### 2.2 Die Suche nach dem Higgs-Boson

# 2.2.1 Eigenschaften des Higgs-Bosons

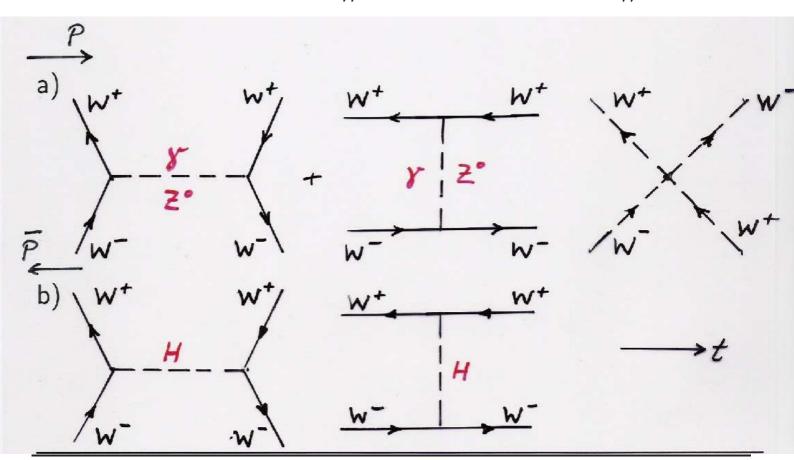
Das Higgs-Boson ist das einzige vorhergesagte Teilchen des Standardmodells der elektroschwachen Wechselwirkung, das noch nicht experimentell nachgewiesen werden konnte.

Es ist aber unverzichtbar für die Konsistenz der Theorie (Unitarität und Renormierbarkeit).

Die elastische WW-Streuung  $W_L^+W_L^- \longrightarrow W_L^+W_L^-$ 

ist bei hohen Energien  $E_k=\sqrt{\vec{k}^2+M_W^2}$  dominiert durch longitudinal polarisierte Zustände  $W_L^\pm$  wegen

$$\varepsilon_L^{\mu}(k,\lambda=0) = \frac{1}{M_W}(k,0,0,E_k) \overset{k \gg M_W}{\approx} \frac{k^{\mu}}{M_W}.$$



Für  $s=q^2\gg M_W^2$  gilt für die Wechselwirkungsamplituden:

a) 
$$\mathcal{A}_{(a)}^{J=0}(W_L W_L \to W_L W_L) = + \frac{G_F \cdot s}{8\pi\sqrt{2}}$$
.

Unitarität der Streumatrix (=Erhaltung der Wahrscheinlichkeit) verlangt eine Begrenzung der Partialwellenamplituden:  $|\mathcal{R}eA^{J=0}| \leq \frac{1}{2}$ ; Dies ist nur erfüllt für Energien

$$s \le \frac{4\pi\sqrt{2}}{G_F} \approx (1.2 \text{ TeV})^2.$$

Die Unitarität wird erhalten für beliebige Energien durch Kompensation durch den Austausch schwach wechselwirkender skalarer Higgs-Bosonen:

b) 
$$\mathcal{A}_{(b)}^{J=0}(W_LW_L \to W_LW_L) \approx -\frac{G_F \cdot s}{8\pi\sqrt{2}}$$
.

 $\implies$  Die elektroschwache WW benötigt zur Erhaltung der Unitarität der Streumatrix ein skalares Feld, das an Eichbosonen  $\sim g M_{W,Z}$  und an Fermionen  $\sim m_f$  (schwach) koppelt: das Higgs-Boson.

Ohne das Higgs-Boson (mit nicht zu großer Masse) wird darüber hinaus die schwache Wechselwirkung oberhalb  $\sim 1$  TeV tatsächlich stark und nicht mehr störungstheoretisch berechenbar, d.h. neue Phänomene jenseits des Standardmodells.

⇒ Grenzen für die Masse des Higgs-Bosons.

# 2.3.2 Grenzen für die Masse des Higgs-Bosons

Die Masse des Higgs-Bosons  $M_H$  ist ein vom Standardmodell nicht vorhergesagter freier Parameter.

Es gibt obere und untere Schranken aufgrund der Forderung der Selbstkonsistenz der elektroschwachen Wechselwirkung, der Endlichkeit der Higgs-Selbstwechselwirkung und der Higgs-Vakuumstabilität bis zur Energieskala  $\Lambda$ , bis zu der das Standardmodell als elementare Theorie gültig bleiben soll.

