

# Kapitel 6

## Higgs-Boson

### 6.1 Effektive Massen durch Abschirmfelder

Die Invarianz einer Lagrange-Funktion gegen lokale Eichtransformationen erfordert, dass die Eichfelder eine unendliche Reichweite haben und damit dass die Eichbosonen masselos sind. Ein Masseterm in der Lagrange-Funktion ist explizit nicht eichinvariant. Hätte zum Beispiel das Photon eine Masse  $m$ , würde das Coulomb-Potential durch einen Dämpfungsfaktor modifiziert:

$$V \sim \frac{e^{-mr}}{r}, \quad (6.1)$$

wobei  $R = 1/m$  die Reichweite der Wechselwirkung definiert.

In Materie gibt es Effekte, bei denen das Photon eine **effektive Masse durch Abschirmung** des elektromagnetischen Feldes erhält. Als Beispiel wird hier häufig der Meißner-Ochsenfeld-Effekt genannt (Abb.6.1): Ein Magnetfeld hat in einem Supraleiter unterhalb der Sprungtemperatur,  $T < T_C$ , eine endliche Eindringtiefe, was formal durch eine effektive Photonmasse

$$m_\gamma^{eff} \neq 0 \quad (6.2)$$

beschrieben werden kann.

In der BCS-Theorie wird das Verdrängen des Magnetfeldes aus dem Supraleiter durch einen Kompensationstrom  $\vec{j}_C$  bewirkt, der durch Cooper-Paare gebildet wird. Die Cooper-Paare sind gekoppelte  $e^-e^-$ -Systeme, die sich als Bosonen zu einer kohärenten Wellenfunktion überlagern können. Nach der BCS-Theorie ergibt sich für den Abschirmstrom (London'sche Gleichung)

$$\vec{j}_C = -\frac{4e^2}{m_e} n_C \vec{A} = -m^2 \vec{A} \quad (6.3)$$

Dabei ist  $\vec{A}$  das Vektorpotential des äußeren Magnetfeldes,  $n_C$  die Dichte der Cooper-Paare und  $m$  eine Konstante. Wichtig ist, dass der Strom durch das äußere Magnetfeld erzeugt wird, so dass die Wellengleichung

$$\square A^\mu = j_C^\mu = -m^2 A^\mu \quad (6.4)$$

zur Klein-Gordon-Gleichung eines massiven Vektorfeldes führt:

$$(\square + m^2)A^\mu = 0 \quad (6.5)$$

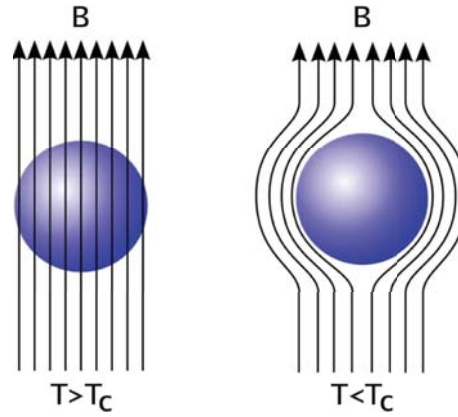


Abbildung 6.1: Darstellung des Meißner-Ochsenfeld-Effekts: ein Magnetfeld wird aus einem Supraleiter unterhalb der Sprungtemperatur,  $T < T_C$  (rechts), verdrängt.

## 6.2 Higgs-Feld, das dem Photon eine Masse gibt

Wir wollen jetzt die Cooper-Paare durch ein skalares Feld,  $\phi(x)$ , das Higgs-Feld, ersetzen und studieren für diesen einfachen Fall, wie dieses Feld dem Photon eine Masse geben kann. Die geforderten Eigenschaften des Higgs-Feldes sind:

- die Higgs-Teilchen sind Bosonen, weil nur dann eine kohärente Wellenfunktion möglich ist;
- aus dem gleichen Grund müssen die Higgs-Teilchen untereinander wechselwirken;
- das Higgs-Feld ist skalar, um die Symmetrie des Vakuums nicht zu stören;
- in dem betrachteten Fall der  $U(1)_{em}$ -Eichtheorie muss das Feld auch geladen sein (Ladung  $q$ ), um an das Photon zu koppeln.

