

Hey there,
Young Scientists!
Put on your
labcoats and strap
on your safety
goggles, because
today we're
learning about

 Cards Against Humanity

Reconciling
quantum theory
with general
relativity.

A supermassive
black hole.

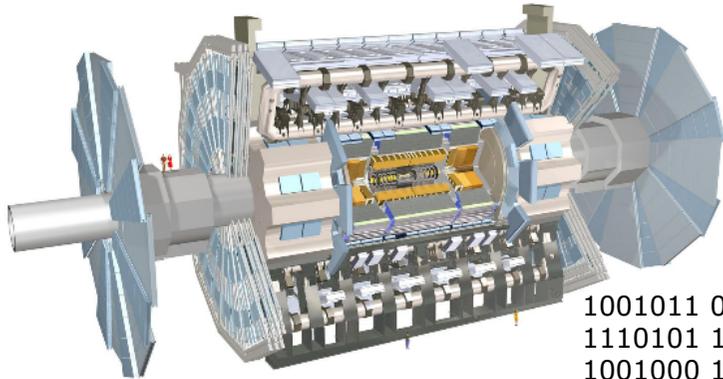
Data analysis

 Cards Against Humanity

**Cards
Against
Humanity**

Des données brutes à la publication

Détecteurs
(Cours P. Puzo)

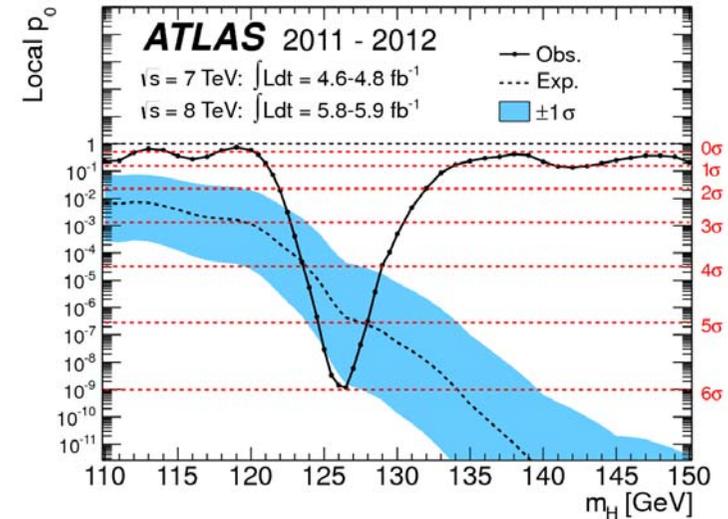


```
1001011 01000101
1110101 10001110
1001000 11101110
1101000 10001001
1010110 00100010
...
```

Analyse
de données



Physique
(Cours F. Ledroit)



Plan:

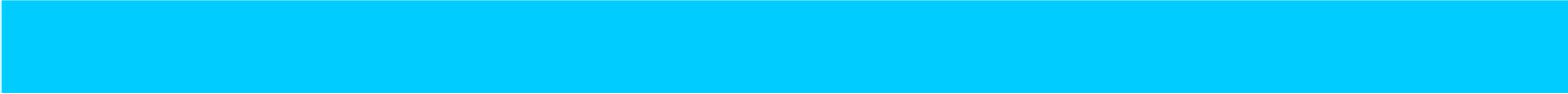
- La reconstruction: vue d'ensemble
- La grille
- La simulation
- La reconstruction: l'exemple des électrons
- ~~Qualité des données~~
- **Mesure de la section efficace de prod. du boson Z**
- **La recherche du boson de Higgs**
- **Organisation**

Parenthèses statistiques:

- La méthode Monte-Carlo
- Estimation de paramètres
- Analyse multivariée
- Calcul de signficance

Résumé du cours précédent

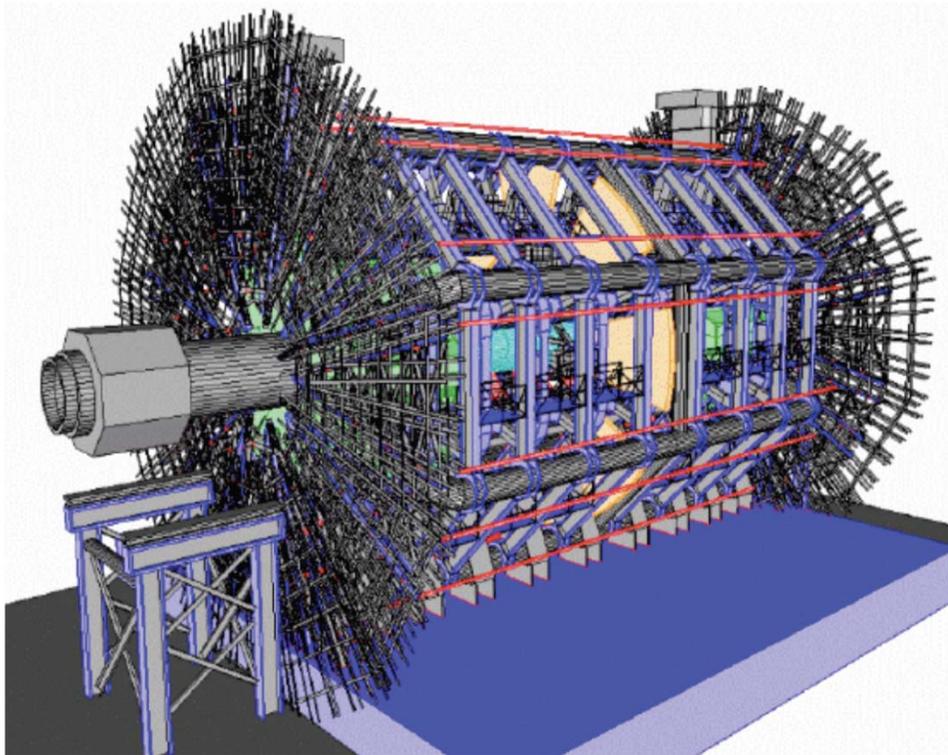
- L'objectif de la reconstruction est d'obtenir les meilleurs performances possibles:
 - Efficacité de reconstruction et sélection
 - Taux de mauvaise identification
 - Linéarité et uniformité
 - Résolution
 - Stabilité en fonction de l'empilement
- } Analyse multi-variée
- Ces performances doivent être mesurées et validées à partir des données avec des erreurs les plus petites possibles
 - En cas de désaccord entre les données et la simulation
 1. Comprendre l'origine de ces différences et modifier la simulation (géométrie, modélisation des processus d'interaction,...)
 2. Si ce n'est pas possible, appliquer une correction ad-hoc pour reproduire les données



La simulation

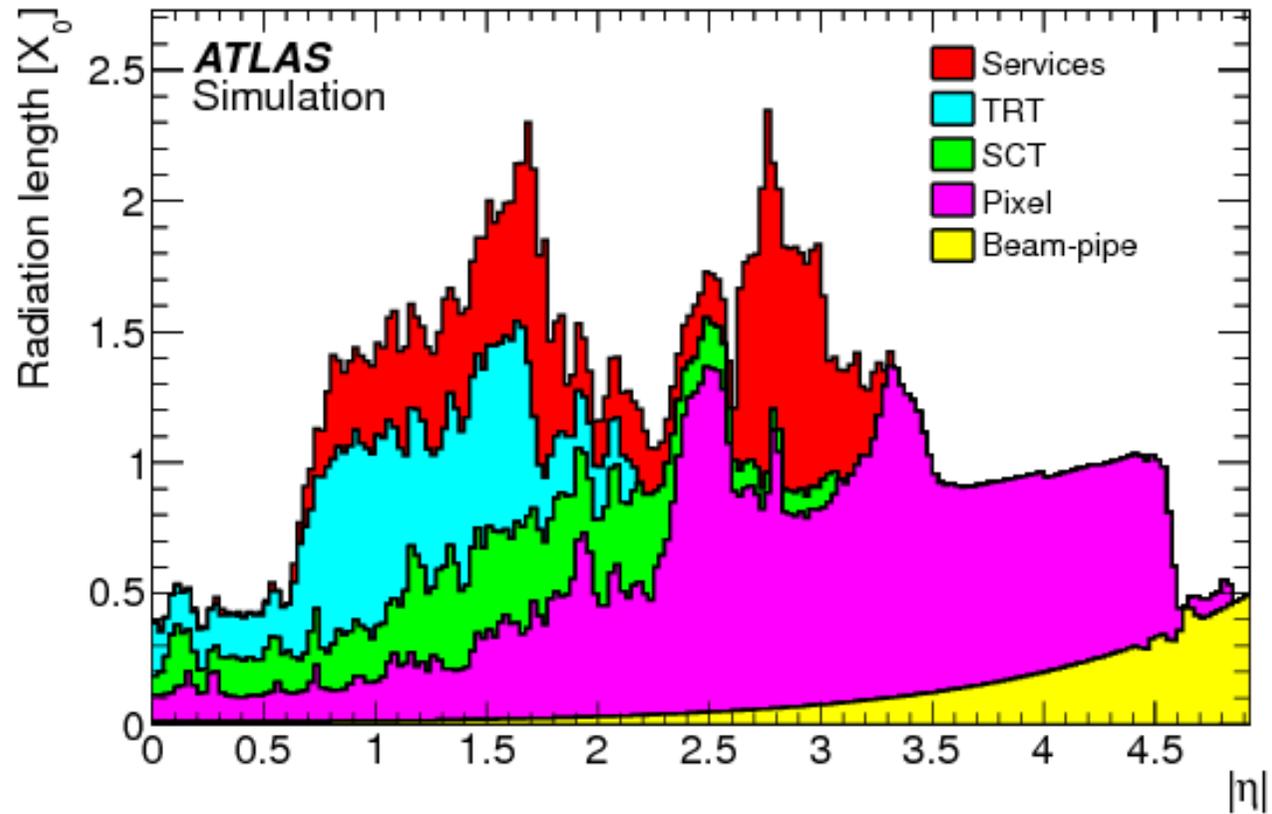
Geant4: géométrie

- Exemple : ATLAS ~ 5 millions de volumes

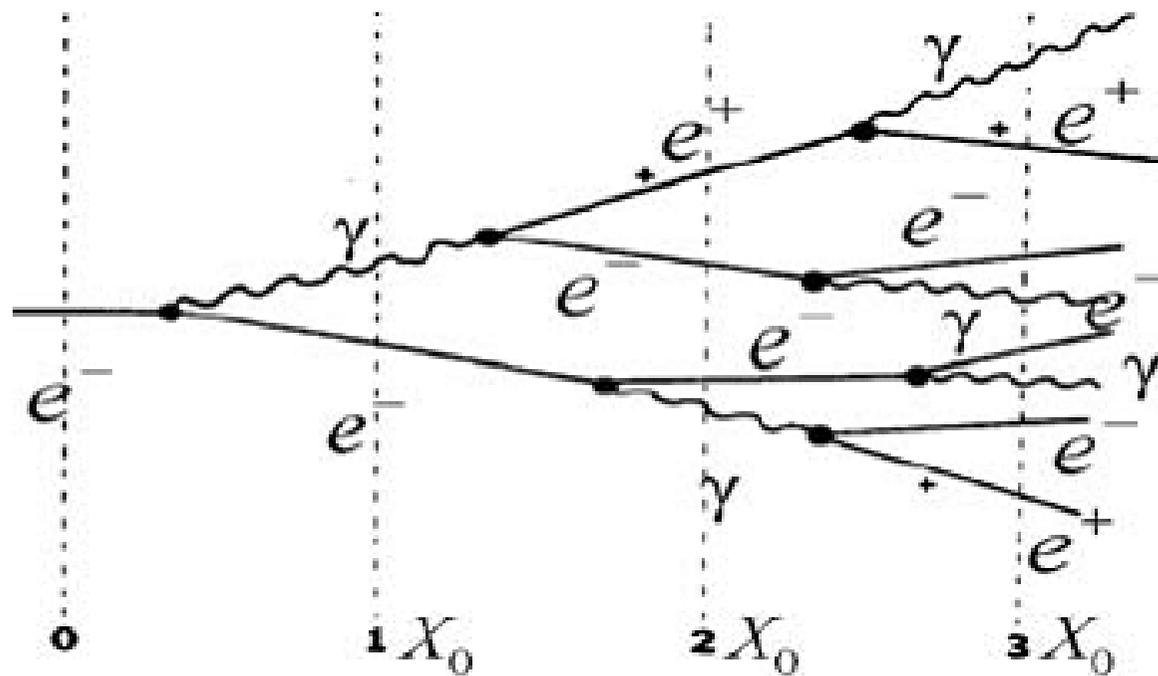


- Le challenge est de faire cela correctement!

