HIGGS-ERZEUGUNG AM GROSSEN HADRONBESCHLEUNIGER LHC IM MINIMALEN SUPERSYMMETRISCHEN STANDARDMODELL

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Asunción Armando Barrientos Bendezú
aus Ayacucho (Peru)

Hamburg
2000

Gutachter der Dissertation:
Prof. Dr. Bernd A. Kniehl
Prof. Dr. Gustav Kramer

Gutachter der Disputation:
Prof. Dr. Bernd A. Kniehl
Prof. Dr. P. M. Zerwas

Datum der Disputation:
07. November 2000

Dekan des Fachbereichs Physik
und Vorsitzender des
Promotionsausschusses:
Prof. Dr. F.-W. Büßer

Higgs Production in the Minimal Supersymmetric Standard Model (MSSM) at the Large Hadron Collider (LHC)

Abstract

We study the production of Higgs-boson pairs at the CERN Large Hadron Collider (LHC), in the context of the minimal supersymmetric standard model. At the tree level this proceeds via $q\bar{q}$ annihilation and at the one loop level via gg fusion. These mechanisms are investigated for the production of neutral and charged Higgs-boson pairs as well as for $W^{\pm}H^{\mp}$ associated production.

We present full analytical results for these processes. For our numerical anlysis, we adopt the SUGRA-inspired scenario. It turns out that the SUSY contribution enhances the cross section up to 50% in the case of $H^{+}H^{-}$ production. In the case of $W^{\pm}H^{\mp}$ associated production, this can make an effect of $\pm$ 10% depending on $\tan\beta$ and $m_{H^{\pm}}$. In the case of neutral Higgs production, this can enhance or decrease the cross section depending on $\tan\beta$ and the final-state Higgs masses.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung **3**

1 Das Minimale Supersymmetrische Standardmodell **5**
1.1 Motivation 5
1.2 Das Minimale Supersymmetrische Standard Modell (MSSM) 6
1.2.1 Das MSSM-Spektrum 9
1.2.2 Das durch Supergravitation (SUGRA) motivierte MSSM 14

2 Neutrale Higgs-Produktion **17**
2.1 Skalare Higgs-Paare hh, hH, HH 18
2.1.1 Baum-Niveau 18
2.1.2 Ein-Schleifen-Niveau 19
2.2 Skalar-Pseudoskalare Higgs-Paare hA, HA 21
2.2.1 Baum-Niveau 21
2.2.2 Ein-Schleifen-Niveau 23
2.3 Pseudoskalares Higgs-Paar AA 24
2.3.1 Baum-Niveau 24
2.3.2 Ein-Schleifen-Niveau 24
2.4 Numerische Ergebnisse 25

3 Geladene Higgs-Produktion **36**
3.1 Baum-Niveau 37
3.2 Ein-Schleifen-Niveau 39
3.2.1 Quarkbeitrag 40
3.2.2 Squarkbeitrag 40
3.3 Numerische Ergebnisse 40

4 Assoziierte $W^{\pm}H^{\mp}$-Produktion **44**
4.1 Baum-Niveau 45
4.2 Ein-Schleifen-Niveau 46
4.2.1 Quarkbeitrag 48
4.2.2 Squarkbeitrag 49
4.3 Numerische Ergebnisse 50

Zusammenfassung **56**

Anhang **56**

A Konventionen und Parameter **57**
A.1 Die Kinematik 57
A.2 Die Ein-Schleifen-Funktionen 59
A.3 Die SM Parameter 59
A.4 Die durch GUT motivierten MSSM-Parameter 60

B Tensor-Basis **61**

C Neutrale Higgs-Produktion **63**
C.1 Die Formfaktoren der Quarkschleifen 63
C.1.1 Für skalare Higgs-Paare: $g_a g_b \to H_1 H_2$ 63
C.1.2 Für skalar-pseudoskalare Higgs-Paare : $g_a g_b \to A_1 H_2$ 64
C.1.3 Für ein pseudoskalares Higgs-Paar: $g_a g_b \to A_1 A_2$ 64
C.2 Die Formfaktoren der Squarkschleifen :
$g_a g_b \to H_1 H_2$ 65

D Geladene Higgs-Produktion:
$g_a g_b \to H_1^+ H_2^-$ **66**
D.1 Die Formfaktoren der Quarkschleifen 66
D.2 Die Formfaktoren der Squarkschleifen 67

E Assoziierte $W^\pm H^\mp$-Produktion:
$g_a g_b \to W^- H^+$ **69**
E.1 Die Formfaktoren der Quarkschleifen 69
E.2 Die Formfaktoren der Squarkschleifen 72

F Kopplungen **74**
F.1 Trilineare-Higgs Kopplungen 74
F.2 Higgs-Eichbosonen-Kopplungen 74
F.3 Higgs-Quark-Kopplungen 75
F.4 Higgs-Squark-Kopplungen 75
F.5 W-Squark-Kopplungen 76

Literaturverzeichnis **80**

Einleitung

Die Beobachtung der Naturphänomene und der Versuch sie zu verstehen, um ihre Gesetzmäßigkeiten beschreiben zu können, ist das prinzipielle Anliegen der Physik. Der Erfolg der Physik, die mikrokosmischen Phänomene mit großer Genauigkeit beschreiben zu können und die drei fundamentalen Kräfte der Natur in einer einzigen Theorie zu vereinigen, beruht auf der konzeptionellen Stärke der Quantenfeltheorie (QFT). Diese Theorie der subatomaren Kräfte wird durch das Standardmodell (SM), das die Präsizionstests der Experimente mit großer Genauigkeit überstanden hat, verkörpert. Trotz der sehr guten Übereinstimmungen des SM mit den meßbaren Daten, bleiben viele Fragen ungelöst, wie z.B. die Herkunft der freien Parameter und durch welchen Mechanismus die elektroschwache Symmetrie gebrochen wird. Weiterhin bleibt ein grundlegendes Problem ohne Antwort : die Vereinigung mit der vierten Kraft der Natur, der Gravitation.
Durch die Einführung der Supersymmetrie (SUSY) wurden neue Perspektive eröffnet :

- die Erweiterung des SM,
- die Vereinigung aller Kräfte der Natur in einer einzigen Theorie, die als Superstringtheorien bekannt sind.

Die minimale Version einer erweiterten Theorie des SM, unter Einbeziehung von SUSY, ist das Minimale Supersymmetrische Standardmodell (MSSM). In dieser Arbeit werden wir uns mit speziellen Phänomenen dieser Theorie auseinandersetzen.
Eine der wichtigsten Aufgaben des grossen Hadronbeschleunigers LHC am CERN ist die Untersuchung des Higgs-Mechanismus der elektroschwachen Symmetriebrechung. Falls SUSY in der Natur vorkommt, ist der Higgs-Sektor des MSSM wesentlich komplizierter als im SM. Das Standardmodell sagt nur ein Higgs-Teilchen voraus, während der Higgs-Sektor des MSSM aus fünf physikalischen Higgs-Teilchen besteht : zwei neutrale CP-gerade Bosonen h^0, H^0, ein CP-ungerades Boson A^0 und ein geladenes Bosonenpaar $H^{\pm}$.
Um die Eigenschafen des Higgs-Sektors im MSSM durch Experimente zu testen, ist es erforderlich die Zerfallseigenschaften und Produktionsmechanismen der Higgs-Teilchen zu untersuchen. Weiterhin ist es wichtig, die Rolle der supersymmetrischen Partner zu untersuchen, da ihre Beiträge den Wirkungsquerschnitt signifikant erhöhen oder senken können.
Wir haben in dieser Arbeit zwei Mechanismen der Higgs-Erzeugung am LHC behandelt :

1. $q\bar{q}$-Annihilation,

2. gg-Fusion.

Dabei werden $q\bar{q}$-Annihilation auf Baum-Niveau und gg-Fusion auf Ein-Schleifen-Niveau untersucht. Bei der gg-Fusion haben wir die Beiträge der SUSY-Teilchen mitberücksichtigt.
Folgende Prozesse haben wir behandelt :

1. Neutrale Higgs-Paar-Produktion,

2. Geladene Higgs-Paar-Produktion,

3. Assoziierte $W^{\pm}H^{\mp}$-Produktion.

Es stellt sich heraus, daß die SUSY-Beiträge, in Falle der geladenen Higgs-Paar-Produktion, den Wirkungsquerschnitt erheblich, um bis zu 50% erhöhen können. Im Falle der assoziierten $W^{\pm}H^{\mp}$-Produktion führt dies je nach Wert von $\tan\beta$ und $m_{H^{\pm}}$ zu einen Effekt von c.a $\pm 10\%$. Im Falle der neutralen Higgs-Paar-Produktion kann der Wirkungsquerschnitt je nach Wert von $\tan\beta$ und Größe der Endzustandsmasse erhöht oder gesenkt werden.

Kapitel 1

Das Minimale Supersymmetrische Standardmodell

1.1 Motivation

Der Wunsch nach einem konsistenten Bild, das die Naturphänomene in ihrer Gesamtheit ohne Widersprüche und Ausnahmen darstellen kann, war und ist immer noch der große Traum aller Physiker. Obwohl grundlegende Fragen, wie nach der Art der elementaren Wechselwirkungen und ihrer Eigenschaften, weitgehend gut verstanden sind, bleibt der Ursprung der Massen und der vielen freien Parameter immer noch ein Rätsel.
Die Theorie, die mit den experimentellen Daten in hervorragender Übereinstimmung steht, hat sich im Standard Modell (SM) [1], basierend auf der Eichgruppe $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$, verwirklicht. Wenngleich das SM die elektroschwachen Präzisionstest bestanden hat, bleiben wichtige Fragen offen, z.B.:

- Welcher Mechanismus bewirkt die spontane Symmetriebrechung von $SU(2) \times U(1)$ zu $\mathrm{U}(1)_{em}$?
- Was ist der Ursprung des symmetriebrechenden Parameters v_F, der Fermi Skala ?

Obwohl die Größe dieses Parameters bekannt ist ($v_F \sim 250GeV$), ist seine Herkunft unklar. Dieses deutet darauf hin, daß neue Physik an der TeV-Skala oder unterhalb auftritt. Ein vielversprechender Kandidat für die Theorie jenseits des SM ist durch die Einbeziehung der Supersymmetrie (SUSY) , einer Symmetrie, welche Bosonen und Fermionen verbindet, realisierbar. Eine supersymmetrische Theorie in ihrer minimalen Form ist das Minimale Supersymmetrische Standardmodell (MSSM). Die Niederenergie-Supersymmetrie hat wichtige Auswirkungen auf die Kosmologie. Unter anderen liefert das MSSM eine Antwort auf einige offene Fragen des SM :

- Stabilität der Higgsmasse gegen Strahlungskorrekturen (das Hierarchieproblem),
- Vereinigung der Kopplungskonstanten,

- Vorhersage von $\sin\theta_W$ aus vereinheitlichten Theorien,
- spontane Symmetriebrechung durch den Higgsmechanismus, welcher sich aus der Evolution des Higgs-Parameters μ mittels der MSSM-RGEs von posiven Werten bei der GUT-Skala zu negativen Werten unterhalb der elektroschwachen Skala ergibt,
- Verbindung zur allgemeine Relativitätstheorie,
- ein Kandidat für die dunkle Materie in dem leichtesten supersymmetrischen Partner (LSP).

1.2 Das Minimale Supersymmetrische Standard Modell (MSSM)

Im MSSM, der minimalen supersymmetrischen Erweiterung des SM, ist die Anzahl der SUSY Generatoren minimal, also N=1, wobei supersymmetrische Partner der SM-Teilchen eingeführt werden. In dieser minimalen SUSY-Theorie, welche die selben $SU(3)\times SU(2)_L\times U(1)_Y$ Eichsymmetrie-Eigenschaften wie das SM besitzt, muß im Unterschied zum SM, ein zweites Higgs-Dublett eingeführt werden, damit die Theorie anomaliefrei bleibt und die Fermionen Masse erhalten. Die skalaren Partner der Quarks und Leptonen werden als Squarks und Sleptonen bezeichnet. Die skalaren Higgs-Bosonen erhalten Spin-$\frac{1}{2}$-Partner, die Higgsinos. Die elektroschwachen Eichbosonen und Gluonen erhalten ebenfalls SUSY-Partner mit Spin-$\frac{1}{2}$, die Gauginos bzw. die Gluinos. Die physikalischen Masseneigenzustände der Higgsinos und Gauginos, die als Charginos und Neutralinos bezeichnet werden, ergeben sich als Linerarkombinationen dieser Felder. Eichbosonen und ihre SUSY-Partner werden durch Vektorsuperfelder dargestellt.
Die fundamentale Antikommutatorrelation der supersymmetrischen Algebra für N=1 ist :

$$\{Q_\alpha, Q_\beta\} = -2(\gamma^\mu C)_{\alpha\beta} P_\mu \,, \tag{1.1}$$

wobei C die Ladungskonjugationsmatrix ist und Q ein Majorana-Spinor. Beide kommutieren mit dem Generator der Raumzeit-Translation und mit den Generatoren der möglichen (globalen und/oder lokalen) Symmetrien. Das bedeutet, daß der Spin der Teilchen, die sich in derselben irreduziblen Darstellung der SUSY befinden, sich um $\frac{1}{2}$ unterscheidet, aber die Teilchen dieselben Quantenzahlen haben und, wenn die SUSY ungebrochen ist, sogar dieselbe Masse.
Um die SUSY-Algebra allein durch Kommutatoren ausdrücken zu können wurden die antivertauschenden Grassmann-Parameter θ und $\bar{\theta}$, die eine Grassmann-Algebra bilden, eingeführt. Diese Parameter zusammen mit den Elementen x_μ des Minkowski-Raumes bilden den Superraum mit Elementen $z = (x, \theta, \bar{\theta})$. Somit sind die Funktionen $\phi(x, \theta, \bar{\theta})$ Superfelder auf dem Superraum. Die SUSY-Lagrangedichte wird durch diese Superfelder dargestellt, und die Raum-Zeit-Integration wird zu einem Superraum-Integral erweitert. Die Superfelder können nach ihren Komponentenfeldern entwickelt werden. Der Term

proportional zu $\theta\theta$ wird F-Term genannt, und der Term proportional zu $\theta^2\bar{\theta}^2$ in der Vektorsuperfeld-Entwicklung wird als D-Term bezeichnet [2].
In der Theorie ohne Eichfelder können die Multiplets durch chirale Superfelder ϕ_i dargestellt werden, wobei ϕ_i^2 und ϕ_i^3 ebenfalls chirale Felder sind, dagegen bildet $\phi_i\bar{\phi}_i$ ein Vektorfeld. Somit lautet die Lagrangedichte für chirale Superfelder

$$\mathcal{L} = (\phi\phi^\dagger)_D + (\mathcal{W} + \mathcal{W}^\dagger)_F \,, \tag{1.2}$$

wobei $\mathcal{W}$ das Superpotential ist. Durch $\mathcal{W}$ werden Massenterme und Wechselwirkungen erzeugt. In renormierbaren Theorien sind höhere als dritte Potenzen in den Feldern nicht zugelassen, daher ist das Superpotential gegeben durch

$$\mathcal{W} = m\phi^2 + \lambda\phi^3 \,. \tag{1.3}$$

Nach der Integration der Grassmann-Variablen und Anwendung der Euler-Lagrange-Gleichungen des unphysikalischen Hilfsfeldes

$$F^* = -\frac{\partial\mathcal{W}(A)}{\partial A}, \tag{1.4}$$

das eliminiert werden kann, ist die skalare Potential gegeben durch

$$\mathcal{V} = FF^* \,, \tag{1.5}$$

wobei A ein komplexer skalarer Feld-Bestandteil der komponentenweise ausgeschriebenen Superfelder ist. Von diesem skalaren Potential wird später Gebrauch gemacht, um den Squarks und Sleptonen Masse zu geben.
Um eine supersymmetrische Yang-Mills-Lagrangedichte zu konstruieren, muß ein neues chirales Superfeld eingeführt werden [3]. Dieses ist gegeben durch

$$W_\alpha = \bar{D}\bar{D}\left[e^{-gV} D_\alpha e^{gV}\right] \,, \tag{1.6}$$

wobei g die Eich-Kopplungskonstante ist, D_α die kovariante Ableitung auf dem Superraum und

$$V = T^a_{ij} V^a \,.$$

Dabei ist V^a ein Vektor-Supermultiplet, und T^a sind die Generatoren der Lie-Algebra. Damit erhält man für die Lagrangedichte

$$\mathcal{L} = \frac{1}{32g^2}(W^\alpha W_\alpha)|_F + \phi^\dagger e^{2gV}\phi|_D \,. \tag{1.7}$$

Daraus ergibt sich für das skalare Potential der nichtabelschen Eichtheorie

$$\mathcal{V} = F_i F_i^* + \frac{1}{2}\left[D^a D^a + (D')^2\right] \,, \tag{1.8}$$

mit den Euler-Lagrange-Gleichungen

$$F_i = \frac{\partial W(A_i)}{\partial A_i},$$
$$D^a = \frac{1}{2} g_2 A_i^* (\sigma^a)_{ij} A_j,$$
$$D' = \frac{1}{2} g_1 Y_i A^* A_i + \xi\,,$$

wobei A_i die skalaren Felder bezeichnen. D^a und D' sind die D-Terme der SU(2)- bzw. U(1)-Eichgruppe, und Y_i ist die U(1)-Quantenzahl (Hyperladung) des Materiefeldes. Die Konstante ξ bezeichnet den Fayet-Ilioipoulus-Term, der hier vernachlässigt wird ($\xi = 0$). Um Lepton- und Baryonzahl brechende Wechselwirkungen zu vermeiden, werden diese im MSSM durch die Erhaltung einer Symmetrie, genannt R-Parität,

$$R = (-1)^{3B+L+2S}, \tag{1.9}$$

vermieden, wobei B die Baryonzahl, L die Leptonzahl und S der Spin des Teilchens ist. Die SM-Teilchen besitzen R-Parität +1, dagegen haben die MSSM-Teilchen R-Parität -1. Eine wichtige phänomenologische Eigenschaft der R-Parität erhaltenden Theorie ist, daß sie ein stabiles leichtestes supersymmetrisches Teilchen (LSP) besitzt. Weiterhin impliziert die Annahme von R-Parität-Erhaltung, daß SUSY-Partner nur paarweise in SM-Teilchen-Kollisionen erzeugt werden können.
Die Tatsache, daß man keine SUSY-Teilchen mit der Masse der entsprechenden SM-Teilchen beobachtet hat, spricht dafür, daß die Massen der SUSY-Partner größer als ihre zugehörigen SM-Teilchen sein müssen. Das bedeutet, daß SUSY keine in der Natur erhaltene Symmetrie sein kann, und folglich muß diese Symmetrie gebrochen werden, um die Ergebnisse der Experimente erklären zu können. Nun stellt sich die Frage, durch welchen Mechanismus SUSY gebrochen wird. Die genaue Art und Weise, wie SUSY gebrochen wird, ist nicht bekannt, aber es gibt grundsätzlich zwei mögliche Mechanismen : spontane und weiche Brechung.

1. **Globale spontane SUSY-Brechung :**
Ein Hilfsfeld erhält einen nichtverschwindenden Vakuumerwartungswert, wodurch SUSY gebrochen wird.

2. **Weiche SUSY-Brechung :**
Nach diesem Mechanismus wird SUSY durch explizites Einfügen sogenannter weicher Massenterme [4] in die Lagrangedichte gebrochen, wobei das MSSM als eine effektive Niederenergie-Theorie betrachtet wird [5]. Diese Massenterme werden weich genannt, da sie so gewählt werden, daß sie keine zusätlichen quadratischen Divergenzen in die unrenormierten Theorie einführen. Somit bleibt das Hierarchieproblem weiterhin gelöst. Die Form dieser Terme wird durch die Forderung der Eichinvarianz, der R-Paritätserhaltung und der Stabilität der Teilchen festgelegt. Weitere Einschränkungen werden durch die Experimente gegeben. Die weichen brechenden Massenterme lauten

- $m^2 AA^*, m^2(A^2 + A^{*2})$,
  wobei A die skalare Komponente eines skalaren Superfeldes ist.

- $m\bar{\lambda}\lambda + h.c.$,
  ein Gauginomassenterm mit Majorana Fermionen λ.

- $\mathcal{A}(A^3 + A^{*3}) + h.c.$,
  wobei $\mathcal{A}$ die trilinearen Kopplungen der skalaren Komponente von chiralen Feldern bezeichnet. Nichtverschwindende trilineare Kopplungen führen zur Mischung von rechts- und linkshändigen Sfermionen.

Wie wir bereits oben erwähnt haben enthält, das MSSM zwei Higgs-Dubletts. Ein Higgs-Dublett H_1 erzeugt die Massen der u-artigen (Isospin $\frac{1}{2}$) Fermionen, und das zweite H_2 der d-artigen (Isospin $-\frac{1}{2}$). Im folgenden werden wir die Teilchen, die aus dem erweiterten SM mit zwei Higgs-Dubletts ohne SUSY stammen, als 2-Higgs-Dublett-Modell(2HDM)-Teilchen bezeichnen. Die SM-Teilchen und die Higgs-Teilchen des MSSM gehören also zum 2HDM.
Das allgemeinste Superpotential, welches nicht die Symmetrie $SU(3) \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ und die Lepton- und Baryonzahlerhaltung verletzt, ist gegeben durch

$$W = \epsilon_{ij} \left[-\mu \hat{H}_1^i \hat{H}_2^j + h^E \hat{H}_1^i \hat{L}^j \hat{E} + h^D \hat{H}_1^i \hat{Q}^j \hat{D} + h^U \hat{H}_2^j \hat{Q}^i \hat{U} \right] . \tag{1.10}$$

Die Superfelder $\hat{H}_1$ und $\hat{H}_2$ enthalten die Higgs-Felder und ihre zugehörigen SUSY-Partner. Das $SU(2)$-Dublett-Superfeld $\hat{L}$ enthält das linkhsändige Elektron, das linkhsändige Neutrino und die zugehörigen skalaren Partner. Das $SU(2)$-Singulett-Superfeld $\hat{E}$ enthält das rechtshändige Anti-Elektron und seinen SUSY-Partner. Das $SU(2)$-Dublett-Superfeld $\hat{Q}$ enthält die Quarks und ihre entsprechenden skalaren Partner. $\hat{U}$ und $\hat{D}$ sind die schwachen $SU(2)$-Singulett-Quark-Superfelder, welche die rechtshändigen u- und d-artigen Anti-Quarks beschreiben.

1.2.1 Das MSSM-Spektrum

Um die Brechung der Eichsymmetrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ zu untersuchen, wird üblicherweise angenommen, daß alle Squark- und Sleptonfelder verschwindende Vakuumserwartungswerte (VEV) besitzen, so daß wir uns ganz auf das Higgspotential mit seinen weichen Brechungstermen konzentrieren können :

$$\begin{aligned} V = {} & m_1^2 \left|H_1\right|^2 + m_2^2 \left|H_2\right|^2 + m_3^2 \left(\epsilon_{ij} H_1^i H_2^j + h.c.\right) \\ & + \frac{1}{8}\left(g_1^2 + g_2^2\right)\left[\left|H_1\right|^2 - \left|H_2\right|^2\right]^2 + \frac{1}{2} g_2^2 \left|H_1^\dagger H_2\right|^2 , \end{aligned} \tag{1.11}$$

mit

$$\begin{aligned} m_1^2 &= |\mu|^2 + \tilde{m}_1^2 \\ m_2^2 &= |\mu|^2 + \tilde{m}_2^2 \\ m_3^2 &= -\mu B , \end{aligned}$$

wobei $\tilde{m}_1^2$, $\tilde{m}_2^2$ und μB die Weichen-SUSY-Brechungsparameter sind.
Die elektroschwache Symmetrie wird für nichtverschwindenden Vakuumserwartungswerte (VEVs) der neutralen Komponenten des Higgs-Dubletts

$$\langle H_1 \rangle = \begin{pmatrix} v_1 \\ 0 \end{pmatrix} ,$$
$$\langle H_2 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix} , \tag{1.12}$$

mit $v_1, v_2 \in \mathrm{R}^+$, gebrochen. Beide Higgs-Dubletts besitzen entgegengesetzte Hyperladungen, $Y_1 = -1$ und $Y_2 = +1$. Damit das Potential nach unten beschränkt sein kann, muß folgende Bedingung gelten :

$$\mathcal{S} \equiv m_1^2 + m_2^2 - 2|m_3^2| \geq 0 \,. \tag{1.13}$$

Um nichtverschwindende VEVs im Minimum des Potentials zu erhalten, wird die Bedingung

$$\mathcal{B} \equiv m_1^2 m_2^2 - m_3^4 \leq 0 \tag{1.14}$$

gestellt. Mit der Erfüllung beider Bedingungen wird sichergestellt, daß das Potential ein stabiles Minimum erhält. Weiterhin stellt sich heraus, daß es vorteilhaft ist, folgende Hilfsvariablen einzuführen

$$v^2 = v_1^2 + v_2^2 \,,$$
$$\tan\beta \equiv \frac{v_2}{v_1} \,, \tag{1.15}$$

so daß die Minimierungsbedingungen die einfache Form

$$\sin 2\beta = -\frac{2m_3^2}{m_1^2 + m_2^2} \,,$$
$$v^2 = \frac{4}{g_1^2 + g_2^2} \frac{m_1^2 - m_2^2 \tan^2\beta}{\tan^2\beta - 1} \tag{1.16}$$

annehmen.

Der R-gerade Sektor

Der R-gerade Sektor des MSSM enthält alle Teilchen mit Spin-1 und Spin-$\frac{1}{2}$ des SM. Der einzige Unterschied ist, daß im MSSM die Massenterme für die Eichbosonen und Fermionen im Gegensatz zum SM von zwei unabhängigen VEVs erzeugt werden. Zum Beispiel sind die Baum-Niveau-Ausdrücke für die W- und Z-Masse gegeben durch

$$m_W^2 = \frac{g_2^2}{2}(v_1^2 + v_2^2) \,, \tag{1.17}$$

$$m_Z^2 = \frac{g_1^2 + g_2^2}{2}(v_1^2 + v_2^2) \,. \tag{1.18}$$

Quarks mit Ladung $Q = \frac{2}{3}$ haben Baum-Niveau-Massen proportional zu v_2, Quarks mit Ladung $Q = -\frac{1}{3}$ und geladene Leptonen haben Baum-Niveau-Massen proportional zu v_1. Unter Vernachlässigung der Quark-Generationsmischung ergibt sich für die dritte Generation

$$\begin{aligned} M_t^2 &= h_t^2 v_2^2 \,, \\ M_b^2 &= h_b^2 v_1^2 \,, \\ M_\tau^2 &= h_\tau^2 v_1^2 \,, \end{aligned} \tag{1.19}$$

wobei h_t, h_b und h_τ dimensionslose Yukawa-Kopplungen sind.
Im Higgs-Sektor kommt eine nichttriviale Struktur vor, wobei man es mit zwei Higgs-Dubletts, H_1 und H_2, zu tun hat, welche acht reelle Freiheitsgrade besitzen. Nach Umdefinition der Felder gemäß

$$\begin{aligned} H_1 &= \begin{pmatrix} v_1 + \frac{S_1 + iP_1}{\sqrt{2}} \\ H_1^- \end{pmatrix} \,, \\ H_2 &= \begin{pmatrix} H_2^+ \\ v_2 + \frac{S_2 + iP_2}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \,, \end{aligned} \tag{1.20}$$

und Entkoppelung der Goldstone-Bosonen,

$$G^0 = -\cos\beta P_1 + \sin\beta P_2 \,,$$

$$G^+ = -\cos\beta (H_1^-)^* + \sin\beta H_2^+ \,, \tag{1.21}$$

$$G^- = (G^+)^* \,, \tag{1.22}$$

ergeben sich fünf physikalische Freiheitsgrade. Zwei von ihnen entsprechen den geladenen (komplexen) Feldern

$$\begin{aligned} H^+ &= \sin\beta (H_1^-)^* + \cos\beta (H_2^+) \,, \\ H^- &= (H^+)^* \end{aligned} \tag{1.23}$$

mit Baum-Niveau-Masse

$$m_{H^\pm}^2 = m_W^2 + m_A^2 \,, \tag{1.24}$$

wobei

$$m_A^2 = -m_3^2 (\tan\beta + \cot\beta) \tag{1.25}$$

ist.
Die restlichen Freiheitsgrade entsprechen den drei neutralen Zuständen. Einer von ihnen ist der CP-ungerade-Zustand

$$A^0 = \sin\beta P_1 + \cos\beta P_2 \,, \tag{1.26}$$

mit Masse m_A der Gleichung (1.25) entsprechend. Die anderen zwei sind CP-gerade-Zustände und ergeben sich durch die Diagonalisierung der Massenmatrix

$$\mathcal{M}_S^2 = \begin{pmatrix} m_Z^2 \cos^2\beta + m_A^2 \sin^2\beta & -(m_A^2 + m_Z^2)\sin\beta\cos\beta \\ -(m_A^2 + m_Z^2)\sin\beta\cos\beta & m_Z^2 \sin^2\beta + m_A^2 \cos^2\beta \end{pmatrix} . \tag{1.27}$$

Der explizite Ausdruck für die Masseneigenwerte lautet dann

$$m_{h,H} = \frac{1}{2}\left[(m_A^2 + m_Z^2) \mp \sqrt{(m_A^2 + m_Z^2)^2 - 4m_A^2 m_Z^2 \cos^2 2\beta}\right] , \tag{1.28}$$

und ihre entsprechenden Masseneigenzustände sind

$$\begin{aligned} h &= -\sin\alpha S_1 + \cos\alpha S_2 , \\ H &= \cos\alpha S_1 + \sin\alpha S_2 , \end{aligned} \tag{1.29}$$

wobei die Mischungswinkel α folgende Beziehung erfüllt :

$$\tan 2\alpha = \tan 2\beta \left(\frac{m_h^2 + m_H^2}{m_A^2 - m_Z^2}\right) . \tag{1.30}$$

Üblicherweise wird α wie folgt gewählt :

$$-\frac{\pi}{2} \leq \alpha \leq 0 . \tag{1.31}$$

Die Zusammenfassung des Higgs-Spektrums lautet dann :

$$\begin{aligned} \text{2 neutrale Bosonen mit CP=+1} &: h^0, H^0 \\ \text{1 neutrales Boson mit CP=-1} &: A^0 \\ \text{2 geladene Bosonen mit CP=+1} &: H^+, H^- \\ \text{3 unphysikalische Goldstone-Bosonen} &: G^0, G^+, G^- \end{aligned} \tag{1.32}$$

Es ist wichtig, die folgenden Baum-Niveau-Massenrelationen zu beachten

$$\begin{aligned} m_{H^\pm}^2 &= m_W^2 + m_A^2 , \\ m_h^2 + m_H^2 &= m_Z^2 + m_A^2 . \end{aligned} \tag{1.33}$$

Das bedeutet

$$\begin{aligned} m_{H^\pm} &> m_W \\ m_H &> m_Z , \\ m_A &> m_h , \\ m_h &< m_Z |\cos 2\beta| < m_Z . \end{aligned} \tag{1.34}$$

Es ist auch wichtig zu bemerken, daß auf Baum-Niveau alle Higgs-Massen und Kopplungen nur mit zwei Input-Parametern dargestellt werden können : z.B kann man als unabhängige Parameter eines der folgenden Paare wählen

$$\begin{aligned} &(m_A, \tan\beta) , \\ &(m_h, \tan\beta) , \\ &(m_H, \tan\beta) , \\ &(m_{H^\pm}, \tan\beta) . \end{aligned} \tag{1.35}$$

Der R-ungerade Sektor

Die SUSY-Teilchen mit Spin 0 sind die Superpartner der Quarks und Leptonen des SM. Ihr Massenanteil der Lagrangedichte enthält die weichen SUSY-Brechungsterme und ist gegeben durch

$$\mathcal{L}_{m_{\tilde{f}}} = \frac{1}{2}\left(\tilde{f}_L^{\dagger}, \tilde{f}_R^{\dagger}\right) \mathcal{Z} \begin{pmatrix} \tilde{f}_L \\ \tilde{f}_R \end{pmatrix}, \tag{1.36}$$

wobei

$$\mathcal{Z} = \begin{pmatrix} M_{\tilde{F}}^2 + m_Z^2 \cos 2\beta (I_3^f - Q_f s_W^2) + m_f^2 & m_f(A_f - \mu v_f) \\ m_f(A_f - \mu v_f) & M_{\tilde{F}'}^2 + m_Z^2 \cos 2\beta Q_f s_W^2 + m_f^2 \end{pmatrix}, \tag{1.37}$$

mit

$$v_f = \begin{cases} \cot\beta & \text{für u-artige Fermionen} \\ \tan\beta & \text{für d-artige Fermionen.} \end{cases} \tag{1.38}$$

Der Parameter s_W^2 ist die Abkürzung für $\sin^2\theta_W$, wobei θ_W der elektroschwache Mischungswinkel ist. In generischer Form lauten die Soft-SUSY-Brechungsterme wie folgt :

$$M_{\tilde{F}} = \begin{cases} M_{\tilde{Q}} & \text{für linkshändige Squarks} \\ M_{\tilde{L}} & \text{für linkshändige Sleptonen} \end{cases} \tag{1.39}$$

$$M_{\tilde{F}'} = \begin{cases} M_{\tilde{U}} & \text{für rechtshändige u-artige Squarks} \\ M_{\tilde{D}} & \text{für rechtshändige d-artige Squarks} \\ M_{\tilde{E}} & \text{für rechtshändige Sleptonen} \end{cases} \tag{1.40}$$

Aus Gleichung (1.39) sehen wir, daß die linkshändigen Squarks und Sleptonen aus einer Generation die gleichen weichen SUSY-Brechungsterme besitzen. Der Grund dafür ist, daß sie sich in einem SU(2)-Dublett befinden.
Im allgemeinen ist zu erwarten, daß die Eigenzuständen $(\tilde{f}_L, \tilde{f}_R)$ sich von den Masseneigenzuständen $(\tilde{f}_1, \tilde{f}_2)$ unterscheiden. Jedoch ist die Mischung proportional zur Masse der entsprechenden Fermionen und somit für die erste und zweite Generation vernachlässigbar.
Die obige Matrix $\mathcal{Z}$ kann durch orthogonale Matrizen, welche durch die Mischungswinkel $\theta_{\tilde{f}}$ mit

$$\begin{aligned} \sin 2\theta_{\tilde{f}} &= \frac{2m_f(A_f - \mu v_f)}{m_{\tilde{f}_1}^2 - m_{\tilde{f}_2}^2}, \\ \cos 2\theta_{\tilde{f}} &= \frac{\mathcal{Z}_{11} - \mathcal{Z}_{22}}{m_{\tilde{f}_1}^2 - m_{\tilde{f}_2}^2} \end{aligned} \tag{1.41}$$

definiert sind, diagonalisiert werden.
Für die Sfermioneigenzustände ergibt sich

$$\begin{pmatrix} \tilde{f}_1 \\ \tilde{f}_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_{\tilde{f}} & \sin\theta_{\tilde{f}} \\ -\sin\theta_{\tilde{f}} & \cos\theta_{\tilde{f}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{f}_L \\ \tilde{f}_R \end{pmatrix}, \tag{1.42}$$

und die Massen der Sfermioneigenzustände sind dann gegeben durch

$$m^2_{\tilde{f}_{1,2}} = \frac{1}{2}\left[\mathcal{Z}_{11} + \mathcal{Z}_{22} \mp \sqrt{\left(\mathcal{Z}_{11} - \mathcal{Z}_{22}\right)^2 + 4m_f^2\left(A_f - \mu v_f\right)^2}\right] . \tag{1.43}$$

1.2.2 Das durch Supergravitation (SUGRA) motivierte MSSM

Obwohl sich das MSSM als vielversprechende Niederenergie-Theorie zeigt, ist die starke Vermehrung der freie Parameter, die mehr als das Doppelte der SM-Parameter ausmacht, doch unerwünscht. Das schwächt die Vorhersagekraft der Theorie. Eine interessante Alternative wäre, das MSSM in eine Große Vereinigte Theorie (GUT) einzubetten, so daß es im Niederenergie-Limes wiederhergestellt wird, vorausgesetzt es ist problemlos bis zur Skala $M_G \sim 1.9 \times 10^{16}$GeV (GUT-Skala) extrapolierbar, und man kann bei der M_G-Skala universelle Randbedingungen an die weichen Brechungsterme setzen. Somit werden die Parameter des MSSM an der elektroschwachen Skala durch die entsprechenden Renormierungsgruppengleichungen (RGE) stark korreliert. Das kann in SUGRA-Modellen [6] realisiert werden, wo die supersymmetrische Niederenergie-Theorie durch die folgenden Parameter beschrieben wird :

- die universelle skalare Masse m_0,
- die universelle Gaugino Masse $m_{1/2}$,
- die universelle trilineare Kopplung A,
- die Bilineare Kopplung B,
- der Higgs-Higgsino Massenparameter μ.

