

# Die Suche nach dem Higgs-Boson

Timo Boße  
RWTH-Aachen

30. Juni 2003

## **Zusammenfassung**

Die folgende Abhandlung gibt zunächst eine Motivation der Higgs-Physik (Spontane Symmetriebrechung, Higgs-Mechanismus). Ebenso wird kurz auf das Higgs-Boson im MSSM eingegangen. Die Einschränkungen der Higgs-Masse im SM und MSSM werden besprochen, um dann die Zerfälle des SM-Higgs darzustellen. Daraufhin beschäftigt sich der Text mit den Methoden zum Nachweis von Higgs-Bosonen bei LEP, sowie den Ergebnissen. Zum Schluß wird noch auf die Suche nach Higgs-Bosonen an hadronischen Beschleunigern (Tevatron,LHC) eingegangen.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Theorie</b>	<b>3</b>
1.1	Theorie des Standard Model(SM)-Higgs . . . . .	3
1.2	Massenvoraussagen für das SM-Higgs-Boson . . . . .	5
1.3	Das Minimale Symmetrische Standard Model(MSSM)-Higgs- Boson . . . . .	7
1.4	Zerfälle des SM-Higgs-Bosons . . . . .	7
<b>2</b>	<b>Higgs-Suche am LEP2</b>	<b>10</b>
2.1	Experimentelle Techniken . . . . .	10
2.1.1	SM-Higgs-Produktion: . . . . .	10
2.1.2	Nachweiskanäle . . . . .	11
2.2	Ergebnisse von LEP2 . . . . .	13
<b>3</b>	<b>Higgs-Suche an hadronischen Beschleunigern</b>	<b>18</b>
3.1	Der Tevatron Beschleuniger . . . . .	19
3.2	Der Large Hadron Collider (LHC) . . . . .	20

# 1 Theorie

## 1.1 Theorie des Standard Model(SM)-Higgs

Das Standardmodell wurde bisher durch Präzisionsmessungen bisher hervorragend bestätigt: Beispielsweise fand man eine ausgezeichnete Übereinstimmung der vorhergesagten und der im Experiment gemessenen Massen und Kopplungsstärken der intermediären Vektorbosonen W, Z.

Im SM werden Wechselwirkungen(WW) durch Austausch von Eichbosonen vermittelt. Zur Beschreibung der vereinheitlichten elektroschwachen WW benötigt man somit neben dem Photon die massiven W und Z-Bosonen, wie sie am CERN erstmals 1983 nachgewiesen wurden. Als problematisch erweist sich allerdings die ad-hoc-Einführung von massiven W und Z, da sie prinzipiell die Eichinvarianz, also das grundlegende Konzept des SM, verletzt.

Um Fermionmassen bzw. Massen von W und Z zu erklären wird der Mechanismus der spontanen Symmetriebrechung benötigt: Die GSW-Theorie<sup>1</sup> erklärt einen Mechanismus, der die  $SU(2) \otimes U(1)$ -Symmetrie der elektroschwachen WW bricht und Massen durch WW mit einem skalarem Feld erzeugt.

**Motivation des Higgs-Feldes:** Definiere Masse als Eigenschaft, daß sich ein Teilchen mit gegebener Energie langsamer als mit der natürlichen Geschwindigkeit  $c$  bewegt: Irgendetwas hindert das Teilchen folglich daran, sich mit Lichtgeschwindigkeit fortzubewegen.

Diese Behinderung ist mit einer permanenten Wechselwirkung des Teilchens mit einem Hintergrundfeld vergleichbar, also mit einem auch im Vakuum-Grundzustand nicht verschwindenden Feld. Man nimmt an, dieses Hintergrundfeld tritt mit allen Teilchen in WW, was dazu führt, dass sie sich so bewegen, als hätten sie eine effektive Masse. Ignoriert man darüberhinaus das Hintergrundfeld, ist es äquivalent, den Teilchen eine Masse proportional ihrer Kopplungsstärke an das Higgs-Feld zuzuordnen.

**Higgs-Mechanismus:** Hier geht in Analogie zum eben Gesagten man von einem skalaren Hintergrundfeld aus, das im Grundzustand eine von Null verschiedene Amplitude, einen Vakuumerwartungswert  $\langle \Phi_0 \rangle$  hat. Einen von Null verschiedenen Vakuumerwartungswert erzielt man durch den Ansatz:

$$V(\Phi) = -\mu^2(\Phi^*\Phi) + \lambda(\Phi^*\Phi)^2$$

Der Higgs-Mechanismus benötigt  $\mu^2 < 0$ , damit im Potential V ein Minimum für einen Vakuumerwartungswert  $\Phi \neq 0$  erreicht wird. kurz nach dem Urknall hatte V nur ein Minimum. Später kam es nach einiger Abkühlung zu einer *spontanen Symmetriebrechung*, nach der das Potential wie in Abbildung 1 aussieht.

---

<sup>1</sup>Glashow-Salam-Weinberg-Theorie: Theorie der elektroschwachen WW im SM

Dies ergibt für den Grundzustand:

$$\langle \Phi \rangle_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad \frac{\partial V}{\partial v} = 0 = -\mu^2 v + \lambda v^3, \quad v = \sqrt{\frac{\mu^2}{\lambda}}$$

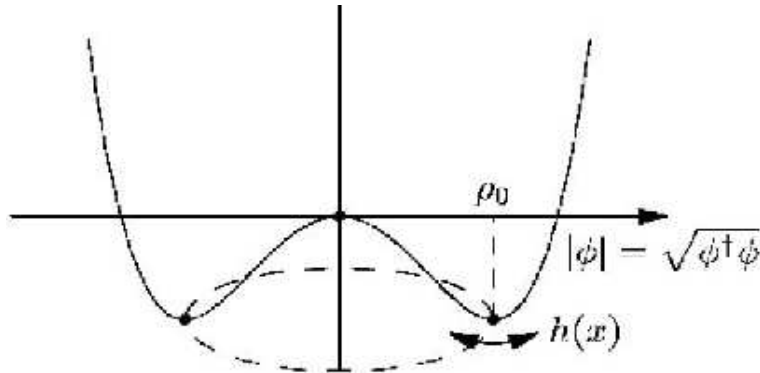


Abbildung 1: Potential nach der Spontanen Symmetriebrechung (*Mexican Hat*)

Im einfachsten Fall (SM) benötigt man hierzu ein Dublett

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi_1 + i\Phi_2 \\ \Phi_3 + i\Phi_4 \end{pmatrix}$$

komplexer skalarer Felder. Man geht davon aus, dass  $\Phi$  'alles macht':

- Es erzeugt die Fermion-Massen durch Yukawa-Kopplung: Higgs-Boson koppelt an Fermionen  $\propto m_{Fermion}$
- Das Higgs-Feld besitzt vier Freiheitsgrade. Drei Freiheitsgrade ( $\vec{\xi}$ ) beschreiben masselose Goldstone-Bosonen, die absorbiert werden und die longitudinalen Spinfreiheitsgrade der massiven Eichbosonen  $W^\pm$  und  $Z^0$  erzeugen und das Photon masselos läßt. Ein verbleibender Freiheitsgrad ( $h$ ) bleibt übrig

