Neutralinos in Superstring-inspirierten E_6-Modellen

Dissertation zur Erlangung des
naturwissenschaftlichen Doktorgrades
der Bayerischen Julius-Maximilians-Universität
Würzburg

vorgelegt von

Stefan Hesselbach

aus Königshofen i. Gr.

Würzburg 1999

Eingereicht am: 22. Juli 1999

bei der Fakultät für Physik und Astronomie

1. Gutachter: Prof. Dr. H. Fraas
2. Gutachter: Prof. Dr. M. Böhm

der Dissertation

1. Prüfer: Prof. Dr. H. Fraas
2. Prüfer: Prof. Dr. H. Langhoff

der mündlichen Prüfung

Tag der mündlichen Prüfung: 14. September 1999

Doktorurkunde ausgehändigt am: ....

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **3**

2 Superstring-inspirierte E_6-Modelle **7**

2.1 Überblick . . . 7
2.1.1 Die E_6-Gruppe . . . 7
2.1.2 E_6 als GUT-Gruppe . . . 8
2.1.3 Brechung von E_6 . . . 9
2.1.4 Teilcheninhalt . . . 10
2.2 Eichbosonsektor . . . 12
2.2.1 Rang-5-Modell . . . 12
2.2.2 Rang-6-Modell . . . 15
2.3 Higgs-Sektor . . . 17
2.3.1 Rang-5-Modell mit einem Singlett . . . 17
2.3.2 Rang-5-Modell mit zwei Singletts . . . 19
2.3.3 Rang-6-Modell . . . 21
2.4 Neutralino-Sektor . . . 22
2.4.1 Rang-5-Modelle . . . 22
2.4.2 Rang-6-Modell . . . 24
2.5 Chargino-Sektor . . . 25
2.6 Sfermion-Sektor . . . 26
2.7 Wechselwirkungslagrangedichten . . . 27
2.7.1 Lagrangedichte der neutralen Ströme . . . 27
2.7.2 Z-Neutralino-Neutralino-Wechselwirkung . . . 29
2.7.3 Fermion-Sfermion-Neutralino-Wechselwirkung . . . 30

3 Parameter und Szenarien **32**

3.1 Parameter des Standardmodells . . . 32
3.2 Parameter des Eichbosonsektors . . . 33
3.2.1 Suche nach neuen Eichbosonen . . . 33
3.2.2 Breite der Eichbosonen . . . 35
3.3 Parameter des Higgs-Sektors . . . 36
3.4 Parameter des Neutralino- und Chargino-Sektors . . . 36
3.5 Massen der Selektronen . . . 38

4 Massenspektren der Neutralinos **40**
4.1 MSSM und NMSSM 40
4.2 Rang-5-Modell mit einem Singlett 41
4.3 Rang-5-Modell mit zwei Singletts 44
4.4 Rang-6-Modell 46
4.5 Diskussion der Massenspektren 48

5 Produktion der Neutralinos **51**
5.1 Feynman-Graphen und Amplituden 51
5.2 Totale Wirkungsquerschnitte 54
5.2.1 $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_2$ 56
5.2.2 $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_2\tilde{\chi}^0_2$ 63
5.3 Diskussion der Resonanzeffekte 70
5.4 Polarisationsasymmetrien und Selektronmassen 72

6 Zerfälle der Neutralinos **79**
6.1 Zerfallsbreiten und Verzweigungsraten 79
6.2 Zerfallswinkelverteilungen 83

7 Zusammenfassung **88**

Anhang **93**
A.1 Definitionen und Konventionen 93
A.2 Neutralinos im MSSM 94
A.3 Kopplungen MSSM-artiger Neutralinos 95
A.4 Differentielle Wirkungsquerschnitte 98
A.5 Lagrangedichten für die Zerfälle 100
A.6 Dreiteilchenzerfälle von Neutralinos und Charginos 102
A.6.1 Neutralinos 103
A.6.2 Charginos 105
A.7 Zerfälle der neuen Eichbosonen 108

Literaturverzeichnis **109**

Kapitel 1

Einleitung

In jüngerer Zeit wurden deutliche Hinweise auf die Existenz von Neutrino-Oszillationen gefunden [1]. Diese sind nur möglich, wenn die Neutrinos Masse haben, und liefern damit erste Hinweise auf eine Physik jenseits des sogenannten Standardmodells (SM) der elektroschwachen und starken Wechselwirkung in seiner einfachsten Form, weil die Neutrinos dort masselos sein sollten. Das SM, das bis dahin alle Phänomene in der Hochenergiephysik, die experimentell zugänglich waren, mit hervorragender Genauigkeit beschrieben hat, wurde von Glashow, Salam und Weinberg für die elektroschwache Wechselwirkung entwickelt [2] und von Glashow, Illiopoulos und Maiani auf die starke Wechselwirkung erweitert [3].

Das SM beinhaltet viele willkürliche Annahmen wie die Anzahl der Generationen und viele freie Parameter, die nur durch das Experiment festgelegt werden können. Ebenso stellt die Symmetriegruppe $\mathrm{SU}(3)_\mathrm{C} \times \mathrm{SU}(2)_\mathrm{L} \times \mathrm{U}(1)_Y$ des SM keine wirkliche Vereinigung der Wechselwirkungen dar [4], weil die Symmetriegruppe $\mathrm{SU}(3)_\mathrm{C}$ der starken Wechselwirkung nur rein formal mit der Symmetriegruppe $\mathrm{SU}(2)_\mathrm{L} \times \mathrm{U}(1)_Y$ der elektroschwachen Wechselwirkung multipliziert wird. Diese und andere Probleme des SM legen den Schluß nahe, daß das SM nur die Niederenergienäherung einer fundamentaleren Theorie ist, die nur von wenigen Parametern abhängt. Diese Großvereinheitlichte Theorie („Grand Unified Theory“, GUT) basiert auf einer einzigen Eichgruppe und kann daher die Wechselwirkungen vereinigen. Das Ziel der Elementarteilchenphysik ist somit, diese GUT zu finden.

Wenn die GUT-Eichgruppe allerdings bei einer hohen Energieskala $E_\mathrm{GUT} \approx 10^{16}$ GeV direkt zur Eichgruppe des SM gebrochen wird, treten weitere Probleme auf [5]. So kann nicht erklärt werden, warum E_GUT 14 Größenordnungen über der W-Bosonmasse liegt, also der Energieskala, bei der $\mathrm{SU}(2)_\mathrm{L} \times \mathrm{U}(1)_Y$ zu $\mathrm{U}(1)_\mathrm{em}$ gebrochen wird (*Hierarchieproblem*). Mit dieser großen Differenz der Energieskalen hängt auch das *Fine-tuning-Problem* zusammen. Die Strahlungskorrekturen zur Masse der Higgs-Bosonen liegen in der Größenordnung von E_GUT, während die Masse selbst in der Größenordnung der W-Bosonmasse liegen sollte. In jeder Ordnung der Störungsrechnung müßten die Parameter also sehr genau abgestimmt werden, um diese Korrekturen zu kompensieren. Weiter ist die *Vereinigung der Kopplungskonstanten* von elektromagnetischer, schwacher, und starker Wechselwirkung im Rahmen der einfachsten GUT dieser Art, die auf der Eichgruppe SU(5) basiert, experimentell ausgeschlossen [6], und die *Gravitation* kann als letzte der fundamentalen Wechselwirkungen nicht konsistent eingebunden werden, da eine quantisierte Gravitationstheorie nicht renormierbar ist.

Diese Probleme sind die Motivation, bei den heutigen Experimenten nach Hinweisen auf „neue Physik“ also auf Physik, die über das SM hinausgeht und diese Probleme lösen kann, zu suchen. Hauptkandidat für neue Physik ist – neben einigen anderen Theorien wie „Technicolor“ oder Modellen mit zusammengesetzten Leptonen und Quarks („composite models“) – das Konzept der Supersymmetrie, das von Wess und Zumino [7] und von Haag, Łopuszański und Sohnius [8] eingeführt wurde. Die Supersymmetrie setzt bosonische und fermionische Freiheitsgrade in Beziehung, wodurch das Fine-tuning-Problem und auch das Problem der Nichtrenormierbarkeit von quantisierten Gravitationstheorien behoben werden kann, weil sich die bosonischen und fermionischen Beiträge zu den Divergenzen gegenseitig aufheben. Supergravitation und Supersymmetrie ermöglichen weiterhin die Vereinigung der Gravitation mit den anderen Wechselwirkungen im Rahmen einer Quantenfeldtheorie [4] und auch die Vereinigung der Kopplungskonstanten [6].

Einfache, grundlegende Prinzipien und Symmetrien spielen schon immer eine wichtige Rolle bei der Entwicklung neuer Theorien. Die Supersymmetrie ist eine Symmetrie zwischen bosonischen und fermionischen Zuständen. Sie vereinigt also Wechselwirkungen und Materie und weist somit eine hohe Ästhetik und Eleganz auf. Mit den Worten von M.F. Sohnius kann man somit sagen: *„In a truly philosophical spirit it has even been said of the theory that it is ‘so beautiful it must be true’.“* [4]

In einer supersymmetrischen Theorie hat jedes Teilchen ein oder mehrere Partnerteilchen mit um 1/2 verschiedenem Spin. Es gelingt allerdings nicht die vorhandenen Fermionen und Bosonen des SM zu verknüpfen, die Partnerteilchen müssen also neu eingeführt werden [5]. Wenn zu jedem vorhandenen bosonischen oder fermionischen Freiheitsgrad des SM je ein Freiheitsgrad eines supersymmetrischen Partners eingeführt wird, spricht man von minimaler oder $N = 1$ Supersymmetrie [4]. Das Minimale Supersymmetrische Standardmodell (MSSM) [5] ist eine solche minimale Erweiterung das SM. Neben den supersymmetrischen Partnern ist hier noch ein größerer Higgs-Sektor aus zwei Higgs-Dubletts nötig, um allen Teilchen Masse geben zu können. Die Partner der Fermionen werden als Sfermionen (Sleptonen, Selektronen, Sneutrinos, Squarks, ...) bezeichnet, die Partner der Eichbosonen als Gauginos (Photinos, Zinos, Winos, Gluinos) und die der Higgs-Bosonen als Higgsinos.

In supersymmetrischen Modellen existiert eine weitere multiplikative, diskrete Quantenzahl $R = (-1)^{3B+L+2S}$ (R-Parität) mit der Baryonzahl B, der Leptonzahl L und dem Spin S des betreffenden Teilchens. Die SM-Teilchen haben somit $R = +1$ und ihre supersymmetrischen Partner $R = -1$. Wenn die R-Parität erhalten ist, wovon in dieser Arbeit ausgegangen wird, können supersymmetrische Teilchen nur paarweise erzeugt werden, und das leichteste supersymmetrische Teilchen („lightest supersymmetric particle“, LSP) ist stabil. Dieses stabile LSP ist ein aussichtsreicher Kandidat für die kalte dunkle Materie in der Kosmologie [9].

Da bislang keine supersymmetrischen Teilchen experimentell nachgewiesen werden konnten, insbesondere kein Selektron mit der Masse eines Elektrons, muß die Supersymmetrie gebrochen sein, die Massen der supersymmetrischen Teilchen müssen also deutlich größer sein als die ihrer SM-Partner. Die Brechung wird erreicht, indem schwach supersymmetriebrechende Terme zur Lagrangedichte hinzugefügt werden [10]. Diese Brechung ist auch dafür verantwortlich, daß Wechselwirkungs- und Masseneigenzustände der supersymmetrischen Partner nicht mehr identisch sind, sondern Mischungen auftreten. Insbesondere mischen die neutralen Gauginos und Higgsinos zu den Neutralinos $\tilde{\chi}^0_{1,\ldots,4}$ und die geladenen zu den Charginos $\tilde{\chi}^{\pm}_{1,2}$ des MSSM.

Im MSSM tritt allerdings ein Parameter μ von der Dimension einer Masse im Superpotential auf, der die beiden Higgs-Dubletts miteinander koppelt und in die Berechnung der Massen von Neutralinos und Charginos eingeht. Dieser Parameter sollte wie die Massen der supersymmetrischen Teilchen in der Größenordnung von 100 bis 1000 GeV liegen, damit das Fine-tuning-Problem gelöst werden kann. Wenn das MSSM aber in eine GUT eingebunden ist, steht nur E_{GUT} als einzige Energieskala zur Verfügung, bei der μ liegen sollte (*μ-Problem*).

Supersymmetrische Modelle mit zusätzlichen Higgs-Singlett-Feldern können dieses Problem lösen. Dort ist es möglich den μ-Term im Superpotential durch einen effektiven μ-Term zu ersetzen mit einem dimensionslosen Parameter, der die Größenordnung 1 haben sollte. Der μ-Parameter wird durch ein Produkt aus dem dimensionslosen Parameter und dem Vakuumerwartungswert eines Singlett-Feldes ersetzt, der in der Größenordnung der Vakuumerwartungswerte der Higgs-Dubletts liegt.

Die einfachste Erweiterung des MSSM dieser Art ist das Nichtminimale Supersymmetrische Standardmodell oder treffender „Next-to-minimal Supersymmetric Standard Model“ (NMSSM) mit einem zusätzlichen Higgs-Singlett-Feld und einem dementsprechend erweiterten Neutralino-Sektor mit fünf Neutralinos [11, 12, 13, 14].

Eine darüber hinausgehende Erweiterung sind Modelle, die daneben noch zusätzliche U(1)-Faktoren in der Eichgruppe enthalten, also neue neutrale Eichbosonen [15, 16, 17]. Diese Modelle haben den Vorteil, daß sie das sogenannte *Domain-wall-Problem* [18] des NMSSM beheben können, da die diskrete $\mathbb{Z}_3$-Symmetrie in die neuen U(1)-Faktoren eingebettet ist [15, 17]. Die zusätzlichen U(1)-Faktoren können durch die Superstringtheorie motiviert werden [19]. Bei der Kompaktifizierung der Superstringtheorie auf vier Dimensionen erhält man eine E_6-Gruppe als effektive GUT-Gruppe, die zu Niederenergieeichgruppen mit ein oder zwei neuen U(1)-Faktoren führt, also zu Modellen mit ein oder zwei neuen neutralen Eichbosonen. Der erweiterte Neutralino-Sektor dieser Superstring-inspirierten E_6-Modelle soll in dieser Arbeit ausführlich untersucht, und die Unterschiede zum Neutralino-Sektor von MSSM und NMSSM sollen herausgearbeitet werden.

In Kapitel 2 werden die E_6-Modelle vorgestellt und die Terme der Lagrangedichte angegeben, die zur Beschreibung der Phänomenologie der Neutralinos gebraucht werden. Der erweiterte elektroschwache Eichbosonsektor wird ausführlich erläutert, ebenso der erweiterte Higgs-Sektor und der größere Neutralino-Sektor mit bis zu acht Neutralinos.

In Kapitel 3 werden die Modellparameter vorgestellt, die im folgenden verwendet werden. Dabei werden die experimentellen Schranken für neue Eichbosonen und supersymmetrische Teilchen berücksichtigt. Im vierten Kapitel werden dann die Massenspektren der erweiterten Neutralino-Sektoren in den E_6-Modellen eingehend analysiert und mit den Massenspektren von MSSM und NMSSM verglichen.

In Kapitel 5 soll die Produktion der Neutralinos an einem e^+e^--Linearbeschleuniger diskutiert werden. Elektron-Positron-Beschleuniger sind zum Nachweis von Neutralinos am besten geeignet, weil dort ihre Paarproduktion in niedrigster Ordnung möglich ist und die leptonischen Zerfallssignaturen ohne hadronischen Untergrund beobachtet werden können. Zunächst werden die Wirkungsquerschnitte für Neutralino-Produktion bei e^+e^--Vernichtung hergeleitet, bevor die Prozesse $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_2$ bzw. $\tilde{\chi}^0_2\tilde{\chi}^0_2$ in den E_6-Modellen für drei typische Szenarien der Neutralino-Parameter ausführlich untersucht und mit dem MSSM verglichen werden. Dabei wird neben den Produktionsquerschnitten auch auf die Polarisationsasymmetrien eingegangen, die wichtige komplementäre Informationen zur Unterscheidung der Modelle und auch zur Festlegung der Modellparameter liefern können.

Im sechsten Kapitel werden abschließend die Zerfälle der Neutralinos diskutiert. Hier werden neben den totalen Zerfallsbreiten und Verzweigungsraten auch die Winkelverteilungen der Zerfallsprodukte und die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrien untersucht, die ebenfalls einen bedeutenden Beitrag zur Unterscheidung der Modelle leisten können.

Im Anhang werden zunächst die in dieser Arbeit verwendeten Konventionen angegeben, bevor ergänzend zu Kap. 2 die wichtigsten Formeln im Neutralino-Sektor des MSSM angeführt und die Kopplungen MSSM-artiger Neutralinos an das Z-Boson und an Selektronen diskutiert werden, da diese Kopplungen eine wichtige Rolle bei der Neutralino-Produktion spielen. Danach werden als Ergänzung zu Kap. 5 die analytischen Formeln der differentiellen Wirkungsquerschnitte der Neutralino-Produktion angegeben. Schließlich werden nach Auflistung der dazu nötigen Lagrangedichten die Formeln der Dreiteilchenzerfallsbreiten der Neutralinos und Charginos in den E_6-Modellen und einige wichtige Zerfallsbreiten der neuen Eichbosonen angeführt.

Kapitel 2

Superstring-inspirierte E_6-Modelle

In diesem Kapitel sollen die Superstring-inspirierten E_6-Modelle vorgestellt werden. Nach einem kurzen Überblick über die E_6-Gruppe und den Teilcheninhalt der Modelle, werden der erweiterte elektroschwache Eichbosonsektor, der erweiterte Higgs-Sektor, der demzufolge größere Neutralino-Sektor, der Chargino-Sektor und der Sfermion-Sektor der Modelle erläutert. Schließlich werden die Wechselwirkungslagrangedichten aufgeführt, die zur Berechnung von Neutralino-Produktion in e^+e^--Vernichtung benötigt werden.

2.1 Überblick

2.1.1 Die E_6-Gruppe

Nach der Klassifizierung von Cartan gibt es vier unendliche Folgen einfacher Lie-Algebren mit endlicher Dimension A_l, B_l, C_l bzw. D_l, die zu den klassischen Lie-Gruppen $SU(l+1)$, $SO(2l+1)$, $Sp(2l)$ bzw. $SO(2l)$ gehören [20, 21]. Van der Waerden [22] zeigte, daß außerhalb dieser Folgen nur noch fünf weitere Lie-Algebren existieren, denen die sogenannten *exzeptionellen* Lie-Gruppen G_2, F_4, E_6, E_7 und E_8 entsprechen. Die E_6-Gruppe ist also eine dieser fünf exzeptionellen Lie-Gruppen.

Die E_6-Gruppe ist von Rang 6 und hat Dimension 78. Ihre Fundamentaldarstellung [20] hat Dimension 27 und wird mit **27** bezeichnet. Die irreduzible Darstellung mit nächsthöherer Dimension ist die adjungierte Darstellung **78**. Eine Liste mit weiteren irreduziblen Darstellungen findet man in Tabelle 47 in [20].

Die verschiedenen Arten von Lie-Gruppen lassen sich am einfachsten durch ihre *Dynkin-Diagramme* charakterisieren [20, 21]. Eine Liste der Dynkin-Diagramme ist z.B. in Tabelle 5 in [20] zu finden. In Abb. 2.1 sind nur die Diagramme von $SU(5) \hat{=} A_4$, $SO(10) \hat{=} D_5$ sowie E_6, E_7 und E_8 graphisch dargestellt, da diese Gruppen im folgenden eine Rolle spielen. Um von E_8 zu E_7 und weiter zu E_6 zu kommen, muß man je einen Kreis von der rechten Seite des jeweiligen Dynkin-

Diagramms entfernen. Wenn man diese Folge fortsetzt, erhält man als nächstes SO(10) und dann SU(5). In diesem Sinne kann man SU(5) als „E_4“ und SO(10) als „E_5“ identifizieren.

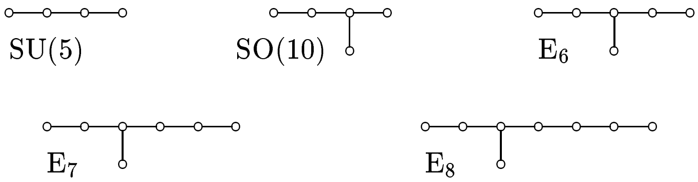


Abbildung 2.1: Dynkin-Diagramme von SU(5) $\hat{=}$ A_4, SO(10) $\hat{=}$ D_5, E_6, E_7 und E_8.

2.1.2 E_6 als GUT-Gruppe

Die exzeptionelle Gruppe E_6 wurde schon vor der Entwicklung der Superstringtheorie als mögliche Eichgruppe einer Großvereinheitlichten Theorie („Grand Unified Theorie“, GUT) diskutiert. Von den 12 einfachen Gruppen oder Potenzen von einfachen Gruppen mit Rang 6 ist die E_6-Gruppe eine natürliche Fortsetzung der Folge der Rang-4-Gruppe SU(5) und der Rang-5-Gruppe SO(10), die beide sinnvolle GUT-Gruppen darstellen, wobei SO(10) $\times$ U(1) als maximale Untergruppe in E_6 enthalten ist. E_6 besitzt komplexe Darstellungen, wie sie zur Beschreibung der chiralen Fermionen nötig sind, die sich wie eine komplexe Darstellung von SU(3) $\times$ SU(2) $\times$ U(1) transformieren. Im Gegensatz dazu haben E_7 und E_8 nur reelle Darstellungen. E_6 ist weiterhin nach der SO(10)-Gruppe die nächste mögliche GUT-Gruppe, die auf natürliche Weise anomaliefrei ist [19, 20, 21, 23].

Im Rahmen der Superstringtheorie zeigten Green und Schwarz [24], daß die zehndimensionale Theorie frei von Anomalien und somit möglicherweise endlich ist, wenn sie als Symmetriegruppe entweder $E_8 \times E_8'$ oder SO(32) besitzt. Hiervon ist die erstere attraktiver, da sie wie das SM chirale Fermionen enthält.

Die $E_8 \times E_8'$ Superstringtheorie ist in zehn Dimensionen formuliert. Um zu einer effektiven Niederenergietheorie in den vier Raum-Zeit-Dimensionen zu gelangen, nimmt man an, daß diese zehn Dimensionen bei der Planck-Skala ($M_P \approx 10^{19}$ GeV) auf vier Dimensionen *kompaktifiziert* werden. Dies kann erreicht werden, wenn dieser kompaktifizierte sechsdimensionale Raum SU(3)-Struktur hat (SU(3)-Holonomie) und führt zu einer Brechung $E_8 \to$ SU(3) $\times$ E_6, also zu einer E_6-Gruppe als effektiver GUT-Gruppe, die damit in diesem Sinne durch die Superstringtheorie „inspiriert“ wird. Die verbleibende E_8'-Gruppe wechselwirkt mit den gewöhnlichen Materiefeldern von E_6 nur durch Gravitation und kann möglicherweise die Rolle des „hidden sectors“ von Supergravitationstheorien übernehmen, der nötig ist, um die Supersymmetrie zu brechen [19, 25, 26, 27]. Der Vollständigkeit halber sollte noch erwähnt werden, daß obiger Weg von der Superstringtheorie zum SM über E_6 als effektiver GUT-Gruppe nur eine von mehreren Möglichkeiten ist. Dieser mögliche Weg bildet jedoch die Motivation für die vorliegende Untersuchung des Neutralino-Sektors in den E_6-Modellen.

2.1.3 Brechung von E_6

Um letztendlich zur Eichgruppe

$$\mathrm{SU}(3)_\mathrm{C} \times \mathrm{SU}(2)_\mathrm{L} \times \mathrm{U}(1)_Y \tag{2.1}$$

des SM zu kommen, muß die E_6-Gruppe gebrochen werden. Dies kann durch den Hosotani-Mechanismus [28] durch dynamische Symmetriebrechung aufgrund von Quanteneffekten in den kompaktifizierten Dimensionen geschehen. Integrale über nicht kontrahierbare „Wilson loops" in nicht einfach zusammenhängenden Mannigfaltigkeiten, die nicht verschwinden, wirken wie symmetriebrechende Higgs-Felder in der adjungierten Darstellung. Diese Symmetriebrechung führt zu effektiven Niederenergieeichgruppen von Rang 5 oder Rang 6 [19, 25]. Wenn E_6 direkt zu einer Rang-5-Gruppe gebrochen wird, ist die Niederenergieeichgruppe eindeutig festgelegt:

$$\mathrm{SU}(3)_\mathrm{C} \times \mathrm{SU}(2)_\mathrm{L} \times \mathrm{U}(1)_Y \times \mathrm{U}(1)_\eta \,. \tag{2.2}$$

Wenn E_6 zu einer Rang-6-Gruppe gebrochen wird, sind mehrere Niederenergieeichgruppen möglich. Am wichtigsten sind

$$\begin{gathered} \mathrm{SU}(3) \times \mathrm{SU}(2) \times \mathrm{U}(1)^3 \,, \\ \mathrm{SU}(3) \times \mathrm{SU}(2)^2 \times \mathrm{U}(1)^2 \,, \\ \mathrm{SU}(3)^3 \,, \\ \mathrm{SU}(4) \times \mathrm{SU}(2) \times \mathrm{U}(1)^2 \,. \end{gathered} \tag{2.3}$$

Die Eichgruppe mit zwei SU(2)-Faktoren kann als Eichgruppe eines links-rechtssymmetrischen Modells interpretiert werden. In dieser Arbeit wird allerdings im Rang-6-Fall nur die Gruppe

$$\mathrm{SU}(3)_\mathrm{C} \times \mathrm{SU}(2)_\mathrm{L} \times \mathrm{U}(1)_Y \times \mathrm{U}(1)_\psi \times \mathrm{U}(1)_\chi \tag{2.4}$$

betrachtet, weil dies die einfachste Erweiterung von (2.1) und auch von (2.2) auf Rang 6 ist. Hierbei sind die beiden neuen U(1)-Faktoren durch die Brechung von E_6 festgelegt:

$$E_6 \longrightarrow \mathrm{SO}(10) \times \mathrm{U}(1)_\psi \,, \tag{2.5}$$

$$\mathrm{SO}(10) \longrightarrow \mathrm{SU}(5) \times \mathrm{U}(1)_\chi \,. \tag{2.6}$$

Hier werden also nur Modelle untersucht, die im Vergleich zum SM in ihrer effektiven Niederenergieeichgruppe einen (Rang-5-Modell) oder zwei neue (Rang-6-Modell) U(1)-Faktoren haben. Für diese „Superstring inspirierten Modelle mit zusätzlichen U(1)-Faktoren" wird in den folgenden Kapiteln der Neutralino-Sektor analysiert.

2.1.4 Teilcheninhalt

Jede Generation chiraler Fermionen wird einer eigenen Fundamentaldarstellung **27** von E_6 zugeordnet. Die Darstellung **27** kann in Bezug auf die Untergruppen SO(10) und SU(5) von E_6 wie folgt zerlegt werden:

$$\mathbf{27} = (\mathbf{16}, \mathbf{10}) + (\mathbf{16}, \bar{\mathbf{5}}) + (\mathbf{16}, \mathbf{1}) + (\mathbf{10}, \mathbf{5}) + (\mathbf{10}, \bar{\mathbf{5}}) + (\mathbf{1}, \mathbf{1}) \,, \tag{2.7}$$

wobei die erste Zahl in der Klammer die jeweilige SO(10)-Darstellung bedeutet und die zweite Zahl die SU(5)-Darstellung. In Tabelle 2.1 ist diese Zuordnung der Fermionen in einer **27** Darstellung von E_6, also einer Generation, zu den Darstellungen von SO(10) und SU(5) aufgelistet. Die Standardmodellfermionen $u_{L,R}$, $d_{L,R}$, $e_{L,R}$ und ν_L liegen im **10** und $\bar{\mathbf{5}}$ Anteil der SO(10) **16** Darstellung, wobei die rechtshändigen Anteile der Felder als ladungskonjugierte linkshändige Felder dargestellt sind, wie es in Großvereinheitlichten Theorien üblich ist. Um die **27** von E_6 vollständig aufzufüllen, sind somit zusätzliche „exotische“ Felder nötig.

Farbladung, Isospin und Hyperladung dieser exotischen Teilchen werden durch die Brechung von E_6 in $\mathrm{SU(3)_C} \times \mathrm{SU(2)_L} \times \mathrm{U}(1)_Y$ festgelegt. Ihre Baryonzahl B und Leptonzahl L sowie ihre R-Parität sind dagegen nicht eindeutig festgelegt. Hier sind verschiedene Zuordnungen möglich.

In dieser Arbeit wird angenommen, daß die Higgs-Felder, die zur Brechung der effektiven Niederenergieeichgruppe (2.2) bzw. (2.4) notwendig sind, in den drei **27** der drei üblichen Fermiongenerationen mit enthalten sind [19, 27, 29]. Als Higgs-Felder kommen also die skalaren Partner $\tilde{H}$, $\tilde{H}^c$, $\tilde{\nu}_L^c$ und $\tilde{S}_L^c$ der Fermionen H, H^c, ν_L^c und S_L^c in Frage, für die damit

$$L(H, H^c, \nu_L^c, S_L^c) = B(H, H^c, \nu_L^c, S_L^c) = 0 \tag{2.8}$$

gelten muß. Hier kann man immer eine Basis wählen, in der nur eine Generation der Higgs-Felder Vakuumerwartungswerte bekommt und zwar üblicherweise die Teilchen der dritten Generation. Dadurch erhält man 2 Higgs-Dubletts ($H_{1,2} \neq H$ in Tabelle 2.1!)

$$H_1 \equiv (\tilde{H})_3 \quad \text{und} \quad H_2 \equiv (\tilde{H}^c)_3 \tag{2.9}$$

sowie zwei Higgs-Singletts ($N_{1,2} \neq N$ in Tabelle 2.1!)

$$N_1 \equiv (\tilde{S}_L^c)_3 \quad \text{und} \quad N_2 \equiv (\tilde{\nu}_L^c)_3 \tag{2.10}$$

mit den Vakuumerwartungswerten

$$\langle H_1 \rangle = \begin{pmatrix} v_1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \langle H_2 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix}, \quad \langle N_1 \rangle = v_3, \quad \langle N_2 \rangle = v_4 \,. \tag{2.11}$$

Daß nur die Higgs-Felder der dritten Generation Vakuumerwartungswerte erhalten, kann auch dadurch motiviert werden, daß die Fermionen der dritten Generation die größten Yukawa-Kopplungen haben. Große Yukawa-Kopplungen sind in den Renormierungsgruppengleichungen nötig, damit Massenquadratterme im

		$SU(3)_C$	T_{3L}	Y	Y_η	Y_ψ	Y_χ
$Q \equiv \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	$(\mathbf{16}, \mathbf{10})$	$\mathbf{3}$	$\begin{pmatrix} +1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix}$	$1/3$	$2/3$	$\sqrt{10}/6$	$-1/\sqrt{6}$
u_L^c		$\bar{\mathbf{3}}$	0	$-4/3$	$2/3$	$\sqrt{10}/6$	$-1/\sqrt{6}$
e_L^c		$\mathbf{1}$	0	2	$2/3$	$\sqrt{10}/6$	$-1/\sqrt{6}$
$L \equiv \begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix}_L$	$(\mathbf{16}, \bar{\mathbf{5}})$	$\mathbf{1}$	$\begin{pmatrix} +1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix}$	-1	$-1/3$	$\sqrt{10}/6$	$3/\sqrt{6}$
d_L^c		$\bar{\mathbf{3}}$	0	$2/3$	$-1/3$	$\sqrt{10}/6$	$3/\sqrt{6}$
ν_L^c	$(\mathbf{16}, \mathbf{1})$	$\mathbf{1}$	0	0	$5/3$	$\sqrt{10}/6$	$-5/\sqrt{6}$
$H \equiv \begin{pmatrix} N \\ E \end{pmatrix}_L$	$(\mathbf{10}, \bar{\mathbf{5}})$	$\mathbf{1}$	$\begin{pmatrix} +1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix}$	-1	$-1/3$	$-\sqrt{10}/3$	$-2/\sqrt{6}$
h_L^c		$\bar{\mathbf{3}}$	0	$2/3$	$-1/3$	$-\sqrt{10}/3$	$-2/\sqrt{6}$
$H^c \equiv \begin{pmatrix} E \\ N \end{pmatrix}_L^c$	$(\mathbf{10}, \mathbf{5})$	$\mathbf{1}$	$\begin{pmatrix} +1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix}$	1	$-4/3$	$-\sqrt{10}/3$	$2/\sqrt{6}$
h_L		$\mathbf{3}$	0	$-2/3$	$-4/3$	$-\sqrt{10}/3$	$2/\sqrt{6}$
S_L^c	$(\mathbf{1}, \mathbf{1})$	$\mathbf{1}$	0	0	$5/3$	$2\sqrt{10}/3$	0

Tabelle 2.1: Teilcheninhalt (Fermionen) der fundamentalen **27** Darstellung von E_6, Zuordnung der Fermionen zu den Untergruppen SO(10) und SU(5) nach Gl. (2.7) und zu $SU(3)_C$ sowie Quantenzahlen unter $SU(2)_L$, $U(1)_Y$, $U(1)_\eta$, $U(1)_\psi$ und $U(1)_\chi$. Die elektrische Ladung Q der Fermionen erhält man aus $Q = T_{3L} + 1/2\,Y$. Für die Notation der exotischen Teilchen und die Vorzeichen der Quantenzahlen der neuen U(1)-Faktoren existieren in der Literatur verschiedene Konventionen. In dieser Arbeit wird hierfür die Konvention der Tabellen 1 und 2 in [19] übernommen. Die rechtshändigen Felder f_R sind als ladungskonjugierte linkshändige Felder f_L^c dargestellt.

Higgs-Potential bei der Evolution von der GUT-Skala zur elektroschwachen Skala negativ werden, wodurch die Higgs-Felder letztendlich nicht verschwindende Vakuumerwartungswerte erhalten. Ein weiteres Argument dafür, daß nur eine Generation der Higgs-Felder Vakuumerwartungswerte erhält, besteht darin, daß durch diese Einschränkung die Flavor-ändernden neutralen Ströme hinreichend unterdrückt werden [29, 30].

Die entsprechenden Teilchen der ersten und zweiten Generation, die keine Vakuumerwartungswerte erhalten, werden „UnHiggse“ genannt. Im folgenden wird angenommen, daß diese UnHiggse wie auch die „farbigen“ exotischen Teilchen h in der Phänomenologie der leichten Neutralinos, die in dieser Arbeit vorwiegend betrachtet werden, keine Rolle spielen, daß sie also schwerer sind als die leichten Neutralinos und somit bei ihren Zerfallssignaturen nicht berücksichtigt werden müssen. Die UnHiggse und ihre Superpartner werden in [31] ausführlich diskutiert.

Eine andere weniger ökonomische Möglichkeit, die Higgs-Felder bereitzustellen, besteht darin, daß sie in anderen **27** (oder $\overline{\mathbf{27}}$) Multipletts enthalten sind [32]. Dann ist auch die Zuordnung $L(H, H^c, \nu_L^c, S_L^c) = \pm 1$ möglich [33]. Hierauf soll aber im folgenden nicht eingegangen werden.

Insbesondere kann das ν_L^c als Dirac-Partner des Neutrinos ν, in links-rechts-symmetrischen Modellen also als rechtshändiges Neutrino, interpretiert werden, was $L(\nu_L^c) = -1$ impliziert. Das ν_L^c muß sehr große Masse haben und mischt mit dem ν. Durch den sogenannten „see-saw“-Mechanismus [34, 35] können somit die kleinen, von Null verschiedenen Massen der linkshändigen Neutrinos erzeugt werden, die notwendig sind, um die experimentellen Hinweise auf Neutrino-Oszillationen zu erklären. Die deutlichsten Hinweise hierauf liefert das Super-Kamiokande-Experiment in Japan [1]. Weiterhin kann das S_L^c als zusätzliches leichtes steriles Neutrino interpretiert werden. Solche sterilen Neutrinos sind nötig, um die Ergebnisse der verschiedenen Neutrino-Experimente simultan beschreiben zu können [19, 36, 37].

2.2 Eichbosonsektor

In dieser Arbeit werden E$_6$-Modelle mit einem oder zwei zusätzlichen U(1)-Faktoren analysiert. Da neue U(1)-Faktoren in der Eichgruppe zu zusätzlichen neutralen Eichbosonen im Vergleich zum SM führen, soll hier der Eichbosonsektor in diesen Modellen vorgestellt werden [19]. Die Anzahl der neutralen Eichbosonen ist durch den Rang der Eichgruppe gegeben. Die Eichgruppe (2.1) des SM hat Rang 4, folglich existieren hier vier neutrale Eichbosonen: das Photon, das (Standard-)Z-Boson und zwei (farb-)neutrale Gluonen. Bei den E$_6$-Modellen hat man also im Rang-5-Fall mit einem zusätzlichen U(1)-Faktor ein neues neutrales Eichboson, i.a. Z' genannt, im Rang-6-Fall (zwei zusätzliche U(1)) zwei neue Eichbosonen Z' und Z'', welche untereinander und mit dem Standard-Z-Boson mischen. Da diese Teilchen (zusammen mit den Higgs-Bosonen) die Superpartner der Neutralinos sind, soll im folgenden der Sektor der elektroschwachen neutralen Eichbosonen für beide Fälle ausführlich erläutert werden. In der vorliegenden Arbeit wird angenommen, daß keine kinetische Mischung zwischen den U(1)-Faktoren stattfindet. Modelle, bei denen diese Mischung berücksichtigt wird, werden in [35, 38, 39, 40, 41, 42, 43] behandelt.

2.2.1 Rang-5-Modell

Im Rang-5-Modell lautet die elektroschwache Eichgruppe

$$\mathrm{SU}(2)_\mathrm{L} \times \mathrm{U}(1)_Y \times \mathrm{U}(1)' \tag{2.12}$$

mit $\mathrm{U}(1)' \equiv \mathrm{U}(1)_\eta$, so daß man

$$\mathcal{D}_\mu = \partial_\mu + ig_2 \frac{\tau^a}{2} W_\mu^a + ig_1 \frac{Y}{2} B_\mu + ig' \frac{Y'}{2} Z'_\mu \tag{2.13}$$

als erweiterte eichkovariante Ableitung erhält. Hierbei bedeuten g_2, g_1 bzw. g' die Kopplungskonstanten der $\mathrm{SU}(2)_\mathrm{L}$, $\mathrm{U}(1)_Y$ bzw. $\mathrm{U}(1)'$ Faktoren, τ^a die Pauli-Matrizen, Y bzw. $Y' \equiv Y_\eta$ die Quantenzahlen der jeweiligen Teilchen bezüglich $\mathrm{U}(1)_Y$ bzw. $\mathrm{U}(1)'$ nach Tabelle 2.1 und W_μ^a, B_μ und Z'_μ die Eichbosonfelder der drei Eichfaktoren. Wenn man diese Ableitung auf die Higgs-Felder (2.9) und (2.10) anwendet ($\mathcal{L}_M^{\mathrm{Eich}} \subset \mathcal{D}_\mu \Phi^\dagger \mathcal{D}^\mu \Phi$ mit $\Phi = H_{1,2}, N_{1,2}$), erhält man die Massenterme der elektroschwachen Eichbosonen in der Lagrangedichte:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_M^{\mathrm{Eich}} = {} & \frac{1}{4} \left| \begin{pmatrix} g_2 W_\mu^3 - g_1 B_\mu + Y_1' g' Z'_\mu & g_2(W_\mu^1 - iW_\mu^2) \\ g_2(W_\mu^1 + iW_\mu^2) & -g_2 W_\mu^3 - g_1 B_\mu + Y_1' g' Z'_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v_1 \\ 0 \end{pmatrix} \right|^2 \\
& + \frac{1}{4} \left| \begin{pmatrix} g_2 W_\mu^3 + g_1 B_\mu + Y_2' g' Z'_\mu & g_2(W_\mu^1 - iW_\mu^2) \\ g_2(W_\mu^1 + iW_\mu^2) & -g_2 W_\mu^3 + g_1 B_\mu + Y_2' g' Z'_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix} \right|^2 \\
& + \frac{1}{4} Y_3'^2 g'^2 v_3^2 Z'_\mu Z'^\mu \\
& + \frac{1}{4} Y_4'^2 g'^2 v_4^2 Z'_\mu Z'^\mu
\end{aligned} \tag{2.14}$$

$$= \frac{1}{2} g_2^2 (v_1^2 + v_2^2) W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{2} \left(B_\mu, W_\mu^3, Z'_\mu\right) X \begin{pmatrix} B^\mu \\ W^{3\mu} \\ Z'^\mu \end{pmatrix} \tag{2.15}$$

mit

$$Y'_{1,2} = Y_\eta(H_{1,2}) \,, \qquad Y'_{3,4} = Y_\eta(N_{1,2}) \,. \tag{2.16}$$

Die Masse der geladenen Eichbosonen

$$W_\mu^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(W_\mu^1 + iW_\mu^2\right) , \tag{2.17}$$

$$W_\mu^- = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(W_\mu^1 - iW_\mu^2\right) , \tag{2.18}$$

ist also wie im SM durch

$$m_W^2 = \frac{1}{2} g_2^2 (v_1^2 + v_2^2) \tag{2.19}$$

gegeben, und für die neutralen Eichbosonen erhält man die Mischungsmatrix

$$X = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} g_1^2(v_1^2 + v_2^2) & -g_1 g_2 (v_1^2 + v_2^2) & g_1 g'(v_2^2 Y_2' - v_1^2 Y_1') \\ -g_1 g_2 (v_1^2 + v_2^2) & g_2^2 (v_1^2 + v_2^2) & g_2 g'(v_1^2 Y_1' - v_2^2 Y_2') \\ g_1 g'(v_2^2 Y_2' - v_1^2 Y_1') & g_2 g'(v_1^2 Y_1' - v_2^2 Y_2') & g'^2 \sum_{i=1}^4 v_i^2 Y_i'^2 \end{pmatrix} . \tag{2.20}$$

Analog zum SM geht man mit der Transformation

$$\begin{pmatrix} A_\mu \\ Z_\mu^{\mathrm{SM}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_W & \sin\theta_W \\ -\sin\theta_W & \cos\theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_\mu \\ W_\mu^3 \end{pmatrix} \tag{2.21}$$

mit dem Weinbergwinkel θ_W, definiert durch

$$\sin\theta_W = \frac{g_1}{\sqrt{g_1^2+g_2^2}}\,, \qquad \cos\theta_W = \frac{g_2}{\sqrt{g_1^2+g_2^2}}\,, \tag{2.22}$$

zur Basis $\left(A_\mu, Z_\mu^{\mathrm{SM}}, Z'_\mu\right)$ der neutralen Eichbosonfelder über. Die Mischungsmatrix lautet dann

$$X' = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & (g_1^2+g_2^2)(v_1^2+v_2^2) & g'\sqrt{g_1^2+g_2^2}(v_1^2Y_1'-v_2^2Y_2') \\ 0 & g'\sqrt{g_1^2+g_2^2}(v_1^2Y_1'-v_2^2Y_2') & g'^2\sum_{i=1}^4 v_i^2Y_i'^2 \end{pmatrix}. \tag{2.23}$$

Es tritt also wie im SM ein masseloses Eichboson auf, das Photon A_μ, aber zwei massive Eichbosonen Z_μ^{SM} und Z'_μ, die untereinander mischen.

Wenn man annimmt, daß die beiden U(1)-Faktoren durch Brechung von E_6 an der GUT-Skala entstehen und identische Renormierungsgruppengleichungen haben, dann sollten ihre Kopplungen an der GUT-Skala und auch an der elektroschwachen Skala gleich sein [19, 29, 44]. Wir wollen dies voraussetzen und in den folgenden Kapiteln stets $g' = g_1$ setzen.

Mit der üblichen Definition

$$\tan\beta = \frac{v_2}{v_1} \tag{2.24}$$

für das Verhältnis der Vakuumerwartungswerte der Higgs-Dubletts und

$$m_{Z^{\mathrm{SM}}}^2 \equiv \frac{m_W^2}{\cos^2\theta_W} = \frac{1}{2}(g_1^2+g_2^2)(v_1^2+v_2^2) \tag{2.25}$$

kann man die Mischungsmatrix schreiben als

$$X' = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & m_{Z^{\mathrm{SM}}}^2 & \delta m^2 \\ 0 & \delta m^2 & m_{Z'}^2 \end{pmatrix} \tag{2.26}$$

mit

$$\delta m^2 = m_{Z^{\mathrm{SM}}}^2 \sin\theta_W \left(Y_1'\cos^2\beta - Y_2'\sin^2\beta\right), \tag{2.27}$$

$$m_{Z'}^2 = \frac{1}{2}Y_3'^2 g_1^2 v_3^2 + \frac{1}{2}Y_4'^2 g_1^2 v_4^2 + m_{Z^{\mathrm{SM}}}^2 \sin^2\theta_W \left(Y_1'^2\cos^2\beta + Y_2'^2\sin^2\beta\right). \tag{2.28}$$

Die Masseneigenzustände Z_1 und Z_2 ($m_{Z_1} < m_{Z_2}$) der massiven neutralen Eichbosonen sind also gegeben durch

$$\begin{pmatrix} Z_{1,\mu} \\ Z_{2,\mu} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\delta & \sin\delta \\ -\sin\delta & \cos\delta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z_\mu^{\mathrm{SM}} \\ Z'_\mu \end{pmatrix} \tag{2.29}$$

mit dem Mischungswinkel δ:

$$\tan\delta = \frac{\delta m^2}{m^2_{Z^{\mathrm{SM}}} - m^2_{Z_2}}\,. \tag{2.30}$$

Die Masseneigenwerte sind

$$m^2_{Z_1,Z_2} = \frac{1}{2}\left(m^2_{Z^{\mathrm{SM}}} + m^2_{Z'} \mp \sqrt{(m^2_{Z^{\mathrm{SM}}} - m^2_{Z'})^2 + 4\delta m^4}\right). \tag{2.31}$$

Wenn man für die Quantenzahlen Y'_i explizit die Werte für das Rang 5 Modell (Modell η) nach Tabelle 2.1 einsetzt, erhält man

$$\delta m^2 = m^2_{Z^{\mathrm{SM}}} \sin\theta_W \left(\frac{4}{3}\sin^2\beta - \frac{1}{3}\cos^2\beta\right), \tag{2.32}$$

$$m^2_{Z'} = \frac{25}{18} g_1^2 (v_3^2 + v_4^2) + m^2_{Z^{\mathrm{SM}}} \sin^2\theta_W \left(\frac{1}{9}\cos^2\beta + \frac{16}{9}\sin^2\beta\right). \tag{2.33}$$

Da das SM hervorragend mit dem Experiment übereinstimmt, gelten für zusätzliche Eichbosonen strenge Einschränkungen. Hierauf wird in Kapitel 3.2 näher eingegangen. Insbesondere muß

$$m_{Z_1} \approx m_{Z^{\mathrm{SM}}}, \quad m_{Z_2} \gg m_{Z^{\mathrm{SM}}} \tag{2.34}$$

gelten. Dies kann nur erreicht werden, wenn mindestens ein Vakuumerwartungswert der Higgs-Singletts groß ist, d.h. $x^2 \equiv v_3^2 + v_4^2 \gg m^2_{Z^{\mathrm{SM}}}$. Dann gilt in guter Näherung

$$m^2_{Z_2} \approx m^2_{Z'} = \frac{25}{18} g_1^2 x^2 + \mathcal{O}(m^2_{Z^{\mathrm{SM}}})\,. \tag{2.35}$$

2.2.2 Rang-6-Modell

Im Rang-6-Modell treten zwei neue U(1)-Faktoren in der elektroschwachen Eichgruppe auf

$$\mathrm{SU(2)_L} \times \mathrm{U(1)}_Y \times \mathrm{U(1)}' \times \mathrm{U(1)}''\,, \tag{2.36}$$

mit $\mathrm{U(1)}' \equiv \mathrm{U(1)}_\psi$ und $\mathrm{U(1)}'' \equiv \mathrm{U(1)}_\chi$. In der kovarianten Ableitung kommen also zwei neue Terme hinzu:

$$\mathcal{D}_\mu = \partial_\mu + ig_2\frac{\tau^a}{2}W^a_\mu + ig_1\frac{Y}{2}B_\mu + ig'\frac{Y'}{2}Z'_\mu + ig''\frac{Y''}{2}Z''_\mu\,, \tag{2.37}$$

wobei hier g' und g'' die Kopplungskonstanten der neuen U(1)-Faktoren sind und $Y' \equiv Y_\psi$ und $Y'' \equiv Y_\chi$ die Quantenzahlen nach Tabelle 2.1. Der Massenterm in der Lagrangedichte lautet dann

$$
\begin{aligned}
\mathcal{L}_M^{\rm Eich} = &\\
&\frac{1}{4}\left|\begin{pmatrix} g_2W_\mu^3 - g_1B_\mu + Y_1'g'Z_\mu' + Y_1''g''Z_\mu'' & g_2(W_\mu^1 - iW_\mu^2) \\ g_2(W_\mu^1 + iW_\mu^2) & -g_2W_\mu^3 - g_1B_\mu + Y_1'g'Z_\mu' + Y_1''g''Z_\mu'' \end{pmatrix}\begin{pmatrix} v_1 \\ 0 \end{pmatrix}\right|^2 \\
&+ \frac{1}{4}\left|\begin{pmatrix} g_2W_\mu^3 + g_1B_\mu + Y_2'g'Z_\mu' + Y_2''g''Z_\mu'' & g_2(W_\mu^1 - iW_\mu^2) \\ g_2(W_\mu^1 + iW_\mu^2) & -g_2W_\mu^3 + g_1B_\mu + Y_2'g'Z_\mu' + Y_2''g''Z_\mu'' \end{pmatrix}\begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix}\right|^2 \\
&+ \frac{1}{4}\left|Y_3'g'v_3Z_\mu' + Y_3''g''v_3Z_\mu''\right|^2 \\
&+ \frac{1}{4}\left|Y_4'g'v_4Z_\mu' + Y_4''g''v_4Z_\mu''\right|^2 \qquad (2.38)\\
&= \frac{1}{2}g_2^2(v_1^2+v_2^2)W_\mu^+W^{-\mu} + \frac{1}{2}\left(A_\mu, Z_\mu^{\rm SM}, Z_\mu', Z_\mu''\right) X' \begin{pmatrix} A^\mu \\ Z^{{\rm SM}\mu} \\ Z'^\mu \\ Z''^\mu \end{pmatrix} \qquad (2.39)
\end{aligned}
$$

mit

$$
Y_{1,2}'^{('')} = Y_{\psi(\chi)}(H_{1,2}), \qquad Y_{3,4}'^{('')} = Y_{\psi(\chi)}(N_{1,2}). \qquad (2.40)
$$

Die geladenen Eichbosonen sind wie im Rang-5-Modell durch Gl. (2.17) – (2.19) festgelegt. In (2.39) ist der Basiswechsel nach Gl. (2.21) bei den neutralen Eichbosonen schon durchgeführt. Die Mischungsmatrix X' lautet dann [45]

$$
X' = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & (g_1^2+g_2^2)(v_1^2+v_2^2) & g'\sqrt{g_1^2+g_2^2}(v_1^2Y_1' - v_2^2Y_2') & g''\sqrt{g_1^2+g_2^2}(v_1^2Y_1'' - v_2^2Y_2'') \\ 0 & g'\sqrt{g_1^2+g_2^2}(v_1^2Y_1' - v_2^2Y_2') & g'^2\sum_{i=1}^4 v_i^2Y_i'^2 & g'g''\sum_{i=1}^4 v_i^2Y_i'Y_i'' \\ 0 & g''\sqrt{g_1^2+g_2^2}(v_1^2Y_1'' - v_2^2Y_2'') & g'g''\sum_{i=1}^4 v_i^2Y_i'Y_i'' & g''^2\sum_{i=1}^4 v_i^2Y_i''^2 \end{pmatrix}. \qquad (2.41)
$$

Hier treten also neben dem masselosen Photon drei massive neutrale Eichbosonen $Z^{\rm SM}$, Z' und Z'' auf, die zu den Masseneigenzuständen Z_1, Z_2 und Z_3 mischen. Diese Masseneigenzustände erhält man durch Diagonalisieren der Matrix (2.41)

$$
\begin{pmatrix} 0 & & & \\ & m_{Z_1} & & \\ & & m_{Z_2} & \\ & & & m_{Z_3} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & & & \\ 0 & & N^Z & \\ 0 & & & \end{pmatrix} X' \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & & & \\ 0 & & (N^Z)^\dagger & \\ 0 & & & \end{pmatrix} \qquad (2.42)
$$

mit einer orthogonalen 3×3 Matrix N^Z. Aus den gleichen Gründen wie im Rang-5-Modell wird in den folgenden Kapiteln immer $g' = g'' = g_1$ gesetzt.

Mit einer geeigneten Linearkombination der Higgs-Singlett-Felder N_1 und N_2 kann man erreichen, daß eines der neuen Eichbosonen (das Z') nur an diese Linearkombination koppelt und nicht an die orthogonale Linearkombination [26].

Wenn nun die orthogonale Linearkombination einen genügend großen Vakuumerwartungswert ($\geq$ 10 TeV) erhält, entkoppelt das Z'' und das Rang-6-Modell wird zu einem *effektiven Rang-5-Modell* reduziert ($\mathrm{U}(1)_\psi \times \mathrm{U}(1)_\chi \to \mathrm{U}(1)_\theta$) [19]. Hier gilt dann

$$Z' = Z'(\theta) = Z_\psi \cos\theta - Z_\chi \sin\theta \tag{2.43}$$

und

$$Y' = Y'(\theta) = Y_\psi \cos\theta - Y_\chi \sin\theta. \tag{2.44}$$

Für $\theta = 0$ erhält man somit das effektive Rang-5-Modell ψ, für $\theta = -\pi/2$ das Modell χ und für $\theta = \arcsin\sqrt{3/8}$ die Quantenzahlen des eigentlichen Rang-5-Modells (Modell η).

