
Suche nach dem Higgs-Boson

6.1 Das Higgs-Boson im Standardmodell

Das Higgs-Boson nimmt im Standardmodell (SM) eine Sonderstellung ein. Es ist das einzige elementare Spin-0-Teilchen, und es ist verantwortlich für die elektroschwache Symmetriebrechung und die Massen der Fermionen. Gleichzeitig ist das letzte SM-Teilchen, das bisher noch nicht experimentell nachgewiesen werden konnte. In diesem Abschnitt sollen theoretische Erwartungen zur Produktion des Higgs-Bosons und experimentelle Suche nach dem Higgs-Boson beschrieben werden.

6.1.1 Higgs-Potenzial

Der Higgs-Mechanismus wurde bereits in Abschnitt 2.3.2 diskutiert. Durch die Einführung des Higgs-Potenzials

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - \frac{\mu^2}{2} \Phi^\dagger \Phi - \frac{\lambda}{4} (\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad \text{mit } \Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \quad (6.1)$$

in die Lagrangedichte des SM erhalten die W^\pm -Bosonen und das Z-Boson Massen. Von den vier Freiheitsgraden des Higgs-Feldes bleibt dann noch einer übrig, das physikalische Higgs-Boson H , ein massives skalares Teilchen (Spin 0). Die Massen der Fermionen werden zusätzlich durch das Hinzufügen von Yukawa-Kopplungen zur Lagrangedichte generiert, die proportional zur Masse des Teilchens sind, vgl. Gleichungen (2.62) und (2.70). Damit sind die Kopplungen des Higgs-Feldes an alle anderen Teilchen des SM festgelegt, und Produktionsraten und Verzweigungsverhältnisse können berechnet werden. Die Higgs-Masse bleibt in diesen Rechnungen ein freier Parameter, der nicht vom SM vorhergesagt wird. Die Higgs-Masse kann aber bereits durch theoretische Überlegungen beschränkt werden.

Suchen nach dem Higgs-Boson wurden im großen Detail sowohl bei den LEP- als auch bei den Tevatron-Experimenten durchgeführt. Bisher konnte das Higgs-Boson allerdings experimentell noch nicht nachgewiesen werden (Stand: Juni 2009). Dadurch konnte ein weiter Bereich möglicher Higgs-Massen bereits durch direkte Suchen ausgeschlossen werden. Auch durch die indirekten Auswirkungen der Higgs-Masse auf

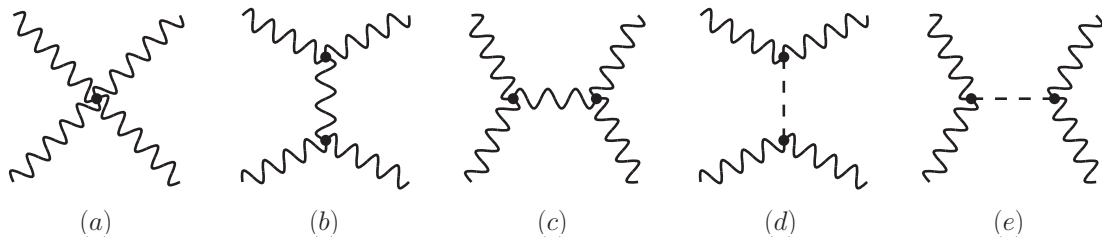


Abbildung 6.1: Beiträge zur Streuung longitudinaler W -Bosonen. Divergenzen in den Feynman-Diagrammen (a)–(c) werden durch die Beiträge der Diagramme (d) und (e) mit Higgs-Austausch weggehoben, jedoch nur, falls $m_H < 850$ GeV.

Präzisionsobservable über Strahlungskorrekturen können Schranken auf die Higgs-Masse bestimmt werden.

6.1.2 Indirekte Schranken auf die Higgs-Masse

Massenschranken durch theoretische Überlegungen

Vom SM wird angenommen, dass es eine „effektive Theorie“ darstellt, die Elementarteilchen höchstens bis zu der Energieskala beschreiben kann, bei der quantenmechanische und Gravitationseffekte gleich stark werden. Diese „Planck-Skala“ ist (bis auf einen Faktor π) definiert als die Energie, bei der die Compton-Wellenlänge $2\pi\hbar/(mc)$ eines Teilchens gleich seinem eigenen Schwarzschild-Radius $2Gm/c^2$ (G Gravitationskonstante) ist:

$$\Lambda_{\text{Pl}} = \sqrt{\frac{\hbar c}{G}} = \sqrt{\frac{1}{G}} = 1,22 \cdot 10^{19} \text{ GeV}. \quad (6.2)$$

Es ist allerdings auch möglich, dass das SM schon bei einer geringeren Energieskala Λ durch eine umfassendere Theorie ersetzt werden muss. In Abhängigkeit von Λ können dann obere und untere Schranken auf die Higgs-Masse bestimmt werden, wenn man folgende Prozesse betrachtet:

- Streuung longitudinal polarisierter W -Bosonen: Der Wirkungsquerschnitt für den Prozess $W_L^+ W_L^- \rightarrow W_L^+ W_L^-$ (vgl. Abb. 6.1) divergiert ohne Beiträge durch den Austausch eines Higgs-Bosons mit $m_H < 850$ GeV.
- Selbstkopplung der Higgs-Bosonen (vgl. Abb. 6.2): Ohne eine obere Schranke auf die Higgs-Masse würde die Selbstkopplung der Higgs-Bosonen bei einer Skala $\Lambda < \Lambda_{\text{Pl}}$ nicht-perturbativ, und die effektive Higgs-Kopplung λ würde divergieren. Wenn die Higgs-Masse andererseits so klein ist, dass $\lambda < 0$ wird, nimmt das Higgs-Potenzial nicht die in Abb. 2.3 gezeigte Form an, und es gibt keine stabile spontane Symmetriebrechung [Ham97]. Die Schranken auf die Higgs-Masse, die sich dadurch ergeben, sind in Abb. 6.3 gezeigt.

