La recherche du boson de Higgs au LEP

Joachim Mnich
CERN EP

Université de Genève
20 avril 1999

Sommaire:

- Résumé phénoménologique des particules fondamentales
- Symétries dans la physique
- Le boson de Higgs dans le Modèle Standard
- La recherche directe du boson de Higgs
- Estimation de la masse du boson de Higgs à partir de corrections radiatives
- Perspectives

Résumé phénoménologique de la physique des particules :

Tous les phénomènes mis à l'étude jusqu'ici sont décrits par le

Modèle Standard

I. La matière:

- **Les constituants fondamentaux de la matière sont les fermions:**
  Moment cinétique intrinsèque (spin) : $1/2\,\hbar$
- **Porteurs des charges qui déterminent leurs interactions**
- **3 générations, la seule différence étant la masse**
  La matière observée dans l'univers n'est composée que de la première génération
- **Pour chaque fermion il y a une anti-particule**
- **Tous les fermions sont découverts**

Tableau des fermions

		Charges			Masse	
		électrique	faible*	couleur		$[m_{\mathrm{p}}]^*$
Leptons						
I	neutrino ν_e	0	+1/2	–	< 2 eV	$< 2 \cdot 10^{-9}$
	électron e	$-e$	−1/2	–	511 keV	$0.5 \cdot 10^{-3}$
II	neutrino ν_μ	0	+1/2	–	< 170 keV	$< 1.8 \cdot 10^{-4}$
	muon μ	$-e$	−1/2	–	106 MeV	0.1
III	neutrino ν_τ	0	+1/2	–	< 18 MeV	$< 2 \cdot 10^{-2}$
	tau τ	$-e$	−1/2	–	1.8 GeV	1.9
Quarks						
I	up u	$+2/3\,e$	+1/2	r g b	≈ 3 MeV	$3 \cdot 10^{-3}$
	down d	$-1/3\,e$	−1/2	r g b	≈ 6 MeV	$6 \cdot 10^{-3}$
II	charm c	$+2/3\,e$	+1/2	r g b	≈ 1.2 GeV	1.3
	strange s	$-1/3\,e$	−1/2	r g b	≈ 100 MeV	0.1
III	top t	$+2/3\,e$	+1/2	r g b	175 GeV	187
	bottom b	$-1/3\,e$	−1/2	r g b	≈ 4.5 GeV	4.8

* T_3 de l'isospin faible

* masse du proton 938.3 MeV ≈ 1 GeV

II. Les interactions (forces) :

- 4 interactions différentes :

  I. Gravitation:
  négligeable à l'échelle des particules élémentaires
  devient important à l'échelle de Planck :

  $$M_{\mathrm{PL}} = 1.2 \cdot 10^{19}\ \mathrm{GeV}$$

  La gravitation ne fait pas partie du Modèle Standard d'aujourd'hui !

  II. Électromagnétisme

  III. L'interaction faible
  par exemple $\mathrm{n} \longrightarrow \mathrm{p} + \mathrm{e}^- + \bar{\nu}_\mathrm{e}$

  IV. L'interaction forte
  par exemple la liaison des quarks dans le proton et neutron
  $|\mathrm{p}> = |\mathrm{u\,u\,d}>$
  $|\mathrm{n}> = |\mathrm{u\,d\,d}>$

- Les bosons sont les médiateurs des interactions
  spin $n\hbar, \quad n = 0, 1, 2, \ldots$

Tableau des bosons

Interaction	Particule	Spin [$\hbar$]	Charges électrique	Charges faible	Charges couleur	Masse
Gravitation	?					
Électromagnétisme	Photon γ	1	0	0	–	0
L'interaction faible	Boson Z	1	0	1	–	91.2 GeV
	Boson $W^{\pm}$	1	$\pm e$	1	–	80.4 GeV
L'interaction forte	Gluon g	1	0	0	8 comb.	0

Symétries dans les sciences, exemple historique:

Les 5 polyèdres réguliers
l'octaèdre, le cube, le tétraèdre, l'icosaèdre, le dodécaèdre

- Platon : Identification avec les quatre éléments (le feu, la terre, l'air, l'eau) plus l'univers
- Johannes Kepler :
  Les 5 distances entre les 6 planètes connues à l'époque

Mysterium Cosmographicum
(Le secret du monde)

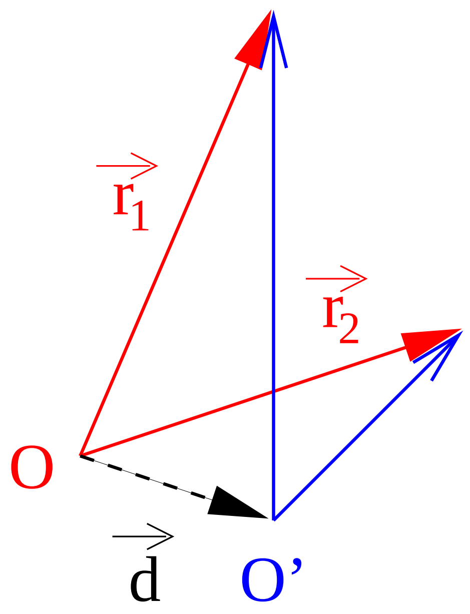
La sphère : Symétrie géométrique continue

Symétrie $\Longleftrightarrow$ Grandeur non observable

Symétries dans la physique moderne

Le théorème de E. Noether :
Une symétrie continue d'un systéme physique correspond à une loi de conservation

Symétries continues de l'espace-temps :



Potentiel d'interaction $V(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$
independant du choix de l'origine de coordonées :

$$V(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = V\left(\vec{r}_1 - \vec{d}, \vec{r}_2 - \vec{d}\right) \qquad \forall \vec{d}$$
$$\Rightarrow V = V(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)$$

$$\Rightarrow \frac{\partial V}{\partial \vec{r}_1} = -\frac{\partial V}{\partial \vec{r}_2} \xRightarrow{\text{Loi de Newton}} \frac{d\vec{p}_1}{dt} = -\frac{d\vec{p}_1}{dt}$$

$$\frac{d}{dt}(\vec{p}_1 + \vec{p}_2) = 0$$

Grandeur non observable	Invariance	Conservation
Position absolue	translations	impulsion
Direction absolue	rotations	moment cinétique
Temps absolu	déplacements dans le temps	énergie

La théorie des interactions fondamentales repose sur des symétries de jauge locale

Transformations des fonctions d'onde

<u>L'interaction électromagnétique</u>

Soit $\Psi(\vec{r}, t)$ la fonction d'onde d'une particule de charge q

Symétrie de jauge globale :

$$\Psi' = \Psi \exp(-i\alpha\, q)$$

La phase α n'est pas observable
$\Rightarrow$ Conservation de la charge électrique

Symétrie de jauge locale :

$$\alpha = \alpha(\vec{r}, t)$$

- **Symétrie de jauge locale exige le champ électromagnétique**
- **Le photon est le quantum de ce champ**

QED: Quantum Electrodynamics

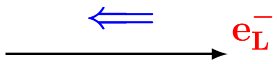
L' interaction faible

Les fermions sont arrangés en doublets :

$$\begin{pmatrix}\nu_e \\ e^-\end{pmatrix}_L \begin{pmatrix}\nu_\mu \\ \mu^-\end{pmatrix}_L \begin{pmatrix}\nu_\tau \\ \tau^-\end{pmatrix}_L \qquad \begin{pmatrix}u \\ d'\end{pmatrix}_L \begin{pmatrix}c \\ s'\end{pmatrix}_L \begin{pmatrix}t \\ b'\end{pmatrix}_L$$

Hélicité : projection du spin sur la direction de l'impulsion

Exemple :



Symétrie à la base de l'interaction faible

Rotations dans les doublets

$$\Psi'_L = \Psi_L \exp\left(-i\,\alpha_i(\vec{r},t)\,\tau_i/2\right) \quad (i = 1,2,3)$$

(τ_i Matrices de Pauli 2×2)

$\Rightarrow$ 3 bosons Z et $W^\pm$

L' interaction forte

Phase de la charge couleur

$$\begin{pmatrix}u \\ u \\ u\end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix}d \\ d \\ d\end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix}c \\ c \\ c\end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix}s \\ s \\ s\end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix}t \\ t \\ t\end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix}b \\ b \\ b\end{pmatrix}$$

$$\Psi' = \Psi \exp\left(-i\,\alpha_i(\vec{r},t)\,\lambda_i/2\right) \quad (i = 1,\ldots,8)$$

(λ_i Matrices 3×3)

$\Rightarrow$ 8 bosons (gluons)

Mathématique du Modèle Standard :

Théorie des groupes

Opération	Groupe	Représentation matrices
$\exp\left(-i\,\alpha(\vec{r},t)\,q\right)$	$U(1)$	Unitaire 1 dimension
$\exp\left(-i\,\alpha_i(\vec{r},t)\,\tau_i/2\right)$	$SU(2)$	Unitaire 2 dim, $\mathrm{Tr}\,\tau_i = 0$
$\exp\left(-i\,\alpha_i(\vec{r},t)\,\lambda_i/2\right)$	$SU(3)$	Unitaire 3 dim, $\mathrm{Tr}\,\lambda_i = 0$

Une constante de couplage pour chaque interaction (groupe), exemple QED : $\alpha = \dfrac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} = 1/137$

Ces 3 constantes connues
$\Rightarrow$ Tous les observables peuvent être calculés

(à l'ordre le plus bas en négligant les masses des fermions)

Interaction unifiée électro-faible:

$$U(1)_{\mathrm{Y}} \times SU(2)_{\mathrm{L}} \qquad (\mathrm{Y}\ \text{hypercharge})$$

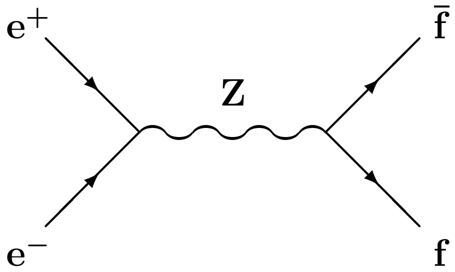
Relation entre leurs constantes de couplage g et g' :

$$g \sin\vartheta_{\mathrm{W}} = g' \cos\vartheta_{\mathrm{W}} \quad \left(= \sqrt{4\pi\alpha}\right)$$

ϑ_{W} angle de mélange électro-faible

Exemple :

Annihilation électron-positron $e^+e^- \to f\bar{f}$ (LEP)



$$\mathrm{f} \;=\; \nu_e,\;\; \nu_\mu,\;\; \nu_\tau,\;\; \mathrm{u},\;\; \mathrm{c},\;\; \mathrm{e},\;\; \mu,\;\; \tau,\;\; \mathrm{d},\;\; \mathrm{s},\;\; \mathrm{b}$$

σ : Section efficace = Section effective × Probabilité

Section effective : $\propto$ **(longeur d'onde)^2**

$$= (\hbar/p)^2 \approx (\hbar/E)^2 \quad \text{pour } E \gg m_e$$

Probabilité : $\mathcal{P} \in \{0, 1\}$

Limite d'unitarité ($\mathcal{P} \leq 1$)

$$\sigma \leq \frac{4\pi}{s}(2J+1) \qquad \text{(J moment cinétique)}$$

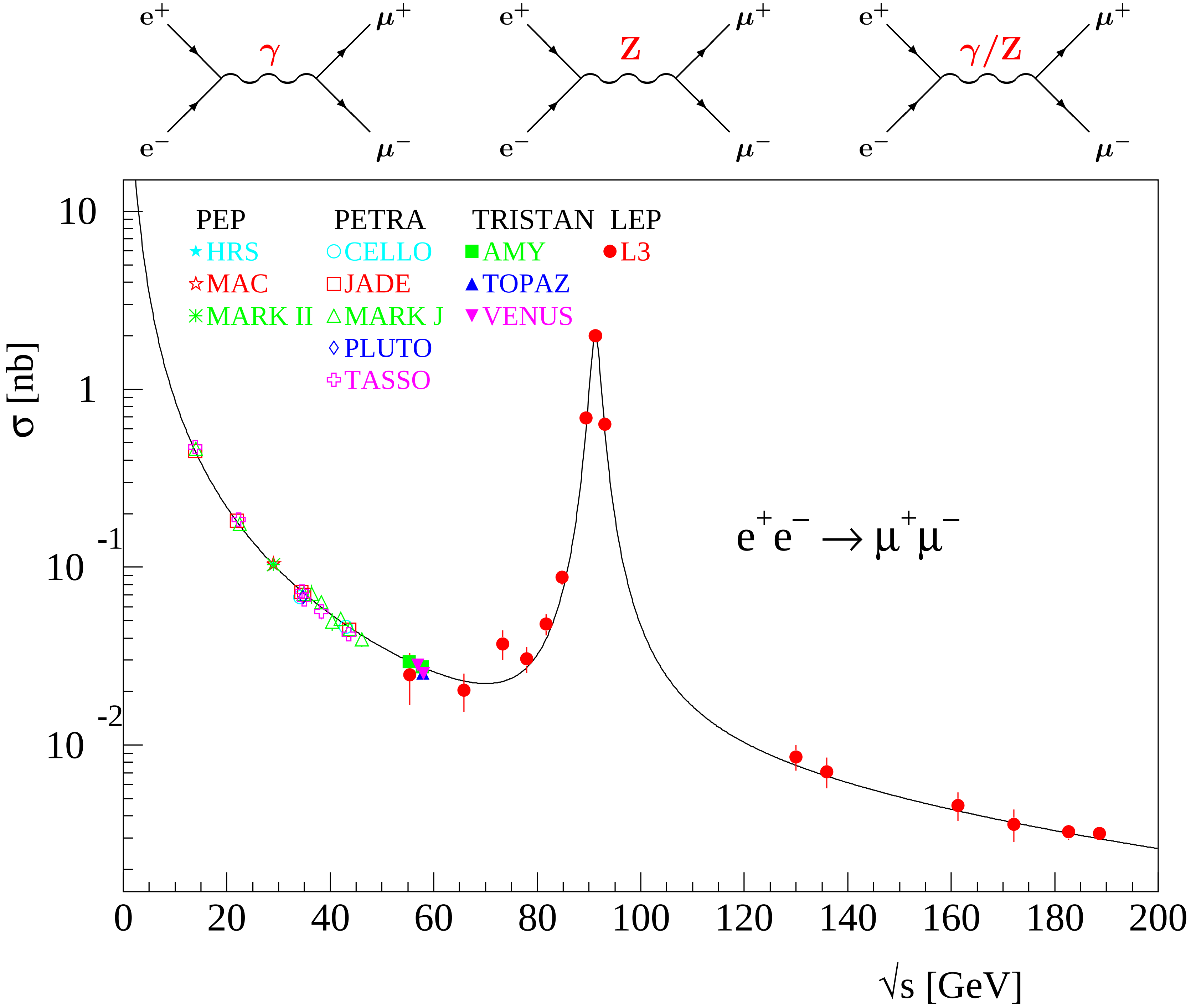
$\sqrt{s} = E_{\mathrm{cm}}$ **: énergie dans le centre de masse e^+e^-**

