Der Zerfall $h^0 \to A^0 A^0$
Strahlungskorrekturen zum Higgssektor des minimalen supersymmetrischen Standardmodells

Sven Heinemeyer

Diplomarbeit
vorgelegt an der Fakultät für Physik
der
Universität Karlsruhe

Institut für theoretische Physik
Juli 1994

Inhaltsverzeichnis

Das Bestreben, das Universum zu verstehen, hebt das menschliche Leben ein wenig über eine Farce hinaus und verleiht ihm einen Hauch von tragischer Würde.

STEVEN WEINBERG

Einführung

Das Standardmodell (SM) der Elementarteilchenphysik beschreibt alle fundamentalen Bausteine der Materie sowie drei der vier zwischen ihnen existierenden Kräfte: die elektromagnetische, die schwache und die starke Kraft, wobei die beiden ersteren zur elektroschwachen Kraft zusammengefaßt werden konnten. Diese wird im Rahmen einer relativistischen Quantenfeldtheorie durch den Austausch von vier Vektorbosonen beschrieben: Das masselose Photon A_μ, das neutrale Z^0_μ sowie die beiden geladenen $W^\pm_\mu$. Der elektroschwache Sektor des SM ist eine lokale Eichtheorie der Symmetrie $SU(2)_L \times U_Y$ [1, 2]. Die Vektorbosonen sind ursprünglich masselos und erhalten ihre Masse erst durch die Wechselwirkung mit dem zusätzlich eingefügten skalaren Higgsfeld[3], das bisher experimentell noch nicht nachgewiesen werden konnte. Die untere Massenschranke liegt z.Z. bei 63.5 GeV[5].

Das SM beschreibt alle bisher gemessenen Größen mit hoher Genauigkeit [4]. Dennoch gibt es Gründe, nach einer erweiterten Theorie zu suchen. Z.B. treffen sich die Kopplungskonstanten der Wechselwirkungen nicht in einem Punkt, wie man es sich für vereinheitlichte Theorien erhofft, die Lebensdauer des Protons ist größer als es die einfachste vereinheitlichte Erweiterung des SMs erlaubt (s. Kap. 3). Eine besonders attraktive Erweiterung stellt das Minimale Supersymmetrische Standardmodell (MSSM) [6, 7, 8] dar: Es beseitigt die oben genannten Probleme, widerspricht bisher keinem Experiment und ist relativ einfach zu formulieren. In diesem existiert zu jedem SM-Teilchen ein supersymmetrischer Partner[9, 10, 11]. Dieser besitzt die gleichen Quantenzahlen und Kopplungen wie das bekannte Teilchen, bis auf einen um $\frac{1}{2}$ veränderten Spin. Aus weiter unten genannten Gründen (s. Kap. 2) gibt es im MSSM zwei Higgs-Dubletts. Als physikalische Teilchen ergeben sich damit zwei neutrale, CP-gerade Higgsbosonen: h^0, H^0, ein neutrales, CP-ungerades: A^0 sowie zwei geladene CP-gerade Higgsbosonen: $H^\pm$. Auf dem Born-Niveau existieren Relationen für die Massen der Higgsbosonen [12], z.B.:

$$m_{h^0} < M_{A^0}, M_Z, \quad m_Z < m_{H^0}, \quad M_{A^0}, M_W < m_{H^\pm}.$$

Da die Higgsbosonen das Signal der elektroschwachen Symmetriebrechung darstellen, und bisher kein Higgsboson experimentell nachgewiesen werden konnte, liegt in der Suche nach ihnen ein Hauptinteresse der heutigen Hochenergiephysik.

Es stellte sich 1989 heraus, daß die Massen und Zerfallsamplituden der Higgs-Bosonen große Ein-Schleifen-Beiträge erhalten, so daß obige Massenschranken nicht mehr gelten müssen[14, 15, 16, 17, 18, 19, 13, 21].

Für den Nachweis eines gesuchten Teilchens muß man wissen, wie dieses Teilchen zerfällt. In einem bestimmten Parameterbereich sind die Ein-Schleifen-Korrekturen der Massen derart, daß

$$m_{h^0} > 2M_{A^0}$$

gilt, so daß folgender Zerfall für das h^0 zwar auf dem Born-Niveau verboten, mit den Ein-Schleifen-Korrekturen jedoch möglich ist :

$$h^0 \to A^0 A^0$$

Näherungsrechnungen in [20], bei denen die Renormierungsgruppenmethode verwendet wurde, ergaben daß dieser Zerfall in einem bestimmten Parameterbereich sogar dominant ist. Die Renormierungsgruppenmethode verwendet jedoch nur eine einheitliche Massenskala, so daß Effekte eines realistischen Massenspektrums nicht berücksichtigt wurden. Außerdem werden bei dieser Methode nicht alle Ein-Schleifen-Diagramme in die Rechnung mit einbezogen. Für eine vollständige Analyse wurde obiger Zerfall in dieser Arbeit mit *allen* Ein-Schleifen-Korrekturen berechnet. Diese Arbeit ist wie folgt gegliedert: Nach einem Überblick über das Standardmodell und allgemeine supersymmertrische Modelle wird das MSSM eingeführt. Als nächstes wird auf dem Ein-Schleifen-Niveau der Parameterbereich bestimmt, in dem obiger Zerfall kinematisch erlaubt ist. In Kapitel 5 werden die Ein-Schleifen-Korrekturen zum Vertex angegeben und numerisch ausgewertet, sowie eine Näherung vorgestellt, die nur die führenden Terme $\sim m_{top}^4$ berücksichtigt. In Kapitel 6 schließlich wird die Ein-Schleifen-Amplitude und die Zerfallsbreite für obigen Zerfall berechnet. Des weiteren werden die Verzweigungsverhältnisse

$$\frac{\Gamma_1(h^0 \to A^0 A^0)}{\Gamma_{tot}}, \quad \frac{\Gamma_1(h^0 \to b\bar{b})}{\Gamma_{tot}} \quad und \quad \frac{\Gamma_1(h^0 \to \tau^+\tau^-)}{\Gamma_{tot}}.$$

sowie der Anteil der Vertexkorrektur an der gesamten Ein-Schleifen-Korrektur vorgestellt, wobei sich herausstellt, daß die Vertexkorrekturen den dominanten Beitrag liefern.

Ich habe versucht, in dieser Arbeit alle Rechnungen und Hilfsmittel aufzuführen, die benötigt werden, um meine Ergebnisse zu erhalten. Speziell im Anhang sind alle Konventionen, Konstanten, Integrale usw. angegeben, die in dieser Arbeit verwendet wurden.

Kapitel 1

Das Standardmodell

1.1 Grundlegende Struktur

Das elektroschwache Standardmodell (SM) ist eine nichtabelsche Eichtheorie, die auf der Gruppe $SU(2)_L \times U(1)_Y$ aufgebaut ist. Empirisch ist folgendes bekannt: Die Fermionen bilden bzgl. der $SU(2)_L$ linkshändige Dubletts und rechtshändige Singuletts

$$\begin{array}{lll} \text{Leptonen} & : & \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L, \quad e_R, \quad \mu_R, \quad \tau_R \\ \text{Quarks} & : & \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L, \quad u_R, \quad d_R, \quad c_R, \ldots \end{array} \tag{1.1}$$

Die Fermionen werden durch ihre Quantenzahlen schwacher Isospin I, I_3 , schwache Hyperladung Y und elektrische Ladung Q charakterisiert, wobei die Gell-Mann-Nishijima Relation

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2} \tag{1.2}$$

gilt.

Es gibt vier Vektorbosonen als Träger der elektroschwachen Kraft:

$$A_\mu, W_\mu^+, W_\mu^-, Z_\mu^0 \tag{1.3}$$

Das Photon A_μ ist hierbei das masselose Eichboson der elektromagnetischen Wechselwirkung. Die drei anderen Vektorbosonen der schwachen Wechselwirkung sind massiv.

Diese empirische Struktur kann eingebettet werden in eine eichinvariante Feldtheorie. Hierbei wird die $SU(2)_L \times U(1)_Y$ als Gruppe von Eichtransformationen interpretiert[1, 2], unter der die Lagrangedichte $\mathcal{L}$ invariant ist. Diese Gesamtsymmetrie wird jedoch durch den Higgs-Mechanismus auf die elektromagnetische Symmetrie $U_{em}(1)$ spontan gebrochen[3], um dem $W^\pm$ und dem Z^0 Masse zu geben. Die Lagrangedichte kann somit in folgende Teile zerlegt werden:

$$\mathcal{L}_{klass} = \mathcal{L}_{Eich} + \mathcal{L}_{Higgs} + \mathcal{L}_{Ferm}. \tag{1.4}$$

Die einzelnen Anteile setzen sich wie folgt zusammen:

1.2 Eichfelder

Die $SU(2)_L \times U(1)_Y$ ist eine nichtabelsche Eichgruppe, die von den Isospinoperatoren I_1, I_2, I_3 sowie der Hyperladung Y erzeugt. Jede dieser Ladungen ist mit einem Vektorfeld verknüpft: Der Isospin mit dem Isotriplett $W_\mu^a, a = 1,2,3$ und die Hyperladung mit dem Isosingulett B_μ. Deren Feldstärke-Tensoren lauten:

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu}^a &= \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a + g_2 \epsilon^{abc} W_{b\mu} W_{c\nu}, \\ B_{\mu\nu} &= \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu. \end{aligned} \tag{1.5}$$

Hierbei bezeichnet g_2 die Kopplungskonstante der $SU(2)$, und g_1 ist die Kopplungskonstante der $U(1)$. Damit ergibt sich als Lagrangedichte

$$\mathcal{L}_{Eich} = -\frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \tag{1.6}$$

1.3 Higgsfeld

Das Higgsfeld bricht - bei geeigneter Wahl des Potentials - die Symmetrie des Vakuums spontan von $SU(2)_L \times U(1)_Y$ zu $U(1)_{em}$, d.h. der Grundzustand des Systems besitzt nicht mehr die gleiche Symmetrie wie die gesamte Lagrangedichte. Dieser Effekt wird spontane Symmetriebrechung genannt. Hierzu wird im SM ein skalares Dublett mit $Y = 1$

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} \phi^+(x) \\ \phi^0(x) \end{pmatrix} \tag{1.7}$$

eingeführt. Es wird über die kovariante Ableitung

$$D_\mu = \partial_\mu - i g_2 I_a W_\mu^a + i \frac{g_1}{2} B_\mu \tag{1.8}$$

gemäß

$$|D_\mu \Phi|^2 \tag{1.9}$$

an die Eichfelder gekoppelt. Der Selbstwechselwirkungsanteil wird durch das Higgspotential

$$V(\Phi) = -\mu^2 \Phi^+ \Phi + \frac{\lambda}{4} (\Phi^+ \Phi)^2 \tag{1.10}$$

beschrieben. Hierbei werden die Koeffizienten μ und λ so gewählt ($\mu^2 > 0, \lambda > 0$), daß spontane Symmetriebrechung auftritt. Daraus ergibt sich der nichtverschwindende Vakuumerwartungswert Φ_0 aus der Bedingung

$$V'(\Phi_0) = 0, \quad \Phi_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \tag{1.11}$$

mit

$$v = \frac{2\mu}{\sqrt{\lambda}}, \tag{1.12}$$

so daß das Higgsdublett um den Vakuumerwartungswert entwickelt werden kann:

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} \phi^+(x) \\ (v + H(x) + i\chi(x))/\sqrt{2} \end{pmatrix} \tag{1.13}$$

Die hier auftretenden Felder ϕ^+, H, χ haben den Vakuumerwartungswert Null. Das physikalische neutrale Higgsboson wird durch $H(x)$ beschrieben, es hat die Masse $M_H = \mu\sqrt{2}$. Die unphysikalischen Felder ϕ^+ und χ treten in der unitären Eichung nicht auf. Insgesamt ergibt als Lagrangedichte des Higgssektors

$$\mathcal{L}_{Higgs} = D_\mu \Phi^+ D^\mu \Phi - V(\Phi). \tag{1.14}$$

1.4 Fermionfelder

Die Fermion-Lagrangedichte setzt sich aus einem kinetischen und einem Yukawa-Anteil zusammen. Die linkshändigen Fermionen stehen in $SU(2)_L$ - Dubletts

$$\psi_j^L = \begin{pmatrix} \psi_{j+}^L \\ \psi_{j-}^L \end{pmatrix}, \tag{1.15}$$

die rechtshändigen in Singuletts

$$\psi_j^R = \psi_{j\sigma}^R, \tag{1.16}$$

wobei ein eventueller Farbindex unterdrückt wurde, j den Familienindex darstellt, und $\sigma = \pm$ der Komponentenindex ist. Die kovariante Ableitung

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_2 I_a W_\mu^a + ig_1 \frac{Y}{2} B_\mu \tag{1.17}$$

erzeugt die Fermion-Eich-Wechselwirkung. Als kinetischer Teil der Lagrangedichte ergibt sich damit

$$\mathcal{L}_{Ferm,kin} = \sum_j \bar{\psi}_j^L i\gamma^\mu D_\mu \psi_j^L + \sum_{j,\sigma} \bar{\psi}_{j,\sigma}^R i\gamma^\mu D_\mu \psi_{j,\sigma}^R \tag{1.18}$$

Der Yukawa-Anteil, der die Fermion-Higgs-Wechselwirkung beinhaltet, lautet pro Generation (wobei die Quark-Mischung vernachlässigt wurde)

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{Yukawa} = & -g_l(\bar{\nu}_L \phi^+ l_R + \bar{l}_R \phi^- \nu_L + \bar{l}_L \phi^0 l_R + \bar{l}_R \phi^{0*} l_L) \\ & -g_d(\bar{u}_L \phi^+ d_R + \bar{d}_R \phi^- u_L + \bar{d}_L \phi^0 d_R + \bar{d}_R \phi^{0*} d_L) \\ & -g_u(\bar{u}_R \phi^+ d_L + \bar{d}_L \phi^- u_R + \bar{u}_R \phi^0 u_L + \bar{u}_L \phi^{0*} u_R). \end{aligned} \tag{1.19}$$

$g_{l,d,u}$ sind die Yukawa-Kopplungskonstanten. Sie sind mit den Fermion-Massen wie folgt verknüpft:

$$m_j = g_j \frac{v}{\sqrt{2}}. \tag{1.20}$$

1.5 Physikalische Eichfelder und Parameter

Die Higgs-Eich-Wechselwirkung erzeugt Massenterme für die Eichbosonen. Die Diagonalisierung der Massenmatrix führt auf die physikalischen Felder

$$\begin{aligned} W_\mu^\pm &= \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \\ Z_\mu &= \quad c_w W_\mu^3 + s_w B_\mu \\ A_\mu &= -s_w W_\mu^3 + c_w B_\mu \end{aligned} \tag{1.21}$$

mit den Massen

$$M_W = \frac{v}{2}g, \quad M_Z = \frac{v}{2}\sqrt{g'^2 + g^2}, \quad M_{A_\mu} = 0. \tag{1.22}$$

Der elektroschwache Mischungswinkel θ_W ist hierbei gegeben durch

$$\begin{aligned} c_w^2 &= \cos^2\theta_W = \frac{g^2}{g'^2 + g^2} = \frac{M_W^2}{M_Z^2} \\ s_w^2 &= \sin^2\theta_W = 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2}. \end{aligned} \tag{1.23}$$

Die elektrische Ladung e, Kopplungskonstante des Photos A_μ, kann ebenfalls durch g' und g ausgedrückt werden:

$$e = \frac{g'g}{\sqrt{g'^2 + g^2}} \tag{1.24}$$

bzw.

$$g = \frac{e}{s_w}, \quad g' = \frac{e}{c_w}. \tag{1.25}$$

1.6 Eichfixierung und Geistfelder

Um die Quantisierung der klassischen Lagrangedichte $\mathcal{L}_{klass}$ durchführen zu können, muß eine renormierbare Eichfixierung in Form einer Eichfixierungs-Lagrangedichte $\mathcal{L}_{fix}$ addiert werden. Hierfür gibt es z.B. folgende Wahl:

$$\mathcal{L}_{fix} = -\frac{1}{2}(F_\gamma^2 + F_Z^2 + 2F_+F_-). \tag{1.26}$$

Dabei haben die F_V in der 't Hooft-Eichung folgende Form (mit beliebigen Paramatern ξ^V):

$$\begin{aligned} F_\pm &= \frac{1}{\sqrt{\xi^W}}(\partial^\mu W_\mu^\pm \mp iM_W \xi^W \phi^\pm) \\ F_Z &= \frac{1}{\sqrt{\xi^Z}}(\partial^\mu Z_\mu - M_Z \xi^Z \chi) \\ F_\gamma &= \frac{1}{\sqrt{\xi^\gamma}}\partial^\mu A_\mu \end{aligned} \tag{1.27}$$

Um die durch $\mathcal{L}_{fix}$ eingeführten unerwünschten unphysikalischen Komponenten auszugleichen, muß noch der Fadeev-Popov-Geist-Term $\mathcal{L}_{Geist}$ addiert werden[22], so daß sich insgesamt ergibt:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{klass} + \mathcal{L}_{fix} + \mathcal{L}_{Geist} \tag{1.28}$$

Insgesamt ergibt sich damit eine ξ-unabhängige und unitäre S-Matrix.

Kapitel 2

Supersymmetrie

Supersymmetrie (SUSY) ist eine Symmetrie zwischen Bosonen und Fermionen. Sie ist die einzige Möglichkeit im Rahmen einer relativistischen Quantenfeldtheorie die Raum-Zeit-Symmetrien der Poincaré-Gruppe (mit bosonischen Generatoren P_μ und $M_{\mu\nu}$) mit einer inneren Symmetrie zu verbinden. Nach dem "No-Go"-Theorem von Coleman und Mandula[23] müssen die Generatoren Q^i_α ($i_{max} = N$ ist die Anzahl der Generatoren.) der Supersymmetrie fermionisch, d.h. antikommutierend sein. (Im folgenden hält sich diese Arbeit vorwiegend an [7].) Unter einer Lorentztransformation verhalten sie sich wie linkshändige Weyl-Spinoren. Als Algebra der Supersymmetrie erhält man damit ($\bar{Q}_{\dot\beta} = (Q_\beta)^\dagger$, $N = 1$):

$$\begin{aligned} \{Q_\alpha, \bar{Q}_{\dot\beta}\} &= 2\sigma^\mu_{\alpha\dot\beta} P_\mu, & (2.1)\\ \{Q_\alpha, Q_\beta\} &= \{\bar{Q}_{\dot\alpha}, \bar{Q}_{\dot\beta}\} = 0, & (2.2)\\ [Q_\alpha, P_\mu] &= [\bar{Q}_{\dot\alpha}, P_\mu] = 0. & (2.3) \end{aligned}$$

Hierbei bezeichnen σ die Pauli-Matrizen. Allgemein gilt:

$$\begin{aligned} [bosonisch, bosonisch] &= bosonisch, \qquad (2.4)\\ [fermionisch, bosonisch] &= fermionisch,\\ \{fermionisch, fermionisch\} &= bosonisch. \end{aligned}$$

Aus der Supersymmetrie-Algebra läßt sich ableiten, daß alle Energiezustände positiv semidefinit sind. Für die Energie des Vakuumzustandes $|0>$ einer ungebrochenen Supersymmetrie gilt, wobei H den zugehörigen Hamilton bezeichnet:

$$E_{vak} =< 0|H|0 >= 0. \qquad (2.5)$$

Aus $E_{vak} \neq 0$ folgt sofort, daß die Supersymmetrie spontan gebrochen ist.

Darstellungen der SUSY-Algebra durch Ein-Teilchenzustände enthalten stets die gleiche Anzahl von Fermion- und Boson-Zuständen. Fermionen und Bosonen besitzen (falls die Supersymmetrie ungebrochen ist) identische Massen. Man unterscheidet zwischen masselosen und massiven Ein-Teilchen-Zuständen. Im masselosen Fall erhält man für $N = 1$ folgendes Spektrum:

$$\begin{pmatrix} 1 \times Helizit\ddot{a}t & -\frac{1}{2} \\ 2 \times Helizit\ddot{a}t & 0 \\ 1 \times Helizit\ddot{a}t & \frac{1}{2} \end{pmatrix}. \qquad (2.6)$$

Im massiven Fall erhält man für $N = 1$:

$$\begin{pmatrix} 1 \times Helizität & 0^+ \\ 2 \times Helizität & \frac{1}{2} \\ 1 \times Helizität & 0^- \end{pmatrix}. \tag{2.7}$$

Nach Einführung antivertauschender Parameter $\Theta_\alpha, \bar{\Theta}_{\dot{\beta}}$ kann die SUSY-Algebra allein durch Kommutatoren ausgedrückt werden ($\Theta Q = \Theta_\alpha Q^\alpha$):

$$[\Theta Q, \bar{Q}\bar{\Theta}] = 2\Theta\sigma_\mu\bar{\Theta}P^\mu \tag{2.8}$$
$$[\Theta Q, \Theta Q] = [\bar{Q}\bar{\Theta}, \bar{Q}\bar{\Theta}] = 0 \tag{2.9}$$

Gemeinsam mit den Elementen x^μ des Minkowski-Raumes bilden die Parameter den Superraum mit Elementen $z = (x, \Theta, \bar{\Theta})$ [24]. Funktionen $\phi(x, \Theta, \bar{\Theta})$ auf dem Superraum heißen Superfelder. Eine Supersymmetrietransformation von ϕ, bewirkt durch ein Gruppenelement

$$G(x, \Theta, \bar{\Theta}) = e^{i(-xP+\Theta Q+\bar{\Theta}\bar{Q})}, \tag{2.10}$$

verursacht eine Verschiebung des Feldes im Superraum:

$$G(y, \xi, \bar{\xi})\phi(x, \Theta, \bar{\Theta}) = \phi(x + y - i\xi\sigma_\mu\bar{\Theta} + i\Theta\sigma_\mu\bar{\xi}, \Theta + \xi, \bar{\Theta} + \bar{\xi}). \tag{2.11}$$

Vergleicht man dies mit den infinitesimalen SUSY-Transformationen, kann man die Generatoren durch Differentialoperatoren ausdrücken:

$$P_\mu = i\frac{\partial}{\partial x^\mu}, \tag{2.12}$$
$$Q_\alpha = \frac{\partial}{\partial\Theta^\alpha} - i\sigma^\mu_{\alpha\dot{\beta}}\bar{\Theta}^{\dot{\beta}}\frac{\partial}{\partial x^\mu}, \tag{2.13}$$
$$\bar{Q}_{\dot{\alpha}} = -\frac{\partial}{\partial\bar{\Theta}^{\dot{\alpha}}} + i\Theta^\beta\sigma^\mu_{\beta\dot{\alpha}}\frac{\partial}{\partial x^\mu}. \tag{2.14}$$

Analog dazu werden die kovarianten Ableitungen für die Superfelder definiert:

$$D_\alpha\phi = \left(\frac{\partial}{\partial\Theta^\alpha} + i\sigma^\mu_{\alpha\dot{\beta}}\bar{\Theta}^{\dot{\beta}}\frac{\partial}{\partial x^\mu}\right)\phi, \tag{2.15}$$
$$\bar{D}_{\dot{\alpha}}\phi = \left(-\frac{\partial}{\partial\bar{\Theta}^{\dot{\alpha}}} - i\Theta^\beta\sigma^\mu_{\beta\dot{\alpha}}\frac{\partial}{\partial x^\mu}\right)\phi. \tag{2.16}$$

Spezielle Randbedingungen definieren spezielle Superfelder.
Linkshändiges chirales skalares Superfeld:

$$\bar{D}_{\dot{\alpha}}\phi = 0. \tag{2.17}$$

Rechtshändiges chirales skalares Superfeld:

$$D_\alpha\phi = 0. \tag{2.18}$$

Vektorsuperfeld:

$$\phi = \phi^\dagger. \tag{2.19}$$

Das skalare Superfeld kann in seine Komponentenfelder zerlegt werden [25, 26]:

$$\phi = A(y) + \sqrt{2}\Theta\psi(y) + \Theta\Theta F(y). \tag{2.20}$$

mit $y = x + i\Theta\sigma_\mu\bar{\Theta}$. Hierbei sind A und F komplexe skalare Felder und ψ ist ein linkshändiger Weyl-Spinor. Betrachtet man die infinitesimalen SUSY-Transformationen, definiert durch

$$\delta\phi \equiv -i[\phi, \Theta Q + \bar{Q}\bar{\Theta}], \tag{2.21}$$

der Komponentenfelder

$$\begin{aligned} \delta A &= 2\Theta\Psi, \\ \delta\Psi &= -\Theta F - i\partial^\mu A\sigma_\mu\bar{\Theta}, \\ \delta F &= -2i\partial^\mu\psi\sigma_\mu\bar{\Theta}, \end{aligned} \tag{2.22}$$

so sieht man, daß sich die Komponente F wie eine totale Ableitung transformiert.

Das Vektorfeld (hier zur Vereinfachung in der Wess-Zumino-Eichung) kann ebenfalls in seine Komponenten zerlegt werden [9]:

$$V(x, \Theta, \bar{\Theta}) = -\Theta\sigma^\mu\bar{\Theta}v_\mu(x) + i\Theta\Theta\bar{\Theta}\bar{\lambda}(x) - i\bar{\Theta}\bar{\Theta}\Theta\lambda(x) + \frac{1}{2}\Theta\Theta\bar{\Theta}\bar{\Theta}D(x). \tag{2.23}$$

Die dazugehörigen Transformationen lauten

$$\begin{aligned} \delta v_\mu &= i\Theta\sigma_\mu\bar{\lambda} + i\bar{\Theta}\bar{\sigma}_\mu\lambda, \\ \delta\lambda &= \Theta\sigma^{\mu\nu}v_{\mu\nu} + \Theta D, \\ \delta D &= -\Theta\sigma^\mu\partial_\mu\bar{\lambda} + \bar{\Theta}\sigma^\mu\partial_\mu\lambda, \end{aligned} \tag{2.24}$$

mit $\sigma_{\mu\nu} = \frac{1}{4}(\sigma_\mu\bar{\sigma}_\nu - \sigma_\nu\bar{\sigma}_\mu)$ und $v_{\mu\nu} = \partial_\mu v_\nu - \partial_\nu v_\mu$. Man sieht, daß sich hier die D-Komponente wie eine totale Ableitung transformiert.

Eine Lagrangedichte muß sich wie eine totale Ableitung transformieren, damit $\int d^4x\mathcal{L}$ invariant bleibt und damit konstant ist unter SUSY-Transformationen. Also wird die supersymmetrische Lagrangedichte aus den F-Termen eines skalaren Superfeldes und aus den D-Termen eines Vektorsuperfeldes aufgebaut:

$$S = \int d^4x(\mathcal{L}_{skal|F} + \mathcal{L}_{vek|D}). \tag{2.25}$$

In renormierbaren Theorien sind in den Feldern keine höheren als dritte Potenzen zugelassen. Weiterhin gilt, daß wenn ϕ ein skalares Feld ist, dann auch ϕ^2 und ϕ^3. $\phi^*\phi$ hingegen bildet ein Vektorfeld. Also setzt man für die Lagrangedichte eines skalaren Superfeldes an

$$\mathcal{L} = \phi^*\phi_{|D} + m(\phi^2 + \phi^{*2})_{|F} + \lambda(\phi^3 + \phi^{*3})_{|F} + \text{h.c.} \tag{2.26}$$

In Komponenten ausgeschrieben lautet dies

$$\mathcal{L} = (\partial_\mu A)(\partial^\mu A)^* + \frac{i}{2}\psi\sigma_\mu\partial^\mu\bar{\psi} + FF^* + m(2AF - \frac{1}{2}\psi\psi + \text{h.c.}) + \lambda(3A^2F - \frac{3}{2}\psi\psi A + \text{h.c.}). \quad (2.27)$$

Hierbei bezeichnet $\mathcal{V} = FF^*$ das skalare Potential. Aus den Bewegungsgleichungen erhält man $F = -2mA^* - 3\lambda\phi^{*2}$, F ist also ein unphysikalisches Hilfsfeld, das eleminiert werden kann. (Die so erhaltene Lagrangedichte beschreibt die Wechselwirkung eines komplexen Skalarfeldes mit einem Weyl-Spinor.)

Um eine supersymmetrische Yang-Mills-Lagrangedichte zu erhalten, muß man ein neues chirales Superfeld einführen[27]:

$$W_\alpha = \bar{D}D[e^{-gV}D_\alpha e^{gV}], \quad (2.28)$$

mit einer Eich-Kopplungskonstanten g und der Matrix $V_{ij} = T^a_{ij}V_a$, wobei die T^a_{ij} die Erzeugenden der nichtabelschen Eichgruppe sind. Man erhält als Lagrangedichte

$$\mathcal{L} = \frac{1}{32g^2}(W^\alpha W_\alpha)_{|F} + \phi^\dagger e^{2gV}\phi_{|D}. \quad (2.29)$$

In Komponenten:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & - \frac{1}{4}G^{\mu\nu}G_{\mu\nu} - \frac{i}{2}(\lambda\sigma_\mu(\partial^\mu\bar{\lambda} + ig[v^\mu, \bar{\lambda}]) - (\partial^\mu\bar{\lambda} + ig[v^\mu, \bar{\lambda}])\sigma_\mu\lambda) + \mathcal{V} \quad (2.30) \\ & + (D_\mu A)(D^\mu A)^* - \frac{i}{2}\bar{\psi}\sigma_\mu D^\mu\psi + gA^*DA + ig(A^*\lambda\psi - \bar{\lambda}\bar{\psi}A). \end{aligned}$$

Dabei ist $G_{\mu\nu} = \partial_\mu v_\nu - \partial_\nu v_\mu + ig[v_\mu, v_\nu]$ der Feldstärke-Tensor, $\mathcal{V} = FF^* + \frac{1}{2}D^2$ das allgemeine Potential und $D_\mu = \partial_\mu + igv_\mu$ die kovariante Ableitung, welche die Kopplung der Eichbosonen an die Materiefelder bewirkt. Wiederum ist D ein unphysikalisches Hilfsfeld.

Die Supersymmetrie ist genau dann gebrochen, wenn $< E_{vak} > \neq 0$ gilt. Für unsere Lagrangedichte bedeutet dies, daß die Supersymmetrie genau dann gebrochen ist, wenn die Felder F oder D einen nichtverschwindenden Vakuumerwartungswert besitzen. F-artige Supersymmetriebrechung ist der O'Raifeartaight-Mechanismus[28], D-artige der Fayet-Iliopoulos-Mechanismus[29].

Da bei Experimenten bisher noch keine supersymmetrischen Teilchen beobachtet worden sind, muß die Symmetrie gebrochen sein, um mit der Erfahrung in Einklang zu stehen. Ein ausreichender Mechanismus der Supersymmetriebrechung besteht in der Hinzunahme von Soft-Supersymmetrie-Brechungstermen, welche keine neuen quadratischen Divergenzen zur unrenormierten Theorie hinzufügen. Alle Terme dieser Art wurden von Giradello und Grisaru gefunden[30]:

$$m^2AA^*, \quad m^2(A^2 + A^{*2}), \quad \mu(A^3 + A^{*3}), \quad \mu\lambda\lambda \quad (2.31)$$

Kapitel 3

Das minimale supersymmetrische Standardmodell

3.1 Motivation

Das SM befindet sich in hervorragender Übereinstimmung mit dem Experiment [5]. Dennoch gibt es einige offene Fragen:

1. Es gibt keine Vorhersage für die Massen der Higgsteilchen und Fermionen.

2. In den Strahlungskorrekturen zur SM-Higgsmasse $m_H = \sqrt{2}\mu, (60\ \mathrm{GeV} < m_H < 1\ \mathrm{TeV})$ erhält der Parameter μ einen Beitrag von der Higgs-Selbstkopplung, der in Ein-Schleifen-Ordnung quadratisch von dem Abschneideparameter Λ anhängt:

$$\delta\mu^2 = \lambda\Lambda^2. \tag{3.1}$$

   Sollte das SM bis zu Energien der GUT-Skala ($M_{GUT} \approx 10^{15}\ GeV$) oder sogar der Planck-Masse ($M_P \approx 10^{19}\ GeV$) gültig sein, so legte dies einen natürlichen Wert für Λ fest, wobei das Problem auftritt, den relativ kleinen Wert von m_H gegenüber dem großen Wert von $\delta\mu^2$ zu verstehen.

3. Die laufenden Kopplungskonstanten der elektromagnetischen, schwachen und starken Kraft treffen nicht genau in einem Punkt aufeinander, wie man es bei einer vereinheitlichten Theorie erwarten würde.

4. Die Lebensdauer des Protons ist länger als diejenige, die von der $SU(5)$, der einfachsten Erweiterung der $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$, vorhergesagt wurde.

5. Die Gravitation als vierte Kraft konnte bisher nicht in vereinheitlichte Theorien mit einbezogen werden.

Eine supersymmetrische Erweiterung des SMs kann bei einigen der obigen Probleme eine Lösung liefern:

1. Die Masse des leichtesten skalaren Higgses unterliegt der Einschränkung $m_{h^0} < 150\ GeV$.

2. In der Supersymmetrie verschwindet das Problem der quadratischen Divergenzen[9]: Supersymmetrische Teilchen liefern einen zusätzlichen Beitrag zu den Ein-Schleifen-Korrekturen, die die quadratisch divergenten Anteile genau kompensieren.

3. Die zusätzlichen supersymmetrischen Teilchen liefern ein anderes Verhalten der laufenden Kopplungskonstanten, so daß sie sich bei $M_{GUT} \approx 10^{15}$ GeV treffen[31].

4. Die Lebensdauer des Protons in supersymmetrischen vereinheitlichten Theorien liegt über der bisher gemessenen unteren Grenze.

