

TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DRESDEN

Vergleich nicht-minimaler supersymmetrischer Modelle mit LHC-Ergebnissen

Diplomarbeit
zur Erlangung des wissenschaftlichen Grades
Diplom-Physiker

vorgelegt von

Philip Dießner

geboren am 08.12.1986 in Schmalkalden

Institut für Kern- und Teilchenphysik
der Technischen Universität Dresden

2012

Eingereicht am 05.12.2012

1. Gutachter: Prof. Dr. Dominik Stöckinger
2. Gutachter: Jun.-Prof. Dr. Arno Straessner

Kurzdarstellung

Supersymmetrie ist eine mögliche Erweiterung des Standardmodells der Teilchenphysik. Es sagt neue Teilchen vorher, welche auch an der TeV-Skala existieren können. Mit dem Large Hadron Collider (LHC) ist es möglich, zu untersuchen, ob und wenn ja wie genau Supersymmetrie an dieser Energie-Skala realisiert ist. Das eingeschränkte exzeptionelle supersymmetrische Standardmodell (CE_6SSM) ist eine Möglichkeit, wie Supersymmetrie verwirklicht sein kann und welches zusätzliche Vorhersagen zu denen des eingeschränkten minimalen supersymmetrischen Standardmodell (CMSSM) liefert.

In dieser Arbeit werden LHC-Ergebnisse für das CMSSM untersucht und anschließend auf das CE_6SSM übertragen. Die Vorgehensweise wird in einer Applikation implementiert, mit der die nötigen Berechnungen auch automatisiert durchführbar sind.

Abstract

Supersymmetry is a possible extension of the Standard Model of particle physics. It predicts new particles, which could exist at the TeV scale. Using the Large Hadron Collider (LHC), it is possible to search for Supersymmetry at this energy scale. The Constrained Exceptional Supersymmetric Standard Model (CE_6SSM) is one possibility how Supersymmetry may be realised in nature. This model also provides further predictions beyond the Constrained Minimal Supersymmetric Standard Model (CMSSM).

In this thesis LHC results for the CMSSM will be examined and then extended to the CE_6SSM . The computational procedure will be implemented in an application so that it is possible to perform the required calculations in an automatised way.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Das Standardmodell	3
2.1. Symmetrien und Teilchen	3
2.2. Elektroschwache Symmetriebrechung	5
2.3. Quantisierung	6
2.4. Zusammenfassung	7
3. Supersymmetrie	9
3.1. Theoretische Grundlagen	9
3.1.1. Super-Poincaré-Algebra	9
3.1.2. Superfelder	10
3.1.3. Brechung der Supersymmetrie	13
3.2. Modelle	14
3.2.1. Das minimale supersymmetrische Modell	15
3.2.2. Das exzeptionelle supersymmetrische Modell	21
4. Statistische Methoden	29
4.1. Verteilungen	29
4.2. Das Testen von Hypothesen	31
5. Supersymmetrie am Large Hadron Collider	37
5.1. Large Hadron Collider	37
5.1.1. Der ATLAS-Detektor	39
5.2. Supersymmetrische Prozesse	42
5.2.1. Erzeugung	42
5.2.2. Zerfälle	43
5.2.3. Die exotischen Teilchen des CE_6SSM	45
5.2.4. Supersymmetrische Signaturen	46
5.3. Untergrundprozesse	46
5.4. Analysen	47
5.4.1. Null-Lepton-Analyse	49
5.4.2. Ein- und Zwei-Lepton-Analyse	51
5.4.3. Allgemeines zur Abschätzung des Untergrunds	52
6. Umsetzung	53
6.1. Das supersymmetrische Massenspektrum	53
6.1.1. CMSSM	54

6.1.2.	CE ₆ SSM	54
6.2.	Totaler Wirkungsquerschnitt	55
6.3.	Ereignis- und Detektorsimulation, Umsetzung der Analysen	56
6.4.	Zusammenführung der vorherigen Schritte	57
6.5.	χ^2 -Berechnung	58
6.6.	Parallelisierung	59
6.7.	Näherungen im CE ₆ SSM	60
7.	Ergebnisse	63
7.1.	Massenspektren	63
7.2.	Totaler Produktionswirkungsquerschnitt in nächst-führender Ordnung	67
7.3.	Analyseeffizienz	69
7.3.1.	Vergleich der eigenen Analyse mit ATLAS-Ergebnissen	69
7.3.2.	Vergleich des CMSSM und des CE ₆ SSM	72
7.3.3.	Compressed Supersymmetry	74
7.4.	Gesamte Simulationskette	78
7.4.1.	Null-Leptonen-Analyse	78
7.4.2.	Ein- und Zwei-Lepton-Analyse	84
7.4.3.	χ^2 -Berechnung	86
8.	Zusammenfassung	91
Anhang		
A.	Anhang	95
A.1.	Definitionen und Bezeichnungen	95
A.1.1.	Konventionen	95
A.2.	Zum Superfeldformalismus	95
A.2.1.	Graßmann-Variablen	95
A.3.	Zu den supersymmetrischen Modellen	97
A.3.1.	MSSM	97
A.3.2.	E ₆ SSM	98
A.3.3.	Explizite Form der <i>CP</i> -geraden Massenmatrix	99

1. Einleitung

Im Juli 2012 wurde mit der Entdeckung eines Kandidaten für das Higgs-Boson am Large Hadron Collider (LHC) möglicherweise das letzte vorhergesagte Elementarteilchen des Standardmodells der Teilchenphysik gefunden. Alle anderen bekannten Teilchen werden bereits durch diese Theorie beschrieben, genauso wie die starke und die elektroschwache Wechselwirkung. Dennoch kann das Standardmodell in seiner jetzigen Form nicht die fundamentalste Theorie sein, da die Gravitation als Wechselwirkung nicht enthalten ist und Phänomene wie dunkle Materie nicht erklärt werden können.

Supersymmetrie ist eine vielversprechende Erweiterung des Standardmodells. Sie bietet die Möglichkeit, die Gravitation mit den anderen Wechselwirkungen in Verbindung zu bringen und Kandidaten für dunkle Materie bereitzustellen. Da Supersymmetrie bisher nicht beobachtet wurde, kann sie nur gebrochen realisiert sein. Hierbei werden zusätzliche Elementarteilchen vorhergesagt, die so schwer sind, dass sie bisher nicht direkt beobachtet wurden, welche aber möglicherweise bei den Proton-Proton-Kollisionen am LHC zu erzeugt werden können.

Meistens wird das minimale supersymmetrische Modell (MSSM) und dessen eingeschränkte Form, das constrained MSSM (CMSSM), als theoretische Grundlage für Untersuchungen von möglichen supersymmetrischen Signalen benutzt, da letzteres nur wenige Eingabeparameter hat. Durch immer genauere experimentelle Ergebnisse und theoretische Bedenken ist es aber wünschenswert, auch nicht-minimale supersymmetrische Modell zu untersuchen. Ein Kandidat dafür ist das exzeptionelle supersymmetrische Modell (E_6 SSM), welches durch Vereinigung der Wechselwirkungen an der GUT-Skala und der Beschreibung der Elementarteilchen als Elemente der Fundamentalrepräsentation der E_6 -Eichgruppe eine hohe Voraussagekraft hat.

In dieser Diplomarbeit soll eine eingeschränkte Variante des E_6 SSM, das sogenannte constrained E_6 SSM, CE_6 SSM, untersucht werden, um mögliche Auswirkungen auf die Physik am LHC zu betrachten.

Ziel dieser Arbeit ist es, Observablen der LHC-Physik für das CE_6 SSM als Funktion der Modellparameter zu berechnen. Unter Berücksichtigung von Detektoreffekten sollen diese Vorhersagen mit experimentellen Ergebnissen verglichen werden, um Rückschlüsse auf ausgeschlossene Parameterbereiche zu ziehen.

Als Grundlage der Elementarteilchenphysik wird in Kapitel 2 das Standardmodell eingeführt. In Kapitel 3 werden die Theorie der Supersymmetrie als Erweiterung des Standardmodells und die dazugehörigen Modelle wie das MSSM und CMSSM, sowie das E_6 SSM und CE_6 SSM vorgestellt. Ein Überblick der nötigen statistische Methoden und Grundbegriffe der LHC-Physik sind in Kapitel 4 und 5 festgehalten. Kapitel 6 beschreibt die Umsetzung der Aufgabenstellung, ein Programm zur Berechnung von Ausschlussgrenzen auf supersymmetrische Parameter durch LHC-Physik unter

Zuhilfenahme einer schnellen Detektorsimulation zu entwickeln. In Kapitel 7 wird gezeigt, inwiefern offizielle LHC-Ergebnisse für das CMSSM mit diesen Programmen reproduzierbar und ähnliche Resultate für das CE_6 SSM bestimmbar sind.

2. Das Standardmodell

Das Standardmodell der Teilchenphysik beinhaltet alle bekannten Elementarteilchen und erklärt die Vereinheitlichung der elektromagnetischen und der schwachen Wechselwirkung in einer gemeinsamen Theorie. Durch elektroschwache Symmetriebrechung erhalten die Elementarteilchen ihre Masse und mit der Quantenchromodynamik (QCD) wird eine Erklärung der starken Wechselwirkung hinzugefügt und dem Standardmodell seine heutige Form gegeben.

Zur mathematischen Beschreibung des Standardmodells wird der Lagrange-Formalismus benutzt. Dabei genügt die skalare Lagrangedichte \mathcal{L} , um das System vollständig zu beschreiben.

2.1. Symmetrien und Teilchen

Das Standardmodell ist eine relativistische Quantenfeldtheorie, deren Wechselwirkungen dem Aufbau einer Yang–Mills-Theorie [1] folgen. Die Felder, welche die bekannten Elementarteilchen darstellen, sind auf der Raumzeit definiert und transformieren jeweils unter einer Darstellung der Poincaré-Gruppe. Die Generatoren dieser Gruppe, P^μ (Translationsgruppe) und $J^{\mu\nu}$ (Lorentz-Gruppe) mit $\mu, \nu \in \{0, 1, 2, 3\}$ und $J^{\mu\nu} = -J^{\nu\mu}$, erfüllen die Lie-Algebra

$$[P^\mu, P^\nu] = 0, \quad (2.1)$$

$$[P^\mu, J^{\rho\sigma}] = i(g^{\mu\rho}P^\sigma - g^{\mu\sigma}P^\rho), \quad (2.2)$$

$$[J^{\mu\nu}, J^{\rho\sigma}] = i(g^{\nu\rho}J^{\mu\sigma} + g^{\mu\sigma}J^{\nu\rho} - g^{\mu\rho}J^{\nu\sigma} - g^{\nu\sigma}J^{\mu\rho}). \quad (2.3)$$

Die Eichgruppe des Standardmodells ist die $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ über der Raumzeit mit Indizes für Farbe(C), Chiralität(L) und Hyperladung(Y). Die Generatoren der $SU(3)_C$, $\lambda^a/2$, und der $SU(2)_L$, $\tau^j/2$, erfüllen jeweils eine Lie-Algebra

$$\left[\frac{\lambda^a}{2}, \frac{\lambda^b}{2} \right] = i f^{abc} \frac{\lambda^c}{2}, \quad \left[\frac{\tau^j}{2}, \frac{\tau^k}{2} \right] = i \varepsilon^{jkl} \frac{\tau^l}{2}, \quad (2.4)$$

mit den Strukturkonstanten f^{abc} und ε^{jkl} .

Im Standardmodell gibt es Materiefelder, sogenannte Leptonen l und Quarks q , sowie Wechselwirkungsfelder. Die Materiefelder $\psi(x)$ transformieren entweder unter der $(\frac{1}{2}, 0)$ - oder der $(0, \frac{1}{2})$ -Darstellung der Poincaré-Gruppe und sind somit Spin- $\frac{1}{2}$ -Fermionen, wobei erstere als links-chirale Felder $\psi_L(x)$ und letztere als rechts-chirale Felder $\psi_R(x)$ bezeichnet werden. Die Wechselwirkungsfelder transformieren unter der Vektor-Darstellung und somit als Spin-1-Bosonen.

Nur links-chirale Materiefelder wechselwirken bezüglich der $SU(2)_L$ und transformieren unter der elektroschwachen Gruppe $SU(2)_L \times U(1)_Y$ gemäß

$$\psi_L(x) \rightarrow \exp \left(-ig_Y \theta_Y(x) \frac{\hat{Y}}{2} - ig_2 \theta_{L,j}(x) \frac{\tau^j}{2} \right) \psi_L(x) . \quad (2.5)$$

Die Transformation für rechts-chirale Materiefelder lautet

$$\psi_R(x) \rightarrow \exp \left(-ig_Y \theta_Y(x) \frac{\hat{Y}}{2} \right) \psi_R(x) . \quad (2.6)$$

Hierbei sind g_Y , g_2 die Eichkopplungen sowie die θ_Y , $\theta_{L,j}$ die Eichfunktionen der Eichgruppen $U(1)_Y$, $SU(2)_L$. Mit $\hat{Y}/2$ wird der Hyperladungsoperator bezeichnet, mit den Eigenwerten $Y/2$. Als Darstellung dieser Gruppe kann die irreduzible Matrix-Darstellung der 2×2 -Matrizen für die $SU(2)_L$ und 1×1 -Matrizen für die $U(1)_Y$ gewählt werden. Dann entsprechen die τ_j den drei Pauli-Matrizen. Es wird der Eigenwert $T_3/2$ des Feldes ψ bezüglich der Matrix $\tau_3/2$ ausgezeichnet und als schwacher Isospin bezeichnet. Somit transformieren links-chirale Felder als Dubletts unter der $SU(2)_L$ -Darstellung und rechts-chirale Felder als Singulets. Die $SU(3)_C$ -Gruppe unterscheidet zwischen Leptonen, die nicht transformieren, und Quarks, die auf Grund ihrer Farbladung transformiert werden, gemäß

$$q_{L,R}(x) \rightarrow \exp \left(-ig_3 \theta_{C,a}(x) \frac{\lambda^a}{2} \right) q_{L,R}(x) \quad (2.7)$$

$$l_{L,R}(x) \rightarrow l_{L,R}(x) . \quad (2.8)$$

mit der Eichkopplung g_3 und Eichfunktionen $\theta_{C,a}$ der $SU(3)_C$. Als irreduzible Matrix-Darstellung können 3×3 -Matrizen gewählt werden und die λ_a entsprechen den Gell-Mann-Matrizen. Jedes Materiefeld tritt des Weiteren in drei Generationen auf, wobei davon jede Generation auf die gleiche Weise an die Wechselwirkungsfelder koppelt. Eine Übersicht der Materiefelder bietet Tabelle 2.1. Die Wechselwirkungsfelder transformieren bezüglich ihrer jeweiligen Eichgruppe in der adjungierten Darstellung und haben die Hyperladung $Y = 0$. Eine Übersicht ist in Tabelle 2.2 gegeben. Für diese Felder ist unter $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ folgende Lagrangedichte eichinvariant:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{Eich}} + \mathcal{L}_{\text{Materie}} , \quad (2.9)$$

$$\mathcal{L}_{\text{Eich}} = -\frac{1}{4} G_a^{\mu\nu} G_{\mu\nu}^a - \frac{1}{4} \vec{W}^{\mu\nu} \cdot \vec{W}_{\mu\nu} - \frac{1}{4} B^{\mu\nu} B_{\mu\nu} , \quad (2.10)$$

$$\mathcal{L}_{\text{Materie}} = \bar{\ell}_{iL} i \not{D} \ell_{iL} + \bar{e}_{iR} i \not{D} e_{iR} + \bar{q}_{iL} i \not{D} q_{iL} + \bar{u}_{iR} i \not{D} u_{iR} + \bar{d}_{iR} i \not{D} d_{iR} , \quad (2.11)$$

mit der kovarianten Ableitung

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_3 \frac{\lambda^a}{2} G_\mu^a + ig_2 \frac{\tau^j}{2} W_\mu^j + ig_Y \frac{\hat{Y}}{2} B_\mu \quad (2.12)$$

und den Feldstärketensoren

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a - g_3 f^{abc} G_\mu^b G_\nu^c, \quad (2.13)$$

$$W_{\mu\nu}^j = \partial_\mu W_\nu^j - \partial_\nu W_\mu^j - g_2 \varepsilon^{jkl} W_\mu^k W_\nu^l, \quad (2.14)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \quad (2.15)$$

wenn sich die Eichfelder G_μ^a , W_μ^j und B_μ wie folgt transformieren:

$$G_\mu^a \rightarrow G_\mu^a + \partial_\mu \theta_C^a - g_3 f^{abc} G_\mu^b \theta_C^c, \quad (a, b, c = 1, \dots, 8), \quad (2.16)$$

$$W_\mu^j \rightarrow W_\mu^j + \partial_\mu \theta_L^j - g_2 \varepsilon^{jkl} W_\mu^k \theta_L^l, \quad (j, k, l = 1, 2, 3), \quad (2.17)$$

$$B_\mu \rightarrow B_\mu + \partial_\mu \theta_Y. \quad (2.18)$$

2.2. Elektroschwache Symmetriebrechung

Um den Teilchen des Standardmodells ihre Masse zu geben, greift man auf den Mechanismus der spontanen Symmetriebrechung zurück [2, 3, 4] und führt ein $SU(2)_L$ -Duplett mit Hyperladung $Y = 1$ und mit Spin 0, das sogenannte Higgsfeld ϕ , ein

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}. \quad (2.19)$$

Die Lagrangedichte wird um eichvariante Terme für die Dynamik dieses Feldes und dessen Wechselwirkung mit den Materiefeldern erweitert,

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) - V(\phi), \quad (2.20)$$

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = -f_{ij}^e \bar{\ell}_{iL} \phi e_{jR} - f_{ij}^d \bar{q}_{iL} \phi d_{jR} - f_{ij}^u \bar{q}_{iL} \phi^C u_{jR} + \text{h. c.}, \quad (2.21)$$

dabei ist $\phi^C = i\tau_2 \phi^*$ das ladungskonjugierte Higgsfeld und f_{ij}^k die Yukawa-Kopplungen der Fermionenfelder. $V(\phi)$ ist das Potential des Higgsfeldes, welches nur Terme enthält, die Eichinvarianz und Renormierbarkeit nicht verletzen

$$V(\phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2, \quad \lambda > 0. \quad (2.22)$$

Mit der Forderung $\mu^2 < 0$ kann für ϕ ein endlicher Vakuumerwartungswert

$$\langle 0 | \phi | 0 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}, \quad v = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}}, \quad (2.23)$$

an einem Minimum von $V(\phi)$ gewählt werden. Dadurch ist das Vakuum nicht mehr $SU(2)_L \times U(1)_Y$ -invariant und diese Symmetrie wird spontan gebrochen zur $U(1)_{\text{em}}$, der bekannten elektromagnetischen Eichgruppe.

Eine Entwicklung des Higgsfeldes um seinen Vakuumerwartungswert

$$\phi = \begin{pmatrix} G^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v + H + iG^0) \end{pmatrix} \quad (2.24)$$

ergibt bilineare Terme sowohl für die Eichfelder B_μ und W_μ^j als auch für alle Fermionenfelder außer den Neutrinos ν . Die Felder G^+ und G^0 sind die durch die spontane Symmetriebrechung entstandenen, aber unphysikalischen, Goldstone-Bosonen [5, 6], die durch eine passende Eichtransformation entfernt werden können. Bei der Symmetriebrechung entstehen Mischungsterme für die Eichbosonen, wodurch die Eich-eigenzustände durch eine Feldrotation in die beobachtbaren Masseneigenzustände überführt werden

$$Z_\mu^0 = \cos \theta_W W_\mu^3 - \sin \theta_W B_\mu, \quad m_Z = \frac{v}{2} \sqrt{g_Y^2 + g_2^2}, \quad (2.25)$$

$$A_\mu = \sin \theta_W W_\mu^3 + \cos \theta_W B_\mu, \quad m_A = 0, \quad (2.26)$$

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \mp iW_\mu^2), \quad m_W = \frac{g_2}{2} v = m_Z \cos \theta_W. \quad (2.27)$$

So erhält man drei massive Bosonen Z_μ , W_μ^\pm sowie ein masseloses A_μ , dieses ist das Photon der $U(1)_{\text{em}}$. Der Mischungswinkel θ_W ergibt sich aus den Eichkopplungen:

$$\sin \theta_W = \frac{g_Y}{\sqrt{g_Y^2 + g_2^2}}, \quad \cos \theta_W = \frac{g_2}{\sqrt{g_Y^2 + g_2^2}}. \quad (2.28)$$

Im Folgenden gelten die Abkürzungen $c_W \equiv \cos \theta_W$ und $s_W \equiv \sin \theta_W$. Der Generator der elektrischen Ladung Q der $U(1)_{\text{em}}$ Eichgruppe ergibt sich gemäß der Gell-Mann–Nishina-Formel aus den Generatoren der $SU(2)_L$ und $U(1)_Y$

$$\hat{Q} = \frac{\tau_3}{2} + \frac{\hat{Y}}{2}. \quad (2.29)$$

Die elektromagnetische Eichkopplung e folgt daraus als

$$e = g_2 s_W = g_Y c_W. \quad (2.30)$$

Abschließend ergeben sich die Fermionenmassen durch die Symmetriebrechung als

$$m_{ij}^e = \frac{v}{\sqrt{2}} f_{ij}^{e*}, \quad m_{ij}^d = \frac{v}{\sqrt{2}} f_{ij}^{d*}, \quad m_{ij}^u = \frac{v}{\sqrt{2}} f_{ij}^{u*}. \quad (2.31)$$

2.3. Quantisierung

Bei der Quantisierung der Lagrangedichte (2.9) muss auf Grund unphysikalischer Freiheitsgrade der Eichbosonen die Eichsymmetrie durch eine BRST-Symmetrie [7, 8, 9, 10] ersetzt werden. Dabei werden zusätzliche Geist- und Antigeistfelder c und \bar{c} [11] und Eichfixierungsterme in der Lagrangedichte hinzugefügt.

Im Falle spontaner Symmetriebrechung, wie in Abschnitt 2.2 beschrieben, stellt die R_ξ -Eichung

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{R_\xi} = & -\frac{1}{2\xi_A} (\partial^\mu A_\mu)^2 - \frac{1}{2\xi_Z} (\partial^\mu Z_\mu - M_Z \xi_Y G^0)^2 \\ & - \frac{1}{\xi_W} |\partial^\mu W_\mu^+ + i M_W \xi_W G^+|^2 \end{aligned} \quad (2.32)$$

eine geeignete Wahl dar. Eine Festlegung der Parameter ξ_i bestimmt eine spezielle Eichung, bei der die Renormierbarkeit erhalten und eine Mischung der Eichbosonen mit den Goldstone-Bosonen verhindert wird. Die Lagrangedichte der Geistfelder lautet

$$\mathcal{L}_{\text{Geist}} = -\bar{c}_A s(F_A) - \bar{c}_Z s(F_Z) - \bar{c}_{W^+} s(F_{W^+}) - \bar{c}_{W^-} s(F_{W^-}) - \bar{c}_c^a s(F_c^a) \quad (2.33)$$

mit dem BRST-Operator s und den durch die gewählte Eichung eingeführten Eichfunktionen F_A , F_Z , F_{W^+} , F_{W^-} und F_c^a , $a \in \{1, \dots, 8\}$. In dieser Arbeit werden keine Berechnungen mit Geistfeldern durchgeführt, daher wird ihre Dynamik nicht vertiefend beschrieben.

2.4. Zusammenfassung

Die gesamte Lagrangedichte des Standardmodells ergibt sich als Summe aller genannten Beiträge:

$$\mathcal{L}_{\text{SM}} = \mathcal{L}_{\text{Eich}} + \mathcal{L}_{\text{Materie}} + \mathcal{L}_{\text{Higgs}} + \mathcal{L}_{\text{Yukawa}} + \mathcal{L}_{R_\xi} + \mathcal{L}_{\text{Geist}} . \quad (2.34)$$

Der Teilcheninhalt ist in den folgenden Tabellen angegeben.

2. Das Standardmodell

	Feld	Farbe	$T_3/2$	$Y/2$	Q
Quarks	$q_{iL} = (u_{iL} \ d_{iL})^T$	$(q_{iL}^{\text{rot}}, q_{iL}^{\text{blau}}, q_{iL}^{\text{grün}})$	$\pm 1/2$	$1/6$	$(2/3, -1/3)$
	u_{iR}	$(u_{iR}^{\text{rot}}, u_{iR}^{\text{blau}}, u_{iR}^{\text{grün}})$	0	$2/3$	$2/3$
	d_{iR}	$(d_{iR}^{\text{rot}}, d_{iR}^{\text{blau}}, d_{iR}^{\text{grün}})$	0	$-1/3$	$-1/3$
Leptonen	$\ell_{iL} = (\nu_{iL} \ e_{iL})^T$	—	$\pm 1/2$	$-1/2$	$(0, -1)$
	e_{iR}	—	0	-1	-1
Higgs-Boson	H	—	$-1/2$	$1/2$	0

Tabelle 2.1.: Materieteilchen und Higgs-Boson des Standardmodells (Generationen $i = 1, 2, 3$) mit den Farbtripletts und den Quantenzahlen des schwachen Isospins $T_3/2$, der Hyperladung $Y/2$. Die elektrische Ladung Q ergibt sich nach Gleichung (2.29)

Feld	Eichgruppe	Eichkopplung	Generatoren
B_μ	$U(1)_Y$	g_Y	$\hat{Y}/2$
W_μ^j	$SU(2)_L$	g_2	$\tau^j/2$
G_μ^a	$SU(3)_C$	g_3	$\lambda^a/2$

Tabelle 2.2.: Eichfelder des Standardmodells ($j = 1, 2, 3$; $a = 1, \dots, 8$)

3. Supersymmetrie

Das Standardmodell ist experimentell präzise geprüft [12, 13] und alle bisherigen Teilchenentdeckungen wurden inkorporiert bzw. vorhergesagt, wie die massiven W^\pm - und Z^0 -Bosonen [14, 15, 16]. Darüber hinaus wurde in diesem Jahr (2012) ein Kandidat für das Higgs-Boson entdeckt [17, 18].

Gleichwohl kann das Standardmodell auf einige Fragen keine Antwort liefern. Dazu gehören zum Beispiel eine Einbeziehung der Gravitation, die Bereitstellung eines Kandidaten für dunkle Materie [19, 20] und das Hierarchie-Problem [21, 22, 23, 24]. Dabei wird dunkle Materie als die Materie postuliert, welche einen großen Teil der vorhandenen Masse ausmacht, aber nicht mit elektromagnetischer Strahlung wechselwirkt und somit nicht sichtbar ist [25]. Das leichteste neue Teilchen einer supersymmetrischen Theorie mit einer Materieparität, siehe Kapitel 3.2.1, welches stabil ist, stellt einen Kandidaten für dunkle Materie dar. Das Hierarchie-Problem wirft auf der anderen Seite die Frage auf, warum die schwache Wechselwirkung viele Größenordnungen stärker als die der Gravitation ist. Im Standardmodell liefern die Strahlungskorrekturen der Higgsmasse eine quadratische Abhängigkeit von einer ultravioletten Skala, die nahe der Planck-Skala $M_P = \mathcal{O}(10^{19} \text{ GeV})$ liegen kann, während, wie zuvor erwähnt, ein Kandidat für das Higgs-Boson an der elektroschwachen Skala $v = \mathcal{O}(10^3 \text{ GeV})$ gefunden wurde. Für dieses Problem bietet die Einführung der Supersymmetrie (SUSY) eine plausible Erklärung. Dabei gibt es eine Verbindung zwischen fermionischen und bosonischen Freiheitsgraden, wodurch sich jedem bekannten Teilchen weitere bisher unentdeckte Teilchen, sogenannte Superpartner, zuordnen lassen.* Dabei heben sich Beiträge von Superpartner gegenseitig auf und die quadratische Skalenabhängigkeit verschwindet.

3.1. Theoretische Grundlagen

3.1.1. Super-Poincaré-Algebra

Ihre theoretische Motivation erlangt Supersymmetrie durch das Anliegen, die Poincaré-Algebra zu erweitern. Eine Erweiterung der äußeren Symmetrie ist nur durch Einführung fermionischer Generatoren, möglich [26, 27]. Diese erfüllen Antivertauschungsrelationen. Das Haag–Łopuszánnski–Sohnius-Theorem [28] besagt genauer, dass dies durch Einführen von N fermionischen Generatoren $\{Q_\alpha^i \mid i = 1 \dots N, \alpha = 1, 2\}$,

*Die gebräuchliche Namenskonvention ist, bei den Superpartnern der bekannten Fermionen ein *S*-davor zu setzen (allg. *Sfermion*, Beispiel *Selektron*) und den Superpartnern der Bosonen ein *-ino* anzuhängen (Beispiel *Wino* oder *Higgsino*). In Formeln werden Superpartner mit einer Tilde gekennzeichnet

die wie Spinoren unter der Lorentzgruppe transformieren, erlaubt ist. Hierbei wird die Weyl-Spinor-Notation verwendet, siehe Anhang A.2.1. Da bisher nur Felder mit maximal Spin-2 beschreibbar sind, ist die Anzahl der Generatoren auf $N = 8$ eingeschränkt. Nur $(N=1)$ -supersymmetrischen Quantenfeldtheorien ist die Beschreibung chiraler Felder möglich [29], so dass nur solche Theorien hier betrachtet werden. Die Poincaré-Algebra wird durch folgende Relationen zur Super-Poincaré-Algebra erweitert

$$\{Q_\alpha, \bar{Q}_{\dot{\beta}}\} = 2(\sigma^\mu)_{\alpha\dot{\beta}} P_\mu, \quad \{Q_\alpha, Q_\beta\} = \{\bar{Q}_{\dot{\alpha}}, \bar{Q}_{\dot{\beta}}\} = 0, \quad (3.1a)$$

$$[Q_\alpha, P^\nu] = 0, \quad [J^{\mu\nu}, Q_\alpha] = -\frac{1}{2} \sigma^{\mu\nu}_{\alpha\beta} Q_\beta. \quad (3.1b)$$

3.1.2. Superfelder

Für eine formale Konstruktion supersymmetrischer Theorien ist es vorteilhaft, einen Produktraum aus Minkowski-Raum-Zeit mit reellen Koordinaten x^μ und zwei zweidimensionalen Graßmann-Räumen[†] mit den graßmann-wertigen Koordinaten $(\theta^\alpha, \bar{\theta}^{\dot{\alpha}})$, $\alpha, \dot{\alpha} \in \{1, 2\}$ einzuführen. Dieser Raum wird als Superraum bezeichnet.

Eine Supersymmetrietransformation auf dem Superraum lautet dann

$$(x^\mu, \theta, \bar{\theta}) \rightarrow (x^\mu + i\bar{\epsilon}\sigma^\mu\theta + i\epsilon\sigma^\mu\bar{\theta}, \theta + \epsilon, \bar{\theta} + \bar{\epsilon}). \quad (3.2)$$

Eine Darstellung der Generatoren $Q_\alpha, \bar{Q}_{\dot{\alpha}}$ auf dem Superraum lautet

$$Q_\alpha = i(\partial_\alpha + i\sigma_\alpha{}^\mu{}_{\dot{\beta}}\bar{\theta}^{\dot{\beta}}\partial_\mu), \quad \bar{Q}_{\dot{\alpha}} = -i(\bar{\partial}^{\dot{\alpha}} + i(\theta\sigma^\mu)_{\dot{\alpha}}{}^\mu\partial_\mu). \quad (3.3)$$

Es ist ersichtlich, dass die $Q_\alpha, \bar{Q}_{\dot{\alpha}}$ nicht mit den Ableitungen ∂_β und $\bar{\partial}^{\dot{\beta}}$ kommutieren. Daher sind supersymmetrisch-kovariante Ableitungen definiert als

$$\mathcal{D}_\alpha := \partial_\alpha - i\sigma_{\alpha\dot{\beta}}^\mu\bar{\theta}^{\dot{\beta}}\partial_\mu, \quad \bar{\mathcal{D}}_{\dot{\alpha}} := -\bar{\partial}_{\dot{\alpha}} + i\sigma_{\dot{\alpha}\beta}^\mu\theta^\beta\partial_\mu. \quad (3.4)$$

Funktionen auf dem Superraum werden als Superfeld bezeichnet. Sie lassen sich in eine endliche Anzahl von Komponentefeldern zerlegen

$$\begin{aligned} \mathcal{F}(z) \equiv \mathcal{F}(x, \theta, \bar{\theta}) &= f(x) + \sqrt{2}\theta\xi(x) + \sqrt{2}\bar{\theta}\bar{\chi}(x) + \theta\theta M(x) + \bar{\theta}\bar{\theta}N(x) \\ &+ \theta\sigma^\mu\bar{\theta}A_\mu(x) + \theta\theta\bar{\theta}\bar{\lambda}(x) + \bar{\theta}\bar{\theta}\theta\zeta(x) + \frac{1}{2}\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}D(x). \end{aligned} \quad (3.5)$$

Dies ergibt sich aus der Nilpotenz der $(\theta^\alpha, \bar{\theta}^{\dot{\alpha}})$. Die Felder $f(x)$, $M(x)$, $N(x)$ und $D(x)$ sind Skalare, $A_\mu(x)$ ein Vektorfeld, $\xi_A(x)$, $\zeta_A(x)$ sind linkshändige und $\bar{\chi}^{\dot{A}}(x)$, $\bar{\lambda}^{\dot{A}}(x)$ rechtshändige Weyl-Spinor-Felder. Ein Superfeld transformiert auf dem Superraum wie

$$\mathcal{F} \rightarrow \mathcal{F} + i(aP + \epsilon Q + \bar{\epsilon}\bar{Q})\mathcal{F}. \quad (3.6)$$

[†]Für eine Beschreibung siehe Anhang A.2.1

Im Folgenden werden Darstellungen von Superfeldern konstruiert, die benötigt werden, um eine supereichinvariante Lagrangedichte zu definieren.

Chirale Superfelder

Chiralen Superfelder Φ und Φ^\dagger werden definiert durch die Bedingung

$$\bar{\mathcal{D}}_{\dot{A}}\Phi = 0, \quad \mathcal{D}_A\Phi^\dagger = 0. \quad (3.7)$$

Die Felder Φ und Φ^\dagger werden links- und rechts-chirale Superfelder genannt. Mit links- und rechts-chirale Superraumkoordinaten $y^\mu = x^\mu - i\theta\sigma^\mu\bar{\theta}$ und $\bar{y}^\mu = x^\mu + i\theta\sigma^\mu\bar{\theta}$ ist es möglich, die chiralen Superfelder wie folgt zu zerlegen

$$\Phi(y, \theta) = \phi(y) + \sqrt{2}\theta\xi(y) + \theta\theta F(y), \quad (3.8a)$$

$$\Phi^\dagger(\bar{y}, \bar{\theta}) = \phi^*(\bar{y}) + \sqrt{2}\bar{\theta}\bar{\xi}(\bar{y}) + \bar{\theta}\bar{\theta}F^*(\bar{y}). \quad (3.8b)$$

Der Weyl-Spinor $\xi(y)$ und das komplexe skalare Feld $\phi(y)$ sind Superpartner. $F(y)$ ist ein komplexes skalares Hilfsfeld mit dessen Hilfe um die Zahl der bosonischen Freiheitsgrade an die der fermionischen angepasst werden. Dies ist nötig, wenn die “on-shell”-Relation nicht gilt und sich keine klassische Bewegungsgleichungen aufstellen lassen.

Vektor-Superfelder

Vektor-Superfelder $V(x, \theta, \bar{\theta})$ sind definiert als Superfelder, welche die Bedingung $V^\dagger = V$ erfüllen. Mit Gleichung folgt für $V(x, \theta, \bar{\theta})$ (3.5) ein Vektor-Superfeld ist, folgt, dass seine Komponenten f , A_μ und D reell sind, sowie $\bar{\chi} = \bar{\xi}$, $N = M^*$, $\zeta = \lambda$.

Wenn $i\Lambda$ ein chirales Superfeld ist, lässt sich daraus ein Vektor-Superfeld durch $(i\Lambda - i\Lambda^\dagger)$ konstruieren. Um abelsche Supereichtransformation zu definieren, wird genutzt, dass die Summe von Vektor-Superfeldern wieder ein Vektor-Superfeld ergibt und definiert

$$V \rightarrow V + i\Lambda - i\Lambda^\dagger. \quad (3.9)$$

Dabei transformiert das Vektorfeld $A_\mu(x)$ von V wie unter einer klassischen Eichtransformation $A_\mu \rightarrow A_\mu - 2\partial_\mu \Im\phi$. Ein Vektor-Superfeld V erhält in der Wess-Zumino Eichung [30] eine besonders einfache Form

$$V(z) = \theta\sigma^\mu\bar{\theta}A_\mu(x) + \theta\theta\bar{\theta}\bar{\lambda}(x) + \bar{\theta}\bar{\theta}\theta\lambda(x) + \frac{1}{2}\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}D(x). \quad (3.10)$$

Die Felder $\lambda(x)$ und $\bar{\lambda}(x)$ können als Superpartner des reellen Vektorfeldes $A_\mu(x)$ aufgefasst werden. $D(x)$ ist wieder ein Hilfsfeld.

Eine Supereichtransformation mit einer nicht-abelischen Eichgruppe ist definiert durch

$$\Phi \rightarrow e^{-i\Lambda(z)}\Phi, \quad \bar{\mathcal{D}}^{\dot{A}}\Lambda^a(z)T^a = 0, \quad (3.11a)$$

$$\Phi^\dagger \rightarrow \Phi^\dagger e^{+i\Lambda^\dagger(z)}, \quad \mathcal{D}_\alpha \Lambda^{a\dagger}(z) T^a = 0, \quad (3.11b)$$

mit $\Lambda(z) \equiv 2g\Lambda^a(z)T^a$. Die T^a sind die Generatoren der Eichgruppe und die $\Lambda^a(z)$ die entsprechenden Vektor-Superfelder.

Für die Eich-Vektor-Superfelder $V^a(z)$ ergeben sich Wechselwirkungsterme mit chiralen Superfeldern als $(\Phi^\dagger e^V \Phi)$ mit $V \equiv 2gV^a T^a$, wenn sie wie folgt transformieren

$$e^V \rightarrow e^{-i\Lambda^\dagger} e^V e^{i\Lambda}, \quad e^{-V} \rightarrow e^{-i\Lambda} e^{-V} e^{i\Lambda^\dagger}. \quad (3.12)$$

Kinetische Terme der Eichfelder lassen sich invariant unter der Eichtransformation bilden, wenn die supersymmetrischen links- und rechts-chiralen Feldstärketensoren definiert sind als

$$W_\alpha = -\frac{1}{4} \bar{\mathcal{D}} \bar{\mathcal{D}} e^{-V} \mathcal{D}_\alpha e^V, \quad W_\alpha = 2gW_\alpha^a T^a, \quad (3.13a)$$

$$\bar{W}^{\dot{\alpha}} = -\frac{1}{4} \mathcal{D} \mathcal{D} e^V \bar{\mathcal{D}}^{\dot{\alpha}} e^{-V}, \quad \bar{W}^{\dot{\alpha}} = 2g\bar{W}^{\dot{\alpha}a} T^a. \quad (3.13b)$$

Mit (3.12) wird ersichtlich, dass diese wie folgt transformieren

$$W_\alpha \rightarrow e^{-i\Lambda} W_\alpha e^{i\Lambda}, \quad \bar{W}^{\dot{\alpha}} \rightarrow e^{-i\Lambda^\dagger} \bar{W}^{\dot{\alpha}} e^{i\Lambda^\dagger} \quad (3.14)$$

und es können somit die eichinvarianten Terme $\text{Tr}[W^\alpha W_\alpha]$ und $\text{Tr}[\bar{W}_{\dot{\alpha}} \bar{W}^{\dot{\alpha}}]$ gebildet werden.

Lagrangedichte

Das Integral eines allgemeinen Superfeldes über den gesamten Superraum ist eine supersymmetrisch invariante Größe

$$S = \int d^4x \int d^2\theta \int d^2\bar{\theta} \mathcal{F}(x, \theta, \bar{\theta}), \quad \delta_\epsilon S = 0. \quad (3.15)$$

Diese Tatsache folgt sofort aus der Darstellung der $Q_\alpha, \bar{Q}_{\dot{\alpha}}$ in (3.3), da diese bei einer Transformation als totale Ableitungen wirken. Für chirale Superfelder ist bereits

$$S_{\text{chiral}} = \int d^4x \int d^2\theta \Phi(x, \theta, \bar{\theta})|_{\bar{\theta}=0} = \int d^4x \int d^4\theta \delta^2(\bar{\theta}) \Phi(x, \theta, \bar{\theta}) \quad (3.16)$$

supersymmetrisch. Da auch Summen und Produkte von chiralen Superfeldern wieder chirale Superfelder sind, lässt sich das Superpotential $\mathcal{W}(\Phi_i)$ von chiralen Superfeldern Φ_i definieren als

$$\mathcal{W}(\Phi_i) = a_i \Phi_i + \frac{1}{2} \mu_{ij} \Phi_i \Phi_j + \frac{1}{3!} f_{ijk} \Phi_i \Phi_j \Phi_k. \quad (3.17)$$

Um eine reelle Wirkung zu erhalten, muss $\mathcal{F}(z)$ ein Vektor-Superfeld sein. Die supersymmetrische Lagrangedichte $\mathcal{L}(x)$ ergibt sich dann als Integral über alle Graßmann-Variablen. Daher muss bei links-chiralen Superfeldern ein gleicher Anteil mit rechts-

chiralen Superfeldern hinzugefügt werden

$$S_{\mathcal{W}} = \int d^4x \int d^4\theta \left[\delta^2(\bar{\theta}) \mathcal{W}(\Phi(x, \theta, \bar{\theta})) + \delta^2(\theta) \mathcal{W}(\bar{\Phi}(x, \theta, \bar{\theta})) \right]. \quad (3.18)$$

Wenn das Superpotential darüber hinaus supereichinvariant unter (3.11b) ist, kann eine allgemeine supersymmetrische und eichinvariante Lagrangedichte wie folgt konstruiert werden

$$\mathcal{L} = \frac{1}{16g^2} \int d^2\theta [W^{a\alpha} W_{\alpha}^a] + \text{h. c.} \quad (3.19)$$

$$+ \int d^4\theta \Phi^\dagger e^V \Phi \quad (3.20)$$

$$+ \int d^2\theta \mathcal{W}(\Phi) + \text{h. c.} \quad (3.21)$$

Die Integrale $\int d^2\bar{\theta}$, $\int d^2\theta$ und $\int d^4\theta$ projizieren dabei die Anteile proportional zu $\bar{\theta}^2$, θ^2 und $\theta^2\bar{\theta}^2$ heraus. Durch Nutzung der Bewegungsgleichungen für die F - und D -Felder, welche keine kinetischen Terme haben, ist es möglich, diese aus der Lagrangedichte zu entfernen. Die F - und D -Terme einer Eichgruppe mit den Generatoren T^a und der Eichkopplung g sind gegeben durch

$$F_i = - \left. \frac{\partial \mathcal{W}^\dagger}{\partial \Phi_i^\dagger} \right|_{\theta=\bar{\theta}=0}, \quad D^a = -g\phi_i^\dagger T_{ij}^a \phi_j, \quad (3.22)$$

wobei der Index i über Generationen und alle Darstellungen der Eichgruppe läuft. Die Lagrangedichte der F - und D -Terme lautet dann

$$\mathcal{L}_{F,D} = -F_i^* F_i - \frac{1}{2} \sum_t D_t^a D_t^a, \quad (3.23)$$

wobei t über alle Eichgruppen läuft.

Eine supersymmetrische Lagrangedichte ist damit durch Angabe der Eichsymmetrien, Materie-Felder und des Superpotentials vollständig definiert.

3.1.3. Brechung der Supersymmetrie

Aus der Super-Poincaré-Algebra (3.1) ergibt sich, dass der Massenoperator $P^\mu P_\mu$ mit den fermionischen Generatoren Q_α kommutiert

$$[P^\mu P_\mu, Q_\alpha] = [P^\mu P_\mu, \bar{Q}_{\dot{\alpha}}] = 0. \quad (3.24)$$

Daraus folgt, dass die Anwendung der Q_α die Masse erhält und somit die fermionischen und die bosonischen Komponenten eines Superfeldes die gleiche Masse haben. Da im Experiment bisher zu den bekannten Teilchen keine Partner mit gleicher Masse gefunden wurden [13], ist eine Brechung der Supersymmetrie notwendig. Ein solcher Brechungsmechanismus muss die Eichinvarianz und Renormierbarkeit der supersymmetrischen Theorie erhalten und sollte des Weiteren nicht für quadratische Diver-

genzen in Schleifenkorrekturen sorgen, da sonst das durch exakte Supersymmetrie gelöste Hierarchie-Problem weiterhin auftritt. Daher sollten alle Koeffizienten einer Brechung positive Massendimension haben. Dies wird als sanfte Brechung [31, 32] bezeichnet. Analog zur elektroschwachen Symmetriebrechung des Standardmodells wäre zu erwarten, dass Supersymmetrie eine exakte Symmetrie der Lagrangedichte ist, der Grundzustand aber nicht. Die Möglichkeiten einer solchen spontanen Brechung sind mannigfaltig und ohne experimentelle Evidenz schwer einzuschränken.[‡] Eine Brechungs-Lagrange-Dichte in expliziter Form wird geschrieben als

$$\mathcal{L}_{\text{soft}} = -\phi_i^*(m^2)_{ij}\phi_j + \left(\frac{1}{3!}(Af)_{ijk}\phi_i\phi_j\phi_k - \frac{1}{2}(B\mu)_{ij}\phi_i\phi_j + (Ca)_i\phi_i - \frac{1}{2}M_a\tilde{\lambda}^a\tilde{\lambda}^a + \text{h. c.} \right). \quad (3.25)$$

Hier ist ϕ die skalare Komponente eines chiralen Superfeldes und $\tilde{\lambda}^a$ die fermionische Komponente eines Vektor-Superfeldes. Zur Definition wurden die Parameter a , f und μ des Superpotential genutzt.

Die beiden im Folgenden beschriebenen supersymmetrischen Modelle werden unter der Annahme einer Planck-Skala-Supersymmetrie-Brechung betrachtet. Dies bedeutet, dass der Feldinhalt, der die spontane Symmetriebrechung der Supersymmetrie verursacht, durch gravitative Wechselwirkung mit dem beobachtbaren Spektrum verbunden ist. Eine Folge dieser Art der Brechung ist eine Vereinheitlichung der Brechungsparameter an einer Skala M_X nahe der Planck-Skala in der Form

$$(m^2)_{ij}(M_X) = m_0^2 \quad \forall i = j, \quad (m^2)_{ij}(M_X) = 0 \quad \text{sonst}, \quad (3.26a)$$

$$A_{ijk}(M_X) = A_0 \quad \forall i = j = k, \quad A_{ijk}(M_X) = 0 \quad \text{sonst}, \quad (3.26b)$$

$$B_{ij}(M_X) = B_0 \quad \forall i = j, \quad B_{ij}(M_X) = 0 \quad \text{sonst}, \quad (3.26c)$$

$$M_a(M_X) = M_{1/2} \quad \forall a, \quad C_i = C_0 \quad \forall i. \quad (3.26d)$$

Diese Skala wird meist so gewählt, dass gleichzeitig eine Vereinheitlichung der Eichkopplungen stattfindet. Mit Hilfe von Renormierungsgruppenlaufen[§] können alle Brechungsparameter an der elektroschwachen Skala berechnet werden und haben dort im Allgemeinen voneinander verschiedene Werte.

