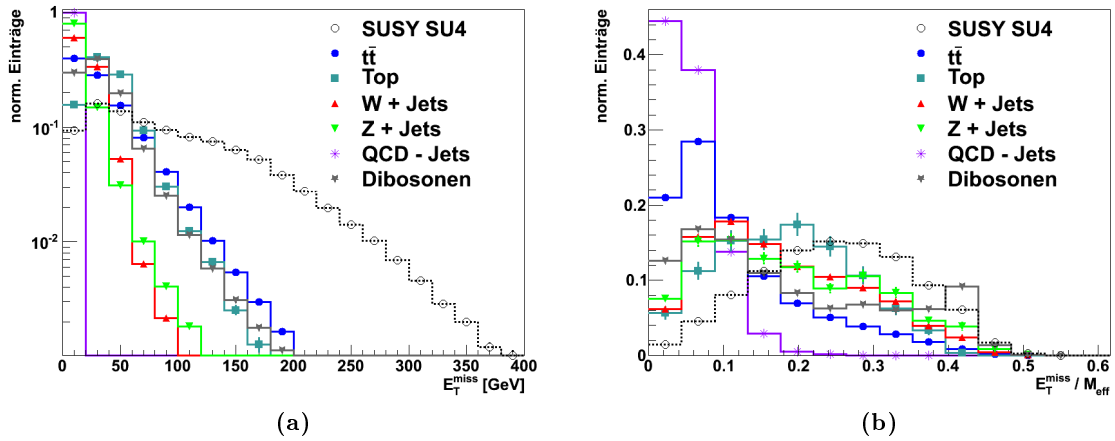


Abbildung 5.1: Verteilungen aufgeschlüsselt nach verschiedenen Prozessen. Der Flächeninhalt der Kurven wurde jeweils auf eins normiert. Es werden alle Ereignisse gezeigt, die keine Leptonen enthalten und einen Vertex aufweisen, von dem mindestens fünf Spuren ausgehen. (a) Fehlende transversale Energie (b) Quotient aus E_T^{miss} und M_{eff} . Diese Ereignisse erfüllen zusätzlich die kinematischen Anforderungen der 2-Jet-Region.

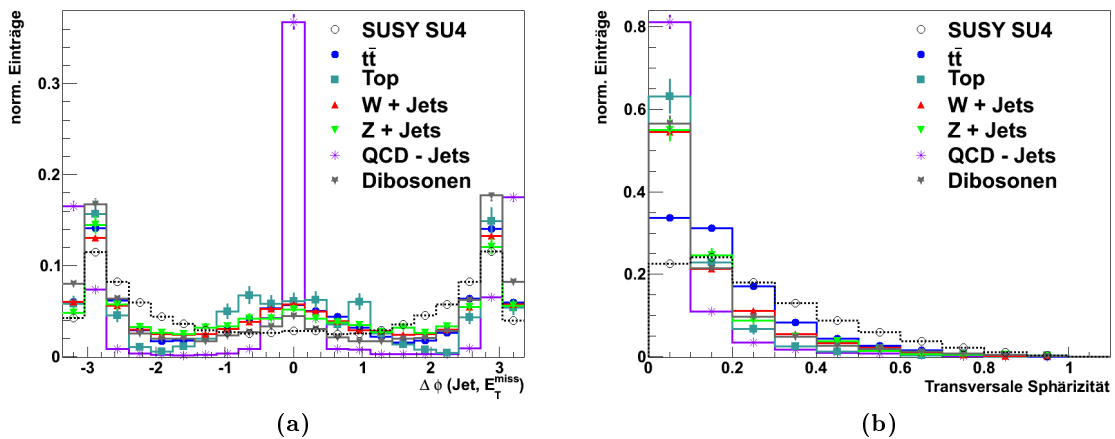


Abbildung 5.2: Verteilungen aufgeschlüsselt nach verschiedenen Prozessen. Der Flächeninhalt der Kurven wurde jeweils auf eins normiert. Die Ereignisse erfüllen die kinematischen Kriterien der 2-Jet-Region sowie die Forderung $E_T^{\text{miss}} > 80$ GeV. (a) Minimale Differenz der Azimutwinkel der führenden Jets und der Richtung der fehlenden Transversalenergie. (b) Transversale Sphärizität.

versalimpulses. Die Eigenwerte des Tensors werden mit λ_1 und λ_2 bezeichnet. Die transversale Sphärizität S_T wird dann gemäß

$$S_T \equiv \frac{2\lambda_2}{\lambda_1 + \lambda_2} \quad (5.1)$$

berechnet. Sie gibt somit an, wie gleichverteilt die Energie in der Ebene transversal zur Strahlrichtung ist. Für Ereignisse, in denen SUSY-Teilchen produziert werden, erwartet man einen Wert nahe bei eins. Aufgrund der hohen Masse der Teilchen sind sie nach ihrer Erzeugung nahezu in Ruhe. Deshalb sind die Teilchen, welche in den anschließenden Kaskadenzerfällen erzeugt werden, isotrop im Raum verteilt. Für Standardmodellereignisse mit zwei Jets, welche aufgrund der Energie- und Impulserhaltung in entgegengesetzte Richtungen emittiert werden, erhält man einen Wert für S_T , der nahe bei null liegt [7].

Man fordert, dass die transversale Sphärizität bei allen Ereignissen größer als 0,2 ist und reduziert dadurch den Untergrund aufgrund von hadronischen Jets, unter Beibehaltung eines Großteiles der SUSY-Ereignisse. Dies ist in Abbildung 5.2 (b) dargestellt.

5.3 Ergebnisse

Alle selektierten Ereignisse werden als Funktion der effektiven Masse M_{eff} aufgetragen. In dieser Verteilung wird nach einem Überschuss an Ereignissen im Vergleich zu den Erwartungen des Standardmodells gesucht. Die integrierte Luminosität, welche den Histogrammen zu Grunde liegt, ist 1 fb^{-1} . Die Ergebnisse aus [35] sind in der linken Spalte von Abbildung 5.3 aufgetragen. Auf der rechten Seite sind die Histogramme dieser Studie zu finden. Jede Zeile entspricht dabei einer Signalregion. Der generelle Verlauf der Diagramme ist ähnlich, wenn auch die absolute Zahl der Ereignisse nicht ganz übereinstimmt. In allen Histogrammen sieht man einen deutlichen Überschuss an SUSY-Ereignissen im Vergleich zu den Standardmodell-erwartungen. Somit ist das Ergebnis beider Studien, dass man SUSY mit einem Datensatz von 1 fb^{-1} an integrierter Luminosität finden kann, wenn die Parameter des in der Natur realisierten Modells nahe denen des SU4-Punktes liegen.

In der 2-Jet-Signalregion dominiert die Produktion von Vektorbosonen in Assoziation mit Jets den Standardmodelluntergrund, wie in der ersten Zeile von Abbildung 5.3 zu erkennen ist. Der Untergrund der 3-Jet-Signalregion besteht hauptsächlich aus Top-Ereignissen und W-Boson-Produktion in Assoziation mit Jets. Dies ist in der zweiten Zeile der Abbildung zu erkennen. In der dritten Zeile ist die M_{eff} -Verteilung der 4-Jet-Signalregion aufgetragen. Hier wird der Standardmodelluntergrund von Top-Zerfällen dominiert.

Zur besseren Gegenüberstellung der beiden Studien ist das Verhältnis des Signals zum Standardmodelluntergrund in Tabelle 5.2 eingetragen. Die Werte geben den Quotienten pro Bin aus der Anzahl der SUSY-Ereignisse und der Zahl der Standardmodellereignisse wieder. Wenn auch keine völlige Übereinstimmung zu finden ist, so sind doch die meisten Werte im Rahmen ihres Fehlers miteinander vereinbar. Die auftretenden Diskrepanzen lassen sich durch mehrere Unterschiede der Studien erklären. Diese sind hauptsächlich:

- Die Schwerpunktsenergie der simulierten Kollisionen: Wie in Abschnitt 5.1 ausgeführt, wurden im Datensatz, der der vorliegenden Studie zu Grunde liegt, $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ Proton-Proton-Kollisionen simuliert. In [35] dagegen werden skalierte $\sqrt{s} = 10 \text{ TeV}$ Daten verwendet.
- Die Monte-Carlo-Generatoren: Zur Simulation des Jet-Untergrundes wurde in der 7 TeV-Studie der Monte-Carlo-Generator PYTHIA verwendet. Die vorhergehende Analyse be-

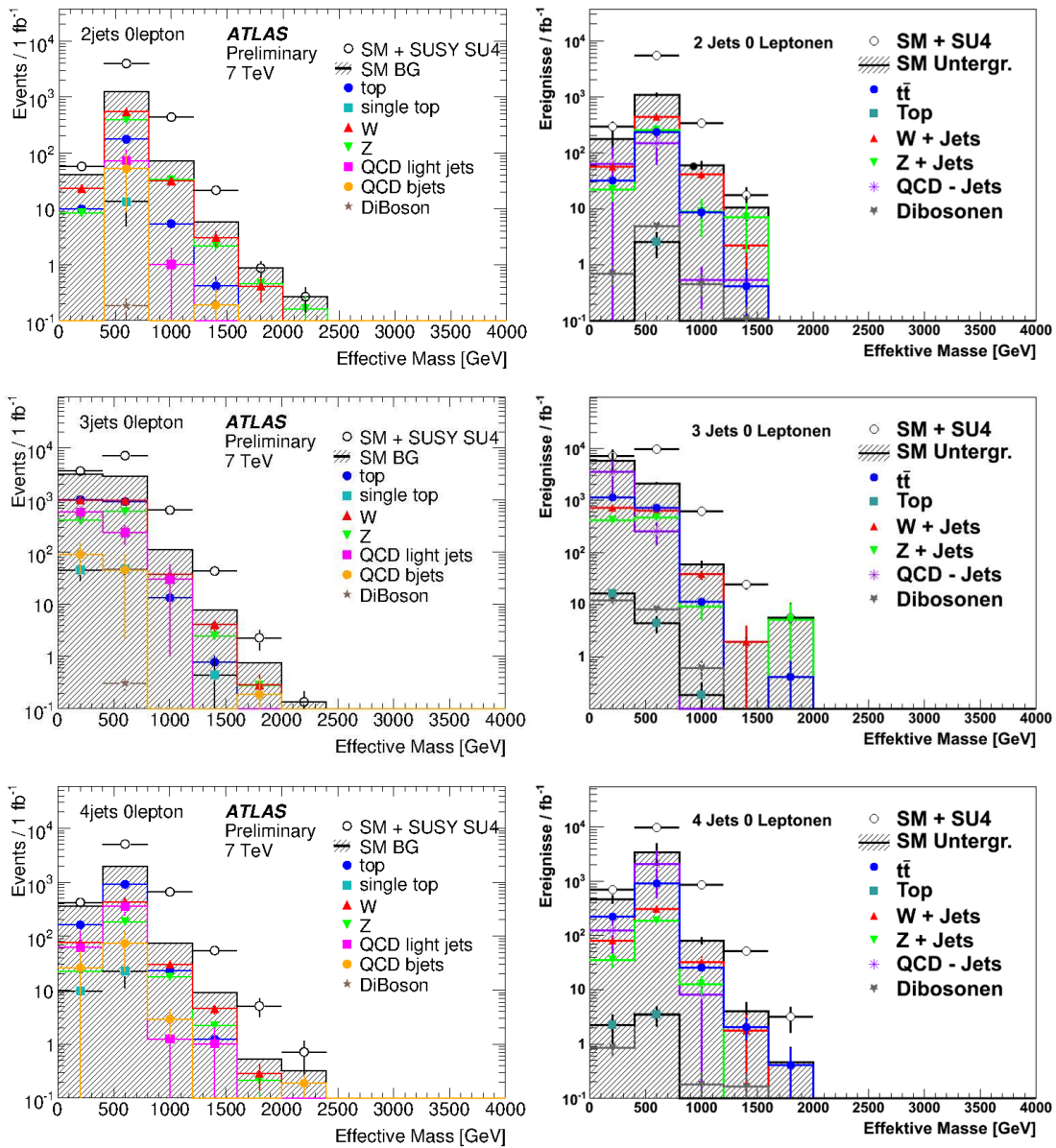


Abbildung 5.3: M_{eff} -Verteilungen der verschiedenen Signalregionen aufgeschlüsselt nach Prozessen. Die Ereignisse der Histogramme der ersten Zeile erfüllen alle Auswahlkriterien des 2-Jet-Kanals. Die entsprechenden Verteilungen der 3- und 4-Jet-Signalregion sind in der zweiten beziehungsweise dritten Zeile zu finden. In der linken Spalte ist jeweils das Histogramm der Veröffentlichung [35] und in der rechten das aus den 7 TeV-Monte-Carlo-Datensätzen erstellte Histogramm gezeigt. Die Ereignisse entsprechen einer integrierten Luminosität von 1 fb^{-1} . Die Fehlerbalken der Histogramme der rechten Spalte geben den statistischen Fehler wieder.

Bin [GeV]	2-Jet-Signalregion		3-Jet-Signalregion		4-Jet-Signalregion	
	I	II	I	II	I	II
[0, 400]	0,39	$0,69 \pm 0,26$	0,14	$0,22 \pm 0,09$	0,18	$0,51 \pm 0,10$
[400, 800]	2,18	$4,13 \pm 0,39$	1,5	$3,55 \pm 0,24$	1,58	$1,86 \pm 0,85$
[800, 1200]	5,14	$4,59 \pm 0,87$	4,7	$9,24 \pm 1,55$	7,81	$10,00 \pm 1,6$
[1200, 1600]	2,68	$0,70 \pm 0,47$	4,57	$11,35 \pm 11,5$	5,05	$12,19 \pm 6,3$
[1600, 2000]	0,0	0 ± 0	2,01	0 ± 0	8,77	$6,00 \pm 6,5$
[2000, 4000]	0,0	0 ± 0	0,0	0 ± 0	1,22	0 ± 0

Tabelle 5.2: Signal-zu-Untergrund-Verhältnis pro Bin der Histogramme aus Abbildung 5.3. In Spalte I sind die Werte aus [35] eingetragen. Spalte II gibt das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis sowie den statistischen Fehler der 7 TeV-Studie an.

nutzte für den gleichen Zweck ALPGEN (mit bis zu 5 Parton-Matrixelementen) in Verbindung mit JIMMY und HERWIG. Die beiden Simulationen unterscheiden sich in der Art und Weise wie die Jet-Produktion berechnet wird (siehe Kapitel 4.2), so dass man eine unterschiedliche Anzahl an Jet-Ereignissen erwartet.

Auch für den Diboson-Datensatz wurden verschiedene Generatoren verwendet. Diese Studie benutzte HERWIG, während [35] MC@NLO beziehungsweise gg2WW [38] verwendet, um Diboson-Ereignisse zu simulieren.

Zur Erzeugung des SUSY-Signals wurde in der 7 TeV-Studie HERWIG++ verwendet. Die vorhergehenden Analyse benutzte den Vorgänger dieses Generators, HERWIG, um Signalereignisse zu simulieren. Daher ist auch für das Signal mit einer leicht unterschiedlichen Anzahl an Ereignissen zu rechnen.

- Die Statistik: Die Anzahl der simulierten Ereignisse dieser Studie ist geringer als die Anzahl der Ereignisse im Datensatz von [35]. Um dennoch Daten einer integrierten Luminosität von 1 fb^{-1} zu simulieren, werden die Ereignisse jeweils mit einem datensatzabhängigen Gewicht multipliziert. Dies wirkt sich auf den statistischen Fehler aus, der in der vorliegenden Studie relativ groß ist.
- Die Jet-Algorithmen: Der Algorithmus, welcher benutzt wurde um die Teilchen im 7 TeV-Datensatz zu Jets zu gruppieren, ist der Anti- k_T -Algorithmus. In der vorhergehenden Studie wurde ein Cone-Algorithmus verwendet, bei dem Teilchen innerhalb eines Kegels der Öffnung $\Delta R = 0,4$ zu Jets gruppiert werden. Dieser Algorithmus wird allerdings aufgrund von konzeptionellen Schwierigkeiten (zum Beispiel fehlender Infrarot- und Kollinearitätssicherheit, beschrieben in [30]) bei ATLAS nicht mehr verwendet. Insbesondere die Analyse ohne Leptonen ist sensitiv auf die Wahl des Jet-Algorithmus, da Jets die einzigen Objekte sind, die im Endzustand zugelassen werden und sich durch verschiedene Algorithmen verschiedene Jets ergeben können.
- Die Energie-Cluster: Energiedepositionen können auf verschiedene Weisen gruppiert werden (siehe Kapitel 4.3). Diese Energie-Cluster werden zur Konstruktion der Jets verwendet. In der vorliegenden Studie wurden die Jets basierend auf Topo-Clustern berechnet; in [35] wurden Tower-Cluster verwendet. Da die Energie-Cluster die Jets maßgeblich beeinflussen, ist auch hier ein Unterschied zu erwarten.
- Das Jet-Cleaning: Zu Beginn der Datennahme von ATLAS wurden Kriterien entwickelt,

die einen gut gemessenen Jet auszeichnen. In der 7 TeV-Studie wurden nur Jets verwendet, welche anhand dieser Kriterien als „good“ eingestuft wurden. Die Auswahlkriterien werden in [39] beschrieben. In [35] wurden keine dieser Anforderungen an die Jets gestellt.

Viele dieser Unterschiede rufen für sich genommen nur eine kleine Abweichung des Endergebnisses hervor. Zusammengenommen sind die Abweichungen nicht mehr vernachlässigbar und erklären die auftretenden Diskrepanzen der Studien. Eine Studie des systematischen Fehlers wurde nicht durchgeführt, so dass in Abbildung 5.3 lediglich der statistische Fehler der 7 TeV-Studie dargestellt ist.

5.4 Zusammenfassung und Ausblick

Die Verteilungen der effektiven Masse der ATLAS-Veröffentlichung [35] wurden im Rahmen dieser Studie mit anderen Datensätzen erneut erstellt. Die Formen der Histogramme ähneln einander (siehe Abbildung 5.3), wobei es Abweichungen in der absoluten Zahl der Ereignisse gibt. Der Vergleich des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses liefert in weiten Teilen eine Übereinstimmung innerhalb der Fehler, jedoch auch Abweichungen an einigen Punkten. Diese treten wegen einer Reihe von Faktoren auf: Die Monte-Carlos aus [35] simulieren Proton-Proton-Kollisionen einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 10$ TeV und wurden umgewichtet. Die in dieser Studie verwendeten Ereignisse sind direkte Simulationen von 7 TeV-Kollisionen. Für die Erzeugung der Monte-Carlos wurden für die beiden Studien zum Teil verschiedene Generatoren verwendet. Auch unterscheiden sich die verwendeten Datensätze in ihrer Statistik und den Algorithmen, welche zur Jet-Rekonstruktion und zur Clusterbildung benutzt wurden. Trotz dieser Unterschiede führen beide Studien zum selben Schluss: Die Entdeckung von Supersymmetrie ist mit einem Datensatz von einer Luminosität von 1 fb^{-1} bei $\sqrt{s} = 7$ TeV möglich, falls die Parameter des in der Natur realisierten Modells nahe denen des SU4-Punktes liegen.

Um eine Aussage über einen größeren Parameterraum treffen zu können, wird die Reichweite der Entdeckung üblicherweise in einem zweidimensionalen Graphen des SUSY-Parameter-raumes dargestellt. Exemplarisch hierfür ist in Abbildung 5.4 aus [35] gezeigt, welche vereinheitlichten Massen man mit einem ATLAS-Datensatz von 1 fb^{-1} an integrierter Luminosität finden könnte. Es ist die Reichweite der SUSY-Entdeckung in Abhängigkeit von m_0 und $m_{1/2}$ bei $\tan(\beta) = 10$, $A_0 = 0$ und $\mu > 0$ gezeigt. Man sieht, dass man mit dem Datensatz weite Teile des mSUGRA-Parameterraumes abdecken kann und die hier im Detail vorgestellte Analyse ohne Leptonen dabei die beste Sensitivität aufweist.