5. Die bisher betrachteten globalen SUSY-Transformationen können zu lokalen SUSY-Transformationen erweitert werden[7, 8, 9]. Diese lokale Eichsymmetrie erfordert die Einbeziehung allgemeiner Koordinatentransformationen und damit der Allgemeinen Relativitätstheorie. Lokale Supersymmetrie ermöglicht somit eine Beschreibung der Gravitation, die sogenannte Super-Gravitation (SUGRA).

Ein weiterer wichtiger Aspekt ist, daß durch den Parameterraum der supersymmetrischen Modelle experimentelle Ergebnisse der Präzisionsexperimente bisher ohne Probleme beschrieben werden konnte.

3.2 Das MSSM

3.2.1 Teilcheninhalt

Wir betrachten die einfachste supersymmetrische Erweiterung des SMs, das sogenannte Minimale supersymmetrische SM (MSSM).

Im MSSM ist $N = 1$, die Anzahl der fermionischen Generatoren also so gering wie möglich. Da das Teilchenspektrum des SMs nicht supersymmetrisch ist, müssen neue Teilchen hinzugefügt werden[9, 10, 11]: Quarks und Leptonen erhalten skalare Partner, die Squarks und Sleptonen, dargestellt durch ein skalares Superfeld ϕ. Die Eichbosonen erhalten Spin$\frac{1}{2}$-Partner, die Gauginos. Das skalare Higgs erhält ebenfalls einen Spin$\frac{1}{2}$-Partner, das Higgsino. Die Gauginos und Higgsinos werden durch ein masseloses Super-Vektorfeld V beschrieben. Zusätzlich muß nach Glashow und Weinberg ein zweites Higgs-Dublett eingeführt werden[32]. Ein Higgs-Dublett verleiht dann den u-artigen Fermionen die Masse, das andere den d-artigen. (Mit u-artig werden Fermionen mit schwachem Isospin $+\frac{1}{2}$, mit d-artig solche mit schwachem Isospin $-\frac{1}{2}$ bezeichnet.) Insgesamt hat das Teilchenspektrum des MSSMs folgende Struktur:

	SM-Teilchen		SUSY-Partner
Fermionen	ψ_j^L, ψ_j^R	Sfermionen	$\tilde{\psi}_j^L, \tilde{\psi}_j^R$
Eichbosonen	$W^\pm, Z^0, \gamma$	Gauginos	$\tilde{W}^\pm, \tilde{Z}^0, \tilde{\gamma}$
Higgs	H_1, H_2	Higgsinos	$\tilde{H}_1, \tilde{H}_2$

Dabei ist zu beachten, daß die physikalischen Masseneigenzustände der Gauginos und Higgsinos Linearkombinationen dieser Felder sind. Diese werden als Charginos und Neutralinos bezeichnet. Die Massen und Mischungen der einzelnen Teilchen sind dem Anhang A zu entnehmen.

3.2.2 Der Higgssektor

Die beiden Higgsdubletts H_1, H_2 besitzen eine entgegengesetzte Hyperladung $Y_1 = -1, Y_2 = +1$. Beide besitzen einen nicht verschwindenden Vakuumerwartungswert v_1, v_2, so daß sich folgende Struktur ergibt:

$$\begin{aligned} H_1 &= \begin{pmatrix} H_1^1 \\ H_1^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} v_1 + (\phi_1^{*0} + i\chi_1^{*0})/\sqrt{2} \\ \phi_1^- \end{pmatrix}, \\ H_2 &= \begin{pmatrix} H_2^1 \\ H_2^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_2^+ \\ v_2 + (\phi_2^0 + i\chi_2^0)/\sqrt{2} \end{pmatrix}. \end{aligned} \tag{3.2}$$

Durch den Quotienten der Vakuumerwartungswerte wird der Winkel β definiert gemäß

$$\tan\beta \equiv \frac{v_2}{v_1} \tag{3.3}$$

mit $0 \leq \beta \leq \pi/2$. Das Higgspotential mit allen Soft-Brechungstermen lautet[12]:

$$\begin{aligned} V = \quad & m_1^2 H_1 \bar{H}_1 + m_2^2 H_2 \bar{H}_2 + m_{12}^2(\epsilon_{ab} H_1^a H_2^b + \text{h.c.}) \\ + \quad & \frac{1}{8}(g'^2 + g^2)(H_1\bar{H}_1 - H_2\bar{H}_2)^2 - \frac{g^2}{2}|H_1\bar{H}_2|^2, \end{aligned} \tag{3.4}$$

mit $m_i^2 = \tilde{m}_i^2 + \mu^2$, wobei $\tilde{m}_i, m_{12}$ die Soft-Brechungsparameter und μ die Mischung der H_1 und H_2 sind. Die Kopplungskonstanten der Higgs-Selbstwechselwirkung werden, im Gegensatz zum SM, durch die Eichkopplungskonstanten g', g bestimmt.

Die Massenmatrix der Komponenten der Higgsfelder (welche zur einfacheren Darstellung in der folgenden Formel alle mit φ_i bezeichnet werden) ergibt sich aus

$$M_{ij} = \frac{1}{2}\frac{\partial^2 V}{\partial\varphi_i \partial\varphi_j}|_{Minimum}. \tag{3.5}$$

Hierbei bedeutet $Minimum$, daß $\varphi_i = 0$ gesetzt wird. In Diagonalgestalt werden die physikalischen Felder mit $h^0, H^0, A^0, H^\pm$ bezeichnet, die unphysikalischen mit $G^0, G^\pm$. A^0 und G^0 sind CP-ungerade, die übrigen Higgsfelder sind CP-gerade. Die Diagonalisierung der Massenmatrix wird durch folgende Transformation erreicht:

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} H^0 \\ h^0 \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} \cos\alpha & \sin\alpha \\ -\sin\alpha & \cos\alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi_1^0 \\ \phi_2^0 \end{pmatrix}, \\ \begin{pmatrix} G^0 \\ A^0 \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} \cos\beta & \sin\beta \\ -\sin\beta & \cos\beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \chi_1^0 \\ \chi_2^0 \end{pmatrix}, \\ \begin{pmatrix} G^+ \\ H^+ \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} \cos\beta & \sin\beta \\ -\sin\beta & \cos\beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi_1^+ \\ \phi_2^+, \end{pmatrix} \end{aligned} \tag{3.6}$$

mit β aus (3.3).

Der Mischungswinkel α ist bestimmt durch

$$\tan 2\alpha = \tan 2\beta \frac{M_{A^0}^2 + M_Z^2}{M_{A^0}^2 - M_Z^2}, \qquad -\frac{\pi}{2} < \alpha \leq 0, \tag{3.7}$$

Die Higgs-Dubletts sehen nun wie folgt aus:

$$\begin{aligned} H_1 &= \begin{pmatrix} v_1 + (\cos\alpha\, H^0 - \sin\alpha\, h^0 + i\sin\beta\, A^0 - i\cos\beta\, G^0)/\sqrt{2} \\ \sin\beta\, H^- - \cos\beta\, G^- \end{pmatrix} \\ H_2 &= \begin{pmatrix} \cos\beta\, H^+ + \sin\beta\, G^+ \\ v_2 + (\sin\alpha\, H^0 + \cos\alpha\, h^0 + i\cos\beta\, A^0 + i\sin\beta\, G^0)/\sqrt{2} \end{pmatrix} \end{aligned} \tag{3.8}$$

Die Vektorbosonen sind analog zum SM gegeben. (Im folgenden gilt die Bezeichnung $\gamma \equiv A_\mu$.) Ihre Massen sind bestimmt durch

$$M_W^2 = \frac{1}{2} g^2 (v_1^2 + v_2^2), \quad M_Z^2 = \frac{1}{2}(g'^2 + g^2)(v_1^2 + v_2^2), \quad M_\gamma = 0. \tag{3.9}$$

Zusammen mit v_1 und v_2 sind die freien Parameter des Higgssektors durch

$$e, M_W, M_Z, M_{A^0}, \tan\beta \tag{3.10}$$

gegeben.
Für die Masse des A^0-Bosons gilt dabei:

$$M_{A^0} = -m_{12}^2 (\tan\beta + \cot\beta). \tag{3.11}$$

Die Massen der übrigen physikalischen Higgs-Teilchen können nun durch M_{A^0}, M_Z und β dargestellt werden:

$$\begin{aligned} m_{H^0,h^0}^2 &= \frac{1}{2}\left[M_A^2 + M_Z^2 \pm \sqrt{(M_A^2 + M_Z^2)^2 - 4 M_Z^2 M_A^2 \cos^2 2\beta} \right] \\ m_{H^\pm} &= M_A^2 + M_W^2 \end{aligned} \tag{3.12}$$

Diese Massenrelationen gelten jedoch nur in der niedrigsten Ordnung der Störungstheorie. Hier liegen dann auch folgende Einschränkungen an die Massen vor:

$$\begin{aligned} m_{h^0} < M_{A^0}, M_Z < m_{H^0}, \qquad M_{A^0}, M_W < m_{H^\pm}, \\ m_{h^0}^2 + m_{H^0}^2 = M_{A^0}^2 + M_Z^2. \end{aligned} \tag{3.13}$$

Da e, M_W und M_Z aus dem Experiment bekannt sind, stellen sie zusammen mit M_{A^0} und $\tan\beta$ eine geeignete Parametrisierung des Higgssektors dar.

3.3 Renormierung

3.3.1 Prinzipielles Verfahren

In dieser Arbeit wird mit der Feynman-'t Hooft-Eichung ($\xi^V = 1$ in 1.27) eine renormierbare Eichung gewählt. Die unphysikalischen Higgsfelder G^0 und $G^\pm$ treten in dieser Eichung mit den Massen

$$m_{G^0} = M_Z, m_{G^\pm} = M_W \tag{3.14}$$

in den Feynmanregeln auf[35]. Die weiteren Aussagen dieses Abschnittes sind unabhängig von der gewählten Eichung.

Ein Problem bei der Berechnung von Strahlungskorrekturen liegt darin, daß durch Integration über innere Schleifen-Impulse divergente Ausdrücke auftreten. Diese Divergenzen lassen sich mit Hilfe der dimensionalen Regularisierung parametrisieren. Sie werden beseitigt, indem man die Parameter und Felder der Lagrangedichte renormiert. Hierdurch werden die ursprünglichen Parameter und Felder der Lagrangedichte zu renormierten Parametern und Feldern, deren Counterterme wiederum Divergenzen liefert. Diese müssen zu den Ein-Schleifen-Beiträgen addiert werden, wodurch ein insgesamt endliches Ergebnis entsteht.

Die Berechnung von Strahlungskorrekturen für den Zerfall $h^0 \to A^0 A^0$ erfordert eine Renormierung der Massen und Kopplungen, welche für den Eich-, Fermion- und SUSY-Higgssektor durchgeführt wurden. Die Renormierung wurde direkt von [13] übernommen, wo sie im Detail nachgelesen werden kann.

Es wurde das Massenschalen-Renormierungsschema des MSSM gewählt, welches eine direkte Erweiterung des SM-Massenschalen-Renormierungsschemas darstellt. Die freien Parameter und Felder der Lagrangedichte werden multiplikativ mit Renormierungskonstanten Z_i versehen:

$$\begin{aligned} g &\to Z_g g, \\ \phi &\to Z_\phi^{1/2}\phi. \end{aligned} \tag{3.15}$$

Die Feldrenormierung ermöglicht es, endliche Greensche Funktionen zu berechnen. Die hieraus gewonnenen S-Matrix Elemente sind identisch mit den S-Matrix Elementen, welche ohne Feldrenormierung und zusätzliche Wellenfunktionsrenormierung berechnet werden. Die in [13] durchgeführte Renormierung erhält die Eichsymmetrie der renormierten Greenschen Funktionen. Für einige Felder ist eine endliche Wellenfunktionsrenormierung erforderlich, da nicht für alle Propagatoren das Residuum als 1 gewählt werden kann.

Die multiplikativen Renormierungskonstanten werden entwickelt (δZ_i ist von Ein-Schleifen-Ordnung)

$$Z_i = 1 + \delta Z_i, \tag{3.16}$$

so daß die Lagrangedichte sich aufspaltet in eine renormierte Lagrangedichte und eine Counterterm-Lagrangedichte:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}(Z_\phi^{1/2}\phi, Z_g g) = \mathcal{L}(\phi, g) + \delta\mathcal{L}(\phi, g, \delta Z_\phi \phi, \delta g). \tag{3.17}$$

Aus der Counterterm-Lagrangedichte $\delta\mathcal{L}$ werden die Counterterm-Feynman-Diagramme bestimmt, welche den benötigten divergenten Anteil liefern.

Das Renormierungsschema legt die Renormierungskonstanten fest, definiert die physikalische Bedeutung der freien Parameter und setzt, soweit wie möglich, die Residuen der Propagatoren auf 1.

Zusätzlich zum SM (vgl. [39]) werden folgende Parameter und Felder renormiert:

$$\begin{aligned} H_i &\to Z_{H_i}^{1/2} H_i \\ v_i &\to Z_{H_i}^{1/2}(v_i - \delta v_i) \\ m_i^2 &\to Z_{H_i}^{-1}(m_i^2 + \delta m_i^2) \\ m_{12}^2 &\to Z_{H_1}^{-1/2} Z_{H_2}^{-1/2}(m_{12}^2 + \delta m_{12}^2) \end{aligned} \tag{3.18}$$

3.3.2 Renormierungsbedingungen und -konstanten

Die Renormierungsbedingungen teilen sich auf in Massenschalen-Bedingungen für die Selbstenergien und in eine Ladungsrenormierung.

Die Massenquadrate $M_Z^2, M_W^2, M_{A^0}^2, m_f^2$ werden durch die Realteile der Pole der renormierten Propagatoren festgelegt. Die Selbstenergien $\Sigma_{\gamma,Z,W,\gamma Z}$ sind mit den transversalen Komponenten der Vektor-Boson-Propagatoren Δ^V korreliert gemäß

$$\begin{aligned}
\Delta^V_{\mu\nu}(k) &= -ig_{\mu\nu}\left(\frac{1}{k^2-M_V^2}-\frac{1}{k^2-M_V^2}\Sigma_V(k^2)\frac{1}{k^2-M_V^2}\right), \\
\Delta^{\gamma Z}_{\mu\nu}(k) &= ig_{\mu\nu}\frac{1}{k^2-M_Z^2}\Sigma_{\gamma z}(k^2)\frac{1}{k^2}.
\end{aligned} \tag{3.19}$$

Die skalaren Boson-Selbstenergien Σ_S sind mit den skalaren Boson-Propagatoren Δ_S korreliert über

$$\Delta_S(k) = i\left(\frac{1}{k^2-M_S^2}-\frac{1}{k^2-M_S^2}\Sigma_S(k^2)\frac{1}{k^2-M_S^2}\right). \tag{3.20}$$

Die Fermion-Selbstenergien Σ_f sind analog mit den Fermion-Propagatoren S_f korreliert durch

$$S_f(k) = \frac{i}{\not k - m_f} - \frac{i}{\not k - m_f}\Sigma_f(k)\frac{1}{\not k - m_f}. \tag{3.21}$$

Renormierte Größen werden im folgenden mit ^ gekennzeichnet. Die renormierten Selbstenergien, die zur Festlegung der Renormierungskonstanten dienen, lauten:

$$\begin{aligned}
\hat\Sigma_Z(k^2) &= \Sigma_Z(k^2) - \delta M_Z^2 + \delta Z_2^Z(k^2-M_Z^2) \\
\hat\Sigma_W(k^2) &= \Sigma_W(k^2) - \delta M_W^2 + \delta Z_2^W(k^2-M_W^2) \\
\hat\Sigma_\gamma(k^2) &= \Sigma_\gamma(k^2) + k^2\delta Z_2^\gamma \\
\hat\Sigma_{\gamma Z}(k^2) &= \Sigma_{\gamma Z}(k^2) + M_Z^2\frac{c_w}{s_w}(\delta Z_1^\gamma - \delta Z_2^\gamma) - k^2\frac{c_w s_w}{c_w^2-s_w^2}(\delta Z_2^Z - \delta Z_2^\gamma) \\
\hat\Sigma_A(k^2) &= \Sigma_A(k^2) - \delta M_{A^0}^2 - k^2(\sin^2\beta\,\delta Z_{H_1} + \cos^2\beta\,\delta Z_{H_2}) \\
\hat\Sigma_f(k^2) &= \not k\left(\Sigma_V^f(k^2) + \frac{\delta Z_L^f + \delta Z_R^f}{2}\right) + \not k\gamma_5\left(\Sigma_A^f(k^2) - \frac{\delta Z_L^f - \delta Z_R^f}{2}\right) \\
&+ m_f\left(\Sigma_S^f(k^2) - \frac{\delta Z_L^f + \delta Z_R^f}{2} - \frac{\delta m_f}{m_f}\right)
\end{aligned} \tag{3.22}$$

Die Renormierungsbedingungen werden im folgenden aufgelistet.
Die Ladungsrenormierungsbedinging für den renormierten Photon- Elektron-Elektron-Vertex, die e im Thomson-Limes definiert, lautet (vgl [39]):

$$\hat\Gamma_\mu^{\gamma ee}(k^2=0,\not p=\not q=m_e) = ie\gamma_\mu \tag{3.23}$$

Die Massenschalenbedingungen lauten:

$$\begin{aligned}
Re\hat\Sigma_Z(M_Z^2) &= 0 \\
Re\hat\Sigma_W(M_W^2) &= 0 \\
Re\hat\Sigma_A(M_{A^0}^2) &= 0 \\
Re\hat\Sigma_f(\not k = m_f) &= 0
\end{aligned} \tag{3.24}$$

Die Renormierungsbedingungen an die Residuen lauten:

$$\begin{aligned} Re\frac{\partial}{\partial k^2}\hat{\Sigma}_\gamma(k^2)_{|k^2=0} &= 0 \\ Re\hat{\Sigma}_{\gamma Z}(0) &= 0 \\ Re\frac{1}{\not{k}-m_f}\hat{\Sigma}_f(\not{k}=m_f) &= 0 \end{aligned} \tag{3.25}$$

Für die letzte Bedingung ist zu beachten, daß sie entweder nur füer u-artige oder aber für d-artige Fermionen gefordert werden kann.
Das Residuum des A^0-Propagators wird als 1 gewählt:

$$Re\frac{\partial}{\partial k^2}\hat{\Sigma}_A(k^2)_{|k^2=M^2_{A^0}} = 0 \tag{3.26}$$

Die Tadpol-Bedingungen lauten:

$$\begin{aligned} \hat{T}_{h^0} &= T_{h^0} + \delta T_{h^0} = 0 \\ \hat{T}_{H^0} &= T_{H^0} + \delta T_{H^0} = 0 \end{aligned} \tag{3.27}$$

Dabei bestehen die renormierten Tadpole aus der Summe der Tadpole-Diagramme T_{h^0,H^0} (s. Abb. 4.1) und dem jeweiligen Tadpol-Counterterm $\delta T_{h^0,H^0}$.
Die Vakuumerwartungswerte werden so renormiert, daß gilt:

$$\delta(\tan\beta\ ) = \frac{\delta v_1}{v_1} - \frac{\delta v_2}{v_2} = 0 \tag{3.28}$$

Deshalb wird im folgenden

$$\frac{\delta v_1}{v_1} = \frac{\delta v_2}{v_2} =: \frac{\delta v}{v} \tag{3.29}$$

gesetzt.
Die letzte noch freie Bedingung läßt die $A-Z$-Mischung auf der A-Massenschale verschwinden:

$$Re\hat{\Sigma}_{AZ}(M^2_{A^0}) = 0 \tag{3.30}$$

Mit Hilfe dieser Renormierungsbedingungen lassen sich sämtliche Renormierungskonstanten durch Selbstenergien und Tadpoldiagramme ausdrücken. Insbesondere liegen damit die Pole aller Higgs-Boson-Propagatoren bereits fest.

Die in dieser Arbeit benötigten Renormierungskonstanten werden im folgenden aufgelistet. (Auch sie wurden direkt von [13] übernommen.)

$$\delta Z_{H_1} = -\Sigma'_A(M^2_{A^0}) - \frac{\cot\beta}{M_Z}\Sigma_{AZ}(M^2_{A^0}) \tag{3.31}$$

$$\delta Z_{H_2} = -\Sigma'_A(M^2_{A^0}) + \frac{\tan\beta}{M_Z}\Sigma_{AZ}(M^2_{A^0}) \tag{3.32}$$

$$\delta Z^Z_1 = -\Sigma'_\gamma(0) - \frac{3c^2_w - 2s^2_w}{s_w c_w}\frac{\Sigma_{\gamma Z}(0)}{M^2_Z} + \frac{c^2_w - s^2_w}{s^2_w}\mathrm{Re}\left(\frac{\Sigma_Z(M^2_Z)}{M^2_Z} - \frac{\Sigma_W(M^2_W)}{M^2_W}\right) \tag{3.33}$$

$$\delta Z^Z_2 = -\Sigma'_\gamma(0) - \frac{2c^2_w - 2s^2_w}{s_w c_w}\frac{\Sigma_{\gamma Z}(0)}{M^2_Z} + \frac{c^2_w - s^2_w}{s^2_w}\left(\frac{\Sigma_Z(M^2_Z)}{M^2_Z} - \frac{\Sigma_W(M^2_W)}{M^2_W}\right) \tag{3.34}$$

$$
\begin{aligned}
\frac{\delta v}{v} &= -\frac{1}{2}\Sigma'_A(M^2_{A^0}) + \frac{\tan\beta\ -\cot\beta}{2M_Z}\Sigma_{AZ}(M^2_{A^0}) \qquad (3.35)\\
&\quad -\frac{1}{2}\left(-\Sigma'_\gamma(0) + 2\frac{s_w}{c_w}\frac{\Sigma_{\gamma Z}(0)}{M_Z^2} + \frac{c_w^2}{s_w^2}\frac{\mathrm{Re}\Sigma_Z(M_Z^2)}{M_Z^2} - \frac{c_w^2 - s_w^2}{s_w^2}\frac{\mathrm{Re}\Sigma_W(M_W^2)}{M_W^2}\right)\\
\delta M^2_{A^0} &= \frac{1}{2}(\sin^2\beta\ \delta m_1^2 + \cos^2\beta\ \delta m_2^2 - \sin 2\beta\ \delta m_{12}^2) \qquad (3.36)\\
&\quad -\frac{M_Z^2}{4}\cos^2 2\beta\ (2\delta Z_1^Z - 3\delta_2^Z - 2\frac{\delta v}{v} + \delta Z_{H_1} + \delta Z_{H_2})
\end{aligned}
$$

Die zu $\Sigma_{A,AZ,Z,W,\gamma,\gamma Z}$ beitragenden Diagramme sind in [13] aufgeführt und explizit angegeben. Die Tadpoldiagramme T_{h^0,H^0} werden durch die Tadpol-Counterterme $\delta T_{h^0,H^0}$ kompensiert (vgl. [13]).

Eine Massenschalen-Renormierung des MSSM-Higgssektors wurde auch in [21] durchgeführt. Sie unterscheidet sich von der hier gezeigten dadurch, daß andere Bedingungen an die Vakuumerwartungswerte gestellt werden und dafür die $A - Z$-Mischung auf der A-Massenschale nicht verschwindet.

Kapitel 4

Massenrenormierung der neutralen MSSM-Higgs-Bosonen

Der Higgs-Boson-Sektor des MSSM läßt sich geeignet durch M_{A^0} und $\tan\beta$ parametrisieren. Damit sind die Massen der neutralen Higgsboson gemäß (3.12) auf dem Born-Niveau festgelegt, so daß z.B. gilt:

$$m_{h^0} < M_{A^0} \tag{4.1}$$

Damit wäre der Zerfall $h^0 \to A^0 A^0$ auf der Massenschale kinematisch verboten. Durch Quantenkorrekturen können sowohl die Massen 3.12 als auch die Massenrelationen 3.13 eine deutliche Veränderung erfahren. Dies wurde in [13, 14, 17, 18, 19] auf dem Ein-Schleifen-Niveau berechnet. Hier werden nur kurz die für diese Arbeit relevanten Ergebnisse angegeben.

Die Massen der neutralen Higgs-Bosonen sind bestimmt durch die Polstruktur der Propagatoren. Um die Massen auf dem Ein-Schleifen-Niveau berechnen zu können, ist es zunächst einmal notwendig, die renormierten Higgs-Selbstenergien und die $h^0 - H^0$-Mischung aufzustellen. Sie setzen sich jeweil aus der unrenormierten Selbstenergie $\Sigma_{h^0}, \Sigma_{H^0}, \Sigma_{H^0h^0}$ und einem Countertermanteil zusammen:

$$\begin{aligned}
\hat{\Sigma}_{h^0}(k^2) &= \Sigma_{h^0}(k^2) + k^2(\delta Z_{H_1}\sin^2\alpha + \delta Z_{H_2}\cos^2\alpha) - \delta m^2_{h^0}, \\
\hat{\Sigma}_{H^0}(k^2) &= \Sigma_{H^0}(k^2) + k^2(\delta Z_{H_1}\cos^2\alpha + \delta Z_{H_2}\sin^2\alpha) - \delta m^2_{H^0}, \\
\hat{\Sigma}_{H^0h^0}(k^2) &= \Sigma_{H^0h^0}(k^2) + k^2\sin\alpha\,\cos\alpha\,(\delta Z_{H_2} - \delta Z_{H_1}) - \delta m^2_{H^0h^0}.
\end{aligned} \tag{4.2}$$

Dabei sind $\delta Z_{H_1,H_2}$ nach (3.31 , 3.32) gegeben. Die Massen-Counterterme ergeben sich aus dem Higgs-Potential-Counterterm und den Relationen 3.24 - 3.36 zu

$$\begin{aligned}
\delta m^2_{h^0} &= \cos^2(\beta-\alpha)\,\delta\bar{M}^2_A + \frac{g\sin^2(\beta-\alpha)\,\cos(\beta-\alpha)}{2M_W}T_{H^0} \\
&\quad -\frac{g\sin(\beta-\alpha)\,(1+\cos^2(\beta-\alpha)\,)}{2M_W}T_{h^0} + \sin^2(\alpha+\beta)\,\mathrm{Re}\Sigma_Z(M_Z^2) \\
&\quad +M_Z^2\sin^2(\alpha+\beta)\,(\sin^2\beta\,\delta Z_{H_1} + \cos^2\beta\,\delta Z_{H_2}) \\
&\quad -M_Z^2\sin(\alpha+\beta)\,\sin(\beta-\alpha)\,(\delta Z_{H_1} - \delta Z_{H_2}), \\
\delta m^2_{H^0} &= \sin^2(\beta-\alpha)\,\delta\bar{M}^2_A + \frac{g\cos^2(\beta-\alpha)\,\sin(\beta-\alpha)}{2M_W}T_{h^0} \\
&\quad -\frac{g\cos(\beta-\alpha)\,(1+\sin^2(\beta-\alpha)\,)}{2M_W}T_{H^0} + \cos^2(\alpha+\beta)\,\mathrm{Re}\Sigma_Z(M_Z^2)
\end{aligned} \tag{4.3}$$

$$
\begin{aligned}
& +M_Z^2 \cos^2(\alpha+\beta)\,(\sin^2\beta\,\delta Z_{H_1} + \cos^2\beta\,\delta Z_{H_2}) \\
& +M_Z^2 \cos(\alpha+\beta)\,\cos(\beta-\alpha)\,(\delta Z_{H_1} - \delta Z_{H_2}), \\
\delta m^2_{H^0 h^0} \;=\; & -\sin(\beta-\alpha)\,\cos(\beta-\alpha)\,\delta \bar{M}_A^2 \frac{g \sin^3(\beta-\alpha)}{2M_W} T_{H^0} \\
& +\frac{g\cos^3(\beta-\alpha)}{2M_W} T_{h^0} - \cos(\alpha+\beta)\,\sin(\alpha+\beta)\,\mathrm{Re}\Sigma_Z(M_Z^2) \\
& -M_Z^2 \cos(\alpha+\beta)\,\sin(\alpha+\beta)\,(\sin^2\beta\,\delta Z_{H_1} + \cos^2\beta\,\delta Z_{H_2}) \\
& +M_Z^2 \sin\alpha\,\cos\alpha\,(\delta Z_{H_1} - \delta Z_{H_2}),
\end{aligned}
$$

mit

$$\delta \bar{M}_A^2 = \delta M_A^2 + M_A^2(\sin^2\beta\,\delta Z_{H_1} + \cos^2\beta\,\delta Z_{H_2}). \tag{4.4}$$

Die für T_{h^0} und T_{H^0} benötigten Diagramme sind in Abb. 4.1 zu sehen und explizit in [13] nachzulesen. In die unrenormierten Selbstenergien $\Sigma_{h^0}, \Sigma_{H^0}, \Sigma_{h^0 H^0}$ gehen die Diagramme in Abb.4.2 ein. Sie sind ebenfalls explizit in [13] angegeben.

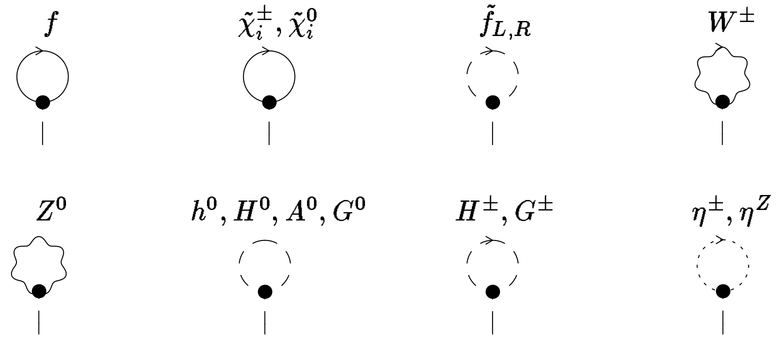


Abbildung 4.1: Higgs-Tadpole für h^0, H^0

Auf dem Born-Niveau ist die Propagator-Matrix der neutralen Higgs-Bosonen diagonal. Durch Quanteneffekte treten Mischungen zwischen leichtem und schwerem Higgs-Boson auf. Damit hat die Inverse der (h^0, H^0)-Propagatormatrix folgende Gestalt:

$$\Delta^{-1} = -i \begin{pmatrix} k^2 - m_{h^0} + \hat{\Sigma}_{h^0}(k^2) & \hat{\Sigma}_{h^0 H^0}(k^2) \\ \hat{\Sigma}_{h^0 H^0}(k^2) & k^2 - m_{H^0} + \hat{\Sigma}_{H^0}(k^2) \end{pmatrix}. \tag{4.5}$$

Durch Inversion ergibt sich die Ein-Schleifen-Propagatormatrix zu

$$\Delta = i \begin{pmatrix} \Delta_{h^0} & \Delta_{h^0 H^0} \\ \Delta_{h^0 H^0} & \Delta_{H^0} \end{pmatrix} \tag{4.6}$$

mit den Elementen

$$\Delta_{h^0} = \frac{1}{k^2 - m_{h^0}^2 + \hat{\Sigma}_{h^0}(k^2) - \frac{\hat{\Sigma}^2_{h^0 H^0}(k^2)}{k^2 - m^2_{H^0} + \hat{\Sigma}_{H^0}(k^2)}}, \tag{4.7}$$

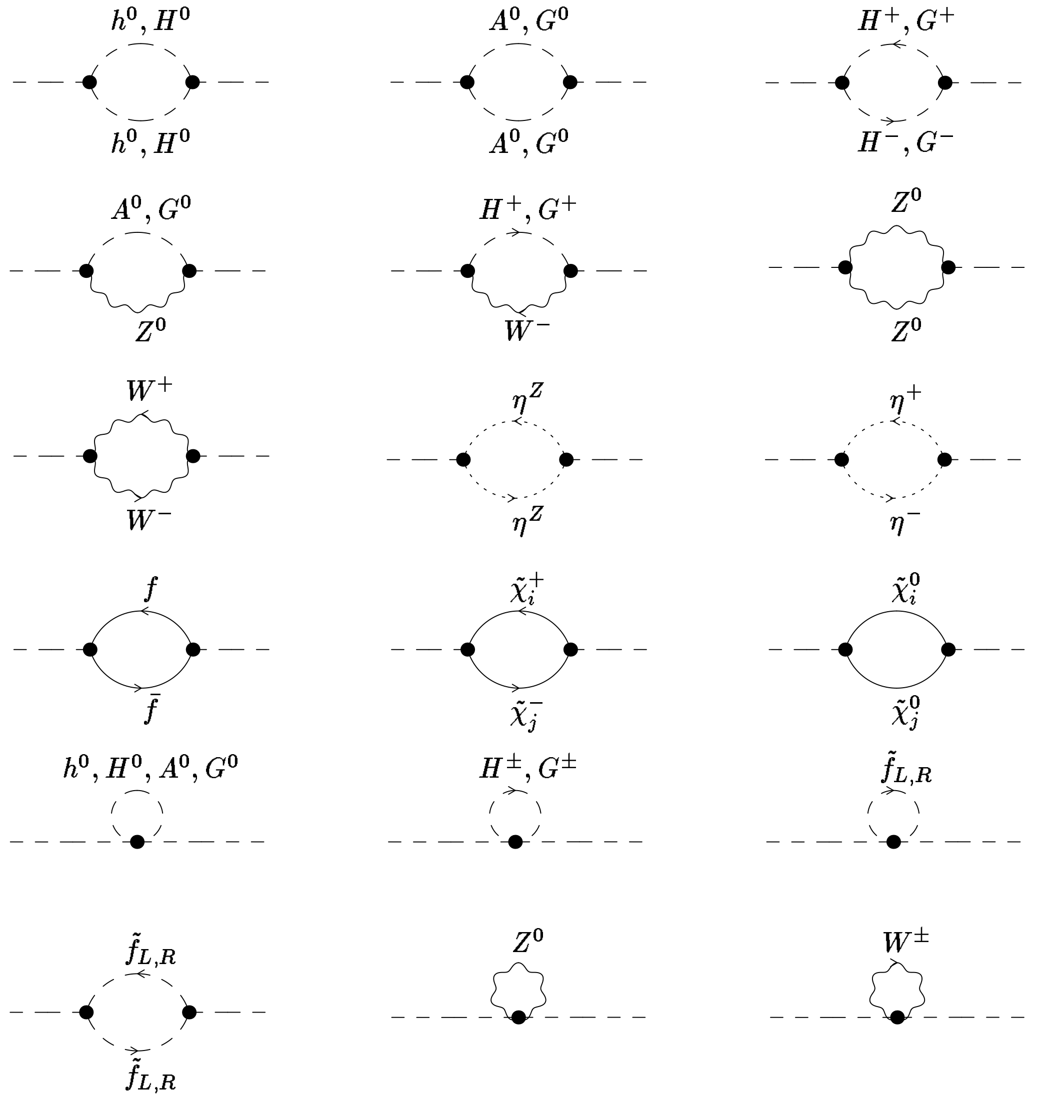


Abbildung 4.2: Higgs-Selbstenergie für $h^0, H^0, h^0 - H^0$

$$\begin{aligned}
\Delta_{H^0} &= \frac{1}{k^2 - m_{H^0}^2 + \hat{\Sigma}_{H^0}(k^2) - \frac{\hat{\Sigma}^2_{h^0 H^0}(k^2)}{k^2 - m_{h^0}^2 + \hat{\Sigma}_{h^0}(k^2)}}, \\
\Delta_{h^0 H^0} &= \frac{-\hat{\Sigma}_{h^0 H^0}(k^2)}{(k^2 - m_{h^0}^2 + \hat{\Sigma}_{h^0}(k^2))(k^2 - m_{H^0}^2 + \hat{\Sigma}_{H^0}(k^2)) - \hat{\Sigma}^2_{h^0 H^0}(k^2)}.
\end{aligned}$$

m_{h^0} und M_{H^0} sind die formalen Parameter aus 3.12. Die physikalischen Ein-Schleifen-Massen sind bestimmt durch die Realteile der Pole von Matrix (4.6). Sie sind Lösung der Gleichung

$$(k^2 - m_{h^0}^2 + \hat{\Sigma}_{h^0}(k^2))(k^2 - m_{H^0}^2 + \hat{\Sigma}_{H^0}(k^2)) - (\hat{\Sigma}_{h^0 H^0}(k^2))^2 = 0. \tag{4.8}$$

Im folgenden werden zur besseren Unterscheidung (und in Anlehnung an [13]) die physikalischen Massen mit M_{h^0} und M_{H^0} bezeichnet. Die vollständigen Ergebnisse dieser Berechnungen sind wiederum ausführlich in [13] nachzulesen.