Der durch SUGRA beschränkte MSSM-Higgs-Sektor wird dann zusätzlich durch ein Higgs-Massenparameter (im allgemein m_A) und $\tan\beta$ beschrieben. Zu bemerken ist, daß m_A kein unabhängiger Parameter mehr ist, sondern durch die RGEs bestimmt wird.
Die Anzahl der Parameter kann noch durch weitere Annahmen reduziert werden [7] :

1. Die Vereinigung von b- und τ-Yukawa-Kopplungen an der GUT-Skala führt zu einer Korrelation zwischen der Topquark-Masse und $\tan\beta$.
2. Falls die elektroschwache Symmetrie durch Strahlungskorrekturen gebrochen wird, sind die Higgs-Higgsino-Massenparameter μ und die bilineare Kopplung B bis auf das Vorzeichen von μ bestimmt.
3. Es stellt sich heraus, daß die MSSM-Parameter an der GUT-Skala für $|A| \lesssim 500$ GeV nahezu unabhängig von A sind.

Somit ergeben sich das Massenspektrum und die Kopplungen aller supersymmetrischen und Higgs-Teilchen nach diesen Schritten durch nur zwei Massenparameter und das Vorzeichen von μ. In unseren numerischen Berechnungen haben wir die Vereinigung der b-

und τ- Yukawa-Kopplungen nicht verlangt, da sie nur den Wertebereich von $\tan\beta$ einschränken würden ohne einen merklichen Effekt auf die Ergebnisse für diese Werte von $\tan\beta$ zu zeigen.
Man erhält das minimale SUSY-GUT-Modell, indem man an der GUT-Skala M_G folgende Bedingungen stellt :

1. die Vereinigung der U(1)-, SU(2)- und SU(3)-Kopplungskonstanten $\alpha_i = g_i^2/4\pi$ (i=1,3),

$$\alpha_1(M_G) = \alpha_2(M_G) = \alpha_3(M_G) = \alpha_G\,; \tag{1.44}$$

2. eine universelle Gaugino-Masse $m_{1/2}$. An der elektroswachen Skala stehen die Massen M_i (i=1,3) durch die RGEs in Beziehung zu den Eichkopplungen,

$$M_i = \frac{\alpha_i(m_Z)}{\alpha_G} m_{1/2} \rightarrow M_3(m_Z) = \frac{\alpha_3(m_Z)}{\alpha_2(m_Z)} M_2(m_Z) = \frac{\alpha_3(m_Z)}{\alpha_1(m_Z)} M_1(m_Z)\,; \tag{1.45}$$

3. eine universelle trilineare Kopplung A

$$A_G = A_t(M_G) = A_b(M_G) = A_\tau(M_G)\,; \tag{1.46}$$

4. eine universelle skalare Masse m_0

$$\begin{aligned} m_0 = M_{\tilde{Q}} = M_{\tilde{U}} = M_{\tilde{D}} = M_{\tilde{L}} = M_{\tilde{E}} \\ = m_{H_1}(M_G) = m_{H_2}(M_G)\,. \end{aligned} \tag{1.47}$$

Die Stärke der SUGRA-Modelle mit Symmetrie-Brechung durch Strahlungskorrekturen wird offensichtlicher, wenn man die Beiträge der Ein-Schleifen-Korrekturen zum Higgs-Potential berücksichtigt. Durch diese Ein-Schleifen-Terme werden die meisten der SUSY-Teilchen-Massen bestimmt. Die Minimierungsbedingungen Gl.(1.16) (welche für μ bis auf das Vorzeichen und für B gelöst sind) legen die Massen fest, so daß die elektroschwache Symmetrie-Brechung richtig stattfindet.
Ein schweres Topquark ist erforderlich, um die elektroschwache Symmetrie durch Strahlungskorrekturen zu brechen, da durch die große Top-Yukawa-Kopplung einer der Higgs-Massenparameter zu einem negativen Wert verschoben wird.
Die Prozedur, um das SUSY-Teichen-Spektrum zu bestimmen, ist wie folgt :

- man setzt die Randbedingungen an der elektroschwachen und GUT-Skala fest [8],
- man legt die Werte der Eich- und Yukawa-Kopplungen an der elektroschwachen Skala fest, insbesondere m_t, $\tan\beta$ und α_s,
- die Eich- und Yukawa-Kopplungen werden dann mit Hilfe der entsprechenden RGEs bis zur GUT-Skala M_G, wo sich die Eich-Kopplungen vereinigen, evolviert (die Zwei-Schleifen-RGEs sind in Ref. [9] angegeben),

- an der GUT-Skala M_G werden die Werte der weichen SUSY-Brechungsparameter $m_{1/2}$, m_0 und A_G festgelegt,
- die Parameter werden dann bis zur elektroschwachen Skala hinunter evolviert, wo die aus dem effektiven Ein-Schleifen-Higgs-Potential abgeleiteten Minimierungsbedingungen geltend gemacht werden. Daraus ergibt sich der Wert für μ bis auf das Vorzeichen und der Wert für B. Nach der Evolution der RGEs zurück zu M_G ergeben sich μ_G und B_G.

Durch diese Vorgehensweise wird das ganze SUSY-Spektrum vollständig bestimmt. Man braucht neben dem Vorzeichen von μ also nur vier Parameter an der GUT-Skala zu definieren, um das gesamte SUSY-Spektrum zu erhalten, und diese sind :

$$m_{1/2},\ m_0,\ A_G,\ \tan\beta \text{ und } sign(\mu)\,. \tag{1.48}$$

Das SUSY-Spektrum haben wir mit Hilfe des Programmpakets SUSPECT [10] generiert (siehe Anhang A für unsere Inputparameter).
Signifikante Eischränkungen an die Parameter ergeben sich durch die experimentelle untere Schranke für die Sfermionen, die Charginos, die Neutralinos und die Higgs-Bosonen [11]. Die Einschränkung an $\tan\beta$ z.B lautet

$$2 \lesssim \tan\beta \lesssim \frac{m_t}{m_b} \tag{1.49}$$

Eine phenomenologisch günstige Wahl für den Higgs-Higgsino-Massenparameter wäre $\mu < 0$, da für dieser Wahl von μ bei kleinem $\tan\beta$ eine breiterer Parameterbereich erlaubt ist , und es bei großem $\tan\beta$ keine Lösungen für $\mu > 0$ [7] gibt. Bei unseren Untersuchungen haben wir $\mu < 0$ gewählt.
Im Falle der Produktion von Paaren geladener Higgs-Bosonen und von $W^{\pm}H^{\mp}$ Endzuständen haben wir den Inputparameter m_0 durch $m_{H^{\pm}}$ ersetzt, um eine meßbare Größe einzuführen. Dabei wird der Wert von m_0 durch Iteration bestimmt, so daß sich der gewünschte Wert für $m_{H^{\pm}}$ ergibt.
Im Falle der Produktion ungeladener Higgs-Bosonen ersetzen wir m_0 durch m_{A^0}.

Kapitel 2

Neutrale Higgs-Produktion

Mehrere Mechanismen der Higgs-Paar-Produktion an Hadronbeschleunigern wurden untersucht :

- Higgs-Bremsstrahlung $W^*/Z^* \to \phi_1\phi_2 W/Z$ [12];
- Vektor-Boson-Fusion $WW, ZZ \to \phi_1\phi_2$ [13];
- Drell-Yan Prozeß $q\bar{q} \to Ah, AH$ mit $q = u, d, s, c, b$ [14];
- Higgs Strahlung von Top- und Bottomquarks [15];
- schwere Quark-Fusion [16];
- Gluon-Gluon-Fusion $gg \to \phi_1\phi_2$ [17, 18].
  Zu diesem Prozeß wurden die Zwei-Schleifen-Beiträge für schwere Quarks berechnet [14], deren Größe vergleichbar mit der bei Einzel-Higgs-Produktion ist. Ebenfalls wurden die Squarkbeiträge auf Ein-Schleifen-Niveau berechnet [19].

Auf Baum-Niveau können skalare Higgs-Paare auch durch $q\bar{q} \to \phi_1\phi_2$ mit $q = u, d, s, c, b$ erzeugt werden (sehe die Diagramme in Abb. 2.1).
Bei $q\bar{q} \to Ah, AH$ für $q = b$ gibt es außer den Feynman-Diagrammen für Drell-Yan-Prozesse zwei weitere Feynman-Diagramme (siehe die zwei unteren Diagramme in Abb. 2.3), welche bei großen $\tan\beta$ den Wirkungsquerschnitt erheblich erhöhen.
Auf Ein-Schleifen-Niveau kann das MSSM Higgs-Teilchen paarweise, wie bereits erwähnt, durch Gluonfusion produziert werden. Die Feynman-Diagramme, die sich aus Quark- und Squarkschleifen zusammensetzen sind in Abb. 2.2 dargestellt. Unsere Ergebnisse für die Quarkbeiträge stimmen mit denen von Ref. [17] überein. Im Falle der Squarkbeiträge finden wir analytische Übereinstimmung mit Ref. [19] bis auf das Vorzeichen in Gleichung (10e) von Ref. [19]. In dieser Gleichung ist ein Minuszeichen zu erwarten, welches aus der Vertauschung der $H\tilde{q}_k\tilde{q}_l$-Kopplung mit der $A\tilde{q}_k\tilde{q}_l$-Kopplung stammt. Weiterhin ist zu beachten, daß die richtigen Indizes für die $H\tilde{q}_k\tilde{q}_l$-Kopplung in der Notation von Ref. [19] $V_{H_{(i,j)}\tilde{q}_k\tilde{q}_l}$ lauten.

In unseren analytischen und numerischen Berechnungen werden wir die Yukawa-Kopplungen der ersten und zweiten Quark-Generation vernachlässigen. Jedoch werden wir in der numerischen Untersuchung alle Squark-Generationen berücksichtigen, wobei wir die Massen der ersten und zweiten Generation als verschwindend behandeln werden. In dieser Arbeit werden wir die Beiträge der $q\bar{q}$-Vernichtung und der Squark-Schleifen untersuchen :

$$\begin{aligned} q\bar{q} &\to hh, hH, HH, hA, HA, AA, \\ gg &\to hh, hH, HH, hA, HA, AA\,. \end{aligned} \tag{2.1}$$

Im Gegensatz zum SM sind im MSSM die Massen der Higgs-Teilchen im Endzustand im allgemeinen unterschiedlich. Es können CP-gerade Paare, CP-ungerade Paare und gemischte CP-gerade/CP-ungerade Paare erzeugt werden. Aus diesem Grund ist die Untersuchung des Wirkungsquerschnittes komplizierter als im SM [17].
Ein interessanter Aspekt der Higgs-Paar-Produktion ist die Tatsache, daß sie benutzt werden kann, um die Selbstkopplungen des Higgs zu untersuchen, und so ihr Potential zu rekonstruieren [20].

2.1 Skalare Higgs-Paare hh, hH, HH

2.1.1 Baum-Niveau

Auf dem Baum-Niveau verläuft die Produktion skalarer Higgs-Paare durch $b\bar{b}$-Annihilation. Die Feynman-Diagramme sind im Abb. 2.1 dargestellt. Hier soll bemerkt werden, daß die Betrachtung des Bottomquarks als aktives Flavor in den kollidierenden Hadronen zu einer effektiven Beschreibung der ungeladenen Higgs-Produktion auf dem Baum-Niveau führt, welche die Beiträge der Subprozesse höherer Ordnung unterdrückt (dazu mehr im nächsten Kapitel, Abschnitt Baum-Niveau). Für unseren Zweck ist diese Näherung ausreichend, aber nicht ohne daran zu denken, daß ein QCD-Korrektur-Faktor kleiner Eins zu berücksichtigen ist.
Die Beiträge von $q = u, d, s, c$ sind wegen ihrer verschwindenden Yukawa-Kopplungen vernachlässigbar, und im Falle $q = t$ wird die Partondichtefunktion aufgrund der schweren Topquarkmasse verschwindend klein.
Im folgenden wollen wir immer annehmen, daß der partonische Wirkungsquerschnitt bereits über Spin und Farbindex gemittelt ist. Somit erhalten wir

$$\frac{d\sigma}{dt}(b\bar{b} \to H_i H_j) = \frac{G_F^2 m_w^4}{3\pi s}\left[|S|^2 + \frac{tu - h_i h_j}{s}|T|^2\right] \tag{2.2}$$

mit

$$\begin{aligned} S &= g_{h^0 H_i H_j} g_{h^0 bb} \mathcal{P}_{h^0} + g_{H^0 H_i H_j} g_{H^0 bb} \mathcal{P}_{H^0} + \frac{m_b^2}{t - m_b^2} g_{H_i bb} g_{H_j bb}\,, \\ T &= \frac{g_{H_i bb} g_{H_j bb}}{t - m_b^2}\,, \end{aligned} \tag{2.3}$$

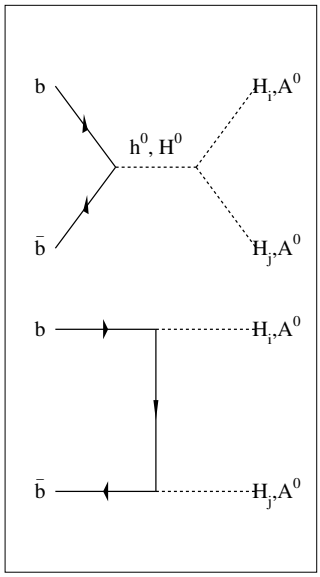

Abbildung 2.1: Baum-Niveau-Feynman-Diagramme für die Erzeugung von hh-, hH-, HH-, AA-Paaren

wobei hier und im folgenden s, t und u die Mandelstam-Variablen sind. Unsere Konventionen sind in Anhang A aufgelistet.
Ebenfalls sei hier und im Nachstehenden

$$\mathcal{P}_X = \frac{1}{s - m_X^2 + i m_X \Gamma_X}\,, \tag{2.4}$$

die Propagatorfunktion des Teilchens X mit der Masse m_X, und der Zerfallsbreite Γ_X, $h_i = m_{H_i}^2$, $h_j = m_{H_j}^2$ und g_{XYZ} die Kopplung der wechselwirkenden Teilchen X, Y, und Z. Alle relevanten Kopplungen sind in Anhang F aufgelistet.

2.1.2 Ein-Schleifen-Niveau

Auf Ein-Schleifen-Niveau erhält die Paar-Produktion skalarer Higgs-Teilchen Beiträge von der gg-Fusion (siehe die Diagramme in Abb. 2.2). Obwohl der Wirkungsquerschnitt der gg-Fusion um α_s^2 gegenüber der $b\bar{b}$-Annihilation unterdrückt ist, liefert sie, wegen der höhen Gluon-Luminosität in Hadron-Beschleunigern, fast im gesamten MSSM-Parameterraum den Hauptbeitrag.
Der über Spin und Farbindex gemittelte differentielle partonische Wirkungsquerschnitt

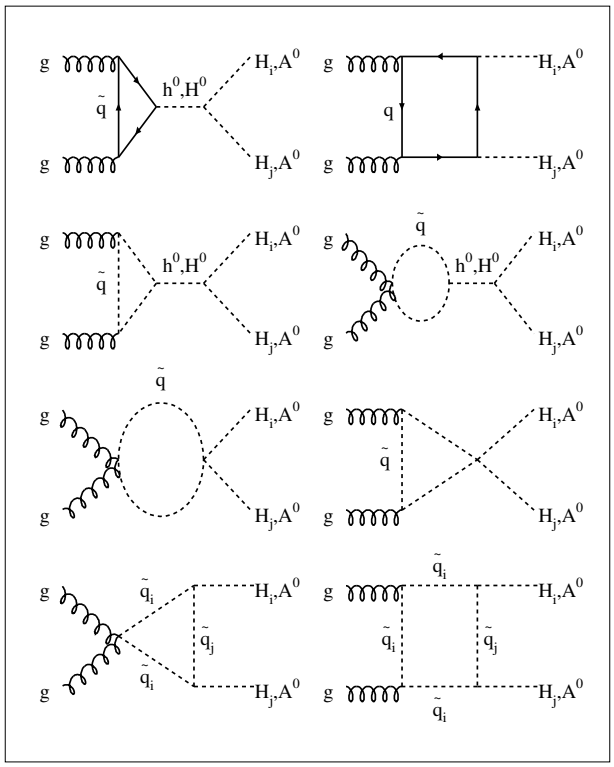

Abbildung 2.2: Ein-Schleifen-Feynman-Diagramme für die Erzeugung von hh-, hH-, HH-, AA-Paaren

lautet

$$\frac{d\sigma}{dt} = \left(\frac{1}{16\pi s^2}\right)\left(\frac{1}{4}\right)\sum_{\lambda,\lambda'=\pm 1}\left(\frac{1}{64}\right)\sum_{a,b=1}^{8}\left|\mathcal{M}^{ab}_{\lambda\lambda'}\right|^2 \tag{2.5}$$

mit

$$\mathcal{M}^{ab}_{\lambda\lambda'} = \epsilon^{a}_{\mu,\lambda}\epsilon^{b}_{\nu,\lambda'}T^{\mu\nu}\delta_{ab}\,, \tag{2.6}$$

wobei a und b die Farbindices der Gluonen, und λ, λ' ihre Helizitäten bezeichnen (siehe Anhang A für unsere Konventionen).
Der Tensor $T^{\mu\nu}$ kann mit Hilfe der orthogonalen Tensorbasen $A_i^{\mu\nu}$ [18, 21] und der Formfaktoren $\mathcal{F}_i$ dargestellt werden

$$T^{\mu\nu}(s,t,p_a,p_b) = \sum_{i=1}^{4}\mathcal{F}_i(s,t)A_i^{\mu\nu}(p_a,p_b)\,, \tag{2.7}$$

wobei p_a und p_b die Impulse der Gluonen mit Farbindices a und b sind.
Die explizite Darstellung der Tensorbasen $A_i^{\mu\nu}$ ist in Anhang B aufgelistet.
Die Bose-Symmetrie impliziert

$$T^{\mu\nu}(s,t,p_a,p_b) = T^{\nu\mu}(s,u,p_b,p_a), \tag{2.8}$$

und wegen der Eichinvarianz gilt

$$p_{a\mu}T^{\mu\nu}(s,t,p_a,p_b) = 0\,, \qquad p_{b\nu}T^{\mu\nu}(s,t,p_a,p_b) = 0\,. \tag{2.9}$$

Somit lauten die Matrix-Elemente der in Abb.2.2 dargestellten Feynman-Diagramme :

Quarkbeitrag

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}_\triangle &= \frac{G_F\alpha_s(\mu_r)s}{2\sqrt{2}\pi}\,\varepsilon_\mu^a\varepsilon_\nu^b A_1^{\mu\nu}F_\triangle\delta_{ab}, \\
\mathcal{M}_\square &= \frac{G_F\alpha_s(\mu_r)s}{2\sqrt{2}\pi}\,\varepsilon_\mu^a\varepsilon_\nu^b\left(A_1^{\mu\nu}F_\square + A_2^{\mu\nu}G_\square\right)\delta_{ab}\,,
\end{aligned} \tag{2.10}$$

Squarkbeitrag

$$\begin{aligned}
\tilde{\mathcal{M}}_\triangle &= \frac{G_F\alpha_s(\mu_r)s}{2\sqrt{2}\pi}\,\varepsilon_\mu^a\varepsilon_\nu^b A_1^{\mu\nu}\tilde{F}_\triangle\delta_{ab}, \\
\tilde{\mathcal{M}}_\square &= \frac{G_F\alpha_s(\mu_r)s}{2\sqrt{2}\pi}\,\varepsilon_\mu^a\varepsilon_\nu^b\left(A_1^{\mu\nu}\tilde{F}_\square + A_2^{\mu\nu}\tilde{G}_\square\right)\delta_{ab}\,.
\end{aligned} \tag{2.11}$$

Nun, läßt sich (2.5) auf eine einfache Weise darstellen

$$\frac{d\sigma}{dt}(g_ag_b\to H_1H_2) = \frac{G_F^2\alpha_s^2(\mu_r)}{256(2\pi)^3}\left(\left|F_\triangle+\tilde{F}_\triangle+F_\square+\tilde{F}_\square\right|^2+\left|G_\square+\tilde{G}_\square\right|^2\right)\,. \tag{2.12}$$

Die Triangel- und Box-Formfaktoren sind mit Hilfe der skalaren Passarino-Veltman-Funktionen C_0 und D_0 [22] in Anhang C aufgelistet.

2.2 Skalar-Pseudoskalare Higgs-Paare hA, HA

2.2.1 Baum-Niveau

Hier findet die Erzeugung skalarer und pseudoskalarer Higgs-Teilchen durch $q\bar{q}$-Annihilation statt, mit $q = u,d,s,c,b$. Die Beiträge stammen aus dem Drell-Yan-Prozeß mit dem Z^0-Boson im s-Kanal und aus den weiteren zwei Feynman-Diagrammen, welche

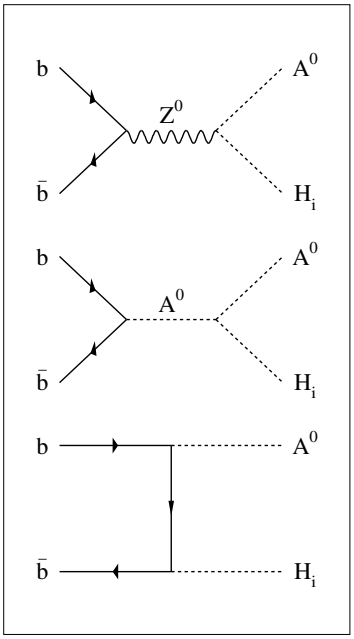

Abbildung 2.3: Baum-Niveau-Feynman-Diagramme für die Erzeugung von Ah-, AH-Paaren

A^0 im s-Kanal und Bottomquark im t-Kanal einschließen (siehe Abb. 2.3).
Der differentielle partonische Wirkungsquerschnitt lautet

$$\frac{d\sigma}{dt}(b\bar{b} \to A^0 H_i) = \frac{G_F^2 m_w^4}{3\pi s}\left[|S|^2 + \frac{tu - h_A h_i}{s}\left(|V|^2 + |A+T|^2\right)\right], \tag{2.13}$$

wobei

$$S = ig_{A^0A^0H_i}g_{A^0bb}\mathcal{P}_{A^0} + \frac{im_b^2}{t-m_b^2}g_{H_ibb}g_{A^0bb}\,, \qquad T = \frac{ig_{H_ibb}g_{A^0bb}}{t-m_b^2},$$
$$A = 2ia_{Z^0bb}g_{H_iA^0Z^0}\mathcal{P}_{Z^0}\,, \qquad V = 2iv_{Z^0bb}g_{H_iA^0Z^0}\mathcal{P}_{Z^0}\,, \tag{2.14}$$

mit

$$a_{Z^0bb} = \frac{I_b}{2c_w}\,, \qquad v_{Z^0bb} = \frac{I_b - 2s_w^2 Q_b}{2c_w}\,. \tag{2.15}$$

Dabei ist $h_A = m_{A^0}^2$.
Der Beitrag der Drell-Yan Prozesse ergibt sich in Übereinstimmung mit Ref. [14], indem man $S, T = 0$ und $b \to q$ setzt.

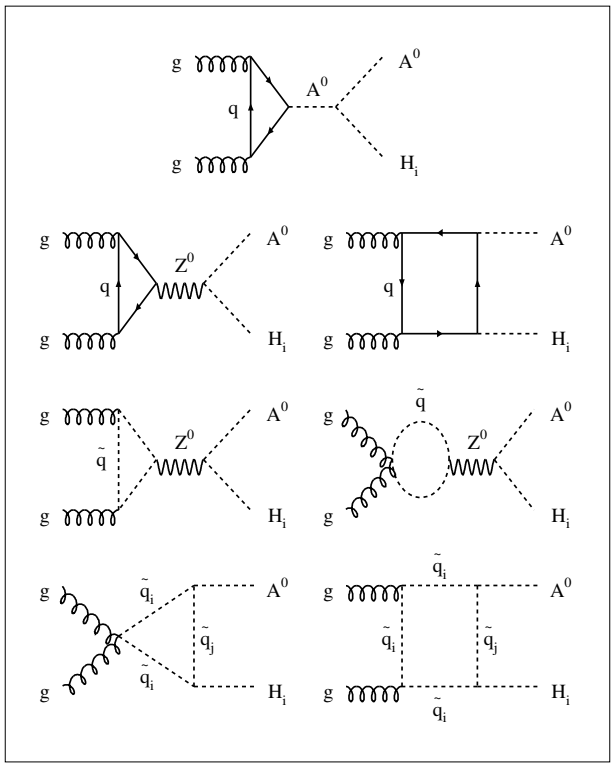

Abbildung 2.4: Ein-Schleifen-Neveau-Feynman-Diagramme für die Erzeugung von Ah-, AH-Paaren

2.2.2 Ein-Schleifen-Niveau

Für die Matrix-Elemente der gg-Fusion, deren Feynman-Diagramme in Abb. 2.4 dargestellt sind, erhalten wir :

Quarkbeitrag

$$\mathcal{M}_{\triangle} = \frac{G_F \alpha_s(\mu_r) s}{2\sqrt{2}\pi}\, \varepsilon_\mu^a \varepsilon_\nu^b A_3^{\mu\nu} F_{\triangle} \delta_{ab},$$
$$\mathcal{M}_{\square} = \frac{G_F \alpha_s(\mu_r) s}{2\sqrt{2}\pi}\, \varepsilon_\mu^a \varepsilon_\nu^b \left(A_3^{\mu\nu} F_{\square} + A_4^{\mu\nu} G_{\square}\right) \delta_{ab}, \qquad (2.16)$$

Die Beiträge aller Squark-Diagramme ergeben insgesamt Null. Das ist sofort klar, wenn man beachtet, daß das Higgs-Boson A nur an zwei unterschiedliche Squark-

Masseneigenzustände koppelt, und diese Kopplungen (siehe Anhang F) denselben Betrag aber unterschiedliches Vorzeichen haben :

$$g_{A^0\tilde{q}_1\tilde{q}_2} = -g_{A^0\tilde{q}_2\tilde{q}_1} \,. \tag{2.17}$$

Daher heben sich die zwei letzten Diagramme in Abb. 2.4 gegenseitig auf.
Auf der anderen Seite ist ein Squark-Paar mit derselben Flavor und im Color-Singlett-Zustand, das an ein Z-Boson koppelt, im CP-geraden Zustand, während ein CP-gerades und ein CP-ungerades Higgs-Boson, die mit einem Z-Boson Koppelt, im CP-ungeraden Zustand sind. Daraus folgt, daß die Beiträge von den ersten zwei Squark-Diagrammen in Abb. 2.4 verschwinden müssen.
Somit wird in diesem Falle der differentielle partonische Wirkungsquerschnitt (2.12)

$$\frac{d\sigma}{dt}(g_a g_b \to A^0 H_i) = \frac{G_F^2 \alpha_s^2(\mu_r)}{256(2\pi)^3} \left(|F_\triangle + F_\square|^2 + |G_\square|^2 \right) \,. \tag{2.18}$$

Die Triangel- und Box-Formfaktoren sind in Anhang C aufgelistet.

