

Suche nach NMSSM-Higgs-Bosonen am LHC

Diplomarbeit

von

Lukas Mitzka



vorgelegt bei

Prof. Dr. Werner Porod

14. Juli 2011

LEHRSTUHL FÜR THEORETISCHE PHYSIK II
INSTITUT FÜR THEORETISCHE PHYSIK UND ASTROPHYSIK
JULIUS-MAXIMILIANS-UNIVERSITÄT WÜRZBURG

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Grundlagen	3
2.1. Standardmodell der Elementarteilchenphysik	3
2.2. Partonmodell und Faktorisierung	4
2.3. Narrow-width Approximation	6
2.4. Spontane Symmetriebrechung und Higgs-Mechanismus	7
2.5. Hierarchie-Problem	11
3. Supersymmetrie	13
3.1. Supersymmetrie-Algebra	14
3.2. Supermultipletts	15
3.3. Superfeldformalismus	15
3.4. Lagrangedichten und Wechselwirkungen	17
4. NMSSM	21
4.1. MSSM	21
4.1.1. Superpotential des MSSM	22
4.1.2. μ -Problem	23
4.2. Superpotential im NMSSM	23
4.3. Brechung der Supersymmetrie	25
4.4. Higgsbosonen im NMSSM	26
4.5. Neutralino-Sektor des NMSSM	30
4.6. Sonstiger Teilcheninhalt des NMSSM	30
4.6.1. Charginos	30
4.6.2. Sleptonen und Squarks	31
4.6.3. Gluinos	31
5. Phänomenologie des Higgs-Sektors an Hadroncollidern	35
5.1. Direkte Produktion	35
5.2. Produktion in Kaskadenzerfällen	37
5.3. Bisherige Studien	37
6. Suche nach NMSSM-Higgsbosonen in Kaskadenzerfällen	41
6.1. Analytische Rechnung auf Baumgraphenniveau	41

Inhaltsverzeichnis

6.2. Parameterraum-Studie	44
6.2.1. Große Variationsmöglichkeiten in κ und v_s	45
6.2.2. Große Variationsmöglichkeiten in v_s	49
6.2.3. Stark beschränkte Szenarien	56
6.2.4. Fazit	56
6.3. Monte-Carlo-Studie	57
7. Zusammenfassung	69
A. Weitere Parameterraum-Punkte	71
Literaturverzeichnis	75
Abbildungsverzeichnis	79

KAPITEL 1

Einleitung

Mit dem Betriebsstart des Teilchenbeschleunigers „Large Hadron Collider“ [1] am CERN in Genf und seinen angeschlossenen Großdetektoren ATLAS [2] und CMS [3] im März 2010 ist es möglich das höchst erfolgreiche Standardmodell der Elementarteilchenphysik in bis dahin unerreichbaren Energiebereichen über Proton-Proton-Kollisionen zu untersuchen. Hauptschwerpunkte sind hierbei zum einen der Versuch eines Nachweises des Higgs-Bosons, dem letzten fehlenden Teilchen im Standardmodell und zum anderen die Suche nach Physik jenseits des Standardmodells. Ersteres ist ein essentieller Teil des Higgs-Mechanismus, durch den eine Eigenschaft fast aller Teilchen, die Masse, überhaupt erst beschreibbar wird. Letzteres wird durch Mängel vor allem theoretischer aber auch experimenteller Natur angeregt, wie das Fehlen einer Erklärung des beobachteten Materieüberschusses im Universum, die Unmöglichkeit einer Vereinheitlichung aller Wechselwirkungen, oder der Notwendigkeit einer sehr starken Feinabstimmung, um der starken Abhängigkeit der Masse des Higgsbosons von eventuell vorhandenen schweren Teilchen zu begegnen. Die meistdiskutierte Lösung der letztgenannten Probleme ist die sogenannte Supersymmetrie, die diese auf Kosten des Erscheinens einiger unbekannter Parameter und einer Verdopplung des Teilchenpools behebt, indem sie zu jedem Teilchen einen Superpartner postuliert.

Diese supersymmetrische Erweiterung des Standardmodells, das minimale supersymmetrische Standardmodell (MSSM), besitzt eine dimensionsbehaftete Größe, deren Größenordnung jedoch durch Einführung eines weiteren Teilchens und seines Superpartners in die Theorie dynamisch generiert werden kann, welche dann als nächstminimales supersymmetrisches Standardmodell (NMSSM) bezeichnet wird. In der folgenden Arbeit soll dargestellt werden, wie sich in bestimmten Teilen des Parameterraums vielversprechende Nachweismöglichkeiten für das Higgsboson im NMSSM aus den Zerfallsprodukten der im LHC vornehmlich erzeugten unter der starken Wechselwirkung geladenen Teilchen ergeben.

Diese Arbeit gliedert sich dabei folgendermaßen: In Kapitel 2 werden das Standardmodell der Elementarteilchen, der darin eingebaute Higgsmechanismus und Hintergründe der Teilchenproduktion an Hadroncollidern kurz diskutiert. Außerdem wird die in dieser Diplomarbeit benutzte Narrow-width-Approximation beschrieben. Das Kapitel beschließt mit der Hauptmotivation für Supersymmetrie, deren Formalismus in Kapitel 3 eingeführt wird und anhand des Wess-Zumino-Modells für das nächstminimale

1. Einleitung

supersymmetrische Standardmodell (MSSM), das in Kapitel 4 als phänomenologisch interessante Erweiterung des MSSM behandelt wird, konkretisiert wird. In Kapitel 5 wird kurz die Produktion von Higgsbosonen an Hadroncollidern beschrieben und Vorgehensweisen der Suche nach NMSSM-Higgsbosonen dargestellt. Eine Untersuchung des NMSSM-Parameterraums auf gute Erzeugungsmöglichkeiten von NMSSM-spezifischen Higgsbosonen in Neutralino- und Charginozerfällen mit einer Monte-Carlo-Simulation für einen 14 TeV LHC ist in Kapitel 6 gegeben.

KAPITEL 2

Grundlagen

2.1. Standardmodell der Elementarteilchenphysik

Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik [4–6] stellt die bisher beste Beschreibung von Phänomenen auf subatomaren Skalen dar und gehört zu den Theorien mit der besten Übereinstimmung mit dem Experiment. Es ist die Zusammenfassung zweier nichtabelscher Eichtheorien: der Quantenchromodynamik, die die starke Wechselwirkung ausgehend von der Eichgruppe $SU(3)_C$ beschreibt, und der Quantenflavourdynamik oder Glashow-Salam-Weinberg-Theorie [7], die elektroschwache Prozesse mit Hilfe der kombinierten Eichgruppe $SU(2)_L \times U(1)_Y$ erklärt. Hierbei stehen C für den Colour oder die Farbladung, Y für die Hyperladung und L für die Tatsache, dass letztere Theorie eine chirale Theorie ist. Diese Eigenschaft, dass linkshändige Teilchen unter der $SU(2)_L$ Dubletts und die rechtshändigen Teilchen Singlets sind, hat weitreichende Konsequenzen, da dadurch nicht nur die Eichbosonen wegen des Konflikts mit dem Eichprinzip masselos sein müssen, sondern auch alle Fermionen der Theorie [4, 8].

Die Teilchen der Theorie lassen sich in drei Kategorien einteilen: Eichvektorbosonen, Leptonen und Quarks. Zu ersterer gehören die acht Gluonen $G_\mu^{1,\dots,8}$ der starken Wechselwirkung und die insgesamt vier Bosonen $W_\mu^{1,2,3}$ und B_μ der elektroschwachen Wechselwirkung. Als Leptonen bezeichnet man alle Fermionen, die nicht der starken Kraft unterliegen [9], also Singlets unter der $SU(3)_C$ sind. Diese sind das Elektron e^- und sein Isospinpartner, das Elektronneutrino ν_e , die analogen Paarungen für das Myon μ^- und das Tauon τ^- , sowie ihren Antiteilchen. Da die so gruppierten Paare sich nur in der Masse der Konstituenten unterscheiden, spricht man auch von drei Familien. Eine identische Einteilung ist auch für die Quarks möglich, die sechs der starken Kraft unterliegenden Fermionen. Hier lauten die Paarungen Up-Quark u und Down-Quark d , Strange s und Charm c , sowie Bottom b und Top t [10].

Um das Standardmodell zu einer phänomenologisch akzeptablen Theorie zu machen, ist noch ein weiteres Teilchen notwendig, das skalare Higgsboson, das durch den Higgs-Mechanismus den Widerspruch zwischen der experimentellen Tatsache von Teilchenmassen und Eichsymmetrie zumindest theoretisch behebt (siehe Kap. 2.4).

2.2. Partonmodell und Faktorisierung

Eine korrekte Beschreibung der Proton-Proton-Kollisionen am LHC muss zwingend berücksichtigen, dass diese keine Elementarteilchen sind und somit Bestandteile ihrer Substruktur stoßen. Das Partonmodell beschreibt Protonen unter Vernachlässigung ihrer Masse in Hochenergieexperimenten als eine nichtwechselwirkende Ansammlung von masselosen Konstituenten, den Partonen, die sich kollinear bewegen, so dass folglich die Transversalbewegung vernachlässigt werden kann [11–13]. Mit Kenntnis der QCD ist klar, dass es sich bei den Partonen, die als gebundener Zustand die Hadronen darstellen, um Quarks, Antiquarks und Gluonen handeln muss, die die starke Bindung der ersteren aneinander vermitteln. Die Verbindung zwischen starker Bindung der Partonen einerseits und schwacher Bindung bei Hochenergieexperimenten andererseits, ist durch das Laufen der starken Kopplung $\alpha_s = \frac{g_s^2}{4\pi}$ in Abhängigkeit der Energieskala Q der Wechselwirkung, der Renormierungsskala M und dem Renormierungskoeffizienten b auf Einschleifenniveau gemäß

$$\alpha_s(Q) = \frac{\alpha_s(M)}{1 + \frac{\alpha_s(M)}{2\pi} b \ln(Q/M)} \quad (2.1)$$

bestimmt [11]. Sowohl im Standardmodell als auch im später zu betrachtenden NMSSM ist $b > 0$ [14], so dass die Kopplung mit größer werdender Energieskala Q oder analog kleiner werdenden Abständen schwächer wird, also $\alpha_s \rightarrow 0$ für $Q \rightarrow \infty$. Dies bezeichnet man als asymptotische Freiheit [12].

Jedes Parton im Proton besitzt in führender Ordnung Störungstheorie einen Impuls

$$p_{parton}^\mu = x p^\mu \quad 0 < x < 1 \quad (2.2)$$

als Anteil x am Gesamtimpuls des Protons p^μ . Alle Partonen können mit den Parton-Verteilungsfunktionen $f_i(x_i, \mu^2)$ abhängig von der Energieskala μ beschrieben werden. Mit ihnen kann die Wahrscheinlichkeit, ein Parton des Typs i mit einem Impulsanteil zwischen x_i und $x_i + dx_i$ zu finden als

$$f_i(x_i, \mu^2) dx_i \quad (2.3)$$

angegeben werden. Die Skala μ ist die Faktorisierungsskala, die eine Trennung zwischen Niederenergie- und Hochenergieanteilen der Gesamtreaktion einführt, indem Partonen mit Energien kleiner als μ als Bestandteil der Hadronstruktur gesehen und zu den Partonverteilungsfunktionen gezählt werden. Solche Partonen mit Energien größer als μ werden dagegen zum harten Streuprozess gerechnet, der so mit perturbativer QCD mit laufender Kopplung $\alpha_s(Q)$ behandelt werden kann¹ [4, 15]. In Abb. 2.1 sind als Beispiel Partonverteilungen an einer Skala von $\mu = 7$ TeV gemäß der CTEQ-Kollaboration [16] aufgetragen. Zwar ist aufgrund der Nichtperturbativität der QCD im Bindungszustand des Protons eine Berechnung dieser Parton-Verteilungsfunktionen praktisch nicht durchführbar [11], es können jedoch, neben einer Vorhersagemöglichkeit der Evolution mit der Skala über die Artarelli-Parisi-Gleichungen, zumindest aus der Definition

¹Die Faktorisierungsskala μ wurde mit der Wechselwirkungsskala Q gleichgesetzt.

einige Folgerungen in Form von Summenregeln angegeben werden. Zum Beispiel gilt, da der gesamte Protonimpuls unter den Partonen aufgeteilt wird [11, 13],

$$1 = \int_0^1 dx x \left(\sum_q f_q(x, \mu^2) + f_{\bar{q}}(x, \mu^2) + f_g(x, \mu^2) \right) . \quad (2.4)$$

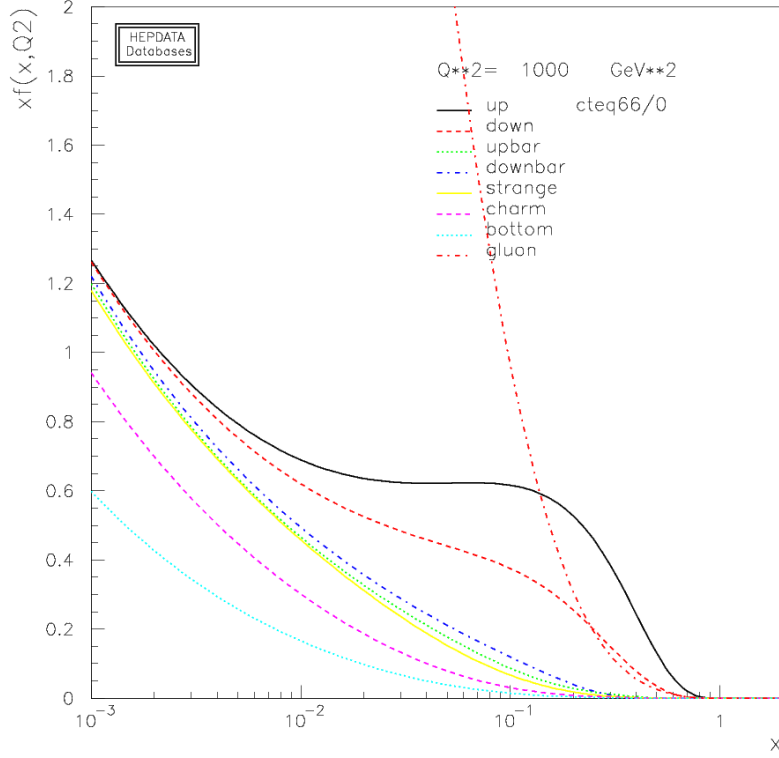


Abb. 2.1.: Darstellung der mit dem Anteil am Gesamtimpuls des Protons x multiplizierten Partonverteilungsfunktion $xf(x, Q^2)$ für Quarks, Antiquarks und Gluonen als Funktion des Impulsanteils x bei einer Skala von $Q^2 = 1000 \text{ GeV}^2$ gemäß der CTEQ-Kollaboration [16] und erstellt mit Hilfe von [17]. Die physikalische Interpretation der Größe der Fläche unter einer bestimmten Kurve xf ist der Anteil des Gesamtimpulses der von der zugehörigen Teilchensorte getragen wird [4].

Zur Beschreibung von Hadronkollisionen, wie in Abb. 2.2 exemplarisch dargestellt, sind die Partonverteilungen essentiell, da sich der Wirkungsquerschnitt σ der Reaktion zweier Hadronen A und B aus den Reaktionen der zugehörigen Partonen a mit x_A bzw. b mit x_B mit Produkten X mit Wirkungsquerschnitt σ_{ab} , wiederum in führender Ordnung Störungstheorie, über

$$\sigma = \sum_{a,b} \int_0^1 dx_a \int_0^1 dx_b f_{a/A}(x_a, \mu^2) f_{b/B}(x_b, \mu^2) \sigma_{ab}(a + b \rightarrow X, \alpha_S(\mu = Q)) \quad (2.5)$$

2. Grundlagen

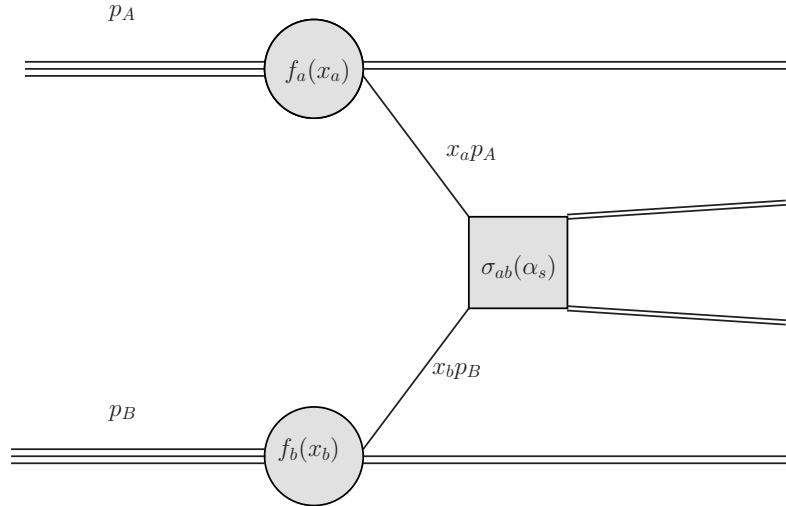


Abb. 2.2.: Beschreibung einer Hadronkollision gemäß dem Partonmodell als Streuung zweier Partonen. Nach [15].

ergibt. Hierbei wird über alle Partonen, die den Endzustand X produzieren können, summiert. [15, 18].

2.3. Narrow-width Approximation

Im Rahmen dieser Arbeit wird die Narrow-Width Approximation (NWA) benutzt, unter der es möglich ist, Produktion und Zerfall eines Teilchens zu separieren. Dieses Vorgehen erleichtert sowohl numerische als auch analytische Berechnungen beträchtlich. Quantitativ besagt die NWA, dass für $\Gamma \ll m$, z.B. für einen Prozess $ab \rightarrow c12$ über ein intermediäres Teilchen d der Breite Γ , der Masse m und des Impulses q , der Wirkungsquerschnitt über

$$\sigma(ab \rightarrow c12) \approx \sigma(ab \rightarrow cd) \frac{\Gamma(d \rightarrow 12)}{\Gamma_{tot}} = \sigma(ab \rightarrow cd) \text{BR}(d \rightarrow 12) \quad (2.6)$$

approximiert werden kann. Das Verzweungsverhältnis einer Zerfallsreaktion ist dabei, wie gewöhnlich, über

$$\text{BR}(z) = \frac{\Gamma}{\Gamma_{tot}} \quad (2.7)$$

als das Verhältnis der zugehörigen partiellen Zerfallsbreite Γ zur totalen Breite des zerfallenden Teilchens Γ_{tot} definiert [6]. Darin sind mit $\sigma(ab \rightarrow cd)$ der Wirkungsquerschnitt der Produktion von d und mit $\Gamma(d \rightarrow 12)$ die partielle Zerfallsbreite bezeichnet. Dies wird in Abb. 2.3 veranschaulicht. Die Näherung soll im skalaren Fall aus der Berechnung des Wirkungsquerschnitts aus Feynmanamplituden $\mathcal{M}_{p,z}$

$$\sigma \propto \int_{q_{\min}^2}^{q_{\max}^2} dq^2 \int d\Phi_p |\mathcal{M}_p(q^2)|^2 D(q^2) \int d\Phi_d |\mathcal{M}_d(q^2)|^2 \quad (2.8)$$

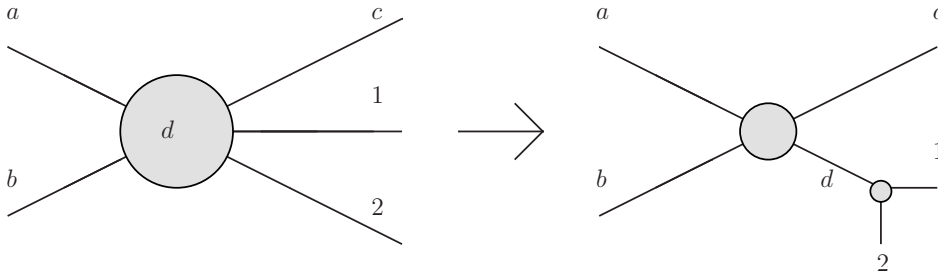


Abb. 2.3.: Veranschaulichung der Narrow-width-Näherung anhand des Prozesses ($ab \rightarrow c 1 2$), der über ein intermediäres Teilchen d erfolgt. Aus [19].

erläutert werden. $q_{min/max}$ sind kinematische Grenzen für q [20].

Der quadrierte Propagator des intermediären Teilchens besitzt wegen dessen Instabilität die Breit-Wigner-Form

$$D(q^2) = \left| \frac{1}{q^2 - m^2 + im\Gamma} \right|^2 . \quad (2.9)$$

Der Phasenraum ist in einen Produktionsteil $d\Phi_p$ und einen Zerfallsteil $d\Phi_z$ faktorisiert. Für den Fall, dass der restliche Teil des Wirkungsquerschnitts wesentlich schwächer von q^2 als der quadrierte Propagator in Gl. (2.9) abhängt und mit der Annahme, dass kinematisch nicht zugängliche Werte abseits von $q_{min/max}$ für q keinen großen Einfluss haben, lautet der Wirkungsquerschnitt in NWA [21]

$$\sigma_{\text{NWA}} \propto \int d\Phi_p |\mathcal{M}_p(m^2)|^2 \frac{\pi}{m\Gamma} \int d\Phi_z |\mathcal{M}_z(m^2)|^2 . \quad (2.10)$$

Der quadrierte Propagator besitzt dann nämlich die Form

$$D(q^2) \approx \delta(q^2 - m^2) \int_{-\infty}^{\infty} dq^2 D(q^2) = \frac{\pi}{m\Gamma} \delta(q^2 - m^2) . \quad (2.11)$$

Daher befindet sich das intermediäre Teilchen sowohl nach der Produktion als auch vor dem Zerfall auf der Massenschale. Der Fehler der Näherung kann aus den im Propagator vorhandenen Skalen zu $\mathcal{O}(\frac{\Gamma}{m})$ abgeschätzt werden [21]. Für eine detaillierte Betrachtung der NWA und ihrer Gültigkeit, auch im Hinblick auf das MSSM, sei auf [20] und [22] verwiesen.

2.4. Spontane Symmetriebrechung und Higgs-Mechanismus

Der prominenteste Mechanismus zur Erzeugung der gewünschten Teilchenmassen ist die spontane Symmetriebrechung. Darunter versteht man, dass aufgrund der Form des Grundzustands der Theorie ihre Symmetrie nicht mehr offensichtlich ist [8, 9, 11]. Dies soll anhand des Higgs-Mechanismus [23] in der elektroschwachen Theorie erläutert werden, da das Higgsboson auch eine bedeutende Rolle in dieser Diplomarbeit spielt. Der

2. Grundlagen

relevante Teil der Lagrangedichte soll aus zwei Teilen bestehen, dem elektroschwachen \mathcal{L}_{EW} und den Higgs-Teil \mathcal{L}_H . Ersterer lautet

$$\mathcal{L}_{EW} = -\frac{1}{4}W_{\mu\nu}^a W_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}^a B_a^{\mu\nu} \quad (2.12)$$

mit der kovarianten Ableitung

$$D_\mu = \partial_\mu + igW_\mu^a T^a + ig'Y B_\mu \quad (2.13)$$

mit Y als dem Hyperladungsoperator, T^a als Generator der Eichtransformation, g und g' als Kopplungskonstante der $SU(2)_L$ bzw. $U(1)_Y$.

Letzterer lautet

$$\mathcal{L}_H = (D^\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) - V(\Phi) \quad (2.14)$$

mit dem Potential

$$V(\Phi) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad (2.15)$$

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \quad (2.16)$$

ist das komplexe und skalare Higgs-Feld Φ mit der Hyperladung $Y = \frac{1}{2}$, das sich in der fundamentalen Darstellung der $SU(2)$ befindet, so dass in der kovarianten Ableitung in Gl. (2.13) außerdem $T^a = \frac{1}{2}\sigma^a$ mit σ^a als den Pauli-Matrizen eingesetzt werden muss. Falls gewählt wird, dass $\mu^2 < 0$ und $\lambda > 0$ gilt, hat das Potential $V(\Phi)$ das Minimum bei

$$|\langle \Phi \rangle|_0^2 = \frac{v^2}{2} = -\frac{\mu^2}{2\lambda} \quad (2.17)$$

so dass die Feldkonfiguration bis auf eine komplexe Phase als

$$\langle \Phi_0 \rangle = \langle 0 | \Phi_0 | 0 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (2.18)$$

mit dem Vakuumerwartungswert $v/\sqrt{2}$ gewählt werden kann. Dadurch ist aber der Grundzustand unter den Symmetrien $SU(2)_L$ und $U(1)_Y$ nicht mehr invariant. Durch diese Wahl wird jedoch erreicht, dass das geladene Feld ϕ^+ keinen Vakuumerwartungswert erhält, also das Vakuum, wie später gezeigt wird, nicht elektrisch geladen ist. Mit diesem Wissen kann das ursprüngliche Higgsfeld Φ aus Gl. (2.16) mit den would-be Goldstone-Feldern ξ_a , die Transformationen entlang des entarteten Potentialminimums beschreiben, und dem Higgsboson H , das kleine Anregungen aus dem Grundzustand heraus beschreibt, folgendermaßen parametrisiert werden [5, 8, 12]:

$$\Phi = \exp\left(i\frac{\sigma^a \xi_a(x)}{2} \frac{1}{v}\right) \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v+H) \end{pmatrix} = U(\vec{\xi}(x)) \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v+H) \end{pmatrix} \quad (2.19)$$

2.4. Spontane Symmetriebrechung und Higgs-Mechanismus

Indem man die would-be Goldstone-Moden $\xi_a(x)$ in Gl. (2.19), als Parameter einer Eichtransformation

$$\Phi \rightarrow \Phi' = U(-\vec{\xi}(x))\Phi \quad (2.20)$$

$$\frac{\sigma^a}{2} W_\mu^a \rightarrow \frac{\sigma^a}{2} W_\mu^a + \frac{i}{g} U^{-1}(\vec{\xi}(x)) \left(\partial_\mu U(\vec{\xi}(x)) \right) \quad (2.21)$$

ansieht, können die unphysikalischen Goldstone-Moden $\xi_a(x)$ aus der Theorie entfernt werden, indem sie den Eichbosonen zugeschoben werden. Dies bezeichnet man als unitäre Eichung [8, 12]. Der Ausdruck für Φ lautet:

$$\Phi = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v + H) \end{pmatrix} . \quad (2.22)$$

Aufgrund dieser Symmetriebrechung können für Eichbosonen im Modell im entsprechenden Teil der Lagrangedichte \mathcal{L}_{EW} aus

$$\Delta\mathcal{L} = \frac{1}{2} (0 \ v) \left(gW_\mu^a \frac{\sigma^a}{2} + \frac{1}{2} g' B_\mu \right) \left(gW^{b\mu} \frac{\sigma^b}{2} + \frac{1}{2} g' B^\mu \right) \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (2.23)$$

$$= \frac{1}{2} \frac{v^2}{4} \left[g^2 (W_\mu^1)^2 + g^2 (W_\mu^2)^2 + (-gW_\mu^3 + g'B_\mu)^2 \right] \quad (2.24)$$

Zusammensetzungen der massiven Vektorbosonen W_μ^\pm und Z_μ abgelesen werden:

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \quad \text{mit} \quad m_W = \frac{gv}{2} \quad (2.25)$$

und

$$Z_\mu = \frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^2}} (gW_\mu^3 - g'B_\mu) \quad \text{mit} \quad m_Z = \sqrt{g^2 + g'^2} \frac{v}{2} . \quad (2.26)$$

Es gibt noch eine weitere Feldkombination, die nicht in Gl. (2.24) auftritt und somit sowohl masselos sein muss, als auch auf Z_μ orthogonal steht:

$$A_\mu = \frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^2}} (gW_\mu^3 + g'B_\mu) \quad \text{mit} \quad m_A = 0 . \quad (2.27)$$

Eine Betrachtung der Anzahl der Freiheitsgrade lässt obige Formeln anschaulich werden: Aus vier masselosen Vektorbosonen mit jeweils zwei transversalen Polarisationsfreiheitsgraden und einem komplexen $SU(2)$ -Higgsdublett mit insgesamt vier Freiheitsgraden werden drei massive Vektorbosonen mit jeweils drei Polarisationsfreiheitsgraden, ein masseloses Vektorboson mit zwei Polarisationsfreiheitsgraden und einem Higgs-Skalar H als Freiheitsgrad, so dass jeweils zwölf Freiheitsgrade vorhanden sind. Dies ist der Higgs-Mechanismus, bei dem die Goldstone-Bosonen zu longitudinalen Moden von Eichbosonen werden, die aus einer spontanen Symmetriebrechung heraus

2. Grundlagen

massiv werden [12]. Daher schreibt sich die kovariante Ableitung der elektroschwachen Theorie in Gl. (2.13) nach der spontanen Symmetriebrechung in den Masseeigenzuständen (Gl. (2.27), Gl. (2.25) und Gl. (2.26)):

$$D_\mu = \partial_\mu + i \frac{g}{\sqrt{2}} (W_\mu^+ T^+ + W_\mu^- T^-) + i \frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^2}} Z_\mu (g^2 T^3 - g'^2 Y) + i \frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} A_\mu (T^3 + Y) \quad , \quad (2.28)$$

wobei $T^\pm = \frac{1}{2} (\sigma_1 \pm \sigma_2)$.

Man erkennt, dass die Eichgruppe $SU_{2L} \times U(1)_Y$ zur Eichgruppe der Elektrodynamik $U(1)_{EM}$ mit dem masselosen Photonfeld A_μ heruntergebrochen wird, wenn man die elektrische Elementarladung e und den Ladungsquantenzahloperator Q folgendermaßen definiert:

$$e = \frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad , \quad Q = T^3 + Y \quad .$$

Somit erklärt sich auch obige Wahl des Grundzustands, da so

$$Q \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} = 0 \quad . \quad (2.29)$$

Der Vollständigkeit halber soll noch die Mischungsmatrix der neutralen elektroschwachen Eichbosonen mit dem schwachen Mischungswinkel θ_w eingeführt werden:

$$\begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_w & -\sin \theta_w \\ \sin \theta_w & \cos \theta_w \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} \quad . \quad (2.30)$$

Um die Massen der Fermionen in der Theorie auf eine eichinvariante Art und Weise beschreiben zu können, können Yukawa-Wechselwirkungen mit einer dimensionslosen Kopplungskonstanten λ_x für $SU(2)$ -Dubletts E_L vom Typ

$$\mathcal{L}_f = -\lambda_e \bar{E}_L \Phi e_R + \text{h.c.} = -\frac{\lambda_e v}{\sqrt{2}} \bar{e}_L e_R + \text{h.c.} + \dots \quad \text{mit} \quad E_L = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \quad (2.31)$$

für Leptonen, wobei Neutrinos weiterhin als masselos angesehen werden, und

$$\mathcal{L}_q = -\lambda_d \bar{Q}_L \Phi d_R - \lambda_u \bar{Q}_L i \sigma_2 \Phi^* u_R + \text{h.c.} \quad (2.32)$$

$$= -\frac{\lambda_d v}{\sqrt{2}} \bar{d}_L d_R - \frac{\lambda_u v}{\sqrt{2}} \bar{u}_L u_R + \text{h.c.} \dots \quad \text{mit} \quad Q_L = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \quad (2.33)$$

für Quarks postuliert werden [8, 11]. Daher ergeben sich die Massen aus dem Vakuumerwartungswert v und der Kopplungskonstante λ über

$$m_f = \frac{\lambda_f v}{\sqrt{2}} \quad . \quad (2.34)$$

Betrachtet man den Potentialanteil in \mathcal{L}_H in Gl. (2.14) mit dem Higgsfeld Φ in der unitären Eichung (2.22), hat dieser folgende Gestalt [11]

$$\mathcal{L}_V = \mu^2 H^2 - \lambda v H^3 - \frac{1}{4} \lambda H^4 + \frac{1}{4} \lambda v^4 \quad (2.35)$$

$$= -\frac{1}{2} m_H^2 H^2 - \sqrt{\frac{\lambda}{2}} m_H H^3 - \frac{\lambda}{4} H^4 + \frac{1}{4} \lambda v^4 \quad (2.36)$$

und beschreibt Selbstwechselwirkungen eines skalaren und neutralen Higgsbosons H mit der Masse

$$m_H = \sqrt{-2\mu^2} = \sqrt{2\lambda} v \quad , \quad (2.37)$$

wobei sich aus den gemessenen Eichbosonenmassen Gl. (2.25) und (2.26) ein Wert $v \approx 246$ GeV ergibt.