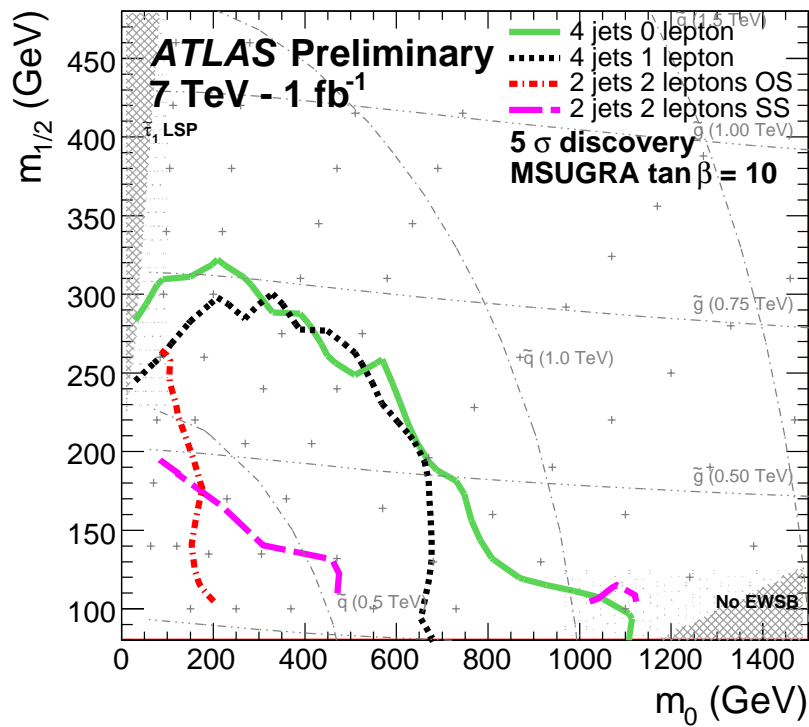


Abbildung 5.4: 5 σ -Reichweite der Entdeckung von mSUGRA-Supersymmetrie mit einem Datensatz von 1 fb⁻¹ an integrierter Luminosität in Abhängigkeit von m_0 und $m_{1/2}$ für Analysen mit einer verschiedenen Anzahl an Leptonen. Das Kürzel SS steht dabei für die Analyse mit zwei Leptonen gleicher Ladung, das Kürzel OS bezeichnet die Analyse mit zwei Leptonen unterschiedlicher Ladung. Zur Abbildung des Parameterraumes wurde $\tan(\beta) = 10$, $A_0 = 0$ und $\mu > 0$ gewählt [35].

6 Reduzierung des QCD-Untergrundes

Ein bedeutender Untergrund bei der Suche nach R-paritätserhaltender Supersymmetrie in Endzuständen ohne Leptonen ist die Produktion hadronischer Jets, die im Folgenden mit QCD-Untergrund bezeichnet wird. Diese Ereignisse werden vor allem durch die Forderung nach hoher fehlender transversaler Energie unterdrückt. Aufgrund ihres hohen Produktionswirkungsquerschnittes benötigt man jedoch zusätzliche Selektionskriterien, um das Signal von diesem Untergrund zu trennen. Im Folgenden wird der fehlende transversale Impuls in Verbindung mit der fehlenden transversalen Energie als eine bei ATLAS bisher nicht verwendete Größe zur Unterscheidung von QCD-Ereignis und SUSY-Signal vorgestellt und die Anwendbarkeit als Selektionsvariable untersucht.

6.1 Motivation

Die Unterdrückung von QCD-Untergrund bei der SUSY-Suche ist wichtig, da Jets am LHC eine hohe Produktionsrate haben (siehe Abbildung 2.5). QCD-Ereignisse werden durch den Schnitt auf E_T^{miss} unterdrückt, da sie in der Regel nur geringe Werte an fehlender transversaler Energie aufweisen. Diese kann in QCD-Prozessen aufgrund von Neutrinos und durch Detektoreffekte auftreten. Das detektorbedingte Auftreten von E_T^{miss} kann mehrere Ursachen haben:

- In dem passiven Material¹ vor dem Kalorimeter werden manche Teilchen vollständig abgebremst und daher nicht detektiert. Sie tragen insbesondere nicht zu Energieclustern bei, so dass die Energie der Jets unterschätzt wird, die aus solchen Clustern rekonstruiert wurden. Da das passive Material ungleichmäßig im Detektor verteilt ist, führt dies zu einem Ungleichgewicht in der Energieverteilung des gesamten Ereignisses.
- ATLAS deckt nicht den vollen Raumwinkel ab. Deshalb können Teilchen der Detektion entkommen und so zu E_T^{miss} beitragen.
- Hohe Werte an fehlender transversaler Energie in QCD-Ereignissen kann auch durch das so genannte Jet-Punch-Through auftreten. Dabei reicht der hadronische Schauer des Jets bis hinein in das Myonensystem und die durch das Kalorimeter gemessene Jet-Energie wird unterschätzt.
- Defekte oder rauschende Kalorimeter-Zellen erschweren die exakte Energiebestimmung. Dieser Effekt kann zur Messung eines Ungleichgewichtes der Verteilung der transversalen Energie führen.

¹Mit dem Begriff passives Material bezeichnet man Materie, welche von den Teilchen durchquert wird, nicht aber der Bestimmung ihrer Energie oder ihres Impulses dient. Dies sind vor allem Trägerstrukturen der Detektorkomponenten.

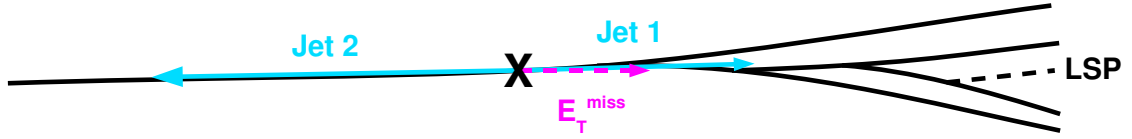


Abbildung 6.1: Darstellung eines 2-Jet-Ereignisses mit einer in geboosteten SUSY-Szenarien möglichen Topologie. Der Jet auf der rechten Seite enthält eine SUSY-Kaskade, so dass aufgrund des LSPs die fehlende transversale Energie in Richtung des Jets zeigt.

- Die Überlagerung von Ereignissen innerhalb einer Strahlkreuzung kann ebenso hohe Werte von E_T^{miss} verursachen. Diese kann auftreten, wenn bei der gleichen Strahlkreuzung mehrere harte Streuungen stattfinden, wovon einige E_T^{miss} aufgrund nicht detektierter Teilchen aufweisen.

Der in Kapitel 5 vorgestellte Schnitt auf die Azimutwinkeldifferenz der führenden Jets und der fehlenden transversalen Energie $\Delta\phi(\text{Jet}, E_T^{\text{miss}})$ ist in der Lage den QCD-Untergrund weiter zu unterdrücken. Ihm liegt die Annahme zu Grunde, dass die fehlende transversale Energie in die Richtung eines Jets zeigt, falls die Jet-Energie falsch gemessen wurde. Solche Ereignisse werden dann verworfen.

Es ist aber möglich, dass trotz richtig gemessener Jet-Energien die fehlende transversale Energie in die Richtung eines Jets zeigt. Dies kann vorkommen, wenn der Jet schwach wechselwirkende Teilchen enthält, die nicht detektiert werden, und der Rest des Ereignisses energetisch ausgeglichen ist. Solche Topologien treten in den Boosted-SUSY genannten Szenarien auf. Hier findet man zum Teil hohe Massendifferenzen zwischen den SUSY-Teilchen, wobei das LSP relativ leicht ist. Dann haben die in den Zerfallskaskaden entstehenden Teilchen eine Vorzugsrichtung. Insbesondere propagiert das LSP in diesem Szenario in geringem Abstand von den anderen Teilchen in die gleiche Richtung, so dass der Azimutwinkel der fehlenden transversalen Energie mit dem des Jets übereinstimmt. Dieser Sachverhalt ist in Abbildung 6.1 dargestellt. Vor allem in diesen SUSY-Szenarien würde man mit der Forderung eines Mindestwertes von $\Delta\phi(\text{Jet}, E_T^{\text{miss}})$ Signalereignisse verworfen.

Aber auch in mSUGRA-Modellen ist der Verlust an SUSY-Ereignissen durch diesen Schnitt nicht zu vernachlässigen. Dies ist nachvollziehbar, wenn man bedenkt, dass hier zum Teil viele Jets im Endzustand erwartet werden. Der Phasenraum ist aber auf 2π begrenzt, so dass es mit steigender Jet-Anzahl immer wahrscheinlicher ist, dass die fehlende Transversalenergie in die Richtung eines Jets zeigt. Deshalb sucht man nach anderen Variablen um den QCD-Untergrund vom SUSY-Signal zu trennen ohne die Signaleffizienz zu beeinträchtigen.

6.2 Fehlender transversaler Impuls aus Spurmessungen

Im Gegensatz zur fehlenden transversalen Energie E_T^{miss} , die auf Messungen der Kalorimeter und des Myonensystems basiert (siehe Kapitel 4.3), wird der im Folgenden diskutierte fehlende transversale Impuls p_T^{miss} aus rekonstruierten Spuren berechnet [40]. Da nur geladene Teilchen Spuren im Detektor hinterlassen, gehen auch nur sie in die Berechnung von p_T^{miss} mit ein, so

dass nur etwa 60% der Energie eines Jets erfasst wird. Die Variable basiert lediglich auf Daten des Inneren Detektors, so dass sie komplementär zu E_T^{miss} ist. Dadurch weist p_T^{miss} ein anderes systematisches Verhalten als E_T^{miss} auf und wird von anderen Detektoreffekten beeinflusst. Deshalb kann p_T^{miss} zum einen dazu verwendet werden die Qualität der Messung von E_T^{miss} zu beurteilen. Zum anderen können beide Variablen kombiniert werden, um Untergrund, der fehlende transversale Energie enthält, die nicht aus physikalischen Prozessen stammt, zu unterdrücken.

Die p_T^{miss} -Variable hat im Gegensatz zu der Messung der fehlenden transversalen Energie einige Vorteile. Sie kann zum Beispiel vertexbasiert berechnet werden. Das heißt, man berechnet jeweils den fehlenden transversalen Impuls aller Spuren eines Vertex und addiert am Ende vektoriell. Dies ist vor allem bei hohen Luminositäten von Vorteil, denn hier treten viele Proton-Proton-Kollisionen gleichzeitig auf. Die vertexbasierte Methode zur Berechnung von p_T^{miss} kann deshalb unter Umständen eine bessere Auflösung als die E_T^{miss} -Messung haben, da letztere die einzelnen Kollisionen nicht unterscheiden kann.

Zudem finden sich bessere Kriterien für p_T^{miss} als für E_T^{miss} um den Untergrund, der nicht aus Kollisionen stammt, zu unterdrücken. Darunter versteht man sowohl kosmische Strahlung als auch Strahl-Restgas-Wechselwirkungen.

Die p_T^{miss} -Variable hat aber im Vergleich zu E_T^{miss} auch einige Nachteile:

- p_T^{miss} wird einzig aus Daten des Inneren Detektors berechnet. Da dieser nur geladene Teilchen nachweisen kann, tragen nur diese Teilchen zu der Berechnung der Observablen bei.
- Die Akzeptanz des Inneren Detektors ist auf den Bereich $|\eta| < 2,5$ beschränkt. Die Kalorimeter hingegen reichen bis $|\eta| = 4,9$. Somit können in die Berechnung von E_T^{miss} mehr Objekte einfließen als in die von p_T^{miss} .
- Die Auflösung von p_T^{miss} nimmt mit zunehmendem Transversalimpuls der Spuren ab. Dies liegt daran, dass Spuren mit hohen Impulsen, aufgrund der geringen Ablenkung der Teilchen im Magnetfeld, nur wenig gekrümmt sind und die Bestimmung des Impulses somit erschwert wird. Auch stark kollimierte Jets können die p_T^{miss} -Auflösung verschlechtern, da die Effizienz der Spur-Rekonstruktion im Inneren von Jets schlechter ist als die in Bereichen mit wenigen Spuren [40].

Der fehlende transversale Impuls eines Ereignisses wird durch Summation der Impulse der im Primärvertex entstehenden Spuren berechnet:

$$p_{x,y}^{\text{miss}} = - \sum_{\text{Spuren}} p_{x,y} \quad (6.1)$$

Die Größe wird nur berechnet, wenn vom Primärvertex mehr als zwei Spuren ausgehen, von denen mindestens eine die folgenden Qualitätskriterien erfüllt:

- $p_T > 500$ MeV
- $|\eta| < 2,5$
- mindestens ein Signal im Pixel-Detektor
- mindestens sechs Signale im Silizium-Streifen-Detektor

- $|d_0| < 1,5 \text{ mm}$
- $|z_0 \times \sin(\Theta)| < 1,5 \text{ mm}$

wobei d_0 und z_0 den transversalen und den longitudinalen Minimalabstand in Bezug auf den Primärvertex bezeichnen (siehe Kapitel 4.3).

Die Summe zur Berechnung von p_T^{miss} wird nur aus Spuren, welche die Qualitätskriterien erfüllen, gebildet. Die Forderung dieser Bedingungen sorgt dafür, dass nur gut gemessene Spuren in die Berechnung von p_T^{miss} eingehen. Insbesondere kann man somit Spuren ausschließen, die aufgrund der Kombination von Signalen, die nicht vom selben Teilchen stammen, rekonstruiert werden.

Da der fehlende transversale Impuls andere Eigenschaften als die fehlende transversale Energie aufweist, ist es nicht sinnvoll die Variable E_T^{miss} durch p_T^{miss} zu ersetzen. Die Tatsache, dass die beiden Größen komplementär sind, ermöglicht es aber sie zur besseren Untergrundunterdrückung bei der Suche nach Supersymmetrie zu kombinieren. In Abbildung 6.2 (a) ist zu erkennen, dass die fehlende transversale Energie für SUSY-Ereignisse mit dem fehlenden Transversalimpuls korreliert ist. Exemplarisch ist hier die x-Komponente von E_T^{miss} gegen die x-Komponente von p_T^{miss} für die SU4-Simulation aufgetragen. Zur Ereignisselektion wurde lediglich gefordert, dass das Ereignis einen Primärvertex enthält, von dem mindestens fünf Spuren ausgehen (die so genannte Vertex-Bedingung). In Abbildung 6.2 (b) ist das selbe Diagramm für QCD-Monte-Carlos zu sehen. Hier findet man kaum Korrelation von E_T^{miss} und p_T^{miss} . Dies lässt sich dadurch erklären, dass fehlende transversale Energie in QCD-Ereignissen hauptsächlich durch falsch gemessene Jets auftritt. Die Messung des fehlenden transversalen Impulses geschieht aber unabhängig davon, so dass die beiden Größen in diesem Fall nicht korreliert sind.

Da die Korrelation auch für Standardmodellprozesse, die ein Neutrino enthalten, wie zum Beispiel Top-Quark-Zerfälle, zu finden ist, kann mit dem Variablenpaar dieser Untergrund kaum unterdrückt werden. Ereignisse, in denen E_T^{miss} detektorbedingt auftritt, was meist für QCD-Prozesse der Fall ist, weisen aber keine Korrelation von E_T^{miss} und p_T^{miss} auf. Dadurch unterscheiden sie sich vom Signal, was bei dem im Folgenden vorgestellten Schnitt ausgenutzt wird.

6.3 Eigenschaften von $\Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, p_T^{\text{miss}})$

Eine Größe, die die Korrelation der fehlenden transversalen Energie und des fehlenden transversalen Impulses widerspiegelt, ist die Differenz ihrer Azimutwinkel:

$$\Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, p_T^{\text{miss}}) = \phi(E_T^{\text{miss}}) - \phi(p_T^{\text{miss}}) \quad (6.2)$$

Falls eine Korrelation der beiden Größen vorliegt, wie das zum Beispiel bei SUSY-Ereignissen der Fall ist, erhält man kleine Werte für $\Delta\phi$. In Abbildung 6.3 (a) ist die Anzahl an SUSY-Ereignissen gegen $\Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, p_T^{\text{miss}})$ aufgetragen. Dadurch, dass die LSPs nicht detektiert werden, zeigt die fehlende Transversalenergie in die gleiche Richtung wie p_T^{miss} . Deshalb sind die Einträge symmetrisch um $\Delta\phi = 0$ verteilt und weisen bei $\Delta\phi = 0$ ein Maximum auf.

Sind E_T^{miss} und p_T^{miss} nicht korreliert, was man bei QCD-Ereignissen erwartet, so kann $\Delta\phi$ alle Werte des Wertebereichs $[-\pi, \pi]$ annehmen. In Abbildung 6.3 (b) ist die $\Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, p_T^{\text{miss}})$ -Verteilung für QCD-Ereignisse dargestellt. Man sieht, dass alle möglichen Werte von $\Delta\phi$ auftreten, wobei sich bei $\Delta\phi = 0$ ein Maximum ausbildet. Dieses tritt auf, da Jet-Ereignisse auch

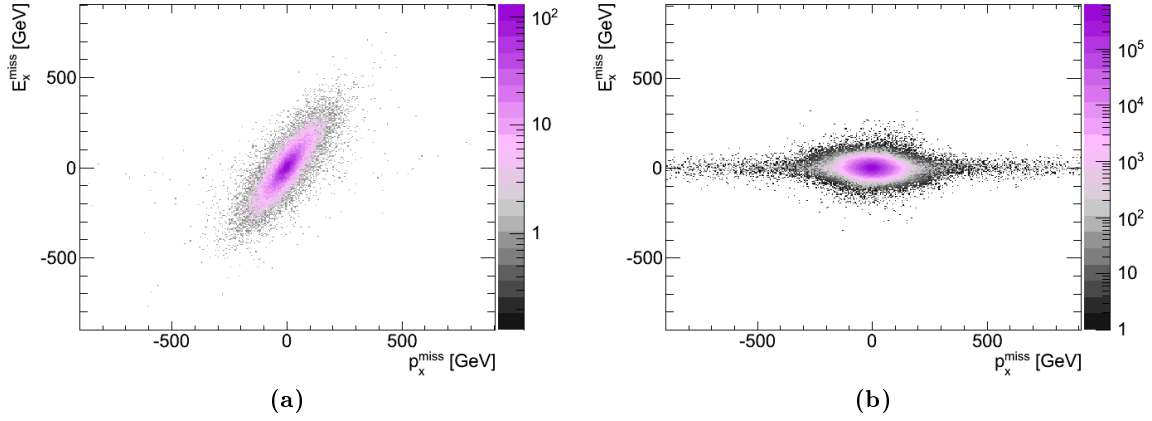


Abbildung 6.2: Abhängigkeit der x-Komponente des fehlenden transversalen Impulses von der x-Komponente der fehlenden transversalen Energie. Für SUSY-Ereignisse (a) des Bezugspunktes SU4 ist eine Korrelation zu erkennen, für QCD-Ereignisse (b) nicht. Beide Datensätze sind auf 1 fb^{-1} normiert. Es werden nur Ereignisse verwendet, die die Vertex-Bedingung erfüllen.

Neutrinos enthalten können und dann physikalisch bedingte fehlende transversale Energie aufweisen.