Voir la géométrie du trajectographe

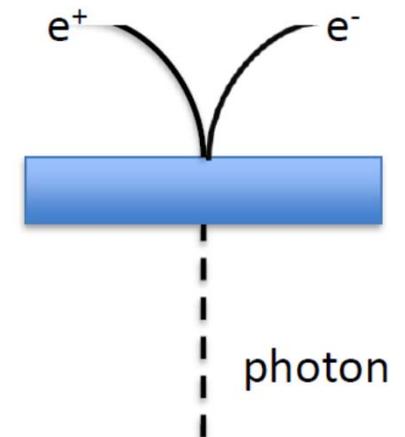
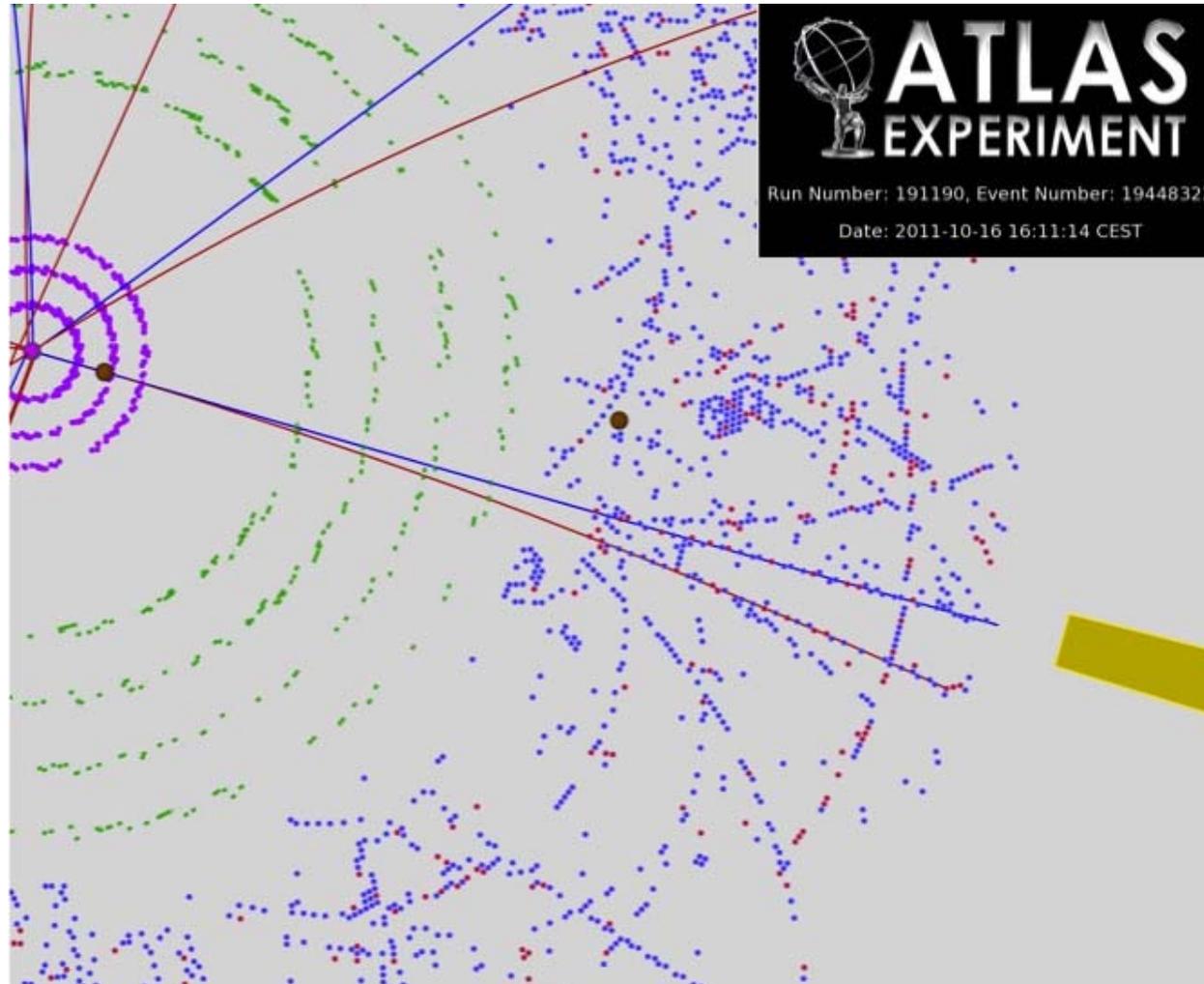


Voir la géométrie du trajectographe



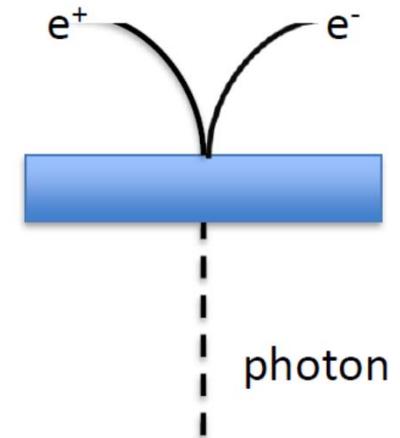
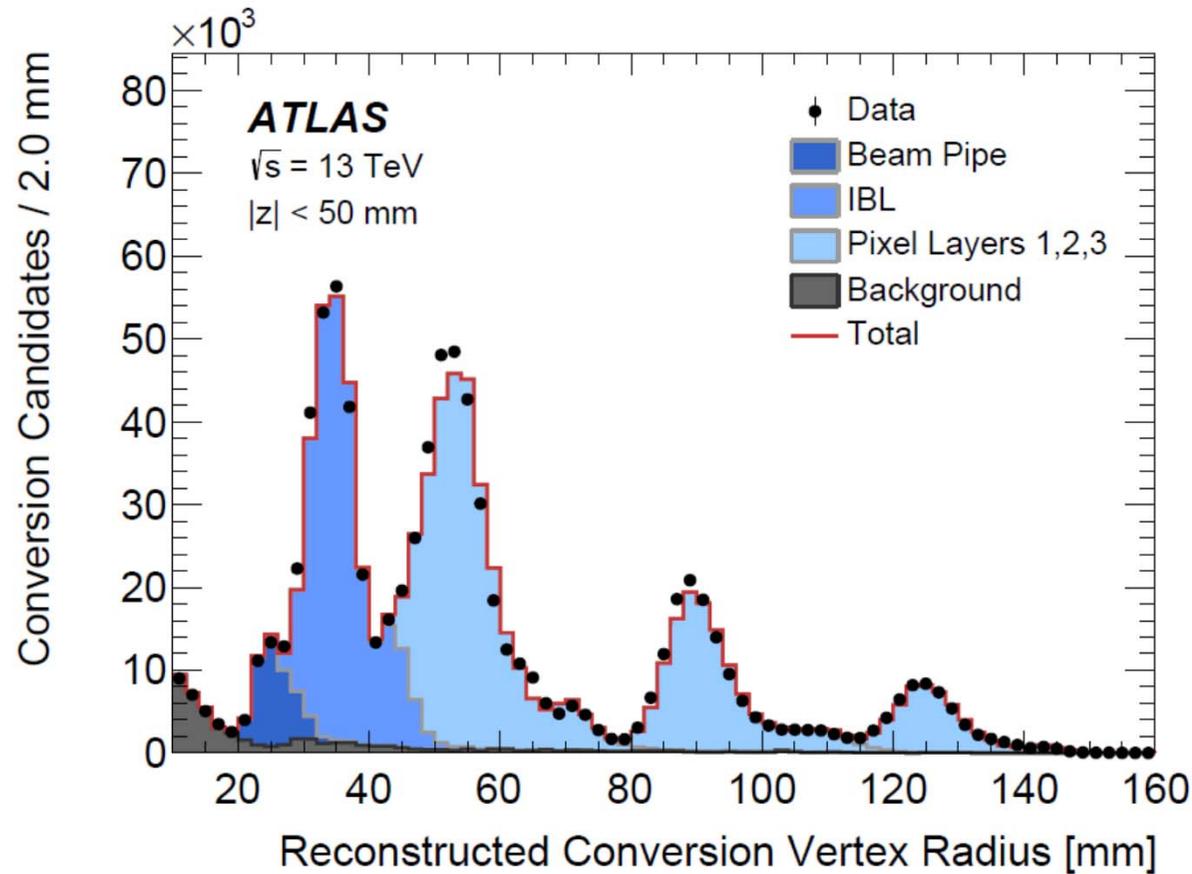
Voir la géométrie du trajectographe

- Avec des photons converties



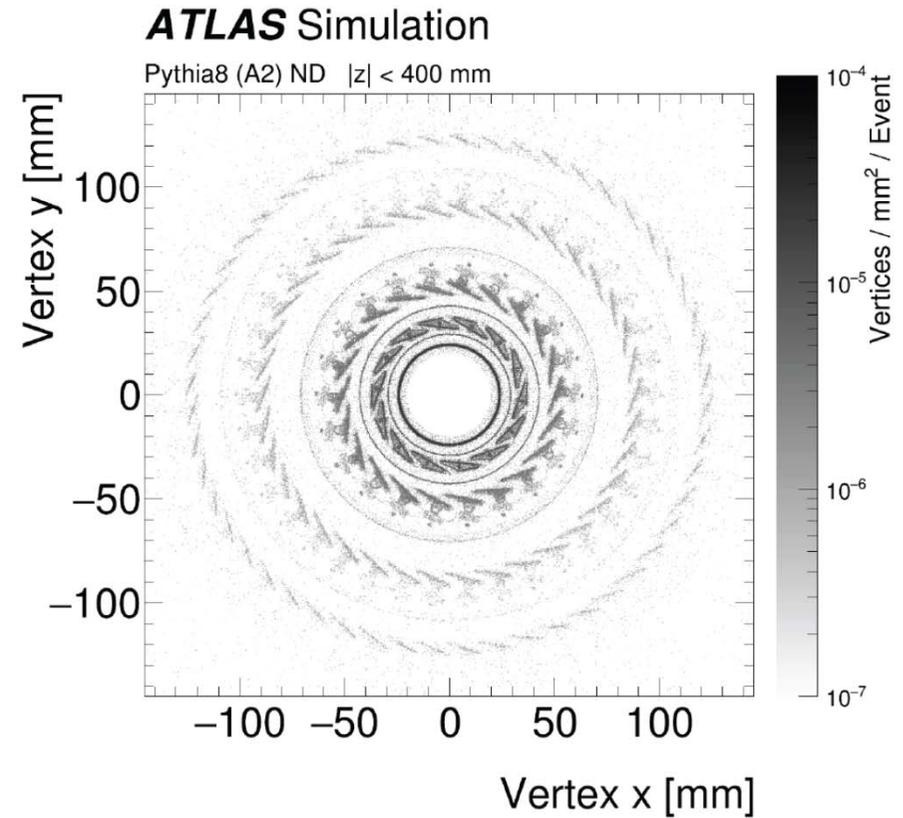
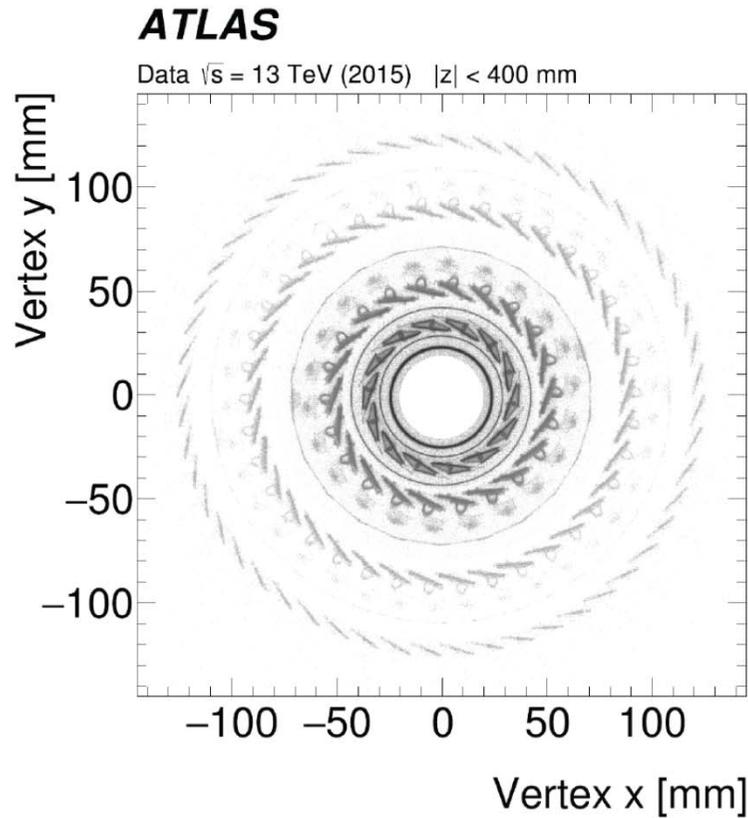
Voir la géométrie du trajectographe

