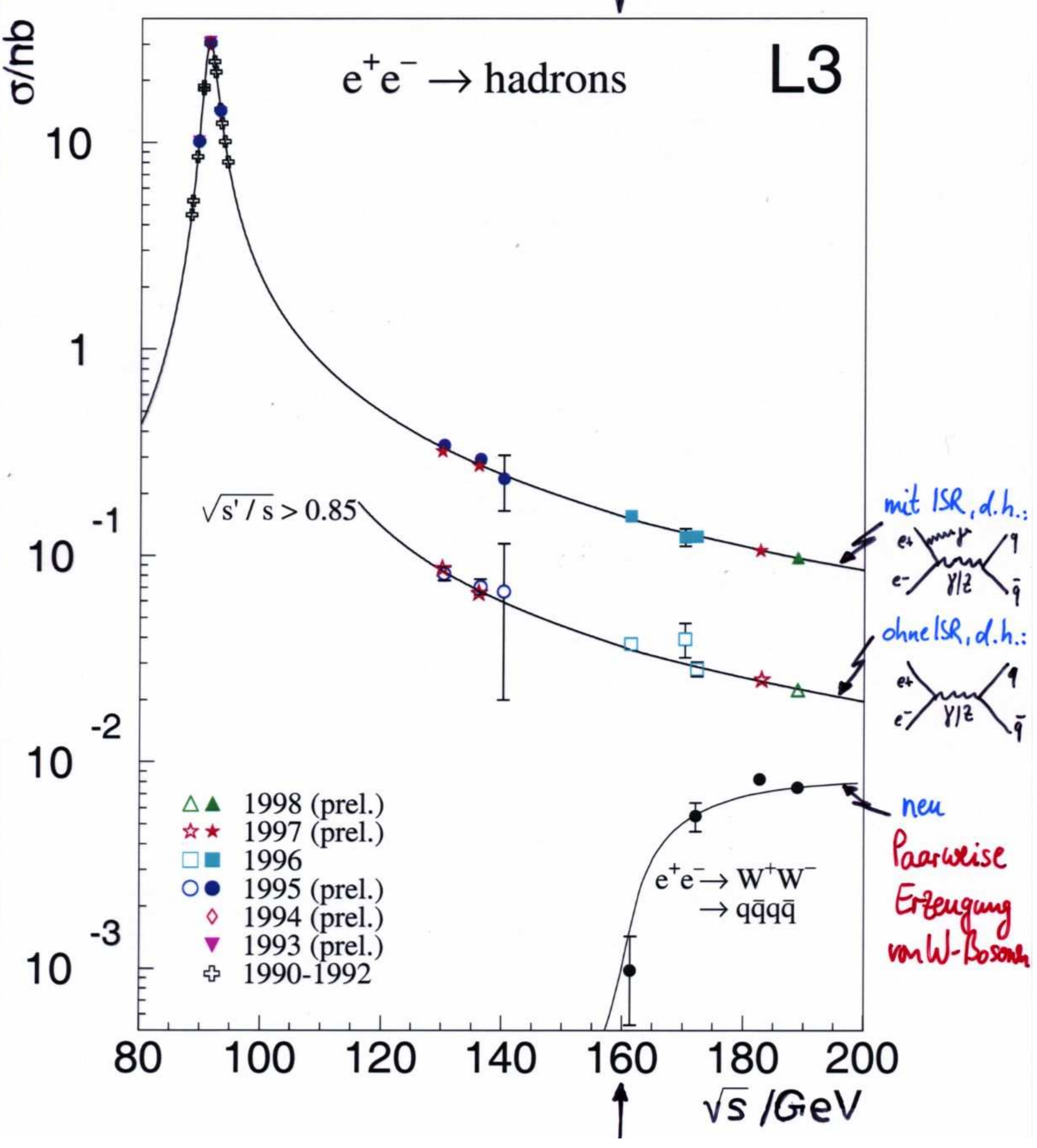
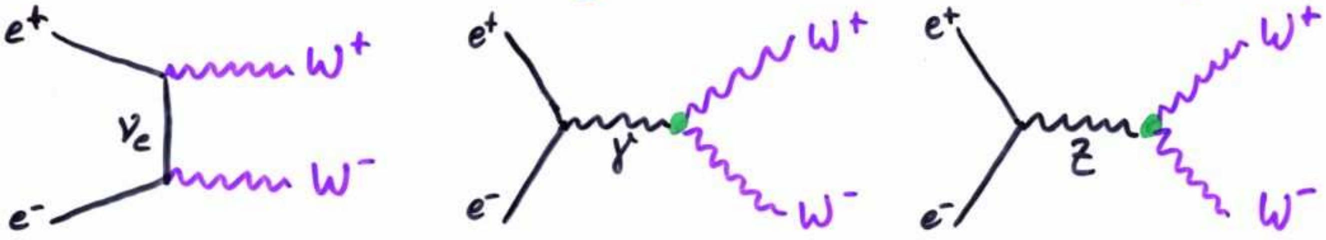
## Wirkungsquerschnitt zu höheren Schwerpunktsenergien

Ab etwa 2× Masse des W-Bosons setzt W-Paarproduktion ein!



# W-Paarproduktion an LEP II

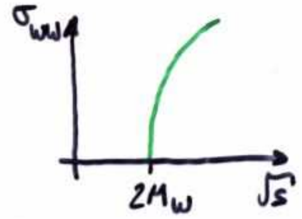
Bei Schwerpunktsenergien oberhalb $\sqrt{s} \gtrsim 2 \cdot M_W$ tritt bei $e^+e^-$-Vernichtung W-Paarproduktion auf




Konversion (t-Kanal) Annihilation (s-Kanal)

(so gen. CC3-Graphen : "Charged Current", 3-Graphen)

Nahe der Schwelle wird der Produktions-WQ durch t-Kanal ($\sim\beta$) gegenüber s-Kanal ($\sim\beta^3$) dominiert. In niedrigster Ordnung (Born-Term) für on-shell W-Bosonen:




$$\sigma_{WW}^{\text{Born}} \propto \frac{\pi \alpha_{em}^2}{s} \frac{1}{(1-M_W^2/M_Z^2)} \cdot \beta$$

mit $\beta \equiv \frac{v}{c} = \sqrt{1-4M_W^2/s}$

⇒ • scharfe Produktionsschwelle für on-shell W-Bosonen

• wird durch endliche W-Bosonzerfallsbreite $\Gamma_W$ (→ off-shell W-Produktion) und

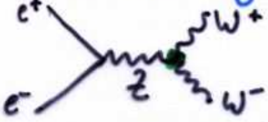
• durch Photonbremsstrahlung im Anfangszustand (ISR)

ausgeschmiert.

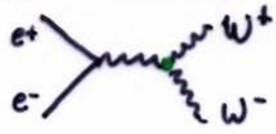
# W-Paarproduktion an LEP II

hat Beiträge von: • Drei-Eichboson-Kopplung (TGC, triple gauge coupling)

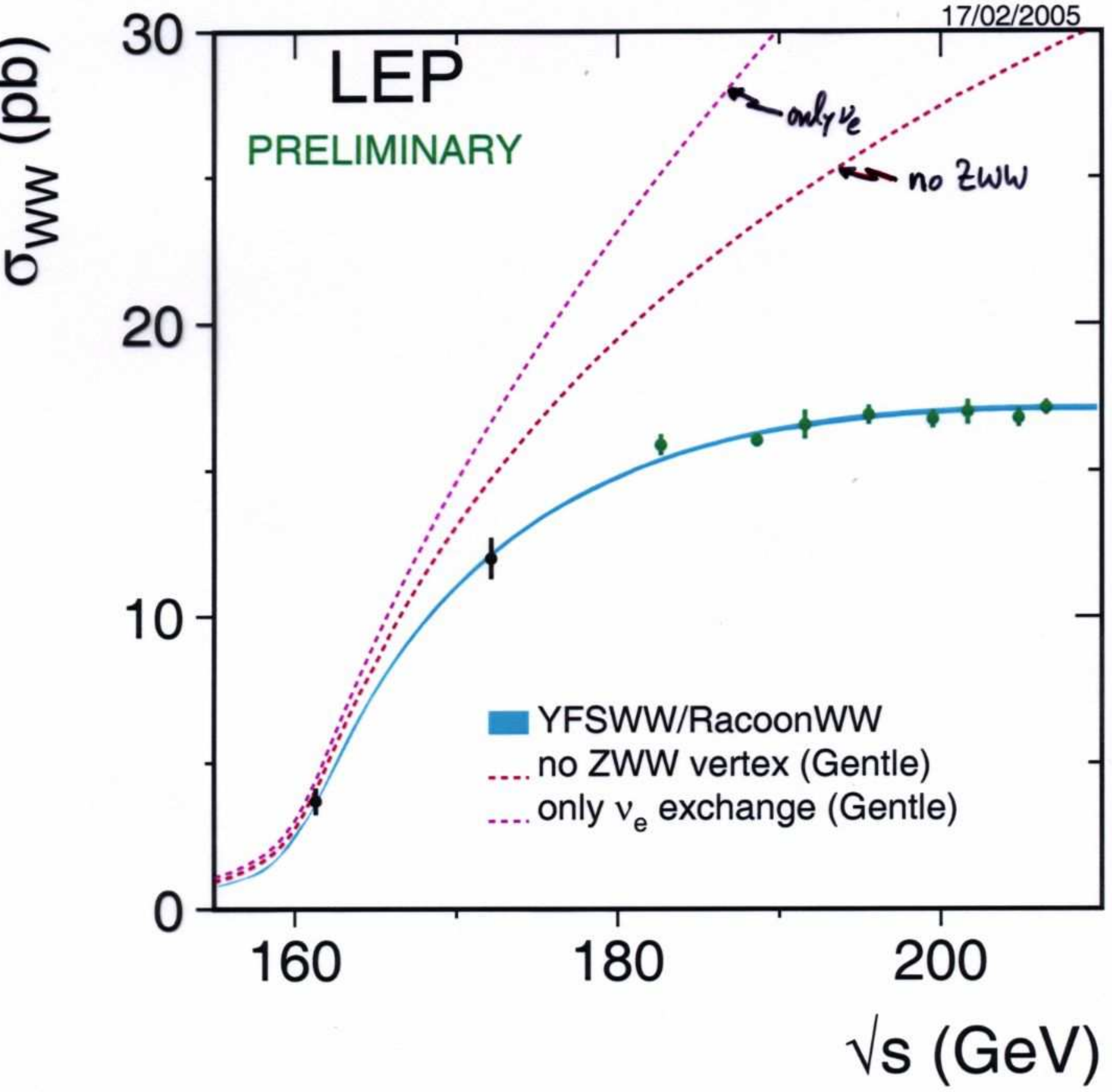
- ZWW




- γWW

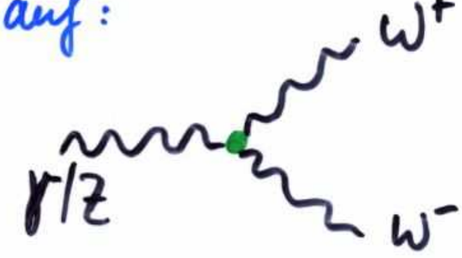



und ermöglicht: • W-Bosonmasse aus Produktionsschwelle



# Drei-Eichboson-Kopplung

In der Erzeugung von $W^+W^-$-Paaren tritt eine Drei-Eichboson-Kopplung auf:




für deren Struktur das Standardmodell $(SU(2)_L \otimes U(1)_Y)$ klare Vorhersagen macht. So sollten die W-Bosonen keine innere Struktur haben (, d.h. Formfaktor = $\delta$-Funktion), insbesondere also nur ein elektroschwaches Monopolmoment (E1) auftreten, aber kein magnet. Dipol- (M2) oder elektr. Quadrupolmoment (E4).

Die Existenz solcher höheren Momente würde zu anomalen Kopplungen im $\gamma W^+W^-$- bzw. $ZW^+W^-$-Vertex führen und würden anzeigen, dass W- und Z-Bosonen nicht elementar sind, sondern eine innere Struktur haben.

Experimentell wurde die Drei-Eichboson-Kopplung auf anomale Beiträge untersucht. Im Rahmen der Messgenauigkeit (%-Niveau) wurden keine Anzeichen anomaler Kopplungen beobachtet.

# W-Physik: Topologien bei W-Paarerzeugung

- $WW \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$

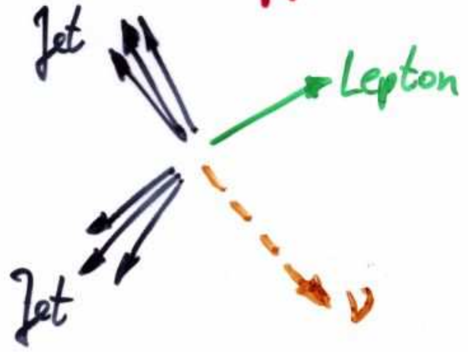

etwa 45% aller WW-Endzustände

4 Jets

Gesamtimpuls gut balanciert

Energiesumme $\sum E \simeq \sqrt{s}$

- $WW \rightarrow q\bar{q}\,\ell\nu$



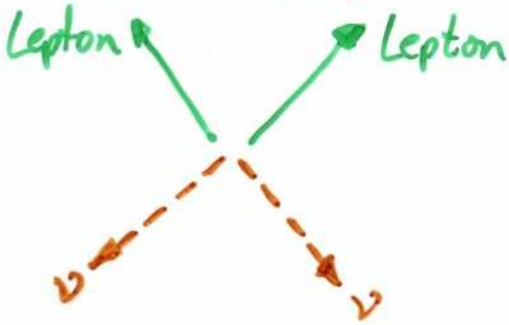

etwa 44% aller WW-Endzustände

2 Jets

1 energiereiches Lepton (wohl separiert von Jets)

fehlender Transversalimpuls & Energie

- $WW \rightarrow \ell\nu\,\ell\nu$



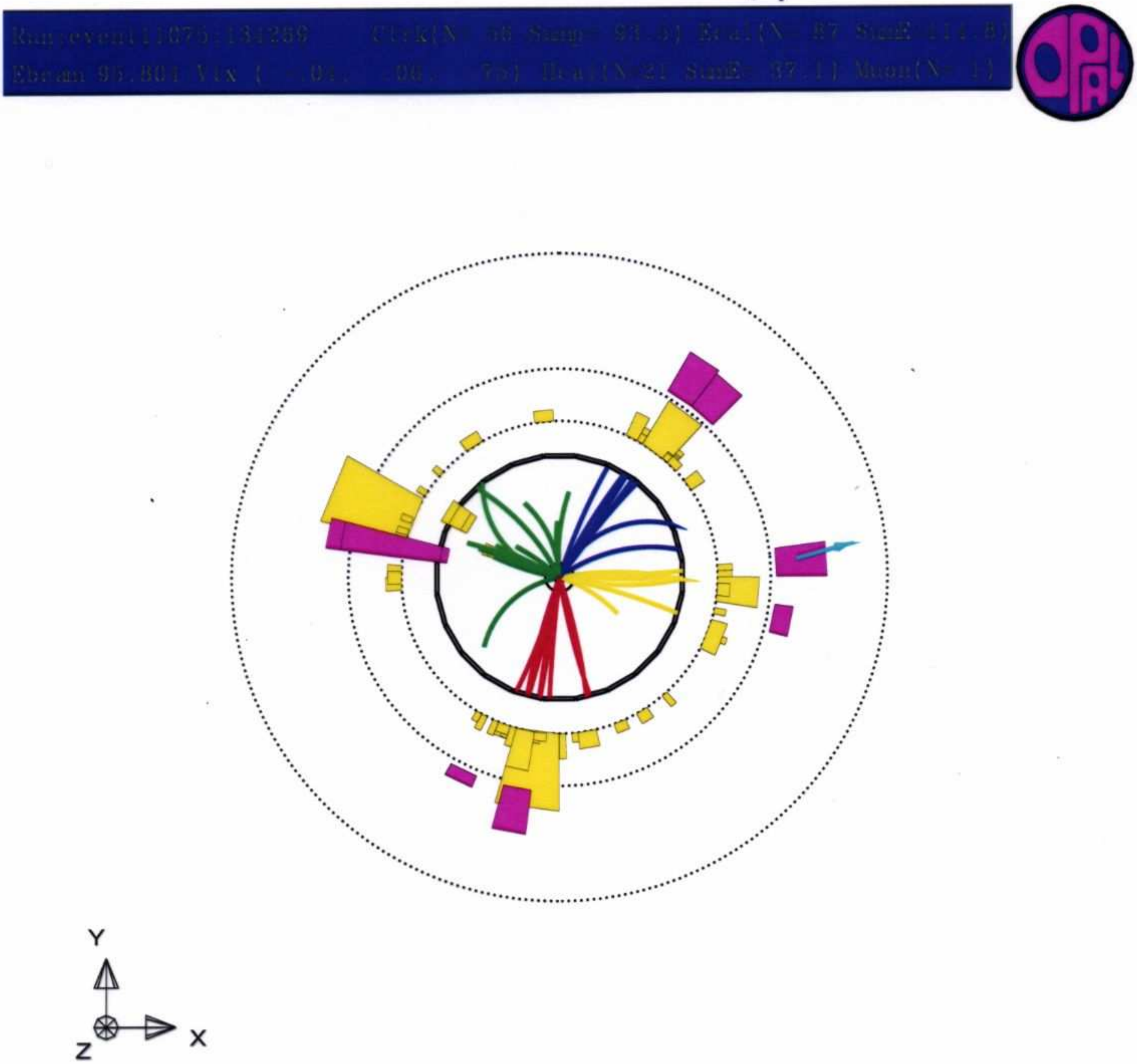

etwa 11% aller WW-Endzustände

2 energiereiche Leptonen (i.A. akoplanar)