Die Breite des Maximums der $\Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, p_T^{\text{miss}})$ -Verteilung wird durch die Fluktuationen des fehlenden transversalen Impulses dominiert. Dies ist in Abbildung 6.4 zu erkennen. Hier wurde links die Azimutwinkeldifferenz $\Delta\phi(p_T^{\text{miss}}, E_{T, \text{Gen.}}^{\text{miss}})$ zwischen dem fehlenden transversalen Impuls und der fehlenden transversalen Energie auf Generator-Level, also ohne Detektoreffekte, aufgetragen. In Abbildung 6.4 (b) ist die Azimutwinkeldifferenz $\Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, E_{T, \text{Gen.}}^{\text{miss}})$ der fehlenden Transversalenergien auf Detektor- und auf Generator-Level zu sehen. Das Maximum der Verteilungen auf der linken Seite ist breiter als das auf der rechten. Das bedeutet, dass die Fluktuationen der ϕ -Werte von p_T^{miss} größer sind als die der fehlenden transversalen Energie auf Detektor-Level, da zur Berechnung von p_T^{miss} nur die geladenen Teilchen beitragen.

Vergleicht man die $\Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, p_T^{\text{miss}})$ -Verteilung für QCD- und SUSY-Ereignisse, so erkennt man, dass das Signal fast alle Einträge bei kleinen Werten von $\Delta\phi$ aufweist. Der QCD-Untergrund hingegen hat viele Ereignissen mit hohen Werten von $\Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, p_T^{\text{miss}})$, so dass man durch die Forderung eines Maximalwertes des Betrags der Azimutwinkeldifferenz diesen Teil des Untergrundes wegschneiden kann.

Die $\Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, p_T^{\text{miss}})$ -Verteilung der QCD-Simulation mit härteren kinematischen Selektionskriterien ist in Abbildung 6.5 (a) zu sehen. Es wurde gefordert, dass der erste Jet einen Transversalimpuls $p_T > 130\text{ GeV}$ und der zweite $p_T > 40\text{ GeV}$ hat. Zudem wurde ein Schnitt auf die fehlende Transversalenergie von 1 GeV angewendet um Ereignisse mit niedrigen E_T^{miss} -Werten auszuschließen. Man sieht, dass sich neben dem Maximum bei $\Delta\phi = 0$ noch zwei weitere bei $\Delta\phi = \pm\pi$ ausbilden und die Region dazwischen relativ schwach bevölkert ist. Die Maxima lassen sich durch die Tatsache erklären, dass in die Berechnung von p_T^{miss} nur geladenen Spuren eingehen. Da die Jets eine unterschiedliche Anzahl an neutralen Hadronen, hauptsächlich ungeladene Pionen² π^0 , enthalten, hat der fehlende Transversalimpuls eine Vorzugsrichtung: Er zeigt in 2-Jet-Ereignissen in die Richtung des Jets mit der größeren Anzahl an π^0 . Dies kann man Abbildung 6.5 (b) entnehmen, wo die π^0 -Asymmetrie A gegen die Azimutwinkeldifferenz

²Pionen sind Hadronen, die aus u- und d-Quarks sowie deren Antiteilchen aufgebaut sind.

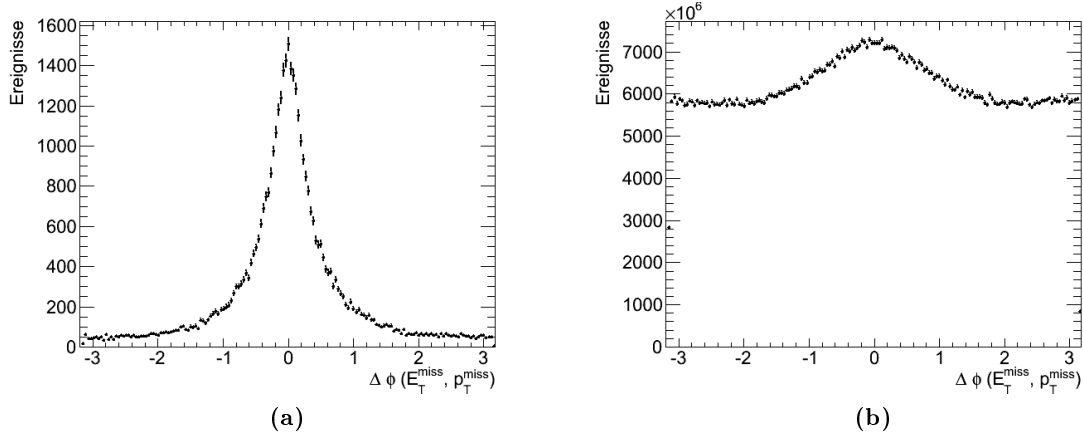


Abbildung 6.3: $\Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, p_T^{\text{miss}})$ -Verteilung für SUSY-Ereignisse des Bezugspunktes SU4 (a) und für QCD-Ereignisse (b). Beide Datensätze sind auf 1 fb^{-1} normiert. Es werden nur Ereignisse verwendet, die die Vertex-Bedingung erfüllen.

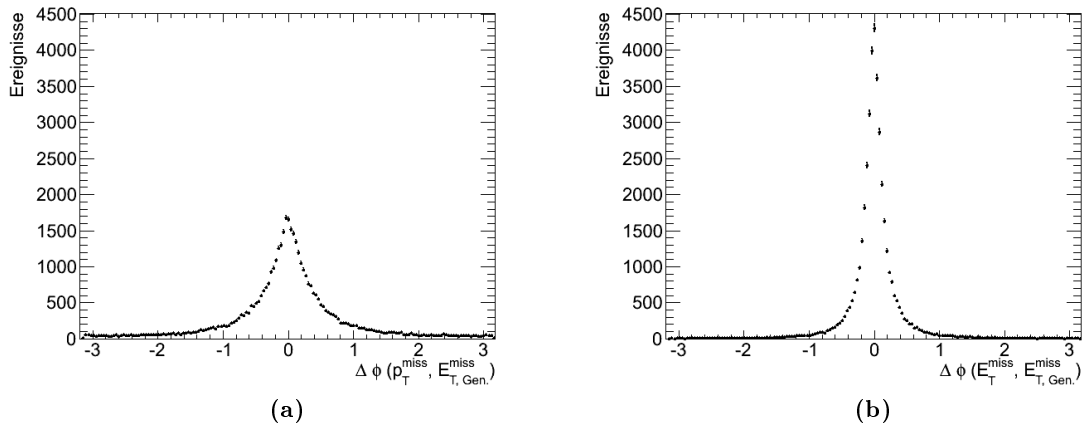


Abbildung 6.4: Verteilung der Azimutwinkeldifferenzen für SUSY-Ereignisse des Bezugspunktes SU4. (a) Azimutwinkeldifferenz von p_T^{miss} und E_T^{miss} auf Generator-Level, (b) die Azimutwinkeldifferenz der fehlenden Transversalenergien auf Detektor- und auf Generator-Level. Zur Selektion der Ereignisse wurde lediglich die Vertex-Bedingung gefordert.

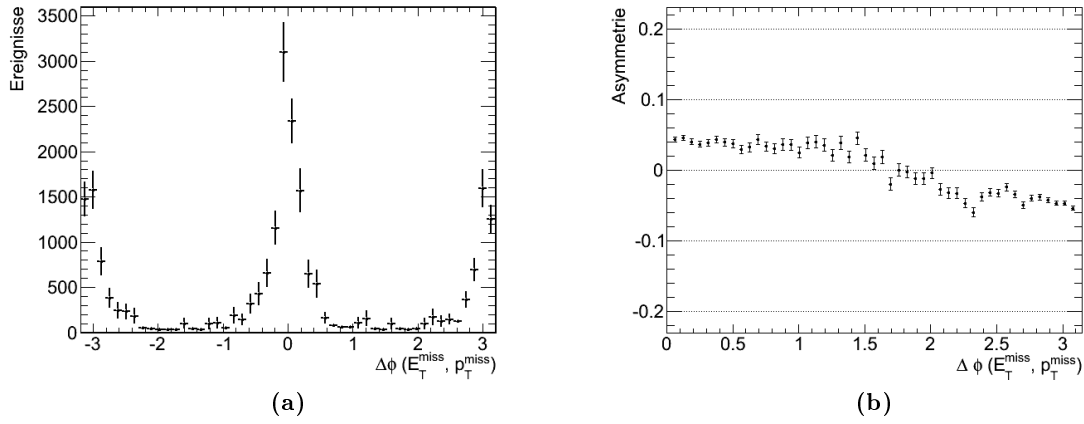


Abbildung 6.5: a) $\Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, p_T^{\text{miss}})$ -Verteilung der QCD-Ereignisse mit $p_T^{\text{Jet}_1} > 40 \text{ GeV}$, $p_T^{\text{Jet}_2} > 40 \text{ GeV}$ und $E_T^{\text{miss}} > 1 \text{ GeV}$. (b) Asymmetrie der Anzahl der neutralen Pionen in 2-Jet-Ereignissen aufgetragen gegen die Azimutwinkeldifferenz $\Delta\phi$ des fehlenden transversalen Impulses und der fehlenden transversalen Energie auf Generator-Level.

von p_T^{miss} und der fehlenden transversalen Energie auf Generator-Level aufgetragen ist. A ist hierbei die normierte Differenz der Anzahl der π^0 pro Jet in 2-Jet-Ereignissen:

$$A \equiv \frac{N_{\pi^0}^{\text{Jet}_1} - N_{\pi^0}^{\text{Jet}_2}}{N_{\pi^0}^{\text{Jet}_1} + N_{\pi^0}^{\text{Jet}_2}} \quad (6.3)$$

Die Nummerierung der Jets wird dabei so gewählt, dass Jet_1 in die Richtung der fehlenden transversalen Energie auf Generator-Level zeigt, das heißt: $\Delta R(\text{Jet}_1, E_T^{\text{miss}}) < \Delta R(\text{Jet}_2, E_T^{\text{miss}})$. Folglich kann man der Abbildung entnehmen, dass der Jet, welcher dem p_T^{miss} -Vektor am nächsten liegt, stets die größere Anzahl an neutralen Pionen umfasst. Somit hat p_T^{miss} also eine Vorzugsrichtung, falls der Wert von E_T^{miss} gering, oder nur auf Fehlmessungen im Kalorimeter beziehungsweise Myonensystem zurückzuführen ist. Diese Vorzugsrichtung führt zur Ausbildung der Maxima bei $|\Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, p_T^{\text{miss}})| = \pi$.

Weist das Ereignis wegen nicht detektierter Teilchen fehlende transversale Energie auf, so zeigt auch p_T^{miss} in diese Richtung, da der Effekt aufgrund der neutralen Pionen eher klein ist. Dies wird in Abbildung 6.3 (a) deutlich, wo nur ein ausgezeichnetes Maximum zu sehen ist.

6.4 Unterdrückung von QCD-Untergrund mit $\Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, p_T^{\text{miss}})$

Um einen angemessenen Schwellenwert für $|\Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, p_T^{\text{miss}})|$ zu finden, wird die Schnitteffizienz gegen den geforderten Mindestwert von $\Delta\phi$ aufgetragen. Der Schnitt auf $\Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, p_T^{\text{miss}})$ soll zusätzlich zu den anderen Selektionen der SUSY-Suche angewendet werden, weshalb die Effizienz für einen Datensatz bestimmt wird, der alle anderen Kriterien der Analyse bereits erfüllt hat. Als Referenzanalyse wird die in [41] vorgestellte Suchstrategie verwendet.

Signalregion	≥ 2 Jets	≥ 3 Jets	≥ 4 Jets
p_T des ersten Jets [GeV]	> 130	> 130	> 130
p_T des zweiten Jets [GeV]	> 40	> 40	> 40
p_T des dritten Jets [GeV]	–	> 40	> 40
p_T des vierten Jets [GeV]	–	–	> 40
E_T^{miss} [GeV]	> 130	> 130	> 130
$ \Delta\phi(\text{Jet}_i, E_T^{\text{miss}}) $ [rad]	> 0,4	> 0,4	> 0,4
$E_T^{\text{miss}} / M_{\text{eff}}$	> 0,30	> 0,25	> 0,25
M_{eff} [GeV]	> 1000	> 1000	> 1000

Tabelle 6.1: Anforderungen an die Ereignisse für die verschiedenen Signalregionen. Die Nummerierung der Jets erfolgt nach absteigendem Transversalimpuls. Die Anforderungen $\Delta\phi(\text{Jet}_i, E_T^{\text{miss}}) > 0,4$ müssen die ersten drei Jets i des Ereignisses erfüllen, falls ihr Transversalimpuls größer als 40 GeV ist [41].

Die Selektionskriterien

Die Strategie der in [41] beschriebenen SUSY-Suche ist der in Kapitel 5 vorgestellten Analyse sehr ähnlich. Es handelt es sich dabei um eine Suche nach R-paritätserhaltender Supersymmetrie ohne Leptonen. Es werden Monte-Carlos verwendet, die mit den ATLAS MC10 Parametern (siehe [42, 43]) und den in Kapitel 4.2 beschriebenen Generatoren produziert wurden. Eine Liste aller verwendeten Datensätze ist im Anhang C zu finden.

Als Selektionskriterien fordert man, dass die Ereignisse die Vertex Bedingung erfüllen und keine Leptonen mit einem Transversalimpuls über 20 GeV im Endzustand aufweisen. Die in der Analyse verwendeten Jets erfüllen die in ATLAS gängigen Qualitätskriterien [39]. Die Schwellenwerte für die verschiedenen Schnitte der Analyse sind Tabelle 6.1 zu entnehmen. Die drei Signalregionen wurden so gewählt, dass der Bereich im SUSY-Parameterraum, den man mit der Suche abdecken kann, maximiert wird. Im Falle von Di-Squark-Produktion ($\tilde{q}\tilde{q}$), erwartet man genau einen Jet pro Squark (aus $\tilde{q} \rightarrow q\tilde{\chi}_1^0$), so dass hier die 2-Jet-Signalregion sensitiv ist. Umfasst die Teilchenproduktion Gluino-Erzeugung ($\tilde{g}\tilde{q}$ oder $\tilde{g}\tilde{g}$) so erwartet man zusätzliche Jets durch den Übergang des Gluinos in zwei Quarks: $\tilde{g} \rightarrow qq\tilde{\chi}_1^0$. Deshalb ist für die $\tilde{g}\tilde{q}$ -Produktion die 3-Jet-Region, für $\tilde{g}\tilde{g}$ -Produktion die 4-Jet-Region geeignet. Wobei die Jet-Anzahlen nur den Mindestwert der geforderten Jets angeben. Aufgrund von zusätzlichen Prozessen wie Gluon-Abstrahlung im Anfangs- oder Endzustand, kann es zu höheren Jet-Multiplizitäten kommen.

In [41] wird der QCD-Untergrund vor allem durch den Schnitt auf $\Delta\phi(\text{Jet}_i, E_T^{\text{miss}})$ reduziert. Da $\Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, p_T^{\text{miss}})$ als Alternative zu dieser Variablen untersucht wird, wurde dieser Schnitt für die Ereigniseselektion der folgenden Diagramme nicht angewendet. In der sich anschließenden Diskussion bezeichnet der Begriff Signalregion eine Ereigniseselektion nach Tabelle 6.1, aber ohne den Schnitt auf $\Delta\phi(\text{Jet}, E_T^{\text{miss}})$.

Schnitt-Effizienzen

Die Effizienz ε der Unterdrückung des Untergrundes sowie der Signalakzeptanz hängt von dem für $|\Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, p_T^{\text{miss}})|$ geforderten Maximalwert ab. Man berechnet sie gemäß

$$\varepsilon = \frac{k}{n}, \quad (6.4)$$

wobei n die Anzahl der Ereignisse vor und k die Anzahl nach der Selektion bezeichnet. Zur Berechnung der Effizienz der Signalakzeptanz, entspricht k den Ereignissen, die den Schnitt passieren und n allen Signalereignissen. Im Falle der Berechnung der Effizienz der QCD-Unterdrückung entspricht k den Ereignissen, die durch den Schnitt verworfen werden und n allen QCD-Ereignissen. Als Maß für die Unsicherheit der Effizienzbestimmung wird das kürzeste Konfidenzintervall verwendet, welches einen Wahrscheinlichkeitsgehalt von 68,3 % umfasst. Dies ist mit dem gaußschen $1\text{-}\sigma$ -Intervall vergleichbar, in der Regel sind die so erhaltenen Fehler jedoch asymmetrisch. Eine ausführlichere Diskussion zur Bestimmung der Fehler ist in Anhang D zu finden.

Bei der Monte-Carlo-Produktion der QCD-Ereignisse wurden Datensätze unterschiedlicher Luminosität produziert (vergleiche Anhang C). Um eine ausreichende Statistik zu erhalten, kombiniert man diese Datensätze. Dabei wird jedes Ereignis mit einem Gewichtungsfaktor w_i multipliziert um die unterschiedlichen Luminositäten anzugleichen. Für die Berechnung der Effizienz der Unterdrückung des Untergrundes ergibt sich dann:

$$\varepsilon = \frac{\sum_i w_i k_i}{\sum_i w_i n_i} \quad (6.5)$$

Hierbei indiziert i den Datensatz.

Die Skalierung ist ein Standardverfahren, bringt aber im Falle der Effizienzberechnung Schwierigkeiten mit sich. Die Anzahl der Ereignisse vor und nach der Selektion ist nicht mehr notwendigerweise ganzzahlig, da die Gewichte nicht ganzzahlig sein müssen. Der Fehler kann in diesem Fall nicht wie oben bestimmt werden, da der Methode ein binomischer Prozess zu Grunde liegt, in welchem $k \in \mathbb{N}$ sein muss. Ein alternativer Ansatz zur Fehlerrechnung nach [44] geht davon aus, dass die Anzahl der selektierten Ereignisse k sowie die Anzahl der verworfenen Ereignisse $m = n - k$ unabhängig voneinander poissonverteilt sind. Durch Fehlerfortpflanzung, welche in Anhang D durchgeführt ist, erhält man:

$$\delta\varepsilon = \frac{\sqrt{(\sum_i w_i^2 k_i)(\sum_i w_i m_i)^2 + (\sum_i w_i^2 m_i)(\sum_i w_i k_i)^2}}{(\sum_i w_i n_i)^2} \quad (6.6)$$

wobei über die Anzahl i der Datensätze summiert wird. Die Fehler sind nicht für extreme Werte von k , das heißt $k \approx 0$ oder $k \approx n$, gültig, da sie dort verschwinden. In Regionen, wo k nicht zu nahe an null oder n liegt, haben die Fehler aber ihre Gültigkeit, so dass sie für die vorliegende Studie anwendbar sind.

In Abbildung 6.6 sind die Effizienzkurven für die drei Signalregionen dargestellt. In der linken Spalte ist die Signaleffizienz zu finden, welche binweise gemäß Gleichung (6.4) berechnet wurde. Man erkennt, dass die Effizienz in allen drei Signalregionen über $\varepsilon = 0,95$ liegt, wenn der Schnitt bei $|\Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, p_T^{\text{miss}})| = 1$ angesetzt wird. Dies ist bereits in Abbildung 6.3 an der Tatsache zu erkennen, dass die Verteilung ein ausgeprägtes schmales Maximum um $\Delta\phi = 0$ aufweist und nur wenige Ereignisse außerhalb dieses Bereiches liegen.

In der rechten Spalten von Abbildung 6.6 sind die Effizienzkurven für die Unterdrückung des QCD-Datensatzes zu sehen. Die Einträge wurden gemäß Gleichung (6.5) und ihre Fehler nach (6.6) berechnet. Man sieht, dass bei mittleren Werten für die $\Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, p_T^{\text{miss}})$ -Schwelle etwa die Hälfte des QCD-Untergrundes unterdrückt werden kann. Die Zunahme der Größe der Fehlerbalken von der 2-Jet-Signalregion zur 4-Jet-Signalregion hin ist darin begründet, dass sich durch die verschärften Selektionskriterien die Statistik deutlich vermindert.