2.3 Higgs-Sektor

Neben den neutralen Eichbosonen sind die neutralen Higgs-Bosonen die Superpartner der Neutralinos. In den Superstring-inspirierten E_6-Modellen treten neben zwei Higgs-Dublett-Feldern H_1 und H_2, wie sie auch im MSSM vorkommen, zwei Higgs-Singlett-Felder N_1 und N_2 auf. Für das Rang-5-Modell mit einem neuen Eichboson genügt allerdings der Vakuumerwartungswert eines Singletts, um dem Eichboson eine genügend große Masse zu geben. Deswegen soll dafür auch der Fall diskutiert werden, daß nur eines der Higgs-Singlett-Felder einen Vakuumerwartungswert erhält. In diesem *Rang-5-Modell mit einem Singlett* wird dann das zweite Singlett, das keinen Vakuumerwartungswert erhält, den UnHiggsen zugerechnet. Dieses Modell ist in der Literatur in den meisten Fällen gemeint, wenn von Superstring-inspirierten E_6-Modellen die Rede ist. Es vermeidet auch die Probleme, die bei der Erzeugung eines Vakuumerwartungswertes für N_2 auftreten können [19, 29, 30, 46].

In den E_6-Modellen ist aus dem Superpotential einzig der Term

$$W = \lambda \epsilon_{ij} H_1^i H_2^j N_1 \tag{2.45}$$

mit dem total antisymmetrischen Tensor ϵ_{ij} ($\epsilon_{12} = -\epsilon_{21} = 1$) für die Beschreibung der Massenmischungsmatrizen des Higgs-Sektors und auch des Neutralino-Sektors von Bedeutung. λ ist hierbei eine dimensionslose Kopplungskonstante. Terme $\sim H_1 H_2 N_2$ oder $\sim N_1^\dagger N_2$ sind durch die zugrundeliegende E_6-Eichsymmetrie verboten [19, 27, 29, 30, 47]. Daraus kann dann nach den Vorgehensweisen in [5, 12, 13, 27] das skalare Higgs-Potential hergeleitet werden.

2.3.1 Rang-5-Modell mit einem Singlett

Im Rang-5-Modell mit einem Singlett lautet das skalare Higgs-Potential [15, 19, 27, 47, 48]:

$$
\begin{aligned}
V =\ & m_1^2 H_1^\dagger H_1 + m_2^2 H_2^\dagger H_2 + m_3^2 N_1^\dagger N_1 - \lambda A(\epsilon_{ij} H_1^i H_2^j N_1 + \text{h.c.}) \\
& + \lambda^2 (H_1^\dagger H_1 H_2^\dagger H_2 + H_1^\dagger H_1 N_1^\dagger N_1 + H_2^\dagger H_2 N_1^\dagger N_1) \\
& + (\frac{1}{2} g_2^2 - \lambda^2)|H_1^\dagger H_2|^2 + \frac{1}{8}(g_2^2 + g_1^2)(H_1^\dagger H_1 - H_2^\dagger H_2)^2 \\
& + \frac{1}{72} g'^2 (H_1^\dagger H_1 + 4 H_2^\dagger H_2 - 5 N_1^\dagger N_1)^2,
\end{aligned}
\tag{2.46}
$$

wobei die m_i^2, $i = 1, 2, 3$, und A symmetriebrechende Massenparameter darstellen. Setzt man für die Higgs-Felder die jeweiligen Real- und Imaginärteile

$$
H_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_4 \\ \phi_7 - i\phi_9 \end{pmatrix}, \quad H_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_8 + i\phi_{10} \\ \phi_2 + i\phi_5 \end{pmatrix}, \quad N_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_3 + i\phi_6) \tag{2.47}
$$

ein, erhält man die volle 10×10 Massenquadratmatrix der Higgs-Felder, wenn man die zweite Ableitung von V an der Stelle der Higgs-Vakuumerwartungswerte bildet [27, 12]:

$$
M_{ij} = \left. \frac{\partial^2 V}{\partial \phi_i \partial \phi_j} \right|_{\text{VEW}} \qquad (i, j = 1, \ldots, 10)\,. \tag{2.48}
$$

Die Massenparameter m_1^2, m_2^2 und m_3^2 lassen sich hierbei mit den notwendigen Bedingungen für ein lokales Minimum des neutralen Higgs-Potentials

$$
\left. \frac{\partial V}{\partial \phi_i} \right|_{\text{VEW}} = 0 \qquad (i = 1, 2, 3) \tag{2.49}
$$

eliminieren.

(M_{ij}) zerfällt in zwei 3×3 und zwei 2×2 Matrizen [19, 27, 29, 47]:

- Für $i, j = 1, 2, 3$ erhält man aus den Realteilen der neutralen Higgs-Felder die Massenquadratmatrix der neutralen skalaren Higgs-Teilchen

$$
M_S^2 = \begin{pmatrix}
B_1 v_1^2 + \lambda A \frac{v_2 v_3}{v_1} & B_2 v_1 v_2 - \lambda A v_3 & B_3 v_1 v_3 - \lambda A v_2 \\
B_2 v_1 v_2 - \lambda A v_3 & B_4 v_2^2 + \lambda A \frac{v_1 v_3}{v_2} & B_5 v_2 v_3 - \lambda A v_1 \\
B_3 v_1 v_3 - \lambda A v_2 & B_5 v_2 v_3 - \lambda A v_1 & \frac{25}{18} g'^2 v_3^2 + \lambda A \frac{v_1 v_2}{v_3}
\end{pmatrix}
\tag{2.50}
$$

mit

$$
\begin{aligned}
B_1 &= \frac{1}{2}(g_2^2 + g_1^2) + \frac{1}{18} g'^2, \\
B_2 &= 2\lambda^2 + \frac{2}{9} g'^2 - \frac{1}{2}(g_2^2 + g_1^2), \\
B_3 &= 2\lambda^2 - \frac{5}{18} g'^2, \\
B_4 &= \frac{1}{2}(g_2^2 + g_1^2) + \frac{8}{9} g'^2, \\
B_5 &= 2\lambda^2 - \frac{10}{9} g'^2.
\end{aligned}
\tag{2.51}
$$

Die Eigenwerte von M_S^2 ergeben dann die Massenquadrate der drei physikalischen neutralen skalaren Higgs-Teilchen in diesem Modell.

- Für $i, j = 4, 5, 6$ ergibt sich aus den Imaginärteilen der neutralen Higgs-Felder die Massenquadratmatrix der neutralen pseudoskalaren Higgs-Teilchen
$$M_P^2 = \lambda A v_3 \begin{pmatrix} \frac{v_2}{v_1} & 1 & \frac{v_2}{v_3} \\ 1 & \frac{v_1}{v_2} & \frac{v_1}{v_3} \\ \frac{v_2}{v_3} & \frac{v_1}{v_3} & \frac{v_1 v_2}{v_3^2} \end{pmatrix}. \tag{2.52}$$
Zwei Eigenwerte dieser Matrix sind gleich Null. Sie gehören zu den unphysikalischen Goldstone-Bosonen, die von den beiden massiven Eichbosonen des Modells absorbiert werden. Der dritte Eigenwert
$$m_P^2 = \frac{2\lambda A v_3}{\sin 2\beta}\left(1 + \frac{1}{2}\frac{m_W^2}{g_2^2 v_3^2}\sin^2 2\beta\right) \tag{2.53}$$
ist das Massenquadrat des physikalischen neutralen pseudoskalaren Higgs-Teilchens.

- Für $i, j = 7, 8$ bzw. $i, j = 9, 10$ erhält man zwei identische 2×2 Matrizen aus den Real- bzw. Imaginärteilen der geladenen Higgs-Felder:
$$M_\pm^2 = \begin{pmatrix} (\frac{1}{2}g_2^2 - \lambda^2)v_1^2 + \lambda A v_3 \frac{v_1}{v_2} & (\frac{1}{2}g_2^2 - \lambda^2)v_1 v_2 + \lambda A v_3 \\ (\frac{1}{2}g_2^2 - \lambda^2)v_1 v_2 + \lambda A v_3 & (\frac{1}{2}g_2^2 - \lambda^2)v_2^2 + \lambda A v_3 \frac{v_2}{v_1} \end{pmatrix}. \tag{2.54}$$
Je ein Eigenwert dieser Matrizen verschwindet. Die zugehörigen Goldstone-Bosonen werden von den W-Bosonen absorbiert. Der andere Eigenwert
$$m_{H^\pm}^2 = m_W^2\left(1 - \frac{2\lambda^2}{g_2^2}\right) + \frac{2\lambda A v_3}{\sin 2\beta} \tag{2.55}$$
ergibt das Massenquadrat der beiden physikalischen geladenen Higgs-Teilchen.

2.3.2 Rang-5-Modell mit zwei Singletts

Im Rang-5-Modell mit zwei Singletts ist das skalare Higgs-Potential durch
$$\begin{aligned} V = {} & m_1^2 H_1^\dagger H_1 + m_2^2 H_2^\dagger H_2 + m_3^2 N_1^\dagger N_1 + m_4^2 N_2^\dagger N_2 - \lambda A(\epsilon_{ij} H_1^i H_2^j N_1 + \text{h.c.}) \\ & + \lambda^2 (H_1^\dagger H_1 H_2^\dagger H_2 + H_1^\dagger H_1 N_1^\dagger N_1 + H_2^\dagger H_2 N_1^\dagger N_1) \\ & + (\frac{1}{2}g_2^2 - \lambda^2)|H_1^\dagger H_2|^2 + \frac{1}{8}(g_2^2 + g_1^2)(H_1^\dagger H_1 - H_2^\dagger H_2)^2 \\ & + \frac{1}{72}g'^2 (H_1^\dagger H_1 + 4H_2^\dagger H_2 - 5N_1^\dagger N_1 - 5N_2^\dagger N_2)^2 \end{aligned} \tag{2.56}$$

gegeben [29, 30]. Nach Einsetzen der Real- und Imaginärteile (2.47) und mit

$$N_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_{11} + i\phi_{12}) \tag{2.57}$$

erhält man hier aus (2.48) mit $i, j = 1, \ldots, 12$ eine 12×12 Massenquadratmatrix der Higgs-Felder. Mit (2.49), $i = 1, 2, 3, 11$, werden die m_j^2 ($j = 1, 2, 3, 4$) eliminiert.

In diesem Modell zerfällt (M_{ij}) in zwei 4×4 und zwei 2×2 Matrizen:

- Für $i, j = 1, 2, 3, 11$ erhält man aus den Realteilen der neutralen Higgs-Felder die Massenquadratmatrix der neutralen skalaren Higgs-Teilchen, deren obere linke 3×3 Untermatrix mit (2.50) übereinstimmt:

$$M_S^2 = \begin{pmatrix} & & & -\frac{5}{18}g'^2 v_1 v_4 \\ & (M_S^2)^{(2.50)} & & -\frac{10}{9}g'^2 v_2 v_4 \\ & & & \frac{25}{18}g'^2 v_3 v_4 \\ -\frac{5}{18}g'^2 v_1 v_4 & -\frac{10}{9}g'^2 v_2 v_4 & \frac{25}{18}g'^2 v_3 v_4 & \frac{25}{18}g'^2 v_4^2 \end{pmatrix}. \tag{2.58}$$

  Aus den Eigenwerten dieser Matrix ergeben sich dann die Massenquadrate der vier physikalischen neutralen skalaren Higgs-Teilchen.

- Für $i, j = 4, 5, 6, 12$ ergibt sich aus den Imaginärteilen der neutralen Higgs-Felder die Massenquadratmatrix der neutralen pseudoskalaren Higgs-Teilchen, deren obere linke 3×3 Untermatrix wieder mit dem Rang-5-Modell mit einem Singlett (2.52) übereinstimmt:

$$M_P^2 = \begin{pmatrix} & & & 0 \\ & (M_P^2)^{(2.52)} & & 0 \\ & & & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \tag{2.59}$$

  Neben den beiden masselosen Goldstone-Bosonen, die von den Eichbosonen absorbiert werden, tritt hier ein weiteres masseloses pseudoskalares Higgs-Boson auf, das allerdings ein reines Singlett-Higgs ist, da es von den anderen pseudoskalaren Freiheitsgraden entkoppelt. Dieses Goldstone-Boson kommt von der Brechung einer globalen U(1)-Symmetrie des skalaren Higgs-Potentials (2.56) aufgrund der Abwesenheit von trilinearen Kopplungen des N_2 [49]. Die Masse des physikalischen pseudoskalaren Higgs-Teilchens ist wieder durch (2.53) gegeben.

- Für $i, j = 7, 8$ bzw. $i, j = 9, 10$ erhält man die gleichen Massenquadratmatrizen (2.54) wie im Rang-5-Modell mit einem Singlett. Die Masse der geladenen physikalischen Higgs-Teilchen ergibt sich also wieder durch (2.55).

2.3.3 Rang-6-Modell

Im Rang-6-Modell lautet das skalare Higgs-Potential [19, 47]:

$$\begin{aligned}V &= m_1^2 H_1^\dagger H_1 + m_2^2 H_2^\dagger H_2 + m_3^2 N_1^\dagger N_1 + m_4^2 N_2^\dagger N_2 - \lambda A(\epsilon_{ij} H_1^i H_2^j N_1 + \text{h.c.})\\&+ \lambda^2(H_1^\dagger H_1 H_2^\dagger H_2 + H_1^\dagger H_1 N_1^\dagger N_1 + H_2^\dagger H_2 N_1^\dagger N_1)\\&+ (\frac{1}{2}g_2^2 - \lambda^2)|H_1^\dagger H_2|^2 + \frac{1}{8}(g_2^2 + g_1^2)(H_1^\dagger H_1 - H_2^\dagger H_2)^2\\&+ \frac{5}{36}g'^2(H_1^\dagger H_1 + H_2^\dagger H_2 - 2N_1^\dagger N_1 - \frac{1}{2}N_2^\dagger N_2)^2\\&+ \frac{1}{12}g''^2(H_1^\dagger H_1 - H_2^\dagger H_2 + \frac{5}{2}N_2^\dagger N_2)^2.\end{aligned} \tag{2.60}$$

Wie im Rang-5-Modell mit zwei Singletts erhält man hier eine 12×12 Massenquadratmatrix der Higgs-Felder, die in zwei 4×4 und zwei 2×2 Matrizen zerfällt:

- Für $i, j = 1, 2, 3, 11$ erhält man aus den Realteilen der neutralen Higgs-Felder die Massenquadratmatrix der neutralen skalaren Higgs-Teilchen

$$M_S^2 = \begin{pmatrix} B_1 v_1^2 + \lambda A \frac{v_2 v_3}{v_1} & B_2 v_1 v_2 - \lambda A v_3 & B_3 v_1 v_3 - \lambda A v_2 & B_6 v_1 v_4 \\ B_2 v_1 v_2 - \lambda A v_3 & B_4 v_2^2 + \lambda A \frac{v_1 v_3}{v_2} & B_5 v_2 v_3 - \lambda A v_1 & B_7 v_2 v_4 \\ B_3 v_1 v_3 - \lambda A v_2 & B_5 v_2 v_3 - \lambda A v_1 & \frac{20}{9} g'^2 v_3^2 + \lambda A \frac{v_1 v_2}{v_3} & \frac{5}{9} g'^2 v_3 v_4 \\ B_6 v_1 v_4 & B_7 v_2 v_4 & \frac{5}{9} g'^2 v_3 v_4 & B_8 v_4^2 \end{pmatrix} \tag{2.61}$$

mit

$$\begin{aligned} B_1 &= \frac{1}{2}(g_2^2 + g_1^2) + \frac{5}{9}g'^2 + \frac{1}{3}g''^2, & B_5 &= 2\lambda^2 - \frac{10}{9}g'^2,\\ B_2 &= 2\lambda^2 - \frac{1}{2}(g_2^2 + g_1^2) + \frac{5}{9}g'^2 - \frac{1}{3}g''^2, & B_6 &= -\frac{5}{18}(g'^2 - 3g''^2),\\ B_3 &= 2\lambda^2 - \frac{10}{9}g'^2, & B_7 &= -\frac{5}{18}(g'^2 + 3g''^2),\\ B_4 &= \frac{1}{2}(g_2^2 + g_1^2) + \frac{5}{9}g'^2 + \frac{1}{3}g''^2, & B_8 &= \frac{5}{36}(g'^2 + 15g''^2). \end{aligned} \tag{2.62}$$

  Die Eigenwerte dieser Matrix ergeben die Massenquadrate der vier physikalischen neutralen skalaren Higgs-Teilchen.

- Für $i, j = 4, 5, 6, 12$ ergibt sich aus den Imaginärteilen der neutralen Higgs-Felder die gleiche Massenquadratmatrix (2.59) der neutralen pseudoskalaren Higgs-Teilchen wie im Rang-5-Modell mit zwei Singletts. Im Rang-6-Modell werden alle drei masselosen Freiheitsgrade von den drei massiven neutralen Eichbosonen absorbiert, so daß ein physikalisches pseudoskalares Higgs-Teilchen übrig bleibt mit Massenquadrat (2.53).

- Für $i, j = 7, 8$ bzw. $i, j = 9, 10$ erhält man die gleichen Massenquadratmatrizen (2.54) wie in den Rang-5-Modellen. Die Masse der geladenen physikalischen Higgs-Teilchen ist also wieder durch (2.55) gegeben.

2.4 Neutralino-Sektor

2.4.1 Rang-5-Modelle

Die Massenterme der Neutralinos in der Lagrangedichte können mit dem „Rezept“ im Anhang B von [5] und mit Hilfe des Superpotentialterms (2.45) hergeleitet werden: Die Gaugino-Higgsino-Mischungsterme folgen aus (B2) in [5], entsprechend auf zwei U(1)-Faktoren erweitert. Die „schwach“ Supersymmetrie brechenden Gaugino-Massenterme nach (B10) müssen auf das neue U(1)′-Gaugino erweitert werden, und aus (B6) folgen mit (2.45) die Higgsino-Mischungsterme. Man erhält somit für das Rang-5-Modell mit einem Singlett [zwei Singletts]

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{m_{\chi^0}} = &\frac{1}{\sqrt{2}} i g_2 \lambda^3 (v_1 \psi^1_{H_1} - v_2 \psi^2_{H_2}) - \frac{1}{\sqrt{2}} i g_1 \lambda_1 (v_1 \psi^1_{H_1} - v_2 \psi^2_{H_2}) \\ &+ \frac{1}{\sqrt{2}} i g' \lambda' \left(Y'_1 v_1 \psi^1_{H_1} + Y'_2 v_2 \psi^2_{H_2} + Y'_3 v_3 \psi_{N_1} \, [+ \, Y'_4 v_4 \psi_{N_2}] \right) \\ &+ \frac{1}{2} M_2 \lambda^3 \lambda^3 + \frac{1}{2} M_1 \lambda_1 \lambda_1 + \frac{1}{2} M' \lambda' \lambda' \\ &- \lambda v_3 \psi^1_{H_1} \psi^2_{H_2} - \lambda v_1 \psi^2_{H_2} \psi_{N_1} - \lambda v_2 \psi^1_{H_1} \psi_{N_1} \\ &+ \text{h.c.} \quad . \end{aligned} \tag{2.63}$$

Hierbei bedeuten λ^3, λ_1 bzw. λ' die zweikomponentigen Weyl-Spinoren der neutralen $\mathrm{SU(2)_L}$-, $\mathrm{U(1)}_Y$- bzw. U(1)′-Gauginos mit ihren Supersymmetrie brechenden Massenparametern M_2, M_1 bzw. M' und $\psi^1_{H_1}$, $\psi^2_{H_2}$, ψ_{N_1} und ψ_{N_2} die zweikomponentigen Weyl-Spinoren der jeweiligen neutralen Higgsinos. Die Y'_i, $i = 1, 2, 3, 4$, sind durch (2.16) gegeben.

Wenn man zur Basis

$$(\psi^0)^T = (-i\lambda_\gamma, -i\lambda_Z, -i\lambda', \psi^a_H, \psi^b_H, \psi_{N_1}[, \psi_{N_2}]) \tag{2.64}$$

übergeht mit

$$\begin{aligned} \lambda_\gamma &= \lambda^3 \sin\theta_W + \lambda_1 \cos\theta_W \, , \\ \lambda_Z &= \lambda^3 \cos\theta_W - \lambda_1 \sin\theta_W \, , \\ \psi^a_H &= \psi^1_{H_1} \cos\beta - \psi^2_{H_2} \sin\beta \, , \\ \psi^b_H &= \psi^1_{H_1} \sin\beta + \psi^2_{H_2} \cos\beta \, , \end{aligned} \tag{2.65}$$

kann (2.63) in Matrixform geschrieben werden:

$$\mathcal{L}_{m_{\chi^0}} = -\frac{1}{2} (\psi^0)^T Y \psi^0 + \text{h.c.} \quad . \tag{2.66}$$

Hierbei ist die Massenmischungsmatrix Y der Neutralinos gegeben durch [15, 29, 37, 39, 40, 48, 50, 51]

$$Y = \left(\begin{array}{cccccc|c} Y_{11} & Y_{12} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ Y_{12} & Y_{22} & 0 & m_{Z^{\mathrm{SM}}} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & M' & Y_{34} & Y_{35} & Y_3' \frac{g' v_3}{\sqrt{2}} & Y_4' \frac{g' v_4}{\sqrt{2}} \\ 0 & m_{Z^{\mathrm{SM}}} & Y_{34} & -\lambda v_3 \sin 2\beta & \lambda v_3 \cos 2\beta & 0 & 0 \\ 0 & 0 & Y_{35} & \lambda v_3 \cos 2\beta & \lambda v_3 \sin 2\beta & \lambda v & 0 \\ 0 & 0 & Y_3' \frac{g' v_3}{\sqrt{2}} & 0 & \lambda v & 0 & 0 \\ \hline 0 & 0 & Y_4' \frac{g' v_4}{\sqrt{2}} & 0 & 0 & 0 & 0 \end{array}\right) \tag{2.67}$$

mit

$$\begin{aligned} Y_{11} &= M_2 \sin^2\theta_W + M_1 \cos^2\theta_W \, , \\ Y_{12} &= (M_2 - M_1) \sin\theta_W \cos\theta_W \, , \\ Y_{22} &= M_2 \cos^2\theta_W + M_1 \sin^2\theta_W \, , \\ Y_{34} &= \frac{g' v}{\sqrt{2}} \left(Y_1' \cos^2\beta - Y_2' \sin^2\beta \right) , \\ Y_{35} &= \frac{g' v}{2\sqrt{2}} (Y_1' + Y_2') \sin 2\beta \, , \\ v &\equiv \sqrt{v_1^2 + v_2^2} = \sqrt{2}\, \frac{m_W}{g_2} \, . \end{aligned} \tag{2.68}$$

Für das Rang-5-Modell mit einem Singlett erhält man die obere linke 6×6 Matrix als Massenmatrix, für das Rang-5-Modell mit zwei Singletts die volle 7×7 Matrix.

Die reelle symmetrische Matrix Y kann durch eine unitäre 6×6 [oder 7×7] Matrix N diagonalisiert werden, wodurch man die Massen $m_{\tilde{\chi}_i^0}$ der physikalischen Neutralinos erhält [5, 52]:

$$\eta_{\tilde{\chi}_i^0} m_{\tilde{\chi}_i^0} \delta_{ik} = N_{im} N_{kn} Y_{mn} \, . \tag{2.69}$$

$\eta_{\tilde{\chi}_i^0}$ ist hierbei der Vorzeichenfaktor des zugehörigen Eigenwerts von Y. Für die zweikomponentigen Weyl-Spinoren dieser Neutralinos gilt dann

$$\chi_i^0 = N_{ij} \psi_j^0 \, , \tag{2.70}$$

woraus sich die vierkomponentigen Majorana-Spinoren zusammensetzen

$$\tilde{\chi}_i^0 = \begin{pmatrix} \chi_i^0 \\ \bar{\chi}_i^0 \end{pmatrix} , \tag{2.71}$$

die in den Wechselwirkungslagrangedichten meistens Verwendung finden.

2.4.2 Rang-6-Modell

Im Rang-6-Modell lauten die Massenterme der Neutralinos in der Lagrangedichte

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{m_{\chi^0}} = & \frac{1}{\sqrt{2}} i g_2 \lambda^3 (v_1 \psi^1_{H_1} - v_2 \psi^2_{H_2}) - \frac{1}{\sqrt{2}} i g_1 \lambda_1 (v_1 \psi^1_{H_1} - v_2 \psi^2_{H_2}) \\
& + \frac{1}{\sqrt{2}} i g' \lambda' \left(Y_1' v_1 \psi^1_{H_1} + Y_2' v_2 \psi^2_{H_2} + Y_3' v_3 \psi_{N_1} + Y_4' v_4 \psi_{N_2} \right) \\
& + \frac{1}{\sqrt{2}} i g'' \lambda'' \left(Y_1'' v_1 \psi^1_{H_1} + Y_2'' v_2 \psi^2_{H_2} + Y_3'' v_3 \psi_{N_1} + Y_4'' v_4 \psi_{N_2} \right) \\
& + \frac{1}{2} M_2 \lambda^3 \lambda^3 + \frac{1}{2} M_1 \lambda_1 \lambda_1 + \frac{1}{2} M' \lambda' \lambda' + \frac{1}{2} M'' \lambda'' \lambda'' \\
& - \lambda v_3 \psi^1_{H_1} \psi^2_{H_2} - \lambda v_1 \psi^2_{H_2} \psi_{N_1} - \lambda v_2 \psi^1_{H_1} \psi_{N_1} \\
& + \text{h.c.} \quad ,
\end{aligned} \tag{2.72}$$

wobei λ'' der zweikomponentige Weyl-Spinor des $\mathrm{U}(1)''$-Gauginos ist und M'' der Supersymmetrie brechende Massenparameter dieses Gauginos. Die Y_i' und Y_i'' $(i = 1, 2, 3, 4)$ sind in diesem Modell durch (2.40) gegeben. Wenn man mit (2.65) zur Basis

$$(\psi^0)^T = (-i\lambda_\gamma, -i\lambda_Z, -i\lambda', -i\lambda'', \psi^a_H, \psi^b_H, \psi_{N_1}, \psi_{N_2}) \tag{2.73}$$

übergeht, erhält man in Matrixform

$$\mathcal{L}_{m_{\chi^0}} = -\frac{1}{2} (\psi^0)^T Y \psi^0 + \text{h.c.} \tag{2.74}$$

mit der Neutralino-Massenmischungsmatrix

$$Y = \begin{pmatrix}
Y_{11} & Y_{12} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
Y_{12} & Y_{22} & 0 & 0 & m_{Z^{\mathrm{SM}}} & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & M' & 0 & Y_{35} & Y_{36} & Y_3' \frac{g' v_3}{\sqrt{2}} & Y_4' \frac{g' v_4}{\sqrt{2}} \\
0 & 0 & 0 & M'' & Y_{45} & Y_{46} & Y_3'' \frac{g'' v_3}{\sqrt{2}} & Y_4'' \frac{g'' v_4}{\sqrt{2}} \\
0 & m_{Z^{\mathrm{SM}}} & Y_{35} & Y_{45} & -\lambda v_3 \sin 2\beta & \lambda v_3 \cos 2\beta & 0 & 0 \\
0 & 0 & Y_{36} & Y_{46} & \lambda v_3 \cos 2\beta & \lambda v_3 \sin 2\beta & \lambda v & 0 \\
0 & 0 & Y_3' \frac{g' v_3}{\sqrt{2}} & Y_3'' \frac{g'' v_3}{\sqrt{2}} & 0 & \lambda v & 0 & 0 \\
0 & 0 & Y_4' \frac{g' v_4}{\sqrt{2}} & Y_4'' \frac{g'' v_4}{\sqrt{2}} & 0 & 0 & 0 & 0
\end{pmatrix} \tag{2.75}$$

und

$$
\begin{aligned}
Y_{11} &= M_2 \sin^2\theta_W + M_1 \cos^2\theta_W\,, & Y_{36} &= \frac{g'v}{2\sqrt{2}}(Y_1' + Y_2')\sin 2\beta\,,\\
Y_{12} &= (M_2 - M_1)\sin\theta_W\cos\theta_W\,, & Y_{45} &= \frac{g''v}{\sqrt{2}}\left(Y_1''\cos^2\beta - Y_2''\sin^2\beta\right),\\
Y_{22} &= M_2\cos^2\theta_W + M_1\sin^2\theta_W\,, & Y_{46} &= \frac{g''v}{2\sqrt{2}}(Y_1'' + Y_2'')\sin 2\beta\,,\\
Y_{35} &= \frac{g'v}{\sqrt{2}}\left(Y_1'\cos^2\beta - Y_2'\sin^2\beta\right), & v &\equiv \sqrt{v_1^2 + v_2^2} = \sqrt{2}\,\frac{m_W}{g_2}\,.
\end{aligned}
\tag{2.76}
$$

Die Massen der Neutralinos erhält man hier durch Diagonalisierung von Y mit einer unitären 8×8 Matrix N, wobei (2.69) – (2.71) unverändert gelten.

2.5 Chargino-Sektor

Wie im Neutralino-Sektor erhält man die Massenterme der Charginos in der Lagrangedichte mit Hilfe der Methode in [5]. Hier ändern sich die analytischen Ausdrücke gegenüber dem MSSM nicht, wenn man den MSSM-Higgs-Massenparameter μ identifiziert als

$$\mu \mathrel{\hat{=}} -\lambda v_3\,. \tag{2.77}$$

Der Massenterm lautet also [5, 48, 53]

$$\mathcal{L}_{m_{\chi^\pm}} = -\frac{1}{2}(\psi^+, \psi^-)\begin{pmatrix} 0 & X^T \\ X & 0 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} \psi^+ \\ \psi^- \end{pmatrix} + \text{h.c.} \tag{2.78}$$

mit der Chargino-Massenmischungsmatrix

$$X = \begin{pmatrix} M & \sqrt{2}\, m_W \sin\beta \\ \sqrt{2}\, m_W \cos\beta & -\lambda v_3 \end{pmatrix} \tag{2.79}$$

in der Basis

$$\psi^+ = (-i\lambda^+, \psi^1_{H_2})\,, \quad \psi^- = (-i\lambda^-, \psi^2_{H_1})\,. \tag{2.80}$$

Hierbei bedeuten $\lambda^\pm$ bzw. $\psi^1_{H_2}$ und $\psi^2_{H_1}$ die zweikomponentigen Weyl-Spinoren der Winos bzw. der geladenen Higgsinos. X kann durch zwei unitäre 2×2 Matrizen U und V diagonalisiert werden

$$\eta_{\tilde{\chi}_i^\pm} m_{\tilde{\chi}_i^\pm} \delta_{ij} = U^*_{im} X_{mn} V_{jn}\,, \tag{2.81}$$

wobei $m_{\tilde{\chi}_i^\pm}$ die Masse des Charginos ist und $\eta_{\tilde{\chi}_i^\pm}$ das Vorzeichen des zugehörigen Masseneigenwerts. $m_{\tilde{\chi}_i^\pm}$ ist durch die einfache Beziehung

$$
\begin{aligned}
\eta_{\tilde{\chi}_i^\pm} m_{\tilde{\chi}_i^\pm} = \frac{1}{2}\Bigg(&\sqrt{(M + \lambda v_3)^2 + 2m_W^2(1 + \sin 2\beta)}\\
&\mp \sqrt{(M - \lambda v_3)^2 + 2m_W^2(1 - \sin 2\beta)}\Bigg)
\end{aligned}
\tag{2.82}
$$

gegeben. Die analytischen Ausdrücke für die U_{ij} und V_{ij} sollen hier nicht aufgeführt werden. Sie sind in [53] zu finden, wenn man die Ersetzung (2.77) berücksichtigt.

2.6 Sfermion-Sektor

Die Massenterme der Sfermionen können aus dem skalaren Potential hergeleitet werden [27]. Diese enthalten zusätzliche D-Terme im Vergleich zum MSSM, die von der spontanen Brechung der neuen U(1)-Faktoren in den E_6-Modellen herrühren [15, 19, 37, 54, 55]. D-Terme beschreiben in der Lagrangedichte die Selbstwechselwirkung der skalaren Teilchen.

In dieser Arbeit werden die Sfermionen der dritten Generation nicht betrachtet. Deswegen kann die Mischung der Superpartner $\tilde{f}_L$ und $\tilde{f}_R$ der links- und rechtshändigen Anteile der vierkomponentigen Dirac-Fermionen f zu den Masseneigenzuständen $\tilde{f}_1$ und $\tilde{f}_2$ vernachlässigt werden, da diese Mischung proportional zur Fermionmasse m_f ist [5, 27, 48, 56]. Die Superpartner $\tilde{f}_L$ ($\tilde{f}_R$) der linkshändigen (rechtshändigen) Fermionen werden im folgenden als „linkshändige" („rechtshändige") Sfermionen bezeichnet, obwohl sie als skalare Teilchen keinen Spin haben. Man erhält in den Rang-5-Modellen

$$m^2_{\tilde{f}_L} = \tilde{M}^2_{\tilde{f}_L} + m_f^2 + L\, m^2_{Z^{\rm SM}} \cos 2\beta + Y'(f_L)\, \tilde{m}^2_{D'}\,, \tag{2.83}$$

$$m^2_{\tilde{f}_R} = \tilde{M}^2_{\tilde{f}_R} + m_f^2 - R\, m^2_{Z^{\rm SM}} \cos 2\beta - Y'(f_R)\, \tilde{m}^2_{D'} \tag{2.84}$$

mit den skalaren Massenparametern $\tilde{M}_{\tilde{f}_{L,R}}$ und

$$L = T_{3L} - Q \sin^2\theta_W\,, \quad R = -Q\sin^2\theta_W\,. \tag{2.85}$$

$Q = T_{3L} + 1/2\, Y$ ist die Quantenzahl der elektrischen Ladung der Fermionen und die $Y'(f_{L,R})$ sind ihre Quantenzahlen unter der $\mathrm{U}(1)'$ Eichgruppe nach Tabelle 2.1,

$$Y'(f_L) = Y_\eta(f_L)\,, \qquad Y'(f_R) = Y_\eta(f_R) = -Y_\eta(f_L^c)\,. \tag{2.86}$$

Der D-Term des $\mathrm{U}(1)'$-Eichfaktors ist durch

$$\tilde{m}^2_{D'} = \frac{1}{4} g'^2 \left(Y_1' v_1^2 + Y_2' v_2^2 + Y_3' v_3^2\, [+\, Y_4' v_4^2]\right) \tag{2.87}$$

gegeben mit Y_i', $i = 1,2,3,4$, nach (2.16).

Im Rang-6-Modell treten wegen der zwei neuen U(1)-Faktoren zwei zusätzliche D-Terme auf:

$$m^2_{\tilde{f}_L} = \tilde{M}^2_{\tilde{f}_L} + m_f^2 + L\, m^2_{Z^{\rm SM}} \cos 2\beta + Y'(f_L)\, \tilde{m}^2_{D'} + Y''(f_L)\, \tilde{m}^2_{D''}\,, \tag{2.88}$$

$$m^2_{\tilde{f}_R} = \tilde{M}^2_{\tilde{f}_R} + m_f^2 - R\, m^2_{Z^{\rm SM}} \cos 2\beta - Y'(f_R)\, \tilde{m}^2_{D'} - Y''(f_R)\, \tilde{m}^2_{D''} \tag{2.89}$$

mit

$$Y'(f_{L,R}) = Y_\psi(f_{L,R})\,, \qquad Y''(f_{L,R}) = Y_\chi(f_{L,R}) \tag{2.90}$$

nach Tabelle 2.1 und den D-Termen

$$\tilde{m}_{D'}^2 = \frac{1}{4} g'^2 \left(Y_1' v_1^2 + Y_2' v_2^2 + Y_3' v_3^2 + Y_4' v_4^2 \right) , \tag{2.91}$$

$$\tilde{m}_{D''}^2 = \frac{1}{4} g''^2 \left(Y_1'' v_1^2 + Y_2'' v_2^2 + Y_3'' v_3^2 + Y_4'' v_4^2 \right) \tag{2.92}$$

mit Y_i', Y_i'', $i = 1, 2, 3, 4$, nach (2.40).

2.7 Wechselwirkungslagrangedichten

In dieser Arbeit wird die Produktion von Neutralinos in e^+e^--Vernichtung untersucht. Die hierzu nötigen Wechselwirkungslagrangedichten sollen in diesem Abschnitt aufgestellt werden.

2.7.1 Lagrangedichte der neutralen Ströme

Die Lagrangedichte, die die Wechselwirkung von Fermion-Antifermion-Paaren mit den neutralen Eichbosonen beschreibt, wird als Lagrangedichte der neutralen Ströme bezeichnet. Eine allgemeine Herleitung dieser Lagrangedichte für Modelle mit zusätzlichen U(1)-Faktoren ist z.B. in [38] zu finden. Im Rang-5-Modell mit der Eichgruppe (2.12) lautet sie [19, 26, 57, 58]

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{\mathrm{NC}} = & - eQ\bar{f}\gamma^\mu f A_\mu \\
& - \frac{g_2}{\cos\theta_W} \bar{f}_L (T_{3L} - Q\sin^2\theta_W)\gamma^\mu f_L Z_\mu^{SM} \\
& - \frac{g_2}{\cos\theta_W} \bar{f}_R (-Q\sin^2\theta_W)\gamma^\mu f_R Z_\mu^{SM} \\
& - g'\bar{f}_L \frac{Y'(f_L)}{2}\gamma^\mu f_L Z'_\mu - g'\bar{f}_R \frac{Y'(f_R)}{2}\gamma^\mu f_R Z'_\mu
\end{aligned} \tag{2.93}$$

$$\begin{aligned}
= & - eQ\bar{f}\gamma^\mu f A_\mu \\
& - \frac{g_2}{\cos\theta_W} \bar{f}\gamma^\mu \frac{1}{2}(v - a\gamma^5) f Z_\mu^{SM} - g'\bar{f}\gamma^\mu \frac{1}{2}(v' - a'\gamma^5) f Z'_\mu
\end{aligned} \tag{2.94}$$

$$\begin{aligned}
= & - eQ\bar{f}\gamma^\mu f A_\mu \\
& - \frac{g_2}{\cos\theta_W} \bar{f}\gamma^\mu \left[P_L L + P_R R\right] f Z_\mu^{SM} - g'\bar{f}\gamma^\mu \left[P_L L' + P_R R'\right] f Z'_\mu \,.
\end{aligned} \tag{2.95}$$

Hierbei ist

$$e \equiv g_2 \sin\theta_W = \sqrt{4\pi\alpha} \tag{2.96}$$

der Betrag der Elementarladung und α die Feinstrukturkonstante. f bezeichnet das jeweilige Fermionfeld, $f_{L,R}$ ist definiert als $f_{L,R} = P_{L,R} f$ mit den chiralen Projektionsoperatoren

$$P_{L,R} = \frac{1}{2}(1 \mp \gamma_5) \,. \tag{2.97}$$

γ^μ, γ_5 sind die Dirac-Matrizen und die $Y'(f_{L,R})$ sind nach (2.86) gegeben. Weiterhin gilt neben (2.85)

$$a = L - R = T_{3L}\,, \quad v = L + R = T_{3L} - 2Q\sin^2\theta_W\,, \tag{2.98}$$

$$L' = \frac{Y'(f_L)}{2}\,, \quad R' = \frac{Y'(f_R)}{2} = -\frac{Y'(f_L^c)}{2}\,, \tag{2.99}$$

$$a' = L' - R' = \frac{Y'(f_L)}{2} + \frac{Y'(f_L^c)}{2}\,, \quad v' = L' + R' = \frac{Y'(f_L)}{2} - \frac{Y'(f_L^c)}{2}\,. \tag{2.100}$$

Setzt man $g' = g_1$, erhält man mit den Masseneigenzuständen (2.29) der neutralen Eichbosonen

$$\mathcal{L}_{\rm NC} = -eQ\bar{f}\gamma^\mu f A_\mu - \sum_{n=1}^{2} \frac{g_2}{\cos\theta_W}\bar{f}\gamma^\mu\left[L_n P_L + R_n P_R\right] f Z_{n,\mu} \tag{2.101}$$

mit

$$L_1 = L\cos\delta + L'\sin\delta\sin\theta_W\,, \quad R_1 = R\cos\delta + R'\sin\delta\sin\theta_W\,, \tag{2.102}$$

$$L_2 = -L\sin\delta + L'\cos\delta\sin\theta_W\,, \quad R_2 = -R\sin\delta + R'\cos\delta\sin\theta_W\,. \tag{2.103}$$

Im Rang-6-Modell muß (2.93) durch einen Term

$$-\,g''\bar{f}_L\frac{Y''(f_L)}{2}\gamma^\mu f_L Z''_\mu - g''\bar{f}_R\frac{Y''(f_R)}{2}\gamma^\mu f_R Z''_\mu \tag{2.104}$$

erweitert werden, und man erhält schließlich ($g' = g'' = g_1$)

$$\mathcal{L}_{\rm NC} = -eQ\bar{f}\gamma^\mu f A_\mu - \sum_{n=1}^{3} \frac{g_2}{\cos\theta_W}\bar{f}\gamma^\mu\left[L_n P_L + R_n P_R\right] f Z_{n,\mu} \tag{2.105}$$

mit

$$L_n = LN^Z_{n1} + \frac{Y'(f_L)}{2}\sin\theta_W N^Z_{n2} + \frac{Y''(f_L)}{2}\sin\theta_W N^Z_{n3}\,, \tag{2.106}$$

$$R_n = RN^Z_{n1} + \frac{Y'(f_R)}{2}\sin\theta_W N^Z_{n2} + \frac{Y''(f_R)}{2}\sin\theta_W N^Z_{n3}\,, \tag{2.107}$$

$n = 1, 2, 3$, N^Z nach (2.42) und $Y'(f_{L,R})$, $Y''(f_{L,R})$ nach (2.90).

2.7.2 Z-Neutralino-Neutralino-Wechselwirkung

Die Z-Neutralino-Neutralino-Wechselwirkungslagrangedichte kann mit Hilfe des ersten Terms in (B2) im Anhang von [5] aufgestellt werden. Wenn man die dort vorkommenden zweikomponentigen Spinoren auf die vierkomponentigen Majoranaspinoren umrechnet (Anhang A in [5]), erhält man im Rang-5-Modell mit einem Singlett [mit zwei Singletts]

$$\begin{aligned}
&\mathcal{L}_{Z\tilde{\chi}^0\tilde{\chi}^0} \\
&= \frac{1}{4}\left(g_2 W^3_\mu - g_1 B_\mu\right)\left(\bar{\tilde{H}}_1\gamma^\mu\gamma_5\tilde{H}_1 - \bar{\tilde{H}}_2\gamma^\mu\gamma_5\tilde{H}_2\right) \\
&\quad + \frac{1}{4}g' Z'_\mu\left(Y'_1\bar{\tilde{H}}_1\gamma^\mu\gamma_5\tilde{H}_1 + Y'_2\bar{\tilde{H}}_2\gamma^\mu\gamma_5\tilde{H}_2 + Y'_3\bar{\tilde{N}}_1\gamma^\mu\gamma_5\tilde{N}_1\,[+\,Y'_4\bar{\tilde{N}}_2\gamma^\mu\gamma_5\tilde{N}_2]\right)
\end{aligned} \tag{2.108}$$

$$= \sum_{n=1}^{2}\frac{1}{2}\frac{g_2}{\cos\theta_W}Z_{n,\mu}\bar{\tilde{\chi}}^0_i\gamma^\mu\left(O''^{nL}_{ij}P_L + O''^{nR}_{ij}P_R\right)\tilde{\chi}^0_j \tag{2.109}$$

mit

$$\begin{aligned}
&O''^{1L}_{ij} = \\
&\frac{1}{2}\left(\cos 2\beta(-N_{i4}N^*_{j4} + N_{i5}N^*_{j5}) - \sin 2\beta(N_{i4}N^*_{j5} + N_{i5}N^*_{j4})\right)\cos\delta \\
&- \frac{g'\cos\theta_W}{2g_2}\Big((Y'_1\cos^2\beta + Y'_2\sin^2\beta)N_{i4}N^*_{j4} + (Y'_1\sin^2\beta + Y'_2\cos^2\beta)N_{i5}N^*_{j5} \\
&\qquad + \frac{1}{2}(Y'_1 - Y'_2)\sin 2\beta(N_{i4}N^*_{j5} + N_{i5}N^*_{j4}) + Y'_3N_{i6}N^*_{j6}\,[+\,Y'_4N_{i7}N^*_{j7}]\Big)\sin\delta\,,
\end{aligned} \tag{2.110}$$

$$O''^{1R}_{ij} = -\left(O''^{1L}_{ij}\right)^*, \tag{2.111}$$

$$\begin{aligned}
&O''^{2L}_{ij} = \\
&-\frac{1}{2}\left(\cos 2\beta(-N_{i4}N^*_{j4} + N_{i5}N^*_{j5}) - \sin 2\beta(N_{i4}N^*_{j5} + N_{i5}N^*_{j4})\right)\sin\delta \\
&- \frac{g'\cos\theta_W}{2g_2}\Big((Y'_1\cos^2\beta + Y'_2\sin^2\beta)N_{i4}N^*_{j4} + (Y'_1\sin^2\beta + Y'_2\cos^2\beta)N_{i5}N^*_{j5} \\
&\qquad + \frac{1}{2}(Y'_1 - Y'_2)\sin 2\beta(N_{i4}N^*_{j5} + N_{i5}N^*_{j4}) + Y'_3N_{i6}N^*_{j6}\,[+\,Y'_4N_{i7}N^*_{j7}]\Big)\cos\delta\,,
\end{aligned} \tag{2.112}$$

$$O''^{2R}_{ij} = -\left(O''^{2L}_{ij}\right)^* \tag{2.113}$$

in der Basis (2.64).

Im Rang-6-Modell lautet diese Lagrangedichte

$$\begin{aligned}
&\mathcal{L}_{Z\tilde{\chi}^0\tilde{\chi}^0} \\
&= \frac{1}{4}\left(g_2 W^3_\mu - g_1 B_\mu\right)\left(\bar{\tilde{H}}_1\gamma^\mu\gamma_5\tilde{H}_1 - \bar{\tilde{H}}_2\gamma^\mu\gamma_5\tilde{H}_2\right) \\
&\quad + \frac{1}{4}g' Z'_\mu\left(Y'_1\bar{\tilde{H}}_1\gamma^\mu\gamma_5\tilde{H}_1 + Y'_2\bar{\tilde{H}}_2\gamma^\mu\gamma_5\tilde{H}_2 + Y'_3\bar{\tilde{N}}_1\gamma^\mu\gamma_5\tilde{N}_1 + Y'_4\bar{\tilde{N}}_2\gamma^\mu\gamma_5\tilde{N}_2\right) \\
&\quad + \frac{1}{4}g'' Z''_\mu\left(Y''_1\bar{\tilde{H}}_1\gamma^\mu\gamma_5\tilde{H}_1 + Y''_2\bar{\tilde{H}}_2\gamma^\mu\gamma_5\tilde{H}_2 + Y''_3\bar{\tilde{N}}_1\gamma^\mu\gamma_5\tilde{N}_1 + Y''_4\bar{\tilde{N}}_2\gamma^\mu\gamma_5\tilde{N}_2\right)
\end{aligned} \tag{2.114}$$

$$= \sum_{n=1}^{3}\frac{1}{2}\frac{g_2}{\cos\theta_W} Z_{n,\mu}\bar{\tilde{\chi}}^0_i\gamma^\mu\left(O''^{nL}_{ij}P_L + O''^{nR}_{ij}P_R\right)\tilde{\chi}^0_j \tag{2.115}$$

mit

$$\begin{aligned}
&O''^{nL}_{ij} = \\
&\frac{1}{2}\left(\cos 2\beta(-N_{i5}N^*_{j5} + N_{i6}N^*_{j6}) - \sin 2\beta(N_{i5}N^*_{j6} + N_{i6}N^*_{j5})\right)N^Z_{n1} \\
&- \frac{g'\cos\theta_W}{2g_2}\Big((Y'_1\cos^2\beta + Y'_2\sin^2\beta)N_{i5}N^*_{j5} + (Y'_1\sin^2\beta + Y'_2\cos^2\beta)N_{i6}N^*_{j6} \\
&\qquad + \frac{1}{2}(Y'_1 - Y'_2)\sin 2\beta(N_{i5}N^*_{j6} + N_{i6}N^*_{j5}) + Y'_3 N_{i7}N^*_{j7} + Y'_4 N_{i8}N^*_{j8}\Big)N^Z_{n2} \\
&- \frac{g''\cos\theta_W}{2g_2}\Big((Y''_1\cos^2\beta + Y''_2\sin^2\beta)N_{i5}N^*_{j5} + (Y''_1\sin^2\beta + Y''_2\cos^2\beta)N_{i6}N^*_{j6} \\
&\qquad + \frac{1}{2}(Y''_1 - Y''_2)\sin 2\beta(N_{i5}N^*_{j6} + N_{i6}N^*_{j5}) + Y''_3 N_{i7}N^*_{j7} + Y''_4 N_{i8}N^*_{j8}\Big)N^Z_{n3}\,,
\end{aligned} \tag{2.116}$$

$$O''^{nR}_{ij} = -\left(O''^{nL}_{ij}\right)^*, \tag{2.117}$$

$n = 1, 2, 3$, in der Basis (2.73).

2.7.3 Fermion-Sfermion-Neutralino-Wechselwirkung

Diese Wechselwirkungslagrangedichte kann ebenfalls aus (B2) in [5] hergeleitet werden. Man erhält wie im MSSM

$$\mathcal{L}_{f\tilde{f}\tilde{\chi}^0_i} = g_2 F^L_{fi}\bar{f}P_R\tilde{\chi}^0_i\tilde{f}_L + g_2 F^R_{fi}\bar{f}P_L\tilde{\chi}^0_i\tilde{f}_R + \text{h.c.} \tag{2.118}$$

mit den erweiterten Kopplungen

$$F^L_{fi} = -\sqrt{2}\left[\frac{1}{\cos\theta_W}(T_{3L} - Q\sin^2\theta_W)N_{i2} + Q\sin\theta_W N_{i1} + \frac{Y'(f_L)}{2}\tan\theta_W N_{i3}\right], \tag{2.119}$$

$$F^R_{fi} = -\sqrt{2}\sin\theta_W\left[Q\tan\theta_W N^*_{i2} - QN^*_{i1} - \frac{Y'(f_R)}{2}\frac{1}{\cos\theta_W}N^*_{i3}\right] \tag{2.120}$$

in den Rang-5-Modellen und

$$
\begin{aligned}
F^L_{fi} = {} & -\sqrt{2}\Big[\frac{1}{\cos\theta_W}(T_{3L} - Q\sin^2\theta_W)N_{i2} + Q\sin\theta_W N_{i1} \\
& + \frac{Y'(f_L)}{2}\tan\theta_W N_{i3} + \frac{Y''(f_L)}{2}\tan\theta_W N_{i4}\Big] , \qquad (2.121)\\
F^R_{fi} = {} & -\sqrt{2}\sin\theta_W\Big[Q\tan\theta_W N^*_{i2} - QN^*_{i1} \\
& - \frac{Y'(f_R)}{2}\frac{1}{\cos\theta_W}N^*_{i3} - \frac{Y''(f_R)}{2}\frac{1}{\cos\theta_W}N^*_{i4}\Big] \qquad (2.122)
\end{aligned}
$$

im Rang-6-Modell. Hierbei bedeuten f das Fermionfeld und $\tilde{f}_{L,R}$ die Felder seiner skalaren Superpartner.

Kapitel 3

Parameter und Szenarien

In diesem Kapitel werden die Parameter der Superstring-inspirierten E_6-Modelle für verschiedene Szenarien, in denen die Neutralino-Massenspektren und die Neutralino-Produktion diskutiert werden sollen, festgelegt. Hierbei müssen die experimentellen Einschränkungen berücksichtigt werden, die sich aus der bisher erfolglosen Suche nach Teilchen jenseits des Standardmodells an den Beschleunigern LEP (CERN) und Tevatron (Fermilab) ergeben. Insbesondere die Suche nach neuen Eichbosonen führt dabei neben der Suche nach supersymmetrischen Teilchen zu starken Einschränkungen des Parameterraums.

3.1 Parameter des Standardmodells

Aus dem Standardmodell müssen zur numerischen Auswertung die Parameter in Tabelle 3.1 festgelegt werden. Diese wurden gemäß [59] gewählt. Für die Feinstrukturkonstante α ist im betrachteten Energiebereich $m_W \lesssim E \lesssim 1$ TeV der Wert $\alpha(m_W) = 1/128$ eine bessere Näherung als der Niederenergiewert $\alpha(0) = 1/137$. Für $\sin^2\theta_W$ kann der Wert im SM verwendet werden, da er bis auf $\mathcal{O}(m^2_{Z^{\rm SM}}/m^2_{Z_1} - 1)$ mit dem Wert in den E_6-Modellen übereinstimmt [41].

$\alpha(m_W)$	m_W	$\sin^2\theta_W$
$\frac{1}{128}$	80.4 GeV*	0.23

Tabelle 3.1: Parameter des Standardmodells nach [59].

Die Kopplungskonstanten der Eichgruppen sind somit gegeben durch

$$g' = g'' = g_1 = g_2 \tan\theta_W = \sqrt{4\pi\alpha}/\cos\theta_W = e/\cos\theta_W \,. \tag{3.1}$$

*In dieser Arbeit wird das in der Hochenergiephysik übliche natürliche Einheitensystem verwendet mit $c = \hbar = 1$ [60], siehe auch Anhang A.1.

3.2 Parameter des Eichbosonsektors

3.2.1 Suche nach neuen Eichbosonen

Für die bei der Suche nach den neuen Eichbosonen in den E_6-Modellen verwendeten Methoden sei auf die ausführliche Darstellung in [61] verwiesen. Bei den bisherigen Experimenten wurden keine Hinweise auf die Existenz dieser Teilchen entdeckt, was zu Massenuntergrenzen führt. Die bisher höchsten Massenuntergrenzen liefert die direkte Suche nach den Eichbosonen in $p\bar{p}$ Kollisionen am Fermilab Tevatron [16, 59, 61, 62]. Diese sind in Tabelle 3.2 aufgeführt. Die Massenuntergrenzen aus der indirekten Suche an Leptonbeschleunigern sind stärker modellabhängig und derzeit deutlich niedriger. Hier erhält man allerdings die besten Einschränkungen für den Z-Z'-Mischungswinkel δ, welche ebenfalls in Tabelle 3.2 angeführt sind [16, 59, 61, 63]. Diese experimentellen Grenzen an m_{Z_2} und δ führen zu Einschränkungen der freien Parameter des Eichbosonsektors $\tan\beta$, v_3 und v_4.

