

Higgs-Physik und Phänomenologie jenseits des Standardmodells

Dr. Jochen Dingfelder und Prof. Markus Schumacher
Freiburg / Sommersemester 2009

Kapitel 1: Higgs-Physik im Standardmodell

- 1.1 Theorie und Phänomenologie**
- 1.2 Stand der Suche und Entdeckungspotenzial am LHC**
- 1.3 Untersuchung des Higgs-Sektors am LHC und ILC**
- 1.4 Probleme des SM-Higgs-Sektors und möglicher
Erweiterungen und Alternativen**

Das SM in der Nussschale

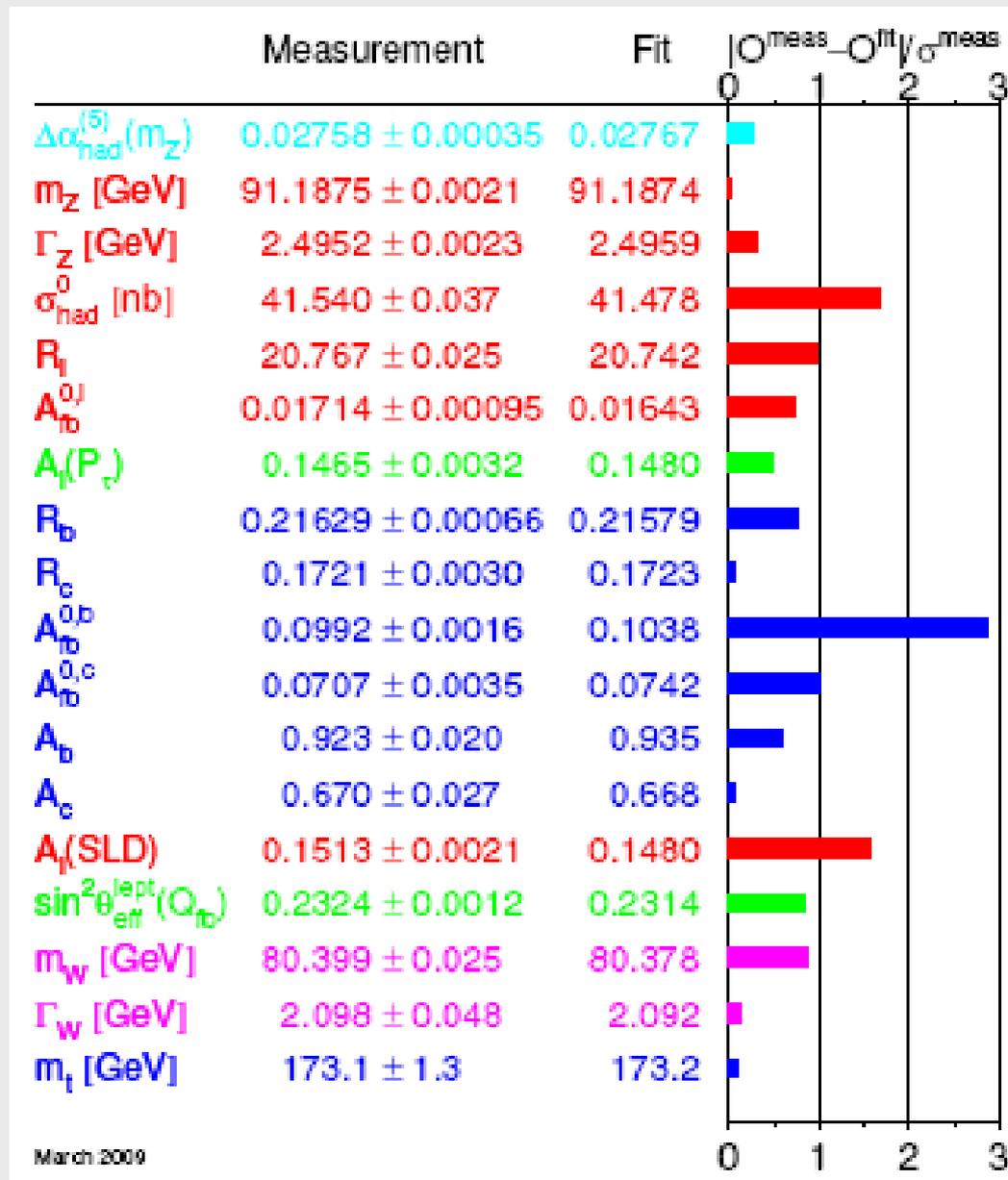
	I	II	III	
Quarks	u	c	t	γ
	d	s	b	
Leptons	ν_e	ν_μ	ν_τ	Z
	e	μ	τ	

Three Generations of Matter

- Der Teilcheninhalt:
6 Quarks + 6 Leptonen + Antiteilchen
- Kräfte durch Eichsymmetrien beschrieben
- Im SM: $SU(2)_L \times U(1)_Y \times SU(3)_C$
 - 8 Gluonen ($M=0$)
 - 1 Photon ($M=0$)
 - 2W, Z ($M=80/0$ GeV)

- Experiment: alle Teilchen massiv bis auf Gluonen und Photon
d.h. Symmetrie der Natur nur $SU(3)_C \times U(1)_{QED}$
- Eichsymmetrien verbieten „ad hoc“ Massenterme
 - generell für Eichbosonen
 - für Fermionen, da linkschirale Felder in Dublett,
rechtschirale Felder in Singulett bzgl $SU(2)_L$

Das SM Ist seit 30 Jahren erfolgreich!



March 2009

Das Elektroschwache-SM: formal

- Der Teilcheninhalt und die elektroschwachen Quantenzahlen

	Leptonen						Quarks					
	Q	Y	I_W^3	3 Familien			Q	Y	I_W^3	3 Familien		
Dubletts	0 -1	-1 -1	1/2 -1/2	(ν_e) $(e)_1$	(ν_μ) $(\mu)_1$	(ν_τ) $(\tau)_1$	2/3 -1/3	1/3 1/3	1/2 -1/2	(u) $(d)_1$	(c) $(s)_1$	(t) $(b)_1$
Singulett	-	-	-	-	-	-	2/3	4/3	0	u_r	c_r	t_r
	-1	-2	0	e_r	μ_r	τ_r	-1/3	-2/3	0	d_r	s_r	b_r

$$Q = \frac{Y}{2} + I_W^3$$

- $SU(2)_L \times U(1)_Y$ -invariante Lagrangedichte \rightarrow Wechselwirkungen

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{QFD}} = & \bar{e} i \gamma^\mu \partial_\mu e + \bar{\nu}_1 i \gamma^\mu \partial_\mu \nu_1 - \frac{1}{4} B^{\mu\nu} B_{\mu\nu} - \frac{1}{4} \vec{W}^{\mu\nu} \vec{W}_{\mu\nu} \\ & + \bar{L} \gamma^\mu g' \frac{Y}{2} B_\mu L + \bar{e}_r \gamma^\mu g' \frac{Y}{2} B_\mu e_r + \bar{L} \gamma^\mu g \frac{1}{2} \vec{\sigma} \vec{W}_\mu L \end{aligned}$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \text{ und } \vec{W}_{\mu\nu} = \partial_\mu \vec{W}_\nu - \partial_\nu \vec{W}_\mu + ig \vec{W}_\mu \times \vec{W}_\nu$$

$$L := \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_1$$

Massenterme zerstören Eichinvarianz

- Massenterm für Eichbosonen → generelles Problem

$$\frac{1}{2}M_A^2 A_\mu A^\mu \rightarrow \frac{1}{2}M_A^2 \left(A_\mu - \frac{1}{e}\partial_\mu \alpha\right) \left(A^\mu - \frac{1}{e}\partial^\mu \alpha\right) \neq \frac{1}{2}M_A^2 A_\mu A^\mu$$

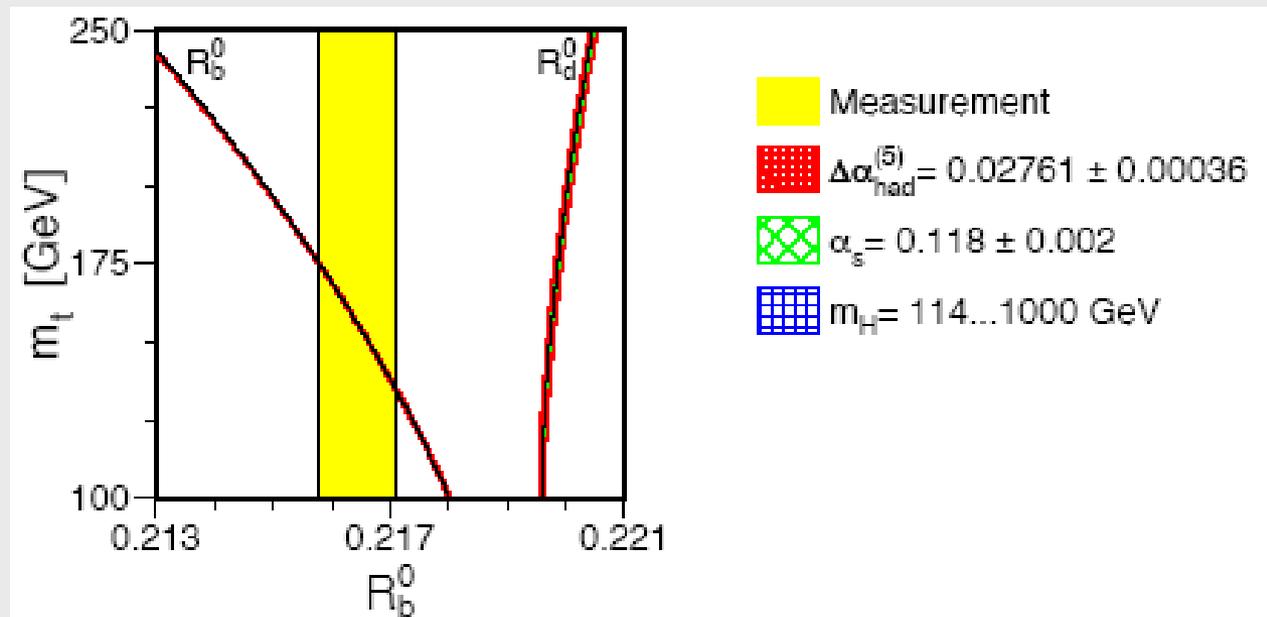
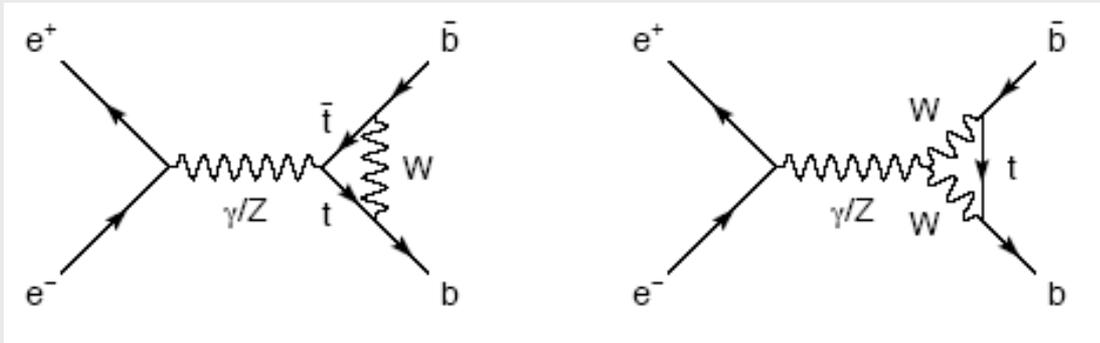
- Massenterm für Fermionen → Problem da rechts- und linkshändige Teilchen unterschiedliche QZ

$$-m_e \bar{e}e = -m_e \bar{e} \left(\frac{1}{2}(1 - \gamma_5) + \frac{1}{2}(1 + \gamma_5) \right) e = -m_e (\bar{e}_R e_L + \bar{e}_L e_R)$$

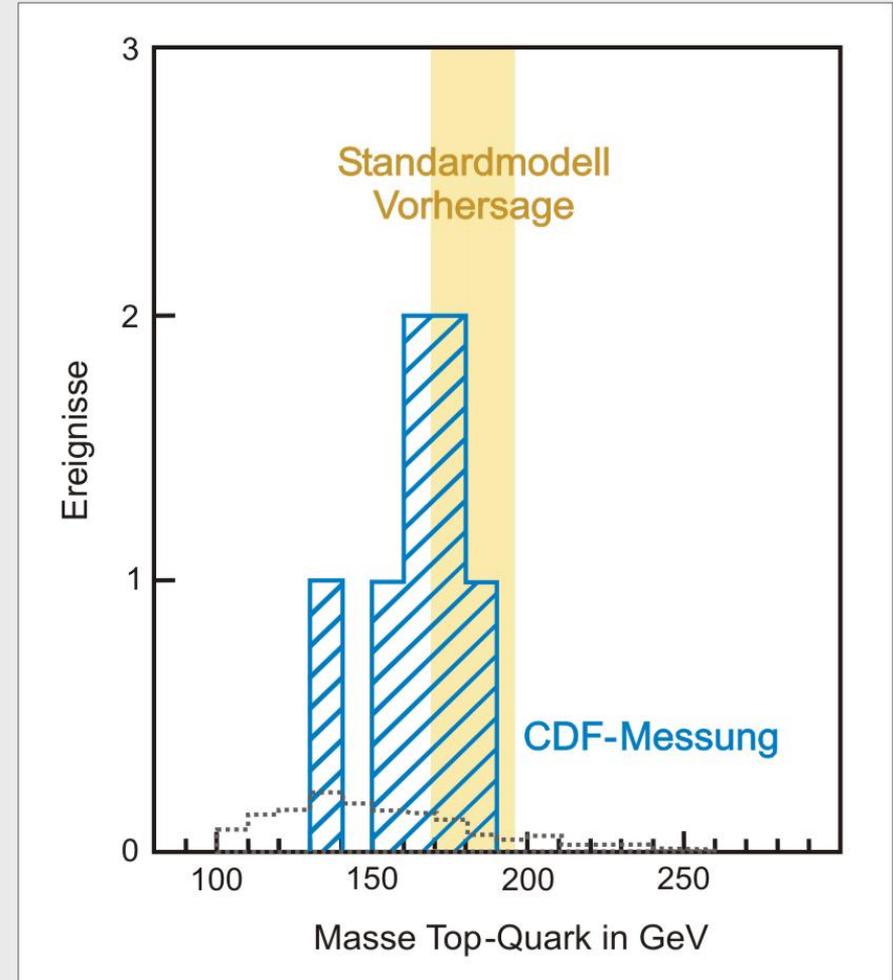
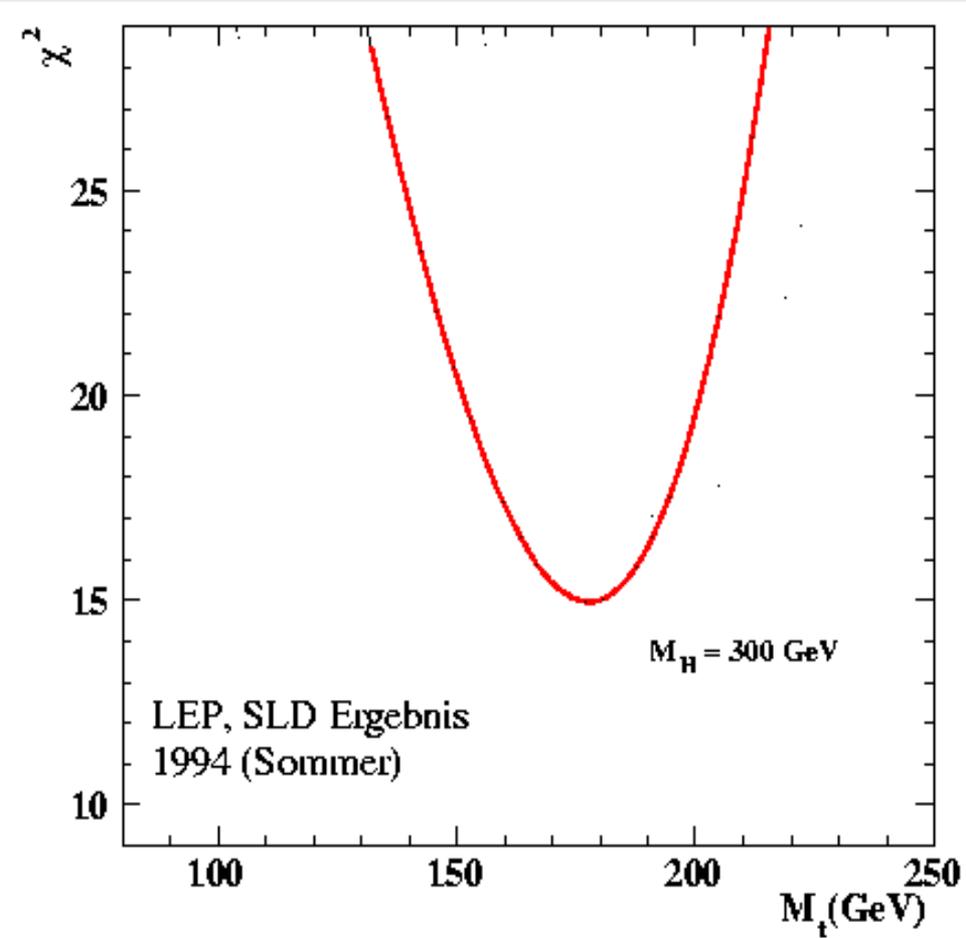
- Eichinvarianz nettes Prinzip.
Aber stört die Verletzung derselben?
Warum keine „ad hoc“-Massenterme?

Zerstörung der Renormierbarkeit

- keine Präzisionsvorhersagen auf Schleifenniveau möglich
 - scheint aber zu funktionieren (mit Erweiterung durch Higgs-Boson)
- z.B. Vorhersage von Masse des Top-Quarks



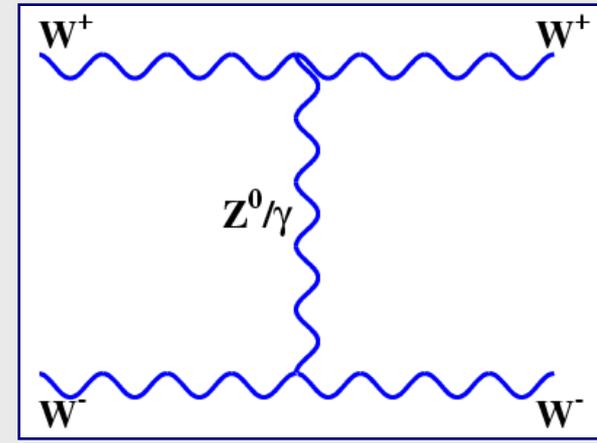
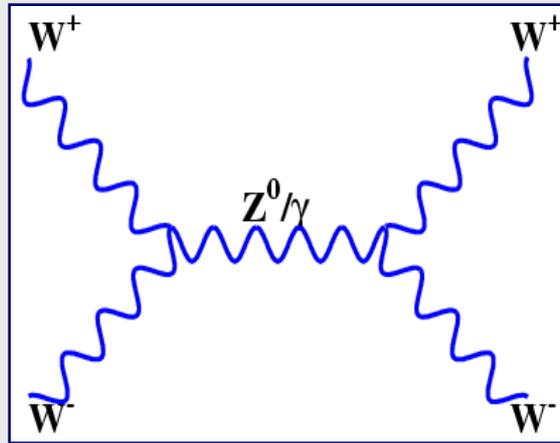
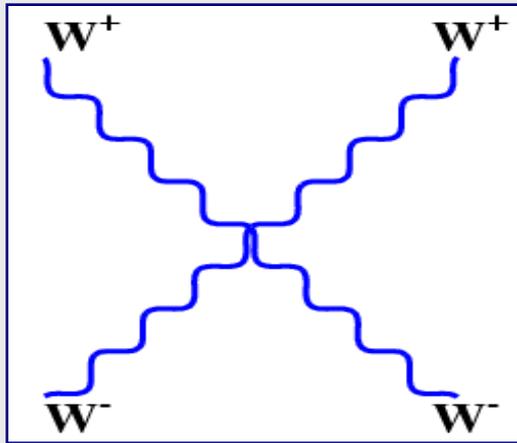
TEVATRON-Entdeckung wo LEP-Vorhersage



■ Synergie von Hadron- und Leptonbeschleunigern

Unitaritätsverletzung in Streuprozessen

- schlechtes Hochenergieverhalten für Streuung von z.B. $WV \rightarrow WV$



$$A_{s\text{-Welle}}(s) = \frac{G_F}{8\pi\sqrt{2}} \cdot s$$

$$\text{Re}A_J \leq 1/2.$$

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

Verletzung der Unitarität bei Schwerpunktsenergien von $\sim 1.2 \text{ TeV}$

- Grund: dritter longitudinaler Freiheitsgrad für massives Eichboson

$$\varepsilon_{\text{long}}^\mu(p) = \frac{1}{M_W}(E, 0, 0, p) \sim E$$

Vgl.: masseloses Photon besitzt nur zwei transversale Freiheitsgrade

Der Brout-Englert-Guralnik-Hagen-Higgs-Kibble-Mechanismus

- Ziel: Brechung der Eichsymmetrien von $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{\text{QED}}$ ohne Verletzung von Renormierbarkeit und Unitarität
- muss spontan sein, d.h.
 - Lagrangedichte ist eichinvariant
 - Zustand niedrigster Energie verletzt Eichinvarianz
- Idee: Einführung von neuen Felder die einen nicht verschwindenden Vakuumerwartungswert erhalten
- Bedingungen:
 - Lorentzinvarianz \rightarrow skalares Feld
 - um erwünschte Brechung zu erhalten: geladen bzgl. $SU(2)_L$ und $U(1)_Y$
 - Vakuum muss elektromagnetisch ungeladen sein
 - 3 longitudinale Freiheitsgrade für W/Z-Bosonen
 - Restaurierung der Unitarität für VV-Streuung

Der Brout-Englert-Guralnik-Hagen-Higgs-Kibble-Mechanismus

- im SM ökonomischste Wahl:
ein Dublett von komplexen skalaren Higgs-Feldern

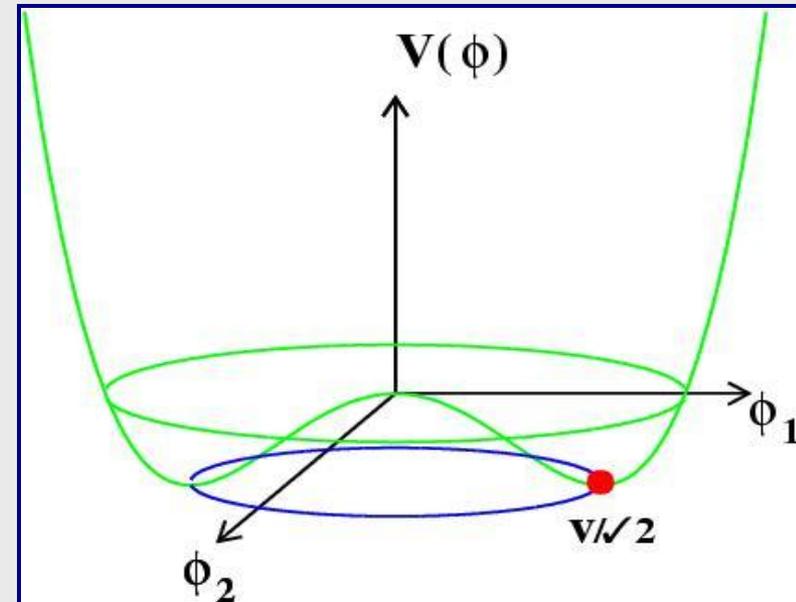
$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi_3 + i\Phi_4 \\ \Phi_1 + i\Phi_2 \end{pmatrix} \quad \Phi_i \text{ reell} \quad Y = 1, \quad I_W = \frac{1}{2}$$

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - V(\Phi) \quad D_\mu \Phi = \left(\partial_\mu - \frac{1}{2} ig \vec{\sigma} \vec{W}_\mu - \frac{1}{2} ig' Y B_\mu \right) \Phi$$