3.2. Modelle

Im Folgenden werden die in dieser Diplomarbeit betrachteten supersymmetrischen Modelle definiert.

[‡]Eine Beschreibung möglicher Brechungsmechanismen sind z.B. in [33] zu finden.

[§]Weitere Informationen zu Renormierungsgruppenlaufen ist z.B. [34] zu entnehmen.

Superfeld	Komponentenfelder			$SU(3)_C \times$ $SU(2)_L \times U(1)_Y$
	Spin 0	Spin 1/2	Spin 1	
$Q_i = (Q_{u_i} \ Q_{d_i})^T$	$\tilde{q}_{iL} = (\tilde{u}_{iL} \ \tilde{d}_{iL})^T$	$q_{iL} = (u_{iL} \ d_{iL})^T$		$(\mathbf{3}, \mathbf{2}, \frac{1}{6})_i$
\bar{U}_i	\tilde{u}_{iR}^*	u_{iR}^C		$(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1}, -\frac{2}{3})_i$
\bar{D}_i	\tilde{d}_{iR}^*	d_{iR}^C		$(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1}, \frac{1}{3})_i$
$L_i = (L_{\nu_i} \ L_{e_i})^T$	$\tilde{\ell}_{iL} = (\tilde{\nu}_{iL} \ \tilde{e}_{iL})^T$	$\ell_{iL} = (\nu_{iL} \ e_{iL})^T$		$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, -\frac{1}{2})_i$
\bar{E}_i	\tilde{e}_{iR}^*	e_{iR}^C		$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, 1)_i$
$H_1 = (H_1^0 \ H_1^-)^T$	$h_1 = (h_1^0 \ h_1^-)^T$	$\tilde{h}_{1L} = (\tilde{h}_{1L}^0 \ \tilde{h}_{1L}^-)^T$		$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, -\frac{1}{2})$
$H_2 = (H_2^+ \ H_2^0)^T$	$h_2 = (h_2^+ \ h_2^0)^T$	$\tilde{h}_{2L} = (\tilde{h}_{2L}^+ \ \tilde{h}_{2L}^0)^T$		$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, \frac{1}{2})$
V_g^a		\tilde{g}^a	A_μ^a	$(\mathbf{8}, \mathbf{1}, 0)$
V_W^j		$\tilde{\lambda}_W^j$	W_μ^j	$(\mathbf{1}, \mathbf{3}, 0)$
V_Y		$\tilde{\lambda}_Y^0$	B_μ	$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, 0)$

Tabelle 3.1.: Angegeben sind die Superfelder des MSSM mit Komponentenfeldzerlegung und ihrer Gruppendarstellung unter $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. Für die $U(1)_Y$ ist dabei die Quantenzahl $Y/2$ angegeben. Die Spinorfelder ψ und die ladungskonjugierten Felder ψ^C stehen über $\psi^C = C \bar{\psi}^T$ in Beziehung mit $C = i\gamma^2\gamma^0$.

3.2.1. Das minimale supersymmetrische Modell

Symmetrien, Felder und Superpotential

Das minimale supersymmetrische Standardmodell (MSSM) stellt die einfachste Erweiterung des Standardmodells durch Supersymmetrie dar. Dabei wird die $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ -Eichsymmetrie beibehalten und die Wechselwirkungsfelder in Tabelle 2.2 durch die entsprechenden Eich-Superfelder dargestellt. Jedes Materiefeld in Tabelle 2.1 wird durch ein chirales Superfeld mit gleichen Quantenzahlen ersetzt. Die Zahl der Generationen ist dabei die gleiche wie im Standardmodell. Nur beim Higgsfeld gibt es eine Änderung, da der in (2.21) auftretende Term $f_{ij}^{u*} \bar{q}_{iL} \phi^C u_{jR}$ nicht ohne Weiteres im Superpotential stehen kann, da das ladungskonjugierte Higgsfeld nicht links-chiral ist, die beiden anderen Felder hingegen schon. Daher werden zwei Higgsfelder H_1 und H_2 benötigt. Eine vollständige Übersicht der Felder gibt Tabelle 3.1. Das Superpotential des MSSM lautet

$$\mathcal{W}_{\text{MSSM}} = -f_{ij}^e (H_1 L_i) \bar{E}_j - f_{ij}^d (H_1 Q_i) \bar{D}_j + f_{ij}^u (H_2 Q_i) \bar{U}_j + \mu (H_1 H_2) , \quad (3.27)$$

wobei die $SU(2)_L$ -Eichinvarianz durch das Produkt $(HQ) = H_\alpha Q_\beta \epsilon^{\alpha\beta}$ gesichert ist. Epsilon ist in Gleichung (A.9) des Anhanges gegeben. Damit sind die Felder und ihre supersymmetrische Wechselwirkungen gemäß Abschnitt 3.1.2 komplett festgelegt.

R-Parität

Es ist möglich, in Gleichung (3.27) noch weitere gegenüber der Eichsymmetrie invariante Terme einzubauen. Diese würden aber zu Verletzungen der Gesamtbaryon-

oder Gesamtleptonzahl führen. Auch wenn diese Quantenzahlen nicht durch eine explizite Symmetrie geschützt sind, würden solche Beiträge zu Prozessen wie einem rapiden Protonzerfall führen, wofür experimentell starke Grenzen gesetzt sind [13]. Es gibt Möglichkeiten einige dieser Terme trotzdem hinzuzufügen. Im hier betrachteten Modell werden sie durch die Annahme der sogenannten Materie- oder R-Parität, einer \mathbb{Z}_2 -Symmetrie, komplett unterdrückt, ohne dabei die Erhaltung von Baryonzahl B oder Leptonzahl L anzunehmen. Für die Superfelder wird eine Materieparität für jedes Feld postuliert mit

$$P_M = (-1)^{3(B-L)} . \quad (3.28)$$

Es ist ersichtlich, dass Quark- und Leptonfelder die Parität $P_M = -1$ und Higgs- und Eichfelder $P_M = 1$ haben.[¶] Auf Ebene der Komponentenfelder wird diese Parität in die R-Parität

$$P_R = (-1)^{3(B-L)+2S} \quad (3.29)$$

mit S dem Spin des jeweiligen Feldes undefiniert. Dieser Parität unterscheidet die Felder in einem Supermultiplett und weist den normalen Standardmodellfeldern die Parität $P_R = 1$ und den supersymmetrischen Partnern die Parität $P_R = -1$ zu. Aufgrund der R-Parität müssen supersymmetrische Teilchen im hier betrachteten MSSM immer paarweise an einer Wechselwirkung teilnehmen. Das hat zur Konsequenz, dass es im Modell ein leichtestes supersymmetrisches Teilchen (LSP) gibt, in welches alle anderen zerfallen und das selbst nicht zerfallen kann. Dieses Teilchen ist ein möglicher Kandidat für dunkle Materie [19].

Sanfte Supersymmetriebrechung

Die Lagrangedichte der sanften Supersymmetriebrechung des MSSM lautet

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{soft}}^{\text{MSSM}} = & -m_{\tilde{q}_{iL}}^2 |\tilde{q}_{iL}|^2 - m_{\tilde{u}_{iR}}^2 |\tilde{u}_{iR}|^2 - m_{\tilde{d}_{iR}}^2 |\tilde{d}_{iR}|^2 - m_{\tilde{\ell}_{iL}}^2 |\tilde{\ell}_{iL}|^2 - m_{\tilde{e}_{iR}}^2 |\tilde{e}_{iR}|^2 \\ & - m_{h_1}^2 |h_1|^2 - m_{h_2}^2 |h_2|^2 - (B\mu(h_1 h_2) + \text{h. c.}) \\ & - \left[(f^d A^d)_{33} (h_1 \tilde{q}_{3L}) \tilde{d}_{3R}^* + (f^e A^e)_{33} (h_1 \tilde{L}_{3L}) \tilde{e}_{3R}^* - (f^u A^u)_{33} (h_2 \tilde{q}_{3L}) \tilde{u}_{3R}^* + \text{h. c.} \right] \\ & - \frac{1}{2} \left(M_3 \tilde{g}_a \tilde{g}^a + M_2 \tilde{\lambda}_T^l \tilde{\lambda}_T^l + M_1 \tilde{\lambda}_0^Y \tilde{\lambda}_0^Y + \text{h. c.} \right) . \end{aligned} \quad (3.30)$$

Da das MSSM kein reines Singulett unter den Eich-Wechselwirkungen beschreibt, tauchen keine Tadpol-Terme mit Koeffizient C_i auf. Als Vereinfachung wurde angenommen, dass nur die $(3, 3)$ -Komponente jeder Yukawa-Kopplung einen Term erhält, da nur diese von einer Größenordnung nahe eins sind. Als vereinigende Brechungsparameter an der Skala M_X sind somit m_0 , $M_{1/2}$ und A_0 möglich, siehe Kapitel 3.1.3.^{||}

[¶]Jedes Quarkfeld trägt die Baryonenzahl $B = 1/3$ und jedes Leptonfeld die Leptonzahl $L = 1$.

^{||} B_0 wird nicht aufgezählt, da es nur einen B -Parameter gibt, womit die Einführung eines Vereinigungsparameter nicht sinnvoll ist.

Elektroschwache Symmetriebrechung

Analog zum Standardmodell muss die $SU(2)_L \times U(1)_Y$ -Eichsymmetrie spontan zur $U(1)_{\text{em}}$ gebrochen werden. Dabei erhalten beide Higgsfelder je einen Vakuumerwartungswert

$$\langle 0|h_1|0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v_1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \langle 0|h_2|0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix}, \quad (3.31)$$

um den Wechselwirkungsbosonen sowie den d-Quark-artigen bzw. Elektron-artigen und den u-Quark-artigen Materiefirmionen eine Masse durch die Yukawa-Kopplung zu geben. Das Potential der Higgsfelder und die Brechungsbedingungen sind im Anhang A.3.1 gegeben. Die entsprechenden Massenterme lauten für die Eichbosonen

$$m_W = \frac{g_2}{2} \sqrt{v_1^2 + v_2^2}, \quad m_Z = \frac{1}{2} \sqrt{g_1^2 + g_2^2} \sqrt{v_1^2 + v_2^2}, \quad (3.32)$$

sowie für die Fermionen

$$m_{ij}^e = \frac{v_1}{\sqrt{2}} f_{ij}^e, \quad m_{ij}^d = \frac{v_1}{\sqrt{2}} f_{ij}^d, \quad m_{ij}^u = \frac{v_2}{\sqrt{2}} f_{ij}^u. \quad (3.33)$$

Der aus dem Standardmodell bekannte Vakuumerwartungswert $v^2 := v_1^2 + v_2^2$ wird aus (3.32) ersichtlich. Da dieser experimentell bestimmt wurde, ist es sinnvoll den Parameter $\tan \beta := v_2/v_1$ für die verbleibende Unkenntnis über die Vakuumerwartungswerte zu definieren. Durch die elektroschwachen Brechungsbedingungen reduziert sich die Anzahl der freien Parameter des Modells.

Das μ -Problem

Im Superpotential des MSSM (3.27) existiert der μ -Parameter durch den Term $\mu(H_2 H_1)$ und erscheint somit auch im Potential der skalaren Higgsfelder. Aufgrund der elektroschwachen Symmetriebrechung existiert eine Beziehung zu den zugehörigen Parametern v^2 bzw. m_Z^2 und $\tan(\beta)$ sowie den sanften Brechungsparametern $m_{h_1}^2$ und $m_{h_2}^2$. Diese Beziehung hat auf niedrigster Ordnung Störungstheorie die Form

$$m_Z^2 = \frac{|m_{h_d}^2 - m_{h_u}^2|}{\sqrt{1 - \sin^2(2\beta)}} - 2\mu^2 - m_{h_d}^2 - m_{h_u}^2. \quad (3.34)$$

Als Parameter mit Massendimension eins im Superpotential ist zu erwarten, dass μ durch eine Skala, an der Supersymmetrie ungebrochen ist, festgelegt wird. Durch die Beziehung (3.34) sollte diese und die Skala der sanften Brechung nahe an der elektroschwachen Skala liegen, wenn keine zufällige Auslöschung der auftretenden Terme auftritt. Da Supersymmetrie aber bei Skalen nahe der Planck-Skala vorliegen soll, führt das zu einem Widerspruch, den mal als μ -Problem bezeichnet [35].

Die Masseneigenzustände

Durch elektroschwache und Supersymmetriebrechung stimmen die Eigeigenzustände nicht mehr mit den Masseneigenzuständen überein, da es zu Mischungstermen in der Lagrangedichte kommt. Da aber nur Masseneigenzustände experimentell beobachtbar sind, werden entsprechende Transformationen definiert, um die Eigeigenzustände dahin zu überführen.

Higgs-Bosonen

Aufgrund der elektromagnetische Ladungserhaltung werden die neutralen und die geladenen Higgs-Bosonen jeweils getrennt betrachtet. Des Weiteren soll die CP -Symmetrie als erhalten angenommen werden, so dass sich die neutralen CP -geraden und CP -ungeraden Higgs-Sektoren getrennt betrachten lassen. Das entsprechende Higgs-Potential ist dem Anhang A.3.1 zu entnehmen.

Die CP -ungeraden, neutralen Masseneigenzustände werden aus den Imaginärteilen der neutralen Higgs-Bosonen gebildet. Sie mischen zu einem neutralen Goldstone-Boson, welches dem longitudinalen Freiheitsgrad des Z -Boson entspricht, und dem massiven pseudoskalaren Higgs, welches mit A^0 bezeichnet wird, wie folgt

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} G^0 \\ A^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \beta & -\sin \beta \\ \sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Im h_1^0 \\ \Im h_2^0 \end{pmatrix} . \quad (3.35)$$

Für die Masseneigenwerte ohne R_ξ -Eichfixierung folgt

$$m_{A^0}^2 = \frac{2B\mu}{\sin 2\beta} v = 2|\mu|^2 + m_{h_1}^2 + m_{h_2}^2 , \quad (3.36a)$$

$$m_{G^0}^2 = 0 . \quad (3.36b)$$

Die Realteile der zwei neutralen Higgsfelder h_1^0 und h_2^0 bilden zwei massive, CP -gerade Higgs-Bosonen, welche als h und H bezeichnet werden

$$\begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} h \\ H \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Re h_1^0 \\ \Re h_2^0 \end{pmatrix} . \quad (3.37)$$

Für die Masseneigenwerte ohne R_ξ -Eichfixierung folgt

$$m_{h/H}^2 = \frac{1}{2} \left[m_{A^0}^2 + m_{Z^0}^2 \mp \sqrt{(m_{A^0}^2 + m_{Z^0}^2)^2 - 4m_{A^0}^2 m_{Z^0}^2 \cos^2 \beta} \right] , \quad (3.38)$$

so dass h als das leichtere der beiden Higgs-Bosonen definiert ist. Für den Rotationswinkel α gilt die Relation

$$\sin 2\alpha = -\frac{m_H^2 + m_h^2}{m_H^2 - m_h^2} \sin 2\beta . \quad (3.39)$$

Aus den geladenen Komponenten der Higgsdubletts h_1^\pm und h_2^\pm ($h_1^+ := (h_1^-)^\dagger$ und

$h_2^- := (h_2^+)^\dagger$) bilden sich als geladene Masseneigenzustände das massive Higgs-Boson H^\pm und ein masseloses Goldstone-Boson G^\pm , als longitudinaler Freiheitsgrad des W^\pm -Bosons, wie folgt

$$\begin{pmatrix} G^\pm \\ H^\pm \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \beta & -\sin \beta \\ \sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_{13}^\pm \\ h_{23}^\pm \end{pmatrix}, \quad (3.40)$$

$$m_{H^\pm}^2 = m_{A^0}^2 + m_W^2, \quad (3.41a)$$

$$m_{G^\pm}^2 = 0. \quad (3.41b)$$

Die Relationen für die Mischungswinkel der geladenen und CP -ungeraden Higgs-Bosonen mit dem Verhältnis der Vakuumerwartungswerte $\tan \beta$ bestehen nur in niedrigster Ordnung. Unter Hinzunahme von Strahlungkorrekturen unterscheiden sich im Allgemeinen die Mischungswinkel voneinander und von β .

Neutralinos und Charginos

Aus den bilinearen Termen der Gauginos und Higgsinos werden die Massenmatrizen für neutrale (Neutralinos) und geladene (Charginos) Fermionen gebildet.

Die Lagrangedichte der Massen lässt sich kompakt schreiben als

$$\mathcal{L}_{\text{Inos,Masse}} = -\frac{1}{2}(\psi^0)^T \mathbf{X}_{\text{MSSM}} \psi^0 - (\psi^-)^T \mathbf{Y}_{\text{MSSM}} \psi^+ + \text{h.c.}, \quad (3.42)$$

hierbei sind die neutralen und geladenen Weyl-Spinoren der Gauginos und Higgsinos zu den Vektoren ψ^0 und ψ^+ , ψ^- kombiniert

$$\begin{aligned} \psi^0 &= (\tilde{\lambda}_Y^0, \tilde{\lambda}_W^3, \tilde{h}_1^0, \tilde{h}_2^0)^T \\ \psi^+ &= \begin{pmatrix} \tilde{\lambda}^+ \\ \tilde{h}_2^+ \end{pmatrix}, \quad \psi^- = \begin{pmatrix} \tilde{\lambda}^- \\ \tilde{h}_1^- \end{pmatrix}, \quad \tilde{\lambda}^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (\tilde{\lambda}_W^1 \mp i \tilde{\lambda}_W^2) \end{aligned} \quad (3.43)$$

und die Matrizen sind gegeben durch

$$\mathbf{X}_{\text{MSSM}} = \begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2}m_W \sin \beta \\ \sqrt{2}m_W \cos \beta & \mu \end{pmatrix}, \quad (3.44)$$

$$\mathbf{Y}_{\text{MSSM}} = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -\frac{1}{2}g_1 v_1 & \frac{1}{2}g_1 v_2 \\ 0 & M_2 & \frac{1}{2}g_2 v_1 & -\frac{1}{2}g_2 v_2 \\ -\frac{1}{2}g_1 v_1 & \frac{1}{2}g_2 v_1 & 0 & -\mu \\ \frac{1}{2}g_1 v_2 & -\frac{1}{2}g_2 v_2 & -\mu & 0 \end{pmatrix}. \quad (3.45)$$

Die Matrix \mathbf{X}_{MSSM} wird durch eine unitäre Matrix N diagonalisiert, die Matrix \mathbf{Y}_{MSSM} durch zwei unitäre Matrizen U , V . Es ergeben sich entsprechend sechs neutrale Weyl-Spinoren, welche in Majorana-Spinor-Form χ_i^0 ($i = 1, \dots, 4$) genannt

werden. Aus den vier geladenen Weyl-Spinoren werden zwei Dirac-Spinoren $\chi_{1,2}^\pm$ gebildet, mit denen sich Gleichung (3.42) ergibt als

$$\mathcal{L}_{\text{Inos,Masse}} = - \sum_{i=1}^2 m_{\chi_i^\pm} \overline{\chi_i^\pm} \chi_i^\pm - \frac{1}{2} \sum_{i=1}^4 m_{\chi_i^0} \overline{\chi_i^0} \chi_i^0 . \quad (3.46)$$

Sfermionen

Im Sfermion-Sektor mischen jeweils die links- und rechts-chiralen skalaren Anteile der einzelnen Materiefeldsorten. Außerdem ist eine generationen-übergreifende Mischung möglich. Letztere soll hier aber vernachlässigt werden, so dass nicht-diagonale Mischungsmatrizen im Lagrangedichtenterm erscheinen als

$$\mathcal{L}_{\tilde{\mathbf{f}},\text{bil}} = - \sum_{\tilde{\mathbf{f}},i} \tilde{\mathbf{f}}_i^\dagger \mathcal{M}_{\tilde{\mathbf{f}}}^2 \tilde{\mathbf{f}}_i; \quad i = 1, \dots, 3; \quad f = e, u, d, \nu \quad (3.47)$$

wobei i die Generationen der Materiefelder unterscheidet und folgende Felder auftreten

$$\text{geladene Sleptonen :} \quad \tilde{\mathbf{e}}_i = (\tilde{e}_L, \tilde{e}_R)^T, \quad (\tilde{\mu}_L, \tilde{\mu}_R)^T, \quad (\tilde{\tau}_L, \tilde{\tau}_R)^T \quad (3.48a)$$

$$\text{up-artige-Squarks :} \quad \tilde{\mathbf{u}}_i = (\tilde{u}_L, \tilde{u}_R)^T, \quad (\tilde{c}_L, \tilde{c}_R)^T, \quad (\tilde{t}_L, \tilde{t}_R)^T \quad (3.48b)$$

$$\text{down-artige-Squarks :} \quad \tilde{\mathbf{d}}_i = (\tilde{d}_L, \tilde{d}_R)^T, \quad (\tilde{s}_L, \tilde{s}_R)^T, \quad (\tilde{b}_L, \tilde{b}_R)^T \quad (3.48c)$$

$$\text{Sneutrinos :} \quad \tilde{\nu}_i^m = \tilde{\nu}_{e;L}, \quad \tilde{\nu}_{\mu;L}, \quad \tilde{\nu}_{\tau;L} . \quad (3.48d)$$

Die Sneutrinos besitzen bereits Massenterme $m_{i,\nu}^2 = m_{\tilde{\nu}_{iL}}^2 + \frac{1}{2} m_Z^2 \cos 2\beta$, welche diagonal in den Massenzuständen sind. Die Massenmatrix der anderen Sfermionen ergibt sich zu

$$\mathcal{M}_{\tilde{\mathbf{f}}_i}^2 = \begin{pmatrix} \mathcal{M}_{11} & m_{ii}^f (A_{ii}^f - \mu \tan \beta) \\ m_{ii}^{f*} (A_{ii}^{f*} - \mu \tan \beta) & \mathcal{M}_{22} \end{pmatrix} , \quad (3.49a)$$

$$\mathcal{M}_{11} = m_{\tilde{f}_{iL}}^2 + m_Z^2 \cos 2\beta \left(\frac{T_3^{iL}}{2} - Q_i s_W^2 \right) + |m_{ii}^f|^2 , \quad (3.49b)$$

$$\mathcal{M}_{22} = m_{\tilde{f}_{iR}}^2 + Q_i m_Z^2 \cos 2\beta s_W^2 + |m_{ii}^u|^2 . \quad (3.49c)$$

Die Beiträge stammen sowohl aus den sanften bi- und trilinearen Brechungstermen, als auch den D -Termen der spontan gebrochenen Eichgruppen und den F -Termen. Die Massenmatrix $\mathcal{M}_{\tilde{\mathbf{f}}_i}^2$ wird durch eine unitäre Matrix $W^{\tilde{f}_i}$ diagonalisiert. Damit erhält der Anteil der Lagrangedichte die Form

$$\mathcal{L}_{\tilde{\mathbf{f}},\text{bil}} = - \sum_{\tilde{\mathbf{f}}_i} \tilde{\mathbf{f}}_i^\dagger \mathcal{M}_{\tilde{\mathbf{f}}_i}^2 \tilde{\mathbf{f}}_i = - \sum_{\tilde{\mathbf{f}}_i} \tilde{\mathbf{f}}_i^{m\dagger} M_{\tilde{\mathbf{f}}_i}^2 \tilde{\mathbf{f}}_i^m , \quad (3.50)$$

wobei $M_{\tilde{\mathbf{f}}}^2 = W^{\tilde{f}\dagger} \mathcal{M}_{\tilde{\mathbf{f}}}^2 W^{\tilde{f}}$ diagonal ist und $\tilde{\mathbf{f}}_i^m = W^{\tilde{f}_i\dagger} \tilde{\mathbf{f}}_i$ die Masseneigenzustände

bezeichnen. Zur Unterscheidung der beiden Eigenzustände eines Feldtypen werden die Zahlen 1, 2 gewählt, so dass

$$\tilde{\mathbf{f}}_i^m = (\tilde{f}_{i,1}, \tilde{f}_{i,2})^T. \quad (3.51)$$

Wahl der Parametrisierung

- Im allgemeinen Fall des MSSM werden die elektroschwachen Brechungsbedingungen, siehe Gleichung (A.23), genutzt, um die Parameter $m_{h_1}^2$ und $m_{h_2}^2$ zu eliminieren. Die Masse des CP -ungeraden Higgs-Bosons, m_A , und $\tan\beta$ reichen dann aus um den Higgs-Sektor zu charakterisieren. Dies wird auch an den im Abschnitt 3.2.1 aufgeführten Gleichungen sichtbar. Über die restlichen Parameter der sanften Brechung in der Lagrangedichte (3.30) werden keine weiteren Aussagen gemacht und verbleiben somit als freie Parameter. Dadurch sind auch die Massen der supersymmetrischen Teilchen nicht festgelegt.
- Mit der Forderung, dass die sanften Parameter an der Planck-Skala vereinigt werden, wie am Ende des Kapitels 3.1.3 betrachtet, werden $|\mu|^2$ und $B\mu$ durch die Brechungsbedingungen eliminiert. Dann ist es möglich, das MSSM durch die Parameter m_0 , $M_{1/2}$, A_0 , $\tan\beta$ sowie das Vorzeichen des μ -Parameters komplett festzulegen. Dabei wird auch die Vereinheitlichung der Eichkopplungen an der Skala $M_X \approx 10^{16}$ GeV erreicht. Diese Parametrisierung des MSSM wird als eingeschränktes (constrained) MSSM (CMSSM) bezeichnet.
- *Compressed Supersymmetry* (CS, Kompakte Supersymmetrie) ist ein supersymmetrisches Modell, welches den gleichen Feldinhalt und Brechungsmechanismen wie das MSSM hat und dessen Parametrisierung durch die physikalischen Massen der supersymmetrischen Felder vorgenommen wird [36, 37]. Dabei wird untersucht, inwiefern die Ausschlussgrenzen auf die Massen der Squarks und Gluinos für Modelle wie das CMSSM, welche von den Experimenten am LHC gesetzt werden (siehe Kapitel 5) gültig sind. Besonders bei geringen Abständen zwischen der LSP-Masse und der Gluino- und/oder Squarkmasse ist es möglich diese Grenzen zu umgehen, da die Analysen der Experimente sichtbare Zerfallsprodukte wie Jets mit sehr hohen Energien erwarten. Diese werden aber bei geringen Massenabständen nicht so häufig wie im MSSM erzeugt.

3.2.2. Das exzeptionelle supersymmetrische Modell

Die im Abschnitt 3.1.3 bereits erwähnte Möglichkeit zur Vereinigung der Eichkopplungen motiviert dazu, die Standardmodell-Eichgruppen $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ in eine einzige fundamentale Eichgruppe wie die $SO(10)$ -, $SU(5)$ - oder E_6 -Gruppe einzubetten. Solche Theorien werden als Große-Vereinigungs-Theorien (GUT) [38] bezeichnet. Es wurde auch erwähnt, dass eine mögliche Motivation von Planck-Skala-Supersymmetriebrechung Supergravitation (SUGRA) ist, die eine teilweise Vereinigung der Standardmodell-Eichgruppen mit der Gravitation und eine spontane Supersymmetriebrechung ermöglicht. Diese ist jedoch nicht renormierbar und daher

Superfeld	Komponentenfelder			$SU(3)_C \times$ $SU(2)_L \times U(1)_Y$
	Spin 0	Spin 1/2	Spin 1	
X_i	\tilde{x}_{iL}	x_{iL}		$(\mathbf{3}, \mathbf{1}, -\frac{1}{3})_i$
\bar{X}_i	\tilde{x}_{iR}^*	x_{iR}^C		$(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1}, \frac{1}{3})_i$
$H_{1i} = (H_{1i}^0 \ H_{1i}^-)^T$	$h_{1i} = (h_{1i}^0 \ h_{1i}^-)^T$	$\tilde{h}_{1\alpha L} = (\tilde{h}_{1\alpha L}^0 \ \tilde{h}_{1\alpha L}^-)^T$		$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, -\frac{1}{2})_i$
$H_{2\alpha} = (H_{2\alpha}^+ \ H_{2\alpha}^0)^T$	$h_{2\alpha} = (h_{2\alpha}^+ \ h_{2\alpha}^0)^T$	$\tilde{h}_{2\alpha L} = (\tilde{h}_{2\alpha L}^+ \ \tilde{h}_{2\alpha L}^0)^T$		$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, \frac{1}{2})_i$
S_i	s_i	\tilde{s}_i		$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, 0)_i$
$H' = (H'^0 \ H'^-)^T$	$\bar{h}' = (h'^0 \ h'^-)^T$	$\tilde{h}'_L = (\tilde{h}'_L^0 \ \tilde{h}'_L^-)^T$		$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, -\frac{1}{2})$
$\bar{H}' = (\bar{H}'^+ \ \bar{H}'^0)^T$	$\bar{h}' = (\bar{h}'^+ \ \bar{h}'^0)^T$	$\tilde{h}'_L = (\tilde{h}'_L^+ \ \tilde{h}'_L^0)^T$		$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, \frac{1}{2})$
\bar{N}_i	$\tilde{\nu}_{iR}^*$	ν_{iR}^C		$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, 0)_i$
V_N		λ_N^0	Z'_μ	$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, 0)$

Tabelle 3.2.: Superfelder des E_6 SSM welche zusätzlich zu denen im MSSM auftreten, mit Komponentenfelderzerlegung und ihrer Gruppendarstellung bzgl. $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, siehe Tabelle 3.1. Für die $U(1)_Y$ ist die Quantenzahl $Y/2$ angegeben. Es gilt $i = 1, 2, 3$ und $\alpha = 1, 2$. Die zwei Higgsfelder im MSSM entsprechen der nicht aufgeführten dritten Generation der Higgsdubletts. Die Spinorfelder ψ und die ladungskonjugierten Felder ψ^C stehen über $\psi^C = C \bar{\psi}^T$ in Beziehung, mit $C = i\gamma^2\gamma^0$.

Superfeld	Q_i	\bar{U}_i	\bar{D}_i	L_i	\bar{E}_i	X_i	\bar{X}_i	H_{1i}	H_{2i}	S_i	\bar{N}_i	H'	\bar{H}'
$N/2$	1	1	2	2	1	-2	-3	-3	-2	5	0	2	-2

Tabelle 3.3.: Quantenzahlen $N/2$ aller chiralen Superfelder des E_6 SSM aus Tabelle 3.1 und 3.2 bezüglich der $U(1)_N$. Alle Vektorsuperfelder sind Singulets unter der $U(1)_N$. Es gilt $i = 1, 2, 3$.

nur als effektive Niederenergienäherung einer renormierbaren Theorie zu verstehen. Solch eine Theorie kann die zehndimensionale heterotische Stringtheorie mit der Eichgruppe $E_8 \times E'_8$ sein [39], die im Grenzfall starker Kopplung durch die elfdimensionale Supergravitation [40] beschreibbar ist. Durch Kompaktifizierung der zusätzlichen Dimensionen kann die E_8 in die E_6 und dann in deren Untergruppen gebrochen werden [41]. Die E'_8 sorgt als versteckter Sektor durch gravitative Kopplungen für die entsprechenden Supersymmetriebrechungsterme [42, 43, 44]. Ein mögliches Modell, das auf dieser supersymmetrischen Theorie basiert, ist das exzeptionelle supersymmetrische Modell (E_6 SSM) [45].

Symmetrien, Felder und Superpotential

Im E_6 SSM wird angenommen, dass die E_6 -Gruppe an der Vereinigungsskala M_X über

$$E_6 \rightarrow SO(10) \times U(1)_\phi \quad (3.52)$$

$$\rightarrow SU(5) \times U(1)_\chi \times U(1)_\phi \quad (3.53)$$

$$\rightarrow SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y \times U(1)_N \quad (3.54)$$

gebrochen ist. Die $U(1)_N$ -Gruppe ergibt sich als effektive Symmetrie aus $U(1)_\chi \times U(1)_\phi$ in einer Weise, dass ein Feld unter allen verbleibenden Symmetrien als reines Singulett transformiert. Dieses Feld wird mit dem rechtshändige Neutrino und dessen Superpartner assoziiert und hat keine Eichwechselwirkungen. Durch den Seesaw-Mechanismus kann es aber für kleine Neutrinomassen sorgen [46]. Die verbleibende Untergruppe in Gleichung (3.54) gibt die Eichsymmetrie an, welche mit dem E_6 SSM betrachtet wird.

Wie das MSSM enthält das E_6 SSM drei Generation von Materiefeldern. Diese sind jeweils in einer $(\mathbf{27})_i$ -Fundamentaldarstellung der E_6 -Gruppe enthalten. Des Weiteren gibt es zwei Higgs-ähnliche Dubletts H' , \bar{H}' , welche aus unvollständigen $(\mathbf{27})'$ - und $(\bar{\mathbf{27}})'$ -Darstellungen stammen. Diese sogenannten Survival-Higgsfelder werden für die Eichkopplungsvereinigung an der M_X -Skala benötigt. Es ist möglich alle Materiefelder des MSSM in die $(\mathbf{27})_i$ -Multipletts einzuordnen. Zusätzlich gibt es noch die Vorhersage zusätzlicher Felder, die in Tabelle 3.3 aufgeführt sind, mit genauen bestimmten Eigenschaften.** Es ist zu beachten, dass in jeder Familie zwei Higgs-artige Dubletts vorkommen, aber es wird angenommen, dass nur die Dubletts der dritten Familie endliche Vakuumenerwartungswerte erhalten. Die anderen Dubletts werden dann als inerte Higgs-Bosonen bezeichnet. Zum Vergleich mit dem MSSM ergibt sich dann die Namenskonvention $H_1 \equiv H_{1,3}$; $H_2 \equiv H_{2,3}$. Die Wechselwirkungsfelder des MSSM sowie der zusätzlichen $U(1)_N$ -Symmetrie können in die adjungierte $(\mathbf{78})$ -Darstellung der E_6 -Gruppe eingeordnet werden. Da die E_6 -Gruppe an der M_X -Skala gebrochen ist, wird angenommen, dass alle übrigen Wechselwirkungsfelder Massen von der Größenordnung M_X haben und ausintegriert sind. Das E_6 SSM ist ein phänomenologisches Modell an der TeV-Skala, daher wird keine Aussage über diese GUT-Felder gemacht. Der Feldinhalt des E_6 SSM entspricht dem des MSSM aus Tabelle 3.1, sowie den zusätzlichen Feldern aus Tabelle 3.2. Die Tabelle 3.3 gibt die Quantenzahlen $N/2$ der weiteren $U(1)_N$ -Eichgruppe an. Das $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y \times U(1)_N$ -eichinvariante Superpotential der gebrochenen E_6 SSM lautet

$$\begin{aligned} \mathcal{W}_{E_6SSM} = & -f_{ij}^e(H_{13}L_i)\bar{E}_j - f_{ij}^d(H_{13}Q_i)\bar{D}_j + f_{ij}^u(H_{23}Q_i)\bar{U}_j \\ & + \frac{1}{2}M_{ij}\bar{N}_i\bar{N}_j + h_{4j}^E(H_{13}H')\bar{E}_j + h_{4j}^N(H_{23}H')\bar{N}_j \\ & + \mu'(H'\bar{H}') + \lambda_i S_3(H_{1i}H_{2i}) + \kappa_i S_3 X_i \bar{X}_i \\ & + f_{ij}S_i(H_{13}H_{2j}) + \tilde{f}_{ij}S_i(H_{1j}H_{23}) , \end{aligned} \quad (3.55)$$

mit $i, j = 1 \dots 3$ über alle Generation summiert. Dieses Superpotential folgt aus ähnlichen Überlegungen bezüglich Baryonen- und Leptonenzahlverletzung wie im Abschnitt 3.2.1 diskutiert. Im E_6 SSM wird aber eine andere \mathbb{Z}_2 -Symmetrie, die \mathbb{Z}_2^H , gewählt, bei der H_{13} , H_{23} und S_3 gerade, alle anderen chiralen Superfelder ungerade transformieren. Durch diese Symmetrie wären die exotischen Teilchen X_i und \bar{X}_i aber stabil, was den experimentellen Befunden widerspräche [48, 49, 50]. Daher gilt die Symmetrie nur näherungsweise. Das Problem des rapiden Protonzerfall wird durch eine weitere \mathbb{Z}_2 -Symmetrie umgangen, die diesen verhindert, aber einen Zer-

**Weitere Details zur Gruppendarstellung und dem Modell in [45, 47].

fall der exotischen Teilchen zulässt. Entweder gibt es eine \mathbb{Z}_2^L -Symmetrie, unter der Leptonenfelder und Survial-Higgs ungerade transformieren und alle anderen gerade (Modell I), oder es gibt eine \mathbb{Z}_2^B -Symmetrie, unter der Leptonenfelder, X -Felder und Survial-Higgs ungerade transformieren und alle anderen gerade (Modell II). Im ersten Fall haben die exotischen Teilchen X_i und \bar{X}_i jeweils eine Baryonenzahl $B_X = 2/3$ und können als sogenannte Diquarks in zwei Quarks zerfallen. Im Modell II tragen die exotischen Teilchen X_i und \bar{X}_i sowohl Baryonen- als auch Leptonenzahl und können als sogenannte Leptoquarks in Zustände aus Quarks und Leptonen zerfallen. Das Superpotential (3.55) kann daher um folgende, \mathbb{Z}_2^H -verletzende, Terme erweitert werden

$$\mathcal{W}_{\text{Modell I}} = g_{ijk}^Q X_i (Q_j Q_k) + g_{ijk}^q \bar{X}_i \bar{D}_j \bar{U}_k \quad (3.56)$$

$$\mathcal{W}_{\text{Modell II}} = g_{ijk}^N \bar{N}_i X_j \bar{U}_k + g_{ijk}^E \bar{E}_i X_j \bar{U}_k + g_{ijk}^D (Q_i L_j) \bar{X}_k . \quad (3.57)$$

Um weiterhin mit dem experimentellen Ergebnissen in Einklang zu bleiben, müssen die Yukawa-Kopplungen $g_{ijk}^{\{Q,q,N,E,D\}}$ kleiner als 10^{-3} angenommen werden.

Aufgrund der Struktur des Superpotentials (3.55) genügt es, wenn nur die skalaren Komponentenfelder von H_{13} , H_{23} und S_3 einen endlichen Vakuumerwartungswert erhalten. Dies bedarf aber einer Hierarchie bei den neu hinzugekommenen Yukawa-Kopplungen

$$\kappa_i \sim \lambda_3 \gtrsim \lambda_{1,2} \gg f_{\alpha\beta}, \tilde{f}_{\alpha\beta}, h_{4j}^E, h_{4j}^N . \quad (3.58)$$

Bei Nutzung dieser Hierarchie ist es möglich, das Superpotentials (3.55) zu vereinfachen. Nur dominante Terme werden beibehalten und die rechtshändigen Neutrinos, welche als sehr schwer angenommen werden, ausintegriert, woraus folgendes Superpotential resultiert

$$\begin{aligned} \mathcal{W}_{\text{E}_6\text{SSM}} \approx & -f_{33}^e (H_{13} L_3) \bar{E}_3 - f_{33}^d (H_{13} Q_3) \bar{D}_3 + f_{33}^u (H_{23} Q_3) \bar{U}_3 \\ & + \lambda_i S_3 (H_{1i} H_{2i}) + \kappa_i S_3 X_i \bar{X}_i + \mu' (H' \bar{H}') . \end{aligned} \quad (3.59)$$

In diesem Superpotential taucht aufgrund des erweiterten Eichsektors kein expliziter μ -Term für die Higgsdubletts auf [51]. Dieser wird dynamisch mit dem Vakuumerwartungswert des skalaren S_3 -Feldes aus dem Term $\lambda_3 S_3 (H_{13} H_{23})$ erzeugt. Damit bietet das E_6SSM einen natürlichen Mechanismus um das μ -Problem aus Kapitel 3.2.1 zu vermeiden. Der μ' -Term wird keinen Einfluss auf die elektroschwache Symmetriebrechung haben und muss daher nicht mit der sanften Brechungs- oder der elektroschwachen Skala in Verbindung gebracht werden. Daher gibt es kein μ' -Problem.

Sanfte Supersymmetriebrechung

Die Lagrangedichte der sanften Supersymmetriebrechung des E₆SSM lautet

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{\text{soft}}^{\text{E}_6\text{SSM}} = & -m_{\tilde{q}_{iL}}^2 |\tilde{q}_{iL}|^2 - m_{\tilde{u}_{iR}}^2 |\tilde{u}_{iR}|^2 - m_{\tilde{d}_{iR}}^2 |\tilde{d}_{iR}|^2 - m_{\tilde{\ell}_{iL}}^2 |\tilde{\ell}_{iL}|^2 - m_{\tilde{e}_{iR}}^2 |\tilde{e}_{iR}|^2 \\
& - m_{\tilde{x}_{iL}}^2 |\tilde{x}_{iL}|^2 - m_{\tilde{x}_{iR}}^2 |\tilde{x}_{iR}|^2 - m_{h_{1i}}^2 |h_{1i}|^2 - m_{h_{2i}}^2 |h_{2i}|^2 - m_{s_i}^2 |s_i|^2 \\
& - m_{h'}^2 |h'|^2 - m_{\bar{h}'}^2 |\bar{h}'|^2 \\
& - \left[\lambda_i A_{\lambda_i} s_3 (h_{1i} h_{2i}) + \kappa_i A_{\kappa_i} s_3 \tilde{x}_{iL} \tilde{x}_{iR}^* + (f^e A^e)_{33} (h_{13} \tilde{\ell}_{3L}) \tilde{e}_{3R}^* \right. \\
& \quad + (f^d A^d)_{33} (h_{13} \tilde{q}_{3L}) \tilde{d}_{3R}^* - (f^u A^u)_{33} (h_{23} \tilde{q}_{3L}) \tilde{u}_{3R}^* \\
& \quad \left. + B\mu' h' \bar{h}' + \text{h. c.} \right] \\
& - \frac{1}{2} \left(M_3 \tilde{g} \tilde{g} + M_2 \tilde{\lambda}_W^j \tilde{\lambda}_W^j + M_1 \tilde{\lambda}_Y^0 \tilde{\lambda}_Y^0 + M'_1 \tilde{\lambda}_N^0 \tilde{\lambda}_N^0 + \text{h. c.} \right) .
\end{aligned} \tag{3.60}$$

Wie im MSSM wird als Vereinfachung angenommen, dass nur die (3, 3)-Komponente der jeweiligen Yukawa-Kopplungen einen sanften Term erhalten und durch Planck-Skala-Symmetriebrechung (Kapitel 3.1.3) können die Parameter m_0 , $M_{1/2}$ und A_0 definiert werden. Die sanften Parameter, welche zu den Survival-Higgsfeldern gehören, $m_{h'}^2$, $m_{\bar{h}'}^2$ und $B\mu'$ werden dabei separat gewählt.

Elektroschwache Symmetriebrechung

Die Eichsymmetrie des E₆SSM muss durch

$$SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y \times U(1)_N \rightarrow SU(3)_C \times U(1)_{\text{em}} . \tag{3.61}$$

an der elektroschwachen Skala spontan gebrochen sein, um für die Eichbosonen W^\pm , Z und Z' eine Masse zu generieren. Durch Zahl der nötigen Freiheitsgrade und die gewählte Parametrisierung des Superpotentials in Gleichung (3.59) ist ersichtlich, dass dies durch nicht verschwindenden Vakuumerwartungswerte der zwei Higgs-Dubletts h_{13} , h_{23} und einem Higgs-Singulett s_3 möglich ist.

$$\langle 0 | h_{13} | 0 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v_1 \\ 0 \end{pmatrix} , \quad \langle 0 | h_{23} | 0 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix} , \quad \langle 0 | s_3 | 0 \rangle = \frac{v_s}{\sqrt{2}} . \tag{3.62}$$

Das Potential dieser Higgsfelder und die Brechungsbedingungen sind im Anhang A.3.2 gegeben. Analog zum MSSM sind $v^2 := v_1^2 + v_2^2$ und $\tan \beta := v_2/v_1$ definiert. Die Massen der SM-Teilchen ergeben sich analog zum MSSM nach Gleichungen (3.32) und (3.33). Hinzu kommen die Terme für das Z' -Vektorboson und die exotischen Fermionen

$$m_{Z'} = g_N \sqrt{\left(\frac{N_{H_{i3}}}{2} v_i \right)^2 + \left(\frac{N_{S_3}}{2} v_s \right)^2} , \quad m_{ij}^x = \frac{v_s}{\sqrt{2}} \kappa_i \delta_{ij} . \tag{3.63}$$

In der Lagrangedichte taucht ein dynamisch erzeugte bilineare Term für die Higgs-Dubletts $\mathcal{L}_{\mu_{\text{eff}}} = v_s \lambda_i / \sqrt{2} (h_{1i} h_{2i})$ analog zum μ -Term des MSSM auf. Daher wird die Bezeichnung $\mu_{\text{eff}} = v_s \lambda_3 / \sqrt{2}$ für den effektiven μ -Parameter eingeführt, welcher im Higgspotential die Higgs-Dubletts, die einen Vakuumerwartungswert erhalten, koppelt. Analog findet sich ein bilinearer sanfter Term $B\mu_{\text{eff}} = \frac{v_s \lambda_3 A_{\lambda_3}}{\sqrt{2}}$.

$U(1)_Y$ – $U(1)_N$ - und Z – Z' -Mischung

Die Eichgruppen $U(1)_Y$ und $U(1)_N$ erlauben einen eichinvarianten Term, der für abelsche Eichgruppen immer möglich ist, durch den die Eichfelder mischen können

$$\mathcal{L}_{\text{Eich,kin}} = -\frac{\sin \chi}{2} B^{\mu\nu} Z'_{\mu\nu} , \quad (3.64)$$

wobei $B_{\mu\nu}$ und $Z'_{\mu\nu}$ die Feldstärketensoren der Eichbosonen B_μ bzw. Z'_μ sind. Der Mischungsparameter ist an der GUT-Skala gleich null, aber durch Renormierungsgruppenlaufen ist bei niedrigen Energien ein endlicher Wert möglich. Dieser ist allerdings klein, weshalb wird diese Mischung hier vernachlässigt wird.

Aufgrund gleicher Quantenzahlen ist es erlaubt, dass das zusätzliche Eichboson Z' mit dem Z -Boson mischt. Wenn $v_s \gtrsim 1,5$ TeV gilt, ist diese Mischung vernachlässigbar [45]. Dies ist gerechtfertigt, da diese Einschränkung an v_s Massenspektren mit sinnvoller Phänomenologie liefert [52]. In dieser Arbeit wird keine Mischung betrachtet.