2.3 Pseudoskalares Higgs-Paar AA

2.3.1 Baum-Niveau

Genau wie im skalaren Fall ist auf dem Baum-Niveau $b\bar{b}$-Annihilation der Erzeugungsmechanismus pseudoskalarer Higgs-Paare (siehe die Diagramme in Abb. 2.1).
Den partonischen Wirkungsquerschnitt erhalten wir durch folgende Vertauschungen :

$$\frac{d\sigma}{dt}(b\bar{b} \to A^0 A^0) = \frac{d\sigma}{dt}(b\bar{b} \to H_i H_j)(H_i \leftrightarrow A^0, H_j \leftrightarrow A^0, h_i \leftrightarrow h_A, h_j \leftrightarrow h_A) \tag{2.19}$$

2.3.2 Ein-Schleifen-Niveau

Die Berechnung der gg-Fusion mit zwei pseudoskalaren Higgs-Teilchen im Endzustand (siehe die Diagramme in Abb. 2.2) liefert für die Matrix-Elemente

Quarkbeitrag

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_\triangle &= \frac{G_F \alpha_s(\mu_r) s}{2\sqrt{2}\pi} \, \varepsilon_\mu^a \varepsilon_\nu^b A_1^{\mu\nu} F_\triangle \delta_{ab}, \\ \mathcal{M}_\square &= \frac{G_F \alpha_s(\mu_r) s}{2\sqrt{2}\pi} \, \varepsilon_\mu^a \varepsilon_\nu^b \left(A_1^{\mu\nu} F_\square + A_2^{\mu\nu} G_\square \right) \delta_{ab} \,, \end{aligned} \tag{2.20}$$

Squarkbeitrag

$$\tilde{\mathcal{M}}_{\triangle} = \frac{G_F \alpha_s(\mu_r) s}{2\sqrt{2}\pi}\, \varepsilon_\mu^a \varepsilon_\nu^b A_1^{\mu\nu} \tilde{F}_{\triangle}\, \delta_{ab},$$
$$\tilde{\mathcal{M}}_{\square} = \frac{G_F \alpha_s(\mu_r) s}{2\sqrt{2}\pi}\, \varepsilon_\mu^a \varepsilon_\nu^b \left(A_1^{\mu\nu} \tilde{F}_{\square} + A_2^{\mu\nu} \tilde{G}_{\square} \right) \delta_{ab}\,. \tag{2.21}$$

Somit lautet der differentielle partonische Wirkungsquerschnitt gemäß Gl. (2.12)

$$\frac{d\sigma}{dt}(g_a g_b \to A_1^0 A_2^0) = \frac{G_F^2 \alpha_s^2(\mu_r)}{256(2\pi)^3} \left(\left| F_{\triangle} + \tilde{F}_{\triangle} + F_{\square} + \tilde{F}_{\square} \right|^2 + \left| G_{\square} + \tilde{G}_{\square} \right|^2 \right). \tag{2.22}$$

Die Triangel- und Box-Formfaktoren sind in Anhang C aufgelistet.

2.4 Numerische Ergebnisse

Bei der numerischen Untersuchung der ungeladenen Higgs-Produktion verwenden wir in allen Fällen in SUSPECT m_A als Inputparamter anstelle von m_0 (siehe Anhang A für die übrigen Inputparameter). Wir variieren $\tan\beta$ und m_A jeweils im Bereich $3 \lesssim \tan\beta \lesssim 40 \approx m_t/m_b$ und 90 GeV $\lesssim m_A \lesssim 1000$ GeV.
Das SUGRA-motivierte MSSM erlaubt für unsere Wahl von Parametern nicht gleichzeitig kleine Werte von $\tan\beta$ und m_A wegen der experimentellen unteren Schranke an die Selektronmasse [11]. Das ist der Grund dafür, daß die Kurven für $\tan\beta = 3$ erst bei $m_A \approx 240$ GeV anfangen.
Für große m_A ergibt sich wegen der experimentellen unteren Schranke des h^0-Bosons [11] $\tan\beta \gtrsim 2$. Andererseits setzen die oberen experimentellen Massenschranken der Charginos und Neutralinos [11] eine obere Schranke für $\tan\beta$, die von m_A abhängt.
Bei der Kurven in Abhängigkeit von m_A ist zu bemerken, um sie voneinander zu unterscheiden, daß diejenigen für $\tan\beta = 3$, wie schon erwähnt, bei $m_A \approx 240$ GeV anfangen, und die für $\tan\beta = 30$ bei $m_A \approx 90$ GeV.
Nun betrachten wir den totalen Wirkungsquerschnitt der ungeladenen Higgs-Produktion am LHC mit Schwerpunktenergie $\sqrt{S} = 14$ TeV. Dabei nehmen wir an, daß die integrierte Luminosität pro Jahr ihre geplante Größe $L = 100$ fb^{-1} für jedes der beiden Experimente, ATLAS und CMS, beträgt. Wie im Falle von $pp \to H^+H^- + X$ [23], stammen die Squark-Beiträge hauptsächlich aus Bottom- und Top-Squarks, während die Beiträge aus der ersten und zweiten Generation erheblich unterdrückt werden, da ihre Kopplungen signifikant kleiner als die der dritten Generation sind und ihre Masse schwerer als die der Stop- und Sbottom-Quarks $\tilde{t}_1$ und $\tilde{b}_1$ sind.

1. **pp $\to$ hh + X** :
   Der totale integrierte Wirkungsquerschnitt von $b\bar{b}$-Annihilation und gg-Fusion ist in Abb. 2.5 als Funktion von m_A für $\tan\beta = 3$ und 30 dargestellt und in Abb.2.6 als Funktion von $\tan\beta$ für $m_A = 300$ GeV.

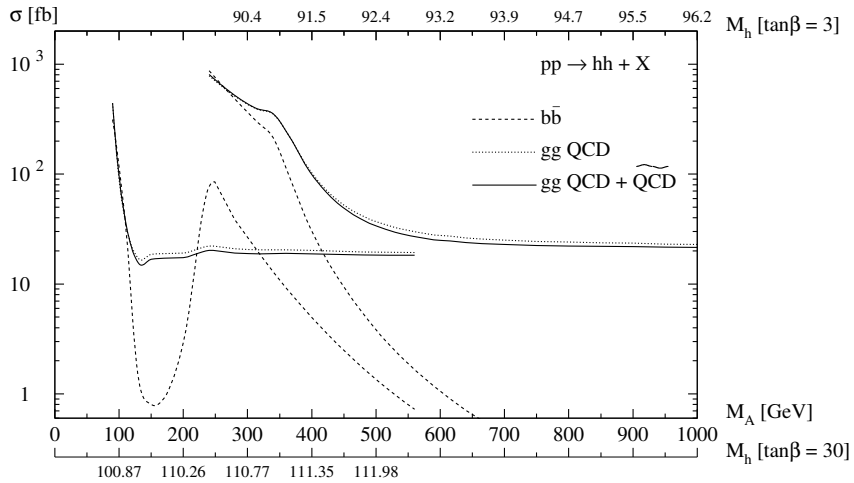

Abbildung 2.5: Totaler Wirkungsquerschnitt σ (in fb) von $pp \to hh + X$ am LHC. Dabei sind $b\bar{b}$-Annihilation (gestrichelte Linie) und gg-Fusion (durchgezogene Linie) als Funktion von m_A für $\tan\beta = 3$ (beginnend bei $m_A = 240$ GeV) und 30 (beginnend bei $m_A = 90$ GeV) aufgetragen. Zum Vergleich ist auch der Quark-Beitrag (gepunktete Linie) dargestellt.

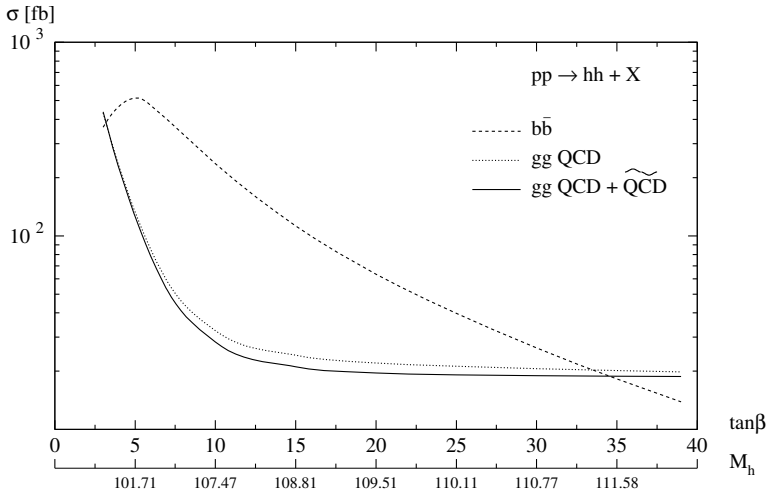

Abbildung 2.6: Totaler Wirkungsquerschnitt σ (in fb) von $pp \to hh + X$ am LHC. Dabei sind $b\bar{b}$-Annihilation (gestrichelte Linie) und gg-Fusion (durchgezogene Linie) als Funktion von $\tan\beta$ für $m_A = 300$ GeV gezeigt. Zum Vergleich ist auch der Quark-Beitrag (gepunktete Linie) dargestellt.

Bei $\tan\beta = 3$ in Abb. 2.5 stammt der Hauptbeitrag der gg-Fusion aus dem Resonanzeffekt im s-Kanal bei $s \sim m_H^2$ im Propagator der Triangel-Quark-Schleifen. Bei $m_H \sim 2m_t$ tritt ein Schwelleneffekt durch die On-Shell-Top-Paar-Produktion in den dominierenden Triangel-Quark-Schleifen auf. Hier beträgt die SUSY-Korrektur ca. -10% für mittlere und große m_A. Der Baum-Niveau-Beitrag zeigt dasselbe Resonanzverhalten wie die gg-Fusion, kann aber nur im Bereich 240 GeV $\lesssim m_A \lesssim$ 300 GeV mit ihr konkurrieren.
Bei $\tan\beta = 30$ in Abb. 2.5 ist die Resonanz-Produktion $gg \to H \to hh$ für $m_A \lesssim$ 220 GeV kinematisch verboten, hier ist die Abhängigkeit des gg-Fusion-Wirkungsquerschnittes von $\tan\beta$ stark. Oberhalb dieses Wertes für m_A ist der Beitrag durch die Resonanzeffekt im s-Kanal der Triangel-Quark-Schleifen wieder sichtbar. In diesem Fall ist die SUSY-Korrektur ebenfalls ca. -10% für $m_A \gtrsim$ 120 GeV. Der Beitrag durch $b\bar{b}$-Annihilation zeigt ein ausgeprägtes lokales Maximum an der Stelle $m_H \sim 2m_h$, dabei ist $m_A \sim m_H$. An dieser Stelle ist die $b\bar{b}$-Annihilation dominierend gegenüber der gg-Fusion, und ihr Beitrag übertrifft denjenigen der gg-Fusion bis zum Dreifachen.
Aus Abb. 2.5 stellen wir fest, daß der totale Wirkungsquerschnitt von $pp \to hh + X$ für $m_A = 240$ GeV und $\tan\beta = 3$ 1680 fb betragen kann. Somit ergeben sich für beide Experimente, ATLAS und CMS, etwa 336.000 Signal-Ereignisse pro Jahr.

2. $\mathbf{pp \to hH + X}$:
Der totale integrierte Wirkungsquerschnitt von $b\bar{b}$-Annihilation und gg-Fusion ist in Abb. 2.7 als Funktion von m_A für $\tan\beta = 3$ und 30 dargestellt und in Abb.2.8 als Funktion von $\tan\beta$ für $m_A = 300$ GeV.
Wegen der Abwesenheit von Resonanzeffekten und der schweren Higgs-Masse im Endzustand ist der Wirkungsquerschnitt von $gg \to hH$ im allgemeinen kleiner als der von $gg \to hh$. Wie man aus Abb. 2.7 und Abb. 2.8 sehen kann, hängt der Wirkungsquerschnitt stark von $\tan\beta$ ab und kann Werte von 10^{-2} bis 10^2 fb annehmen. Bei großer Higgs-Masse nimmt er stark ab mit wachsendem $\tan\beta$.
Bei $\tan\beta = 3$ in Abb. 2.7 ist im Falle von gg-Fusion die Higgs-Massen-Abhängigkeit mild und die SUSY-Korrektur beträgt ca. -14% bei $m_A \lesssim$ 380 GeV bis ca. + 32% bei $m_A \gtrsim$ 380 GeV. Der Beitrag der $b\bar{b}$-Annihilation ist vernachlässigbar klein und wurde hier nicht gezeigt.
Bei $\tan\beta = 30$ in Abb. 2.7 ist im Falle der gg-Fusion ein Maximum bei $m_A \sim$ 110 GeV zu sehen, es ergibt sich durch die starke Veränderung der Higgs- und Yukawa-Kopplungen in diesem Bereich. Die SUSY-Korrektur ist hier eindeutig klein, ca. ± 3. Beim $b\bar{b}$-Annihilation-Beitrag tritt ein Maximum bei $m_A \sim 110$ GeV auf, er stammt aus der Yukawa-Kopplung für das schwere Higgs H, die in diesem Bereich erheblich für $\tan\beta = 30$ wächst. Für $m_A \gtrsim$ 150 GeV ist der $b\bar{b}$-Annihilation-Beitrag dominierend. Er kann bis um einen Faktor 3 größer als der gg-Fusion-Beitrag sein.
Aus Abb. 2.7 stellen wir fest, daß der totalen Wirkungsquerschnitt von $pp \to hH + X$ für $m_A = 110$ GeV und $\tan\beta = 30$ 190 fb betragen kann. Somit ergeben sich für beide Experimente, ATLAS und CMS, etwa 38.000 Signal-Ereignisse pro Jahr.

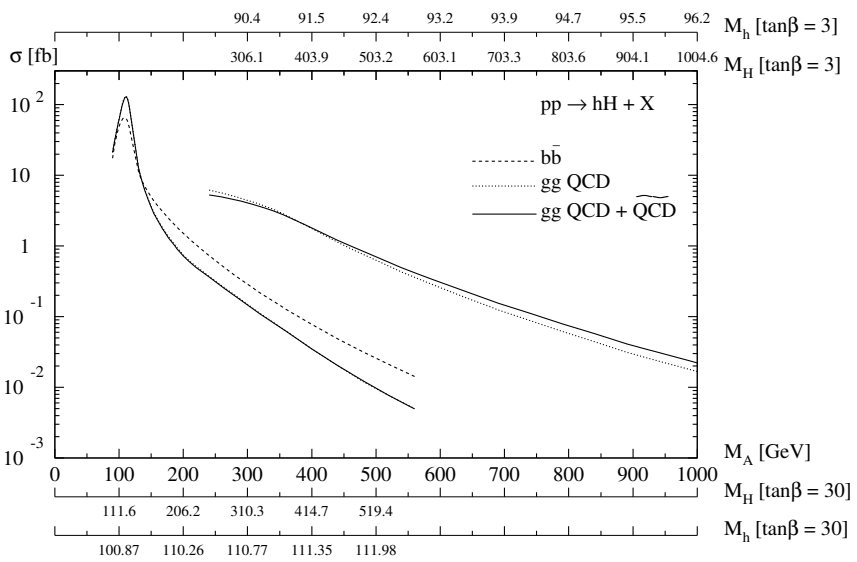

Abbildung 2.7: Totaler Wirkungsquerschnitt σ (in fb) von $pp \to hH + X$ am LHC. Dabei sind $b\bar{b}$-Annihilation (gestrichelte Linie) und gg-Fusion (durchgezogene Linie) als Funktion von m_A für $\tan\beta = 3$ (beginnend bei $m_A = 240$ GeV) und 30 (beginnend bei $m_A = 90$ GeV) aufgetragen. Zum Vergleich ist auch der Quark-Beitrag (gepunktete Linie) dargestellt.

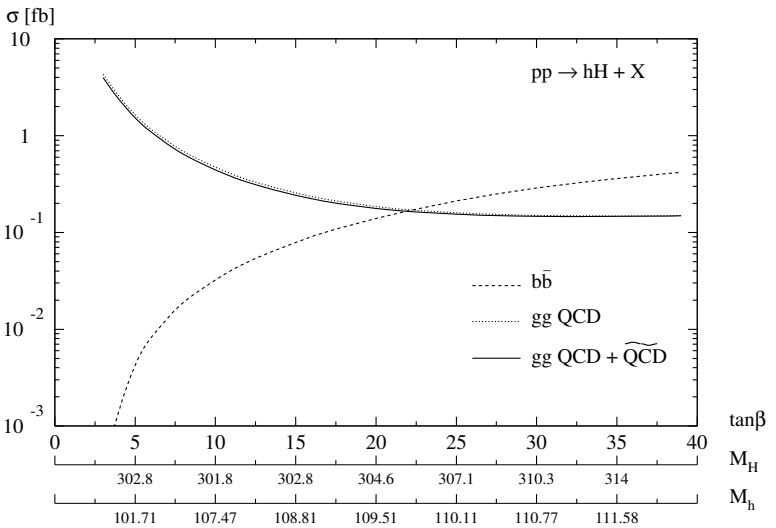

Abbildung 2.8: Totaler Wirkungsquerschnitt σ (in fb) von $pp \to hH + X$ am LHC. Dabei sind $b\bar{b}$-Annihilation (gestrichelte Linie) und gg-Fusion (durchgezogene Linie) als Funktion von $\tan\beta$ für $m_A = 300$ GeV gezeigt. Zum Vergleich ist auch der Quark-Beitrag (gepunktete Linie) dargestellt.

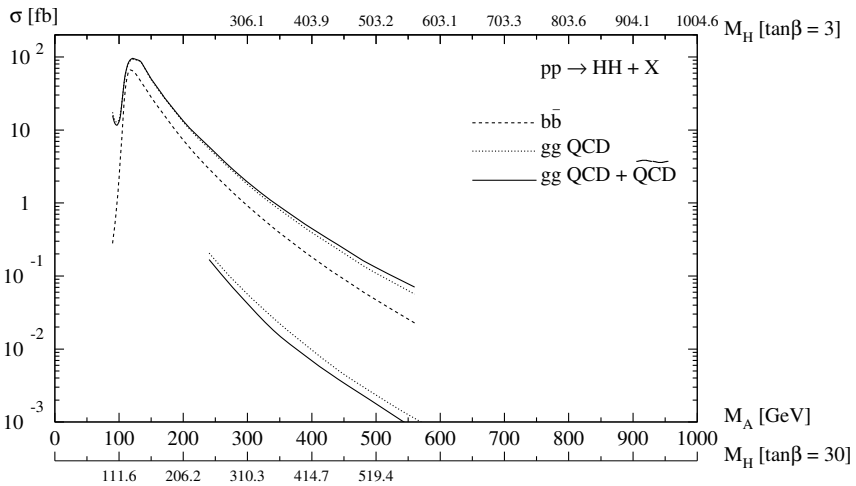

Abbildung 2.9: Totaler Wirkungsquerschnitt σ (in fb) von $pp \to HH + X$ am LHC. Dabei sind $b\bar{b}$-Annihilation (gestrichelte Linie) und gg-Fusion (durchgezogene Linie) als Funktion von m_A für $\tan\beta = 3$ (beginnend bei $m_A = 240$ GeV) und 30 (beginnend bei $m_A = 90$ GeV) aufgetragen. Zum Vergleich ist auch der Quark-Beitrag (gepunktete Linie) dargestellt.

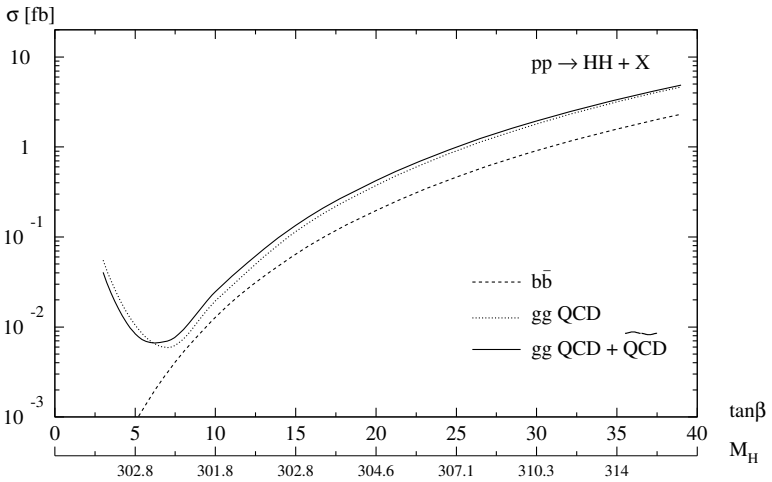

Abbildung 2.10: Totaler Wirkungsquerschnitt σ (in fb) von $pp \to HH + X$ am LHC. Dabei sind $b\bar{b}$-Annihilation (gestrichelte Linie) und gg-Fusion (durchgezogene Linie) als Funktion von $\tan\beta$ für $m_A = 300$ GeV gezeigt. Zum Vergleich ist auch der Quark-Beitrag (gepunktete Linie) dargestellt.

3. $\mathbf{pp \to HH + X}$:
   Der totale integrierte Wirkungsquerschnitt von $b\bar{b}$-Annihilation und gg-Fusion ist in Abb. 2.9 als Funktion von m_A für $\tan\beta = 3$ und 30 dargestellt und in Abb.2.10 als Funktion von $\tan\beta$ für $m_A = 300$ GeV.
   Wie bei $gg \to hH$ treten bei $gg \to HH$ auch keine Resonanzeffekte auf, und der Wirkungsquerschnitt wird wegen den beiden schweren Higgs-Massen im Endzustand unterdrückt. Im Gegensatz zu $gg \to hH$ nimmt hier der Wirkungsquerschnitt mit wachsendem $\tan\beta$ zu, wo die Bottom-Quark-Schleifen dominant werden (siehe Abb. 2.10). In allen Fällen ist der Wirkungsquerschnitt der gg-Fusion dominant gegenüber dem Beitrag der $b\bar{b}$-Annihilation.
   Bei $\tan\beta = 3$ in Abb. 2.9 ist der Wirkungsquerschnitt im Falle der gg-Fusion ca. zwei Größenordnung kleiner als bei großem $\tan\beta$. Die SUSY-Korrektur beträgt -19% (bei $m_A \sim 240$ GeV), -26% (bei $m_A \sim 540$ GeV). Der Beitrag der $b\bar{b}$-Annihilation ist vernachlässigbar klein und wurde hier nicht gezeigt.
   Bei $\tan\beta = 30$ ist in Abb. 2.9 ein Maximum bei $m_A \sim 110$ GeV zu sehen; es ergibt sich wie bei $gg \to hH$ durch die starke Veränderung der Higgs- und Yukawa-Kopplungen in diesem Bereich. Die SUSY-Korrektur ist für kleine m_A (~ 90 GeV) negativ $\sim$ -10% und bei schweren Higgs-Massen ($m_A \sim 560$ GeV) positiv $\sim$ +24%. Beim $b\bar{b}$-Annihilation-Beitrag tritt ein Maximum bei $m_A \sim 110$ GeV auf, es stammt wie im Falle von $gg \to hH$ aus der Yukawa-Kopplung für das schwere Higgs H, die für $\tan\beta = 30$ in diesem Bereich erheblich wächst.
   Aus Abb. 2.9 stellen wir fest, daß der totalen Wirkungsquerschnitt von $pp \to HH + X$ für $m_A = 130$ GeV und $\tan\beta = 30$ 140 fb betragen kann. Somit ergeben sich für beide Experimente, ATLAS und CMS, etwa 28.000 Signal-Ereignisse pro Jahr.

4. $\mathbf{pp \to Ah + X}$:
   Der totale integrierte Wirkungsquerschnitt von $q\bar{q}$-Annihilation und gg-Fusion ist in Abb. 2.11 als Funktion von m_A für $\tan\beta = 3$ und 30 dargestellt und in Abb.2.12 als Funktion von $\tan\beta$ für $m_A = 300$ GeV.
   Für schwere Higgs-Masse m_A im Endzustand wird der Wirkungsquerschnitt durch den Phasenraum erheblich unterdrückt, und im Falle der gg-Fusion fällt er mit wachsende $\tan\beta$ stark ab (siehe Abb. 2.11).
   Bei $\tan\beta = 3$ ist in Abb. 2.11 der Beitrag der Baum-Niveau-Diagramme signifikant kleiner als der Beitrag der gg-Fusion.
   Bei $\tan\beta = 30$ ist in Abb. 2.11 ein Maximum bei $m_A \sim 110$ GeV zu sehen, es ergibt sich wie bei $gg \to hH$ durch die starke Veränderung der Higgs- und Yukawa-Kopplungen in diesem Bereich. Hier ist der Beitrag der $q\bar{q}$-Annihilation dominant. Für kleine Werte von m_A ist er um einen Faktor ~ 10 größer als der Beitrag der gg-Fusion, und für große Werte von m_A um einen Faktor ~ 3. Es ist wichtig zu bemerken, daß die Beiträge der beiden letzten Diagramme in Abb. 2.3 den Wirkungsquerschnitt der $q\bar{q}$-Annihilation um mehr als zwei Größenordnung für große Werte von $\tan\beta$ erhöhen, wie man deutlich in Abb.2.12 sehen kann. Für kleine Wer-

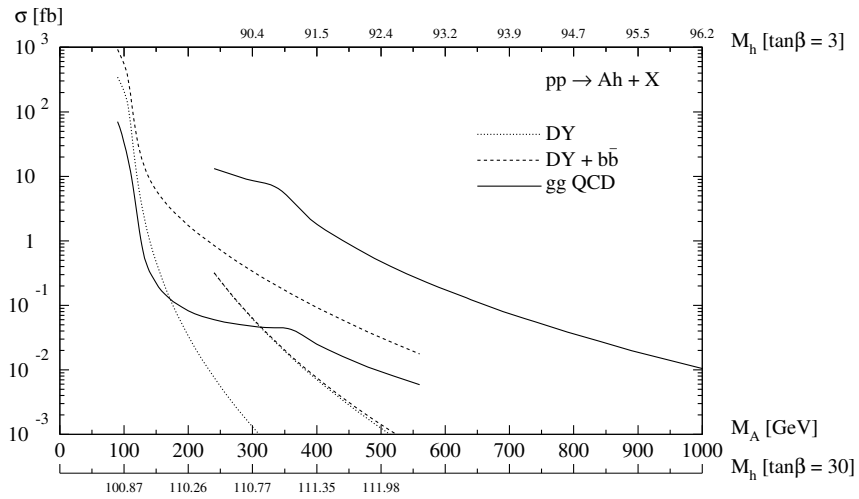

Abbildung 2.11: Totaler Wirkungsquerschnitt σ (in fb) von $pp \to Ah + X$ am LHC. Dabei sind $q\bar{q}$-Annihilation (gestrichelte Linie) und gg-Fusion (durchgezogene Linie) als Funktion von m_A für $\tan\beta = 3$ (beginnend bei $m_A = 240$ GeV) und 30 (beginnend bei $m_A = 90$ GeV) aufgetragen. Zum Vergleich ist auch der Drell-Yan-Beitrag (gepunktete Linie) dargestellt.

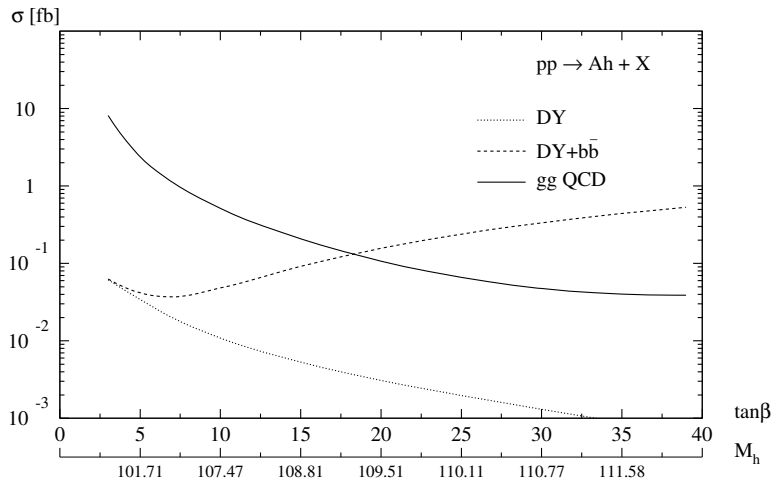

Abbildung 2.12: Totaler Wirkungsquerschnitt σ (in fb) von $pp \to Ah + X$ am LHC. Dabei sind $q\bar{q}$-Annihilation (gestrichelte Linie) und gg-Fusion (durchgezogene Linie) als Funktion von $\tan\beta$ für $m_A = 300$ GeV gezeigt. Zum Vergleich ist auch der Drell-Yan-Beitrag (gepunktete Linie) dargestellt.

te von m_A macht diese Erhöhung ca. einen Faktor 3 aus. Dieser Effekt ist auf die Yukawa-Kopplung des Bottom-Quarks,

$$g_{A^0bb} = i\frac{m_b \tan\beta}{2m_w} \tag{2.23}$$

zurückzuführen. Dabei ist zu beachten, daß nach unserer Notation die Feynman-Regel für die Yukawa-Kopplung sich durch Multiplikation von g_{A^0bb} mit i und γ_5 ergibt.
Aus Abb. 2.11 stellen wir fest, daß der totale Wirkungsquerschnitt von $pp \to Ah+X$ für $m_A = 90$ GeV und $\tan\beta = 30$ 1000 fb betragen kann. Somit ergeben sich für beide Experimente, ATLAS und CMS, etwa 200.000 Signal-Ereignisse pro Jahr.

5. $\mathbf{pp \to AH + X}$:
Der totale integrierte Wirkungsquerschnitt von $q\bar{q}$-Annihilation und gg-Fusion ist in Abb. 2.13 als Funktion von m_A für $\tan\beta = 3$ und 30 dargestellt und in Abb.2.14 als Funktion von $\tan\beta$ für $m_A = 300$ GeV.
Im Falle der gg-Fusion ist der Wirkungsquerschnitt hier noch kleiner als bei $pp \to Ah + X$ wegen der großen Masse m_H im Endzustand. Bei allen Werten von $\tan\beta$ und m_A dominiert der Baum-Niveau-Prozeß. Sein Wirkungsquerschnitt ist für große Werte von m_A beinahe unabhängig von $\tan\beta$, und für große Werte von $\tan\beta$ übertrifft er denjenigen von $gg \to AH$ um bis zu einen Faktor ~ 50 für mittlere und große m_A. Für kleine Werte von $\tan\beta$ kann der Beitrag des Baum-Niveaus gegenüber demjenigen aus der gg-Fusion sogar über zwei Größenordnungen ausmachen. Der von $\tan\beta$ nahezu unabhängige Drell-Yan-Beitrag in Abb.2.14 ist auf den Verlauf der ZAH-Kopplung zurückzuführen, die bei $m_A \gtrsim 100$ gegen einen konstanten Wert konvergiert.
In Abb. 2.13 stellen wir fest, daß bei $\tan\beta = 30$ der Wirkungsquerschnitt im Baum-Niveau einen signifikanten Beitrag durch die beiden letzten Diagramme in Abb. 2.3 erhält. Dabei wird der Wirkungsquerschnitt schätzungweise um das zweifache des Drell-Yan-Beitrags erhöht.
Die Maxima bei $m_A \sim 110$ GeV sind wie im Falle von $pp \to Ah + X$ auf dieselben Ursachen zurückzuführen.
Aus Abb. 2.13 stellen wir fest, daß der totale Wirkungsquerschnitt von $pp \to AH+X$ für $m_A = 110$ GeV und $\tan\beta = 30$ 240 fb betragen kann. Somit ergeben sich für beide Experimente, ATLAS und CMS, etwa 48.000 Signal-Ereignisse pro Jahr.

6. $\mathbf{pp \to AA + X}$:
Der totale integrierte Wirkungsquerschnitt von $b\bar{b}$-Annihilation und gg-Fusion ist in Abb. 2.15 als Funktion von m_A für $\tan\beta = 3$ und 30 dargestellt und in Abb.2.16 als Funktion von $\tan\beta$ für $m_A = 300$ GeV.
Der Wirkungsquerschnitt ist für mittlere und große Werte von m_A erheblich durch den Phasenraum unterdrückt, vor allem für kleine Werte von $\tan\beta$.
In Abb. 2.15 tritt bei $\tan\beta = 3$ einen Schwelleneffekt bei $m_H \sim 2m_t$ durch die resonanzartige Top-Paar-Produktion in den Top-Quark-Triangel-Schleifen auf. Der Bei-

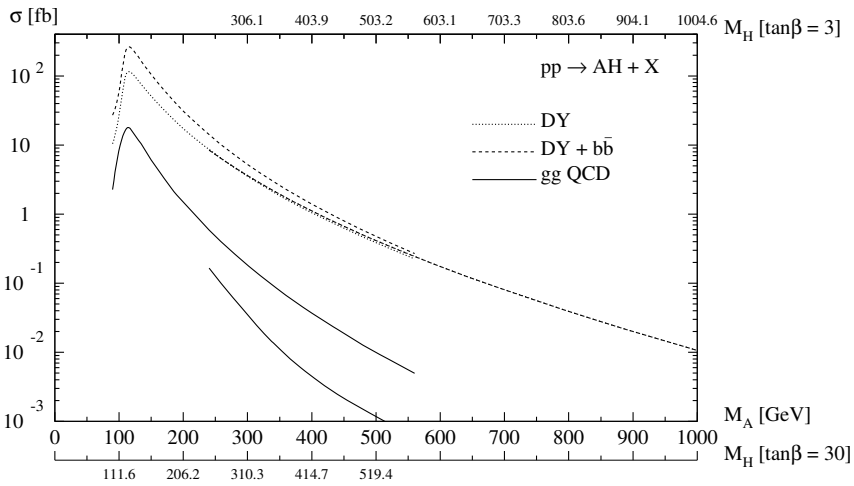

Abbildung 2.13: Totaler Wirkungsquerschnitt σ (in fb) von $pp \to AH + X$ am LHC. Dabei sind $q\bar{q}$-Annihilation (gestrichelte Linie) und gg-Fusion (durchgezogene Linie) als Funktion von m_A für $\tan\beta = 3$ (beginnend bei $m_A = 240$ GeV) und 30 (beginnend bei $m_A = 90$ GeV) aufgetragen. Zum Vergleich ist auch der Drell-Yan-Beitrag (gepunktete Linie) dargestellt.