- Avec des photons converties

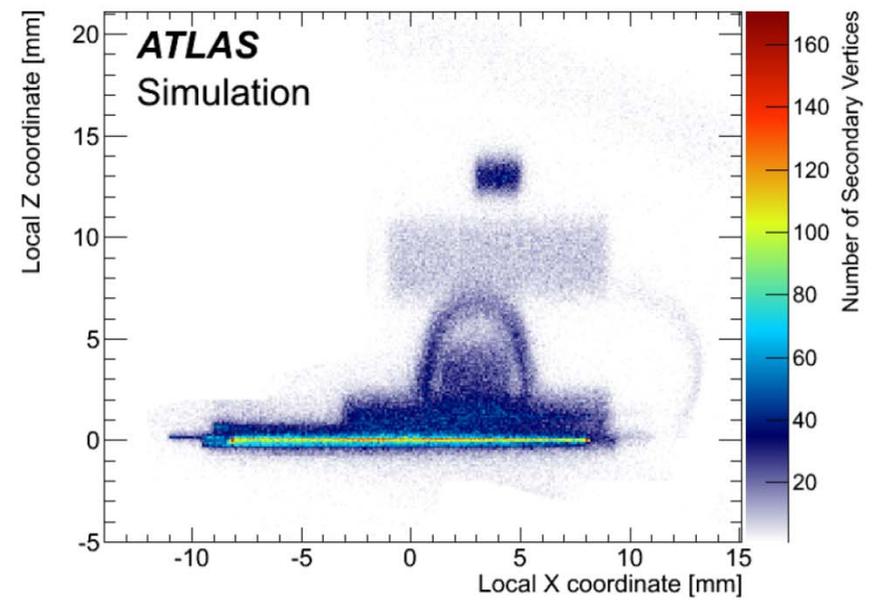
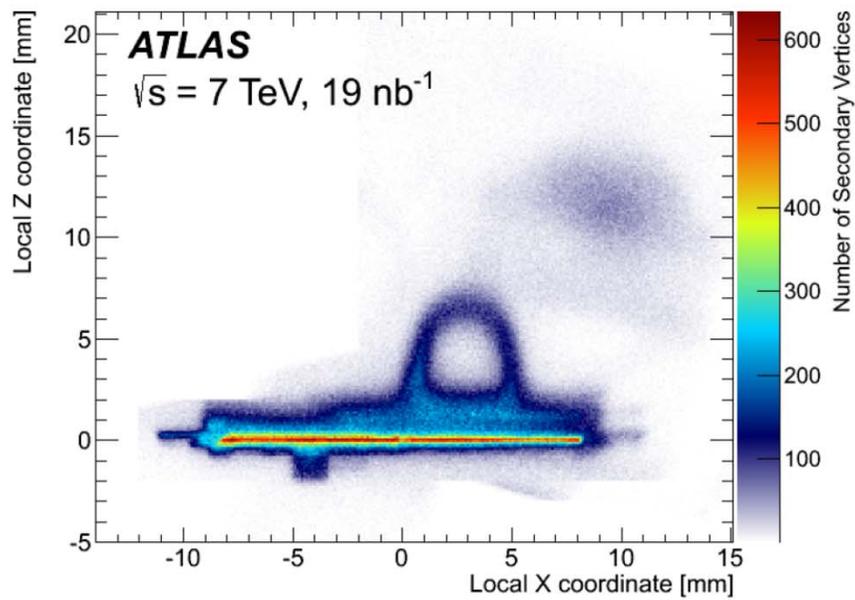


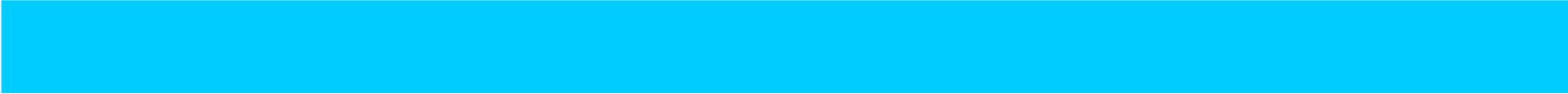
Voir la géométrie du trajectographe

- Avec des désintégrations hadroniques



Voir la géométrie du trajectographe





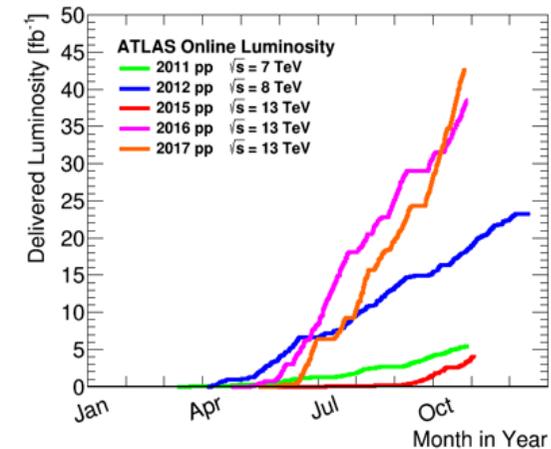
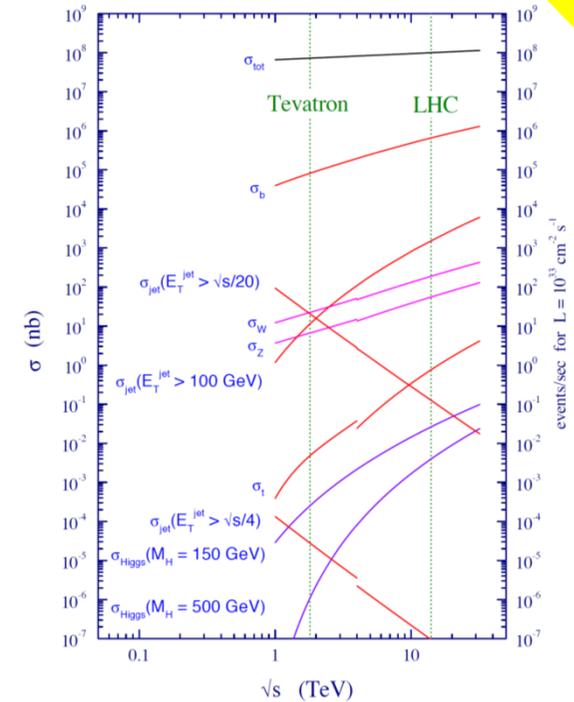
*Mesure de la section
efficace de production
du boson Z*

Section efficace

Rappel

- La **section efficace** est la probabilité d'interaction pour un processus donné
 - Unité: mètre carré ou barn [barn](#) ($1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ cm}^2$)
- La **luminosité** est un indicateur important de la performance d'un accélérateur et est proportionnelle au nombre de collisions produites
- Pour un processus donné, le nombre d'événements produits est donné par:

$$N = \sigma_{tot} \cdot L$$



Mesurer une section efficace

■ Motivation:

- Test du modèle standard
- Ce processus est un bruit de fond pour la recherche de nouvelles physique

■ Section efficace fiduciaire

$$\sigma_{fid} = \frac{N_{data} - N_{bdf}}{C \cdot L}$$

■ Section efficace totale

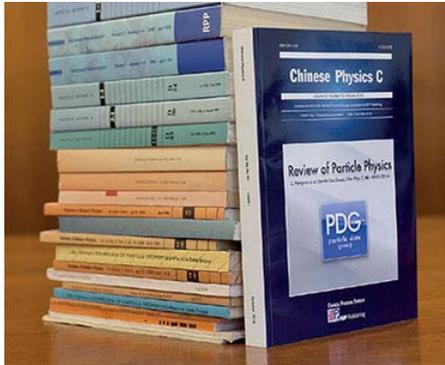
$$\sigma_{tot} = \frac{\sigma_{tot}}{A}$$

- N_{data} est le nombre d'événements observé dans les données après selection
- N_{bdf} est le nombre d'événements de bruit de fond
- L: Luminosité intégrée
- C: facteur de correction prenant en compte l'inefficacité de reconstruction
 - Ex: efficacité de reconstruction et de selection des leptons n'est pas 100%
- A: rapport entre le nombre d'événements dans l'acceptance (coupure en p_T et η) et le nombre d'événements produits
 - calculé à partir de la théorie

Boson Z: choix de l'état final

- Boson Z produit abondamment au LHC

<http://pdg.lbl.gov/>



Z DECAY MODES			
	Mode	Fraction (Γ_i/Γ)	Scale factor/ Confidence level
Γ_1	$e^+ e^-$	(3.363 \pm 0.004) %	
Γ_2	$\mu^+ \mu^-$	(3.366 \pm 0.007) %	
Γ_3	$\tau^+ \tau^-$	(3.370 \pm 0.008) %	
Γ_4	$\ell^+ \ell^-$	[a] (3.3658 \pm 0.0023) %	
Γ_5	invisible	(20.00 \pm 0.06) %	
Γ_6	hadrons	(69.91 \pm 0.06) %	

- Canal leptonique (electron ou muon)

- Etat final simple
- Bruit de fond négligeable
- Mais seulement BR \sim 3.4%

- Selection

- Evénements avec 2 électrons ou muons avec $p_T > 20 \text{ GeV}$
- Charges opposées
- Masse invariante des deux leptons proches de M_Z ($66 < M_{ll} < 116 \text{ GeV}$)

Sélection

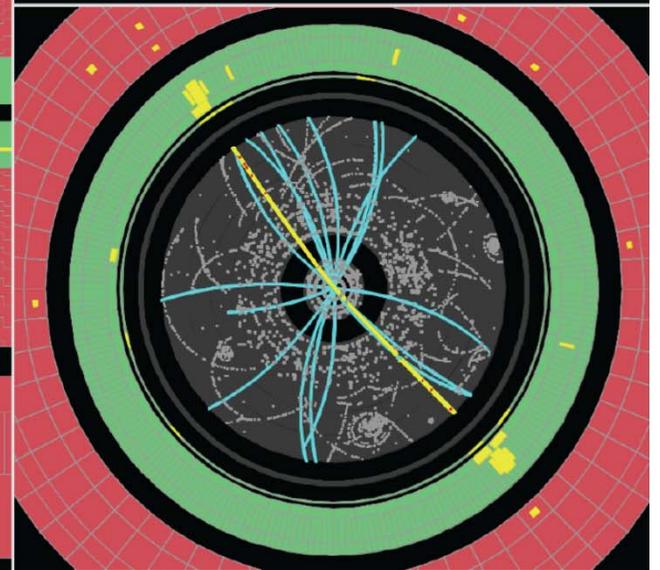
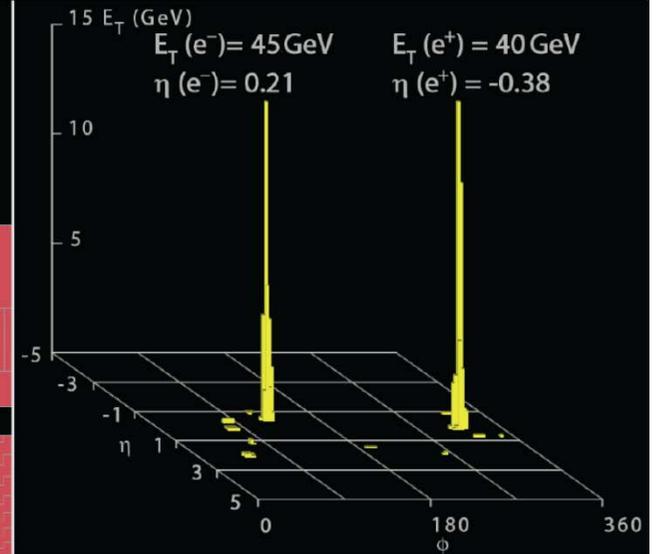


