

Université de Caen

LMNO

Recherche du boson de Higgs avec Atlas * (CERN)

C. LONGUEMARE

26 juin 2012

*d'après les thèses de

Nicolas Morange (29 mai 2012, U. Paris-Diderot)

Ulrik Egede(January 16th 1998, U. de Lund) voir les références

Notations et constantes physiques

T (s)	particule	mc^2	unités
$> 3, 10^{38}$ $> 3, 10^{31}$ 886, $2, 2 \cdot 10^{-6}$ $2, 6 \cdot 10^{-8}$	proton électron neutron muon $\mu^\pm$ pion $\pi^\pm$	938, 3 0, 511 939, 6 105, 6 139, 6	(MeV)
$\mathcal{G}$ c $\hbar$ k_B $\mathcal{N}$ α α_W α_S	cte de gravitation vitesse de la lumière cte de Planck cte Boltzmann nombre d'Avogadro Structure fine EM Weak interactions Strong interactions	$6, 673 \cdot 10^{-11}$ $2, 998 \cdot 10^8$ $6, 582 \cdot 10^{-22}$ $8, 617 \cdot 10^{-5}$ $6, 022 \cdot 10^{23}$ 1/137, 036 1/29, 46 1/8, 5	$\text{m}^3.\text{kg}^{-1}.\text{s}^{-2}$ $\text{m}.\text{s}^{-1}$ MeV.s eV.K $^{-1}$ mol $^{-1}$

Les hautes énergies pendant 50 ans

date	laboratoire	Energie	faisceaux	objectif
1960	Stanford SLAC	10 <i>GeV</i>	e^-	q
1960	Orsay LAL	1,5 <i>GeV</i>	e^- et e^+e^-	$u\ d$
1960	Brookhaven AGS	30 <i>GeV</i>	p	ν
1960	CERN PS	20 <i>GeV</i>	p	$s\ \nu$
1970	Chicago Fermi Lab	300 <i>GeV</i>	p	ν
1970	Stanford SPEAR	3 <i>GeV</i>	e^+e^-	$c\ \psi$
1980	Cornell CESR	5 <i>GeV</i>	e^+e^-	$B\ \Upsilon$
1980	Hambourg DESY	30 <i>GeV</i>	e^+e^-	g
1980	CERN SPS	300 <i>GeV</i>	p et $\bar{p}\ p$	$W\ Z$
1980	Chicago Fermi Lab	1 <i>TeV</i>	p et $\bar{p}\ p$	$W\ Z\ t$
1990	CERN LEP	100 <i>GeV</i>	e^+e^-	Z
2010	CERN LHC	5 <i>TeV</i>	$p\ p$	H^0