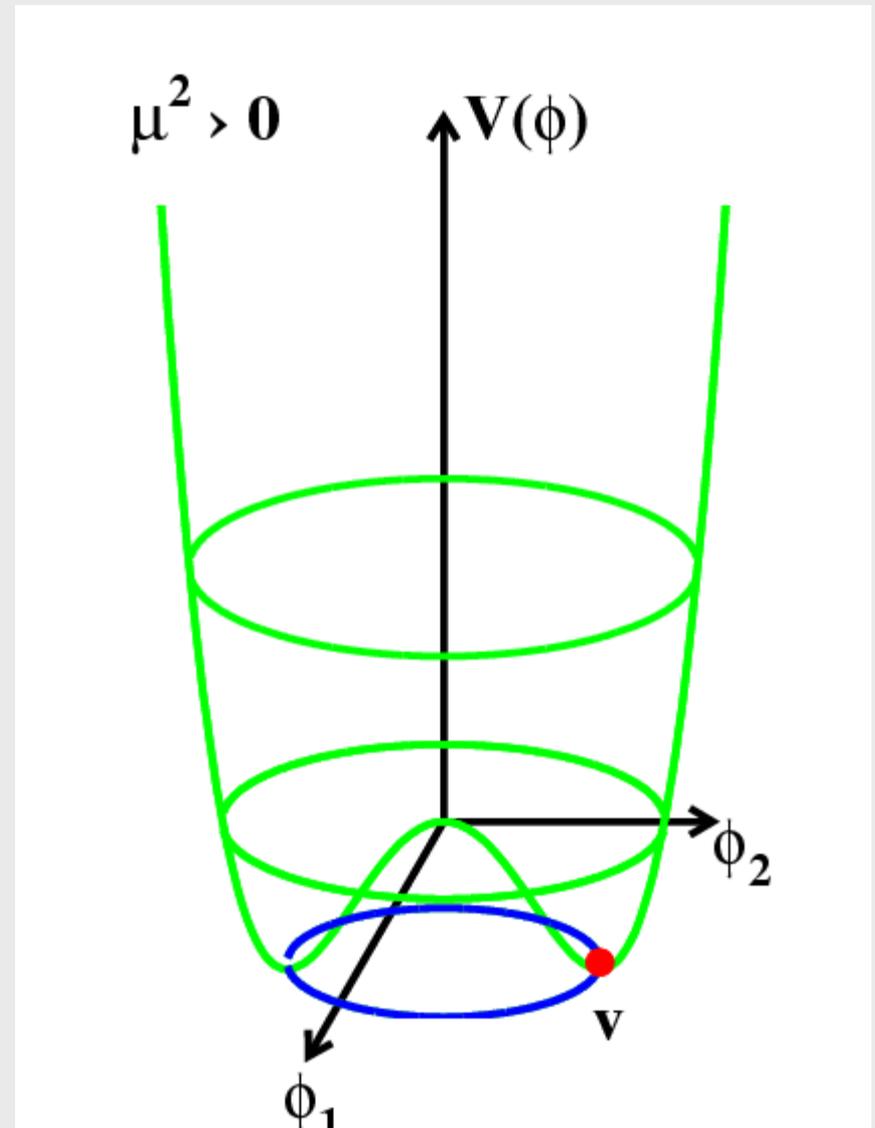
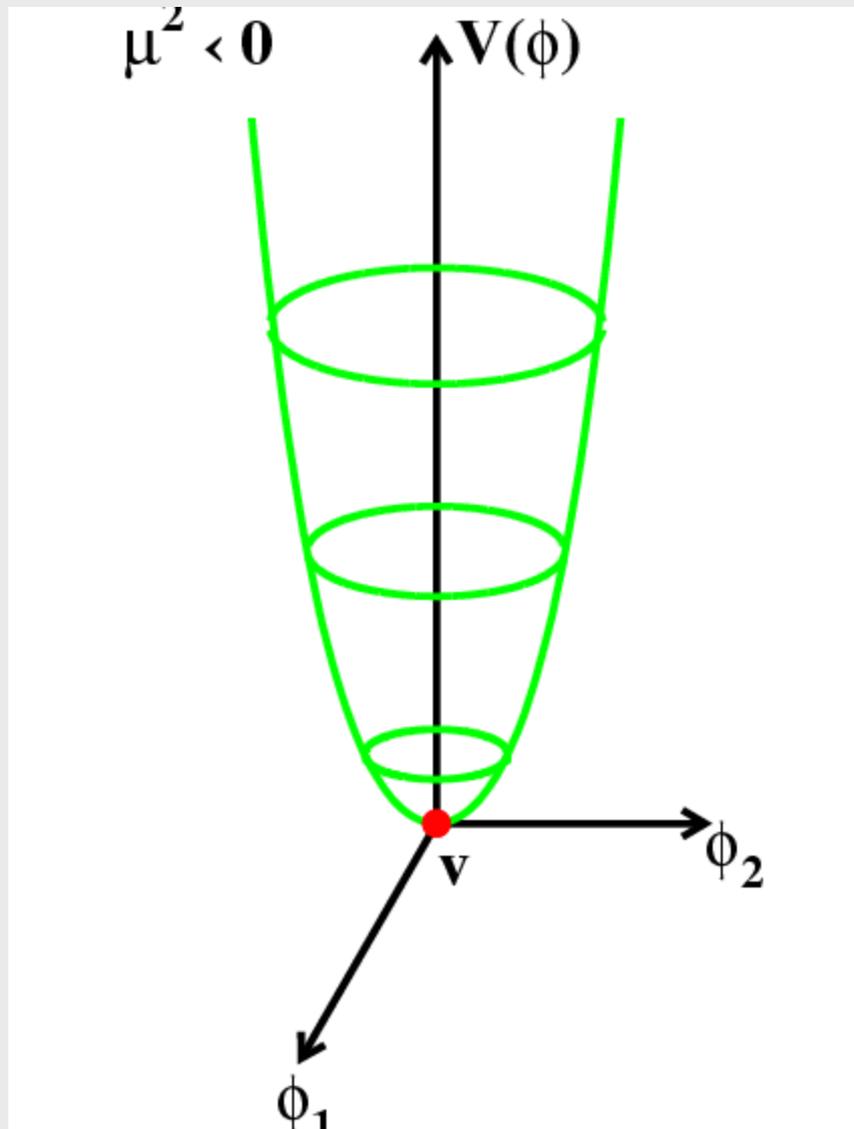
- mit geeignet gewähltem Potenzial

$$V(\Phi) = -\mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2, \quad \mu^2, \lambda > 0$$

zunächst 2 freie Parameter



Spontane Symmetriebrechung im frühen Universum

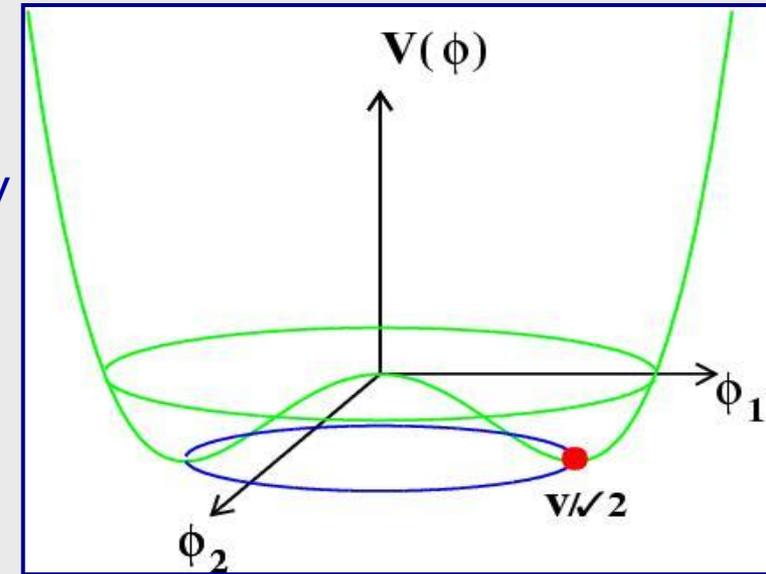


Der Brout-Englert-Guralnik-Hagen-Higgs-Kibble-Mechanismus

- für $\mu^2 > 0$: Symmetrie spontan gebrochen
 - Minimum des Potenzial bei $V < 0$
 - Higgsfeld hat Vakuumerwartungswert v

$$\Phi^\dagger \Phi = \frac{\mu^2}{2\lambda} \equiv \frac{v^2}{2}$$

$$\Phi_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ e^{-i\alpha v} \end{pmatrix}$$



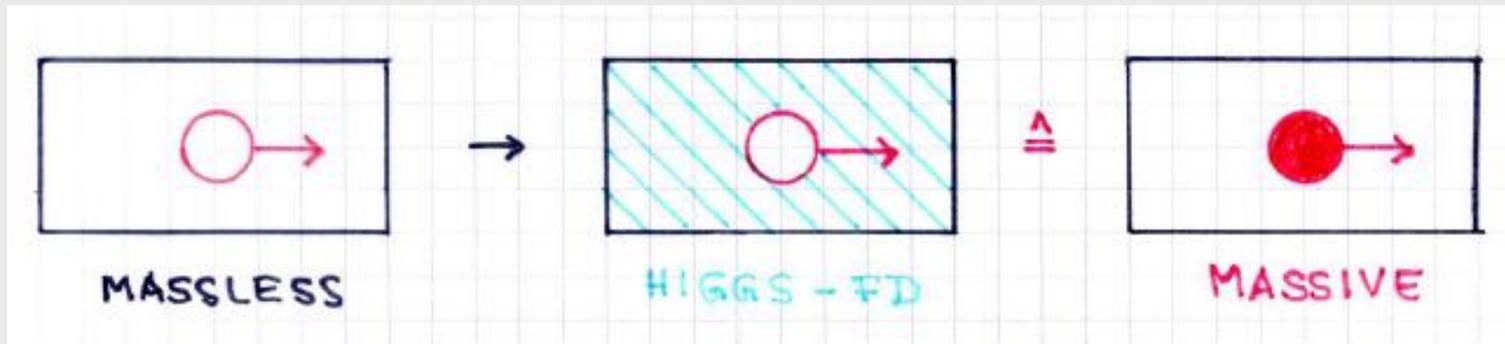
- Physik ergibt sich aus Oszillationen um das Minimum

$$\Phi(x) = e^{i\vec{\rho}(x)\vec{\sigma}} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+H(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$$

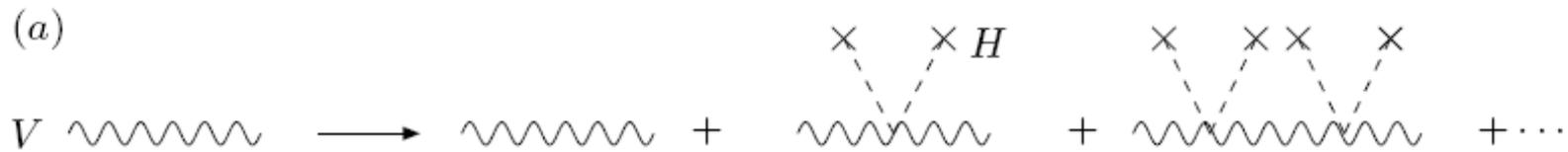
- gegen den Potenzial Anstieg → 1 massives Higgs-Boson H
- entlang der Potenzialmulde → 3 masselosen Goldstone-Bosonen verschwinden in unitärer Eichung → long. Freiheitsgrade von W und Z

- Higgs-Feld hat 2 Komponenten: Hintegrundfeld und Teilchen

Massen für die Eichbosonen



- effektive Masse durch Wechselwirkung mit dem Hintergrundfeld v



$$\frac{1}{q^2} \rightarrow \frac{1}{q^2} + \sum_j \frac{1}{q^2} \left[\left(\frac{gv}{2} \right)^2 \frac{1}{q^2} \right]^j = \frac{1}{q^2 - M^2} \quad : \quad M^2 = g^2 \frac{v^2}{4}$$

$$M_W = v \frac{g}{2}$$

$$M_Z = v \frac{\sqrt{g^2 + g'^2}}{2}$$

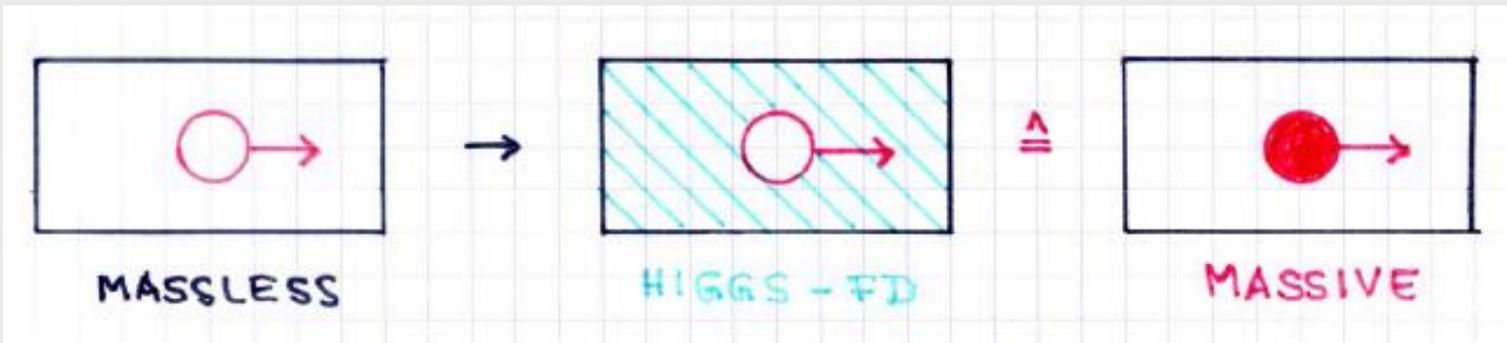
$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W^2} = \frac{1}{2v^2} \quad \text{zu} \quad v = (\sqrt{2}G_F)^{-1/2} = 246 \text{ GeV}$$

Massen für die Fermionen

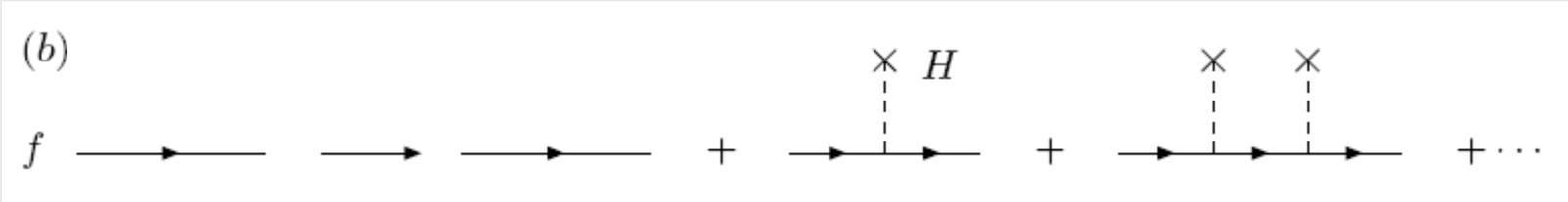
- zusätzliche Yukawaterme in Langrangedichte

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = \lambda_e \bar{L} \Phi e_R + \lambda_u \bar{q} \tilde{\Phi} u_R + \lambda_d \bar{q} \Phi d_R + h.c.$$

$$\tilde{\Phi} = i\sigma_2 \Phi^*$$



- effektive Masse durch Wechselwirkung mit dem Hintergrundfeld v



$$\frac{1}{\not{d}} \rightarrow \frac{1}{\not{d}} + \sum_j \frac{1}{\not{d}} \left[\frac{g_f v}{\sqrt{2} \not{d}} \right]^j = \frac{1}{\not{d} - m_f} \quad : \quad m_f = g_f \frac{v}{\sqrt{2}}$$

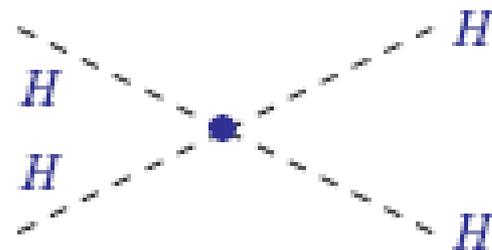
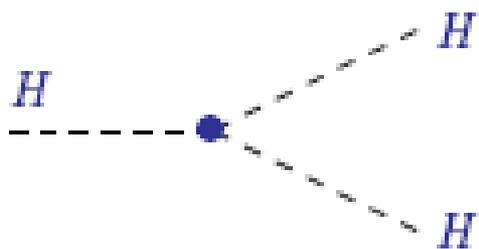
Higgs-Bosonmasse und Higgs-Bosonselfwechselwirkung

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_H &= \frac{1}{2}(\partial_\mu H)(\partial^\mu H) - V \\ &= \frac{1}{2}(\partial^\mu H)^2 - \lambda v^2 H^2 - \lambda v H^3 - \frac{\lambda}{4} H^4\end{aligned}$$

- Masse des Higgs-Bosons

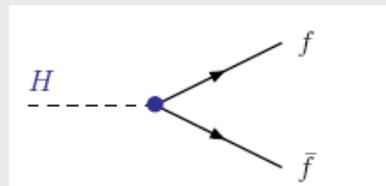
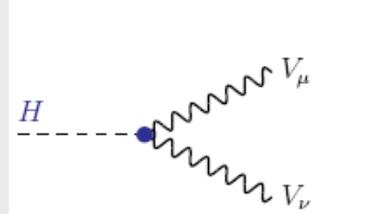
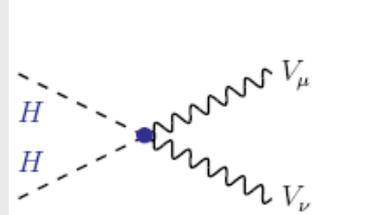
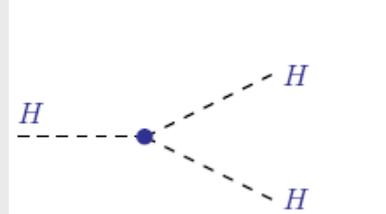
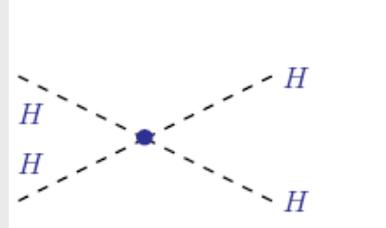
$$M_H^2 = 2\lambda v^2 = -2\mu^2$$

- Selbstwechselwirkung des Higgsbosons



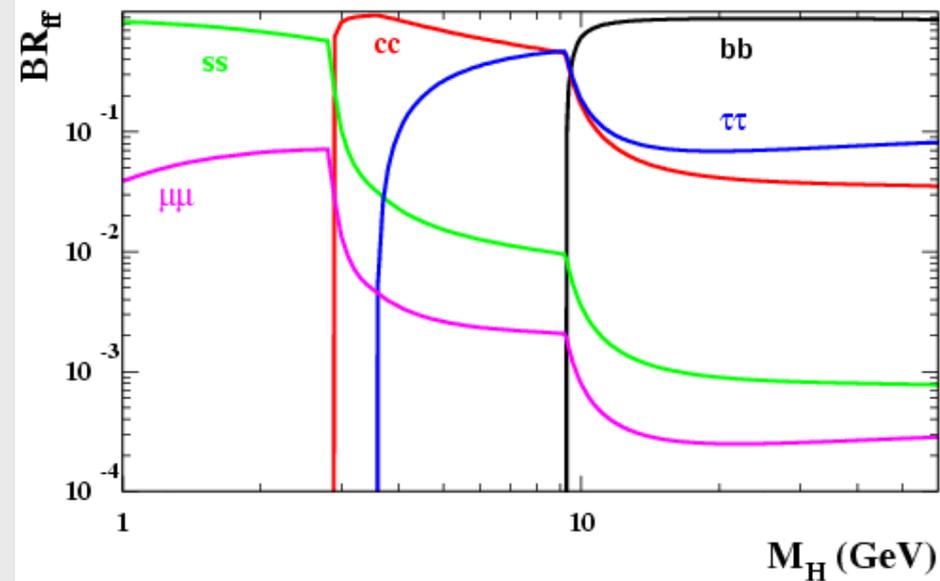
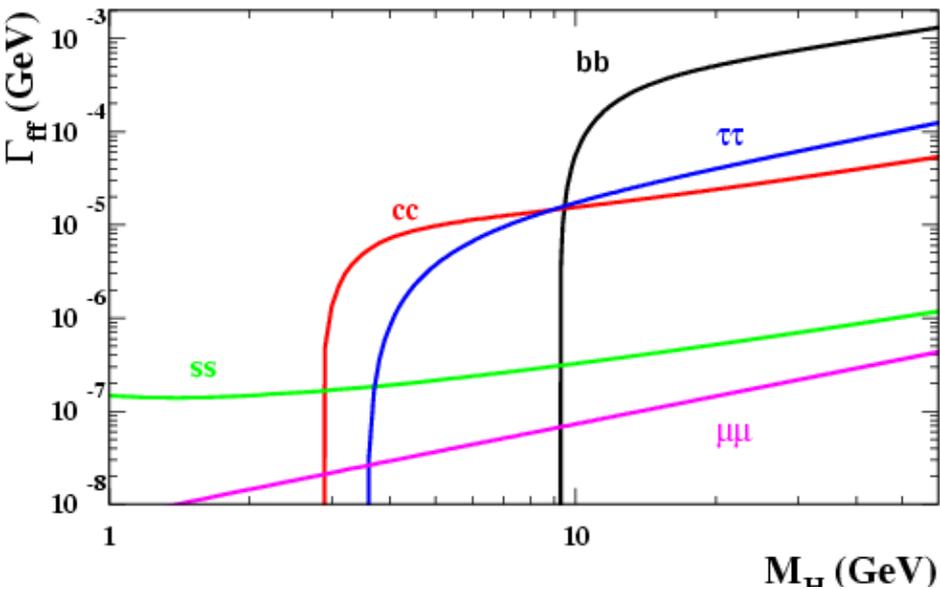
$$g_{H^3} = (3!)i\lambda v = 3i \frac{M_H^2}{v}, \quad g_{H^4} = (4!)i \frac{\lambda}{4} = 3i \frac{M_H^2}{v^2}$$

Alle Kopplungen festgelegt u. proportional zu Masse

	$g_{Hff} = m_f/v = (\sqrt{2}G_\mu)^{1/2} m_f \quad \times (i)$
	$g_{HVV} = 2M_V^2/v = 2(\sqrt{2}G_\mu)^{1/2} M_V^2 \quad \times (-ig_{\mu\nu})$
	$g_{HHVV} = 2M_V^2/v^2 = 2\sqrt{2}G_\mu M_V^2 \quad \times (-ig_{\mu\nu})$
	$g_{HHH} = 3M_H^2/v = 3(\sqrt{2}G_\mu)^{1/2} M_H^2 \quad \times (i)$
	$g_{HHHH} = 3M_H^2/v^2 = 3\sqrt{2}G_\mu M_H^2 \quad \times (i)$

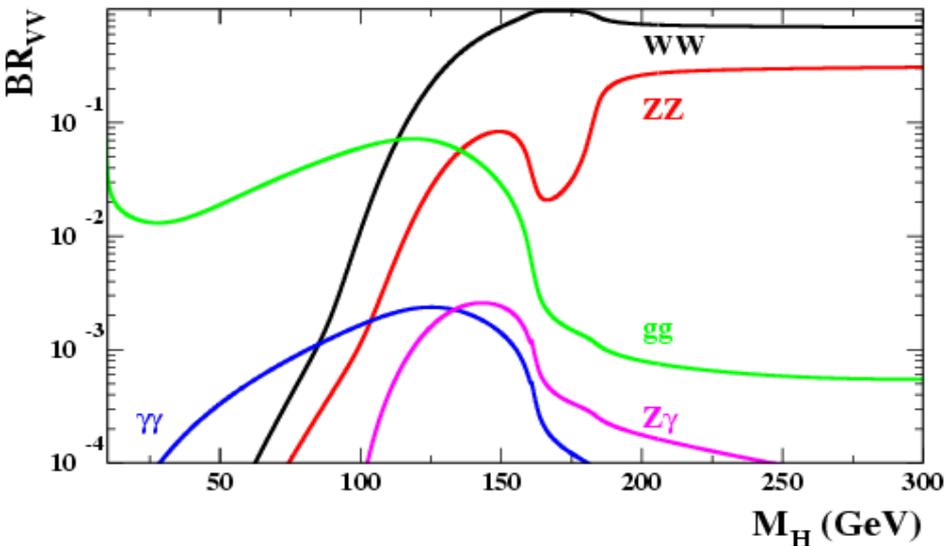
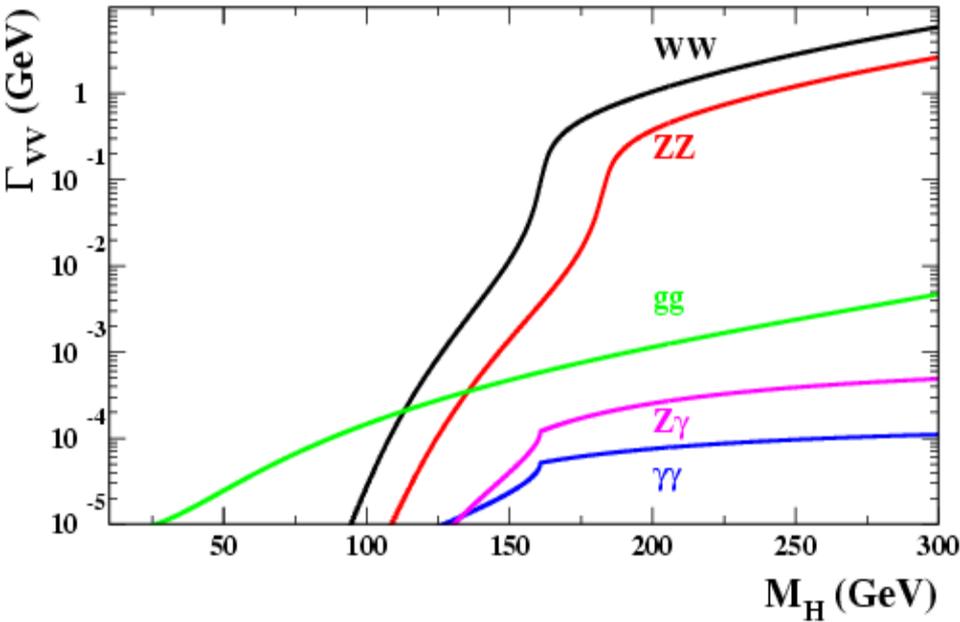
- ein freier Parameter: M_H bzw. quartische Selbstkopplung λ