Run Number: 154817, Event Number: 968871

Date: 2010-05-09 09:41:40 CEST

$M_{ee} = 89 \text{ GeV}$

$Z \rightarrow ee$ candidate in 7 TeV collisions



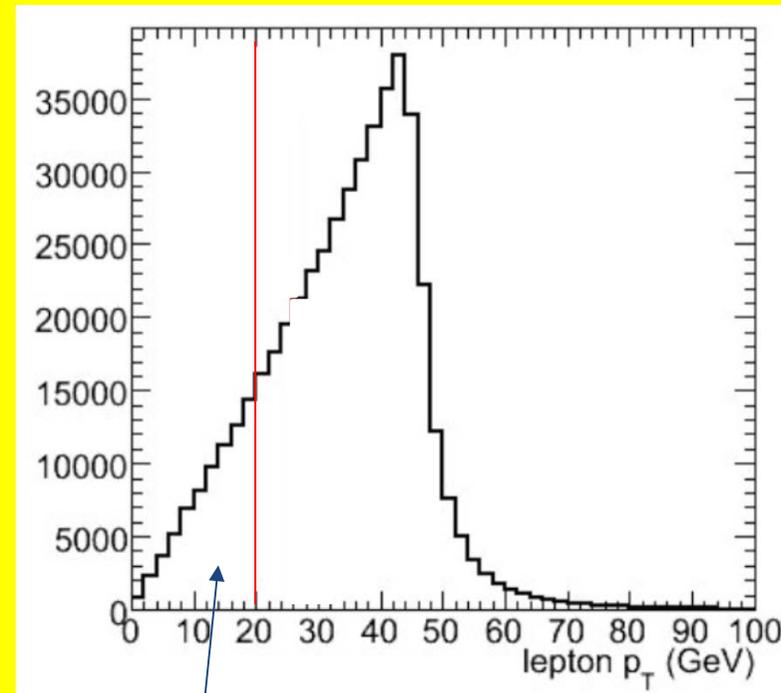
Sélection



Run Number: 154817, Event Number: 968871
Date: 2010-05-09 09:41:40 CEST

$^{15} E_T$ (GeV)
 $E_T(e^-) = 45 \text{ GeV}$ $E_T(e^+) = 40 \text{ GeV}$
 $\eta(e^-) = 0.21$ $\eta(e^+) = -0.38$

- Événements avec 2 électrons ou muons avec $p_T > 20 \text{ GeV}$
- Charges opposées
- Masse invariante des deux leptons proches de M_Z



Perte d'acceptance

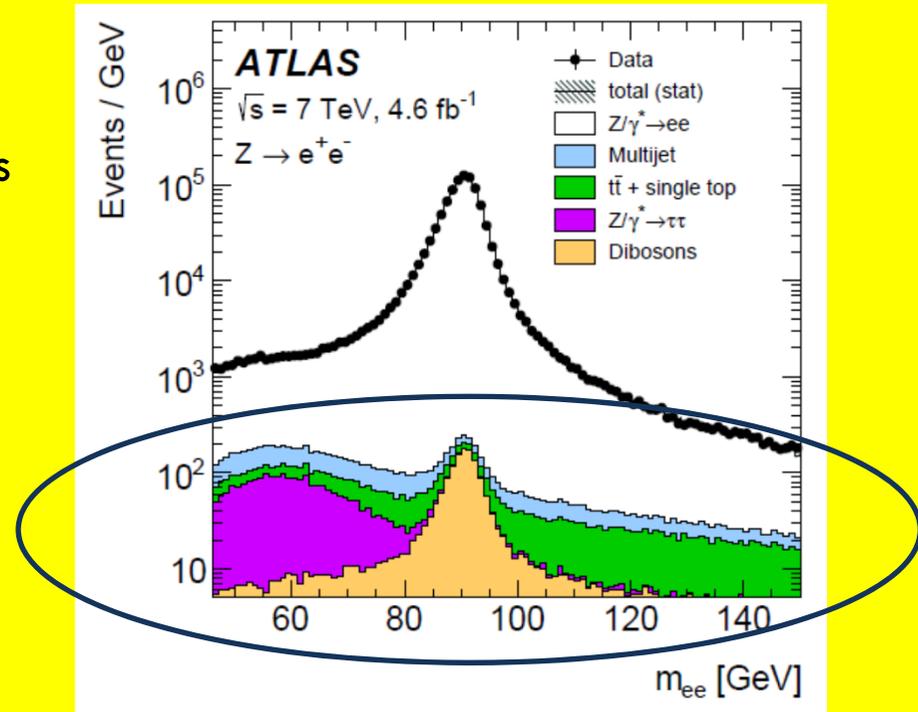
Sélection



Run Number: 154817, Event Number: 968871
Date: 2010-05-09 09:41:40 CEST

$15 E_T$ (GeV)
 $E_T(e^-) = 45 \text{ GeV}$ $E_T(e^+) = 40 \text{ GeV}$
 $\eta(e^-) = 0.21$ $\eta(e^+) = -0.38$

- Événements avec 2 électrons ou muons avec $p_T > 20 \text{ GeV}$
- Charges opposées
- Masse invariante des deux leptons proches de M_Z



360

Résultats

	$\sigma_{Z/\gamma^* \rightarrow \ell\ell}^{\text{fid}}$ [pb]
$Z/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$	502.7 ± 0.5 (stat) ± 2.0 (syst) ± 9.0 (lumi)
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$	501.4 ± 0.4 (stat) ± 2.3 (syst) ± 9.0 (lumi)
$Z/\gamma^* \rightarrow \ell\ell$	502.2 ± 0.3 (stat) ± 1.7 (syst) ± 9.0 (lumi)

- Bon accord entre les deux canaux
- Réduction de l'erreur statistique en les combinant
- Incertitudes systématiques couvrent notre manque de connaissance:
 - Une partie importante du travail expérimental
 - Pas de recette
 - Interactions nécessaires entre collègues et théoriciens
 - Sur-estimation vs sous-estimation

Source	Electron	Muon
Trigger efficiency	0.03	0.05
Reconstruction efficiency	0.20	0.30
Identification efficiency	0.16	0.15
Lepton pT reso	0.01	<0.01
Lepton pT scale	0.08	0.03
Signal modeling (ME)	0.03	0.04
Signal modeling (PS)	0.18	0.22
PDF	0.09	0.07
Boson pT	0.01	0.04
Multijet bkg	0.03	0.07
Ewk+Top background	0.02	0.02
Bkg MC stat.	<0.01	0.01
Unfolding	0.04	0.02
Total	0.35	0.43

Incertitudes ajoutées quadratiquement C'est-à-dire qu'on les suppose indépendantes.

Comparaison avec la théorie

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{SM} = & \sum_{\ell=e,\mu,\tau} i\bar{\psi}_\ell \gamma^\mu \partial_\mu \psi_\ell + \sum_{\ell'=\nu_e,\nu_\mu,\nu_\tau} i\bar{\psi}_{\ell'} \gamma^\mu \partial_\mu \psi_{\ell'} + \sum_i^3 \sum_{a=u,c,t} i\bar{\psi}_{q_i} \gamma^\mu \partial_\mu \psi_{q_i} + \sum_i^3 \sum_{a'=d,s,b} i\bar{\psi}_{q'_i} \gamma^\mu \partial_\mu \psi_{q'_i} - \frac{1}{2}(\partial_\mu W_\nu^+ - \partial_\nu W_\mu^+)(\partial^\mu W^{-\nu} - \partial^\nu W^{-\mu}) - \frac{1}{4}(\partial_\mu Z_\nu - \partial_\nu Z_\mu)(\partial^\mu Z^\nu - \partial^\nu Z^\mu) \\
& - \frac{1}{4}(\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu)(\partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu) - \frac{1}{4} \sum_{a=1}^8 (\partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a)(\partial^\mu G^{a\nu} - \partial^\nu G^{a\mu}) + \frac{1}{2} \partial_\mu h \partial^\mu h - \sum_{\ell=e,\mu,\tau} \frac{\lambda_\ell v}{\sqrt{2}} \bar{\psi}_\ell \psi_\ell - \sum_i^3 \sum_{q=u,c,t} \frac{\lambda_q v}{\sqrt{2}} \bar{\psi}_{q_i} \psi_{q_i} - \sum_i^3 \sum_{q'=d,s,b} \frac{\lambda_{q'} v}{\sqrt{2}} \bar{\psi}_{q'_i} \psi_{q'_i} \\
& - \left(\frac{gv}{2}\right)^2 W_\mu^+ W^{-\mu} - \frac{1}{2} \left(\frac{gv}{2 \cos \theta_W}\right)^2 Z_\mu Z^\mu - \frac{1}{2} (-2m^2)^2 h^2 + \frac{g}{4 \cos \theta_W} \left(\sum_{\ell=e,\mu,\tau} \bar{\psi}_\ell \gamma^\mu (4 \sin^2 \theta_W - 1 + \gamma^5) \psi_\ell Z_\mu + \sum_{\ell'=\nu_e,\nu_\mu,\nu_\tau} \bar{\psi}_{\ell'} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \psi_{\ell'} Z_\mu \right) \\
& + \frac{g}{4 \cos \theta_W} \left(\sum_i^3 \sum_{q=u,c,t} \bar{\psi}_{q_i} \gamma^\mu (1 - \frac{8}{3} \sin^2 \theta_W - \gamma^5) \psi_{q_i} Z_\mu + \sum_i^3 \sum_{q'=d,s,b} \bar{\psi}_{q'_i} \gamma^\mu (\frac{4}{3} \sin^2 \theta_W - 1 + \gamma^5) \psi_{q'_i} Z_\mu \right) + \frac{g}{2\sqrt{2}} \left(\sum_{\ell=e,\mu,\tau} \bar{\psi}_{\nu_\ell} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \psi_\ell W_\mu^+ + \sum_{\ell=e,\mu,\tau} \bar{\psi}_\ell \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \psi_{\nu_\ell} W_\mu^- \right) \\
& + \frac{g}{2\sqrt{2}} \left(\sum_i^3 \sum_{\substack{q=u,c,t \\ q'=d,s,b}} V_{qq'} \bar{\psi}_q \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \psi_{q'} W_\mu^+ + \sum_i^3 \sum_{\substack{q=u,c,t \\ q'=d,s,b}} V_{qq'}^* \bar{\psi}_{q'} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \psi_q W_\mu^- \right) + g_{em} \left(- \sum_{\ell=e,\mu,\tau} \bar{\psi}_\ell \gamma^\mu \psi_\ell A_\mu + \frac{2}{3} \sum_{q=u,c,t} \bar{\psi}_{q_i} \gamma^\mu \psi_{q_i} A_\mu - \frac{1}{3} \sum_{q'=d,s,b} \bar{\psi}_{q'_i} \gamma^\mu \psi_{q'_i} A_\mu \right) \\
& + g_s \left(\sum_{i,j}^3 \sum_a^8 \sum_{q=u,c,t} \bar{\psi}_{q_j} \gamma^\mu \psi_{q_i} G_\mu^a T_{ij}^a + \sum_{i,j}^3 \sum_a^8 \sum_{q'=d,s,b} \bar{\psi}_{q'_j} \gamma^\mu \psi_{q'_i} G_\mu^a T_{ij}^a \right) - \sum_{\ell=e,\mu,\tau} \frac{\lambda_\ell}{\sqrt{2}} \bar{\psi}_\ell \psi_\ell h - \sum_i^3 \sum_{q=u,c,t} \frac{\lambda_q}{\sqrt{2}} \bar{\psi}_{q_i} \psi_{q_i} h - \sum_i^3 \sum_{q'=d,s,b} \frac{\lambda_{q'}}{\sqrt{2}} \bar{\psi}_{q'_i} \psi_{q'_i} h \\
& + \frac{g}{2\sqrt{2}} \left(\sum_i^3 \sum_{\substack{q=u,c,t \\ q'=d,s,b}} V_{qq'} \bar{\psi}_q \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \psi_{q'} W_\mu^+ + \sum_i^3 \sum_{\substack{q=u,c,t \\ q'=d,s,b}} V_{qq'}^* \bar{\psi}_{q'} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \psi_q W_\mu^- \right) + g_{em} \left(- \sum_{\ell=e,\mu,\tau} \bar{\psi}_\ell \gamma^\mu \psi_\ell A_\mu + \frac{2}{3} \sum_{q=u,c,t} \bar{\psi}_{q_i} \gamma^\mu \psi_{q_i} A_\mu - \frac{1}{3} \sum_{q'=d,s,b} \bar{\psi}_{q'_i} \gamma^\mu \psi_{q'_i} A_\mu \right) \\
& + g_s \left(\sum_{i,j}^3 \sum_a^8 \sum_{q=u,c,t} \bar{\psi}_{q_j} \gamma^\mu \psi_{q_i} G_\mu^a T_{ij}^a + \sum_{i,j}^3 \sum_a^8 \sum_{q'=d,s,b} \bar{\psi}_{q'_j} \gamma^\mu \psi_{q'_i} G_\mu^a T_{ij}^a \right) - \sum_{\ell=e,\mu,\tau} \frac{\lambda_\ell}{\sqrt{2}} \bar{\psi}_\ell \psi_\ell h - \sum_i^3 \sum_{q=u,c,t} \frac{\lambda_q}{\sqrt{2}} \bar{\psi}_{q_i} \psi_{q_i} h - \sum_i^3 \sum_{q'=d,s,b} \frac{\lambda_{q'}}{\sqrt{2}} \bar{\psi}_{q'_i} \psi_{q'_i} h \\
& + ig_{em} [\partial_\mu A_\nu W^{-\mu} W^{+\nu} + \partial_\mu W_\nu^+ W^{-\nu} A^\mu + \partial_\mu W_\nu^- W^{+\mu} A^\nu - \partial_\mu A_\nu W^{-\nu} W^{+\mu} - \partial_\mu W_\nu^+ W^{-\mu} A^\nu - \partial_\mu W_\nu^- W^{+\mu} A^\mu] \\
& + ig \cos \theta_W [\partial_\mu Z_\nu W^{-\mu} W^{+\nu} + \partial_\mu W_\nu^+ W^{-\nu} Z^\mu + \partial_\mu W_\nu^- W^{+\mu} Z^\nu - \partial_\mu Z_\nu W^{-\nu} W^{+\mu} - \partial_\mu W_\nu^+ W^{-\mu} Z^\nu - \partial_\mu W_\nu^- W^{+\mu} Z^\mu] + \frac{g^2 v}{2} W_\mu^+ W^{-\mu} h + \frac{g^2 v}{4 \cos^2 \theta_W} Z_\mu Z^\mu h - \lambda v h^3 \\
& + g_{em}^2 [W_\nu^+ W^{-\nu} A_\nu A^\mu - W_\mu^+ W^{-\mu} A_\nu A^\nu] + g^2 \cos^2 \theta_W [W_\nu^+ W^{-\nu} Z_\nu Z^\mu - W_\mu^+ W^{-\mu} Z_\nu Z^\nu] + g^2 \cos \theta_W \sin \theta_W [2W_\mu^+ W^{-\mu} Z_\nu A^\nu - W_\mu^+ W^{-\nu} A_\nu Z^\mu - W_\mu^+ W^{-\nu} A^\mu Z_\nu] \\
& + \frac{g^2}{2} [W_\mu^- W^{-\mu} W_\nu^+ W^{+\nu} - W_\mu^- W^{+\mu} W_\nu^- W^{-\nu}] + \frac{g^2}{4} W_\mu^+ W^{-\mu} h^2 + \frac{g^2}{8 \cos^2 \theta_W} Z_\mu Z^\mu h^2 - \frac{\lambda}{4} h^4 - \frac{g_s}{2} \sum_{a,b,c} f^{abc} (\partial_\mu G^{a\nu} - \partial_\nu G_\mu^a) G^{\mu b} G^{\nu c} - \frac{g_s^2}{4} \sum_{\substack{a,b,c \\ d,e,f}} f^{abc} f^{ade} G_\mu^b G_\nu^c G^{\mu d} G^{\nu e}
\end{aligned}$$