$\sigma(e^+e^- \to f\bar{f})$ **pour** $\sqrt{s} = m_Z$ **:**

$$\sigma \;=\; \frac{12\pi}{m_Z^2} \cdot \underbrace{BR(Z \to e^+e^-)}_{=\,0.03} \cdot BR(Z \to f\bar{f})$$

Expérimentalement :

$$\sigma = \frac{\text{Nombre d'événements observés}}{\text{Luminosité } (\approx \text{flux } e^+e^-)}$$


e^+ γ μ^+
e^- μ^-
e^+ Z μ^+
e^- μ^-
e^+ γ/Z μ^+
e^- μ^-
PEP
★HRS
☆MAC
✳MARK II
PETRA
○CELLO
□JADE
△MARK J
◊PLUTO
✚TASSO
TRISTAN
■AMY
▲TOPAZ
▼VENUS
LEP
●L3
$e^+e^- \to \mu^+\mu^-$
σ [nb]
$\sqrt{s}$ [GeV]
10
1
10^{-1}
10^{-2}
0
20
40
60
80
100
120
140
160
180
200

Les masses des bosons $W^{\pm}$ et Z sont incompatibles avec la symétrie $SU(2)_{\mathrm{L}}$

Une symétrie de jauge locale exige un champ de portée infinie
$\Rightarrow$ quanta des champs sans masse

Solution mathématique dans le Modèle Standard :

Le mécanisme de Higgs
Création de la masse des bosons de jauge par brisure spontanée de symétrie de jauge locale

cf. la physique des solides

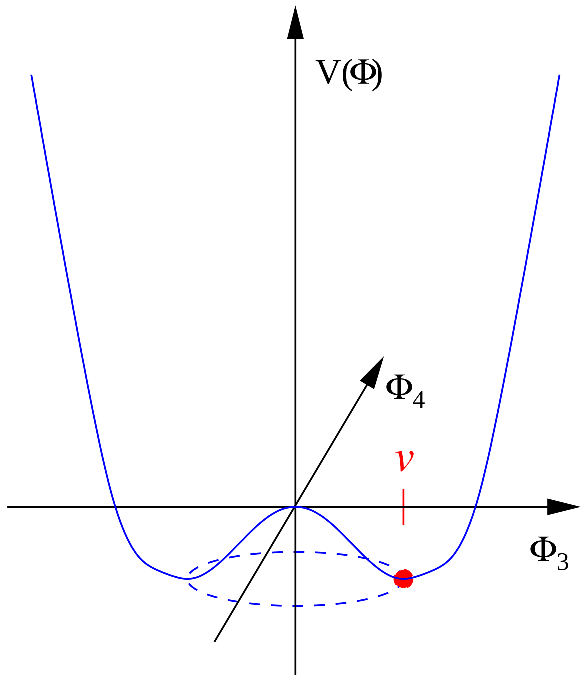
Introduction de champs scalaires

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \Phi_1 + i\Phi_2 \\ \Phi_3 + i\Phi_4 \end{pmatrix}$$

avec un potentiel :

$$V(\Phi) = \mu^2 \, \Phi^\dagger \Phi + \lambda \, \left(\Phi^\dagger \Phi\right)^2$$

$$\mu^2 < 0 \qquad \lambda > 0$$



$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + \eta(x) \end{pmatrix}$$

$$V(\eta) = -\frac{\mu^4}{4\lambda} - \mu^2 \, \eta^2 + \lambda v \, \eta^3 + \frac{1}{4} \lambda \, \eta^4$$

Valeur attendue du vide $v = \sqrt{-\mu^2/\lambda}$

Ce champ correspond à une particule observable :

Le boson de Higgs H

Invariance de jauge locale $SU(2) \times U(1)$ donne des termes de masse au lagrangien

$$m_W = \frac{1}{2} g\, v \qquad m_Z = \frac{1}{2} \sqrt{g^2 + g'^2}\, v \qquad m_\gamma = 0$$

Relation pour les masses :

$$\frac{m_W}{m_Z} = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} = \cos\vartheta_W$$

- **Le mécanisme de Higgs fournit aussi une explication pour la masse des fermions**
- **Le couplage du boson de Higgs aux fermions est proportionnel à leur masse**

$$m_f = g_f \frac{v}{\sqrt{2}}$$

- **Les masses des fermions sont des paramètres libres (couplages de Yukawa g_f)**

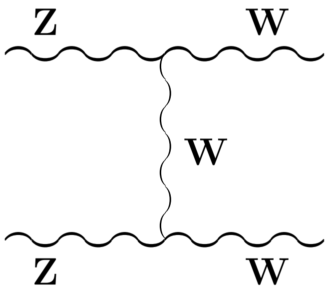
La masse du boson de Higgs est un paramètre libre :

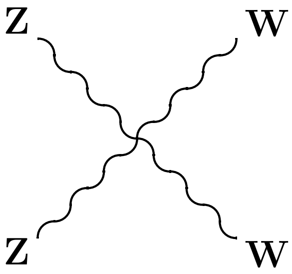
$$m_H = \sqrt{2\lambda}\, v$$

$v = 247$ GeV, déduit des mesures de m_Z et m_W

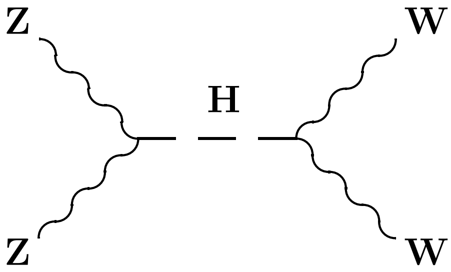
Limite supérieure pour m_{H} à partir des considérations de l'unitarité

Diffusion des bosons de jauge lourds, par exemple :





$$\sigma \propto \frac{s}{m_{\mathrm{W}}^4}$$ Violation de l'unitarité !



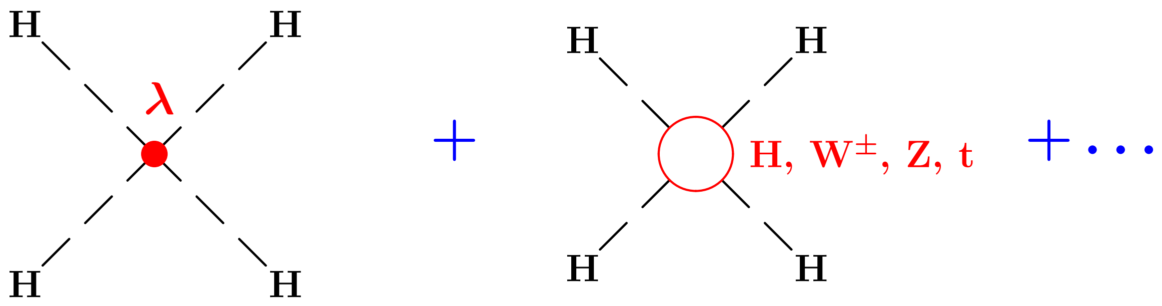
Section efficace totale :

$$\sigma_{\mathrm{ZZ}\to\mathrm{WW}} = \frac{\pi\alpha^2}{16\sin^4\vartheta_{\mathrm{W}}} \left(\frac{m_{\mathrm{H}}}{m_{\mathrm{W}}}\right)^4 \frac{s}{(s-m_{\mathrm{H}}^2)^2} \quad \xrightarrow{s\to\infty} \quad \propto 1/s$$

Unitarité : $\sigma \leq \dfrac{16\pi}{s}$ pour $s \to \infty$

$$m_{\mathrm{H}} \leq \frac{4\sin\vartheta_{\mathrm{W}}}{\sqrt{\alpha}}\, m_{\mathrm{W}} \approx 1000 \text{ GeV}$$

Contributions au potentiel de boson de Higgs :



- Limite supérieure pour m_{H} de la condition $\lambda < 1$

$$\lambda(\Lambda) = \frac{\lambda}{1 - \frac{3}{2\pi^2}\,\lambda \ln(\sqrt{2}\Lambda/v)}$$ (boucle de boson de Higgs)

Λ échelle d'énergie
analogue au pôle de Landau de QED

- Limite inférieure de la stabilité du vide
Potentiel effectif :

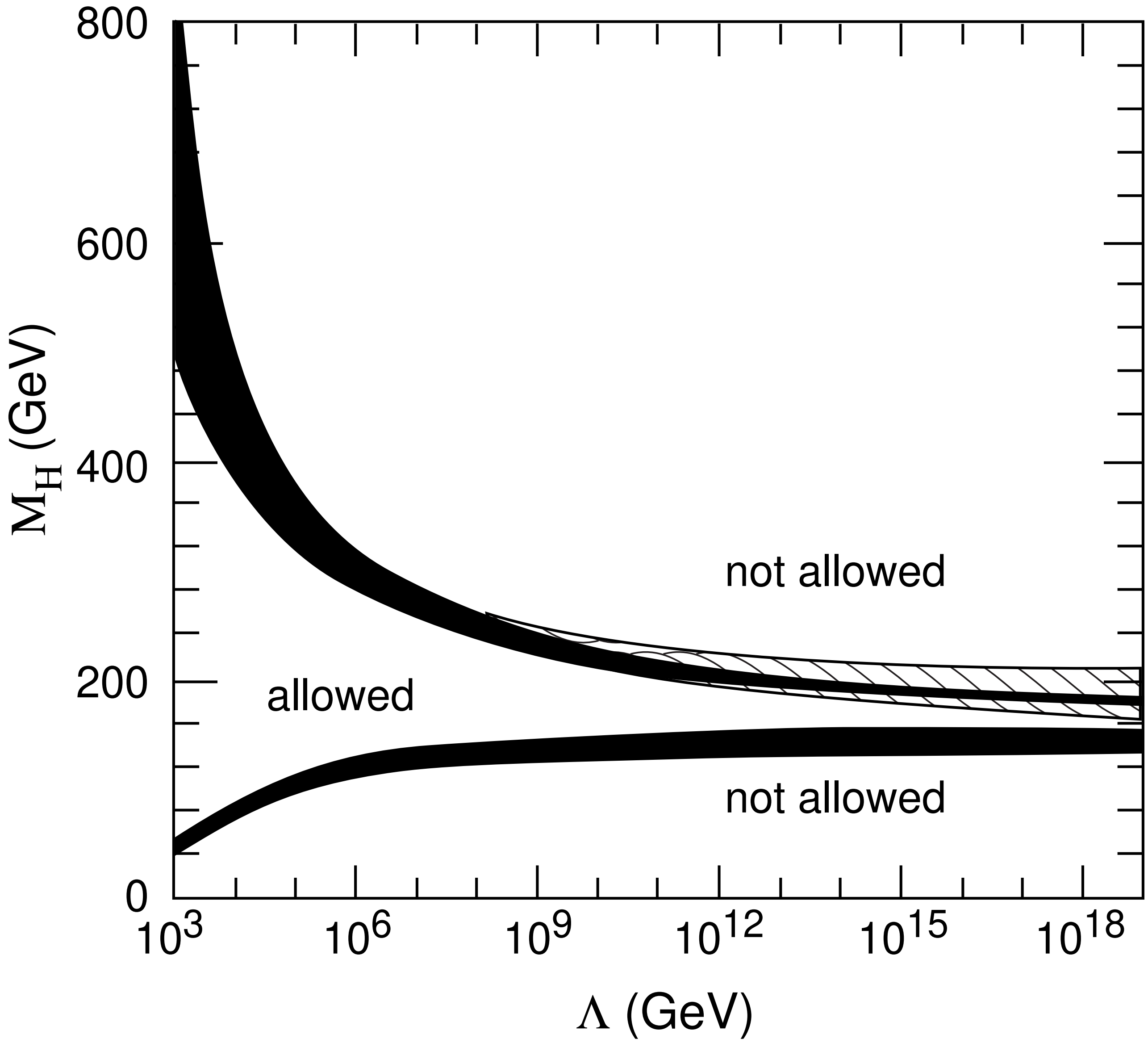
$$\begin{aligned} V(\Phi) &= \mu^2\,\Phi^\dagger\Phi + \lambda\left(\Phi^\dagger\Phi\right)^2 \\ &\quad + \gamma\left(\Phi^\dagger\Phi\right)^2\left(\ln\left(\Phi^\dagger\Phi\right)/v^2 - 1/2\right) \\ \gamma &= \frac{1}{16\pi^2 v^4}\left(m_{\mathrm{H}}^4 + \underbrace{3m_{\mathrm{Z}}^4 + 6m_{\mathrm{W}}^4 - 12m_{\mathrm{t}}^4}_{= -\,(320\ \mathrm{GeV})^4}\right) \end{aligned}$$

$V(v)$ minimum du potentiel
$V(\Phi) \to +\infty$ pour $|\Phi| \to \infty$

$\Rightarrow$ valeur minimale pour m_{H}

Régime de masse permis en fonction de Λ :

T. Hambye, K. Riesselmann, Phys. Rev. D 55 (1997) 7255



- Boson de Higgs léger (150 GeV $\lesssim m_{\mathrm{H}} \lesssim$ 200 GeV)
  Modèle Standard valable jusqu'aux hautes énergies
  $\Lambda = M_{\mathrm{PL}}$?
- Boson de Higgs lourd ($m_{\mathrm{H}} \gtrsim$ 500 GeV)
  Nouvelle physique nécessaire à $\Lambda \lesssim$ 1000 GeV !