Für  $s\gg M_H^2$  ist

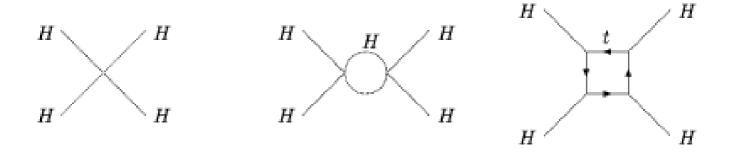
$$\mathcal{A}_{(a+b)}^{J=0}(W_L W_L \to W_L W_L) \longrightarrow -\frac{G_F M_H^2}{4\pi\sqrt{2}}$$

und die Unitarität mit Hilfe des Higgs-Bosons nur gewährleistet, falls

$$\implies \frac{G_F M_H^2}{4\pi\sqrt{2}} \le \frac{1}{2};$$

$$\implies M_H^2 \le \frac{2\pi\sqrt{2}}{G_F} \approx (870 \text{ GeV})^2.$$

# Selbstwechselwirkung des Higgs-Bosons



 $q^2$ -Abhängigkeit der Selbstkopplung mit Higgs-Vakuum-polarisation:

$$\lambda(q^2) = \frac{\lambda(q_0^2)}{1 - \frac{3\lambda(q_0^2)}{4\pi^2} \ln\left(\frac{q^2}{q_0^2}\right)},$$

wobei  $\lambda(v^2) = \frac{M_H^2}{2v^2}$ .

Es gilt  $\lambda(q^2 \to 0) \mapsto +0$  und  $\lambda(q^2 \to \infty) \mapsto -0$ .

 $\Longrightarrow$  Landau-Pol bei einem Wert  $q^2=\Lambda^2$  und  $0<\lambda(q^2)<\infty$  (physikalisch) für

$$\frac{3\lambda(v^2)}{4\pi^2} \ln\left(\frac{\Lambda_H^2}{v^2}\right) \equiv \frac{3M_H^2}{8\pi^2 v^2} \ln\left(\frac{\Lambda_H^2}{v^2}\right) < 1, \text{d.h.}$$

$$M_H^2 < \frac{8\pi^2 v^2}{3} \left( \ln \left( \frac{\Lambda_H^2}{v^2} \right) \right)^{-1} = \begin{cases} \frac{(750 \text{ GeV})^2}{(140 \text{ GeV})^2} & \text{f. } \Lambda_H = 1 \text{ TeV} \\ \frac{(140 \text{ GeV})^2}{(140 \text{ GeV})^2} & \text{f. } \Lambda_H = M_{\text{Planck}} \end{cases}$$

 $M_{\rm Planck} = \sqrt{\frac{\hbar c}{G_N}} \approx 10^{19} \ {
m GeV} \approx 2 \cdot 10^{-8} \ {
m kg}$  ist die sog. Planck-Masse oder Planck-Energieskala, bei der die Gravitation so stark wird wie die übrigen Wechselwirkungen und quantisiert werden muß (Quantisierung der Raum-Zeit bei Abständen kleiner als die Planck-Länge  $\sim 1/M_{\rm Planck}$ ).

Die Energieskala

$$\Lambda_H^2 = v^2 e^{\frac{8\pi v^2}{3M_H^2}},$$

bei der die Higgs-Selbstwechselwirkung stark wird, wird klein bei großen  $M_H$ .

Dies ist im Gegensatz zur QED mit

$$\Lambda_{\rm QED}^2 = m_e^2 e^{\frac{3\pi}{\alpha(m_e^2)}} \approx m_e^2 e^{10^3}.$$

Im Fall der QCD mit  $N_q=6<16$  (asympthotische Freiheit) liegt der Pol bei niedrigen  $q^2$ , bei der 'Confinement-Skala'

$$\Lambda_{\text{QCD}}^2 = M_Z^2 e^{-\frac{12\pi}{(33-2N_q)\alpha_s(M_Z^2)}} \approx (50 \text{ MeV})^2.$$

#### Stabilität des Vakuums:

Fermion (top-Quark)-Vakuumpolarisation bei der Higgs-Selbstwechselwirkung führt mit zunehmender top-Masse  $m_t$  zu  $\lambda(q^2) < 0$ , d.h. Instabilität des Higgs-Vakuums mit  $V_{\rm Higgs} \mapsto -V_{\rm Higgs}$ , falls  $M_H$  nicht groß genug ist zur Kompensation.