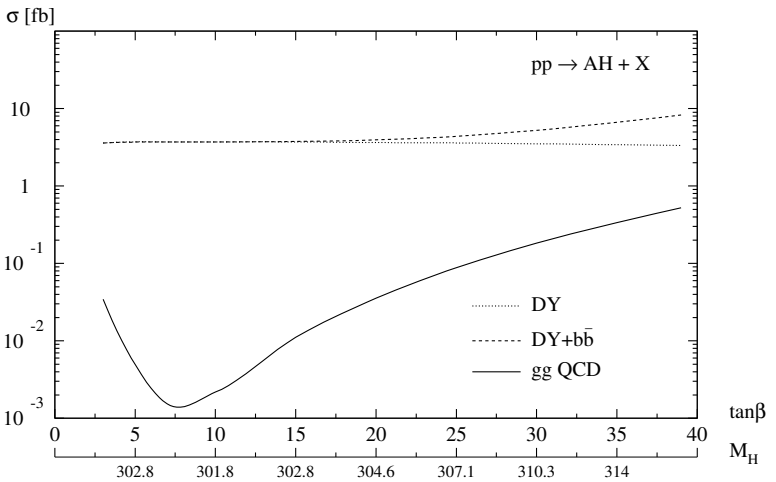

Abbildung 2.14: Totaler Wirkungsquerschnitt σ (in fb) von $pp \to AH + X$ am LHC. Dabei sind $q\bar{q}$-Annihilation (gestrichelte Linie) und gg-Fusion (durchgezogene Linie) als Funktion von $\tan\beta$ für $m_A = 300$ GeV gezeigt. Zum Vergleich ist auch der Drell-Yan-Beitrag (gepunktete Linie) dargestellt.

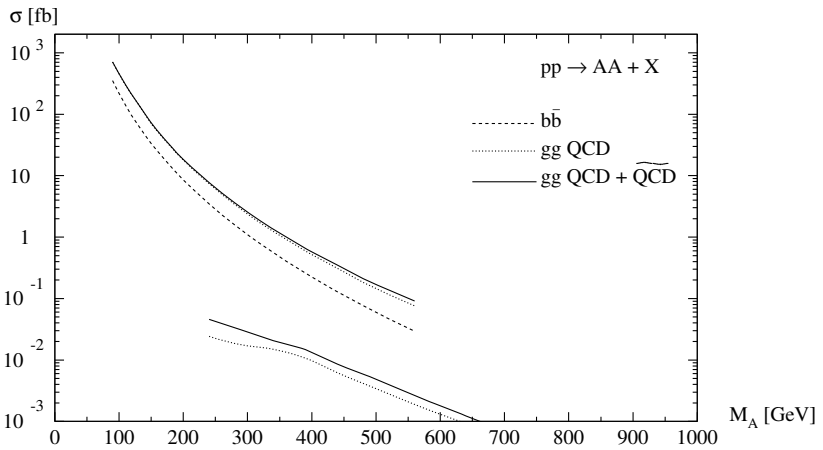

Abbildung 2.15: Totaler Wirkungsquerschnitt σ (in fb) von $pp \to AA + X$ am LHC. Dabei sind $q\bar{q}$-Annihilation (gestrichelte Linie) und gg-Fusion (durchgezogene Linie) als Funktion von m_A für $\tan\beta = 3$ (beginnend bei $m_A = 240$ GeV) und 30 (beginnend bei $m_A = 90$ GeV) aufgetragen. Zum Vergleich ist auch der Drell-Yan-Beitrag (gepunktete Linie) dargestellt.

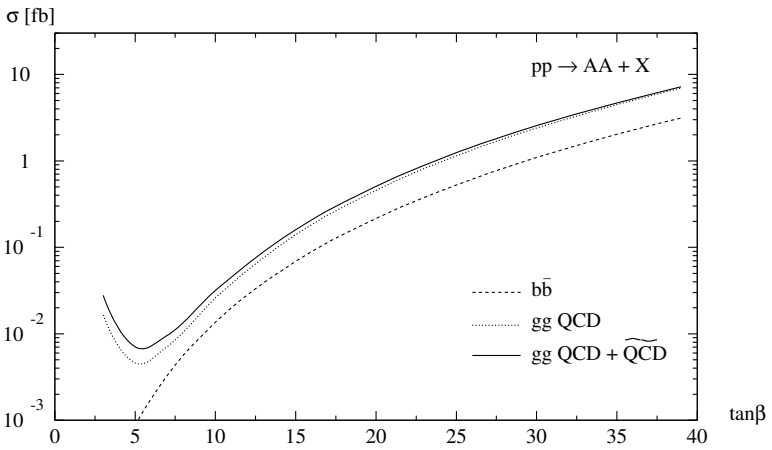

Abbildung 2.16: Totaler Wirkungsquerschnitt σ (in fb) von $pp \to AA + X$ am LHC. Dabei sind $q\bar{q}$-Annihilation (gestrichelte Linie) und gg-Fusion (durchgezogene Linie) als Funktion von $\tan\beta$ für $m_A = 300$ GeV gezeigt. Zum Vergleich ist auch der Drell-Yan-Beitrag (gepunktete Linie) dargestellt.

trag der SUSY-Korrektur erhöht signifikant den Wirkungsquerschnitt von $gg \to AA$ für alle Werte von m_A, schätzungsweise um fast einen Faktor 2 für m_A um 240 GeV. Der Beitrag der $b\bar{b}$-Annihilation ist hier vernachlässigbar klein und wurde nicht gezeigt. In Abb. 2.15 sind bei $\tan\beta = 30$ die Bottom-Quark-Schleifen dominant, und wegen der Kopplung des Higgs-Bosons A an den Bottom-Quarks wächst der Wirkungsquerschnitt der gg-Fusion mit wachsendem $\tan\beta$ (siehe Abb.2.16). Der Beitrag der SUSY-Korrektur zum $gg \to AA$-Wirkungsquerschnitt wird nur für mittlere Werte von m_A besonders sichtbar, schätzungsweise um fast +20% für m_A um 560 GeV. Der Beitrag der $b\bar{b}$-Annihilation ist hier für alle Werte von m_A um einen Faktor $\gtrsim$ 2 kleiner als der von $gg \to AA$.
Aus Abb. 2.15 erhalten wir für den totalen Wirkungsquerschnitt von $pp \to AA + X$ für $m_A = 90$ GeV und $\tan\beta = 30$ 1060 fb. Somit ergeben sich für beide Experimente, ATLAS und CMS, etwa 212.000 Signal-Ereignisse pro Jahr.

Kapitel 3

Geladene Higgs-Produktion

Eine wichtige Aufgabe zukünftiger Teilchenbeschleuniger ist unter anderem die Suche nach den Higgs-Bosonen und die Untersuchung des Mechanismus der elektroschwachen Symmetriebrechung. Die geladenen Higgs-Bosonen zählen zum skalaren Sektor des erweiterten SM in seiner minimalen supersymmetrischen Form (MSSM). Deshalb wäre die mögliche Entdeckung der geladenen Higgs-Bosonen ein deutliches Signal für neue Physik und ein starker Hinweis auf Supersymmetrie.
Eine wichtige Voraussetzung, um diese Teilchen präzise zu identifizieren, ist die Eigenschaften ihrer Zerfälle und Produktion zu verstehen.
Die dominierenden Mechanismen, um geladene Higgs-Teilchen mit Masse $m_H^{\pm} < m_t - m_b$ zu produzieren, sind $gg, q\bar{q} \to t\bar{t}$ gefolgt von $t \to bH^+$ [24].[1] Der bevorzugte Zerfallskanal von $H^{\pm}$-Bosonen in diesem Massenbereich ist $H^+ \to \bar{\tau}\nu_\tau$, vorausgesetzt $\tan\beta \gtrsim \sqrt{m_c/m_\tau} \approx 1$ [24]. Im Gegensatz zu Topquark-Ereignissen im SM verletzt dieser Prozeß die Lepton-Universalität. Dieses Kriterium wird routinemäßig in gegenwärtigen Untersuchungen des $H^{\pm}$-Bosons am $p\bar{p}$-Beschleuniger Tevatron am Fermilab angewandt [25].
Die ergiebigste Quelle für $H^{\pm}$-Produktion im Falle großer Higgs-Masse sind $g\bar{b} \to \bar{t}H^+$ [26, 27], $gg \to \bar{t}bH^+$ [28], und $qb \to q'bH^+$ [29]. Der bevorzugte Zerfallskanal ist dann $H^+ \to t\bar{b}$, unabhängig von $\tan\beta$ [24]. Die Untersuchung dieser Prozesse wird leider erschwert durch die eigentlichen QCD-Hintergrundprozesse $gb \to t\bar{t}b$, $g\bar{b} \to t\bar{t}\bar{b}$, und die nicht eigentlichen $gg, q\bar{q} \to gt\bar{t}$ und $gq \to t\bar{t}q$ [27].
Eine interessante Alternative ist, $H^{\pm}$-Bosonen assoziiert mit $W^{\mp}$-Bosonen zu produzieren, so daß die geladenen Leptonen aus dem $W^{\mp}$-Zerfall als Trigger benutzt werden können. Diesen Prozeß werden wir im nächsten Kapitel näher untersuchen.
Hier werden wir die Produktion von $H^{\pm}H^{\mp}$-Paaren untersuchen.
In Hadronbeschleunigern kann man geladene Higgs-Paare, wie im Falle der ungeladenen Higgs-Paare, durch zwei Mechanismen erzeugen : $q\bar{q}$-Annihilation und gg-Fusion. Diese Prozesse werden auch durch die oben genannten QCD Hintergrundprozesse überlagert. Der Beitrag aus den Quark-Schleifen ist bereits untersucht worden [30, 21]. Wir haben die Untersuchung um den Beitrag aus den Squark-Sektor vervollständigt [23]. Unsere

[1] Hier und im folgenden werden die ladungskonjugierten Prozesse nicht explizit erwähnt.

Ergebnisse wurden in Ref. [31] bestätigt.
In unseren analytischen und numerischen Berechnungen vernachlässigen wir die Yukawa-Kopplungen der ersten und zweiten Quarkgeneration. Wir berücksichtigen jedoch in der numerischen Untersuchung alle Squarkgenerationen, und ignorieren dabei die Massen der ersten und zweiten Generation.
Im Falle des Baum-Niveaus haben wir die Bottom-Masse in den Progagatoren vernachlässigt, jedoch nicht in den Yukawa-Kopplungen, da diese Terme über die Terme, die von m_t abhängen dominieren, wenn $\tan\beta$ groß genug ist, nämlich für $\tan\beta \geq \sqrt{m_t/m_b} \approx 6$. Das ist offensichtlich für den $H^-\bar{b}t$-Vertex, für welchen folgende Feynman-Regel gilt [43]

$$i2^{-1/4}G_F^{1/2}[m_t \cot\beta(1+\gamma_5) + m_b \tan\beta(1-\gamma_5)]. \tag{3.1}$$

Dabei ist G_F die Fermi-Konstante, und wir haben die Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Mischungsmatrix auf Eins gesetzt, d.h., $V_{tb} = 1$.

3.1 Baum-Niveau

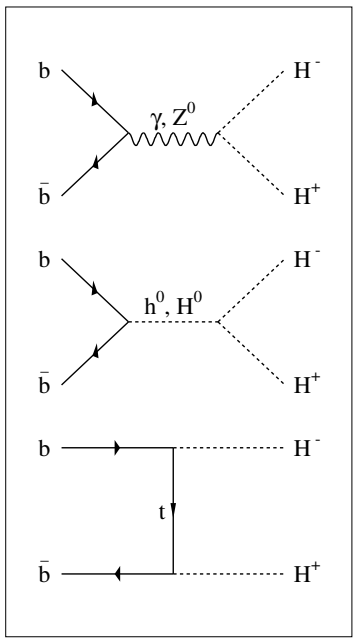

Abbildung 3.1: Baum-Niveau-Feynman-Diagramme für $b\bar{b} \to H^+H^-$

Auf Baum-Niveau findet die geladene Higgs-Paar-Produktion durch $q\bar{q}$-Annihilation statt. Dabei steht q für u, d, s, c, b.
Der Drell-Yan-Prozeß, in welchem ein Photon und ein Z-Boson im s-Kanal ausgetauscht werden (siehe obere Feynman-Diagramme in Abb. 3.1), wurde von einigen Autoren untersucht [38].
Wie in Ref. [34] bemerkt wurde, gibt es im Falle von $q = b$ zusätzliche Feynman-Diagramme, welche h^0- und H^0-Bosonen im s-Kanal und das Topquark im t-Kanal einschließen (siehe die beiden unteren Diagramme in Abb. 3.1).
Wie wir im folgenden sehen werden, übertrifft ihr Beitrag den des Drell-Yan Prozesses für große $\tan\beta$. Unserer Kenntnis nach wurden diese Diagramme noch nicht betrachtet.
Es ist zu beachten, daß die Behandlung des Bottomquarks als aktive Flavor in den kollidierenden Hadronen zu einer effektiven Beschreibung der geladenen Higgs-Produktion auf Baum-Niveau führt, gegenüber der die Beiträge der Subprozesse höherer Ordnung $gb \to H^+H^-b$, $g\bar{b} \to H^+H^-\bar{b}$, und $gg \to H^+H^-b\bar{b}$ unterdrückt sind.
Falls alle diese Subprozesse zusammen mit $b\bar{b} \to H^+H^-$ berücksichtigt werden, ist es notwendig, eine vernünftige subtrahierte Partondichtefunktion (PDF) für das Bottomquark anzuwenden, so daß Doppelzählungen vermieden werden [26, 39, 40].
Es zu erwarten, daß bei der Berechnung von $b\bar{b} \to H^+H^-$ ohne subtrahierte Bottom-PDF der richtige Wirkungsquerschnitt ein wenig überschätzt wird [26, 39, 40].
Der Einfachheit halber machen wir trotzdem von dieser effektiven Näherung in unserer Untersuchung gebrauch, aber nicht ohne daran zu denken, daß ein QCD-Korrektur-Faktor kleiner Eins zu berücksichtigen ist. Bei Energien $\sqrt{S} > 2m_{H^\pm}$, welche uns interessieren, sollte dies eine nützliche Näherung sein.
Der differentielle partonische Wirkungsquerschnitt lautet

$$\frac{d\sigma}{dt}(b\bar{b} \to H^+H^-) = \frac{G_F^2}{3\pi s}\left[|S|^2 + 4p_t^2\left(|V+T_+|^2 + |A+T_-|^2\right)\right], \tag{3.2}$$

wobei

$$\begin{aligned}
S &= g_{H^+H^-h^0} g_{h^0bb} \mathcal{P}_{h^0} + g_{H^+H^-H^0} g_{H^0bb} \mathcal{P}_{H^0} - \frac{m_b m_t^2}{2m_W^2\,(m_t^2 - t)}, \\
V &= g_{H^+H^-Z^0} v_{Z^0bb} \mathcal{P}_{Z^0} + g_{H^+H^-\gamma} v_{\gamma bb} \mathcal{P}_\gamma, \\
A &= g_{H^+H^-Z^0} a_{Z^0bb} \mathcal{P}_{Z^0}, \\
T_\pm &= \frac{m_t^2 \cot^2\beta \pm m_b^2 \tan^2\beta}{8m_w^2\,(m_t^2 - t)},
\end{aligned} \tag{3.3}$$

mit

$$v_{Z^0bb} = -\frac{I_b - 2s_w^2 Q_b}{2c_w}, \qquad a_{Z^0bb} = -\frac{I_b}{2c_w}, \qquad v_{\gamma bb} = -s_w Q_b\,. \tag{3.4}$$

Wir erhalten den Beitrag aus dem bekannten Drell-Yan-Prozeß $q\bar{q} \to H^+H^-$ [38] von Gl. (3.2) mit $S = T_\pm = 0$ und $b \to q$. Die Näherung $S = T_\pm = 0$ ist gerechtfertigt für die Quarks der ersten und zweiten Generation, $q = u, d, s, c$, da S und $T_\pm$, wegen ihrer

kleinen Yukawa-Kopplungen unterdrückt sind.
Jedoch werden die Beiträge der S- und $T_{\pm}$-Terme im Falle von $q = b$ besonders für kleine und große Werte von $\tan\beta$ beträchtlich.
Der gesamte Wirkungsquerschnitt der $q\bar{q}$-Annihilation ergibt sich durch Ergänzen des $b\bar{b}$-Wirkungsquerschnittes von Gl. (3.2) um dem Drell-Yan-Wirkungsquerschnitt für $q = u, d, s, c$.

3.2 Ein-Schleifen-Niveau

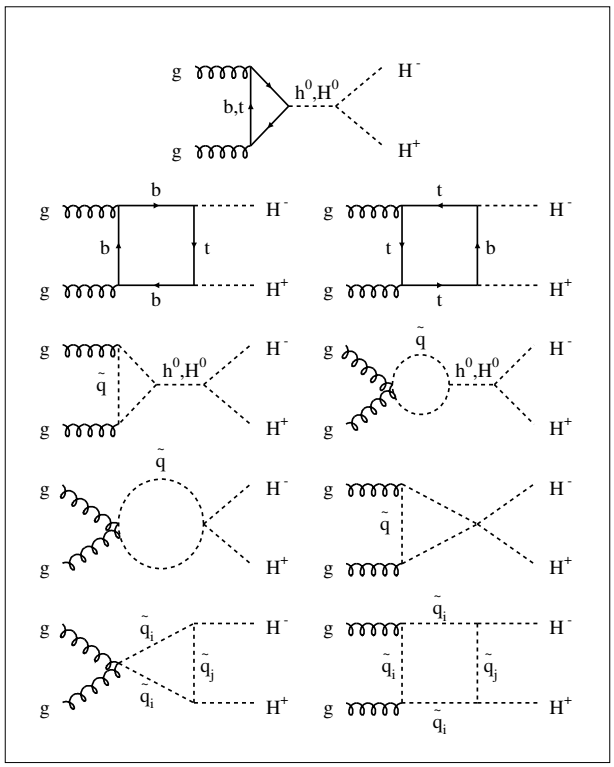

Abbildung 3.2: Ein-Schleifen-Niveau-Feynman-Diagramme für $gg \to H^+H^-$

Auf Ein-Schleifen-Niveau erhält die H^+H^--Paar-Produktion einen zusätzlichen Beitrag von der gg-Fusion $gg \to H^+H^-$.
Obwohl der Wirkungsquerschnitt der gg-Fusion gegenüber der $q\bar{q}$-Annihilation, wie bereits bei der skalaren Higgs-Paar-Produktion erwähnt, durch α_s^2 unterdruckt ist, liefert

sie wegen der hohen Gluon-Luminosität im Hadron-Beschleunigern einen vergleichbaren Beitrag.
Im 2HDM verläuft die gg-Fusion über schwere Quark-Schleifen (siehe die oberen beiden Reihen in Abb. 3.2).
Wir haben diese QCD-Korrekturen berechnet und finden analytische und numerische Übereinstimmung mit den Ergebnissen in Ref. [21].
Im MSSM gibt es zusätzlich durch Squark-Schleifen induzierte QCD-Beiträge (siehe die unteren drei Reihen in Abb. 3.2), welche wir hier behandeln werden.
Für die Matrix-Elemente erhalten wir

3.2.1 Quarkbeitrag

$$\begin{aligned}\mathcal{M}_\triangle &= \frac{G_F\alpha_s(\mu_r)s}{2\sqrt{2}\pi}\,\varepsilon_\mu^a\varepsilon_\nu^b A_1^{\mu\nu}F_\triangle\delta_{ab},\\ \mathcal{M}_\square &= \frac{G_F\alpha_s(\mu_r)s}{2\sqrt{2}\pi}\,\varepsilon_\mu^a\varepsilon_\nu^b\left(A_1^{\mu\nu}F_\square + A_2^{\mu\nu}G_\square + A_4^{\mu\nu}H_\square\right)\delta_{ab},\end{aligned} \tag{3.5}$$

3.2.2 Squarkbeitrag

$$\begin{aligned}\tilde{\mathcal{M}}_\triangle &= \frac{G_F\alpha_s(\mu_r)s}{2\sqrt{2}\pi}\,\varepsilon_\mu^a\varepsilon_\nu^b A_1^{\mu\nu}\tilde{F}_\triangle\delta_{ab},\\ \tilde{\mathcal{M}}_\square &= \frac{G_F\alpha_s(\mu_r)s}{2\sqrt{2}\pi}\,\varepsilon_\mu^a\varepsilon_\nu^b\left(A_1^{\mu\nu}\tilde{F}_\square + A_2^{\mu\nu}\tilde{G}_\square\right)\delta_{ab},\end{aligned} \tag{3.6}$$

Somit lautet der differentielle partonische Wirkungsquerschnitt entsprechend Gl. (2.12)

$$\frac{d\sigma}{dt}(g_a g_b \to H^+H^-) = \frac{G_F^2\alpha_s^2(\mu_r)}{256(2\pi)^3}\left(\left|F_\triangle + \tilde{F}_\triangle + F_\square + \tilde{F}_\square\right|^2 + \left|G_\square + \tilde{G}_\square\right|^2\right). \tag{3.7}$$

Die Triangel- und Box-Formfaktoren sind in Anhang C aufgelistet.

3.3 Numerische Ergebnisse

Für unsere Zwecke ist es nützlich, im Satz der Eingabeparametern m_A durch m_H, die Masse des erzeugten Teilchens, zu ersetzen.
Wir variieren jeweils $\tan\beta$ und m_H im Bereich $1 \lesssim \tan\beta \lesssim 40 \approx m_t/m_b$ und $120\text{ GeV} \lesssim m_H \lesssim 550\text{ GeV}$.
Nun betrachten wir den totalen Wirkungsquerschnitt von $pp \to H^+H^- + X$ am LHC mit der Schwerpunktenergie $\sqrt{S} = 14$ TeV.
In Abb. 3.3 sind die Beiträge aus $q\bar{q}$-Annihilation (gestrichelte Linie) und gg-Fusion (durchgezogene Linie) als Funktion von $\tan\beta$ für $m_H = 200$ GeV aufgetragen. Zum

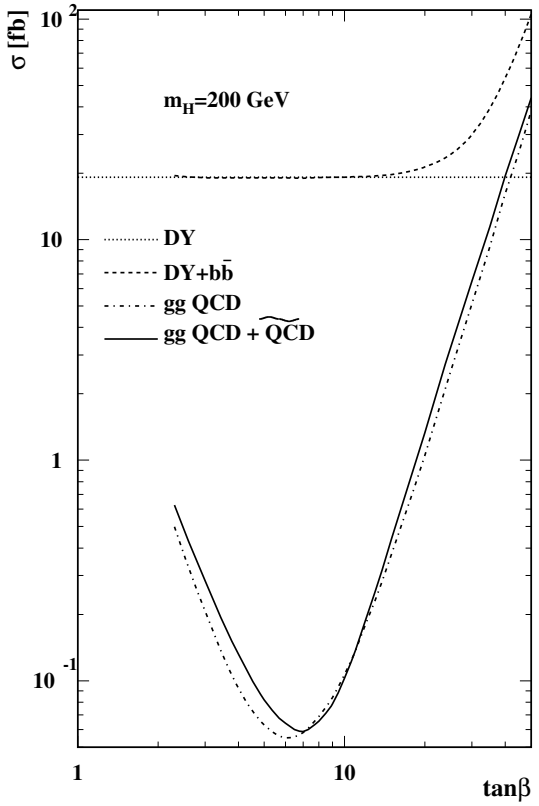

Abbildung 3.3: Totaler Wirkungsquerschnitt σ (in fb) von $pp \to H^+H^- + X$ am LHC. Dabei sind $q\bar{q}$-Annihilation (gestrichelte Linie) und gg-Fusion (durchgezogene Linie) als Funktion von $\tan\beta$ für $m_H = 200$ GeV gezeigt. Zum Vergleich sind auch Der Drell-Yan Beitrag zur $q\bar{q}$-Annihilation (gepunktete Linie) und der Quark-Beitrag (strich-punktierte Linie) dargestellt.

Vergleich sind ebenso der Drell-Yan-Beitrag zur $q\bar{q}$-Annihilation für $q = u, d, s, c, b$ (gepunktete Linie) und der Quark-Schleifen-Beitrag zur gg-Fusion (strich-punktierte Linie), welcher das im 2HDM vollständige Ergebnis für die gg-Fusion ist, dargestellt. Wie bereits in Abschnitt 1.1 erwähnt, erhöht der yukawaartige Beitrag im Falle der $q\bar{q}$-Annihilation für $q = b$ den Drell-Yan-Wirkungsquerschnitt erheblich für große Werte von $\tan\beta$. Für $\tan\beta = 40$ ergibt das einen Effekt von bis zu einem Faktor 3.
Die erwartete Erhöhung für kleine $\tan\beta$ ist nicht zu sehen, da die Ergebnisse für $\tan\beta \lesssim 2$ für unsere Wahl von Inputparametern im SUGRA-inspirierten MSSM ausgeschlossen sind. Im Falle der gg-Fusion stimmt die strich-punktierte Linie gut mit Abb. 6 von Ref. [21] übe-

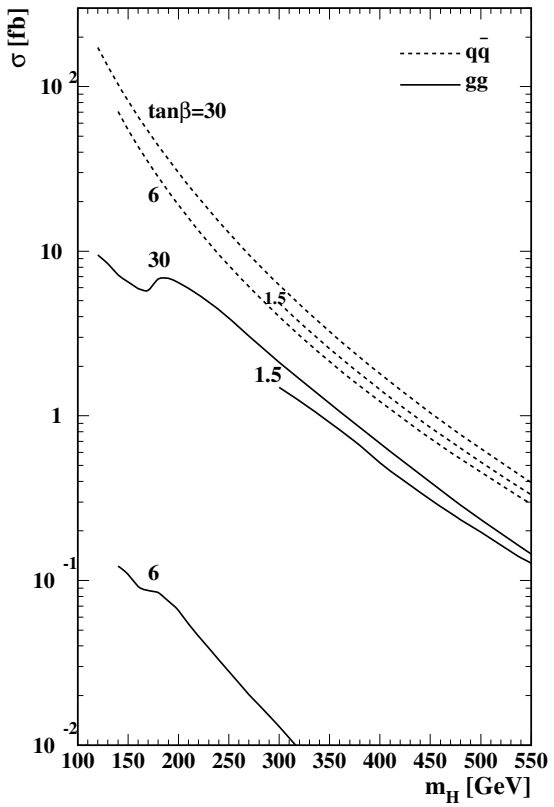

Abbildung 3.4: Totaler Wirkungsquerschnitt σ (in fb) von $pp \to H^+H^- + X$ am LHC. Dabei sind $q\bar{q}$-Annihilation (gestrichelte Linie) und gg-Fusion (durchgezogene Linie) als Funktion von m_H für $\tan\beta = 1.5$, 6, und 30 aufgetragen.

rein. Der Beitrag aus den Quark-Schleifen zeigt ein Minimum bei $\tan\beta \approx \sqrt{m_t/m_b} \approx 6$. Das ist verständlich aufgrund der Tatsache, daß die gemittelte Stärke der $H^-\bar{b}t$-Kopplung in Gl. (3.1), proportional zu $\sqrt{m_t^2 \cot^2\beta + m_b^2 \tan^2\beta}$, minimal ist [21].
Der Übergang vom 2HDM zum MSSM ergibt sich durch Ergänzung der Quark-Beiträge durch die Squark-Beiträge entsprechend Gl. (3.7).
Wir stellen fest, daß dies zu einer signifikanten Erhöhung des Wirkungsquerschnittes um bis zu 50% führt, sofern $\tan\beta$ nicht ca. 10 ist. Dennoch ist der Wirkungsquerschnitt auf Baum-Niveau dominierend für alle Werte von $\tan\beta$.
In Abb. 3.4 ist die m_H-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von $q\bar{q}$-Annihilation (gestrichelte Linie) und gg-Fusion (durchgezogene Linie) für $\tan\beta = 1.5$, 6, und 30 dargestellt.

Wie wir bereits in Abb. 3.3 gesehen haben, dominiert die $q\bar{q}$-Annihilation immer. Deren Beitrag übertrifft den totalen Wirkungsquerschnitt der gg-Fusion um einen Faktor 3 oder weniger, falls $\tan\beta \approx 1.5$ oder 30 und $m_H \gtrsim 200$ GeV, jedoch ist er eine Großenordnung größer falls $m_H \lesssim m_t$.
Der Beitrag aus der gg-Fusion ist unabhängig von m_H stark unterdruckt falls $\tan\beta \approx 6$ ist.
Für alle Werte von $\tan\beta$ zeigt er eine Schwelle bei $m_H = m_t$, welche von dem resonanzartigen Topquark-Propagator in den Boxquarkformfaktoren verursacht wird. (Im Falle von $\tan\beta = 1.5$, liegt diese Schwelle in dem ausgeschlossenen m_H-Bereich.) Dieses Verhalten ist auch in Abb. 5 von Ref. [21], zu sehen in welcher der Quarkschleifen-Beitrag dargestellt wird. Wir finden gute Übereinstimmung mit dieser Abbildung.
Um mit zukünftigen experimentellen Meßdaten vergleichen zu können, müssen die $q\bar{q}$-Annihilations- und gg-Fusionskanäle kombiniert werden.
Aus Abb. 3.4 können wir den totalen Wirkungsquerschnitt von $pp \to H^+H^- + X$ am LHC ablesen. Er beträgt im Falle von $\tan\beta = 30$ und $m_H = 120$ GeV (500 GeV) in dem hier betrachteten MSSM-Szenario 180 fb (0.9 fb).
Unter der Annahme, daß die integrierte Lumininosität pro Jahr ihre geplante Größe $L = 100$ fb^{-1} für jedes der zwei Experimente, ATLAS und CMS, erreicht, ergeben sich etwa 36.000 (180) Signal-Ereignisse pro Jahr.