Insgesamt wird im SM also durch theoretische Überlegungen eine Higgs-Masse zwischen etwa 100 GeV und 200–500 GeV gefordert.

Massenschranken durch Präzisionsdaten

Aus Messungen an der Z -Resonanz (Z -Boson-Masse m_Z , schwacher Mischungswinkel $\sin\theta_W$ usw.) sowie aus der genauen Bestimmung der W -Boson-Masse m_W und

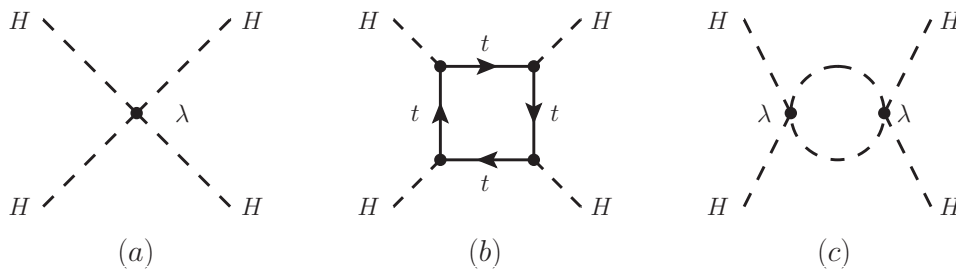


Abbildung 6.2: Feynman-Diagramme aller Beiträge zur quartischen Selbstkopplung des Higgs-Bosons.

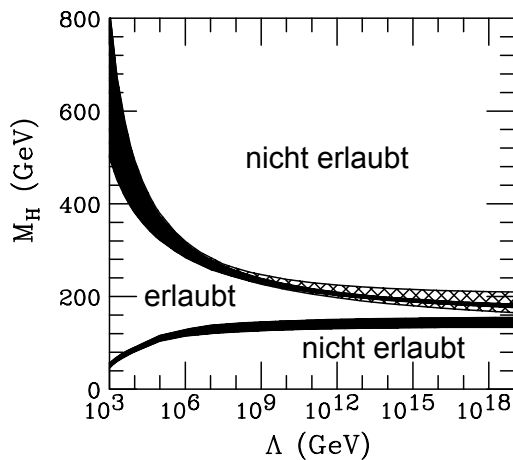


Abbildung 6.3: Obere und untere Schranken auf die Masse des Higgs-Bosons als Funktion einer Energieskala Λ , bis zu der das Standardmodell gültig bleibt (nach [Ham97]).

der Top-Quark-Masse m_t lassen sich im Rahmen des SM ebenfalls Schranken auf die Higgs-Masse bestimmen. In Schleifenkorrekturen zu m_W und m_Z treten sowohl Top-Quarks als auch Higgs-Bosonen auf, wie in Abb. 6.4 gezeigt. Dabei hängt die Korrektur quadratisch von m_t ab, aber nur logarithmisch von m_H . Gleichzeitig besitzen die beiden Korrekturen unterschiedliche Vorzeichen, da das Higgs-Teilchen ein Spin-0-Boson ist und das Top-Quark ein Spin-1/2-Fermion. Durch die lediglich logarithmische Abhängigkeit ergeben sich, anders als bei der Top-Masse, keine genauen Vorhersagen der Higgs-Masse, sondern nur ein breites Massenfenster. Das Resultat der Anpassung an elektroschwache Präzisionsdaten wird im sogenannten „Blue-Band-Plot“ zusammengefasst, der in Abb. 6.5 gezeigt ist. Ohne auf direkte Messungen zurückzugreifen, ergibt sich ein Massenfenster von $m_H = 90_{-27}^{+36}$ GeV, das man auch in eine obere Grenze von $m_H < 163$ GeV bei 95% Vertrauensniveau umwandeln kann. Durch Präzisionsdaten wird also eine „leichte“ Higgs-Masse unter ca. 160 GeV bevorzugt. Im folgenden werden weitere Einschränkungen durch direkte Suchen nach dem Higgs-Boson diskutiert.

6.1.3 Higgs-Produktion und -Zerfall

Es gibt eine Reihe von Prozessen, in denen Higgs-Bosonen erzeugt werden können, und ebenso eine Vielzahl von Zerfallsprozessen. Welche dieser Prozesse sich für eine Suche nach Higgs-Bosonen an Collidern eignen, hängt von deren Wirkungsquerschnitt und Verzweungsverhältnis sowie vom erwarteten Untergrund durch andere SM-Prozesse ab. Hier sollen nur die wichtigsten Prozesse diskutiert werden.

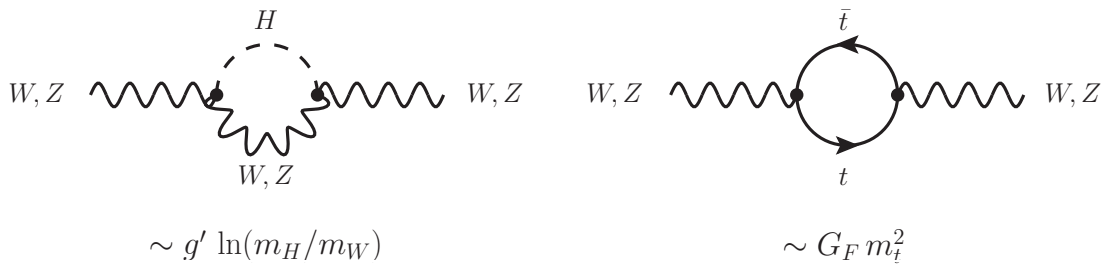


Abbildung 6.4: Führende Schleifenkorrekturen zum W- und Z-Boson-Propagator: Die Higgs-Boson-Schleife (links) hängt logarithmisch von der Higgs-Boson-Masse ab, die Top-Quark-Schleife (rechts) quadratisch von der Top-Quark-Masse.