Das Feld erfüllt die Klein-Gordon-Gleichung

$$(\square + m^2)\phi(x) = 0 \quad (6.6)$$

und führt im allgemeinen zu einem Strom

$$j^\mu = iq [\phi^*(\partial^\mu \phi) - (\partial^\mu \phi^*)\phi] \quad (6.7)$$

Ersetzt man nun die Ableitungen durch die eichinvariante Form

$$\partial^\mu \rightarrow D^\mu = \partial^\mu + iqA^\mu \quad (6.8)$$

ergibt sich ein Zusatzterm, der eine ähnliche Form wie der Cooper-Paar-Strom (6.3) hat:

$$j^\mu = iq [\phi^*(\partial^\mu \phi) - (\partial^\mu \phi^*)\phi] - 2q^2 A^\mu |\phi|^2 \quad (6.9)$$

Wir nehmen an, dass sich das Higgs-Feld im Grundzustand befindet mit einem Vakuumerwartungswert

$$|\phi_0|^2 = \text{const} \neq 0 \quad (6.10)$$

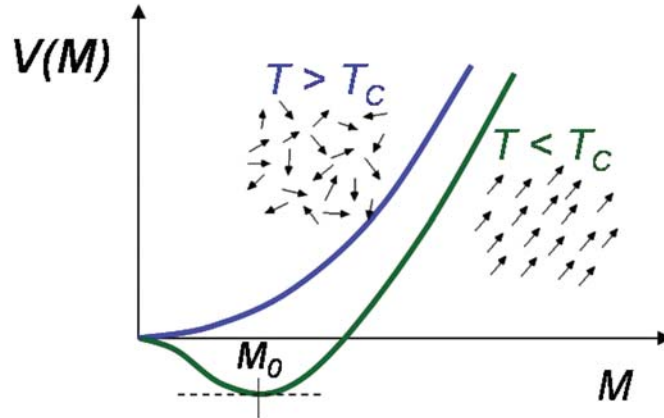


Abbildung 6.2: Spontane Magnetisierung unterhalb des Curie-Punktes.

und einem verschwindenden Mittelwert der durch die Gradienten erzeugten Ströme (erster Teil in (6.9)). Damit ergäbe sich ähnlich der London'schen Gleichung:

$$j^\mu = -2q^2 |\phi_0|^2 A^\mu = -m^2 A^\mu \quad (6.11)$$

und die Klein-Gordon-Gleichung für ein massives Photon-Feld:

$$(\square + m^2)A^\mu = 0 \quad (6.12)$$

## 6.3 Higgs-Potential

Im allgemeinen ist im Grundzustand der Vakuumerwartungswert eines Feldes

$$\langle \phi_0 \rangle = 0. \quad (6.13)$$

Die Forderung (6.10) eines im Grundzustand nicht verschwindenden Erwartungswertes ist nicht trivial und kann nur mit einer Selbstwechselwirkung des Feldes erfüllt werden. Als Analogon kann man die spontane Magnetisierung eines Ferromagneten unterhalb der Curie-Temperatur  $T_C$  betrachten. Während bei  $T > T_C$  im Grundzustand der Erwartungswert der Magnetisierung  $\langle M_0 \rangle = 0$  ist, ergibt sich für  $T < T_C$  eine spontane Magnetisierung  $\langle M_0 \rangle \neq 0$ , die durch die Ausrichtung der Spins in eine Richtung die grundsätzlich vorhandenen Rotationssymmetrie (jede Richtung ist für die Spinausrichtung gleichberechtigt) "spontan" bricht. Diese "spontane Symmetriebrechung" oder "verborgene Symmetrie im Grundzustand" ist ein wesentliches Merkmal des Higgs-Mechanismus zur Erzeugung von Massen der Eichbosonen.