2.5. Hierarchie-Problem

Das Hierarchie-Problem beschreibt die große Sensitivität des Ergebnisses für die Higgs-Masse (2.37) gegenüber Schleifenkorrekturen δm_H [24–26] über Wechselwirkungen des Typs (2.32) mit Fermionen f ,

$$\mathcal{L} = -\varepsilon_f H f \bar{f} \quad \text{mit} \quad \varepsilon_f = \sqrt{2} \frac{m_f}{v} \quad . \quad (2.38)$$

Berechnet man das Einschleifen-Feynmandiagramm, das in Abb. (2.4) dargestellt ist

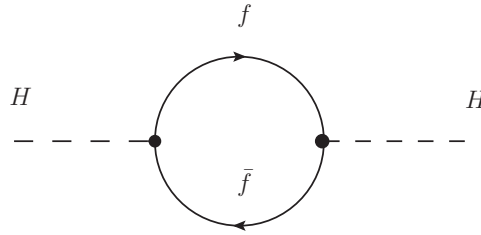


Abb. 2.4.: Einschleifengraph zur Wechselwirkung eines Fermions mit dem Higgsboson gemäß Gl. (2.38).

[24], ergibt sich eine Korrektur zum Quadrat der Higgsmasse m_H mit N_f als Anzahl unterschiedlicher Kopien des Fermions f von

$$\Delta m_H^2 = N_f \frac{\varepsilon_f^2}{8\pi^2} \left(-\Lambda^2 + 6m_f^2 \ln \frac{\Lambda}{m_f} - 2m_f^2 \right) + \mathcal{O}\left(\frac{1}{\Lambda^2}\right) \quad , \quad (2.39)$$

die quadratisch mit dem Abschneideparameter Λ divergiert und unabhängig von der Higgsmasse selbst ist. Anders betrachtet lässt dies erkennen, dass die Masse des Higgsbosons durch keine Symmetrie geschützt wird, die nur logarithmische Beiträge zulassen würde, wie für Fermionen die chirale und für Photonen die Eichsymmetrie. Geht man zum einen davon aus, dass z.B. die Planck-Skala $M_P = \Lambda$ die Grenze darstellt, bis zu der das Standardmodell eine gute Näherung der Realität darstellt, und zum anderen,

2. Grundlagen

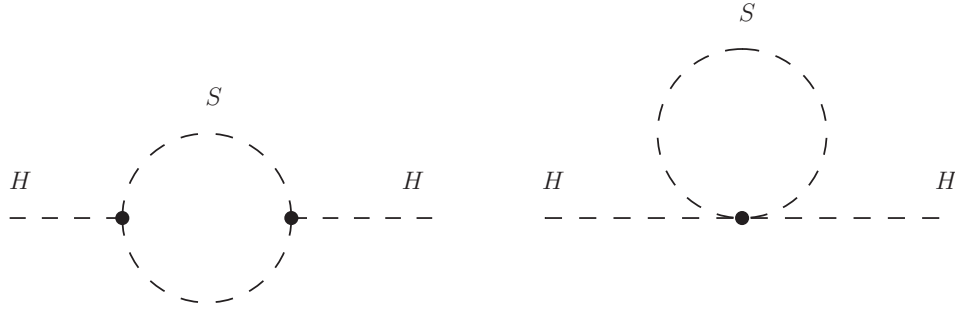


Abb. 2.5.: Einschleifendiagramme für ein Skalar S , das gemäß der Wechselwirkungsgrangedichte (2.41) tri- und quadrilinear an das Higgsboson koppelt.

dass m_H in der Größenordnung von 100 GeV liegen muss, wie aus der Abschätzung $v \approx 246$ GeV über Messungen der Massen der Eichbosonen der elektroschwachen Wechselwirkung bekannt ist [18], muss in dem auf Einschleifenniveau renormierten Parameter

$$m_{H-phys}^2 = m_H^2 + \Delta m_H^2 \quad (2.40)$$

eine Feinjustierung über ca. 30 Größenordnungen hinweg auftreten, um bei der elektroschwachen Skala anzukommen. Dieses extreme Feintuning scheint sehr unnatürlich. Ein analoges Bild ergibt sich für die Einschleifenkorrekturen durch N_S Kopien eines komplexen Skalars S mit einer Masse m_S , das mit einer trilinearen Kopplung $\varepsilon_S v$ und quadrilinearen Kopplung ε_S über

$$\mathcal{L}_S = \frac{1}{2} \varepsilon_S H^2 |S|^2 + v \varepsilon_S H |S|^2 \quad (2.41)$$

mit dem Higgsboson wechselwirkt. Die Graphen sind in Abb. (2.5) dargestellt und tragen mit

$$\Delta m_H^2 = \frac{N_S \varepsilon_S}{16\pi^2} \left(-\Lambda^2 + 2m_S^2 \ln \frac{\Lambda}{m_S} \right) - \frac{N_S \varepsilon_S^2 v^2}{16\pi^2} \left(-1 + 2 \ln \frac{\Lambda}{m_S} \right) + \mathcal{O}\left(\frac{1}{\Lambda^2}\right) \quad (2.42)$$

zur Korrektur bei [26].

KAPITEL 3

Supersymmetrie

Eine mögliche Lösung des Hierarchie-Problems 2.5 stellt die Supersymmetrie dar. Die Supersymmetrie ist eine kontinuierliche Symmetrie, die Fermionen f und Bosonen S zueinander in Beziehung setzt [14, 24, 25, 27]. Das Beispiel aus Abschnitt 2.5 aufgreifend, lässt sich dies folgendermaßen demonstrieren: Gäbe es in der Theorie eine Symmetrie, die für die Kopplungen des Higgs an das Skalar bzw. das Fermion die Bedingungen

$$-\varepsilon_S = \varepsilon_f^2 = \varepsilon \quad \text{und} \quad N_S = 2N_f = N \quad (3.1)$$

stellte, ergäbe sich als gesamte Korrektur [26]

$$\Delta m_H^2 = \frac{\varepsilon N}{4\pi^2} \left((m_f^2 - m_S^2) \ln \frac{\Lambda}{m_S} + 3m_f^2 \ln \frac{m_S}{m_f} \right) + \mathcal{O}\left(\frac{1}{\Lambda^2}\right) . \quad (3.2)$$

Dies würde dazu führen, dass sich die Beiträge proportional zu Λ^2 in Gl. (2.39) und Gl. (3.2) in erster Ordnung der Störungstheorie gegenseitig aufheben würden, und somit bei Erweiterung auf alle Ordnungen eine Lösung des Hierarchieproblems gegeben wäre [24]. Auf das Standardmodell bezogen könnte also das Hierarchieproblem gelöst werden, wenn zu jedem Fermion zwei Skalare und zu jedem Vektorboson ein Fermion mit ansonsten gleichen Quantenzahlen postuliert würden, und ihre Kopplungen an das Higgsboson die erste Bedingung in (3.1) erfüllten. Falls sogar die Bedingung $m_f = m_S$ gälte, hieben sich sogar die logarithmischen Korrekturen zur Higgsmasse auf. Alle diese Bedingungen ergeben sich bei exakter Supersymmetrie automatisch.

Weitere Motivationen für die Einbindung des Standardmodells in einen supersymmetrischen Rahmen sind folgende zusätzliche Vorteile gegenüber dem oben beschriebenen Standardmodell [18, 25]:

- eine Erklärung der Natur der kalten dunklen Materie als leichtestem supersymmetrischem Teilchen, das nur über die schwache Wechselwirkung interagiert,
- eine Vereinheitlichung der Kopplungsstärken der Wechselwirkungen des Standardmodells auf einer hohen GUT-Skala Λ_{GUT} ,
- eine automatische Erzeugung des Vorzeichens vor dem quadratischen Term des Higgs-Felds im Higgs-Potential Gl. (2.15) aus dem Laufen in der zugehörigen

3. Supersymmetrie

Renormierungsgruppengleichung aufgrund der großen Yukawakopplung an das Top-Quark zur Erzeugung der elektroschwachen Symmetriebrechung.

3.1. Supersymmetrie-Algebra

Für globale Supersymmetrie existieren gemäß dem Noether-Theorem erhaltene Superströme $J_\alpha^{A\mu}$ sowie Superladungen Q_α^A . Phänomenologisch relevant ist auf TeV-Energieskalen nur der Fall einer einzelnen Superladung Q_α ($N = 1$ -Supersymmetrie). Q_α stellt auch den Generator von Supersymmetrie-Transformationen dar, der Fermionen und Bosonen mit j als Spin gemäß

$$Q_1 |j\rangle = \left| j - \frac{1}{2} \right\rangle \quad \text{und} \quad Q_2 |j\rangle = \left| j + \frac{1}{2} \right\rangle \quad (3.3)$$

verknüpft und die Wirkung invariant lässt [9, 25]. Die Existenz einer solchen Symmetrie wird nur durch die Möglichkeit einer Erweiterung des Coleman-Mandula-Theorems [28] erlaubt, herausgearbeitet durch Haag, Sohnius und Łopuszański [29]. Das ursprüngliche Theorem hat als Konsequenz die Einschränkung, dass sämtliche Generatoren einer Lie-Algebra der Symmetrien der S -Matrix Lorentz-Skalare sein müssen, und somit auch im Gegensatz zu Gl. (3.3) mit dem Generator der Drehungen und Boosts $M_{\mu\nu}$ sowie dem Impulsoperator P_μ kommutieren müssen. Aus einem anderen Blickwinkel betrachtet, lässt sich daraus ableiten, dass die Existenz eines weiteren Generators mit der Struktur eines Lorentz-Tensors nur Vorwärts- oder Rückwärtsstreuung in Stoßprozessen erlauben würde [25, 30]. Konkret wird die Poincaré-Algebra durch die Einführung der spinoriellen Ladungen Q mit zugehörigen Antikommutator-Beziehungen zu einer graduierten Lie-Algebra erweitert [27], so dass auch kompliziertere Verbindungen zwischen den Generatoren innerer und äußerer Symmetrien erlaubt sind [14].

Es ergeben sich im Speziellen die Relationen [24]

$$\{Q_\alpha, Q_{\dot{\alpha}}^\dagger\} = 2\sigma_{\alpha\dot{\alpha}}^\mu P_\mu \quad , \quad (3.4)$$

$$\{Q_\alpha, Q_\beta\} = 0 = \{Q_{\dot{\alpha}}^\dagger, Q_{\dot{\beta}}^\dagger\} \quad , \quad \text{sowie} \quad (3.5)$$

$$[Q_\alpha, P_\mu] = 0 = [Q_{\dot{\alpha}}^\dagger, P_\mu] \quad . \quad (3.6)$$

Die Proportionalität des Antikommutators in Gl. (3.4) zum Operator des Viererimpulses P_μ lässt sich bereits aus dem Coleman-Mandula-Theorem ableiten, das nur P_μ als erhaltenen Vektor erlaubt und daraus, dass sich der Antikommutator als symmetrische Kombination zweier Spinoren wie ein Vektor transformiert. Weitreichende Konsequenzen ergeben sich dabei vor allem aus Gl. (3.6), da diese unter anderem besagt, dass alle Zustände im Supermultiplett identische Massen besitzen müssen [24], wofür es jedoch experimentell keine Hinweise gibt [10]. Man muss somit davon ausgehen, dass sich durch eine spontane Brechung der Supersymmetrie - falls Supersymmetrie überhaupt realisiert ist - die Massen von Teilchen und Superpartnern unterscheiden, so dass außerdem logarithmische Korrekturen zur Higgsmasse erwartet werden können.

3.2. Supermultipletts

Als Supermultipletts bezeichnet man die irreduziblen Darstellungen der Supersymmetrie-Algebra [12, 24], die aus der Wirkung der Supersymmetrie-Generatoren auf Drehimpulseigenzustände konstruiert werden [14]. Relevant für diese Arbeit sind zum einen chirale Supermultipletts, bestehend aus einem Weyl-Fermion sowie einem komplexen Skalarfeld und zum anderen das Eichsupermultiplett, bestehend aus einem Eichvektorboson sowie einem Weyl-Fermion, dem Gaugino. Dass in beiden Fällen die Anzahl der fermionischen und bosonischen Freiheitsgrade n_F bzw. n_B (zwei für ein Weyl-Fermion und zwei für ein komplexes Skalarfeld oder Vektorboson) gleich ist, ergibt sich dabei bereits aus der Supersymmetrie-Algebra Gl. (3.4) nach [14, 24] mit den Zuständen in einem Supermultiplett $|i\rangle$ mit der Vollständigkeitsrelation $\sum_i |i\rangle \langle i| = 1$ und dem Spinoperator S über

$$\begin{aligned} \sum_i \langle i| (-1)^{2S} P_\mu |i\rangle &= p_\mu \text{tr}[(-1)^{2S}] = p_\mu (n_B - n_F) \\ &= 2\sigma_{\alpha\dot{\alpha}}^\mu \sum_i \langle i| (-1)^{2S} \{Q_\alpha, Q_{\dot{\alpha}}^\dagger\} |i\rangle = 0 \end{aligned} \quad (3.7)$$

mit $p_\mu \neq 0$. Hierbei wurde verwendet, dass der Operator $(-1)^{2S}$ mit den Operatoren Q_α und $Q_{\dot{\alpha}}^\dagger$ antikommutiert. Des Weiteren müssen jedoch auch noch dem chiralen Supermultiplett und dem Eichsupermultiplett jeweils ein Hilfsfeld zugeordnet werden, was in den nächsten beiden Abschnitten genauer behandelt wird.

3.3. Superfeldformalismus

Der Superfeldformalismus stellt besonders elegant eine Analogie von Supersymmetrie-Transformationen zu Raumzeittransformationen dar. So wie die Darstellung des Impulsoperators P_μ als Differentialoperator \mathcal{P}_μ über eine infinitesimale Transformation

$$\Phi(x) \rightarrow e^{iy^\mu P_\mu} \Phi(x) e^{-iy^\mu P_\mu} = \Phi(x + y) = \Phi(x) + y^\mu \partial_\mu \Phi(x) + \mathcal{O}(y^2) \quad (3.8)$$

$$= \Phi(x) + iy^\mu [P^\mu, \Phi] + \mathcal{O}(y^2) \quad (3.9)$$

$$\Rightarrow \mathcal{P}_\mu = i\partial_\mu \quad (3.10)$$

gefolgert wird, soll ebenfalls eine Differentialoperatordarstellung von Supersymmetrie-Transformationen gefunden werden. Es werden zu den räumlichen Koordinaten x^μ zusätzliche fermionische Freiheitsgrade, dargestellt durch die Spinorwertige Variable θ^α und ihrem Konjugierten $\bar{\theta}_{\dot{\alpha}}$ mit $\alpha = 1, 2$ und $\dot{\alpha} = 1, 2$, eingeführt [14, 30]. Felder $\widehat{\Phi}(x, \theta, \bar{\theta})$, die in diesem erweiterten Parameterraum, dem Superspace, leben, werden Superfelder genannt [9, 25]. Die Generatoren supersymmetrischer Transformationen können damit, indem man wie oben beim Impulsoperator P_μ vorgeht, über Differentialoperatoren als

$$Q_\alpha = i \left[\frac{\partial}{\partial \theta^\alpha} + i\sigma_{\alpha\dot{\alpha}}^\mu \bar{\theta}^{\dot{\alpha}} \partial_\mu \right] \quad (3.11)$$

$$Q_{\dot{\alpha}}^\dagger = -i \left[\frac{\partial}{\partial \bar{\theta}^{\dot{\alpha}}} + i\theta^\alpha \sigma_{\alpha\dot{\alpha}}^\mu \partial_\mu \right] \quad (3.12)$$

3. Supersymmetrie

ausgedrückt werden. In Fällen, in denen $\widehat{\Phi}$ nicht von $\bar{\theta}$ abhängt, wird es als linkshändiges chirales Superfeld bezeichnet. Formal wird das durch eine Forderung

$$\bar{D}^{\dot{\alpha}}\widehat{\Phi}(x, \theta, \bar{\theta}) = \left(-\frac{\partial}{\partial\bar{\theta}_{\dot{\alpha}}} + i\bar{\sigma}^{\mu\dot{\alpha}\alpha}\theta_{\alpha}\partial_{\mu} \right) \widehat{\Phi}(x, \theta, \bar{\theta}) = 0 \quad (3.13)$$

mit der kovarianten Ableitung für Superfelder $\bar{D}^{\dot{\alpha}}$ erreicht, deren Name daher rührt, dass sie mit Supersymmetrie-Transformationen kommutiert. Ein links-chirales Superfeld lässt sich als Funktion der verschobenen Koordinate $y^{\mu} = x^{\mu} - \theta\sigma^{\mu}\bar{\theta}$ ausdrücken. Wegen der antikommutierenden Struktur der Konstituenten von θ , $\theta_{1,2}$ besitzen sie die für Grassmannzahlen typische Eigenschaft $\theta_{1,2}^2 = 0$ mit Spinorindizes α , so dass sich das chirale Superfeld über

$$\widehat{\Phi}(y, \theta) = \phi(y) + \sqrt{2}\theta^{\alpha}\psi_{\alpha}(y) + \theta^{\alpha}\theta_{\alpha}F(y) \quad (3.14)$$

kompakt schreiben lässt. Der wichtigste praktische Vorteil des Superfeldformalismus ist die Möglichkeit der einfachen Konstruktion des Superpotentials aus Produkten von verschiedenen Superfeldern $\widehat{\Phi}_i(y, \theta)$ als dem Koeffizienten vor dem Faktor $\theta^{\alpha}\theta_{\alpha}$, der sogenannten F -Komponente oder dem Hilfsfeld. Wie gezeigt werden kann, entspricht dieser Ausdruck automatisch einer unter Supersymmetrie-Transformationen invarianten Wirkung. Das Wess-Zumino-Modell aus 3.4 aufgreifend, ergeben sich die Wechselwirkungen in Gl. (3.30b) aus der F -Komponente des Superpotentials

$$W = L_i\widehat{\Phi}_i + \frac{1}{2}M^{ij}\widehat{\Phi}_i\widehat{\Phi}_j + \frac{1}{6}y^{ijk}\widehat{\Phi}_i\widehat{\Phi}_j\widehat{\Phi}_k \quad (3.15)$$

mit

$$\widehat{\Phi}_i\widehat{\Phi}_j = \phi_i\phi_j + \sqrt{2}\theta(\psi_i\phi_j + \psi_j\phi_k) + \theta\theta(\phi_iF_j + \phi_jF_i) \quad (3.16)$$

und

$$\begin{aligned} \widehat{\Phi}_i\widehat{\Phi}_j\widehat{\Phi}_k &= \phi_i\phi_j\phi_k + \sqrt{2}\theta(\psi_i\phi_j\phi_k + \text{zykl.}(i, j, k)) \\ &+ \theta\theta(F_i\phi_j\phi_k - \psi_i\psi_j\phi_k + \text{zykl.}(i, j, k)) \end{aligned} \quad (3.17)$$

sowie dem zugehörigen Adjungierten. Die kinetischen Terme ergeben sich aus dem D -Term des Faktors $\widehat{\Phi}^{\dagger}\widehat{\Phi}$, d.h. dem Koeffizienten vor dem Faktor $\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}$.

Die Bedingung ein Eichsuperfeld $V(x, \theta, \bar{\theta})$ zu erhalten, das die Felder des Eichsupermultipletts als Konstituenten besitzt, ist

$$V(x, \theta, \bar{\theta}) = V^{\dagger}(x, \theta, \bar{\theta}) \quad , \quad (3.18)$$

also, dass es reell sein muss. In der sogenannten Wess-Zumino-Eichung hat das Vektorsuperfeld $V(x, \theta, \bar{\theta})$ die Form

$$V(x, \theta, \bar{\theta}) = \theta\sigma^{\mu}\bar{\theta}A_{\mu}(x) + \theta\theta\bar{\theta}\lambda^{\dagger}(x) + \bar{\theta}\bar{\theta}\theta\lambda(x) + \frac{1}{2}\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}D(x) \quad (3.19)$$

mit den Feldern des Eichsupermultipletts als Konstituenten [14, 30].

Nichtabelsche Supereichtransformationen, parametrisiert mit chiralen Superfeldern $\Lambda^a(x, \theta, \bar{\theta})$,

3.4. Lagrangedichten und Wechselwirkungen

einer Kopplungskonstanten g und Generatoren T^a , eines linkshändigen chiralen Superfelds $\widehat{\Phi}$ haben die Gestalt

$$\widehat{\Phi} \rightarrow e^{-2ig\Lambda^a T^a} \widehat{\Phi} \quad . \quad (3.20)$$

Um Eichinvarianz zu erreichen, muss der obige Faktor $\widehat{\Phi}^\dagger \widehat{\Phi}$ durch $\widehat{\Phi}^\dagger e^{2gT^a V^a} \widehat{\Phi}$ ersetzt werden und das Transformationsverhalten

$$e^{2gT^a V^a} \rightarrow e^{-2igT^a (\Lambda^a)^\dagger} e^{2gT^a V^a} e^{2igT^a \Lambda^a} \quad (3.21)$$

für das Eichsupermultiplett gefordert werden [14, 31]. Mit der Definition der supersymmetrischen Feldstärke

$$\mathcal{W}_\alpha = -\frac{1}{4} \bar{D}_{\dot{\beta}} \bar{D}^{\dot{\beta}} e^{-2gV^a T^a} D_\alpha e^{2gV^a T^a} \quad , \quad (3.22)$$

was das Transformationsverhalten

$$\mathcal{W}_\alpha \rightarrow e^{-2ig\Lambda^a T^a} \mathcal{W}_\alpha e^{2ig\Lambda^a T^a} \quad (3.23)$$

impliziert, hat man schließlich auch ein chirales Superfeld zur Hand, mit dem kinetische Terme für die Komponenten des Eichsupermultipletts außer dem Hilfsfeld D konstruiert werden können. Insgesamt lässt sich somit, nachdem in analoger Weise die superkovariante Ableitung D^α und supersymmetrische Feldstärke $\overline{\mathcal{W}}^{\dot{\alpha}}$ eingeführt worden sind, eine supersymmetrische Lagrangedichte als

$$\mathcal{L} = \frac{1}{16g^2 T_R} \text{Tr} \left[\mathcal{W}^\alpha \mathcal{W}_\alpha + \overline{\mathcal{W}}_{\dot{\alpha}} \overline{\mathcal{W}}^{\dot{\alpha}} \right]_F + \left[\widehat{\Phi}_i^\dagger (e^{2gT^a V^a})_{ij} \widehat{\Phi}_j \right]_D + \left[W(\widehat{\Phi}) + \text{h.c.} \right]_F \quad (3.24)$$

mit dem Index der Darstellung $T_R \delta^{ab} = \text{Tr}(T^a T^b)$ ausdrücken [9, 14].

3.4. Lagrangedichten und Wechselwirkungen

Bestimmend für den Aufbau einer supersymmetrischen Lagrangedichte \mathcal{L} , die sowohl Eich- als auch chirale Supermultipletts enthält, sind Forderungen nach Renormierbarkeit, Eichinvarianz und Invarianz gegenüber Supersymmetrie-Transformationen der Wirkung. Im Folgenden soll angelehnt an die Vorgehensweise in [24] erläutert werden, welche Bedeutung die Bestandteile einer solchen Lagrangedichte \mathcal{L}

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{chiral}} + \mathcal{L}_{\text{eich}} + \mathcal{L}_{\text{extra}} \quad (3.25)$$

haben. Die Lagrangedichte $\mathcal{L}_{\text{chiral}}$, die die Nicht-Eichwechselwirkungen der chiralen Supermultipletts mit skalaren Feldern ϕ_i und zugehörigen Weyl-Fermionen ψ_i beschreibt, hat folgende Gestalt

$$\mathcal{L}_{\text{chiral}} = \partial^\mu \phi^{i*} \partial_\mu \phi_i + i \psi^{\dagger i} \bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \psi_i + F^{*i} F_i \quad (3.26a)$$

$$- \frac{1}{2} \left(W^{ij} \psi_i \psi_j + W^{*ij} \psi_i^\dagger \psi_j^\dagger \right) + W^i F_i + W^{*i} F_i^* \quad . \quad (3.26b)$$

3. Supersymmetrie

Dies ist als Wess-Zumino-Modell bekannt. Darin sind F^i Hilfsfelder ohne eigene Dynamik. Ihre Einführung mit speziellen Transformationseigenschaften unter Supersymmetrie-Transformationen hat zum Zweck, dass die Supersymmetrie-Algebra auch schließt, wenn die Bewegungsgleichungen auf der Massenschale nicht erfüllt sind, indem die Hilfsfelder mit ihren zwei Freiheitsgraden off-shell eine Gleichheit fermionischer und bosonischer Freiheitsgrade erzwingen. Ebenfalls aus Invarianzforderungen folgt die Analytizität von W^{ij} , das außerdem symmetrisch unter dem Austausch seiner Indizes ist. Mit dem Superpotential W (vgl. Gl. 3.15) ausgedrückt in Skalarfeldern,

$$W = L^i \phi_i + \frac{1}{2} M^{ij} \phi_i \phi_j + \frac{1}{6} y^{ijk} \phi_i \phi_j \phi_k \quad , \quad (3.27)$$

mit Massenmatrizen M^{ij} und der unter Austausch der Indizes symmetrischen Yukawa-Kopplungen y^{ijk} ergeben sich die Beziehungen

$$W^{ij} = \frac{\delta^2}{\delta \phi_i \delta \phi_j} W \quad \text{und} \quad W^i = \frac{\delta}{\delta \phi_i} W \quad . \quad (3.28)$$

Der Tadpole-Term proportional zu L^i ist nur für Eichsinglets erlaubt, wird in der weiteren Diskussion jedoch als abwesend betrachtet. Werden außerdem die Hilfsfelder F^i über ihre Bewegungsgleichungen

$$F^{*i} = -W^i \quad \text{und} \quad F^i = -W^{*i} \quad (3.29)$$

ersetzt, wird offenbar, dass über das eichinvariante Superpotential alle Wechselwirkungen abseits von Eichwechselwirkungen zwischen chiralen Supermultipletts bekannt sind [24]:

$$\mathcal{L}_{\text{chiral}} = \partial^\mu \phi^{i*} \partial_\mu \phi_i + i \psi^\dagger \bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \psi_i \quad (3.30a)$$

$$- \frac{1}{2} \left(W^{ij} \psi_i \psi_j + W^{*ij} \psi_i^\dagger \psi_j^\dagger \right) - W^i W_i^* \quad . \quad (3.30b)$$

Der Sektor $\mathcal{L}_{\text{eich}}$ der Wechselwirkungen von Eichsupermultipletts, bestehend aus dem masselosen Eichvektorfeld A_μ^a und dem Weyl-Fermion λ^a , kann als

$$\mathcal{L}_{\text{eich}} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu} + i \lambda^{a\dagger} \bar{\sigma}^\mu D_\mu \lambda^a + \frac{1}{2} D^a D^a \quad (3.31)$$

mit dem Feldstärketensor $F_{\mu\nu}^a$ in der Konvention

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a - g f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c \quad (3.32)$$

geschrieben werden. Es muss analog zum chiralen Fall ein Hilfsfeld D^a ohne eigene Dynamik, das außerdem reell ist, eingeführt werden, um die Supersymmetrie-Algebra off-shell zu schließen, indem es für Gleichheit bosonischer und fermionischer Freiheitsgrade sorgt. Die kovariante Ableitung D_μ für das Gaugino λ^a lautet

$$D_\mu \lambda^a = \partial_\mu \lambda^a - g f^{abc} A_\mu^b \lambda^c \quad . \quad (3.33)$$

3.4. Lagrangedichten und Wechselwirkungen

Wechselwirkungen zwischen chiralen Supermultipletts und Vektorbosonen werden durch Einföhrung von kovarianten Ableitungen $\partial_\mu \rightarrow D_\mu$ für die Skalare ϕ_i und Weyl-Fermionen ψ_i in der chiralen Lagrangedichte $\mathcal{L}_{\text{chiral}}$ in Gl. (3.26a)

$$\partial_\mu \phi_i \rightarrow D_\mu \phi_i = \partial_\mu \phi_i + igA_\mu^a (T^a \phi)_i \quad (3.34)$$

$$\partial_\mu \phi^{*i} \rightarrow D_\mu \phi^{*i} = \partial_\mu \phi^{*i} - igA_\mu^a (\phi^* T^a)^i \quad (3.35)$$

$$\partial_\mu \psi_i \rightarrow D_\mu \psi_i = \partial_\mu \psi_i + igA_\mu^a (T^a \psi)_i \quad (3.36)$$

beschrieben. Außerdem erlauben obige Forderungen den Teil $\mathcal{L}_{\text{extra}}$ der Wechselwirkungen zwischen chiralen Supermultipletts und Gauginos λ^a oder Hilfsfeldern D^a

$$\mathcal{L}_{\text{extra}} = -\sqrt{2}g(\phi^{*i}T^a\psi_i)\lambda^a - \sqrt{2}g\lambda^{\dagger a}(\psi^{\dagger i}T^a\phi_i) + g(\phi_i^*T^a\phi_i)D^a \quad (3.37)$$

in der gesamten Lagrangedichte \mathcal{L} . Hierbei ist zu bemerken, dass die Festlegung der Kopplungsstärke in Gl. (3.37) zur Eichkopplung g durch Supersymmetrie erzwungen wird. Damit kann auch das Hilfsfeld D^a mit seiner Bewegungsgleichung

$$D^a = -g(\phi^{*i}T^a\phi_i) \quad (3.38)$$

durch die skalaren Felder ϕ ausgedrückt werden [24]. Somit ergibt sich als Summe aller Beiträge

$$\mathcal{L} = (D^\mu \phi_i)^\dagger D_\mu \phi_i + i\psi^{\dagger i} \bar{\sigma}^\mu D_\mu \psi_i - \frac{1}{2} \left(W^{ij} \psi_i \psi_j + W^{*ij} \psi_i^\dagger \psi_j^\dagger \right) - W^i W_i^* \quad (3.39a)$$

$$- \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu} + i\lambda^{a\dagger} \bar{\sigma}^\mu D_\mu \lambda^a - \frac{1}{2} g^2 (\phi^{*i} T^a \phi_i) (\phi^{*j} T^a \phi_j) \quad (3.39b)$$

$$- \sqrt{2}g(\phi^{*i}T^a\psi_i)\lambda^a - \sqrt{2}g\lambda^{\dagger a}(\psi^{\dagger i}T^a\phi_i) \quad (3.39c)$$

KAPITEL 4

NMSSM

Das NMSSM steht für „nächstminimales supersymmetrisches Standardmodell“. In diesem Kapitel soll es ausgehend von der minimalen Erweiterung des Standardmodells dargelegt werden. Für ausführlichere Behandlungen des NMSSM sei auf die Review-Artikel [32, 33] verwiesen.

4.1. MSSM

Das MSSM ist die supersymmetrische Verallgemeinerung des Standardmodells mit seiner Eichgruppe $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ mit dem kleinstmöglichen Feldinhalt. Das MSSM wird in vielen Büchern und Artikeln, wie z.B. [14, 24, 25] im Detail beschrieben. In Tab. 4.1 wird eine Übersicht der chiralen Multipletts und in Tab. 4.2 eine Übersicht der Eichmultipletts vor der elektroschwachen Symmetriebrechung in der Konvention von [24] gegeben.