Résumé :

- **Champ de Higgs introduit au Modèle Standard afin de donner des masses aux bosons Z et $W^{\pm}$**

- **Une particule observable : le boson de Higgs H**

  spin 0, charge électrique 0

- **Couplage aux fermions proportionnel à leurs masses**

- **La masse du boson de Higgs n'est pas prédite par le Modèle Standard**

$$m_{\mathrm{H}} = \sqrt{2\lambda}\, v$$

- **Bornes théoriques dépendent de l'échelle Λ**

$$m_{\mathrm{H}} \lesssim 1000 \text{ GeV}$$

État de la recherche expérimentale du boson de Higgs avant LEP :

1988 (rapport de PDG) :

- Désintégrations de noyaux atomiques
  $m_{\mathrm{H}} > 13$ MeV
- $\mathrm{K}^{\pm} \to \pi^{\pm}\mathrm{H}$
  50 MeV $< m_{\mathrm{H}} <$ 211 MeV exclu
- $\mathrm{B} \to \mathrm{K\,H}$, $\Upsilon \to \mathrm{H}\gamma$
  0.3 GeV $< m_{\mathrm{H}} <$ 3.6 GeV exclu

Incertitudes théoriques importantes :
Rapports de branchement, matrice CKM, la masse du quark top, α_{s}

Il faut donc

- un processus électro-faible
- une source abondante de particules lourdes, par exemple des bosons $\mathrm{W}^{\pm}$ ou Z

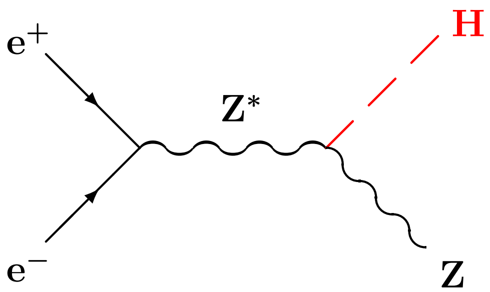
$\Rightarrow$ LEP

LEP I (1989 – 1995) $\sqrt{s} \approx m_\mathrm{Z}$:

$$m_\mathrm{H} > 63.9\ \mathrm{GeV} \qquad (95\%\ \mathrm{CL})$$

LEP II (1995 – 2000) $\sqrt{s} > m_\mathrm{Z}$:

Mécanisme de production dominant : Higgsstrahlung



Production d'un boson Z réel :

– Recherche possible jusqu'à

$$m_\mathrm{H} \approx \sqrt{s} - m_\mathrm{Z}$$

+ Signature de la désintégration du Z : Z → $\mathrm{f\bar{f}}$

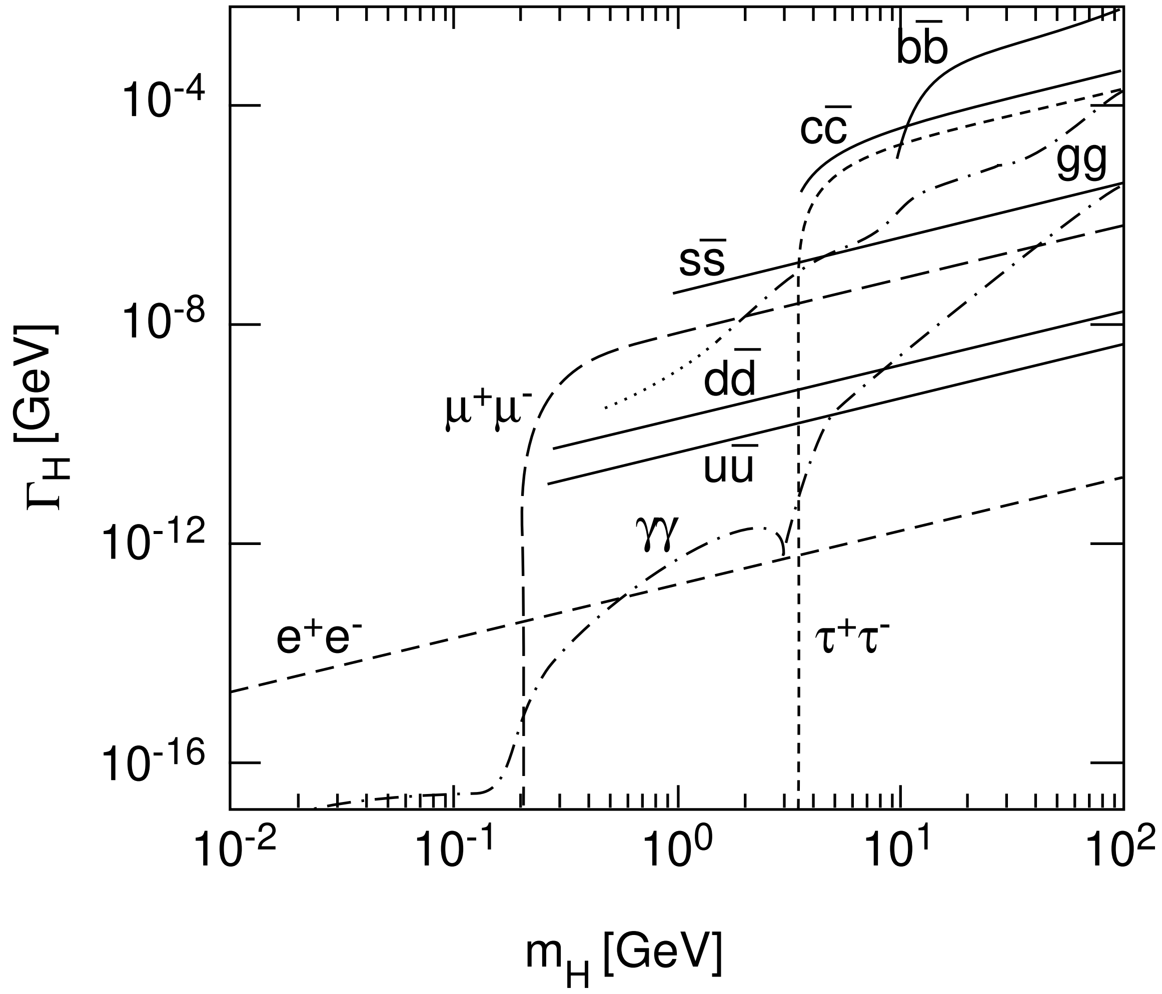
$$m_{\mathrm{f\bar{f}}} \approx m_\mathrm{Z}$$

Désintégration du boson de Higgs :
Rapport de branchement

$$\boldsymbol{BR}(\mathrm{H} \to \mathrm{f\bar{f}}) = \Gamma(\mathrm{H} \to \mathrm{f\bar{f}}) / \sum_f \Gamma(\mathrm{H} \to \mathrm{f\bar{f}})$$

Largeur du boson de Higgs :

$$\Gamma(\mathrm{H} \to \mathrm{f\bar{f}}) = \frac{N_c\, g^2}{32\,\pi} \frac{m_\mathrm{H}}{m_\mathrm{W}^2} m_\mathrm{f}^2 \,\beta_\mathrm{f}^3 \qquad \beta_\mathrm{f} = \sqrt{1 - 4\, m_\mathrm{f}^2 / m_\mathrm{H}^2}$$



Voie dominante de la désintégration du boson de Higgs :

$$\boldsymbol{BR}(\mathrm{H} \to \mathrm{b\bar{b}}) \approx 85\%$$

(régime de masse étudié au LEP)

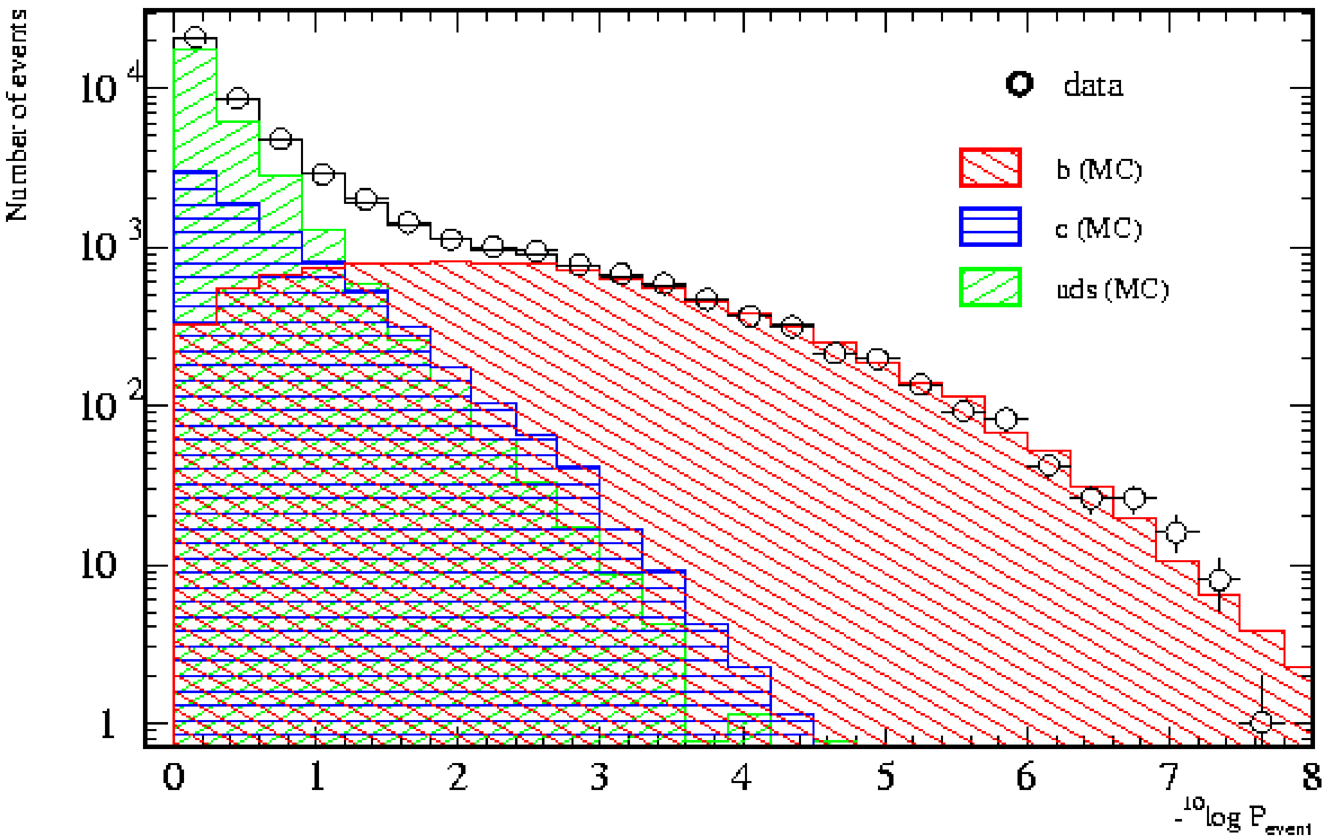
Hadronisations des quarks $\Rightarrow$ jet

- $\approx$ 10 particules (hadrons) par quark
- collimés dans la direction du quark

Longévité des hadrons b : $\tau \approx 1.6 \cdot 10^{-12}$ s
Désintégration des hadrons b au vertex secondaire

$$< l > \approx 4 \text{ mm}$$

Discrimination des quarks b ($\mathrm{Z} \rightarrow \mathrm{q\bar{q}}$)



Signature des événements recherchés :

