

9. Das Higgs-Teilchen und seine Rolle bei den Teilchenmassen

- Elektroschwache Theorie mit massiven Teilchen
 - ▶ Eichinvarianz?
 - ▶ Renormierbarkeit?
- Higgs-Mechanismus & Spontane Symmetriebrechung
- Higgs in der Frühphase des Universums
- Suche nach dem Higgs-Teilchen
 - ▶ Massengrenzen aus theoretischen Überlegungen
 - ▶ indirekte Grenzen aus Präzisionsmessungen
 - ▶ direkte Suche nach dem Higgs-Teilchen
 - ▶ Massengrenzen

Elektroschwache Theorie mit massiven Teilchen

- Erinnerung an das Eichprinzip:

Wenn man die Phase der Wellenfunktion eines Teilchens lokal (ortsabhängig) beliebig abändert, so muß man notgedrungen die Existenz eines äußeren Feldes fordern, damit das Teilchen (bzw. seine Wellenfunktion) weiterhin die Schrödinger-Gleichung (bzw. Klein-Gordon-Gl. für Spin 0, Dirac-Gl. für Spin $\frac{1}{2}$, Proca-Gl. für Spin 1) erfüllt.

- Aus der Eichinvarianz unter $U(1)_Y \times SU(2)_L$ (Hyperladung Y , schwacher Isospin für linkshändige Teilchen L) war die Existenz von den Bosonen B , W_1 , W_2 , W_3 gefordert worden, die sich als

$$W^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_1 \mp i W_2)$$

$$Z = -B \cdot \sin\theta_w + W_3 \cdot \cos\theta_w$$

$$Y = B \cdot \cos\theta_w + W_3 \cdot \sin\theta_w$$

-Teilchen manifestieren. Aber zunächst sind alle diese Teilchen masselos, die phys. Teilchen aber massiv.

Probleme mit massiven Eichbosonen

● Verlust der Eichinvarianz

(hier nur am Beispiel der $U(1)$ -Eichinvarianz, $U(1) \times SU(2)$ ist im Prinzip analog zu behandeln, jedoch mit komplizierteren Formeln)

Aus der E-Dynamik sind das 4-Vektorpotential

$A^\mu = (\phi, \vec{A})$ und der electrom. Feldtensor

$$F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu$$

$$= \begin{pmatrix} 0 & -E_x & -E_y & -E_z \\ E_x & 0 & -B_z & B_y \\ E_y & B_z & 0 & -B_x \\ E_z & -B_y & B_x & 0 \end{pmatrix}$$

$$\vec{E} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} \text{ d. Feld}$$
$$\vec{B} = \begin{pmatrix} B_x \\ B_y \\ B_z \end{pmatrix} \text{ magn. Feld}$$

bekannt, mit denen sich die Maxwell-Gleichungen einfach als :

$$\partial_\mu F^{\mu\nu} = 0$$

$$\Rightarrow \boxed{\partial_\mu \partial^\mu A^\nu = 0}$$

schreiben lassen, wobei

$$\partial_\mu \partial^\mu = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \vec{\nabla}^2 \quad (\equiv \square^2) \text{ bezeichnet.}$$

Lösungen dieser Wellengleichung beschreiben die Ausbreitung eines masselosen Teilchens: **Photon**

Verlust der Eichinvarianz

Um die Masse eines Teilchens zu berücksichtigen, muß $\square^2 A^\nu = 0$ um einen Massesterm ergänzt werden \rightarrow Proca-Gleichung

$$\otimes \left(\square^2 + \left(\frac{mc}{\hbar} \right)^2 \right) W^\mu = 0$$

Diese Gleichung beschreibt massive Teilchen mit Spin 1.
Unter einer $U(1)$ -Eichtransformation

$$W^\mu \rightarrow W^\mu + \partial^\mu \chi$$

folgt:

$$\left(\square^2 + \left(\frac{mc}{\hbar} \right)^2 \right) (W^\mu + \partial^\mu \chi) = \left(\frac{mc}{\hbar} \right)^2 \partial^\mu \chi \neq 0 !$$

Dies ist i.a. nicht Null und somit ist die Proca-Gleichung \otimes nicht mehr invariant unter $U(1)$ -Eichtransformationen. (Dies kann analog auch für $U(1) \times SU(2)$ -Eichtransformationen gezeigt werden.) Konsequenz:

Massenterme wie $\left(\frac{mc}{\hbar} \right)^2$ zerstören die Eichinvarianz!

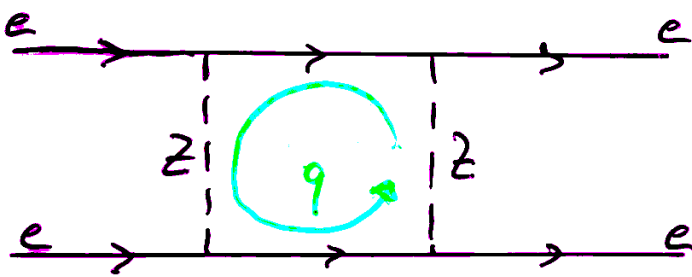
\rightarrow W-, Z-Bosonmassen können nicht durch solche Terme beschrieben werden, ohne die $U(1) \times SU(2)$ -Symmetrie zu zerstören!

Verlust der Renormierbarkeit

- zur Erinnerung an die Renormierung:

In der Behandlung der Vakuumpolarisation ergeben sich divergierende Terme für einfache physikalische Prozesse. Renormierung ist ein Verfahren, das diese Divergenzen durch Modifikation ('neue' Normierung) der (elekt., starken, schwachen...) Ladung und der Masse der Teilchen beseitigt. Nur aus renormierbaren Theorien sind physikal. sinnvolle Vorhersagen möglich.

- Problem mit massiven Eichteilchen:



4-Impuls $q = \begin{pmatrix} E/c \\ \vec{q} \end{pmatrix}$
in der Schleife

In der Schleife sind alle Impulse $|q| = 0 \dots \infty$ möglich. Die Berechnung liefert divergente Ausdrücke für die Wahrscheinlichkeit solcher Schleifen. Im Gegensatz zur Vakuumpolarisation können diese Divergenzen nicht durch Reinterpretation von Ladungen & Massen beseitigt werden. Eine solche nicht-renormierbare Theorie ist bedeutungslos!

Higgs-Mechanismus & spontane Symmetriebrechung

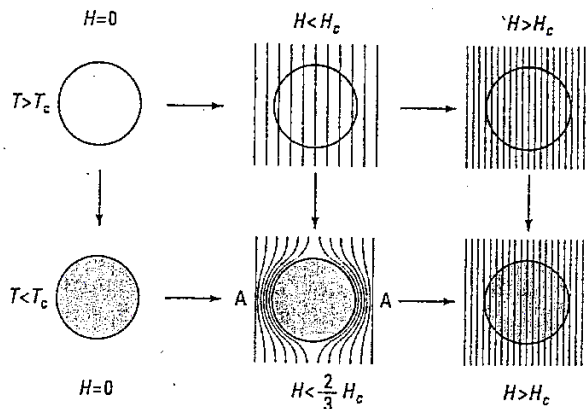
- Die Massen von W^\pm - und Z -Bosonen zerstören die angenommene $U(1) \times SU(2)$ -Symmetrie (Eichinvarianz). Darüber hinaus sind auch Massenterme der Fermionen nicht $U(1) \times SU(2)$ -invariant.
 - ⇒ Im elektroschwachen Standard-Modell wird daher angenommen, daß die Eichsymmetrie spontan gebrochen ist. Der dafür verantwortliche Mechanismus muß aufpassen:
 - ▶ Fermion-Massen und
 - ▶ Boson-Massen erzeugen sowie zu einer
 - ▶ renormierbaren Theorie führen.
 - Dies leistet der Higgs-(Kibble)-Mechanismus!
- Von S. Weinberg und A. Salam 1967 in die Teilchenphysik eingeführt

Konzept des Higgs-Mechanismus:

- Grundlegende Idee:
Schwache Wechselwirkung "an sich" hat unendliche Reichweite ($\hat{=}$ masselosen Austauschbosonen), wird aber durch ein Hintergrundfeld (Higgs-Feld) abgeschirmt
- Analogie: Meißner-Ochsenfeld-Effekt bei Typ I - Supraleitern

Beim erneuten Abkühlen unter die Sprungtemperatur wird der Fluß aus der Probe herausgetrieben. (W. Meissner und R. Ochsenfeld, 1933).

Normalleiter



Supraleiter

Feldverdrängung durch permanenten Supraström in Leiteroberfläche

Abb. 8.20 Meissner-Ochsenfeld-Effekt: oben - normal leitende Probe, unten - supraleitende Probe; links - kein Feld, Mitte - unterkritisches Feld, rechts - überkritisches Feld.

- Elektron, Neutrinos, ... von Abschirmströmen umgeben, die von Higgs-Teilchen hervorgerufen werden und die schwachen Kraftfelder (exponentiell) abschirmen
- W^\pm, Z -Boson-Massen $\hat{=}$ scheinbare oder effektive Massen (in etwa wie die negative effektive Masse eines Heliumluftballons, wenn die Existenz der ihn umgebenden Luft ignoriert würde)

Spontane Symmetriebrechung

Zwei Arten von Symmetriebrechung

(1) **explizite Symmetriebrechung**

durch "externe" Störungen

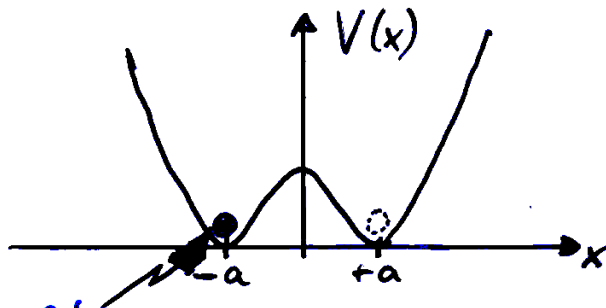
(z.B. Zeemann-Effekt: Aufspaltung energetisch entarteter Niveaus im Atom durch ein externes Magnetfeld \vec{B})

(2) **(spontane) Symmetriebrechung**:

Die Grundgesetze (Lagrange-Fkt., Feldgleichungen) sind symmetrisch, aber die speziellen betrachteten Lösungen sind nicht symmetrisch

z.B. • Ferromagnetismus: Drehinvarianz der Spin-Spin-Wechselwirkung führt für niedrige Temperaturen in Ferromagnetika zur Bildung magnetischer (Weißscher) Bezirke mit einheitlicher Ausrichtung der Elementardipole