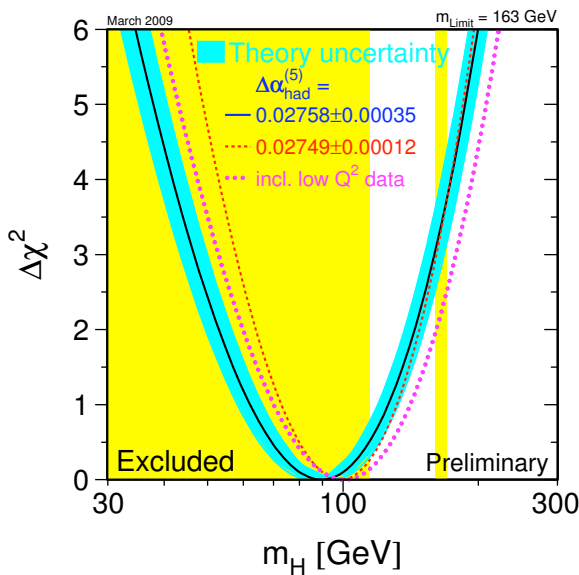


Abbildung 6.5: „Blue-Band-Plot“: Abweichung vom Minimum des χ^2 -Werts einer Anpassung an Präzisionsdaten als Funktion der Higgs-Boson-Masse m_H [LEP]. Die Daten ergeben $m_H = 90^{+36}_{-27}$ GeV bzw. $m_H < 163$ GeV (95% Vertrauensniveau). Aufgrund direkter Suchen sind $m_H < 114,4$ GeV und $160 \text{ GeV} < m_H < 170$ GeV mit einem Vertrauensniveau von 95% ausgeschlossen.

Produktion von Higgs-Bosonen an Collidern

Bei LEP wurden Higgs-Suchen bei Schwerpunktsenergien von bis zu $\sqrt{s} = 209$ GeV durchgeführt. Der dominierende Produktionsprozess im interessanten Massenbereich ab etwa $m_H = 100$ GeV ist die „Higgs-Strahlung“ $e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow ZH$, bei der ein Higgs-Boson zusammen mit einem Z-Boson erzeugt wird. Bei $\sqrt{s} = 209$ GeV konnten so Higgs-Massen von bis zu $\sqrt{s} - m_Z \approx 118$ GeV untersucht werden.

An Hadron-Collidern sind weitere Produktionsprozesse möglich, eine Übersicht der relevanten Feynman-Diagramme ist in Abb. 6.6 gezeigt. Der dominante Kanal an beiden Collidern ist die Gluon-Gluon-Fusion, gefolgt von der assoziierten Produktion mit einem W- oder Z-Boson oder einem $t\bar{t}$ -Paar und der Vektorboson-Fusion. Abb. 6.7 zeigt die Wirkungsquerschnitte für diese Prozesse am Tevatron und am LHC.

Zerfallskanäle des Higgs-Bosons

Das Higgs-Boson koppelt an alle Fermionen proportional zu ihrer Masse und an alle Eichbosonen proportional zum Quadrat ihrer Masse. Die einzelnen Zerfallskanäle haben

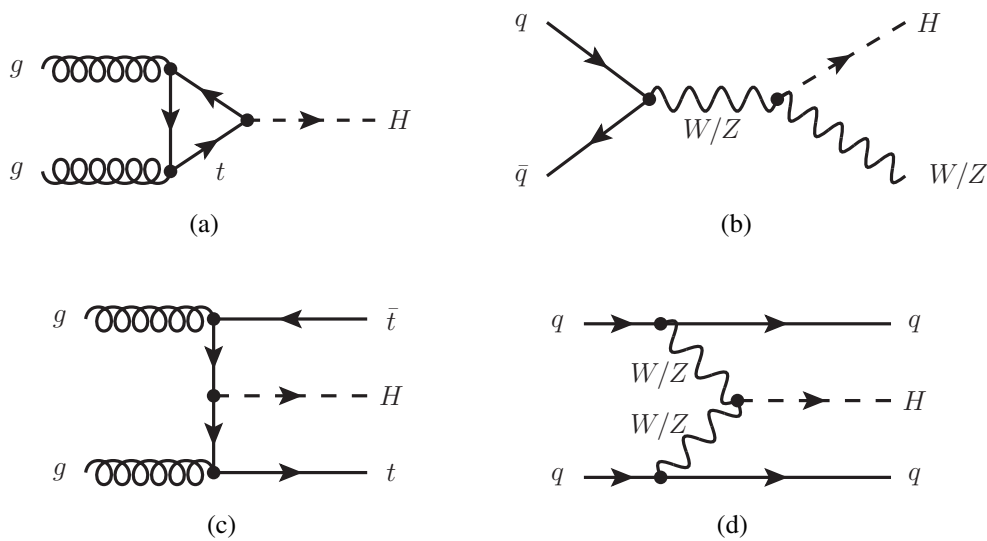


Abbildung 6.6: Feynman-Diagramme für Higgs-Boson-Produktion an Hadron-Collidern. (a) Gluon-Gluon-Fusion. (b) Assoziierte Higgs-Produktion mit W/Z -Boson („Higgs-Strahlung“). (c) Assoziierte Higgs-Produktion mit $t\bar{t}$. (d) Vektorboson-Fusion mit W/Z -Boson.