figure 2

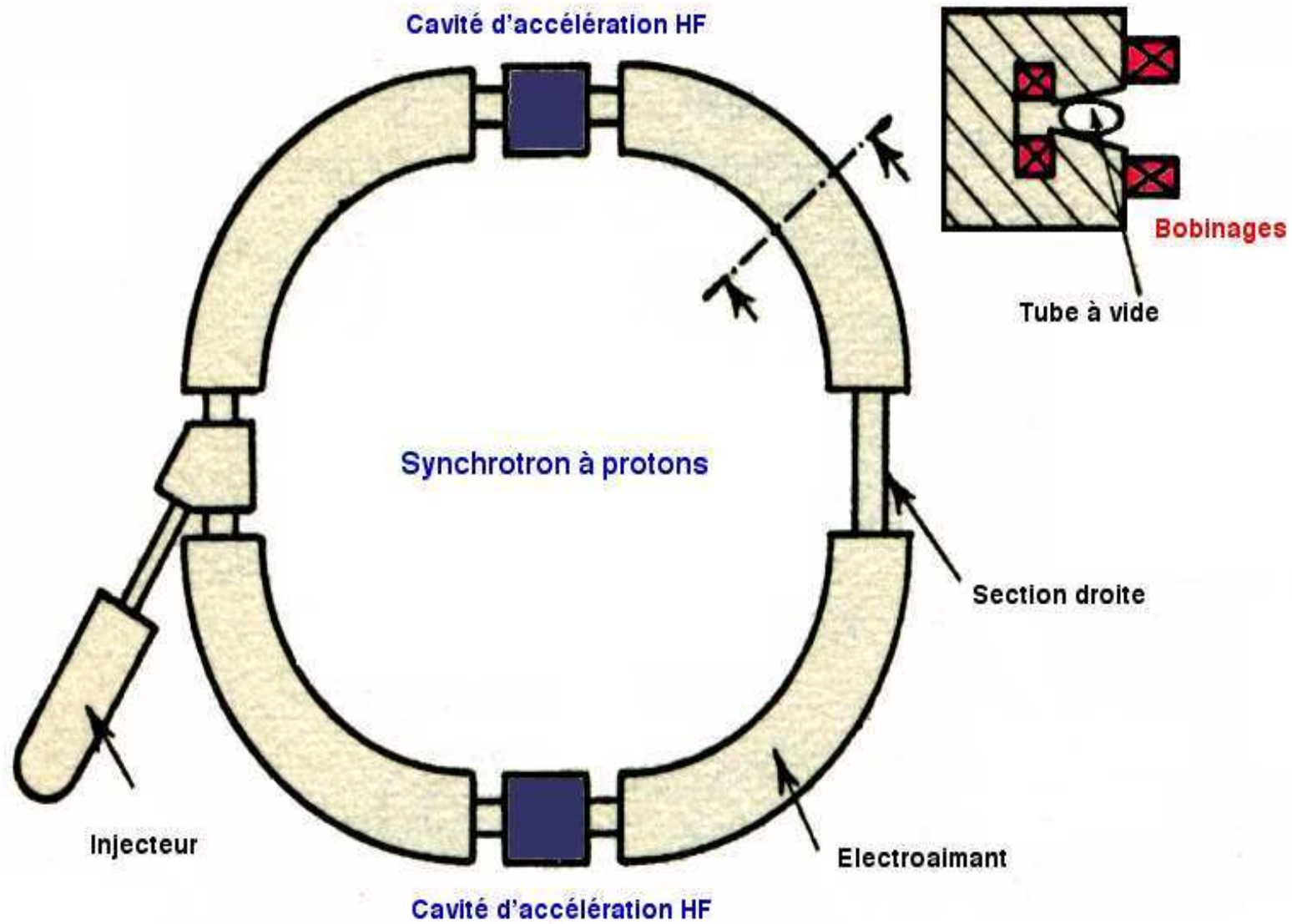


figure 2

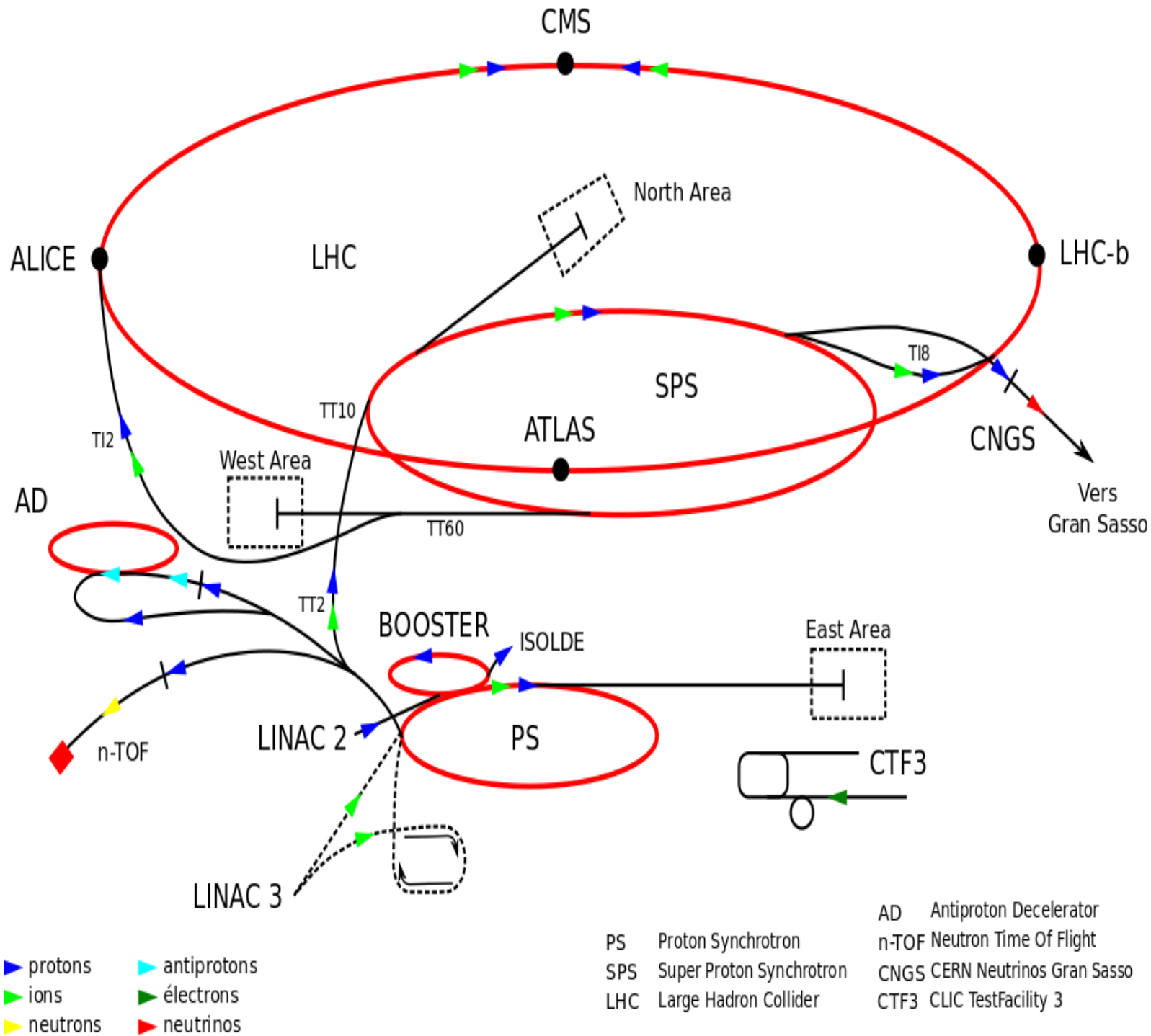


figure 3

Constituants de la matière				Bosons de jauge			
	1 ^{ère} famille	2 ^{ème} famille	3 ^{ème} famille	Interaction forte	Interaction électro-magnétique	Interaction faible	
Quarks	Up (u) (0.03 GeV)	Charm (c) (1.3 GeV)	Top (t) (174 GeV)	Gluons (g)	Photon (γ)	Bosons W^+ (80.4 GeV) W^- (80.4 GeV) Z^0 (91.2 GeV)	Boson de Higgs (H^0)
	Down (d) (0.06 GeV)	Strange (s) (0.14 GeV)	Bottom (b) (4.3 GeV)				
Leptons	Electron (e^-) (0.0005 GeV)	Muon (μ^-) (0.106 GeV)	Tau (τ^-) (1.7 GeV)				
	Neutrino (ν_e) électronique (≈ 0 GeV)	Neutrino (ν_μ) muonique (≈ 0 GeV)	Neutrino (ν_τ) tauique (≈ 0 GeV)				

- **L'interaction forte : QCD**
- Bosons de de jauge : g_i avec $i = 1, \dots, 8$
- symétrie SU(3)
- **L'interaction électro-faible : Universelle de Fermi**
- Bosons de de jauge : gamma, Z et W brisée par le higgs
- symétrie initale SU(2)L * U(1)

Plan

1. Les interactions du boson de Higgs et le modèle standard
2. La production du higgs au LHC
3. Les contraintes cinématiques
4. La détection du higgs par ATLAS
5. Les résultats en 2010-2011

- Dans les années 40, les études de la radioactivité β et de la désintégration du muon entraînent Fermi à formuler une théorie des interactions faibles : tous les phénomènes de ce type sont décrits par un couplage à quatre fermions, d'intensité gouvernée par une constante $G_F = 10^{-5} GeV^{-2}$
- La découverte de la violation de parité dans les interactions faibles par Me Wu en 1956, puis la mesure de l'hélicité du neutrino en 1957 par Maurice Goldhaber & al , amenèrent à modifier cette théorie en n'intégrant que des fermions gauches.
- La théorie électrofaible de Weinberg-Salam (1967) introduit le groupe de jauge $SU(2)_L$ de manière à retrouver le comportement des interactions courant chargé qui agissent sur des doublets de **fermions gauches** : $(d_L, u_L), (e_L^-, \nu_L) \dots$
- La symétrie $U(1)_Y$, associée à l' hypercharge faible est telle qu'en se mélangeant à $SU(2)_L$ (isospin faible), on retrouve l'interaction électromagnétique et par exemple la charge :

$$Q = t_3 + Y/2$$

- La théorie électrofaible, élaborée par Weinberg, Salam et Glashow, est renormalisable ('t Hooft et Veltman 1972) ainsi :

$$SU(2)_L \otimes U(1)_Y$$

Cette symétrie introduit quatre champs vectoriels

Deux bosons $W_{\pm}$ responsables des interactions courant chargé

Le photon γ responsable des interactions électromagnétiques

Le boson Z_0 responsable des interactions courant neutre (HLBC Gargamelle 1974)

