Produktion geladener Higgs-Bosonen in Erweiterungen des Standardmodells

Zur Erlangung des akademischen Grades eines

DOKTORS DER NATURWISSENSCHAFTEN

von der Fakultät für Physik der Universität (TH)

Karlsruhe

genehmigte

DISSERTATION

von

Dipl.–Phys. Arnd Kraft
aus Heilbronn

Tag der mündlichen Prüfung: *11.06.1999*
Referent: *Prof. Dr. W. Hollik*
Korreferent: *Prof. Dr. J. Kühn*

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Zur Geschichte der Teilchenphysik

Das Ziel der Physik ist die Erforschung der Bestandteile der unbelebten Materie, ihre Eigenschaften und ihr Verhalten zu bestimmen und die Wechselwirkungen dieser Bausteine untereinander zu untersuchen.

Ein weiteres Ziel neben diesen Untersuchungen, die für sich genommen nur ein reines Ansammeln von Erfahrungswerten oder Zahlenmaterial wären, ist das Verständnis der Ergebnisse dieser Experimente oder zumindest der Konstruktion von Modellen, die diese Resultate untereinander in möglichst einfache Beziehungen setzen. Die Idealvorstellung wäre die Vorhersage des Ausgangs aller Experimente, die Horrorvorstellung eine „Theorie“, die keine Vorhersage über den Ausgang neuer Experimente erlaubt und in die die Erfahrung aller bisherigen Experimente einfließt.

Quantitativ formuliert wäre der Idealfall eine Theorie, die von keinen Parametern abhängt, die man durch eine Messung festlegen müsste. Das andere Extrem wäre ein Modell, dessen Aussagen von unendlich vielen Parametern abhängen, so dass man nie irgendwelche Vorhersagen machen kann, egal wie viele Messungen man bereits durchgeführt hat. Leider ist der Idealfall (noch) nicht erreicht.

Von besonderem Interesse in der Physik waren immer die Untersuchung der ganz großen Objekte, wie der Sterne, der Bewegung der Planeten oder in heutiger Zeit der Galaxien(haufen) oder Neutronensternen, und, am anderen Ende der Größenskala, der elementaren Bausteine der Materie und deren Wechselwirkungen untereinander.

Diese Arbeit ist in dem Bereich der Physik angesiedelt, der sich mit den elementaren Bausteinen der Materie beschäftigt. Wenn man die Definition des Begriffes „Teilchenphysik“ weit fasst, kann man ihn bis ins antike Griechenland zurückverfolgen. Im 5. Jahrhundert vor Christus haben der Philosoph Leukippos und sein Schüler Demokrit die Idee von kleinen, unteilbaren Bausteinen der Materie entwickelt, die sie „atomos“ nannten.

Bis zum Jahre 1800 ergaben sich kaum neue Einsichten. Dann erkannte John Dalton, dass sich die bei chemischen Reaktionen auftretenden Gewichts- und Volumenbeziehungen gut durch die Annahme von einzelnen Elementen mit charakteristischem Gewicht beschreiben lassen. Diese Entwicklung gipfelte in der Aufstellung des Periodensystems der chemischen Elemente im Jahre 1869 durch Dmitri Mendelejew.

Vor etwas mehr als 100 Jahren begannen die Physiker dieses Gebiet von den Philosophen und Chemikern zu übernehmen. Thomson beobachtete Teilchen, die elektrisch geladen und viel leichter als die bisher leichteste bekannte Substanz, der Wasserstoff, waren. Diese Teilchen wurden Elektronen genannt. Man stellte fest, dass Elektronen in allen Atomen auftreten und nahm daher an, dass die Atome aus den leichten Elektronen und schweren, positiv geladenen Teilchen, sogenannten Protonen, bestehen.

Um das Jahr 1910 erkannte Rutherford auf Grund von Messungen zur Streuung von α-Teilchen an einer Goldfolie in Zusammenarbeit mit Geiger und Marsden, dass die Träger der positiven Ladung des Atoms, also die Protonen, nur ein zehntausendstel des Volumens eines Atoms einnehmen, das Atom also fast leer ist.

In den darauf folgenden Jahren entwickelte sich die Teilchenphysik stürmisch. Im Jahre 1932 entdeckte Chadwick das Neutron, das zusammen mit Protonen den Atomkern bildet. Ferner sagte Pauli die Existenz eines leichten, neutralen Teilchens, des Neutrinos voraus, mit dessen Hilfe u.a. die Erhaltungssätze von Energie und Impuls beim β-Zerfall, also dem Zerfall der Atomkerne, der die Kernladung um eins erhöht und bei dem ein Elektron ausgesandt wird, gerettet werden sollten. Die Entdeckung des Neutrinos erfolgte erst ca. 20 Jahre später. Damit hatte man mit dem Proton, Neutron, Elektron und Neutrino die Bestandteile der uns umgebenden Materie zusammen.

Ebenfalls im Jahre 1932 entdeckte Anderson in der kosmischen Strahlung ein Teilchen, das sich wie das Elektron verhielt, jedoch die entgegengesetzte Ladung zu haben schien. Dieses Teilchen wird heute Positron genannt und ist das Antiteilchen des Elektrons. Diese Entdeckung bestätigte eine Vorhersage von Dirac, nach der es zu dem Elektron ein Antiteilchen gibt.

Mit der Entwicklung von Teilchenbeschleunigern wurden immer mehr neue Teilchen entdeckt. Um Ordnung in die Flut von neuen Teilchen zu bringen, entwickelten Gell-Mann und Ne'eman ein Klassifizierungsverfahren, das so interpretiert werden kann, dass Protonen und Neutronen aus noch fundamentaleren Bausteinen, den Quarks, aufgebaut sind. Diese These wurde u.a. durch Experimente von Hofstadter untermauert.

Die Elementarteilchen werden nach ihrem statistischen Verhalten in zwei Kategorien eingeteilt: Fermionen, die dem Paulischen Ausschließungsprinzip gehorchen, und Bosonen, die sich kohärent zu Kraftfeldern überlagern können. Nach dem Spin-Statistik-Theorem sind Fermionen Teilchen mit halbzahligem und Bosonen Teilchen mit ganzzahligem Spin. An Fermionen wurden bisher das Elektron, das Myon, das Tau sowie ihre Neutrinos, die zusammenfassend als Leptonen bezeichnet werden, und die Quarks, also Up-, Down-, Charm-, Strange-, Top- und Bottom-Quark, gefunden. Die bisher entdeckten Bosonen sind das Photon, die W- und Z-Bosonen, sowie die Gluonen. Alle bisher gefundenen Elementarteilchen sind Fermionen mit Spin 1/2 oder Bosonen mit Spin 1.

Wie bereits angedeutet, werden die zwischen den Fermionen, den Bausteinen der uns umgebenden Materie, wirkenden Kräfte durch Bosonen vermittelt. In Tab. 1.1 sind die 4 bisher bekannten Kräfte, die Eigenschaft der Fermionen, die die Stärke der Ankopplung bestimmt (kurz Ladung genannt), der Name des die Kraft vermittelnden Bosons (kurz

Kraft	Ladung	Trägerteilchen	Kopplungskonstante
Gravitationskraft	Masse	Graviton	G_N
Elektromagnetismus	el. Ladung	Photon	α_{em}
Schwache Kernkraft	schwache Ladung	W- und Z-Boson	G_μ
Starke Kernkraft	Farbe	Gluon	α_s

Tabelle 1.1: Die aus der Natur bekannten Kräfte, die Eigenschaft der Materie, an die sie koppeln, die Teilchen, die sie vermitteln und die die Stärke der Kraft beschreibende Kopplungskonstante.

Trägerteilchen), sowie die die Stärke bestimmende Kopplungskonstante aufgeführt.

Die Gravitationskraft ist die älteste bekannte Kraft, die heute im Rahmen der von Einstein entwickelten allgemeinen Relativitätstheorie beschrieben wird. Eine Quantisierung dieser klassischen Theorie ist bisher nicht gelungen. Die vielversprechendsten Versuche zur Beschreibung einer Quantengravitation stellen heute wohl die Stringtheorien dar.

Die theoretische Beschreibung der elektromagnetischen Kraft in ihrer klassischen Form wurde durch die Formulierung der Maxwell-Gleichungen abgeschlossen. Die quantisierte Form, die Quantenelektrodynamik (QED), wurde um 1920 von Dirac, Heisenberg und Pauli entwickelt und einige Jahre später von Tomonaga, Schwinger und Feynman in ihre heutige Form gebracht.

Die schwache Kernkraft ist verantwortlich für den β-Zerfall von Atomkernen. Eine erste theoretische Beschreibung wurde von Fermi um 1930 vorgenommen. Eine zufriedenstellende Lösung gelang jedoch erst Glashow, Weinberg und Salam nach 1960.

Die starke Kernkraft bewirkt den Zusammenhalt der Atomkerne und den Zusammenschluss von Quarks zu Mesonen (Quark-Antiquark-Systemen) oder Baryonen (3-Quark-Systemen). Diese Kraft wird durch die Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben.

In allen modernen Theorien der Teilchenphysik spielen Symmetrien eine sehr wichtige Rolle. Ein System ist unter einer gewissen Symmetrietransformation invariant, wenn es nach einer zu dieser Transformation gehörenden Veränderung nach wie vor durch dieselbe Physik beschrieben wird. In der klassischen Mechanik gehört zu jeder Symmetrietransformation des Systems ein Noetherstrom, aus dem sich dann eine erhaltene Größe (Ladung) berechnen lässt. In einem quantisierten System führen Symmetrien zu Relationen zwischen Greenschen Funktionen. In diesem Zusammenhang ist auch die Möglichkeit des Auftretens von Anomalien wichtig. Unter einer Anomalie versteht man das Zusammenbrechen einer Symmetrie beim Übergang von der klassischen zur quantisierten Theorie.

Man hat beobachtet, dass die Vakuumlichtgeschwindigkeit in allen Inertialsystemen gleich ist. Diese Tatsache lässt sich mit Hilfe der Poincaré-Symmetrie erklären. Sie stellt daher die Grundlage der speziellen Relativitätstheorie dar. Neben dieser „äußeren“ Symmetrie treten in der Teilchenphysik auch innere Symmetrien auf, die es erlauben, die Wechselwirkungen zwischen den Elementarteilchen als Folge einer lokalen, d.h. von Ort und Zeit abhängigen, Symmetrie einzuführen.

1.2 Eichtheorien in der Teilchenphysik

Die in dieser Arbeit diskutierten Modelle zur Beschreibung der Elementarteilchen und ihrer Wechselwirkungen sind relativistische Quantenfeldtheorien, die den Forderungen der speziellen Relativität genügen und Quanteneffekte beinhalten. Eine weitere wichtige Eigenschaft der hier betrachteten Modelle ist die Existenz von inneren, lokalen Symmetrien, sogenannten Eichsymmetrien. Aus diesem Grund nennt man diese Modelle Eichtheorien.

Leider lassen sich in diesen Eichtheorien die Vorhersagen für die Resultate von Experimenten nicht exakt berechnen. Für Prozesse der elektroschwachen Wechselwirkung erweist sich die Störungstheorie als ein erfolgreiches Näherungsverfahren bei der Berechnung von Vorhersagen. Die dabei in höherer Ordnung auftretenden Integrale liefern jedoch keine endlichen Werte, weshalb man diese Integrale regularisieren muss. Die Divergenz der Integrale manifestiert sich in einer Singularität, die im Limes des Regulators gegen seinen korrekten Wert auftritt. Verwendet man als Zahlenwerte für die Parameter der Lagrangedichte der Modelle (Massen, Kopplungsstärken) die gemessenen Werte, so verschwinden bei der Vorhersage von beobachtbaren Größen meist nicht alle dieser Divergenzen[1]. Die korrekte Vorgehensweise besteht darin, dass man die Ergebnisse der Experimente, aus denen man dann die Parameter der Theorie bestimmt, in derselben Ordnung der Störungstheorie berechnet, wie die Größe, die man vorhersagen will. Diese Vorgehensweise nennt man Renormierung.

Bei bestimmten Theorien, wie z.B. dem Fermi-Modell zur Beschreibung des β-Zerfalls, benötigt man mit zunehmender Ordnung Störungstheorie immer mehr Parameter und damit Messungen um neue Vorhersagen zu machen. Derartige Theorien bezeichnet man als nicht-renormierbar. Im Gegensatz dazu handelt es sich bei den in dieser Arbeit betrachteten Modellen um Eichtheorien, die wie in [1] gezeigt wurde, renormierbar sind und daher nur eine endliche Anzahl von Messergebnissen benötigen, um die Vorhersagekraft in allen Ordnungen zu gewährleisten.

Das minimale, renormierbare Modell einer relativistischen Quantenfeldtheorie, das alle bisher gefundenen Teilchen beinhaltet, ist das Standardmodell (SM). Die innere Symmetrie dieses Modells ist die Gruppe $\mathrm{SU}(3)_C \times \mathrm{SU}(2)_W \times \mathrm{U}(1)_Y$, die durch ihre Interpretation als Eichgruppe auch die Austauschteilchen der starken und schwachen Kernkraft sowie der elektromagnetischen Kraft in das Modell einbringt. Die Indizes an den Gruppen stehen für die Ladung der QCD (Farbe C), die schwache Wechselwirkung (W) und für die Hyperladung (Y).

Die Fermionen werden entsprechend ihrem Verhalten unter den jeweiligen Wechselwirkungen in entsprechende Darstellungen der zugehörigen Gruppen eingeordnet. Diese Einteilung klassifiziert man, wie in Tab. 1.2 geschehen, am Einfachsten nach den Ladungen der Felder.

An Tab. 1.2 erkennt man Folgendes:

1. Das SM enthält keine rechtshändigen Neutrinofelder. Der Grund hierfür ist, dass

[1] Das Verschwinden der Divergenz bedeutet nicht, dass die Vorhersage dann korrekt ist, da der Fehler auch endlich sein kann.

Felder	$\mathrm{SU}(3)_C \times \mathrm{SU}(2)_W \times \mathrm{U}(1)_Y$
e_L, $\nu_{\mathrm{e}L}$, μ_L, $\nu_{\mu L}$, τ_L, $\nu_{\tau L}$,	(1,2,-1)
e_R, μ_R, τ_R	(1,1,-2)
d_L, u_L, s_L, c_L, b_L, t_L	(3,2,1/3)
d_R, s_R, b_R	(3,1,-2/3)
u_R, c_R, t_R	(3,1,4/3)
B_μ	(1,1,0)
W_μ^a	(1,3,0)
G_μ^a	(8,1,0)
H	(1,2,1)

Tabelle 1.2: Die Ladungen der Felder der Teilchen des Standardmodells. Der Index $L(R)$ gibt an, dass es sich dabei um die Projektion auf den links-(rechts-)händigen Anteil des Feldes handelt.

bislang keine Notwendigkeit bestand, diese Felder einzuführen: Man hat weder Teilchenreaktionen beobachtet, bei denen ein Neutrino sich wie ein Teilchen mit einer rechtshändigen Komponente verhält, noch hat man eine von Null verschiedene Neutrinomasse gemessen. Die Super-Kamiokande Kollaboration hat jedoch vor kurzer Zeit Messdaten veröffentlicht, die auf Neutrinooszillationen, d.h. den Übergang einer Neutrinoart in eine andere, hindeuten [2]. Dieser Effekt kann nur auftreten, wenn die Neutrinos massiv sind. Die Einführung rechtshändiger Neutrinofelder lässt sich aber einfach vornehmen und würde nicht dazu führen, dass man das Standardmodell völlig aufgeben müsste.

2. Alle geladenen Leptonen (Elektron, Myon und Tau) treten in Tab. 1.2 immer zusammen in einer Zeile auf. Dasselbe gilt für die Neutrinos, die Up-artigen Quarks (u, c und t) und die Down-artigen Quarks (d, s und b). Man spricht daher von 3 Fermiongenerationen im Standardmodell, wobei ν_e, e, u und d die Fermionen der ersten Generation sind. Das Auftreten von vollständigen Generationen ist deshalb so wichtig, weil dadurch die axiale Anomalie (Adler-Bell-Jackiw Anomalie) [3] im Standardmodell nicht auftritt, da die Summe über die Hyperladungen innerhalb jeder Generation verschwindet[2]. Dies war ein Grund, weshalb die Entdeckung des Top-Quarks [4] und damit die Vervollständigung der 3. Generation so wichtig war. Die Zahl der Generationen mit leichten Neutrinos, d.h. Neutrinos leichter als $m_\mathrm{Z}/2$, wurde am LEP aus der Messung der unsichtbaren Z-Breite zu 2.991 ± 0.011 bestimmt [5].

3. Die Eichfelder der starken Wechselwirkung (G_μ^a) und der Wechselwirkung des schwachen Isospins (W_μ^a) haben im Gegensatz zum Eichfeld der Hyperladung (B_μ) eine

[2]Zu beachten ist, dass die Hyperladungen der Quarks mit dem Farbfaktor $N_c = 3$ multipliziert werden müssen.

Ladung, so dass Selbstwechselwirkungen zwischen diesen Eichfeldern auftreten. Dieser Effekt der Selbstwechselwirkung ist eine charakteristische Eigenschaft von nicht-abelschen Eichtheorien.

1.3 Higgs-Mechanismus und Higgs-Teilchen

Das in Tab. 1.2 zuletzt aufgeführte Feld H führt im physikalischen Teilchenspektrum des Standardmodells zu einem skalaren Teilchen, das, im Gegensatz zu allen anderen Teilchen des Standardmodells, bisher nicht entdeckt wurde. Dieses sogenannte Higgs-Boson ist im Standardmodell das einzige Teilchen, das von den 4 Freiheitsgraden des skalaren Sektors nach dem Higgs-Mechanismus [6] als beobachtbares Teilchen übrigbleibt. Obwohl der Higgs-Mechanismus für die erfolgreichen Vorhersagen des Standardmodells sehr wichtig ist, da ohne ihn die Massen der Teilchen nicht erklärbar wären, liegen bisher kaum experimentelle Informationen über den Higgs-Sektor vor. Bekannt ist der Vakuumerwartungswert[3] des Higgs-Feldes von $v = 1/\sqrt{\sqrt{2}G_\mu} \approx 250\,\mathrm{GeV}$, wobei G_μ die im Myonzerfall gemessene Fermi-Konstante ist, und der ρ-Parameter, der als Verhältnis der Amplituden von neutralem zu geladenem Strom im Niederenergielimes definiert ist [7] und dessen Wert nahe bei $\rho = 1$ liegt. Aus der Tabelle erkennt man, dass das Higgs-Feld H ein Dublett unter der schwachen Gruppe $\mathrm{SU}(2)_W$ ist. Dies stellt die minimale Anforderung an ein Higgs-Feld dar, um die Symmetrie $\mathrm{SU}(2)_W \times \mathrm{U}(1)_Y$ zur Restsymmetrie der QED, $\mathrm{U}(1)_{\mathrm{em}}$, herunterzubrechen und ebenso $\rho = 1$ auf Bornniveau, also ohne Einschluss von Quantenkorrekturen, zu gewährleisten.

Das Standardmodell kann jedoch keine abschließende Beschreibung der fundamentalen Wechselwirkungen liefern, da die Gravitation nicht enthalten ist. Ferner weiß niemand, bis zu welchen Energien das SM eine korrekte Beschreibung geben kann. Aus diesen Gründen muss man alternative Modelle aufstellen, deren Vorhersagen berechnen und nach messbaren Größen Ausschau halten, die eine möglichst einfache Unterscheidung zu Vorhersagen des Standardmodells erlauben. Interessante Alternativen sind beispielsweise:

- Stringtheorien, die nicht mehr von punktförmigen Objekten ausgehen und deshalb frei sind von Unendlichkeiten, die mit Operatoren am selben Raum-Zeit-Punkt einhergehen. Ferner enthalten sie ein masseloses Teilchen mit Spin 2, das zur Beschreibung der Gravitation notwendig ist.

- Vereinheitlichte Theorien (GUTs), deren Symmetriegruppe die Symmetriegruppe $\mathrm{SU}(3)_C \times \mathrm{SU}(2)_W \times \mathrm{U}(1)_Y$ des Standardmodells als Untergruppe beinhaltet.

- Supersymmetrische Theorien, die die einzig mögliche Verknüpfung von inneren Symmetrien mit den Raum-Zeit-Symmetrien darstellen [8].

[3] Bei einer anderen Definition des Vakuumerwartungswertes kann der Zahlenwert auch anders sein, meist um einen Faktor $\sqrt{2}$ kleiner.

- Theorien mit erweitertem Higgs-Sektor, da über diesen Aspekt des Standardmodells bisher am wenigsten Erkenntnisse vorliegen.

Dabei schließen sich diese Alternativen nicht gegenseitig aus. Häufig ist es sogar so, dass zur Konstruktion physikalisch sinnvoller Modelle mehrere Eigenschaften kombiniert werden müssen. Beispielsweise verschwinden bei Stringtheorien unphysikalische Zustände, wenn man sie supersymmetrisch wählt und supersymmetrische Theorien benötigen einen Higgs-Sektor, der gegenüber dem des Standardmodells erweitert ist.

In dieser Arbeit sollen nur Modelle betrachtet werden, die in (mindestens) eine der letzten beiden Kategorien fallen. Das Zwei-Higgs-Dublett Modell (THDM) weist einen Higgs-Sektor auf, der gegenüber dem des Standardmodells um ein zweites Higgs-Dublett erweitert ist. Für diese Wahl gibt es mehrere Gründe. Zum einen sagen Modelle, deren Higgs-Sektor nur aus Dubletts besteht, automatisch $\rho = 1$ auf Bornniveau voraus, so dass man keine Feinabstimmung bei der Wahl der Parameter benötigt, um Konflikte mit dem Messwert von ρ zu vermeiden. Des Weiteren sagen Multi-Higgs-Dublett Modelle die Existenz (mindestens) eines geladenen, skalaren Teilchens voraus, dessen Nachweis einem auf einfache Weise erlauben würde das Standardmodell auszuschließen. Obwohl beliebige Multi-Higgs-Dublett Modelle diese Eigenschaften besitzen, wurde hier das Zwei-Higgs-Dublett Modell gewählt, da es eine minimale Erweiterung des Standardmodells darstellt und die Anzahl der neuen Parameter in einem übersehbaren Rahmen bleibt. Eine ausführlichere Diskussion des Zwei-Higgs-Dublett Modells findet sich in Kapitel 2.2.

Als weiteres Modell wird in dieser Arbeit das minimale supersymmetrische Standardmodell (MSSM) verwendet. Es ist, wie der Name bereits suggeriert, das minimale supersymmetrische Modell, das alle Teilchen des Standardmodells beinhaltet. Um ein konsistentes Modell zu erhalten, muss der Higgs-Sektor auch in diesem Modell zwei Higgs-Dubletts beinhalten. Daher sagt auch dieses Modell die Existenz eines geladenen, skalaren Teilchens voraus. Mehr zu diesem Modell findet sich in Kapitel 2.3.

Wie bereits angedeutet, erlaubt der Nachweis eines geladenen, skalaren Teilchens den Ausschluss des Standardmodells. Im Gegensatz dazu würde die Entdeckung eines neutralen Higgs-Bosons nicht zum Ausschluss des Standardmodells führen, solange keine Abweichung der Kopplungen von den Vorhersagen des Standardmodells gemessen wurde. Geladene Higgs-Bosonen können auf mehrere Arten produziert werden:

- In Zerfällen von Teilchen, deren Masse groß genug ist. Interessant ist hier vor allem der Zerfall $\mathrm{t} \to \mathrm{H}^+\mathrm{b}$ [9, 10, 11]. Weitere Möglichkeiten sind die Zerfälle schwerer, neutraler Higgs-Bosonen ($\mathrm{H}^0 \to \mathrm{H}^+\mathrm{W}^-$) oder Zerfälle von supersymmetrischen Partnern von Standardmodellteilchen, sogenannten SUSY-Teilchen. Beispiele hierfür sind $\tilde{\mathrm{b}}_{1,2} \to \mathrm{H}^-\tilde{\mathrm{t}}_{1,2}$ [12, 10] und $\tilde{\chi}^-_{1,2} \to \mathrm{H}^-\tilde{\chi}^0_1$. Ob das Teilchen, aus dessen Zerfall ein geladenes Higgs-Boson entsteht, an einem Hadron- oder Elektronbeschleuniger erzeugt wurde, ist nur für die Betrachtung des Untergrundes relevant.

- In direkter Erzeugung an Hadronbeschleunigern wie TEVATRON oder LHC. Nach [13] ist der Prozess $\mathrm{gb} \to \mathrm{H}^-\mathrm{t}$ [14] für $m_{\mathrm{H}^-} > m_\mathrm{t} + m_\mathrm{b}$ dominant. Weitere Prozesse sind die Abstrahlung von H^- von schweren Quarks [15], sowie die Paarproduktion von geladenen Higgs-Bosonen in Quark-Antiquark-Vernichtung [16] und Gluonfusion [17]. Des Weiteren wurde in der Literatur in Produktion von $H^{\pm}$ zusammen mit einem $W^{\mp}$-Boson aus Gluonfusion und $\overline{b}b$-Vernichtung untersucht [18], da dieser Prozess auf Grund des leptonischen Zerfalls des $W^{\mp}$-Bosons weniger Probleme mit dem QCD Untergrund besitzt.

- In direkter Erzeugung aus Elektron-Positron-Vernichtung. Neben der Produktion von Paaren geladener Higgs-Bosonen, die bereits in der niedrigsten Ordnung der Störungstheorie existiert [19], kann für ein schweres $H^{\pm}$ die Produktion zusammen mit einem $W^{\mp}$-Boson [20], die allerdings erst in der nächsthöheren Ordnung der Störungstheorie möglich ist, wichtig sein.

Neben der Produktion [21] ist für das Studium der Physik des geladenen Higgs-Bosons auch die Untersuchung dessen Zerfälle [21, 22] wichtig. Dabei sollte beachtet werden, dass die Aufspaltung des Gesamtprozesses in Produktion und Zerfall nur dann sinnvoll ist, wenn die Zerfallsbreite des erzeugten Teilchens klein genug (bzw. seine Lebenszeit groß genug) ist. Die Zerfallsbreite des geladenen Higgs-Bosons ist unterhalb der $H^- \to \overline{t}b$-Schwelle viel kleiner als 1 GeV, steigt dann jedoch stark an um bei m_{H^-}=1000 GeV in der Größenordnung von 10 GeV zu liegen. Die dominanten Zerfallskanäle sind $H^- \to \overline{\nu}_\tau \tau$ und $H^- \to \overline{t}b$, sofern sie kinematisch erlaubt sind. Genauere Aussagen sind von den Details der Theorie anhängig und finden sich in der oben zitierten Literatur.

Bei Hadronbeschleunigern ist es auf Grund des großen QCD Untergrundes schwierig ein geladenes Higgs-Boson nachzuweisen [19, 21] und dessen Eigenschaften zu untersuchen. Erfolgversprechender ist die Suche am LEP und an zukünftigen Elektron-Positron Beschleunigern höherer Energie.

Daher wird in dieser Arbeit die Produktion geladener Higgs-Bosonen in Elektron-Positron-Vernichtung ($e^-e^+ \to H^-H^+$) im Rahmen des minimalen supersymmetrischen Standardmodells und des Zwei-Higgs-Dublett Modells in der Einschleifenordnung untersucht. Diese Modelle wurden gewählt, da das minimale supersymmetrische Standardmodell eine aus theoretischen Gründen sehr attraktive Erweiterung des Standardmodells darstellt und damit geprüft werden kann, ob die Supersymmetrie in der Natur realisiert ist. Das Zwei-Higgs-Dublett Modell ist die minimale Erweiterung des Standardmodells, das geladene Higgs-Bosonen enthält. Obwohl diese Modelle als Niederenergielimes von vereinheitlichten Theorien gesehen werden können, wurden in dieser Arbeit keine GUTs betrachtet. Der Grund hierfür ist, dass zuerst geklärt werden muss, mit welcher Wahrscheinlichkeit man die Produktion von Paaren geladener Higgs-Bosonen vorhersagen kann und man erwartet, dass vereinheitlichte Theorien den von THDM bzw. MSSM erklärbaren Bereich einschränken. Sobald jedoch der Wirkungsquerschnitt für den Prozess $e^-e^+ \to H^-H^+$ in einem Bereich gemessen wurde, der mit den Vorhersagen im THDM oder MSSM verträglich ist, muss untersucht werden, ob er auch mit den Einschränkungen von vereinheitlichten Theorien erklärt werden kann.

Aus diesen Gründen wurden im Zwei-Higgs-Dublett Modell und minimale supersymmetrische Standardmodell Strahlungskorrekturen zum Prozess $e^-e^+ \to H^-H^+$ bereits in der Literatur untersucht. In [23, 24, 25] wurden die Fermion- und Sfermionbeiträge diskutiert. Ferner wurden in [23] die QED-Korrekturen im Grenzfall weicher Bremsstrahlung berechnet. Anschließend ergänzte dieselbe Arbeitsgruppe ihre Rechnungen um die Beiträge aus dem Higgs-Sektor und um die Box-Diagramme mit SUSY-Teilchen [26, 27]. Es fehlt jedoch zum einen eine davon unabhängige Rechnung und zum anderen eine vollständige Diskussion der Abhängigkeit der Vorhersagen von den Parametern der in dieser Arbeit betrachteten Modelle. Die QED-Beiträge werden hier nicht betrachtet, da sie keine Information über die Modelle liefern, die nicht bereits in der Vorhersage auf dem Bornniveau enthalten sind.

Bisher wurden keine Hinweise für die Existenz eines geladenen Higgs-Bosons beobachtet. Aus dieser Tatsache lassen sich Einschränkungen an die Eigenschaften des geladenen Higgs-Bosons ableiten. Die Messungen am LEP [28, 29] ergaben $m_{\mathrm{H}^-} > 65\,\mathrm{GeV}$, wohingegen die Resultate vom TEVATRON [30] nur für $\tan\beta < 1$ oder $\tan\beta > 30$ geladene Higgs-Bosonen mit Massen unter 160 GeV verbieten können. Neben diesen Grenzen aus der direkten Suche gibt es noch indirekte Grenzen, z.B. aus dem bei CLEO [31] und ALEPH [32] untersuchten Zerfall $\mathrm{b} \to \mathrm{s}\gamma$. Daraus wurde in [33] eine hohe untere Schranke von mehreren 100 GeV an die Masse des geladenen Higgs-Bosons im Zwei-Higgs-Dublett Modell abgeleitet. Da es hier noch unklare Punkte gibt (siehe die Diskussion in [11] und Referenzen darin), wird hier als untere Schranke $m_{\mathrm{H}^-} > 150\,\mathrm{GeV}$ im Zwei-Higgs-Dublett Modell Typ II angenommen.

Auf dieses einleitende Kapitel folgt in Kapitel 2 eine Diskussion der für diese Arbeit relevanten Modelle. Anschließend werden in Kapitel 3 die für den Prozess $\mathrm{e}^-\mathrm{e}^+ \to \mathrm{H}^-\mathrm{H}^+$ relevanten Notationen und die zu berechnenden Diagramme angegeben. In Kapitel 4 folgt die numerische Auswertung und deren Diskussion. Eine Zusammenfassung in Kapitel 5 beschließt den Hauptteil dieser Arbeit. In den Anhängen finden sich eine Aufstellung der verwendeten Konventionen und physikalischen Eingabegrößen (Anhang A), die für diesen Prozess benötigten Feynmanregeln (Anhang B), die generischen Diagramme und ihre Ergebnisse (Anhang C) und deren mögliche Teilcheneinsetzungen (Anhang D).

Kapitel 2

Modelle

2.1 Das Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung

Das Standardmodell [34] ist das minimale Modell, das im Einklang mit allen bisherigen Experimenten steht. Es basiert auf der Eichgruppe $\mathrm{SU}(3)_C \times \mathrm{SU}(2)_W \times \mathrm{U}(1)_Y$. In dieser Arbeit wird jedoch nur der auf der Gruppe $\mathrm{SU}(2)_W \times \mathrm{U}(1)_Y$ basierende Anteil des Standardmodells, das sogenannte elektroschwache Standardmodell, benötigt.

Gemäß Tab. 1.2 werden die Fermionfelder in den entsprechenden fundamentalen Darstellungen der Gruppe einsortiert: Linkshändige Felder in Dubletts

$$L_n'^L = \begin{pmatrix} \nu_n'^L \\ l_n'^L \end{pmatrix}, \qquad Q_n'^L = \begin{pmatrix} u_n'^L \\ d_n'^L \end{pmatrix} \tag{2.1}$$

und rechtshändige in Singuletts

$$l_n'^R, \qquad u_n'^R, \qquad d_n'^R. \tag{2.2}$$

Dabei sind ν_n', l_n', u_n' und d_n' die Felder, die die Neutrinos, geladenen Leptonen, Up-artigen und Down-artigen Quarks beschreiben. Der untere Index n dient zur Unterscheidung der 3 Fermiongenerationen und der obere Index $\binom{L}{R}$ gibt an, ob es $\binom{\text{links-}}{\text{rechts-}}$händige Felder, d.h. Eigenzustände zu den Projektoren $\omega^{\mp} = (1 \mp \gamma_5)/2$, sind. Die Größen sind gestrichen, da die Massenterme der Felder sich nicht notwendigerweise als diagonale Matrizen darstellen lassen und mit den ungestrichenen Größen die Felder bezeichnet werden sollen, für die sich diagonale Massenmatrizen ergeben. Diese Felder werden als massendiagonale Felder bezeichnet, wohingegen für die Felder in Gl. (2.1) und (2.2) die Bezeichnung eichdiagonale Felder verwendet wird. Die klassische Lagrangedichte des elektroschwachen Standardmodells lautet damit

$$\mathcal{L}_{\mathrm{cl}} = -\frac{1}{4}W_i^{\mu\nu}W_{\mu\nu}^i - \frac{1}{4}B^{\mu\nu}B_{\mu\nu} \tag{2.3a}$$
$$+ \overline{L_n'^L} i\not{D} L_n'^L + \overline{Q_n'^L} i\not{D} Q_n'^L + \overline{l_n'^R} i\not{D} l_n'^R + \overline{u_n'^R} i\not{D} u_n'^R + \overline{d_n'^R} i\not{D} d_n'^R \tag{2.3b}$$
$$+ |D_\mu H|^2 - V(H) \tag{2.3c}$$
$$- \left(\overline{L_m'^L} H G_{mn}^l l_n'^R + \overline{Q_m'^L} H G_{mn}^d d_n'^R + \overline{Q_m'^L} i\tau_2 H^* G_{mn}^u u_n'^R + h.c.\right) . \tag{2.3d}$$

Die erste Zeile in Gl. (2.3) (Gl. (2.3a)) beschreibt den Yang-Mills Teil des Standardmodells und enthält die Feldstärketensoren

$$W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i - g_2 \varepsilon^{ijk} W_{j\mu} W_{k\nu} \tag{2.4}$$

und

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \tag{2.5}$$

der drei Eichfelder W_μ^i der Gruppe $\mathrm{SU}(2)_W$ und des Eichfelds B_μ der Gruppe $\mathrm{U}(1)_Y$. Die Kopplungskonstante g_2 beschreibt die Stärke der schwachen Wechselwirkung.

Gl. (2.3b) enthält den kinetischen Term der Fermionen und deren Kopplungen an die Eichbosonen über die kovariante Ableitung

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_2 \frac{\vec{\tau}}{2} \vec{W}_\mu + ig_1 \frac{Y}{2} B_\mu \tag{2.6}$$

in der Kontraktion $\not{D} := \gamma_\mu D^\mu$, wobei γ_μ die im Anhang A.1 definierten Dirac-Matrizen sind. Hier tritt neben der Kopplungskonstanten g_2 der Gruppe $\mathrm{SU}(2)_W$ auch die Kopplungskonstante g_1 der abelschen Gruppe $\mathrm{U}(1)_Y$ auf. Die Generatoren der Gruppen sind die im Anhang A.1 angegebenen Pauli-Matrizen $\vec{\tau}$ und die Hyperladung Y.

Die Gl. (2.3c) beinhaltet den kinetischen Term des Higgs-Feldes sowie dessen Selbstwechselwirkung. Für das Potential

$$V(H) = -\mu^2 |H|^2 + \lambda |H|^4 \tag{2.7}$$

fordert man, dass es nach unten beschränkt sein soll. Des Weiteren soll das Potential die Symmetrie spontan brechen, was durch die Forderung, dass die Minima des Potentials bei $H \neq 0$ liegen, erreicht wird. Auf Grund dieser beiden Bedingungen muss $\mu^2, \lambda > 0$ gelten. Um die Restsymmetrie mit der $\mathrm{U}(1)_{\mathrm{em}}$, der Eichgruppe der QED, zu identifizieren, wird das Minimum bei $H = \frac{1}{\sqrt{2}}\binom{0}{v}$, mit $v = \sqrt{\mu^2/\lambda}$ reell, gewählt. Eine Entwicklung des Higgs-Dubletts um sein Minimum lautet dann

$$H = \begin{pmatrix} G^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v + H^0 + iG^0) \end{pmatrix} . \tag{2.8}$$

Die letzte Zeile in der Lagrangedichte (Gl. (2.3d)) enthält die Yukawa-Kopplungen des Higgs-Dubletts an die Fermionen. Die matrixwertigen Kopplungskonstanten $G_{mn}^{l,d,u}$ sind im

Teilchen	Masse	Feld
Photon	$m_\gamma = 0$	$A_\mu = s_w W^3_\mu + c_w B_\mu$
Z-Boson	$m_{\mathrm{Z}} = \frac{1}{2}\sqrt{g_1^2 + g_2^2}v$	$Z_\mu = c_w W^3_\mu - s_w B_\mu$
W-Boson	$m_{\mathrm{W}} = \frac{g_2}{2}v$	$W^\pm_\mu = \frac{1}{\sqrt{2}}(W^1_\mu \mp iW^2_\mu)$
Geladene Leptonen	$\mathcal{M}^l_{mn} = \frac{1}{\sqrt{2}}(S^\dagger_l)_{mi} G^l_{ij} (T_l)_{jn} v$	$l^R_m = (T^\dagger_l)_{mn} l'^R_n,\ l^L_m = (S^\dagger_l)_{mn} l'^L_n$
Up-artige Quarks	$\mathcal{M}^u_{mn} = \frac{1}{\sqrt{2}}(S^\dagger_u)_{mi} G^u_{ij} (T_u)_{jn} v$	$u^R_m = (T^\dagger_u)_{mn} u'^R_n,\ u^L_m = (S^\dagger_u)_{mn} u'^L_n$
Down-artige Quarks	$\mathcal{M}^d_{mn} = \frac{1}{\sqrt{2}}(S^\dagger_d)_{mi} G^d_{ij} (T_d)_{jn} v$	$d^R_m = (T^\dagger_d)_{mn} d'^R_n,\ d^L_m = (S^\dagger_d)_{mn} d'^L_n$
Higgs-Boson	$m_{\mathrm{H}^0} = \sqrt{2\mu^2}$	H^0

Tabelle 2.1: Die physikalischen Teilchen des elektroschwachen Standardmodells, ihre Massen und wie sich ihre Felder als Linearkombination der Felder der Lagrangedichte (Gl. (2.3)) ergeben.

Allgemeinen komplex und nicht diagonal. Es sei hier nochmals darauf hingewiesen, dass in Gl. (2.3) keine rechtshändigen Neutrinofelder auftreten und die Neutrinomassen daher Null sein müssen. Dies führt zu einer Vereinfachung im Leptonsektor des Standardmodells, die weiter unten angesprochen wird.

Die Lagrangedichte Gl. (2.3) enthält eichdiagonale Felder. Für praktische Rechnungen ist es jedoch günstiger Feynmanregeln für Teilchenzustände zu verwenden, die Eigenzustände zum Massenoperator und damit zum Hamiltonoperator sind. Daher verwendet man die Entwicklung aus Gl. (2.8), um die Massenmatrizen der Felder zu berechnen und durch geeignete Transformationen zu diagonalisieren. Bei dieser Prozedur erkennt man, dass die Diagonalisierung der Massenmatrizen der Fermionen in Gl. (2.3d) gleichzeitig zu einer Diagonalisierung der Wechselwirkungsmatrizen der Fermionen mit den neutralen Eich- und Higgs-Bosonen führt. Dies bewirkt, dass im Standardmodell auf Bornniveau durch neutrale Ströme keine Übergänge zwischen den Fermiongenerationen (flavor-changing neutral currents, FCNC) vermittelt werden können. Diese Forderung, die man auf Grund der beobachteten starken Unterdrückung von FCNC stellt [35], führt zu nichttrivialen Einschränkungen an erweiterte Modelle [36]. Wir werden dies später beim Zwei-Higgs-Dublett Modell sehen.

In Tab. 2.1 werden die physikalischen Teilchen des Standardmodells, die dazugehörigen Massen und Felder, ausgedrückt durch Größen aus der Lagrangedichte Gl. (2.3), aufgeführt.

Die Abkürzungen c_w und s_w stehen für den Kosinus bzw. Sinus des schwachen Mischungswinkel θ_w und sind durch

$$c_w = \frac{g_2}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} \quad \text{und} \quad s_w = \frac{g_1}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} \tag{2.9}$$

definiert. Die Kopplungsmatrizen $G^{l,u,d}_{ij}$ aus Gl. (2.3d) werden mit Hilfe der Matrizen $S_{l,u,d}$

und $T_{l,u,d}$ durch bi-unitäres Diagonalisieren auf die Form

$$\mathcal{M}^l = \begin{pmatrix} m_\mathrm{e} & 0 & 0 \\ 0 & m_\mu & 0 \\ 0 & 0 & m_\tau \end{pmatrix}, \quad \mathcal{M}^u = \begin{pmatrix} m_\mathrm{u} & 0 & 0 \\ 0 & m_\mathrm{c} & 0 \\ 0 & 0 & m_\mathrm{t} \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \mathcal{M}^d = \begin{pmatrix} m_\mathrm{d} & 0 & 0 \\ 0 & m_\mathrm{s} & 0 \\ 0 & 0 & m_\mathrm{b} \end{pmatrix} \tag{2.10}$$

gebracht.

Da wir rechtshändige Neutrinofelder nicht in das Standardmodell eingebaut haben, gibt es für sie keine Matrix G^ν_{ij}, die diagonalisiert werden muss. Damit sind die Neutrinos masselos und eine Unterscheidung der jeweiligen Neutrinosorte (ν_e, ν_μ oder ν_τ) ist nur über das gleichzeitig (in einer Wechselwirkung über den geladenen Strom) auftretende geladene Lepton möglich. Durch diese Definition gibt es nur Feynmanregeln, die zwei Leptonen aus derselben Generation beinhalten. Mathematisch lässt sich diese Aussage so formulieren, dass die Rotation der Neutrinos so gewählt werden kann, dass dadurch die Rotation der geladenen Leptonen gerade kompensiert wird. Aus diesem Grund stellen die Leptonzahlen erhaltene Größen dar.

Dies ist bei den Quarks nicht möglich, da im Allgemeinen S_u verschieden von S_d ist. Es tritt daher in den Wechselwirkungen mit geladenen Teilchen stets die Cabibbo-Kobayashi-Maskawa Matrix [37]

$$V := S_u^\dagger S_d \tag{2.11}$$

auf. Bei 3 Generationen enthält die Cabibbo-Kobayashi-Maskawa Matrix 4 Parameter: 3 Winkel und eine Phase, die dafür sorgt, dass nicht alle Einträge von V reell sind und damit die im Kaonsystem beobachteten CP-verletzenden Effekte erklärt werden können. Bei zwei Generationen gäbe es nur einen Parameter, den Cabibbo-Winkel, und die Matrix könnte reell gewählt werden.

Die Parameter des Standardmodells sind

- die Kopplungskonstanten g_1 und g_2 der Eichgruppen[1] in der kovarianten Ableitung in Gl. (2.3b)[2],
- die Parameter μ^2 und λ des Higgs-Potentials, wobei λ auch über die Minimumsbedingung durch den Vakuumerwartungswert v ersetzt werden kann und
- die Parameter $G^{l,d,u}_{mn}$ in den Yukawa-Kopplungen in Gl. (2.3d).

Nach Ausnutzung der Freiheit in der Wahl der Phasen der Quarkfelder verbleiben 17 Parameter[3], die durch Messung der Elementarladung

$$e = \frac{g_1 g_2}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} = \sqrt{4\pi\alpha_\mathrm{em}}\ , \tag{2.12}$$

[1]Unter Einschluss der starken Wechselwirkung kommt noch die Kopplungskonstante g_3 hinzu.

[2]Wäre $-\frac{1}{4}W_i^{\mu\nu}W^i_{\mu\nu}$ in Gl. (2.3a) der einzige Term der Lagrangedichte, so ließe sich durch Umdefinition der Felder die Konstante g_2 eliminieren.

[3]inklusive QCD 18 ...

der Bosonmassen m_Z, m_W, m_{H^0}, der Fermionmassen m_e, m_μ, m_τ, m_u, m_c, m_t, m_d, m_s und m_b sowie der 4 Parameter der Cabibbo-Kobayashi-Maskawa Matrix bestimmt werden können.

Der in Kapitel 1.3 angegebene Vakuumerwartungswert berechnet sich nach den Angaben in Tab. 2.1, Gl. (2.9) und Gl. (2.12) zu

$$v^2 = \frac{m_\mathrm{W}^2 s_w^2}{\pi \alpha_\mathrm{em}} = \frac{1}{\sqrt{2} G_\mu} \; . \tag{2.13}$$

Hierbei ist G_μ die im Myonzerfall gemessene Fermi-Konstante.

2.2 Das Zwei-Higgs-Dublett Modell

Auf Grund der geringen experimentellen Kenntnis über den Higgs-Sektor ist es besonders interessant, dessen Erweiterungen zu untersuchen. Ein dafür geeignetes Modell ist das Zwei-Higgs-Dublett Modell, das ein weiteres Higgs-Dublett enthält und damit eine minimale Erweiterung des Standardmodells darstellt. Es sagt auf dem Bornniveau den Wert von 1 für den ρ-Parameter voraus und beinhaltet auch geladene Skalare. Ferner ist die supersymmetrische Form vom Typ II dieses Modells (s.u.) in dem in Kapitel 2.3 beschriebenen minimalen supersymmetrischen Standardmodell realisiert. Obwohl man im minimalen supersymmetrischen Standardmodell das zweite Higgs-Dublett mit Hyperladung $Y = -1$ einführen muss, werden in diesem Abschnitt für das zweite Higgs-Dublett die Quantenzahlen (1,2,1) gewählt, da sich damit das Potential leichter schreiben lässt. Diese Wahl hat keine Auswirkungen auf die Vorhersage von Observablen, da sich die Hyperladung $Y = -1$ leicht durch Ladungskonjugation gewinnen lässt.

In der Lagrangedichte ändern sich im Vergleich zu der des Standardmodells in Gl. (2.3) nur die durch Gl. (2.3c) und Gl. (2.3d) beschriebenen Terme. Der Yang-Mills-Teil aus Gl. (2.3a) und der fermionische Teil (Gl. (2.3b)) bleiben unverändert. Gl. (2.3c) wird ersetzt durch

$$|D_\mu H_1|^2 + |D_\mu H_2|^2 - V(H_1, H_2), \tag{2.14}$$

wobei das allgemeinste Potential, das

- eichinvariant ist,
- CP erhält,
- die korrekte Symmetriebrechung von $\mathrm{SU}(2)_W \times \mathrm{U}(1)_Y \to \mathrm{U}(1)_\mathrm{em}$ durchführt und
- die Symmetrie $H_1 \to -H_1$, mit der man die Abwesenheit von FCNC in der Lagrangedichte[4] „natürlich“ macht, nur schwach (d.h. maximal mit kubischen Termen) bricht,

[4] und der daraus resultierenden Unterdrückung von FCNC in Vorhersagen

mit reellen Parametern λ_i in der Form [13]

$$
\begin{aligned}
V(H_1, H_2) = \lambda_1 &\left(|H_1|^2 - \frac{1}{2}v_1^2\right)^2 + \lambda_2 \left(|H_2|^2 - \frac{1}{2}v_2^2\right)^2 \\
&+ \lambda_3 \left[\left(|H_1|^2 - \frac{1}{2}v_1^2\right) + \left(|H_2|^2 - \frac{1}{2}v_2^2\right)\right]^2 \\
&+ \lambda_4 \left(|H_1|^2|H_2|^2 - |H_1^\dagger H_2|^2\right) \\
&+ \lambda_5 \left[\mathrm{Re}\left(H_1^\dagger H_2\right) - \frac{1}{2}v_1 v_2\right]^2 \\
&+ \lambda_6 \left[\mathrm{Im}\left(H_1^\dagger H_2\right)\right]^2
\end{aligned}
\tag{2.15}
$$

geschrieben werden kann. Das Minimum des Potentials liegt bei der Feldkonfiguration $H_i = \frac{1}{\sqrt{2}}\binom{0}{v_i}$ und die Entwicklung der Felder um das Minimum wird durch

$$
H_i = \begin{pmatrix} G_i^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v_i + H_i^0 + iG_i^0) \end{pmatrix} \tag{2.16}
$$

beschrieben. Das physikalische Teilchenspektrum umfaßt zwei skalare Higgs-Bosonen h^0 und H^0 mit $m_{\mathrm{h}^0} \leq m_{\mathrm{H}^0}$, die CP-Eigenzustände zum Eigenwert +1 sind, einen „Pseudoskalar“ A^0 mit $CP = -1$ und zwei geladene Higgs-Bosonen $\mathrm{H}^\pm$. Die 3 restlichen Freiheitsgrade der Goldstone-Bosonen G^0 und $\mathrm{G}^\pm$ manifestieren sich durch den Higgs-Mechanismus in den Massen der Vektorbosonen Z und $\mathrm{W}^\pm$.

Für die Erweiterung des Yukawa-Sektors in Gl. (2.3d) gibt es mehrere Möglichkeiten, die invariant unter der diskreten Transformation $H_1 \to -H_1$ sind. Die beiden gebräuchlichsten sind:

1. Alle Fermionen koppeln nur an das Dublett H_2 (Typ I) oder

2. Alle Fermionen mit Isospin $T_3^{\mathrm{f}} = +1/2$ koppeln an H_2, die anderen Fermionen mit $T_3^{\mathrm{f}} = -1/2$ koppeln an H_1 (Typ II). Hierfür muss sich $f_-^L \to -f_-^L$ transformieren, damit die diskrete Symmetrie erhalten bleibt.

Daher ergibt sich für die Yukawa-Terme in der Lagrangedichte des Zwei-Higgs-Dublett Modells für Typ I

$$
\mathcal{L}_Y^I = -(\overline{L_m'^L} H_2 G_{mn}^l l_n'^R + \overline{Q_m'^L} H_2 G_{mn}^d d_n'^R + \overline{Q_m'^L} (H_2)^c G_{mn}^u u_n'^R + h.c.) \tag{2.17}
$$

und für Typ II, der im minimalen supersymmetrischen Standardmodell realisiert ist,

$$
\mathcal{L}_Y^{II} = -(\overline{L_m'^L} H_1 G_{mn}^l l_n'^R + \overline{Q_m'^L} H_1 G_{mn}^d d_n'^R + \overline{Q_m'^L} (H_2)^c G_{mn}^u u_n'^R + h.c.)\ . \tag{2.18}
$$

Dabei ist $(H_2)^c = i\tau_2 H_2^*$ das zu H_2 ladungskonjugierte Higgs-Dublett. Geht man zu den physikalischen Feldern über, ergeben sich für die Massen der Eichbosonen unter Verwendung der Definition $v^2 := v_1^2 + v_2^2$ dieselben Formeln wie im Standardmodell (vgl. Tab. 2.1). Für die Teilchenmassen des erweiterten Higgs-Sektors erhält man

$$\begin{aligned}
m_{\mathrm{h}^0}^2 &= \frac{1}{2}\left(\mathcal{M}_{11} + \mathcal{M}_{22} - \sqrt{(\mathcal{M}_{11} - \mathcal{M}_{22})^2 + 4\mathcal{M}_{12}^2}\right), \\
m_{\mathrm{H}^0}^2 &= \frac{1}{2}\left(\mathcal{M}_{11} + \mathcal{M}_{22} + \sqrt{(\mathcal{M}_{11} - \mathcal{M}_{22})^2 + 4\mathcal{M}_{12}^2}\right), \\
m_{\mathrm{A}^0}^2 &= \frac{1}{2}\lambda_6 v^2, \\
m_{\mathrm{H}^\pm}^2 &= \frac{1}{2}\lambda_4 v^2,
\end{aligned} \tag{2.19}$$

wobei

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}_{11} &= 2(\lambda_1 + \lambda_3) v_1^2 + \frac{1}{2}\lambda_5 v_2^2, \\
\mathcal{M}_{22} &= 2(\lambda_2 + \lambda_3) v_2^2 + \frac{1}{2}\lambda_5 v_1^2, \\
\mathcal{M}_{12} &= \left(2\lambda_3 + \frac{1}{2}\lambda_5\right) v_1 v_2 \ .
\end{aligned} \tag{2.20}$$

Bei der Diagonalisierung der Massenmatrizen treten im CP-geraden und im CP-ungeraden bzw. geladenen Higgs-Sektor die Winkel α und β auf, die die Higgs-Kopplungen an Eichbosonen und Fermionen modifizieren und die sich aus den Parametern des Higgs-Potentials in Gl. (2.15) zu

$$\cos(2\alpha) = \frac{\mathcal{M}_{11} - \mathcal{M}_{22}}{\sqrt{(\mathcal{M}_{11} - \mathcal{M}_{22})^2 + 4\mathcal{M}_{12}^2}} \ , \quad \sin(2\alpha) = \frac{2\mathcal{M}_{12}}{\sqrt{(\mathcal{M}_{11} - \mathcal{M}_{22})^2 + 4\mathcal{M}_{12}^2}} \tag{2.21a}$$

und

$$\tan\beta = \frac{v_2}{v_1}, \qquad \cos\beta = \frac{v_1}{v}, \qquad \sin\beta = \frac{v_2}{v} \tag{2.21b}$$

ergeben.

Eine Umkehrung dieser Beziehungen ergibt für die Parameter des Potentials (Gl. (2.15))

$$
\begin{aligned}
\lambda_1 &= \frac{1}{2v^2\cos^2\beta}\left(m_{\mathrm{H}^0}^2\cos^2\alpha + m_{\mathrm{h}^0}^2\sin^2\alpha\right) - \frac{\sin(2\alpha)}{\sin(2\beta)}\frac{m_{\mathrm{H}^0}^2 - m_{\mathrm{h}^0}^2}{2v^2} + \frac{\lambda_5}{4}\left(1-\tan^2\beta\right),\\
\lambda_2 &= \frac{1}{2v^2\sin^2\beta}\left(m_{\mathrm{H}^0}^2\sin^2\alpha + m_{\mathrm{h}^0}^2\cos^2\alpha\right) - \frac{\sin(2\alpha)}{\sin(2\beta)}\frac{m_{\mathrm{H}^0}^2 - m_{\mathrm{h}^0}^2}{2v^2} + \frac{\lambda_5}{4}\left(1-\cot^2\beta\right),\\
\lambda_3 &= \frac{\sin(2\alpha)}{\sin(2\beta)}\frac{m_{\mathrm{H}^0}^2 - m_{\mathrm{h}^0}^2}{2v^2} - \frac{\lambda_5}{4},\\
\lambda_4 &= 2\frac{m_{\mathrm{H}^-}^2}{v^2},\\
\lambda_6 &= 2\frac{m_{\mathrm{A}^0}^2}{v^2}
\end{aligned}
\tag{2.22}
$$

als Funktion der Massen, Rotationswinkel und λ_5.

Man erkennt hieraus, dass der Parameter λ_5 hier noch eine freie Größe ist, der erst durch die Messung von Higgs-Selbstkopplungen bestimmt werden kann. Fordert man Invarianz der Lagrangedichte unter $H_1 \to -H_1$, so ergibt sich $\lambda_5 = 0$. Eine andere Möglichkeit den Parameter λ_5 festzulegen, stammt aus der Supersymmetrie, die für das Higgs-Potential $\lambda_5 = \lambda_6 = 2m_{\mathrm{A}^0}^2/v^2$ fordert.

Die Einschränkungen der Supersymmetrie an das Potential (vgl. Gl. (2.26) und (2.27)) sind durch die Bedingungen

$$
\begin{aligned}
\lambda_1 &= \lambda_2,\\
\lambda_3 &= \frac{1}{8}(g_1^2+g_2^2) - \lambda_1,\\
\lambda_4 &= 2\lambda_1 - \frac{1}{2}g_1^2,\\
\lambda_5 = \lambda_6 &= 2\lambda_1 - \frac{1}{2}(g_1^2+g_2^2)
\end{aligned}
\tag{2.23}
$$

gegeben. Diese 5 Bedingungen reduzieren die Zahl der freien Parameter im Higgs-Potential von 7 auf 2, die man üblicherweise als m_{A^0} und $\tan\beta$ wählt. Für diese Arbeit ist jedoch die Wahl von m_{H^-} an Stelle von m_{A^0} günstiger, da die Produktion geladener Higgs-Bosonen untersucht wird und daher m_{H^-} die experimentell interessante Größe ist.

2.3 Das minimale supersymmetrische Standardmodell

Eine weitere, momentan sehr populäre Möglichkeit das Standardmodell zu erweitern, besteht im Ausbau des Standardmodells zu einer supersymmetrischen Theorie.

Bei der Untersuchung von Symmetrieeigenschaften der S-Matrix [38] wurde festgestellt, dass die maximal mögliche Symmetriegruppe der S-Matrix lokal isomorph zu einem direkten Produkt aus der Poincaré-Gruppe und einer inneren Symmetriegruppe sein muss

(Coleman-Mandula-Theorem). Eine physikalisch anschauliche Erklärung dieses Sachverhaltes wurde von Witten [39] gegeben.

Dieses Theorem lässt sich jedoch umgehen, wenn man neben bosonischen Generatoren von Symmetrien auch fermionische Generatoren zulässt, die zu graduierten Lie-Algebren führen, die Antikommutatoren enthalten. Diese Symmetrie nennt man Supersymmetrie [40]. Sie ist nach [8] in einer relativistischen Quantenfeldtheorie die einzig mögliche nicht-triviale Erweiterung der Poincarégruppe. Die Generatoren der Supersymmetrie Q^A_α, $\bar{Q}^A_{\dot{\alpha}}$ transformieren Bosonen in Fermionen und umgekehrt. α und $\dot{\alpha}$ sind Indizes von Weyl-Spinoren und der Index $A \in \{1, \ldots, N\}$ bezieht sich auf einen internen Raum. Man spricht hierbei von einer N-erweiterten Supersymmetrie. Da für diese Arbeit nur $N = 1$ relevant ist, wird dieser Index weggelassen. Als Vertauschungsrelationen ergeben sich

$$\begin{aligned} \{Q_\alpha, \bar{Q}_{\dot{\alpha}}\} &= 2\sigma^\mu_{\alpha\dot{\alpha}} P_\mu \ , \\ \left[P_\mu, \bar{Q}_{\dot{\alpha}}\right] &= [P_\mu, Q_\alpha] = 0 \ , \end{aligned} \tag{2.24}$$

wobei P_μ der Impulsoperator und damit der Erzeugende von Translationen ist.

In supersymmetrischen Theorien ist die Zahl der fermionischen und bosonischen Freiheitsgrade gleich und die Massen der Teilchen, die durch eine Supersymmetrietransformation ineinander übergehen, sind identisch. Da aber zu den bisher bekannten Fermionen (Bosonen) keine Bosonen (Fermionen) mit derselben Masse beobachtet wurden, kann die Supersymmetrie keine exakte Symmetrie der Natur sein. Im minimalen supersymmetrischen Standardmodell (MSSM) wird die Supersymmetrie durch die Einführung von Termen in die Lagrangedichte explizit gebrochen. Nach dem Satz von Girardello-Grisaru [41] sind nur bestimmte Terme für diese explizite Brechung der Supersymmetrie zugelassen, wenn man die Nichtrenormierungstheoreme [42], die das Verschwinden von quadratisch divergenten Strahlungskorrekturen zu den Massenparametern betreffen, nicht verletzen will. In diesem Fall spricht man von einer „sanften Brechung" der Supersymmetrie.

2.3.1 Die Lagrangedichte

Die Lagrangedichte des minimalen supersymmetrischen Standardmodells setzt sich daher aus einem exakt supersymmetrischen Teil und den Termen, die die Supersymmetrie sanft brechen, zusammen:

$$\mathcal{L}_{\text{MSSM}} = \mathcal{L}_{\text{SUSY}} + \mathcal{L}_{\text{soft}} \ . \tag{2.25}$$

Die Konvention wurden [43] entnommen und basieren auf [44].

Der Parameterraum der Supersymmetrie ist das Produkt des Minkowski-Raumes mit Koordinaten x^μ und zweier Spinorräume mit Grassman-wertigen Koordinaten θ_α und $\bar{\theta}^{\dot{\alpha}}$. Diesen Produktraum nennt man Superraum. Die Felder des Standardmodells aus Tab. 1.2 werden gemäß dem Schema

$$\begin{aligned} \text{linkshändiges Fermion } \omega^-\Psi &\;\rightarrow\; \text{chirales Multiplett } (A, \omega^-\Psi), \\ \text{rechtshändiges Fermion } \omega^+\Psi &\;\rightarrow\; \text{antichirales Multiplett } (A^\dagger, \omega^+\Psi), \\ \text{komplexes Skalarfeld } A &\;\rightarrow\; \text{chirales Multiplett } (A, \omega^-\Psi) \\ \text{Vektorfeld } V_\mu &\;\rightarrow\; \text{Vektormultiplett } (\lambda, V_\mu) \end{aligned}$$

Superfeld	Komponenten	Bezeichnung	Ladung
$\mathrm{L} = \binom{\mathrm{L}^1}{\mathrm{L}^2}$	$\tilde{l}_L = \binom{\tilde{\nu}_L}{\tilde{e}_L}, l_L = \binom{\nu_L}{e_L}$	Sleptonen, Leptonen	$(1, 2, -1)$
E	$\tilde{e}_R^\dagger, e_R^c$	Selektron, Elektron	$(1, 1, 2)$
$\mathrm{Q} = \binom{\mathrm{Q}^1}{\mathrm{Q}^2}$	$\tilde{q}_L = \binom{\tilde{u}_L}{\tilde{d}_L}, q_L = \binom{u_L}{d_L}$	Squarks, Quarks	$(3, 2, 1/3)$
D	$\tilde{d}_R^\dagger, d_R^c$	Down-Squark, Down-Quark	$(3^*, 1, 2/3)$
U	$\tilde{u}_R^\dagger, u_R^c$	Up-Squark, Up-Quark	$(3^*, 1, -4/3)$
V_1'	λ', B_μ	Bino, B_μ-Boson	$(1, 1, 0)$
V_2^a	λ^a, W_μ^a	Winos, W_μ^a-Bosonen	$(1, 3, 0)$
V_3^a	λ_s^a, G_μ^a	Gluinos, Gluonen	$(8, 1, 0)$
$\mathrm{H}_1 = \binom{\mathrm{H}_1^1}{\mathrm{H}_1^2}$	$H_1 = \binom{H_1^1}{H_1^2}, \psi_{H_1} = \binom{\psi_{H_1}^1}{\psi_{H_1}^2}$	Higgs-Bosonen, Higgsinos	$(1, 2, -1)$
$\mathrm{H}_2 = \binom{\mathrm{H}_2^1}{\mathrm{H}_2^2}$	$H_2 = \binom{H_2^1}{H_2^2}, \psi_{H_2} = \binom{\psi_{H_2}^1}{\psi_{H_2}^2}$	Higgs-Bosonen, Higgsinos	$(1, 2, 1)$

Tabelle 2.2: Ladungen der Superfelder des minimalen supersymmetrischen Standardmodells. Der Index c gibt an, dass es sich dabei um ein ladungskonjugiertes Fermion handelt. Die Generatoren der 3^* Darstellung der $\mathrm{SU}(3)_C$ sind $-\lambda^*/2 = -\lambda^T/2$.

zu Superfeldern ergänzt. Hierbei sind $\omega^\mp = (1 \mp \gamma_5)/2$ wieder die Projektoren auf die $\binom{\text{links-}}{\text{rechts-}}$händige Komponeneten der Felder. Die Tab. 1.2 entsprechende Tabelle findet sich in Tab. 2.2.

In Tab. 2.2 erkennt man auch, dass zwei Higgs-Dubletts, H_1 und H_2, mit unterschiedlicher Hyperladung eingeführt wurden. Dafür gibt es zwei Gründe: Zum einen könnte man nicht sowohl Fermionen mit Isospin $T_3^{\mathrm{f}} = -1/2$ als auch solchen mit $T_3^{\mathrm{f}} = +1/2$ eine Masse geben, da der entsprechende Massenterm mit $i\tau_2 H^*$ in Gl. (2.3d) von der Supersymmetrie verboten wäre und zum anderen mit den Higgsinos zusätzliche Fermionen existieren, bei denen die Summe über die Hyperladungen verschwinden muss, um keine axiale Anomalie (Adler-Bell-Jackiw Anomalie) in dem Modell zu haben.