• "Double Well"-Potential: Spiegelsymmetrie:
 $V(x) = V(-x)$
Zustand niedrigster Energie
 $x = a$ oder $x = -a$
ist unsymmetrisch



Ein Teilchen "wählt" einen der beiden Zustände aus:
↳ **spontane Symmetriebrechung**

Spontane Symmetriebrechung im Standard Modell

Es wird ein neues Feld eingeführt, das

- **invariant** unter $U(1) \times SU(2)$ an Leptonen, Quarks und die Eichfelder B, W_1, W_2, W_3 gekoppelt ist,
- im **energetisch tiefsten Zustand** von Null verschieden ist und den **Gesamtkosmos** zu allen Zeiten mit einem **Vakuumfeld** $v = \text{const} \neq 0$ ausfüllt
- die $U(1) \times SU(2)$ -**Invarianz spontan bricht** (muss **spinlos** \rightarrow **Skalarfeld**) und **nicht-trivial** unter $U(1) \times SU(2)$ sein)

Einfachste Wahl:

komplexwertigen
Dublett von **skalaren Feldern**:

$$H(x) = \begin{pmatrix} H^+(x) \\ H^0(x) \end{pmatrix} \quad \underline{\text{Higgs-Feld}}$$

mit Hyperladung $Y = +1$, einen "Double-Well" bzw. Mexican-Hat - Potential

$$V(H) = 2 \cdot \left[H^*(x) \cdot H(x) - \frac{1}{2}v^2 \right]^2$$

und mit dem Wert
im Vakuum.

$$H_{vac} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$$

Wahl der unteren Komponente ist **spontane Symmetriebrechung!**

Erzeugung der Fermionmassen

Eigentlich nur Leptonen. Quarks sind schwieriger, weil die Quarkmischung relevant wird und auch CP-Verletzung: Flavour- \leftrightarrow Masseneigenzustände

- Das Higgs-Feld $H(x) = \begin{pmatrix} H^+ \\ H^0 \end{pmatrix}$ koppelt an die links- und rechtshändige Fermionen:

z.B. $L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix} \quad R = (e_R)$

in einfachster Weise durch: $H = \begin{pmatrix} H^+ \\ H^0 \end{pmatrix}$; $H^\pm = (H^\mp, H^{0*})$

$$f_e (\bar{L} \cdot H R + \bar{R} \cdot H^\pm L)$$

$$f_e [(\bar{\nu}_L, \bar{e}_L) \begin{pmatrix} H^+ \\ H^0 \end{pmatrix} e_R + \text{konj. komplex}]$$

$$f_e [\bar{\nu}_L e_R H^+ + \bar{e}_L e_R H^0 + \bar{e}_R \nu_L H^- + \bar{e}_R e_L (H^0)^*]$$

- Im Vakuumzustand des Higgs-Feldes $H_{\text{vac}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$ sind $H^+ = 0$ und $H^0 = v$ folgt

$$\dots = f_e v (\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L) = \boxed{f_e v} \cdot \bar{e} e$$

Masse des Elektrons!

\Rightarrow Leptonen und Quarks erhalten Masse dadurch, daß sie im Vakuum-Higgs-Feld eine "potentielle Energie" haben.

- f_e ist ein Parameter (Yukawa-Kopplung), den die Theorie nicht festlegen kann.

Massen der Eichbosonen

- Die Eichboson-Massen sind durch die Kopplungskonstanten

$$g_W = \frac{e}{\sin\theta_W}$$

$$g_Z = \frac{e}{\sin\theta_W \cdot \cos\theta_W}$$

gegeben:

$$m_W = g_W \cdot \frac{v}{2}$$

;

$$m_Z = g_Z \cdot \frac{v}{2}$$

und insbesondere

$$m_\gamma = 0$$

- Mit der Fermi-Relation $G_F = \frac{\sqrt{2}}{8} \left(\frac{g_W}{m_W}\right)^2$

folgt für den Vakuum-Erwartungswert des Higgs-Feldes:

$$v = \frac{1}{\sqrt{\sqrt{2}} G_F} \approx 246 \text{ GeV}$$

- Masse des Higgs-Teilchen:

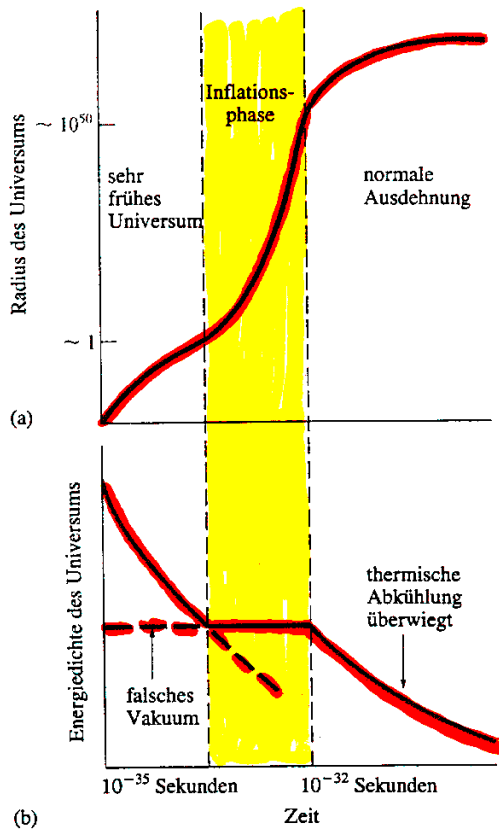
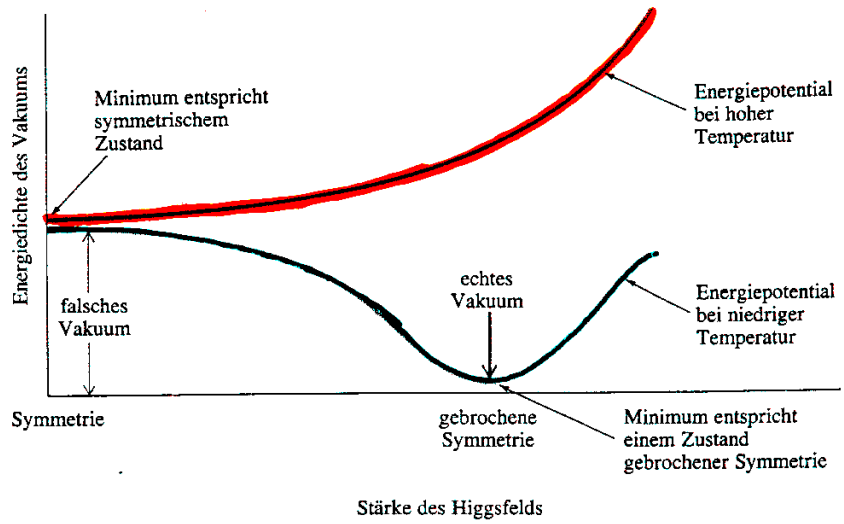
$$m_H = v \cdot \sqrt{2 \cdot \lambda}$$

wobei die Kopplungskonst. λ des Higgs-Feldes unbekannt ist

Higgs-Feld in der Frühphase des Universums

- Probleme, die folgenden Beobachtungen ohne Forderung spezieller und willkürlicher Bedingungen zu erklären
 - ▶ großräumige Homogenität der 3K-Hintergrundstrahlung
 - ▶ inhomogene Materieverteilung in Form von Sternen, Galaxien, Galaxienhaufen
 - ▶ Alter des Universums erfordert ein Verhältnis Ω von Dichte zu kritischer Dichte von $\Omega = 1 \pm 10^{-60}$
 - ▶ Rotation des Universums liegt nicht vor
 - ▶ magnetische Monopole, aus Theorien zur Erklärung der Materie-Antimaterie-Asymmetrie, nicht beobachtet
- Lösung: kosmische Inflation
Vakuumgetriebene Expansion zwischen 10^{-35} und 10^{-32} s nach Urknall blähte das Universum um einen Faktor 10^{50} auf!
- Antriebsquelle: Übergang vom "falschen" Vakuum in das "echte" Vakuum der spontan gebrochenen Symmetrie.

6.8 Die Vakuumenergie ist eine Art potentielle Energie des Universums. Wie alle Systeme strebt das Universum einen Zustand minimaler potentieller Energie an. Bei hohen Temperaturen stellt sich unter Vereinheitlichung der Naturkräfte eine perfekte Symmetrie ein (rote Kurve für die Energiedichte). In diesem symmetrischen Zustand hat das Universum eine positive Energiedichte. Bei niedrigeren Energien wird das Energieminimum erreicht, wenn die Symmetrie gebrochen ist. Die Energiedichte des Minimums fällt auf Null ab – ein Hinweis auf ein Vakuum, dessen Energiedichte Null ist. (Dies ist in unserem heutigen Universum der Fall.) Die Inflation wird vom quantenmechanischen Vakuum mit seiner positiven Energiedichte in Gang gehalten.



6.9 Während der inflationären Periode wächst der Abstand aller Objekte im Weltraum viel schneller als vorher oder nachher (a). Die Dichte des Universums sinkt beständig (b). Nur in der inflationären Phase werden seine Eigenschaften vom quantenmechanischen Vakuum bestimmt. Die Inflation des Universums wird dadurch verursacht, daß die Dichte konstant bleibt, also bei der Ausdehnung des Raums nicht kleiner wird.

Wieviele Higgsteilchen?