fehlender Transversalimpuls & Energie

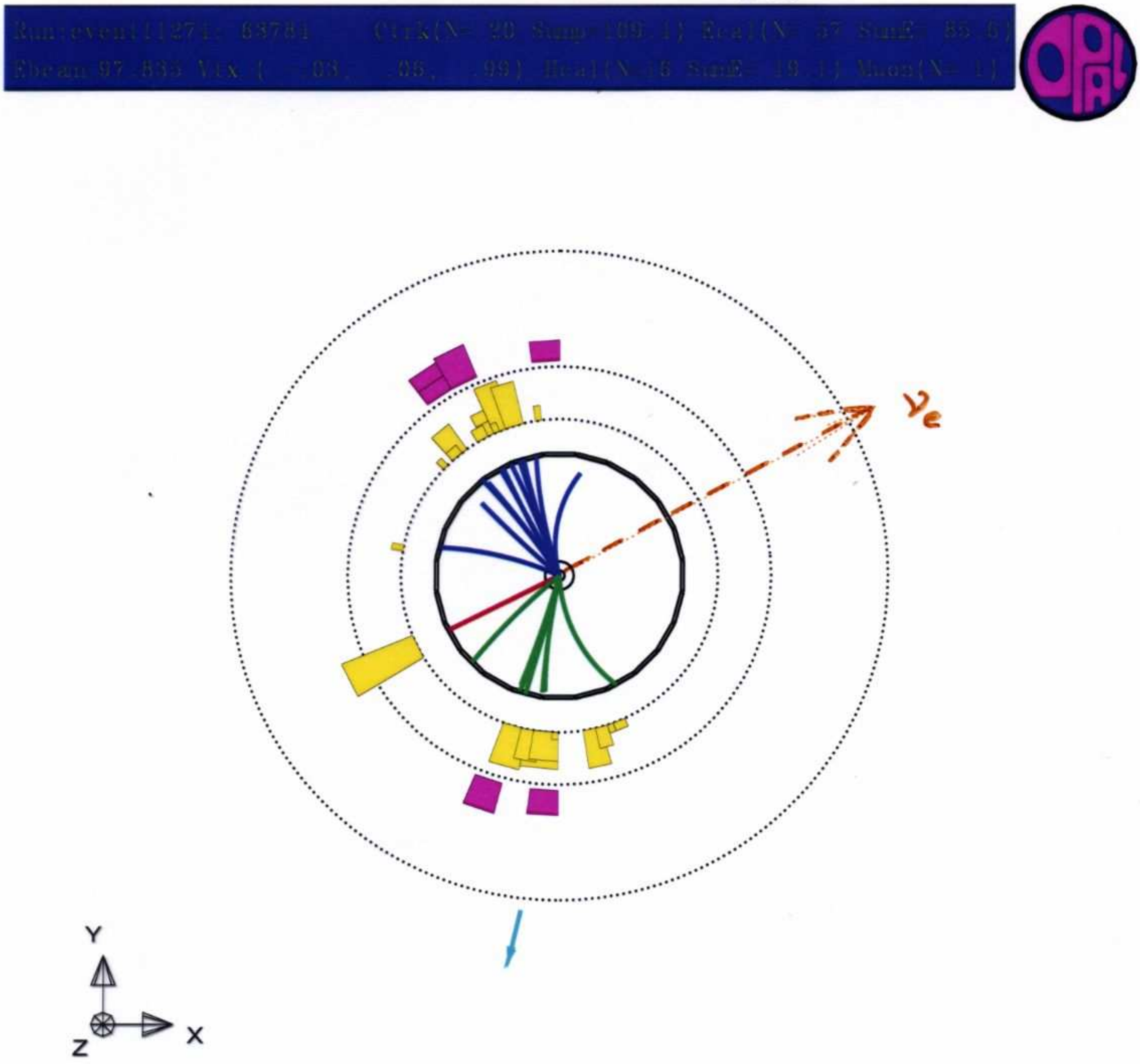
- In ~45% der Fälle: $e^+e^- \to W^+W^- \to 4$ Jets

$$e^+e^- \to W^+W^-, \quad W^- \to q\bar{q}', \quad W^+ \to q''\bar{q}'''$$

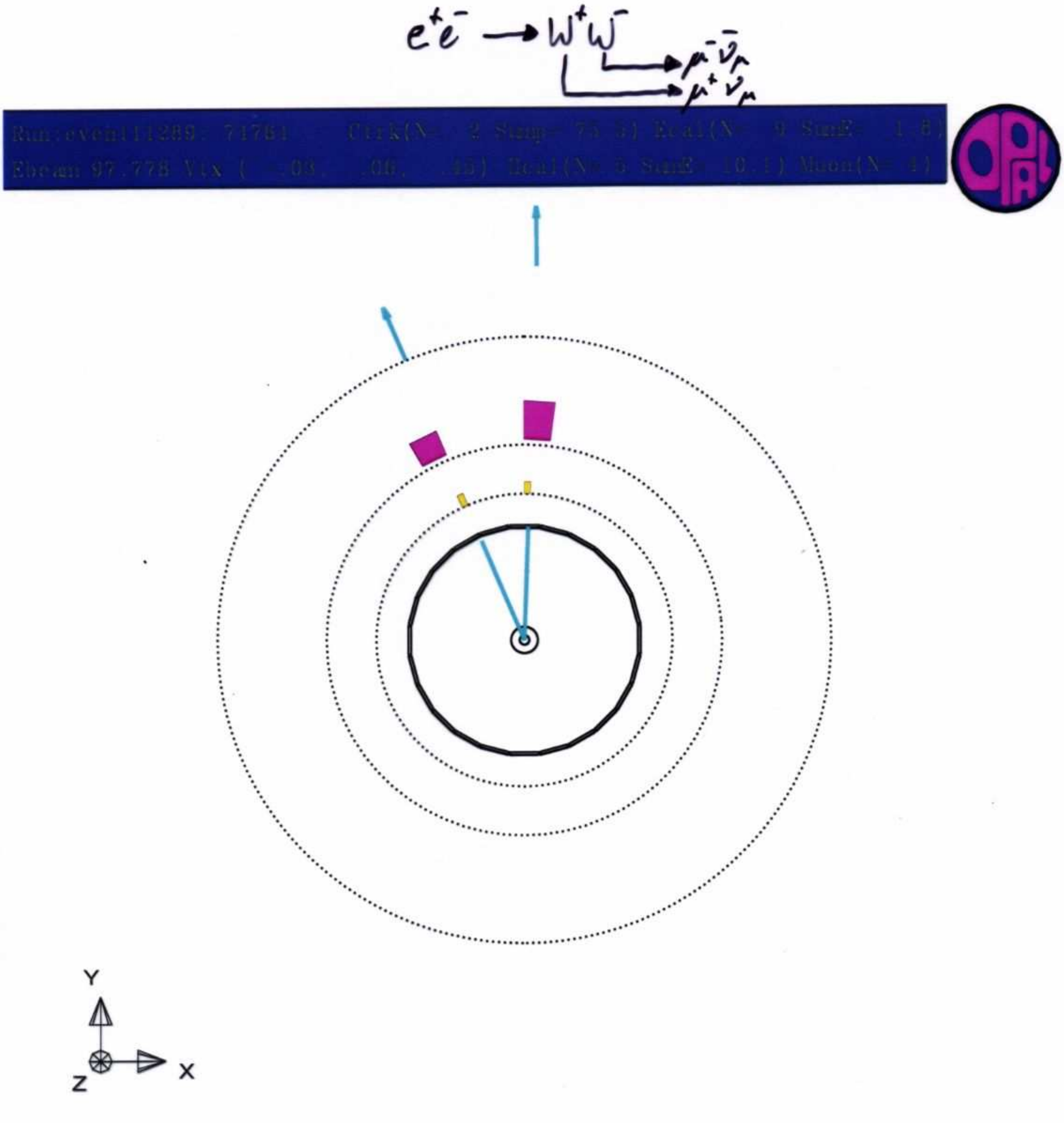


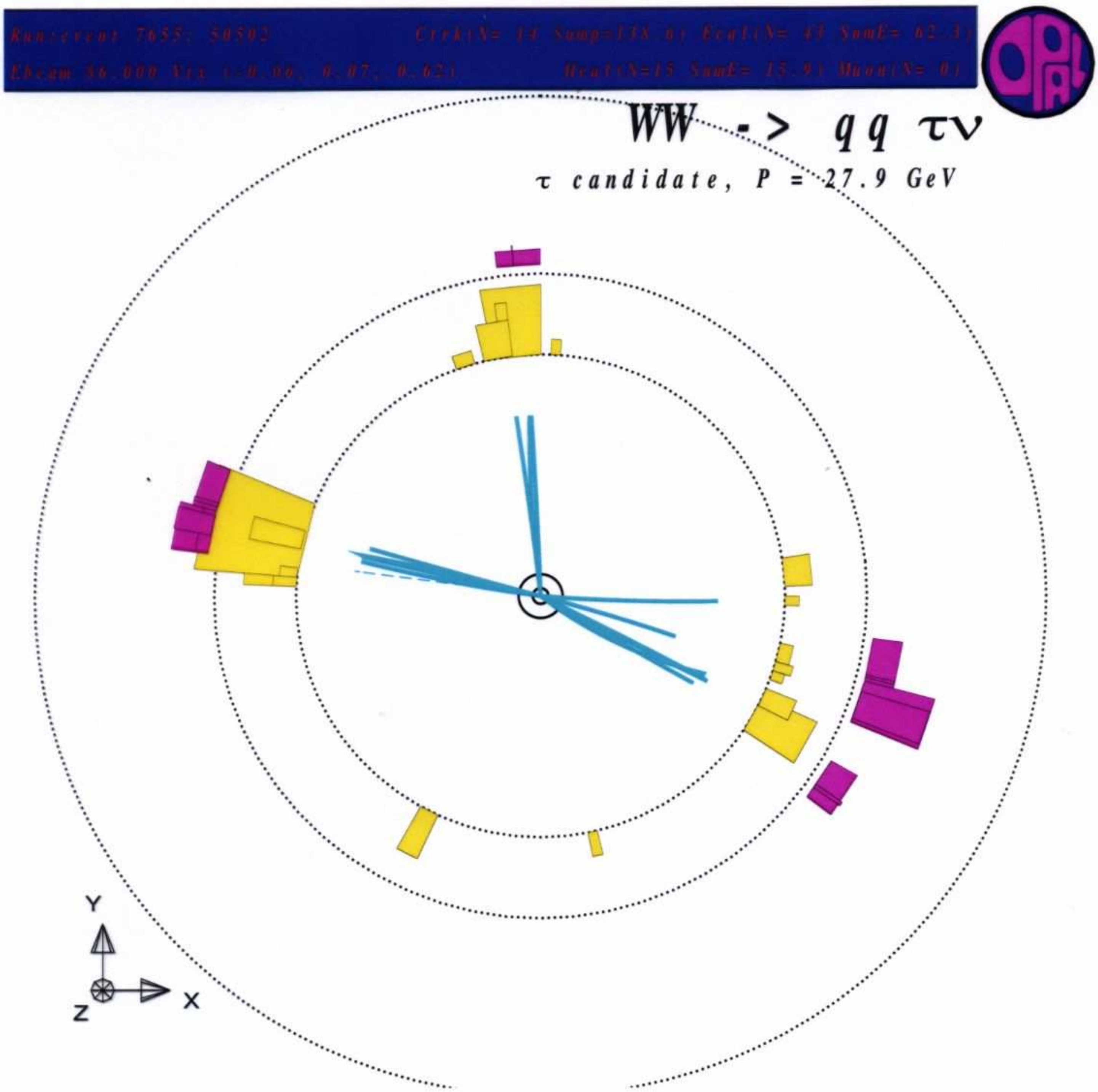
- In ~44% der Fälle: $e^+e^- \to W^+W^- \to$ 2 Jets + Lepton + Neutrino

$e^+e^- \to W^+W^-$, $W^- \to q\bar{q}'$, $W^+ \to e^+\nu_e$



- In ~11% der Fälle : $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow$ 2 Leptonen + 2 Neutrinos




WW -> q q τν
τ candidate, P = 27.9 GeV
Y
X
Z

# W-Boson-Eigenschaften

- relevant: Kopplung von $W^\pm$ an $e, \mu, \tau, \nu, q$
- → **partielle Zerfallsbreite $\Gamma_W$**

$$\Gamma_{f_i \bar{f}_j} = \underbrace{\frac{G_F M_W^3}{6\pi\sqrt{2}}}_{\approx 227\,\text{MeV}} \cdot \underbrace{|V_{ij}|^2}_{\substack{\text{Mischungs-}\\\text{matrix für}\\\text{Quarks}}} \cdot \underbrace{N_c}_{}$$

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

⇒ Verzweigungsverhältnisse

$$W \to \ell\bar{\nu} : q\bar{q}' \simeq 32\% : 68\%$$

dabei ist $W \to q\bar{q}'$ $\left( \sum_{i,j=u,d,s,c,b} |V_{ij}|^2 \simeq 2 \right)$

$$W^+ \to u\bar{d} : c\bar{s} : u\bar{s} : c\bar{d} : c\bar{b} : u\bar{b} \simeq 47.5\% : 47.5\% : 2.4\% : 2.4\% : 0.3\% : 10^{-5}$$

und Leptonuniversalität in $W \to \ell\nu$

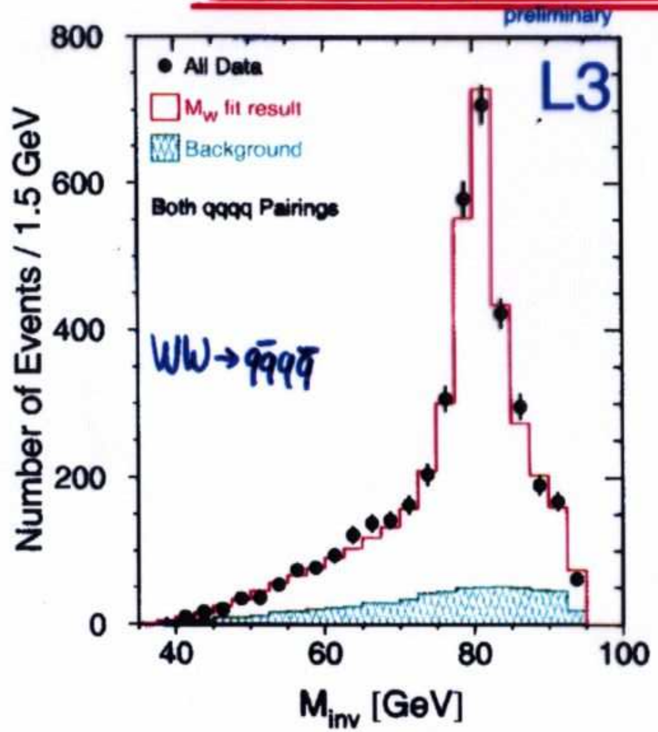
$$W^+ \to e^+\nu_e : \mu^+\nu_\mu : \tau^+\nu_\tau = \frac{1}{3} : \frac{1}{3} : \frac{1}{3}$$

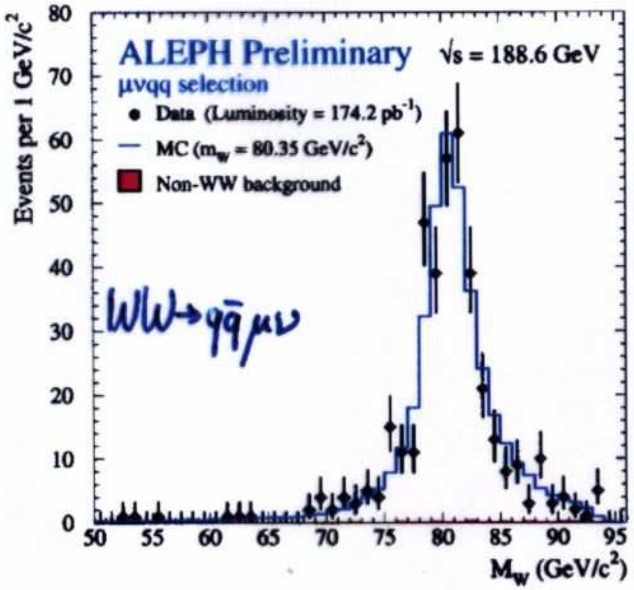
Masse $m_\tau = 1.77\,\text{GeV}/c^2$ ergibt Korrekturen

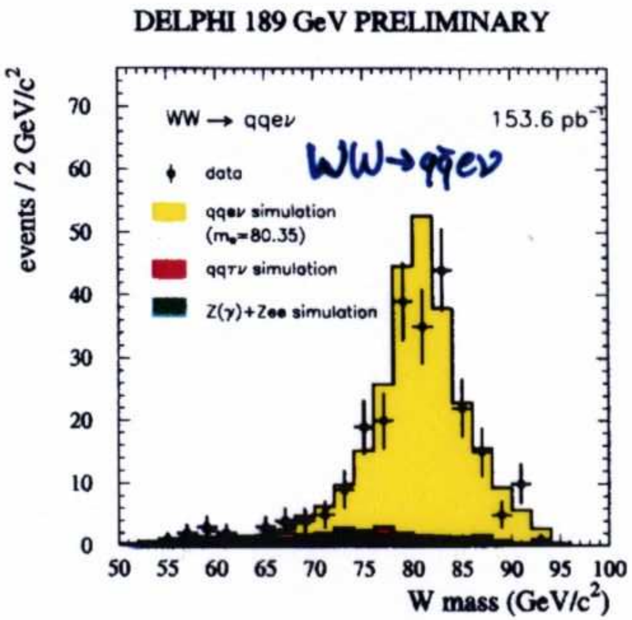
Alle diese Erwartungen wurden von Experimenten mit hoher Präzision (z.B. LEP II mit typisch < 1%) bestätigt gefunden.