Die Masseneigenzustände

Wie im MSSM stimmen durch sanfte und elektroschwache Brechung die Eicheigenzustände nicht mit den Masseneigenzuständen überein und die Massenmatrizen müssen diagonalisiert werden. Durch den zusätzlichen Feld- und Wechselwirkungsinhalt des CE_6SSM gelten die Relationen des MSSM aus Kapitel 3.2.1 für die MSSM-artigen Felder nicht mehr. Die nötigen Modifikationen werden im Folgenden angegeben. Grundsätzlich gelten die Ersetzungen $\mu \rightarrow \mu_{\text{eff}}$ und $B\mu \rightarrow B\mu_{\text{eff}}$.

Higgs-Bosonen

Alle Relationen für die Higgs-Bosonen aus Abschnitt 3.2.1 gelten nur für die Higgs-Felder der dritten Generation, welche einen Vakuumerwartungswert erhalten. Die Matrix (3.40) gilt weiterhin. Durch den D_N -Term gilt für die geladene Higgsmasse

$$m_{H^\pm}^2 = \frac{\sqrt{2} \lambda_3 A_{\lambda_3}}{\sin 2\beta} v_s - \frac{\lambda_3^2}{2} v^2 + \frac{g_2^2}{4} v^2 . \quad (3.65)$$

Im neutralen Higgssektor erhalten die CP -ungeraden und -geraden Higgsfelder jeweils eine dritte Komponente durch das Singulettfeld. Es werden drei massive CP -gerade Higgsfelder (h_1, h_2, h_3) durch die Diagonalisierung der Massenmatrix der Realteile von h_{13}^0, h_{23}^0 und s_3 gebildet. Weitere Details hierzu stehen im Anhang A.3.2. Die ungerade Komponente mischt mit dem A^0 -Feld des MSSM zum Goldstone-Boson des

Z' -Bosons, G' , und dem massiven A^0 -Feld des E_6 SSM mit Masse

$$m_A^2 = \frac{2B\mu_{\text{eff}}}{\sin 2\varphi} v, \quad (3.66)$$

$$\tan \varphi = \frac{v}{2v_s} \sin 2\beta. \quad (3.67)$$

Neutralinos und Charginos

Für die Charginos gelten die gleichen Relationen wie in Abschnitt 3.2.1. Bei den Neutralinos kommen die fermionischen Komponentenfelder des Singulets der dritten Generation, sowie des V_N -Feldes zum Vektor ψ^0 hinzu

$$\psi^0 = (\tilde{\lambda}_Y^0, \tilde{\lambda}_W^3, \tilde{h}_{13}^0, \tilde{h}_{23}^0, \tilde{s}_3, \tilde{\lambda}_N^0)^T. \quad (3.68)$$

Die Massenmatrix \mathbf{Y}_{MSSM} (3.45) erweitert sich zu $\mathbf{Y}_{\text{CE}_6\text{SSM}}$

$$\mathbf{Y}_{\text{CE}_6\text{SSM}} = \begin{pmatrix} \mathbf{Y}_{\text{MSSM}} & \mathcal{M}_{12} \\ \mathcal{M}_{21} & \mathcal{M}_{22} \end{pmatrix}, \quad (3.69a)$$

$$\mathcal{M}_{12}^T = \mathcal{M}_{21} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -\frac{\lambda_3 v_2}{\sqrt{2}} & -\frac{\lambda_3 v_1}{\sqrt{2}} \\ 0 & 0 & \frac{N_{H13}}{2} g_N v_1 & \frac{N_{H23}}{2} g_N v_2 \end{pmatrix}, \quad \mathcal{M}_{22} = \begin{pmatrix} 0 & \frac{N_S}{2} g_N v_s \\ \frac{N_S}{2} g_N v_s & M'_1 \end{pmatrix} \quad (3.69b)$$

Somit gibt es nach Diagonalisierung sechs Majorana-Spinore χ_i^0 .

Sfermionen

Für die Massenmatrix der Sfermionen in Gleichung (3.49) ergibt sich durch den D_N -Term für die Hauptdiagonalelemente

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{11} &= m_{\tilde{q}_{iL}}^2 + m_Z^2 \cos 2\beta \left(\frac{1}{2} - \frac{2}{3} s_W^2 \right) + |m_{ii}^u|^2 \\ &\quad + g_N^2 \left[v^2 \left(-\frac{3}{2} \cos^2 \beta - \sin^2 \beta \right) + \frac{5}{2} v_s^2 \right], \end{aligned} \quad (3.70a)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{22} &= m_{\tilde{q}_{iR}}^2 + \frac{2}{3} m_Z^2 \cos 2\beta s_W^2 + |m_{ii}^u|^2 \\ &\quad + g_N^2 \left[v^2 \left(-\frac{3}{2} \cos^2 \beta - \sin^2 \beta \right) + \frac{5}{2} v_s^2 \right]. \end{aligned} \quad (3.70b)$$

Zusätzlich ergibt sich für die exotischen skalaren Felder

$$\tilde{\mathbf{x}}_i = (\tilde{x}_{1L}, \tilde{x}_{1R})^T, (\tilde{x}_{2L}, \tilde{x}_{2R})^T, (\tilde{x}_{3L}, \tilde{x}_{3R})^T \quad (3.71)$$

eine analoge Massenmatrix

$$\mathcal{M}_{\tilde{\mathbf{x}}_i}^2 = \begin{pmatrix} \mathcal{M}_{11} & m_{ii}^x \left(A_{\kappa i} - \frac{\lambda_3^* v^2 \sin 2\beta}{2\sqrt{2}v_s} \right) \\ m_{ii}^{x*} \left(A_{\kappa i}^* - \frac{\lambda_3 v^2 \sin 2\beta}{2\sqrt{2}v_s} \right) & \mathcal{M}_{22} \end{pmatrix}, \quad (3.72a)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{11} = & m_{\tilde{x}_{iL}}^2 + \frac{1}{3}m_Z^2 \cos 2\beta s_W^2 + |m_{ii}^x|^2 \\ & + g_N^2 \left[v^2 \left(3 \cos^2 \beta + 2 \sin^2 \beta \right) - 5v_s^2 \right], \end{aligned} \quad (3.72b)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{22} = & m_{\tilde{x}_{iR}}^2 - \frac{1}{3}m_Z^2 \cos 2\beta s_W^2 + |m_{ii}^x|^2 \\ & + g_N^2 \left[v^2 \left(-\frac{9}{2} \cos^2 \beta - 3 \sin^2 \beta \right) + \frac{15}{2}v_s^2 \right], \end{aligned} \quad (3.72c)$$

Wahl der Parametrisierung

Die Wahl des Superpotentials (3.59), Parametrisierung der sanften Brechung mit m_0 , $M_{1/2}$ und A_0 , sowie die Art der elektroschwachen Symmetriebrechung beschränken das allgemeine E_6 SSM auf das constrained E_6 SSM, CE_6 SSM. Da sich die Symmetriebrechungsbedingungen als Funktion von m_0 , $M_{1/2}$ und A_0 numerisch lösen lassen [52] und der Vakuumerwartungswert v bekannt ist, verbleiben die freien Parameter des CE_6 SSM $\tan \beta$, v_s , κ_1 , κ_2 , κ_3 , λ_1 , λ_2 und λ_3 . Mit Berücksichtigung der GUT-Normalisierung wird g_N durch Vereinigung der Eichkopplungen an der Skala M_X festgesetzt

$$\sqrt{40}g_N = \sqrt{\frac{5}{3}}g_Y = g_2 = g_3. \quad (3.73)$$

4. Statistische Methoden

Die Benutzung statistischer Mittel ist nötig, um aus den Daten eines Experimentes eine Aussage über ein gegebenes physikalisches Modell zu gewinnen. Zwei für die Teilchenphysik wichtige Methoden sind dabei das Bewerten der Gültigkeit eines Modells und die Abschätzung von Parametern, welche in einem Modell auftreten. Da in dieser Arbeit supersymmetrische Modelle untersucht werden und Supersymmetrie noch nicht entdeckt wurde, wird hier hauptsächlich die Methodik vorgestellt, um Ausschlussgrenzen auf bestimmte Parameter eines Modells festzulegen.

4.1. Verteilungen

In diesem Abschnitt werden verschiedene Wahrscheinlichkeitsverteilungen beschrieben, welche für diese Diplomarbeit wichtig sind.

Die Poisson-Verteilung

Die Poisson-Verteilung beschreibt das Auftreten von diskreten Ereignissen ohne festgelegte Anzahl von Versuchen. Damit ist sie eine wichtige Verteilung für die Teilchenphysik, da hier zum Beispiel quantifizierbar ist wie viele Teilchen einer Quelle in einer bestimmten Zeit zerfallen, aber nicht zählbar ist, wie oft etwas nicht zerfällt. Die Poisson-Verteilung lautet

$$P(r; \mu) = \frac{1}{r!} e^{-\mu} \mu^r \quad (4.1)$$

mit Zahl der erfolgten Ereignisse r bei im Mittel erwarteten Ereignissen μ . Erwartungswert und Varianz der Poisson-Verteilung ergeben sich als $\langle r \rangle = V(r) = \mu$, daher ist die Standardabweichung σ gerade die Wurzel der erwarteten Ereignisse.*

Die Gaußsche Verteilung

Die Gaußsche Verteilung oder Normalverteilung ist gegeben durch folgende Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion

$$f(x; \mu, \sigma^2) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{-(x-\mu)^2/(2\sigma^2)} \quad (4.2)$$

*Definition der Begriffe der Wahrscheinlichkeitsrechnung werden als bekannt angenommen und sind z.B. [53] entnehmbar.

mit μ als Erwartungswert und σ^2 als Varianz dieser Verteilung. Die Gaußsche Verteilung ist aufgrund des zentralen Grenzwert-Theorems besonders wichtig für die Wahrscheinlichkeitsrechnung.

Zentrales Grenzwert-Theorem

Man betrachte n unabhängige Zufallsvariablen x_i mit $i = 1, \dots, n$ jeweils aus einer Verteilung mit Erwartungswert μ_i und Varianz σ_i^2 . Dann hat die Verteilung der Summe $X = \sum_i x_i$ den Erwartungswert

$$\langle X \rangle = \sum_i \mu_i, \quad (4.3)$$

die Varianz

$$V(X) = \sum_i \sigma_i^2 \quad (4.4)$$

und verhält sich im Grenzfall $n \rightarrow \infty$ wie eine Normalverteilung.

Der Beweis für dieses Theorem ist der Literatur entnehmbar [53]. Daher lassen sich viele Variablen, die als ein aufsummierter Effekt einzelner Zufallsverteilungen entstehen, durch Gaußsche Verteilungen beschreiben und deren Unsicherheiten durch die Standardabweichungen.

χ^2 -Verteilung

Die Größe χ^2 ist definiert als

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(y_i - f(x_i))^2}{\sigma_i^2} \quad (4.5)$$

mit y_i einer Reihe von Messwerten, $f(x_i)$ deren theoretischen Vorhersagen und σ_i den Messunsicherheiten. Für den Fall, dass χ^2 die Summe von n quadrierten, unabhängigen, normalverteilten Zufallsgrößen ist, entspricht jedes $f(x_i)$ einer Gaußsche Verteilung mit Varianz σ_i^2 und y_i einer daraus gezogenen Stichprobe. Dann folgt χ^2 der folgenden Verteilung mit dem Parameter n , der als *Anzahl der Freiheitsgrade* bezeichnet wird:

$$f(\chi^2; n) = \frac{(\chi^2)^{\frac{n}{2}-1} e^{-\frac{\chi^2}{2}}}{2^{\frac{n}{2}} \Gamma\left(\frac{n}{2}\right)}. \quad (4.6)$$

$\Gamma(t)$ steht für die Gammafunktion. χ^2 kann keine negativen Werte annehmen. Diese Verteilung hat den Erwartungswert n und die Varianz $2n$.

4.2. Das Testen von Hypothesen

Bei einem Experiment wird ein Datensatz x_i aus einem Ergebnisraum $\{X_i; i = 1, \dots, n\}$ aufgenommen. Eine Hypothese ist eine Vorhersage über die Verteilung der x_i . Zu unterscheiden sind einfache Hypothesen, bei der die vollständige Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion angegeben wird und zusammengesetzten Hypothesen, bei welchen die Form der Dichtefunktion aber nicht alle Werte der Parameter festgelegt sind. Bei einem statistischen Test wird festgesetzt, bei welchen Werten eines Datensatzes x_i eine Hypothese H_0 als falsifiziert gilt. Eine kritische Region w im Raum X_i ist definiert, so dass die Wahrscheinlichkeit $P(x_i \in w | H_0)$ geringer als ein vorher festgelegtes Signifikanz-Niveau α ist. Eine Hypothese gilt mit dem Vertrauensniveau $(1 - \alpha)\%$ falsifiziert, wenn die wirklich gemessenen Daten $x_i^{\text{beobachtet}}$ in der kritischen Region w liegen. Da es möglich ist, für eine Hypothese viele kritische Regionen zu definieren, bei denen das gewählte α vorliegt, werden neben H_0 meist eine oder mehrere weitere Hypothesen H_1 betrachtet. Zum Beispiel kann H_0 die Hypothese sein, dass das Standardmodell so gültig ist, wie in Kapitel 2 beschrieben. Alternative Hypothesen H_1 können zum Beispiel die Annahme eine zusätzlichen vierten Generation sein oder, wie in dieser Arbeit betrachtet, die Existenz von Supersymmetrie. Ein Fehler erster Art ist es, wenn eine Hypothese falsifiziert wird, obwohl sie wahr ist. Dies geschieht nach Konstruktion mit höchstens Wahrscheinlichkeit α . Die sogenannte Mächtigkeit (Power) $1 - \beta$ eines Test der Hypothese H_0 wird definiert, als die Wahrscheinlichkeit diese Hypothese zu falsifizieren, wenn Hypothese H_1 richtig ist: $P(x_i \in w | H_1) = 1 - \beta$. Ein Fehler zweiter Art tritt auf, wenn eine Hypothese H_0 nicht falsifiziert wird, obwohl H_1 richtig ist und dies passiert mit der Wahrscheinlichkeit β . Eine Darstellung sämtlicher nötiger Größen für den Fall, dass der Parameterraum eindimensional mit der Variable x ist, kann Abbildung 4.1 entnommen werden. Dann gilt mit $f(x|H)$ als Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion für x bei einer bestimmten Hypothese

$$\alpha = \int_{x_{\text{crit}}}^{\infty} f(x|H_0) , \quad \beta = \int_{-\infty}^{x_{\text{crit}}} f(x|H_1) . \quad (4.7)$$

Es ist ersichtlich, dass für ein gegebenes Signifikanz-Niveau α die kritische Region so zu wählen ist, dass die Mächtigkeit $1 - \beta$ maximal wird.

Likelihood-Ratio-Test

Das Neyman-Pearson-Lemma besagt, dass für einfache Hypothesen die kritische Region w die Werte x einschließt, für die $f(x|H_1)$ so groß wie möglich gegenüber $f(x|H_0)$ ist, um die Wahrscheinlichkeit für einen Fehler zweiter Art zu minimieren. Für ein gewähltes Signifikanz-Niveau α gilt für die Punkte x der kritischen Region die Ungleichung

$$\frac{f(x|H_0)}{f(x|H_1)} \leq k(\alpha) . \quad (4.8)$$

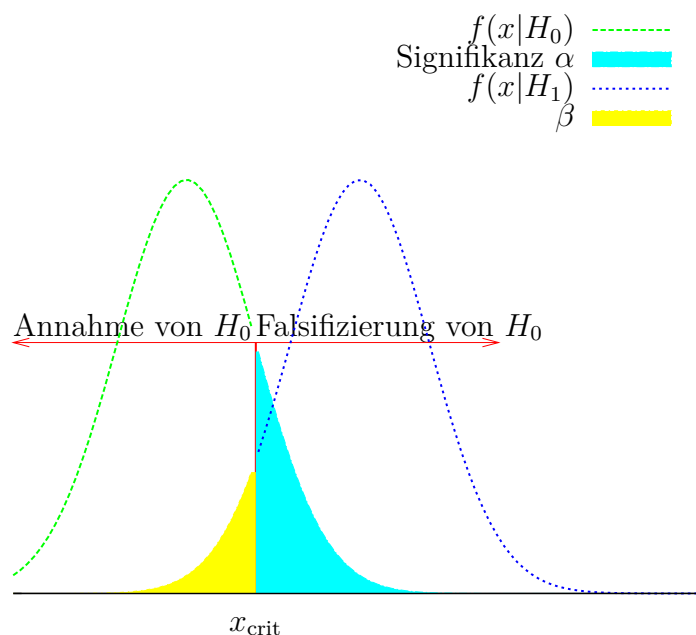


Abbildung 4.1.: Schematische Darstellung für das Testen von Hypothesen auf einem eindimensionalen experimentellem Ergebnis mit den im Fließtext angegebenen Größen. Die Dichtefunktionen werden im Allgemeinen nicht die Normalform wie in diesem Beispiel haben.

Dabei ist die Schwelle k durch α festgelegt, wobei die genaue Form abhängig von den Dichtefunktionen ist. Bei mehreren unabhängigen Messungen x_1, \dots, x_n wird die Dichtefunktion durch die sogenannte Likelihood-Funktion

$$L(\vec{x}|H) = \prod_{i=1}^n f(x_i|H) \quad (4.9)$$

als zusammengesetzte Verteilung ausgetauscht. Aus Ungleichung (4.8) wird dann ein sogenannter Likelihood-Ratio

$$\frac{L(x|H_0)}{L(x|H_1)} = \Lambda(\vec{x}) \leq k(\alpha) . \quad (4.10)$$

Mit Λ gibt es somit eine einzelne Test-Variable, die geeignet ist, die Hypothesen H_0 und H_1 zu unterscheiden. Meist wird die Variable Q definiert

$$Q(\vec{x}) = -2 \log \Lambda(\vec{x}) , \quad (4.11)$$

wodurch aus Produkten und Quotienten von Wahrscheinlichkeiten Summen und Differenzen entstehen. Für die Variable $Q(\vec{x})$ kann eine Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung $f(Q)$ aufgestellt werden. Die Form dieser Verteilung ist im Allgemeinen kompliziert. Ein Beispiel für so einen Test einfacher Hypothesen tritt auf, wenn bei einem

Experiment Ereigniszahlen gemessen werden und dann zu unterscheiden ist, ob diese Ereignisse komplett durch das Standardmodell (H_1 , nur Untergrund-/ Background-Ereignisse b) oder durch das Standardmodell und weitere z.B. supersymmetrische Prozesse (H_0 , Signal- und Untergrund-Ereignisse $s+b$) festgelegt sind. Dabei ergeben sich $L(s+b)$ und $L(b)$ je als Poisson-Verteilung für n (4.1) mit je $\mu = s+b$ bzw. $\mu = b$, welche an einem supersymmetrischen Parameterpunkt eindeutig festgelegt sind.[†] Die Testvariable Q lässt sich dann berechnen als

$$Q(n; s+b, b) = -2 [n \log(s+b) - (s+b) - n \log(b) + b] , \quad (4.12)$$

Die Bedingung (4.10) wird also zu

$$[n \log(s+b) - (s+b) - n \log(b) + b] \leq \log(k_\alpha) . \quad (4.13)$$

Dies ist äquivalent zu

$$n \leq \frac{(\log(k_\alpha) + s)}{\log\left(\frac{s+b}{b}\right)} , \quad (4.14)$$

wenn die Hypothese, dass Signal- und Untergrundereignisse vorliegen, zurückgewiesen werden soll. Die rechte Seite ist durch das Signifikanz-Niveau α bestimmt, welches sich aus der Verteilung $f(Q)$ ergibt. Die statistische Unsicherheit ist dabei durch die Varianz der Poisson-Verteilung enthalten, systematische Unsicherheiten müssen noch zusätzlich berücksichtigt werden.

Bei einer großen Anzahl Messungen und wenn eine der Hypothesen als ein Spezialfall der anderen betrachtet werden kann, ist es möglich die Dichteverteilung $f(Q)$ als eine χ^2 -Verteilung anzunähern [54]. Die Anzahl der Freiheitsgrade ergibt sich dabei als Differenz der Anzahl der Parameter von H_1 und H_0 . Dadurch sind Rechnungen mit der eigentlichen, meist komplizierten, Verteilung wesentlich vereinfacht. Für den betrachteten Fall der Ereigniszahlmessung ergibt sich die Anzahl der Freiheitsgrade als eins, da H_1 zwei Parameter s und b und H_0 einen Parameter b hat. Die entsprechende χ^2 -Verteilungsfunktion lautet dann

$$f(\chi^2; 1) = \frac{e^{-\frac{\chi^2}{2}}}{\sqrt{\chi^2} \sqrt{2\pi}} . \quad (4.15)$$

p -Wert und Vertrauensniveau

Manchmal ist es nicht möglich oder unbedingt nötig, eine exakte alternative Hypothese H_1 aufzustellen, z.B. wird eine bestimmte Ereignisrate gemessen und es ist festzustellen, ob ein Unterschied zum Standardmodell vorliegt, ohne die Ursache des Unterschieds festlegen zu können. Der p -Wert dient dann als Kenngröße für die Kompatibilität zwischen Beobachtung und der Hypothese H_0 bei erhaltener Teststatistik

[†]Es wird angenommen, dass die Parameter des Standardmodells vollständig festgelegt sind.

$Q_{\text{beobachtet}}$ und ist definiert als

$$p(H_0) = \int_{Q_{\text{beobachtet}}}^{\infty} dQ f(Q|H_0) , \quad (4.16)$$

wenn die Teststatistik so gewählt wurde, dass große Werte Inkompatibilität mit den beobachteten Daten bedeuten. Er gibt die Wahrscheinlichkeit an, bei einer erneuten Ausführung des Experiments und Gültigkeit von H_0 ein gleiches oder inkompatibleres Ergebnis als $Q_{\text{beobachtet}}$ zu erhalten.

Bei Messungen von Signal- und Untergrundereigniszahlen werden meist zwei sogenannte Vertrauensniveaus (Confidence Level, CL) definiert

$$1 - \text{CL}_b = p(b) = \int_{Q_{\text{beobachtet}}}^{\infty} dQ f(Q|b) , \quad (4.17)$$

$$\text{CL}_{s+b} = p(s+b) = \int_{Q_{\text{beobachtet}}}^{\infty} dQ f(Q|s+b) . \quad (4.18)$$

Eine sogenannte $(1 - \alpha)\%$ -CL-obere Grenze \tilde{s} auf s wird gesetzt, wenn CL_{s+b} nicht größer als α ist. Dies bedeutet, dass mit höchstens $\alpha\%$ Wahrscheinlichkeit der wahre Wert von s größer als \tilde{s} ist.

Wird nun ein Parameterraum, in dem die Signallrate s stark variiert, wie bei einem supersymmetrischen Modell die $m_0 - M_{1/2}$ -Ebene, betrachtet, ist es möglich, Ausschlussgrenzen in diesem Parameter-Raum zu setzen. Es gibt für jeden einzelnen Punkt eine Vorhersage für s und b und durch ein Experiment sind CL_{s+b} und somit Ausschlussgrenzen mit $(1 - \alpha)\%$ CL in jedem Parameterpunkt des Modells in dem Parameterraum setzbar. Ein Parameterpunkt gilt dabei als mit $(1 - \alpha)\%$ CL ausgeschlossen, wenn die durch das Modell vorhergesagte Signallrate s größer als die gesetzte obere Grenze \tilde{s} ist. Die Grenze, die gesetzt wird, ist eine obere Grenze, da mit der Alternativhypothese $s = 0$ getestet und so nicht betrachtet wird, wenn im Experiment mehr Signalereignisse als vorhergesagt gefunden werden.

Da die Dichteverteilung von Q durch eine χ^2 -Verteilung angenähert werden kann, ist es auch möglich, einen direkten Zusammenhang zwischen einem Vertrauensniveau und dem zugehörigen χ^2 herzustellen. Für den Fall der Signallrate s ergibt sich mit Gleichung (4.15)

$$\begin{aligned} \text{CL}_{s+b} &= \int_{Q_{\text{beobachtet}}}^{\infty} dQ f(Q|s+b) \\ &= \frac{1}{2} \int_{\chi^2}^{\infty} d\chi^2 \frac{e^{-\frac{\chi^2}{2}}}{\sqrt{\chi^2} \sqrt{2\pi}} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= \int_{\sqrt{\frac{\chi^2}{2}}}^{\infty} dx \frac{e^{x^2}}{\sqrt{\pi}} \\
&= \frac{1}{2} \text{Erfc} \left(\sqrt{\frac{\chi^2}{2}} \right)
\end{aligned} \tag{4.19}$$

$$1 - 2\text{CL}_{s+b} = \text{Erf} \left(\sqrt{\frac{\chi^2}{2}} \right) . \tag{4.20}$$

Hierbei sind Erf und Erfc die Errorfunktion bzw. die konjugierte Errorfunktion definiert als

$$\text{Erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x dx e^{-t^2} \tag{4.21}$$

$$\text{Erfc}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^{\infty} dx e^{-t^2} = 1 - \text{Erf}(x) \tag{4.22}$$

und in Tabellen oder Computerbibliotheken festgehalten. Es wurde die Transformation $\sqrt{\frac{\chi^2}{2}} = x$ benutzt und ein Faktor 2 eingeschoben, der dadurch begründet ist, dass es sich um eine obere Grenze handelt. Dies ist äquivalent dazu, dass bei $\text{CL}_{s+b} = 0.5$ $\chi^2 = 0$ gilt. Daher muss der Faktor 2 vor CL_{s+b} , bei gleicher funktionaler Abhängigkeit hinzugefügt werden [55]. Für χ^2 gilt daher

$$\chi^2 = 2 \left(\text{Erfc}^{-1}(2\text{CL}_{s+b}) \right)^2 . \tag{4.23}$$

Nuisance-Parameter

Die Messgrößen bzw. Verteilungen, welche im Experiment aufgenommen werden, unterliegen nicht nur statistischen, sondern auch systematischen Unsicherheiten, da die angenommenen Modelle nur Näherungen an die Wirklichkeit sind. Diese Unsicherheiten lassen sich durch Hinzufügen weiterer, sogenannter Nuisance-Parameter in den Verteilungen beschreiben. Im Allgemeinen verursachen diese Unsicherheiten eine Verbreiterung der Verteilungen (Erhöhung der Varianz), wodurch beim Testen von Hypothesen eine Unterscheidung zwischen den Hypothesen, und sowie die Bestimmung der Vertrauensniveaus schwieriger werden kann. Für das Beispiel des Testes, ob eine Signalrate vorliegt, sind mögliche Nuisance-Parameter systematische Unsicherheiten auf die Zahl der Untergrund- und Signalereignisse, die aus dem gewählten Rekonstruktionsverfahren folgen können. Bisher gibt es kein einheitliches Vorgehen um Nuisance-Parameter zu betrachten. In dieser Diplomarbeit wird ein “frequentistisch-bayesianisches” Mischverfahren angewandt und die Nuisance-Parameter bayesianisch behandelt, für die verbleibenden Parameter wird dann der schon beschriebene frequentistische Ansatz von p -Wert und Vertrauensniveau gewählt [56].[‡] Diese Vor-

[‡]Für eine Beschreibung von frequentistischen und bayesianischen Ansätzen in der Statistik und deren Unterschiede siehe z.B. den Statistikteil von [13] und Referenzen dort.

gehensweise wurde schon zuvor für statistische Aussagen über die Ergebnisse von Experimenten der Teilchenphysik genutzt [57]. Für die Gesamtzahl der Ereignisse, welche den jeweiligen μ -Parameter angeben, gilt

$$\mu_{s+b} = (b + \delta_b \sigma_b) + (s + \delta_s \sigma_s) , \quad \mu_b = (b + \delta_b \sigma_b) , \quad (4.24)$$

wobei $\sigma_{s|b}$ die jeweilige systematische Unsicherheit ist. Wenn für die jeweilige δ_i je eine Normal-Verteilung mit Mittelwert 0 und Varianz 1 angenommen wird, dann ist eine Integration der Wahrscheinlichkeitsverteilung für Q über dieser Verteilung eine mögliche Umsetzung dieses Ansatzes

$$f(Q) = \frac{1}{N} \int_{-b/\sigma_b}^{\infty} d\delta_b \int_{-s/\sigma_s}^{\infty} d\delta_s f(Q; s, b) \exp \left(-\frac{\delta_b^2 + \delta_s^2}{2} \right) , \quad (4.25)$$

mit N als Normalisierungsfaktor und der unteren Grenze so gewählt, dass μ nicht negativ wird.

5. Supersymmetrie am Large Hadron Collider

Zur Erforschung von neuen physikalischen Prozessen wie Supersymmetrie ist es nötig, Teilchen auf hohe Energien zu beschleunigen, zur Kollision zu bringen und anschließend die Proportionen der entstanden Objekte wie den Impuls und in Detektoren zu messen, um Rückschlüsse auf die stattgefundenen Reaktionen zu ziehen und Signaturen zu finden, die nicht durch das Standardmodell erklärbar sind. Der Large Hadron Collider (LHC) ist momentan der Beschleuniger mit den höchsten Schwerpunktsenergien und Ereignisraten und bietet damit einzigartige Möglichkeiten auf der Suche nach Physik, die über das Standardmodell hinausgeht. Diese Vorteile ergeben aber auch zusammen mit der hohen Gluondichte im Proton und der starken Kopplungskonstante α_s bei den entsprechenden Energien Probleme durch starken QCD-Untergrund. So ist Abbildung 5.1 entnehmbar, dass dieser Untergrund millionenfach höher als die Produktion von top-Quarks und dies noch einen Faktor hundert höher als die vorausgesagte Higgsproduktion ist, wobei diese beiden Teilchen die interessantesten Standardmodellprozesse am LHC liefern. Aus Abbildung 5.2 geht hervor, dass die Produktion von supersymmetrischen Teilchen wie beim Higgs-Teilchen ähnlich stark unterdrückt wird. Es ist daher wichtig, sowohl mit Hilfe von Modellen neuer Physik ungewöhnliche Signaturen zu erkennen und Analysen danach auszurichten, als auch die Untergrundprozesse genau zu verstehen, um seltene Standardmodellprozesse und unerwartete Detektoreffekte ausschließen zu können. Im Folgenden soll ein kurzer Überblick über den LHC und den ATLAS-Detektor gegeben werden und danach wird die Suche nach Supersymmetrie am LHC betrachtet.

5.1. Large Hadron Collider

Der LHC ist ein supraleitender Hadronen-Kreisbeschleuniger am CERN und wurde konstruiert um Protonen mit einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 14$ TeV oder Bleikerne mit $\sqrt{s} = 2.8$ TeV zur Interaktion zu bringen. Da der LHC ein Teilchen-Teilchen-Beschleuniger ist, gibt es im Tunnel mit dem Umfang von 27 km zwei getrennte Beschleunigerringe, in welchen die Hadronen auf gegenläufigen Bahnen zirkulieren, und sich an vier Interaktionspunkten kreuzen, um die Teilchenstrahlen zu kollidieren [60]. An den Interaktionspunkten befindet sich die vier Großexperimente am LHC: ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS [61]) und CMS (Compact Muon Solenoid [62]) sind die zwei Vielzweck-Detektorsysteme, die darauf zielen viele Endzustände unterschiedlichster Art auszuwerten. ALICE (A Large Ion Collider Experiment [63]) ist darauf spezialisiert, die Blei-Blei-Kollisionen auszuwerten und so bei hohen Materiedichten

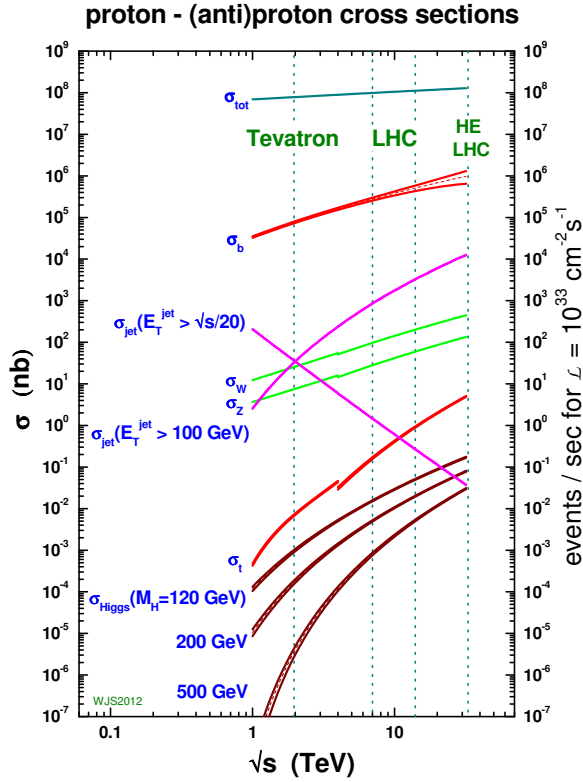


Abbildung 5.1.: Produktionswirkungsquerschnitt verschiedener Standardmodellprozesse an Hadronenbeschleunigern, entnommen Referenz [58].

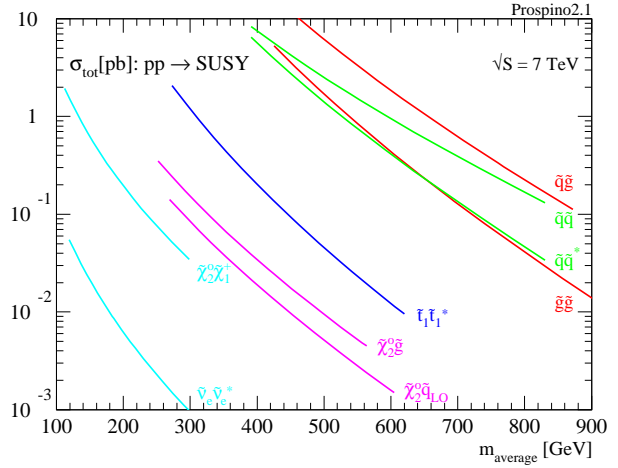


Abbildung 5.2.: NLO-Produktionswirkungsquerschnitt für verschiedene supersymmetrische Prozesse am LHC mit einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7$ TeV, entnommen Referenz [59].

Einblick in den Zustand des Quark-Gluonen-Plasmas zu gewinnen. LHCb [64] ist ein Experiment, dass die Proportionen von B -Meson-Zerfällen und CP -Verletzung untersuchen soll.

Eine wichtige Kenngröße eines Teilchenbeschleunigers ist die sogenannte Luminosität. Die instantane Luminosität, L , gibt an, wie viele Teilchen pro Sekunde und cm^2 zur Kollision gebracht werden und ist ein Maß für die Leistungsfähigkeit des Beschleunigers. Sie kann definiert werden als

$$L = \frac{n_b f n_1 n_2}{4\pi \sigma_x \sigma_y} \quad (5.1)$$

mit der Umlauffrequenz f , der Anzahl der umlaufenden Teilchenbündel n_b und den Teilchen in einem solchen Bündel je Teilchenstrahl n_1, n_2 , sowie der räumlichen Ausdehnung der Kollisionsfläche, welche bei als normal verteilt angenommenen Teilchenbündeln durch die Standardabweichungen ihrer Verteilung orthogonal zur Strahlachse $\sigma_x \sigma_y$ gegeben ist. Die integrierte Luminosität, $\int L$ ist gegeben als das Zeitintegral über

die instantane Luminosität und durch Multiplikation mit dem Wirkungsquerschnitt σ erhält man die Anzahl an produzierten Ereignissen*

$$N = \sigma \cdot \int L, \quad \int L = \int dt L \quad (5.2)$$

5.1.1. Der ATLAS-Detektor

In dieser Diplomarbeit werden nur Supersymmetrie-Analysen der ATLAS-Kollaboration betrachtet. Nachfolgend wird daher erst das Koordinatensystem und einige wichtige Variablen definiert und danach schematisch der Aufbau eines Vielzweck-Detektorsystems am Beispiel des ATLAS-Detektors beschrieben.

Es wird ein rechtshändiges Koordinatensystem benutzt, wobei der Ursprung im Kollisionspunkt liegt und die z -Richtung entlang der Strahlachse definiert ist. In der Ebene senkrecht dazu, der transversalen Ebene, ist ein polares System mit den Koordinaten r und ϕ definiert. Letzteres ist der Azimutalwinkel um die Strahlachse. Der Polarwinkel ϑ ist der Winkel zur z -Achse und wird genutzt, um die Größe der Pseudorapidität η wie folgt zu definieren

$$\eta = -\log \tan \left(\frac{\vartheta}{2} \right). \quad (5.3)$$

Diese Variable hat den Vorteil, dass sie im Fall vernachlässigbarer Teilchenmasse ($m \ll E$) aus der Rapidität y hervorgeht

$$y = \frac{1}{2} \log \left(\frac{p_0 + p_3}{p_0 - p_3} \right) = \lim_{m/E \rightarrow 0} \eta. \quad (5.4)$$

Dabei sind p_0 und p_3 die entsprechenden Elemente des Viererimpulses p und es kann gezeigt werden, dass die Differenz in y von zwei verschiedenen Objekten invariant unter Lorentz-Boosts[†] entlang der Strahlachse ist. Eine weitere wichtige Größe ist der Abstand R zwischen zwei Objekten, welcher im Winkelphasenraum definiert als

$$R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2}. \quad (5.5)$$

Dabei steht Δx , $x \in \{\phi, \eta\}$ für die Differenz der Variable x beider Objekte.

Der transversale Impuls \vec{p}_T ist die Bezeichnung für die Projektion des Dreierimpulses \vec{p} eines Objekts auf die transversale Ebene, dabei ergibt sich für den Betrag

$$|\vec{p}_T| = p_T = |\vec{p}| \sin \vartheta. \quad (5.6)$$

Der transversale Impuls ist eine wichtige Messgröße, da der Impuls der wechselwirkenden Partonen kollinear zu dem des jeweiligen einlaufenden Proton entlang der

*Dies gilt unter der Annahme eines zeitlich konstanten Wirkungsquerschnittes und somit am LHC, wenn die Schwerpunktsenergie gleich bleibt.

[†]Ein Lorentz-Boost ist eine Lorentz-Transformation, die keine Rotation in den Ortskoordinaten beinhaltet.

z -Achse ist. Aufgrund von Impulserhaltung muss dann für den transversalen Impuls aller Objekte im Endzustand gelten

$$\sum_i \vec{p}_{T,i} = 0, \quad (5.7)$$

wobei i über alle Objekte des Endzustandes läuft. Bei vielen Modellen mit neuer Physik, wie Supersymmetrie, gibt es quasi-stabile neutrale Teilchen, welche nicht im Detektor zerfallen, sondern ihn ohne Interaktion verlassen und Impuls davon tragen. Außerdem erfordert die Überprüfung von Gleichung (5.7) bei den einzelnen Ereignissen ein genaue Kenntnis der Detektoreffekte, welche vor allem am Anfang eines Experimentes nicht exakt modelliert sind. Daher wird es ein Ungleichgewicht in der Impuls-Summe bei Beschleuniger-Experimenten geben und bei Hadronenkollisionen gilt Relation (5.7) bei solchen Ereignissen im Allgemeinen nicht. Es wird eine Variable definiert, die dieses Ungleichgewicht im transversalen Impuls beschreibt

$$\vec{p}_T^{\text{miss}} = \sum_{\text{nicht sichtbar}} \vec{p}_{T,i} = - \sum_{\text{sichtbar}} \vec{p}_{T,i}. \quad (5.8)$$

Daraus wird die Variable $E_T^{\text{miss}} := |\vec{p}_T^{\text{miss}}|$ definiert, mit welcher es möglich ist supersymmetrische Ereignisse von Standardmodellereignissen zu unterscheiden. Diese Variable wird meist fehlende transversale Energie genannt. Es ist zu beachten, dass die gerade beschriebenen Variablen theoretisch klar definiert sind, aber durch Detektoreffekte im Experiment Korrekturen für die gemessenen Eigenschaften der Teilchen im Endzustand benötigt werden.

Relation (5.7) gilt nicht für die Impulskomponente entlang der Strahlachse, da die Partonen einen beliebigen Impulsbruchteil x , $0 < x < 1$, des jeweiligen Protons tragen können. Zur mathematischen Beschreibung ist es möglich sogenannte Parton-dichtefunktionen (PDF) $f_i(x)$ aufzustellen, wobei i für die möglichen Partonen, das Gluon g und die Quarks $u, d, s, c, (b)$ steht, welche die Wahrscheinlichkeitsverteilung ist, das entsprechende Parton mit dem Impulsbruchteil x im Proton zu finden. Da eine PDF eine mathematische Verteilungsfunktion darstellt, ist sie keine Observable, sondern ist nur durch Integration mit einer Testfunktion definiert. Für einen totalen Wirkungsquerschnitt ergibt sich zum Beispiel die folgende Form

$$\sigma_{\text{tot}} = \int_0^1 dx_1 \int_0^1 dx_2 \sum_{i,j} f_i(x_1) f_j(x_2) \sigma_{i,j}(x_1 x_2 s), \quad (5.9)$$

bei einer Schwerpunktsenergie von \sqrt{s} und einlaufenden Partonen i, j mit Impulsbruchteilen $x_{1,2}$.

Innerer Detektor

Das innere Detektorsystem dient zur Teilchenidentifikation und liegt am nächsten an der Strahlachse. Durch ein solenoides Magnetsystem wird ein Magnetfeld erzeugt, welches auf Grund der Lorentzkraft zur Messung von p_t der durchfliegenden Teilchen genutzt wird. Bei ATLAS besteht das innere System aus drei Teilen, die inneren

beiden, der Pixel-Detektor und der SemiConductor-Tracker basieren auf Halbleitertechnik, während das äußere Transition-Radiation-Tracker-System mit Gasionisation und Driftkammerprinzip arbeitet. Der innere Detektor deckt den Pseudorapiditätsbereich $|\eta| < 2.5$ und den vollen Bereich von ϕ ab.

Kalorimeter

Das Kalorimetersystem misst die Energie der eindringenden Teilchen, indem diese bzw. die weiteren Teilchen, die sie bei Energieabgabe erzeugen, komplett absorbiert werden. Der innere Teil besteht aus dem elektromagnetischen Kalorimeter. Es dient dazu Elektronen und Photonen über elektromagnetische Reaktionen der Bremsstrahlung und Paarbildung zu absorbieren. Das äußere hadronische Kalorimeter dient dazu Mesonen und Baryonen, welche nicht im inneren Teil aufgehalten wurden, durch die starke Wechselwirkung und Ionisation zu absorbieren. Im Allgemeinen müssen die Kalorimeter groß genug sein, um 15 bis 30 Strahlungslängen[‡] der jeweiligen Wechselwirkung abzudecken. Im ATLAS-Detektor setzen sich Zylinder- und Endkappensystem des elektromagnetischen Kalorimeters beide aus Blei als Absorber und flüssigem Argon als aktives Material zusammen. Im äußeren Kalorimeter besteht die Zylinderregion aus Stahl- und Szintillatorplatten, die Enkappe aus Kupfer und flüssigem Argon. Das komplette Kalorimeter deckt den gesamten ϕ -Bereich ab. Das beschriebene elektromagnetische Kalorimetersystem deckt den Pseudorapiditätsbereich $|\eta| < 3.2$ ab, durch eine Erweiterung im Vorwärtsstreuungsbereich wird dies auf $3.1 < |\eta| < 4.9$ erweitert. Das hadronische Kalorimeter deckt auf ähnliche Weise den gleichen Bereich $|\eta| < 4.9$ ab.

Im Endzustand der am LHC stattfindenden Reaktionen werden Quarks und Gluonen produziert. Diese Teilchen werden jedoch nicht am Detektor gemessen, da die starke Wechselwirkung unterhalb einer bestimmten Schwelle, als Λ_{QCD} bezeichnet, nicht mehr störungstheoretisch beschreibbar ist. Dadurch hadronisieren alle Gluonen und Quarks, außer Top-Quarks, bevor sie zerfallen, und bilden Schauer aus Hadronen, Baryonen und Mesonen. Diese zerfallen dann in verschiedenen, meist mehrstufigen Zerfallsketten und sind, da es sich um hochenergetische Ereignisse handelt, in Richtung des Impulses des Ursprungsteilchens beschleunigt und bilden *Jets*, welche sich im Detektor als begrenzte Regionen starker Energiedeposition zeigen. Durch Jets ist es möglich, Rückschlüsse auf die Eigenschaften der ursprünglichen Quarks und Gluonen zu ziehen. Die genaue Form eines Jets ergibt sich aus der Rekonstruktion aus einem Ereignis und dem dabei verwendeten Konstruktionsalgorithmus. Diese Definition des Jets lässt sich auch auf andere Objekte im Detektor erweitern und die entsprechenden Algorithmen können Anwendung finden, wenn z.B. die Beiträge durch Paarbildung und Bremsstrahlung von Photonen und Elektronen im elektromagnetischen Kalorimeter betrachtet werden. Im Folgenden wird aber davon ausgegangen, dass den betrachteten Jets QCD-Objekte zu Grunde liegen.

[‡]Eine Strahlungslänge ist als Strecke definiert, nach der ein Teilchen nur noch den $1/e$ - Teil seiner Energie besitzt.

Myonensystem

Der äußerste Bereich des Detektors ist das Myonensystem. Dieses dient dazu geladene Teilchen, die aufgrund ihrer geringen Wechselwirkung mit den Kalorimetersystemen nicht absorbiert wurden, zu identifizieren und ihren transversalen Impuls p_t präzise zu messen. Wie der Name andeutet, werden viele dieser Teilchen Myonen sein. Myonen entstehen bei vielen interessanten Prozessen und es ist daher wichtig ihren Impuls trotz der geringen Wechselwirkung genau zu vermessen. Dabei wird wieder ein Magnetfeld benötigt. Bei ATLAS wird dieses Magnetfeld durch ein Ringspulenmagnetsystem erzeugt und der Bereich $|\eta| < 2.7$ ist durch das Myonensystem abgedeckt.

Triggersystem

Aufgrund der hohen Luminosität und Energien entsteht eine große Menge an Informationen die zur Auswertung gespeichert werden müsste. Dabei sind viele Ereignisse enthalten, die nicht unbedingt weitere Erkenntnisse liefern. Um die interessanten Ereignisse herauszufiltern, wird ein Triggersystem genutzt, dass nur Ereignisse durchlässt, welche bestimmte Signaturen aufweisen. Für ATLAS wird ein dreistufiges System benutzt, wobei die erste Stufe hardware-basiert ist und die Informationen eines Subsystems des Detektors nutzt, während die beiden letzten Stufen die Daten der Teilchen, auf die getriggert wurde bzw. des gesamten Detektors nutzen. Dies wird durch Software-Algorithmen umgesetzt.