Kapitel 4

Assoziierte $W^{\pm}H^{\mp}$-Produktion

Die Suche nach geladenen Higgs-Teilchen, wie wir sie bereits im letzten Kapitel untersucht haben, ist wegen ihrer Verbindung zur Physik jenseits des SM und zur Supersymmetrie von großer Bedeutung. Ihre Entdeckung würde offensichtlich eine Erweiterung des SM verlangen und einen starken Hinweis auf die Existenz von Supersymmetrie geben. Ein ausführlicher Bericht über die geladene Higgs-Produktion befindet sich im vorangegangenen Kapitel.
Eine interessante Alternative ist es, $H^{\pm}$-Bosonen assoziiert mit $W^{\mp}$-Bosonen zu produzieren, so daß die geladenen Leptonen aus dem $W^{\mp}$-Zerfall als Trigger benutzt werden können.
Die dominierenden Prozesse zur assoziierten $W^{\pm}H^{\mp}$-Produktion sind $b\bar{b} \to W^{\pm}H^{\mp}$ auf Baum-Niveau und $gg \to W^{\pm}H^{\mp}$ auf Ein-Schleifen-Niveau, welche für $m_b = 0$ in Ref. [32] untersucht worden sind. In dieser Näherung wurden die $\bar{b}bh^0$-, $\bar{b}bH^0$-, und $\bar{b}bA^0$-Kopplungen, welche für $\tan\beta \gg 1$ groß sind, als verschwindend betrachtet. Hierbei wurde der für $\tan\beta \gg 1$ dominierende Anteil der $\bar{b}tH^-$-Kopplung ebenfalls unterdrückt. Daher ist die Untersuchung von Ref. [32] nur für $\tan\beta \approx 1$ gültig. Die Autoren dieser Arbeit haben diese Prozesse tatsächlich nur für $0.3 \leq \tan\beta \leq 2.3$ untersucht. Außerdem sind die dort verwendeten Werte für m_t und $\sqrt{S}$ nicht mehr gültig.
Wir haben diese Prozesse ohne diese Einschränkungen und mit den aktuellen Parameterwerten untersucht [34, 35]. Dabei haben wir die führenden Strahlungskorrekturen im Higgs-Sektor [33] berücksichtigt. Im Gegensatz zu Ref. [32] haben wir hier auch die Verteilungen des Transversalimpulses p_T und der Rapidität y, sowie die gesamten analytischen Ausdrücke für die Helizitätsamplituden berechnet, und zwar sowohl für die Quark-Schleifen als auch für die supersymmetrischen Beiträge [36].
Die Suche nach schweren geladenen Higgs-Teilchen mit $m_{H^{\pm}} > m_t + m_b$ an Hadronbeschleunigern wird durch die QCD-Hintergrundprozesse erschwert, wie in Ref. [27, 37] untersucht worden ist. Der Einfluß dieser Hintergrundprozesse auf die analytischen Ergebnisse von Ref. [34] wurde in Ref. [37] sorgfältig untersucht. Da diese Untersuchung nur für den Quark-Sektor gilt, ist es wichtig, die Rolle der supersymmetrischen Beiträge zu analysieren, um eine vollständige Signal-Hintergrund-Analyse durchführen zu können.
Eine weitere Motivation ist die Tatsache, daß bei $pp \to H^+H^- + X$ die supersymmetri-

schen Korrekturen zum Wirkungsquerschnitt der gg-Fusion größer als $+50\%$ [23, 31] sein können. *A priori* erwartet man eine ähnliche Situation für $pp \to W^{\pm}H^{\mp} + X$.
In der Literatur findet man auch die Untersuchung des Prozesses $gg \to W^{\pm}H^{\mp}t\bar{t}$ [40]. Wegen der schweren Topquarkmasse ist dieser Prozeß jedoch von geringerer Bedeutung, da der Phasenraum gegenüber $gg, b\bar{b} \to W^{\pm}H^{\mp}$ erheblich unterdrückt ist.
Wie wir bereits bei der Produktion geladener Higgs-Bosonen erwähnt haben, führt die Behandlung des Bottomquarks als aktives Flavor in der Hadron-Hadron-Kollision zu einer effektiven Beschreibung der assoziierten $W^{\pm}H^{\mp}$-Produktion auf Baum-Niveau. In diesem Fall werden die Beiträge der Subprozesse höherer Ordnung $gb \to W^{\pm}H^{\mp}b$, $g\bar{b} \to W^{\pm}H^{\mp}\bar{b}$ und $gg \to W^{\pm}H^{\mp}b\bar{b}$ unterdrückt.
Bei unserer Untersuchung werden wir der Einfachheit halber von dieser effektiven Näherung gebrauch machen. Dabei erinnern wir daran, daß bei der Berechnung des Wirkungsquerschnittes ein Faktor kleiner eins zu berücksichtigen ist.
Kürzlich wurden die supersymmetrischen elektroschwachen Korrekturen zu $b\bar{b} \to W^{-}H^{+}$ berechnet [41]. Diese Korrekturen stammen von Quanteneffekten, die durch die Yukawa-Kopplungen aus dem Higgs-Sektor und durch supersymmetrische elektroschwache Kopplungen induziert werden. Die Autoren berichten von der Verminderung des Wirkungsquerschnittes, welche aus dem Higgs-Sektor stammt, von mehr als -12% für $\tan\beta < 4$, falls $m_{H^{\pm}} < 300$ GeV ist.
In unseren analytischen und numerischen Berechnungen werden wir die Yukawa-Kopplungen der ersten und zweiten Quark-Generation vernachlässigen. Jedoch werden wir in der numerischen Untersuchung alle Generationen von Squarks berücksichtigen, wobei die Massen der ersten und zweiten Generation als verschwindend behandelt werden.
Auf Baum-Niveau haben wir die Bottom-Masse in den Propagatoren vernachlässigt, jedoch nicht in den Yukawa-Kopplungen, da diese Terme im Vergleich zu den Termen, die von m_t abhängen, dominieren, wenn $\tan\beta$ groß genug ist. Dies ist z. B. für $\tan\beta \geq \sqrt{m_t/m_b} \approx 6$ der Fall. Das ist offensichtlich für den $H^{-}\bar{b}t$-Vertex, welcher die in Gl. 3.1 gegebene Feynman-Regel besitzt.

4.1 Baum-Niveau

Die Beiträge zur $b\bar{b}$-Annihilation auf Baum-Niveau stammen aus den Feynman-Diagrammen, die in Abb. 4.1 dargestellt sind.
Die Diagramme, in denen die h^0-, H^0-, oder A^0-Bosonen vorkommen, sind unterdrückt, wenn $\tan\beta$ von der Größenordnung Eins ist; aber sie sind von großer Bedeutung, wenn $\tan\beta \gtrsim \sqrt{m_t/m_b}$ ist. Sie sind zusammen mit m_b in Gl. (3.1) in Ref. [32], wo der beschränkte Bereich $0.3 \leq \tan\beta \leq 2.3$ untersucht worden ist, vernachlässigt worden.
Der differentielle partonische Wirkungsquerschnitt von $b\bar{b} \to W^{-}H^{+}$ lautet

$$\frac{d\sigma}{dt}(b\bar{b} \to W^{-}H^{+}) = \frac{G_F^2}{24\pi s}\left\{8m_w^2\lambda\left(s, m_w^2, m_H^2\right)\left(|S|^2 + |P|^2\right)\right.$$

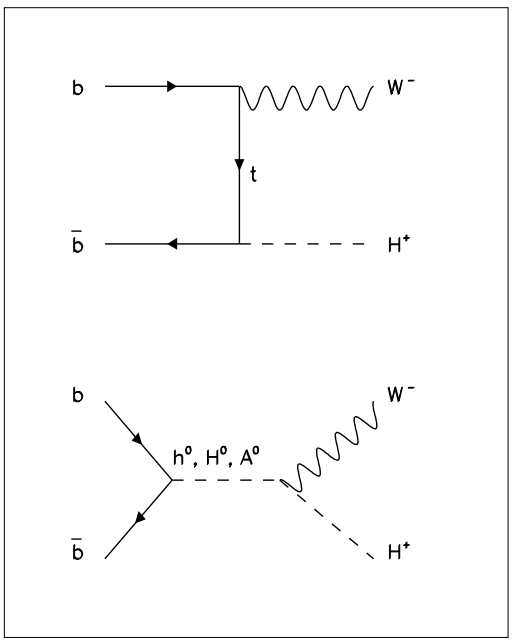

Abbildung 4.1: Baum-Niveau-Feynman-Diagramme für $b\bar{b} \to W^- H^+$

$$+ \frac{4 m_w m_b \tan\beta}{t - m_t^2} \left(m_w^2 m_H^2 - s p_t^2 - t^2 \right) \mathrm{Re}(S - P) \tag{4.1}$$
$$+ \frac{1}{(t - m_t^2)^2} \left[m_t^4 \cot^2\beta \left(2 m_w^2 + p_t^2 \right) + m_b^2 \tan^2\beta \left(2 m_w^2 p_t^2 + t^2 \right) \right] \Bigg\} ,$$

mit

$$S = g_{h^0 H^+ W^-} g_{h^0 b\bar{b}} \mathcal{P}_{h^0} + g_{H^0 H^+ W^-} g_{H^0 b\bar{b}} \mathcal{P}_{H^0} ,$$
$$P = g_{A^0 H^+ W^-} g_{A^0 b\bar{b}} \mathcal{P}_{A^0} , \tag{4.2}$$

wobei $\lambda(x,y,z) = x^2 + y^2 + z^2 - 2(xy + yz + zx)$ die Källén-Funktion ist. Der partonische Wirkungsquerschnitt von $b\bar{b} \to W^+ H^-$ ergibt sich durch Ladungskonjugation, indem auf der rechten Seite von Gl. (4.1) $t \leftrightarrow u$ gesetzt wird.

4.2 Ein-Schleifen-Niveau

Ein weiterer Mechanismus zur $W^\pm H^\mp$-Produktion ist die Gluon-Fusion, die auf Ein-Schleifen-Niveau über die triangel- und boxartigen Diagramme (siehe Abb. 4.2) verläuft.

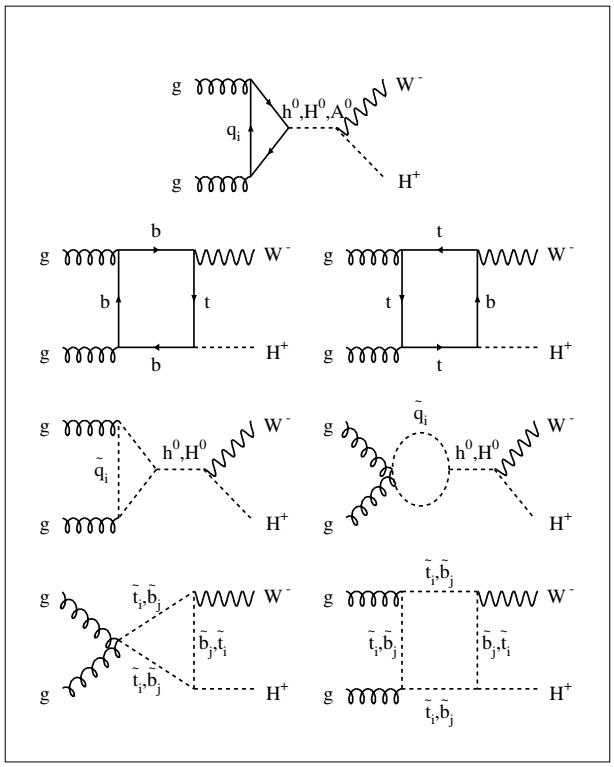

Abbildung 4.2: Ein-Schleifen-Niveau-Feynman-Diagramme für $gg \to W^- H^+$

Im Gegensatz zu den Quark-Schleifen heben sich im Falle der Triangel-Squarks die Beiträge der Diagramme mit dem A^0-Boson im s-Kanal auf.
Wie bereits im Zusammenhang mit der Produktion von skalaren und geladenen Higgs-Paaren erwähnt wurde, ist der Wirkungsquerschnitt der gg-Fusion im Vergleich zur $b\bar{b}$-Annihilation mit α_s^2 unterdrückt. Dennoch liefert die gg-Fusion aufgrund der höheren Gluon-Luminosität im Hadron-Beschleuniger einen vergleichbaren Beitrag.
Andererseits wird die Bottom-PDF betrachtet, als wäre sie aus dem $g \to b\bar{b}$-Splitting durch die Altarelli-Parisi-Evolution generiert worden. Somit ist sie von der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_s)$ relativ zur Gluon-PDF. Auf hadronischem Niveau sind daher beide Mechanismen von derselben Ordnung. Wie wir bei unseren numerischen Untersuchungen sehen werden, konkurrieren sie miteinander. Da das Bottomquark nicht als Parton in der gg-Fusion, sondern lediglich als virtuelles Teilchen in den Quark-Schleifen vorkommt, werden wir die Bottom-Masse nicht vernachlässigen.

Der differentielle partonische Wirkungsquerschnitt von $gg \to W^- H^+$ ist durch

$$\frac{d\sigma}{dt}(gg \to W^- H^+) = \frac{\alpha_s^2(\mu) G_F^2 m_w^2}{256(4\pi)^3 s^2} \sum_{\lambda_a,\lambda_b,\lambda_w} \left| \mathcal{M}^{\triangle}_{\lambda_a\lambda_b\lambda_w} + \tilde{\mathcal{M}}^{\triangle}_{\lambda_a\lambda_b\lambda_w} + \mathcal{M}^{\square}_{\lambda_a\lambda_b\lambda_w} + \tilde{\mathcal{M}}^{\square}_{\lambda_a\lambda_b\lambda_w} \right|^2 \tag{4.3}$$

gegeben, wobei $\alpha_s(\mu_r)$ die starke Kopplungskonstante an der Renormierungsskala μ_r und G_F die Fermikonstante ist. Hierbei sind $\mathcal{M}^{\triangle}_{\lambda_a\lambda_b\lambda_w}$, $\tilde{\mathcal{M}}^{\triangle}_{\lambda_a\lambda_b\lambda_w}$, $\mathcal{M}^{\square}_{\lambda_a\lambda_b\lambda_w}$ und $\tilde{\mathcal{M}}^{\square}_{\lambda_a\lambda_b\lambda_w}$ die triangel- und boxartigen Helizitätsamplituden.
Wegen der Bose-Symmetrie ist der Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$ von $gg \to W^- H^+$ symmetrisch in t und u. Aufgrund der Ladungskonjugationsinvarianz stimmt er mit $gg \to W^+ H^-$ überein, so daß sich der Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$ von $gg \to W^\pm H^\mp$ durch Multiplikation von Gl. (4.3) mit zwei ergibt.
Die Kinematik des inklusiven Prozesses $AB \to W^\pm H^\mp + X$, wobei A und B die kollidierenden Hadronen sind, ist in Anhang A angegeben.
Im Falle der Box-Diagramme lassen sich die zwölf Helizitätsamplituden der Quark- und Squark-Schleifen durch die Verwendung von Bose- und Schwacher-Isospin-Symmetrie auf jeweils vier generische Amplituden reduzieren.

4.2.1 Quarkbeitrag

Für die Matrix-Elemente der Triangel-Quark-Schleifen erhalten wir

$$\mathcal{M}^{\triangle}_{\lambda_a\lambda_b 0} = -\sqrt{\lambda}\left[(1+\lambda_a\lambda_b)F_{\triangle} + (\lambda_a+\lambda_b)F^A_{\triangle}\right], \tag{4.4}$$

$$\mathcal{M}^{\triangle}_{\lambda_a\lambda_b \pm} = 0\,. \tag{4.5}$$

In diesem Fall können nur die longitudinal polarisierten W-Bosonen auftreten, da diese an zwei Higgs-Bosonen koppeln.
Für die zwölf Box-Quark-Helizitätsamplituden $\mathcal{M}^{\square}_{\lambda_a\lambda_b\lambda_w}$, die zu dem Wirkungsquerschnitt beitragen, gelten aufgrund der Bose- und der Schwacher-Isospin-Symmetrie folgende Beziehungen:

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}^{\square}_{\lambda_a\lambda_b\lambda_w}\left(t,u,m_b^2,m_t^2,\tan\beta\right) &= (-1)^{\lambda_w}\mathcal{M}^{\square}_{\lambda_b\lambda_a\lambda_w}\left(u,t,m_b^2,m_t^2,\tan\beta\right), \\
\mathcal{M}^{\square}_{\lambda_a\lambda_b\lambda_w}\left(t,u,m_b^2,m_t^2,\tan\beta\right) &= -\mathcal{M}^{\square}_{-\lambda_a-\lambda_b-\lambda_w}\left(t,u,m_t^2,m_b^2,\cot\beta\right).
\end{aligned} \tag{4.6}$$

Mit $\lambda_w = \pm 1$ als Variable lassen sich die vier zugehörigen generische Helizitätsamplituden wie folgt darstellen:

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}^{\square}_{++0} &= \frac{-2}{m_w s\sqrt{\lambda}}\left[\left(m_b^2\tan\beta + m_t^2\cot\beta\right)F^0_{++} + m_t^2\cot\beta G^0_{++} + (t\leftrightarrow u)\right], \\
\mathcal{M}^{\square}_{+-0} &= \frac{-1}{m_w N\sqrt{\lambda}}\left[\left(m_b^2\tan\beta + m_t^2\cot\beta\right)F^0_{+-} + m_t^2\cot\beta G^0_{+-}\right. \\
&\quad \left. - \left(t\leftrightarrow u, m_b^2\leftrightarrow m_t^2, \tan\beta\leftrightarrow\cot\beta\right)\right],
\end{aligned}$$

$$\mathcal{M}^{\Box}_{++\lambda_w} = -\sqrt{\frac{2}{sN}}\left[\frac{m_b^2\tan\beta + m_t^2\cot\beta}{s}\left(\frac{F^1_{++}}{\sqrt{\lambda}} + \lambda_w F^2_{++}\right) + m_t^2\cot\beta\left(\frac{G^1_{++}}{\sqrt{\lambda}} + \lambda_w G^2_{++}\right)\right.$$
$$\left. - (t \leftrightarrow u)\right],$$
$$\mathcal{M}^{\Box}_{+-\lambda_w} = \frac{-1}{\sqrt{2sN}}\left[\frac{m_b^2\tan\beta + m_t^2\cot\beta}{N}\left(\frac{F^1_{+-}}{\sqrt{\lambda}} + \lambda_w F^2_{+-}\right) + m_t^2\cot\beta\left(\frac{G^1_{+-}}{\sqrt{\lambda}} + \lambda_w G^2_{+-}\right)\right.$$
$$\left. + \left(t \leftrightarrow u, m_b^2 \leftrightarrow m_t^2, \tan\beta \leftrightarrow \cot\beta, \lambda_w \to -\lambda_w\right)\right], \tag{4.7}$$

wobei $F^i_{+\pm}$ und $G^i_{+\pm}$ mit $i = 0,1,2$ komplexe Funktionen von t, u, m_b^2, und m_t^2 sind. Diese Formfaktoren sind zusammen mit den Triangel-Formfaktoren $F_\triangle$ und $F^A_\triangle$ in Anhang E aufgelistet.

4.2.2 Squarkbeitrag

Für die Matrix-Elemente der Squark-Triangel-Schleifen erhalten wir

$$\tilde{\mathcal{M}}^{\triangle}_{\lambda_a\lambda_b 0} = \sqrt{\lambda}(1 + \lambda_a\lambda_b)\tilde{F}_\triangle\,. \tag{4.8}$$

Wie im Falle der Quark-Amplituden können die W-Bosonen hier ebenfalls nur longitudinal polarisiert auftreten, da sie an zwei Higgs-Bosonen koppeln.
Für die zwölf Squark-Box-Helizitätsamplituden $\tilde{\mathcal{M}}^{\Box}_{\lambda_a\lambda_b\lambda_w}$, die zum Wirkungsquerschnitt beitragen, gilt — wie im Quark-Fall — aufgrund von Bose- und Schwacher-Isospin-Symmetrie:

$$\tilde{\mathcal{M}}^{\Box}_{\lambda_a\lambda_b\lambda_w}\left(t,u,m_b^2,m_t^2\right) = (-1)^{\lambda_w}\tilde{\mathcal{M}}^{\Box}_{\lambda_b\lambda_a\lambda_w}\left(u,t,m_b^2,m_t^2\right),$$
$$\tilde{\mathcal{M}}^{\Box}_{\lambda_a\lambda_b\lambda_w}\left(t,u,m_b^2,m_t^2\right) = -\tilde{\mathcal{M}}^{\Box}_{-\lambda_a-\lambda_b-\lambda_w}\left(t,u,m_t^2,m_b^2\right). \tag{4.9}$$

Mit $\lambda_w = \pm 1$ als Variable lassen sich die zugehörigen vier generische Helizitätsamplituden wie folgt darstellen

$$\tilde{\mathcal{M}}^{\Box}_{++0} = \frac{4}{s\sqrt{\lambda}}\sum_{\tilde{t},\tilde{b}}\sum_{i,j} g_{H^+\tilde{t}_i\tilde{b}_j}g_{W^-\tilde{t}_i\tilde{b}_j}\left[\tilde{F}^0_{++} + (t \leftrightarrow u)\right],$$
$$\tilde{\mathcal{M}}^{\Box}_{+-0} = \frac{4}{N\sqrt{\lambda}}\sum_{\tilde{t},\tilde{b}}\sum_{i,j} g_{H^+\tilde{t}_i\tilde{b}_j}g_{W^-\tilde{t}_i\tilde{b}_j}\left[\tilde{F}^0_{+-} - (m^2_{\tilde{t}_i} \leftrightarrow m^2_{\tilde{b}_j})\right],$$
$$\tilde{\mathcal{M}}^{\Box}_{++\lambda_w} = \frac{m_w}{\sqrt{N}}\left(\frac{2}{s}\right)^{\frac{3}{2}}\sum_{\tilde{t},\tilde{b}}\sum_{i,j} g_{H^+\tilde{t}_i\tilde{b}_j}g_{W^-\tilde{t}_i\tilde{b}_j}\left[\left(\frac{\tilde{F}^1_{++}}{\sqrt{\lambda}} + \lambda_w\tilde{F}^2_{++}\right) - (t \leftrightarrow u)\right],$$
$$\tilde{\mathcal{M}}^{\Box}_{+-\lambda_w} = \frac{m_w}{\sqrt{s}}\left(\frac{2}{N}\right)^{\frac{3}{2}}\sum_{\tilde{t},\tilde{b}}\sum_{i,j} g_{H^+\tilde{t}_i\tilde{b}_j}g_{W^-\tilde{t}_i\tilde{b}_j}\left[\left(\frac{\tilde{F}^1_{+-}}{\sqrt{\lambda}} + \lambda_w\tilde{F}^2_{+-}\right) - (m^2_{\tilde{t}_i} \leftrightarrow m^2_{\tilde{b}_j})\right], \tag{4.10}$$

wobei $\sum_{\tilde{t},\tilde{b}}$ die Summe über alle Squarkgenerationen bedeutet und $\tilde{F}^i_{+\pm}$, $i = 0,1,2$, komplexe Funktionen von t, u, $m_{\tilde{b}}^2$ und $m_{\tilde{t}}^2$ sind. Diese Formfaktoren werden zusammen mit dem Triangel-Formfaktor $\tilde{F}_\triangle$ in Anhang E aufgelistet.

4.3 Numerische Ergebnisse

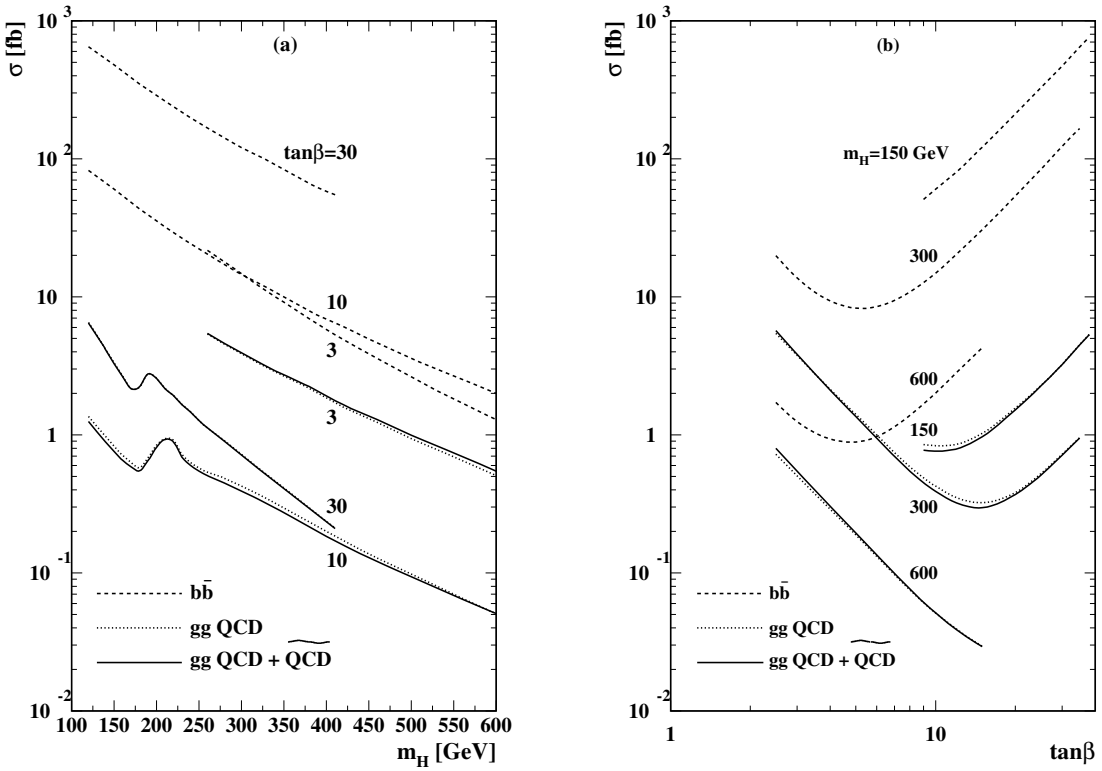

Abbildung 4.3: Der totale Wirkungsquerschnitt σ (in fb) von $pp \to W^{\pm}H^{\mp} + X$ über $b\bar{b}$-Annihilation (gestrichelte Linie) und gg-Fusion (durchgezogene Linie) am LHC (a) als Funktion von m_H für $\tan\beta = 3$, 10, und 30 und (b) als Funktion von $\tan\beta$ für $m_H = 150$, 300, und 600 GeV. Der Quark-Schleifen-Beitrag zur gg-Fusion wird durch die punktierte Linie dargestellt.

Wir verwenden m_H als Inputparamter für den Higgs-Sektor, da das Higgs-Boson das erzeugte Teilchen ist. Dafür ersetzen wir m_A durch m_H im Satz der Inputparameter.
Wir variieren jeweils $\tan\beta$ und m_H im Bereich $2.5 \lesssim \tan\beta \lesssim 40 \approx m_t/m_b$ bzw. $120\ \text{GeV} \lesssim m_H \lesssim 600\ \text{GeV}$.
Nun betrachten wir den totalen Wirksungsquerschnitt von $pp \to W^{\pm}H^{\mp} + X$ am LHC mit Schwerpunktsenergie $\sqrt{S} = 14$ TeV.
Der totale integrierte Wirkungsquerschnitt von $b\bar{b}$-Annihilation und gg-Fusion ist in Abb. 4.3(a) als Funktion von m_H für $\tan\beta = 3$, 10, und 30 dargestellt und in Abb.4.3(b) als Funktion von $\tan\beta$ für $m_H = 150$, 300, und 600 GeV. Der gesamte Beitrag von Quarks und Squarks (durchgezogene Linie) wird mit dem Quark-Beitrag alleine (gepunktete Li-

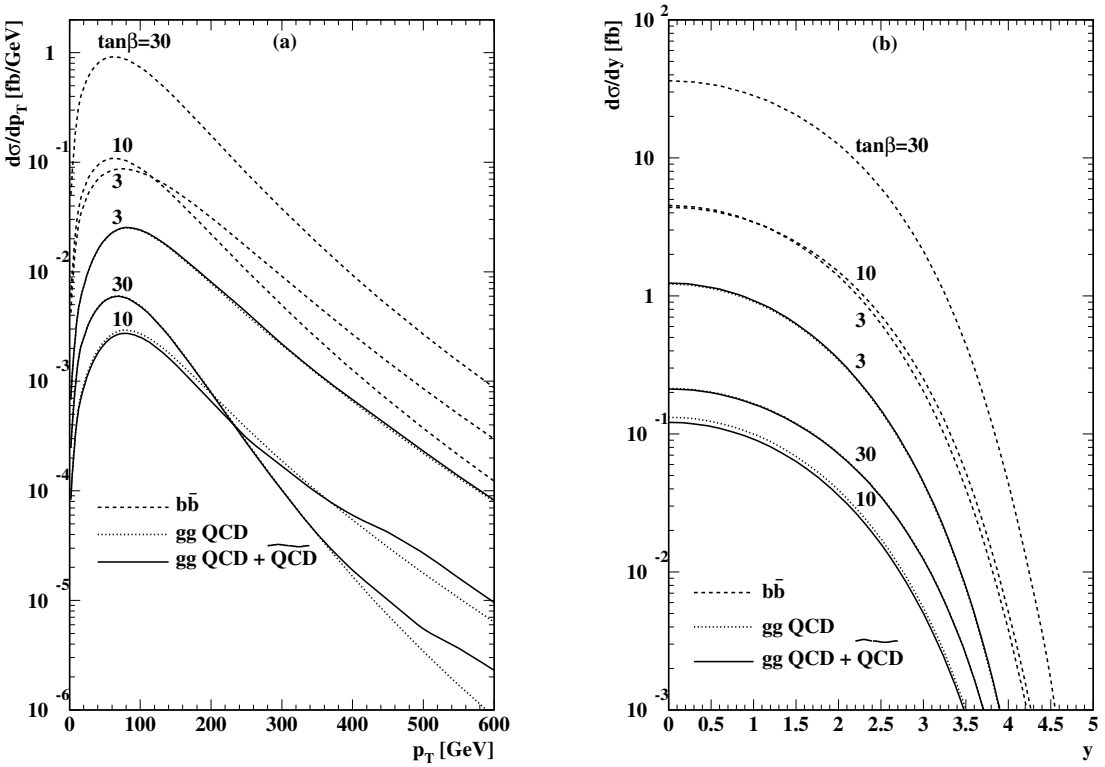

Abbildung 4.4: (a) p_T-Verteilung $d\sigma/dp_T$ (in fb/GeV) und (b) y-Verteilung $d\sigma/dy$ (in fb) von $pp \to W^{\pm}H^{\mp} + X$ über $b\bar{b}$- Annihilation (gestrichelte Linie) und gg-Fusion (durchgezogene Linie) am LHC für $\tan\beta = 3$, 10, 30, und $m_H = 300$ GeV. Der Quark-Schleifen-Beitrag zur gg-Fusion wird durch die punktierte Linie repräsentiert.

nie) und dem aus der $b\bar{b}$-Annihilation verglichen [34].
Wir bemerken, daß der Beitrag aus der $b\bar{b}$-Annihilation immer dominiert. Er übertrifft den aus der gg-Fusion um bis zu einem Faktor Vier für $\tan\beta \gtrsim 3$ und $m_H \gtrsim 260$ und um eine Großenordnung Zwei oder mehr, falls $m_H \lesssim 260$ ist. Das SUGRA-motivierte MSSM erlaubt für unsere Wahl der Parameter nicht, daß sowohl $\tan\beta$ als auch m_H gleichzeitig kleine Werte annehmen, was an der gemessenen unteren Schranke für die Selektronmasse [11] liegt. Das ist der Grund dafür, daß die Kurve für $\tan\beta = 3$ in Abb. 4.3(a) erst bei $m_H \approx 260$ GeV und die für $m_H = 150$ GeV in Abb. 4.3(b) bei $\tan\beta \approx 9$ anfängt. Für große m_H ergibt sich wegen der experimentellen unteren Schranke des h^0-Bosons [11] $\tan\beta \gtrsim 2.5$. Auf der anderen Seite führen die oberen experimentellen Schranken für die Chargino- und Neutralino-Massen [11] zu einer oberen Schranke für $\tan\beta$, die von m_H abhängt.
Der Beitrag der gg-Fusion ist erheblich unterdrückt für $\tan\beta \gg 3$, und zwar un-

abhängig von m_H. Außerdem liegen die Minima der Kurve in Abb. 4.3(b) ungefähr bei $\tan\beta \approx \sqrt{m_t/m_b} \approx 6$, was verstanden werden kann, wenn man das Minimum der gemittelten Stärke der $H^-\bar{b}t$-Kopplung, die proportional zu $\sqrt{m_t^2 \cot^2\beta + m_b^2 \tan^2\beta}$ ist, betrachtet [23]. Die Schwelle in der m_H-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes der gg-Fusion bei ca. $m_H = m_t$ [siehe Abb. 4.3(a)], die bereits in Ref. [34] erwähnt wurde, stammt aus den resonanzartigen Top-Quark-Propagatoren in den boxartigen Quark-Schleifen.
Sowohl im Quarkfall [34] als auch im Squarkfall [36] sind die Triangel- und die Box-Beiträge vergleichbar groß und interferieren destruktiv, so daß ihre Überlagerungen kleiner sind als ihre einzelnen Beiträge.
Wie im Falle von $pp \to H^+H^- + X$ [23] stammen die Squark-Beiträge hauptsächlich von Bottom- und Top-Squarks, während die Beiträge aus der ersten und der zweiten Generation erheblich unterdrückt werden, da ihre Kopplungen signifikant kleiner als die von der dritten Generation sind und ihre Massen schwerer als die von Stop- und Sbottom-Quarks, $\tilde{t}_1$ bzw. $\tilde{b}_1$, sind.
In Abb. 4.3(a) und (b) zeigt sich, daß die supersymmetrische Korrektur positiv oder negativ von der Größenordnung 10% sein kann. Für kleine $\tan\beta$ und große m_H kann sie größer als +10% sein. Für mittlere $\tan\beta$ und kleine oder mittlere m_H kann sie bis zu −10% ausmachen. Auf der anderen Seite ist sie im wesentlichen klein für große $\tan\beta$. Wir erinnern daran, daß bei $pp \to H^+H^- + X$ die supersymmetrische Korrektur zur gg-Fusion mehr als +50% [23] betragen kann.
Es ist interessant zu sehen, wie das kinematische Verhalten der gg-Fusion durch die supersymmetrische Korrektur beeinflußt wird. Zu diesem Zweck haben wir in Abb.4.4(a) und (b) die Verteilung des Transversalimpulses p_T und der Rapidität y für $\tan\beta = 3$, 10, 30 und $m_H = 300$ GeV untersucht. Während sich bei der y-Verteilung keine auffallende Änderung zeigt, ergibt sich bei der p_T-Verteilung eine Zunahme von mehr als 50% für große Werte von p_T und für mittlere bis große Werte von $\tan\beta$. Das kommt dadurch zustande, daß im Squark-Schleifen-Beitrag absorptive Terme vorhanden sind. Das wiederum bedeutet : wenn $p_T > \sqrt{\lambda\left(4m_{\tilde{q}_i}^2, m_W^2, m_H^2\right)}/\left(4m_{\tilde{q}_i}\right)$, dann folgt $s > 2m_{\tilde{q}_i}$, so daß Paare von realen $\tilde{q}_i$-Squarks erzeugt werden können.
Wie es bereits am Anfang des Kapitels erwähnt wurde, ist einer der phänomenologischen Vorteile von assoziierter $W^\pm H^\mp$-Produktion die Tatsache, daß die geladenen Leptonen aus dem W-Zerfall als ein sauberer Trigger benutzt werden können. Isolierte energetische Elektronen und Myonen werden einfach zu messen sein. τ-Leptonen sollten durch ihren One-Prong-Zerfall zu Elektronen, Myonen, geladenen Pionen oder geladenen Kaonen, welche ein kombiniertes Verzweigungsverhältnis von ca. 85% [44] haben, identifizierbar sein. Somit sollten etwa 30% der Signal-Ereignisse von $W^\pm H^\mp$ mehr oder weniger unkompliziert nachweisbar sein.
Um mit zukünftigen experimentellen Daten zu vergleichen, müssen die Beiträge aus der $b\bar{b}$-Annihilation und der gg-Fusion zusammengefaßt werden. Aus Abb. 4.3(a) können wir feststellen, daß für den totalen Wirkungsquerschnitt von $pp \to W^\pm H^\mp + X$ am LHC etwa der Wert 500 fb (20 fb) in dem hier betrachteten MSSM-Szenario erwartet wird, falls $\tan\beta = 30$ und $m_H = 150$ GeV ($\tan\beta = 3$ und $m_H = 300$ GeV). Wenn wir für

die integrierte Luminosität pro Jahr den vorgesehenen Wert von $L = 100$ fb^{-1} für jedes der beiden LHC-Experimente, ATLAS und CMS, annehmen, dann ergeben sich für diese Beträge des Wirkungsquerschnittes etwa 100.000 (4.000) Signal-Ereignisse pro Jahr.