Der exakt supersymmetrische Teil der Lagrangedichte aus Gl. (2.25), eingeschränkt auf die elektroschwache Wechselwirkung und eine Fermiongeneration, lautet:

$$
\begin{aligned}
\mathcal{L}_{\mathrm{SUSY}} = \int d^4\theta \Bigg\{ & \left[\left(\frac{1}{16 g_1^2} \mathrm{B}^\alpha \mathrm{B}_\alpha + \frac{1}{16 g_2^2} \mathrm{W}^{a\alpha} \mathrm{W}^a_\alpha \right) \delta^2(\overline{\theta}) + h.c. \right] \\
& + \overline{\mathrm{Q}} e^{g_1 \mathrm{V}_1 + 2 g_2 \mathrm{V}_2} \mathrm{Q} + \overline{\mathrm{U}} e^{g_1 \mathrm{V}_1 + 2 g_2 \mathrm{V}_2} \mathrm{U} + \overline{\mathrm{D}} e^{g_1 \mathrm{V}_1 + 2 g_2 \mathrm{V}_2} \mathrm{D} \\
& + \overline{\mathrm{L}} e^{g_1 \mathrm{V}_1 + 2 g_2 \mathrm{V}_2} \mathrm{L} + \overline{\mathrm{E}} e^{g_1 \mathrm{V}_1 + 2 g_2 \mathrm{V}_2} \mathrm{E} \\
& + \overline{\mathrm{H}_1} e^{g_1 \mathrm{V}_1 + 2 g_2 \mathrm{V}_2} \mathrm{H}_1 + \overline{\mathrm{H}_2} e^{g_1 \mathrm{V}_1 + 2 g_2 \mathrm{V}_2} \mathrm{H}_2 \\
& + \left[(\lambda_u \mathrm{H}_2 \mathrm{Q} \mathrm{U} + \lambda_d \mathrm{H}_1 \mathrm{Q} \mathrm{D} + \lambda_e \mathrm{H}_1 \mathrm{L} \mathrm{E} - \mu \mathrm{H}_1 \mathrm{H}_2) \delta^2(\bar{\theta}) + h.c. \right] \Bigg\} . \qquad (2.26)
\end{aligned}
$$

Die Summe über die $\mathrm{SU}(2)_W$-Indizes ist so definiert, dass die einzelnen Terme invariant sind: $\mathrm{H}_1\mathrm{Q} := \mathrm{H}_1^1\mathrm{Q}^2 - \mathrm{H}_1^2\mathrm{Q}^1$, etc. In Gl. (2.26) treten neben den bereits definierten Superfeldern und Kopplungskonstanten noch auf:

- Die Kontraktion der Superfelder mit ihren Generatoren $\mathrm{V}_1 = Y\mathrm{V}_1'$ im Falle der $\mathrm{U}(1)_Y$-Symmetrie und $\mathrm{V}_2 = \frac{\tau^a}{2}\mathrm{V}_2^a$ im Falle der $\mathrm{SU}(2)_W$-Symmetrie,

- die daraus über die Vorschrift $\mathrm{B}_\alpha := -\frac{1}{4}\overline{DD}(e^{-g_1\mathrm{V}_1}D_\alpha e^{g_1\mathrm{V}_1})$ mit $D_\alpha := \partial_\alpha - i\,{}_\alpha(\sigma^\mu\bar{\theta})\partial_\mu$, $\overline{D}_{\dot\alpha} := -\overline{\partial}_{\dot\alpha} + i(\theta\sigma^\mu)_{\dot\alpha}\partial_\mu$ und $\overline{DD} := \overline{D}_{\dot\alpha}\overline{D}^{\dot\alpha}$ gewonnenen Feldstärken für die $\mathrm{U}(1)_Y$-Symmetrie und analog W_α^a für die schwache Wechselwirkung,

- die Kopplungskonstanten λ_u, λ_d und λ_e für die Yukawa-Terme und

- die Kopplungskonstante μ, die in das Higgs-Potential eingeht.

Die sanfte Brechung der Supersymmetrie wird durch

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{\text{soft}} = &- m_{\tilde{q}_L}^2|\tilde{q}_L|^2 - m_{\tilde{u}_R}^2|\tilde{u}_R|^2 - m_{\tilde{d}_R}^2|\tilde{d}_R|^2 - m_{\tilde{l}_L}^2|\tilde{l}_L|^2 - m_{\tilde{e}_R}^2|\tilde{e}_R|^2 \\ &- \Big(\lambda_u A_u H_2\tilde{q}_L\tilde{u}_R^\dagger + \lambda_d A_d H_1\tilde{q}_L\tilde{d}_R^\dagger + \lambda_e A_e H_1\tilde{l}_L\tilde{e}_R^\dagger + m_3^2 H_1 H_2 + h.c.\Big) \\ &- m_1^2|H_1|^2 - m_2^2|H_2|^2 + \frac{1}{2}(M_1\lambda'\lambda' + M_2\lambda^a\lambda^a + h.c.)\end{aligned} \tag{2.27}$$

beschrieben. Die Parameter $m_{\tilde{q}_L}^2$, $m_{\tilde{u}_R}^2$ und $m_{\tilde{d}_R}^2$ führen zu Massentermen für die Squarks, $m_{\tilde{l}_L}^2$ und $m_{\tilde{e}_R}^2$ für die Sleptonen, und M_1 und M_2 für die Gauginos. Neben diesen Massentermen treten mit den Parametern A_u, A_d und A_e noch trilineare Kopplungen auf.

Im Allgemeinen sind die Parameter μ, M_1 und M_2 komplexe Zahlen, $m^2_{\tilde{q}_L,\tilde{l}_L}$, $m^2_{\tilde{u}_R,\tilde{d}_R,\tilde{e}_R}$ hermitesche, $\lambda_{u,d,e}$ und $A_{u,d,e}$ beliebige 3×3 Matrizen. Da in dieser Arbeit keine CP-verletzenden Observablen untersucht werden, werden alle Parameter reell gewählt. Ferner werden die Matrizen $m^2_{\tilde{q}_L,\tilde{l}_L}$, $m^2_{\tilde{u}_R,\tilde{d}_R,\tilde{e}_R}$, $\lambda_{u,d,e}$ und $A_{u,d,e}$ diagonal gewählt. Dies ist für den Prozess $\mathrm{e}^-\mathrm{e}^+ \to \mathrm{H}^-\mathrm{H}^+$ eine sinnvolle Approximation, da zum einen die Yukawa-Kopplungen der Fermionen $\lambda_{u,d,e}$ bekanntermaßen kaum oder gar nicht von der Diagonalgestalt abweichen und man zum anderen erwartet, dass der Bereich, in dem sich die Beiträge der Diagramme mit Sfermionen zu den Observablen bewegen können, bereits mit diagonalen Matrizen abgedeckt werden kann. Durch diese Einschränkungen wird die Zahl der freien Parameter stark reduziert, so dass sich die Diskussion in Kapitel 4 vereinfacht.

2.3.2 Die Masseneigenzustände

Die Masseneigenzustände der Eichbosonen, Leptonen und Quarks werden ganz analog zum Standardmodell und Zwei-Higgs-Dublett Modell nach den Gleichungen in Tab. 2.1 gewonnen.

Bei den Higgs-Bosonen kann man im Prinzip die Formeln aus Gl. (2.19) übernehmen, hat aber die SUSY-Einschränkungen von Gl. (2.23) zu beachten. In der Praxis verwendet man aber stattdessen als Funktion der Eingabegrößen m_{A^0} und $\tan\beta$ die Beziehungen

$$m^2_{\mathrm{H}^-} = m^2_{\mathrm{A}^0} + m^2_{\mathrm{W}}, \tag{2.28a}$$

$$m^2_{\mathrm{h}^0,\mathrm{H}^0} = \frac{1}{2}\left(m^2_{\mathrm{A}^0} + m^2_{\mathrm{Z}} \mp \sqrt{(m^2_{\mathrm{A}^0} + m^2_{\mathrm{Z}})^2 - 4m^2_{\mathrm{A}^0} m^2_{\mathrm{Z}} \cos^2(2\beta)}\right) \tag{2.28b}$$

und

$$\tan(2\alpha) = \tan(2\beta)\frac{m^2_{\mathrm{A}^0} + m^2_{\mathrm{Z}}}{m^2_{\mathrm{A}^0} - m^2_{\mathrm{Z}}} \ . \tag{2.28c}$$

Diese Beziehungen führen zu den Einschränkungen

$$m_{\mathrm{H}^0} > m_{\mathrm{A}^0}, m_{\mathrm{Z}} > m_{\mathrm{h}^0}, \tag{2.29a}$$

$$m_{\mathrm{H}^-} > m_{\mathrm{A}^0}, m_{\mathrm{W}}, \tag{2.29b}$$

$$m^2_{\mathrm{h}^0} + m^2_{\mathrm{H}^0} = m^2_{\mathrm{A}^0} + m^2_{\mathrm{Z}} \ . \tag{2.29c}$$

Die Gleichungen (2.28) und (2.29) gelten allerdings nur auf dem Bornniveau. Berechnet man Strahlungskorrekturen zum Higgs-Potential, ändern sich diese Relationen. Für die Masse des geladenen Higgs-Bosons wurde die Rechnung in der Einschleifenordnung in [45, 46] durchgeführt. Das Ergebnis kann nach [45] durch

$$\begin{aligned} m^2_{\mathrm{H}^-} = m^2_{\mathrm{A}^0} + m^2_{\mathrm{W}} + \frac{3}{4\pi}\frac{\alpha_{\mathrm{em}}}{s_w^2 m^2_{\mathrm{W}}}\left(2\frac{m_{\mathrm{t}}^2 m_{\mathrm{b}}^2}{(\sin\beta\cos\beta)^2} - m^2_{\mathrm{W}}\left(\frac{m_{\mathrm{t}}^2}{\sin^2\beta} + \frac{m_{\mathrm{b}}^2}{\cos^2\beta}\right) + \frac{2}{3}m^4_{\mathrm{W}}\right)\ln\left(\frac{m_{\tilde{q}_L}}{m_{\mathrm{t}}}\right) \\ + \frac{m^2_{\mathrm{W}}}{6\pi}\frac{15\alpha_{\mathrm{em}}}{c_w^2}\ln\left(\frac{m_{\tilde{q}_L}}{m_{\mathrm{W}}}\right) \ . \end{aligned} \tag{2.30}$$

angenähert werden. Obgleich diese Korrekturen meist klein sind, wurde Gl. (2.30), sofern im Text keine anderen Angaben gemacht werden, verwendet um $m^2_{\mathrm{A}^0}$ aus der Eingabegröße $m^2_{\mathrm{H}^-}$ zu berechnen.

Im neutralen Sektor sind die Strahlungskorrekturen zu den Massen größer [47]. Insbesondere gilt $m_{\mathrm{h}^0} < m_{\mathrm{Z}}$ (Gl. (2.29a)) nicht mehr, was viele weitere Untersuchungen [48] nach sich gezogen hat. Im CP-geraden Teil des neutralen Higgs-Sektors lassen sich die Massenterme in der Form

$$\frac{1}{2}\left(H_2^0, H_1^0\right)\mathcal{M}^2_{\mathrm{h}^0\mathrm{H}^0}\begin{pmatrix} H_2^0 \\ H_1^0 \end{pmatrix} \tag{2.31}$$

schreiben. Für die Massenmatrix erhält man

$$\mathcal{M}^2_{\mathrm{h}^0\mathrm{H}^0} = \frac{\sin(2\beta)}{2}\begin{pmatrix} m^2_{\mathrm{Z}}\tan\beta + m^2_{\mathrm{A}^0}\cot\beta & -m^2_{\mathrm{Z}} - m^2_{\mathrm{A}^0} \\ -m^2_{\mathrm{Z}} - m^2_{\mathrm{A}^0} & m^2_{\mathrm{Z}}\cot\beta + m^2_{\mathrm{A}^0}\tan\beta \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \omega_t & \lambda_t \\ \lambda_t & \sigma_t \end{pmatrix} . \tag{2.32}$$

Der erste Summand ist das Ergebnis in der Bornschen Näherung und der zweite Term gibt die Strahlungskorrekturen dazu an. Als Näherung an das Ergebnis in der Einschleifenordnung ergibt sich laut [49] und unter Berücksichtigung der Korrektur in [50]:

$$\begin{aligned}
\omega_t =& \frac{3\alpha_{\mathrm{em}}}{2\pi s_w^2 \sin^2\beta} \frac{m_{\mathrm{t}}^4}{m_{\mathrm{W}}^2} \left[\ln \frac{m_{\tilde{\mathrm{t}}_1} m_{\tilde{\mathrm{t}}_2}}{m_{\mathrm{t}}^2} + A_t \frac{A_t - \mu\cot\beta}{m_{\tilde{\mathrm{t}}_1}^2 - m_{\tilde{\mathrm{t}}_2}^2} \ln \frac{m_{\tilde{\mathrm{t}}_1}^2}{m_{\tilde{\mathrm{t}}_2}^2} \right. \\
&\left. + A_t^2 \left(\frac{A_t - \mu\cot\beta}{m_{\tilde{\mathrm{t}}_1}^2 - m_{\tilde{\mathrm{t}}_2}^2} \right)^2 \left(1 - \frac{m_{\tilde{\mathrm{t}}_1}^2 + m_{\tilde{\mathrm{t}}_2}^2}{m_{\tilde{\mathrm{t}}_1}^2 - m_{\tilde{\mathrm{t}}_2}^2} \ln \frac{m_{\tilde{\mathrm{t}}_1}}{m_{\tilde{\mathrm{t}}_2}} \right) \right] , \\
\lambda_t =& -\frac{3\alpha_{\mathrm{em}}}{4\pi s_w^2 \sin^2\beta} \frac{m_{\mathrm{t}}^4}{m_{\mathrm{W}}^2} \mu \left[\frac{A_t - \mu\cot\beta}{m_{\tilde{\mathrm{t}}_1}^2 - m_{\tilde{\mathrm{t}}_2}^2} \ln \frac{m_{\tilde{\mathrm{t}}_1}^2}{m_{\tilde{\mathrm{t}}_2}^2} \right. \\
&\left. + 2A_t \left(\frac{A_t - \mu\cot\beta}{m_{\tilde{\mathrm{t}}_1}^2 - m_{\tilde{\mathrm{t}}_2}^2} \right)^2 \left(1 - \frac{m_{\tilde{\mathrm{t}}_1}^2 + m_{\tilde{\mathrm{t}}_2}^2}{m_{\tilde{\mathrm{t}}_1}^2 - m_{\tilde{\mathrm{t}}_2}^2} \ln \frac{m_{\tilde{\mathrm{t}}_1}}{m_{\tilde{\mathrm{t}}_2}} \right) \right]
\end{aligned} \tag{2.33}$$

und

$$\sigma_t = \frac{3\alpha_{\mathrm{em}}}{2\pi s_w^2 \sin^2\beta} \frac{m_{\mathrm{t}}^4}{m_{\mathrm{W}}^2} \mu^2 \left(\frac{A_t - \mu\cot\beta}{m_{\tilde{\mathrm{t}}_1}^2 - m_{\tilde{\mathrm{t}}_2}^2} \right)^2 \left(1 - \frac{m_{\tilde{\mathrm{t}}_1}^2 + m_{\tilde{\mathrm{t}}_2}^2}{m_{\tilde{\mathrm{t}}_1}^2 - m_{\tilde{\mathrm{t}}_2}^2} \ln \frac{m_{\tilde{\mathrm{t}}_1}}{m_{\tilde{\mathrm{t}}_2}} \right) . \tag{2.34}$$

Wenn keine anderslautenden Aussagen gemacht werden, werden diese Formeln verwendet. Die Diagonalisierung dieser symmetrischen 2×2-Matrix geschieht mit dem in Anhang A.4.1 beschriebenen Verfahren.

Auch bei den zu dem Fermion f gehörenden Sfermionen ergibt sich für die Felder $\tilde{\mathrm{f}}_L$, $\tilde{\mathrm{f}}_R$ keine diagonale Massenmatrix[5]. Die entsprechenden Terme in der Lagrangedichte lauten:

$$\mathcal{L}_{m^2_{\tilde{\mathrm{f}}_{1,2}}} = -\left(\tilde{\mathrm{f}}_L^*, \tilde{\mathrm{f}}_R^* \right) \mathcal{M}^2_{\tilde{\mathrm{f}}_{1,2}} \begin{pmatrix} \tilde{\mathrm{f}}_L \\ \tilde{\mathrm{f}}_R \end{pmatrix} \tag{2.35}$$

mit der Massenmatrix

$$\mathcal{M}^2_{\tilde{\mathrm{f}}_{1,2}} = \begin{pmatrix} m_{\mathrm{f}}^2 + m_{\tilde{F}_L}^2 + m_{\mathrm{Z}}^2 \cos(2\beta)(T_3^{\mathrm{f}} - Q_{\mathrm{f}} s_w^2) & m_{\mathrm{f}} \left(A_{\mathrm{f}} - \mu(\cot\beta)^{2T_3^{\mathrm{f}}} \right) \\ m_{\mathrm{f}} \left(A_{\mathrm{f}} - \mu(\cot\beta)^{2T_3^{\mathrm{f}}} \right) & m_{\mathrm{f}}^2 + m_{\tilde{f}_R}^2 + m_{\mathrm{Z}}^2 \cos(2\beta) Q_{\mathrm{f}} s_w^2 \end{pmatrix} , \tag{2.36}$$

wobei T_3^{f} die 3. Komponente des schwachen Isospins des Fermions f und Q_{f} seine elektrische Ladung ist. $(\cot\beta)^{2T_3^{\mathrm{f}}}$ stellt lediglich eine kompakte Schreibweise für $\cot\beta$ für Fermionen mit $T_3^{\mathrm{f}} = +1/2$ bzw. $\tan\beta$ für Fermionen mit $T_3^{\mathrm{f}} = -1/2$ dar. Die Größen $m^2_{\tilde{F}_L}$ und $m^2_{\tilde{f}_R}$ bezeichnen die entsprechenden Dublett- bzw. Singulettbrechungsterme aus Gl. (2.27). Für die Up-Squark Massenmatrix ist also $m^2_{\tilde{F}_L} = m^2_{\tilde{q}_L}$ und $m^2_{\tilde{f}_R} = m^2_{\tilde{u}_R}$. Die Massenmatrix in

[5] Außer bei den Sneutrinos, für die kein Feld $\tilde{\nu}_R$ existiert und sich die Masse einfach zu $m^2_{\tilde{\nu}_L} = m^2_{\tilde{l}_L} + m_{\mathrm{Z}}^2 \cos(2\beta)/2$ ergibt.

Gl. (2.36) ist wieder eine symmetrische 2×2-Matrix, die für $A_\mathrm{f} = \mu(\cot\beta)^{2T_3^\mathrm{f}}$ sogar diagonal ist und mit dem in Anhang A.4.1 beschriebenen Verfahren diagonalisiert werden kann. Falls die Brechungsparameter alle von derselben Größenordnung sind, kann man für die leichten Fermionen die Massenmatrix ebenfalls durch eine Diagonalmatrix annähern. Umgekehrt bedeutet dies, dass vor allem für Top- und Bottom-Squarks die Masseneigenzustände sich deutlich von den Zuständen in Tab. 2.2 unterscheiden können. Obwohl die Lagrangedichte Gl. (2.27) auch negative Werte für die Parameter $m^2_{\tilde{F}_L}$ und $m^2_{\tilde{f}_R}$ der sanften SUSY-Brechung zulässt, führt diese Wahl meist zu negativen Eigenwerten der Massenmatrix Gl. (2.36). Aus diesem Grund werden bei der Diskussion nur Szenarien mit $m^2_{\tilde{F}_L}, m^2_{\tilde{f}_R} \geq 0$ betrachtet und die Größen

$$m_{\tilde{F}_L,\tilde{f}_R} = \sqrt{m^2_{\tilde{F}_L,\tilde{f}_R}} \tag{2.37}$$

verwendet.

Auch bei den Charginos ergibt sich aus den quadratischen Termen der Lagrangedichte

$$\mathcal{L}_{m_{\tilde{\chi}^-_{1,2}}} = -\left(-i\lambda^-, \psi^2_{H_1}\right) \mathcal{M}^2_{\tilde{\chi}^-_{1,2}} \begin{pmatrix} -i\lambda^+ \\ \psi^1_{H_2} \end{pmatrix} + h.c. \tag{2.38}$$

mit

$$\mathcal{M}_{\tilde{\chi}^-_{1,2}} = \begin{pmatrix} M_2 & m_\mathrm{W}\sqrt{2}\sin\beta \\ m_\mathrm{W}\sqrt{2}\cos\beta & \mu \end{pmatrix} \tag{2.39}$$

eine nicht-diagonale 2×2-Massenmatrix, die in der Literatur auch häufig mit dem Symbol X bezeichnet wird. Hierbei sind

$$\lambda^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(\lambda^1 \pm i\lambda^2) \tag{2.40}$$

die geladenen Winofelder und $\psi^2_{H_1}$, $\psi^1_{H_2}$ die geladenen Komponenten der Dubletts ψ_{H_1}, ψ_{H_2}. Da die Matrix in Gl. (2.39) nicht symmetrisch ist, erfolgt die Diagonalisierung, wie in Anhang A.4.2 beschrieben, mit Hilfe zweier unitärer Matrizen $\hat{V}$ und $\hat{U}$. Die Transformation auf die Weyl-Spinoren $\chi^-_{1,2}$ und $\chi^+_{1,2}$ der Masseneigenzustände erfolgt dann durch

$$\begin{pmatrix} \chi^+_1 \\ \chi^+_2 \end{pmatrix} = \hat{V} \begin{pmatrix} -i\lambda^+ \\ \psi^1_{H_2} \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \begin{pmatrix} \chi^-_1 \\ \chi^-_2 \end{pmatrix} = \hat{U} \begin{pmatrix} -i\lambda^- \\ \psi^2_{H_1} \end{pmatrix} . \tag{2.41}$$

Die Dirac-Spinoren der Charginos $\tilde{\chi}^-_{1,2}$ konstruiert man in der chiralen Darstellung durch

$$\tilde{\chi}^-_i = \begin{pmatrix} \chi^-_i \\ \overline{\chi^+_i} \end{pmatrix} \tag{2.42}$$

und den dazu ladungskonjugierten Spinor durch

$$\tilde{\chi}^+_i = \begin{pmatrix} \chi^+_i \\ \overline{\chi^-_i} \end{pmatrix} . \tag{2.43}$$

Im Neutralinosektor ergibt sich die Massenmatrix aus

$$\mathcal{L}_{m_{\tilde{\chi}^0_{1,2,3,4}}} = -\frac{1}{2}\left(-i\lambda_A, -i\lambda_Z, \psi^1_{H_1}, \psi^2_{H_2}\right) \mathcal{M}_{\tilde{\chi}^0_{1,2,3,4}} \left(-i\lambda_A, -i\lambda_Z, \psi^1_{H_1}, \psi^2_{H_2}\right)^T + h.c. \quad (2.44)$$

zu

$$\mathcal{M}_{\tilde{\chi}^0_{1,2,3,4}} = \begin{pmatrix} c_w^2 M_1 + s_w^2 M_2 & s_w c_w(-M_1 + M_2) & 0 & 0 \\ s_w c_w(-M_1 + M_2) & s_w^2 M_1 + c_w^2 M_2 & m_Z \cos\beta & -m_Z \sin\beta \\ 0 & m_Z \cos\beta & 0 & -\mu \\ 0 & -m_Z \sin\beta & -\mu & 0 \end{pmatrix} . \quad (2.45)$$

In Gl. (2.44) treten als Weyl-Spinoren das Photino $\lambda_A = c_w\lambda' + s_w\lambda^3$, das Zino $\lambda_Z = -s_w\lambda' + c_w\lambda^3$ und die neutralen Komponenten $\psi^1_{H_1}$ und $\psi^2_{H_2}$ aus den entsprechenden Dubletts auf. In der Literatur wird die Matrix in Gl. (2.45) häufig mit Y' bezeichnet. Alternativ findet man auch oft die Matrix

$$Y = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -m_Z s_w \cos\beta & m_Z s_w \sin\beta \\ 0 & M_2 & m_Z c_w \cos\beta & -m_Z c_w \sin\beta \\ -m_Z s_w \cos\beta & m_Z c_w \cos\beta & 0 & -\mu \\ m_Z s_w \sin\beta & -m_Z c_w \sin\beta & -\mu & 0 \end{pmatrix} , \quad (2.46)$$

die bezüglich der Basis $\left(-i\lambda', -i\lambda^3, \psi^1_{H_1}, \psi^2_{H_2}\right)$ definiert ist. Die Diagonalmatrix erhält man dann mit Hilfe einer Matrix N' durch

$$\mathrm{diag}(m_{\tilde{\chi}^0_1}, m_{\tilde{\chi}^0_2}, m_{\tilde{\chi}^0_3}, m_{\tilde{\chi}^0_4}) = N'^* Y' N'^{-1}. \quad (2.47)$$

Diese Matrix N' kann für reelle Brechungsparameter M_1, M_2 und μ, wie sie in dieser Arbeit verwendet werden, aus $SO(4)$ und damit reell gewählt werden. Diese Wahl führt jedoch zu Problemen, die weiter unten im Text ausführlicher diskutiert werden. Die Majorana-Spinoren der physikalischen Neutralinos in der chiralen Darstellung konstruiert man aus den Majorana-Spinoren

$$\tilde{\psi}^0_1 = \begin{pmatrix} -i\lambda' \\ i\bar{\lambda}' \end{pmatrix}, \quad \tilde{\psi}^0_2 = \begin{pmatrix} -i\lambda^3 \\ i\bar{\lambda}^3 \end{pmatrix}, \quad \tilde{\psi}^0_3 = \begin{pmatrix} \psi^1_{H_1} \\ i\bar{\psi}^1_{H_1} \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \tilde{\psi}^0_4 = \begin{pmatrix} \psi^2_{H_2} \\ i\bar{\psi}^2_{H_2} \end{pmatrix} \quad (2.48)$$

durch

$$\tilde{\chi}^0_i = (\omega^- N'_{ij} + \omega^+ N'^*_{ij})\tilde{\psi}^0_j \ . \quad (2.49)$$

Allerdings ist die Massenmatrix in Gl. (2.45)) nicht positiv definit und für bestimmte Parameterwerte können negative Eigenwerte auftreten. Für dieses Problem gibt es 3 Lösungsmöglichkeiten:

1. Man führt die Rechnung einfach mit negativen Massenparametern durch, wodurch aber das Ordnen der Neutralinos nach ihren (positiven) Massen erschwert wird.

2. Es werden Parameter $\varepsilon_i \in \{-1, +1\}$ ($i \in \{1, 2, 3, 4\}$) eingeführt, so dass deren Produkt mit dem entsprechenden Eigenwert die (positive) Neutralinomasse ergibt. In der Praxis erreicht man das am Einfachsten, indem man in Gl. (2.49) ε_i als Faktor vor ω^- einfügt.

3. Die letzte Möglichkeit besteht darin, dass man die Diagonalisierungsmatrix N' nicht aus $SO(4)$ sondern aus $SU(4)$ wählt[6] und in den entsprechenden Zeilen der $SO(4)$-Matrix jeden Wert mit einem Faktor i multipliziert.

In dieser Arbeit wurde der letzte Zugang gewählt.

[6] was man für komplexe Parameter ohnehin hätte tun müssen

Kapitel 3

Der Prozess $\mathrm{e}^-\mathrm{e}^+ \to \mathrm{H}^-\mathrm{H}^+$

In diesem Kapitel werden die Bezeichnungen für den Prozess $\mathrm{e}^-\mathrm{e}^+ \to \mathrm{H}^-\mathrm{H}^+$ festgelegt und die Rechnungen beschrieben, die für die Vorhersage von Wirkungsquerschnitten und Asymmetrien auf dem Einschleifenniveau notwendig sind.

3.1 Kinematik und Bornsche Näherung

Die Viererimpulse von Elektron und Positron werden mit p und $\bar{p}$ bezeichnet, ihre Helizitäten mit κ und $\bar{\kappa}$ ($\kappa, \bar{\kappa} \in \{+,-\}$). Bei den auslaufenden geladenen Skalaren wird der Impuls von H^- mit k, der von H^+ mit $\bar{k}$ bezeichnet.

In den weiteren Rechnungen wird die Masse des Elektrons immer dann vernachlässigt, wenn dies eine gute Näherung darstellt, also das Verhältnis m_e^2/s oder $m_\mathrm{e}/m_\mathrm{W}$ auftritt. Nicht vernachlässigt werden kann die Elektronmasse in den infrarotdivergenten Diagrammen, da dort m_e in Logarithmen auftritt, die im Limes $m_\mathrm{e} \to 0$ divergieren.

Die Mandelstam-Variablen werden durch die Gleichungen

$$s = (p+\bar{p})^2 = (k+\bar{k})^2, \tag{3.1a}$$
$$t = (p-k)^2 = (\bar{p}-\bar{k})^2 \quad \text{und} \tag{3.1b}$$
$$u = (p-\bar{k})^2 = (\bar{p}-k)^2 \tag{3.1c}$$

definierten. Da die äußeren Teilchen auf der Massenschale (on-shell) sind, ergibt sich unter Vernachlässigung der Elektronmasse die Beziehung

$$s+t+u = 2m_{\mathrm{H}^-}^2 \ . \tag{3.2}$$

Der Streuwinkel θ ist definiert als der Winkel zwischen den Impulsrichtungen von Elektron und negativ geladenem Higgs-Boson im Schwerpunktsystem. Im Schwerpunktsystem kann man durch geeignete Drehung des Koordinatensystems die Viererimpulse der Teilchen in der Form

$$\begin{aligned} p &= (E,0,0,E) \quad , \quad k = (E, E\beta_S \sin\theta, 0, E\beta_S\cos\theta) \\ \bar{p} &= (E,0,0,-E) \quad , \quad \bar{k} = (E, -E\beta_S \sin\theta, 0, -E\beta_S\cos\theta), \end{aligned} \tag{3.3}$$

mit der Elektronenergie $E = \sqrt{s}/2$ und der Geschwindigkeit der auslaufenden geladenen Higgs-Bosonen $\beta_S = \sqrt{1 - 4m_{\mathrm{H}^-}^2/s}$, schreiben. Damit lassen sich im Schwerpunktsystem die Mandelstam-Variablen t und u durch die Formeln

$$\begin{aligned} t &= -\frac{s}{2}(1 - \beta_S \cos\theta) + m_{\mathrm{H}^-}^2 \quad \text{und} \\ u &= -\frac{s}{2}(1 + \beta_S \cos\theta) + m_{\mathrm{H}^-}^2 \end{aligned} \tag{3.4}$$

ausdrücken.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ berechnet sich aus dem Matrixelement $\mathcal{M}$ mit Hilfe der Formel

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\kappa, \bar{\kappa}, s, \cos\theta) = \frac{1}{64\pi^2 s}\beta_S |\mathcal{M}(\kappa, \bar{\kappa}, s, \cos\theta)|^2 \ , \tag{3.5}$$

wobei man das Matrixelement durch Anwendung der Feynmanregeln erhält.

Als Observable benötigen wir für diese Arbeit

- den differentiellen Wirkungsquerschnitt unpolarisierter Elektronen und Positronen

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(s, \cos\theta) = \frac{1}{4}\sum_{\text{Spins}} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\kappa, \bar{\kappa}, s, \cos\theta) \ , \tag{3.6}$$

  wobei der Faktor 1/4 aus der Spinmittelung von Elektron und Positron stammt,

- den Wirkungsquerschnitt in Vorwärtsrichtung

$$\sigma^F(s) = \int_{\theta < \frac{\pi}{2}} d\Omega \frac{d\sigma}{d\Omega}(s, \cos\theta) \ , \tag{3.7}$$

- den Wirkungsquerschnitt in Rückwärtsrichtung

$$\sigma^B(s) = \int_{\theta > \frac{\pi}{2}} d\Omega \frac{d\sigma}{d\Omega}(s, \cos\theta) \ , \tag{3.8}$$

- den totalen Wirkungsquerschnitt

$$\sigma(s) = \sigma^F(s) + \sigma^B(s) \quad \text{und} \tag{3.9}$$

- die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie

$$A_{\mathrm{FB}}(s) = \frac{\sigma^F(s) - \sigma^B(s)}{\sigma^F(s) + \sigma^B(s)} \ . \tag{3.10}$$

Für praktische Rechnungen ist es günstig, das Matrixelement $\mathcal{M}$ aus Gl. (3.5) gemäß

$$\mathcal{M} = ie^2 \sum_i \mathcal{M}_i^\kappa F_i^\kappa \ . \tag{3.11}$$

in eine Basis aus Standardmatrixelementen $\mathcal{M}_i^\kappa$, die die Polarisationen der äußeren Teilchen (hier Spin von Elektron und Positron) enthalten, und Formfaktoren oder invariante Funktionen F_i^κ, die unabhängig von den Polarisationen sind, zu zerlegen. In dem hier betrachteten Prozess von 2 Fermionen in 2 Skalare lautet eine vollständige Basis von Standardmatrixelementen:

$$\mathcal{M}_1^\kappa = \bar{v}(\bar{p})\not{k}\omega^\kappa u(p) \tag{3.12a}$$

$$\mathcal{M}_2^\kappa = \bar{v}(\bar{p})\omega^\kappa u(p) \ . \tag{3.12b}$$

An Stelle der Definition von $\mathcal{M}_1$ durch Gl. (3.12a) könnte man auch die symmetrischere Variante [51]

$$(\mathcal{M}_1')^\kappa = \bar{v}(\bar{p})(\not{k} - \bar{\not{k}})\omega^\kappa u(p) \tag{3.13}$$

verwenden. Der Zusammenhang mit den Standardmatrixelementen in Gl. (3.12) wird unter Verwendung der Energie-Impulserhaltung $p + \bar{p} = k + \bar{k}$ und der Dirac-Gleichung $\not{p}u(p) = mu(p)$ und $\bar{\not{p}}v(\bar{p}) = -\bar{m}v(\bar{p})$ durch

$$(\mathcal{M}_1')^\kappa = 2\mathcal{M}_1^\kappa + \bar{m}\mathcal{M}_2^\kappa - m\mathcal{M}_2^{-\kappa} \tag{3.14}$$

hergestellt.

Für den differentiellen Wirkungsquerschnitt in Gl. (3.6) benötigen wir das Quadrat des Absolutbetrages von $\mathcal{M}$. Die Berechnung der dafür benötigten Produkte $\mathcal{M}_i^*\mathcal{M}_j$ wird vereinfacht, wenn man gleich die Spinsummation ausführt, die nicht auf die Formfaktoren wirkt. Man erhält:

$$\sum_{\text{Spins}} (\mathcal{M}_1^\lambda)^* \mathcal{M}_1^\kappa = \delta_{\lambda\kappa}\left[(t - m_{\mathrm{H}^-}^2)(u - m_{\mathrm{H}^-}^2) - s m_{\mathrm{H}^-}^2\right], \tag{3.15a}$$

$$\sum_{\text{Spins}} (\mathcal{M}_1^\lambda)^* \mathcal{M}_2^\kappa = 0 \quad \text{und} \tag{3.15b}$$

$$\sum_{\text{Spins}} (\mathcal{M}_2^\lambda)^* \mathcal{M}_2^\kappa = \delta_{\lambda\kappa} s \ . \tag{3.15c}$$

Im Schwerpunktsystem nimmt Gl. (3.15a) die Form $\delta_{\lambda\kappa}(\frac{1}{2}s\beta_S \sin\theta)^2$ an.

In dieser Arbeit soll der Prozess $e^-e^+ \to H^-H^+$ nicht nur in der Bornschen Näherung, d.h. in der klassischen Näherung, berechnet werden, sondern es sollen auch die Quantenkorrekturen in der nächsthöheren Ordnung, der Einschleifenordnung, berücksichtigt werden. Dazu entwickelt man die Formfaktoren in Gl. (3.11) nach dem Entwicklungsparameter der Störungsreihe[1], der Kopplungskonstanten α_{em} aus Gl. (2.12):

$$F_i^\kappa = F_i^{(0)\kappa} + \alpha_{\mathrm{em}} F_i^{(1)\kappa} \ . \tag{3.16}$$

[1] Diese Entwicklung entspricht gleichzeitig einer Entwicklung in $\hbar$, wie man es für Quantenkorrekturen erwartet.

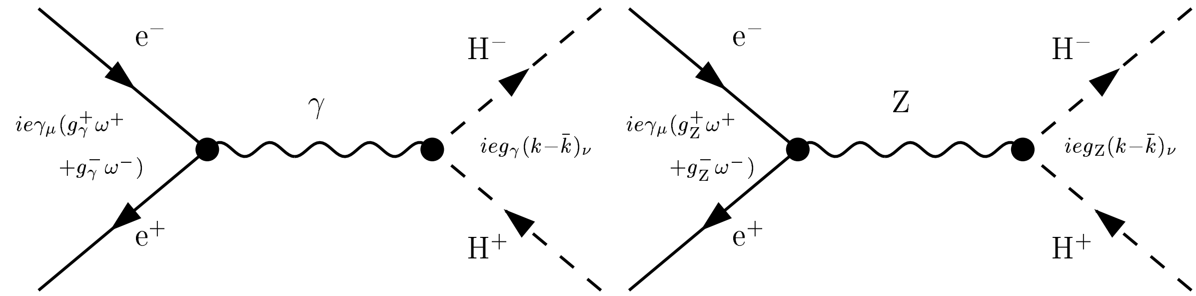


Abbildung 3.1: Die Borndiagramme für den Prozess $e^-e^+ \to H^-H^+$.

Damit ergibt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt aus Gl. (3.6) zu

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(s,\cos\theta) = \frac{\alpha_{\mathrm{em}}^2}{16s}\beta_S \sum_{i,\kappa} |\mathcal{M}_i^\kappa|^2 \left(|F_i^{(0)\kappa}|^2 + 2\alpha_{\mathrm{em}}\mathrm{Re}\left((F_i^{(0)\kappa})^* F_i^{(1)\kappa}\right) + O(\alpha_{\mathrm{em}}^2)\right) \;, \tag{3.17}$$

wobei Doppelsummen über untere Indizes i, j mit Hilfe von Gl. (3.15b) und über Helizitätsindizes κ, λ auf Grund von Gl. (3.15a) und Gl. (3.15c) zu einfachen Summen reduziert wurden.

In der Bornschen Näherung gibt es für den Prozess $e^-e^+ \to H^-H^+$ nur die s-Kanaldiagramme mit dem Austausch eines neutralen Vektor- oder Higgs-Bosons und das t-Kanaldiagramm mit dem Austausch eines Neutrinos. Das t-Kanaldiagramm und die s-Kanaldiagramme mit neutralen Higgs-Bosonen sind mit einem Faktor m_e/m_W unterdrückt, so dass auf Bornniveau nur die beiden in Abb. 3.1 dargestellten Diagramme mit Photon- und Z-Boson-Austausch im s-Kanal relevant sind.

Für das Matrixelement in Bornscher Näherung $\mathcal{M}^{(0)}$ ergibt sich

$$\mathcal{M}^{(0)} = ie^2\mathcal{M}_1^\kappa F_1^{(0)\kappa} \tag{3.18}$$

mit den Formfaktoren

$$F_1^{(0)\kappa} = 2\left(g_\gamma^\kappa g_\gamma \frac{1}{s} + g_Z^\kappa g_Z \frac{1}{s-m_Z^2}\right) \;. \tag{3.19}$$

Die Kopplungskonstanten[2] lauten:

$$\begin{array}{lll} g_\gamma^+ = -Q_e & g_\gamma^- = -Q_e & g_\gamma = 1 \\ g_Z^+ = \dfrac{s_w}{c_w}Q_e & g_Z^- = -\dfrac{T_3^e - s_w^2 Q_e}{c_w s_w} & g_Z = \dfrac{c_w^2 - s_w^2}{2c_w s_w} \;. \end{array} \tag{3.20}$$

Man erkennt aus Gl. (3.18), dass zum Bornmatrixelement nur das Standardmatrixelement $\mathcal{M}_1$ aus Gl. (3.12a) beiträgt. Damit kann Gl. (3.17) unter Beachtung, dass $F_1^{(0)\kappa}$ reell

[2] in der hier und in [13] verwendeten Konvention

ist, zu

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(s,\cos\theta) = \frac{\alpha_{\text{em}}^2}{16s}\beta_S \sum_\kappa |\mathcal{M}_1^\kappa|^2 \left((F_1^{(0)\kappa})^2 + 2\alpha_{\text{em}} F_1^{(0)\kappa} \mathrm{Re}\left(F_1^{(1)\kappa}\right) + O(\alpha_{\text{em}}^2)\right) \tag{3.21}$$

vereinfacht werden.

Zur Berechnung des Wirkungsquerschnittes in Bornscher Näherung verwendet man $Q_\mathrm{e} = -1$, $T_3^\mathrm{e} = -1/2$, führt die Abkürzung

$$P_\mathrm{Z} = \frac{1}{1 - \frac{m_\mathrm{Z}^2}{s}} \tag{3.22}$$

ein und erhält damit für das Matrixelement

$$\mathcal{M}^{(0)} = ie^2 \frac{2}{s}\left[(1 + g_\mathrm{Z}^\kappa g_\mathrm{Z} P_\mathrm{Z})\mathcal{M}_1^\kappa\right] \ . \tag{3.23}$$

Nach Ausführung der Spinsumme Gl. (3.15a) ergibt sich

$$\sum_{\text{Spins}} |\mathcal{M}^{(0)}|^2 = e^4\beta_S^2 \left[2 + 2(g_\mathrm{Z}^+ + g_\mathrm{Z}^-)g_\mathrm{Z} P_\mathrm{Z} + \left((g_\mathrm{Z}^+)^2 + (g_\mathrm{Z}^-)^2\right) g_\mathrm{Z}^2 P_\mathrm{Z}^2\right] \sin^2\theta \ . \tag{3.24}$$

Verwendet man statt den Links-/Rechtskopplungen aus Gl. (3.20) die V-A-Kopplungen

$$g_V = \frac{1}{2}(g_\mathrm{Z}^- + g_\mathrm{Z}^+) = \frac{1 - 4s_w^2}{4c_w s_w} \quad \text{und} \quad g_A = \frac{1}{2}(g_\mathrm{Z}^- - g_\mathrm{Z}^+) = \frac{1}{4c_w s_w} \ , \tag{3.25}$$

erhält man statt Gl. (3.24)

$$\sum_{\text{Spins}} |\mathcal{M}^{(0)}|^2 = 2e^4\beta_S^2 \left[1 + 2g_V g_\mathrm{Z} P_\mathrm{Z} + \left((g_V)^2 + (g_A)^2\right) g_\mathrm{Z}^2 P_\mathrm{Z}^2\right] \sin^2\theta \ . \tag{3.26}$$

Damit lautet nun der differentielle Wirkungsquerschnitt für unpolarisierte Elektronen und Positronen in Bornscher Näherung

$$\frac{d\sigma^{(0)}}{d\Omega} = \frac{\alpha_{\text{em}}^2}{8s}\beta_S^3 \left[1 + 2g_V g_\mathrm{Z} P_\mathrm{Z} + \left((g_V)^2 + (g_A)^2\right) g_\mathrm{Z}^2 P_\mathrm{Z}^2\right] \sin^2\theta \ . \tag{3.27}$$

Integriert man nun noch über das Raumwinkelelement $d\Omega$, so ergibt sich mit

$$\int d\Omega \sin^2\theta = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi d\theta \sin^2\theta = 2\pi\frac{4}{3} = \frac{8\pi}{3} \tag{3.28}$$

der totale Wirkungsquerschnitt zu

$$\sigma^{(0)} = \frac{\alpha_{\text{em}}^2 \pi}{3s}\beta_S^3 \left[1 + 2g_V g_\mathrm{Z} P_\mathrm{Z} + \left((g_V)^2 + (g_A)^2\right) g_\mathrm{Z}^2 P_\mathrm{Z}^2\right] \ . \tag{3.29}$$

3.2 Die Einschleifenkorrekturen

Einige der heute durchgeführten Experimente erreichen eine derartige Präzision bei der Bestimmung der Messwerte, dass die Genauigkeit der Bornschen Näherung nicht mehr ausreicht und höhere Ordnungen in der Störungstheorie berechnet werden müssen [52].

Dabei treten in den Feynmandiagrammen geschlossene Linien, sogenannte Schleifen, auf. Die bei den Rechnungen auftretenden Divergenzen werden in dimensionaler Regularisierung [53] behandelt.

Die Einschleifenkorrekturen werden in folgende Kategorien unterteilt:

- Countertermdiagramme, die topologisch den Borndiagrammen gleichen, wobei allerdings eine Kopplung oder ein interner Propagator durch den entsprechenden Counterterm ersetzt wurde.

- Selbstenergiekorrekturen, d.h. Diagramme, deren 1-Teilchen-irreduzibler Anteil Zwei-Punkt-Funktionen sind. Da als Renormierungsschema ein On-shell Verfahren gewählt wurde, das die Residuen der Propagatoren auf 1 setzt, geht von den äußeren Teilchen nur die Wellenfunktionsrenormierung über die Counterterme ein. In dem Kapitel über Selbstenergiekorrekturen werden daher nur die Selbstenergiekorrekturen zu den inneren Teilchen (Photon und Z-Boson) betrachtet.

- Vertexkorrekturen, also Diagramme, die 1-Teilchen-irreduzible Drei-Punkt-Funktionen enthalten. Diese treten für den Anfangszustand ($\mathrm{e^-e}\{\gamma^*, \mathrm{Z}^*\}$) und für den Endzustand ($\{\gamma^*, \mathrm{Z}^*\}\mathrm{H^-H^+}$) auf.

- Box-Diagramme. Diese enthalten 1-Teilchen-irreduzible Vier-Punkt-Funktionen.

Die Beiträge dieser Kategorien zum Matrixelement werden in den auf die Diskussion des Renormierungsschemas folgenden Kapitel angegeben. Die generischen Diagramme, die dabei jeweils auftreten können, sind in Anhang C, die vorkommenden Teilcheneinsetzungen in Anhang D aufgeführt. Da die QED Korrekturen im Zwei-Higgs-Dublett Modell und im minimale supersymmetrische Standardmodell identisch sind und daher keine, über die Bornvorhersage hinausgehende, Information über das zugrunde liegende Modell liefern und diese Korrekturen in der Näherung weicher Bremsstrahlung bereits in [23, 27] berechnet und diskutiert wurden, sind sie nicht Gegenstand dieser Arbeit. Die Diagramme mit virtuellen Photonen sind zwar in Anhang D mit der Bemerkung „QED Korrektur“ aufgeführt, werden jedoch bei der Berechnung des Matrixelementes nicht berücksichtigt. Aus diesem Grund wurden in obiger Auflistung der Einschleifenkorrekturen die Bremsstrahlungsdiagramme, die auch zu den QED Korrekturen gehören, weggelassen.

3.2.1 Das Renormierungsschema

Die Renormierung erfolgte in dem On-shell Verfahren [54] nach der Formulierung von [51], wobei es für diesen Prozess geeignet erweitert wurde.

Bei dieser Methode wird die Lagrangedichte in den Masseneigenzuständen geschrieben. Diese Lagrangedichte bezeichnet man als nackte Lagrangedichte mit nackten Feldern und nackten Parametern. Die nackten Felder Φ_0 werden als Produkt einer Renormierungskonstanten Z_Φ und des renormierten Felds Φ geschrieben. Analoges gilt für die Kopplungen ($g_0 \to Z_g g$) und die Massen von Bosonen ($m_0^2 \to m^2 + \delta m^2$) und Fermionen ($m_0 \to m + \delta m$). Die Renormierungskonstanten Z, δm und δm^2 werden nach Potenzen der Kopplungskonstanten α_{em} entwickelt:

$$Z_{\Phi,g} = 1 + \delta Z^{(1)}_{\Phi,g} + \delta Z^{(2)}_{\Phi,g} + \dots \tag{3.30}$$

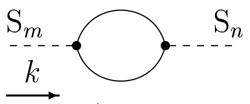
$$\delta m = \delta m^{(1)} + \delta m^{(2)} + \dots \tag{3.31}$$

$$\delta m^2 = \delta m^{2,(1)} + \delta m^{2,(2)} + \dots \tag{3.32}$$

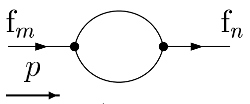
Da in dieser Arbeit nur die Entwicklung bis α^1_{em} benötigt wird, werden die Indizes im Folgenden weggelassen.

Die Renormierungskonstanten für die Massen und Felder werden durch die Bedingungen festgelegt, dass der Propagator einen Pol besitzt, wenn k^2 gleich dem Quadrat der physikalischen Masse ist, das Residuum dieses Pols gleich 1 ist und die Mischungen von Teilchen auf der Massenschale verschwinden.

Um die Renormierungskonstanten Z_Φ, δm^2 und δm aus diesen Bedingungen zu berechnen, benötigen wir die renormierten und unrenormierten 1-Teilchen-irreduziblen 2-Punkt-Greensfunktionen. Die unrenormierten 1-Teilchen-irreduziblen 2-Punkt-Greensfunktionen von Skalaren, Fermionen und Vektorbosonen in der ’t Hooft-Feynman-Eichung und ihre Zerlegung nach Lorentz-kovarianten Größen sind definiert durch (keine Summation über die Indizes):

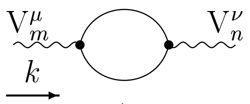


$$= \Gamma_{S_m S_n}(k^2) = i\Big(\delta_{mn}(k^2 - m_n^2) + \Sigma_{S_m S_n}(k^2)\Big)\,, \tag{3.33a}$$



$$= \Gamma_{f_m f_n}(p) = i\Big(\delta_{mn}(\not p - m_n) + \Sigma_{f_m f_n}(p)\Big) = i\Big(\delta_{mn}(\not p - m_n) + \not p\,\omega^+ \Sigma^{V,+}_{f_m f_n}(p^2) + \not p\,\omega^- \Sigma^{V,-}_{f_m f_n}(p^2) + \omega^+ \Sigma^{S,+}_{f_m f_n}(p^2) + \omega^- \Sigma^{S,-}_{f_m f_n}(p^2)\Big) \tag{3.33b}$$

und



$$= \Gamma^{\mu\nu}_{V_m V_n}(k) = -i\Big(\delta_{mn} g^{\mu\nu}(k^2 - m_n^2) + \Sigma^{\mu\nu}_{V_m V_n}(k)\Big) = -i\Big(\delta_{mn} g^{\mu\nu}(k^2 - m_n^2) + \Sigma^T_{V_m V_n}(k^2)\left(g^{\mu\nu} - \tfrac{k^\mu k^\nu}{k^2}\right) + \Sigma^L_{V_m V_n}(k^2)\tfrac{k^\mu k^\nu}{k^2}\Big)\,. \tag{3.33c}$$

In dieser Arbeit werden die unrenormierten Selbstenergien oder ihre Ableitung nach dem Impuls für das geladene Higgs-Boson ($\Sigma_{H^-H^-}$), das Elektron (Σ_{ee}), Photon ($\Sigma_{\gamma\gamma}$), Z-Boson

(Σ_{ZZ}) und W-Boson (Σ_{WW}), sowie die Mischung zwischen Photon und Z-Boson ($\Sigma_{\gamma\mathrm{Z}}$) benötigt. Aus diesen unrenormierten Größen erhält man die renormierten, die durch einen Hut über dem Symbol gekennzeichnet werden, durch Addition der Counterterme:

$$\hat{\Sigma}_{\mathrm{H^-H^-}}(k^2) = \Sigma_{\mathrm{H^-H^-}}(k^2) + \delta Z_{\mathrm{H^-H^-}}(k^2 - m_{\mathrm{H^-}}^2) - \delta m_{\mathrm{H^-}}^2 \tag{3.34a}$$

$$\hat{\Sigma}_{\mathrm{ee}}(p) = \Sigma_{\mathrm{ee}}(p) + \delta Z_{\mathrm{e}}^R \not{p}\omega^+ + \delta Z_{\mathrm{e}}^L \not{p}\omega^- - \frac{Z_{\mathrm{e}}^R + Z_{\mathrm{e}}^L}{2} m_{\mathrm{e}} - \delta m_{\mathrm{e}} \tag{3.34b}$$

$$\hat{\Sigma}_{\gamma\gamma}^{\mu\nu}(k) = \Sigma_{\gamma\gamma}^{\mu\nu}(k) + \delta Z_{\gamma\gamma} k^2 g^{\mu\nu} \tag{3.34c}$$

$$\hat{\Sigma}_{\gamma\mathrm{Z}}^{\mu\nu}(k) = \Sigma_{\gamma\mathrm{Z}}^{\mu\nu}(k) + \left(\frac{\delta Z_{\gamma\mathrm{Z}} + \delta Z_{\mathrm{Z}\gamma}}{2} k^2 - \frac{1}{2}\delta Z_{\mathrm{Z}\gamma} m_{\mathrm{Z}}^2\right) g^{\mu\nu} \tag{3.34d}$$

$$\hat{\Sigma}_{\mathrm{ZZ}}^{\mu\nu}(k) = \Sigma_{\mathrm{ZZ}}^{\mu\nu}(k) + \left(\delta Z_{\mathrm{ZZ}}(k^2 - m_{\mathrm{Z}}^2) - \delta m_{\mathrm{Z}}^2\right) g^{\mu\nu} \tag{3.34e}$$

$$\hat{\Sigma}_{\mathrm{WW}}^{\mu\nu}(k) = \Sigma_{\mathrm{WW}}^{\mu\nu}(k) + \left(\delta Z_{\mathrm{WW}}(k^2 - m_{\mathrm{W}}^2) - \delta m_{\mathrm{W}}^2\right) g^{\mu\nu} \tag{3.34f}$$

Aus den oben angegebenen Forderungen an die Propagatoren, die proportional zum Inversen der 1-Teilchen-irreduziblen 2-Punkt-Greensfunktionen Γ sind, erhält man die Bedingungen [51]:

$$\mathrm{Re}\left(\hat{\Sigma}_{\mathrm{WW}}^T(m_{\mathrm{W}}^2)\right) = 0, \tag{3.35a}$$

$$\mathrm{Re}\left(\hat{\Sigma}_{\mathrm{ZZ}}^T(m_{\mathrm{Z}}^2)\right) = 0, \quad \mathrm{Re}\left(\hat{\Sigma}_{\gamma\gamma}^T(0)\right) = 0, \tag{3.35b}$$

$$\mathrm{Re}\left(\hat{\Sigma}_{\gamma\mathrm{Z}}^T(m_{\mathrm{Z}}^2)\right) = 0, \quad \mathrm{Re}\left(\hat{\Sigma}_{\gamma\mathrm{Z}}^T(0)\right) = 0, \tag{3.35c}$$

$$\mathrm{Re}\left(\left.\frac{\partial \hat{\Sigma}_{\mathrm{WW}}(k^2)}{\partial k^2}\right|_{k^2=m_{\mathrm{W}}^2}\right) = 0, \tag{3.35d}$$

$$\mathrm{Re}\left(\left.\frac{\partial \hat{\Sigma}_{\gamma\gamma}(k^2)}{\partial k^2}\right|_{k^2=0}\right) = 0, \quad \mathrm{Re}\left(\left.\frac{\partial \hat{\Sigma}_{\mathrm{ZZ}}(k^2)}{\partial k^2}\right|_{k^2=m_{\mathrm{Z}}^2}\right) = 0, \tag{3.35e}$$

$$m_{\mathrm{e}}\mathrm{Re}\left(\hat{\Sigma}_{\mathrm{ee}}^L(m_{\mathrm{e}}^2) + \hat{\Sigma}_{\mathrm{ee}}^S(m_{\mathrm{e}}^2)\right) = 0, \tag{3.35f}$$

$$m_{\mathrm{e}}\mathrm{Re}\left(\hat{\Sigma}_{\mathrm{ee}}^R(m_{\mathrm{e}}^2) + \hat{\Sigma}_{\mathrm{ee}}^S(m_{\mathrm{e}}^2)\right) = 0, \tag{3.35g}$$

$$\mathrm{Re}\left(\hat{\Sigma}_{\mathrm{ee}}^R(m_{\mathrm{e}}^2) + \hat{\Sigma}_{\mathrm{ee}}^L(m_{\mathrm{e}}^2) + 2m_{\mathrm{e}}^2 \frac{\partial}{\partial p^2}\left.\left[\hat{\Sigma}_{\mathrm{ee}}^R(p^2) + \hat{\Sigma}_{\mathrm{ee}}^L(p^2) + 2\hat{\Sigma}_{\mathrm{ee}}^S(p^2)\right]\right|_{p^2=m_{\mathrm{e}}^2}\right) = 0, \tag{3.35h}$$

$$\mathrm{Re}\left(\hat{\Sigma}_{\mathrm{H^-H^-}}(m_{\mathrm{H^-}}^2)\right) = 0, \tag{3.35i}$$

$$\mathrm{Re}\left(\left.\frac{\partial \hat{\Sigma}_{\mathrm{H^-H^-}}(k^2)}{\partial k^2}\right|_{k^2=m_{\mathrm{H^-}}^2}\right) = 0 \tag{3.35j}$$

Damit lassen sich nun die Renormierungskonstanten durch die unrenormierten Selbstenergien Σ ausdrücken. Im Sektor der Eichbosonen erhält man:

$$\delta m_{\mathrm{W}}^2 = \mathrm{Re}\left(\Sigma_{\mathrm{WW}}^T(m_{\mathrm{W}}^2)\right) \ , \quad \delta Z_{\mathrm{WW}} = -\mathrm{Re}\left(\left. \frac{\partial \Sigma_{\mathrm{WW}}^T(k^2)}{\partial k^2} \right|_{k^2=m_{\mathrm{W}}^2} \right) \ , \tag{3.36a}$$

$$\delta m_{\mathrm{Z}}^2 = \mathrm{Re}\left(\Sigma_{\mathrm{ZZ}}^T(m_{\mathrm{Z}}^2)\right) \ , \quad \delta Z_{\mathrm{ZZ}} = -\mathrm{Re}\left(\left. \frac{\partial \Sigma_{\mathrm{ZZ}}^T(k^2)}{\partial k^2} \right|_{k^2=m_{\mathrm{Z}}^2} \right) \ , \tag{3.36b}$$

$$\delta Z_{\gamma \mathrm{Z}} = -2\mathrm{Re}\left(\frac{\Sigma_{\gamma \mathrm{Z}}^T(m_{\mathrm{Z}}^2)}{m_{\mathrm{Z}}^2} \right) \ , \quad \delta Z_{\mathrm{Z}\gamma} = -2\frac{\Sigma_{\gamma \mathrm{Z}}^T(0)}{m_{\mathrm{Z}}^2} \ , \tag{3.36c}$$

$$\delta Z_{\gamma\gamma} = - \left. \frac{\partial \Sigma_{\gamma\gamma}^T(k^2)}{\partial k^2} \right|_{k^2=0} \ , \tag{3.36d}$$

Für das geladene Higgs-Boson und das Elektron, die in dem Prozess $e^-e^+ \to H^-H^+$ nur als äußere Teilchen auftreten, werden in dem hier gewählten Renormierungsschema nur die Wellenfunktionsrenormierungen benötigt:

$$\delta Z_{\mathrm{H^-H^-}} = -\mathrm{Re}\left(\left. \frac{\partial \Sigma_{\mathrm{H^-H^-}}(k^2)}{\partial k^2} \right|_{k^2=m_{\mathrm{H^-}}^2} \right) \ , \tag{3.37a}$$

$$\delta Z_{\mathrm{ee}}^{\{R,L\}} = -\mathrm{Re}\left(\Sigma_{\mathrm{ee}}^{\{R,L\}}(m_{\mathrm{e}}^2) + m_{\mathrm{e}}^2 \frac{\partial}{\partial p^2} \left. \left[\Sigma_{\mathrm{ee}}^R(p^2) + \Sigma_{\mathrm{ee}}^L(p^2) + 2\Sigma_{\mathrm{ee}}^S(p^2) \right] \right|_{p^2=m_{\mathrm{e}}^2} \right) \ . \tag{3.37b}$$

Nachdem nun die Renormierungsbedingungen für die Felder und Massen aufgestellt und ausgewertet wurden, muss nun noch die elektrische Ladung definiert werden. Ihre Messung erfolgt in der Elektron-Photon-Streuung im Thomson Limes, d.h. für Elektronen auf der Massenschale und im Grenzfall des Photonimpulses gegen Null. Wenn wir nun verlangen, dass der Parameter e gerade gleich der elektrischen Ladung ist, so bedeutet dies, dass alle Strahlungskorrekturen zum $\mathrm{ee}\gamma$-Vertex verschwinden müssen. Mit Hilfe einer Ward-Identität ergibt sich aus dieser Forderung die Renormierungskonstante δZ_e zu:

$$\delta Z_e = -\frac{1}{2}\delta Z_{\gamma\gamma} - \frac{1}{2}\frac{g_V - g_A}{-Q_{\mathrm{e}}}\delta Z_{\gamma \mathrm{Z}} \ . \tag{3.38}$$

Hierbei sind g_V und g_A aus Gl. (3.25) die vektorielle bzw. axiale Kopplung des Z-Bosons an das Elektron und $Q_{\mathrm{e}} = -1$ ist die elektrische Ladung des Elektrons.

Es erweist sich als günstig, die beiden Renormierungskonstanten δc_w und δs_w einzuführen. Sie sind gegeben durch

$$\frac{\delta c_w}{c_w} = \frac{1}{2}\left(\frac{\delta m_{\mathrm{W}}^2}{m_{\mathrm{W}}^2} - \frac{\delta m_{\mathrm{Z}}^2}{m_{\mathrm{Z}}^2} \right) \ , \tag{3.39}$$

$$\frac{\delta s_w}{s_w} = -\frac{c_w^2}{s_w^2}\frac{\delta c_w}{c_w} \ . \tag{3.40}$$

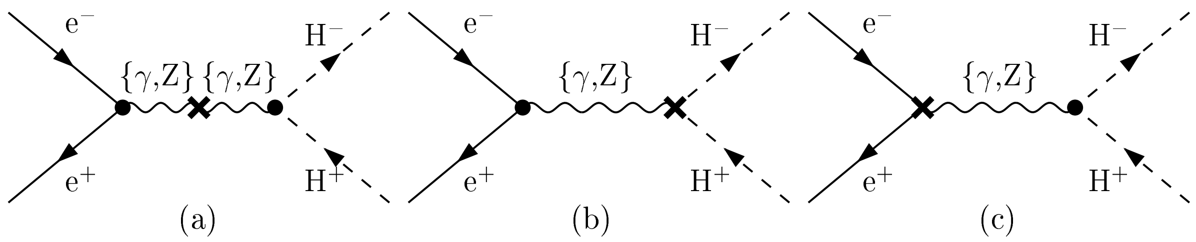


Abbildung 3.2: Die Countertermdiagramme für den Prozess $e^-e^+ \to H^-H^+$.

Wir haben hier gesehen, dass sich alle in dieser Arbeit benötigten Renormierungskonstanten durch Selbstenergien ausdrücken lassen. Zu beachten ist lediglich, dass die Selbstenergien abhängig vom gewählten Modell sind.

3.2.2 Die Counterterme

Die Countertermdiagramme für den Prozess $e^-e^+ \to H^-H^+$ werden in Abb. 3.2 dargestellt.

Das Countertermdiagramm (a) stellt die Selbstenergiecounterterme, das Diagramm (b) die Counterterme zum Anfangs- und das Diagramm (c) die Counterterme zum Endzustand dar. Zu den Box-Diagrammen gibt es keinen Counterterm, da die Theorien renormierbar sind. Die Feynmanregeln für die Counterterme der Selbstenergien kann man den Gleichungen (3.33) und (3.34) entnehmen, da sie sich aus Differenz der renormierten und unrenormierten 1-Teilchen-irreduziblen 2-Punkt-Greensfunktionen $(\hat{\Gamma} - \Gamma)$ ergeben. Nach [51] lauten die Feynmanregel für die Counterterme zu den Anfangszuständen im Fall des $ee\gamma$-Vertex

$$\begin{aligned} ie\gamma_\mu \Bigg\{ & \left[g_\gamma^+ \left(\delta Z_e + \frac{1}{2}\delta Z_{\gamma\gamma} + \delta Z_{\text{ee}}^R \right) + g_{\text{Z}}^+ \frac{1}{2} \delta Z_{\text{Z}\gamma} \right] \omega^+ \\ & + \left[g_\gamma^- \left(\delta Z_e + \frac{1}{2}\delta Z_{\gamma\gamma} + \delta Z_{\text{ee}}^L \right) + g_{\text{Z}}^- \frac{1}{2} \delta Z_{\text{Z}\gamma} \right] \omega^- \Bigg\} \end{aligned} \tag{3.41}$$

und für den eeZ-Vertex

$$\begin{aligned} ie\gamma_\mu \Bigg\{ & \left[g_{\text{Z}}^+ \left(\delta Z_e + \frac{1}{c_w^2}\frac{\delta s_w}{s_w} + \frac{1}{2}\delta Z_{\text{ZZ}} + \delta Z_{\text{ee}}^R \right) + g_\gamma^+ \frac{1}{2} \delta Z_{\gamma\text{Z}} \right] \omega^+ \\ & + \left[g_{\text{Z}}^- \left(\delta Z_e + \frac{s_w^2 - c_w^2}{c_w^2}\frac{\delta s_w}{s_w} + \frac{1}{2}\delta Z_{\text{ZZ}} + \delta Z_{\text{ee}}^L \right) + g_{\text{Z}}^+ 2\frac{\delta s_w}{s_w} + g_\gamma^- \frac{1}{2} \delta Z_{\gamma\text{Z}} \right] \omega^- \Bigg\} . \end{aligned} \tag{3.42}$$

Die Kopplungskonstanten $g^{\pm}_{\{\gamma,\text{Z}\}}$ finden sich in Gl. (3.20), die Feldrenormierungskonstanten $\delta Z_{\gamma\gamma}$, $\delta Z_{\gamma\text{Z}}$, $\delta Z_{\text{Z}\gamma}$, δZ_{ZZ} und $\delta Z_{\text{ee}}^{\{R,L\}}$ in Gl. (3.36) und (3.37b). Die Renormierungskonstanten δZ_e und $\delta s_w/s_w$ sind in Gl. (3.38) und (3.40) angegeben.