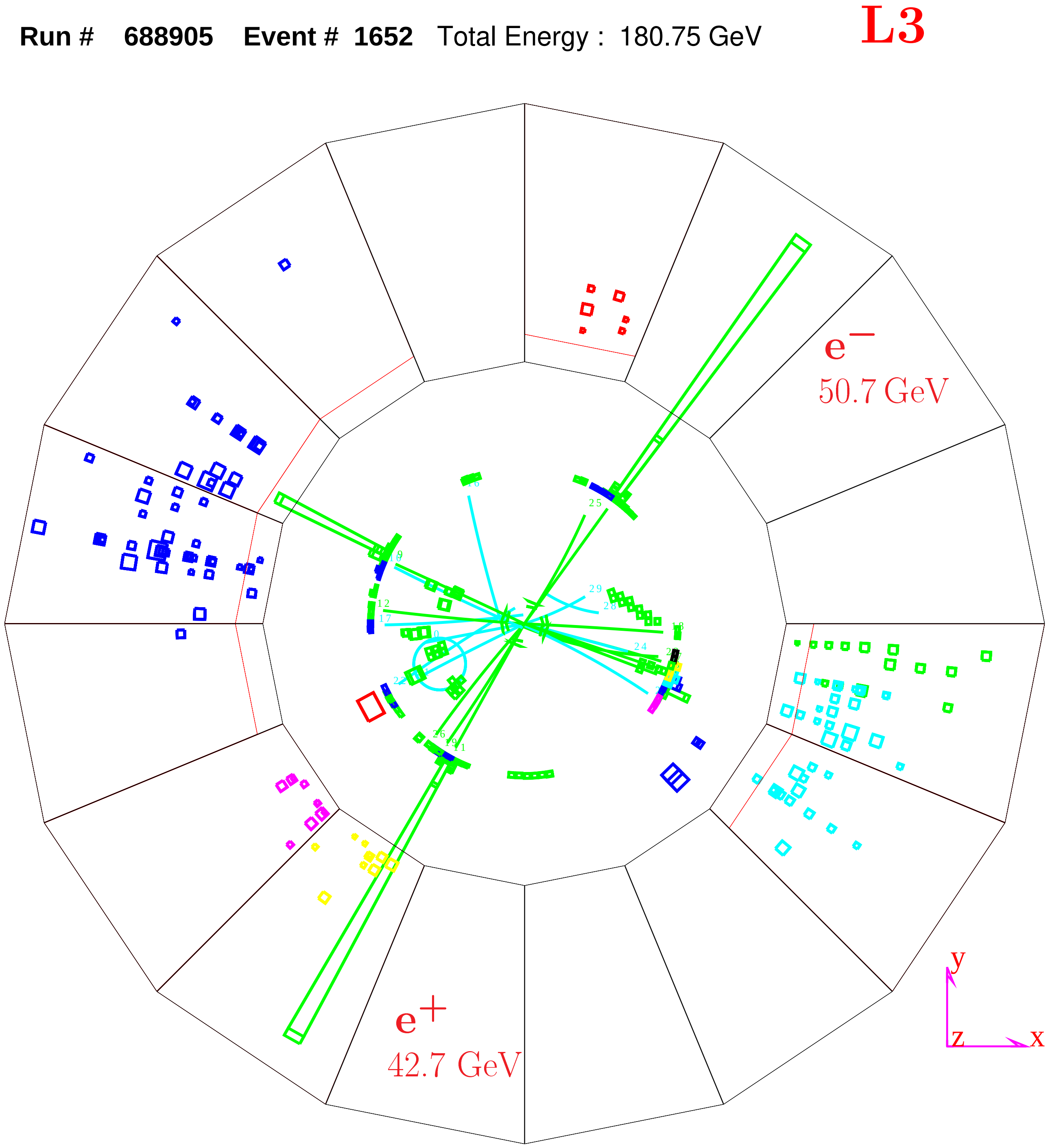
$\mathrm{e^+e^-} \longrightarrow \mathrm{HZ}$

$\longrightarrow \mathrm{b\bar{b}\,q\bar{q}}$ – 4 jets

$\longrightarrow \mathrm{b\bar{b}}\,\nu\bar{\nu}$ – 2 jets + énergie manquante

$\longrightarrow \mathrm{b\bar{b}\,e^+e^-},\ \mathrm{b\bar{b}}\,\mu^+\mu^-$ – 2 jets + 2 leptons

Événement candidat $e^+e^- \rightarrow HZ \rightarrow b\bar{b}\,e^+e^-$



$m_{ee} = 92.8$ GeV

$m_{jj} = 88.8$ GeV

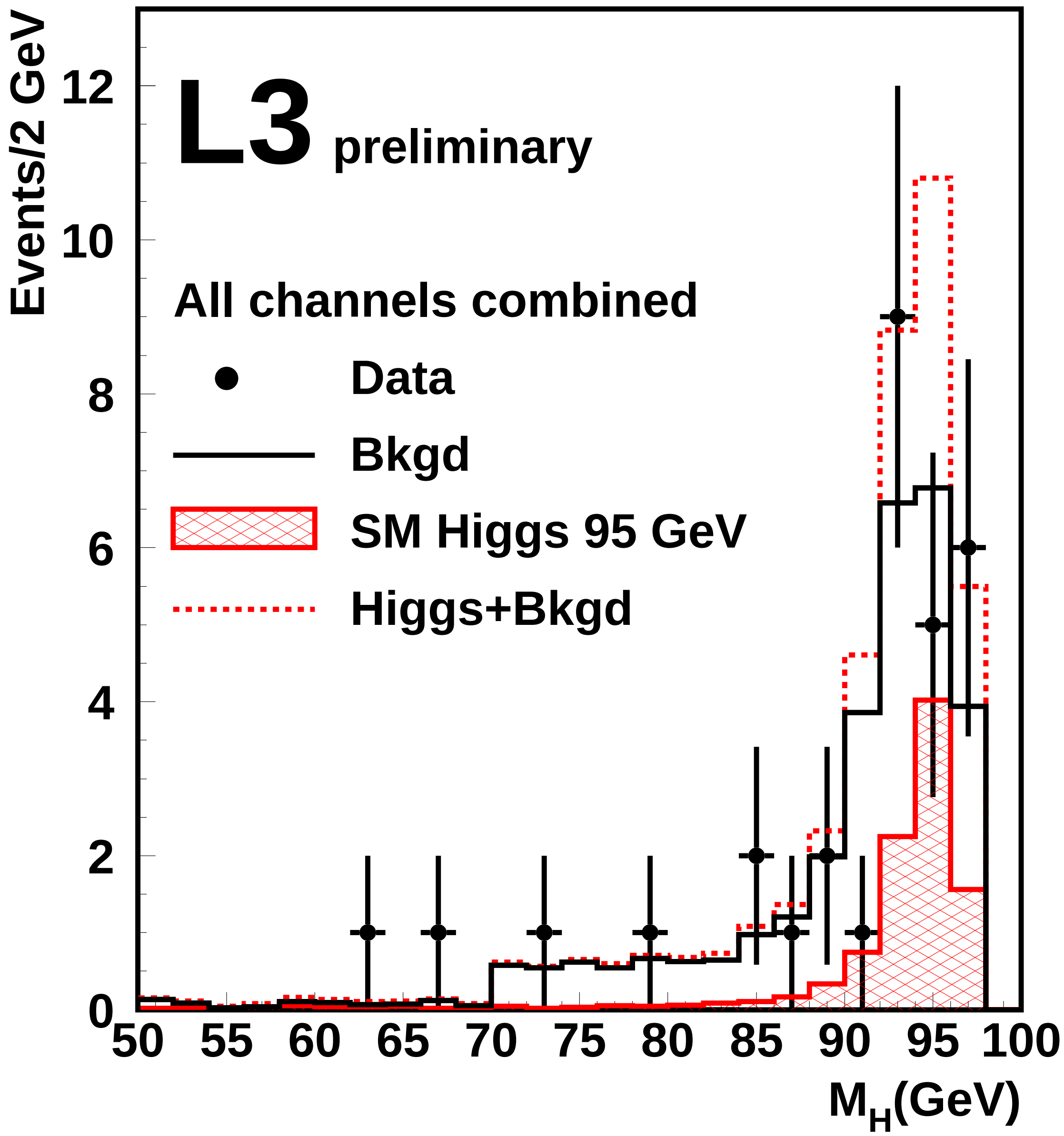
Boson Z

Higgs ?

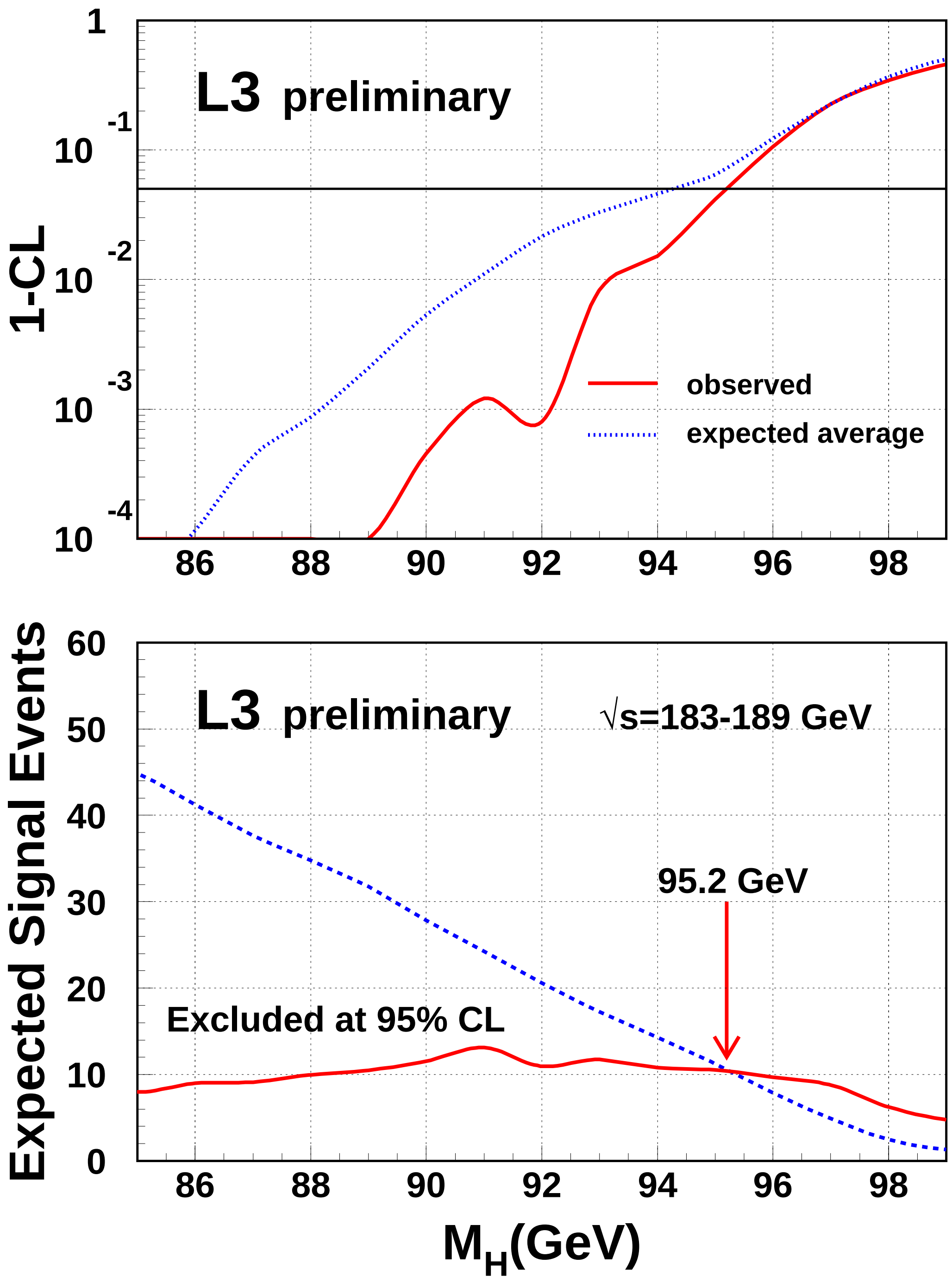
Pas d'évidence pour la production des bosons de Higgs au LEP

(jusqu'à $\sqrt{s} \leq 189$ GeV, données prises en 1998)

Exemple :



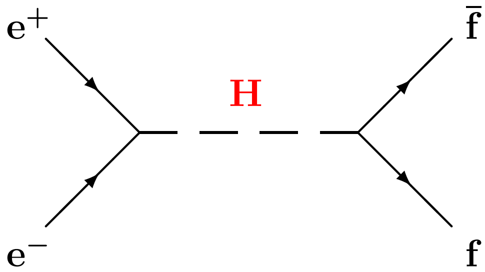
$\Rightarrow$ limite inférieure sur la masse



$$m_{\mathrm{H}} > 95\ \mathrm{GeV} \qquad (95\%\ \mathrm{CL})$$

Preuve indirecte du boson de Higgs au LEP :

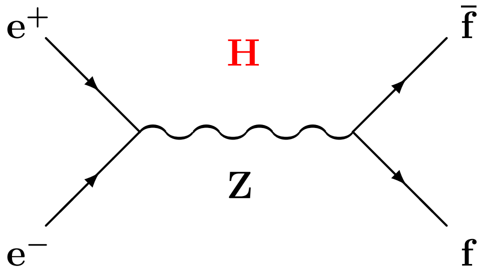
Échange du boson de Higgs ?