Anhand von Abbildung 6.6 wird der Schnitt auf $\Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, p_T^{\text{miss}})$ bei $|\Delta\phi| = 1,75$ rad ange-

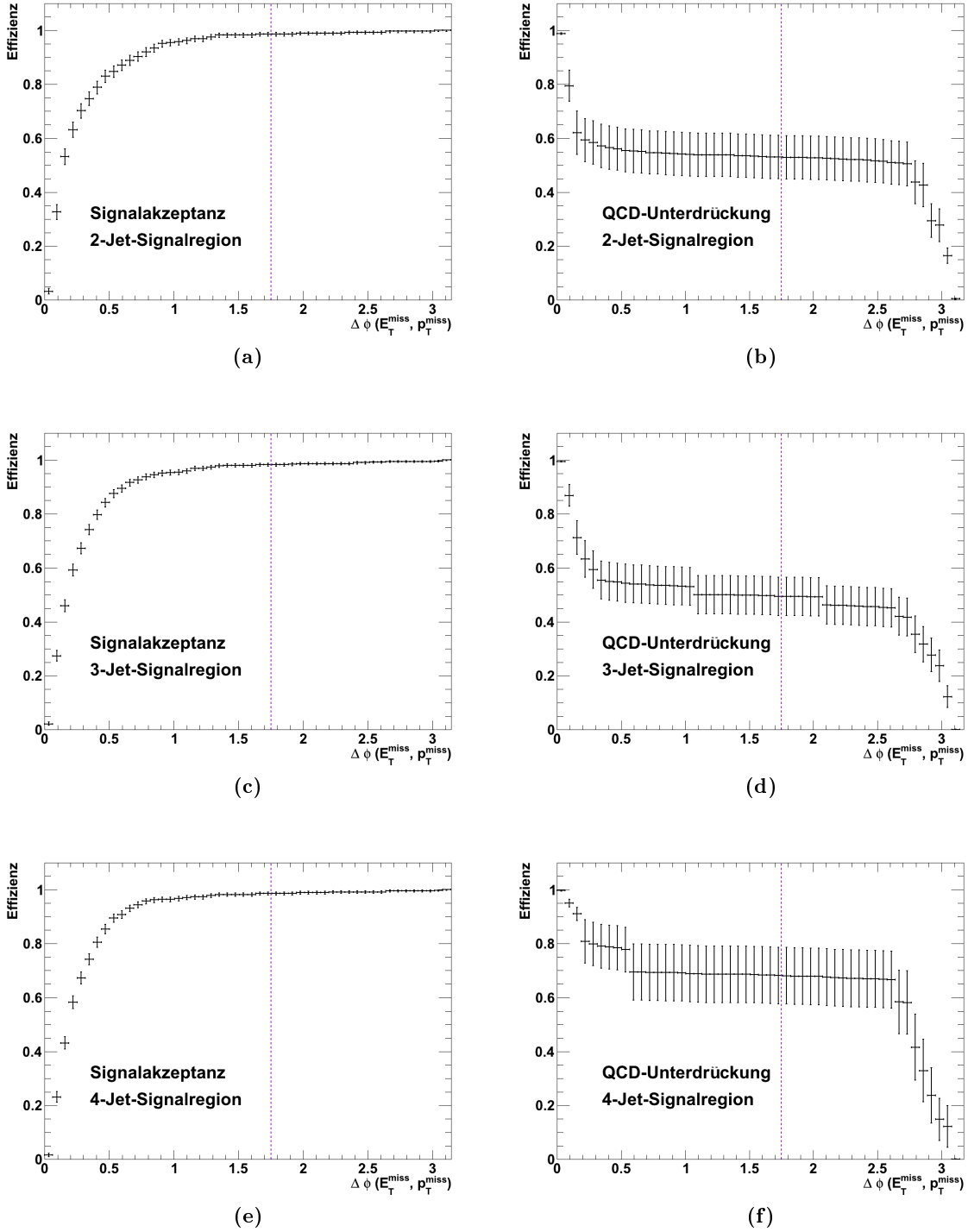


Abbildung 6.6: Effizienzkurven des $\Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, p_T^{\text{miss}})$ -Schnittes der SU4-Signalakzeptanz (links) und der QCD-Untergrundunterdrückung (rechts) für die drei Signalregionen. In der oberen Zeile ist die Effizienz nach den Selektionskriterien der 2-Jet-Signalregion dargestellt. In der zweiten beziehungsweise dritten Zeile sind die Effizienzen dargestellt, die nach Anwendung der Schnitte der 3- und 4-Jet-Signalregion erhalten werden. Der Schnitt auf $\Delta\phi(\text{Jet}, E_T^{\text{miss}})$ wurde nicht angewendet. Der Fehler der $\Delta\phi$ -Werte entspricht der Bin-Breite, die Berechnung der ε -Fehler wird im Anhang D diskutiert.

Signalregion	≥ 2 Jets	≥ 3 Jets	≥ 4 Jets
Signalakzeptanz [%]	$98,61 \pm_{0,82}^{0,59}$	$98,24 \pm_{0,65}^{0,52}$	$98,65 \pm_{0,63}^{0,48}$
Untergrundunterdrückung [%]	$53,0 \pm 8,0$	$49,5 \pm 7,1$	$68,1 \pm 10,5$

Tabelle 6.2: Signalakzeptanz und Untergrundunterdrückung in den verschiedenen Signalregionen für einen zusätzlichen Schnitt von $|\Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, p_T^{\text{miss}})| > 1,75$ rad. Im Gegensatz zum asymmetrischen Fehler der Signalakzeptanz ist der Fehler der Untergrundunterdrückung symmetrisch, da sich ihre Berechnung, wie in Anhang D beschrieben, unterscheidet.

setzt. In diesem $\Delta\phi$ -Bereich befindet sich in den Diagrammen beider Datensätze ein Plateau. Das ist von Vorteil, denn es bedeutet, dass der Schnitt in diesem Bereich robust und nicht sensitiv auf die Details der Simulation ist. Zu diesem Schluss kommt man auch bei Betrachtung von Abbildung 6.5 (a), da der Schnitt im Minimum der Verteilung angesetzt wird. Die durch den Schnitt erreichte Untergrundunterdrückung sowie die Signalakzeptanz ist in Tabelle 6.2 für die verschiedenen Signalregionen angegeben. Durch die Forderung $|\Delta\phi| > 1,75$ rad, ist man in der Lage den QCD-Untergrund in jeder Signalregion um mehr als 49 % zu senken und gleichzeitig über 98 % aller Signalereignisse beizubehalten.

In der linken Spalte von Abbildung 6.7 ist die Signalakzeptanz des SU4-Monte-Carlos für den bisher verwendeten Schnitt auf $|\Delta\phi(\text{Jet}, E_T^{\text{miss}})|$ zu sehen. Man erkennt, dass bei SUSY-Ereignisse auch kleine Werte von $|\Delta\phi(\text{Jet}, E_T^{\text{miss}})|$ auftreten können. Deswegen hat die Signalakzeptanz kein Plateau, sondern fällt kontinuierlich. Der Schnitt ist somit auf den Verlauf dieses Abfalles sensitiv und geringe Fluktuationen können die Effizienz ändern. Wie bereits erwähnt, gibt es auch SUSY-Szenarien, in welchen bevorzugt kleine Werte von $|\Delta\phi|$ vorkommen, so dass man für solche Modelle noch geringere Signalakzeptanzen erwartet. Die Signalakzeptanz für den Schnitt auf $|\Delta\phi(\text{Jet}, E_T^{\text{miss}})|$ liegt für den SU4-Punkt abhängig von der Signalregion bei maximal 80 %.

In der rechten Spalte von Abbildung 6.7 ist die Effizienz der QCD-Unterdrückung zu sehen. Sie ist sehr hoch und liegt in allen drei Signalregionen über 91 %. In Tabelle 6.3 sind die Signalakzeptanz und Untergrundunterdrückung des Schnittes auf $|\Delta\phi(\text{Jet}, E_T^{\text{miss}})| > 0,4$ rad angegeben. Der angegebene Fehler der Untergrundunterdrückung ist dabei nur als Richtwert zu verstehen, da die Fehlerrechnung für diese ε -Werte an die Grenze ihrer Gültigkeit stößt.

Die bisher vorgestellten Diagramme zeigen die Effizienz für den SU4-Punkt. Um das Verhalten der Signalakzeptanz bei Variation der mSUGRA-Massen-Parameter m_0 und $m_{1/2}$ zu studieren wurde sie für 400 verschiedene Parametersätze bestimmt. Dabei wurden lediglich die vereinheitlichten Massen variiert und die restlichen Variablen zu $A_0 = 0$ GeV, $\tan(\beta) = 10$ und $\mu > 0$

Signalregion	≥ 2 Jets	≥ 3 Jets	≥ 4 Jets
Signalakzeptanz [%]	$79,8 \pm_{2,4}^{2,3}$	$77,1 \pm_{1,9}^{1,8}$	$80,0 \pm_{1,9}^{1,9}$
Untergrundunterdrückung [%]	$99,47 \pm 0,23$	$99,74 \pm 0,11$	$91,6 \pm 7,7$

Tabelle 6.3: Signalakzeptanz und Untergrundunterdrückung in den verschiedenen Signalregionen für einen Schnitt von $|\Delta\phi(\text{Jet}, E_T^{\text{miss}})| > 0,4$ rad. Im Gegensatz zum asymmetrischen Fehler der Signalakzeptanz ist der Fehler der Untergrundunterdrückung symmetrisch, da sich ihre Berechnung, wie in Anhang D beschrieben, unterscheidet. Der Fehler der Untergrundunterdrückung ist nur als Richtwerte zu verstehen, da die Methode zu seiner Berechnung in diesem Bereich an die Grenzen ihrer Gültigkeit stößt.

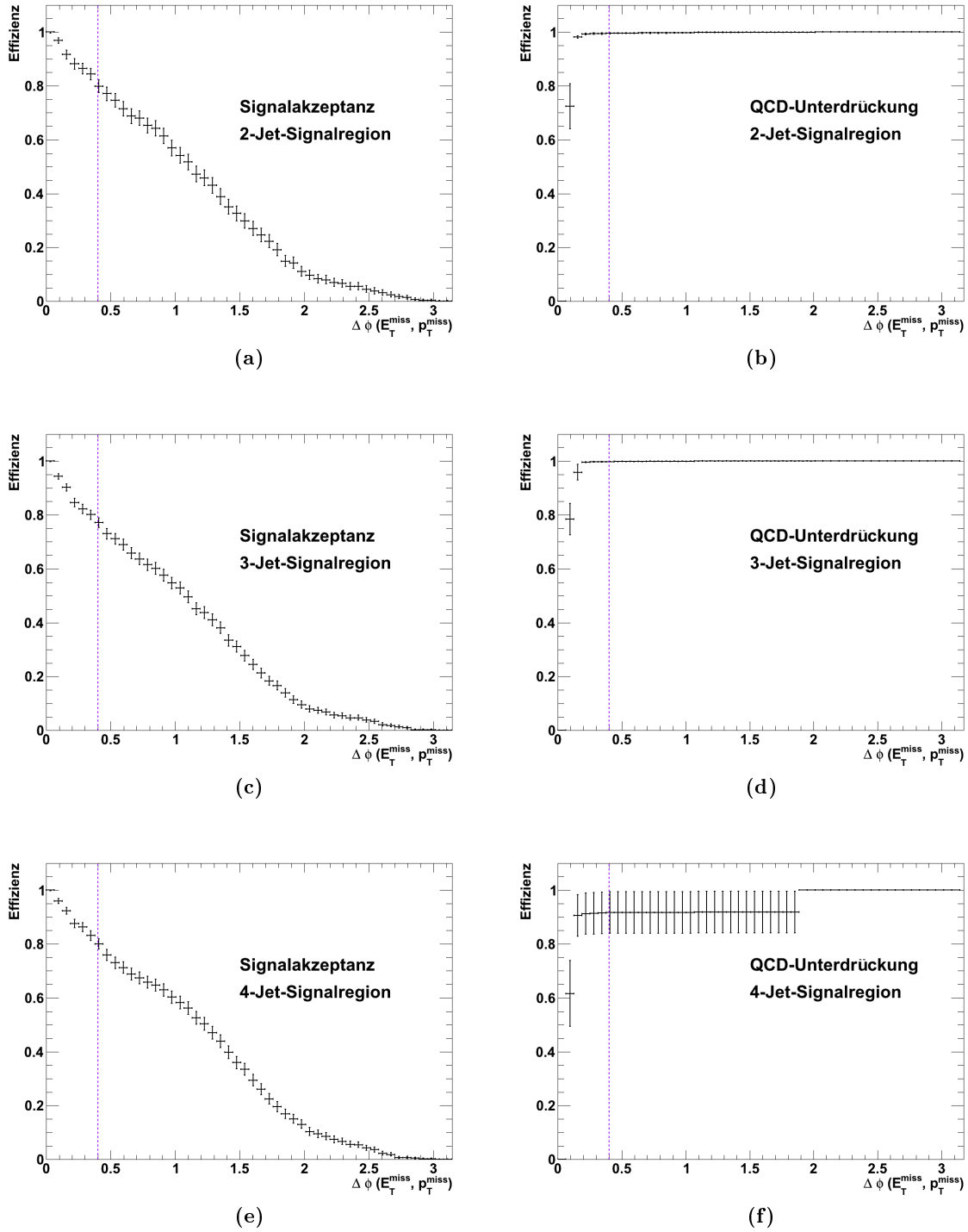


Abbildung 6.7: Effizienzkurven des $\Delta\phi(\text{Jet}, E_T^{\text{miss}})$ -Schnittes der SU4-Signalakzeptanz (links) und der QCD-Untergrundunterdrückung (rechts) für die drei Signalregionen. In der oberen Zeile ist die Effizienz nach den Selektionskriterien der 2-Jet-Signalregion dargestellt. In der zweiten beziehungsweise dritten Zeile sind die Effizienzen dargestellt, die nach Anwendung der Schnitte der 3- und 4-Jet-Signalregion erhalten werden. Der Schnitt auf $\Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, p_T^{\text{miss}})$ wurde nicht angewendet. Der Fehler der $\Delta\phi$ -Werte entspricht der Bin-Breite, die Berechnung der ε -Fehler wird im Anhang D diskutiert.

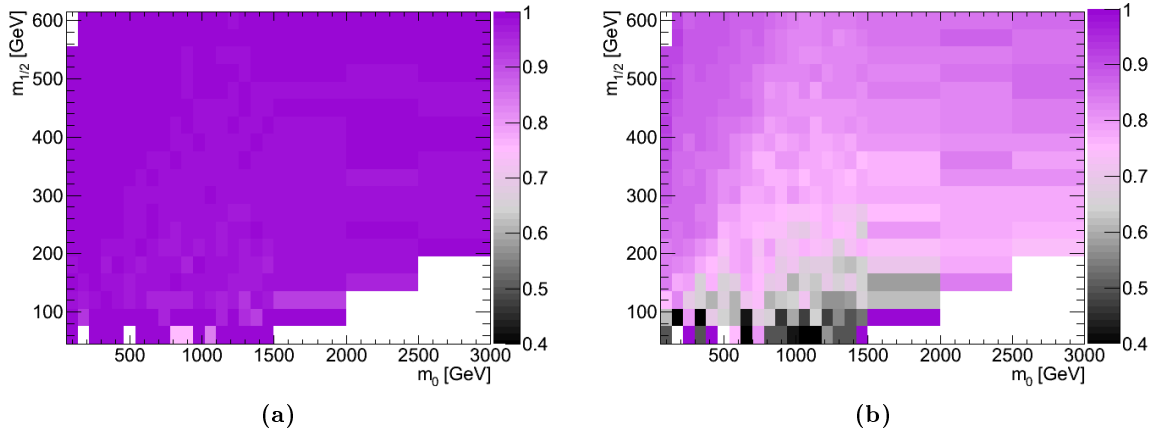


Abbildung 6.8: Signalakzeptanz in der 2-Jet-Region für die Schnitte auf die Azimutwinkel im mSUGRA-Phasenraum. Die Effizienz für den Schnitt $|\Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, p_T^{\text{miss}})| > 1,75$ rad ist in Abbildung (a) und die für die Forderung $|\Delta\phi(\text{Jet}, E_T^{\text{miss}})| > 0,4$ rad in Abbildung (b) zu sehen. Die weißen Bereiche entsprechen Phasenraumpunkten, die nicht von den Simulationen beschrieben werden.

festgesetzt. In Abbildung 6.8 (a) ist die Signalakzeptanz in der 2-Jet-Region für einen Schnitt von $|\Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, p_T^{\text{miss}})| > 1,75$ rad als Funktion der Parameter m_0 und $m_{1/2}$ aufgetragen. Es ist zu erkennen, dass die Akzeptanz nur in drei Punkt unter 0,91 liegt. Die z-Skala wurde so gewählt, dass ein Vergleich mit der Signalakzeptanz des Schnittes mit $|\Delta\phi(\text{Jet}, E_T^{\text{miss}})| > 0,4$ rad möglich ist. Die Effizienz dieses Schnittes ist in Abbildung 6.8 (b) zu finden. Die weißen Bereiche entsprechen Phasenraumpunkten, für die keine Monte-Carlo simuliert wurden. Die Signalakzeptanz liegt über weite Bereiche des Parameterraumes hinweg unter 0,85. Man verliert durch Anwendung dieses Schnittes also einen nicht zu vernachlässigenden Teil des Signals.

Der Schnitt auf $\Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, p_T^{\text{miss}})$ hat also eine höhere Signalakzeptanz als der Schnitt auf $\Delta\phi(\text{Jet}, E_T^{\text{miss}})$, allerdings ist die QCD-Unterdrückung schlechter. Daher muss man abwägen, welcher Schnitt für die Analyse am besten geeignet ist. Für den Schnitt auf $\Delta\phi(\text{Jet}, E_T^{\text{miss}})$ spricht die fast vollständige Unterdrückung des QCD-Untergrundes. Für den Schnitt auf $\Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, p_T^{\text{miss}})$ spricht, dass man weniger Signal verliert und in einem Bereich schneidet, in dem die Verteilung ein Plateau aufweist.

Vergleich der Monte-Carlo-Ergebnisse mit Ergebnissen aus Kollisionsdaten

Da die bisherigen Ergebnisse nur auf Monte-Carlo-Simulationen beruhen, wurden die Effizienzen auch für Kollisionsdaten bestimmt, um zu überprüfen, ob man hier das gleiche Verhalten findet. Dazu wurden Daten verwendet, die im Oktober 2010 aufgezeichnet wurden und einer Luminosität von $21,5 \text{ pb}^{-1}$ entsprechen.

Um einen Aussage über die QCD-Unterdrückung machen zu können, wählt man die Vorselektion der Ereignisse so, dass man besonders viele QCD-Ereignisse erwartet um das Ergebnis mit dem aus dem Monte-Carlo-Datensatz gewonnenen vergleichen zu können. Aus diesem Grund wurde der Schnitt auf $\Delta\phi(\text{Jet}, E_T^{\text{miss}})$ invertiert, das heißt, es wurden nur Ereignisse betrachtet, für die gilt: $|\Delta\phi(\text{Jet}, E_T^{\text{miss}})| < 0,4$ rad. Außerdem wurden die übrigen Schnitte der 2-Jet-Signalregion (siehe Tabelle 6.1) angewendet. Die Effizienz wurde binweise gemäß

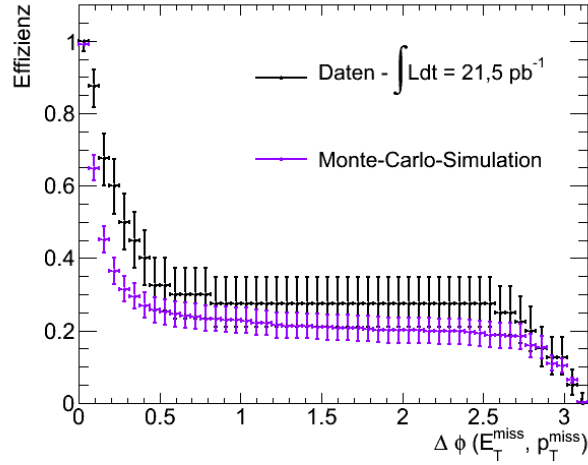


Abbildung 6.9: Schnitt-Effizienz für Kollisionsdaten und Monte-Carlo-Simulationen in der 2-Jet-Signalregion. Die Monte-Carlo-Daten umfassen QCD-Simulationen sowie Vektorbosonen mit Assoziierter Jet-Produktion und Top-Ereignisse. Der Datensatz der Kollisionsdaten umfasst eine Luminosität von $21,5 \text{ pb}^{-1}$.