Zerfallsbreiten und Verzweigungsverhältnisse

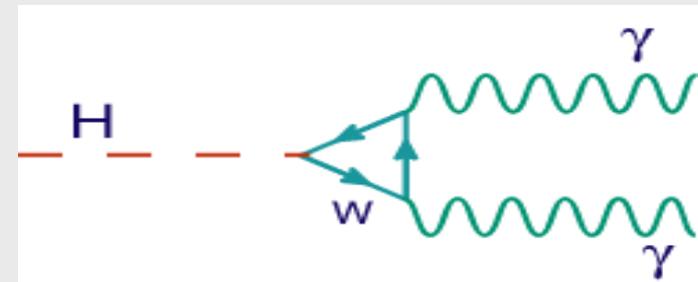


- Kopplung \sim Masse
- Zerfall in schwerste Fermionsorte dominant
- $NC=3$ für Quarkzerfälle
- $\tau >$ charm wegen laufender Masse

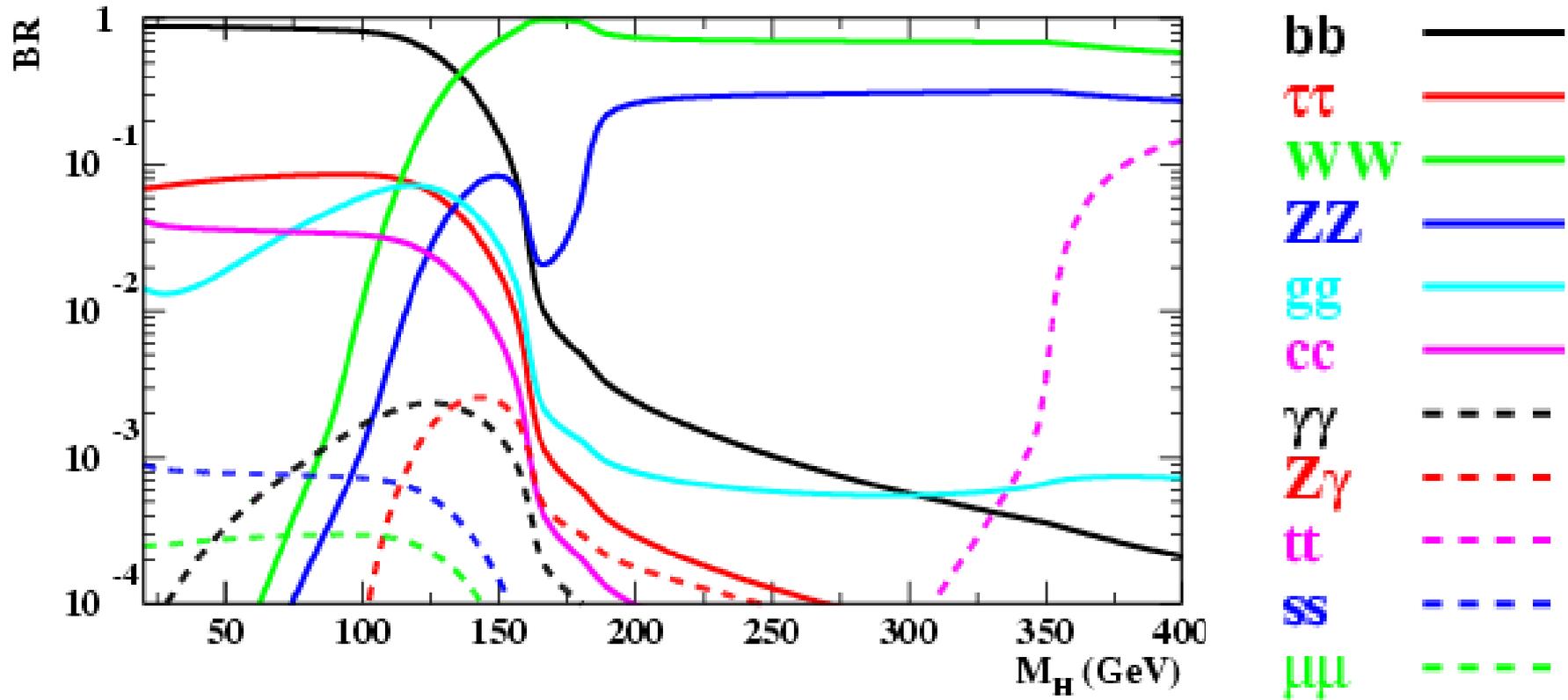
Zerfälle in Eichbosonen



- Kopplung \sim Masse
- steiler Anstieg in Partialbreite für $M_H > 2M_W$
- $W=2 \times Z$ wegen Kombinatorik
- schleifeninduzierte Zerfälle in zwei Photonen



Verzweigungsverhältnisse des SM Higgs Bosons



für $M < 135$ GeV: $H \rightarrow bb, \tau\tau$ dominant

für $M > 135$ GeV: $H \rightarrow WW, ZZ$ dominant

klein: $H \rightarrow \gamma\gamma$ aber wichtig am LHC

- Higgs-Mechanismus erlaubt konsistente Formulierung einer Theorie zur Beschreibung der elektroschwachen Phänomene
- Massenerzeugung durch Wechselwirkung mit Hintergrundfeld
- Der Preis: ein neues Teilchen – das Higgs-Boson
- ein freier Parameter: Masse des Higgs-Bosons
- das Profil ist unter Annahme deren Wertes komplett bestimmt
- die Kopplungen des Higgs-Bosons an Teilchenspezies ist proportional zu deren Masse

Kenntnis über die Masse des Higgs-Bosons

■ theoretische Grenzen:

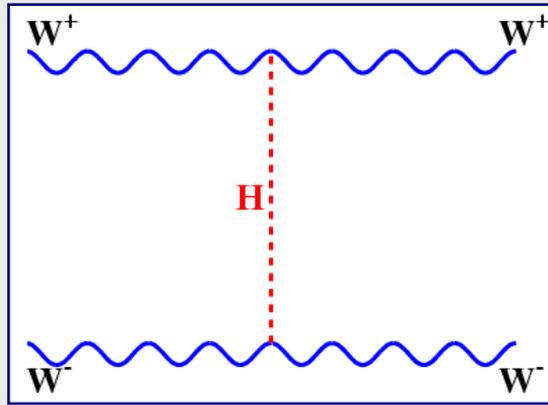
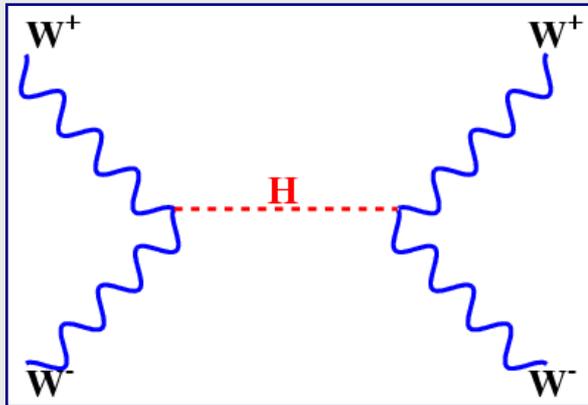
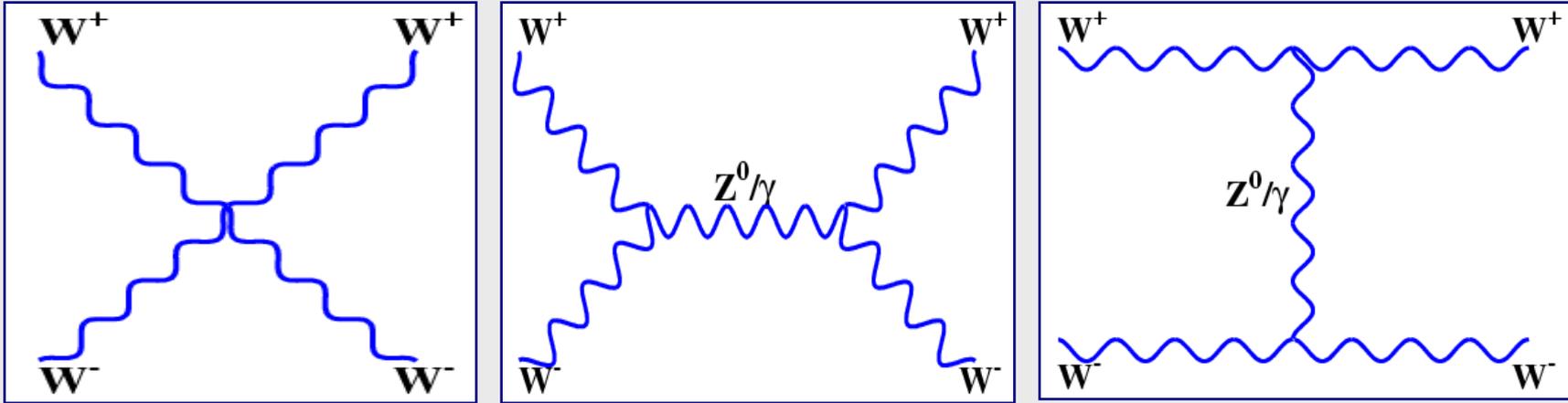
- Unitarität, Hochenergieverhalten von Wirkungsquerschnitten
- Perturbativität
- Vakuumstabilität

■ experimentelle Grenzen:

- Vergleich der Präzisionsmessungen mit SM-Vorhersage
- direkte Suchen bei LEP und am TEVATRON

Unitaritätsrettung durch das Higgs-Boson

■ WW-Streuung inklusive Higgs-Boson



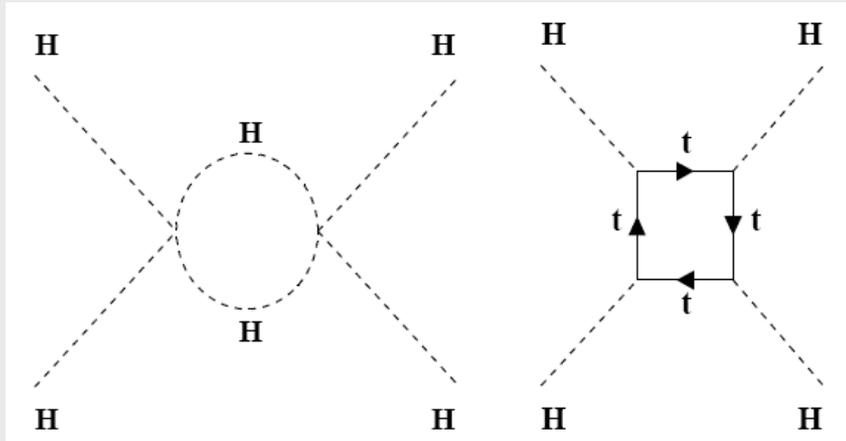
$$A_{s\text{-Welle}} = -\frac{G_F M_H^2}{4\sqrt{2}\pi}$$

$$M_H^2 \leq \frac{2\sqrt{2}\pi}{G_F} \approx (850 \text{ GeV})^2$$

■ Berücksichtigung anderer Streuprozesse: $M_H < 750 \text{ GeV}$

Trivialität und Vakuumstabilität

- Energie- / Temperaturabhängigkeit der quartischen Kopplung λ



$$\frac{d\lambda}{dt} = \frac{3}{8\pi^2}(\lambda^2 + \lambda\lambda_t^2 - \lambda_t^4) \quad \text{mit} \quad \lambda(v^2) = \frac{M_H^2}{2v^2} \quad \text{und} \quad t = \ln \frac{Q^2}{v^2}$$

$$\frac{d\lambda_t}{dt} = \frac{1}{32\pi^2} \left(\frac{9}{2}\lambda_t^3 - 8\lambda_t g_s^2 \right) \quad \text{mit} \quad \lambda_t(v^2) = \frac{\sqrt{2}m_t}{v}$$

Linkes Diagramm: Anstieg von λ

→ $\lambda < 1$ (unendliche) bis zu maximalen Energieskala Λ

a) $\lambda = 0$ → Theorie trivial → keine spontane Symmetriebrechung

b) $\lambda(v)$ endlich → maximale Energieskala bevor Landaupol

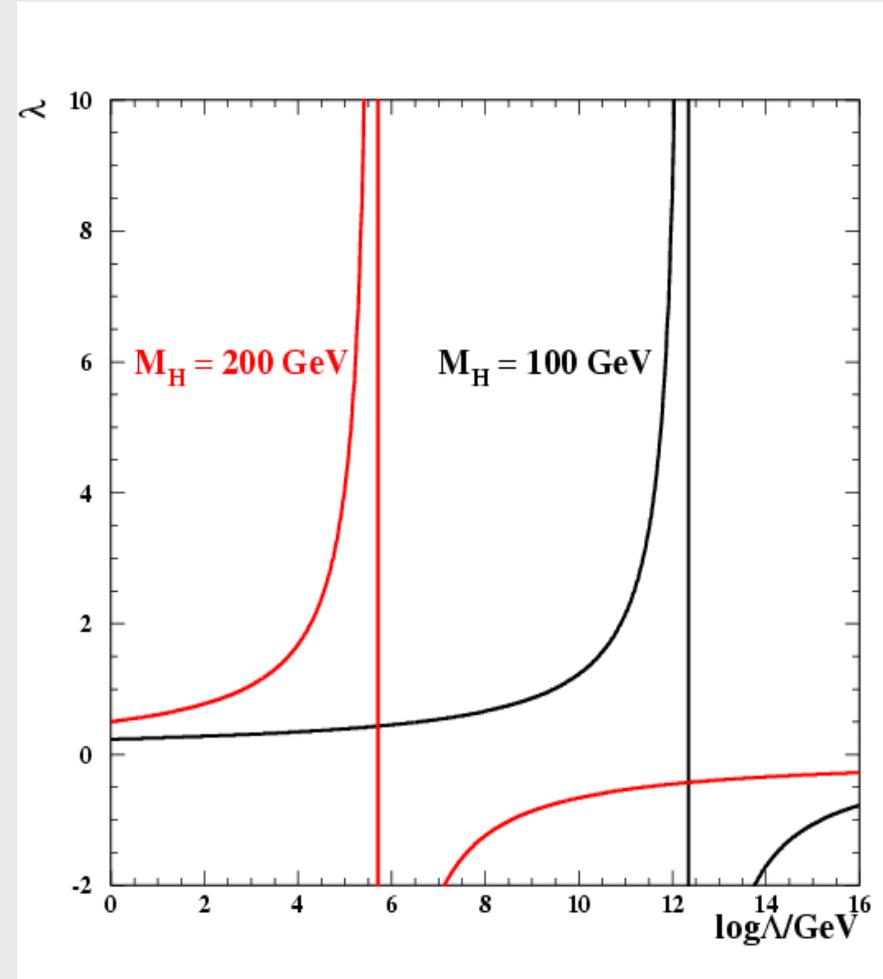
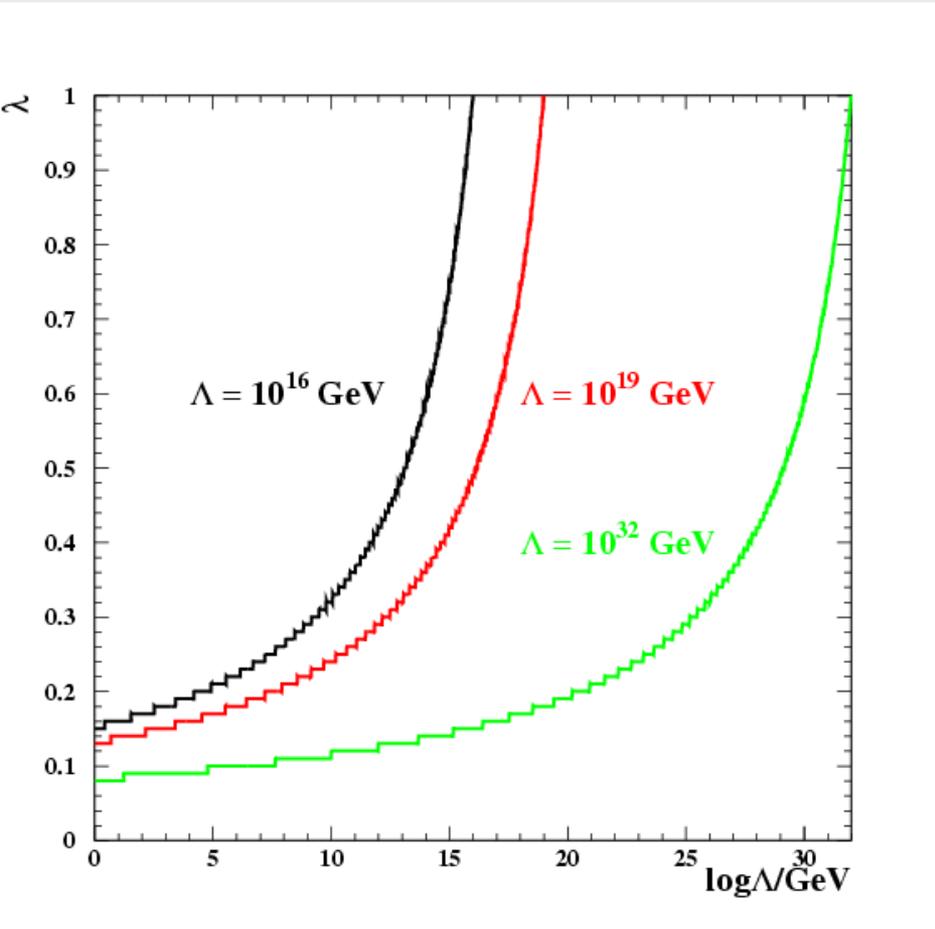
→ obere Grenze für $M_H = \lambda(M_H)v$ **“Trivialitätsgrenze”**

Rechtes Diagramm : Abfall λ (wenn m_t gross genug)

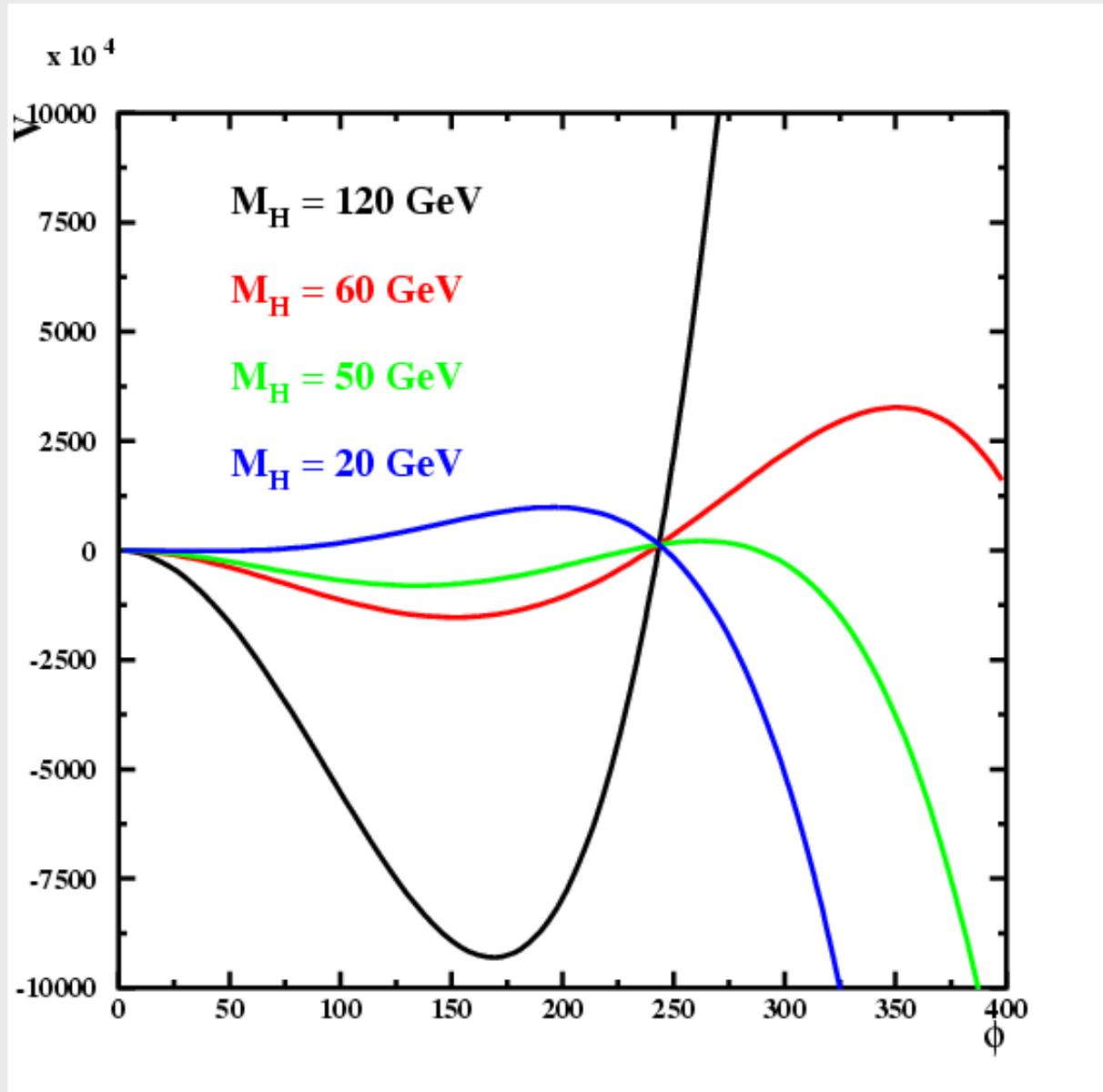
Verlange stabiles Vakuum, d.h. $\lambda > 0$ bis zu Energieskala Λ

→ untere Grenze auf $M_H = \lambda(M_H)v$ **“Vakuumstabilitätsgrenze”**

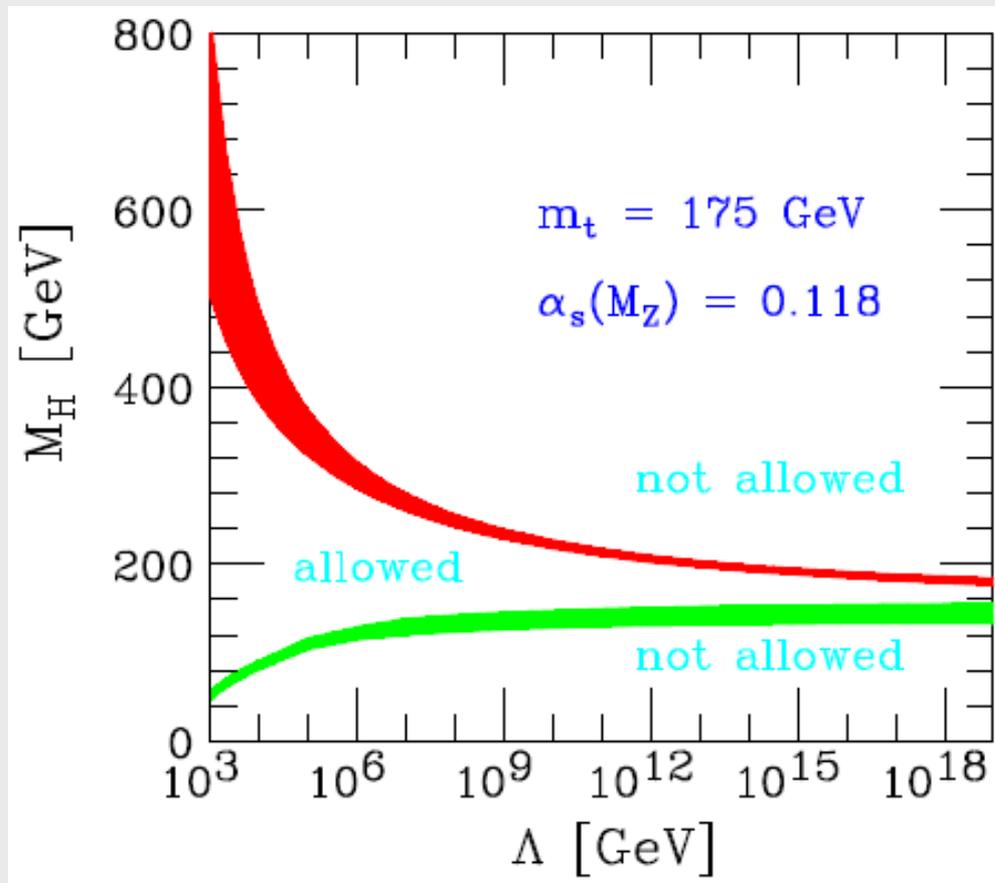
Trivialität bzw. Abwesenheit eines Landaupols



Vakuum-Stabilität



Trivialitätsgrenze und Vakuumstabilität



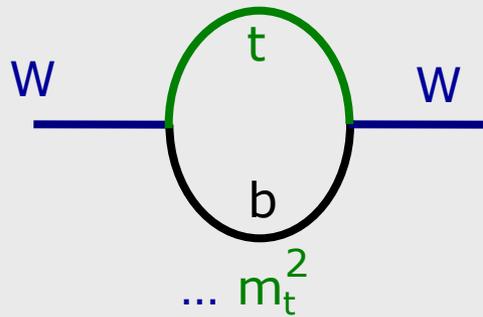
Λ	M_H
1 TeV	$60 \text{ GeV} \lesssim M_H \lesssim 700 \text{ GeV}$
10^{19} GeV	$130 \text{ GeV} \lesssim M_H \lesssim 190 \text{ GeV}$

- wenn SM bis Λ gültig
dann M_H in $[x,y]$
- wenn M_H ausserhalb $[x,y]$
dann neue Physik bei $E < \Lambda$

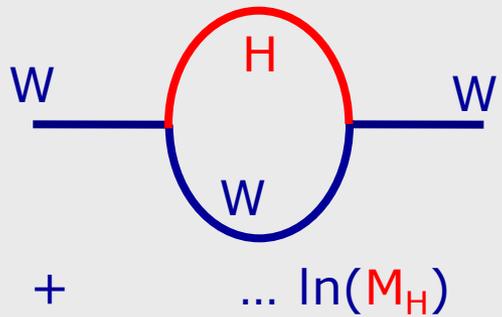
Indirekte Grenze auf M_H aus Präzisionsmessungen

- M_H geht durch Schleifenkorrekturen in Präzisionsobservablen ein z.B.