Bisher nur Vakuumerwartungswert betrachtet $v = \text{const} \neq 0$

- Welche physikalischen Teilchen sind mit

$$H(x) = \begin{pmatrix} H^+(x) \\ H^0(x) \end{pmatrix}$$

verbunden? Da H^+ und H^0 komplexwertig sind, sind insgesamt vier Freiheitsgrade vorhanden, die als Teilchen interpretiert werden können:

$$\begin{array}{ll} H^+ & , H^- = (H^+)^* & \text{elektr. Ladung } \pm 1e \\ H^0 & , \bar{H}^0 = (H^0)^* & \text{neutral} \end{array}$$

- Tatsächlich beobachtbar nur ein neutrales Higgs-Teilchen, denn:

$$\begin{array}{l} \triangleright v=0 \Rightarrow W_1, W_2, W_3, B \text{ masselos} \\ \Rightarrow \text{nur } \underline{2 \text{ Spineinstellungen}} : \text{Helizität } \pm 1 \end{array}$$

$$\begin{array}{l} \triangleright \text{nach der spontanen Symmetriebrechung:} \\ v \neq 0 \Rightarrow W^\pm, Z \text{ massiv} \\ \Rightarrow \underline{3 \text{ Spineinstellungen}} : \text{Helizität } \pm 1, \underline{0} \\ \Rightarrow 3 \text{ Felder mit Helizität } 0 \text{ und elektr.} \\ \text{Ladung } +1, -1, 0 \text{ werden benötigt. Diese} \\ \text{werden von } H^+(x), H^-(x), \text{Im}(H^0(x)) \text{ geliefert!} \end{array}$$

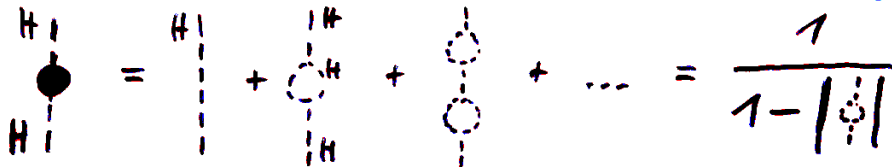
- "3 of the Higgs fields are eaten up by the Vector particles!"

Theoretische Massengrenzen fürs Higgs-Boson

Higgs-Masse: $m_H = v \cdot \sqrt{2\lambda}$

wobei die Kopplung λ ein freier Parameter ist

- Obere Grenze für m_H aus Laufen der Kopplung λ

betrachte: 
$$= \text{tree} + \text{loop} + \text{counterterm} + \dots = \frac{1}{1 - |\text{loop}|}$$

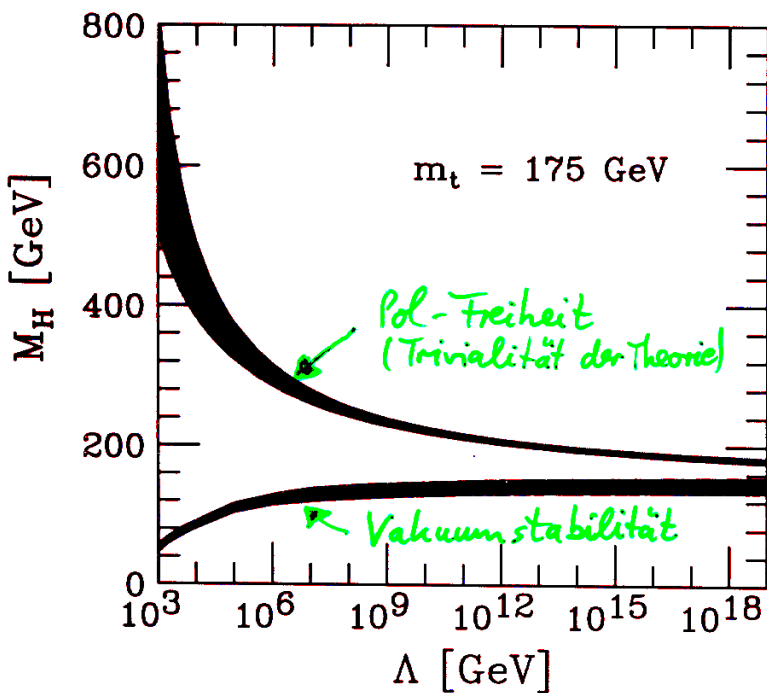
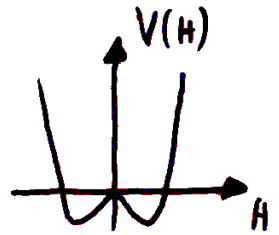
$$\Rightarrow \lambda(\mu^2) = \frac{\lambda(v^2)}{1 - \frac{3}{4\pi^2} \lambda(v^2) \ln(2\mu^2/v^2)}$$

Hat Landau-Pol für $\mu \equiv \Lambda = \frac{v}{\sqrt{2}} \exp\left(\frac{4\pi^2}{3\lambda}\right)$
(Analog zum Landau-Pol der QED & QCD)

$$\Rightarrow m_H < \Lambda$$

- Untere Grenze aus Vakuumstabilität

d.h. es gibt kein Minimum im Higgs-Potential, das niedriger liegt als das elektroschwache Minimum



\Rightarrow für $m_H \approx 160-180 \text{ GeV}$
könnte SM bis zur
Skala der Gravitation
 $\Lambda_{\text{Planck}} = 10^{19} \text{ GeV}$ gelten

Standard-Modell — Erinnerung

Elektroschwache Wechselwirkung wird beschrieben durch Eichgruppe $U(1) \times SU(2)$

beinhaltet masselose Eichbosonen

$$B \text{ und } W^1, W^2, W^3$$

mit Kopplungen g' und g_w

Erzeugung von Massen durch Higgsfeld $H = \begin{pmatrix} H^+ \\ H^0 \end{pmatrix}$, ein komplexwertiges Dublett mit Vakuumerwartungswert

$$H_{\text{vac}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \text{ und } v = \frac{1}{\sqrt{2} G_F} \approx 246 \text{ GeV}$$

Meßbare Teilchen, Masse und ihre Kopplungen:

$$W^\pm \equiv \frac{1}{\sqrt{2}} (W^1 \mp iW^2) \quad ; m_W = g_w \cdot \frac{v}{2} \quad ; g_w = \frac{e}{\sin \theta_w}$$

$$Z \equiv W^3 \cos \theta_w - B \sin \theta_w \quad ; m_Z = m_W / \cos \theta_w \quad ; g_Z = \frac{e}{\sin \theta_w} \cdot \cos \theta_w$$

$$Y \equiv W^3 \sin \theta_w + B \cos \theta_w \quad ; m_Y = 0 \quad ; g_e = e = \sqrt{4\pi \alpha_{\text{em}}}$$

$$H^0 \quad ; m_{H^0} = ? \quad ; g_H = m_f = g_f \cdot \frac{v}{\sqrt{2}} \\ = v \cdot \sqrt{2} \lambda \quad \text{für Fermion } f$$

Beachte: Parameter $G_F, m_Z, \alpha_{\text{em}}$ genügen, um Standard-Modell (ohne Higgs) zu beschreiben

Zustand des Standard-Modells

- Status quo : Alles in Übereinstimmung mit SM in Tests mit höchster Präzision
- Konsistenz direkter und indirekter m_W -Bestimmungen
 - ▷ indirekt aus G_F -Relation

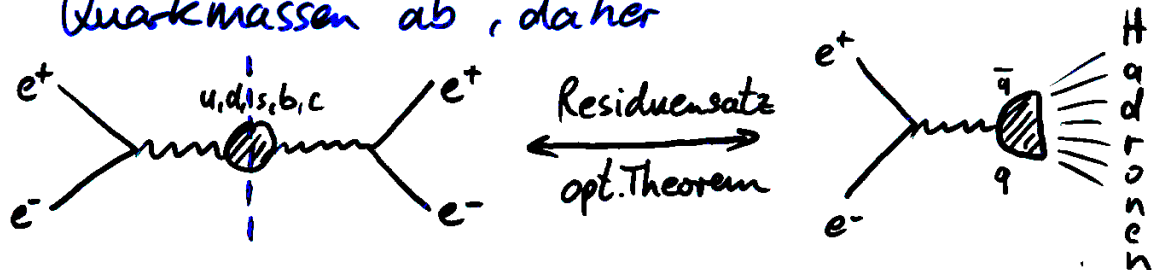
$$m_W^2 = \frac{\pi \alpha_{em}}{\sqrt{2} G_F \sin^2 \theta_W} \cdot \frac{1}{1 - \Delta r} \quad \text{und} \quad \sin^2 \theta_W = 1 - \frac{m_W^2}{m_Z^2}$$

Born-Term Schleifenkorrekturen

▷ Schleifenkorrekturen

□ QED: $\gamma \bullet \gamma = \gamma + \gamma \text{ (e, \mu, \tau)} + \gamma \text{ (u, d, s, b, t)}$

hadronischer Beitrag hängt von schlecht bekannten Quarkmassen ab, daher



□ elektroschwach: $\gamma \text{ (top, bottom)} + \gamma \text{ (Higgs)} + \gamma \text{ (Higgs)}$

top-Quarkmasse und Higgs-Bosonmasse liefern relevante Korrekturen

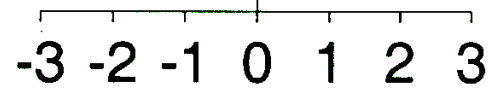
⇒ Vergleich: $m_W^{\text{direkt}} \leftrightarrow m_W^{\text{indirekt}}$ testet Schleifenkorrekturen
 außerdem: Informationen über Higgs-Bosonmasse

Resultate des

Moriond 2000

S.M.-Fits

	Measurement	Pull	Pull						
			-3	-2	-1	0	1	2	3
m_Z [GeV]	91.1871 ± 0.0021	.07							
Γ_Z [GeV]	2.4944 ± 0.0024	-.62				█			
σ_{had}^0 [nb]	41.544 ± 0.037	1.72					█	█	
R_e	20.768 ± 0.024	1.19					█		
$A_{\text{fb}}^{0,e}$	0.01701 ± 0.00095	.70					█		
A_e	0.1483 ± 0.0051	.13							
A_τ	0.1425 ± 0.0044	-1.16			█				
$\sin^2 \theta_{\text{eff}}^{\text{lept}}$	0.2321 ± 0.0010	.65					█		
m_W [GeV]	80.401 ± 0.048	.15							
R_b	0.21642 ± 0.00073	.85					█		
R_c	0.1674 ± 0.0038	-1.27			█				
$A_{\text{fb}}^{0,b}$	0.0988 ± 0.0020	-2.34		█					
$A_{\text{fb}}^{0,c}$	0.0692 ± 0.0037	-1.29			█				
A_b	0.911 ± 0.025	-.95			█				
A_c	0.630 ± 0.026	-1.47			█				
$\sin^2 \theta_{\text{eff}}^{\text{lept}}$	0.23096 ± 0.00026	-1.87		█					
$\sin^2 \theta_W$	0.2255 ± 0.0021	1.17					█		
m_W [GeV]	80.448 ± 0.062	.88					█		
m_t [GeV]	174.3 ± 5.1	.11							
$\Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}(m_Z)$	0.02804 ± 0.00065	-.20							