Gleichung (6.4) bestimmt. Das Ergebnis ist in Abbildung 6.9 zu sehen. Der gezeigte Monte-Carlo-Datensatz umfasst neben QCD-Ereignissen auch Vektorbosonen mit assoziierter Jet-Produktion und Ereignisse, in denen Top-Quarks enthalten sind.

Für Daten liegt die Unterdrückungseffizienz etwas über den Monte-Carlo-Erwartungen, stimmt aber innerhalb der Fehler mit diesen überein. Beim Vergleich der beiden Kurven ist zu beachten, dass die Fehler korreliert sind. Das bedeutet, dass sich bei der Addition zweier Bins der Fehler nicht aus der quadratischen Addition der ursprünglichen Fehler ergibt. Für kleine Werte von $\Delta\phi$ findet man größere Abweichungen der beiden Kurven voneinander. Diese könnten durch eine Unterschätzung der Fluktuationen von p_T^{miss} in der Simulation zustande kommen. Der Untergrund besteht nicht nur aus QCD-Ereignisse, sondern umfasst auch Prozesse mit Vektorbosonen und Top-Quarks. Diese weisen zum Teil hohe Werte von E_T^{miss} auf, da sie Neutrinos enthalten. Deshalb können diese Prozesse mit dem Schnitt auf $|\Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, p_T^{\text{miss}})|$ erwartungsgemäß kaum unterdrückt werden und die Effizienz des Schnittes ist insgesamt geringer als in der reinen QCD-Studie (vergleiche Abbildung 6.6).

Variation der Parameter des Algorithmus

Um die Stabilität der Schnittvariablen zu untersuchen, wurden die Qualitätskriterien zur Spur-selektion bei der Berechnung des fehlenden transversalen Impulses variiert und deren Auswirkungen auf die Schnitteffizienz betrachtet. Dazu wurde der gleiche Datensatz und die selben Selektionskriterien wie im vorhergehenden Abschnitt verwendet. Der fehlende Transversalimpuls wurde für verschiedene Qualitätskriterien der zugrundeliegenden Spuren berechnet und $\Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, p_T^{\text{miss}})$ basierend auf diesem Wert bestimmt. Die so erhaltenen Werte wurden verwendet um die Schnitt-Effizienz binweise gemäß Gleichung (6.4) zu berechnen, welche gegen den Schwellenwert $\Delta\phi$ aufgetragen wurde. Die Ergebnisse sind in Abbildung 6.10 zu sehen. Insgesamt findet man eine Übereinstimmung aller Effizienzkurven innerhalb der Fehler, wobei die Fehler aufgrund der geringen Statistik relativ groß sind. Die größte Abweichung der Effizienzen um bis zu 8 % ist bei der Variation der geforderten Mindestanzahl an Treffern im

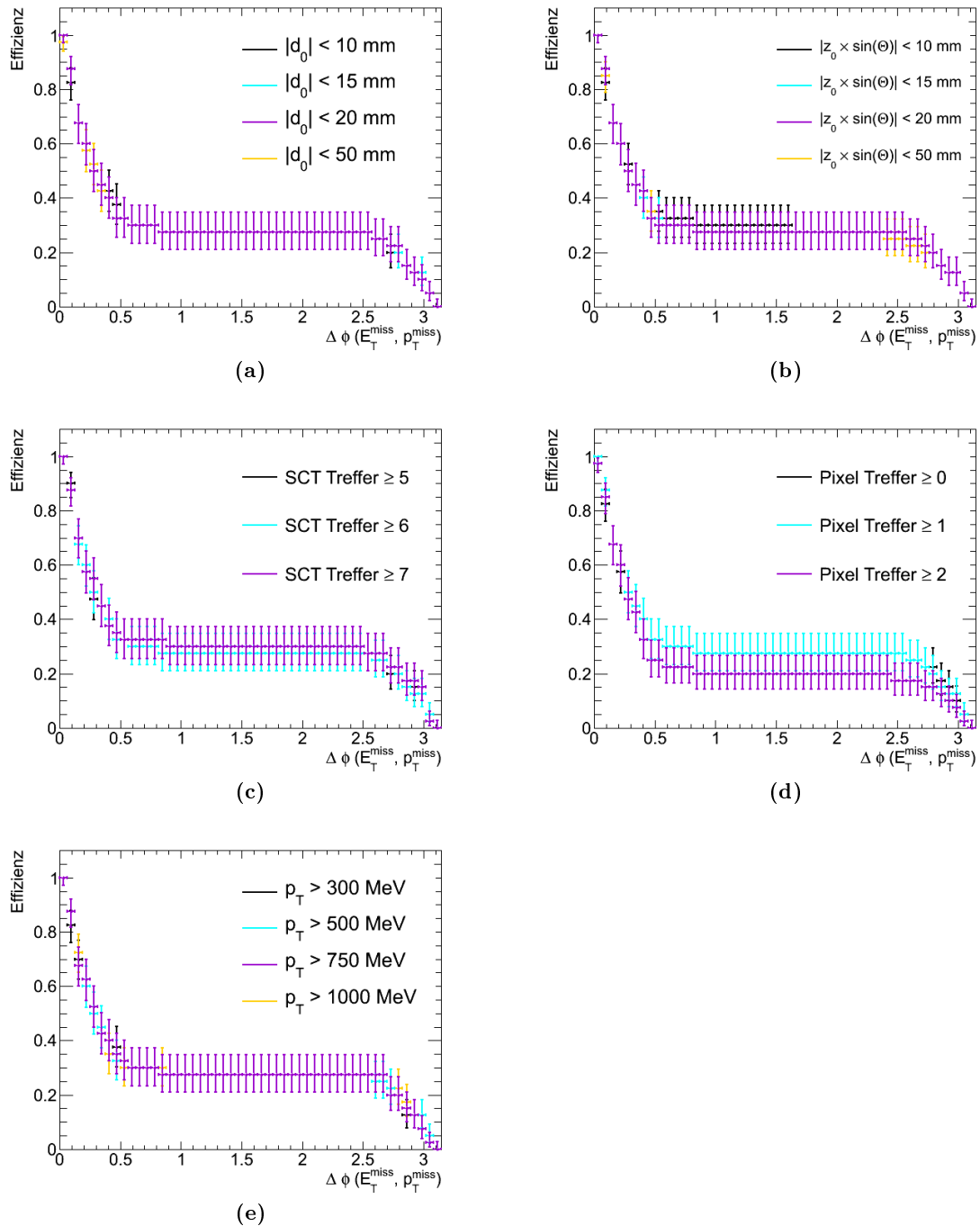


Abbildung 6.10: Effizienzkurven des $\Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, p_T^{\text{miss}})$ -Schnittes für verschiedene Qualitätskriterien der Teilchenspurreselektion zur p_T^{miss} -Berechnung in der 2-Jet-Signalregion bei invertiertem $\Delta\phi(\text{Jet}, E_T^{\text{miss}})$ -Schnitt. In Abbildung (a) und (b) wurden die Anforderungen an die Minimalabstände d_0 und z_0 variiert, in Abbildung (c) und (d) die Mindestzahl der Signale im Silizium-Streifen-Detektor (SCT) bzw. im Pixel-Detektor. Abbildung (e) zeigt die Untergrundunterdrückungseffizienz bei Variation der p_T -Schwelle für die Teilchenspuren.

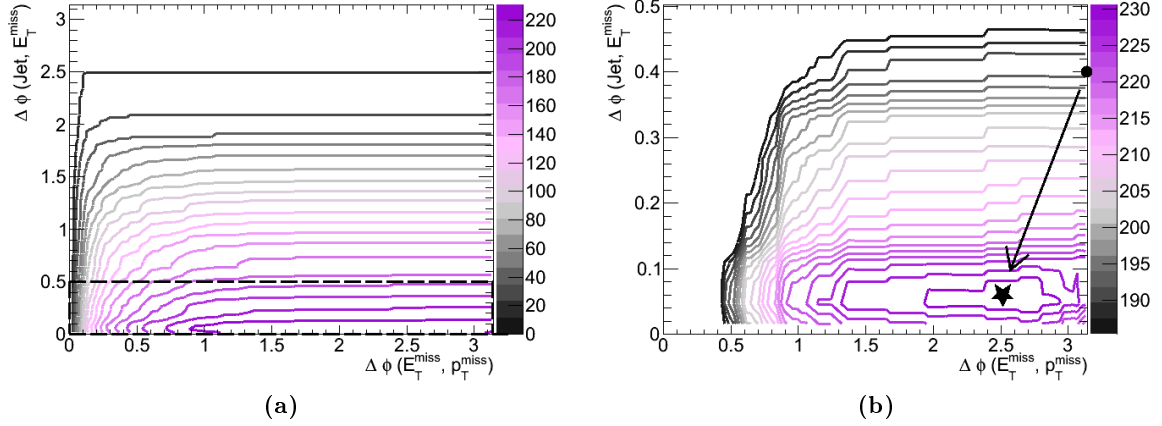


Abbildung 6.11: Signifikanz für verschiedene Kombinationen der Schnitte auf $\Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, p_T^{\text{miss}})$ und $\Delta\phi(\text{Jet}, E_T^{\text{miss}})$. Die rechte Abbildung entspricht dem durch die gestrichelten Linien eingerahmten Ausschnitt der linken. Als Signal wurde der SU4-Datensatz, als Untergrund QCD-Ereignisse verwendet. Alle Ereignisse erfüllen die Kriterien der 2-Jet-Signalregion.

Pixel-Detektor zu sehen.

Da die Effizienzen bei der Variation der Selektionskriterien nicht signifikant voneinander abweichen, lässt sich folgern, dass der Algorithmus zur Berechnung von p_T^{miss} relativ robust ist. Deshalb ist auch $\Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, p_T^{\text{miss}})$ ein stabiles Kriterium zur Untergrundunterdrückung und hängt ebenfalls nur schwach von diesen Selektionskriterien ab.

Kombination der Schnitte auf $\Delta\phi$

Eine weitere Möglichkeit der Anwendung von $\Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, p_T^{\text{miss}})$ ist den Schnitt auf diese Variable mit der Forderung eines Mindestwertes auf $\Delta\phi(\text{Jet}, E_T^{\text{miss}})$ zu kombinieren. Dadurch können die Vorteile beider Selektionskriterien ausgenutzt werden. Zur Untersuchung des Potentials dieser Kombination wurde die Signifikanz s bestimmt. Sie ist ein Maß für die Reinheit des Signals und ist wie folgt definiert:

$$s = \frac{(\text{Signalereignisse})^2}{\text{Signalereignisse} + \text{Untergrundereignisse}} \quad (6.7)$$

Der Term Signal bezeichnet hier SU4-Ereignisse und als Untergrund werden ausschließlich QCD-Prozesse betrachtet. In Abbildung 6.11 ist die Signifikanz gegen den Maximalwert von $\Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, p_T^{\text{miss}})$ und den Mindestwert von $\Delta\phi(\text{Jet}, E_T^{\text{miss}})$ aufgetragen, wobei die Ereignisse die Kriterien der 2-Jet-Signalregion erfüllen. Der verwendete Monte-Carlo-Datensatz entspricht einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L} = 1 \text{ fb}^{-1}$ und umfasst QCD- sowie SU4-Ereignisse. Die gestrichelte Box in Abbildung 6.11 (a) gibt dabei den Ausschnitt an, der in Abbildung 6.11 (b) vergrößert dargestellt ist. Der Punkt entspricht dem bisher angewandten Schnitt $\Delta\phi(\text{Jet}, E_T^{\text{miss}}) < 0,4$ und der Stern veranschaulicht mögliche Schnittpunkte, die zu einer Erhöhung der Signifikanz führen. Diese sind: $\Delta\phi(\text{Jet}, E_T^{\text{miss}}) > 0,05 \text{ rad}$ und $\Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, p_T^{\text{miss}}) < 2,5$. Die Histogramme der 3- und 4-Jet-Signalregion sehen ähnlich aus und ergeben ebenso eine Steigerung der Signifikanz um über 16 % durch Senkung des $\Delta\phi(\text{Jet}, E_T^{\text{miss}})$ und Anwenden des $\Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, p_T^{\text{miss}})$ -Schnittes.

6.5 Zusammenfassung und Ausblick

Die Azimutwinkeldifferenz der fehlenden transversalen Energie und des fehlenden transversalen Impulses kann zur Untergrundunterdrückung bei der Suche nach Supersymmetrie verwendet werden. Durch die Forderung eines maximalen $\Delta\phi$ von 1,75 rad, kann der QCD-Untergrund unter Beibehaltung von $(98,65 \pm_{0,63}^{0,48})\%$ des SU4-Signals um bis zu $(68 \pm 11)\%$ gesenkt werden. Der Schnittwert liegt dabei auf einem Plateau der $\Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, p_T^{\text{miss}})$ -Verteilung, so dass dieses Selektionskriterium relativ robust ist. Die Signalakzeptanz ist zudem für weite Bereiche des mSUGRA-Phasenraumes mit $A_0 = 0$ GeV, $\tan(\beta) = 10$ und $\mu > 0$ stabil.

Beim Vergleich der Monte-Carlo-Erwartungen mit Kollisionsdaten findet man eine Übereinstimmung im Rahmen der Fehler, wobei die Unterdrückungseffizienz in Daten etwas höher liegt. Es wird zudem deutlich, dass mit dem $\Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, p_T^{\text{miss}})$ -Schnitt hauptsächlich QCD-Ereignisse unterdrückt werden, da die Gesamteffizienz der Untergrundunterdrückung unter dem Wert liegt, den man für den reinen QCD-Datensatz erhält.

Die Variation der Qualitätskriterien zur Spureselektion bei der Berechnung des fehlenden transversalen Impulses führt zu keiner signifikanten Änderung der Effizienzkurven. Das bedeutet, dass der Algorithmus zur Berechnung von p_T^{miss} relativ robust und $\Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, p_T^{\text{miss}})$ ein stabiles Kriterium zur Untergrundunterdrückung ist.

Eine mögliche Verbesserung der p_T^{miss} -Variablen könnte man dadurch erhalten, dass man die Forderung der Signale im Inneren Detektor erhöht und zudem eine Mindestanzahl an Signalen im Übergangsstrahlungsdetektor festlegt. Auch an den Fit der Spuren könnte man Anforderungen stellen indem man den zulässigen Bereich von χ^2/dof einschränkt³. Dieser Quotient ist ein Maß für die Güte des Fits und sollte nahe bei eins liegen [45]. Auch könnte zur vertexbasierten Berechnung von p_T^{miss} übergegangen werden. Dadurch würde sich die Auflösung von p_T^{miss} verbessern, was vor allem in Anbetracht der steigenden Luminosität eine Verbesserung der Leistungsfähigkeit der Variablen verspricht.

³ χ^2 gibt die Größe der Abweichung der Messpunkte von der Spur an und dof entspricht der Anzahl an Freiheitsgraden des Fits.

7 Zusammenfassung

Für die Suche nach Supersymmetrie hat mit dem Start des LHCs eine neue Ära begonnen. Das ATLAS-Experiment ist als Vielzweckdetektor in der Lage die in supersymmetrischen Signaturen erwarteten Objekte, wie Jets, Leptonen und fehlende transversale Energie, präzise zu vermessen und damit bestens für die SUSY-Suche geeignet. Bereits nach wenigen Monaten Laufzeit des Experiments konnten mit Hilfe des ATLAS-Detektors die Ausschlussgrenzen in den verschiedensten Parameterräumen deutlich erhöht werden.

Basierend auf einer bereits durchgeführten Studie wurden im Rahmen dieser Arbeit die Erfolgsaussichten der Suche nach Supersymmetrie studiert. Die Parameter der dazu verwendeten Monte-Carlo-Simulationen waren besser auf die Schwerpunktsenergie der Kollisionen abgestimmt als die der vorhergehenden Studie. Zudem profitierten die Datensätze von weiterentwickelten Rekonstruktionsalgorithmen wie zum Beispiel einem theoretisch wohldefinierten Jet-Algorithmus. Trotz dieser nicht unerheblichen Unterschiede konnte das Ergebnis der ursprünglichen Studie bestätigt werden. Es ist möglich, Supersymmetrie mit einem Datensatz einer integrierten Luminosität von 1 fb^{-1} bei $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ zu entdecken, falls das in der Natur realisierte Szenario dem hier untersuchten Punkt im mSUGRA-Phasenraum ähnelt.

Ein bedeutender Untergrund bei der Suche nach Supersymmetrie sind hadronische Jets aus QCD-Ereignissen. In der vorliegenden Arbeit wurde eine bisher nicht verwendete Variable zu ihrer Unterdrückung studiert. Die Azimutwinkeldifferenz der Richtung des auf Spuren beruhenden fehlenden transversalen Impulses und der fehlenden transversalen Energie, die aus Informationen der Kalorimeter und des Myonensystems berechnet wird, $\Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, p_T^{\text{miss}})$. Durch einen Schnitt auf diese Variable ist man ohne signifikanten Signalverlust in der Lage den QCD-Untergrund zu halbieren. Die Effizienz des Schnittes ist nicht sensitiv auf kleine Variationen des Schwellenwertes, da sie in diesem Bereich ein Plateau aufweist. Auch für weite Bereiche des mSUGRA-Parameterraumes liefert der Schnitt eine hohe Signalakzeptanz. Eine Variation der Parameter des Algorithmus zur Berechnung von p_T^{miss} beeinflusst die Effizienz der Untergrundunterdrückung nicht signifikant und zeigt, dass die Variable ein robustes Selektionskriterium liefert.

Die Forderung eines Maximalwertes dieser Azimutwinkeldifferenz kann den in bisherigen Studien angewendeten Schnitt auf $\Delta\phi(\text{Jet}, E_T^{\text{miss}})$ ersetzen, bei dem etwa 20 % des Signals verworfen werden. Dieser Verlust an Signalereignissen ist bei so genannten geboosteten SUSY-Topologien noch viel größer, was die $\Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, p_T^{\text{miss}})$ -Alternative besonders attraktiv macht. Ein Vergleich der Monte-Carlo-Studie mit Kollisionsdaten ist zufriedenstellend und liefert eine etwas höhere Unterdrückungseffizienz als vorhergesagt.

In einer weiteren Studie wurde das Potential der Kombination der beiden Schnitte auf die verschiedenen Azimutwinkeldifferenzen untersucht. Sie führt zu einer Steigerung der Signifikanz des Signals, so dass sich dieses durch Anwendung beider Kriterien deutlicher vom Untergrund abheben könnte, als das mit den bisher angewendeten Schnitten der Fall ist. Dadurch ist eine frühere Entdeckung supersymmetrischer Signaturen möglich.