Lediglich die Feynmanregeln für die Counterterme des Endzustandes müssen berechnet werden. Dazu multipliziert man die Feynmanregel des Vertex für jedes Feld Φ mit dem

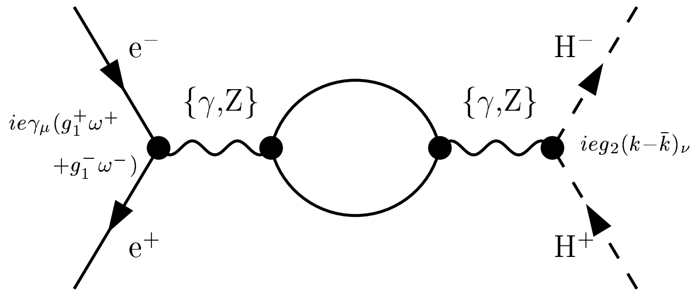


Abbildung 3.3: Die Selbstenergiekorrekturen für den Prozess $\mathrm{e^-e^+ \to H^-H^+}$.

Faktor $(1 + \frac{1}{2}\delta Z_\Phi)$, ersetzt e durch $e(1 + \delta Z_e)$, s_w durch $s_w(1 + \delta s_w/s_w)$, c_w durch $c_w(1 + \delta c_w/c_w)$ und addiert auf Grund der Photon-Z-Mischung einen Term $\frac{ie}{2} g_{\mathrm{H^-H^+Z}} \delta Z_{\mathrm{Z}\gamma}$ für den $\mathrm{H^-H^+}\gamma$ und $\frac{ie}{2} g_{\mathrm{H^-H^+}\gamma} \delta Z_{\gamma\mathrm{Z}}$ für den $\mathrm{H^-H^+Z}$ Vertex.

Damit ergibt sich für den $\mathrm{H^-H^+}\gamma$ Vertex:

$$ie \to ie\left[\left(1 + \delta Z_e + \delta Z_{\mathrm{H^-H^-}} + \frac{1}{2}\delta Z_{\gamma\gamma}\right) + \frac{1}{2}\frac{c_w^2 - s_w^2}{2c_w s_w}\delta Z_{\mathrm{Z}\gamma} + O(\alpha_{\mathrm{em}}^2)\right] \tag{3.43}$$

und für den $\mathrm{H^-H^+Z}$ Vertex:

$$ie\frac{c_w^2 - s_w^2}{2c_w s_w} \to ie\left[\frac{c_w^2 - s_w^2}{2c_w s_w}\left(1 + \delta Z_e + \frac{1}{(s_w^2 - c_w^2)c_w^2}\frac{\delta s_w}{s_w} + \delta Z_{\mathrm{H^-H^-}} + \frac{1}{2}\delta Z_{\mathrm{ZZ}}\right)\right.$$
$$\left. + \frac{1}{2}\delta Z_{\gamma\mathrm{Z}} + O(\alpha_{\mathrm{em}}^2)\right] . \tag{3.44}$$

Die Renormierungskonstante $\delta Z_{\mathrm{H^-H^-}}$ ist in Gl. (3.37a) angegeben. Die Ergebnisse stimmen mit den Feynmanregeln für die Counterterme zu dem $\mathrm{G^-G^+}\gamma$ und $\mathrm{G^-G^+Z}$ Vertex aus [51] überein[3], was nicht überrascht, da die Feynmanregeln durch die $\mathrm{SU(2)}_W \times \mathrm{U(1)}_Y$ Struktur festgelegt sind.

Da auf Bornniveau keine $\gamma\mathrm{H^-W^+}$ und $\mathrm{ZH^-W^+}$ Vertices existieren, braucht die $\mathrm{W^-H^-}$-Mischung nicht betrachtet werden.

3.2.3 Die Selbstenergiekorrekturen

Eine graphische Darstellung der Selbstenergiekorrekturen findet sich in Abb. 3.3.

Sie setzen sich zusammen aus der (unrenormierten) Photonselbstenergie $\Sigma_{\gamma\gamma}$, der Photon-Z-Mischung $\Sigma_{\gamma\mathrm{Z}}$, der Z-Photon-Mischung $\Sigma_{\mathrm{Z}\gamma} = \Sigma_{\gamma\mathrm{Z}}$ und der Z-Selbstenergie Σ_{ZZ}. Der

[3] bis auf die dort fehlende Feldrenormierung $\delta Z_{\mathrm{G^-}}$ und die unterschiedliche Wahl des Vorzeichens von s_w

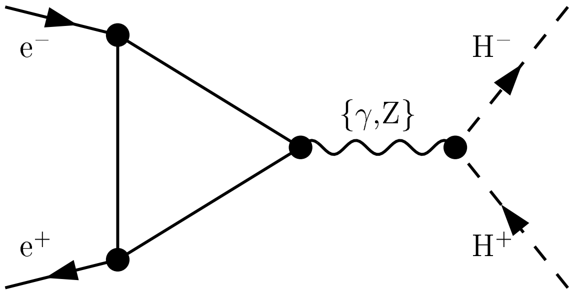


Abbildung 3.4: Die Korrekturen zum Anfangszustand für den Prozess $\mathrm{e^-e^+} \to \mathrm{H^-H^+}$.

Beitrag der Selbstenergien und Mischungen, deren Zerlegung nach Lorentz-kovarianten Größen in Gl. (3.33c) gegeben ist, zur Gesamtamplitude ergibt sich aus

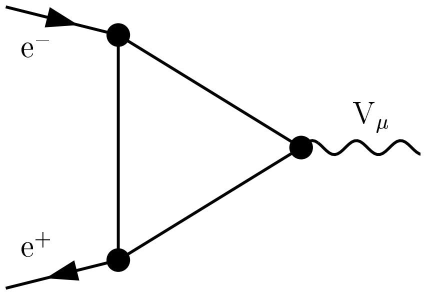
$$
\begin{aligned}
&= \bar{v}(\bar{p}) ie\gamma_\mu g_1^\kappa \omega^\kappa u(p) \frac{-ig^{\mu\rho}}{s-m_{\mathrm{V}_1}^2}(-i)\left[\Sigma^T_{\mathrm{V}_1\mathrm{V}_2}(k^2) g_{\rho\sigma} + \left(\Sigma^L_{\mathrm{V}_1\mathrm{V}_2}(k^2) - \Sigma^T_{\mathrm{V}_1\mathrm{V}_2}(k^2)\right)\frac{k_\rho k_\sigma}{k^2}\right] \\
&\quad \frac{-ig^{\sigma\nu}}{s-m_{\mathrm{V}_2}^2} ieg_2(k-\bar{k})_\nu \\
&\simeq ie^2 \frac{1}{s-m_{\mathrm{V}_1}^2}\frac{1}{s-m_{\mathrm{V}_2}^2}\left(-2g_1^\kappa g_2 \Sigma^T_{\mathrm{V}_1\mathrm{V}_2}\right)\mathcal{M}_1^\kappa \,. \qquad (3.45)
\end{aligned}
$$

Hierbei ist $\mathrm{V_1V_2} \in \{\gamma\gamma, \gamma\mathrm{Z}, \mathrm{Z}\gamma, \mathrm{ZZ}\}$. Man beachte, dass weder hier noch bei der Bestimmung der Counterterme von den Eichbosonselbstenergien oder Mischungen der longitudinale Anteil $\Sigma^L_{\mathrm{V}_1\mathrm{V}_2}$ benötigt wird.

Zur Berechnung von $\Sigma^T_{\mathrm{V}_1\mathrm{V}_2}$ verwendet man die in Anhang C.1.1 angegebenen Resultate für die generischen Diagramme der Vektorbosonselbstenergie. Die jeweils zulässigen Teilcheneinsetzungen sind in den Tabellen in Anhang D aufgelistet.

3.2.4 Die Korrekturen zum $\mathrm{e^-e^+}\{\gamma^*, \mathrm{Z}^*\}$-Vertex

Befinden sich die äußeren Fermionen, hier also das einlaufende Elektron und Positron, auf der Massenschale, so kann man das Ergebnis des Fermion-Fermion-Vektorboson-Vertex auf Grund der Lorentz-Kovarianz gemäß



$$
=: \frac{ie^3}{16\pi^2}\bar{v}(\bar{p})\Big[\gamma_\mu A^\kappa\omega^\kappa + (p-\bar{p})_\mu B^\kappa \omega^\kappa + (p+\bar{p})_\mu C^\kappa\omega^\kappa\Big] u(p) \qquad (3.46)
$$

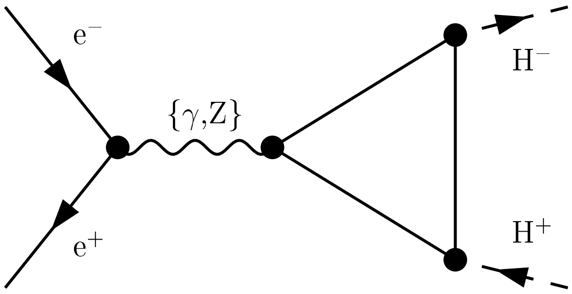


Abbildung 3.5: Die Korrekturen zum Endzustand für den Prozess $e^-e^+ \to H^-H^+$.

zerlegen. Die Einschleifen-Korrekturen zum Anfangszustand (s. Abb. 3.4) liefern daher als Beitrag zum Gesamtmatrixelement

$$\begin{aligned}
&\frac{ie^3}{16\pi^2}\bar{v}(\bar{p})\left[\gamma_\mu A^\kappa \omega^\kappa + (p-\bar{p})_\mu B^\kappa \omega^\kappa + (p+\bar{p})_\mu C^\kappa \omega^\kappa\right] u(p) \frac{-ig^{\mu\nu}}{s-m_V^2} ieg_2(k-\bar{k})_\nu \\
&\quad = i\alpha_{em}^2 g_2 \frac{1}{s-m_V^2}\left[2A^\kappa \mathcal{M}_1^\kappa + (p-\bar{p})(k-\bar{k})B^\kappa \mathcal{M}_2^\kappa + (p+\bar{p})(k-\bar{k})C^\kappa \mathcal{M}_2^\kappa\right] \ . \qquad (3.47)
\end{aligned}$$

Da $(p+\bar{p})(k-\bar{k}) = (k+\bar{k})(k-\bar{k}) = k^2 - \bar{k}^2 = m_{H^-}^2 - m_{H^+}^2 = 0$ entfällt der Beitrag von C^κ. Ferner ergibt sich bei der Berechnung von B^κ, dass entweder von den Propagatoren oder den Kopplungen ein Faktor m_e auftritt, so dass sich Gl. (3.47) zu

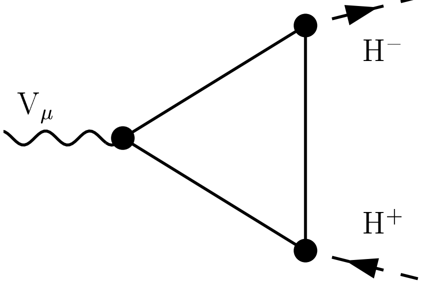
$$i\alpha_{em}^2 \frac{1}{s-m_V^2} 2A^\kappa g_2 \mathcal{M}_1^\kappa \qquad (3.48)$$

vereinfacht.

Die Größe A^κ kann man den in Anhang C.2.1 angegebenen Resultaten für die generischen Diagramme entnehmen. Die jeweils zulässigen Teilcheneinsetzungen sind in den Tabellen in Anhang D aufgelistet.

3.2.5 Die Korrekturen zum $H^-H^+\{\gamma^*, Z^*\}$-Vertex

Analog ergibt die Zerlegung des Ergebnisses für den H^-H^+-Vektorboson-Vertex nach Lorentz-kovarianten Größen:



$$=: \frac{ie^3}{16\pi^2}(-A\bar{k}_\mu + Bk_\mu) \ . \qquad (3.49)$$

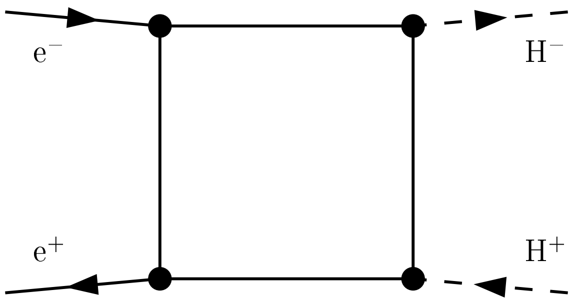


Abbildung 3.6: Die Box-Diagramme für den Prozess $\mathrm{e}^-\mathrm{e}^+ \to \mathrm{H}^-\mathrm{H}^+$.

Damit liefern die Korrekturen zum Endzustand (Abb. 3.5)

$$\begin{aligned} &\bar{v}(\bar{p}) ie\gamma_\mu g_1^\kappa \omega^\kappa u(p) \frac{-ig^{\mu\nu}}{s - m_\mathrm{V}^2} \frac{ie^3}{16\pi^2}(-A\bar{k}_\mu + Bk_\mu) \\ &= i\alpha_\mathrm{em}^2 \frac{1}{s - m_\mathrm{V}^2} g_1^\kappa (A + B)\mathcal{M}_1^\kappa \end{aligned} \tag{3.50}$$

als Beitrag zum Gesamtmatrixelement.

Die Größen A und B können den in Anhang C.2.2 angegebenen Resultaten für die generischen Diagramme entnommen werden. Die jeweils zulässigen Teilcheneinsetzungen sind in den Tabellen in Anhang D aufgelistet.

3.2.6 Die Box-Diagramme

Bei den in Abb. 3.6 dargestellten Boxkorrekturen ergibt eine Zerlegung des Ergebnisses in Lorentz-kovariante Größen genau die für diesen Prozess gewählten Standardmatrixelemente aus Gl. (3.12) und der Beitrag zum Gesamtmatrixelement lautet

$$i\alpha_\mathrm{em}^2 (F_1^\kappa \mathcal{M}_1^\kappa + F_2^\kappa \mathcal{M}_2^\kappa) \ . \tag{3.51}$$

In Anhang C.3 sind die Ergebnisse für $F_{1,2}^\kappa$ für die generischen Box-Diagramme angegeben. Die jeweils zulässigen Teilcheneinsetzungen sind in den Tabellen in Anhang D aufgelistet.

Kapitel 4

Numerische Auswertung und Diskussion der Ergebnisse

Die generischen Diagramme aus Anhang C wurden zusammen mit den zugehörigen Teilcheneinsetzungen aus Anhang D und den Feynmanregeln aus Anhang B in ein FORTRAN Programm implementiert. Die Berechnung der Schleifenintegrale inklusive der Tensorreduktion, die in Anhang A.2 genauer definiert sind, wurde mit Hilfe von Routinen von Denner durchgeführt.

Folgende Tests wurden zur Überprüfung der Rechnungen und des Programms durchgeführt:

- Es wurde analytisch gezeigt, dass die Summe der in Anhang D als QED-Korrekturen bezeichneten Diagramme unabhängig vom Eichparameter des Photons und dem des Z-Bosons ist.

- Die UV-Endlichkeit des Prozesses (mit und ohne die QED Diagramme) wurde numerisch kontrolliert. Die UV-Endlichkeit der QED Diagramme wurde zusätzlich analytisch überprüft.

- Die Unabhängigkeit des Ergebnisses von den Feldrenormierungskonstanten der inneren Teilchen wurde analytisch und numerisch nachgewiesen.

- Die Richtigkeit der Feynmanregeln wurde numerisch durch einen Vergleich mit einer von Blank [55] durchgeführten unabhängigen Implementierung kontrolliert.

- Für die Selbstenergien der Vektorbosonen (inklusive Mischung) und der Elektronen sowie für die Korrekturen zum Anfangszustand wurde ein numerischer Vergleich mit den Ergebnissen von Schappacher [56] sowohl für das Zwei-Higgs-Dublett Modell (THDM) als auch für das minimale supersymmetrische Standardmodell (MSSM) durchgeführt.

- Die Beiträge mit Top- und Bottom-Quarks wurden von FeynArts [57] generiert und sowohl mit FeynCalc [58] als auch mit FormCalc [59] berechnet. Es wurde verifiziert, dass die Zahlenwerte übereinstimmen.

- Die Ergebnisse der Diagramme, die im Zwei-Higgs-Dublett Modell auftreten oder Top- bzw. Bottom-Squarks enthalten, wurden numerisch mit den Resultaten von Arhrib [60] verglichen. Hierbei ist anzumerken, dass sich die Zahlenwerte, mit denen Übereinstimmung erzielt wurde, von den in [23, 25, 26, 27] veröffentlichten unterscheiden (vergleiche Abb. 4.8).

Als Eingabeparameter für die hier betrachteten Modelle wurden α_{em}, die Massen der Standardfermionen und die Massen der Eichbosonen verwendet. Die Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix wurde durch die Einheitsmatrix angenähert, da die Effekte durch die Familienmischung bei dem Prozess $\mathrm{e}^-\mathrm{e}^+ \to \mathrm{H}^-\mathrm{H}^+$ klein sind.

Zusätzlich zu diesen bekannten Größen existieren weitere Parameter, die bisher nicht gemessen werden konnten. Im Zwei-Higgs-Dublett Modell wurden als freie Parameter die Massen der Higgs-Bosonen, die Rotationswinkel α und β (bzw. $\tan\beta$), sowie der Parameter λ_5 des Higgs-Potentials gewählt. Die Einschränkungen des minimalen supersymmetrischen Standardmodells sorgen dafür, dass im Higgs-Sektor nur noch zwei unabhängige Größen existieren, für die in dieser Arbeit die Masse des geladenen Higgs-Bosons und das Verhältnis der Vakuumerwartungswerte, $\tan\beta$, gewählt wurde. Die Massen der anderen Higgs-Bosonen und der Rotationswinkel α wurden mit den in Gl. (2.30) und Gl. (2.32) angegebenen Formeln berechnet. Die weiteren freien Parameter des minimalen supersymmetrischen Standardmodells stammen von Termen der Lagrangedichte, die für die sanfte Brechung verantwortlich sind, und aus dem Higgs-Potential, wie beim Parameter μ.

Werden im Text keine anderen Angaben gemacht, so werden die Referenzzahlenwerte aus Anhang A.3 verwendet. Diese Werte entsprechen entweder gemessenen Größen oder wurden möglichst so gewählt, dass sich die Effekte aus unterschiedlichen Sektoren getrennt voneinander untersuchen lassen. Z.B. wurden die SUSY-Brechungsparameter groß gewählt, um den Einfluss von SUSY-Teilchen auf die Vorhersage klein zu halten, wenn nicht genau diese Abhängigkeiten untersucht werden sollen.

Die Ergebnisse bisheriger Experimente [61, 28, 29, 62, 11], sei es aus direkter Suche oder indirekt wie bei dem Zerfall $\mathrm{b} \to \mathrm{s}\gamma$, führen dazu, dass bestimmte Parameterkombinationen ausgeschlossen sind. Diese Einschränkungen wurden beachtet. Konkret wurden folgende Grenzen für das minimale supersymmetrische Standardmodell berücksichtigt:

$$
\begin{gathered}
m_{\mathrm{h}^0} > 80\,\mathrm{GeV}\ , \quad m_{\mathrm{A}^0} > 83\,\mathrm{GeV}\ , \quad m_{\mathrm{H}^-} > 60\,\mathrm{GeV}\ , \\
m_{\tilde{\chi}^0_1} > 14\,\mathrm{GeV} \quad \text{falls } \tan\beta > 1\ , \quad m_{\tilde{\chi}^-_1} > 86\,\mathrm{GeV}\ , \\
m_{\tilde{\mathrm{e}}_1} > 80\,\mathrm{GeV}\ , \quad m_{\tilde{\mu}_1} > 74\,\mathrm{GeV}\ , \quad m_{\tilde{\tau}_1} > 55\,\mathrm{GeV}\ , \\
m_{\tilde{\mathrm{t}}_1} > 85\,\mathrm{GeV} \quad \text{falls } m_{\tilde{\mathrm{t}}_1} - m_{\tilde{\chi}^0_1} > 5\,\mathrm{GeV} \\
m_{\tilde{\mathrm{b}}_1} > 55\,\mathrm{GeV} \quad \text{falls } m_{\tilde{\mathrm{t}}_1} - m_{\tilde{\chi}^0_1} > 5\,\mathrm{GeV}
\end{gathered}
$$

Dabei wurde die Konvention verwendet, dass der Index 1 das jeweils leichteste Neutralino, Chargino bzw. Sfermion bezeichnet.

Im Zwei-Higgs-Dublett Modell gilt $m_{\mathrm{H}^-} > 60\,\mathrm{GeV}$ bzw. im Typ II sogar $m_{\mathrm{H}^-} > 150\,\mathrm{GeV}$. Für die neutralen Higgs-Bosonen wurden im Rahmen des Zwei-Higgs-Dublett Modells Typ II in [28] Massenschranken angegeben. Diese lassen sich für $\tan\beta > 1$ zu

$m_{\mathrm{h}^0} > 70\,\mathrm{GeV}$ falls $m_{\mathrm{A}^0} < 80\,\mathrm{GeV}$ und für $\tan\beta < 1$ zu $m_{\mathrm{h}^0} > 50\,\mathrm{GeV}$ falls $m_{\mathrm{A}^0} < 60\,\mathrm{GeV}$ zusammenfassen. Neben diesen experimentellen unteren Schranken liefert die Forderung nach Unitarität obere Schranken an die Massen der Higgs-Bosonen von $O(1\,\mathrm{TeV})$ [63].

Weitere Einschränkungen an den erlaubten Parameterbereich von Erweiterungen des Standardmodells lassen sich aus Präzisionsobservablen, wie z.B. dem ρ-Parameter [7], gewinnen. Die Abweichung des ρ-Parameters von der Bornvorhersage $\rho = 1$ kommt im Wesentlichen von großen Massendifferenzen von Teilchen aus demselben $\mathrm{SU}(2)_W$-Dublett, im Standardmodell also vor allem aus dem Top-/Bottomsektor. Im minimalen supersymmetrischen Standardmodell stammt der dominante Beitrag zu

$$\Delta\rho = 1 - 1/\rho = \frac{\Sigma^T_{\mathrm{ZZ}}(0)}{m_{\mathrm{Z}}^2} - \frac{\Sigma^T_{\mathrm{WW}}(0)}{m_{\mathrm{W}}^2} \tag{4.1}$$

aus dem Stop-/Sbottomsektor. Da im nicht-supersymmetrischen Zwei-Higgs-Dublett Modell die Parameter des Higgs-Sektors keinen SUSY-Einschränkungen unterworfen sind, können im THDM durch virtuelle Higgs-Bosonen signifikante Beiträge zu $\Delta\rho$ auftreten [64]. Die Experimente liefern Werte für $\Delta\rho$, die mit den Vorhersagen des Standardmodells verträglich sind. Aus diesem Grund dürfen die Beiträge von virtuellen Top-/Bottom-Squarks bzw. Higgs-Bosonen zu $\Delta\rho$ die experimentelle Ungenauigkeit nicht überschreiten. Hier wurde als Grenze an diese Beiträge der Wert 1.3×10^{-3} verwendet, da dies gemäß [65], dessen Größe ϵ_1 gerade $\Delta\rho$ entspricht, ungefähr die experimentelle Ungenauigkeit ist.

Neben den bereits beschriebenen Einschränkungen wurde bei der numerischen Auswertung weiterhin kontrolliert, ob die Kopplungskonstanten sich in einem Rahmen bewegen, der eine störungstheoretische Beschreibung des Prozesses als sinnvoll erscheinen lässt. Hierfür wurden folgende Grenzen an die Kopplungskonstanten im Programm implementiert (für die Definition von $\Gamma(\dots)$ siehe Anhang B):

$$\alpha_{\mathrm{em}}\left|\Gamma(\mathrm{SSSS})\right|, \alpha_{\mathrm{em}}\left|\Gamma(\mathrm{SSVV})\right|, \alpha_{\mathrm{em}}\left|\Gamma(\mathrm{VVVV})\right| \leq 10\,, \tag{4.2a}$$

$$\alpha_{\mathrm{em}}\left|\Gamma^{\pm}(\mathrm{V\bar{f}f})\right|^2, \alpha_{\mathrm{em}}\left|\Gamma^{\pm}(\mathrm{S\bar{f}f})\right|^2 \leq 10\,, \tag{4.2b}$$

$$\left|\Gamma(\mathrm{SSS})\right| \leq \frac{3}{2s_w}\frac{(1\,\mathrm{TeV})^2}{m_{\mathrm{W}}} \approx \sqrt{1800/\alpha_{\mathrm{em}}}\,m_{\mathrm{W}} \tag{4.2c}$$

$$\alpha_{\mathrm{em}}\left|\frac{\Gamma(\mathrm{SSV})}{m_{\mathrm{W}}}\right|^2, \alpha_{\mathrm{em}}\left|\frac{\Gamma(\mathrm{SVV})}{m_{\mathrm{W}}}\right|^2, \alpha_{\mathrm{em}}\left|\frac{\Gamma(\mathrm{VVV})}{m_{\mathrm{W}}}\right|^2 \leq 10\,. \tag{4.2d}$$

Hierbei steht S für ein skalares Teilchen, f für ein Fermion und V für ein Vektorboson.

Für diese Arbeit sind nur die Grenzen an die Higgs-Selbstkopplungen (im Zwei-Higgs-Dublett Modell) und an die Higgs-Sfermion-Sfermion-Kopplungen (im minimalen supersymmetrischen Standardmodell) relevant. Die Grenze in Gl. (4.2c) wurde [11] entnommen und ergibt sich aus der maximalen Größe der Kopplung dreier Higgs-Bosonen des Standardmodells, für die das Modell die Unitarität erhält. Man beachte, dass dieser Wert deutlich über den Grenzen in Gl. (4.2d) liegt.

In Abb. 4.1 ist die Bornsche Näherung für den Wirkungsquerschnitt für den Prozess $\mathrm{e^-e^+} \to \mathrm{H^-H^+}$ als Funktion der Masse des geladenen Higgs-Bosons für vier verschiedene

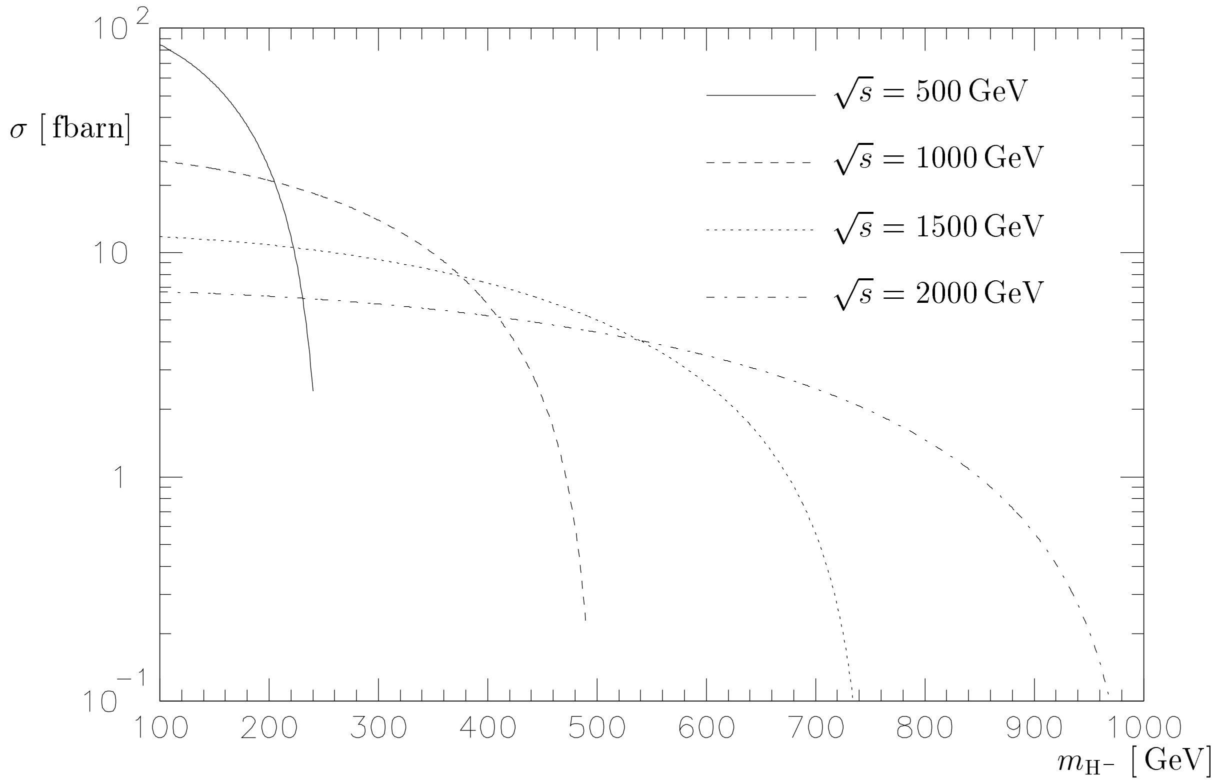


Abbildung 4.1: Der Wirkungsquerschnitt in fbarn für den Prozess $\mathrm{e^-e^+} \to \mathrm{H^-H^+}$ in der Bornschen Näherung für 4 verschiedene Schwerpunktsenergien als Funktion der Masse des geladenen Higgs-Bosons.

Werte der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ aufgetragen. Diese Kurven sind sowohl im Zwei-Higgs-Dublett Modell als auch im minimalen supersymmetrischen Standardmodell gültig, da die Kopplungen des geladenen Higgs-Bosons an Photon und Z-Boson durch die Eichstruktur festgelegt sind und daher der differentielle Wirkungsquerschnitt aus Gl. (3.27) neben den kinematischen Größen s und θ nur noch von Parametern des Standardmodells und (über den Phasenraum) von der Masse des geladenen Higgs-Bosons abhängt. Ferner erkennt man an Gl. (3.27), dass die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie in der Bornschen Näherung Null ist.

Im Umkehrschluss bedeutet dies, dass man bei dem Prozess $\mathrm{e^-e^+} \to \mathrm{H^-H^+}$ bei der Berechnung von Observablen über die Bornsche Näherung hinausgehen und höhere Ordnungen berücksichtigen muss, um eine Unterscheidung zwischen Zwei-Higgs-Dublett Modell und minimale supersymmetrische Standardmodell zu ermöglichen. Zur Verdeutlichung der Effekte der höheren Ordnung wird im Folgenden statt des Wirkungsquerschnittes die Abweichung

$$\Delta := \frac{\sigma - \sigma^{(0)}}{\sigma^{(0)}} \tag{4.3}$$

der Einschleifenvorhersage des Wirkungsquerschnittes (σ) von der Bornvorhersage ($\sigma^{(0)}$) relativ zur Bornvorhersage diskutiert.

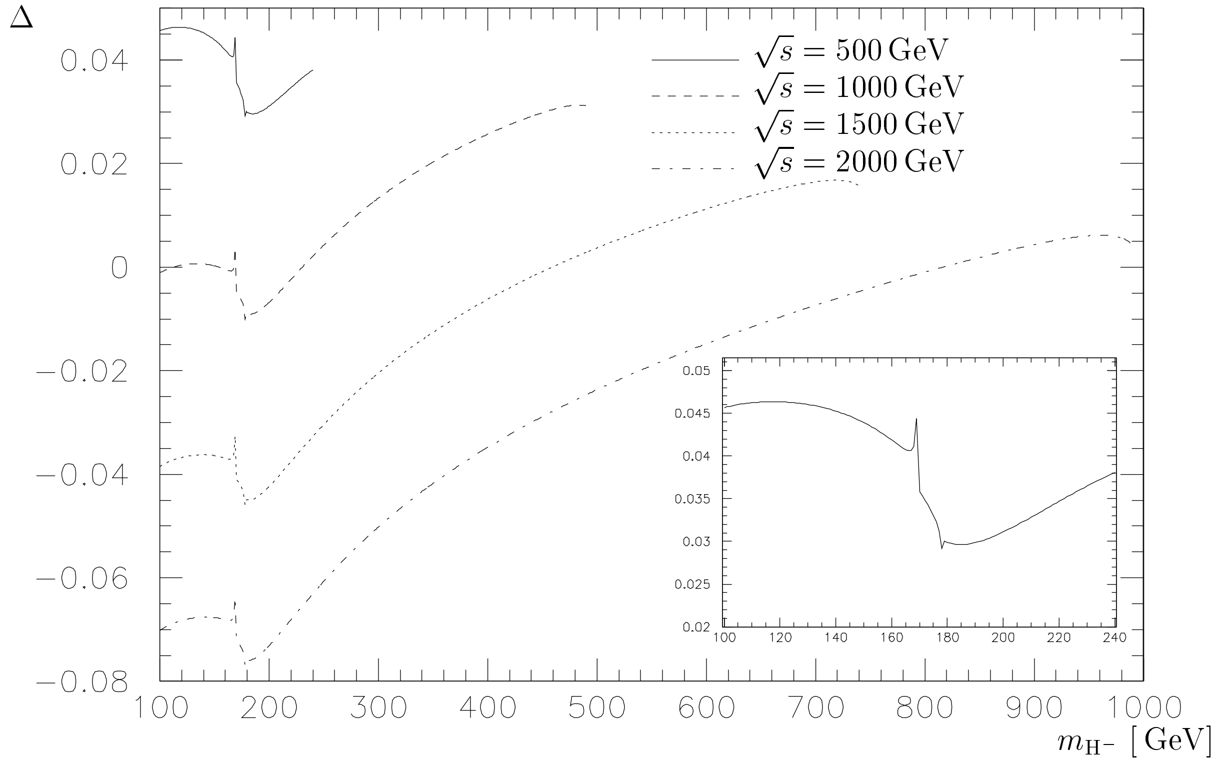


Abbildung 4.2: Die relativen Abweichungen des Wirkungsquerschnitts in der Einschleifenvorhersage zur Bornschen Näherung im minimalen supersymmetrischen Standardmodell für 4 verschiedene Schwerpunktsenergien als Funktion der Masse des geladenen Higgs-Bosons. Der Einschub zeigt eine Vergrößerung der Vorhersage für $\sqrt{s} = 500\,\mathrm{GeV}$. Die Parameter der sanften SUSY-Brechung und der Parameter μ des Higgs-Potentials wurden auf $1000\,\mathrm{GeV}$ und $\tan\beta = 2$ gesetzt.

4.1 Der totale Wirkungsquerschnitt im MSSM

In Abb. 4.2 soll untersucht werden, wie die Strahlungskorrekturen die in Abb. 4.1 dargestellten Vorhersagen in Bornscher Näherung modifizieren. Daher wurde Δ für $\sqrt{s} = 500\,\mathrm{GeV}$, $\sqrt{s} = 1000\,\mathrm{GeV}$, $\sqrt{s} = 1500\,\mathrm{GeV}$ und $\sqrt{s} = 2000\,\mathrm{GeV}$ über der Masse des geladenen Higgs-Bosons[1] aufgetragen. In dem Ausschnittsbild findet man eine Vergrößerung des Ergebnisses für $\sqrt{s} = 500\,\mathrm{GeV}$. Als Zahlenwerte für die anderen Parameter wurden

$$\begin{aligned} \tan\beta = 2, &\quad \mu = 1000\,\mathrm{GeV}, \\ m_{\tilde{q}_L} = m_{\tilde{l}_L} = 1000\,\mathrm{GeV} &\quad \text{für alle Sfermiondubletts}, \\ m_{\tilde{u}_R} = m_{\tilde{d}_R} = m_{\tilde{e}_R} = 1000\,\mathrm{GeV} &\quad \text{für alle Sfermionsinguletts}, \\ A_\mathrm{f} = 1000\,\mathrm{GeV} &\quad \text{für alle Sfermionen}, \end{aligned} \tag{4.4}$$

[1]Dabei sollte berücksichtigt werden, dass die gewählten Parameter für $m_{\mathrm{H}^-} \lesssim 140\,\mathrm{GeV}$ im MSSM zu Vorhersagen für m_{h^0} bzw. m_{A^0} führen, die unter den experimentellen Schranken liegen. Im THDM Typ I ist jedoch $m_{\mathrm{H}^-} < 140\,\mathrm{GeV}$ nicht ausgeschlossen.

verwendet. Die Zahlenwerte in Gl. (4.4) dienen als Standardreferenz für dieses Kapitel über das MSSM und werden immer dann verwendet, wenn keine anderen Werte angegeben sind. Die Zahlen wurden so gewählt, dass der Einfluss von SUSY-Teilchen auf die Vorhersagen gering ist.

In Abb. 4.2, vor allem dem Einschub, erkennt man Spitzen der Kurven bei $m_{\mathrm{H}^-} = 169\,\mathrm{GeV}$ und $m_{\mathrm{H}^-} = 178.5\,\mathrm{GeV}$. Diese treten auf Grund einer Singularität in der Renormierungskonstanten $Z_{\mathrm{H}^-\mathrm{H}^-}$ der Wellenfunktion des geladenen Higgs-Bosons auf, die in den Counterterm zum Endzustand eingeht. Die Singularität lässt sich auf die Ableitung der Funktion $B_0(p^2, m_1, m_2)$ (siehe Anhang A.2) nach p^2, die für $p^2 = (m_1 + m_2)^2$ nicht definiert ist, zurückführen. Die Singularitäten können physikalisch mit dem Überschreiten der Schwelle des Zerfalls $\mathrm{H}^- \to \mathrm{W}^-\mathrm{h}^0$ ($m_{\mathrm{H}^-} = 169\,\mathrm{GeV}$) bzw. $\mathrm{H}^- \to \bar{\mathrm{t}}\mathrm{b}$ ($m_{\mathrm{H}^-} = 178.5\,\mathrm{GeV}$) für wachsende Werte von m_{H^-} in Verbindung gebracht werden. Diese Singularitäten würden behoben, wenn man die Breite des geladenen Higgs-Bosons berücksichtigen würde und haben daher keine physikalische Bedeutung.

Ferner sieht man, dass die Strahlungskorrekturen in der Nähe der $\mathrm{H}^-\mathrm{H}^+$-Produktionsschwelle eher zu einer Erhöhung des Wirkungsquerschnittes führen, wohingegen sie weit weg von der Schwelle zu einer Erniedrigung führen. Die entsprechenden Kurven für das Zwei-Higgs-Dublett Modell Typ II und Typ I mit den SUSY-Einschränkungen im Higgs-Sektor unterscheiden sich von den in Abb. 4.2 dargestellten um weniger als 0.002, sofern man sich nicht in der Nähe der $\mathrm{H}^- \to \mathrm{W}^-\mathrm{h}^0$-Schwelle befindet. Dies bestätigt die Erwartung, dass die SUSY-Teilchen für große Massen, die sich bei den gewählten großen Werten für die Parameter der sanften SUSY-Brechung ergeben, entkoppeln. Ferner zeigt sich, dass sich das Zwei-Higgs-Dublett Modell Typ II für den in Abb. 4.2 gewählten kleinen Wert von $\tan\beta$ kaum vom Typ I unterscheidet. Einen ausführlicheren Vergleich zwischen THDM Typ I und Typ II findet sich in Kapitel 4.2.

Die Abhängigkeit der Vorhersagen des minimalen supersymmetrischen Standardmodells vom Verhältnis der Vakuumerwartungswerte, $\tan\beta$, wird in Abb. 4.3 dargestellt. Aufgetragen ist Δ aus Gl. (4.3) über $\tan\beta$. Dabei wurde für $\tan\beta$ in dem Gesamtbild eine logarithmische, in dem Einschub eine lineare Skala gewählt. Man erkennt, dass die Strahlungskorrekturen vor allem für große und kleine Werte von $\tan\beta$ deutliche Abweichungen von der Vorhersage in Bornscher Näherung bewirken können. Die Ursache hierfür sind die Beiträge von Diagrammen mit virtuellen Top- und Bottom-Quarks, deren Yukawa-Kopplungen an das geladene Higgs-Boson für kleine Werte von $\tan\beta$ mit $m_\mathrm{t}\tan\beta$ und für große mit $m_\mathrm{b}\cot\beta$ verstärkt werden. Für mittlere Werte von $\tan\beta$ ($2 \lesssim \tan\beta \lesssim 20$) sind die Kurven recht flach und der Beitrag des Top-/Bottom-Sektors zu σ ist klein. Das Minimum der Beiträge wird für $\tan\beta \approx 6 \approx \sqrt{m_\mathrm{t}/m_\mathrm{b}}$ erreicht.

Die Sensitivität dieses Prozesses auf $\tan\beta$ ist in der Nähe der $\mathrm{H}^-\mathrm{H}^+$-Produktionsschwelle geringer als für leichte Higgs-Bosonen bei hoher Energie (gestrichelte Linie), wobei aber zu beachtet ist, dass die Produktionsrate für geladene Higgs-Bosonen mit einer Masse von $150\,\mathrm{GeV}$ bei $\sqrt{s} = 500\,\mathrm{GeV}$ ca. 5 Mal größer ist als bei $\sqrt{s} = 1500\,\mathrm{GeV}$.

Nachdem bisher mit m_{H^-} und $\tan\beta$ Parameter diskutiert wurden, die sowohl im minimalen supersymmetrischen Standardmodell als auch im Zwei-Higgs-Dublett Modell auftreten, werden jetzt Parameter betrachtet, die nur im minimalen supersymmetrischen Stan-

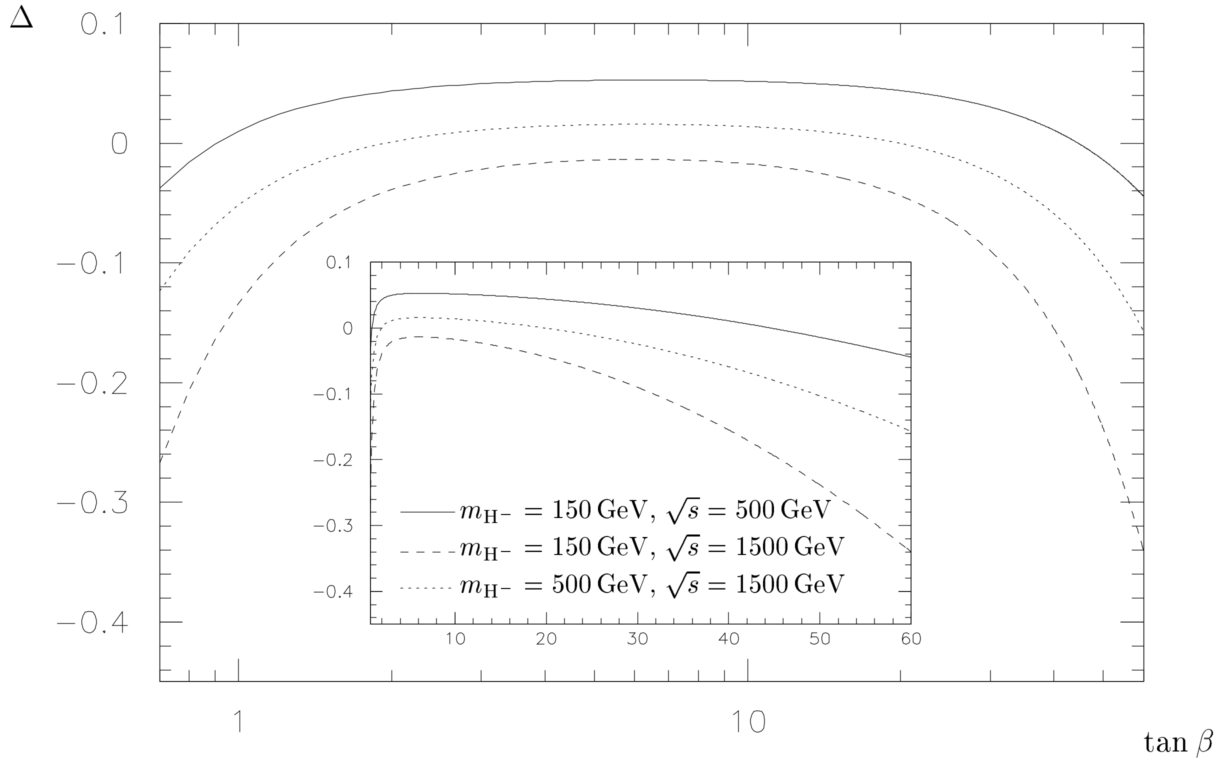


Abbildung 4.3: Die relativen Abweichungen des Wirkungsquerschnitts in der Einschleifenvorhersage zur Bornschen Näherung im minimalen supersymmetrischen Standardmodell als Funktion von $\tan\beta$. Im Gesamtbild wurde die x-Achse logarithmisch, im Einschub linear gewählt. Die Parameter der sanften SUSY-Brechung und der Parameter μ des Higgs-Potentials wurden auf 1000 GeVgesetzt.

dardmodell vorkommen. Zuerst soll die Abhängigkeit von den Parametern μ, M_1 und M_2 diskutiert werden. Diese Größen bestimmen, zusammen mit den Eichbosonmassen und $\tan\beta$, die Massen der Charginos (Gl. (2.39)) und Neutralinos (Gl. (2.45)) sowie die dazugehörigen Diagonalisierungsmatrizen $\hat{V}$, $\hat{U}$ (Gl. (2.41)) und N' (Gl. (2.47)). Ferner geht μ in die Massenmatrizen der Sfermionen (Gl. (2.36)) ein. Dieser Effekt ist jedoch vernachlässigbar klein, da die Brechungsmassen im Sfermionsektor groß gewählt wurden, so dass die Sfermionen schwer sind und entkoppeln.

Es stellt sich heraus, dass der Wirkungsquerschnitt fast nicht von dem sanften Brechungsparameter M_1, der für einen Massenterm des Binos, dem SUSY-Partner des $U(1)_Y$-Eichbosons B_μ, sorgt und daher nur in den Neutralinosektor eingeht, abhängt. Für den Parameter M_2, der den Winos (die SUSY-Partner der $SU(2)_W$-Eichbosonen W_μ^a) Masse gibt, erkennt man nur für $M_2 \lesssim 400\,\mathrm{GeV}$ eine sichtbare Änderung von Δ, die im Prozentbereich liegen kann. Die stärkste Variation der Einschleifenvorhersage findet man jedoch für den Parameter μ des Higgs-Potentials.

Aus diesem Grund wurde Δ in Abb. 4.4 als Funktion von μ aufgetragen, wobei μ auf die Intervalle $25\,\mathrm{GeV} \leq |\mu| \leq 550\,\mathrm{GeV}$ eingeschränkt wurde. In der linken Spalte wurde

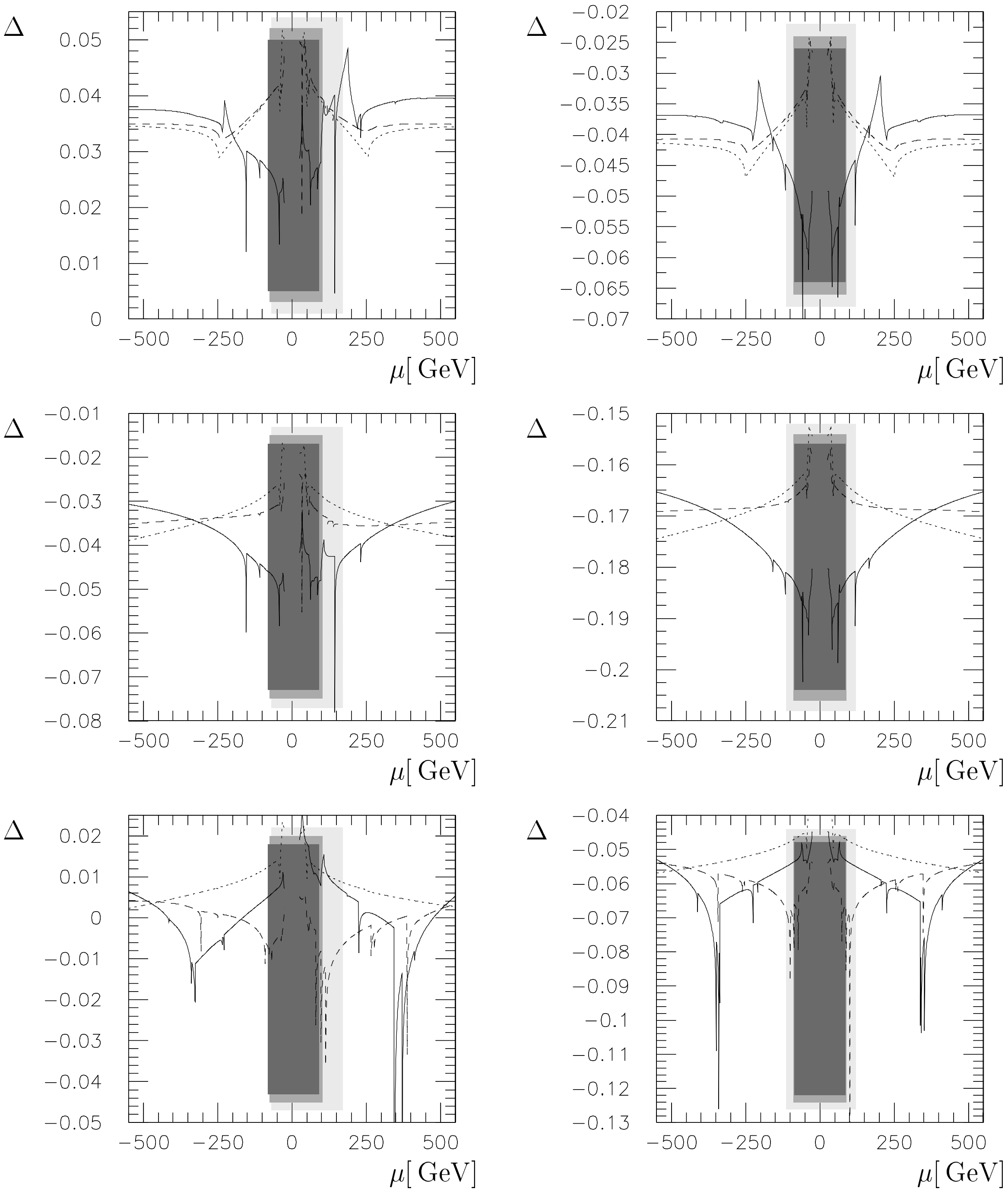


Abbildung 4.4: Die Korrektur Δ in Abhängigkeit von dem Parameter μ des Higgs-Potentials. In der linken Spalte ist $\tan\beta = 2$, in der rechten $\tan\beta = 40$. In der oberen Reihe ist $m_{\mathrm{H}^-} = 220\,\mathrm{GeV}$, $\sqrt{s} = 500\,\mathrm{GeV}$, darunter $m_{\mathrm{H}^-} = 220\,\mathrm{GeV}$, $\sqrt{s} = 1500\,\mathrm{GeV}$ und in der unteren Reihe $m_{\mathrm{H}^-} = 500\,\mathrm{GeV}$, $\sqrt{s} = 1500\,\mathrm{GeV}$. Es ist $M_2 = 150(400)[1000]\,\mathrm{GeV}$ für die durchgezogene (gestrichelte) [gepunktete] Linie und $M_1 = \frac{5}{3}\tan^2\theta_w M_2$. Der hell-(mittel-)[dunkel-]graue Bereich ist für $M_2 = 150(400)[1000]\,\mathrm{GeV}$ ausgeschlossen.

$\tan\beta = 2$ und in der rechten $\tan\beta = 40$ gewählt. Die obere Reihe stellt die Vorhersagen für Δ für $m_{\mathrm{H}^-} = 220\,\mathrm{GeV}$ und $\sqrt{s} = 500\,\mathrm{GeV}$ dar. Darunter wurde $m_{\mathrm{H}^-} = 220\,\mathrm{GeV}$ und $\sqrt{s} = 1500\,\mathrm{GeV}$ und in der unteren Reihe $m_{\mathrm{H}^-} = 500\,\mathrm{GeV}$ und $\sqrt{s} = 1500\,\mathrm{GeV}$ gewählt. In jedem Diagramm entspricht die durchgezogene Linie $M_2 = 150\,\mathrm{GeV}$, die gestrichelte Linie $M_2 = 400\,\mathrm{GeV}$ und die gepunktete Linie $M_2 = 1000\,\mathrm{GeV}$. Der sanfte Brechungsparameter M_1 wurde, der gängigen Konvention folgend, durch die GUT-Relation

$$M_1 = \frac{5}{3}\tan^2\theta_w M_2 \ , \tag{4.5}$$

die für eine Vereinheitlichung der sanften Brechungsparameter M_1 und M_2 bei der GUT-Skala sorgt, festgelegt.

Für kleine Werte von μ wird das Chargino $\tilde{\chi}_1^-$ und teilweise auch das Neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ so leicht, dass es unter den experimentellen Schranken liegt. Konkret ist der hellgrau unterlegte Bereich für $M_2 = 150\,\mathrm{GeV}$, der mittelgraue für $M_2 = 400\,\mathrm{GeV}$ und der dunkelgraue für $M_2 = 1000\,\mathrm{GeV}$ experimentell ausgeschlossen.

Aus Abb. 4.4 erkennt man, dass die Kurven für großes $|\mu|$ meist relativ flach sind und die größten Korrekturen für kleines $|\mu|$ erzielt werden. In den Kurven finden sich viele Spitzen, die Schwellen entsprechen. Sie treten dann auf, wenn die Chargino- und Neutralinomassen sich gerade so ergeben, dass diverse Teilchen entweder produziert werden können oder Zerfälle $\mathrm{H}^- \to \tilde{\chi}_i^-\tilde{\chi}_j^0$, $\mathrm{Z} \to \tilde{\chi}_i^0\tilde{\chi}_j^0$, $\mathrm{Z} \to \tilde{\chi}_i^-\tilde{\chi}_j^+$ oder $\mathrm{W}^- \to \tilde{\chi}_i^-\tilde{\chi}_j^0$ möglich sind. Die bei den Zerfällen teilweise auftretenden Singularitäten sind jedoch, wie bereits früher erwähnt, unphysikalisch und würden bei Berücksichtigung der jeweiligen Breiten verschwinden. Beispielhaft werden hier die einzelnen Spitzen für $m_{\mathrm{H}^-} = 220\,\mathrm{GeV}$, $\sqrt{s} = 500\,\mathrm{GeV}$, $M_2 = 150\,\mathrm{GeV}$ und $\tan\beta = 2$ (durchgezogene Linie in dem Diagramm links oben in Abb. 4.4) diskutiert, auch wenn sie im verbotenen Bereich $-69\,\mathrm{GeV} \le \mu \le 172\,\mathrm{GeV}$ liegen.

Die erste Spitze findet sich bei $\mu \approx -230\,\mathrm{GeV}$. Sie stammt zum einen aus der Produktion von $\tilde{\chi}_3^0\tilde{\chi}_4^0$ bei $\mu = -235\,\mathrm{GeV}$, die über die Z-Selbstenergie und über den $\mathrm{ZH^-H^+}$-Vertex eingehen. Dominiert wird die Struktur jedoch von der $\tilde{\chi}_2^-\tilde{\chi}_2^+$-Produktion, die für $\mu = -227\,\mathrm{GeV}$ einsetzt und über alle Eichbosonselbstenergien in den Wirkungsquerschnitt eingeht. Bei $\mu \approx -154\,\mathrm{GeV}$ ist $m_{\mathrm{H}^-} = m_{\tilde{\chi}_1^-} + m_{\tilde{\chi}_1^0}$, so dass die Ableitung der H^--Selbstenergie, die durch den Counterterm zu den Korrekturen zum Endzustandsvertex beiträgt, divergiert. Weitere Zerfallskanäle des geladenen Higgs-Bosons öffnen sich bei $\mu = -109\,\mathrm{GeV}$ ($\mathrm{H}^- \to \tilde{\chi}_1^-\tilde{\chi}_2^0$) und bei $\mu = -43\,\mathrm{GeV}$ ($\mathrm{H}^- \to \tilde{\chi}_2^-\tilde{\chi}_1^0$). Ebenfalls über die Counterterme gehen die Zerfälle $\mathrm{W}^- \to \tilde{\chi}_1^-\tilde{\chi}_1^0$ bei $\mu = -30\,\mathrm{GeV}$ und $\mathrm{Z} \to \tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_2^0$ bei $\mu = -27\,\mathrm{GeV}$ ein. Der Einfluss des W^--Zerfalls erfolgt indirekt über die Renormierung des schwachen Mischungswinkels durch $\frac{\delta s_w}{s_w}$ und geht daher nur in die renormierten $\mathrm{Ze^-e^+}$ und $\mathrm{ZH^-H^+}$ Vertices ein.

Für positive Werte von μ erkennt man die erste Struktur bei $\mu = 34\,\mathrm{GeV}$. Dort hat $m_{\tilde{\chi}_1^-} \lesssim 0.4\,\mathrm{GeV}$ ein Minimum. Dieser Effekt ist im Endergebnis sichtbar, da das Laufen der Kopplungskonstanten α_{em} sensitiv auf leichte Fermionen ist und diese mit $\ln(m^2_{\tilde{\chi}_1^-}/s)$ als große Logarithmen eingehen. Der Beitrag des Zerfalls $\mathrm{Z} \to \tilde{\chi}_2^0\tilde{\chi}_2^0$ zu dieser Struktur ist dagegen vernachlässigbar. Die Schwelle in $\frac{\delta s_w}{s_w}$ bei $\mu = 56\,\text{GeV}$, die dem Zerfall $\mathrm{W}^- \to \tilde{\chi}_1^- \tilde{\chi}_2^0$ entspricht, wird von der Singularität der Wellenfunktion des geladenen Higgs-Bosons bei $\mu = 62\,\text{GeV}$ überdeckt, da dort $m_{\mathrm{H}^-} = m_{\tilde{\chi}_1^-} + m_{\tilde{\chi}_4^0}$ ist. Die folgenden Spitzen stammen von den Zerfällen $\mathrm{H}^- \to \tilde{\chi}_2^- \tilde{\chi}_1^0$ bei $\mu = 86\,\text{GeV}$, $\mathrm{Z} \to \tilde{\chi}_1^- \tilde{\chi}_1^+$ bei $\mu = 97\,\text{GeV}$, $\mathrm{W}^- \to \tilde{\chi}_1^- \tilde{\chi}_1^0$ bei $\mu = 108\,\text{GeV}$ und $\mathrm{H}^- \to \tilde{\chi}_1^- \tilde{\chi}_3^0$ bei $\mu = 144\,\text{GeV}$. Anschließend erkennt man die Produktionsschwellen für $\tilde{\chi}_2^- \tilde{\chi}_2^+$ bei $\mu = 188\,\text{GeV}$ und $\tilde{\chi}_3^0 \tilde{\chi}_4^0$ bei $\mu = 221\,\text{GeV}$. Bei $\mu = 232\,\text{GeV}$ sieht man eine Spitze auf Grund des Zerfalls $\mathrm{H}^- \to \tilde{\chi}_1^- \tilde{\chi}_2^0$. Die Produktionsschwellen von $\tilde{\chi}_1^- \tilde{\chi}_2^+$ bei $\mu = 347\,\text{GeV}$ und von $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_3^0$ bei $\mu = 432\,\text{GeV}$ sind in Abb. 4.4 kaum noch zu erkennen.

Wählt man M_2 größer (gestrichelte und gepunktete Linien), erhöht also $\sqrt{s}$ von 500 GeV auf 1500 GeV, so treten weniger Strukturen auf, da sich die verschiedenen Schwellen zu kleineren Werten von $|\mu|$ verschieben. Geht man von der oberen Reihe zur mittleren, so erkennt man das Verschwinden der Produktionsschwellen, da die Charginos und Neutralinos nun im gesamten Bereich so leicht sind, dass sie erzeugt werden können und mit der Variation von μ nie eine Produktionsschwelle überschritten wird. Die Zerfallsschwellen finden sich hingegen an genau denselben Stellen. Für ein schweres geladenes Higgs-Boson und $M_2 = 150\,\text{GeV}$ (durchgezogene Linien in der unteren Reihe) existieren so viele Zerfallsschwellen, dass die Kurven nur noch wenig Aussagekraft besitzen. Die Änderung von $\tan\beta$ führt vor allem zu einer Verschiebung von Δ, die von der bereits diskutierten starken Abhängigkeit der Einschleifenvorhersage von den Yukawa-Kopplungen über die Beiträge von Top/Bottom und, in geringerem Maße, Stop/Sbottom kommt. Die Form der Kurven ändert sich außerhalb der Schwellen nur wenig.

In der bisherigen Diskussion hat sich gezeigt, dass die Abhängigkeit von $\tan\beta$ die stärksten Veränderungen in der Einschleifenvorhersage für den Wirkungsquerschnitt nach sich zieht und die dominanten Beiträge von den schweren Fermionen (vor allem Top- und Bottom-Quark) und ihren Superpartnern stammen. Da die Fermionmassen bereits gemessen wurden und ihre Kopplungen an nicht-SUSY-Teilchen nach der Wahl von $\tan\beta$ festliegen, lassen sich hier keine weiteren Abhängigkeiten diskutieren. Anders ist die Situation bei den Top- und Bottom-Squarks. Hier lassen sich die Kopplungen $\Gamma(\mathrm{H}^- \tilde{\mathrm{b}}_L^* \tilde{\mathrm{t}}_R)$ und $\Gamma(\mathrm{H}^- \tilde{\mathrm{b}}_R^* \tilde{\mathrm{t}}_L)$ über die Parameter A_t, A_b und μ variieren. Desweiteren hängen die Massen der Top- und Bottom-Squarks zusätzlich noch von dem Dublettbrechungsparameter $m_{\tilde{q}_L}$ und den Singulettbrechungsparametern $m_{\tilde{t}_R}$ und $m_{\tilde{b}_R}$ ab.

Aus diesem Grund wurde in Abb. 4.5 Δ über dem Dublettbrechungsparameter $m_{\tilde{q}_L}$ aus dem Stop-/Sbottom-Sektor aufgetragen. Alle Brechungsparameter, die nicht in die Stop- und Sbottom-Massen eingehen, wurden festgehalten, so dass die Massen und Kopplungen der anderen Sfermionen innerhalb der jeweiligen Spalten unverändert bleiben.

In der oberen Reihe wurde wieder $m_{\mathrm{H}^-} = 220\,\text{GeV}$, $\sqrt{s} = 500\,\text{GeV}$, in der mittleren $m_{\mathrm{H}^-} = 220\,\text{GeV}$, $\sqrt{s} = 1500\,\text{GeV}$ und in der unteren $m_{\mathrm{H}^-} = 500\,\text{GeV}$, $\sqrt{s} = 1500\,\text{GeV}$ gesetzt. In der linken Spalte wurde $\tan\beta = 2$, in der rechten $\tan\beta = 40$ gewählt. Der Referenzwert für den Parameter des Higgs-Potentials $\mu = 1000\,\text{GeV}$ konnte nur für die linke Spalte verwendet werden. In der rechten Spalte hätte diese Wahl zu negative Eigenwerte in der Stop-Massenmatrix geführt, so dass dort $\mu = 100\,\text{GeV}$ gewählt wurde.