Pour $E = m_H$ (maximum) :

$$\sigma = \frac{4\pi}{m_H^2} \cdot \underbrace{BR(H \to e^+e^-)}_{\approx \left(\frac{m_e}{m_b}\right)^2 \approx 10^{-8}} \cdot BR(H \to f\bar{f})$$

Corrections radiatives par le boson de Higgs :

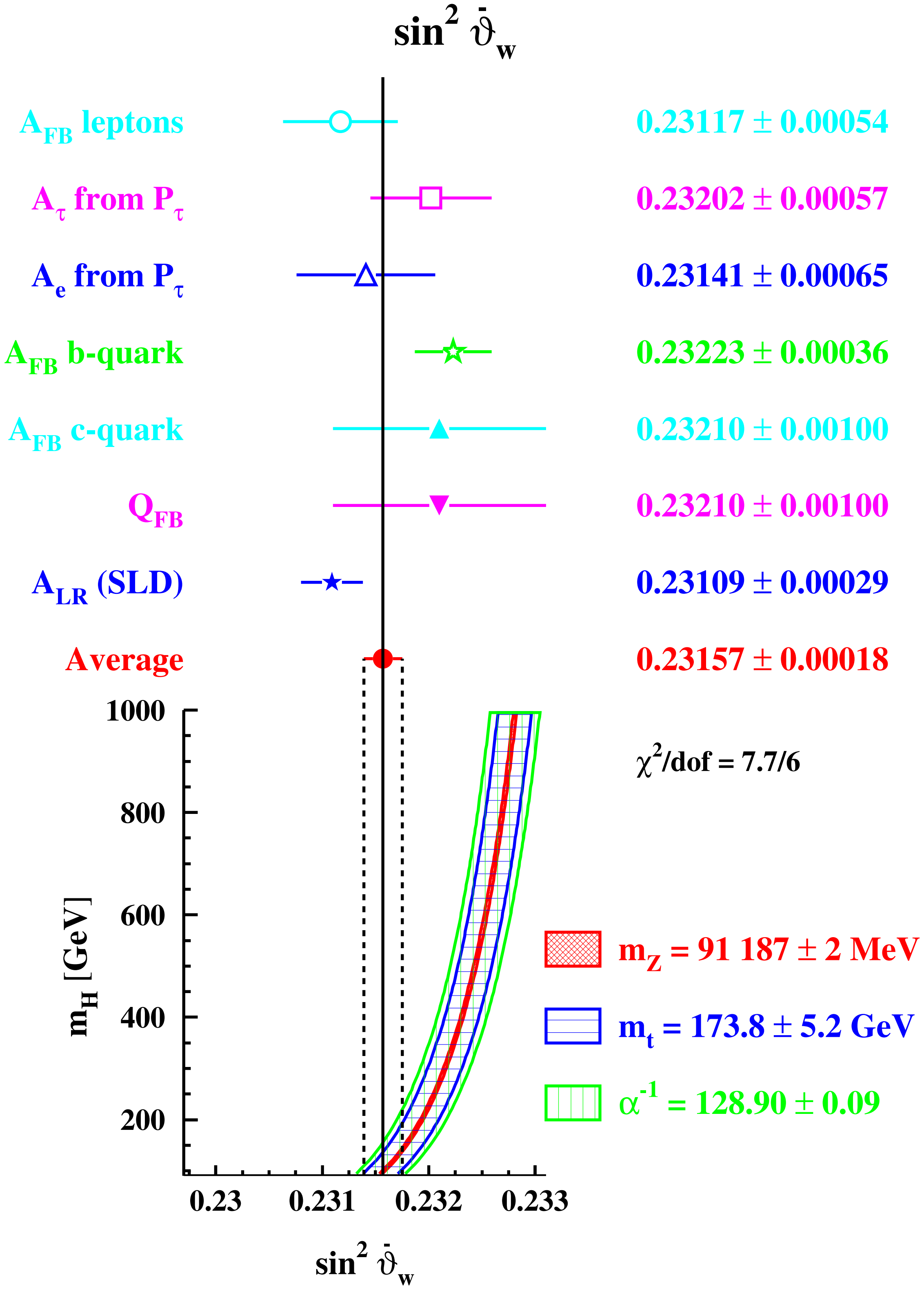


$$\text{Contribution} \propto \log \frac{m_H}{m_W} \qquad \text{('1-boucle')}$$

Détermination des corrections radiatives au LEP (et SLC) par mesures de précision des observables (sections efficaces, asymétries ...)

Angle de mélange électro-faible

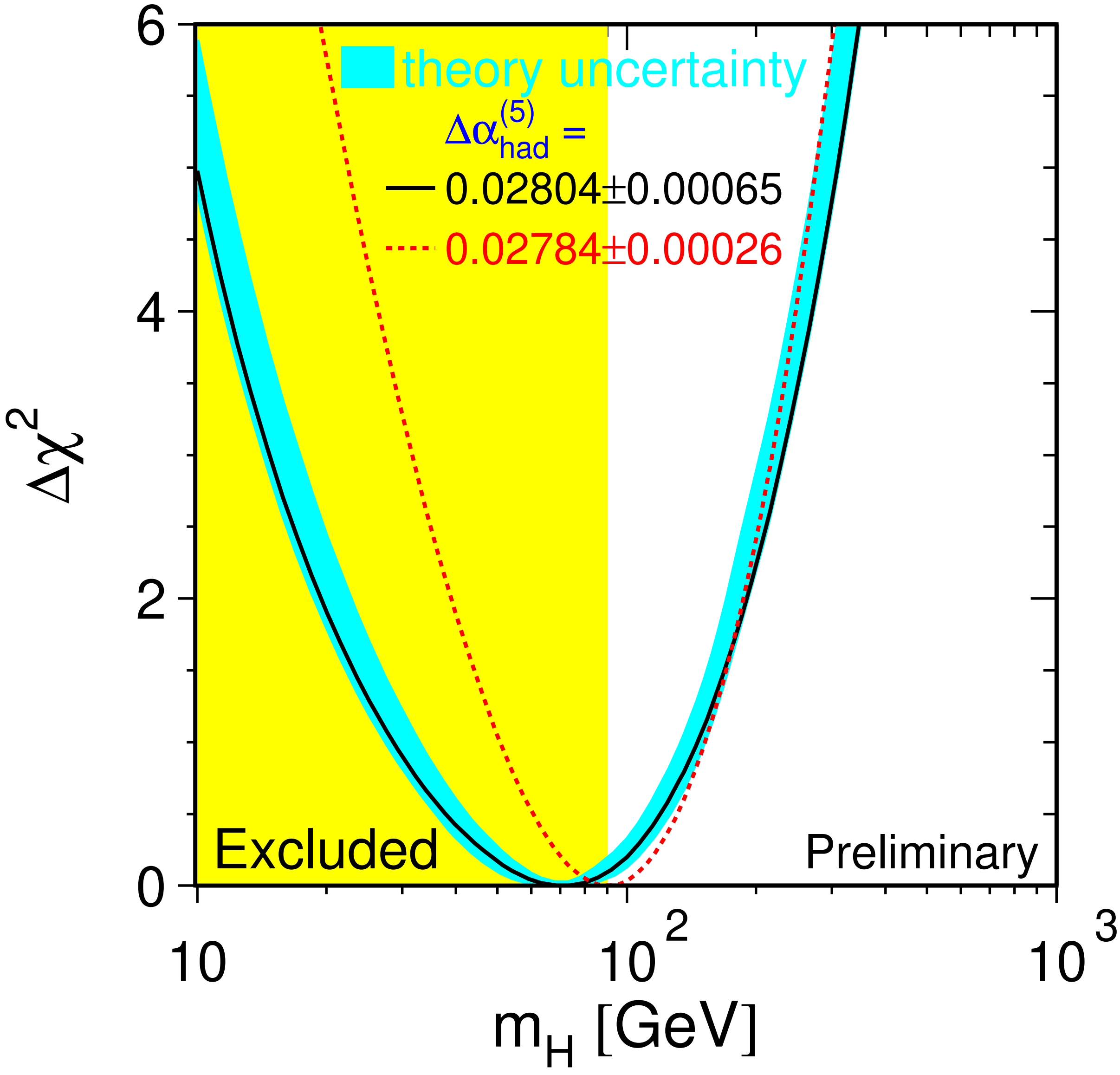
$$\sin^2\vartheta_W = 1 - \left(\frac{m_W}{m_Z}\right)^2 + \text{corrections radiatives } (\log m_H)$$



$\Rightarrow$ préférence pour un boson de Higgs léger

Lissage dans le Modèle Standard :

Toutes les mesures de LEP, SLD, CDF, D0 et νN



$$\log m_{\rm H}/\text{GeV} \; = \; 1.85\,^{+0.31}_{-0.39} \pm 0.05(\text{th})$$
$$m_{\rm H} \; = \; 71\,^{+75}_{-42} \pm 10(\text{th})\ \text{GeV}$$

Limite supérieure expérimentale pour la masse du boson de Higgs :

$$m_{\rm H} < 220\ \text{GeV} \qquad (95\%\ \text{CL})$$

dans le cadre du Modèle Standard

1998: La recherche directe au LEP jusqu'à $\sqrt{s} = 189$ GeV

$$m_{\mathrm{H}} \gtrsim 95 \text{ GeV}$$

Limite supérieure (corrections radiatives) :

$$m_{\mathrm{H}} < 220 \text{ GeV}$$

1999: Objectif : $\mathcal{L} \approx 150\ \mathrm{pb}^{-1}$
de $\sqrt{s} = 192$ GeV à $\sqrt{s} = 200$ GeV
Découverte possible jusqu'à $m_{\mathrm{H}} \lesssim 105$ GeV

m_{H} déduit des corrections radiatives :
Réduction des erreurs sur $\alpha(m_{\mathrm{Z}})$ et m_{W} attendue
$\Rightarrow$ amélioration de mesure de $\log m_{\mathrm{H}}/\mathrm{GeV}$

2000: LEP $\sqrt{s} \geq 200$ GeV . . .

La recherche directe après LEP :

- **TEVATRON Run II & III**
  Objectif : 30 fb^{-1} jusqu'à l'année 2007

$$m_{\mathrm{H}} \leq 180 \text{ GeV}$$

- **LHC dès 2005**
  Exploration complète du régime des masses permises jusqu'à

$$m_{\mathrm{H}} \leq 1000 \text{ GeV}$$

Mais, peut-être, il y aura des surprises . . .

Dynamique de l'univers (équation de Friedmann) :

$$H^2 \equiv \left(\frac{\dot{R}}{R}\right)^2 = -k\,\frac{c^2}{R^2} + \frac{8\pi\,G_\mathrm{N}}{3}\rho_\mathrm{M} + \frac{\Lambda\,c^2}{3}$$

H	paramètre de Hubble
R	échelle de distance
k	courbure de l'espace ($k = -1,\,0,\,+1$)
ρ_M	densité moyenne de la matière
Λ	constante cosmologique

$$\Omega_\mathrm{M} = \frac{\rho_\mathrm{M}}{\rho_\mathrm{c}} = \frac{8\pi\,G_\mathrm{N}}{3\,H^2}\rho_\mathrm{M} \qquad \rho_\mathrm{c} \text{ densité critique}$$

$$\Omega_\Lambda = \frac{\Lambda\,c^2}{3\,H^2} = \frac{1}{\rho_\mathrm{c}\,c^2}\varepsilon_\mathrm{V} \qquad \varepsilon_\mathrm{V} \text{ densité de l'énergie dans le vide}$$

$$\boxed{1 = -k\,\frac{c^2}{R^2\,H^2} + \Omega_\mathrm{M} + \Omega_\Lambda}$$

Potentiel de Higgs $\Rightarrow$ énergie dans le vide :