A Datensätze der Analyse aus Kapitel 5

Im Folgenden werden die ATLAS-internen Bezeichnungen der Datensätze aufgeführt, mit welcher die Studie in Kapitel 5 und Anhang B durchgeführt wurden. Sie sind alle im Rahmen der ATLAS-Monte-Carlo-Produktion mit den in Kapitel 4.2 beschriebenen Generatoren erzeugt worden. Die Endung der Bezeichnungen, die Produktions-Tags, verweisen auf die für die Produktion verwendeten Parameter, sowie auf die Version der verwendeten Software.

Die Datensätze, welche W-Bosonen mit assoziierter Jet-Produktion beschreiben, tragen die Namen:

mc09_7TeV.10768*.AlpgeJimmyWenuNp*_pt20.merge.A0D.e511_s765_s767_r1302_r1306,
 mc09_7TeV.10769*.AlpgeJimmyWmunuNp*_pt20.merge.A0D.e511_s765_s767_r1302_r1306 und
 mc09_7TeV.10770*.AlpgeJimmyWtaunuNp*_pt20.merge.A0D.e511_s765_s767_r1302_r1306.
 Das Symbol * steht für eine ganze Zahl zwischen 0 und 5 und gibt die Zahl der Partonen im Endzustand des harten Streuprozesses an. Die Anzahl der simulierten Ereignisse ist für jeden der drei Kanäle gleich und nur von * abhängig. Sie ist in Tabelle A.1 zu finden.

Die Bezeichnungen für die Monte-Carlos, die Z-Bosonen mit assoziierter Jet-Produktion simulieren sind:

mc09_7TeV.10765#.AlpgeJimmyZeeNp#_pt20.merge.A0D.e529_s765_s767_r1302_r1306,
 mc09_7TeV.10771§.AlpgeJimmyZnunuNp§_pt20.merge.A0D.e530_s765_s767_r1302_r1306 und
 mc09_7TeV.10767#.AlpgeJimmyZtautauNp#_pt20.merge.A0D.e529_s765_s767_r1302_r1306.
 Die Symbole # und § geben die Zahl der Partonen im Endzustand des harten Prozesses an und werden von 0 bis 5 ganzzahlig hochgezählt. Die Anzahl der erzeugten Ereignisse ist ebenfalls in Tabelle A.1 eingetragen.

Die verwendeten Diboson-Datensätze heißen

mc09_7TeV.105985.WW_Herwig.merge.A0D.e521_s765_s767_r1302_r1306,
 mc09_7TeV.105986.ZZ_Herwig.merge.A0D.e521_s765_s767_r1302_r1306 und

*	Ereignisse	#	Ereignisse	§	Ereignisse
0	1 400 000	0	304 500	0	3 000
1	260 000	1	63 500	1	44 500
2	190 000	2	19 500	2	39 500
3	50 500	3	5 500	3	12 000
4	13 000	4	1 500	4	8 000
5	4 000	5	500	5	2 500

Tabelle A.1: Anzahl der simulierten Ereignisse der Monte-Carlos, die Vektorbosonen mit assoziierter Jetproduktion simulieren. Die Symbole stehen stellvertretend für Zahlen, die eingesetzt in die im Fließtext aufgeführten Zeichenketten die ATLAS-interne Bezeichnung der Datensätze ergeben.

mc09_7TeV.105987.WZ_Herwig.merge.A0D.e521_s765_s767_r1302_r1306.

Es wurden jeweils 250 000 Ereignisse pro Datensatz berechnet.

150 000 $t\bar{t}$ -Ereignisse mit hadronischen Top-Zerfall wurden simuliert und der Datensatz trägt den Namen

mc09_7TeV.105204.TTbar_FullHad_McAtNlo_Jimmy.merge.A0D.e540_s765_s767_r1302_r1306.

Die Top-Produktion wird von sechs Datensätzen simuliert, die nach den verschiedenen harten Prozessen benannt sind und von denen jeweils 10 000 Ereignisse berechnet wurden. Ihre Namen sind:

mc09_7TeV.108343.st_schan_enu_McAtNlo_Jimmy.merge.A0D.e534_s765_s767_r1302_r1306,

mc09_7TeV.108344.st_schan_munu_McAtNlo_Jimmy.merge.A0D.e534_s765_s767_r1302_r1306,

mc09_7TeV.108345.st_schan_taunu_McAtNlo_Jimmy.merge.A0D.e534_s765_s767_r1302_r1306,

mc09_7TeV.108340.st_tchan_enu_McAtNlo_Jimmy.merge.A0D.e508_s765_s767_r1302_r1306,

mc09_7TeV.108341.st_tchan_munu_McAtNlo_Jimmy.merge.A0D.e508_s765_s767_r1302_r1306 und

mc09_7TeV.108342.st_tchan_taunu_McAtNlo_Jimmy.merge.A0D.e508_s765_s767_r1302_r1306.

Die hadronische Jet-Produktion wurde mittels der Monte-Carlos

mc09_7TeV.105009.J*_pythia_jetjet.merge.A0D.e468_s766_s767_r1303_r1306

simuliert, wobei $*$ $\in [0, 6]$ ist und die sechsstellige Zahl, Runnumber genannt, entsprechend hochgezählt wird. Für $*$ $\in [0, 4]$ wurden 1 400 000 Ereignisse berechnet. Der Datensatz mit $*$ = 5 umfasst 290 000 Ereignisse und der mit $*$ = 6 simuliert 125 000 Proton-Proton-Kollisionen bei denen hadronische Jets entstehen.

Der verwendete SUSY-Datensatz trägt den Namen

mc09_7TeV.106484.SU4_herwigpp_susy.merge.A0D.e542_s765_s767_r1302_r1306.

Es wurden 50 000 Signalereignisse simuliert.

B SUSY-Suche in Endzuständen mit Leptonen

Nachdem im Kapitel 5 ausführlich auf die Suche nach R-paritätserhaltender Supersymmetrie ohne Leptonen eingegangen wurde, wird im Folgenden die Suche mit ein und zwei Leptonen im Endzustand zusammengefasst. Alle Analysen verwenden dabei die gleichen Kriterien zur Selektion der Objekte. Dies ermöglicht es die Analysen so durchzuführen, dass sie sich nicht überlappen, was die Kombination der Ergebnisse erleichtert.

Die verwendeten Monte-Carlos stimmen bei allen Analysen überein. Auch die Ereignisselektion, welche in dem ATLAS-Artikel [35] vorgestellt wird, stimmt bis auf die Anforderungen an die Leptonenzahl für alle Kanäle überein und wird in Abschnitt 5.2 erläutert.

B.1 1-Lepton-Kanal

In dieser Studie werden Ereignisse betrachtet, die genau ein Lepton mit einem Transversalimpuls $p_T > 20$ GeV enthalten. Zusätzlich zu den bereits in Kapitel 5.2 vorgestellten Schnitten wird noch ein Schnitt auf die transversale Masse M_T durchgeführt. Diese ist wie folgt definiert:

$$M_T^2(\vec{p}_T^\alpha, \vec{p}_T^{\text{miss}}, m_\alpha, m_\chi) \equiv m_\alpha^2 + m_\chi^2 + 2(E_T^\alpha E_T^{\text{miss}} - \vec{p}_T^\alpha \vec{p}_T^{\text{miss}}) \quad (\text{B.1})$$

Wobei $E_T^\alpha \equiv \sqrt{(\vec{p}_T^\alpha)^2 + m_\alpha^2}$ und $E_T^{\text{miss}} \equiv \sqrt{(\vec{p}_T^{\text{miss}})^2 + m_\chi^2}$ ist. m_α und \vec{p}_T^α sind die Masse und der transversale Impuls eines Teilchens α und \vec{p}_T^{miss} ist der Vektor des fehlenden transversalen Impulses. m_χ ist die Masse des unsichtbaren Teilchens der Reaktion, welche man für Neutrinos vernachlässigen kann.

Im 1-Leptonen-Kanal ist das mit dem Index α bezeichnete Teilchen das Lepton und es wird $m_\chi = 0$ gesetzt. Man fordert $M_T > 100$ GeV und unterdrückt dadurch vor allem Standardmodelluntergrund, der leptonische W-Zerfälle ($W \rightarrow l\nu$) enthält. Dies ist hauptsächlich bei Top-Anti-Top-Ereignissen und W-Produktion in Assoziation mit Jets der Fall.

Nach allen Schnitten betrachtet man schließlich auch im 1-Lepton-Kanal die M_{eff} -Verteilung um eventuelle Abweichungen zwischen Standardmodellerwartungen und Messergebnissen zu finden. Der Untergrund aufgrund von hadronischen Jets ist in diesem Kanal durch die Forderung nach einem Lepton stark unterdrückt. Insgesamt ist der Standardmodelluntergrund geringer als im 0-Lepton-Kanal. Man findet hauptsächlich Ereignisse aufgrund von Top-Anti-Top-Prozessen und W-Produktion in Assoziation mit Jets. Diese Verteilungen für die verschiedenen Signalregionen sind in Abbildung B.1 gegeben. Links sind die Histogramme aus [35], rechts die im Rahmen dieser Studie erstellten Histogramme zu sehen. In Tabelle B.1 ist das binweise Signal-zu-Untergrund-Verhältnis zu finden. Man findet auch hier keine vollständige Übereinstimmung im Rahmen der Fehler. Die Gründe hierfür werden in Abschnitt 5.3 aufgeführt. Auch im Kanal mit einem Lepton wäre man in der Lage Supersymmetrie bereits

Bin [GeV]	2-Jet-Signalregion		3-Jet-Signalregion		4-Jet-Signalregion	
	I	II	I	II	I	II
[0, 400]	0,0	0 ± 0	0,21	$4,0 \pm 1,2$	0,0	0 ± 0
[400, 800]	9,92	$23,3 \pm 4,9$	5,67	$14,5 \pm 1,8$	7,05	$16,19 \pm 2,1$
[800, 1200]	12,74	$4,7 \pm 3,5$	12,85	$8,0 \pm 4,2$	25,71	$18,57 \pm 6,6$
[1200, 1600]	6,29	0 ± 0	5,8	0 ± 0	20,62	0 ± 0
[1600, 4000]	0,0	0 ± 0	0,0	0 ± 0	0,0	0 ± 0

Tabelle B.1: Signal-zu-Untergrund-Verhältnis pro Bin der Histogramme aus Abbildung B.1. In Spalte I sind die Werte aus [35] eingetragen. Spalte II gibt das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis sowie den statistischen Fehler der 7 TeV-Studie an.

mit einem Datensatz von 1 fb^{-1} zu entdecken, falls die SUSY-Teilchen leicht wären und die Parameter ähnlich denen des SU4-Bezugpunktes.

B.2 2-Leptonen-Kanal

Der 2-Leptonen-Kanal wird noch einmal nach dem relativen Vorzeichen der Ladung der beiden Leptonen unterteilt. Hier wird der Kanal vorgestellt, in dem die Leptonen unterschiedlich geladen sind. Der Standardmodelluntergrund für den Kanal in dem die Leptonen die gleiche Ladung haben ist sehr gering, so dass man hier mit weniger Schnitten auskommt. Allerdings kann man mit dieser Analyse nur einen kleinen Bereich des mSUGRA-Phasenraumes abdecken (siehe Abbildung 5.4).

Für die Studie mit zwei unterschiedlich geladenen Leptonen stimmen die Schnitte mit denen des 0-Leptonen-Kanals überein, nur dass man hier pro Ereignis zwei gegensätzlich geladene Leptonen mit einem Transversalimpuls $p_T > 20 \text{ GeV}$ fordert.

Als Untergrund treten hier vorallem Top-Anti-Top-Prozesse auf, wobei man nach allen Schnitten nur eine relativ geringe Anzahl an Ereignissen erwartet. Die M_{eff} -Verteilungen sind in Abbildung B.2 dargestellt. Das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis pro Bin ist Tabelle B.2 zu entnehmen. Man findet eine Übereinstimmung im Rahmen der Fehler. Die in Kapitel 5.3 genannten Unterschiede der beiden Studien erklärt die Abweichungen der totalen Ereignisanzahlen. Man erkennt, dass man auch in diesem Kanal mit einem Datensatz einer Luminosität von 1 fb^{-1} Supersymmetrie entdecken könnte, wenn ihre Parameter nahe denen des Bezugpunktes SU4 lägen.

B.3 Zusammenfassung

Die im Rahmen dieser Arbeit erneut durchgeführten Studien liefern alle das selbe Ergebnis: Auch wenn die Unterschiede der in [35] und hier verwendeten Simulationen nicht zu vernachlässigen sind, bleibt die grundlegende Aussage der Analysen die gleiche. Das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis ist groß genug um einen signifikanten Überschuss an SU4-Ereignissen zu messen, falls diese auftreten. Somit liegt es an dem in der Natur realisierten Modell, ob und wann es gefunden werden kann. SU4-ähnliche Szenarien könnten aber bereits mit einem Datensatz einer integrierten Luminosität von 1 fb^{-1} bei $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ entdeckt werden.

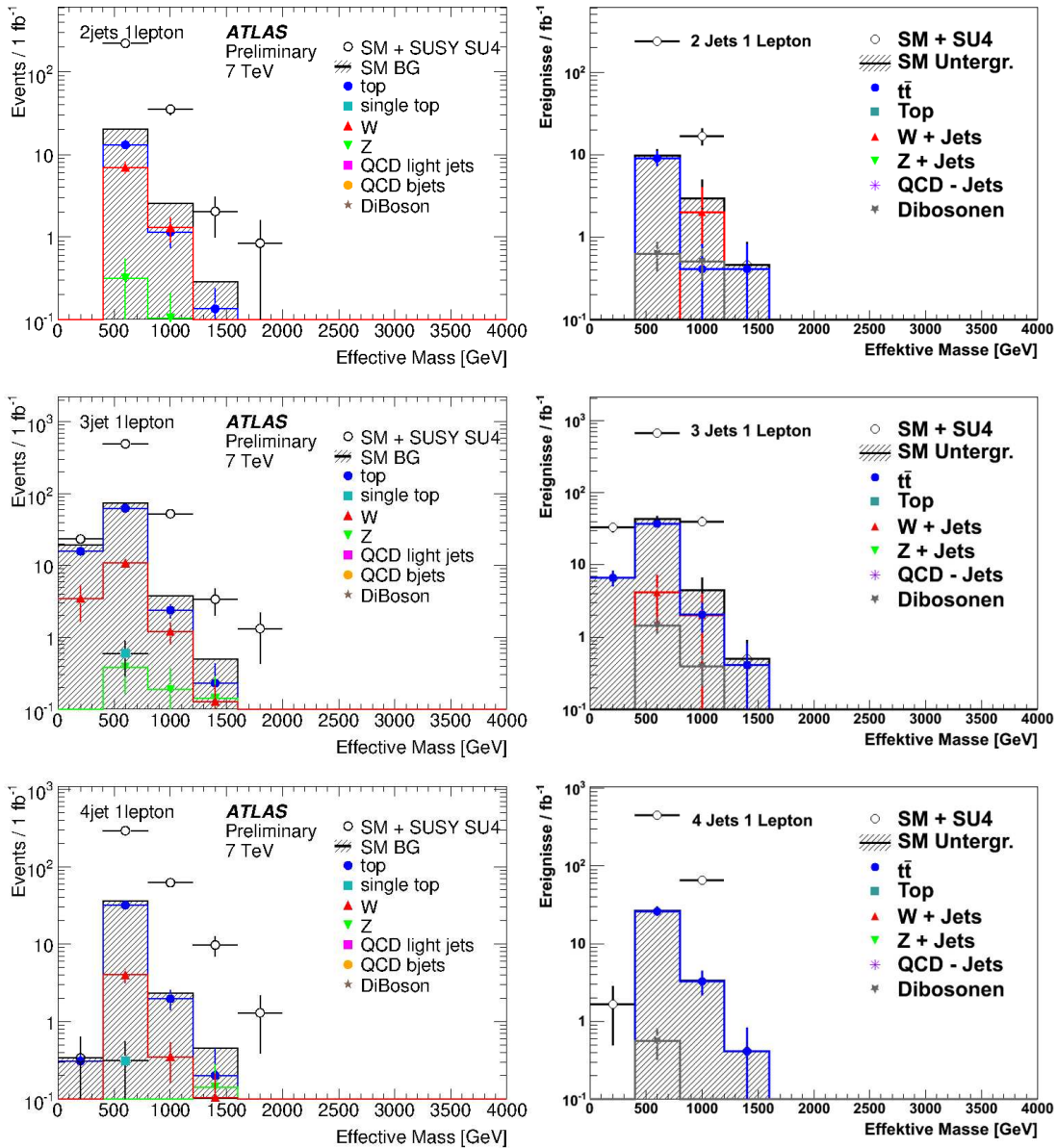


Abbildung B.1: M_{eff} -Verteilungen aufgeschlüsselt nach verschiedenen Prozessen. Die Histogramme zeigen Ereignisse, welcher einer integrierten Luminosität von 1 fb^{-1} entsprechen und alle Auswahlkriterien des 1-Lepton-Kanals erfüllen. In der linken Spalte sind die Histogramme der Veröffentlichung [35] und in der rechten die Histogramme aus den 7 TeV-Monte-Carlo-Datensätzen gezeigt. Die Fehlerbalken der Histogramme der rechten Spalte geben den statistischen Fehler wieder.

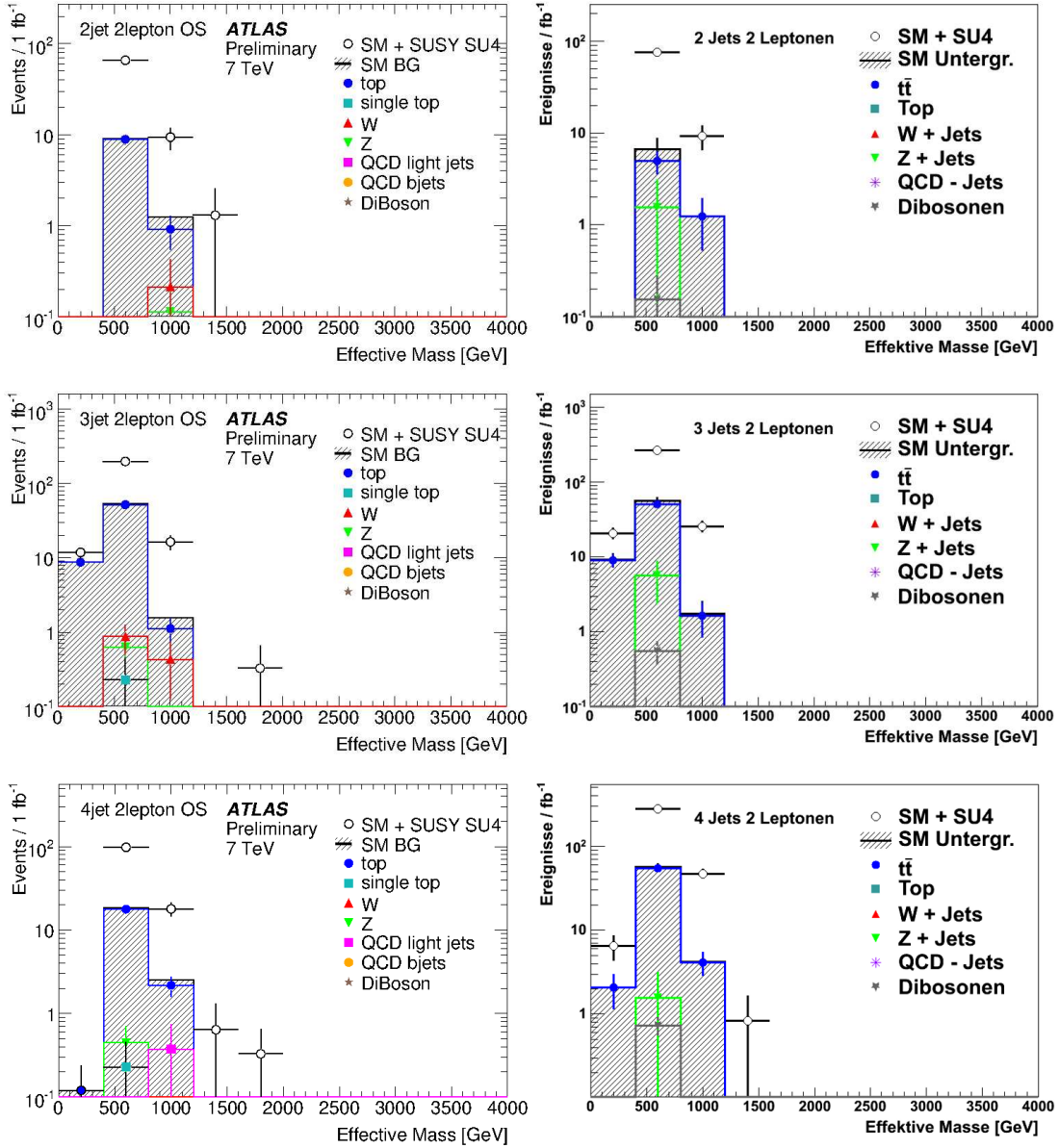


Abbildung B.2: M_{eff} -Verteilungen aufgeschlüsselt nach verschiedenen Prozessen. Die Histogramme zeigen Ereignisse, welcher einer integrierten Luminosität von 1 fb^{-1} entsprechen und alle Auswahlkriterien des 2-Lepton-Kanals mit unterschiedlichem Vorzeichen erfüllen. In der linken Spalte sind die Histogramme der Veröffentlichung [35] und in der rechten die Histogramme aus den 7 TeV-Monte-Carlo-Datensätzen gezeigt. Die Fehlerbalken der Histogramme der rechten Spalte geben den statistischen Fehler wieder.