Man stellt fest, daß es einen Parameterbereich gibt, in dem $M_{h^0} > 2M_{A^0}$ gilt, der Zerfall $h^0 \to A^0 A^0$ also kinematisch erlaubt ist. Dieser Bereich wurde unter Benutzung der Ergebnisse aus [13] bestimmt. Als Untergrenzen wurden gewählt:

$$\begin{aligned} \tan\beta &> 0.5 \\ M_{A^0} &> 20\,\mathrm{GeV} \end{aligned} \tag{4.9}$$

Die untere Schranke wurde gewählt, um Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen des Zerfalles $b \to s\gamma$ zu erzielen [43]. Die untere Schranke für M_{A^0} ist experimentell und wurde [36] entnommen. Als weitere Parameter wurden der Soft-Brechungsparameter M_{SUSY} der Sfermionen (vgl. Anhang A.3.1), m_{top}, sowie die Soft-Brechungsparameter M und μ der Charginos und Neutralinos (vgl. Anhang A.3.2 und A.3.3) verwendet.

Die Abhängigkeit des erlaubten Paramaterbereiches von M_{SUSY} und m_{top} sind in Abb.4.4 und 4.5 zu sehen. Die Abhängigkeit von den Parametern M und μ ist sehr gering. Der maximale Bereich liegt in dem Dreieck

$$\begin{aligned} 0.5 &< \tan\beta < 2 \\ 20\,\mathrm{GeV} &< M_{A^0} < 46\,\mathrm{GeV} \end{aligned} \tag{4.10}$$

für die Werte $M_{SUSY} = 1000\,\mathrm{GeV}, m_{top} = 200\,\mathrm{GeV}$.
In allen folgenden Auswertungen beschränkt sich die Arbeit auf den kinematisch erlaubten Parameterbereich.

Exemplarisch wird noch der $M_{h^0} - M_{A^0} - \tan\beta$ -Zusammenhang in Abb.4.3 gezeigt für den der Zerfall $h^0 \to A^0 A^0$ kinematisch erlaubt ist. Man erkennt, daß M_{h^0} für kleine $\tan\beta$ -Werte nahezu unabhängig von M_{A^0} ist. In [13] wird gezeigt, daß dieses für große $\tan\beta$ -Werte nicht gilt.

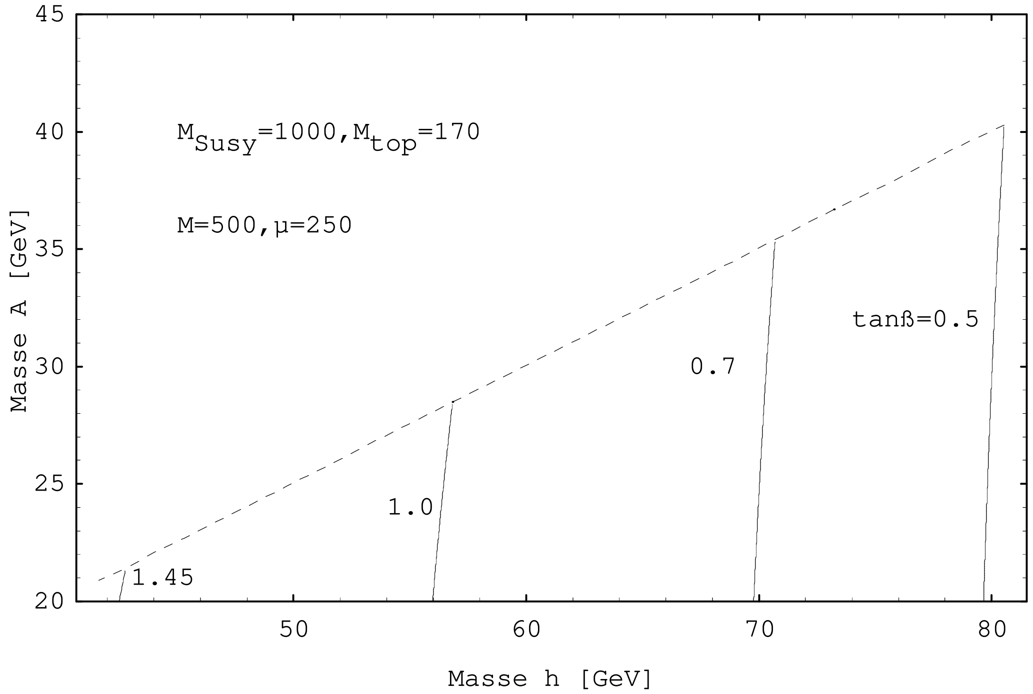


Abbildung 4.3: $M_{h^0} - M_{A^0}$-Abhängigkeit für den Bereich, in dem $h^0 \to A^0 A^0$ kinematisch erlaubt ist

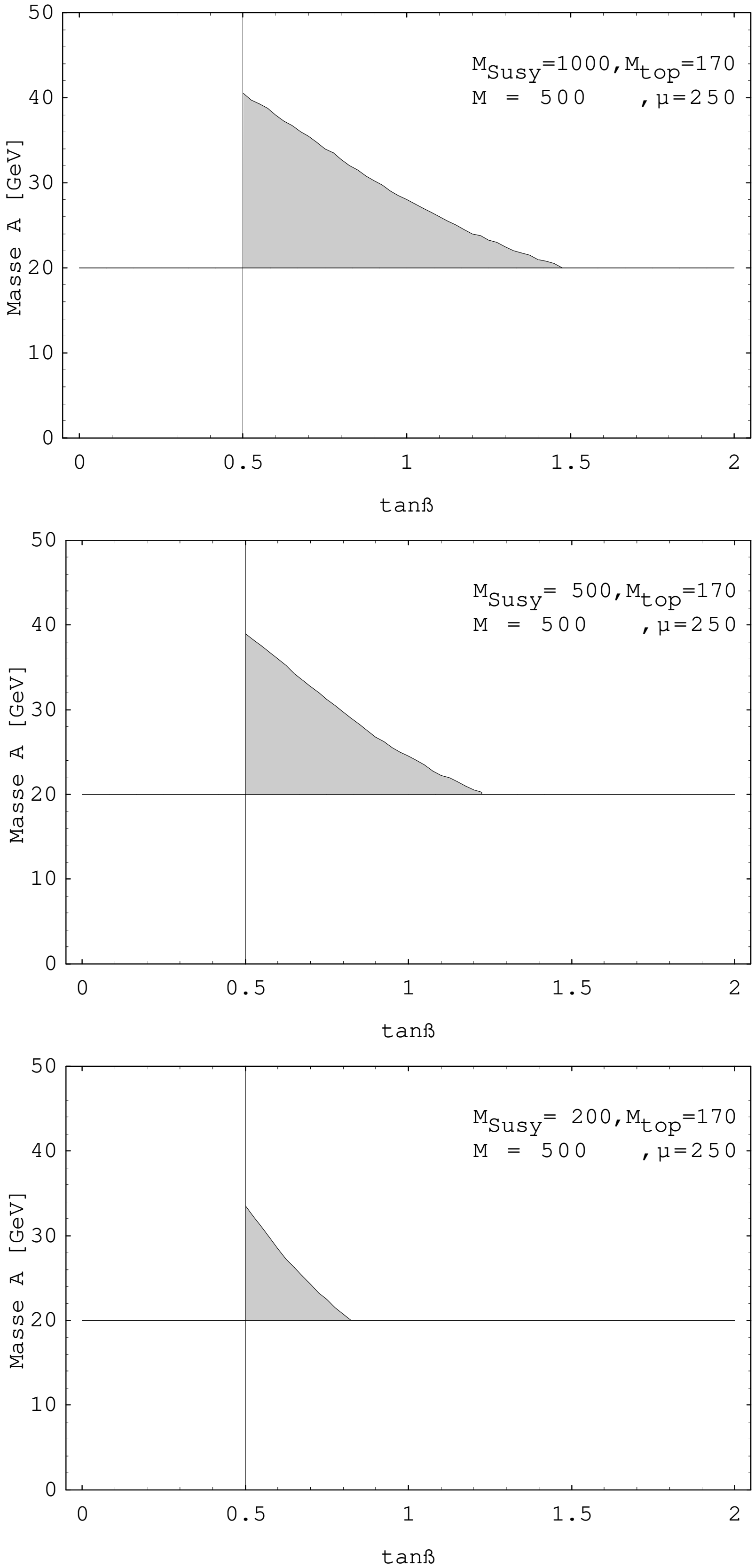


Abbildung 4.4: $M_{A^0} - \tan\beta$ -Parameterbereich für $h^0 \to A^0A^0$: M_{SUSY}-Abhängigkeit

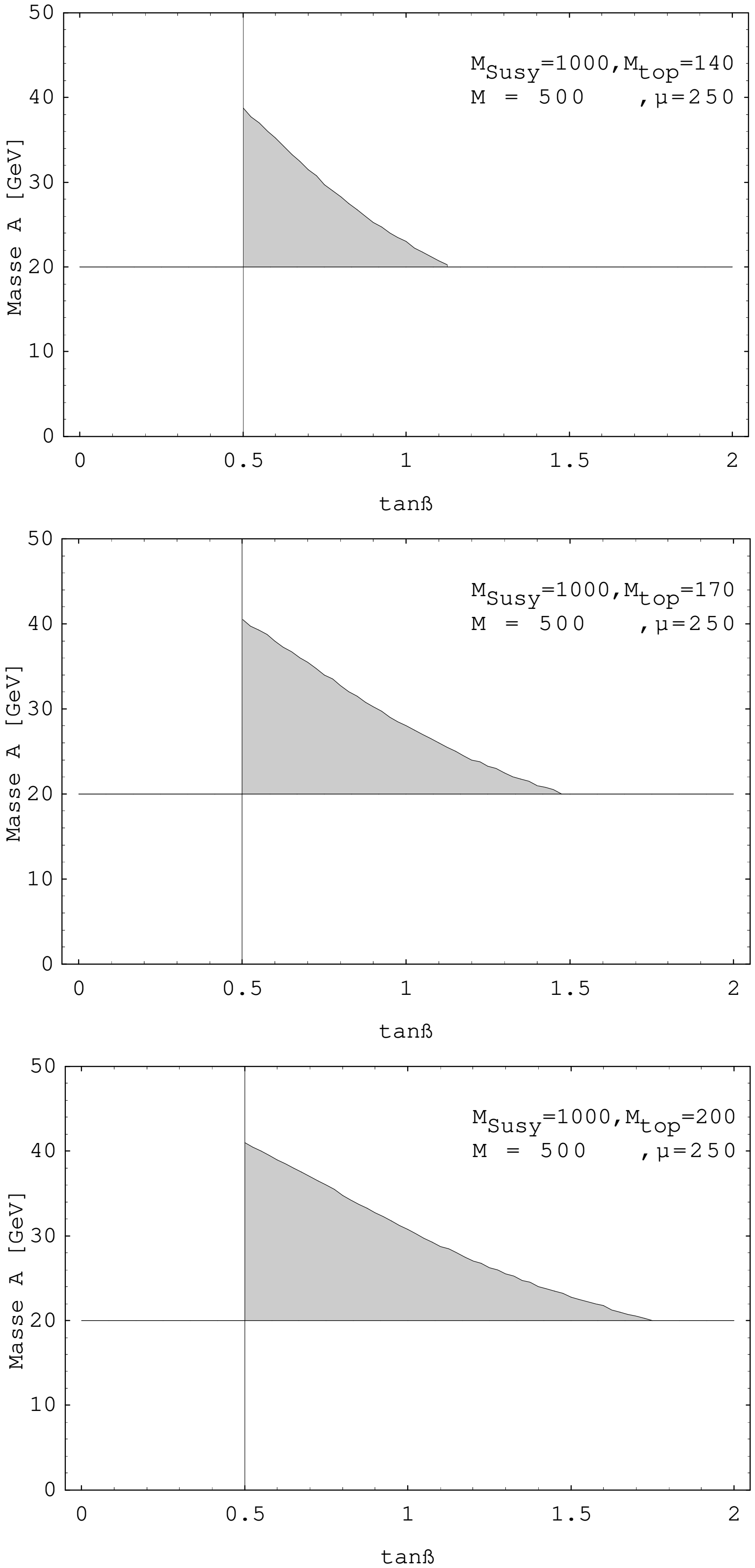


Abbildung 4.5: $M_{A^0} - \tan\beta$ -Parameterbereich für $h^0 \to A^0 A^0$: m_{top}-Abhängigkeit

Kapitel 5

Der Vertex $\mathbf{h}^0 \rightarrow \mathbf{A}^0\mathbf{A}^0$

5.1 Born-Niveau

Der $h^0A^0A^0$-Vertex gehört zur Higgs-Selbstwechselwirkung und stammt somit aus dem Higgs-Potential-Anteil (3.4) der Lagrangedichte. Hiervon trägt zum Vertex nur der Teil

$$\frac{1}{8}(g'^2 + g^2)(H_1\bar{H}_1 - H_2\bar{H}_2)^2 \tag{5.1}$$

bei. Nach Einsetzen von (3.8) erhält man den Term

$$\frac{1}{8}(g'^2 + g^2)\sqrt{2}(v_1 \sin\alpha\ + v_2\cos\alpha\ )\cos 2\beta\ h^0A^0A^0. \tag{5.2}$$

Dieser liefert den Vertex

$$\frac{-igM_Z}{2c_w}\cos 2\beta\ \sin(\alpha+\beta) \qquad =: iT_0. \tag{5.3}$$

Die Zerfallbreite kann gemäß der Formel

$$\Gamma_0(h^0 \rightarrow A^0A^0) = \frac{1}{32\pi m_{h^0}}\sqrt{1 - 4\frac{M_{A^0}^2}{m_{h^0}^2}}|T_0|^2 \tag{5.4}$$

berechnet werden. Hierbei ist das Matrixelement T_0 gleich dem Koeffizienten des $h^0A^0A^0$-Vertex, da die ein- und auslaufenden Teilchen skalar sind.

5.2 Ein-Schleifen-Korrekturen

Auf dem Ein-Loop-Niveau ist der $h^0A^0A^0$-Vertex gegeben durch $T_0 + \Delta T_{h^0}$ mit T_0 aus (5.3) und der renormierten Vertexkorrektur ΔT_{h^0}. Die Größe ΔT_{h^0} ist gegeben durch die Summe aller Vertexkorrekturdiagramme ΔT_i und dem Counterterm CT:

$$i\Delta T_{h^0} = \sum_i \Delta T_i + CT \tag{5.5}$$

Alle Diagramme, die zur Vertexkorrektur beitragen, sind in Abb.5.1 und 5.2 zu sehen und im Anhang D explizit angegeben.

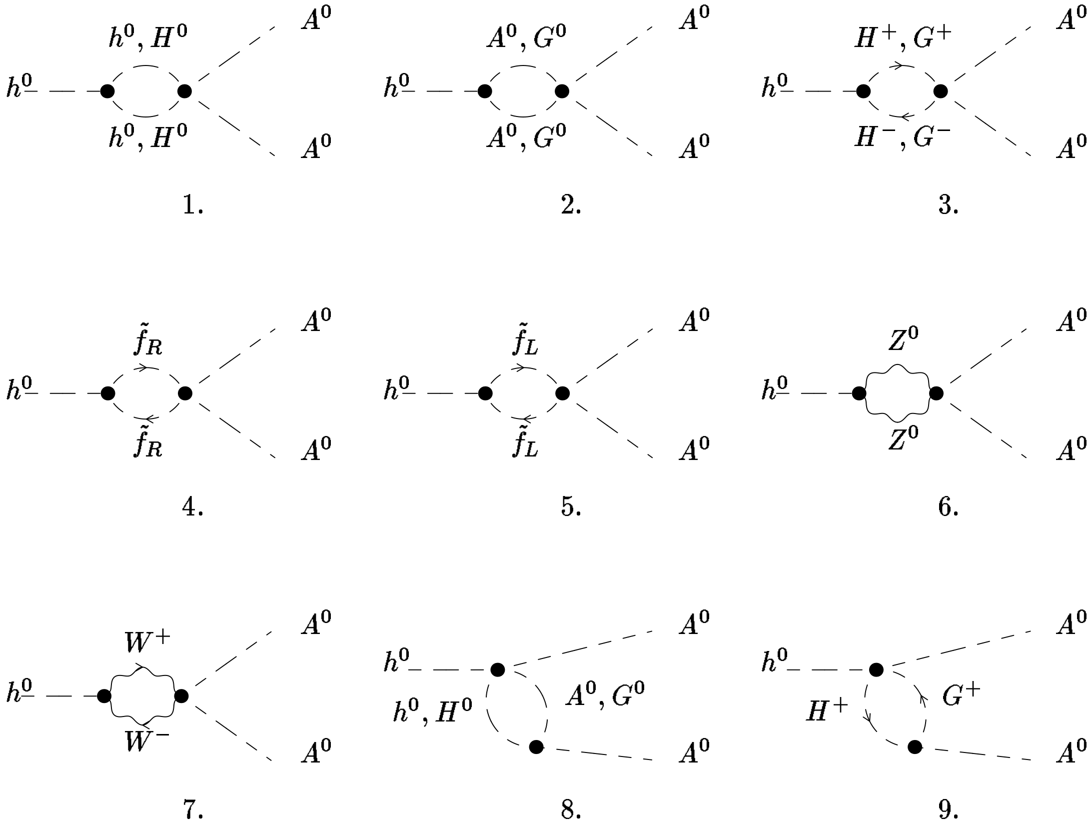


Abbildung 5.1: Vertexkorrekturen-Teil 1

Der Vertex-Counterterm ergibt sich aus (5.1) und hat folgende Gestalt:

$$
\begin{aligned}
CT = \quad - \quad & \frac{igM_Z}{2c_w} \cos 2\beta \;\sin(\alpha+\beta) \;\cdot \\
& \Bigg[\delta Z_{H_1}\left(\frac{\sin\alpha\;\cos\beta}{\sin(\alpha+\beta)} - \frac{\sin^2\beta}{\cos 2\beta}\right) + \delta Z_{H_2}\left(\frac{\cos\alpha\;\sin\beta}{\sin(\alpha+\beta)} + \frac{\cos^2\beta}{\cos 2\beta}\right) \\
& \quad -\frac{\delta v}{v} + 2\delta Z_1^Z - 3\delta Z_2^Z\Bigg].
\end{aligned}
\tag{5.6}
$$

Nach Einsetzen von (3.31 - 3.35) ergibt sich nach einigem Vereinfachen

$$
\begin{aligned}
CT = -\frac{ig}{2c_w}\Bigg[\quad & - \quad \Sigma'_A(M^2_{A^0})M_Z\left(\frac{3}{2}\sin(\alpha+\beta)\;\cos 2\beta\right) \\
& + \quad \mathrm{Re}\Sigma_{AZ}(M^2_{A^0})\left(\cos(\beta-\alpha) \;-\; \frac{\cos 2\beta^{\;2}\sin(\alpha+\beta)}{\sin 2\beta}\right) \\
& + \quad \Sigma'_\gamma(0)\frac{M_Z}{2}\cos 2\beta\;\sin(\alpha+\beta) \\
& + \quad \mathrm{Re}\Sigma_Z(M_Z^2)\frac{1}{M_Z}\left(\cos 2\beta\;\sin(\alpha+\beta) \;-\; \frac{c_w^2}{2s_w^2}\cos 2\beta\;\sin(\alpha+\beta)\right)
\end{aligned}
\tag{5.7}
$$

$$
\begin{aligned}
&+ \quad \mathrm{Re}\Sigma_W(M_W^2)\frac{1}{M_Z}\cos 2\beta \ \sin(\alpha+\beta)\ \left(\frac{1}{2s_w^2}-\frac{1}{2c_w^2}\right) \\
&- \quad \Sigma_{\gamma Z}(0)\frac{1}{M_Z}\cos 2\beta \ \sin(\alpha+\beta)\ \frac{s_w}{c_w}\Bigg].
\end{aligned}
$$

Die Vertexkorrekturen zusammen mit dem Counterterm sind endlich,d.h. alle UV-Singularitäten heben sich weg. Dies wurde analytisch geprüft.

5.3 Numerische Auswertung

Die oben gezeigeten Vertexkorrekturen samt Counterterm wurden numerisch berechnet und im folgenden ausgewertet. Als Massen der äußeren Teilchen wurden die in [13] berechneten Ein-Schleifen-Massen verwendet. Die zu variierenden Parameter wurden so gewählt, daß der Zerfall kinematisch erlaubt ist, vgl. Kap. 4. Hierbei wurde $\tan\beta$ in sehr kleinen Schritten von 0.5 bis zum Maximalwert, bei dem $M_{h^0} = 2M_{A^0}$ gilt, gewält. Insgesamt wurde die Vertexkorrektur für folgende Parameter berechnet:

$$
\begin{aligned}
\tan\beta &: \ 0.5 - \text{Maximalwert} \\
M_{SUSY} &: \ 1000, 500, 200\ GeV \\
m_{top} &: \ 200, 170, 140\ GeV \\
M &: \ 500, 200, 100\ GeV \\
\mu &: \ 500, 250, 0\ GeV
\end{aligned}
\tag{5.8}
$$

(Hier ist zu bemerken, daß aus rechentechnischen Gründen nicht $\mu = 0$ GeV, sondern $\mu = 0.0001$ GeV gewählt wurde und deshalb dieser Wert auf den Diagrammen erscheint. Dieses hat auf das Ergebnis aber keine Auswirkungen.) Der Wert $\mu = 0$ GeV ist zwar experimentell so gut wie ausgeschlossen (vgl Anhang A.3.2), wurde aber dennoch als Parameter gewählt, um die Veränderung der Vertexkorrektur mit μ aufzuzeigen. Das Ergebnis der Auswertung ist in Abb.5.3 bis Abb.5.5 zu sehen.

Eine Diskussion der Vertexkorrektur erfolgt im nächsten Unterkapitel. Die Abhängigkeit der Korrektur von M_{A^0} und M ist extrem gering. Deshalb werden in dieser Arbeit keine direkten Vergleiche für diese Parameter gezeigt.

In Abb.5.6 wird der Bornvertex für den Parameterbereich gezeigt, in dem die Ein-Schleifen-Massen derart sind, daß der Zerfall kinematisch erlaubt ist. Der Mischungswinkel α wurde hierbei nach (3.7) berechnet. In Abb.5.6 wurden die Parameter so gewählt, daß der Bereich in dem $M_{h^0} \geq 2M_{A^0}$ gilt, möglichst groß ist. Nur M_{A^0} hat über den Winkel α (vgl. 3.7) einen Einfluß auf den Bornvertex, von allen anderen Größen ist der Bornvertex unabhängig.

Bemerkenswert ist, daß die Ein-Schleifen-Korrekturen bis zu einem Faktor 1000 über den Born-Werten liegen, der Zerfall also extrem stark von den Schleifen dominiert wird. Dies liegt daran, daß die Größen $\cos 2\beta$ und $\sin(\alpha+\beta)$, die den Bornvertex bestimmen, bei entsprechender Parameterwahl sehr klein werden können, z.B. gilt :

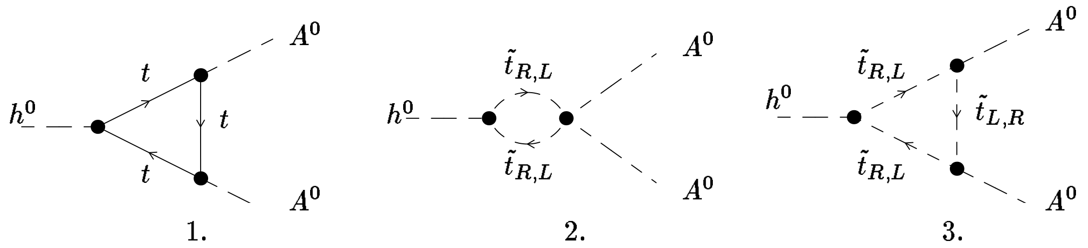
$$
\tan\beta = 1 \Rightarrow \cos 2\beta = 0, \tag{5.9}
$$

womit auch die Bornvertex verschwindet.

5.4 m_{top}^4-Näherung

Die im obigen Unterkapitel angegebenen Ein-Schleifen-Korrekturen basieren auf der vollständigen Auswertung aller Diagramme. Es ist jedoch nützlich, nur diejenigen Terme zu betrachten, die $\sim m_{top}^4$ sind, und die damit für große m_{top} als dominant zu erwarten sind.

Es gibt drei Diagramme, die einen m_{top}^4-Term besitzen.



Die divergenten Anteile $\sim m_{top}^4$ heben sich in der Summe weg. Der Counterterm (5.6) enthält keine m_{top}^4-Terme weg. Im einzelnen liefern die Diagramme folgende Beiträge (Alle Terme der Diagramme, welche nicht $\sim m_{top}^4$ sind, wurden vernachlässigt, die Funktionen B_0 und C_0 sind im Anhang angegeben.)

$$\begin{aligned}
Diagramm\ 1 &: \frac{-4ig^3\cot\beta\ \cos\alpha}{8M_W^3\sin\beta\,(4\pi)^2} m_{top}^4\Big(-2(M_{h^0}^2-2M_{A^0}^2)C_0(M_{h^0},M_{A^0},m_{top},m_{top},m_{top}) \\
&\qquad -4B_0(M_{h^0}^2,m_{top},m_{top})+2\Big) \qquad (5.10)\\
Diagramm\ 2 &: \frac{3ig^3\cot\beta\ ^2\cos\alpha}{2M_W^3\sin\beta\,(4\pi)^2} m_{top}^4\Big(B_0(M_{h^0}^2,m_{\tilde{t}_L},m_{\tilde{t}_L})+B_0(M_{h^0}^2,m_{\tilde{t}_R},m_{\tilde{t}_R})\Big) \qquad (5.11)\\
Diagramm\ 3 &: \frac{6ig^3\cos\alpha}{4M_W^3\sin\beta\,(4\pi)^2}(\mu-A_u\cot\beta\,)^2 m_{top}^4\Big(C_0(M_{h^0},M_{A^0},m_{\tilde{t}_L},m_{\tilde{t}_R},m_{\tilde{t}_L}) \qquad (5.12)\\
&\qquad +C_0(M_{h^0},M_{A^0},m_{\tilde{t}_R},m_{\tilde{t}_L},m_{\tilde{t}_R})\Big)
\end{aligned}$$

Mit den im Anhang angegebenen Näherungsformeln für die B_0- und C_0-Funktionen lassen sich hieraus wiederum die führenden Terme für $m_{top}, m_{\tilde{t}_R}, m_{\tilde{t}_L} \gg M_{h^0}, M_{A^0}$ gewinnen. Hierbei ist zu beachten, daß angenommen wurde, daß keine Mischung zwischen $\tilde{t}_L$ und $\tilde{t}_R$ auftritt, vgl. Anhang A.3.1.

$$\begin{aligned}
\Delta T_{h^0,top} = \frac{3ig^3\cos\alpha}{4M_W^3\sin\beta\,(4\pi)^2}\Big[&\cot\beta\,\Big(2m_{top}^2(M_{h^0}^2-2M_{A^0}^2) \qquad (5.13)\\
&+4m_{top}^4\ln m_{top}^2+2m_{top}^4-2\ln m_{\tilde{t}_L}^2-2\ln m_{\tilde{t}_R}^2\Big)\\
&+2(\mu-A_u\cot\beta\,)^2 m_{top}^4\frac{\ln m_{\tilde{t}_R}^2-\ln m_{\tilde{t}_L}^2}{m_{\tilde{t}_L}^2-m_{\tilde{t}_R}^2}\Big].
\end{aligned}$$

Unter der weiteren Näherung $m_{\tilde{t}_R} \approx m_{\tilde{t}_L}$ (was für ungemischte Sfermionen gut erfüllt ist) ergibt sich

$$\Delta T_{h^0,top} = \frac{3ig^3\cos\alpha}{4M_W^3\sin\beta\,(4\pi)^2}\Big[\cot\beta\,\Big(2m_{top}^2(M_{h^0}^2 - 2M_{A^0}^2) \quad (I) \tag{5.14}$$

$$+4m_{top}^4 \ln\frac{m_{top}^2}{m_{\tilde{t}}^2} + 2m_{top}^4\Big) \; (II + III)$$

$$-2(\mu - A_u\cot\beta\,)^2\frac{m_{top}^4}{m_{\tilde{t}}^2}\Big] \qquad (IV).$$

In Abb.5.7 und 5.8 ist zu erkennen, daß die m_{top}^4-Näherung das Gesamtergebnis im gesamten Parameterbereich bis auf wenige Prozent wiedergibt, die gesamte Ein-Schleifen-Korrektur also durch die Näherung (5.13) bzw. (5.14) gut approximiert wird.

Term (I) ist nur $\sim m_{top}^2$ und damit den anderen gegenüber zu vernachlässigen. Term(II) ist immer negativ (siehe dazu die Formeln für die Massen im Anhang), Term (III) ist immer positiv. Er wird jedoch von Term (II) überkompensiert, solange $ln\frac{m_{top}}{m_{\tilde{t}}} < -\frac{1}{4}$ gilt, was im gesamten untersuchten Parameterbereich der Fall ist. Mit zunehmendem $\tan\beta$ strebt $\cot\beta$ gegen 0, die Bedeutung von $(II + III)$ nimmt also ab. Wegen der Wahl $A_u = -\mu\cot\beta$ (siehe Anhang) hat Term (IV) den positiven Vorfaktor $\mu^2(1+\cot^2\beta\,)^2$, durch das Minuszeichen ist er also immer negativ. Der auftretende Faktor $\frac{\mu^2}{m_{\tilde{t}}^2}$ kann von 0 bis ca. 4 variieren, je nach Wahl von μ.

Im folgenden wird beispielhaft die Abhängigkeit der m_{top}^4-Näherung von den Parametern m_{top}, M_{SUSY}, μ aufgezeigt:

m_{top}-**Abhängigkeit**: Abb.5.7, Mitte

Bei steigendem $\tan\beta$ nimmt $\cot\beta$ ab. Damit werden die Absolutbeiträge von (II + III + IV) klein. Dies gilt für alle hier gezeigeten Diagramme. Der m_{top}^4-Faktor überdeckt alle anderen Effekte bei steigendem m_{top}.

M_{SUSY}-**Abhängigkeit**: Abb.5.8, Mitte

Ändert sich M_{SUSY}, so gibt es mehrere gegenläufige Effekte. Term (IV) variiert $\sim \frac{1}{m_{\tilde{t}}}$, Term (II) nur $\sim \ln m_{\tilde{t}}$. Fällt M_{SUSY}, so steigt der Beitrag von (IV) stark an und kann $(II + III)$ überkompensieren. Dieses wird verstärkt, wenn $\tan\beta$ gegen $\frac{1}{2}$ strebt. Dann steigt nämlich auch $\cot\beta$, welcher in der vierten Potenz in Term (IV) auftaucht. Der gegenläufige Effekt besteht darin, daß der Betrag von $ln\frac{m_{top}^2}{m_{\tilde{t}}^2}$ bei fallender M_{SUSY} sinkt und damit auch der $(II + III)$-Beitrag.

μ-**Abhängigkeit**: Abb.5.9

Nur der Term (IV) ist $\sim \mu^2$. Der Beitag von (IV) wächst mit steigendem μ und fallendem $\tan\beta$.

Genauigkeit der Näherung: Abb.5.8, Mitte

Die Abweichung der m_{top}^4-Näherung ist von den Parametern M_{SUSY}, M, μ praktisch unabhängig. Es ist offensichtlich, daß die Näherung mit steigender m_{top} besser wird.