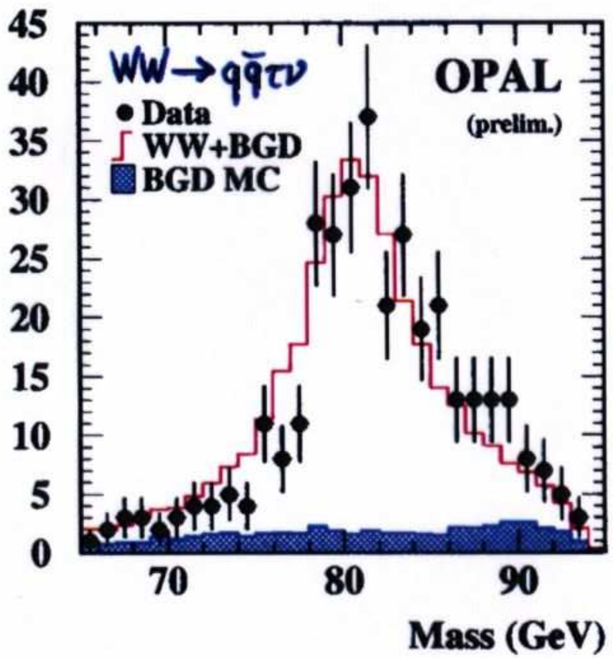
# W-Bosonmasse und -Zerfallsbreite

- **W-Masse**

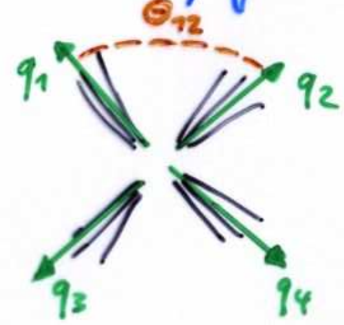



Rekonstruiere Impuls & Energie der Zerfalls-teilchen / Jets

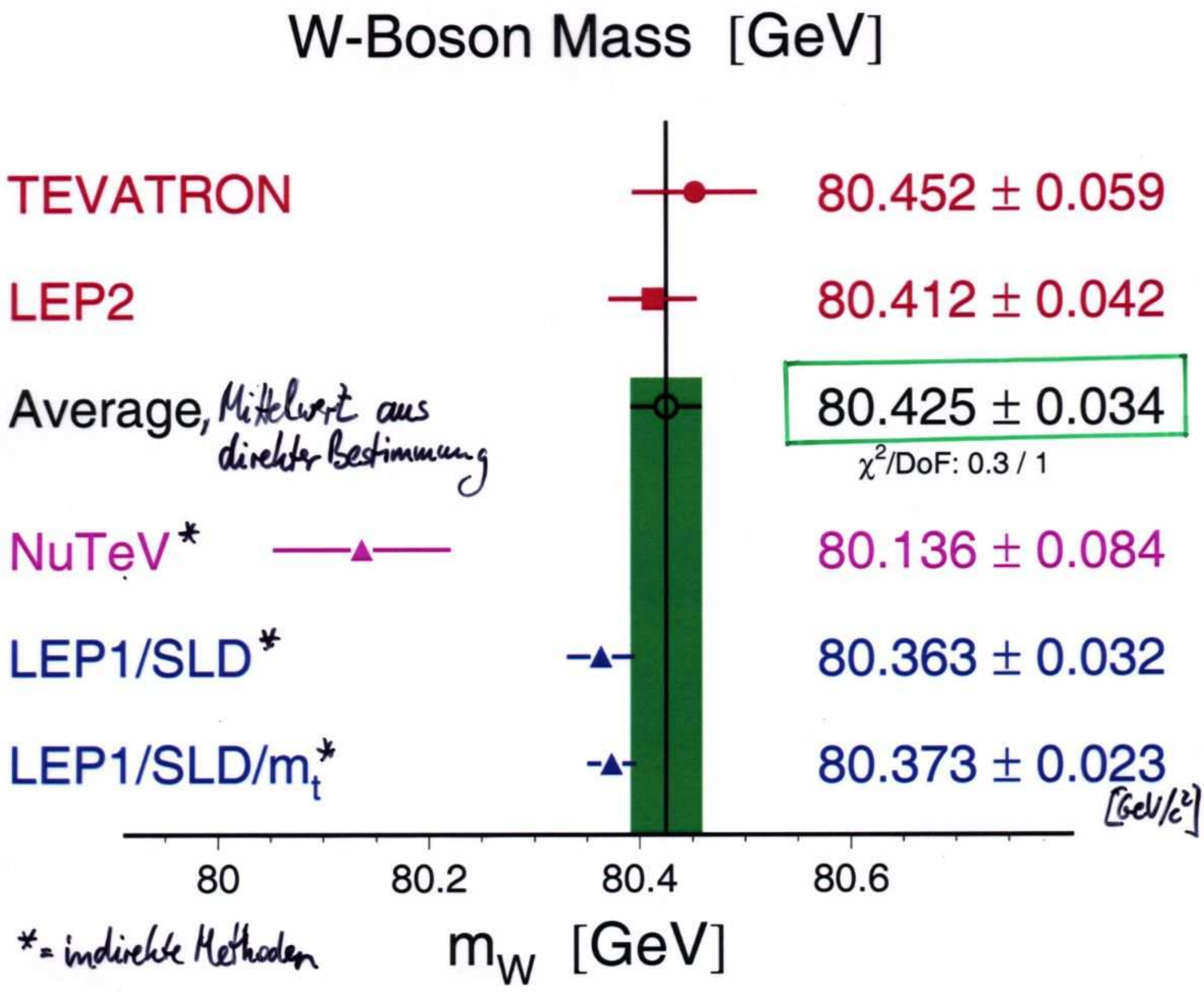



$$\Downarrow$$

$$m_{12}c^2 = \sqrt{2E_1E_2(1-\cos\Theta_{12})}$$

dito $m_{34}$

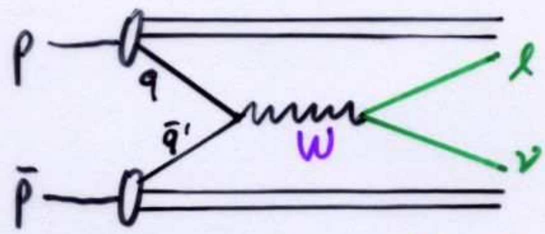
Nutze Energie- & Impuls-erhaltung aus! Insbesondere falls ein $\nu$ im Endzustand vorliegt



W-Boson Mass [GeV]
TEVATRON
80.452 ± 0.059
LEP2
80.412 ± 0.042
Average, Mittelwert aus direkter Bestimmung
80.425 ± 0.034
χ²/DoF: 0.3 / 1
NuTeV*
80.136 ± 0.084
LEP1/SLD*
80.363 ± 0.032
LEP1/SLD/m_t*
80.373 ± 0.023
[GeV/c²]
80
80.2
80.4
80.6
m_W [GeV]
* = indirekte Methoden

# W-Masse aus $p\bar{p}$-Kollisionen am Tevatron

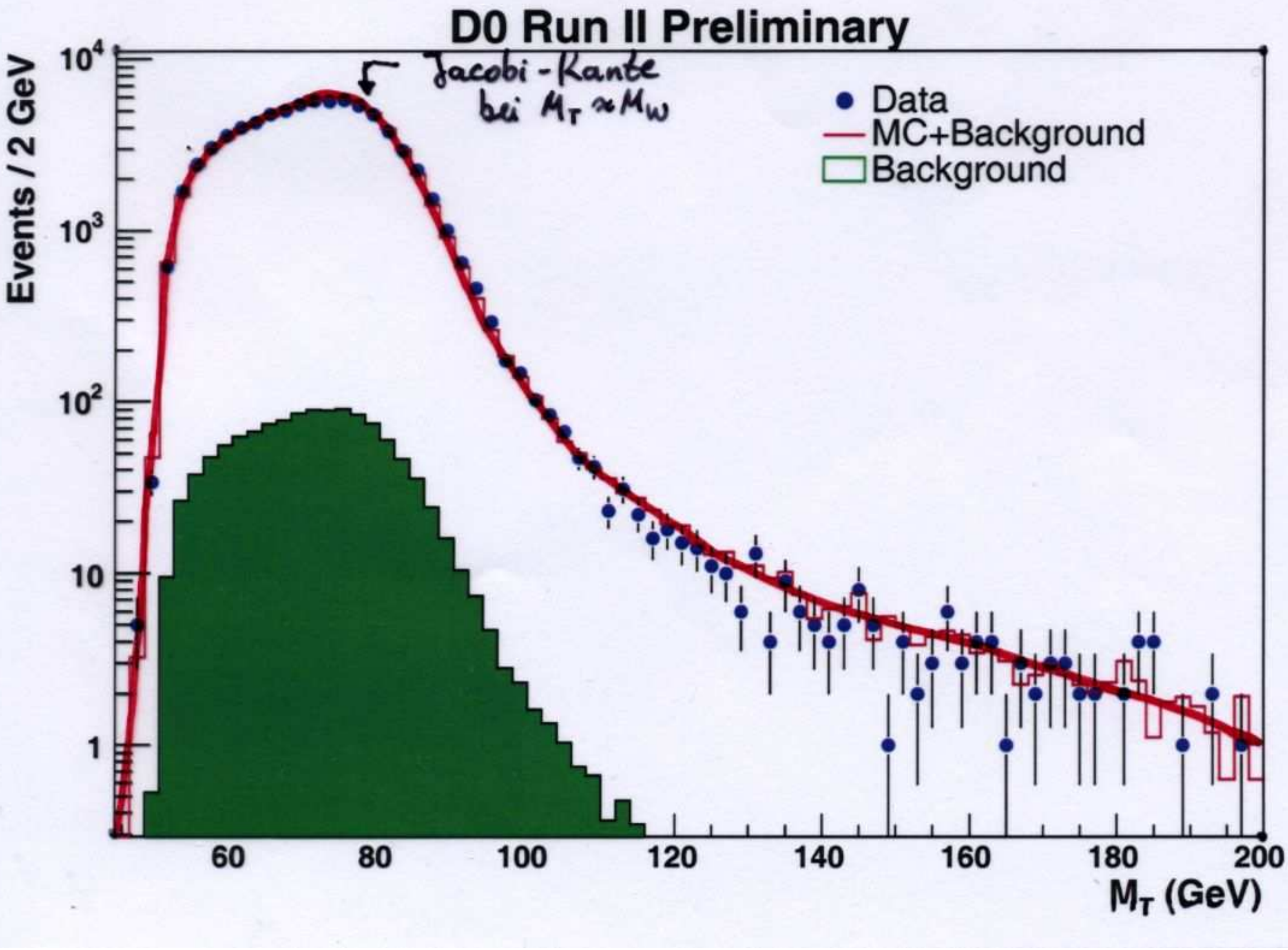
- W-Produktion




- W-Nachweis über leptonische Zerfälle $W \to e\nu_e, \mu\nu_\mu$
  da Proton/Antiprotonreste und QCD-Jets $W \to q\bar{q}'$ verdecken
- W-Masse aus Verteilung der transversalen Masse

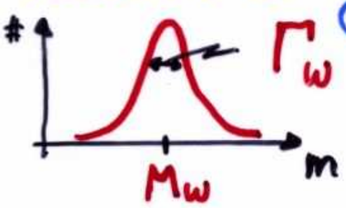
$$M_T c^2 = \sqrt{2\, E_{T,\ell}\, E_{T,\nu} \cdot \left(1 - \cos\sphericalangle(\ell,\nu)\right)}$$

  - $E_{T,\ell}$ ist Energie des Leptons ⊥ zur $p\bar{p}$-Strahlachse
  - $E_{T,\nu}$ dito für Neutrino aus Transversalimpulserhaltung



# W-Zerfallsbreite

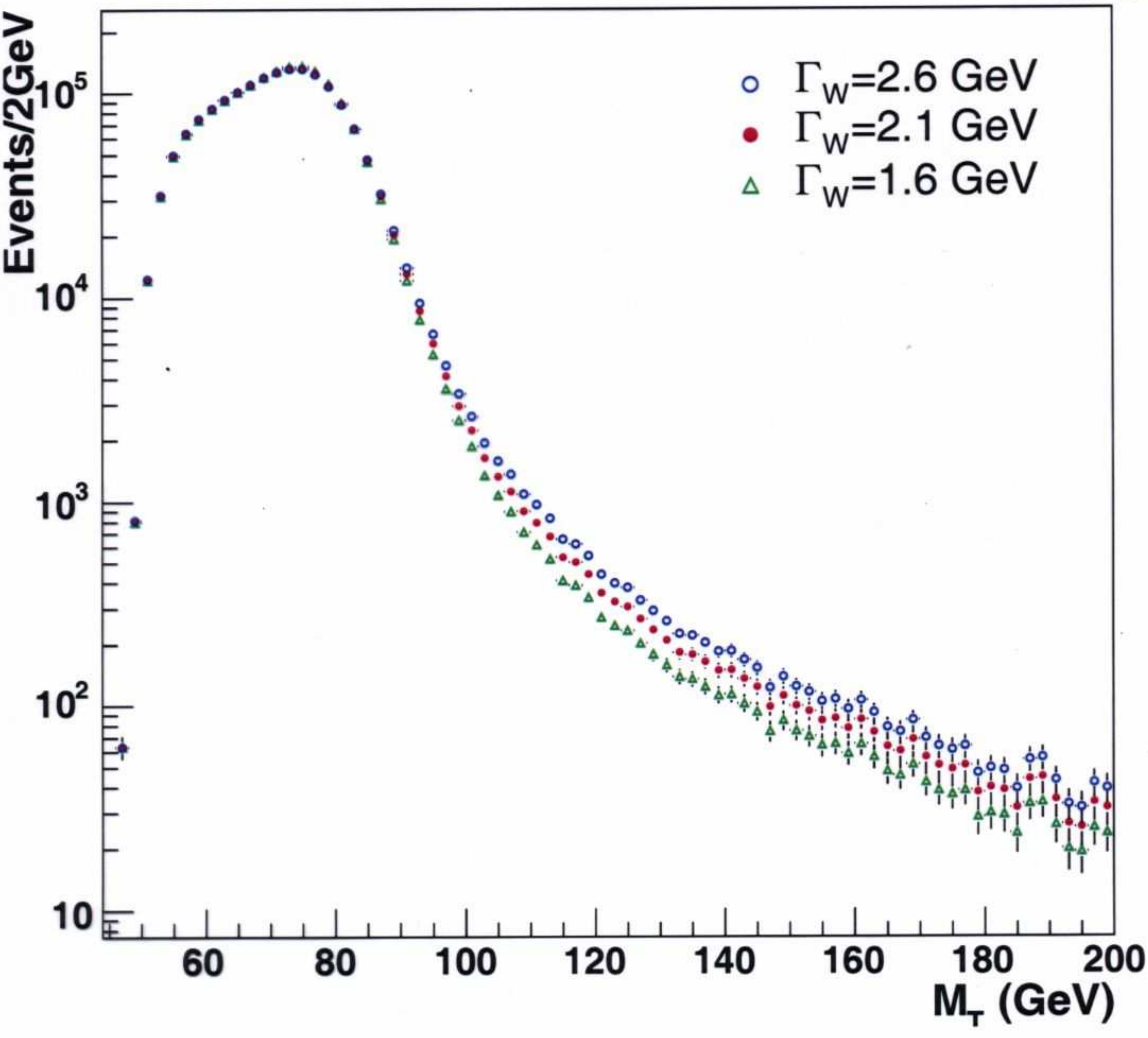
- in $e^+e^- \to W^+W^-$: aus Breite der Massenverteilung