Bei Ferromagneten wird die potentielle Energie der Magnetisierung durch

$$V(M) = -\alpha^2 M^2 + \beta^2 M^4 \quad (6.14)$$

mit temperaturabhängigen Koeffizienten  $\alpha$ ,  $\beta$  beschrieben. Das Potentialminimum, also der Erwartungswert des Grundzustandes, ergibt sich bei nicht-verschwindenden Koeffizienten für eine endliche Magnetisierung (siehe Abb. 6.2):

$$M_0 = \frac{\alpha}{\sqrt{2}\beta} \quad (6.15)$$

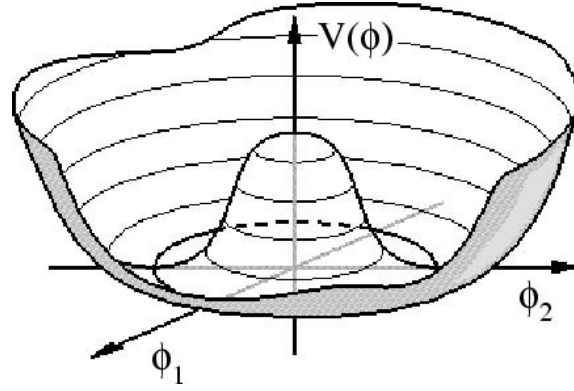


Abbildung 6.3: Selbstwechselwirkungspotential eines Higgs-Feldes.

**Anwendung auf ein Higgs-Feld:** Analog zum Ferromagneten kann man die potentielle Energie eines Higgs-Feldes ansetzen:

$$V(\phi) = -\mu^2|\phi|^2 + \lambda|\phi|^4 \quad (6.16)$$

Das führt für positive  $\mu^2$  und einem komplexen Higgs-Feld

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1 + i\phi_2) \quad (6.17)$$

zu einer als "Mexican hat" bekannten Potentialfläche (Abb.6.3), einer ringförmigen Mulde mit entarteten Minima auf einem Kreis in der komplexen  $(\phi_1, \phi_2)$ -Ebene mit dem Radius

$$|\phi_0| = \frac{1}{\sqrt{2}}\sqrt{\phi_1^2 + \phi_2^2} = \frac{v}{\sqrt{2}} \quad \text{mit } v = \sqrt{\frac{\mu^2}{\lambda}} \quad (6.18)$$

Das Higgs-Feld kann im Grundzustand eine beliebige Phase  $\theta$  in der Ebene haben:

$$\phi_0 = \frac{v}{\sqrt{2}}e^{i\theta} \quad (6.19)$$

Ein bestimmter Grundzustand bricht diese Symmetrie spontan. Für ein festes  $\theta$  und einen konstanten Wert von  $v$  ergibt sich dann aus (6.9) die verallgemeinerte London'sche Gleichung:

$$j^\mu = -2q^2|\phi_0|^2A^\mu = -q^2v^2A^\mu \quad (6.20)$$

Mit

$$m_\gamma = qv \quad (6.21)$$

ergibt sich wieder die Klein-Gordon-Gleichung für ein massives Feld:

$$(\square + m_\gamma^2)A^\mu = 0 \quad (6.22)$$

## 6.4 Higgs-Mechanismus im Lagrange-Formalismus

### 6.4.1 Lagrange-Dichte des Higgs-Feldes

Die Lagrange-Dichte eines skalaren Feldes (6.17) mit einem Potential (6.16) ist

$$\mathcal{L}_\phi = T - V = \frac{1}{2}(\partial_\mu\phi)(\partial^\mu\phi) - V(\phi) \quad (6.23)$$

Das Feld soll nun um den Grundzustand mit dem Erwartungswert  $v$ , der ohne Beschränkung der Allgemeinheit reell gewählt wird, entwickelt werden:

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}(v + \eta(x) + i\zeta(x) + \dots) \quad (6.24)$$

Damit ergibt sich für das Potential

$$V(\phi) = \mu^2\eta^2 + \frac{1}{4}\mu^2v^2 + \text{höhere Ordnungen in } \eta, \zeta \quad (6.25)$$