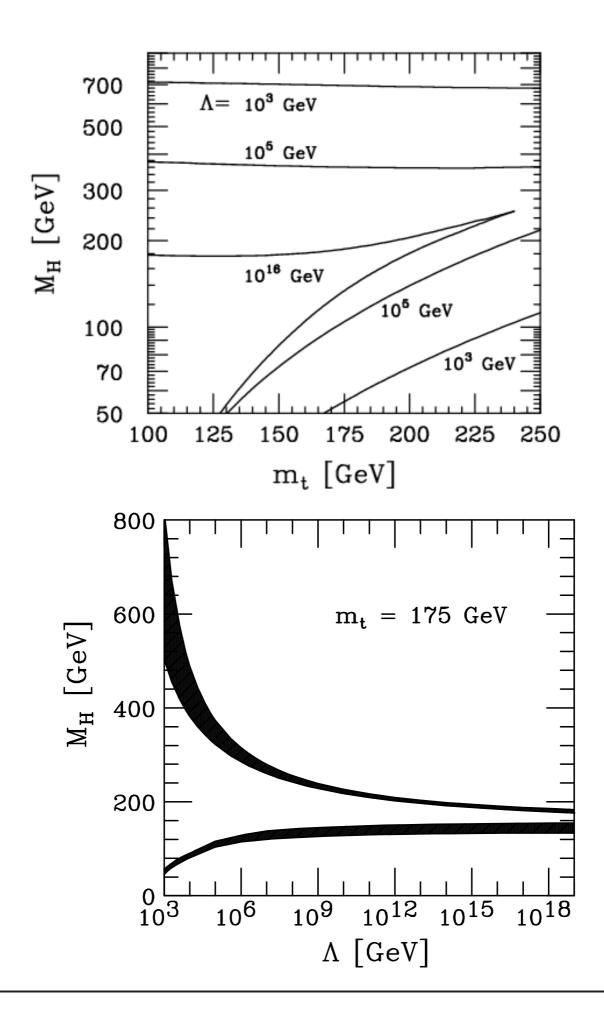
$$55 \le M_H \le 700 \text{ GeV}$$
 für  $\Lambda_H = 1 \text{ TeV}$ ,  $130 \le M_H \le 190 \text{ GeV}$  für  $\Lambda_H = M_{\text{Planck}}$ ,

für  $m_t = 175 \pm 5$  GeV.

D.h. untere Grenze der Higgs-Masse: 55 - 130 GeV, verschärfte obere Grenze: 190 - 700 GeV.

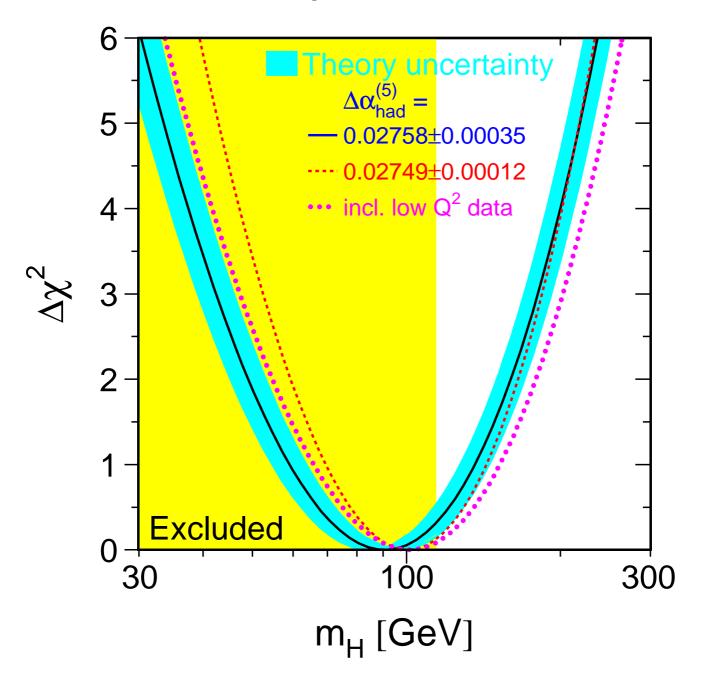
Bei hoher top-Quarkmasse ist die Einschränkung der Higgs-Masse stärker.

Bei  $M_H\mapsto 1\ TeV$  wird die schwache Wechselwirkung stark, das SM wird inkonsistent, kein elementares Higgs-Boson, Physik jenseits des SM notwendig.



### 2.3.3 Suche nach dem Higgs-Boson bei LEP

Indirekte Obergrenze für die Higgs-Masse  $M_H$  von den Präzisionsmessungen der elektro-schwachen Wechselwirkung bei LEP, SLC und Tevatron im Vergleich zur Theorie mit elektroschwachen Strahlungskorrekturen.

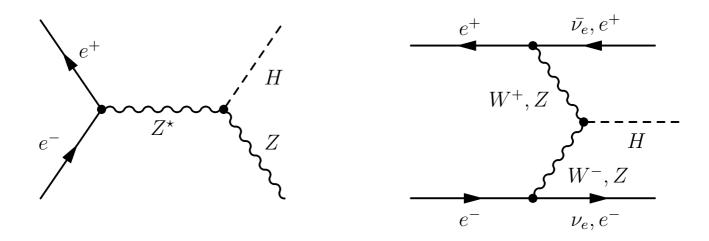


 $M_H < 186 \; {\rm GeV} \; \; (95\% \, CL)$ 

#### Direkte Suche bei LEP II

bei Schwerpunktsenergien bis zu 208 GeV:

Der dominierende Higgsproduktionsprozeß in der Elektron-Positron-Vernichtung ist Higgs-Abstrahlung beim  $\mathbb{Z}^0$ -Austausch:

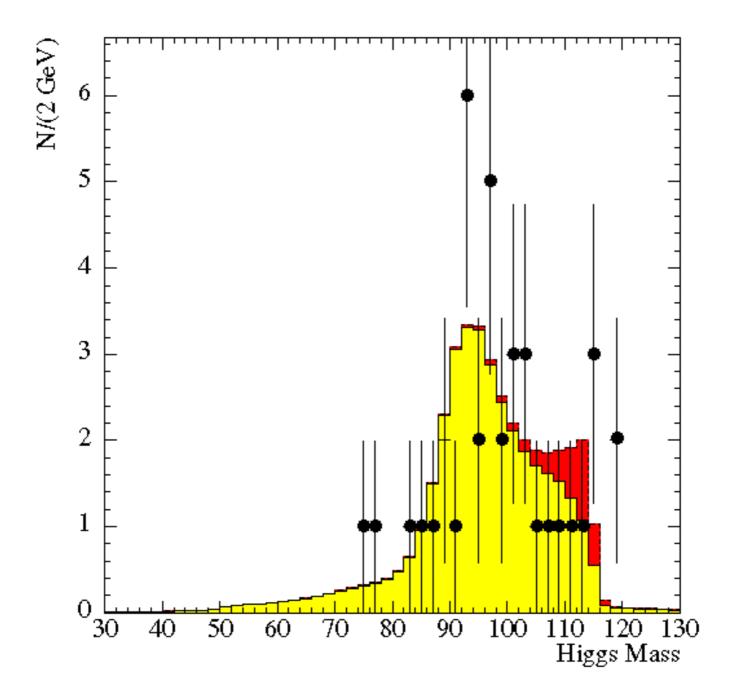


mit 
$$H \to b\bar{b} \ (\tau^+\tau^-)$$
.

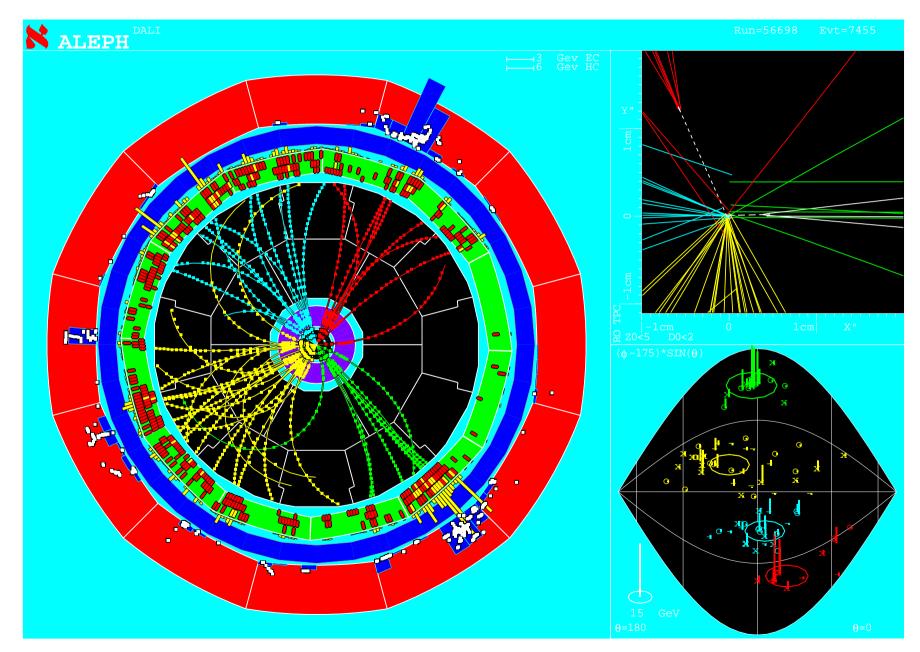
$$M_H>114.4~{\sf GeV}~(95\%\,CL)$$

Bei einer Masse  $M_H=115.6~{\rm GeV}$  wurde  $2001/02~{\rm bei}$  LEP (vor allem beim ALEPH-Experiment) bei der höchsten Energie eine Anhäufung von Kandidatenereignissen für Higgs-Zerfälle in  $b\bar{b}$  gefunden.

Die Signifikanz der Higgs-Ereignisse gegenüber den erwarteten Untergrundereignissen ist jedoch nur ca. 2 Standardabweichungen.