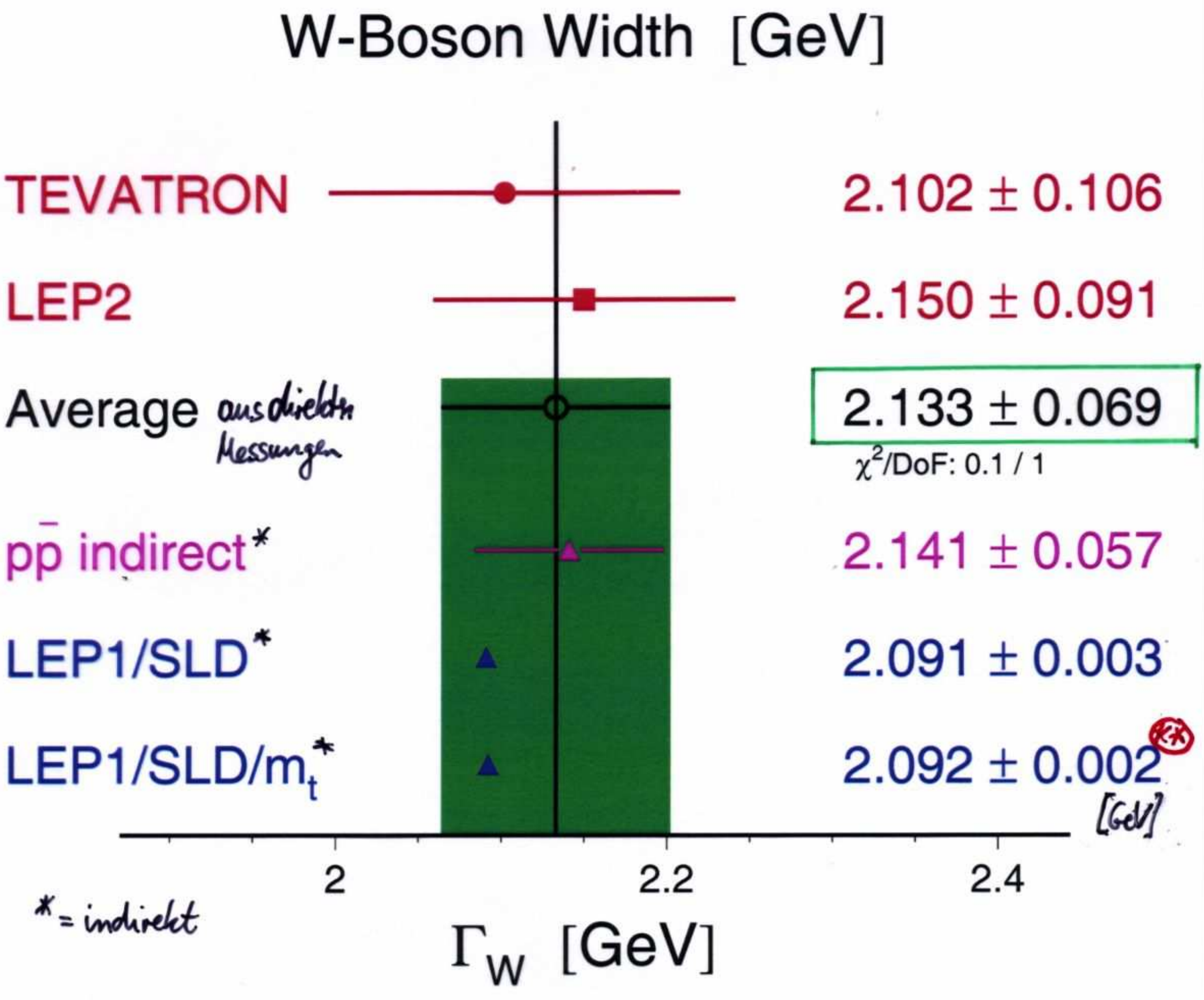



(nach Korrektur der endlichen Messgenauigkeit)

- in $p\bar{p} \to W + X$: aus abfallender Flanke oberhalb der Jacobi-Kante (nach Korrektur der endlichen Messgenauigkeit)

→ Messgenauigkeit des Detektors muss gut verstanden sein
→ Simulationen!






Erwartung des Standardmodells: $\Gamma_W = 2.09$ GeV

gegeben durch (**)

# Status der elektroschwachen Theorie

- Gemeinsame Beschreibung von elektromagn. und schwacher Wechselwirkung in einer Theorie
- Vorhersage und Beobachtung von (massiven) Vektorbosonen $W^+, W^-, Z$
- Beschreibung der Kopplungen der Vektorbosonen an Fermionen (Quarks & Leptonen) und experimentelle Bestätigung der erwarteten Kopplungsstärken
- Nicht-abelsche Struktur der Theorie führt zu den beobachteten Drei-Eichboson-Wechselwirkungen
- Fehlende anomale Drei-Eichboson-Kopplungen zeigen an, dass Vektorbosonen fundamental elementare Teilchen sind
- Geringe Stärke der schwachen Wechselwirkung Konsequenz der großen Massen von $W^+, W^-, Z$

? Bisherige Darstellung der $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ - Symmetrie lässt keine massiven Eichbosonen zu $\longrightarrow$ Brechung der Symmetrie erforderlich!

# Masse der 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 elmagn. Feldtensor

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

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

$\vec{E} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix}$ el. Feld

$\vec{B} = \begin{pmatrix} B_x \\ B_y \\ B_z \end{pmatrix}$ magn. Feld

bekannt, mit denen sich die Maxwell-Gleichungen einfach als

$$\partial_\mu F^{\mu\nu} = 0 \qquad \Rightarrow \qquad \partial_\mu \partial^\mu A^\nu = 0 \quad (*)$$

schreiben lassen, wobei $\square^2 \equiv \partial_\mu \partial^\mu = \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \vec{\nabla}^2$ bezeichnet.

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

# Masse der Eichbosonen: Verlust der Eichinvarianz

Um die Masse eines Teilchens zu berücksichtigen, muss $\Box^2 A^\nu = 0$ um einen Masseterm ergänzt werden → Proca-Gleichung

$$(*) \quad \left(\Box^2 + \left(\frac{mc}{\hbar}\right)^2\right) W^\mu = 0$$

Diese Gleichung beschreibt massive Teilchen mit Spin 1

Unter einer U(1)-Eichtransformation

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

folgt:

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

Dies ist i.A. nicht Null und somit ist die Proca-Gleichung $(*)$ nicht mehr invariant unter U(1)-Eichtransformation.

Analog gilt dies auch für $SU(2) \times U(1)$-Eichtransformationen.

Konsequenz:

- W-, Z-Bosonmassenterme zerstören $SU(2) \times U(1)$-Eichinvarianz

⇒ Brechung der $SU(2) \times U(1)$-Symmetrie

# Massen der Eichbosonen

Struktur der elektroschwachen Wechselwirkung durch $SU(2) \times U(1)$ - Symmetrie bestimmt

Glashow's original aim was to *unify* the weak and electromagnetic interactions, to combine them into a single theoretical system, in which they would appear not as unrelated phenomena, but rather as different manifestations of one fundamental "electroweak" interaction. This was a bold proposition, in 1961.[17] In the first place, there was the enormous disparity in strength between weak and electromagnetic forces. However, as Glashow and others recognized, this could be accounted for if the weak interactions were mediated by extremely massive particles. Of course, this immediately begs the second question: If it's really all one basic interaction, how come the electromagnetic mediator ($\gamma$) is massless, when the weak mediators ($W^{\pm}$ and $Z^0$) are so heavy? Glashow had no particularly good answer ("It is a stumbling block we must overlook," he said coyly). The solution was provided by Weinberg and Salam, in 1967 in the form of the "Higgs mechanism"

## Higgs-(Kibble)-Mechanismus

- Spontane Eichsymmetrie-Brechung (SSB)
- Boson-Massen
- Fermion-Massen
- berechenbare Theorie

# Spontane Symmetriebrechung

Zwei Arten von Symmetriebrechung

(1) explizite Symmetriebrechung

durch "externe" Störungen

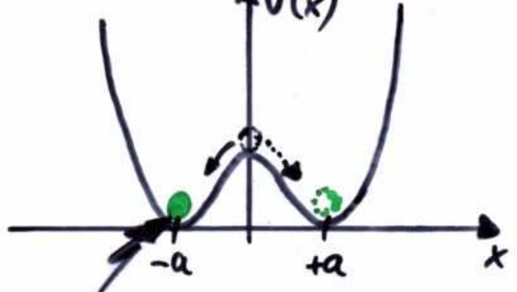
(z.B. Zeemann-Effekt: Aufspaltung energetisch entarteter Niveaus im Atom durch externes Magnetfeld $\vec{B}$)

(2) spontane Symmetriebrechung

Die Grundgesetze (Lagrangefkt., 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 (Weiß'scher) Bezirke mit einheitlicher Ausrichtung der Elementardipole

- "Double Well"-Potential: Spiegelsymmetrie $V(x) = V(-x)$



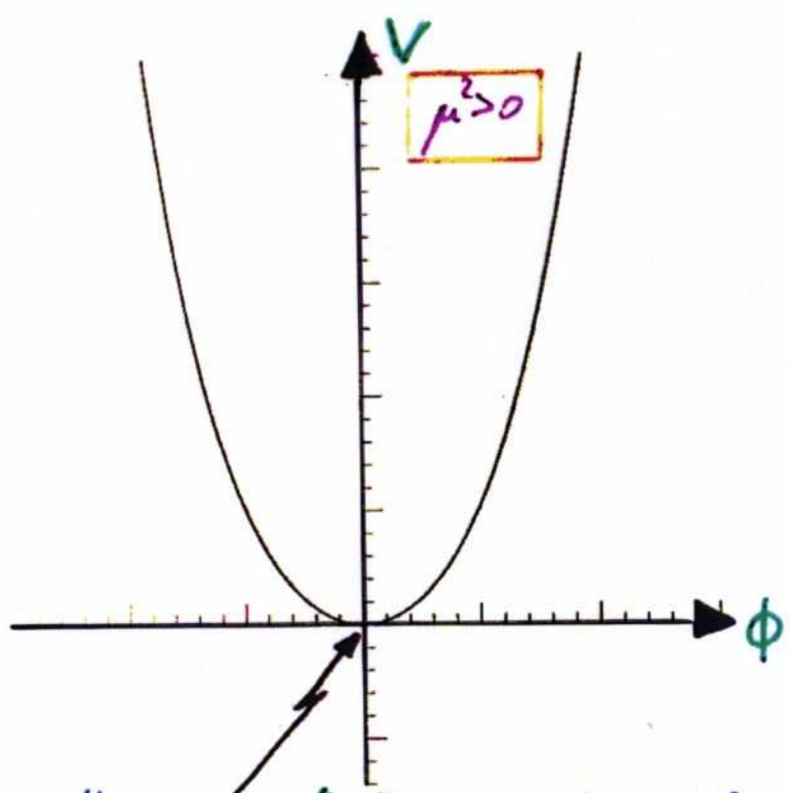

Zustand niedrigster Energie $x=a$ oder $x=-a$ ist unsymmetrisch

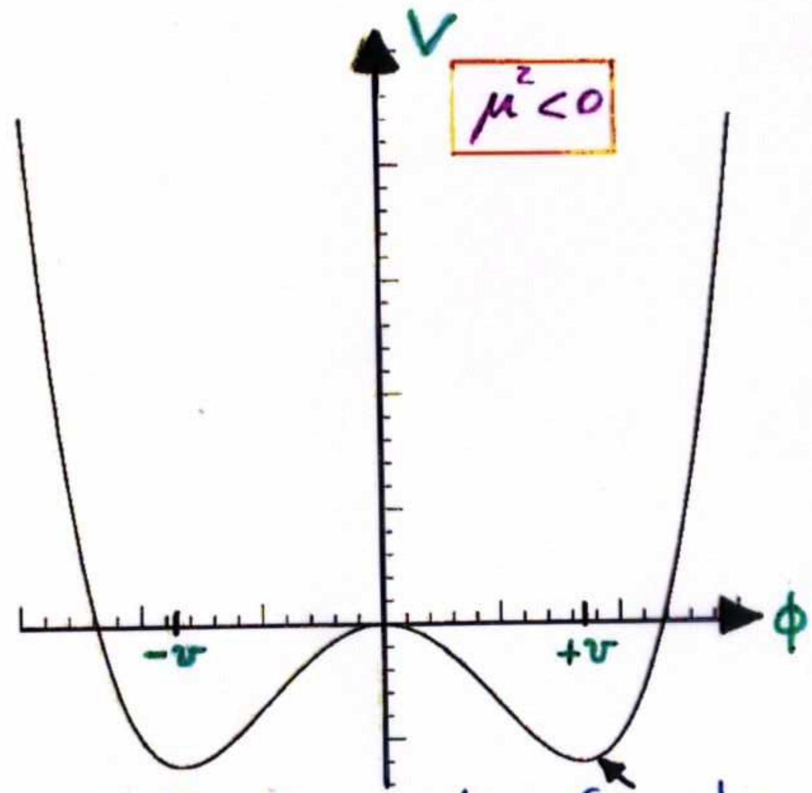
Teilchen "wählt" einen der beiden Zustände aus:

↳ spontane Symmetriebrechung

# Spontane Symmetriebrechung

- Lagrangefkt. des Hintergrundfeldes: $\mathcal{L} = T - V = \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi)^2 - \left(\frac{1}{2}\mu^2\phi^2 + \frac{1}{4}\lambda^2\phi^4\right)$




im Minimum: $\langle|\phi|\rangle = 0$, $\phi \mapsto -\phi$ Sym. $\qquad$ $\langle|\phi|\rangle = \pm v$, keine Symmetrie

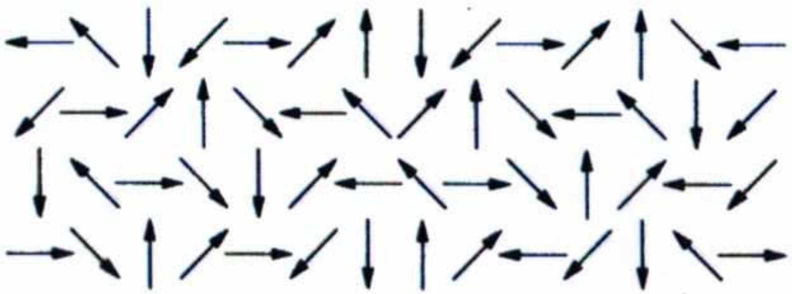
- Analogien: z.B. Ferromagnetismus ober-/unterhalb Curie-Temperatur

# Spontane Symmetriebrechung

- Analogiebeispiel: Ferromagnetismus

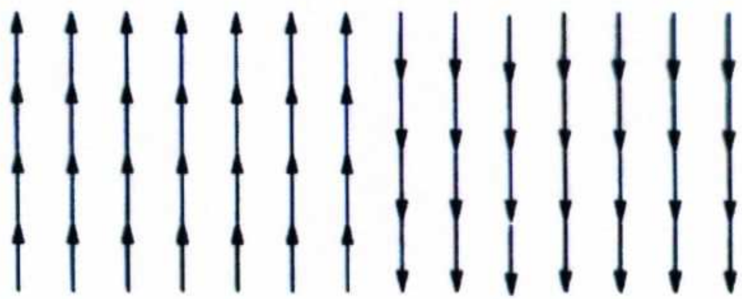
$T > T_{Curie}$ $\boxed{\text{Temperatur hoch}}$