- La symétrie $SU(2) \otimes U(1)$ est évidemment brisée par les propriétés physiques des bosons électrofaibles : le photon est de masse nulle tandis que les bosons W Z sont de masse élevée $\sim 50 - 100 \text{ GeV}$.
- Le mécanisme de Higgs-Kibble permet d'introduire ces masses au prix d'un boson supplémentaire !

le higgs noté H^0

$$\mathcal{L} = [\mathcal{L}_{\text{boson}}(W) + \mathcal{L}_{\text{meson}}(\phi, W) + \mathcal{L}_{\text{Dirac}}(\psi, W) + \mathcal{L}_{\text{Yukawa}}(\phi, \psi)]$$

Retour le mécanisme de Higgs

Dans le cas d'un boson scalaire chargé $\phi(x)$ sur lequel s'applique l'invariance de jauge électromagnétique U(1)

$$\mathcal{L}(x) = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} \cdot F^{\mu\nu}(x) + [(i\partial - eA)_\mu \phi]^\dagger [(i\partial - eA)^\mu \phi] - m^2 \phi^\dagger \phi(x)$$

$$\text{avec } \phi = \phi_1 + i\phi_2$$

La transformation de jauge équivaut à une rotation dans le plan complexe ϕ_1, ϕ_2

$$\phi(x) \rightarrow \phi'(x) = \exp -ie\alpha(x) \cdot \phi(x)$$

$$A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu + e\partial_\mu \alpha(x)$$

La brisure de la symétrie consiste à postuler que le champ physique du boson doit être "redéfini à une constante près" :

$$\phi(x) = \eta(x) + \frac{v}{\sqrt{2}}$$

La partie électromagnétique du lagrangien devient

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} \cdot F^{\mu\nu}(x) + \frac{1}{2}(e^2 v^2) A_\mu A^\mu + [\eta \dots]$$

Il apparaît dans ce lagrangien le terme $A_\mu A^\mu$ qui "donne" une masse au photon , cette masse vaut :

$$m_A = e^2 v^2$$

Rappelons le lagrangien de Proca pour un photon de masse m

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} (F^{\mu\nu} F_{\mu\nu}) + \frac{m^2}{2} A_\mu A^\mu - \mathcal{J}_\mu(x) A^\mu$$

Et les équations de Lagrange-Euler

qui conduisent à l'équation de A. Proca introduite dans les années 50 pour rendre compte de l'interaction forte sur le modèle de l'électromagnétisme :

$$\partial^\mu F_{\mu\nu} = \partial^2 A_\nu - \partial^\mu \partial_\nu A_\mu = -m^2 A_\nu + \mathcal{J}_\nu$$

Retour sur le modèle standard (SM)

- A l'origine ... il y a l'invariance de Lorentz et le groupe de symétrie $SU(2) \otimes U(1)$ (théorie de Yang-Mills) ; les W sont de masses nulles.

$$S[\psi, W, \phi] = \int \mathcal{L}_{\text{boson}}(W) + \mathcal{L}_{\text{Dirac}}(\psi, W) + \mathcal{L}_{\text{boson}}(\phi, W) + \mathcal{L}_{\text{Yukawa}}(\phi, \psi) d^d x$$

Les interactions de jauge sont générées par la transformation :

$$i\partial^\mu \rightarrow i\partial^\mu - g T_a W_a^\mu$$

T_a sont les générateurs du groupe de symétrie (de Lie).