Namen		Spin 0	Spin 1/2	$SU(3)_C, SU(2)_L, U(1)_Y$
Squarks, Quarks (in je 3 Familien)	\widehat{Q}	$(\tilde{u}_L \ \tilde{d}_L)$	$(u_L \ d_L)$	$(\mathbf{3}, \mathbf{2}, \frac{1}{6})$
	\widehat{u}	\tilde{u}_R^*	u_R^\dagger	$(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1}, -\frac{2}{3})$
	\widehat{d}	\tilde{d}_R^*	d_R^\dagger	$(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1}, \frac{1}{3})$
Sleptonen, Leptonen (in je 3 Familien)	\widehat{L}	$(\tilde{\nu} \ \tilde{e}_L)$	$(\nu \ e_L)$	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, -\frac{1}{2})$
	\widehat{e}	\tilde{e}_R^*	e_R^\dagger	$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, 1)$
Higgsbosonen, Higgsinos	\widehat{H}_u	$(H_u^+ \ H_u^0)$	$(\tilde{H}_u^+ \ \tilde{H}_u^0)$	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, +\frac{1}{2})$
	\widehat{H}_d	$(H_d^0 \ H_d^-)$	$(\tilde{H}_d^0 \ \tilde{H}_d^-)$	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, -\frac{1}{2})$
zusätzlich im NMSSM: Singlet, Singlino	\widehat{S}	S	\tilde{S}	$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, 0)$

Tab. 4.1.: Auflistung des Teilcheninhalts des MSSM und seiner Erweiterung NMSSM in chiralen Supermultipletts bezüglich Spin und Eichgruppen. Nach [24].

4. NMSSM

Name	Spin 1/2	Spin 1	$SU(3)_C, SU(2)_L, U(1)_Y$
Gluino, Gluon	\tilde{g}	g	$(\mathbf{8}, \mathbf{1}, 0)$
Winos, W-Bosonen	$\tilde{W}^\pm \tilde{W}^0$	$W^\pm W^0$	$(\mathbf{1}, \mathbf{3}, 0)$
Bino, B-Boson	\tilde{B}^0	B^0	$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, 0)$

Tab. 4.2.: Aufzählung des Teilcheninhalts des MSSM und des im Eichsektor identischen NMSSM in Eichsupermultipletts. Nach [24].

Es fällt auf, dass im MSSM nicht nur ein Higgsdublett, sondern zwei - H_u und H_d - eingeführt werden müssen. Dies hat zum einen seinen Ursprung darin, dass das Superpotential Gl. (3.28) eine analytische Funktion seiner Felder sein muss, und somit keine komplexe Konjugation des Higgsfeldes wie in Gl. (2.32) möglich ist, um gleichzeitig down- und up-artigen Feldern Massen über den Higgsmechanismus zu geben. Zum Anderen kann nur so die Abwesenheit von Anomalien in der elektroschwachen Theorie gewährleistet werden [24].

4.1.1. Superpotential des MSSM

Die Wechselwirkungen zwischen chiralen Superfeldern, die zu den chiralen Supermultipletts in Tab. 4.1 gehören, werden im MSSM als

$$W_{MSSM} = \hat{u}y_u\hat{H}_u \cdot \hat{Q} - \hat{d}y_d\hat{H}_d \cdot \hat{Q} - \hat{e}y_e\hat{L} \cdot \hat{H}_d + \mu\hat{H}_u \cdot \hat{H}_d \quad (4.1)$$

angegeben, wobei y_f für die jeweiligen Yukawa-Wechselwirkungen steht, μ als Masseparameter der Higgsdubletts und das Produkt zweier $SU(2)$ -Spinoren $A = \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix}$ und $B = \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix}$ als

$$A \cdot B = a_1b_2 - a_2b_1 \quad (4.2)$$

definiert wird [24, 32, 33]. Der Term (4.1) stellt die Gesamtheit aller möglichen Wechselwirkungen zwischen chiralen Supermultipletts dar, die sich mit Forderungen nach Eichinvarianz, Renormierbarkeit und Analytizität vertragen, und weder Baryon- noch Leptonzahl verletzen. Die Abwesenheit dieser Terme kann durch die Einführung einer diskreten Symmetrie, der R -Parität, die über

$$R = (-1)^{3B+L+2s} \quad , \quad (4.3)$$

definiert ist, wobei B die Baryonenzahl, L die Leptonenzahl und s der Spin ist [25] erzwungen werden. Somit haben alle Standardmodellteilchen $R = +1$ und alle Superpartner (Sparticles) $R = -1$. Die R -Parität ist im MSSM multiplikativ erhalten, was zur Konsequenz hat, dass in Colliderexperimenten Sparticles nur in geraden Anzahlen erzeugt werden können. Dies behebt den Mangel eines Kandidaten für dunkle Materie verglichen mit dem Standardmodell, da deshalb das leichteste supersymmetrische Teilchen (LSP) stabil sein muss [24, 25].

4.1.2. μ -Problem

Schreibt man den μ -Term im Superpotential des MSSM in Gl. (4.1) aus, erhält man mit zugehörigen Supersymmetrie-brechenden Massentermen m_{H_u} und m_{H_d} von einer Größenordnung m_{soft} (siehe die Diskussion in 4.3) für die neutralen skalaren Felder darin

$$-\mathcal{L}_{\mu HH} = (|\mu|^2 + m_{H_u}^2) |H_u^0|^2 + (|\mu|^2 + m_{H_d}^2) |H_d^0|^2 \quad . \quad (4.4)$$

Um sowohl für up- als auch down-Typ Fermionen Massen ohne Feintuning zu generieren, müssen beide einen Vakuumerwartungswert $v_{u,d}/\sqrt{2} \neq 0$ erhalten, so dass μ kleiner als $m_{soft} \approx \mathcal{O}(\text{TeV})$ sein muss. Andererseits ist aufgrund von fehlgeschlagenen Suchen am LEP-Beschleuniger nach Charginos, die typischerweise eine Masse um $|\mu|$ besitzen, μ auf eine Größe $|\mu| > 100 \text{ GeV}$ eingeschränkt [32]. Daher sollte der μ -Parameter in der Größenordnung von 10^2 bis 10^3 GeV liegen, um einen Vakuumerwartungswert v des Higgsfeldes um 246 GeV zu ermöglichen [24]. Dieser Wert muss per Hand in die Theorie eingeführt werden und lässt sich nicht aus dieser ableiten. Im Gegensatz dazu wäre von der theoretischen Seite her $\mu = 0$, falls der Term durch eine Symmetrie verboten wäre [34], oder $\mu \approx M_{GUT}$ als von der Theorie vorhergesagte Energie, bei der Vereinheitlichung der Eichkopplungen des Standardmodells auftritt, oder spätestens bei der Planck-Skala $\mu \approx M_P$ zu rechtfertigen [34, 35]. Außerdem steht ersteres im Widerspruch zur Nichtbeobachtung einer dann entstehenden Peccei-Quinn-Symmetrie $U(1)_{PQ}$ [32, 35]. Dieses notwendige Feintuning von μ auf die elektroschwache Skala wird als μ -Problem bezeichnet.

4.2. Superpotential im NMSSM

Für das μ -Problem im MSSM kann durch Einführung eines Feldes \widehat{S} , das unter der Standardmodelleichgruppe ein Singlet ist [14], eine Lösung angegeben werden. Dazu wird der μ -Term durch eine Wechselwirkung der Higgsdubletts \widehat{H}_u und \widehat{H}_d mit dem Singletfeld \widehat{S} ersetzt, das bei der Brechung der Supersymmetrie einen Vakuumerwartungswert $\frac{v_S}{\sqrt{2}}$ erlangt und somit automatisch eine Größenordnung der Supersymmetrie-brechenden Terme von m_{soft} annimmt. dabei wur Die Realisierung dieser Idee kann durch das allgemeinste Superpotential unter Auslassung der Yukawa-Wechselwirkungen der Squarks und Sleptonen mit einem zusätzlichen Eichsinglet

$$W_{allg} = (\mu + \lambda \widehat{S}) \widehat{H}_u \cdot \widehat{H}_d + \xi_F \widehat{S} + \frac{1}{2} \mu' \widehat{S}^2 + \frac{\kappa}{3} \widehat{S}^3 \quad (4.5)$$

erreicht werden. Dazu ist es nötig den Tadpole-Term ξ_F , der im Superpotential nur für Singletfelder erlaubt ist und eine quadratische Massendimension aufweist [24, 32], sowie die Massenterme μ und μ' gleich Null zu setzen, um Skaleninvarianz zu erreichen [32]. Durch dieses Vorgehen erhält man das vollständige Superpotential des NMSSM

$$W_{NMSSM} = \widehat{u} y_u \widehat{H}_u \cdot \widehat{Q} - \widehat{d} y_d \widehat{H}_d \cdot \widehat{Q} - \widehat{e} y_e \widehat{L} \cdot \widehat{H}_d + \lambda \widehat{S} \widehat{H}_u \cdot \widehat{H}_d + \frac{\kappa}{3} \widehat{S}^3 \quad . \quad (4.6)$$

4. NMSSM

Durch die $\lambda \widehat{S}(\widehat{H}_u \cdot \widehat{H}_d)$ -Wechselwirkung kann dann mit dem Vakuumerwartungswert v_s des Singlets ein effektiver μ -Term mit

$$\mu_{eff} = \frac{1}{\sqrt{2}} \lambda v_s \quad (4.7)$$

generiert werden, der automatisch in der richtigen Größenordnung der elektroschwachen Skala ist, da $\lambda < 1$ aufgrund der Forderung nach Perturbativität sein muss und v_s in der typischen Größenordnung der Sparticles-Massen $m_{\text{soft}} \approx \text{TeV}$ erwartet werden kann. Diese sollten nicht weit jenseits der TeV-Skala sein, um das Hierarchieproblem nicht wiederzubeleben. Die Herkunft der Skala der supersymmetrie-brechenden Terme und vor allem ihre große Differenz zur Planck-Skala bleiben jedoch ungeklärt.

Das Superpotential des NMSSM (4.6) besitzt eine zufällige diskrete \mathbb{Z}_3 -Symmetrie der Phasentransformationen der Form $\widehat{X} \rightarrow e^{\frac{2\pi i}{3}} \widehat{X}$ an allen chiralen Superfeldern, die zum einen die wünschenswerte Eigenschaft hat, dass darin durch den zu κ proportionalen Anteil die Peccei-Quinn-Symmetrie $U(1)_{PQ}$ verhindert wird, die sonst die Größe der trilinearen Kopplung auf einen durch astrophysikalische Beobachtungen erlaubten Bereich $10^{-7} < \lambda < 10^{-10}$ einschränken würde. Diese Situation ließe das Modell wegen fehlender Natürlichkeit uninteressant werden [33, 36, 37]. Diese diskrete Symmetrie hat jedoch auch andererseits die unerwünschte Eigenschaft, dass sie in der kosmologischen Ära des elektroschwachen Phasenübergangs spontan gebrochen wird und dies zu einem Auftreten von „domain walls“ führen kann. Diese machen über die Dominanz ihrer Energiedichte einen kosmischen Mikrowellenhintergrund, wie er beobachtet wird, unmöglich [32, 33, 36, 38]. Durch Einführung von Operatoren in die Theorie, die zum Beispiel durch die Planck-Skala unterdrückt sind, oder zusätzlicher diskreter Symmetrien kann dieses Problem behoben werden, ohne die Phänomenologie an experimentell zugänglichen Skalen merklich zu beeinflussen [33, 36].

Aus dem Superpotential und den Eichwechselwirkungen der Felder lässt sich das skalare Potential auf Baumgraphenniveau bei exakter Supersymmetrie berechnen. Der Ausdruck dafür lautet

$$\mathcal{V}_{\text{exak}} = \sum_i \left| \frac{\delta W(\phi_j)}{\delta \phi_i} \right|^2 + \frac{1}{2} \sum_G \sum_a \sum_{j,k} g_G^2 (\phi^{*j} T_G^a \phi_j) (\phi^{*k} T_G^a \phi_k) \quad . \quad (4.8)$$

Hierbei geht der Summationsindex i über die chiralen Superfelder $\widehat{\Phi}_i$, G nummeriert die Eichwechselwirkungen mit den Kopplungskonstanten $g_G = g, g', g_s$ und den korrespondierenden Generatoren T_G^a , die wiederum mit a durchnummeriert werden [25, 34]. Man erkennt, dass dieses Potential aus einer Summe von positiven Größen besteht und somit nicht negativ werden kann.

Neben der Lösung des μ -Problems besitzt das NMSSM auch weiterhin die positiven Eigenschaften des MSSM wie der Vereinheitlichung der Kopplungen an der GUT-Skala, da das zusätzliche Eichsinglet das Laufen der Kopplungen nicht merklich beeinflusst und es weiterhin wegen erhaltener R -Parität das LSP einen Kandidaten für den Konstituenten der dunkeln Materie ausmacht. Der letzte Punkt lässt sogar eine Unterscheidung zwischen MSSM und NMSSM zu, falls sich Hinweise von Experimenten, die auf direkte Detektion (CoGent, CDMS, DAMA/LIBRA) abzielen, auf eher leichte

Konstituenten dunkler Materie mit einer Masse $\mathcal{O}(10)\text{GeV}$ erhärten. Wie in [39] gezeigt wurde, können unter Beachtung von Messdaten von TeVatron und WMAP derart leichte Neutralinos im MSSM ausgeschlossen werden, während dies für Singlino-artige LSPs wesentlich einfacher zu erreichen ist.

Das MSSM kann aus dem NMSSM durch die Wahl $\lambda, \kappa \rightarrow 0$ bei $\lambda/\kappa = \text{const}$ und konstant gehaltenen zugehörigen supersymmetrie-brechenden trilinearen Kopplungen $A_{\lambda, \kappa}$ erhalten werden, da so das Singletfeld vom restlichen Spektrum entkoppelt [36].

4.3. Brechung der Supersymmetrie

Das NMSSM muss außerdem noch weitere Terme beinhalten, um die bisherige Nicht-Entdeckung von Sparticles zu erklären, indem man annimmt, dass Supersymmetrie spontan gebrochen ist. Trotz vieler Vorschläge für Mechanismen, ist bisher nicht klar auf welche Art und Weise dies tatsächlich geschieht. m_{soft} ist dabei die oben bereits erwähnte typische Massenskala der Supersymmetrie-brechenden Terme, die höchstens im TeV-Bereich sein darf, um die Möglichkeit einer Lösung des Hierarchieproblems als eine der Hauptmotivationen für Supersymmetrie nicht zu verlieren [24, 25]. Für das NMSSM sind folgende Terme erlaubt:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_{\text{soft}} = & -m_{H_d}^2 H_d^\dagger H_d - m_{H_u}^2 H_u^\dagger H_u - m_S^2 |S|^2 - \left(\lambda A_\lambda S (H_u \cdot H_d) + \frac{\kappa}{3} A_\kappa S^3 + \text{c.c.} \right) \\
 & - m_{\tilde{Q}}^2 \tilde{Q}^\dagger \tilde{Q} - m_{\tilde{L}}^2 \tilde{L}^\dagger \tilde{L} - m_{\tilde{u}}^2 |\tilde{u}_R|^2 - m_{\tilde{d}}^2 |\tilde{d}_R|^2 - m_{\tilde{e}}^2 |\tilde{e}_R|^2 \\
 & - \left(\tilde{u}_R^* y_u A_u (\tilde{Q} \cdot H_u) - \tilde{d}_R^* y_d A_d (\tilde{Q} \cdot H_d) - \tilde{e}_R^* y_e A_e (\tilde{L} \cdot H_d) + \text{c.c.} \right) \\
 & - \frac{1}{2} \left(M_1 \tilde{B}^0 \tilde{B}^0 + M_2 \tilde{W} \tilde{W} + M_3 \tilde{g} \tilde{g} + \text{c.c.} \right) .
 \end{aligned} \tag{4.9}$$

Dies sind supersymmetriebrechende Massenterme $M_{1,2,3}$ für die Superpartner der Eichbosonen, Massenmatrizen (m_x^2) für Sleptonen, Squarks und Higgsbosonen, trilineare Kopplungsmatrizen $A_{e,d,u}$ und trilineare Kopplungen $A_{\lambda, \kappa}$ [25, 33]. Die Unkenntnis des Brechungsmechanismus führt also zu einer unüberschaubar großen Zahl unbekannter Parameter.

Um die Zahl der freien Parameter zu beschränken, ist es sinnvoll von einem möglichen Szenario für Supersymmetriebrechung auszugehen. In dieser Arbeit wird ein mSUGRA-motiviertes Szenario gewählt, das die Supersymmetriebrechung über Wechselwirkungen mit der Stärke der Gravitation aus einem „versteckten“ Sektor des NMSSM mit gebrochener Supersymmetrie in den sichtbaren Bereich überträgt und das bei einer hohen Skala, hier der GUT-Skala M_{GUT} , folgende Beziehungen postuliert:

$$A_u = A_d = A_e = A_0 \mathbb{1} \tag{4.10}$$

$$m_{\tilde{Q}}^2 = m_{\tilde{e}}^2 = m_{\tilde{L}}^2 = m_{\tilde{u}}^2 = m_{\tilde{d}}^2 = m_0^2 \mathbb{1} \tag{4.11}$$

$$M_1 = M_2 = M_3 = m_{1/2} . \tag{4.12}$$

Die beiden oberen helfen, experimentell stark beschränkte Flavour- oder CP-verletzende Prozesse auf tree-Level aufgrund von Blindheit gegenüber dem Flavour zu verhindern

4. NMSSM

[24]. Es verbleiben also nur neun freie Parameter [34]:

$$m_{1/2}, \quad m_0, \quad A_0, \quad A_\kappa, \quad A_\lambda, \quad \lambda, \quad \kappa, \quad v_s, \quad \tan \beta \quad . \quad (4.13)$$

Weiterhin sind $v_{u,d}$ die Vakuumerwartungswerte der komplexen Higgsskalare $H_{u,d}$ multipliziert mit $\sqrt{2}$, deren Quotient als

$$\frac{v_u}{v_d} = \tan \beta \quad (4.14)$$

geschrieben wird und v_s als das $\sqrt{2}$ -fache des Vakuumerwartungswerts des Singlets S . Die Summe

$$v_d^2 + v_u^2 = v^2 \quad (4.15)$$

bestimmt über die elektroschwache Symmetriebrechung die Massen der zugehörigen Eichbosonen W^\pm und Z über

$$m_W = g \frac{v}{2} \quad \text{und} \quad m_Z = \sqrt{g'^2 + g^2} \frac{v}{2} \quad . \quad (4.16)$$

Damit wird in dieser Arbeit also eine Variante des cNMSSM [32, 40], ohne die zusätzlichen Einschränkungen der Higgsmassenterme zu $m_{H_u}^2 = m_{H_d}^2 = m_S^2 = m_0^2$ sowie der NMSSM-spezifischen trilinearen Kopplungen $A_\kappa = A_\lambda = A_0$ an der GUT-Skala, behandelt. Diese wurde in [34] eingeführt.

Es werden außerdem reelle κ , λ und reelle Werte für die zugehörigen supersymmetriebrechenden Wechselwirkungen A_λ und A_κ angenommen, um CP-Verletzung auf Baumgraphenniveau zu vermeiden [36].

4.4. Higgsbosonen im NMSSM

In erster Ordnung Störungstheorie kann das skalare Higgspotential \mathcal{V} als

$$\begin{aligned} \mathcal{V} &= \mathcal{V}_F + \mathcal{V}_D + \mathcal{V}_{\text{soft}} \\ &= |\lambda|^2 |S|^2 \left(H_u^\dagger H_u + H_d^\dagger H_d \right) + |\lambda(H_u \cdot H_d) + \kappa S^2|^2 \\ &\quad + \frac{1}{2} g^2 |H_u^\dagger H_d|^2 + \frac{1}{8} (g^2 + g'^2) \left(H_u^\dagger H_u - H_d^\dagger H_d \right)^2 \\ &\quad + m_{H_u}^2 H_u^\dagger H_u + m_{H_d}^2 H_d^\dagger H_d + m_S^2 |S|^2 \\ &\quad + \left(\lambda A_\lambda (H_u \cdot H_d) S + \frac{1}{3} \kappa A_\kappa S^3 + \text{h.c.} \right) \end{aligned} \quad (4.17)$$

aus dem Superpotential in Gl. (4.6) über (4.8) und den supersymmetriebrechenden Termen gemäß (4.9) mit den Randbedingungen an der GUT-Skala (4.12, 4.11, 4.10) bestimmt werden. Ist die elektroschwache Symmetrie gebrochen, können die skalaren

Higgsfelder analog zum Standardmodell (vgl. Gl. (2.19)) parametrisiert werden:

$$H_d = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}}(v_d + \phi_d + i\omega_d) \\ H_d^- \end{pmatrix} \quad \text{mit} \quad \langle H_d \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}v_d \quad (4.18)$$

$$H_u = \begin{pmatrix} H_u^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v_u + \phi_u + i\omega_u) \end{pmatrix} \quad \text{mit} \quad \langle H_u \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}v_u \quad (4.19)$$

$$S = \frac{1}{\sqrt{2}}(v_s + \phi_s + i\omega_s) \quad \text{mit} \quad \langle S \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}v_s \quad . \quad (4.20)$$

Durch geeignete Eichtransformationen können die Vakuumerwartungswerte v_u , v_d und v_s reell und positiv gewählt werden [33]. Das Higgspotential des NMSSM (4.17) besitzt noch abhängige Parameter, die man mit Hilfe von Extremalbedingungen an das Potential bezüglich der Higgs-Skalare ϕ_u , ϕ_d und ϕ_s durch Vakuumerwartungswertbildung eliminieren kann. In diesem Fall werden diese sogenannten tadpole-Gleichungen

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{\partial V}{\partial \phi_d} \right\rangle &= v_d m_{H_d}^2 - \frac{1}{\sqrt{2}} \lambda A_\lambda v_u v_s + \frac{g'^2 + g^2}{8} v_d (v_d^2 - v_u^2) + \frac{\lambda^2}{2} v_d (v_u^2 + v_s^2) - \frac{\lambda \kappa}{2} v_u v_s^2 = 0, \\ \left\langle \frac{\partial V}{\partial \phi_u} \right\rangle &= v_u m_{H_u}^2 - \frac{1}{\sqrt{2}} \lambda A_\lambda v_d v_s + \frac{g'^2 + g^2}{8} v_u (v_d^2 - v_u^2) + \frac{\lambda^2}{2} v_u (v_d^2 + v_s^2) - \frac{\lambda \kappa}{2} v_d v_s^2 = 0, \\ \left\langle \frac{\partial V}{\partial \phi_s} \right\rangle &= v_s m_S^2 - \frac{1}{\sqrt{2}} \lambda A_\lambda v_d v_u + \frac{1}{\sqrt{2}} \kappa A_\kappa v_s^2 + \frac{\lambda^2}{2} v_s (v_d^2 + v_u^2) + |\kappa|^2 v_s^3 - \lambda \kappa v_d v_u v_s = 0, \end{aligned} \quad (4.21)$$

genutzt, um die Parameter $m_{H_u}^2$, $m_{H_d}^2$ und m_S^2 durch die anderen Größen auszudrücken [33]. Durch die obige Wahl der Parametrisierung wurde außerdem berücksichtigt, dass die geladenen Higgsbosonen H_u^+ und H_d^- keine Vakuumerwartungswerte annehmen, und damit der Elektromagnetismus wie im Standardmodell ungebrochen ist.

Im Folgenden werden die Eicheigenzustände der CP-ungeraden Higgsbosonen als $A' = (\omega_d, \omega_u, \omega_s)^T$ und CP-geraden Higgsbosonen als $\phi' = (\phi_d, \phi_u, \phi_s)^T$ geordnet. Die zweite Ableitung des Potentials, am Minimum gemäß

$$(m_\phi^2)_{ij} = \left. \frac{\partial^2 V}{\partial \phi_i \partial \phi_j} \right|_{\phi'_k=0, A'_k=0} \quad \text{mit} \quad i, j \in 1, 2, 3 = d, u, s \quad (4.22)$$

4. NMSSM

ausgewertet, liefert Einträge der symmetrischen Massenmatrix der neutralen CP-geraden Higgsbosonen [33, 34] in der Basis ϕ' mit

$$(m_\phi^2)_{11} = m_Z^2 \cos^2 \beta + \left(\frac{1}{\sqrt{2}} \lambda A_\lambda + \frac{\lambda \kappa v_s}{2} \right) v_s \tan \beta \quad (4.23)$$

$$(m_\phi^2)_{12} = \lambda^2 v_d v_u - m_Z^2 \sin \beta \cos \beta - \frac{1}{\sqrt{2}} \lambda A_\lambda v_s - \frac{1}{2} \lambda \kappa v_s^2 \quad (4.24)$$

$$(m_\phi^2)_{13} = \lambda^2 v_d v_s - \frac{1}{\sqrt{2}} \lambda A_\lambda v_u - \lambda \kappa v_u v_s \quad (4.25)$$

$$(m_\phi^2)_{22} = m_Z^2 \sin^2 \beta + \left(\frac{1}{\sqrt{2}} \lambda A_\lambda + \frac{\lambda \kappa v_s}{2} \right) v_s \tan^{-1} \beta \quad (4.26)$$

$$(m_\phi^2)_{23} = \lambda^2 v_u v_s - \frac{1}{\sqrt{2}} \lambda A_\lambda v_d - \lambda \kappa v_d v_s \quad (4.27)$$

$$(m_\phi^2)_{33} = 2\kappa^2 v_s^2 + \frac{1}{\sqrt{2}} \lambda A_\lambda \frac{v_d v_u}{v_s} + \frac{1}{\sqrt{2}} \kappa A_\kappa v_s \quad (4.28)$$

Aus einer Rotation der oberen linken 2×2 -Teilmatrix lässt sich, falls es wie das Standardmodell-Higgsboson an das Z -Boson koppelt und Schleifenkorrekturen unberücksichtigt bleiben, eine obere Schranke an die Masse des leichtesten skalaren Masseneigenzustands h_1^0 von

$$m_{h_1^0}^2 < m_Z^2 \left(\cos^2(2\beta) + \frac{2\lambda^2}{g'^2 + g^2} \sin^2(2\beta) \right) \quad (4.29)$$

legen, die die deutliche Einschränkung an $m_{h_1^0} \gtrsim 100$ GeV durch das LEP-Experiment wegen des positiven Beitrags des zweiten Terms im Vergleich zum MSSM abschwächen kann. Dies wird als ein weiterer Vorteil des NMSSM angesehen [24, 32]. Über eine orthogonale Rotation

$$h_i^0 = (Z_H)_{ij} \phi'_j \quad \text{mit} \quad Z_H m_\phi^2 Z_H^T = \text{diag}(m_{h_1}^2, m_{h_2}^2, m_{h_3}^2) \quad (4.30)$$

erhält man die drei nach größer werdender Masse geordneten Masseneigenzustände $h_{1,2,3}^0$ der Higgsskalare. Durch diese Beimischung von den anderen Higgsfeldern $\phi_{d,u}$ kann das Singlet ϕ_s mit dem restlichen Teilchenspektrum abseits des Higgs-Sektors wechselwirken. Analog zum skalaren Fall berechnet sich die Massenmatrix der pseudo-skalaren Higgsfelder in der Basis A' aus

$$(m_\omega^2)_{ij} = \left. \frac{\partial^2 V}{\partial A'_i \partial A'_j} \right|_{\phi'_k=0, A'_k=0} \quad \text{mit} \quad i, j \in 1, 2, 3 = d, u, s \quad (4.31)$$

zu

$$(m_\omega^2)_{11} = \left(\frac{1}{\sqrt{2}} \lambda A_\lambda + \frac{\lambda \kappa}{2} v_s \right) v_s \tan \beta \quad (4.32)$$

$$(m_\omega^2)_{12} = \left(\frac{1}{\sqrt{2}} \lambda A_\lambda + \frac{\lambda \kappa}{2} v_s \right) v_s \quad (4.33)$$

$$(m_\omega^2)_{13} = \left(\frac{1}{\sqrt{2}} \lambda A_\lambda - \lambda \kappa v_s \right) v_u \quad (4.34)$$

$$(m_\omega^2)_{22} = \left(\frac{1}{\sqrt{2}} \lambda A_\lambda + \frac{\lambda \kappa}{2} v_s \right) v_s \tan^{-1} \beta \quad (4.35)$$

$$(m_\omega^2)_{23} = \left(\frac{1}{\sqrt{2}} \lambda A_\lambda - \lambda \kappa v_s \right) v_d \quad (4.36)$$

$$(m_\omega^2)_{33} = \frac{1}{\sqrt{2}} \lambda A_\lambda \frac{v_d v_u}{v_s} - 3\kappa A_\kappa v_s + 2\lambda \kappa v_d v_u \quad (4.37)$$

Eine Diagonalisierung der Massenmatrix m_ω^2 über

$$(G^0, a_1^0, a_2^0)_i^T = (Z_A)_{ij} A'_j \quad \text{mit} \quad Z_A m_\omega^2 Z_A^T = \text{diag}(0, m_{a_1}^2, m_{a_2}^2) \quad (4.38)$$

liefert nur zwei physikalische Masseneigenzustände a_1 und a_2 , da der dritte masselose Eigenzustand G^0 die longitudinale Mode des Z -Bosons darstellt [34].

Aus den geladenen Anteilen der Higgsdubletts, H_u^+ und H_d^- , lässt sich auf die gleiche Art und Weise wie bei den neutralen Anteilen eine Massenmatrix in der Basis $(H_d^{-*}, H_u^+)^T$ als

$$M_\pm^2 = \left(\lambda \kappa \frac{v_s^2}{2} + \lambda A_\lambda v_s + \sin \beta \cos \beta m_W^2 - \frac{1}{2} \lambda^2 v_u v_d \right) \begin{pmatrix} \tan \beta & 1 \\ 1 & \cot \beta \end{pmatrix} \quad (4.39)$$

herleiten. Durch eine unitäre Rotation

$$Z^+ M_\pm^2 Z^{+\dagger} = \text{diag}(0, m_{H^\pm}^2) \quad (4.40)$$

in die Massenbasis ergeben sich ein physikalisches geladenes Higgsteilchen H^\pm mit dem Massenquadrat

$$m_{H^\pm}^2 = m_W^2 - \lambda^2 \frac{v^2}{2} + (\sqrt{2} A_\lambda + \kappa v_s) \frac{\lambda v_s}{\sin(2\beta)} \quad , \quad (4.41)$$

sowie zwei masselose longitudinale Moden der W^\pm -Bosonen G^\pm . Anders als im MSSM gibt es im NMSSM also prinzipiell die Möglichkeit, dass das geladene Higgsboson leichter als das W^\pm ist. Eine korrekte elektroschwache Symmetriebrechung erfordert außerdem, dass das Minimum des Potentials (Gl. (4.21)) tiefer ist als die stationären Punkte mit $v_u = v_d = v_s = 0$, was entweder dadurch erreicht werden kann, dass ein skalares Higgsmassenquadrat kleiner als null ist, oder dass $\langle V \rangle < 0$, so dass das Minimum tiefer als für den Fall eines symmetrischen Vakuums ($\langle V \rangle = 0$) liegt. In diesem Fall wird eine im MSSM nicht vorhandene obere Schranke an m_{H^\pm} , oder über Gl. (4.41) an A_λ impliziert [33, 36].