5.2. Supersymmetrische Prozesse

Die supersymmetrischen Modelle, beschrieben in Kapitel 3, enthalten sowohl neue starke, als auch elektroschwache Prozesse zur Erzeugung neuer Teilchen. Sollten diese Prozesse im Energiebereich des LHC liegen, so werden stark wechselwirkende Teilchen dort wesentlich häufiger erzeugt, siehe auch Abbildung 5.2. In dieser Diplomarbeit werden daher hauptsächlich Prozesse der starken Wechselwirkung mit Erzeugung von Squarks und Gluinos und deren Zerfälle betrachtet. Diese Teilchen tauchen in jeder supersymmetrischen Erweiterung des Standardmodells auf und daher ist die Betrachtung auf alle solche Modelle übertragbar.

5.2.1. Erzeugung

Abbildung 5.3 zeigt die Feynman-Diagramme zur Erzeugung von Squarks und Gluinos auf niedrigster Ordnungstörungstheorie (Leading Order, LO). Sie werden durch den supersymmetrischen $\tilde{q}\tilde{q}g$ - bzw. $\tilde{g}\tilde{g}q$ -Vertex mit der starken Kopplung α_s erzeugt.

Da es sich beim LHC um einen Proton-Proton-Beschleuniger handelt, ist der Anteil an Antiquarks in den Partondichtefunktionen sehr gering und die $\tilde{g}\tilde{g}$ - bzw. $\tilde{q}\tilde{q}$ -Produktion wird hauptsächlich durch zwei Gluonen im Anfangszustand herbeigeführt. Im Allgemeinen hängt es vom Verhältnis der Squarkmasse $m_{\tilde{q}}$ und der Gluinomasse $m_{\tilde{g}}$ ab, welcher Endzustand dominant ist. Bei größeren Squarkmassen findet

bevorzugt die $\tilde{g}\tilde{g}$ - und $\tilde{q}\tilde{q}$ -Produktion statt, bei großen Gluinomassen kann letztere gegenüber $\tilde{q}\tilde{q}$ - und $\tilde{q}\tilde{\bar{q}}$ -Produktion unterdrückt sein.

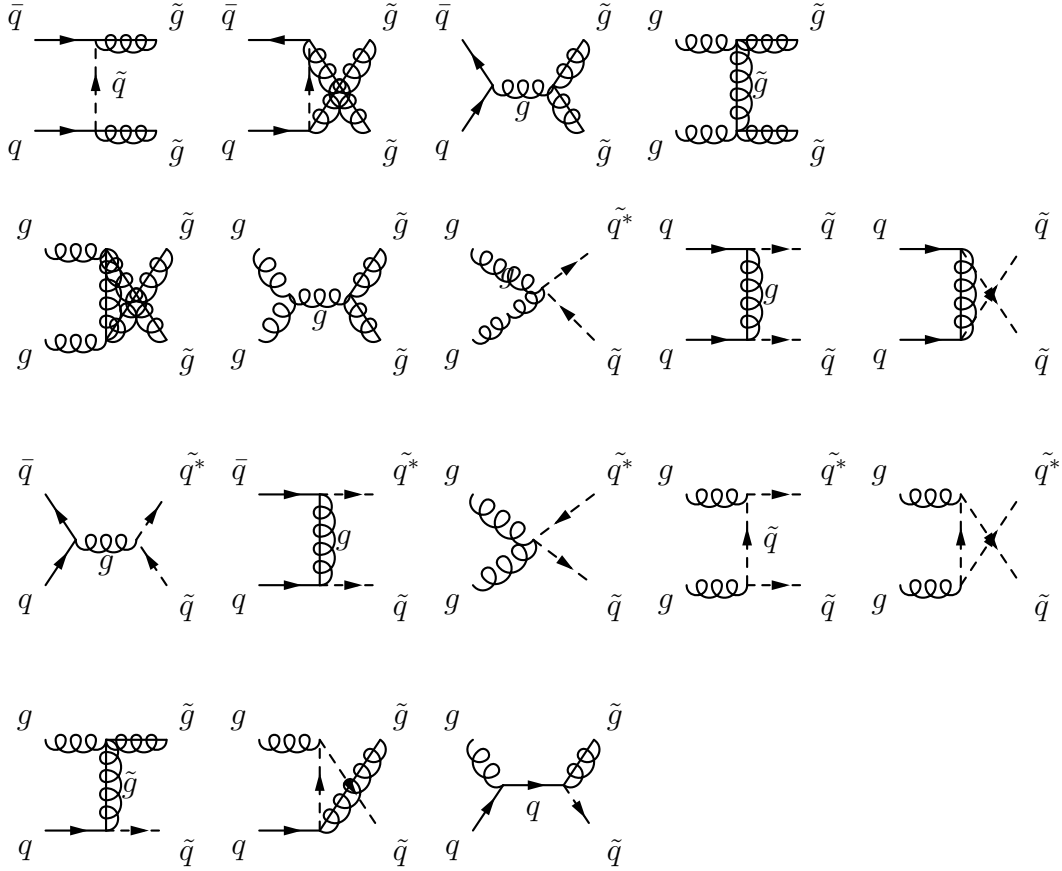


Abbildung 5.3.: Produktion von Squarks und Gluinos auf niedrigster Ordnung Störungstheorie

5.2.2. Zerfälle

In supersymmetrischen Modellen, bei denen es eine diskrete Quantenzahl wie die R-Parität gibt, wie das hier betrachtete CMSSM und CE₆SSM zerfallen alle schwereren supersymmetrischen Teilchen in das LSP (siehe Kapitel 3.2.1), sowie weitere Standardmodellteilchen.

Gluinos

Gluinos können nur über den $\tilde{q}\tilde{q}q$ -Vertex zerfallen.

- Bei leichten Squarkmassen ermöglicht dies den direkten Zweikörperzerfall in Squark und Quark, solange dieser kinematisch erlaubt ist. Es können dabei alle Quarktypen auftreten.

- Bei schwereren Squarks erfolgt ein Dreikörperzerfall in zwei Quarks, sowie ein Neutralino oder Chargino, welches entweder das LSP ist oder weiter zerfällt. Das entsprechenden Squark taucht dann als virtuelles Feld im Feynmandiagramm auf.
- Wenn es kinematisch möglich ist, wird aufgrund bei schweren Squarks der Dreikörperzerfall in ein tt -Paar und ein Higgsino-artige Neutralino (meist χ_3^0 , χ_4^0) bzw. ein tb -Paar und χ_1^\pm aufgrund der großen Higgsino-Top-Kopplung bevorzugt. Durch die großen Werte für μ_{eff} wird dieser Zerfall im CE_6SSM nicht auftreten.
- Ein weiterer, aber aufgrund von Schleifen-Effekten unterdrückter, Kanal ist der Zerfall in ein Neutralino und Gluon durch eine Quarkschleife.

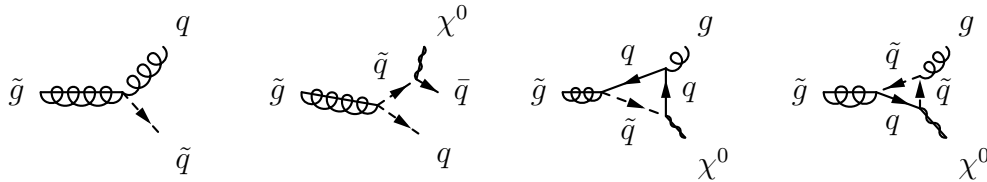


Abbildung 5.4.: Zerfall von Gluinos

Squarks

- Bei leichten Squarkmassen erfolgt der Zerfall in Quarks durch Abstrahlung von Neutralinos oder Charginos.
- Sind die Squarks wesentlich schwerer als das Gluino wird der Zweikörperzerfall in ein Quark und ein Gluino bevorzugt.

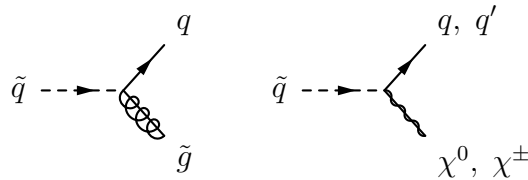


Abbildung 5.5.: Zerfall von Squarks

Neutralinos und Charginos

- Neutralinos und Charginos können in Paare aus Sfermion und passendes Antifermion zerfallen.
- Es ist auch der Zerfall in ein leichteres Neutralino oder Chargino unter Abstrahlung eines W-, Z- oder Higgs-Bosons möglich.
- Die entsprechenden Verzweungsverhältnisse hängen stark von der Mischung der Neutralinos bzw. Charginos und der allgemeinen Massenhierarchie des Modells ab.

- Sollten diese Endzustandsteilchen zu schwer sein, erfolgt auch hier ein Dreikörperzerfall in ein Fermionenpaar und ein Neutralino oder Chargino mit den Sfermionen oder Bosonen als virtuelle Felder.

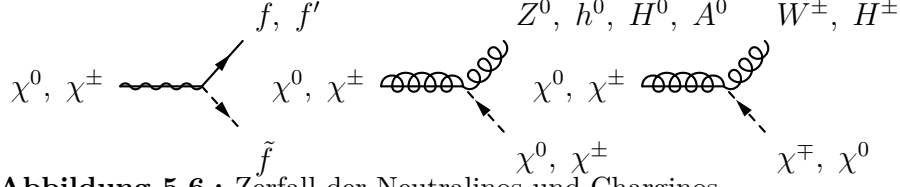


Abbildung 5.6.: Zerfall der Neutralinos und Charginos

5.2.3. Die exotischen Teilchen des CE₆SSM

Zusätzlich zu dem Gluino und den Squarks des MSSM gibt es im CE₆SSM noch weitere exotische stark wechselwirkende Teilchen. Diese X -Teilchen können, wie im Abschnitt 3.2.2 beschrieben, auch als Diquark in zwei Quarks, wenn es das skalare X -Teilchen ist, bzw. das fermionische X -Teilchen in ein Squark und ein Quark zerfallen oder aber als Leptoquark in ein (S)Quark und ein (S)Lepton. Die Kopplungskonstante, welchen den entsprechenden Vertex beschreibt, wird im Modell als sehr klein $\leq 10^{-3}$ angenommen. Daher sind diese Vertizes für die Produktion vernachlässigbar und es kann angenommen werden, dass diese X -Teilchen nur durch Paarbildung eines Gluon im s-Kanal produziert werden. Für den Zerfall ist dieser Vertex wiederum wichtig, da nur dieser die \mathbb{Z}_2^H -Symmetrie des CE₆SSM verletzen kann. Allgemein hängt es von Beiträgen der Massenmatrix der skalaren Squarks, zu denen auch der fermionische Massenterm gehört, ab, ob ein skalares oder das fermionische X -Teilchen das leichteste einer Generation ist. Wird dieses leichteste X -Teilchen am LHC produziert, dann wird es durch den Diquark/Leptoquark-Vertex zerfallen. Falls es fermionisch und leichter als die Sfermionen[§] ist, findet ein Zerfall in ein Neutralino/Chargino und zwei Quarks bzw. Lepton und Quark statt. Bei diesem Dreikörperzerfall taucht als virtuelles Feld entweder das Sfermion oder ein skalares X auf. Ist es das skalare Teilchen, wird es direkt in die Standardmodellfermionen zerfallen. Sollten schwerere X -Teilchen erzeugt worden sein, werden sie in ein leichteres X -Teilchen und ein Neutralino zerfallen, da die Eichkopplungen wesentlich stärker als die exotische Kopplung sind.

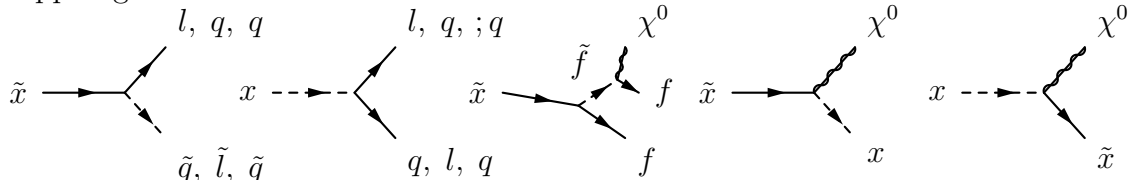


Abbildung 5.7.: Zerfall der exotischen Teilchen

[§]Das skalare X -Teilchen sollte nicht als Sfermion gezählt werden, sondern als Higgsartiges Skalar, da es durch den Zerfall in einen Zustand der nur aus Standardmodell-Fermionen besteht. Dies ist darauf zurückzuführen, dass Higgs- und X -Feld zusammen aus einem $SU(5)$ -Multipllett stammen.

5.2.4. Supersymmetrische Signaturen

Bei den hier betrachteten supersymmetrischen Ereignissen werden Paare von stark wechselwirkenden supersymmetrischen Teilchen produziert, welche ungerade unter einer R -Parität sind und daher durch Zerfallsketten in das stabile LSP zerfallen. Es wird für jedes Ereignis zwei dieser Ketten geben, wobei die Farbladung auf die im Zerfall erzeugten Standardmodellteilchen weitergegeben werden muss und somit Gluonen und Quarks entstehen. Daraus folgt, dass bei supersymmetrischen Ereignissen grundsätzlich eine hohe Anzahl an Jets N_{Jets} und viel fehlende transversale Energie E_T^{miss} auftritt. Die einzelnen Zerfallsketten lassen sich dabei mit den vorherigen Zerfällen der supersymmetrischen Teilchen beschreiben. Ein Beispiel für so ein Ereignis ist in Abbildung 5.8 gegeben.

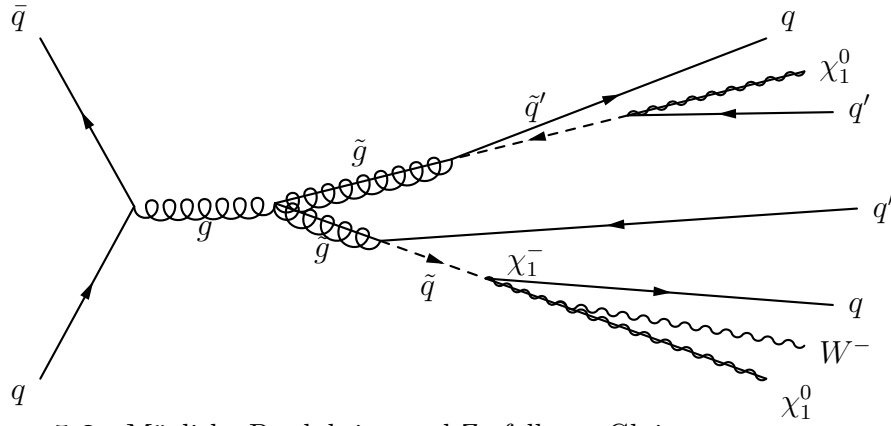


Abbildung 5.8.: Mögliche Produktion und Zerfall von Gluinos

5.3. Untergrundprozesse

Für die zuvor beschriebenen Signaturen von supersymmetrischen Prozessen gibt es auch Entsprechungen durch Standardmodellprozesse.

QCD-Untergrund

Grundsätzlich erzeugen reine QCD-Ereignisse eine hohe Jet-Multiplizität, aber keinen fehlenden transversalen Impuls. Letzterer kann aber durch eine Fehlmessung der Energien im Detektor entstehen. In Analysen mit Forderung nach mindestens einem Lepton im Endzustand kann es QCD-Untergrund geben, wenn ein Hadron eines Jets beim Zerfall ein Lepton produziert und dies im Detektor vom Jet isoliert erscheint. Durch genaues Studium der Detektoreffekte sollte es möglich sein, diesen Untergrund stark zu reduzieren. Da aber der totale Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von QCD-Ereignissen am LHC so groß ist, wird es trotzdem zu bemerkbaren Beiträgen kommen.

W- und Z-Boson mit Jets

Fehlende transversale Energie auf Grund von Standardmodell-Prozessen tritt durch Neutrinos im Endzustand auf. Diese können durch den Zerfall von direkt produzierten W - und Z -Bosonen entstehen. Dabei kann das Z -Boson komplett unsichtbar über $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$ zerfallen. Beim W -Boson-Zerfall entsteht zusätzlich ein geladenes Lepton, $W \rightarrow \nu\bar{l}$. Sollte dieses Lepton ein Elektron oder Myon sein, wird dieser Untergrund durch dessen Rekonstruktion reduziert, indem man ausschließt, dass der Impuls eines rekonstruierten Leptons in Richtung des fehlenden transversalen Impulses zeigt. Wenn es nicht rekonstruiert wurde oder im Falle eines hadronisch zerfallendem Tau-Leptons, ist eine Identifizierung eines solchen Ereignisses als Untergrund meist schwierig. Es ist auch möglich, dass ein Diboson-Zustand mit zwei Bosonen produziert wird, die Beiträge wie gerade beschrieben liefern können. Diese werden aber nicht so häufig produziert, da solche Prozesse durch eine höhere Ordnung der schwachen Kopplungskonstante unterdrückt sind.

Top-Quarks

Weitere Endzustände mit hoher Jet-Multiplizität und Neutrinos entstehen bei der Erzeugung von Top-Quarks, vor allem $t\bar{t}$ -Paaren. Beim Zerfall eines Top-Quarks entsteht immer ein W -Boson, welches, wie im Abschnitt zuvor beschrieben, zerfallen kann und so eine supersymmetrie-ähnliche Signatur ergibt.

5.4. Analysen

In diesem Abschnitt werden die hauptsächlichen, inklusiven Analysen zur Suche nach Supersymmetrie am LHC beschrieben. Inklusiv bedeutet in diesem Zusammenhang, dass die über alle möglichen Beiträge integrierte gemessene Ereigniszahl bzw. der daraus gewonnene Wirkungsquerschnitt betrachtet wird. Bei einer exklusiven Suche gibt es eine Einschränkung auf bestimmte Produktionsreaktionen und es werden zum Beispiel nur Ereignisse aus der Stop-Paarproduktion und deren mögliche Signale im Detektor betrachten. In den hier untersuchten Analysen werden zu schon bekannten Größen wie N_{Jets} oder E_T^{miss} noch zusätzlich Variablen definiert, die eine Unterscheidung zwischen Standardmodell- und Supersymmetrie-Ereignissen erlauben. Für den Rest dieser Arbeit ist zu beachten, dass, wenn von einem Lepton geschrieben wird, entweder ein Elektron oder Myon gemeint ist, da nur diese direkt detektierbar sind. Tau-Leptonen zerfallen sehr schnell und tauchen nicht im Endzustand auf und Neutrinos können nicht erfasst werden.

Als Indikator für die Masse schwerer Teilchen, welche in einem Ereignis zerfallen, definiert man die effektive Masse m_{eff} als

$$m_{\text{eff}} = E_T^{\text{miss}} + \sum_l p_{T,l} + \sum_{i=1}^{N_{\text{Jets}}} p_{T,i} , \quad (5.10)$$

dabei läuft die erste Summe über alle Leptonen im Ereignis und die zweite über die

ersten N_{Jets} p_T -geordneten Jets, wobei N_{Jets} die bei der Analyse geforderte Mindestzahl an Jets ist. Abweichend ist es auch möglich die inklusive effektive Masse $m_{\text{eff}}^{\text{ink}}$ als

$$m_{\text{eff}}^{\text{ink}} = E_T^{\text{miss}} + \sum_l p_{T,l} + \sum_i p_{T,i} \quad (5.11)$$

zu definieren. In diesem Fall wird über alle im Ereignis auftretenden Jets, die einen minimalen p_T -Wert übersteigen, summiert. Die transversale Masse m_T^2 eines Ereignisses wird für Analysen mit einem rekonstruierten geladenen Lepton definiert und ist bekannt aus der Rekonstruktion der W-Masse. Es wird analog der invarianten Masse zweier Teilchen $m_{\text{inv},ab}^2 = (p_a + p_b)^2$ unter Auslassung der longitudinalen Impulskomponenten aus dem Impuls des Leptons \vec{p}_l und dem Ungleichgewicht in der transversalen Impulssumme \vec{p}_T^{miss} gebildet

$$\begin{aligned} m_T^2 &= \left(E_T^{\text{miss}} + E_{T,l}\right)^2 - \left(\vec{p}_T^{\text{miss}} + \vec{p}_{T,l}\right)^2 \\ &= m_l^2 + 2 \left(E_T^{\text{miss}} E_{T,l} - \vec{p}_T^{\text{miss}} \cdot \vec{p}_{T,l}\right) \\ &= 2E_T^{\text{miss}} p_{T,l} \left[1 - \cos\left(\Delta\phi\left(\vec{p}_T^{\text{miss}}, \vec{p}_{T,l}\right)\right)\right], \end{aligned} \quad (5.12)$$

hierbei folgt die letzte Zeile aus der Vernachlässigung der Leptonenmasse m_l^2 .

Die Analysestrategien unterscheiden sich vor allem anhand der Anzahl der geforderten Jets und Leptonen in einem Ereignis. Hierbei wird ausgenutzt, dass Squarks bei ihrem Zerfall mindestens einen Jet erzeugen und Gluinos mindestens zwei, wenn sie direkt zum LSP zerfallen. Somit liefern $\tilde{q}\tilde{q}$ -, $\tilde{q}\tilde{g}$ - bzw. $\tilde{g}\tilde{g}$ -Prozesse Endzustände mit mindestens zwei, drei oder vier Jets. Aufgrund von weiteren Abstrahlungen oder längeren Zerfallsketten können auch mehr Jets auftreten. Ein typisches Beispiel dafür ist in Abbildung 5.8 zu sehen.

Die Forderung nach Leptonen dient hauptsächlich zur Unterdrückung des Untergrundes. Zwar werden in einem Großteil der supersymmetrischen Ereignisse keine Leptonen produziert, wenn zum Beispiel die Gluinos und Squarks direkt in das LSP zerfallen. Aber der QCD-Untergrund wird mit der Forderung nach einem Lepton quasi komplett ausgeschlossen, da durch die starke Wechselwirkung kein isoliertes Lepton produziert werden kann. Mit der Forderung nach einem zweiten Lepton wird der Untergrund, der durch die Produktion eines W -Boson mit Jets entsteht, reduziert. Hierbei wird maximal ein Lepton produziert. Des Weiteren erhöht sich auch sensitiv auf Neutralino-Zerfälle, in denen Sleptonen auftauchen. Diese können je nach betrachtetem Modell einen Großteil der Zerfälle ausmachen. Als Untergrund verbleiben dabei hauptsächlich Top-Paare, die komplett leptonisch zerfallen sowie Ereignisse mit Z -Bosonen, welche in zwei Leptonen zerfallen, wobei durch ungenaue Messung der Energieverteilung der zusätzlich produzierten Jets fehlende transversale Energie gemessen wird.

Um die Zahl der Untergrundereignisse gegenüber den Signalereignissen zu reduzieren, werden Schnitte auf kinematische Variablen definiert, welche eine Unterscheidung der beiden Mengen erlauben. Schnitte heißt im dem Fall das Setzen von Unter-

oder/und Obergrenzen auf den Wert dieser Variablen. So wird Standardmodelluntergrund reduziert, indem große Werte für die fehlende transversale Energie und die effektive Masse gefordert werden. Durch diese Schnitte wird auch die Anzahl an Signalereignissen reduziert, daher wird eine sogenannte sichtbare Ereigniszahl bzw., bei bekannter integrierter Luminosität, der sichtbare Wirkungsquerschnitt definiert

$$N_{\text{sichtbar}} = \int L \sigma_{\text{sichtbar}} = \int L \sigma_{\text{signal}} [A \times \epsilon] = N_{\text{signal}} [A \times \epsilon] . \quad (5.13)$$

Die Detektorakzeptanz A gibt an, wie groß der Anteil an Ereignisse ist, deren Teilchen in die untersuchbaren kinematische Regionen des Detektors fallen. Dabei tragen sowohl geometrische Aspekte bei, wie Bereiche des Detektors die aus nicht-aktiven Material bestehen, sowie das Ansprechverhalten der aktiven Bereich auf die auftretenden Teilchen. Diese beschreibt z.B., in wie weit ein Elektron, das wirklich auftritt, als solches rekonstruiert wird oder die Zerfallsprodukte von Pionen Leptonen aus dem Ereignis imitieren. Die Effizienz ϵ gibt an, wie stark die Zahl der Signalereignisse durch die Schnitte der Analyse reduziert wird.

Im Folgenden werden die ATLAS-Analysen, welche diese Technik anwenden und als experimentelle Grundlage für diese Arbeit dienen, erläutert. Dabei wird hier nur auf die Schnitte und Objekte eingegangen, welche für die Signalregionen wichtig sind.

5.4.1. Null-Lepton-Analyse

N^{Jets}	At	Am	A'	Bm	Ct	Cm	Cl	Dm	Et	Em	El
	2			3	4			5	6		
$E_T^{\text{miss}} >$	160										
$p_T(j_1) >$	130										
$p_T(j_2) >$	60										
$p_T(j_3) >$	—			60							
$p_T(j_4) >$	—				60						
$p_T(j_5) >$	—							40			
$p_T(j_6) >$	—								40		
$\Delta(\text{jet}_i, P_T^{\text{miss}}) >$	0,4 ($i = 1, 2\{, 3\}$)				0,4 ($i = 1, 2, 3$); 0,2 ($p_T > 40$ GeV Jets)						
$E_T^{\text{miss}}/m_{\text{eff}} >$	0,3		0,4	0,25	0,25			0,2	0,15		
$m_{\text{eff}}^{\text{ink}} >$	1900	1400	1200	1900	1500	1200	900	1500	1400	1200	900
$N_{\text{Untergrund}}^{\text{sichtbar}}$	1	59	85	1	14	36	210	9	13	25	148
$\sigma_{\text{Signal,Limit}}^{\text{sichtbar}}$ [fb]	0,66	5,1	6,0	0,64	3,4	3,6	11	2,0	2,5	2,2	16

Tabelle 5.1.: Signalregionen der Null-Lepton-Analyse mit den zugehörigen Schnitten. Es wird eine Ordnung der Jets nach p_T genutzt. Für die Berechnung von $m_{\text{eff}}^{\text{ink}}$ werden alle Jets mit $p_T > 40$ GeV genutzt. In den letzten Zeilen stehen die beobachteten sichtbaren Untergrundereignisse und die obere Grenze auf den sichtbaren Signalwirkungsquerschnitt. Weitere Angaben entnehme man [65]. Alle Massen und Energien sind in GeV angegeben.

In der veröffentlichten 0-Leptonen-Analyse der ATLAS-Kollaboration bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7$ TeV und integrierten Luminosität von $\int L = 4,7 \text{ fb}^{-1}$ [65] werden sechs Signalregionen: A, A', B, C, D und E; zur inklusiven Suche nach supersymmetrischen Teilchen definiert, welche zwischen mindestens zwei (Region A/A') und sechs (Region E) harte Jets fordern. Die Region A' wurden von A separiert, da die gewählten Schnitte geeigneter für die Suche nach Compressed Supersymmetry sind. Jeder der sechs Signalregionen kann durch unterschiedliche Anforderungen an den Schnitt auf $m_{\text{eff}}^{\text{inc}}$ in bis zu drei Unterregionen geteilt werden. Diese werden je nach Stärke des Schnittes als locker (l), mittel (m) und fest (t) bezeichnet. Eine Übersicht mit allen Signalregionen und deren Schnittkriterien sind Tabelle 5.1 entnehmbar. Zur

	$p_T >$			$ \eta <$			$\Delta R >$		$\sum p_T (\Delta R < 0,2) <$	
	Jet	e	μ	Jet	e	μ	e -Jet	Jet-Lepton	e	μ
Null-Lepton	20	20	10	2,8	2,47	2,4	0,2	0,4	—	—
Mehr-Lepton	25	10	10	2,5	2,47	2,4	0,2	0,4	$0,1 \times p_T^e$	1,8 GeV
softlepton	25	7	6	2,5	2,47	2,4	0,2	0,4	$0,1 \times p_T^e$	1,8 GeV

Tabelle 5.2.: Überblick über die Rekonstruktionsschritte um die Signal-Elektronen, -Myonen, und -Jets zu erhalten. Alle p_T -Schnitte sind in GeV angegeben. Für die letzte Schnittkategorie wird über alle Spuren im Ereignis summiert und die zugehörige ΔR -Bedingung gilt für das Lepton und diese Spuren.

erfolgreichen Rekonstruktion der Elektronen, Myonen und Jets aus einer Menge an Kandidaten müssen zuerst bestimmte Anforderungen an diese Objekte gestellt werden. Zuerst werden Jet-Kandidaten mit dem Anti- k_t -Algorithmus [66] mit Radiusparameter 0,4 konstruiert, dann werden Schnitte auf den transversalen Impuls und die Pseudorapidität dieser Objekte gesetzt. Als Letztes werden Kandidaten entfernt, die in der $\eta - \phi$ -Ebene zu nahe beieinander liegen und somit in verschiedenen Kategorien gleichzeitig gezählt wurden, wie eine Elektron etwa auch als Jet rekonstruiert wird. Dazu werden erst alle Jet-Kandidaten mit Abstand $\Delta R < 0,2$ bei einem Elektron entfernt und danach alle Lepton-Kandidaten mit Abstand $\Delta R < 0,4$ zu den verbleibenden Jet-Kandidaten. Dies soll vermeiden, dass Leptonen aus einem Zerfall schwerer Hadronen in einem Jet als Leptonen aus der eigentlichen Interaktion zählen. Auf übrig gebliebenen Elektronen, Myonen und Jets eines Ereignisses werden dann die Schnitte der einzelnen Signalregionen angewandt. Werden alle Schnitte erfüllt, trägt das Ereignis zur Analyseeffizienz der Signalregion bei. Die kompletten Anforderungen zur Objektrekonstruktion befinden sich in Tabelle 5.2.

Die fehlende transversale Energie wird dann aus allen verbleibenden Objekten und aus weiteren Energie-Häufungen im Kalorimeter, die ansonsten nicht zu zuordnen sind, berechnet.

In dieser Analyse wurde kein signifikanter Überschuss an Ereignissen gefunden, der nicht durch Standardmodelluntergrund erklärbar ist. Daher wurde in jeder Region eine obere Grenze mit 95% CL auf den sichtbaren Signalwirkungsquerschnitt gesetzt. Dieser ist auch in Tabelle 5.1 aufgeführt.

5.4.2. Ein- und Zwei-Lepton-Analyse

	1L3J	1L4J	softlepton	2L2J	2L4J
$N_{\text{Lepton}} =$		1		≥ 2	
$p_T^{l_1}$	> 25 (20)		$7(6) - 25(20)$	> 25 (20)	
$p_T^{l_2}$	< 10		< 7 (6)	> 10	
$N_{\text{Jets}} \geq$	3	4	2	2	4
$p_T^{\text{Jets}} >$	100; 25; 25	80; 80; 80; 80	130; 25	200; 200	50; 50; 50; 50
$p_T^{\text{weitere Jets}} <$	80	—	—	50	—
$E_T^{\text{miss}} >$	250	250	250	400	100
$m_T >$	100	100	100	—	—
$E_T^{\text{miss}}/m_{\text{eff}} >$	0,3	0,2	0,3	—	0,2
$m_{\text{eff}}^{\text{ink}} >$	1200	800	—	—	650

Tabelle 5.3.: Signalregionen der Ein - und Zwei-Lepton-Analyse mit den zugehörigen Schnitten. Es wird eine Ordnung der Jets nach p_T genutzt. Für die Berechnung von $m_{\text{eff}}^{\text{ink}}$ werden alle Signaljets einbezogen. Die zweite Zeile gibt den Leptontypen der führenden 1 oder 2 Leptonen für die jeweilige Signalregion. Impulse bei gemischten Leptonkriterien für Elektronen (Myonen). In den letzten Zeilen stehen die Zahl der beobachteten sichtbaren Untergrundereignisse und die obere Grenze auf den sichtbaren Signalwirkungsquerschnitt. Weitere Angaben entnehme man [67]. Alle Massen und Energien sind in GeV angegeben.

	1L3J		1L4J		softlepton		2L2J			2L4J		
	e	μ	e	μ	e	μ	ee	$\mu\mu$	$e\mu$	ee	$\mu\mu$	$e\mu$
$N_{\text{Untergrund}}^{\text{sichtbar}}$	2	1	4	2	11	14	0	0	1	8	12	18
$\sigma_{\text{Signal,Limit}}^{\text{sichtbar}}$ [fb]	0,94	0,75	1,22	0,95	1,82	1,92	0,71	0,76	0,83	1,53	1,93	2,14

Tabelle 5.4.: Signalregionen der Null-Lepton-Analyse mit der Zahl der beobachteten sichtbaren Untergrundereignisse und die obere Grenze auf den sichtbaren Signalwirkungsquerschnitt. Weitere Angaben entnehme man [67].

In der veröffentlichten 1- und 2-Leptonen-Analyse der ATLAS-Kollaboration bei einer Schwerpunktenenergie von $\sqrt{s} = 7$ TeV und integrierten Luminosität von $\int L = 4,7 \text{ fb}^{-1}$ [67] werden drei Signalregionen mit der Forderung nach einem Lepton, 1L3J, 1L4J und *softlepton*, sowie zwei Signalregionen mit der Forderung nach mindestens zwei Leptonen, 2L2J, 2L4J, definiert. Diese unterscheiden sich wie zuvor anhand der geforderten Anzahl an harten Jets. Die genau benutzten Schnitte sind Tabelle 5.3 entnehmbar. Die Signalregion *softlepton* ist so gewählt, dass sie empfindlicher auf Compressed Supersymmetry ist als die anderen Regionen.

Die Objektrekonstruktion verläuft analog zur Null-Lepton-Analyse, da aber hier die Leptonen durch ihre geforderte Anwesenheit im Ereignis eine wichtigere Rolle spielen, müssen stärkere Anforderungen an diese gestellt werden. Dadurch wird sicher gestellt, dass es sich auch wirklich um ein Ereignis handelt, in welchem Leptonen

auftauchen. Es wird daher eine stärkere Isolation gegenüber anderen Objekten im Detektor gefordert. Dabei wird die skalare Summe der transversalen Impulse aller Spuren im Detektor betrachtet, die in einem Kegel mit Radius $\Delta R = 0,2$ um die Spur des Leptons liegen, und setzt eine obere Grenze auf diese Summe. Die fehlende transversale Energie wird wie zuvor berechnet. Die Schnitte der Objektrekonstruktion sind in Tabelle 5.2.

Wie auch in der Null-Lepton-Analyse wurde kein signifikanter Überschuss in der Ereigniszahl gefunden und eine obere Grenze mit 95% CL auf den sichtbaren Signalwirkungsquerschnitt in jeder Signalregion gesetzt, welche Tabelle 5.4 zu entnehmen sind. Zusätzlich ist die Zahl der beobachteten Untergrundereignisse angegeben.

5.4.3. Allgemeines zur Abschätzung des Untergrunds

In dieser Diplomarbeit wird nur ein mögliches Signal aufgrund von supersymmetrischen Ereignissen untersucht. Es wird angenommen, dass die ATLAS-Kollaboration den Standardmodell-Untergrund durch spezielle Methoden aus den Daten extrahieren kann und unter Kontrolle hat. Daher werden die entsprechenden Daten mit ihren Unsicherheiten aus den Veröffentlichungen übernommen. Im Folgenden soll nur kurz die Vorgehensweise aufgezeigt werden.

Es werden, vergleichbar mit den bereits erwähnten Signalregionen, durch weitere Schnitte Kontrollregionen definiert, in welchen besonders häufig Ereignisse auftreten, die jeweils mit einer bestimmte Art Untergrund zu supersymmetrischen Ereignissen vergleichbar sind. Bei der Auswahl der Region muss aber vermieden werden, dass mögliche Signalereignisse hineinfallen und dann als Untergrund gezählt werden. Ein Beispiel einer möglichen Kontrollregion für den Untergrund von $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$ mit Jets ist die Produktion von $Z \rightarrow l^+l^-$ mit Jets. Die entsprechenden Ereignisse erfüllen die Forderung nach zwei entgegengesetzt-geladenen Leptonen, deren invariante Masse nah bei der Z -Masse liegt. Durch Vergleich mit Monte-Carlo-Ereignissen werden dann Faktoren bestimmen, um die Zahl der Standardmodellereignisse von einer Kontrollregion in die Signalregion zu übertragen. Da es verschiedene Arten von Untergrund gibt, müssen verschiedene Kontrollregionen definiert werden. Diese enthalten dann aber jeweils Ereignisse aus allen Standardmodellprozessen und es existiert somit eine Korrelation zwischen verschiedenen Kontrollregionen. Durch einen gleichzeitigen Likelihood-Fit des Untergrunds aller Regionen kann dann der Standardmodelluntergrund der Signalregionen aus den Messdaten gewonnen werden und wird nicht nur durch Monte-Carlo-Simulation abgeschätzt.

6. Umsetzung

Die im vorherigen Kapitel besprochenen ATLAS-Analysen sollen nun genutzt werden, um die angegebenen oberen Grenzen eines sichtbaren Wirkungsquerschnitts auf die Parameterräume von supersymmetrischen Modellen anzuwenden. Dabei sind besonders Detektoreffekte zu berücksichtigen und die Ereignissimulation sollen in einem Computerprogramm implementiert werden, so dass das Hinzufügen neuer Analysen und supersymmetrischer Modelle möglichst einfach ist und die Ereignissimulation und Analyse weitgehend automatisiert sind.* Für diese Diplomarbeit wurde dies für das MSSM und das CE_6SSM als supersymmetrische Modelle und mit den zuvor beschriebenen Null-, Ein- und Zwei-Lepton-Analysen umgesetzt. Es müssen zur Berechnung des erwarteten sichtbaren Wirkungsquerschnittes eines supersymmetrischen Modells und dem Vergleich mit experimentellen Daten in einem Parameter mehrere Schritte vorgenommen werden. Dies wird im Folgenden beschrieben. Als Vorbild dient dabei das Vorgehen der FITTINO-Kollaboration in ihrer letzten Analyse [57]. Wobei aber einige Schritte in der eigenen Vorgehensweise anders ausgeführt wurden. Die FITTINO-Kollaboration nimmt eine ATLAS-Analyse ohne Signallepton eines reduzierten Datensatz mit $0,17 \text{ fb}^{-1}$ integrierter Luminosität als Grundlage. Dabei gibt es nur drei Signalregionen, die sich durch die Anzahl der geforderten Jets unterscheiden und eine einfache Nachmodellierung der Ausschlussgrenze für diese ATLAS-Analyse erlauben. Um dann die in dieser Arbeit betrachtete ATLAS-Analyse mit $4,7 \text{ fb}^{-1}$ zu imitieren, wurden die Resultate der vorherigen Analyse durch eine Reskalierung der integrierten Luminosität um einen Faktor 15 an diese angepasst. Auch wenn die so erhaltenen χ^2 -Werte das richtige Verhalten zeigen sollten, werden echte physikalische Effekte, die bei höherer Luminosität auftreten, nicht berücksichtigt. Es wird daher in dieser Arbeit die ATLAS-Analyse mit $4,7 \text{ fb}^{-1}$ direkt reproduziert. Im Folgenden wird das Vorgehen erklärt, um dieses Ergebnis zu erhalten. Im nächsten Kapitel werden dann die Resultate dargestellt.

6.1. Das supersymmetrische Massenspektrum

Um den Einfluss von Supersymmetrie auf Observablen quantifizieren zu können, ist eine Vorhersage der Massen der supersymmetrischen Teilchen nötig. Diese Massen werden aber durch viele freie Parameter beeinflusst. Wie in Kapitel 3 beschrieben, wird durch gewisse Modellannahmen, etwa Planck-Skalen-Vereinigung der sanften Brechungsparameter, die Anzahl der freien Parameter auf einige wenige reduziert;

*Eine Übersicht von Programmen, die eine Untersuchung supersymmetrischer und anderer Modelle erlauben, ist z.B. in [68] zu finden.

fünf im Fall des CMSSM, acht für das CE₆SSM. Spektrumgeneratoren sind Computerprogramme, welche dann durch Renormierungsgruppenlaufen und Kenntnis der Standardmodellparameter, aus den Eingabeparametern des Modells an der Skala M_X das supersymmetrische Massen-Spektrum und die dazugehörigen Mischungsmatrizen an der Niederenergie-Skala berechnen. Die Niederenergie-Skala bezeichnet dabei die Skala, an der die experimentellen Ergebnisse gewonnen werden, meist nahe der elektroschwachen Skala, während die Eingabe-Skala bei den hier betrachteten Modellen nahe an der Planck-Skala liegt.

6.1.1. CMSSM

Für das MSSM gibt es eine große Auswahl an verfügbaren Spektrumgeneratoren, welche mit der CMSSM-Parametrisierung und einigen anderen Modellen arbeiten können. Ein Vergleich der Ergebnisse einiger dieser Programme wird in [69] durchgeführt. Dabei wurde festgestellt, dass die theoretischen Fehlergrenzen durch Unterschiede in den verschiedenen Spektrumgeneratoren in der Größenordnung der experimentellen Unsicherheiten am LHC liegt und es in den meisten Parameterpunkten zu keinen großen Unterschieden zwischen den Ergebnissen der verglichenen Programme kommt. Dennoch liegen einiger der hier betrachteten Parameterpunkte in der dort besprochenen Fokuspunkt-Region, in welcher größere Abweichungen möglich sind. Für diese Diplomarbeit dient der Spektrumgenerator **SPheno-3.17** [70, 71] zur Berechnung der Spektren für das CMSSM. Dieser wird auch von FITTINO benutzt.

6.1.2. CE₆SSM

Für das CE₆SSM wurde ein Spektrumgenerator mit Schwellenkorrekturen entwickelt [52, 47, 72]. Es ist aber auch möglich, in den neueren Versionen des *Mathematica*-Programmpaketes **SARAH-3.1** [73, 74] automatisch einen auf SPheno-basierenden Spektrumgenerator für ein, über das MSSM hinausgehendes, supersymmetrisches Modell zu erzeugen. Da bereits ein Modelfile des CE₆SSM für **SARAH** existiert [75], soll diese Möglichkeit untersucht und das Modelfile für diese Diplomarbeit angepasst werden, so dass es möglich ist, einen Spektrumgenerator mit **SARAH** zu erzeugen. Dafür muss zu den schon vorhandenen Dateien eine Datei namens **SPheno.m** hinzugefügt werden, welche Informationen über Eingabeparameter und Bedingungen zu möglichen Vereinigungen von Parametern, wie den Kopplungskonstanten, enthält. Es muss auch die Information enthalten sein, nach welchen Parametern die Minimierungsbedingungen des Higgs-Potentials aufgelöst werden. **SARAH** lässt dabei nur analytische Lösungen für die Minimierungsbedingungen nach Variablen zu, von denen diese direkt abhängen. Daher ist es nicht möglich ein numerisches Verfahren wie in [52] vorzugeben, um die Gleichungen nach m_0 , $M_{1/2}$ und A_0 zu lösen. Die einzige Kombination, die an der Vereinigungsskala M_X unabhängige Parameter liefert, ist das Auflösen nach λ_3 , A_{λ_3} und einer sanften Higgsmasse $m_{H_u}/m_{H_d}/m_s$, wobei letztere bei M_X als A_0 und m_0 identifiziert werden. Da λ_3 eine dimensionslose Größe des Superpotentials ist, sollte zur Beschreibung des Modells mit Störungstheorie $|\lambda_3| \lesssim 3$ gelten, damit höhere Ordnungen keine größeren Beiträge liefern. Dies folgt dem

Vorgehen in [72]. Dies konnte in dieser Arbeit nicht realisiert werden, da folgende Hindernisse festgestellt wurden. Es kann aber die numerischen Methoden, welche in Spektrumgeneratoren benutzt werden, kein Parameterbereich gefunden werden, in dem dies gilt. Dies wird durch die Berechnung von λ_3 verursacht, wobei zwei Größen mit einer Massendimension durcheinander dividiert werden, welche sich aber im Verlauf des Programms um mehrere Größenordnungen unterscheiden können. Eine andere Wahl von Parametern zum Auflösen der Minimierungsbedingungen wären bei M_X nicht unabhängig und der zu untersuchende Parameterraum somit größer. Zum Beispiel würde das Lösen nach allen drei sanften Higgsmassen möglich sein, aber alle drei würden im Allgemeinen unterschiedliche Werte für m_0 geben. Daher wird für die nachfolgenden Untersuchungen der anfangs erwähnten Spektrumgenerator verwendet.

Die Ausgabe des Massenspektrums durch diesen Generator ist nicht kompatibel mit den Festlegungen des “Supersymmetry Les Houches Accord” (SLHA) [76, 77], welcher eine allgemeine Struktur für die Formatierung von Dateien mit Informationen über supersymmetrische Spektren vorgibt. Der SLHA liefert ein allgemein akzeptiertes Format für eine Schnittstelle und wird von den meisten Programmen, die Berechnungen mit supersymmetrischen Modellen durchführen, verwendet. Da einige dieser Programme im Folgenden genutzt werden, wurde eine Applikation in der Programmiersprache *Python* geschrieben, dass die Ausgabe des Generators in das SLHA-Format bringt und das auch aus SLHA-Spektren einzelne Parameter extrahieren kann.

6.2. Totaler Wirkungsquerschnitt

Für die Suche nach supersymmetrischen Signalen ist eine genaue Kenntnis des Wirkungsquerschnitts, mit dem diese produziert werden, unerlässlich. Aus den Rechnungen der Standardmodell-QCD ist bekannt, dass Korrekturen durch Hinzunahme höherer Ordnungen sehr groß sein können [59, 78]. Daher soll, so weit möglich, mindestens die nächst-führende Ordnung in der Störungstheorie (Next to Leading Order, NLO) hinzugenommen werden. Hierbei werden die Abhängigkeiten der Observablen von der Faktorisierungsskala der Partonendichte aus der Behandlung weichen und kollinearer Gluonstrahlung stark reduziert. Das Standardprogramm, welches totale Wirkungsquerschnitte für die, in Abschnitt 5.2.1 beschriebene, Produktion von stark wechselwirkenden, supersymmetrischen Teilchen an Hadronen-Beschleunigern berechnet, ist **Prospino**-2.1 [59, 79]. Es wird sowohl für die offiziellen ATLAS-Analysen als auch von der FITTINO-Kollaboration benutzt. **Prospino** benötigt als Eingabe eine Spektrumdatei im SLHA-Format und liefert als Ausgabe eine Textdatei mit den berechneten NLO- und LO-Wirkungsquerschnitten für den vorher gewählten Produktionskanal. In dieser Arbeit werden die Kanäle der Gluino-Gluino-, Squark-Gluino-, Squark-Squark und Squark-Antisquark-Produktion berechnet.

Es ist zu beachten, dass **Prospino** nur NLO-QCD-Korrekturen durch die Squarks und Gluinos des MSSM beinhaltet. Es existiert auch ein Programm zur Ermittlung des totalen Wirkungsquerschnitts, welches zusätzlich die Resummation der führenden Logarithmen berücksichtigt [80, 81]. Dies wurde hier nicht verwendet, da es nur für

Parameterpunkte mit Squarkmassen kleiner 2000 GeV nutzbar ist. Der betrachtete Parameterraum des CE₆SSM liegt aber größtenteils außerhalb dieses Bereiches. Im E₆SSM existieren die stark wechselwirkenden X -Teilchen, welche weitere Beiträge zu den NLO-Korrekturen liefern können. Näheres wird am Ende dieses Kapitels, in Abschnitt 6.7, beschrieben.