	Modell η	Modell ψ	Modell χ
$m_{Z_2}^{\text{min}}$ [62]	620 GeV	590 GeV	595 GeV
δ_{min}, δ_{max} [16]	-0.0055, $+0.0021$	-0.0022, $+0.0026$	-0.0029, $+0.0011$

Tabelle 3.2: Massenuntergrenzen der neuen Eichbosonen und Schranken für den Z-Z'-Mischungswinkel in den E_6-Modellen. Für die Berechnung der Massenuntergrenzen wurde angenommen, daß das Z' nur in SM-Fermionen zerfällt. Wenn auch Zerfälle in exotische und supersymmetrische Teilchen erlaubt sind, sind die Grenzen 100 bis 150 GeV niedriger [62].

In Abb. 3.1 sind diese Einschränkungen für das Rang-5-Modell mit einem Singlett graphisch dargestellt. Man erkennt, daß die experimentellen Grenzen, im wesentlichen diejenige von δ, hier in Abhängigkeit von $\tan\beta$ zu Untergrenzen von v_3 führen: $v_3 \geq 1470$ GeV für $\tan\beta = 1$ bis zu $v_3 \geq 2340$ GeV für $\tan\beta \geq 10$.

Im Rang-5-Modell mit zwei Singletts kann einer der beiden Singlett-Vakuumerwartungswerte v_3 und v_4 klein (d.h. $\mathcal{O}(m_{Z^{\text{SM}}})$) sein, da bereits ein großer Vakuumerwartungswert ausreicht, um dem neuen Eichboson eine genügend große Masse zu geben. Für diesen großen Vakuumerwartungswert gelten dann ähnliche Einschränkungen wie im Rang-5-Modell mit einem Singlett (siehe Abb. 3.1). Falls $v_3 \approx v_4$ gilt, sind die Einschränkungen an die Vakuumerwartungswerte etwa um den Faktor $1/\sqrt{2}$ niedriger als im Rang-5-Modell mit einem Singlett (vergleiche (2.35)).

Für das Rang-6-Modell werden in der Literatur keine direkten experimentellen Schranken für die Massen der neuen Eichbosonen und die Matrixelemente von N^Z (siehe (2.42)) angegeben. Die Grenzen für Z_ψ und Z_χ in Tabelle 3.2 beziehen sich

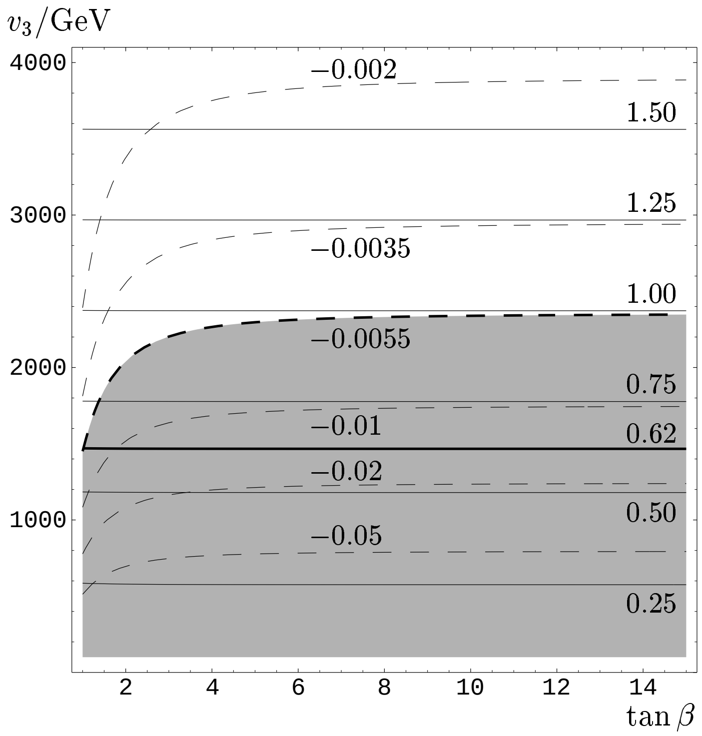


Abbildung 3.1: Konturlinien von m_{Z_2} (in TeV, durchgezogene Linien) und δ (gestrichelte Linien) im Rang-5-Modell mit einem Singlett (Modell η) in der v_3-$\tan\beta$-Ebene. Die Grenzwerte nach Tabelle 3.2 sind als dicke Linien eingezeichnet. Der somit experimentell ausgeschlossene Parameterbereich ist grau unterlegt.

auf die effektiven Rang-5-Modelle. Dennoch sind die neuen Eichbosen im Rang-6-Modell im wesentlichen eine Mischung aus Z_ψ und Z_χ, so daß man erwarten kann, daß die experimentelle Massenuntergrenze auch hier bei etwa 600 GeV liegt: $m_{Z_2}^{\rm min} \gtrsim 600$ GeV (m_{Z_3} ist nach Definition größer als m_{Z_2}). Für $v_3 = v_4$ sind die Einschränkungen an die Vakuumerwartungswerte, die sich hieraus ergeben, etwa um 10 % niedriger als im Rang-5-Modell mit einem Singlett (Abb. 3.1); man erhält also $v_3 = v_4 \gtrsim 1300$ GeV. Auch wenn einer der Vakuumerwartungswerte sehr groß ist ($\mathcal{O}(10$ TeV$)$), darf der andere nur ≈ 100 GeV unter dieser Schranke liegen. Für $v_3 = v_4 \gtrsim 1300$ GeV sind dann auch $|N_{12}^Z|$ und $|N_{13}^Z|$, d.h. die Z_ψ- und Z_χ-Komponenten von Z_1, kleiner als einige 10^{-3}, wie man es von den Grenzen an δ in den Rang-5-Modellen erwarten sollte.

Für die Suche nach neuen Eichbosonen bei zukünftigen Experimenten gibt es viele Studien [61, 64]. Hier sollen nur die erwarteten Reichweiten der wichtigsten Beschleuniger für das neue Eichboson im Rang-5-Modell (Modell η) aufgeführt werden: 620 GeV bei LEP 2, 970 GeV nach dem *Run II* von Tevatron (2 fb^{-1}), 2 TeV am e^+e^--Linearbeschleuniger mit 500 GeV (50 fb^{-1}), 3.1 TeV am LHC mit 10 fb^{-1} und 4.3 TeV am LHC mit 100 fb^{-1}.

In dieser Arbeit soll vornehmlich die Produktion von Neutralinos an e^+e^--Beschleunigern weit unterhalb der Z_2-Resonanz untersucht werden. Deswegen wurde in allen Modellen wegen der besseren Vergleichbarkeit im Neutralino-Sektor für die Singlett-Vakuumerwartungswerte der Wert $v_3\,[= v_4] = 3000$ GeV gewählt. Die Z_2-Massen liegen dann weit oberhalb von 1 TeV, wie in Tabelle 3.3 aufgeführt, also weit oberhalb der Schwerpunktsenergie, aber noch innerhalb der Reichweite eines 500 GeV Linearbeschleunigers, so daß die indirekten Effekte der neuen Eichbosonen bei der Neutralino-Produktion untersucht werden können.

$v_3\,[= v_4] = 3000$ GeV	
Rang 5, 1 Singlett	$m_{Z_2} = 1264$ GeV
Rang 5, 2 Singletts	$m_{Z_2} = 1786$ GeV
Rang 6	$m_{Z_2} = 1383$ GeV, $m_{Z_3} = 1786$ GeV

Tabelle 3.3: In dieser Arbeit verwendeter Wert für die Vakuumerwartungswerte der Higgs-Singletts und die sich hieraus ergebenden Massen der neuen Eichbosonen in den verschiedenen Modellen. Wegen der geringen Abhängigkeit von $\tan\beta$ gelten diese Massen für beide Werte von $\tan\beta$ (2 und 40), die im folgenden diskutiert werden.

3.2.2 Breite der Eichbosonen

Zur Berechnung der Produktionsquerschnitte der Neutralinos müssen die Zerfallsbreiten der Eichbosonen in den E_6-Modellen festgelegt werden. Die experimentelle Einschränkung auf kleine Werte für $|\delta|$ bedeutet, daß das Z_1 in den E_6-Modellen in sehr guter Näherung mit dem Standard-Z-Boson übereinstimmen muß: $Z_1 \approx Z^{\mathrm{SM}}$. Deswegen kann für die Zerfallsbreite von Z_1 der gemessene Wert für die Breite des Standard-Z-Bosons verwendet werden [59]:

$$\boxed{\Gamma_{Z_1} \equiv \Gamma_{Z^{\mathrm{SM}}} = 2.49 \text{ GeV}} \tag{3.2}$$

Die Breite der zusätzlichen Eichbosonen läßt sich mit Hilfe der in [48] angegebenen Verzweigungsraten und der berechneten Zerfallsbreite in Leptonen abschätzen (siehe Anhang A.7):

$$\boxed{\Gamma_{Z_{2,3}} \approx 0.014\, m_{Z_{2,3}}} \tag{3.3}$$

Da sich der genaue Wert der Zerfallsbreite nur auf die Höhe der Resonanz und nicht auf den Verlauf der Produktionsquerschnitte und Asymmetrien außerhalb der Resonanz auswirkt (siehe Abschnitt 5.3), wird diese Näherung im folgenden verwendet.

3.3 Parameter des Higgs-Sektors

Der Higgs-Sektor im Rang-5-Modell mit einem Singlett wurde z.B. in [29] ausführlich diskutiert. In dieser Arbeit soll nur abgeschätzt werden, ob sich aufgrund gegenwärtiger experimenteller Massenuntergrenzen für Higgs-Bosonen Einschränkungen für die Parameter v_3, $[v_4,]$ λ und $\tan\beta$, von denen auch Eichboson- und Neutralino-Sektor abhängen, ergeben.

Die leichten skalaren Higgs-Teilchen haben in den meisten Fällen Dublett-Charakter wie im MSSM. Auf Baumgraphenniveau erhält man für diese MSSM-artigen Higgs-Teilchen bei geeigneter Wahl des Parameters A, von dem Eichboson- und Neutralino-Sektor nicht abhängen, und gleichem $\tan\beta$ größere Massen als im MSSM. Da man auch in den E_6-Modellen große Schleifenkorrekturen erwarten kann [65, 66], die im MSSM in der Größenordnung von 100 % liegen können [67], sind die Massen dieser Teilchen verträglich mit den Grenzen von LEP (siehe Abb. 7 in [68]).

Darüberhinaus kann man erwarten, daß wegen des Terms (2.45) im Superpotential wie im NMSSM die Obergrenze der leichtesten Higgs-Masse im Vergleich zum MSSM erhöht ist [12, 69, 70]. Somit sind auch die Einschränkungen für $\tan\beta$ (siehe Abb. 7 in [68]) in den erweiterten Modellen abgeschwächt. Aus der Higgs-Suche können daher in den E_6-Modellen keine Einschränkungen für die Parameter des Eichboson- und Neutralino-Sektors abgeleitet werden.

Im Rang-5-Modell mit zwei Singletts kommen leichte oder gar masselose fast reine Higgs-Singletts vor. Diese sind nicht experimentell ausgeschlossen, da sie nur sehr schwach an das Z_1 koppeln [12]. Die leichtesten MSSM-artigen Higgs-Teilchen sind auch in diesem Modell so schwer, daß die experimentellen Grenzen eingehalten werden.

3.4 Parameter des Neutralino- und Chargino-Sektors

Im Neutralino- und Chargino-Sektor treten zusätzlich zu den oben erwähnten Parametern die schwach supersymmetriebrechenden Massenparameter M_2, M_1, M' [und M''] auf. In dieser Arbeit wird angenommen, daß M_1 durch die übliche GUT-Beziehung [52]

$$M_1 = M_2 \frac{5}{3} \tan^2\theta_W \tag{3.4}$$

festgelegt wird. Und auch für M' [und M''] wird in den meisten Fällen die entsprechende Beziehung verwendet [29]

$$M' \; [= M''] = M_2 \frac{5}{3} \tan^2\theta_W \,. \tag{3.5}$$

Nur in einigen Szenarien wird ein großer konstanter Wert ($\mathcal{O}$(10 TeV)) gewählt, da dann leichte Neutralinos mit exotischem Charakter auftreten können [40, 51].

Die freien Parameter des Neutralino- und Chargino-Sektors sind somit M_2, λ, $\tan\beta$, v_3 [und v_4], wobei λ und v_3 über die Beziehung (2.77) den μ-Parameter im Vergleich zum MSSM „ersetzen“. Für die E_6-Modelle werden in der Literatur keine experimentellen Schranken für M_2, λ und $\tan\beta$ angegeben. Die leichten Neutralinos haben hier jedoch meist ähnliche Eigenschaften wie im MSSM, und der Chargino-Sektor stimmt fast vollständig mit dem MSSM überein (siehe Abschnitt 2.5). Damit können zur Abschätzung der erlaubten Bereiche der E_6-Parameter die entsprechenden Ergebnisse im MSSM [71] herangezogen werden.

In dieser Arbeit soll die Produktion von Neutralinos an einem e^+e^--Linearbeschleuniger ($\sqrt{s} = 0.5 - 2$ TeV) untersucht werden. Deshalb werden Szenarien gewählt, die deutlich außerhalb der Reichweite von LEP 2 liegen. Diese Reichweite kann in guter Näherung mit der kinematischen Grenze bei der Chargino-Produktion abgeschätzt werden [71, 72]. Derzeit liegt diese untere Massengrenze bei etwa 85 – 90 GeV [71], am Ende von LEP 2 ($\sqrt{s} = 200$ GeV) kann man eine Reichweite von 95 – 100 GeV erwarten. Der dadurch ausgeschlossene Parameterbereich ist in Abbildung 3.2 graphisch dargestellt.

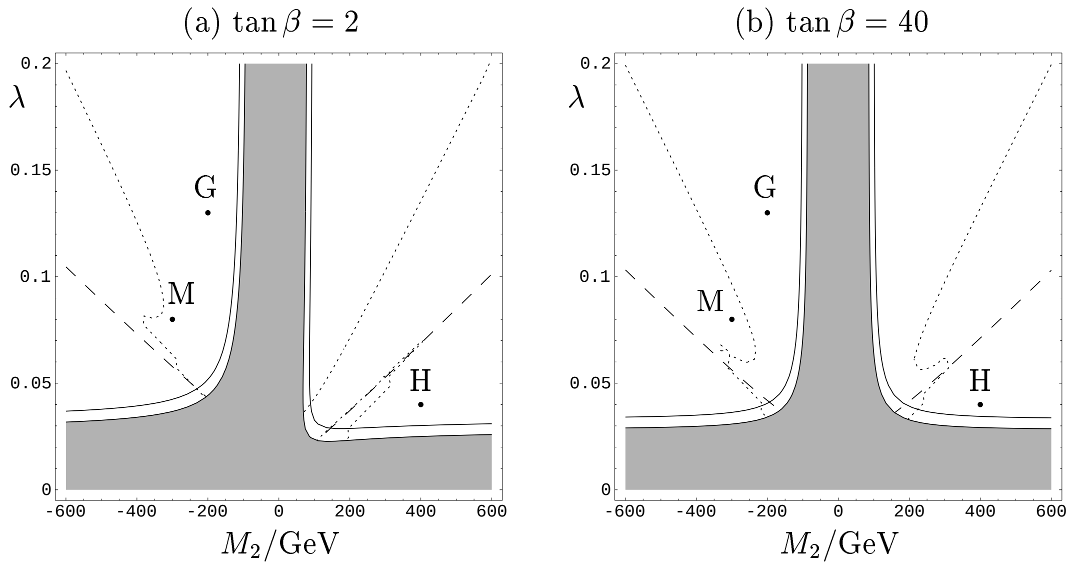


Abbildung 3.2: Experimentell ausgeschlossener Bereich (grau unterlegt) in der λ-M_2-Ebene für (a) $\tan\beta = 2$ und (b) $\tan\beta = 40$, abgeschätzt durch die Konturlinie $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} =$ 85 GeV als derzeitige kinematische Grenze von LEP 2 [71]. Die Konturlinie $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} =$ 100 GeV ist eingezeichnet als Abschätzung für die endgültige Reichweite von LEP 2 ($\sqrt{s} = 200$ GeV). Weiterhin sind die Szenarien nach Tabelle 3.4 und diejenigen Linien abgebildet, auf denen der Gaugino-Anteil von $\tilde{\chi}_1^0$ (gestrichelt) bzw. von $\tilde{\chi}_2^0$ (gepunktet) im MSSM jeweils 0.5 beträgt. In der Nähe der Linien haben diese Neutralinos also Mix-Charakter, für große λ und kleine $|M_2|$ Gaugino-Charakter und für große $|M_2|$ und kleine λ Higgsino-Charakter.

Aus dem nicht ausgeschlossenen M_2-λ-Parameterbereich wurden 3 Szenarien ausgewählt, in denen die beiden leichtesten „MSSM-artigen“ Neutralinos jeweils Higgsino-, Gaugino- bzw. Mix-Charakter aufweisen. Für diese Szenarien, die in

Tabelle 3.4 aufgelistet sind, wird in den folgenden Kapiteln exemplarisch die Neutralino-Produktion bei den Werten $\tan\beta = 2$ und $\tan\beta = 40$ diskutiert.

Szenario	H2	H40	G2	G40	M2	M40
Charakter von $\tilde{\chi}^0_1$, $\tilde{\chi}^0_2$	Higgsino		Gaugino		Mix	
M_2/GeV	400		-200		-300	
λ	0.04		0.13		0.08	
$\tan\beta$	2	40	2	40	2	40
v_3 [$= v_4$]/GeV	3000					
$m_{\tilde{\chi}^0_1}$/GeV im MSSM	116.1	102.0	93.0	97.9	128.1	140.1
$m_{\tilde{\chi}^0_2}$/GeV im MSSM	136.1	129.8	176.3	188.9	207.3	216.0
$m_{\tilde{\chi}^\pm_1}$/GeV im MSSM	128.7	115.9	174.3	188.7	189.2	210.1

Tabelle 3.4: Szenarien der Parameter M_2, λ, $\tan\beta$, v_3 [und v_4], die in den folgenden Kapiteln verwendet werden sowie die Massen der beiden leichtesten Neutralinos und des leichtesten Charginos im MSSM.

3.5 Massen der Selektronen

Für die Berechnung der Produktion von Neutralinos in e^+e^--Vernichtung müssen die Massen der Selektronen festgelegt werden, da diese Teilchen in den t- bzw. u-Kanälen ausgetauscht werden. In dieser Arbeit wurden dazu die skalaren Massenparameter der links- und rechtshändigen Selektronen gleichgesetzt:

$$\tilde{M}^2_{\tilde{e}_L} = \tilde{M}^2_{\tilde{e}_R} \,. \tag{3.6}$$

Um die verschiedenen E_6-Modelle und das MSSM besser vergleichen zu können, wurde in allen Modellen eine Masse von 300 GeV für das linkshändige Selektron gewählt. Im MSSM wurde eine typische Massenaufspaltung von 100 GeV zwischen den links- und rechtshändigen Selektronen festgelegt, was eine Masse von 200 GeV für das rechtshändige Selektron ergibt. In den E_6-Modellen wurde dann die zugehörige Masse der rechtshändigen Selektronen mit Hilfe der D-Terme in (2.83), (2.84) bzw. (2.88), (2.89) berechnet. Aufgrund der Vorzeichen der D-Terme und der Quantenzahlen der Selektronen erhält man die in Tabelle 3.5 angebenen Massen. Diese sind somit deutlich größer als die experimentelle Massenuntergrenze von $\sqrt{s}/2 \approx 100$ GeV, die man bei LEP 2 erwartet.

Bemerkenswert hierbei ist, daß im Gegensatz zum MSSM die rechtshändigen Selektronen in den E_6-Modellen schwerer sind als die linkshändigen [55]. Und auch der Betrag der Massenaufspaltung ist mit bis zu 900 GeV deutlich größer als im MSSM, wenn man dort die Selektronmassen mit den Renormierungsgruppengleichungen nach Hall und Polchinski berechnet [73].

$m_{\tilde{e}_L} = 300$ GeV	
Rang 5, 1 Singlett	$m_{\tilde{e}_R} = 753$ GeV
Rang 5, 2 Singletts	$m_{\tilde{e}_R} = 1022$ GeV
Rang 6	$m_{\tilde{e}_R} = 1022$ GeV
MSSM	$m_{\tilde{e}_R} = 200$ GeV

Tabelle 3.5: Verwendete Selektronmassen bei der Neutralino-Produktion.

Kapitel 4

Massenspektren der Neutralinos

In diesem Kapitel sollen die Massenspektren und die Mischungscharaktere der Neutralinos in den E_6-Modellen analysiert werden. Hierzu werden die Massen und Mischungen der Neutralinos für einen festen Wert von λ in Abhängigkeit von M_2 graphisch dargestellt [74]. Es wurde $\lambda = 0.1$ gewählt, da dieser Wert in der Mitte des betrachteten Parameterbereichs liegt (siehe Abb. 3.2). Bei Variation von λ ändern sich im wesentlichen nur die Eigenschaften der „MSSM-artigen" (siehe unten) Neutralinos, so daß auf die Diskussion weiterer λ-Werte verzichtet werden kann. Weiterhin wird hier nur der Parameterwert $\tan\beta = 2$ diskutiert, da sich die Massenspektren und Mischungscharaktere der Neutralinos ebenfalls nur unwesentlich ändern, wenn man von $\tan\beta = 2$ zu $\tan\beta = 40$ übergeht. Die Spektren werden nur symmtrischer bezüglich der Achse $M_2 = 0$. Zum Vergleich werden zunächst jedoch die Massen und Mischungen im MSSM und im NMSSM vorgestellt.

4.1 MSSM und NMSSM

In Abb. 4.1 (a) sind die Massen der vier Neutralinos im MSSM (siehe Anhang A.2) für die Parameter μ ($\hat{=}\ -\lambda v_3$) $= -300$ GeV und $\tan\beta = 2$ sowie in Abb. 4.2 (a) die Mischungszustände des leichtesten und des zweitleichtesten Neutralinos in Abhängigkeit von M_2 graphisch dargestellt. Man kann erkennen, daß im MSSM die leichten Neutralinos für $|M_2| \lesssim |\mu|$ hauptsächlich Gaugino-Charakter (d.h. Photino- und Zino-Charakter) und für $|M_2| \gtrsim |\mu|$ Higgsino-Charakter haben.

In den Abbildungen 4.1 (b) und 4.2 (b) sind die Massen bzw. Mischungszustände der fünf Neutralinos im NMSSM gegenübergestellt. Hierfür wurden die Parameter $\lambda = -0.1$, x ($\hat{=}\ v_3$) $= 3000$ GeV und $k = 0.0133$ des NMSSM gewählt. λ und k sind die trilinearen Higgs-Kopplungen im Superpotential, und x ist der Vakuumerwartungswert des Higgs-Singletts. Diese Notation folgt derjenigen in [12, 13]. Für Details des Neutralino-Sektors im NMSSM sei ebenfalls hierauf verwiesen.

Für diese Parameter hat im NMSSM ein fast reines Singlett-Higgsino eine Masse von etwa 80 GeV nahezu unabhängig von M_2. Für $M_2 \lesssim -180$ GeV oder

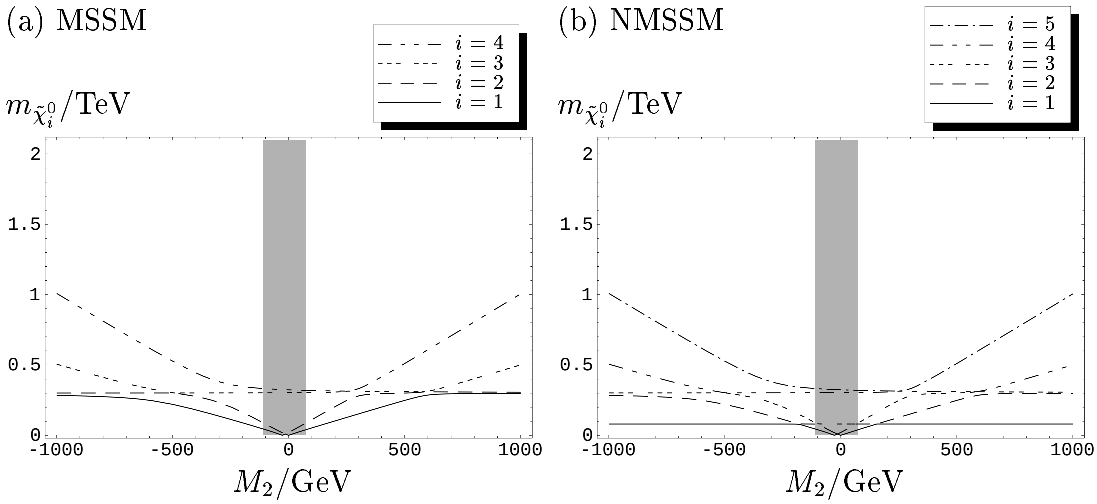


Abbildung 4.1: Massen $m_{\tilde{\chi}_i^0}$ der Neutralinos (a) im MSSM für $\mu = -300$ GeV und $\tan\beta = 2$ ($i = 1\ldots4$) und (b) im NMSSM für $\lambda = -0.1$, $x = 3000$ GeV und $k = 0.0133$ ($i = 1\ldots5$). Der experimentell ausgeschlossene Bereich nach Abb. 3.2 ist grau unterlegt.

$M_2 \gtrsim 155$ GeV ist es das leichteste Neutralino. In diesem Bereich hat dann das zweitleichteste Neutralino ähnlichen Charakter wie das leichteste im MSSM. Ein Szenario mit einem leichten Singlett-Higgsino wurde gewählt, weil solche leichten Singletts auch in den E_6-Modellen auftreten. Die Massenspektren der Neutralinos in diesen Modellen werden in den folgenden Abschnitten diskutiert.

In [75] wurde argumentiert, daß ein solches Singlett-Higgsino-LSP im NMSSM aus kosmologischen Gründen ausgeschlossen ist. Dort wurde allerdings nur die direkte Paarvernichtung des $\tilde{\chi}_1^0$ betrachtet. Wenn die Koannihilationen mit dem $\tilde{\chi}_2^0$ berücksichtigt werden, kann man deutlich höhere Vernichtungsraten erwarten, so daß die Dichte der $\tilde{\chi}_1^0$ nicht zu hoch ist [76]. Neuere Studien [77] belegen, daß Singlett-Higgsino-artige $\tilde{\chi}_1^0$ geeignete Kandidaten für dunkle Materie sind.

4.2 Rang-5-Modell mit einem Singlett

In Abbildung 4.3 (a) sind die Massen und die $\tilde{N}_1$- und $\tilde{Z}'$-Anteile der sechs Neutralinos im Rang-5-Modell mit einem Singlett in Abhängigkeit von M_2 angegeben für $\tan\beta = 2$ und $\lambda = 0.1$. Für M' wurde hier die GUT-Beziehung (3.5) gewählt. Für diese Parameter liegen die $\tilde{N}_1$- und $\tilde{Z}'$-Anteile fast ausschließlich bei den schwersten Neutralinos $\tilde{\chi}_5^0$ und $\tilde{\chi}_6^0$. Wenn man auch die Mischungszustände der beiden leichtesten Neutralinos in diesem Modell in Abbildung 4.4 (a) mit dem MSSM vergleicht, erkennt man, daß der Charakter der leichten Neutralinos ($\tilde{\chi}_1^0 - \tilde{\chi}_4^0$) sehr ähnlich zum MSSM ist. Solche Neutralinos werden im folgenden als „MSSM-artig“ bezeichnet. Leichte „exotische“ Neutralinos treten für diese Wahl der Parameter also nicht auf.

Wenn man allerdings in diesem Modell die GUT-Beziehung (3.5) für M' aufgibt, können leichte Singlett-Higgsinos auftreten [51]. In den Abbildungen 4.3 (b)

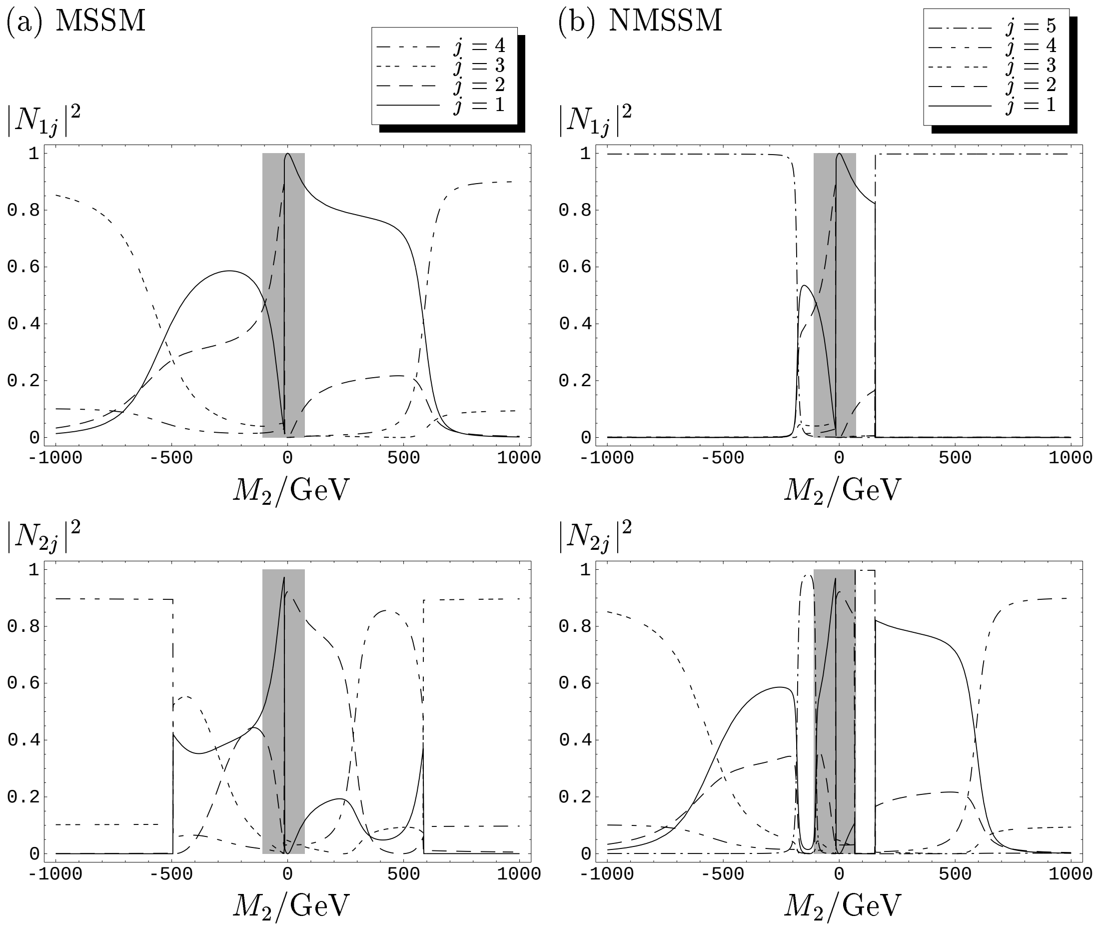


Abbildung 4.2: Mischungszustände des leichtesten ($|N_{1j}|^2$) und des zweitleichtesten ($|N_{2j}|^2$) Neutralinos (a) im MSSM und (b) im NMSSM für die gleichen Parameter wie in Abb. 4.1. Für j = 1, 2, 3, 4 bzw. 5 erhält man den Photino-, Zino-, Higgsino-A-, Higgsino-B- bzw. Singlett-Anteil des jeweiligen Neutralinos. Der experimentell ausgeschlossene Bereich nach Abb. 3.2 ist grau unterlegt.

und 4.4 (b) wurde $M' = 20$ TeV gewählt. Hier gibt es ein fast reines Singlett-Higgsino mit einer Masse von etwa 80 GeV, die kaum von M_2 abhängt. Dieses Singlett ist in weiten Teilen des betrachteten Parameterbereichs ($M_2 \lesssim -180$ GeV oder $M_2 \gtrsim 155$ GeV) das LSP. Die vier nächstschwereren Neutralinos haben dann wieder MSSM-artigen Charakter. Die Masse des $\tilde{\chi}^0_6$ ist in Abb. 4.3 (b) nicht dargestellt, da dieses fast reine $\tilde{Z}'$ in Szenarien mit großem M' eine Masse in der Größenordnung von M' hat. In diesem Szenario ist also das Spektrum der leichten Neutralinos sehr ähnlich zum NMSSM für Parameter wie in Abb. 4.1 (b) und 4.2 (b).

Die Eigenschaften der leichten Neutralinos im Rang-5-Modell mit einem Singlett unterscheiden sich also kaum von den minimalen Modellen. Mit der GUT Beziehung für M' ist das Spektrum dieser Neutralinos sehr ähnlich zum MSSM, bei großem Wert für M' fast identisch mit dem NMSSM.

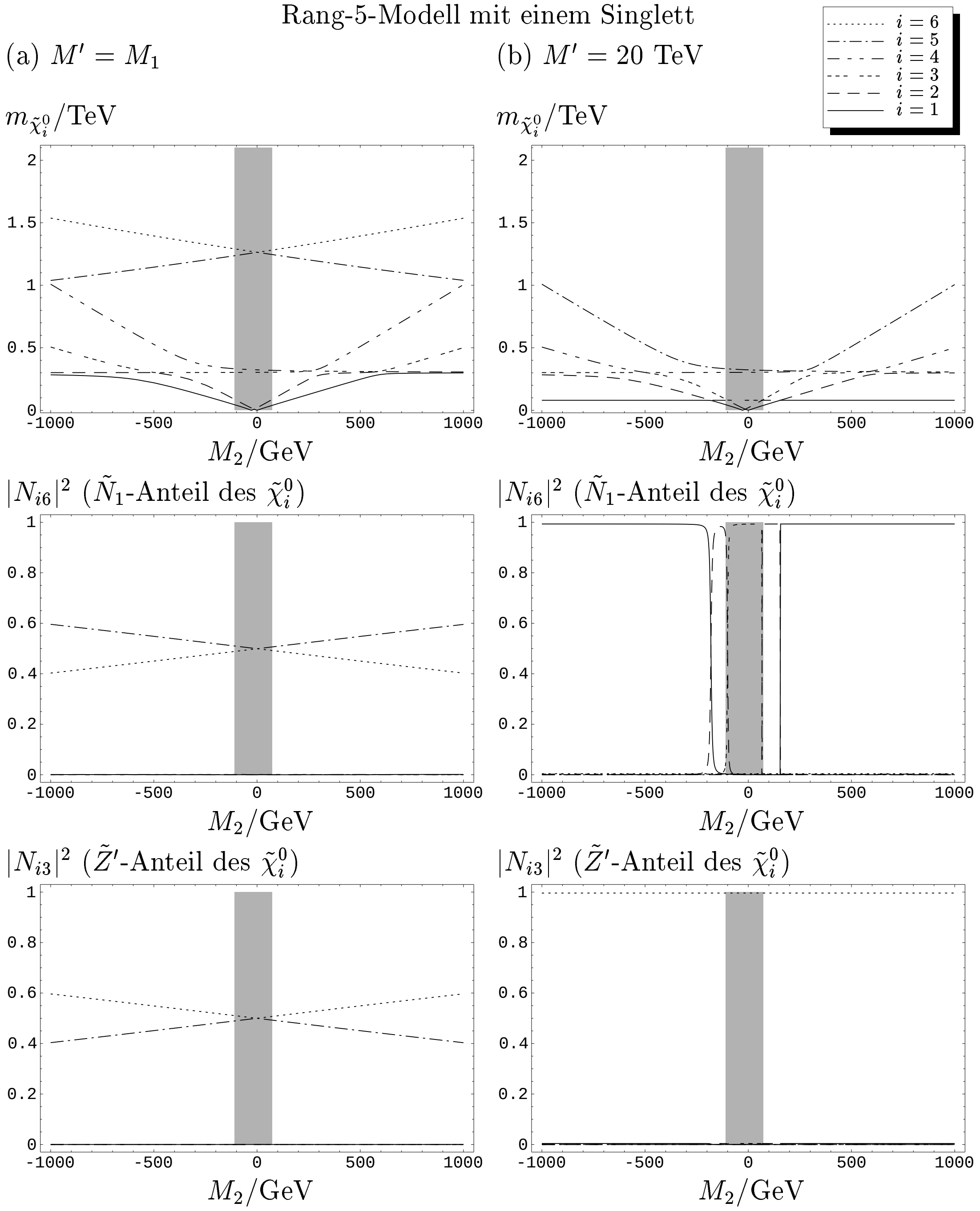


Abbildung 4.3: Massen $m_{\tilde{\chi}_i^0}$ der Neutralinos und Anteile $|N_{i6}|^2$ des $\tilde{N}_1$ und $|N_{i3}|^2$ des $\tilde{Z}'$ an den Neutralinos für $\tan\beta = 2$ und $\lambda = 0.1$ im Rang-5-Modell mit einem Singlett (a) mit GUT-Beziehung für M' ($M' = M_1$) und (b) für $M' = 20$ TeV. In (b) ist $m_{\tilde{\chi}_6^0}$ nicht dargestellt, da $m_{\tilde{\chi}_6^0} = \mathcal{O}(M')$ gilt. Der experimentell ausgeschlossene Bereich nach Abb. 3.2 ist grau unterlegt.

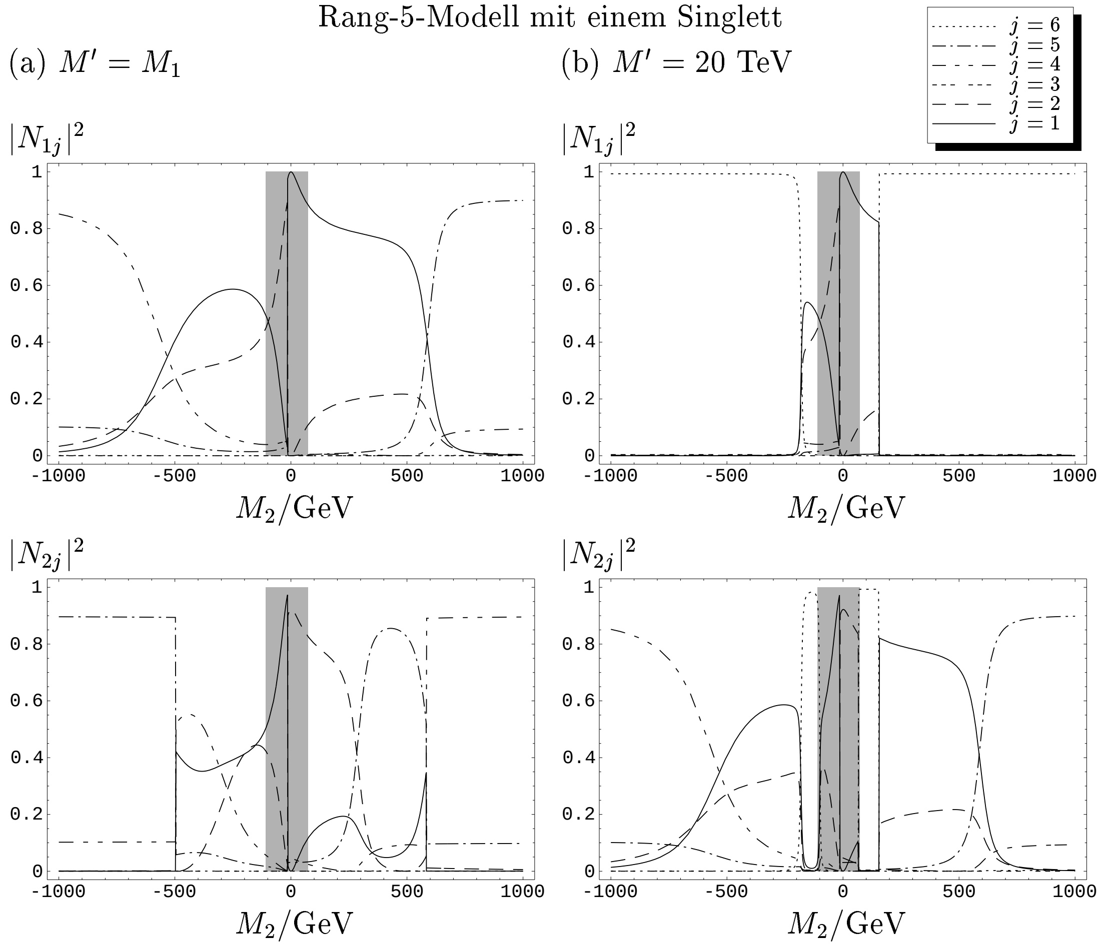


Abbildung 4.4: Mischungszustände des leichtesten ($|N_{1j}|^2$) und des zweitleichtesten ($|N_{2j}|^2$) Neutralinos für $\tan\beta = 2$ und $\lambda = 0.1$ im Rang-5-Modell mit einem Singlett (a) mit GUT-Beziehung für M' ($M' = M_1$) und (b) für $M' = 20$ TeV. Für $j = 1$, 2, 3, 4, 5 bzw. 6 erhält man den Photino-, Zino-, Z'-ino, Higgsino-A-, Higgsino-B- bzw. Singlett-Anteil des jeweiligen Neutralinos. Der experimentell ausgeschlossene Bereich nach Abb. 3.2 ist grau unterlegt.

4.3 Rang-5-Modell mit zwei Singletts

In Abbildung 4.5 (a) sind die Massen und die $\tilde{N}_1$-Anteile ($|N_{i6}|^2$) der sieben Neutralinos im Rang-5-Modell mit zwei Singletts dargestellt für $\tan\beta = 2$, $\lambda = 0.1$ und mit GUT-Beziehung (3.5) für M'. Die Verteilung der $\tilde{N}_2$-Anteile ($|N_{i7}|^2$) auf die Neutralinos ist nahezu identisch zur Verteilung der $\tilde{N}_1$-Anteile, d.h. $|N_{i7}|^2 \approx |N_{i6}|^2$ für $i = 1, \ldots, 7$. Das sehr leichte, fast reine Singlett-Higgsino mit einer Masse von etwa 0.4 GeV, die kaum von M_2 abhängt, ist also zu gleichen Teilen aus $\tilde{N}_1$ und $\tilde{N}_2$ zusammengesetzt, wie man auch am Mischungszustand (Abb. 4.6 (a)) erkennen kann. Ein solches sehr leichtes Singlett kommt in diesem Modell stets vor unabhängig von der Wahl des Parameters M'. Die Mischungszustände der vier nächstschwereren Neutralinos sind wieder MSSM-artig, und die $\tilde{Z}'$-Anteile verteilen sich in ähnlicher Weise auf die beiden schwersten Neutralinos $\tilde{\chi}_6^0$ und $\tilde{\chi}_7^0$ wie im Rang-5-Modell mit einem Singlett auf $\tilde{\chi}_5^0$ und $\tilde{\chi}_6^0$ (siehe Abb. 4.3 (a)).

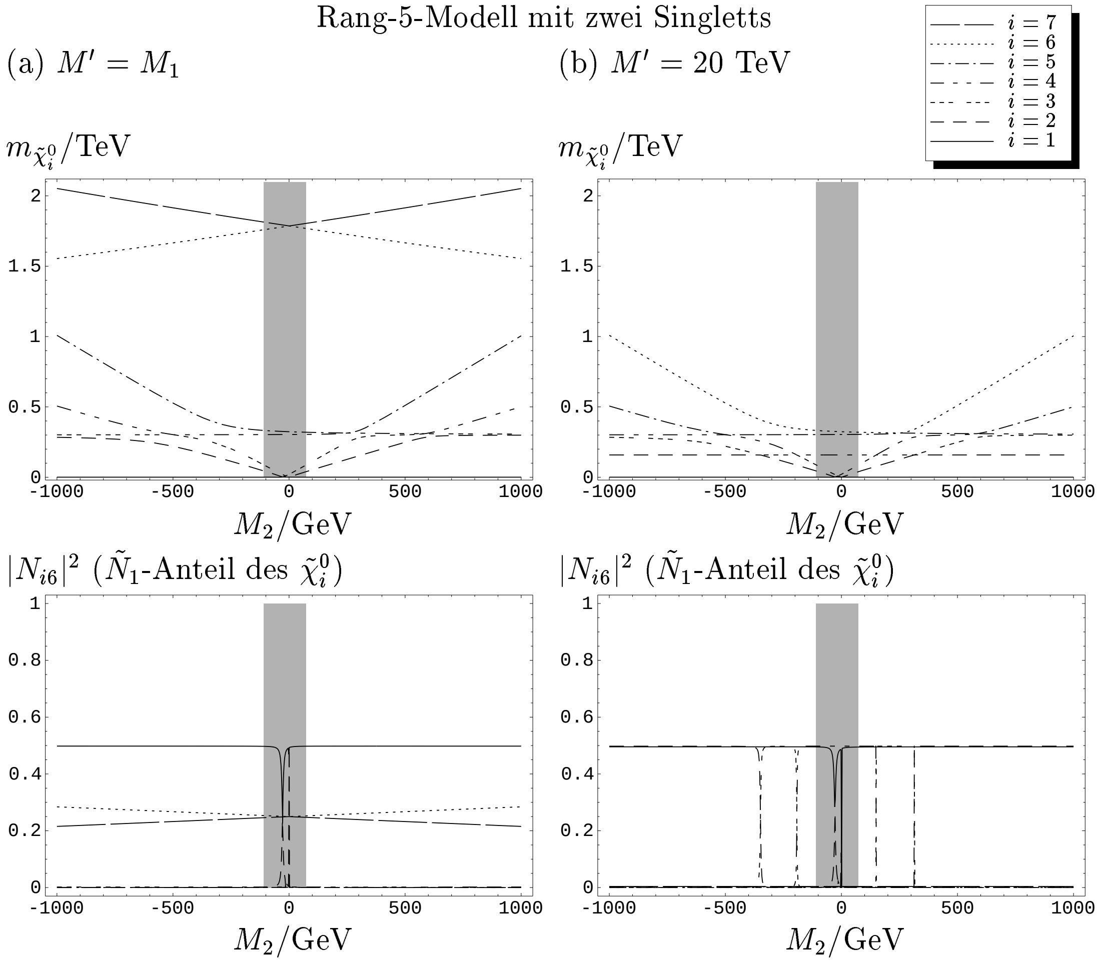


Abbildung 4.5: Massen $m_{\tilde{\chi}_i^0}$ der Neutralinos und Anteile $|N_{i6}|^2$ des $\tilde{N}_1$ an den Neutralinos für $\tan\beta = 2$ und $\lambda = 0.1$ im Rang-5-Modell mit zwei Singletts (a) mit GUT-Beziehung für M' ($M' = M_1$) und (b) für $M' = 20$ TeV. In (b) ist $m_{\tilde{\chi}_7^0}$ nicht dargestellt, da $m_{\tilde{\chi}_7^0} = \mathcal{O}(M')$ gilt. Der experimentell ausgeschlossene Bereich nach Abb. 3.2 ist grau unterlegt.

In Abb. 4.5 (b) sind die Massen und die $\tilde{N}_1$-Anteile der Neutralinos für den Fall $M' = 20$ TeV dargestellt. Neben dem sehr leichten $\tilde{\chi}_1^0$ mit einer Masse von 0.4 GeV, dessen Mischungszustand sehr ähnlich zum Fall (a) mit $M' = M_1$ ist, tritt hier noch ein weiteres leichtes Neutralino auf, dessen Masse von etwa 159 GeV kaum von M_2 abhängt. In weiten Teilen des Parameterraums ist es das zweitleichteste Neutralino. Auch dieses Teilchen, dessen Mischungszustand in Abb. 4.6 (b) abgebildet ist, ist ein fast reines Singlett-Higgsino, das zu gleichen Teilen aus $\tilde{N}_1$ und $\tilde{N}_2$ zusammengesetzt ist. Die vier nächstschwereren Neutralinos sind wieder MSSM-artig, und die Masse des $\tilde{\chi}_7^0$ liegt in der Größenordnung von M'.

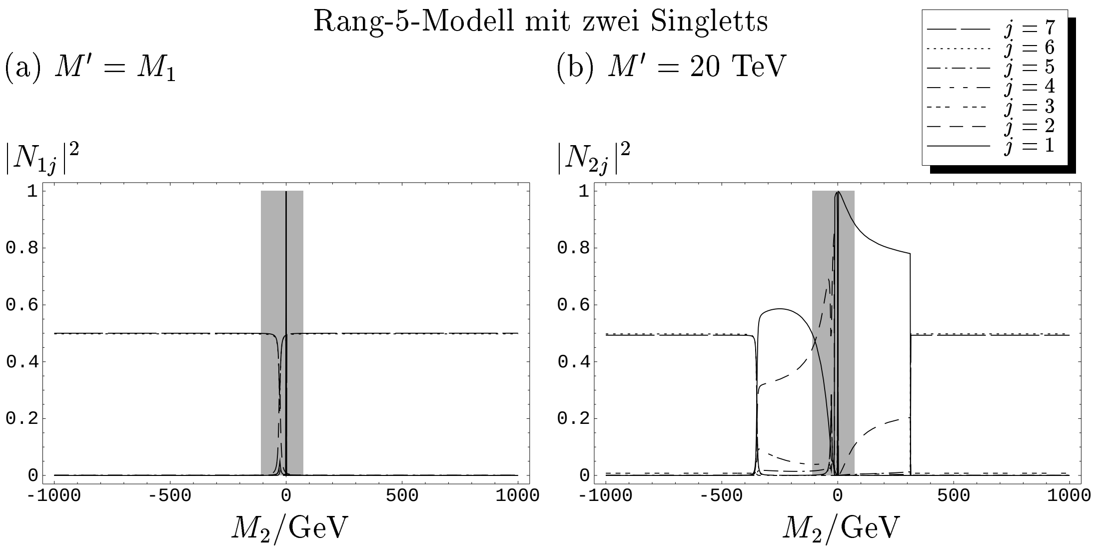


Abbildung 4.6: (a) Mischungszustand ($|N_{1j}|^2$) des leichtesten Neutralinos im Rang-5-Modell mit zwei Singletts mit GUT-Beziehung für M' ($M' = M_1$) und (b) Mischungszustand ($|N_{2j}|^2$) des zweitleichtesten Neutralinos für $M' = 20$ TeV für die gleichen Parameter wie in Abb. 4.5. Für $j = 1$, 2, 3, 4, 5, 6 bzw. 7 erhält man den Photino-, Zino-, Z'-ino, Higgsino-A-, Higgsino-B-, Singlett-1- bzw. Singlett-2-Anteil des jeweiligen Neutralinos. Der experimentell ausgeschlossene Bereich nach Abb. 3.2 ist grau unterlegt.

4.4 Rang-6-Modell

Abbildung 4.7 (a) zeigt die Massen, die $\tilde{N}_1$-Anteile ($|N_{i7}|^2$) und die $\tilde{Z}'$-Anteile ($|N_{i3}|^2$) der acht Neutralinos im Rang-6-Modell für $\tan\beta = 2$, $\lambda = 0.1$ und GUT-Beziehung (3.5) für M' und M''. In diesem Modell haben die vier leichteren Neutralinos wieder MSSM-artigen Charakter, und die exotischen $\tilde{N}_{1,2}$- und $\tilde{Z}'^{,\prime\prime}$-Anteile verteilen sich auf die vier schwereren Neutralinos. Die $\tilde{N}_2$-Anteile ($|N_{i8}|^2$) erhält man aus $|N_{i8}|^2 \approx |N_{i7}|^2$ und die $\tilde{Z}''$-Anteile ($|N_{i4}|^2$) aus $|N_{i4}|^2 \approx 1 - |N_{i3}|^2 - |N_{i7}|^2 - |N_{i8}|^2$, $i = 1, \ldots, 8$.

In Abb. 4.7 (b) sind die Massen der Neutralinos dargestellt für $M' = 20$ TeV und GUT-Beziehung für M''. Hier existiert ein leichtes Neutralino, dessen Masse von etwa 127 GeV kaum von M_2 abhängt und das ein fast reines $\tilde{N}_1$ ist. Die vier nächstschwereren Neutralinos sind wieder MSSM-artig. Die exotischen Neutralinos $\tilde{\chi}^0_6$ und $\tilde{\chi}^0_7$ sind aus $\tilde{N}_2$ und $\tilde{Z}''$ so zusammengesetzt, wie die beiden schwersten Neutralinos im Rang-5-Modell mit einem Singlett und $M' = M_1$ aus $\tilde{N}_1$ und $\tilde{Z}'$. Somit ist das Massenspektrum in diesem Modell ähnlich zum Rang-5-Modell mit zwei Singletts und $M' = M_1$, nicht aber die Mischungen der sieben leichteren Neutralinos. Das $\tilde{\chi}^0_8$ ist ein fast reines $\tilde{Z}'$, dessen Masse in der Größenordnung von M' liegt.