im SM folgende Kopplungsstärken:

$$H \rightarrow f\bar{f} : \quad g_{f\bar{f}H} = \frac{m_f}{v} \quad (6.3)$$

$$H \rightarrow W^+W^- : \quad g_{WWH} = \frac{2m_W^2}{v} \quad (6.4)$$

$$H \rightarrow ZZ : \quad g_{ZZH} = \frac{2m_Z^2}{v} \quad (6.5)$$

Dabei ist $v = (\sqrt{2}G_F)^{-1/2}$ der Vakuumerwartungswert des Higgs-Feldes. Die Verzweigungsverhältnisse für Higgs-Zerfälle im SM sind in Abb. 6.8 dargestellt. Ein Zerfall in ein (reelles) Teilchenpaar $X\bar{X}$ ist kinematisch nur erlaubt, wenn $m_H > 2m_X$ erfüllt ist. Damit ergibt sich eine Abhängigkeit der bevorzugten Zerfallskanäle von der Higgs-Masse. Für $m_H < 135$ GeV dominiert daher der Zerfall $H \rightarrow b\bar{b}$, für $m_H \geq 135$ GeV der Zerfall $H \rightarrow W^+W^-$. Aufgrund von Interferenzeffekten trägt dieser auch schon unterhalb der Massenschwelle von etwa 160 GeV zum Zerfall bei. Die Zerfallskanäle $H \rightarrow ZZ$ und $H \rightarrow t\bar{t}$ werden erst bei höheren Energien relevant.

6.1.4 Direkte Higgs-Suchen

Higgs-Suche bei LEP

Die Higgs-Suche bei LEP I blieb erfolglos, so dass Higgs-Bosonen mit einer Masse von weniger als etwa 65 GeV ausgeschlossen werden konnten. Erst LEP II (1996–2000) konnte in den interessanten Bereich jenseits von $m_H = 100$ GeV vorstoßen. Die Paare von Higgs- und Z-Bosonen aus $e^+e^- \rightarrow HZ$ erlauben dabei die Tabelle 6.1 gezeigten Signaturen. In diesen Kanälen tragen hauptsächlich die Vierjet-Produktion in der QCD sowie die elektroschwache Produktion von WW - und ZZ -Paaren zum Untergrund bei.

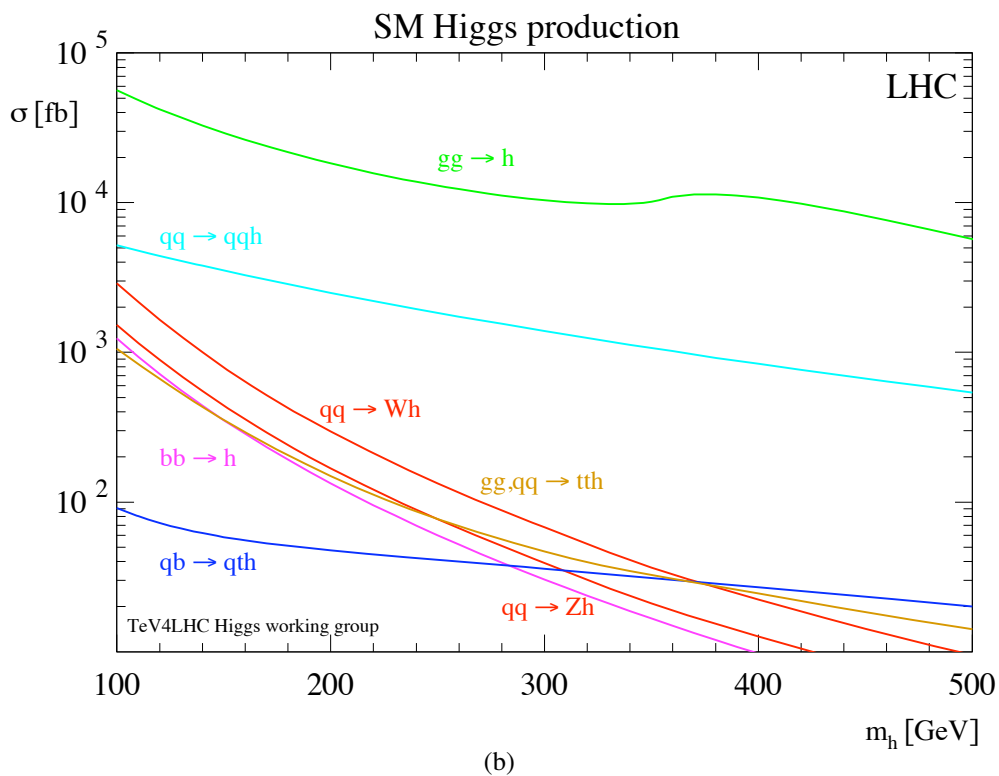
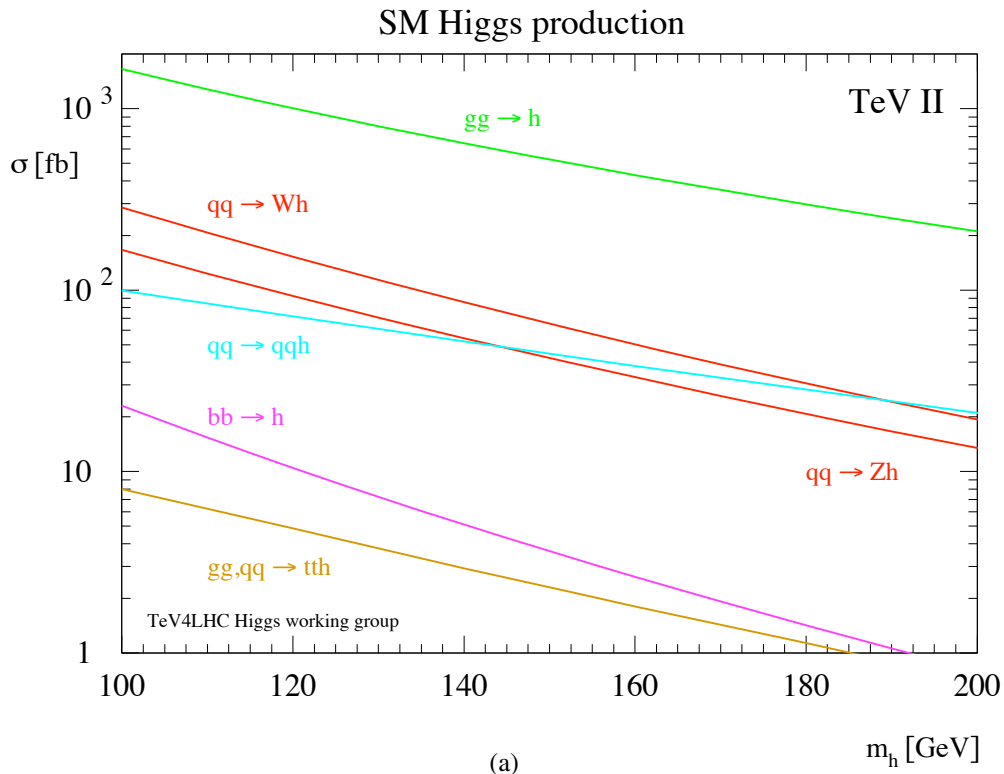