6.3. Ereignis- und Detektorsimulation, Umsetzung der Analysen

Der Einfluss von Detektoreffekten und den Analyseschnitten auf supersymmetrische Signale muss an simulierten Ereignissen geprüft werden, um experimentelle Ergebnisse interpretieren zu können. Zur Simulation der Produktion von supersymmetrischen Teilchen, deren Zerfall, sowie nachfolgenden Partonschauer-Bildung[†] wird der Monte-Carlo-Ereignisgenerator **Herwig++**-2.6.0 [82, 83] mit den dort beigefügten **MRST2007LOMOD-PDF** [84] benutzt. Dieser Generator dient auch bei der FITTINO-Kollaboration und den zuvor beschriebenen ATLAS-Analysen zur Erzeugung der supersymmetrischen Ereignisse. **Herwig++** hat den Vorteil, dass es automatisch Partonschauer bei Squarks und Gluinos simuliert. Es ist dabei zu beachten, dass **Herwig++** nur MSSM-Prozesse unterstützt. Dafür können alle Zerfallsbreiten der supersymmetrischen Teilchen berechnet werden. Besondere Annahmen, welche daher für das CE₆SSM getroffen wurden müssen, sind am Ende dieses Kapitels, in Abschnitt 6.7, aufgeführt. Zur Simulation von Detektoreffekten dient, wie auch bei der FITTINO-Kollaboration, die schnelle Detektorsimulation **Delphes** [85]. Als Schnittstelle zwischen Ereignis- und Detektorsimulation wird das **HepMC**-Format benutzt [86]. Eine Spektrum-Datei im **SLHA**-Format dient als Eingabe für **Herwig++**. Zusätzlich muss eine Parameterdatei, für diese Arbeit immer als **MSSM.in** bezeichnet, bereit gestellt werden, die alle für die Ereignissimulation nötigen Informationen enthält, wie z.B. die Anzahl der zu erzeugenden Ereignisse und die Schwerpunktsenergie der Kollision. Diese wurde so angelegt, dass alle supersymmetrischen QCD-Prozesse berücksichtigt werden. Bei **Delphes** ist, zusätzlich zu der **HepMC**-Datei, eine Parameterdatei notwendig, welche spezifische Informationen zur Geometrie des Detektor und Werte für bestimmte Rekonstruktionsparameter enthält. Es existiert bereits eine für den ATLAS-Detektor vorgefertigte Datei **DetectorCard_ATLAS.dat**, welche aber angepasst wurde, um bestimmte Details der ATLAS-Analysen zu berücksichtigen. So wurde der Jet-Rekonstruktionsalgorithmus auf die Angaben der Analysen angepasst und die Rekonstruktionsschwellen auf den transversalen Impuls von Leptonen soweit gesenkt, dass die Anforderungen der softlepton-Region aus der Ein-Lepton-Analyse (siehe Tabelle 5.3) erfüllbar sind. Die Ausgabe ist eine **root**-Datei, die alle durch **Delphes** rekonstruierten Objekte enthält. **Herwig++** simuliert die verschiedenen ausgewählten Produktionskanäle ($q\bar{q}$, $q\bar{q}$, $\tilde{g}\tilde{g}$, $\tilde{q}\tilde{q}$) in einer mit dem LO-Produktionsquerschnitt gewichteten Häufigkeit. Dadurch werden die häufiger stattfindenden Prozesse auto-

[†]Partonschauer-Bildung bezeichnet die Entwicklung von weichen stark wechselwirkenden Teilchen, welche nicht durch die harte Wechselwirkung beschrieben werden.

matisch mit geringerer statistischer Unsicherheit untersucht.

Die in Kapitel 5.4 beschriebenen Analysen werden durch Benutzung des Analyse-Frameworks **ROOT** [87] umgesetzt, indem die Schritte der Objektrekonstruktion aus Tabelle 5.2 und die Schnitte aus den Tabellen 5.1 und 5.1 auf die Objekte, welche in der von **Delphes** ausgegebene **root**-Datei enthalten sind, angewendet werden. Um eine Balance zwischen ausreichend vielen simulierten Ereignissen und begrenztem Speicherplatz und Rechenzeit zu gewährleisten, wird für jedes der beiden Modelle ein Raster mit ungefähr 800 Parameterpunkten berechnet und für jeden dieser Punkte 10000 supersymmetrische Ereignisse simuliert.

Da eine **HepMC**-Datei mit dieser Anzahl an Ereignissen 1,5 GB groß ist, war es wegen begrenztem Speicherplatz nicht möglich die **HepMC**-Dateien beider Raster zu speichern. Deshalb wurde auf diese Datei direkt die Detektorsimulation angewendet und die Datei danach gelöscht. Die **root**-Datei mit 10000 Ereignissen ist dann nur noch 0,5 GB groß und kann längere Zeit auf dem Cluster des Institutes gespeichert werden. Das Speichern dieser Dateien vermeidet, dass sie immer neu erzeugt werden müssen, nur weil im nachfolgenden Analyseschritt eine Änderung auftritt. Im Verlauf dieser Diplomarbeit wurden anfangs nicht die 5 fb^{-1} -Analysen untersucht, da diese erst im Verlauf der Arbeit publiziert wurden, sondern Analysen, welche auf einem geringeren Datensatz basieren. Daher wurde der Analyseteil des Verfahrens mehrmals angepasst, diese Anpassungen konnten jedoch direkt an den gespeicherten Dateien getestet werden und Ergebnisse liefern.

6.4. Zusammenführung der vorherigen Schritte

Mit Hilfe der gerade beschriebenen Programme und durch Nutzung der Gleichung (5.13) ist es möglich, den sichtbaren Signal-Wirkungsquerschnitt bzw. die sichtbare Ereigniszahl zu berechnen

$$\sigma_{\text{sichtbar,Region}}^{\text{SUSY-Signal}} = \sum_i \sigma_i^{\text{NLO}} [A \times \epsilon]_{i,\text{Region}}^{\text{MC}}, \quad i \in \{\tilde{q}\tilde{q}, \tilde{g}\tilde{g}, \tilde{q}\tilde{g}, \tilde{q}\tilde{q}\}, \quad (6.1)$$

$$N_{\text{sichtbar}}^{\text{SUSY-Signal}} = \sigma_{\text{sichtbar}}^{\text{SUSY-Signal}} \int L, \quad (6.2)$$

dabei ist $\sum_i \sigma_i^{\text{NLO}}$ der mit **Prospino** berechnete Wirkungsquerschnitt, wobei i über die supersymmetrischen Zustände summiert, welche am LHC produziert werden können. Es unterscheiden sich die so berechneten Wirkungsquerschnitte jeder Signalregion einer Analyse voneinander. Das Produkt aus Akzeptanz und Effizienz, $[A \times \epsilon]_{i,\text{Signal}}^{\text{MC}}$, wird aus der Analyse der Monte-Carlo-Ereignisse gewonnen, welche mit **Herwig++** und **Delphes** erzeugt wurden, als Quotient aus der Anzahl an Ereignissen des supersymmetrischen Zustandes i , welche alle Schnitte einer Signalregion bestehen, $N_i^{\text{MC,nach Analyse}}$, und der Anzahl der Ereignisse des Zustandes i welche von **Herwig++** auf Parton-Level generiert wurden, $N_i^{\text{MC,gesamt}}$,

$$(A \times \epsilon)_{i,\text{Region}}^{\text{MC}} = \frac{N_{i,\text{Region}}^{\text{MC,nach Analyse}}}{N_i^{\text{MC,gesamt}}}. \quad (6.3)$$

Die Größe $A \times \epsilon$ ohne Indizes beschreibt die Analyseeffizienz, welche über alle Produktionskanäle gemittelt berechnet wird als

$$A \times \epsilon = \frac{N_{\text{Region}}^{\text{MC,nach Analyse}}}{N_{\text{MC,gesamt}}} . \quad (6.4)$$

Es liegen ATLAS-Resultaten für die Größe vor und daher ist einen Vergleich mit eigenen Ergebnissen möglich. Die so erhaltenen Wirkungsquerschnitte werden dann mit den Ausschlussgrenzen, welche vom ATLAS-Experiment jeweils für eine Signalregion bestimmt wurden und in Tabelle 5.1 und 5.4 mit angegeben sind, verglichen oder, wie im nächsten Abschnitt beschrieben, wird die nach Gleichung (6.2) berechnete Ereigniszahl als Signalrate s zusammen mit der experimentell bestimmten Untergrundzahl b bzw. $N_{\text{Untergrund}}^{\text{sichtbar}}$ genutzt, um ein χ^2 zu berechnen.

Die Ein- und Ausgabe der gewählten Programme wird mit einem selbst entwickelten Programmpaket in *Python* verbunden. Die zuvor beschriebene Umsetzung der ATLAS-Analysen wurde ebenso in *Python* umgesetzt. Es ist dadurch möglich, die Berechnung des NLO-Wirkungsquerschnitts, die Erzeugung der MC-Ereignisse mit Detektorsimulation und das Ausführen der Analysen konsistent miteinander zu verbinden.

6.5. χ^2 -Berechnung

Durch den Verlauf von χ^2 über den gewählten Parameterraum kann die Stabilität der Ausschlussgrenzen betrachtet werden. Außerdem ist es möglich, dass χ^2 aus LHC-Ergebnissen mit dem χ^2 aus anderen Untersuchungen, etwa der Dunklen-Materie-Dichte im Universum, zu kombinieren, um so globale Ausschlussgrenzen für Parameter des CE₆SSM zu erhalten.

Mit Gleichungen (4.18), (4.20) und (4.25) können aus der, durch die zuvor beschriebenen Schritte erhaltenen, sichtbaren Signalereigniszahl $N_{\text{sichtbar}}^{\text{SUSY-Signal}}$ und der vom ATLAS-Experiment erhaltenen Zahl an Untergrundereignissen, χ^2 -Werte für jeden supersymmetrischen Parameterpunkt berechnet werden. Zur Umsetzung werden durch Monte-Carlo-Integration für jeden Parameterpunkt die Vertrauensniveaus CL_b und CL_{s+b} aus (4.18) mit der Dichtefunktion $f(Q)$ aus (4.25) berechnet. Als Eingabeparameter sind dafür die Anzahl der Signal- und Untergrundereignisse mit den jeweiligen systematischen Unsicherheiten für die entsprechende Analyse notwendig. Für die Signalereignisse sind dies die Theorie-Unsicherheiten, für die Untergrundergebnisse die in den ATLAS-Analysen gegebenen systematischen Unsicherheiten. Die Integration erfolgt in dieser Arbeit für jeden Parameterpunkt durch 10000 simulierte Stichproben. Aus dem Vertrauensniveau CL_{s+b} , der Signalregion, welche die größte Ausschlusskraft für einen Parameterpunkt hat, wird dann nach Gleichung (4.23) den χ^2 -Wert für den jeweiligen Punkt ausgerechnet.

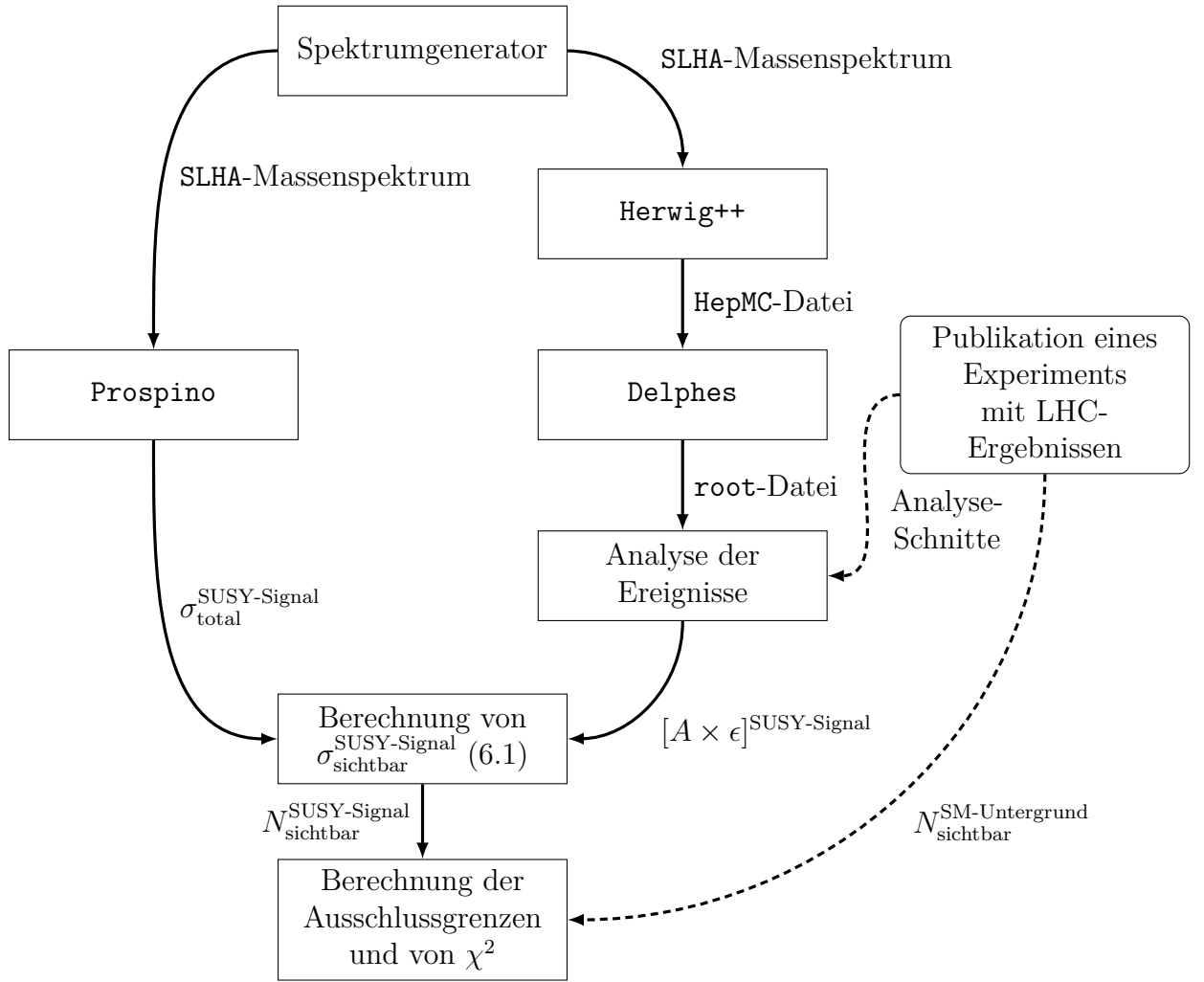


Abbildung 6.1.: Schematische Darstellung der Vorgehensweise in dieser Arbeit, um experimentelle Ausschlussgrenzen in andere Modelle umzudeuten.

6.6. Parallelisierung

Die Berechnungen unterschiedliche Parameterpunkte des supersymmetrischen Modells sind unabhängig von einander. Dies erlaubt eine einfache Parallelisierung aller Berechnungsschritte, welche in dem Programmpaket eingebaut wurde, auf mehrere Rechnerkern für ein Raster im Parameterraum des jeweiligen Modells. Für das CMSSM wird dies z.B. ein Raster in der $m_0 - M_{1/2}$ -Ebene sein. Durch Festlegung der Schwerpunktsenergie \sqrt{s} ist der Wirkungsquerschnitt, mit der supersymmetrische Teilchen erzeugt werden, eindeutig. Auch die Physik den von **Herwig++** erzeugten Ereignissen für einen Parameterpunkt ändert sich nicht. Es reicht daher aus sowohl **Prospino** als auch die Kombination von **Herwig++** und **Delphes** für einen Punkt jeweils nur einmal zu benutzen und die NLO-Wirkungsquerschnitte, bzw. die von **Delphes** ausgegebene **root**-Datei zu speichern. Auf diese Datei können dann die verschiedenen Analysen angewendet und deren Ergebnisse mit den Wir-

kungsquerschnitten kombiniert werden. Es wurde eine Benutzereingabe angelegt, so dass die Ausführung der Programme auch jeweils einzeln, für alle Parameterpunkte parallelisiert, möglich ist, anstelle die komplette Applikationskette wiederholt auszuführen. Für **Herwig++** und **Delphes** ist dies möglich, da beide Programme auf Parameterkarten zurückgreifen, um Details der Berechnung zu beeinflussen, die bereits erwähnten **MSSM.in** und **DetectorCard_ATLAS.dat**. Da die Analysen genau wie die Benutzereingabe in *Python* geschrieben sind, werden Parameter dafür direkt durch eine, zum Programm gehörende, Parameterkarte weitergeben.

Für **Prospino** ist die Parallelisierung komplizierter, da das Programm für jeden Endzustand neu kompiliert werden muss. Außerdem tragen die Ausgabedateien sehr generische Namen, wie **parameter.dat**, die nicht durch Eingabeparameter veränderlich sind. Es daher kann nicht das selbe Programm für alle gleichzeitigen Berechnungen genutzt werden. Um die Parallelisierung sicher zu stellen, wird für jede Berechnung der Wirkungsquerschnitte eine Parameterpunktes eine Kopie von **Prospino** auf dem lokalen Speicher der Maschine, auf der die Berechnungen durchgeführt werden, angelegt und nach dem Ende der Berechnungen wieder gelöscht.

Die Ergebnisse von **Prospino** und der Analysen, also σ_i^{NLO} und $[A \times \epsilon]_{i,\text{Region}}^{\text{MC}}$, werden jeweils in Textdateien geschrieben und zur Berechnung der Ausschlussgrenzen genutzt. Dabei sind die **Prospino**-Ergebnisse für alle inklusiven Analysen gültig, die auf Datensätzen der gleichen Schwerpunktsenergie basieren. Eine schematische Darstellung, wie die einzelnen Schritte des Verfahrens verbunden sind, ist in Abbildung 6.1 zu sehen.

6.7. Näherungen im CE_6SSM

Die Programme **Prospino** und **Herwig++** berechnen Wirkungsquerschnitte und MC-Ereignisse nur für das MSSM und lassen somit als Eingabe nur MSSM-Massenspektren zu. Daher wird für diese Arbeit nur der MSSM-artige Feldinhalt des CE_6SSM betrachtet. Im Folgenden soll untersucht werden, in wie weit diese Näherung gültig ist.

Die zusätzlichen exotischen Teilchen des CE_6SSM lassen sich unterteilen in die Survival-Higgs-Teilchen, die schwach wechselwirkenden Inert-Teilchen der Higgs-Dubletts und -Singulets, welche keinen Vakuumerwartungswert erhalten und die stark wechselwirkenden X -Teilchen. Zusätzlich existiert ein weiteres CP -gerades Higgsboson, das Z' -Eichboson und zwei weitere Neutralinos.

Die Parameter, welche für die Masse der Survival-Higgs-Teilchen verantwortlich sind, werden in dieser Diplomarbeit so groß gewählt, dass sie keinen Einfluss auf die gewählten Analysen haben und diese Teilchen daher nicht betrachtet werden müssen. Die gewählten Werte dieser Parameter werden im nächsten Kapitel angegeben.

Da Inert-Teilchen nur durch die schwache Wechselwirkung erzeugt werden, werden sie in geringer Zahl am LHC produziert und sollten kaum Einfluss auf die betrachteten Analysen haben, da diese eine gewisse Anzahl harter Jets und fehlender transversaler Energie fordern. Diese Signatur wird beim Zerfall der Inert-Teilchen selten entstehen, da sie nicht stark wechselwirken. Aus den genannten Gründen werden die Inert-Teilchen im Folgenden vernachlässigt.

Da die Kopplung g'_1 im Vergleich zu den anderen Kopplungen, insbesondere g_3 , sehr klein ist, ist eine Produktion von Squarks durch ein Z_N -Eichbosons am LHC vernachlässigbar für die hier untersuchten Analysen.

Die X -Teilchen wechselwirken hingegen stark und können daher in großer Zahl am LHC erzeugt werden. Wie im Abschnitt 5.2.3 beschrieben, zerfallen sie dann über die \mathbb{Z}_2^H -verletzenden Vertizes des erweiterten Superpotentials (3.56) oder (3.57), wodurch immer Quarks im Endzustand auftauchen und Jets verursachen. Es ist daher möglich, dass diese Teilchen Einfluss auf die betrachteten Analysen haben. Da die Masse der skalaren und fermionischen X -Teilchen aber abhängig vom Vakuumerwartungswert des Singulett-Higgsfeld v_s ist, geht aus Abbildung 6.2 hervor, dass der in dieser Arbeit untersuchte Parameterbereich des CE_6SSM Massen der X -Teilchen bereitstellt, welche zu groß für die Produktion am LHC sind, bzw. in einigen Parameterpunkten zwar niedrig genug sind, diese Punkte durch die hier betrachteten Analysen aber ausgeschlossen werden. Diese Ausschlussgrenzen werden im nächsten Kapitel beschrieben. Auch wenn X -Teilchen am LHC nicht direkt produziert werden, ist es möglich, dass sie indirekt Einfluss auf die Produktion von Squarks und Gluinos durch NLO-Beiträge haben. Somit könnte sich der totale Wirkungsquerschnitt verändern, der mit **Prospino** berechnet wird. Da die QCD-Eichinvarianz nicht gebrochen ist und Schwellenkorrekturen im verwendeten CE_6SSM -Spektrumgenerator enthalten sind, sollten diese Korrekturen aber kaum einen numerischen Einfluss haben und werden in dieser Diplomarbeit nicht weiter betrachtet. Wie bei den X -Teilchen werden auch die Massen des dritten CP -geraden Higgsbosons und der Neutralinos sehr stark durch v_s bestimmt. In der Neutralino-Massenmatrix (3.69a) tritt v_s dabei durch μ_{eff} als Higgsino-Massenparameter, sowie mit dem Faktor $g_N N_S/2 \approx 1/3$ als ein Massenparameter in der \mathcal{M}_{22} -Untermatrix (3.69b) auf. Durch die großen Werte für v_s , welche in dieser Diplomarbeit betrachtet werden, $v_s > 5$ TeV, sind die Beiträge, welche proportional zu v_1 oder v_2 sind, klein gegenüber den Beiträgen in \mathcal{M}_{22} bzw. μ_{eff} . Dies unterdrückt eine Einmischung von \tilde{s}_3 und $\tilde{\lambda}_N^0$ in die vier leichtesten Neutralinos und erlaubt es, dass \mathbf{Y}_{MSSM} (3.45) wie im MSSM behandelt werden kann, ohne die schweren Neutralinos explizit zu betrachten. Die leichtesten Neutralinos χ_1^0 und χ_2^0 sind dann ebenso durch eine unterdrückte Mischung von Wino und Bino mit den Higgsinos hauptsächlich bino- bzw. winoartig. Dies gilt analog auch für das leichteste Chargino, welches durch große μ_{eff} -Werte winoartig wird, da auch hier die Mischung des geladenen Winos und Higgsinos unterdrückt sind. Daher wird in den Neutralino- und Charginozerfallsketten des CE_6SSM kein sichtbarer Higgsbosonanteil auftauchen. Denn Squarks und Gluinos zerfallen nur in die zwei leichtesten Neutralinos oder das leichteste Chargino, da andere Neutralinos und das Chargino sehr schwer sind und somit der Phasenraum für den Zerfall in diese sehr klein. Ohne Higgsino-Anteil kann aber auch kein Zerfall in Higgsbosonen stattfinden. Es ist klar zu stellen, dass, um \mathbf{Y}_{MSSM} unabhängig von \mathcal{M}_{22} zu betrachten, μ_{eff} kleiner als $g_N N_S/2v_s$ sein muss, da sonst χ_3^0 und χ_4^0 hauptsächlich aus \tilde{s}_3 und $\tilde{\lambda}_N^0$ bestehen werden. Im betrachteten Parameterbereich wird dies immer der Fall sein, da zwar $|\lambda_3|$ an der GUT-Skala bis zu $|\lambda_3(M_X)| = 3$ gesetzt wird, aber an der Skala, bei der LHC-Physik stattfindet, wegen Renormierungsgruppenlaufen nie größer als $\lambda_3(Q \approx 1 \text{ TeV}) \approx 0,35$ wird. Daher gilt $|\lambda_3|/(g_N N_S/2) \lesssim \sqrt{2}$ und die normalen Higgsinos mischen hauptsächlich

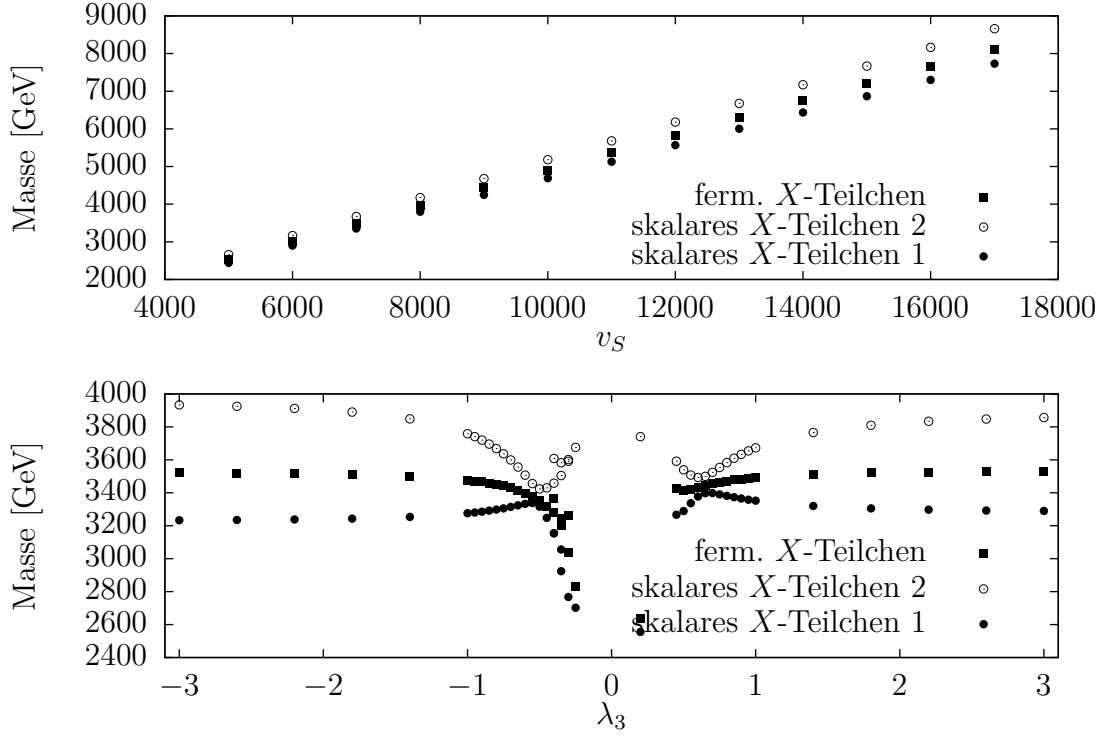


Abbildung 6.2.: Abhängigkeit der Massen exotischer starkwechselwirkender Teilchen von v_s (oben) und λ_3 (unten). Für die nicht veränderten Parameter gilt $\tan \beta = 10$ und entweder $\lambda_3 = 1$ oder $v_s = 7000$

zu χ_3^0 und χ_4^0 , mit einem maximalen Beitrag durch \tilde{s}_3 und $\tilde{\lambda}_N^0$ von einem Prozent. Um die Unitarität zu sichern, wird für das MSSM-artige CE_6SSM -Spektrum \mathbf{Y}_{MSSM} für diese Arbeit numerisch neu diagonalisiert, um die unitäre Mischungsmatrix N zu erhalten.

Bei der CP -gerade Massenmatrix des CE_6SSM siehe Anhang A.3.2, sind die Beiträge M_{13} und M_{23} , wenn der Bereich $v_s > 5$ TeV betrachtet wird, mindestens um den Faktor $v/v_s < 1/20$ kleiner als das Hauptdiagonalelement M_{33} . Dadurch gibt es nur eine geringe Mischung zwischen den MSSM-artigen Higgsdubletts und dem Higgs-Singulett und die beiden leichtesten CP -geraden Masseneigenzustände können in der MSSM-Näherung des CE_6SSM als entsprechende Masseneigenzustände aufgefasst werden. Dabei werden deren Massen übernommen und der Mischungswinkel α nach Gleichung (3.39) berechnet. Dies ist zwar nur als Näherung richtig, umgeht aber Probleme mit möglichen Konsistenzprüfungen von Eingabeparametern bei den gewählten Programmen. Dieser Parameter hat auch nur eine untergeordnete Rolle für Prozesse mit starker Wechselwirkung am LHC.

Die Masse des zusätzlichen des Z_N -Eichbosons ist nach Gleichung (3.63), wie auch die zuvor betrachteten Massenparameter, sehr stark von v_s abhängig. Im untersuchten Parameterbereich wird es damit sehr schwer sein mit $m_{Z_N} > 2$ TeV. Da auch die Kopplungskonstante g_N , mit der dieses Boson erzeugt wird, klein gegenüber g_3 ist, können Beiträge durch eine Z_N -Produktion vernachlässigt werden.

7. Ergebnisse

7.1. Massenspektren

Im Folgenden werden die Parameterbereiche des CMSSM und des CE_6SSM angegeben, welche untersucht wurden, und wichtige Gemeinsamkeiten und Unterschiede der Massenspektren anhand von Referenzpunkten diskutiert. Für das CMSSM wird der Parameterbereich betrachtet, welcher auch in den ATLAS-Analysen vorausgesetzt wird. Dieser wird durch $A_0 = 0$, $\tan\beta = 10$ und das Setzen des positiven Vorzeichens für μ , eingeschränkt. Die verbleibenden Parameter m_0 und $M_{1/2}$ liefern dann ein zweidimensionales Raster, um Ausschlussgrenzen zu setzen. In Tabelle 7.1 sind einige Referenzpunkte mit für LHC-Physik wichtigen Parametern angegeben, welche im Weiteren als Beispiele und Grundlage für Erläuterungen der erhaltenen Ergebnisse dienen. Die beiden Punkte MSSM1 und MSSM2 liegen dabei nahe der Ausschlussgrenzen der ATLAS-Analysen. MSSM1 ist dabei als Punkt mit gleichen Squark- und Gluinomassen gewählt, während bei MSSM2 die Gluinomasse kleiner als die Squarkmasse ist, wodurch, wie in Abschnitt 5.2 beschrieben, andere Signaturen auftreten. Die weiteren Punkte MSSM2a und MSSM2b im ersten Teil der Tabelle 7.1 dienen zur Veranschaulichung der Änderungen, welche auftreten, wenn A_0 bzw. $\tan\beta$ variiert werden. Im CE_6SSM werden alle κ_i und λ_1, λ_2 gleich λ_3 gesetzt und dieser Parameter an der GUT-Skala M_X variiert, dies folgt der Vorgehensweise in. Die Parameter des Survival-Sektors werden so gewählt, dass diese Teilchen keine Rolle für die LHC-Physik spielen, $\mu' = m_{h'}^2 = m_{\tilde{h}'}^2 = 10 \text{ TeV}^2$, $B\mu' = 0$.

Der Parameter $\tan\beta$ wird bei den Werten $\tan\beta = 10$ und $\tan\beta = 30$ untersucht, da, anders als beim CMSSM, dieser Parameter zu einer starken Variation der Squark- und Gluinomassen führt. Dies ist in Abbildung 7.3 zu sehen und folgt daraus, dass diese Massen von m_0 und $M_{1/2}$ abhängig sind. Im CMSSM werden diese Parameter freigewählt, im CE_6SSM ergeben sie sich aber aus den Bedingungen der elektroschwachen Symmetriebrechung, welche von $\tan\beta$ abhängen. Es ist zu beachten, dass λ_3 ein Parameter der Lagrangedichte mit Massendimension null ist und so, um die Konvergenz der Störungstheorie zu wahren, im Bereich $-3 < \lambda_3 < 3$ gewählt wird. Der Spektrumgenerator des CE_6SSM kann für einen Parameterpunkt bis zu vier mögliche Spektren generieren, dies wird durch das gewählte Lösungsverfahren der Gleichungen der elektroschwachen Symmetriebrechung begründet [52]. In den meisten Fällen werden zwei Spektren berechnet, wobei eins eine negative Gluinomasse enthält und das andere eine positive. Dies ist für Fermionen möglich und durch eine Redefinition des Gluinofeldes kann das Vorzeichen absorbiert werden. Dies verursacht aber einen zusätzlichen Faktor i am $\tilde{g}\tilde{q}q$ -Vertex, welcher in Berechnungen berücksichtigt werden muss. Da dies nicht in allen Programmen gleichermaßen berücksichtigt

	MSSM1	MSSM2	MSSM2a	MSSM2b	ESSM1	ESSM2
m_0	500	2700	2700	2700	-	-
$M_{1/2}$	550	350	350	350	-	-
A_0	0	0	0	3000	-	-
v_S	-	-	-	-	11000	11000
λ_3	-	-	-	-	0,95	0,95
$\tan \beta$	10	10	45	10	10	30
μ/μ_{eff}	688	370	58	900	2324	2244
$m_{\tilde{g}}$	1283	940	939	930	943	1281
$m_{\tilde{u}_1}$	1213	2756	2758	2756	2709	2827
$m_{\tilde{u}_2}$	1254	2757	2759	2756	2756	2912
$m_{\chi_1^0}$	228	146	45	146	172	243
$m_{\chi_2^0}$	431	266	77	284	302	427
$m_{\chi_3^0}$	694	384	160	914	2327	2246
$m_{\chi_1^\pm}$	431	265	60	285	302	427
$m_{\tilde{e}_1}$	542	2700	2701	2700	2369	2171
$m_{\tilde{e}_2}$	621	2701	2702	2701	2748	2619
$\sigma_{\tilde{q}\tilde{g}}(Q = m)$	3,7	$5 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-2}$	$4 \cdot 10^{-2}$	$4 \cdot 10^{-3}$
$\sigma_{\tilde{q}\tilde{g}}(Q = m/2)$	4,2	$6 \cdot 10^{-2}$	$6 \cdot 10^{-2}$	$6 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-3}$
$\sigma_{\tilde{q}\tilde{g}}(Q = 2m)$	3,1	$4 \cdot 10^{-2}$	$4 \cdot 10^{-2}$	$4 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-3}$
$\sigma_{\tilde{g}\tilde{g}}(Q = m)$	0,33	14	14	15	13	5
$\sigma_{\tilde{g}\tilde{g}}(Q = m/2)$	0,38	16	16	18	16	6
$\sigma_{\tilde{g}\tilde{g}}(Q = 2m)$	0,27	11	11	12	11	4
$\sigma_{\tilde{q}\tilde{q}}(Q = m)$	5,8	$1 \cdot 10^{-5}$	$1 \cdot 10^{-5}$	$1 \cdot 10^{-5}$	$1 \cdot 10^{-5}$	—
$\sigma_{\tilde{q}\tilde{q}}(Q = m/2)$	6,6	—	—	—	—	—
$\sigma_{\tilde{q}\tilde{q}}(Q = 2m)$	5,0	—	—	—	—	—
$\sigma_{\tilde{q}\tilde{q}}(Q = m)$	0,74	$2 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-6}$	—
$\sigma_{\tilde{q}\tilde{q}}(Q = m/2)$	0,88	—	—	—	—	—
$\sigma_{\tilde{q}\tilde{q}}(Q = 2m)$	0,62	—	—	—	—	—

Tabelle 7.1.: Aufgeführt sind für Referenzpunkte des CMSSM und des CE₆SSM Parameter des Massespektrums und NLO-Wirkungsquerschnitte zur Produktion von Squarks und Gluinos. Alle Massenangaben sind in GeV, Wirkungsquerschnitte in fb. Weitere Erläuterungen befinden sich im Fließtext.

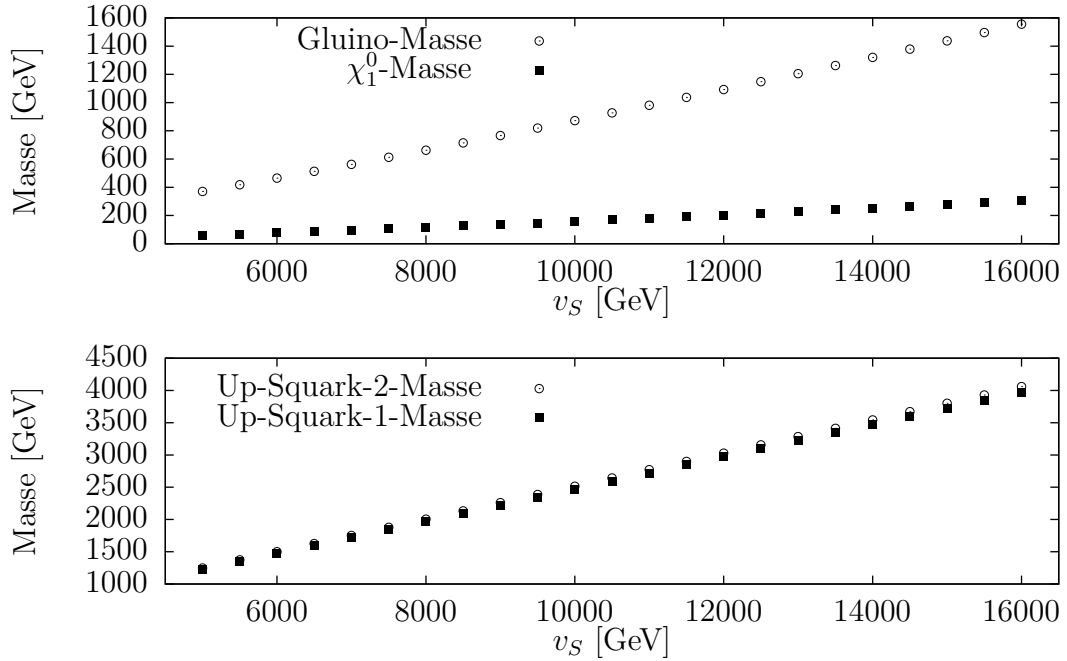


Abbildung 7.1.: Abhängigkeit der Massen neuer SUSY-Teilchen, welche den größten Einfluss auf die LHC-Physik haben, vom Vakuumerwartungswert des Singulett-Higgsfeldes v_S . Für die nicht veränderten Parameter gilt $\lambda_3 = 1$ und $\tan \beta = 10$.

wird, werden nur die Punkte mit positiver Gluinomasse berücksichtigt. Werden vier Spektren für einen Parameterpunkt gefunden, enthalten zwei Spektren eine positive Gluinomasse und es werden beide untersucht. Letzter Fall trifft nur für eine begrenzte Anzahl an Punkten mit Werten von $|\lambda_3| \approx 0,5$ zu und ist in Abbildung 7.2 zu sehen.

Da v_S der einzige Eingabeparameter mit Massendimension ist, zeigen die Massen aller neuen Teilchen eine starke Abhängigkeit davon. Im Falle der Squark- und Gluinomasse ist dies in Abbildung 7.1 zu sehen, und es ist erkennbar, dass diese Abhängigkeit linear ist. Die Gluinomasse ist stark vom Parameter λ_3 abhängig. Wie in Abbildung 7.2 sichtbar ist, variiert bei $|\lambda_3| < 1$ die Masse sehr stark, während für größere Werte nur eine geringe Abhängigkeit vorhanden ist. Entsprechend muss das Raster im Parameterraum bei kleinem λ_3 genauer unterteilt sein.

Es ist nicht möglich, mit Hilfe des gewählten Spektrogrammgenerators des CE_6SSM , Parameterpunkte zu finden, welche ein Massenspektrum haben, bei dem die Squarkmassen kleiner oder nahe den Gluinomassen sind. Daher sind nur eine Art von Referenzpunkten für das CE_6SSM im zweiten Teil der Tabelle 7.1 aufgeführt. Diese unterscheiden sich untereinander vor allem durch den gewählten Wert für $\tan \beta$ und die damit verbundenen Änderungen im Massenspektrum. Der Punkt ESSM1 hat Squark- und Gluinomassen ähnlich zum Referenzpunkt MSSM2. Ein Vergleich dieser Punkte soll Unterschiede und Ähnlichkeiten der beiden supersymmetrischen Modelle bezüglich LHC-Physik im Laufe dieses Kapitels hervorheben. Der Referenzpunkt MSSM1 dient als Kontrast dazu und es kann kein vergleichbares Spektrum im

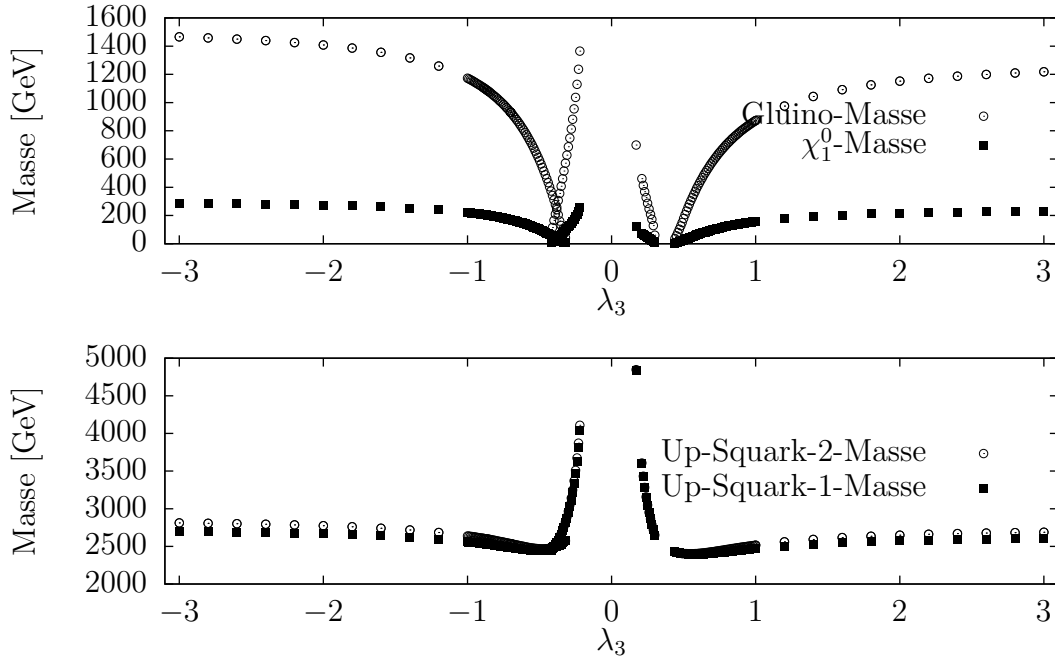


Abbildung 7.2.: Abhängigkeit der Massen neuer SUSY-Teilchen, welche den größten Einfluss auf die LHC-Physik haben, vom Parameter des Superpotentials λ_3 . Für die nicht veränderten Parameter gilt $v_S = 10000$ und $\tan \beta = 10$.

CE_6SSM erzeugt werden.

Es ist aus dem Vergleich des μ - mit dem μ_{eff} -Parameter ersichtlich, dass der dynamisch erzeugte Wert des CE_6SSM bei einem ähnliches SFermion-Massenspektrum wesentlich größer als im CMSSM ist. Daher werden die Massen von χ_3^0 , χ_4^0 und χ_2^\pm im CE_6SSM durch μ_{eff} so groß, das sie beim Zerfall der Squarks und Gluinos keine Rolle spielen, da ein Zerfall in diese Teilchen kinematisch nicht möglich ist.

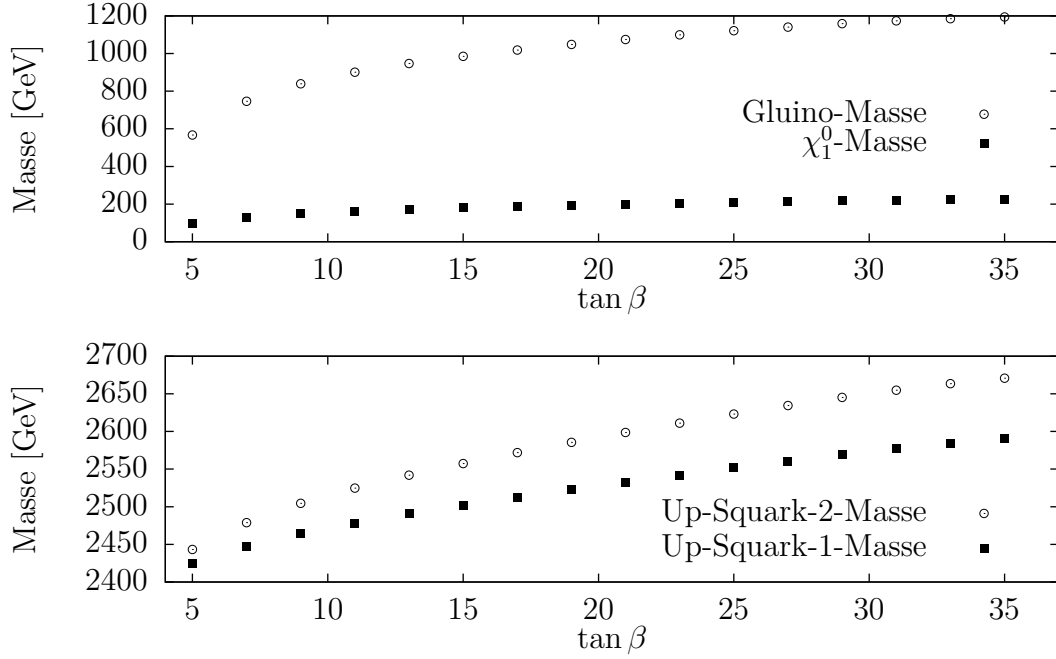


Abbildung 7.3.: Abhängigkeit der Massen neuer Teilchen, welche den größten Einfluss auf die LHC-Physik haben, von $\tan \beta$. Für die nicht veränderten Parameter gilt $v_S = 10000$ und $\lambda_3 = 1$.

7.2. Totaler Produktionswirkungsquerschnitt in nächst-führender Ordnung

Für den Vergleich der beiden betrachteten Modelle, des CMSSM und des CE₆SSM, werden in diesem Abschnitt die Ergebnisse für die NLO-Wirkungsquerschnitte der Squark- und Gluino-Produktion dargestellt. Dafür wird im Folgenden der zu untersuchende Parameterraum zweidimensional gewählt. Als Parameter werden dabei $m_{\tilde{q}}$ und $m_{\tilde{g}}$ genutzt. Die Squarkmasse $m_{\tilde{q}}$ ergibt sich dabei aus der Ausgabe von **Prospino** als die Mittelung der Massen der Squarks der ersten beiden Generationen. Dies ist der einzige Parameterraum, in dem ein Vergleich zwischen den Modellen sinnvoll ist, da dabei physikalisch messbare Größen gegenübergestellt werden. Als eine andere mögliche Wahl für den Vergleich der Modelle bietet sich scheinbar der $m_0 - M_{1/2}$ -Parameterraum an, es ist aber zu beachten, dass durch Unterschiede im Renormierungsgruppenlaufen gleiche Parameter an der M_X -Skala andere physikalische Ergebnisse an der LHC-Skala liefern. Daher müssen Parameterpunkte mit an dieser Skala gleichen Parametern verglichen werden.