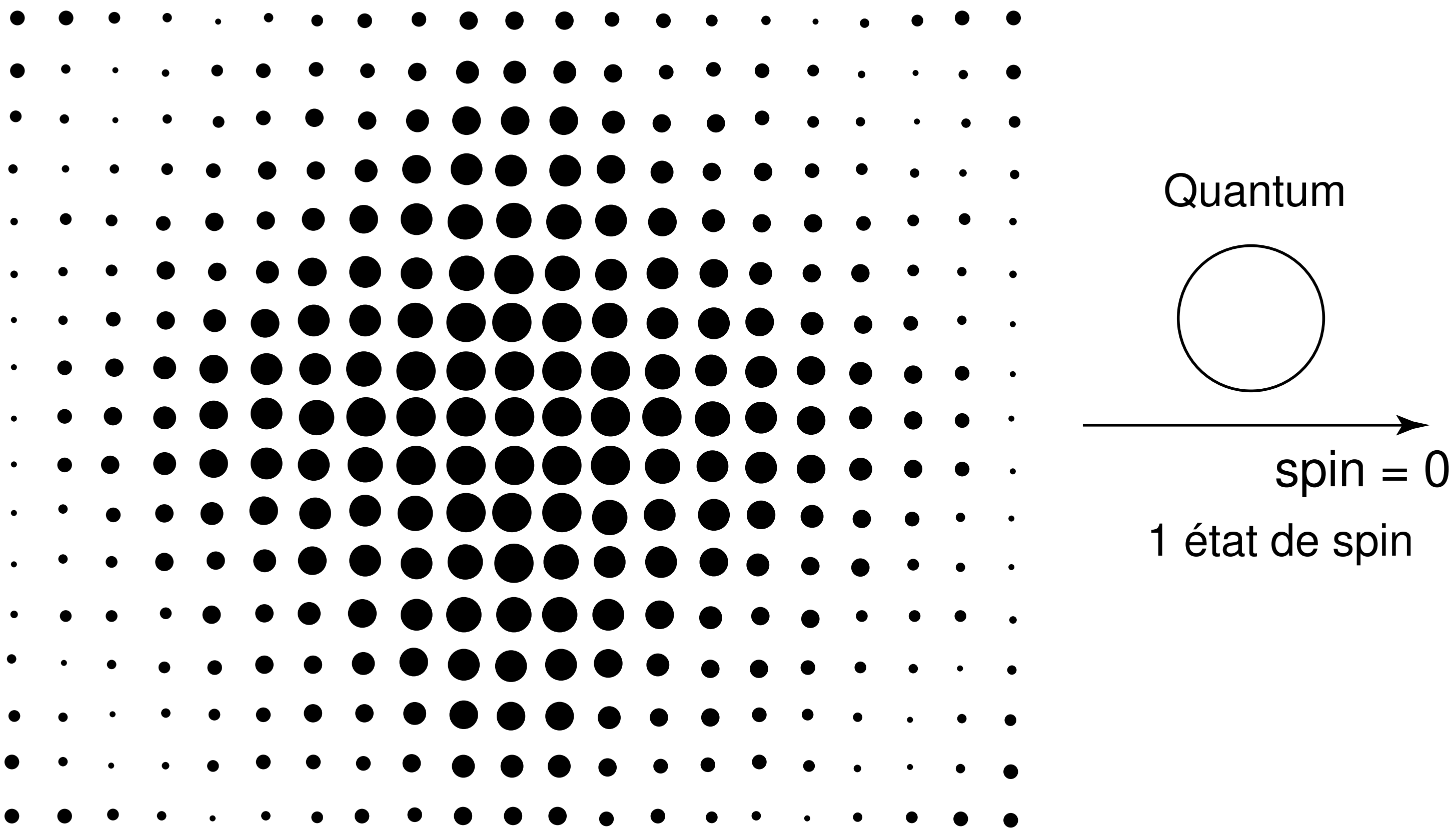
$$\Lambda \approx \left(\frac{1}{0.1\ \mathrm{m}}\right)^2$$

Distorsions de l'espace à l'échelle de 10 cm !
Désaccord avec l'observation 10^{54} !

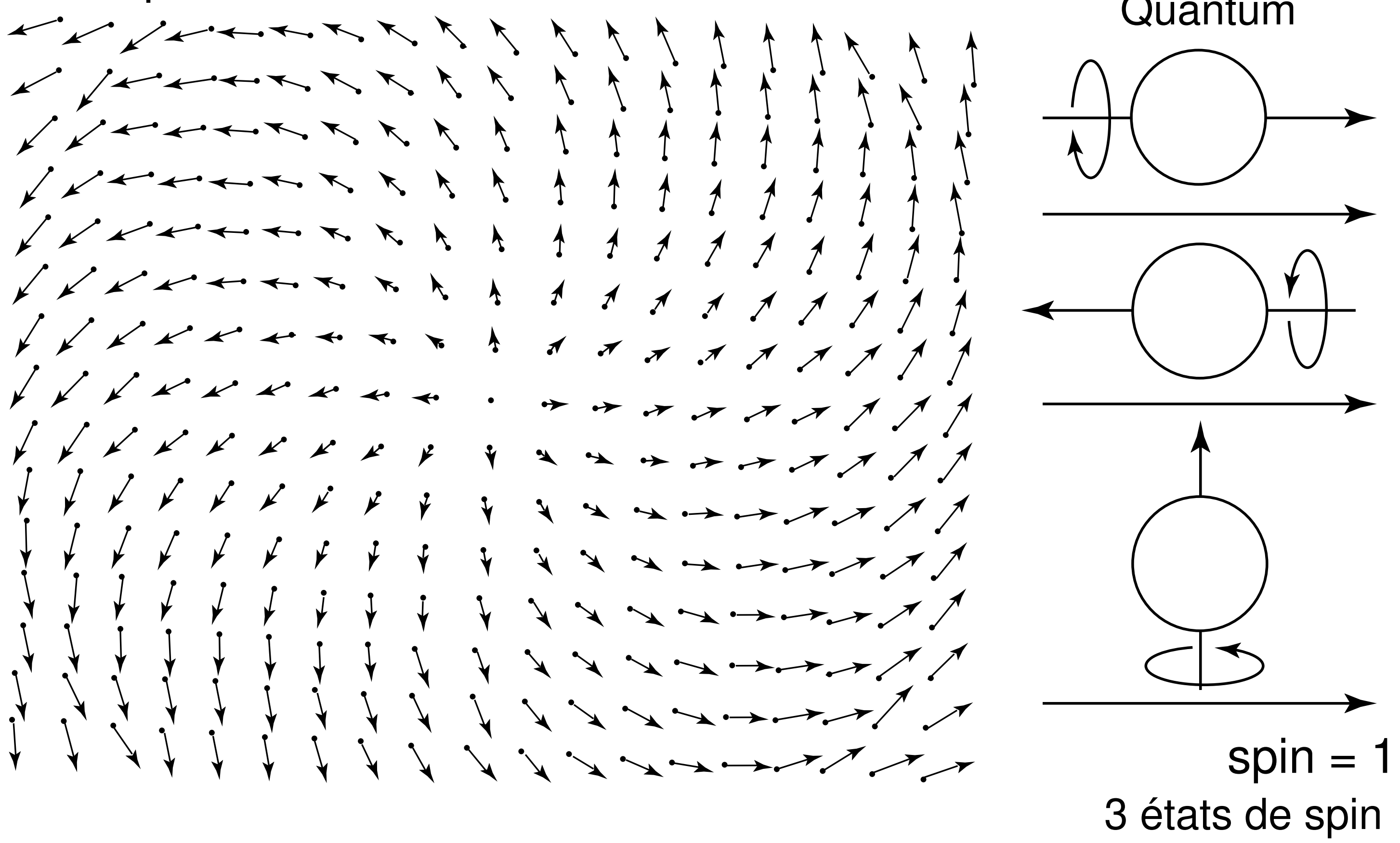
Fluctuations du vide (création de paires $\mathrm{f\bar{f}}$) :

$$\Lambda \approx \left(\frac{1}{1\ \mathrm{km}}\right)^2$$

Champ scalaire



Champ vectoriel



y99189Mnich

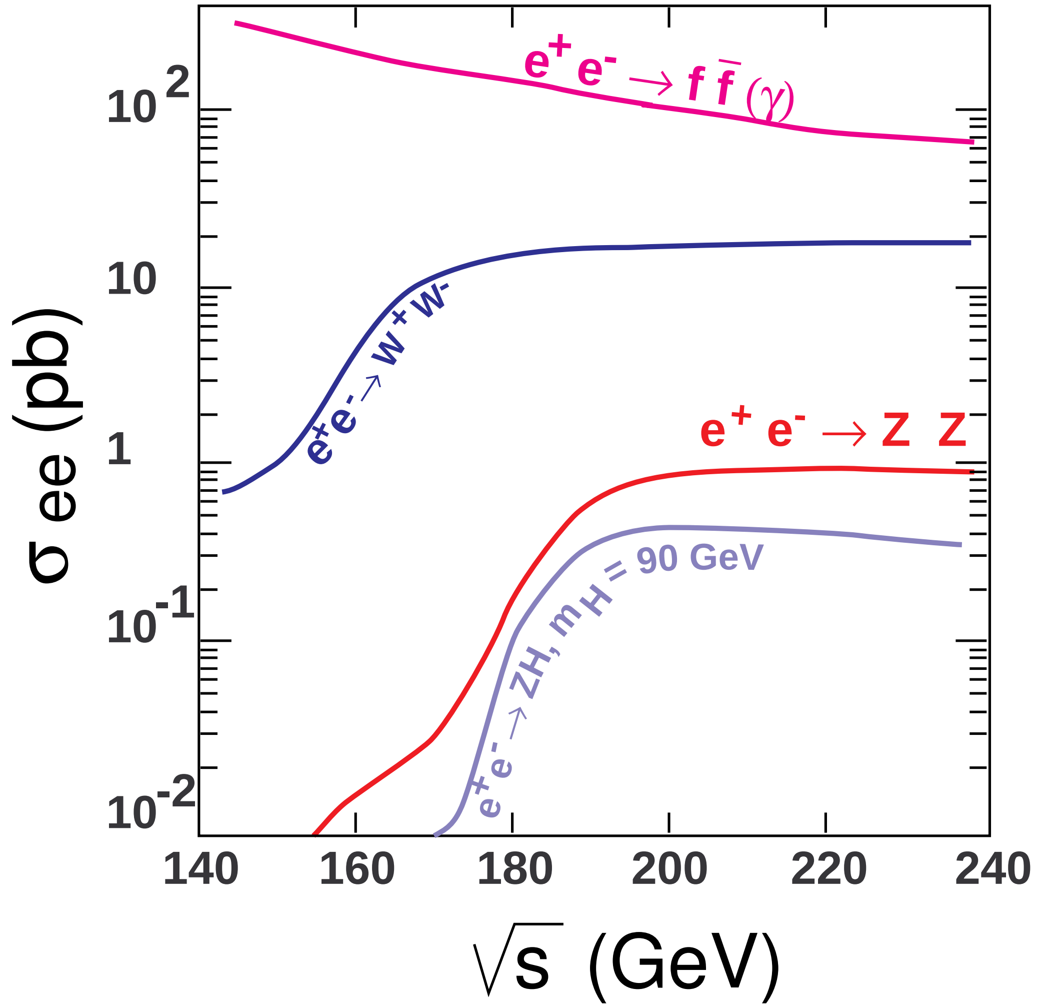
Tableau des fermions

			Charges			Masse	
			électrique	faible*	couleur		$[m_\mathrm{p}]^*$
I	Leptons	neutrino ν_e	0	+1/2	–	< 2 eV	$< 2 \cdot 10^{-9}$
		électron e	$-e$	−1/2	–	511 keV	$0.5 \cdot 10^{-3}$
	Quarks	up u	$+2/3\,e$	+1/2	r g b	≈ 3 MeV	$3 \cdot 10^{-3}$
		down d	$-1/3\,e$	−1/2	r g b	≈ 6 MeV	$6 \cdot 10^{-3}$
II	Leptons	neutrino ν_μ	0	+1/2	–	< 170 keV	$< 1.8 \cdot 10^{-4}$
		muon μ	$-e$	−1/2	–	106 MeV	0.1
	Quarks	charm c	$+2/3\,e$	+1/2	r g b	≈ 1.2 GeV	1.3
		strange s	$-1/3\,e$	−1/2	r g b	≈ 100 MeV	0.1
III	Leptons	neutrino ν_τ	0	+1/2	–	< 18 MeV	$< 2 \cdot 10^{-2}$
		tau τ	$-e$	−1/2	–	1.8 GeV	1.9
	Quarks	top t	$+2/3\,e$	+1/2	r g b	175 GeV	187
		bottom b	$-1/3\,e$	−1/2	r g b	≈ 4.5 GeV	4.8

* T_3 de l'isospin faible

* masse du proton 938.3 MeV ≈ 1 GeV

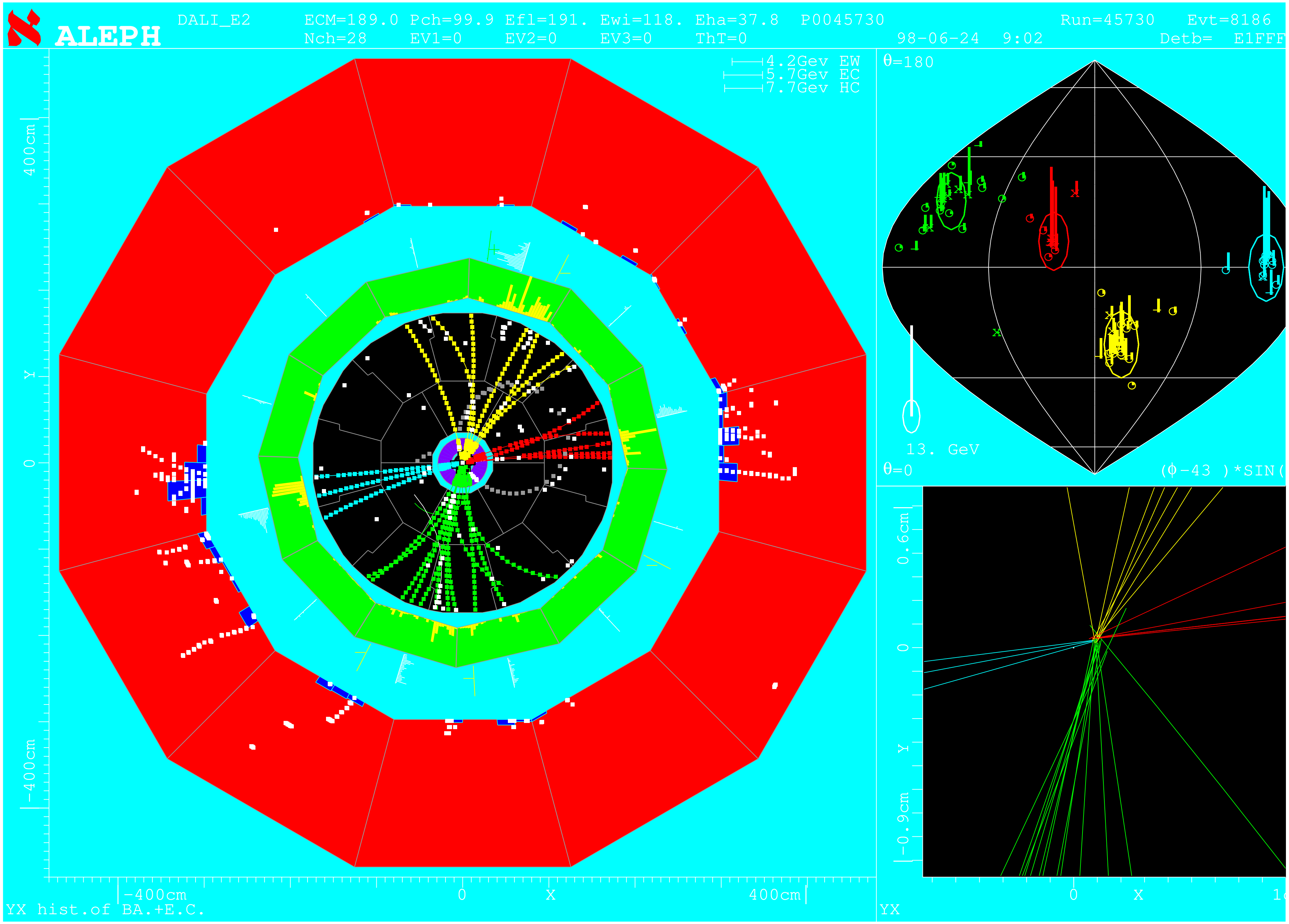
Comparaison des sections efficaces :