Für $\tan\beta = 2$ (linke Spalte) stellte sich heraus, dass die Abhängigkeit des Wirkungs-

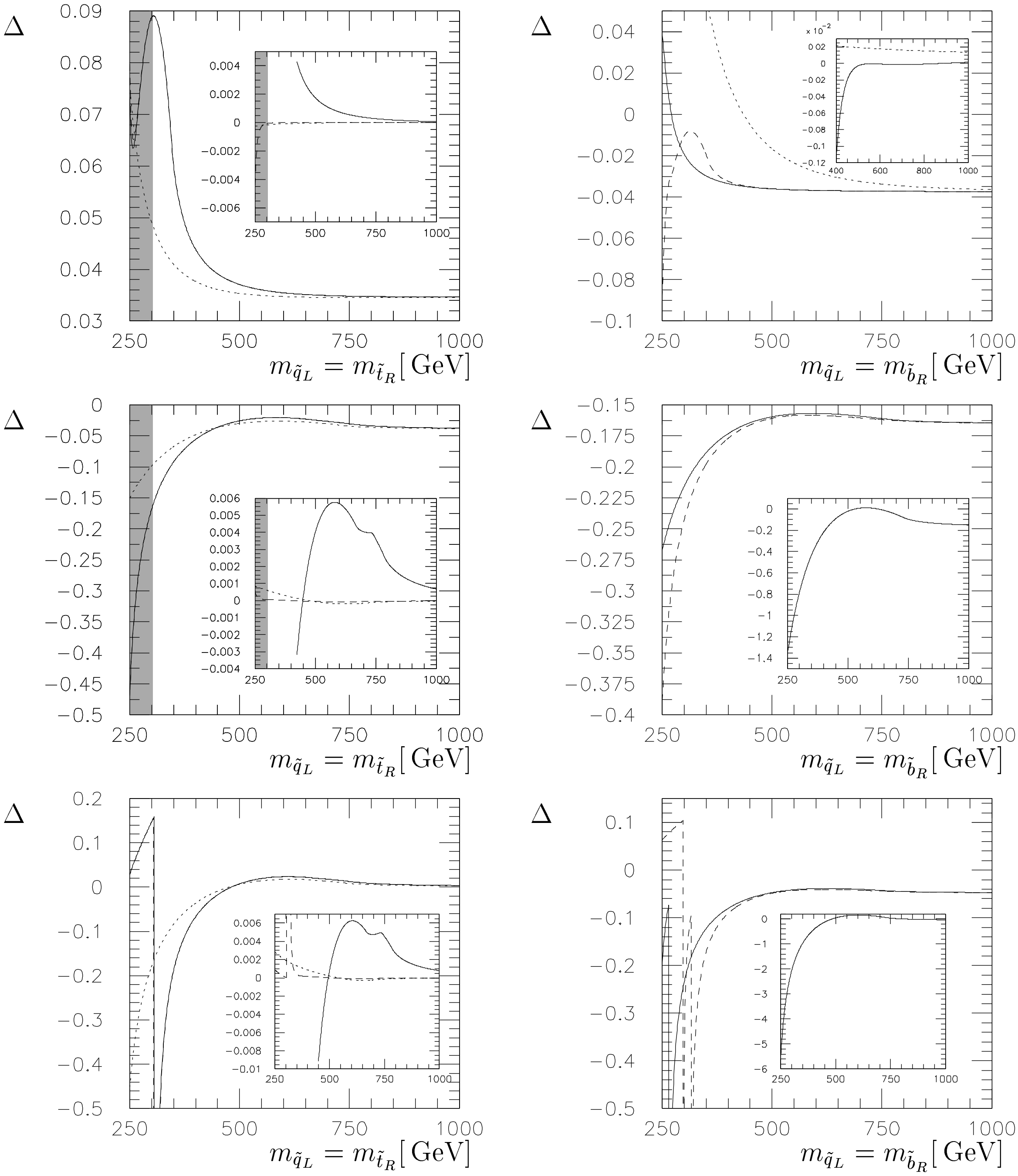


Abbildung 4.5: Die Korrektur Δ in Abhängigkeit von den SUSY-Brechungsparametern $m_{\tilde{q}_L}$, $m_{\tilde{t}_R}$ und $m_{\tilde{b}_R}$ im Stop/Sbottom-Sektor. In der linken (rechten) Spalte ist $\tan\beta = 2$ ($\tan\beta = 40$), $m_{\tilde{t}_R} = m_{\tilde{q}_L}$ ($m_{\tilde{b}_R} = m_{\tilde{q}_L}$) und $\mu = 1000\,\text{GeV}$ ($\mu = 100\,\text{GeV}$). In der oberen Reihe ist $m_{\text{H}^-} = 220\,\text{GeV}$, $\sqrt{s} = 500\,\text{GeV}$, darunter $m_{\text{H}^-} = 220\,\text{GeV}$, $\sqrt{s} = 1500\,\text{GeV}$ und in der unteren Reihe $m_{\text{H}^-} = 500\,\text{GeV}$, $\sqrt{s} = 1500\,\text{GeV}$. In den Gesamtbildern ist für die durchgezogene Linie $m_{\tilde{b}_R} = 1000\,\text{GeV}$ ($m_{\tilde{t}_R} = 1000\,\text{GeV}$), für die gestrichelte $m_{\tilde{b}_R} = 300\,\text{GeV}$ ($m_{\tilde{t}_R} = 600\,\text{GeV}$) und für die gepunktete $A_\text{t} = \frac{\mu}{\tan\beta}$ und $A_\text{b} = \mu\tan\beta$. Nicht angegebene Parameter finden sich in Gl. (4.4). Für die Einschübe, siehe Text.

querschnitts von $m_{\tilde{q}_L}$ der Abhängigkeit von $m_{\tilde{t}_R}$ sehr ähnelt, weshalb in der linken Spalte $m_{\tilde{t}_R} = m_{\tilde{q}_L}$ gewählt wurde. In den Gesamtbildern für $\tan\beta = 2$ (linke Spalte) entsprechen die durchgezogenen Linien der MSSM-Vorhersage für $m_{\tilde{b}_R} = 1000\,\mathrm{GeV}$ und die gestrichelten $m_{\tilde{b}_R} = 300\,\mathrm{GeV}$. In beiden Fällen wurden die Referenzwerte $A_\mathrm{t} = A_\mathrm{b} = 1000\,\mathrm{GeV}$ verwendet. Die gepunkteten Kurven in den Gesamtbildern der linken Spalte stellen für $m_{\tilde{b}_R} = 1000\,\mathrm{GeV}$ den Fall dar, in dem im Stop- und Sbottom-Sektor keine Mischung auftritt, d.h. dass die Masseneigenzustände von den Feldern $\tilde{q}_L$, $\tilde{t}_R$ und $\tilde{b}_R$ erzeugt werden. Erreicht wird dies durch die Wahl $A_\mathrm{t} = \mu/\tan\beta$ und $A_\mathrm{b} = \mu\tan\beta$, womit die Massenmatrix in Gl. (2.36) diagonal wird. Der grau schattierte Bereich gibt das Intervall an, in dem die Einschleifenvorhersage für m_{h^0} aus Gl. (2.32) im Fall von Mischung im Stop-/Sbottom-Sektor unter den experimentellen Schranken liegt.

Die Einschübe in der linken Spalte dienen zur besseren Illustration der Unterschiede zwischen diesen drei Szenarien. Die durchgezogenen Linien in den Einschüben geben für $m_{\tilde{b}_R} = 1000\,\mathrm{GeV}$ die Differenz der Vorhersagen für Δ im Fall von Mischung im Stop-/Sbottom-Sektor zum Fall ohne Mischung an. Dies entspricht der Differenz der durchgezogenen und der gepunkteten Kurven in den Gesamtbildern. Hierbei ist zu beachten, dass im Einschub der oberen und mittleren Abbildung die durchgezogene Linie nur für $m_{\tilde{q}_L} > 425\,\mathrm{GeV}$ eingezeichnet ist, da im Fall keiner Mischung die Vorhersage von m_{h^0} für kleinere Werte von $m_{\tilde{q}_L}$ unter den experimentellen Schranken liegt. Im Einschub der unteren Abbildung ist die durchgezogene Linie erst ab $m_{\tilde{q}_L} = 450\,\mathrm{GeV}$ dargestellt, da für kleinere Werte von $m_{\tilde{q}_L}$ die Differenz bereits im Gesamtbild gut erkennbar ist. Die Differenz der durchgezogenen ($m_{\tilde{b}_R} = 1000\,\mathrm{GeV}$) und der gestrichelten ($m_{\tilde{b}_R} = 300\,\mathrm{GeV}$) Kurven der Gesamtbilder, mit der die Abhängigkeit der Vorhersagen von $m_{\tilde{b}_R}$ im Fall von Mischung im Stop-/Sbottom-Sektor illustriert werden soll, ist in den Einschüben der linken Spalte durch die gestrichelten Linien dargestellt. Dementsprechend geben die gepunkteten Linien im Fall keiner Mischung im Stop-/Sbottom-Sektor die Unterschiede in den Vorhersagen für Δ für $m_{\tilde{b}_R} = 1000\,\mathrm{GeV}$ zu denjenigen für $m_{\tilde{b}_R} = 300\,\mathrm{GeV}$ an.

Da für $\tan\beta = 40$ (rechte Spalte) die Kopplungen, die m_b enthalten mit $\tan\beta$ verstärkt und diejenigen mit m_t mit $\cot\beta$ unterdrückt sind, sind die Rollen von $m_{\tilde{t}_R}$ und $m_{\tilde{b}_R}$ nahezu vertauscht: Da die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von $m_{\tilde{q}_L}$ derjenigen von $m_{\tilde{b}_R}$ ähnelt, wurde in der rechten Spalte $m_{\tilde{b}_R} = m_{\tilde{q}_L}$ gewählt. In den Gesamtbildern für $\tan\beta = 40$ (rechte Spalte) entsprechen die durchgezogenen Linien den MSSM-Vorhersagen für $m_{\tilde{t}_R} = 1000\,\mathrm{GeV}$ und die gestrichelten denjenigen für $m_{\tilde{t}_R} = 600\,\mathrm{GeV}$. Für diese beiden Kurven gilt wieder $A_\mathrm{t} = A_\mathrm{b} = 1000\,\mathrm{GeV}$, wohingegen für die gepunktete Linie $A_\mathrm{t} = \mu/\tan\beta$, $A_\mathrm{b} = \mu\tan\beta$ und $m_{\tilde{t}_R} = 1000\,\mathrm{GeV}$ gewählt wurde, um die Vorhersage für den Fall keiner Mischung im Stop-/Sbottom-Sektor darzustellen. Zu beachten ist, dass sich für $\tan\beta = 40$, $m_{\tilde{t}_R} = 600\,\mathrm{GeV}$ und $m_{\tilde{q}_L} = m_{\tilde{b}_R} \leq 286\,\mathrm{GeV}$ ein zu großer Wert für $\Delta\rho$ ergibt.

In der rechten Spalte dient der Einschub in der oberen Abbildung wieder zur besseren Illustration der Unterschiede zwischen diesen drei Szenarien. Die durchgezogene Linie gibt für das Szenario mit Mischung im Stop-/Sbottom-Sektor den Unterschied in den Vorhersagen von Δ für $m_{\tilde{t}_R} = 1000\,\mathrm{GeV}$ im Vergleich zu derjenigen für $m_{\tilde{t}_R} = 600\,\mathrm{GeV}$ an. Für den

Fall ohne Mischung ist der entsprechende Vergleich durch die gepunktete Linie dargestellt. Man beachte, dass die Skala des Einschubs bei $m_{\tilde{q}_L} = 400\,\mathrm{GeV}$ beginnt, da der Unterschied der Vorhersagen für kleinere Werte von $m_{\tilde{q}_L}$ bereits in dem Gesamtbild klar erkennbar ist. In den Einschüben der mittleren und unteren Figur der rechten Spalte wurde nur die Vorhersage für den Stop- und Sbottom-Sektor ohne Mischung für $m_{\tilde{t}_R} = 1000\,\mathrm{GeV}$ dargestellt. Man beachte vor allem, dass Δ Werte kleiner als -1 annimmt.

An Hand der Diagramme in Abb. 4.5 erkennt man, dass kleine Werte von $m_{\tilde{q}_L}$ die stärkste Variation in der Einschleifenvorhersage des minimalen supersymmetrischen Standardmodells hervorrufen. In diesem Fall erkennt man auch, teilweise große, Unterschiede in den Vorhersagen mit Mischung im Stop- und Sbottom-Sektor von denen ohne Mischung. Im Grenzfall $m_{\tilde{q}_L} \to 1000\,\mathrm{GeV}$ gehen in jeder der 6 Abbildungen die Vorhersagen für Δ in allen drei Szenarien gegen denselben Wert. Dies weist darauf hin, dass die Top- und Bottom-Squarks für große Massen entkoppeln, was auf Grund der Unabhängigkeit der Top- und Bottom-Squark Kopplungen von den Brechungsparametern $m_{\tilde{q}_L,\tilde{t}_R,\tilde{b}_R}$ auch erwartet werden kann. Die Zahlenwerten von Δ gehen in Abb. 4.5 für $m_{\tilde{q}_L} \to 1000\,\mathrm{GeV}$ dennoch nicht gegen Null, da nach wie vor Beiträge von anderen Teilchen, wie virtuellen Top- und Bottom-Quarks, existieren.

Für $\tan\beta = 2$ erweist sich die Abhängigkeit der Größe Δ von $m_{\tilde{b}_R}$, zumindest für $m_{\tilde{b}_R} \geq 300\,\mathrm{GeV}$, als vernachlässigbar klein. Auch im Fall $\tan\beta = 40$ erkennt man nur für kleine Werte von $m_{\tilde{q}_L}$ Unterschiede in den Vorhersagen für $m_{\tilde{t}_R} = 1000\,\mathrm{GeV}$ von denen für $m_{\tilde{t}_R} = 600\,\mathrm{GeV}$.

In den beiden unteren Abbildungen, in denen $m_{\mathrm{H}^-} = 500\,\mathrm{GeV}$ und $\sqrt{s} = 1500\,\mathrm{GeV}$ ist, erkennt man eine Singularität, die aus der Renormierung der Wellenfunktion des geladenen Higgs-Bosons stammt. Diese Singularitäten treten auf, wenn eine der Bedingungen $m_{\mathrm{H}^-} = m_{\tilde{\mathrm{b}}_{1,2}} + m_{\tilde{\mathrm{t}}_{1,2}}$ erfüllt ist. Die physikalische Interpretation hierfür ist das Öffnen des Zerfallskanals $\mathrm{H}^- \to \tilde{\mathrm{b}}_{1,2}\tilde{\mathrm{t}}_{1,2}$. Die Singularität verschwindet, wenn man die Breite des geladenen Higgs-Bosons in die Rechnung mit einbezieht.

Konkret lassen sich die Singularitäten in der Abbildung links unten ($\tan\beta = 2$) für $m_{\tilde{b}_R} = 1000\,\mathrm{GeV}$ (durchgezogene Linie) bei $m_{\tilde{q}_L} = 307\,\mathrm{GeV}$ durch den Zerfall $\mathrm{H}^- \to \tilde{\mathrm{t}}_1\tilde{\mathrm{b}}_1$ und für $m_{\tilde{b}_R} = 300\,\mathrm{GeV}$ (gestrichelte Linie) bei $m_{\tilde{q}_L} = 305\,\mathrm{GeV}$ durch den Zerfall $\mathrm{H}^- \to \tilde{\mathrm{t}}_1\tilde{\mathrm{b}}_2$ interpretieren. Dabei ist anzumerken, dass das Bottom-Squark in beiden Fällen hauptsächlich linkshändig ist: Im ersten Fall (durchgezogene Linie) fast zu 100%, im zweiten Fall zu $\approx 75\%$.

In der Abbildung rechts unten ($\tan\beta = 40$) ergibt sich bei der durchgezogenen Linie die Singularität bei $m_{\tilde{q}_L} = 266\,\mathrm{GeV}$, da dort die Bedingung $m_{\mathrm{H}^-} = m_{\tilde{\mathrm{t}}_1} + m_{\tilde{\mathrm{b}}_1}$ erfüllt ist. Durch die Reduktion von $m_{\tilde{t}_R}$ auf 600 GeV wird $\tilde{\mathrm{t}}_1$ so leicht, dass nun neben der Bedingung $m_{\mathrm{H}^-} = m_{\tilde{\mathrm{t}}_1} + m_{\tilde{\mathrm{b}}_1}$ bei $m_{\tilde{q}_L} = 317\,\mathrm{GeV}$ auch noch die Bedingung $m_{\mathrm{H}^-} = m_{\tilde{\mathrm{t}}_1} + m_{\tilde{\mathrm{b}}_2}$ bei $m_{\tilde{q}_L} = 298\,\mathrm{GeV}$ zu einer Singularität führt.

Wie bereits erwähnt, tritt in den Einschüben in der rechten Spalte ($\tan\beta = 40$) in der mittleren und unteren Reihe für kleine Werte von $m_{\tilde{q}_L}$ eine Vorhersage von $\Delta < -1$ auf. Dies bedeutet auf Grund von Gl. (4.3), dass die Einschleifenvorhersage für den Wirkungsquerschnitt negativ ist. Dies ist physikalisch unsinnig und weist, da die Strahlungskorrektur größer als die Bornvorhersage ist, auf einen Zusammenbruch der Störungstheorie hin. Die Ursache hierfür ist, dass die Kopplung $\Gamma(\mathrm{H}^-\tilde{\mathrm{b}}_R^*\tilde{\mathrm{t}}_L)$ sehr groß ist, da sie einen Term proportional zu $A_\mathrm{b}\tan\beta$ enthält und im Fall verschwindender Mischung $A_\mathrm{b} = \mu\tan\beta$ gilt. Für $\tan\beta = 40$ ergibt sich folglich, dass diese Kopplung einen Term $\mu(\tan\beta)^2 = 100\times 40^2 = 160000$ enthält, der unabhängig von den Brechungsparametern $m_{\tilde{q}_L,\tilde{t}_R,\tilde{b}_R}$ ist. Dennoch sind die Vorhersagen nicht im gesamten dargestellten Intervall unzuverlässig, da für große Werte von $m_{\tilde{q}_L}$ die schweren Sfermionmassen zu einer Unterdrückung dieser Diagramme durch ihren Beitrag zu den Integralen führen. Aus diesem Grund ist die Anwendung der Grenze aus Gl. (4.2c) fragwürdig: Sie stammt aus dem Standardmodell, wo mit dieser Kopplung auch die Masse des Higgs-Bosons in den Schleifen groß wird und so teilweise das Ansteigen der Kopplung kompensiert. Dies ist hier jedoch nicht der Fall, da die Kopplung $\Gamma(\mathrm{H}^-\tilde{\mathrm{b}}_R^*\tilde{\mathrm{t}}_L)$ unabhängig von den Stop- und Sbottom-Massen gewählt werden kann.

Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von den Brechungsparametern der anderen Sfermionen wurde an Hand von zwei Beispielen untersucht. Zum einen wurden im Selektron-/Elektron-Sneutrino-Sektor der Dublettbrechungsparameter $m_{\tilde{l}_L}$ und der Singulettbrechungsparameter $m_{\tilde{e}_R}$ im Intervall 100 GeV ... 1000 GeV variiert. Die Vorhersage für Δ änderte sich dabei im gesamten untersuchten Intervall um weniger als 0.003. Für $m_{\tilde{l}_L} \gtrsim 400\,\mathrm{GeV}$ ist die Variation sogar noch kleiner. Zum anderen wurden im Sektor von Charm-/Strange-Squark die Brechungsparameter $m_{\tilde{q}_L}$ und $m_{\tilde{c}_R}$ im selben Intervall wie oben variiert. Hier änderte sich die Vorhersage für Δ um weniger als 0.008. Auch hier waren die Variationen für $m_{\tilde{q}_L} \gtrsim 400\,\mathrm{GeV}$ kleiner.

4.2 Der totale Wirkungsquerschnitt im THDM

Als Eingabeparameter für das Zwei-Higgs-Dublett Modell (THDM) wurden in dieser Arbeit die Massen der Higgs-Bosonen (m_{h^0}, m_{H^0}, m_{A^0} und m_{H^-}), die Rotationswinkel α und β sowie λ_5 aus dem Higgs-Potential verwendet. Üblicherweise werden beim Zwei-Higgs-Dublett Modell zwei Varianten unterschieden, deren Yukawa-Kopplungen an Fermionen mit $T_3^\mathrm{f} = -1/2$ verschieden sind: Typ I und der im minimalen supersymmetrischen Standardmodell realisierte Typ II (vgl. Kapitel 2.2).

Die Wahl für den freien Parameter des Higgs-Potentials fiel auf λ_5, da er zum einen ein direktes Maß für die schwache Brechung der diskreten Symmetrie $H_1 \to -H_1$ darstellt und zum anderen bei der Wahl der SUSY-Einschränkungen für das Higgs-Potential sich einfach zu

$$\lambda_5 = 2\frac{\pi\alpha_\mathrm{em}}{m_\mathrm{W}^2 s_w^2} m_{\mathrm{A}^0}^2 \tag{4.6}$$

ergibt (vgl. Gl. (2.22) und die anschließende Diskussion). Auf Grund von dieser Gleichung wird der Wertebereich von λ_5 auf das Intervall $0 \le \lambda_5 \lesssim 40$ eingeschränkt, da $\lambda_5 = 40$ einer Higgs-Masse von $O(1\,\mathrm{TeV})$ entspricht.

Wenn keine anderslautenden Angaben gemacht werden, werden für diese Parameter die

Referenzwerte

$$\begin{aligned} m_{\mathrm{h}^0} &= 100\,\mathrm{GeV}, & m_{\mathrm{H}^0} &= 200\,\mathrm{GeV}, \\ m_{\mathrm{A}^0} &= 150\,\mathrm{GeV}, & m_{\mathrm{H}^-} &= 220\,\mathrm{GeV}, \\ \tan\beta &= 2, & \alpha &= \beta, \\ & & \lambda_5 = 0 & \end{aligned} \tag{4.7}$$

verwendet.

Verwendet man die Einschränkungen der Supersymmetrie (Gl. (2.23)), reduziert sich die Anzahl der freien Parameter auf 2, für die in dieser Arbeit m_{H^-} und $\tan\beta$ gewählt wurden. In diesem Fall kann für die Diskussion der Abhängigkeit der Einschleifenvorhersage des Wirkungsquerschnitts von der Masse des geladenen Higgs-Bosons auf Abb. 4.2 und den zugehörigen Text verwiesen werden. Auch die Abhängigkeit der Größe Δ aus Gl. (4.3) von $\tan\beta$ kann an Hand von Abb. 4.3 erfolgen. Der Typ II des THDMs liefert eine Vorhersage, die kaum von der in Abb. 4.3 dargestellten unterscheidbar ist. Beim THDM Typ I sieht die Vorhersage für kleine Werte von $\tan\beta$ ($\tan\beta \lesssim 6$) ähnlich aus, für große Werte von $\tan\beta$ fehlt jedoch der Abfall von Δ, da die Yukawa-Kopplungen, die m_{b} enthalten, nicht mehr mit $\tan\beta$ verstärkt sondern mit $\cot\beta$ unterdrückt werden.

Im Folgenden sollen daher die Vorhersagen des Zwei-Higgs-Dublett Modells ohne die Einschränkungen der Supersymmetrie an den Higgs-Sektor untersucht werden. Besonders interessant ist die Diskussion der Abhängigkeit der Vorhersage des Wirkungsquerschnittes von dem Parameter λ_5. Zum einen kann dieser Parameter nicht aus der Messung der Massen der Higgs-Bosonen gewonnen werden, sondern muss aus der Selbstwechselwirkung von Higgs-Bosonen oder über den Einfluss von Strahlungskorrekturen auf die Vorhersage von Observablen bestimmt werden. Außerdem hängen bei dem Prozess $\mathrm{e}^-\mathrm{e}^+ \to \mathrm{H}^-\mathrm{H}^+$ nur die Diagramme von λ_5 ab, die entweder die $\mathrm{h}^0\mathrm{H}^-\mathrm{H}^+$- oder die $\mathrm{H}^0\mathrm{H}^-\mathrm{H}^+$-Kopplung enthalten. Dies trifft nur auf wenige Diagramme zu.

In Abb. 4.6 ist die Größe Δ als Funktion von λ_5 aufgetragen. Dabei wurde λ_5 nicht größer als 20 gewählt. Ferner wurde $m_{\mathrm{A}^0} \approx m_{\mathrm{H}^-}$ gesetzt, um die Beiträge des Higgs-Sektors zu $\Delta\rho$ klein zu halten. Die Wahl von $\alpha = \pi/2 - \beta$ sorgt dafür, dass die $\mathrm{h}^0\mathrm{H}^-\mathrm{H}^+$-Kopplung unabhängig von λ_5 wird und damit die λ_5-Abhängigkeit nur noch von der Kopplung $\mathrm{H}^0\mathrm{H}^-\mathrm{H}^+$ stammt.

Für $\tan\beta = 0.7$ (durchgezogene Linie) ergeben sich für Δ negative Werte im Bereich von -0.14 bis -0.056. Bei der Wahl von $\tan\beta = 2$ sind die Werte positiv und in der Größenordnung von 0.1. Hingegen erhält man bereits für $\tan\beta = 10$ Werte von Δ, die eine störungstheoretische Behandlung in diesem Fall fragwürdig erscheinen lassen. Diese Vorhersagen werden für größere Werte von $\tan\beta$ und kleinere Werte von m_{H^0} sogar noch größer. Die Ursache hierfür ist die starke Abhängigkeit vieler Higgs-Selbstkopplungen von dem Parameter λ_5, die mit wachsendem $\tan\beta$ noch zunimmt. Im Fall $\tan\beta = 10$ beinhaltet das Modell für $\lambda_5 < 7.1$ oder $\lambda_5 > 8.9$ immer mindestens eine Higgs-Selbstkopplung, die die Grenze aus Gl. (4.2c) überschreitet. Die $\mathrm{H}^0\mathrm{H}^-\mathrm{H}^+$-Kopplung verletzt diese Grenze jedoch erst für $\lambda_5 \geq 17.4$. Dies zeigt ebenso wie die Untersuchung der Sfermionen im Fall verschwindender Mischung (s. die Diskussion zu Abb. 4.5), dass das Kriterium aus Gl. (4.2c) versagt, wenn die Massen der Teilchen in den Schleifen nicht sehr groß sind.

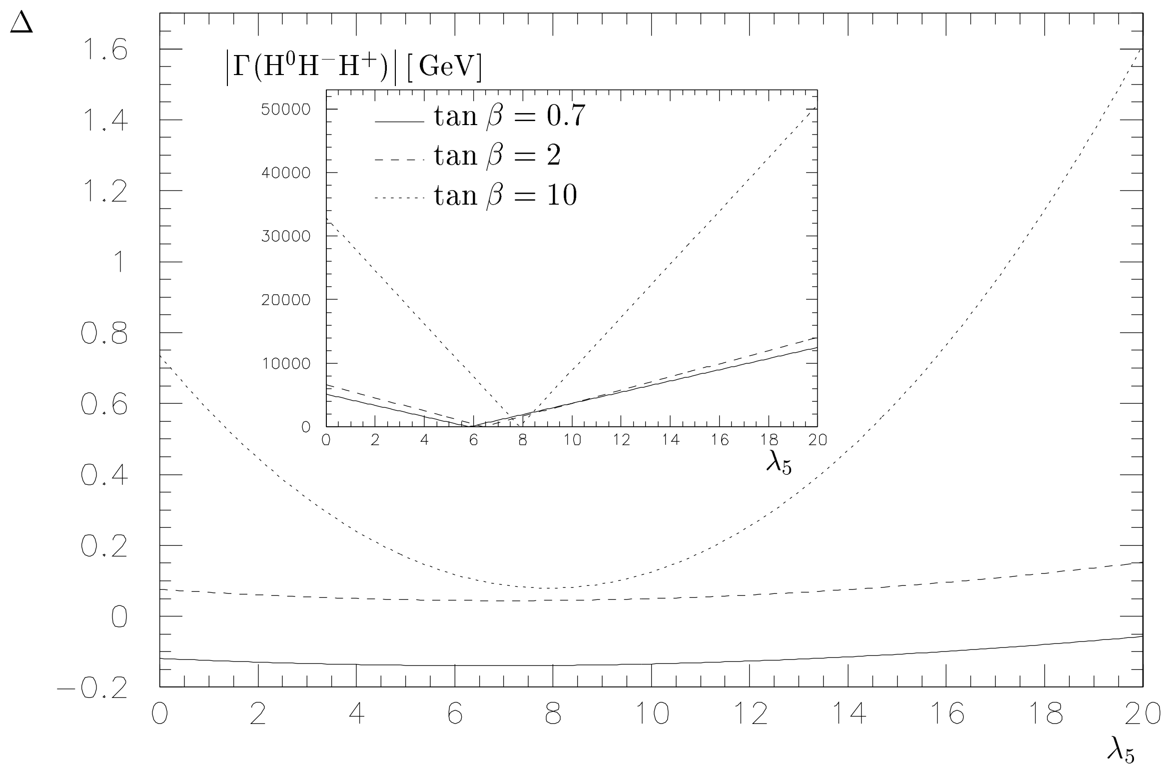


Abbildung 4.6: Δ im THDM Typ II als Funktion von λ_5 für $m_{h^0} = 150\,\mathrm{GeV}$, $m_{H^0} = 500\,\mathrm{GeV}$, $m_{A^0} = 200\,\mathrm{GeV}$, $m_{H^-} = 220\,\mathrm{GeV}$, $\sqrt{s} = 500\,\mathrm{GeV}$ und $\alpha = \pi/2 - \beta$. Der Bildeinschub zeigt den Betrag der Kopplungskonstanten $|\Gamma(H^0H^-H^+)|$ aus Anhang B für dieselben Parameter.

Die kritischen Terme in den Kopplungen sind bei der $h^0H^-H^+$-Kopplung proportional zu

$$\frac{\cos(\alpha+\beta)}{\sin(2\beta)}\left(m_{h^0}^2 - \lambda_5 \frac{m_W^2 s_w^2}{2\pi\alpha_{em}}\right) \tag{4.8}$$

und bei der $H^0H^-H^+$-Kopplung proportional zu

$$\frac{\sin(\alpha+\beta)}{\sin(2\beta)}\left(m_{H^0}^2 - \lambda_5 \frac{m_W^2 s_w^2}{2\pi\alpha_{em}}\right) \; . \tag{4.9}$$

Die Verstärkung durch den Faktor $1/\sin(2\beta) \geq 1$ kann für $\tan\beta = 40$ einen Wert von 20 erreichen. Für kleine Werte von $\tan\beta$ ist die Verstärkung proportional zu $1/\tan\beta$, so dass sie für $\tan\beta \gtrsim 0.7$ vernachlässigbar ist.

Um diese Kopplungen klein zu halten, gibt es vier Möglichkeiten:

1. $\lambda_5 \approx \frac{2\pi\alpha_{em}}{s_w^2}\frac{m_{h0}^2}{m_W^2}$ und $\lambda_5 \approx \frac{2\pi\alpha_{em}}{s_w^2}\frac{m_{H0}^2}{m_W^2}$. Dies bedingt jedoch $m_{h^0} \approx m_{H^0}$ und ist daher auf Grund dieser starken Einschränkung eine weniger attraktive Variante.

2. $\lambda_5 \approx \frac{2\pi\alpha_{\text{em}}}{s_w^2}\frac{m_{\text{h}0}^2}{m_{\text{W}}^2}$ und $\alpha \approx -\beta$. Da jedoch $m_{\text{h}^0} \leq m_{\text{H}^0}$ gelten soll, schränkt dies λ_5 relativ stark ein oder verlangt ein schweres H^0.

3. $\lambda_5 \approx \frac{2\pi\alpha_{\text{em}}}{s_w^2}\frac{m_{\text{H}0}^2}{m_{\text{W}}^2}$ und $\alpha \approx \pi/2 - \beta$.

4. Man wählt die Parameter so, dass sie den SUSY-Einschränkungen (Gl. (2.28) und $\lambda_5 = 2m_{\text{A}^0}^2/v^2$) gehorchen.

Die erste Variante hat zudem den Nachteil, dass dadurch nur die beiden für den Prozess $\text{e}^-\text{e}^+ \to \text{H}^-\text{H}^+$ relevanten Higgs-Selbstkopplungen klein werden, andere Higgs-Selbstkopplungen jedoch groß bleiben und damit die störungstheoretische Behandlung des Modells an sich fragwürdig ist.

Bei den Varianten 2 und 3 hingegen erkennt man beim Einsetzen dieser Einschränkungen in Gl. (2.22), dass die Parameter unabhängig von λ_5 und β werden und nur noch von der Größenordnung der nicht variierten Massen von Higgs-Bosonen sind.

Auch bei der letzten Variante sind alle Higgs-Selbstkopplungen klein genug, um störungstheoretisch betrachtet zu werden. Es verbleiben dann aber nur noch m_{H^-} und $\tan\beta$ als freie Parameter, die bereits in Abb. 4.3 diskutiert wurden. Aus diesem Grund soll im Folgenden die 3. Variante betrachtet werden.

Zur Untersuchung der Unterschiede in den Vorhersagen von THDM Typ II und THDM Typ I wurde Δ in Abb. 4.7 über $\tan\beta$ aufgetragen, wobei für die x-Achse eine logarithmische Skala gewählt wurde. Um andere Effekte zu unterdrücken, wurde $m_{\text{h}^0} = 150\,\text{GeV}$, $m_{\text{H}^0} = 500\,\text{GeV}$, $\lambda_5 = \frac{2\pi\alpha_{\text{em}}}{s_w^2}\frac{m_{\text{H}0}^2}{m_{\text{W}}^2}$, $\alpha = \pi/2 - \beta$ und $m_{\text{A}^0} = m_{\text{H}^-} - 20\,\text{GeV}$ gesetzt.

In der oberen Abbildung sind die Vorhersagen nahe an der H^-H^+-Produktionsschwelle dargestellt. Die durchgezogene Linie ist die Vorhersage des THDM Typ II für $m_{\text{H}^-} = 220\,\text{GeV}$ und $\sqrt{s} = 500\,\text{GeV}$, die gestrichelte Linie die entsprechende Vorhersage im THDM Typ I. Für $m_{\text{H}^-} = 500\,\text{GeV}$ und $\sqrt{s} = 1100\,\text{GeV}$ gibt die gestrichpunktete Linie die Vorhersage im THDM Typ II, die gepunktete die im THDM Typ I an.

Für eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 1500\,\text{GeV}$ sind die Vorhersagen für Δ in der unteren Abbildung von Abb. 4.7 aufgetragen. Für ein leichtes Higgs-Boson der Masse $m_{\text{H}^-} = 220\,\text{GeV}$ stellt die durchgezogene Linie die Vorhersage im THDM Typ II, die gestrichelte diejenige im THDM Typ I dar. Entsprechend ist für ein Higgs-Boson der Masse $m_{\text{H}^-} = 500\,\text{GeV}$ die gestrichpunktete Linie die Vorhersage im THDM Typ II und die gepunktete die im THDM Typ I.

Da sich die beiden verschiedenen Typen des THDM nur in den Yukawa-Kopplungen an Fermionen mit $T_3^{\text{f}} = -1/2$ unterscheiden und die großen Beiträge zum Wirkungsquerschnitt aus dem Top-/Bottom-Sektor stammen, erwartet man keine Abweichungen für kleine Werte von $\tan\beta$. Dies ist auch gut in Abb. 4.7 zu erkennen. Ist $\tan\beta$ groß, wird der Wirkungsquerschnitt im THDM Typ II mit wachsendem $\tan\beta$ kleiner, wohingegen er im THDM Typ I annähernd konstant bleibt. Die Ursache hierfür ist, dass im THDM Typ II Yukawa-Kopplungen proportional zu m_{b} für große $\tan\beta$ mit $\tan\beta$ verstärkt werden, wohingegen sie im THDM Typ I mit $\cot\beta$ unterdrückt sind.

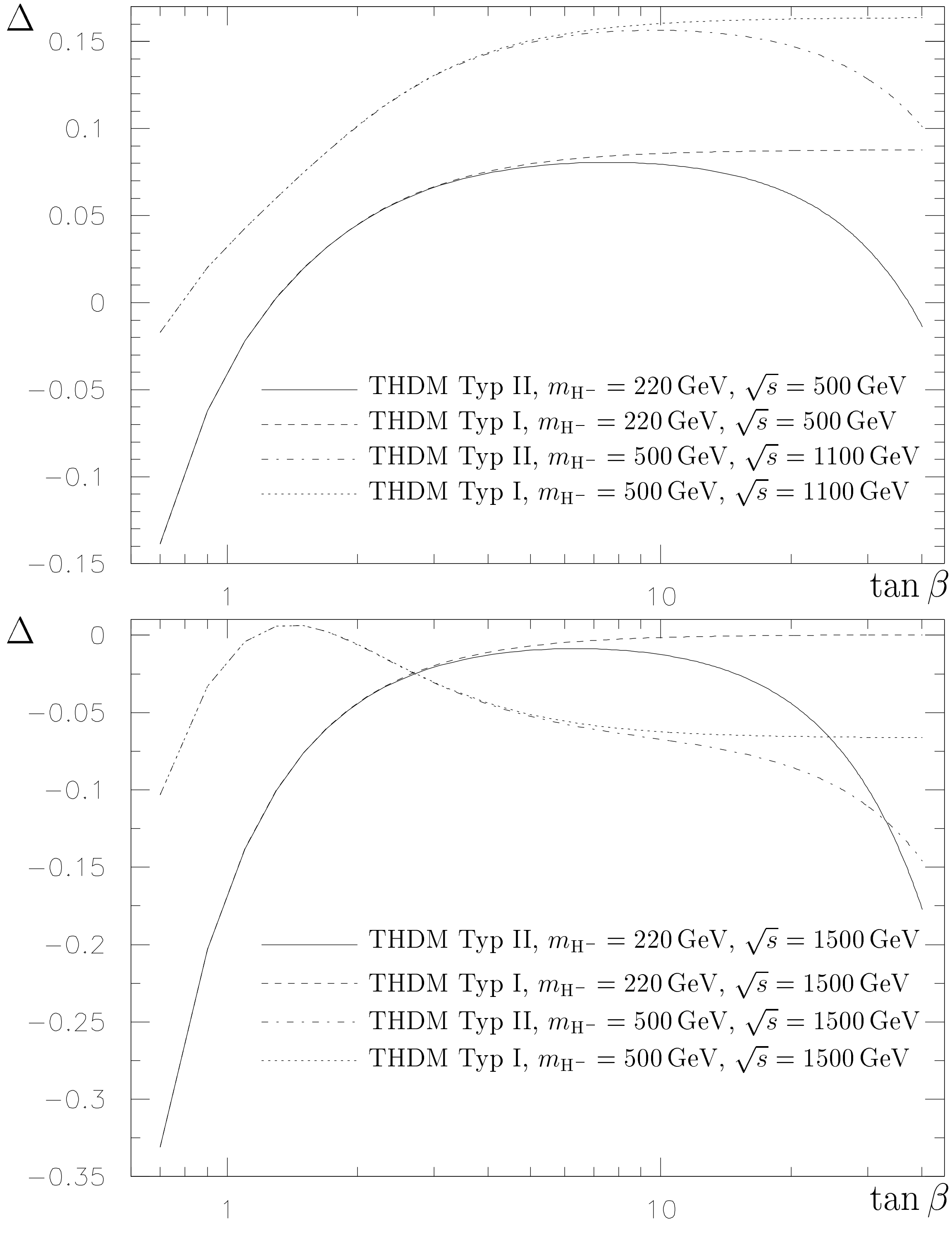


Abbildung 4.7: Vergleich von THDM Typ II mit THDM Typ I an Hand der Vorhersagen für Δ als Funktion von $\tan\beta$. Es ist $m_{\mathrm{h}^0} = 150\,\mathrm{GeV}$, $m_{\mathrm{H}^0} = 500\,\mathrm{GeV}$, $\lambda_5 = \frac{2\pi\alpha_{\mathrm{em}}}{s_w^2}\frac{m_{\mathrm{H}^0}^2}{m_{\mathrm{W}}^2}$, $\alpha = \pi/2 - \beta$ und $m_{\mathrm{A}^0} = m_{\mathrm{H}^-} - 20\,\mathrm{GeV}$.

In den Kurven für das schwere geladene Higgs-Boson ist die typische Struktur von den Yukawa-Kopplungen mit ihrem Maximum bei $\tan\beta = \sqrt{m_\mathrm{t}/m_\mathrm{b}}$ durch die Beiträge weiterer Diagramme sichtbar modifiziert. Diese stammen zum einen aus Diagrammen mit $\mathrm{h^0H^-H^+}$-Kopplungen, die trotz $\alpha = \pi/2 - \beta$ einen Term proportional zu $(m_{\mathrm{h}^0}^2 - 2m_{\mathrm{H}^-}^2)\sin(\beta-\alpha)$ enthalten, der mit m_{H^-} und $\tan\beta$ anwächst, zum anderen von Diagrammen, die einen Faktor $\cos(\beta-\alpha)$ enthalten, der mit wachsendem $\tan\beta$ abfällt.

Um die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von m_{h^0} zu untersuchen, wurde $m_{\mathrm{H}^0} = 500\,\mathrm{GeV}$, λ_5 und α gemäß den Bedingungen der Variante 3 und $m_{\mathrm{A}^0} = m_{\mathrm{H}^-}$ zur Unterdrückung der Beiträge zu $\Delta\rho$ gewählt. Die Variation von m_{h^0} für verschiedene Werte von m_{H^-}, $\tan\beta$ und $\sqrt{s}$ erfolgte im Intervall $100\,\mathrm{GeV} \ldots 700\,\mathrm{GeV}$. Wenn nicht gerade eine Singularität in der Renormierung der Wellenfunktion auf Grund von $m_{\mathrm{H}^-} = m_\mathrm{W} + m_{\mathrm{h}^0}$ auftritt und die Masse des geladenen Higgs-Bosons nicht viel größer als m_{h^0} ist, ändert sich die Vorhersage von Δ um weniger als 0.03 im betrachteten Intervall. Größere Effekte kann man erreichen, wenn man m_{h^0} viel leichter als m_{H^-} wählt, da dann die $\mathrm{h^0H^-H^+}$-Kopplung groß werden kann und gleichzeitig das virtuelle h^0 in den Schleifen leicht ist.

Auf Grund der experimentellen Grenzen an $\Delta\rho$ kann m_{A^0} meist nur in einem kleinen Intervall um m_{H^-} variiert werden und ist daher quasi eine feste Größe sobald die Masse des geladenen Higgs-Bosons bestimmt ist.

Zum Ende dieses Abschnitts sollen an Hand von Abb. 4.8 die Unterschiede der Ergebnisse dieser Rechnung zu den in [27] angegebenen vorläufigen Resultaten diskutiert werden. Dabei wurden für die Massen der Standardmodell-Teilchen und α_em die in [27] angegebenen Werte verwendet. In Abb. 4.8 sind die bosonischen Beiträge, ohne QED, für die Vorhersage von Δ als Funktion von $\sqrt{s}$ für verschiedene Werte von λ_3 aufgetragen. Ferner wurde in der Abbildung $\tan\beta = 2$ und $m_{\mathrm{H}^-} = 220\,\mathrm{GeV}$ gewählt. Die Massen der anderen Higgs-Bosonen und der Winkel α wurden durch die Bornrelationen Gl. (2.28) festgelegt. Den Parameter λ_3, der in [27] an Stelle von λ_5 als freier Parameter des Higgs-Potentials verwendet wurde, kann man mit Hilfe von

$$\lambda_3 = \frac{\pi\alpha_\mathrm{em}}{2s_w^2}\frac{\sin(2\alpha)}{\sin(2\beta)}\frac{m_{\mathrm{H}^0}^2 - m_{\mathrm{h}^0}^2}{m_\mathrm{W}^2} - \frac{1}{4}\lambda_5 \tag{4.10}$$

aus λ_5 berechnen.

Da in die in Abb. 4.8 dargestellten Vorhersagen nur die bosonischen Beiträge eingehen, sind die Ergebnisse für THDM Typ II identisch zu denen von THDM Typ I. In der Abbildung erkennt man bei allen Kurven für zunehmende Schwerpunktsenergie immer negativere Vorhersagen für Δ. Bei [27] hingegen steigen die Kurven für sehr große Werte von $\sqrt{s}$ an. Ferner musste der Bereich für die y-Skala in Abb. 4.8 anders gewählt werden als in [27].

Der Parameter λ_3 trägt, wie bereits für λ_5 erwähnt, nur über die Kopplungen dreier Higgs-Bosonen zum Wirkungsquerschnitt bei. Lässt man die Strahlungskorrekturen zum Endzustand weg und eliminiert damit die Abhängigkeit von λ_3, erhält man eine Kurve, die relativ genau derjenigen in Abb. 4.8 für $\lambda_3 = \lambda_3^\mathrm{MSSM}$ entspricht.

Aus Abb. 4.8 erkennt man, dass die Sensitivität auf λ_3 entweder nahe an der Produktionsschwelle oder weit weg davon besonders groß ist, wohingegen man bei $\sqrt{s} \approx 530\,\mathrm{GeV}$

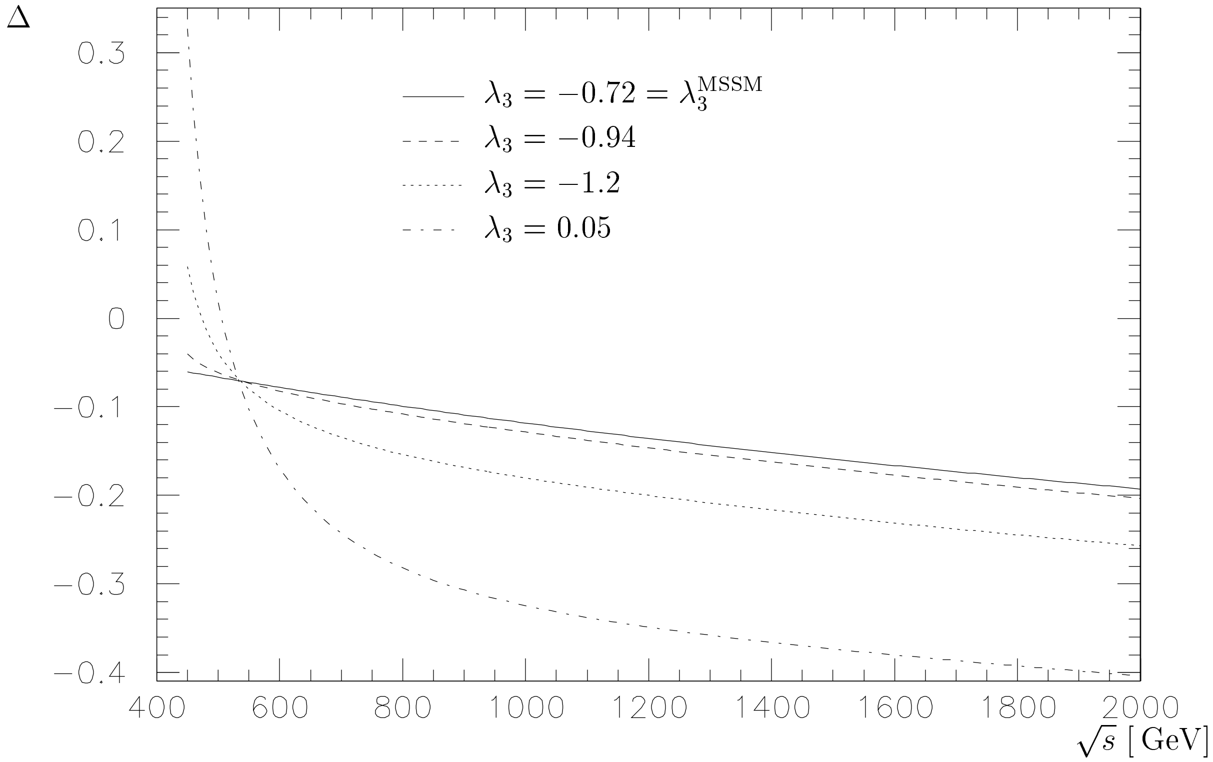


Abbildung 4.8: Die bosonischen Beiträge zu Δ als Funktion der Schwerpunktsenergie für verschiedene Werte von λ_3. Die weiteren Parameter sind $m_{\mathrm{H}^-} = 220\,\mathrm{GeV}$ und $\tan\beta = 2$. Die Massen der neutralen Higgs-Bosonen und α erhält man daraus mit Hilfe der Bornrelationen (Gl. (2.28)).

für die hier gewählten Parameter unempfindlich auf λ_3 ist.

4.3 Die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie

Auf dem Bornniveau ist die Vorhersage für die in Gl. (3.10) definierte Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie A_{FB} gleich Null. Auf dem Einschleifenniveau gibt es eine Abweichung von Null, die ausschließlich von den Box-Diagrammen stammt.

Auf Grund der Struktur der Box-Diagramme (siehe Anhang C.3 und Anhang D) ist im Zwei-Higgs-Dublett Modell die Größe

$$\delta\sigma := \frac{\sigma^F - \sigma^B}{\sigma^{(0)}} \tag{4.11}$$

zum einen unabhängig von den Yukawa-Kopplungen und damit unabhängig von der Wahl von Typ I oder Typ II, zum anderen hängt $\delta\sigma$ nur über $\beta - \alpha$ von den Winkeln ab. Auf Grund der Normierung auf den totalen Wirkungsquerschnitt ist A_{FB} dann aber wieder von allen Parametern und von der Wahl THDM Typ I bzw. THDM Typ II abhängig. Diese

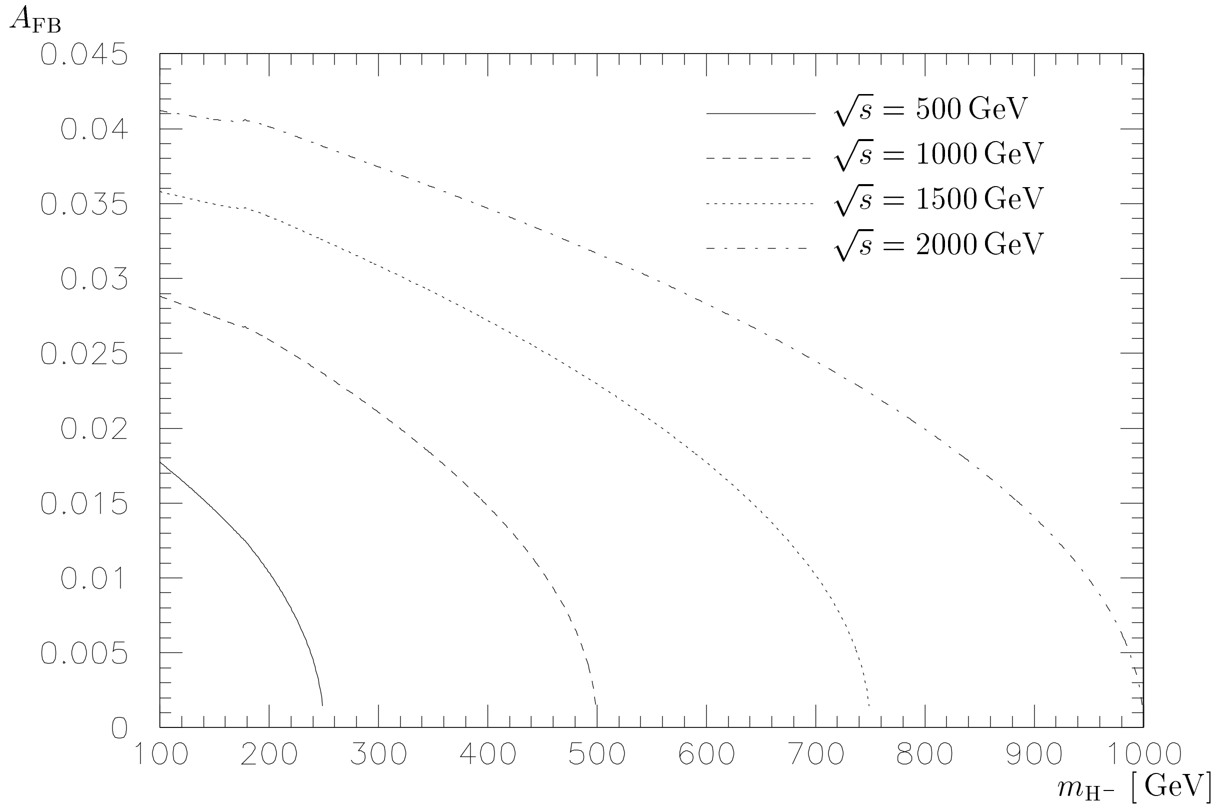


Abbildung 4.9: Die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie im Zwei-Higgs-Dublett Modell Typ II als Funktion der Masse des geladenen Higgs-Bosons, wobei für die Parameter des Higgs-Potentials die SUSY-Einschränkungen und $\tan\beta = 2$ gewählt wurden.

Abhängigkeit ist jedoch von höherer Ordnung[2].

In Abb. 4.9 ist die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie als Funktion der Masse des geladenen Higgs-Bosons für vier verschiedene Schwerpunktsenergien aufgetragen. Die Rechnung wurde im THDM Typ II durchgeführt, wobei für die Parameter die SUSY-Einschränkungen und $\tan\beta = 2$ gewählt wurden. Auf Grund der SUSY-Relationen ergaben sich für $m_{\mathrm{H}^-} \leq 111\,\mathrm{GeV}$ Massen für h^0 und A^0, die experimentell ausgeschlossen sind. Ferner ist nur im THDM Typ I $m_{\mathrm{H}^-} \lesssim 150\,\mathrm{GeV}$ zugelassen.

Wie erwartet ist die Asymmetrie an der Produktionsschwelle Null und wird mit zunehmender Energie größer. Bei den Kurven für $\sqrt{s} = 1500\,\mathrm{GeV}$ (gepunktete Linie) und $\sqrt{s} = 2000\,\mathrm{GeV}$ (gestrichpunktete Linie) erkennt man bei $m_{\mathrm{H}^-} \approx 170\,\mathrm{GeV}$ eine kleine Struktur, die davon kommt, dass dort auf Grund von $m_{\mathrm{H}^-} = m_{\mathrm{W}^-} + m_{\mathrm{h}^0}$ die Renormierung der Wellenfunktion des geladenen Higgs-Bosons eine Singularität hat.

Im Zwei-Higgs-Dublett Modell treten in den Box-Diagrammen, die alleine für eine von Null verschiedene Asymmetrie sorgen, als virtuelle Teilchen das Elektron, sein Neutrino, die W- und Z-Bosonen sowie alle physikalischen Higgs-Bosonen auf. Da die Kopplungen neben

[2] A_{FB} ist von Ordnung α_{em}, die Abhängigkeit von der Wahl von THDM Typ I oder II ist von der Ordnung α_{em}^2.

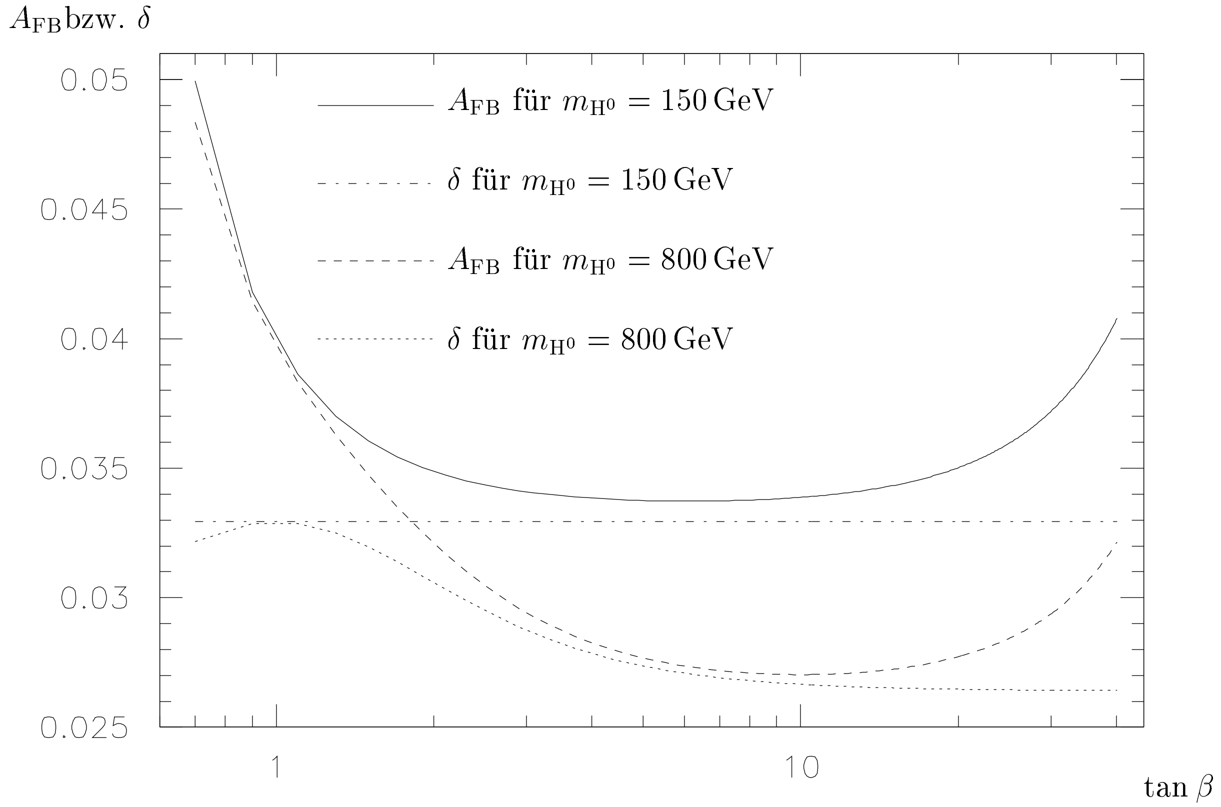


Abbildung 4.10: Die Abhängigkeit von $A_{\rm FB}$ und $\delta\sigma$ von $\tan\beta$ für ein leichtes und ein schweres $\rm H^0$ im Zwei-Higgs-Dublett Modell Typ II für $m_{\rm h^0} = 150\,{\rm GeV}$, $m_{\rm H^-} = 220\,{\rm GeV}$, $m_{\rm A^0} = 200\,{\rm GeV}$, $\sqrt{s} = 1500\,{\rm GeV}$, $\lambda_5 = \frac{2\pi\alpha_{\rm em}}{s_w^2}\frac{m_{\rm H^0}^2}{m_{\rm W}^2}$ und $\alpha = \pi/2 - \beta$.

den Standardmodellparametern nur noch von $\beta - \alpha$ abhängen, kann man erwarten, dass $\delta\sigma$ für zunehmende Massen der neutralen Higgs-Bosonen[3] kleiner wird, da eine Entkopplung stattfindet.

Zur Illustration dieses Sachverhalts wird hierfür die Abhängigkeit von $m_{\rm H^0}$ in Abb. 4.10 genauer untersucht. Da $A_{\rm FB}$ und $\delta\sigma$ mit zunehmender Masse von $\rm H^0$ monoton abnehmen, wurden in Abb. 4.10 diese Größen als Funktion von $\tan\beta$ für ein leichtes und ein schweres $\rm H^0$ aufgetragen. Für ein leichtes $\rm H^0$ (genauer gesagt $m_{\rm H^0} \approx m_{\rm h^0}$) zeigt die Asymmetrie $A_{\rm FB}$ das Inverse der typischen $\tan\beta/\cot\beta$-Struktur, die durch die Yukawa-Kopplungen im THDM Typ II auftritt. Da die entsprechende Kurve für $\delta\sigma$ (gestrichelt-gepunktete Linie) völlig unabhängig von $\tan\beta$ ist, stammt die $\tan\beta$-Abhängigkeit von $A_{\rm FB}$ ausschließlich von der Normierung auf den totalen Wirkungsquerschnitt σ.

Ist $\rm H^0$ schwer (genauer: $m_{\rm H^0} \gg m_{\rm h^0}$), so ist in der Asymmetrie $A_{\rm FB}$ (gestrichelte Linie) die typische $\tan\beta/\cot\beta$-Struktur von anderen Effekten überlagert. Dies sieht man zum einen daran, dass das Minimum nicht mehr bei $\tan\beta = \sqrt{m_{\rm t}/m_{\rm b}} \approx 6.2$ sondern bei

[3]Die Abhängigkeit von der Masse des geladenen Higgs-Bosons wurde bereits in Abb. 4.9 betrachtet und ist im Wesentlichen durch die Geschwindigkeit der geladenen Higgs-Bosonen $\sqrt{1 - 4m_{\rm H^-}^2/s}$ bestimmt.

$\tan\beta \approx 10$ liegt und der Anstieg der Kurve für große Werte von $\tan\beta$ nicht ganz so stark ausgeprägt ist. Deutlicher ist dieser Effekt in $\delta\sigma$ (gepunktete Kurve) zu erkennen. Für zunehmende Werte von $\tan\beta$ sieht man erst einen Anstieg bis $\tan\beta = 1$, dem ein deutlicher Abfall folgt. Die Ursache hierfür ist in der Tat der schwächere Beitrag der Box-Diagramme mit einen virtuellem H^0. Das Verschwinden dieses Beitrages sorgt dafür, dass die $\tan\beta$-Abhängigkeit der Box-Diagramme mit einen virtuellem h^0 sichtbar wird. Aus der $\mathrm{h}^0\mathrm{H}^\pm\mathrm{W}^\mp$-Kopplung ergibt sich hierfür ein Faktor von $\cos^2(\beta-\alpha)$ (bzw. $\sin^2(2\beta)$ für $\alpha = \pi/2-\beta$), der die Variation der gepunkteten Kurve mit $\tan\beta$ erklärt. In der gestrichelt-gepunkteten Linie war keine Abhängigkeit von $\tan\beta$ vorhanden, da sich die Beiträge von h^0 und H^0 auf Grund der identischen Massen der Teilchen zu $\cos^2(\beta-\alpha)+\sin^2(\beta-\alpha) = 1$ aufaddiert haben.

Analoges ergibt sich bei der Variation der Massen von h^0 und A^0. Bei der Variation von m_{h^0} und $\tan\beta$ wurde $m_{\mathrm{H}^0} = 800$, $m_{\mathrm{H}^-} = 220$, $m_{\mathrm{A}^0} = 200$, $\sqrt{s} = 1500$, $\alpha = -\beta$ und $\lambda_5 = \frac{2\pi\alpha_{\mathrm{em}}}{s_w^2}\frac{m_{\mathrm{h}^0}^2}{m_{\mathrm{W}}^2}$ gewählt. Ist $m_{\mathrm{h}^0} \approx m_{\mathrm{H}^0}$, so zeigt A_{FB} wieder das Inverse der typischen $\tan\beta/\cot\beta$-Struktur und $\delta\sigma$ ist unabhängig von $\tan\beta$. Für $m_{\mathrm{h}^0} \ll m_{\mathrm{H}^0}$ ist der Beitrag von den Box-Diagrammen mit H^0 viel kleiner als der von den Box-Diagrammen mit h^0, und die Abhängigkeit von $\tan\beta$ ergibt sich wieder aus dem Box-Diagramm mit einem virtuellen h^0 zu $\cos^2(\beta-\alpha) = \cos^2(2\beta)$. Auch bei der Variation von m_{A^0} zeigt sich, dass die Asymmetrie mit zunehmender Masse abnimmt. Hier ergibt sich jedoch keine Abhängigkeit von $\tan\beta$, da die $\mathrm{A}^0\mathrm{H}^\pm\mathrm{W}^\mp$-Kopplung unabhängig von α und β ist.

Im minimalen supersymmetrischen Standardmodell sorgen die Einschränkungen der Supersymmetrie an den Higgs-Sektor (Gl. (2.23)) dafür, dass die bereits für das Zwei-Higgs-Dublett Modell diskutierten Diagramme nur noch von m_{H^-} und $\tan\beta$ abhängen. Durch die Existenz von SUSY-Teilchen tragen jedoch noch weitere Box-Diagramme zur Asymmetrie bei. In diesen Diagrammen treten als virtuelle Teilchen Selektronen, Elektron-Sneutrinos, Charginos und Neutralinos auf, so dass $\delta\sigma$ im minimalen supersymmetrischen Standardmodell außer von der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$, m_{H^-} und $\tan\beta$ noch von den Parametern μ, M_1, M_2, $m_{\tilde{l}_L}$, $m_{\tilde{e}_R}$ und A_{e} abhängt.

Auch hier variiert die Asymmetrie A_{FB} am stärksten mit den Größen m_{H^-} und $\sqrt{s}$, die die Dynamik festlegen: Je größer die Energie des geladenen Higgs-Bosons, desto größer die Asymmetrie. An nächster Stelle folgt die Abhängigkeit von $\tan\beta$. Für $\tan\beta = 0.67$ und $\tan\beta = 54$ ist $A_{\mathrm{FB}} \approx 0.049$, wohingegen die Asymmetrie für $\tan\beta = \sqrt{m_{\mathrm{t}}/m_{\mathrm{b}}}$ mit $A_{\mathrm{FB}} \approx 0.03$ minimal ist. Betrachtet man jedoch $\delta\sigma$ an Stelle von A_{FB}, so ergeben sich Werte von $\delta\sigma \approx 0.0314$ für $\tan\beta$ klein bis zu $\delta\sigma \approx 0.0326$ für $\tan\beta$ groß. Hieran sieht man, dass die dominante $\tan\beta$-Abhängigkeit der Asymmetrie von der Normierung auf den totalen Wirkungsquerschnitt kommt und daher die Messung des totalen Wirkungsquerschnittes bessere Information über $\tan\beta$ liefert als die Asymmetrie.

Die Abhängigkeit von den Parametern μ, M_1, M_2, $m_{\tilde{l}_L}$, $m_{\tilde{e}_R}$ und A_{e} ist, wie man an Hand der Zahlenwerte in Tab. 4.1 erkennt, noch viel kleiner, so dass ihre Bestimmung über die Asymmetrie keine sinnvolle Vorgehensweise darstellt.

$\tan\beta$	μ [GeV]	M_1 [GeV]	M_2 [GeV]	$m_{\tilde{l}_L}$ [GeV]	$m_{\tilde{e}_R}$ [GeV]	A_e [GeV]	A_{FB} [%]	$\delta\sigma$ [%]
2	-1000	1000	1000	1000	1000	1000	3.352	3.221
2	-100	1000	1000	1000	1000	1000	3.275	3.181
2	100	1000	1000	1000	1000	1000	3.264	3.172
2	1000	1000	1000	1000	1000	1000	3.334	3.209
40	-1000	1000	1000	1000	1000	1000	3.933	3.247
40	-100	1000	1000	1000	1000	1000	3.842	3.210
40	100	1000	1000	1000	1000	1000	3.841	3.209
40	1000	1000	1000	1000	1000	1000	3.932	3.246
2	1000	100	100	1000	1000	1000	3.282	3.215
2	1000	100	700	1000	1000	1000	3.314	3.196
2	1000	100	1000	1000	1000	1000	3.331	3.207
2	1000	1000	100	1000	1000	1000	3.280	3.213
2	1000	1000	700	1000	1000	1000	3.317	3.196
40	1000	500	100	1000	1000	1000	3.855	3.251
40	1000	500	700	1000	1000	1000	3.906	3.234
40	1000	500	1000	1000	1000	1000	3.928	3.244
2	1000	1000	1000	100	100	1000	3.267	3.143
2	1000	1000	1000	100	1000	1000	3.271	3.145
2	1000	1000	1000	1000	100	1000	3.330	3.207
2	1000	1000	1000	1000	1000	-1000	3.334	3.209

Tabelle 4.1: Die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie A_{FB} und $\delta\sigma$ im minimalen supersymmetrischen Standardmodell für $m_{H^-} = 220\,\mathrm{GeV}$, $\sqrt{s} = 1500\,\mathrm{GeV}$ und verschiedene Werte von $\tan\beta$, μ, M_1, M_2, $m_{\tilde{l}_L}$, $m_{\tilde{e}_R}$ und A_e. Alle anderen Brechungsparameter wurden auf 1000 GeV gesetzt.