4.5. Neutralino-Sektor des NMSSM

Der Neutralino-Sektor ist, verglichen mit dem des MSSM, ebenfalls um ein Fermion erweitert. Aus dem Superpotential (4.6) lässt sich die Neutralino-Massenmatrix in der Eicheigenzustandsbasis $\tilde{\psi}^0 = (\tilde{B}^0, \tilde{W}^3, \tilde{H}_d^0, \tilde{H}_u^0, \tilde{S})^T$ auf Baumgraphenniveau

$$M_{\tilde{\chi}^0} = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -\frac{1}{2}g'v_d & \frac{1}{2}g'v_u & 0 \\ 0 & M_2 & \frac{1}{2}gv_d & -\frac{1}{2}gv_u & 0 \\ -\frac{1}{2}g'v_d & \frac{1}{2}gv_d & 0 & -\frac{1}{\sqrt{2}}v_s\lambda & -\frac{1}{\sqrt{2}}v_u\lambda \\ \frac{1}{2}g'v_u & -\frac{1}{2}gv_u & -\frac{1}{\sqrt{2}}v_s\lambda & 0 & -\frac{1}{\sqrt{2}}v_d\lambda \\ 0 & 0 & -\frac{1}{\sqrt{2}}v_u\lambda & -\frac{1}{\sqrt{2}}v_d\lambda & \sqrt{2}v_s\kappa \end{pmatrix} \quad (4.42)$$

ableiten. Wegen der elektroschwachen Symmetriebrechung ist diese nicht diagonal und kann durch eine unitäre Rotation in die Neutralinomassenbasis gedreht werden

$$\tilde{\chi}_i^0 = (Z_N)_{ij}\tilde{\psi}_j^0 \quad \text{mit} \quad (Z_N)^* M_{\tilde{\chi}^0} Z_N^\dagger = \text{diag}(m_{\tilde{\chi}_1^0}^2, m_{\tilde{\chi}_2^0}^2, m_{\tilde{\chi}_3^0}^2, m_{\tilde{\chi}_4^0}^2, m_{\tilde{\chi}_5^0}^2) \quad , \quad (4.43)$$

wobei die Einträge in der Diagonalmatrix nach ihrer Größe in aufsteigender Ordnung aufgereiht sind. Das Neutralino ist in vielen Fällen das leichteste supersymmetrische Teilchen (LSP) und somit, falls die R -Parität (4.3) erhalten ist, stabil. Es ist damit als WIMP (weakly interacting massive particle) ein Kandidat dafür, die dunkle Materie auszumachen [24]. Da Neutralinos wie Neutrinos nur schwach wechselwirken oder, für den Fall dass das Neutralino größtenteils ein Singlino \tilde{S} ist, nur über die Mischung mit den schwach wechselwirkenden Higgsino-Anteilen interagieren können, kann ein Neutralino-LSP in Beschleunigerexperimenten nicht direkt nachgewiesen werden und macht sich nur als fehlender Transversalimpuls bemerkbar.

Zuletzt sei bemerkt, dass der in 4.2 beschriebene Grenzfall des effektiven MSSM besonders interessant ist, falls das LSP hauptsächlich ein Singlino ist. Da das Singlino in diesem Grenzfall nur schwach mit dem restlichen Spektrum wechselwirkt, können in Fällen mit geladenen NLSPs „displaced vertices“ beobachtet werden, also die NLSPs aufgrund ihrer dann langen Lebensdauer makroskopisch entfernt vom Wechselwirkungspunkt zerfallen. Damit existiert eine weitere Unterscheidungsmöglichkeit zwischen MSSM und NMSSM [32, 41].

4.6. Sonstiger Teilcheninhalt des NMSSM

In diesem Teil werden die Eigenschaften der Teilchen behandelt, die im Vergleich zum MSSM unverändert sind.

4.6.1. Charginos

Wenn man analog zu den Eichbosonen W^\pm in Gl. (2.25) $\tilde{W}^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(\tilde{W}^1 \mp i\tilde{W}^2)$ definiert und daraus die Basis $\psi^\pm = (\tilde{W}^+, \tilde{H}_u^+, \tilde{W}^-, \tilde{H}_d^-)^T$ konstruiert, ergibt sich für

einen Massenterm wie im MSSM $-\frac{1}{2}(\psi^\pm)^T M_{\tilde{\chi}^\pm}(\psi^\pm) + \text{h.c.}$

$$M_{\tilde{\chi}^\pm} = \begin{pmatrix} 0 & X^T \\ X & 0 \end{pmatrix} \quad \text{mit} \quad X = \begin{pmatrix} M_2 & \frac{1}{\sqrt{2}} g v_u \\ \frac{1}{\sqrt{2}} g v_d & \frac{1}{\sqrt{2}} \lambda v_s \end{pmatrix}. \quad (4.44)$$

Durch zwei orthogonale Rotationsmatrizen U und V kann mit

$$\begin{aligned} \chi_i^+ &= U_{ij} \psi_j^+ \quad \text{und} \quad \chi_i^- = V_{ij} \psi_j^- \quad \text{mit} \\ \text{diag}(m_{\chi_1^\pm}^2, m_{\chi_2^\pm}^2) &= U^* X V^\dagger \end{aligned} \quad (4.45)$$

eine diagonale Massenmatrix $M_{\tilde{\chi}^\pm}$ für die zugehörigen Eigenzustände, die Charginos χ_1^\pm und χ_2^\pm , hergeleitet werden.

4.6.2. Sleptonen und Squarks

Die Massen der Sleptonen und Squarks werden vor allem durch das Laufen über die Renormierungsgleichung vom Wert m_0^2 an der GUT-Skala zu ihrem Wert an der elektroschwachen Skala bestimmt. Da mit Hilfe der postulierten Beziehungen in Gl. (4.11) und Gl. (4.10) geschlossen werden kann, dass die Mischung unterschiedlicher Flavours vernachlässigt werden kann, bestimmt die Verschiedenheit der Yukawa-Kopplungen Massenunterschiede. Daher entarten die ersten zwei Generationen in ihrer Masse, während die dritte davon abweicht. Dort sind große Mischungen zwischen den linkshändigen und rechtshändigen Anteilen zu erwarten, so dass große Unterschiede der Massen der entsprechenden Masseneigenzustände zu erwarten sind. In der Basis $(\tilde{f}_L \tilde{f}_R)^T$, wobei das linkshändige Sparticle einem Isospindublett \tilde{F} angehört, ergibt sich für die Massenmatrix

$$M_{\tilde{f}}^2 = \begin{pmatrix} m_{\tilde{F}}^2 + m_{\tilde{f}}^2 + \Delta_{\tilde{f}_L} & m_f(A_f - \mu_{eff} K(\beta)) \\ m_f(A_f - \mu_{eff} K(\beta)) & m_{\tilde{f}_R}^2 + m_{\tilde{f}}^2 + \Delta_{\tilde{f}_R} \end{pmatrix} \quad (4.46)$$

mit

$$\Delta_{\tilde{f}} = m_Z^2 \cos 2\beta (T_3 - Q \sin^2 \theta_w)_{\tilde{f}} \quad \text{und} \quad K(\beta) = \begin{cases} \cot \beta & \text{falls } \tilde{f} = \tilde{t} \\ \tan \beta & \text{falls } \tilde{f} = \tilde{b}, \tilde{\tau} \end{cases}. \quad (4.47)$$

Diese Matrix kann durch eine orthogonale Transformation in die Basis $(\tilde{f}_1 \tilde{f}_2)$ diagonalisiert werden. Insbesondere für die Stop-Squarks wird wegen der Größe von m_t die große Massendifferenz dazu führen, dass das leichtere \tilde{t}_1 das leichteste Squark ist [18, 24]. In vielen Fällen wird eine Hierarchie der Massen der Squarks und Sleptonen $m_{\tilde{q}} > m_{\tilde{l}}$ erwartet, da erstere einen starken Beitrag durch die Renormierungsgruppen-gleichungen der starken Wechselwirkung erhalten [24].

4.6.3. Gluinos

Als einziges Farbklett-Fermion mischt das Gluino nicht mit anderen Teilchen. Als farbgeladenes Teilchen wird es sich wie die Squarks unter den schwersten Teilchen des

4. NMSSM

Niederenergiespektrums befinden, da seine Masse auf Baumgraphenniveau durch den Massenparameter $m_{\tilde{g}} = |M_3|$ bestimmt wird [18]. Aufgrund seiner Entwicklung

$$\frac{d}{dt}M_3 = -\frac{b}{2\pi}\alpha_s M_3 \quad (4.48)$$

mit $t = \ln(Q/M)$ und den anderen in Kap. 2.2 angeführten Bezeichnungen, die analog auch für die anderen Gauginomassen M_1 und M_2 gelten, kann gezeigt werden, dass bis auf zwei Schleifenkorrekturen an jeder Skala die Bedingung

$$M_3 = \frac{\alpha_s}{\alpha} \sin^2 \theta_w M_2 = \frac{3}{5} \cos^2 \theta_W M_1 \quad (4.49)$$

gilt. Bei einer Skala von ungefähr einem TeV ergibt sich die Relation

$$M_3 : M_2 : M_1 = 6 : 2 : 1 \quad . \quad (4.50)$$

Daraus folgt, dass das Gluino schwerer als die anderen Teilchen des elektroschwachen Sektors sein muss [24, 25].

Bosonen	Eicheigenzustände	Masseneigenzustände
Sleptonen	$\tilde{e}_L, \tilde{e}_R, \tilde{\nu}_e$	$\tilde{e}_L, \tilde{e}_R, \tilde{\nu}_e$
	$\tilde{\mu}_L, \tilde{\mu}_R, \tilde{\nu}_\mu$	$\tilde{\mu}_L, \tilde{\mu}_R, \tilde{\nu}_\mu$
	$\tilde{\tau}_L, \tilde{\tau}_R, \tilde{\nu}_\tau$	$\tilde{\tau}_1, \tilde{\tau}_2, \tilde{\nu}_\tau$
Squarks	$\tilde{u}_L, \tilde{u}_R, \tilde{d}_L, \tilde{d}_R$	$\tilde{u}_L, \tilde{u}_R, \tilde{d}_L, \tilde{d}_R$
	$\tilde{c}_L, \tilde{c}_R, \tilde{s}_L, \tilde{s}_R$	$\tilde{c}_L, \tilde{c}_R, \tilde{s}_L, \tilde{s}_R$
	$\tilde{t}_L, \tilde{t}_R, \tilde{b}_L, \tilde{b}_R$	$\tilde{t}_1, \tilde{t}_2, \tilde{b}_1, \tilde{b}_2$
Higgsbosonen	ϕ_d, ϕ_u, ϕ_s	h_1^0, h_2^0, h_3^0
	$\omega_d, \omega_u, \omega_s$	a_1^0, a_2^0
	H_d^-, H_u^+	H^\pm
Fermionen		
Neutralinos	$\tilde{B}^0, \tilde{W}^0, \tilde{H}_u^0, \tilde{H}_d^0, \tilde{S}$	$\tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_3^0, \tilde{\chi}_4^0, \tilde{\chi}_5^0$
Charginos	$\tilde{W}^\pm, \tilde{H}_d^\pm, \tilde{H}_u^\pm$	$\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_2^\pm$
Gluino	\tilde{g}	\tilde{g}

Tab. 4.3.: Zusammenfassende Darstellung der Eich- und Masseneigenzustände, die im NMSSM zu den bekannten Standardmodellteilchen hinzukommen. Da keine CP-Verletzung auf Baumgraphenniveau angenommen wird, teilt sich der neutrale Higgsbosonensektor in einen skalaren (h_i^0) und einen pseudoskalaren Teil (a_i^0).

KAPITEL 5

Phänomenologie des Higgs-Sektors an Hadroncollidern

Die Untersuchung des Higgs-Sektors ist ein primäres Ziel der bisherigen Experimente LEP, TeVatron und aktuell des LHC. Der experimentelle Nachweis von fundamentalen Skalaren ließe nicht nur direkte Rückschlüsse auf die elektroschwache Symmetriebrechung zu, sondern gleichzeitig auch je nach entdeckter Anzahl eine Unterscheidung zwischen Standardmodell, MSSM und NMSSM zu. Im NMSSM ist die Entdeckung der Higgs-Bosonen potentiell auch durch die Beimischung der Singlet-Eigenzustände (Gl. (4.30)), die die effektiven Kopplungen an andere Teilchen verringert, erschwert. Insbesondere Fälle hauptsächlich singletartiger Masseneigenzustände haben demnach nur schwache Yukawa- und Eichkopplungen an die Fermionen bzw. Eichbosonen über die dann kleinen Anteile der $\phi_{d,u}$.

5.1. Direkte Produktion

Eine Möglichkeit der Suche nach Higgsbosonen an Hadroncollidern beginnt mit der direkten Produktion der Teilchen aus der Reaktion von Partonen heraus, analog zum MSSM und Standardmodell, jedoch mit deutlichen Unterschieden aufgrund der im NMSSM stark veränderten Kopplungen. Diese sind in Abb. (5.1) dargestellt, und sind im Einzelnen:

- a) Die Fusion von Gluonen, die bei hohen Energien wie der LHC-Design-Energie von 14 TeV führt über eine Dreiecksschleife b - und schwerer t -Quarks aufgrund deren großer Yukawakopplungen mit zusätzlichen Beiträgen für Fälle mit leichten \tilde{t} und \tilde{b} zur Produktion von skalaren und pseudoskalaren Higgsbosonen, da Gluonen nicht direkt an das Higgsboson koppeln. Insbesondere für große Werte von $\tan\beta$ dominieren die Beiträge der b -Quarks [26]. Bei der vom LHC bereitgestellten Design-Energie von 14 TeV ist die Gluonfusion der dominierende Produktionskanal.
- b) Assoziierte Produktion von Higgsbosonen mit Paaren der schweren Quarks erfolgt durch Abstrahlung in einer inneren oder äußeren Linie. Wie in der Gluonfusion dominieren bei großem Verhältnis der Vakuumerwartungswerte $\tan\beta$ in diesem Prozess die Beiträge der b -Quarks.

5. Phänomenologie des Higgs-Sektors an Hadroncollidern

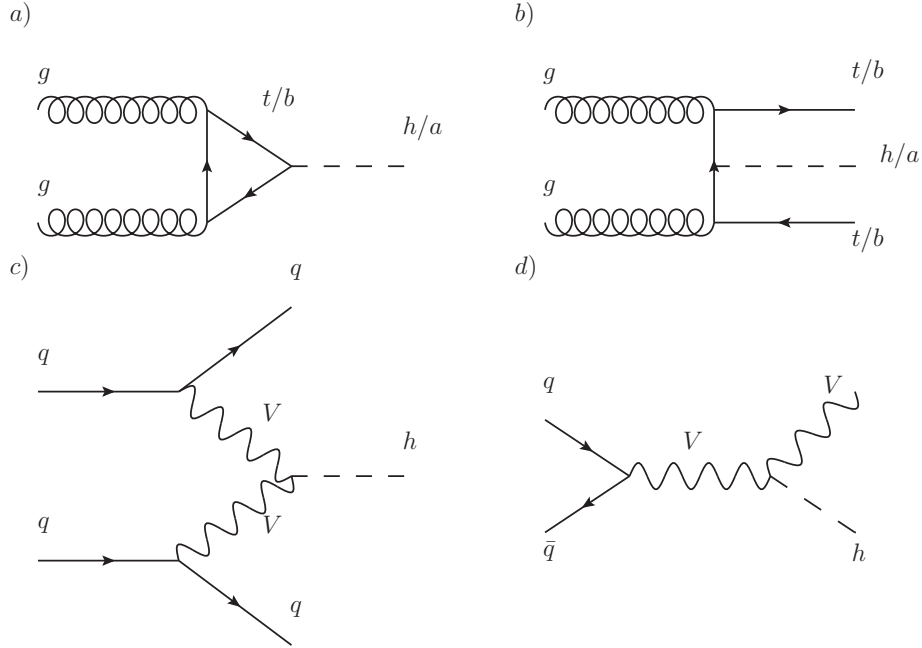


Abb. 5.1.: Exemplarische Feynmandiagramme direkter Produktionsmechanismen neutraler Higgsbosonen h^0 und a^0 im CP-erhaltenden NMSSM in führender Ordnung Störungstheorie [32]. h steht für ein skalares, a für ein pseudoskalares Higgsteilchen und V steht für die Vektorbosonen W^\pm und Z .

- c) In der Vektorbosonfusion können bei Abwesenheit von CP -Verletzung in führender Ordnung nur Higgsskalare erzeugt werden. Dieser Kanal ist für große Massen eines standardmodellartigen Higgsskalars m_h wichtig.
- d) Der Higgsstrahlungs-Prozess ist die Abwandlung des Suchkanals am LEP-Beschleuniger [42] für einen $q\bar{q}$ Ausgangszustand, bei dem ein virtuelles elektroschwaches Vektorboson ein Higgsskalar abstrahlt.

Ein mögliches Szenario für die direkte Produktion einzelner geladener Higgsbosonen H^\pm ist aus den Zerfällen, falls dies kinematisch erlaubt ist, aus produzierten t -Quarks heraus

$$pp \rightarrow gb \rightarrow tH^- \quad . \quad (5.1)$$

Falls die Energien so groß sind, dass die Gluonluminositäten hoch sind, können sie in Gluonfusion dort mit einem kleinen Beitrag aus Quarkannihilation zusammen mit t - und b -Quarks in der Reaktion

$$pp \rightarrow gg, q\bar{q} \rightarrow tH^- \bar{b} \quad (5.2)$$

erzeugt werden. Die Produktion des H^+ erhält man natürlich aus obigen Reaktionen durch Ladungskonjugation des Zwischen- und Endzustands [26].

5.2. Produktion in Kaskadenzerfällen

Eine weitere Möglichkeit der Produktion von Higgsbosonen h^0, a^0, H^\pm besteht in Kaskadenzerfällen aus farbgeladenen Sparticles, den Squarks \tilde{q} und Gluinos \tilde{g} über Zerfälle der Neutralinos $\tilde{\chi}^0$ und/oder Charginos $\tilde{\chi}^\pm$. Da sie der starken Wechselwirkung unterliegen, werden Squarks und Gluinos falls sie Massen um 1 TeV besitzen, an Hadroncollidern in großen Mengen, mit Wirkungsquerschnitten $\sigma_{tot} \approx 10^1 \div 10^2$ pb produziert [43], sogar obwohl sie zumeist zu den schwersten Teilchen des Massenspektrums gehören [18, 44]. In [43] ist eine Behandlung der Produktion farbgeladener Sparticles auf Next-To-Leading-Order gegeben.

Gluinos \tilde{g} können, da sie nur Farbladung tragen, ausschließlich in ein Quark q und das zugehörige ladungskonjugierte Squark $\tilde{\bar{q}}$ zerfallen. Falls dies kinematisch nicht erlaubt ist, weil die Gluinos zu schwer sind, werden also auf Baumgraphenniveau nur Dreikörperzerfälle über ein virtuelles Squark möglich sein. In diesem Fall dominieren die Zerfälle $\tilde{g} \rightarrow q'\tilde{\chi}^0/\tilde{\chi}^\pm$ in Charginos $\tilde{\chi}^\pm$ und Neutralinos $\tilde{\chi}^0$. Mit dem Vorhandensein dieser Teilchen ist eine gute Chance verbunden, in ihren Zerfällen in leichtere Neutralinos oder Charginos Higgsbosonen h^0, a^0, H^\pm gemäß der Kopplungen im Superpotential (4.6) proportional zu λ und κ zu produzieren. Die Kaskade liest sich damit wie folgt [44]:

$$\begin{aligned} pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}, \tilde{q}\tilde{q}, \tilde{q}\tilde{q}^* &\rightarrow \tilde{\chi}_m^\pm, \tilde{\chi}_l^0 + X \\ &\rightarrow \tilde{\chi}_k^\pm, \tilde{\chi}_j^0 + h_i^0, a_i^0, H^\pm + X \quad \text{mit } m, l > i, j \quad . \end{aligned} \quad (5.3)$$

Die Betrachtung von Kaskadenzerfällen lässt sich außer als zusätzlicher Quelle von Higgsbosonen - insbesondere von schwer zu produzierenden Singlet-artigen - außerdem noch durch folgenden Punkt motivieren: Die Erforschung der Kopplungen zwischen Sparticles an Higgsbosonen ermöglicht es, aus der Struktur der supersymmetrischen Lagrangedichte bei zugänglichen Energien die Hochenergiestruktur der Theorie abzuleiten, sowie Aussagen über den elektroschwachen Sektor zu treffen [44].

5.3. Bisherige Studien

Suchen nach neutralen Higgsbosonen benutzten direkte Produktionsmechanismen, um ein No-Lose-Theorem für den LHC ableiten zu können, also die Aussage dass zumindest ein Higgsboson nachgewiesen werden kann. Unter Annahmen von Abwesenheit von Landau-Singularitäten für die Kopplungen bis zur GUT-Skala, sowie Ausschluss von Higgs-nach-Higgs-Zerfällen der Form $h \rightarrow hh, h \rightarrow aa, h \rightarrow H^+H^-, h \rightarrow aZ, a \rightarrow ha, a \rightarrow hZ, h/a \rightarrow H^\pm W^\mp, h/a \rightarrow t\bar{t}$ und des Zerfalls $t \rightarrow H^+b$, konnte in [45] zumindest teilweise eine Aussage getroffen werden, dass mindestens ein neutrales Higgsskalar bei einer integrierten Luminosität von 600 fb^{-1} entdeckt werden kann. Higgs-nach-Higgs-Zerfälle wurden durch geeignete Bedingungen an die Teilchenmassen kinematisch unmöglich oder zumindest sehr unwahrscheinlich gemacht, der Parameterraum aber natürlich auch stark beschnitten [32]. Diese Studie wurde in [46] durch den Kanal $WW \rightarrow h \rightarrow aa$ ergänzt. Hierbei wurden ebenfalls die damals bekannten experimentellen Grenzen von LEP2 an die Prozesse $e^+e^- \rightarrow Zh$ und $e^+e^- \rightarrow Zh$

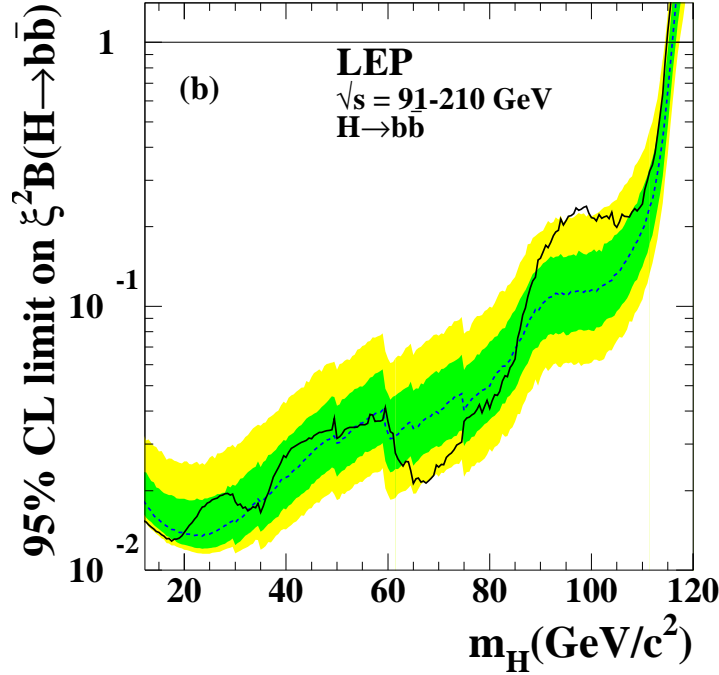


Abb. 5.2.: Beobachtetes Limit des Verhältnisses $(g_{HZZ}/g_{HZZ}^{SM})^2 \text{BR}(h \rightarrow b\bar{b})$ der Kopplung eines Higgsskalars an das Z -Boson gegenüber der gleichen Größe im Standardmodell multipliziert mit dem Verzweungsverhältnis des Zerfalls in ein $b\bar{b}$ -Paar in Abhängigkeit der Higgsmasse vom LEP-Detektor [33, 47].

beachtet, sowie die oben erwähnte Grenze an die Masse des leichten Charginos

$$m_{\tilde{\chi}_1^\pm} > 100 \text{ GeV} \quad , \quad (5.4)$$

die $|\mu_{eff}| > 100 \text{ GeV}$ gefordert. Werden weitere Higgs-nach-Higgs-Zerfälle beachtet, ist die Suche deutlich erschwert. Die Anzahl der dann vorgeschlagenen Szenarien und Suchkanäle würde den Rahmen dieser Arbeit sprengen. Somit soll der Vollständigkeit halber nur kurz auf den Fall eines Higgsskalarzerfalls in zwei Pseudoskalare $h \rightarrow aa$ eingegangen werden. Dieser Kanal ist aufgrund einer möglichen Erklärung der Abwesenheit einer Higgsentdeckung am LEP-Beschleuniger favorisiert, da mit einem solchen dominierenden Kanal das beobachtete Limit an die Größe $(g_{HZZ}/g_{HZZ}^{SM})^2 \text{BR}(h \rightarrow b\bar{b})$ des quadrierten Verhältnisses der Kopplung eines Higgsskalars an das Z -Boson gegenüber der gleichen Größe im Standardmodell multipliziert mit dem Verzweungsverhältnis des Zerfalls in ein $b\bar{b}$ -Paar verkleinert wird. Der zugehörige Ausschluss-Plot ist in Abb. 5.2 dargestellt. Die Zerfälle der Pseudoskalare in $b\bar{b}$ -Paare sind dabei problematisch, da der Untergrund der QCD zu dominant ist [32]. Unter besseren Vorzeichen stehen Prozesse, bei denen Zerfälle der Pseudoskalare $a \rightarrow \tau\tau$ beitragen. Falls dieser Zerfallsweg oder ein Zerfall in Jets außer b -Jets dominieren, wurde in [48] für eine Higgsmasse zwischen 90 und 100 GeV ein No-Lose-Theorem unter Anwendung des

Streuprozesses $pp \rightarrow p + h + p$ („central exclusive production“), der die Protonen intakt lässt und nur streut, angegeben. Für noch leichtere Endprodukte wie $a \rightarrow \mu\mu$ ergeben sich sehr gute Detektierbarkeiten. In [49], wo am TeVatron-Beschleuniger nach den Endzuständen $h \rightarrow aa \rightarrow \mu\mu\mu\mu, \mu\mu\tau\tau$ gesucht wurde, konnten daher aus der Nichtentdeckung Limits an $\sigma(pp \rightarrow H + X) \cdot \text{BR}(H \rightarrow A_1 A_1) \cdot \text{BR}^2(A_1 \rightarrow \mu^+ \mu^-) \lesssim 10\text{fb}$ für $2m_\mu < m_{A_1} < 2m_\tau$ gesetzt werden. Für genauere Behandlungen von Studien über die Entdeckung des Higgsbosons im NMSSM soll an dieser Stelle auf [32] und die darin zitierten Quellen weiterverwiesen werden.

Untersuchungen von Szenarien für Entdeckungsmöglichkeiten von Higgsbosonen im MSSM in Kaskadenzerfällen wurden in [44] verschiedene Massenverhältnisse im farbgeladenen Sparticle-Sektor durchgeführt. Das Ergebnis ist, dass auf diese Art und Weise eine Entdeckung tatsächlich möglich erscheint, da der Produktionsquerschnitt für Higgsbosonen bis in Größenordnungen von 0,1 bis sogar 10^2 pb reicht [44].

KAPITEL 6

Suche nach NMSSM-Higgsbosonen in Kaskadenzerfällen

Ziel dieser Diplomarbeit war es, in Kaskadenzerfällen, wie sie in Abschnitt 5.2 eingeführt wurden, insbesondere nach hauptsächlich Singlet-artigen Higgsskalaren h_i^0 und -pseudoskalaren a_j^0 zu suchen. Aufgrund ihrer unterdrückten Kopplungen an alle Teilchen außerhalb des Higgssektors ergeben sich die besten Entdeckungschancen in den Reaktionen

$$\tilde{\chi}_k^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_j^\pm + h_i^0/a_i^0 \quad (6.1)$$

$$\tilde{\chi}_k^0 \rightarrow \tilde{\chi}_j^0 + h_i^0/a_i^0 \quad . \quad (6.2)$$

Ein Higgsteilchen h_i^0, a_j^0 gilt hier als Singlet-artig, falls für den entsprechenden Eintrag in der skalaren Mischungsmatrix (4.30)

$$|(Z_H)_{i3}| \geq \frac{1}{\sqrt{2}} \quad (6.3)$$

bzw. in der pseudoskalaren Mischungsmatrix (4.38)

$$|(Z_A)_{(i+1)3}| \geq \frac{1}{\sqrt{2}} \quad (6.4)$$

gilt. Der Wirkungsquerschnitt für die Produktion eines Higgsteilchens σ über einen Kaskadenzerfall lässt sich in Narrow-Width-Näherung als Produkt aus dem Produktionswirkungsquerschnitt für farbgeladene Sparticles $\sigma(pp \rightarrow \tilde{c}_c \tilde{c}_c)$ mit den Verzweigungsverhältnissen darauffolgender Reaktionen als

$$\sigma = \sigma(pp \rightarrow \tilde{c}_c \tilde{c}_c) \text{BR}(\tilde{c}_c \rightarrow \chi^{0,\pm} + Y) \text{BR}(\tilde{\chi}_k^{0,\pm} \rightarrow \tilde{\chi}_j^{0,\pm} + h_i^0/a_i^0) \quad (6.5)$$

schreiben.

6.1. Analytische Rechnung auf Baumgraphenniveau

Die Zerfallsbreite des letzten Schritts der Kaskade für die Produktion eines neutralen Higgsbosons soll in diesem Abschnitt für das NMSSM in führender Ordnung

6. Suche nach NMSSM-Higgsbosonen in Kaskadenzerfällen

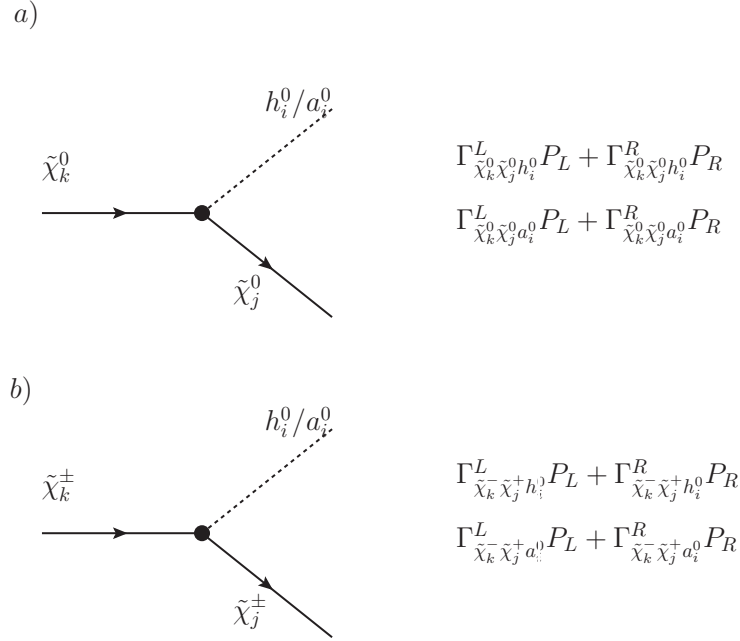


Abb. 6.1.: Feynmangraphen in führender Ordnung Störungstheorie für die Produktion neutraler Higgsbosonen im NMSSM in Neutralino- bzw. Charginozerfällen.