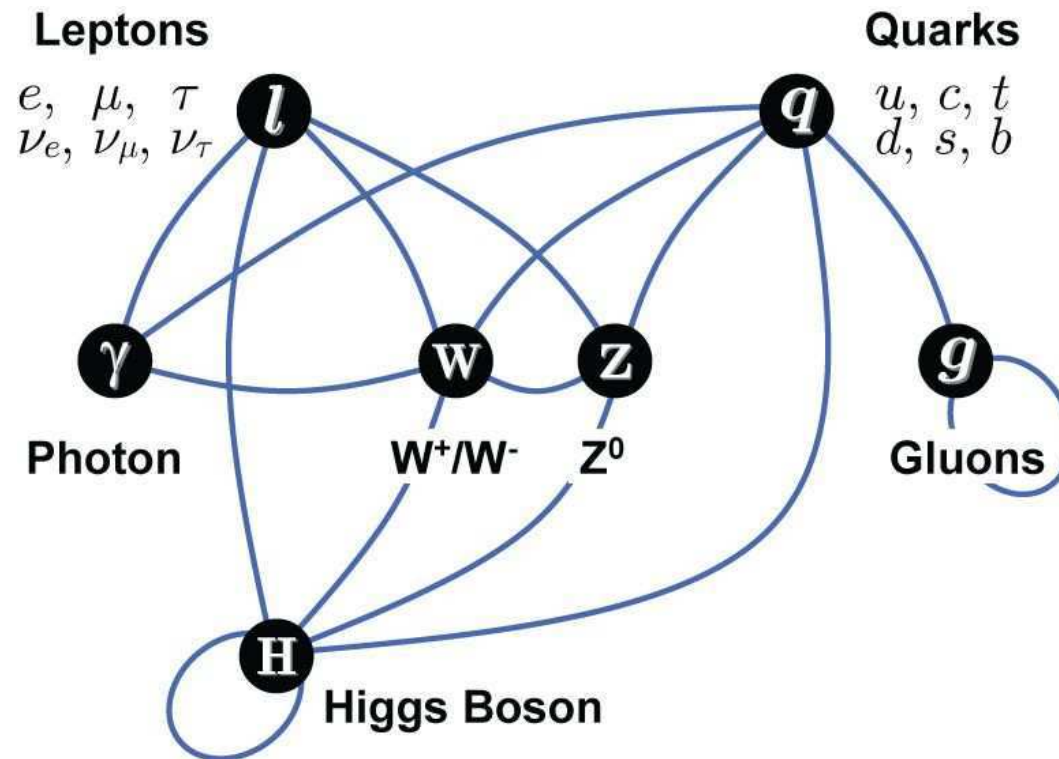
- puis la symétrie électro-faible $SU(2) \otimes U(1)$ est brisée ... les W sont massifs !

$$\begin{aligned} \phi &= \mathbf{H}^0 + \phi_0 \\ S[... , W, \mathbf{H}^0] &= \int d^d x [\mathcal{L}(...) + \mathcal{L}_{\text{masses}}(W)] \end{aligned}$$

- enfin les interactions de "Yukawa" permettent d'expliquer les masses des fermions ψ par le même mécanisme

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{Yukawa}}(\phi, \psi) &= -g_f \bar{\psi} \psi \phi \\ S[... , \psi, \mathbf{H}^0] &= \int d^d x [\mathcal{L}(...) + \mathcal{L}_{\text{masses}}(\psi)] \end{aligned}$$

Les interactions du higgs (SM)

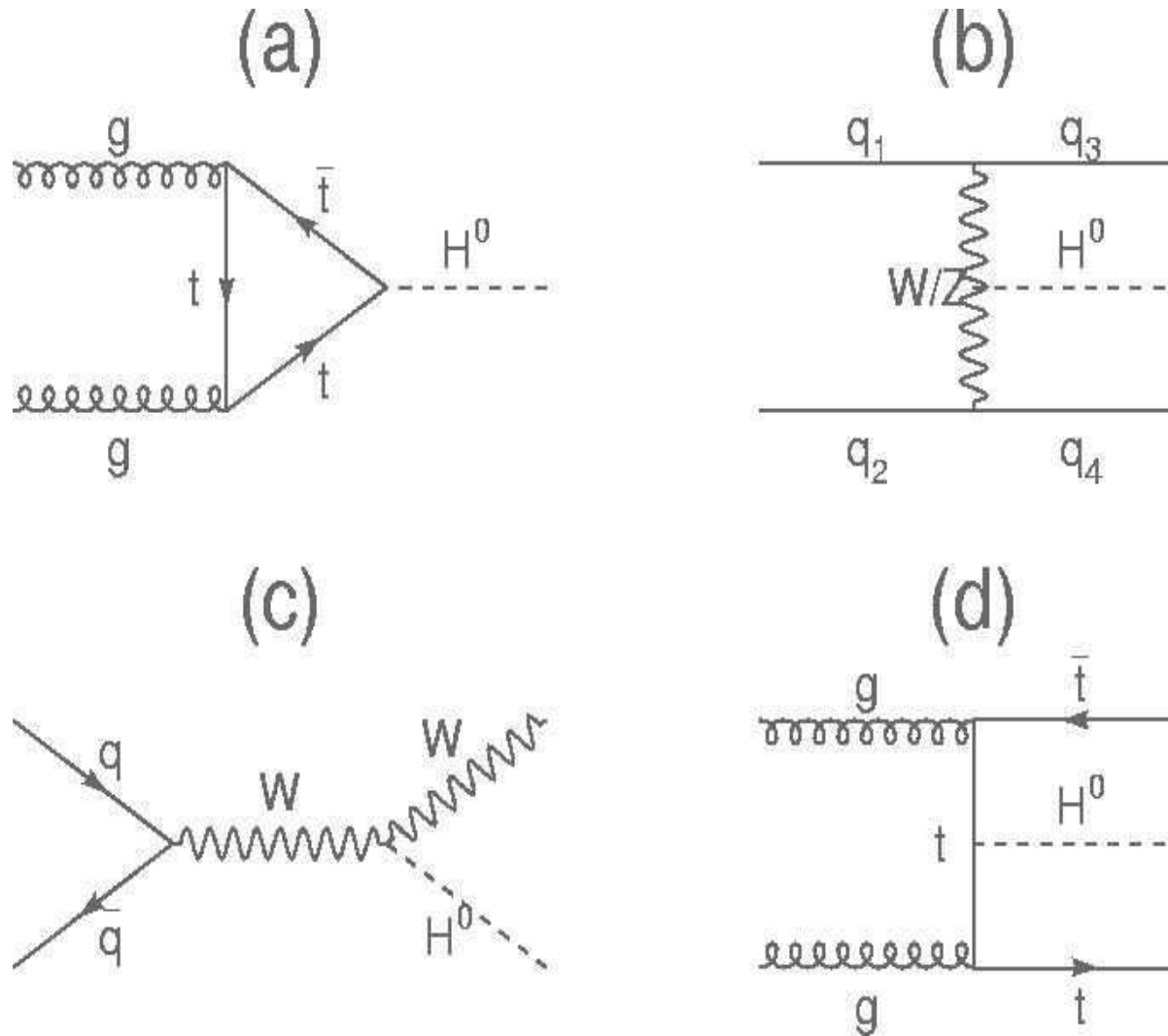


$$\mathcal{L}_{FH} = -\frac{1}{v} m_f \bar{\psi}_f \psi_f H^0 \quad \mathcal{L}_{WH} = -\left(\frac{2}{v} m_W^2 W^+ W^- + \frac{1}{v} m_Z^2 Z Z\right) H^0$$