Abbildung 6.7: Wirkungsquerschnitte für die Higgs-Boson-Produktion im Standardmodell [TEV]. (a) Tevatron Run II. (b) LHC. In beiden Fällen dominiert die Gluon-Gluon-Fusion $gg \rightarrow H$.

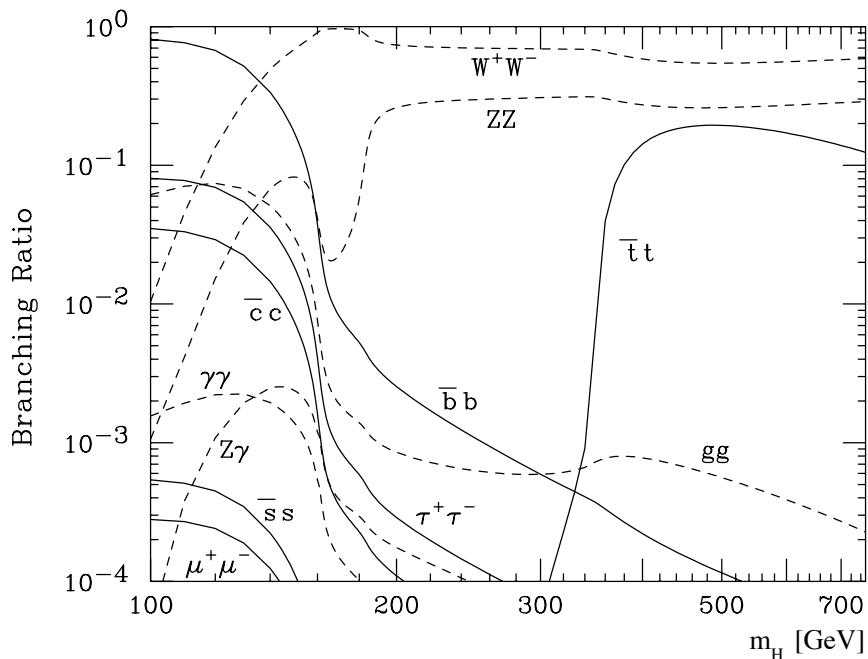


Abbildung 6.8: Vorhergesagte Verzweigungsverhältnisse für Higgs-Boson-Zerfälle im Standardmodell [Ams08]. Der dominante Kanal für kleine Higgs-Boson-Massen ist $H \rightarrow b\bar{b}$, für große Massen dominiert $H \rightarrow W^+W^-$.

Tabelle 6.1: Ereignissignaturen im Prozess $e^+e^- \rightarrow HZ$ bei LEP.

Higgs-Zerfall	Z-Zerfall	Signatur
$H \rightarrow b\bar{b}$	$Z \rightarrow q\bar{q}$	4 Jets, 2 davon mit B -Hadronen
$H \rightarrow \tau^+\tau^-$	$Z \rightarrow q\bar{q}$	2 Jets und 2 Tau-Leptonen
$H \rightarrow b\bar{b}$	$Z \rightarrow \tau^+\tau^-$	2 B -Jets und 2 Tau-Leptonen
$H \rightarrow b\bar{b}$	$Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$	2 B -Jets und fehlende Energie
$H \rightarrow b\bar{b}$	$Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-$	2 B -Jets und 2 Leptonen

Am Ende der LEP-II-Datennahme im Jahr 2000 hat allein das ALEPH-Experiment einen signifikanten Überschuss von 4-Jet-Ereignissen beobachtet, der mit einem Higgs-Signal vereinbar war. Eines dieser Ereignisse ist in Abb. 6.9 gezeigt. Wenn man die Ergebnisse aller vier Experimente kombiniert, erhält man kein signifikantes Higgs-Signal. Die Wahrscheinlichkeit, dass die beobachteten Ereignisse allein vom Untergrund stammen, ist 9%. Somit konnten Higgs-Massen von $m_H < 114,4 \text{ GeV}$ mit 95% Vertrauensniveau bei LEP ausgeschlossen werden [LEP03]. Per Konvention spricht man von „Evidenz“, wenn die Untergrundhypothese mit mehr als 3σ (Gaußsche Wahrscheinlichkeit $\approx 2,7 \cdot 10^{-3}$) und von „Entdeckung“, wenn die Untergrundhypothese mit mehr als 5σ (Wahrscheinlichkeit $\approx 5,7 \cdot 10^{-7}$) ausgeschlossen werden kann.