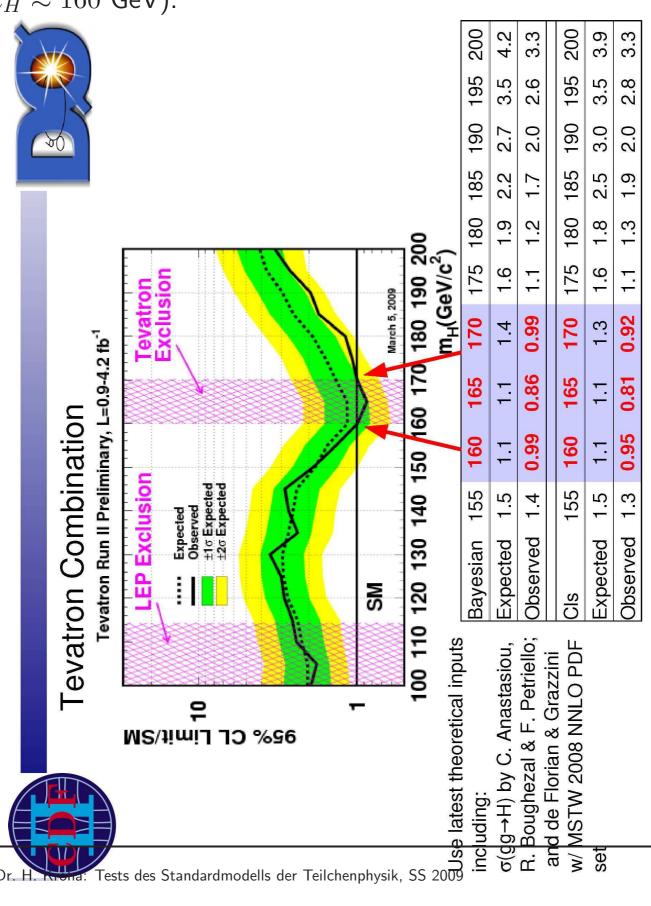
# Kandidat für $H o b\overline{b}$ -Produktion bei LEP II (ALEPH-Experiment)

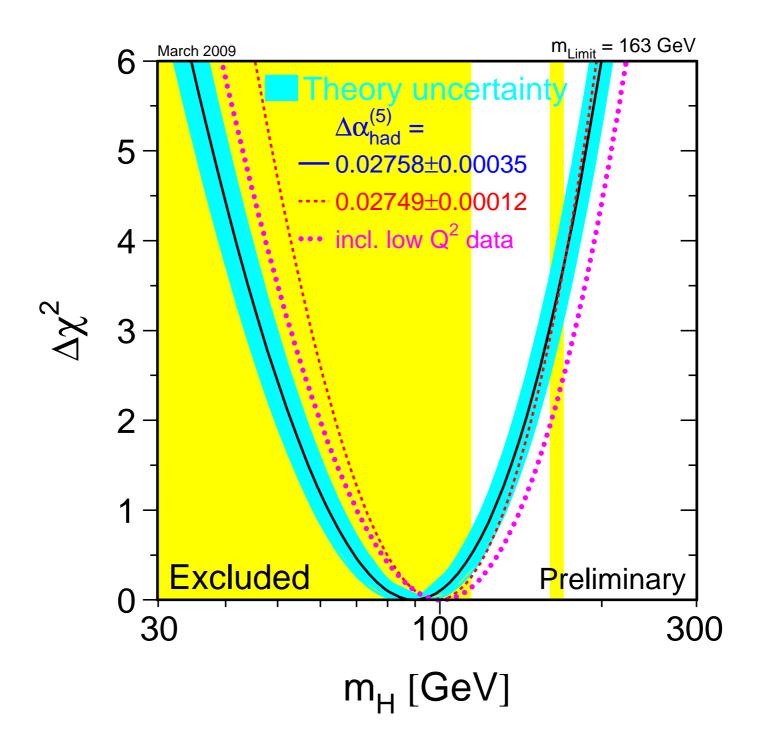


#### **Direkte Suche am Tevatron**

Higgs-Produktion in  $p\overline{p}$ -Vernichtung durch WW- und ZZ-Fusion.

Higgs-Bosonzerfälle  $H \to b\bar{b} \ (m_H \le 120 \ {\rm GeV})$  und  $H \to WW$   $(m_H \approx 160 \ {\rm GeV})$ .





Events / sec for  $2 = 10^{34}$  cm<sup>-2</sup> sec<sup>-1</sup>

PD Dr. H. Kroha: Tests des Standardmodells der Teilchenphysik, SS 2009

# Zerfälle des Higgs-Bosons

 $M_H$  bestimmt alle Zerfallsraten.

1)  $H \rightarrow f \bar{f}$ :

$$\begin{array}{rcl} \mathcal{M} & = & g_f \bar{u}_f u_f = g_f 2E_f = g_f M_H; \\ \overline{|\mathcal{M}|^2} & \approx & N_C^f g_f^2 M_H^2; \\ \Gamma(H \to f \bar{f}) & \approx & \frac{\overline{|\mathcal{M}|^2}}{16\pi M_H} = \frac{1}{16\pi} N_C^f \frac{g^2 m_f^2}{4M_W^2} M_H \\ & = & N_C^f \frac{G_F}{4\sqrt{2}\pi} m_f^2 M_H. \end{array}$$

Für  $M_H \leq 100$  GeV:  $H \rightarrow b\bar{b}$ .

Für  $M_H > 2m_t = 350$  GeV:  $H \to t\bar{t}$ .