$$g_{em} = g \sin \theta_W, \quad v^2 = \frac{-m^2}{\lambda} \quad (m^2 < 0, \lambda > 0), \quad m_\ell = \frac{\lambda_\ell v}{\sqrt{2}}, \quad m_q = \frac{3\lambda_q v}{\sqrt{2}}, \quad m_W = \frac{gv}{2}, \quad m_Z = \frac{gv}{2 \cos \theta_W}, \quad m_h = \sqrt{-2m^2}$$



Comparaison avec la théorie

$$\mathcal{L}_{SM} = \sum_{\ell=e,\mu,\tau} i\bar{\psi}_\ell \gamma^\mu \partial_\mu \psi_\ell + \sum_{\ell=e,\mu,\tau} i\bar{\psi}_\ell \gamma^\mu \partial_\mu \psi_\ell + \sum_i \sum_{a=u,c,t} i\bar{\psi}_{q_i} \gamma^\mu \partial_\mu \psi_{q_i} + \sum_i \sum_{a'=d,s,b} i\bar{\psi}_{q'_i} \gamma^\mu \partial_\mu \psi_{q'_i} - \frac{1}{2}(\partial_\mu W_\nu^+ - \partial_\nu W_\mu^+)(\partial^\mu W^{-\nu} - \partial^\nu W^{-\mu}) - \frac{1}{4}(\partial_\mu Z_\nu - \partial_\nu Z_\mu)(\partial^\mu Z^\nu - \partial^\nu Z^\mu) - \frac{1}{4}(\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu)(\partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu) - \frac{1}{4} \sum_{a=1}^8 (\partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a)(\partial^\mu G^{a\nu} - \partial^\nu G^{a\mu}) + \frac{1}{2} \partial_\mu h \partial^\mu h - \sum_{\ell=e,\mu,\tau} \frac{\lambda_\ell v}{\sqrt{2}} \bar{\psi}_\ell \psi_\ell - \sum_i \sum_{q=u,c,t} \frac{\lambda_q v}{\sqrt{2}} \bar{\psi}_{q_i} \psi_{q_i} - \sum_i \sum_{q'=d,s,b} \frac{\lambda_{q'} v}{\sqrt{2}} \bar{\psi}_{q'_i} \psi_{q'_i}$$

Les équations sont trop complexes pour être résolues de façon exacte. Si les constantes de couplages sont plus petites que 1, on peut utiliser des méthodes perturbatives.

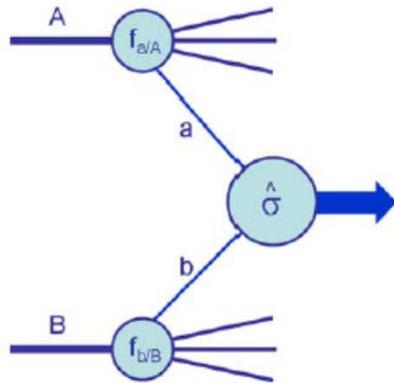
Les diagrammes de Feynman sont une représentation graphique d'une série perturbative permettant de calculer la probabilité de transition entre un état initial et un état final.

$$+ 2\sqrt{2} \left(\sum_i \sum_{\substack{q=u,c,t \\ q'=d,s,b}} V_{qq'} \psi_{q'} \gamma^\mu (1-\gamma^5) \psi_{q_i} W_\mu + \sum_i \sum_{\substack{q=u,c,t \\ q'=d,s,b}} V_{qq'} \psi_{q_i} \gamma^\mu (1-\gamma^5) \psi_{q'} W_\mu \right) + g_{em} \left(\sum_{\ell=e,\mu,\tau} \bar{\psi}_\ell \gamma^\mu \psi_{\ell} A_\mu + \frac{1}{3} \sum_{q=u,c,t} \bar{\psi}_{q_i} \gamma^\mu \psi_{q_i} A_\mu - \frac{1}{3} \sum_{q'=d,s,b} \bar{\psi}_{q'_i} \gamma^\mu \psi_{q'_i} A_\mu \right) + g_s \left(\sum_{i,j} \sum_a \sum_{q=u,c,t} \bar{\psi}_{q_j} \gamma^\mu \psi_{q_i} G_\mu^a T_{ij}^a + \sum_{i,j} \sum_a \sum_{q'=d,s,b} \bar{\psi}_{q'_j} \gamma^\mu \psi_{q'_i} G_\mu^a T_{ij}^a \right) - \sum_{\ell=e,\mu,\tau} \frac{\lambda_\ell v}{\sqrt{2}} \bar{\psi}_\ell \psi_\ell h - \sum_i \sum_{q=u,c,t} \frac{\lambda_q v}{\sqrt{2}} \bar{\psi}_{q_i} \psi_{q_i} h - \sum_i \sum_{q'=d,s,b} \frac{\lambda_{q'} v}{\sqrt{2}} \bar{\psi}_{q'_i} \psi_{q'_i} h + g_{em} [\partial_\mu A_\nu W^{-\mu} W^{+\nu} + \partial_\mu W_\nu^+ W^{-\nu} A^\mu + \partial_\mu W_\nu^- W^{+\nu} A^\mu - \partial_\mu A_\nu W^{-\nu} W^{+\mu} - \partial_\mu W_\nu^+ W^{-\mu} A^\nu - \partial_\mu W_\nu^- W^{+\mu} A^\nu] + ig \cos \theta_W [\partial_\mu Z_\nu W^{-\mu} W^{+\nu} + \partial_\mu W_\nu^+ W^{-\nu} Z^\mu + \partial_\mu W_\nu^- W^{+\nu} Z^\mu - \partial_\mu Z_\nu W^{-\nu} W^{+\mu} - \partial_\mu W_\nu^+ W^{-\mu} Z^\nu - \partial_\mu W_\nu^- W^{+\mu} Z^\nu] + \frac{g^2 v}{2} W_\mu^+ W^{-\mu} h + \frac{g^2 v}{4 \cos^2 \theta_W} Z_\mu Z^\mu h - \lambda v h^3 + g_{em}^2 [W_\nu^+ W^{-\nu} A_\nu A^\nu - W_\mu^+ W^{-\mu} A_\nu A^\nu] + g^2 \cos^2 \theta_W [W_\nu^+ W^{-\nu} Z_\nu Z^\nu - W_\mu^+ W^{-\mu} Z_\nu Z^\nu] + g^2 \cos \theta_W \sin \theta_W [2W_\mu^+ W^{-\mu} Z_\nu A^\nu - W_\mu^+ W^{-\nu} A_\nu Z^\mu - W_\mu^+ W^{-\nu} A^\mu Z_\nu] + \frac{g^2}{2} [W_\mu^- W^{-\mu} W_\nu^+ W^{+\nu} - W_\mu^- W^{+\mu} W_\nu^- W^{-\nu}] + \frac{g^2}{4} W_\mu^+ W^{-\mu} h^2 + \frac{g^2}{8 \cos^2 \theta_W} Z_\mu Z^\mu h^2 - \frac{\lambda}{4} h^4 - \frac{g_s}{2} \sum_{a,b,c} f^{abc} (\partial_\mu G^{a\nu} - \partial_\nu G_\mu^a) G^{\mu b} G^{\nu c} - \frac{g_s^2}{4} \sum_{\substack{a,b,c \\ d,e,f}} f^{abc} f^{ade} G_\mu^b G_\nu^c G^{\mu d} G^{\nu e}$$

$$g_{em} = g \sin \theta_W, v^2 = \frac{-m^2}{\lambda} (m^2 < 0, \lambda > 0), m_\ell = \frac{\lambda_\ell v}{\sqrt{2}}, m_q = \frac{3\lambda_q v}{\sqrt{2}}, m_W = \frac{gv}{2}, m_Z = \frac{gv}{2 \cos \theta_W}, m_h = \sqrt{-2m^2}$$