Bin [GeV]	2-Jet-Signalregion		3-Jet-Signalregion		4-Jet-Signalregion	
	I	II	I	II	I	II
[0, 400]	0,0	0 ± 0	0,34	$1,27 \pm 0,44$	0,0	$2,14 \pm 1,35$
[400, 800]	6,24	$10,4 \pm 3,5$	2,7	$3,27 \pm 0,44$	4,25	$3,91 \pm 0,42$
[800, 1200]	6,56	$6,5 \pm 4,3$	9,5	$13,76 \pm 7,09$	6,02	$10,16 \pm 3,47$
[1200, 1600]	0,0	0 ± 0	0,0	0 ± 0	0,0	0 ± 0
[1600, 4000]	0,0	0 ± 0	0,0	0 ± 0	0,0	0 ± 0

Tabelle B.2: Signal-zu-Untergrund-Verhältnis pro Bin der Histogramme aus Abbildung B.2. In Spalte I sind die Werte aus [35] eingetragen. Spalte II gibt das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis sowie den statistischen Fehler der 7 TeV-Studie an.

C Datensätze der Studien aus Kapitel 6

Es folgt eine Auflistung der ATLAS-internen Bezeichnungen der Datensätze, die benutzt wurden, um die in Kapitel 6 beschriebenen Studien durchzuführen. Sie wurden alle im Rahmen der offiziellen ATLAS-Monte-Carlo-Produktion mit den in Kapitel 4.2 beschriebenen Generatoren erzeugt. Dabei wurden die MC10 Parameter (siehe [42, 43]) benutzt, weshalb den hier angegebenen Namen noch das Kürzel `mc10_7TeV` voranzustellen ist. Die Produktions-Tags indizieren weitere für die Produktion verwendeten Parameter, sowie die Version der verwendeten Software. Sie sind der Vollständigkeit halber angegeben, wobei der letzte Tag, der die Version des so genannte SUSY-D3PD-Makers angibt, bei allen Datensätzen `_p543` ist und deshalb bei der Angabe der Bezeichnungen weggelassen wurde.

Die Datensätze, welche W-Bosonen mit assoziierter Jet-Produktion beschreiben, tragen die Namen:

```
10768*.AlpgeJimmyWenuNp*_pt20.merge.NTUP_SUSY.e600_s933_s946_r2215_r2260,
10769*.AlpgeJimmyWmunuNp*_pt20.merge.NTUP_SUSY.e600_s933_s946_r2215_r2260 und
10770*.AlpgeJimmyWtaunuNp*_pt20.merge.NTUP_SUSY.e600_s933_s946_r2215_r2260.
```

Das Symbol `*` steht für eine ganze Zahl zwischen 0 und 5 und gibt die Zahl der Partonen im Endzustand des harten Streuprozesses an. Die Anzahl der simulierten Ereignisse ist für jeden der drei Kanäle gleich und nur von `*` abhängig. Sie ist in Tabelle C.1 zu finden.

Die Bezeichnungen für die Monte-Carlos, die Z-Bosonen mit assoziierter Jet-Produktion simulieren sind:

```
10765#.AlpgeJimmyZeeNp#_pt20.merge.NTUP_SUSY.e737_s933_s946_r2215_r2260,
10766#.AlpgeJimmyZmumuNp#_pt20.merge.NTUP_SUSY.e737_s933_s946_r2215_r2260,
10767#.AlpgeJimmyZtautauNp#_pt20.merge.NTUP_SUSY.e737_s933_s946_r2215_r2260 und
10771§.AlpgeJimmyZnnunuNp§_pt20_filt1jet.merge.NTUP_SUSY.e600_s933_s946_r2215_r2260.
```

Die Symbole `#` und `§` geben die Zahl der Partonen im Endzustand des harten Prozesses an und werden von 0 bis 5 ganzzahlig hochgezählt. Die Anzahl der erzeugten Ereignisse ist ebenfalls

<code>*</code>	Ereignisse	<code>#</code>	Ereignisse	<code>§</code>	Ereignisse
0	3 470 000	0	6 620 000	0	63 500
1	642 000	1	1 335 000	1	910 000
2	3 770 000	2	405 000	2	205 000
3	1 000 100	3	110 000	3	141 000
4	250 000	4	30 000	4	33 000
5	70 000	5	10 000	5	9 500

Tabelle C.1: Anzahl der simulierten Ereignisse der Monte-Carlos, die Vektorbosonen mit assoziierter Jetproduktion simulieren. Die Symbole stehen stellvertretend für Zahlen, die eingesetzt in die im Fließtext aufgeführten Zeichenketten die ATLAS-interne Bezeichnung der Datensätze ergeben.

in Tabelle C.1 eingetragen.

150 000 $t\bar{t}$ -Ereignisse mit hadronischen Top-Zerfällen wurden simuliert und der Datensatz trägt den Namen

105204.TTbar_FullHad_McAtNlo_Jimmy.merge.NTUP_SUSY.e598_s933_s946_r2215_r2260.

Ein Datensatz, der 1 000 000 $t\bar{t}$ -Ereignisse beschreibt, die semileptonisch zerfallen wird

105200.T1_McAtNlo_Jimmy.merge.NTUP_SUSY.e598_s933_s946_r2215_r2260

genannt. Sechs weitere Datensätze simulieren Ereignisse, in denen ein Top-Quark enthalten ist. Sie sind nach den verschiedenen harten Prozessen benannt. Von den s-Kanal-Prozessen wurden jeweils 10 000 Ereignisse berechnet, von den t-Kanal-Prozessen 200 000. Ihre Namen sind:

108340.st_tchan_enu_McAtNlo_Jimmy.merge.NTUP_SUSY.e598_s933_s946_r2215_r2260,

108341.st_tchan_munu_McAtNlo_Jimmy.merge.NTUP_SUSY.e598_s933_s946_r2215_r2260,

108342.st_tchan_tanu_McAtNlo_Jimmy.merge.NTUP_SUSY.e598_s933_s946_r2215_r2260,

108343.st_schan_enu_McAtNlo_Jimmy.merge.NTUP_SUSY.e598_s933_s946_r2215_r2260,

108344.st_schan_munu_McAtNlo_Jimmy.merge.NTUP_SUSY.e598_s933_s946_r2215_r2260 und

108345.st_schan_tanu_McAtNlo_Jimmy.merge.NTUP_SUSY.e598_s933_s946_r2215_r2260.

Die hadronische Jet-Produktion wurde mittels der Monte-Carlos

105009.J*_pythia_jetjet.merge.NTUP_SUSY.e574_s934_s946_r2213_r2260

simuliert, wobei $*$ $\in [0, 8]$ ist und die sechsstellige Zahl, Runnumber genannt, entsprechend hochgezählt wird. Für $*$ $\in [0, 7]$ wurden 1 400 000 Ereignisse berechnet. Der Datensatz mit $*$ = 8 simuliert 5 000 Proton-Proton-Kollisionen bei denen hadronische Jets entstehen.

Der verwendete SU4-Datensatz trägt den Namen

106484.SU4_herwigpp_susy.merge.NTUP_SUSY.e598_s933_s946_r2215_r2260.

Es wurden 50 000 Signalereignisse simuliert.

Bei der Simulationen des mSUGRA-Gitters mit $A_0 = 0$ GeV, $\tan(\beta) = 10$ und $\mu > 0$ wurden Massen m_0 und $m_{1/2}$ variiert und so 400 Punkte festgelegt. Die Datensätze tragen Namen wie

123287.SU_#_§_0_10_P_herwigpp_susy.merge.NTUP_SUSY.e757_s933_s946_r2215_r2260,

wobei # und § variieren und jeweils m_0 und $m_{1/2}$ entsprechen. Die vereinheitlichte Masse m_0 wird in Schritten von 80 GeV von 100 bis 1460 GeV hochgezählt, worauf noch drei 500 GeV-Schritte folgen. $m_{1/2}$ wird für jedes m_0 in 30 GeV-Schritten zwischen 60 und 600 GeV variiert. Für $m_0 = 60, 90, 120$ GeV wurden je 25 000 Ereignisse simuliert. Für $m_0 = 150$ GeV wurden 20 000, für $m_0 = 180$ GeV 15 000 Ereignisse berechnet. Für alle übrigen m_0 simulierte man 10 000 Proton-Proton-Kollisionen mit SUSY-Signal. Die drei $m_{1/2}$ -Punkte der höchsten Massen wurden nur für höhere $m_{1/2}$ -Werte berechnet, weshalb in Abbildung 6.8 dort keine Werte eingetragen sind. Die Runnumber wird bei 123287 startend fortlaufend hochgezählt.

Der Kollisionsdatensatz trägt den Namen

data10_7TeV.periodI.physics_JetTauEtmis.PhysCont.A0D.repro05_v02.

Er umfasst Ereignisse, die einer integrierten Luminosität von $21,5 \text{ pb}^{-1}$ entsprechen und im Oktober 2010 aufgezeichnet wurden.

D Fehlerberechnung der Effizienzkurven

Mittels der in Kapitel 6 diskutierten Effizienzkurven lässt sich eine Aussage über die Güte eines Schnittes treffen. Die Effizienz wird binweise gemäß

$$\varepsilon = \frac{k}{n}$$

berechnet, wobei n die Anzahl der Ereignisse vor und k die Anzahl nach der Selektion bezeichnet. Zur Berechnung der Fehler gibt es verschiedenen Ansätze. Die Berechnung nach dem Bayestheorem ist am robustesten, da sie auch für extreme Werte von k sinnvolle Werte liefert. Um diese Fehlerrechnung anwenden zu können, müssen die Ausgangswerte n und k ganzzahlig sein. In Fällen, bei denen Ereignisse gewichtet werden, ist die Methode also nicht mehr anwendbar. Man weicht auf einen alternativen Ansatz aus, der zwar für k nahe bei null oder n ungültige Werte liefert, aber in der Region dazwischen sinnvolle Ergebnisse. Beide Methoden werden im Folgenden kurz vorgestellt. Für eine ausführliche Diskussion sei auf [46, 47] und für die Berechnung des Fehlers gewichteter Ereignisse auf [44] verwiesen.

D.1 Der Bayessche Ansatz

Beim Bayesschen Ansatz zur Fehlerberechnung betrachtet man die Selektion der Ereignisse als binomischen Prozess, bei dem die Erfolgswahrscheinlichkeit (in der Literatur oft mit p bezeichnet) mit der Selektionseffizienz ε übereinstimmt. Dann ist die Wahrscheinlichkeit $P(k|\varepsilon, n)$, dass k Ereignisse den Schnitt mit einer Effizienz ε passieren durch die Binomialverteilung gegeben:

$$P(k|\varepsilon, n) = \binom{n}{k} \varepsilon^k (1 - \varepsilon)^{n-k}. \quad (\text{D.1})$$

Man möchte aber die Wahrscheinlichkeit $P(\varepsilon|k, n)$ berechnen, welche angibt, wie wahrscheinlich es ist den wahren Wert von ε zwischen ε und $\varepsilon + d\varepsilon$ zu finden. Dies ist mittels des Bayestheorems möglich, da man mit seiner Hilfe bedingte Wahrscheinlichkeiten invertieren kann. Es lautet:

$$P(A|B) = \frac{P(B|A)P(A)}{P(B)},$$

wobei $P(X)$ die a-priori-Wahrscheinlichkeit für Ereignis X bezeichnet und $P(X|Y)$ die bedingte Wahrscheinlichkeit dafür angibt, dass Ereignis X eintritt wenn Y eingetreten ist. Für den hier betrachteten Fall erhält man:

$$P(\varepsilon|k, n) = \frac{P(k|\varepsilon, n)P(\varepsilon|n)}{\mathcal{N}}.$$

\mathcal{N} ist ein Normierungsfaktor und $P(\varepsilon|n)$ bezeichnet die Wahrscheinlichkeit, welche der Effizienz ε zugeschrieben wird, bevor die Daten betrachtet werden. Somit stellt $P(\varepsilon|n)$ die Einschränkung dar, die man an das Ergebnis stellt. Für die Effizienz erwartet man nur Werte im Intervall

$[0,1]$, wobei a priori alle Werte als gleichwahrscheinlich angenommen werden. Deshalb bietet sich folgende Wahl für $P(\varepsilon|n)$ an:

$$P(\varepsilon|n) = \begin{cases} 1 & \text{für } 0 \leq \varepsilon \leq 1 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}.$$

Diese Definition hängt nicht von n , also der Größe des Datensatzes, ab. Zur Berechnung des Normierungsfaktors \mathcal{N} ergibt sich dann zusammen mit Gleichung (D.1):

$$\begin{aligned} 1 &= \int_{-\infty}^{\infty} P(\varepsilon|k, n) d\varepsilon \\ &= \frac{\int_{-\infty}^{\infty} P(k|\varepsilon, n) P(\varepsilon|n) d\varepsilon}{\mathcal{N}} \\ &= \frac{1}{\mathcal{N}} \binom{n}{k} \int_0^1 \varepsilon^k (1 - \varepsilon)^{n-k} d\varepsilon. \end{aligned}$$

Zur Lösung kann die Definition der Eulerschen Gammafunktion $\Gamma(x) = \int_0^{\infty} t^{x-1} e^{-t} dt$ herangezogen werden¹ und man erhält:

$$P(\varepsilon|k, n) = \frac{\Gamma(n+2)}{\Gamma(k+1)\Gamma(n-k+1)} \varepsilon^k (1 - \varepsilon)^{n-k}.$$

Als Maß der Unsicherheit der Effizienzbestimmung verwendet man das kürzeste Vertrauensintervall, welches eine Wahrscheinlichkeit λ von 68,3 % einschließt. Es umfasst den gleichen Wahrscheinlichkeitsgehalt wie der gaußsche $1\text{-}\sigma$ -Fehler und verhält sich deshalb entsprechend. Seine Berechnung besteht in der Minimierung des Intervalles $[\alpha, \beta]$, welches folgender Bedingung genügt:

$$\int_{\alpha}^{\beta} P(\varepsilon|k, n) d\varepsilon = \lambda.$$

Eine formale Lösung kann mit Hilfe von Lagrange-Multiplikatoren gefunden werden (siehe [47]). Der Fehler der Effizienzberechnung ist in der Regel asymmetrisch, da auch die zugrundeliegende Wahrscheinlichkeitsdichte $P(\varepsilon|k, n)$ asymmetrisch ist. Durch Untersuchung von Gleichung (D.1) sieht man, dass die Asymmetrie für extreme Werte von ε , also für $\varepsilon \approx 0$ oder $\varepsilon \approx 1$, am ausgeprägtesten ist. Für diese Werte von ε würden die Fehler zudem in unphysikalische Regionen reichen, wenn man sie als symmetrisch annehmen würde. Für ε -Werte zwischen 0 und 1 ist $P(\varepsilon|k, n)$ eher symmetrisch, so dass die Asymmetrie der Fehler kaum ausgeprägt ist.

D.2 Berechnung der Fehler von gewichteten Ereignissen

Wenn die Ereignisse gewichtet werden, was zum Beispiel notwendig ist, wenn man mehrere Datensätze unterschiedlicher Luminosität miteinander kombiniert, berechnet sich die Effizienz gemäß

$$\varepsilon = \frac{\sum_i w_i k_i}{\sum_i w_i n_i},$$

¹Insbesondere benutzt man in diesem Fall die Beziehung zwischen der Betafunktion $B(x, y)$ und der Gammafunktion, welche besagt: $B(x, y) = \int_0^1 t^{x-1} (1-t)^{y-1} dt = \Gamma(x)\Gamma(y)/\Gamma(x+y)$

wobei über die Datensätze i summiert wird, deren Ereignisse mit dem Gewicht w_i multipliziert werden.

In diesem Fall ist die im vorangehenden Abschnitt vorgestellte Methode zur Fehlerrechnung nicht mehr anwendbar. Dies liegt daran, dass k und n nach der Gewichtung nicht mehr notwendigerweise ganzzahlig sind. Man kann dann nicht mehr von einem binomischen Prozess ausgehen, da per Definition der Binomialverteilung $k, n \in \mathbb{N}$ gelten muss. Zur Berechnung des Fehlers wird daher ein alternativer Ansatz verwendet. Man geht davon aus, dass die Ereignisse k , sowie $m = n - k$, unabhängig voneinander Poisson-verteilt sind und einen Fehler von \sqrt{k} , beziehungsweise \sqrt{m} besitzen. Dann erhält man durch Fehlerfortpflanzung:

$$\delta\varepsilon = \sqrt{\sum_i \left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial k_i} \right)^2 k_i + \left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial m_i} \right)^2 m_i}. \quad (\text{D.2})$$

Die partiellen Ableitungen ergeben sich zu:

$$\frac{\partial\varepsilon}{\partial k_i} = \frac{w_i(\sum_i w_i m_i)}{(\sum_i w_i n_i)^2},$$

$$\frac{\partial\varepsilon}{\partial m_i} = \frac{w_i(\sum_i w_i k_i)}{(\sum_i w_i n_i)^2},$$

wobei über alle Datensätze i summiert wird. Einsetzen in (D.2) liefert:

$$\begin{aligned} \delta\varepsilon &= \sqrt{\frac{\sum_j (w_j^2 k_j (\sum_i w_i m_i)^2 + w_j^2 m_j (\sum_i w_i k_i)^2)}{(\sum_i w_i n_i)^4}} \\ &= \frac{\sqrt{(\sum_i w_i^2 k_i)(\sum_i w_i m_i)^2 + (\sum_i w_i^2 m_i)(\sum_i w_i k_i)^2}}{(\sum_i w_i n_i)^2}, \end{aligned}$$

was Gleichung (6.6) entspricht. Eine ausführlichere Rechnung ist in [44] zu finden.