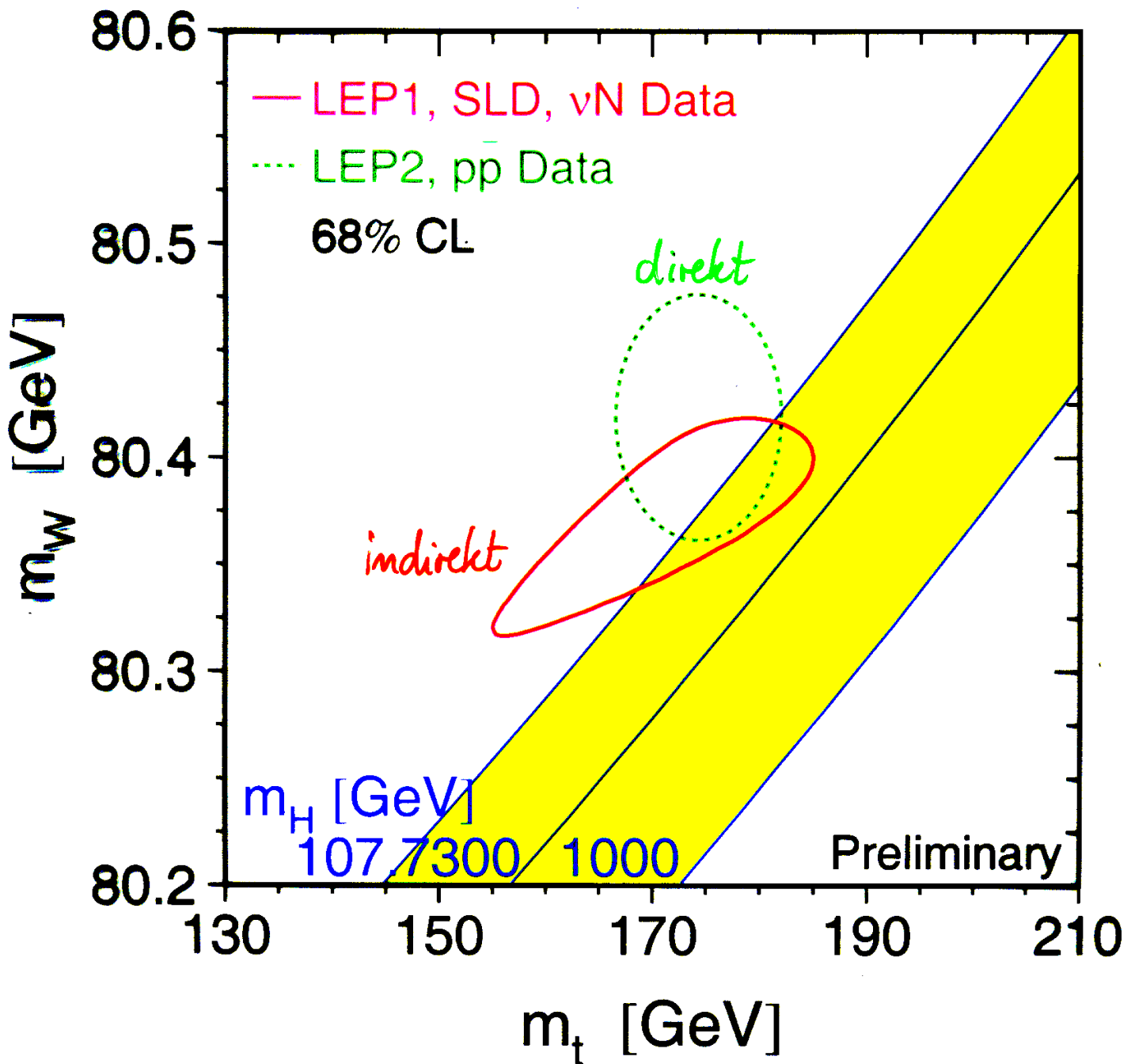


$$\text{Pull} = \frac{\text{Messung} - \text{Theorie}}{\text{Meßfehler}}$$



Vergleich: indirekte \leftrightarrow direkte m_W, m_{top}

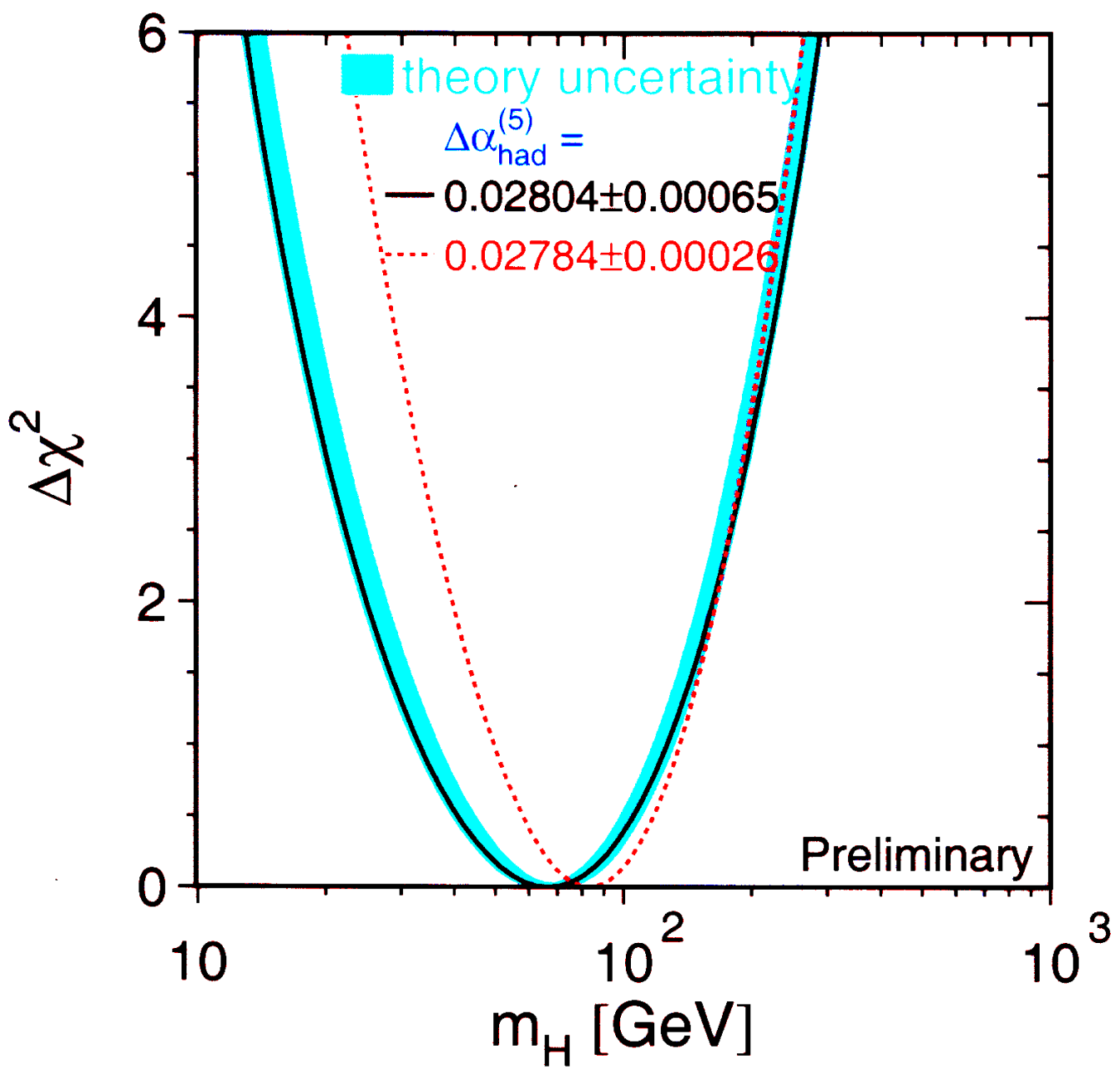
[GeV/c ²]	indirekt	direkt
m_W	80.366 ± 0.035	80.419 ± 0.038
m_{top}	$167 \pm \begin{matrix} 11 \\ 8 \end{matrix}$	174.3 ± 5.1



\Rightarrow Konsistenz!

Higgs-Boson-Masse aus indirekten Messungen

insbesondere m_W und $\sin^2\theta_W$ sensitiv auf m_H



⇒ Anpassung ergibt: $m_H = 77 \pm \frac{63}{39} \text{ GeV}/c^2$

⇒ Massengrenze: $m_H < 215 \text{ GeV}/c^2$ (95%CL)

Wenn el-schw. Theorie gilt, muß Higgs-Boson leicht sein!
→ direkte Higgs-Suche bei LEP II

Higgs-Produktion in e^+e^- -Vernichtung

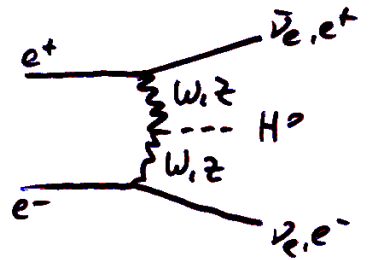
SM-Higgs:

- dominant durch Higgs-Strahlung produziert

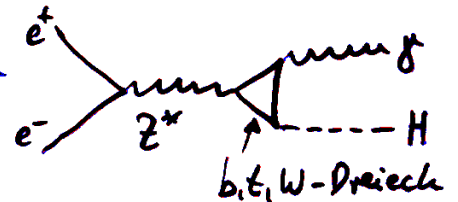


hat kinematische Grenze bei $m_H \approx \sqrt{s} - m_Z$

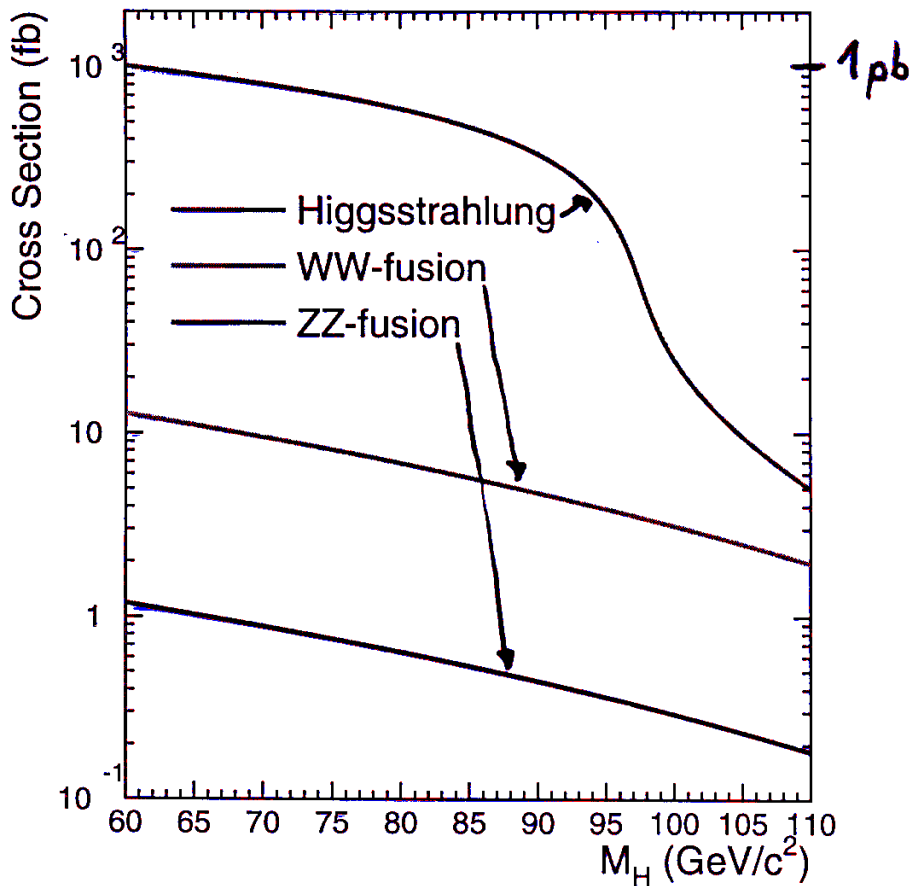
- kleinere Beiträge durch WW- und ZZ-Fusion ohne kinemat. Grenze



- kleinere Beiträge durch $H\gamma$ -Produktion



⇒ z.B. für $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$



Eigenschaften des Higgs-Bosons

- SM-Higgs: partielle Zerfallsbreite

$$\Gamma(H \rightarrow f\bar{f}) = \frac{G_F}{4\pi\sqrt{2}} \cdot m_f^2(m_H) \cdot m_H \cdot N_c \cdot (1 + S_{\text{QCD}})$$

\uparrow Farbfaktor $\begin{cases} = 1 \text{ Leptonen} \\ = 3 \text{ Quarks} \end{cases}$

$m_f(m_H)$ ist die Fermionmasse bei m_H -Energieskala

z.B. $m_\tau = 1.78 \text{ GeV}$

$m_c(m_H) \approx 0.6 \text{ GeV}$

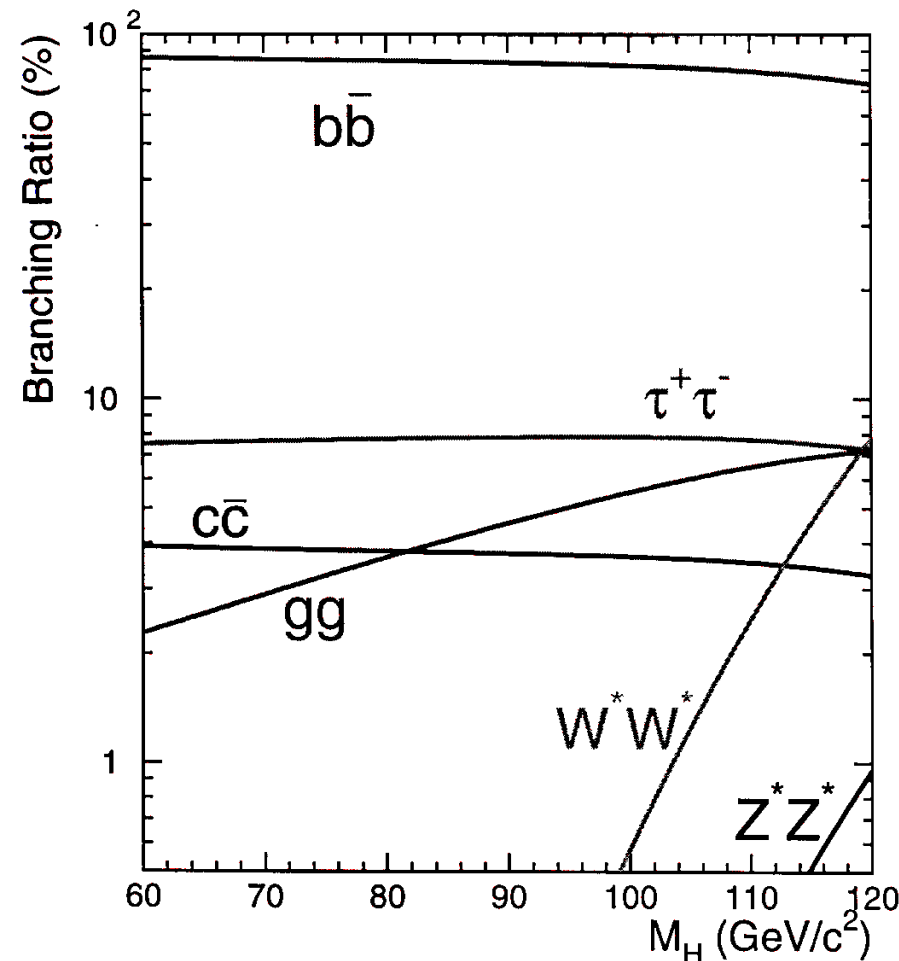
$m_b(m_H) \approx 2.9 \text{ GeV}$

} "laufende Quarkmassen"
(folgt später)