Der  $\mu^2v^2$  ist konstant und wird deshalb im Weiteren nicht mehr mitgenommen. Einsetzen in die Lagrange-Dichte (6.23) ergibt:

$$\mathcal{L}_\phi = \frac{1}{2}(\partial_\mu\phi)(\partial^\mu\phi) - V(\phi) = \frac{1}{2}(\partial_\mu\eta)(\partial^\mu\eta) - \mu^2\eta^2 + \frac{1}{2}(\partial_\mu\zeta)(\partial^\mu\zeta) + \dots \quad (6.26)$$

Aus den ersten beiden Termen erhält man die Klein-Gordon-Gleichung für das Feld  $\eta(x)$  (das jetzt unser Higgs-Feld darstellt) mit der Masse  $m = \sqrt{2}\mu$ . Der Masseterm  $\mu^2\eta^2$  entsteht durch die Selbstkopplung des Higgs-Feldes. Für das  $\zeta$ -Feld ergibt sich nur der kinetische Term, der Masseterm fehlt. Man kann deshalb das  $\zeta$ -Feld als das Feld eines masselosen Teilchens interpretieren. Ein solches masseloses Teilchen, genannt Goldstone-Boson, tritt immer auf, wenn der Grundzustand eine Symmetrie der Lagrange-Funktion bricht ('Goldstone-Theorem'). Anschaulich bedeutet die Masse des  $\eta$ -Feldes, dass in Richtung der reellen Achse um den Grundzustand eine Potentialmulde vorhanden ist, die eine einer Masse entsprechenden Trägheit des Feldteilchens erzeugt. Das  $\zeta$ -Feld hingegen weist in Richtung der Tangente an den Kreis mit Radius  $v$  in der Potential-Mulde, in der eine ungehinderte Bewegung möglich ist.

### 6.4.2 Eichinvariante Lagrange-Dichte des Higgs-Feldes

Wir wollen nun die  $U(1)$ -eichinvariante Lagrange-Dichte mit dem Eichfeld  $A^\mu$  und der invarianten Ableitung  $D^\mu = \partial^\mu + iqA^\mu$  hinschreiben:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \frac{1}{2}(D_\mu\phi)(D^\mu\phi) - V(\phi) - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \\ &= \frac{1}{2}(\partial_\mu\eta)(\partial^\mu\eta) - \mu^2\eta^2 + \frac{1}{2}(\partial_\mu\zeta)(\partial^\mu\zeta) \\ &\quad - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{1}{2}q^2v^2A_\mu A^\mu + qvA_\mu(\partial^\mu\zeta) + \dots \end{aligned} \quad (6.27)$$

Durch eine Umeichung des  $A^\mu$ -Feldes lässt sich das  $\zeta$ -Feld aus der Lagrange-Dichte eliminieren. Wir definieren dazu die Eichtransformation:

$$\chi(x) = -\frac{1}{qv}\zeta(x) \quad (6.28)$$

Damit wird das Eich- und das Higgs-Feld:

$$A'_\mu(x) = A_\mu(x) + \partial_\mu\left(\frac{1}{qv}\zeta(x)\right) \quad (6.29)$$

$$\phi'(x) = \left(1 - iq\frac{1}{qv}\zeta(x)\right)\phi(x) \approx \frac{1}{2}(v + \eta(x)) \quad (6.30)$$

Im letzten Ausdruck ist der Phasenfaktor, der sich aus der Eichtransformation ergibt, für infinitesimale  $\zeta(x)$  entwickelt worden. Einsetzen von (6.29, 6.30) in (6.27) zeigt tatsächlich, dass die Terme, die  $\zeta$  enthalten, verschwinden:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \frac{1}{2}(\partial_\mu\eta)(\partial^\mu\eta) - \mu^2\eta^2 \\ & - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{1}{2}g^2v^2A'_\mu A'^\mu + \dots \end{aligned} \quad (6.31)$$