Dieser letzte Freiheitsgrad  $h$  hat zur Folge, daß sich das Higgs-Feld durch Energiezufuhr anregen läßt. Somit wird die Existenz eines neutralen, skalaren Teilchens erwartet: Das *Higgs-Boson*

**Das SM-Higgs-Boson** Die GSW-Theorie sagt alle Eigenschaften des Higgs-Bosons voraus bis auf Masse. Deswegen ist die Suche nach diesem so problematisch. Zum einen, da seine Kopplungen proportional zu  $m_{Fermion}$  sind - also klein für leichte Teilchen - und zum anderen da die Higgsmasse im SM ein freier Parameter ist (die Größe von  $\lambda$  ist unbekannt und somit auch  $m_{Higgs} = \sqrt{2\lambda}$ ) und nicht durch andere Beobachtungen zu bestimmen ist. Einzige Informationsquellen:

- Direkte Suche
- Elektroschwache Präzisionsmessungen

## 1.2 Massenvoraussagen für das SM-Higgs-Boson

**Aus theoretischen Überlegungen** Die theoretischen Massenvoraussagen für das SM-Higgs-Boson hängen davon ab, bis zu welcher Energie  $\Lambda$  das SM gültig ist.

Für $\Lambda = 10^{19}$ GeV (Planckmasse):	$130 \text{ GeV} < m_H < 190 \text{ GeV}$
Für $\Lambda = 1 \text{TeV}$ :	$50 \text{ GeV} < m_H < 800 \text{ GeV}$

Würde also leichteres Higgs gefunden, ließe das auf neue Physik jenseits der Planckmasse schließen.

**Fits an elektroschwache Präzisionsmessungen** Aus der Theorie kommen keine klaren Vorhersagen der Higgsmasse. Viele Messgrößen hängen im SM über Korrekturen höherer Ordnung - also durch Schleifendiagramme - von der Higgsmasse  $m_H$  ab: Die Masse des Higgs-Bosons lässt sich so durch indirekte Präzisionsmessungen (z.B. am LEP, Fermilab) eingrenzen.

Diese Abhängigkeiten sind zwar nur logarithmisch, aber voneinander unabhängige elektroschwache Hochpräzisionsmessungen von beispielsweise  $m_t$ ,  $\sin^2 \theta_W$ ,  $m_Z$  sowie  $m_W$  sind genau genug, um der Higgsmasse relative enge Beschränkungen aufzuerlegen. Dabei wird, unter der Voraussetzung, daß das SM in seiner minimalsten Form gültig ist und die Störungstheorie gilt, ein globaler Fit der Theorie an alle experimentellen Meßgrößen, in die die Higgsmasse eingeht, gemacht. Abbildung 2 zieht die aktuellen Ergebnisse dieser Fits, sie liefern folgende Aussagen über  $m_H$ :

- Obere Massengrenze:  $m_H > 200 \text{ GeV}$  mit 95% C.L.<sup>2</sup> angebbbar
- Wahrscheinlichster Wert für  $m_H = 88_{-33}^{+53}$  GeV

---

<sup>2</sup>Confidence Level

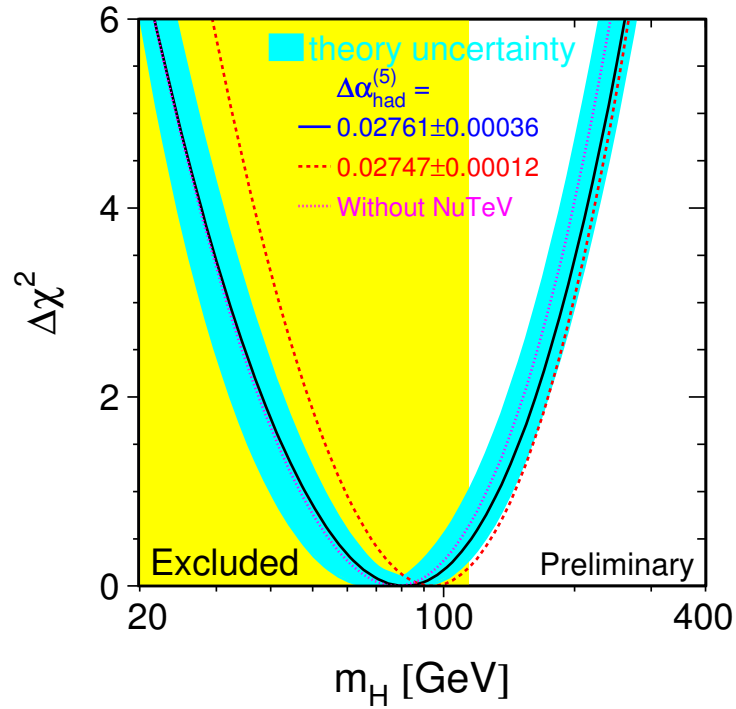


Abbildung 2: Die Linie stellt den Fit mit Hilfe aller gewonnenen Daten dar, das blaue Band die theoretischen Unsicherheiten aufgrund fehlender Korrekturen höherer Ordnung. Ebenfalls in gelb markiert: Der durch direkte Messungen zu 95% ausgeschlossenen Bereich [9]

### 1.3 Das Minimale Symmetrische Standard Model(MSSM)-Higgs-Boson

Das SM könnte nur bei relative geringen Energien gültig sein. Man hat deswegen mehrere supersymmetrische Erweiterungen des SM postuliert, um alle physikalischen Kräfte zu vereinigen. Die einfachste Realisierung ist das *Minimale Symmetrische Standardmodel* (MSSM). In ihm wird jedem Fermion und Boson ein supersymmetrisches Partnerteilchen zugewiesen. So erhalten wir also auch zwei Higgs-Dupletts

$$\begin{pmatrix} \Phi_u \\ \Phi_d \end{pmatrix}$$

die Vakuumerwartungswerte  $v_1$  und  $v_2$  haben. Wir erwarten dann also 5 physikalische Higgsteilchen:

H	h	A	$H^+$	$H^-$
$\mathcal{CP} = +1$		$\mathcal{CP} = -1$	skalar	
$m_h < m_H$				

Unabhängig sind 2 Parameter, die zur Beschreibung des MSSM-Higgs genügen. Man wählt dabei meistens  $m_A$  sowie  $\tan\beta = v_2/v_1$ . Alle anderen Massen und Kopplungen hängen von diesen ab.

Das MSSM gibt verschiedene Massenrelationen für die Higgsteilchen vor:

$$m_h < m_Z \qquad m_A < m_H \qquad m_{W^\pm} < m_{H^\pm}$$

Außerdem gibt es folgende obere Massengrenze für das leichte h:

$$m_h(m_A, \tan\beta) \approx 130 \text{ GeV}$$

Wenn  $m_H$  und  $m_A$  groß werden, nähert sich  $m_h$  der unteren Massengrenze und seine Eigenschaften werden denen des SM-Higgs immer ähnlicher. D.h. also, daß die Entdeckung eines einzelnen Higgs mit SM-Kopplungen das MSSM nicht ausschließen würde.