\Rightarrow Verzweigungsverhältnisse

dominante Zerfälle: $B(H \rightarrow b\bar{b}) \approx 85\%$

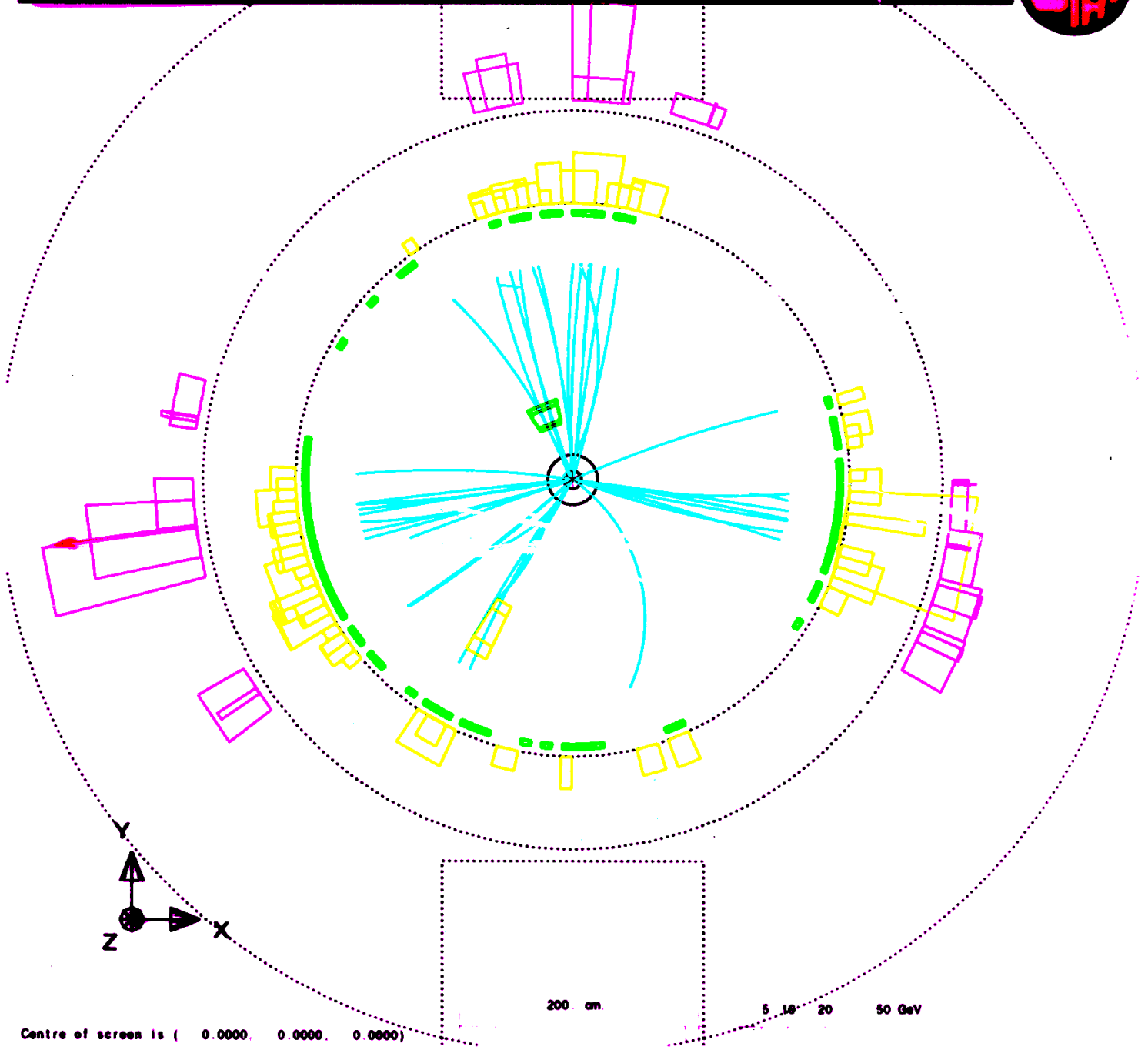
$B(H \rightarrow \tau^+\tau^-) = 8\%$

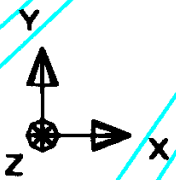
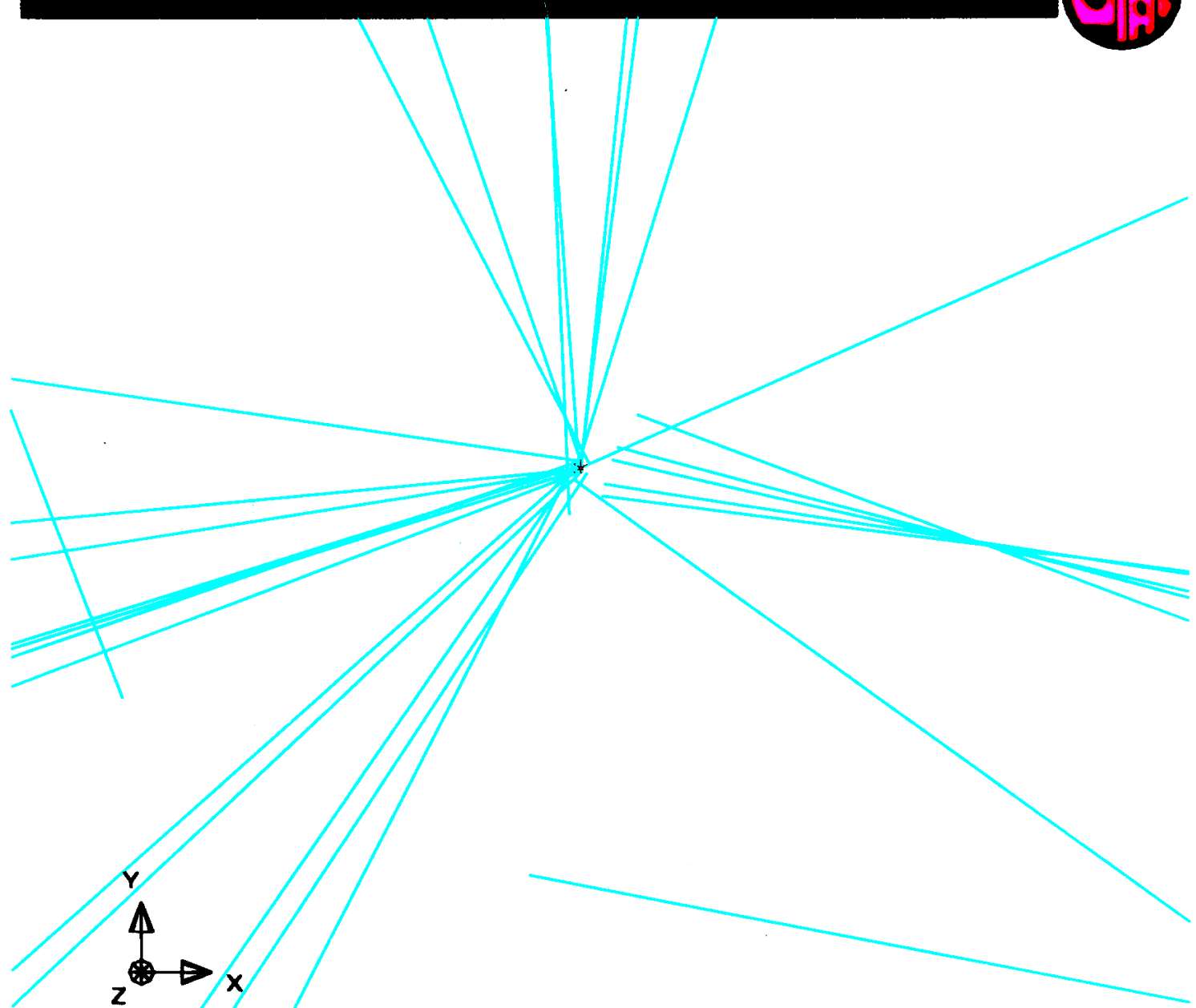
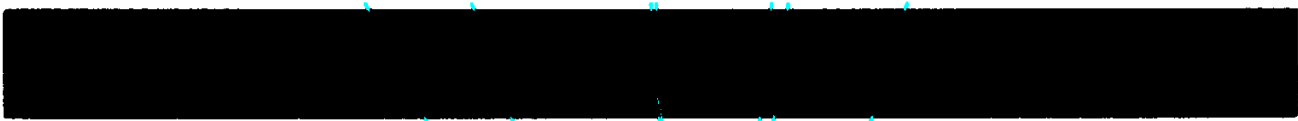


- totale Breite

$$\Gamma_H \approx \mathcal{O}(10 \text{ MeV})$$

für $m_H \approx 100 \text{ GeV}$





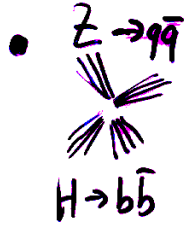
0 20 cm

Centre of screen is (0 0000 0 0000 0 0000)

Higgs-Suche: Topologien bei LEP

$HZ \rightarrow b\bar{b}q\bar{q}, b\bar{b}l^+l^-, b\bar{b}\nu\bar{\nu}$ und $b\bar{b}\tau^+\tau^- / \tau^+\tau^-q\bar{q}$
 ($l=e,\mu$)

BR = 61%, 6%, 17% und 8%

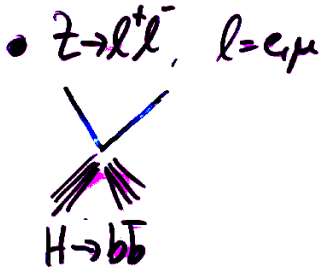


- ▷ 4-Jets
- ▷ Energie- & Impulserhaltung
- ▷ 2 b-Quarkjets gegenüber 2-Jetsystem mit Z-Masse
 (→ kinemat. Fit)

▷ Effizienz 30-40%, BR ≈ 61%

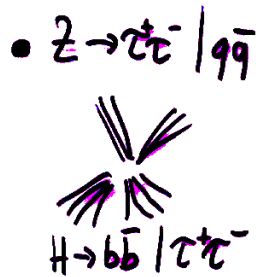


- ▷ Fehlende Energie
- ▷ 2 b-Quarkjets gegenüber Rückstoßmasse von m_Z
- ▷ Effizienz 30-40%, BR ≈ 17%



- ▷ 2 energiereiche Leptonen mit Masse von m_Z
 gegenüber 2-Jetsystem

▷ klarer Kanal mit 50-60% Effizienz, BR ≈ 6%



- ▷ 2 τ -Jets gegenüber 2-Jetsystem
- ▷ eines der 2-Jetsysteme mit Masse von m_Z
- ▷ Effizienz = 30%, BR ≈ 8%

b-Jet-Identifikation

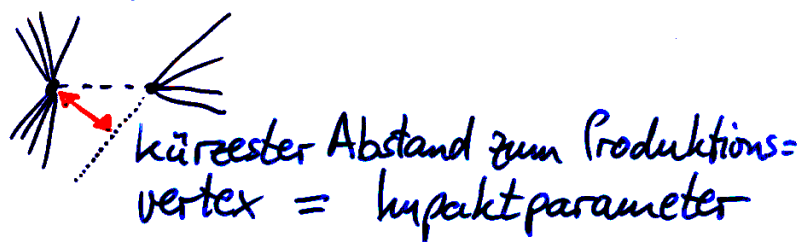
... wichtig, um Higgs-Boson im LEP zugänglichen Massenbereich zu identifizieren

Erheblicher Aufwand für b-Jet-Identifikation betrieben:

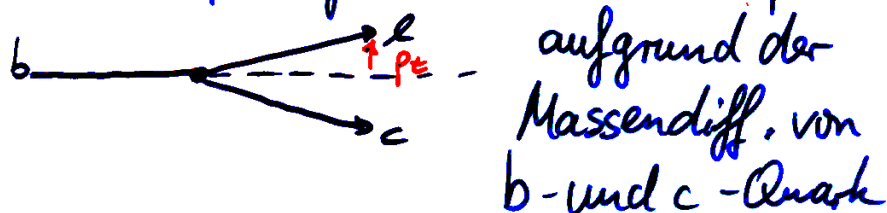
- Sekundärvertices: b-Hadronlebensdauer $\approx 1.5 \text{ ps}$
→ Fluglängen von mehreren Millimeter



- Impaktparameter: Teilchenspuren aus Zerfällen extrapolieren nicht auf Produktionsvertex zurück



- Zerfallslepton mit hohem Transversalimpuls p_T zur Jetachse
Zerfall: $b \rightarrow c l \nu$, $l = e, \mu$ erhält Lepton großen Transversalimpuls



- Fragmentation → kinemat. Größen:
z.B. Impulsspektrum der b-Zerfallsprodukte etwas zu geringeren Impulsen verschoben wegen: $b \rightarrow c \rightarrow s$ Kaskade

Alle Informationen in Neuronalen Netzen und Likelihood-Fits
Vereinigt \Rightarrow $\approx 50\%$ Effizienz bei $\leq 8\%$ Verunreinigung

Ein Higgs-Kandidat

Run: event10368: 36533

Ctrk(N= 34 Sump=120.8) Ecal(N= 45 SumE= 48.6)

Ebeam 94.331 Vix (-0.03, 0.07, -0.15)

Hcal(N=25 SumE= 39.8) Muon(N= 2)