In Abb. 4.7 (c) sind schließlich die Massen der Neutralinos für $M' = M'' = 20$ TeV abgebildet. Hier treten zwei leichte Singlett-Neutralinos mit Massen von etwa 95 GeV und 159 GeV auf. Dieses Modell ist hinsichtlich des Massenspek-

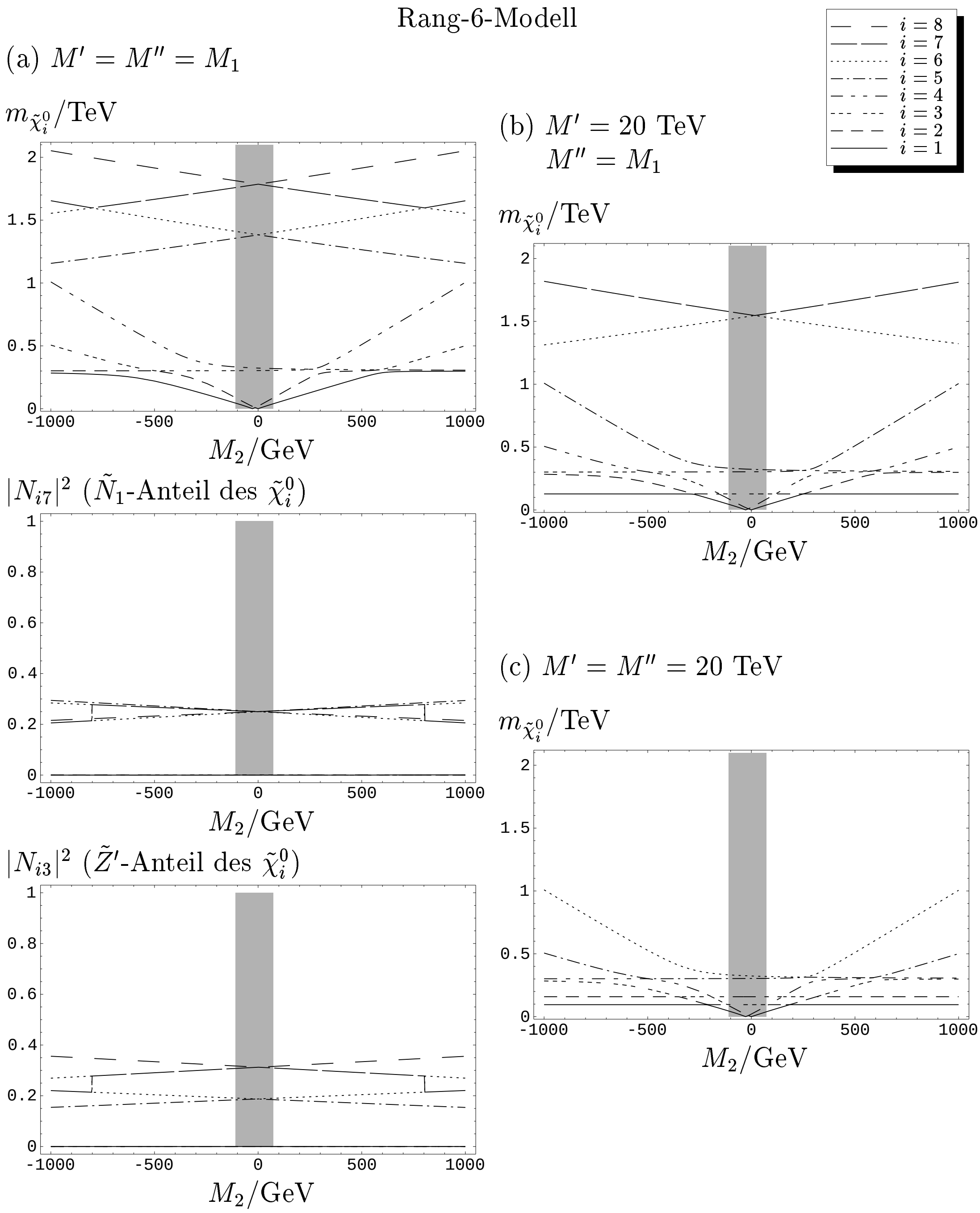


Abbildung 4.7: (a) Massen $m_{\tilde{\chi}_i^0}$ der Neutralinos und Anteile $|N_{i7}|^2$ des $\tilde{N}_1$ und $|N_{i3}|^2$ des $\tilde{Z}'$ an den Neutralinos für $M' = M_1$, (b) Massen $m_{\tilde{\chi}_i^0}$ für $M' = 20$ TeV, $M'' = M_1$ und (c) Massen $m_{\tilde{\chi}_i^0}$ für $M' = M'' = 20$ TeV im Rang-6-Modell mit $\tan\beta = 2$ und $\lambda = 0.1$. In (b) ist $m_{\tilde{\chi}_8^0}$ nicht dargestellt, wie auch $m_{\tilde{\chi}_7^0}$ und $m_{\tilde{\chi}_8^0}$ in (c), da diese Massen bei $\mathcal{O}(20\text{ TeV})$ liegen. Der experimentell ausgeschlossene Bereich nach Abb. 3.2 ist grau unterlegt.

trums und der Mischungszustände der Neutralinos $\tilde{\chi}_1^0$ – $\tilde{\chi}_6^0$ sehr ähnlich zum Rang-5-Modell mit zwei Singletts und $M' = 20$ TeV. Die $\tilde{Z}'$- und $\tilde{Z}''$-Anteile liegen hier wieder bei den beiden schwersten Neutralinos, die eine Masse in der Größenordnung von 20 TeV haben.

4.5 Diskussion der Massenspektren

Die „exotischen" Neutralinos, die in den Superstring-inspirierten E_6-Modellen im Vergleich zum MSSM hinzukommen, sind in den meisten Modellen sehr schwer, schwerer als die MSSM-artigen Neutralinos und entkoppeln auch weitestgehend von ihnen. Es gibt also keine Neutralinos, die gleichzeitig einen deutlichen exotischen und MSSM-artigen Anteil haben, abgesehen von Szenarien, die im Parameterraum in der Nähe von Schnittpunkten der Masseneigenwerte liegen. In manchen Modellen sind allerdings reine leichte Singlett-Higgsinos möglich.

Diese Ergebnisse kann man mit Hilfe der Mischungsmatrizen Y (2.67) und (2.75) der Neutralinos erklären. In der Basis

$$(-i\lambda_\gamma, -i\lambda_Z, \psi_H^a, \psi_H^b, -i\lambda', \psi_{N_1}[, \psi_{N_2}]) \tag{4.1}$$

erhält man im Rang-5-Modell für Y

$$Y = \begin{pmatrix} Y_{\text{MSSM}} & \mathcal{O}(m_{Z^{\text{SM}}}) \\ \mathcal{O}(m_{Z^{\text{SM}}}) & Y_{\text{exotisch}} \end{pmatrix} \tag{4.2}$$

mit

$$Y_{\text{exotisch}} = \left(\begin{array}{cc|c} M' & A' & B' \\ A' & 0 & 0 \\ \hline B' & 0 & 0 \end{array}\right), \tag{4.3}$$

wobei $A' = Y_3' g' v_3/\sqrt{2}$ und $B' = Y_4' g' v_4/\sqrt{2}$.

Im Rang-5-Modell mit einem Singlett hat die 2×2 Matrix Y_{exotisch} somit die Eigenwerte

$$M_{\text{exotisch}}^{1,2} = \frac{1}{2}\left[M' \pm \sqrt{M'^2 + 4A'^2}\right]. \tag{4.4}$$

Diese liegen für $M' = M_1 \ll v_3$ in der Größenordnung von $A' = \mathcal{O}(v_3)$ und es gilt

$$|M_{\text{exotisch}}^{1,2}| \approx |A'| \pm \frac{1}{2}M' = |A'| \pm M_2 \frac{5}{6} \tan^2\theta_W\,, \tag{4.5}$$

d.h. als Funktion von M_2 sind die Eigenwerte näherungsweise Geraden. Für die Eigenwerte von Y_{MSSM}, die Massen der MSSM-artigen Neutralinos, gilt [52]

$$m_{\text{MSSM}} \lesssim \max(|M_2|, |\mu|) \ll v_3 \tag{4.6}$$

mit μ nach (2.77). Da Y_{MSSM} nur durch Matrixelemente der Größe $\mathcal{O}(m_{Z^{\text{SM}}}) \ll v_3$ in den „Nichtdiagonalmatrizen" an Y_{exotisch} gekoppelt ist, bewirkt diese Kopplung nur eine vernachlässigbare Mischung zwischen Y_{MSSM} und Y_{exotisch}, so daß die Eigenwerte von Y näherungsweise gegeben sind durch die Eigenwerte von Y_{MSSM} und Y_{exotisch}. Damit lassen sich die Verhältnisse in Abb. 4.3 (a) erklären: $m_{\tilde{\chi}^0_{1,2,3,4}}$ sind die Beträge der Eigenwerte von Y_{MSSM} und $m_{\tilde{\chi}^0_{5,6}} \approx |M^{1,2}_{\text{exotisch}}|$.

Für $M' \gg v_3$ liefert (4.4) einen Eigenwert in der Ordnung M' und einen sehr kleinen Eigenwert

$$|M^1_{\text{exotisch}}| \approx \frac{A'^2}{M'} \approx 0.18\frac{v_3^2}{M'} \quad M^2_{\text{exotisch}} \approx M' \, . \tag{4.7}$$

Die $\tilde{Z}'$- und $\tilde{N}_1$-Anteile in Y_{exotisch} entkoppeln also ebenfalls, und man erhält ein leichtes Singlett-Higgsino und ein sehr schweres $\tilde{Z}'$. Durch diesen Mechanismus, analog zum „see-saw"-Mechanismus bei den Neutrinomassen [34], kann somit das Neutralino-Spektrum in Abb. 4.3 (b) erklärt werden.

Im Rang-5-Modell mit zwei Singletts ist die 3×3 Matrix Y_{exotisch} singulär und hat die Eigenwerte

$$M^{1,2,3}_{\text{exotisch}} = 0, \frac{1}{2}\left[M' \pm \sqrt{M'^2 + 4(A'^2 + B'^2)}\right] . \tag{4.8}$$

Durch die schwache Kopplung an Y_{MSSM} ist $m_{\tilde{\chi}^0_1}$ in diesem Modell nicht exakt Null sondern liegt in Größenordnung 1 GeV. Wenn man den Eigenvektor zum Eigenwert 0 bestimmt, erhält man in obiger Basis $(0, -B'/A', 1)$. Da im Modell η $A' = B'$ gilt (wegen $Y_3' = Y_4'$), ist das zugehörige Neutralino also ein fast reines Singlett-Higgsino, das sich sich zu gleichen Teilen aus $\tilde{N}_1$ und $\tilde{N}_2$ zusammensetzt. Für $M' = M_1$ sind dann $m_{\tilde{\chi}^0_{2,3,4,5}}$ wieder durch die Eigenwerte von Y_{MSSM} gegeben und

$$m_{\tilde{\chi}^0_{6,7}} \approx |M^{2,3}_{\text{exotisch}}| \approx \sqrt{A'^2 + B'^2} \pm \frac{1}{2}M' = \mathcal{O}(v_3, v_4). \tag{4.9}$$

Für $M' \gg v_3, v_4$ kommt es auch hier zum „see-saw"-Effekt. Es tritt ein weiteres leichtes Singlett-Higgsino auf, das $\tilde{Z}'$ entkoppelt und hat eine Masse $m_{\tilde{Z}'} \approx M'$. Damit sind auch die Massenspektren in Abb. 4.5 erklärt.

Im Rang-6-Modell ist Y_{exotisch} in der Basis

$$(-i\lambda', \psi_{N_1}, -i\lambda'', \psi_{N_2}) \tag{4.10}$$

gegeben durch

$$Y_{\text{exotisch}} = \begin{pmatrix} M' & A' & 0 & B' \\ A' & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & M'' & B'' \\ B' & 0 & B'' & 0 \end{pmatrix} \tag{4.11}$$

mit $A' = Y_3' g' v_3/\sqrt{2}$ und $B'^{('')} = Y_4'^{('')} g'^{('')} v_4/\sqrt{2}$. Ein Matrixelement A'' taucht nicht auf, da die Kopplung des $\tilde{Z}''$ an das $\tilde{N}_1$ verschwindet, d.h. $Y_3'' = Y_\chi(N_1) = 0$.

Gleichzeitig ist in diesem Modell die Kopplung B' des $\tilde{Z}'$ an das $\tilde{N}_2$ ziemlich schwach, da $Y_4' = Y_\psi(N_2) \approx 0.5$ kleiner ist als $Y_4'' = Y_\chi(N_2) \approx Y_3' = Y_\psi(N_1) \approx 2$ (siehe Tab. 2.1).

Für die Eigenwerte $M_{\text{exotisch}}^{1,2,3,4}$ dieser 4×4 Matrix läßt sich kein kurzer analytischer Ausdruck angeben. Sie liegen jedoch für $M' = M'' = M_1$ alle in der Größenordnung von v_3 und v_4.

Für $M' \gg v_3, v_4$ und $M'' = M_1$ existiert ein leichtes Singlett-Higgsino. Dieses ist hier ein fast reines $\tilde{N}_1$, da die untere 2×2 Matrix in Y_{exotisch} entkoppelt, weil das $\tilde{Z}'$ durch den großen Wert von M' entkoppelt und auch das $\tilde{N}_1$ nicht an das $\tilde{Z}''$ koppelt ($Y_3'' = 0$). Die Masse des $\tilde{Z}'$ liegt durch den „see-saw"-Mechanismus bei M'

Für $M'' \gg v_3, v_4$ und $M' = M_1$ entkoppelt das $\tilde{Z}''$ und seine Masse liegt bei M''. In diesem Fall ist allerdings das leichte Singlett eine Mischung aus $\tilde{N}_1$ und $\tilde{N}_2$, da das $\tilde{Z}'$ an beide Singletts koppelt.

Wenn beide Werte M' und M'' sehr groß gewählt werden, sind beide exotischen Gauginos sehr schwer und entkoppeln von den übrigen Neutralinos. Die Singlett-Neutralinos sind dann beide leicht und im allgemeinen eine Mischung aus $\tilde{N}_1$ und $\tilde{N}_2$.

In den Superstring inspirierten E_6-Modellen sind also die leichten Neutralinos MSSM-artig oder fast reine Singlett-Higgsinos. Die neuen Gauginos haben immer eine große Masse, so daß die E_6-Modelle nur schwer von MSSM oder NMSSM unterschieden werden können – abgesehen von den exotischen Szenarien mit zwei leichten Singlett-Higgsinos –, falls man nur die Massenspektren der Neutralinos untersucht. Die Produktion von Neutralinos in e^+e^--Vernichtung erfolgt allerdings auch durch Austausch der neuen Eichbosonen, zudem hängt sie von den Selektronen ab, für die in den E_6-Modellen andere Massenterme gelten als in MSSM und NMSSM. Hierbei kann man also größere Unterschiede zwischen den Modellen erwarten, weshalb im nächsten Kapitel die Neutralino-Produktion diskutiert werden soll.

Kapitel 5

Produktion der Neutralinos

In diesem Kapitel wird die Produktion der Neutralinos durch e^+e^--Vernichtung in den E_6-Modellen für die in Abschnitt 3.4 vorgestellten Szenarien diskutiert und mit der Neutralino-Produktion im MSSM [78, 79] verglichen. Zunächst werden die totalen Wirkungsquerschnitte aus den Feynman-Graphen und Amplituden berechnet. Anschließend wird die Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte und der Polarisationsasymmetrien bei der Produktion von leichten Neutralinos diskutiert und der Einfluß der Selektronmassen untersucht.

5.1 Feynman-Graphen und Amplituden

In den Superstring inspirierten E_6-Modellen wird die Produktion der Neutralinos mittels e^+e^--Vernichtung ($e^+e^- \to \tilde{\chi}_i^0\tilde{\chi}_j^0$) durch die in Abbildung 5.1 gezeigten Feynman-Graphen beschrieben. Im Vergleich zum MSSM treten hier zusätzliche Graphen für den Austausch der neuen Eichbosonen auf.

Mit Hilfe der Lagrangedichten aus Abschnitt 2.7 können die Amplituden für diesen Prozeß bestimmt werden. Man erhält unter Berücksichtigung des Majoranacharakters der Neutralinos (siehe hierzu auch (A.49) in Anhang A.7)

$$\begin{aligned}\mathcal{M}_{s_n} = & + i\frac{g_2^2}{\cos^2\theta_W} D_{Z_n}(s)\bar{v}_e(p_1)\gamma_\mu \left[L_n P_L + R_n P_R\right] u_e(p_2)\bar{u}_j(q_2)\gamma^\mu \\ & \times \left[O''^{nL}_{ij} P_L + O''^{nR}_{ij} P_R\right] v_i(q_1)\end{aligned} \tag{5.1}$$

im s-Kanal für den Austausch der Eichbosonen Z_n,

$$\begin{aligned}\mathcal{M}_t = & - i g_2^2 D_{\tilde{e}_L}(t) F^L_{ei} F^{L*}_{ej} \bar{v}_e(p_1) P_R v_i(q_1)\bar{u}_j(q_2) P_L u_e(p_2) \\ & - i g_2^2 D_{\tilde{e}_R}(t) F^R_{ei} F^{R*}_{ej} \bar{v}_e(p_1) P_L v_i(q_1)\bar{u}_j(q_2) P_R u_e(p_2)\end{aligned} \tag{5.2}$$

im t-Kanal und

$$\begin{aligned}\mathcal{M}_u = & + i g_2^2 D_{\tilde{e}_L}(u) F^L_{ej} F^{L*}_{ei} \bar{v}_e(p_1) P_R v_j(q_2)\bar{u}_i(q_1) P_L u_e(p_2) \\ & + i g_2^2 D_{\tilde{e}_R}(u) F^R_{ej} F^{R*}_{ei} \bar{v}_e(p_1) P_L v_j(q_2)\bar{u}_i(q_1) P_R u_e(p_2)\end{aligned} \tag{5.3}$$

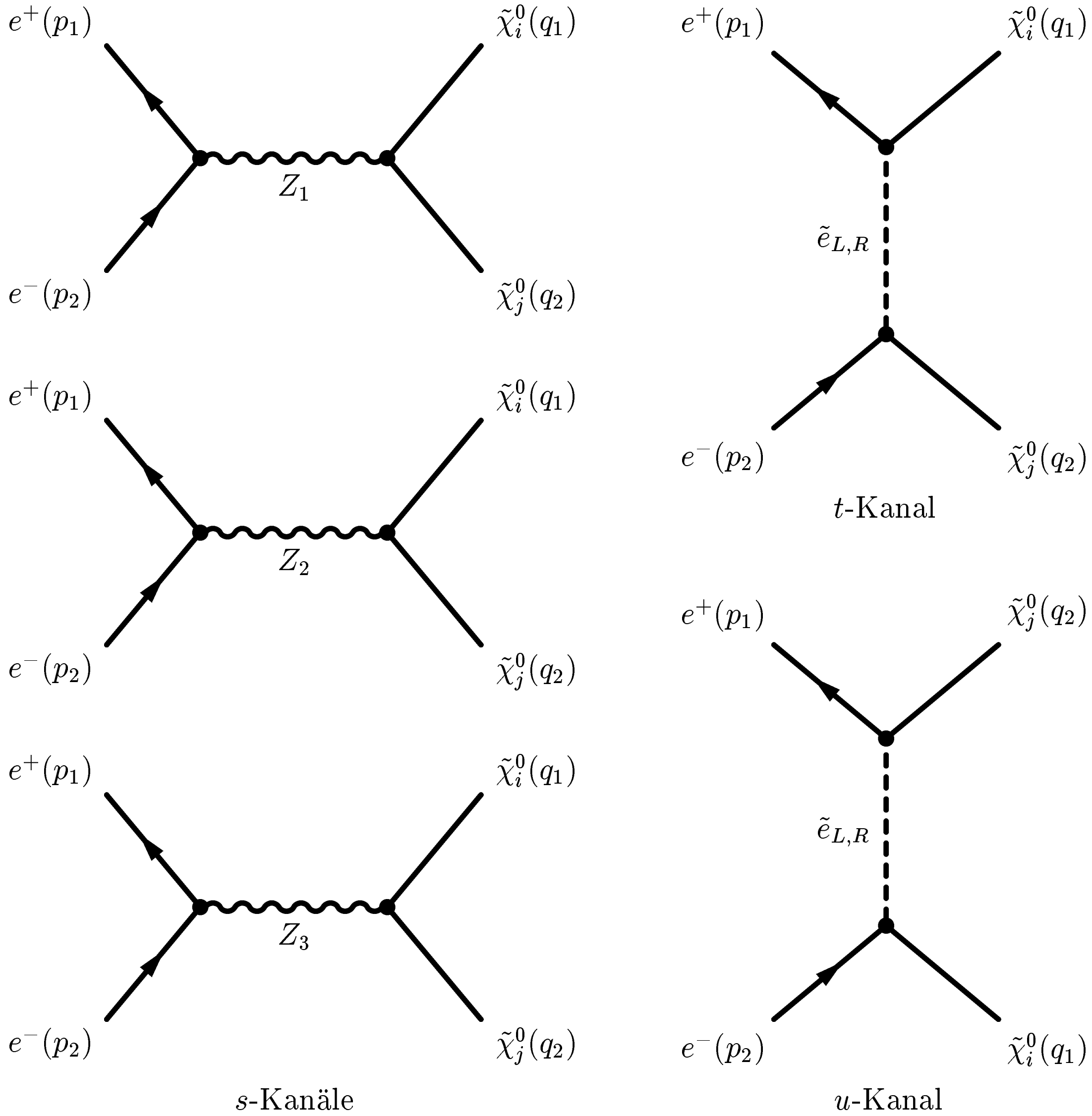


Abbildung 5.1: Feynman-Graphen für den Prozeß $e^+e^- \to \tilde{\chi}_i^0\tilde{\chi}_j^0$ im Rang-6-Modell. In den Klammern sind die Viererimpulse der äußeren Teilchen angegeben. Im Fall der Rang-5-Modelle fällt der s-Kanal-Graph, der den Austausch des Z_3 beschreibt, weg.

im u-Kanal für den Austausch der Selektronen. Hierbei sind die Propagatoren gegeben durch

$$D_{Z_n}(s) = \frac{1}{s - m_{Z_n}^2 + i m_{Z_n}\Gamma_{Z_n}}, \tag{5.4}$$

$$D_{\tilde{e}_{L,R}}(x) = \frac{1}{x - m_{\tilde{e}_{L,R}}^2}. \tag{5.5}$$

Die Breite der Selektronen, die im t- und u-Kanal ausgetauscht werden, kann bei der Berechnung des Wirkungsquerschnitts in guter Näherung vernachlässigt werden. v_e, u_e, v_i bzw. u_j sind die Dirac-Spinoren von e^+, e^-, $\tilde{\chi}_i^0$ bzw. $\tilde{\chi}_j^0$, die vom jeweiligen Viererimpuls p_1, p_2, q_1 bzw. q_2 der Teilchen abhängen, und die

Mandelstam-Variablen [60] sind durch

$$s = (p_1 + p_2)^2, \tag{5.6}$$
$$t = (p_1 - q_1)^2, \tag{5.7}$$
$$u = (p_1 - q_2)^2 \tag{5.8}$$

festgelegt.

Mit dem Index $n = 1, \ldots, n_Z$ werden die neutralen Eichbosonen bezeichnet, wobei die Zahl der Eichbosonen $n_Z = 2$ in den Rang-5-Modellen und $n_Z = 3$ im Rang-6-Modell ist, und mit den Indizes i, j die Neutralinos ($i, j = 1, \ldots, 6$ im Rang-5-Modell mit einem Singlett, $i, j = 1, \ldots, 7$ im Rang-5-Modell mit zwei Singletts, $i, j = 1, \ldots, 8$ im Rang-6-Modell). Wenn man $n_Z = 1$ setzt mit $Z_1 \equiv Z^{\mathrm{SM}}$, erhält man aus (5.1) – (5.3) die Amplituden dieses Prozesses im MSSM [78] ($i, j = 1, \ldots, 4$).

Um die Wirkungsquerschnitte bestimmen zu können, müssen die Amplitudenquadrate

$$|\mathcal{M}|^2 = \left| \sum_{n=1}^{n_Z} \mathcal{M}_{s_n} + \mathcal{M}_t + \mathcal{M}_u \right|^2 \tag{5.9}$$

berechnet werden. Für die Dirac-Spinoren der einfallenden Elektronen und Positronen gelten dazu im Hochenergiegrenzfall ($m_e \ll \sqrt{s}$) die folgenden Beziehungen [80]

$$u_e(p_2)\bar{u}_e(p_2) = \frac{1}{2}(1 + P_3^- \gamma_5)\, \not{p}_2\, , \tag{5.10}$$
$$v_e(p_1)\bar{v}_e(p_1) = \frac{1}{2}(1 - P_3^+ \gamma_5)\, \not{p}_1\, . \tag{5.11}$$

$P_3^{\mp}$ steht hierbei für den longitudinalen Polarisationsgrad der Elektronen bzw. Positronen ($-1 < P_3^{\mp} < +1$). Für die erzeugten Neutralinos muß man zur Berechnung der Produktionsquerschnitte über ihre Spins summieren. Man erhält

$$\sum_{\text{Spins}} u_j(q_2)\bar{u}_j(q_2) = \not{q}_2 + m_j\, , \tag{5.12}$$
$$\sum_{\text{Spins}} v_i(q_1)\bar{v}_i(q_1) = \not{q}_1 - m_i\, . \tag{5.13}$$

Bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte wurde vorausgesetzt, daß die Diagonalisierungsmatrix N der Neutralinos reell und orthogonal ist. Weil dadurch negative Eigenwerte der Massenmatrix Y auftreten [52], muß in den Formeln der Amplitudenquadrate und der Wirkungsquerschnitte m_i jeweils durch $\eta_{\tilde{\chi}_i^0} m_{\tilde{\chi}_i^0}$ nach (2.69) ersetzt werden mit dem Vorzeichenfaktor $\eta_{\tilde{\chi}_i^0}$.

Die totalen Wirkungsquerschnitte werden im nächsten Abschnitt ausführlich diskutiert, die differentiellen Wirkungsquerschnitte sind im Anhang A.4 angegeben.

5.2 Totale Wirkungsquerschnitte

Der totale Wirkungsquerschnitt für die Neutralino-Produktion bei e^+e^--Vernichtung ($e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_i \tilde{\chi}^0_j$) lautet

$$\sigma = (\sigma_Z + \sigma_{\tilde{e}} + \sigma_{Z\tilde{e}}) \frac{1}{2}(2 - \delta_{ij}) \tag{5.14}$$

mit den s-Kanal-Termen

$$\begin{aligned}
\sigma_Z = & \frac{g_2^4}{32\pi \cos^4\theta_W} \frac{w_{ij}}{s^2} \\
& \times \Bigg\{ \sum_{n=1}^{n_Z} \Big[|D_{Z_n}(s)|^2 (O''^{nL}_{ij})^2 \\
& \qquad \times \left[(1 - P_3^- P_3^+)(L_n^2 + R_n^2) + (P_3^- - P_3^+)(R_n^2 - L_n^2)\right] \Big] \\
& \quad + \sum_{\substack{n,n'=1 \\ n<n'}}^{n_Z} \Big[2\,\mathrm{Re}[D_{Z_n}(s) D^*_{Z_{n'}}(s)] O''^{nL}_{ij} O''^{n'L}_{ij} \\
& \qquad \times \left[(1 - P_3^- P_3^+)(L_n L_{n'} + R_n R_{n'}) + (P_3^- - P_3^+)(R_n R_{n'} - L_n L_{n'})\right] \Big] \Bigg\} \\
& \times \left\{ s^2 - (m^2_{\tilde{\chi}^0_i} - m^2_{\tilde{\chi}^0_j})^2 + \frac{1}{3} w_{ij}^2 - 4\eta_{\tilde{\chi}^0_i}\eta_{\tilde{\chi}^0_j} m_{\tilde{\chi}^0_i} m_{\tilde{\chi}^0_j} s \right\},
\end{aligned} \tag{5.15}$$

den t- und u-Kanal-Termen

$$\begin{aligned}
\sigma_{\tilde{e}} = & \frac{g_2^4}{32\pi} \frac{w_{ij}}{s^2} \\
& \times \Bigg\{ (F^L_{ei})^2 (F^L_{ej})^2 \left[(1 - P_3^- P_3^+) - (P_3^- - P_3^+)\right] \\
& \qquad \times \Bigg[\frac{s^2 - (m^2_{\tilde{\chi}^0_i} - m^2_{\tilde{\chi}^0_j})^2 - 4s^2 d_L(1 - d_L)}{4s^2 d_L^2 - w_{ij}^2} + 1 \\
& \qquad\quad + \frac{2sd_L - s + \eta_{\tilde{\chi}^0_i}\eta_{\tilde{\chi}^0_j} m_{\tilde{\chi}^0_i} m_{\tilde{\chi}^0_j}/d_L}{w_{ij}} \ln\left|\frac{2sd_L - w_{ij}}{2sd_L + w_{ij}}\right| \Bigg] \\
& \quad + (F^R_{ei})^2 (F^R_{ej})^2 \left[(1 - P_3^- P_3^+) + (P_3^- - P_3^+)\right] \\
& \qquad \times \Bigg[\frac{s^2 - (m^2_{\tilde{\chi}^0_i} - m^2_{\tilde{\chi}^0_j})^2 - 4s^2 d_R(1 - d_R)}{4s^2 d_R^2 - w_{ij}^2} + 1 \\
& \qquad\quad + \frac{2sd_R - s + \eta_{\tilde{\chi}^0_i}\eta_{\tilde{\chi}^0_j} m_{\tilde{\chi}^0_i} m_{\tilde{\chi}^0_j}/d_R}{w_{ij}} \ln\left|\frac{2sd_R - w_{ij}}{2sd_R + w_{ij}}\right| \Bigg] \Bigg\}
\end{aligned} \tag{5.16}$$

und den Interferenztermen

$$
\begin{aligned}
&\sigma_{Z\tilde{e}} = \\
&\frac{g_2^4}{32\pi\cos^2\theta_W}\frac{w_{ij}}{s^2} \\
&\times\Bigg\{\sum_{n=1}^{n_Z}\Big[\mathrm{Re}(D_{Z_n}(s))O''^{nL}_{ij}L_n\Big]\,F^L_{ei}F^L_{ej}\left[(1-P_3^-P_3^+)-(P_3^--P_3^+)\right] \\
&\quad\times\Big[\frac{s^2-(m^2_{\tilde{\chi}^0_i}-m^2_{\tilde{\chi}^0_j})^2-4\eta_{\tilde{\chi}^0_i}\eta_{\tilde{\chi}^0_j}m_{\tilde{\chi}^0_i}m_{\tilde{\chi}^0_j}s-4s^2d_L(1-d_L)}{w_{ij}}\ln\left|\frac{2sd_L-w_{ij}}{2sd_L+w_{ij}}\right| \\
&\qquad-4s(1-d_L)\Big] \\
&\quad-\sum_{n=1}^{n_Z}\Big[\mathrm{Re}(D_{Z_n}(s))O''^{nL}_{ij}R_n\Big]\,F^R_{ei}F^R_{ej}\left[(1-P_3^-P_3^+)+(P_3^--P_3^+)\right] \\
&\quad\times\Big[\frac{s^2-(m^2_{\tilde{\chi}^0_i}-m^2_{\tilde{\chi}^0_j})^2-4\eta_{\tilde{\chi}^0_i}\eta_{\tilde{\chi}^0_j}m_{\tilde{\chi}^0_i}m_{\tilde{\chi}^0_j}s-4s^2d_R(1-d_R)}{w_{ij}}\ln\left|\frac{2sd_R-w_{ij}}{2sd_R+w_{ij}}\right| \\
&\qquad-4s(1-d_R)\Big]\Bigg\}. \qquad (5.17)
\end{aligned}
$$

Hierbei gelten noch die folgenden Definitionen

$$
w_{ij} \equiv \left[s-(m_{\tilde{\chi}^0_i}+m_{\tilde{\chi}^0_j})^2\right]^{\frac{1}{2}}\left[s-(m_{\tilde{\chi}^0_i}-m_{\tilde{\chi}^0_j})^2\right]^{\frac{1}{2}}, \qquad (5.18)
$$

$$
d_{L,R} \equiv \frac{1}{2s}\left(s+2m^2_{\tilde{e}_{L,R}}-m^2_{\tilde{\chi}^0_i}-m^2_{\tilde{\chi}^0_j}\right). \qquad (5.19)
$$

Den Wirkungsquerschnitt im MSSM erhält man für $n_Z = 1$, wenn man die entsprechenden Kopplungen O''^{1L}_{ij}, L_1, R_1 und $F^{L/R}_{ei}$ des MSSM einsetzt (siehe dazu auch Anhang A.2).

Bei der Diskussion der totalen Wirkungsquerschnitte sollen auch die Polarisationsasymmetrien untersucht werden. Hierzu sind noch folgende Definitionen nötig: Die Polarisationsasymmetrie zwischen links- und rechtshändig polarisierten Elektronenstrahlen ist gegeben durch

$$
A_e = \frac{\sigma(P_3^- = -0.85)-\sigma(P_3^- = +0.85)}{\sigma(P_3^- = -0.85)+\sigma(P_3^- = +0.85)}. \qquad (5.20)
$$

Für die Polarisation des Elektronenstrahls wurde $P_3^- = \pm 0.85$ gewählt, weil dieser Wert als maximal mögliche Polarisation bei einem Linearbeschleuniger diskutiert wird [81]. Die maximal erreichbare Polarisation des Positronenstrahls ist niedriger ($|P_3^+| \lesssim 0.6$), so daß die entsprechende Asymmetrie A_p zwischen links- und rechtshändig polarisierten Positronenstrahlen auch niedriger ausfällt. Da A_p zudem abgesehen vom Vorzeichen und einem konstanten Faktor ($A_p \approx -0.6/0.85 A_e$) die gleiche Energieabhängigkeit wie A_e hat, wird im folgenden nur A_e für verschiedene Werte von P_3^+ untersucht.

In den nächsten Abschnitten soll die Produktion leichter Neutralinos exemplarisch an einigen Beispielen diskutiert werden. Der Prozeß $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_2$ ist hierbei besonders interessant, da diese beiden Neutralinos bei ansteigender Energie eines zukünftigen Beschleunigers als erstes produziert werden können und eine beobachtbare Signatur liefern. Im Rang-5-Modell mit einem Singlett und im Rang-6-Modell sind diese beiden leichtesten Neutralinos MSSM-artig (siehe Kap. 4). Dagegen ist das $\tilde{\chi}_1^0$ im Rang-5-Modell mit einem Singlett und $M' = 20$ TeV und im Rang-5-Modell mit zwei Singletts ein fast reines Singlett-Higgsino. Hier ist die Produktion $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ im Vergleich zum MSSM stark unterdrückt. Deswegen wird auch der Prozeß $e^+e^- \to \tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_2^0$ betrachtet. Dieser Prozeß ist in den Modellen mit einem Singlett-Higgsino-artigen LSP auch von Interesse, da das $\tilde{\chi}_2^0$ hier einen ähnlichen Charakter hat wie das $\tilde{\chi}_1^0$ im MSSM, der entsprechende Prozeß im MSSM also nicht sichtbar ist.

5.2.1 $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$

$\tilde{\chi}_1^0$, $\tilde{\chi}_2^0$ MSSM-artig

In Abbildung 5.2 sind die totalen Wirkungsquerschnitte für den Prozeß $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ im Rang-5-Modell mit einem Singlett und im Rang-6-Modell in den in Tabelle 3.4 vorgestellten Szenarien dargestellt für unpolarisierte Teilchenstrahlen ($P_3^- = P_3^+ = 0$). Zum Vergleich ist der Wirkungsquerschnitt im MSSM mitangegeben.

Für das Szenario H2 erkennt man hohe schmale Resonanzen der neuen Eichbosonen, während die Wirkungsquerschnitte für Energien unterhalb der Massen dieser Eichbosonen weitgehend mit dem MSSM übereinstimmen. Dies liegt daran, daß Higgsino-artige Neutralinos hauptsächlich an die Eichbosonen koppeln und kaum an die Selektronen, so daß sich die unterschiedlichen Selektronmassen nicht auswirken und auch der Beitrag der neuen Eichbosonen unterhalb der Resonanzen vernachlässigbar ist. Wenn man zu $\tan\beta = 40$ (H40) übergeht, ist nur das Maximum der Wirkungsquerschnitte oberhalb der Schwelle etwas höher, ansonsten ist die Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte ähnlich zum Szenario H2.

Da Gaugino-artige Neutralinos hauptsächlich an die Selektronen koppeln und nicht an die Eichbosonen, sind die Resonanzen in den Szenarien G2 und G40 deutlich niedriger als für Higgsino-artige Neutralinos. Hier würde man außerhalb dieser Resonanzen niedrigere Wirkungsquerschnitte als im MSSM erwarten, da in den E_6-Modellen die Masse der rechtshändigen Selektronen deutlich größer gewählt wurde. Für G2 ist allerdings der Wirkungsquerschnitt nur wenig niedriger als im MSSM, und für G40 ist fast kein Unterschied festzustellen. Dies liegt daran, daß gerade in diesen Szenarien die rechtshändigen Selektronen nur sehr wenig zum Prozeß $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ beitragen. In den Selektrontermen (5.16) des Wirkungsquerschnitts kommen die Kopplungen $F_{ei,j}^{L,R}$ nach Abschnitt 2.7.3 quadratisch vor. Im Szenario G2 beträgt aber $(F_{e1}^R F_{e2}^R)^2/(F_{e1}^L F_{e2}^L)^2$ nur 0.18 und in G40 sogar nur 0.023 (siehe dazu auch Anhang A.3). Die Neutralinos werden hier also hauptsächlich durch Austausch von linkshändigen Selektronen produziert, deren Masse $m_{\tilde{e}_L}$ aber in allen Modellen gleich gewählt wurde, so daß die

Totale Wirkungsquerschnitte

$P_3^- = P_3^+ = 0$

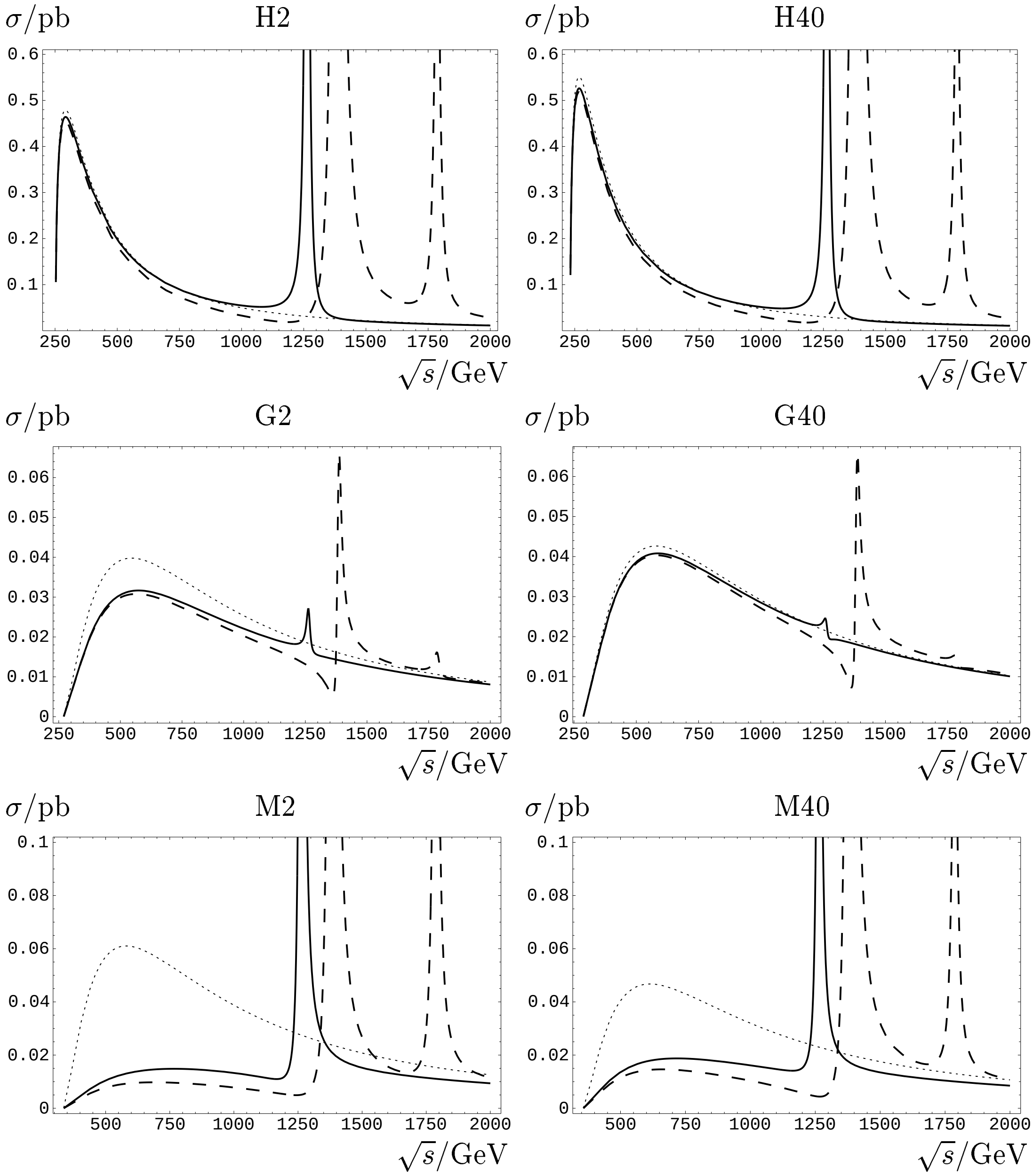


Abbildung 5.2: Totale Wirkungsquerschnitte des Prozesses $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ in den Szenarien nach Tab. 3.4 für $P_3^- = P_3^+ = 0$. Dargestellt sind die Wirkungsquerschnitte im Rang-5-Modell mit einem Singlett (durchgezogen), im Rang-6-Modell (gestrichelt) und im MSSM (gepunktet).

Unterschiede zwischen den Modellen nur gering ausfallen.

In den Szenarien M2 und M40 haben $\tilde{\chi}_1^0$ und $\tilde{\chi}_2^0$ Mischcharakter mit relativ großem ($> 50\,\%$) Gaugino-Anteil. Der nicht zu vernachlässigende Higgsino-Anteil sorgt hier für hohe schmale Resonanzen, und unterhalb der Resonanzen sind die Wirkungsquerschnitte deutlich niedriger als im MSSM. Dies liegt an den höheren Massen der rechtshändigen Selektronen in den E_6-Modellen, da hier die rechtshändigen Selektronen stärker an die Neutralinos koppeln. In M2 beträgt $(F^R_{e1}F^R_{e2})^2/(F^L_{e1}F^L_{e2})^2$ 4.8 und in M40 1.8, was die stärkere Unterdrückung bei M2 erklärt.

In Abbildung 5.3 sind die zugehörigen Polarisationsasymmetrien A_e im Rang-5-Modell mit einem Singlett und im Rang-6-Modell für $P_3^+ = 0$ ebenfalls in den Szenarien nach Tab. 3.4 gezeigt. In Abbildung 5.4 sind diese Asymmetrien jeweils für $P_3^+ = -0.6$ und $P_3^+ = +0.6$ nur in den Szenarien mit $\tan\beta = 2$ dargestellt, da in den Higgsino- und Misch-Szenarien die Asymmetrien kaum von $\tan\beta$ abhängen und im Gaugino-Szenario die Polarisationseffekte für $\tan\beta = 2$ am größten sind. Zum Vergleich sind auch die Asymmetrien im MSSM miteingezeichnet.

In den Szenarien H2 und H40 mit Higgsino-artigen Neutralinos erkennt man einen deutlich breiteren Resonanzeffekt als beim Wirkungsquerschnitt. Dies wird in Abschnitt 5.3 näher untersucht. Für einen unpolarisierten Positronenstrahl weicht A_e in den E_6-Modellen schon für Energien, die weit unterhalb der Massen der neuen Eichbosonen liegen, deutlich vom Wert im MSSM ab. Im Rang-5-Modell mit einem Singlett wechselt A_e das Vorzeichen bei etwa 800 GeV, im Rang-6-Modell bei etwa 650 GeV, während im MSSM $A_e \sim +0.1$ kaum von der Energie abhängt. Bei Variation von $\tan\beta$ ergeben sich hier nur geringe Unterschiede bei den Polarisationsasymmetrien. Wenn man allerdings auch den Positronenstrahl polarisiert, verschiebt sich die Asymmetrie im MSSM deutlich. Für $P_3^+ = -0.6$ ergibt sich hier $A_e \sim -0.45$. Da die Asymmetrien in den E_6-Modellen unterhalb von ~ 1.1 TeV kleiner sind als im MSSM, tritt hier in diesem Energiebereich kein Vorzeichenwechsel auf. Für $P_3^+ = +0.6$ gilt $A_e \sim +0.57$ im MSSM. Hier kommen Vorzeichenwechsel vor, allerdings erst bei etwa 1.15 TeV im Rang-5-Modell mit einem Singlett bzw. bei 1.05 TeV im Rang-6-Modell. Für polarisierte Positronenstrahlen sind also im Energiebereich unterhalb etwa 1 TeV die absoluten Werte der Asymmetrien in allen Modellen größer als für unpolarisierte Positronenstrahlen, die relativen Unterschiede jedoch kleiner.

In den Gaugino-Szenarien G2 und G40 sind nur kleine Resonanzeffekte zu erkennen. Die Unterschiede zwischen den Modellen rühren von den unterschiedlichen Massen der rechtshändigen Selektronen her. Diese Effekte werden in Abschnitt 5.4 ausführlich diskutiert. Die geringeren Unterschiede für $\tan\beta = 40$ liegen wieder am sehr kleinen Wert von $(F^R_{e1}F^R_{e2})^2/(F^L_{e1}F^L_{e2})^2 \approx 0.023$ in diesem Szenario. Hier koppeln nur die linkshändigen Selektronen, deren Masse in allen Modellen gleich gesetzt wurde. Weiterhin hat hier die Polarisation des Positronenstrahls großen Einfluß auf die Asymmetrie im MSSM, während sie in den E_6-Modellen weitgehend unabhängig davon bei etwa $+0.8$ bis $+0.9$ liegt. Für $P_3^+ = -0.6$ ist somit der Unterschied zwischen den Modellen am größten, hier tritt sogar ein Vorzeichenwechsel im MSSM bei etwa 800 GeV auf, während er

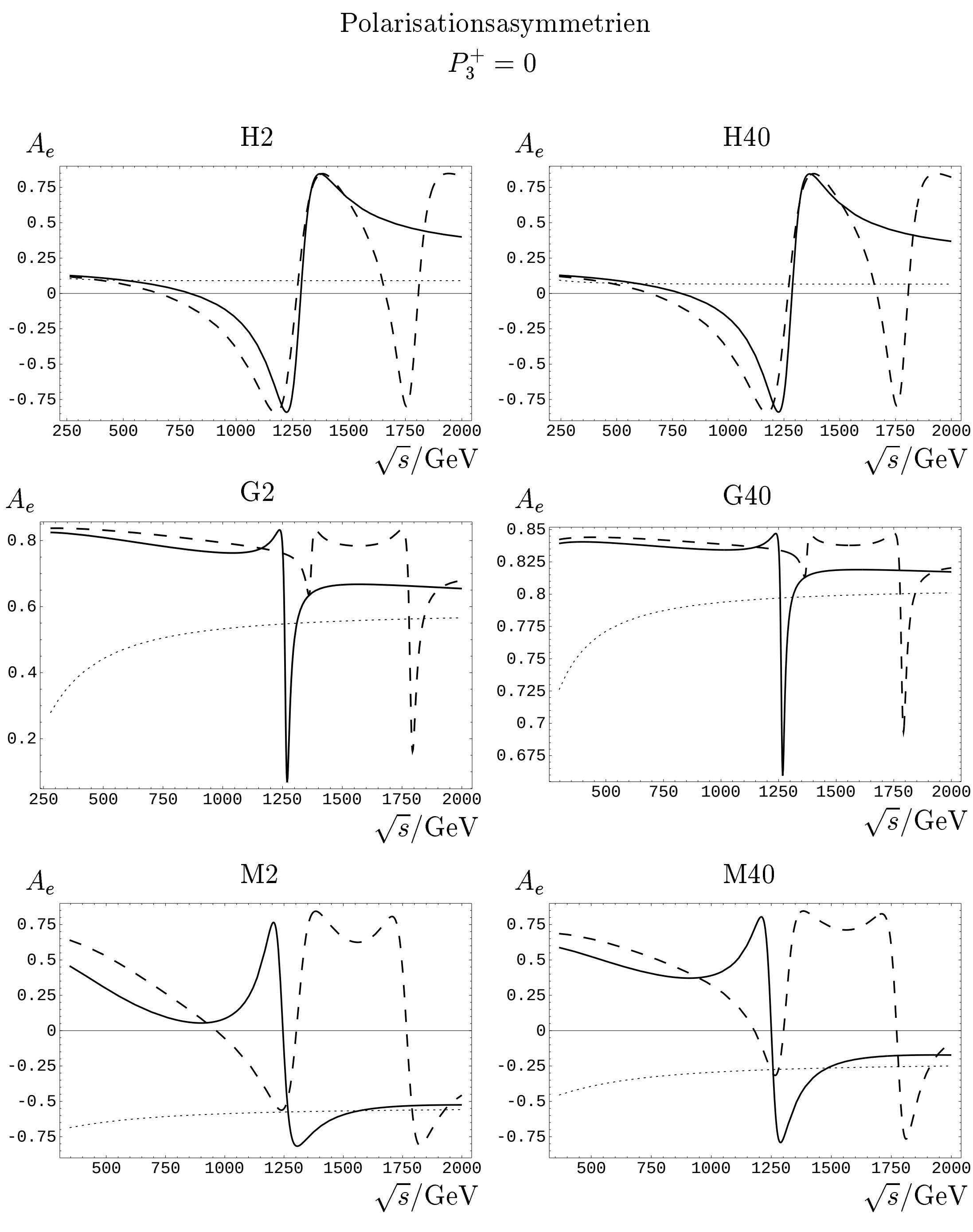


Abbildung 5.3: Polarisationsasymmetrien des totalen Wirkungsquerschnitts für den Prozeß $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ in den Szenarien nach Tab. 3.4 für $P_3^+ = 0$. Dargestellt sind die Asymmetrien im Rang-5-Modell mit einem Singlett (durchgezogen), im Rang-6-Modell (gestrichelt) und im MSSM (gepunktet).

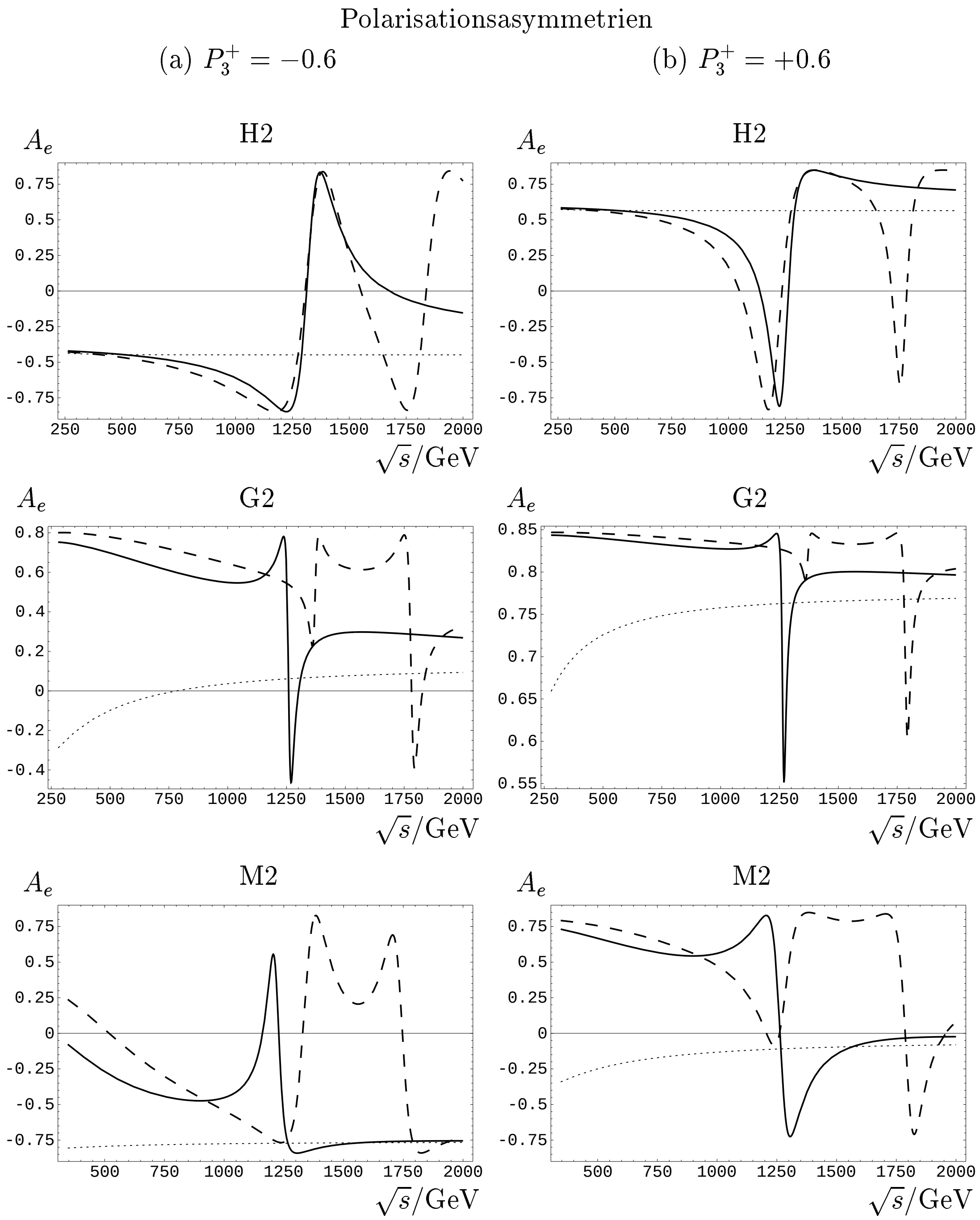


Abbildung 5.4: Polarisationsasymmetrien des totalen Wirkungsquerschnitts für den Prozeß $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ in den Szenarien nach Tab. 3.4 (a) für $P_3^+ = -0.6$ und (b) für $P_3^+ = +0.6$. Dargestellt sind die Asymmetrien im Rang-5-Modell mit einem Singlett (durchgezogen), im Rang-6-Modell (gestrichelt) und im MSSM (gepunktet).

für $P_3^+ = +0.6$ am geringsten ist. In solchen Szenarien mit Gaugino-artigen Neutralinos kann also die zusätzliche Polarisation des Positronenstrahls hilfreich sein, die Modelle zu unterscheiden.