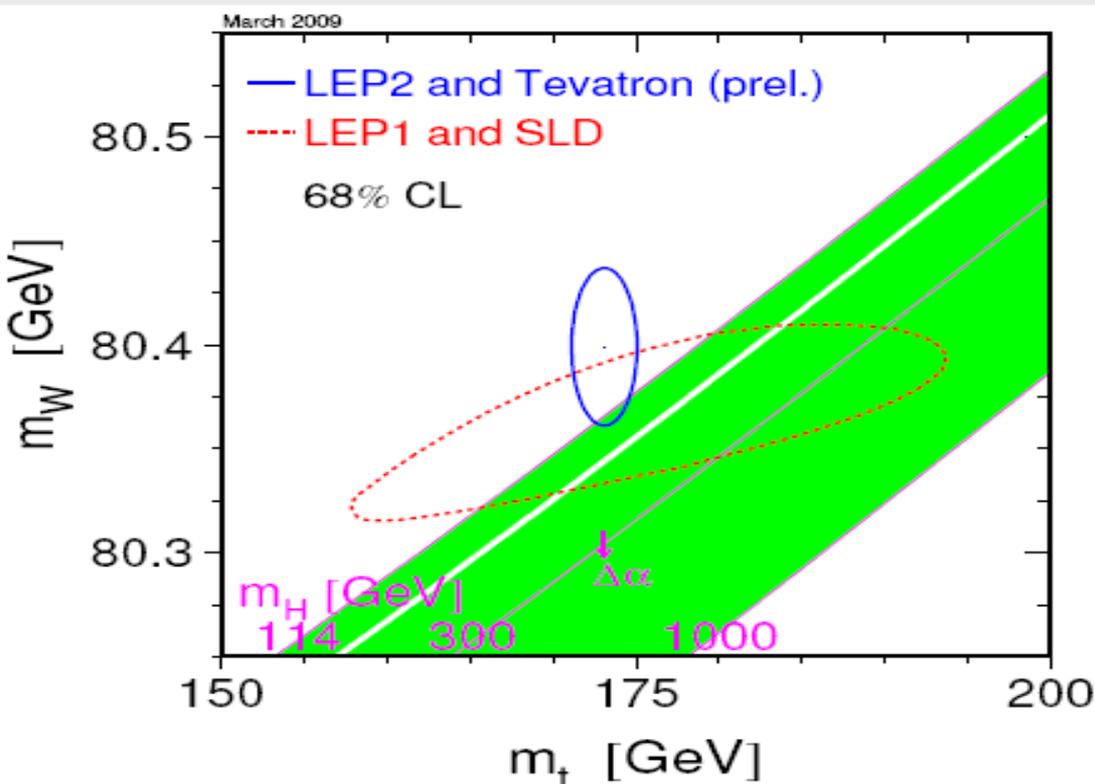
$$M_W(\text{Phys}) = M_W(\text{Born}) +$$



... m_t^2

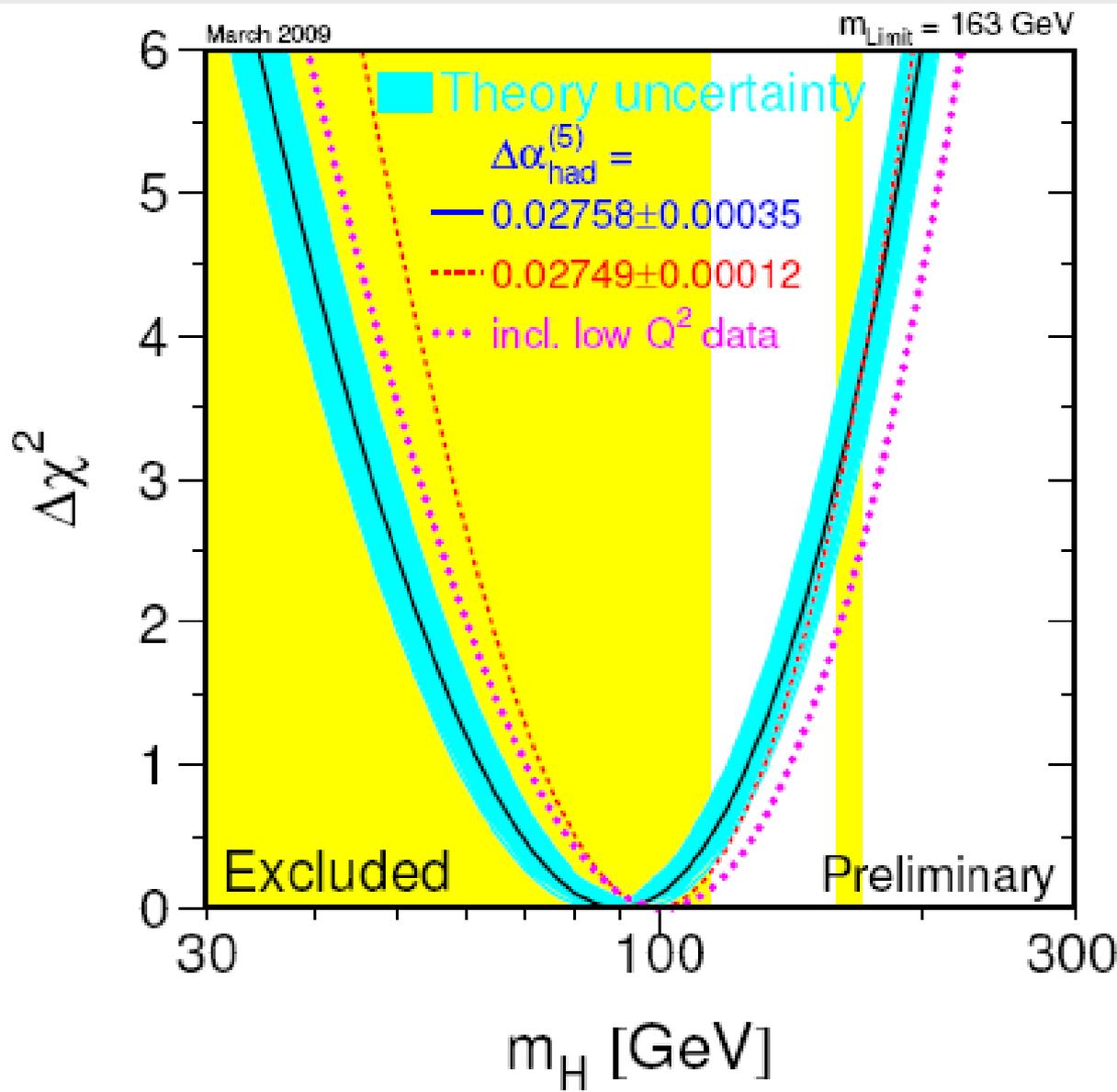


+ ... $\ln(M_H)$



- direkte Messung von M_{top} nötig um Higgs-Masse einzuschränken

Elektroschwacher Fit im Standardmodell



- Masse des Higgs-Boson
< 163 GeV mit 95%CL

Die Suche nach dem Higgs-Boson

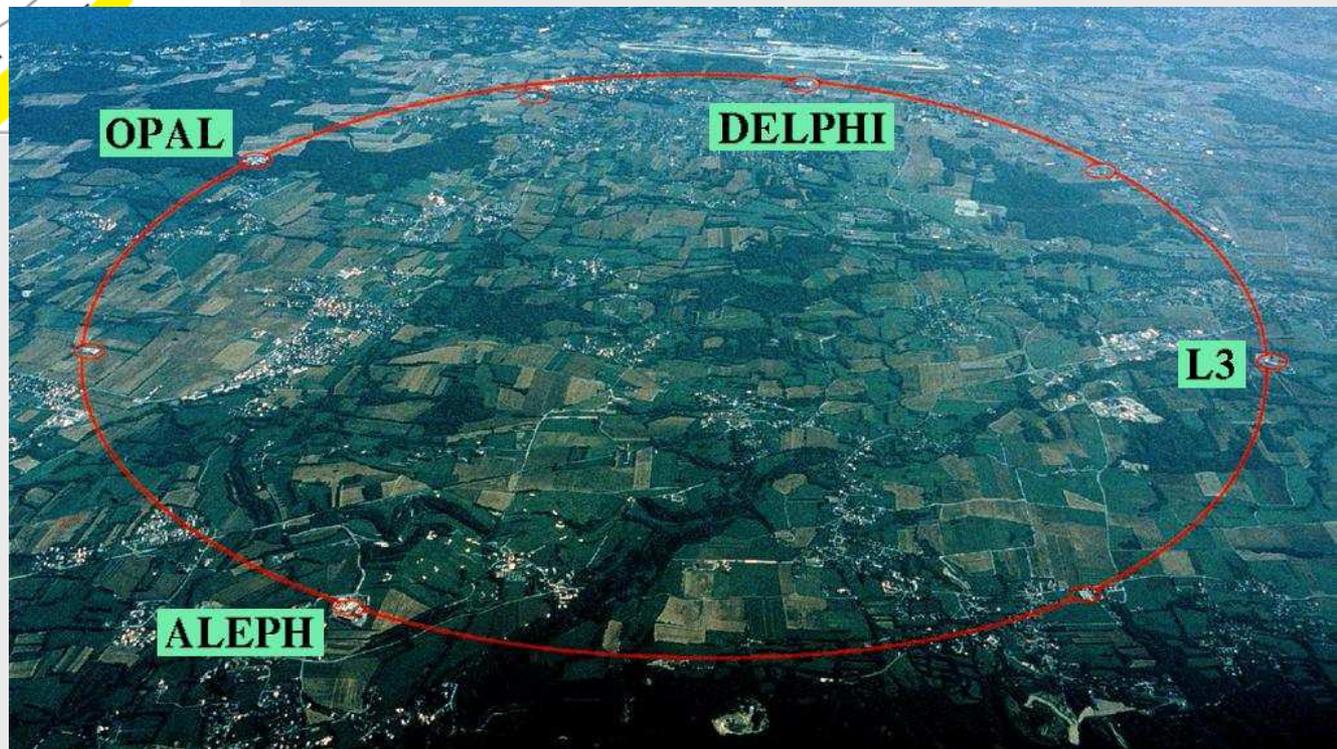
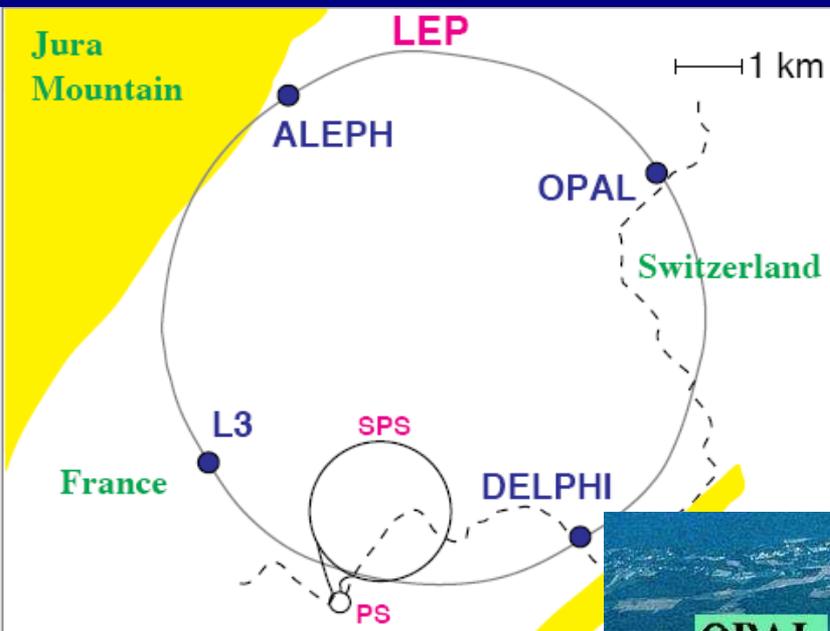
- Die Vergangenheit: bei LEP (1989 bis 2000)
- In die Gegenwart: am TEVATRON (2002 bis heute)
- In der Zukunft: am LHC (2009 bis ???)

Particle Data Group 1988:

In summary the only cast-iron constraint on the Higgs boson mass is $M > 14 \text{ MeV}$ (at 95 % CL).

A combination of theoretical arguments and bounds from K, B, Upsilon decays probably exclude the range below 4 GeV.

LEP1: 1989 bis 2000



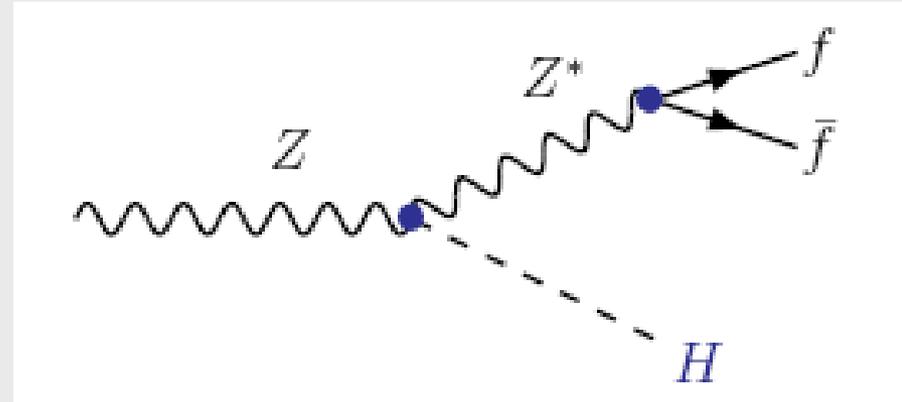
Higgsproduktion bei LEP

- einziger relevanter Prozess: Higgs-Strahlung durch grosse Kopplung von H and Z

- LEP1 (1989 bis 1995)

Schwerpunktsenergie $\sim M_Z$

Abfall des WQ mit M_H , da Z nicht „off shell“ sein mag



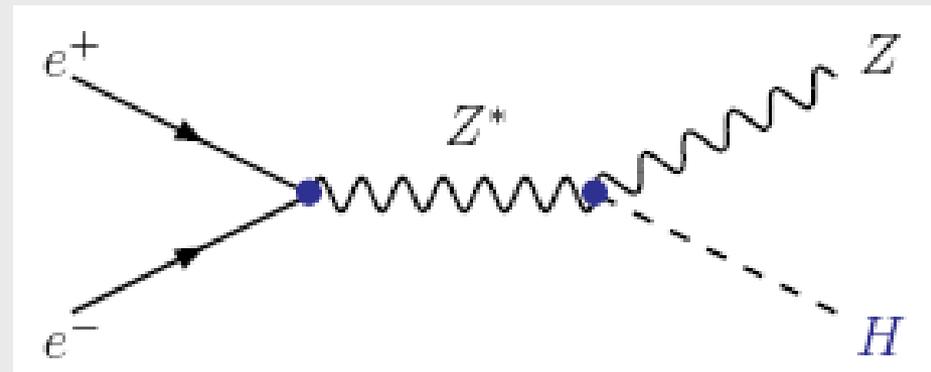
- LEP2 (1995 bis 2000)

Schwerpunktenergie < 209 GeV

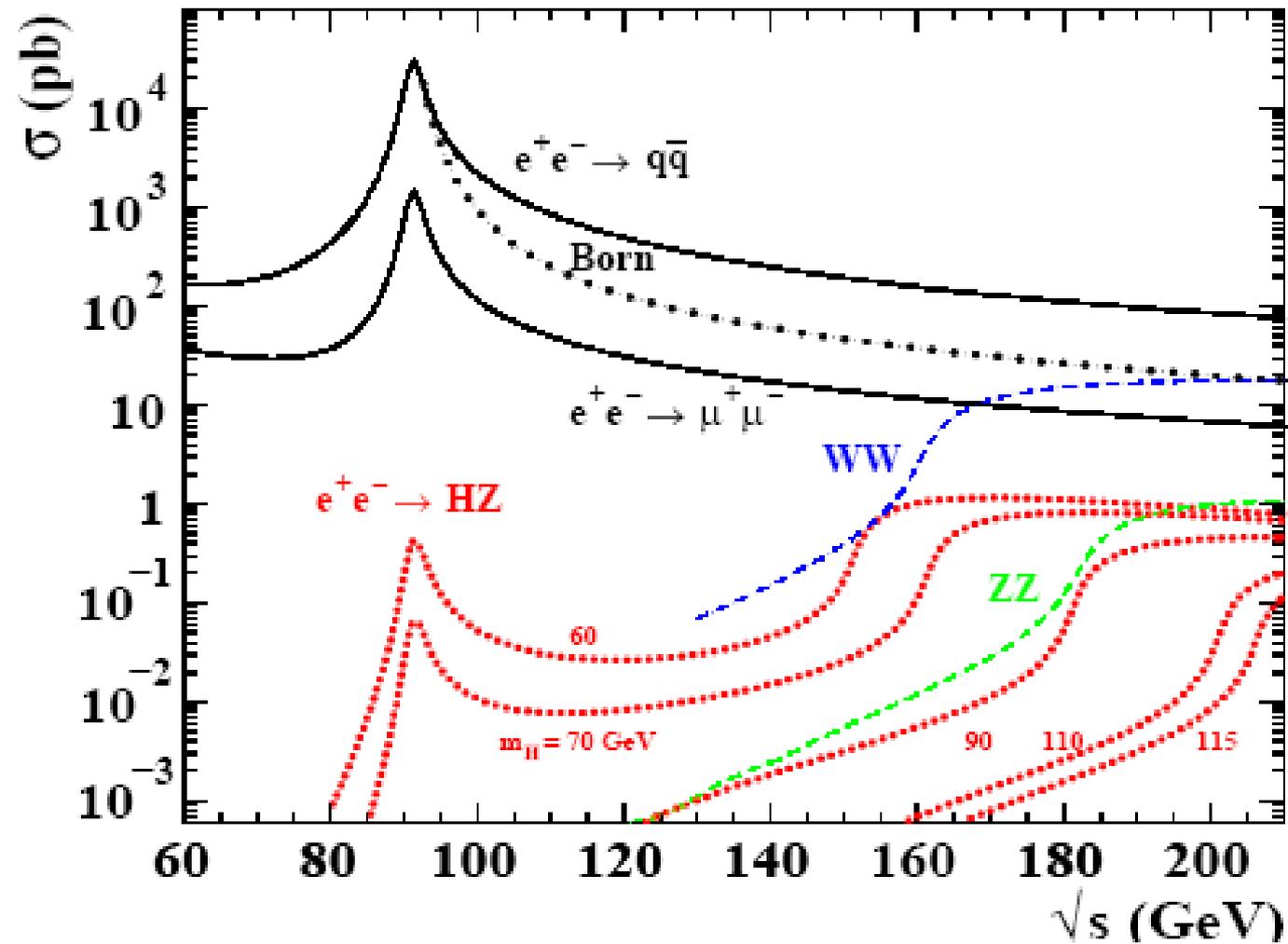
Abfall des WQ mit M_H , wegen

Phasenraumunterdrückung

„reelles“ Z im Endzustand

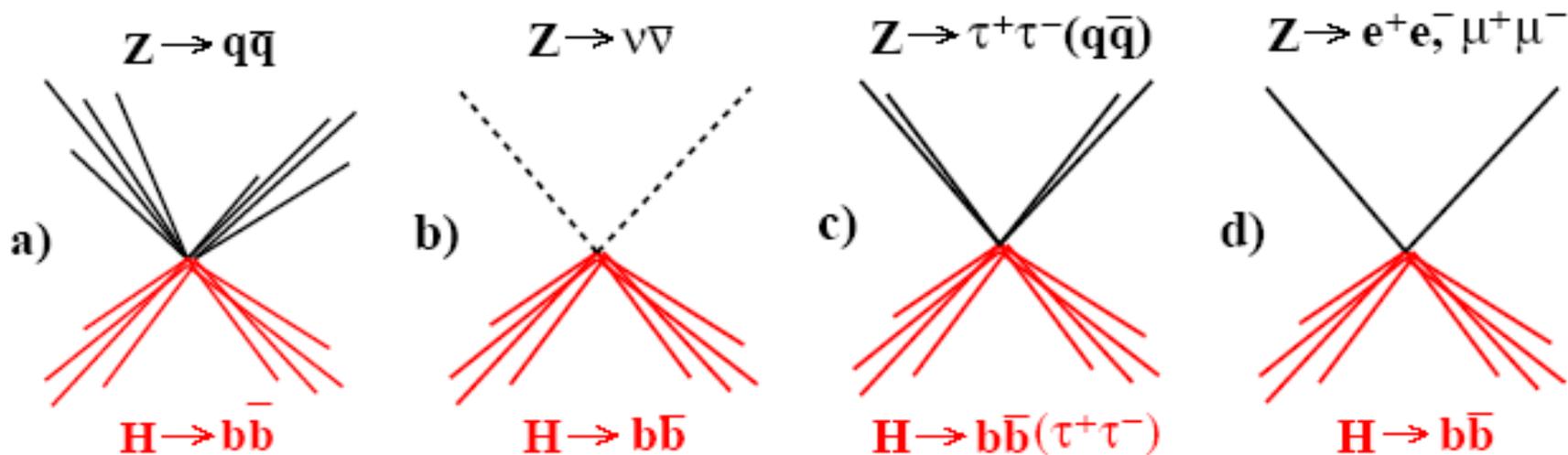


Wirkungsquerschnitte bei LEP



- LEP1: dominanter Untergund Z-Zerfälle
- LEP2: Zweifermionproduktion, W- und Z-Paarproduktion

Suchtopologien bei LEP2



4-Jet

Neutrino

Tau

Lepton

66(50)%

19(14)%

3(2)%+

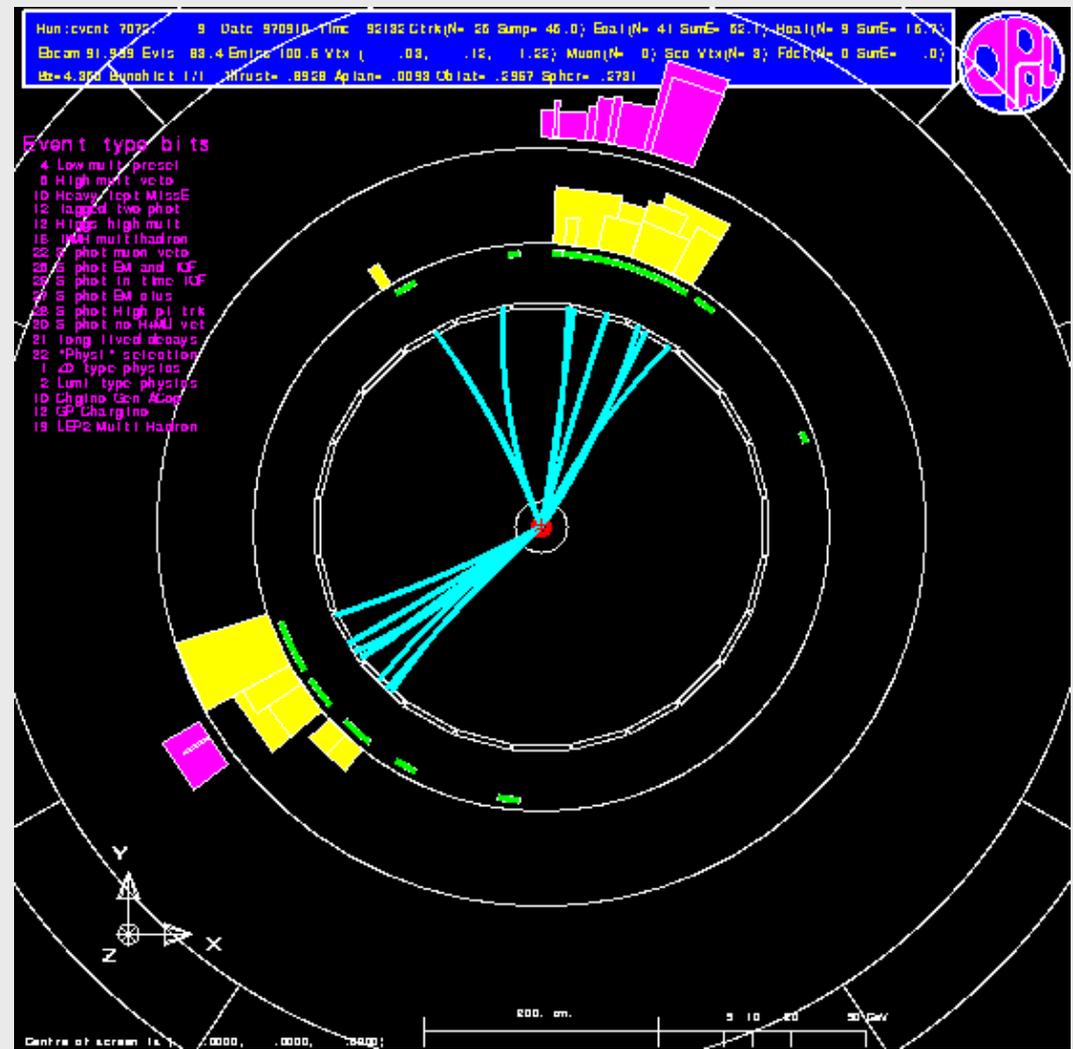
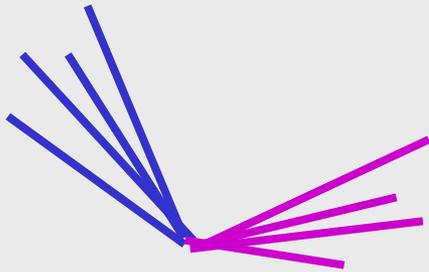
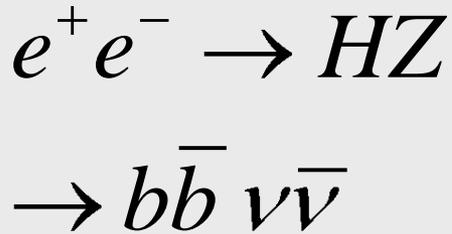
6(4)%