Relativ große Beiträge liefern noch die Diagramme 6, 7, 16 und 17, die sich jedoch teilweise (numerisch) kompensieren.

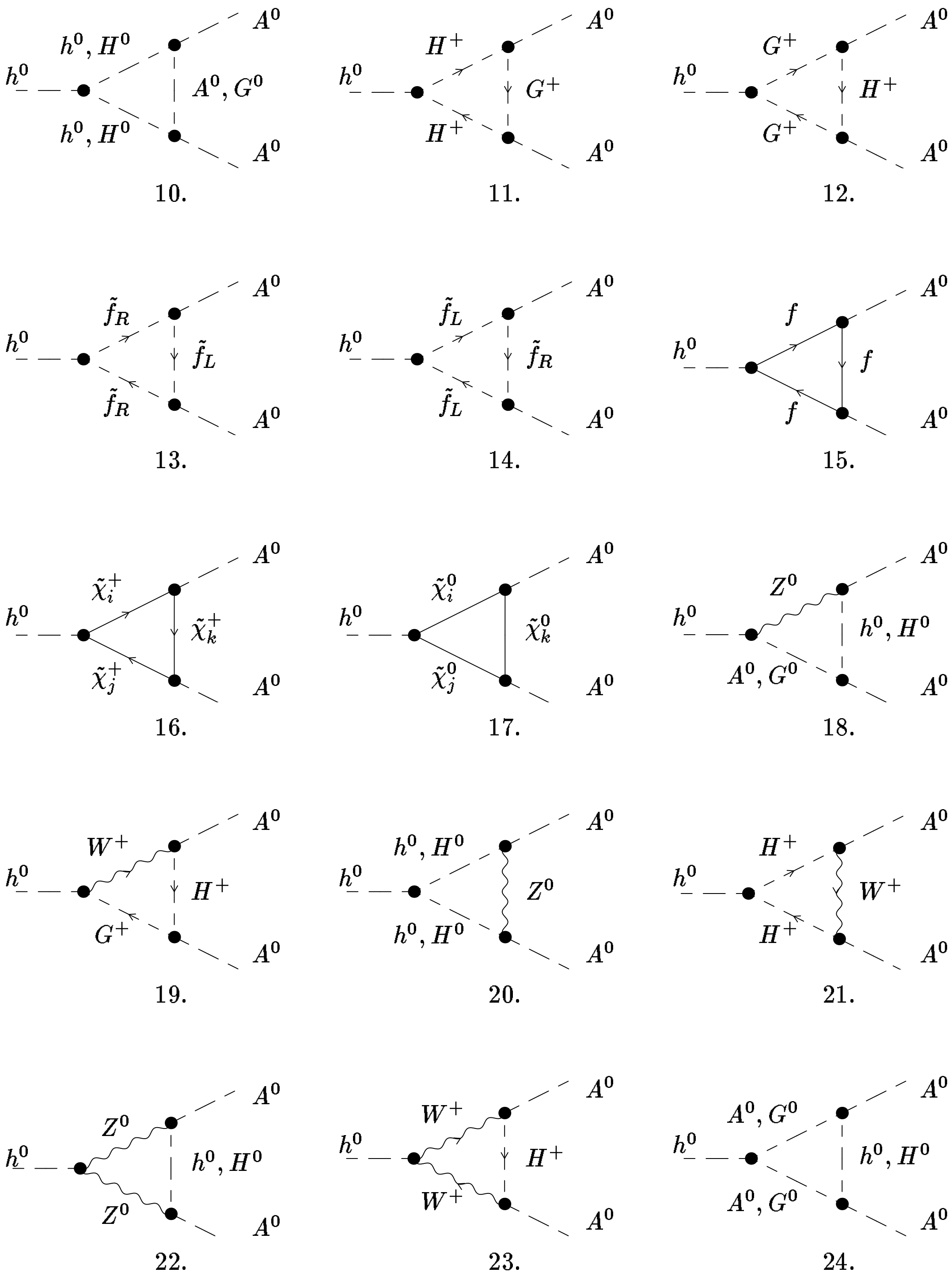


Abbildung 5.2: Vertexkorrekturen-Teil 2

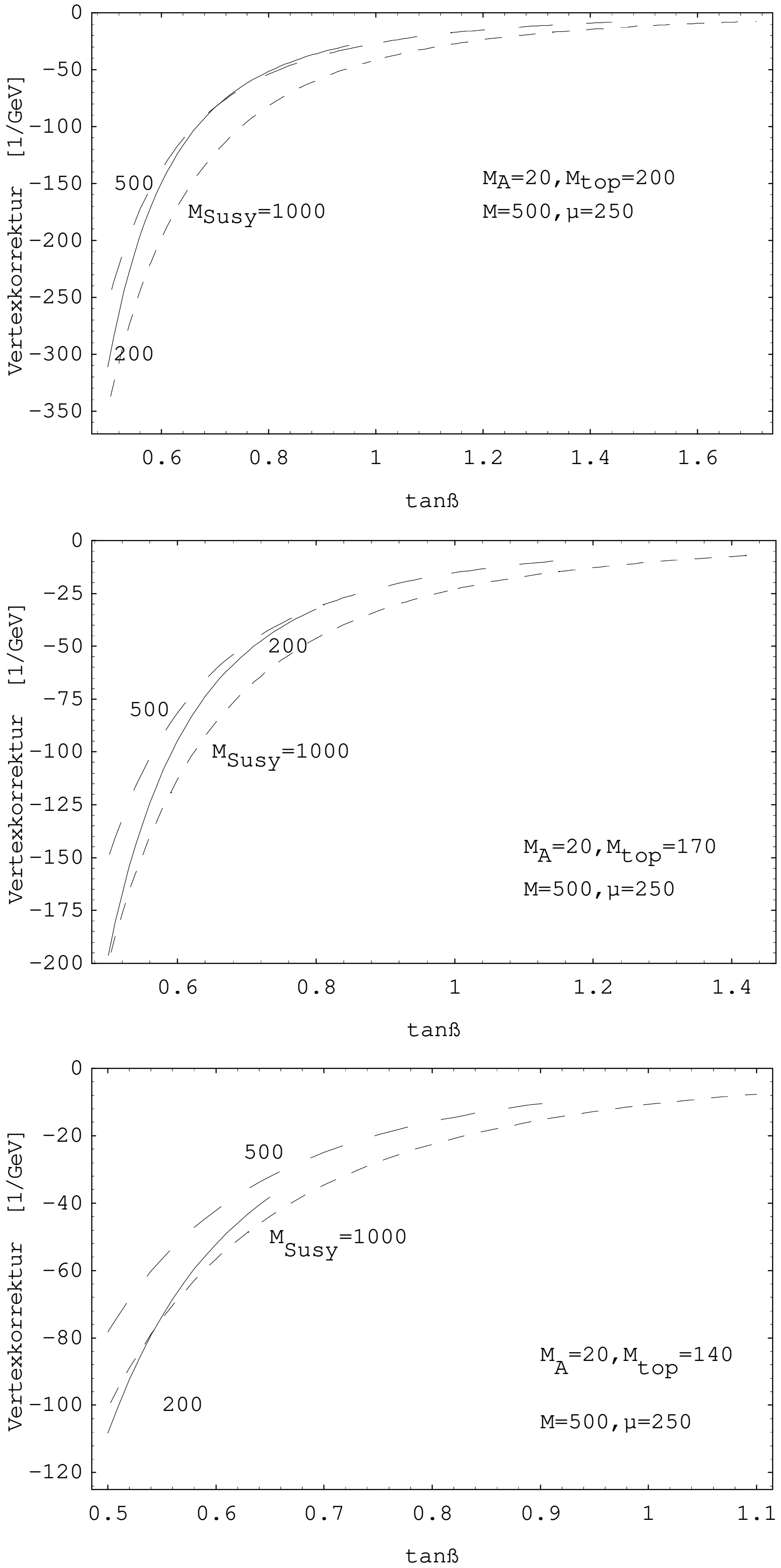


Abbildung 5.3: 1-Schleifen-Korrektur ΔT_{h^0}: M_{SUSY}-Abhängigkeit für verschiedene m_{top}

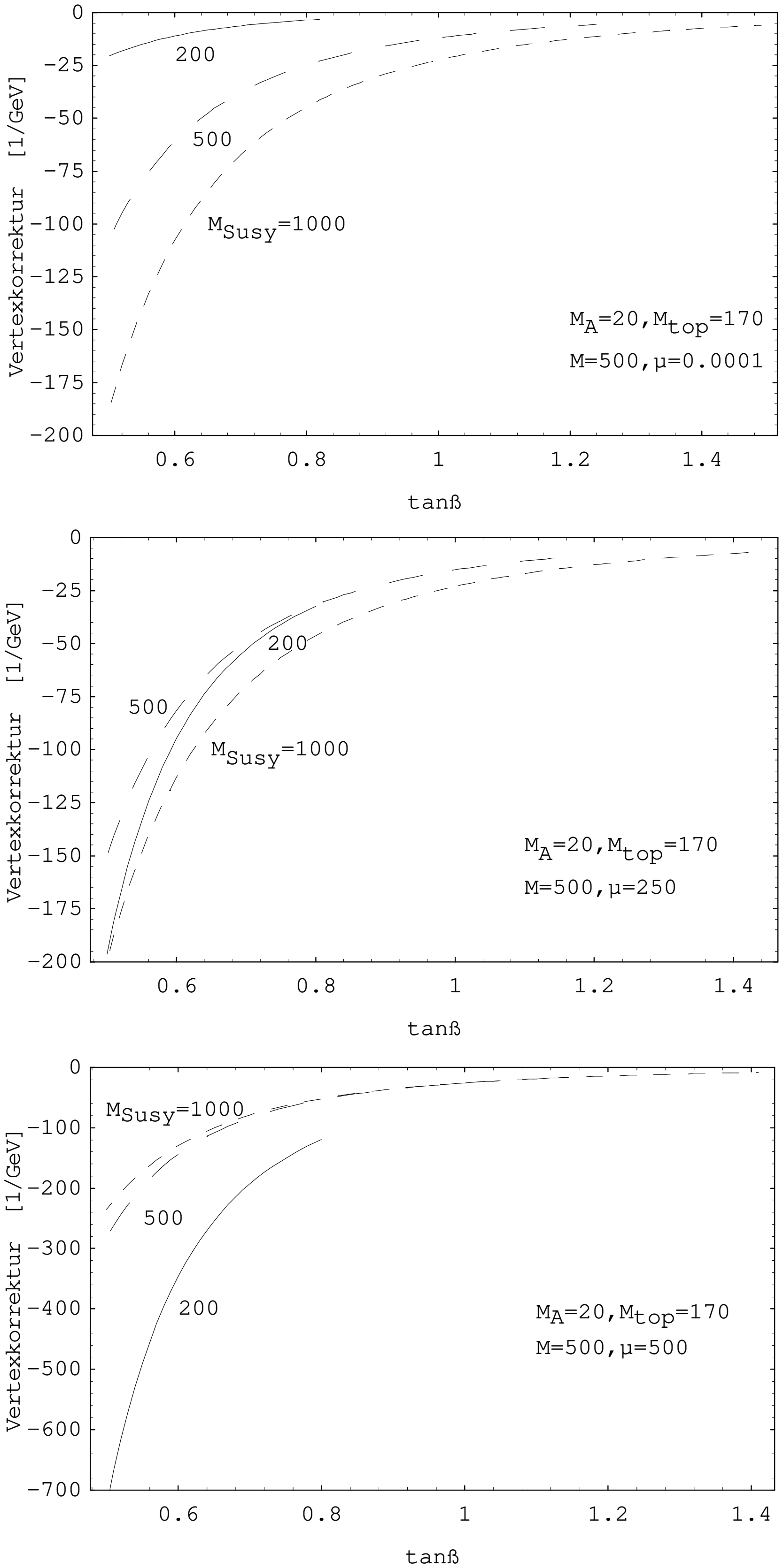


Abbildung 5.4: 1-Schleifen-Korrektur ΔT_{h^0}: M_{SUSY}-Abhängigkeit für verschiedene μ

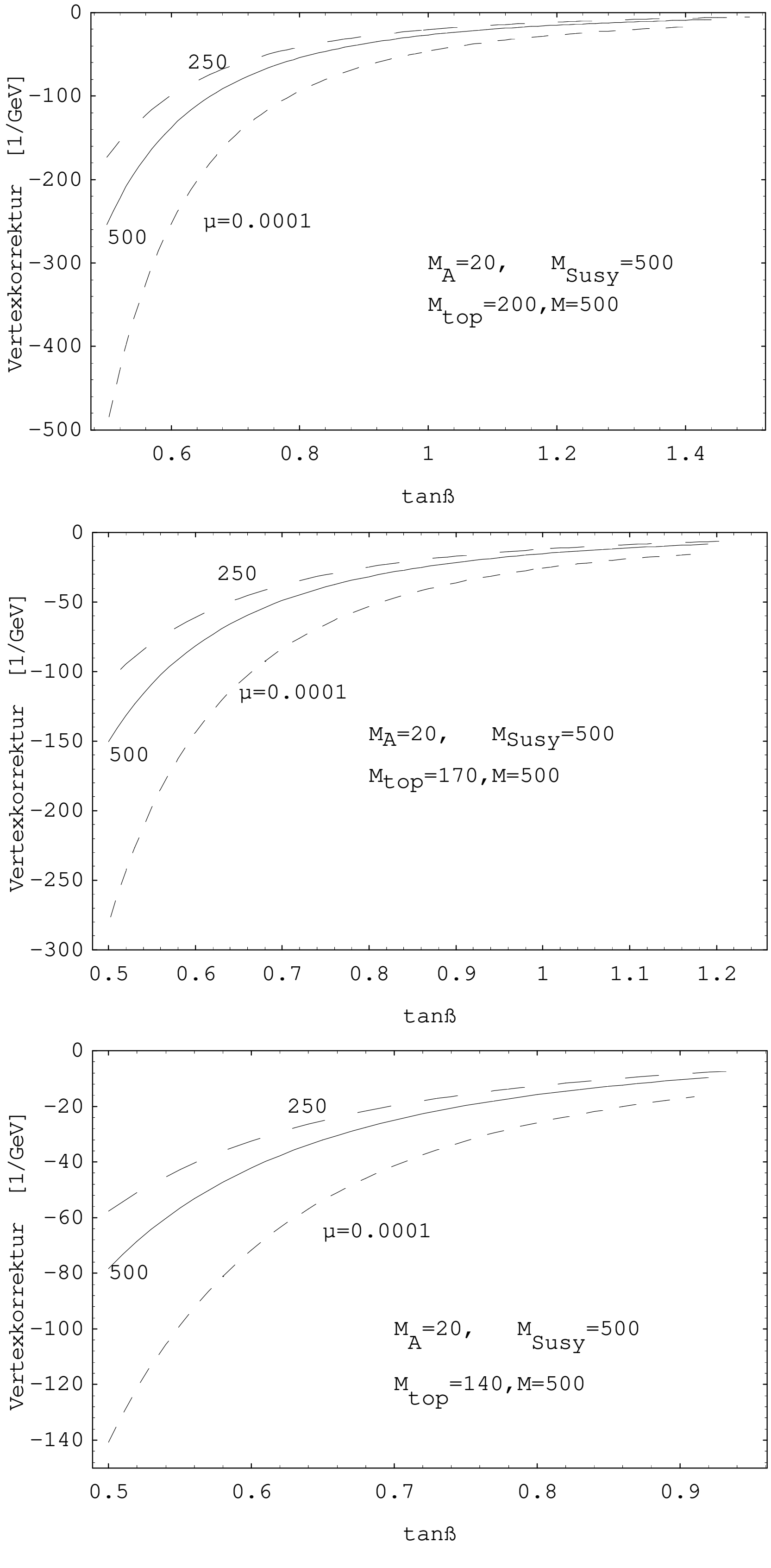


Abbildung 5.5: 1-Schleifen-Korrektur ΔT_{h^0}: μ-Abhängigkeit für verschiedene m_{top}

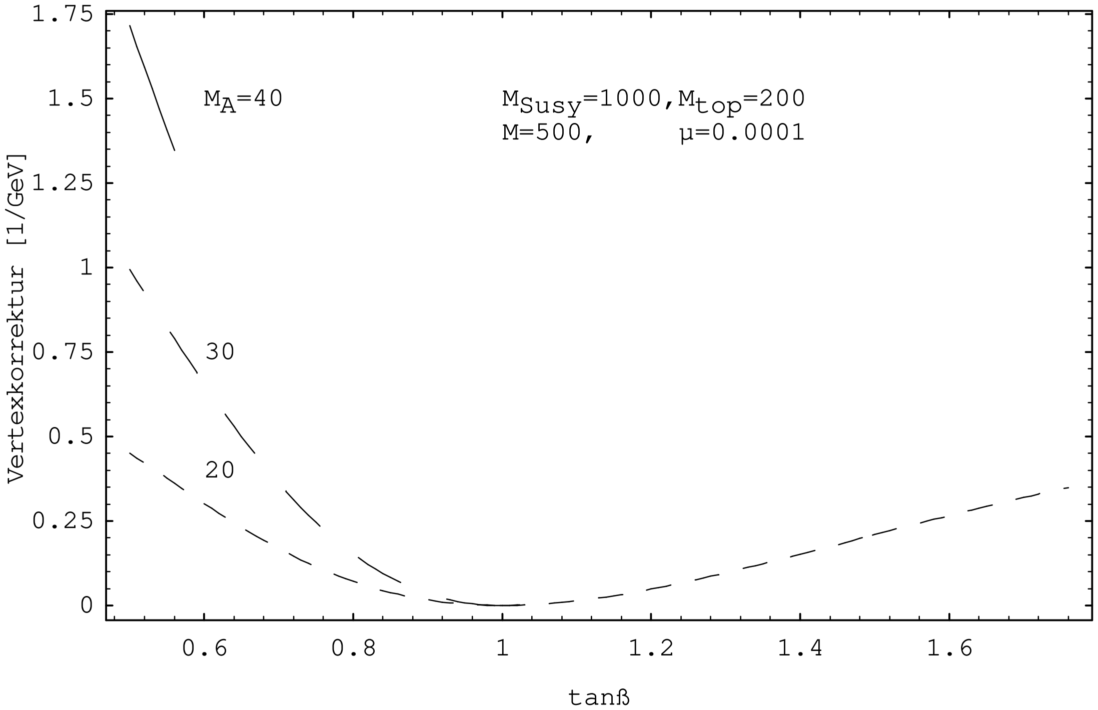


Abbildung 5.6: Bornvertex für $h^0 \to A^0 A^0$

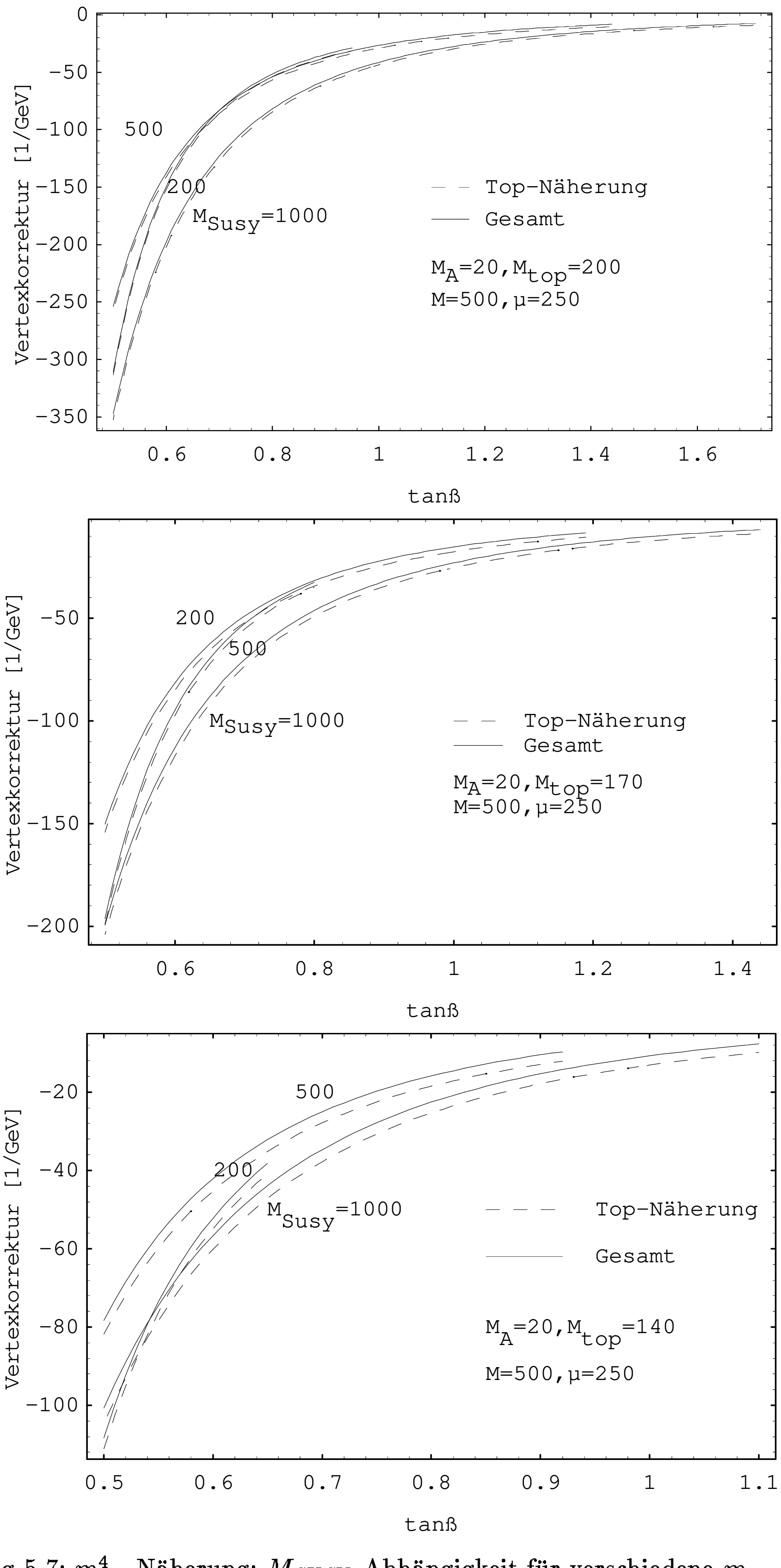


Abbildung 5.7: m_{top}^4-Näherung: M_{SUSY}-Abhängigkeit für verschiedene m_{top}

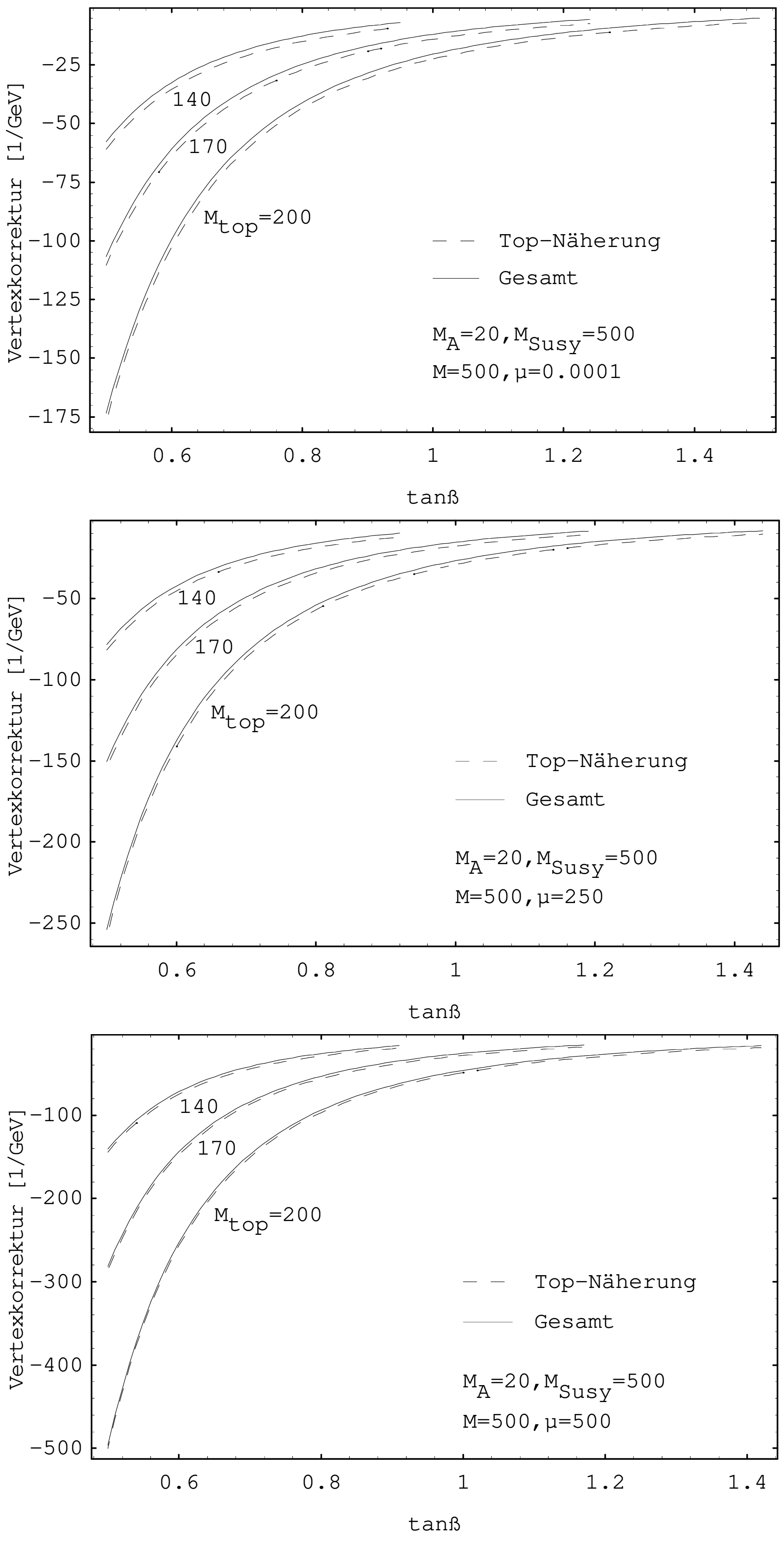


Abbildung 5.8: m_{top}^4-Näherung: m_{top}-Abhängigkeit für verschiedene μ

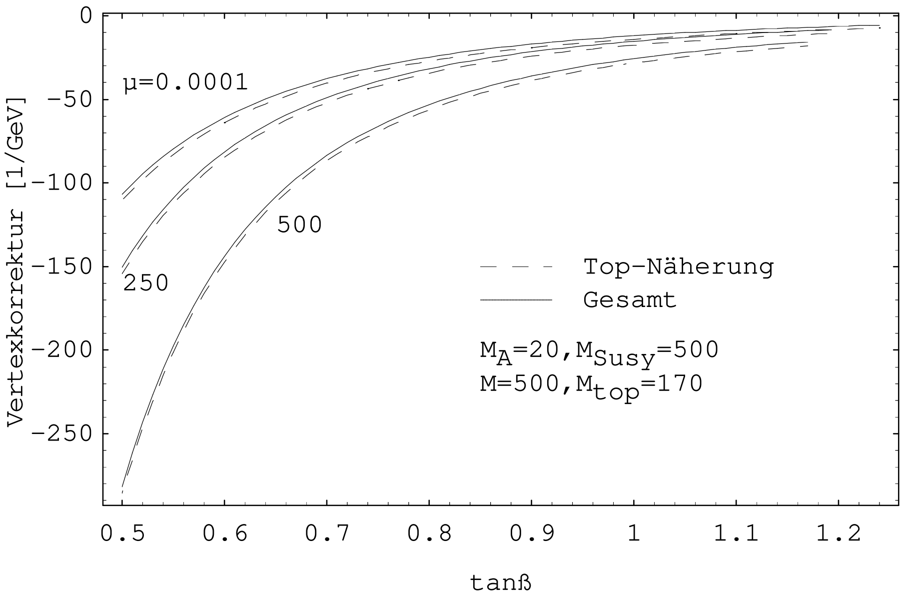


Abbildung 5.9: m_{top}^4-Näherung-Beispiel: μ-Abhängigkeit

Kapitel 6

Der Zerfall $\mathbf{h}^0 \to \mathbf{A}^0\mathbf{A}^0$

Dieses Kapitel enthält die numerische Berechnung der partiellen Zerfallsbreite für $h^0 \to A^0 A^0$ sowie der Verzweigungsverhältnisse $\Gamma(h^0 \to A^0 A^0)/\Gamma_{tot}$, $\Gamma(h^0 \to f\bar{f})/\Gamma_{tot}$.

6.1 Die Amplitude für $\mathbf{h}^0 \to \mathbf{A}^0\mathbf{A}^0$

Die Ein-Schleifen-Beiträge der $h^0 A^0 A^0$-Amplitude enthalten die renormierte Higgs-Selbstenergie $\hat{\Sigma}_h$, die Mischung $\hat{\Sigma}_{hH}$ und die Vertexkorrekturen ΔT_h, s. Abb. 6.1.

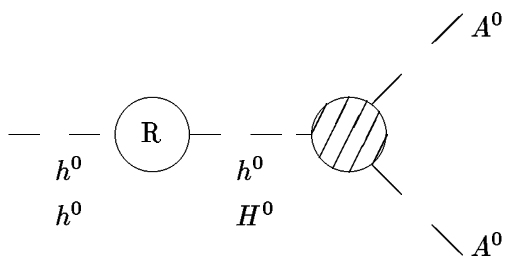


Abbildung 6.1: hAA-Vertex mit Beiträgen höherer Ordnung

Die Zerfallsamplitude $h^0 \to A^0 A^0$ läßt sich schreiben in der Form

$$iT_1 = \sqrt{Z_{h^0}} \left(-\frac{igM_Z}{2c_w} \cos 2\beta \ \sin(\alpha+\beta) \ + i\Delta T_{h^0} + \frac{igM_Z}{2c_w} \cos 2\beta \ \cos(\alpha+\beta) \ Z_{h^0 H^0} \right). \quad (6.1)$$

Hierbei bezeichnet die Größe Z_{h^0} das Residuum des h^0-Propagators aus (4.6):

$$Z_{h^0} = \mathrm{R}es_{M_{H^0}} \Delta_{h^0} = \frac{1}{1 + \hat{\Sigma}'_{h^0}(k^2) - \left(\frac{\hat{\Sigma}^2_{h^0 H^0}(k^2)}{k^2 - m^2_{H^0} + \hat{\Sigma}_{H^0}(k^2)} \right)'} |k^2 = M^2_{h^0} \quad (6.2)$$

Sie bestimmt die Wellenfunktionsrenormierung der äußeren Linie. Der Mischungsterm zwischen $h^0 - H^0$ ist gegeben durch

$$Z_{h^0 H^0} = -\frac{\hat{\Sigma}_{h^0 H^0}(M^2_{h^0})}{M^2_{h^0} - m^2_{H^0} + \hat{\Sigma}_{H^0}(M^2_{h^0})}. \quad (6.3)$$

Für die folgenden Auswertungen wurden die selben Parameter gewählt wie im vorherigen Kapitel für die Vertexkorrektur.

6.2 Zerfallsbreite von $\mathbf{h^0 \to A^0 A^0}$

Mit der Formel (5.4)

$$\Gamma_1(h^0 \to A^0 A^0) = \frac{1}{32\pi M_{h^0}} \sqrt{1 - 4\frac{M_{A^0}^2}{M_{h^0}^2}}\ |T_1|^2 \tag{6.4}$$

kann die Ein-Schleifen-Zerfallsbreite berechnet werden. Für T_1 muß dabei die gesamte Ein-Schleifen-Amplitude aus (6.1) eingesetzt werden. Die numerische Auswertung ist in Abb.6.4 bis 6.8 zu sehen. (Γ ist in GeV angegeben.)

Man erkennt, daß sich die größten Breiten für kleine M_{SUSY}- und große μ-Werte ergeben. Dies erklärt sich durch die Dominanz der Termes (IV) für diese Parameterwahl. Das Verhalten der Zerfallsbreite folgt (natürlich) genau dem Verhalten der Amplitude. Die Abhängigkeit von M ist wiederum sehr gering. Die M_{A^0}-Abhängigkeit wird wegen der Unempfindlichkeit der Amplitude auf M_{A^0} vor allem durch den Wurzelfaktor in der Zerfallsbreite bewirkt.