Kapitel 5

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden auf dem Einschleifenniveau die elektroschwachen Korrekturen zu dem Prozess $e^-e^+ \rightarrow H^-H^+$ sowohl im Zwei-Higgs-Dublett Modell als auch im minimalen supersymmetrischen Standardmodell berechnet und diskutiert.

Die QED-Korrekturen durch virtuelle und reelle Photonen wurden jedoch abgespaltet, da diese in den beiden betrachteten Modellen identisch sind und daher keine Einsichten in die zugrunde liegende Theorie liefern, die über den Informationsgehalt der Bornschen Näherung hinausgehen. Außerdem wurden die QED-Korrekturen in der Näherung, dass die reellen Photonen nur eine kleine Energie besitzen, bereits in [23, 27] berechnet und diskutiert.

Das für die numerische Auswertung geschrieben FORTRAN-Programm wurde daraufhin überprüft, dass die Resultate nach der Renormierung unabhängig vom UV-Regulator sind. Ferner ergab sich bei allen Programmteilen, die mit bereits vorhanden Resultaten überprüft werden konnten [55, 56, 60], Übereinstimmung. Der Vergleich des gesamten Prozesses $e^-e^+ \rightarrow H^-H^+$ mit den in [23, 25, 26, 27] angegebenen Werten ergab aber unterschiedliche Vorhersagen für den totalen Wirkungsquerschnitt und die Asymmetrie, die jedoch für die Diagramme ohne virtuelle SUSY-Teilchen geklärt werden konnten [60].

Bei einer für einen zukünftigen Linearbeschleuniger mit $\sqrt{s} = 500\,\text{GeV}$ ins Auge gefassten integrierten Luminosität von $500\,\text{fbarn}^{-1}$ pro Jahr, ergäben sich für geladene Higgs-Bosonen mit einer Masse von 200 GeV (100 GeV) aus der Bornvorhersage 11800 (42300) Ereignisse pro Jahr.

Diese Zahlen werden jedoch durch Strahlungskorrekturen modifiziert. Dadurch werden die Vorhersagen nicht nur von den bekannten Parametern des Standardmodells und den Größen m_{H^-} und $\sqrt{s}$, die die Dynamik des Prozesses festlegen, bestimmt und man erhält eine Abhängigkeit von der Struktur der zugrunde liegenden Theorie und deren bislang unbekannten Parametern. Konkret wird im minimalen supersymmetrischen Standardmodell die Vorhersage zusätzlich von $\tan\beta$, also dem Verhältnis der Vakuumerwartungswerte der beiden Higgs-Dubletts, dem Parameter μ des Higgs-Potentials und den Parametern der sanften Brechung der Supersymmetrie, M_1, M_2, $m_{\tilde{q}_L}$, $m_{\tilde{l}_L}$, $m_{\tilde{u}_R}$ $m_{\tilde{d}_R}$, $m_{\tilde{e}_R}$ und A_f, beeinflusst. Im Zwei-Higgs-Dublett Modell sind die freien Parameter $\tan\beta$, die Massen der Higgs-Bosonen m_{h^0}, m_{H^0}, m_{A^0} und m_{H^-}, der Rotationswinkel α sowie ein Parameter aus dem Higgs-Potential, für den in dieser Arbeit λ_5 gewählt wurde.

Generell führen die Strahlungskorrekturen zu einer Erhöhung des Wirkungsquerschnittes in der Nähe der Produktionsschwelle von Paaren geladener Higgs-Bosonen, wohingegen der Wirkungsquerschnitt bei Energien weit oberhalb der Schwelle verkleinert wird.

In beiden Modellen sind die Vorhersagen sensitiv auf den Parameter $\tan\beta$, der über Beiträge aus dem Top-/Bottom-Sektor und im MSSM auch aus dem Stop-/Sbottom-Sektor zu einer deutlichen Unterdrückung des Wirkungsquerschnittes für kleine und große Werte von $\tan\beta$ führen kann. Die Ursache hierfür ist, dass die $\mathrm{H^-tb}$-Yukawa-Kopplung, im MSSM auch die Kopplungen des geladenen Higgs-Bosons an Top- und Bottom-Squarks, für kleine (große) Werte von $\tan\beta$ durch Terme proportional zu $m_\mathrm{t}\cot\beta$ ($m_\mathrm{b}\tan\beta$) groß werden kann. Im THDM trifft diese Aussage nur für den Typ II zu, in dem die Fermionen ihre Massen aus unterschiedlichen Higgs-Dubletts erhalten. Im THDM Typ I, in dem alle Fermionen an dasselbe Higgs-Dublett koppeln, gibt es für große Werte von $\tan\beta$ keine Verstärkung von Yukawa-Kopplungen. Allgemein kann gesagt werden, dass sich die Vorhersagen von THDM Typ II von denen des Typ I nur für große Werte von $\tan\beta$ unterscheiden und ansonsten nahezu identisch sind.

Ferner hat sich gezeigt, dass die Einschleifenvorhersage des Wirkungsquerschnittes sehr sensitiv auf die Kopplungen dreier Skalaren ist. Im minimalen supersymmetrischen Standardmodell führt ein Anwachsen der Kopplungen von H^- an Top- und Bottom-Squarks, die u.a. von den Parametern $\tan\beta$, μ und A_f abhängen, bei dem Wirkungsquerschnitt zu einer Reduktion der Vorhersage in der Einschleifenordnung im Vergleich zu derjenigen in der Bornschen Näherung. Im Gegensatz dazu erhöht sich die Vorhersage des Wirkungsquerschnittes im Zwei-Higgs-Dublett Modell wenn die Stärke der trilinearen Higgs-Kopplungen, die u.a. von λ_5 und $\tan\beta$ abhängen, zunimmt. In diesem Fall wird die Vorhersage des THDM auch sensitiv auf den freien Parameter des Higgs-Potential, λ_5, der nur in die Selbstkopplungen von Higgs-Bosonen eingeht und deshalb nicht durch die Messung der Massen der Higgs-Bosonen bestimmt werden kann.

Wird also ein Wirkungsquerschnitt gemessen, der deutlich kleiner als die Bornvorhersage ist, weist dies auf das MSSM hin, ein deutlich größerer Messwert hingegen auf das THDM.

Diese Aussage ist allerdings nicht so streng, da man argumentieren kann, dass die Kopplungen von drei Skalaren in beiden Modellen so kritisch von den in dieser Arbeit gewählten Eingabeparametern abhängen, dass sie leicht groß werden können und dadurch die Anwendbarkeit von Störungstheorie in diesem Fall fragwürdig erscheinen lassen. Die in [11] angegebene obere Grenze (siehe Gl. (4.2c)) für die Stärke der Kopplung dreier Skalare hat sich dabei als zu wenig streng erwiesen.

Mit der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie verfügt man über eine Observable, mit der man einfach den Effekt von Strahlungskorrekturen nachweisen kann, da sie in der Bornschen Näherung verschwindet. Allerdings hat die Untersuchung in dieser Arbeit gezeigt, dass die Asymmetrie zum einen recht klein ist, meist kleiner als 0.04 für $m_{\mathrm{H}^-} \geq 220\,\mathrm{GeV}$ und $\sqrt{s} \leq 1500\,\mathrm{GeV}$, und zum anderen nur wenig empfindlich auf die bisher noch unbekannten Parameter der beiden Modelle ist.

Anhang A

Konventionen

A.1 Summation, Indizes, Metrik und Matrizen

Wenn nicht explizit anders erwähnt, wird die Einsteinsche Summenkonvention verwendet und über zwei gleiche Indizes in einem Ausdruck summiert. Römische Indizes nehmen in der Regel die Werte 1, 2 und 3, griechische die Werte 0, 1, 2 und 3 an. Ausnahmen von dieser Regel sind die Indizes κ und $\bar{\kappa}$, die die Werte „+“ und „-“ annehmen.

In dieser Arbeit wurde die Metrik

$$g_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \tag{A.1}$$

nach Bjorken und Drell [66] verwendet.

Für die Pauli-Matrizen wurde die Darstellung

$$\sigma_1 = \sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \qquad \sigma_2 = \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \qquad \sigma_3 = \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \tag{A.2}$$

gewählt. Die Matrizen erfüllen die Vertauschungsrelationen

$$\sigma_i\sigma_j - \sigma_j\sigma_i =: [\sigma_i, \sigma_j] = 2i\varepsilon_{ijk}\sigma_k \tag{A.3}$$

mit dem vollständig antisymmetrischen Tensor ε_{ijk}.

Die Dirac-Matrizen erfüllen die Anti-Vertauschungsrelationen

$$\gamma_\mu\gamma_\nu + \gamma_\nu\gamma_\mu =: \{\gamma_\mu, \gamma_\nu\} = 2g_{\mu\nu}\mathbf{1} \ , \tag{A.4}$$

wobei $\mathbf{1}$ der Einheitstensor im Spinorraum ist.

In der Dirac-Darstellung haben sie die Gestalt

$$\gamma_0 = \begin{pmatrix} \sigma_0 & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & -\sigma_0 \end{pmatrix} \qquad \text{und} \qquad \gamma_i = \begin{pmatrix} \mathbf{0} & \sigma_i \\ -\sigma_i & \mathbf{0} \end{pmatrix} \ , \tag{A.5}$$

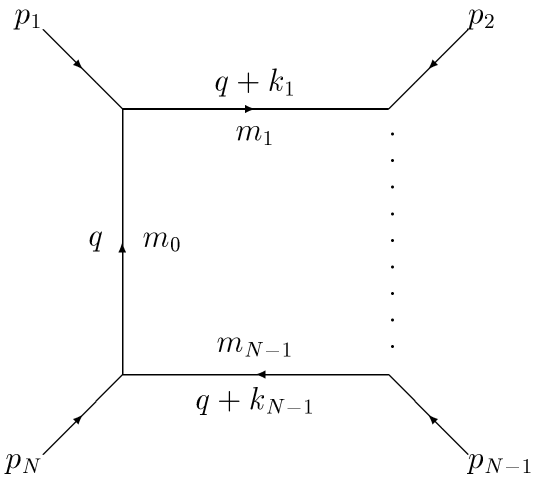


Abbildung A.1: Allgemeines Einschleifendiagramm mit N äußeren Teilchen.

wobei als weitere Abkürzung

$$\sigma_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{A.6}$$

eingeführt wurde und $\mathbf{0}$ die 2×2 Null-Matrix ist. Für die Diskussion des minimalen supersymmetrischen Standardmodells ist die chirale Darstellung geeigneter, in der die Dirac-Matrizen die Form

$$\gamma_0 = \begin{pmatrix} \mathbf{0} & -\sigma_0 \\ -\sigma_0 & \mathbf{0} \end{pmatrix} \qquad \text{und} \qquad \gamma_i = \begin{pmatrix} \mathbf{0} & \sigma_i \\ -\sigma_i & \mathbf{0} \end{pmatrix} \tag{A.7}$$

haben.

A.2 Schleifenintegrale

Die Konventionen für die Schleifenintegrale und ihrer Tensorzerlegung stimmen mit denen von [51] überein. Konkret ergibt sich für das generelle Einschleifenintegral aus Abb. A.1 mit

$$T^N_{\mu_1 \ldots \mu_P}(k_1, \ldots, k_{N-1}, m_0^2, \ldots, m_{N-1}^2) = \frac{(2\pi\mu)^{4-D}}{i\pi^2} \int d^D q \, \frac{q_{\mu_1} \ldots q_{\mu_P}}{\mathrm{D}_0 \ldots \mathrm{D}_{N-1}} \tag{A.8}$$

ein Tensorintegral P-ter Stufe. Als Abkürzungen wurden im Nenner $\mathrm{D}_i = (q+k_i)^2 - m_i^2$ eingeführt und für die Impulse p_{i+1} und k_i gilt

$$p_{i+1} = k_{i+1} - k_i, \qquad k_n = \sum_{i=1}^{n} p_i, \qquad i \in \{0, \ldots, N-1\} \tag{A.9}$$

mit der Konvention $k_0 = 0$.

Die Schleifenintegrale werden nach der Anzahl N der Nenner D_i mit Großbuchstaben bezeichnet. So kürzt man $T^1_{...}$ mit $A_{...}$, $T^2_{...}$ mit $B_{...}$, usw. ab. Tritt im Zähler von Gl. (A.8) kein Integrationsimpuls auf, ist also $P = 0$, so bezeichnet man diese Größen als skalare Integrale A_0, B_0, usw.

Für die Argumente der Schleifenintegrale $A_{...}$, $B_{...}$, usw. verwendet man statt der Viererimpulse k_i die Lorentz-Skalare $k_{ij}^2 := (k_i - k_j)^2$. Zusammengefasst bedeutet dies:

$$A_{...}(m_0^2) = T^1_{...}(m_0^2) \ , \tag{A.10a}$$
$$B_{...}(k_{10}^2, m_0^2, m_1^2) = T^2_{...}(k_1, m_0^2, m_1^2) \ , \tag{A.10b}$$
$$C_{...}(k_{10}^2, k_{12}^2, k_{20}^2, m_0^2, m_1^2, m_2^2) = T^3_{...}(k_1, k_2, m_0^2, m_1^2, m_2^2) \ , \tag{A.10c}$$
$$D_{...}(k_{10}^2, k_{12}^2, k_{23}^2, k_{30}^2, k_{13}^2, k_{20}^2, m_0^2, m_1^2, m_2^2, m_3^2) = T^4_{...}(k_1, k_2, k_3, m_0^2, m_1^2, m_2^2, m_3^2) \ . \tag{A.10d}$$

Die Tensorintegrale können auf Grund der Lorentz-Kovarianz in Koeffizientenintegrale gemäß

$$B_\mu = k_{1\mu} B_1 \ , \tag{A.11a}$$
$$B_{\mu\nu} = g_{\mu\nu} B_{00} + k_{1\mu} k_{1\nu} B_{11} \ , \tag{A.11b}$$
$$C_\mu = \sum_{i=1}^{2} k_{i\mu} C_i \ , \tag{A.11c}$$
$$C_{\mu\nu} = g_{\mu\nu} C_{00} + \sum_{i,j=1}^{2} k_{i\mu} k_{j\nu} C_{ij} \tag{A.11d}$$

und

$$D_\mu = \sum_{i=1}^{3} k_{i\mu} D_i \tag{A.11e}$$

zerlegt werden. Tensoren höherer Stufe benötigt man für den in dieser Arbeit betrachteten Prozess nicht.

Durch Multiplikation der Gleichungen in (A.11) mit den äußeren Impulsen $k_{i\mu}$ und dem metrischen Tensor $g_{\mu\nu}$, erhält man Gleichungssysteme, mit denen man die Koeffizientenintegrale auf die skalaren Integrale reduzieren kann [67].

Die Berechnung der skalaren Integrale A_0, B_0, C_0 und D_0 in [68] ergab, dass sich diese Integrale durch Logarithmen und Dilogarithmen darstellen lassen.

A.3 Eingabeparameter

Für die physikalischen Parameter wurde

$$
\begin{array}{llll}
 & (\hbar c)^2 = 38937966000\,\mathrm{GeV}^2\,\mathrm{fbarn} & & \\
 & \alpha_{\mathrm{em}}^{-1} = 137.0359895 & & \\
 & m_{\mathrm{Z}} = 91.187\,\mathrm{GeV} & & m_{\mathrm{W}} = 80.41\,\mathrm{GeV} \\
m_{\nu_{\mathrm{e}}} = 0 & m_{\mathrm{e}} = 0.51099907\,\mathrm{MeV} & m_{\mathrm{u}} = 0.046\,\mathrm{GeV} & m_{\mathrm{d}} = 0.046\,\mathrm{GeV} \\
m_{\nu_\mu} = 0 & m_\mu = 0.105658389\,\mathrm{GeV} & m_{\mathrm{c}} = 1.5\,\mathrm{GeV} & m_{\mathrm{s}} = 0.15\,\mathrm{GeV} \\
m_{\nu_\tau} = 0 & m_\tau = 1.77705\,\mathrm{GeV} & m_{\mathrm{t}} = 174\,\mathrm{GeV} & m_{\mathrm{b}} = 4.5\,\mathrm{GeV}
\end{array}
\tag{A.12}
$$

verwendet [61]. Hierbei ist allerdings zu beachten, dass die Massen der leichten Quarks (m_{u}, m_{d} und m_{s}) rein formale Parameter sind, deren Werte so gewählt wurden, dass die hadronische Vakuumpolarisation des Photons [69] reproduziert wird.

Für die weiteren Parameter der Modelle wurden, wenn sie nicht durch Bedingungen wie die Supersymmetrie festgelegt sind oder explizit anders gewählt wurden, als Standardreferenz die Zahlenwerte

$$
\begin{array}{llll}
m_{\mathrm{h}^0} = 100\,\mathrm{GeV} & m_{\mathrm{H}^0} = 200\,\mathrm{GeV} & m_{\mathrm{A}^0} = 150\,\mathrm{GeV} & m_{\mathrm{H}^-} = 220\,\mathrm{GeV} \\
\tan\beta = 2 & \alpha = \beta & \lambda_5 = 0 & \mu = 1000\,\mathrm{GeV} \\
\multicolumn{2}{r}{m_{\tilde{q}_L} = m_{\tilde{l}_L} = 1000\,\mathrm{GeV}} & \multicolumn{2}{l}{\text{für alle Sfermiondubletts}} \\
\multicolumn{2}{r}{m_{\tilde{u}_R} = m_{\tilde{d}_R} = m_{\tilde{e}_R} = 1000\,\mathrm{GeV}} & \multicolumn{2}{l}{\text{für alle Sfermionsinguletts}} \\
\multicolumn{2}{r}{A_{\mathrm{f}} = 1000\,\mathrm{GeV}} & \multicolumn{2}{l}{\text{für alle Sfermionen}}
\end{array}
\tag{A.13}
$$

verwendet. Im minimalen supersymmetrischen Standardmodell werden im Higgs-Sektor m_{H^-} und $\tan\beta$ als Eingabegrößen verwendet und die Massen der anderen Higgs-Bosonen sowie α mit Hilfe von Gl. (2.30) und Gl. (2.32) berechnet. Ferner wurden im minimalen supersymmetrischen Standardmodell die Brechungsparameter und μ groß gewählt, um den Einfluss von SUSY-Teilchen auf die Vorhersage des Wirkungsquerschnitts gering zu halten, wenn nicht gerade die Abhängigkeit von diesen Parametern untersucht werden soll.

Im Zwei-Higgs-Dublett Modell sind die Massen aller Higgs-Bosonen, die Rotationswinkel α und β, sowie der Parameter λ_5 des Higgs-Potentials frei wählbare Eingabegrößen.

A.4 Diagonalisierung von Matrizen

Im minimalen supersymmetrischen Standardmodell treten bei den Sfermionen, Charginos und Neutralinos Massenmatrizen auf, die geeignet diagonalisiert werden müssen. Die Vorhersage von Observablen muss aber unabhängig von den genauen Details der Diagonalisierung sein. Da jedoch in der Praxis verschiedene Vorgehensweisen verwendet werden, denen teilweise unterschiedliche Konventionen zugrunde liegen, werden im Folgenden die bei der Diagonalisierung der Matrizen verwendeten Algorithmen erläutert. In dieser Arbeit wird stets die Konvention verwendet, dass die Indizes der Teilchen deren Ordnung nach der Masse angeben, wobei der Index 1 das jeweils leichteste Teilchen bezeichnet.

A.4.1 Hermitesche 2×2 Matrizen

Bei den Sfermionen treten hermitesche 2×2 Massenmatrizen auf. Die allgemeine Form einer hermiteschen Matrix ist

$$\mathcal{M} = \begin{pmatrix} a & b \\ b^* & c \end{pmatrix} , \tag{A.14}$$

wobei a und c reelle Zahlen sind und b komplex ist. Die Eigenwerte λ_1 und λ_2 ergeben sich mit der Konvention $\lambda_1 \leq \lambda_2$ zu

$$\lambda_1 = \frac{a + c - \sqrt{(a-c)^2 + 4|b|^2}}{2} , \tag{A.15}$$

$$\lambda_2 = \frac{a + c + \sqrt{(a-c)^2 + 4|b|^2}}{2} . \tag{A.16}$$

Die Eigenvektoren u'_i zum Eigenvektor λ_i erhält man aus der Gleichung (keine Summation über i)

$$\begin{pmatrix} a & b \\ b^* & c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u'_{1i} \\ u'_{2i} \end{pmatrix} = \lambda_i \begin{pmatrix} u'_{1i} \\ u'_{2i} \end{pmatrix} . \tag{A.17}$$

Dies führt zu den Bedingungen

$$\frac{u'_{1i}}{u'_{2i}} = \frac{b}{\lambda_i - a} = \frac{\lambda_i - c}{b^*} . \tag{A.18}$$

Für die unitäre Diagonalisierungsmatrix U' müssen die Eigenvektoren u'_i auf 1 normiert werden. Die dabei auftretende Freiheit in der Wahl der Phasen wird benutzt, um die Diagonalelemente von U' reell und positiv zu wählen. Damit ergeben sich unter Verwendung der Invarianz der Spur ($a + c = \lambda_1 + \lambda_2$) zur Elimination von λ_2 die unitären Diagonalisierungsmatrizen für $\mathcal{M}$ zu

$$U' = \frac{1}{n} \begin{pmatrix} c - \lambda_1 & b \\ -b^* & c - \lambda_1 \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad (U')^\dagger = \frac{1}{n} \begin{pmatrix} c - \lambda_1 & -b \\ b^* & c - \lambda_1 \end{pmatrix} , \tag{A.19}$$

wobei $n := \mathrm{sgn}(c - \lambda_1)\sqrt{(c-\lambda_1)^2 + |b|^2}$ ist.

Die Konvention, dass die Matrix U die ursprünglichen Felder in Felder transformiert, deren Massenmatrix diagonal ist, lässt sich durch die Gleichung

$$U \mathcal{M} U^\dagger = \begin{pmatrix} \lambda_1 & 0 \\ 0 & \lambda_2 \end{pmatrix} \tag{A.20}$$

ausdrücken. Dies führt zu der Identifikation $U = (U')^\dagger$.

Ist b reell, so kann man U als $SO(2)$ Rotationsmatrix mit reellen Einträgen

$$U = \frac{1}{n} \begin{pmatrix} c - \lambda_1 & -b \\ b & c - \lambda_1 \end{pmatrix} =: \begin{pmatrix} \cos\phi & \sin\phi \\ -\sin\phi & \cos\phi \end{pmatrix} , \quad n := \mathrm{sgn}(c - \lambda_1)\sqrt{(c-\lambda_1)^2 + b^2} \tag{A.21}$$

wählen.

Der Fall $b = 0$, für den die Matrix $\mathcal{M}$ in Gl. (A.14) diagonal ist, bedarf einer genaueren Betrachtung. Ist $a \leq c$, so erfüllt die Matrix $\mathcal{M}$ bereits alle an die Diagonalmatrix gestellten Bedingungen und für die Rotationsmatrix U ergibt sich die Einheitsmatrix (Drehwinkel $\phi = 0$). Im anderen Fall $a > c$ müssen die Diagonalelemente vertauscht werden, um der Forderung $\lambda_1 \leq \lambda_2$ zu genügen. Dies erreicht man mit Hilfe der Drehmatrix

$$U = \begin{pmatrix} 0 & \pm 1 \\ \mp 1 & 0 \end{pmatrix} . \tag{A.22}$$

Dies entspricht einem Drehwinkel von $\phi = \pm\pi/2$. Die Wahl des Vorzeichens hat dabei keine physikalische Bedeutung, da damit nur die Wahl der Phase der Sfermionfelder $\tilde{\mathrm{f}}_{1,2}$ geändert wird. Diese Rotation hat zur Folge, dass auch für $b = 0$ das Sfermionfeld $\tilde{\mathrm{f}}_1$ nicht immer dem Feld $\tilde{\mathrm{f}}_L$ entspricht und die Zuordnung $\tilde{\mathrm{f}}_1 = \tilde{\mathrm{f}}_L$ bzw. $\tilde{\mathrm{f}}_1 = \tilde{\mathrm{f}}_R$ von der Wahl der Parameter a und c abhängt.

A.4.2 Allgemeine komplexe 2×2 Matrizen

Im Allgemeinen ist die 2×2 Massenmatrix der Charginos X (Gl. (2.39)) nicht hermitesch, so dass die Diagonalisierung mit zwei unitären 2×2 Matrizen $\hat{U}$ und $\hat{V}$ gemäß

$$\begin{pmatrix} m_1 & 0 \\ 0 & m_2 \end{pmatrix} = \hat{U}^* X \hat{V}^\dagger =: \hat{U}^* \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} \hat{V}^\dagger \tag{A.23}$$

erfolgt.

Die Matrix

$$\mathcal{M} := XX^\dagger = \begin{pmatrix} |a|^2 + |b|^2 & ac^* + bd^* \\ a^*c + b^*d & |c|^2 + |d|^2 \end{pmatrix} \tag{A.24}$$

ist hermitesch und kann daher mit dem in Anhang A.4.1 beschriebenen Verfahren diagonalisiert werden. Ferner sind alle Eigenwerte von $\mathcal{M}$ aus Gl. (A.24) reell und positiv, so dass man für $\det X \neq 0$ die Matrizen

$$\mathcal{M}_d^{-1} = \begin{pmatrix} \frac{1}{m_1} & 0 \\ 0 & \frac{1}{m_2} \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \hat{V}^\dagger = X^\dagger (\hat{U}^*)^\dagger \mathcal{M}_d^{-1} \tag{A.25}$$

definieren kann, wobei m_i die Quadratwurzeln der Eigenwerte von $\mathcal{M}$ aus Gl. (A.24) sind. Wie man an

$$\hat{U}^* X \hat{V}^\dagger = \hat{U}^* X X^\dagger (\hat{U}^*)^\dagger \mathcal{M}_d^{-1} = \begin{pmatrix} m_1^2 & 0 \\ 0 & m_2^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{1}{m_1} & 0 \\ 0 & \frac{1}{m_2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_1 & 0 \\ 0 & m_2 \end{pmatrix} \tag{A.26}$$

sieht, haben wir damit die gesuchten Matrizen $\hat{U}$ und $\hat{V}$ konstruiert. Konkret ergibt sich für die Matrix X aus Gl. (A.23)

$$m_1^2 = \frac{|a|^2+|b|^2+|c|^2+|d|^2-\sqrt{(|a|^2+|b|^2-|c|^2-|d|^2)^2+4|ac^*+bd^*|^2}}{2} , \tag{A.27}$$

$$m_2^2 = \frac{|a|^2+|b|^2+|c|^2+|d|^2+\sqrt{(|a|^2+|b|^2-|c|^2-|d|^2)^2+4|ac^*+bd^*|^2}}{2} , \tag{A.28}$$

$$\hat{U}^* = \frac{1}{n}\begin{pmatrix} |c|^2+|d|^2-m_1^2 & -ac^*-bd^* \\ a^*c+b^*d & |c|^2+|d|^2-m_1^2 \end{pmatrix} \quad \text{und} \tag{A.29}$$

$$\hat{V}^\dagger = \frac{1}{n}\begin{pmatrix} \frac{1}{m_1}(a^*|d|^2-a^*m_1^2-b^*c^*d) & \frac{1}{m_2}(a^*bd^*+c^*m_2^2-|b|^2c^*) \\ \frac{1}{m_1}(b^*|c|^2-b^*m_1^2-a^*cd^*) & \frac{1}{m_2}(ab^*c^*+d^*m_2^2-|a|^2d^*) \end{pmatrix} \tag{A.30}$$

mit $n=\sqrt{(|c|^2+|d|^2-m_1^2)^2+|ac^*+bd^*|^2}$.

A.4.3 Symmetrische 4×4 Matrizen

Die symmetrische 4×4 Massenmatrix Y' der Neutralinos aus Gl. (2.45) wird mit Hilfe der Matrix N' auf Diagonalgestalt gebracht:

$$\mathcal{M}_d = N'^* Y' N'^{-1} . \tag{A.31}$$

Ist Y' reell, kann die Diagonalisierung mit Hilfe einer reellen Matrix aus $SO(4)$ erfolgen. Da dies jedoch zu negativen Einträgen in $\mathcal{M}_d$ führen kann, wird in dieser Arbeit N' aus $SU(4)$ gewählt. Mit dieser zusätzlichen Freiheit kann man erreichen, dass alle Einträge von $\mathcal{M}_d$ positiv sind. Konkret lässt sich die $SU(4)$-Matrix N' aus der $SO(4)$-Matrix N'_r gewinnen, in dem man jede Spalte von N'_r, die zu einem negativen Eigenwert gehört, mit i multipliziert.

Für die numerische Diagonalisierung wurde die Routine ZGESVD aus der LAPACK-Bibliothek [70] verwendet. Die Ergebnisse dieser Routine besitzen bereits alle geforderten Eigenschaften.

Anhang B

Feynmanregeln

Im Folgenden werden alle in dieser Arbeit benötigten Feynmanregeln für die Vertices des Zwei-Higgs-Dublett Modells und des minimalen supersymmetrischen Standardmodells aufgeführt. Es fehlen lediglich die 4 Sfermion-Wechselwirkungen und die Regeln der (supersymmetrischen) QCD. Für die Feynmanregeln wurden folgende Konventionen gewählt:

- Alle Teilchen sind einlaufend und
- alle Impulse sind einlaufend.

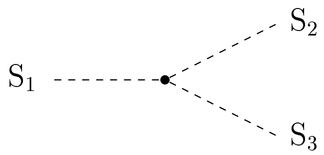
Ferner gilt in diesem Abschnitt die Einsteinsche Summenkonvention nicht, d.h. dass Summen explizit ausgeschrieben werden.

B.1 Das Zwei-Higgs-Dublett Modell

In diesem Teil des Abschnittes werden alle Feynmanregeln des Zwei-Higgs-Dublett Modells angegeben. Im Fall der Selbstwechselwirkungen von Higgs-Bosonen werden zusätzlich zu den allgemeinen Regeln des Zwei-Higgs-Dublett Modells in einer zweiten Zeile die vereinfachten Formen angegeben, die man aus der ersten Zeile durch die Einschränkungen der Supersymmetrie an das Higgs-Potential erhält.

Bei den von λ_5 abhängigen Higgs-Selbstkopplungen des Zwei-Higgs-Dublett Modells tritt das in Gl. (2.13) definierte Quadrat des Vakuumerwartungswertes, v^2, als Abkürzung auf.

B.1.1 Drei Higgs-Skalare

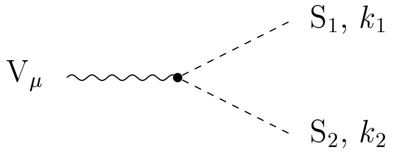


$$= ie\Gamma(\mathrm{S}_1\mathrm{S}_2\mathrm{S}_3) \tag{B.1}$$

$$
\begin{aligned}
\Gamma(\mathrm{h}^0\mathrm{h}^0\mathrm{h}^0) &= \frac{-3}{2s_w m_\mathrm{W}\sin(2\beta)}\Big[m_{\mathrm{h}^0}^2\,(2\cos(\alpha+\beta)+\sin(2\alpha)\sin(\beta-\alpha)) \\
&\qquad\qquad - \lambda_5 v^2\cos^2(\beta-\alpha)\cos(\alpha+\beta)\Big] \\
&\overset{\mathrm{SUSY}}{=} -\frac{3}{2s_w c_w^2} m_\mathrm{W}\cos(2\alpha)\sin(\alpha+\beta) \\
\Gamma(\mathrm{h}^0\mathrm{h}^0\mathrm{H}^0) &= \frac{-1}{2s_w m_\mathrm{W}\sin(2\beta)}\cos(\beta-\alpha)\Big[(2m_{\mathrm{h}^0}^2+m_{\mathrm{H}^0}^2)\sin(2\alpha) \\
&\qquad\qquad - \frac{1}{2}\lambda_5 v^2\,(3\sin(2\alpha)-\sin(2\beta))\,\Big] \\
&\overset{\mathrm{SUSY}}{=} -\frac{1}{2s_w c_w^2} m_\mathrm{W}\Big(2\sin(2\alpha)\sin(\alpha+\beta)-\cos(\alpha+\beta)\cos(2\alpha)\Big) \\
\Gamma(\mathrm{h}^0\mathrm{H}^0\mathrm{H}^0) &= \frac{-1}{2s_w m_\mathrm{W}\sin(2\beta)}(-\sin(\beta-\alpha))\Big[(m_{\mathrm{h}^0}^2+2m_{\mathrm{H}^0}^2)\sin(2\alpha) \\
&\qquad\qquad - \frac{1}{2}\lambda_5 v^2\,(3\sin(2\alpha)+\sin(2\beta))\,\Big] \\
&\overset{\mathrm{SUSY}}{=} \frac{1}{2s_w c_w^2} m_\mathrm{W}\Big(2\sin(2\alpha)\cos(\alpha+\beta)+\sin(\alpha+\beta)\cos(2\alpha)\Big) \\
\Gamma(\mathrm{H}^0\mathrm{H}^0\mathrm{H}^0) &= \frac{-3}{2s_w m_\mathrm{W}\sin(2\beta)}\Big[\,\Big(2m_{\mathrm{H}^0}^2\sin(\alpha+\beta)-\sin(2\alpha)\cos(\beta-\alpha)\Big) \\
&\qquad\qquad - \lambda_5 v^2\sin^2(\beta-\alpha)\sin(\alpha+\beta)\Big] \\
&\overset{\mathrm{SUSY}}{=} -\frac{3}{2s_w c_w^2} m_\mathrm{W}\cos(2\alpha)\cos(\alpha+\beta) \\
\Gamma(\mathrm{h}^0\mathrm{A}^0\mathrm{A}^0) &= \frac{-1}{2s_w m_\mathrm{W}}\left(\frac{\cos(\alpha+\beta)}{\sin(2\beta)}(2m_{\mathrm{h}^0}^2-\lambda_5 v^2)-\sin(\beta-\alpha)(m_{\mathrm{h}^0}^2-2m_{\mathrm{A}^0}^2)\right) \\
&\overset{\mathrm{SUSY}}{=} -\frac{1}{2s_w c_w^2} m_\mathrm{W}\cos(2\beta)\sin(\alpha+\beta) \\
\Gamma(\mathrm{h}^0\mathrm{A}^0\mathrm{G}^0) &= \frac{-1}{2s_w m_\mathrm{W}}(m_{\mathrm{h}^0}^2-m_{\mathrm{A}^0}^2)\cos(\beta-\alpha) \\
&\overset{\mathrm{SUSY}}{=} -\frac{1}{2s_w c_w^2} m_\mathrm{W}\sin(2\beta)\sin(\alpha+\beta) \\
\Gamma(\mathrm{h}^0\mathrm{G}^0\mathrm{G}^0) &= \frac{-1}{2s_w m_\mathrm{W}} m_{\mathrm{h}^0}^2\sin(\beta-\alpha) \\
&\overset{\mathrm{SUSY}}{=} \frac{1}{2s_w c_w^2} m_\mathrm{W}\cos(2\beta)\sin(\alpha+\beta) \\
\Gamma(\mathrm{H}^0\mathrm{A}^0\mathrm{A}^0) &= \frac{-1}{2s_w m_\mathrm{W}}\left(\frac{\sin(\alpha+\beta)}{\sin(2\beta)}(2m_{\mathrm{H}^0}^2-\lambda_5 v^2)-\cos(\beta-\alpha)(m_{\mathrm{H}^0}^2-2m_{\mathrm{A}^0}^2)\right) \\
&\overset{\mathrm{SUSY}}{=} \frac{1}{2s_w c_w^2} m_\mathrm{W}\cos(2\beta)\cos(\alpha+\beta)
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
\Gamma(\mathrm{H^0 A^0 G^0}) &= \frac{-1}{2s_w m_\mathrm{W}}(m^2_{\mathrm{H^0}} - m^2_{\mathrm{A^0}})(-\sin(\beta-\alpha)) \\
&\overset{\text{SUSY}}{=} \frac{1}{2s_w c_w^2} m_\mathrm{W} \sin(2\beta)\cos(\alpha+\beta) \\
\Gamma(\mathrm{H^0 G^0 G^0}) &= \frac{-1}{2s_w m_\mathrm{W}} m^2_{\mathrm{H^0}} \cos(\beta-\alpha) \\
&\overset{\text{SUSY}}{=} -\frac{1}{2s_w c_w^2} m_\mathrm{W} \cos(2\beta)\cos(\alpha+\beta) \\
\Gamma(\mathrm{h^0 H^- H^+}) &= \frac{-1}{2s_w m_\mathrm{W}} \left(\frac{\cos(\alpha+\beta)}{\sin(2\beta)}(2m^2_{\mathrm{h^0}} - \lambda_5 v^2) - \sin(\beta-\alpha)(m^2_{\mathrm{h^0}} - 2m^2_{\mathrm{H^-}}) \right) \\
&\overset{\text{SUSY}}{=} -\frac{1}{s_w} m_\mathrm{W} \left(\sin(\beta-\alpha) + \frac{1}{2c_w^2}\cos(2\beta)\sin(\alpha+\beta) \right) \\
\Gamma(\mathrm{h^0 H^\mp G^\pm}) &= \frac{-1}{2s_w m_\mathrm{W}}(m^2_{\mathrm{h^0}} - m^2_{\mathrm{H^-}})\cos(\beta-\alpha) \\
&\overset{\text{SUSY}}{=} \frac{1}{2s_w} m_\mathrm{W} \Big(\cos(\beta-\alpha) - \frac{1}{c_w^2}\sin(2\beta)\sin(\alpha+\beta) \Big) \\
\Gamma(\mathrm{h^0 G^- G^+}) &= \frac{-1}{2s_w m_\mathrm{W}} m^2_{\mathrm{h^0}} \sin(\beta-\alpha) \\
&\overset{\text{SUSY}}{=} \frac{1}{2s_w c_w^2} m_\mathrm{W} \cos(2\beta)\sin(\alpha+\beta) \\
\Gamma(\mathrm{H^0 H^- H^+}) &= \frac{-1}{2s_w m_\mathrm{W}} \left(\frac{\sin(\alpha+\beta)}{\sin(2\beta)}(2m^2_{\mathrm{H^0}} - \lambda_5 v^2) - \cos(\beta-\alpha)(m^2_{\mathrm{H^0}} - 2m^2_{\mathrm{H^-}}) \right) \\
&\overset{\text{SUSY}}{=} -\frac{1}{s_w} m_\mathrm{W} \left(\cos(\beta-\alpha) - \frac{1}{2c_w^2}\cos(2\beta)\cos(\alpha+\beta) \right) \\
\Gamma(\mathrm{H^0 H^\mp G^\pm}) &= \frac{-1}{2s_w m_\mathrm{W}}(m^2_{\mathrm{H^0}} - m^2_{\mathrm{H^-}})(-\sin(\beta-\alpha)) \\
&\overset{\text{SUSY}}{=} -\frac{1}{2s_w} m_\mathrm{W} \left(\sin(\beta-\alpha) - \frac{1}{c_w^2}\sin(2\beta)\cos(\alpha+\beta) \right) \\
\Gamma(\mathrm{H^0 G^- G^+}) &= \frac{-1}{2s_w m_\mathrm{W}} m^2_{\mathrm{H^0}} \cos(\beta-\alpha) \\
&\overset{\text{SUSY}}{=} -\frac{1}{2s_w c_w^2} m_\mathrm{W} \cos(2\beta)\cos(\alpha+\beta) \\
\Gamma(\mathrm{A^0 H^\mp G^\pm}) &= \pm\frac{i}{2s_w m_\mathrm{W}}(m^2_{\mathrm{H^-}} - m^2_{\mathrm{A^0}}) \\
&\overset{\text{SUSY}}{=} \pm\frac{i}{2s_w} m_\mathrm{W}
\end{aligned}
$$

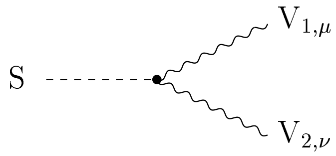
B.1.2 Zwei Skalare, ein Vektorboson



$$= ie\Gamma(\mathrm{S}_1\mathrm{S}_2\mathrm{V})(k_1 - k_2)_\mu \tag{B.2}$$

$$\begin{aligned}
\Gamma(\mathrm{h}^0\mathrm{A}^0\mathrm{Z}) &= -\frac{i}{2s_w c_w}\cos(\beta-\alpha) \\
\Gamma(\mathrm{h}^0\mathrm{G}^0\mathrm{Z}) &= -\frac{i}{2s_w c_w}\sin(\beta-\alpha) \\
\Gamma(\mathrm{H}^0\mathrm{A}^0\mathrm{Z}) &= -\frac{i}{2s_w c_w}(-\sin(\beta-\alpha)) \\
\Gamma(\mathrm{H}^0\mathrm{G}^0\mathrm{Z}) &= -\frac{i}{2s_w c_w}\cos(\beta-\alpha) \\
\Gamma(\mathrm{H}^-\mathrm{H}^+\gamma) &= 1 \\
\Gamma(\mathrm{H}^-\mathrm{H}^+\mathrm{Z}) &= \frac{c_w^2 - s_w^2}{2c_w s_w} \\
\Gamma(\mathrm{G}^-\mathrm{G}^+\gamma) &= 1 \\
\Gamma(\mathrm{G}^-\mathrm{G}^+\mathrm{Z}) &= \frac{c_w^2 - s_w^2}{2c_w s_w} \\
\Gamma(\mathrm{h}^0\mathrm{H}^\mp\mathrm{W}^\pm) &= \mp\frac{1}{2s_w}\cos(\beta-\alpha) \\
\Gamma(\mathrm{h}^0\mathrm{G}^\mp\mathrm{W}^\pm) &= \mp\frac{1}{2s_w}\sin(\beta-\alpha) \\
\Gamma(\mathrm{H}^0\mathrm{H}^\mp\mathrm{W}^\pm) &= \mp\frac{1}{2s_w}(-\sin(\beta-\alpha)) \\
\Gamma(\mathrm{H}^0\mathrm{G}^\mp\mathrm{W}^\pm) &= \mp\frac{1}{2s_w}\cos(\beta-\alpha) \\
\Gamma(\mathrm{A}^0\mathrm{H}^\mp\mathrm{W}^\pm) &= -\frac{i}{2s_w} \\
\Gamma(\mathrm{G}^0\mathrm{G}^\mp\mathrm{W}^\pm) &= -\frac{i}{2s_w}
\end{aligned}$$

B.1.3 Ein Skalar, zwei Vektorbosonen



$$= ie\Gamma(\mathrm{SV_1V_2})g_{\mu\nu} \tag{B.3}$$

$$\begin{aligned}
\Gamma(\mathrm{h^0ZZ}) &= \frac{1}{s_w c_w^2} m_\mathrm{W} \sin(\beta-\alpha) \\
\Gamma(\mathrm{H^0ZZ}) &= \frac{1}{s_w c_w^2} m_\mathrm{W} \cos(\beta-\alpha) \\
\Gamma(\mathrm{h^0W^-W^+}) &= \frac{1}{s_w} m_\mathrm{W} \sin(\beta-\alpha) \\
\Gamma(\mathrm{H^0W^-W^+}) &= \frac{1}{s_w} m_\mathrm{W} \cos(\beta-\alpha) \\
\Gamma(\mathrm{G^\mp\gamma W^\pm}) &= m_\mathrm{W} \\
\Gamma(\mathrm{G^\mp ZW^\pm}) &= -\frac{s_w}{c_w} m_\mathrm{W}
\end{aligned}$$

B.1.4 Drei Vektorbosonen

Die Feynmanregeln für die Wechselwirkungen von 3 Vektorbosonen werden durch die Eichgruppe festgelegt und unterscheiden sich daher nicht von denen des Standardmodells. Sie können daher z.B. [71] entnommen werden, wobei aber auf Grund der unterschiedlichen Definition des Vorzeichens der $\mathrm{SU}(2)_W$-Kopplungskonstanten folgende Umrechenregeln beachtet werden müssen:

- s_w geht über in $-s_w$ und
- Für jedes Higgs-Feld ist die Feynmanregel mit einem Faktor -1 zu multiplizieren.

B.1.5 Ein Skalar, zwei Fermionen

Bei den Yukawa-Kopplungen sind die Feynmanregeln abhängig davon, ob man bei dem Zwei-Higgs-Dublett Modell den Typ I oder den im minimalen supersymmetrischen Standardmodell realisierte Typ II wählt. Dieser Unterschied drückt sich aus in Yukawa-Faktoren g_H^f, die Funktionen der Rotationswinkel α und β im Higgs-Sektor und vom Isospin des Fermions f und von dem Higgs-Boson H abhängig sind. Sie sind in Tab. B.1 für Fermionen mit $T_3^\mathrm{f} = +1/2$ und in Tab. B.2 für Fermionen mit $T_3^\mathrm{f} = -1/2$ aufgeführt.

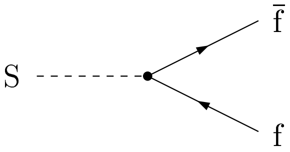
Mit Hilfe der Projektoren $\omega^\pm = (1 \pm \gamma_5)/2$ und der Yukawa-Faktoren lassen sich die Vertices wie folgt schreiben:

	Fermionen mit $T_3^{\mathrm{f}} = +1/2$					
	$g^{\mathrm{f}}_{\mathrm{h}^0}$	$g^{\mathrm{f}}_{\mathrm{H}^0}$	$g^{\mathrm{f}}_{\mathrm{A}^0}$	$g^{\mathrm{f}}_{\mathrm{G}^0}$	$g^{\mathrm{f}}_{\mathrm{H}^\pm}$	$g^{\mathrm{f}}_{\mathrm{G}^\pm}$
Typ I und Typ II	$\frac{\cos\alpha}{\sin\beta}$	$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta}$	$\cot\beta$	1	$\cot\beta$	1

Tabelle B.1: Die Yukawa-Faktoren, mit denen die Yukawa-Kopplungen der Fermionen mit $T_3^{\mathrm{f}} = +1/2$ gegenüber denen des Standardmodells modifiziert sind.

	Fermionen mit $T_3^{\mathrm{f}} = -1/2$					
	$g^{\mathrm{f}}_{\mathrm{h}^0}$	$g^{\mathrm{f}}_{\mathrm{H}^0}$	$g^{\mathrm{f}}_{\mathrm{A}^0}$	$g^{\mathrm{f}}_{\mathrm{G}^0}$	$g^{\mathrm{f}}_{\mathrm{H}^\pm}$	$g^{\mathrm{f}}_{\mathrm{G}^\pm}$
Typ I	$\frac{\cos\alpha}{\sin\beta}$	$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta}$	$-\cot\beta$	-1	$-\cot\beta$	-1
Typ II	$-\frac{\sin\alpha}{\cos\beta}$	$\frac{\cos\alpha}{\cos\beta}$	$\tan\beta$	-1	$\tan\beta$	-1

Tabelle B.2: Die Yukawa-Faktoren, mit denen die Yukawa-Kopplungen der Fermionen mit $T_3^{\mathrm{f}} = -1/2$ gegenüber denen des Standardmodells modifiziert sind.



$$= ie\left[\Gamma^+(\mathrm{S}\bar{\mathrm{f}}\mathrm{f})\omega^+ + \Gamma^-(\mathrm{S}\bar{\mathrm{f}}\mathrm{f})\omega^-\right] \tag{B.4}$$

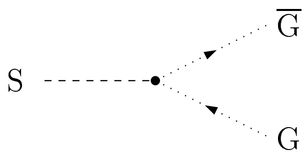
$$\begin{aligned}
\Gamma^+(\mathrm{h}^0\bar{\mathrm{f}}\mathrm{f}) &= -\frac{1}{2s_w}\frac{m_{\mathrm{f}}}{m_{\mathrm{W}}}g^{\mathrm{f}}_{\mathrm{h}^0} \\
\Gamma^-(\mathrm{h}^0\bar{\mathrm{f}}\mathrm{f}) &= -\frac{1}{2s_w}\frac{m_{\mathrm{f}}}{m_{\mathrm{W}}}g^{\mathrm{f}}_{\mathrm{h}^0} \\
\Gamma^+(\mathrm{H}^0\bar{\mathrm{f}}\mathrm{f}) &= -\frac{1}{2s_w}\frac{m_{\mathrm{f}}}{m_{\mathrm{W}}}g^{\mathrm{f}}_{\mathrm{H}^0} \\
\Gamma^-(\mathrm{H}^0\bar{\mathrm{f}}\mathrm{f}) &= -\frac{1}{2s_w}\frac{m_{\mathrm{f}}}{m_{\mathrm{W}}}g^{\mathrm{f}}_{\mathrm{H}^0} \\
\Gamma^+(\mathrm{A}^0\bar{\mathrm{f}}\mathrm{f}) &= \frac{i}{2s_w}\frac{m_{\mathrm{f}}}{m_{\mathrm{W}}}g^{\mathrm{f}}_{\mathrm{A}^0} \\
\Gamma^-(\mathrm{A}^0\bar{\mathrm{f}}\mathrm{f}) &= -\frac{i}{2s_w}\frac{m_{\mathrm{f}}}{m_{\mathrm{W}}}g^{\mathrm{f}}_{\mathrm{A}^0} \\
\Gamma^+(\mathrm{G}^0\bar{\mathrm{f}}\mathrm{f}) &= \frac{i}{2s_w}\frac{m_{\mathrm{f}}}{m_{\mathrm{W}}}g^{\mathrm{f}}_{\mathrm{G}^0} \\
\Gamma^-(\mathrm{G}^0\bar{\mathrm{f}}\mathrm{f}) &= -\frac{i}{2s_w}\frac{m_{\mathrm{f}}}{m_{\mathrm{W}}}g^{\mathrm{f}}_{\mathrm{G}^0} \\
\Gamma^+(\mathrm{H}^-\bar{\mathrm{d}}_i\mathrm{u}_j) &= \frac{1}{\sqrt{2}s_w}\frac{m_{\mathrm{u}_j}}{m_{\mathrm{W}}}g^{\mathrm{u}}_{\mathrm{H}^-}V^*_{ji}
\end{aligned}$$

$$
\begin{aligned}
\Gamma^-(\mathrm{H}^-\overline{\mathrm{d}}_i\mathrm{u}_j) &= \frac{1}{\sqrt{2}s_w}\frac{m_{\mathrm{d}_i}}{m_\mathrm{W}}g^{\mathrm{d}}_{\mathrm{H}^-}V^*_{ji}\\
\Gamma^+(\mathrm{G}^-\overline{\mathrm{d}}_i\mathrm{u}_j) &= \frac{1}{\sqrt{2}s_w}\frac{m_{\mathrm{u}_j}}{m_\mathrm{W}}g^{\mathrm{u}}_{\mathrm{G}^-}V^*_{ji}\\
\Gamma^-(\mathrm{G}^-\overline{\mathrm{d}}_i\mathrm{u}_j) &= \frac{1}{\sqrt{2}s_w}\frac{m_{\mathrm{d}_i}}{m_\mathrm{W}}g^{\mathrm{d}}_{\mathrm{G}^-}V^*_{ji}\\
\Gamma^\pm([\mathrm{H}^+,\mathrm{G}^+]\overline{\mathrm{u}}_j\mathrm{d}_i) &= (\Gamma^\mp([\mathrm{H}^-,\mathrm{G}^-]\overline{\mathrm{d}}_i\mathrm{u}_j))^*
\end{aligned}
$$

B.1.6 Ein Vektorboson, zwei Fermionen

Auch bei diesen Kopplungen ergibt sich durch die Einführung des zweiten Higgs-Dubletts keine Änderung im Vergleich zu den Standardmodellkopplungen. Sie können daher, unter Beachtung der Regeln in Anhang B.1.4, [71] entnommen werden.

B.1.7 Ein Skalar, zwei Faddeev-Popov-Geister



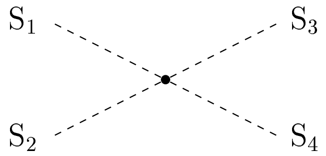
$$= ie\Gamma(\mathrm{S}\overline{\mathrm{G}}\mathrm{G}) \tag{B.5}$$

$$
\begin{aligned}
\Gamma(\mathrm{h}^0\overline{\mathrm{u}}^\mathrm{Z}\mathrm{u}^\mathrm{Z}) &= -\frac{1}{2s_wc_w^2}m_\mathrm{W}\sin(\beta-\alpha)\\
\Gamma(\mathrm{H}^0\overline{\mathrm{u}}^\mathrm{Z}\mathrm{u}^\mathrm{Z}) &= -\frac{1}{2s_wc_w^2}m_\mathrm{W}\cos(\beta-\alpha)\\
\Gamma(\mathrm{h}^0\overline{\mathrm{u}}^\mp\mathrm{u}^\mp) &= -\frac{1}{2s_w}m_\mathrm{W}\sin(\beta-\alpha)\\
\Gamma(\mathrm{H}^0\overline{\mathrm{u}}^\mp\mathrm{u}^\mp) &= -\frac{1}{2s_w}m_\mathrm{W}\cos(\beta-\alpha)\\
\Gamma(\mathrm{G}^0\overline{\mathrm{u}}^\mp\mathrm{u}^\mp) &= \pm i\frac{1}{2s_w}m_\mathrm{W}\\
\Gamma(\mathrm{G}^\mp\overline{\mathrm{u}}^\mp\mathrm{u}^\gamma) &= -m_\mathrm{W}\\
\Gamma(\mathrm{G}^\mp\overline{\mathrm{u}}^\mp\mathrm{u}^\mathrm{Z}) &= \frac{s_w^2-c_w^2}{2s_wc_w}m_\mathrm{W}\\
\Gamma(\mathrm{G}^\mp\overline{\mathrm{u}}^\mathrm{Z}\mathrm{u}^\pm) &= \frac{1}{2s_wc_w}m_\mathrm{W}
\end{aligned}
$$

B.1.8 Ein Vektorboson, zwei Faddeev-Popov-Geister

Für diese Teilchen können die Feynmanregeln des Standardmodells übernommen werden. Dabei hat man lediglich auf die Konvention bei dem Vorzeichen der $\mathrm{SU}(2)_W$-Kopplungskonstanten zu achten. Unterscheidet sich sich von der Wahl Gl. (2.6) dieser Arbeit, so hat man die Umrechenregeln in Anhang B.1.4 zu beachten.

B.1.9 Vier Higgs-Skalare



$$= ie^2\Gamma(\mathrm{S}_1\mathrm{S}_2\mathrm{S}_3\mathrm{S}_4) \tag{B.6}$$

Vier skalare Higgs-Bosonen

$$\begin{aligned}
\Gamma(\mathrm{h}^0\mathrm{h}^0\mathrm{h}^0\mathrm{h}^0) &= -\frac{3}{4s_w^2 m_\mathrm{W}^2 \sin^2(2\beta)}\Big[m_{\mathrm{h}^0}^2\,(2\cos(\alpha+\beta)+\sin(2\alpha)\sin(\beta-\alpha))^2 \\
&\qquad + m_{\mathrm{H}^0}^2 \sin^2(2\alpha)\cos^2(\beta-\alpha) \\
&\qquad - \frac{1}{2}\lambda_5 v^2(\cos(2\alpha)+\cos(2\beta))^2\Big] \\
&\overset{\mathrm{SUSY}}{=} -\frac{3}{4c_w^2 s_w^2}\cos(2\alpha)\cos(2\alpha) \\
\Gamma(\mathrm{h}^0\mathrm{h}^0\mathrm{h}^0\mathrm{H}^0) &= -\frac{3\cos(\beta-\alpha)\sin(2\alpha)}{4s_w^2 m_\mathrm{W}^2 \sin^2(2\beta)}\Big(\cos(\alpha+\beta)(2m_{\mathrm{h}^0}^2-\lambda_5 v^2) \\
&\qquad + \sin(2\alpha)\sin(\beta-\alpha)(m_{\mathrm{h}^0}^2-m_{\mathrm{H}^0}^2)\Big) \\
&\overset{\mathrm{SUSY}}{=} -\frac{3}{4c_w^2 s_w^2}\cos(2\alpha)\sin(2\alpha) \\
\Gamma(\mathrm{h}^0\mathrm{h}^0\mathrm{H}^0\mathrm{H}^0) &= -\frac{1}{4s_w^2 m_\mathrm{W}^2 \sin^2(2\beta)}\Big[3\sin^2(2\alpha)\Big(\cos^2(\beta-\alpha)m_{\mathrm{h}^0}^2 \\
&\qquad + \sin^2(\beta-\alpha)m_{\mathrm{H}^0}^2 - \frac{1}{2}\lambda_5 v^2\Big) \\
&\qquad - \sin(2\beta)\Big(\sin(2\alpha)(m_{\mathrm{h}^0}^2-m_{\mathrm{H}^0}^2) \\
&\qquad - \sin(2\beta)\frac{1}{2}\lambda_5 v^2\Big)\Big] \\
&\overset{\mathrm{SUSY}}{=} -\frac{1}{4c_w^2 s_w^2}(3\sin(2\alpha)\sin(2\alpha)-1) \\
\Gamma(\mathrm{h}^0\mathrm{H}^0\mathrm{H}^0\mathrm{H}^0) &= -\frac{3(-\sin(\beta-\alpha))\sin(2\alpha)}{4s_w^2 m_\mathrm{W}^2 \sin^2(2\beta)}\Big(\sin(\alpha+\beta)(2m_{\mathrm{H}^0}^2-\lambda_5 v^2) \\
&\qquad + \sin(2\alpha)\cos(\beta-\alpha)(m_{\mathrm{h}^0}^2-m_{\mathrm{H}^0}^2)\Big) \\
&\overset{\mathrm{SUSY}}{=} \frac{3}{4c_w^2 s_w^2}\cos(2\alpha)\sin(2\alpha)
\end{aligned}$$

$$
\begin{aligned}
\Gamma(\mathrm{H^0H^0H^0H^0}) = &-\frac{3}{4s_w^2 m_\mathrm{W}^2 \sin^2(2\beta)}\Big[m_{\mathrm{h^0}}^2 \sin^2(2\alpha)\sin^2(\beta-\alpha) \\
&\qquad + m_{\mathrm{H^0}}^2\Big(2\sin(\alpha+\beta) - \sin(2\alpha)\cos(\beta-\alpha)\Big)^2 \\
&\qquad - \frac{1}{2}\lambda_5 v^2\Big(\cos(2\alpha)-\cos(2\beta)\Big)^2\Big] \\
\overset{\mathrm{SUSY}}{=} &-\frac{3}{4c_w^2 s_w^2}\cos(2\alpha)\cos(2\alpha)
\end{aligned}
$$

Zwei skalare, zwei pseudoskalare Higgs-Bosonen

$$
\begin{aligned}
\Gamma(\mathrm{h^0h^0A^0A^0}) = &-\frac{1}{4s_w^2 m_\mathrm{W}^2 \sin^2(2\beta)}\Big[m_{\mathrm{h^0}}^2\Big(2\cos(\alpha+\beta)+\sin(2\alpha)\sin(\beta-\alpha)\Big) \\
&\qquad \Big(2\cos(\alpha+\beta)-\sin(2\beta)\sin(\beta-\alpha)\Big) \\
&\qquad + m_{\mathrm{H^0}}^2\cos(\beta-\alpha)\sin(2\alpha)\Big(2\sin(\alpha+\beta) \\
&\qquad\qquad - \sin(2\beta)\cos(\beta-\alpha)\Big) \\
&\qquad + 2m_{\mathrm{A^0}}^2\sin^2(2\beta)\sin^2(\beta-\alpha) \\
&\qquad - \lambda_5 v^2\Big(\cos^2(2\beta)\cos^2(\beta-\alpha)+\cos^2(\alpha+\beta)\Big)\Big] \\
\overset{\mathrm{SUSY}}{=} &-\frac{1}{4c_w^2 s_w^2}\cos(2\beta)\cos(2\alpha) \\
\Gamma(\mathrm{h^0h^0A^0G^0}) = &-\frac{1}{4s_w^2 m_\mathrm{W}^2 \sin(2\beta)}\cos(\beta-\alpha)\Big[\sin(2\alpha)\sin(\beta-\alpha)(m_{\mathrm{h^0}}^2 - m_{\mathrm{H^0}}^2) \\
&\qquad + \cos(\alpha+\beta)(2m_{\mathrm{h^0}}^2-\lambda_5 v^2) \\
&\qquad - \sin(2\beta)\sin(\beta-\alpha)(2m_{\mathrm{A^0}}^2-\lambda_5 v^2)\Big] \\
\overset{\mathrm{SUSY}}{=} &-\frac{1}{4c_w^2 s_w^2}\sin(2\beta)\cos(2\alpha) \\
\Gamma(\mathrm{h^0h^0G^0G^0}) = &-\frac{1}{4s_w^2 m_\mathrm{W}^2 \sin(2\beta)}\Big[\sin(2\alpha)\cos^2(\beta-\alpha)(-m_{\mathrm{h^0}}^2+m_{\mathrm{H^0}}^2)+m_{\mathrm{h^0}}^2\sin(2\beta) \\
&\qquad + \sin(2\beta)\cos^2(\beta-\alpha)(2m_{\mathrm{A^0}}^2-\lambda_5 v^2)\Big] \\
\overset{\mathrm{SUSY}}{=} &\;\frac{1}{4c_w^2 s_w^2}\cos(2\beta)\cos(2\alpha)
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
\Gamma(\mathrm{h}^0\mathrm{H}^0\mathrm{A}^0\mathrm{A}^0) = -\frac{1}{4s_w^2 m_\mathrm{W}^2 \sin^2(2\beta)} \Big[& m_{\mathrm{h}^0}^2 \cos(\beta-\alpha)\sin(2\alpha)\Big(2\cos(\alpha+\beta) \\
& \qquad - \sin(2\beta)\sin(\beta-\alpha)\Big) \\
& - m_{\mathrm{H}^0}^2 \sin(\beta-\alpha)\sin(2\alpha)\Big(2\sin(\alpha+\beta) \\
& \qquad - \sin(2\beta)\cos(\beta-\alpha)\Big) \\
& + (2m_{\mathrm{A}^0}^2 - \lambda_5 v^2)\cos(\beta-\alpha)\sin(\beta-\alpha)\sin^2(2\beta) \\
& - \lambda_5 v^2 \cos(2\beta)\sin(2\alpha)\Big] \\
\overset{\mathrm{SUSY}}{=} -\frac{1}{4c_w^2 s_w^2}\cos(2\beta)\sin(2\alpha) &
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
\Gamma(\mathrm{h}^0\mathrm{H}^0\mathrm{A}^0\mathrm{G}^0) = -\frac{1}{4s_w^2 m_\mathrm{W}^2 \sin(2\beta)} \Big[& \sin(2\alpha)(m_{\mathrm{h}^0}^2 \cos^2(\beta-\alpha) + m_{\mathrm{H}^0}^2 \sin^2(\beta-\alpha)) \\
& - m_{\mathrm{A}^0}^2 \sin(2\beta)(\cos^2(\beta-\alpha) - \sin^2(\beta-\alpha)) \\
& + \lambda_5 v^2 \cos(2\beta)\cos(\beta-\alpha)\sin(\beta-\alpha)\Big] \\
\overset{\mathrm{SUSY}}{=} -\frac{1}{4c_w^2 s_w^2}\sin(2\beta)\sin(2\alpha) &
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
\Gamma(\mathrm{h}^0\mathrm{H}^0\mathrm{G}^0\mathrm{G}^0) = -\frac{\cos(\beta-\alpha)\sin(\beta-\alpha)}{4s_w^2 m_\mathrm{W}^2 \sin(2\beta)} \Big[& (m_{\mathrm{h}^0}^2 - m_{\mathrm{H}^0}^2)\sin(2\alpha) \\
& - (2m_{\mathrm{A}^0}^2 - \lambda_5 v^2)\sin(2\beta)\Big] \\
\overset{\mathrm{SUSY}}{=} \frac{1}{4c_w^2 s_w^2}\cos(2\beta)\sin(2\alpha) &
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
\Gamma(\mathrm{H}^0\mathrm{H}^0\mathrm{A}^0\mathrm{A}^0) = -\frac{1}{4s_w^2 m_\mathrm{W}^2 \sin^2(2\beta)} \Big[& m_{\mathrm{h}^0}^2 \sin(2\alpha)(-\sin(\beta-\alpha))\Big(2\cos(\alpha+\beta) \\
& \qquad - \sin(2\beta)\sin(\beta-\alpha)\Big) \\
& + m_{\mathrm{H}^0}^2 \Big(2\sin(\alpha+\beta) - \sin(2\alpha)\cos(\beta-\alpha)\Big) \\
& \qquad \Big(2\sin(\alpha+\beta) - \sin(2\beta)\cos(\beta-\alpha)\Big) \\
& + 2m_{\mathrm{A}^0}^2 \sin^2(2\beta)\cos^2(\beta-\alpha) \\
& - \lambda_5 v^2(\cos^2(2\beta)\sin^2(\beta-\alpha) + \sin^2(\alpha+\beta))\Big] \\
\overset{\mathrm{SUSY}}{=} \frac{1}{4c_w^2 s_w^2}\cos(2\beta)\cos(2\alpha) &
\end{aligned}
$$

$$\begin{aligned}
\Gamma(\mathrm{H^0H^0A^0G^0}) = {}& -\frac{1}{4s_w^2 m_\mathrm{W}^2 \sin(2\beta)}(-\sin(\beta-\alpha))\Big[\sin(2\alpha)\cos(\beta-\alpha)(m_{\mathrm{h^0}}^2 - m_{\mathrm{H^0}}^2) \\
& + \sin(\alpha+\beta)(2m_{\mathrm{H^0}}^2 - \lambda_5 v^2) \\
& - \sin(2\beta)\cos(\beta-\alpha)(2m_{\mathrm{A^0}}^2 - \lambda_5 v^2)\Big] \\
\overset{\mathrm{SUSY}}{=} {}& \frac{1}{4c_w^2 s_w^2}\sin(2\beta)\cos(2\alpha) \\
\Gamma(\mathrm{H^0H^0G^0G^0}) = {}& -\frac{1}{4s_w^2 m_\mathrm{W}^2 \sin(2\beta)}\Big[\sin(2\alpha)\sin^2(\beta-\alpha)(-m_{\mathrm{h^0}}^2 + m_{\mathrm{H^0}}^2) + m_{\mathrm{H^0}}^2\sin(2\beta) \\
& + \sin(2\beta)\sin^2(\beta-\alpha)(2m_{\mathrm{A^0}}^2 - \lambda_5 v^2) \\
\overset{\mathrm{SUSY}}{=} {}& -\frac{1}{4c_w^2 s_w^2}\cos(2\beta)\cos(2\alpha)
\end{aligned}$$