Higgs-Suche am Tevatron

Die Suche nach dem Higgs-Boson wurde ab 2001 mit Run II des Tevatron weitergeführt. Am Tevatron kann man den Vorteile des großen zugänglichen Energiebereich an einem Hadron-Collider nutzen, hat aber auch mit den typischen experimentellen Schwierig-

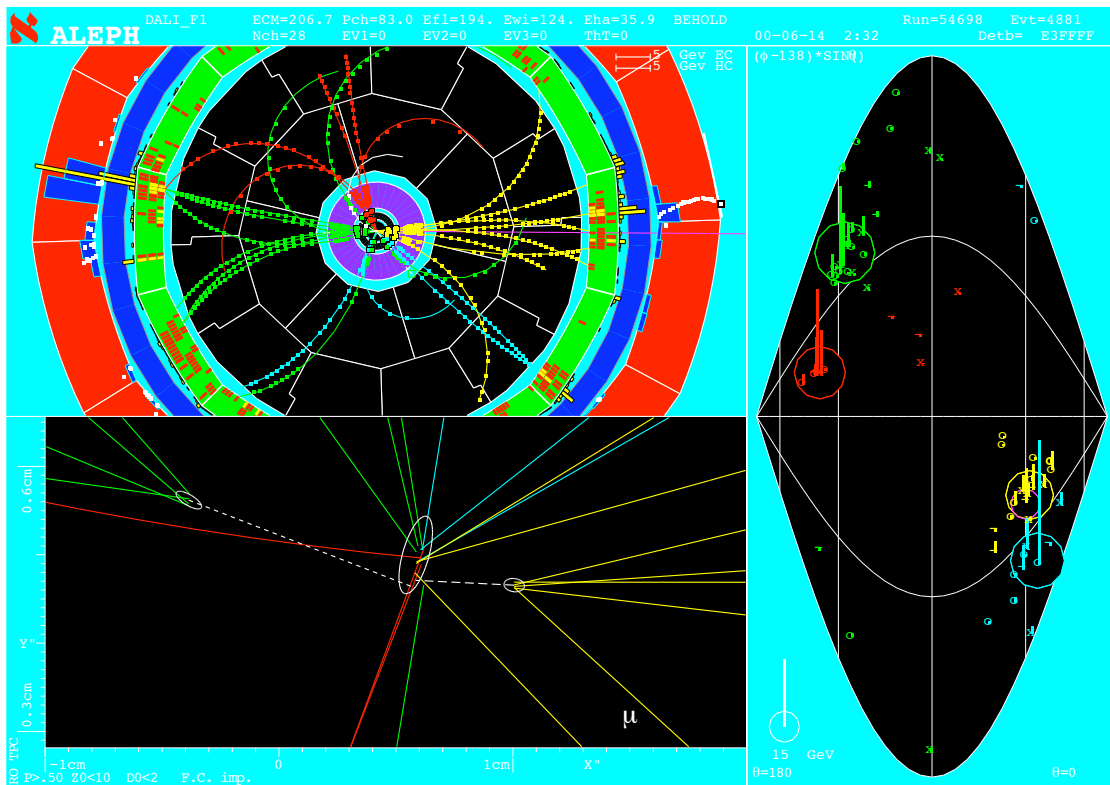


Abbildung 6.9: „Event Display“ eines Kandidaten für den Prozess $ee \rightarrow HZ \rightarrow b\bar{b}q\bar{q}$ beim ALEPH-Experiment. Das Ereignis umfasst vier Jets, von denen zwei als B -Jets identifiziert werden konnten.

keiten wie hohen Untergrundraten zu kämpfen. Am Tevatron werden Daten in allen in Abb. 6.6 gezeigten Produktionskanäle analysiert. Eine gute Trennung vom Untergrund gelingt dabei insbesondere in der assoziierten Produktion mit W - und Z -Bosonen. Im folgenden werden die Endzustände, die am Tevatron untersucht werden, kurz beschrieben:

- $H \rightarrow b\bar{b}$: Dieser Endzustand ist wie bei LEP gut über B -Tagging selektierbar. Wenn er jedoch nicht in assoziierter Produktion erzeugt wird, leidet er unter sehr großem Untergrund durch Jetproduktion mittels QCD.
- $H \rightarrow \tau^+ \tau^-$: Dieser Zerfall ist ähnlich schwierig vom QCD-Untergrund zu trennen wie $H \rightarrow b\bar{b}$.
- $H \rightarrow W^+ W^-$: Für den Massenbereich um die doppelte W -Masse ($m_H \approx 160 \text{ GeV}$) ist dieser Kanal der sensitivste. Man untersucht insbesondere den Fall, in dem beide W -Bosonen leptonisch zerfallen und erwartet zwei geladene Leptonen und fehlende transversale Energie als Signatur. Aufgrund der Spin-0-Natur des Higgs-Bosons kann man die Signatur von Untergründen wie elektroschwacher WW -Produktion und dem Zerfall $t\bar{t} \rightarrow WbWb$ unterscheiden.
- $H \rightarrow \gamma\gamma$: Der Zerfall des Higgs-Bosons in zwei Photonen besitzt nur ein Verzweigungsverhältnis von etwa 10^{-3} . Er manifestiert sich aber als (kleines) Signal in der invarianten $\gamma\gamma$ -Masse über einem Kontinuum von Photonpaaren aus anderen Quellen und erlaubt so eine Rekonstruktion der Higgs-Masse. Dieser Kanal wurde am Tevatron bereits untersucht, wird aber erst durch die höhere Kollisionsenergie und