Zusammenfassung

Wir haben in dieser Arbeit zwei Mechanismen der Higgs-Erzeugung am LHC behandelt; auf Baum-Niveau die $q\bar{q}$-Annihilation und auf Ein-Schleifen-Niveau die gg-Fusion. Diese Mechanismen wurden in folgenden Prozessen untersucht :

1. Neutrale Higgs-Paar-Produktion,
2. Geladene Higgs-Paar-Produktion,
3. Assoziierte $W^{\pm}H^{\mp}$-Produktion.

Wir geben die vollständigen analytischen Ausdrücke auf Baum- und Ein-Schleifen-Niveau für alle oben genannten Prozessen. Bei unseren numerischen Untersuchungen haben wir das SUGRA-motivierte Szenario verwendet.
In Falle der Neutralen Higgs-Paar-Produktion haben wir die Ergebnisse für die Quark-Beiträge von Ref. [17] bestätigt und durch die Squark-Beiträge ergänzt. Auf Baum-Niveau haben wir die Beiträge der $q\bar{q}$-Annihilation untersucht und im Falle der gemischten Endzustandsmassen (skalares und pseudoskalares Higgs-Teilchen) haben wir die Beiträge des Drell-Yan-Prozesses durch die fehlenden $b\bar{b}$-Beiträge ergänzt.
In Falle der neutralen Higgs-Paare sind folgende Fälle zu unterscheiden :

1. $\mathbf{pp \to hh + X}$:
   Wir stellen fest, daß die supersymmetrische Korrektur negativ von der Größenordnung 10% sein kann. Weiterhin ist gg-Fusion dominant für kleine und große Werte von $\tan\beta$ außer für m_A um 250 GeV. An dieser Stelle kann der Beitrag aus der $q\bar{q}$-Annihilation für kleine Werte von $\tan\beta$ einen Faktor 3 ausmachen. Es ergeben sich für diesen Prozeß am LHC bis zu 336.000 Signal-Ereignisse pro Jahr.

2. $\mathbf{pp \to hH + X}$:
   Die Squark-Beiträge können, je nach Wert von m_A, für kleine Werte von $\tan\beta$ den Wirkungsquerschnitt bis ca. +32% erhöhen oder bis ca. -14% senken. Für $m_A \gtrsim$ 150 GeV und große Werte von $\tan\beta$ ist der $b\bar{b}$-Annihilation-Beitrag dominierend. Er kann einen Faktor 3 größer als der gg-Fusion-Beitrag sein. Für diesen Prozeß erhalten wir am LHC bis zu 38.000 Signal-Ereignisse pro Jahr.

3. $\mathbf{pp \to HH + X}$:
   Die Korrektur durch die Squark-Beiträge ist für kleine $\tan\beta$ negativ und kann bis zu

ca. -26% ausmachen. Für große Werte von $\tan\beta$ und m_A wird sie positiv, bis zu ca. 24%. Dabei ergeben sich für diesen Prozeß am LHC bis zu 28.000 Signal-Ereignisse pro Jahr.

4. $\mathbf{pp \to Ah + X}$:
   Im Falle der $q\bar{q}$-Annihilation wird der Wirkungsquerschnitt für große $\tan\beta$ um mehr als zwei Größenordnung erhöht, durch die im $b\bar{b}$-Kanal vernachlässigten Yukawa-artigen Beiträge. Für große $\tan\beta$ ist die $q\bar{q}$-Annihilation dominierend und für kleine die gg-Fusion. Die Anzahl der Signal-Ereignisse pro Jahr kann für diesen Prozeß am LHC bis zu 200.000 betragen.

5. $\mathbf{pp \to AH + X}$:
   Für den ganzen Parameterraum ist die $q\bar{q}$-Annihilation der dominierende Prozeß. Wie im Falle von $pp \to Ah + X$ ergeben die ergänzenden Beiträge zum Drell-Yan-Prozeß auch hier einen signifikanten Effekt bei großen $\tan\beta$. Durch diesen Effekt wird der Wirkungsquerschnitt mehr als verdoppelt. Für diesen Prozeß kann die Anzahl der Signal-Ereignisse pro Jahr am LHC bis zu 48.000 betragen.

6. $\mathbf{pp \to AA + X}$:
   Der Beitrag der SUSY-Teilchen kann den Wirkungsquerschnitt der gg-Fusion fast um einen Faktor 2 für m_A um 240 GeV und kleine $\tan\beta$ vergrößern. Weterhin ist gg-Fusion der dominierende Prozeß. Es ergeben sich für diesen Prozeß am LHC bis zu 212.000 Signal-Ereignisse pro Jahr.

Im Falle der geladenen Higgs-Paar-Produktion vervollständigt unsere Arbeit vorige Untersuchungen [21, 30, 38]. Bei der $q\bar{q}$-Annihilation stellen wir fest, daß die im $b\bar{b}$-Kanal vernachlässigten Yukawa-artigen Beiträge signifikant den Wirkungsquerschnitt für große $\tan\beta$ erhöhen. Das macht etwa einen Faktor Drei für $\tan\beta = 40$ aus. Bei der gg-Fusion haben wir die Ergebnisse von Ref. [21] erweitert, indem wir die Squark-Beiträge mitberücksichtigt haben. Der Wirkungsquerschnitt erhöht sich um bis zu 50% je nach Größe von $\tan\beta$. Somit ergeben sich für diesen Prozeß am LHC bis zu 36.000 Signal-Ereignisse pro Jahr.
In Falle der assoziierten $W^{\pm}H^{\mp}$-Produktion sind unsere Ergebnisse für beliebige Werte von $\tan\beta$ gültig im Gegensatz zu Ref. [32]. Für $\tan\beta \gtrsim 6$ verursachen die Terme der relevanten Yukawa-Kopplungen, die von m_b abhängen, signifikante Effekte in beiden Kanälen, daher dürfen sie nicht vernachlässigt werden. Weiterhin haben wir die Verteilung im Tranversalimpuls p_T und in der Rapidität y untersucht. Ein vielversprechendes Szenario für die assoziierte $W^{\pm}H^{\mp}$-Produktion wäre durch die Bedingungen $m_{H^{\pm}} > m_t - m_b$ und $2 \lesssim \tan\beta \lesssim m_t/m_b$ gegeben. Da die $H^{\pm}$-Bosonen nicht aus On-Shell-Top-Quarks erzeugt werden können und ihre Zerfälle zu τ-Leptonen, welche einfach zu identifizieren sind, kleine Verzweigungsverhältnisse haben würden. Auf der anderen Seite könnte die assoziierte $W^{\pm}H^{\mp}$- Produktion einen beträchtlichen Wirkungsquerschnitt haben, und die leptonischen $W^{\pm}$-Zerfälle würden einen spektakulären Trigger liefern. Die Squark-Beiträge können, je nach Wert von $\tan\beta$ und $m_{H^{\pm}}$, den Wirkungsquerschnitt um bis zu 10%

erhöhen oder senken. Dennoch bleibt die $b\bar{b}$-Annihilation der dominierende Mechanismus der assoziierten $W^{\pm}H^{\mp}$-Produktion. Es ergeben sich für diesen Prozeß am LHC bis zu 100.000 Signal-Ereignisse pro Jahr.

Anhang A

Konventionen und Parameter

Hier werden wir die Konventionen, Parameter und Massen, die relevant für diese Arbeit sind, zusammenfassen.

A.1 Die Kinematik

Hier definieren wir die Kinematik des inklusiven Prozesses $AB \to H_1 H_2 + X$, wobei A und B die kollidierenden Hadronen sind, welche als masselose Teilchen angenommen werden. $H_1 = h^0, H^0, A^0, H^+, W^-$, $H_2 = h^0, H^0, A^0, H^-, H^+$ sind die Teilchen im Endzustand.
Die Energie des Anfangzustands wird mit $\sqrt{S}$, die Rapidität des H_1-Bosons im Schwerpunktsystem der Kollision mit y und sein Transversalimpuls mit p_T bezeichnet.
Wegen der Viererimpulserhaltung gilt $m_T \cosh y \leq \sqrt{S}/2$, wobei $m_T = \sqrt{m_{H_1}^2 + p_T^2}$ die Transversalmasse des H_1-Bosons ist.
Das Hadron A ist durch seine PDF $F_{a/A}(x_a, M_a)$ charakteriziert, wobei x_a der Bruchteil des Viererimpulses von A ist, der von dem masselosen Parton a ($p_a = x_a p_A$) getragen wird. M_a ist die Faktorisierungsskala. Die Bezeichnungen für B sind entsprechend. Die Mandelstam-Variablen $s = (p_a + p_b)^2$, $t = (p_a - p_{H_1})^2$ und $u = (p_b - p_{H_1})^2$ stehen auf Parton-Niveau in Beziehung zu S, y und p_T durch $s = x_a x_b S$, $t = m_{H_1^2} - x_a \sqrt{S} m_T \exp(-y)$ und $u = m_{H_1^2} - x_b \sqrt{S} m_T \exp(y)$. Ferner gilt $s p_T^2 = tu - m_{H_1}^2 m_{H_2}^2$.
Im Parton-Modell ist der differentielle Wirkungsquerschnitt von $AB \to H_1 H_2 + X$ durch

$$\frac{d^2\sigma}{dy\, dp_T^2}(AB \to H_1 H_2 + X) = \sum_{a,b} \int_{\bar{x}_a}^1 dx_a \, F_{a/A}(x_a, M_a) F_{b/B}(x_b, M_b) \frac{x_b s}{m_{H_2}^2 - t} \times \frac{d\sigma}{dt}(ab \to H_1 H_2), \tag{A.1}$$

gegeben, mit $\bar{x}_a = m_T \exp(y)/[\sqrt{S} - m_T \exp(-y)]$ und $x_b = x_a m_T \exp(-y)/[x_a \sqrt{S} - m_T \exp(y)]$.
Der partonische differentielle Wirkungsquerschnitt von $ab \to H_1 H_2$ ist durch das Matrixelement $\mathcal{M}$ über $d\sigma/dt = \overline{|\mathcal{M}|^2}/(16\pi s^2)$ gegeben, wobei über Spin und Farbfreiheitsgrade der Partonen a und b gemittelt wird.

In unseren Konventionen sind die Teilchen im Anfangszustand einlaufend und die im Endzustand auslaufend :

$$g(p_a\,,\lambda) + g(p_b\,,\lambda') \to H_1(p_1) + H_2(p_2)\,.$$

Die Gluonen in Anfangszustand werden durch ihre Impulse, Farbindizes a, b und Helizitäten λ und λ' charakterisiert. Der Einfachheit halber verwenden wir für die letzte Formel die folgende Notation :

$$g_a + g_b \to H_1 + H_2\,. \tag{A.2}$$

Weiterhin werden wir in unseren Berechnungen die schon eigeführten partonischen kinematischen Invarianten, d.h. die Mandelstam-Variablen, benutzen

$$s = (p_a + p_b)^2, \qquad t = (p_a - p_1)^2, \qquad u = (p_b - p_1)^2\,,$$

mit

$$s + t + u = m_{H_1}^2 + m_{H_2}^2\,.$$

Bei der Berechnung der Helizitäts-Amplituden von $gg \to W^- H^+$ haben wir folgende Darstellung der kinematischen Parameter verwendet:
Viererimpulse:

$$\begin{aligned}
p_a^\mu &= \frac{\sqrt{s}}{2}(1,0,0,1), \qquad p_b^\mu = \frac{\sqrt{s}}{2}(1,0,0,-1)\\
p_1^\mu &= \frac{\sqrt{s}}{2}(1 + \frac{m_W^2 - m_H^2}{s}, \beta\sin\theta, 0, \beta\cos\theta),\\
p_2^\mu &= \frac{\sqrt{s}}{2}(1 - \frac{m_W^2 - m_H^2}{s}, -\beta\sin\theta, 0, -\beta\cos\theta),
\end{aligned} \tag{A.3}$$

Polarisationsvektoren:

$$\begin{aligned}
\epsilon_a^\mu(p_a\,,\lambda_a = \pm 1) &= \frac{1}{\sqrt{2}}(0,1,\pm i,0), \qquad \epsilon_b^\mu(p_b\,,\lambda_b = \pm 1) = \frac{1}{\sqrt{2}}(0,-1,\pm i,0)\\
\epsilon_1^\mu(p_1\,,\lambda_w = \pm 1) &= \frac{-1}{\sqrt{2}}(0,-\cos\theta,\pm i,\sin\theta),\\
\epsilon_1^\mu(p_1\,,\lambda_w = 0) &= \frac{1}{2m_W\sqrt{s}}(s\beta,(s + m_W^2 - m_H^2)\sin\theta,0,(s + m_W^2 - m_H^2)\cos\theta),
\end{aligned} \tag{A.4}$$

wobei

$$\beta = \frac{1}{s}\sqrt{[s - (m_W + m_H)^2]\,[s - (m_W - m_H)^2]} \qquad \text{und} \qquad \cos\theta = \frac{t - u}{s\beta}\,.$$

Dabei sind p_1 und p_2, nach Gl. (A.2), die Viererimpulse des W-Bosons bzw. des H^+-Bosons und ϵ_1^μ der Polarisationsvektor des W-Bosons.

A.2 Die Ein-Schleifen-Funktionen

In diesem Abschnitt werden wir die Konvention, die wir für die Ein-Schleifen-Funktionen verwendet haben, angeben.
Zwei-Schleifen-Funktion:

$$B_0\left(p_1^2, m_0^2, m_1^2\right) = \int \frac{d^D q}{i\pi^2} \frac{1}{(q^2 - m_0^2 + i\epsilon)\left[(q+p_1)^2 - m_1^2 + i\epsilon\right]},$$

Drei-Schleifen-Funktion:

$$\begin{aligned} & C_0\left(p_1^2, (p_2-p_1)^2, p_2^2, m_0^2, m_1^2, m_2^2\right) \\ = & \int \frac{d^D q}{i\pi^2} \frac{1}{(q^2 - m_0^2 + i\epsilon)\left[(q+p_1)^2 - m_1^2 + i\epsilon\right]\left[(q+p_2)^2 - m_2^2 + i\epsilon\right]}, \end{aligned}$$

Vier-Schleifen-Funktion:

$$\begin{aligned} & D_0\left(p_1^2, (p_2-p_1)^2, (p_3-p_2)^2, p_3^2, p_2^2, (p_3-p_1)^2, m_0^2, m_1^2, m_2^2, m_3^2\right) \\ = & \int \frac{d^D q}{i\pi^2} \frac{1}{(q^2 - m_0^2 + i\epsilon)\left[(q+p_1)^2 - m_1^2 + i\epsilon\right]\left[(q+p_2)^2 - m_2^2 + i\epsilon\right]\left[(q+p_3)^2 - m_3^2 + i\epsilon\right]}, \end{aligned}$$

wobei D die Raum-Zeit-Dimension ist.
Die B_0-Funktion ist ultraviolett (UV) divergent im physikalischen Limes $D \to 4$, während die C_0- und D_0-Funktionen UV-endlich in diesem Limes sind. Die numerische Auswertung der B_0-, C_0-, und D_0-Funktionen haben wir mit Hilfe des Programmpakets FF [47] ausgeführt. Um die Notation zu vereinfachen, haben wir folgende Abkürzungen eingeführt :

$$C_{ijk}^{ab}(c) = C_0\left(a, b, c, m_i^2, m_j^2, m_k^2\right)$$

und

$$D_{ijkl}^{abcd}(e,f) = D_0\left(a, b, c, d, e, f, m_i^2, m_j^2, m_k^2, m_l^2\right) .$$

A.3 Die SM Parameter

In diesem Abschnitt werden die Inputparameter aus dem SM, die wir in unseren numerischen Untersuchungen verwendet haben, angegeben.

- Quark-Massen[1] :

  $$m_t = 174.3 \text{ GeV}, \qquad m_b = 4.7 \text{ GeV}, \qquad m_c = 1.42 \text{ GeV}$$

  Die Cabbibo-Kobayashi-Maskawa-Matrix haben wir in dieser Arbeit gleich der Einheitsmatrix gesetzt.

[1] Die Charm-Quark-Masse m_c ist ein Inputparameter von SUSPECT [10], das Programmpaket mit dem wir die MSSM-Massen generiert haben.

- Boson-Massen :

$$m_{Z^0} = 91.1867 \text{ GeV}, \qquad m_W = 80.394 \text{ GeV}$$

- Kopplungskonstanten[2] :

$$\alpha_{em} = \frac{1}{128.872}, \qquad \alpha_s(M_Z) = 0.127,$$
$$G_F = 1.16639 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}, \qquad \sin^2\theta_w = 0.2315$$

Wir bestimmen $\alpha_s(\mu_r)$ aus der Formel der niedrigsten Ordnung [44], mit $n_f = 5$ Quark-Flavors und der asymptotischen QCD-Skala $\Lambda^{(5)}_{\overline{\text{MS}}} = 146$ MeV [46]. Als Renormierungs- und Faktorisierungsskala verwenden wir die invariante Masse $\mu_r^2 = M_a^2 = M_b^2 = s$.

A.4 Die durch GUT motivierten MSSM-Parameter

- Die universelle Gaugino-Masse[3] :

$$m_{1/2} = 150 \text{ GeV}$$

- Die universelle trilineare Kopplung :

$$A = 0$$

  Es stellte sich heraus, daß die MSSM-Parameter nahezu unabhängig von A sind, solange $|A| \lesssim 500$ GeV auf der GUT-Skala ist.

- Die Higgs-Higgsino-Massen Parameter :

$$\mu < 0$$

Im Falle der Paar-Produktion von geladenen Higgs-Bosonen und assoziierten Produktion von $W^\pm H^\mp$ haben wir den Inputparameter m_0 durch $m_{H^\pm}$ ersetzt, um eine meßbare Größe einzuführen. Dabei wird der Wert von m_0 durch Iteration bestimmt, so daß sich der gewünschte Wert für $m_{H^\pm}$ ergibt. Außerdem substituieren wir im Falle der Produktion ungeladener Higgs-Bosonen m_0 durch m_{A^0}.
Wir verlangen nicht die Vereinigung der τ-Lepton- und der b-Quark-Yukawa-Kopplungen an der GUT-Skala. Das würde nur den erlaubten Bereich von $\tan\beta$ beschränken, ohne einen sichtbaren Effekt auf die Ergebnisse für diese Werte von $\tan\beta$ zu ergeben.

[2] Im Falle der Produktion ungeladener Higgs-Bosonen haben wir sowohl in SUSPECT als auch bei der Bestimmung der Zerfallsbreite den Wert 0.119 für die starke Kopplungskonstante α_s gewählt. Bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte aller Prozesse haben wir jedoch den Wert 0.127 verwendet, in Übereistimmung mit CTEQ5L [46]. Die Konstante $\sin^2\theta_w$ ist ein Inputparameter von SUSPECT, dabei ist θ_w der elektroschwache Mischungswinkel.

[3] Im Falle der Produktion von geladenen Higgs-Bosonen-Paaren haben wir $m_{1/2}$=100 gewählt.

Anhang B

Tensor-Basis

Die Matrix-Elemente $\mathcal{M}_i$ für zwei masselose Vektor-Bosonen in Anfangzustand und zwei skalare Teilchen in Endzustand

$$p_a + p_b \to p_1 + p_2$$

kann wie folgt zerlegt werden :

$$\mathcal{M}_i^k = N_i^k \epsilon_\mu^a \epsilon_\nu^b \sum_{j=1}^{4} F_j A_j^{\mu\nu} \,, \tag{B.1}$$

mit dem Normierungsfaktor N_j^k und den Tensoren [18, 21]

$$\begin{aligned}
A_1^{\mu\nu} &= g^{\mu\nu} - \frac{p_b^\mu p_a^\nu}{p_a p_b} \,, \\
A_2^{\mu\nu} &= g^{\mu\nu} + \frac{p_1^2 p_b^\mu p_a^\nu}{p_t^2 (p_a p_b)} - \frac{2(p_1 p_b) p_1^\mu p_a^\nu}{p_t^2 (p_a p_b)} - \frac{2(p_1 p_a) p_b^\mu p_1^\nu}{p_t^2 (p_a p_b)} + \frac{2 p_1^\mu p_1^\nu}{p_t^2} \,, \\
A_3^{\mu\nu} &= \frac{\epsilon^{\mu\nu p_a p_b}}{(p_a p_b)} \,, \\
A_4^{\mu\nu} &= \frac{p_1^\mu \epsilon^{\nu p_a p_b p_1} + p_1^\nu \epsilon^{\mu p_a p_b p_1} + (p_1 p_b)\epsilon^{\mu\nu p_a p_1} + (p_1 p_a)\epsilon^{\mu\nu p_b p_1}}{p_t^2 (p_a p_b)} \,,
\end{aligned} \tag{B.2}$$

wobei der transversale Impuls p_t durch

$$p_t^2 = 2\frac{(p_1 p_a)(p_1 p_b)}{(p_a p_b)} - p_1^2 \tag{B.3}$$

definiert wird.
Die Bose-Symmetrie manifestiert sich dabei durch die Invarianz unter der Vertauschung $\mu \leftrightarrow \nu$ und $p_a \leftrightarrow p_b$. Infolgedessen sind F_1, F_2 und F_3 symmetrisch, und F_4 ist antisymmetrisch.
Wegen der Eichinvarianz der Matrix-Elemente gilt

$$p_{a\,\mu} A_j^{\mu\nu} = 0, \qquad p_{b\nu} A_j^{\mu\nu} = 0 \,. \tag{B.4}$$

Eine weitere Eigenschaft dieser Tensoren ist die Orthogonalität

$$A_i^{\mu\nu} A_{j\mu\nu} = 2\delta_{ij} \,. \tag{B.5}$$

Anhang C

Neutrale Higgs-Produktion

Definition der Parameter:

$$
\begin{aligned}
&s = (p_a + p_b)^2, \qquad t = (p_1 - p_a)^2, \qquad u = (p_1 - p_b)^2 \\
&S = s/m_q^2, \qquad T = t/m_q^2, \qquad U = u/m_q^2, \\
&h_i = m_{H_i}^2, \qquad H_i = h^0, H^0, A^0 \\
&M_i = h_i/m_q^2 \\
&t_i = t - h_i, \qquad u_i = u - h_i, \qquad T_i = T - M_i, \qquad U_i = U - M_i
\end{aligned}
$$

C.1 Die Formfaktoren der Quarkschleifen

C.1.1 Für skalare Higgs-Paare: $g_a g_b \to H_1 H_2$

$$
\begin{aligned}
F_\triangle &= -8m_w^2 \sum_{t,b} \frac{(g_{H_1H_2h^0} g_{h^0qq} \mathcal{P}_{h^0} + g_{H_1H_2H^0} g_{H^0qq} \mathcal{P}_{H^0})}{S m_q} \left[2 + (4-S) m_q^2 C_{qqq}^{00}(s)\right] \\
F_\square &= -4m_w^2 \sum_{t,b} \frac{g_{H_1qq} g_{H_2qq}}{S^2 m_q^2} \\
&\Big\{2S + 4S m_q^2 C_{qqq}^{00}(s) - S(S + M_1 + M_2 - 8) m_q^4 \left[D_{qqqq}^{h_1 0 h_2 0}(t,u) + 2D_{qqqq}^{h_1 h_2 00}(s,t)\right] \\
&+ (M_1 + M_2 - 8) m_q^2 \left[T_1 C_{qqq}^{h_1 0}(t) + T_2 C_{qqq}^{h_2 0}(t) - \frac{(TU - M_1 M_2)}{2} m_q^2 D_{qqqq}^{h_1 0 h_2 0}(t,u)\right] \\
&+ (t \leftrightarrow u)\Big\} \\
G_\square &= -4m_w^2 \sum_{t,b} \frac{g_{H_1qq} g_{H_2qq}}{S m_q^2 (TU - M_1 M_2)} \\
&\Big\{(T^2 + M_1 M_2 - 8T) m_q^2 \left[S C_{qqq}^{00}(s) + T_1 C_{qqq}^{h_1 0}(t) + T_2 C_{qqq}^{h_2 0}(t) - ST m_q^2 D_{qqqq}^{h_1 h_2 00}(s,t)\right] \\
&- (T^2 - M_1 M_2)(T + U - 8) m_q^2 C_{qqq}^{h_1 h_2}(s) \\
&- (T + U - 8)(TU - M_1 M_2) m_q^4 \left[D_{qqqq}^{h_1 0 h_2 0}(t,u) + 2D_{qqqq}^{h_1 h_2 00}(s,t)\right] + (t \leftrightarrow u)\Big\}
\end{aligned}
$$

C.1.2 Für skalar-pseudoskalare Higgs-Paare : $g_a g_b \to A_1 H_2$

$$
\begin{aligned}
F_{\triangle}^{A} &= -8im_w^2 \mathcal{P}_{A^0} \sum_{t,b} g_{A^0 A^0 H_2} g_{A^0 qq} m_q C_{qqq}^{00}(s) \\
F_{\triangle}^{Z} &= -2im_w m_Z \mathcal{P}_Z (1 - \frac{s}{m_Z^2}) \frac{(m_{A^0}^2 - h_2)}{s} \sum_{t,b} a_q g_{A^0 H_2 Z} \left[1 + 2m_q^2 C_{qqq}^{00}(s)\right] \\
&\quad \text{mit } a_q = 1(-1) \text{ für Top- (Bottom-)Quarks.}
\end{aligned}
\tag{C.1}
$$

$$
\begin{aligned}
F_{\square} &= 4im_w^2 \sum_{t,b} \frac{g_{A^0 qq} g_{H_2 qq}}{S^2 m_q^2} \\
&\quad \Big\{ -S(S + M_1 - M_2) m_q^4 \left[D_{qqqq}^{h_1 0 h_2 0}(t,u) + 2D_{qqqq}^{h_1 h_2 00}(s,t) \right] \\
&\quad + (M_1 - M_2) m_q^2 \left[T_1 C_{qqq}^{h_1 0}(t) + T_2 C_{qqq}^{h_2 0}(t) - \frac{(TU - M_1 M_2)}{2} m_q^2 D_{qqqq}^{h_1 0 h_2 0}(t,u) \right] \\
&\quad + (t \leftrightarrow u) \Big\} \\
G_{\square} &= 4im_w^2 \sum_{t,b} \frac{g_{A^0 qq} g_{H_2 qq}}{S m_q^2 (TU - M_1 M_2)} \\
&\quad \Big\{ -(T^2 - M_1 M_2) m_q^2 \left[S C_{qqq}^{00}(s) + T_1 C_{qqq}^{h_1 0}(t) + T_2 C_{qqq}^{h_2 0}(t) - ST m_q^2 D_{qqqq}^{h_1 h_2 00}(s,t) \right] \\
&\quad + T \left[(T+U)^2 - 4M_1 M_2 \right] m_q^2 C_{qqq}^{h_1 h_2}(s) \\
&\quad + (T - U)(TU - M_1 M_2) m_q^4 \left[D_{qqqq}^{h_1 0 h_2 0}(t,u) + 2D_{qqqq}^{h_1 h_2 00}(s,t) \right] - (t \leftrightarrow u) \Big\}
\end{aligned}
$$

C.1.3 Für ein pseudoskalares Higgs-Paar: $g_a g_b \to A_1 A_2$

$$
\begin{aligned}
F_{\triangle} &= -8m_w^2 \sum_{t,b} \frac{(g_{A^0 A^0 h^0} g_{h^0 qq} \mathcal{P}_{h^0} + g_{A^0 A^0 H^0} g_{H^0 qq} \mathcal{P}_{H^0})}{S m_q} \left[2 + (4 - S) m_q^2 C_{qqq}^{00}(s) \right] \\
F_{\square} &= 4m_w^2 \sum_{t,b} \frac{g_{A^0 qq}^2}{S^2 m_q^2} \\
&\quad \Big\{ 2S + 4S m_q^2 C_{qqq}^{00}(s) - S(T+U) m_q^4 \left[D_{qqqq}^{h_1 0 h_2 0}(t,u) + 2D_{qqqq}^{h_1 h_2 00}(s,t) \right] \\
&\quad + (M_1 + M_2) m_q^2 \left[T_1 C_{qqq}^{h_1 0}(t) + T_2 C_{qqq}^{h_2 0}(t) - \frac{(TU - M_1 M_2)}{2} m_q^2 D_{qqqq}^{h_1 0 h_2 0}(t,u) \right] \\
&\quad + (t \leftrightarrow u) \Big\} \\
G_{\square} &= 4m_w^2 \sum_{t,b} \frac{g_{A^0 qq}^2}{S m_q^2 (TU - M_1 M_2)} \\
&\quad \Big\{ (T^2 + M_1 M_2) m_q^2 \left[S C_{qqq}^{00}(s) + T_1 C_{qqq}^{h_1 0}(t) + T_2 C_{qqq}^{h_2 0}(t) - ST m_q^2 D_{qqqq}^{h_1 h_2 00}(s,t) \right] \\
&\quad - (T^2 - M_1 M_2)(T+U) m_q^2 C_{qqq}^{h_1 h_2}(s) \\
&\quad - (T+U)(TU - M_1 M_2) m_q^4 \left[D_{qqqq}^{h_1 0 h_2 0}(t,u) + 2D_{qqqq}^{h_1 h_2 00}(s,t) \right] + (t \leftrightarrow u) \Big\}
\end{aligned}
$$