In den Szenarien M2 und M40, in denen $\tilde{\chi}_1^0$ und $\tilde{\chi}_2^0$ Mix-Charakter haben, sind die Resonanzeffekte in den Asymmetrien aufgrund der größeren Higgsino-Anteile der Neutralinos breiter als in den reinen Gaugino-Szenarien. Der große Unterschied für Energien in der Nähe der Schwelle kommt aber auch hier von den unterschiedlichen rechtshändigen Selektronmassen, was wiederum in 5.4 eingehend diskutiert wird. Die rechtshändigen Selektronen koppeln ja hier viel stärker als in den Gaugino-Szenarien, wodurch sich die größeren Unterschiede zwischen dem MSSM und den E_6-Modellen erklären lassen. Für unpolarisierten Positronenstrahl sind die Asymmetrien in den E_6-Modellen für Energien $\lesssim 1$ TeV positiv, während sie im MSSM durchwegs negativ sind und weniger von der Energie abhängen. Für $\tan\beta = 40$ sind alle Asymmetrien zu positiveren Werten verschoben, so daß die absoluten Unterschiede ungefähr gleich bleiben. Für $P_3^+ = -0.6$ sind die Asymmetrien bei M2 in den E_6-Modellen auch negativ, so daß die Abweichungen zwischen den Modellen geringer ausfallen. Für $P_3^+ = +0.6$ sind die Asymmetrien in M2 ähnlich zu denen in M40 und $P_3^+ = 0$. Eine zusätzliche Polarisation der Positronen bringt hier also kaum Vorteile.

$\tilde{\chi}_1^0$ Singlett-Higgsino, $\tilde{\chi}_2^0$ MSSM-artig

In Abbildung 5.5 sind die totalen Wirkungsquerschnitte für den Prozeß $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ im Rang-5-Modell mit einem Singlett und $M' = 20$ TeV, im Rang-5-Modell mit zwei Singletts und im Rang-6-Modell mit $M' = 32$ TeV in den Szenarien H40 und G2 nach Tab. 3.4 gezeichnet. In diesen Modellen ist das leichteste Neutralino ein fast reines Singlett-Higgsino und das zweitleichteste hat ähnlichen Charakter wie das $\tilde{\chi}_1^0$ im MSSM. Die Werte für M' im Rang-5-Modell mit einem Singlett und im Rang-6-Modell wurden so gewählt, daß das Singlett-Higgsino in beiden Modellen eine Masse von etwa 80 GeV hat. Das Singlett-Higgsino im Rang-5-Modell mit zwei Singletts ist immer sehr leicht, die Masse liegt in den verschiedenen Szenarien zwischen 0.1 und 0.5 GeV.

Die direkte Produktion des Singlett-Higgsino-artigen $\tilde{\chi}_1^0$ zusammen mit dem MSSM-artigen $\tilde{\chi}_2^0$ erfolgt nur über die sehr kleinen Gaugino- und Dublett-Higgsino-Anteile des $\tilde{\chi}_1^0$ sowie über den Z'-Austausch, der aber durch den kleinen Singlett-Higgsino-Anteil des $\tilde{\chi}_2^0$ und die große Masse des Z' unterdrückt ist. Aus diesem Grund sind diese Wirkungsquerschnitte sehr klein. Wie man allerdings sieht, können sie auch außerhalb der Resonanzen der neuen Eichbosonen in der Größenordnung von einigen fb liegen, so daß sie bei einem Linearbeschleuniger sichtbar sind, wenn man von einer Luminosität von 500 fb^{-1} bei $\sqrt{s} = 500$ GeV ausgeht [81].

Die Größe der Wirkungsquerschnitte in den verschiedenen Modellen wird von den sonstigen Anteilen des Singlett-Higgsino-artigen $\tilde{\chi}_1^0$ bestimmt. In den Szenarien H40 und G2 sind die Wirkungsquerschnitte am größten. In H40 hat das leichteste Neutralino 0.29 % Dublett-Higgsino-Anteil ($\hat{=}$ MSSM-Higgsino-Anteil)

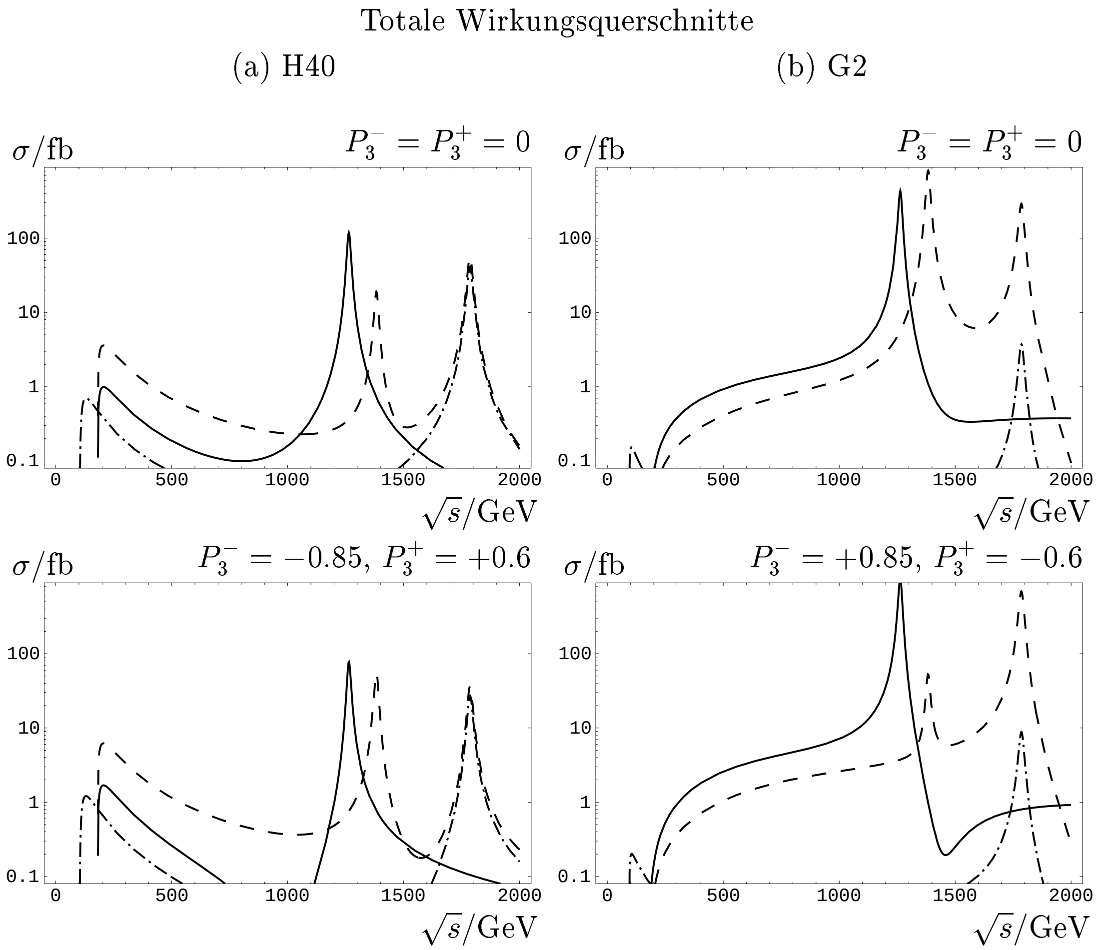


Abbildung 5.5: Totale Wirkungsquerschnitte des Prozesses $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ in den Szenarien (a) H40 für $P_3^- = P_3^+ = 0$ und für $P_3^- = -0.85$, $P_3^+ = +0.6$ und (b) G2 für $P_3^- = P_3^+ = 0$ und für $P_3^- = +0.85$, $P_3^+ = -0.6$. Dargestellt sind die Wirkungsquerschnitte im Rang-5-Modell mit einem Singlett und $M' = 20$ TeV (durchgezogen), im Rang-5-Modell mit zwei Singletts (strichpunktiert) und im Rang-6-Modell mit $M' = 32$ TeV (gestrichelt).

im Rang-5-Modell mit einem Singlett, 0.16 % im Rang-5-Modell mit zwei Singletts und 0.49 % im Rang-6-Modell. Da die Produktion $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ in diesem Szenario, in dem das $\tilde{\chi}_2^0$ Dublett-Higgsino-Charakter hat, stark von diesem Anteil abhängt, können damit die unterschiedlichen Wirkungsquerschnitte in den drei Modellen erklärt werden.

Im Szenario G2 hat das $\tilde{\chi}_1^0$ 2.0 % Gaugino-Anteil im Rang-5-Modell mit einem Singlett, 0.03 % im Rang-5-Modell mit zwei Singletts und 2.4 % im Rang-6-Modell. Wegen des Gaugino-Charakters des $\tilde{\chi}_2^0$ wird hier der Wirkungsquerschnitt von diesem Gaugino-Anteil bestimmt. Daher ist er im Rang-5-Modell mit zwei Singletts außerhalb der Z_2-Resonanz deutlich kleiner als 1 fb und damit wohl nicht meßbar. Die Wirkungsquerschnitte im Rang-5-Modell mit einem Singlett und im Rang-6-Modell liegen wieder in Größenordnung von 1 fb, allerdings ist der

Wirkungsquerschnitt im Rang-6-Modell kleiner, weil in diesem Szenario hauptsächlich die rechtshändigen Selektronen koppeln ($(F^R_{e1}F^R_{e2})^2/(F^L_{e1}F^L_{e2})^2 \gg 1$) und für $m_{\tilde{e}_R}$ im Rang-6-Modell eine größere Masse gewählt wurde als im Rang-5-Modell mit einem Singlett (vergleiche Tab. 3.5).

Bei geeigneter Polarisation der Elektronen- und Positronenstrahlen können die Wirkungsquerschnitte signifikant erhöht werden. So erhält man im Szenario H40 im allgemeinen größere Wirkungsquerschnitte für $P_3^- < 0$ und $P_3^+ > 0$. Für 650 GeV $\lesssim \sqrt{s} \lesssim$ 1200 GeV ist allerdings der Wirkungsquerschnitt im Rang-5-Modell mit einem Singlett kleiner als für unpolarisierte Strahlen, während er im Rang-6-Modell größer ist. Die jeweilige Polarisationsasymmetrie hat dort also in beiden Modellen unterschiedliches Vorzeichen. Im Szenario G2 sind die Wirkungsquerschnitte für $P_3^- > 0$ und $P_3^+ < 0$ am größten.

In diesen Modellen erhält man für $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_2$ auch im Gaugino-Szenario deutliche Resonanzen der neuen Eichbosonen. Dies liegt daran, daß die Singlett-Higgsino-Anteile der Neutralinos direkt an die neuen Eichbosonen koppeln und daß hier die Dublett-Higgsino-Anteile des $\tilde{\chi}^0_1$ (0.2 – 0.4 %) und des $\tilde{\chi}^0_2$ (3 %) nicht vernachlässigt werden können, da sie in der gleichen Größenordnung liegen wie die Gaugino-Anteile des $\tilde{\chi}^0_1$.

Zusammenfassend kann man sagen, daß die direkte Produktion der Singlett-Higgsino-artigen leichtesten Neutralinos bei einem Linearbeschleuniger nicht vernachlässigt werden darf, die Wirkungsquerschnitte aber an der unteren Grenze des meßbaren liegen. Man erwartet also, daß die Paarproduktion von $\tilde{\chi}^0_2$, die im nächsten Abschnitt diskutiert werden soll, in diesen Modellen der nächste Prozeß ist, der bei Neutralino-Produktion in e^+e^--Vernichtung eine mit Sicherheit beobachtbare Signatur liefert.

5.2.2 $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_2\tilde{\chi}^0_2$

$\tilde{\chi}^0_1$, $\tilde{\chi}^0_2$ MSSM-artig

In Abbildung 5.6 sind die totalen Wirkungsquerschnitte für unpolarisierte Teilchenstrahlen ($P_3^- = P_3^+ = 0$) und die Polarisationsasymmetrien für den Prozeß $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_2\tilde{\chi}^0_2$ im Rang-5-Modell mit einem Singlett und im Rang-6-Modell in den Szenarien H40, G2 und M2 nach Tab. 3.4 dargestellt. Der Wirkungsquerschnitt im MSSM ist ebenfalls mitangegeben.

Im Szenario H40 sind die Wirkungsquerschnitte außerhalb der hohen Resonanzen der neuen Eichbosonen kleiner als 1 fb, so daß sie nur schwerlich meßbar sein werden. Im MSSM ist der Wirkungsquerschnitt überall kleiner als 1 fb. Dies liegt am sehr kleinen Wert der Kopplung der Neutralinos an das Z_1 $(O''^{1L}_{22})^2 \approx 0.001$ in allen Modellen. Nahezu im gesamten Parameterbereich, in dem das $\tilde{\chi}^0_2$ einen Higgsino-Anteil größer als 50 % hat, ist $(O''^{1L}_{22})^2$ deutlich kleiner als 0.01. Nur in einem kleinen Bereich um $\lambda v_3 \approx M_2 \approx$ 100 GeV erreicht $(O''^{1L}_{22})^2$ für kleine $\tan\beta$ einen Wert um 0.03 (siehe Abb. A.1). Aber dort hat das $\tilde{\chi}^0_2$ schon einen bedeutenden Gaugino-Anteil. $\tilde{\chi}^0_2$ mit fast reinem Higgsino-Charakter werden also nur mit sehr kleinem Wirkungsquerschnitt paarproduziert, so daß dies

Totale Wirkungsquerschnitte und Polarisationsasymmetrien

(a) σ für $P_3^- = P_3^+ = 0$ (b) A_e

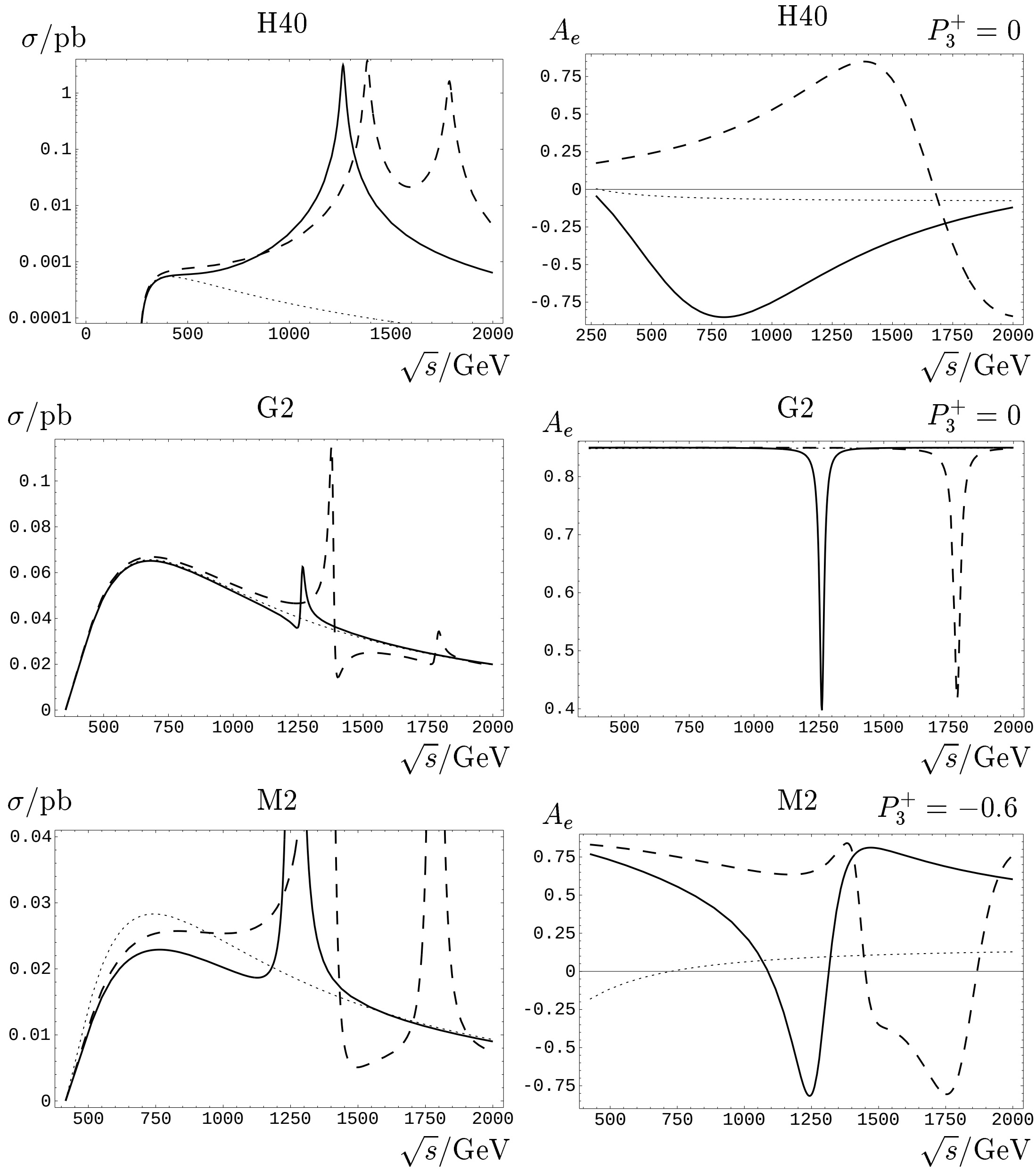


Abbildung 5.6: (a) Totale Wirkungsquerschnitte für $P_3^- = P_3^+ = 0$ und (b) Polarisationsasymmetrien des Prozesses $e^+e^- \to \tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_2^0$ in den Szenarien H40, G2 und M2 nach Tab. 3.4. Dargestellt sind die Wirkungsquerschnitte und Polarisationsasymmetrien im Rang-5-Modell mit einem Singlett (durchgezogen), im Rang-6-Modell (gestrichelt) und im MSSM (gepunktet).

gegenüber dem Prozeß $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ vernachlässigt werden kann. Für die Kopplungen der Neutralinos an die neuen Eichbosonen ist allerdings im Rang-5-Modell mit einem Singlett $(O_{22}^{''2L})^2 \approx 0.04$ sowie im Rang-6-Modell $(O_{22}^{''2L})^2 \approx 0.02$ und $(O_{22}^{''3L})^2 \approx 0.04$. Dies erkärt die deutlich ausgeprägten Resonanzen der neuen Eichbosonen und die größeren Wirkungsquerschnitte als im MSSM für Energien $\sqrt{s} \gtrsim 600$ GeV. Im Szenario H2 mit $(O_{22}^{''1L})^2 \approx 0.0004$ ist der Wirkungsquerschnitt außerhalb der Resonanzen deutlich kleiner als in H40. Die Polarisationsasymmetrien zeigen in H40 zwar deutliche Unterschiede zwischen den Modellen, dies ist aber angesichts der kleinen Wirkungsquerschnitte für Energien unterhalb der Resonanzen kaum signifikant für die Unterscheidung der Modelle.

In G2 erfolgt die Paarproduktion der $\tilde{\chi}_2^0$ wegen des kleinen Verhältnisses $(F_{e2}^R)^4/(F_{e2}^L)^4 \approx 0.001$ fast ausschließlich über den Austausch der linkshändigen Selektronen (siehe Abb. A.2). Da die Masse dieser Teilchen in allen Modellen gleich gewählt wurde, unterscheiden sich die Wirkungsquerschnitte in den verschiedenen Modellen nur wenig. Die Resonanzen sind deutlich schwächer, weil die Gaugino-artigen $\tilde{\chi}_2^0$ nicht an die Eichbosonen koppeln. Für den Wirkungsquerschnitt gilt also in guter Näherung $\sigma \sim \left[(1 - P_3^- P_3^+) - (P_3^- - P_3^+)\right]$ nach (5.16). Hieraus erhält man für die Polarisationsasymmetrie $A_e \approx |P_3^-| = 0.85$ unabhängig von der Energie und einer zusätzlichen Polarisation der Positronen (vergleiche auch (5.27), (5.28) in Abschnitt 5.4). Wie man in Abb. 5.6 (b) sieht, ist dies in G2 außerhalb der schmalen Resonanzen in sehr guter Näherung erfüllt. Im Szenario G40 ist der Verlauf der Wirkungsquerschnitte und Polarisationsasymmetrien sehr ähnlich zu G2. Hier ist $(F_{e2}^R)^4/(F_{e2}^L)^4 \approx 0.00003$, die Dominanz der linkshändigen Selektronen ist also noch ausgeprägter.

Im Szenario M2 ist $(F_{e2}^R)^4/(F_{e2}^L)^4 \approx 0.17$ deutlich größer, der Austausch der rechtshändigen Selektronen kann nicht vernachlässigt werden, allerdings sind die linkshändigen Selektronen auch hier bevorzugt. Deswegen sind die Wirkungsquerschnitte in den E_6-Modellen mit den größeren Massen der rechtshändigen Selektronen etwas kleiner als im MSSM. Die Tatsache, daß der Wirkungsquerschnitt im Rang-6-Modell mit $m_{e_R} = 1022$ GeV für Energien zwischen der Schwelle und der Z_2-Resonanz größer ist als im Rang-5-Modell mit einem Singlett ($m_{e_R} = 753$ GeV), beruht auf dem Einfluß der Resonanzen der neuen Eichbosonen. Diese Resonanzen sind hier höher als in G2, da die $\tilde{\chi}_2^0$ einen größeren Higgsino-Anteil haben. In Abb. 5.6 (b) ist in M2 die Polarisationsasymmetrie für $P_3^+ = -0.6$ abgebildet. Hierfür sind die Unterschiede zwischen dem MSSM und den E_6-Modellen am größten, weil A_e für Energien $\sqrt{s} \lesssim 1$ TeV im MSSM relativ kleine Werte annimmt ($|A_e| \lesssim 20\,\%$), in den E_6-Modellen dagegen Werte zwischen $+75\,\%$ und $+85\,\%$ an der Schwelle, wo die Asymmetrie im MSSM zudem negativ ist. Für $P_3^+ = 0$ bzw. $+0.6$ sind die Asymmetrien in den E_6-Modellen ähnlich wie hier, aber die Asymmetrie im MSSM ist zu größeren positiven Werten hin verschoben, so daß die Unterschiede zwischen den Modellen kleiner sind. Das Verhalten $A_e \to +|P_3^+|$ an der Schwelle in den E_6-Modellen kann mit der Argumentation in Abschnitt 5.4 erklärt werden (vergleiche (5.29) – (5.31)). Wegen des größeren Higgsino-Anteils sind die Resonanzeffekte der neuen Eichbosonen in A_e deutlich breiter als in G2, wie es auch schon für $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ bemerkt wurde.

Im Szenario M40 ist $(F^R_{e2})^4/(F^L_{e2})^4 \approx 0.09$ etwas kleiner, so daß die Unterschiede zwischen den Modellen aufgrund der Masse der rechtshändigen Selektronen kleiner ausfallen. Auch ist der absolute Wert $(F^L_{e2})^4 \approx 0.06$ kleiner als in M2 ($(F^L_{e2})^4 \approx 0.11$), weswegen der Wirkungsquerschnitt unterhalb der Resonanzen etwa um die Hälfte kleiner ist. Ansonsten zeigen Wirkungsquerschnitt und Polarisationsasymmetrie einen ähnlichen Verlauf wie in M2, nur die Asymmetrie im MSSM ist leicht zu positiveren Werten hin verschoben ($A_e \approx +10\,\%$ an der Schwelle für $P^+_3 = -0.6$), die Unterschiede zwischen E_6-Modellen und MSSM sind also auch bei der Asymmetrie kleiner.

Abschließend bleibt zu sagen, daß das Verhältnis $(F^R_{e2})^4/(F^L_{e2})^4$ im größten Teil des M_2-λ-Parameterraumes, in dem das $\tilde{\chi}^0_2$ überwiegend Gaugino-Charakter hat, sehr kleine Werte annimmt (siehe auch Anhang A.3). Dort erfolgt die Paarproduktion des $\tilde{\chi}^0_2$ also hauptsächlich durch Austausch des linkshändigen Selektrons. Unter der Annahme, daß dieses Selektron in allen Modellen gleiche Masse hat, ergeben sich für solche Szenarien nur kleine Unterschiede zwischen dem MSSM und den E_6-Modellen. Dadurch sind im Szenario M2 die Wirkungsquerschnitte der $\tilde{\chi}^0_2$-Paarproduktion in den E_6-Modellen größer als die für $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_2$, obwohl die Wirkungsquerschnitte im MSSM etwa um die Hälfte kleiner sind (vergleiche Abb. 5.2 und Abb. 5.6). In G2 dagegen sind die Wirkungsquerschnitte in allen Modellen größer, im MSSM etwa um den Faktor 1.5, in den E_6-Modellen um den Faktor 2. Dies liegt am größeren Wert der Kopplung $(F^L_{e2})^4$ im Vergleich zu $(F^L_{e1}F^L_{e2})^2$.

Es ist bemerkenswert, daß die Kopplung $(O''^{1L}_{22})^2$ im Parameterbereich, in dem das $\tilde{\chi}^0_2$ hauptsächlich Higgsino-Charakter hat, sehr klein ist. Dort ist die Paarproduktion des $\tilde{\chi}^0_2$ im MSSM also stark unterdrückt. In den E_6-Modellen treten aber deutliche Resonanzen der neuen Eichbosonen auf, da $(O''^{2L}_{22})^2$ bzw. $(O''^{3L}_{22})^2$ größer sind. In den Modellen mit MSSM-artigen $\tilde{\chi}^0_1$ und $\tilde{\chi}^0_2$ ist dies aber für die Entdeckung der Neutralinos von untergeordneter Bedeutung, da diese Neutralinos durch den Prozeß $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_2$ produziert werden können.

$\tilde{\chi}^0_1$ Singlett-Higgsino, $\tilde{\chi}^0_2$ MSSM-artig

In Abbildung 5.7 sind die totalen Wirkungsquerschnitte für unpolarisierte Teilchenstrahlen ($P^-_3 = P^+_3 = 0$) und die Polarisationsasymmetrien für den Prozeß $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_2\tilde{\chi}^0_2$ im Rang-5-Modell mit einem Singlett und $M' = 20$ TeV, im Rang-5-Modell mit zwei Singletts und im Rang-6-Modell mit $M' = 32$ TeV in den Szenarien H40, G2 und M2 nach Tab. 3.4 gezeigt. In diesen Modellen, in denen das $\tilde{\chi}^0_1$ fast reinen Singlett-Higgsino-Charakter hat, ist die Paarproduktion des $\tilde{\chi}^0_2$ wichtig für die Entdeckung der Neutralinos, da der Prozeß $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_2$ nur sehr kleine Wirkungsquerschnitte liefert. Zum Vergleich ist der entsprechende Prozeß $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_1$ im MSSM, der dort natürlich unsichtbar ist, miteingezeichnet.

Wie im vorherigen Abschnitt ist auch hier die Paarproduktion von Higgsino-artigen $\tilde{\chi}^0_2$ (d.h. $\tilde{\chi}^0_1$ im MSSM) stark unterdrückt. Dies liegt auch hier am kleinen Wert der Kopplung $(O''^{1L}_{11})^2$ im MSSM, der fast im gesamten M_2-λ-Pa-

Totale Wirkungsquerschnitte und Polarisationsasymmetrien

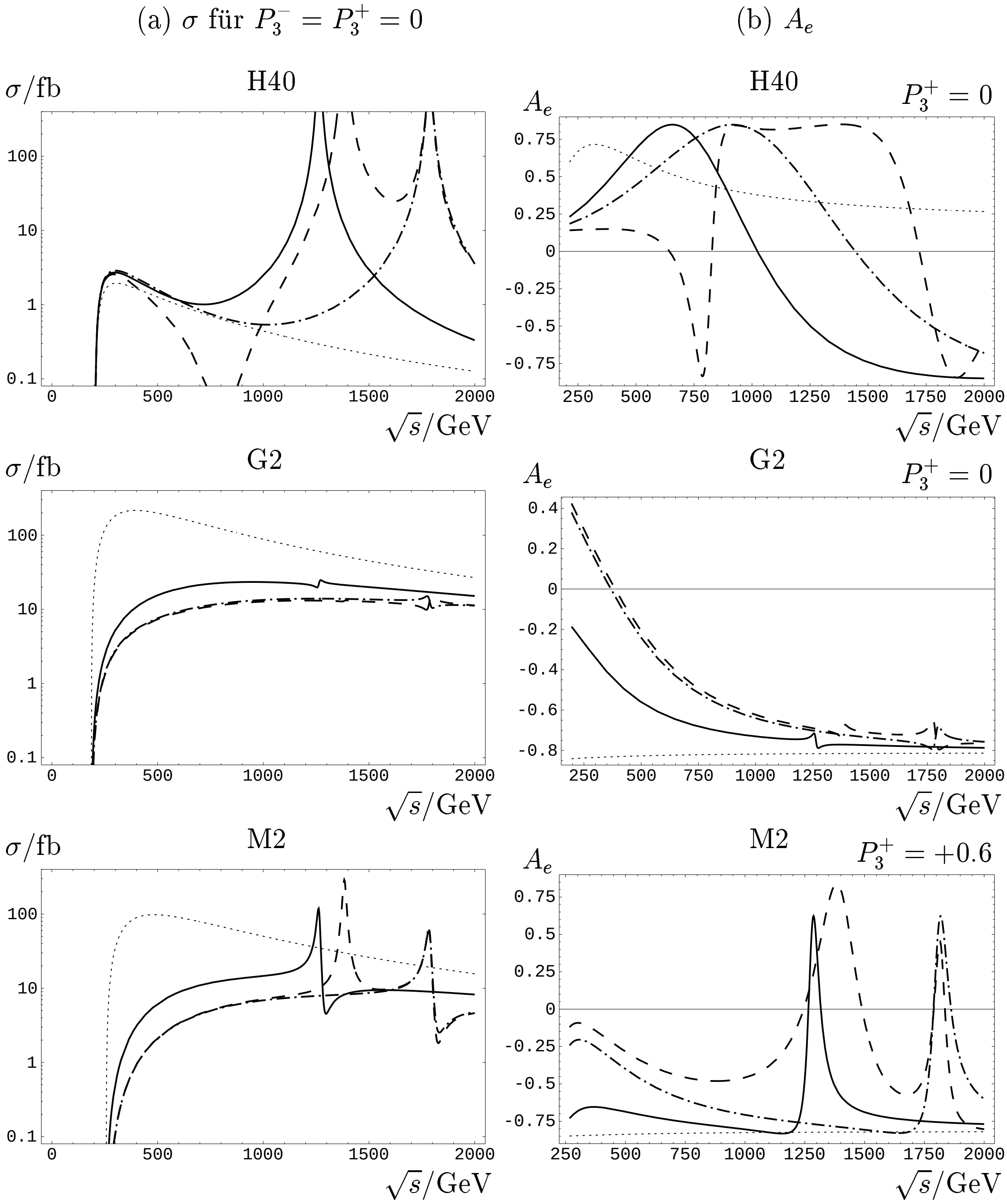


Abbildung 5.7: (a) Totale Wirkungsquerschnitte für $P_3^- = P_3^+ = 0$ und (b) Polarisationsasymmetrien des Prozesses $e^+e^- \to \tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_2^0$ in den Szenarien H40, G2 und M2 nach Tab. 3.4. Dargestellt sind die Wirkungsquerschnitte und Polarisationsasymmetrien im Rang-5-Modell mit einem Singlett und $M' = 20$ TeV (durchgezogen), im Rang-5-Modell mit zwei Singletts (strichpunktiert), im Rang-6-Modell mit $M' = 32$ TeV (gestrichelt) und zum Vergleich der entsprechende Prozeß $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$ im MSSM (gepunktet).

rameterraum deutlich kleiner ist als 0.01. Nur in einem kleinen Bereich um $0.5|M_2| \approx \lambda v_3 \approx 100$ GeV erreicht $(O''^{1L}_{11})^2$ Werte um 0.03 (siehe Abb. A.1). In den E_6-Modellen mit einem Singlett-Higgsino als LSP, die hier diskutiert werden, entspricht diese Kopplung im MSSM der Kopplung $(O''^{1L}_{22})^2$ für die Paarproduktion der $\tilde{\chi}^0_2$. Im Szenario H40 ist $(O''^{1L}_{22})^2 = 0.006$ in allen Modellen (also $(O''^{1L}_{11})^2 = 0.006$ im MSSM). Dieser Wert ist etwas größer als für MSSM-artige $\tilde{\chi}^0_1$ und $\tilde{\chi}^0_2$, so daß die Wirkungsquerschnitte an der Schwelle Werte zwischen 2 und 3 fb erreichen (vergleiche mit Abb. 5.6). In den E_6-Modellen sind die Kopplungen an die neuen Eichbosonen wieder deutlich größer ($(O''^{2,3L}_{22})^2 \approx 0.03$), wodurch sich deren deutliche Resonanzen erklären lassen. Das Minimum im Wirkungsquerschnitt im Rang-6-Modell bei $\sqrt{s} \approx 800$ GeV rührt von negativen Interferenzeffekten der Beiträge der drei Eichbosonen her. Daher kommt auch das Minimum der Polarisationsasymmetrie an dieser Stelle. Ansonsten haben die Asymmetrien an der Schwelle kleine Werte von $+15\,\%$ bis $+25\,\%$. Bei höheren Energien zeigen sie aufgrund der breiten Resonanzeffekte und der Interferenzen im Rang-6-Modell deutliche Unterschiede zwischen den Modellen. Dies dürfte aber wegen der kleinen Wirkungsquerschnitte außerhalb der Resonanzen keine große Rolle spielen. Im Szenario H2 ist die Kopplung $(O''^{1L}_{22})^2 \approx 0.002$ kleiner, so daß auch die Wirkungsquerschnitte niedriger sind. Das Maximum an der Schwelle liegt hier bei etwa 0.7 fb. Ansonsten zeigen Wirkungsquerschnitte und Polaristionsasymmetrien einen ähnlichen Verlauf wie in H40.

Im Szenario G2 gilt $(F^R_{e2})^4/(F^L_{e2})^4 \approx 40$ in den E_6-Modellen ($(F^R_{e1})^4/(F^L_{e1})^4 \approx 40$ im MSSM, siehe Abb. A.2). Die Neutralinos werden hier also hauptsächlich durch Austausch der rechtshändigen Selektronen produziert. Da aber die Masse der rechtshändigen Selektronen in den E_6-Modellen größer gewählt wurde als im MSSM (siehe Abschnitt 3.5), sind hier die Wirkungsquerschnitte deutlich niedriger als der des entsprechenden Prozesses im MSSM, wobei die Wirkungsquerschnitte im Rang-5-Modell mit zwei Singletts und im Rang-6-Modell mit jeweils $m_{\tilde{e}_R} = 1022$ GeV nahezu gleich groß sind, während der Wirkungsquerschnitt im Rang-5-Modell mit einem Singlett ($m_{\tilde{e}_R} = 753$ GeV) etwa um den Faktor 2 größer ist. Die Polarisationsasymmetrie des Vergleichsprozesses im MSSM liegt in etwa unabhängig von der Energie bei dem Wert nach (5.25). Die Asymmetrien in den E_6-Modellen sind an der Schwelle größer und nähern sich für wachsende Energie dem Wert im MSSM an. Die Asymmetrien im Rang-5-Modell mit zwei Singletts und im Rang-6-Modell sind hierbei an der Schwelle positiv ($\sim +40\,\%$), während die im Rang-5-Modell mit einem Singlett an der Schwelle bei etwa $-20\,\%$ liegt und stets kleiner ist. Der unterschiedliche Verlauf der Asymmetrien wird von den unterschiedlichen Massen der rechtshändigen Selektronen in den verschiedenen Modellen bestimmt und läßt sich mit der Argumentation in Abschnitt 5.4 erklären. Im Szenario G40 ist $(F^R_{e2})^4/(F^L_{e2})^4 \approx 20$ auch sehr groß. Die Wirkungsquerschnitte und Polarisationsasymmetrien haben einen ähnlichen Verlauf wie in G2, nur die Asymmetrien in den E_6-Modellen sind zu positiveren Werten hin verschoben ($A_e \approx +60\,\%$ bzw. $+15\,\%$ an der Schwelle).

Im Szenario M2 ist die Dominanz der rechtshändigen Selektronen noch ausgeprägter ($(F^R_{e2})^4/(F^L_{e2})^4 \approx 134$) als in G2. Auch hier sind die Wirkungsquerschnitte in den E_6-Modellen deutlich niedriger als im Vergleichsprozeß des MSSM. Im Rang-5-Modell mit zwei Singletts und im Rang-6-Modell erreichen sie nur noch 2 fb bei $\sqrt{s} = 500$ GeV. Im Rang-5-Modell mit einem Singlett ist der Wirkungsquerschnitt größer wegen der kleineren Masse von $\tilde{e}_R$. Die Resonanzen der neuen Eichbosonen sind deutlicher ausgeprägt, da die Neutralinos hier größeren Higgsino-Anteil haben. Die Polarisationsasymmetrien sind in allen Modellen negativ und hängen wegen des großen Wertes von $(F^R_{e2})^4/(F^L_{e2})^4$ nur wenig von der Energie ab (vergleiche (5.27) und (5.28) in Abschnitt 5.4). Für $P_3^+ = +0.6$ ergeben sich die größten Unterschiede zwischen den Modellen. Dort beträgt A_e an der Schwelle etwa $-13\,\%$ im Rang-6-Modell, $-26\,\%$ im Rang-5-Modell mit zwei Singletts und $-74\,\%$ im Rang-5-Modell mit einem Singlett. Die Wirkungsquerschnitte im Szenario M40 sind sehr ähnlich zu denen in M2. Allerdings ist $(F^R_{e2})^4/(F^L_{e2})^4 \approx 37$ deutlich kleiner, so daß die Polarisationsasymmetrien in den E_6-Modellen stärker von der Energie abhängen und, abgesehen von den größeren Resonanzen, ähnlich zu denen in G2 sind.

In diesen Modellen mit Singlett-Higgsino-artigem LSP ist $(F^R_{e2})^4/(F^L_{e2})^4$, das dem Verhältnis $(F^R_{e1})^4/(F^L_{e1})^4$ im MSSM entspricht, immer größer als 1, im größten Teil des Parameterraums sogar größer als 10 (siehe auch Anhang A.3). Die Paarproduktion von Gaugino-artigen $\tilde{\chi}^0_2$ erfolgt also hauptsächlich durch Austausch von rechtshändigen Selektronen. Dadurch sind die Wirkungsquerschnitte in den E_6-Modellen, wo die Massen der rechtshändigen Selektronen deutlich größer als die der linkshändigen gewählt wurden (vergleiche Abschnitt 3.5), auch in Szenarien mit Gaugino-artigen $\tilde{\chi}^0_2$ klein. Die Paarproduktion von Higgsino-artigen $\tilde{\chi}^0_2$ ist unterhalb der Resonanzen der neuen Eichbosonen ebenfalls stark unterdrückt, weil die Kopplung $(O''^{1L}_{22})^2$ fast im gesamten Parameterraum sehr klein ist.

In den Modellen, in denen das $\tilde{\chi}^0_1$ fast reinen Singlett-Higgsino-Charakter hat, ist der Prozeß $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_2$ stark unterdrückt. In den in dieser Arbeit betrachteten Szenarien liegt er außerhalb der Resonanzen der neuen Eichbosonen in der Größenordnung von einem fb. Bei Higgsino-artigem $\tilde{\chi}^0_2$ ist auch der Wirkungsquerschnitt für $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_2\tilde{\chi}^0_2$ in dieser Größenordnung, also gerade noch an der Grenze des meßbaren [81]. In diesen Szenarien liefert also erst der Prozeß $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_2\tilde{\chi}^0_3$ (entsprechend $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_2$ im MSSM) eine mit Sicherheit beobachtbare Signatur. In den Szenarien, in denen die $\tilde{\chi}^0_2$ größeren Gaugino-Anteil haben, liegt der Wirkungsquerschnitt aufgrund des schweren $\tilde{e}_R$ in den E_6-Modellen auch nur in der Größenordnung von 10 fb. Dies dürfte mit größerer Sicherheit meßbar sein, ist allerdings immer noch kleiner als der Wirkungsquerschnitt für $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_2\tilde{\chi}^0_3$.

Auf den Prozeß $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_2\tilde{\chi}^0_3$ soll hier nicht detaillierter eingegangen werden. Der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozeß kann aus Abb. 5.2 abgelesen werden: Der Wirkungsquerschnitt im Rang-5-Modell mit einem Singlett und $M' = 20$ TeV und im Rang-6-Modell mit $M' = 32$ TeV ist identisch zum Wirkungsquerschnitt $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_2$ in diesen Modellen mit $M' = M_1$. Der Wirkungsquerschnitt im Rang-5-Modell mit zwei Singletts ist außerhalb der Resonanzen in H2 und H40 ähnlich zu dem im Rang-5-Modell und einem Singlett und in G2, G40, M2 und M40 ähnlich zu dem im Rang-6-Modell.

5.3 Diskussion der Resonanzeffekte

In Szenarien, in denen die Neutralinos Higgsino-Charakter haben, treten deutliche Resonanzen der neuen Eichbosonen in den Wirkungsquerschnitten und Polarisationsasymmetrien auf. Die Resonanzen hängen von den Breiten der neuen Eichbosonen ab. Diese wurden in dieser Arbeit durch die Beziehung $\Gamma_{Z_{2,3}} = 0.014\, m_{Z_{2,3}}$ festgelegt (siehe Abschnitt 3.2.2) [48]. Um den Einfluß dieser Breiten zu diskutieren, sind in Abbildung 5.8 die Wirkungsquerschnitte und Polarisationsasymmetrien im Rang-5-Modell mit einem Singlett für verschiedene Werte von Γ_{Z_2} im Szenario H2 gezeigt.

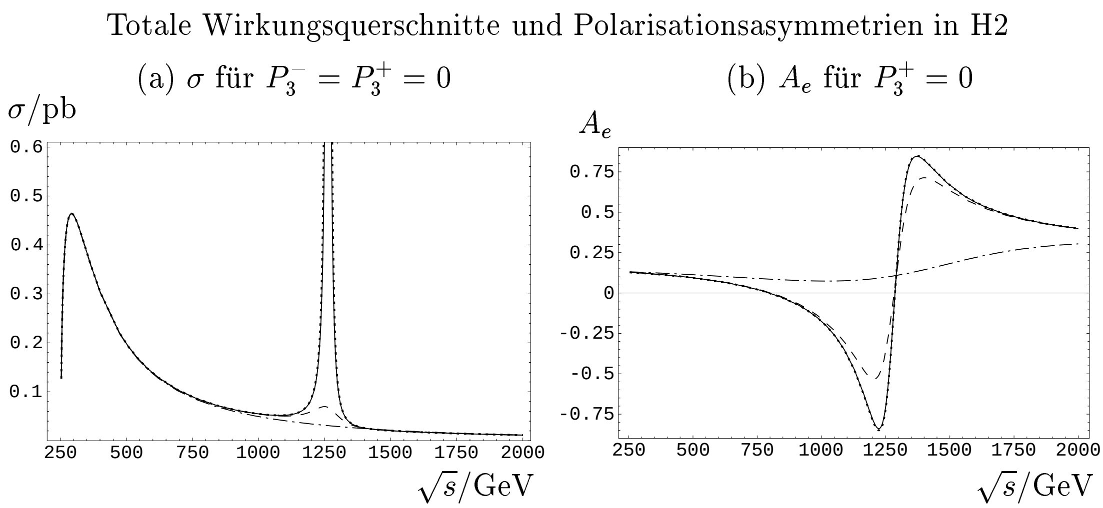


Abbildung 5.8: (a) Totale Wirkungsquerschnitte für $P_3^- = P_3^+ = 0$ und (b) Polarisationsasymmetrien für $P_3^+ = 0$ des Prozesses $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ im Szenario H2 nach Tab. 3.4. Hierbei wurden für die Breite des neuen Eichbosons die Werte $\Gamma_{Z_2} = 0$ (gepunktet), $\Gamma_{Z_2} = 0.014 m_{Z_2}$ (durchgezogen), $\Gamma_{Z_2} = 0.1 m_{Z_2}$ (gestrichelt) und $\Gamma_{Z_2} = m_{Z_2}$ (strichpunktiert) gewählt.

Die Wirkungsquerschnitte bei vernachlässigbarer Breite ($\Gamma_{Z_2} = 0$) und für $\Gamma_{Z_2} = 0.014\, m_{Z_2}$ stimmen abgesehen vom Pol der Kurve für $\Gamma_{Z_2} = 0$ sehr gut überein. Auch die Polarisationsasymmetrien für diese beiden Breiten des Z_2 sind fast identisch. Damit bleiben alle Aussagen, die in den vorigen Abschnitten über den Verlauf von Wirkungsquerschnitt und Asymmetrie außerhalb der Resonanzen gemacht wurden, gültig, auch wenn die tatsächliche Breite des Z_2 wesentlich kleiner als $0.014\, m_{Z_2}$ ist. Für $\Gamma_{Z_2} = 0.1\, m_{Z_2}$ ist die Resonanz des Wirkungsquerschnitts zwar deutlich kleiner, und für $\Gamma_{Z_2} = m_{Z_2}$ ist sie vollkommen ausgeschmiert, aber bei Energien unterhalb von etwa 1 TeV ist auch hier keine signifikante Abweichung des Wirkungsquerschnitts im Vergleich zu $\Gamma_{Z_2} = 0.014\, m_{Z_2}$ festzustellen. Die Asymmetrie für $\Gamma_{Z_2} = 0.1\, m_{Z_2}$ stimmt bei $\sqrt{s} \lesssim 1$ TeV ebenfalls gut mit der für $\Gamma_{Z_2} = 0.014\, m_{Z_2}$ überein. Also bleiben auch für größere Breiten des Z_2 bis etwa $0.1\, m_{Z_2}$ die Ergebnisse dieses Kapitels gültig. Für sehr große Breiten $\Gamma_{Z_2} \approx m_{Z_2}$ ist allerdings auch der Resonzanzeffekt in der Asymmetrie vollkommen ausgeschmiert, so daß der Vorzeichenwechsel bei etwa 800 GeV verschwindet und damit auch die deutlichen Unterschiede zum MSSM.

Für Higgsino-artige Neutralinos sind die Resonanzeffekte bei der Polarisationsasymmetrie deutlich breiter als beim Wirkungsquerschnitt. Für solche Neutralinos ist der Wirkungsquerschnitt näherungsweise durch $\sigma \approx \sigma_{\tilde{Z}}(2-\delta_{ij})/2$ mit $\sigma_{\tilde{Z}}$ aus (5.15) gegeben. Man erhält somit im Rang-5-Modell mit einem Singlett für $P_3^+ = 0$

$$A_e \approx |P_3^-| \frac{A_1 + A_2 + A_{12}}{N_1 + N_2 + N_{12}} \tag{5.21}$$

mit

$$\begin{aligned} A_n &= |D_{Z_n}(s)|^2 (O''^{nL}_{ij})^2 (L_n^2 - R_n^2)\,, \\ A_{12} &= 2\,\mathrm{Re}[D_{Z_1}(s) D^*_{Z_2}(s)] O''^{1L}_{ij} O''^{2L}_{ij} (L_1 L_2 - R_1 R_2)\,, \\ N_n &= |D_{Z_n}(s)|^2 (O''^{nL}_{ij})^2 (L_n^2 + R_n^2)\,, \\ N_{12} &= 2\,\mathrm{Re}[D_{Z_1}(s) D^*_{Z_2}(s)] O''^{1L}_{ij} O''^{2L}_{ij} (L_1 L_2 + R_1 R_2)\,. \end{aligned} \tag{5.22}$$

Die Kopplungen in diesem Modell sind im Szenario H2 für $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_1 \tilde{\chi}^0_2$

$$\begin{aligned} &(O''^{1L}_{12})^2 (L_1^2 - R_1^2) \approx 0.005\,, && (O''^{1L}_{12})^2 (L_1^2 + R_1^2) \approx 0.03\,, \\ &(O''^{2L}_{12})^2 (L_2^2 - R_2^2) \approx -0.0002\,, && (O''^{2L}_{12})^2 (L_2^2 + R_2^2) \approx 0.0004\,, \\ &O''^{1L}_{12} O''^{2L}_{12} (L_1 L_2 - R_1 R_2) \approx 0.003\,, && O''^{1L}_{12} O''^{2L}_{12} (L_1 L_2 + R_1 R_2) \approx -0.0008\,. \end{aligned}$$

A_2 und N_2 spielen somit für Energien außerhalb eines schmalen Bereiches um m_{Z_2} keine Rolle. Da weiterhin $N_1 \gg N_{12}$ gilt, ist die Asymmetrie hier in guter Näherung gegeben durch

$$\begin{aligned} A_e &\approx |P_3^-| \frac{A_1 + A_{12}}{N_1} = |P_3^-| \left[\frac{L_1^2 - R_1^2}{L_1^2 + R_1^2} + 2 \frac{O''^{2L}_{12}}{O''^{1L}_{12}} \frac{L_1 L_2 - R_1 R_2}{L_1^2 + R_1^2} \frac{\mathrm{Re}[D_{Z_1}(s) D^*_{Z_2}(s)]}{|D_{Z_1}(s)|^2} \right] \\ &\approx 0.14 + 0.18 \frac{s}{s - m^2_{Z_2}} \qquad \text{für } |P_3^-| = 0.85 \text{ und } \Gamma_{Z_n} = 0. \end{aligned} \tag{5.23}$$

A_1/N_1 hängt nicht von der Energie ab, der breite Resonanzeffekt in der Asymmetrie wird also durch den Interferenzterm A_{12}/N_1 dominiert. Um dies zu illustrieren, sind in Abb. 5.9 die Asymmetrie A_e nach (5.20) und ihre Näherungen nach (5.21) und (5.23) abgebildet. Wie man sieht, stimmt (5.21) im ganzen Energiebereich gut mit (5.20) überein, und auch (5.23) ist für Energien $\lesssim$ 1.1 TeV und $\gtrsim$ 1.5 TeV eine gute Näherung für die Asymmetrie.

Die unterschiedliche Breite der Resonanzen von Wirkungsquerschnitt $\sigma \approx (N_1 + N_2 + N_{12}) f(s)$ und Polarisationsasymmetrie wird von der relativen Größe der Kopplungen verursacht. Durch die große Kopplung $(O''^{1L}_{ij})^2 (L_1^2 + R_1^2) \approx 0.03$ dominiert N_1 den Wirkungsquerschnitt und N_2 und N_{12} erzeugen aufgrund der kleineren Kopplungen nur eine schmale Resonanz. Wegen $L_1^2 \approx R_1^2$ ist A_1 erheblich kleiner, und A_{12} liegt aufgrund der relativen Vorzeichen von L_1, L_2, R_1 und R_2 in der gleichen Größenordnung, so daß die Energieabhängigkeit der Asymmetrie von $\mathrm{Re}[D_{Z_1}(s) D^*_{Z_2}(s)]/|D_{Z_1}(s)|^2 \approx s/(s - m^2_{Z_2})$ bestimmt wird, was zu dem breiten Resonanzeffekt führt.

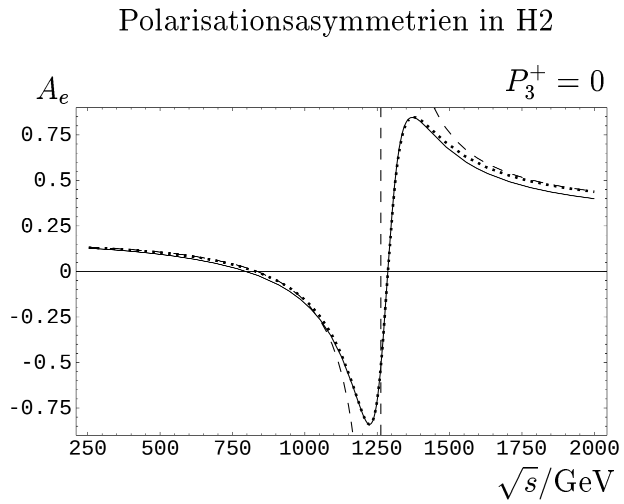


Abbildung 5.9: Polarisationsasymmetrien des Prozesses $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ für $P_3^+ = 0$ im Szenario H2 nach Tab. 3.4: A_e nach (5.20) (durchgezogen) und die Näherungen nach (5.21) (gepunktet) und (5.23) (gestrichelt).

Je nach den Kopplungen können in anderen Modellen die Resonanzen von Wirkungsquerschnitten und Polarisationsasymmetrien anders aussehen. So ist im Rang-6-Modell die Resonzanz des Z_2 im Wirkungsquerschnitt breiter, weil hier $(O_{12}^{\prime\prime 2L})^2(L_2^2 - R_2^2) \approx 0.002$ größer ist (siehe Abb. 5.2). Auch die Asymmetrie hat in diesem Modell einen komplizierteren Verlauf, weil mehr Terme zu berücksichtigen sind. Wie man in Abb. 5.3 erkennen kann, liegt hier der zweite Nulldurchgang der Asymmetrie nicht mehr in der Nähe von $m_{Z_2} = 1383$ GeV sondern bei etwa 1250 GeV. Der Resonanzeffekt in der Asymmetrie ist aber immer noch deutlich breiter als im Wirkungsquerschnitt und macht sich schon bei Energien weit unterhalb von m_{Z_2} bemerkbar.

5.4 Polarisationsasymmetrien und Selektronmassen

In den Szenarien, in denen die Neutralinos Gaugino- bzw. Mix-Charakter haben (vergleiche Abb. 3.2), rühren die Unterschiede der Polarisationsasymmetrien zwischen den E_6-Modellen und dem MSSM bei Energien dicht oberhalb der Schwelle von den unterschiedlichen Massen der rechtshändigen Selektronen her, die gemäß Tab. 3.5 gewählt wurden. Um diesen Effekt unabhängig von den Resonanzeffekten der neuen Eichbosonen diskutieren zu können, werden in diesem Abschnitt die Polarisationsasymmetrien im MSSM untersucht, wobei die Massen der Selektronen als freie Parameter des Modells betrachtet werden.