Die Berechnung des totalen Wirkungsquerschnittes mit **Prospino** liefert in diesem Parameterraum keine signifikanten Unterschiede zwischen den Modellen, da $m_{\tilde{q}}$ und $m_{\tilde{g}}$ die dominanten Eingabeparameter sind. Dies ist in Abbildung 7.4 bis 7.5 für die $\tilde{q}\tilde{g}$ - und $\tilde{g}\tilde{g}$ -Produktion gezeigt und ergibt sich auch aus Vergleich der beiden Referenzpunkte MSSM2 und ESSM1. In diesen und allen weiteren Abbildungen, in denen das CMSSM mit dem CE₆SSM verglichen wird, zeigt die linke Seite die

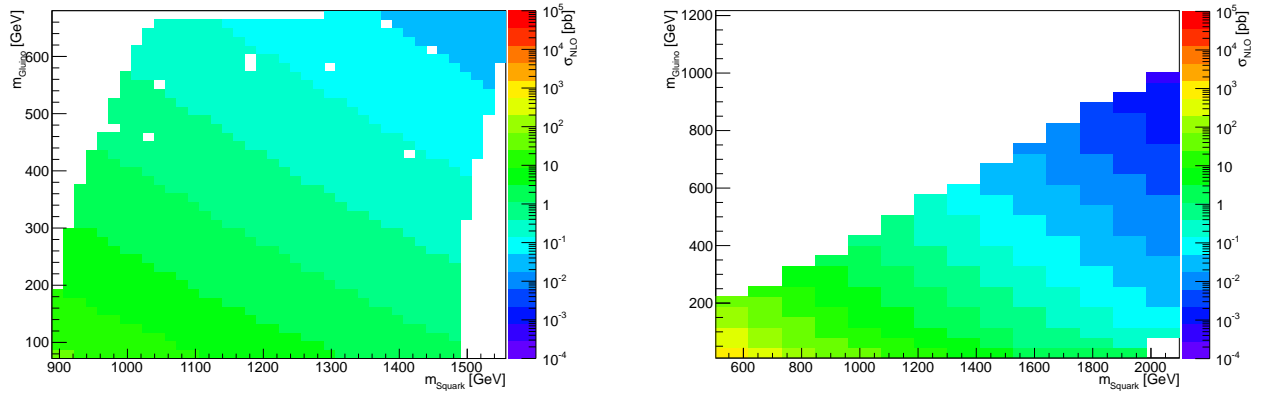


Abbildung 7.4.: NLO-Wirkungsquerschnitt der $\tilde{q}\tilde{g}$ -Produktion im CMSSM (links) und CE₆SSM (rechts).

Ergebnisse für das CMSSM und die rechte für das CE₆SSM. Diese Abbildungen dienen als Beispiele, um Abhängigkeiten des Wirkungsquerschnittes aufzuzeigen. Der zuletzt genannte Produktionskanal ist dabei der wichtigste für das CE₆SSM, da die Gluinos dabei immer leichter als die Squarks sind und dadurch dominant produziert werden. An der LHC-Skala sind für die rein supersymmetrischen QCD-NLO-Korrekturen durch **Prospino** nur $m_{\tilde{q}}$ und $m_{\tilde{g}}$ wichtige Parameter, die einen Einfluss auf die Korrekturen haben. Das Programm berechnet dabei den Wirkungsquerschnitt mit einer gemittelten Masse für die Squarks der ersten zwei Generationen, unter der Annahme, dass diese fast degenerierte Massen haben und die Mittelung keine großen Unsicherheiten einführt. Daher haben Parameterpunkte mit gleichen Gluino- und gemittelten Squarkmassen aus verschiedenen Modellen den gleichen von **Prospino** berechneten Wirkungsquerschnitt. Meist es ist aber nicht möglich durch die jeweiligen Massenspektrumgeneratoren Punkte mit exakt gleichen Massen zu finden, sondern nur solche die nahe beieinander liegen. Da, wie aus den genannten Abbildungen

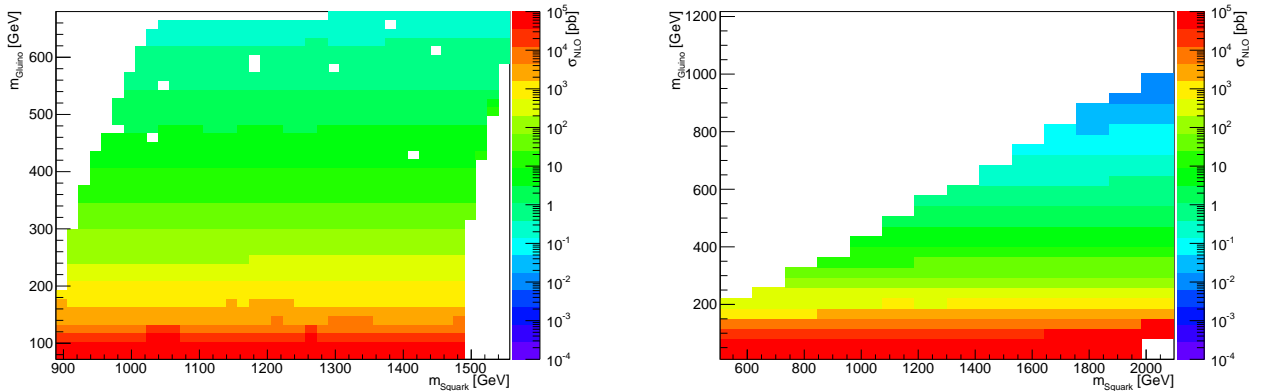


Abbildung 7.5.: NLO-Wirkungsquerschnitt der $\tilde{g}\tilde{g}$ -Produktion im CMSSM (links) und CE₆SSM (rechts).

ersichtlich, der Wirkungsquerschnitt sehr schnell mit Zunahme der Massen abfällt, quasi exponentiell bis zur Produktionsschwelle, können die Unterschiede in den Wirkungsquerschnitten zwischen solchen Punkten mehr als 10% betragen.

Außerdem sind für die Referenzpunkte in Tabelle 7.1 noch die Veränderungen des totalen Wirkungsquerschnittes mit Variation der Renormierungs- und Faktorisierungsskala, $Q \equiv Q_R = Q_F$, angegeben. Dabei wird Q zwischen $2m$ und $m/2$ variiert, wobei m der Mittelwert der zwei produzierten supersymmetrischen Teilchen ist. Für die Ergebnisse wird immer $Q = m$ zur Berechnung des Wirkungsquerschnittes angenommen und die Werte von σ_{tot} an den Grenzwerten der Variation von Q liefern einen Anteil der Theorie-Unsicherheit des Endergebnisses, welche später besprochen wird. Durch Vergleich der Referenzpunkte MSSM2 mit MSSM2a und MSSM2b ist zu erkennen, dass im CMSSM eine Variation von A_0 und $\tan\beta$ nur einen geringen Einfluss auf den Produktionswirkungsquerschnitt hat, da sich die Squark- und Gluinomasse nicht ändert. Im CE_6SSM hingegen sorgt, wie bereits erwähnt, eine Änderung von $\tan\beta$ für eine starke Variation dieser Massen und somit des Wirkungsquerschnittes, was ein Vergleich der Referenzpunkte ESSM1 und ESSM2 klar zeigt.

7.3. Analyseeffizienz

Der Produktionswirkungsquerschnitt ist eine theoretisch klar bestimmbare Größe. Detektoreffekte und Analyseschritte sorgen dafür, dass er experimentell nicht direkt messbar ist, da nur ein Bruchteil der stattfindenden Prozesse beobachtet wird. Dies wird durch die Größe $A \times \epsilon$ quantifiziert, wie in Gleichung (5.13) beschrieben. Es ist daher wichtig zu validieren, inwieweit die experimentellen Werte von $A \times \epsilon$ durch die Verwendung einer schnellen Detektorsimulation angenähert werden können, um auch Modelle zu untersuchen, die nicht durch offizielle Analysen abgedeckt werden. Im nächsten Abschnitt wird daher ein Vergleich der eigenen Ergebnisse für $A \times \epsilon$ mit offiziellen ATLAS-Resultaten im CMSSM durchgeführt. Im darauf folgenden Teil wird beschrieben welche Konsequenzen die Übertragung der $A \times \epsilon$ -Bestimmung auf das CE_6SSM brachte und welche Gemeinsamkeiten und Unterschiede es zu den Resultaten des CMSSM gibt. Im letzten Abschnitt wird die Auswirkung komprimierter supersymmetrischer Massenspektren auf das Verhalten von $A \times \epsilon$ erläutert.

7.3.1. Vergleich der eigenen Analyse mit ATLAS-Ergebnissen

Um einen Vergleich der erhaltenen $A \times \epsilon$ mit den offiziellen Resultaten darzustellen, sind für einige Beispielregionen, welche einen großen Einfluss auf die Ausschlussgrenzen des CMSSM und des CE_6SSM haben, in Abbildungen 7.6 bis 7.9 die Verteilung dieser Größe über den betrachteten CMSSM-Parameterbereich gezeigt. In diesen und allen weiteren Abbildungen, in denen eigenen Resultaten mit offizielle ATLAS-Ergebnisse verglichen werden, zeigt die linke Seite die ATLAS-Ergebnisse und die rechte die eigenen. Die allgemeinen Abhängigkeiten und Größenordnungen der $A \times \epsilon$,

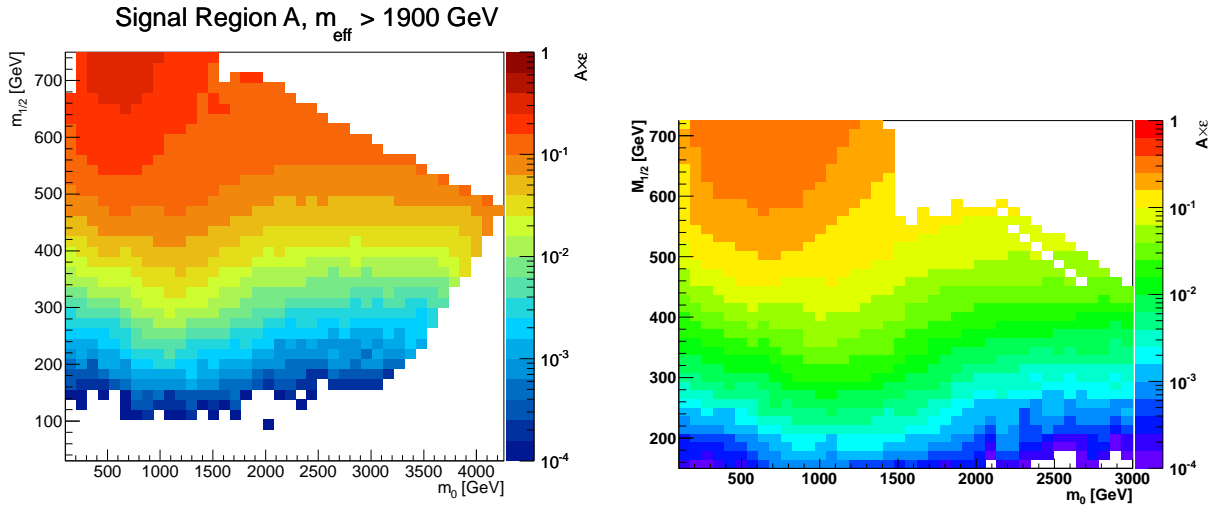


Abbildung 7.6.: Vergleich von $A \times \epsilon$ der At-Signalregion der Null-Lepton-Analyse, ATLAS-Resultat (links) und eigenes Ergebnis (rechts).

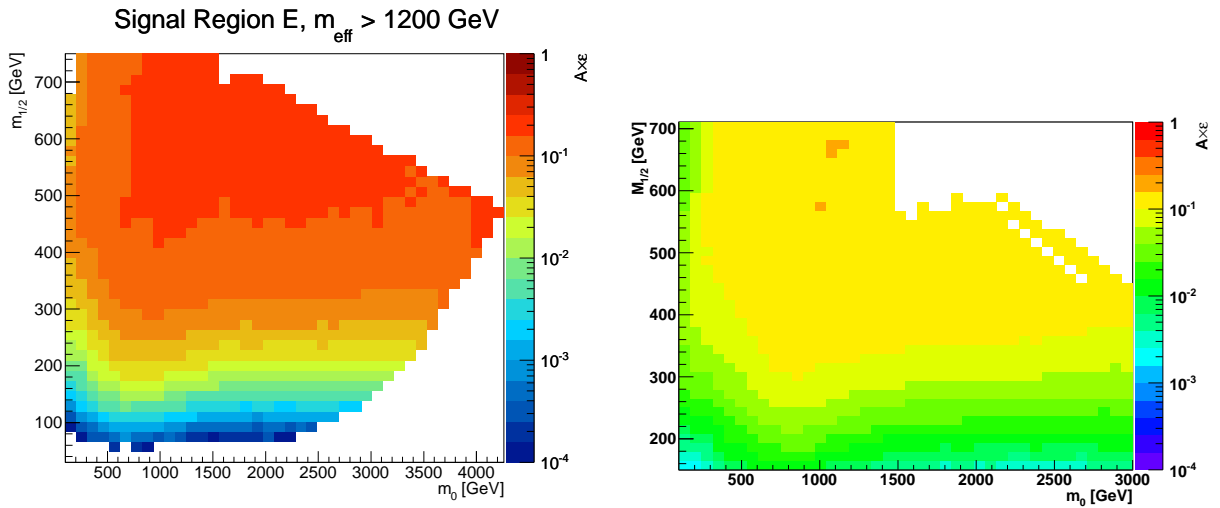


Abbildung 7.7.: Vergleich von $A \times \epsilon$ der Em-Signalregion der Null-Lepton-Analyse, ATLAS-Resultat (links) und eigenes Ergebnis (rechts).

die das ATLAS-Experiment veröffentlicht hat und welche auf der linken Seite der Abbildungen zu sehen sind, und die $A \times \epsilon$ auf der rechten Seite, welche durch die eigenen Analyse simuliert wurden, stimmen dabei gut überein. Es ist aber erkennbar, dass die $A \times \epsilon$ der eigenen Analyse für Teile der Regionen etwas höher als die offiziellen Ergebnisse sind. Beispielhaft ist in Abbildung 7.6 für die Signalregion At zu erkennen, dass, bei gleicher Abstufung der Farbcodierung für die Werte von $A \times \epsilon$, der Bereich mit gleichen Werten in der eigenen Analyse jeweils für einen größeren Bereich im Parameterraum gültig sind als bei den ATLAS-Resultaten. Der Bereich mit dem höchsten Werten $A \times \epsilon \approx 0,3$ beginnt z.B. bei $M_{1/2} = 600 \text{ GeV}$ (rechts) statt erst bei $M_{1/2} = 650 \text{ GeV}$ (links). Genauso ist in Abbildung 7.7 für die Region Em sichtbar, dass der Bereich mit den höchsten Werten ($A \times \epsilon \approx 0,2$) in den offiziellen Ergebnissen

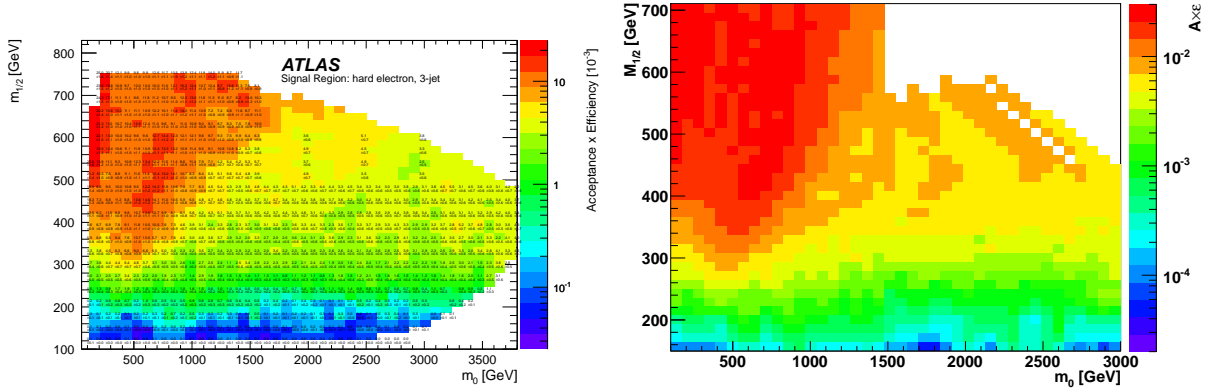


Abbildung 7.8.: Vergleich von $A \times \epsilon$ der Drei-Jet-Elektron-Signalregion der Ein-Lepton-Analyse, ATLAS-Resultat (links) und eigenes Ergebnis (rechts).

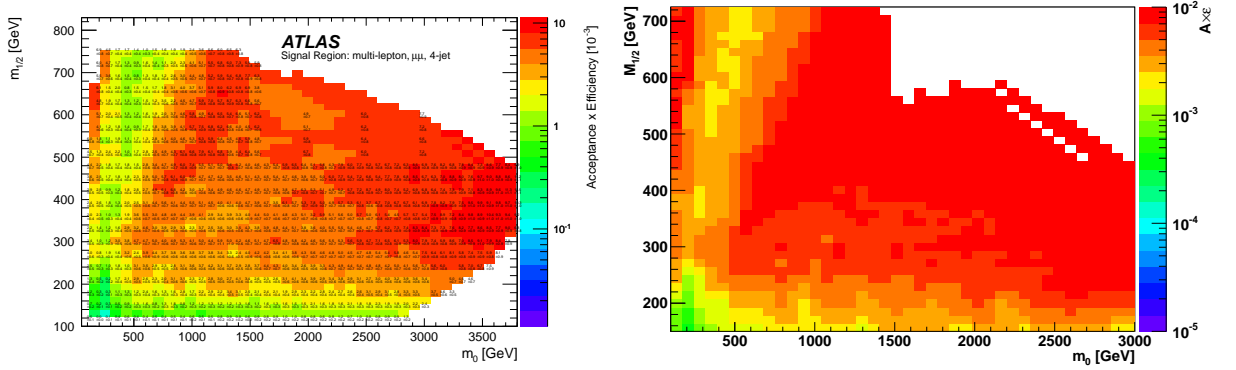


Abbildung 7.9.: Vergleich von $A \times \epsilon$ der Vier-Jet-Dimuon-Signalregion der Zwei-Lepton-Analyse, ATLAS-Resultat (links) und eigenes Ergebnis (rechts).

relativ groß, in der eigene Analyse aber kaum vorhanden ist. Auswirkungen dieser Abweichungen auf Null-Leptonen-Analyse werden im Abschnitt 7.4.1 diskutiert. Für die Beispiele der Ergebnisse für die Mehr-Lepton-Analysen in Abbildung 7.8 und 7.9 lässt sich feststellen, dass die selbst berechneten Werte für $A \times \epsilon$ grundsätzlich größer als die der ATLAS-Kollaboration sind. Besonders für Kanäle mit Myonen im Endzustand, wie im Beispiel 7.9, ist dies sehr ausgeprägt. Die allgemeine Form der Abhängigkeiten der $A \times \epsilon$ stimmt aber überein.

Die Abweichungen entstehen durch Unterschiede zwischen der offiziellen ATLAS-Detektorsimulation und der verwendeten schnellen Detektorsimulation `Delphes`. Um diese zu untersuchen und die ATLAS-Analyse genauer nachzustellen, wäre eine bessere Kenntnis der von der ATLAS-Kollaboration benutzten Monte-Carlo-Ereignisse, welche auch mit `Herwig++` generiert wurden, nötig. Des Weiteren können Abweichungen durch unterschiedliche Umsetzungen der Analyse bzw. Definition der verwendeten Objekte verursacht werden. So wurde für die eigene Umsetzung keinerlei Beschränkung für Rekonstruktionseffizienzen gemacht und jedes Lepton als perfekt rekonstruiert.

iert angenommen und ausgeschlossen, dass Objekte falsch rekonstruiert wurden. Ein möglicher Vergleichspunkt um die Auswirkungen einzelner solcher Unterschiede zu finden, wäre ein Vergleich des sogenannten “Cut Flows”, der dokumentiert wie viele Ereignisse nach jedem einzelnen Schnitt einer Analyse noch von der ursprünglichen Menge an untersuchten Ereignissen vorhanden sind. Genauso würden veröffentlichte Verteilung von Variablen der Monte-Carlo-Signale Ereignisse, wie m_{eff} oder E_T^{miss} , einen Vergleich der Analysemethoden vereinfachen. Ähnliche Empfehlungen wurden auch in [88] gegeben. So ließe sich bei einem mit gleichen Monte-Carlo-Parametern erzeugten Ereignissatz untersuchen, in welchen Grenzen bei supersymmetrischen Prozessen eine schnelle Detektorsimulation eine gute Näherung für die von ATLAS verwendeten Programme ist. Dies ist aber nicht möglich, da die entsprechenden Datensätze der Kollaboration noch nicht öffentlich zugänglich sind. Besonders für die Ein- und Zwei-Lepton-Analyse ist nicht klar, warum die selbst berechneten $A \times \epsilon$ grundsätzlich größer sind. Es kann nur vermutet werden, dass von der ATLAS-Kollaboration zusätzliche Endzustände simuliert werden, in den Neutralinos und Charginos auftreten. Dadurch wird der totale Produktionswirkungsquerschnitt größer und es kann trotz niedriger $A \times \epsilon$ eine ähnliche Ausschlussgrenze gesetzt werden.

7.3.2. Vergleich des CMSSM und des CE₆SSM

Es folgt eine Gegenüberstellung der selbst berechneten Werte für $A \times \epsilon$ für das CMSSM und das CE₆SSM. Gemeinsamkeiten und Unterschiede werden anhand der Referenzpunkte diskutiert. In Abbildung 7.10 sind die Werte für $A \times \epsilon$ für die Signalregion

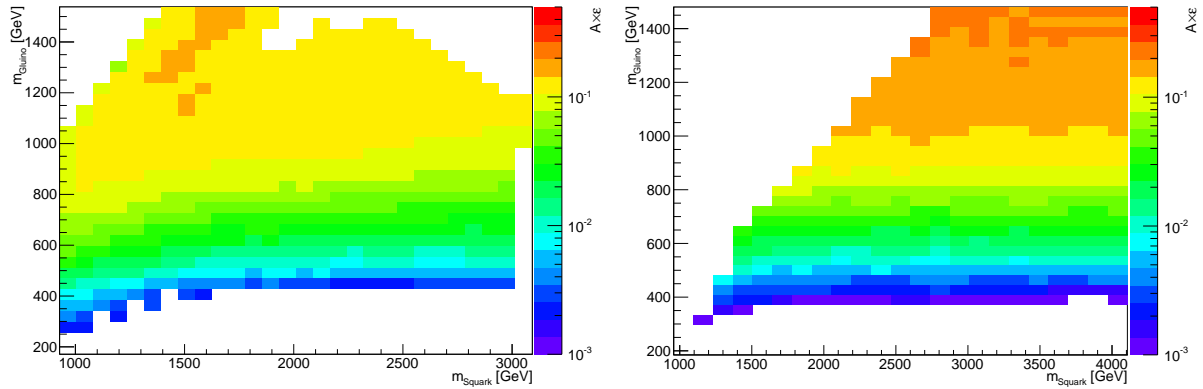


Abbildung 7.10.: Vergleich von $A \times \epsilon$ der Em-Signalregion der Null-Lepton-Analyse für das CMSSM (links) und das CE₆SSM (rechts).

Im der Null-Lepton-Analyse beispielhaft gezeigt, um das CMSSM mit dem CE₆SSM in dieser Hinsicht zu vergleichen. Im CE₆SSM werden für schwere Gluinos Werte von $A \times \epsilon > 0,2$ erreicht, während für das CMSSM dies nicht der Fall ist. Für die Region, welche für die Ausschlussgrenzen der betrachteten Analysen kritisch ist, $800 \text{ GeV} < m_{\text{Gluino}} < 1000 \text{ GeV}$, gilt im CMSSM $0,06 < A \times \epsilon < 0,12$, während im CE₆SSM $0,08 < A \times \epsilon < 0,16$ beträgt und damit ca. 33% größer als im CMSSM ist.

	MSSM1	MSSM2	MSSM2a	MSSM2b	ESSM1	ESSM2
At	0,19	0,0064	0,013	0,0091	0,0092	0,083
Am	0,37	0,067	0,099	0,092	0,095	0,20
A'	0,27	0,049	0,083	0,074	0,073	0,12
Bm	0,14	0,0058	0,012	0,0077	0,0069	0,076
Ct	0,14	0,022	0,036	0,03	0,031	0,102
Cm	0,16	0,058	0,082	0,081	0,082	0,13
Cl	0,17	0,08	0,11	0,11	0,11	0,14
Dm	0,12	0,027	0,043	0,037	0,038	0,12
Et	0,098	0,048	0,067	0,068	0,067	0,15
Em	0,11	0,087	0,1	0,11	0,11	0,16
El	0,12	0,12	0,13	0,15	0,14	0,17
1L3Je	0,020	0,0036	0,0089	0,0066	0,0062	0,011
1L4Je	0,026	0,024	0,035	0,033	0,029	0,05
1L3J μ	0,012	0,0033	0,0042	0,0047	0,0048	0,0056
1L4J μ	0,017	0,015	0,018	0,019	0,018	0,027
softlepton-e	0,044	0,034	0,057	0,036	0,038	0,0064
softlepton- μ	0,0066	0,0047	0,0068	0,0065	0,0066	0,01
2L2Jee	0,0037	0,0004	0,0019	0,0011	0,0007	0,0018
2L4Jee	0,012	0,033	0,045	0,025	0,024	0,029
2L2J $\mu\mu$	0,0003	0	0,0003	0,0003	0,0001	0,0001
2L4J $\mu\mu$	0,0027	0,0088	0,009	0,0046	0,0066	0,0074
2L2J $e\mu$	0,0021	0,0005	0,001	0,0009	0,0004	0,0017
2L4J $e\mu$	0,010	0,029	0,034	0,02	0,022	0,026

Tabelle 7.2.: Aufgeführt sind für Referenzpunkte des CMSSM und des CE₆SSM die Werte für $A \times \epsilon$ für die Signalregionen der Null-, Ein- und Zwei-Lepton-Analysen.

Dies wird auch aus dem Vergleich von $A \times \epsilon$ für die Referenzpunkte MSSM2 und ESSM1 in Tabelle 7.2 ersichtlich.

Die Ursache für diese Differenz besteht darin, dass μ_{eff} im CE₆SSM viel größer als μ im CMSSM ist. Dadurch kann das Gluino im CE₆SSM wie bereits erwähnt, nicht in Zustände mit χ_3^0 , χ_4^0 oder χ_2^\pm zerfallen. Für das CMSSM ist dies nicht so, das Verzweigungsverhältnis für einen Zerfall des Gluinos in einen Zustand mit einem dieser Teilchen beträgt für den Referenzpunkt MSSM2 knapp 40%. Diese Teilchen zerfallen jedoch nicht direkt in das LSP, sondern meist in ein χ_2^0 oder χ_1^\pm , welche dann erst in das LSP zerfallen. Dies bedeutet, dass im CMSSM die Zerfallsketten von Gluinos im Durchschnitt länger sind, als im CE₆SSM. Anschaulich können die Zerfälle der supersymmetrischen Teilchen in das LSP bei einer Paarproduktion der Gluinos im CMSSM bis zu vier Top-Quarks und vier W/Z-Bosonen im Endzustand erscheinen. Im CE₆SSM werden vier leichte Quarks und maximal zwei Bosonen produziert. Dadurch wird beim Gluinozerfall eine geringere Anzahl an Jets und Leptonen erzeugt. Diese tragen damit aber jeweils mehr Energie aus dem Ereignis und sind so besser zu

rekonstruieren. Es treten für den Referenzpunkt ESSM1 knapp 20% mehr Ereignisse auf, die kein für die Null-Lepton-Analyse rekonstruierbares Lepton enthalten. Für MSSM2 enthalten 44% der simulierten Ereignisse kein rekonstruierbares Lepton, für ESSM1 55%. Am Ende ist der relative Unterschied in $A \times \epsilon$ noch etwas größer, da sich durch besser rekonstruierte Ereignisse die fehlende transversale Energie exakter berechnen lässt. Dies gilt auch für die Signalregionen, die sechs harte Jets fordern, da vier davon in den beiden Gluinozerfällen erzeugt werden und das Verzweigungsverhältnis für eine Jetproduktion beim Zerfall von χ_2^0 und χ_1^\pm groß genug ist, um in ausreichend vielen Fällen weitere Jets zu liefern. Für Ein- und Zwei-Leptonen-Analyse werden zwar im CMSSM verhältnismäßig mehr Leptonen erzeugt, im CE₆SSM haben die Leptonen dafür eine größere Energie und treten häufig isoliert auf, da nicht nicht so viele Objekte im Endzustand vorhanden sind. Daher enthalten jeweils ca. 25% der simulierten Ereignisse für beide Referenzpunkte ein Lepton, welches für die Signalregionen der Ein-Lepton-Analyse benötigt wird. Für die Signalregionen der Zwei-Lepton-Analyse ist aber das CMSSM effektiver. Für den Referenzpunkt MSSM2 enthalten 29% der simulierten Ereignisse mehrere gut rekonstruierbare Leptonen aus den Zerfällen der Neutralinos und Charginos, für ESSM1 sind dies nur 20%.

Es ist auch interessant, die Referenzpunkte MSSM2a und MSSM2b in diesen Vergleich mit einzubeziehen. Diese haben ähnliche Werte für die Massen $m_{\tilde{q}}$ und $m_{\tilde{g}}$, unterscheiden sich aber den $A \times \epsilon$ sehr von dem Punkt MSSM2. Es ist ersichtlich, dass die $A \times \epsilon$ für die zwei Regionen Et und Em welche am wichtigsten für Parameterpunkten mit leichten Gluinomassen sind, bei diesen Referenzpunkten eher mit ESSM1 als mit MSSM2 vergleichbar sind. Auch wird dies durch die Massenhierarchie im Neutralino- und Charginosektor erklärt. Für MSSM2a ist der μ -Parameter so klein, das z.B die leichten Neutralinos einen großen Higgsino-Anteil haben und daher der Zerfall des Gluinos in Top-Quarks und diese Neutralinos bevorzugt wird. Für MSSM2b ist χ_3^0 fast so schwer wie das Gluino. Dadurch ist der Phasenraum für so einen Zerfall sehr klein und das Gluino zerfällt in die leichten Neutralinos. In beiden Fällen, aber vor allem für MSSM2b, sorgt dies für kürzere Zerfallsketten und eine Signatur, die der des Punktes ESSM1 ähnlich. Dadurch verhalten sich die $A \times \epsilon$ ähnlich ist.

Eine Schlussfolgerung aus diesen Betrachtungen ist, sollten supersymmetrische Signale am LHC gefunden werden, dass es diese Unterschiede in den Endzuständen erlauben, Rückschlüsse auf die Massenverhältnisse im Neutralino/Charginosektor zu ziehen und so Grenzen auf den Betrag des μ -Parameters abzuschätzen.

7.3.3. Compressed Supersymmetry

Wie in Kapitel 3.2.1 beschrieben, wurde CS als eine Möglichkeit eingeführt, den starken Ausschlussgrenzen auf Squark- und Gluinomassen durch LHC-Ergebnisse auszuweichen, indem MSSM-Massenspektren untersucht werden, welche einen geringen Massenabstand zwischen den stark wechselwirkenden Teilchen und dem LSP haben. Im Folgenden soll dargestellt werden, welche Auswirkungen solche Annahmen auf die $A \times \epsilon$ einer Analyse haben. Dabei werden Ergebnisse mit [89] verglichen. In dieser Referenz wurden die Folgen von komprimierten Massenspektren auf eine ATLAS-Analyse mit null Leptonen bei 1 fb^{-1} [90] untersucht. Die Art der Schnitte und die

Signalregionen in dieser Analyse sind vergleichbar mit denen, die in dieser Arbeit betrachteten Null-Lepton-Analyse, welche schon in Kapitel 5.4 diskutiert werden. Daher werden sie hier nicht noch einmal aufgeführt. Aufgrund der geringeren analysierten Datenmenge sind dabei aber die Schnitte nicht so hart gewählt, so dass Ereignisse mit geringeren E_T^{miss} und p_T der Jets als Signalereignisse zählen. Genauere Angaben sind [90] entnehmbar.

In [89] werden verschiedene Annahmen für CS geprüft. Dabei werden unter anderem “Modell 1” und “Modell 2” definiert, welche beide durch Gluinomasse und einen Kompressionsparameter c parametrisiert werden. Letztere Parameter gibt an, wie groß die Abweichung von einem CMSSM-artigen Fall ($c = 0$) ist, indem bei wachsenden c die LSP-Masse sich der Gluinomasse annähert und bei $c = 1$ gleich dieser ist. Es wurden nur Ereignisse der Gluino-Paarproduktion simuliert. Modell 1 entspricht dabei dem Fall $0,96m_{\tilde{g}} = m_{\tilde{q}}$, womit ein Zweikörperzerfall des Gluinos in ein Squark-Quark-Paar möglich ist. Das Squark zerfällt dann über einen Zwei- oder Dreikörperzerfall bzw. eine entsprechende Kaskade in das LSP. Bei Modell 2 wird die Squarkmasse hingegen so hoch gewählt, dass Gluino in Quarks und ein Neutralino/Chargino zerfällt, welches dann bis zum LSP weiter zerfällt. Im oberen Teil der Abbildungen 7.11 (Modell 1) und 7.12 (Modell 2) sind die Ergebnisse für $A \times \epsilon$ aus [89] gezeigt, darunter jeweils die eigenen Ergebnisse für die Fälle $m_{\tilde{g}} = 700$ GeV und $m_{\tilde{g}} = 1000$ GeV. Für Modell 1 ergibt sich, dass die Form der Abhängigkeit $A \times \epsilon$ von der Massendifferenz reproduziert wurde, aber für alle Regionen die eigenen Werte für $m_{\tilde{g}} = 700$ GeV immer niedriger als in der Vorlage sind. Für Modell 2 ist die Form der Abhängigkeit von der Massendifferenz bei $m_{\tilde{g}} = 1000$ GeV des eigenen Ergebnisses höchstens vergleichbar mit $m_{\tilde{g}} = 800$ GeV aus [89] und $m_{\tilde{g}} = 700$ GeV mit $m_{\tilde{g}} = 600$ GeV aus [89]. Die Ausnahme bildet die Signalregion E links unten, in der die Abhängigkeit gut reproduziert wurde.

Die Unterschiede sollten sich durch die Verwendung von komplett unterschiedlichen Programmen zur Ereignisgeneration und Detektorsimulation erklären lassen. In [89] wird MADGRAPH 4 [91] mit PYTHIA 6 [92] zur Berechnung des Matrixelements, Partonschauers und der Hadronisierung benutzt und PGS [93] dient der Detektorsimulation. Dabei wurde auch die Methode des “Partonschauer-Matrixelement-Matching” verwendet, welche mit Herwig++ für supersymmetrische Ereignisse nicht möglich ist. Auch wenn für einige Fälle die Ergebnisse nicht komplett reproduziert wurden, ist besonders für schwerere Squarks erkennbar, dass $A \times \epsilon$ um eine oder mehrere Größenordnungen abfallen kann, wenn die Differenz zwischen Gluino- und LSP-Masse klein wird.

Daher kommt es für die Modellannahmen von Compressed Supersymmetry durch ein Absenken der $A \times \epsilon$ dazu, dass in einigen Signalregionen keine so weitreichenden Ausschlussgrenzen wie im Fall des CMSSM gesetzt werden können. Vor allem Regionen, welche eine große Anzahl an Jets mit hohem p_T fordern, sind nicht sensitiv auf diese Annahmen, da durch einen geringen Massenabstand hauptsächlich Jets mit wenig Energie produziert werden. Dadurch ist auch weniger sichtbarer transversaler Impuls messbar, woraus sich E_T^{miss} berechnen lässt, obwohl das LSP sehr viel Impuls davon trägt. Aktuelle Ergebnisse zu CS ist z.B. in [94] und [95] zu finden.

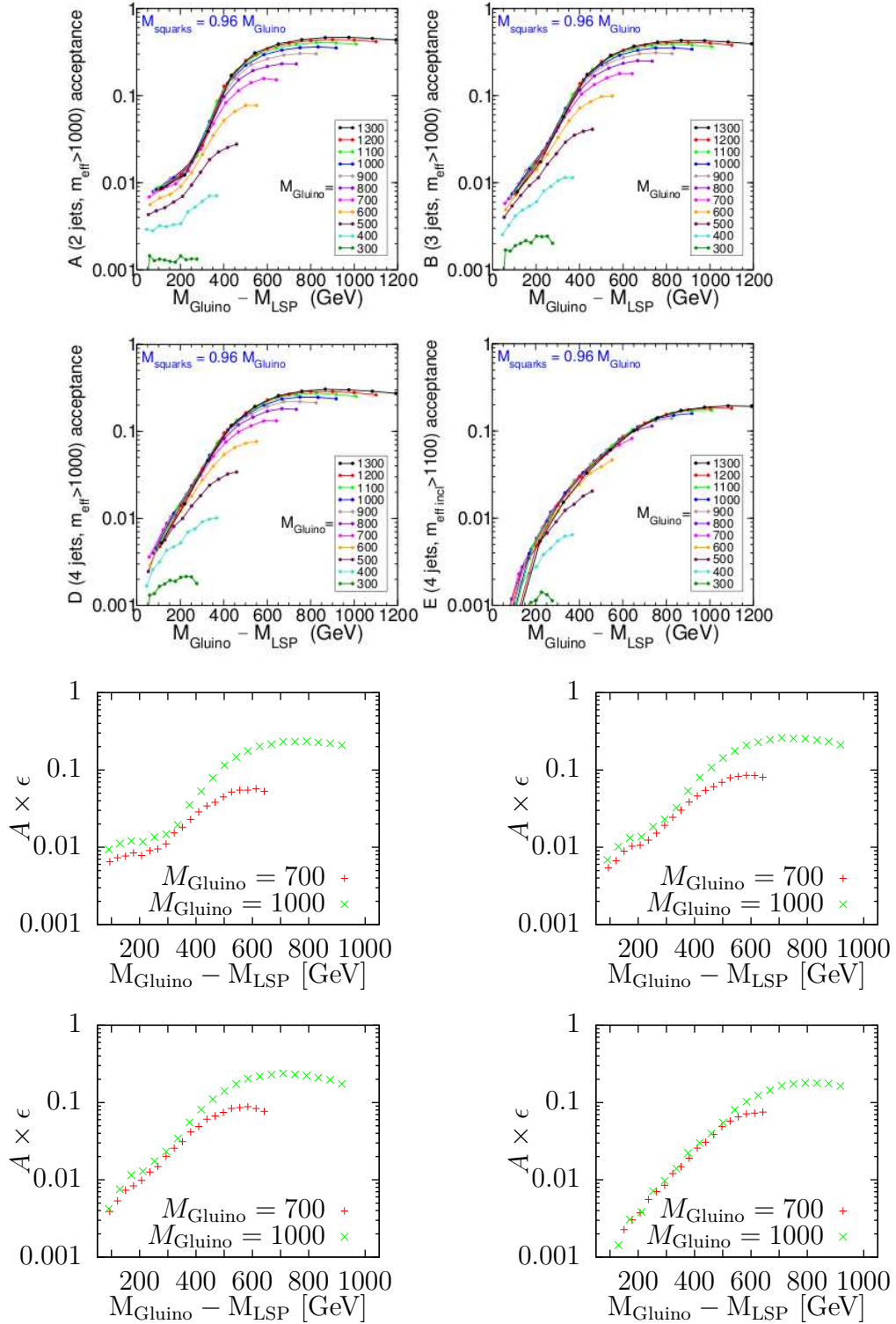


Abbildung 7.11.: Vergleich der $A \times \epsilon$ aus [37] S.7 (oben) mit selbst berechneten Werten (unten).

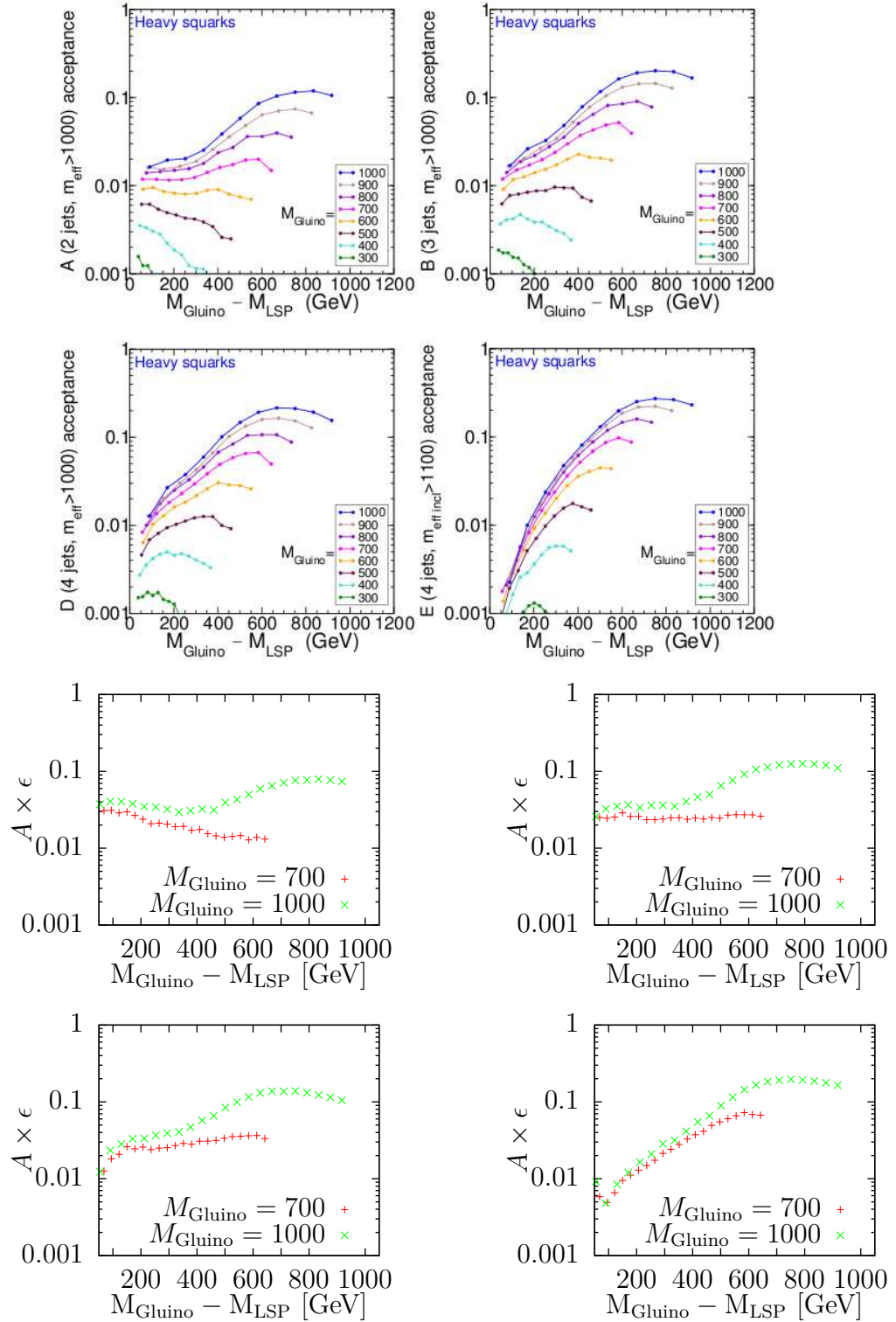


Abbildung 7.12.: Vergleich der $A \times \epsilon$ aus [37] S.8 (oben) mit selbst berechneten Werten (unten).

7.4. Gesamte Simulationskette

Im Weiteren werden alle Teile zusammengefügt, um selbst Ausschlussgrenzen in den betrachteten Modellen zu setzen. Es werden dazu die $\sigma_{\text{tot,Produktion}}$ mit $A \times \epsilon$ kombiniert. Dabei wird nach Gleichung (6.2) der sichtbaren Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\text{sichtbar}}^{\text{SUSY-Signal}}$ berechnet und mit den offiziellen Ergebnissen der ATLAS-Kollaboration verglichen. Einerseits wird die Ausschlussgrenze mit 95% CL auf $\sigma_{\text{sichtbar}}^{\text{SUSY-Signal}}$ bzw. $N_{\text{sichtbar}}^{\text{SUSY-Signal}}$ benutzt, welche von ATLAS für jede Signalregion veröffentlicht wurde. Andererseits kann mit der, in Kapitel 4 beschriebenen, Methodik aus den selbst berechneten Werten für $N_{\text{sichtbar}}^{\text{SUSY-Signal}}$ und $N_{\text{sichtbar}}^{\text{SM-Unter}}$, welche den offiziellen ATLAS-Analysen entnommen sind und auch in den bereits erwähnten Tabellen stehen, für jeden Parameterpunkt ein χ^2 -Wert berechnet werden. Damit können eigene Ausschlussgrenzen in einem Modell bestimmt werden.

7.4.1. Null-Leptonen-Analyse

Abbildung 7.13 zeigt den Vergleich der offiziellen ATLAS-Ausschlussgrenze der Null-Leptonen-Analyse mit den eigenen Resultaten. Dabei wird, wie zuvor beschrieben, ein Parameterpunkt ausgeschlossen, wenn die Zahl der Signalereignisse in einer Signalregion höher ist, als die 95% CL-Grenze aus [65]. Dabei wird sowohl die aus der Simulation erwartete und die, durch die beobachtete Daten erhaltene, Grenze verglichen, letztere ist auch in Tabelle 5.1 angegeben. Es ist ersichtlich, dass die Abhängigkeit der selbst ermittelten Grenze von m_0 und $M_{1/2}$ denen der ATLAS-Ergebnisse folgt. Abweichungen betragen im Bereich niedriger und hoher betrachteter Werte für m_0 , $m_0 < 1000$ GeV und $m_0 > 1500$ GeV, nie mehr als 20 GeV. Diese Unterschiede lassen sich auf die im vorherigen Abschnitt betrachteten Abweichungen in $A \times \epsilon$ zurückführen. Dabei wurden die Signalregionen At und Em beispielhaft gezeigt. Die erste Region liefert hohe Werte für $A \times \epsilon$ an der Ausschlussgrenze bei $m_0 < 1000$ GeV, da hier die Squarkmasse geringer als die Gluinomasse ist, und so nach den Betrachtungen in Kapitel 5.2 eher Ereignisse mit Squarks und damit einer geringen Anzahl an Jets produziert werden. Analog ist in der Parameterregion $m_0 > 1500$ GeV die Squarkmasse wesentlich größer als die Gluinomasse, so dass Ereignisse mit Gluinos und somit einer höheren Anzahl an Jets häufiger auftreten. Aus dem besprochenen Vergleich der selbst berechneten $A \times \epsilon$ mit den ATLAS-Ergebnissen in Abschnitt 7.3, Abbildung 7.6 und 7.7 ist erkennbar, dass im ersten Fall die eigenen Werte für $A \times \epsilon$ größer sind. Dies sorgt für einen höheren sichtbaren Wirkungsquerschnitt dieser Signalregion. Parameterpunkte, für die diese Signalregion entscheidend ist, werden somit eher ausgeschlossen. Für die zweite Region sind die selbst berechneten Werte niedriger und die eigenen Ausschlussgrenzen etwas abgeschwächt. In der Region $1000 \text{ GeV} < m_0 < 1500 \text{ GeV}$ sind die Abweichungen höher. Dies lässt sich damit begründen, dass es ein Übergangsbereich zwischen den vorherigen Regionen ist, wodurch Squarks und Gluinos gleichermaßen erzeugt werden. Daher können viele der Signalregionen wichtig für die Bestimmung werden, ob ein Parameterpunkt ausgeschlossen ist. Wie in Abschnitt 7.3 diskutiert, ist eine genauere Untersuchung, wodurch diese Unterschiede auftreten, schwierig, da die entsprechenden Details der

Monte-Carlo-Simulation nicht veröffentlicht sind.