### 1.4 Zerfälle des SM-Higgs-Bosons

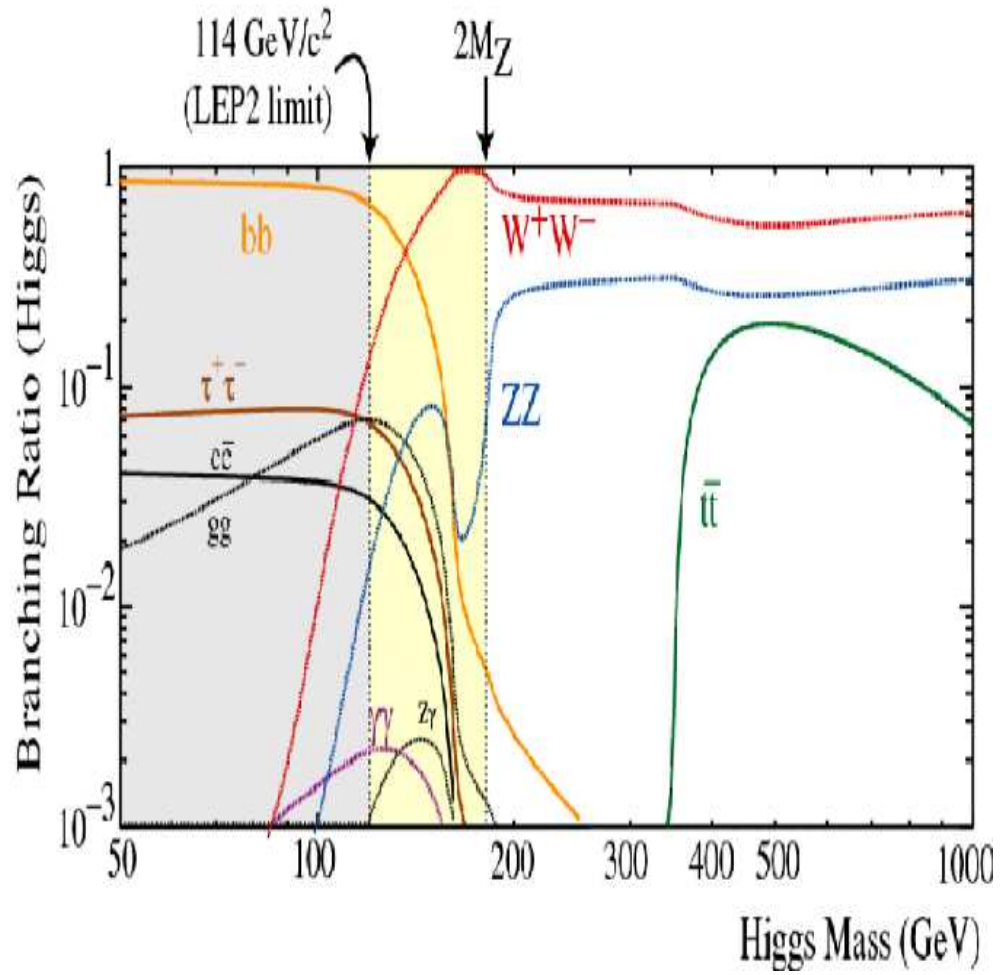
Wie schon erwähnt, sind alle Eigenschaften des Higgs-Bosons, bis auf die Masse, im SM bekannt. Die Zerfallsbreite, Verzweigungsverhältnisse<sup>3</sup> und Produktionsquerschnitte sind also durch Stärke der Yukawa-Kopplungen an Fermionen und Vektorbosonen gegeben.

Abbildung 3 zeigt die Verzweigungsverhältnisse des SM-Higgs in Abhängigkeit von der Higgsmasse  $m_H$ . Hieraus kann man erkennen, daß es sinnvoll ist, die Zerfälle in zwei Bereiche

- *low mass range* :  $m_H < 130 \text{ GeV}$
- *high mass range*:  $m_H > 130 \text{ GeV}$

---

<sup>3</sup>englisch branching ratio (BR)

Abbildung 3: BR vs.  $m_H$  [10]



**Low mass range:** Hauptsächliche Zerfälle auf Baumdiagrammebene (BR bei  $m_H = 115$  GeV):

$H \rightarrow b\bar{b}$	BR $\approx 74\%$
$H \rightarrow \tau^+\tau^-$	BR $\approx 7\%$
$H \rightarrow WW^*$	BR $\approx 7\%$
$H \rightarrow c\bar{c}$	BR $\approx 4\%$

Zusätzlich noch Prozesse mit top-Schleifen:

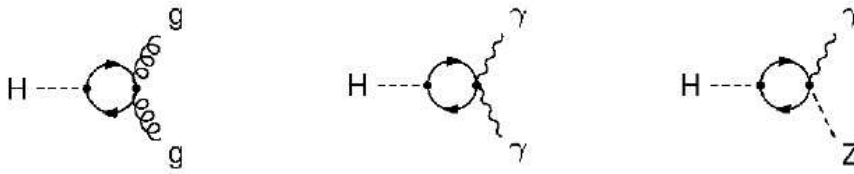


Abbildung 4: Top-Schleifen

BR für  $H \rightarrow gg \approx 7\%$ . BR der  $\gamma\gamma$  und  $\gamma Z$  Prozesse zwar  $\mathcal{O}(10^{-3})$ , aber wenig Untergrund, also klare Signale.

**High mass range:**

$$H \rightarrow W^{\pm(*)}W^{\pm}$$

$$H \rightarrow Z^{0(*)}Z^0$$

Unterhalb der Paarproduktionsschwelle ( $m_H < 2m_Z$ ) wird ein virtuelles und ein reelles Vektorboson erzeugt. Jenseits dieser Schwelle ist das Verhältnis der Produktionsquerschnitte  $\sigma(WW)/\sigma(ZZ) \approx 2$ .

## 2 Higgs-Suche am LEP2

Von 1995 bis 2000 haben vier Experimente (ALEPH, DELPHI, L3, OPAL) am Elektron-Positron-Beschleuniger LEP nach dem SM-Higgs-Boson  $H$  sowie nach den MSSM-Bosonen  $h$ ,  $A$ ,  $H^\pm$  gesucht. Dabei wurde die Schwerpunktsenergie<sup>4</sup> von 161 auf 209 GeV gesteigert.

$\sqrt{s}$	ALEPH	DELPHI	L3	OPAL	LEP
$\geq 189$ GeV	629	610	627	599	2465
$\geq 206$ GeV	130	142	139	130	542

Die Tabelle zeigt die integrierten Luminositäten ( $\int L dt$ ) in  $pb^{-1}$ , die für bestimmte Schwerpunktsenergiebereiche erreicht wurden.

### 2.1 Experimentelle Techniken

#### 2.1.1 SM-Higgs-Produktion:

Die Higgs-Produktion erfolgte bei LEP hauptsächlich durch den sogenannten Higgs-Strahlungs-Prozess. Hierbei wird durch  $e^+e^-$ -Vernichtung ein virtuelles  $Z$  erzeugt, daß nach Abstrahlung eines  $H$  reel wird.