Die ersten beiden Terme sind der kinetische Term und der Massenterm für das Higgs-Feld mit der Higgs-Masse

$$m_H = \sqrt{2}\mu \quad (6.32)$$

Der Selbstwechselwirkungsterm proportional zu  $A'_\mu A'^\mu$  ist ein Massenterm für das Eichboson mit der Masse

$$m_A = qv. \quad (6.33)$$

Wo ist das  $\zeta$ -Feld geblieben? Eine genauere Analyse zeigt, dass das Eichfeld durch die Eichtransformation (6.29) eine longitudinale Spinkomponente bekommen hat, die ja bei einem masselosen Vektorteilchen fehlt. Dabei ist das  $\zeta$ -Feld, das einem masselosen Goldstone-Boson entspricht, 'verschluckt' worden ('eaten'). Das ist eine, vielleicht überraschende, Eigenschaft spontaner Brechung einer Eichsymmetrie, dass die zusätzlichen longitudinalen Freiheitsgrade, die die Vektorbosonen erhalten, wenn sie Masse annehmen, durch die Goldstone-Bosonen geliefert werden.

## 6.5 Higgs-Mechanismus im Standardmodell

Um die Massenerzeugung im Standardmodell durch den Higgs-Mechanismus zu realisieren, kann man als minimale Variante das Higgs-Feld als als Isospin-Dublett ( $I = 1/2$ ,  $Y = 1$ ) ansetzen:

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_1^+ + i\phi_2^+ \\ \phi_1^0 + i\phi_2^0 \end{pmatrix} \quad (6.34)$$

Die vier Komponenten sind ausreichend den drei Vektorbosonen jeweils eine longitudinale Spinkomponente zu geben und ein skalares Higgs-Feld zu liefern. An die geladene Komponente kann das Photon koppeln. Damit das Photon aber, wie von der Natur vorgegeben, masselos bleibt, setzen wird den Vakuumerwartungswert auf Null; die Masseterme werden dann von der neutralen Komponente mit nicht-verschwindendem Erwartungswert erzeugt:

$$\langle\phi^+\rangle = 0, \quad \langle\phi^0\rangle = v \neq 0 \quad (6.35)$$

Damit setzen wir für die Entwicklung des Higgs-Dublett um den Grundzustand an:

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 + \eta^+(x) + i\zeta^+(x) \\ v + \eta^0(x) + i\zeta^0(x) \end{pmatrix}. \quad (6.36)$$

Nach Konstruktion soll nur das Feld  $\phi_1(x)$  eine Potentialmulde ausbilden. Die Felder  $\eta^+(x)$ ,  $\zeta^+(x)$ ,  $\zeta^0(x)$  führen zunächst zu masselosen Goldstone-Bosonen, die nach

der Umeichung verschluckt werden und als longitudinale Freiheitsgrade der massiven Vektorbosonen erscheinen. Im Folgenden gehen wir davon aus, dass die Umeichung erfolgt ist und damit die Vektorbosonen 3 Spinfreiheitsgrade haben. Das verbleibende Feld  $\eta(x) = \eta^0(x)$  ist das Feld des realen Higgs-Bosons.

Mit der invarianten Ableitung

$$D_\mu = \partial_\mu + i\frac{1}{2}g\vec{\tau}\vec{W}_\mu + i\frac{1}{2}g'B_\mu \quad (6.37)$$

und der Umordnung in die physikalischen Felder  $W^\pm$ ,  $Z^0$ ,  $\gamma$  (siehe Übungsaufgabe) ergibt sich die eichinvariante  $SU(2) \times U(1)$ -Lagrange-Dichte mit Massentermen für das Higgs- und die Eichbosonen:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \frac{1}{2}(\partial_\mu\eta)(\partial^\mu\eta) - \mu^2\eta^2 \\ & - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}^i F^{i\mu\nu} - \frac{1}{4}f_{\mu\nu}f^{\mu\nu} \\ & + \frac{1}{2}\frac{g^2v^2}{4}(W_\mu^+W^{+\mu} + W_\mu^-W^{-\mu}) + \frac{1}{2}\frac{(g^2 + g'^2)v^2}{4}Z_\mu^0Z^{0\mu} \end{aligned} \quad (6.38)$$

Diese Lagrange-Dichte liefert:

- (i) ein neutrales Higgs-Boson mit  $m_H = \sqrt{2}\mu$ ;
- (ii) die geladenen Bosonen  $W^\pm$  mit  $m_W = \frac{gv}{2}$ ;
- (iii) das  $Z^0$ -Boson mit  $m_Z = \frac{\sqrt{g^2+g'^2}v}{2} = \frac{gv}{2\cos\theta_W} = \frac{m_W}{\cos\theta_W}$ ;
- (iv) das Photon mit  $m_\gamma = 0$  (ein Masseterm für  $A_\mu \sim gB_\mu + g'W_{3\mu}$  kommt nach Konstruktion nicht vor).