Die Abweichungen der eigenen Rechnungen von den offiziellen Ergebnissen liegt im Bereich der von ATLAS bestimmten Ein-Sigma-Unsicherheit auf die jeweilige offizielle Grenze. Es ist nur feststellbar, dass die Unterschiede der Ausschlussgrenzen hauptsächlich durch Abweichungen von $A \times \epsilon$ verursacht werden. Dies ist verständlich, da in beiden Fällen mit **Prospino** das gleiche Programm zur Berechnung des totalen Wirkungsquerschnittes benutzt wurde und an dieser Stelle keine Unterschiede auftreten sollten. Wie in Abschnitt 7.3 beschrieben, unterscheiden sich die $A \times \epsilon$

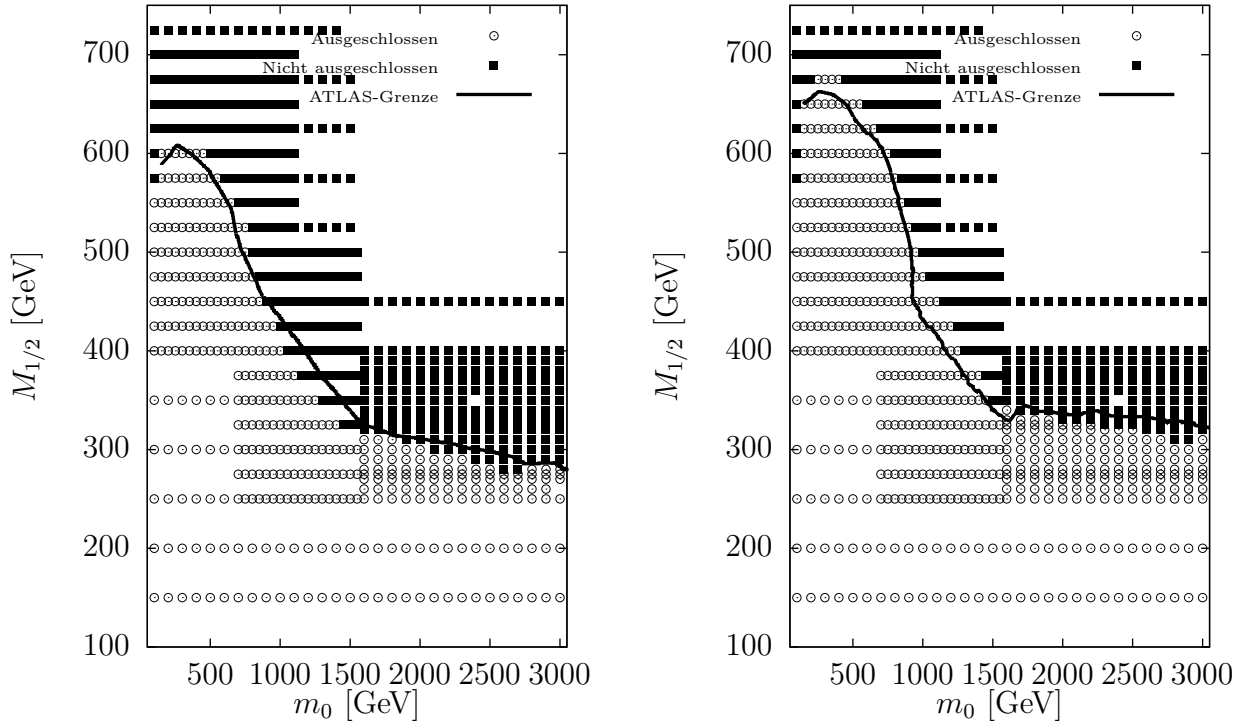


Abbildung 7.13.: Vergleich der eigenen Ausschlussgrenzen mit denen des ATLAS-Experimentes im m_0 - $M_{1/2}$ -Parameterraum für die 0-Lepton-Analyse. Links sind dabei die erwarteten und rechts die im Experiment beobachteten Grenzen dargestellt. Ein Punkt gilt als ausgeschlossen mit 95% CL, wenn er in einer Signalregion einen höheren sichtbaren Wirkungsquerschnitt hat, als die 95% CL-Grenze, welche das Experiment auf diese Region gesetzt hat.

des CMSSM und des CE_6 SSM bei gleichen Squark- und Gluinomassen merklich. Dieser Unterschied überträgt sich dann auch auf die Ausschlussgrenze des jeweiligen Modells und ergibt sich so auch aus dem Vergleich der $\sigma_{\text{Signal}}^{\text{sichtbar}} / \sigma_{\text{Signal,Limit}}^{\text{sichtbar,ATLAS}}$ der Referenzpunkte MSSM2 und ESSM1 aus Tabelle 7.3. Für einen Parameterpunkt legt die Signalregion mit den höchsten Wert dieser Variable fest, ob er ausgeschlossen ist oder nicht. Für beide Referenzpunkte ist dies die Signalregion Em. Der Wert für ESSM1 ist dabei $\approx 60\%$ größer als bei MSSM2. Daher folgt, dass Massenspektren des CE_6 SSM mit gleicher Gluinomasse und Squarkmasse durch die Null-Lepton-Analyse eher als im CMSSM ausgeschlossen werden können, bzw. eher entdeckt werden können.

	MSSM1	MSSM2	MSSM2a	MSSM2b	ESSM1	ESSM2
At	3,3	0,14	0,28	0,21	0,23	0,088
Am	0,81	0,18	0,27	0,28	0,30	0,026
A'	0,48	0,11	0,19	0,19	0,19	0,012
Bm	2,62	0,14	0,25	0,19	0,18	0,082
Ct	0,49	0,088	0,15	0,14	0,15	0,020
Cm	0,54	0,22	0,32	0,35	0,37	0,023
Cl	0,18	0,10	0,13	0,15	0,16	0,008
Dm	0,77	0,19	0,3	0,29	0,031	0,041
Et	0,51	0,27	0,38	0,42	0,044	0,040
Em	0,63	0,54	0,65	0,81	0,83	0,051
El	0,09	0,10	0,11	0,15	0,15	0,007
1L3Je	0,25	0,053	0,13	0,11	0,10	0,007
1L4Je	0,43	0,28	0,40	0,42	0,39	0,028
1L3J μ	0,20	0,067	0,082	0,096	0,097	0,004
1L4J μ	0,24	0,22	0,27	0,31	0,31	0,019
softlepton-e	0,34	0,21	0,43	0,31	0,33	0,021
softlepton- μ	0,039	0,037	0,048	0,052	0,054	0,003
2L2Jee	0,065	0,0078	0,032	0,024	0,016	0,002
2L4Jee	0,096	0,30	0,41	0,25	0,25	0,012
2L2J $\mu\mu$	0,006	0,0	0,0056	0,0062	0,002	0,0
2L4J $\mu\mu$	0,017	0,062	0,064	0,037	0,056	0,003
2L2Je μ	0,029	0,009	0,017	0,014	0,008	0,001
2L4Je μ	0,060	0,19	0,22	0,14	0,16	0,008

Tabelle 7.3.: Aufgeführt sind für Referenzpunkte des CMSSM und des CE₆SSM die Werte für $\sigma_{\text{Signal}}^{\text{sichtbar}} / \sigma_{\text{Signal,Limit}}^{\text{sichtbar,ATLAS}}$ für die Signalregionen der Null-, Ein- und Zwei-Lepton-Analysen. Dabei bedeutet ein Wert größer eins in einer Signalregion einer Analyse, dass der entsprechende Parameterpunkt dafür mit 95% CL ausgeschlossen ist.

ten. Da im CE₆SSM das Gluino grundsätzlich schwerer ist als die Squarks, kann die LHC-Ausschlussgrenze direkt genutzt werden um eine untere Beschränkung auf die Gluinomasse zu legen. Wie in Abbildung 7.14 sichtbar ist, sorgt der Unterschied in $A \times \epsilon$ dafür, dass auf diese Masse ein um 50 GeV größeres Limit im CE₆SSM gesetzt werden kann. Erwartet wurde eine untere Grenze von 800 GeV im CMSSM für große m_0 , mit den Daten liegt die Grenze bei ca. 850 GeV. Im CE₆SSM werden daher daraus 850 bzw. 900 GeV. Diese Beobachtung erlaubt die Feststellung, dass im CE₆SSM eine stärkere Grenze auf die Gluinomasse gesetzt werden kann als die von ATLAS ermittelte Grenze. Dies gilt zumindest für die Null-Lepton-Analyse und die spezifischen Annahmen für A_0 und $\tan \beta$, die gemacht wurden. Die Untersuchung eines Parameterraums mit einem A_0 , so dass die schweren Neutralinos und das Chargino schwerer als das Gluino sind, würde auch höhere Grenzen auf die Gluinomasse liefern. Dies ergibt sich aus dem Vergleich der $A \times \epsilon$ und $\sigma_{\text{Signal}}^{\text{sichtbar}} / \sigma_{\text{Signal,Limit}}^{\text{sichtbar,ATLAS}}$ der

Referenzpunkte MSSM2b und ESSM1 aus Tabelle 7.2 und 7.3. In Letzterer sind die Werte für die Signalregion Em der beiden Punkte sehr ähnlich und somit auch die erhaltenen Ausschlussgrenzen. Es ist aber nicht möglich im CMSSM vergleichbare Neutralinomassen wie im CE₆SSM zu erhalten. Durch den Spektrumgenerator können unter den Modelleinschränkungen des CMSSM keine Massenspektren mit zu großem μ erzeugt werden, da sonst die elektroschwachen Symmetriebrechungsbedingungen nicht erfüllbar sind.

Dieses Ergebnis stellt in Frage, ob das oft angewandte Vorgehen, welches für bisherige Ergebnisse für das CMSSM an Beschleuniger-Experimenten angenommen wurde, weiterhin gültig ist. Da bisher meist Referenzpunkte mit eher kleinen Squark- und Gluinomassen untersucht wurden, wurde häufig die Annahme angewendet, dass die Ausschlussgrenzen auf diese Massen fast unabhängig von $\tan\beta$ und A_0 sind, da diese Teilchen immer in die leichtesten Charginos und Neutralinos, χ_1^\pm , χ_1^0 , χ_2^0 , zerfallen werden. Bei Betrachtung der Referenzpunkte MSSM2, MSSM2a und MSSM2b dieser Arbeit und der zugehörigen Produktionswirkungsquerschnitte aus Tabelle 7.1, die für diese Punkte ähnlich sind, sowie der $A \times \epsilon$ aus Tabelle 7.2, welche Unterschiede aufweisen, zeigt sich, dass diese Annahme für große Squark- und Gluinomassen nur begrenzt haltbar ist. Dies überträgt sich dann auch auf Ausschlussgrenzen, wie in Tabelle 7.3 ersichtlich. Für die Signalregion Em bedeutet das bis zu $\approx 60\%$ Unterschied. Wie schon beschrieben, wird dies durch die Massenhierarchie der Charginos und Neutralinos verursacht. Bei den Standardannahmen $\tan\beta = 10$ und $A_0 = 0$ wie bei MSSM1 und MSSM2 ist es wahrscheinlich, dass die Squarks und Gluinos erst in die schwersten Charginos und Neutralinos, χ_2^\pm , χ_3^0 , χ_4^0 , zerfallen und so eine längere Zerfallskaskade produzieren. Besonders bei Gluinos werden Zerfälle in Higgsino-artige Neutralinos und Top-Quarks bevorzugt. Dies sorgt für mehr Jets und Leptonen mit weniger p_T , die daher schlechter zu rekonstruieren sind und dies senkt die Analyseeffizienz und Ausschlussgrenze sichtbar. Bei anderen Werten für $\tan\beta$ und A_0 muss eine solche passende Hierarchie nicht verfügbar sein, wie an den Referenzpunkten MSSM2a und MSSM2b und einem Vergleich mit ESSM1 ersichtlich ist und es kann eine höhere Ausschlussgrenze gesetzt werden, die vergleichbar mit der CE₆SSM-Grenze sein dürfte.

In Abbildung 7.15 ist die Übertragung der Ausschlussgrenzen auf die Eingabeparametern des CE₆SSM dargestellt. Da die Gluinomasse die physikalische Größe des CE₆SSM ist, welche durch die LHC-Ergebnisse beschränkt wird, kann die im vorherigen Absatz festgestellte, untere Grenze daher zusammen mit den Abhängigkeiten der Gluinomasse von den Eingabeparametern, nach Abbildung 7.1 bis 7.3, benutzt werden, um Grenzen auf diese Parameter zu erklären.

Für $|\lambda_3| \geq 1$ ist die Gluinomasse nur gering von diesem Parameter abhängig und kann daher bei konstantem $\tan\beta$ genutzt werden, um direkt eine Grenze auf v_S zu setzen. Für $|\lambda_3| \approx 0,4$ gehen die Werte der Gluinomasse unabhängig von den anderen Parametern gegen null und dieser Bereich wird ausgeschlossen. Da aber die Masse außerhalb dieses Bereiches sehr stark zu dem Plateau-Wert bei $|\lambda_3| \geq 1$ ansteigt, wird der ausgeschlossene Bereich mit steigendem v_S relativ klein.

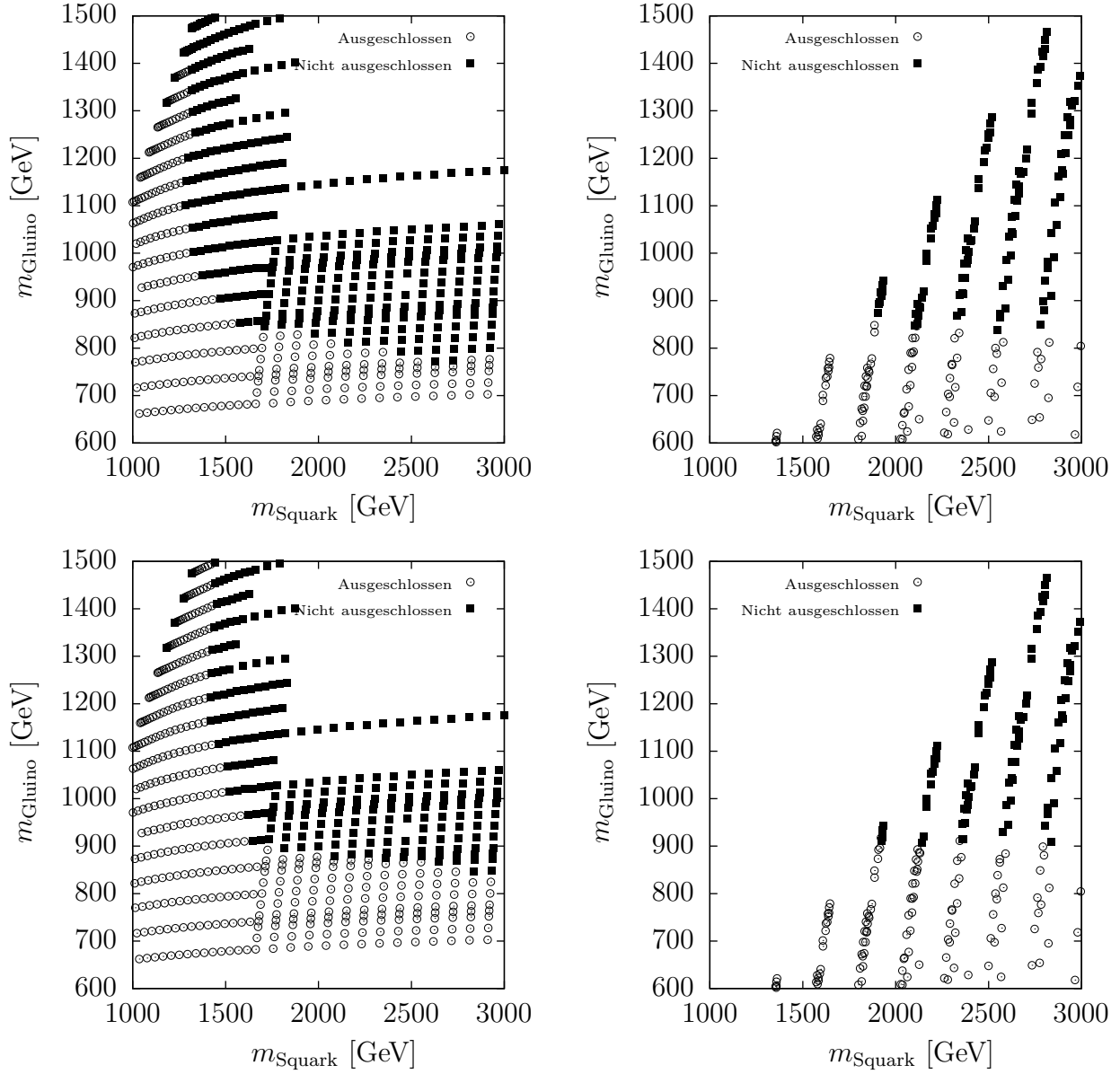


Abbildung 7.14.: Vergleich der erhaltenen erwarteten (oben) und beobachteten (unten) Ausschlussgrenzen der 0-Lepton-Analyse für das CMSSM (links) und das CE₆SSM (rechts) im $m_{\tilde{q}}\text{-}m_{\tilde{g}}$ -Parameterraum. Ausschlusskriterium wie für Abbildung 7.13.

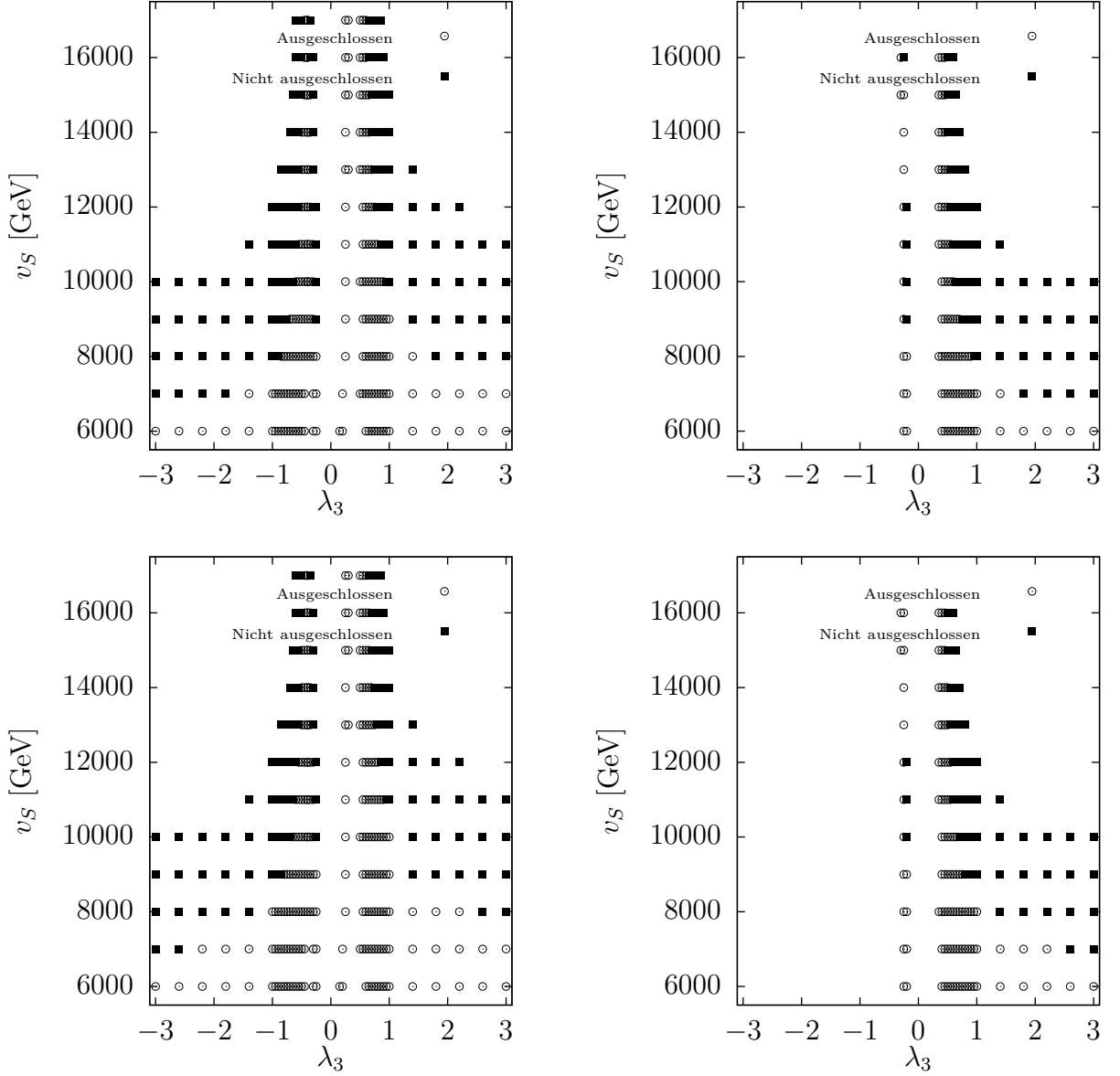


Abbildung 7.15.: Vergleich der erwarteten (oben) und beobachteten (unten) Ausschlussgrenzen der 0-Lepton-Analyse für das CE_6SSM im v_S - λ_3 -Parameterraum. Es wird $\tan\beta = 10$ (links) und $\tan\beta = 30$ (rechts) betrachtet. Ausschlusskriterium wie für Abbildung 7.13.

7.4.2. Ein- und Zwei-Lepton-Analyse

Das Vorgehen für die Analyse mit Leptonen ist analog zur Null-Leptonen-Analyse. Es wird aber nur die beobachtete Ausschlussgrenze der ATLAS-Analyse [67] betrachtet, da die erwartete Grenze dieser ähnlich ist. Die Grenze bei 95% CL kann auch Tabelle 5.4 entnommen werden. Für den Bereich $m_0 < 1800$ GeV ist in Abbildung 7.16 zu erkennen, dass die eigene Ausschlussgrenze um 25 – 35 GeV niedriger als die ATLAS-Grenze gesetzt wird. Dies weist auf größere Unterschiede zwischen der eigenen Umsetzung der Analyse und der offiziellen Umsetzung bzw. auf Probleme bei der eigenen Umsetzung hin. Da in Abschnitt 7.3 keine zu großen Differenzen zwischen

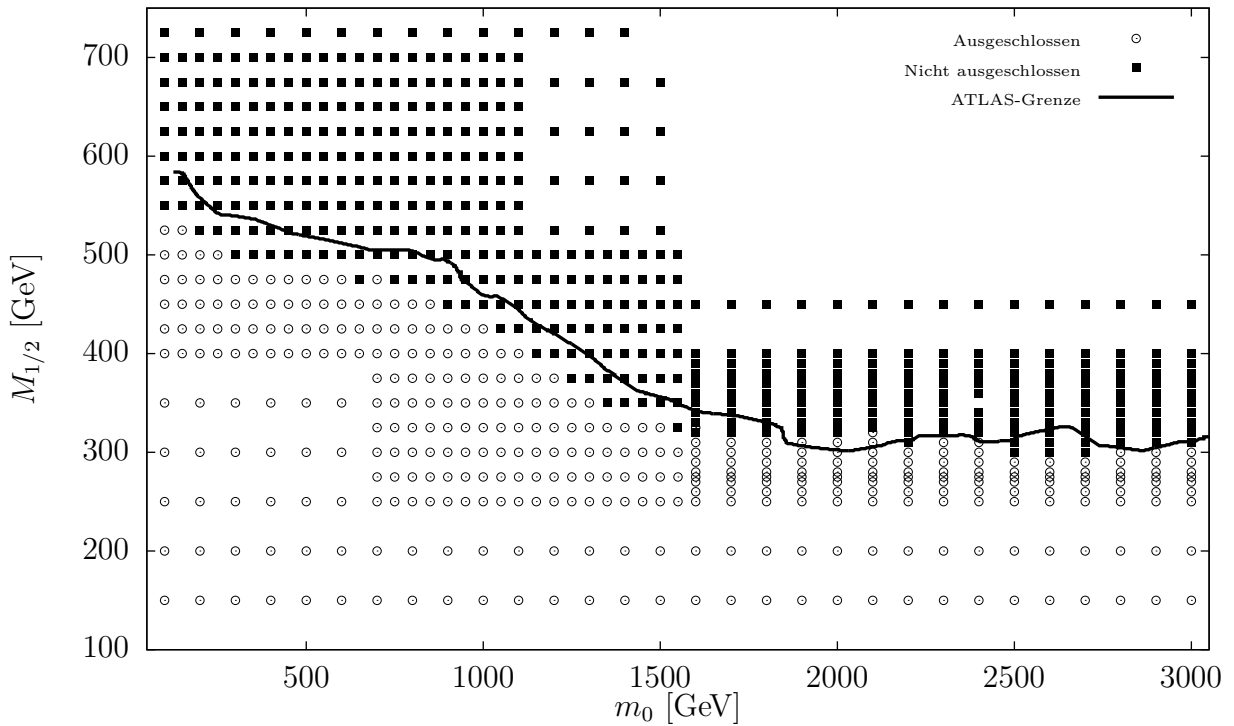


Abbildung 7.16.: Vergleich der Ausschlussgrenzen der 1- und 2-Lepton-Analyse mit denen des ATLAS-Experimentes im m_0 - $M_{1/2}$ -Parameterraum für die im Experiment beobachteten Grenzen. Ausschlusskriterium wie für Abbildung 7.13

den $A \times \epsilon$ festzustellen waren bzw. immer größere $A \times \epsilon$ für die Signalregionen dieser Analysen simuliert wurden, ist es schwer nachzuvollziehen, warum die eigene Grenze dann eine kleinere Fläche ausschließt, als die Grenze der ATLAS-Kollaboration. Für die obere Grenze auf den sichtbaren Wirkungsquerschnitt werden die einzelnen Signalregionen nach der Art der Leptonen im Endzustand getrennt und damit haben jeweils mehrere Signalregionen für einen Parameterpunkt eine ähnliche Wichtigkeit für den Ausschluss, so dass es schwierig ist, die Ursachen der Abweichung explizit einzugrenzen. Des Weiteren fehlen auch für diese Analyse Informationen über die bei ATLAS verwendeten Monte-Carlo-Ereignisse und die Auswirkungen der einzelnen Schnitte auf diese Ereignisse. Daher war es im Zeitrahmen dieser Arbeit nicht möglich,

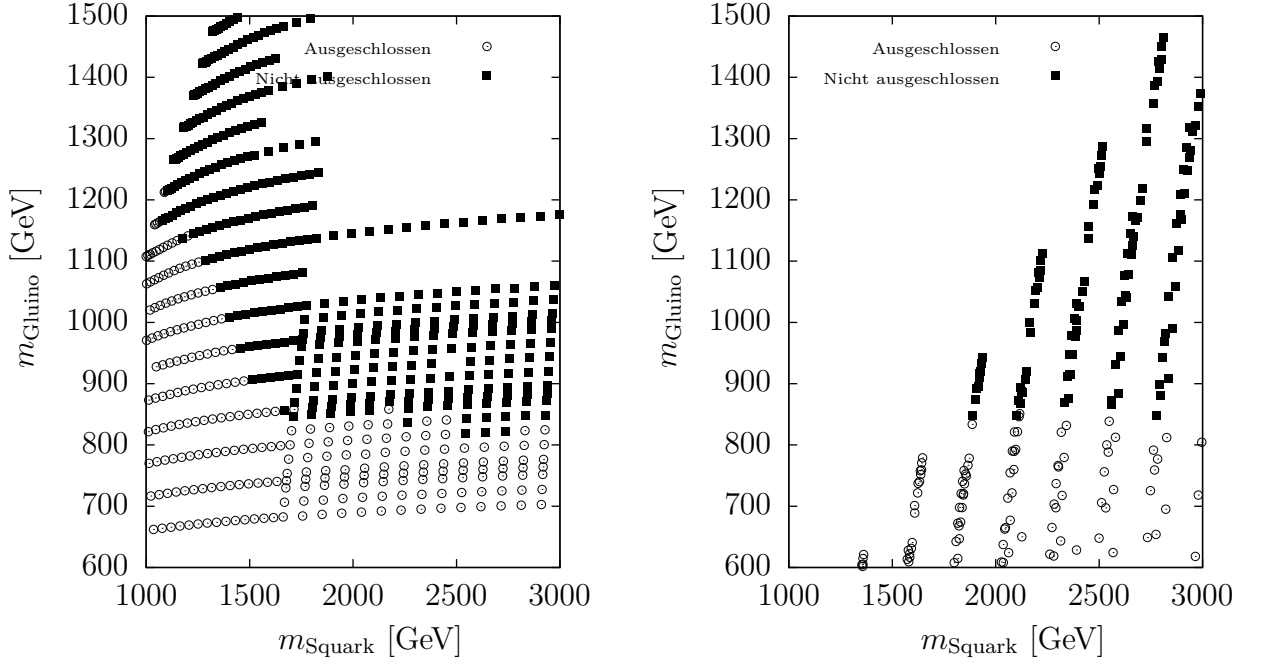


Abbildung 7.17.: Vergleich der Ausschlussgrenzen der 1- und 2-Lepton-Analyse für CMSSM (links) und das CE₆SSM (rechts) im $m_{\tilde{q}}\text{-}m_{\tilde{g}}$ -Parameterraum. Ausschlusskriterium wie für Abbildung 7.13.

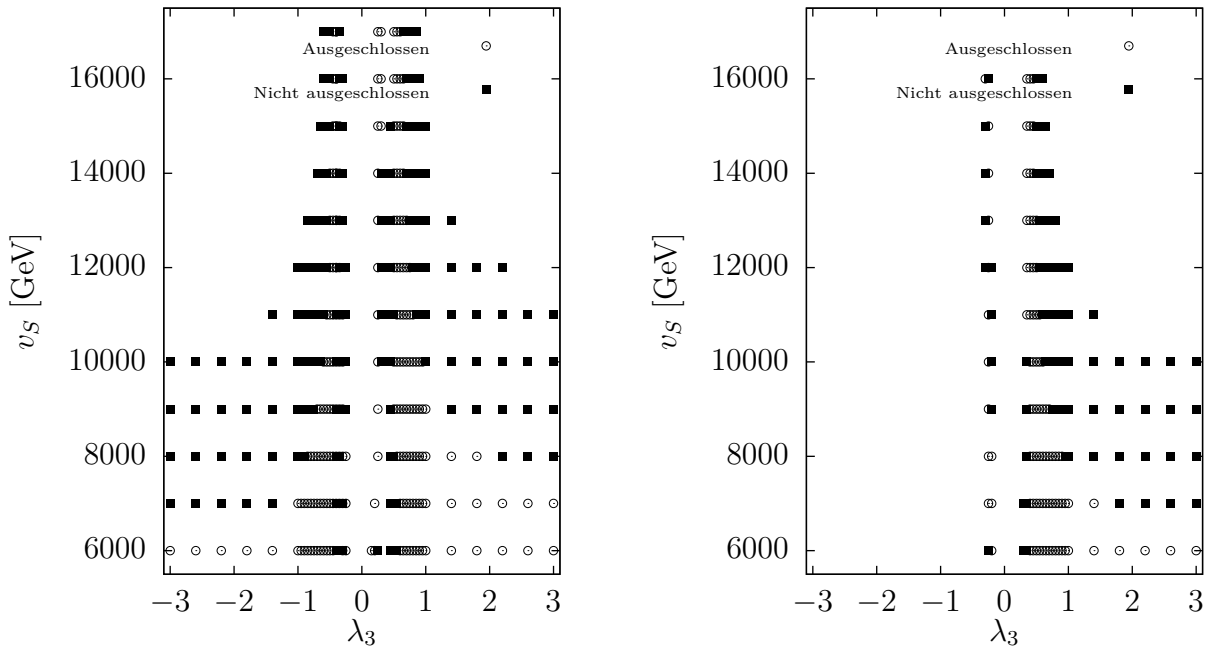


Abbildung 7.18.: Vergleich der Ausschlussgrenzen für die 1- und 2-Leptonen-Analyse für das CE₆SSM im $v_S\text{-}\lambda_3$ -Parameterraum. Es wird $\tan\beta = 10$ (links) und $\tan\beta = 30$ (rechts) betrachtet. Ausschlusskriterium wie für Abbildung 7.13.

die Ursache für diese Abweichung zu finden. Es kann trotzdem festgestellt werden, dass sich die gesamte eigene Ausschlussgrenze im Bereich der Ein-Sigma-Unsicherheit der ATLAS-Grenze befindet.

Für $m_0 > 1800$ GeV ist die Übereinstimmung der eigenen mit den offiziellen Ergebnissen etwas besser und vergleichbar mit der Übereinstimmung bei der Null-Leptonen-Analyse. Dieser Bereich wird mit dem CE₆SSM in Abbildung 7.17 verglichen und die untere Grenze auf die Masse des Gluinos ist, ähnlich der vorherigen Analyse, im CE₆SSM um 50 GeV größer als in der CMSSM-Analyse, 850 GeV zu 800 GeV. Dies ergibt sich auch hier aus den Unterschieden in $A \times \epsilon$ durch kürzere Zerfallsketten der Gluinos im CE₆SSM. Der Vergleich $\sigma_{\text{Signal}}^{\text{sichtbar}} / \sigma_{\text{Signal,Limit}}^{\text{sichtbar,ATLAS}}$ der Referenzpunkte MSSM2 und ESSM1 in Tabelle 7.3 zeigt dabei, dass bei beiden die Ein-Lepton-Signalregion $1L4Je$ die ausschlaggebende ist. Daher ist das Limit für das CE₆SSM größer, da hier die $A \times \epsilon$ für Ereignisse mit einem Lepton größer sind. Bei einer Zwei-Lepton-Analyse würde die Signalregion $2L4Je\mu$ den Ausschlag geben und die CMSSM-Grenze stärker als die des CE₆SSM sein, da weniger CE₆SSM-Ereignisse mit zwei oder Leptonen im Endzustand produziert werden.

Die Ausschlussgrenzen auf die Eingabeparameter in Abbildung 7.18 ergeben sich mit der gleichen Argumentation wie bei der Null-Lepton-Analyse.

7.4.3. χ^2 -Berechnung

Die statistische Größe χ^2 kann genutzt werden, um die Stabilität einer Ausschlussgrenze zu prüfen, sowie Ergebnisse verschiedener Experimente zu kombinieren. Daher wird hier die Kalkulation dieser Variable für LHC-Resultate durchgeführt. Die Berechnung von χ^2 wird nur für die Null-Lepton-Analyse unternommen, da diese die stärksten Ausschlussgrenzen setzt und wie im Abschnitt zuvor beschrieben, bei der Ein- und Zwei-Leptonen-Analyse die eigenen Ergebnisse sichtbare Abweichungen zum offiziellen Ergebnis zeigen. Des Weiteren wird diese Berechnung nur für die erwarteten Untergrundzahlen durchgeführt.

Die systematischen Unsicherheiten auf die Signalereigniszahl ergibt sich aus den Theorie-Unsicherheiten des totalen Produktionswirkungsquerschnittes, der Unsicherheit der benutzten PDF und der Monte-Carlo-Unsicherheit aus der Berechnung von $A \times \epsilon$. Da die Berechnung von χ^2 in dieser Arbeit als Machbarkeitsstudie angesehen wird, werden diese Unsicherheiten nicht für jeden Punkt einzeln berechnet, sondern ein globaler Wert angenommen.

Es ist zu beachten, dass die ATLAS-Analysen ihre Ausschlussgrenzen mit der CL_S-Methode bestimmen [96]. In der hier betrachteten Art der Berechnung wird aber CL_{S+b} dazu benutzt. Die CL_S-Methode setzt konservativere Grenzen als das hier betrachtete Verfahren. Um die selbst berechneten Ergebnisse nun mit denen der ATLAS-Kollaboration in Übereinstimmung zu bringen, werden daher die systematischen Unsicherheiten auf die Signalereigniszahl überschätzt und so die eigene Grenze an die ATLAS-Ausschlussgrenze angepasst. Die dann berechneten Werte für χ^2 sollten so akzeptabel sein. Dies ist auch das Vorgehen der FITTINO-Kollaboration. Das Ergebnis dieses Vorgehens ist in Abbildung 7.19 zu sehen. (Nach Gleichung (4.23) ergibt sich ein 95% CL Grenze bei $\chi^2 = 2,7$.) Durch stark ansteigende Werte für χ^2 bei

kleineren m_0 und $M_{1/2}$ werden die χ^2 in der linken unteren Bildecke nicht eingetragen, um zu gewährleisten, dass für die relevante Region um die Ausschlussgrenze eine ausreichende Differenzierung erkennbar ist. Es wurden Parameterpunkte in diesem Bereich untersucht, aber da das χ^2 dort so stark anwächst, sind diese Punkte eindeutig ausgeschlossen. Abbildung 7.20 zeigt welche Signalregionen in bestimmten Parameterbereichen wichtig sind, indem in diesen immer die Signalregion angegeben ist, welche die höchste Ausschlusskraft, also den höchsten Wert für χ^2 liefert. Dies rechtfertigt, dass in Abschnitt 7.3 für die Null-Lepton-Analyse besonders die Regionen At und Em betrachtet wurden, da diese für einen großen Bereich des betrachteten Parameterraums relevant sind.

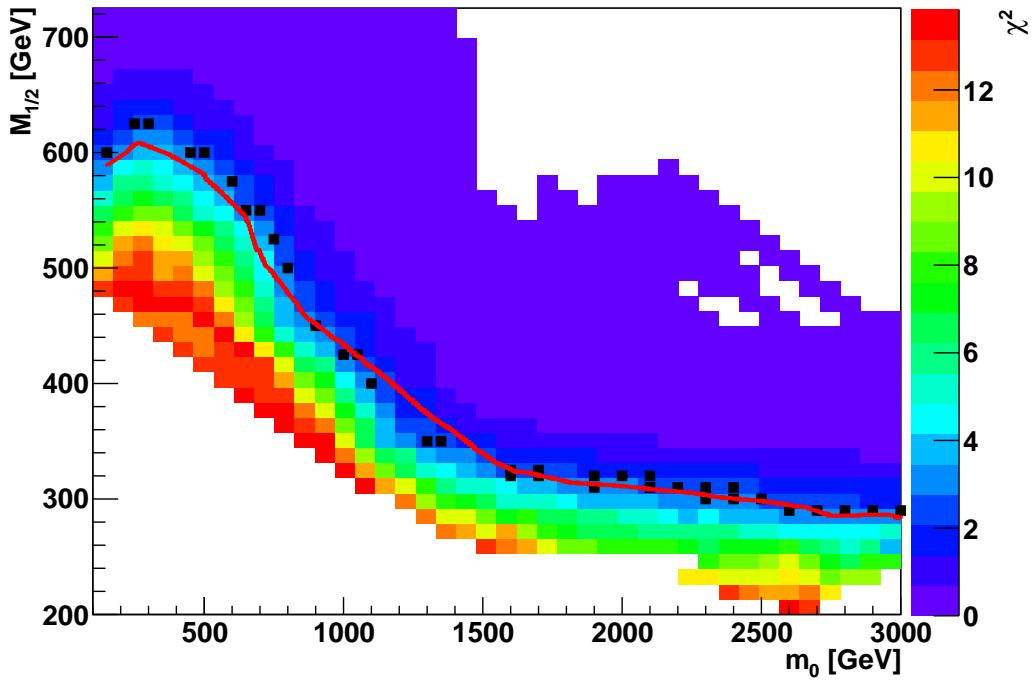


Abbildung 7.19.: Berechnete χ^2 -Werte in der m_0 - $M_{1/2}$ -Ebene des CMSSM. Die schwarzen Punkte entsprechen der 95% CL-Grenze, die rote Linie der offiziellen Grenze des ATLAS-Experiments. Berechnet für die erwarteten Untergrundzahlen.

Die Theorie-Unsicherheiten des CE_6SSM unterscheiden sich nicht sehr von denen des CMSSM, größter Beitrag ist die Unsicherheit auf den Wirkungsquerschnitt, der wie durch Betrachtung der Referenzpunkte in Tabelle 7.1 ersichtlich, vergleichbar für beide Modelle ist. Daher wird das für das CMSSM verwendete Verfahren ohne Abweichungen auf das CE_6SSM übertragen. Wie auch bei den vorherigen Ergebnissen, ergibt sich für das CE_6SSM eine um etwa 50 GeV höhere Grenze auf die Gluinomasse, siehe Abbildung 7.21, d.h. das χ^2 für einen Parameterpunkt gleicher Squark- und Gluinomasse ist im CE_6SSM höher als im CMSSM. In Abbildung 7.22 sind die Werte von χ^2 für die Eingabeparameter des CE_6SSM gegeben.

Die Grenze auf ein supersymmetrisches Signal, welche durch LHC-Daten gesetzt

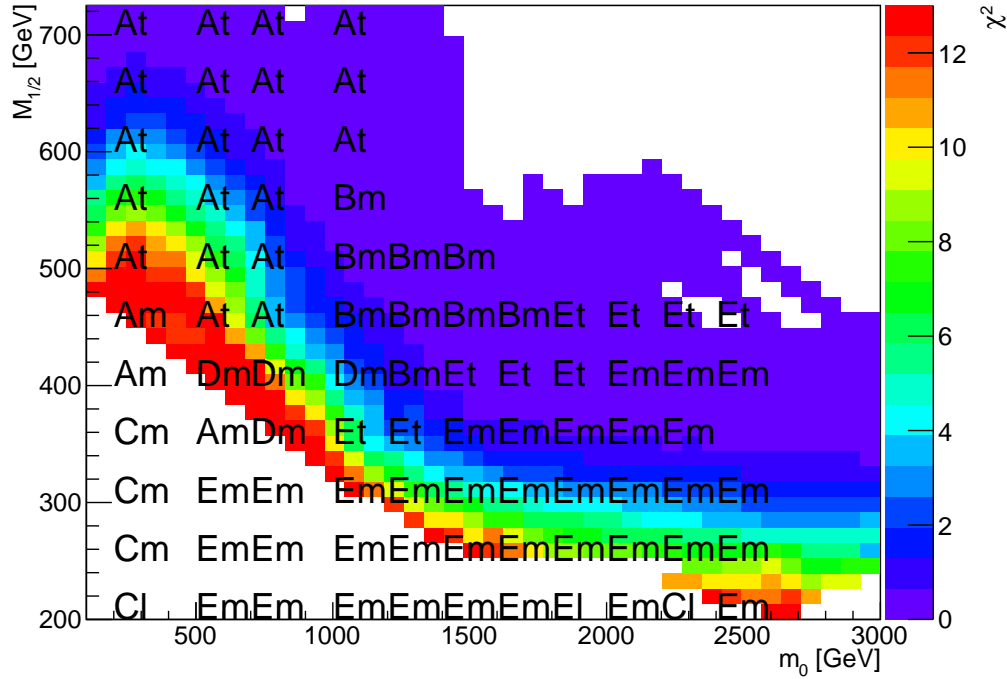


Abbildung 7.20.: Berechnete χ^2 -Werte in der m_0 - $M_{1/2}$ -Ebene des CMSSM. Zusätzlich ist die relevante Signalregion angegeben, welche die höchste Ausschlusskraft in einem Bereich hat.

wird, hängt direkt vom Produktionswirkungsquerschnitt ab. Dieser fällt aber sehr schnell mit steigender Massenskala ab. Daher fallen auch die Werte für χ^2 sehr schnell, wenn die Massen größer werden. Dies bedeutet eine gewisse Stabilität für die Ausschlussgrenze in Bezug auf Parameterpunkte mit leichteren Massen der Superpartner. Für Parameterpunkte mit schweren supersymmetrischen Teilchen kann das Modell nicht vom Standardmodell unterschieden werden, da kein signifikantes Signal produziert wird. Da eine obere Grenze auf die Signalrate betrachtet wird, führt dies zu einer flachen Verteilung für die Werte von χ^2 bei einer großen Massenskala.

Es ist nun möglich, diese mit χ^2 -Werten aus den Ergebnissen anderer Experimente, wie z.B. der Bestimmung der Dunklen-Materie-Dichte oder der Higgsmasse, zu kombinieren, um so Punkte mit minimalen χ^2 zu erhalten und Ausschlusskonturen für das CE₆SSM zu bestimmen. Dies geht aber über das Ziel dieser Diplomarbeit hinaus und wird nicht durchgeführt.

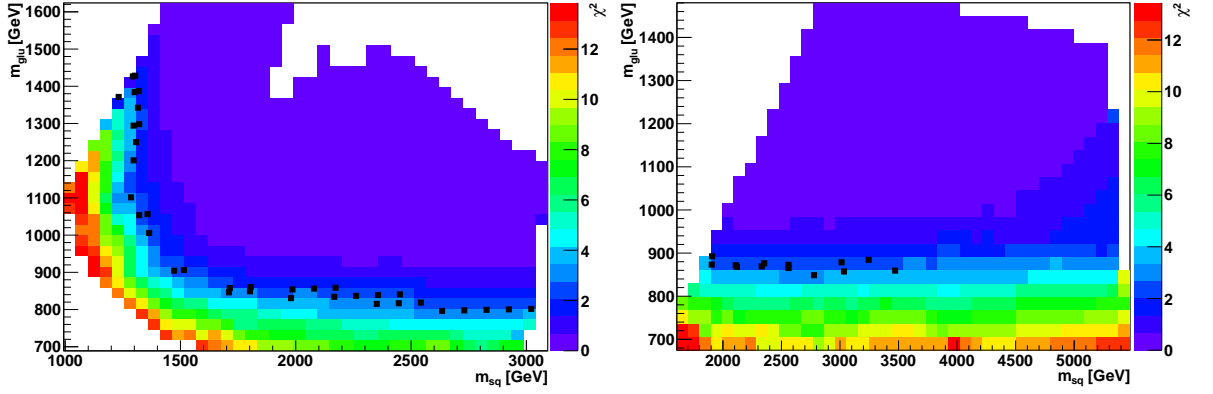


Abbildung 7.21.: Berechnete χ^2 -Werte in der $m_{\tilde{g}}-m_{\tilde{g}}$ -Ebene des CMSSM (links) CE₆SSM (rechts). Die schwarzen Punkte entsprechen der 95% CL-Grenze. Berechnet für die erwarteten Untergrundzahlen.