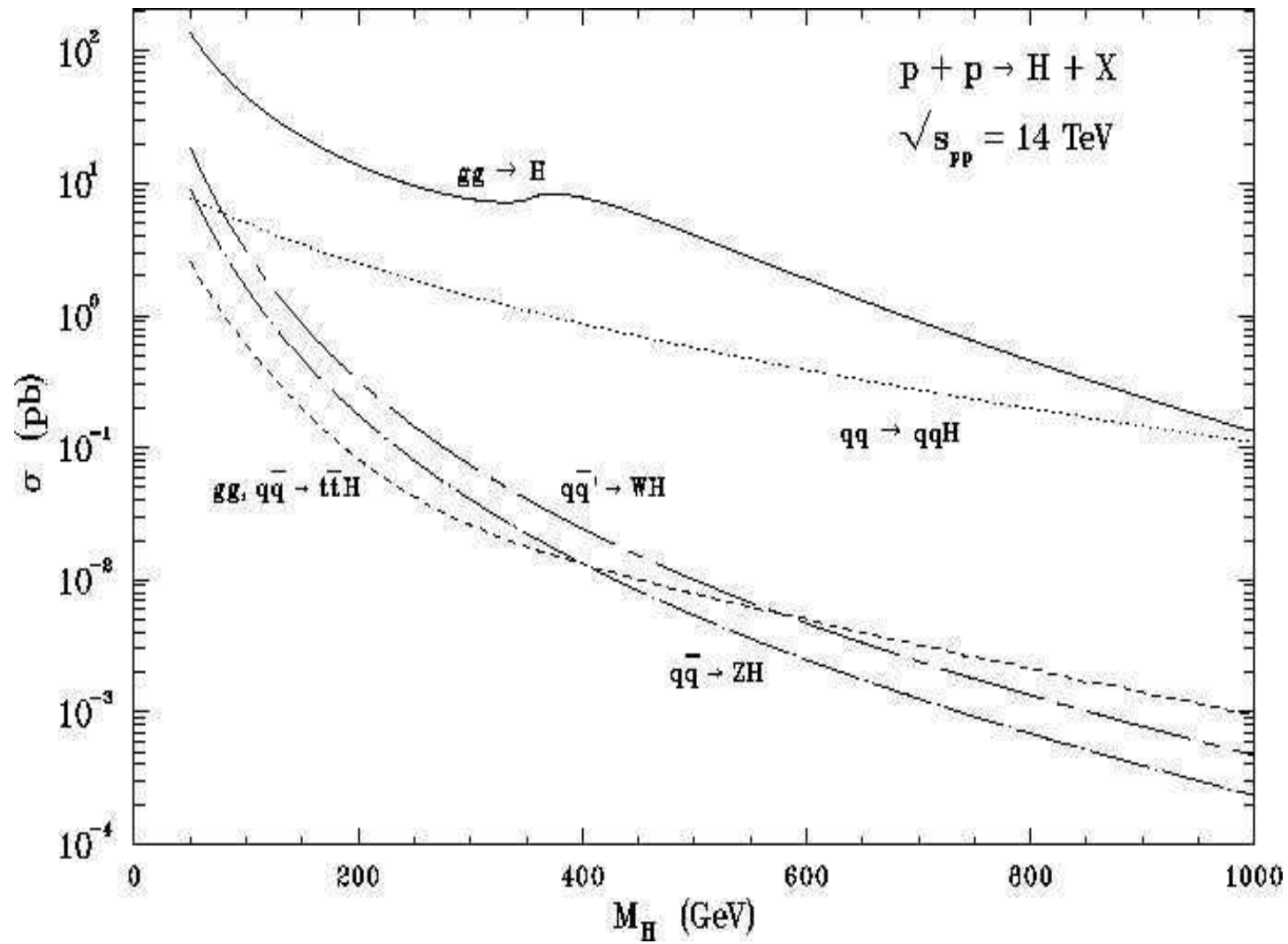
avec $\frac{v}{2} = \frac{m_W}{g}$

La production du higgs au LHC (diagrammes de Feynman)

diagrammes dominants :

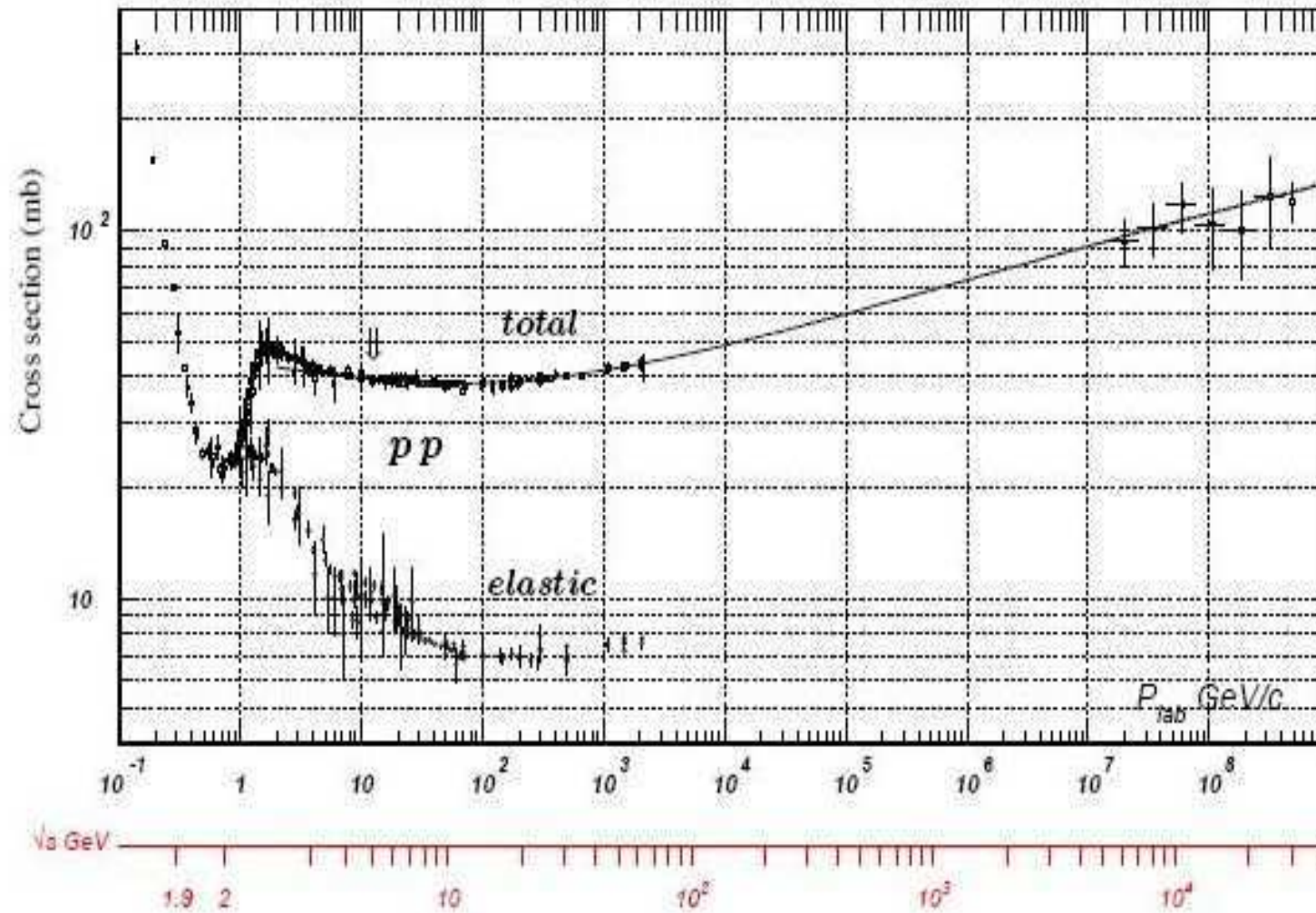


Les sections efficaces en fonction de m_{H^0}



Les sections efficaces proton+proton

particle data group



à 14 TeV et avec $m_{H^0} \sim 300 \pm 100 \text{ GeV}$

$$\sigma(p + p \rightarrow H^0 + x) \sim 10 \text{ pb} \quad \text{pb} = 10^{-12} \text{ barn}$$

$$\sigma(p + p \rightarrow x) \sim 100 \text{ mb} \quad \text{mb} = 10^{-3} \text{ barn}$$

$$\text{barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$$

$$\text{ratio } \left(\frac{H^0 + x}{x} \right) = 10^{-10}$$

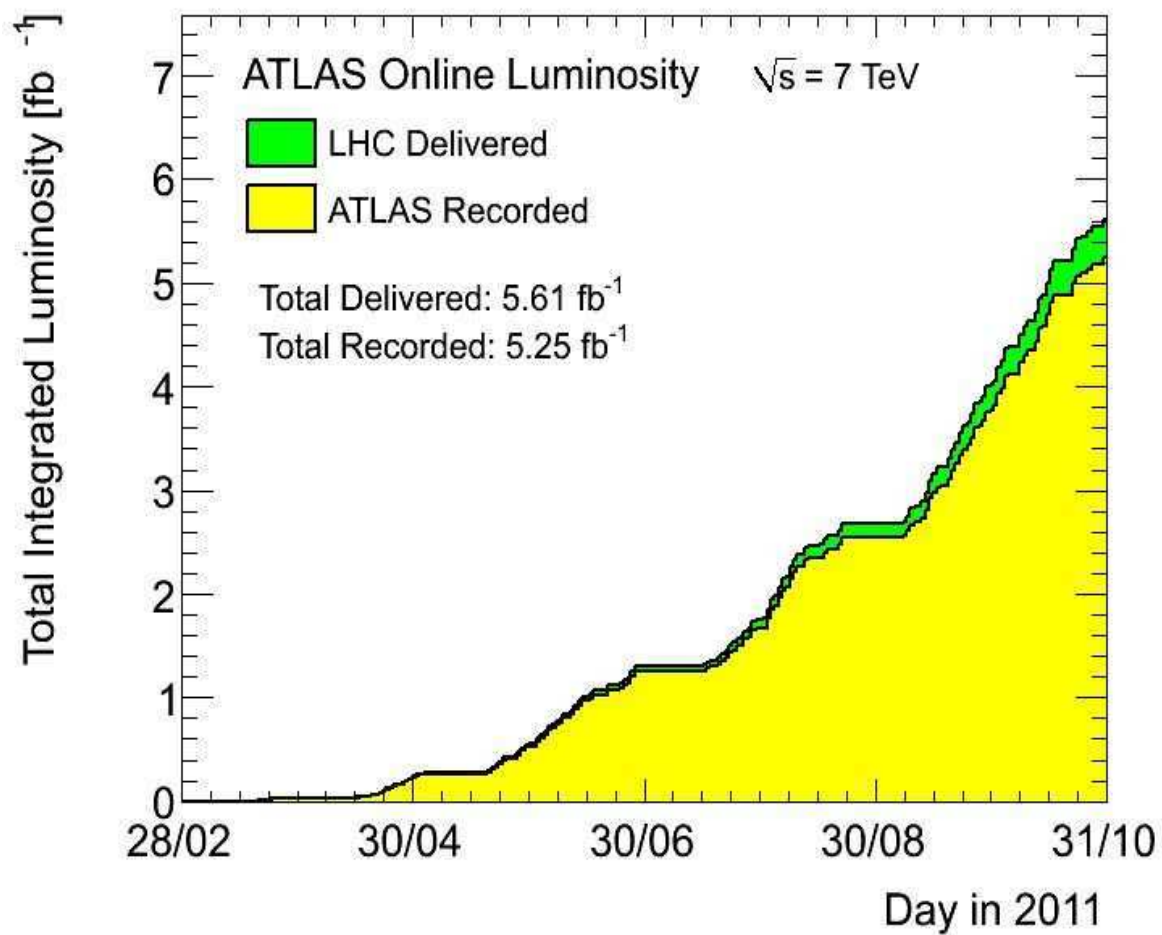
Les conditions au LHC

	2010	2011	design
E_{cm} (TeV)	7	7	14
n	368	1380	2808
N_p	$1,2 \cdot 10^{11}$	$1,35 \cdot 10^{11}$	$1,15 \cdot 10^{11}$
δt (ns)	150	50	25
L ($\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)	$2 \cdot 10^{32}$	$3,3 \cdot 10^{33}$	10^{34}