C.2 Die Formfaktoren der Squarkschleifen : $g_a g_b \to H_1 H_2$

$$\tilde{F}_\triangle = \frac{2m_w^2}{s} \sum_{\tilde{t},\tilde{b}} \sum_i^2 \left(g_{H_1 H_2 h^0} g_{h^0 \tilde{q}_i \tilde{q}_i} \mathcal{P}_{h^0} + g_{H_1 H_2 H^0} g_{H^0 \tilde{q}_i \tilde{q}_i} \mathcal{P}_{H^0} - g_{H_1 H_2 \tilde{q}_i \tilde{q}_i} \right) \left[2 + 4m_{\tilde{q}_i}^2 C_{iii}^{00}(s) \right]$$

$$\begin{aligned} \tilde{F}_\square &= \frac{2m_w^2}{s^2} \sum_{\tilde{t},\tilde{b}} \sum_{i,j}^2 g_{H_1 \tilde{q}_i q_j} g_{H_2 \tilde{q}_j \tilde{q}_i} \left[\tilde{F}^{ij} + (i \leftrightarrow j) \right] \\ &= \frac{4m_w^2}{s^2} \sum_{\tilde{t},\tilde{b}} \sum_{i,j}^2 g_{H_1 \tilde{q}_i \tilde{q}_j} g_{H_2 \tilde{q}_j \tilde{q}_i} \tilde{F}^{ij} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \tilde{G}_\square &= \frac{2m_w^2}{s^2 p_t^2} \sum_{\tilde{t},\tilde{b}} \sum_{i,j}^2 g_{H_1 \tilde{q}_i \tilde{q}_j} g_{H_2 \tilde{q}_j \tilde{q}_i} \left[\tilde{G}^{ij} + (i \leftrightarrow j) \right] \\ &= \frac{4m_w^2}{s^2 p_t^2} \sum_{\tilde{t},\tilde{b}} \sum_{i,j}^2 g_{H_1 \tilde{q}_i \tilde{q}_j} g_{H_2 \tilde{q}_j \tilde{q}_i} \tilde{G}^{ij} \end{aligned}$$

wobei:

$$\begin{aligned} \tilde{F}^{ij} &= -t_1 C_{ijj}^{h_1 0}(t) - t_2 C_{ijj}^{h_2 0}(t) + s\frac{p_t^2}{2} D_{ijji}^{h_1 0 h_2 0}(t,u) \\ &\quad + s m_{\tilde{q}_i}^2 \left[D_{ijji}^{h_1 0 h_2 0}(t,u) + 2D_{ijii}^{h_1 h_2 00}(s,t) \right] + (t \leftrightarrow u) \\ \tilde{G}^{ij} &= -stC_{iii}^{000}(s) - tt_1 C_{ijj}^{h_1 0}(t) - tt_2 C_{ijj}^{h_2 0}(t) + (t^2 - h_1 h_2) C_{iji}^{h_1 h_2}(s) + st^2 D_{ijii}^{h_1 h_2 00}(s,t) \\ &\quad - s m_{\tilde{q}_i}^2 \left[C_{iii}^{000}(s) - C_{jjj}^{000}(s) - p_t^2 D_{ijji}^{h_1 0 h_2 0}(t,u) + \frac{2t_1 t_2}{s} D_{ijii}^{h_1 h_2 00}(s,t) + 2t D_{jijj}^{h_1 h_2 00}(s,t) \right] \\ &\quad + s m_{\tilde{q}_i}^2 (m_{\tilde{q}_i}^2 - m_{\tilde{q}_j}^2) \left[D_{ijji}^{h_1 0 h_2 0}(t,u) + 2D_{ijii}^{h_1 h_2 00}(s,t) \right] + (t \leftrightarrow u) \end{aligned}$$

Anhang D

Geladene Higgs-Produktion: $g_a g_b \to H_1^+ H_2^-$

Definition der Parameter:

$$s = (p_a + p_b)^2, \qquad t = (p_1 - p_a)^2, \qquad u = (p_1 - p_b)^2$$
$$h = m_{H^\pm}^2, \qquad t_1 = t - h, \qquad u_1 = u - h, \qquad \beta = (1 - \frac{4h}{s})^{\frac{1}{2}}$$

D.1 Die Formfaktoren der Quarkschleifen

$$F_\triangle = -\frac{8m_w^2}{s} \sum_{t,b} \left(g_{H^+H^-h^0} g_{h^0qq} \mathcal{P}_{h^0} + g_{H^+H^-H^0} g_{H^0qq} \mathcal{P}_{H^0}\right) m_q \left[2 + (4m_q^2 - s) C_{qqq}^{00}(s)\right]$$
$$F_\square = (m_b^2 \tan^2\beta + m_t^2 \cot^2\beta)(F_1^{tb} + F_1^{bt}) + m_t^2 m_b^2 (F_2^{tb} + F_2^{bt})$$
$$G_\square = (m_b^2 \tan^2\beta + m_t^2 \cot^2\beta)(G_1^{tb} + G_1^{bt}) + m_t^2 m_b^2 (G_2^{tb} + G_2^{bt})$$
$$H_\square = (m_b^2 \tan^2\beta - m_t^2 \cot^2\beta)(H_1^{tb} + H_1^{bt})$$

wobei :

$$F_1^{tb} = -\frac{2}{s}\left\{\frac{1}{2} + m_t^2 C_{ttt}^{00}(s) + (m_t^2 + m_b^2 - h)\left[-\frac{t_1}{s} C_{btt}^{h0}(t) + m_t^2 D_{tbtt}^{hh00}(s,t) + \frac{1}{4}(m_t^2 + m_b^2 + p_t^2) D_{bttb}^{h0h0}(t,u)\right]\right\} + (t \leftrightarrow u)$$

$$F_2^{tb} = +\frac{8t_1}{s^2} C_{btt}^{h0}(t) - 2(\frac{4m_t^2}{s} - 1) D_{tbtt}^{hh00}(s,t) - \left[\frac{2(m_t^2 + m_b^2 + p_t^2)}{s} - 1\right] D_{bttb}^{h0h0}(t,u) + (t \leftrightarrow u)$$

$$G_1^{tb} = -\frac{1}{p_t^2}\left\{\frac{(s - 2p_t^2 + 2M_{tb}^4)}{4} C_{bbb}^{00}(s) + N(t) C_{btt}^{h0}(t)\right.$$

$$+\frac{(s+2m_t^2+2m_b^2-2h)}{4}(\beta^2-\frac{2p_t^2}{s})C_{tbt}^{hh}(s)+\left[M^6+L_{tb}(t,u)\right]D_{btbb}^{hh00}(s,t)$$
$$+\left[\frac{M^6}{2}+(m_t^4+m_b^4)(\frac{1}{4}+\frac{p_t^2-h}{2s})+(m_t^2+m_b^2)p_t^2(\frac{1}{4}-\frac{h}{2s})\right]D_{bttb}^{h0h0}(t,u)\Bigg\}+(t\leftrightarrow u)$$

mit:

$$M_{tb}^4=\frac{2}{s}\left[(m_t^2-h)^2-m_b^4\right]+2(m_t^2-h)$$
$$M^6=\frac{(m_t^2+m_b^2)(m_t^2-m_b^2)^2}{s}+m_t^2m_b^2(2\frac{t_1u_1}{s^2}-1)$$
$$N(t)=\frac{t_1}{s}\left[2(h-m_t^2-m_b^2)\frac{t}{s}+\frac{t_1^2}{s}\right]$$
$$L_{tb}(t,u)=m_b^4\left[\frac{1}{2}+\frac{t_1}{s}(1-\frac{t_1}{s})+\frac{p_t^2}{s}\right]+m_t^4(\frac{1}{2}-\frac{2t+h}{s})+m_b^2(\frac{\beta^2p_t^2}{2}-\frac{h^2}{s})$$
$$+m_t^2\left[\frac{t}{s}(2t+u)-\frac{p_t^2}{2}\right]-\frac{t}{s}(\frac{t_1^2}{2}+th)$$

$$G_2^{tb}=-\frac{4}{sp_t^2}\Bigg\{-(m_t^2-m_b^2+h-\frac{s}{2})C_{ttt}^{00}(s)-\frac{2t_1t}{s}C_{btt}^{h0}(t)+(\frac{s}{2}-2h-p_t^2)C_{tbt}^{hh}(s)$$
$$+L_{tb}(t)D_{tbtt}^{hh00}(s,t)+\frac{1}{2}\left[(m_t^2-m_b^2)^2+(m_t^2+m_b^2)p_t^2\right]D_{bttb}^{h0h0}(t,u)\Bigg\}+(t\leftrightarrow u)$$

mit:

$$L_{tb}(t)=(m_t^2-m_b^2)^2+t(t-2m_b^2)-\frac{2m_t^2t_1^2}{s}$$

$$H_1^{tb}=-\frac{1}{p_t^2}\Bigg\{t_1M_{tb}^2C_{ttt}^{00}(s)+\frac{t_1^2}{s^2}(t+h)C_{btt}^{h0}(t)-\frac{t_1}{2}\beta^2C_{btb}^{hh}(s)-R_{tb}(t,u)D_{btbb}^{hh00}(s,t)$$
$$-\frac{t_1}{2s}\left[(m_t^2-m_b^2)^2+(m_t^2+m_b^2)p_t^2\right]D_{bttb}^{h0h0}(t,u)\Bigg\}-(t\leftrightarrow u)$$

mit:

$$M_{tb}^2=\frac{h+m_t^2-m_b^2}{s}-\frac{1}{2}$$
$$R_{tb}(t,u)=\frac{tt_1}{2s}(t+h)+\frac{t_1-u_1}{2s}(m_t^2-m_b^2)^2+m_b^2\left[\frac{t_1^2}{s^2}(u_1-t_1)+\frac{p_t^2}{2}\right]$$
$$+m_t^2\left[\frac{t}{s}(u_1-t_1)-\frac{p_t^2}{2}\right]$$

$$H_2^{tb}=0$$

D.2 Die Formfaktoren der Squarkschleifen

$$\tilde{F}_\triangle=\frac{2m_w^2}{s}\sum_{\tilde{t},\tilde{b}}\sum_i^2\left(g_{H^+H^-h^0}g_{h^0\tilde{q}_i\tilde{q}_i}\mathcal{P}_{h^0}+g_{H^+H^-H^0}g_{H^0\tilde{q}_i\tilde{q}_i}\mathcal{P}_{H^0}-g_{H^+H^-\tilde{q}_i\tilde{q}_i}\right)\left[2+4m_{\tilde{q}_i}^2C_{iii}^{00}(s)\right]$$

$$\tilde{F}_{\Box} = \frac{2m_w^2}{s^2} \sum_{i,j}^{2} g^2_{H^+\tilde{t}_i\tilde{b}_j} \left[\tilde{F}^{\tilde{t}_i\tilde{b}_j} + (\tilde{t}_i \leftrightarrow \tilde{b}_j) \right]$$

$$\tilde{G}_{\Box} = \frac{2m_w^2}{s^2 p_t^2} \sum_{i,j}^{2} g^2_{H^+\tilde{t}_i\tilde{b}_j} \left[\tilde{G}^{\tilde{t}_i\tilde{b}_j} + (\tilde{t}_i \leftrightarrow \tilde{b}_j) \right]$$

wobei :

$$\begin{aligned}
\tilde{F}^{\tilde{t}\tilde{b}} &= -2t_1 C^{h0}_{\tilde{b}\tilde{t}\tilde{t}}(t) + s\frac{p_t^2}{2} D^{h0h0}_{\tilde{b}\tilde{t}\tilde{t}\tilde{b}}(t,u) + sm_{\tilde{t}}^2 \left[D^{h0h0}_{\tilde{b}\tilde{t}\tilde{t}\tilde{b}}(t,u) + 2D^{hh00}_{\tilde{t}\tilde{b}\tilde{t}\tilde{t}}(s,t) \right] + (t \leftrightarrow u) \\
\tilde{G}^{\tilde{t}\tilde{b}} &= -stC^{00}_{\tilde{t}\tilde{t}\tilde{t}}(s) - 2tt_1 C^{h0}_{\tilde{t}\tilde{b}\tilde{b}}(t) + (t^2 - h^2) C^{hh}_{\tilde{t}\tilde{b}\tilde{t}}(s) + st^2 D^{hh00}_{\tilde{t}\tilde{b}\tilde{t}\tilde{t}}(s,t) \\
&\quad + sm_{\tilde{t}}^2 \left[C^{00}_{\tilde{b}\tilde{b}\tilde{b}}(s) - C^{00}_{\tilde{t}\tilde{t}\tilde{t}}(s) + p_t^2 D^{h0h0}_{\tilde{b}\tilde{t}\tilde{t}\tilde{b}}(t,u) - 2tD^{hh00}_{\tilde{b}\tilde{t}\tilde{b}\tilde{b}}(s,t) - \frac{2t_1^2}{s} D^{hh00}_{\tilde{t}\tilde{b}\tilde{t}\tilde{t}}(s,t) \right] \\
&\quad + sm_{\tilde{t}}^2 \left(m_{\tilde{t}}^2 - m_{\tilde{b}}^2 \right) \left[D^{h0h0}_{\tilde{b}\tilde{t}\tilde{t}\tilde{b}}(t,u) + D^{hh00}_{\tilde{b}\tilde{t}\tilde{b}\tilde{b}}(s,t) + D^{hh00}_{\tilde{t}\tilde{b}\tilde{t}\tilde{t}}(s,t) \right] + (t \leftrightarrow u)
\end{aligned}$$

Anhang E

Assoziierte $W^{\pm}H^{\mp}$-Produktion: $g_a g_b \to W^- H^+$

Definition der Parameter:

$$
\begin{aligned}
&s = (p_a + p_b)^2, \qquad t = (p_w - p_a)^2, \qquad u = (p_w - p_b)^2 \\
&w = m_W^2, \qquad h = m_{H^\pm}^2, \qquad d = t - u \\
&t_1 = t - w, \qquad t_2 = t - h, \qquad u_1 = u - w, \qquad u_2 = u - h \\
&N = tu - wh, \qquad \lambda = s^2 + w^2 + h^2 - 2(sw + wh + sh), \qquad q = m_t^2 - m_b^2
\end{aligned}
$$

E.1 Die Formfaktoren der Quarkschleifen

$$
\begin{aligned}
F_{\triangle} &= 8 \sum_{t,b} \left(g_{h^0 H^+ W^-} g_{h^0 qq} \mathcal{P}_{h^0} + g_{H^0 H^+ W^-} g_{H^0 qq} \mathcal{P}_{H^0} \right) m_q \left[2 + (4m_q^2 - s) C_{qqq}^{00}(s) \right] \\
F_{\triangle}^{A} &= -8s \sum_{t,b} g_{A^0 H^+ W^-} g_{A^0 qq} \mathcal{P}_{A^0} m_q C_{qqq}^{00}(s) \\
F_{++}^{0} &= -2s(t_1 + u_1) \left[m_b^2 C_{bbb}^{00}(s) - m_t^2 C_{ttt}^{00}(s) \right] + f_1(t,u,q) \left[t_2 C_{btt}^{h0}(t) + t_1 C_{tbb}^{w0}(t) \right] \\
&\quad + f_1(u,t,q) \left[t_2 C_{tbb}^{h0}(t) + t_1 C_{btt}^{w0}(t) \right] - f_1(t,u,q) \left[N + s(m_b^2 + m_t^2) \right] D_{bttb}^{h0w0}(t,u) \\
&\quad - 2sm_b^2 [2wt_2 + f_1(t,u,q)] D_{btbb}^{hw00}(s,t) + 2sm_t^2 [2wu_2 - f_1(t,u,q)] D_{tbtt}^{hw00}(s,t), \\
G_{++}^{0} &= -2s^2(t+u) C_{ttt}^{00}(s) - t_2 f_1(-t_2, u_2, h) \left[C_{btt}^{h0}(t) + C_{tbb}^{h0}(t) \right] - t_1 f_1(-t_2, u_2, h) \\
&\quad \times \left[C_{btt}^{w0}(t) + C_{tbb}^{w0}(t) \right] + \left[2s\lambda m_b^2 + (N + sq) f_1(-t_2, u_2, h) \right] D_{bttb}^{h0w0}(t,u) \\
&\quad + 2s\lambda m_b^2 D_{btbb}^{hw00}(s,t) + 2s \left[2swh - sm_b^2(t+u) + m_t^2 f_1(-t_2, u_2, h) \right] D_{tbtt}^{hw00}(s,t), \\
F_{+-}^{0} &= 2s\{2wN + (t+u)[N - f_2(0,t,\lambda)] + q f_2(t,u,2\lambda) + 2q^2(t_1 + u_1)\} C_{bbb}^{00}(s) \\
&\quad - 2t_2 [wh(t_1 + u_1) + q f_1(2u, 2h, t)] C_{btt}^{h0}(t) + 2t_2 [w(hd - 2tt_2 - 2N) \\
&\quad - q f_1(2u, 2h, t)] C_{tbb}^{h0}(t) - 2t_1 [w(hd - 2ut_2) + q f_1(2t, 2h, t)] C_{btt}^{w0}(t)
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
&+ 2t_1[w(hd-2tt_2)-qf_1(2t,2h,t)]C^{w0}_{tbb}(t) - 2\{\lambda(ud-2wt_2)-(t_1+u_1)\\
&\times[N(t+u)+q(d^2+2N)]\}C^{hw}_{btb}(s) - [ud-2N-q(t_1+u_1)]\left[N\left(m_b^2+m_t^2\right)+sq^2\right]\\
&\times D^{h0w0}_{bttb}(t,u) - \left\{2N\left[wN-m_b^2f_3(t,u,2w)\right]-Nq\left[ud+2u_1^2+2m_b^2(t_1+u_1)\right]\right.\\
&\left.- q^2[du_1(t_1+u_1)-t_2f_3(t,u,w)]-sq^3(t_1+u_1)\right\}D^{h0w0}_{tbbt}(t,u) - 2\left\{stw(hd-2tt_2)\right.\\
&\left.- 2Nm_b^2f_2(0,t,\lambda)-q\left[sN(t+u)-stf_2(t,0,2\lambda)+2Nm_b^2(t_1+u_1)\right]\right.\\
&\left.- sq^2f_2(t,0,\lambda)-sq^3(t_1+u_1)\right\}D^{hw00}_{btbb}(s,t)+2(t_1+u_1)\left\{stwh+2uNm_t^2\right.\\
&\left.+ q\left[st(t+2u)-N\left(s-2m_t^2\right)\right]+sq^2(2t+u)+sq^3\right\}D^{hw00}_{tbtt}(s,t),\\
G^0_{+-} &= 2s\left[(t+u)(d^2+2N)-2\lambda q\right]C^{00}_{bbb}(s)+2\left[t^2(t+u)-wh(3t-u)\right]\\
&\times\left\{t_2\left[C^{h0}_{btt}(t)+C^{h0}_{tbb}(t)\right]+t_1\left[C^{w0}_{btt}(t)+C^{w0}_{tbb}(t)\right]\right\}-2\lambda(d^2+2N)C^{hw}_{btb}(s)\\
&- \lambda\left[N\left(m_b^2+m_t^2\right)+sq^2\right]D^{h0w0}_{bttb}(t,u)+\left[2N\left(2wN-\lambda m_b^2\right)-\lambda q(N+sq)\right]\\
&\times D^{h0w0}_{tbbt}(t,u)-2f_4\left(m_b^2,m_t^2\right)D^{hw00}_{btbb}(s,t)-2f_4\left(m_t^2,m_b^2\right)D^{hw00}_{tbtt}(s,t),\\
F^1_{++} &= 2s^2d\left[m_b^2C^{00}_{bbb}(s)-m_t^2C^{00}_{ttt}(s)\right]-f_5\left(w,m_b^2,m_t^2\right)\left[t_2C^{h0}_{btt}(t)+t_1C^{w0}_{tbb}(t)\right]\\
&+ f_5\left(w,m_t^2,m_b^2\right)\left[t_2C^{h0}_{tbb}(t)+t_1C^{w0}_{btt}(t)\right]+\left[N+s(m_b^2+m_t^2)\right]f_5\left(w,m_b^2,m_t^2\right)\\
&\times D^{h0w0}_{bttb}(t,u)+2sf_6\left(m_b^2,m_t^2\right)D^{hw00}_{btbb}(s,t)-2sf_6\left(m_t^2,m_b^2\right)D^{hw00}_{tbtt}(s,t),\\
F^2_{++} &= -(N-sq)\left[t_2C^{h0}_{btt}(t)-t_1C^{w0}_{btt}(t)\right]+(N+sq)\left[t_2C^{h0}_{tbb}(t)-t_1C^{w0}_{tbb}(t)\right]\\
&+ \left\{N\left[N+2s(m_b^2+m_t^2)\right]+s^2q^2\right\}D^{h0w0}_{bttb}(t,u),\\
G^1_{++} &= -sd(t_2+u_2)C^{00}_{ttt}(s)+t_2f_3(t,u,h)\left[C^{h0}_{btt}(t)+C^{h0}_{tbb}(t)\right]-t_1f_3(u,t,h)\\
&\times\left[C^{w0}_{btt}(t)+C^{w0}_{tbb}(t)\right]+(N+sq)f_3(u,t,h)D^{h0w0}_{bttb}(t,u)+s(t_2+u_2)[2N+d(t+q)]\\
&\times D^{hw00}_{tbtt}(s,t),\\
G^2_{++} &= -sdC^{00}_{ttt}(s)+t_2u_2\left[C^{h0}_{btt}(t)+C^{h0}_{tbb}(t)\right]+(st+N)C^{w0}_{btt}(t)-t_1t_2C^{w0}_{tbb}(t)\\
&+ t_2(N+sq)D^{h0w0}_{bttb}(t,u)+s[2N+d(t+q)]D^{hw00}_{tbtt}(s,t),\\
F^1_{+-} &= -4sdNB_0\left(s,m_b^2,m_b^2\right)-2s\{sd(t^2+u^2)-N[4su+d(w-h)+\lambda]\\
&- 2sq[d(t+u)-2N]+2sdq^2\}C^{00}_{bbb}(s)+2t_2\left[2sN(t+u)+f_7\left(m_b^2,m_t^2\right)\right]C^{h0}_{btt}(t)\\
&- 2t_2f_7\left(m_t^2,m_b^2\right)C^{h0}_{tbb}(t)-2t_1\left[2t_2N(t_1+u_1)+f_8\left(m_b^2,m_t^2\right)\right]C^{w0}_{btt}(t)\\
&+ 2t_1f_8\left(m_t^2,m_b^2\right)C^{w0}_{tbb}(t)-2s\lambda[N-d(t+u-2q)]C^{hw}_{btb}(s)+f_5\left(h,m_t^2,m_b^2\right)\\
&\times\left[N\left(m_b^2+m_t^2\right)+sq^2\right]D^{h0w0}_{bttb}(t,u)-\left\{N^2\left[f_3(t,u,w)+2m_t^2(3s+w-h)\right]\right.\\
&\left.- Nq\left[s\lambda-N(t_1+u_1)-sd\left(t_1+2m_t^2\right)\right]+2sNq^2(2s+u_2)+s^2dq^3\right\}D^{h0w0}_{tbbt}(t,u)\\
&- 2s(t-q)\left\{Nf_3(u,t,h)-d\left[st(t-2m_t^2)-2t_1t_2m_b^2+sq^2\right]\right\}D^{hw00}_{btbb}(s,t)\\
&+ 2s\left\{stdN-(ud+\lambda)\left(st^2+2Nm_t^2\right)-q\left[sd(t(t+2u)-N)+2st\lambda+2dNm_t^2\right]\right.
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
&- sq^2[d(2t+u)+\lambda] - sdq^3\Big\} D^{hw00}_{tbtt}(s,t),\\
F^2_{+-} &= -4sNB_0\left(s,m_b^2,m_b^2\right) - 2s\left[s(t^2+u^2)+N(t_2-u_1)+4Nm_b^2-2sq(t+u)+2sq^2\right]\\
&\times C^{00}_{bbb}(s) - 2t_2\left[u_1N - f_9\left(t_2,m_b^2,m_t^2\right)\right]C^{h0}_{btt}(t) - 2t_2\left[u_1N + f_9\left(-t_2,m_t^2,m_b^2\right)\right]\\
&\times C^{h0}_{tbb}(t) + 2t_1 f_9\left(t_2,m_b^2,m_t^2\right)C^{w0}_{btt}(t) - 2t_1 f_9\left(-t_2,m_t^2,m_b^2,\right)C^{w0}_{tbb}(t) + 2s[d^2(t+u)\\
&+ N(t+3u) - 2q(d^2+2N)]C^{hw}_{btb}(s) - q\left[N^2+2sN\left(m_b^2+m_t^2\right)+s^2q^2\right]D^{h0w0}_{bttb}(t,u)\\
&- \left[u_1N^2 + Nq\left(tu_1+ut_2+u_1^2+4sm_t^2\right) - 2sNq^2+s^2q^3\right]D^{h0w0}_{tbbt}(t,u)\\
&- 2f_{10}\left(t_2,m_b^2,m_t^2\right)D^{hw00}_{btbb}(s,t) + 2f_{10}\left(s,m_t^2,m_b^2\right)D^{hw00}_{tbtt}(s,t),\\
G^1_{+-} &= -2f_3(u,t,h)\left\{2sC^{00}_{bbb}(s) + t_1\left[C^{w0}_{btt}(t)+C^{w0}_{tbb}(t)\right]\right\} + 2t_2 f_3(t,u,h)\left[C^{h0}_{btt}(t)+C^{h0}_{tbb}(t)\right]\\
&- [dN(t_1+u_1)+s\lambda q]D^{h0w0}_{tbbt}(t,u) + 2s(t-q)f_3(u,t,h)D^{hw00}_{btbb}(s,t)\\
&- 2s(t+q)f_3(t,u,h)D^{hw00}_{tbtt}(s,t),\\
G^2_{+-} &= 2t_2\left\{2sC^{00}_{bbb}(s) + u_2\left[C^{h0}_{btt}(t)+C^{h0}_{tbb}(t)\right] + t_1\left[C^{w0}_{btt}(t)+C^{w0}_{tbb}(t)\right]\right\}\\
&+ f_5\left(w,m_b^2,m_t^2\right)D^{h0w0}_{tbbt}(t,u) - 2st_2(t-q)D^{hw00}_{btbb}(s,t) - 2su_2(t+q)D^{hw00}_{tbtt}(s,t),
\end{aligned}
$$

wobei wir folgende Hilfsfunktionen benutzt haben :

$$
\begin{aligned}
f_1(t,u,q) &= -w(t-u)+q(t_1+u_1),\\
f_2(t,u,\lambda) &= \lambda-(3t+u)(t_1+u_1),\\
f_3(t,u,h) &= 2N-(t-u)(u-h),\\
f_4\left(m_b^2,m_t^2\right) &= -st[N(t+u)-t\lambda] - s(m_b^2-m_t^2)[N(t+u)-2t\lambda]\\
&\quad + \lambda\left[2Nm_b^2+s\left(m_b^2-m_t^2\right)^2\right],\\
f_5\left(w,m_b^2,m_t^2\right) &= N(t+u-2w) - sd\left(m_b^2-m_t^2\right),\\
f_6\left(m_b^2,m_t^2\right) &= -sm_b^2\left[2N+d\left(t+m_b^2-m_t^2\right)\right],\\
f_7\left(m_b^2,m_t^2\right) &= sd(t^2+N) - \left(m_b^2-m_t^2\right)[2std+N(3s+w-h)],\\
f_8\left(m_b^2,m_t^2\right) &= 2N^2 - d(st^2-t_2N) + \left(m_b^2-m_t^2\right)[d(2st+N)-2t_2N],\\
f_9\left(t_2,m_b^2,m_t^2\right) &= st^2 - t_2N - \left(m_b^2-m_t^2\right)(2st+N),\\
f_{10}\left(t_2,m_b^2,m_t^2\right) &= -s\left(t+m_b^2-m_t^2\right)\left[st\left(t+2m_b^2-2m_t^2\right)+N\left(t_2+4m_b^2\right)+sq^2\right].
\end{aligned}
$$

Dies ist so zu verstehen, daß alle Variablen auf der rechten Seite als unabhängig zu betrachten sind. D.h. N soll als unabhängig von t, u, w und h behandelt werden.
Es ist zu bemerken, daß sich die UV-Divergenzen von F^1_{+-} und F^2_{+-} für $\mathcal{M}_{+-\lambda_W}$ in Gl. (4.6) gegenseitig wegheben.

E.2 Die Formfaktoren der Squarkschleifen

$$
\begin{aligned}
\tilde{F}_{\triangle} &= 2\sum_{\tilde{q}}\sum_{i}^{2}\left(g_{h^0H^+W^-}g_{h^0\tilde{q}_i\tilde{q}_i}\mathcal{P}_{h^0}+g_{H^0H^+W^-}g_{H^0\tilde{q}_i\tilde{q}_i}\mathcal{P}_{H^0}\right)\left[2+4m^2_{\tilde{q}_i}C^{00}_{iii}(s)\right]\\
\tilde{F}^0_{++} &= 2s(t_1+u_1)\left[m^2_{\tilde{b}}C^{00}_{\tilde{b}\tilde{b}\tilde{b}}(s)-m^2_{\tilde{t}}C^{00}_{\tilde{t}\tilde{t}\tilde{t}}(s)\right]-\left[q(t_1+u_1)+wd\right]\left[t_2C^{h0}_{\tilde{t}\tilde{b}\tilde{b}}(t)+t_1C^{w0}_{\tilde{b}\tilde{t}\tilde{t}}(t)\right]\\
&\quad-\left[q(t_1+u_1)-wd\right]\left[t_2C^{h0}_{\tilde{b}\tilde{t}\tilde{t}}(t)+t_1C^{w0}_{\tilde{t}\tilde{b}\tilde{b}}(t)\right]\\
&\quad+\left[N+s(m^2_{\tilde{b}}+m^2_{\tilde{t}})\right]\left[q(t_1+u_1)-wd\right]D^{h0w0}_{\tilde{b}\tilde{t}\tilde{t}\tilde{b}}(t,u)+2sm^2_{\tilde{b}}\left[q(t_1+u_1)\right.\\
&\quad\left.+w(t_2+u_2)\right]D^{hw00}_{\tilde{b}\tilde{t}\tilde{b}\tilde{b}}(s,t)+2sm^2_{\tilde{t}}\left[q(t_1+u_1)-w(t_2+u_2)\right]D^{hw00}_{\tilde{t}\tilde{b}\tilde{t}\tilde{t}}(s,t),\\
\tilde{F}^0_{+-} &= s(t+u-2q)\left[q(t_1+u_1)+w(t_2+u_2)\right]C^{00}_{\tilde{b}\tilde{b}\tilde{b}}(s)\\
&\quad-t_2\left\{tw(t_2+u_2)+q\left[2N-t(t+3u)+2w(t+u)\right]\right\}C^{h0}_{\tilde{b}\tilde{t}\tilde{t}}(t)-u_2\left\{uw(t_2+u_2)\right.\\
&\quad\left.+q\left[2N-u(3t+u)+2w(t+u)\right]\right\}C^{h0}_{\tilde{b}\tilde{t}\tilde{t}}(u)-(2N+d^2)\left[q(t_1+u_1)\right.\\
&\quad\left.+w(t_2+u_2)\right]C^{hw}_{\tilde{b}\tilde{t}\tilde{b}}(s)-t_1\left\{q\left[2N-t(d+4u_1)\right]+tw(t_2+u_2)\right\}C^{w0}_{\tilde{b}\tilde{t}\tilde{t}}(t)\\
&\quad-u_1\left\{q\left[2N-u(4t_1-d)\right]+uw(t_2+u_2)\right\}C^{w0}_{\tilde{b}\tilde{t}\tilde{t}}(u)\\
&\quad-\left[sq^2+N(m^2_{\tilde{b}}+m^2_{\tilde{t}})\right]\left[q(t_1+u_1)-wd\right]D^{h0w0}_{\tilde{b}\tilde{t}\tilde{t}\tilde{b}}(t,u)\\
&\quad-\left[sq^2+st(t-2m^2_{\tilde{t}})-2t_1t_2m^2_{\tilde{b}}\right]\left[q(t_1+u_1)+w(t_2+u_2)\right]D^{hw00}_{\tilde{b}\tilde{t}\tilde{b}\tilde{b}}(s,t)\\
&\quad-\left[sq^2+su(u-2m^2_{\tilde{t}})-2u_1u_2m^2_{\tilde{b}}\right]\left[q(t_1+u_1)+w(t_2+u_2)\right]D^{hw00}_{\tilde{b}\tilde{t}\tilde{b}\tilde{b}}(s,u),\\
\tilde{F}^1_{++} &= -2s^2d\left[m^2_{\tilde{b}}C^{00}_{\tilde{b}\tilde{b}\tilde{b}}(s)-m^2_{\tilde{t}}C^{00}_{\tilde{t}\tilde{t}\tilde{t}}(s)\right]+\left[sdq-N(t_1+u_1)\right]\left[t_2C^{h0}_{\tilde{t}\tilde{b}\tilde{b}}(t)+t_1C^{w0}_{\tilde{b}\tilde{t}\tilde{t}}(t)\right]\\
&\quad+\left[sdq+N(t_1+u_1)\right]\left[t_2C^{h0}_{\tilde{b}\tilde{t}\tilde{t}}(t)+t_1C^{w0}_{\tilde{t}\tilde{b}\tilde{b}}(t)\right]\\
&\quad-\left[N+s(m^2_{\tilde{b}}+m^2_{\tilde{t}})\right]\left[sdq+N(t_1+u_1)\right]D^{h0w0}_{\tilde{b}\tilde{t}\tilde{t}\tilde{b}}(t,u)\\
&\quad+2s^2m^2_{\tilde{b}}(2N-dq+td)D^{hw00}_{\tilde{b}\tilde{t}\tilde{b}\tilde{b}}(s,t)-2s^2m^2_{\tilde{t}}(2N+dq+td)D^{hw00}_{\tilde{t}\tilde{b}\tilde{t}\tilde{t}}(s,t),\\
\tilde{F}^2_{++} &= (N-sq)\left[t_2C^{h0}_{\tilde{b}\tilde{t}\tilde{t}}(t)-t_1C^{w0}_{\tilde{b}\tilde{t}\tilde{t}}(t)\right]-(N+sq)\left[t_2C^{h0}_{\tilde{t}\tilde{b}\tilde{b}}(t)-t_1C^{w0}_{\tilde{t}\tilde{b}\tilde{b}}(t)\right]\\
&\quad-\left[N^2+s^2q^2+2sN(m^2_{\tilde{b}}+m^2_{\tilde{t}})\right]D^{h0w0}_{\tilde{b}\tilde{t}\tilde{t}\tilde{b}}(t,u),\\
\tilde{F}^1_{+-} &= 2sdNB_0(s,m^2_{\tilde{b}},m^2_{\tilde{b}})+s^2d\left[2N+2q^2+t^2+u^2-2q(t+u)\right]C^{00}_{\tilde{b}\tilde{b}\tilde{b}}(s)\\
&\quad-t_2\left\{st(2N+td)+q\left[d(3N+2st)-2N(2t_1+t_2)\right]\right\}C^{h0}_{\tilde{b}\tilde{t}\tilde{t}}(t)+u_2\left\{su(2N-ud)\right.\\
&\quad\left.-q\left[d(3N+2su)+2N(2u_1+u_2)\right]\right\}C^{h0}_{\tilde{b}\tilde{t}\tilde{t}}(u)-sd(4N+d^2)(t+u-2q)C^{hw}_{\tilde{b}\tilde{t}\tilde{b}}(s)\\
&\quad-t_1\left\{st(2N+td)+q\left[d(N+2st)-2t_2N\right]\right\}C^{w0}_{\tilde{b}\tilde{t}\tilde{t}}(t)\\
&\quad+u_1\left\{su(2N-ud)-q\left[d(N+2su)+2u_2N\right]\right\}C^{w0}_{\tilde{b}\tilde{t}\tilde{t}}(u)\\
&\quad+\left[sq^2+N(m^2_{\tilde{b}}+m^2_{\tilde{t}})\right]\left[2t_1N-d(N-sq)\right]D^{h0w0}_{\tilde{b}\tilde{t}\tilde{t}\tilde{b}}(t,u)\\
&\quad-s(2N-dq+td)(2Nm^2_{\tilde{b}}-sq(2t-q)+st^2)D^{hw00}_{\tilde{b}\tilde{t}\tilde{b}\tilde{b}}(s,t)\\
&\quad+s(2N+dq-ud)(2Nm^2_{\tilde{b}}-sq(2u-q)+su^2)D^{hw00}_{\tilde{b}\tilde{t}\tilde{b}\tilde{b}}(s,u),\\
\tilde{F}^2_{+-} &= 2sNB_0(s,m^2_{\tilde{b}},m^2_{\tilde{b}})+s\left[4Nm^2_{\tilde{b}}-2sq(t+u-q)+s(t^2+u^2)\right]C^{00}_{\tilde{b}\tilde{b}\tilde{b}}(s)
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
&-t_2\left[st^2+q(N+2st)\right]C^{h0}_{\tilde{b}\tilde{t}\tilde{t}}(t)-u_2\left[su^2+q(N+2su)\right]C^{h0}_{\tilde{b}\tilde{t}\tilde{t}}(u)\\
&-s(2N+d^2)(t+u-2q)C^{hw}_{\tilde{b}\tilde{t}\tilde{b}}(s)-t_1\left[st^2+q(N+2st)\right]C^{w0}_{\tilde{b}\tilde{t}\tilde{t}}(t)\\
&-u_1\left[su^2+q(N+2su)\right]C^{w0}_{\tilde{b}\tilde{t}\tilde{t}}(u)+q\left\{s^2q^2+N\left[N+2s(m^2_{\tilde{b}}+m^2_{\tilde{t}})\right]\right\}D^{h0w0}_{\tilde{b}\tilde{t}\tilde{t}\tilde{b}}(t,u)\\
&-s(t-q)\left[4Nm^2_{\tilde{b}}-sq(2t-q)+st^2\right]D^{hw00}_{\tilde{b}\tilde{t}\tilde{b}\tilde{b}}(s,t)\\
&-s(u-q)\left[4Nm^2_{\tilde{b}}-sq(2u-q)+su^2\right]D^{hw00}_{\tilde{b}\tilde{t}\tilde{b}\tilde{b}}(s,u).
\end{aligned}
$$