$\boxed{\text{Temperatur niedrig}}$ $T < T_{Curie}$



Magnetfeld im Mittel $= 0$

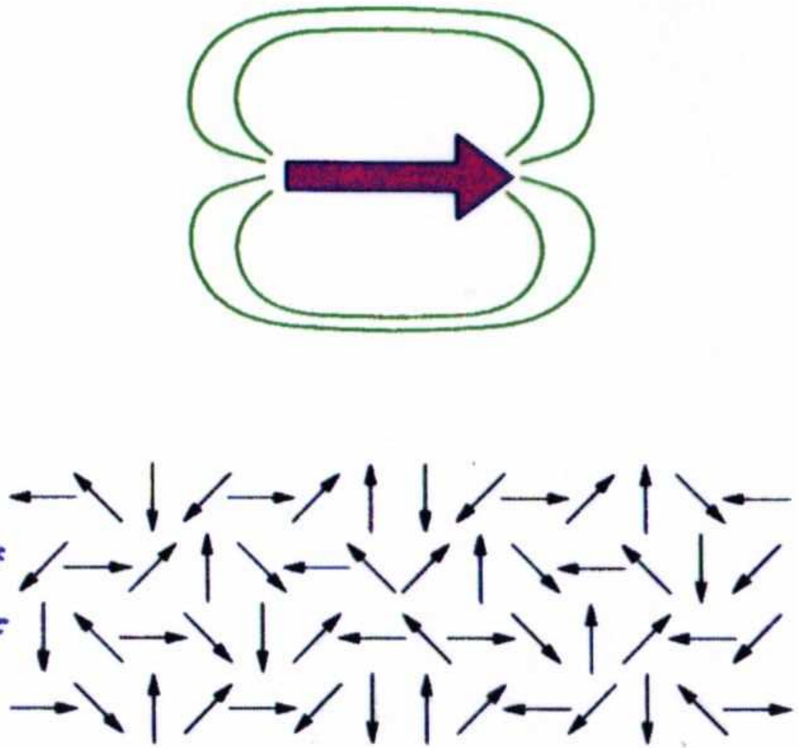
Rotationssymmetrie



Magnetfeld im Mittel $\neq 0$

keine Rotationssymmetrie

$T > T_{Curie}$ $\boxed{\text{Temperatur hoch}}$

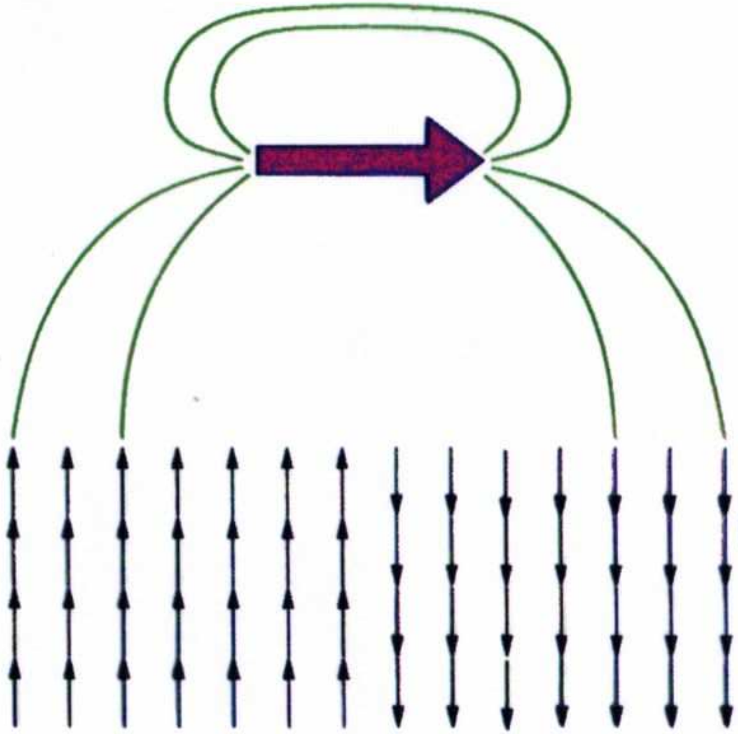



Magnetfeld im Mittel $= 0$

keine Wechselwirkung mit Hintergrundfeld

→ gespeicherte Energie im Feld $= 0$

$\boxed{\text{Temperatur niedrig}}$ $T < T_{Curie}$



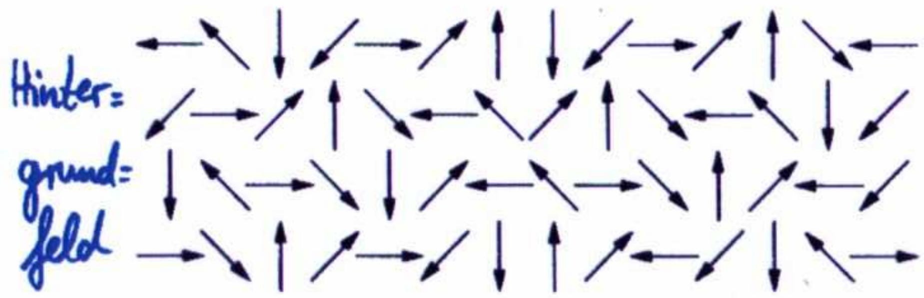

Magnetfeld im Mittel $\neq 0$

Wechselwirkung mit Hintergrundfeld

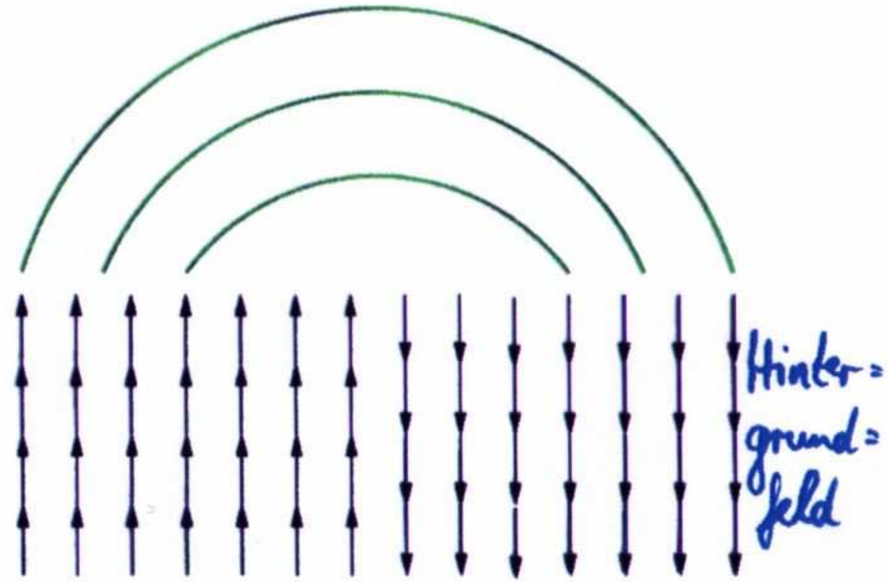
→ gespeicherte Energie im Feld $\neq 0$

$T > T_{Curie}$ $\boxed{\text{Temperatur hoch}}$

$\boxed{\text{Temperatur niedrig}}$ $T < T_{Curie}$




Magnetfeld im Mittel $= 0$




Magnetfeld im Mittel $\neq 0$

$\frac{\text{Selbstwechselwirkung-}}{\text{im Hintergrundfeld}}$

→ gespeicherte Energie im Feld $\neq 0$

# Spontane Symmetriebrechung im Standard Modell

Es wird ein neues Feld eingeführt, das

- invariant unter $SU(2) \times U(1)$ an Leptonen, Quarks und die Eichfelder $B, W^1, W^2, W^3$ gekoppelt ist,
- im energetisch tiefsten Zustand von Null verschieden ist,
- den Gesamtkosmos zu allen Zeiten mit einem Vakuumfeld $v = \text{const} \neq 0$ ausfüllt,
- die $SU(2) \times U(1)$-Invarianz spontan bricht.

⇒ ▸ spinloses Feld, d.i. Skalarfeld
▸ nicht-trivial unter $SU(2) \times U(1)$ (d.h. keine einfache Konstante)

Einfachste Wahl: Dublett von skalaren, komplexwertigen Feldern

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

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

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

und mit dem Wert im Vakuum

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

↑ Wahl der unteren Komponente ist spontane Symmetriebrechung!

# Erzeugung der Fermionmassen

Hier nur Leptonen; Quarks folgen später, weil 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 rechtshändigen Fermionen:

$$L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix} \qquad R = (e_R)$$

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

$$f_e \cdot \left( \bar{L} \cdot HR + \bar{R} \cdot H^\dagger L \right)$$

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

$$\Rightarrow \quad f_e \cdot \left[ \bar{\nu}_L e_R H^+ + \bar{e}_L e_R H^0 + \bar{e}_R \nu_L H^- + \bar{e}_R e_L H^{0*} \right]$$

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

$$\ldots = \frac{1}{\sqrt{2}} f_e v \left( \bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L \right) = \boxed{f_e v} \cdot \bar{e}e / \sqrt{2}$$

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-Kopplungskonst.), den die Theorie nicht festlegen kann.

# Masse der Eichbosonen

Konstruiere dazu aus kovarianter Ableitung

$$D_\mu H(x) = \left(\partial_\mu - \frac{i}{2} g_W \underset{\uparrow}{\tau^i} \underset{\uparrow}{W^i_\mu} - \frac{i}{2} g' \underbrace{Y}_{=+1 \text{ für Higgs}} B_\mu\right) H(x)$$

$i = 1, 2, 3$

und dem Mexican-Hat-Potential $V(H)$ die Lagrangedichte

$$\mathcal{L}_{Higgs} = (D_\mu H)^+ (D^\mu H) - V(H)$$

und gehe mit spontaner Sym.brechung zum Vakuumzustand $H_{vac} = \frac{v}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}0\\1\end{pmatrix}$ über (NB: $\partial_\mu H_{vac} = 0$)

$$\Rightarrow \quad D_\mu H_{vac} = -\frac{i}{2}\frac{v}{\sqrt{2}}\left[g' B_\mu + g_W W^3_\mu \tau^3 + \sqrt{2} g_W \left(W_\mu \tau^+ + W^*_\mu \tau^-\right)\right]\begin{pmatrix}0\\1\end{pmatrix}$$

(NB: $W_\mu := \frac{1}{\sqrt{2}}(W^1_\mu - i W^2_\mu)$ , $\tau^\pm := \frac{1}{2}(\tau^1 \pm i\tau^2)$ und
$\tau^+\begin{pmatrix}0\\1\end{pmatrix} = \begin{pmatrix}1\\0\end{pmatrix}$ ; $\tau^-\begin{pmatrix}0\\1\end{pmatrix} = 0$ ; $\tau^3\begin{pmatrix}0\\1\end{pmatrix} = -\begin{pmatrix}0\\1\end{pmatrix}$ )

$$\Rightarrow \quad D_\mu H_{vac} = -\frac{i}{2}\frac{v}{\sqrt{2}}\left[\left(g' B_\mu - g_W W^3_\mu\right)\begin{pmatrix}0\\1\end{pmatrix} + \sqrt{2} g_W W^*_\mu \begin{pmatrix}1\\0\end{pmatrix}\right]$$

$$\xrightarrow{|\ldots|^2} \quad \boxed{(D_\mu H_{vac})^* \cdot (D^\mu H_{vac}) = \frac{v^2}{8}\left[\underbrace{\left(g' B_\mu - g_W W^3_\mu\right)^2}_{\text{Masse des Z}} + \underbrace{2 g_W^2 W^*_\mu W^\mu}_{\text{Masse des W}}\right]} \quad (*)$$

Masse des Z

$$\boxed{M_Z^2 = g_Z^2 \frac{v^2}{4}}$$

Masse des W

$$\boxed{M_W^2 = g_W^2 \frac{v^2}{4}}$$

mit $g_Z \equiv g_W / \cos\theta_W$
und $\tan\theta_W \equiv g'/g_W$

# Masse der Eichbosonen

- Die Massen der Eichbosonen sind durch die Kopplungskonstanten

$g_W = e/\sin\Theta_W$

$g_Z = e/\sin\Theta_W \cos\Theta_W$

gegeben: $\boxed{M_W = g_W \frac{v}{2}}$ $\boxed{M_Z = g_Z \frac{v}{2}}$ $\Rightarrow$ $\boxed{\frac{M_W}{M_Z} = \frac{g_W}{g_Z} = \cos\Theta_W}$

und insbesondere gibt es keinen Massenterm für das Photon in $\circledast$ (vorherige Folie), also

$$\boxed{M_\gamma = 0}$$

- Der Vakuum-Erwartungswert $v$ des Higgs-Feldes folgt aus der Fermi-Relation $G_F = \frac{\sqrt{2}}{8}\left(\frac{g_W}{M_W}\right)^2$ und ergibt

$$\boxed{v = \frac{1}{\sqrt{\sqrt{2}\,G_F}} \simeq 246 \text{ GeV}}$$

- Masse des Higgs-Boson:

$$\boxed{M_H = v \cdot \sqrt{2\lambda}}$$

wobei die Kopplungskonst. $\lambda$ des Higgs-Feldes aus dem Potential $V(H)$ unbekannt ist

# Wie viele Higgs-Teilchen?

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:

$H^+$, $\quad H^- = (H^+)^*$ $\quad$ elektr. Ladung $\pm 1e$

$H^0$, $\quad \overline{H^0} = (H^0)^*$ $\quad$ elektr. neutral

- Tatsächlich beobachtbar nur ein neutrales Higgs-Teilchen, denn

▷ $v = 0 \Rightarrow W^1, W^2, W^3, B$ masselos
$\Rightarrow$ nur 2 Spineinstellungen: Helizität $\pm 1$

▷ nach der spontanen Symmetriebrechung
$v \neq 0 \Rightarrow W^+, W^-, Z^0$ massiv
$\Rightarrow$ 3 Spineinstellungen: Helizität $\pm 1, 0$
$\Rightarrow$ 3 Felder mit Helizität 0 & elektr. Ladung $+1, -1, 0$ benötigt
$\rightarrow$ von $H^+(x)$, $H^-(x)$, $\mathrm{Im}(H^0(x))$ geliefert!

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

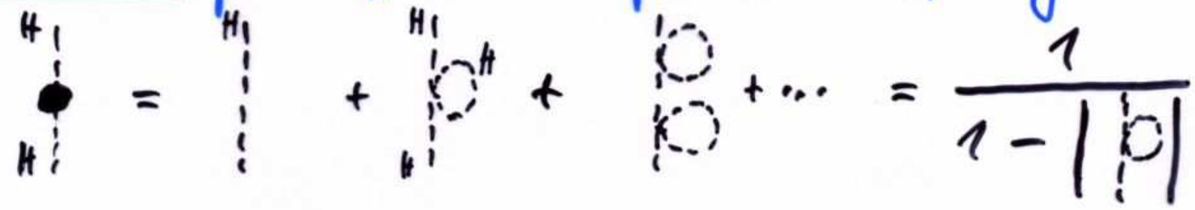
(NB: Dies folgt auch nach länglicher, aber trivialer Rechnung aus der Lagrangedichte $\mathcal{L}_{Higgs}$ bei Entwicklung um Potentialminimum)

# Theoretische Massengrenzen fürs Higgs-Boson

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

wobei die Kopplung $\lambda$ ein freier Parameter ist

- **Obere Grenze** für $m_H$ aus Laufen der Kopplung $\lambda$:



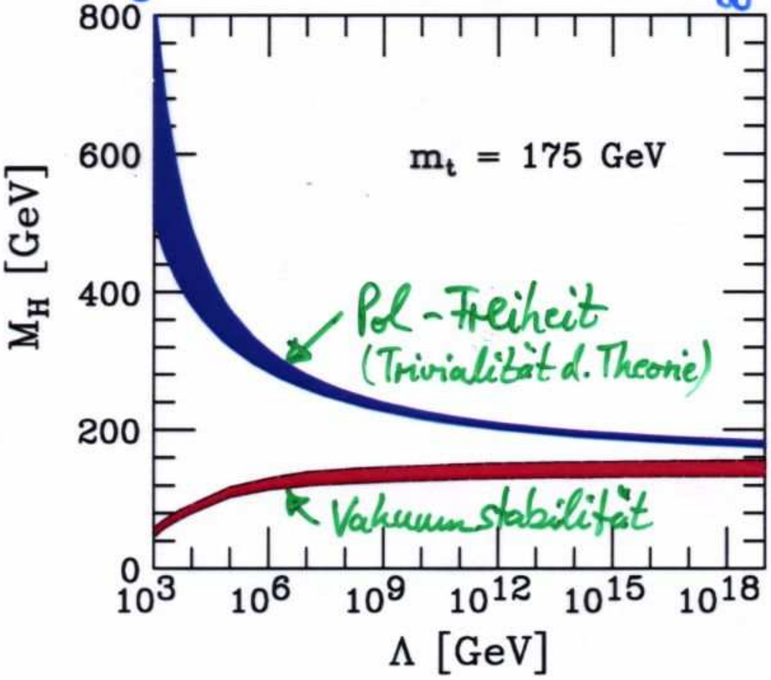

$$\Rightarrow \lambda(\mu^2) = \frac{\lambda(v^2)}{1 - \frac{3}{4\pi^2}\lambda(v^2)\ln\left(2\mu^2/v^2\right)}$$

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 elektroschw. Minimum

$\}\Rightarrow$




$\Rightarrow$ für $m_H \simeq 160 - 180$ GeV könnte Standardmodell bis zur Skala der Gravitation $\Lambda_{Planck} \simeq 10^{19}$ 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