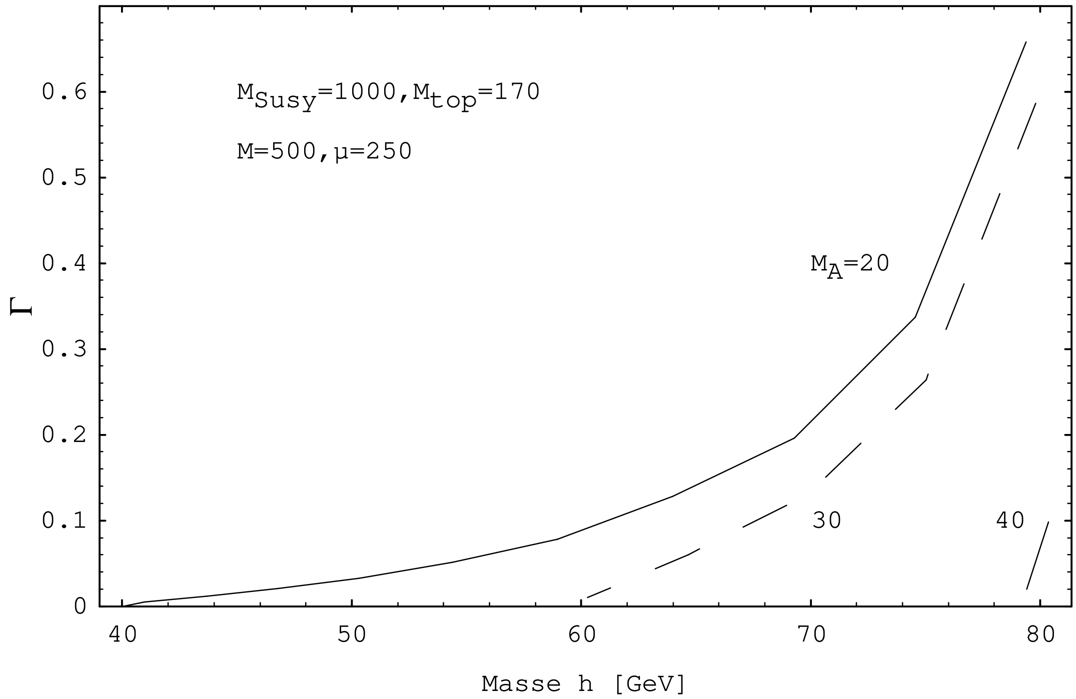


Abbildung 6.2: Zerfallsbreite: M_{h^0}-Abhängigkeit

Demgegenüber wird in Abb.6.3 die Zerfallsbreite gezeigt, die sich aus der Born-Amplitude T_0 ergeben. In jeder der drei Kurven wurde M_{A^0} konstant gehalten und wieder $\tan\beta$ variiert. Allerdings wurde für m_{h^0} die Ein-Schleifen-Masse M_{h^0} verwendet, so daß die Breite nicht imaginär wird. Diese Born-Zerfallsbreite liegt um 3 Größenordnungen unter der Ein-Schleifen-Zerfallsbreite.

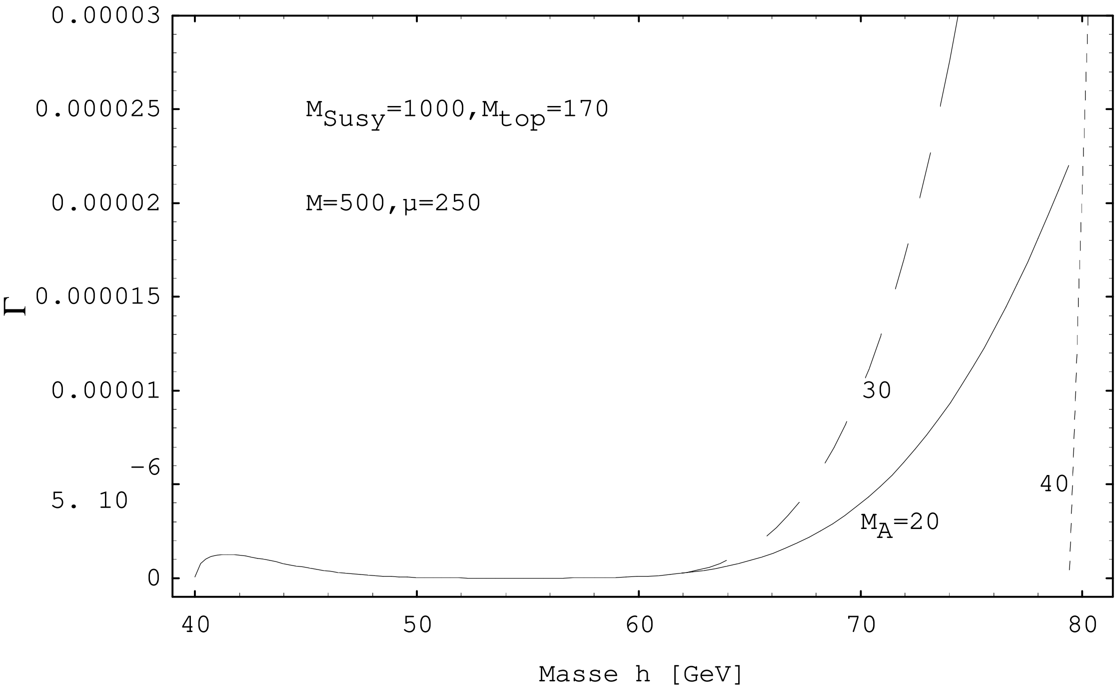


Abbildung 6.3: Born-Zerfallsbreite: M_{h^0}-Abhängigkeit, Γ in GeV

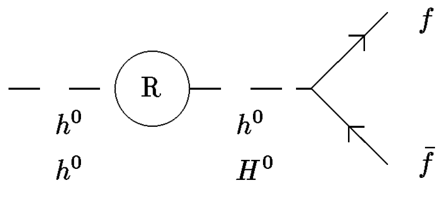
6.3 Verzweigungsverhältnisse

In dem in dieser Arbeit betrachteten Parameterbereich besitzt h^0 folgende Zerfallskanäle:

$$\begin{aligned} h^0 &\rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}, c\bar{c}, s\bar{s}, b\bar{b} \\ &\rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-, \tau^+\tau^- \\ &\rightarrow A^0A^0 \end{aligned} \tag{6.5}$$

Der Zerfall in Charginos ist nicht möglich, da ihre experimentelle untere Massengrenze über 45 GeV liegt. Der Zerfall in Neutralinos ist ebenfalls so gut wie ausgeschlossen, da in dem $(\mu - M)-$ Parameterbereich, in dem die Neutralinos leicht genug wären, die Masse der Charginos unter 45 GeV liegt, und damit dieser Parameterbereich ausgeschlossen ist. Siehe dazu Anhang A.3.3. Zur gesamten Zerfallsbreite Γ_{tot} tragen also nur die in (6.5) genannten Kanäle bei.

Da die Zerfallsamplitude für $h^0 \rightarrow A^0A^0$ große Ein-Schleifen-Beiträge erhält, unterscheidet sich die Zerfallsbreite deutlich von der Born-Zerfallsbreite. Um auch in den Zerfällen $h^0 \rightarrow$ *Fermionen* die Ein-Schleifen-Beiträge zu berücksichtigen, wurden die Korrekturen zu den 2-Punkt-Funktionen der Higgs-Bosonen miteinbezogen, also Diagramme der Art



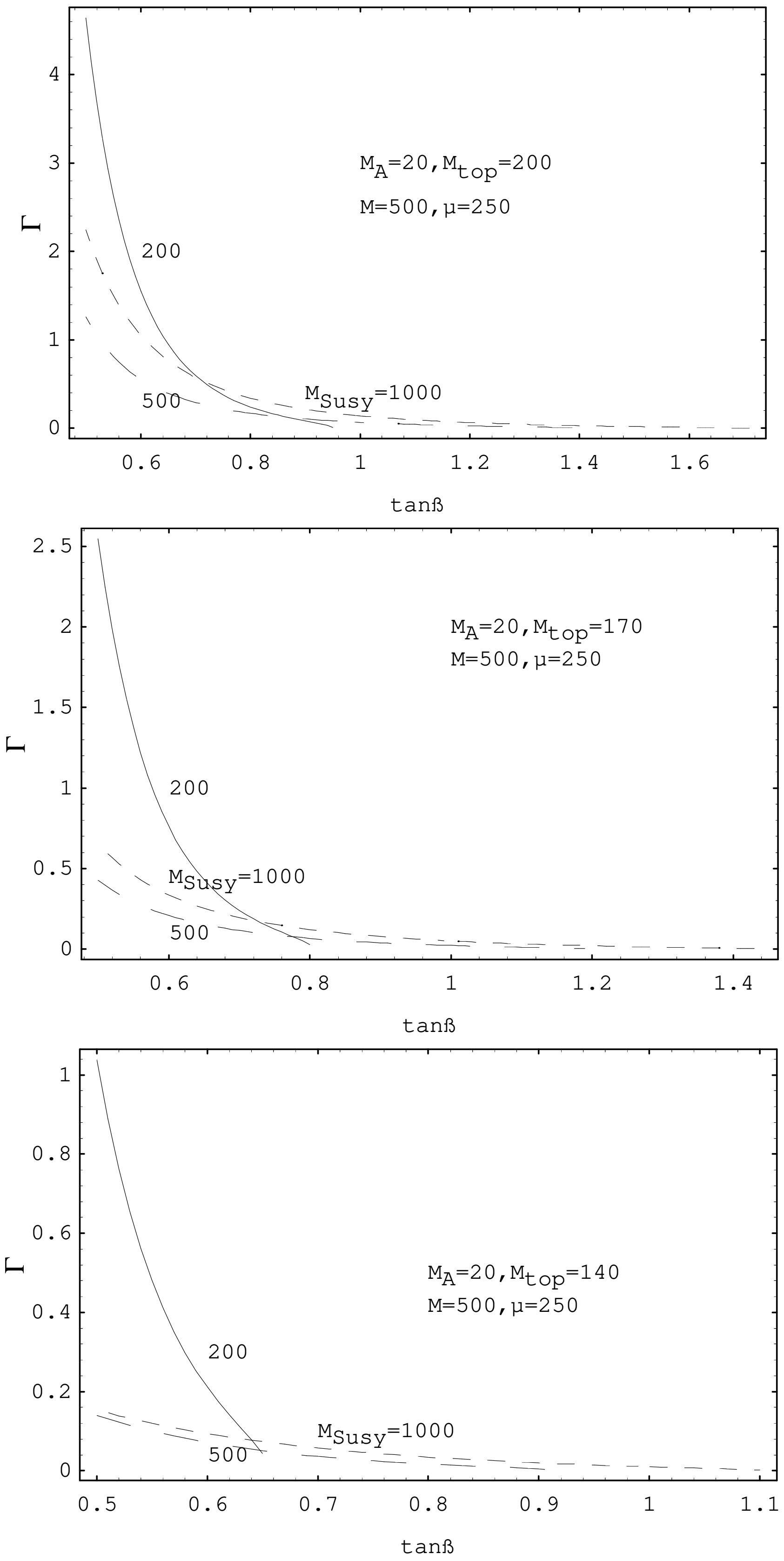


Abbildung 6.4: 1-Schleifen-Zerfallsbreite $\Gamma_1(h^0 \to A^0 A^0)$: M_{SUSY}-Abhängigkeit für verschiedene m_{top}, Γ in GeV

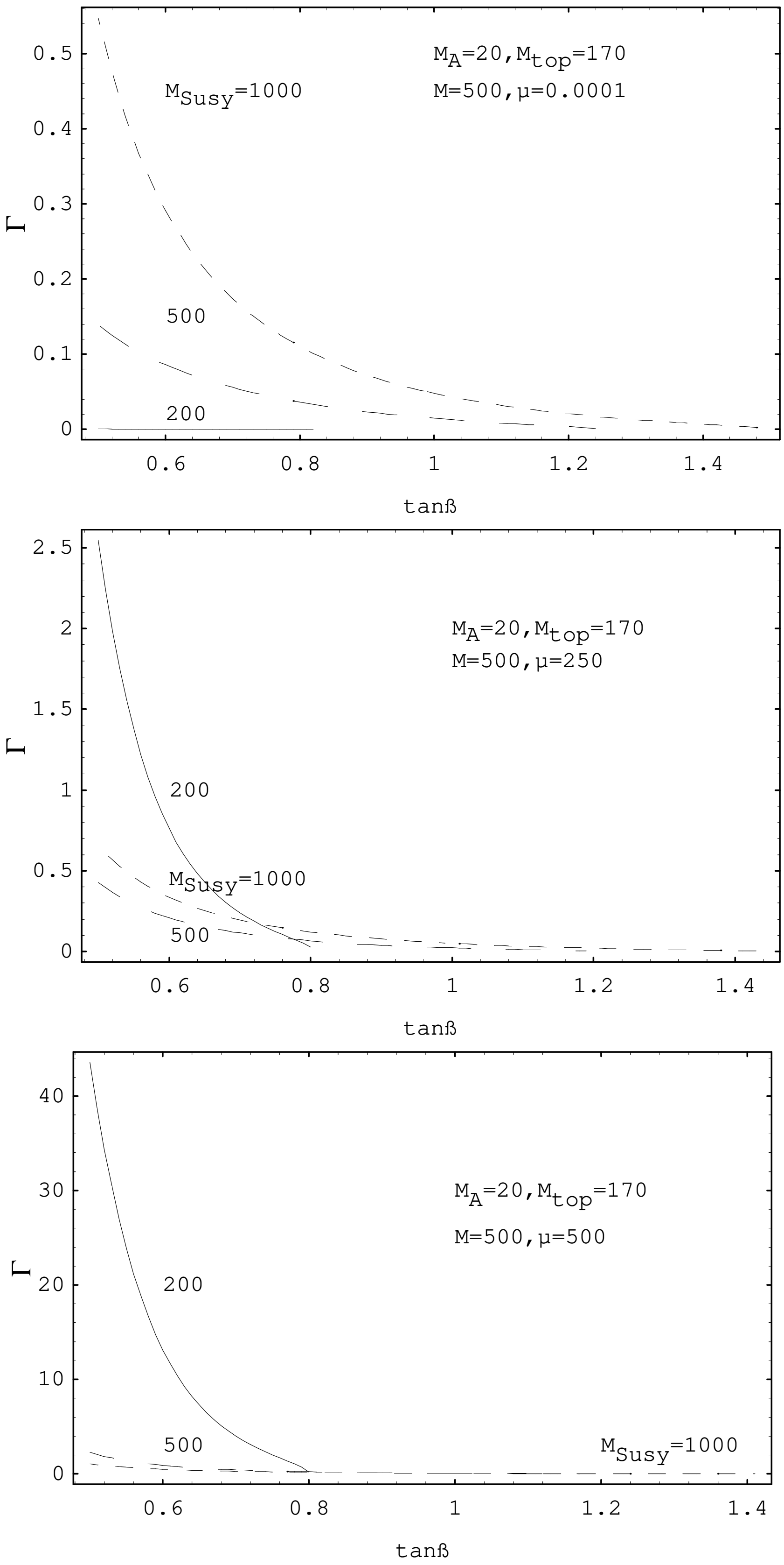


Abbildung 6.5: 1-Schleifen-Zerfallsbreite $\Gamma_1(h^0 \to A^0 A^0)$: M_{SUSY}-Abhängigkeit für verschiedene μ, Γ in GeV

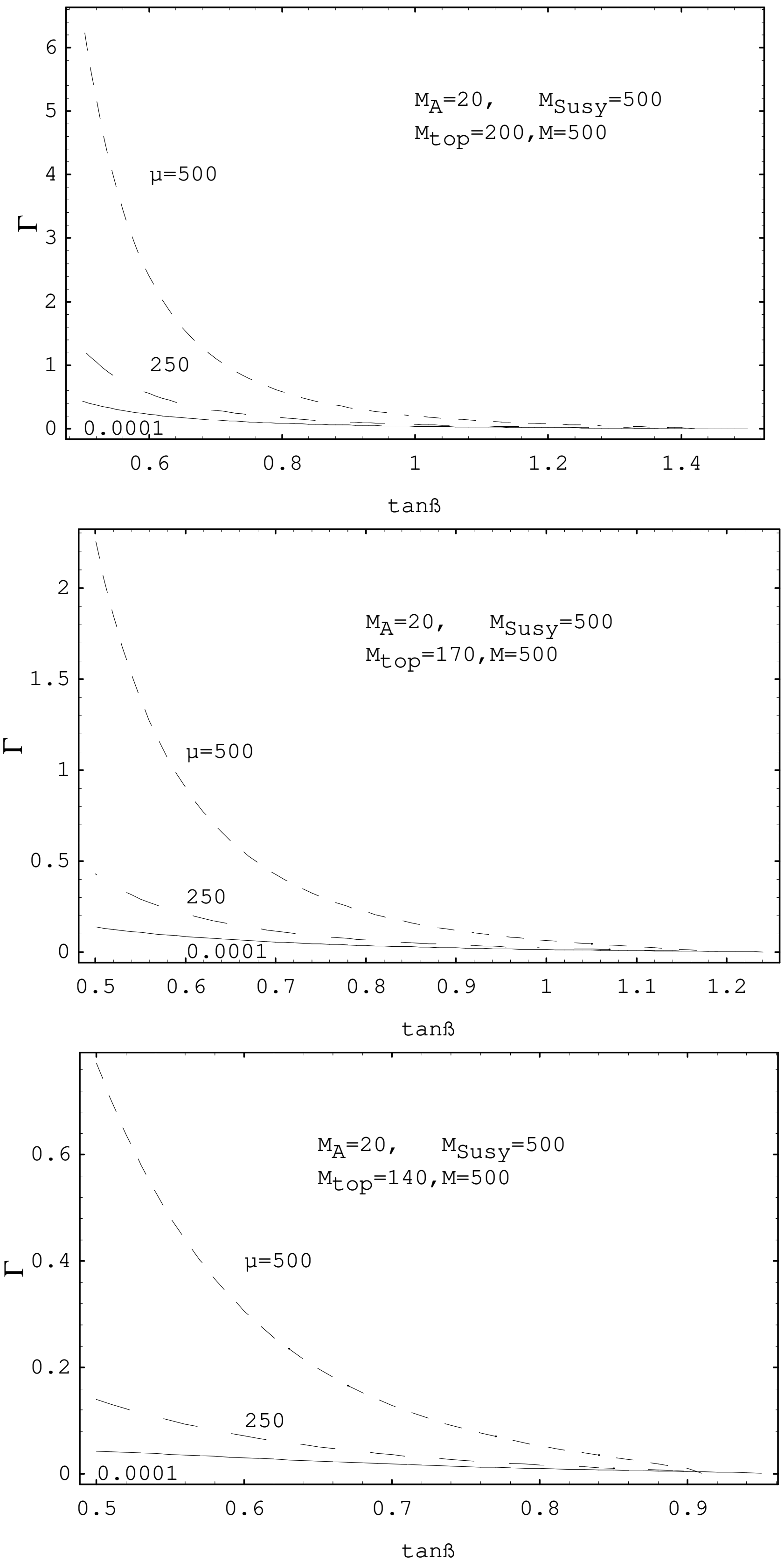


Abbildung 6.6: 1-Schleifen-Zerfallsbreite $\Gamma_1(h^0 \to A^0 A^0)$: μ-Abhängigkeit für verschiedene m_{top}, Γ in GeV

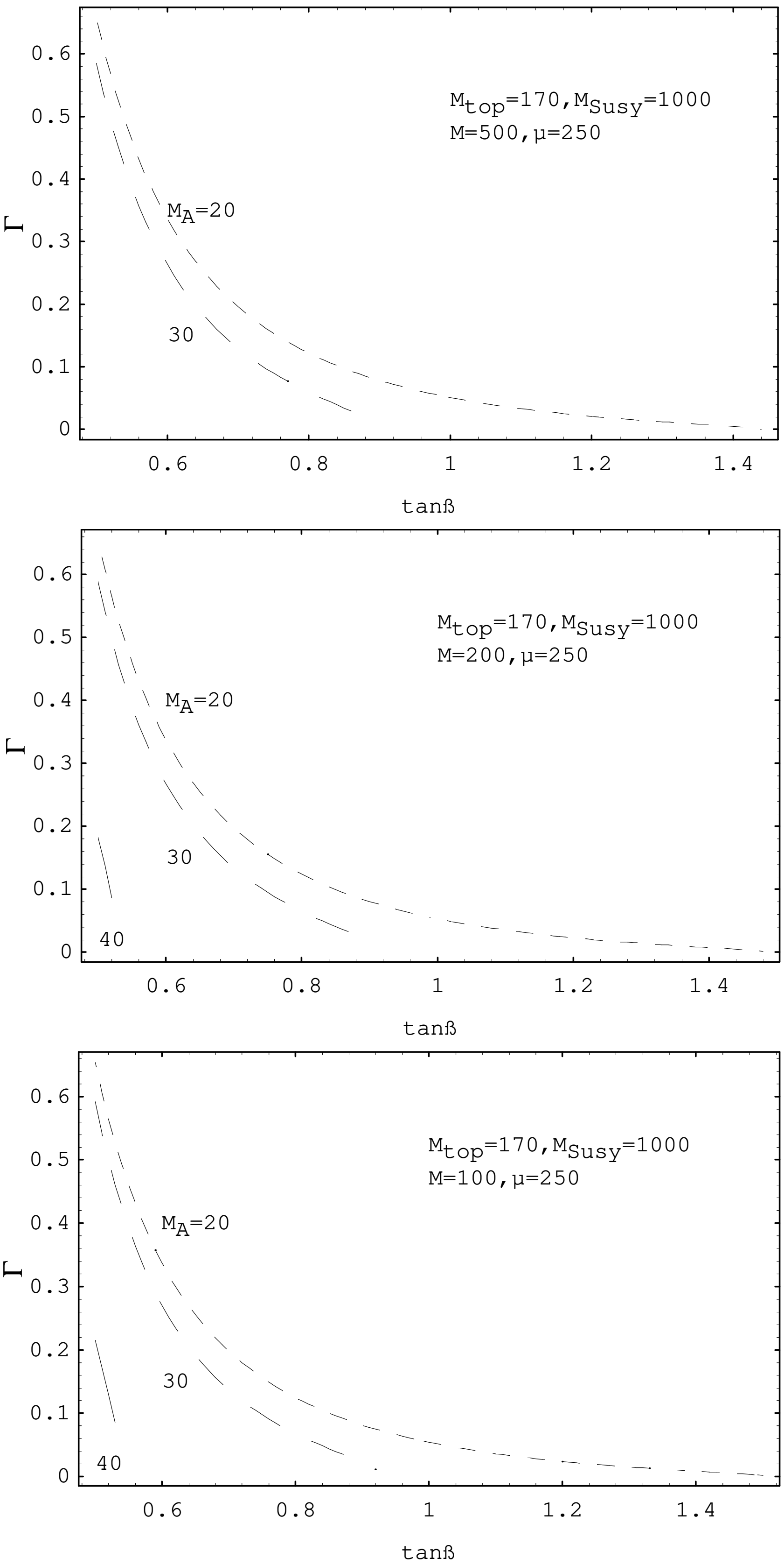


Abbildung 6.7: 1-Schleifen-Zerfallsbreite $\Gamma_1(h^0 \rightarrow A^0 A^0)$: M_{A^0}-Abhängigkeit für verschiedene M, Γ in GeV

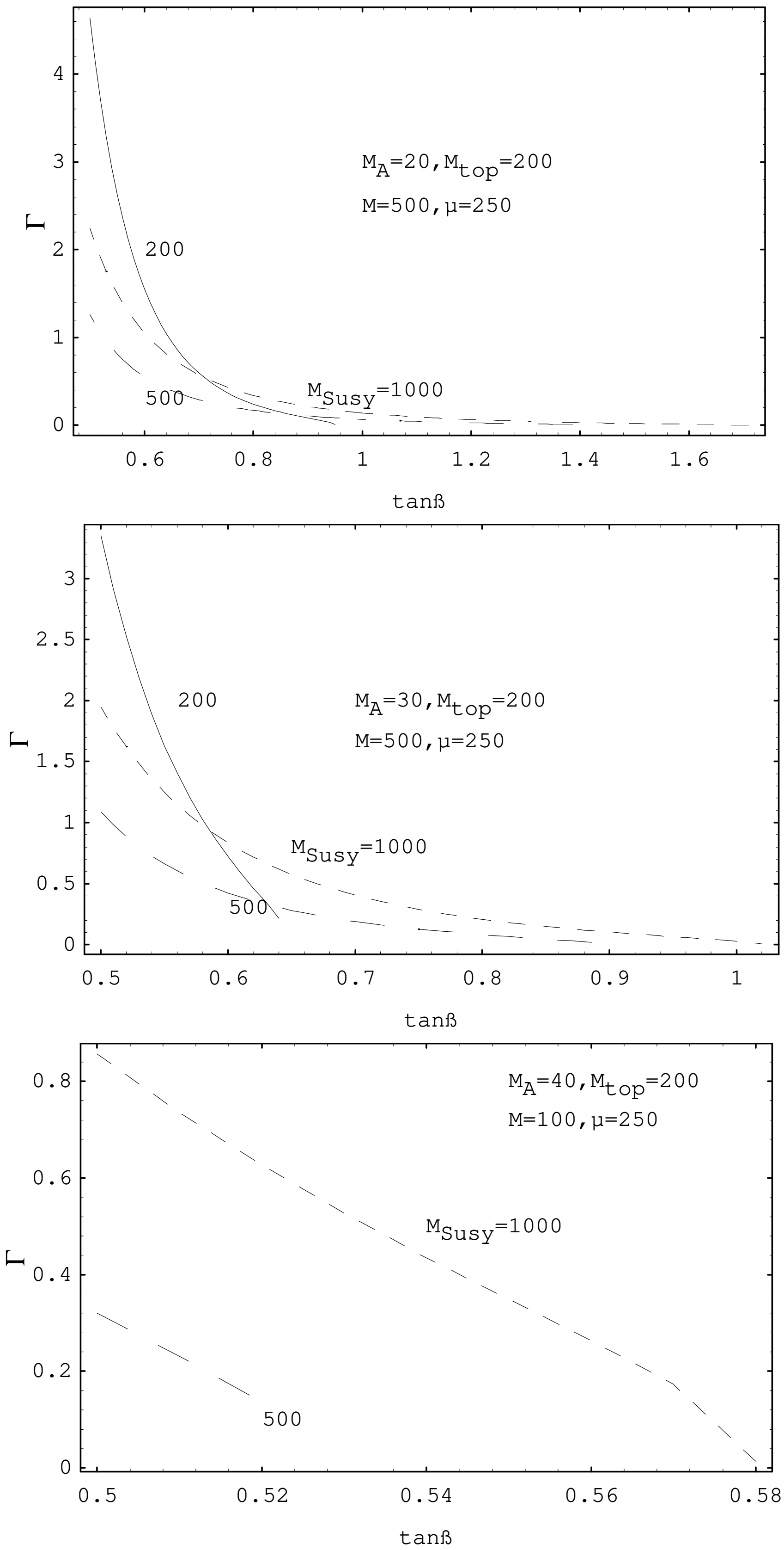


Abbildung 6.8: 1-Schleifen-Zerfallsbreite $\Gamma_1(h^0 \to A^0 A^0)$: M_{SUSY}-Abhängigkeit für verschiedene M_{A^0}, Γ in GeV

berechnet. Die entsprechenden Beiträge wurden [13] entnommen. Die Vertexkorrekturen sind demgegenüber gering und wurden vernachlässigt [13]. Für die Zerfallsbreite $\Gamma(h^0 \to f\bar{f})$ ergibt sich dadurch

$$\Gamma(h^0 \to f\bar{f}) = \frac{M_{h^0}}{8\pi}\sqrt{1 - 4\frac{m_f^2}{M_{h^0}^2}} N_f |T_1^f|^2 \tag{6.6}$$

mit

$$T_1^f = \sqrt{Z_{h^0}}(C_{h^0}^f + Z_{h^0 H^0} C_{H^0}^f). \tag{6.7}$$

Hierbei sind $C_{h^0}^f$ und $C_{H^0}^f$ die Koeffizienten des $h^0 f\bar{f}$- bzw. des $H^0 f\bar{f}$-Vertex:

$$C_{h^0}^f = \frac{-igm_f \cos\alpha}{2M_W \sin\beta} \quad C_{h^0}^{f'} = \frac{igm_{f'} \sin\alpha}{2M_W \cos\beta} \tag{6.8}$$

$$C_{H^0}^f = \frac{-igm_f \sin\alpha}{2M_W \sin\beta} \quad C_{H^0}^{f'} = \frac{igm_{f'} \cos\alpha}{2M_W \cos\beta} \tag{6.9}$$

Mit f werden die u-artigen Fermionen (Isospin $+\frac{1}{2}$) und mit f' die d-artigen Fermionen (Isospin $-\frac{1}{2}$) bezeichnet. N_f ist der Farbfaktor und muß für Quarks 3 und für Leptonen 1 gesetzt werden.

Bisher galten die Zerfallskanäle $h^0 \to b\bar{b}$ und $h^0 \to \tau^+\tau^-$ in dem hier untersuchten Parameterbereich als dominant. Deshalb wurden die drei Verzweigungsverhältnisse

$$\frac{\Gamma_1(h^0 \to A^0A^0)}{\Gamma_{tot}}, \quad \frac{\Gamma_1(h^0 \to b\bar{b})}{\Gamma_{tot}}, \quad \frac{\Gamma_1(h^0 \to \tau^+\tau^-)}{\Gamma_{tot}} \tag{6.10}$$

ausgewertet. Die Ergebnisse für $h^0 \to A^0A^0$ sind in Abb.6.9 und 6.10 zu sehen, die für $h^0 \to b\bar{b}$ in Abb.6.11 und 6.12, und die für $h^0 \to \tau^+\tau^-$ in Abb.6.13 und 6.14.

Der Zerfall $h \to AA$ ist fast im gesamten Parameterbereich dominant. Die Dominanz ist natürlich dort am größten, wo auch die Zerfallsbreite am größten ist, also für kleine M_{SUSY} und große μ. Für die jeweils größten $\tan\beta$-Werte sinkt einerseits die Amplitude für $h^0 \to A^0A^0$, andererseits rückt M_{h^0} an $2M_{A^0}$ heran und der Zerfall wird kinematisch unterdrückt, so daß die anderen Zerfallskanäle wichtig werden, der Zerfall $h^0 \to b\bar{b}$ sogar dominant. Der Kanal $h^0 \to \tau^+\tau^-$ trägt nie mehr als 5% bei.

6.4 Vertexkorrekturanteil

Um die relative Gewichtung der Vertexkorrektur- und Selbstenergiebeiträge zur Breite zu verdeutlichen, wurde der Anteil der Vertexkorrekturen an der gesamten Ein-Schleifen-Zerfallsbreite berechnet. Hierzu wurde der Quotient

$$\kappa = \frac{\text{Ein-Schleifen-Zerfallsbreite ohne Vertexkorrektur}}{\text{Gesamte Ein-Schleifen-Zerfallsbreite}} \tag{6.11}$$

gebildet. Das Ergebnis ist in Abb.6.15 zu sehen.

Der Ein-Schleifen-Breite nimmt zwar für steigendes $\tan\beta$ ab, vgl Abb. 6.4 bis 6.8, dieses wird jedoch vom Sinken des Faktors $\cos 2\beta$ überkompensiert, welcher in den beiden Kopplungen $h^0 - A^0A^0$ und $H^0 - A^0A^0$ auftritt, die den Anteil ohne Vertex bestimmen. Dementsprechend geht obiger Quotient gegen Null für $\tan\beta \to 1$. Insgesamt gesehen liefert der Vertexanteil für den größten Teil des Parameterbereiches den wichtigste Anteil der gesamten Ein-Schleifen-Zerfallsbreite. Diese Tendenz nimmt zu mit steigendem m_{top}.

Damit steht fest, daß die Vertexkorrekturen mit virtuellen Tops und Stops so groß sind, daß eine Berechnung der Breite ohne sie in jedem Fall eine sehr schlechte Näherung darstellt.