Anhang F

Kopplungen

In diesem Anhang werden wir die Kopplungen, die für diese Arbeit von Bedeutung sind, auflisten. Dabei haben wir folgende Abkürzungen benutzt:

$$
\begin{aligned}
s_w &= \sin\theta_w, \qquad c_w = \cos\theta_w, \\
s_\alpha &= \sin\alpha, \qquad c_\alpha = \cos\alpha, \qquad s_\beta = \sin\beta, \qquad c_\beta = \cos\beta, \\
s_{2\alpha} &= \sin(2\alpha), \qquad c_{2\alpha} = \cos(2\alpha), \qquad s_{2\beta} = \sin(2\beta), \qquad c_{2\beta} = \cos(2\beta), \\
s_\pm &= \sin(\alpha \pm \beta), \qquad c_\pm = \cos(\alpha \pm \beta),
\end{aligned}
$$

wobei θ_w der elektroschwache Mischungswinkel, α der Mischungswinkel, der die CP-geraden Eigenzustände der Higgs-Teilchen in die Massen-Eigenzustände h^0 und H^0 rotiert, und $\tan\beta = v_2/v_1$ das Verhältnis der Vakuum-Erwartungswerte der Higgs-Dubletts ist.

F.1 Trilineare-Higgs Kopplungen

$$
\begin{aligned}
g_{h^0h^0h^0} &= -\frac{3m_z}{2c_w}s_+c_{2\alpha}, \qquad g_{h^0h^0H^0} = -\frac{m_z}{2c_w}(2s_+s_{2\alpha} - c_+c_{2\alpha}), \\
g_{h^0H^0H^0} &= \frac{m_z}{2c_w}(2c_+s_{2\alpha} + s_+c_{2\alpha}), \qquad g_{H^0H^0H^0} = -\frac{3m_z}{2c_w}c_+c_{2\alpha}, \\
g_{h^0A^0A^0} &= -\frac{m_z}{2c_w}s_+c_{2\beta}, \qquad g_{H^0A^0A^0} = \frac{m_z}{2c_w}c_+c_{2\beta}, \\
g_{h^0H^+H^-} &= \frac{m_z}{2c_w}(2s_-c_w^2 - s_+c_{2\beta}), \qquad g_{H^0H^+H^-} = -\frac{m_z}{2c_w}(2c_-c_w^2 - c_+c_{2\beta})
\end{aligned}
$$

F.2 Higgs-Eichbosonen-Kopplungen

$$
g_{h^0A^0Z^0} = -i\frac{c_-}{2c_w}, \qquad g_{H^0A^0Z^0} = -i\frac{s_-}{2c_w},
$$

$$g_{H^+H^-\gamma} = -s_w, \qquad g_{H^+H^-Z^0} = -\frac{c_w^2 - s_w^2}{2c_w},$$
$$g_{h^0H^+W^-} = -\frac{c_-}{2}, \qquad g_{H^0H^+W^-} = -\frac{s_-}{2}, \qquad g_{A^0H^+W^-} = -\frac{i}{2}$$

F.3 Higgs-Quark-Kopplungen

$$g_{h^0tt} = -\frac{m_t c_\alpha}{2m_w s_\beta}, \qquad g_{h^0bb} = \frac{m_b s_\alpha}{2m_w c_\beta}$$
$$g_{H^0tt} = -\frac{m_t s_\alpha}{2m_w s_\beta}, \qquad g_{H^0bb} = -\frac{m_b c_\alpha}{2m_w c_\beta}$$
$$g_{A^0tt} = i\frac{m_t \cot\beta}{2m_w}, \qquad g_{A^0bb} = i\frac{m_b \tan\beta}{2m_w}$$

F.4 Higgs-Squark-Kopplungen

Hier werden wir die in dieser Arbeit auftretenden Kopplungen der Higgs-Bosonen h^0, H^0, A^0 und $H^\pm$ an die Squarks $\tilde{q}_i$, mit $q = t, b$ und $i = 1, 2$, zusammenfassen.
Die Mischungsmatrix, die die links- und rechsthändigen Squark-Felder $\tilde{q}_L$ und $\tilde{q}_R$ in die Massen-Eigenzustände $\tilde{q}_i$ rotiert, wird durch

$$\mathcal{M}^{\tilde{q}} = \begin{pmatrix} \cos\theta_{\tilde{q}} & \sin\theta_{\tilde{q}} \\ -\sin\theta_{\tilde{q}} & \cos\theta_{\tilde{q}} \end{pmatrix}$$

definiert. Somit ergibt sich

$$\begin{pmatrix} g_{h^0\tilde{t}_1\tilde{t}_1} & g_{h^0\tilde{t}_1\tilde{t}_2} \\ g_{h^0\tilde{t}_2\tilde{t}_1} & g_{h^0\tilde{t}_2\tilde{t}_2} \end{pmatrix} = \mathcal{M}^{\tilde{t}} \begin{pmatrix} \frac{m_Z s_+ (I_t^3 - s_w^2 Q_t)}{c_w} - \frac{m_t^2 c_\alpha}{m_w s_\beta} & -\frac{m_t(\mu s_\alpha + A_t c_\alpha)}{2m_w s_\beta} \\ -\frac{m_t(\mu s_\alpha + A_t c_\alpha)}{2m_w s_\beta} & \frac{m_Z s_+ s_w^2 Q_t}{c_w} - \frac{m_t^2 c_\alpha}{m_w s_\beta} \end{pmatrix} \left(\mathcal{M}^{\tilde{t}}\right)^T,$$

$$\begin{pmatrix} g_{h^0\tilde{b}_1\tilde{b}_1} & g_{h^0\tilde{b}_1\tilde{b}_2} \\ g_{h^0\tilde{b}_2\tilde{b}_1} & g_{h^0\tilde{b}_2\tilde{b}_2} \end{pmatrix} = \mathcal{M}^{\tilde{b}} \begin{pmatrix} \frac{m_Z s_+ (I_b^3 - s_w^2 Q_b)}{c_w} + \frac{m_b^2 s_\alpha}{m_w c_\beta} & \frac{m_b(\mu c_\alpha + A_b s_\alpha)}{2m_w c_\beta} \\ \frac{m_b(\mu c_\alpha + A_b s_\alpha)}{2m_w c_\beta} & \frac{m_Z s_+ s_w^2 Q_b}{c_w} + \frac{m_b^2 s_\alpha}{m_w c_\beta} \end{pmatrix} \left(\mathcal{M}^{\tilde{b}}\right)^T,$$

$$\begin{pmatrix} g_{H^0\tilde{t}_1\tilde{t}_1} & g_{H^0\tilde{t}_1\tilde{t}_2} \\ g_{H^0\tilde{t}_2\tilde{t}_1} & g_{H^0\tilde{t}_2\tilde{t}_2} \end{pmatrix} = \mathcal{M}^{\tilde{t}} \begin{pmatrix} -\frac{m_Z c_+ (I_t^3 - s_w^2 Q_t)}{c_w} - \frac{m_t^2 s_\alpha}{m_w s_\beta} & \frac{m_t(\mu c_\alpha - A_t s_\alpha)}{2m_w s_\beta} \\ \frac{m_t(\mu c_\alpha - A_t s_\alpha)}{2m_w s_\beta} & -\frac{m_Z c_+ s_w^2 Q_t}{c_w} - \frac{m_t^2 s_\alpha}{m_w s_\beta} \end{pmatrix} \left(\mathcal{M}^{\tilde{t}}\right)^T,$$

$$\begin{pmatrix} g_{H^0\tilde{b}_1\tilde{b}_1} & g_{H^0\tilde{b}_1\tilde{b}_2} \\ g_{H^0\tilde{b}_2\tilde{b}_1} & g_{H^0\tilde{b}_2\tilde{b}_2} \end{pmatrix} = \mathcal{M}^{\tilde{b}} \begin{pmatrix} -\frac{m_Z c_+ (I_b^3 - s_w^2 Q_b)}{c_w} - \frac{m_b^2 c_\alpha}{m_w c_\beta} & \frac{m_b(\mu s_\alpha - A_b c_\alpha)}{2m_w c_\beta} \\ \frac{m_b(\mu s_\alpha - A_b c_\alpha)}{2m_w c_\beta} & -\frac{m_Z c_+ s_w^2 Q_b}{c_w} - \frac{m_b^2 c_\alpha}{m_w c_\beta} \end{pmatrix} \left(\mathcal{M}^{\tilde{b}}\right)^T,$$

$$\begin{pmatrix} g_{A^0\tilde{t}_1\tilde{t}_1} & g_{A^0\tilde{t}_1\tilde{t}_2} \\ g_{A^0\tilde{t}_2\tilde{t}_1} & g_{A^0\tilde{t}_2\tilde{t}_2} \end{pmatrix} = \mathcal{M}^{\tilde{t}} \begin{pmatrix} 0 & \frac{m_t(\mu + A_t \cot\beta)}{2m_w} \\ -\frac{m_t(\mu + A_t \cot\beta)}{2m_w} & 0 \end{pmatrix} \left(\mathcal{M}^{\tilde{t}}\right)^T,$$

$$\begin{pmatrix} g_{A^0\tilde{b}_1\tilde{b}_1} & g_{A^0\tilde{b}_1\tilde{b}_2} \\ g_{A^0\tilde{b}_2\tilde{b}_1} & g_{A^0\tilde{b}_2\tilde{b}_2} \end{pmatrix} = \mathcal{M}^{\tilde{b}} \begin{pmatrix} 0 & \frac{m_b(\mu + A_b \tan\beta)}{2m_w} \\ -\frac{m_b(\mu + A_b \tan\beta)}{2m_w} & 0 \end{pmatrix} \left(\mathcal{M}^{\tilde{b}}\right)^T,$$

$$\begin{pmatrix} g_{H^+\tilde{t}_1\tilde{b}_1} & g_{H^+\tilde{t}_1\tilde{b}_2} \\ g_{H^+\tilde{t}_2\tilde{b}_1} & g_{H^+\tilde{t}_2\tilde{b}_2} \end{pmatrix} = \mathcal{M}^{\tilde{t}} \begin{pmatrix} \frac{-m_w^2 s_{2\beta} + m_t^2 \cot\beta + m_b^2 \tan\beta}{\sqrt{2} m_w} & \frac{m_b(\mu + A_b \tan\beta)}{\sqrt{2} m_w} \\ \frac{m_t(\mu + A_t \cot\beta)}{\sqrt{2} m_w} & \frac{m_t m_b (\tan\beta + \cot\beta)}{\sqrt{2} m_w} \end{pmatrix} \left(\mathcal{M}^{\tilde{b}}\right)^T,$$

$$\begin{pmatrix} g_{h^0 h^0 \tilde{t}_1 \tilde{t}_1} & g_{h^0 h^0 \tilde{t}_1 \tilde{t}_2} \\ g_{h^0 h^0 \tilde{t}_2 \tilde{t}_1} & g_{h^0 h^0 \tilde{t}_2 \tilde{t}_2} \end{pmatrix} = \mathcal{M}^{\tilde{t}} \begin{pmatrix} \frac{c_{2\alpha}(I_t^3 - s_w^2 Q_t)}{2c_w^2} - \frac{m_t^2}{2m_w^2} \frac{c_\alpha^2}{s_\beta^2} & 0 \\ 0 & \frac{c_{2\alpha} s_w^2 Q_t}{2c_w^2} - \frac{m_t^2}{2m_w^2} \frac{c_\alpha^2}{s_\beta^2} \end{pmatrix} \left(\mathcal{M}^{\tilde{t}}\right)^T,$$

$$\begin{pmatrix} g_{h^0 h^0 \tilde{b}_1 \tilde{b}_1} & g_{h^0 h^0 \tilde{b}_1 \tilde{b}_2} \\ g_{h^0 h^0 \tilde{b}_2 \tilde{b}_1} & g_{h^0 h^0 \tilde{b}_2 \tilde{b}_2} \end{pmatrix} = \mathcal{M}^{\tilde{b}} \begin{pmatrix} \frac{c_{2\alpha}(I_b^3 - s_w^2 Q_b)}{2c_w^2} - \frac{m_b^2}{2m_w^2} \frac{s_\alpha^2}{c_\beta^2} & 0 \\ 0 & \frac{c_{2\alpha} s_w^2 Q_b}{2c_w^2} - \frac{m_b^2}{2m_w^2} \frac{s_\alpha^2}{c_\beta^2} \end{pmatrix} \left(\mathcal{M}^{\tilde{b}}\right)^T,$$

$$\begin{pmatrix} g_{H^0 H^0 \tilde{t}_1 \tilde{t}_1} & g_{H^0 H^0 \tilde{t}_1 \tilde{t}_2} \\ g_{H^0 H^0 \tilde{t}_2 \tilde{t}_1} & g_{H^0 H^0 \tilde{t}_2 \tilde{t}_2} \end{pmatrix} = \mathcal{M}^{\tilde{t}} \begin{pmatrix} -\frac{c_{2\alpha}(I_t^3 - s_w^2 Q_t)}{2c_w^2} - \frac{m_t^2}{2m_w^2} \frac{s_\alpha^2}{s_\beta^2} & 0 \\ 0 & -\frac{c_{2\alpha} s_w^2 Q_t}{2c_w^2} - \frac{m_t^2}{2m_w^2} \frac{s_\alpha^2}{s_\beta^2} \end{pmatrix} \left(\mathcal{M}^{\tilde{t}}\right)^T,$$

$$\begin{pmatrix} g_{H^0 H^0 \tilde{b}_1 \tilde{b}_1} & g_{H^0 H^0 \tilde{b}_1 \tilde{b}_2} \\ g_{H^0 H^0 \tilde{b}_2 \tilde{b}_1} & g_{H^0 H^0 \tilde{b}_2 \tilde{b}_2} \end{pmatrix} = \mathcal{M}^{\tilde{b}} \begin{pmatrix} -\frac{c_{2\alpha}(I_b^3 - s_w^2 Q_b)}{2c_w^2} - \frac{m_b^2}{2m_w^2} \frac{c_\alpha^2}{c_\beta^2} & 0 \\ 0 & -\frac{c_{2\alpha} s_w^2 Q_b}{2c_w^2} - \frac{m_b^2}{2m_w^2} \frac{c_\alpha^2}{c_\beta^2} \end{pmatrix} \left(\mathcal{M}^{\tilde{b}}\right)^T,$$

$$\begin{pmatrix} g_{H^0 h^0 \tilde{t}_1 \tilde{t}_1} & g_{H^0 h^0 \tilde{t}_1 \tilde{t}_2} \\ g_{H^0 h^0 \tilde{t}_2 \tilde{t}_1} & g_{H^0 h^0 \tilde{t}_2 \tilde{t}_2} \end{pmatrix} = \mathcal{M}^{\tilde{t}} \begin{pmatrix} \frac{s_{2\alpha}(I_t^3 - s_w^2 Q_t)}{2c_w^2} - \frac{m_t^2}{4m_w^2} \frac{s_{2\alpha}}{s_\beta^2} & 0 \\ 0 & \frac{s_{2\alpha} s_w^2 Q_t}{2c_w^2} - \frac{m_t^2}{4m_w^2} \frac{s_{2\alpha}}{s_\beta^2} \end{pmatrix} \left(\mathcal{M}^{\tilde{t}}\right)^T,$$

$$\begin{pmatrix} g_{H^0 h^0 \tilde{b}_1 \tilde{b}_1} & g_{H^0 h^0 \tilde{b}_1 \tilde{b}_2} \\ g_{H^0 h^0 \tilde{b}_2 \tilde{b}_1} & g_{H^0 h^0 \tilde{b}_2 \tilde{b}_2} \end{pmatrix} = \mathcal{M}^{\tilde{b}} \begin{pmatrix} \frac{s_{2\alpha}(I_b^3 - s_w^2 Q_b)}{2c_w^2} + \frac{m_b^2}{4m_w^2} \frac{s_{2\alpha}}{c_\beta^2} & 0 \\ 0 & \frac{s_{2\alpha} s_w^2 Q_b}{2c_w^2} + \frac{m_b^2}{4m_w^2} \frac{s_{2\alpha}}{c_\beta^2} \end{pmatrix} \left(\mathcal{M}^{\tilde{b}}\right)^T,$$

$$\begin{pmatrix} g_{A^0 A^0 \tilde{t}_1 \tilde{t}_1} & g_{A^0 A^0 \tilde{t}_1 \tilde{t}_2} \\ g_{A^0 A^0 \tilde{t}_2 \tilde{t}_1} & g_{A^0 A^0 \tilde{t}_2 \tilde{t}_2} \end{pmatrix} = \mathcal{M}^{\tilde{t}} \begin{pmatrix} \frac{c_{2\beta}(I_t^3 - s_w^2 Q_t)}{2c_w^2} - \frac{m_t^2 \cot_\beta^2}{2m_w^2} & 0 \\ 0 & \frac{c_{2\beta} s_w^2 Q_t}{2c_w^2} - \frac{m_t^2 \cot_\beta^2}{2m_w^2} \end{pmatrix} \left(\mathcal{M}^{\tilde{t}}\right)^T,$$

$$\begin{pmatrix} g_{A^0 A^0 \tilde{b}_1 \tilde{b}_1} & g_{A^0 A^0 \tilde{b}_1 \tilde{b}_2} \\ g_{A^0 A^0 \tilde{b}_2 \tilde{b}_1} & g_{A^0 A^0 \tilde{b}_2 \tilde{b}_2} \end{pmatrix} = \mathcal{M}^{\tilde{b}} \begin{pmatrix} \frac{c_{2\beta}(I_b^3 - s_w^2 Q_b)}{2c_w^2} - \frac{m_b^2 \tan_\beta^2}{2m_w^2} & 0 \\ 0 & \frac{c_{2\beta} s_w^2 Q_b}{2c_w^2} - \frac{m_b^2 \tan_\beta^2}{2m_w^2} \end{pmatrix} \left(\mathcal{M}^{\tilde{b}}\right)^T,$$

$$\begin{pmatrix} g_{H^+ H^- \tilde{t}_1 \tilde{t}_1} & g_{H^+ H^- \tilde{t}_1 \tilde{t}_2} \\ g_{H^+ H^- \tilde{t}_2 \tilde{t}_1} & g_{H^+ H^- \tilde{t}_2 \tilde{t}_2} \end{pmatrix} = \mathcal{M}^{\tilde{t}} \begin{pmatrix} \frac{c_{2\beta}[I_t^3(1-2c_w^2) - s_w^2 Q_t]}{2c_w^2} - \frac{m_b^2 \tan^2\beta}{2m_w^2} & 0 \\ 0 & \frac{c_{2\beta} s_w^2 Q_t}{2c_w^2} - \frac{m_t^2 \cot^2\beta}{2m_w^2} \end{pmatrix} \left(\mathcal{M}^{\tilde{t}}\right)^T,$$

$$\begin{pmatrix} g_{H^+ H^- \tilde{b}_1 \tilde{b}_1} & g_{H^+ H^- \tilde{b}_1 \tilde{b}_2} \\ g_{H^+ H^- \tilde{b}_2 \tilde{b}_1} & g_{H^+ H^- \tilde{b}_2 \tilde{b}_2} \end{pmatrix} = \mathcal{M}^{\tilde{b}} \begin{pmatrix} \frac{c_{2\beta}[I_b^3(1-2c_w^2) - s_w^2 Q_b]}{2c_w^2} - \frac{m_t^2 \cot^2\beta}{2m_w^2} & 0 \\ 0 & \frac{c_{2\beta} s_w^2 Q_b}{2c_w^2} - \frac{m_b^2 \tan^2\beta}{2m_w^2} \end{pmatrix} \left(\mathcal{M}^{\tilde{b}}\right)^T.$$

F.5 W-Squark-Kopplungen

$$\begin{pmatrix} g_{W^-\tilde{t}_1\tilde{b}_1} & g_{W^-\tilde{t}_1\tilde{b}_2} \\ g_{W^-\tilde{t}_2\tilde{b}_1} & g_{W^-\tilde{t}_2\tilde{b}_2} \end{pmatrix} = \mathcal{M}^{\tilde{t}} \begin{pmatrix} -\frac{1}{\sqrt{2}} & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \left(\mathcal{M}^{\tilde{b}}\right)^T$$

Die entsprechenden Feynman-Regeln in der Konvention von Ref. [43] erhalten wir, indem wir die kubischen Kopplungen mit ig und die biquadratischen mit ig^2 multiplizieren, wobei

g die SU(2)-Kopplungskonstante ist.
Gleichartige Beziehungen gelten für die Squarks der ersten und zweiten Generation, die wir in unserer Untersuchung berücksichtigt haben. Jedoch haben wir hier die Massen-Terme der entsprechenden leichten Quarks aufgrund ihrer verschwindenden Größe im Vergleich zu denen von Bottom- und Topquark vernachlässigt.

Literaturverzeichnis

[1] S.L. Glashow, Nucl. Phys. B22 (1961) 579;
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 19.

[2] D.V. Volkov, V.P. Alkulov, Phys. Lett. B46 (1973) 109;
J. Wess, B. Zumino, Nucl. Phys. B70 (1974) 39;
H.P. Nilles, Phys. Rep. 110 (1984) 1;
H.E. Haber, G.L. Kane Phys. Rep. 117 (1985) 75;
M.F. Sohnius, Phys. Rep. 128 (1985) 39.

[3] J. Wess, B. Zumino, Nucl. Phys. B78 (1974) 1;
S. Ferrara, B. Zumino, Nucl. Phys. B79 (1974) 413.

[4] L. Giardello, M.T. Grisaru, Nucl. Phys. B194 (1982) 65.

[5] L. Hall, J. Lykken, S. Weinberg, Phys. Rev. D27 (1973) 2359.

[6] K. Inoue, A. Kakuto, H. Komatsu, S. Takeshita, Prog. Theor. Phys. 68 (1982) 927;
71 (1984) 413;
L. E. Ibañez, G.G. Ross, Phys. Lett. B110 (1982) 215;
L. Alvarez-Gaumé, M. Claudson, M.B. Wise, Nucl. Phys. B207 (1982) 96;
J. Ellis, D.V. Nanopoulus, K. Tamvakis, Phys. Lett. B121 (1983) 123;
M. Drees, Phys. Rev. D38 (1988) 718.

[7] A. Djouadi, J. Kalinowski, P. Ohmann, P.M. Zerwas, Z. Phys. C74 (1997) 93.

[8] V. Barger, M.S. Berger, P. Ohmann, Phys. Rev. D49 (1994) 4908.

[9] V. Barger, M.S. Berger, P. Ohmann, Phys. Rev. D47 (1993) 1093.

[10] A. Djouadi, J.-L. Kneur, G. Moultaka, Report No. PM/98-27 und GDR-S-017 (1998).

[11] V. Ruhlmann-Kleider, Report No. hep-ex/0001061, Januar 2000, wird in Proceedings of 19th International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies (LP 99), Stanford, California, 9–14 August 1999, publiziert.

[12] V. Barger, T. Han, R.J.N. Phillips, Phys. Rev. D 38s, (1988) 2766

[13] D.A. Dicus, K.J. Kallianpur, S.S.D. Willenbrok, Phys. Lett. B 200, (1988) 187;
A. Abbasabadi, W.W. Repko, D.A. Dicus, R. Vega, Phys. Rev. D 38, (1988) 2770;
Phys. Lett. B 213, (1988) 386.

[14] S. Dawson, S. Dittmaier, M. Spira, Phys. Rev. D 58, (1998) 115012.

[15] M. Spira, Fortsch. Phys. 46 (1998) 3, 203-284.

[16] K.J. Kallianpur, Phys. Lett. B 215, (1988) 392.

[17] T. Plehn, M. Spira, P.M. Zerwas, Nucl. Phys. B 479(1996) 46;
B 531(1998) 655(E).

[18] E.W.N. Glover, J.J. van der Bij, Nucl. Phys. B 309(1988) 282.

[19] A. Belyaev, M. Drees, O.J.P.Éboli, J.K. Mizukoshi, S.F. Novaes, Phys. Rev. D 60, (1999) 075008.

[20] A. Djouadi, W. Kilian, M. Muhlleitner, P.M. Zerwas, Eur. Phys. J. C10 (1999) 45-49.

[21] A. Krause, T. Plehn, M. Spira, P.M. Zerwas, Nucl. Phys. B 519(1998) 85.

[22] G. Passarino, M. Veltman, Nucl. Phys. B 160(1979) 151.

[23] A.A. Barrientos Bendezú, B.A. Kniehl, Nucl. Phys. B 568, 305 (2000).

[24] Z. Kunszt, F. Zwirner, Nucl. Phys. B 385 (1992) 3, und hier zitierte Referenzen.

[25] F. Abe et al. (CDF Collaboration), Phys. Rev. D 54 (1996) 735;
B. Bevensee (for the CDF and D0 Collaborations), Report No. FERMILAB–Conf–98/155–E (May 1998), to be published in the proceedings of 33rd Rencontres de Moriond: QCD and High Energy Hadronic Interactions, Les Arcs, France, 21–28 March 1998.

[26] J.F. Gunion, H.E. Haber, F.E. Paige, W.-K. Tung, S.S.D. Willenbrock, Nucl. Phys. B 294 (1987) 621;
R.M. Barnett, H.E. Haber, D.E. Soper, Nucl. Phys. B 306 (1988) 697;
F.I. Olness, W.-K. Tung, Nucl. Phys. B 308 (1988) 813.

[27] V. Barger, R.J.N. Phillips, D.P. Roy, Phys. Lett. B 324 (1994) 236.

[28] J.L. Diaz-Cruz, O.A. Sampayo, Phys. Rev. D 50 (1994) 6820.

[29] S. Moretti, K. Odagiri, Phys. Rev. D 55 (1997) 5627.

[30] S.S.D. Willenbrock, Phys. Rev. D 35 (1987) 173;
J. Yi, M. Wen-Gan, H. Liang, H. Meng, Y. Zeng-Hui, J. Phys. G 24 (1998) 83.

[31] O. Brein, W. Hollik, Eur. Phys. J. C 13, 175 (2000).

[32] D.A. Dicus, J.L. Hewett, C. Kao, T.G. Rizzo, Phys. Rev. D 40 (1989) 787.

[33] M. Carena, J. R. Espinosa, M. Quirós, C. E. M. Wagner, Phys. Lett. B **355**, 209 (1995);
M. Carena, M. Quirós, C. E. M. Wagner, Nucl. Phys. **B461**, 407 (1996);
H. E. Haber, R. Hempfling, A. H. Hoang, Z. Phys. C **75**, 539 (1997).

[34] A.A. Barrientos Bendezú, B.A. Kniehl, Phys. Rev. D 59 (1999) 015009.

[35] A.A. Barrientos Bendezú, B.A. Kniehl, Phys. Rev. D 61 (2000) 097701.

[36] A.A. Barrientos Bendezú, B.A. Kniehl, hep-ph/0007336

[37] S. Moretti, K. Odagiri, Phys. Rev. D 59 (1999) 055008.

[38] E. Eichten, I. Hinchliffe, K. Lane, C. Quigg, Rev. Mod. Phys. 56 (1984) 579; 58 (1986) 1065 (E);
N.G. Deshpande, X. Tata, D.A. Dicus, Phys. Rev. D 29 (1984) 1527.

[39] D.A. Dicus, S. Willenbrock, Phys. Rev. D 39 (1989) 751.

[40] D.A. Dicus, C. Kao, Phys. Rev. D 41 (1990) 832.

[41] Ya Sheng Yang, Chong Sheng Li, Li Gang Jin, Shou Hua Zhu, hep-ph/0004248.

[42] A. Djouadi, J. Kalinowski, P. Ohmann, P.M. Zerwas, Z. Phys. C 74 (1997) 93.

[43] J.F. Gunion, H.E. Haber, Nucl. Phys. B 272 (1986) 1; B 402 (1993) 567 (E); B 278 (1986) 449;
J.F. Gunion, H.E. Haber, G. Kane, S. Dawson, The Higgs Hunter's Guide (Addison-Wesley, Redwood City, 1990).

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

[45] D. Abbaneo et al. (The LEP Collaborations ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, the LEP Electroweak Working Group and the SLD Heavy Flavour and Electroweak Groups), Report No. CERN-EP/99-15 (February 1999).

[46] H.L. Lai et al. (CTEQ Collaboration), Report No. MSU-HEP-903100 und hep-ph/9903282 (March 1999).

[47] G.J. van Oldenborgh, Comput. Phys. Commun. 66 (1991) 1.