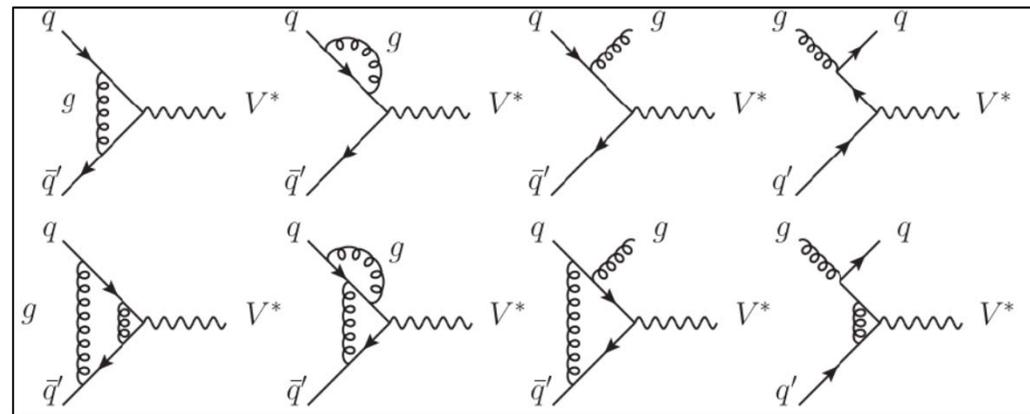
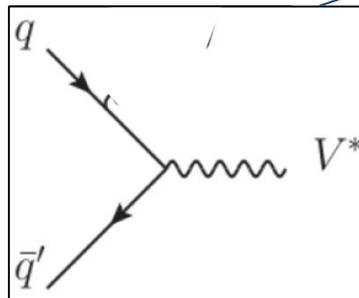


Comparaison avec la théorie

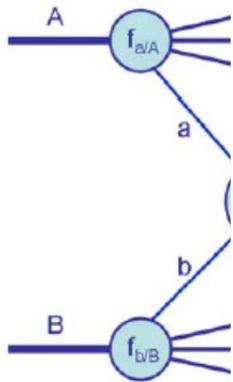


« parton distribution functions » (pdf) sont des fonctions représentant la probabilité qu'un parton (quarks ou gluons) emportent une fraction de l'énergie du proton. Impossible de les calculer à partir du lagrangien (régime non-perturbatif)
 → Déterminées expérimentalement

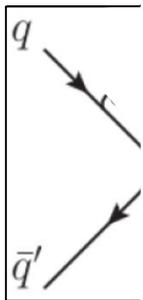
$$\sigma_{AB} = \int dx_a dx_b f_{a/A}(x_a, \mu_F^2) f_{b/B}(x_b, \mu_F^2) \times [\hat{\sigma}_0 + \alpha_S(\mu_R^2) \hat{\sigma}_1 + \dots]_{ab \rightarrow X}$$



Comparaison avec la théorie



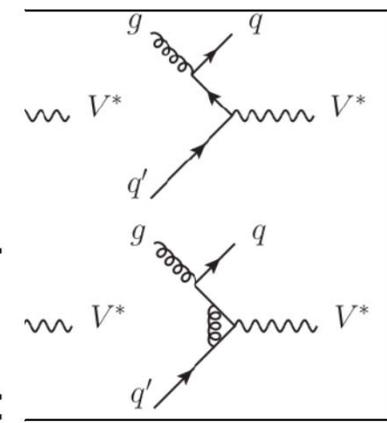
$$\sigma_{AB} = \int d\kappa$$



PDF set	$\sigma_{Z/\gamma^* \rightarrow \ell\ell}^{\text{fid}}$ [pb]
ABM12	490.8 ± 5.7
CT14	481^{+11}_{-14}
HERAPDF2.0	497^{+16}_{-9}
JR14	484.4 ± 2.2
MMHT2014	$485^{+7.4}_{-6.9}$
NNPDF3.0	472.2 ± 7.2
Data	502.2 ± 9.2

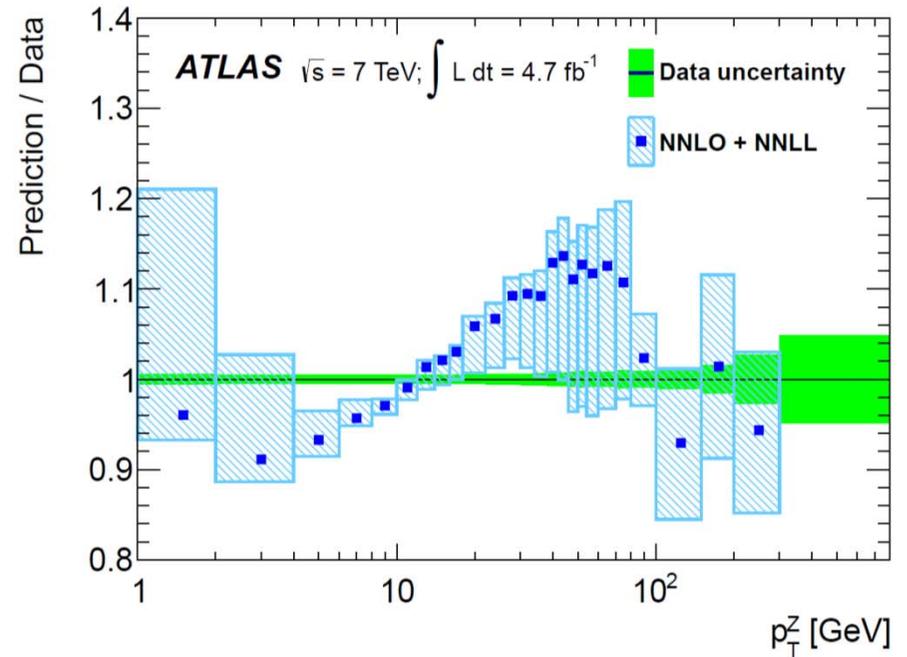
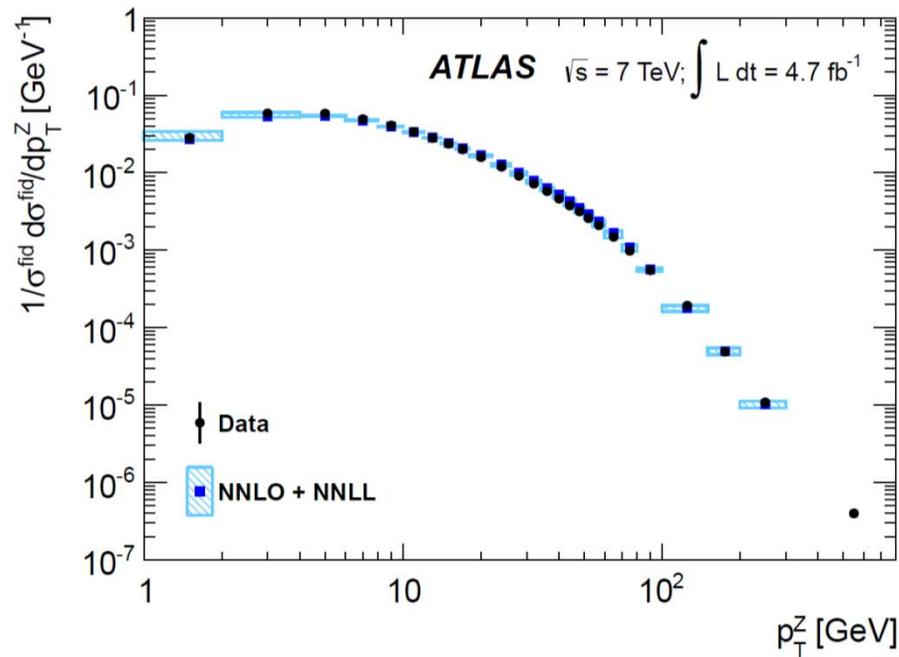
ont des fonctions
on (quarks ou
rgie du proton.
rangien

+ ...] $ab \rightarrow X$

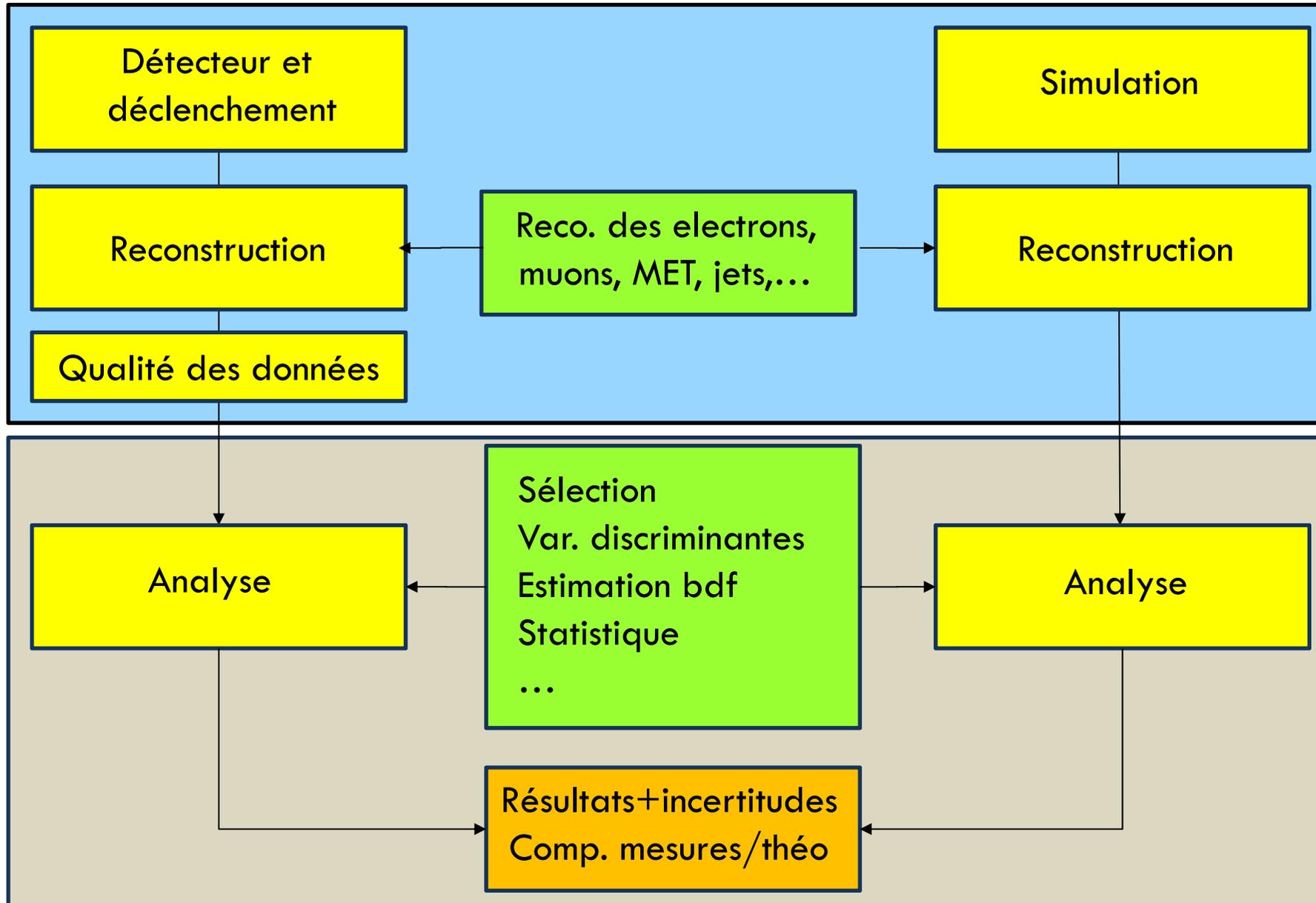


Comparaison avec la théorie

Section efficace différentielle



Déroulement de l'analyse



Precision measurement and interpretation of inclusive W^+ , W^- and Z/γ^* production cross sections with the ATLAS detector

ATLAS Collaboration*

CERN, 1211 Geneva 23, Switzerland

Received: 12 December 2016 / Accepted: 11 May 2017 / Published online: 2 June 2017
© CERN for the benefit of the ATLAS collaboration 2017. This article is an open access publication

Abstract High-precision measurements by the ATLAS Collaboration are presented of inclusive $W^+ \rightarrow \ell^+ \nu$, $W^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu}$ and $Z/\gamma^* \rightarrow \ell\ell$ ($\ell = e, \mu$) Drell–Yan production cross sections at the LHC. The data were collected in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with an integrated luminosity of 4.6 fb^{-1} . Differential W^+ and W^- cross sections are measured in a lepton pseudorapidity range $|\eta_\ell| < 2.5$. Differential Z/γ^* cross sections are measured as a function of the absolute dilepton rapidity, for $|y_{\ell\ell}| < 3.6$, for three intervals of dilepton mass, $m_{\ell\ell}$, extending from 46 to 150 GeV. The integrated and differential electron- and muon-channel cross sections are combined and compared to theoretical predictions using recent sets of parton distribution functions. The data, together with the final inclusive $e^\pm p$ scattering cross-section data from H1 and ZEUS, are interpreted in a next-to-next-to-leading-order QCD analysis, and a new set of parton distribution functions, ATLAS-epWZ16, is obtained. The ratio of strange-to-light sea-quark densities in the proton is determined more accurately than in previous determinations based on collider data only, and is established to be close to unity in the sensitivity range of the data. A new measurement of the CKM matrix element $|V_{cs}|$ is also provided.