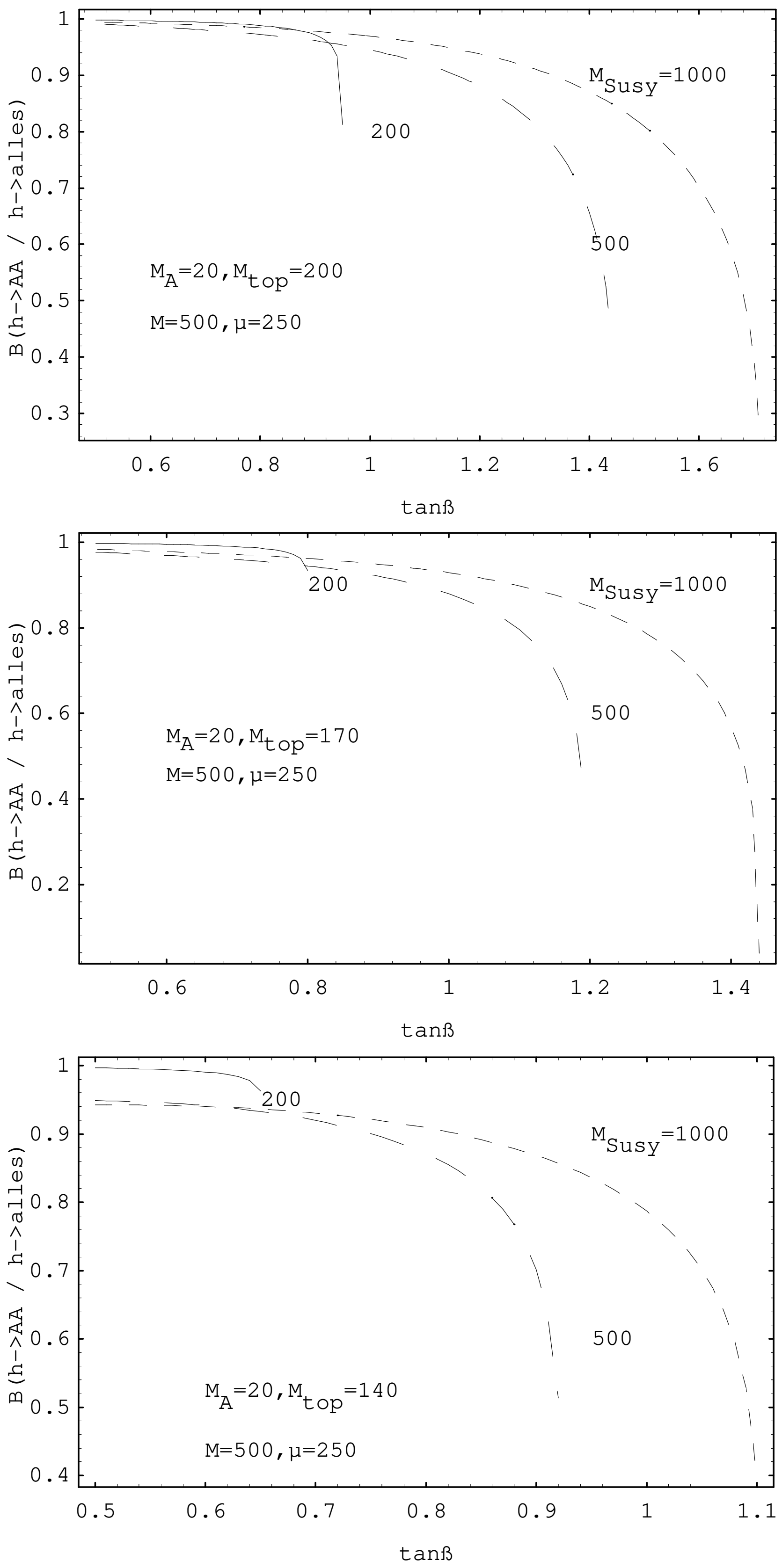


Abbildung 6.9: Verzweigungsverhältnis $\frac{\Gamma_1(h^0 \to A^0 A^0)}{\Gamma_{tot}}$: M_{SUSY}-Abhängigkeit für verschiedene m_{top}

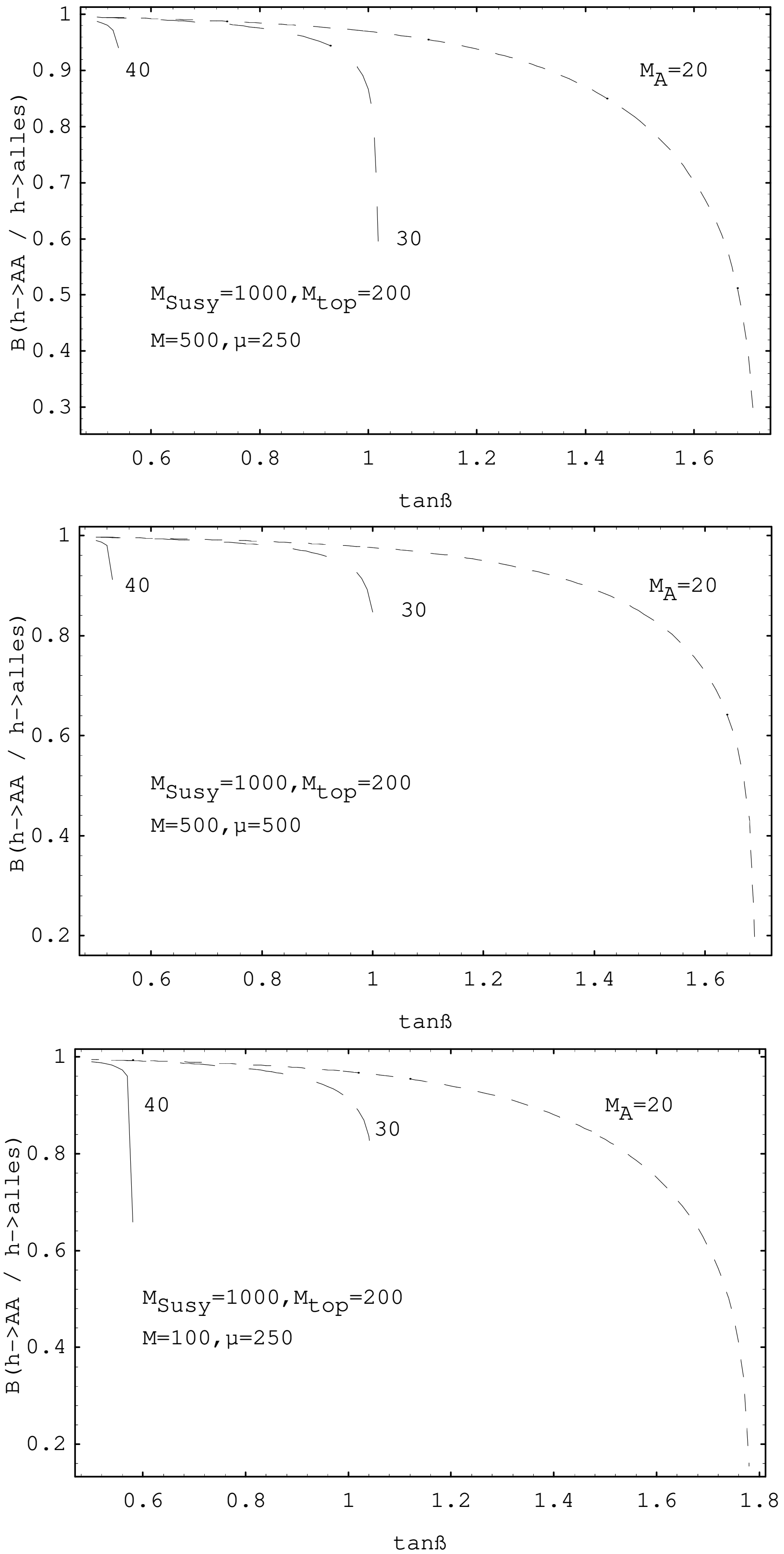


Abbildung 6.10: Verzweigungsverhältnis $\frac{\Gamma_1(h^0 \to A^0 A^0)}{\Gamma_{tot}}$: M_{A^0}-Abhängigkeit für verschiedene M, μ

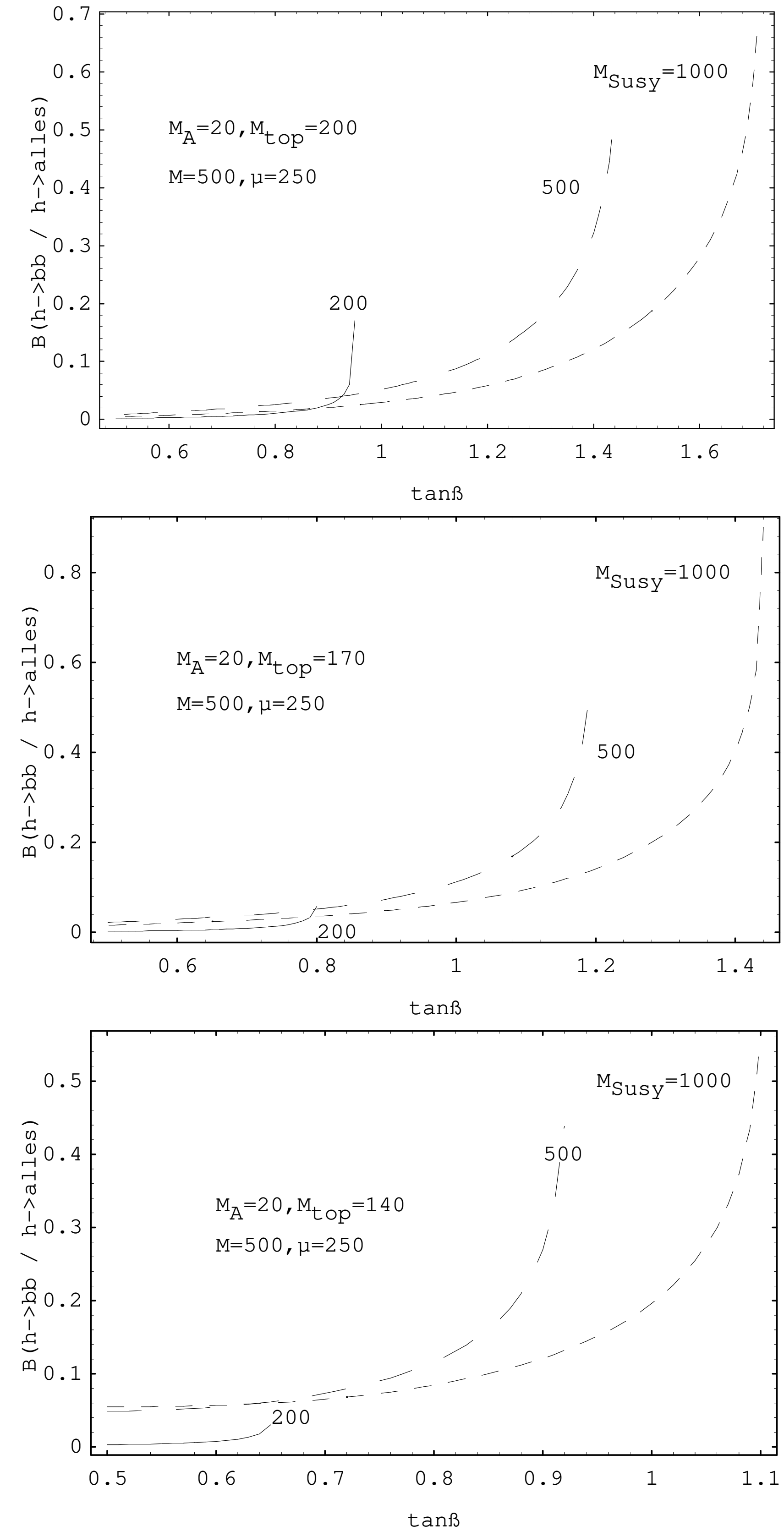


Abbildung 6.11: Verzweigungsverhältnis $\frac{\Gamma_1(h^0 \to b\bar{b})}{\Gamma_{tot}}$: M_{SUSY}-Abhängigkeit für verschiedene m_{top}

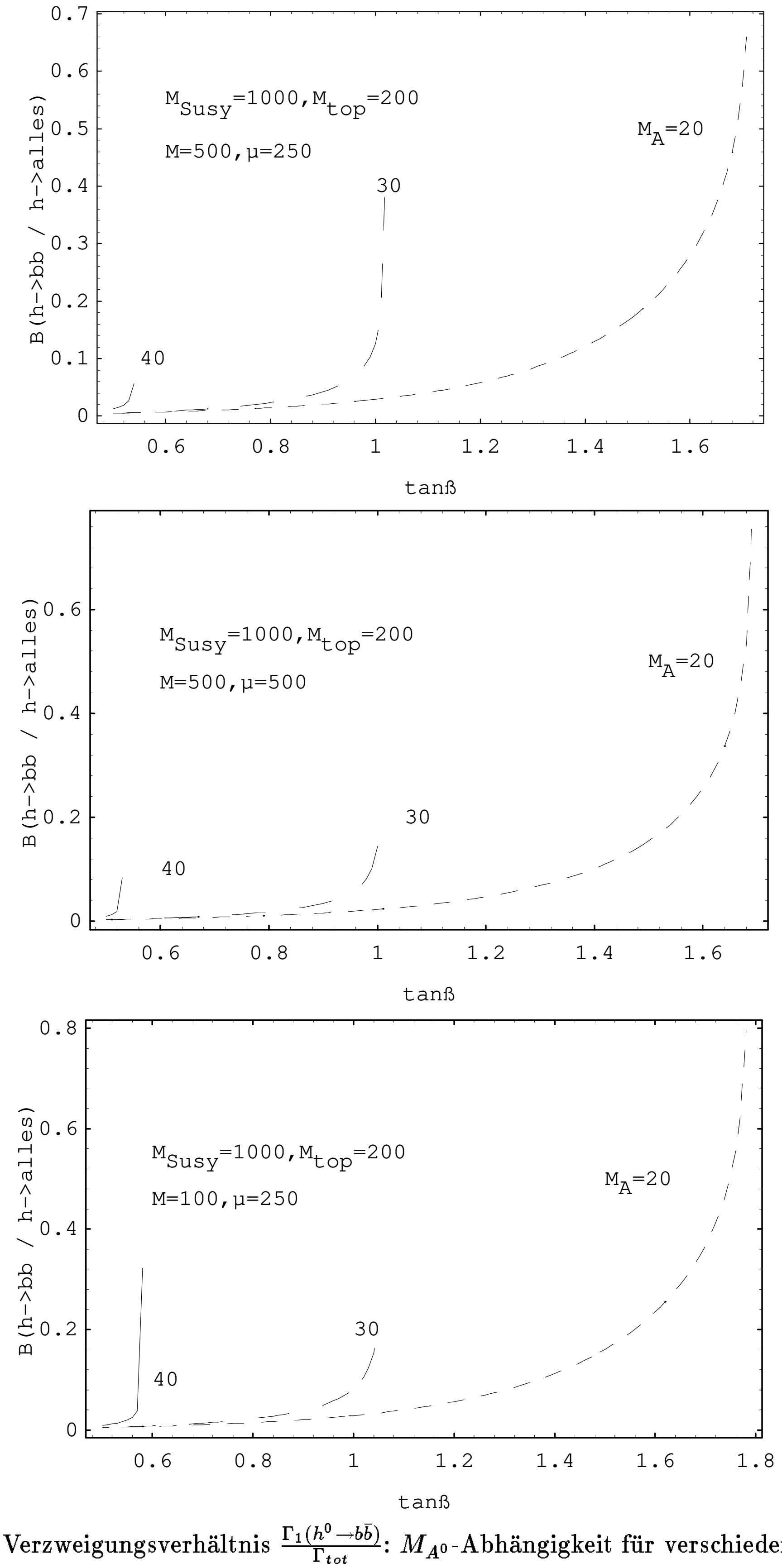


Abbildung 6.12: Verzweigungsverhältnis $\frac{\Gamma_1(h^0 \to b\bar{b})}{\Gamma_{tot}}$: M_{A^0}-Abhängigkeit für verschiedene M, μ

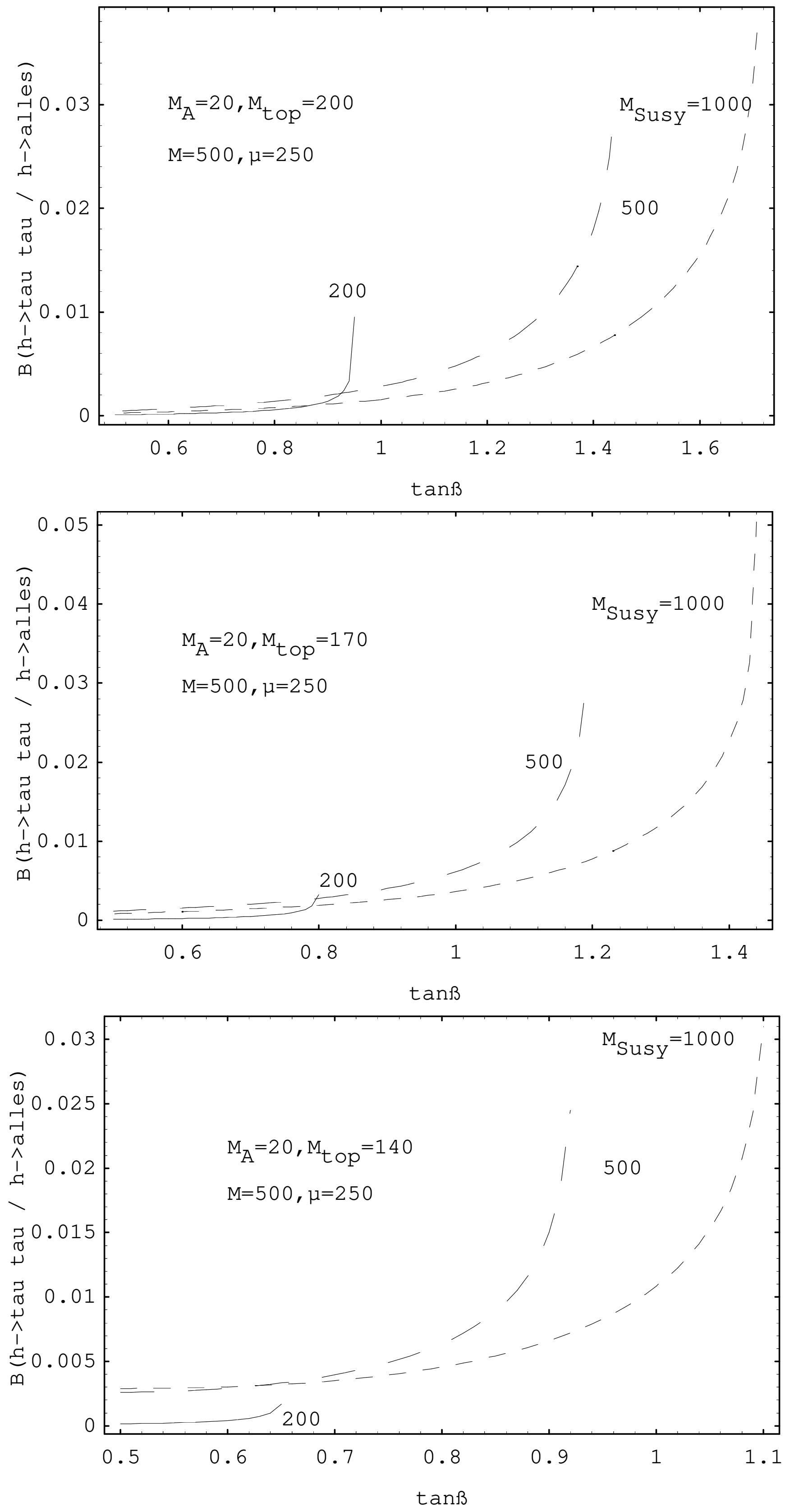


Abbildung 6.13: Verzweigungsverhältnis $\frac{\Gamma_1(h^0 \to \tau^+\tau^-)}{\Gamma_{tot}}$: M_{SUSY}-Abhängigkeit für verschiedene m_{top}

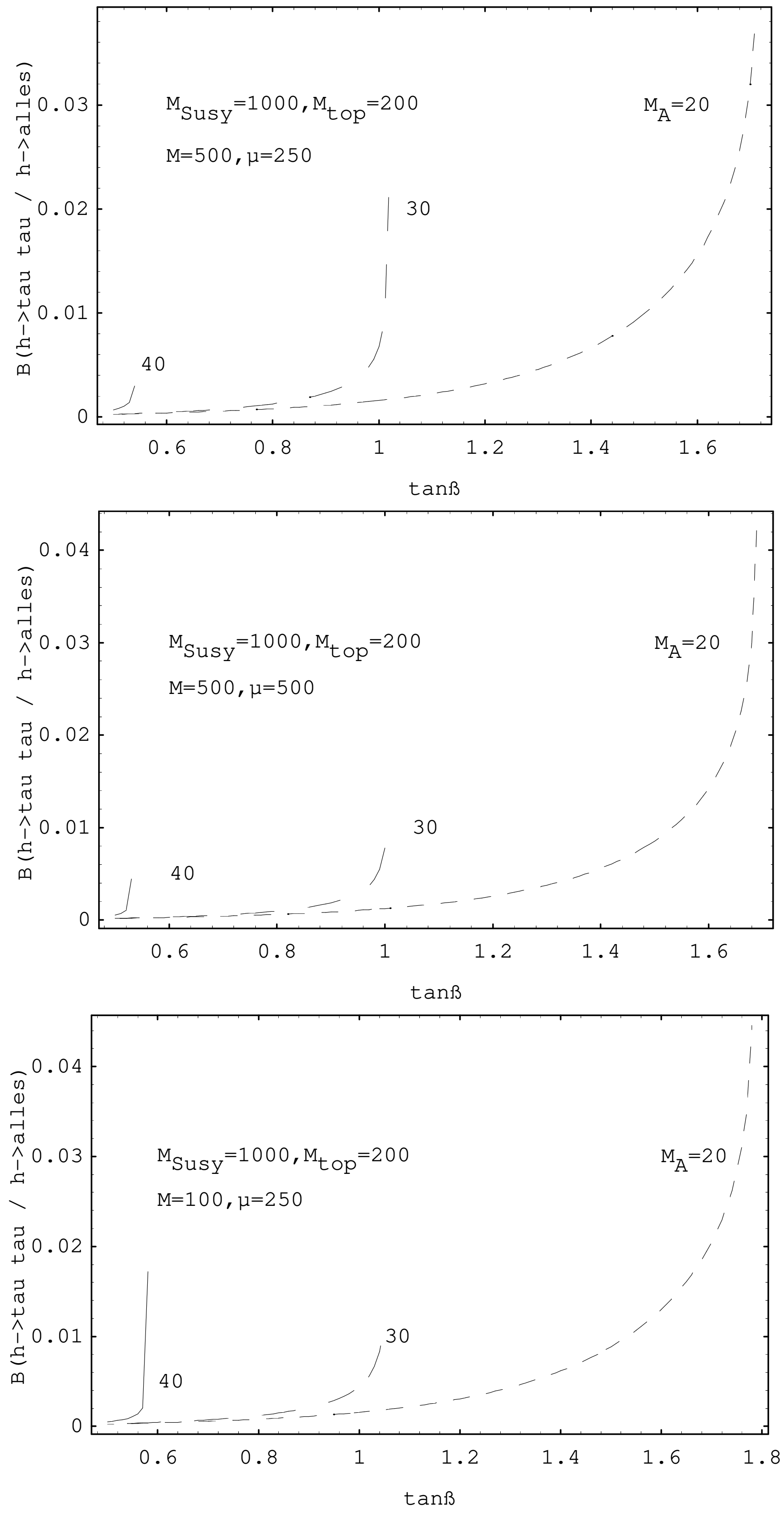


Abbildung 6.14: Verzweigungsverhältnis $\frac{\Gamma_1(h^0\to\tau^+\tau^-)}{\Gamma_{tot}}$: M_{A^0}-Abhängigkeit für verschiedene M, μ

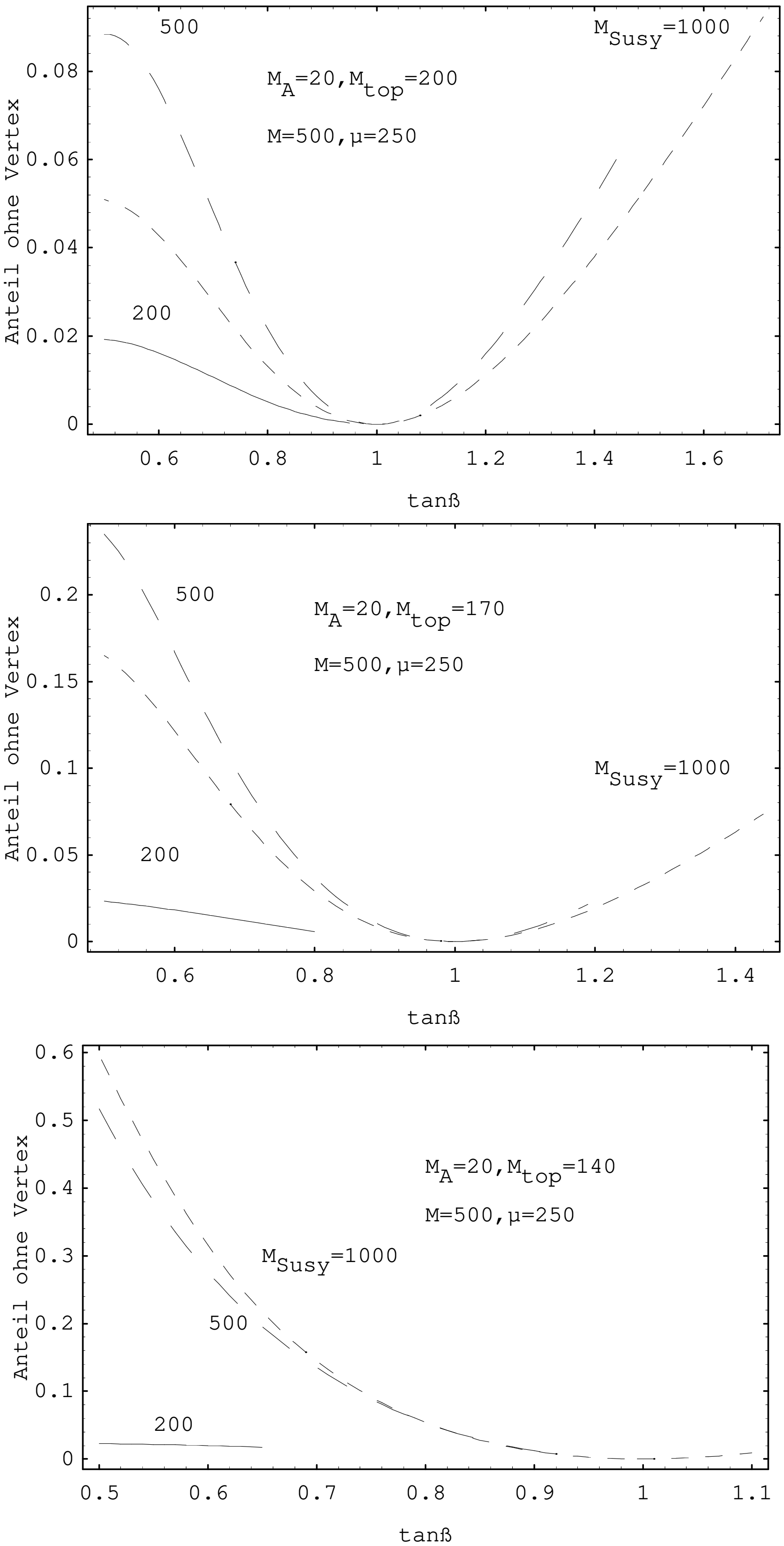


Abbildung 6.15: κ: **Anteil der Zerfallsbreite ohne Vertexkorrektur**

Kapitel 7

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde der Zerfall $h^0 \to A^0 A^0$ im MSSM untersucht.

Es wurde das MSSM vorgestellt, wobei der Higgssektor besondere Beachtung fand. Die Higgs-Massenrenormierung wurde von [13] übernommen und so der Parameterbereich bestimmt, in dem obiger Zerfall kinematisch erlaubt ist.

Alle Vertexkorrekturdiagramme wurden generisch berechnet. Darauf basierend wurde ein Fortran-Programm geschrieben, mit dem alle Diagramme numerisch ausgewertet wurden, so daß mit Hilfe der Korrekturen zu den Higgs-2-Punkt- Funktionen die gesamte Ein-Schleifen-Amplitude berechnet werden konnte.

Es wurde festgestellt, daß der Vertexanteil in weiten Gebieten des Parameterbereiches den eindeutig dominant Beitrag liefert. Die dominanten Anteile der Vertexkorrektur stammen aus drei Diagrammen, bei denen entweder ein virtuelles Top oder Stop auftritt und die auf diese Weise Terme $\sim m_{top}^4$ besitzen. Es wurde festgestellt, daß diese aus vier Termen bestehende m_{top}^4-Näherung im gesamten Parameterbereich das Gesamtergebnis gut wiedergibt, so daß für praktische Zwecke darauf zurückgegriffen werden kann.

Mit der Ein-Schleifen-Amplitude konnte die Zerfallsbreite der Zerfalls $h^0 \to A^0 A^0$ bestimmt werden, sowie die Verzweigungsverhältnisse

$$\frac{\Gamma_1(h^0 \to A^0 A^0)}{\Gamma_{tot}}, \quad \frac{\Gamma_1(h^0 \to b\bar{b})}{\Gamma_{tot}} \quad und \quad \frac{\Gamma_1(h^0 \to \tau^+\tau^-)}{\Gamma_{tot}}. \tag{7.1}$$

Es wurde festgestellt, daß der Zerfallskanal $h^0 \to A^0 A^0$ fast im gesamten Parameterbereich dominant ist, und nur für die jeweils größten $\tan\beta$ -Werte der Zerfall $h^0 \to b\bar{b}$ wichtig wird. Diese Dominanz ist am größten für kleine M_{SUSY}- und große μ-Werte. Dies bedeutet, daß eine umfassende Higgssuche für $M_{h^0} < M_Z$ nur betrieben werden kann, wenn auch nach dem Zerfall $h^0 \to A^0 A^0$ gesucht wird, was insbesondere für die Higgssuche an LEP 2 gilt.

Anhang A

Konventionen, Konstanten und Massen

A.1 Konventionen und Konstanten

- Die Minkowski-Metrik nach Bjorken/Drell lautet:

$$g_{\mu\nu} = g^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}, \qquad ds^2 = dt^2 - d\vec{x}^2 \tag{A.1}$$

- Die Pauli-Matrizen:

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \tag{A.2}$$

- Die γ-Matrizen:

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad \gamma^k = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_k \\ -\sigma_k & 0 \end{pmatrix}, \quad \gamma^5 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \tag{A.3}$$

  Die Angabe für γ^5 gilt nur in 4 Dimensionen und ergibt sich dort aus $\gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$.

- Relationen in $D = 4 - \epsilon$ Dimensionen:

$$\begin{aligned} g_{\mu\nu} g^{\mu\nu} &= Tr 1 = D \\ \gamma_\mu \gamma^\mu &= D \\ \gamma_\mu \gamma_\rho \gamma^\mu &= (2 - D)\gamma_\rho \\ \gamma_\mu \gamma_\rho \gamma_\sigma \gamma^\mu &= 4 g_{\rho\sigma} + (4 - D)\gamma_\rho \gamma_\sigma \\ \gamma_\mu \gamma_\rho \gamma_\sigma \gamma_\tau \gamma^\mu &= -2\gamma_\tau \gamma_\sigma \gamma_\rho + (4 - D)\gamma_\rho \gamma_\sigma \gamma_\tau \\ \{\gamma_\mu, \gamma_\nu\} &= 2 g_{\mu\nu} \\ Tr \gamma_\mu \gamma_\nu &= D g_{\mu\nu} \end{aligned} \tag{A.4}$$

- Die Projektionsoperatoren:

$$\omega_+ = \frac{1+\gamma_5}{2} \tag{A.5}$$
$$\omega_- = \frac{1-\gamma_5}{2} \tag{A.6}$$

- Mathematische Konstanten:

$$\begin{aligned} \pi &= 3.14159265358979\ldots \\ e &= 2.71828182844\ldots \\ \gamma &= -\Gamma'(1) = 0.5772157\ldots \end{aligned}$$

A.2 Massen und Konstanten aus dem SM

In diesem Kapitel werden alle Massen und Konstanten angegeben, die aus dem SM in das MSSM übernommen werden und in der Arbeit verwendet wurden.

- Fermion-Massen:

$$\begin{aligned} m_e &= 0.000510999\,GeV \\ m_\mu &= 0.105658389\,GeV \\ m_\tau &= 1.777\;GeV \\ m_{\nu_{e,\mu,\tau}} &= 0\;GeV \\ \\ m_u &= 0.0415\;GeV \\ m_d &= 0.0415\;GeV \\ m_c &= 1.5\;GeV \\ m_s &= 0.15\;GeV \\ m_b &= 4.5\;GeV \end{aligned} \tag{A.7}$$

Bei den Größen für m_u und m_d handelt es sich um formale Größen, die man aus der Anpassung der Photon-Vakuumpolarisation an das Resultat der Dispersionsintegralanalyse erhält [38].

Die Kobayashi-Maskawa-Matrix wurde als Einheitsmatrix angenommen.

- Boson-Massen:

$$\begin{aligned} M_{Z^0} &= 91.187\,GeV \\ M_{W^\pm} &= 80.22\,GeV \end{aligned} \tag{A.8}$$

- Feinstrukturkonstante:

$$\alpha_{EM} = 1/137.036 \tag{A.9}$$

A.3 Massen und Mischungszustände aus dem MSSM

A.3.1 Sfermionen

Der Sfermion-Massen-Anteil der Lagrangedichte enthält Soft-Brechungsterme und besitzt folgende Gestalt:

$$\mathcal{L}_{Ferm,Masse} = -\frac{1}{2}(\tilde{f}_L, \tilde{f}_R)^+ Z \begin{pmatrix} \tilde{f}_L \\ \tilde{f}_R \end{pmatrix} \tag{A.10}$$

Hier ist

$$Z = \begin{pmatrix} \tilde{M}_{\tilde{Q}}^2 + M_Z^2 \cos 2\beta\,(I_3 - Q_f s_w^2) + m_f^2 & m_f(A_f + \mu\{\cot, \tan\}\beta) \\ m_f(A_f + \mu\{\cot, \tan\}\beta) & \tilde{M}_{\tilde{U},\tilde{D}}^2 + M_Z^2 \cos 2\beta\, Q_f s_w^2 + m_f^2 \end{pmatrix} \tag{A.11}$$

Dabei gilt $\{\cot, \tan\}$ für $\{u, d\}$-artige Fermionen, d.h. $f = \{u, d\}$. Um die Zahl der Parameter gering zu halten wurden ungemischte Zustände angenommen:

$$A_d = -\mu \tan\beta\,, \quad A_u = -\mu \cot\beta \tag{A.12}$$

Aus dem gleichen Grund wurden die Sfermion-Soft-Brechungsparameter für alle Sfermionen als identisch angenommen:

$$\tilde{M}_{\tilde{Q}} = \tilde{M}_{\tilde{U}} = \tilde{M}_{\tilde{D}} = M_{SUSY} \tag{A.13}$$

Damit ergeben sich folgende Massen:

$$m_{\tilde{f},L}^2 = M_{SUSY}^2 + M_Z^2 \cos 2\beta\,(I_3 - Q_f s_w^2) + m_f^2 \tag{A.14}$$

$$m_{\tilde{f},R}^2 = M_{SUSY}^2 + M_Z^2 \cos 2\beta\,(\qquad Q_f s_w^2) + m_f^2 \tag{A.15}$$

$$\tag{A.16}$$

Die experimentellen unteren Schranken der Massen liegen für die Sleptonen bei ca. $\frac{M_Z}{2}$ aus LEP-Daten und für die Squarks bei ca. 150 GeV aus CDF-Daten.

A.3.2 Charginos

Die Chargino-Massen sind definiert als die Matrixelemente der diagonalisierten Chargino-Massenmatrix in der Lagrangedichte

$$\mathcal{L}_{Char,Masse} = -\frac{1}{2}(\psi^+, \psi^-) \begin{pmatrix} 0 & X^T \\ X & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi^+ \\ \psi^- \end{pmatrix} + \text{h.c.} \tag{A.17}$$

mit

$$X = \begin{pmatrix} M & M_W\sqrt{2}\sin\beta \\ M_W\sqrt{2}\cos\beta & \mu \end{pmatrix} \tag{A.18}$$

Die Charginos sind Mischungen aus den Winos und den geladenen Higgsinos:

$$\psi^\pm = (\tilde{W}^\pm, \tilde{\psi}_{H_{2,1}}^\pm) \tag{A.19}$$

In der Massenmatrix ist M ein Soft-Brechungsparameter für den Majorana-Massen-Term, μ ist der Higgs-Dublett-Mischungsparameter aus dem Superpotential.