Caractéristiques des faisceaux entre les différentes périodes de prise de données et les conditions nominales.

$$\text{Nombre d'événements } p + p \rightarrow x \sim 2 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$$

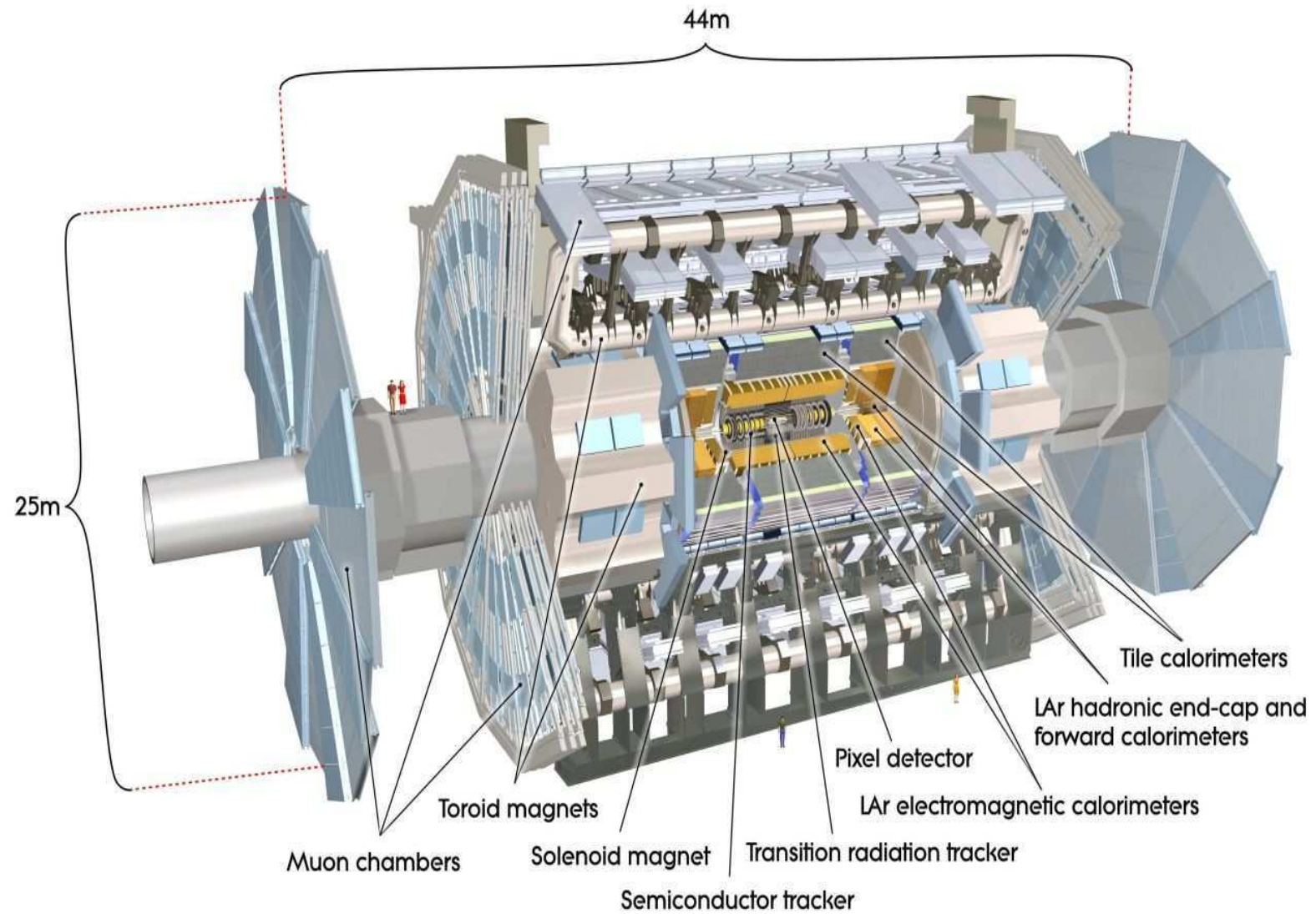
La luminosité en 2011

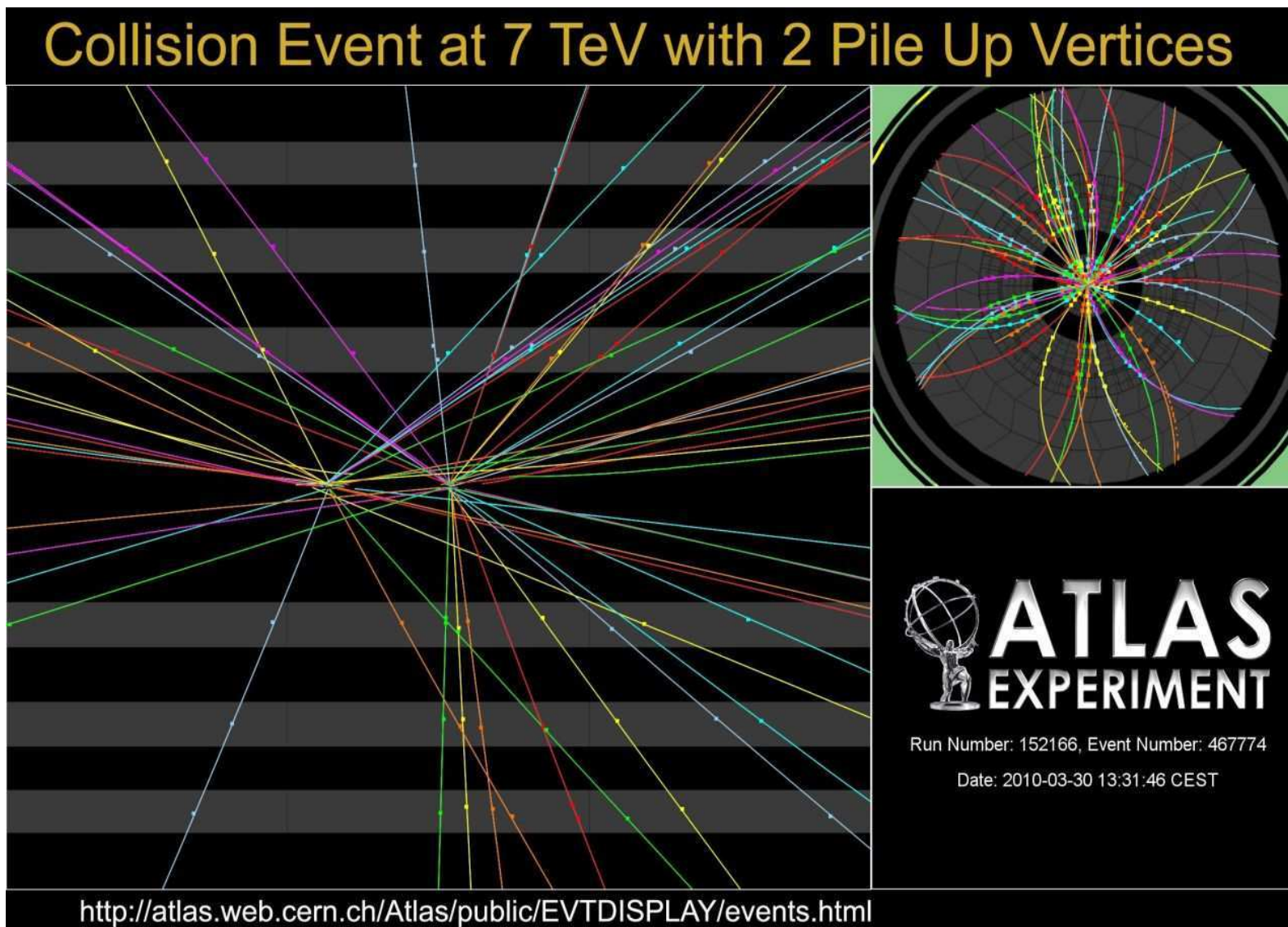


$$\text{fb}^{-1} = 10^{39} \text{cm}^{-2}$$

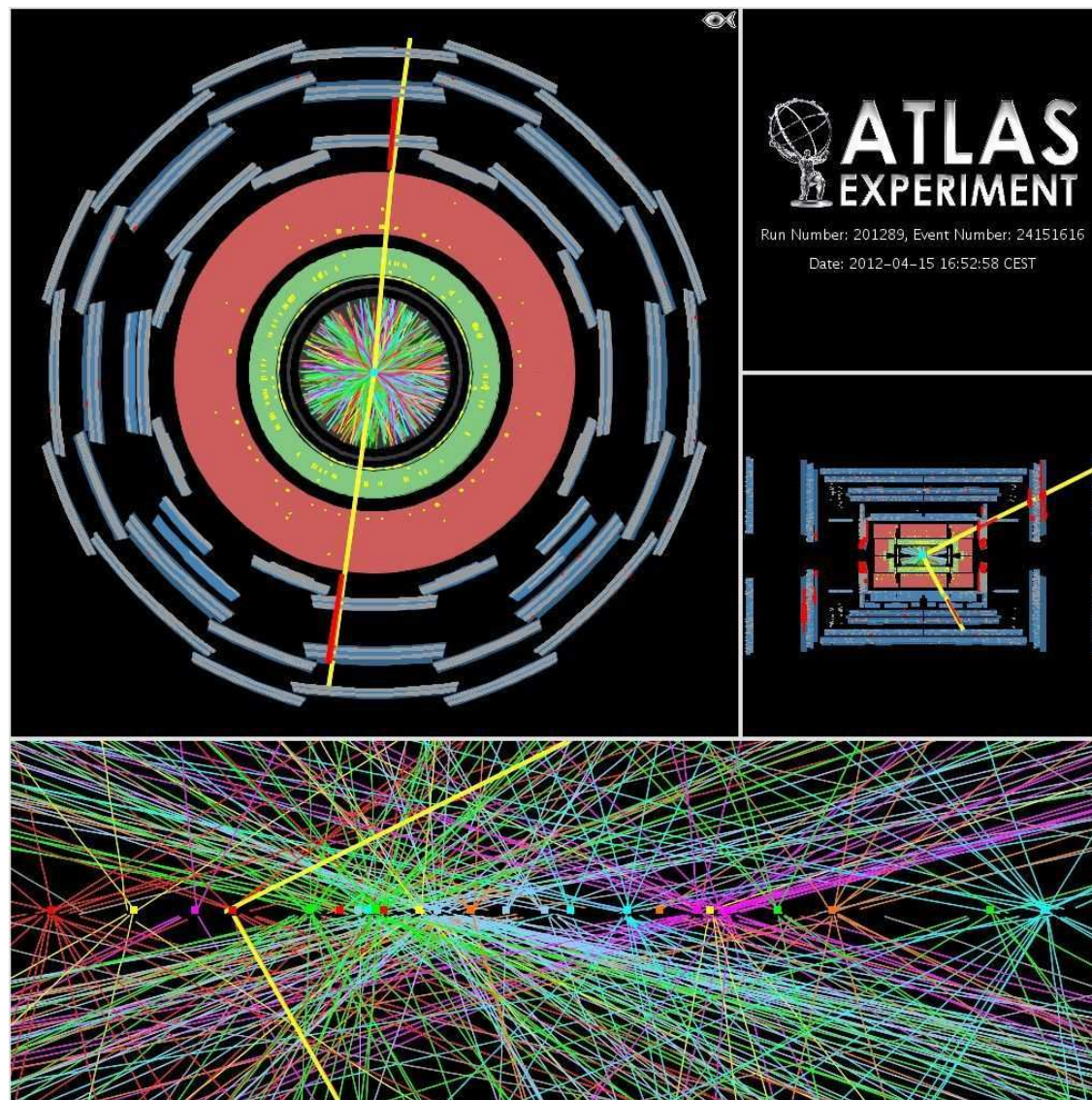
$$\text{Nombre d'événements} = L \times \sigma \quad N(p + p \rightarrow H^0 + x) \sim 50 \cdot 10^3$$