In Abbildung 5.10 (a) sind die Polarisationsasymmetrien in den Szenarien G2 und M2 dargestellt für $m_{\tilde{e}_R} = 200$ GeV und $m_{\tilde{e}_L}$ zwischen 200 und 1000 GeV. In beiden Szenarien tendiert A_e bei Energien an der Schwelle für $m_{\tilde{e}_L} \gg m_{\tilde{e}_R}$ zum Wert $-0.85 = -|P_3^-|$. Für $m_{\tilde{e}_L} = m_{\tilde{e}_R}$ ist A_e nahezu unabhängig von der Energie, in G2 ist $A_e \approx 0.58$ und in M2 $A_e \approx -0.54$. Mit ansteigender Schwerpunktsenergie nähern sich die Asymmetrien für $m_{\tilde{e}_L} > m_{\tilde{e}_R}$ diesem Wert.

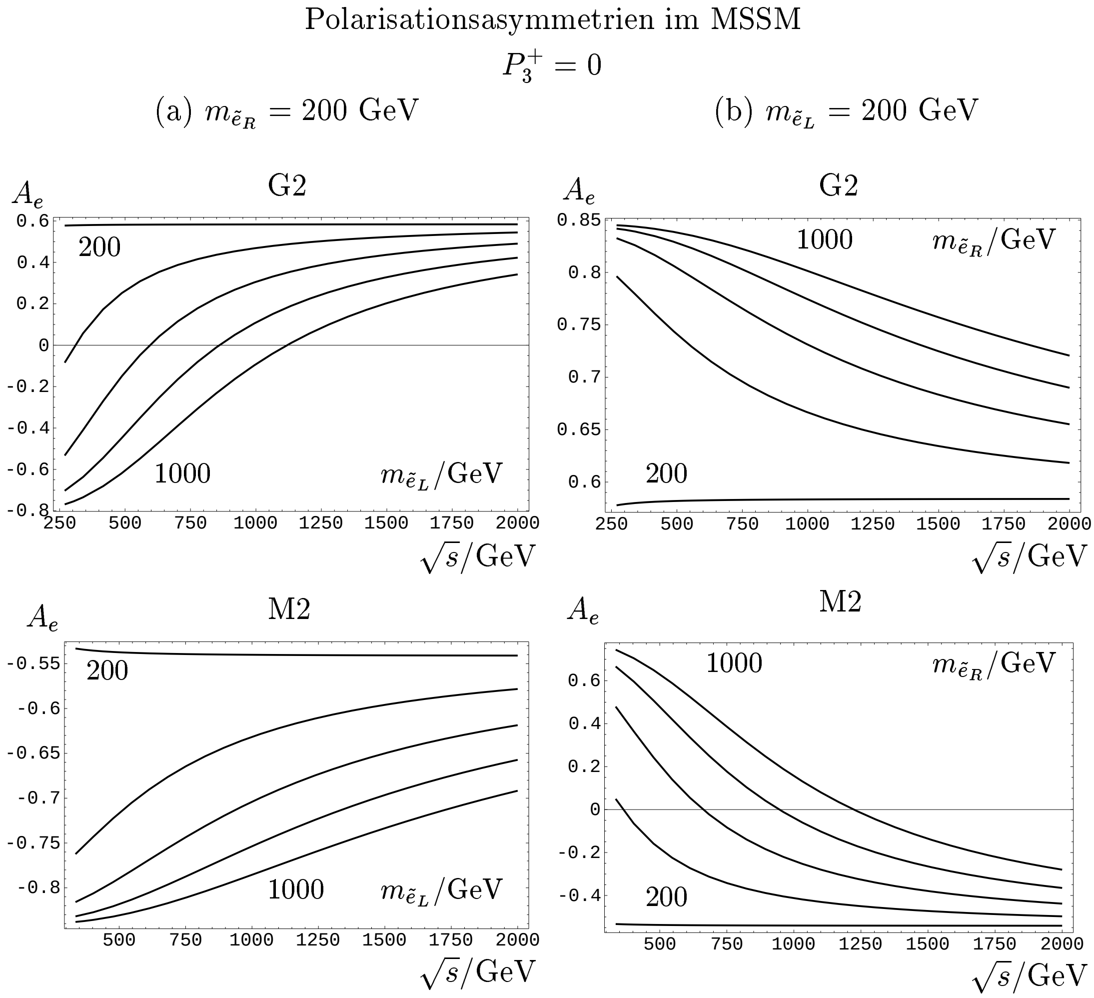


Abbildung 5.10: Polarisationsasymmetrien A_e nach (5.20) des totalen Wirkungsquerschnitts im MSSM mit den Selektronmassen als freien Parametern für den Prozeß $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ in den Szenarien G2 und M2 nach Tab. 3.4 für $P_3^+ = 0$: (a) $m_{\tilde{e}_R} = 200$ GeV, $m_{\tilde{e}_L} = 200$, 400, 600, 800 und 1000 GeV; (b) $m_{\tilde{e}_L} = 200$ GeV, $m_{\tilde{e}_R} = 200$, 400, 600, 800 und 1000 GeV.

Die Asymmetrien für $m_{\tilde{e}_L} = 200$ GeV und $m_{\tilde{e}_R}$ zwischen 200 und 1000 GeV (Abb. 5.10 (b)) haben an der Schwelle für $m_{\tilde{e}_R} \gg m_{\tilde{e}_L}$ den Wert $+0.85 = +|P_3^-|$ und schmiegen sich mit wachsender Energie wieder an den Wert für $m_{\tilde{e}_L} = m_{\tilde{e}_R}$ an.

Wenn man zusätzlich den Positronenstrahl polarisiert ($P_3^+ \neq 0$), erhält man qualitativ ähnliche Kurven für A_e wie in Abb. 5.10 ($P_3^+ = 0$), nur die nahezu energieunabhängige Asymmetrie für $m_{\tilde{e}_L} = m_{\tilde{e}_R}$ ist zu einem anderen Wert verschoben. Eine geeignete Polarisation des Positronenstrahls kann also die hier diskutierten Effekte der Selektronmassen bei A_e noch verstärken.

Dieses Verhalten der Asymmetrien kann man verstehen, indem man den Wirkungsquerschnitt (5.14) in den jeweiligen Grenzfällen untersucht [82]. Um die Kopplungen $F^{L,R}_{ei,j}$ zu analysieren, sind in Abbildung 5.11 (a) die Konturlinien des Verhältnisses $(F^R_{e1}F^R_{e2})^2/(F^L_{e1}F^L_{e2})^2$ in der Ebene der Parameter λ und M_2 dargestellt. Für große λ und kleine $|M_2|$ ist dieses Verhältnis klein, $\tilde{\chi}^0_1$ und $\tilde{\chi}^0_2$ koppeln also hauptsächlich an die linkshändigen Selektronen (z.B. Szenarien G2, G40). Dagegen koppeln für kleine λ und große $|M_2|$ vorwiegend die rechtshändigen Selektronen (z.B. Szenarien M2, M40). In diesem Bereich muß noch beachtet werden, daß $\tilde{\chi}^0_1$ und $\tilde{\chi}^0_2$ für sehr kleine λ (z.B. Szenarien H2, H40) fast reine Higgsinos sind, die nicht an die Selektronen koppeln. Dort sind also $(F^R_{e1}F^R_{e2})^2$ *und* $(F^L_{e1}F^L_{e2})^2$ klein, so daß die hier diskutierten Effekte keine Rolle spielen (siehe auch Anhang A.3).

Konturlinien für $\tan\beta = 2$ von

(a) $\dfrac{(F^R_{e1}F^R_{e2})^2}{(F^L_{e1}F^L_{e2})^2}$ (b) A_e für $m_{\tilde{e}_L} = m_{\tilde{e}_R} = 200$ GeV

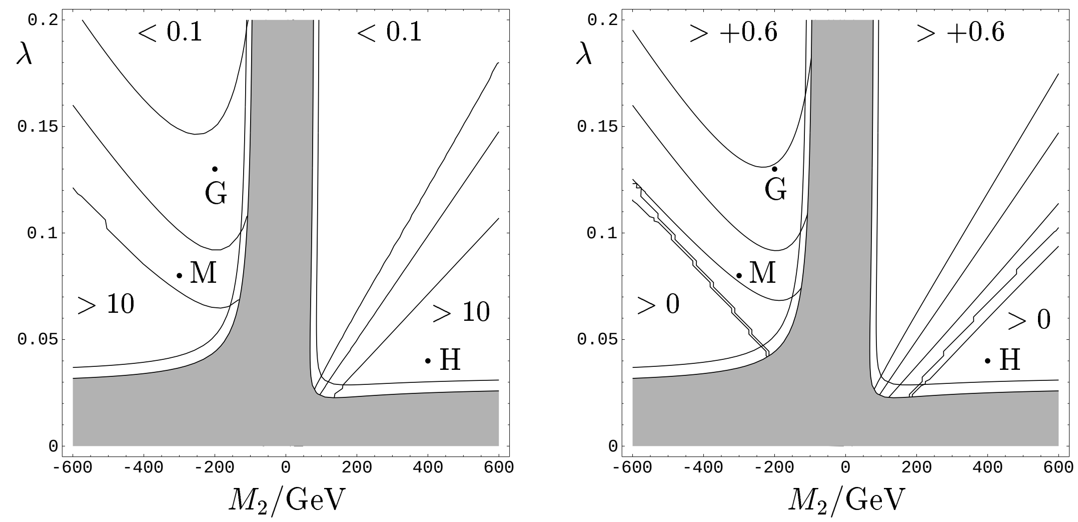


Abbildung 5.11: (a) Konturlinien $(F^R_{e1}F^R_{e2})^2/(F^L_{e1}F^L_{e2})^2 = 10,\ 1,\ 0.1$ (von unten nach oben) für $\tan\beta = 2$ und (b) Konturlinien $A_e(e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_2) = 0,\ -0.6,\ -0.6,\ 0,\ +0.6$ (von unten nach oben) für $\sqrt{s} = 1$ TeV, $\tan\beta = 2$, $P^+_3 = 0$ und $m_{\tilde{e}_L} = m_{\tilde{e}_R} = 200$ GeV in der Ebene der Parameter λ und M_2 im MSSM. Der experimentell ausgeschlossene Parameterbereich ist wie in Abb. 3.2 eingezeichnet, ebenso die Szenarien nach Tab. 3.4.

Bei kleinem Higgsino-Anteil der Neutralinos ist der Wirkungsquerschnitt näherungsweise durch $\sigma \approx \sigma_{\tilde{e}}(2-\delta_{ij})/2$ gegeben mit $\sigma_{\tilde{e}}$ aus (5.16). Für $P^+_3 = 0$ (unpolarisierte Positronen) und $m_{\tilde{e}_L} = m_{\tilde{e}_R}$ erhält man somit für die $\tilde{\chi}^0_1$-$\tilde{\chi}^0_2$-Produktion

$$\sigma \sim \left[(F^L_{e1}F^L_{e2})^2(1-P^-_3) + (F^R_{e1}F^R_{e2})^2(1+P^-_3)\right] f(s, m_{\tilde{\chi}^0_1}, m_{\tilde{\chi}^0_2}, m_{\tilde{e}_L} = m_{\tilde{e}_R}) \quad (5.24)$$

und daraus

$$A_e \approx |P^-_3| \frac{(F^L_{e1}F^L_{e2})^2 - (F^R_{e1}F^R_{e2})^2}{(F^L_{e1}F^L_{e2})^2 + (F^R_{e1}F^R_{e2})^2} = |P^-_3| \frac{1 - (F^R_{e1}F^R_{e2})^2/(F^L_{e1}F^L_{e2})^2}{1 + (F^R_{e1}F^R_{e2})^2/(F^L_{e1}F^L_{e2})^2}\,. \quad (5.25)$$

In Abb. 5.11 (b) sind nun die Konturlinien von A_e für $m_{\tilde{e}_L} = m_{\tilde{e}_R} = 200$ GeV in der λ-M_2-Ebene abgebildet. Tatsächlich verschwindet A_e auf der Linie $(F^L_{e1}F^L_{e2})^2 = (F^R_{e1}F^R_{e2})^2$ (vergleiche mit Abb. 5.11 (a)). In Szenario G2 erhält man $A_e \approx 0.59$ für $(F^R_{e1}F^R_{e2})^2/(F^L_{e1}F^L_{e2})^2 = 0.18$ und $|P_3^-| = 0.85$, was mit Abb. 5.10 übereinstimmt. Ebenso ist in Szenario M2 $A_e \approx -0.56$ für $(F^R_{e1}F^R_{e2})^2/(F^L_{e1}F^L_{e2})^2 = 4.8$ in Übereinstimmung mit Abb. 5.10. Wenn man sich also in der Parameterebene bei konstantem M_2 von großem zu kleinem λ bewegt (Abb. 5.12), sinkt der Wert von A_e von $+|P_3^-|$ zu kleineren Werten ab und ändert schließlich das Vorzeichen. Er erreicht aber für kleine λ nicht den Wert $-|P_3^-|$, da hier die Neutralinos Higgsino-Charakter haben. Der Übergang zum Higgsino-Charakter ist besonders für das $\tilde{\chi}^0_2$ sehr sprunghaft (vergleiche Abb. 4.2 (a)), so daß sich auch das Verhalten der Asymmetrie hier sprunghaft ändert. Die beiden unteren Konturlinien in Abb. 5.11 (b) sowie die Sprungstellen in Abb. 5.12 kennzeichnen diesen kleinen Übergangsbereich.

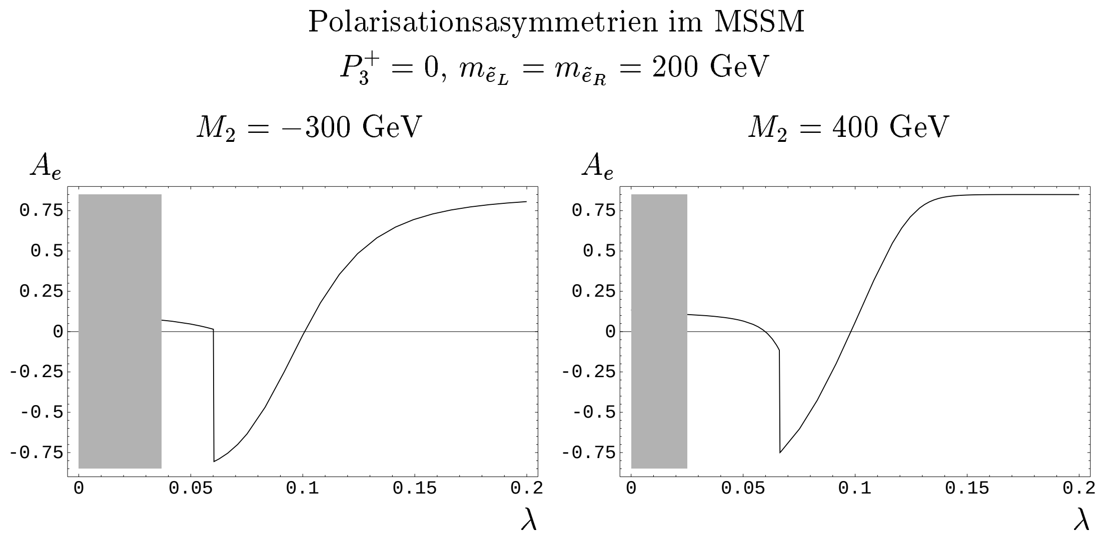


Abbildung 5.12: Polarisationsasymmetrien des totalen Wirkungsquerschnitts für den Prozeß $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_2$ im MSSM bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 1$ TeV mit $P_3^+ = 0$, $\tan\beta = 2$ und $m_{\tilde{e}_L} = m_{\tilde{e}_R} = 200$ GeV für $M_2 = -300$ GeV und $M_2 = 400$ GeV. Der grau unterlegte Bereich entspricht dem ausgeschlossenen Parameterbereich nach Abb. 3.2. Die Sprungstellen charakterisieren den Übergangsbereich zwischen Higgsino- und Gaugino-Charakter der Neutralinos.

Wenn der Higgsino-Anteil der Neutralinos dominiert, ist der Wirkungsquerschnitt näherungsweise durch σ_Z, Gl. (5.15), allein gegeben. Hieraus erhält man für unpolarisierten Positronenstrahl

$$A_e \approx |P_3^-| \frac{L_1^2 - R_1^2}{L_1^2 + R_1^2}, \tag{5.26}$$

d.h $A_e \approx 0.14$ für $|P_3^-| = 0.85$, in guter Übereinstimmung mit den Abbildungen 5.3 und 5.12 (vergleiche auch mit (5.23)). In Higgsino-Szenarien ist die Polarisationsasymmetrie also stets nahezu unabhängig von der Schwerpunktsenergie, während dies in den Szenarien mit größerem Gaugino-Anteil nur dann der Fall ist, wenn die rechts- und linkshändigen Selektronen gleiche Masse haben.

Dagegen sind in Gaugino-Szenarien, die z.B. in Abb. 5.11 (b) oberhalb der unteren beiden Konturlinien liegen, die Polarisationsasymmetrien im allgemeinen energieabhängig, wenn die rechts- und linkshändigen Selektronen unterschiedliche Masse haben. Damit die Effekte der Selektronmassen bei A_e wie in Abb. 5.10 deutlich auftreten, darf allerdings $(F_{e1}^R F_{e2}^R)^2/(F_{e1}^L F_{e2}^L)^2$ nicht zu groß oder zu klein werden. Bei großem (kleinem) $(F_{e1}^R F_{e2}^R)^2/(F_{e1}^L F_{e2}^L)^2$ koppeln fast ausschließlich die rechtshändigen (linkshändigen) Selektronen an die Neutralinos, so daß gilt

$$\sigma \sim (F_{e1}^{R(L)} F_{e2}^{R(L)})^2 \left[(1 - P_3^- P_3^+) \pm (P_3^- - P_3^+)\right] f(s, m_{\tilde{\chi}_1^0}, m_{\tilde{\chi}_2^0}, m_{\tilde{e}_{R(L)}}) \tag{5.27}$$

und damit

$$A_e \approx \mp |P_3^-| \tag{5.28}$$

unabhängig von der Energie, den Selektronmassen und einer zusätzlichen Polarisation P_3^+ der Positronen. Insbesondere für kleine $M_2 > 0$ und große λ ist $(F_{e1}^R F_{e2}^R)^2/(F_{e1}^L F_{e2}^L)^2$ sehr klein, so daß dort die Effekte der Selektronmassen nicht zu beobachten sind, obwohl $\tilde{\chi}_1^0$ und $\tilde{\chi}_2^0$ dort Gaugino-Charakter haben.

Der interessante Parameterbereich für die hier diskutierten Effekte ist also im wesentlichen der Bereich zwischen den Konturlinien $(F_{e1}^R F_{e2}^R)^2/(F_{e1}^L F_{e2}^L)^2 = 0.1$ und 10 in Abb. 5.11 (a). Dort ist der Wirkungsquerschnitt für $P_3^+ = 0$ näherungsweise gegeben durch

$$\sigma \sim (F_{e1}^L F_{e2}^L)^2 (1 - P_3^-) f(s, m_{\tilde{\chi}_1^0}, m_{\tilde{\chi}_2^0}, m_{\tilde{e}_L}) + (F_{e1}^R F_{e2}^R)^2 (1 + P_3^-) f(s, m_{\tilde{\chi}_1^0}, m_{\tilde{\chi}_2^0}, m_{\tilde{e}_R}) \,. \tag{5.29}$$

Hierbei gilt für Energien an der Schwelle ($\sqrt{s} \gtrsim m_{\tilde{\chi}_1^0} + m_{\tilde{\chi}_2^0}$)

$$f(s, m_{\tilde{\chi}_1^0}, m_{\tilde{\chi}_2^0}, m_{\tilde{e}_L}) \ll (\gg)\, f(s, m_{\tilde{\chi}_1^0}, m_{\tilde{\chi}_2^0}, m_{\tilde{e}_R}) \quad \text{für} \quad m_{\tilde{e}_L} \gg (\ll)\, m_{\tilde{e}_R} \,, \tag{5.30}$$

wodurch die Werte

$$A_e \approx \mp |P_3^-| \tag{5.31}$$

für große links- bzw. rechtshändige Selektronmassen erklärt werden können (Abb. 5.10 (a) bzw. (b)).

Wenn im MSSM die üblichen GUT-Beziehungen, z.B. nach [73], zwischen den Selektronmassen verletzt sind und die Selektronen stark unterschiedliche Masse haben, wird in der ersten Stufe eines Linearbeschleunigers nur das leichtere der Selektronen direkt produziert werden können. Die Messung der Polarisationsasymmetrien in der Neutralino-Produktion kann dann auch im MSSM helfen, Aussagen über die Masse des schweren Selektrons zu treffen. Dazu sind in Abbildung 5.13 die Konturlinien der Asymmetrien und des Wirkungsquerschnitts in der $m_{\tilde{e}_L}$-$m_{\tilde{e}_R}$-Ebene für die beiden Szenarien G2 und M2 aufgezeichnet. Insbesondere, wenn die Masse des stärker koppelnden Selektrons ($\tilde{e}_L$ in G2 bzw. $\tilde{e}_R$ in M2) klein ist, ändert sich der Wirkungsquerschnitt nur wenig, wenn man die Masse des anderen Selektrons variiert. Aber auch wenn das schwächer koppelnde Selektron leicht ist, hängt der Wirkungsquerschnitt für sehr große Massen des anderen

Selektrons nur wenig von dieser Masse ab. So gilt z.B. in G2 für $m_{\tilde{e}_R} = 200$ GeV: $\sigma = 12.5$ fb und $A_e = -0.43$ bei $m_{\tilde{e}_L} = 800$ GeV aber $\sigma = 11.0$ fb und $A_e = -0.61$ bei $m_{\tilde{e}_L} = 1000$ GeV.

Die Messung der Asymmetrien liefert also wichtige, zur Messung der Wirkungsquerschnitte komplementäre Informationen, wenn bei Kenntnis der Parameter des Neutralino-Sektors die Masse des schwereren Selektrons bestimmt werden soll. Falls hingegen die Massen der Selektronen und der Neutralinos bekannt sind, kann man mit der gemessenen Polarisationsasymmetrie die Parameter des Neutralino-Sektors einschränken (z.B. mit Abb. 5.11 (b) für $m_{\tilde{e}_L} = m_{\tilde{e}_R} = 200$ GeV).

In den E_6-Modellen werden die Asymmetrien auch von den Resonanzen der neuen Eichbosonen beeinflußt. Um diese Effekte unabhängig von den Selektronmassen diskutieren zu können, sind in Abbildung 5.14 die Polarisationsasymmetrien im Rang-5-Modell mit einem Singlett zusammen mit denen im MSSM dargestellt, wobei für die Selektronmassen im MSSM die gleichen Werte wie im E_6-Modell gewählt wurden. Man erkennt, daß die Abweichungen bei Energien oberhalb der Schwelle zwischen den Modellen im Szenario G2 in Abb. 5.3 fast ausschließlich auf den unterschiedlichen Massen der Selektronen beruhen. Wenn man die Selektronmassen in beiden Modellen gleich setzt, erhält man die gleichen Asymmetrien bis auf einen schmalen Resonanzeffekt.

Im Szenario M2 ist unabhängig von den Selektronmassen ein breiterer Resonanzeffekt als in G2 vorhanden. Dies liegt am größeren Higgsino-Anteil der Neutralinos und führt auch bei niedrigeren Energien zu Unterschieden zwischen den Modellen. So haben die Asymmetrien für Energien $\sqrt{s} \gtrsim 750$ GeV verschiedenes Vorzeichen, auch wenn man die Selektronmassen in beiden Modellen gleich setzt.

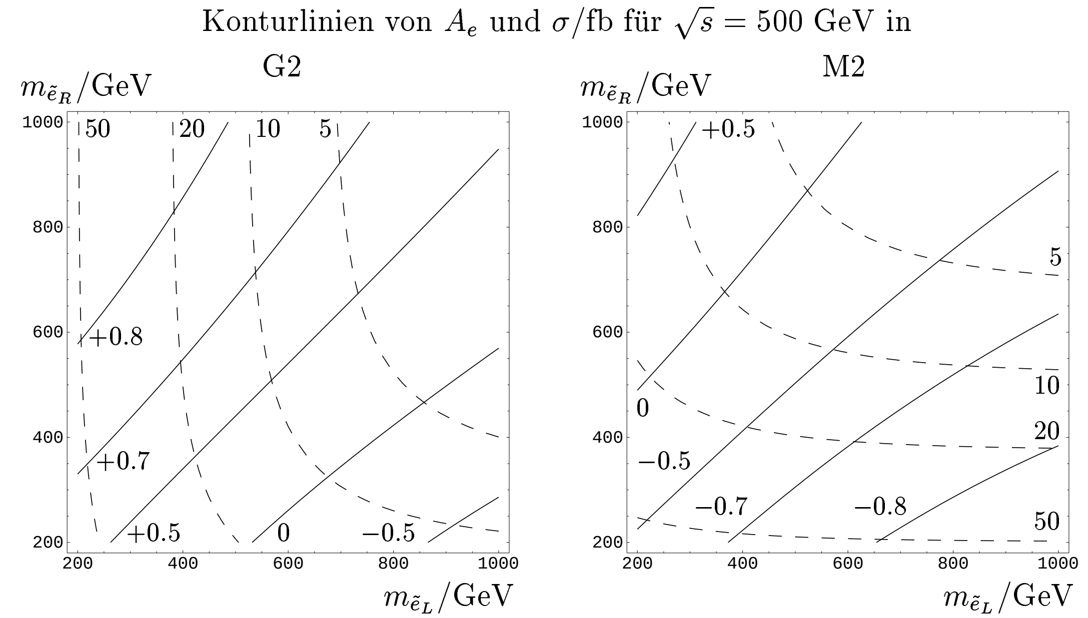


Abbildung 5.13: Konturlinien der Polarisationsasymmetrie A_e für $P_3^+ = 0$ (durchgezogen) und des Wirkungsquerschnitts σ (in fb) für $P_3^- = P_3^+ = 0$ (gestrichelt) für den Prozeß $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ in der $m_{\tilde{e}_L}$-$m_{\tilde{e}_R}$-Ebene bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 500$ GeV in den Szenarien G2 und M2 nach Tab. 3.4.

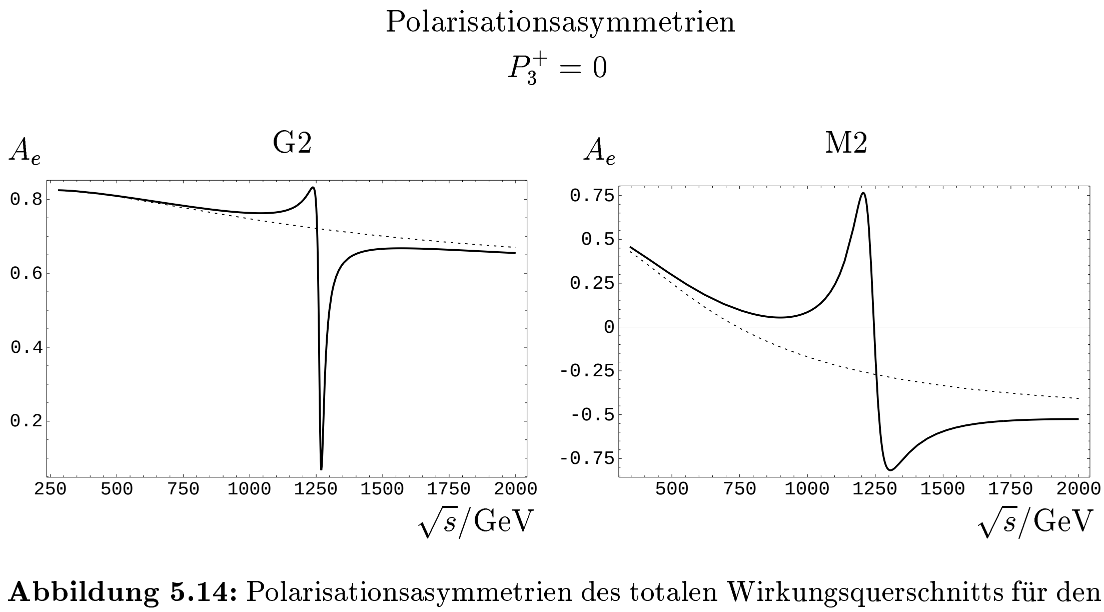


Abbildung 5.14: Polarisationsasymmetrien des totalen Wirkungsquerschnitts für den Prozeß $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ in den Szenarien G2 und M2 nach Tab. 3.4 für $P_3^+ = 0$. Dargestellt sind die Asymmetrien im Rang-5-Modell mit einem Singlett (durchgezogen) und im MSSM (gepunktet), wobei im MSSM die gleichen Selektronmassen wie im E_6-Modell gewählt wurden.

Kapitel 6

Zerfälle der Neutralinos

Im vorletzten Kapitel sollen die Zerfälle der Neutralinos diskutiert werden. In Modellen mit erhaltener R-Parität und dem leichtesten Neutralino als LSP, wie sie in dieser Arbeit untersucht werden, zerfallen alle produzierten supersymmetrischen Teilchen direkt oder über Kaskadenzerfälle in dieses LSP. Das LSP entkommt dem Detektor, was zu typischen Signaturen mit fehlender Energie führt.

Um die Signaturen zu den Prozessen $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ bzw. $\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_2^0$, die im vorherigen Kapitel untersucht wurden, bestimmen zu können, müssen die Zerfallsbreiten und Verzweigungsraten des $\tilde{\chi}_2^0$ berechnet werden. Im folgenden wird diese Analyse auf das Rang-5-Modell mit einem Singlett beschränkt, weil hiermit beide wichtige Fälle der Phänomenologie der Neutralinos in den E_6-Modellen abgedeckt werden können, nämlich MSSM-artige $\tilde{\chi}_1^0$, $\tilde{\chi}_2^0$ mit $M' = M_1$ und Singlett-Higgsino-artiges $\tilde{\chi}_1^0$ mit $M' = 20$ TeV. Anschließend werden noch die Zerfallswinkelverteilungen der leptonischen Zerfallsprodukte des $\tilde{\chi}_2^0$ betrachtet.

6.1 Zerfallsbreiten und Verzweigungsraten

Für die Bestimmung der möglichen Zerfallskanäle der $\tilde{\chi}_2^0$ müssen die Massen aller Sfermionen festgelegt werden. Diese wurden so groß gewählt, daß keine Zweiteilchenzerfälle in diese Sfermionen möglich sind. Im Rang-5-Modell mit einem Singlett erhält man mit den skalaren Massenparametern (siehe Abschnitt 2.6)

$$\boxed{\tilde{M}_{\tilde{\ell}_{L,R}} = \tilde{M}_{\tilde{\nu}} = 498 \text{ GeV}\,, \qquad \tilde{M}_{\tilde{d}_{L,R}} = \tilde{M}_{\tilde{u}_{L,R}} = 698 \text{ GeV}} \tag{6.1}$$

die folgenden Sfermionenmassen:

$\tilde{f}$	$\tilde{\ell}_L$	$\tilde{\ell}_R$	$\tilde{\nu}$	$\tilde{d}_L$	$\tilde{d}_R$	$\tilde{u}_L$	$\tilde{u}_R$
$m_{\tilde{f}}$/GeV	300	753	294	899	573	896	897

(6.2)

Um auch im MSSM die Zerfallsbreiten angeben zu können, wurden dort die nachstehenden typischen Massen gewählt [73]:

$\tilde{f}$	$\tilde{\ell}_L$	$\tilde{\ell}_R$	$\tilde{\nu}$	$\tilde{d}_L$	$\tilde{d}_R$	$\tilde{u}_L$	$\tilde{u}_R$
$m_{\tilde{f}}$/GeV	300	220	295	996	963	994	963

(6.3)

Diese Massen gelten für die Sfermionen aller drei Generationen mit Ausnahme des Stop. Dessen Masse wird nicht benötigt, da das $\tilde{\chi}_2^0$ hier nicht in reelle Top-Quarks zerfallen kann. Im folgenden wird daher bei den Zerfallsbreiten der jeweiligen Kanäle über die drei Generationen – mit Ausnahme des Top – summiert.

$\tilde{\chi}_1^0$, $\tilde{\chi}_2^0$ MSSM-artig

Für MSSM-artige $\tilde{\chi}_1^0$ und $\tilde{\chi}_2^0$ sind in den Szenarien nach Tabelle 3.4 keine Zweiteilchenzerfälle über Z_1-, W- oder Higgs-Bosonen möglich. Die einzigen Zerfallskanäle des $\tilde{\chi}_2^0$ sind dann Dreiteilchenzerfälle in $\tilde{\chi}_1^0$ oder $\tilde{\chi}_1^\pm$ und zwei Standardfermionen (siehe Anhang A.6). In Tabelle 6.1 sind diese Zerfallsbreiten und die zugehörigen Verzweigungsraten im Rang-5-Modell mit einem Singlett aufgeführt und zum Vergleich in Tabelle 6.2 die entsprechenden Werte im MSSM.

Szenario		H2	H40	G2	G40	M2	M40
$\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^0 \ell^+\ell^-$	Γ/keV	0.25	1.19	0.86	14.4	1.20	5.16
	Br/%	10.1	9.3	12.8	9.0	4.0	6.6
$\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^0 \nu\bar{\nu}$	Γ/keV	0.51	2.40	0.74	25.5	2.94	12.6
	Br/%	20.1	18.7	11.0	15.9	9.8	16.1
$\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^\pm \ell^\mp \overset{(-)}{\nu}$	Γ/keV	0.02	0.42	$<10^{-2}$	$<10^{-2}$	2.36	0.01
	Br/%	0.8	3.3	$<10^{-1}$	$<10^{-1}$	7.8	$<10^{-1}$
$\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^0 d\bar{d}$	Γ/keV	1.13	5.27	3.47	79.7	12.8	40.1
	Br/%	44.5	41.1	51.5	49.7	42.4	51.1
$\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^0 u\bar{u}$	Γ/keV	0.58	2.72	1.67	40.9	6.40	20.6
	Br/%	23.0	21.0	24.7	25.5	21.3	26.2
$\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^\pm \overset{(-)}{d} \overset{(-)}{u}$	Γ/keV	0.04	0.83	$<10^{-2}$	$<10^{-2}$	4.44	0.02
	Br/%	1.5	6.5	$<10^{-1}$	$<10^{-1}$	14.7	$<10^{-1}$

Tabelle 6.1: Zerfallsbreiten und Verzweigungsraten des $\tilde{\chi}_2^0$ im Rang-5-Modell mit einem Singlett für die Szenarien nach Tab. 3.4. Dabei wurde jeweils über alle möglichen Zerfälle in Fermionen der drei Generationen – mit Ausnahme des Top – summiert.

Szenario		H2	H40	G2	G40	M2	M40
$\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^0 \ell^+\ell^-$	Γ/keV	0.27	1.19	1.49	10.5	24.5	18.5
	Br/%	10.0	9.3	20.7	7.8	46.8	20.8
$\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^0 \nu\bar{\nu}$	Γ/keV	0.55	2.41	0.72	20.9	2.79	12.1
	Br/%	20.2	18.8	10.1	15.5	5.3	13.6
$\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^\pm \ell^\mp \overset{(-)}{\nu}$	Γ/keV	0.02	0.39	$<10^{-2}$	$<10^{-2}$	2.32	0.01
	Br/%	0.7	3.1	$<10^{-1}$	$<10^{-1}$	4.4	$<10^{-1}$
$\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^0 d\bar{d}$	Γ/keV	1.21	5.30	3.34	68.4	12.1	38.4
	Br/%	44.6	41.3	46.5	50.6	23.2	43.2
$\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^0 u\bar{u}$	Γ/keV	0.63	2.75	1.63	35.3	6.20	19.9
	Br/%	23.1	21.4	22.7	26.1	11.9	22.4
$\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^\pm \overset{(-)}{d} \overset{(-)}{u}$	Γ/keV	0.04	0.79	$<10^{-2}$	$<10^{-2}$	4.37	0.02
	Br/%	1.4	6.1	$<10^{-1}$	$<10^{-1}$	8.4	$<10^{-1}$

Tabelle 6.2: Zerfallsbreiten und Verzweigungsraten des $\tilde{\chi}_2^0$ im MSSM für die Szenarien nach Tab. 3.4. Dabei wurde jeweils über alle möglichen Zerfälle in Fermionen der drei Generationen – mit Ausnahme des Top – summiert.

In den Szenarien H2 und H40 mit Higgsino-artigen $\tilde{\chi}_1^0$ und $\tilde{\chi}_2^0$ sind die Zerfallsbreiten und Verzweigungsraten fast identisch. Die neuen Eichbosonen liefern also keinen wesentlichen Beitrag zu den Zerfällen. In den anderen Szenarien, in denen die Neutralinos höheren Gaugino-Anteil haben, sind die Unterschiede aufgrund der unterschiedlichen Sfermionmassen in den Modellen größer. Besonders in den Szenarien M2 und M40 ist im E_6-Modell eine deutlich kleinere Verzweigungsrate in leptonische Endzustände festzustellen als im MSSM. Dieser Zerfallskanal ist im E_6-Modell unterdrückt, weil $\tilde{\chi}_1^0$ und $\tilde{\chi}_2^0$ in diesen Szenarien hauptsächlich an das rechtshändige Slepton koppeln (vergleiche Anhang A.3), das hier deutlich schwerer ist als im MSSM. Dies hat besonders in M2 Auswirkungen auf die Entdeckung der Neutralinos im E_6-Modell, da die leptonischen Zerfallskanäle, die eine klare Signatur liefern, hier um den Faktor 10 gegenüber dem MSSM unterdrückt sind.

Radiative Zerfälle ($\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^0\gamma$) müssen hier nicht berücksichtigt werden, da diese nur für $\tan\beta \approx 1$ oder $m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0} \lesssim 10$ GeV eine wesentliche Verzweigungsrate besitzen [83].

$\tilde{\chi}_1^0$ Singlett-Higgsino, $\tilde{\chi}_2^0$ MSSM-artig

Im Rang-5-Modell mit einem Singlett und $M' = 20$ TeV ist das $\tilde{\chi}_1^0$ in allen Szenarien ein fast reines Singlett-Higgsino mit einer Masse von etwa 80 GeV. Das

$\tilde{\chi}_2^0$ hat dann jeweils in etwa die Masse des $\tilde{\chi}_1^0$ im MSSM (siehe Tab. 3.4). Hier sind somit keine Dreiteilchenzerfälle in das $\tilde{\chi}_1^\pm$ möglich. Die Dreiteilchenzerfälle in das $\tilde{\chi}_1^0$ sind in Tabelle 6.3 aufgeführt.

Szenario		H2	H40	G2	G40	M2	M40
$\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^0 \ell^+\ell^-$	Γ/eV	0.100	0.408	0.0005	0.0228	22.0	4.55
	Br/%	10.2	10.3	1.2	37.3	9.3	6.4
$\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^0 \nu\bar{\nu}$	Γ/eV	0.212	0.813	0.0244	0.0178	56.8	25.3
	Br/%	21.6	20.5	56.4	29.3	24.2	35.5
$\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^0 d\bar{d}$	Γ/eV	0.456	1.80	0.0106	0.0167	102	26.2
	Br/%	46.6	45.4	24.4	27.4	43.5	36.8
$\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^0 u\bar{u}$	Γ/eV	0.211	0.943	0.0078	0.0036	54.1	15.2
	Br/%	21.5	23.8	18.0	6.0	23.0	21.3

Tabelle 6.3: Zerfallsbreiten und Verzweigungsraten des $\tilde{\chi}_2^0$ im Rang-5-Modell mit einem Singlett und $M' = 20$ TeV für die Szenarien nach Tab. 3.4. Dabei wurde jeweils über alle möglichen Zerfälle in Fermionen der drei Generationen – mit Ausnahme des Top – summiert.

In diesem Modell sind die Zerfallsbreiten niedriger als für $M' = M_1$ (MSSM-artiges $\tilde{\chi}_1^0$) und unterscheiden sich deutlich in den verschiedenen Szenarien. Diese Unterschiede rühren aber nicht so sehr von den unterschiedlichen sonstigen Anteilen des Singlett-Higgsino-artigen $\tilde{\chi}_1^0$ her sondern hauptsächlich von der unterschiedlichen Massendifferenz $m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$.

In den Szenarien M2 und M40 ist diese Massendifferenz mit 50 – 60 GeV recht groß, so daß keine kinematische Unterdrückung der Zerfälle eintritt. Die totale Zerfallsbreite liegt in der Größenordnung von 0.1 keV und ist somit ein bis drei Größenordnungen niedriger als für $M' = M_1$, da die $\tilde{\chi}_2^0$ nur an die kleinen MSSM-artigen Anteile des $\tilde{\chi}_1^0$ koppeln. In H2 (H40) ist $m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0} \approx 35$ (20) GeV. Dies führt zu einer kinematischen Unterdrückung der Zerfälle, die hier nur noch in der Größenordnung von 1 eV liegen. In G2 und G40 mit einer Massendifferenz von 13 – 18 GeV ist die kinematische Unterdrückung am stärksten ausgeprägt, die Dreiteilchenzerfallsbreiten liegen nur noch in der Größenordnung von 0.01 eV.

Der radiative Zerfall $\tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^0 \gamma$ der Neutralinos erfolgt hier wie in MSSM und NMSSM durch Schleifenaustausch von geladenen Sfermionen und Fermionen sowie Charginos und W-Bosonen bzw. Higgs-Bosonen [40, 83, 84]. Die Phänomenologie dieser Teilchen ist sehr ähnlich zum NMSSM, so daß man erwarten kann, daß die Zerfallsbreiten dieser Schleifenzerfälle in der gleichen Größenordnung liegen wie im NMSSM. Für große Massendifferenzen ($m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0} > 10$ GeV) sind sie dort durchwegs vernachlässigbar und liegen bei etwa 0.01 eV [76]. Somit sollten sie auch im E_6-Modell in den Higgsino- und Mix-Szenarien keinen wesentlichen Beitrag leisten. Bei kleineren Massendifferenzen werden die Schleifenzerfälle immer wichtiger, da sie für $(m_{\tilde{\chi}^0_2} - m_{\tilde{\chi}^0_1}) \to 0$ nur wie $(1 - m_{\tilde{\chi}^0_1}/m_{\tilde{\chi}^0_2})^3$ gegen Null gehen, die Dreiteilchenzerfälle dagegen wie $(1 - m_{\tilde{\chi}^0_1}/m_{\tilde{\chi}^0_2})^5$ [83]. Im NMSSM liefern sie allerdings nur für $\eta_{\tilde{\chi}^0_1}\eta_{\tilde{\chi}^0_2} = -1$ einen wesentlichen Anteil der totalen Zerfallsbreite [76]. In G2 und G40 haben die Masseneigenwerte von $\tilde{\chi}^0_1$ und $\tilde{\chi}^0_2$ aber gleiches Vorzeichen, so daß die Schleifenzerfälle wohl auch im E_6-Modell keinen nennenswerten Beitrag leisten.

In Modellen mit Singlett-Higgsino-artigem $\tilde{\chi}^0_1$ wird die Möglichkeit von versetzten Vertizes („displaced vertices") des zerfallenden $\tilde{\chi}^0_2$ diskutiert [76, 85]. Diese treten auf, wenn die totale Zerfallsbreite des $\tilde{\chi}^0_2$ kleiner als einige 10^{-4} eV ist. Dann kann das $\tilde{\chi}^0_2$ eine meßbare Wegstrecke von etwa 1 mm im Detektor zurücklegen, bevor es zerfällt. In den hier diskutierten Szenarien sind die Zerfallsbreiten deutlich größer, es treten also keine versetzten Vertizes auf. Abgesehen von Szenarien mit einer kinematischen Unterdrückung der Zerfälle ($(m_{\tilde{\chi}^0_2} - m_{\tilde{\chi}^0_1}) \to 0$) kommen versetzte Vertizes nur vor, wenn das $\tilde{\chi}^0_1$ sehr reinen Singlett-Higgsino-Charakter hat. Dies kann im Rang-5-Modell mit einem Singlett nur erreicht werden, wenn für den Vakuumerwartungswert v_3 ein sehr viel größerer Wert gewählt wird als in Tab. 3.3. Dann hat allerdings auch das neue Eichboson eine deutlich größere Masse. Erst für $v_3 = \mathcal{O}(10^6$ GeV$)$ und $M' = \mathcal{O}(10^9$ GeV$)$ kommt man in den Bereich, wo versetzte Vertizes auftreten können. Dann liegt aber m_{Z_2} schon bei einigen 10^5 GeV.

Im Rang-5-Modell mit zwei Singletts kann der „nicht benötigte" (vergleiche Abschnitt 3.2) Singlett-Vakuumerwartungswert v_4 sehr klein sein. Dann ist das zugehörige leichte Singlett-Higgsino-artige $\tilde{\chi}^0_1$ rein genug, daß versetzte Vertizes des $\tilde{\chi}^0_2$ auftreten können oder das $\tilde{\chi}^0_2$ gar aus dem Detektor entkommt.

6.2 Zerfallswinkelverteilungen

In diesem Abschnitt werden die Winkelverteilungen der leptonischen Zerfallsprodukte des $\tilde{\chi}^0_2$ für den gekoppelten Produktions- und Zerfallsprozeß

$$e^+e^- \longrightarrow \tilde{\chi}^0_1 + \tilde{\chi}^0_2 \longrightarrow \tilde{\chi}^0_1 + \tilde{\chi}^0_1 \ell^+\ell^- \tag{6.4}$$

mit vollen Spinkorrelationen zwischen Produktion und Zerfall untersucht [86, 87, 88]. Für diesen kombinierten Prozeß wird der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\tilde{\sigma}/d\cos\theta_-$ analysiert, wobei θ_- den Winkel zwischen dem einlaufenden Elektron e^- und dem auslaufenden Lepton ℓ^- bezeichnet. Nach Integration über θ_- erhält man den Produktionswirkungsquerschnitt σ multipliziert mit der Verzweigungsrate in *eine* Leptongeneration

$$\tilde{\sigma} = \int_{-1}^{+1} \frac{d\tilde{\sigma}}{d\cos\theta_-} d\cos\theta_- = \sigma(e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_1\tilde{\chi}^0_2) \times \mathrm{BR}(\tilde{\chi}^0_2 \to \tilde{\chi}^0_1\ell^+\ell^-)\,, \tag{6.5}$$

welche unabhängig von den Spinkorrelationen ist [89]. Weiterhin wird die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie („forward-backward asymmetry“) A_{FB} betrachtet

$$A_{\mathrm{FB}} = \frac{\displaystyle\int_0^{+1} \frac{d\tilde{\sigma}}{d\cos\theta_-} d\cos\theta_- - \int_{-1}^{0} \frac{d\tilde{\sigma}}{d\cos\theta_-} d\cos\theta_-}{\displaystyle\int_{-1}^{+1} \frac{d\tilde{\sigma}}{d\cos\theta_-} d\cos\theta_-} . \tag{6.6}$$

Diese Asymmetrie tritt trotz des Majorana-Charakters der Neutralinos aufgrund der Spinkorrelationen zwischen Produktion und Zerfalls auf [87]. Für Details dieses Formalismusses sei auf [87, 88] verwiesen. Dort sind die analytischen Formeln der Amplituden des gekoppelten Prozesses zu finden. Die FORTRAN-Programme zur Berechnung der Winkelverteilungen wurden ebenfalls im Rahmen dieser Arbeiten erstellt.

$\tilde{\chi}_1^0$, $\tilde{\chi}_2^0$ MSSM-artig

In Abbildung 6.1 sind die Zerfallswinkelverteilungen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 500$ GeV in den Szenarien H2, G2 und M2 nach Tab. 3.4 für unpolarisierte Positronenstrahlen ($P_3^+ = 0$) und drei verschiedene Elektronenstrahlpolarisationen $P_3^+ = 0, \pm 0.85$ dargestellt, in Abb. 6.1(a) im Rang-5-Modell mit einem Singlett und $M' = M_1$ und in Abb. 6.1(b) zum Vergleich im MSSM.

Im Szenario H2 sind die Winkelverteilungen in beiden Modellen nahezu identisch. Der Wirkungsquerschnitt für $P_3^- = -0.85$ ist jeweils etwas größer, wie nach Abb. 5.3 zu erwarten ist. Vorwärts- und Rückwärtsrichtung sind gegen $\theta_- = \pi/2$ bevorzugt, und A_{FB} ist für alle Werte von P_3^- kleiner als 0.01, wie es für Higgsino-artige Neutralinos der Fall ist [86].

In G2 sind die Wirkungsquerschnitte im E_6-Modell wegen der kleineren Produktionsquerschnitte (vergleiche Abb. 5.2) und der kleineren Verzweigungsraten in leptonische Endzustände (Tab. 6.1, 6.2) etwa halb so groß wie im MSSM. Auch hier ist der Wirkungsquerschnitt für $P_3^- = -0.85$ in beiden Modellen am größten allerdings mit einer größeren Polarisationsasymmetrie im E_6-Modell (vergleiche Abb. 5.3). In diesem Szenario sind auch größere Unterschiede bei der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie festzustellen. Für $P_3^- = 0$ ist $A_{\mathrm{FB}} = -0.01$ im MSSM und $+0.04$ im E_6-Modell. Die Messung von A_{FB} kann also auch dazu beitragen, die Modelle zu unterscheiden. Insgesamt sind hier Winkel um $\theta_- = \pi/2$ leicht gegen Vorwärts- und Rückwärtsrichtung bevorzugt, wie es in Szenarien mit Gaugino-artigen Neutralinos zu erwarten ist [86].

Im Szenario M2 sind die Wirkungsquerschnitte im E_6-Modell drastisch niedriger wegen der deutlich kleineren Produktionsquerschnitte und der mehr als zehnfach niedrigeren Verzweigungsrate in leptonische Endzustände. Im MSSM ist der Wirkungsquerschnitt für $P_3^- = +0.85$ am größten, weil hier die Polarisationsasymmetrie ein anderes Vorzeichen hat als im E_6-Modell. In diesem Szenario kommen die größten Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrien vor, die sich auch deutlich zwischen den Modellen unterscheiden. Für $P_3^- = 0$ ist $A_{\mathrm{FB}} = +0.07$ im

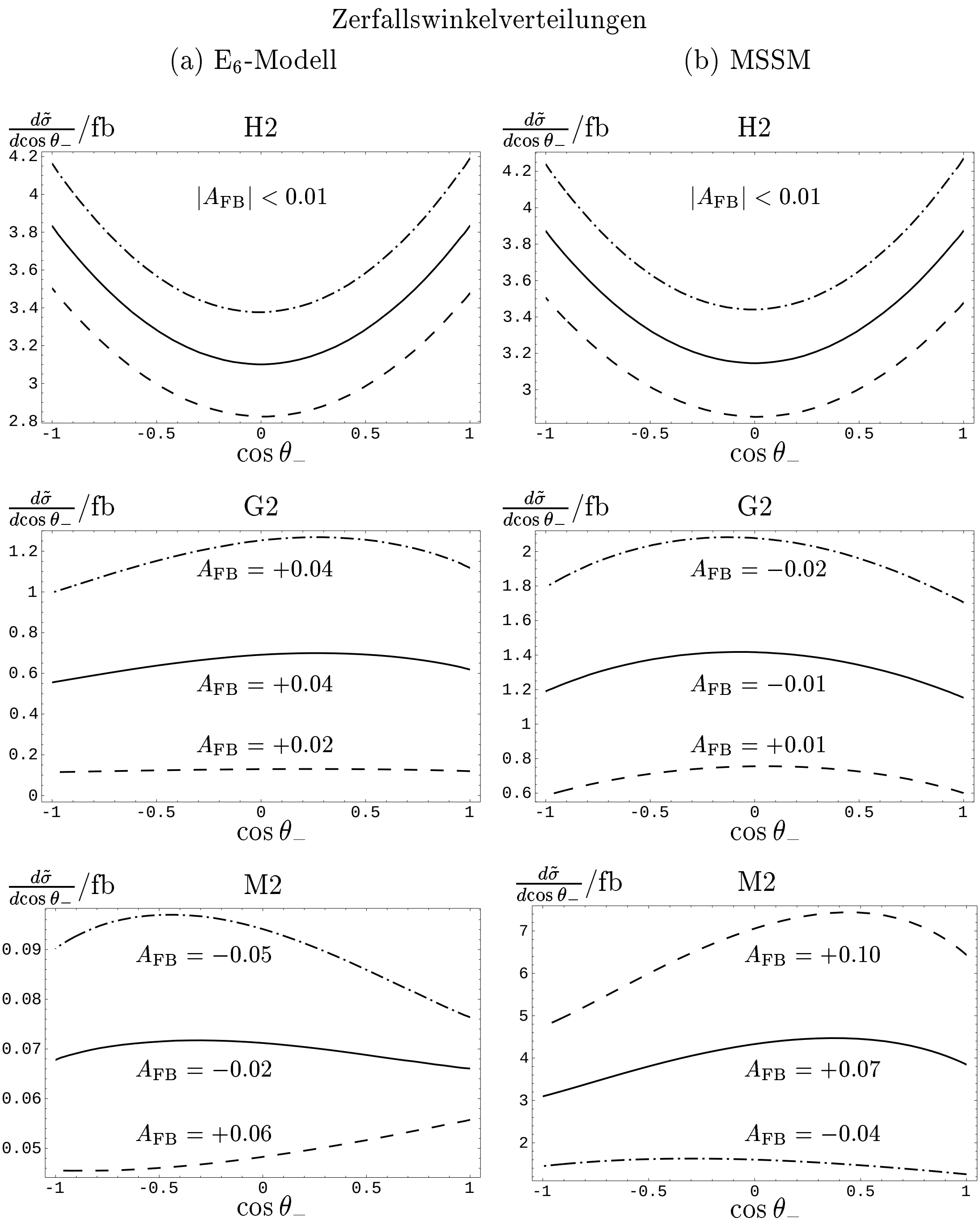


Abbildung 6.1: Zerfallswinkelverteilungen des Prozesses $e^+e^- \to \tilde{\chi}^0_1 + \tilde{\chi}^0_2 \to \tilde{\chi}^0_1 + \tilde{\chi}^0_1 \ell^+\ell^-$ bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 500$ GeV in den Szenarien H2, G2 und M2 nach Tab. 3.4 (a) im Rang-5-Modell mit einem Singlett und $M' = M_1$ und (b) im MSSM. Dargestellt sind die Winkelverteilungen für unpolarisierte Positronen und Elektronenstrahlpolarisationen $P_3^- = 0$ (durchgezogen), $P_3^- = +0.85$ (gestrichelt) und $P_3^- = -0.85$ (strichpunktiert). Zusätzlich sind die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrien $A_{\rm FB}$ der Winkelverteilungen angegeben.