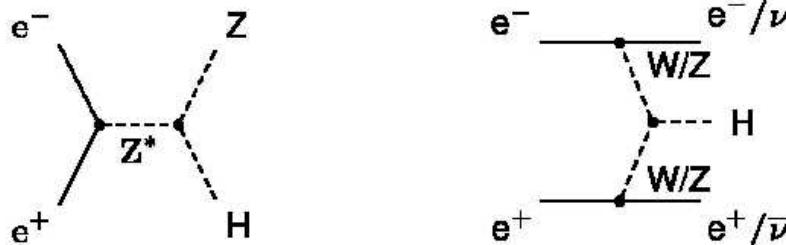


Abbildung 5: links: Higgs-Strahlung; rechts: WW/ZZ-Fusion

Eine untergeordnete Rolle spielt der HVV-Fusionsprozess, bei dem das Higgs durch Kollision zweier Vektorbosonen  $V$  ( $W, Z$ ), die zuvor von den Elektronen- bzw. Positronenstrahlen abgestrahlt wurden, erzeugt wird. Der Produktionsquerschnitt dieses Prozesses ist allerdings ca. 10 Größenordnungen kleiner als der der Higgs-Strahlung.

<sup>4</sup>im folgenden  $\sqrt{s}$  oder  $ECM$

### 2.1.2 Nachweiskanäle

Die Nachweiskanäle ergeben sich durch die verschiedenen Endzustände der Zerfälle der durch die Higgsstrahlung produzierten H- und Z-Bosonen (BR für  $m_H=115$  GeV):

- 4 Jets:  $b\bar{b}b\bar{q}$  BR  $\approx 51\%$
- Missing Energy:  $b\bar{b}\nu\bar{\nu}$  BR  $\approx 15\%$
- Leptonic:  $b\bar{b}(e^+e^-/\mu^+\mu^-)$  BR  $\approx 5\%$
- Tau:  $b\bar{b}\tau^+\tau^-, \tau^+\tau^-b\bar{b}$  BR  $\approx 7\%$

Hauptsächlicher Higgszerfall in 2 b-Quarks (ca. 74% bei  $m_H=115$  GeV) erfordert gute Identifikation der b-Quarks (*b-tagging*), also Unterscheidung von leichteren Quarks (u,d,c,s) wie z.B. aus  $e^+e^- \rightarrow Z^0Z^0 \rightarrow q\bar{q}X$ . Die Identifikation ist durch die längere Lebensdauer der B-Hadronen gegenüber leichteren Hadronen relativ einfach. So können präzise Mikrovertexdetektoren (Ortsauflösung:  $20\mu m$ ) durch Messung des Sekundärvertex entscheiden, ob am Kollisionspunkt ein b-jet entstanden ist oder nicht. Hierdurch wurde die Nachweiseffizienz und Reinheit des b-taggings in den letzten Jahren entscheidend verbessert (sekundär kam die Verbesserung von Neuronalen Netzen hinzu). So hatte LEP1 noch keine Mikrovertexdetektoren. Bei LEP2 betrug die Nachweiseffizienz ungefähr 60 %. Wobei die leichteren Quarkpaare um einen Faktor 100 unterdrückt wurden.

**Untergrund** Beim Untergrund unterscheidet man zwischen

- reduzierbaren Untergrund: Ereignisse, die aufgrund experimenteller Auflösung mit Signalereignissen verwechselt werden können
- irreduzierbaren Untergrund: Ereignisse, die denselben Endzustand wie das Signal erzeugen

Hauptsächlicher Untergrund bei LEP:

- $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$
- $e^+e^- \rightarrow WW$
- $e^+e^- \rightarrow ZZ$ , irreduzibel für  $m_H \approx m_Z$

Das Verhältnis von Untergrund zu Signal beträgt ungefähr 400/1.

**4 Jets** Higgs zerfällt in ein  $b\bar{b}$ -Paar, das Z in ein Paar von Quarks. Dies ist der am häufigsten vorkommende Endzustand.

Hierbei ist allerdings auch die Unterdrückung des Untergrunds am schwierigsten, da man 4-Jet-Ereignisse durch viele andere Reaktionen erhält.

Auswahleffizienz: ca. 40%

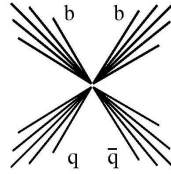


Abbildung 6: 4-Jets-Endzustand

**Missing Energy** Hierbei zerfällt das  $Z$  in nicht nachweisbare Neutrinos, das Higgs in zwei  $b$ -Jets.

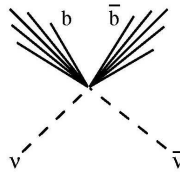


Abbildung 7: Missing Energy-Endzustand

Den Untergrund bilden hierbei Ereignisse, deren fehlender Impuls von Teilchen stammt, die der Detektor eigentlich hätte nachweisen können. Deswegen fordert man, daß der fehlende Impuls parallel zum Strahl sein muß, sowie daß dieser nicht in nichtempfindliche Bereiche des Detektors fallen darf. Zusätzlich erhält man noch Untergrund durch Ereignisse mit  $2\gamma$ , wo die Photonen entkommen. Diesen wird durch Betrachtung der Transversalimpuls-Kinematik entgegengesteuert.

Auswahleffizienz: ca. 40%

**Leptonic**  $Z$  zerfällt in 2 Elektronen oder Myonen.

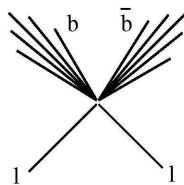


Abbildung 8: Leptonic-Endzustand

Dieser Endzustand hat kaum Untergrund, da das  $Z$  gut rekonstruierbar ist. Einzig  $ZZ$ -Ereignisse sind problematisch.

Auswahleffizienz: ca. 75%

**Tau** Entsteht durch Zerfall des Z oder des Higgs in Tau-Paare.

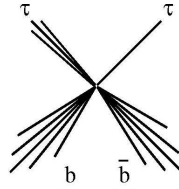


Abbildung 9: Tau-Endzustand

Dies ist wohl der schwierigste Endzustand, da kein b-tagging möglich ist und zudem noch oft ein anderes geladenes Teilchen als Tau identifiziert wird.