Zwei skalare, zwei geladene Higgs-Bosonen

$$\begin{aligned}
\Gamma(\mathrm{h^0h^0H^-H^+}) = {}& -\frac{1}{4s_w^2 m_\mathrm{W}^2 \sin^2(2\beta)}\Big[m_{\mathrm{h^0}}^2\Big(2\cos(\alpha+\beta) + \sin(2\alpha)\sin(\beta-\alpha)\Big) \\
& \Big(2\cos(\alpha+\beta) - \sin(2\beta)\sin(\beta-\alpha)\Big) \\
& + m_{\mathrm{H^0}}^2\cos(\beta-\alpha)\sin(2\alpha)\Big(2\sin(\alpha+\beta) \\
& - \sin(2\beta)\cos(\beta-\alpha)\Big) \\
& + 2m_{\mathrm{H^-}}^2\sin^2(2\beta)\sin^2(\beta-\alpha) \\
& - \lambda_5 v^2(\cos^2(2\beta)\cos^2(\beta-\alpha) + \cos^2(\alpha+\beta)) \\
\overset{\mathrm{SUSY}}{=} {}& -\frac{1}{4s_w^2}\left(1 - \sin(2\beta)\sin(2\alpha) + \frac{s_w^2}{c_w^2}\cos(2\beta)\cos(2\alpha)\right) \\
\Gamma(\mathrm{h^0h^0H^-G^+}) = {}& -\frac{1}{4s_w^2 m_\mathrm{W}^2 \sin(2\beta)}\cos(\beta-\alpha)\Big[\sin(2\alpha)\sin(\beta-\alpha)(m_{\mathrm{h^0}}^2 - m_{\mathrm{H^0}}^2) \\
& + \cos(\alpha+\beta)(2m_{\mathrm{h^0}}^2 - \lambda_5 v^2) \\
& - \sin(2\beta)\sin(\beta-\alpha)(2m_{\mathrm{H^-}}^2 - \lambda_5 v^2)\Big] \\
\overset{\mathrm{SUSY}}{=} {}& -\frac{1}{4s_w^2}\left(\cos(2\beta)\sin(2\alpha) + \frac{s_w^2}{c_w^2}\sin(2\beta)\cos(2\alpha)\right) \\
\Gamma(\mathrm{h^0h^0G^-G^+}) = {}& -\frac{1}{4s_w^2 m_\mathrm{W}^2 \sin(2\beta)}\Big[\sin(2\alpha)\cos^2(\beta-\alpha)(-m_{\mathrm{h^0}}^2 + m_{\mathrm{H^0}}^2) + m_{\mathrm{h^0}}^2\sin(2\beta) \\
& + \sin(2\beta)\cos^2(\beta-\alpha)(2m_{\mathrm{H^-}}^2 - \lambda_5 v^2) \\
\overset{\mathrm{SUSY}}{=} {}& -\frac{1}{4s_w^2}\left(1 + \sin(2\beta)\sin(2\alpha) - \frac{s_w^2}{c_w^2}\cos(2\beta)\cos(2\alpha)\right)
\end{aligned}$$

$$
\begin{aligned}
\Gamma(\mathrm{h^0H^0H^-H^+}) = &-\frac{1}{4s_w^2 m_\mathrm{W}^2 \sin^2(2\beta)}\Big[m_{\mathrm{h^0}}^2 \cos(\beta-\alpha)\sin(2\alpha)\Big(2\cos(\alpha+\beta) \\
&\qquad - \sin(2\beta)\sin(\beta-\alpha)\Big) \\
&- m_{\mathrm{H^0}}^2 \sin(\beta-\alpha)\sin(2\alpha)\Big(2\sin(\alpha+\beta) \\
&\qquad - \sin(2\beta)\cos(\beta-\alpha)\Big) \\
&+ (2m_{\mathrm{H^-}}^2 - \lambda_5 v^2)\cos(\beta-\alpha)\sin(\beta-\alpha)\sin^2(2\beta) \\
&- \lambda_5 v^2 \cos(2\beta)\sin(2\alpha)\Big] \\
\overset{\mathrm{SUSY}}{=}& -\frac{1}{4s_w^2}\left(\sin(2\beta)\cos(2\alpha) + \frac{s_w^2}{c_w^2}\cos(2\beta)\sin(2\alpha)\right) \\
\Gamma(\mathrm{h^0H^0H^\mp G^\pm}) = &-\frac{1}{4s_w^2 m_\mathrm{W}^2 \sin(2\beta)}\Big[\sin(2\alpha)\left(m_{\mathrm{h^0}}^2\cos^2(\beta-\alpha) + m_{\mathrm{H^0}}^2\sin^2(\beta-\alpha)\right) \\
&- m_{\mathrm{H^-}}^2 \sin(2\beta)\left(\cos^2(\beta-\alpha) - \sin^2(\beta-\alpha)\right) \\
&+ \lambda_5 v^2 \cos(2\beta)\cos(\beta-\alpha)\sin(\beta-\alpha)\Big] \\
\overset{\mathrm{SUSY}}{=}& \frac{1}{4s_w^2}\left(\cos(2\beta)\cos(2\alpha) - \frac{s_w^2}{c_w^2}\sin(2\beta)\sin(2\alpha)\right) \\
\Gamma(\mathrm{h^0H^0G^-G^+}) = &-\frac{1}{4s_w^2 m_\mathrm{W}^2 \sin(2\beta)}\cos(\beta-\alpha)\sin(\beta-\alpha)\Big[(m_{\mathrm{h^0}}^2 - m_{\mathrm{H^0}}^2)\sin(2\alpha) \\
&\qquad - (2m_{\mathrm{H^-}}^2 - \lambda_5 v^2)\sin(2\beta)\Big] \\
\overset{\mathrm{SUSY}}{=}& \frac{1}{4s_w^2}\left(\sin(2\beta)\cos(2\alpha) + \frac{s_w^2}{c_w^2}\cos(2\beta)\sin(2\alpha)\right) \\
\Gamma(\mathrm{H^0H^0H^-H^+}) = &-\frac{1}{4s_w^2 m_\mathrm{W}^2 \sin^2(2\beta)}\Big[m_{\mathrm{h^0}}^2 \sin(2\alpha)(-\sin(\beta-\alpha))\Big(2\cos(\alpha+\beta) \\
&\qquad - \sin(2\beta)\sin(\beta-\alpha)\Big) \\
&+ m_{\mathrm{H^0}}^2\Big(2\sin(\alpha+\beta) - \sin(2\alpha)\cos(\beta-\alpha)\Big) \\
&\qquad \Big(2\sin(\alpha+\beta) - \sin(2\beta)\cos(\beta-\alpha)\Big) \\
&+ 2m_{\mathrm{H^-}}^2 \sin^2(2\beta)\cos^2(\beta-\alpha) \\
&- \lambda_5 v^2(\cos^2(2\beta)\sin^2(\beta-\alpha) + \sin^2(\alpha+\beta))\Big] \\
\overset{\mathrm{SUSY}}{=}& -\frac{1}{4s_w^2}\left(1 + \sin(2\beta)\sin(2\alpha) - \frac{s_w^2}{c_w^2}\cos(2\beta)\cos(2\alpha)\right)
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
\Gamma(\mathrm{H^0H^0H^\mp G^\pm}) = &-\frac{1}{4s_w^2 m_\mathrm{W}^2 \sin(2\beta)}(-\sin(\beta-\alpha))\Big[\sin(2\alpha)\cos(\beta-\alpha)(m_{\mathrm{h^0}}^2 - m_{\mathrm{H^0}}^2)\\
&+\sin(\alpha+\beta)(2m_{\mathrm{H^0}}^2 - \lambda_5 v^2)\\
&-\sin(2\beta)\cos(\beta-\alpha)(2m_{\mathrm{H^-}}^2 - \lambda_5 v^2)\Big]\\
\overset{\mathrm{SUSY}}{=} &\ \frac{1}{4s_w^2}\left(\cos(2\beta)\sin(2\alpha) + \frac{s_w^2}{c_w^2}\sin(2\beta)\cos(2\alpha)\right)\\
\Gamma(\mathrm{H^0H^0G^-G^+}) = &-\frac{1}{4s_w^2 m_\mathrm{W}^2 \sin(2\beta)}\Big[\sin(2\alpha)\sin^2(\beta-\alpha)(-m_{\mathrm{h^0}}^2 + m_{\mathrm{H^0}}^2) + m_{\mathrm{H^0}}^2\sin(2\beta)\\
&+\sin(2\beta)\sin^2(\beta-\alpha)(2m_{\mathrm{H^-}}^2 - \lambda_5 v^2)\Big]\\
\overset{\mathrm{SUSY}}{=} &-\frac{1}{4s_w^2}\left(1 - \sin(2\beta)\sin(2\alpha) + \frac{s_w^2}{c_w^2}\cos(2\beta)\cos(2\alpha)\right)
\end{aligned}
$$

Ein skalares, ein pseudoskalares, zwei geladene Higgs-Bosonen

$$
\begin{aligned}
\Gamma(\mathrm{h^0A^0H^\mp G^\pm}) &= \pm\frac{i}{4s_w^2 m_\mathrm{W}^2}\sin(\beta-\alpha)(m_{\mathrm{H^-}}^2 - m_{\mathrm{A^0}}^2)\\
&\overset{\mathrm{SUSY}}{=} \pm\frac{i}{4s_w^2}\sin(\beta-\alpha)\\
\Gamma(\mathrm{h^0G^0H^\mp G^\pm}) &= \pm\frac{i}{4s_w^2 m_\mathrm{W}^2}(-\cos(\beta-\alpha))(m_{\mathrm{H^-}}^2 - m_{\mathrm{A^0}}^2)\\
&\overset{\mathrm{SUSY}}{=} \pm\frac{i}{4s_w^2}(-\cos(\beta-\alpha))\\
\Gamma(\mathrm{H^0A^0H^\mp G^\pm}) &= \pm\frac{i}{4s_w^2 m_\mathrm{W}^2}\cos(\beta-\alpha)(m_{\mathrm{H^-}}^2 - m_{\mathrm{A^0}}^2)\\
&\overset{\mathrm{SUSY}}{=} \pm\frac{i}{4s_w^2}\cos(\beta-\alpha)\\
\Gamma(\mathrm{H^0G^0H^\mp G^\pm}) &= \pm\frac{i}{4s_w^2 m_\mathrm{W}^2}\sin(\beta-\alpha)(m_{\mathrm{H^-}}^2 - m_{\mathrm{A^0}}^2)\\
&\overset{\mathrm{SUSY}}{=} \pm\frac{i}{4s_w^2}\sin(\beta-\alpha)
\end{aligned}
$$

Vier pseudoskalare Higgs-Bosonen

$$\begin{aligned}
\Gamma(\mathrm{A^0A^0A^0A^0}) &= -\frac{3}{4s_w^2 m_\mathrm{W}^2 \sin^2(2\beta)}\Big[m_{\mathrm{h}^0}^2\Big(2\cos(\alpha+\beta)-\sin(2\beta)\sin(\beta-\alpha)\Big)^2 \\
&\qquad + m_{\mathrm{H}^0}^2\Big(2\sin(\alpha+\beta)-\sin(2\beta)\cos(\beta-\alpha)\Big)^2 \\
&\qquad - 2\lambda_5 v^2\cos^2(2\beta)\Big] \\
&\overset{\mathrm{SUSY}}{=} -\frac{3}{4c_w^2 s_w^2}\cos(2\beta)\cos(2\beta) \\
\Gamma(\mathrm{A^0A^0A^0G^0}) &= -\frac{3}{4s_w^2 m_\mathrm{W}^2 \sin(2\beta)}\Big[m_{\mathrm{h}^0}^2\cos(\beta-\alpha)\Big(2\cos(\alpha+\beta)-\sin(2\beta)\sin(\beta-\alpha)\Big) \\
&\qquad + m_{\mathrm{H}^0}^2(-\sin(\beta-\alpha))\Big(2\sin(\alpha+\beta) \\
&\qquad\qquad - \sin(2\beta)\cos(\beta-\alpha)\Big) \\
&\qquad - \lambda_5 v^2\cos(2\beta)\Big] \\
&\overset{\mathrm{SUSY}}{=} -\frac{3}{4c_w^2 s_w^2}\sin(2\beta)\cos(2\beta) \\
\Gamma(\mathrm{A^0A^0G^0G^0}) &= -\frac{1}{4s_w^2 m_\mathrm{W}^2 \sin(2\beta)}\Big[m_{\mathrm{h}^0}^2\big(3\sin(2\beta)\cos^2(\beta-\alpha)-\sin(2\alpha)\big) \\
&\qquad + m_{\mathrm{H}^0}^2\big(3\sin(2\beta)\sin^2(\beta-\alpha)+\sin(2\alpha)\big) \\
&\qquad - \lambda_5 v^2\sin(2\beta)\Big] \\
&\overset{\mathrm{SUSY}}{=} -\frac{1}{4c_w^2 s_w^2}\Big(3\sin(2\beta)\sin(2\beta)-1\Big) \\
\Gamma(\mathrm{A^0G^0G^0G^0}) &= -\frac{3}{4s_w^2 m_\mathrm{W}^2}(m_{\mathrm{h}^0}^2 - m_{\mathrm{H}^0}^2)\cos(\beta-\alpha)\sin(\beta-\alpha) \\
&\overset{\mathrm{SUSY}}{=} \frac{3}{4c_w^2 s_w^2}\sin(2\beta)\cos(2\beta) \\
\Gamma(\mathrm{G^0G^0G^0G^0}) &= -\frac{3}{4s_w^2 m_\mathrm{W}^2}(m_{\mathrm{h}^0}^2\sin^2(\beta-\alpha) + m_{\mathrm{H}^0}^2\cos^2(\beta-\alpha)) \\
&\overset{\mathrm{SUSY}}{=} -\frac{3}{4c_w^2 s_w^2}\cos(2\beta)\cos(2\beta)
\end{aligned}$$

Zwei pseudoskalare, zwei geladene Higgs-Bosonen

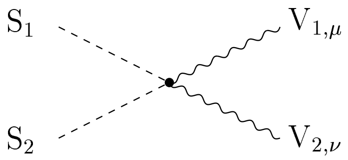
$$\begin{aligned}
\Gamma(\mathrm{A^0A^0H^-H^+}) &= \frac{1}{3}\Gamma(\mathrm{A^0A^0A^0A^0}) \\
\Gamma(\mathrm{A^0A^0H^\mp G^\pm}) &= \frac{1}{3}\Gamma(\mathrm{A^0A^0A^0G^0})
\end{aligned}$$

$$
\begin{aligned}
\Gamma(\mathrm{A^0A^0G^-G^+}) &= -\frac{1}{4s_w^2 m_\mathrm{W}^2 \sin(2\beta)} \Big[m_{\mathrm{h^0}}^2 \sin(\beta-\alpha)\Big(2\cos(\alpha+\beta) \\
&\qquad\qquad\qquad\qquad - \sin(2\beta)\sin(\beta-\alpha)\Big) \\
&\qquad + m_{\mathrm{H^0}}^2 \cos(\beta-\alpha)\Big(2\sin(\alpha+\beta) \\
&\qquad\qquad\qquad\qquad - \sin(2\beta)\cos(\beta-\alpha)\Big) \\
&\qquad + \sin(2\beta)(2m_{\mathrm{H^-}}^2 - \lambda_5 v^2)\Big] \\
&\overset{\text{SUSY}}{=} -\frac{1}{4s_w^2}\left(1 + \sin(2\beta)\sin(2\beta) - \frac{s_w^2}{c_w^2}\cos(2\beta)\cos(2\beta)\right) \\
\Gamma(\mathrm{A^0G^0H^-H^+}) &= \Gamma(\mathrm{A^0A^0H^-G^+}) \\
\Gamma(\mathrm{A^0G^0H^\mp G^\pm}) &= -\frac{1}{4s_w^2 m_\mathrm{W}^2}\left(m_{\mathrm{h^0}}^2\cos^2(\beta-\alpha) + m_{\mathrm{H^0}}^2\sin^2(\beta-\alpha) - m_{\mathrm{H^-}}^2\right) \\
&\overset{\text{SUSY}}{=} \frac{1}{4s_w^2}\left(\cos(2\beta)\cos(2\beta) - \frac{s_w^2}{c_w^2}\sin(2\beta)\sin(2\beta)\right) \\
\Gamma(\mathrm{A^0G^0G^-G^+}) &= \frac{1}{3}\Gamma(\mathrm{A^0G^0G^0G^0}) \\
\Gamma(\mathrm{G^0G^0H^-H^+}) &= \Gamma(\mathrm{A^0A^0G^-G^+}) \\
\Gamma(\mathrm{G^0G^0H^\mp G^\pm}) &= \Gamma(\mathrm{A^0G^0G^-G^+}) \\
\Gamma(\mathrm{G^0G^0G^-G^+}) &= \frac{1}{3}\Gamma(\mathrm{G^0G^0G^0G^0})
\end{aligned}
$$

Vier geladene Higgs-Bosonen

$$
\begin{aligned}
\Gamma(\mathrm{H^-H^-H^+H^+}) &= 2\Gamma(\mathrm{A^0A^0H^-H^+}) \\
\Gamma(\mathrm{H^\mp H^-H^+G^\pm}) &= 2\Gamma(\mathrm{A^0A^0H^-G^+}) \\
\Gamma(\mathrm{H^\mp H^\mp G^\pm G^\pm}) &= -\frac{2}{4s_w^2 m_\mathrm{W}^2}\left(m_{\mathrm{h^0}}^2\cos^2(\beta-\alpha) + m_{\mathrm{H^0}}^2\sin^2(\beta-\alpha) - m_{\mathrm{A^0}}^2\right) \\
&\overset{\text{SUSY}}{=} -\frac{1}{2c_w^2 s_w^2}\sin(2\beta)\sin(2\beta) \\
\Gamma(\mathrm{H^-G^-H^+G^+}) &= -\frac{1}{4s_w^2 m_\mathrm{W}^2\sin(2\beta)}\Big[m_{\mathrm{h^0}}^2\left(2\sin(2\beta)\cos^2(\beta-\alpha) - \sin(2\alpha)\right) \\
&\qquad + m_{\mathrm{H^0}}^2\left(2\sin(2\beta)\sin^2(\beta-\alpha) + \sin(2\alpha)\right) \\
&\qquad + (m_{\mathrm{A^0}}^2 - \lambda_5 v^2)\sin(2\beta)\Big] \\
&\overset{\text{SUSY}}{=} \frac{1}{4c_w^2 s_w^2}\Big(\cos(2\beta)\cos(2\beta) - \sin(2\beta)\sin(2\beta)\Big) \\
\Gamma(\mathrm{H^\mp G^-G^+G^\pm}) &= 2\Gamma(\mathrm{A^0G^0G^-G^+}) \\
\Gamma(\mathrm{G^-G^-G^+G^+}) &= 2\Gamma(\mathrm{G^0G^0G^-G^+})
\end{aligned}
$$

B.1.10 Zwei Skalare, zwei Vektorbosonen



$$= ie^2\Gamma(\mathrm{S_1S_2V_1V_2})g_{\mu\nu} \tag{B.7}$$

$$\begin{aligned}
\Gamma([\mathrm{h^0h^0, H^0H^0, A^0A^0, G^0G^0}]\mathrm{ZZ}) &= \frac{1}{2s_w^2c_w^2}\\
\Gamma([\mathrm{h^0h^0, H^0H^0, A^0A^0, G^0G^0}]\mathrm{W^-W^+}) &= \frac{1}{2s_w^2}\\
\Gamma([\mathrm{H^-H^+, G^-G^+}]\gamma\gamma) &= 2\\
\Gamma([\mathrm{H^-H^+, G^-G^+}]\gamma\mathrm{Z}) &= \frac{c_w^2-s_w^2}{c_ws_w}\\
\Gamma([\mathrm{H^-H^+, G^-G^+}]\mathrm{ZZ}) &= \frac{(c_w^2-s_w^2)^2}{2c_w^2s_w^2}\\
\Gamma([\mathrm{H^-H^+, G^-G^+}]\mathrm{W^-W^+}) &= \frac{1}{2s_w^2}\\
\Gamma(\mathrm{h^0H^\mp}\gamma\mathrm{W^\pm}) &= \frac{1}{2s_w}\cos(\beta-\alpha)\\
\Gamma(\mathrm{h^0G^\mp}\gamma\mathrm{W^\pm}) &= \frac{1}{2s_w}\sin(\beta-\alpha)\\
\Gamma(\mathrm{H^0H^\mp}\gamma\mathrm{W^\pm}) &= \frac{1}{2s_w}(-\sin(\beta-\alpha))\\
\Gamma(\mathrm{H^0G^\mp}\gamma\mathrm{W^\pm}) &= \frac{1}{2s_w}\cos(\beta-\alpha)\\
\Gamma(\mathrm{h^0H^\mp ZW^\pm}) &= -\frac{1}{2c_w}\cos(\beta-\alpha)\\
\Gamma(\mathrm{h^0G^\mp ZW^\pm}) &= -\frac{1}{2c_w}\sin(\beta-\alpha)\\
\Gamma(\mathrm{H^0H^\mp ZW^\pm}) &= -\frac{1}{2c_w}(-\sin(\beta-\alpha))\\
\Gamma(\mathrm{H^0G^\mp ZW^\pm}) &= -\frac{1}{2c_w}\cos(\beta-\alpha)\\
\Gamma([\mathrm{A^0H^\mp, G^0G^\mp}]\gamma\mathrm{W^\pm}) &= \pm\frac{i}{2s_w}\\
\Gamma([\mathrm{A^0H^\mp, G^0G^\mp}]\mathrm{ZW^\pm}) &= \mp\frac{i}{2c_w}
\end{aligned}$$

B.1.11 Vier Vektorbosonen

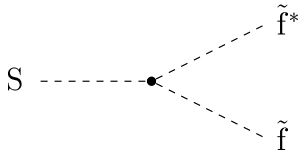
Die Feynmanregeln für die Selbstwechselwirkungen von Vektorbosonen werden durch die Eichgruppe festgelegt und unterscheiden sich daher nicht von denen des Standardmodells. Dabei hat man lediglich auf die Konvention bei dem Vorzeichen der $SU(2)_W$-Kopplungskonstanten zu achten. Unterscheidet sich sich von der Wahl Gl. (2.6) dieser Arbeit, so hat man die Umrechenregeln in Anhang B.1.4 zu beachten.

B.2 Das minimale supersymmetrische Standardmodell

Da die Feynmanregeln ohne SUSY-Teilchen dem vorherigen Abschnitt über das THDM entnommen werden können, werden im Folgenden nur die Feynmanregeln des minimalen supersymmetrischen Standardmodells angegeben, die 2 SUSY-Teilchen enthalten. Für diese Arbeit sind diese Regeln ausreichend, da zum einen die Feynmanregeln des minimalen supersymmetrischen Standardmodells immer eine gerade Anzahl von SUSY-Teilchen enthalten und zum anderen die einzigen Feynmanregeln für 4 SUSY-Teilchen von den 4 Sfermion-Kopplungen stammen, die für diesen Prozess irrelevant sind.

B.2.1 Ein Higgs-Boson, zwei Sfermionen

In diesem Abschnitt wird f' als Bezeichnung für den Isospinpartner zu dem Fermion f verwendet.

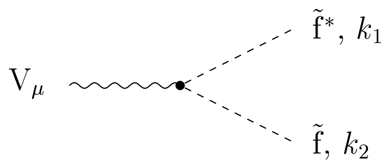


$$= ie\Gamma(\mathrm{S}\tilde{\mathrm{f}}^*\tilde{\mathrm{f}}) \tag{B.8}$$

$$\begin{aligned}
\Gamma(\mathrm{h}^0\tilde{\mathrm{f}}_L^*\tilde{\mathrm{f}}_L) &= m_\mathrm{Z}\Gamma^-(\mathrm{Z\bar{f}f})(-\sin(\alpha+\beta)) - \frac{m_\mathrm{f}^2}{m_\mathrm{W}s_w}g_{\mathrm{h}^0}^\mathrm{f} \\
\Gamma(\mathrm{h}^0\tilde{\mathrm{f}}_L^*\tilde{\mathrm{f}}_R) = \Gamma(\mathrm{h}^0\tilde{\mathrm{f}}_R^*\tilde{\mathrm{f}}_L) &= -\frac{m_\mathrm{f}}{2m_\mathrm{W}s_w}\left(-\mu g_{\mathrm{A}^0}^\mathrm{f} g_{\mathrm{h}^0}^{\mathrm{f}'} + A_\mathrm{f} g_{\mathrm{h}^0}^\mathrm{f}\right) \\
\Gamma(\mathrm{h}^0\tilde{\mathrm{f}}_R^*\tilde{\mathrm{f}}_R) &= -\left(m_\mathrm{Z}\Gamma^+(\mathrm{Z\bar{f}f})(-\sin(\alpha+\beta)) + \frac{m_\mathrm{f}^2}{m_\mathrm{W}s_w}g_{\mathrm{h}^0}^\mathrm{f}\right) \\
\Gamma(\mathrm{H}^0\tilde{\mathrm{f}}_L^*\tilde{\mathrm{f}}_L) &= m_\mathrm{Z}\Gamma^-(\mathrm{Z\bar{f}f})\cos(\alpha+\beta) - \frac{m_\mathrm{f}^2}{m_\mathrm{W}s_w}g_{\mathrm{H}^0}^\mathrm{f} \\
\Gamma(\mathrm{H}^0\tilde{\mathrm{f}}_L^*\tilde{\mathrm{f}}_R) = \Gamma(\mathrm{H}^0\tilde{\mathrm{f}}_R^*\tilde{\mathrm{f}}_L) &= -\frac{m_\mathrm{f}}{2m_\mathrm{W}s_w}\left(-\mu g_{\mathrm{A}^0}^\mathrm{f} g_{\mathrm{H}^0}^{\mathrm{f}'} + A_\mathrm{f} g_{\mathrm{H}^0}^\mathrm{f}\right) \\
\Gamma(\mathrm{H}^0\tilde{\mathrm{f}}_R^*\tilde{\mathrm{f}}_R) &= -\left(m_\mathrm{Z}\Gamma^+(\mathrm{Z\bar{f}f})\cos(\alpha+\beta) + \frac{m_\mathrm{f}^2}{m_\mathrm{W}s_w}g_{\mathrm{H}^0}^\mathrm{f}\right)
\end{aligned}$$

$$
\begin{aligned}
\Gamma([\mathrm{A}^0,\mathrm{G}^0]\tilde{\mathrm{f}}_R^*\tilde{\mathrm{f}}_L) &= -i\frac{m_\mathrm{f}}{2m_\mathrm{W}s_w}\left[\mu\left(g^\mathrm{f}_{\mathrm{A}^0}g^{\mathrm{f}'}_{[\mathrm{A}^0,\mathrm{G}^0]}\right)+A_\mathrm{f}g^\mathrm{f}_{[\mathrm{A}^0,\mathrm{G}^0]}\right]\\
\Gamma([\mathrm{A}^0,\mathrm{G}^0]\tilde{\mathrm{f}}_L^*\tilde{\mathrm{f}}_R) &= -\Gamma([\mathrm{A}^0,\mathrm{G}^0]\tilde{\mathrm{f}}_R^*\tilde{\mathrm{f}}_L)\\
\Gamma(\mathrm{H}^-\tilde{\mathrm{d}}^*_{i,L}\tilde{\mathrm{u}}_{j,L}) &= \frac{m_\mathrm{W}}{\sqrt{2}s_w}\left[(-\sin(2\beta))+\frac{m^2_{\mathrm{d}_i}g^\mathrm{d}_{\mathrm{H}^-}+m^2_{\mathrm{u}_j}g^\mathrm{u}_{\mathrm{H}^-}}{m^2_\mathrm{W}}\right]V^*_{ji}\\
\Gamma(\mathrm{H}^-\tilde{\mathrm{d}}^*_{i,L}\tilde{\mathrm{u}}_{j,R}) &= \frac{m_{\mathrm{u}_j}}{\sqrt{2}m_\mathrm{W}s_w}\left(\mu g^\mathrm{u}_{\mathrm{H}^-}g^\mathrm{d}_{\mathrm{H}^-}+A_\mathrm{u}g^\mathrm{u}_{\mathrm{H}^-}\right)V^*_{ji}\\
\Gamma(\mathrm{H}^-\tilde{\mathrm{d}}^*_{i,R}\tilde{\mathrm{u}}_{j,L}) &= \frac{m_{\mathrm{d}_i}}{\sqrt{2}m_\mathrm{W}s_w}\left(\mu g^\mathrm{d}_{\mathrm{H}^-}g^\mathrm{u}_{\mathrm{H}^-}+A_\mathrm{d}g^\mathrm{d}_{\mathrm{H}^-}\right)V^*_{ji}\\
\Gamma(\mathrm{H}^-\tilde{\mathrm{d}}^*_{i,R}\tilde{\mathrm{u}}_{j,R}) &= \frac{m_{\mathrm{d}_i}m_{\mathrm{u}_j}}{\sqrt{2}m_\mathrm{W}s_w}\left(g^\mathrm{d}_{\mathrm{H}^-}+g^\mathrm{u}_{\mathrm{H}^-}\right)V^*_{ji}\\
\Gamma(\mathrm{G}^-\tilde{\mathrm{d}}^*_{i,L}\tilde{\mathrm{u}}_{j,L}) &= \frac{m_\mathrm{W}}{\sqrt{2}s_w}\left[\cos(2\beta)+\frac{m^2_{\mathrm{d}_i}g^\mathrm{d}_{\mathrm{G}^-}+m^2_{\mathrm{u}_j}g^\mathrm{u}_{\mathrm{G}^-}}{m^2_\mathrm{W}}\right]V^*_{ji}\\
\Gamma(\mathrm{G}^-\tilde{\mathrm{d}}^*_{i,L}\tilde{\mathrm{u}}_{j,R}) &= \frac{m_{\mathrm{u}_j}}{\sqrt{2}m_\mathrm{W}s_w}\left(\mu g^\mathrm{u}_{\mathrm{H}^-}g^\mathrm{d}_{\mathrm{G}^-}+A_\mathrm{u}g^\mathrm{u}_{\mathrm{G}^-}\right)V^*_{ji}\\
\Gamma(\mathrm{G}^-\tilde{\mathrm{d}}^*_{i,R}\tilde{\mathrm{u}}_{j,L}) &= \frac{m_{\mathrm{d}_i}}{\sqrt{2}m_\mathrm{W}s_w}\left(\mu g^\mathrm{d}_{\mathrm{H}^-}g^\mathrm{u}_{\mathrm{G}^-}+A_\mathrm{d}g^\mathrm{d}_{\mathrm{G}^-}\right)V^*_{ji}\\
\Gamma(\mathrm{G}^-\tilde{\mathrm{d}}^*_{i,R}\tilde{\mathrm{u}}_{j,R}) &= \frac{m_{\mathrm{d}_i}m_{\mathrm{u}_j}}{\sqrt{2}m_\mathrm{W}s_w}\left(g^\mathrm{d}_{\mathrm{G}^-}+g^\mathrm{u}_{\mathrm{G}^-}\right)V^*_{ji}=0\\
\Gamma([\mathrm{H}^+,\mathrm{G}^+]\tilde{\mathrm{u}}^*_{j,[L,R]}\tilde{\mathrm{d}}_{i,[L,R]}) &= \left(\Gamma([\mathrm{H}^-,\mathrm{G}^-]\tilde{\mathrm{d}}^*_{i,[L,R]}\tilde{\mathrm{u}}_{j,[L,R]})\right)^*
\end{aligned}
$$

B.2.2 Zwei Sfermionen, ein Vektorboson



$$= ie\Gamma(\tilde{\mathrm{f}}^*\tilde{\mathrm{f}}\mathrm{V})(k_1-k_2)_\mu \tag{B.9}$$

$$
\begin{aligned}
\Gamma(\tilde{\mathrm{f}}^*_L\tilde{\mathrm{f}}_L[\gamma,\mathrm{Z}]) &= \Gamma^-([\gamma,\mathrm{Z}]\bar{\mathrm{f}}\mathrm{f})\\
\Gamma(\tilde{\mathrm{f}}^*_R\tilde{\mathrm{f}}_R[\gamma,\mathrm{Z}]) &= \Gamma^+([\gamma,\mathrm{Z}]\bar{\mathrm{f}}\mathrm{f})\\
\Gamma(\tilde{\mathrm{d}}^*_{i,L}\tilde{\mathrm{u}}_{j,L}\mathrm{W}^-) &= \Gamma^-(\mathrm{W}^-\bar{\mathrm{d}}_i\mathrm{u}_j)\\
\Gamma(\tilde{\mathrm{u}}^*_{j,L}\tilde{\mathrm{d}}_{i,L}\mathrm{W}^+) &= \left(\Gamma(\tilde{\mathrm{d}}^*_{i,L}\tilde{\mathrm{u}}_{j,L}\mathrm{W}^-)\right)^*
\end{aligned}
$$

B.2.3 Ein Higgs-Boson, zwei Neutralinos/Charginos

Für die Feynmanregeln der Kopplungen eines Higgs-Bosons an zwei Neutralinos/Charginos benötigt man neben den Diagonalisierungsmatrizen $\hat{U}$, $\hat{V}$ und N' aus Kapitel 2.3.2 die

Matrix N, die die Matrix Y aus Gl. (2.46) diagonalisiert. N lässt sich aus N' mittels

$$N = N' \begin{pmatrix} c_w & s_w & 0 & 0 \\ -s_w & c_w & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{B.10}$$

berechnen. Ferner erweist es sich als sinnvoll, die Abkürzungen

$$Q_{ij} = \frac{1}{\sqrt{2}} \hat{V}_{i1} \hat{U}_{j2} \ , \tag{B.11a}$$

$$S_{ij} = \frac{1}{\sqrt{2}} \hat{V}_{i2} \hat{U}_{j1} \ , \tag{B.11b}$$

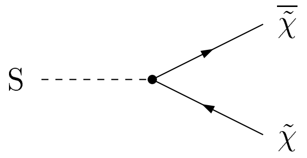
$$Q''_{ij} = \frac{1}{2} \left[N_{i3} \left(N_{j2} - N_{j1} \frac{s_w}{c_w} \right) + N_{j3} \left(N_{i2} - N_{i1} \frac{s_w}{c_w} \right) \right] \ , \tag{B.11c}$$

$$S''_{ij} = \frac{1}{2} \left[N_{i4} \left(N_{j2} - N_{j1} \frac{s_w}{c_w} \right) + N_{j4} \left(N_{i2} - N_{i1} \frac{s_w}{c_w} \right) \right] \ , \tag{B.11d}$$

$$Q'^L = N_{i4} \hat{V}_{j1} + \frac{1}{\sqrt{2}} \left(N_{i2} + N_{i1} \frac{s_w}{c_w} \right) \hat{V}_{j2} \ , \tag{B.11e}$$

$$Q'^R = N_{i3} \hat{U}_{j1} + \frac{1}{\sqrt{2}} \left(N_{i2} + N_{i1} \frac{s_w}{c_w} \right) \hat{U}_{j2} \tag{B.11f}$$

einzuführen.

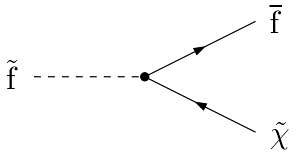


$$= ie \left[\Gamma^+(\mathrm{S}\overline{\tilde{\chi}}\tilde{\chi})\omega^+ + \Gamma^-(\mathrm{S}\overline{\tilde{\chi}}\tilde{\chi})\omega^- \right] \tag{B.12}$$

$$\begin{aligned}
\Gamma^+(\mathrm{h}^0 \overline{\tilde{\chi}}{}^0_i \tilde{\chi}^0_j) &= \frac{1}{s_w} \left(Q''_{ij} \sin\alpha + S''_{ij} \cos\alpha \right) \\
\Gamma^-(\mathrm{h}^0 \overline{\tilde{\chi}}{}^0_i \tilde{\chi}^0_j) &= \frac{1}{s_w} \left(Q''^*_{ji} \sin\alpha + S''^*_{ji} \cos\alpha \right) \\
\Gamma^+(\mathrm{H}^0 \overline{\tilde{\chi}}{}^0_i \tilde{\chi}^0_j) &= -\frac{1}{s_w} \left(Q''_{ij} \cos\alpha - S''_{ij} \sin\alpha \right) \\
\Gamma^-(\mathrm{H}^0 \overline{\tilde{\chi}}{}^0_i \tilde{\chi}^0_j) &= -\frac{1}{s_w} \left(Q''^*_{ji} \cos\alpha - S''^*_{ji} \sin\alpha \right) \\
\Gamma^+(\mathrm{A}^0 \overline{\tilde{\chi}}{}^0_i \tilde{\chi}^0_j) &= -\frac{i}{s_w} \left(Q''_{ij} \sin\beta - S''_{ij} \cos\beta \right) \\
\Gamma^-(\mathrm{A}^0 \overline{\tilde{\chi}}{}^0_i \tilde{\chi}^0_j) &= \frac{i}{s_w} \left(Q''^*_{ji} \sin\beta - S''^*_{ji} \cos\beta \right) \\
\Gamma^+(\mathrm{G}^0 \overline{\tilde{\chi}}{}^0_i \tilde{\chi}^0_j) &= \frac{i}{s_w} \left(Q''_{ij} \cos\beta + S''_{ij} \sin\beta \right)
\end{aligned}$$

$$
\begin{aligned}
\Gamma^-(\mathrm{G}^0\overline{\tilde\chi}^0_i\,\tilde\chi^0_j) &= -\frac{i}{s_w}\left(Q''^*_{ji}\cos\beta + S''^*_{ji}\sin\beta\right)\\
\Gamma^+(\mathrm{h}^0\overline{\tilde\chi}^-_j\,\tilde\chi^-_i) &= \frac{1}{s_w}\left(Q_{ij}\sin\alpha - S_{ij}\cos\alpha\right)\\
\Gamma^-(\mathrm{h}^0\overline{\tilde\chi}^-_j\,\tilde\chi^-_i) &= \frac{1}{s_w}\left(Q^*_{ji}\sin\alpha - S^*_{ji}\cos\alpha\right)\\
\Gamma^+(\mathrm{H}^0\overline{\tilde\chi}^-_j\,\tilde\chi^-_i) &= -\frac{1}{s_w}\left(Q_{ij}\cos\alpha + S_{ij}\sin\alpha\right)\\
\Gamma^-(\mathrm{H}^0\overline{\tilde\chi}^-_j\,\tilde\chi^-_i) &= -\frac{1}{s_w}\left(Q^*_{ji}\cos\alpha + S^*_{ji}\sin\alpha\right)\\
\Gamma^+(\mathrm{A}^0\overline{\tilde\chi}^-_j\,\tilde\chi^-_i) &= -\frac{i}{s_w}\left(Q_{ij}\sin\beta + S_{ij}\cos\beta\right)\\
\Gamma^-(\mathrm{A}^0\overline{\tilde\chi}^-_j\,\tilde\chi^-_i) &= \frac{i}{s_w}\left(Q^*_{ji}\sin\beta + S^*_{ji}\cos\beta\right)\\
\Gamma^+(\mathrm{G}^0\overline{\tilde\chi}^-_j\,\tilde\chi^-_i) &= \frac{i}{s_w}\left(Q_{ij}\cos\beta - S_{ij}\sin\beta\right)\\
\Gamma^-(\mathrm{G}^0\overline{\tilde\chi}^-_j\,\tilde\chi^-_i) &= -\frac{i}{s_w}\left(Q^*_{ji}\cos\beta - S^*_{ji}\sin\beta\right)\\
\Gamma^+([\mathrm{h}^0,\mathrm{H}^0,\mathrm{A}^0,\mathrm{G}^0]\overline{\tilde\chi}^+_i\,\tilde\chi^+_j) &= \Gamma^+([\mathrm{h}^0,\mathrm{H}^0,\mathrm{A}^0,\mathrm{G}^0]\overline{\tilde\chi}^-_j\,\tilde\chi^-_i)\\
\Gamma^-([\mathrm{h}^0,\mathrm{H}^0,\mathrm{A}^0,\mathrm{G}^0]\overline{\tilde\chi}^+_i\,\tilde\chi^+_j) &= \Gamma^-([\mathrm{h}^0,\mathrm{H}^0,\mathrm{A}^0,\mathrm{G}^0]\overline{\tilde\chi}^-_j\,\tilde\chi^-_i)\\
\Gamma^+(\mathrm{H}^-\overline{\tilde\chi}^-_j\,\tilde\chi^0_i) &= -Q'^{R}_{ij}\frac{\sin\beta}{s_w}\\
\Gamma^-(\mathrm{H}^-\overline{\tilde\chi}^-_j\,\tilde\chi^0_i) &= -Q'^{L*}_{ij}\frac{\cos\beta}{s_w}\\
\Gamma^+(\mathrm{G}^-\overline{\tilde\chi}^-_j\,\tilde\chi^0_i) &= Q'^{R}_{ij}\frac{\cos\beta}{s_w}\\
\Gamma^-(\mathrm{G}^-\overline{\tilde\chi}^-_j\,\tilde\chi^0_i) &= -Q'^{L*}_{ij}\frac{\sin\beta}{s_w}\\
\Gamma^+([\mathrm{H}^-,\mathrm{G}^-]\overline{\tilde\chi}^0_j\,\tilde\chi^+_i) &= \Gamma^+([\mathrm{H}^-,\mathrm{G}^-]\overline{\tilde\chi}^-_i\,\tilde\chi^0_j)\\
\Gamma^-([\mathrm{H}^-,\mathrm{G}^-]\overline{\tilde\chi}^0_j\,\tilde\chi^+_i) &= \Gamma^-([\mathrm{H}^-,\mathrm{G}^-]\overline{\tilde\chi}^-_i\,\tilde\chi^0_j)\\
\Gamma^+([\mathrm{H}^+,\mathrm{G}^+]\overline{\tilde\chi}^0_j\,\tilde\chi^-_i) &= \Big(\Gamma^-([\mathrm{H}^-,\mathrm{G}^-]\overline{\tilde\chi}^-_i\,\tilde\chi^0_j)\Big)^*\\
\Gamma^-([\mathrm{H}^+,\mathrm{G}^+]\overline{\tilde\chi}^0_j\,\tilde\chi^-_i) &= \Big(\Gamma^+([\mathrm{H}^-,\mathrm{G}^-]\overline{\tilde\chi}^-_i\,\tilde\chi^0_j)\Big)^*\\
\Gamma^+([\mathrm{H}^+,\mathrm{G}^+]\overline{\tilde\chi}^+_j\,\tilde\chi^0_i) &= \Gamma^+([\mathrm{H}^+,\mathrm{G}^+]\overline{\tilde\chi}^0_i\,\tilde\chi^-_i)\\
\Gamma^-([\mathrm{H}^+,\mathrm{G}^+]\overline{\tilde\chi}^+_j\,\tilde\chi^0_i) &= \Gamma^-([\mathrm{H}^+,\mathrm{G}^+]\overline{\tilde\chi}^0_i\,\tilde\chi^-_i)
\end{aligned}
$$

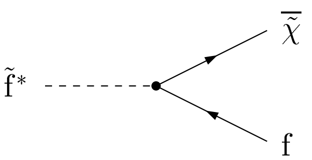
B.2.4 Ein Sfermion, ein Fermion und ein Neutralino/Chargino



$$= ie\left[\Gamma^+(\tilde{\mathrm{f}}\overline{\mathrm{f}}\tilde{\chi})\omega^+ + \Gamma^-(\tilde{\mathrm{f}}\overline{\mathrm{f}}\tilde{\chi})\omega^-\right] \tag{B.13}$$

$$\begin{aligned}
\Gamma^+(\tilde{\mathrm{u}}_{i,L}\overline{\mathrm{u}}_i\tilde{\chi}^0_j) &= \sqrt{2}\left(\Gamma^-(\gamma\overline{\mathrm{u}}_i\mathrm{u}_i)N'_{j1} + \Gamma^-(\mathrm{Z}\overline{\mathrm{u}}_i\mathrm{u}_i)N'_{j2}\right)\\
\Gamma^-(\tilde{\mathrm{u}}_{i,L}\overline{\mathrm{u}}_i\tilde{\chi}^0_j) &= -\frac{m_{\mathrm{u}_i}}{\sqrt{2}m_{\mathrm{W}}s_w\sin\beta}N'^*_{j4}\\
\Gamma^+(\tilde{\mathrm{u}}_{i,R}\overline{\mathrm{u}}_i\tilde{\chi}^0_j) &= -\frac{m_{\mathrm{u}_i}}{\sqrt{2}m_{\mathrm{W}}s_w\sin\beta}N'_{j4}\\
\Gamma^-(\tilde{\mathrm{u}}_{i,R}\overline{\mathrm{u}}_i\tilde{\chi}^0_j) &= -\sqrt{2}\left(\Gamma^+(\gamma\overline{\mathrm{u}}_i\mathrm{u}_i)N'^*_{j1} + \Gamma^+(\mathrm{Z}\overline{\mathrm{u}}_i\mathrm{u}_i)N'^*_{j2}\right)\\
\Gamma^+(\tilde{\mathrm{d}}_{i,L}\overline{\mathrm{d}}_i\tilde{\chi}^0_j) &= \sqrt{2}\left(\Gamma^-(\gamma\overline{\mathrm{d}}_i\mathrm{d}_i)N'_{j1} + \Gamma^-(\mathrm{Z}\overline{\mathrm{d}}_i\mathrm{d}_i)N'_{j2}\right)\\
\Gamma^-(\tilde{\mathrm{d}}_{i,L}\overline{\mathrm{d}}_i\tilde{\chi}^0_j) &= -\frac{m_{\mathrm{d}_i}}{\sqrt{2}m_{\mathrm{W}}s_w\cos\beta}N'^*_{j3}\\
\Gamma^+(\tilde{\mathrm{d}}_{i,R}\overline{\mathrm{d}}_i\tilde{\chi}^0_j) &= -\frac{m_{\mathrm{d}_i}}{\sqrt{2}m_{\mathrm{W}}s_w\cos\beta}N'_{j3}\\
\Gamma^-(\tilde{\mathrm{d}}_{i,R}\overline{\mathrm{d}}_i\tilde{\chi}^0_j) &= -\sqrt{2}\left(\Gamma^+(\gamma\overline{\mathrm{d}}_i\mathrm{d}_i)N'^*_{j1} + \Gamma^+(\mathrm{Z}\overline{\mathrm{d}}_i\mathrm{d}_i)N'^*_{j2}\right)\\
\Gamma^+(\tilde{\mathrm{u}}_{i,L}\overline{\mathrm{d}}_j\tilde{\chi}^-_k) &= -\hat{V}_{k1}\frac{1}{s_w}V^*_{ij}\\
\Gamma^-(\tilde{\mathrm{u}}_{i,L}\overline{\mathrm{d}}_j\tilde{\chi}^-_k) &= \frac{m_{\mathrm{d}_j}}{\sqrt{2}m_{\mathrm{W}}s_w\cos\beta}\hat{U}^*_{k2}V^*_{ij}\\
\Gamma^+(\tilde{\mathrm{u}}_{i,R}\overline{\mathrm{d}}_j\tilde{\chi}^-_k) &= \frac{m_{\mathrm{u}_i}}{\sqrt{2}m_{\mathrm{W}}s_w\sin\beta}\hat{V}_{k2}V^*_{ij}\\
\Gamma^-(\tilde{\mathrm{u}}_{i,R}\overline{\mathrm{d}}_j\tilde{\chi}^-_k) &= 0\\
\Gamma^+(\tilde{\mathrm{d}}_{i,L}\overline{\mathrm{u}}_j\tilde{\chi}^+_k) &= -\hat{U}_{k1}\frac{1}{s_w}V_{ji}\\
\Gamma^-(\tilde{\mathrm{d}}_{i,L}\overline{\mathrm{u}}_j\tilde{\chi}^+_k) &= \frac{m_{\mathrm{u}_j}}{\sqrt{2}m_{\mathrm{W}}s_w\sin\beta}\hat{V}^*_{k2}V_{ji}\\
\Gamma^+(\tilde{\mathrm{d}}_{i,R}\overline{\mathrm{u}}_j\tilde{\chi}^+_k) &= \frac{m_{\mathrm{d}_i}}{\sqrt{2}m_{\mathrm{W}}s_w\cos\beta}\hat{U}_{k2}V_{ji}\\
\Gamma^-(\tilde{\mathrm{d}}_{i,R}\overline{\mathrm{u}}_j\tilde{\chi}^+_k) &= 0
\end{aligned}$$

Für die leichtere Anwendbarkeit der Feynmanregeln wird für diese Kopplung der hermitesch konjugierte Vertex explizit aufgeführt.

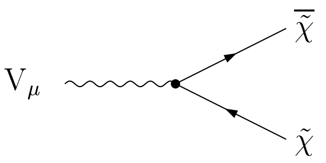


$$= ie\left[\Gamma^+(\tilde{\mathrm{f}}^*\overline{\tilde{\chi}}\mathrm{f})\omega^+ + \Gamma^-(\tilde{\mathrm{f}}^*\overline{\tilde{\chi}}\mathrm{f})\omega^-\right] \tag{B.14}$$

$$
\begin{aligned}
\Gamma^+(\tilde{\mathrm{f}}^*_{i,[L,R]}\overline{\tilde\chi}^0_j \mathrm{f}_i) &= \Big(\Gamma^-(\tilde{\mathrm{f}}_{i,[L,R]}\bar{\mathrm{f}}_i\tilde\chi^0_j)\Big)^* \\
\Gamma^-(\tilde{\mathrm{f}}^*_{i,[L,R]}\overline{\tilde\chi}^0_j \mathrm{f}_i) &= \Big(\Gamma^+(\tilde{\mathrm{f}}_{i,[L,R]}\bar{\mathrm{f}}_i\tilde\chi^0_j)\Big)^* \\
\Gamma^+(\tilde{\mathrm{u}}^*_{i,[L,R]}\overline{\tilde\chi}^-_k \mathrm{d}_j) &= \big(\Gamma^-(\tilde{\mathrm{u}}_{i,[L,R]}\bar{\mathrm{d}}_j\tilde\chi^-_k)\big)^* \\
\Gamma^-(\tilde{\mathrm{u}}^*_{i,[L,R]}\overline{\tilde\chi}^-_k \mathrm{d}_j) &= \big(\Gamma^+(\tilde{\mathrm{u}}_{i,[L,R]}\bar{\mathrm{d}}_j\tilde\chi^-_k)\big)^* \\
\Gamma^+(\tilde{\mathrm{d}}^*_{i,[L,R]}\overline{\tilde\chi}^+_k \mathrm{u}_j) &= \Big(\Gamma^-(\tilde{\mathrm{d}}_{i,[L,R]}\bar{\mathrm{u}}_j\tilde\chi^+_k)\Big)^* \\
\Gamma^-(\tilde{\mathrm{d}}^*_{i,[L,R]}\overline{\tilde\chi}^+_k \mathrm{u}_j) &= \Big(\Gamma^+(\tilde{\mathrm{d}}_{i,[L,R]}\bar{\mathrm{u}}_j\tilde\chi^+_k)\Big)^*
\end{aligned}
$$

B.2.5 Ein Vektorboson, zwei Neutralinos/Charginos

In den folgenden Feynmanregeln tritt die Matrix N auf, die in Gl. (B.10) definiert wurde.

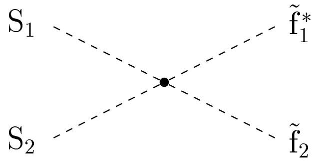


$$= ie\gamma_\mu\left[\Gamma^+(\mathrm{V}\overline{\tilde\chi}\tilde\chi)\omega^+ + \Gamma^-(\mathrm{V}\overline{\tilde\chi}\tilde\chi)\omega^-\right] \qquad \text{(B.15)}$$

$$
\begin{aligned}
\Gamma^+(\gamma\overline{\tilde\chi}^0_i\tilde\chi^0_j) &= 0 \\
\Gamma^-(\gamma\overline{\tilde\chi}^0_i\tilde\chi^0_j) &= 0 \\
\Gamma^+(\mathrm{Z}\overline{\tilde\chi}^0_i\tilde\chi^0_j) &= -\frac{1}{2c_w s_w}\left(-N_{i3}N^*_{j3} + N_{i4}N^*_{j4}\right)^* \\
\Gamma^-(\mathrm{Z}\overline{\tilde\chi}^0_i\tilde\chi^0_j) &= \frac{1}{2c_w s_w}\left(-N_{i3}N^*_{j3} + N_{i4}N^*_{j4}\right) \\
\Gamma^+(\gamma\overline{\tilde\chi}^-_i\tilde\chi^-_j) &= \delta_{ij} \\
\Gamma^-(\gamma\overline{\tilde\chi}^-_i\tilde\chi^-_j) &= \delta_{ij} \\
\Gamma^+(\mathrm{Z}\overline{\tilde\chi}^-_i\tilde\chi^-_j) &= -\frac{1}{c_w s_w}\left(-\hat V_{j1}\hat V^*_{i1} - \hat V_{j2}\hat V^*_{i2}\frac{1}{2} + \delta_{ij}s_w^2\right) \\
\Gamma^-(\mathrm{Z}\overline{\tilde\chi}^-_i\tilde\chi^-_j) &= -\frac{1}{c_w s_w}\left(-\hat U^*_{j1}\hat U_{i1} - \hat U^*_{j2}\hat U_{i2}\frac{1}{2} + \delta_{ij}s_w^2\right) \\
\Gamma^\pm([\gamma,\mathrm{Z}]\overline{\tilde\chi}^+_i\tilde\chi^+_j) &= -\Gamma^\mp([\gamma,\mathrm{Z}]\overline{\tilde\chi}^-_j\tilde\chi^-_i) \\
\Gamma^+(\mathrm{W}^-\overline{\tilde\chi}^0_i\tilde\chi^+_j) &= \frac{1}{s_w}\left(N^*_{i3}\hat U_{j2}\frac{1}{\sqrt2} + N^*_{i2}\hat U_{j1}\right) \\
\Gamma^-(\mathrm{W}^-\overline{\tilde\chi}^0_i\tilde\chi^+_j) &= \frac{1}{s_w}\left(-N_{i4}\hat V^*_{j2}\frac{1}{\sqrt2} + N_{i2}\hat V^*_{j1}\right) \\
\Gamma^\pm(\mathrm{W}^-\overline{\tilde\chi}^-_i\tilde\chi^0_j) &= -\Gamma^\mp(\mathrm{W}^-\overline{\tilde\chi}^0_j\tilde\chi^+_i)
\end{aligned}
$$

$$\Gamma^{\pm}(\mathrm{W}^+\overline{\tilde{\chi}}{}_i^0\tilde{\chi}_j^-) = -\left(\Gamma^{\mp}(\mathrm{W}^-\overline{\tilde{\chi}}{}_i^0\tilde{\chi}_j^+)\right)^*$$
$$\Gamma^{\pm}(\mathrm{W}^+\overline{\tilde{\chi}}{}_i^+\tilde{\chi}_j^0) = \left(\Gamma^{\pm}(\mathrm{W}^-\overline{\tilde{\chi}}{}_j^0\tilde{\chi}_i^+)\right)^*$$

B.2.6 Zwei Higgs-Bosonen, zwei Sfermionen



$$= ie^2\Gamma(\mathrm{S}_1\mathrm{S}_2\tilde{\mathrm{f}}_1^*\tilde{\mathrm{f}}_2) \tag{B.16}$$

Zwei neutrale Higgs-Bosonen, zwei Sfermionen

$$\Gamma(\mathrm{h}^0\mathrm{h}^0\tilde{\mathrm{f}}_L^*\tilde{\mathrm{f}}_L) = -\Gamma^-(\mathrm{Z}\bar{\mathrm{f}}\mathrm{f})\cos(2\alpha)\frac{1}{2c_w s_w} - \frac{m_\mathrm{f}^2}{2s_w^2 m_\mathrm{W}^2}\left(g_{\mathrm{h}^0}^\mathrm{f}\right)^2$$
$$\Gamma(\mathrm{h}^0\mathrm{h}^0\tilde{\mathrm{f}}_R^*\tilde{\mathrm{f}}_R) = \Gamma^+(\mathrm{Z}\bar{\mathrm{f}}\mathrm{f})\cos(2\alpha)\frac{1}{2c_w s_w} - \frac{m_\mathrm{f}^2}{2s_w^2 m_\mathrm{W}^2}\left(g_{\mathrm{h}^0}^\mathrm{f}\right)^2$$
$$\Gamma(\mathrm{h}^0\mathrm{H}^0\tilde{\mathrm{u}}_L^*\tilde{\mathrm{u}}_L) = \frac{1}{2s_w^2}\sin(2\alpha)\left[-\Gamma^-(\mathrm{Z}\bar{\mathrm{u}}\mathrm{u})\frac{s_w}{c_w} - \frac{m_\mathrm{u}^2}{2m_\mathrm{W}^2\sin^2\beta}\right]$$
$$\Gamma(\mathrm{h}^0\mathrm{H}^0\tilde{\mathrm{u}}_R^*\tilde{\mathrm{u}}_R) = \frac{1}{2s_w^2}\sin(2\alpha)\left[\Gamma^+(\mathrm{Z}\bar{\mathrm{u}}\mathrm{u})\frac{s_w}{c_w} - \frac{m_\mathrm{u}^2}{2m_\mathrm{W}^2\sin^2\beta}\right]$$
$$\Gamma(\mathrm{h}^0\mathrm{H}^0\tilde{\mathrm{d}}_L^*\tilde{\mathrm{d}}_L) = \frac{1}{2s_w^2}\sin(2\alpha)\left[-\Gamma^-(\mathrm{Z}\bar{\mathrm{d}}\mathrm{d})\frac{s_w}{c_w} + \frac{m_\mathrm{d}^2}{2m_\mathrm{W}^2\cos^2\beta}\right]$$
$$\Gamma(\mathrm{h}^0\mathrm{H}^0\tilde{\mathrm{d}}_R^*\tilde{\mathrm{d}}_R) = \frac{1}{2s_w^2}\sin(2\alpha)\left[\Gamma^+(\mathrm{Z}\bar{\mathrm{d}}\mathrm{d})\frac{s_w}{c_w} + \frac{m_\mathrm{d}^2}{2m_\mathrm{W}^2\cos^2\beta}\right]$$
$$\Gamma(\mathrm{H}^0\mathrm{H}^0\tilde{\mathrm{f}}_L^*\tilde{\mathrm{f}}_L) = -\Gamma^-(\mathrm{Z}\bar{\mathrm{f}}\mathrm{f})(-\cos(2\alpha))\frac{1}{2c_w s_w} - \frac{m_\mathrm{f}^2}{2s_w^2 m_\mathrm{W}^2}\left(g_{\mathrm{H}^0}^\mathrm{f}\right)^2$$
$$\Gamma(\mathrm{H}^0\mathrm{H}^0\tilde{\mathrm{f}}_R^*\tilde{\mathrm{f}}_R) = \Gamma^+(\mathrm{Z}\bar{\mathrm{f}}\mathrm{f})(-\cos(2\alpha))\frac{1}{2c_w s_w} - \frac{m_\mathrm{f}^2}{2s_w^2 m_\mathrm{W}^2}\left(g_{\mathrm{H}^0}^\mathrm{f}\right)^2$$
$$\Gamma(\mathrm{A}^0\mathrm{A}^0\tilde{\mathrm{f}}_L^*\tilde{\mathrm{f}}_L) = -\Gamma^-(\mathrm{Z}\bar{\mathrm{f}}\mathrm{f})\cos(2\beta)\frac{1}{2c_w s_w} - \frac{m_\mathrm{f}^2}{2s_w^2 m_\mathrm{W}^2}\left(g_{\mathrm{A}^0}^\mathrm{f}\right)^2$$
$$\Gamma(\mathrm{A}^0\mathrm{A}^0\tilde{\mathrm{f}}_R^*\tilde{\mathrm{f}}_R) = \Gamma^+(\mathrm{Z}\bar{\mathrm{f}}\mathrm{f})\cos(2\beta)\frac{1}{2c_w s_w} - \frac{m_\mathrm{f}^2}{2s_w^2 m_\mathrm{W}^2}\left(g_{\mathrm{A}^0}^\mathrm{f}\right)^2$$
$$\Gamma(\mathrm{A}^0\mathrm{G}^0\tilde{\mathrm{u}}_L^*\tilde{\mathrm{u}}_L) = \frac{1}{2s_w^2}\sin(2\beta)\left[-\Gamma^-(\mathrm{Z}\bar{\mathrm{u}}\mathrm{u})\frac{s_w}{c_w} - \frac{m_\mathrm{u}^2}{2m_\mathrm{W}^2\sin^2\beta}\right]$$
$$\Gamma(\mathrm{A}^0\mathrm{G}^0\tilde{\mathrm{u}}_R^*\tilde{\mathrm{u}}_R) = \frac{1}{2s_w^2}\sin(2\beta)\left[\Gamma^+(\mathrm{Z}\bar{\mathrm{u}}\mathrm{u})\frac{s_w}{c_w} - \frac{m_\mathrm{u}^2}{2m_\mathrm{W}^2\sin^2\beta}\right]$$
$$\Gamma(\mathrm{A}^0\mathrm{G}^0\tilde{\mathrm{d}}_L^*\tilde{\mathrm{d}}_L) = \frac{1}{2s_w^2}\sin(2\beta)\left[-\Gamma^-(\mathrm{Z}\bar{\mathrm{d}}\mathrm{d})\frac{s_w}{c_w} + \frac{m_\mathrm{d}^2}{2m_\mathrm{W}^2\cos^2\beta}\right]$$

$$\Gamma(\mathrm{A^0G^0\tilde{d}^*_R\tilde{d}_R}) = \frac{1}{2s_w^2}\sin(2\beta)\left[\Gamma^+(\mathrm{Z\bar{d}d})\frac{s_w}{c_w} + \frac{m_\mathrm{d}^2}{2m_\mathrm{W}^2\cos^2\beta}\right]$$

$$\Gamma(\mathrm{G^0G^0\tilde{f}^*_L\tilde{f}_L}) = -\Gamma^-(\mathrm{Z\bar{f}f})(-\cos(2\beta))\frac{1}{2c_ws_w} - \frac{m_\mathrm{f}^2}{2s_w^2m_\mathrm{W}^2}\left(g^\mathrm{f}_\mathrm{G^0}\right)^2$$

$$\Gamma(\mathrm{G^0G^0\tilde{f}^*_R\tilde{f}_R}) = \Gamma^+(\mathrm{Z\bar{f}f})(-\cos(2\beta))\frac{1}{2c_ws_w} - \frac{m_\mathrm{f}^2}{2s_w^2m_\mathrm{W}^2}\left(g^\mathrm{f}_\mathrm{G^0}\right)^2$$