Störungstheorie berechnet werden. Die zugehörigen Vertizes sind in Abb. 6.1 dargestellt. Für den Neutralino- und Chargino-Zerfall ergeben sich die Vertizes aus den chiralen Wechselwirkungen (3.39a), den Yukawa-Wechselwirkungen (3.39c) für das NMSSM-Superpotential (4.6) mit den Mischungen der Eicheigenzustände gemäß (4.30), (4.38) und (4.43). Die Bezeichnungen können in Abb. 6.1 anschaulich abgelesen werden. Für den Fall einer Interaktion von Neutralinos mit neutralen Higgs skalaren erhält man

$$\begin{aligned}
 \Gamma_{\tilde{\chi}_k^0 \tilde{\chi}_j^0 h_i^0}^L &= \frac{i}{2} G_h \\
 &= \frac{i}{2} \left(-g Z_{k2}^{N*} Z_{j3}^{N*} Z_{31}^H + \sqrt{2} \lambda Z_{k5}^{N*} Z_{j4}^{N*} Z_{i1}^H + \sqrt{2} \lambda Z_{k4}^{N*} Z_{j5}^{N*} Z_{i1}^H \right. \\
 &\quad - g' Z_{k4}^{N*} Z_{j1}^{N*} Z_{i2}^H + g Z_{k4}^{N*} Z_{j2}^{N*} Z_{i2}^H + \sqrt{2} \lambda Z_{k5}^{N*} Z_{j3}^{N*} Z_{i2}^H + g Z_{k2}^{N*} Z_{j4}^{N*} Z_{i2}^H \\
 &\quad + g' Z_{k1}^{N*} \left(Z_{j3}^{N*} Z_{i1}^H - Z_{j4}^{N*} Z_{i2}^H \right) + \sqrt{2} \lambda Z_{k4}^{N*} Z_{j3}^{N*} Z_{i3}^H - 2\sqrt{2} \kappa Z_{k5}^{N*} Z_{j5}^{N*} Z_{i3}^H \\
 &\quad \left. + Z_{k3}^{N*} \left(g' Z_{j1}^{N*} Z_{i1}^H - g Z_{j2}^{N*} Z_{i1}^H + \sqrt{2} \lambda \left(Z_{j4}^{N*} Z_{i3}^H + Z_{j5}^{N*} Z_{i2}^H \right) \right) \right)
 \end{aligned} \tag{6.6}$$

$$\Gamma_{\tilde{\chi}_k^0 \tilde{\chi}_j^0 h_i^0}^R = \frac{i}{2} G_h^* \quad . \tag{6.7}$$

Analog ergibt sich für Higgs-Pseudoskalare

$$\begin{aligned}
 \Gamma_{\tilde{\chi}_k^0 \tilde{\chi}_j^0 a_i^0}^L &= \frac{1}{2} G_a \\
 &= \frac{1}{2} \left(-g Z_{k2}^{N*} Z_{j3}^{N*} Z_{(i+1)1}^A - \sqrt{2} \lambda Z_{k5}^{N*} Z_{j4}^{N*} Z_{(i+1)1}^A - \sqrt{2} \lambda Z_{k4}^{N*} Z_{j5}^{N*} Z_{(i+1)1}^A \right. \\
 &\quad - g' Z_{k4}^{N*} Z_{j1}^{N*} Z_{(i+1)2}^A + g Z_{k4}^{N*} Z_{j2}^{N*} Z_{(i+1)2}^A - \sqrt{2} \lambda Z_{k5}^{N*} Z_{j3}^{N*} Z_{(i+1)2}^A + g Z_{k2}^{N*} Z_{j4}^{N*} Z_{(i+1)2}^A \\
 &\quad - Z_{k1}^{N*} \left(-g' Z_{j3}^{N*} Z_{(i+1)1}^A + g' Z_{j4}^{N*} Z_{(i+1)2}^A \right) - \sqrt{2} \lambda Z_{k4}^{N*} Z_{j3}^{N*} Z_{(i+1)3}^A \\
 &\quad + 2\sqrt{2} \kappa Z_{k5}^{N*} Z_{j5}^{N*} Z_{(i+1)3}^A - Z_{k3}^{N*} \left(-g' Z_{j1}^{N*} Z_{(i+1)1}^A + g Z_{j2}^{N*} Z_{(i+1)1}^A \right. \\
 &\quad \left. + \sqrt{2} \lambda \left(Z_{j4}^{N*} Z_{(i+1)3}^A + Z_{j5}^{N*} Z_{(i+1)2}^A \right) \right) \Big)
 \end{aligned} \tag{6.8}$$

$$\Gamma_{\tilde{\chi}_k^0 \tilde{\chi}_j^0 a_i^0}^R = \frac{1}{2} G_a^* \quad . \tag{6.9}$$

Der Wechselwirkungsververtex der Charginos mit neutralen Higgsskalaren lautet mit den Mischungsmatrizen nach (4.45)

$$\Gamma_{\tilde{\chi}_k^- \tilde{\chi}_j^+ h_i}^L = -i \frac{1}{\sqrt{2}} \left(g V_{j1}^* U_{k2}^* Z_{i2}^H + V_{j2}^* \left(g U_{k1}^* Z_{i1}^H + \lambda U_{k2}^* Z_{i3}^H \right) \right) \tag{6.10}$$

$$\Gamma_{\tilde{\chi}_k^- \tilde{\chi}_j^+ h_i}^R = -i \frac{1}{\sqrt{2}} \left(g V_{k1} U_{j2} Z_{i2}^H + V_{k2} \left(g U_{j1} Z_{i1}^H + \lambda U_{j2} Z_{i3}^H \right) \right) \tag{6.11}$$

und mit Higgspseudoskalaren

$$\Gamma_{\tilde{\chi}_k^- \tilde{\chi}_j^+ a_i^0}^L = -\frac{1}{\sqrt{2}} \left(g V_{j1}^* U_{k2}^* Z_{(i+1)2}^A + V_{j2}^* \left(g U_{k1}^* Z_{(i+1)1}^A - \lambda U_{k2}^* Z_{(i+1)3}^A \right) \right) \tag{6.12}$$

$$\Gamma_{\tilde{\chi}_k^- \tilde{\chi}_j^+ a_i^0}^R = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(g V_{k1} U_{j2} Z_{(i+1)2}^A + V_{k2} \left(g U_{j1} Z_{(i+1)1}^A - \lambda U_{j2} Z_{(i+1)3}^A \right) \right) \quad . \tag{6.13}$$

Diese Ergebnisse wurden mit dem Mathematica-Paket SARAH [50] erzeugt und sind [34] entnommen.

Mit Kenntnis dieser Vertizes kann die Zerfallsbreite Γ der obigen Zerfälle über

$$\begin{aligned}
 \Gamma(\chi_k^{0,\pm} \rightarrow \tilde{\chi}_j^{0,\pm} + h_i^0/a_i^0) &= \\
 &= \frac{1}{32\pi^2 m_k} \int d^3 p_j d^3 p_i \delta^{(4)}(p_k - p_j - p_i) \frac{|\overline{\mathcal{M}}|^2}{\sqrt{p_j^2 + m_j^2} \sqrt{p_i^2 + m_i^2}} \tag{6.14}
 \end{aligned}$$

nach Spinmittelung bzw. -summation des Betragsquadrats der Feynman-Amplitude \mathcal{M} berechnet werden [6, 11]. Für Vertizes der Form $\Gamma_{kji}^L P_L + \Gamma_{kji}^R P_R$ gemäß Abb. 6.1 kann durch Auswertung der Gleichung (6.14) mit der Feynman-Amplitude nach Mittelung über einlaufende und Summation über auslaufende Spins

$$|\overline{\mathcal{M}}|^2 = p_k p_j \left(\Gamma_{kji}^L \Gamma_{kji}^{L*} + \Gamma_{kji}^R \Gamma_{kji}^{R*} \right) + m_k m_j \left(\Gamma_{kji}^L \Gamma_{kji}^{R*} + \Gamma_{kji}^R \Gamma_{kji}^{L*} \right) \tag{6.15}$$

6. Suche nach NMSSM-Higgsbosonen in Kaskadenzerfällen

als Ergebnis im Ruhesystem des zerfallenden Teilchens

$$\Gamma(\chi_k^{0,\pm} \rightarrow \tilde{\chi}_j^{0,\pm} + h_i^0/a_i^0) = \frac{s}{8\pi} \left((\Gamma_{kji}^L \Gamma_{kji}^{L*} + \Gamma_{kji}^R \Gamma_{kji}^{R*}) \frac{m_k^2 + m_j^2 - m_i^2}{2m_k^2} + (\Gamma_{kji}^L \Gamma_{kji}^{R*} + \Gamma_{kji}^R \Gamma_{kji}^{L*}) \frac{m_j}{m_k} \right) \quad (6.16)$$

erhalten werden, wobei die Abkürzung

$$s = \frac{1}{2m_k} \sqrt{m_k^4 + m_j^4 + m_i^4 - 2m_i^2 m_j^2 - 2m_k^2 m_j^2 - 2m_k^2 m_i^2} \quad (6.17)$$

benutzt wurde.

6.2. Parameterraum-Studie

Begonnen wurde mit der Suche nach Parameterraumpunkten, bei denen das leichteste neutrale Higgsboson ein Singlet gemäß Gl. (6.3) oder Gl. (6.4) ist, und ausreichend stark in Neutralino- oder Charginozerfällen produziert wird. Als untere Grenze für das Verzweigungsverhältnis des Higgs-produzierenden Schritts wurde

$$\text{BR}(\chi_k^{0,\pm} \rightarrow \tilde{\chi}_j^{0,\pm} + h_i^0/a_i^0) > 15\% \quad (6.18)$$

bestimmt, damit der totale Wirkungsquerschnitt für eine Produktion eines Higgs-singlets insgesamt ausreichend groß angenommen werden kann. Ausgegangen wurde von einem Datensatz von ca. 30000 Parameterraumpunkten aus einem Random-Scan des NMSSM-Parameterraums [51]. Mit Hilfe von **SPheno** [52] wurden darin unter Berücksichtigung der folgenden zusätzlichen Einschränkungen passende Parametersätze gesucht:

- Das leichteste Neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ ist das LSP.
- Die Beschränkung $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} > 100\text{GeV}$ (vgl. 5.4) an die Masse des leichtesten Charginos ist erfüllt.

Interessanterweise wurden darin nur Zerfälle mit ausschließlich neutralen Teilchen gefunden, in denen das Singlet-Higgs das leichteste aller Higgsskalare bzw. Pseudoskalare ist. Um einen Eindruck davon zu erhalten, wie groß der mit den obigen Bedingungen kompatible Parameterbereich in der Nähe der gefundenen Punkte ist, wurde daraufhin ein Parameterraum-Scan in den Parametern λ , κ und v_s durchgeführt, auch um die Abhängigkeit in den relevanten Größen λ , κ und v_s festzustellen. Es wurden die Kopplungen λ und κ um den Random-Scan-Wert in einem Bereich $0 < |\lambda|, |\kappa| < 1$ ohne Vorzeichenwechsel variiert, während v_s in einem Bereich von $\pm 500\text{ GeV}$ um den Ursprungswert verändert wurde, wenn möglich. Falls die Bedingungen des Neutralino-LSP, des Chargino-Bounds $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} > 100\text{GeV}$ und die Bedingung an den Singlet-Charakter des Higgs-Teilchens erfüllt waren, wurden die Verzweigungsverhältnisse der Neutralino-Zerfälle aufgezeichnet.

Es konnten 28 Parameterraumpunkte gefunden werden, die obige Bedingungen erfüllen.

Von diesen 28 Punkten wurden die fünf mit den größten Variationsbereichen herausgegriffen, um den typischen Einfluss der Parameter auf die interessanten Verzweungsverhältnisse zu erkennen, sowie ein stark beschränktes Beispiel und eine kurze Beschreibung des Punktes, der in der Monte-Carlos-Studie verwendet wird. Die übrigen Parametersätze sind im Anhang A zu finden.

Im Folgenden sind alle Werte außer v_s und $\tan\beta$ an der GUT-Skala angegeben.

6.2.1. Große Variationsmöglichkeiten in κ und v_s

$A_\lambda[\text{GeV}]$	$A_\kappa[\text{GeV}]$	λ	κ	$v_s[\text{GeV}]$	$m_0[\text{GeV}]$	$m_{1/2}[\text{GeV}]$	$A_0[\text{GeV}]$	$\tan\beta$
1103.	104.	-0.36	-0.39	1179.	2500.	456.	3578.	12

(6.19)

- BR = 63,67%

Bei diesem Punkt ergab der Scan, dass in Abhängigkeit von v_s breite Variationen in κ möglich sind, während $\lambda = -0,36$ nicht stark verändert werden kann, ohne ein Spektrum mit einer negativen Pseudoskalar-Masse (siehe Abb. 6.2), oder einer kinematisch nicht mehr zugänglichen Masse zu erzeugen. Die Ergebnisse für den Zerfall $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + a_1^0$ sind in Abb. 6.4 dargestellt. Außerdem gibt es bei diesem Punkt akzeptable Verzweungsverhältnisse $\tilde{\chi}_3^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + a_1^0$, deren Abhängigkeit von κ und v_s in Abb. 6.3 und Abb. 6.4 dargestellt ist.

Für $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + a_1^0$ ist zu erkennen, dass das Verzweungsverhältnis mit größer werdendem κ abnimmt. Dies erklärt sich natürlich durch die Vergrößerung der Masse des Pseudoskalars. Zur Unterstützung dieser Aussage ist in Abb. 6.2 die Masse des Pseudoskalars $m_{a_1^0}$ für $v_s = 1179$ GeV aufgetragen. Man erkennt, dass für $\tilde{\chi}_3^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + a_1^0$

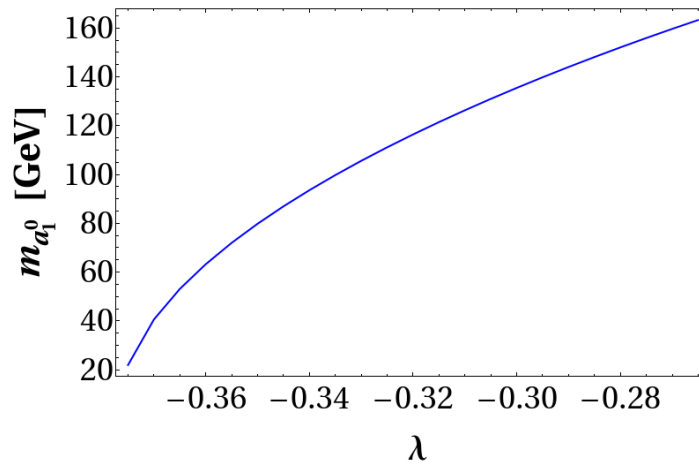


Abb. 6.2.: Abhängigkeit der Masse des leichten pseudoskalaren Singlets von λ für den Parameterraumpunkt (6.19).

6. Suche nach NMSSM-Higgsbosonen in Kaskadenzerfällen

in der Regel das Verzweigungsverhältnis für gleiches κ mit größer werdendem v_s zunimmt, was durch eine damit einhergehende Vergrößerung des Higgsino-Anteils im für kleine v_s hauptsächlich Bino-artigen Mutterteilchen $\tilde{\chi}_3^0$ erklärt werden kann. Dass das Verzweigungsverhältnis mit größer werdendem $|\kappa|$ zunimmt, liegt an der Verringerung der Masse des Singlet-Pseudoskalars.

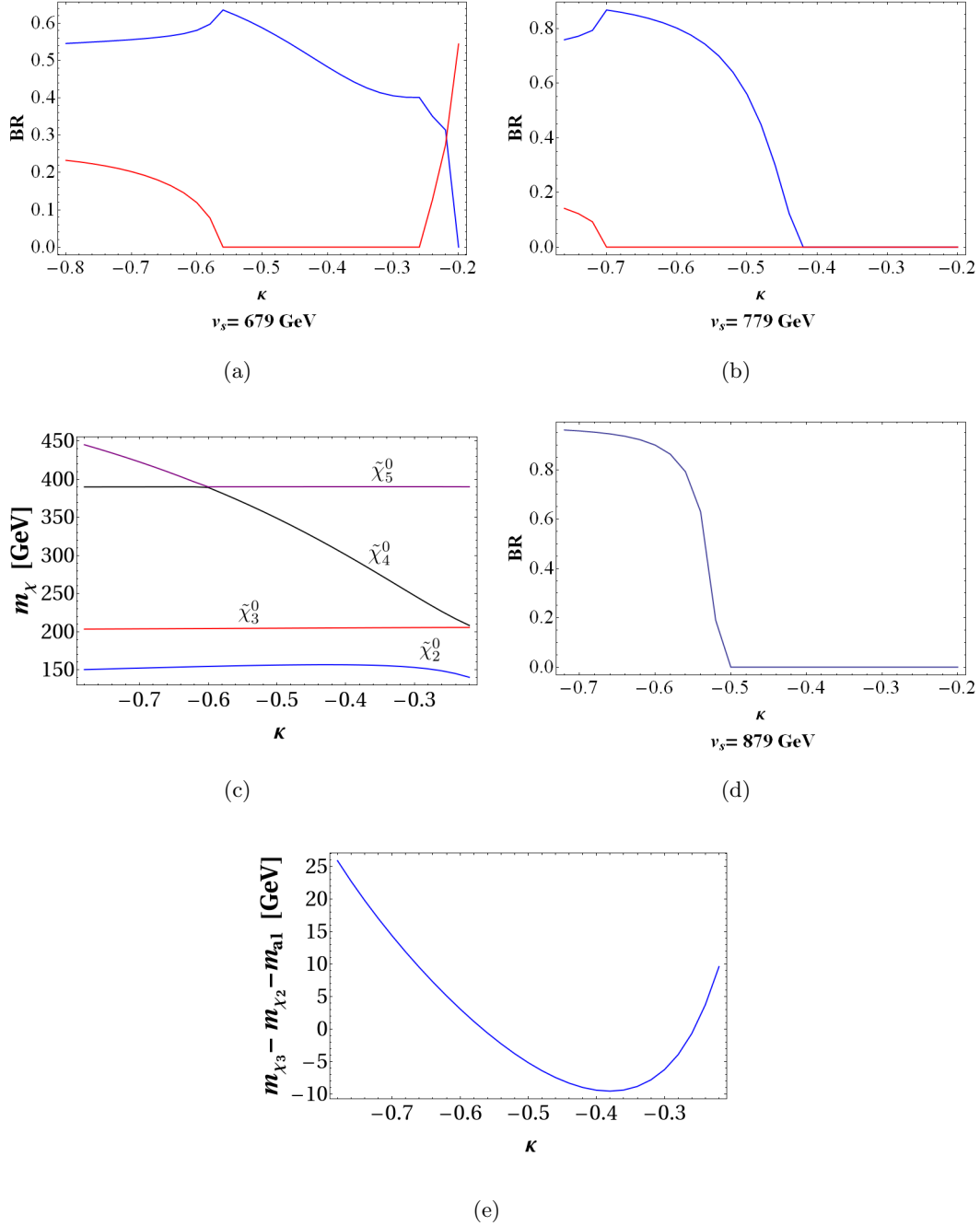


Abb. 6.3.: Abhängigkeit der Verzweungsverhältnisse $\text{BR}(\tilde{\chi}_3^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + a_1^0)$ (blau) und $\text{BR}(\tilde{\chi}_3^0 \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 + a_1^0)$ (rot) von κ für den Parameterraumpunkt (6.19) für $v_s = 679$ GeV (Abb. 6.3(a)), $v_s = 779$ GeV (Abb. 6.3(b)), und $v_s = 879$ GeV (Abb. 6.3(d)). Den Verlauf der Neutralino-Massen zeigt Abb. 6.3(c) für $v_s = 679$ GeV als Funktion von κ . In Abb. 6.3(e) ist die Massendifferenz zwischen Mutter- und Tochterteilchen für den Zerfall $\text{BR}(\tilde{\chi}_3^0 \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 + a_1^0)$ ebenfalls für $v_s = 679$ GeV angegeben.

6. Suche nach NMSSM-Higgsbosonen in Kaskadenzerfällen

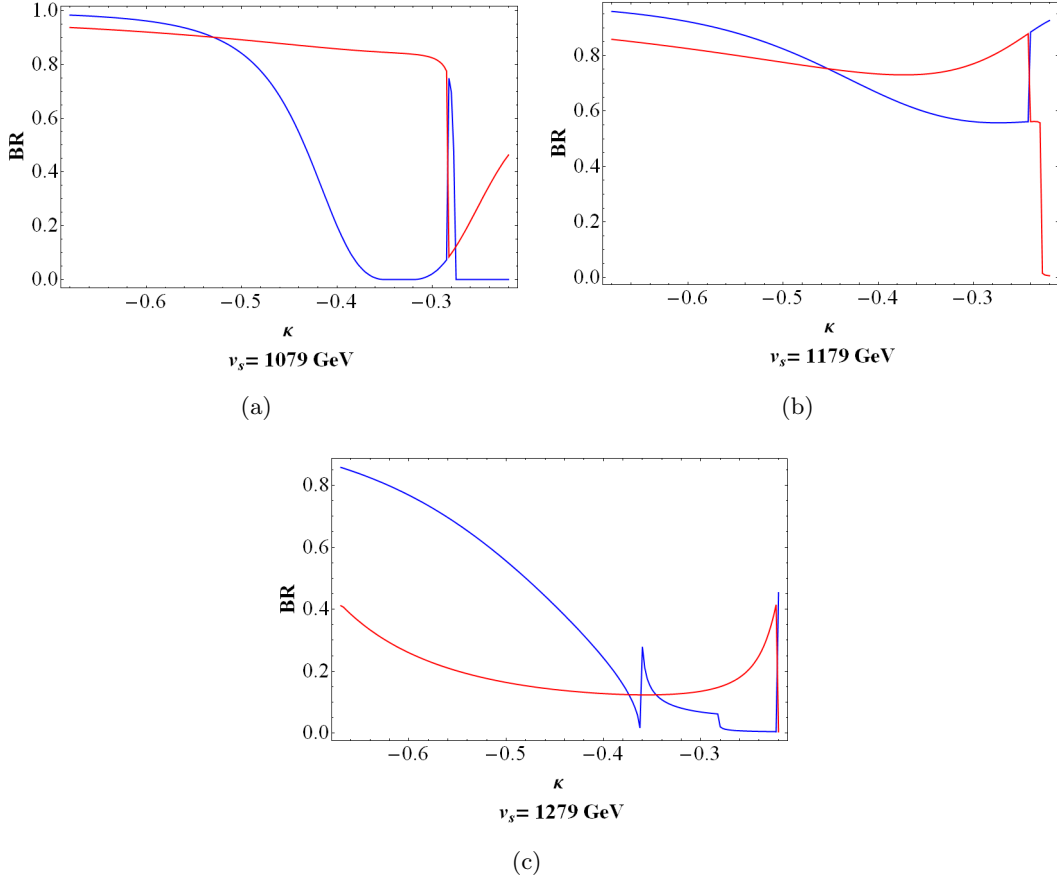


Abb. 6.4.: Abhängigkeit der Verzweungsverhältnisse $\text{BR}(\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + a_1^0)$ (blau) und $\text{BR}(\tilde{\chi}_3^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + a_1^0)$ (rot) von κ für den Parameterraumpunkt (6.19) für $v_s = 1079 \text{ GeV}$ (Abb. 6.4(a)), $v_s = 1179 \text{ GeV}$ (Abb. 6.4(b)) und $v_s = 1279 \text{ GeV}$ (Abb. 6.4(c)).

Die unregelmäßigen Verläufe der Verzweungsverhältnisse für große κ haben den gleichen Ursprung. Dies sind zum einen die Stellen, an denen die fast massenentarteten $\tilde{\chi}_2^0$ und $\tilde{\chi}_3^0$ ihre Massenhierarchie ändern (siehe Abb. 6.3 und Abb. 6.4), oder ein Zerfallskanal in einen kinematisch verbotenen Bereich hineinläuft, so dass ein etwaiger Konkurrenzprozess wichtiger wird. Dies soll für $v_s = 679 \text{ GeV}$ genauer ausgeführt werden. Wie man in Abb. 6.3(c) erkennen kann, treten bei diesem Graphen mehrfach Massenhierarchieänderungen innerhalb der Neutralinos auf, die die auftretenden Sprünge im Verzweungsverhältnis durch die abrupten Änderungen der Naturen der Neutralinos erklären. Außerdem ändern sich Massen mit κ derart, dass Reaktionen in bestimmten κ -Intervallen kinematisch verboten werden, wie in Abb. 6.3(e) für $v_s = 679 \text{ GeV}$ dargestellt ist. Diese Behandlung auftretender Sprünge behält auch für die größeren v_s , wie z.B. bei $v_s = 1179 \text{ GeV}$ ihre Gültigkeit.

Nichtsdestotrotz sind bei diesem Parameterraumpunkt also große Variationen insbesondere im Wert von κ und v_s möglich, ohne dass der Verzweigungsschnitt eines Reaktionsschritts der Produktion eines singletartigen Higgspsseudoskalars zu klein wird.

6.2.2. Große Variationsmöglichkeiten in v_s

Ein häufig auftretendes Szenario ist, dass nur v_s deutlich verändert werden kann, während λ und κ fest beschränkt sind.

$A_\lambda[\text{GeV}]$	$A_\kappa[\text{GeV}]$	λ	κ	$v_s[\text{GeV}]$	$m_0[\text{GeV}]$	$m_{1/2}[\text{GeV}]$	$A_0[\text{GeV}]$	$\tan\beta$
-1429.	-287.	-0.31	-0.62	1113.	1497.	228.	-1552.	19

(6.20)

- $\text{BR}(\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + a_1^0) = 85,44\%$

Die starke Einschränkung auf λ ist hier wieder auf die Sensitivität der Masse $m_{a_1^0}$, die in Abb. 6.5 dargestellt ist, zurückzuführen, da für kleine $|\lambda|$ das Massenquadrat negativ wird, wohingegen im entgegengesetzten Fall die Masse des a_1^0 schnell größer wird, so dass sie die Massendifferenz der am Zerfall beteiligten Neutralinos überschreitet. Analoges ist über κ auszusagen. Die Abhängigkeit des Verzweigungsverhältnisses und der Mischungen der Neutralinos ist in Abb. 6.6 gezeigt.

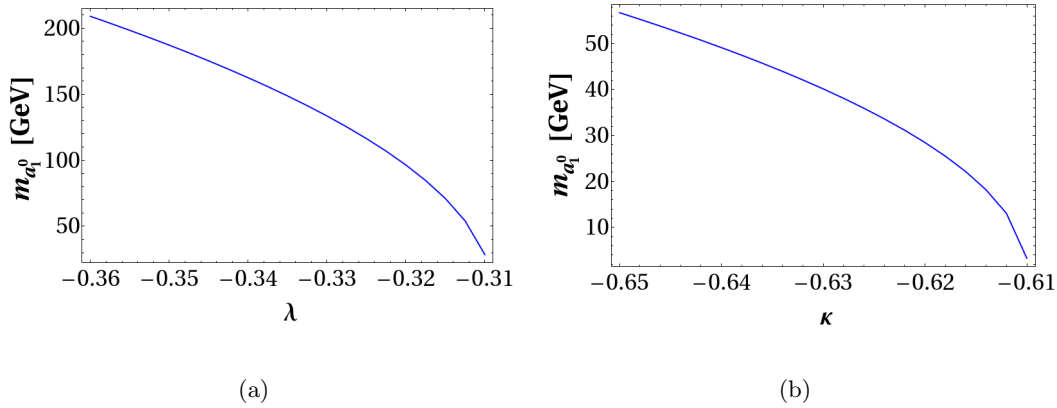


Abb. 6.5.: Abhängigkeit der pseudoskalaren Singletmasse $m_{a_1^0}$ von λ (Abb. 6.5(a)) und von κ (Abb. 6.5(b)) für den Parametersatz (6.20).

Dass die Verzweigungsverhältnisse mit größer werdendem v_s tendenziell geringer werden, lässt sich damit erklären, dass durch Erhöhung von v_s die Massen der Higgsinos angehoben werden, womit ihre Anteile der am Zerfall beteiligten eher leichten Neutralinos $\tilde{\chi}_1^0$ und $\tilde{\chi}_2^0$ abnehmen, und somit die relevante Kopplung $\sim \lambda \tilde{H}_u^0 \tilde{H}_d^0 S$ weniger stark wird. Diese sind wegen des verhältnismäßig kleinen Werts von $m_{1/2}$ nämlich zu großen Teilen Gaugino-artig. Das Verhalten der Beimischungen der relevanten Neutralinos ist in Abb. 6.6 dargestellt. Auch für kleine v_s folgt das Verzweigungsverhältnis dem Verhalten des Higgsino-Anteils des $\tilde{\chi}_2^0$. Für größere v_s als gezeigt erlangt a_1^0 ein negatives Massenquadrat, während für kleinere das Chargino wegen kleiner werdender Beiträge durch den effektiven μ -Term immer leichter wird, und somit unter die experimentelle Grenze von 100 GeV rutscht.

6. Suche nach NMSSM-Higgsbosonen in Kaskadenzerfällen

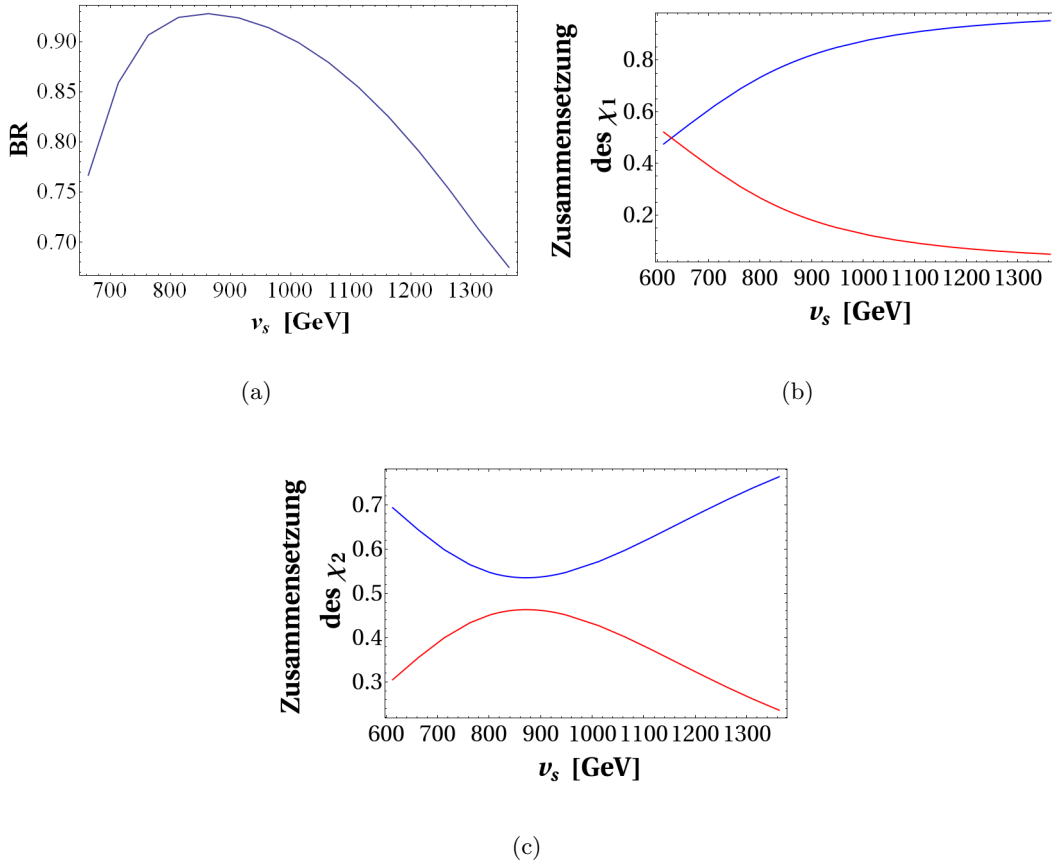


Abb. 6.6.: Abhängigkeit des Verzweigungsverhältnisses $\text{BR}(\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + a_1^0)$ vom Singlet-Vakuumerwartungswert v_s für den Parametersatz (6.20) (Abb. 6.6(a)) und Darstellung der Abhängigkeit der Mischungen für die an der Reaktion beteiligten Neutralinos (Abb. 6.6(b) und 6.6(c)), dabei ist blau der Gaugino-Anteil $|Z_{i1}^N|^2 + |Z_{i2}^N|^2$ und rot der Higgsino-Anteil $|Z_{i3}^N|^2 + |Z_{i4}^N|^2$ abgebildet.

Es existieren auch interessante Fälle, bei denen im Parameterraum zwei Punkte nahe beieinanderliegen, deren Zerfälle in Higgsinglets mit verschiedenen CP -Eigenschaften enden.

A_λ [GeV]	A_κ [GeV]	λ	κ	v_s [GeV]	m_0 [GeV]	$m_{1/2}$ [GeV]	A_0 [GeV]	$\tan \beta$
3830.	349.	0.22	0.09	1533.	4891.	288.	-74.	48

(6.21)

- BR = 58,09%

Wie in Abb. 6.7 beobachtet werden kann, findet man über weite v_s -Bereiche gute Verzweigungsverhältnisse für Zerfälle von Neutralinos in Singlet-Higgsbosonen. Für die Parameterkombination $\lambda = 0,22$ und $\kappa = 0,09$ sind dies Zerfälle der $\tilde{\chi}_2^0$ in leichte

Pseudoskalare. Für $\lambda = 0,22$ und $\kappa = 0,04$ zerfällt das Neutralino $\tilde{\chi}_3^0$ mit einer großen Wahrscheinlichkeit in ein leichtes skalares Higgs-Singlet h_1^0 und eines der leichteren Neutralinos. Wie in Abb. 6.7(e) zu erkennen ist, folgt der Verlauf des Verzweigungsverhältnisses wieder dem Verlauf des Higgsinoanteils des $\tilde{\chi}_3^0$. Eine Erklärung für das schnelle Zulaufen der Kurven mit dem Skalar im Endzustand für kleine v_s zu kleinen BR ist, dass dort eine Massenhierarchieänderung zwischen $\tilde{\chi}_3^0$ und $\tilde{\chi}_4^0$ stattfindet, wie in Abb. 6.7(d) dargestellt. Für größere v_s als ≈ 1560 GeV verliert das h_1^0 seinen Singlet-Charakter, so dass diese Punkte uninteressant werden.