Auswahleffizienz:  $< 30\%$

## 2.2 Ergebnisse von LEP2

	Expt	$E_{cm}$	Decay channel	$M_H^{rec}$ (GeV)	$\ln(1 + s/b)$ @115 GeV
1	Aleph	206.7	4 jet	114.3	1.73
2	Aleph	206.7	4 jet	112.9	1.21
3	Aleph	206.5	4 jet	110.0	0.64
4	L3	206.4	E-miss	115.0	0.53
5	Opal	206.6	4 jet	110.7	0.53
6	Delphi	206.7	4 jet	114.3	0.49
7	Aleph	205.0	Lept	118.1	0.47
8	Aleph	208.1	Tau	115.4	0.41
9	Aleph	206.5	4 jet	114.5	0.40
10	Opal	205.4	4 jet	112.6	0.40
11	Delphi	206.7	4 jet	97.2	0.36
12	L3	206.4	4 jet	108.3	0.31
13	Aleph	206.5	4 jet	114.4	0.27
14	Aleph	207.6	4 jet	103.0	0.26
15	Opal	205.4	E-miss	104.0	0.25
16	Aleph	206.5	4 jet	110.2	0.22
17	L3	206.4	E-miss	110.1	0.21
18	Opal	206.4	E-miss	112.1	0.20
19	Delphi	206.7	4 jet	110.1	0.20
20	L3	206.4	E-miss	110.1	0.18

Abbildung 10: Die Top 20 der LEP2 Higgskandidaten. Es sind die Experimente(Expt), die Schwerpunktsenergie( $E_{CM}$ ), der Nachweiskanal(Decay Channel), die rekonstruierte Higgsmasse( $m_H^{rec}$ ) sowie ein Mass für die Signifikanz( $\ln(1 + s/b)$ ) zu jedem Kandidaten angegeben.

**Auswertung der Daten** Um die gesammelten Daten der einzelnen Higgs-Kandidaten (Top 20 in Abbildung 10) auszuwerten, werden die gewonnenen Daten bezüglich zweier Diskriminatoren ( $m_H^{rec}$ : rekonstruierte Higgsmasse;  $\mathcal{G}$ : 'Güte') in sogenannte 'bins' sortiert. Zu jedem 'bin' i gibt es nun:

- $N_i$ : Anzahl der Ereignisse
- $b_i$ : erwartete Untergrundrate
- $s_i$ : erwartete Signalrate

So wird jedem Kandidaten i ein Gewicht  $s_i/b_i$  zugeordnet. Nun kann die Ereignisse auf die b-(background) bzw. s+b-(signal+background)Hypothese testen. Man definiert sich folgende Wahrscheinlichkeit (*likelihood*):

$$-2 \ln Q = 2 \sum_i s_i - \sum_{i=1}^{N_i} N_i \ln \left( 1 + \frac{s_i}{b_i} \right)$$

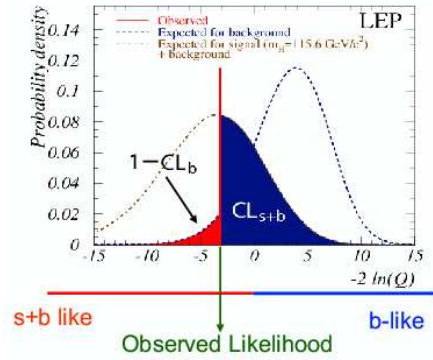


Abbildung 11: Berechnung der CLs [4]

Aus diesen 'likelihoods' kann man sogenannte Vertrauensniveaus ('*Confidence Level*'(CL)) für die b- bzw. s+b-Hypothese berechnen. Dabei wird, wie in Abbildung 11 gezeigt, der 'likelihood'  $-2 \ln Q$  gegen die Wahrscheinlichkeitsdichte aufgetragen. Der Teil rechts von der beobachteten Wahrscheinlichkeit ist

- $1 - CL_b$ : Die Wahrscheinlichkeit für ein 'nur-Untergrund'-Experiment einen signal-ähnlicheren 'likelihood' zu erhalten.

Der Teil links davon ist

- $CL_{s+b}$ : Maß für die Wahrscheinlichkeit der s+b-Hypothese.

Aus diesen beiden CLs definiert man nun:

$$CL_s = \frac{CL_{s+b}}{CL_b}$$

Das Vertrauensniveau, dafür, daß die Daten ein Higgs-Signal enthalten.

**Ergebnisse für SM-Higgs** Abbildung 12 zeigt die likelihoods aller 4 Experimente. Wie man sieht, hat ALEPH im Bereich von  $m_H \approx 114$  GeV ein Minimum, was auf ein Higgs mit dieser Masse hindeuten könnte. Allerdings zeigen die anderen Experimente kein solches Minimum. Durch das Minimum bei ALEPH kommt auch das Minimum in Abbildung 13 zustande, welches auf  $m_H=115,6$  GeV deutet.

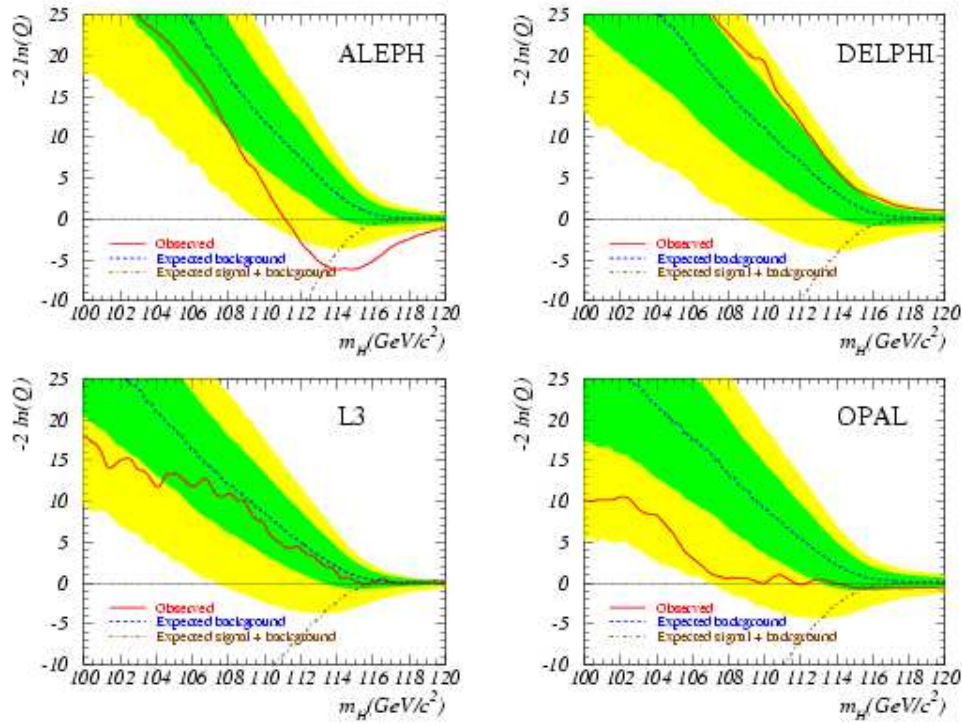


Abbildung 12: Die likelihoods  $-2 \ln Q$  für alle 4 Experimente von LEP. grün:  $1\sigma$ ; gelb  $2\sigma$  der Untergrund-Hypothese [2]