2)  $H \rightarrow \gamma \gamma$ :

$$\Gamma(H \to \gamma \gamma) = \frac{G_F \alpha^2}{128\sqrt{2}\pi^3} M_H^3 \cdot C_{\rm Ph}$$

ist verhältnismäßig klein ( $\sim \alpha^2$ ).

Verzweigungsverhältnis am größten für

 $90 < M_H < 150 \text{ GeV}.$ 

3) 
$$H \to W^+W^-$$
 (oder  $Z^0Z^0$ ):

für 
$$M_H > 2M_W$$
 (bzw.  $> 2M_Z$ )

Für  $M_H \gg M_W$ : longitudinale W-Polarisation:

$$\mathcal{M} = igM_W \varepsilon_{\mu 1} \varepsilon_2^{\mu *} \approx igM_W \frac{k_{\mu 1} k_2^{\mu}}{M_W^2};$$

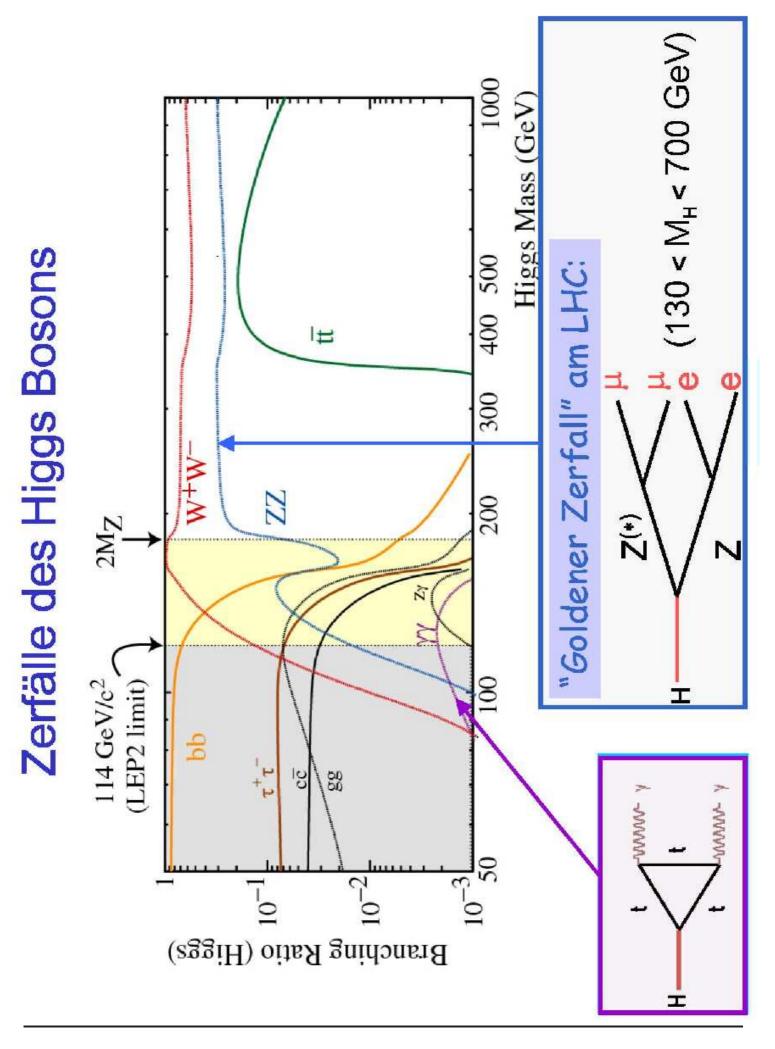
$$\overline{|\mathcal{M}|^2} \approx \frac{g^2 M_H^4}{4 M_W^2};$$

$$\Gamma(H \to W^+ W^-) \approx \frac{1}{16\pi M_H} \frac{g^2 M_H^4}{4 M_W^2} = \frac{G_F}{8\sqrt{2}\pi} M_H^3$$

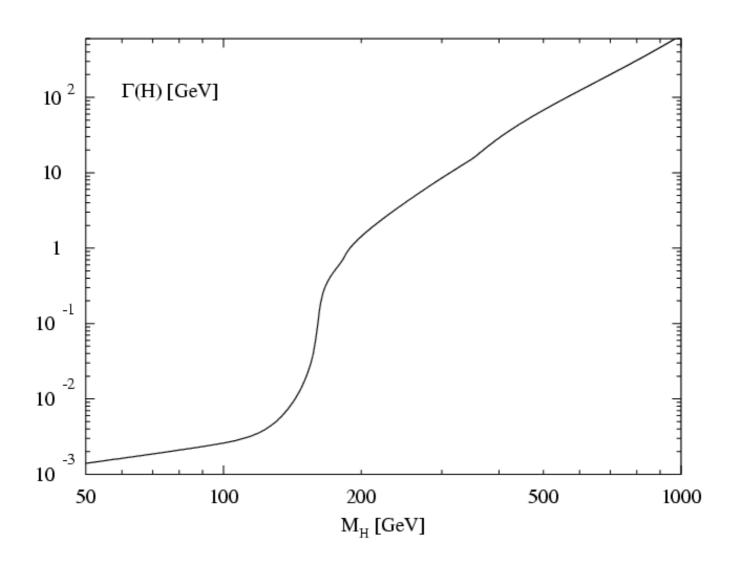
mit 
$$k_{\mu 1} k_2^{\mu} \approx \frac{1}{2} (k_1 + k_2)^2 = \frac{1}{2} M_H^2$$
.