Ein neutrales und ein geladenes Higgs-Boson, zwei Sfermionen

$$\Gamma(\mathrm{h^0H^-\tilde{d}^*_{\mathit{i},L}\tilde{u}_{\mathit{j},L}}) = -\frac{1}{2\sqrt{2}s_w^2}\left(\cos(\alpha+\beta) - \frac{m^2_{\mathrm{u}_j}}{m^2_\mathrm{W}}g^\mathrm{u}_\mathrm{h^0}g^\mathrm{u}_\mathrm{H^-} - \frac{m^2_{\mathrm{d}_i}}{m^2_\mathrm{W}}g^\mathrm{d}_\mathrm{h^0}g^\mathrm{d}_\mathrm{H^-}\right)V^*_{ji}$$

$$\Gamma(\mathrm{h^0H^-\tilde{d}^*_{\mathit{i},R}\tilde{u}_{\mathit{j},R}}) = \frac{1}{\sqrt{2}s_w^2}\frac{m_{\mathrm{u}_j}m_{\mathrm{d}_i}}{m^2_\mathrm{W}\sin(2\beta)}\sin(\beta-\alpha)V^*_{ji}$$

$$\Gamma(\mathrm{H^0H^-\tilde{d}^*_{\mathit{i},L}\tilde{u}_{\mathit{j},L}}) = -\frac{1}{2\sqrt{2}s_w^2}\left(\sin(\alpha+\beta) - \frac{m^2_{\mathrm{u}_j}}{m^2_\mathrm{W}}g^\mathrm{u}_\mathrm{H^0}g^\mathrm{u}_\mathrm{H^-} - \frac{m^2_{\mathrm{d}_i}}{m^2_\mathrm{W}}g^\mathrm{d}_\mathrm{H^0}g^\mathrm{d}_\mathrm{H^-}\right)V^*_{ji}$$

$$\Gamma(\mathrm{H^0H^-\tilde{d}^*_{\mathit{i},R}\tilde{u}_{\mathit{j},R}}) = \frac{1}{\sqrt{2}s_w^2}\frac{m_{\mathrm{u}_j}m_{\mathrm{d}_i}}{m^2_\mathrm{W}\sin(2\beta)}\cos(\beta-\alpha)V^*_{ji}$$

$$\Gamma(\mathrm{h^0G^-\tilde{d}^*_{\mathit{i},L}\tilde{u}_{\mathit{j},L}}) = -\frac{1}{2\sqrt{2}s_w^2}\left(\sin(\alpha+\beta) - \frac{m^2_{\mathrm{u}_j}}{m^2_\mathrm{W}}g^\mathrm{u}_\mathrm{h^0}g^\mathrm{u}_\mathrm{G^-} - \frac{m^2_{\mathrm{d}_i}}{m^2_\mathrm{W}}g^\mathrm{d}_\mathrm{h^0}g^\mathrm{d}_\mathrm{G^-}\right)V^*_{ji}$$

$$\Gamma(\mathrm{h^0G^-\tilde{d}^*_{\mathit{i},R}\tilde{u}_{\mathit{j},R}}) = \frac{1}{\sqrt{2}s_w^2}\frac{m_{\mathrm{u}_j}m_{\mathrm{d}_i}}{m^2_\mathrm{W}\sin(2\beta)}(-\cos(\beta-\alpha))V^*_{ji}$$

$$\Gamma(\mathrm{H^0G^-\tilde{d}^*_{\mathit{i},L}\tilde{u}_{\mathit{j},L}}) = -\frac{1}{2\sqrt{2}s_w^2}\left(-\cos(\alpha+\beta) - \frac{m^2_{\mathrm{u}_j}}{m^2_\mathrm{W}}g^\mathrm{u}_\mathrm{H^0}g^\mathrm{u}_\mathrm{G^-} - \frac{m^2_{\mathrm{d}_i}}{m^2_\mathrm{W}}g^\mathrm{d}_\mathrm{H^0}g^\mathrm{d}_\mathrm{G^-}\right)V^*_{ji}$$

$$\Gamma(\mathrm{H^0G^-\tilde{d}^*_{\mathit{i},R}\tilde{u}_{\mathit{j},R}}) = \frac{1}{\sqrt{2}s_w^2}\frac{m_{\mathrm{u}_j}m_{\mathrm{d}_i}}{m^2_\mathrm{W}\sin(2\beta)}\sin(\beta-\alpha)V^*_{ji}$$

$$\Gamma(\mathrm{[h^0,H^0][H^+,G^+]\tilde{u}^*_{\mathit{j},L}\tilde{d}_{\mathit{i},L}}) = \left(\Gamma(\mathrm{[h^0,H^0][H^-,G^-]\tilde{d}^*_{\mathit{i},L}\tilde{u}_{\mathit{j},L}})\right)^*$$

$$\Gamma(\mathrm{A^0H^-\tilde{d}^*_{\mathit{i},L}\tilde{u}_{\mathit{j},L}}) = -\frac{i}{2\sqrt{2}s_w^2}\left(\cos(2\beta) - \frac{m^2_{\mathrm{u}_j}}{m^2_\mathrm{W}}g^\mathrm{u}_\mathrm{A^0}g^\mathrm{u}_\mathrm{H^-} + \frac{m^2_{\mathrm{d}_i}}{m^2_\mathrm{W}}g^\mathrm{d}_\mathrm{A^0}g^\mathrm{d}_\mathrm{H^-}\right)V^*_{ji}$$

$$\Gamma(\mathrm{A^0H^-\tilde{d}^*_{\mathit{i},R}\tilde{u}_{\mathit{j},R}}) = 0$$

$$\Gamma(\mathrm{G^0H^-\tilde{d}^*_{\mathit{i},L}\tilde{u}_{\mathit{j},L}}) = -\frac{i}{2\sqrt{2}s_w^2}\left(\sin(2\beta) - \frac{m^2_{\mathrm{u}_j}}{m^2_\mathrm{W}}g^\mathrm{u}_\mathrm{G^0}g^\mathrm{u}_\mathrm{H^-} + \frac{m^2_{\mathrm{d}_i}}{m^2_\mathrm{W}}g^\mathrm{d}_\mathrm{G^0}g^\mathrm{d}_\mathrm{H^-}\right)V^*_{ji}$$

$$\Gamma(\mathrm{G^0H^-\tilde{d}^*_{\mathit{i},R}\tilde{u}_{\mathit{j},R}}) = \frac{i}{\sqrt{2}s_w^2}\frac{m_{\mathrm{u}_j}m_{\mathrm{u}_i}}{m^2_\mathrm{W}\sin(2\beta)}V^*_{ji}$$

$$\Gamma(\mathrm{A^0G^-\tilde{d}^*_{\mathit{i},L}\tilde{u}_{\mathit{j},L}}) = -\frac{i}{2\sqrt{2}s_w^2}\left(\sin(2\beta) - \frac{m^2_{\mathrm{u}_j}}{m^2_\mathrm{W}}g^\mathrm{u}_\mathrm{A^0}g^\mathrm{u}_\mathrm{G^-} + \frac{m^2_{\mathrm{d}_i}}{m^2_\mathrm{W}}g^\mathrm{d}_\mathrm{A^0}g^\mathrm{d}_\mathrm{G^-}\right)V^*_{ji}$$

$$\Gamma(\mathrm{A}^0\mathrm{G}^-\tilde{\mathrm{d}}^*_{i,R}\tilde{\mathrm{u}}_{j,R}) = \frac{i}{\sqrt{2}s_w^2}\frac{m_{\mathrm{u}_j}m_{\mathrm{d}_i}}{m_\mathrm{W}^2\sin(2\beta)}(-1)V^*_{ji}$$

$$\Gamma(\mathrm{G}^0\mathrm{G}^-\tilde{\mathrm{d}}^*_{i,L}\tilde{\mathrm{u}}_{j,L}) = -\frac{i}{2\sqrt{2}s_w^2}\left(-\cos(2\beta) - \frac{m^2_{\mathrm{u}_j}}{m^2_\mathrm{W}}g^\mathrm{u}_{\mathrm{G}^0}g^\mathrm{u}_{\mathrm{G}^-} + \frac{m^2_{\mathrm{d}_i}}{m^2_\mathrm{W}}g^\mathrm{d}_{\mathrm{G}^0}g^\mathrm{d}_{\mathrm{G}^-}\right)V^*_{ji}$$

$$\Gamma(\mathrm{G}^0\mathrm{G}^-\tilde{\mathrm{d}}^*_{i,R}\tilde{\mathrm{u}}_{j,R}) = 0$$

$$\Gamma([\mathrm{A}^0,\mathrm{G}^0][\mathrm{H}^+,\mathrm{G}^+]\tilde{\mathrm{u}}^*_{j,L}\tilde{\mathrm{d}}_{i,L}) = -\Big(\Gamma([\mathrm{A}^0,\mathrm{G}^0][\mathrm{H}^-,\mathrm{G}^-]\tilde{\mathrm{d}}^*_{i,L}\tilde{\mathrm{u}}_{j,L})\Big)^*$$

Zwei geladene Higgs-Bosonen, zwei Sfermionen

$$\Gamma(\mathrm{H}^-\mathrm{H}^+\tilde{\mathrm{u}}^*_{i,L}\tilde{\mathrm{u}}_{j,L}) = \frac{1}{2s_w^2}\cos(2\beta)\left[-2T_3^\mathrm{u} - \Gamma^-(\mathrm{Z}\overline{\mathrm{u}}_i\mathrm{u}_j)\frac{s_w}{c_w}\right]\delta_{ij} - \frac{1}{2m_\mathrm{W}^2 s_w^2}\left(\sum_k m^2_{\mathrm{d}_k}V_{ik}V^*_{jk}\right)(g^\mathrm{d}_{\mathrm{H}^-})^2$$

$$\Gamma(\mathrm{H}^-\mathrm{H}^+\tilde{\mathrm{u}}^*_{i,R}\tilde{\mathrm{u}}_{j,R}) = \frac{1}{2s_w^2}\left[\cos(2\beta)\frac{s_w}{c_w}\Gamma^+(\mathrm{Z}\overline{\mathrm{u}}_i\mathrm{u}_j) - \frac{m^2_{\mathrm{u}_i}}{m^2_\mathrm{W}}(g^\mathrm{u}_{\mathrm{H}^-})^2\right]\delta_{ij}$$

$$\Gamma(\mathrm{H}^-\mathrm{H}^+\tilde{\mathrm{d}}^*_{i,L}\tilde{\mathrm{d}}_{j,L}) = \frac{1}{2s_w^2}\cos(2\beta)\left[-2T_3^\mathrm{d} - \Gamma^-(\mathrm{Z}\overline{\mathrm{d}}_i\mathrm{d}_j)\frac{s_w}{c_w}\right]\delta_{ij} - \frac{1}{2m_\mathrm{W}^2 s_w^2}\left(\sum_k m^2_{\mathrm{u}_k}V^*_{ki}V_{kj}\right)(g^\mathrm{u}_{\mathrm{H}^-})^2$$

$$\Gamma(\mathrm{H}^-\mathrm{H}^+\tilde{\mathrm{d}}^*_{i,R}\tilde{\mathrm{d}}_{j,R}) = \frac{1}{2s_w^2}\left[\cos(2\beta)\frac{s_w}{c_w}\Gamma^+(\mathrm{Z}\overline{\mathrm{d}}_i\mathrm{d}_j) - \frac{m^2_{\mathrm{d}_i}}{m^2_\mathrm{W}}(g^\mathrm{d}_{\mathrm{H}^-})^2\right]\delta_{ij}$$

$$\Gamma(\mathrm{H}^-\mathrm{G}^+\tilde{\mathrm{u}}^*_{i,L}\tilde{\mathrm{u}}_{j,L}) = \frac{1}{2s_w^2}\sin(2\beta)\left[-2T_3^\mathrm{u} - \Gamma^-(\mathrm{Z}\overline{\mathrm{u}}_i\mathrm{u}_j)\frac{s_w}{c_w}\right]\delta_{ij} - \frac{1}{2m_\mathrm{W}^2 s_w^2}\left(\sum_k m^2_{\mathrm{d}_k}V_{ik}V^*_{jk}\right)g^\mathrm{d}_{\mathrm{H}^-}g^\mathrm{d}_{\mathrm{G}^-}$$

$$\Gamma(\mathrm{H}^-\mathrm{G}^+\tilde{\mathrm{u}}^*_{i,R}\tilde{\mathrm{u}}_{j,R}) = \frac{1}{2s_w^2}\left[\sin(2\beta)\frac{s_w}{c_w}\Gamma^+(\mathrm{Z}\overline{\mathrm{u}}_i\mathrm{u}_j) - \frac{m^2_{\mathrm{u}_i}}{m^2_\mathrm{W}}g^\mathrm{u}_{\mathrm{H}^-}g^\mathrm{u}_{\mathrm{G}^-}\right]\delta_{ij}$$

$$\Gamma(\mathrm{H}^-\mathrm{G}^+\tilde{\mathrm{d}}^*_{i,L}\tilde{\mathrm{d}}_{j,L}) = \frac{1}{2s_w^2}\sin(2\beta)\left[-2T_3^\mathrm{d} - \Gamma^-(\mathrm{Z}\overline{\mathrm{d}}_i\mathrm{d}_j)\frac{s_w}{c_w}\right]\delta_{ij} - \frac{1}{2m_\mathrm{W}^2 s_w^2}\left(\sum_k m^2_{\mathrm{u}_k}V^*_{ki}V_{kj}\right)g^\mathrm{u}_{\mathrm{H}^-}g^\mathrm{u}_{\mathrm{G}^-}$$

$$\Gamma(\mathrm{H}^-\mathrm{G}^+\tilde{\mathrm{d}}^*_{i,R}\tilde{\mathrm{d}}_{j,R}) = \frac{1}{2s_w^2}\left[\sin(2\beta)\frac{s_w}{c_w}\Gamma^+(\mathrm{Z}\overline{\mathrm{d}}_i\mathrm{d}_j) - \frac{m^2_{\mathrm{d}_i}}{m^2_\mathrm{W}}g^\mathrm{d}_{\mathrm{H}^-}g^\mathrm{d}_{\mathrm{G}^-}\right]\delta_{ij}$$

$$\Gamma(\mathrm{G}^-\mathrm{H}^+\tilde{\mathrm{f}}^*_i\tilde{\mathrm{f}}_j) = \Gamma(\mathrm{H}^-\mathrm{G}^+\tilde{\mathrm{f}}^*_i\tilde{\mathrm{f}}_j)$$

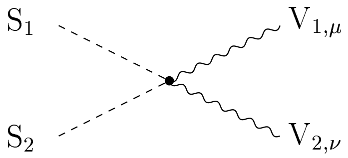
$$\Gamma(\mathrm{G}^-\mathrm{G}^+\tilde{\mathrm{u}}^*_{i,L}\tilde{\mathrm{u}}_{j,L}) = \frac{1}{2s_w^2}\cos(2\beta)\left[-2T_3^{\mathrm{u}} - \Gamma^-(\mathrm{Z}\overline{\mathrm{u}}_i\mathrm{u}_j)\frac{s_w}{c_w}\right]\delta_{ij} - \frac{1}{2m_{\mathrm{W}}^2 s_w^2}\left(\sum_k m_{\mathrm{d}_k}^2 V_{ik}V_{jk}^*\right)(g^{\mathrm{d}}_{\mathrm{G}^-})^2$$

$$\Gamma(\mathrm{G}^-\mathrm{G}^+\tilde{\mathrm{u}}^*_{i,R}\tilde{\mathrm{u}}_{j,R}) = \frac{1}{2s_w^2}\left[-\cos(2\beta)\frac{s_w}{c_w}\Gamma^+(\mathrm{Z}\overline{\mathrm{u}}_i\mathrm{u}_j) - \frac{m_{\mathrm{u}_i}^2}{m_{\mathrm{W}}^2}(g^{\mathrm{u}}_{\mathrm{G}^-})^2\right]\delta_{ij}$$

$$\Gamma(\mathrm{G}^-\mathrm{G}^+\tilde{\mathrm{d}}^*_{i,L}\tilde{\mathrm{d}}_{j,L}) = \frac{1}{2s_w^2}\cos(2\beta)\left[-2T_3^{\mathrm{d}} - \Gamma^-(\mathrm{Z}\overline{\mathrm{d}}_i\mathrm{d}_j)\frac{s_w}{c_w}\right]\delta_{ij} - \frac{1}{2m_{\mathrm{W}}^2 s_w^2}\left(\sum_k m_{\mathrm{u}_k}^2 V_{ki}^*V_{kj}\right)(g^{\mathrm{u}}_{\mathrm{G}^-})^2$$

$$\Gamma(\mathrm{G}^-\mathrm{G}^+\tilde{\mathrm{d}}^*_{i,R}\tilde{\mathrm{d}}_{j,R}) = \frac{1}{2s_w^2}\left[-\cos(2\beta)\frac{s_w}{c_w}\Gamma^+(\mathrm{Z}\overline{\mathrm{d}}_i\mathrm{d}_j) - \frac{m_{\mathrm{d}_i}^2}{m_{\mathrm{W}}^2}(g^{\mathrm{d}}_{\mathrm{G}^-})^2\right]\delta_{ij}$$

B.2.7 Zwei Sfermionen, zwei Vektorbosonen



$$= ie^2\Gamma(\mathrm{S}_1\mathrm{S}_2\mathrm{V}_1\mathrm{V}_2)g_{\mu\nu} \qquad \text{(B.17)}$$

$$\Gamma(\tilde{\mathrm{f}}^*_{k,L}\tilde{\mathrm{f}}_{k,L}[\gamma,\mathrm{Z}][\gamma,\mathrm{Z}]) = 2\Gamma^-([\gamma,\mathrm{Z}]\overline{\mathrm{f}}_k\mathrm{f}_k)\Gamma^-([\gamma,\mathrm{Z}]\overline{\mathrm{f}}_k\mathrm{f}_k)$$

$$\Gamma(\tilde{\mathrm{f}}^*_{k,R}\tilde{\mathrm{f}}_{k,R}[\gamma,\mathrm{Z}][\gamma,\mathrm{Z}]) = 2\Gamma^+([\gamma,\mathrm{Z}]\overline{\mathrm{f}}_k\mathrm{f}_k)\Gamma^+([\gamma,\mathrm{Z}]\overline{\mathrm{f}}_k\mathrm{f}_k)$$

$$\Gamma(\tilde{\mathrm{d}}^*_{j,L}\tilde{\mathrm{u}}_{i,L}[\gamma,\mathrm{Z}]\mathrm{W}^-) = \Gamma^-(\mathrm{W}^-\overline{\mathrm{d}}_j\mathrm{u}_i)\left[\Gamma^-([\gamma,\mathrm{Z}]\overline{\mathrm{u}}_i\mathrm{u}_i) + \Gamma^-([\gamma,\mathrm{Z}]\overline{\mathrm{d}}_j\mathrm{d}_j)\right]$$

$$\Gamma(\tilde{\mathrm{u}}^*_{i,L}\tilde{\mathrm{d}}_{j,L}[\gamma,\mathrm{Z}]\mathrm{W}^+) = \Gamma(\tilde{\mathrm{d}}^*_{j,L}\tilde{\mathrm{u}}_{i,L}[\gamma,\mathrm{Z}]\mathrm{W}^-)^*$$

$$\Gamma(\tilde{\mathrm{f}}^*_{i,L}\tilde{\mathrm{f}}_{i,L}\mathrm{W}^-\mathrm{W}^+) = \frac{1}{2s_w^2}$$

Anhang C

Generische Diagramme

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse für alle generischen Diagramme, die bei der Berechnung des Prozesses $\mathrm{e^-e^+} \to \mathrm{H^-H^+}$ benötigt wurden, aufgeführt. Um die Zuordnung der Kopplungen in Anhang D zu dem jeweiligen generischen Diagramm zu erleichtern, werden in jedem einzelnen (Unter-)Abschnitt die Diagramme mit fortlaufenden Nummern, Typ genannt, bezeichnet.

Tadpol-Diagramme tragen zu physikalischen Observablen dieses Prozesses nicht bei, da sie bei der Addition von virtuellen Korrekturen und Countertermen wegfallen.

Dieses Kapitel ist in die Abschnitte über die generischen Diagramme zu Selbstenergien, Vertices und 4-Punkt-Funktionen untergliedert.

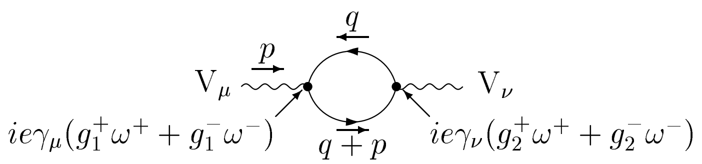
C.1 Selbstenergie-Diagramme

Die Masse an dem Propagator mit Impuls q wird mit m_0, die am Impuls $q + p$ mit m_1 bezeichnet. Die Argumente der B-Funktionen lauten $B(p_{10}^2, m_0, m_1)$, wobei $p_{10}^2 = p^2$ ist.

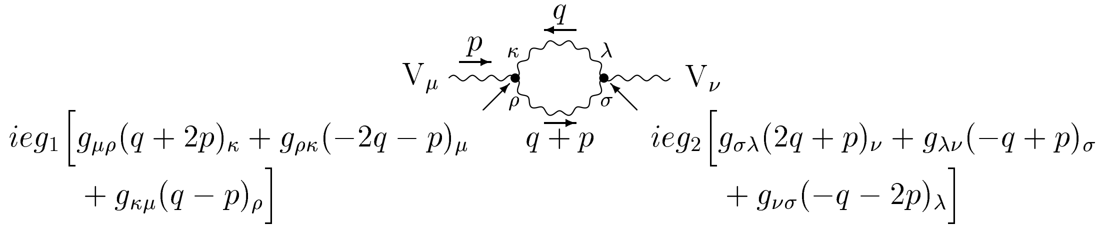
C.1.1 Vektorbosonen

Die Selbstenergien für die Vektorbosonen werden sowohl für die virtuellen Korrekturen als auch zur Berechnung der Counterterme benötigt. Die Zerlegung der Vektorboson-Selbstenergie nach Lorentz-kovarianten Größen findet sich in Gl. (3.33c). Da für die Rechnungen nur der transversale Anteil benötigt wird, ist der longitudinale Anteil im Folgenden nicht aufgeführt.

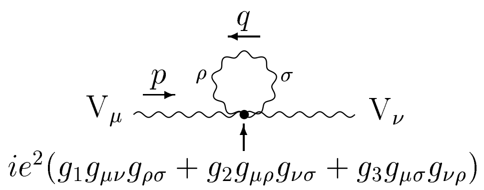
In den Ergebnissen Σ_n^T ist der Index n der Typ des generischen Diagramms.



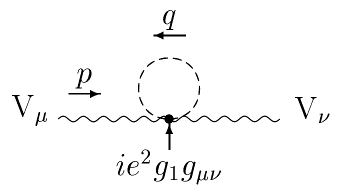
$$\Sigma_1^T = \frac{e^2}{16\pi^2}\Big\{(g_1^+g_2^+ + g_1^-g_2^-)\Big[4B_{00} + (p_{10}^2 - m_0^2 - m_1^2)B_0 - \Big(A_0(m_0^2) + A_0(m_1^2)\Big)\Big] + 2m_0m_1(g_1^+g_2^- + g_1^-g_2^+)B_0\Big\} \tag{C.1}$$



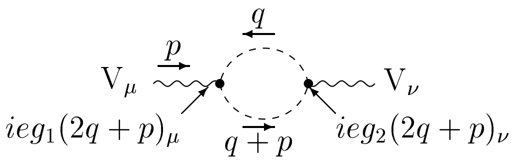
$$\Sigma_2^T = \frac{e^2}{16\pi^2}g_1g_2\Big(A_0(m_0^2) + A_0(m_1^2) + (4p_{10}^2 + m_0^2 + m_1^2)B_0 + 10B_{00} - 2(m_0^2 + m_1^2 - p_{10}^2/3)\Big) \tag{C.2}$$



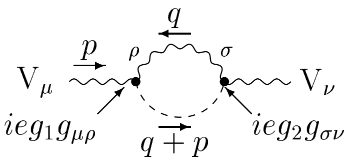
$$\Sigma_3^T = -\frac{e^2}{16\pi^2}\Big\{(4g_1 + g_2 + g_3)A_0(m_0^2) - 2g_1m_0^2\Big\} \tag{C.3}$$



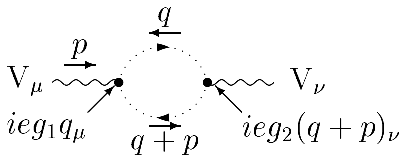
$$\Sigma_4^T = \frac{e^2}{16\pi^2}g_1A_0(m_0^2) \tag{C.4}$$



$$\Sigma_5^T = -\frac{e^2}{16\pi^2} g_1 g_2 4 B_{00} \tag{C.5}$$



$$\Sigma_6^T = \frac{e^2}{16\pi^2} g_1 g_2 B_0 \tag{C.6}$$

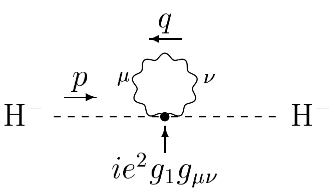


$$\Sigma_7^T = \frac{e^2}{16\pi^2} g_1 g_2 B_{00} \tag{C.7}$$

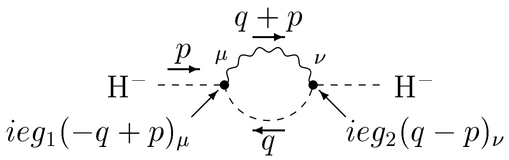
C.1.2 H$^-$-Selbstenergie

Die Ableitung der H$^-$-Selbstenergie wird für die Berechnung der Feldrenormierung des geladenen Higgs-Bosons benötigt, die bei dem gewählten Renormierungsverfahren ausschließlich in die Counterterme zu den Endzustandsvertices eingeht. Die Zerlegung der H$^-$-Selbstenergie nach Lorentz-kovarianten Größen ist in Gl. (3.33a) gegeben.

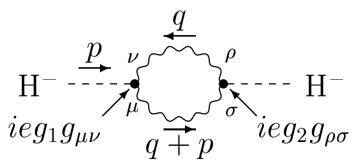
Damit können nun die Ergebnisse für die generischen Diagramme der H$^-$-Selbstenergie angegeben werden. In den Ergebnissen Σ_n wird mit dem Index n der Typ des generischen Diagramms bezeichnet.



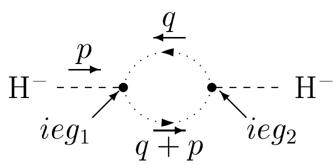
$$\Sigma_1 = \frac{e^2}{16\pi^2} g_1 \Big(4A_0(m_0^2) - 2m_0^2\Big) \tag{C.8}$$



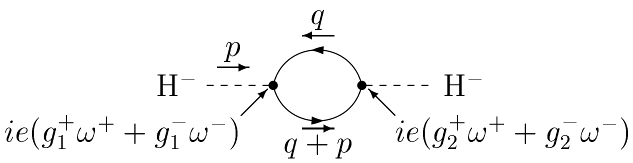
$$\Sigma_2 = \frac{e^2}{16\pi^2} g_1 g_2 \Big(2A_0(m_1^2) - A_0(m_0^2) + (2p_{10}^2 + 2m_0^2 - m_1^2) B_0 \Big) \tag{C.9}$$



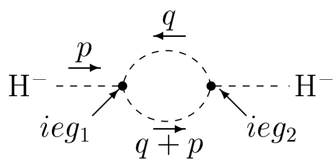
$$\Sigma_3 = \frac{e^2}{16\pi^2} g_1 g_2 (4B_0 - 2) \tag{C.10}$$



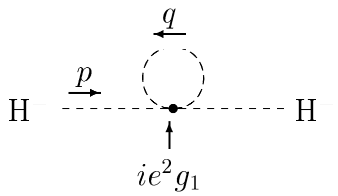
$$\Sigma_4 = -\frac{e^2}{16\pi^2} g_1 g_2 B_0 \tag{C.11}$$



$$\Sigma_5 = -\frac{e^2}{16\pi^2} \Bigg\{ (g_1^+ g_2^- + g_1^- g_2^+) \Big(A_0(m_0^2) + A_0(m_1^2) + (m_0^2 + m_1^2 - p_{10}^2) B_0 \Big)$$
$$+ 2m_0 m_1 (g_1^+ g_2^+ + g_1^- g_2^-) B_0 \Bigg\} \tag{C.12}$$



$$\Sigma_6 = \frac{e^2}{16\pi^2} g_1 g_2 B_0 \tag{C.13}$$

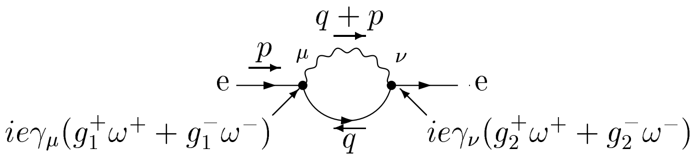


$$\Sigma_7 = -\frac{e^2}{16\pi^2} g_1 A_0(m_0^2) \tag{C.14}$$

C.1.3 Elektronselbstenergie

Die Elektron-Selbstenergie und ihre Ableitung werden für die Berechnung der Feldrenormierung des Elektrons benötigt, die bei dem gewählten Renormierungsverfahren ausschließlich in die Counterterme zu den Anfangszustandsvertices eingeht. Die Zerlegung der Elektron-Selbstenergie nach Lorentz-kovarianten Größen erfolgt gemäß Gl. (3.33b).

In den Ergebnissen $\Sigma_n^{\{V,S\}\pm}$ wird mit dem Index n der Typ des generischen Diagramms bezeichnet.

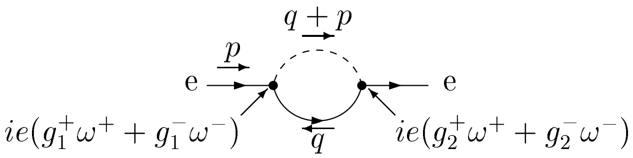


$$\Sigma_1^{V,+} = -\frac{e^2}{16\pi^2} g_1^+ g_2^+ (2B_1 + 1) \tag{C.15}$$

$$\Sigma_1^{V,-} = -\frac{e^2}{16\pi^2} g_1^- g_2^- (2B_1 + 1) \tag{C.16}$$

$$\Sigma_1^{S,+} = -\frac{e^2}{16\pi^2} g_1^+ g_2^- m_0 (4B_0 - 2) \tag{C.17}$$

$$\Sigma_1^{S,-} = -\frac{e^2}{16\pi^2} g_1^- g_2^+ m_0 (4B_0 - 2) \tag{C.18}$$



$$\Sigma_2^{V,+} = -\frac{e^2}{16\pi^2} g_1^+ g_2^- B_1 \tag{C.19}$$

$$\Sigma_2^{V,-} = -\frac{e^2}{16\pi^2} g_1^- g_2^+ B_1 \tag{C.20}$$

$$\Sigma_2^{S,+} = \frac{e^2}{16\pi^2} g_1^+ g_2^+ m_0 B_0 \tag{C.21}$$

$$\Sigma_2^{S,-} = \frac{e^2}{16\pi^2} g_1^- g_2^- m_0 B_0 \tag{C.22}$$

C.2 Vertexdiagramme

Vertexdiagramme treten bei Korrekturen zum Anfangs- und Endzustand auf.

Die Massen an den Propagatoren mit Impuls $q+p_i$, mit der Konvention $p_0 = 0$, werden mit m_i bezeichnet. Die Argumente der C-Funktionen lauten

$$C(p_{10}^2, p_{12}^2, p_{20}^2, m_0, m_1, m_2) \ ,$$

wobei $p_{ij}^2 = (p_i - p_j)^2$ ist. Da bei der Rechnung im Zähler auftretende Faktoren von q^2 und qp_i mit entsprechenden Propagatornennern $\mathrm{D}_i = (q+p_i)^2 - m_i^2$ gekürzt wurden, treten in den Endergebnissen neben den C-Funktionen auch $B_0^{(0)} = B_0(p_{12}^2, m_1, m_2)$, $B_0^{(1)} = B_0(p_{20}^2, m_0, m_2)$ und $B_0^{(2)} = B_0(p_{10}^2, m_0, m_1)$ auf.

Für die Kopplungen erweist sich die Definition $g^{\alpha\beta\cdots} := g_1^\alpha g_2^\beta \ldots$ mit $\alpha, \beta, \ldots \in \{+,-\}$ als eine praktische Abkürzung.

C.2.1 Generische Diagramme für den Anfangszustand

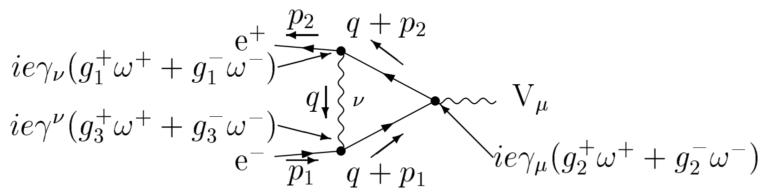
Die Lorentz-Zerlegung für den Fermion-Fermion-Eichboson Vertex, wobei die Fermionen auf der Massenschale sind, wurde in Gl. (3.46) durchgeführt.

Obwohl, wie in Gl. (3.48) gezeigt wurde, nur A^κ zum Wirkungsquerschnitt beiträgt, wurde der Vollständigkeit halber auch B^κ mit aufgeführt.

Wendet man die folgenden Ergebnisse auf den $\mathrm{e^-e^+}\{\gamma^*, \mathrm{Z}^*\}$-Vertex an, so muss beachten, dass $p_1 = p$ und $p_2 = -\bar{p}$ ist. Hieraus folgen die Beziehungen $p_{10}^2 = p_{20}^2 = m_\mathrm{e}^2$, $p_{12}^2 = s$ und $m_\mathrm{f} = m_\mathrm{e}$.

Der Index n von $A_n^\pm$ und $B_n^\pm$ bezeichnet den Typ des Diagramms.

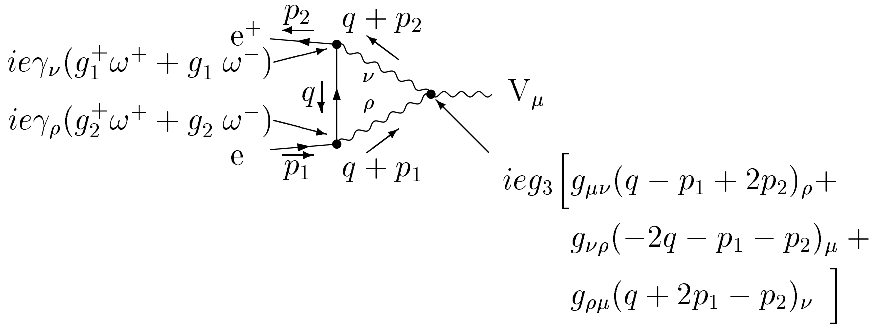
Das Ergebnis des folgenden generischen Diagramms vom Typ 1 wird nur für den Spezialfall $p_{10}^2 = p_{20}^2 = m_\mathrm{f}^2$ und $m_1 = m_2$ angegeben, da allgemeinere Fälle für diesen Prozess nicht benötigt werden.



$$\begin{aligned} A_1^\pm = \Big(&4C_{00} - 2 + 2m_\mathrm{f}^2(2C_0 + 3C_1 + 3C_2 + C_{11} + 2C_{12} + C_{22}) \\ &- 2s(C_0 + C_1 + C_2 + C_{12})\Big)g^{\pm\pm\pm} \\ &+ 2m_\mathrm{f}^2(C_0 + C_1 + C_2)g^{\mp\mp\mp} - 2m_1^2 C_0 g^{\pm\mp\pm} \end{aligned} \tag{C.23}$$

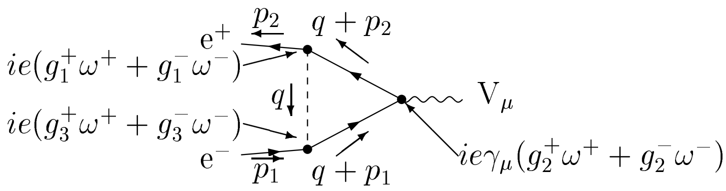
$$\begin{aligned} B_1^\pm = 2\Big(&m_1(C_0 + C_1 + C_2)(g^{\mp\pm\pm} + g^{\mp\mp\pm}) \\ &- m_\mathrm{f}[(C_0 + C_1 + 2C_2 + C_{12} + C_{22})g^{\pm\pm\pm} \\ &+ (C_0 + 2C_1 + C_2 + C_{11} + C_{12})g^{\mp\mp\mp}]\Big) \end{aligned} \tag{C.24}$$

In den folgenden Ergebnissen werden die Größen $m_{\mathrm{f}}^2 := p_{10}^2$ und $m_{\bar{\mathrm{f}}}^2 := p_{20}^2$ verwendet.



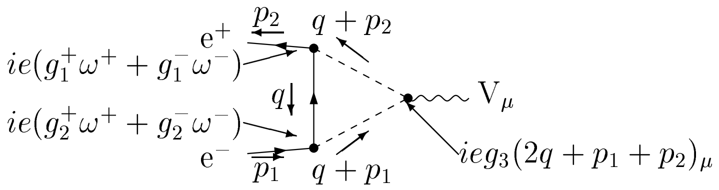
$$\begin{aligned}
A_2^\pm = g_3\Big(&[12C_{00} - 2 + 2m_{\mathrm{f}}^2 C_{11} + 2m_{\bar{\mathrm{f}}}^2 C_{22} + 2(m_{\mathrm{f}}^2 + m_{\bar{\mathrm{f}}}^2 - s)C_{12} \\
&+ (3m_{\mathrm{f}}^2 + 2m_{\bar{\mathrm{f}}}^2 - 2s)C_1 + (2m_{\mathrm{f}}^2 + 3m_{\bar{\mathrm{f}}}^2 - 2s)C_2]g^{\pm\pm} \\
&+ 3m_{\mathrm{f}} m_{\bar{\mathrm{f}}}(C_1 + C_2)g^{\mp\mp} + 3m_0 C_0(m_{\mathrm{f}} g^{\pm\mp} + m_{\bar{\mathrm{f}}} g^{\mp\pm})\Big) \qquad \text{(C.25)}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
B_2^\pm = g_3\Big(&m_{\bar{\mathrm{f}}}(-C_1 + 2C_{12} + 2C_{22})g^{\pm\pm} + m_{\mathrm{f}}(-C_2 + 2C_{11} + 2C_{12})g^{\mp\mp} \\
&+ 3m_0(C_1 + C_2)g^{\mp\pm}\Big) \qquad \text{(C.26)}
\end{aligned}$$



$$\begin{aligned}
A_3^\pm = &\Big(2C_{00} - \frac{1}{2} + m_{\mathrm{f}}^2(C_1 + C_{11} + C_{12}) + m_{\bar{\mathrm{f}}}^2(C_2 + C_{12} + C_{22}) - sC_{12}\Big)g^{\mp\mp\pm} \\
&- m_{\mathrm{f}} m_{\bar{\mathrm{f}}}(C_0 + C_1 + C_2)g^{\pm\pm\mp} - m_1 m_{\bar{\mathrm{f}}}(C_0 + C_2)g^{\pm\pm\pm} - m_2 m_{\mathrm{f}}(C_0 + C_1)g^{\mp\pm\mp} \\
&+ m_1 m_{\mathrm{f}} C_1 g^{\mp\mp\mp} + m_2 m_{\bar{\mathrm{f}}} C_2 g^{\pm\mp\pm} - m_1 m_2 C_0 g^{\mp\pm\pm} \qquad \text{(C.27)}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
B_3^\pm = -\Big(&m_{\mathrm{f}}(C_1 + C_{11} + C_{12})g^{\pm\pm\mp} + m_{\bar{\mathrm{f}}}(C_2 + C_{12} + C_{22})g^{\mp\mp\pm} \\
&+ m_1 C_1 g^{\pm\pm\pm} + m_2 C_2 g^{\pm\mp\pm}\Big) \qquad \text{(C.28)}
\end{aligned}$$



$$A_4^{\pm} = g_3 2C_{00} g^{\mp\pm} \tag{C.29}$$

$$\begin{aligned} B_4^{\pm} = g_3 \Big(& m_{\mathrm{f}}(C_1 + C_{11} + C_{12}) g^{\pm\mp} + m_{\bar{\mathrm{f}}}(C_2 + C_{12} + C_{22}) g^{\mp\pm} \\ & - m_0(C_0 + C_1 + C_2) g^{\pm\pm} \Big) \end{aligned} \tag{C.30}$$

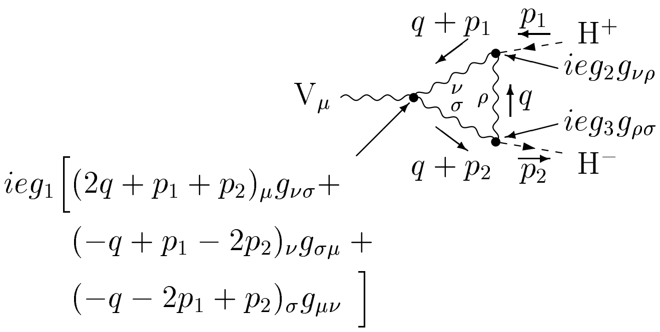
C.2.2 Generische Diagramme für den Endzustand

Die Lorentz-Zerlegung für den $\mathrm{H}^-\mathrm{H}^+$-Eichboson Vertex wurde in Gl. (3.49) durchgeführt.

Wendet man die folgenden Ergebnisse auf den $\mathrm{H}^-\mathrm{H}^+\{\gamma^*, \mathrm{Z}^*\}$-Vertex an, so muss beachten, dass $p_1 = -\bar{k}$ und $p_2 = k$ ist. Hieraus folgen die Beziehungen $p_{10}^2 = p_{20}^2 = m_{\mathrm{H}^-}^2$ und $p_{12}^2 = s$.

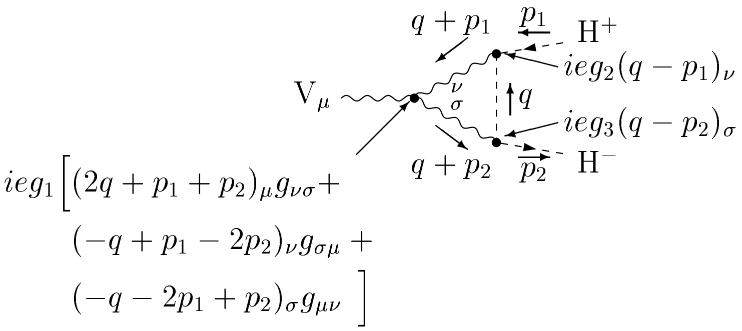
Der Index n von A_n und B_n bezeichnet den Typ des Diagramms.

Die generischen Diagramme der Typen 1, 3 und 4 haben zwar bei dem Prozess $\mathrm{e}^-\mathrm{e}^+ \to \mathrm{H}^-\mathrm{H}^+$ keine Einsetzungen, werden aber dennoch angegeben. Ferner liefern die Diagramme der Typen 13 und 14 keinen Beitrag zum Matrixelement, wenn man die Elektronmasse vernachlässigt.



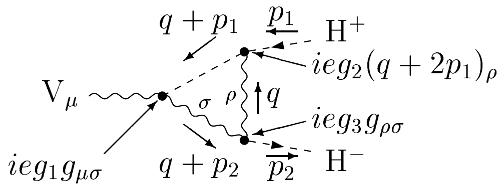
$$A_1 = g_1 g_2 g_3 3(C_0 + 2C_1) \tag{C.31}$$

$$B_1 = g_1 g_2 g_3 3(C_0 + 2C_2) \tag{C.32}$$

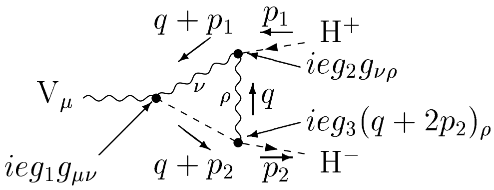


$$
\begin{aligned}
A_2 = g_1 g_2 g_3 \Big(& B_0^{(0)} - 2B_1^{(0)} + \frac{1}{2}B_0^{(1)} - \frac{3}{2}B_0^{(2)} - B_1^{(2)} \\
& + (3m_0^2 + \frac{1}{2}m_1^2 - \frac{3}{2}m_2^2 + \frac{1}{2}p_{12}^2 - p_{10}^2 + 2p_{20}^2)C_0 \\
& + [2m_0^2 - m_1^2 - m_2^2 - 3(p_{12}^2 - p_{10}^2 - p_{20}^2)]C_1 \Big)
\end{aligned}
\tag{C.33}
$$

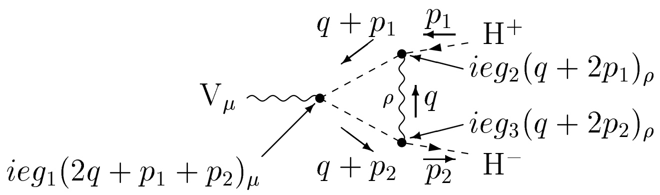
$$
\begin{aligned}
B_2 = g_1 g_2 g_3 \Big(& 3B_0^{(0)} + 2B_1^{(0)} - \frac{3}{2}B_0^{(1)} - B_1^{(1)} + \frac{1}{2}B_0^{(2)} \\
& + (3m_0^2 - \frac{3}{2}m_1^2 + \frac{1}{2}m_2^2 + \frac{1}{2}p_{12}^2 + 2p_{10}^2 - p_{20}^2)C_0 \\
& + [2m_0^2 - m_1^2 - m_2^2 - 3(p_{12}^2 - p_{10}^2 - p_{20}^2)]C_2 \Big)
\end{aligned}
\tag{C.34}
$$



$$A_3 = -g_1 g_2 g_3 (2C_0 + C_1) \tag{C.35}$$
$$B_3 = -g_1 g_2 g_3 C_2 \tag{C.36}$$

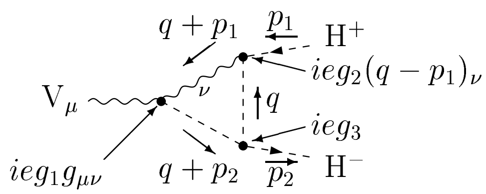


$$A_4 = -g_1 g_2 g_3 C_1 \tag{C.37}$$
$$B_4 = -g_1 g_2 g_3 (2C_0 + C_2) \tag{C.38}$$

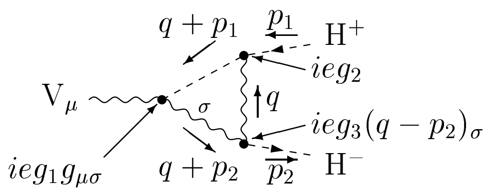


$$
\begin{aligned}
A_5 = g_1 g_2 g_3 \Big(& B_0^{(0)} + 2B_1^{(0)} + B_0^{(1)} + B_0^{(2)} + 2B_1^{(2)} \\
& + (-m_0^2 + m_1^2 + m_2^2 + p_{10}^2 + p_{20}^2 - 2p_{12}^2)(C_0 + 2C_1)\Big)
\end{aligned} \tag{C.39}
$$

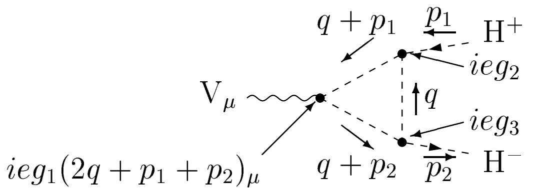
$$
\begin{aligned}
B_5 = g_1 g_2 g_3 \Big(& - B_0^{(0)} - 2B_1^{(0)} + B_0^{(1)} + 2B_1^{(1)} + B_0^{(2)} \\
& + (-m_0^2 + m_1^2 + m_2^2 + p_{10}^2 + p_{20}^2 - 2p_{12}^2)(C_0 + 2C_2)\Big)
\end{aligned} \tag{C.40}
$$



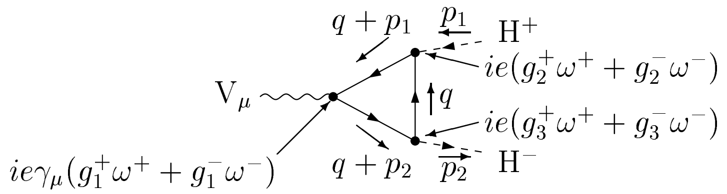
$$A_6 = g_1 g_2 g_3 (-C_0 + C_1) \tag{C.41}$$
$$B_6 = g_1 g_2 g_3 C_2 \tag{C.42}$$



$$A_7 = g_1 g_2 g_3 C_1 \tag{C.43}$$
$$B_7 = g_1 g_2 g_3 (-C_0 + C_2) \tag{C.44}$$

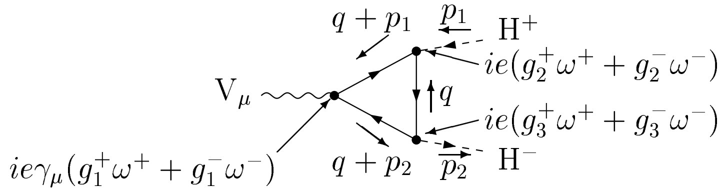


$$A_8 = -g_1 g_2 g_3 (C_0 + 2C_1) \tag{C.45}$$
$$B_8 = -g_1 g_2 g_3 (C_0 + 2C_2) \tag{C.46}$$



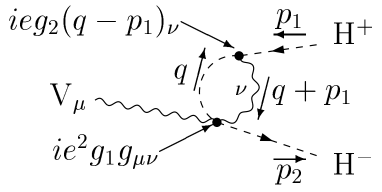
$$
\begin{aligned}
A_9 = (g^{-+-} + g^{+-+})\Big(&- B_0^{(0)} - 2B_1^{(0)} + B_0^{(2)} + (m_0^2 + m_2^2 - p_{20}^2)C_0 \\
&+ (2m_0^2 + p_{12}^2 - p_{10}^2 - p_{20}^2)C_1\Big) \\
&+ 2m_0m_1(g^{---} + g^{+++})C_1 + 2m_0m_2(g^{-++} + g^{+--})(C_0 + C_1) \\
&+ 2m_1m_2(g^{--+} + g^{++-})C_1
\end{aligned} \tag{C.47}
$$

$$
\begin{aligned}
B_9 = (g^{-+-} + g^{+-+})\Big(&B_0^{(0)} + 2B_1^{(0)} + B_0^{(1)} + (m_0^2 + m_1^2 - p_{10}^2)C_0 \\
&+ (2m_0^2 + p_{12}^2 - p_{10}^2 - p_{20}^2)C_2\Big) \\
&+ 2m_0m_1(g^{---} + g^{+++})(C_0 + C_2) + 2m_0m_2(g^{-++} + g^{+--})C_2 \\
&+ 2m_1m_2(g^{--+} + g^{++-})C_2
\end{aligned} \tag{C.48}
$$

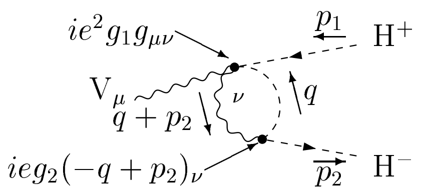


$$
\begin{aligned}
A_{10} = -(g^{--+} + g^{++-})\Big(&- B_0^{(0)} - 2B_1^{(0)} + B_0^{(2)} + (m_0^2 + m_2^2 - p_{20}^2)C_0 \\
&+ (2m_0^2 + p_{12}^2 - p_{10}^2 - p_{20}^2)C_1\Big) \\
&- 2m_0m_1(g^{-++} + g^{+--})C_1 - 2m_0m_2(g^{---} + g^{+++})(C_0 + C_1) \\
&- 2m_1m_2(g^{-+-} + g^{+-+})C_1
\end{aligned} \tag{C.49}
$$

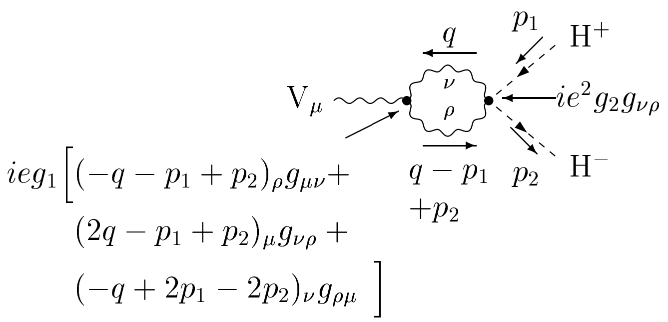
$$
\begin{aligned}
B_{10} = -(g^{--+} + g^{++-})\Big(&B_0^{(0)} + 2B_1^{(0)} + B_0^{(1)} + (m_0^2 + m_1^2 - p_{10}^2)C_0 \\
&+ (2m_0^2 + p_{12}^2 - p_{10}^2 - p_{20}^2)C_2\Big) \\
&- 2m_0m_1(g^{-++} + g^{+--})(C_0 + C_2) - 2m_0m_2(g^{---} + g^{+++})C_2 \\
&- 2m_1m_2(g^{-+-} + g^{+-+})C_2
\end{aligned} \tag{C.50}
$$



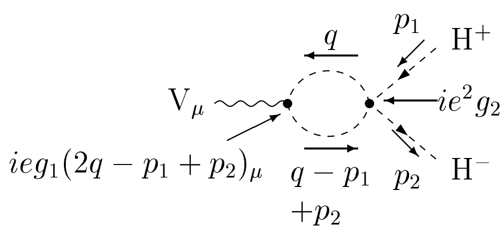
$$A_{11} = g_1g_2(B_0 - B_1) \tag{C.51}$$
$$B_{11} = 0 \tag{C.52}$$



$$A_{12} = 0 \tag{C.53}$$
$$B_{12} = -g_1g_2(B_0 - B_1) \tag{C.54}$$



$$A_{13} = -g_1g_2 3(B_0 + 2B_1) \tag{C.55}$$
$$B_{13} = g_1g_2 3(B_0 + 2B_1) \tag{C.56}$$



$$A_{14} = -g_1g_2(B_0 + 2B_1) \tag{C.57}$$
$$B_{14} = g_1g_2(B_0 + 2B_1) \tag{C.58}$$

C.3 4-Punkt-Funktionen

Die Argumente der D-Funktionen lauten

$$D(p_{10}^2, p_{12}^2, p_{23}^2, p_{30}^2, p_{13}^2, p_{20}^2, m_0, m_1, m_2, m_3) \ .$$

Da bei der Rechnung im Zähler auftretende Faktoren von q^2 und qp_i mit entsprechenden Propagatornennern $\mathrm{D}_i = (q+p_i)^2 - m_i^2$ gekürzt wurden, treten in den Endergebnissen neben den D-Funktionen auch $C_0^{(0)} = C_0(p_2-p_1, p_3-p_1, m_1, m_2, m_3)$ und $C_0^{(2)} = C_0(p_1, p_3, m_0, m_1, m_3)$ auf[1]. Treten bei der 4-Punkt-Funktion, im Folgenden auch Box-Diagramm genannt, in der Schleife nur 3 virtuelle Teilchen auf, so lauten die Argumente der C-Funktionen:

$$C(p_{10}^2, p_{12}^2, p_{20}^2, m_0, m_1, m_2) \ .$$

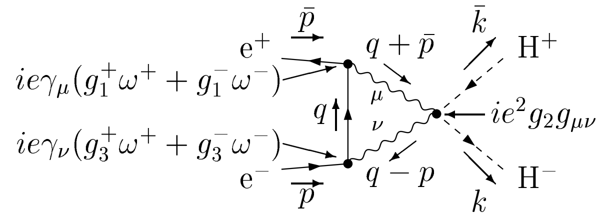
Man beachte, dass die in den Diagrammen angegebenen Impulse p, $\bar{p}$, k und $\bar{k} = p + \bar{p} - k$ *nicht* einfach den Impulsen p_1, p_2 bzw. p_3 entsprechen.

Die Zerlegung des Matrixelements nach Lorentz-kovarianten Größen kann man gemäß Gl. (3.51) so wählen, dass sich gerade die Standardmatrixelemente aus Gl. (3.12) mit den Formfaktoren $F_{1,2}^{\kappa}$ ergeben.

In den Ergebnissen $F_{i,Bn}^{\kappa}$ stellt der Index Bn die Bezeichnung des Typs des generischen Diagramms dar, wohingegen der Index i angibt, dass es sich um einen Beitrag zum Formfaktor F_i^{κ} handelt.

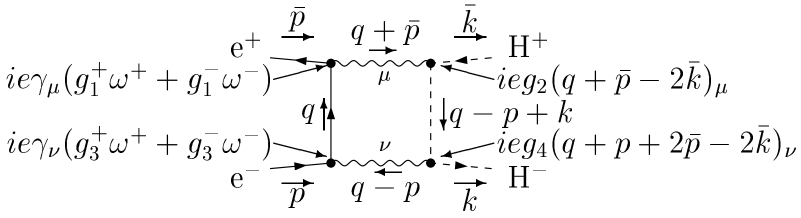
Für die Box-Diagramme vom Typ 1 und 4 ergibt sich $F_1^{\kappa} = 0$, so dass sie nicht zur $O(\alpha_{\mathrm{em}})$ Korrektur beitragen.

Die in Anhang C.2 eingeführten Abkürzungen $g^{\alpha\beta\cdots}$ werden in diesem Abschnitt über die Box-Diagramme für den Fall zweier oberer Indizes in $g^{\alpha\beta} := g_1^{\alpha} g_3^{\beta}$ (der Index der zweiten Kopplungskonstanten ist nun 3 statt 2) abgeändert.



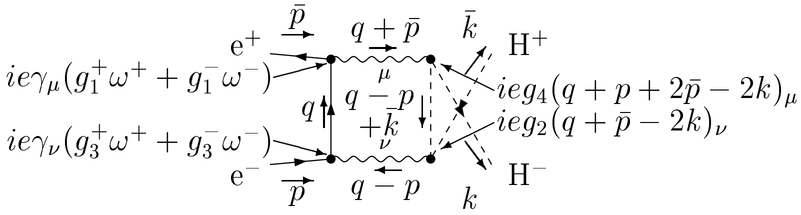
$$F_{1,B1}^{\pm} = 0 \tag{C.59}$$
$$F_{2,B1}^{\pm} = -4 m_0 g_2 g^{\mp\pm} C_0 \tag{C.60}$$

[1] In dieser Rechnung ergaben sich keine $C_0^{(1)}$ und $C_0^{(3)}$.



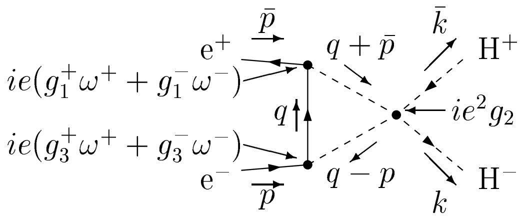
$$F^{\pm}_{1,B2} = -g_2 g_4 \Big(- C_1^{(0)} - (m_0^2 - 4p_{20}^2) D_2 - 4C_0^{(2)} - 4(m_2^2 - p_{20}^2) D_0 \Big) g^{\pm\pm} \tag{C.61}$$

$$F^{\pm}_{2,B2} = g_2 g_4 m_0 \Big(- C_0^{(0)} + 2C_0^{(2)} + (-m_0^2 + 2m_2^2 + 2p_{20}^2) D_0 \Big) g^{\mp\pm} \tag{C.62}$$



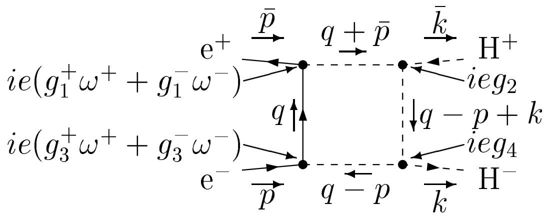
$$F^{\pm}_{1,B3} = g_2 g_4 \Big(- C_1^{(0)} - (m_0^2 - 4p_{20}^2) D_2 - 4C_0^{(2)} - 4(m_2^2 - p_{20}^2) D_0 \Big) g^{\pm\pm} \tag{C.63}$$

$$F^{\pm}_{2,B3} = g_2 g_4 m_0 \Big(- C_0^{(0)} + 2C_0^{(2)} + (-m_0^2 + 2m_2^2 + 2p_{20}^2) D_0 \Big) g^{\mp\pm} \tag{C.64}$$



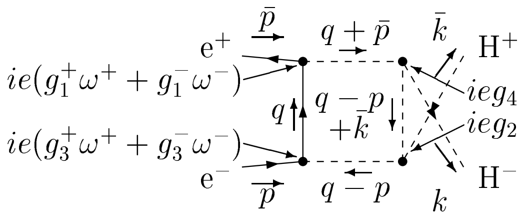
$$F^{\pm}_{1,B4} = 0 \tag{C.65}$$

$$F^{\pm}_{2,B4} = -g_2 g^{\pm\pm} m_0 C_0 \tag{C.66}$$

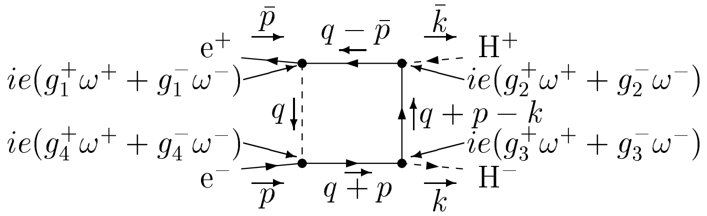


$$F^{\pm}_{1,B5} = g_2 g_4 g^{\mp\pm} D_2 \tag{C.67}$$

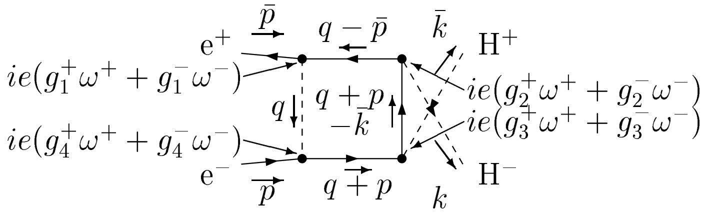
$$F^{\pm}_{2,B5} = g_2 g_4 g^{\pm\pm} m_0 D_0 \tag{C.68}$$



$$F^{\pm}_{1,B6} = -g_2 g_4 g^{\mp\pm} D_2 \tag{C.69}$$
$$F^{\pm}_{2,B6} = g_2 g_4 g^{\pm\pm} m_0 D_0 \tag{C.70}$$

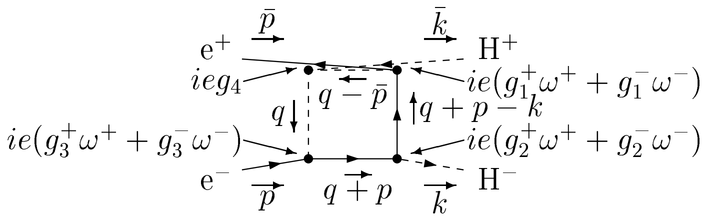


$$\begin{aligned} F^{\pm}_{1,B7} = &\left(C_0^{(0)} + m_0^2 D_0 + (p_{20}^2 - m_2^2) D_2\right) g^{\mp\pm\mp\pm} \\ &- m_1 m_2 D_2 g^{\mp\pm\pm\pm} - m_1 m_3 (D_0 + D_2) g^{\mp\mp\pm\pm} - m_2 m_3 D_2 g^{\mp\mp\mp\pm} \end{aligned} \tag{C.71}$$
$$\begin{aligned} F^{\pm}_{2,B7} = & m_1 \left(C_0^{(0)} + m_0^2 D_0 + (p_{20}^2 - p_{12}^2) D_1 + p_{20}^2 D_2\right) g^{\pm\mp\pm\pm} + m_2 (C_0^{(0)} + m_0^2 D_0) g^{\pm\mp\mp\pm} \\ &+ m_3 \left(C_0^{(0)} + m_0^2 D_0 + p_{20}^2 D_2 + (p_{20}^2 - p_{23}^2) D_3\right) g^{\pm\pm\mp\pm} + m_1 m_2 m_3 D_0 g^{\pm\pm\pm\pm} \end{aligned} \tag{C.72}$$



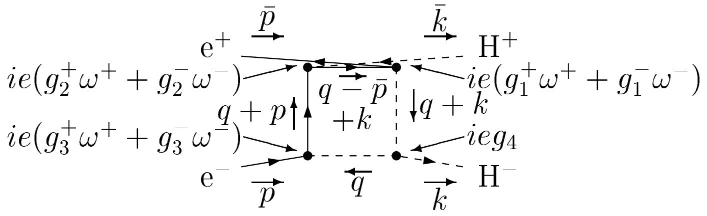
$$\begin{aligned} F^{\pm}_{1,B8} = &-\left(C_0^{(0)} + m_0^2 D_0 + (p_{20}^2 - m_2^2) D_2\right) g^{\mp\pm\mp\pm} \\ &+ m_1 m_2 D_2 g^{\mp\pm\pm\pm} + m_1 m_3 (D_0 + D_2) g^{\mp\mp\pm\pm} + m_2 m_3 D_2 g^{\mp\mp\mp\pm} \end{aligned} \tag{C.73}$$
$$\begin{aligned} F^{\pm}_{2,B8} = & m_1 \left(C_0^{(0)} + m_0^2 D_0 + (p_{20}^2 - p_{12}^2) D_1 + p_{20}^2 D_2\right) g^{\pm\mp\pm\pm} + m_2 (C_0^{(0)} + m_0^2 D_0) g^{\pm\mp\mp\pm} \\ &+ m_3 \left(C_0^{(0)} + m_0^2 D_0 + p_{20}^2 D_2 + (p_{20}^2 - p_{23}^2) D_3\right) g^{\pm\pm\mp\pm} + m_1 m_2 m_3 D_0 g^{\pm\pm\pm\pm} \end{aligned} \tag{C.74}$$

Bei den folgenden beiden Diagrammen werden in den Ergebnissen die Größen $m_{\mathrm{f}}^2 = p_{10}^2$ und $m_{\bar{\mathrm{f}}}^2 = p_{23}^2$ verwendet.



$$F_{1,B9}^{\pm} = -\Big(m_{\bar{\mathrm{f}}} D_3 g^{\pm\mp\pm} + m_{\mathrm{f}}(D_0 + D_1 + D_2 + D_3) g^{\mp\pm\mp} + m_1(D_0 + D_2 + D_3) g^{\mp\pm\pm} + m_2(D_2 + D_3) g^{\mp\mp\pm}\Big) \tag{C.75}$$

$$F_{2,B9}^{\pm} = \Big[\Big(C_0^{(0)} + (m_0^2 + m_{\mathrm{f}}^2) D_0 + 2m_{\mathrm{f}}^2 D_1 + (t + m_{\mathrm{f}}^2) D_2 + (m_{\mathrm{H}^+}^2 + m_{\mathrm{f}}^2 - m_{\bar{\mathrm{f}}}^2) D_3\Big) g^{\pm\mp\pm} - m_{\bar{\mathrm{f}}} D_3 (m_1 g^{\mp\pm\pm} + m_2 g^{\mp\mp\pm}) + m_{\mathrm{f}}(D_0 + D_1 + D_2 + D_3)(m_1 g^{\pm\mp\mp} + m_2 g^{\pm\pm\mp}) + m_1 m_2 D_0 g^{\pm\pm\pm}\Big] \tag{C.76}$$



$$F_{1,B10}^{\pm} = \Big(m_{\bar{\mathrm{f}}} D_3 g^{\pm\mp\pm} + m_{\mathrm{f}}(D_0 + D_1 + D_2 + D_3) g^{\mp\pm\mp} + m_1(D_0 + D_2 + D_3) g^{\mp\pm\pm} + m_2(D_2 + D_3) g^{\mp\mp\pm}\Big) \tag{C.77}$$

$$F_{2,B10}^{\pm} = \Big[\Big(C_0^{(0)} + m_0^2 D_0 + m_{\mathrm{f}}^2 D_1 + u D_2 + m_{\mathrm{H}^-}^2 D_3\Big) g^{\pm\mp\pm} + m_{\mathrm{f}} m_{\bar{\mathrm{f}}}(D_0 + D_1 + D_2) g^{\mp\pm\mp} + m_1 m_{\bar{\mathrm{f}}}(D_0 + D_2) g^{\mp\pm\pm} + m_1 m_{\mathrm{f}} D_1 g^{\pm\mp\mp} + m_2 m_{\bar{\mathrm{f}}} D_2 g^{\mp\mp\pm} + m_2 m_{\mathrm{f}}(D_0 + D_1) g^{\pm\pm\mp} + m_1 m_2 D_0 g^{\pm\pm\pm}\Big] \tag{C.78}$$

Anhang D

Teilcheneinsetzungen

In diesem Kapitel werden tabellarisch alle möglichen Teilcheneinsetzungen mit den zugehörigen Kopplungen für die in Anhang C angegebenen generischen Diagramme aufgeführt. In den Tabellen sind für die Kopplungen jedoch nur die Argumente von $\Gamma(\dots)$ angegeben. Die analytischen Ausdrücke hierfür finden sich in Anhang B. Der Faktor S in der letzten Spalte der Tabellen für die Selbstenergieeinsetzungen gibt den Symmetriefaktor an, durch den das generische Ergebnis dividiert werden muss.