Nach oben und unten ist das λ -Spektrum durch die Tendenz eines der beiden, ein negatives Massenquadrat zu entwickeln, stark begrenzt. Das besagte Verhalten der Massen ist in Abb. 6.8 dargestellt. Die Abhängigkeit der Massen der leichtesten Higgsbosonen und ihrer Singlet-Anteile $|Z_{13}^H|^2$ bzw. $|Z_{23}^A|^2$ von κ ist in Abb. 6.9 gezeigt. Man erkennt, dass zum einen die Massen mit κ zunehmen und außerdem das Skalar immer weniger Singlet-artig wird. Für kleine κ dominiert das Skalar die Zerfälle, für leicht größere κ verliert es seinen Singlet-Charakter und wird somit uninteressant.

6. Suche nach NMSSM-Higgsbosonen in Kaskadenzerfällen

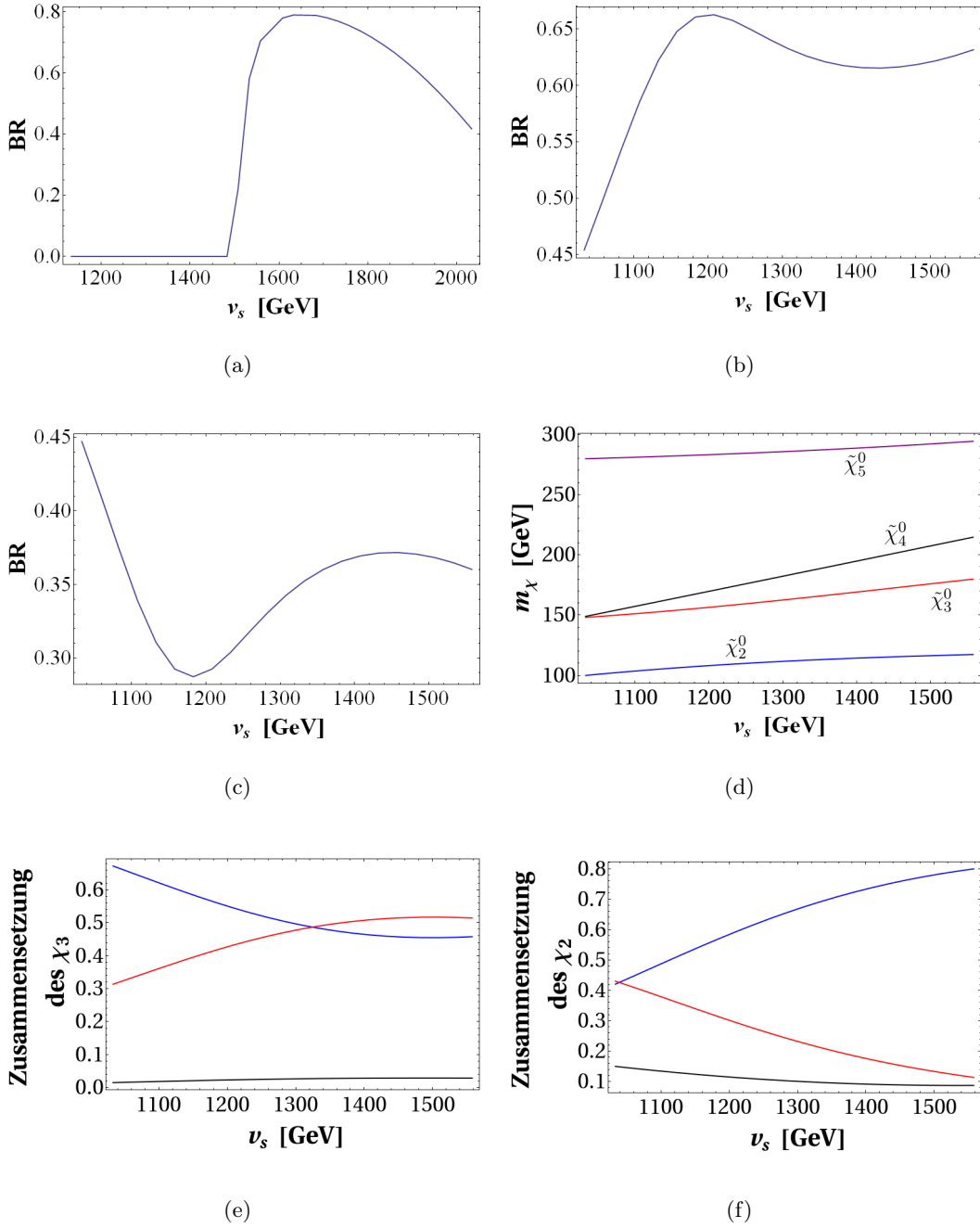


Abb. 6.7.: Abhängigkeit des Verzweigungsverhältnisses $BR(\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + a_1^0)$ (Abb. 6.7(a)) vom Singlet-Vakuumerwartungswert v_s für den Parametersatz (6.21) mit $\lambda = 0,22$ und $\kappa = 0,09$. Für $\lambda = 0,22$ und $\kappa = 0,04$ ist in Abb. 6.7(b) die Abhängigkeit des Verzweigungsverhältnisses $BR(\tilde{\chi}_3^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + h_1^0)$ und in Abb. 6.7(c) des Verzweigungsverhältnisses $BR(\tilde{\chi}_3^0 \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 + h_1^0)$ abgebildet. Die dazu gehörigen Verläufe der Neutralinomassen sind in Abb. 6.7(d) gezeigt. Abb. 6.7(e) und Abb. 6.7(f) zeigen den Verlauf der Beschaffenheit der schwereren Neutralinos für den Zerfall $BR(\tilde{\chi}_3^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + h_1^0)$ (rot Higgsino, blau Gaugino, schwarz Singlino).

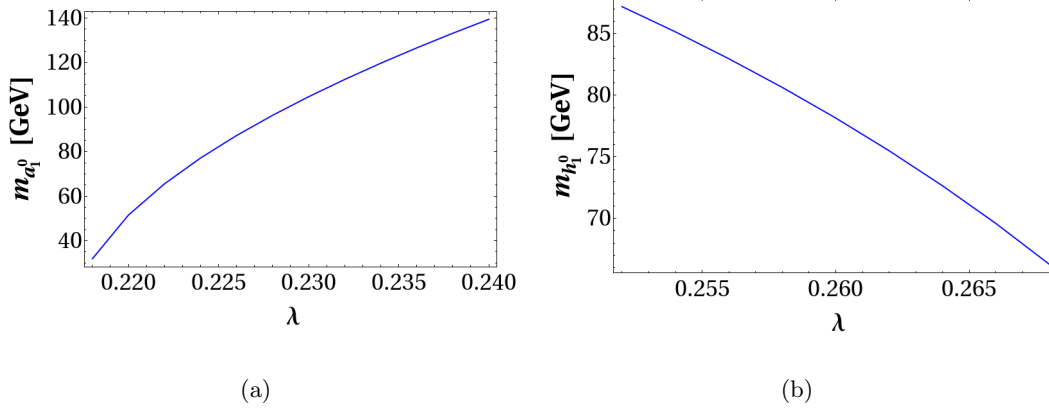


Abb. 6.8.: Abhängigkeit der Massen des leichten Higgs-Pseudoskalars $m_{a_1^0}$ (Abb. 6.8(a)) und des leichten Higgs-Skalars (Abb. 6.8(b)) von λ für den Parameterraumpunkt (6.21).

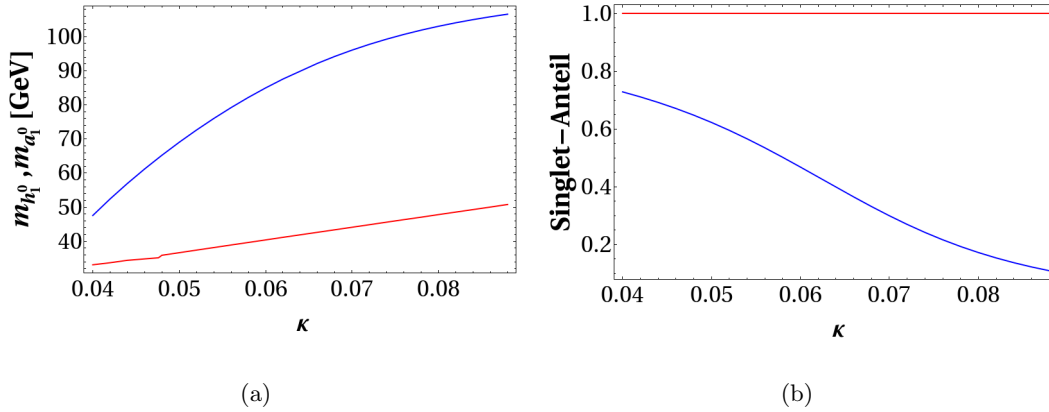


Abb. 6.9.: Abb. 6.9(a): Abhängigkeit der Massen der leichten Higgsbosonen von κ (Skalar blau, Pseudoskalar rot)
 Abb. 6.9(b): Abhängigkeit des Singlet-Anteils $|Z_{13}^H|^2$ bzw. $|Z_{23}^A|^2$ der leichten Higgsbosonen von κ (Skalar blau, Pseudoskalar rot).

A_λ [GeV]	A_κ [GeV]	λ	κ	v_s [GeV]	m_0 [GeV]	$m_{1/2}$ [GeV]	A_0 [GeV]	$\tan \beta$
4529.	315.	0.17	0.19	3293.	1634.	910.	-1084.	5

(6.22)

- $\text{BR}(\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + a_1^0) = 42,95\%$

Bei diesem Punkt fällt auf, dass nur für $\lambda = 0,17$ und $\kappa = 0,19$ akzeptable Spektren erzeugt werden können, wie Abb. 6.10 zeigt.

6. Suche nach NMSSM-Higgsbosonen in Kaskadenzerfällen

Wieder ist die Ursache eine große Sensitivität von $m_{a_1^0}$ von λ und κ , so dass in kleinen Abständen sich die Massen stark vergrößern, oder negativ werden können. Eine Variation von v_s verbleibt und ist auch möglich. Die Abhängigkeit des Verzweigungsverhältnisses $\text{BR}(\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + a_1^0)$ ist in Abb. 6.11 gezeigt. Während für $\text{BR}(\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + a_1^0)$ eine erwartete Verringerung bei größer werdenden v_s aufgrund einer Abnahme des Higgsino-Anteils im $\tilde{\chi}_1^0$ naiv erwartet und beobachtet werden kann, steigt $\text{BR}(\tilde{\chi}_3^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + a_1^0)$ mit v_s . Beides kann mit der Änderung der Higgsino-Anteile, wie sie in den Abb. 6.11(c) und 6.11(d) gezeigt ist, durch die Variation des v_s begründet werden. Da das $\tilde{\chi}_2^0$ gänzlich Higgsino ist, bemerkt es nur die Verminderung des Higgsino-Charakters des $\tilde{\chi}_1^0$, wohingegen $\tilde{\chi}_3^0$ einen gegenläufigen Trend dazu erfährt und das Verzweigungsverhältnis somit analog zu (6.21) steigt.

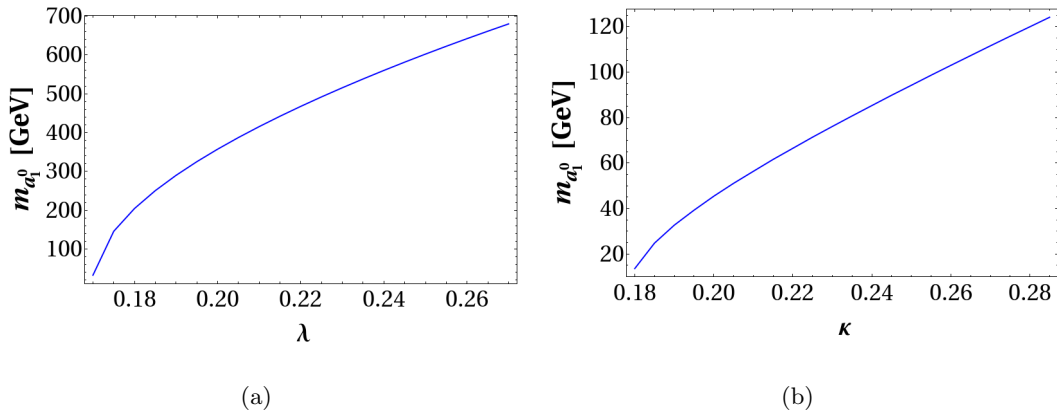


Abb. 6.10.: Abhängigkeit der Masse des pseudoskalaren Singlets $m_{a_1^0}$ für den Parametersatz (6.22) in Abhängigkeit von λ und κ .

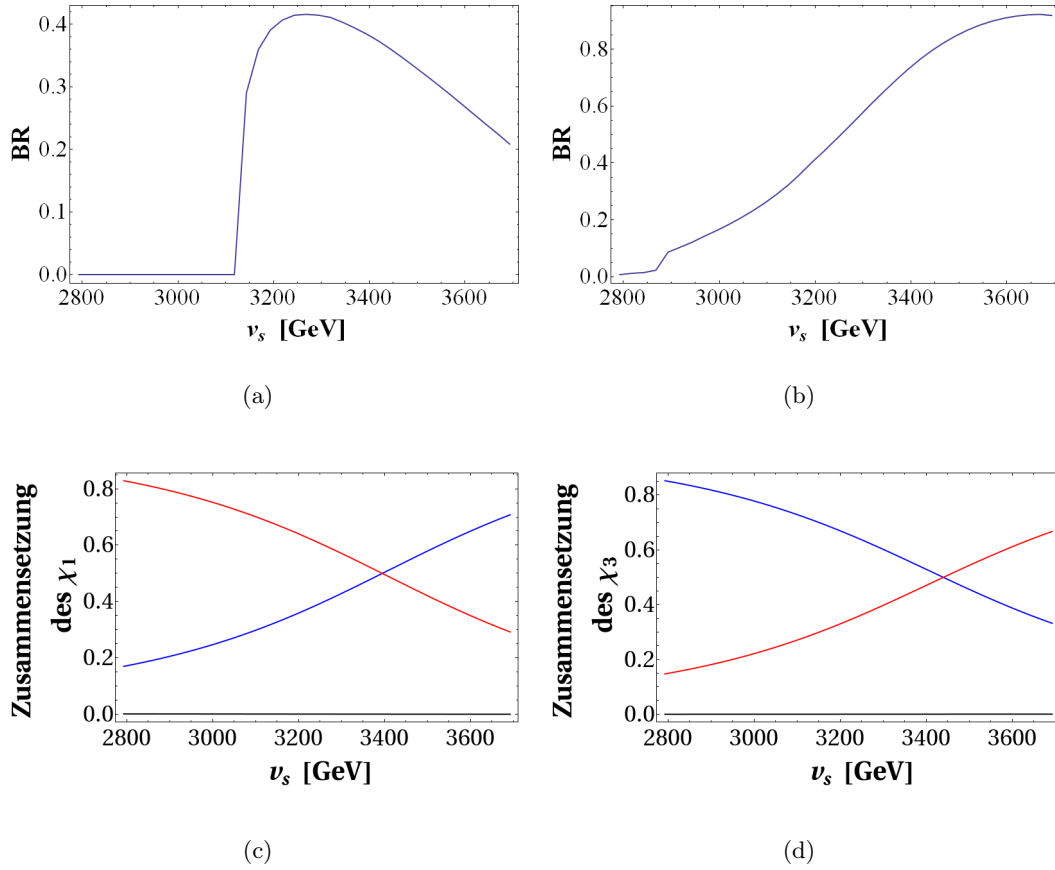


Abb. 6.11.: Abhängigkeit der Verzweungsverhältnisse $\text{BR}(\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + a_1^0)$ (Abb. 6.11(a)) und $\text{BR}(\tilde{\chi}_3^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + a_1^0)$ (Abb. 6.11(b)) vom Singlet-Vakuumerwartungswert v_s für den Parametersatz (6.22). In Abb. 6.11(c) und 6.11(d) sind blau der Gaugino-Anteil $|Z_{i1}^N|^2 + |Z_{i2}^N|^2$, rot der Higgsino-Anteil $|Z_{i3}^N|^2 + |Z_{i4}^N|^2$ und schwarz der Singlino-Anteil $|Z_{i5}^N|^2$ abgebildet.

Das folgende Szenario wurde für die Monte-Carlo-Studie ausgewählt.

A_λ [GeV]	A_κ [GeV]	λ	κ	v_s [GeV]	m_0 [GeV]	$m_{1/2}$ [GeV]	A_0 [GeV]	$\tan \beta$
250.	127.	0.32	0.09	1034.	2739.	388.	-3064.	10

(6.23)

- $\text{BR}(\tilde{\chi}_3^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + h_1^0) = 84,34\%$

Dieser Punkt ähnelt in seiner Konstitution dem Parameterset (6.21), da hier durch Veränderung von $\lambda = 0,32$ auf $\lambda = 0,27$ der Fokus von Zerfällen in Skalare auf Zerfälle des Typs $\tilde{\chi}_3^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + a_1^0$ in Pseudoskalare gesetzt werden kann.

6.2.3. Stark beschränkte Szenarien

Zum Schluss soll der Vollständigkeit halber noch ein Punkt vorgestellt werden, der in allen drei Parametern durch die restlichen festgelegt wird.

$A_\lambda[\text{GeV}]$	$A_\kappa[\text{GeV}]$	λ	κ	$v_s[\text{GeV}]$	$m_0[\text{GeV}]$	$m_{1/2}[\text{GeV}]$	$A_0[\text{GeV}]$	$\tan \beta$
3355.	1127.	0.41	0.19	1287.	3167.	129.	-629.	25

(6.24)

- BR = 84,53%

Die Variation ergibt, dass nur für die Werte im Bereich $v_s \approx [1187, 1287]$ GeV ein Spektrum bei unveränderten λ und κ generiert werden kann, das obigen Ansprüchen genügt. Für $v_s = 1187$ GeV beträgt das Verzweungsverhältnis dabei $\text{BR}(\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + a_1^0) = 91,70\%$. Die untere Grenze bei v_s spiegelt dabei wieder, dass für kleiner werdendes v_s die dazu proportionalen Beiträge zur Chargino-Masse abnehmen und man somit wegen des kleinen $m_{1/2}$ unter die Grenze (5.4) fällt. Die obere Grenze dafür liegt bei $v_s \approx 1310$ GeV und ist durch das Auftreten eines negativen Massenquadrats für das leichteste Higgs-Skalar bestimmt. Insgesamt besitzt dieser Punkt ein starkes Feintuning zwischen den Parametern, da bereits eine Änderung in λ um $-0,0007$ bei sonstigen Parametern wie in (6.24) kein Spektrum wegen eines negativen Massenquadrats für das leichte Pseudoskalar erzeugt werden kann und $+0,0078$ wegen eines negativen Massenquadrats für des leichte Higgsskalar erzeugt werden. In κ führt eine Änderung größer nach unten als $0,001$ zu negativ Massenquadraten beim leichten Higgsskalar, während eine Vergrößerung von κ nach oben um $0,019$ dazu führt, dass der obige Zerfallskanal nicht mehr kinematisch zugänglich ist, da die Masse vom Singlet a_1^0 mit κ wächst.

6.2.4. Fazit

Festzuhalten bleibt, dass vor allem die Kopplungen λ und κ starken Einfluss auf die Massen der Higgsbosonen ausüben, weshalb die Variabilität dieser Parameter tendentiell stark eingeschränkt ist. In Fällen wo dies nicht der Fall ist, wie z.B. (6.19), ergeben sich teils starke Auswirkungen auf den Neutralino-Sektor, die sich in Massenhierarchieänderungen äußern. v_s ist öfter veränderbar, und erlaubt korrekte Abschätzungen der Verläufe der Verzweungsverhältnisse, wenn die Naturen der beteiligten Neutralinos bekannt sind. Für konkretere Aussagen ist der Parameterraum jedoch zu groß.

6.3. Monte-Carlo-Studie

Um das Potential einer Entdeckung eines Higgs-Singlets in Kaskadenzerfällen zu untersuchen, wurde eine Monte-Carlo-Simulation auf Parton-Level für eine integrierte Luminosität $L = 100 \text{ fb}^{-1}$ mit dem Monte-Carlo-Simulator WHIZARD [53] durchgeführt, in den das NMSSM bereits implementiert ist [54]. Ausgangspunkt waren Proton-Proton-Kollisionen am LHC bei der Design-Schwerpunktsenergie von 14 TeV, wobei im Proton folgende Partonen

$$p = \{g, u, d, s, c\}$$

und ihre Antiteilchen berücksichtigt wurden. Die Massen der Partonen wurden vernachlässigt.

Aus den untersuchten Parameterraumpunkten wurde der Satz

$A_\lambda[\text{GeV}]$	$A_\kappa[\text{GeV}]$	λ	κ	$v_s[\text{GeV}]$	$m_0[\text{GeV}]$	$m_{1/2}[\text{GeV}]$	$A_0[\text{GeV}]$	$\tan \beta$
250	127	0.32	0.09	1034	2739	388	-3064	10

(6.25)

ausgewählt.

Mit einem Mischungsmatrixelement von $Z_{13}^N = -0,7390$ ist das leichteste Higgsskalar mit einer Masse von $m_{h_1^0} = 58,41 \text{ GeV}$ hauptsächlich ein Singlet. Es zerfällt mit einem Verzweigungsverhältnis $\text{BR}(h_1^0 \rightarrow b\bar{b}) = 84,34\%$ hauptsächlich in $b\bar{b}$ -Paare.

Vorbereitende Maßnahmen

Zunächst wurden mit der mit SARAH erzeugten Version des Spektrumgenerators SPheno [52] alle Teilchenmassen und -mischungen berechnet und Werte der Kopplungen des NMSSM aus dem Parametersatz (6.25) nach Evolution von der GUT-Skala auf die Wechselwirkungsskala bestimmt. Der Wert der Wechselwirkungsskala ist zu $Q = 1 \text{ TeV}$ gesetzt. Da für den gewählten Parametersatz der Wert für m_0 sehr groß ist, sind alle Squarks schwerer als die Gluinos, so dass nur bei diesen ein angemessener Produktionsquerschnitt erwartet werden kann. Die Massen der letzteren sind dagegen aufgrund des verhältnismäßig kleinen Werts für $m_{1/2}$ mit $m_{\tilde{g}} = 1038 \text{ GeV}$ nicht zu groß. Mit diesen Werten konnte der Produktionsquerschnitt für Gluino-Paarproduktion mit dem Programm Prospino [43] in führender Ordnung Störungstheorie im MSSM zu

$$\sigma_{\text{LO}}(pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}) = 133 \text{ fb} \quad (6.26)$$

berechnet werden, da die zusätzlichen Singlets des NMSSM weder in führender noch in nächst-führender Ordnung Einfluss haben. Als zugehörige Wechselwirkungsskala wurde der sogenannte „central value“, die mittlere Masse $m_{\tilde{g}}$ der produzierten Gluinos, verwendet, und dem Programm der zugehörige Wert der starken Kopplungskonstante

$$\alpha_s(m_{\tilde{g}}) = 0,0936919 \quad (6.27)$$

6. Suche nach NMSSM-Higgsbosonen in Kaskadenzerfällen

entnommen.

In nächst-führender Ordnung ergibt sich ein Produktionsquerschnitt von

$$\sigma_{\text{NLO}}(pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}) = 289 \text{ fb} \quad , \quad (6.28)$$

was einem K -Faktor von

$$K = \frac{\sigma_{\text{NLO}}}{\sigma_{\text{LO}}} = 2,17 \quad (6.29)$$

entspricht. Die Ergebnisse des Spektrumgenerators **SPheno** wurden in eine Input-Datei für den Monte-Carlo-Simulator **WHIZARD** geschrieben und folgende Modifikationen durchgeführt:

- α_s wurde fest auf den Wert (6.27) gesetzt,
- die Masse der b -Quarks wurde aus dem Wert der Yukawa-Kopplung bei der Wechselwirkungsskala von 1 TeV berechnet, da **WHIZARD** die Kopplungen aus den Massen heraus berechnet. Der Fehler in der Kinematik des Endzustands ist wegen der kleinen b -Masse vernachlässigbar.

Der gewählte Punkt lässt einen großen Produktionsquerschnitt für NMSSM-Higgsbosonen am LHC aufgrund des großen Verzweigungsverhältnisses $\text{BR}(\tilde{\chi}_3^0 \rightarrow \tilde{\chi}_3^0 h_1^0) = 84,96\%$ mit Singlet-artigem Higgs-skalar nach der Forderung (6.18) erwarten.

Kaskaden für das Signal

Aus einer Untersuchung der möglichen Gluino-Zerfallskaskaden in Narrow-Width-Näherung für den gewählten Parameteraum-Punkt, die den Zerfall $\tilde{\chi}_3^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 h_1^0$ als vorletzten Schritt beinhalten, können mit den Verzweigungsverhältnissen aller Zerfallsreaktionen die dominanten Beiträge zum mittleren Faktor in Gl. (6.5) bestimmt werden. Unter Beachtung der Tatsache, dass das skalare Higgs-Singlet vor allem in der Reaktion $h_1^0 \rightarrow \bar{b}b$ zerfällt, sind dies die Ketten

$$\tilde{g} \xrightarrow{13,72\%} \tilde{\chi}_3^0 t\bar{t} \xrightarrow{85,43\%} \tilde{\chi}_1^0 h_1^0 t\bar{t} \xrightarrow{84,35\%} \tilde{\chi}_1^0 b\bar{b} W^+ b W^- \bar{b} \quad , \quad (6.30)$$

dargestellt in Abb. 6.12, und

$$\tilde{g} \xrightarrow{5,45\%} \tilde{\chi}_2^- t\bar{b} \xrightarrow{29,55\%} \tilde{\chi}_3^0 W^- t\bar{b} \xrightarrow{85,43\%} \tilde{\chi}_1^0 h_1^0 W^- t\bar{b} \xrightarrow{84,35\%} \tilde{\chi}_1^0 b\bar{b} W^+ b W^- \bar{b} \quad , \quad (6.31)$$

dargestellt in Abb. 6.13, sowie die Ladungskonjugierte der Letzteren. Über den Reaktionspfeilen ist das Verzweigungsverhältnis laut **WHIZARD** für den jeweiligen Schritt in der Zerfallskette angegeben, wobei für die Verzweigungsverhältnisse der Zerfälle des Top-Quarks $\text{BR}(t \rightarrow W^+ b) = 100\%$ verwendet wurde.

Mit diesen Erkenntnissen konnten das totale Verzweigungsverhältnis der Reaktionen (6.30) und (6.31) zu

$$\begin{aligned} \text{BR}(\text{SIG}) &= \text{BR}([6.30], [6.31] + \text{ladungskonjugierte}) \\ &= 9,89\% + 2 \cdot 1,16\% = 12,21\% \end{aligned} \quad (6.32)$$

6. Suche nach NMSSM-Higgsbosonen in Kaskadenzerfällen

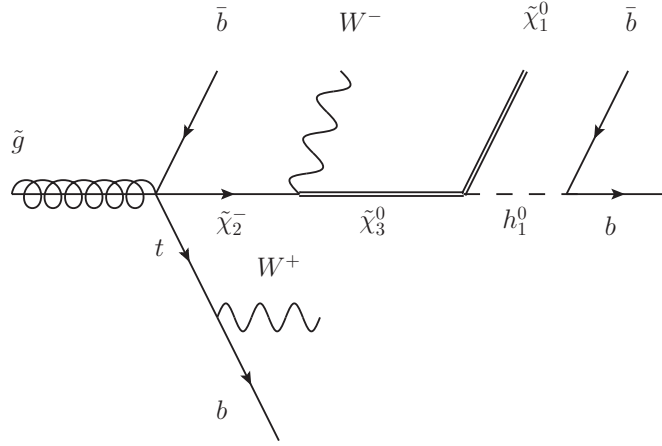


Abb. 6.13.: Feynmandiagramm eines dominanten Beitrags zur Produktion von Higgsbosonen aus Gluino-Kaskadenzerfällen unter Annahme des Parametersatzes (6.25). Der erste Schritt des Gluino-Zerfalls erfolgt über virtuelle \tilde{t} -Squarks.

Hintergrund

Als Hintergrund werden alle Prozesse bezeichnet, die den gleichen Endzustand besitzen, wie die Kaskaden (6.30) und (6.31):

$$2 \times (\tilde{\chi}_1^0 W^+ W^- b \bar{b} \bar{b}) \quad .$$

Generell lässt sich sagen, dass aufgrund des komplexen Endzustands der Standardmodelluntergrund vernachlässigt werden kann.

Statt den Untergrund aus anderen Zerfällen von Gluinos zu berechnen, wurde stattdessen der Untergrund in Summe mit dem Signal betrachtet. Dazu wurde WHIZARD die Vorgabe gemacht mit seinem Matrix-Element-Generator **O'Mega** alle Diagramme und die Zerfallsbreite Γ der zueinander ladungskonjugierten Prozesse

$$\tilde{g} \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 W^- t \bar{b} \bar{b} \quad \text{und} \quad \tilde{g} \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 W^+ \bar{t} b \bar{b} \quad (6.36)$$

zu finden bzw. zu berechnen. Mit einem darauffolgenden Zerfall $t \rightarrow W^+ b$, für den wieder $\text{BR}(t \rightarrow W^+ b) = 100\%$ benutzt wurde, erhält man den gewünschten Endzustand $\tilde{\chi}_1^0 W^+ W^- b \bar{b} \bar{b}$. Es musste dieser Weg statt einer Berechnung aller Zerfälle der Gluinos in diesen Endzustand gewählt werden, da die direkte Berechnung zu rechenintensiv ist. Dieser Schritt lässt sich auch dadurch begründen, dass in den Kaskaden (6.30) und (6.31) ebenfalls mindestens ein $W^+ b$ oder $W^- \bar{b}$ -Paar aus einem Top- oder Antitop-Quark-Zerfall erzeugt wird.

Mit Kenntnis der totalen Breite Γ_{tot} des Gluinos kann die Zahl

$$n_{s+b} = \sigma_{\text{NLO}}(pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}) \cdot \left(2 \frac{\Gamma(\tilde{g} \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 W t \bar{b} \bar{b})}{\Gamma_{tot}} \right)^2 \cdot L \quad (6.37)$$

bestimmt werden. Mit den Werten $\Gamma_{tot} = 2,035 \cdot 10^{-2}$ GeV und $\Gamma(\tilde{g} \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 W t b b b) = 2,745 \cdot 10^{-3}$ GeV ergibt sich, dass

$$n_{s+b} = 2103$$

Prozesse für die Summe aus Hintergrundkaskaden und Signalkaskaden für eine integrierte Luminosität $L = 100 \text{ fb}^{-1}$ simuliert werden müssen. Wie bei den Signalkaskaden wurde auch hier ein Cut auf die Pseudorapidität

$$|\eta| < 2,5$$

für alle b und \bar{b} im Endzustand gesetzt.