→ Totale Higgs-Zerfallsbreite:

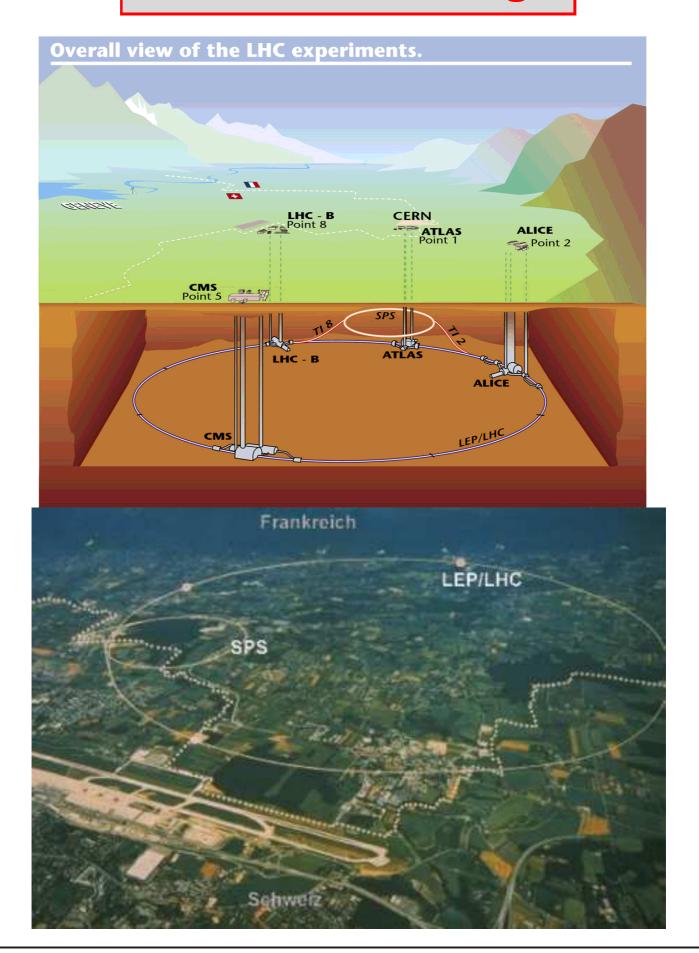
$$\Gamma_{\rm tot} \approx \frac{1}{2} M_H^3 [{\rm TeV}] \mapsto \frac{1}{2} M_H \ {\rm f.} M_H \to 1 \ {\rm TeV.}$$