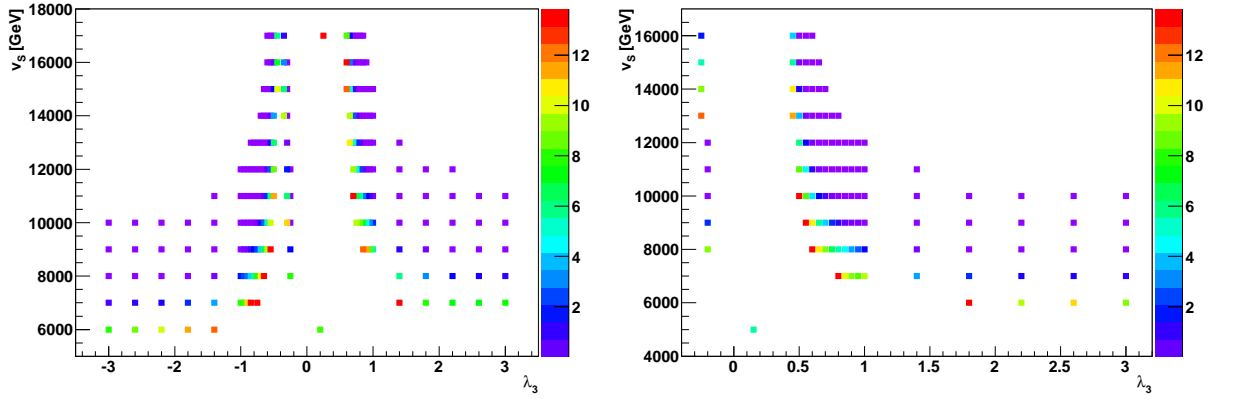


Abbildung 7.22.: Berechnete χ^2 -Werte in der v_S - λ_3 -Ebene des CE₆SSM bei $\tan\beta = 10$ (links) und $\tan\beta = 30$ (rechts). Berechnet für die erwarteten Untergrundzahlen.

8. Zusammenfassung

Der LHC bietet einzigartige Möglichkeiten zur Suche nach Physik jenseits des Standardmodells. Ein Kandidat für eine solche Theorie ist die Einführung der Supersymmetrie, welche so gebrochen ist, dass die Superpartner am LHC erzeugt werden können. Besonders die stark wechselwirkenden Gluinos und Squarks sollten schon nach kurzer Laufzeit eine große Zahl an Signalereignissen liefern.

Es ist eine Herausforderung Computerprogramme verfügbar zu haben, mit denen es möglich ist, mit genügend hoher Präzision LHC-Ereignisse aus neuer Physik inklusive Detektoreffekte zu simulieren. Dabei muss es auch möglich sein, eine Vielzahl neuer Modelle zu untersuchen, ohne ein Übermaß an Speicherplatz und Rechenzeit zu benötigen.

In dieser Arbeit wurde versucht die Ergebnisse der ATLAS-Kollaboration aus zwei Analysen mit null, eins oder zwei Leptonen, Jets und fehlender transversaler Energie für das CMSSM zu reproduzieren und für das CE₆SSM vergleichbare Ergebnisse zu erhalten. Da bisher kein supersymmetrisches Signal am LHC beobachtet wurde, galt es die Ausschlussgrenzen auf den m_0 - $M_{1/2}$ -Parameterraum nachzustellen. Es wurden auch die Auswirkungen untersucht, die ein komprimiertes supersymmetrisches Massenspektrum auf die Signalakzeptanz hat, mit der supersymmetrische Ereignisse die Standardanalysen passieren.

Bei der inklusiven Suche nach Gluinos und Squarks war es mit dem Ereignisgenerator **Herwig++** und der schnellen Detektorsimulation **Delphes** möglich, im Rahmen der von ATLAS festgestellten Unsicherheiten, die Ausschlussgrenzen im MSSM aus der Null-Lepton-Analyse gut zu reproduzieren. Für die Ein- und Zwei-Lepton-Analyse war dies nur mit gewissen Abstrichen möglich. Die Abweichungen der eigenen Berechnungen von den Ergebnissen der ATLAS-Kollaboration ergeben sich aus unterschiedlichen Werten für $A \times \epsilon$ aus der Ereignis- und Detektorsimulation. Die genaue Ursache kann aber nicht gefunden werden, da die ATLAS-Kollaboration bisher nicht genügend Angaben über die eigene Analyse veröffentlicht hat. Diese sind aber nötig, um im Detail zu untersuchen, wie die Abweichungen erzeugt werden. Diese Daten sind für die Null-Lepton-Analyse auf **HEPdata*** verfügbar, aber nicht für die Mehr-Lepton-Analyse. Die veröffentlichten $A \times \epsilon$ genügen aber alleine nicht, da nicht klar ist, welche Typen von Ereignissen einzeln simuliert werden, ob es nur die Produktion von Squarks und Gluinos ist, oder auch von Charginos und Neutralinos. Dies beeinflusst aber die Werte des Produktionwirkungsquerschnitts und der $A \times \epsilon$ sehr stark.

In [88] werden Empfehlungen gegeben, wie LHC-Ergebnisse dargestellt werden sollten, um sie dann neuen Modellen übertragen zu können. Diese Empfehlungen

*The Durham HepData Project, <http://hepdata.cedar.ac.uk/>

decken sich mit den eigenen Erfahrungen, welche im Verlauf dieser Arbeit gemacht wurden, berücksichtigen aber auch Bereiche, die hier nicht betrachtet wurden, wie das Tuning der schnellen Detektorsimulation. Es ist wünschenswert, wenn sie bei der Veröffentlichung von LHC-Ergebnissen berücksichtigt werden.

Durch einen Vergleich von CMSSM-Referenzpunkten wurde festgestellt, dass die Variation der Eingabeparameter A_0 und $\tan\beta$ einen starken Einfluss auf die $A \times \epsilon$ haben kann. Somit ist es durch Veränderung dieser Parameter möglich, auch einen merklichen Einfluss auf die Ausschlussgrenze des CMSSM im Parameterraum von m_0 und $M_{1/2}$ zu erreichen.

Aus der Untersuchung komprimierter supersymmetrischer Massenspektren ergibt sich, dass die Ausschlussgrenzen, welche von den momentanen inklusiven Standardanalysen gesetzt werden, von Modelle mit solchen Spektren umgangen werden können. Beim Vergleich mit den Ergebnissen aus einer anderen Veröffentlichung [89] wird ersichtlich, dass es nicht möglich war, ähnliche Abhängigkeiten der $A \times \epsilon$ von der Massendifferenz zwischen Gluino und LSP, wie die dort beschriebenen, zu erhalten; die Übereinstimmung ist teilweise nur grob vorhanden. Die Unterschiede ergeben sich dabei daraus, dass in dieser Arbeit andere Programme zur Ereignis- und Detektorsimulation als in [89] verwendet werden. Dies zeigt, dass jedes so simulierte Ergebnis Theorie-Unsicherheiten hat, die aus der Wahl des Berechnungsprogrammes kommt.

Die Simulationskette konnte auch auf das CE_6SSM übertragen werden. Da in diesem Modell das Gluino grundsätzlich leichter als die Squarks ist, können die Ausschlussgrenzen der Analysen genutzt werden, um eine direkte untere Grenze auf die Gluinomasse zu setzen. Dabei ergab sich, dass es für eine konservative Abschätzung dieser Grenze ausreicht, die von den Experimenten veröffentlichte Grenze auf die Gluinomasse im Falle großer m_0 zu übernehmen. Es kann aber auch eine um 50 GeV höhere Ausschlussgrenze für die Gluinomasse als jene aus dem offiziellen Ergebnis der Null-Lepton-Analyse bei vergleichbaren Squarkmassen angenommen werden. Eine vollständige Analyse im CE_6SSM mit der kompletten ATLAS-Detektorsimulation wäre der weitere Weg, um dieses Ergebnis zu prüfen.

In dieser Arbeit wird der zusätzliche exotische Teilcheninhalt des CE_6SSM , welcher stark wechselwirkt, nicht berücksichtigt, da die Grenzen, welche aus der Untersuchung der Squark- und Gluino-Produktion berechnet werden, den Parameterraum, bei dem diese Teilchen am LHC produziert werden könnten, ausschließt. Dieser Schritt ist möglich, da die Produktion von exotischen Teilchen diese Grenze nur verstärken würde, aber nicht abschwächen kann.

Es wurden nur Analysen untersucht, die Daten aus dem Jahr 2011 verwenden bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 7$ TeV und Luminosität $\int L = 4,7 \text{ fb}^{-1}$. Für aktuelle Ergebnisse aus dem Jahr 2012 bei $\sqrt{s} = 8$ TeV und $\int L = 5,8 \text{ fb}^{-1}$ ergibt sich eine untere Grenze von $m_{\tilde{g}} = 900 - 1000$ GeV [97].

Das zuletzt genannte Limit wurde bereits in einer allgemeineren Untersuchung des CE_6SSM benutzt [72]. Die darin zusätzlich enthaltenen Schranken auf die Higgsmasse grenzen zusammen mit den LHC-Ergebnissen den Parameterraum des CE_6SSM ein. Vor allem der Eingabeparameter λ_3 wird auf die Region $|\lambda_3| < 0,3$ eingeschränkt, da nur hier die Gluinomasse groß genug wird (siehe Abbildung 7.2) und gleichzeitig eine passende Higgsmasse möglich ist.

Das für diese Arbeit entwickelte Programmpaket kann in weiterführenden Untersuchungen angewendet werden. So ist zu verifizieren, in wie weit die Ausschlussgrenzen der Analysen bei $\sqrt{s} = 8$ TeV oder aus CMS-Analysen auf das CE_6SSM übertragbar sind. Die Adaption des Programmpaketes auf andere supersymmetrische Modelle ist auch möglich.

Zusammenfassend ist festzustellen, dass Ergebnisse der ATLAS-Kollaboration für Ausschlussgrenzen auf das CMSSM unter Zuhilfenahme schneller Detektorsimulation reproduzierbar und auf das CE_6SSM übertragbar sind. Aufgrund der unterschiedlichen Struktur der Massenspektren beider Modelle ist die Ausschlussgrenze auf die Gluinomasse im vergleichbaren Parameterbereich großer Squarkmassen für das CE_6SSM höher als für das CMSSM zu setzen.

A. Anhang

A.1. Definitionen und Bezeichnungen

A.1.1. Konventionen

In der vorliegenden Diplomarbeit wird das Heaviside–Lorentz-Einheitensystem mit $c = \hbar = 1$. Der metrische Tensor wird in zeitartiger Vorzeichenkonvention gewählt

$$g^{\mu\nu} = \text{diag}(1, -1, -1, -1) . \quad (\text{A.1})$$

A.2. Zum Superfeldformalismus

A.2.1. Graßmann-Variablen

Graßmann-Variablen θ_i sind Elemente einer Algebra mit dem inneren Produkt

$$\{\theta_i, \theta_j\} := \theta_i \theta_j + \theta_j \theta_i = 0 . \quad (\text{A.2})$$

Die Algebra kann durch eine Involution \mathcal{I} erweitert werden

$$\mathcal{I} : \theta_i \rightarrow \mathcal{I}(\theta_i) \equiv \bar{\theta}_i , \quad \mathcal{I}(\bar{\theta}_i) = \theta_i , \quad (\text{A.3})$$

wobei die konjugierten Graßmann-Variablen $\bar{\theta}_i$ folgende Beziehungen erfüllen

$$\{\bar{\theta}_i, \bar{\theta}_j\} = 0 \quad \text{und} \quad \{\theta_i, \bar{\theta}_j\} = 0 . \quad (\text{A.4})$$

Aus Glg. (A.2) und (A.3) folgt, dass jede Funktion von Graßmann-Variablen entwickelbar ist wie

$$f(\theta_i, \bar{\theta}_j) = a_0 + \sum_i a_i \theta_i + \sum_i \bar{a}_i \bar{\theta}_i + \dots . \quad (\text{A.5})$$

Des Weiteren definiert man die Differentiation und Integration auf einer Graßmann-Algebra als

$$\frac{\partial}{\partial \theta_i} \theta_j := \delta_{ij} , \quad (\text{A.6a})$$

$$\frac{\partial}{\partial \theta_i} (\theta_j \theta_k) := \delta_{ij} \theta_k - \delta_{ik} \theta_j , \quad (\text{A.6b})$$

$$\int d\theta_i := 0 , \quad (\text{A.6c})$$

$$\int d\theta_i \theta_j := \delta_{ij} , \quad (\text{A.6d})$$

mit $\{d\theta_i, d\theta_j\} = 0$.

Weyl-Spinor-Notation

Durch Zerlegung der vierkomponentigen Dirac-Spinoren ψ in zwei zweikomponentige Weyl-Spinoren ist es möglich supersymmetrische Theorien formal elegant darzustellen.

$$\psi_i = \begin{pmatrix} \xi_\alpha \\ \bar{\chi}^{\dot{\beta}} \end{pmatrix} , \quad (i = 1, 2, 3, 4) , (\alpha = 1, 2) , (\dot{\alpha} = \dot{1}, \dot{2}) , \quad (\text{A.7})$$

da die Spinorkomponenten $\xi_\alpha, \bar{\chi}^{\dot{\alpha}}$ als Fundamentaldarstellungen $(\frac{1}{2}, 0)$ bzw. $(0, \frac{1}{2})$ der Lorentz-Gruppe transformieren. Für diese Spinoren gilt

$$\xi_\alpha = (\bar{\xi}_{\dot{\alpha}})^\dagger , \quad \xi^\alpha = (\bar{\xi}^{\dot{\alpha}})^\dagger , \quad (\text{A.8a})$$

$$\xi^\alpha = \epsilon^{\alpha\beta} \xi_\beta , \quad \xi_\alpha = \epsilon_{\alpha\beta} \xi^\beta , \quad (\text{A.8b})$$

$$\bar{\chi}^{\dot{\alpha}} = \epsilon^{\dot{\alpha}\dot{\beta}} \bar{\chi}_{\dot{\beta}} , \quad \bar{\chi}_{\dot{\alpha}} = \epsilon_{\dot{\alpha}\dot{\beta}} \bar{\chi}^{\dot{\beta}} , \quad (\text{A.8c})$$

mit den antisymmetrischen Tensoren $\epsilon^{\alpha\beta}$ und $\epsilon_{\alpha\beta}$ durch

$$\epsilon^{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} , \quad \epsilon_{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.9})$$

und $\epsilon^{\alpha\beta} \epsilon_{\beta\gamma} = \delta_\gamma^\alpha$. Durch die fermionische Natur der Felder, welche man mit Spinoren darstellt, definiert man, dass die Spinorkomponenten ξ_α und $\bar{\chi}^{\dot{\alpha}}$ Graßmann-Variablen sind, d.h.

$$\{\xi_\alpha, \xi_\beta\} = \{\bar{\chi}^{\dot{\alpha}}, \bar{\chi}^{\dot{\beta}}\} = \{\xi_\alpha, \bar{\chi}^{\dot{\beta}}\} = 0 . \quad (\text{A.10})$$

Man konstruiert nun ein $SL(2, \mathbb{C})$ invariantes Spinorprodukt

$$\xi\chi := \xi^\alpha \chi_\alpha , \quad (\text{A.11a})$$

$$\bar{\chi}\bar{\xi} := \bar{\chi}_{\dot{\alpha}} \bar{\xi}^{\dot{\alpha}} = (\xi\chi)^\dagger , \quad (\text{A.11b})$$

welches aufgrund der Antisymmetrie von $\epsilon_{\alpha\beta}$ und Glg. (A.10) symmetrisch ist

$$\xi\chi = \chi\xi = (\bar{\xi}\bar{\chi})^\dagger = (\bar{\chi}\bar{\xi})^\dagger . \quad (\text{A.12})$$

Des Weiteren definiert man Differentialoperatoren der Weylspinoren

$$\partial_\alpha := \frac{\partial}{\partial\theta^\alpha} , \quad \partial^\alpha := \frac{\partial}{\partial\theta_\alpha} , \quad \bar{\partial}^{\dot{\alpha}} := \frac{\partial}{\partial\bar{\theta}_{\dot{\alpha}}} , \quad \bar{\partial}_{\dot{\alpha}} := \frac{\partial}{\partial\bar{\theta}^{\dot{\alpha}}} \quad (\text{A.13})$$

mit folgenden Antikommutatorrelationen

$$\{\partial_\alpha, \partial_\beta\} = \{\bar{\partial}_{\dot{\alpha}}, \bar{\partial}_{\dot{\beta}}\} = \{\partial_\alpha, \bar{\partial}_{\dot{\beta}}\} = 0 . \quad (\text{A.14})$$

Aus der Definition der grassmann-wertigen Differentialoperatoren (A.6a) folgt

$$\partial_\alpha \theta^\beta := \delta_\alpha^\beta , \quad \partial^\alpha \theta_\beta := \delta_\beta^\alpha , \quad \bar{\partial}_{\dot{\alpha}} \bar{\theta}^{\dot{\beta}} := \delta_{\dot{\alpha}}^{\dot{\beta}} , \quad \bar{\partial}^{\dot{\alpha}} \bar{\theta}_{\dot{\beta}} := \delta_{\dot{\beta}}^{\dot{\alpha}} , \quad (\text{A.15})$$

und diese transformieren gemäß

$$\epsilon^{\alpha\beta} \partial_\beta = -\partial^\alpha , \quad \epsilon_{\alpha\beta} \partial^\beta = -\partial_\alpha , \quad \epsilon_{\dot{\alpha}\dot{\beta}} \bar{\partial}^{\dot{\beta}} = -\bar{\partial}_{\dot{\alpha}} , \quad \epsilon^{\dot{\alpha}\dot{\beta}} \bar{\partial}_{\dot{\beta}} = -\bar{\partial}^{\dot{\alpha}} . \quad (\text{A.16})$$

Mit den folgenden Abkürzungen

$$d^2\theta := -\frac{1}{4} d\theta^\alpha d\theta_\alpha , \quad d^2\bar{\theta} := -\frac{1}{4} d\bar{\theta}_{\dot{\alpha}} d\bar{\theta}^{\dot{\alpha}} , \quad d^4\theta := d^2\theta d^2\bar{\theta} \quad (\text{A.17})$$

erhält man Projektoren für die einzelnen Komponenten eines Superfeldes (3.5). Damit ergibt sich

$$\int d^2\theta \mathcal{F}(z) = M(x) , \quad (\text{A.18a})$$

$$\int d^2\bar{\theta} \mathcal{F}(z) = N(x) , \quad (\text{A.18b})$$

$$\int d^4\theta \mathcal{F}(z) = \frac{1}{2} D(x) . \quad (\text{A.18c})$$

A.3. Zu den supersymmetrischen Modellen

A.3.1. MSSM

Higgs-Potential

Das MSSM-Skalarpotential der Higgsfelder H_1 und H_2 ist durch die Summe der F - und D -Terme (3.23) und den supersymmetriebrechenden Anteil gegeben

$$V = F_i^* F_i + \frac{1}{2} \left[D^a D^a + \vec{D}^2 + (D^Y)^2 + (D^N)^2 \right] + V_{\text{ESB}} . \quad (\text{A.19})$$

$$V_{\text{Higgs}} = |\mu|^2 (|h_1|^2 + |h_2|^2) + \left[B\mu(h_1 h_2) + \text{h. c.} \right] + \frac{1}{8} (g_1^2 + g_2^2) (|h_1|^2 - |h_2|^2)^2 + \frac{g_2^2}{2} |h_1^\dagger h_2|^2 + m_{h_1}^2 |h_1|^2 + m_{h_2}^2 |h_2|^2 \quad (\text{A.20})$$

wobei gilt

$$(h_1 h_2) \equiv \epsilon^{\alpha\beta} h_{1\alpha} h_{2\beta} , \quad (\text{A.21a})$$

$$|h_1|^2 \equiv h_1^\dagger h_1 \equiv \sum_{\alpha=1}^2 (h_1^\alpha)^* h_1^\alpha , \quad (\text{A.21b})$$

$$|h_1^\dagger h_2|^2 = (h_1^\dagger h_2)(h_2^\dagger h_1) . \quad (\text{A.21c})$$

Die neutralen Higgs-Felder erhalten nicht verschwindende Vakuumerwartungswerte

$$\langle h_1 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v_1 \\ 0 \end{pmatrix} , \quad \langle h_2 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix} \quad (\text{A.22})$$

in den Minima von V_{Higgs} gegeben durch die Bedingungen der elektroschwache Symmetriebrechung

$$0 = \frac{\partial V_{\text{Higgs}}}{\partial v_1} = (m_{h_1}^2 + |\mu|^2)v_1 - B\mu v_2 + \frac{\bar{g}^2}{8}(v_1^2 - v_2^2)v_1 \quad (\text{A.23a})$$

$$0 = \frac{\partial V_{\text{Higgs}}}{\partial v_2} = (m_{h_2}^2 + |\mu|^2)v_2 - B\mu v_1 + \frac{\bar{g}^2}{8}(v_2^2 - v_1^2)v_2 \quad (\text{A.23b})$$

wobei $\bar{g}^2 = g_1^2 + g_2^2$ gesetzt wurde.

A.3.2. E₆SSM

Higgs-Potential

Das E₆SSM-Skalarpotential ist durch die Summe der quadrierten F - und D -Terme und den supersymmetriebrechenden Anteil gegeben. Der Anteil von V , der nur die drei Higgs-Felder H_{13} , H_{23} und S_3 enthält, lautet dann für das E₆SSM

$$V_{\text{Higgs}} = V_F + V_D + V_{\text{ESB}} , \quad (\text{A.24a})$$

$$V_F = |\lambda_3|^2 |s_3|^2 (|h_{13}|^2 + |h_{23}|^2) + |\lambda_3|^2 |h_{13} \cdot h_{23}|^2 , \quad (\text{A.24b})$$

$$V_D = \frac{1}{8}(g_1^2 + g_2^2) (|h_{13}|^2 - |h_{23}|^2)^2 + \frac{g_2^2}{2} |h_{13}^\dagger h_{23}|^2 + \frac{g_N^2}{2} \left[\frac{N_{H_{13}}}{2} |h_{13}|^2 + \frac{N_{H_{23}}}{2} |h_{23}|^2 + \frac{N_{S_3}}{2} |s_3|^2 \right]^2 , \quad (\text{A.24c})$$

$$V_{\text{ESB}} = m_{h_{13}}^2 |h_{13}|^2 + m_{h_{23}}^2 |h_{23}|^2 + m_{s_3}^2 |s_3|^2 + \left[\lambda_3 A_{\lambda_3} s_3 (h_{13} h_{23}) + \text{h. c.} \right] , \quad (\text{A.24d})$$

Die Quantenzahlen $N/2$ der Higgs-Felder sind in Tabelle 3.3 aufgeführt. Die Higgs-Felder erhalten nicht verschwindende Vakuumerwartungswerte

$$\langle h_{13} \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v_1 \\ 0 \end{pmatrix} , \quad \langle h_{23} \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix} , \quad \langle s_3 \rangle = \frac{v_s}{\sqrt{2}} \quad (\text{A.25})$$

in den Minima von V_{Higgs} , welche durch die drei Bedingungen für elektroschwache Symmetriebrechung gegeben sind

$$0 = \frac{\partial V_{\text{Higgs}}}{\partial v_s} = m_{s_3}^2 v_s - \frac{\lambda_3 A_{\lambda_3}}{\sqrt{2}} v_1 v_2 + \frac{\lambda_3^2}{2} (v_1^2 + v_2^2) v_s + \frac{g_N^2}{2} \left(\frac{N_{H_{13}}}{2} v_1^2 + \frac{N_{H_{23}}}{2} v_2^2 + \frac{N_{S_3}}{2} v_s^2 \right) \frac{N_{S_3}}{2} v_s, \quad (\text{A.26a})$$

$$0 = \frac{\partial V_{\text{Higgs}}}{\partial v_1} = m_{h_{13}}^2 v_1 - \frac{\lambda_3 A_{\lambda_3}}{\sqrt{2}} v_s v_2 + \frac{\lambda_3^2}{2} (v_1^2 + v_s^2) v_1 + \frac{\bar{g}^2}{8} (v_1^2 - v_2^2) v_1 + \frac{g_N^2}{2} \left(\frac{N_{H_{13}}}{2} v_1^2 + \frac{N_{H_{23}}}{2} v_2^2 + \frac{N_{S_3}}{2} v_s^2 \right) \frac{N_{H_{13}}}{2} v_1, \quad (\text{A.26b})$$

$$0 = \frac{\partial V_{\text{Higgs}}}{\partial v_2} = m_{h_{23}}^2 v_2 - \frac{\lambda_3 A_{\lambda_3}}{\sqrt{2}} v_s v_1 + \frac{\lambda_3^2}{2} (v_1^2 + v_s^2) v_2 + \frac{\bar{g}^2}{8} (v_2^2 - v_1^2) v_2 + \frac{g_N^2}{2} \left(\frac{N_{H_{13}}}{2} v_1^2 + \frac{N_{H_{23}}}{2} v_2^2 + \frac{N_{S_3}}{2} v_s^2 \right) \frac{N_{H_{23}}}{2} v_2, \quad (\text{A.26c})$$

wobei $\bar{g}^2 = g_Y^2 + g_2^2$ gesetzt wurde.

E₆SSM-Massenmatrizen

Durch betrachten der bilinearen Terme in (A.24d) erhält man die Massenmatrizen des E₆SSM.

A.3.3. Explizite Form der CP -geraden Massenmatrix

In diesem Abschnitt wird die explizite Darstellung der Massenmatrix für die CP -geraden Higgsbosonen in der Basis (h_1, h_2, h_3) angegeben

$$\Re h_{13}^0 = (h_1 \cos \beta - h_2 \sin \beta + v_1)/\sqrt{2}, \quad (\text{A.27a})$$

$$\Re h_{23}^0 = (h_1 \sin \beta + h_2 \cos \beta + v_2)/\sqrt{2}, \quad (\text{A.27b})$$

$$\Re s_3 = (h_3 + v_s)/\sqrt{2}. \quad (\text{A.27c})$$

$$m_{\Re h^0}^2 = \begin{pmatrix} \frac{\partial^2 V}{\partial v^2} & \frac{1}{v} \frac{\partial^2 V}{\partial v \partial \beta} & \frac{\partial^2 V}{\partial v \partial v_s} \\ \frac{1}{v} \frac{\partial^2 V}{\partial v \partial \beta} & \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 V}{\partial^2 \beta} & \frac{1}{v} \frac{\partial^2 V}{\partial v_s \partial \beta} \\ \frac{\partial^2 V}{\partial v \partial v_s} & \frac{1}{v} \frac{\partial^2 V}{\partial v_s \partial \beta} & \frac{\partial^2 V}{\partial^2 v_s} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{11}^2 & M_{12}^2 & M_{13}^2 \\ M_{21}^2 & M_{22}^2 & M_{23}^2 \\ M_{31}^2 & M_{32}^2 & M_{33}^2 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.28})$$

Führt man die zweiten Ableitungen des skalaren Potentials aus und ersetzt die supersymmetriebrechenden Massenterme $m_{h_{13}}^2$, $m_{h_{23}}^2$ und $m_{s_3}^2$ durch die Minimierungsbedingungen (A.26), erhält man

$$M_{11}^2 = \frac{\lambda_3^2}{2} v^2 \sin^2 2\beta + \frac{\bar{g}^2}{4} v^2 \cos^2 2\beta + g_N^2 v^2 \left(-\frac{3}{2} \cos^2 \beta - \sin^2 \beta \right)^2, \quad (\text{A.29a})$$

$$M_{12}^2 = \left(\frac{\lambda_3^2}{4} - \frac{\bar{g}^2}{8} \right) v^2 \sin 4\beta - \frac{g_N^2}{4} v^2 \left(\frac{3}{2} \cos^2 \beta + \sin^2 \beta \right) \sin 2\beta , \quad (\text{A.29b})$$

$$M_{13}^2 = -\frac{\lambda_3 A_{\lambda_3}}{\sqrt{2}} v \sin 2\beta + \lambda_3^2 v v_s - g_N^2 \left(\frac{3}{2} \cos^2 \beta + \sin^2 \beta \right) \frac{5}{2} v v_s , \quad (\text{A.29c})$$

$$M_{21}^2 = M_{12}^2 , \quad (\text{A.29d})$$

$$M_{22}^2 = \frac{\sqrt{2} \lambda_3 A_{\lambda_3}}{\sin 2\beta} v_s + \left(\frac{\bar{g}^2}{4} - \frac{\lambda_3^2}{2} \right) v^2 \sin^2 2\beta + \frac{g_N^2}{16} v^2 \sin^2 2\beta , \quad (\text{A.29e})$$

$$M_{23}^2 = -\frac{\lambda_3 A_{\lambda_3}}{\sqrt{2}} v \cos 2\beta + \frac{g_N^2}{2} \frac{5}{4} v v_s \sin 2\beta , \quad (\text{A.29f})$$

$$M_{31}^2 = M_{13}^2 , \quad (\text{A.29g})$$

$$M_{32}^2 = M_{23}^2 , \quad (\text{A.29h})$$

$$M_{33}^2 = \frac{\lambda_3 A_{\lambda_3}}{2\sqrt{2} v_s} v^2 \sin 2\beta + g_N^2 \left(\frac{5}{2} \right)^2 v_s^2 . \quad (\text{A.29i})$$

Literaturverzeichnis

- [1] C.-N. Yang and R. L. Mills, Conservation of Isotopic Spin and Isotopic Gauge Invariance, *Phys.Rev.* **96**, 191 (1954).
- [2] P. W. Higgs, Broken symmetries and the masses of gauge bosons, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 508 (1964).
- [3] F. Englert and R. Brout, Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 321 (1964).
- [4] G. S. Guralnik, C. R. Hagen, and T. W. B. Kibble, Global conservation laws and massless particles, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 585 (1964).
- [5] J. Goldstone, Field Theories with Superconductor Solutions, *Nuovo Cim.* **19**, 154 (1961).
- [6] J. Goldstone, A. Salam, and S. Weinberg, Broken Symmetries, *Phys. Rev.* **127**, 965 (1962).
- [7] C. Becchi, A. Rouet, and R. Stora, The Abelian Higgs-Kibble Model. Unitarity of the S Operator, *Phys. Lett.* **B52**, 344 (1974).
- [8] C. Becchi, A. Rouet, and R. Stora, Renormalization of the Abelian Higgs-Kibble Model, *Commun.Math.Phys.* **42**, 127 (1975).
- [9] C. Becchi, A. Rouet, and R. Stora, Renormalization of Gauge Theories, *Annals Phys.* **98**, 287 (1976).
- [10] I. Tyutin, Gauge Invariance in Field Theory and Statistical Physics in Operator Formalism, (1975), 0812.0580.
- [11] L. D. Faddeev and V. N. Popov, Feynman diagrams for the Yang-Mills field, *Phys. Lett.* **B25**, 29 (1967).
- [12] The ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, SLD Collaborations, the LEP Electroweak Working Group, the SLD Electroweak and Heavy Flavour Groups, Precision Electroweak Measurements on the Z Resonance, *Phys. Rept.* **427**, 257 (2006), hep-ex/0509008.
- [13] Particle Data Group, J. Beringer *et al.*, Review of Particle Physics (RPP), *Phys.Rev.* **D86**, 010001 (2012).

- [14] UA1, G. Arnison *et al.*, Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at $\sqrt{s}(1/2) = 540\text{-GeV}$, *Phys. Lett.* **B122**, 103 (1983).
- [15] UA2 Collaboration, M. Banner *et al.*, Observation of Single Isolated Electrons of High Transverse Momentum in Events with Missing Transverse Energy at the CERN anti-p p Collider, *Phys.Lett.* **B122**, 476 (1983).
- [16] UA1, G. Arnison *et al.*, Experimental observation of lepton pairs of invariant mass around $95\text{-GeV}/c^{*2}$ at the CERN SPS collider, *Phys. Lett.* **B126**, 398 (1983).
- [17] ATLAS Collaboration, G. Aad *et al.*, Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC, *Phys.Lett.* **B716**, 1 (2012), 1207.7214.
- [18] CMS Collaboration, S. Chatrchyan *et al.*, Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC, *Phys.Lett.* **B716**, 30 (2012), 1207.7235.
- [19] J. R. Ellis, J. Hagelin, D. V. Nanopoulos, K. A. Olive, and M. Srednicki, Supersymmetric Relics from the Big Bang, *Nucl.Phys.* **B238**, 453 (1984).
- [20] L. E. Ibanez, The Scalar Neutrinos as the Lightest Supersymmetric Particles and Cosmology, *Phys.Lett.* **B137**, 160 (1984).
- [21] S. Weinberg, Implications of Dynamical Symmetry Breaking, *Phys.Rev.* **D13**, 974 (1976).
- [22] S. Weinberg, Implications of Dynamical Symmetry Breaking: An Addendum, *Phys.Rev.* **D19**, 1277 (1979).
- [23] E. Gildener, Gauge Symmetry Hierarchies, *Phys.Rev.* **D14**, 1667 (1976).
- [24] L. Susskind, Dynamics of Spontaneous Symmetry Breaking in the Weinberg-Salam Theory, *Phys.Rev.* **D20**, 2619 (1979).
- [25] V. Trimble, Existence and nature of dark matter in the universe, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, **25**, 425 (1987).
- [26] S. R. Coleman and J. Mandula, ALL POSSIBLE SYMMETRIES OF THE S MATRIX, *Phys.Rev.* **159**, 1251 (1967).
- [27] Y. A. Golfand and E. P. Likhtman, Extension of the Algebra of Poincare Group Generators and Violation of p Invariance, *JETP Lett.* **13**, 323 (1971).
- [28] R. Haag, J. T. Lopuszanski, and M. Sohnius, All Possible Generators of Supersymmetries of the s Matrix, *Nucl. Phys.* **B88**, 257 (1975).
- [29] M. F. Sohnius, Introducing Supersymmetry, *Phys. Rept.* **128**, 39 (1985).

- [30] J. Wess and B. Zumino, Supergauge Invariant Extension of Quantum Electrodynamics, *Nucl.Phys.* **B78**, 1 (1974).
- [31] L. Girardello and M. T. Grisaru, Soft Breaking of Supersymmetry, *Nucl.Phys.* **B194**, 65 (1982).
- [32] S. Dimopoulos and H. Georgi, Softly Broken Supersymmetry and SU(5), *Nucl.Phys.* **B193**, 150 (1981).
- [33] S. P. Martin, A Supersymmetry primer, (1997), hep-ph/9709356.
- [34] J. Collins, *Renormalization: An Introduction to Renormalization, the Renormalization Group and the Operator-Product Expansion* Cambridge Monographs on Mathematical Physics (Cambridge University Press, 1986).
- [35] J. E. Kim and H. P. Nilles, The μ Problem and the Strong CP Problem, *Phys.Lett.* **B138**, 150 (1984).
- [36] S. P. Martin, Compressed supersymmetry and natural neutralino dark matter from top squark-mediated annihilation to top quarks, *Phys.Rev.* **D75**, 115005 (2007), hep-ph/0703097.
- [37] T. J. LeCompte and S. P. Martin, Large Hadron Collider reach for supersymmetric models with compressed mass spectra, *Phys.Rev.* **D84**, 015004 (2011), 1105.4304.
- [38] H. Georgi and S. Glashow, Unity of All Elementary Particle Forces, *Phys.Rev.Lett.* **32**, 438 (1974).
- [39] M. B. Green, J. Schwarz, and E. Witten, *Superstring Theory* (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1987).
- [40] P. Horava and E. Witten, Heterotic and type I string dynamics from eleven dimensions, *Nucl. Phys.* **B460**, 506 (1996), hep-th/9510209.
- [41] Y. Hosotani, Dynamical Mass Generation by Compact Extra Dimensions, *Phys. Lett.* **B126**, 309 (1983).
- [42] E. Witten, Strong coupling expansion of Calabi-Yau compactification, *Nucl.Phys.* **B471**, 135 (1996), hep-th/9602070.
- [43] T. Banks and M. Dine, Couplings and scales in strongly coupled heterotic string theory, *Nucl.Phys.* **B479**, 173 (1996), hep-th/9605136.
- [44] K. Choi, H. B. Kim, and C. Munoz, Four-dimensional effective supergravity and soft terms in M theory, *Phys.Rev.* **D57**, 7521 (1998), hep-th/9711158.
- [45] S. F. King, S. Moretti, and R. Nevzorov, Theory and phenomenology of an exceptional supersymmetric standard model, *Phys. Rev.* **D73**, 035009 (2006), hep-ph/0510419.

- [46] P. Van Nieuwenhuizen and D. Freedman, SUPERGRAVITY. PROCEEDINGS, WORKSHOP AT STONY BROOK, 27-29 SEPTEMBER 1979, (1979).
- [47] A. Voigt, *The Calculation of Threshold Corrections to Renormalization Group Running in the Exceptional Supersymmetric Standard Model* (Technische Universität Dresden, 2010), Diplomarbeit.
- [48] J. Rich, D. Lloyd Owen, and M. Spiro, Experimental particle physics without accelerators, *Phys. Rept.* **151**, 239 (1987).
- [49] P. F. Smith, Terrestrial searches for new stable particles, *Contemp. Phys.* **29**, 159 (1988).
- [50] T. K. Hemmick *et al.*, A search for anomalously heavy isotopes of low z nuclei, *Phys. Rev.* **D41**, 2074 (1990).
- [51] M. Cvetič, D. A. Demir, J. Espinosa, L. Everett, and P. Langacker, Electroweak breaking and the mu problem in supergravity models with an additional U(1), *Phys. Rev.* **D56**, 2861 (1997), hep-ph/9703317.
- [52] P. Athron, S. F. King, D. J. Miller, S. Moretti, and R. Nevzorov, The Constrained Exceptional Supersymmetric Standard Model, *Phys. Rev.* **D80**, 035009 (2009), 0904.2169.
- [53] *Statistics: A Guide to the Use of Statistical Methods in the Physical Sciences (Manchester Physics Series)*, Reprint ed. (Wiley, 1989).
- [54] S. Baker and R. D. Cousins, Clarification of the use of CHI-square and likelihood functions in fits to histograms, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* **221**, 437 (1984).
- [55] J. R. Ellis, S. Heinemeyer, K. Olive, A. Weber, and G. Weiglein, The Supersymmetric Parameter Space in Light of B^- physics Observables and Electroweak Precision Data, *JHEP* **0708**, 083 (2007), 0706.0652.
- [56] R. D. Cousins and V. L. Highland, US. Dept. Energy. Office Adm. Serv. Report No. DOE-ER-40389-69, 1991 (unpublished).
- [57] P. Bechtle *et al.*, Constrained Supersymmetry after two years of LHC data: a global view with Fittino, *JHEP* **1206**, 098 (2012), 1204.4199.
- [58] W. Stirling, <http://www.hep.phy.cam.ac.uk/~wjs/plots/plots.html>, private communication, (2012).
- [59] W. Beenakker, R. Hopker, M. Spira, and P. Zerwas, Squark and gluino production at hadron colliders, *Nucl. Phys.* **B492**, 51 (1997), hep-ph/9610490.
- [60] L. Evans and P. Bryant, LHC Machine, *JINST* **3**, S08001 (2008).

- [61] ATLAS Collaboration, G. Aad *et al.*, The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, *JINST* **3**, S08003 (2008).
- [62] CMS Collaboration, S. Chatrchyan *et al.*, The CMS experiment at the CERN LHC, *JINST* **3**, S08004 (2008).
- [63] ALICE Collaboration, K. Aamodt *et al.*, The ALICE experiment at the CERN LHC, *JINST* **3**, S08002 (2008).
- [64] LHCb Collaboration, J. Alves, A. Augusto *et al.*, The LHCb Detector at the LHC, *JINST* **3**, S08005 (2008).
- [65] ATLAS Collaboration, G. Aad *et al.*, Search for squarks and gluinos with the ATLAS detector in final states with jets and missing transverse momentum using 4.7 fb^{-1} of $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ proton-proton collision data, (2012), 1208.0949.
- [66] M. Cacciari, G. P. Salam, and G. Soyez, The Anti-k(t) jet clustering algorithm, *JHEP* **0804**, 063 (2008), 0802.1189.
- [67] ATLAS Collaboration, G. Aad *et al.*, Further search for supersymmetry at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ in final states with jets, missing transverse momentum and isolated leptons with the ATLAS detector, (2012), 1208.4688.
- [68] B. Allanach, SUSY Predictions and SUSY Tools at the LHC, *Eur.Phys.J.* **C59**, 427 (2009), 0805.2088.
- [69] B. C. Allanach, S. Kraml, and W. Porod, Theoretical uncertainties in sparticle mass predictions from computational tools, *Journal of High Energy Physics* **2003**, 016 (2003).
- [70] W. Porod, SPheno, a program for calculating supersymmetric spectra, SUSY particle decays and SUSY particle production at e+ e- colliders, *Comput.Phys.Commun.* **153**, 275 (2003), hep-ph/0301101.
- [71] W. Porod and F. Staub, SPheno 3.1: Extensions including flavour, CP-phases and models beyond the MSSM, *Comput.Phys.Commun.* **183**, 2458 (2012), 1104.1573.
- [72] P. Athron, D. Stockinger, and A. Voigt, Threshold Corrections in the Exceptional Supersymmetric Standard Model, (2012), 1209.1470.
- [73] F. Staub, From Superpotential to Model Files for FeynArts and CalcHep/CompHep, *Comput.Phys.Commun.* **181**, 1077 (2010), 0909.2863.
- [74] F. Staub, Automatic Calculation of supersymmetric Renormalization Group Equations and Self Energies, *Comput.Phys.Commun.* **182**, 808 (2011), 1002.0840.

- [75] G. Hellwig, *Automatisierte Berechnung Elektroschwacher Präzisionsobservablen in nicht minimalen supersymmetrischen Modellen* (Technische Universität Dresden, 2011), Diplomarbeit.
- [76] P. Z. Skands *et al.*, SUSY Les Houches accord: Interfacing SUSY spectrum calculators, decay packages, and event generators, *JHEP* **0407**, 036 (2004), hep-ph/0311123.
- [77] B. Allanach *et al.*, SUSY Les Houches Accord 2, *Comput.Phys.Comm.* **180**, 8 (2009), 0801.0045.
- [78] M. Spira, Higgs and SUSY particle production at hadron colliders, , 217 (2002), hep-ph/0211145.
- [79] W. Beenakker, M. Kramer, T. Plehn, M. Spira, and P. Zerwas, Stop production at hadron colliders, *Nucl.Phys.* **B515**, 3 (1998), hep-ph/9710451.
- [80] M. Kramer *et al.*, Supersymmetry production cross sections in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV, (2012), 1206.2892.
- [81] M. Kramer *et al.*, <http://web.physik.rwth-aachen.de/service/wiki/bin/view/Kraemer/SquarksandGluinos>, .
- [82] K. Arnold *et al.*, Herwig++ 2.6 Release Note, (2012), 1205.4902.
- [83] M. Bahr *et al.*, Herwig++ Physics and Manual, *Eur.Phys.J.* **C58**, 639 (2008), 0803.0883.
- [84] A. Sherstnev and R. Thorne, Parton Distributions for LO Generators, *Eur.Phys.J.* **C55**, 553 (2008), 0711.2473.
- [85] S. Ovin, X. Roubey, and V. Lemaître, DELPHES, a framework for fast simulation of a generic collider experiment, (2009), 0903.2225.
- [86] M. Dobbs and J. B. Hansen, The HepMC C++ Monte Carlo event record for High Energy Physics, *Comput.Phys.Comm.* **134**, 41 (2001).
- [87] R. Brun and F. Rademakers, ROOT: An object oriented data analysis framework, *Nucl. Instrum. Meth.* **A389**, 81 (1997), See also <http://root.cern.ch/>.
- [88] S. Kraml *et al.*, Searches for New Physics: Les Houches Recommendations for the Presentation of LHC Results, *Eur.Phys.J.* **C72**, 1976 (2012), 1203.2489.
- [89] T. J. LeCompte and S. P. Martin, Compressed supersymmetry after 1/fb at the Large Hadron Collider, *Phys.Rev.* **D85**, 035023 (2012), 1111.6897.
- [90] ATLAS Collaboration, G. Aad *et al.*, 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, *Phys.Lett.* **B710**, 67 (2012), 1109.6572.

- [91] J. Alwall *et al.*, MadGraph/MadEvent v4: The New Web Generation, *JHEP* **0709**, 028 (2007), 0706.2334.
- [92] T. Sjöstrand, S. Mrenna, and P. Skands, PYTHIA 6.4 physics and manual, *Journal of High Energy Physics* **2006**, 026 (2006).
- [93] J. Conway *et al.*, <http://www.physics.ucdavis.edu/~conway/research/software/pgs/pgs4-general.htm>, .
- [94] K. Rolbiecki and K. Sakurai, Constraining compressed supersymmetry using leptonic signatures, *JHEP* **1210**, 071 (2012), 1206.6767.
- [95] H. Dreiner, M. Kramer, and J. Tattersall, Exploring QCD uncertainties when setting limits on compressed SUSY spectra, (2012), 1211.4981.
- [96] A. L. Read, Presentation of search results: the CL_s technique, *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* **28**, 2693 (2002).
- [97] CERN Report No. ATLAS-CONF-2012-109, 2012 (unpublished).

Danksagung

Ich möchte mich bei Dominik Stöckinger bedanken, der den Vorschlag für diese Arbeit gemacht hat und damit genau auf mein Interessenfeld eingegangen ist. In dieser ganzen Zeit hat er mich durch Diskussionen und Impulse unterstützt. Xavier Prudent danke ich, für die Hilfe ein Verständnis über die experimentelle Seite, die nötigen Programme und statistischen Hilfsmittel zu erlangen. Peter Drechsel, Christoph Gnendiger, Ulrik Günther, Gregor Hellwig, Marcus Sperling und Alexander Voigt haben in unserem Büro für eine Atmosphäre gesorgt, die nicht immer produktiv, aber auch nie eintönig war. Dafür und auch die Diskussionen über Physik und die Ratschläge bei Problemen bedanke ich mich herzlich. Auf dass Ulrik immer ein Fundstück der Woche finde.

Christoph Gnendiger, Richard Pausch, Johannes Petzoldt, Tania Robens und Alexander Voigt danke ich für viele inhaltliche und grammatikalische Verbesserungsvorschläge an dieser Arbeit.

Ich danke Tabita für die Unterstützung während meines Studiums und für all die Dinge, welche abseits der Physik möglich sind.

Erklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe. Die aus fremden Quellen direkt oder indirekt übernommenen Gedanken sind als solche kenntlich gemacht. Die Arbeit wurde bisher weder im Inland noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Philip Dießner
Dresden, Dezember 2012