Aus (ii) und (iii) folgt (in niedrigster Ordnung der Störungstheorie):

$$\rho = \frac{m_W^2}{m_Z^2 \cos^2\theta_W} = 1 \quad (6.39)$$

Die Messung von  $\rho$  stellt einen Test der Higgs-Struktur des Standardmodells dar. Aus den Messungen der leptonenischen  $Z$ -Zerfälle bei LEP und SLC ergibt sich experimentell

$$\rho_l = 1.0050 \pm 0.0010 \quad (6.40)$$

in guter Übereinstimmung mit dem Standardmodell mit einem Higgs-Dublett unter Berücksichtigung der Strahlungskorrekturen. Der Vakuumerwartungswert des Higgs-Feldes ist durch die Messungen der schwachen Kopplung und der Massen der Eichbosonen berechenbar:

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8m_W^2} = \frac{v^2}{2} \Rightarrow v \approx 246 \text{ GeV} \quad (6.41)$$

Dagegen bleibt der Parameter  $\mu$  des Higgs-Potentials, von dem die Higgs-Masse abhängt und damit die Higgs-Masse selbst unbekannt.

## 6.6 Massen der Fermionen

In der Dirac-Gleichung werden die rechts- und linkshändigen Komponenten der Fermionen durch den Massenterm gekoppelt. Das sieht man zum Beispiel, wenn man auf die Dirac-Gleichung

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m_f)f = 0 \quad (6.42)$$

den rechtshändigen Projektionsoperator anwendet:

$$\frac{1 + \gamma^5}{2}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m_f)f = i\gamma^\mu \partial_\mu \frac{1 - \gamma^5}{2}f - m_f \frac{1 + \gamma^5}{2}f = 0 \quad (6.43)$$

$$\Rightarrow i\gamma^\mu \partial_\mu f_L = m_f f_R \quad (6.44)$$

Um die Fermionmassen  $m_f$  durch Kopplung der Fermionen an das Higgs-Feld zu erzeugen, müssen folgende Bedingungen erfüllt sein:

- das Neutrino muss masselos bleiben,
- die Massen der rechts- und linkshändigen Fermionen müssen gleich sein,
- der Beitrag zur Lagrange-Dichte muss  $SU(2) \times U(1)$ -invariant sein.

Für die Leptonen kann man die Kopplung an das Higgs-Dublett wie folgt einführen (hier am Beispiel des Neutrino-Elektron-Dubletts):

$$i\gamma^\mu \partial_\mu \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L = \tilde{g}_e \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} e_R = \tilde{g}_e \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} e_R \quad (6.45)$$

Der Vergleich mit (6.44) ergibt für die Masse des Elektrons und des Neutrinos:

$$m_e = \frac{\tilde{g}_e v}{\sqrt{2}}, \quad m_\nu = 0 \quad (6.46)$$

Die Kopplung ist proportional zu der Masse der Fermionen und im SM ein freier Parameter, separat für jedes Fermion:

$$\tilde{g}_e = \frac{m_e \sqrt{2}}{v} \quad (6.47)$$

Die Quarkmassen werden ähnlich erzeugt, nur muss in diesem Fall beachtet werden, dass beide Komponenten der Quark-Dubletts eine Masse erhalten.