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

| Meßbare Teilchen, | Masse | und ihre Kopplungen: |
|---|---|---|
| $W^\pm \hat{=} \frac{1}{\sqrt{2}}(W^1 \mp i W^2)$ | ; $m_W = g_W \cdot \frac{v}{2}$ | ; $g_W = e/\sin\theta_W$ |
| $Z \hat{=} W^3 \cos\theta_W - B \sin\theta_W$ | ; $m_Z = m_W/\cos\theta_W$ | ; $g_Z = e/\sin\theta_W \cdot \cos\theta_W$ |
| $\gamma \hat{=} W^3 \sin\theta_W + B\cos\theta_W$ | ; $m_\gamma = 0$ | ; $g_e = e = \sqrt{4\pi\alpha_{em}}$ |
| $H^0$ | ; $m_{H^0} = ?$ <br> $= v \cdot \sqrt{2\lambda}$ | ; $g_H = m_f = f_f \cdot v/\sqrt{2}$ <br> für Fermion $f$ |

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

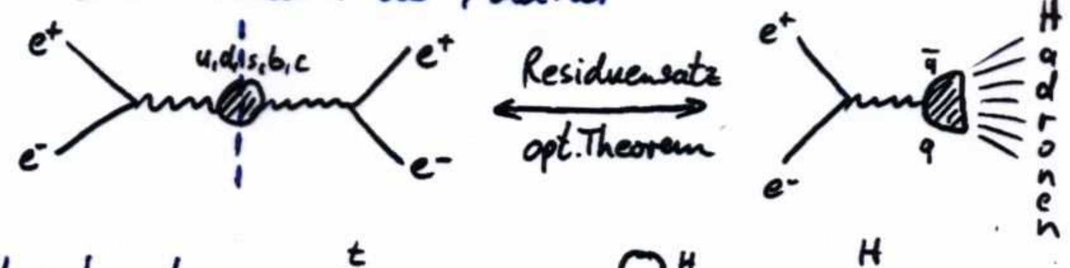
# Zustand des Standard-Modells

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

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

  - ▷ Schleifenkorrekturen
    - □ QED: 


      hadronischer Beitrag hängt von schlecht bekannten Quarkmassen ab, daher




    - □ elektroschwach: 

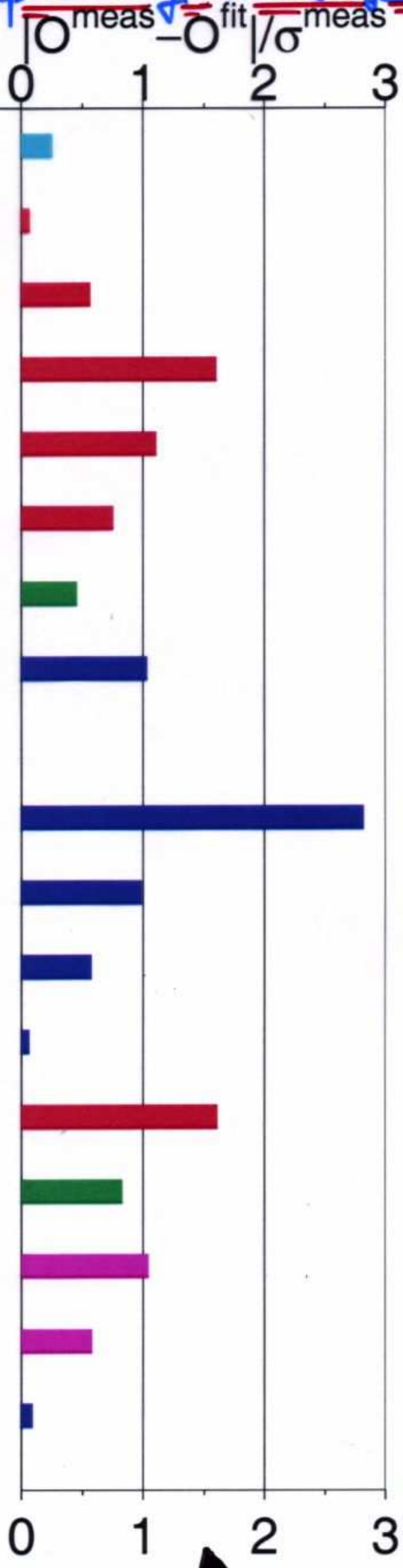

      top-Quarkmasse und Higgs-Bosonmasse liefern relevante Korrekturen

⟹ Vergleich: $m_W^{\text{direkt}} \leftrightarrow m_W^{\text{indirekt}}$ testet Schleifenkorrekturen

außerdem: Informationen über Higgs-Bosonmasse

# Standardmodell: Messungen vs. Anpassung/Vorhersage

| | Measurement (Stand: Frühjahr 2005) | Fit |
|---|---|---|
| $\Delta\alpha_{had}^{(5)}(m_Z)$ | $0.02761 \pm 0.00036$ | 0.02770 |
| $m_Z$ [GeV] | $91.1875 \pm 0.0021$ | 91.1874 |
| $\Gamma_Z$ [GeV] | $2.4952 \pm 0.0023$ | 2.4965 |
| $\sigma_{had}^0$ [nb] | $41.540 \pm 0.037$ | 41.481 |
| $R_l$ | $20.767 \pm 0.025$ | 20.739 |
| $A_{fb}^{0,l}$ | $0.01714 \pm 0.00095$ | 0.01642 |
| $A_l(P_\tau)$ | $0.1465 \pm 0.0032$ | 0.1480 |
| $R_b$ | $0.21630 \pm 0.00066$ | 0.21562 |
| $R_c$ | $0.1723 \pm 0.0031$ | 0.1723 |
| $A_{fb}^{0,b}$ | $0.0992 \pm 0.0016$ | 0.1037 |
| $A_{fb}^{0,c}$ | $0.0707 \pm 0.0035$ | 0.0742 |
| $A_b$ | $0.923 \pm 0.020$ | 0.935 |
| $A_c$ | $0.670 \pm 0.027$ | 0.668 |
| $A_l(SLD)$ | $0.1513 \pm 0.0021$ | 0.1480 |
| $\sin^2\theta_{eff}^{lept}(Q_{fb})$ | $0.2324 \pm 0.0012$ | 0.2314 |
| $m_W$ [GeV] | $80.425 \pm 0.034$ | 80.390 |
| $\Gamma_W$ [GeV] | $2.133 \pm 0.069$ | 2.093 |
| $m_t$ [GeV] | $178.0 \pm 4.3$ | 178.4 |




Standardmodell-Vorhersage aus Anpassung der freien Parameter an Messdaten:

$$\Rightarrow \quad \frac{\text{Messung} - \text{Theorie}}{\text{Messfehler}} =$$

## Vergleich: indirekte ↔ direkte $m_W$, $m_{top}$

| $[GeV/c^2]$ | indirekt | direkt |
|---|---|---|
| $m_W$ | $80.363 \pm 0.032$ | $80.425 \pm 0.034$ |
| $m_{top}$ | $172 {}^{+13}_{-10}$ | $178.0 \pm 4.3$ |

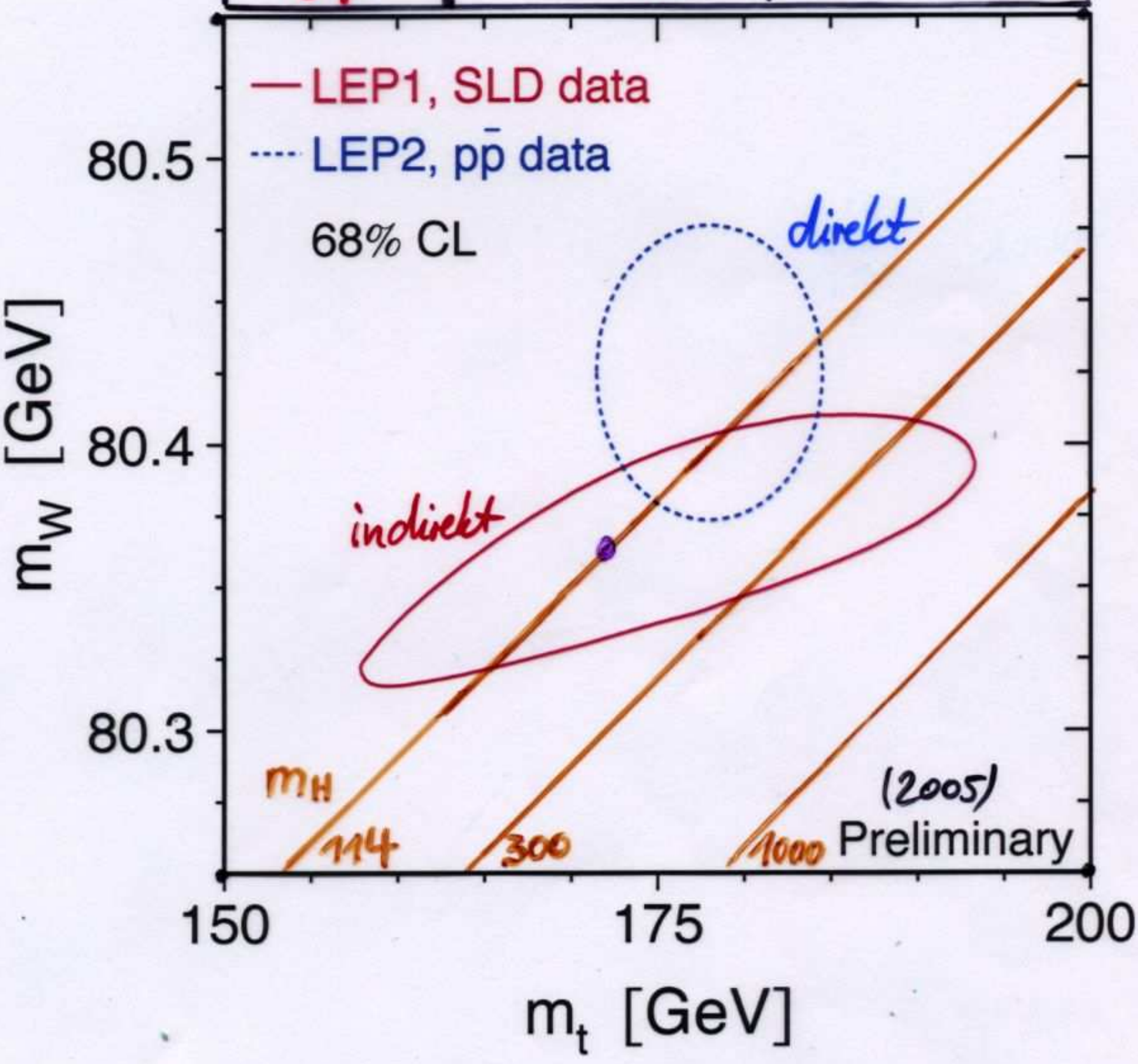



Figure 8.10: Contour curves of 68% probability in the $(m_t, m_W)$ plane. The shaded band shows the SM prediction based on the value for $G_F$ for various values of the Higgs mass and fixed $\Delta\alpha^{(5)}_{had}(m_Z^2)$; varying the hadronic vacuum polarisation by $\Delta\alpha^{(5)}_{had}(m_Z^2) = 0.02761 \pm 0.00036$ yields an additional uncertainty on the SM prediction shown by the arrow labeled $\Delta\alpha$. The direct measurement of $m_W$ used here is preliminary.

⇒ Konsistenz!

⇒ Higgs-Masse $m_H$ ist einzig verbleibender Parameter

⇒ Higgs-Masse aus Kombination aller Messungen

# Higgs-Masse aus indirekten Messungen

Anpassung mit $m_H$ als einzigem, freien Parameter

$\Rightarrow$ $m_H = 126 \pm^{73}_{48}$ GeV/c²

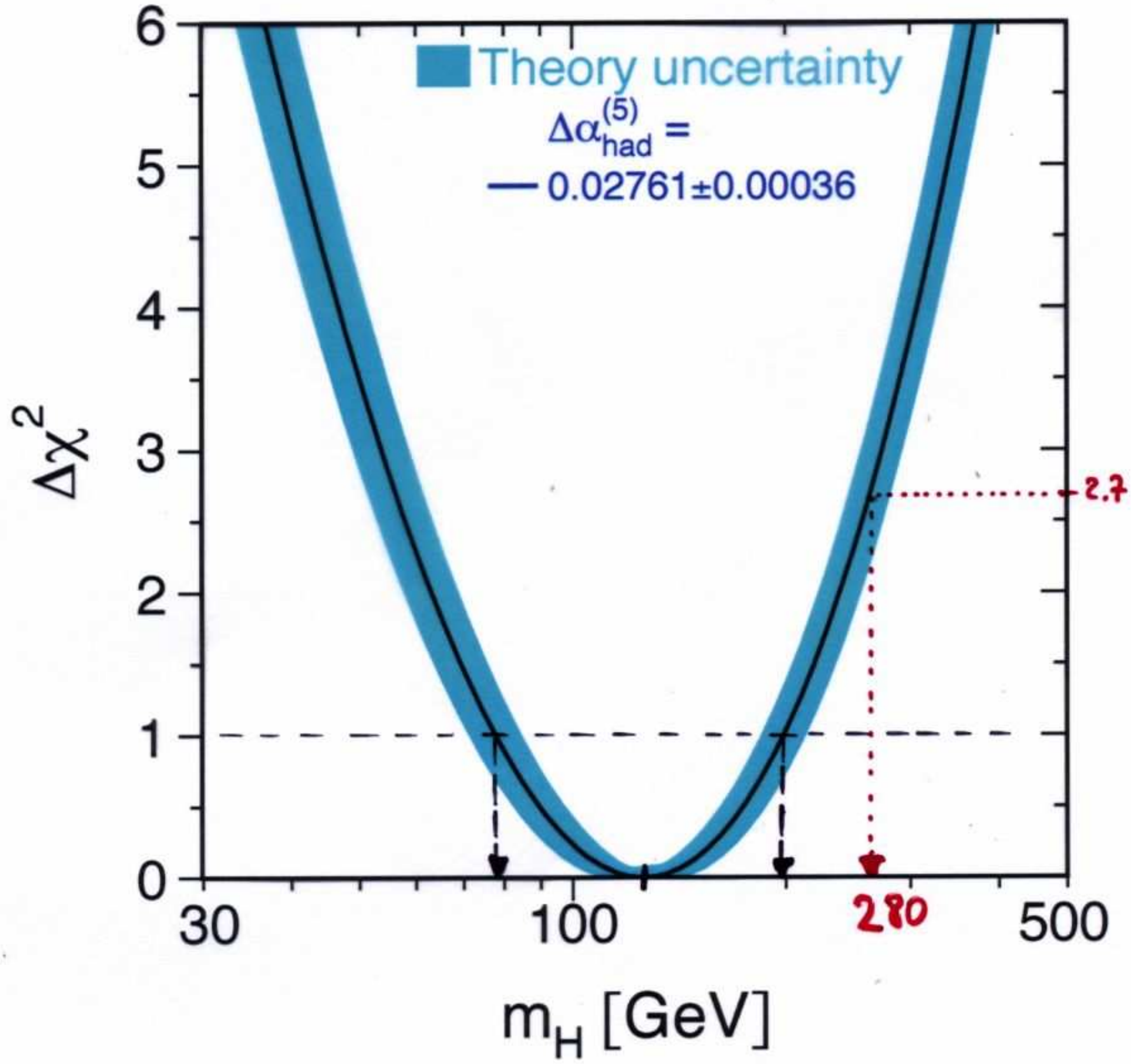



Figure 8.13: $\Delta\chi^2(m_H) = \chi^2_{min}(m_H) - \chi^2_{min}$ as a function of $m_H$. The line is the result of the fit using all 18 results. The associated band represents the estimate of the theoretical uncertainty due to missing higher-order corrections as discussed in Section 8.4. The vertical band shows the 95% confidence level exclusion limit on $m_H$ of 114.4 GeV derived from the direct search at LEP-II [36]. The dashed curve is the result obtained using the theory-driven $\Delta\alpha^{(5)}_{had}(m_Z^2)$ determination of Equation 8.4. The direct measurements of $m_W$ and $\Gamma_W$ used here are preliminary.