Wenn in einen Diagramm eine geschlossene Schleife von Quarks oder Squarks auftritt, so ist das Ergebnis dieses Diagramms mit dem Farbfaktor von 3 zu multiplizieren.

Kopplungskonstanten und Massen für $\mathrm{V}_i^0\mathrm{V}_j^0$ Selbstenergien ($\mathrm{V}_{i,j}^0 \in \{\gamma, \mathrm{Z}\}$)					
Typ	$g_1^{(\pm)}$	$g_2^{(\pm)}$	m_0	m_1	S
1[1]	$\mathrm{V}_i\bar{\mathrm{f}}_n\mathrm{f}_n$	$\mathrm{V}_j\bar{\mathrm{f}}_n\mathrm{f}_n$	m_f	m_f	1
1[2,3]	$\mathrm{V}_i\bar{\tilde{\chi}}_m^0\tilde{\chi}_n^0$	$\mathrm{V}_j\bar{\tilde{\chi}}_n^0\tilde{\chi}_m^0$	$m_{\tilde{\chi}_n^0}$	$m_{\tilde{\chi}_m^0}$	2
1[2,4]	$\mathrm{V}_i\bar{\tilde{\chi}}_m^-\tilde{\chi}_n^-$	$\mathrm{V}_j\bar{\tilde{\chi}}_n^-\tilde{\chi}_m^-$	$m_{\tilde{\chi}_n^-}$	$m_{\tilde{\chi}_m^-}$	1
2	$\mathrm{V}_i\mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$	$\mathrm{V}_j\mathrm{W}^-\mathrm{W}^+$	m_W	m_W	1
3	$\mathrm{V}_i\mathrm{V}_j\mathrm{W}^-\mathrm{W}^+$	–	m_W	–	1
4[3]	$\mathrm{h}^0\mathrm{h}^0\mathrm{V}_i\mathrm{V}_j$	–	m_{h^0}	–	2
4[3]	$\mathrm{H}^0\mathrm{H}^0\mathrm{V}_i\mathrm{V}_j$	–	m_{H^0}	–	2
4[3]	$\mathrm{A}^0\mathrm{A}^0\mathrm{V}_i\mathrm{V}_j$	–	m_{A^0}	–	2
4[3]	$\mathrm{G}^0\mathrm{G}^0\mathrm{V}_i\mathrm{V}_j$	–	m_{G^0}	–	2
4	$\mathrm{H}^-\mathrm{H}^+\mathrm{V}_i\mathrm{V}_j$	–	m_{H^-}	–	1
4	$\mathrm{G}^-\mathrm{G}^+\mathrm{V}_i\mathrm{V}_j$	–	m_{G^-}	–	1

Fortsetzung auf der nächsten Seite.

[1]Neutrinos nur für die ZZ Selbstenergie ($\mathrm{V}_i = \mathrm{V}_j = \mathrm{Z}$).
[2]Nur im MSSM.
[3]Nur für die ZZ Selbstenergie ($\mathrm{V}_i = \mathrm{V}_j = \mathrm{Z}$).
[4]Nur für die ZZ Selbstenergie ($\mathrm{V}_i = \mathrm{V}_j = \mathrm{Z}$) kann $n \neq m$ sein.

Kopplungskonstanten und Massen für $\mathrm{V}_i^0\mathrm{V}_j^0$ Selbstenergien (Fortsetzung)					
Typ	$g_1^{(\pm)}$	$g_2^{(\pm)}$	m_0	m_1	S
$4^{2,5}$	$\tilde{\mathrm{f}}_n^*\tilde{\mathrm{f}}_n\mathrm{V}_i\mathrm{V}_j$	–	$m_{\tilde{\mathrm{f}}_n}$	–	1
5^3	$\mathrm{h}^0\mathrm{A}^0\mathrm{V}_i$	$\mathrm{A}^0\mathrm{h}^0\mathrm{V}_j$	m_{h^0}	m_{A^0}	1
5^3	$\mathrm{h}^0\mathrm{G}^0\mathrm{V}_i$	$\mathrm{G}^0\mathrm{h}^0\mathrm{V}_j$	m_{h^0}	m_{G^0}	1
5^3	$\mathrm{H}^0\mathrm{A}^0\mathrm{V}_i$	$\mathrm{A}^0\mathrm{H}^0\mathrm{V}_j$	m_{H^0}	m_{A^0}	1
5^3	$\mathrm{H}^0\mathrm{G}^0\mathrm{V}_i$	$\mathrm{G}^0\mathrm{H}^0\mathrm{V}_j$	m_{H^0}	m_{G^0}	1
5	$\mathrm{H}^-\mathrm{H}^+\mathrm{V}_i$	$\mathrm{H}^-\mathrm{H}^+\mathrm{V}_j$	m_{H^-}	m_{H^-}	1
5	$\mathrm{G}^-\mathrm{G}^+\mathrm{V}_i$	$\mathrm{G}^-\mathrm{G}^+\mathrm{V}_j$	m_{G^-}	m_{G^-}	1
$5^{2,4,5}$	$\tilde{\mathrm{f}}_m^*\tilde{\mathrm{f}}_n\mathrm{V}_i$	$\tilde{\mathrm{f}}_n^*\tilde{\mathrm{f}}_m\mathrm{V}_j$	$m_{\tilde{\mathrm{f}}_n}$	$m_{\tilde{\mathrm{f}}_m}$	1
6^3	$\mathrm{h}^0\mathrm{Z}\mathrm{V}_i$	$\mathrm{h}^0\mathrm{Z}\mathrm{V}_j$	m_{h^0}	m_{Z}	1
6^3	$\mathrm{H}^0\mathrm{Z}\mathrm{V}_i$	$\mathrm{H}^0\mathrm{Z}\mathrm{V}_j$	m_{H^0}	m_{Z}	1
6	$\mathrm{G}^-\mathrm{V}_i\mathrm{W}^+$	$\mathrm{G}^+\mathrm{V}_j\mathrm{W}^-$	m_{G^-}	m_{W^-}	1
6	$\mathrm{G}^+\mathrm{V}_i\mathrm{W}^-$	$\mathrm{G}^-\mathrm{V}_j\mathrm{W}^+$	m_{G^+}	m_{W^+}	1
7	$\mathrm{V}_i\overline{\mathrm{u}}^-\mathrm{u}^-$	$\mathrm{V}_j\overline{\mathrm{u}}^-\mathrm{u}^-$	m_{u^-}	m_{u^-}	1
7	$\mathrm{V}_i\overline{\mathrm{u}}^+\mathrm{u}^+$	$\mathrm{V}_j\overline{\mathrm{u}}^+\mathrm{u}^+$	m_{u^+}	m_{u^+}	1

[5]Sneutrinos nur für die ZZ Selbstenergie ($\mathrm{V}_i = \mathrm{V}_j = \mathrm{Z}$).

Kopplungskonstanten und Massen für die WW Selbstenergie					
Typ	$g_1^{(\pm)}$	$g_2^{(\pm)}$	m_0	m_1	S
1[6]	$\mathrm{W}^-\bar{\mathrm{f}}_m\mathrm{f}_n$	$\mathrm{W}^+\bar{\mathrm{f}}_n\mathrm{f}_m$	m_{f_n}	m_{f_m}	1
1[7]	$\mathrm{W}^-\bar{\tilde{\chi}}^-_m\tilde{\chi}^0_n$	$\mathrm{W}^+\bar{\tilde{\chi}}^0_n\tilde{\chi}^-_m$	$m_{\tilde{\chi}^0_n}$	$m_{\tilde{\chi}^-_m}$	1
2	$\gamma\mathrm{W}^-\mathrm{W}^+$	$\gamma\mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$	m_γ	m_W	1
2	$\mathrm{ZW}^-\mathrm{W}^+$	$\mathrm{ZW}^+\mathrm{W}^-$	m_Z	m_W	1
3[8]	$\gamma\gamma\mathrm{W}^-\mathrm{W}^+$	–	m_γ	–	2
3	$\mathrm{ZZW}^-\mathrm{W}^+$	–	m_Z	–	2
3	$\mathrm{W}^-\mathrm{W}^+\mathrm{W}^-\mathrm{W}^+$	–	m_W	–	1
4	$\mathrm{h}^0\mathrm{h}^0\mathrm{W}^-\mathrm{W}^+$	–	m_{h^0}	–	2
4	$\mathrm{H}^0\mathrm{H}^0\mathrm{W}^-\mathrm{W}^+$	–	m_{H^0}	–	2
4	$\mathrm{A}^0\mathrm{A}^0\mathrm{W}^-\mathrm{W}^+$	–	m_{A^0}	–	2
4	$\mathrm{G}^0\mathrm{G}^0\mathrm{W}^-\mathrm{W}^+$	–	m_{G^0}	–	2
4	$\mathrm{H}^-\mathrm{H}^+\mathrm{W}^-\mathrm{W}^+$	–	m_{H^-}	–	1
4	$\mathrm{G}^-\mathrm{G}^+\mathrm{W}^-\mathrm{W}^+$	–	m_{G^-}	–	1
4[7]	$\tilde{\mathrm{f}}^*_n\tilde{\mathrm{f}}_n\mathrm{W}^-\mathrm{W}^+$	–	$m_{\tilde{\mathrm{f}}_n}$	–	1
5	$\mathrm{h}^0\mathrm{H}^+\mathrm{W}^-$	$\mathrm{H}^-\mathrm{h}^0\mathrm{W}^+$	m_{h^0}	m_{H^-}	1
5	$\mathrm{H}^0\mathrm{H}^+\mathrm{W}^-$	$\mathrm{H}^-\mathrm{H}^0\mathrm{W}^+$	m_{H^0}	m_{H^-}	1
5	$\mathrm{A}^0\mathrm{H}^+\mathrm{W}^-$	$\mathrm{H}^-\mathrm{A}^0\mathrm{W}^+$	m_{A^0}	m_{H^-}	1
5	$\mathrm{h}^0\mathrm{G}^+\mathrm{W}^-$	$\mathrm{G}^-\mathrm{h}^0\mathrm{W}^+$	m_{h^0}	m_{G^-}	1
5	$\mathrm{H}^0\mathrm{G}^+\mathrm{W}^-$	$\mathrm{G}^-\mathrm{H}^0\mathrm{W}^+$	m_{H^0}	m_{G^-}	1
5	$\mathrm{G}^0\mathrm{G}^+\mathrm{W}^-$	$\mathrm{G}^-\mathrm{G}^0\mathrm{W}^+$	m_{G^0}	m_{G^-}	1
5[7,9]	$\tilde{\mathrm{f}}^*_m\tilde{\mathrm{f}}_n\mathrm{W}^-$	$\tilde{\mathrm{f}}^*_n\tilde{\mathrm{f}}_m\mathrm{W}^+$	$m_{\tilde{\mathrm{f}}_n}$	$m_{\tilde{\mathrm{f}}_m}$	1
6	$\mathrm{h}^0\mathrm{W}^-\mathrm{W}^+$	$\mathrm{h}^0\mathrm{W}^-\mathrm{W}^+$	m_{h^0}	m_W	1
6	$\mathrm{H}^0\mathrm{W}^-\mathrm{W}^+$	$\mathrm{H}^0\mathrm{W}^-\mathrm{W}^+$	m_{H^0}	m_W	1
6	$\mathrm{G}^+\gamma\mathrm{W}^-$	$\mathrm{G}^-\gamma\mathrm{W}^+$	m_{G^-}	m_γ	1
6	$\mathrm{G}^+\mathrm{ZW}^-$	$\mathrm{G}^-\mathrm{ZW}^+$	m_{G^+}	m_Z	1
7	$\mathrm{W}^-\bar{\mathrm{u}}^-\mathrm{u}^\gamma$	$\mathrm{W}^+\bar{\mathrm{u}}^\gamma\mathrm{u}^-$	m_{u^-}	m_{u^γ}	1
7	$\mathrm{W}^-\bar{\mathrm{u}}^-\mathrm{u}^\mathrm{Z}$	$\mathrm{W}^+\bar{\mathrm{u}}^\mathrm{Z}\mathrm{u}^-$	m_{u^-}	$m_{\mathrm{u}^\mathrm{Z}}$	1
7	$\mathrm{W}^-\bar{\mathrm{u}}^\gamma\mathrm{u}^+$	$\mathrm{W}^+\bar{\mathrm{u}}^+\mathrm{u}^\gamma$	m_{u^γ}	m_{u^+}	1
7	$\mathrm{W}^-\bar{\mathrm{u}}^\mathrm{Z}\mathrm{u}^+$	$\mathrm{W}^+\bar{\mathrm{u}}^+\mathrm{u}^\mathrm{Z}$	$m_{\mathrm{u}^\mathrm{Z}}$	m_{u^+}	1

[6] f_n ist ein Fermion mit Isospin $T_3^\mathrm{f} = +1/2$.

[7] Nur im MSSM.

[8] Verschwindet in dimensionaler Regularisierung und dimensionaler Reduktion, da $A_0(0) = 0$.

[9] $\tilde{\mathrm{f}}_n$ ist Superpartner eines Fermion f mit Isospin $T_3^\mathrm{f} = +1/2$ bzw. die elektrische Ladung von $\tilde{\mathrm{f}}_n$ ist größer als die von $\tilde{\mathrm{f}}_m$.

Kopplungskonstanten und Massen für die H^-H^- Selbstenergie					
Typ	$g_1^{(\pm)}$	$g_2^{(\pm)}$	m_0	m_1	S
1[10]	$H^-H^+\gamma\gamma$	–	m_γ	–	2
1	H^-H^+ZZ	–	m_Z	–	2
1	$H^-H^+W^-W^+$	–	m_W	–	1
2[11]	$H^-H^+\gamma$	$H^+H^-\gamma$	m_{H^-}	m_γ	1
2	H^-H^+Z	H^+H^-Z	m_{H^-}	m_Z	1
2	$H^-h^0W^+$	$H^+h^0W^-$	m_{h^0}	m_W	1
2	$H^-H^0W^+$	$H^+H^0W^-$	m_{H^0}	m_W	1
2	$H^-A^0W^+$	$H^+A^0W^-$	m_{A^0}	m_W	1
5[12]	$H^-\bar{f}_m f_n$	$H^+\bar{f}_n f_m$	m_{f_n}	m_{f_m}	1
5[13]	$H^-\overline{\tilde{\chi}}{}^-_m\tilde{\chi}^0_n$	$H^+\overline{\tilde{\chi}}{}^0_n\tilde{\chi}^-_m$	$m_{\tilde{\chi}^0_n}$	$m_{\tilde{\chi}^-_m}$	1
6	$h^0H^-H^+$	$h^0H^-H^+$	m_{h^0}	m_{H^-}	1
6	$h^0H^-G^+$	$h^0G^-H^+$	m_{h^0}	m_{G^-}	1
6	$H^0H^-H^+$	$H^0H^-H^+$	m_{H^0}	m_{H^-}	1
6	$H^0H^-G^+$	$H^0G^-H^+$	m_{H^0}	m_{G^-}	1
6	$A^0H^-G^+$	$A^0G^-H^+$	m_{A^0}	m_{G^-}	1
6[13,14]	$H^-\tilde{f}^*_m\tilde{f}_n$	$H^+\tilde{f}^*_n\tilde{f}_m$	$m_{\tilde{f}_n}$	$m_{\tilde{f}_m}$	1
7	$h^0h^0H^-H^+$	–	m_{h^0}	–	2
7	$H^0H^0H^-H^+$	–	m_{H^0}	–	2
7	$A^0A^0H^-H^+$	–	m_{A^0}	–	2
7	$G^0G^0H^-H^+$	–	m_{G^0}	–	2
7	$H^-H^-H^+H^+$	–	m_{H^-}	–	1
7	$H^-G^-H^+G^+$	–	m_{G^-}	–	1
7[13]	$H^-H^+\tilde{f}^*_n\tilde{f}_n$	–	$m_{\tilde{f}_n}$	–	1

[10] Verschwindet in dimensionaler Regularisierung und dimensionaler Reduktion, da $A_0(0) = 0$.

[11] QED Korrektur.

[12] f_n ist ein Fermion mit Isospin $T_3^f = +1/2$.

[13] Nur im MSSM.

[14] $\tilde{f}_n$ ist Superpartner eines Fermion f mit Isospin $T_3^f = +1/2$ bzw. die elektrische Ladung von $\tilde{f}_n$ ist größer als die von $\tilde{f}_m$.

Kopplungskonstanten und Massen für die Elektronselbstenergie					
Typ	$g_1^{(\pm)}$	$g_2^{(\pm)}$	m_0	m_1	S
1[15]	$\gamma\overline{\mathrm{e}}\mathrm{e}$	$\gamma\overline{\mathrm{e}}\mathrm{e}$	m_e	m_γ	1
1	$\mathrm{Z}\overline{\mathrm{e}}\mathrm{e}$	$\mathrm{Z}\overline{\mathrm{e}}\mathrm{e}$	m_e	m_Z	1
1	$\mathrm{W}^+\overline{\nu}_\mathrm{e}\mathrm{e}$	$\mathrm{W}^-\overline{\mathrm{e}}\nu_\mathrm{e}$	m_{ν_e}	m_W	1
2[16]	$\tilde{\mathrm{e}}_m\overline{\mathrm{e}}\tilde{\chi}_n^0$	$\tilde{\mathrm{e}}_m^*\overline{\tilde{\chi}}_n^0\mathrm{e}$	$m_{\tilde{\chi}_n^0}$	$m_{\tilde{\mathrm{e}}_m}$	1
2[16]	$\tilde{\nu}_\mathrm{e}\overline{\mathrm{e}}\tilde{\chi}_n^-$	$\tilde{\nu}_\mathrm{e}^*\overline{\tilde{\chi}}_n^-\mathrm{e}$	$m_{\tilde{\chi}_n^-}$	$m_{\tilde{\nu}_\mathrm{e}}$	1

[15] QED Korrektur.

[16] Nur im MSSM.

Bei den Vertex- und Box-Diagrammen ist der Symmetriefaktor stets 1.

Kopplungskonstanten und Massen für den Elektron-Eichbosonvertex ($\mathrm{V}_i\overline{\mathrm{e}}\mathrm{e}$)						
Typ	$g_1^{(\pm)}$	$g_2^{(\pm)}$	$g_3^{(\pm)}$	m_0	m_1	m_2
1[17]	$\gamma\overline{\mathrm{e}}\mathrm{e}$	$\mathrm{V}_i\overline{\mathrm{e}}\mathrm{e}$	$\gamma\overline{\mathrm{e}}\mathrm{e}$	m_γ	m_e	m_e
1	$\mathrm{Z}\overline{\mathrm{e}}\mathrm{e}$	$\mathrm{V}_i\overline{\mathrm{e}}\mathrm{e}$	$\mathrm{Z}\overline{\mathrm{e}}\mathrm{e}$	m_Z	m_e	m_e
1[18]	$\mathrm{W}^-\overline{\mathrm{e}}\nu_\mathrm{e}$	$\mathrm{V}_i\overline{\nu}_\mathrm{e}\nu_\mathrm{e}$	$\mathrm{W}^+\overline{\nu}_\mathrm{e}\mathrm{e}$	m_W	m_{ν_e}	m_{ν_e}
2	$\mathrm{W}^-\overline{\mathrm{e}}\nu_\mathrm{e}$	$\mathrm{W}^+\overline{\nu}_\mathrm{e}\mathrm{e}$	$\mathrm{V}_i\mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$	m_{ν_e}	m_W	m_W
3[18,19]	$\tilde{\mathrm{e}}_n\overline{\mathrm{e}}\tilde{\chi}_r^0$	$\mathrm{V}_i\overline{\tilde{\chi}}_r^0\tilde{\chi}_m^0$	$\tilde{\mathrm{e}}_n^*\overline{\tilde{\chi}}_m^0\mathrm{e}$	$m_{\tilde{\mathrm{e}}_n}$	$m_{\tilde{\chi}_m^0}$	$m_{\tilde{\chi}_r^0}$
3[19]	$\tilde{\nu}_\mathrm{e}\overline{\mathrm{e}}\tilde{\chi}_r^-$	$\mathrm{V}_i\overline{\tilde{\chi}}_r^-\tilde{\chi}_m^-$	$\tilde{\nu}_\mathrm{e}^*\overline{\tilde{\chi}}_m^-\mathrm{e}$	$m_{\tilde{\nu}_\mathrm{e}}$	$m_{\tilde{\chi}_m^-}$	$m_{\tilde{\chi}_r^-}$
4[19]	$\tilde{\mathrm{e}}_r\overline{\mathrm{e}}\tilde{\chi}_n^0$	$\tilde{\mathrm{e}}_m^*\overline{\tilde{\chi}}_n^0\mathrm{e}$	$\tilde{\mathrm{e}}_r^*\tilde{\mathrm{e}}_m\mathrm{V}_i$	$m_{\tilde{\chi}_n^0}$	$m_{\tilde{\mathrm{e}}_m}$	$m_{\tilde{\mathrm{e}}_r}$
4[18,19]	$\tilde{\nu}_\mathrm{e}\overline{\mathrm{e}}\tilde{\chi}_n^-$	$\tilde{\nu}_\mathrm{e}^*\overline{\tilde{\chi}}_n^-\mathrm{e}$	$\tilde{\nu}_\mathrm{e}^*\tilde{\nu}_\mathrm{e}\mathrm{V}_i$	$m_{\tilde{\chi}_n^-}$	$m_{\tilde{\nu}_\mathrm{e}}$	$m_{\tilde{\nu}_\mathrm{e}}$

[17]QED Korrektur.
[18]Nur für den Elektron-Z-Vertex ($\mathrm{V}_i = \mathrm{Z}$).
[19]Nur im MSSM.

In der folgenden Tabelle tritt bei den Kopplungen „$-\tilde{\mathrm{f}}_m^*\tilde{\mathrm{f}}_r\mathrm{V}_i$“ auf. Dies bedeutet, dass für g_1 der Wert $-\Gamma(\tilde{\mathrm{f}}_m^*\tilde{\mathrm{f}}_r\mathrm{V}_i)$ verwendet werden muss.

Kopplungskonstanten und Massen für den $\mathrm{H^-H^+}$-Eichbosonvertex ($\mathrm{H^-H^+V}_i$)						
Typ	$g_1^{(\pm)}$	$g_2^{(\pm)}$	$g_3^{(\pm)}$	m_0	m_1	m_2
2	$\mathrm{V}_i\mathrm{W^+W^-}$	$\mathrm{h^0H^-W^+}$	$\mathrm{H^+h^0W^-}$	$m_{\mathrm{h^0}}$	m_W	m_W
2	$\mathrm{V}_i\mathrm{W^+W^-}$	$\mathrm{H^0H^-W^+}$	$\mathrm{H^+H^0W^-}$	$m_{\mathrm{H^0}}$	m_W	m_W
2	$\mathrm{V}_i\mathrm{W^+W^-}$	$\mathrm{A^0H^-W^+}$	$\mathrm{H^+A^0W^-}$	$m_{\mathrm{A^0}}$	m_W	m_W
5[20]	$\mathrm{H^-H^+V}_i$	$\mathrm{H^-H^+}\gamma$	$\mathrm{H^-H^+}\gamma$	m_γ	$m_{\mathrm{H^-}}$	$m_{\mathrm{H^-}}$
5	$\mathrm{H^-H^+V}_i$	$\mathrm{H^-H^+Z}$	$\mathrm{H^-H^+Z}$	m_Z	$m_{\mathrm{H^-}}$	$m_{\mathrm{H^-}}$
5[21]	$\mathrm{h^0A^0V}_i$	$\mathrm{H^-h^0W^+}$	$\mathrm{A^0H^+W^-}$	m_W	$m_{\mathrm{h^0}}$	$m_{\mathrm{A^0}}$
5[21]	$\mathrm{H^0A^0V}_i$	$\mathrm{H^-H^0W^+}$	$\mathrm{A^0H^+W^-}$	m_W	$m_{\mathrm{H^0}}$	$m_{\mathrm{A^0}}$
5[21]	$\mathrm{A^0h^0V}_i$	$\mathrm{H^-A^0W^+}$	$\mathrm{h^0H^+W^-}$	m_W	$m_{\mathrm{A^0}}$	$m_{\mathrm{h^0}}$
5[21]	$\mathrm{A^0H^0V}_i$	$\mathrm{H^-A^0W^+}$	$\mathrm{H^0H^+W^-}$	m_W	$m_{\mathrm{A^0}}$	$m_{\mathrm{H^0}}$
6	$\mathrm{G^+V}_i\mathrm{W^-}$	$\mathrm{h^0H^-W^+}$	$\mathrm{h^0G^-H^+}$	$m_{\mathrm{h^0}}$	m_W	$m_{\mathrm{G^-}}$
6	$\mathrm{G^+V}_i\mathrm{W^-}$	$\mathrm{H^0H^-W^+}$	$\mathrm{H^0G^-H^+}$	$m_{\mathrm{H^0}}$	m_W	$m_{\mathrm{G^-}}$
6	$\mathrm{G^+V}_i\mathrm{W^-}$	$\mathrm{A^0H^-W^+}$	$\mathrm{A^0G^-H^+}$	$m_{\mathrm{A^0}}$	m_W	$m_{\mathrm{G^-}}$
6[21]	$\mathrm{h^0V}_i\mathrm{Z}$	$\mathrm{H^+H^-Z}$	$\mathrm{h^0H^-H^+}$	$m_{\mathrm{H^-}}$	m_Z	$m_{\mathrm{h^0}}$
6[21]	$\mathrm{H^0V}_i\mathrm{Z}$	$\mathrm{H^+H^-Z}$	$\mathrm{H^0H^-H^+}$	$m_{\mathrm{H^-}}$	m_Z	$m_{\mathrm{H^0}}$
7	$\mathrm{G^-V}_i\mathrm{W^+}$	$\mathrm{h^0H^-G^+}$	$\mathrm{H^+h^0W^-}$	$m_{\mathrm{h^0}}$	$m_{\mathrm{G^-}}$	m_W
7	$\mathrm{G^-V}_i\mathrm{W^+}$	$\mathrm{H^0H^-G^+}$	$\mathrm{H^+H^0W^-}$	$m_{\mathrm{H^0}}$	$m_{\mathrm{G^-}}$	m_W
7	$\mathrm{G^-V}_i\mathrm{W^+}$	$\mathrm{A^0H^-G^+}$	$\mathrm{H^+A^0W^-}$	$m_{\mathrm{A^0}}$	$m_{\mathrm{G^-}}$	m_W
7[21]	$\mathrm{h^0V}_i\mathrm{Z}$	$\mathrm{h^0H^-H^+}$	$\mathrm{H^+H^-Z}$	$m_{\mathrm{H^-}}$	$m_{\mathrm{h^0}}$	m_Z
7[21]	$\mathrm{H^0V}_i\mathrm{Z}$	$\mathrm{H^0H^-H^+}$	$\mathrm{H^+H^-Z}$	$m_{\mathrm{H^-}}$	$m_{\mathrm{H^0}}$	m_Z
8	$\mathrm{H^-H^+V}_i$	$\mathrm{h^0H^-H^+}$	$\mathrm{h^0H^-H^+}$	$m_{\mathrm{h^0}}$	$m_{\mathrm{H^-}}$	$m_{\mathrm{H^-}}$
8	$\mathrm{G^-G^+V}_i$	$\mathrm{h^0H^-G^+}$	$\mathrm{h^0G^-H^+}$	$m_{\mathrm{h^0}}$	$m_{\mathrm{G^-}}$	$m_{\mathrm{G^-}}$
8	$\mathrm{H^-H^+V}_i$	$\mathrm{H^0H^-H^+}$	$\mathrm{H^0H^-H^+}$	$m_{\mathrm{H^0}}$	$m_{\mathrm{H^-}}$	$m_{\mathrm{H^-}}$
8	$\mathrm{G^-G^+V}_i$	$\mathrm{H^0H^-G^+}$	$\mathrm{H^0G^-H^+}$	$m_{\mathrm{H^0}}$	$m_{\mathrm{G^-}}$	$m_{\mathrm{G^-}}$
8	$\mathrm{G^-G^+V}_i$	$\mathrm{A^0H^-G^+}$	$\mathrm{A^0G^-H^+}$	$m_{\mathrm{A^0}}$	$m_{\mathrm{G^-}}$	$m_{\mathrm{G^-}}$
8[21]	$\mathrm{h^0A^0V}_i$	$\mathrm{h^0H^-G^+}$	$\mathrm{A^0G^-H^+}$	$m_{\mathrm{G^-}}$	$m_{\mathrm{h^0}}$	$m_{\mathrm{A^0}}$
8[21]	$\mathrm{H^0A^0V}_i$	$\mathrm{H^0H^-G^+}$	$\mathrm{A^0G^-H^+}$	$m_{\mathrm{G^-}}$	$m_{\mathrm{H^0}}$	$m_{\mathrm{A^0}}$
8[21]	$\mathrm{A^0h^0V}_i$	$\mathrm{A^0H^-G^+}$	$\mathrm{h^0G^-H^+}$	$m_{\mathrm{G^-}}$	$m_{\mathrm{A^0}}$	$m_{\mathrm{h^0}}$
8[21]	$\mathrm{A^0H^0V}_i$	$\mathrm{A^0H^-G^+}$	$\mathrm{H^0G^-H^+}$	$m_{\mathrm{G^-}}$	$m_{\mathrm{A^0}}$	$m_{\mathrm{H^0}}$
8[22,23]	$\tilde{\mathrm{f}}_r^*\tilde{\mathrm{f}}_m\mathrm{V}_i$	$\mathrm{H^-}\tilde{\mathrm{f}}_m^*\tilde{\mathrm{f}}_n$	$\mathrm{H^+}\tilde{\mathrm{f}}_n^*\tilde{\mathrm{f}}_r$	$m_{\tilde{\mathrm{f}}_n}$	$m_{\tilde{\mathrm{f}}_m}$	$m_{\tilde{\mathrm{f}}_r}$
8[22,24]	$-\tilde{\mathrm{f}}_m^*\tilde{\mathrm{f}}_r\mathrm{V}_i$	$\mathrm{H^-}\tilde{\mathrm{f}}_n^*\tilde{\mathrm{f}}_m$	$\mathrm{H^+}\tilde{\mathrm{f}}_r^*\tilde{\mathrm{f}}_n$	$m_{\tilde{\mathrm{f}}_n}$	$m_{\tilde{\mathrm{f}}_m}$	$m_{\tilde{\mathrm{f}}_r}$
						Fortsetzung auf der nächsten Seite.

[20] QED Korrektur.

[21] Nur für den $\mathrm{ZH^-H^+}$Vertex ($\mathrm{V}_i = \mathrm{Z}$).

[22] Nur im MSSM.

[23] $\tilde{\mathrm{f}}_n$ ist Superpartner eines Fermion f mit Isospin $T_3^\mathrm{f} = +1/2$ bzw. die elektrische Ladung von $\tilde{\mathrm{f}}_n$ ist größer als die von $\tilde{\mathrm{f}}_m$.

[24] $\tilde{\mathrm{f}}_n$ ist Superpartner eines Fermion f mit Isospin $T_3^\mathrm{f} = -1/2$ bzw. die elektrische Ladung von $\tilde{\mathrm{f}}_n$ ist

Kopplungskonstanten und Massen für den H^-H^+-Eichbosonvertex ($H^-H^+V_i$)(Fortsetzung)						
Typ	$g_1^{(\pm)}$	$g_2^{(\pm)}$	$g_3^{(\pm)}$	m_0	m_1	m_2
9[25]	$V_i\bar{f}_m f_m$	$H^-\bar{f}_m f_n$	$H^+\bar{f}_n f_m$	m_{f_n}	m_{f_m}	m_{f_m}
9[22,26]	$V_i\overline{\tilde{\chi}}{}^-_r\,\tilde{\chi}^-_m$	$H^-\overline{\tilde{\chi}}{}^-_m\tilde{\chi}^0_n$	$H^+\overline{\tilde{\chi}}{}^0_n\tilde{\chi}^-_r$	$m_{\tilde{\chi}^0_n}$	$m_{\tilde{\chi}^-_m}$	$m_{\tilde{\chi}^-_r}$
10[27]	$V_i\bar{f}_m f_m$	$H^-\bar{f}_n f_m$	$H^+\bar{f}_m f_n$	m_{f_n}	m_{f_m}	m_{f_m}
10[21,22]	$V_i\overline{\tilde{\chi}}{}^0_m\tilde{\chi}^0_r$	$H^-\overline{\tilde{\chi}}{}^-_n\,\tilde{\chi}^0_m$	$H^+\overline{\tilde{\chi}}{}^0_r\tilde{\chi}^-_n$	$m_{\tilde{\chi}^-_n}$	$m_{\tilde{\chi}^0_m}$	$m_{\tilde{\chi}^0_r}$
11	$h^0H^+V_iW^-$	$h^0H^-W^+$	–	m_{h^0}	m_W	–
11	$H^0H^+V_iW^-$	$H^0H^-W^+$	–	m_{H^0}	m_W	–
11	$A^0H^+V_iW^-$	$A^0H^-W^+$	–	m_{A^0}	m_W	–
11[20]	$H^-H^+V_i\gamma$	$H^+H^-\gamma$	–	m_{H^-}	m_γ	–
11	$H^-H^+V_iZ$	H^+H^-Z	–	m_{H^-}	m_Z	–
12	$h^0H^-V_iW^+$	$h^0H^+W^-$	–	m_{h^0}	m_W	–
12	$H^0H^-V_iW^+$	$H^0H^+W^-$	–	m_{H^0}	m_W	–
12	$A^0H^-V_iW^+$	$A^0H^+W^-$	–	m_{A^0}	m_W	–
12[20]	$H^-H^+V_i\gamma$	$H^-H^+\gamma$	–	m_{H^-}	m_γ	–
12	$H^-H^+V_iZ$	H^-H^+Z	–	m_{H^-}	m_Z	–

kleiner als die von $\tilde{f}_m$.

[25] f_n ist ein Fermion mit Isospin $T_3^f = +1/2$.

[26] $m = r$ für $V_i = \gamma$.

[27] f_n ist ein Fermion mit Isospin $T_3^f = -1/2$. Ist f_m ein Neutrino, so ist $V_i = Z$.

Kopplungskonstanten und Massen für die Box-Diagramme								
Typ	$g_1^{(\pm)}$	$g_2^{(\pm)}$	$g_3^{(\pm)}$	$g_4^{(\pm)}$	m_0	m_1	m_2	m_3
1[28]	$\gamma\bar{\mathrm{e}}\mathrm{e}$	$\mathrm{H^-H^+}\gamma\gamma$	$\gamma\bar{\mathrm{e}}\mathrm{e}$	–	m_{e}	m_γ	m_γ	–
1[28]	$\gamma\bar{\mathrm{e}}\mathrm{e}$	$\mathrm{H^-H^+}\gamma\mathrm{Z}$	$\mathrm{Z}\bar{\mathrm{e}}\mathrm{e}$	–	m_{e}	m_γ	m_{Z}	–
1[28]	$\mathrm{Z}\bar{\mathrm{e}}\mathrm{e}$	$\mathrm{H^-H^+}\gamma\mathrm{Z}$	$\gamma\bar{\mathrm{e}}\mathrm{e}$	–	m_{e}	m_{Z}	m_γ	–
1	$\mathrm{Z}\bar{\mathrm{e}}\mathrm{e}$	$\mathrm{H^-H^+ZZ}$	$\mathrm{Z}\bar{\mathrm{e}}\mathrm{e}$	–	m_{e}	m_{Z}	m_{Z}	–
1	$\mathrm{W^-}\bar{\mathrm{e}}\nu_{\mathrm{e}}$	$\mathrm{H^-H^+W^-W^+}$	$\mathrm{W^+}\bar{\nu}_{\mathrm{e}}\mathrm{e}$	–	$m_{\nu_{\mathrm{e}}}$	m_{W}	m_{W}	–
2[28]	$\gamma\bar{\mathrm{e}}\mathrm{e}$	$\mathrm{H^-H^+}\gamma$	$\gamma\bar{\mathrm{e}}\mathrm{e}$	$\mathrm{H^-H^+}\gamma$	m_{e}	m_γ	$m_{\mathrm{H^-}}$	m_γ
2[28]	$\gamma\bar{\mathrm{e}}\mathrm{e}$	$\mathrm{H^-H^+}\gamma$	$\mathrm{Z}\bar{\mathrm{e}}\mathrm{e}$	$\mathrm{H^-H^+Z}$	m_{e}	m_γ	$m_{\mathrm{H^-}}$	m_{Z}
2[28]	$\mathrm{Z}\bar{\mathrm{e}}\mathrm{e}$	$\mathrm{H^-H^+Z}$	$\gamma\bar{\mathrm{e}}\mathrm{e}$	$\mathrm{H^-H^+}\gamma$	m_{e}	m_{Z}	$m_{\mathrm{H^-}}$	m_γ
2	$\mathrm{Z}\bar{\mathrm{e}}\mathrm{e}$	$\mathrm{H^-H^+Z}$	$\mathrm{Z}\bar{\mathrm{e}}\mathrm{e}$	$\mathrm{H^-H^+Z}$	m_{e}	m_{Z}	$m_{\mathrm{H^-}}$	m_{Z}
2	$\mathrm{W^-}\bar{\mathrm{e}}\nu_{\mathrm{e}}$	$\mathrm{H^-h^0W^+}$	$\mathrm{W^+}\bar{\nu}_{\mathrm{e}}\mathrm{e}$	$\mathrm{h^0H^+W^-}$	$m_{\nu_{\mathrm{e}}}$	m_{W}	$m_{\mathrm{h^0}}$	m_{W}
2	$\mathrm{W^-}\bar{\mathrm{e}}\nu_{\mathrm{e}}$	$\mathrm{H^-H^0W^+}$	$\mathrm{W^+}\bar{\nu}_{\mathrm{e}}\mathrm{e}$	$\mathrm{H^0H^+W^-}$	$m_{\nu_{\mathrm{e}}}$	m_{W}	$m_{\mathrm{H^0}}$	m_{W}
2	$\mathrm{W^-}\bar{\mathrm{e}}\nu_{\mathrm{e}}$	$\mathrm{H^-A^0W^+}$	$\mathrm{W^+}\bar{\nu}_{\mathrm{e}}\mathrm{e}$	$\mathrm{A^0H^+W^-}$	$m_{\nu_{\mathrm{e}}}$	m_{W}	$m_{\mathrm{A^0}}$	m_{W}
3[28]	$\gamma\bar{\mathrm{e}}\mathrm{e}$	$\mathrm{H^+H^-}\gamma$	$\gamma\bar{\mathrm{e}}\mathrm{e}$	$\mathrm{H^+H^-}\gamma$	m_{e}	m_γ	$m_{\mathrm{H^-}}$	m_γ
3[28]	$\gamma\bar{\mathrm{e}}\mathrm{e}$	$\mathrm{H^+H^-Z}$	$\mathrm{Z}\bar{\mathrm{e}}\mathrm{e}$	$\mathrm{H^+H^-}\gamma$	m_{e}	m_γ	$m_{\mathrm{H^-}}$	m_{Z}
3[28]	$\mathrm{Z}\bar{\mathrm{e}}\mathrm{e}$	$\mathrm{H^+H^-}\gamma$	$\gamma\bar{\mathrm{e}}\mathrm{e}$	$\mathrm{H^+H^-Z}$	m_{e}	m_{Z}	$m_{\mathrm{H^-}}$	m_γ
3	$\mathrm{Z}\bar{\mathrm{e}}\mathrm{e}$	$\mathrm{H^+H^-Z}$	$\mathrm{Z}\bar{\mathrm{e}}\mathrm{e}$	$\mathrm{H^+H^-Z}$	m_{e}	m_{Z}	$m_{\mathrm{H^-}}$	m_{Z}
4[29]	$\tilde{\mathrm{e}}_m\bar{\mathrm{e}}\tilde{\chi}^0_n$	$\mathrm{H^-H^+}\tilde{\mathrm{e}}^*_m\tilde{\mathrm{e}}_r$	$\tilde{\mathrm{e}}^*_r\overline{\tilde{\chi}}{}^0_n\mathrm{e}$	–	$m_{\tilde{\chi}^0_n}$	$m_{\tilde{\mathrm{e}}_m}$	$m_{\tilde{\mathrm{e}}_r}$	–
4[29]	$\tilde{\nu}_{\mathrm{e}}\bar{\mathrm{e}}\tilde{\chi}^-_n$	$\mathrm{H^-H^+}\tilde{\nu}^*_{\mathrm{e}}\tilde{\nu}_{\mathrm{e}}$	$\tilde{\nu}^*_{\mathrm{e}}\overline{\tilde{\chi}}{}^-_n\,\mathrm{e}$	–	$m_{\tilde{\chi}^-_n}$	$m_{\tilde{\nu}_{\mathrm{e}}}$	$m_{\tilde{\nu}_{\mathrm{e}}}$	–
5[29]	$\tilde{\mathrm{e}}_m\bar{\mathrm{e}}\tilde{\chi}^0_n$	$\mathrm{H^-}\tilde{\mathrm{e}}^*_m\tilde{\nu}_{\mathrm{e}}$	$\tilde{\mathrm{e}}^*_r\overline{\tilde{\chi}}{}^0_n\mathrm{e}$	$\mathrm{H^+}\tilde{\nu}^*_{\mathrm{e}}\tilde{\mathrm{e}}_r$	$m_{\tilde{\chi}^0_n}$	$m_{\tilde{\mathrm{e}}_m}$	$m_{\tilde{\nu}_{\mathrm{e}}}$	$m_{\tilde{\mathrm{e}}_r}$
5[29]	$\tilde{\nu}_{\mathrm{e}}\bar{\mathrm{e}}\tilde{\chi}^-_n$	$\mathrm{H^-}\tilde{\mathrm{e}}^*_m\tilde{\nu}_{\mathrm{e}}$	$\tilde{\nu}^*_{\mathrm{e}}\overline{\tilde{\chi}}{}^-_n\,\mathrm{e}$	$\mathrm{H^+}\tilde{\nu}^*_{\mathrm{e}}\tilde{\mathrm{e}}_m$	$m_{\tilde{\chi}^-_n}$	$m_{\tilde{\nu}_{\mathrm{e}}}$	$m_{\tilde{\mathrm{e}}_m}$	$m_{\tilde{\nu}_{\mathrm{e}}}$
6[29]	$\tilde{\nu}_{\mathrm{e}}\bar{\mathrm{e}}\tilde{\chi}^-_n$	$\mathrm{H^-}\tilde{\mathrm{e}}^*_m\tilde{\nu}_{\mathrm{e}}$	$\tilde{\nu}^*_{\mathrm{e}}\overline{\tilde{\chi}}{}^-_n\,\mathrm{e}$	$\mathrm{H^+}\tilde{\nu}^*_{\mathrm{e}}\tilde{\mathrm{e}}_m$	$m_{\tilde{\chi}^-_n}$	$m_{\tilde{\nu}_{\mathrm{e}}}$	$m_{\tilde{\mathrm{e}}_m}$	$m_{\tilde{\nu}_{\mathrm{e}}}$
7[29]	$\tilde{\mathrm{e}}_n\bar{\mathrm{e}}\tilde{\chi}^0_s$	$\mathrm{H^-}\overline{\tilde{\chi}}{}^0_s\tilde{\chi}^+_r$	$\mathrm{H^+}\overline{\tilde{\chi}}{}^+_r\,\tilde{\chi}^0_m$	$\tilde{\mathrm{e}}^*_n\overline{\tilde{\chi}}{}^0_m\mathrm{e}$	$m_{\tilde{\mathrm{e}}_n}$	$m_{\tilde{\chi}^0_m}$	$m_{\tilde{\chi}^+_r}$	$m_{\tilde{\chi}^0_s}$
7[29]	$\tilde{\nu}_{\mathrm{e}}\bar{\mathrm{e}}\tilde{\chi}^-_s$	$\mathrm{H^-}\overline{\tilde{\chi}}{}^-_s\,\tilde{\chi}^0_r$	$\mathrm{H^+}\overline{\tilde{\chi}}{}^0_r\tilde{\chi}^-_m$	$\tilde{\nu}^*_{\mathrm{e}}\overline{\tilde{\chi}}{}^-_m\mathrm{e}$	$m_{\tilde{\nu}_{\mathrm{e}}}$	$m_{\tilde{\chi}^-_m}$	$m_{\tilde{\chi}^0_r}$	$m_{\tilde{\chi}^-_s}$
8[29]	$\tilde{\mathrm{e}}_n\bar{\mathrm{e}}\tilde{\chi}^0_s$	$\mathrm{H^+}\overline{\tilde{\chi}}{}^0_s\tilde{\chi}^-_r$	$\mathrm{H^-}\overline{\tilde{\chi}}{}^-_r\,\tilde{\chi}^0_m$	$\tilde{\mathrm{e}}^*_n\overline{\tilde{\chi}}{}^0_m\mathrm{e}$	$m_{\tilde{\mathrm{e}}_n}$	$m_{\tilde{\chi}^0_m}$	$m_{\tilde{\chi}^-_r}$	$m_{\tilde{\chi}^0_s}$
9[29]	$\tilde{\mathrm{e}}_k\bar{\mathrm{e}}\tilde{\chi}^0_j$	$\mathrm{H^+}\overline{\tilde{\chi}}{}^0_j\tilde{\chi}^-_i$	$\tilde{\nu}^*_{\mathrm{e}}\overline{\tilde{\chi}}{}^-_i\,\mathrm{e}$	$\mathrm{H^-}\tilde{\mathrm{e}}^*_k\tilde{\nu}_{\mathrm{e}}$	$m_{\tilde{\nu}_{\mathrm{e}}}$	$m_{\tilde{\chi}^-_i}$	$m_{\tilde{\chi}^0_j}$	$m_{\tilde{\mathrm{e}}_k}$
10[29]	$\tilde{\nu}_{\mathrm{e}}\bar{\mathrm{e}}\tilde{\chi}^-_k$	$\mathrm{H^-}\overline{\tilde{\chi}}{}^-_k\,\tilde{\chi}^0_j$	$\tilde{\mathrm{e}}^*_i\overline{\tilde{\chi}}{}^0_j\mathrm{e}$	$\mathrm{H^+}\tilde{\nu}^*_{\mathrm{e}}\tilde{\mathrm{e}}_i$	$m_{\tilde{\mathrm{e}}_i}$	$m_{\tilde{\chi}^0_j}$	$m_{\tilde{\chi}^-_k}$	$m_{\tilde{\nu}_{\mathrm{e}}}$

[28]QED Korrektur.
[29]Nur im MSSM.

Literaturverzeichnis

[1] G. 't Hooft, *Nucl. Phys.* **B33** (1971) 173, *Nucl. Phys.* **B35** (1971) 167.

[2] Super-Kamiokande Collaboration (Y. Fukuda *et al.*), *Phys. Rev. Lett.* **81** (1998) 1562; T. Kajita, hep-ex/9810001, erscheint in den *proceedings of XVIII International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics (Neutrino'98)*, Takayama, Japan, Juni 1998.

[3] S.L. Adler, *Phys. Rev.* **177** (1969) 2426;
J.S. Bell, R. Jackiw, *Nuovo Cim.* **60A** (1969) 47;
W.A. Bardeen, *Phys. Rev.* **184** (1969) 1848.

[4] CDF Collaboration (F. Abe *et al.*), *Phys. Rev. Lett.* **74** (1995) 2626.

[5] Günter Quast, LEPEWWG Status Report, LEPC, September 1998 http://www.cern.ch/LEPEWWG/misc/quast_lepc98.ps.gz.

[6] P.W. Higgs, *Phys. Lett.* **12** (1964) 132, *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 508, *Phys. Rev.* **145** (1966) 1156;
R. Brout, F. Englert *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 321;
T.W.B. Kibble, *Phys. Rev.* **155** (1967) 1554.

[7] D.A. Ross, M. Veltman, *Nucl. Phys.* **B95** (1975) 135;
M. Veltman, *Nucl. Phys.* **B123** (1977) 89.

[8] R. Haag, J.T. Łopuszański, M. Sohnius, *Nucl. Phys.* **B88** (1975) 257.

[9] A. Czarnecki, S. Davidson, *Phys. Rev.* **D48** (1993) 4183, *Phys. Rev.* **D47** (1993) 3063;
J. Guasch, R.A. Jiménez, J. Solà, *Phys. Lett.* **B360** (1995) 47;
J.A. Coarasa, D. Garcia, J. Guasch, R.A. Jiménez, J. Solà, *Europ. Phys. Jour.* **C2** (1998) 373.

[10] C. Jünger, Doktorarbeit, Shaker Verlag, Aachen, 1997, ISBN 3-8265-2662-7.

[11] J.A. Coarasa, J. Guasch, W. Hollik, J. Solà, *Phys. Lett.* **B442** (1998) 326.

[12] A. Bartl, W. Majerotto, W. Porod, *Z. Phys.* **C64** (1994) 499, Erratum *Z. Phys.* **C68** (1995) 518.

[13] J.F. Gunion, H.E. Haber, G.L. Kane, S. Dawson, *The Higgs Hunter's Guide*, Addison Wesley, 1990.

[14] J.F. Gunion, H.E. Haber, F.E. Paige, W. Tung, S.S.D. Willenbrock, *Nucl. Phys.* **B294** (1987) 621;
R.M. Barnett, H.E. Haber, D.E. Soper, *Nucl. Phys.* **B306** (1988) 697;
F.I. Olness, W.-K. Tung, *Nucl. Phys.* **B308** (1988) 813;
V. Barger, R.J.N. Phillips, D.P. Roy, *Phys. Lett.* **B324** (1994) 236.

[15] S. Moretti, K. Odagiri, *Phys. Rev.* **D55** (1997) 5627.

[16] E. Eichten, I. Hinchliffe, K. Lane, C. Quigg, *Rev. Mod. Phys.* **56** (1984) 579.

[17] S.S.D. Willenbrock, *Phys. Rev.* **D35** (1987) 173;
A. Krause, T. Plehn, M. Spira, P.M. Zerwas, *Nucl. Phys.* **B519** (1998) 85;
J. Yi, H. Liang, M. Wen-Gan, Y. Zeng-Hui, H. Meng, *J. Phys.* **G23** (1997) 385, *J. Phys.* **G24** (1998) 83;
O. Brein, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, August 1998, http://www-itp.physik.uni-karlsruhe.de/prep/diploma/PSFiles/diploma-5-1998.ps.gz.

[18] A.A. Barrientos Bendezú, B.A. Kniehl, *Phys. Rev.* **D59** (1999) 015009.

[19] S. Komamiya, *Phys. Rev.* **D38** (1988) 2158.

[20] S.H. Zhu, hep-ph/9901221.

[21] M. Spira, hep-ph9810289, DESY-98-159, Vortrag bei *Physics at Run II: Workshop on Supersymmetry / Higgs: Summary Meeting*, Batavia, USA, 19.-21. November 1998;
A. Djouadi, *Int. J. Mod. Phys.* **A10** (1995) 1.

[22] A. Djouadi, hep-ph9712334, in *Proceedings of the International Workshop on Quantum Effects in the Minimal Supersymmetric Standard Model*, Barcelona, Spanien, 9.-13. September 1997, Ed. J. Sola, World Scientific, 1998;
A. Bartl, H. Eberl, K. Hidaka, T. Kon, W. Majerotto, Y. Yamada, hep-ph/9709253, Vortrag bei *5th International Conference on Physics Beyond the Standard Model*, Balholm, Norwegen.

[23] A. Arhrib, Doktorarbeit, Universität Montpellier II, Mai 1994.

[24] M.A. Díaz, T.A. ter Veldhuis, hep-ph/9501315, in *Proceedings of the 8th Annual Meeting of the American Physical Society, Division of Particles and Fields (DPF 94)*, Albuquerque, USA, 2.-6. August 1994, Ed. S. Seidel, World Scientific, 1995.

[25] A. Arhrib, M. Capdequi Peyranere, G. Moultaka, *Phys. Lett.* **B341** (1995) 313.

[26] A. Arhrib, G. Moultaka, in *Proceedings of the Workshops - Annecy, Gran Sasso, Hamburg, Februar 1995 bis September 1995, Part D*, Ed. P.M. Zerwas, DESY 96-123D.

[27] A. Arhrib, G. Moultaka, hep-ph/9808317.

[28] OPAL Kollaboration (G. Abbiendi *et al.*), *Europ. Phys. Jour.* **C7** (1999) 407.

[29] L3 Kollaboration (M. Acciarri *et al.*), *Phys. Lett.* **B446** (1999) 368;
DELPHI Kollaboration (G. Abreu *et al.*), *Phys. Lett.* **B420** (1998) 140;
OPAL Kollaboration (G. Ackerstaff *et al.*), *Phys. Lett.* **B426** (1998) 180;
ALEPH Kollaboration (R. Barate *et al.*), *Phys. Lett.* **B418** (1998) 419.

[30] B. Klima, hep-ex/9804017, Vortrag bei *12th Les Rencontre de Physique de la Vallee d'Aoste: Results and Perspectives in Particle Physics*, La Thuile, Italien;
CDF Kollaboration (F. Abe *et al.*), *Phys. Rev. Lett.* **79** (1997) 357.

[31] CLEO Kollaboration (M.S. Alam *et al.*), *Phys. Rev. Lett.* **74** (1995) 2885.

[32] ALEPH Kollaboration (R. Barate *et al.*), *Phys. Lett.* **B429** (1998) 169.

[33] M. Misiak, S. Pokorski, J. Rosiek, hep-ph/9703442, erscheint in *Review Volume 'Heavy Flavors II'*, Ed. A.J. Buras and M. Lindner, Advanced Series on Directions in High-Energy Physics, World Scientific Publishing Co., Singapur.

[34] S.L. Glashow, *Nucl. Phys.* **22** (1961) 579;
S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **19** (1967) 1264;
A. Salam, in *Proceedings of the 8th Nobel Symposium*, Ed. N. Svartholm, Stockholm, 1968.

[35] Gargamelle Kollaboration (F.J. Hasert *et al.*), *Phys. Lett.* **B46** (1973) 138.

[36] S.L. Glashow, S. Weinberg, *Phys. Rev.* **D15** (1977) 1958;
R. Gatto, G. Morchio, G. Sartori, F. Strocchi, *Nucl. Phys.* **B163** (1980) 221.

[37] N. Cabibbo, *Phys. Rev. Lett.* **10** (1963) 531;
M. Kobayashi, T. Maskawa, *Prog. theor. Phys.* **49** (1973) 652.

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

[39] E. Witten, in *Proc. Intern. School of Subnuclear Physics,* Erice 1981, Ed. A. Zichichi, Plenum Press, 1983.

[40] J. Wess, J. Bagger, *Supersymmetry and Supergravity, 2nd Edition,* Princeton University Press, 1992.

[41] L. Girardello, M.T. Grisaru, *Nucl. Phys.* **B194** (1982) 65.

[42] P. West, *Introduction to Supersymmetry and Supergravity,* World Scientific Publishing Co., 1990.

[43] D. Stöckinger, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, April 1998, http://www-itp.physik.uni-karlsruhe.de/prep/diploma/PSFiles/diploma-2-1998.ps.gz.

[44] H.E. Haber, in *Proc. of the 1992 Theoretical Advanced Study Institute in Particle Physics,* Ed. J. Harvey, J. Polchinski, World Scientific, Singapur, 1993.

[45] M.A. Díaz, H.E. Haber, *Phys. Rev.* **D45** (1992) 4246;
M.A. Díaz, Doktorarbeit, SCIPP-92/13.

[46] A. Brignole, *Phys. Lett.* **B277** (1992) 313;
A. Brignole, J. Ellis, G. Ridolfi, F. Zwirner, *Phys. Lett.* **B271** (1991) 123.

[47] H.E. Haber, R. Hempfling, *Phys. Rev. Lett.* **66** (1991) 1815;
Y. Okada, M. Yamaguchi, T. Yanagida, *Prog. theor. Phys.* **85** (1991) 1;
J. Ellis, G. Ridolfi, F. Zwirner, *Phys. Lett.* **B257** (1991) 83;
R. Barbieri, M. Frigeni, *Phys. Lett.* **B258** (1991) 395;
J. Ellis, G. Ridolfi, F. Zwirner, *Phys. Lett.* **B262** (1991) 477;
P.H. Chankowski, S. Pokorski, J. Rosiek, *Phys. Lett.* **B274** (1992) 191; *Nucl. Phys.* **B423** (1994) 437;
A. Dabelstein, *Z. Phys.* **C67** (1995) 495;
J. Rosiek, A. Sopczak, *Phys. Lett.* **B341** (1995) 419.

[48] R. Hempfling, A.H. Hoang, *Phys. Lett.* **B331** (1994) 99;
M. Carena, M. Quiros, C.E.M. Wagner, *Nucl. Phys.* **B461** (1996) 407;
S. Heinemeyer, W. Hollik, G. Weiglein, *Phys. Rev.* **D58** (1998) 091701; *Phys. Lett.* **B440** (1998) 296.

[49] A. Dabelstein, *Nucl. Phys.* **B456** (1995) 25.

[50] S. Heinemeyer, Doktorarbeit, Shaker Verlag, Aachen, 1998, ISBN 3-8265-3787-4.

[51] A. Denner, *Fortschr. Phys.* **41** (1993) 307.

[52] A. Pich, hep-ph/9802257, Vortrag beim *International Workshop on Physics Beyond the Standard Model: From Theory to Experiment (Valencia 97)*, Valencia, Spanien, 13.-17. Oktober 1997;
W. Hollik, hep-ph/9811313, Vortrag bei der *29. International Conference on High-Energy Physics (ICHEP 98)*, Vancouver, Kanada, 23.-29. Juli 1998.

[53] C.G. Bollini, J.J. Giambiagi, *Nuovo Cim.* **12B** (1972) 20;
J.F. Ashmore, *Nuovo Cim. Lett.* **4** (1972) 289;
G. 't Hooft, M. Veltman, *Nucl. Phys.* **B44** (1972) 189.

[54] D.A. Ross, J.C. Taylor, *Nucl. Phys.* **B51** (1973) 125;
A. Sirlin, *Phys. Rev.* **D22** (1980) 971;
K.I. Aoki, Z. Hioki, R. Kawabe, M. Konuma, T. Muta, *Suppl. Prog. theor. Phys.* **73**

(1982) 1;
M. Böhm, W. Hollik, H. Spiesberger, *Fortschr. Phys.* **34** (1986) 687.

[55] T. Blank, Doktorarbeit, in Vorbereitung.

[56] W. Hollik, C. Schappacher, *Nucl. Phys.* **B545** (1999) 98.

[57] J. Küblbeck, M Böhm, A. Denner, *Comput. Phys. Commun.* **60** (1990) 165;
T. Hahn, *FeynArts 2.2 User's Guide*, Universität Karlsruhe, 1998, http://www-itp.physik.uni-karlsruhe.de/feynarts/.

[58] R. Mertig, M. Böhm, A. Denner, *Comput. Phys. Commun.* **64** (1991) 345;
R. Mertig, *Guide to FeynCalc 1.0*, Universität Würzburg, 1992.

[59] T. Hahn, *FormCalc and LoopTools 1.2 User's Guide*, Universität Karlsruhe, 1998, http://www-itp.physik.uni-karlsruhe.de/formcalc/.

[60] A. Arhrib, private Mitteilungen.

[61] C. Caso *et al.*, *Europ. Phys. Jour.* **C3** (1998) 1.

[62] A. Sopczak, hep-ph/9807566, Vortrag beim *6th International Symposium on Particles, Strings and Cosmology (PASCOS 98)*, Boston, USA, 22.-27. März 1998.

[63] H. Hüffel, G. Pócsik, *Z. Phys.* **C8** (1981) 13;
J. Maalampi, J. Sirkka, I. Vilja, *Phys. Lett.* **B265** (1991) 371.

[64] S. Bertolini, *Nucl. Phys.* **B272** (1986) 77;
W. Hollik, *Z. Phys.* **C32** (1986) 291, *Z. Phys.* **C37** (1988) 569;
A. Denner, R.J. Guth, J.H. Kühn, *Phys. Lett.* **B240** (1990) 438.

[65] G. Altarelli, hep-ph/9811456, in *Proceedings of the Theoretical Advanced Study Institute in Elementary-particle Physics: Neutrinos in Physics and Astrophysics: From 10^{-33} to 10^{+28} cm - TASI '98*, Boulder, USA, 31. Mai-26. Juni 1998; *Int. J. Mod. Phys.* **A13** (1998) 1031.

[66] J.D. Bjorken, S.D. Drell, *Relativistische Quantenmechanik* und *Relativistische Quantenfeldtheorie*, BI Wissenschaftsverlag, 1990.

[67] G. Passarino, M. Veltman, *Nucl. Phys.* **B160** (1979) 151.

[68] G. 't Hooft, M. Veltman, *Nucl. Phys.* **B153** (1979) 365.

[69] F. Jegerlehner, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **C51** (1996) 131.

[70] Linear Algebra PACKage (LAPACK), http://www.netlib.org/lapack/.

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

An erster Stelle möchte ich mich bei meinem Doktorvater, Herrn Prof. W. Hollik bedanken, der sich immer Zeit nahm, wenn ich irgendwelche Fragen hatte.

Bei Herrn Prof. J. Kühn bedanke ich mich für die bereitwillige Übernahme des Korreferates.

Ferner möchte ich beiden ganz besonders dafür danken, dass sie es mir ermöglicht haben, den Prüfungstermin einzuhalten, obwohl es am Ende hektisch wurde.

Ich möchte mich auch bei allen jetzigen und ehemaligen Mitgliedern des Institutes für theoretische Physik für die angenehme Arbeits- und Nebenarbeitsatmosphäre bedanken. In diesem Zusammenhang besonders erwähnen möchte ich

- Georg Weiglein, für das Beantworten zahlreicher Fragen, die interessanten und lehrreichen Diskussionen über Physik, das Korrekturlesen und die Zeitungen.
- Dominik Stöckinger, mit dem ich viele interessante und anregende Diskussionen geführt habe und einiges über das MSSM gelernt habe. Außerdem hat er einen Teil dieser Arbeit Korrektur gelesen.
- Torsten Blank, mit dem ich die Feynmanregeln für das MSSM vergleichen konnte und auf dessen Rechner NFS so gut läuft.
- Gerrit Jahn und Thomas Hahn für das Korrekturlesen.
- Sven Heinemeyer, nicht nur wegen des akribischen Korrekturlesens der Referenzen.
- Christian Schappacher für die Vergleiche und Diskussionen.
- Volker Driesen für die Zusammenarbeit bei mehreren Projekten.

Besonders gefreut habe ich mich über die von Dominik, Gerrit und Georg organisierte Spendenaktion, an der sich außerdem noch Ayres, Christian, Eva, Herr Hollik, Jaume, Herr Klinkhamer, Herr Lang, Markus, Oli, Peter, Robert, Shinya, Stefan, Sven, Thomas, Torsten, Wolfgang und Yong Joong beteiligten. Mit so einer großen Hilfe und Unterstützung hatte ich nicht gerechnet ...

Die finanzielle Unterstützung durch die Landesgraduiertenförderung und durch das Graduiertenkolleg „Elementarteilchenphysik an Beschleunigern“ war immer sehr willkommen.

Zum Schluss möchte ich mich herzlich bei Jutta Ziehe und Christine Steurer bedanken, ohne die diese Arbeit vielleicht nicht beendet worden wäre.

Lebenslauf

Persönliche Daten:

Name:	Arnd Kraft
Adresse:	Kriegsstr. 105 76135 Karlsruhe
Geburtstag:	24. Februar 1968
Geburtsort:	Heilbronn
Staatsangehörigkeit:	deutsch
Familienstand:	ledig

Ausbildung:

Sept. 1974 – Juli 1978	Grundschule in Weinsberg
Sept. 1978 – Mai 1987	Justinus-Kerner-Gymnasium in Weinsberg
13. Mai 1987	Abitur
Okt. 1987 – Sept. 1989	Grundstudium Physik an der Universität Stuttgart
29. September 1989	Vordiplom
Okt. 1989 – Sept. 1991	Hauptstudium Physik an der Universität Karlsruhe (TH)
Okt. 1991 – Okt. 1992	Auslandsaufenthalt an der Universität Genf und Diplomarbeit am CERN, Schweiz
Nov. 1992 – Mai 1993	Diplomprüfungen an der Universität Karlsruhe
18. Mai 1993	Diplom
Seit Okt. 1993	Promotion am Institut für theoretische Physik bei Prof. W. Hollik, Thema: „Produktion geladener Higgs-Bosonen in Erweiterungen des Standardmodells“