Die physikalischen Masseneigenzustände erhält man mit Hilfe der unitären (2×2)-Matrizen U und V:

$$\tilde{\chi}_i^+ = V_{ij}\psi_j^+ \tag{A.20}$$

$$\tilde{\chi}_i^- = U_{ij}\psi_j^-$$

Hierbei sind U und V gegeben durch

- $\tan\beta\ < 1$

$$\begin{aligned} U &= O_+ \\ V &= \begin{cases} O_- & , detX > 0 \\ \sigma_3 O_- & , detX < 0 \end{cases} \end{aligned} \tag{A.21}$$

- $\tan\beta\ \geq 1$

$$\begin{aligned} U &= O_- \\ V &= \begin{cases} O_+ & , detX > 0 \\ \sigma_3 O_+ & , detX < 0 \end{cases} \end{aligned} \tag{A.22}$$

mit

$$O_\pm = \begin{pmatrix} \cos\phi_\pm & \sin\phi_\pm \\ -\sin\phi_\pm & \cos\phi_\pm \end{pmatrix} \tag{A.23}$$

$\cos\phi_\pm$ und $\sin\phi_\pm$ sind gegeben durch

$$\cos(\phi_+ \pm \phi_-) = \frac{(M_+ \mp M_-)(M \mp \mu)}{(M \mp \mu)^2 + 2M_W^2(1 \pm \sin 2\beta\ )} \tag{A.24}$$

Dabei bezeichnen M_+ und M_- die Einträge der diagonalisierten Chargino-Massenmatrix

$$M_{D,Char} = U^* X V^{-1} = \begin{pmatrix} M_+ & 0 \\ 0 & M_- \end{pmatrix} \tag{A.25}$$

und sind gegeben durch

$$M_\pm = \frac{1}{2}\Big\{M^2 + \mu^2 + 2M_W^2 \pm [(M^2 - \mu^2)^2 + 4M_W^2 \cos^2 2\beta\ + 4M_W^2(M^2 + \mu^2 + 2M\mu \sin 2\beta\ )]^{\frac{1}{2}}\Big\}. \tag{A.26}$$

Die experimentelle untere Schranke für die Charginomassen liegt bei $\frac{M_Z}{2}$ aus LEP-Daten. Die Ein-Schleifen-Korrekturen zu den Massen liegt im Prozentbereich [42]. Wenn man dies vernachlässigt, kann damit ein Teil des $\mu - M$-Parameterbereiches ausgeschlossen werden. In Abb.A.1 ist jeweils der Bereich unterhalb der Kurve für die gegebenen Parameter experimentell ausgeschlossen. (Alle Massenangaben sind in GeV.)

A.3.3 Neutralinos

Die Neutralino-Massen-Eigenzustände sind in analoger Weise definiert. Sie sind Mischungszustände aus dem Photino, dem Zino und den neutralen Higgsinos:

$$\psi^0 = (\tilde{B}^0, \tilde{W}^3, \psi_{H_1}^0, \psi_{H_2}^0) \tag{A.27}$$

und besitzen die Lagrangedichte:

$$\mathcal{L}_{Neutr,Masse} = -\frac{1}{2}(\psi^0)^T Y \psi^0 + \text{h.c.} \tag{A.28}$$

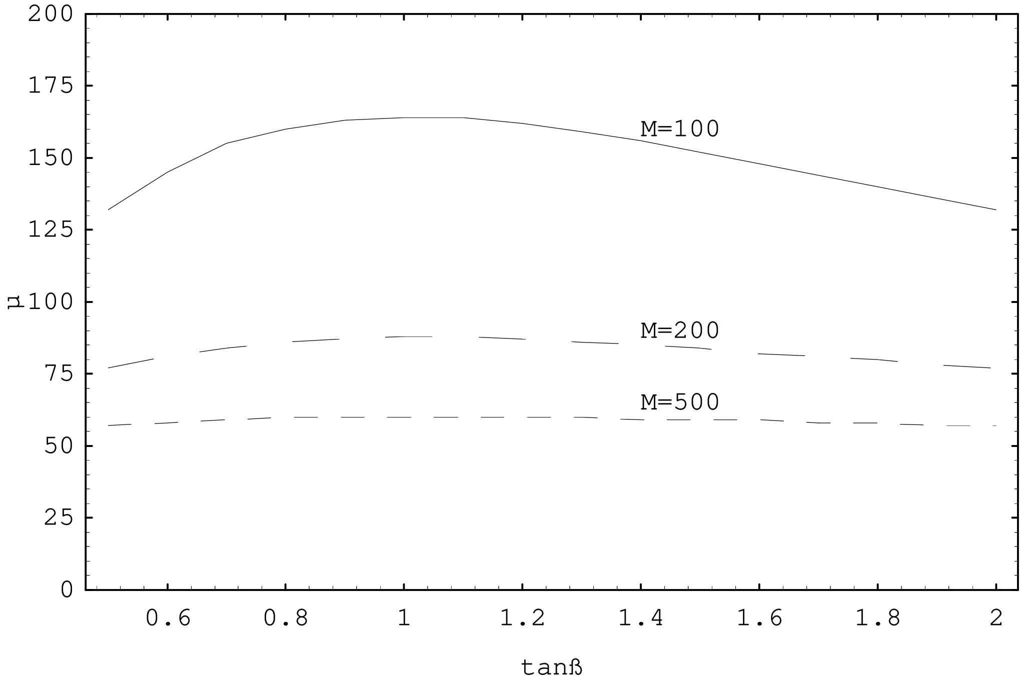


Abbildung A.1: $\mu - M$-Parameterbereich der durch $m_{\chi^+} > \frac{M_Z}{2}$ ausgeschlossen ist

Die Massenmatrix Y ist gegeben durch:

$$Y = \begin{pmatrix} M' & 0 & -M_Z s_w \cos\beta & M_Z s_w \sin\beta \\ 0 & M & M_Z c_w \cos\beta & -M_Z c_w \sin\beta \\ -M_Z s_w \cos\beta & M_Z c_w \cos\beta & 0 & -\mu \\ M_Z s_w \sin\beta & -M_Z c_w \sin\beta & -\mu & 0 \end{pmatrix} \tag{A.29}$$

Die physikalischen Neutralino-Masseneigenzustände erhält man mit Hilfe der Transformationsmatrix N:

$$\tilde{\chi}_i^0 = N_{ij}\psi_j^0 \tag{A.30}$$

Dabei ist N eine unitäre Mischungsmatrix, die diagonale Massenmatrix ist gegeben durch:

$$M_{D,Neutr} = N^* Y N^{-1} \tag{A.31}$$

Da Y eine (4×4)-Matrix ist, wurde sie zur numerischen Berechnung auch numerisch diagonalisiert.

In dem nach A.1 erlaubten Parameterbereich ergeben sich damit teilweise Neutralinomassen derart, daß der Zerfall

$$h^0 \to \tilde{\chi}^0\tilde{\chi}^0 \tag{A.32}$$

kinematisch erlaubt ist. Dies gilt jedoch nicht für die in dieser Arbeit betrachteten Punkte in der $\mu - M$-Ebene mit der einen Ausnahme von $\mu = 250$ GeV, $M = 100$ GeV.

Die Matrix Y enthält einen weiteren Soft-Brechungsparameter M'. In vereinheitlichten Theorien sind M und M' keine unabhängigen Größen, sondern durch

$$M' = \frac{5}{3}\frac{s_w^2}{c_w^2}M \tag{A.33}$$

verknüpft. Um die Anzahl der Paramater gering zu halten, wurde diese Relation in der gesamten Arbeit angenommen.

Besitzt Y negative Eigenwerte, so werden diese als negative Massen verwendet, es sei denn, sie gehen als Argumente in B_0- oder C_0-Funktionen ein, vgl dazu [12, S. 388].

Anhang B

Mehrpunkt-Integrale

In diesem Abschnitt werden alle Mehrpunkt-Integrale und deren Ableitungen angegeben, die in dieser Arbeit verwendet wurden. Für eine ausführliche Herleitung siehe z.B. [41, 40, 37, 39].

B.1 1-Punkt-Integral

Das **skalare Ein-Punkt-Integral** ist gegeben durch:

$$\begin{aligned} A_0(m) &= -i16\pi^2\mu^{4-D}\int \frac{d^Dk}{(2\pi)^D}\frac{1}{k^2-m^2} \\ &= m^2\left(\Delta - ln\frac{m^2}{\mu^2}+1\right) \\ \Delta &= \frac{2}{\epsilon}-\gamma+ln4\pi \end{aligned} \tag{B.1}$$

Hierbei ist γ die Eulersche Konstante:

$$\gamma = -\Gamma'(1) = 0.5772157 \tag{B.2}$$

B.2 2-Punkt-Integrale

- Das **skalare Zwei-Punkt-Integral** ist gegeben durch:

$$\begin{aligned} B_0(q^2,m_1,m_2) &= -i16\pi^2\mu^{4-D}\int \frac{d^Dk}{(2\pi)^D}\frac{1}{[k^2-m_1^2][(k+q)^2-m_2^2]} \\ &= \Delta - \int_0^1 dx ln\frac{x^2q^2-x(q^2+m_1^2+m_2^2)+m_1^2-i\epsilon}{\mu^2} \end{aligned} \tag{B.3}$$

Dieses Integral kann weiter analytisch ausgerechnet werden, was z.B. in [37] nachzulesen ist. Für die B_0-Funktion gilt außerdem:

$$B_0(q^2,m_1,m_2) = B_0(q^2,m_2,m_1) \tag{B.4}$$

- Die **Ableitung der B_0-Funktion** ist gegeben durch (als Ableitung wird immer $\frac{\partial}{\partial q^2}$ bezeichnet):

$$\begin{aligned} B_0'(q^2,m_1,m_2) &= \frac{1}{N}[(m_1^2+m_2^2)B_0(q^2,m_1,m_2) - m_1^2 B_0(0,m_1,m_1) \\ &- m_2^2 B_0(0,m_2,m_2) - q^2 - \frac{(m_1^2-m_2^2)^2}{q^2}(B_0(q^2,m_1,m_2) - B_0(0,m_1,m_2))] \\ N &= [q^2-(m_1-m_2)^2][q^2-(m_1+m_2)^2] \end{aligned} \tag{B.5}$$

Daraus ergeben sich die speziellen Werte:

$$\begin{aligned} B_0'(q^2,m,m) &= \frac{1}{q^2-4m^2}[\frac{2m^2}{q^2}(B_0(q^2,m,m)-B_0(0,m,m))-1] \\ B_0'(q^2,0,m) &= \frac{1}{(q^2-m^2)^2}\Big[m^2B_0(q^2,0,m)-m^2B_0(0,m,m)-q^2 \\ &\quad -\frac{m^4}{q^2}(B_0(q^2,0,m)-B_0(0,0,m))\Big] \\ B_0'(q^2,0,0) &= -\frac{1}{q^2} \\ B_0'(0,m_1,m_2) &= \frac{m_1^2+m_2^2}{2(m_1^2-m_2^2)^2}+\frac{m_1^2m_2^2}{(m_1^2-m_2^2)^3}[B_0(0,m_1,m_1)-B_0(0,m_2,m_2)] \\ B_0'(0,m,m) &= \frac{1}{6m^2} \\ B_0'(0,0,m) &= \frac{1}{2m^2} \end{aligned} \tag{B.6}$$

- Die **zweite Ableitung der B_0-Funktion** ist für spezielle Werte gegeben durch:

$$\begin{aligned} B_0''(0,m_1,m_2) &= \frac{m_1^4+10m_1^2m_2^2+m_2^4}{3(m_1^2-m_2^2)^4}+\frac{2m_1^2m_2^2(m_1^2+m_2^2)}{(m_1^2-m_2^2)^5}ln\frac{m_1^2}{m_2^2} \\ B_0''(0,m,m) &= \frac{1}{30m^4} \\ B_0''(0,0,m) &= \frac{1}{3m^4} \end{aligned} \tag{B.7}$$

- Eine **Näherung für die B_0-Funktion** ist:

$$B_0(q^2,m,m) \to \Delta + \ln\frac{\mu^2}{m^2} \quad f\ddot{u}r \quad q^2 \ll m^2 \tag{B.8}$$

- Das **Zwei-Punkt-Tensor-Intergal erster Stufe** ist gegeben durch:

$$\begin{aligned} B_\mu(q^2,m_1,m_2) &= -i16\pi^2\mu^{4-D}\int\frac{d^Dk}{(2\pi)^D}\frac{k_\mu}{[k^2-m_1^2][(k+q)^2-m_2^2]} \\ &= q_\mu B_1(q^2,m_1,m_2) \\ &= \frac{q_\mu}{2q^2}[A_0(m_1)-A_0(m_2)+(m_2^2-m_1^2-q^2)B_0(q^2,m_1,m_2)] \end{aligned} \tag{B.9}$$

Dabei ergibt sich:

$$\begin{aligned}
q^2 B_1(q^2, m_1, m_2) &= -i16\pi^2\mu^{4-D}\int \frac{d^Dk}{(2\pi)^D}\frac{kq}{[k^2-m_1^2][(k+q)^2-m_2^2]} \qquad \text{(B.10)}\\
B_1(q^2, m_1, m_2) &= -B_1(q^2, m_2, m_1) - B_0(q^2, m_2, m_1)\\
B_1(q^2, m, m) &= -\frac{1}{2}B_0(q^2, m, m)
\end{aligned}$$

- Das **Zwei-Punkt-Tensor-Intergal zweiter Stufe** ist gegeben durch:

$$\begin{aligned}
B_{\mu\nu}(q^2, m_1, m_2) &= -i16\pi^2\mu^{4-D}\int \frac{d^Dk}{(2\pi)^D}\frac{k_\mu k_\nu}{[k^2-m_1^2][(k+q)^2-m_2^2]} \qquad \text{(B.11)}\\
&= g_{\mu\nu}B_{22}(q^2, m_1, m_2) + q_\mu q_\nu B_{21}(q^2, m_1, m_2)
\end{aligned}$$

Mit

$$\begin{aligned}
(DB_{22} + q^2 B_{21})(q^2, m_1, m_2) &= -i16\pi^2\mu^{4-D}\int \frac{d^Dk}{(2\pi)^D}\frac{k^2}{[k^2-m_1^2][(k+q)^2-m_2^2]}\\
(q^2 B_{22} + q^4 B_{21})(q^2, m_1, m_2) &= -i16\pi^2\mu^{4-D}\int \frac{d^Dk}{(2\pi)^D}\frac{(kq)^2}{[k^2-m_1^2][(k+q)^2-m_2^2]}
\end{aligned}$$

ergibt sich:

$$\begin{aligned}
B_{21}(q^2, m_1, m_2) &= \frac{1}{3q^2}[A_0(m_2) - m_1^2 B_0 - 2(q^2 + m_1^2 - m_2^2)B_1 \qquad \text{(B.12)}\\
&\quad -\frac{m_1^2+m_2^2}{2} + \frac{q^2}{6}](q^2, m_1, m_2)\\
B_{22}(q^2, m_1, m_2) &= \frac{1}{6}[A_0(m_2) + 2m_1^2 B_0 + (q^2 + m_1^2 - m_2^2)B_1 + m_1^2 + m_2^2 - \frac{q^2}{3}](q^2, m_1, m_2)
\end{aligned}$$

Die **Ableitung der B_{22}-Funktion** ist für einen in der Arbeit benötigten Fall gegeben durch:

$$B'_{22}(0, m_1, m_2) = \frac{1}{6}\left[2m_1^2 + B_1 - \frac{q^2+m_1^2+m_2^2}{2}\left(B'_0 + (m_1^2 - m_2^2)B''_0\right) - \frac{1}{3}\right](0, m_1, m_2) \qquad \text{(B.13)}$$

B.3 3-Punkt-Integrale

- Das **skalare Drei-Punkt-Integral** ist gegeben durch:

$$C_0(p_1, p_2, m_1, m_2, m_3) = -i16\pi^2\mu^{4-D}\int \frac{d^Dk}{(2\pi)^D}\frac{1}{[k^2-m_1^2][(k+p_1)^2-m_2^2][(k+p_1+p_2)^2-m_3^2]} \qquad \text{(B.14)}$$

Dieses Integral kann in eine Summe über sechs Spence-Funktionen überführt und damit numerisch ausgewertet werden. Diese numerische Berechnung wurde für diese Arbeit von einem Fortran-Programm von Hollik übernommen. Genaueres dazu in [39].

- Für **verschiedene Zähler** unter dem Integral erhält man:

$$\begin{aligned}
k^2 &\rightarrow B_0(p_2^2, m_2, m_3) + m_1^2 C_0(p_1, p_2, m_1, m_2, m_3) \qquad \text{(B.15)}\\
kp_1 &\rightarrow \frac{1}{2}B_0(p_3^2, m_1, m_3) - \frac{1}{2}B_0(p_2^2, m_2, m_3) - \frac{1}{2}(p_1^2 + m_1^2 - m_2^2)C_0(p_1, p_2, m_1, m_2, m_3)\\
kp_2 &\rightarrow \frac{1}{2}B_0(p_1^2, m_1, m_2) - \frac{1}{2}B_0(p_3^2, m_1, m_3) - \frac{1}{2}(p_3^2 - p_1^2 + m_2^2 - m_3^2)C_0(p_1, p_2, m_1, m_2, m_3)
\end{aligned}$$

mit $p_3^2 = (p_1 + p_2)^2$.

- Als **Näherung der C_0-Funktion** erhält man für spezielle Fälle:

$$\begin{aligned}
C_0(p_1, p_2, m, M, m) &\rightarrow \frac{M^2(\ln m^2 - \ln M^2)}{(m^2 - M^2)^2} - \frac{1}{m^2 - M^2} \qquad \text{(B.16)}\\
C_0(p_1, p_2, m, m, m) &\rightarrow -\frac{1}{2m^2}
\end{aligned}$$

für $p_1^2, p_2^2 \ll m^2, M^2$.

B.4 Endliche Anteile aus UV-Divergenzen

Durch Multiplikation eines divergenten Integrales mit $D = 4 - \epsilon$ entsteht ein endlicher Beitrag. Für alle in dieser Arbeit relevanten Fälle sind die Größen hier angegeben:

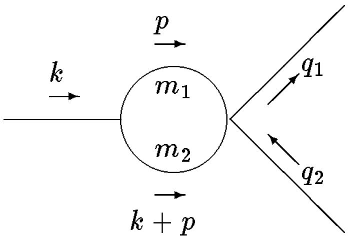
$$\begin{aligned}
DA_0 &= 4A_0 - 2m^2 \qquad \text{(B.17)}\\
DB_0 &= 4B_0 - 2\\
DB_1 &= 4B_1 + 1\\
DB_{21} &= 4B_{21} - \frac{2}{3}\\
DB_{22} &= 4B_{22} - \frac{m_1^2 + m_2^2}{2} + \frac{q^2}{6}\\
\\
D^2A_0 &= 16A_0 - 16m^2\\
D^2B_0 &= 16B_0 - 16\\
D^2B_1 &= 16B_1 + 8\\
D^2B_{21} &= 16B_{21} - \frac{16}{3}\\
D^2B_{22} &= 16B_{22} - \frac{5}{2}(m_1^2 + m_2^2) + \frac{5}{6}q^2
\end{aligned}$$

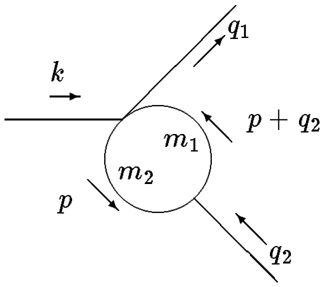
Anhang C

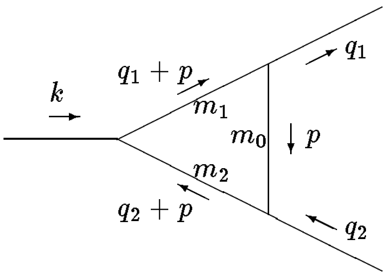
Generische Feynmandiagramme

In diesem Abschnitt werden alle in dieser Arbeit (außer in den Selbstenergien) auftretenden Feynmandiagramme mit allgemeinen Kopplungen angegeben.

Zunächst die allgemeinen Impulsbezeichnungen:

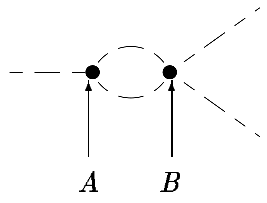




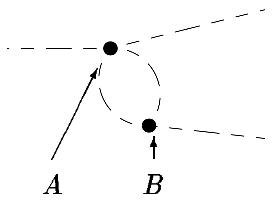


Für den in dieser Arbeit betrachteten Fall mit äußeren Teilchen auf der Massenschale erhält man

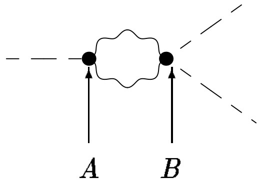
$$\begin{aligned} k^2 &= M_{h^0}^2, \\ q_1^2 &= q_2^2 = M_{A^0}^2, \\ kq_1 &= -kq_2 = \frac{1}{2}M_{h^0}^2, \\ -q_1 q_2 &= \frac{1}{2}M_{h^0}^2 - M_{A^0}^2. \end{aligned} \tag{C.1}$$



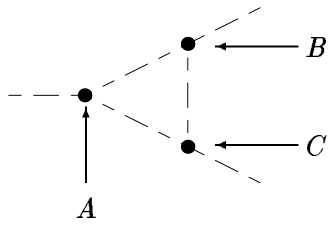
$$= -AB\frac{i}{(4\pi)^2}B_0(k^2, m_1, m_2) \tag{C.2}$$



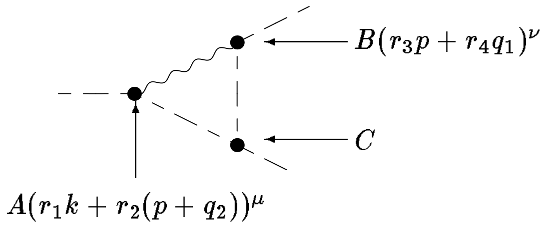
$$= -AB\frac{i}{(4\pi)^2}B_0(q_2^2, m_1, m_2) \tag{C.3}$$



$$= -AB\frac{4i}{(4\pi)^2}B_0(k^2, m_1, m_2) + AB\frac{2i}{(4\pi)^2} \tag{C.4}$$

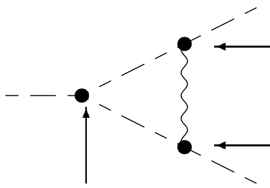


$$= ABC\frac{1}{(4\pi)^2}C_0(-q_1, q_2, m_1, m_0, m_2) \tag{C.5}$$

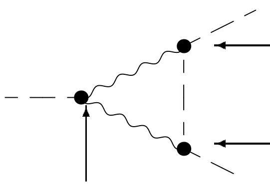


$$\begin{aligned} = -ABC\frac{1}{(4\pi)^2} \quad \Big\{ \quad & C_0(-q_1, q_2, m_1, m_0, m_2) \\ & \quad \Big[\frac{r_2r_3}{2}(m_0^2 + m_2^2 - q_2^2) + \frac{r_1r_3}{2}(m_1^2 - m_2^2) \\ & \quad -\frac{r_2r_4}{2}(q_1^2 + m_0^2 - m_1^2) + r_1r_4(kq_1) + r_2r_4(q_1q_2)\Big] \\ + \quad & B_0(k^2, m_1, m_2)[\frac{r_2r_3}{2} - \frac{r_2r_4}{2}] \\ + \quad & B_0(q_1^2, m_0, m_1)[\frac{r_2r_3}{2} - \frac{r_1r_3}{2}] \\ + \quad & B_0(q_2^2, m_1, m_2)[\frac{r_2r_4}{2} + \frac{r_1r_3}{2}]\Big\} \end{aligned} \tag{C.6}$$

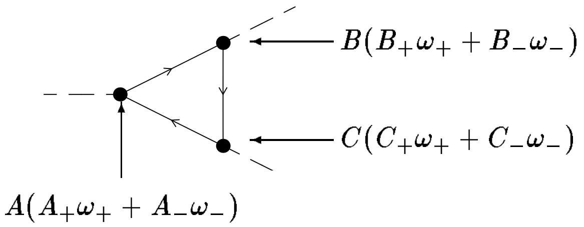
Die r_i sind ± 1, abhängig von der Impulsrichtung der umlaufenden Teilchen.



$$= -ABC\frac{1}{(4\pi)^2} \left\{ \begin{array}{l} C_0(-q_1,q_2,m_1,m_0,m_2) \\ \quad \Big[r_1r_4m_0^2 - \frac{1}{2}(r_1+r_2)r_4(q_1^2+m_0^2-m_1^2) \\ \quad +(r_1+r_2)(r_3+r_4)(q_1q_2) - \frac{1}{2}r_1(r_3+r_4)(q_2+m_0^2-m_2^2)\Big] \\ + \quad B_0(k^2,m_1,m_2)[-\frac{r_2r_4}{2} - \frac{r_1r_3}{2}] \\ + \quad B_0(q_1^2,m_0,m_1)[\frac{r_1r_3}{2} - \frac{r_1r_4}{2}] \\ + \quad B_0(q_2^2,m_1,m_2)[\frac{r_1r_4}{2} + \frac{r_2r_4}{2}] \end{array} \right\} \tag{C.7}$$



$$= -ABC\frac{1}{(4\pi)^2} \left\{ \begin{array}{l} C_0(-q_1,q_2,m_1,m_0,m_2) \\ \quad \Big[r_1r_3m_0^2 - \frac{1}{2}(r_1r_4)(q_1^2+m_0^2-m_1^2) \\ \quad +(r_2r_4)(q_1q_2) - \frac{r_2r_3}{2}(q_2+m_0^2-m_2^2)\Big] \\ + \quad B_0(k^2,m_1,m_2)[r_1r_3 - \frac{r_1r_4}{2} - \frac{r_2r_3}{2}] \\ + \quad B_0(q_1^2,m_0,m_1)[\frac{r_2r_3}{2}] \\ + \quad B_0(q_2^2,m_1,m_2)[\frac{r_1r_4}{2}] \end{array} \right\} \tag{C.8}$$



$$
\begin{aligned}
= -ABC\frac{1}{(4\pi)^2} \quad \Big\{ \quad & C_0(-q_1, q_2, m_1, m_0, m_2) \\
& \quad \Big[[B_+A_+C_+ + B_-A_-C_-] m_0 m_1 m_2 \\
& \quad -[B_+A_-C_+ + B_-A_+C_-] m_0 \left(\frac{k^2 - m_1^2 - m_2^2}{2} \right) \\
& \quad -[B_+A_+C_- + B_-A_-C_+] m_1 \left(\frac{q_2^2 - m_0^2 - m_2^2}{2} \right) \\
& \quad -[B_+A_-C_- + B_-A_-C_+] m_2 \left(\frac{q_1^2 - m_1^2 - m_2^2}{2} \right) \Big] \\
+ \quad & B_0(k^2, m_1, m_2) \left([B_+A_+C_- + B_-A_-C_+] \frac{m_1}{2} + [B_+A_-C_- + B_-A_+C_+] \frac{m_2}{2} \right) \\
+ \quad & B_0(q_2^2, m_0, m_2) \left([B_+A_-C_+ + B_-A_+C_-] \frac{m_0}{2} + [B_+A_-C_- + B_-A_+C_+] \frac{m_2}{2} \right) \\
+ \quad & B_0(q_1^2, m_0, m_1) \left([B_+A_+C_- + B_-A_-C_+] \frac{m_1}{2} + [B_+A_-C_+ + B_-A_+C_-] \frac{m_0}{2} \right) \\
- \quad & [B_+A_+C_- + B_-A_-C_+] \frac{m_1}{2} \\
- \quad & [B_+A_-C_- + B_-A_+C_+] \frac{m_2}{2} \\
- \quad & [B_+A_-C_+ + B_-A_+C_-] \frac{m_0}{2} \Big\}
\end{aligned} \tag{C.9}
$$

Anhang D

Vertexkorrekturen für $\mathbf{h^0 \to A^0 A^0}$

Dieser Abschnitt enthält die analytischen Angaben für alle Korrekturen, die zum $h^0 A^0 A^0$-Vertex beitragen. Die Feynman-Regeln wurden [12, 10] entnommen. Die Numerierung bezieht sich auf die in Kapitel 5 Abb.5.1 und 5.2 angegebenen Diagramme. Die Reihenfolge der im Index angegebenen Teilchen entspricht der Massennumerierung aus Anhang C. Der bei *allen* Diagrammen auftretende Faktor $g^3/(4\pi)^2$ wurde weggelassen. Der Symmetriefaktor ist in den Ausdrücken enthalten. Der bei Fermionen und Sfermionen auftretenden Farbfaktor N_f ist bei Quarks und Squarks als 3 zu wählen, sonst als 1. Mit f werden die u-artigen Fermionen bzw. Sfermionen bezeichnet, mit f' ihre Isospinpartner, die d-artigen.