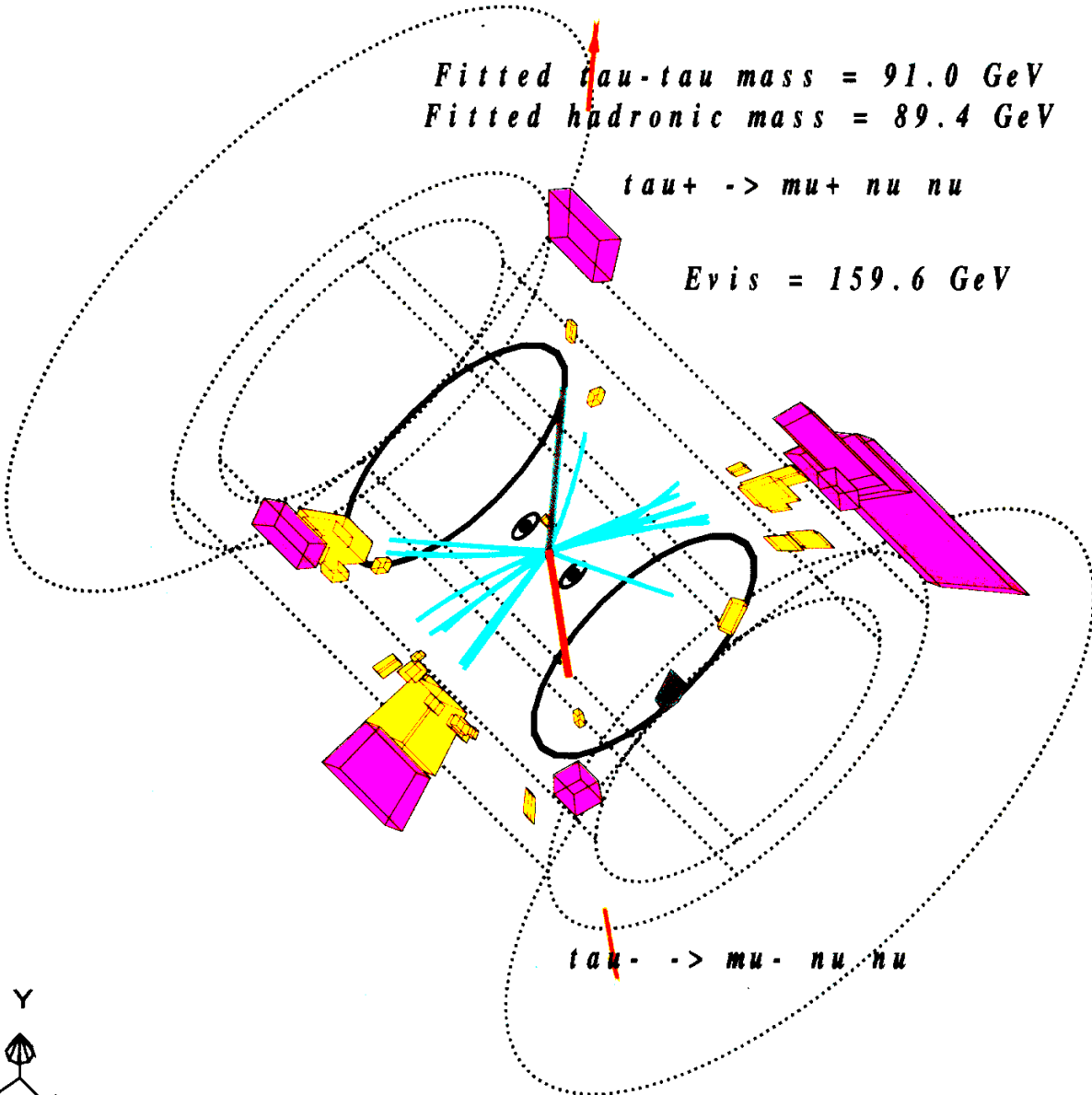
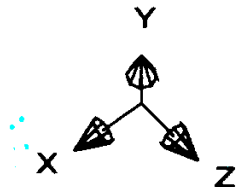


Fitted τ - τ mass = 91.0 GeV
Fitted hadronic mass = 89.4 GeV

$\tau^+ \rightarrow \mu^+ \nu \nu$

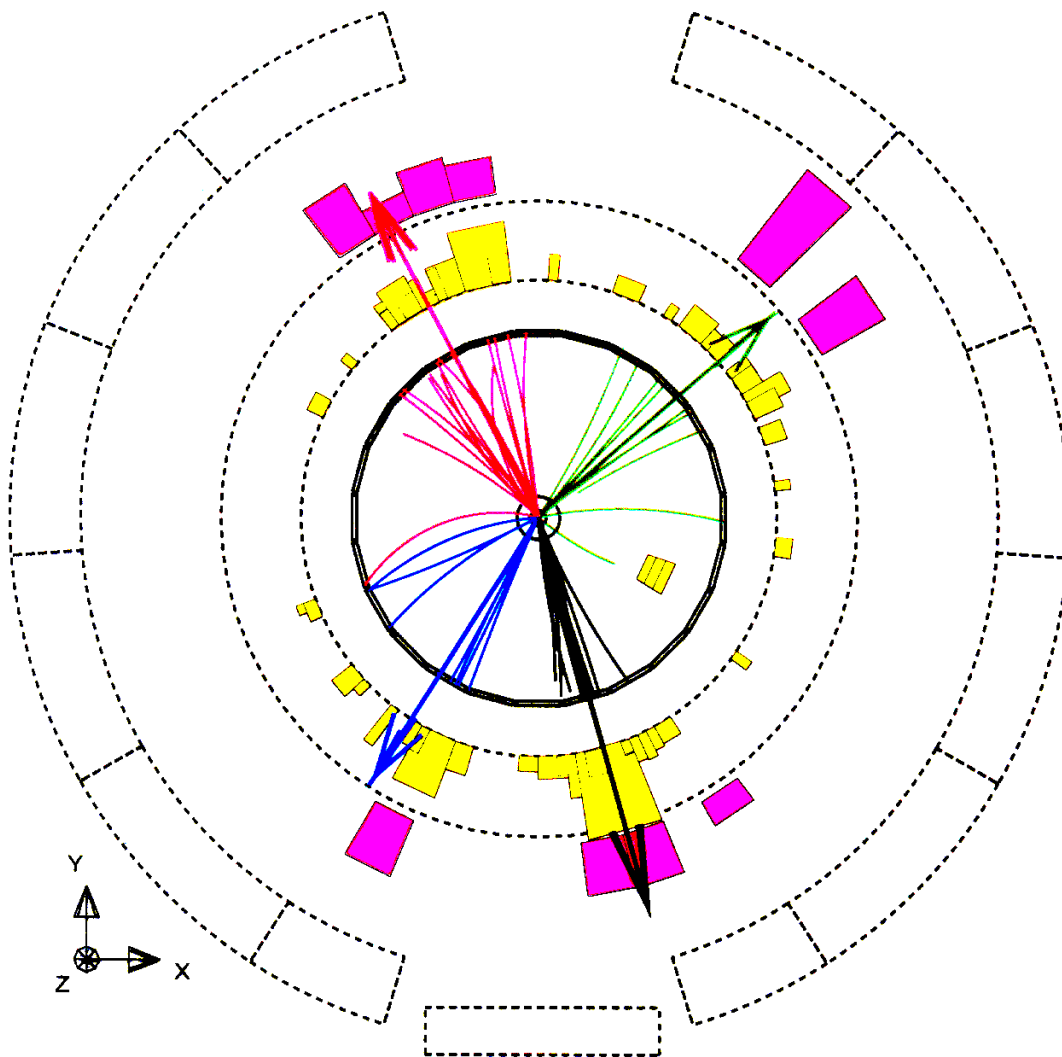
$E_{vis} = 159.6 \text{ GeV}$

$\tau^- \rightarrow \mu^- \nu \nu$



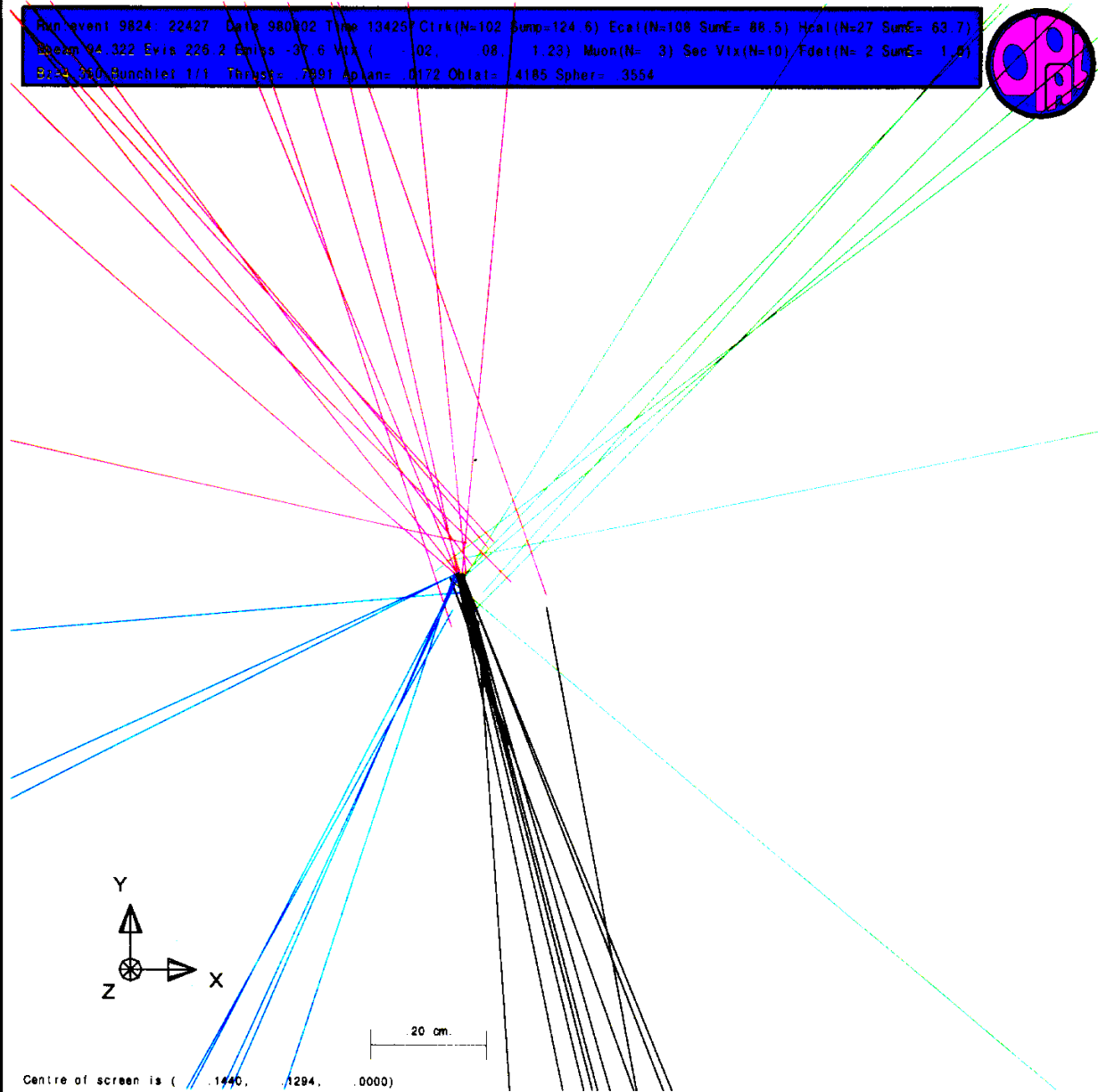
OPAL 4 Jet Candidate

Run: event 98231: 23:27 ... Clk(N=100) Beam 194.6) Heal(N=100) SinE= 33.6
Ebeam 94.322 V(x [-0.02, 0.01, 0.01]) Heal(N=2) SinE= 53.7) Muon(N=3)