Der so berechnete Fehler ist unabhängig von einem globalen Skalierungsfaktor. Das heißt, falls man alle Ereignisse mit dem selben Gewicht multipliziert, so ändert es den Fehler nicht. Allerdings ist der Fehler nicht mehr vertrauenswürdig, wenn die Effizienz nahe bei eins oder null liegt. Dies wird schnell deutlich, wenn man den Fall betrachtet, in dem man vor der Selektion nur ein einziges Ereignis hat. Wird das Ereignis nicht verworfen, so ist $k = n = 1$ und $m = 0$. Man erhält die Effizienz $\varepsilon = 1 \pm 0$. Führt die Anwendung des Schnittes zur Verwerfung des Ereignisses, so ist $m = n = 1$ und $k = 0$. Wiederum erhält man einen verschwindenden Fehler, was unphysikalisch ist. Allgemein lässt sich also sagen, dass dieses Modell versagt, wenn k nahe bei null oder n liegt. Liegt k allerdings dazwischen, so erhält man mit (6.6) einen vernünftigen Wert zur Abschätzung des Fehlers bei der Bestimmung der Effizienz, so dass diese Methode für die vorliegende Studie geeignet ist.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Der LHC-Ring und die vier Hauptexperimente.	4
2.2	Der ATLAS-Detektor.	6
2.3	Der Innere Detektor von ATLAS.	9
2.4	Die Kalorimeter des ATLAS-Detektors.	10
2.5	Wirkungsquerschnitt und Raten für verschiedene Prozesse bei Proton-(Anti)Proton Kollisionen, als Funktion der Schwerpunktsenergie.	13
3.1	Feynmandiagramme der 1-Schleifen-Korrekturterme der Higgs-Masse.	18
3.2	Veranschaulichung der Struktur der SUSY-Brechung.	20
3.3	Abhängigkeit der Eich-Kopplungen von der Energieskala Q	22
3.4	Feynmandiagramme von Gluino- und Squarkproduktion aus Gluon-Gluon- und Gluon-Quark-Wechselwirkungen.	24
3.5	Feynmangraphen exemplarischer Gluinokaskadenzerfälle.	24
4.1	Darstellung einer Proton-Proton-Kollision.	28
4.2	Veranschaulichung des transversalen und des longitudinalen Minimalabstandes.	30
5.1	Verteilungen der Schnitt-Variablen E_T^{miss} und des Quotientens von E_T^{miss} und M_{eff}	39
5.2	Verteilungen der Schnitt-Variablen $\Delta\phi(\text{Jet}, E_T^{\text{miss}})$ und S_T	39
5.3	M_{eff} -Verteilungen der verschiedenen Signalregionen aufgeschlüsselt nach Prozessen.	41
5.4	Reichweite der Entdeckung von mSUGRA-Supersymmetrie.	44
6.1	Darstellung eines 2-Jet-Ereignisses mit einer in geboosteten SUSY-Szenarien möglichen Topologie.	46
6.2	Abhängigkeit der x-Komponente des fehlenden transversalen Impulses von der x-Komponente der fehlenden transversalen Energie.	49
6.3	$\Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, p_T^{\text{miss}})$ -Verteilung für SUSY-Ereignisse und für QCD-Ereignisse.	50
6.4	Verteilung der Azimutwinkeldifferenzen für SUSY-Ereignisse.	50
6.5	$\Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, p_T^{\text{miss}})$ -Verteilung der QCD-Ereignisse mit den kinematischen Anforderungen der 2-Jet-Region sowie Asymmetrie als Funktion von $\Delta\phi(p_T^{\text{miss}}, E_{T, \text{Gen.}}^{\text{miss}})$	51
6.6	Effizienzkurven des $\Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, p_T^{\text{miss}})$ -Schnittes für verschiedene Datensätze.	54
6.7	Effizienzkurven des $\Delta\phi(\text{Jet}, E_T^{\text{miss}})$ -Schnittes für verschiedene Datensätze.	56
6.8	Signalakzeptanz der Schnitte auf die Azimutwinkel im mSUGRA-Phasenraum.	57
6.9	Schnitt-Effizienz für Kollisionsdaten und Monte-Carlo-Simulationen.	58
6.10	Effizienzkurven des $\Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, p_T^{\text{miss}})$ -Schnittes für verschiedene Qualitätskriterien der Teilchenselektion.	59
6.11	Signifikanz für verschiedene Kombinationen der Schnitte auf $\Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, p_T^{\text{miss}})$ und $\Delta\phi(\text{Jet}, E_T^{\text{miss}})$	60

B.1	M_{eff} -Verteilungen des 1-Lepton-Kanals aufgeschlüsselt nach verschiedenen Prozessen.	V
B.2	M_{eff} -Verteilungen des 2-Lepton-Kanals aufgeschlüsselt nach verschiedenen Prozessen.	VI

Tabellenverzeichnis

3.1	Die Fermionen des Standardmodells.	15
3.2	Die Wechselwirkungen des Standardmodells und ihre Austauschteilchen.	17
5.1	Selektionskriterien der Analyse.	38
5.2	Vergleich des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses pro Bin der Histogramme aus Abbildung 5.3	42
6.1	Anforderungen an die Ereignisse für die verschiedenen Signalregionen.	52
6.2	Signalakzeptanz und Untergrundunterdrückung in den verschiedenen Signalre- gionen für einen zusätzlichen Schnitt von $ \Delta\phi(E_T^{\text{miss}}, p_T^{\text{miss}}) > 1,75$ rad.	55
6.3	Signalakzeptanz und Untergrundunterdrückung in den verschiedenen Signalre- gionen für einen Schnitt von $ \Delta\phi(\text{Jet}, E_T^{\text{miss}}) > 0,4$ rad.	55
A.1	Anzahl der simulierten Ereignisse der Monte-Carlos.	I
B.1	Vergleich des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses der Histogramme aus Abbil- dung B.1	IV
B.2	Vergleich des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses der Histogramme aus Abbil- dung B.2	VII
C.1	Anzahl der simulierten Ereignisse der Monte-Carlos.	IX

Literaturverzeichnis

- [1] Lyndon Evans and Philip Bryant. LHC Machine. *JINST*, 3:S08001, 2008.
- [2] *CERN LHC: The Guide. Frequently Asked Questions*. CERN, Geneva, 2006.
- [3] G. Aad et al. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *JINST*, 3:S08003, 2008.
- [4] The ATLAS Collaboration. ATLAS Homepage. <http://atlas.ch/>.
- [5] Bogdan Povh, Klaus Rith, Christoph Scholz, and Frank Zetsche. *Teilchen und Kerne Eine Einführung in die physikalischen Konzepte*. Springer-Lehrbuch. Springer Berlin Heidelberg, 2009.
- [6] Fermilab. Tevatron Luminosity. <http://www.fnal.gov/pub/now/tevlum.html>.
- [7] G. Aad et al. Expected Performance of the ATLAS Experiment - Detector, Trigger and Physics. (CERN-OPEN-2008-020), 2009.
- [8] R. Barate et al. Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP. *Phys.Lett.*, B565:61–75, 2003.
- [9] G. Aad et al. The ATLAS Inner Detector Commissioning and Calibration. *Eur.Phys.J.*, C70:787–821, 2010.
- [10] Peter Jenni, Marzio Nessi, Markus Nordberg, and Kenway Smith. *ATLAS High-Level Trigger, Data-Acquisition and Controls: Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 2003.
- [11] WLCG Working Group. Worldwide LHC Computing Grid Homepage. <http://lcg.web.cern.ch/lcg/>.
- [12] Stephen P. Martin. A Supersymmetry Primer. *arXiv*, (hep-ph/9709356), 1997.
- [13] K. Nakamura et al. Review of Particle Physics. *J.Phys.G*, G37:075021, 2010.
- [14] The TEVNPH Working Group. Combined CDF and D0 Upper Limits on Standard Model Higgs-Boson Production with up to 6.7 fb^{-1} of Data. *arXiv*, (hep-ex/1007.4587), 2010.
- [15] D.N. Spergel et al. First Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Determination of Cosmological Parameters. *Astrophys.J.Suppl.*, 148:175–194, 2003.
- [16] Ian Aitchison. *Supersymmetry in Particle Physics: An Elementary Introduction*. Cambridge University Press, 2007.

-
- [17] Manuel Drees, Rohini Godbole, and Probir Roy. *Theory & Phenomenology of Sparticles*. World Scientific Pub Co Inc, 2004.
- [18] S. Agostinelli et al. GEANT4: A Simulation Toolkit. *Nucl.Instrum.Meth.*, A506:250–303, 2003.
- [19] Michelangelo L. Mangano, Mauro Moretti, Fulvio Piccinini, Roberto Pittau, and Antonio D. Polosa. ALPGEN, a Generator for Hard Multiparton Processes in Hadronic Collisions. *JHEP*, 0307:001, 2003.
- [20] Gennaro Corcella, Ian G. Knowles, Giuseppe Marchesini, Stefano Moretti, Kosuke Odagiri, Peter Richardson, Michael H. Seymour, and Bryan R. Webber. HERWIG 6: An Event Generator for Hadron Emission Reactions with Interfering Gluons (Including Supersymmetric Processes). *Journal of High Energy Physics*, 2001(01):010, 2001.
- [21] Stefano Moretti, Kosuke Odagiri, Peter Richardson, Michael H. Seymour, and Bryan R. Webber. Implementation of Supersymmetric Processes in the HERWIG Event Generator. *Journal of High Energy Physics*, 2002(04):028, 2002.
- [22] J.M. Butterworth, Jeffrey R. Forshaw, and M.H. Seymour. Multiparton Interactions in Photoproduction at HERA. *Z.Phys.*, C72:637–646, 1996.
- [23] Stefano Frixione and Bryan R. Webber. The MC@NLO 3.2 Event Generator. *arXiv*, (hep-ph/0601192), 2006.
- [24] Stefano Frixione and Bryan R. Webber. Matching nlo qcd computations and parton shower simulations. *Journal of High Energy Physics*, 2002(06):029, 2002.
- [25] Torbjorn Sjostrand, Stephen Mrenna, and Peter Z. Skands. PYTHIA 6.4 Physics and Manual. *JHEP*, 0605:026, 2006.
- [26] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman, and T. Sjostrand. Parton Fragmentation and String Dynamics. *Phys. Rept.*, 97:31–145, 1983.
- [27] M. Bahr, S. Gieseke, M. Gigg, D. Grellscheid, K. Hamilton, et al. Herwig++ 2.3 Release Note. 2008.
- [28] T Cornelissen, M Elsing, S Fleischmann, W Liebig, E Moyse, and A Salzburger. Concepts, Design and Implementation of the ATLAS New Tracking (NEWT). Technical Report ATL-SOFT-PUB-2007-007. ATL-COM-SOFT-2007-002, CERN, Geneva, Mar 2007.
- [29] W Lampl, S Laplace, D Lelas, P Loch, H Ma, S Menke, S Rajagopalan, D Rousseau, S Snyder, and G Unal. Calorimeter Clustering Algorithms: Description and Performance. Technical Report ATL-LARG-PUB-2008-002. ATL-COM-LARG-2008-003, CERN, Geneva, Apr 2008.
- [30] Gavin P. Salam. Towards Jetography. *Eur.Phys.J.*, C67:637–686, 2010.
- [31] Matteo Cacciari, Gavin P. Salam, and Gregory Soyez. The Anti- k_t Jet Clustering Algorithm. *JHEP*, 0804:063, 2008.

-
- [32] ATLAS Collaboration. Jet Energy Resolution and Selection Efficiency Relative to Track Jets from In-Situ Techniques with the ATLAS Detector Using Proton-Proton Collisions at a Center-of-Mass Energy $\sqrt{s} = 7$ TeV. Technical Report ATLAS-CONF-2010-054, CERN, Geneva, Jul 2010.
- [33] ATLAS Collaboration. Electron and Photon Reconstruction and Identification in ATLAS: Expected Performance at High Energy and Results at 900 GeV. Technical Report ATLAS-CONF-2010-005, CERN, Geneva, Jun 2010.
- [34] Performance of the Missing Transverse Energy Reconstruction in Proton-Proton Collisions at a Center-of-Mass Energy of $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS Detector. Technical Report ATLAS-CONF-2010-039, CERN, Geneva, Jul 2010.
- [35] ATLAS Collaboration. Prospects for Supersymmetry Discovery Based on Inclusive Searches at a 7 TeV Centre-of-Mass Energy with the ATLAS Detector. Technical Report ATL-PHYS-PUB-2010-010, CERN, Geneva, Jul 2010.
- [36] M.R. Whalley, D. Bourilkov, and R.C. Group. The Les Houches Accord PDFs (LHAPDF) and LHAGLUE. *arXiv*, (hep-ph/0508110), 2005.
- [37] CTEQ Collaboration. CTEQ6 Parton Distribution Home Page. http://hep.pa.msu.edu/cteq/public/6.0_6.5/cteq6pdf.html.
- [38] T. Binoth, M. Ciccolini, N. Kauer, and M. Kraemer. Gluon-Induced W-Boson Pair Production at the LHC. *JHEP*, 0612:046, 2006.
- [39] ATLAS Collaboration. Data-Quality Requirements and Event Cleaning for Jets and Missing Transverse Energy Reconstruction with the ATLAS Detector in Proton-Proton Collisions at a Center-of-Mass Energy of $\sqrt{s} = 7$ TeV. Technical Report ATLAS-CONF-2010-038, CERN, Geneva, Jul 2010.
- [40] ATLAS Collaboration. Measurement of the Missing Transverse Momentum Based on Tracks in Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s} = 900$ GeV Centre-of-Mass Energy with the ATLAS Detector. Technical Report ATLAS-CONF-2010-020, CERN, Geneva, Jul 2010.
- [41] ATLAS Collaboration. Search for Squarks and Gluinos Using Final States with Jets and Missing Transverse Momentum with the ATLAS Detector in $\sqrt{s} = 7$ TeV Proton-Proton Collisions. Technical Report ATLAS-CONF-2011-086, CERN, Geneva, Jun 2011.
- [42] ATLAS Collaboration. Charged Particle Multiplicities in p p Interactions at $\sqrt{s} = 0.9$ and 7 TeV in a Diffractive Limited Phase-Space Measured with the ATLAS Detector at the LHC and New PYTHIA6 Tune. Technical Report ATLAS-CONF-2010-031, CERN, Geneva, Jul 2010.
- [43] ATLAS Collaboration. First Tuning of HERWIG/JIMMY to ATLAS Data. Technical Report ATL-PHYS-PUB-2010-014, CERN, Geneva, Oct 2010.
- [44] Benno List. Statistical Error of Efficiency Determination from Weighted Events. <https://www.desy.de/~blist/>.
- [45] Rachid Mazini. Status of p_T^{miss} performance studies. Talk at the Jet/Etmiss Phone Conference, May 11th, 2011.

- [46] Diego Casadei. Efficiency Measurement: A Bayesian Approach. *arXiv*, (0908.0130), 2009.
- [47] Marc Paterno. Calculating efficiencies and their uncertainties. (FERMILAB-TM-2286-CD), May 2004.

Danksagung

Mir bleibt nichts zu tun außer Danke zu sagen... denn ohne die tatkräftige Unterstützung meines Umfeldes wäre ich nicht in der Lage gewesen, diese Diplomarbeit zu schreiben. Einige Personen, die im Besonderen zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, möchte ich an dieser Stelle namentlich erwähnen.

Zuerst möchte ich mich bei Herrn Professor Hans-Christian Schultz-Coulon dafür bedanken, dass er mir zugestanden hat diese Diplomarbeit über das von mir gewünschte Thema zu schreiben, auch wenn die Gruppe auf diesem Gebiet noch nicht so viel Expertise hatte. Ich habe im Verlauf der Arbeit viele interessante Eindrücke und Erfahrungen gesammelt. Auch für die Perspektiven, die er mir für meine Zukunft aufzeigt, möchte ich ihm meinen Dank aussprechen. Sie motivierten mich zusätzlich beim Verfassen der Arbeit.

Auch Frau Professor Stefanie Hansmann-Menzemer sei gedankt. Sie hat sich sofort bereit erklärt meine Arbeit zu lesen und zu begutachten.

Diese Arbeit wäre ohne die Betreuung durch Rainer Stamen nicht möglich gewesen. Vielen Dank dafür! Ich habe sehr viel von ihm gelernt. Er ist ein zentraler Bestandteil der Gruppe und sein einzigartiger Charakter überrascht mich immer wieder aufs Neue.

Meinem langjährigen Studienfreund und Schreibtischnachbarn Heiko Laier möchte ich ebenso danken. Mit ihm durfte ich erleben, dass geteilte Freude doppelte Freude ist. Auch das Leid, also der hier und da auftretende Frust, trägt sich leichter, wenn jemand da ist, mit dem man es teilen kann!

Diese Arbeit wäre nicht entstanden durch die vorzügliche Latex-Vorlage von Felix Müller. Er hat mir aber auch in unzähligen Gesprächen wertvolle Tipps gegeben und sich beim Korrekturlesen als unersetzlich erwiesen. Da er aber noch so viel mehr zum Gelingen dieser Arbeit und zu meiner Motivation beigetragen hat, möchte ich mich an dieser Stelle einfach für seine Freundschaft bedanken.

Mein Dank gebührt auch Veit Scharf, der sich zusammen mit mir der Herausforderung, SUSY zu finden, gestellt hat. Er hat viel Technisches zu dieser Arbeit beigetragen und war die Anlaufstelle bei programmiertechnischen Fragen. Aber auch das Korrekturlesen hat sehr geholfen.

Michael Herbst, ein weiterer SUSY-Mitstreiter, hat mir interessante Denkanstöße gegeben. Danke dafür und für die sorgsame Korrektur meiner Arbeit.

Ein stets offenes Ohr hatte Dr. Michael Henke für mich. Er ließ mich von seiner Erfahrung profitieren und gab mir hilfreiche Tipps für die ich mich an dieser Stelle bedanken will.

Auch Sahill Poddar möchte ich danken. Er hat sich vor allem während meiner Anfangsphase viel Zeit für mich genommen und immer wieder mit mir über Effizienzbestimmungen diskutiert.

Andrei Khomich möchte ich für die Hilfe mit SLC5, einer ständigen Herausforderung für mich, danken.

Auch dem Rest meiner Arbeitsgruppe, den Kollegen von ATLAS, ILC und H1, möchte ich für die netten Gespräche in der Mensa und dem Kaffeeraum sowie für den vielen Kuchen danken.

Zudem für die ein oder andere Feier, die ich so schnell nicht vergessen werde.

Der ATLAS-Kollaboration gilt ebenso mein Dank. Sie hat die Infrastruktur und das Diskussionsforum zu dieser Arbeit geliefert.

Eine wichtige Stütze während meines gesamten Studiums waren meine Kommilitonen. Das wöchentliche Mensa-Date während der Bearbeitungszeit der Diplomarbeit habe ich genossen. Es gab mir Kraft und ich werde es vermissen. Allen voran seien Patricia Sauer und Johanna Baschek gedankt! Für die Freundschaft, die vielen Gespräche und das zeitweise Obdach¹.

Ein sehr herzliches Dankeschön geht an Øystein Djuvsland. Er hat zum Teil mehr an mich geglaubt als ich selbst und durch ständige technische sowie moralische Hilfe maßgeblich zu meinem Wohlergehen und der Fertigstellung dieser Arbeit beigetragen.

An letzter Stelle sei meiner Familie für ihre Unterstützung gedankt. Meinen Schwestern und meinen Eltern. Ich möchte mich nicht nur für die Finanzierung meines Studiums bedanken, sondern vor allem dafür, dass ihr aus mir den Menschen gemacht habt, der ich heute bin. Ohne einen Zufluchtsort wie unserem Zuhause wäre ich niemals in der Lage gewesen eine solche Herausforderung wie dieses Studium zu bewältigen.

¹Dieser Dank gebührt natürlich auch Stefanie Glos.

Erklärung:

Ich versichere, daß ich diese Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den 19.07.2011

.....
(Unterschrift)