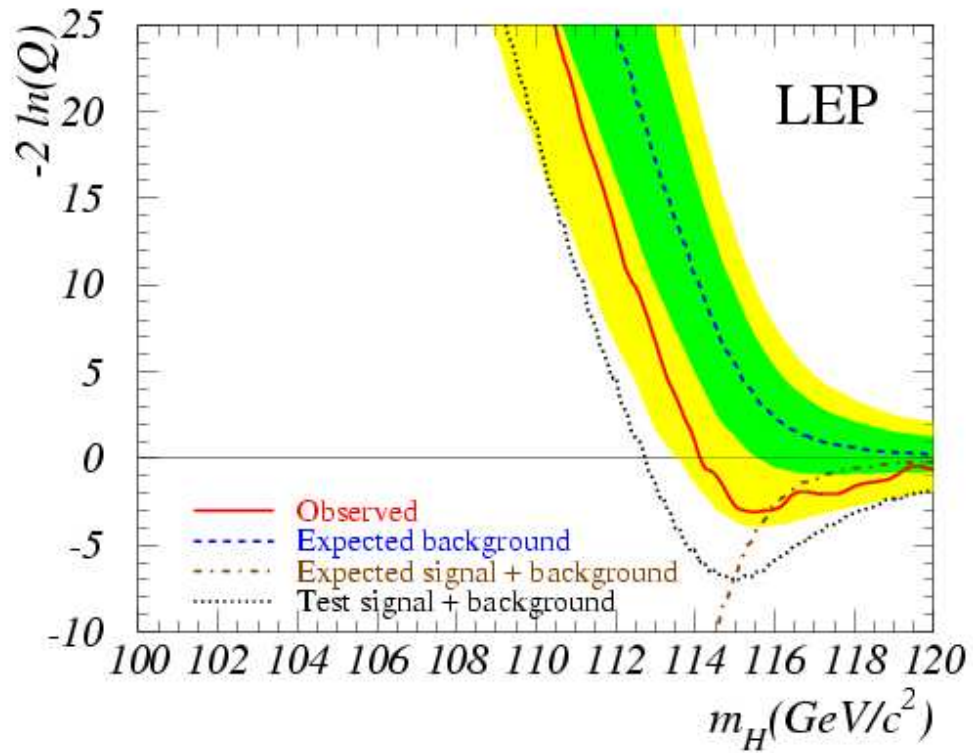


Abbildung 13: Der kombinierte likelihood der 4 Experimente von LEP. grün:  $1\sigma$ ; gelb  $2\sigma$  der Untergrund-Hypothese [2]



Abbildung 14 zeigt, daß LEP2 mit 95% eine SM-Higgsmasse von 114,1 GeV ausschließen kann. Erwartet war ein Ausschluß von  $m_H > 115,6$  GeV.

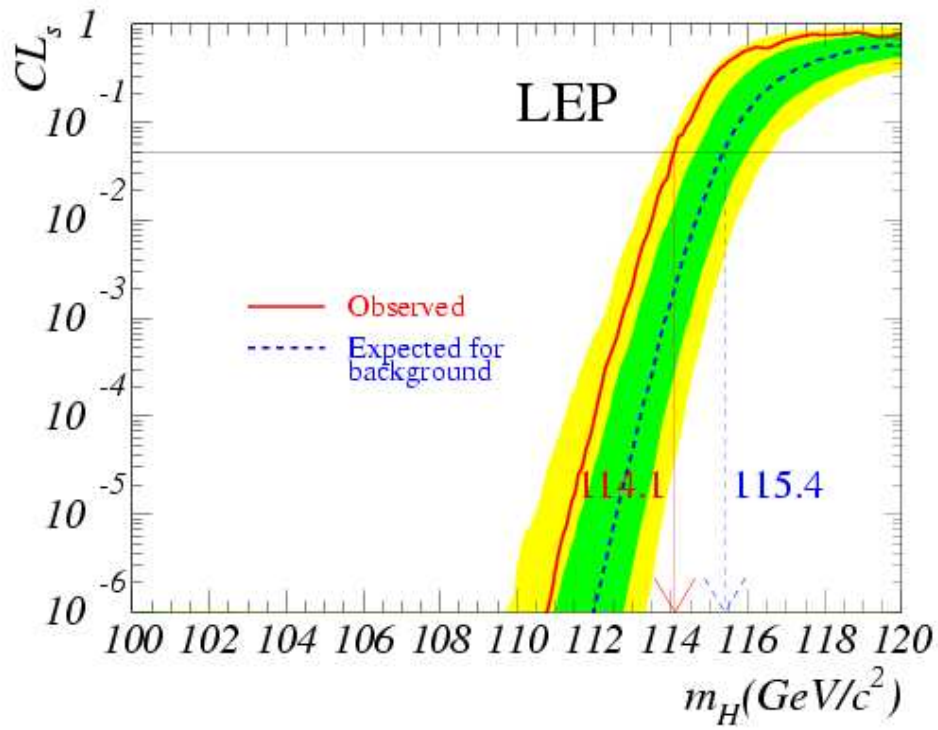


Abbildung 14: Das Vertrauensniveau  $CL_s$  von LEP Ende 2000 kombiniert für alle Experimente. grün:  $1\sigma$ ; gelb  $2\sigma$  -Bereiche [2]

**Ergebnisse für MSSM-Higgs** Zum Schluß sei noch kurz auf die Suche nach den MSSM-Higgs-Bosonen am LEP eingegangen. Es wurden bisher noch keine Anzeichen für diese gefunden. Es können aber folgende Ausschlussbereiche angegeben werden:

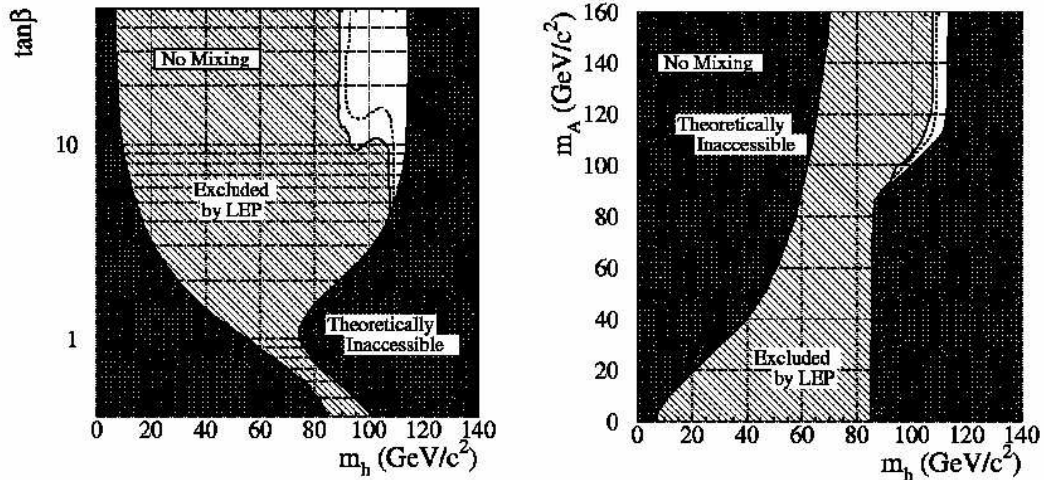


Abbildung 15: Ausschlussbereiche für das MSSM-Higgsboson  $m_h$  in Abhängigkeit von  $\tan\beta$  sowie  $m_A$ . Wie man sieht fehlt hier noch ein Bereich bei hohem  $\tan\beta$ , der wohl bei LHC abgesucht werden wird [3]

### 3 Higgs-Suche an hadronischen Beschleunigern

**Higgs-Produktion an hadronischen Beschleunigern** Die Produktion von SM-Higgs-Bosonen an hadronischen Beschleunigern ( $p\bar{p}$ -Kollisionen) ist anders als die an  $e^+e^-$ -Beschleunigern. Abbildung 16 zeigt die 4 häufigsten Produktionsmechanismen.