Le détecteur

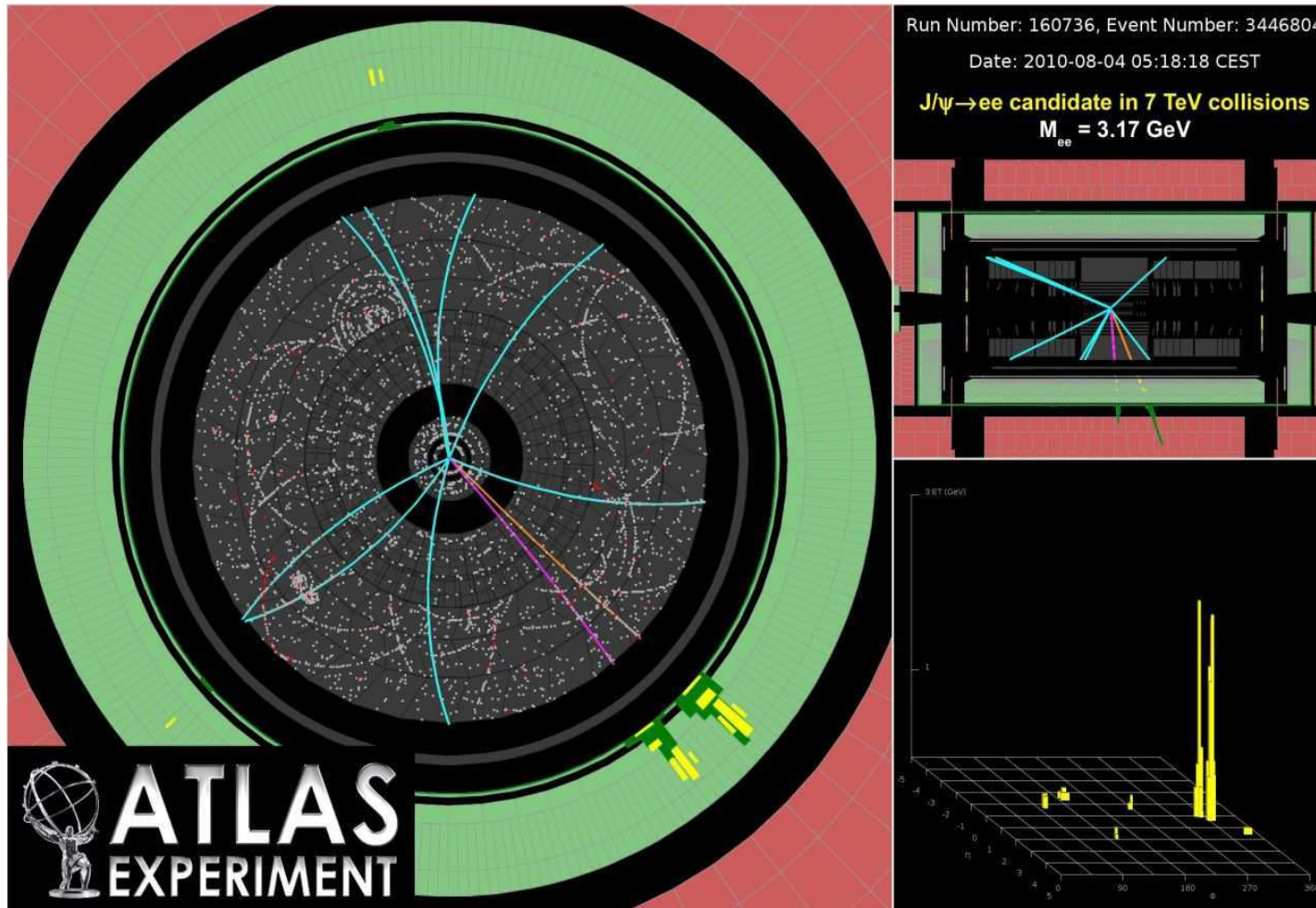




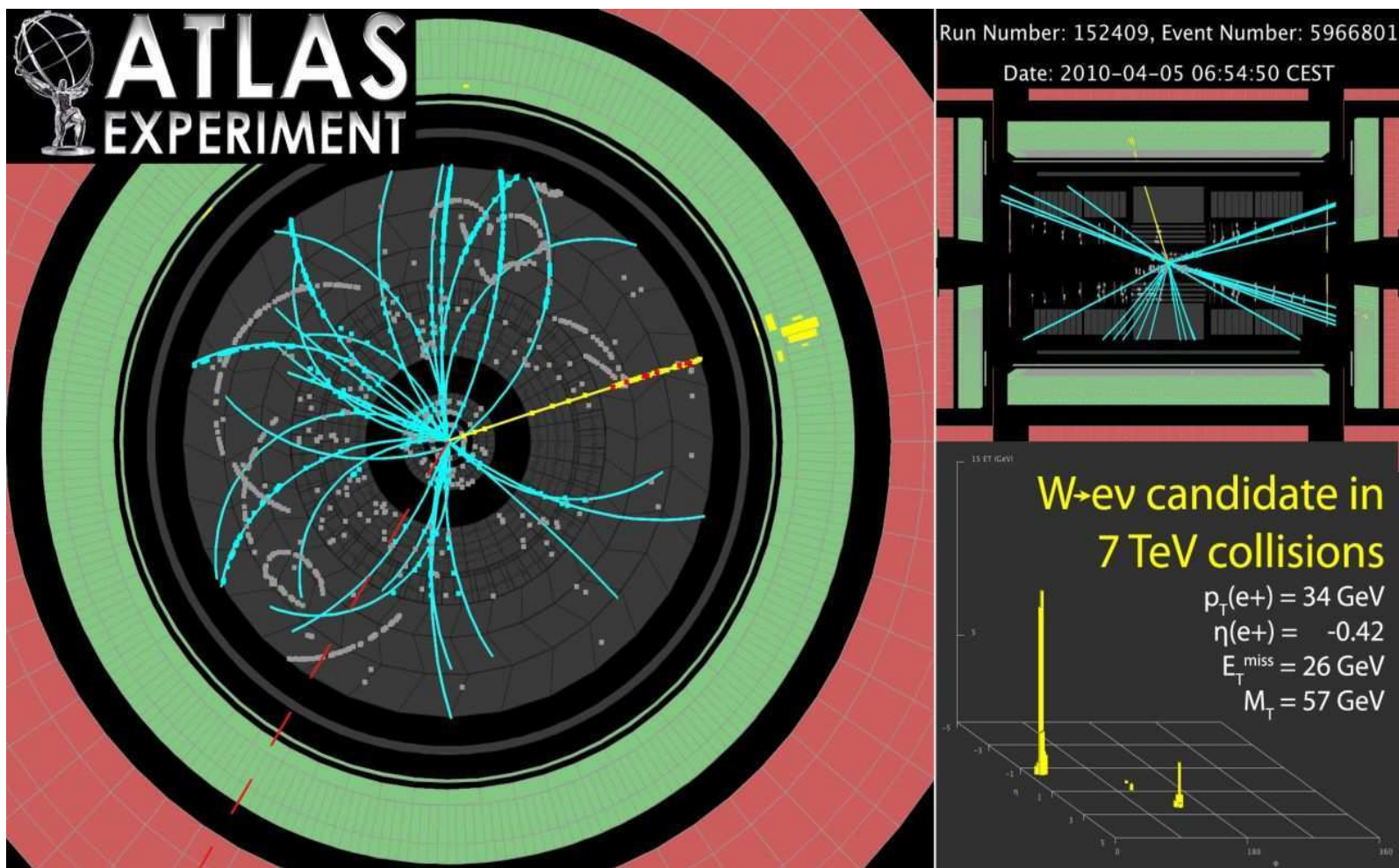
Quelques événements pileup



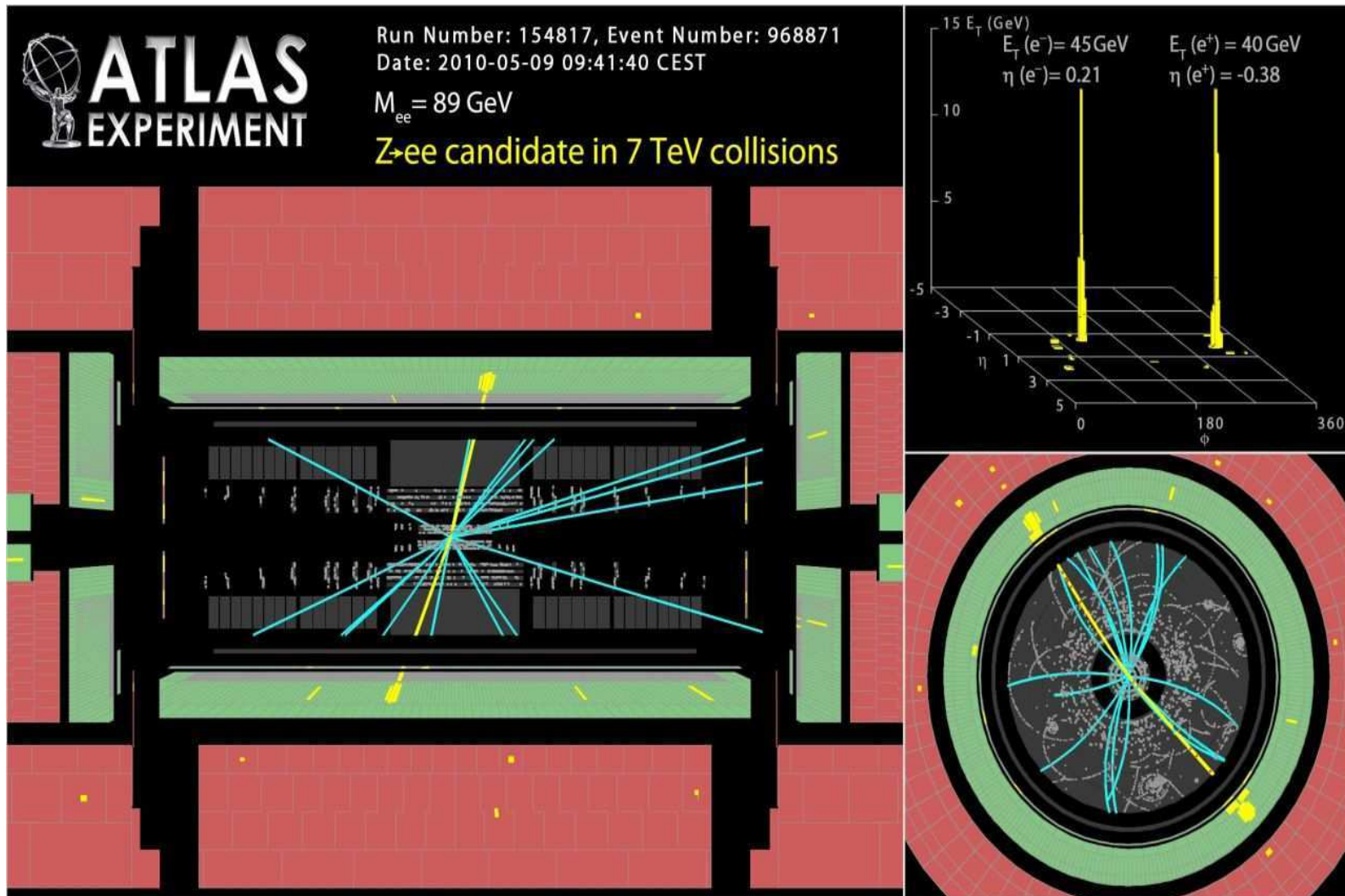
Quelques événements $\psi \rightarrow e + e$



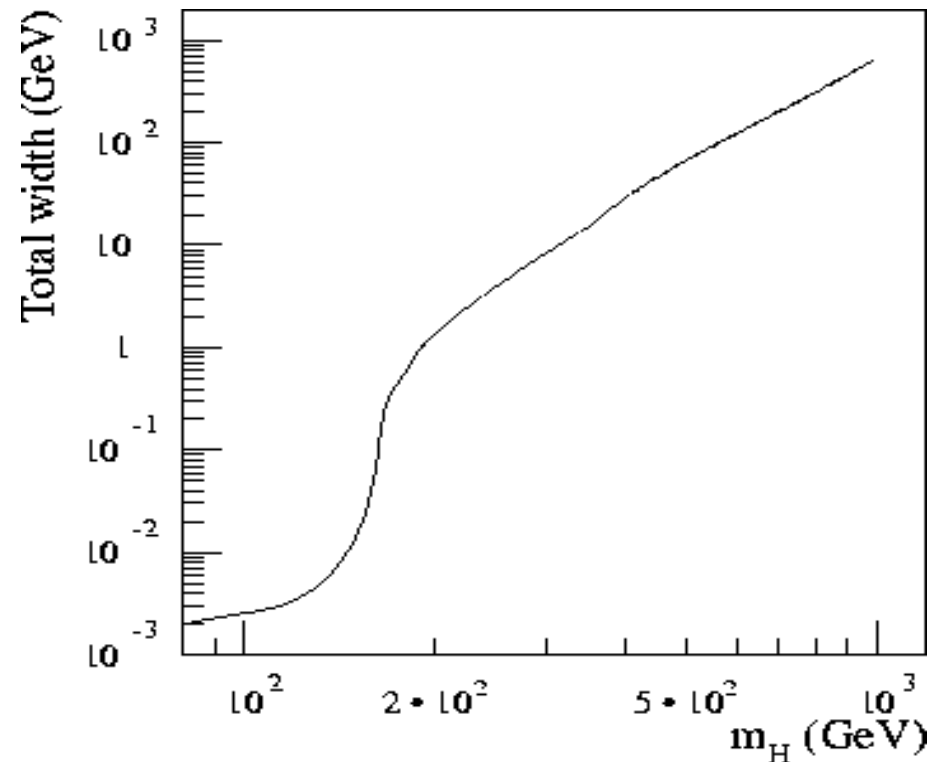
Quelques événements $W \rightarrow e + \nu$