## 6.7 Higgs-Kopplungen

Aus der Diskussion im vorigen Abschnitt ergibt sich, dass die Kopplungen an das Higgs-Feld proportional zur Masse sind, weil diese Kopplungen gerade die Massen erzeugen. Die Kopplungskonstanten für die Fermionen und Eichbosonen sind:

$$\begin{aligned} g_{f\bar{f}H} &= \frac{e m_f}{2M_W \sin \theta_W} \\ g_{WWH} &= \frac{e M_W}{\sin \theta_W} \\ g_{ZZH} &= \frac{e M_Z}{\sin \theta_W \cos \theta_W} \end{aligned} \quad (6.48)$$



Mit den Beziehungen

$$\frac{g^2}{8M_W^2} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \quad \text{und} \quad g = \frac{e}{\sin \theta_W} \quad (6.49)$$

folgt damit für die Eichbosonen, dass die Higgs-Kopplung proportional zum Quadrat der Masse ist:

$$g_{WWH} = 2\left(\sqrt{2}G\right)^{\frac{1}{2}} M_W^2 \quad (6.50)$$

Mit diesen Kopplungsstärken können die entsprechenden Zerfallsbreiten berechnet werden:

$$\begin{aligned} \Gamma(H \rightarrow f\bar{f}) &= N_c \cdot \frac{Gm_f^2 m_H}{4\pi\sqrt{2}} \left(1 - 4\frac{m_f^2}{m_H^2}\right)^{\frac{3}{2}} \\ \Gamma(H \rightarrow W^+W^-) &= \frac{Gm_H^3}{8\pi\sqrt{2}} \left(1 - 4\frac{M_W^2}{m_H^2}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot \left(1 - 4\frac{M_W^2}{m_H^2} + 12\frac{M_W^4}{m_H^4}\right) \\ \Gamma(H \rightarrow Z^0Z^0) &= \frac{Gm_H^3}{16\pi\sqrt{2}} \left(1 - 4\frac{M_Z^2}{m_H^2}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot \left(1 - 4\frac{M_Z^2}{m_H^2} + 12\frac{M_Z^4}{m_H^4}\right) \end{aligned} \quad (6.51)$$

## 6.8 Suche nach dem Higgs-Boson

Das Higgs-Boson ist noch nicht entdeckt worden (Juli 2006). Die höchste Massengrenze wurde bei LEP2 bei der maximal erreichbaren Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s}_{max} = 209$  GeV bestimmt:

$$M_H = \sqrt{s} - M(Z^0) = 114 \text{ GeV} \quad (6.52)$$

Dabei wurde nach der Higgs-Erzeugung über den Higgs-Stahlungsprozess:

$$e^+e^- \rightarrow Z^{0*} \rightarrow Z^0H \quad (6.53)$$

mit anschließendem Zerfall des Higgs in ein Bottom-Quarkpaar:

$$H \rightarrow b\bar{b} \quad (6.54)$$

gesucht. Gemeinsam mit indirekten Massenbestimmungen über Strahlungskorrekturen wird eine relative geringe Higgs-Masse, unterhalb von 200 GeV, bevorzugt (Abb. 6.4).

Das TEVATRON ist zur Zeit die einzige Maschine, mit der nach dem Higgs-Teilchen gesucht werden kann, bevor 2007 der LHC in Betrieb geht. Die relativen Beiträge verschiedener Zerfallskanäle des Higgs-Bosons als Funktion der Masse ist in Abb. 6.5 dargestellt. Die erfolgversprechenden Endzustände sind:

- $M_H < 135$  GeV:  $H \rightarrow b\bar{b}$ ,
- $M_H > 135$  GeV:  $H \rightarrow W^+W^-$  und  $H \rightarrow Z^0Z^0$