Contents

1	Introduction	2
2	Detector, simulation and definitions	3
2.1	Detector and data samples	3
2.2	Simulated event samples	3
2.3	Cross-section definition and fiducial regions	4
3	Electron channel measurements	5
3.1	Event selection	5
3.2	Calibration and efficiencies	6
3.3	Backgrounds	7
4	Muon channel measurements	9
4.1	Event selection	9

* e-mail: atlas.publications@cern.ch

4.2	Calibration and efficiencies	9
4.3	Backgrounds	10
5	Cross-section results	11
5.1	Analysis procedure	11
5.2	Cross-section measurements	13
5.2.1	Electron channels	13
5.2.2	Muon channels	17
5.3	Test of electron–muon universality	20
5.4	Combination of cross sections	22
5.4.1	Combination procedure	22
5.4.2	Integrated cross sections	22
5.4.3	Differential cross sections	23
6	Comparison with theory	25
6.1	Theoretical framework and methodology	25
6.1.1	Drell–Yan cross-section predictions	25
6.1.2	Electroweak corrections and combination with QCD predictions	27
6.1.3	Methodology of PDF profiling	28
6.2	Integrated cross sections and their ratios	29
6.3	Rapidity distributions	30
6.3.1	W^+ and W^- cross sections	30
6.3.2	Z/γ^* cross sections	31
6.4	PDF profiling results	32
7	QCD analysis	34
7.1	Fit framework	35
7.2	Fit results	36
7.2.1	Parton distributions	36
7.2.2	Strange-quark density	37
7.2.3	Determination of $ V_{cs} $	41
8	Summary	42
Appendix	Differential measurements in electron and muon channels	44
References		45

Détecteur
déclenchement

Reconstruct

Qualité des données

Analyse

Simulation

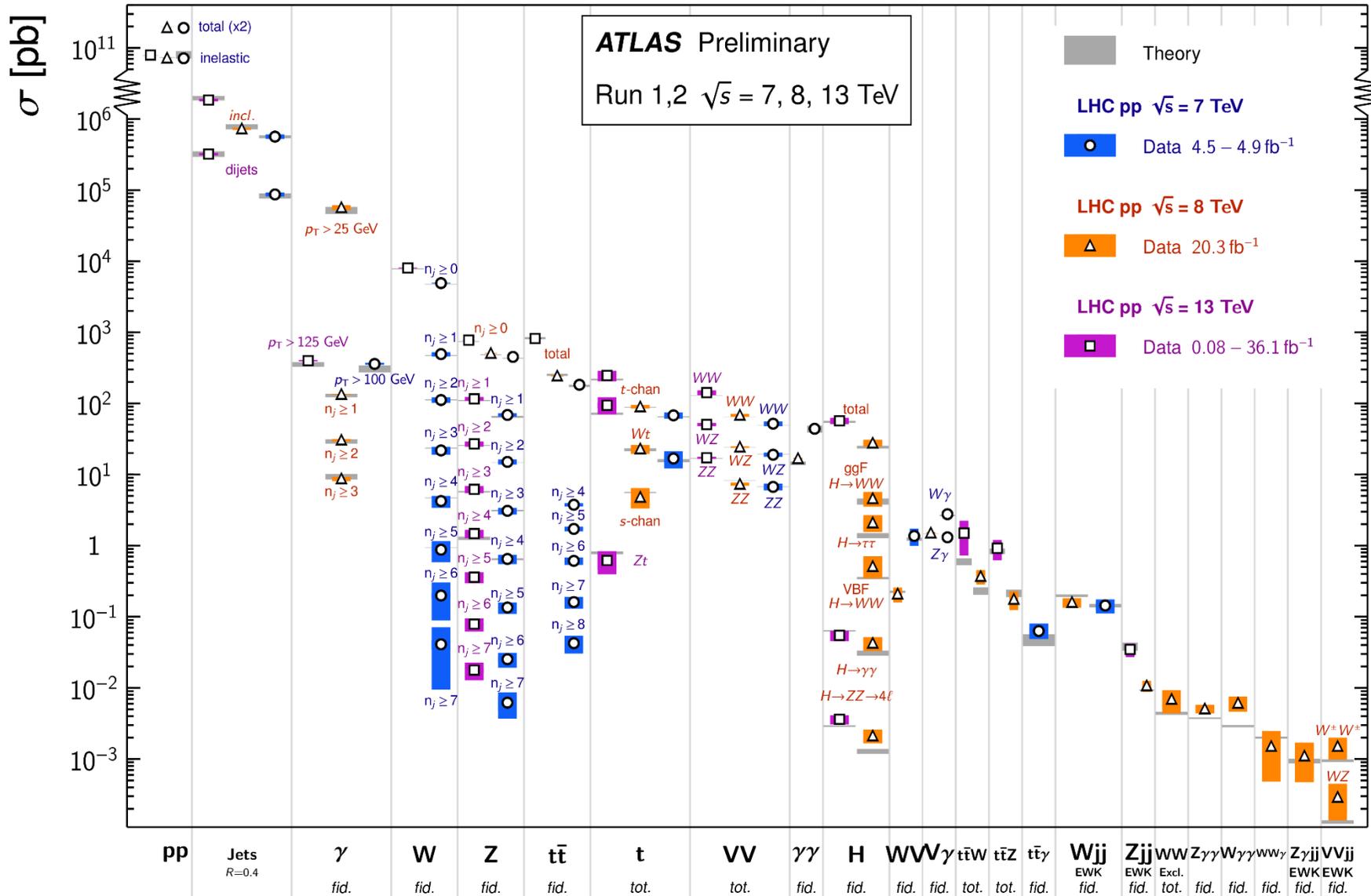
Reconstruction

Analyse

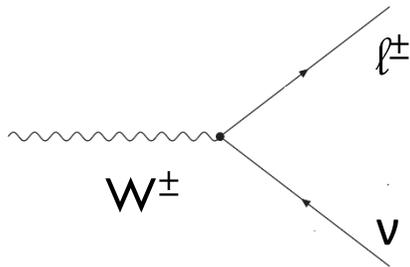
Mesures de section efficace

Standard Model Production Cross Section Measurements

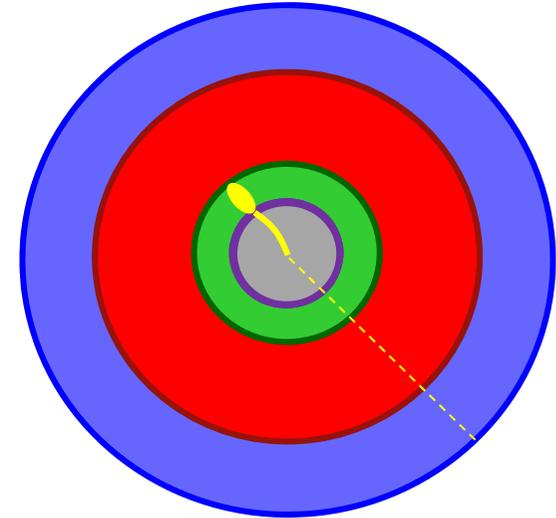
Status: July 2017



Le cas du boson W



$$\vec{MET} = \vec{p}_T^{neutrino} = -\vec{p}_T^{electron}$$

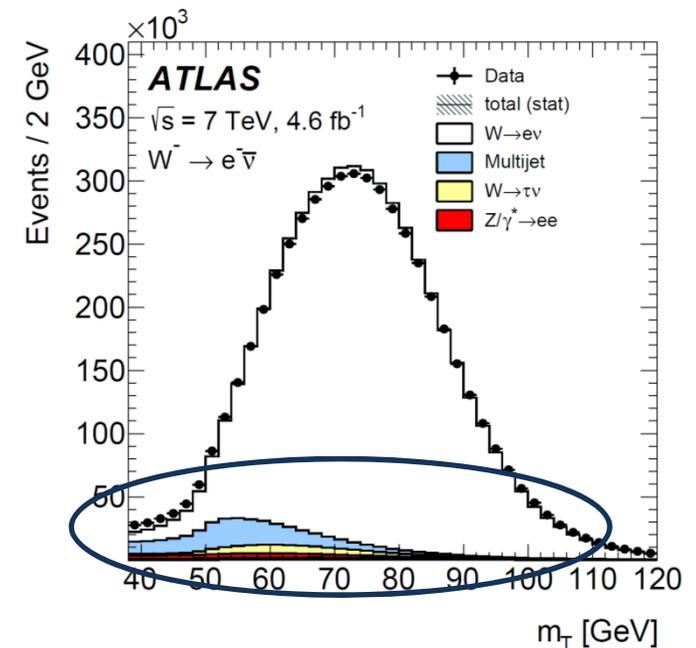


■ la masse transverse

$$M_T = \sqrt{2E_{T1}E_{T2}(1 - \cos\theta_{12})}$$

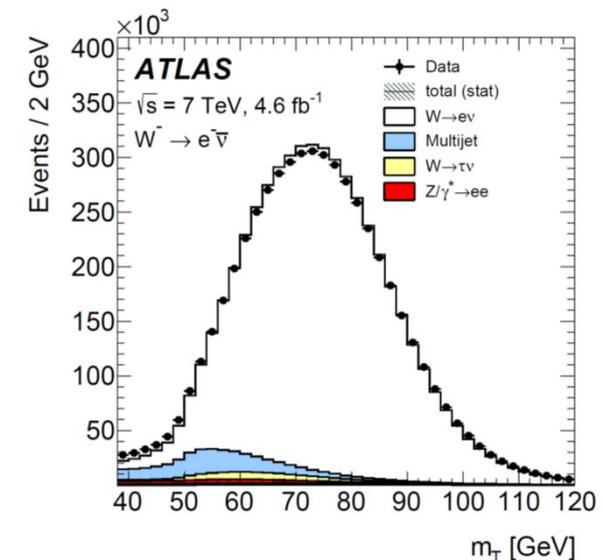
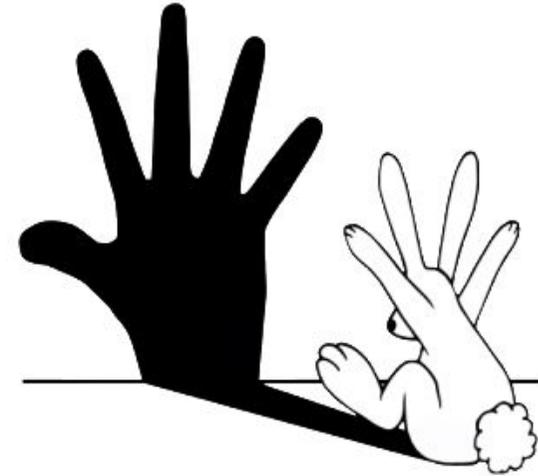
■ Sélection:

- 1 lepton avec $p_T > 25 \text{ GeV}$ (muon ou electron)
- $MET > 25 \text{ GeV}$
- $M_T > 40 \text{ GeV}$