Quelques événements $Z \rightarrow e + e$



La durée de vie du higgs en fonction de sa masse



au seuil des désintégrations en 2 Z ou 2 W pour $m_{H^0} \sim 200 \text{ GeV}/c^2$

$$H^0 \rightarrow Z + Z/W + W$$

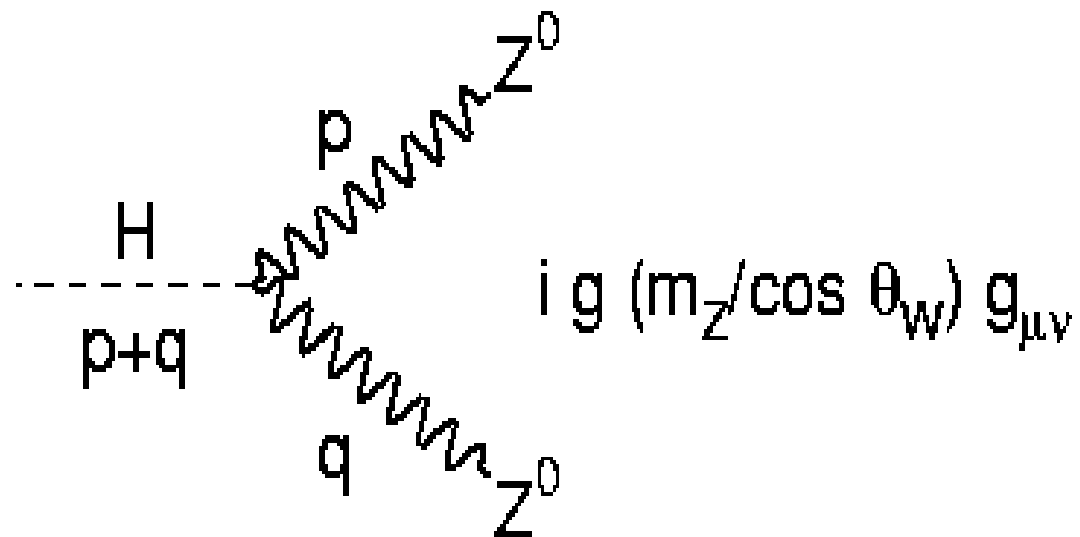
$$\Gamma_{H^0} \sim 1, \text{ GeV} \quad \tau_{H^0} = \frac{\hbar}{\Gamma} \sim 6,5 \cdot 10^{-25} \text{ s}$$

si $m_{H^0} \sim 125, \text{ GeV}/c^2$ alors $\Gamma_{H^0} \sim 3, \text{ MeV} \quad \tau_{H^0} \sim 2, \cdot 10^{-22} \text{ s}$

Un canal de détection du higgs

$$p + p \rightarrow x + H^0$$

$$H^0 \rightarrow WW \text{ ou } ZZ \text{ ou } \bar{f}f$$



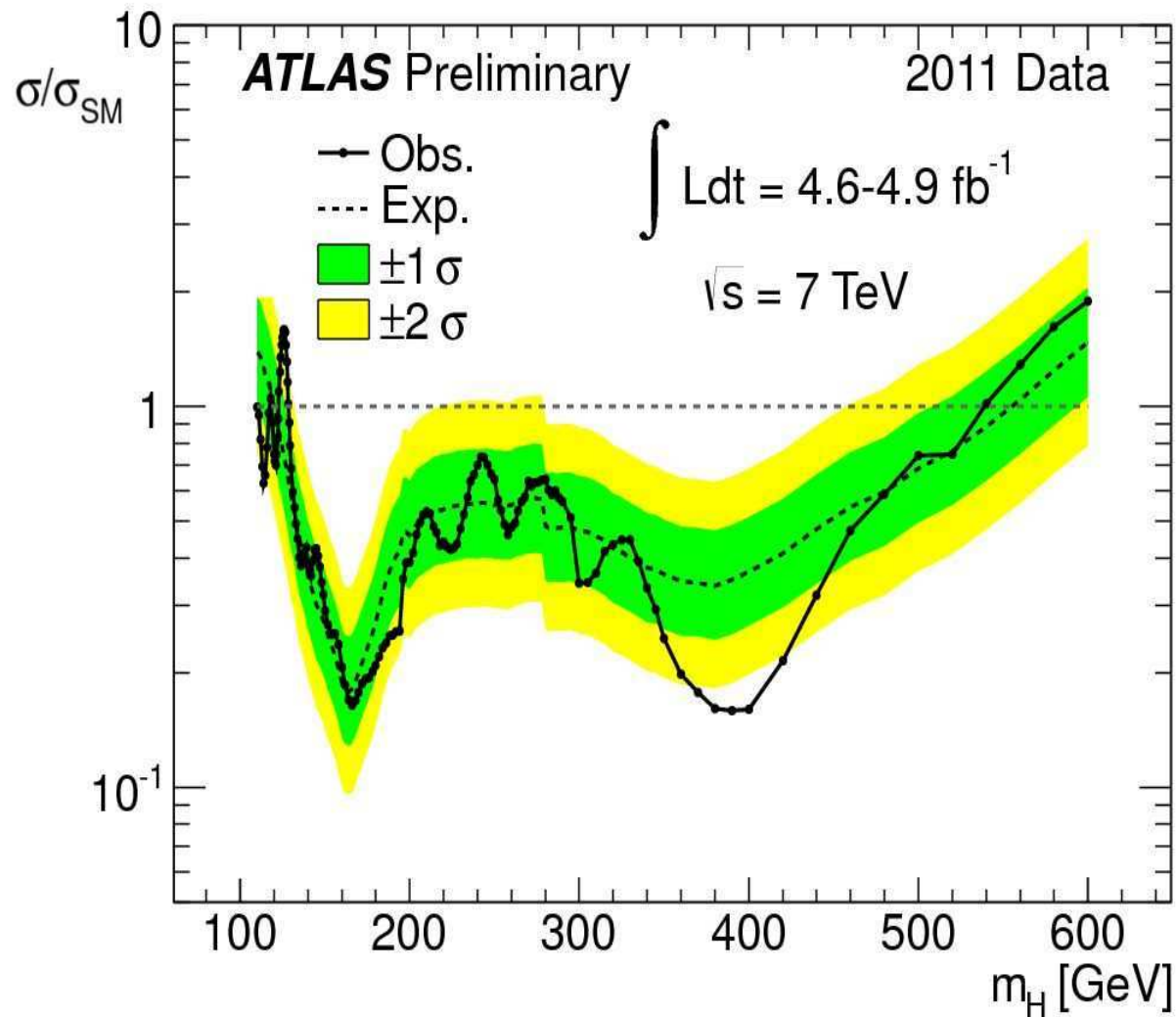
Higgs en 4 leptons : $Z \rightarrow e^+ + e^-$ ou $\mu^+ + \mu^-$ ou $\tau^+ + \tau^-$

Résultats Atlas 2011

Le domaine de la masse étudié s'étend de 120 à 550 GeV/c^2 .

L'analyse des données 2011 exclut le H^0 avec une masse dans les intervalles $[110 - 120 \text{ GeV}/c^2]$, et $[130 - 540 \text{ GeV}/c^2]$.

Un excès d'événements à 2,5 déviations standard est observé autour de 125 GeV/c^2 .



Combinaison des recherches du higgs avec le détecteur Atlas .

Conclusions (personnelles)

- Le déclenchement du détecteur fonctionne de façon satisfaisante dans un environnement difficile
- Quelques canaux semblent prometteurs
- Il faut augmenter la statistique (voir les données 2012).
 - par la luminosité (+ d'événements)
 - par l'énergie (+ de higgs) :
- Est-il possible de maîtriser les erreurs systématiques **des** programmes de Monte-Carlo utilisés dans l'analyse ?
- Est-il possible d'espérer **à terme** un spectre de masse invariante des événements avec 4 leptons pour $m_{H^0} > 2 m_Z$ ou $m_{H^0} < 2 m_Z$:

$$p + p \rightarrow x + H^0$$
$$H^0 \rightarrow (2 Z) \rightarrow 4 l$$

- Comment se préparer à rechercher le higgs vers $125 \text{ GeV}/c^2$ c'est à dire pour $m_{H^0} < 2 m_Z$?

références

- 1 U. Egede , *[http ://www.hep.lu.se/atlas/thesis/egede/thesis.html](http://www.hep.lu.se/atlas/thesis/egede/thesis.html)*
- 2 N. Morange , *Thèse Université Paris. Diderot (Paris 7) ED 517*
- 3 Atlas-CERN , *[https ://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic](https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic)*