Ergebnisse der Simulation

Ein untrügliches Zeichen für die Entdeckung eines neuen Teilchens ist eine Resonanz in der Verteilung der invarianten Masse seiner Zerfallsprodukte. Da experimentell zwar b -Jets über die b -tagging-Technik zwar von anderen Jets unterschieden werden können, nicht jedoch b von \bar{b} , wurde für beide Simulationen die invariante Masse aller Kombinationen bb , $b\bar{b}$ und $\bar{b}\bar{b}$ aufgetragen. Die Verteilung der invarianten Masse m_{bb} aller möglichen Paarungen bb , $b\bar{b}$ und $\bar{b}\bar{b}$ für die Kaskadenzerfälle zweier Gluinos über (6.30) und (6.31) ist in Abb. 6.15 gezeigt. Die gleiche Größe für Kaskadenzerfälle über Prozesse der Form (6.36) ist in Abb. 6.16 dargestellt. In beiden Graphen ist deutlich eine Resonanz bei 60 GeV zu erkennen. Die Differenz der beiden Verteilungen ergibt die Verteilung der invarianten Masse für alle bb , $b\bar{b}$ und $\bar{b}\bar{b}$, die aus Untergrundprozessen stammen. In 6.14 sind die Verteilungen aus Untergrundprozessen und der Summe aus Untergrund- und Signalprozessen übereinander dargestellt.

Die Auswertung folgt der Vorgehensweise in [55]. Die Signifikanz der Resonanz in der Verteilung der invarianten Masse wird als

$$s_w = \frac{N}{\Delta N_b} = \frac{N_s}{\Delta N_b} \quad (6.38)$$

mit der Zahl der Einträge im Histogramm der Signalprozesse N_s , der Zahl der Einträge im Histogramm der Untergrundprozesse N_b und der Standardabweichung $\Delta N_b = \sqrt{N_b}$ des Letzteren definiert. Dabei werden die Einträge einem Bereich von $\pm w$ GeV um den Resonanzpeak entnommen.

Da hier anstelle der Untergrundprozesse die Summe aus Untergrund- und Signalprozessen simuliert worden ist, wird die Größe N_{s+b} als Zahl der Einträge in einem Bereich von $\pm w$ GeV um die Resonanz aus dem entsprechenden Histogramm definiert. Mit dem Zusammenhang zwischen dieser Größe und N_s

$$N_b = N_{s+b} - N_s \quad (6.39)$$

ergibt sich aus der Fehlerfortpflanzung $\Delta N_b = \sqrt{(\Delta N_{s+b})^2 + (\Delta N_s)^2}$, dass

$$s_w = \frac{N_s}{\sqrt{N_{s+b} + N_s}} \quad (6.40)$$

6. Suche nach NMSSM-Higgsbosonen in Kaskadenzerfällen

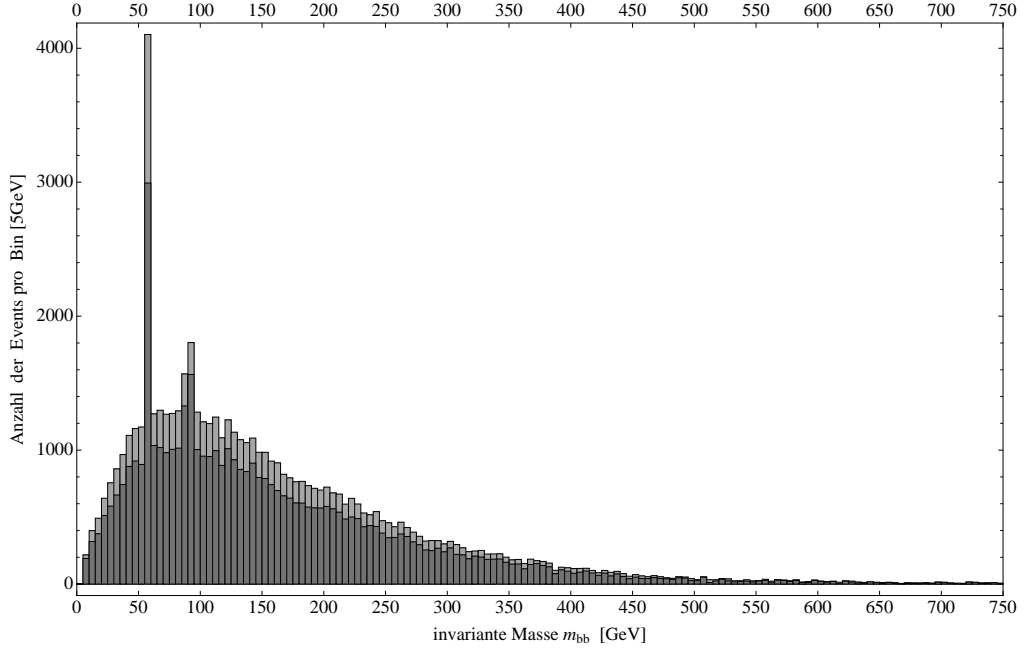


Abb. 6.14.: Die Verteilung der invarianten Masse m_{bb} aller möglichen Paarungen $bb, \bar{b}\bar{b}$ und $b\bar{b}$. In hellgrau ist die Verteilung gemäß der Simulation in Narrow-Width-Näherung für die Kaskadenzerfälle zweier Gluinos über (6.36) abgebildet. Diesem wurde die Verteilung des Untergrunds in dunkelgrau überlagert. Beide entsprechen einer integrierten Luminosität $L = 100 \text{ fb}^{-1}$. Die Verteilung aus Untergrundprozessen ergibt sich aus der Differenz der von WHIZARD erzeugten Verteilung für die Summe aus Hintergrund- und Signalprozessen, siehe Abb. 6.16, und der Verteilung aus den Signalprozessen, siehe Abb. 6.15.

mit $\Delta N_{s,s+b} = \sqrt{N_{s,s+b}}$. Im hier betrachteten Fall ergibt sich für $w = 20$ und $w = 10$

$$s_{20} = 24 \quad \text{bzw.} \quad s_{10} = 20 \quad . \quad (6.41)$$

Eine Entdeckung eines neutralen Higgsinglets bei einer integrierten Luminosität von $L = 100 \text{ fb}^{-1}$ mit einer Signifikanz von 5σ scheint nach dem Ergebnis dieser Monte-Carlo-Studie durch Betrachtung der invarianten Masse aller Kombinationen der b -Jets sehr gut möglich.

In Abb. 6.18 ist s_{20} , das wie \sqrt{L} skaliert, als Funktion von L dargestellt. Bei einer Betrachtung der invarianten Massen nur von $b\bar{b}$ -Paaren - so als gäbe es eine experimentelle Unterscheidungsmöglichkeit - scheint eine Entdeckung ebenfalls gut möglich. Wie aus Abb. 6.19 entnommen werden kann, ergibt sich

$$s_{20} = 20 \quad \text{bzw.} \quad s_{10} = 17 \quad . \quad (6.42)$$

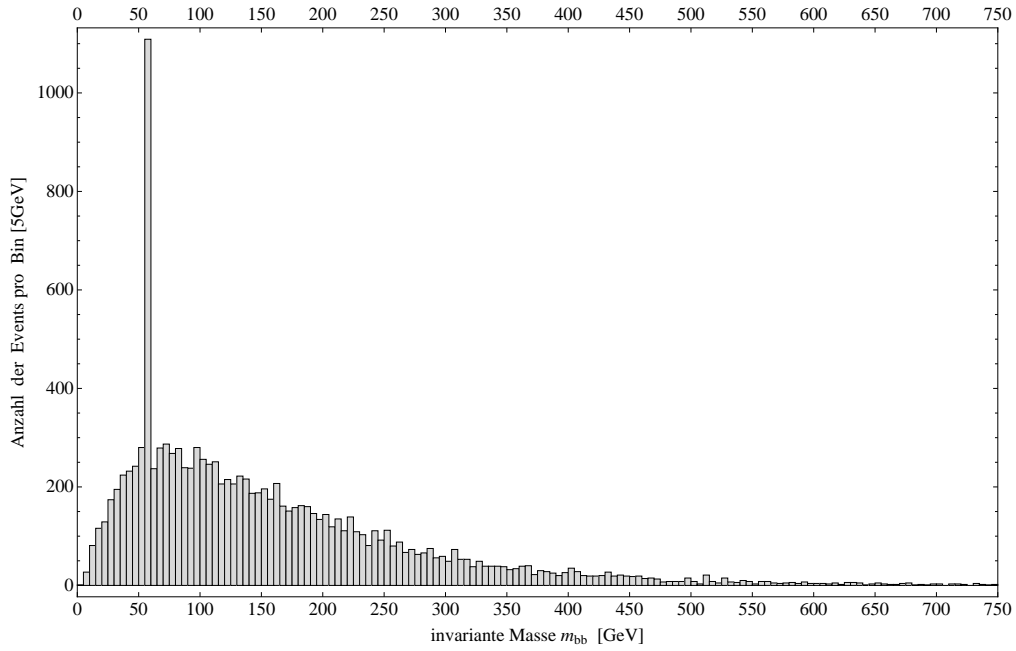


Abb. 6.15.: Die Verteilung der invarianten Masse aller möglichen Paarungen bb , $\bar{b}\bar{b}$ und $b\bar{b}$ aus den Kaskadenzerfällen von zwei Gluinos (6.30) und (6.31) für eine integrierte Luminosität von $L = 100 \text{ fb}^{-1}$

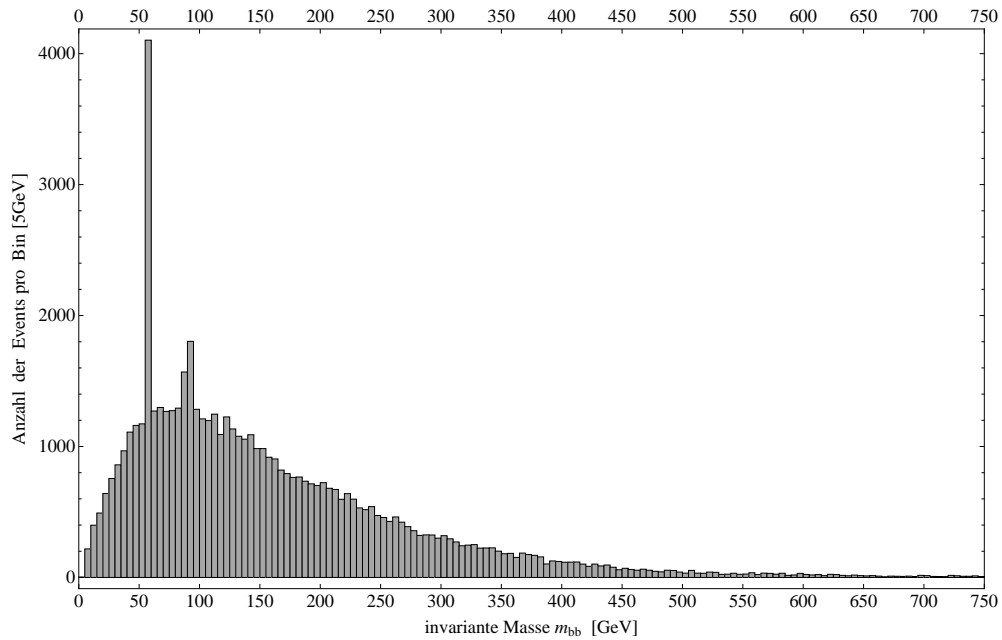


Abb. 6.16.: Die Verteilung der invarianten Masse aller möglichen Paarungen bb , $\bar{b}\bar{b}$ und $b\bar{b}$ aus den Kaskadenzerfällen von zwei Gluinos gemäß (6.36) mit anschließendem Top- bzw. Antitop-Quark-Zerfall für eine integrierte Luminosität $L = 100 \text{ fb}^{-1}$.

6. Suche nach NMSSM-Higgsbosonen in Kaskadenzerfällen

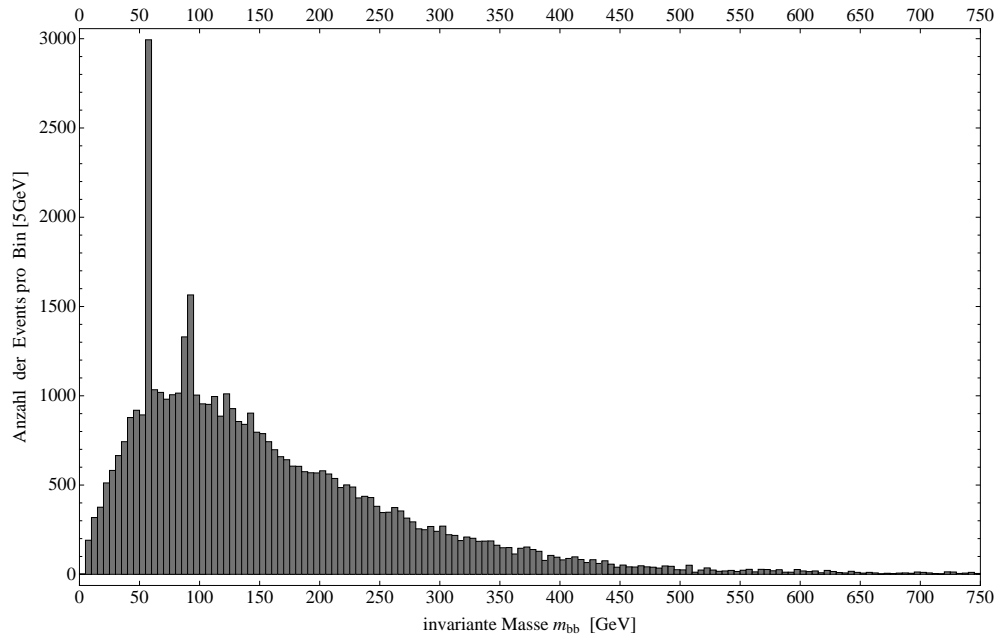


Abb. 6.17.: Die Verteilung der invarianten Masse aller möglichen Paarungen bb , $\bar{b}\bar{b}$ und $b\bar{b}$ aus Untergrundprozessen, die den gleichen Endzustand liefern wie die Kaskaden (6.30) und (6.31). Diese Verteilung ergibt sich aus der Differenz der Verteilungen, die in Abb. 6.16 und 6.15 gezeigt sind.

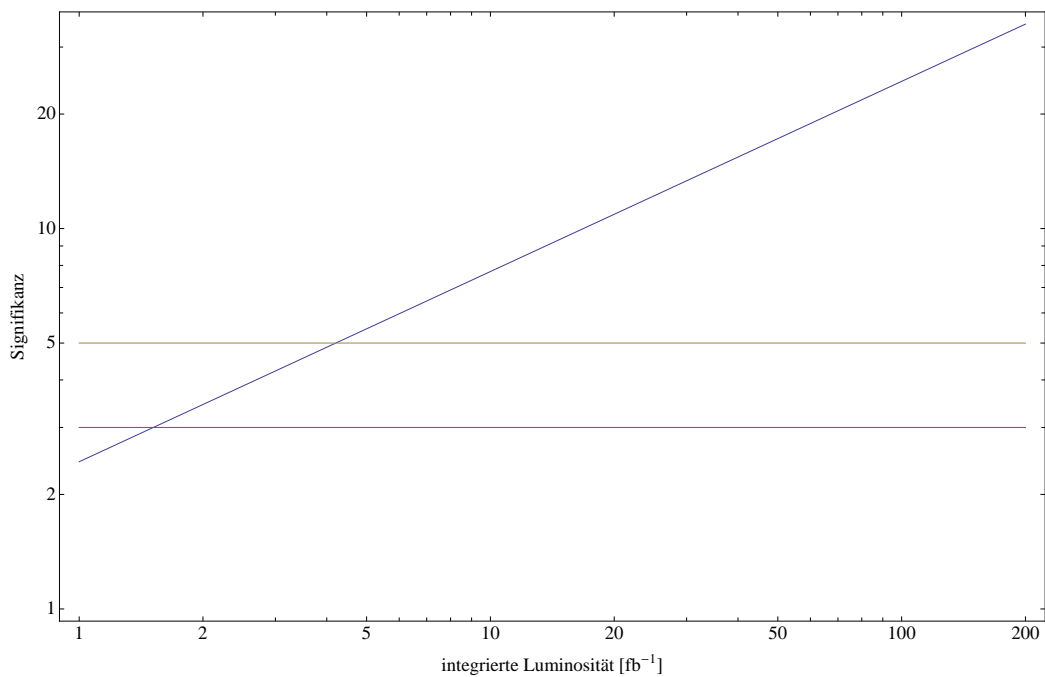


Abb. 6.18.: Die Signifikanz s_{20} bei einer Unschärfe von 20 GeV in Abhängigkeit der Luminosität mit 3σ - und 5σ -Grenzen

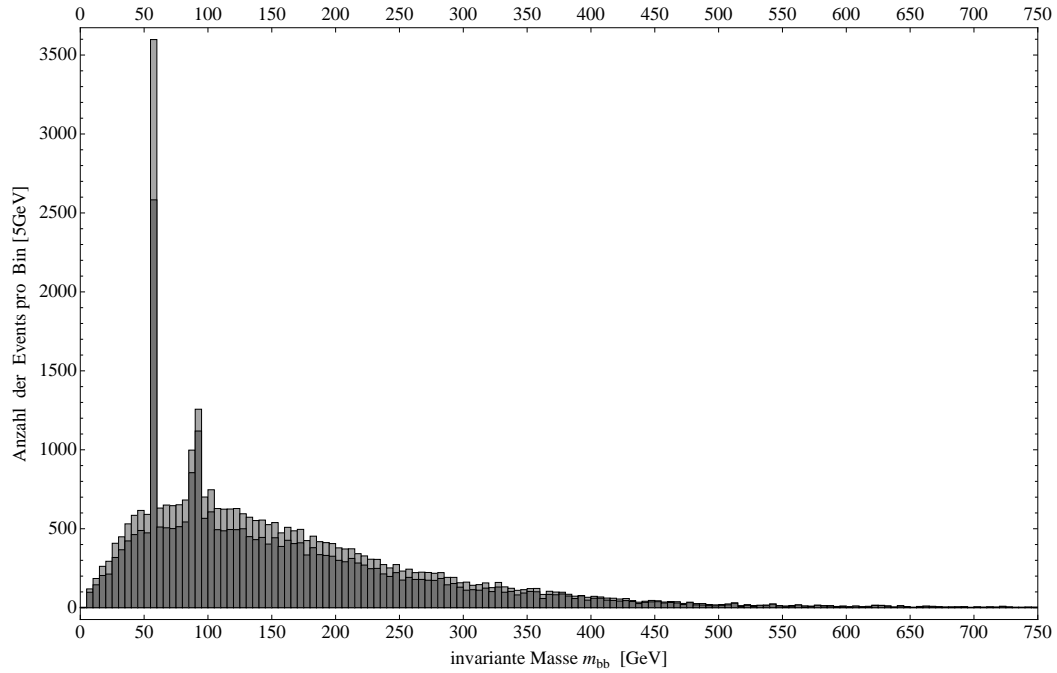


Abb. 6.19.: Die Verteilung der invarianten Masse $m_{b\bar{b}}$ aller möglichen Paarungen $b\bar{b}$. In hellgrau ist die Verteilung gemäß der Simulation in Narrow-Width-Näherung für die Kaskadenzerfälle zweier Gluinos über (6.36) abgebildet. Diesem wurde die Verteilung des Untergrunds in dunkelgrau überlagert. Beide entsprechen einer integrierten Luminosität $L = 100 \text{ fb}^{-1}$. Die Verteilung aus Untergrundprozessen ergibt sich aus der Differenz der von WHIZARD erzeugten Verteilung für die Summe aus Hintergrund- und Signalprozessen, siehe Abb. 6.21, und der Verteilung aus den Signalprozessen, siehe Abb. 6.20.

6. Suche nach NMSSM-Higgsbosonen in Kaskadenzerfällen

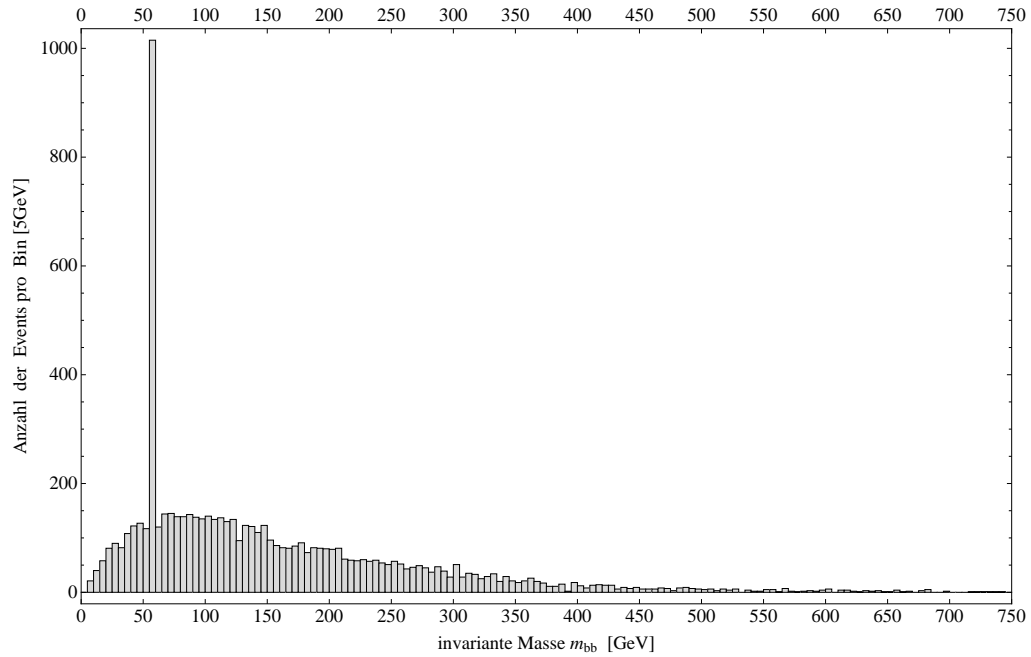


Abb. 6.20.: Die Verteilung der invarianten Masse aller möglichen $b\bar{b}$ -Paarungen aus den Kaskadenzerfällen von zwei Gluinos (6.30) und (6.31) für eine integrierte Luminosität von $L = 100 \text{ fb}^{-1}$.

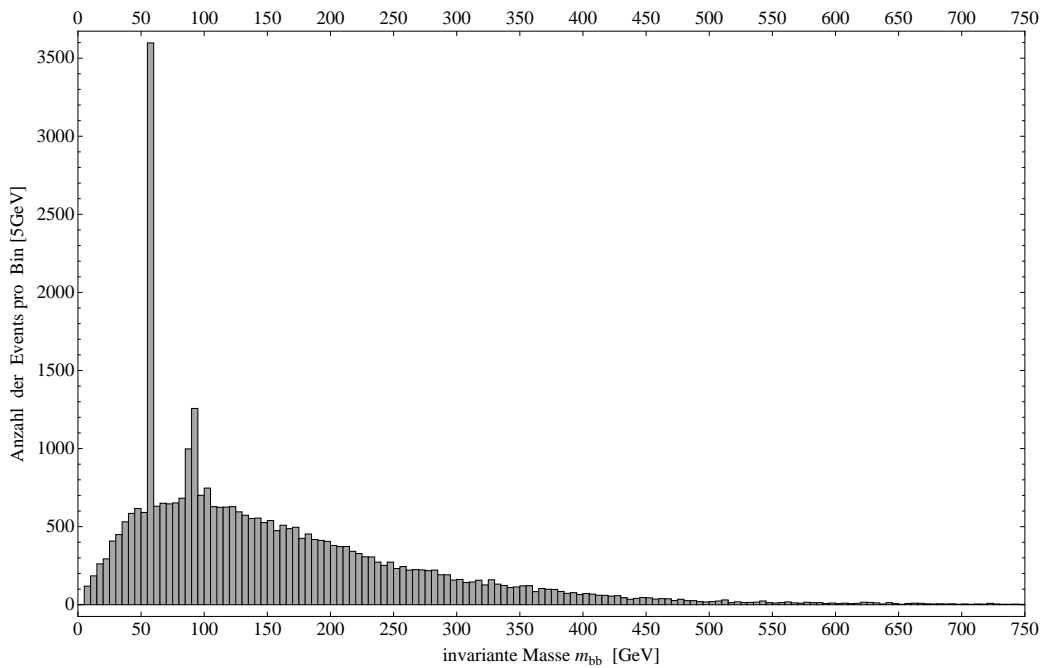


Abb. 6.21.: Die Verteilung der invarianten Masse aller möglichen $b\bar{b}$ -Paarungen aus den Kaskadenzerfällen von zwei Gluinos gemäß (6.36) mit anschließendem Top- bzw. Antitop-Quark-Zerfall für eine integrierte Luminosität $L = 100 \text{ fb}^{-1}$.

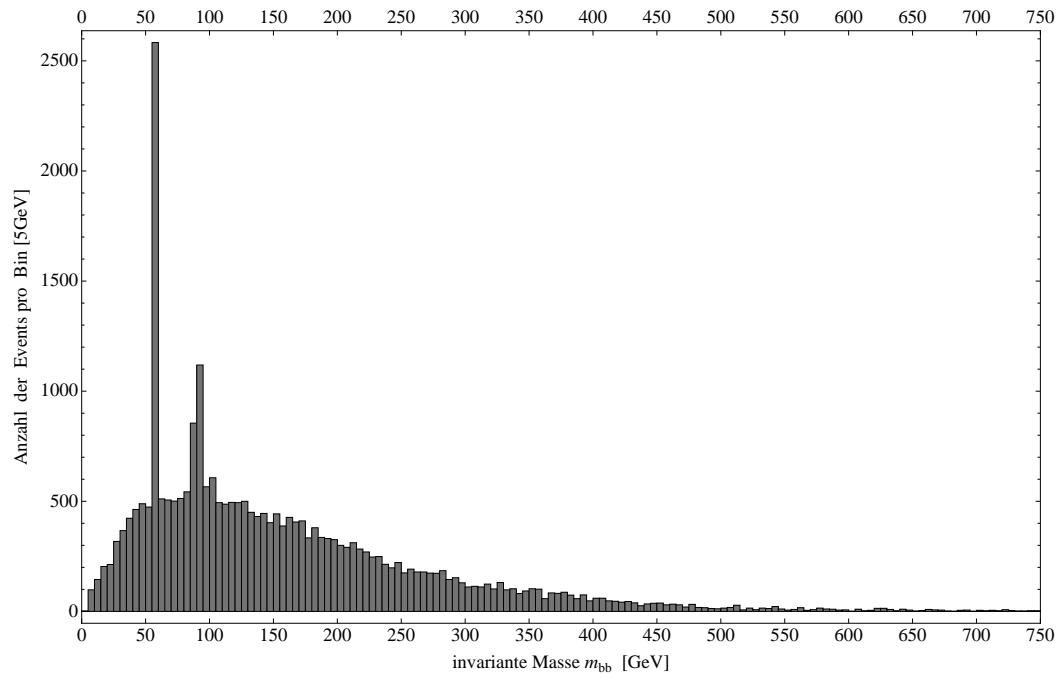


Abb. 6.22.: Die Verteilung der invarianten Masse aller möglichen $b\bar{b}$ -Paarungen aus Untergrundprozessen, die den gleichen Endzustand liefern wie die Kaskaden (6.30) und (6.31). Diese Verteilung ergibt sich aus der Differenz der Verteilungen, die in Abb. 6.21 und 6.20 gezeigt sind.

KAPITEL 7

Zusammenfassung

Das nichtminimale supersymmetrische Standardmodell (NMSSM) stellt bezüglich der Phänomenologie des Higgs-Sektors eine interessante supersymmetrische Erweiterung des Standardmodells dar, was die Einführung eines zusätzlichen Singletfelds darin rechtfertigt.

In dieser Arbeit wurden innerhalb des NMSSM Kaskadenzerfälle von farbgeladenen Teilchen, die Quelle für die Produktion von Neutralinos oder Charginos $\tilde{\chi}^{0,\pm}$ sind, betrachtet. Diese sind dann selbst die bevorzugten Ausgangspunkte für die Produktion von Singlet-artigen Skalaren und Pseudoskalaren.

Zunächst wurde der Parameterraum des NMSSM mit Hilfe des Programms `SPheno` innerhalb eines Parametersatzes des NMSSM mit mSugra Randbedingungen auf große Verzweungsverhältnisse $\text{BR}(\tilde{\chi}_k^{0,\pm} \rightarrow \tilde{\chi}_j^{0,\pm} + h_i^0/a_i^0)$ untersucht, wobei $\tilde{\chi}_k^{0,\pm}$ für Neutralinos bzw. Charginos und h_i^0 bzw. a_i^0 für ein singletartiges Higgs-Skalar bzw. Pseudoskalar stehen. Es wurde darauf geachtet, dass von den in Frage kommenden Punkten dabei die Beschränkungen an die Charginomasse, sowie die Forderung nach einem Neutralino als LSP eingehalten wurden.

Von den 28 gefundenen Punkten wurden fünf genauer auf die Abhängigkeit des Verzweungsverhältnisses von den Parametern λ , κ und v_s untersucht. Dabei konnte festgestellt werden, dass insbesondere λ bei einem konkreten Parametersatz stark festgelegt ist, da zumindest in den untersuchten Szenarien die Masse des Singlet-artigen Zustands stark davon abhing. Weniger stark sind tendenziell die Beschränkungen auf die Veränderlichkeit von κ oder in noch geringerem Maße von v_s .

Ein Punkt, bei dem $\tilde{\chi}_3^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + h_1^0$ mit einem Verzweungsverhältnis von ca. 84% auftritt, wurde herausgegriffen. Für diesen Parametersatz wurden die relevantesten Kaskaden, in diesem Fall beginnend bei Gluinos, die bei dem skalaren Higgs-Singlet enden, gesucht. Als Startpunkt der Kaskaden wurde außerdem mit dem Programm `Prospino` der Produktionsquerschnitt für Gluino-Paare berechnet. Die zu diesen Kaskadenzerfällen gehörigen Untergründe wurden ebenfalls bestimmt. Sie entstammen ebenfalls Gluino-Zerfällen und wurden mit Hilfe von `WHIZARD` ermittelt. Die Monte-Carlo-Studie mit dem Software-Paket `WHIZARD` für einen 14 TeV LHC und 100 fb⁻¹ Daten hatte zum Ergebnis, dass auf diese Art und Weise eine Entdeckung des Higgs-Singlets aus dem invarianten Massespektrum seiner Zerfallsprodukte mit einer großen Signifikanz von 20 möglich ist.