6(5)%

Für $M_H = 60$ (100) GeV

- LEP1: nur Suche im Neutrino- und Leptonkanal wegen Untergrund
- LEP2: alle Topologien studiert, am Wichtigsten 4-Jet-Kanal

Neutrino Kanal

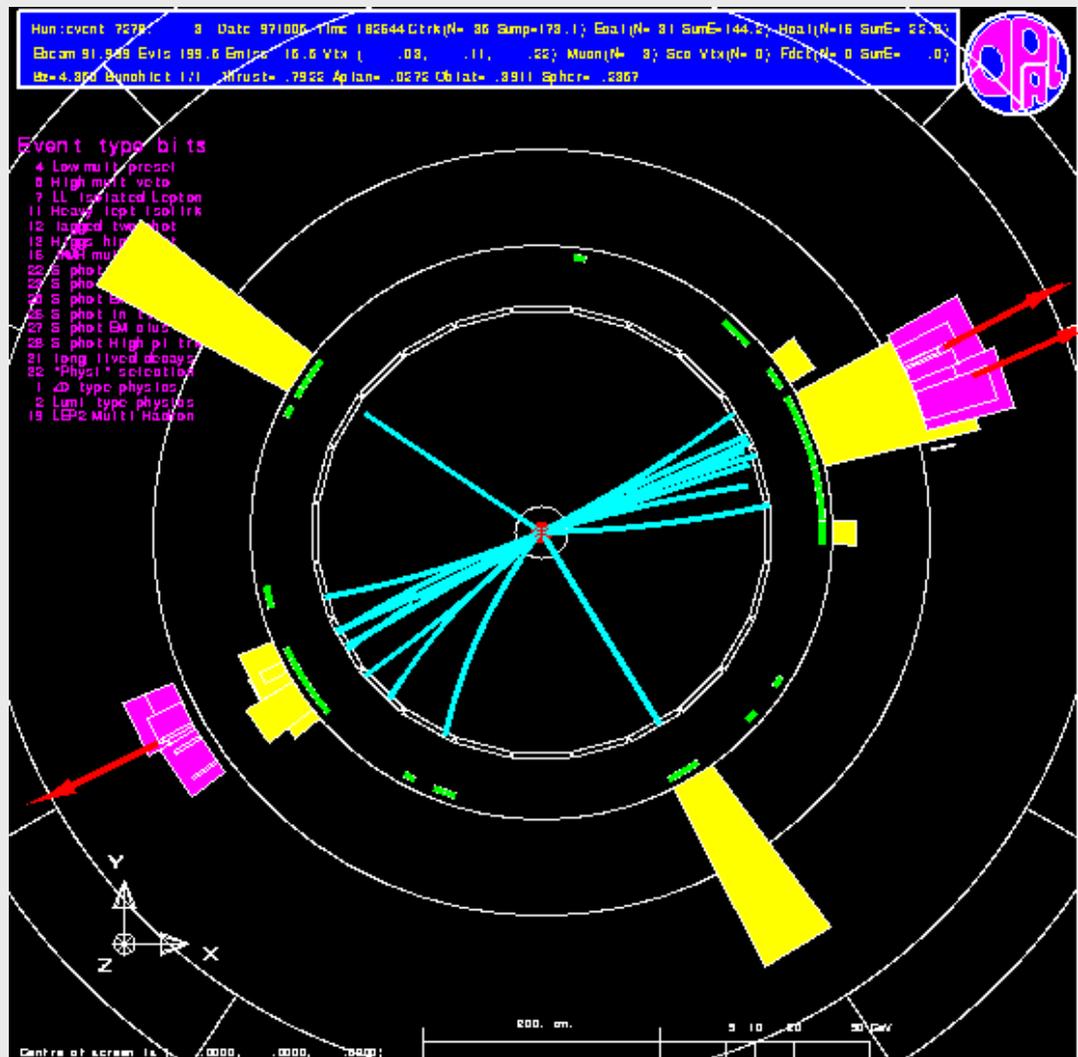
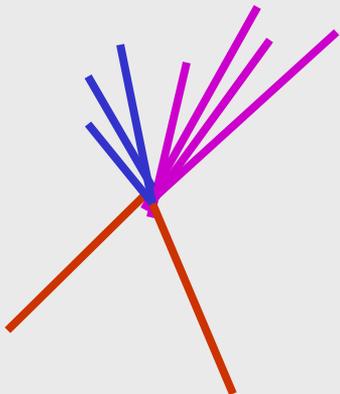


- zwei Jets, die nicht unter 180 Grad liegen + fehlende Energie
- nach Selektion: kein interessantes Ereignis

Lepton Kanal

$$e^+ e^- \rightarrow HZ$$

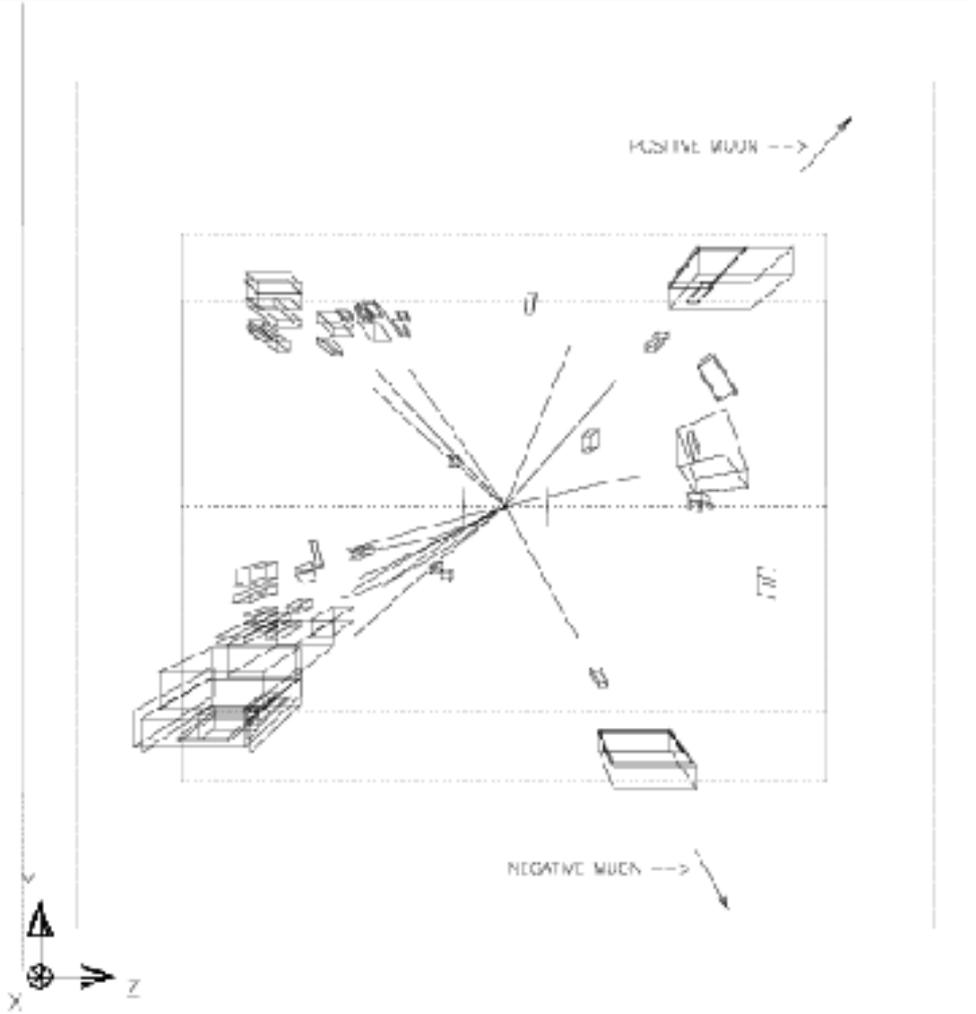
$$\rightarrow b\bar{b} e^+ e^-$$



- zwei Jets und zwei Leptonen
- gute Massenrekonstruktion aus Rückstossmasse
- nach Selektion: ein interessantes Ereignis bei OPAL

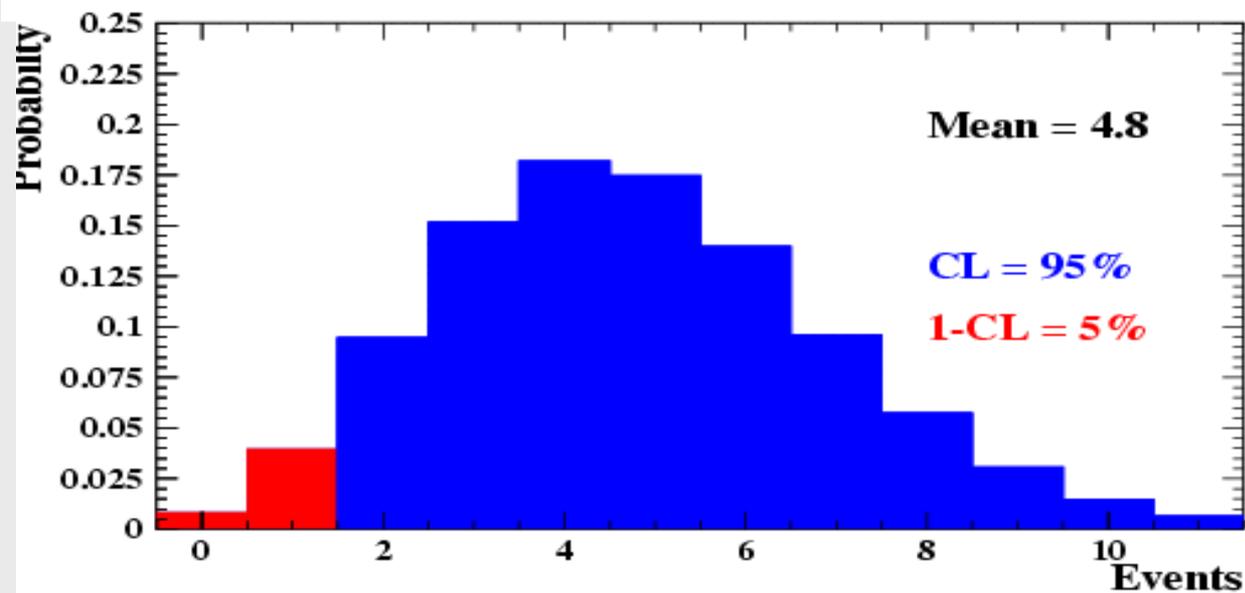
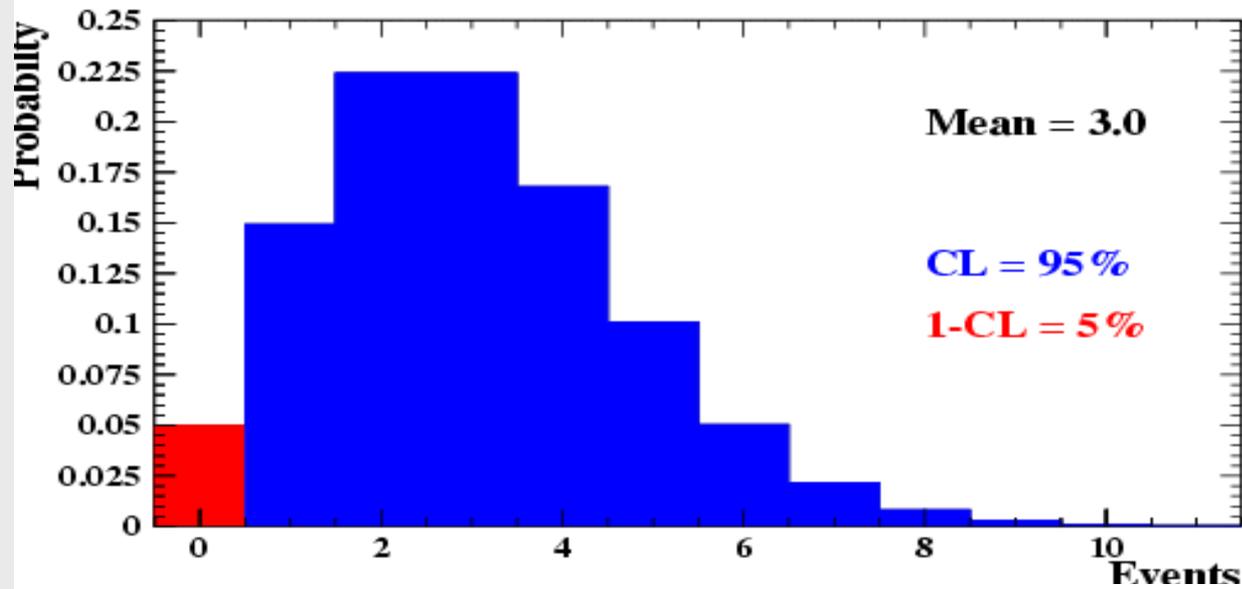
Der interessante LEP1 Kandidat

Runent 6553 13048 Date 5.9.2004 Time 522.98 Prt(N= 25 SumP= 48.3) Ecs(N= 41 SumE= 39.9) Hcs(N=14 SumE= 27.2)
Ebeam 45.601 Evls 129.7 Erriss -9.5 Yix (-0.06, 0.03, 1.27) Nupr(N= 2) Sec Vbx(N= 1) Fdcl(N= 1 SumE= 0.4)
Ez-4.029 Ttotal-0.7510 #puz-0.0550 Dblel-3.1400 Sphs-0.2573

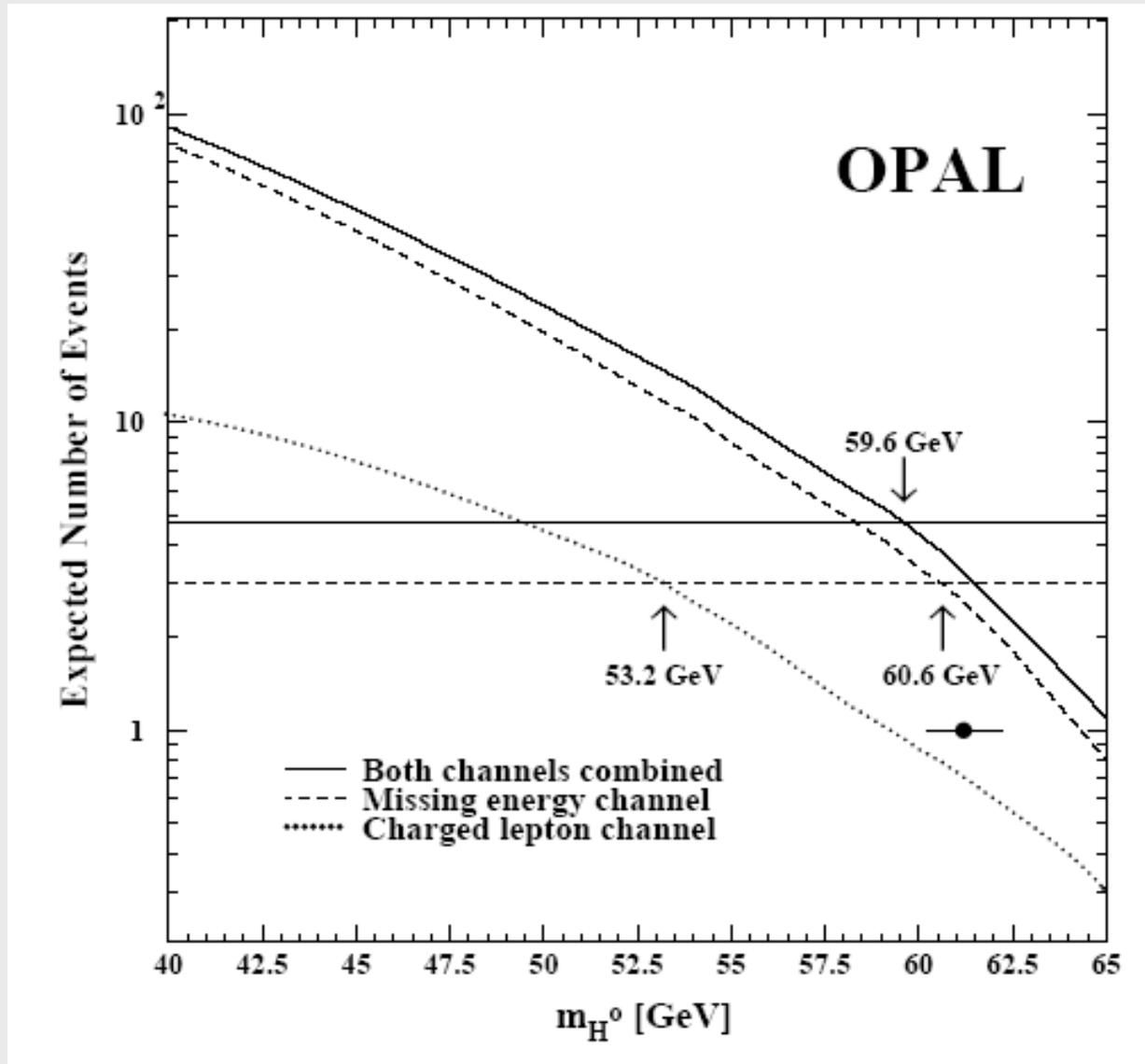


$$M = 61.2 \pm 1.0 \text{ GeV}$$

Obere Grenze auf Anzahl Signalereignisse



Das finale LEP1 Massen-Limit



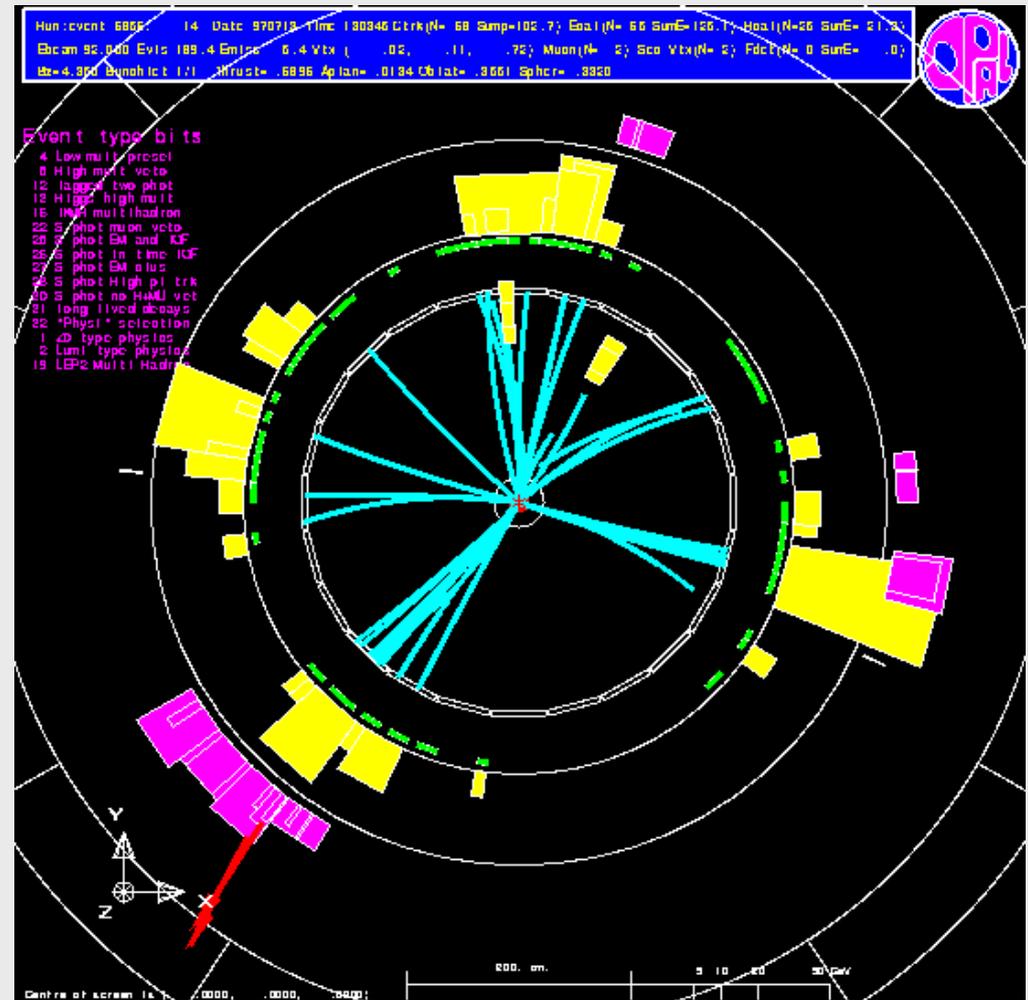
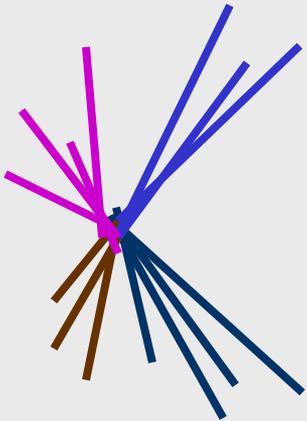
■ OPAL: < 59.6 GeV LEP-Kombination: < 65.2 GeV ausgeschlossen

Suche bei LEP2 im 4-Jet-Kanal bis 209 GeV

4-Jet
Kanal

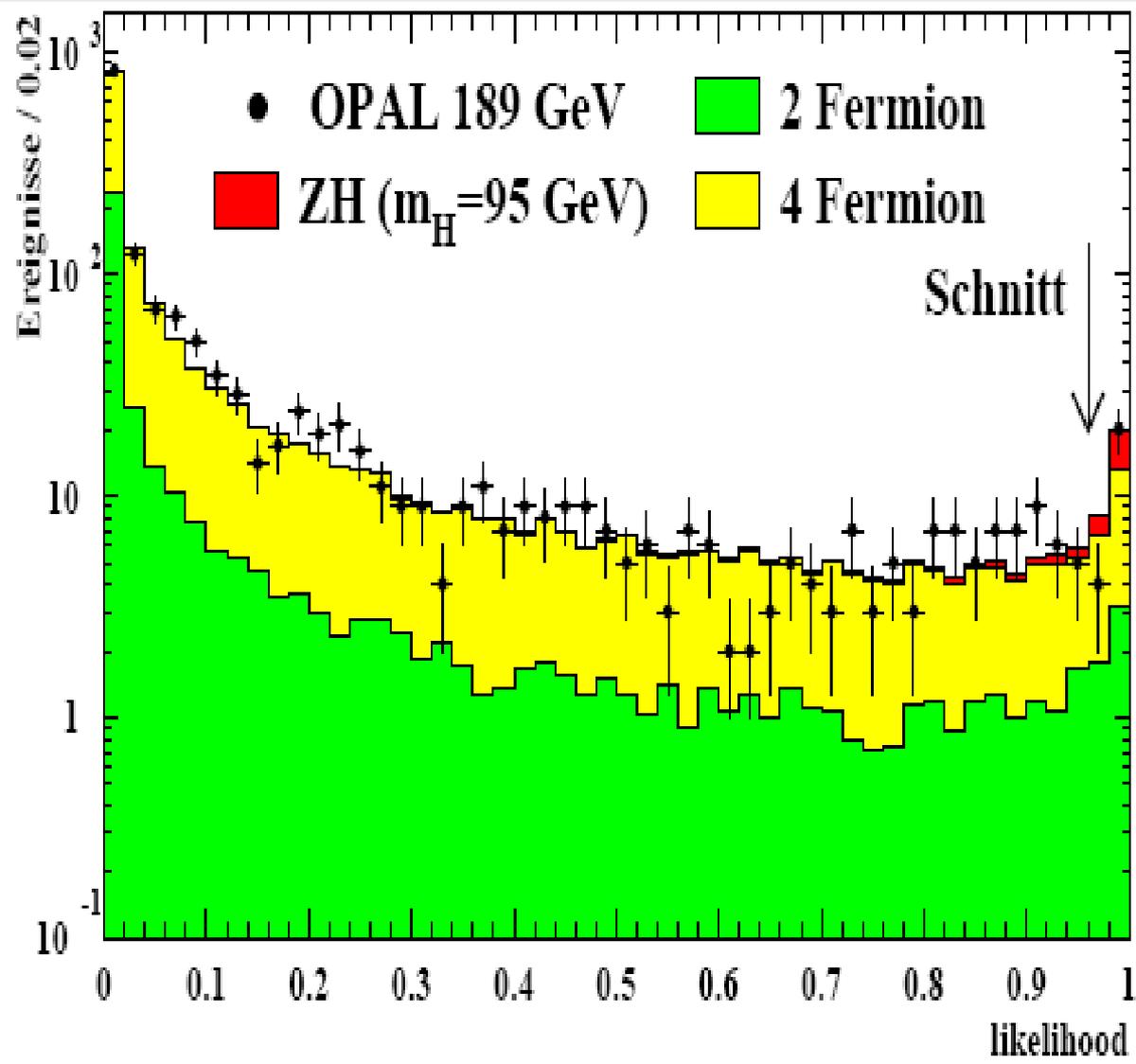
$$e^+e^- \rightarrow HZ$$

$$\rightarrow b\bar{b}q\bar{q}$$



- Signatur. 4 Jets LEP1 – zwei Jets aus b-Quarks vom Higgs-Zerfall
 - zwei Jets aus Z-Zerfalls : $M_{JJ} \sim M_Z$