- **Section efficace considérable $e^+e^- \to$ HZ**
- **Meilleur rapport signal / bruit de fond qu'au LEP I**

Bruit de fond :

- **Paires de fermion-antifermion, notamment $e^+e^- \to Z/\gamma \to q\bar{q}(\gamma)$**
- **États finals à 4 fermions $e^+e^- \to W^+W^-$, ZZ**
- **Production de W isolé $e^+e^- \to W\,e\nu$ (pour $H\nu\bar{\nu}$)**



Événement candidat $e^+e^- \to HZ \to b\bar{b}\,q\bar{q}$

$(m_H = 95.8$ GeV$)$

J. Mnich – CERN EP

20 avril 1999

Paramètres du Modèle Standard :

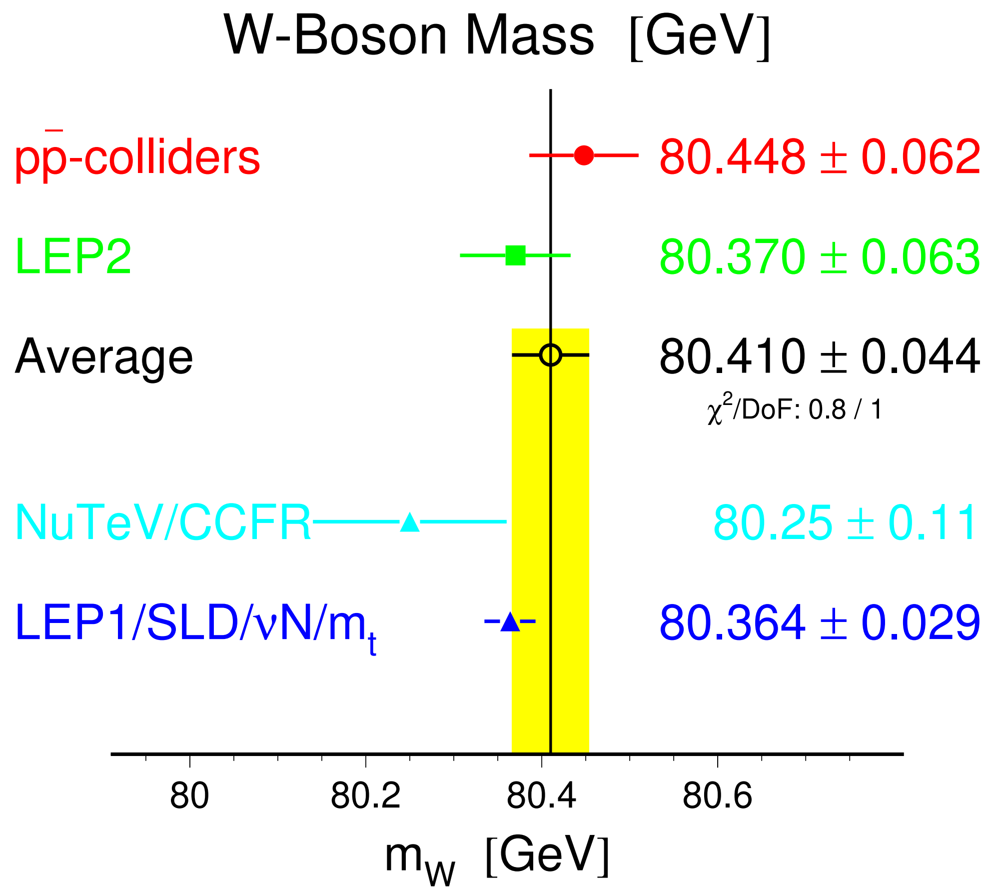
α, m_Z, m_W	l'ordre le plus bas
m_H, m_f	notamment m_t
α_s, matrice CKM	pour $e^+e^- \to$ hadrons

Tous les autres observable peuvent être calculés (sections efficaces, asymétries etc) dans le cadre du Modèle Standard.

α: **Expériences $g-2$, effet de Hall quantique :**
$\alpha^{-1}(Q^2{=}0) = 137.035\,989\,5(61)$

m_Z: **Mesure de précision au LEP :**
$m_Z = 91\,186.7 \pm 2.1$ MeV

m_W: **Expériences $p\bar{p}$ & LEP II :**
$m_W = 80.410 \pm 0.044$ GeV



Constante de Fermi G_F déterminée précisément de la durée de vie du muon

$$G_F = 1.166\,39(1) \cdot 10^{-5}\ \mathrm{GeV}^{-2}$$

Relation entre m_W et G_F:

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{\pi\,\alpha}{2} \cdot \frac{1}{m_W^2 \sin^2\vartheta_W} \cdot \frac{1}{1-\Delta r} \qquad \cos\vartheta_W \equiv m_W/m_Z$$

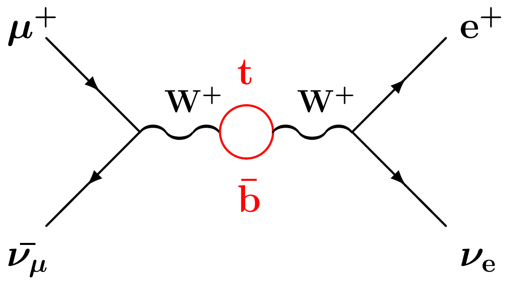
Corrections radiatives électro-faibles Δr

$$1 - \Delta r \approx (1-\Delta\alpha)\,(1-\Delta r_w)$$

a) Constante de couplage QED courante :

$$\begin{aligned} \alpha(m_Z) &= \alpha(Q^2{=}0)/(1-\Delta\alpha) \\ \alpha(m_Z)^{-1} &= 128.896 \pm 0.090 \qquad (7\cdot 10^{-4}) \end{aligned}$$

b) Corrections radiatives faibles
(Désintégration du muon) :



Différence de masses des quarks t et b :

$$\Delta r_w = -\frac{\cos^2\vartheta_W}{\sin^2\vartheta_W} \cdot \frac{3\,G_F}{8\,\pi^2\sqrt{2}} \cdot m_t^2 + \mathcal{O}(m_t^4)$$

$$+\mathcal{O}(\log m_H) + \ldots$$

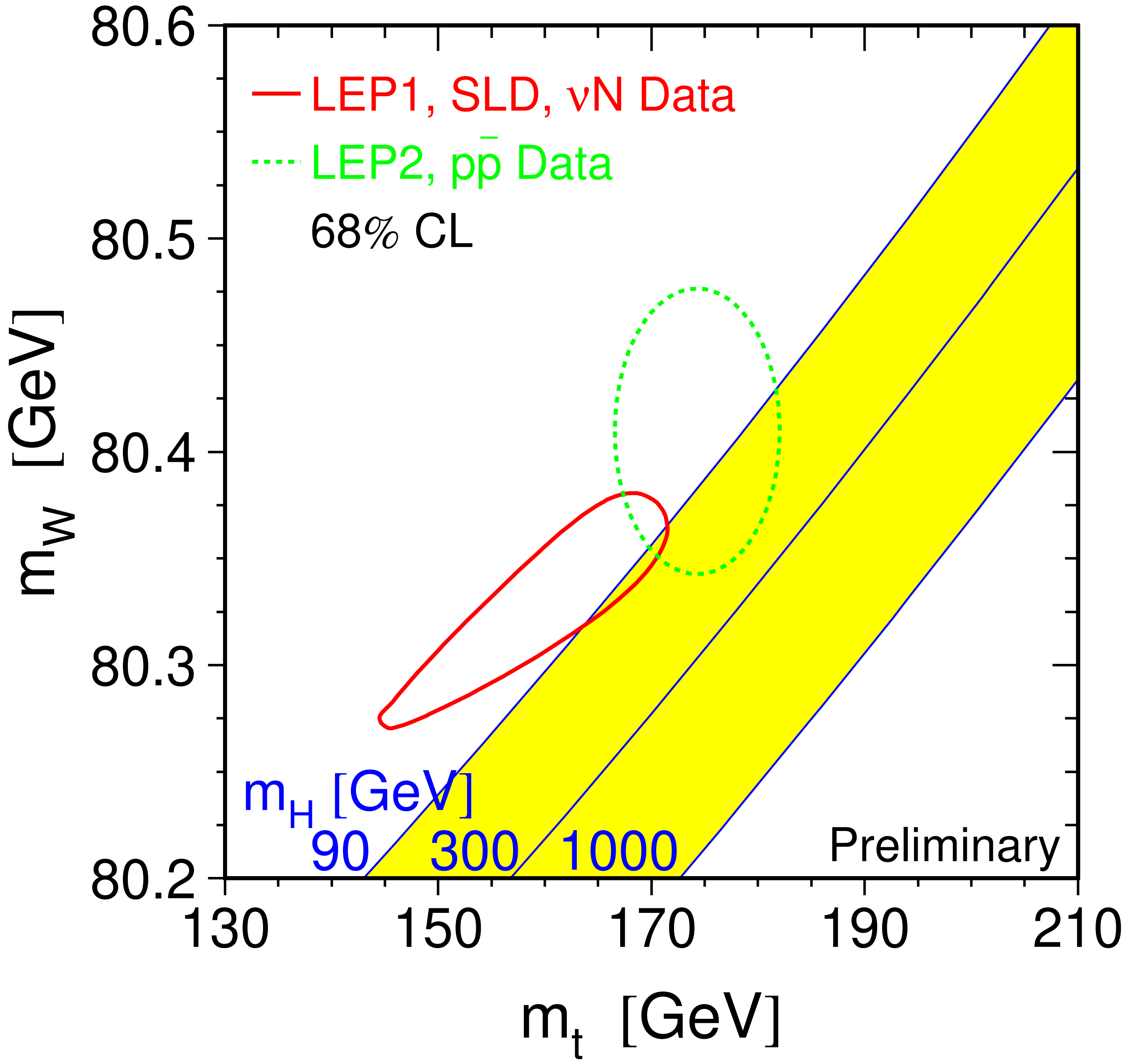
1993 : à partir des mesures de précision des paramètres du boson Z
prédiction pour la masse du quark t

$$m_t = 178 \pm 11 \pm 19(m_H) \text{ GeV}$$

1994 : Découverte du quark t dans les collisions $p\bar{p}$

$$m_t = 174.3 \pm 5.1 \text{ GeV} \qquad \text{(valeur récente)}$$

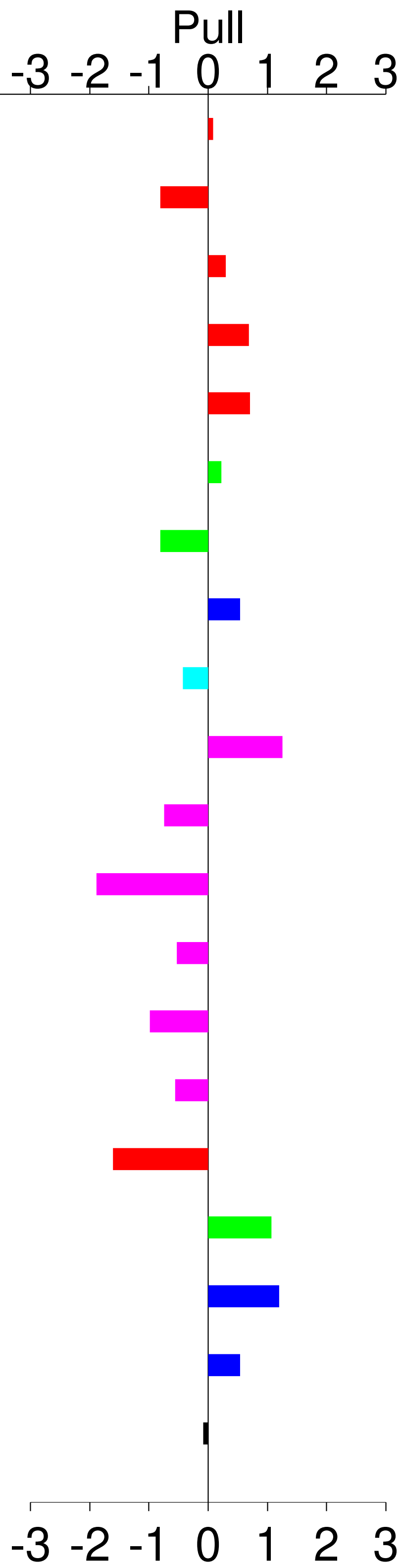
Test du Modèle Standard :