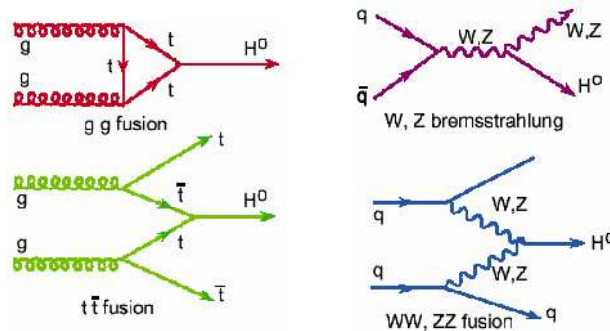


Abbildung 16: 4 SM-Higgs-Produktionen an  $p\bar{p}$ -Beschleunigern

Zudem ist der erwartete Untergrund an dieser Art von Kollidern sehr viel höher als der von leptonischen Beschleunigern wie z.B. LEP, weil anstelle von punktförmigen Leptonen, zusammengesetzte Teilchen kollidieren. Die Quarks, die das Proton bilden, erzeugen hier über starke WW viele andere Teilchen und Jets. Im folgenden wird die SM-Higgs-Suche an zwei Beschleunigern (Tevatron, LHC) besprochen.

### 3.1 Der Tevatron Beschleuniger

Am Tevatron (FermiLab, nahe Chicago) suchen die beiden Experimente CDF und DØ nach Higgs-Bosonen. Die Schwerpunktsenergien liegen bei  $\sqrt{s} = 1,8$  - 2,0 TeV und die Luminosität beträgt  $\mathcal{L} \approx 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . Abbildung 17 zeigt die erwarteten Produktionsquerschnitte im Massenbereich  $m_H = 90$  - 190 GeV, in welchem am Tevatron das Higgs gefunden werden kann.

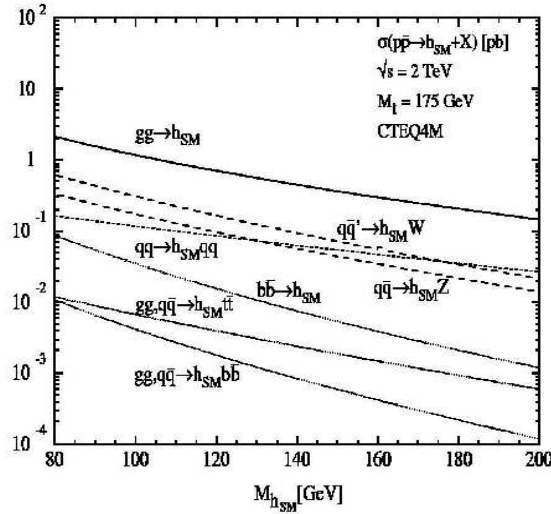


Abbildung 17: Produktionsquerschnitt vs. Higgsmasse am Tevatron [6]

**Nachweiskanäle** Im Bereich von  $m_H = 90$  - 130 GeV:

Kanal	Untergrund
$q\bar{q} \rightarrow HW \rightarrow b\bar{b}l\nu$	$Wb\bar{b}, WZ, t\bar{t}$
$q\bar{q} \rightarrow HZ \rightarrow b\bar{b}l\nu$	$Zb\bar{b}, Zc\bar{c}, ZZ$
$q\bar{q} \rightarrow HZ \rightarrow b\bar{b}l^+l^- \quad l = e, \mu$	$Zb\bar{b}, ZZ, t\bar{t}$
$q\bar{q} \rightarrow HV \rightarrow b\bar{b}q\bar{q} \quad V = W, Z$	andere 4-jet-Ereignisse

Dabei haben die beiden ersten Kanäle ein großes BR, aber auch viel Untergrund. Der untergrundärmste Kanal ist der mit den zwei Leptonen. Der

letzte Kanal mit den 4 Jets hat ein Verhältnis Signal zu Untergrund von 1/1000, was ihn zum ungeeignetsten Kanal zur Higgs-Suche macht.

Und im Bereich von  $m_H = 130 - 190$  GeV:

Kanal	Untergrund
$gg \rightarrow H \rightarrow W^*W^* \rightarrow l^+l^-\nu\bar{\nu}$	$W^+W^-, VZ(\gamma^*), t\bar{t}, Z(\gamma^*) \rightarrow \tau^+\tau^-$
$q\bar{q} \rightarrow HV \rightarrow V^*V^*V \rightarrow l^+l^-jj + X$ j=q-jet	$VV, VVV, t\bar{t}, t\bar{t}V, Vjj$

Diese beiden Kanäle haben im Bereich von  $m_H = 160 - 170$  GeV ein Maximum in Signal zu Hintergrund-Verhältnis. Dies zeigt sich dann auch in Abbildung 18, die die benötigte  $\int Ldt$ , um ein SM-Higgs zu beweisen (grün), zu entdecken (türkis) oder zu 95% auszuschließen (violett).

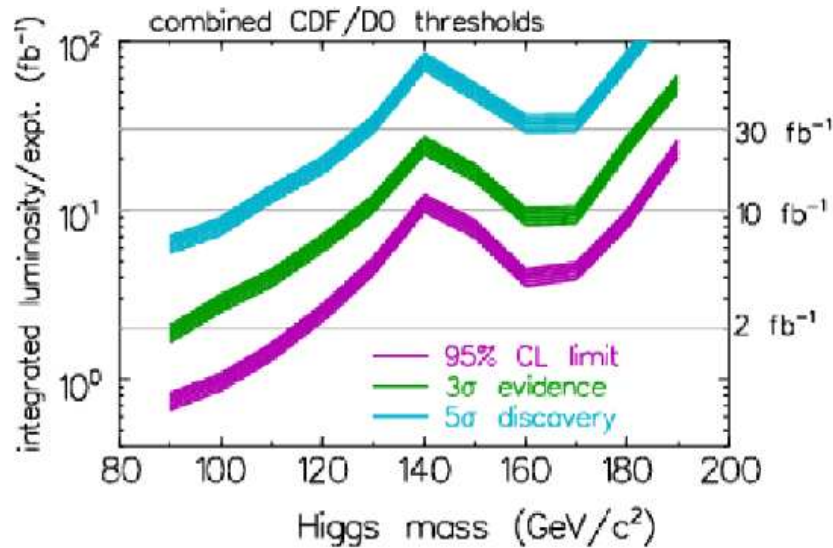


Abbildung 18: Ausschluß-, Beiweis- und Entdeckungspotential eines SM-Higgs am Tevatron [6]. Das Minimum zwischen 160 und 170 GeV ergibt sich aus dem hohen Signal zu Hintergrund-Verhältnis, das schon oben erwähnt wurde

### 3.2 Der Large Hadron Collider (LHC)

Am LHC, das mit einer Schwerpunktsenergie von 14 TeV und einer Anfangsluminosität von  $2 \times 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  (später sollen es  $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  sein) läuft, werden die Experimente ATLAS und CMS nach Higgs-Bosonen suchen. Es soll hierbei ein Massenbereich von  $m_H = 80 - 1000$  GeV abgesucht werden.