Ergebnis der Selektion mit multivariaten Methoden



Likelihood > 0.96

Eff(95GeV)=47%

$N_{\text{Sig}}(95\text{GeV})=7.8$

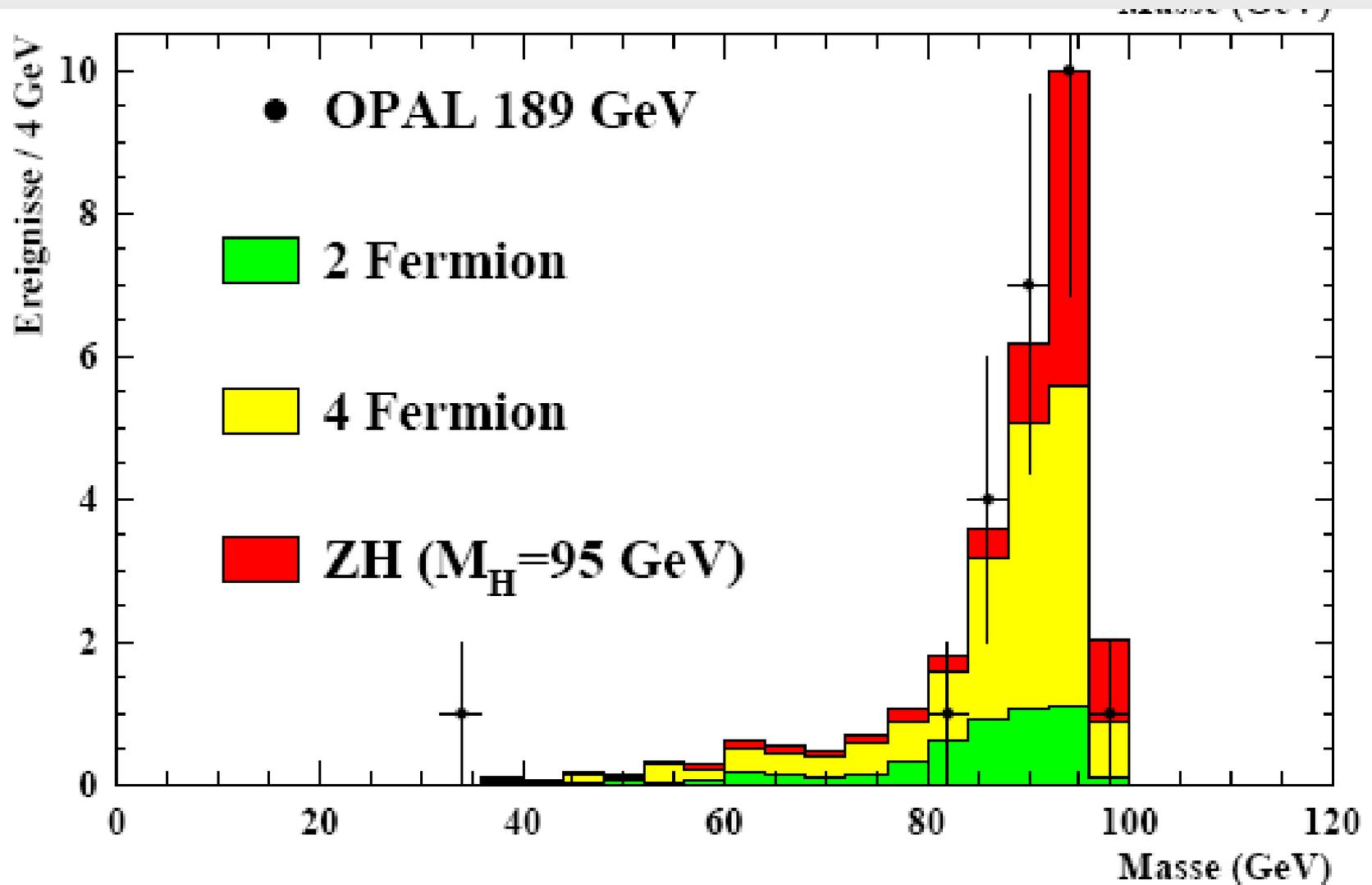
Untergrund: 19.9

4 Fermion: 15.0
(davon 65% $ZZ \rightarrow bbqq$)

2 Fermion: 4.9

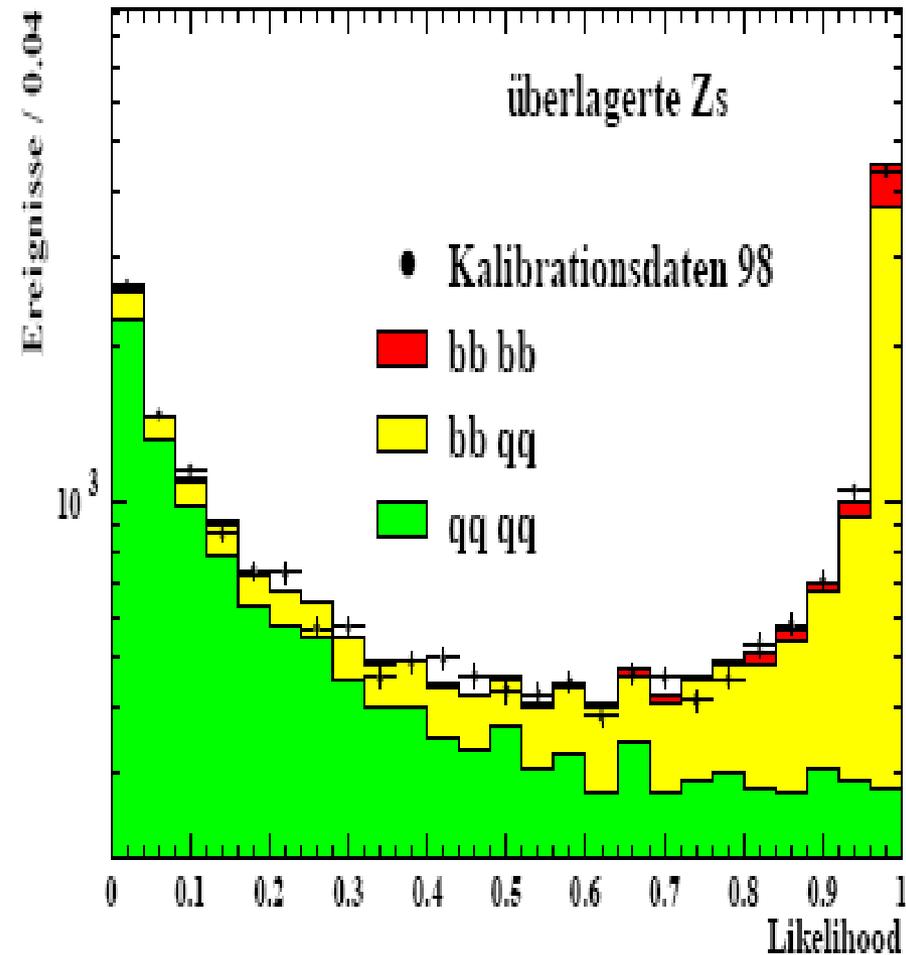
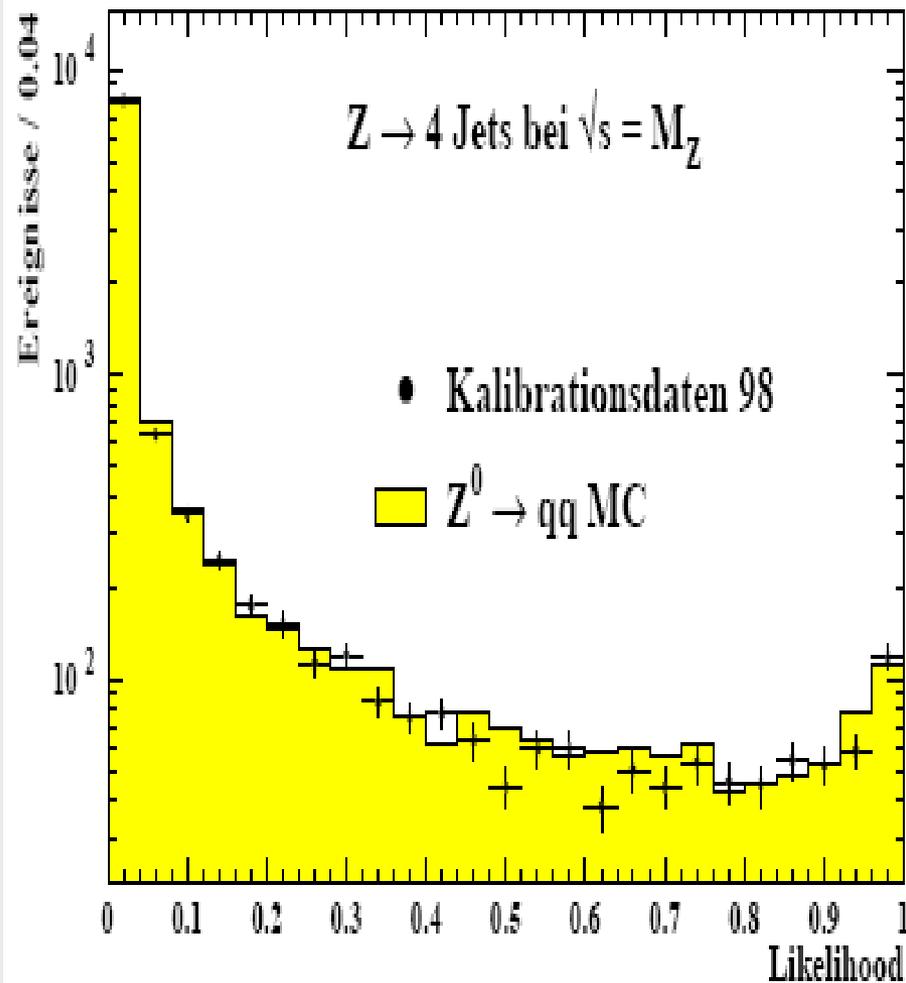
Daten: 24

Massenverteilung der Higgskandidaten

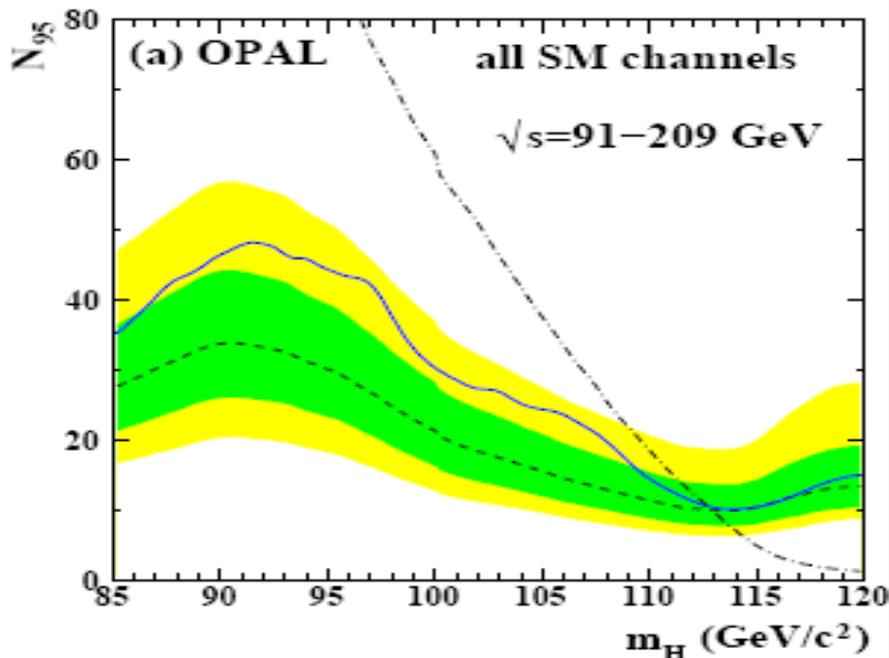
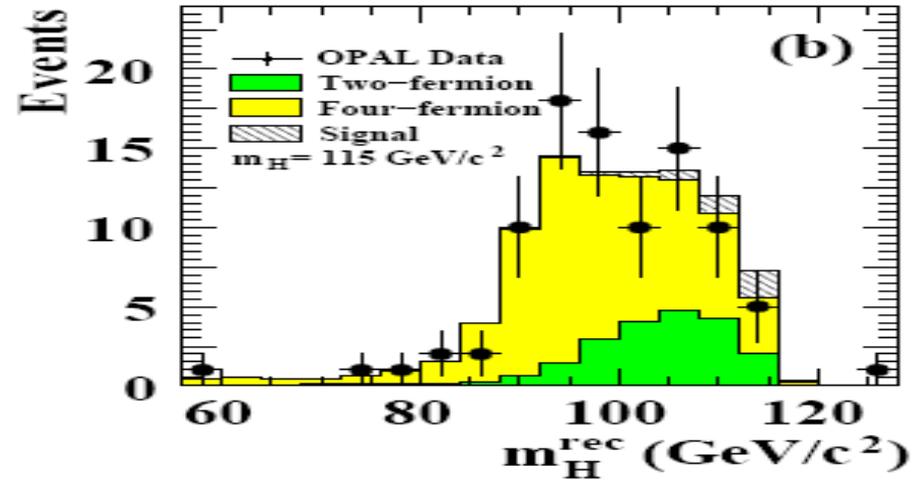
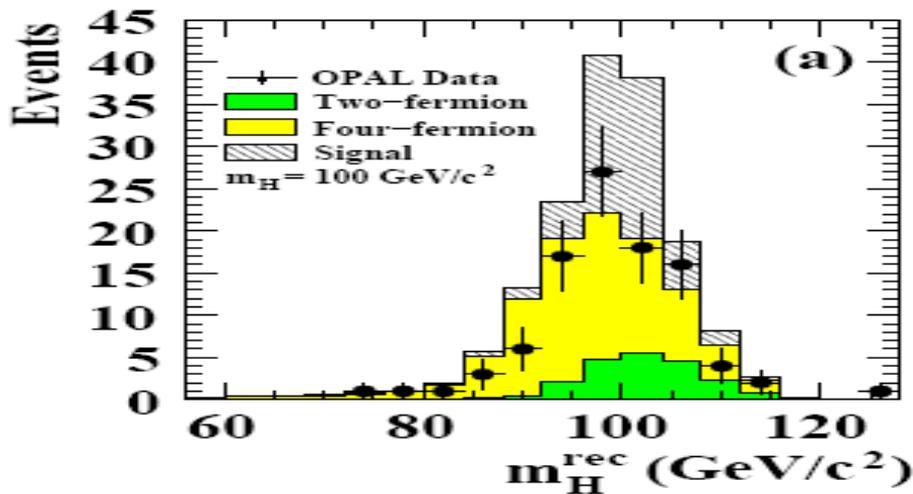


- Anzeichen eines Signals oder statistische Fluktuation?
- Woher weiss ich, dass Methode nicht fehlerhaft ist?

Test der Likelihood-Selektion



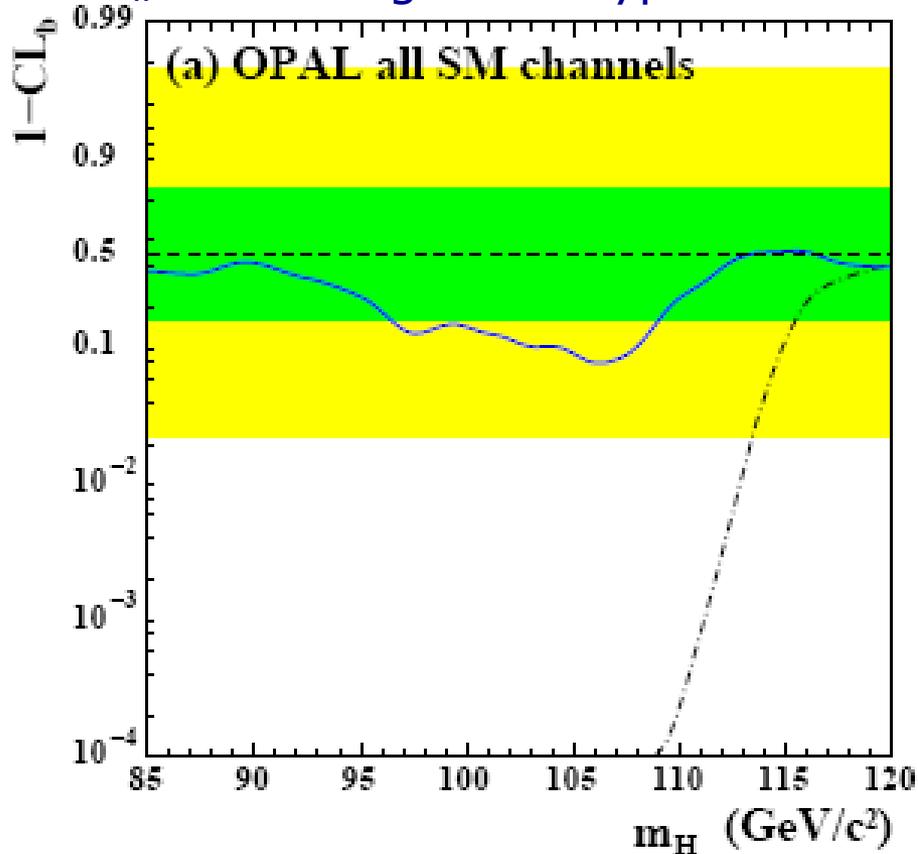
Finales OPAL-Ergebnis bei LEP2



- kein Anzeichen eines Signals
- Vergleich mit erwarteter Signalrate
→ Ausschluss von kleinen Higgs-Boson-Massen

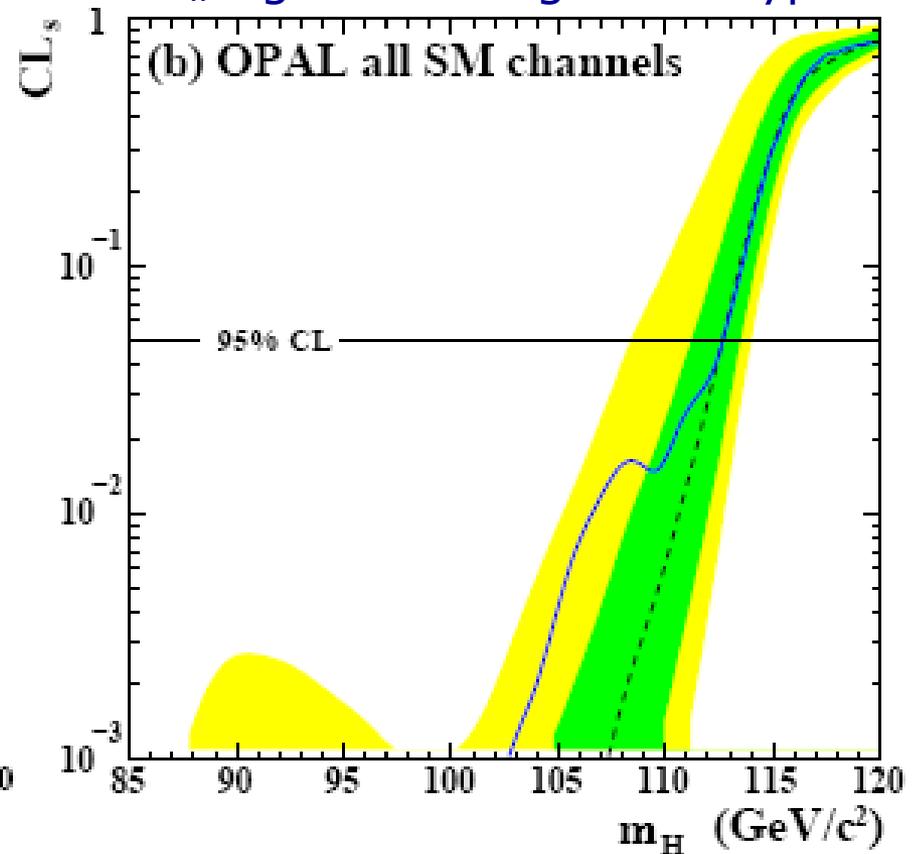
Statistische Interpretation

■ CLB-Verträglichkeit mit der „nur Untergrund“-Hypothese



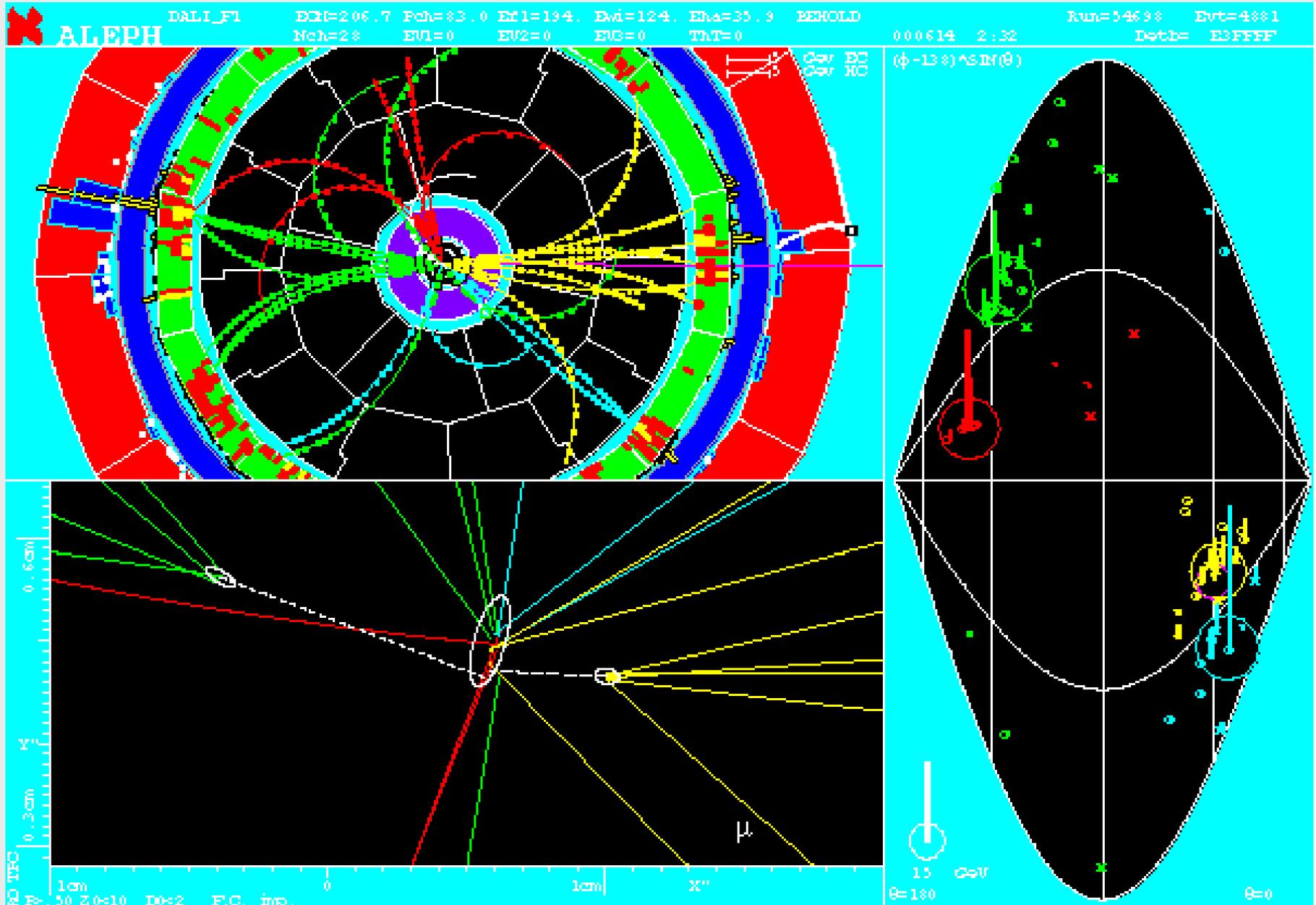
■ im Mittel 0.5 erwartet
 ■ für Entdeckung $< 2.85 \times 10^{-7}$