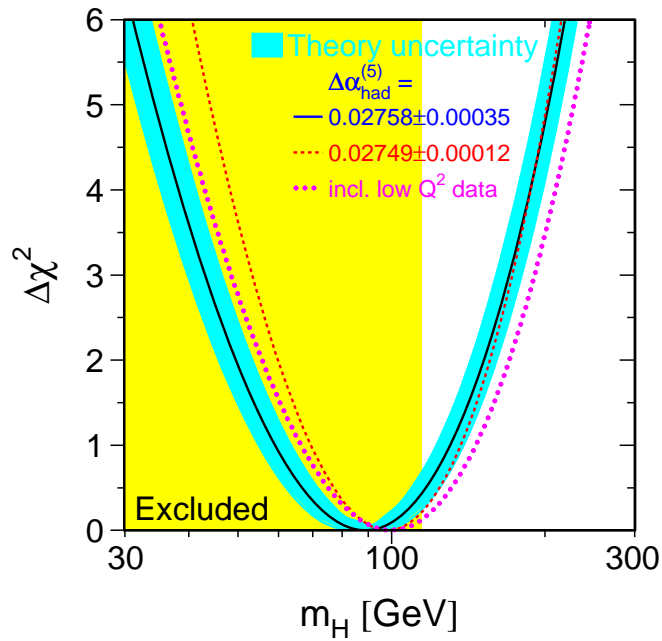


Abbildung 6.4: Vertrauensbereiche für die Masse eines SM-Higgs-Bosons, die aus den Präzisionsmessungen der Parameter des Standardmodells gewonnen wurden. Das linke Band ist der durch direkte Suchen ausgeschlossenen Massenbereich ( $< 114$  GeV).

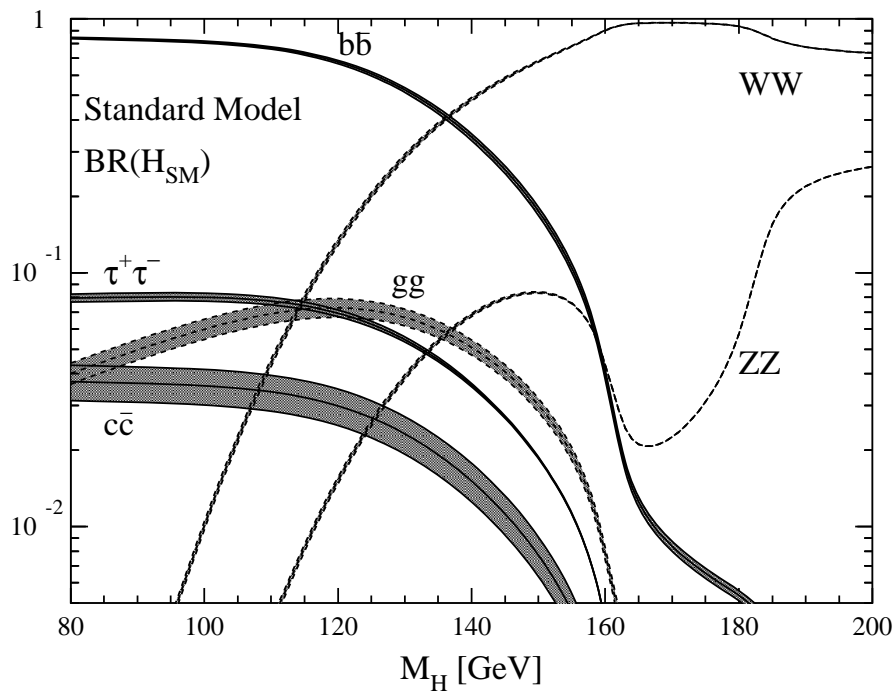


Abbildung 6.5: Relative Beiträge verschiedener Zerfallskanäle des Higgs-Bosons in  $p\bar{p}$ -Kollisionen beim TEVATRON.

Diese Suche wird bei LHC fortgesetzt, wobei bei kleinen Higgs-Massen auch der Zerfall

$$H \rightarrow \gamma\gamma \tag{6.55}$$

wegen der guten Signatur betrachtet wird, obwohl die Zerfallsbreite klein ist.

Wenn ein Higgs-Kandidat zum Beispiel bei LHC gefunden wird, muss mit Präzisionsmessungen verifiziert werden, dass dieser Kandidat tatsächlich die im SM erwarteten Eigenschaften und Kopplungen hat. Dazu ist die Higgs-Erzeugung in einer Elektron-Positron-Maschine wegen des geringen Untergrundes geeigneter als ein Hadron-Collider. Dafür und um andere Fragestellungen zu lösen, wird der "International Linear Collider" (ILC) geplant.