Die Produktionsquerschnitte und erwarteten Ereignisse sind in Abbildung 19 für die verschiedenen Produktionsmechanismen dargestellt.

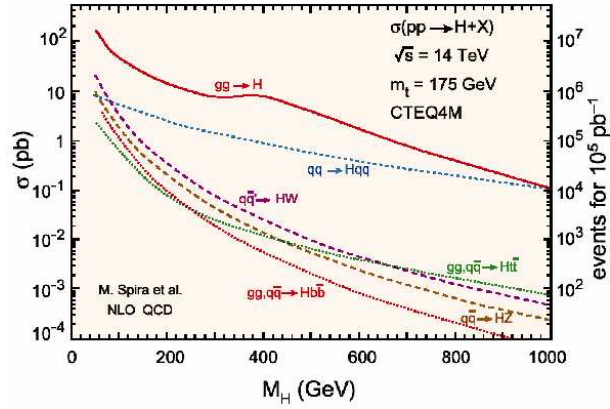


Abbildung 19: Produktionsquerschnitte und Ereigniszahl gegen die Higgs-masse [10]

	Kanal	Untergrund
1)	$H \rightarrow \gamma\gamma$	andere $\gamma\gamma$ , jet-faking Photonen
2)	$H \rightarrow b\bar{b}$ aus $WH, t\bar{t}W$	u.a. $WZ, Wb\bar{b}, t\bar{t}, Wjj, t\bar{t}Z$
3)	$H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$	andere $ZZ^*, ZZ \rightarrow ll\tau\tau, t\bar{t}$
4)	$H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$	andere $ZZ$
5)	$H \rightarrow ZZ \rightarrow ll\nu\nu$	$t\bar{t}, WZ, WW, Z$ +jets (reduzibel), $ZZ$ (irreduzibel)
6)	$H \rightarrow WW \rightarrow lvjj$ $H \rightarrow ZZ \rightarrow lljj$	$W$ + jets, $WW, t\bar{t}$

Abbildung 20: Die Zerfallskanäle bei LHC. *low mass range*  $m_H < 130$  GeV: Kanäle 1 - 3. *high/medium mass range*  $m_H > 130$  GeV: Kanäle 4 - 6.

**Nachweiskanäle** Kanal 1) ist der vielversprechendste der drei Kanäle in der *low mass range* ( $m_H = 80 - 130$  GeV), wenn man die jet-faking Photonen ausschließt und eine gute Ortsauflösung realisiert. Allerdings hat er ein sehr kleines BR  $\mathcal{O}(10^{-3})$ . In Kanal 2) hat man ein hohes BR. Er erfordert aber ein sehr gutes b-tagging, da bei  $p\bar{p}$ -Kollidern sehr viele Jet-Ereignisse. Der  $ZZ$ -Kanal (3) ist recht 'sauber', aber BR kleiner als in der *high mass range*. Der 4. Kanal nimmt die sogenannten 'gold plated events' wahr. Er ist im Bereich  $m_H = 200 - 700$  GeV äußerst vielversprechend für die Higgs-Suche, da man sehr viele Ereignisse erwartet und der Untergrund gut zu reduzieren

ist. Beim Kanal 5) ist eine gute Messung der fehlenden Energie von Nöten um den Untergrund effektiv zu reduzieren. Für Kanal 6) benötigt man eine gute Energiemessung, sowie gute jet-Rekonstruktion.

**Entdeckungspotential** Abbildung 21 zeigt, daß man beim LHC nach 2-3 Jahren (entspricht einer  $\int L dt$  von  $30 \text{ fb}^{-1}$ ) mit Sicherheit ein SM-Higgs im abgesuchten Massenbereich finden wird.

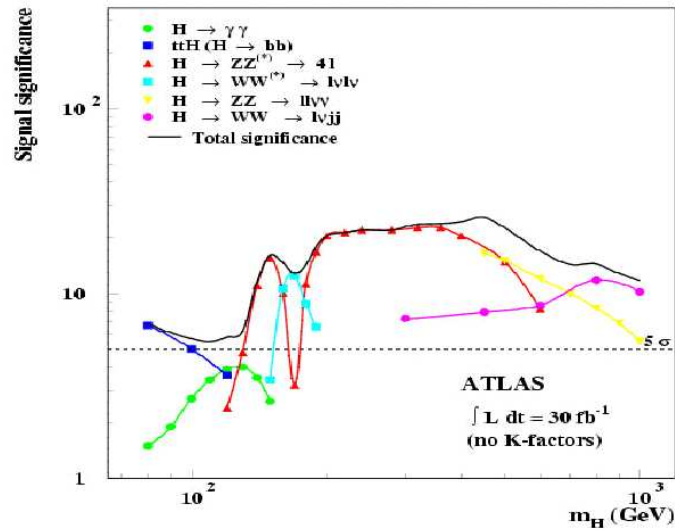


Abbildung 21: Entdeckungspotential für SM-Higgs von LHC bei  $\int L dt = 30 \text{ fb}^{-1}$  [8]

**Literatur**

- [1] ALEPH Collaboration, Observation of an Excess in the Search of the Standard Model Higgs Boson at ALEPH; CERN-EP/2000-138 - 13. November 2000
- [2] ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations, Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP; CERN-EP/2001-055 - 11. Juli 2001
- [3] ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations, Searches for Higgs bosons: Preliminary combined results using LEP data collected at energies up to 202 GeV; CERN-EP/2000-055 - 25. April 2000
- [4] Eilam Gross, Weizmann, The LEP Higgs Boson Saga; SUSY 2002
- [5] J.F Gunion, H.E. Haber, G. Kane, S. Dawson, The Higgs Hunter's Guide; Addison-Wesley 1990
- [6] M. Carena, J.S. Conway, H.E. Haber, J.D. Hobbs, Report of the Tevatron Working Group; hep-ph/0010338 - 31- Oktober 2000
- [7] Peter Wienemann, Suche nach dem Higgs-Boson im Vier-Jet-Kanal mit dem L3-Detektor bei LEP; Februar 2002
- [8] ATLAS Detector and Physics Performance Volume-II, CERN/LHCC/99-15, Atlas TDR 15; 25.Mai 1999
- [9] CERN Homepage, LEP EW WG Plots for Summer 2002, <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/plots/summer2002/>
- [10] B. Zhou, ATLAS Potential at High Luminosity, [http://conferences.fnal.gov/lhc2003/talks/Friday/08\\_B\\_Zhou\\_1\\_LHC2003\\_bz.pdf](http://conferences.fnal.gov/lhc2003/talks/Friday/08_B_Zhou_1_LHC2003_bz.pdf)