■ CLS-Verträglichkeit mit „Signal+Untergrund“-Hypothese

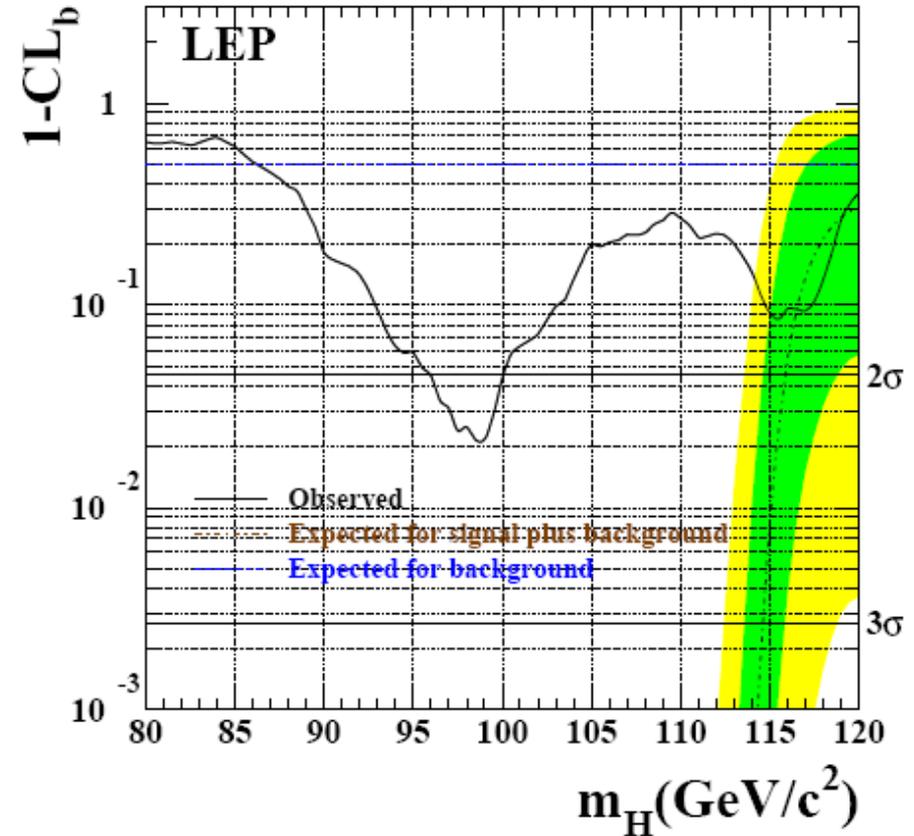
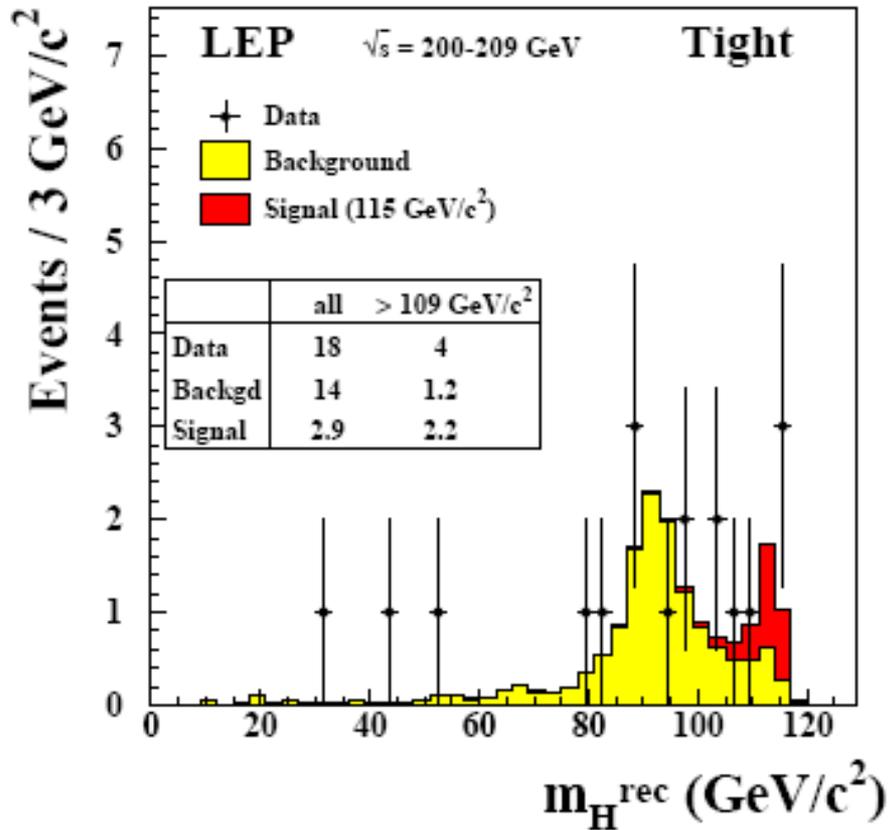


■ mit 95% CL ausgeschlossen, wenn $CLS < 0.05$

Ein ALEPH-Kandidat



LEP: Finales Ergebnis E_{CM} von 90 bis 209 GeV



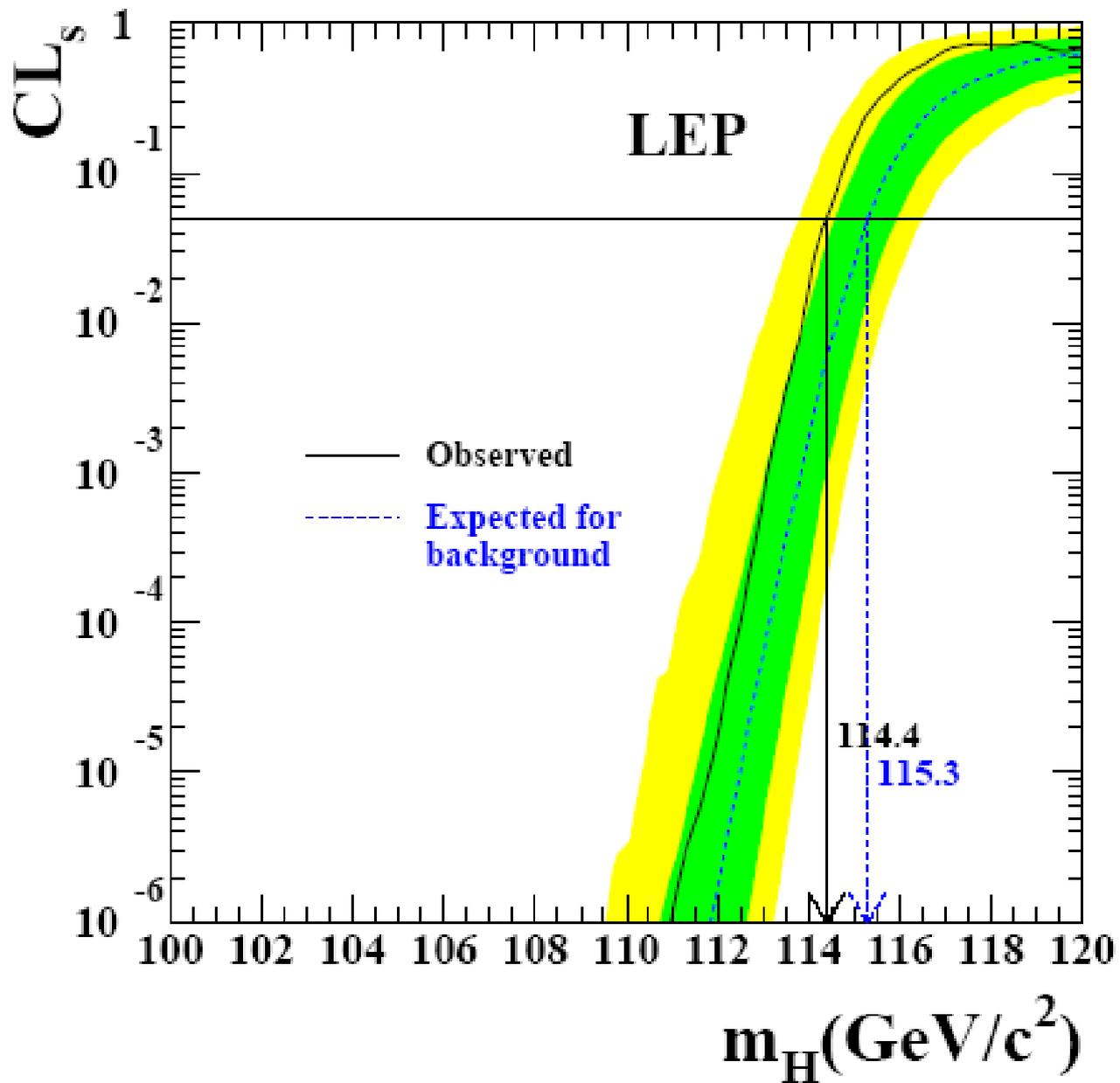
- leichter Überschuss bei ~ 115 GeV (1.7 σ)
- aber nur im 4-Jet-Kanal bei ALEPH

LEP: Finales Ergebnis E_{CM} 90 bis 209 GeV

	$1 - CL_b$	CL_{s+b}
LEP	0.09	0.15
ALEPH	3.3×10^{-3}	0.87
DELPHI	0.79	0.03
L3	0.33	0.30
OPAL	0.50	0.14
Four-jet	0.05	0.44
All but four-jet	0.37	0.10

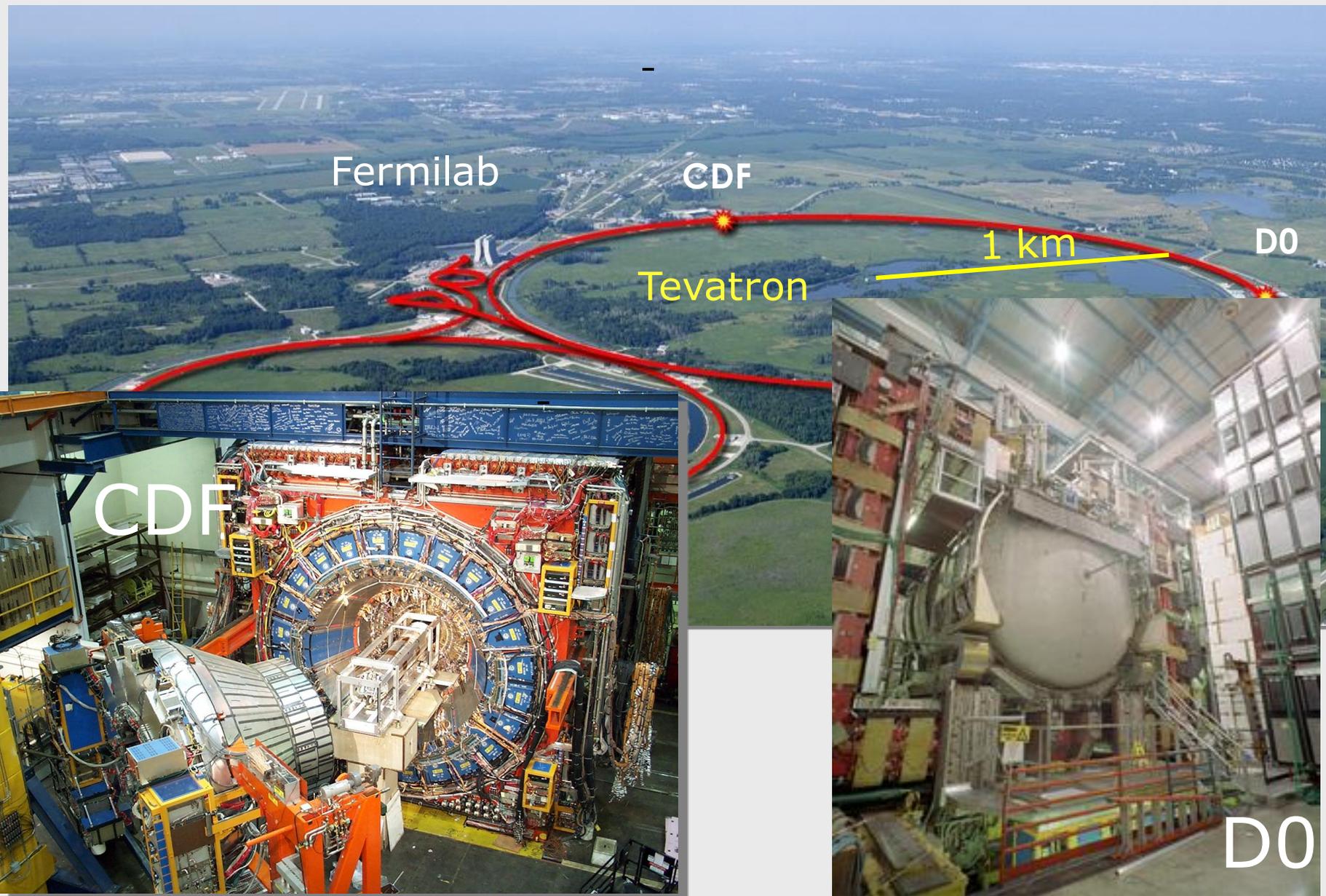
	Expected limit (GeV/c^2)	Observed limit (GeV/c^2)
LEP	115.3	114.4
ALEPH	113.5	111.5
DELPHI	113.3	114.3
L3	112.4	112.0
OPAL	112.7	112.8
Four-jet channel	114.5	113.3
All but four-jet	114.2	114.2

Das finale Massenlimit von LEP

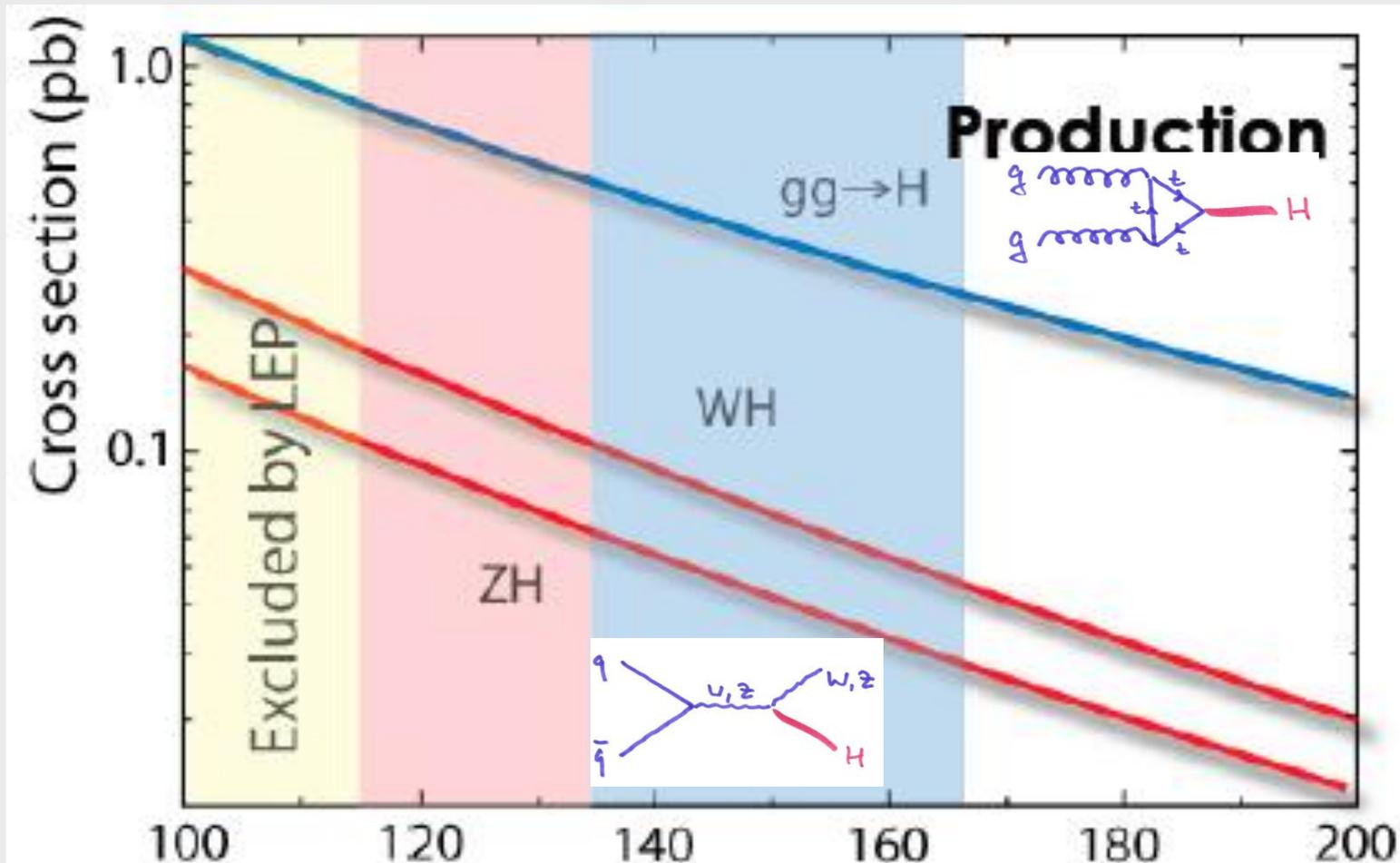


M

Tevatron: Proton-Antiproton-Kollisionen bei 1.96 TeV

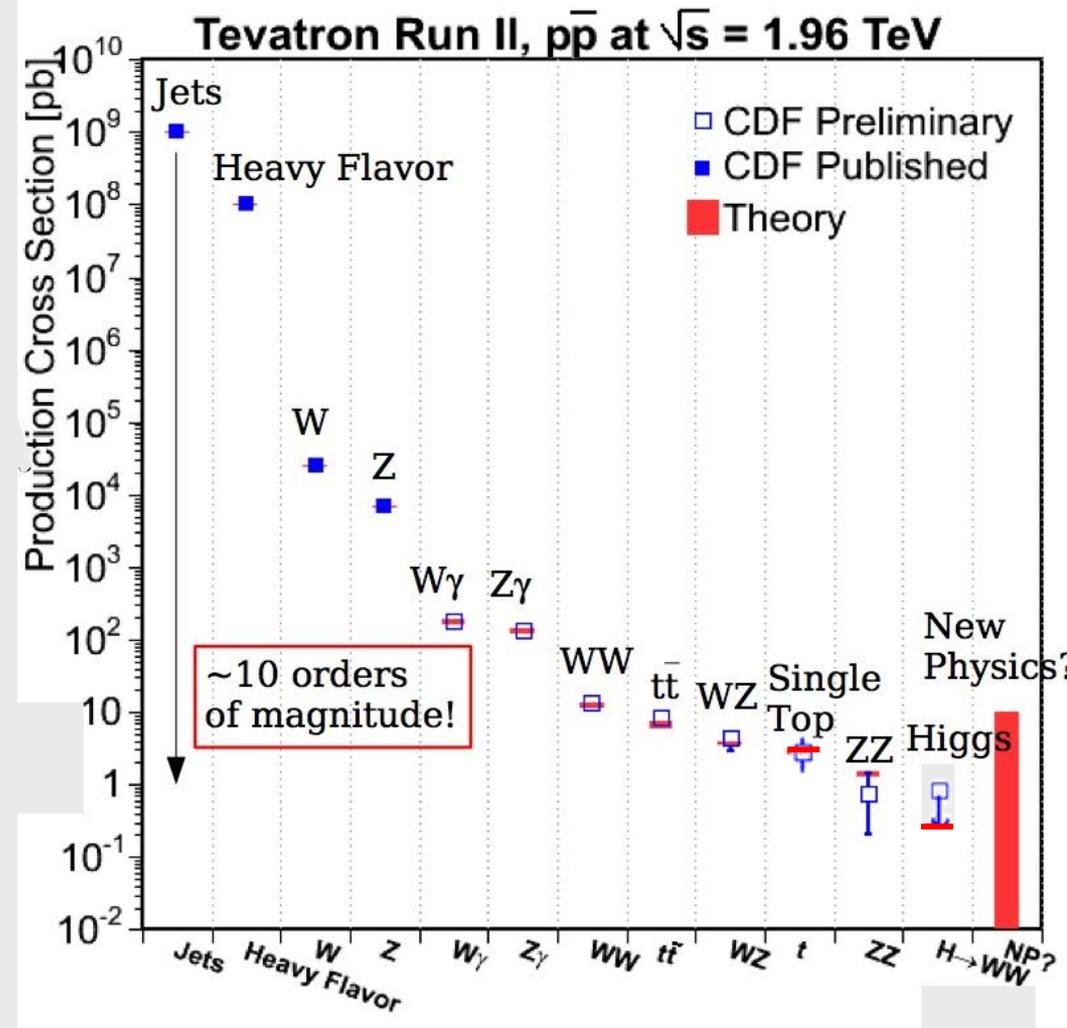
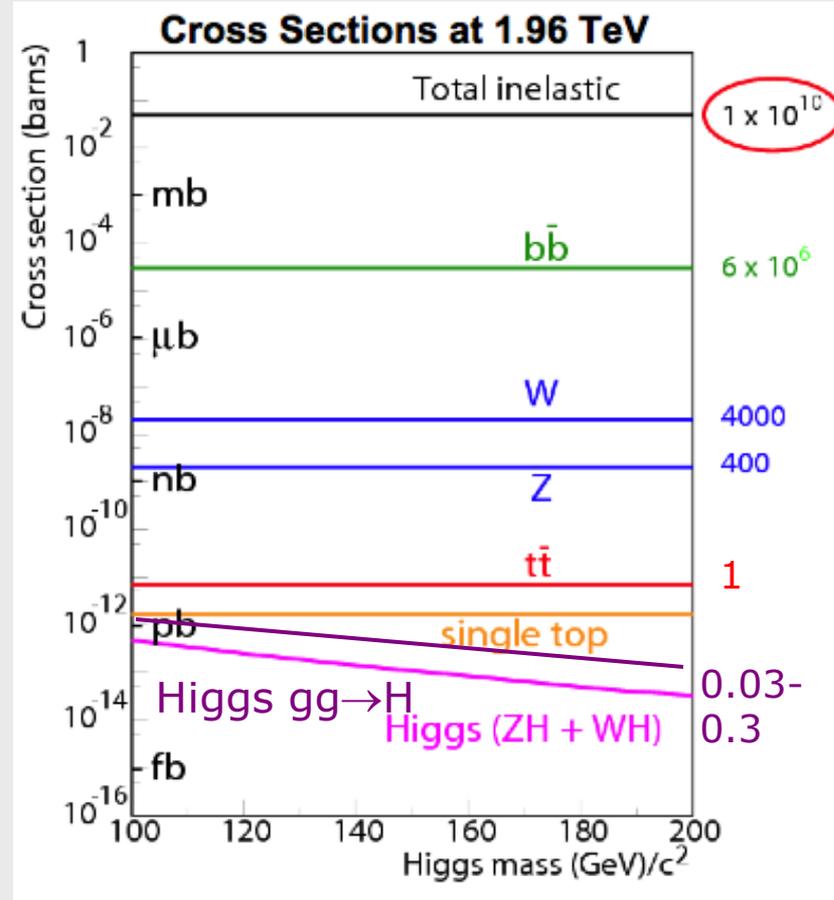


Suchtopologien am TEVATRON

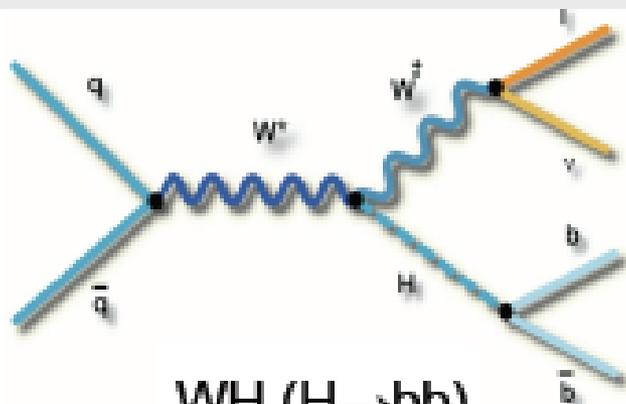


- $M_H < 135$ GeV: $W(Z)H$ mit $H \rightarrow bb$
- $M_H > 135$ GeV: $gg \rightarrow H$ mit $H \rightarrow WW$