ANHANG A

Weitere Parameterraum-Punkte

$A_\lambda[\text{GeV}]$	$A_\kappa[\text{GeV}]$	λ	κ	$v_s[\text{GeV}]$	$m_0[\text{GeV}]$	$m_{1/2}[\text{GeV}]$	$A_0[\text{GeV}]$	$\tan \beta$
-3216.	-869.	-0.36	-0.24	877.	2222.	498.	-257.	15

(A.1)

- $\text{BR}(\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + a_1^0) = 58,78\%$
- $\text{BR}(\tilde{\chi}_3^0 \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 + a_1^0) = 34,51\%$

$A_\lambda[\text{GeV}]$	$A_\kappa[\text{GeV}]$	λ	κ	$v_s[\text{GeV}]$	$m_0[\text{GeV}]$	$m_{1/2}[\text{GeV}]$	$A_0[\text{GeV}]$	$\tan \beta$
-1401.	-49.	-0.16	-0.13	1575.	2083.	427.	-2581.	28

(A.2)

- $\text{BR}(\tilde{\chi}_3^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + a_1^0) = 64,07\%$

$A_\lambda[\text{GeV}]$	$A_\kappa[\text{GeV}]$	λ	κ	$v_s[\text{GeV}]$	$m_0[\text{GeV}]$	$m_{1/2}[\text{GeV}]$	$A_0[\text{GeV}]$	$\tan \beta$
275.	-14.	-0.12	0.05	3702.	2042.	1252.	1793.	31

(A.3)

- $\text{BR}(\tilde{\chi}_3^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + a_1^0) = 30,98\%$

$A_\lambda[\text{GeV}]$	$A_\kappa[\text{GeV}]$	λ	κ	$v_s[\text{GeV}]$	$m_0[\text{GeV}]$	$m_{1/2}[\text{GeV}]$	$A_0[\text{GeV}]$	$\tan \beta$
-4223.	-2036.	-0.51	-0.6	374.	1469.	329.	-1730.	18

(A.4)

- $\text{BR}(\tilde{\chi}_3^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + a_1^0) = 31,09\%$

Anhang A. Weitere Parameterraum-Punkte

$A_\lambda[\text{GeV}]$	$A_\kappa[\text{GeV}]$	λ	κ	$v_s[\text{GeV}]$	$m_0[\text{GeV}]$	$m_{1/2}[\text{GeV}]$	$A_0[\text{GeV}]$	$\tan \beta$
-3232.	-1627.	-0.56	-0.34	651.	2827.	641.	810.	46

(A.5)

- $\text{BR}(\tilde{\chi}_3^0 \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 + a_1^0) = 27,91\%$

$A_\lambda[\text{GeV}]$	$A_\kappa[\text{GeV}]$	λ	κ	$v_s[\text{GeV}]$	$m_0[\text{GeV}]$	$m_{1/2}[\text{GeV}]$	$A_0[\text{GeV}]$	$\tan \beta$
-2068.	-189.	-0.26	-0.09	692.	3635.	338.	-3685.	8

(A.6)

- $\text{BR}(\tilde{\chi}_3^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + a_1^0) = 86,86\%$
- $\text{BR}(\tilde{\chi}_4^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + a_1^0) = 80,42\%$

$A_\lambda[\text{GeV}]$	$A_\kappa[\text{GeV}]$	λ	κ	$v_s[\text{GeV}]$	$m_0[\text{GeV}]$	$m_{1/2}[\text{GeV}]$	$A_0[\text{GeV}]$	$\tan \beta$
1083.	553.	0.5	0.33	510.	4260.	188.	-557.	11

(A.7)

- $\text{BR}(\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + a_1^0) = 99,91\%$

$A_\lambda[\text{GeV}]$	$A_\kappa[\text{GeV}]$	λ	κ	$v_s[\text{GeV}]$	$m_0[\text{GeV}]$	$m_{1/2}[\text{GeV}]$	$A_0[\text{GeV}]$	$\tan \beta$
-4660.	-840.	-0.25	0.04	2017.	4210.	1155.	3460.	20

(A.8)

- $\text{BR}(\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + h_1^0) = 34,86\%$

$A_\lambda[\text{GeV}]$	$A_\kappa[\text{GeV}]$	λ	κ	$v_s[\text{GeV}]$	$m_0[\text{GeV}]$	$m_{1/2}[\text{GeV}]$	$A_0[\text{GeV}]$	$\tan \beta$
3824.	716.	0.34	0.06	1346.	3267.	893.	2026.	10

(A.9)

- $\text{BR}(\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + a_1^0) = \%$

$A_\lambda[\text{GeV}]$	$A_\kappa[\text{GeV}]$	λ	κ	$v_s[\text{GeV}]$	$m_0[\text{GeV}]$	$m_{1/2}[\text{GeV}]$	$A_0[\text{GeV}]$	$\tan \beta$
-2121.	673.	-0.11	-0.08	3458.	1433.	218.	105.	22

(A.10)

- $\text{BR}(\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + a_1^0) = 98,91\%$

$A_\lambda[\text{GeV}]$	$A_\kappa[\text{GeV}]$	λ	κ	$v_s[\text{GeV}]$	$m_0[\text{GeV}]$	$m_{1/2}[\text{GeV}]$	$A_0[\text{GeV}]$	$\tan \beta$
2765.	1496.	0.4	-0.28	642.	3835.	1365.	-3222.	19

(A.11)

- $\text{BR}(\tilde{\chi}_3^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + a_1^0) = 21,52\%$

$A_\lambda[\text{GeV}]$	$A_\kappa[\text{GeV}]$	λ	κ	$v_s[\text{GeV}]$	$m_0[\text{GeV}]$	$m_{1/2}[\text{GeV}]$	$A_0[\text{GeV}]$	$\tan \beta$
-4373.	-816.	-0.16	0.12	1859.	3823.	1072.	-1623.	34

(A.12)

- $\text{BR}(\tilde{\chi}_3^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + a_1^0) = 27,11\%$

$A_\lambda[\text{GeV}]$	$A_\kappa[\text{GeV}]$	λ	κ	$v_s[\text{GeV}]$	$m_0[\text{GeV}]$	$m_{1/2}[\text{GeV}]$	$A_0[\text{GeV}]$	$\tan \beta$
2770.	1635.	0.54	-0.18	456.	4588.	405.	-1574.	21

(A.13)

- $\text{BR}(\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + h_1^0) = 99,52\%$

$A_\lambda[\text{GeV}]$	$A_\kappa[\text{GeV}]$	λ	κ	$v_s[\text{GeV}]$	$m_0[\text{GeV}]$	$m_{1/2}[\text{GeV}]$	$A_0[\text{GeV}]$	$\tan \beta$
4871.	-107.	0.09	0.04	2222.	1524.	296.	38.	21

(A.14)

- $\text{BR}(\tilde{\chi}_3^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + a_1^0) = 48,36\%$

$A_\lambda[\text{GeV}]$	$A_\kappa[\text{GeV}]$	λ	κ	$v_s[\text{GeV}]$	$m_0[\text{GeV}]$	$m_{1/2}[\text{GeV}]$	$A_0[\text{GeV}]$	$\tan \beta$
4836.	462.	0.19	-0.06	1081.	3297.	355.	3704.	24

(A.15)

- $\text{BR}(\tilde{\chi}_3^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + h_1^0) = 68,91\%$

$A_\lambda[\text{GeV}]$	$A_\kappa[\text{GeV}]$	λ	κ	$v_s[\text{GeV}]$	$m_0[\text{GeV}]$	$m_{1/2}[\text{GeV}]$	$A_0[\text{GeV}]$	$\tan \beta$
304.	-276.	0.24	0.19	686.	4738.	1151.	-270.	11

(A.16)

Anhang A. Weitere Parameterraum-Punkte

- $\text{BR}(\tilde{\chi}_3^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + h_1^0) = 92, 20\%$

$A_\lambda[\text{GeV}]$	$A_\kappa[\text{GeV}]$	λ	κ	$v_s[\text{GeV}]$	$m_0[\text{GeV}]$	$m_{1/2}[\text{GeV}]$	$A_0[\text{GeV}]$	$\tan \beta$
1708.	734.	0.37	-0.46	441.	955.	1415.	2843.	17

(A.17)

- $\text{BR}(\tilde{\chi}_3^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + h_1^0) = 26, 29\%$

$A_\lambda[\text{GeV}]$	$A_\kappa[\text{GeV}]$	λ	κ	$v_s[\text{GeV}]$	$m_0[\text{GeV}]$	$m_{1/2}[\text{GeV}]$	$A_0[\text{GeV}]$	$\tan \beta$
2105.	-172.	0.21	0.17	754.	3404.	910.	4840.	22

(A.18)

- $\text{BR}(\tilde{\chi}_3^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + h_1^0) = 93, 00\%$

$A_\lambda[\text{GeV}]$	$A_\kappa[\text{GeV}]$	λ	κ	$v_s[\text{GeV}]$	$m_0[\text{GeV}]$	$m_{1/2}[\text{GeV}]$	$A_0[\text{GeV}]$	$\tan \beta$
3289.	-244.	0.13	0.11	1447.	2156.	987.	2709.	47

(A.19)

- $\text{BR}(\tilde{\chi}_3^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + h_1^0) = 16, 62\%$

$A_\lambda[\text{GeV}]$	$A_\kappa[\text{GeV}]$	λ	κ	$v_s[\text{GeV}]$	$m_0[\text{GeV}]$	$m_{1/2}[\text{GeV}]$	$A_0[\text{GeV}]$	$\tan \beta$
145.	-117.	0.29	0.2	599.	4821.	1145.	-3616.	13

(A.20)

- $\text{BR}(\tilde{\chi}_3^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + h_1^0) = 84, 77\%$

$A_\lambda[\text{GeV}]$	$A_\kappa[\text{GeV}]$	λ	κ	$v_s[\text{GeV}]$	$m_0[\text{GeV}]$	$m_{1/2}[\text{GeV}]$	$A_0[\text{GeV}]$	$\tan \beta$
3173.	438.	0.17	-0.06	2130.	2812.	527.	1728.	6

(A.21)

- $\text{BR}(\tilde{\chi}_3^0 \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 + h_1^0) = 27, 95\%$

$A_\lambda[\text{GeV}]$	$A_\kappa[\text{GeV}]$	λ	κ	$v_s[\text{GeV}]$	$m_0[\text{GeV}]$	$m_{1/2}[\text{GeV}]$	$A_0[\text{GeV}]$	$\tan \beta$
-2809.	-482.	-0.17	0.08	1874.	1502.	535.	-1295.	39

(A.22)

- $\text{BR}(\tilde{\chi}_4^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + h_1^0) = 91, 61\%$

Literaturverzeichnis

- [1] L. Evans, (ed.) and P. Bryant, (ed.), „LHC Machine“, *JINST* **3** (2008) S08001.
- [2] **ATLAS** Collaboration, G. Aad *et al.*, „The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider“, *JINST* **3** (2008) S08003.
- [3] **CMS** Collaboration, R. Adolphi *et al.*, „The CMS experiment at the CERN LHC“, *JINST* **3** (2008) S08004.
- [4] C. Burgess, G. Moore, *The Standard Model: A Primer*. Cambridge University Press, 2007.
- [5] S. Novaes, „Standard model: An Introduction“, [arXiv:hep-ph/0001283](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0001283).
- [6] D. Griffiths, *Introduction to Elementary Particles*. Wiley-VCH, 2 ed., 2008.
- [7] S. L. Glashow, „Partial Symmetries of Weak Interactions“, *Nucl. Phys.* **22** (1961) 579–588.
A. Salam, „Weak and Electromagnetic Interactions“,. Originally printed in *Svartholm: Elementary Particle Theory, Proceedings Of The Nobel Symposium Held 1968 At Lerum, Sweden*, Stockholm 1968, 367-377.
S. Weinberg, „A Model of Leptons“, *Phys. Rev. Lett.* **19** (1967) 1264–1266.
- [8] A. Djouadi, „The Anatomy of electro-weak symmetry breaking. I: The Higgs boson in the standard model“, *Phys.Rept.* **457** (2008) 1–216,
[arXiv:hep-ph/0503172v2](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0503172v2) [hep-ph].
- [9] M. Srednicki, *Quantum Field Theory*. Cambridge University Press, 2007.
- [10] **Particle Data Group** Collaboration, K. Nakamura *et al.*, „Review of particle physics“, *J.Phys.G* **G37** (2010) 075021.
- [11] M. Peskin, D. Schroeder, *An Introduction to Quantum Field Theory*. Westview Press, 1995.
- [12] M. Böhm, A. Denner, H. Joos, *Gauge Theories of the Strong and Electroweak Interaction*. B. G. Teubner, 2001.
- [13] T. Plehn, „Lectures on LHC Physics“, [arXiv:0910.4182](https://arxiv.org/abs/0910.4182) [hep-ph].
- [14] P. R. M. Drees, R. Godbole, *Theory and Phenomenology of Sparticles*. World Scientific, 2004.

- [15] R. Ellis, W. Stirling, and B. Webber, *QCD and Collider physics*. Cambridge University Press, 2003.
- [16] J. Pumplin *et al.*, „New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis“, *JHEP* **07** (2002) 012, [arXiv:hep-ph/0201195](#).
- [17] The Durham HepData Project, “<http://hepdata.cedar.ac.uk/pdf/pdf3.html>”.
- [18] H. Baer, X. Tata, *Weak Scale Supersymmetry - From Superfields to Scattering Events*. Cambridge University Press, 2006.
- [19] H. Pilkuhn, *The interactions of hadrons*. North-Holland, Amsterdam, 1967.
- [20] C. F. Uhlemann and N. Kauer, „Narrow-width approximation accuracy“, *Nucl. Phys.* **B814** (2009) 195–211, [arXiv:0807.4112 \[hep-ph\]](#).
- [21] N. Kauer, „Narrow-width approximation limitations“, *Phys. Lett.* **B649** (2007) 413–416, [arXiv:hep-ph/0703077](#).
- [22] C. Uhlemann, *Narrow-width approximation in the MSSM*. Universität Würzburg, 2007.
- [23] P. W. Higgs, „Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons“, *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 508–509.
P. W. Higgs, „Spontaneous Symmetry Breakdown without Massless Bosons“, *Phys. Rev.* **145** (1966) 1156–1163.
T. W. B. Kibble, „Symmetry breaking in non-Abelian gauge theories“, *Phys. Rev.* **155** (1967) 1554–1561.
G. S. Guralnik, C. R. Hagen, and T. W. B. Kibble, „Global Conservation Laws and Massless Particles“, *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 585–587.
Englert, F. , Brout, R., „Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons“, *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 321–322.
- [24] S. P. Martin, „A Supersymmetry Primer“, [arXiv:hep-ph/9709356](#).
- [25] I. Aitchison, *Supersymmetry in Particle Physics*. Cambridge University Press, 2007.
- [26] A. Djouadi, „The Anatomy of electro-weak symmetry breaking. II. The Higgs bosons in the minimal supersymmetric model“, *Phys. Rept.* **459** (2008) 1–241, [arXiv:hep-ph/0503173](#).
- [27] H. Müller-Kirsten, A. Wiedemann, *Supersymmetry - An Introduction with Conceptual and Computational Details*. World Scientific, 1987.
- [28] S. Coleman and J. Mandula, „All Possible Symmetries of the S Matrix“, *Phys. Rev.* **159** no. 5, (Jul, 1967) 1251–1256.
- [29] R. Haag, J. T. Lopuszanski, M. Sohnius, „All possible generators of supersymmetries of the S-matrix“, *Nucl. Phys. B* **88** no. 2, (1975) 257–274.

- [30] P. Binétruy, *Supersymmetry: theory, experiment, and cosmology*. Oxford graduate texts in mathematics. Oxford University Press, 2006.
<http://books.google.com/books?id=StDjdRnT72AC>.
- [31] W. Porod, *Vorlesungsskript Supersymmetrie*.
- [32] U. Ellwanger, C. Hugonie, and A. M. Teixeira, „The Next-to-Minimal Supersymmetric Standard Model“, *Phys. Rept.* **496** (2010) 1–77, [arXiv:0910.1785](https://arxiv.org/abs/0910.1785) [hep-ph].
- [33] M. Maniatis, „The Next-to-Minimal Supersymmetric extension of the Standard Model reviewed“, *Int. J. Mod. Phys. A* **25** (2010) 3505–3602, [arXiv:0906.0777](https://arxiv.org/abs/0906.0777) [hep-ph].
- [34] F. Staub, W. Porod, B. Hermann, „The electroweak sector of the NMSSM at the one-loop level“, *JHEP* **10** (2010) 040, [arXiv:1007.4049](https://arxiv.org/abs/1007.4049) [hep-ph].
- [35] F. Franke, *Produktion und Zerfall von Neutralinos im Nichtminimalen Supersymmetrischen Standardmodell*. PhD thesis, Universität Würzburg, 1995.
- [36] D.J. Miller, R. Nevzorov, P. M. Zerwas, „The Higgs sector of the next-to-minimal supersymmetric standard model“, *Nucl. Phys. B* **681** (2004) 3–30, [arXiv:hep-ph/0304049](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0304049).
- [37] R. Nevzorov, „Theoretical aspects of electroweak symmetry breaking in SUSY models“, [arXiv:1103.2141](https://arxiv.org/abs/1103.2141) [hep-ph].
- [38] Y. B. Zeldovich, I. Y. Kobzarev, and L. B. Okun, „Cosmological Consequences of the Spontaneous Breakdown of Discrete Symmetry“, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **67** (1974) 3–11.
A. Vilenkin, „Cosmic Strings and Domain Walls“, *Phys. Rept.* **121** (1985) 263.
- [39] D. A. Vasquez, G. Belanger, C. Boehm, A. Pukhov, and J. Silk, „Can neutralinos in the MSSM and NMSSM scenarios still be light?“, *Phys. Rev. D* **82** (2010) 115027, [arXiv:1009.4380](https://arxiv.org/abs/1009.4380) [hep-ph].
- [40] A. Djouadi, U. Ellwanger, and A. M. Teixeira, „Phenomenology of the constrained NMSSM“, *JHEP* **04** (2009) 031, [arXiv:0811.2699](https://arxiv.org/abs/0811.2699) [hep-ph].
- [41] S. Hesselbach, F. Franke, and H. Fraas, „Displaced vertices in extended supersymmetric models“, *Phys. Lett. B* **492** (2000) 140–147, [arXiv:hep-ph/0007310](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0007310).
- [42] **ALEPH** Collaboration, S. Schael *et al.*, „Search for neutral MSSM Higgs bosons at LEP“, *Eur. Phys. J. C* **47** (2006) 547–587, [arXiv:hep-ex/0602042](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0602042).
- [43] W. Beenakker, R. Hopker, M. Spira, and P. M. Zerwas, „Squark and gluino production at hadron colliders“, *Nucl. Phys. B* **492** (1997) 51–103, [arXiv:hep-ph/9610490](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9610490).

- [44] A. Datta, A. Djouadi, M. Guchait, and F. Moortgat, „Detection of MSSM Higgs bosons from supersymmetric particle cascade decays at the LHC“, *Nucl. Phys.* **B681** (2004) 31–64, [arXiv:hep-ph/0303095](#).
- [45] U. Ellwanger, J. F. Gunion, and C. Hugonie, „Establishing a no-lose theorem for NMSSM Higgs boson discovery at the LHC“, [arXiv:hep-ph/0111179](#).
- [46] U. Ellwanger, J. F. Gunion, C. Hugonie, and S. Moretti, „Towards a no-lose theorem for NMSSM Higgs discovery at the LHC“, [arXiv:hep-ph/0305109](#).
- [47] **LEP Working Group for Higgs boson searches** Collaboration, R. Barate *et al.*, „Search for the standard model Higgs boson at LEP“, *Phys. Lett.* **B565** (2003) 61–75, [arXiv:hep-ex/0306033](#).
- [48] J. R. Forshaw, J. F. Gunion, L. Hodgkinson, A. Papaefstathiou, and A. D. Pilkington, „Reinstating the ‘no-lose’ theorem for NMSSM Higgs discovery at the LHC“, *JHEP* **04** (2008) 090, [arXiv:0712.3510 \[hep-ph\]](#).
- [49] **D0** Collaboration, V. M. Abazov *et al.*, „Search for NMSSM Higgs bosons in the $h \rightarrow aa \rightarrow \mu\mu \mu\mu, \mu\mu \tau\tau$ channels using $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s}=1.96$ TeV“, *Phys. Rev. Lett.* **103** (2009) 061801, [arXiv:0905.3381 \[hep-ex\]](#).
- [50] F. Staub, „From Superpotential to Model Files for FeynArts and CalcHep/CompHep“, *Comput. Phys. Commun.* **181** (2010) 1077–1086, [arXiv:0909.2863 \[hep-ph\]](#).
- [51] B. Hermann, *persönliche Mitteilung*.
- [52] W. Porod, „SPHeno, a program for calculating supersymmetric spectra, SUSY particle decays and SUSY particle production at e+ e- colliders“, *Comput. Phys. Commun.* **153** (2003) 275–315, [arXiv:hep-ph/0301101](#).
W. Porod and F. Staub, „SPHeno 3.1: extensions including flavour, CP-phases and models beyond the MSSM“, [arXiv:1104.1573 \[hep-ph\]](#).
- [53] W. Kilian, T. Ohl, and J. Reuter, „WHIZARD: Simulating Multi-Particle Processes at LHC and ILC“, [arXiv:0708.4233 \[hep-ph\]](#).
M. Moretti, T. Ohl, and J. Reuter, „O’Mega: An optimizing matrix element generator“, [arXiv:hep-ph/0102195](#).
- [54] J. Reuter and F. Braam, „The NMSSM implementation in WHIZARD“, *AIP Conf. Proc.* **1200** (2010) 470–473, [arXiv:0909.3059 \[hep-ph\]](#).
- [55] C. Speckner, *LHC Phenomenology of the Three-Site Higgsless Model*. Universität Würzburg, 2009.

Abbildungsverzeichnis

2.1. Darstellung der mit dem Anteil am Gesamtimpuls des Protons x multiplizierten Partonverteilungsfunktion $xf(x, Q^2)$ für Quarks, Antiquarks und Gluonen als Funktion des Impulsanteils x bei einer Skala von $Q^2 = 1000 \text{ GeV}^2$ gemäß der CTEQ-Kollaboration [16] und erstellt mit Hilfe von [17]. Die physikalische Interpretation der Größe der Fläche unter einer bestimmten Kurve xf ist der Anteil des Gesamtimpulses der von der zugehörigen Teilchensorte getragen wird [4].	5
2.2. Beschreibung einer Hadronkollision gemäß des Partonmodells als Streuung zweier Partonen. Nach [15].	6
2.3. Veranschaulichung der Narrow-width-Näherung anhand des Prozesses ($ab \rightarrow c 1 2$), der über ein intermediäres Teilchen d erfolgt. Aus [19]. . .	7
2.4. Einschleifengraph zur Wechselwirkung eines Fermions mit dem Higgsboson gemäß Gl. (2.38).	11
2.5. Einschleifendiagramme für ein Skalar S , das gemäß der Wechselwirkungslagrangedichte (2.41) tri- und quadrilinear an das Higgsboson koppelt.	12
5.1. Exemplarische Feynmandiagramme direkter Produktionsmechanismen neutraler Higgsbosonen h^0 und a^0 im CP-erhaltenden NMSSM in führender Ordnung Störungstheorie [32]. h steht für ein skalares, a für ein pseudoskalares Higgsteilchen und V steht für die Vektorbosonen W^\pm und Z	36
5.2. Beobachtetes Limit des Verhältnisses $(g_{HZZ}/g_{HZZ}^{SM})^2 \text{BR}(h \rightarrow b\bar{b})$ der Kopplung eines Higgsskalars an das Z -Boson gegenüber der gleichen Größe im Standardmodell multipliziert mit dem Verzweigungsverhältnis des Zerfalls in ein $b\bar{b}$ -Paar in Abhängigkeit der Higgsmasse vom LEP-Detektor [33, 47].	38
6.1. Feynmangraphen in führender Ordnung Störungstheorie für die Produktion neutraler Higgsbosonen im NMSSM in Neutralino- bzw. Charginozerfällen.	42
6.2. Abhängigkeit der Masse des leichten pseudoskalaren Singlets von λ für den Parameterraumpunkt (6.19).	45

6.3.	Abhängigkeit der Verzweigungsverhältnisse $\text{BR}(\tilde{\chi}_3^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + a_1^0)$ (blau) und $\text{BR}(\tilde{\chi}_3^0 \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 + a_1^0)$ (rot) von κ für den Parameterraumpunkt (6.19) für $v_s = 679$ GeV (Abb. 6.3(a)), $v_s = 779$ GeV (Abb. 6.3(b)), und $v_s = 879$ GeV (Abb. 6.3(d)). Den Verlauf der Neutralino-Massen zeigt Abb. 6.3(c) für $v_s = 679$ GeV als Funktion von κ . In Abb. 6.3(e) ist die Massendifferenz zwischen Mutter- und Tochterteilchen für den Zerfall $\text{BR}(\tilde{\chi}_3^0 \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 + a_1^0)$ ebenfalls für $v_s = 679$ GeV angegeben.	47
6.4.	Abhängigkeit der Verzweigungsverhältnisse $\text{BR}(\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + a_1^0)$ (blau) und $\text{BR}(\tilde{\chi}_3^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + a_1^0)$ (rot) von κ für den Parameterraumpunkt (6.19) für $v_s = 1079$ GeV (Abb. 6.4(a)), $v_s = 1179$ GeV (Abb. 6.4(b)) und $v_s = 1279$ GeV (Abb. 6.4(c)).	48
6.5.	Abhängigkeit der pseudoskalaren Singletmasse $m_{a_1^0}$ von λ (Abb. 6.5(a)) und von κ (Abb. 6.5(b)) für den Parametersatz (6.20).	49
6.6.	Abhängigkeit des Verzweigungsverhältnisses $\text{BR}(\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + a_1^0)$ vom Singlet-Vakuumerwartungswert v_s für den Parametersatz (6.20) (Abb. 6.6(a)) und Darstellung der Abhängigkeit der Mischungen für die an der Reaktion beteiligten Neutralinos (Abb. 6.6(b) und 6.6(c)), dabei ist blau der Gaugino-Anteil $ Z_{i1}^N ^2 + Z_{i2}^N ^2$ und rot der Higgssino-Anteil $ Z_{i3}^N ^2 + Z_{i4}^N ^2$ abgebildet.	50
6.7.	Abhängigkeit des Verzweigungsverhältnisses $\text{BR}(\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + a_1^0)$ (Abb. 6.7(a)) vom Singlet-Vakuumerwartungswert v_s für den Parametersatz (6.21) mit $\lambda = 0,22$ und $\kappa = 0,09$. Für $\lambda = 0,22$ und $\kappa = 0,04$ ist in Abb. 6.7(b) die Abhängigkeit des Verzweigungsverhältnisses $\text{BR}(\tilde{\chi}_3^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + h_1^0)$ und in Abb. 6.7(c) des Verzweigungsverhältnisses $\text{BR}(\tilde{\chi}_3^0 \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 + h_1^0)$ abgebildet. Die dazu gehörigen Verläufe der Neutralinomassen sind in Abb. 6.7(d) gezeigt. Abb. 6.7(e) und Abb. 6.7(f) zeigen den Verlauf der Beschaffenheit der schwereren Neutralinos für den Zerfall $\text{BR}(\tilde{\chi}_3^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + h_1^0)$ (rot Higgssino, blau Gaugino, schwarz Singlino). . . .	52
6.8.	Abhängigkeit der Massen des leichten Higgs-Pseudoskalars $m_{a_1^0}$ (Abb. 6.8(a)) und des leichten Higgs-Skalars (Abb. 6.8(b)) von λ für den Parameterraumpunkt (6.21).	53
6.9.	Abb. 6.9(a): Abhängigkeit der Massen der leichten Higgsbosonen von κ (Skalar blau, Pseudoskalar rot) Abb. 6.9(b): Abhängigkeit des Singlet-Anteils $ Z_{13}^H ^2$ bzw. $ Z_{23}^A ^2$ der leichten Higgsbosonen von κ (Skalar blau, Pseudoskalar rot).	53
6.10.	Abhängigkeit der Masse des pseudoskalaren Singlets $m_{a_1^0}$ für den Parametersatz (6.22) in Abhängigkeit von λ und κ	54
6.11.	Abhängigkeit der Verzweigungsverhältnisse $\text{BR}(\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + a_1^0)$ (Abb. 6.11(a)) und $\text{BR}(\tilde{\chi}_3^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + a_1^0)$ (Abb. 6.11(b)) vom Singlet-Vakuumerwartungswert v_s für den Parametersatz (6.22). In Abb. 6.11(c) und 6.11(d) sind blau der Gaugino-Anteil $ Z_{i1}^N ^2 + Z_{i2}^N ^2$, rot der Higgssino-Anteil $ Z_{i3}^N ^2 + Z_{i4}^N ^2$ und schwarz der Singlino-Anteil $ Z_{i5}^N ^2$ abgebildet.	55

6.12. Feynmandiagramm eines dominanten Beitrags zur Produktion von Higgsbosonen aus Gluino-Kaskadenzerfällen unter Annahme des Parametersatzes (6.25). Der erste Schritt des Gluino-Zerfalls erfolgt über ein virtuelle \tilde{t} -Squarks.	59
6.13. Feynmandiagramm eines dominanten Beitrags zur Produktion von Higgsbosonen aus Gluino-Kaskadenzerfällen unter Annahme des Parametersatzes (6.25). Der erste Schritt des Gluino-Zerfalls erfolgt über virtuelle \tilde{t} -Squarks.	60
6.14. Die Verteilung der invarianten Masse m_{bb} aller möglichen Paarungen bb , $\bar{b}\bar{b}$ und $b\bar{b}$. In hellgrau ist die Verteilung gemäß der Simulation in Narrow-Width-Näherung für die Kaskadenzerfälle zweier Gluinos über (6.36)	62
6.15. Die Verteilung der invarianten Masse aller möglichen Paarungen bb , $\bar{b}\bar{b}$ und $b\bar{b}$ aus den Kaskadenzerfällen von zwei Gluinos (6.30) und (6.31) für eine integrierte Luminosität von $L = 100 \text{ fb}^{-1}$	63
6.16. Die Verteilung der invarianten Masse aller möglichen Paarungen bb , $\bar{b}\bar{b}$ und $b\bar{b}$ aus den Kaskadenzerfällen von zwei Gluinos gemäß (6.36) mit anschließendem Top- bzw. Antitop-Quark-Zerfall für eine integrierte Luminosität $L = 100 \text{ fb}^{-1}$	63
6.17. Die Verteilung der invarianten Masse aller möglichen Paarungen bb , $\bar{b}\bar{b}$ und $b\bar{b}$ aus Untergrundprozessen, die den gleichen Endzustand liefern wie die Kaskaden (6.30) und (6.31). Diese Verteilung ergibt sich aus der Differenz der Verteilungen, die in Abb. 6.16 und 6.15 gezeigt sind.	64
6.18. Die Signifikanz s_{20} bei einer Unschärfe von 20 GeV in Abhängigkeit der Luminosität mit 3σ - und 5σ -Grenzen	64
6.19. Die Verteilung der invarianten Masse m_{bb} aller möglichen $b\bar{b}$ -Paarungen. In hellgrau ist die Verteilung gemäß der Simulation in Narrow-Width-Näherung für die Kaskadenzerfälle zweier Gluinos über (6.30) und (6.31)	65
6.20. Die Verteilung der invarianten Masse aller möglichen $b\bar{b}$ -Paarungen aus den Kaskadenzerfällen von zwei Gluinos (6.30) und (6.31) für eine integrierte Luminosität von $L = 100 \text{ fb}^{-1}$	66
6.21. Die Verteilung der invarianten Masse aller möglichen $b\bar{b}$ -Paarungen aus den Kaskadenzerfällen von zwei Gluinos gemäß (6.36) mit anschließendem Top- bzw. Antitop-Quark-Zerfall für eine integrierte Luminosität $L = 100 \text{ fb}^{-1}$	66
6.22. Die Verteilung der invarianten Masse aller möglichen $b\bar{b}$ -Paarungen aus Untergrundprozessen, die den gleichen Endzustand liefern wie die Kaskaden (6.30) und (6.31). Diese Verteilung ergibt sich aus der Differenz der Verteilungen, die in Abb. 6.21 und 6.20 gezeigt sind.	67

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei folgenden Personen bedanken:

- Prof. Dr. Werner Porod für das interessante Thema, die große Hilfe beim Anfertigen dieser Arbeit, insbesondere für die geduldige Beantwortung meiner Fragen.
- Dr. Florian Staub, dass er mir in allen Belangen unglaublich engagiert bei Seite gestanden hat, seien es Probleme grundsätzlicher physikalischer Natur oder mit einem Programm gewesen.
- Prof. Dr. Reinhold Rückl, für die Möglichkeit, diese Arbeit an seinem Lehrstuhl anzufertigen.
- Der Supersymmetrie-Arbeitsgruppe und der gesamten TP2 für die freundschaftliche und hilfsbereite Atmosphäre, im Einzelnen meinen Bürokollegen Frank Thomas, Svenja Hümmer und neuerdings Daniel Gerstenlauer und Christian Pasold.
- Prof. Dr. Thorsten Ohl und MSc. Fabian Bach für das schnelle Bugfixing und die Beantwortung meiner Fragen bezüglich WHIZARD.
- Meinen Eltern Rudolf Mitzka, Gabriele Mitzka und meiner Schwester Dorothee Mitzka, dass sie alles Erdenkliche getan haben, um mir diesen eingeschlagenen Weg zu ermöglichen und zu erleichtern.
- Meiner Freundin Kerstin Obel, deren persönliche Unterstützung und Liebe von unschätzbarem Wert war.

Erklärung

Hiermit erkläre ich, Lukas Mitzka, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig und ausschließlich unter Verwendung der angegebenen Quellen und Hilfsmittel verfasst habe.

Ort, Datum

Unterschrift