OPAL 4 Jet Candidate

Run event 9824: 22427 Date 980202 Time 13425 Cirk(N=102 Sump=124 6) Ecal(N=108 SumE= 88.5) Hcal(N=27 SumE= 63.7)
Beam 94 322 Evts 226.2 Evts -37.6 Vtx (-02, 08, 1.23) Muon(N= 3) Sec Vtx(N=10) Fdet(N= 2 SumE= 1.0)
B: 3 380 Bunchlet 1/1 Thrust= 7891 Ap lan= 0172 Oblat= 4185 Spher= 3554



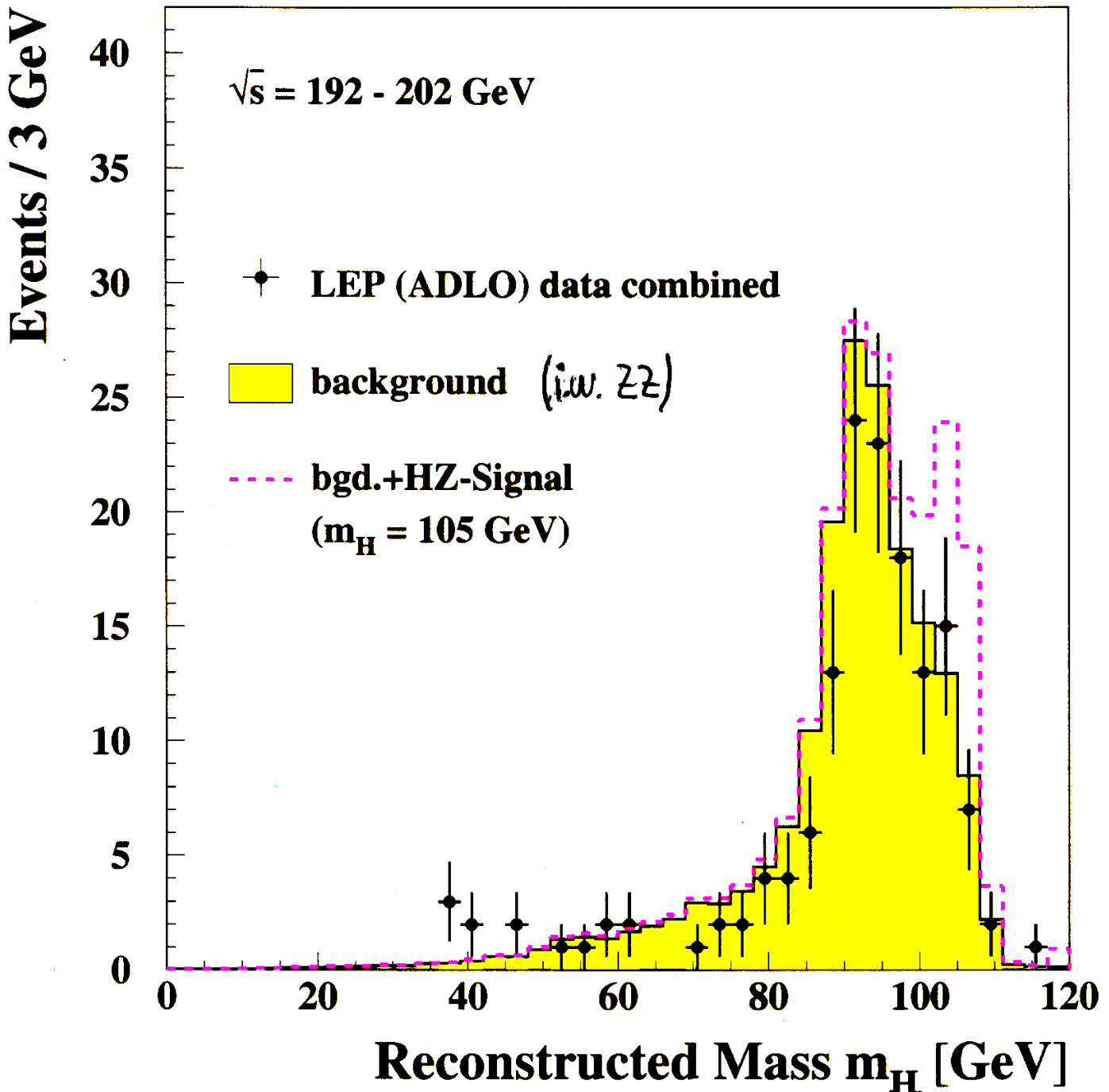
Higgs-Boson-Suche bei LEP II

- Massenbestimmung aus Jetenergien und -Winkel
- Massenverteilung der H-Kandidaten:

beobachtetes Signal \approx erwarteter Untergrund

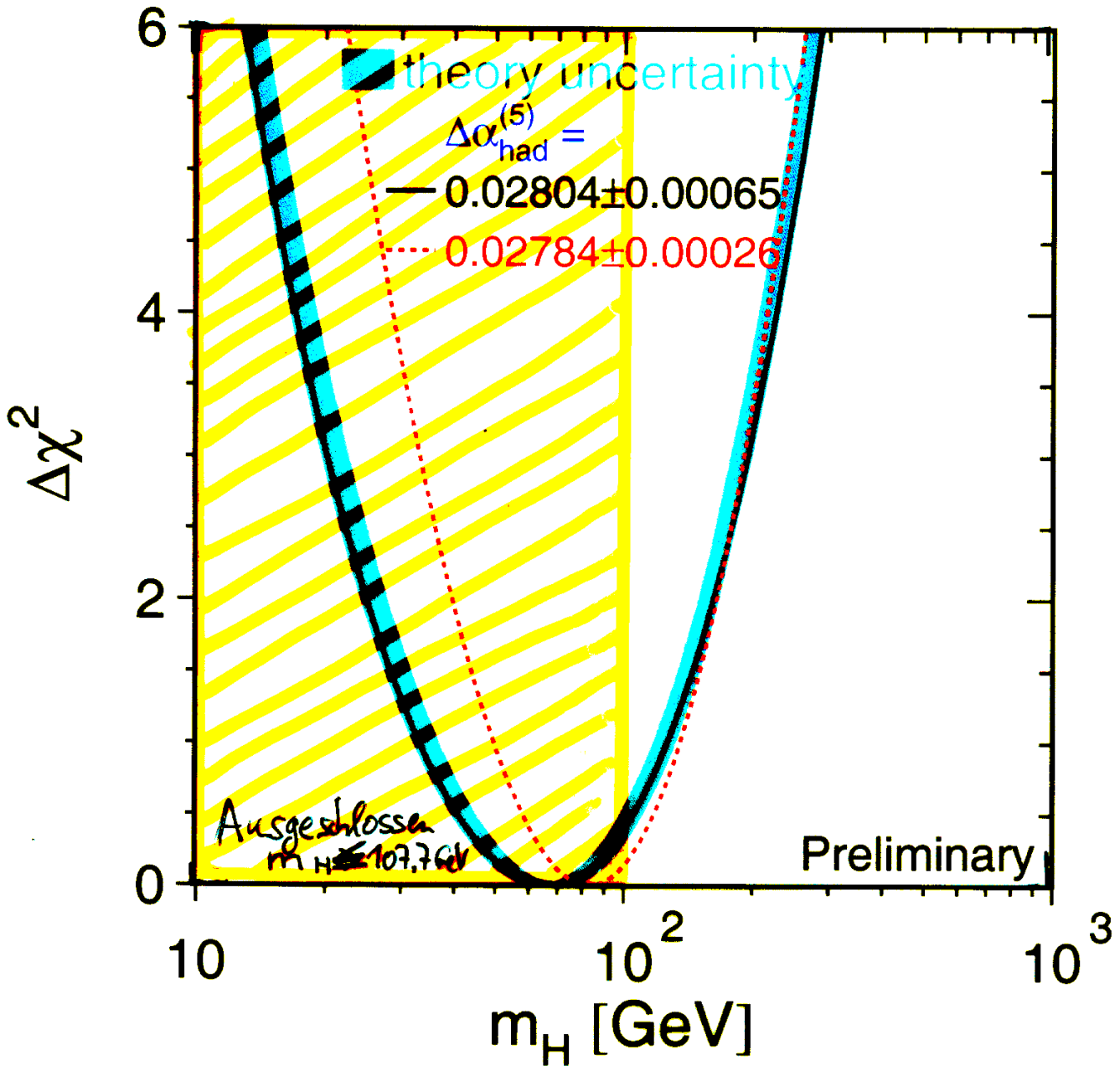
\rightarrow Higgs-Massengrenze: $m_H > 107,7 \text{ GeV}/c^2$

(95% CL)



Higgs-Boson-Masse aus indirekten Messungen

insbesondere m_W und $\sin^2\theta_W$ sensitiv auf m_H



⇒ Anpassung ergibt: $m_H = 77 \pm \frac{63}{39} \text{ GeV}/c^2$

⇒ Massengrenze: $m_H < 215 \text{ GeV}/c^2$ (95%CL)

Wenn el-schw. Theorie gilt, muß Higgs-Boson leicht sein!
→ direkte Higgs-Suche bei LEP II

Fazit

- Elektroschwache Theorie gilt eigentlich nur für masselose Fermionen und Eichbosonen;
- Massenterme brechen die $U(1) \times SU(2)$ -Symmetrie und machen die Theorie nicht-renormierbar
- Der Higgs-Mechanismus verbindet eine spontane Brechung der $U(1) \times SU(2)$ -Symmetrie mit der Einführung einer $U(1) \times SU(2)$ -eichinvarianten Erzeugung von Massentermen
- Das Higgs-Feld füllt den Gesamt-Kosmos mit einem Vakuumfeld $v = \text{const} \neq 0$ ($v = 246 \text{ GeV}$)
- Fermionen erhalten Masse durch ihre potentielle Energie im Higgs-Feld
- Die spontane Symmetriebrechung ca. 10^{-35} s nach dem Urknall könnte eine inflationäre Expansion des Universums verursacht haben und somit Anfangswertproblem von Urknallmodellen lösen
- Das Higgs-Teilchen (skalar \sim) ist bisher noch unentdeckt
 $107.7 \text{ GeV}/c^2 < m_H < 215 \text{ GeV}/c^2$
(95% CL)