$\Rightarrow$ Massengrenze $m_H < 280$ GeV/c² (95% CL)

Wenn elektroschwache Theorie gilt, dann muss Higgs-Boson leicht sein! $\rightsquigarrow$ Direkte Higgs-Suche bei LEP

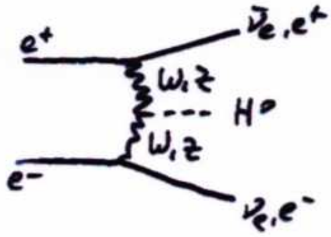
# Higgs-Produktion in $e^+e^-$-Vernichtung

SM-Higgs:

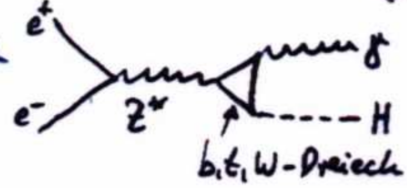
- dominant durch Higgs-Strahlung produziert


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

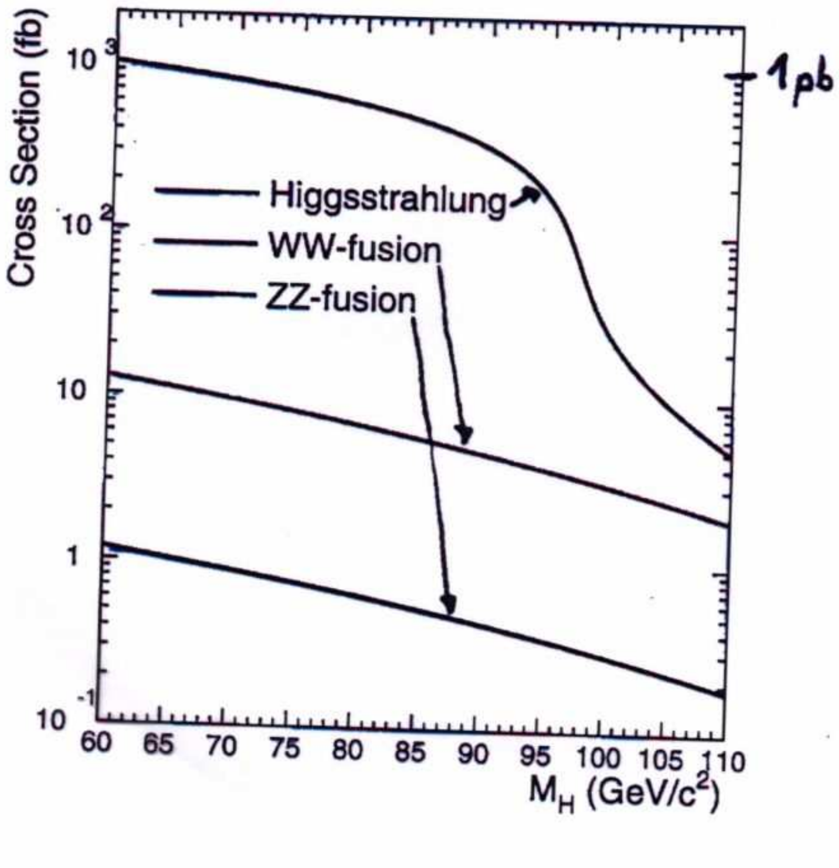
- kleinere Beiträge durch WW- und ZZ-Fusion ohne kinemat. Grenze




- kleinere Beiträge durch Hγ-Produktion




⇒ z.B. für $\sqrt{s} = 200$ GeV



# Eigenschaften des Higgs-Bosons

- SM-Higgs: partielle Zerfallsbreite

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

$N_c$: Farbfaktor $\begin{cases} =1 & \text{Leptonen} \\ =3 & \text{Quarks} \end{cases}$

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

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

$m_c(m_H) \simeq 0.6\,\text{GeV}$

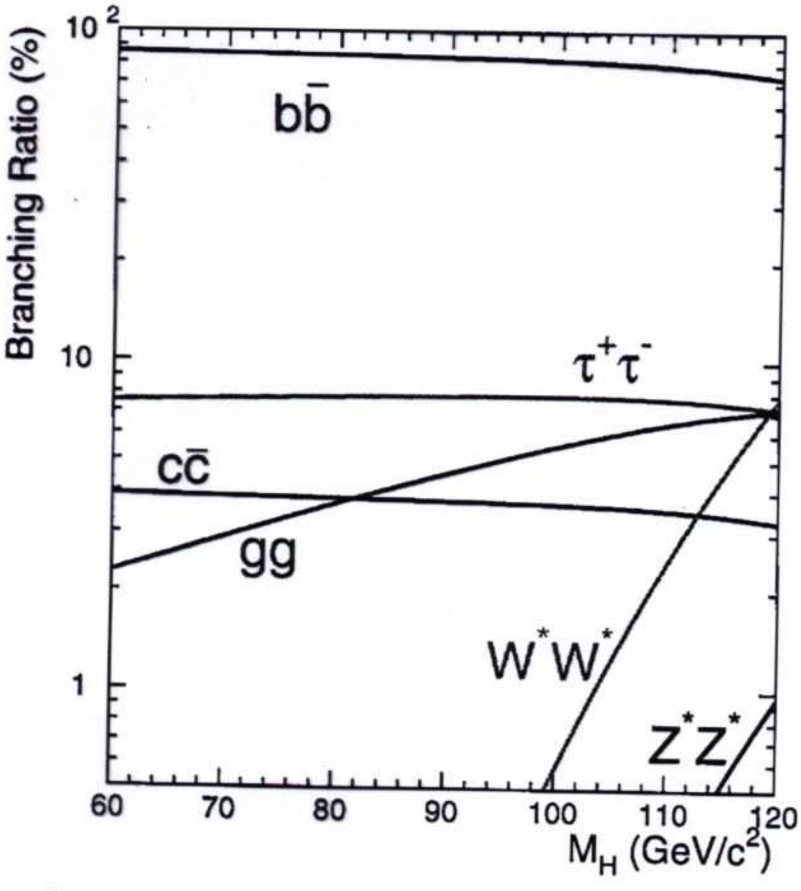
$m_b(m_H) \simeq 2.9\,\text{GeV}$

} "laufende Quarkmassen" (folgt später)

$\Rightarrow$ Verzweigungsverhältnisse

dominante Zerfälle: $B(H \to b\bar{b}) \simeq 85\%$

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



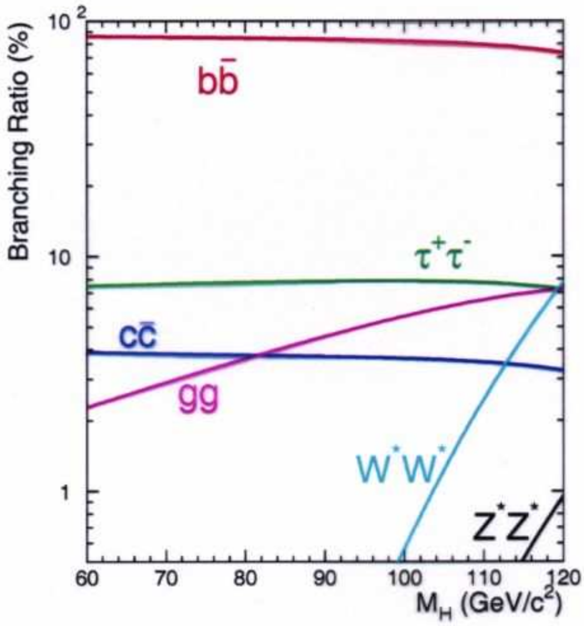

- totale Breite

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

für $m_H \simeq 100\,\text{GeV}$

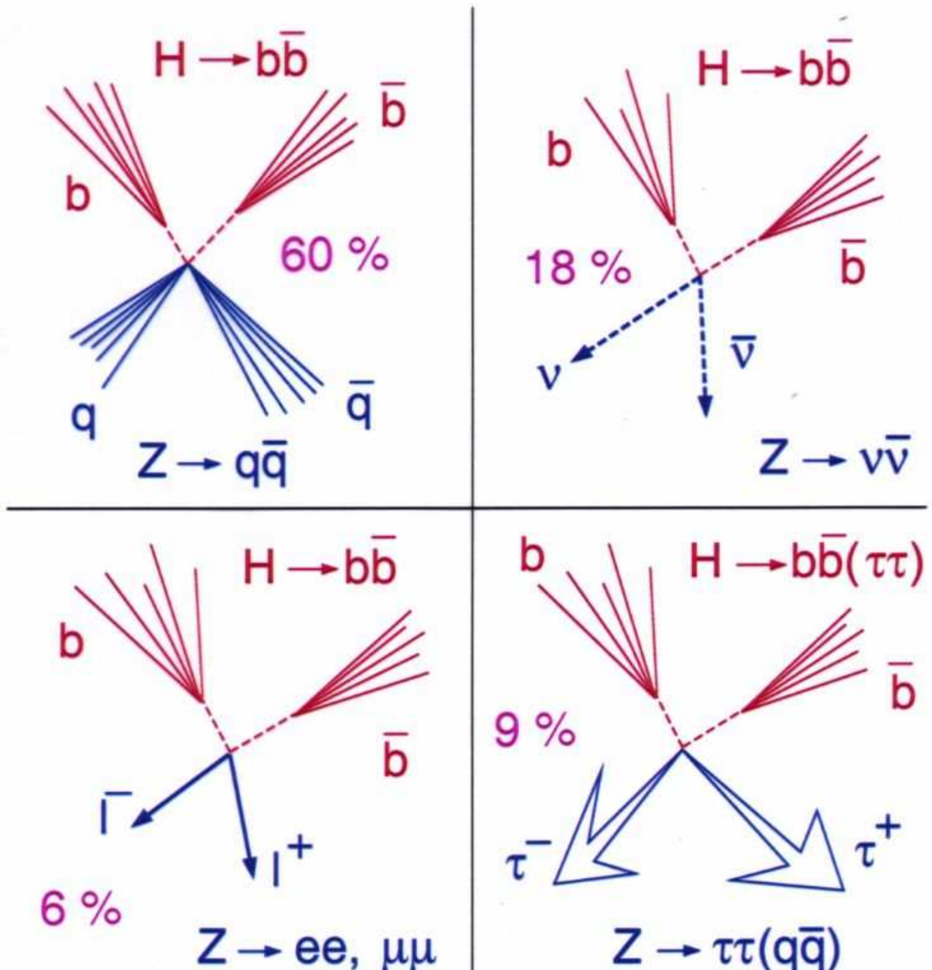
# Theory SM Higgs Bosons

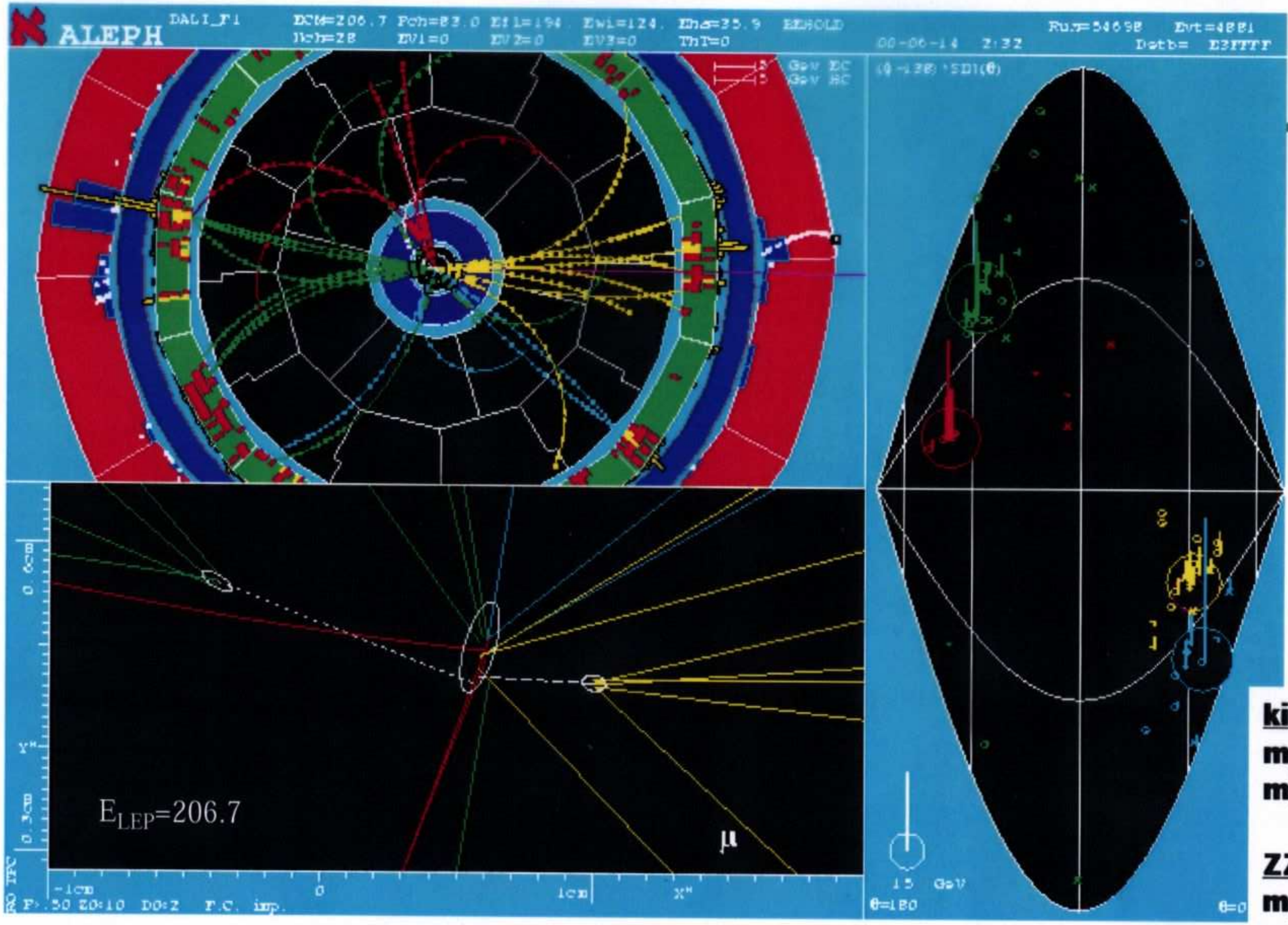
- SM higgs boson signatures and rates




Mains decays
$m_H = 95\ \mathrm{GeV/c^2}$

| | | |
|---|---|---|
| $b\bar{b}$ | $\sim$ | 84 % |
| $\tau^-\tau^+$ | $\sim$ | 8 % |
| $g\bar{g}$ | $\sim$ | 5 % |
| $c\bar{c}$ | $\sim$ | 3 % |






**2 b cand.**

**HZ hyp.**
**$m_H$=114 GeV**
**±3 GeV**

**NN = 0.996**

**jet b-tag:**

| jet | b-tag |
|---|---|
| **Z** | |
| **1** | **0.14** |
| **2** | **0.01** |
| **H** | |
| **3** | **0.99** |
| **4** | **0.99** |

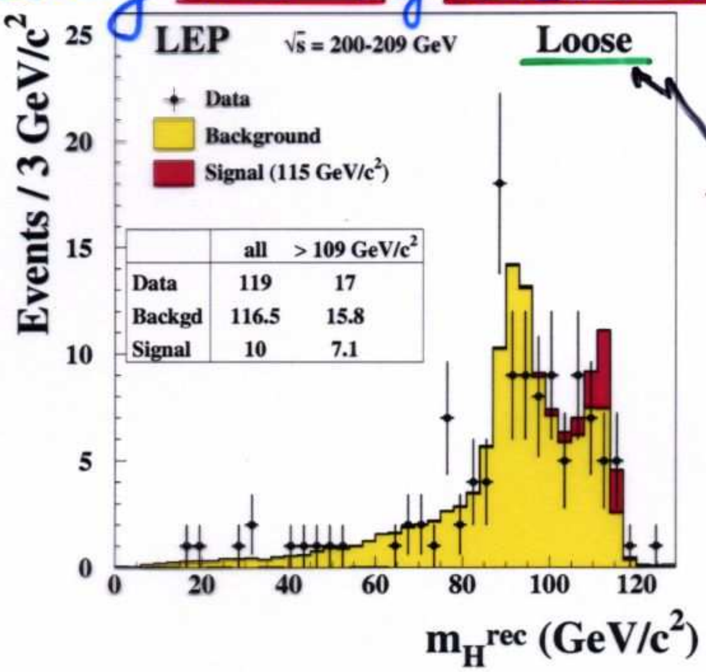
**kin. mass fit**
**$m_H$=112.4GeV**
**$m_Z$=93.3GeV**

**ZZ hyp.**
**$m_Z$=102 GeV**
**$m_Z$=91.7GeV**

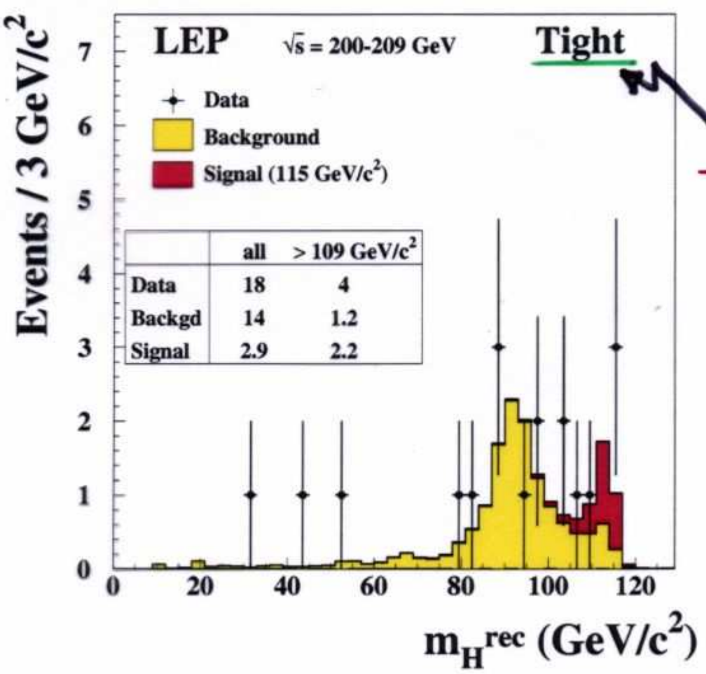
# Verteilung der rekonstruierten Masse

- Daten aller 4 LEP-Experimente bei höchsten Energien $\sqrt{s}$
- Zusammenfassung aller Signalkanäle $e^+e^- \to HZ$, $Z \to f\bar{f}$, $H \to b\bar{b}$
- Rekonstruktion der Higgs-Masse aus $b\bar{b}$-Jets
- Untergrund aus $e^+e^- \to ZZ$, $\to f\bar{f}$, $\to b\bar{b}$

mit Peak bei $M_Z = 91\ \mathrm{GeV}/c^2$




Signal : Untergrund ≈ 1:2




Signal : Untergrund ≈ 2:1

Figure 5: Distributions of the reconstructed Higgs boson mass, $m_{\mathrm{H}}^{\mathrm{rec}}$, obtained from two selections with different expected signal purities. The histograms show the Monte Carlo predictions, lightly shaded for the background, heavily shaded for an assumed Standard Model Higgs boson of mass 115 GeV/$c^2$. The points with error bars show the data. In the loose and tight selections the cuts are adjusted in such a way as to obtain, for a Higgs boson of mass 115 GeV/$c^2$, approximately 0.5 or 2 times more expected signal than background events when integrated over the region $m_{\mathrm{H}}^{\mathrm{rec}} > 109$ GeV/$c^2$. In the searches where the event selection depends on the test mass (see the Appendix), its value is set at 115 GeV/$c^2$.