⇒ **préférence pour un boson de Higgs léger**

Moriond 1999

	Measurement	Pull
m_Z [GeV]	91.1867 ± 0.0021	.08
Γ_Z [GeV]	2.4939 ± 0.0024	-.81
σ^0_{hadr} [nb]	41.491 ± 0.058	.30
R_e	20.765 ± 0.026	.69
$A^{0,e}_{fb}$	0.01683 ± 0.00096	.71
A_e	0.1479 ± 0.0051	.23
A_τ	0.1431 ± 0.0045	-.81
$\sin^2\theta^{lept}_{eff}$	0.2321 ± 0.0010	.54
m_W [GeV]	80.350 ± 0.056	-.43
R_b	0.21680 ± 0.00073	1.26
R_c	0.1694 ± 0.0038	-.75
$A^{0,b}_{fb}$	0.0991 ± 0.0020	-1.88
$A^{0,c}_{fb}$	0.0712 ± 0.0043	-.53
A_b	0.908 ± 0.027	-.99
A_c	0.651 ± 0.030	-.56
$\sin^2\theta^{lept}_{eff}$	0.23109 ± 0.00029	-1.61
$\sin^2\theta_W$	0.2255 ± 0.0021	1.07
m_W [GeV]	80.448 ± 0.062	1.20
m_t [GeV]	174.3 ± 5.1	.54
$\Delta\alpha^{(5)}_{had}(m_Z)$	0.02804 ± 0.00065	-.08



$$\log m_H/\mathrm{GeV} = 1.85\,^{+0.31}_{-0.39} \pm 0.05(\mathrm{th})$$

$$m_H = 71\,^{+75}_{-42} \pm 10(\mathrm{th})\ \mathrm{GeV}$$

Limite supérieure expérimentale pour la masse du boson de Higgs :

$$m_H < 220\ \mathrm{GeV} \qquad (95\%\ \mathrm{CL})$$

Incertitude théorique estimée par comparaison des programes et des options differents

- Résultat est dans le régime permis par le Modèle Standard
  $1 \lesssim \log m_H/\mathrm{GeV} \gtrsim 3$
- Modèle Standard reste-t-il valable jusqu' à la masse de Planck ?
- Calculs pour les valeurs de m_H élevées :

  Les ordres supérieures (2,3,... boucles) ?
  Calculs perturbatifs ?

Le Modèle Supersymétrique Minimal (MSSM) :
2 doublets de Higgs ⇒

2 bosons de Higgs neutres (CP = +1)	**h,H**	$(m_{\mathrm{h}} < m_{\mathrm{H}})$
1 boson de Higgs neutre (CP = −1)	**A**	
2 bosons de Higgs chargés	$\mathrm{H}^{\pm}$	

Prédictions théoriques pour les masses :

- **L'ordre le plus bas**

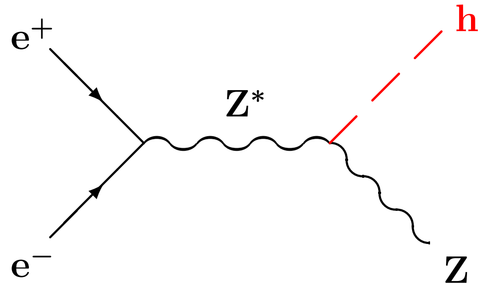
$$m_{\mathrm{h}} < m_{\mathrm{Z}} \qquad m_{\mathrm{H}^{\pm}} > m_{\mathrm{W}}$$

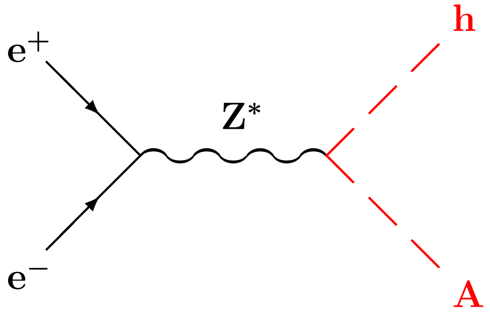
- **Avec des corrections radiatives** $(m_{\mathrm{t}}^4,\ \log m_{\tilde{\mathrm{t}}},\ \ldots)$

$$m_{\mathrm{h}} \lesssim 130\ \mathrm{GeV}$$

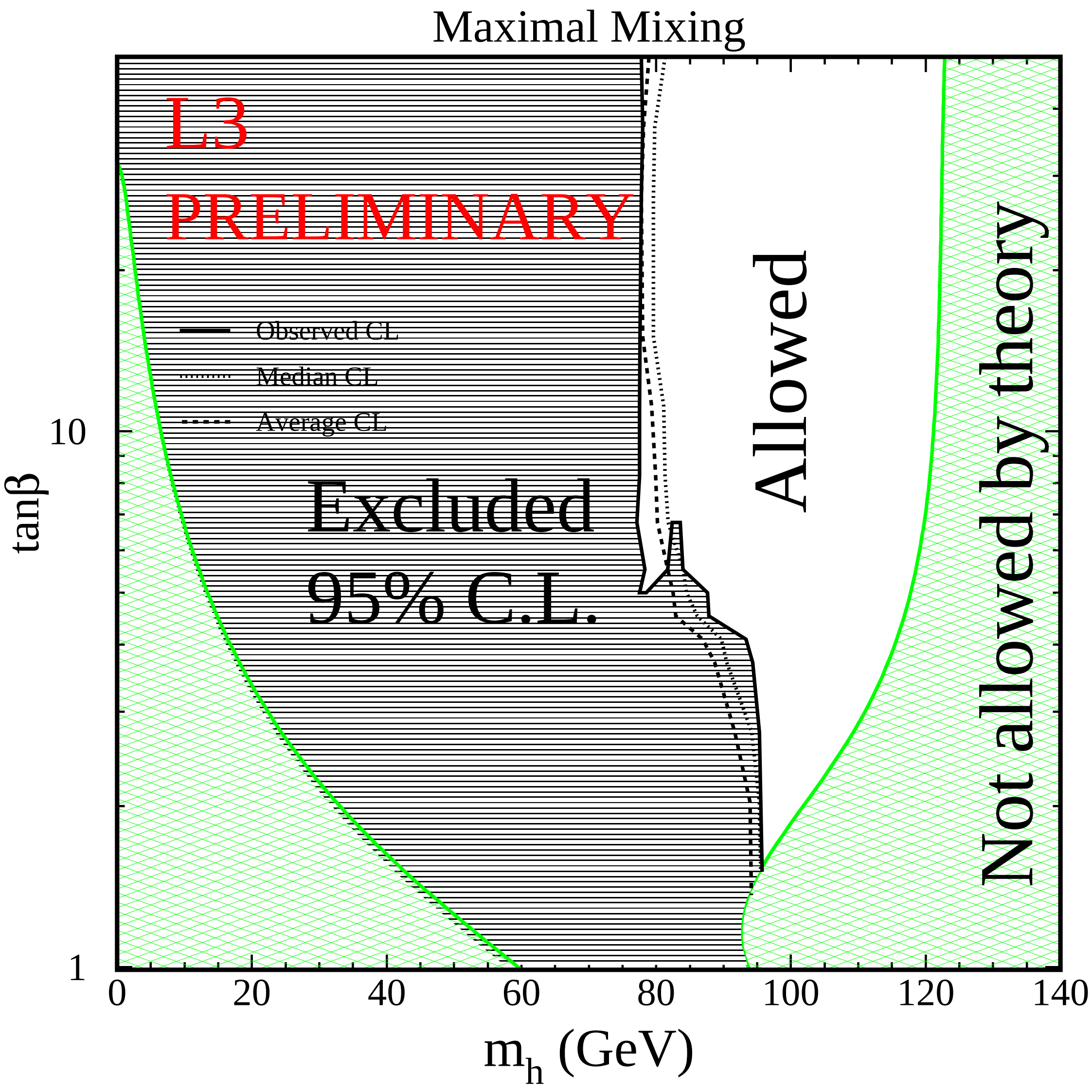
Production des bosons de Higgs neutres au LEP dépend du rapport des valeurs attendues du vide $(\tan\beta)$

petit $\tan\beta$ **:** **grand** $\tan\beta$ **:**





Exemple : L3 limite inférieure du boson h



$$1 \lesssim \tan\beta \lesssim 1.5 \text{ exclu}$$

Résumé des limites pour tous $\tan\beta$:

	m_h [GeV]	m_A [GeV]
ALEPH	80.8	81.2
DELPHI	83.5	84.5
L3	77.0	78.0
OPAL	74.8	76.5

La recherche du boson de Higgs de Modèle Standard :

1998: $\mathcal{L} \geq 150\ \mathrm{pb}^{-1}$ par expérience à $\sqrt{s} = 189$ GeV
Le seuil de $e^+e^- \to ZZ$ surmonté

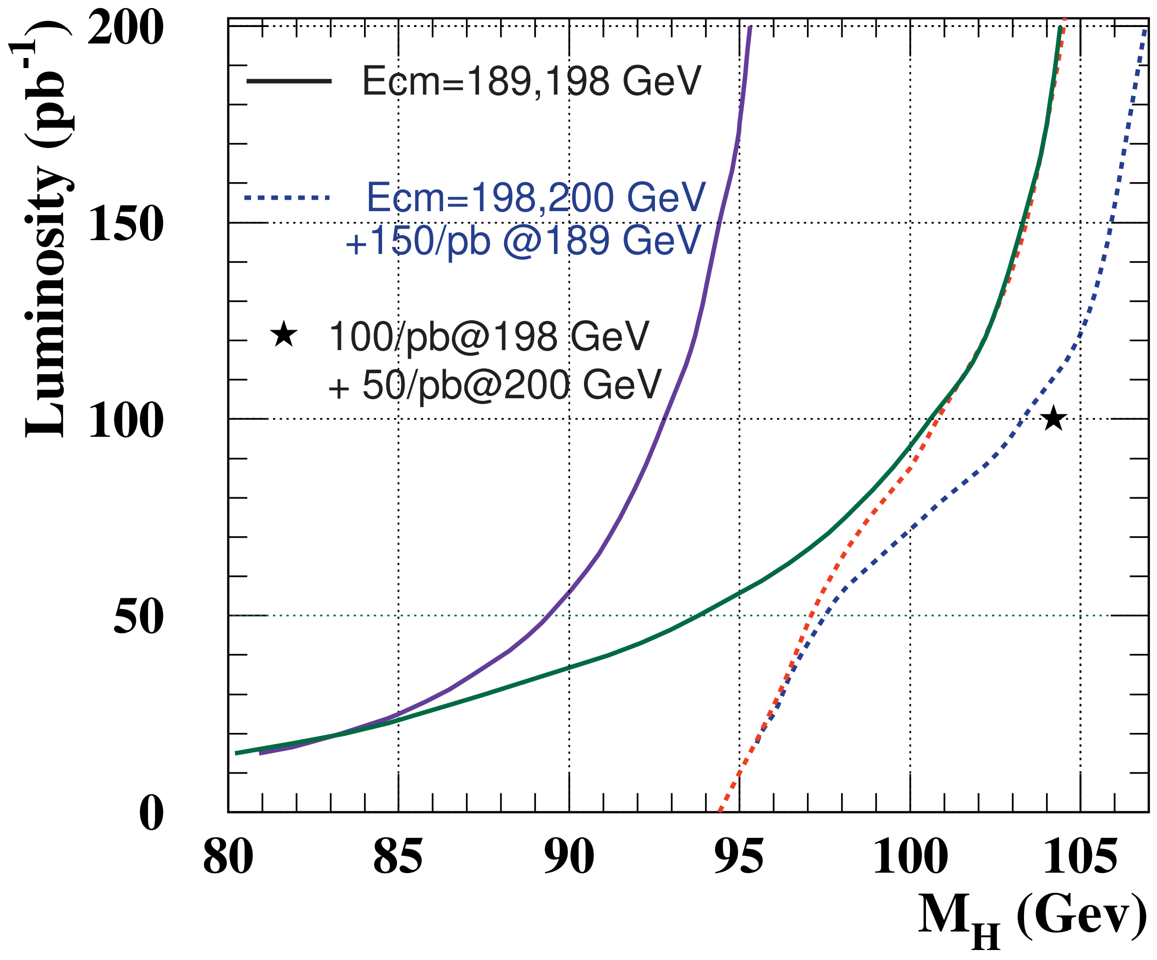
$$m_H \gtrsim 95\ \mathrm{GeV}$$

Limite supérieure (corrections radiatives) :

$$m_H < 220\ \mathrm{GeV}$$

1999: Objectif : $\mathcal{L} \approx 150\ \mathrm{pb}^{-1}$
à $\sqrt{s} = 192$ GeV à $\sqrt{s} = 200$ GeV

Exemple numérique, les 4 expériences combinées :
Découverte possible (5σ) jusqu'à $m_H \lesssim 105$ GeV



2000: $\sqrt{s} \geq 200$ GeV ...