Signal- und Untergrundwirkungsquerschnitte

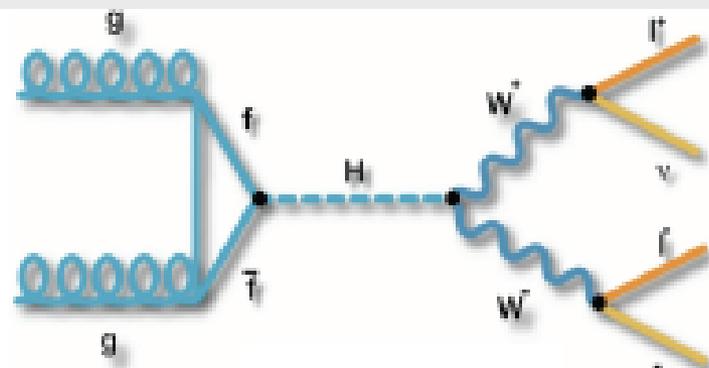


Die wichtigsten Suchtopologien und ihre Untergründe



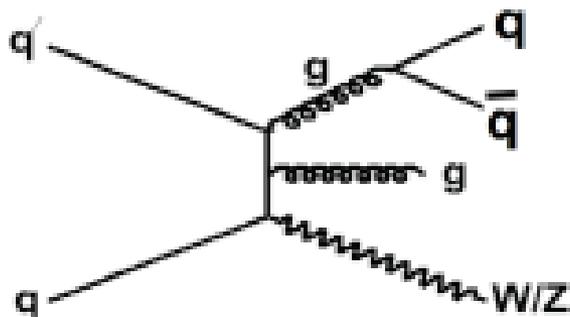
WH (H→bb)

$\sigma \times BR = 130 \text{ fb}$ bei $m_H = 115 \text{ GeV}$



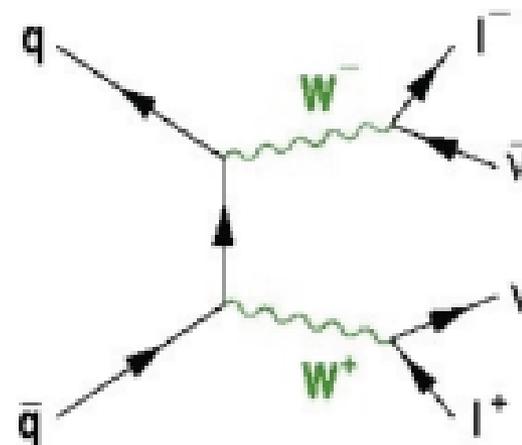
gg → H (H→WW)

$\sigma \times BR = 380 \text{ fb}$ bei $m_H = 160 \text{ GeV}$



W+qq oder Gluonaufspaltung

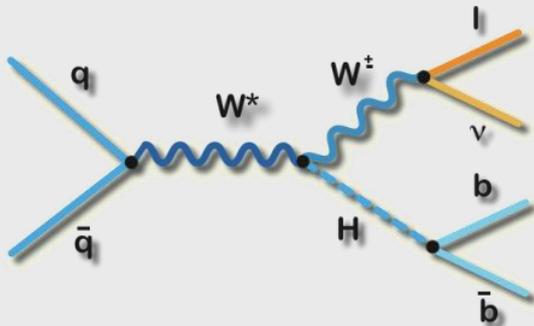
- W+bb: $\sigma \times BR = 4 \times 10^4 \text{ fb}$
- W+cc: $\sigma \times BR = 1 \times 10^5 \text{ fb}$
- W+qq: $\sigma \times BR = 2 \times 10^6 \text{ fb}$



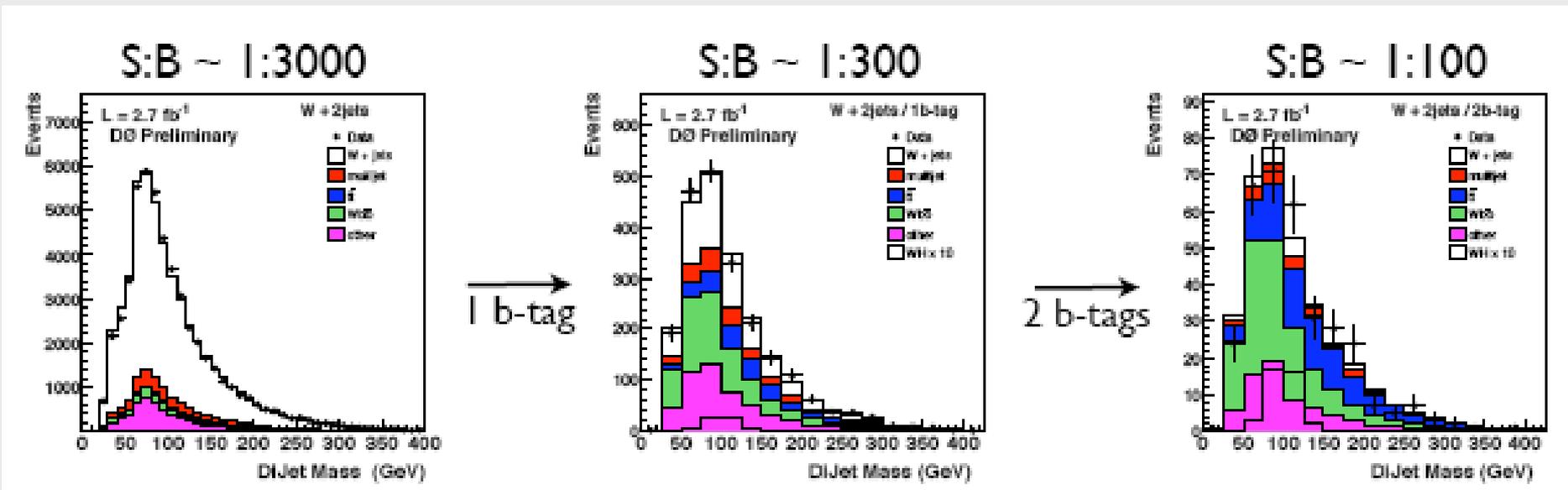
Di-Boson

- WW: $\sigma \times BR = 1.3 \times 10^4 \text{ fb}$
- WZ: $\sigma \times BR = 4.0 \times 10^3 \text{ fb}$
- ZZ: $\sigma \times BR = 1.5 \times 10^3 \text{ fb}$

WH \rightarrow l ν bb

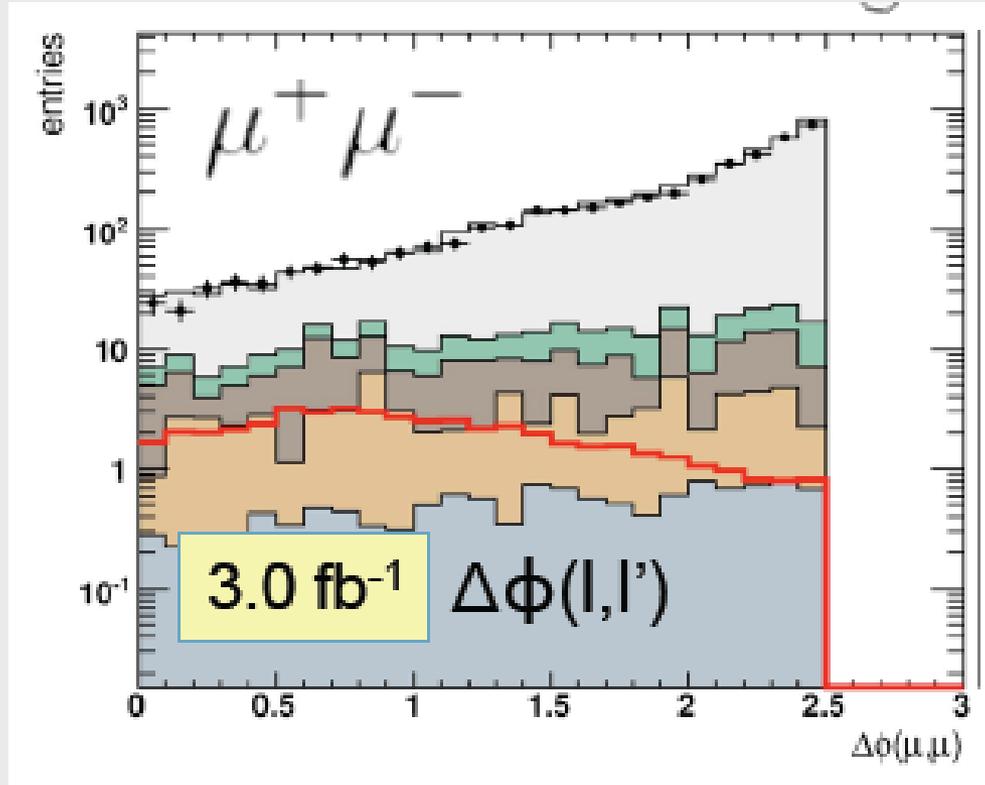
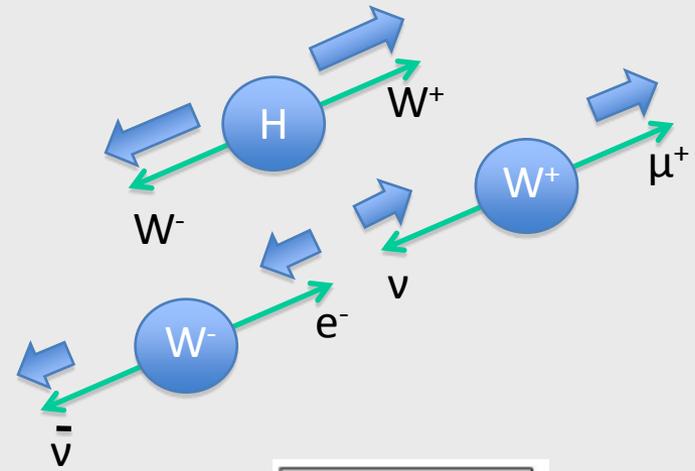
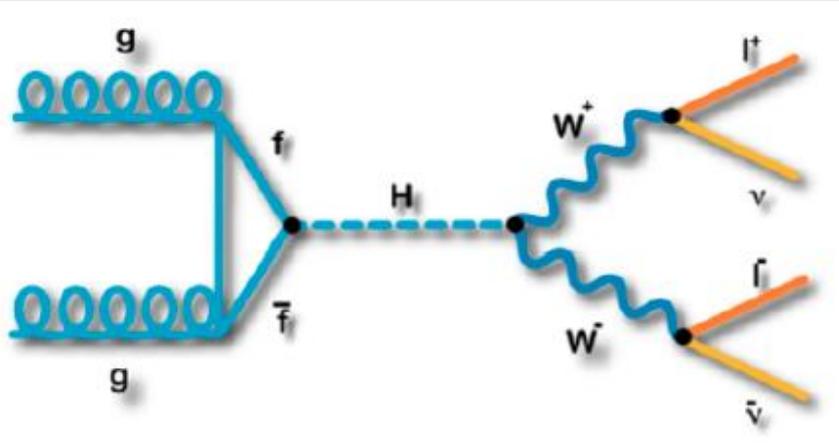


- Lepton (e, μ), 2 Jets und fehlende Transversalenergie
- b-tagging reduziert den W+Jet (uds) Untergrund



Kein Hinweis auf Existenz des Higgs-Bosons

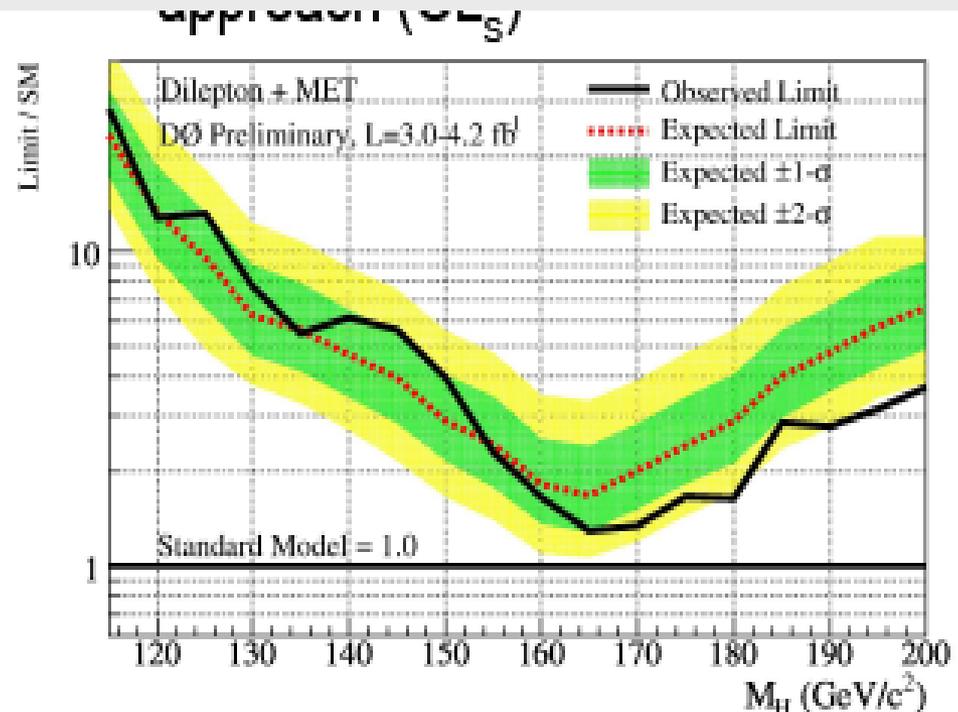
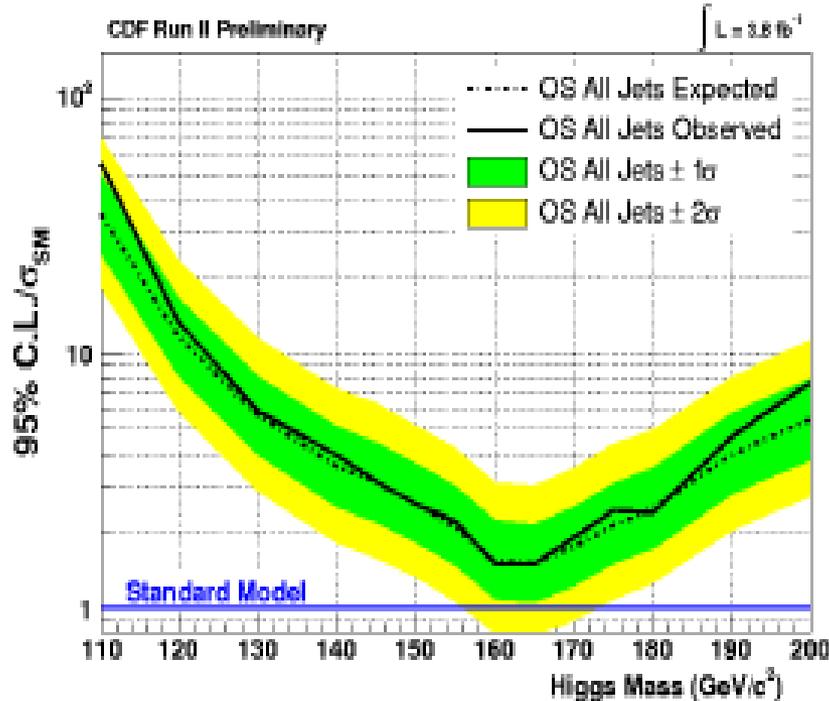
$gg \rightarrow H \rightarrow WW \rightarrow l\nu l\nu$



- +— Daten
- Z+Jets
- DiBoson
- W+Jets
- Multi-Jets
- ttbar

— (H+X)x10, $M_H = 165$

CDF und D0: individuelle Ausschlussgrenzen



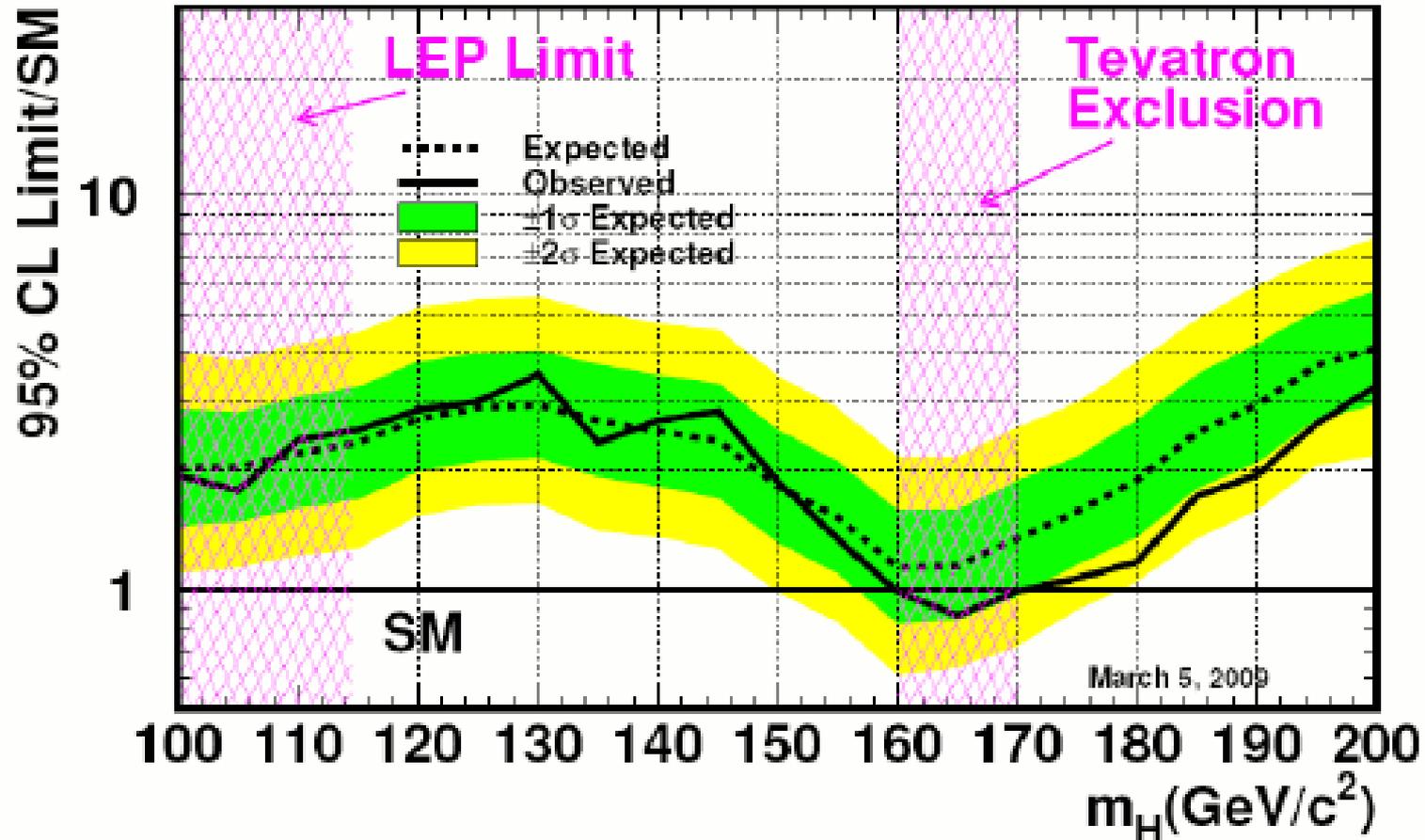
95% CL limits, $M_H = 160 \text{ GeV}$ ($\times \sigma_{SM}$)

	Expected	Observed
CDF	1.5	1.5
D0	1.8	1.7

Both experiments are reaching SM sensitivity

Kombination von 75 Suchen bei CDF und D0

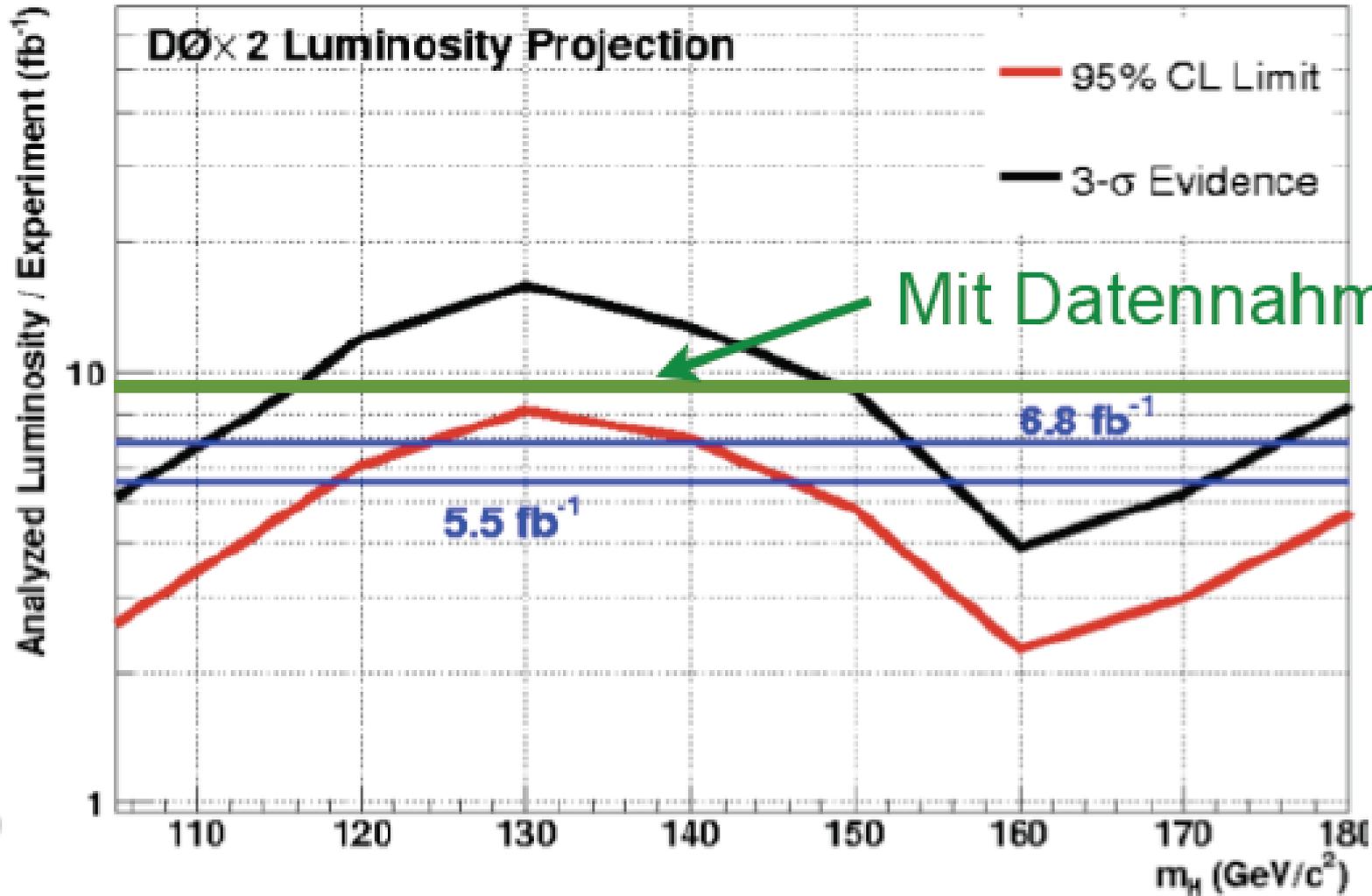
Tevatron Run II Preliminary, $L=0.9-4.2 \text{ fb}^{-1}$



We exclude an Higgs boson in the 160-170 GeV/c² mass range!

- Expected limits of 1.1 and $1.4 \times \sigma_{SM}$ at 160 and 170 GeV/c²

Projektion der Sensitivität der Higgs-Suchen



Zusammenfassung: Massenschranken im SM

■ Theorie:

- Unitarität: $M < 750 \text{ GeV}$
- Trivialität und Vakuumstabilität:

Λ	M_H
1 TeV	$60 \text{ GeV} \lesssim M_H \lesssim 700 \text{ GeV}$
10^{19} GeV	$130 \text{ GeV} \lesssim M_H \lesssim 190 \text{ GeV}$

■ Experiment:

- aus Präzisionsmessungen: $M < 163 \text{ GeV}$ mit 95% CL
- aus direkten Suchen: $M < 114.4 \text{ GeV}$ (LEP)
 $160 < M < 170 \text{ GeV}$ (TEVATRON)
ausgeschlossen mit 95% CL

■ Achtung: die Massenschranken gelten nur im SM!

Literatur

Theorie:

The Anatomy of electro-weak symmetry breaking. I: The Higgs boson in the standard model.

By Abdelhak Djouadi

Phys.Rept.457:1-216,2008, hep-ph/0503172

LEP:

Search for the standard model Higgs boson at LEP.

By LEP Working Group for Higgs boson searches and ALEPH

Collaboration and DELPHI Collaboration and L3 Collaboration and OPAL Collaboration (R. Barate et al.).

Phys.Lett.B565:61-75,2003, hep-ex/0306033

TEVATRON:

Combined CDF and DZero Upper Limits on Standard Model

Higgs-Boson Production with up to 4.2 fb⁻¹ of Data

By Tevatron New Phenomena, Higgs working group, for the CDF collaboration, DZero collaboration

arXiv:0903.4001