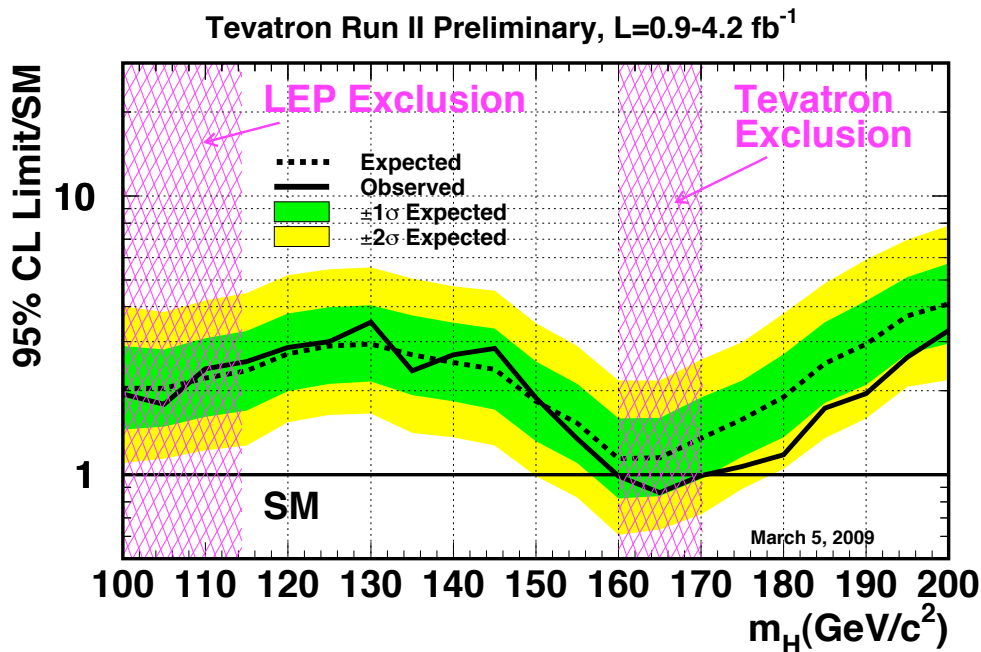


Abbildung 6.10: Vergleich der beobachteten Ausschlussgrenze auf den Wirkungsquerschnitt für SM-Higgs-Produktion mit den Vorhersagen des SM als Funktion der Higgs-Masse [TEV09]. Erreicht die beobachtete Ausschlussgrenze einen Wert von 1, wird die SM-Higgs-Produktion für die entsprechende Higgs-Masse ausgeschlossen. Die gestrichelte Linie gibt die erwartete Schranke und die farbigen Bänder deren Unsicherheit an. Die LEP-Experimente schließen $m_H < 114,4 \text{ GeV}$ und die Tevatron-Experimente $160 \text{ GeV} < m_H < 170 \text{ GeV}$ aus.

die verbesserte Photonrekonstruktion bei den LHC-Experimenten konkurrenzfähig werden.

Erst in den Jahren 2008/2009 gelang es den Tevatron-Experimenten zum ersten Mal, die Ausschlussgrenzen von LEP zu verbessern und ein SM-Higgs-Boson mit $160 \text{ GeV} < m_H < 170 \text{ GeV}$ mit 95% Vertrauensniveau auszuschließen. Um die dazu notwendige Sensitivität zu erreichen, mussten Analysen von mehr als 20 (50) unterschiedlichen Endzuständen im CDF-(DØ)-Experiment kombiniert werden [TEV09]. Die Ausschlussgrenzen von LEP und Tevatron als Funktion der Higgs-Masse sind in Abb. 6.10 gezeigt.

Ausblick: Higgs-Suche am LHC

Aufgrund der höheren Schwerpunktsenergie gegenüber dem Tevatron erhöht sich am LHC der Wirkungsquerschnitt für Higgs-Boson-Produktion um einen Faktor 30–50. Die dominanten Produktionskanäle sind ähnlich wie beim Tevatron Gluon-Gluon-Fusion, assoziierte Produktion und Vektorboson-Fusion, wobei auch die assoziierte Produktion mit $t\bar{t}$ -Paaren relevant wird. Am LHC werden neben den oben diskutierten noch weitere Zerfallskanäle des Higgs-Bosons zugänglich, insbesondere der „goldene Kanal“ $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$. Dieser Kanal ist für $130 \text{ GeV} < m_H < 1 \text{ TeV}$ vielversprechend, da vier geladene Leptonen, insbesondere Myonen, eine sehr saubere Signatur bilden, mit der sich die Higgs-Masse genau über die invariante Masse des Endzustandes rekonstruieren lässt.

Insgesamt kann am LHC der komplette erlaubte Massenbereich des SM-Higgs-Bosons bis zu etwa 1 TeV experimentell abgedeckt werden kann. Der Bereich leichter Higgs-Massen ($110\text{ GeV} < m_H < 140\text{ GeV}$), der durch theoretische Vorhersagen und die Messungen an LEP und Tevatron bevorzugt ist, wird beim LHC aufgrund großer Untergründe nur schwer zugänglich sein. Trotz der großen Produktionsrate werden einige Jahre Datennahme erforderlich sein, um das Signal eines SM-Higgs-Boson zu etablieren.