MSSM und -0.02 im E_6-Modell. Dies wird hier wegen der sehr kleinen Wirkungsquerschnitte im E_6-Modell aber keine Rolle für die Unterscheidung der Modelle spielen.

Die Winkelverteilungen in den Szenarien H40, G40 und M40 mit $\tan\beta = 40$ unterscheiden sich abgesehen von der absoluten Größe der Wirkungsquerschnitte aufgrund von unterschiedlichen Produktionsquerschnitten und Verzweigungsraten kaum von denen in den Szenarien mit $\tan\beta = 2$.

Das unterschiedliche Vorzeichen von A_{FB} zwischen MSSM und E_6-Modell in G2 und M2 liegt an den verschiedenen Massen des rechthändigen Selektrons in beiden Modellen. Dieser Einfluß der Selektronmassen auf die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie ist allgemein zu beobachten für MSSM-artige Neutralinos mit spürbarem Gaugino-Anteil. Die Messung von A_{FB} kann also wie auch die der Polarisationsasymmetrie (siehe Abschnitt 5.4) dazu dienen, Informationen über die Selektronmassen zu erhalten, oder bei bekannten Selektronmassen, die Parameter des Neutralino-Sektors einzuschränken, da sich die Asymmetrien bei beiden Modellen aufgrund anderer Kopplungen auch deutlich zwischen den drei Szenarien unterscheiden.

$\tilde{\chi}_1^0$ Singlett-Higgsino, $\tilde{\chi}_2^0$ MSSM-artig

In Abbildung 6.2 sind Zerfallswinkelverteilungen im Rang-5-Modell mit einem Singlett und $M' = 20$ TeV dargestellt. In diesem Modell hat das leichteste Neutralino Singlett-Higgsino-Charakter. Die Winkelverteilungen sind hier im Szenario G40 nach Tab. 3.4 für drei verschiedene Elektronenstrahlpolarisationen $P_3^+ = 0$, ± 0.85 und zwei Positronenstrahlpolarisationen $P_3^+ = 0$ und $P_3^+ = -0.6$ bei einer Schwerpunktsenergie von 500 GeV abgebildet.

Aufgrund der Produktionsquerschnitte und Verzweigungsraten erhält man nur im Szenario G40 (vergleiche Tab. 6.3) Wirkungsquerschnitte $\tilde{\sigma}$ von einigen 0.1 fb. In den anderen Szenarien ist $\tilde{\sigma}$ deutlich kleiner und somit wohl nicht meßbar. Selbst in G40 sind daher die Winkelverteilungen der leptonischen Zerfallsprodukte wahrscheinlich nicht meßbar, weil die Verteilungen zudem sehr flach sind und nur kleine Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrien $A_{\mathrm{FB}} \sim 0.01$ aufweisen. Der Wirkungsquerschnitt für $P_3^- = +0.85$ ist jeweils deutlich größer als für unpolarisierte Elektronen, die Polarisationsasymmetrie A_e (5.20) beträgt etwa -0.8. Mit einer zusätzlichen Polarisation des Positronenstrahls können die Wirkungsquerschnitte etwa auf das anderthalbfache angehoben werden, $\tilde{\sigma} = 0.12$ fb für $P_3^- = P_3^+ = 0$ und $\tilde{\sigma} = 0.19$ fb für $P_3^- = 0$, $P_3^+ = -0.6$.

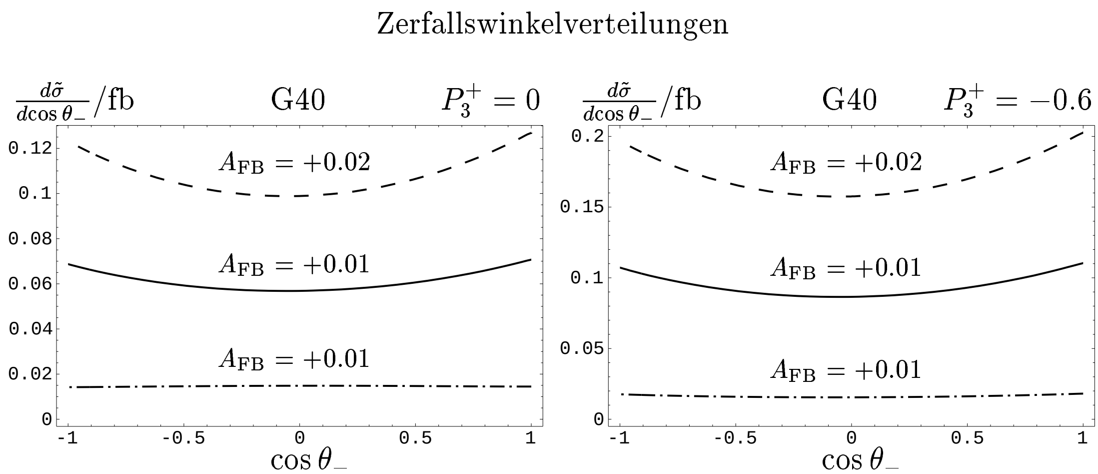


Abbildung 6.2: Zerfallswinkelverteilungen des Prozesses $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0 + \tilde{\chi}_2^0 \to \tilde{\chi}_1^0 + \tilde{\chi}_1^0 \ell^+\ell^-$ bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 500$ GeV im Szenario G40 nach Tab. 3.4 im Rang-5-Modell mit einem Singlett und $M' = 20$ TeV. Dargestellt sind die Winkelverteilungen für Elektronenstrahlpolarisationen $P_3^- = 0$ (durchgezogen), $P_3^- = +0.85$ (gestrichelt) und $P_3^- = -0.85$ (strichpunktiert) und Positronenstrahlpolarisationen $P_3^+ = 0$ und $P_3^+ = -0.6$. Zusätzlich sind die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrien A_{FB} der Winkelverteilungen angegeben.

Kapitel 7

Zusammenfassung

Obwohl das Standardmodell (SM) der elektroschwachen und starken Wechselwirkung von den bisherigen Experimenten mit großer Genauigkeit bestätigt wird, ergeben sich viele Probleme, wenn das SM in eine Großvereinheitlichte Theorie („Grand Unified Theory“, GUT) eingebunden werden soll. So kann vor allem der Unterschied von 14 Größenordnungen zwischen der Energieskala $E_{\mathrm{GUT}} = \mathcal{O}(10^{16}\ \mathrm{GeV})$, bei der die GUT gebrochen wird, und der Skala der W-Bosonmasse $m_W = \mathcal{O}(100\ \mathrm{GeV})$ nicht erklärt werden. Supersymmetrische Theorien, die die bosonischen und fermionischen Zustände zueinander in Beziehung setzen, in denen also die SM-Teilchen supersymmetrische Partner mit um 1/2 verschiedenem Spin erhalten, können diese Probleme lösen.

Im Minimalen Supersymmetrischen Standardmodell (MSSM) wird jedem Freiheitsgrad eines SM-Teilchens ein Freiheitsgrad eines supersymmetrischen Partners zugeordnet. Daneben sind im Gegensatz zum SM zwei Higgs-Dubletts nötig, um allen Teilchen Masse geben zu können. Die Partner der Eich- und Higgs-Bosonen werden als Gauginos und Higgsinos bezeichnet und die der Fermionen als Sfermionen (Selektronen, Squarks, ...). Die neutralen Gauginos und Higgsinos mischen aufgrund der Brechung der Supersymmetrie zu den Neutralinos $\tilde{\chi}^0_{1,\dots,4}$ und die geladenen Gauginos und Higgsinos zu den Charginos $\tilde{\chi}^{\pm}_{1,2}$. Das leichteste Neutralino $\tilde{\chi}^0_1$ ist das leichteste supersymmetrische Teilchen (LSP) und somit stabil in Modellen mit erhaltener R-Parität.

Erweiterte supersymmetrische Modelle mit zusätzlichen Higgs-Singlett-Feldern können das μ-Problem des MSSM, das von einem dimensionsbehafteten Parameter im Superpotential herrührt, lösen. Das Nichtminimale Supersymmetrische Standardmodell (NMSSM) mit einem neuen Higgs-Singlett-Feld ist die einfachste Erweiterung dieser Art. Darüber hinausgehende Erweiterungen sind Modelle, die daneben noch zusätzliche U(1)-Faktoren in der Eichgruppe enthalten, also neue neutrale Eichbosonen. Diese U(1)-Faktoren können durch die Superstringtheorie motiviert werden, die bei der Kompaktifizierung auf vier Dimensionen zu einer E_6-Gruppe als effektiver GUT-Gruppe führt. Das Ziel der vorliegenden Arbeit war, den Neutralino-Sektor in diesen Superstring-inspirierten E_6-Modellen zu untersuchen und die Unterschiede zum MSSM und zum NMSSM herauszuarbeiten.

Bei der Brechung der E_6-Gruppe zu einer Niederenergieeichgruppe bei der Skala m_W erhält man effektive Eichgruppen von Rang 5 oder Rang 6. Die Eichgruppe mit Rang 5 ist eindeutig festgelegt, man bekommt einen neuen U(1)-Faktor im Vergleich zum SM, also ein neues Eichboson. Von den möglichen Niederenergieeichgruppen mit Rang 6 wird in dieser Arbeit nur die Gruppe mit zwei neuen U(1)-Faktoren betrachtet, die die einfachste Erweiterung in der Reihe SM $\to$ Rang-5-Modell $\to$ Rang-6-Modell darstellt. Hier treten somit zwei neue neutrale Eichbosonen auf.

Da jede Fermiongeneration in einer Fundamentaldarstellung **27** von E_6 liegt, sind neben den SM-Fermionen noch zusätzliche Felder nötig, um die **27** aufzufüllen. Die Baryon- und Leptonzahl der neuen Felder sind durch die Gruppenstruktur von E_6 nicht eindeutig festgelegt. In dieser Arbeit wurde angenommen, daß die neutralen exotischen Felder Baryon- und Leptonzahl Null haben, so daß ihre skalaren Partner als die Higgs-Bosonen der Theorie interpretiert werden können. Man erhält dadurch zwei Dublett-Felder und zusätzlich ein oder zwei Singlett-Felder, die die Rolle der Higgs-Felder übernehmen können. Die Vakuumerwartungswerte dieser Higgs-Felder erzeugen durch den üblichen Higgs-Mechanismus die Massen der Eichbosonen.

Die neuen neutralen Eichbosonen Z', Z'' der E_6-Modelle mischen mit dem Eichboson Z^{SM} des SM, und man erhält die Masseneigenzustände Z_1 und Z_2 für Rang 5 bzw. Z_1, Z_2 und Z_3 für Rang 6. Da das SM sehr gut mit dem Experiment übereinstimmt, muß $m_{Z_1} \approx m_{Z^{\mathrm{SM}}}$, $m_{Z_{2,3}} \gg m_{Z^{\mathrm{SM}}}$ gelten. Dies kann nur durch genügend große Vakuumerwartungswerte der Higgs-Singletts erreicht werden.

Im Rang-5-Modell ist dazu der Vakuumerwartungswert eines Singletts ausreichend. Dieses *Rang-5-Modell mit einem Singlett* ist auch meistens gemeint, wenn in der Literatur von E_6-Modellen die Rede ist. Es besitzt ein neues Eichboson und ein zusätzliches Higgs-Singlett-Feld im Vergleich zum MSSM und entspricht damit einer Erweiterung des NMSSM um ein neues Eichboson. Hier gibt es folglich sechs Neutralinos (ein Z'-Gaugino und ein Singlett-Higgsino zusätzlich zum MSSM) deren Masseneigenzustände durch Diagonalisierung der 6×6 Massenmischungsmatrix bestimmt werden müssen.

Im *Rang-5-Modell mit zwei Singletts* erhalten beide Singlett-Felder nichtverschwindende Vakuumerwartungswerte. Dadurch kommen hier sieben Neutralinos vor (ein Z'-Gaugino und zwei Singlett-Higgsinos zusätzlich zum MSSM) mit einer 7×7 Massenmischungsmatrix.

Im *Rang-6-Modell* werden beide Singlett-Felder benötigt, um beiden neuen Eichbosonen genügend große Masse geben zu können. Demzufolge gibt es hier stets acht Neutralinos (ein Z'-Gaugino, ein Z''-Gaugino und zwei Singlett-Higgsinos zusätzlich zum MSSM) mit einer 8×8 Massenmischungsmatrix.

In den hier betrachteten E_6-Modellen gibt es wie im MSSM zwei Charginos $\tilde{\chi}_1^{\pm}$ und $\tilde{\chi}_2^{\pm}$, da keine neuen geladenen Eichbosonen oder Higgs-Teilchen auftreten. Die Massenterme der Sfermionen erhalten allerdings zusätzliche D-Terme von den neuen U(1)-Faktoren in der Eichgruppe. Diese liegen in der Größenordnung der Vakuumerwartungswerte der Singletts und liefern damit den Hauptbeitrag zu den Sfermionmassen. Dadurch unterscheidet sich das Spektrum der Sfermionmassen deutlich von dem im MSSM, insbesondere ist das rechtshändige Selektron im Gegensatz zum MSSM viel schwerer als das linkshändige.

Um die experimentellen Einschränkungen für die Massen und Mischungen der neuen Eichbosonen einhalten zu können, müssen die Vakuumerwartungswerte der Higgs-Singletts in der Größenordnung von einigen TeV liegen. Da diese Vakuumerwartungswerte auch in den Mischungsmatrizen der Neutralinos vorkommen, sind die exotischen Neutralinos in den E_6-Modellen in den meisten Fällen ebenfalls sehr schwer. So sind im Rang-5-Modell mit einem Singlett und im Rang-6-Modell mit GUT-Beziehung zwischen allen Gaugino-Massenparametern die vier leichteren Neutralinos MSSM-artig, während die Z'- (Z''-) Gauginos und die Singlett-Higgsinos deutlich schwerer sind und weitestgehend von den MSSM-artigen entkoppeln. Abgesehen von Szenarien, die im Parameterraum in der Nähe von Schnittpunkten der Masseneigenwerte liegen, kommen in den E_6-Modellen keine Neutralinos vor, die einen Mischcharakter aus exotischen und MSSM-artigen Anteilen besitzen.

In gewissen Modellen und Szenarien sind allerdings reine leichte Singlett-Higgsinos möglich. Das Massenspektrum der Neutralinos ist dann ähnlich zum NMSSM. Im Rang-5-Modell mit zwei Singletts ist das leichteste Neutralino aufgrund der Struktur der Mischungsmatrix stets ein solches Singlett-Higgsino. Auch im Rang-5-Modell mit einem Singlett und im Rang-6-Modell treten leichte Singlett-Higgsinos auf, wenn für die Gaugino-Massenparameter M' (M'') sehr große Werte ($\mathcal{O}(10\text{ TeV})$) gewählt werden. Dies kann durch einen „see-saw“ Mechanismus in der Mischungsmatrix erklärt werden. Reine leichte Z'-, Z''-Gauginos sind in keinem Fall möglich.

Die leichten Neutralinos in den E_6-Modellen sind also immer MSSM-artig oder fast reine Singlett-Higgsinos, so daß die E_6-Modelle nur schwer von MSSM und NMSSM unterschieden werden können, wenn man nur die Massenspektren der Neutralinos untersucht. Nur im Rang-5-Modell mit zwei Singletts und großem M' sowie im Rang-6-Modell mit großen M' *und* M'' kommen zwei leichte Singlett-Higgsinos vor, was eine Unterscheidungsmöglichkeit vom NMSSM bietet.

Die Neutralinos werden bei e^+e^--Vernichtung durch s-Kanal-Austausch der neutralen Eichbosonen und t- und u-Kanal-Austausch der Selektronen produziert. Aufgrund der neuen Eichbosonen und der unterschiedlichen Selektronmassen in den E_6-Modellen ergeben sich hierbei also auch bei der Produktion leichter MSSM-artiger Neutralinos Unterscheidungsmöglichkeiten von MSSM und NMSSM. Die assoziierte Produktion des leichtesten und des zweitleichtesten Neutralinos $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ und die Paarproduktion $e^+e^- \to \tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_2^0$ wurden hierzu in drei typischen Szenarien, in denen die Neutralinos Higgsino-, Gaugino- bzw. Mischcharakter haben, untersucht.

Bei Neutralinos mit dominantem Higgsino-Charakter, die nur an die Eichbosonen koppeln, haben die Produktionsquerschnitte für $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ schmale Resonanzen der neuen Eichbosonen. Die Polarisationsasymmetrien dagegen zeigen wesentlich breitere Resonanzeffekte, die sich schon weit unterhalb der Massen der neuen Eichbosonen auswirken und deshalb besser geeignet sind für eine Unterscheidung vom MSSM. Die Paarproduktion von $\tilde{\chi}_2^0$ ist zwar bei Higgsino-artigen Neutralinos stark unterdrückt, weil zwei gleiche Higgsinos nicht an das Z^{SM} koppeln. In den E_6-Modellen ergeben sich aber auch hier hohe Resonanzen.

Für Neutralinos mit größerem Gaugino-Anteil, die stärker an die Selektronen koppeln, zeigen sich große Unterschiede zwischen den Modellen aufgrund der größeren Masse des rechtshändigen Selektrons $\tilde{e}_R$ in den E_6-Modellen. Je nach Stärke der Kopplung dieses Selektrons an die Neutralinos sind die Produktionsquerschnitte in den E_6-Modellen wesentlich kleiner als im MSSM. Aber auch wenn das $\tilde{e}_R$ nur schwach koppelt, können noch deutliche Unterschiede bei den Polarisationsasymmetrien auftreten.

Diese starken Effekte der Selektronmassen auf die Polarisationsasymmetrien bieten auch im MSSM die Möglichkeit, die Selektronmassen zu bestimmen, wenn hier die üblichen GUT-Beziehungen zwischen den Selektronmassen verletzt sind. Wenn dagegen die Massen bekannt sind, können die Polarisationsasymmetrien helfen, die Parameter des Neutralino-Sektors einzuschränken.

Die Wirkungsquerschnitte für die direkte Produktion leichter Singlett-Higgsinos liegen außerhalb der Resonanzen der neuen Eichbosonen nur in der Größenordnung von einigen fb, also an der Grenze des bei einem Linearbeschleuniger meßbaren. Somit bietet in Modellen, in denen das LSP ein solches Singlett-Higgsino ist, erst die Paarproduktion des MSSM-artigen $\tilde{\chi}_2^0$ eine mit Sicherheit beobachtbare Signatur, wenn das $\tilde{\chi}_2^0$ nicht zu kleinen Gaugino-Anteil hat. Falls das $\tilde{\chi}_2^0$ dagegen sehr reinen Higgsino-Charakter hat, ist auch diese Paarproduktion unterdrückt, und erst der Prozeß $e^+e^- \to \tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_3^0$ liefert beobachtbare Wirkungsquerschnitte.

Um die Signaturen der Produktionsprozesse $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$, $\tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_2^0$, die letztendlich im Detektor gemessen werden können, zu bestimmen, müssen die Zerfälle des $\tilde{\chi}_2^0$ diskutiert werden. In den in dieser Arbeit verwendeten Szenarien sind nur Dreiteilchenzerfälle in $\tilde{\chi}_1^0$ oder $\tilde{\chi}_1^\pm$ und zwei Standardfermionen möglich. Wenn $\tilde{\chi}_1^0$ und $\tilde{\chi}_2^0$ beide MSSM-artig sind, sind die Zerfallsbreiten und damit die Verzweigungsraten für Neutralinos mit Higgsino-Charakter nahezu identisch zum MSSM, die neuen Eichbosonen liefern also keinen wesentlichen Beitrag. In Szenarien mit höherem Gaugino-Anteil sind dagegen größere Abweichungen wegen der unterschiedlichen Massen der Sfermionen möglich, was bei der Unterscheidung der Modelle helfen kann. In Modellen, in denen das $\tilde{\chi}_1^0$ ein Singlett-Higgsino ist, sind die Zerfallsbreiten ein bis drei Größenordnungen niedriger als für MSSM-artiges $\tilde{\chi}_1^0$, abgesehen von Szenarien mit kinematischer Unterdrückung der Zerfälle, wo diese wesentlich kleiner sein können. In den hier diskutierten Szenarien treten somit auch keine versetzten Vertizes auf, da hierzu die Zerfallsbreiten noch deutlich niedriger sein müßten.

Abschließend wurden noch die Zerfallswinkelverteilungen der leptonischen Zerfallsprodukte des $\tilde{\chi}_2^0$ untersucht. Auch hierbei treten nur für Gaugino-artige Neutralinos deutliche Unterschiede bei den Verteilungen und den Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrien zwischen den E_6-Modellen und dem MSSM auf, was wieder an den unterschiedlichen Sfermionmassen liegt. Die Messung dieser Asymmetrie kann also ebenfalls wie die der Polarisationsasymmetrie hilfreich sein, die Modelle zu unterscheiden, oder innerhalb des MSSM die Selektronmassen zu bestimmen. Wegen der großen Unterschiede zwischen den Szenarien liefern die Zerfallswinkelverteilungen auch wichtige Informationen zur Einschränkung der Parameter des Neutralino-Sektors. In Modellen mit Singlett-Higgsino-artigem $\tilde{\chi}_1^0$ sind die Winkelverteilungen sehr flach und damit die kleinen Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrien wohl nicht meßbar, da zudem die Wirkungsquerschnitte hier sehr klein sind.

Die Messung der Neutralino-Produktion an einem e^+e^--Linearbeschleuniger kann also einen wesentlichen Beitrag zur Unterscheidung der Superstring-inspirierten E_6-Modelle von MSSM und NMSSM leisten. Hierbei ist gerade die Verwendung polarisierter Strahlen am Beschleuniger von Bedeutung, weil die Polarisationsasymmetrien deutlich größere Unterschiede zwischen den Modellen aufweisen als die Produktionsquerschnitte für unpolarisierte Strahlen. Auch die Messung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrien der Zerfallswinkelverteilungen kann wichtige Hinweise auf das zugrundeliegende Modell liefern.

Anhang

A.1 Definitionen und Konventionen

Im Rahmen dieser Arbeit werden für Vierervektoren a^μ, die Dirac-Matrizen γ^μ, γ_5, den metrischen Tensor $g_{\mu\nu}$, den Levi-Cività-Tensor $\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}$, die Dirac-Spinoren $u(p)$, $v(p)$ die Ladungskonjugationsmatrix C und die ladungskonjugierten Felder $\psi^c = C\bar{\psi}^T$ Konventionen verwendet, wie sie in [60, 90] angegeben sind. Weiterhin wird das natürliche Einheitensystem mit $c = \hbar = 1$ benutzt. Der Viererimpuls eines Teilchens ist dann gegeben durch

$$(p^\mu) = \begin{pmatrix} E \\ \vec{p} \end{pmatrix}, \tag{A.1}$$

wobei E die Energie des Teilchens darstellt. Damit gilt

$$p^2 = m^2 = E^2 - \vec{p}^{\,2}. \tag{A.2}$$

Der benötigte Umrechnungsfaktor von $(\mathrm{GeV})^{-2}$ auf pb lautet

$$1\ (\mathrm{GeV})^{-2} \mathrel{\hat{=}} 3.8939 \cdot 10^8\ \mathrm{pb} \tag{A.3}$$

und der von $(\mathrm{GeV})^{-1}$ auf s

$$1\ (\mathrm{GeV})^{-1} \mathrel{\hat{=}} 6.5822 \cdot 10^{-25}\ \mathrm{s}\,. \tag{A.4}$$

Für einen Streuprozeß $a + b \to c + d$ mit $m_a = m_b = 0$, wie er in dieser Arbeit untersucht wurde, gilt zwischen dem Amplitudenquadrat $|\mathcal{M}|^2$ und dem Wirkungsquerschnitt der Zusammenhang

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{|\mathcal{M}|^2}{16\pi s^2} S \tag{A.5}$$

sowie im Schwerpunktssystem

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2\pi}\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = \frac{|\mathcal{M}|^2}{64\pi^2}\frac{w_{cd}}{s^2} S \tag{A.6}$$

mit $w_{cd} = [s - (m_c + m_d)^2]^{\frac{1}{2}}[s - (m_c - m_d)^2]^{\frac{1}{2}}$, $S = 1$ für $c \neq d$, $S = 1/2$ für $c = d$ und den Mandelstam-Variablen $s = (p_a + p_b)^2$ und $t = (p_a - p_c)^2 = 1/2(m_c^2 + m_d^2 - s + w_{cd}\cos\theta)$.

A.2 Neutralinos im MSSM

Im MSSM ist die (4×4)-Massenmischungsmatrix der Neutralinos in der Basis $(-i\lambda_\gamma, -i\lambda_Z, \psi_H^a, \psi_H^b)$ gegeben durch

$$Y = \begin{pmatrix} Y_{11} & Y_{12} & 0 & 0 \\ Y_{12} & Y_{22} & m_{Z^{\mathrm{SM}}} & 0 \\ 0 & m_{Z^{\mathrm{SM}}} & \mu\sin 2\beta & -\mu\cos 2\beta \\ 0 & 0 & -\mu\cos 2\beta & -\mu\sin 2\beta \end{pmatrix} \tag{A.7}$$

mit

$$\begin{aligned} Y_{11} &= M_2 \sin^2\theta_W + M_1 \cos^2\theta_W \,, \\ Y_{12} &= (M_2 - M_1)\sin\theta_W \cos\theta_W \,, \\ Y_{22} &= M_2 \cos^2\theta_W + M_1 \sin^2\theta_W \,. \end{aligned} \tag{A.8}$$

Dabei muß der Parameter μ mit $-\lambda v_3$ identifiziert werden, wenn Y mit den Mischungsmatrizen in den E_6-Modellen verglichen werden soll. Für die (4×4)-Diagonalisierungsmatrix N gelten die Gleichungen (2.69) – (2.71) unverändert. Die Z-Neutralino-Neutralino-Wechselwirkungslagrangedichte lautet

$$\mathcal{L}_{Z_1\tilde{\chi}_i^0\tilde{\chi}_j^0} = \frac{1}{2}\frac{g_2}{\cos\theta_W} Z_{1,\mu}\bar{\tilde{\chi}}_i^0\gamma^\mu \left(O_{ij}^{\prime\prime 1L}P_L + O_{ij}^{\prime\prime 1R}P_R\right)\tilde{\chi}_j^0 \tag{A.9}$$

mit $Z_1 \equiv Z^{\mathrm{SM}}$ und

$$\begin{aligned} O_{ij}^{\prime\prime 1L} &= \frac{1}{2}\left(\cos 2\beta(-N_{i3}N_{j3}^* + N_{i4}N_{j4}^*) - \sin 2\beta(N_{i3}N_{j4}^* + N_{i4}N_{j3}^*)\right) \,, \\ O_{ij}^{\prime\prime 1R} &= -\left(O_{ij}^{\prime\prime 1L}\right)^* \,. \end{aligned} \tag{A.10}$$

Die Kopplungen der Fermion-Sfermion-Neutralino-Wechselwirkung (2.118)

$$\mathcal{L}_{f\tilde{f}\tilde{\chi}_i^0} = g_2 F_{fi}^L \bar{f} P_R \tilde{\chi}_i^0 \tilde{f}_L + g_2 F_{fi}^R \bar{f} P_L \tilde{\chi}_i^0 \tilde{f}_R + \text{h.c.} \tag{A.11}$$

sind hier

$$\begin{aligned} F_{fi}^L &= -\sqrt{2}\left[\frac{1}{\cos\theta_W}(T_{3L} - Q\sin^2\theta_W)N_{i2} + Q\sin\theta_W N_{i1}\right] \,, \\ F_{fi}^R &= -\sqrt{2}\sin\theta_W \left[Q\tan\theta_W N_{i2}^* - QN_{i1}^*\right] \end{aligned} \tag{A.12}$$

mit der elektrischen Ladung Q und der schwachen Hyperladung T_{3L} der Fermionen f (siehe Tab. 2.1).

A.3 Kopplungen MSSM-artiger Neutralinos

In diesem Abschnitt werden die Kopplungen der Neutralinos an das Z_1 und an die Selektronen untersucht. Diese Kopplungen sind wesentlich für die Diskussion der Neutralino-Produktion in Kapitel 5. Dazu sind in Abbildung A.1 die $Z_1\tilde{\chi}_i^0\tilde{\chi}_j^0$-Kopplungen $(O''^{1L}_{ij})^2$ und in Abbildung A.2 das Verhältnis $(F^R_{ei}F^R_{ej})^2/(F^L_{ei}F^L_{ej})^2$ der Elektron-Selektron-Neutralino-Kopplungen für $i, j = 1, 2$ im MSSM gezeichnet. Die Kopplungen der Neutralinos im MSSM sind im Anhang A.2 definiert. Der MSSM-Parameter μ ist wie in dieser Arbeit üblich durch $\lambda = -\mu/v_3$ ersetzt mit $v_3 = 3$ TeV. Die derzeit von LEP 2 experimentell ausgeschlossenen Bereiche sind wie in Abb. 3.2 grau schattiert, die endgültige Reichweite von LEP 2 ($\sqrt{s} = 200$ GeV) ist durch eine zusätzliche Konturlinie ($m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 100$ GeV) abgeschätzt. Weiterhin sind die Szenarien nach Tab. 3.4 und die Charaktere der jeweiligen Neutralinos eingezeichnet. Auf den gestrichelten ($\tilde{\chi}_1^0$) bzw. gepunkteten ($\tilde{\chi}_2^0$) Linien haben die Neutralinos jeweils 50 % Higgsino- und 50 % Gaugino-Anteil. Unterhalb (oberhalb) dieser Linien überwiegt der Higgsino-(Gaugino-) Anteil.

Aus Abb. A.1 ist ersichtlich, daß $(O''^{1L}_{12})^2$ fast im gesamten Parameterbereich, in dem beide Neutralinos überwiegend Higgsino-Charakter haben, größer als 10^{-1} ist, während $(O''^{1L}_{11})^2$ und $(O''^{1L}_{22})^2$ dort bis auf kleine Bereiche kleiner als 10^{-2} sind. Die Paarproduktion von Higgsinos ist also gegenüber der Produktion $e^+e^- \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ stark unterdrückt. Man kann allgemein zeigen, daß bei vernachlässigter Mischung der Higgsinos mit den Gauginos exakt $(O''^{1L}_{11})^2 = (O''^{1L}_{22})^2 = 0$ und $(O''^{1L}_{12})^2 = 1/4$ gilt, wenn $\tilde{\chi}_1^0$ und $\tilde{\chi}_2^0$ die beiden Higgsinos sind. Bei Berücksichtigung der vollen Neutralino-Mischungsmatrix ist dies also im Parameterbereich, in dem $\tilde{\chi}_1^0$ und $\tilde{\chi}_2^0$ vorwiegend Higgsino-Charakter haben, noch näherungsweise erfüllt.

In Abb. A.2 erkennt man, daß Gaugino-artige $\tilde{\chi}_1^0$ fast ausschließlich durch Austausch rechtshändiger Selektronen paarproduziert werden, $\tilde{\chi}_2^0$ dagegen hauptsächlich durch Austausch linkshändiger Selektronen. Bei der $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$-Produktion ist keines der Selektronen bevorzugt. Hier ist das $\tilde{\chi}_1^0$ bei vernachlässigter Mischung zwischen Gauginos und Higgsinos ein reines Bino $\tilde{B}$ und das $\tilde{\chi}_2^0$ ein reines Wino $\tilde{W}^3$. Da die schwache Hyperladung Y (siehe Tab. 2.1) – die Kopplung von e, $\tilde{e}$ an B, $\tilde{B}$ – der rechtshändigen Elektronen doppelt so groß ist wie die der linkshändigen, erhält man $(F^R_{e1})^4/(F^L_{e1})^4 = 16$. Die Winos koppeln dagegen nur an linkshändige e, $\tilde{e}$, so daß $(F^R_{e2})^4/(F^L_{e2})^4 = 0$ gilt. Auch dies ist bei Verwendung der vollen Neutralino-Mischungsmatrix im Parameterbereich, in dem $\tilde{\chi}_1^0$ und $\tilde{\chi}_2^0$ hauptsächlich Gaugino-Charakter haben, näherungsweise erfüllt. Bei der $\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$-Produktion heben sich dagegen beide Effekte auf, so daß beide Selektronen beitragen.

Die Abbildungen A.1 und A.2 gelten auch nahezu unverändert in den E_6-Modellen, wenn $\tilde{\chi}_1^0$ und $\tilde{\chi}_2^0$ MSSM-artig sind. Wenn in den E_6-Modellen ein Singlett-Higgsino-artiges $\tilde{\chi}_1^0$ und ein MSSM-artiges $\tilde{\chi}_2^0$ vorkommen, entsprechen die Kopplungen $(O''^{1L}_{22})^2$ bzw. $(F^R_{e2})^4/(F^L_{e2})^4$ in diesem Modell den Kopplungen $(O''^{1L}_{11})^2$ bzw. $(F^R_{e1})^4/(F^L_{e1})^4$ im MSSM.

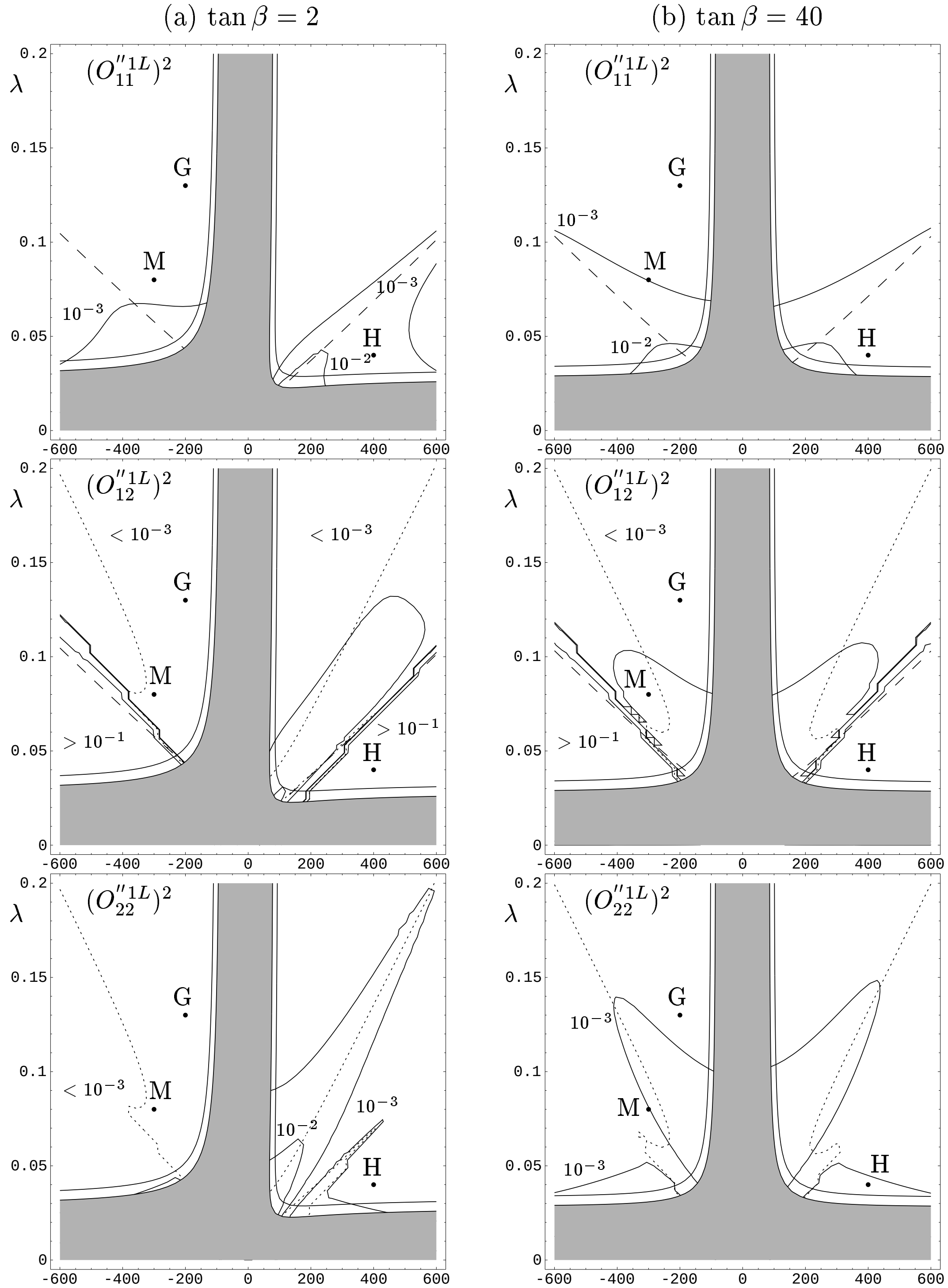


Abbildung A.1: Konturlinien 10^{-1}, 10^{-2} und 10^{-3} der $\tilde{\chi}^0_i$-$\tilde{\chi}^0_j$-Z_1-Kopplungen $(O''^{1L}_{ij})^2$ für $i, j = 1, 2$ in der λ-M_2-Ebene im MSSM für (a) $\tan\beta = 2$ und (b) $\tan\beta = 40$. Zusätzlich sind die experimentell ausgeschlossenen Bereiche, die Szenarien und die Charaktere der jeweiligen Neutralinos ($\tilde{\chi}^0_1$: gestrichelt, $\tilde{\chi}^0_2$: gepunktet) eingezeichnet (vergleiche Text und Abb. 3.2).

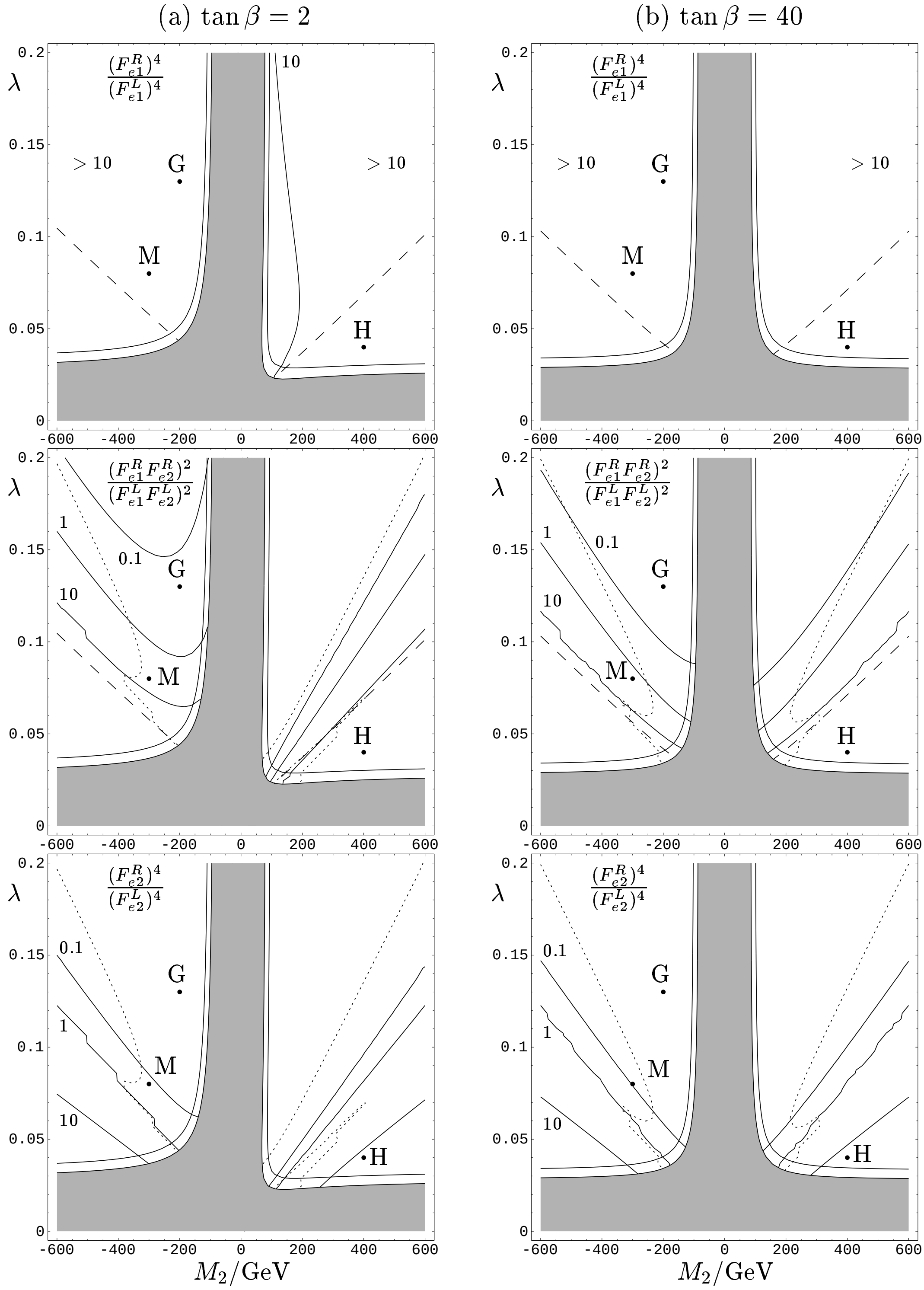


Abbildung A.2: Konturlinien 0.1, 1 und 10 des Verhältnisses $(F^R_{ei}F^R_{ej})^2/(F^L_{ei}F^L_{ej})^2$ der Elektron-Selektron-Neutralino-Kopplungen für $i, j = 1, 2$ in der λ-M_2-Ebene im MSSM für (a) $\tan\beta = 2$ und (b) $\tan\beta = 40$. Zusätzlich sind die experimentell ausgeschlossenen Bereiche, die Szenarien und die Charaktere der jeweiligen Neutralinos ($\tilde{\chi}^0_1$: gestrichelt, $\tilde{\chi}^0_2$: gepunktet) eingezeichnet (vergleiche Text und Abb. 3.2).

A.4 Differentielle Wirkungsquerschnitte

Der differentielle Wirkungsquerschnitt des Prozesses $e^+e^- \to \tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^0$ lautet

$$\frac{d\sigma}{dt} = \left[\frac{d\sigma}{dt}\bigg|_Z + \frac{d\sigma}{dt}\bigg|_{\tilde{e}} + \frac{d\sigma}{dt}\bigg|_{Z\tilde{e}} \right] \frac{1}{2}(2 - \delta_{ij}) \tag{A.13}$$

mit

$$\begin{aligned}
\frac{d\sigma}{dt}\bigg|_Z = {} & \frac{g_2^4}{16\pi s^2 \cos^4\theta_W} \\
& \times \Bigg\{ \sum_{n=1}^{n_Z} \Big[|D_{Z_n}(s)|^2 (O_{ij}^{''nL})^2 \\
& \qquad \times \left[(1 - P_3^- P_3^+)(L_n^2 + R_n^2) + (P_3^- - P_3^+)(R_n^2 - L_n^2) \right] \Big] \\
& \quad + \sum_{\substack{n,n'=1 \\ n<n'}}^{n_Z} \Big[2\,\mathrm{Re}[D_{Z_n}(s) D_{Z_{n'}}^*(s)] O_{ij}^{''nL} O_{ij}^{''n'L} \\
& \qquad \times \left[(1 - P_3^- P_3^+)(L_n L_{n'} + R_n R_{n'}) + (P_3^- - P_3^+)(R_n R_{n'} - L_n L_{n'}) \right] \Big] \Bigg\} \\
& \times \Big\{ (m_{\tilde{\chi}_i^0}^2 - t)(m_{\tilde{\chi}_j^0}^2 - t) + (m_{\tilde{\chi}_i^0}^2 - u)(m_{\tilde{\chi}_j^0}^2 - u) - 2\eta_{\tilde{\chi}_i^0}\eta_{\tilde{\chi}_j^0} m_{\tilde{\chi}_i^0} m_{\tilde{\chi}_j^0} s \Big\}\,,
\end{aligned} \tag{A.14}$$

$$\begin{aligned}
\frac{d\sigma}{dt}\bigg|_{\tilde{e}} = {} & \frac{g_2^4}{64\pi s^2} \\
& \times \Bigg\{ (F_{ei}^L)^2 (F_{ej}^L)^2 \left[(1 - P_3^- P_3^+) - (P_3^- - P_3^+) \right] \\
& \quad \times \Big[|D_{\tilde{e}_L}(t)|^2 (m_{\tilde{\chi}_i^0}^2 - t)(m_{\tilde{\chi}_j^0}^2 - t) + |D_{\tilde{e}_L}(u)|^2 (m_{\tilde{\chi}_i^0}^2 - u)(m_{\tilde{\chi}_j^0}^2 - u) \\
& \qquad - 2\,\mathrm{Re}(D_{\tilde{e}_L}(u) D_{\tilde{e}_L}^*(t)) \eta_{\tilde{\chi}_i^0}\eta_{\tilde{\chi}_j^0} m_{\tilde{\chi}_i^0} m_{\tilde{\chi}_j^0} s \Big] \\
& \quad + (F_{ei}^R)^2 (F_{ej}^R)^2 \left[(1 - P_3^- P_3^+) + (P_3^- - P_3^+) \right] \\
& \quad \times \Big[|D_{\tilde{e}_R}(t)|^2 (m_{\tilde{\chi}_i^0}^2 - t)(m_{\tilde{\chi}_j^0}^2 - t) + |D_{\tilde{e}_R}(u)|^2 (m_{\tilde{\chi}_i^0}^2 - u)(m_{\tilde{\chi}_j^0}^2 - u) \\
& \qquad - 2\,\mathrm{Re}(D_{\tilde{e}_R}(u) D_{\tilde{e}_R}^*(t)) \eta_{\tilde{\chi}_i^0}\eta_{\tilde{\chi}_j^0} m_{\tilde{\chi}_i^0} m_{\tilde{\chi}_j^0} s \Big] \Bigg\}
\end{aligned} \tag{A.15}$$

und

$$
\begin{aligned}
\left.\frac{d\sigma}{dt}\right|_{Z\tilde{e}} &= \frac{g_2^4}{16\pi s^2 \cos^2\theta_W} \\
&\times\Bigg\{ \sum_{n=1}^{n_Z} \Big[\mathrm{Re}(D_{Z_n}(s)) O''^{nL}_{ij} L_n\Big]\, F^L_{ei} F^L_{ej} \left[(1 - P_3^- P_3^+) - (P_3^- - P_3^+)\right] \\
&\quad \times\Big[D_{\tilde{e}_L}(t) \Big((m^2_{\tilde{\chi}^0_i} - t)(m^2_{\tilde{\chi}^0_j} - t) - \eta_{\tilde{\chi}^0_i}\eta_{\tilde{\chi}^0_j} m_{\tilde{\chi}^0_i} m_{\tilde{\chi}^0_j} s\Big) \\
&\qquad + D_{\tilde{e}_L}(u) \Big((m^2_{\tilde{\chi}^0_i} - u)(m^2_{\tilde{\chi}^0_j} - u) - \eta_{\tilde{\chi}^0_i}\eta_{\tilde{\chi}^0_j} m_{\tilde{\chi}^0_i} m_{\tilde{\chi}^0_j} s\Big)\Big] \\
&\quad - \sum_{n=1}^{n_Z} \Big[\mathrm{Re}(D_{Z_n}(s)) O''^{nL}_{ij} R_n\Big]\, F^R_{ei} F^R_{ej} \left[(1 - P_3^- P_3^+) + (P_3^- - P_3^+)\right] \\
&\quad \times\Big[D_{\tilde{e}_R}(t) \Big((m^2_{\tilde{\chi}^0_i} - t)(m^2_{\tilde{\chi}^0_j} - t) - \eta_{\tilde{\chi}^0_i}\eta_{\tilde{\chi}^0_j} m_{\tilde{\chi}^0_i} m_{\tilde{\chi}^0_j} s\Big) \\
&\qquad + D_{\tilde{e}_R}(u) \Big((m^2_{\tilde{\chi}^0_i} - u)(m^2_{\tilde{\chi}^0_j} - u) - \eta_{\tilde{\chi}^0_i}\eta_{\tilde{\chi}^0_j} m_{\tilde{\chi}^0_i} m_{\tilde{\chi}^0_j} s\Big)\Big]\Bigg\}\,.
\end{aligned}
\tag{A.16}
$$

Für $n_Z = 1$, 2 bzw. 3 erhält man den Wirkungsquerschnitt des MSSM [78], der Rang-5-Modelle bzw. des Rang-6-Modells. Die Propagatoren sind durch

$$
D_{Z_n}(s) = \frac{1}{s - m^2_{Z_n} + i m_{Z_n}\Gamma_{Z_n}}\,, \qquad D_{\tilde{e}_{L,R}}(x) = \frac{1}{x - m^2_{\tilde{e}_{L,R}}} \tag{A.17}
$$

gegeben. O''^{nl}_{ij} sind die $Z_n\tilde{\chi}^0_i\tilde{\chi}^0_j$-Kopplungen, L_n und R_n die $Z_n ee$-Kopplungen und $F^{L,R}_{ei}$ die $e\tilde{e}\tilde{\chi}^0_i$-Kopplungen nach Abschnitt 2.7 bzw. Anhang A.2. s, t und u bezeichnen die Mandelstam-Variablen, $P_3^{\mp}$ beschreibt den longitudinalen Polarisationsgrad der Elektronen bzw. Positronen, und $\eta_{\tilde{\chi}^0_i}$ ist das Vorzeichen des Masseneigenwerts des betreffenden Neutralinos (siehe dazu auch S. 53).

A.5 Lagrangedichten für die Zerfälle

In diesem Abschnitt werden die Lagrangedichten aufgeführt, die zur Berechnung der Zerfallsbreiten der Neutralinos und Charginos gebraucht werden.

Die W-Fermion-Antifermion-Wechselwirkung lautet wie im SM

$$\mathcal{L}_{Wf^uf^d} = -\frac{g_2}{\sqrt{2}}\left[W_\lambda^+ \bar{f}^u \gamma^\lambda f^d + W_\lambda^- \bar{f}^d \gamma^\lambda f^u\right] \tag{A.18}$$

mit den Komponenten f^u und f^d des linkshändigen Fermion-Dubletts.

Ebenso ist die Chargino-Sfermion-Fermion-Wechselwirkung in den E_6-Modellen die gleiche wie im MSSM

$$\mathcal{L}_{\tilde{\chi}_j^\pm \tilde{\nu}\ell} = -g_2\Big[V_{j1}^* \bar{\tilde{\chi}}_j^c P_L \ell \tilde{\nu}^* + \bar{\ell} P_R V_{j1} \tilde{\chi}_j^c \tilde{\nu}\Big]\,, \tag{A.19}$$

$$\mathcal{L}_{\tilde{\chi}_j^\pm \tilde{\ell}\nu} = -g_2\Big[U_{j1}^* \bar{\tilde{\chi}}_j P_L \nu \tilde{\ell}^* + \bar{\nu} P_R U_{j1} \tilde{\chi}_j \tilde{\ell}\Big] \tag{A.20}$$

mit den Diagonalisierungsmatrizen U und V der Charginos nach (2.81).

Auch die W-Chargino-Neutralino-Wechselwirkung ändert sich nicht, da nur die Dublett-Higgsino- und die Wino-Anteile der Neutralinos beitragen,

$$\mathcal{L}_{W\tilde{\chi}_i^0\tilde{\chi}_j^\pm} = g_2 W_\mu \bar{\tilde{\chi}}_i^0 \gamma^\mu \left[O_{ij}^L P_L + O_{ij}^R P_R\right] \tilde{\chi}_j^\pm \tag{A.21}$$

mit

$$\begin{aligned} O_{ij}^L &= -\frac{1}{\sqrt{2}}\left(\cos\beta N_{iH^b} - \sin\beta N_{iH^a}\right) V_{j2}^* + \left(\sin\theta_W N_{i1} + \cos\theta_W N_{i2}\right) V_{j1}^*\,, \\ O_{ij}^R &= \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\sin\beta N_{iH^b}^* + \cos\beta N_{iH^a}^*\right) U_{j2} + \left(\sin\theta_W N_{i1}^* + \cos\theta_W N_{i2}^*\right) U_{j1}\,, \end{aligned} \tag{A.22}$$

wobei für die Indizes $(H^a, H^b) = (3,4), (4,5)$ bzw. $(5,6)$ im MSSM, in den Rang-5-Modellen bzw. im Rang-6-Modell zu setzen ist. N ist die Diagonalisierungsmatrix der Neutralinos.