# Totale Zerfällsbreite des Higgs-Bosons



# Der LHC Beschleuniger



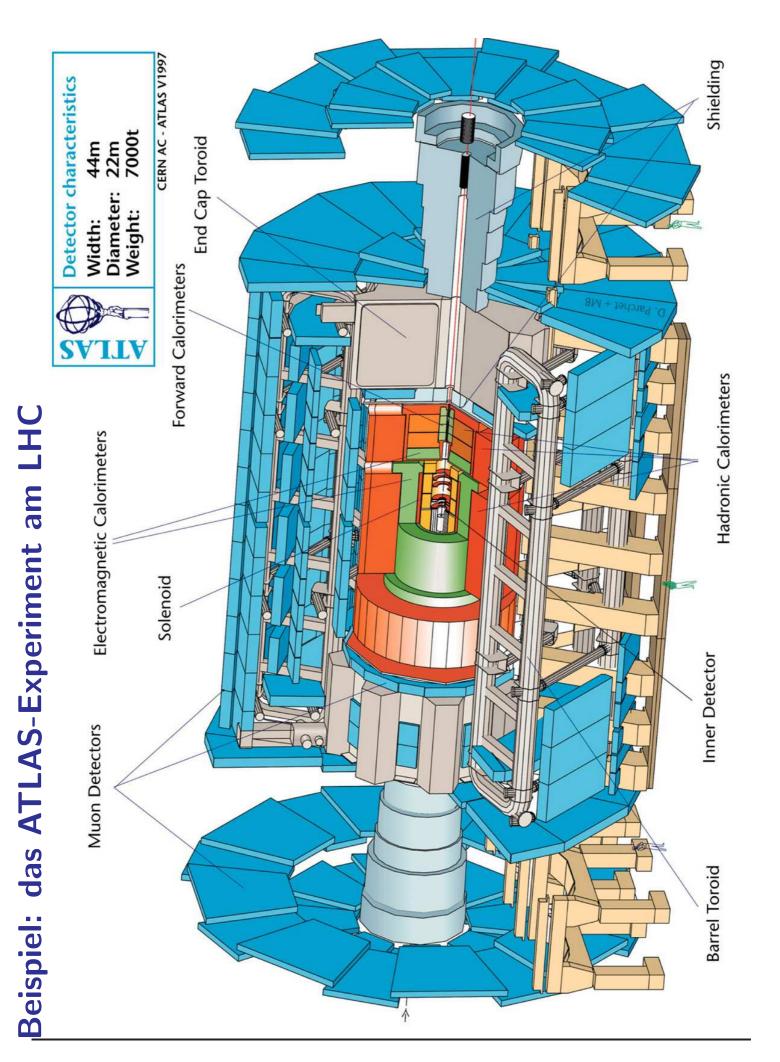
# Der LHC Beschleuniger

# LEP/LHC-Tunnel



1250 supraleitende Dipolmagnete mit 1.6 Mrd. km supraleitendem Kabel ( $\approx 2 \times$  Erdumlaufbahn um die Sonne)

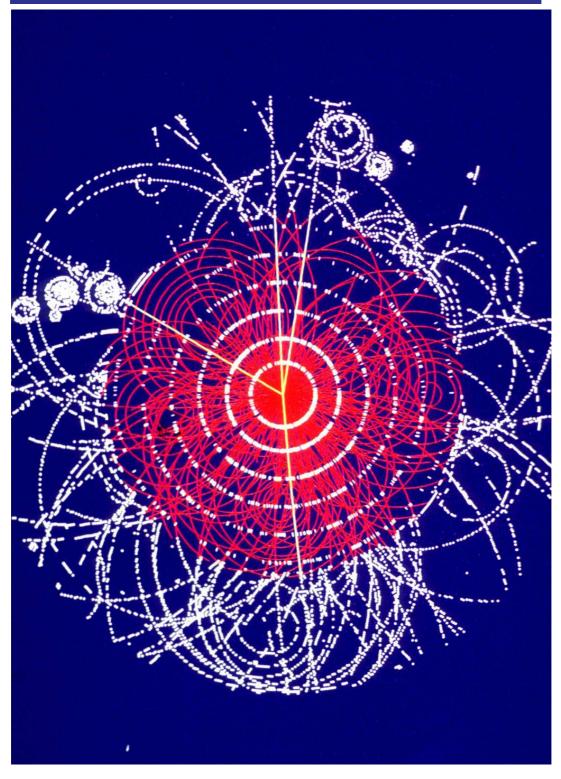




# **Higgs-Zerfall im ATLAS Detektor**

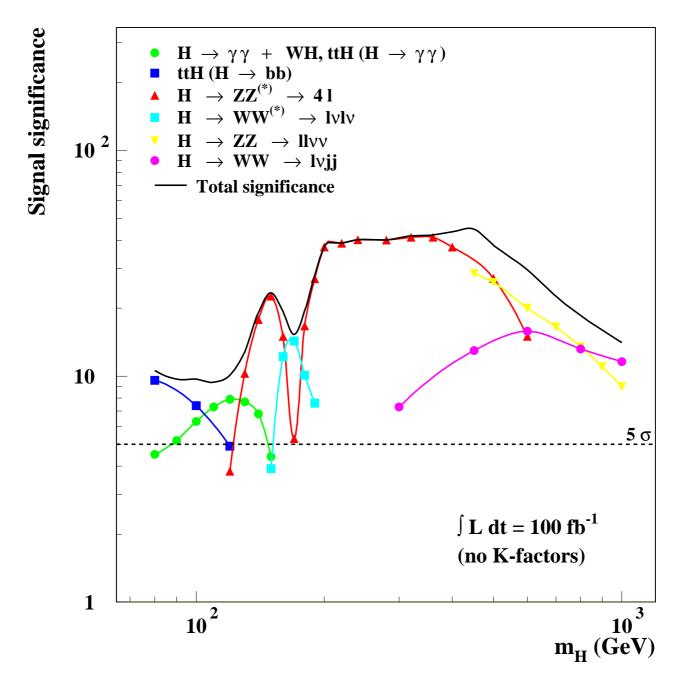
Computersimulation des Zerfalls eines Higgs-Teilchens im ATLAS Detektor:

$$\mathsf{Higgs} \longrightarrow Z^0 Z^0 \longrightarrow (\mu^+ \mu^-)(\mu^+ \mu^-)$$



# Suche nach dem Higgs-Boson am LHC:

Higgs-Signale des ATLAS-Experiments nach ca. 4 Jahren Laufzeit:



Der Massenbereich  $120 < M_H < 700~{\rm GeV}$  wird abgedeckt durch den "Goldenen Kanal":

$$H \longrightarrow Z^0 Z^{0(*)} \longrightarrow (e^+ e^-) (e^+ e^-)$$
  
 $\longrightarrow (\mu^+ \mu^-) (\mu^+ \mu^-)$