6.2 Das Higgs-Boson in Erweiterungen des Standardmodells

6.2.1 Modelle mit zwei Higgs-Doublets

Das Higgs-Feld im SM stellt den einfachsten Mechanismus dar, um spontane Symmetriebrechung (SSB) und Fermionmassen zu erzeugen. In vielen Erweiterungen des SM, insbesondere in der Supersymmetrie, gibt es einen erweiterten Higgs-Sektor. Eine mögliche Erweiterung besteht in der Einführung eines zweiten $SU(2)$ -Doublets (engl.: two Higgs doublet model, 2HDM), so dass eines zur Massenerzeugung der up-artigen Fermionen und eines zur Massenerzeugung der down-artigen Quarks, anstatt von $\tilde{\Phi}$ in Gleichung (2.70), benutzt wird:

$$\Phi_u := \begin{pmatrix} \phi_u^+ \\ \phi_u^0 \end{pmatrix}, \quad \Phi_d := \begin{pmatrix} \phi_d^0 \\ \phi_d^- \end{pmatrix}. \quad (6.6)$$

Nach wie vor werden drei Freiheitsgrade des Higgs-Sektors für die SSB benötigt, so dass fünf physikalische Higgs-Teilchen übrig bleiben,

- zwei geladene Higgs-Bosonen H^\pm ,
- ein CP-ungerades neutrales Higgs-Boson A ,
- zwei CP-gerade neutrale Higgs-Bosonen H („schwer“) und h („leicht“).

Somit ergibt sich im Higgs-Sektor im Prinzip auch die Möglichkeit der CP -Verletzung. Der zentrale freie Parameter in einem 2HDM ist das Verhältnis der Vakuumerwartungswerte der beiden Higgs-Doublets

$$\tan\beta := \frac{v_u}{v_d}. \quad (6.7)$$

6.2.2 Supersymmetrische Modelle

Supersymmetrie (SUSY) ist eine Symmetrie zwischen den Materieteilchen (Fermionen) und den Kraftteilchen (Bosonen), in gewisser Weise also die „letzte fehlende Symmetrie“ im Universum. In SUSY-Modellen gibt es zu jedem Spin-1/2-Fermion ein Spin-0-Boson („Squarks“ und „Sleptonen“) und zu jedem Spin-1-Boson ein Spin-1/2-Fermion („Gluinos“, „Charginos“ und „Neutralinos“). Da bisher noch keines dieser Partnerteilchen entdeckt wurde, kann die SUSY keine exakte Symmetrie in der Natur sein, und es muss einen Mechanismus geben, der SUSY-Brechung hervorruft.

Im allgemeinen besitzen SUSY-Modelle mehr als 100 freie Parameter, daher betrachtet man zunächst einfachere Modelle mit weniger als 10 freien Parametern. In der

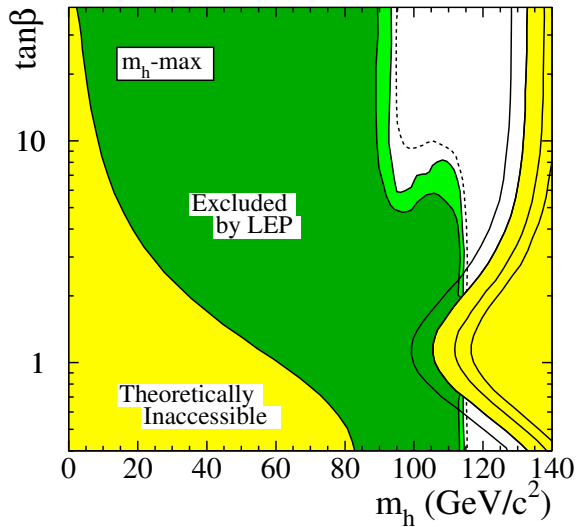


Abbildung 6.11: LEP-Ausschlussgrenzen für die Masse des leichteren neutralen Higgs-Boson h im MSSM als Funktion von $\tan\beta$ [Ams08]. Erlaubte Massenbereiche finden sich fast nur bei großen $\tan\beta$ und in einem kleinen Fenster zwischen $m_h = 100$ GeV und $m_h = 135$ GeV.

einfachsten supersymmetrischen Erweiterung des SM (engl.: minimal supersymmetric standard model, MSSM) wird für den Higgs-Sektor ein 2HDM verwendet. Eine sehr interessante Vorhersage des MSSM ist eine obere Schranke für die Masse des leichteren der beiden neutralen Higgs-Bosonen h :

$$m_h < m_Z |\cos(2\beta)|. \quad (6.8)$$

Diese Massenschranke ist „direkt“, beruht also nicht nur auf theoretischen Überlegungen zum Hochenergieverhalten der Theorie an der Planck-Skala. Bei LEP II wurden Higgs-Massen kleiner als die Z-Boson-Masse auch für supersymmetrische Modelle ausgeschlossen. Im Moment kann das MSSM (noch) dadurch „gerettet“ werden, dass sich die Massenschranke durch Strahlungskorrekturen auf bis zu $m_h < 135$ GeV verschiebt.

6.2.3 Suche nach den MSSM-Higgs-Bosonen

Die Suche nach Higgs-Bosonen in supersymmetrischen Theorien wie dem MSSM ist ein aktives Forschungsgebiet, sowohl bei LEP als auch beim Tevatron und zukünftig am LHC. Die Vielzahl der Modellparameter und möglichen Produktions- und Zerfallskanäle übersteigt den Rahmen dieser Vorlesung. Die Higgs-Suchen laufen ähnlich ab wie im Fall des SM, und bisher wurden keine Anzeichen auf MSSM-Higgs-Bosonen gefunden. Abb. 6.11 zeigt beispielhaft die bei LEP erreichten Ausschlussgrenzen für die Masse m_h des leichteren neutralen Higgs-Bosons im MSSM in verschiedenen CP-erhaltenden Szenarien.