Bei der in dieser Arbeit verwendeten numerischen C_0-Funktion wird, da sie nur für Teilchen identischer Masse in den beiden Endzuständen den Wert berechnen kann, nur das Quadrat der Summe der beiden angegebenen Impulse und das Quadrat eines der Impulse (welches aus oben genannten Gründen mit dem Quadrat des anderen Impulses übereinstimmen muß) verwendet. Da in allen vorkommenden C_0-Funktionen diese beiden Werte aus $M_{h^0}^2$ und $M_{A^0}^2$ bestehen, werden diese beiden Argumente weggelassen und nur die noch benötigten Massen angegeben: $C_0(-q_1, q_2, m_1, m_0, m_2) \equiv C_0(m_1, m_0, m_2)$.

$$\Delta T_{1,h^0h^0} = \frac{3iM_Z}{2(2c_w)^3} \cos 2\beta \; \cos^2 2\alpha \; \sin(\alpha+\beta)\, B_0(M_{h^0}^2, m_{h^0}, m_{h^0}) \tag{D.1}$$

$$\Delta T_{1,h^0H^0} = \frac{-iM_Z}{(2c_w)^3} \cos 2\beta \; \sin 2\alpha \,(2\sin 2\alpha \; \sin(\alpha+\beta) \; - \cos(\alpha+\beta) \; \cos 2\alpha \,) \; B_0(M_{h^0}^2, m_{h^0}, M_{H^0}) \tag{D.2}$$

$$\Delta T_{1,H^0H^0} = \frac{iM_Z}{2(2c_w)^3} \cos 2\beta \; \cos 2\alpha \,(2\sin 2\alpha \; \cos(\alpha+\beta) \; + \sin(\alpha+\beta) \; \cos 2\alpha \,) \; B_0(M_{h^0}^2, M_{H^0}, M_{H^0}) \tag{D.3}$$

$$\Delta T_{2,A^0A^0} = \frac{3iM_Z}{2(2c_w)^3} \cos^3 2\beta \; \sin(\alpha+\beta)\, B_0(M_{h^0}^2, M_{A^0}, M_{A^0}) \tag{D.4}$$

$$\Delta T_{2,A^0G^0} = \frac{3iM_Z}{(2c_w)^3} \cos 2\beta \; \sin^2 2\beta \; \sin(\alpha+\beta)\, B_0(M_{h^0}^2, M_{A^0}, M_Z) \tag{D.5}$$

$$\Delta T_{2,G^0G^0} = \frac{-iM_Z}{2(2c_w)^3} \cos 2\beta \; \sin(\alpha+\beta)\; (3\sin^2 2\beta \; - 1) B_0(M_{h^0}^2, M_Z, M_Z) \tag{D.6}$$

$$\Delta T_{3,H^+H^-} = \frac{i}{(2c_w)^3} \cos^3 2\beta \; \sin(\alpha+\beta) \; \left(M_W \sin(\beta-\alpha) \; + \frac{M_Z}{2c_w}\right) B_0(M_{h^0}^2, M_{H^+}, M_{H^+}) \tag{D.7}$$

$$\Delta T_{3,H^+G^-} = \frac{2i}{(2c_w)^3} \cos 2\beta \; \sin 2\beta \; (c_w M_W \cos(\beta-\alpha) \; - M_Z \sin 2\beta \; \sin(\alpha+\beta)\;) \\ B_0(M_{h^0}^2, M_{H^+}, M_W) \tag{D.8}$$

$$\Delta T_{3,G^+G^-} = \frac{-iM_Z}{(8c_w)} \cos 2\beta \; \sin(\alpha+\beta) \; (1 + \sin^2 2\beta \; - \frac{s_w^2}{c_w^2} \cos^2 2\beta\;) \\ B_0(M_{h^0}^2, M_W, M_W) \tag{D.9}$$

$$\Delta T_{4,\tilde{f}_R\tilde{f}_R} = \frac{i}{2}\left[\frac{M_Z}{c_w} Q_f s_w^2 \sin(\alpha+\beta) \; - \frac{m_f^2}{M_W \sin\beta} \cos\alpha\right] \\ \left[Q_f \frac{s_w^2}{c_w^2} \cos 2\beta \; - \frac{m_f^2}{M_W^2} \tan^2\beta\right] N_f B_0(M_{h^0}^2, m_{\tilde{f}_R}, m_{\tilde{f}_R}) \tag{D.10}$$

$$\Delta T_{4,\tilde{f'}_R\tilde{f'}_R} = \frac{i}{2}\left[\frac{M_Z}{c_w} Q_{f'} s_w^2 \sin(\alpha+\beta) \; + \frac{m_{f'}^2}{M_W \cos\beta} \sin\alpha\right] \\ \left[Q_{f'} \frac{s_w^2}{c_w^2} \cos 2\beta \; - \frac{m_{f'}^2}{M_W^2} \tan^2\beta\right] N_{f'} B_0(M_{h^0}^2, m_{\tilde{f'}_R}, m_{\tilde{f'}_R}) \tag{D.11}$$

$$\Delta T_{5,\tilde{f}_L\tilde{f}_L} = \frac{i}{2}\left[\frac{M_Z}{c_w}(\frac{1}{2} - Q_f s_w^2) \sin(\alpha+\beta) \; - \frac{m_f^2}{M_W \sin\beta} \cos\alpha\right] \\ \left[\frac{\frac{1}{2} - Q_f s_w^2}{cw^2} \cos 2\beta \; - \frac{m_f^2}{M_W^2} \tan^2\beta\right] N_f B_0(M_{h^0}^2, m_{\tilde{f}_L}, m_{\tilde{f}_L}) \tag{D.12}$$

$$\Delta T_{5,\tilde{f'}_L\tilde{f'}_L} = \frac{i}{2}\left[\frac{M_Z}{c_w}(\frac{1}{2} - Q_{f'} s_w^2) \sin(\alpha+\beta) \; + \frac{m_{f'}^2}{M_W \cos\beta} \sin\alpha\right] \\ \left[\frac{\frac{1}{2} - Q_{f'} s_w^2}{cw^2} \cos 2\beta \; - \frac{m_{f'}^2}{M_W^2} \tan^2\beta\right] N_{f'} B_0(M_{h^0}^2, m_{\tilde{f'}_L}, m_{\tilde{f'}_L}) \tag{D.13}$$

$$\Delta T_{6,Z^0Z^0} = \frac{iM_Z}{2c_w^3} \sin(\beta-\alpha) \left[B_0(M_{h^0}^2, M_Z, M_Z) - \frac{1}{2}\right] \tag{D.14}$$

$$\Delta T_{7,W^+W^-} = iM_W \sin(\beta-\alpha) \left[2B_0(M_{h^0}^2, M_W, M_W) - 1\right] \tag{D.15}$$

$$\Delta T_{8,h^0A^0} = \frac{iM_Z}{(2c_w)^3} \cos^2 2\beta \; \sin(\alpha+\beta) \; \cos 2\alpha \, B_0(M_{A^0}^2, M_{h^0}, M_{A^0}) \tag{D.16}$$

$$\Delta T_{8,h^0G^0} = \frac{iM_Z}{(2c_w)^3} \sin^2 2\beta \; \cos(\alpha+\beta) \; \cos 2\alpha \, B_0(M_{A^0}^2, M_{h^0}, M_Z) \tag{D.17}$$

$$\Delta T_{8,H^0A^0} = \frac{-iM_Z}{(2c_w)^3} \cos^2 2\beta \; \cos(\alpha+\beta) \; \sin 2\alpha \, B_0(M_{A^0}^2, M_{H^0}, M_{A^0}) \tag{D.18}$$

$$\Delta T_{8,H^0G^0} = \frac{-iM_Z}{(2c_w)^3} \sin^2 2\beta \; \cos(\alpha+\beta) \; \sin 2\alpha \, B_0(M_{A^0}^2, M_{H^0}, M_Z) \tag{D.19}$$

$$\Delta T_{9,H^0G^0} = \frac{iM_W}{8} \sin(\beta-\alpha) \, B_0(M_{A^0}^2, M_{H^+}, M_W) \tag{D.20}$$

$$\Delta T_{10,A^0h^0h^0} = \frac{3iM_Z^3}{(2c_w)^3} \cos^2 2\beta \; \sin^3(\alpha+\beta) \; \cos 2\alpha \, C_0(m_{h^0}, M_{A^0}, m_{h^0}) \tag{D.21}$$

$$\Delta T_{10,A^0h^0H^0} = \frac{-iM_Z^3}{(2c_w)^3} \cos^2 2\beta \; \sin(\alpha+\beta) \; \cos(\alpha+\beta) \\ (2\sin 2\alpha \; \sin(\alpha+\beta) \; - \cos(\alpha+\beta) \; \cos 2\alpha\;) C_0(m_{h^0}, M_{A^0}, M_{H^0}) \tag{D.22}$$

$$\Delta T_{10,A^0H^0H^0} = \frac{-iM_Z^3}{(2c_w)^3} \cos^2 2\beta \; \cos^2(\alpha+\beta)$$

$$(2\sin 2\alpha\ \cos(\alpha+\beta)\ -\sin(\alpha+\beta)\ \cos 2\alpha\ )C_0(M_{H^0}, M_{A^0}, M_{H^0}) \tag{D.23}$$

$$\Delta T_{10,G^0h^0h^0} = \frac{3iM_Z^3}{(2c_w)^3}\cos^2 2\beta\ \sin^3(\alpha+\beta)\ \cos 2\alpha\, C_0(m_{h^0}, M_Z, m_{h^0}) \tag{D.24}$$

$$\Delta T_{10,G^0h^0H^0} = \frac{iM_Z^3}{(2c_w)^3}\sin^2 2\beta\ \sin(\alpha+\beta)\ \cos(\alpha+\beta)$$
$$(2\sin 2\alpha\ \sin(\alpha+\beta)\ -\cos(\alpha+\beta)\ \cos 2\alpha\ )C_0(m_{h^0}, M_Z, M_{H^0}) \tag{D.25}$$

$$\Delta T_{10,G^0H^0H^0} = \frac{-iM_Z^3}{(2c_w)^3}\sin^2 2\beta\ \cos^2(\alpha+\beta)$$
$$(2\sin 2\alpha\ \cos(\alpha+\beta)\ -\sin(\alpha+\beta)\ \cos 2\alpha\ )C_0(M_{H^0}, M_Z, M_{H^0}) \tag{D.26}$$

$$\Delta T_{11,G^+H^+H^+} = \frac{iM_W^2}{4}\left(M_W\sin(\beta-\alpha)\ +\frac{M_Z}{2c_w}\right)\cos 2\beta\ \sin(\alpha+\beta)$$
$$C_0(M_{H^+}, M_W, M_{H^+}) \tag{D.27}$$

$$\Delta T_{12,H^+G^+G^+} = \frac{-iM_Z^3}{(2c_w)^3}\cos 2\beta\ \sin(\alpha+\beta)\, C_0(M_{H^+}, M_W, M_{H^+}) \tag{D.28}$$

$$\Delta T_{13,\tilde f_L\tilde f_R\tilde f_R} = -i\left[\frac{M_Z}{c_w}Q_f s_w^2\sin(\alpha+\beta)\ -\frac{m_f^2\cos\alpha}{M_W\sin\beta}\right]\frac{m_f^2}{4M_W^2}(\mu-A_f\cot\beta\ )^2$$
$$N_f C_0(m^2_{\tilde f_R}, m^2_{\tilde f_L}, m^2_{\tilde f_R}) \tag{D.29}$$

$$\Delta T_{13,\tilde f'_L\tilde f'_R\tilde f'_R} = -i\left[\frac{M_Z}{c_w}Q_{f'} s_w^2\sin(\alpha+\beta)\ +\frac{m_{f'}^2\sin\alpha}{M_W\cos\beta}\right]\frac{m_{f'}^2}{4M_W^2}(\mu-A_{f'}\tan\beta\ )^2$$
$$N_{f'} C_0(m^2_{\tilde f'_R}, m^2_{\tilde f'_L}, m^2_{\tilde f'_R}) \tag{D.30}$$

$$\Delta T_{14,\tilde f_R\tilde f_L\tilde f_L} = -i\left[\frac{M_Z}{c_w}\left(\frac{1}{2}-Q_f s_w^2\right)\sin(\alpha+\beta)\ -\frac{m_f^2\cos\alpha}{M_W\sin\beta}\right]\frac{m_f^2}{4M_W^2}(\mu-A_f\cot\beta\ )^2$$
$$N_f C_0(m^2_{\tilde f'_L}, m^2_{\tilde f'_R}, m^2_{\tilde f'_L}) \tag{D.31}$$

$$\Delta T_{14,\tilde f'_R\tilde f'_L\tilde f'_L} = -i\left[\frac{M_Z}{c_w}\left(\frac{1}{2}-Q_{f'} s_w^2\right)\sin(\alpha+\beta)\ -\frac{m_{f'}^2\cos\alpha}{M_W\sin\beta}\right]\frac{m_{f'}^2}{4M_W^2}(\mu-A_{f'}\tan\beta\ )^2$$
$$N_{f'} C_0(m^2_{\tilde f'_L}, m^2_{\tilde f'_R}, m^2_{\tilde f'_L}) \tag{D.32}$$

$$\Delta T_{15,fff} = i\frac{m_f^4\cos\alpha\ \cot^2\beta}{(2M_W)^3\sin\beta}\Big\{C_0(m_f, m_f, m_f)[2M_{A^0}^2 - M_{h^0}^2]$$
$$-2B_0(M_{h^0}^2, m_f, m_f) + 1\Big\}N_f \tag{D.33}$$

$$\Delta T_{15,f'f'f'} = i\frac{m_{f'}^4\sin\alpha\ \tan^2\beta}{(2M_W)^3\cos\beta}\Big\{C_0(m_{f'}, m_{f'}, m_{f'})[2M_{A^0}^2 - M_{h^0}^2]$$
$$-2B_0(M_{h^0}^2, m_{f'}, m_{f'}) + 1\Big\}N_{f'} \tag{D.34}$$

Im folgenden bezeichnen U, V, N die Massen-Diagonalisierungsmatrizen aus Anhang A.3.

$$\Delta T_{16,\tilde\chi_k^+\tilde\chi_i^+\tilde\chi_j^+} = -ABC\Bigg\{C_0(m_{\tilde\chi_i^+}, m_{\tilde\chi_k^+}, m_{\tilde\chi_j^+}) \tag{D.35}$$
$$\Big[[B_+A_+C_+ + B_-A_-C_-]m_{\tilde\chi_i^+}m_{\tilde\chi_j^+}m_{\tilde\chi_k^+}$$
$$-[B_+A_-C_+ + B_-A_+C_-]m_{\tilde\chi_k^+}\frac{M_{h^0}^2 - m^2_{\tilde\chi_i^+} - m^2_{\tilde\chi_j^+}}{2}$$

$$-[B_+A_+C_- + B_-A_-C_+]m_{\tilde{\chi}_i^+}\frac{M_{A^0}^2 - m_{\tilde{\chi}_k^+}^2 - m_{\tilde{\chi}_j^+}^2}{2}$$
$$-[B_+A_-C_- + B_-A_-C_+]m_{\tilde{\chi}_j^+}\frac{M_{A^0}^2 - m_{\tilde{\chi}_i^+}^2 - m_{\tilde{\chi}_k^+}^2}{2}\Bigg]$$
$$+ \quad B_0(M_{h^0}^2, m_{\tilde{\chi}_i^+}, m_{\tilde{\chi}_j^+})\left([B_+A_+C_- + B_-A_-C_+]\frac{m_{\tilde{\chi}_i^+}}{2} + [B_+A_-C_- + B_-A_+C_+]\frac{m_{\tilde{\chi}_j^+}}{2}\right)$$
$$+ \quad B_0(M_{A^0}^2, m_{\tilde{\chi}_k^+}, m_{\tilde{\chi}_j^+})\left([B_+A_-C_+ + B_-A_+C_-]\frac{m_{\tilde{\chi}_k^+}}{2} + [B_+A_-C_- + B_-A_+C_+]\frac{m_{\tilde{\chi}_j^+}}{2}\right)$$
$$+ \quad B_0(M_{A^0}^2, m_{\tilde{\chi}_i^+}, m_{\tilde{\chi}_j^+})\left([B_+A_+C_- + B_-A_-C_+]\frac{m_{\tilde{\chi}_i^+}}{2} + [B_+A_-C_+ + B_-A_+C_-]\frac{m_{\tilde{\chi}_j^+}}{2}\right)$$
$$- \quad [B_+A_+C_- + B_-A_-C_+]\frac{m_{\tilde{\chi}_i^+}}{2}$$
$$- \quad [B_+A_-C_- + B_-A_+C_+]\frac{m_{\tilde{\chi}_j^+}}{2}$$
$$- \quad [B_+A_-C_+ + B_-A_+C_-]\frac{m_{\tilde{\chi}_k^+}}{2}\Bigg\}$$

Dabei muß folgendes eingesetzt werden:

$$\begin{aligned}
A &= i, \quad A_+ = Q_{ij}\sin\alpha - S_{ij}\cos\alpha\,, \quad A_- = Q_{ji}^*\sin\alpha - S_{ji}^*\cos\alpha \\
B &= -g, \quad B_+ = Q_{ki}\sin\beta - S_{ki}\cos\beta\,, \quad B_- = Q_{ik}^*\sin\beta - S_{ik}^*\cos\beta \\
C &= -g, \quad C_+ = Q_{jk}\sin\beta - S_{jk}\cos\beta\,, \quad C_- = Q_{kj}^*\sin\beta - S_{kj}^*\cos\beta \\
Q_{ij} &= \sqrt{\frac{1}{2}}V_{i1}U_{j2} \\
S_{ij} &= \sqrt{\frac{1}{2}}V_{i2}U_{j1}
\end{aligned}$$

$$\Delta T_{17,\tilde{\chi}_k^0\tilde{\chi}_i^0\tilde{\chi}_j^0} = -ABC\Bigg\{C_0(m_{\tilde{\chi}_i^0}, m_{\tilde{\chi}_k^0}, m_{\tilde{\chi}_j^0}) \tag{D.36}$$
$$\Bigg[[B_+A_+C_+ + B_-A_-C_-]m_{\tilde{\chi}_i^0}m_{\tilde{\chi}_j^0}m_{\tilde{\chi}_k^0}$$
$$-[B_+A_-C_+ + B_-A_+C_-]m_{\tilde{\chi}_k^0}\frac{M_{h^0}^2 - m_{\tilde{\chi}_i^0}^2 - m_{\tilde{\chi}_j^0}^2}{2}$$
$$-[B_+A_+C_- + B_-A_-C_+]m_{\tilde{\chi}_i^0}\frac{M_{A^0}^2 - m_{\tilde{\chi}_k^0}^2 - m_{\tilde{\chi}_j^0}^2}{2}$$
$$-[B_+A_-C_- + B_-A_-C_+]m_{\tilde{\chi}_j^0}\frac{M_{A^0}^2 - m_{\tilde{\chi}_i^0}^2 - m_{\tilde{\chi}_k^0}^2}{2}\Bigg]$$
$$+ \quad B_0(M_{h^0}^2, m_{\tilde{\chi}_i^0}, m_{\tilde{\chi}_j^0})\left([B_+A_+C_- + B_-A_-C_+]\frac{m_{\tilde{\chi}_i^0}}{2} + [B_+A_-C_- + B_-A_+C_+]\frac{m_{\tilde{\chi}_j^0}}{2}\right)$$
$$+ \quad B_0(M_{A^0}^2, m_{\tilde{\chi}_k^0}, m_{\tilde{\chi}_j^0})\left([B_+A_-C_+ + B_-A_+C_-]\frac{m_{\tilde{\chi}_k^0}}{2} + [B_+A_-C_- + B_-A_+C_+]\frac{m_{\tilde{\chi}_j^0}}{2}\right)$$

$$
\begin{aligned}
&+ \quad B_0(M^2_{A^0}, m_{\tilde{\chi}^0_i}, m_{\tilde{\chi}^0_j}) \left([B_+A_+C_- + B_-A_-C_+]\frac{m_{\tilde{\chi}^0_i}}{2} + [B_+A_-C_+ + B_-A_+C_-]\frac{m_{\tilde{\chi}^0_j}}{2} \right) \\
&- \quad [B_+A_+C_- + B_-A_-C_+]\frac{m_{\tilde{\chi}^0_i}}{2} \\
&- \quad [B_+A_-C_- + B_-A_+C_+]\frac{m_{\tilde{\chi}^0_j}}{2} \\
&- \quad [B_+A_-C_+ + B_-A_+C_-]\frac{m_{\tilde{\chi}^0_k}}{2} \Big\}
\end{aligned}
$$

Dabei muß folgendes eingesetzt werden:

$$
\begin{aligned}
A &= i, \quad A_+ = Q''_{ij}\sin\alpha \; - S''_{ij}\cos\alpha\,, \quad A_- = Q''^*_{ji}\sin\alpha \; - S''^*_{ji}\cos\alpha \\
B &= -g, \quad B_+ = Q''_{ki}\sin\beta \; - S''_{ki}\cos\beta\,, \quad B_- = Q''^*_{ik}\sin\beta \; - S''^*_{ik}\cos\beta \\
C &= -g, \quad C_+ = Q''_{jk}\sin\beta \; - S''_{jk}\cos\beta\,, \quad C_- = Q''^*_{kj}\sin\beta \; - S''^*_{kj}\cos\beta \\
Q''_{ij} &= \frac{1}{2}[N_{i3}(N_{j2} - N_{j1}\tan\theta_W) + N_{j3}(N_{i2} - N_{i1}\tan\theta_W)] \\
S''_{ij} &= \frac{1}{2}[N_{i4}(N_{j2} - N_{j1}\tan\theta_W) + N_{j4}(N_{i2} - N_{i1}\tan\theta_W)]
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
\Delta T_{18,h^0Z^0A^0} &= \frac{iM_Z}{(2c_w)^3}\cos^2(\beta-\alpha)\;\cos 2\beta\;\sin(\alpha+\beta) \qquad \text{(D.37)} \\
&\Big\{ \quad C_0(M_Z, m_{h^0}, M_{A^0})[-M_Z^2 + 2M^2_{h^0}] \\
&\qquad +B_0(M^2_{A^0}, m_{h^0}, M_Z) - B_0(M^2_{A^0}, m_{h^0}, M_{A^0}) + B_0(M^2_{H^0}, M_Z, M_{A^0})\Big\} \\
\Delta T_{18,H^0Z^0A^0} &= \frac{iM_Z}{(2c_w)^3}\cos(\beta-\alpha)\;\cos 2\beta\;\sin(\beta-\alpha)\;\cos(\alpha+\beta) \qquad \text{(D.38)} \\
&\Big\{ \quad C_0(M_Z, M_{H^0}, M_{A^0})[-M_Z^2 + M^2_{h^0} + M^2_{H^0}] \\
&\qquad +B_0(M^2_{A^0}, M_{H^0}, M_Z) - B_0(M^2_{A^0}, M_{H^0}, M_{A^0}) + B_0(M^2_{H^0}, M_Z, M_{A^0})\Big\} \\
\Delta T_{18,h^0Z^0G^0} &= \frac{iM_Z}{(2c_w)^3}\cos(\beta-\alpha)\;\sin 2\beta\;\sin(\beta-\alpha)\;\sin(\alpha+\beta) \qquad \text{(D.39)} \\
&\Big\{ \quad C_0(M_Z, m_{h^0}, M_Z)[-MA^2 + 2M^2_{h^0}] + B_0(M^2_{h^0}, M_Z, M_Z)\Big\} \\
\Delta T_{18,H^0Z^0G^0} &= \frac{iM_Z}{(2c_w)^3}\sin 2\beta\;\sin^2(\beta-\alpha)\;\cos(\alpha+\beta) \qquad \text{(D.40)} \\
&\Big\{ \quad C_0(M_Z, M_{H^0}, M_Z)[-MA^2 + M^2_{h^0} + M^2_{H^0}] + B_0(M^2_{h^0}, M_Z, M_Z)\Big\} \\
\Delta T_{19,H^+W^+G^+} &= \frac{iM_W}{8}\sin(\beta-\alpha) \qquad \text{(D.41)} \\
&\Big\{ \quad C_0(M_W, M_{H^+}, M_W)[MA^2 - M^2_{h^0} - M^2_{H^+}] - B_0(M^2_{h^0}, M_W, M_W)\Big\} \\
\Delta T_{20,Z^0H^0h^0} &= \frac{-iM_Z}{(2c_w)^3}\cos(\beta-\alpha)\;\sin(\beta-\alpha)\;(2\sin 2\alpha\;\sin(\alpha+\beta)\; - \cos(\alpha+\beta)\;\cos 2\alpha\;) \\
&\Big\{ \quad C_0(M_{H^0}, M_Z, m_{h^0})[M_Z^2 - 2M^2_{A^0} - M^2_{H^0} + 2M^2_{h^0} - m^2_{h^0}] \qquad \text{(D.42)} \\
&\qquad +B_0(M^2_{h^0}, M_{H^0}, m_{h^0}) - B_0(M^2_{A^0}, M_Z, M_{H^0}) - B_0(M^2_{A^0}, M_Z, m_{h^0})\Big\} \\
\Delta T_{20,Z^0h^0h^0} &= \frac{3iM_Z}{(2c_w)^3}\cos^2(\beta-\alpha)\;\sin(\alpha+\beta)\;\cos 2\alpha \qquad \text{(D.43)}
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
& \Big\{ \quad C_0(m_{h^0}, M_Z, m_{h^0})[M_Z^2 - 2M_{A^0}^2 + 2M_{h^0}^2 - 2m_{h^0}^2] \\
& \quad +B_0(M_{h^0}^2, m_{h^0}, m_{h^0}) - 2B_0(M_{A^0}^2, M_Z, m_{h^0})\Big\}
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
\Delta T_{20,Z^0H^0H^0} &= \frac{-iM_Z}{(2c_w)^3} \sin^2(\beta-\alpha)\,(2\sin 2\alpha\ \sin(\alpha+\beta)\ - \cos(\alpha+\beta)\ \cos 2\alpha\ ) \\
& \Big\{ \quad C_0(M_{H^0}, M_Z, M_{H^0})[M_Z^2 - 2M_{A^0}^2 - 2M_{H^0}^2 + 2M_{h^0}^2] \qquad \text{(D.44)} \\
& \quad +B_0(M_{h^0}^2, M_{H^0}, M_{H^0}) - 2B_0(M_{A^0}^2, M_Z, M_{H^0})\Big\}
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
\Delta T_{20,Z^0h^0H^0} &= \frac{-iM_Z}{(2c_w)^3} \cos(\beta-\alpha)\ \sin(\beta-\alpha)\,(2\sin 2\alpha\ \sin(\alpha+\beta)\ - \cos(\alpha+\beta)\ \cos 2\alpha\ ) \\
& \Big\{ \quad C_0(m_{h^0}, M_Z, M_{H^0})[M_Z^2 - 2M_{A^0}^2 - M_{H^0}^2 + 2M_{h^0}^2 - m_{h^0}^2] \qquad \text{(D.45)} \\
& \quad +B_0(M_{h^0}^2, m_{h^0}, M_{H^0}) - B_0(M_{A^0}^2, M_Z, M_{H^0}) - B_0(M_{A^0}^2, M_Z, m_{h^0})\Big\}
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
\Delta T_{21,W^+H^+H^+} &= \frac{i}{4}\left(M_W \sin(\beta-\alpha)\ + \frac{M_Z}{2c_w}\cos 2\beta\ \sin(\alpha+\beta)\ \right) \qquad \text{(D.46)} \\
& \Big\{ \quad C_0(M_{H^+}, M_W, M_{H^+})[M_W^2 - 2M_{A^0}^2 - 2M_{H^+}^2 + 2M_{h^0}^2] \\
& \quad +B_0(M_{h^0}^2, M_{H^+}, M_{H^+}) - 2B_0(M_{A^0}^2, M_W, M_{H^+})\Big\}
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
\Delta T_{22,H^0Z^0Z^0} &= \frac{2iM_Z}{(2c_w)^3} \sin^3(\beta-\alpha) \qquad \text{(D.47)} \\
& \Big\{ \quad C_0(M_Z, M_{H^0}, M_Z)\left[-M_{A^0}^2 - \frac{1}{2}M_{H^0}^2\right] - \frac{1}{2}M_Z^2 + \frac{1}{2}M_{h^0}^2 \\
& \quad -2B_0(M_{h^0}^2, M_Z, M_Z) + B_0(M_{A^0}^2, M_{H^0}, M_Z)\Big\}
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
\Delta T_{22,h^0Z^0Z^0} &= \frac{2iM_Z}{(2c_w)^3} \sin(\beta-\alpha)\ \cos^2(\beta-\alpha) \qquad \text{(D.48)} \\
& \Big\{ \quad C_0(M_Z, M_{H^0}, M_Z)\left[-M_{A^0}^2 - \frac{1}{2}m_{h^0}^2\right] - \frac{1}{2}M_Z^2 + \frac{1}{2}M_{h^0}^2 \\
& \quad -2B_0(M_{h^0}^2, M_Z, M_Z) + B_0(M_{A^0}^2, m_{h^0}, M_Z)\Big\}
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
\Delta T_{23,H^+W^+W^+} &= \frac{iM_W}{4} \sin(\beta-\alpha) \qquad \text{(D.49)} \\
& \Big\{ \quad C_0(M_W, M_{H^+}, M_W)\left[-M_{A^0}^2 - M_{H^+}^2 + \frac{1}{2}M_{h^0}^2\right] \\
& \quad -2B_0(M_{h^0}^2, M_W, M_W) + B_0(M_{A^0}^2, M_{H^+}, M_W)\Big\}
\end{aligned}
$$

$$
\Delta T_{24,h^0A^0A^0} = \frac{iM_Z^3}{(2c_w)^3} \cos^3 2\beta\ \sin^3(\alpha+\beta)\, C_0(M_{A^0}, m_{h^0}, M_{A^0}) \qquad \text{(D.50)}
$$

$$
\Delta T_{24,h^0A^0G^0} = \frac{iM_Z^3}{(2c_w)^3} \sin^2 2\beta\ \sin^3(\alpha+\beta)\ \cos 2\beta\, C_0(M_{A^0}, m_{h^0}, M_Z) \qquad \text{(D.51)}
$$

$$
\Delta T_{24,h^0G^0A^0} = \frac{iM_Z^3}{(2c_w)^3} \sin^2 2\beta\ \sin^3(\alpha+\beta)\ \cos 2\beta\, C_0(M_Z, m_{h^0}, M_{A^0}) \qquad \text{(D.52)}
$$

$$
\Delta T_{24,h^0G^0G^0} = \frac{-iM_Z^3}{(2c_w)^3} \sin^2 2\beta\ \sin^3(\alpha+\beta)\ \cos 2\beta\, C_0(M_Z, m_{h^0}, M_Z) \qquad \text{(D.53)}
$$

$$
\Delta T_{24,H^0A^0A^0} = \frac{iM_Z^3}{(2c_w)^3} \cos^3 2\beta\ \cos^2(\alpha+\beta)\ \sin(\alpha+\beta)\, C_0(M_{A^0}, M_{H^0}, M_{A^0}) \qquad \text{(D.54)}
$$

$$\Delta T_{24,H^0A^0G^0} = \frac{iM_Z^3}{(2c_w)^3}\sin^2 2\beta\ \cos^2(\alpha+\beta)\ \sin(\alpha+\beta)\ \cos(\alpha+\beta)\ C_0(M_{A^0},M_{H^0},M_Z) \tag{D.55}$$

$$\Delta T_{24,H^0G^0A^0} = \frac{iM_Z^3}{(2c_w)^3}\sin^2 2\beta\ \cos^2(\alpha+\beta)\ \sin(\alpha+\beta)\ \cos(\alpha+\beta)\ C_0(M_Z,M_{H^0},M_{A^0}) \tag{D.56}$$

$$\Delta T_{24,H^0G^0G^0} = \frac{-iM_Z^3}{(2c_w)^3}\sin^2 2\beta\ \cos^2(\alpha+\beta)\ \sin(\alpha+\beta)\ \cos 2\beta\, C_0(M_Z,M_{H^0},M_Z) \tag{D.57}$$

Literaturverzeichnis

[1] S.L. Glashow, Nucl. Phys. **B 22** (1961) 579

S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 19

A.Salam, in: „Proceedings of the 8th Nobel Symposium“, Editor N. Svartholm, Stockholm, 1968

[2] S.L. Glashow, J. Illiopoulos, L. Maiani, Phys. Rev **2** (1970) 1285

M. Kobayashi, K. Maskawa, Progr. Theor. Phys. **49** (1973) 652

[3] P.W. Higgs, Phys. Lett. **12** (1964) 132

P.W. Higgs, Phys. Lett. **13** (1964) 508

P.W. Higgs, Phys. Rev **145** (1970) 1285

R. Brout, F. Englert, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 321

T.W.B. Kibble, Phys. Rev **155** (1967) 1554

[4] LEP Collaborationen ALEPH, DELPHI, L3, OPAL und die Electroweak LEP Working Group, CERN / PPE / 93-157 (1993);

J. Lefrançois, Plenary Talk bei der International Europhysics Conference on High Energy Physics, Marseille 1993

[5] G. Coignet in „Searches for New Physics“, Vortrag bei der International Europhysics Conference on High Energy Physics, Marseille 1993

[6] P. Fayet, S. Ferrara, Phys. Rep **23** (1977) 249

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

[8] J. Wess, J. Bagger: Supersymmerty and Supergravity, 2.nd Edition, Princeton Series in Physics 1992

[9] H.P. Nilles, Phys. Rep **110** (1984) 1

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

[11] J.F. Gunion, H.E. Haber, Nucl. Phys. **B 272** (1986) 1

[12] J.F. Gunion, H.E. Haber, G. Kane, S. Dawson: The Higgs Hunter's Guide, Frontiers in Physics, p.239

[13] A. Dabelstein: Strahlungskorrekturen zum Higgs-Sektor im Standardmodell und minimalen supersymmetrischen Standardmodell, Doktorarbeit 1993, MPI-Ph/93-64

[14] J.F. Gunion, A. Turski, Phys. Rev. **D 40** (1989) 2333

[15] M.S. Berger, Phys. Rev. **D 41** (1990) 225

[16] H.E. Haber, R. Hempfling Phys. Rev. Lett. **66** (1991) 1815

[17] J. Ellis, G. Ridolfi, F. Zwirner, Phys. Lett. **B 257** (1991) 83

[18] A. Brignole, J. Ellis, G. Ridolfi, F. Zwirner, Phys. Lett. **B 271** (1991) 123
A. Brignole, Phys. Lett. **B 277** (1992) 313
A. Brignole, Phys. Lett. **B 281** (1992) 284

[19] A. Yamada, Phys. Lett. **B 263** (1991) 233

[20] H.E. Haber, R. Hempfling, Y. Nir, Phys. Rev **D 46** (1970) 3015

[21] P.H. Chankowski, S. Pokorski, J. Rosiek Phys. Lett. **B 274** (1992) 191, Preprint MPI-Ph-92-117, DFPD 93/TH/13

[22] L.D. Fadeev, V.N. Popov, Phys. Lett. **B 25** (1967) 29

[23] S. Coleman, J. Mandula, Phys. Rev **159** (1967) 1251

[24] A. Salam, J. Strathdee, Nucl. Phys. **B 76** (1974) 477
S. Ferrara, J. Wess, B. Zumino, Phys. Lett **B 51** (1974) 239

[25] J. Wess, B. Zumino, Nucl. Phys. **B 70** (1974) 39

[26] B. Zumino, Nucl. Phys. **B 89** (1975) 535

[27] J. Wess, B. Zumino, Nucl. Phys. **B 78** (1974) 1
S. Ferrara, B. Zumino, Nucl. Phys. **B 79** (1974) 413

[28] O'Raifeartaight, Nucl. Phys. **B 96** (1975) 331

[29] P. Fayet, J. Iliopoulos, Phys. Lett. **B 51** (1974) 461

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

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

[32] S.L Glashow, S. Weinberg, Phys. Rev. **D 15** (1977) 1958

[33] P. Fayet, Nucl. Phys. **B 90** (1975) 104

[34] A. Salam, J. Strathdee, Nucl. Phys. **B 87** (1975) 85

[35] T.P. Cheng, L.F. Li: Gauge theory of elementary particle physics, Oxford University Press, New York, 1989

[36] Aleph-Collaboration, D.Abbaneo et al., Phys. Lett. **B 313** (1993) 312

[37] M. Böhm, W. Hollik, H. Spiesberger, Fortschr. Phys. **34** (1986) 687

[38] H. Burkhardt, F. Jegerlehner, G. Penso, C. Verzegnassi, Z. Phys. **C 43** (1989) 497

F. Jegerlehner, Preprint Paul-Scherrer-Institut, PSI-PR-91-16 (1991), in: Progress in Particle and Nuclear Physics, ed. A. Fässler, Pergamon Press, Oxford, U.K.

[39] W. Hollik: Renormalisation of the Standard Modell, to appear in: Precision Tests of the Standard Modell, Advanced series on Directions in High Energy Physics, World Scientific Publishing Co.

[40] G. 't Hooft, M. Veltman, Nucl. Phys. **B 153** (1979) 365

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

[42] D. Pierce, A. Papadopoulos: JHU-TIPAC-930030, PURD-TH-93-13

[43] A.J. Buras, M. Misiak, M. Münz, S. Pokorski, MPI-Ph/93-77, TUM-T31-50/93 (1993)

Ich versichere, diese Arbeit selbständig verfaßt
und keine anderen als die angegebenen Quellen
und Hilfsmittel benutzt zu haben.

Sven Heinemeyer
Karlsruhe, den 07.07.1994

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Herrn Professor Hollik, der mir dieses Thema als Diplomarbeit gegeben hat, obwohl er mich zu Beginn derselben kaum kannte und noch nicht Professor an der Universität Karlsruhe war, der immer Zeit für meine Fragen hatte und mir viel Freiraum ließ.

Weiterhin möchte ich mich bei Dr. Andreas Dabelstein bedanken, der viel Zeit für meine Fragen hatte und mir etliches aus seiner Doktorarbeit zur Verfügung stellte, ohne das diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre.

Arnd Kraft bin ich sehr zu Dank verpflichtet, mit dem ich einerseits über sehr viele Fragen und Probleme diskutieren konnte und der mir andererseits bei fast allen technischen Problemen (fast unendlich) viel Zeit geopfert hat.

Für interessante und hilfreiche Diskussionen und eine entspannende arbeitsfördernde Atmosphäre möchte ich mich außerdem bei Torsten Blank, Volker Driesen, Christoph Jünger, Dr. W. Lang, Mario Paschke, Edwin Vargas und Christian Weiser bedanken.

Für außeruniversitäre Hilfe schließlich gilt mein Dank Floh und der Firma Monarc.