Die Z-Chargino-Chargino-Wechselwirkung muß in den E_6-Modellen erweitert werden

$$\mathcal{L}_{Z_n\tilde{\chi}_i^\pm\tilde{\chi}_j^\pm} = \frac{g_2}{\cos\theta_W} Z_{n,\mu} \bar{\tilde{\chi}}_i^\pm \gamma^\mu \Big[O_{ij}^{\prime nL} P_L + O_{ij}^{\prime nR} P_R\Big] \tilde{\chi}_j^\pm\,. \tag{A.23}$$

Im MSSM lauten die Kopplungen ($Z_1 \equiv Z^{\mathrm{SM}}$)

$$\begin{aligned} O_{ij}^{\prime 1L} &= \left(-V_{i1}V_{j1}^* - \frac{1}{2}V_{i2}V_{j2}^* + \delta_{ij}\sin^2\theta_W\right), \\ O_{ij}^{\prime 1R} &= \left(-U_{i1}^*U_{j1} - \frac{1}{2}U_{i2}^*U_{j2} + \delta_{ij}\sin^2\theta_W\right). \end{aligned} \tag{A.24}$$

In den Rang-5-Modellen erhält man

$$\begin{aligned}
O'^{1L}_{ij} &= (-V_{i1}V^*_{j1} - \frac{1}{2}V_{i2}V^*_{j2} + \delta_{ij}\sin^2\theta_W)\cos\delta - \frac{g'\cos\theta_W}{2g_2}Y'_2 V_{i2}V^*_{j2}\sin\delta\,, \\
O'^{1R}_{ij} &= (-U^*_{i1}U_{j1} - \frac{1}{2}U^*_{i2}U_{j2} + \delta_{ij}\sin^2\theta_W)\cos\delta + \frac{g'\cos\theta_W}{2g_2}Y'_1 U^*_{i2}U_{j2}\sin\delta\,, \\
O'^{2L}_{ij} &= -(-V_{i1}V^*_{j1} - \frac{1}{2}V_{i2}V^*_{j2} + \delta_{ij}\sin^2\theta_W)\sin\delta - \frac{g'\cos\theta_W}{2g_2}Y'_2 V_{i2}V^*_{j2}\cos\delta\,, \\
O'^{2R}_{ij} &= -(-U^*_{i1}U_{j1} - \frac{1}{2}U^*_{i2}U_{j2} + \delta_{ij}\sin^2\theta_W)\sin\delta + \frac{g'\cos\theta_W}{2g_2}Y'_1 U^*_{i2}U_{j2}\cos\delta
\end{aligned} \tag{A.25}$$

mit dem Z^{SM}-Z'-Mischungswinkel δ nach (2.30) und den Quantenzahlen der Higgs-Bosonen $Y'_{1,2}$ nach (2.16).
Im Rang-6-Modell sind die Kopplungen gegeben durch

$$\begin{aligned}
O'^{nL}_{ij} &= (-V_{i1}V^*_{j1} - \frac{1}{2}V_{i2}V^*_{j2} + \delta_{ij}\sin^2\theta_W)N^Z_{n1} \\
&\quad - \frac{g'\cos\theta_W}{2g_2}Y'_2 V_{i2}V^*_{j2}N^Z_{n2} - \frac{g''\cos\theta_W}{2g_2}Y''_2 V_{i2}V^*_{j2}N^Z_{n3}\,, \\
O'^{nR}_{ij} &= (-U^*_{i1}U_{j1} - \frac{1}{2}U^*_{i2}U_{j2} + \delta_{ij}\sin^2\theta_W)N^Z_{n1} \\
&\quad + \frac{g'\cos\theta_W}{2g_2}Y'_1 U^*_{i2}U_{j2}N^Z_{n2} + \frac{g''\cos\theta_W}{2g_2}Y''_1 U^*_{i2}U_{j2}N^Z_{n3}
\end{aligned} \tag{A.26}$$

mit $n = 1, 2, 3$, der Mischungsmatrix N^Z der neutralen Eichbosonen nach (2.42) und den Quantenzahlen der Higgs-Bosonen $Y'^{(\prime\prime)}_{1,2}$ nach (2.40).

A.6 Dreiteilchenzerfälle von Neutralinos und Charginos

Die Dreiteilchenzerfallsbreiten der Neutralinos und Charginos in Leptonen und Quarks sind durch

$$\Gamma(\tilde{\chi}_i \to \tilde{\chi}_k + f + \bar{f}') = \frac{g_2^4}{512\pi^3 m_i^3} \int d\bar{s}\, d\bar{t}\, (W_s + W_t + W_u + W_{tu} + W_{st} + W_{su}) \tag{A.27}$$

gegeben [78, 91] mit

$$W_s = A_s(\bar{s})(m_i^2 - \bar{t})(\bar{t} - m_k^2) + B_s(\bar{s})(m_i^2 - \bar{u})(\bar{u} - m_k^2) + C_s(\bar{s}) 2\eta_i\eta_k m_i m_k \bar{s}\,, \tag{A.28}$$

$$W_t = A_t^L \frac{(m_i^2 - \bar{t})(\bar{t} - m_k^2)}{(\bar{t} - M_L^2)^2} + A_t^R \frac{(m_i^2 - \bar{t})(\bar{t} - m_k^2)}{(\bar{t} - M_R^2)^2}\,, \tag{A.29}$$

$$W_u = A_u^L \frac{(m_i^2 - \bar{u})(\bar{u} - m_k^2)}{(\bar{u} - M_L^2)^2} + A_u^R \frac{(m_i^2 - \bar{u})(\bar{u} - m_k^2)}{(\bar{u} - M_R^2)^2}\,, \tag{A.30}$$

$$W_{tu} = A_{tu}^L \frac{2\eta_i\eta_k m_i m_k \bar{s}}{(\bar{t} - M_L^2)(\bar{u} - M_L^2)} + A_{tu}^R \frac{2\eta_i\eta_k m_i m_k \bar{s}}{(\bar{t} - M_R^2)(\bar{u} - M_R^2)}\,, \tag{A.31}$$

$$W_{st} = \frac{2}{(\bar{t} - M_L^2)} \left[A_{st}^L(\bar{s})(m_i^2 - \bar{t})(\bar{t} - m_k^2) + B_{st}^L(\bar{s})\eta_i\eta_k m_i m_k \bar{s}\right] + (L \to R)\,, \tag{A.32}$$

$$W_{su} = \frac{2}{(\bar{u} - M_L^2)} \left[A_{su}^L(\bar{s})(m_i^2 - \bar{u})(\bar{u} - m_k^2) + B_{su}^L(\bar{s})\eta_i\eta_k m_i m_k \bar{s}\right] + (L \to R)\,. \tag{A.33}$$

$\tilde{\chi}_i$ bzw. $\tilde{\chi}_k$ bezeichnet ein Neutralino oder Chargino mit Masse m_i bzw. m_k und Vorzeichenfaktor η_i bzw. η_k des Masseneigenwerts. Diese müssen berücksichtigt werden, weil die Diagonalisierungsmatrizen der Neutralinos und Charginos reell gewählt wurden. f und f' sind die entstehenden Leptonen oder Quarks (Fermionen) und M_L bzw. M_R die Massen der links- bzw. rechtshändigen Sfermionen, die jeweils im $\bar{t}$- und $\bar{u}$-Kanal ausgetauscht werden. Die Mandelstam-Variablen sind festgelegt durch $\bar{s} = (p_i - p_k)^2$, $\bar{t} = (p_i - p_f)^2$ und $\bar{u} = (p_i - p_{\bar{f}'})^2 = m_i^2 + m_k^2 - \bar{s} - \bar{t}$ mit den Impulsen p_i, p_k, p_f bzw. $p_{\bar{f}'}$ von $\tilde{\chi}_i$, $\tilde{\chi}_k$, f bzw. $\bar{f}'$. Der Integrationsbereich für $\bar{s}$ und $\bar{t}$ ist durch die Grenzen

$$\bar{s}_{\min} = 0, \qquad \bar{s}_{\max} = (m_i - m_k)^2 \tag{A.34}$$

und

$$\bar{t}_{\min,\max} = \frac{1}{2}\left(m_i^2 + m_k^2 - \bar{s} \mp \sqrt{\lambda(m_i^2, m_k^2, \bar{s})}\right) \tag{A.35}$$

mit $\lambda(a,b,c) = a^2 + b^2 + c^2 - 2ab - 2ac - 2bc$ gegeben. Die Koeffizienten $A_s(\bar{s})$, $B_s(\bar{s})$, usw. für die Neutralino-Zerfälle sind in den Tabellen A.1 und A.2 angegeben und die für die Chargino-Zerfälle in den Tabellen A.3 und A.4.

A.6.1 Neutralinos

In den Tabellen A.1 und A.2 mit den Koeffizienten der Neutralino-Zerfälle werden die folgenden Definitionen verwendet:

$$D_f(\bar{s}) = \frac{4}{\cos^4\theta_W}\Bigg[\sum_{n=1}^{n_Z} |D_{Z_n}(\bar{s})|^2 (O''^{nL}_{ki})^2 (L_n^2 + R_n^2) + \sum_{\substack{n,n'=1\\ n<n'}}^{n_Z} 2\,\mathrm{Re}[D_{Z_n}(\bar{s}) D^*_{Z_{n'}}(\bar{s})] O''^{nL}_{ki} O''^{n'L}_{ki} (L_n L_{n'} + R_n R_{n'})\Bigg], \tag{A.36}$$

$$E_f^L(\bar{s}) = \frac{2}{\cos^2\theta_W}\sum_{n=1}^{n_Z}\Big[\mathrm{Re}(D_{Z_n}(\bar{s}))O''^{nL}_{ki} L_n\Big] F^L_{fi} F^L_{fk}, \tag{A.37}$$

$$E_f^R(\bar{s}) = \frac{2}{\cos^2\theta_W}\sum_{n=1}^{n_Z}\Big[\mathrm{Re}(D_{Z_n}(\bar{s}))O''^{nR}_{ki} R_n\Big] F^R_{fi} F^R_{fk}, \tag{A.38}$$

wobei für L_n, R_n, F^L_{fi} und F^R_{fi} die Kopplungen des jeweiligen Standardfermions f eingesetzt werden müssen. Für $n_Z = 1$ erhält man hieraus die Zerfallsbreiten im MSSM mit $L_1 \equiv L$, $R_1 \equiv R$ nach (2.85) und $O''^{1L,R}_{ki}$, $F^{L,R}_{fi}$ nach Anhang A.2. In den Rang-5-Modellen ist $n_Z = 2$, im Rang-6-Modell $n_Z = 3$. Hier sind die Kopplungen L_n, R_n in Abschnitt 2.7.1 definiert, $O''^{nL,R}_{ki}$ in 2.7.2 und $F^{L,R}_{fi}$ in 2.7.3. $D_{Z_n}(\bar{s}) = 1/(\bar{s} - m^2_{Z_n})$ sind die Propagatoren der neutralen Eichbosonen.

Endzustand	$\tilde{\chi}^0_k \ell^+\ell^-$	$\tilde{\chi}^0_k \nu\bar{\nu}$	$\tilde{\chi}^0_k q\bar{q}$
Ausgetauschte Teilchen im			
$\bar{s}$-Kanal	Z_n	Z_n	Z_n
$\bar{t}$-Kanal	$\tilde{\ell}_L$, $\tilde{\ell}_R$	$\tilde{\nu}_L$	$\tilde{q}_L$, $\tilde{q}_R$
$\bar{u}$-Kanal	$\tilde{\ell}_L$, $\tilde{\ell}_R$	$\tilde{\nu}_L$	$\tilde{q}_L$, $\tilde{q}_R$
$A_s(\bar{s}) = B_s(\bar{s}) = C_s(\bar{s})$	$D_\ell(\bar{s})$	$D_\nu(\bar{s})$	$3D_q(\bar{s})$
$A^L_t = A^L_u = A^L_{tu}$	$(F^L_{\ell i}F^L_{\ell k})^2$	$(F^L_{\nu i}F^L_{\nu k})^2$	$3(F^L_{qi}F^L_{qk})^2$
$A^R_t = A^R_u = A^R_{tu}$	$(F^R_{\ell i}F^R_{\ell k})^2$	$(F^R_{\nu i}F^R_{\nu k})^2$	$3(F^R_{qi}F^R_{qk})^2$
$A^L_{st}(\bar{s}) = B^L_{st}(\bar{s}) = A^L_{su}(\bar{s}) = B^L_{su}(\bar{s})$	$E^L_\ell(\bar{s})$	$E^L_\nu(\bar{s})$	$3E^L_q(\bar{s})$
$A^R_{st}(\bar{s}) = B^R_{st}(\bar{s}) = A^R_{su}(\bar{s}) = B^R_{su}(\bar{s})$	$E^R_\ell(\bar{s})$	$E^R_\nu(\bar{s})$	$3E^R_q(\bar{s})$

Tabelle A.1: Koeffizienten in den Zerfallsbreiten für die Zerfälle $\tilde{\chi}^0_i \to \tilde{\chi}^0_k + f + \bar{f}$ der Neutralinos. $D_f(\bar{s})$, $E^L_f(\bar{s})$ und $E^R_f(\bar{s})$ sind in (A.36) – (A.38) definiert. Die Kopplungen $F^{L,R}_{fi}$ sind in Abschnitt 2.7.3 bzw. Anhang A.2 angegeben.

Endzustand	$\tilde{\chi}_k^+\ell^-\bar{\nu}$	$\tilde{\chi}_k^+\bar{u}d$
Ausgetauschte Teilchen im		
$\bar{s}$-Kanal	W	W
$\bar{t}$-Kanal	$\tilde{\nu}_L$	$\tilde{u}_L$
$\bar{u}$-Kanal	$\tilde{\ell}_L$	$\tilde{d}_L$
$A_s(\bar{s})$	$\frac{2(O_{ik}^L)^2}{(\bar{s}-m_W^2)^2}$	$\frac{6(O_{ik}^L)^2}{(\bar{s}-m_W^2)^2}$
$B_s(\bar{s})$	$\frac{2(O_{ik}^R)^2}{(\bar{s}-m_W^2)^2}$	$\frac{6(O_{ik}^R)^2}{(\bar{s}-m_W^2)^2}$
$C_s(\bar{s})$	$\frac{-2O_{ik}^L O_{ik}^R}{(\bar{s}-m_W^2)^2}$	$\frac{-6O_{ik}^L O_{ik}^R}{(\bar{s}-m_W^2)^2}$
A_t^L	$(F_{\nu i}^L V_{k1})^2$	$3(F_{ui}^L V_{k1})^2$
A_u^L	$(F_{\ell i}^L U_{k1})^2$	$3(F_{di}^L U_{k1})^2$
A_{tu}^L	$F_{\nu i}^L F_{\ell i}^L V_{k1} U_{k1}$	$3F_{ui}^L F_{di}^L V_{k1} U_{k1}$
$A_{st}^L(\bar{s})$	$\frac{-\sqrt{2}F_{\nu i}^L V_{k1} O_{ik}^L}{(\bar{s}-m_W^2)}$	$\frac{-3\sqrt{2}F_{ui}^L V_{k1} O_{ik}^L}{(\bar{s}-m_W^2)}$
$B_{st}^L(\bar{s})$	$\frac{\sqrt{2}F_{\nu i}^L V_{k1} O_{ik}^R}{(\bar{s}-m_W^2)}$	$\frac{3\sqrt{2}F_{ui}^L V_{k1} O_{ik}^R}{(\bar{s}-m_W^2)}$
$A_{su}^L(\bar{s})$	$\frac{\sqrt{2}F_{\ell i}^L U_{k1} O_{ik}^R}{(\bar{s}-m_W^2)}$	$\frac{3\sqrt{2}F_{di}^L U_{k1} O_{ik}^R}{(\bar{s}-m_W^2)}$
$B_{su}^L(\bar{s})$	$\frac{-\sqrt{2}F_{\ell i}^L U_{k1} O_{ik}^L}{(\bar{s}-m_W^2)}$	$\frac{-3\sqrt{2}F_{di}^L U_{k1} O_{ik}^L}{(\bar{s}-m_W^2)}$

Tabelle A.2: Koeffizienten in den Zerfallsbreiten für die Zerfälle $\tilde{\chi}_i^0 \to \tilde{\chi}_k^+ + f + \bar{f}'$ der Neutralinos. Hier gilt $A_t^R = A_u^R = A_{tu}^R = A_{st}^R(\bar{s}) = B_{st}^R(\bar{s}) = A_{su}^R(\bar{s}) = B_{su}^R(\bar{s}) = 0$. Die Kopplungen $F_{fi}^{L,R}$ sind in Abschnitt 2.7.3 bzw. Anhang A.2 angegeben, die $O_{ik}^{L,R}$ in Anhang A.5, und U und V sind die Diagonalisierungsmatrizen der Charginos nach (2.81).

A.6.2 Charginos

Die Koeffizienten in den Zerfallsbreiten der Charginos sind in den Tabellen A.3 und A.4 aufgelistet. Hierbei werden die folgenden Definitionen benutzt:

$$\begin{aligned} D_f^A(\bar{s}) = \frac{4}{\cos^4\theta_W}\Bigg[&\sum_{n=1}^{n_Z}|D_{Z_n}(\bar{s})|^2\Big((O_{ki}^{\prime nL}L_n)^2+(O_{ki}^{\prime nR}R_n)^2\Big) \\ &+\sum_{\substack{n,n'=1\\n<n'}}^{n_Z} 2\,\mathrm{Re}(D_{Z_n}(\bar{s})D^*_{Z_{n'}}(\bar{s}))(O_{ki}^{\prime nL}O_{ki}^{\prime n'L}L_nL_{n'}+O_{ki}^{\prime nR}O_{ki}^{\prime n'R}R_nR_{n'})\Bigg], \end{aligned} \tag{A.39}$$

$$\begin{aligned} D_f^B(\bar{s}) = \frac{4}{\cos^4\theta_W}\Bigg[&\sum_{n=1}^{n_Z}|D_{Z_n}(\bar{s})|^2\Big((O_{ki}^{\prime nR}L_n)^2+(O_{ki}^{\prime nL}R_n)^2\Big) \\ &+\sum_{\substack{n,n'=1\\n<n'}}^{n_Z} 2\,\mathrm{Re}(D_{Z_n}(\bar{s})D^*_{Z_{n'}}(\bar{s}))(O_{ki}^{\prime nR}O_{ki}^{\prime n'R}L_nL_{n'}+O_{ki}^{\prime nL}O_{ki}^{\prime n'L}R_nR_{n'})\Bigg], \end{aligned} \tag{A.40}$$

$$\begin{aligned} D_f^C(\bar{s}) = \frac{-4}{\cos^4\theta_W}\Bigg[&\sum_{n=1}^{n_Z}|D_{Z_n}(\bar{s})|^2O_{ki}^{\prime nL}O_{ki}^{\prime nR}(L_n^2+R_n^2) \\ &+\sum_{\substack{n,n'=1\\n<n'}}^{n_Z}\Big[2\,\mathrm{Re}(D_{Z_n}(\bar{s})D^*_{Z_{n'}}(\bar{s})) \\ &\qquad\times\frac{1}{2}(O_{ki}^{\prime nL}O_{ki}^{\prime n'R}+O_{ki}^{\prime n'L}O_{ki}^{\prime nR})(L_nL_{n'}+R_nR_{n'})\Big]\Bigg], \end{aligned} \tag{A.41}$$

$$E_{f^d}^A(\bar{s}) = \frac{2}{\cos^2\theta_W}\sum_{n=1}^{n_Z}\Big[\mathrm{Re}(D_{Z_n}(\bar{s}))O_{ki}^{\prime nL}L_n\Big]\,V_{k1}V_{i1}\,, \tag{A.42}$$

$$E_{f^d}^B(\bar{s}) = \frac{-2}{\cos^2\theta_W}\sum_{n=1}^{n_Z}\Big[\mathrm{Re}(D_{Z_n}(\bar{s}))O_{ki}^{\prime nR}L_n\Big]\,V_{k1}V_{i1}\,, \tag{A.43}$$

$$E_{f^u}^A(\bar{s}) = \frac{-2}{\cos^2\theta_W}\sum_{n=1}^{n_Z}\Big[\mathrm{Re}(D_{Z_n}(\bar{s}))O_{ki}^{\prime nR}L_n\Big]\,U_{k1}U_{i1}\,, \tag{A.44}$$

$$E_{f^u}^B(\bar{s}) = \frac{2}{\cos^2\theta_W}\sum_{n=1}^{n_Z}\Big[\mathrm{Re}(D_{Z_n}(\bar{s}))O_{ki}^{\prime nL}L_n\Big]\,U_{k1}U_{i1}\,. \tag{A.45}$$

Auch hier sind für L_n und R_n die Kopplungen des jeweiligen Standardfermions f einzusetzen. f^u bzw. f^d bezeichnet ein linkshändiges „Up"-Typ bzw. „Down"-Typ Fermion. Für $n_Z = 1$ erhält man die Zerfallsbreiten im MSSM mit $L_1 \equiv L$, $R_1 \equiv R$ nach (2.85). In den Rang-5-Modellen ist $n_Z = 2$, im Rang-6-Modell $n_Z = 3$ mit L_n, R_n nach Abschnitt 2.7.1. Die Kopplungen $O_{ki}^{\prime nL,R}$ sind in Anhang A.5 definiert. $D_{Z_n}(\bar{s}) = 1/(\bar{s}-m_{Z_n}^2)$ sind die Propagatoren der neutralen Eichbosonen.

Endzustand	$\tilde{\chi}_k^+\ell^+\ell^-$	$\tilde{\chi}_k^+\nu\bar{\nu}$	$\tilde{\chi}_k^+d\bar{d}$	$\tilde{\chi}_k^+u\bar{u}$
Ausgetauschte Teilchen im				
$\bar{s}$-Kanal	Z_n	Z_n	Z_n	Z_n
$\bar{t}$-Kanal	$\tilde{\nu}_L$	—	$\tilde{u}_L$	—
$\bar{u}$-Kanal	—	$\tilde{\ell}_L$	—	$\tilde{d}_L$
$A_s(\bar{s})$	$D_\ell^A(\bar{s})$	$D_\nu^A(\bar{s})$	$3D_d^A(\bar{s})$	$3D_u^A(\bar{s})$
$B_s(\bar{s})$	$D_\ell^B(\bar{s})$	$D_\nu^B(\bar{s})$	$3D_d^B(\bar{s})$	$3D_u^B(\bar{s})$
$C_s(\bar{s})$	$D_\ell^C(\bar{s})$	$D_\nu^C(\bar{s})$	$3D_d^C(\bar{s})$	$3D_u^C(\bar{s})$
A_t^L	$(V_{k1}V_{i1})^2$	0	$3(V_{k1}V_{i1})^2$	0
A_u^L	0	$(U_{k1}U_{i1})^2$	0	$3(U_{k1}U_{i1})^2$
$A_{st}^L(\bar{s})$	$E_\ell^A(\bar{s})$	0	$3E_d^A(\bar{s})$	0
$B_{st}^L(\bar{s})$	$E_\ell^B(\bar{s})$	0	$3E_d^B(\bar{s})$	0
$A_{su}^L(\bar{s})$	0	$E_\nu^A(\bar{s})$	0	$3E_u^A(\bar{s})$
$B_{su}^L(\bar{s})$	0	$E_\nu^B(\bar{s})$	0	$3E_u^B(\bar{s})$

Tabelle A.3: Koeffizienten in den Zerfallsbreiten für die Zerfälle $\tilde{\chi}_i^+ \to \tilde{\chi}_k^+ + f + \bar{f}$ der Charginos. Hier gilt $A_t^R = A_u^R = A_{tu}^L = A_{tu}^R = A_{st}^R(\bar{s}) = B_{st}^R(\bar{s}) = A_{su}^R(\bar{s}) = B_{su}^R(\bar{s}) = 0$. $D_f^A(\bar{s})$, $D_f^B(\bar{s})$, $D_f^C(\bar{s})$, $E_f^A(\bar{s})$ und $E_f^B(\bar{s})$ sind in (A.39) – (A.45) definiert. U und V sind die Diagonalisierungsmatrizen der Charginos nach (2.81).

Endzustand	$\tilde{\chi}^0_k \ell^+ \nu$	$\tilde{\chi}^0_k u \bar{d}$
Ausgetauschte Teilchen im		
$\bar{s}$-Kanal	W	W
$\bar{t}$-Kanal	$\tilde{\nu}_L$	$\tilde{u}_L$
$\bar{u}$-Kanal	$\tilde{\ell}_L$	$\tilde{d}_L$
$A_s(\bar{s})$	$\dfrac{2(O^L_{ki})^2}{(\bar{s}-m_W^2)^2}$	$\dfrac{6(O^L_{ki})^2}{(\bar{s}-m_W^2)^2}$
$B_s(\bar{s})$	$\dfrac{2(O^R_{ki})^2}{(\bar{s}-m_W^2)^2}$	$\dfrac{6(O^R_{ki})^2}{(\bar{s}-m_W^2)^2}$
$C_s(\bar{s})$	$\dfrac{-2O^L_{ki}O^R_{ki}}{(\bar{s}-m_W^2)^2}$	$\dfrac{-6O^L_{ki}O^R_{ki}}{(\bar{s}-m_W^2)^2}$
A^L_t	$(F^L_{\nu k}V_{i1})^2$	$3(F^L_{uk}V_{i1})^2$
A^L_u	$(F^L_{\ell k}U_{i1})^2$	$3(F^L_{dk}U_{i1})^2$
A^L_{tu}	$F^L_{\nu k}F^L_{\ell k}V_{i1}U_{i1}$	$3F^L_{uk}F^L_{dk}V_{i1}U_{i1}$
$A^L_{st}(\bar{s})$	$\dfrac{-\sqrt{2}F^L_{\nu k}V_{i1}O^L_{ki}}{(\bar{s}-m_W^2)}$	$\dfrac{-3\sqrt{2}F^L_{uk}V_{i1}O^L_{ki}}{(\bar{s}-m_W^2)}$
$B^L_{st}(\bar{s})$	$\dfrac{\sqrt{2}F^L_{\nu k}V_{i1}O^R_{ki}}{(\bar{s}-m_W^2)}$	$\dfrac{3\sqrt{2}F^L_{uk}V_{i1}O^R_{ki}}{(\bar{s}-m_W^2)}$
$A^L_{su}(\bar{s})$	$\dfrac{\sqrt{2}F^L_{\ell k}U_{i1}O^R_{ki}}{(\bar{s}-m_W^2)}$	$\dfrac{3\sqrt{2}F^L_{dk}U_{i1}O^R_{ki}}{(\bar{s}-m_W^2)}$
$B^L_{su}(\bar{s})$	$\dfrac{-\sqrt{2}F^L_{\ell k}U_{i1}O^L_{ki}}{(\bar{s}-m_W^2)}$	$\dfrac{-3\sqrt{2}F^L_{dk}U_{i1}O^L_{ki}}{(\bar{s}-m_W^2)}$

Tabelle A.4: Koeffizienten in den Zerfallsbreiten für die Zerfälle $\tilde{\chi}^+_i \to \tilde{\chi}^0_k + f + \bar{f}'$ der Charginos. Hier gilt $A^R_t = A^R_u = A^R_{tu} = A^R_{st}(\bar{s}) = B^R_{st}(\bar{s}) = A^R_{su}(\bar{s}) = B^R_{su}(\bar{s}) = 0$. Die Kopplungen $F^{L,R}_{fi}$ sind in Abschnitt 2.7.3 bzw. Anhang A.2 angegeben, die $O^{L,R}_{ik}$ in Anhang A.5, und U und V sind die Diagonalisierungsmatrizen der Charginos nach (2.81).

A.7 Zerfälle der neuen Eichbosonen

Die Zerfälle der neuen Eichbosonen werden in [48] ausführlich diskutiert. Hier werden nur die Zerfälle in Fermion-Antifermion-Paare und Neutralinos aufgeführt, die als Vertizes im s-Kanal der Neutralino-Produktion vorkommen.

Die Zerfallsbreite der neutralen Eichbosonen in ein SM-Fermion-Antifermion-Paar ($Z_n \to f\bar{f}$) lautet mit den Kopplungen L_n, R_n nach Abschnitt 2.7.1

$$\Gamma = \frac{C_f}{24\pi} \frac{g_2^2}{\cos^2\theta_W} m_{Z_n} \left(L_n^2 + R_n^2\right) , \tag{A.46}$$

wenn die Masse der Fermionen vernachlässigt werden kann, oder

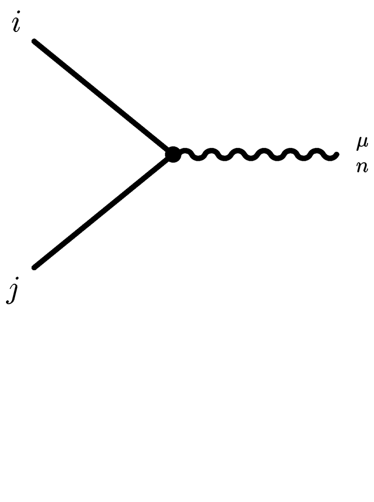
$$\begin{aligned} \Gamma = {} & \frac{C_f}{24\pi} \frac{g_2^2}{\cos^2\theta_W} m_{Z_n} \\ & \times \left[\frac{1}{2}(L_n + R_n)^2 \left(1 + 2\frac{m_f^2}{m_{Z_n}^2}\right) + \frac{1}{2}(L_n - R_n)^2 \left(1 - 4\frac{m_f^2}{m_{Z_n}^2}\right)\right] \sqrt{1 - 4\frac{m_f^2}{m_{Z_n}^2}} \end{aligned} \tag{A.47}$$

bei endlicher Masse m_f der Fermionen. Der Farbfaktor ist $C_f = 1$ (3) für Leptonen (Quarks). Mit (A.46) und den Verzweigungsraten der neuen Eichbosonen in [48] wurden die Breiten $\Gamma_{Z_{2,3}} \approx 0.014\, m_{Z_{2,3}}$ (3.3) der neuen Eichbosonen bestimmt.

Die Zerfallsbreite in Neutralinos ($Z_n \to \tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^0$) ist bei reeller Diagonalisierungsmatrix der Neutralinos gegeben durch [92]

$$\begin{aligned} \Gamma = {} & \frac{1}{12\pi} \frac{g_2^2}{\cos^2\theta_W} \left(O''^{nL}_{ij}\right)^2 m_{Z_n} \sqrt{\left(1 - \frac{(m_{\tilde{\chi}_i^0} + m_{\tilde{\chi}_j^0})^2}{m_{Z_n}^2}\right)\left(1 - \frac{(m_{\tilde{\chi}_i^0} - m_{\tilde{\chi}_j^0})^2}{m_{Z_n}^2}\right)} \\ & \times \left[1 - \frac{m_{\tilde{\chi}_i^0}^2 + m_{\tilde{\chi}_j^0}^2}{2m_{Z_n}^2} - \frac{(m_{\tilde{\chi}_i^0}^2 - m_{\tilde{\chi}_j^0}^2)^2}{2m_{Z_n}^4} - 3\frac{\eta_{\tilde{\chi}_i^0}\eta_{\tilde{\chi}_j^0} m_{\tilde{\chi}_i^0} m_{\tilde{\chi}_j^0}}{m_{Z_n}^2}\right] \frac{1}{2}(2 - \delta_{ij}) \end{aligned} \tag{A.48}$$

mit den Vorzeichen $\eta_{\tilde{\chi}_i^0}$ der Masseneigenwerte. Bei der Berechnung dieser Zerfallsbreite muß – wie auch bei der Produktion der Neutralinos – der Majoranacharakter der Neutralinos berücksichtigt werden. Der entsprechende Term aus $\mathcal{L}_{Z\tilde{\chi}^0\tilde{\chi}^0}$ (siehe Abschnitt 2.7.2) ist daher mit dem Faktor 2 zu multiplizieren, um den Vertexfaktor zu erhalten [5]:



$$\begin{aligned} & = i\frac{g_2}{\cos\theta_W}\gamma^\mu \left(O''^{nL}_{ij} P_L + O''^{nR}_{ij} P_R\right) && \text{(A.49)} \\ & = -i\frac{g_2}{\cos\theta_W} O''^{nL}_{ij} \gamma^\mu \gamma_5 \quad \text{bei reellen } O''^{nL}_{ij} . \end{aligned}$$

Literaturverzeichnis

[1] Y. Fukuda et al. (Super-Kamiokande Collaboration), Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 1562.

[2] S.L. Glashow, Nucl. Phys. **22** (1961) 579;
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264;
A. Salam, in *Elementary Particle Theory*, Ed. N. Svartholm, (Almqvist and Wiksell, Stockholm, 1968) S. 367.

[3] S.L. Glashow, J. Illiopoulos, L. Maiani, Phys. Rev. **D 2** (1970) 128.

[4] M.F. Sohnius, Phys. Rep. **128** (1985) 39.

[5] H.E. Haber, G.L. Kane, Phys. Rep. **117** (1985) 75.

[6] U. Amaldi, W. de Boer, H. Fürstenau, Phys. Lett. **B 260** (1991) 447.

[7] J. Wess, B. Zumino, Nucl. Phys. **B 70** (1974) 39; Phys. Lett. **B 49** (1974) 52.

[8] R. Haag, J.T. Łopuszański, M.F. Sohnius, Nucl. Phys. **B 88** (1975) 257.

[9] V. Barger, C. Kao, Phys. Rev. **D 57** (1998) 3131.

[10] L. Girardello, M.T. Grisaru, Nucl. Phys. **B 194** (1982) 65.

[11] T. Elliot, S.F. King, P.L. White, Phys. Lett. **B 314** (1993) 56; Phys. Rev. **D 49** (1994) 2435;
U. Ellwanger, M. Rausch de Traubenberg, C.A. Savoy, Phys. Lett. **B 315** (1993) 331;
B.R. Kim, A. Stephan, S.K. Oh, Phys. Lett. **B 336** (1994) 200.

[12] F. Franke, *Dissertation* (Würzburg, 1995).

[13] F. Franke, H. Fraas, Int. J. Mod. Phys. **A 12** (1997) 479.

[14] F. Franke, H. Fraas, A. Bartl, Phys. Lett. **B 336** (1994) 415;
F. Franke, H. Fraas, Phys. Lett. **B 353** (1995) 234; Z. Phys. **C 72** (1996) 309.

[15] M. Cvetič, D.A. Demir, J.R. Espinosa, L. Everett, P. Langacker, Phys. Rev. **D 56** (1997) 2861; Phys. Rev. **D 58** (1998) 119905(E).

[16] M. Cvetič, P. Langacker, in *Perspectives in Supersymmetry*, Ed. G.L. Kane (World Scientific), S. 312.

[17] J.R. Espinosa, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **62** (1998) 187.

[18] S.A. Abel, S. Sarkar, P.L. White, Nucl. Phys. **B 454** (1995) 663.

[19] J.L. Hewett, T.G. Rizzo, Phys. Rep. **183** (1989) 193.

[20] R. Slansky, Phys. Rep. **79** (1981) 1.

[21] B.G. Wybourne, *Classical Groups for Physicists* (John Wiley & Sons, New York, 1974);
H. Georgi, *Lie Algebras in Particle Physics* (The Benjamin/Cummings Publishing Company, Menlo Park, California, 1982);
A.S. Sciarrino, P. Sorba, *Group Theory in Particle Physics*, in *Formulae and Methods in Experimental Data Evaluation*, Vol. 1, Ed. R.K. Bock et al. (Published by the European Physical Society, 1984) S. 233;
M. Böhm, Vorlesung *Gruppentheorie und Quantenmechanik*, SS 1995.

[22] B.L. van der Waerden, Math. Z. **37** (1933) 446.

[23] R.W. Robinett, Phys. Rev. **D 26** (1982) 2388; R.W. Robinett, J.L. Rosner Phys. Rev. **D 26** (1982) 2396.

[24] M.B. Green, J.M. Schwarz, Phys. Lett. **B 149** (1984) 117;
M.B. Green, J.M. Schwarz, E. Witten, *Superstring Theory* (Cambridge University Press, Cambridge, 1987).

[25] V. Barger, R. Phillips, *Collider Physics* (Addison-Wesley Publishing Company, Redwood City, California, 1987).

[26] D. London, J.L. Rosner, Phys. Rev. **D 34** (1986) 1530.

[27] M.M. Boyce, M.A. Doncheski, H. König, Phys. Rev. **D 55** (1997) 68; in *Proceedings of MRST '96: Current Ideas in Theoretical Physics*, Ed. P.J. O'Donnell, B.H. Smith (World Scientific, 1996) S. 133.

[28] Y. Hosotani, Phys. Lett. **B 129** (1983) 193.

[29] J.F. Gunion, L. Roszkowski, H.E. Haber, Phys. Lett. **B 189** (1987) 409; Phys. Rev. **D 38** (1988) 105.

[30] J.F. Gunion, H.E. Haber, G. Kane, S. Dawson, *The Higgs Hunter's Guide*, (Addison-Wesley Publishing Company, Redwood City, California, 1990).

[31] J. Ellis, D.V. Nanopoulos, S.T. Petcov, F. Zwirner, Nucl. Phys. **B 283** (1987) 93;
M. Drees, A. Yamada, Phys. Rev. **D 53** (1996) 1586.

[32] P. Langacker, J. Wang, Phys. Rev. **D 58** (1998) 115010.

[33] R. Kitano, K. Yamamoto, KEK-TH-628, hep-ph/9905459.

[34] H.V. Klapdor-Kleingrothaus, K. Zuber, *Teilchenastrophysik* (B.G. Teubner, Stuttgart, 1997).

[35] G.-C. Cho, K. Hagiwara, Y. Umeda, Nucl. Phys. **B 531** (1998) 65; Nucl. Phys. **B 555** (1999) 651(E).

[36] E. Ma, UCRHEP-T155, hep-ph/9601238; Phys. Lett. **B 380** (1996) 286; Mod. Phys. Lett. **A 11** (1996) 1893;
Z. Chacko, R.N. Mohapatra, UMD-PP-99-109, hep-ph/9905388.

[37] E. Keith, E. Ma, Phys. Rev. **D 54** (1996) 3587; Phys. Rev. **D 56** (1997) 7155.

[38] F. del Aguila, Acta Phys. Polon. **B 25** (1994) 1317.

[39] D. Suematsu, Mod. Phys. Lett **A 12** (1997) 1709; Phys. Lett. **B 416** (1998) 108.

[40] D. Suematsu, Phys. Rev. **D 57** (1998) 1738.

[41] D. Suematsu, Phys. Rev. **D 59** (1999) 055017.

[42] K.S. Babu, C. Kolda, J. March-Russell, Phys. Rev. **D 57** (1998) 6788.

[43] T.G. Rizzo, Phys. Rev. **D 59** (1999) 015020.

[44] P. Binétruy, S. Dawson, I. Hinchliffe, M. Sher, Nucl. Phys. **B 273** (1986) 501.

[45] V. Barger, N.G. Deshpande, K. Whisnant, Phys. Rev. **D 35** (1987) 1005.

[46] B. Campbell, J. Ellis, M.K. Gaillard, D.V. Nanopoulos, K.A. Olive, Phys. Lett. **B 180** (1986) 77;
B.A. Campbell, K.A. Olive, D.B. Reiss, Nucl. Phys. **B 296** (1988) 129.

[47] H.E. Haber, M. Sher, Phys. Rev. **D 35** (1987) 2206.

[48] T. Gherghetta, T.A. Kaeding, G.L. Kane, Phys. Rev. **D 57** (1998) 3178.

[49] G. Cleaver, M. Cvetič, J.R. Espinosa, L. Everett, P. Langacker, J. Wang, Phys. Rev. **D 59** (1999) 115003.

[50] S. Nandi, Phys. Lett. **B 197** (1987) 144.

[51] B. de Carlos, J.R. Espinosa, Phys. Lett. **B 407** (1997) 12.

[52] A. Bartl, H. Fraas, W. Majerotto, N. Oshimo, Phys. Rev. **D 40** (1989) 1594.

[53] A. Bartl, H. Fraas, W. Majerotto, B. Mösslacher, Z. Phys. **C 55** (1992) 257.

[54] M. Drees, Phys. Lett. **B 181** (1986) 279;
J.D. Lykken, hep-ph/9610218, presented at the *1996 DPF/DPB Summer Study on New Directions for High-Energy Physics (Snowmass 96)*, Snowmass, CO, 25 Jun – 12 Jul 1996.

[55] M. Drees, Nucl. Phys. **B 298** (1988) 333;
H.-C. Cheng, L.J. Hall, Phys. Rev. **D 51** (1995) 5289;
C. Kolda, S.P. Martin, Phys. Rev. **D 53** (1996) 3871;
E. Keith, E. Ma, B. Mukhopadhyaya, Phys. Rev. **D 55** (1997) 3111;
H. Baer, M.A. Díaz, J. Ferrandis, X. Tata, FSU-HEP-990702, hep-ph/9907211.

[56] J.F. Gunion, H.E. Haber, Nucl. Phys. **B 272** (1986) 1; Nucl. Phys. **B 402** (1993) 567(E);
A. Bartl, W. Majerotto, W. Porod, Z. Phys. **C 64** (1994) 499; Z. Phys. **C 68** (1995) 518(E).

[57] F. Halzen, A.D. Martin, *Quarks and Leptons: An Introductionary Course in Modern Particle Physics* (John Wiley & Sons, New York, 1984).

[58] P. Langacker, R.W. Robinett, J.L. Rosner, Phys. Rev. **D 30** (1984) 1470;
V. Barger, N.G. Deshpande, K. Whisnant, Phys. Rev. Lett. **56** (1986) 30;
V. Barger, N.G. Deshpande, R.J.N. Phillips, K. Whisnant, Phys. Rev. **D 33** (1986) 1912; Phys. Rev. **D 35** (1987) 1741(E);
G. Bélanger, S. Godfrey, Phys. Rev. **D 34** (1986) 1309;
P.J. Franzini, F.J. Gilman, Phys. Rev. **D 35** (1987) 855.

[59] C. Caso et al. (Particle Data Group), Eur. Phys. J. **C 3** (1998) 1.

[60] O. Nachtmann, *Elementarteilchenphysik, Phänomene und Konzepte* (Vieweg, Braunschweig, 1986).

[61] A. Leike, Phys. Rep. **317** (1999) 143.

[62] F. Abe et al. (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. **79** (1997) 2192.

[63] P. Langacker, M. Luo, Phys. Rev. **D 45** (1992) 278;
P. Abreu et al. (DELPHI Collaboration), Z. Phys. **C 65** (1995) 603;
R. Barate et al. (ALEPH Collaboration), Phys. Lett. **B 399** (1997) 329;
G.-C. Cho, K. Hagiwara, S. Matsumoto, Eur. Phys. J. **C 5** (1998) 155;
J. Erler, P. Langacker, Phys. Lett. **B 456** (1999) 68.

[64] D. Choudhury, F. Cuypers, A. Leike, Phys. Lett. **B 333** (1994) 531;
A. Djouadi, in *Workshop on Physics and Experiments with Linear Colliders, Proceedings*, Ed. A. Miyamoto, Y. Fujii, T. Matsui, S. Iwata (World Scientific, 1996) S. 228;
S. Godfrey, Phys. Rev. **D 51** (1995) 1402; hep-ph/9612384, presented at the *1996 DPF/DPB Summer Study on New Directions for High-Energy Physics (Snowmass 96)*, Snowmass, CO, 25 Jun – 12 Jul 1996; hep-ph/9802212;
P. Chiappetta, F.M. Renard, C. Verzegnassi, Z. Phys. **C 71** (1996) 673;
P. Chiappetta, J.M. Virey, Phys. Lett. **B 389** (1996) 89;
S. Riemann, hep-ph/9610513, presented at the *1996 DPF/DPB Summer Study on New Directions for High-Energy Physics (Snowmass 96)*, Snowmass, CO, 25 Jun – 12 Jul 1996; in *Contributions to the Workshops: e^+e^- Linear Colliders: Physics and Detector Studies, Part E*, Ed. R. Settles (DESY 97-123E, Hamburg, 1997) S. 227;
F. Cuypers, hep-ph/9611336, presented at the *1996 DPF/DPB Summer Study on New Directions for High-Energy Physics (Snowmass 96)*, Snowmass, CO, 25 Jun – 12 Jul 1996;
K.W. Merritt, Fermilab-Conf-97-012, hep-ex/9701009;
J.L. Hewett, hep-ph/9704292, presented at the *1996 DPF/DPB Summer Study on New Directions for High-Energy Physics (Snowmass 96)*, Snowmass, CO, 25 Jun – 12 Jul 1996;
A.A. Pankov, N. Paver, Phys. Lett. **B 393** (1997) 437;
A. Leike, S. Riemann, Z. Phys. **C 75** (1997) 341;
A. Leike, Phys. Lett. **B 402** (1997) 374; LMU-09/97, hep-ph/9708337; in *Contributions to the Workshops: e^+e^- Linear Colliders: Physics and Detector Studies, Part E*, Ed. R. Settles (DESY 97-123E, Hamburg, 1997) S. 219; Acta Phys. Polon. **B 28** (1997) 2495;
T.G. Rizzo, Phys. Rev. **D 55** (1997) 5483; hep-ph/9612440, presented at the *1996 DPF/DPB Summer Study on New Directions for High-Energy Physics (Snowmass 96)*, Snowmass, CO, 25 Jun – 12 Jul 1996; Phys. Rev. **D 59** (1999) 113004;
F.M. Renard, C. Verzegnassi, in *Contributions to the Workshops: e^+e^- Linear Colliders: Physics and Detector Studies, Part E*, Ed. R. Settles (DESY 97-123E, Hamburg, 1997) S. 235;
P. Osland, A.A. Pankov, Phys. Lett. **B 403** (1997) 93;
A.A. Pankov, N. Paver, C. Verzegnassi, Int. J. Mod. Phys. **A 13** (1998) 1629;
O.G. Miranda, V. Semikoz, J.W.F Valle, Phys. Rev. **D 58** (1998) 013007; hep-ph/9808395;
A.A. Babich, A.A. Pankov, N. Paver, Phys. Lett. **B 426** (1998) 375; Phys. Lett. **B 452** (1999) 355;
I. Barabanov, P. Belli, R. Barnabei, V.I. Gurentsov, V.N. Kornoukhov, O.G. Miranda, V.B. Semikoz, J.W.F. Valle, Nucl. Phys. **B 546** (1999) 19;
D.A. Demir, METU-PHYS-HEP 98/02, hep-ph/9809361;
D.-W. Jung, K.Y. Lee, H.S. Song, C. Yu, SNUTP 99-026, hep-ph/9905353;
R. Casalbuoni, S. De Curtis, D. Dominici, R. Gatto, Phys. Lett. **B 460**

(1999) 135;
A.V. Gulov, V.V. Skalozub, hep-ph/9906213.

[65] D.A. Demir, N.K. Pak, Phys. Rev. **D 57** (1998) 6609.

[66] E. Keith, E. Ma, UCRHEP-T-216, hep-ph/9803205.

[67] S. Heinemeyer, W. Hollik, G. Weiglein, Phys. Lett. **B 440** (1998) 296; Eur. Phys. J. **C 9** (1999) 343.

[68] W. de Boer, IEKP-KA/98-16, hep-ph/9808448.

[69] J.R. Espinosa, M. Quirós, Phys. Lett. **B 279** (1992) 92; CERN-TH/98-292, hep-ph/9809269.

[70] M.A. Díaz, T.A. ter Veldhuis, T.J. Weiler, Phys. Rev. **D 54** (1996) 5855;
S.W. Ham, S.K. Oh, B.R. Kim, J. Phys. **G 22** (1996) 1575; Phys. Lett. **B 414** (1997) 305;
M. Drees, E. Ma, P.N. Pandita, D.P. Roy, S.K. Vempati, Phys. Lett. **B 433** (1998) 346;
P.N. Pandita, Pramana **51** (1998) 169;
G.K. Yeghiyan, YERPHI-1532(5)-99, hep-ph/9904488.

[71] P. Abreu et al. (DELPHI Collaboration), Eur. Phys. J. **C 1** (1998) 1;
K. Ackerstaff et al. (OPAL Collaboration), Eur. Phys. J. **C 2** (1998) 213;
R. Barate et al. (ALEPH Collaboration), Eur. Phys. J. **C 2** (1998) 417;
M. Acciarri et al. (L3 Collaboration), Eur. Phys. J. **C 4** (1998) 207;
G. Abbiendi et al. (OPAL Collaboration), Eur. Phys. J. **C 8** (1999) 255;
P. Abreu et al. (DELPHI Collaboration), Phys. Lett. **B 446** (1999) 75;
R. Barate et al. (ALEPH Collaboration), CERN-EP/99-014.

[72] F. Franke, S. Hesselbach, Phys. Lett. **B 387** (1996) 535.

[73] L.J. Hall, J. Polchinski, Phys. Lett. **B 152** (1985) 335;
A. Bartl, M. Dittmar, W. Majerotto, in *Proceedings of the Workshop: e^+e^- Collisions at 500 GeV: The Physics Potential, Part B*, Ed. P.M. Zerwas (DESY 92-123B, Hamburg, 1992) S. 603.

[74] S. Hesselbach, F. Franke, H. Fraas, in *Contributions to the Workshops: e^+e^- Linear Colliders: Physics and Detector Studies, Part E*, Ed. R. Settles (DESY 97-123E, Hamburg, 1997) S. 479.

[75] A. Stephan, Phys. Lett. **B 411** (1997) 97; Phys. Rev. **D 58** (1998) 035011.

[76] U. Ellwanger, C. Hugonie, Eur. Phys. J. **C 5** (1998) 723.

[77] V.A. Bednyakov, H.V. Klapdor-Kleingrothaus, Phys. Rev. **D 59** (1999) 023514; hep-ph/9809271.

[78] A. Bartl, H. Fraas, W. Majerotto, Nucl. Phys. **B 278** (1986) 1.

[79] S. Ambrosanio, B. Mele, Phys. Rev. **D 52** (1995) 3900.

[80] F.M. Renard, *Basics of Electron Positron Collisions* (Editions Frontières, Dreux, 1981).

[81] H.-U. Martyn, Vortrag auf dem Workshop *2nd ECFA/DESY Study on Physics and Detectors for a Linear Electron-Positron Collider*, Oxford, 20 – 23 March 1999, Folien erhältlich via WWW unter
`http://www-h1.desy.de/~martyn/oxford-99hum.ps` ,
`http://hepnts1.rl.ac.uk/ECFA_DESY_OXFORD/scans/0120_Martyn.pdf`.

[82] E.C. Christova, N.P. Nedelcheva, Int. J. Mod. Phys. **A 5** (1990) 2241.

[83] S. Ambrosanio, B. Mele, Phys. Rev. **D 55** (1997) 1399; Phys. Rev. **D 56** (1997) 3157(E).

[84] H.E. Haber, D. Wyler, Nucl. Phys. **B 323** (1989) 267.

[85] U. Ellwanger, C. Hugonie, Orsay LPTHE-98-79, hep-ph/9812427; Orsay LPTHE-99-03, hep-ph/9901309.

[86] G. Moortgat-Pick, H. Fraas, Acta Phys. Polon. **B 28** (1997) 2395; Phys. Rev. **D 59** (1999) 015016;
G. Moortgat-Pick, H. Fraas, A. Bartl, W. Majerotto, Acta Phys. Polon. **B 29** (1998) 1497.

[87] G. Moortgat-Pick, H. Fraas, A. Bartl, W. Majerotto, Eur. Phys. J. **C 9** (1999) 521; Eur. Phys. J. **C 9** (1999) 549(E).

[88] G. Moortgat-Pick, *Dissertation* (Würzburg, 1999).

[89] S. Kawasaki, T. Shirafuji, S.Y. Tsai, Prog. Theor. Phys. **49** (1973) 1656;
D.A. Dicus, E.C.G. Sudarshan, X. Tata, Phys. Lett. **B 154** (1985) 79.

[90] C. Quigg, *Gauge Theories of the Strong, Weak, and Electromagnetic Interactions* (The Benjamin/Cummings Publishing Company, Reading, Massachusetts, 1983).

[91] A. Bartl, H. Fraas, W. Majerotto, Z. Phys. **C 41** (1988) 475.

[92] K. Hidaka, P. Ratcliffe, Phys. Lett. **B 252** (1990) 476.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all denen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein besonderer Dank gilt Prof. Dr. H. Fraas für die interessante Themenstellung, viele anregende Hinweise und Diskussionen und das ungezwungene und angenehme Klima in der Arbeitsgruppe.

Aufrichtiger Dank gilt Dr. Fabian Franke für die tatkräftige Unterstützung bei der Einarbeitung in die nichtminimalen Modelle, für viele wertvolle Gespräche und Diskussionen und das Korrekturlesen des Manuskripts.

Auch Gudrid Moortgat-Pick sei herzlich gedankt für viele hilfreiche Diskussionen und das Erweitern ihres Programmes zur Berechnung der Zerfallswinkelverteilungen auf die E_6-Modelle, das die Analyse der Winkelverteilungen erst ermöglicht hat.

Weiter möchte ich allen Mitarbeitern und Mitarbeiterinnen in der Theoretischen Physik danken, inbesondere C. Blöchinger, Dr. M. Lüders, M. Marques und A. Vetter für die stets freundliche Atmosphäre im gemeinsamen Arbeitszimmer, sowie allen Superusern für die Hilfe bei den täglichen Problemen mit den Computern.

Auch die Deutsche Forschungsgemeinschaft muß erwähnt werden, die im Rahmen eines Forschungsprojektes die Finanzierung dieser Arbeit ermöglichte, sowie Prof. Dr. R. Rückl, der mir übergangsweise eine Doktorandenstelle überlassen hat.

Schließlich will ich mich bei meinen Eltern bedanken, die mir durch ihre stetige Unterstützung das Studium und damit die Promotion erst ermöglicht haben.

Lebenslauf

Name:	Stefan Hesselbach
Geburtsdatum:	21. September 1968
Geburtsort:	Königshofen i. Gr.
Eltern:	Edgar und Juliane Hesselbach (geb. Schön)
Familienstand:	ledig
Staatsangehörigkeit:	deutsch

Schulbildung:

1975 – 1979	Grundschule in Aubstadt
1979 – 1988	Gymnasium Bad Königshofen
Juni 1988	Abitur am Gymnasium Bad Königshofen

Juli 1988 – Sept. 1989	Ableisten des Wehrdienstes bei der Bundeswehr in Mellrichstadt

Studium:

Nov. 1989 – Mai 1995	Physikstudium an der Universität Würzburg
Oktober 1991	Vordiplom
3. Mai 1995	Diplom
seit Mai 1995	Promotion an der Universität Würzburg

Mai 1995 – Juli 1995	wissenschaftliche Hilfskraft am Institut für Theoretische Physik der Universität Würzburg
Aug. 1995 – Juli 1998	wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Theoretische Physik der Universität Würzburg
Nov. 1998 – Feb. 1999	wissenschaftliche Hilfskraft am Institut für Theoretische Physik der Universität Würzburg
seit Mai 1999	wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Theoretische Physik der Universität Würzburg

Würzburg, den 22. Juli 1999

. . . .

Ehrenwörtliche Erklärung

gemäß § 6 Abs. 1 Ziff. 3 und 7
der Promotionsordnung der
Fakultät für Physik und Astronomie der Universität
Würzburg

Hiermit erkläre ich ehrenwörtlich, daß ich die Dissertation selbständig und ohne Hilfe eines Promotionsberaters angefertigt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Die Dissertation wurde bisher weder vollständig noch teilweise einer anderen Hochschule mit dem Ziel, einen akademischen Grad zu erwerben, vorgelegt.

Am 3. Mai 1995 wurde mir von der Universität Würzburg der akademische Grad „Diplom-Physiker (Univ.)" verliehen. Weitere akademische Grade habe ich weder erworben noch versucht zu erwerben.

Würzburg, den 22. Juli 1999

....
(Stefan Hesselbach)