$\Rightarrow$ detaillierte statistische Auswertung: kein Signal

$\rightsquigarrow$ untere Massengrenze: $m_H > 114.4\ \mathrm{GeV}/c^2$ (95% CL)

# Statistische Auswertung

Poisson-Verteilung: $P(n,\mu) := \mu^n \cdot e^{-\mu}/n!$

Likelihood-Verhältnis: $Q := P(n,\mu_{s+b})/P(n,\mu_b)$

$\mu$: Erwartungswert
$n$: Beobachtung ($=0,1,2,\ldots$)
$\mu_b$: Untergrund-erwartung
$\mu_{s+b}$: Signal + Untergrund-erwartung

CL: Vertrauens-niveau (confidence level) $\hat{=}$ Fläche unter Kurve

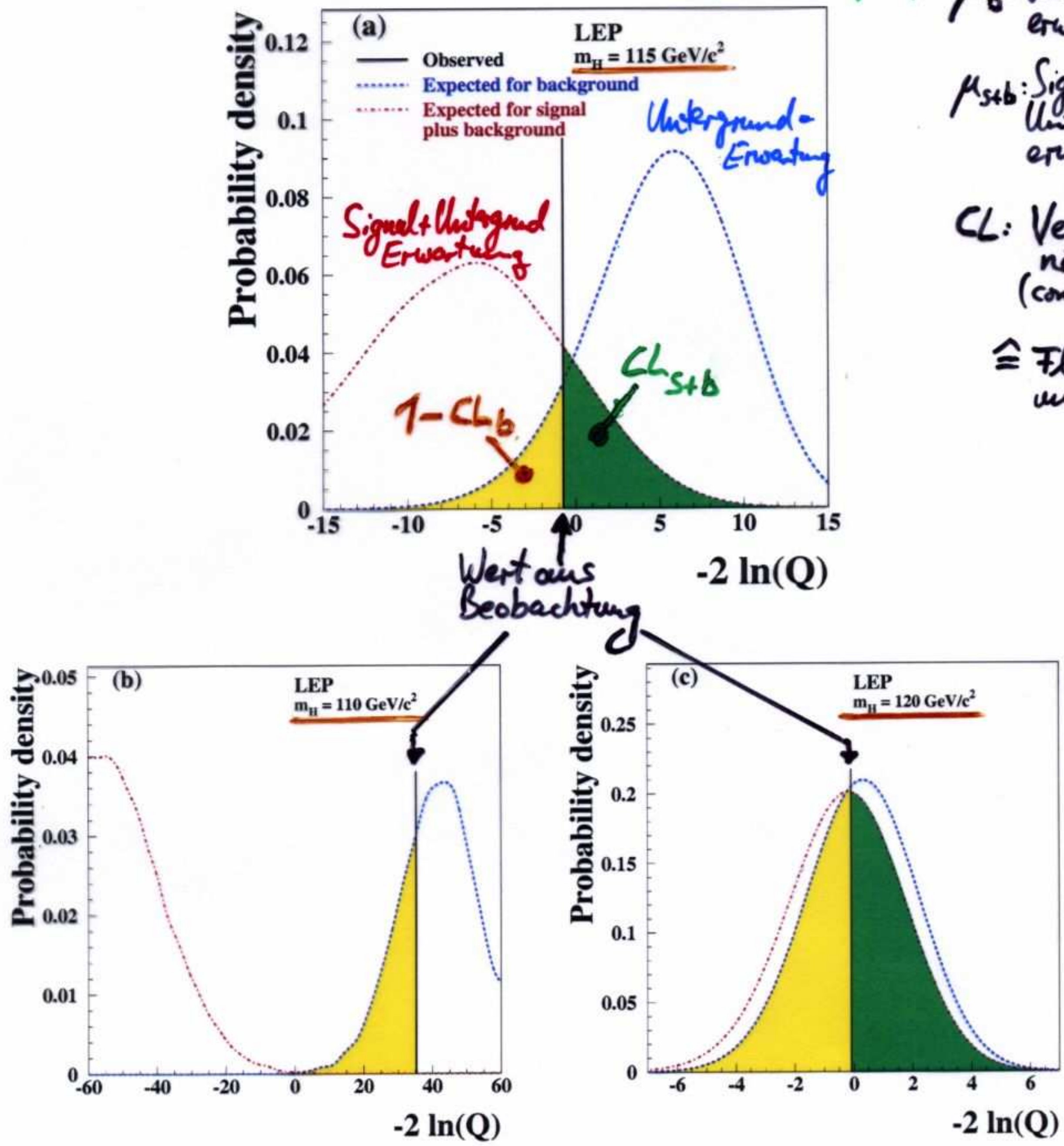



Figure 6: Probability density functions corresponding to fixed test masses $m_{\mathrm{H}}$, for the background and signal plus background hypotheses. The observed values of the test statistic $-2\ln Q$ are indicated by the vertical lines. The light shaded areas, $1-\mathrm{CL_b}$, measure the confidence for the background hypothesis and the dark shaded areas, $\mathrm{CL_{s+b}}$, the confidence for the signal plus background hypothesis. Plot (a): test mass $m_{\mathrm{H}} = 115\ \mathrm{GeV}/c^2$; (b): $m_{\mathrm{H}} = 110\ \mathrm{GeV}/c^2$; (c): $m_{\mathrm{H}} = 120\ \mathrm{GeV}/c^2$.

# Statistische Auswertung

Confidence Level für Signal: $CL_s := CL_{s+b}/CL_b$

Massengrenze mit 95% $CL_s$: $CL_s \stackrel{!}{=} 0.05$
(für tatsächlich beobachteten $CL_s$)

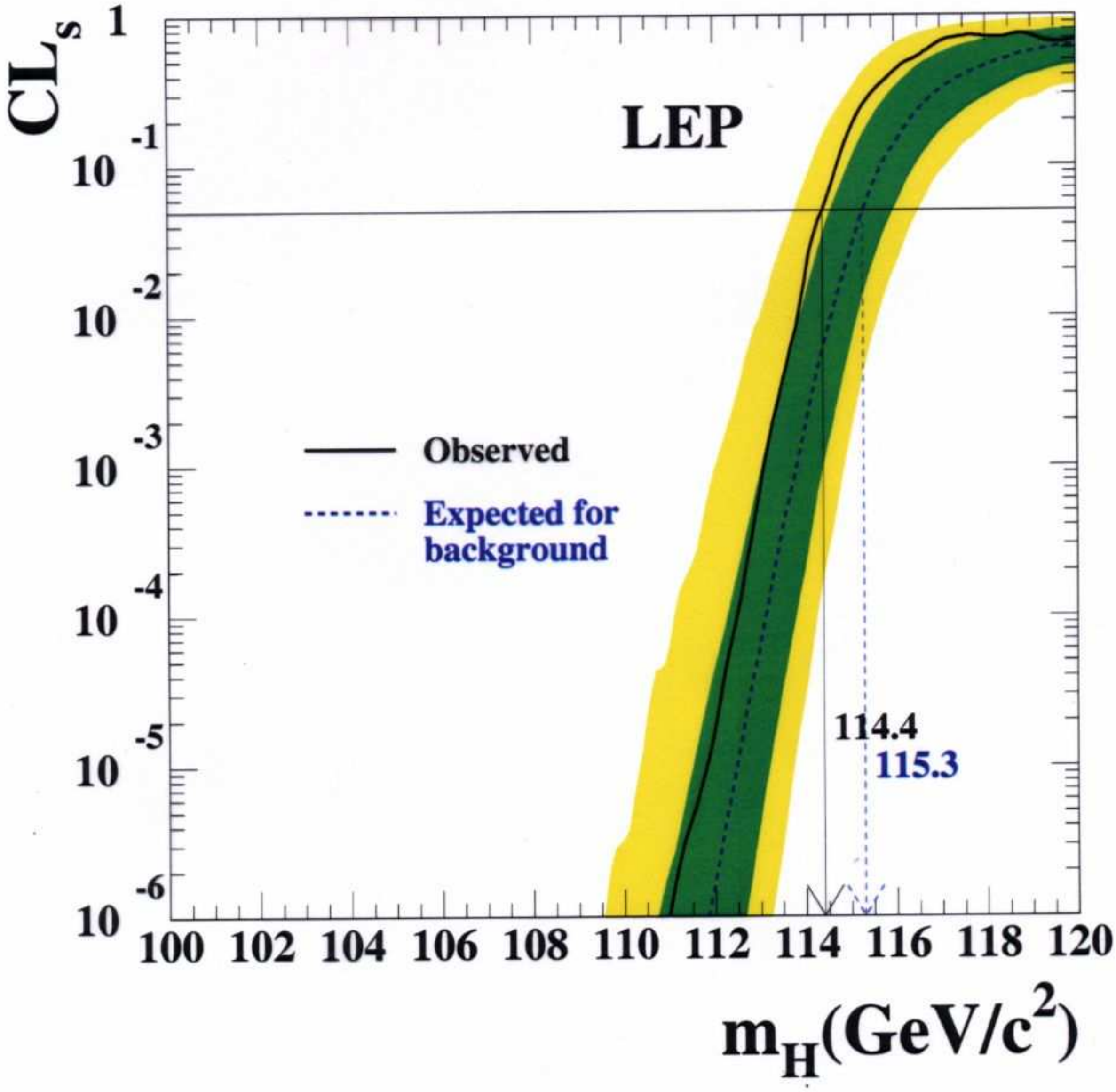



Figure 9: The ratio $CL_s = CL_{s+b}/CL_b$ for the signal plus background hypothesis, as a function of the test mass $m_h$. Solid line: observation; dashed line: median background expectation. The dark and light shaded bands around the median expectation for the background hypothesis correspond to the 68% and 95% probability bands. The intersection of the horizontal line for $CL_s = 0.05$ with the observed curve is used to define the 95% confidence level lower bound on the mass of the Standard Model Higgs boson.

NB: Zusätzlich wird auch eine erwartete Massengrenze angegeben, um mögliche statistische Fluktuationen belegen bzw. ausschließen zu können.

# Higgs-Masse aus indirekten Messungen

Anpassung mit $m_H$ als einzigem, freien Parameter

$\Longrightarrow \quad m_H = 126 \pm^{73}_{48}$ GeV/$c^2$

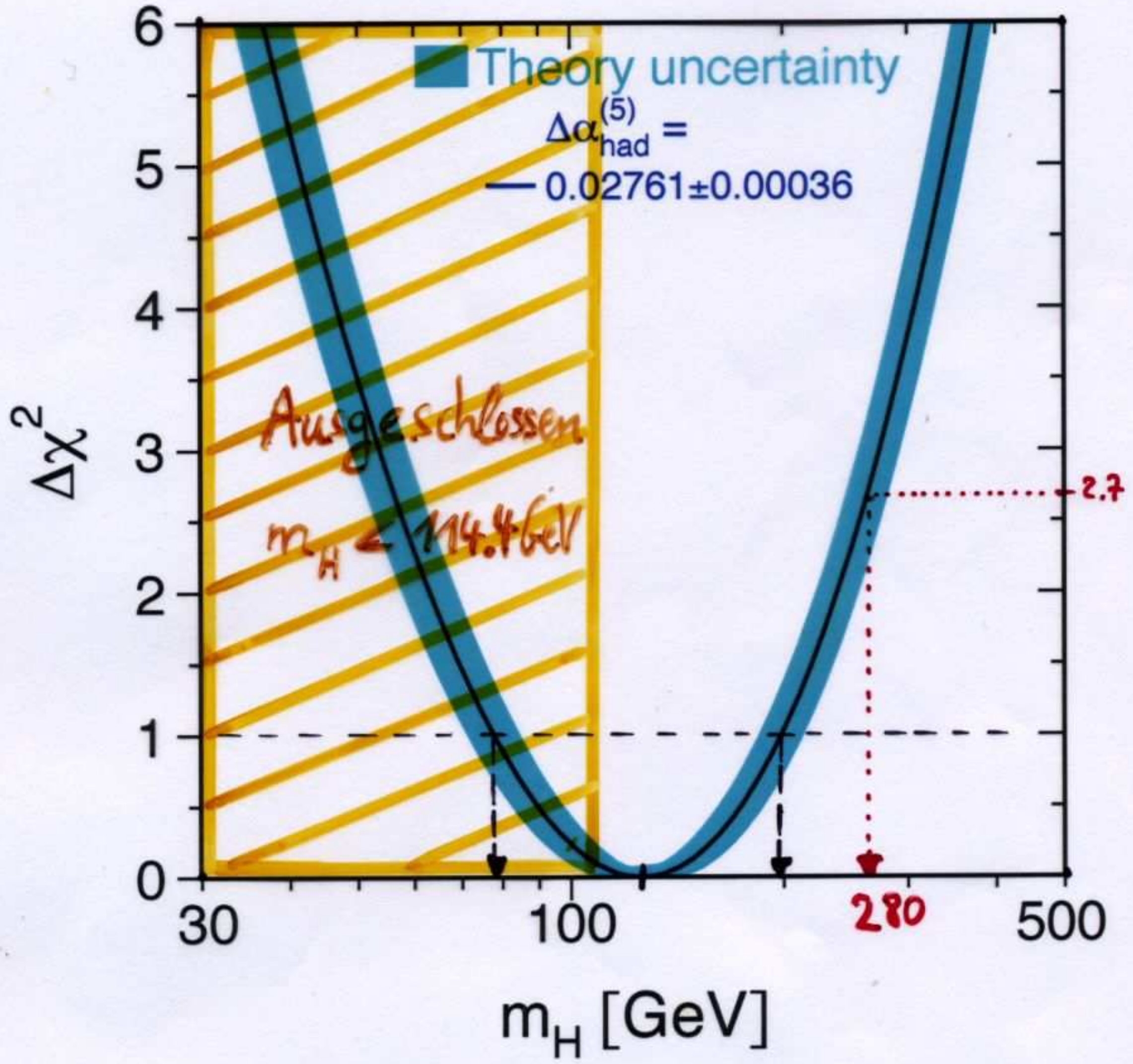



Figure 8.13: $\Delta\chi^2(m_H) = \chi^2_{min}(m_H) - \chi^2_{min}$ as a function of $m_H$. The line is the result of the fit using all 18 results. The associated band represents the estimate of the theoretical uncertainty due to missing higher-order corrections as discussed in Section 8.4. The vertical band shows the 95% confidence level exclusion limit on $m_H$ of 114.4 GeV derived from the direct search at LEP-II [36]. The dashed curve is the result obtained using the theory-driven $\Delta\alpha^{(5)}_{had}(m^2_Z)$ determination of Equation 8.4. The direct measurements of $m_W$ and $\Gamma_W$ used here are preliminary.

$\Longrightarrow$ Massengrenze $\quad 114.4 < m_H$, $\; m_H < 280$ GeV/$c^2$ (95% CL)

Wenn elektroschwache Theorie gilt, dann muss Higgs-Boson leicht sein! $\rightsquigarrow$ Direkte Higgs-Suche bei LEP