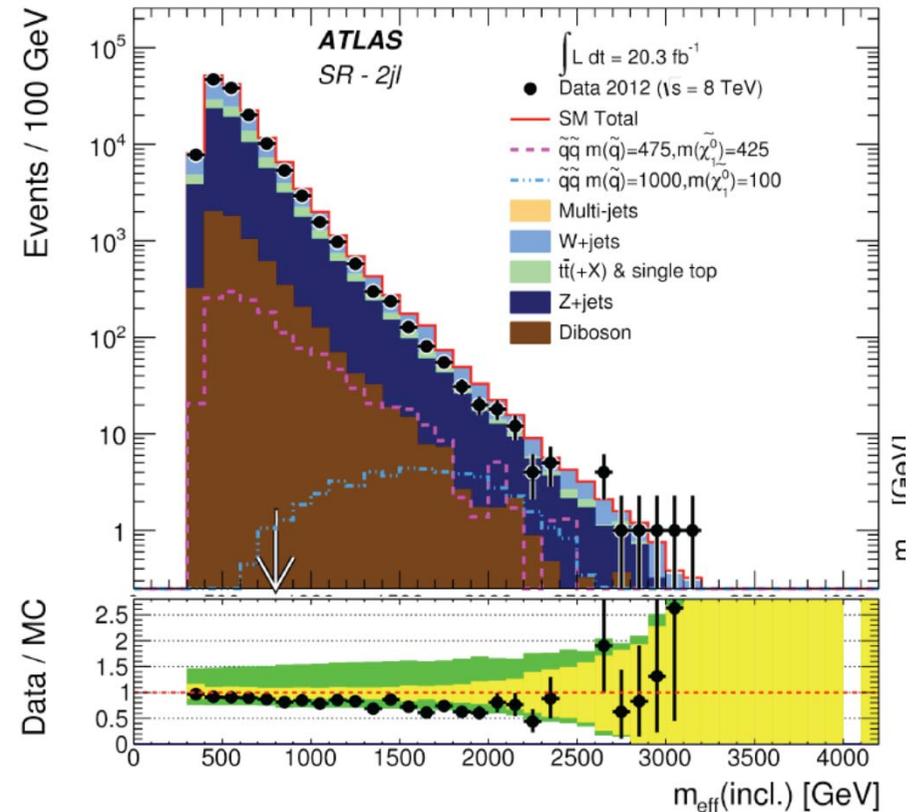
Méthode d'estimation de bruit de fond

- Un travail essentiel d'une analyse de physique est l'évaluation des bruits de fond irréductibles et réductibles
- Plusieurs techniques:
 - Simulation
 - Semi « data-driven »
 - « data-driven »
- Nécessaire de valider la procédure
 - La sous-estimation d'un bruit de fond peut impliquer une fausse découverte et inversement la surestimation peut empêcher de faire une découverte
- L'idéal est de pouvoir confronter plusieurs méthodes basées sur des hypothèses différentes



Méthode d'estimation de bruit de fond

- **Methode 1: simulation**
- Souvent il faut appliquer des corrections à la simulation
 - Ex: facteur d'échelle pour corriger l'efficacité de sélection des élections
- Nombreuses incertitudes à prendre en compte:
 - Prédiction théorique
 - Simulation du détecteur
- Ne fonctionne pas très bien pour des bruits de fond réductibles
 - Ex: multijet pour l'analyse W

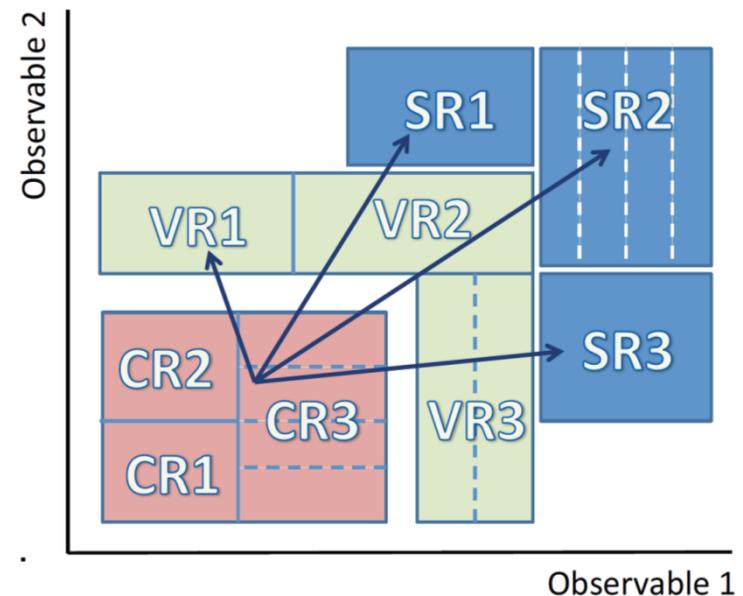
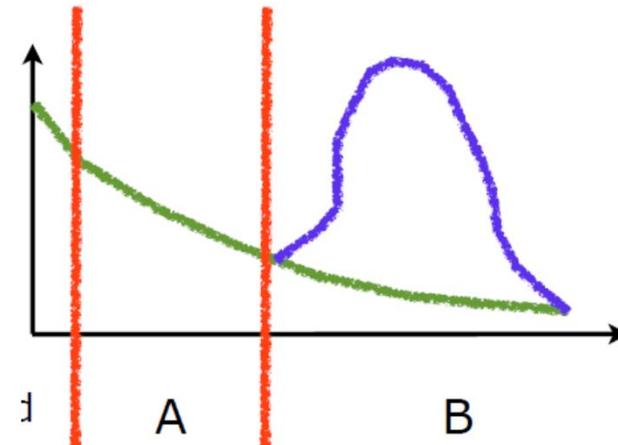


Méthode d'estimation de bruit de fond

- **Méthode 2: région de contrôle**
- Corrige la prédiction du Monte-Carlo en utilisant les données
- Définition d'une région de contrôle riche pour une source de bruit de fond et sans signal

$$N_B^{pred} = \frac{N_B^{MC} \times N_A^{data}}{N_A^{MC}}$$

- Réduction des incertitudes de la simulation corrélés entre CR et SR
- Difficultés:
 - CR pas 100% pur
 - Extrapolation CR/VR/SR
 - CR sans signal?



Méthode d'estimation de bruit de fond

■ Méthode 3: ABCD

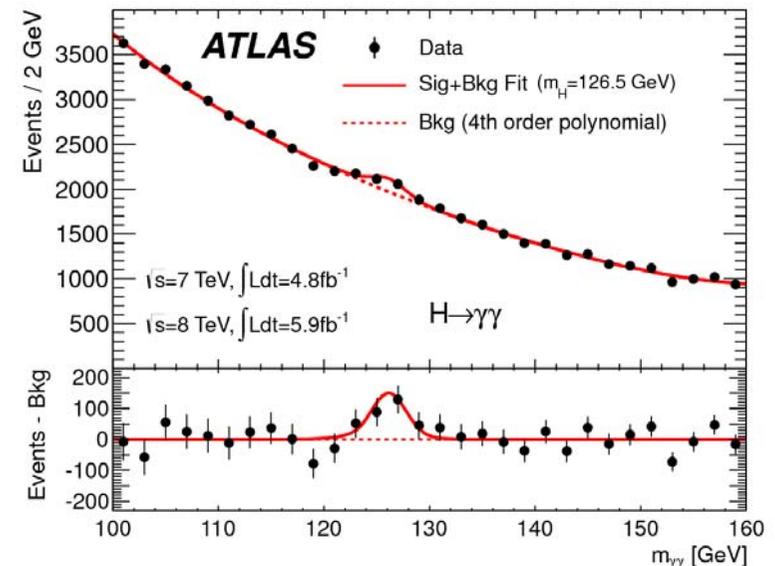
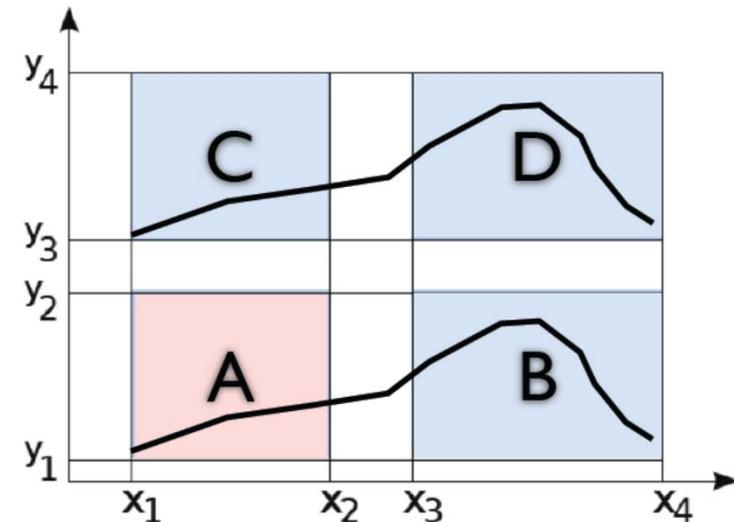
- Si x et y sont non-corrélés et qu'il n'y a pas de signal dans B,C et D alors

$$N_A^{pred} = \frac{N_B^{data} \times N_C^{data}}{N_A^{data}}$$

■ Méthode 4: side-band

- Ajuste directement le bruit de fond dans les données en faisant une hypothèse sur la forme du bruit de fond et du signal

- Ces deux méthodes sont purement « data-driven » mais la procédure doit être validée dans la simulation (test de fermeture)

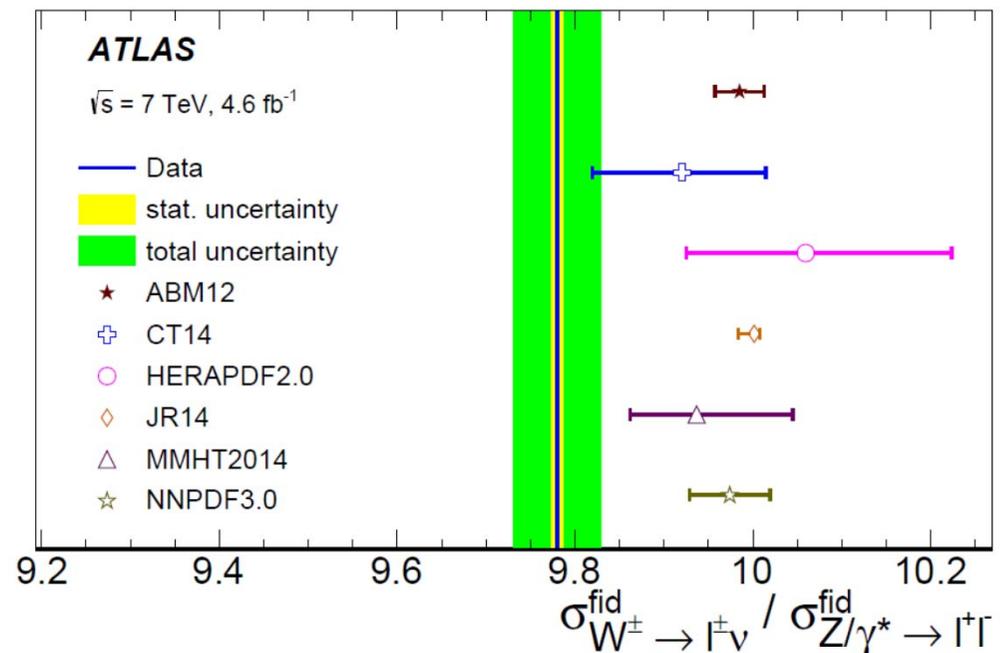


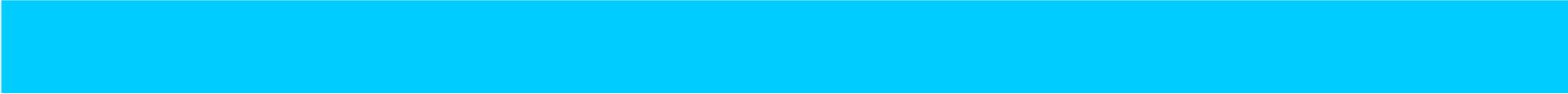
Le cas du boson W

	$\sigma_{W \rightarrow \ell \nu}^{\text{fid}}$ [pb]
$W \rightarrow e \nu$	4896 ± 2 (stat) ± 49 (syst) ± 88 (lumi)
$W \rightarrow \mu \nu$	4912 ± 1 (stat) ± 32 (syst) ± 88 (lumi)
$W \rightarrow \ell \nu$	4911 ± 1 (stat) ± 26 (syst) ± 88 (lumi)

- Mesurer un rapport de section efficace permet de réduire les erreurs corrélées (ex: luminosité)

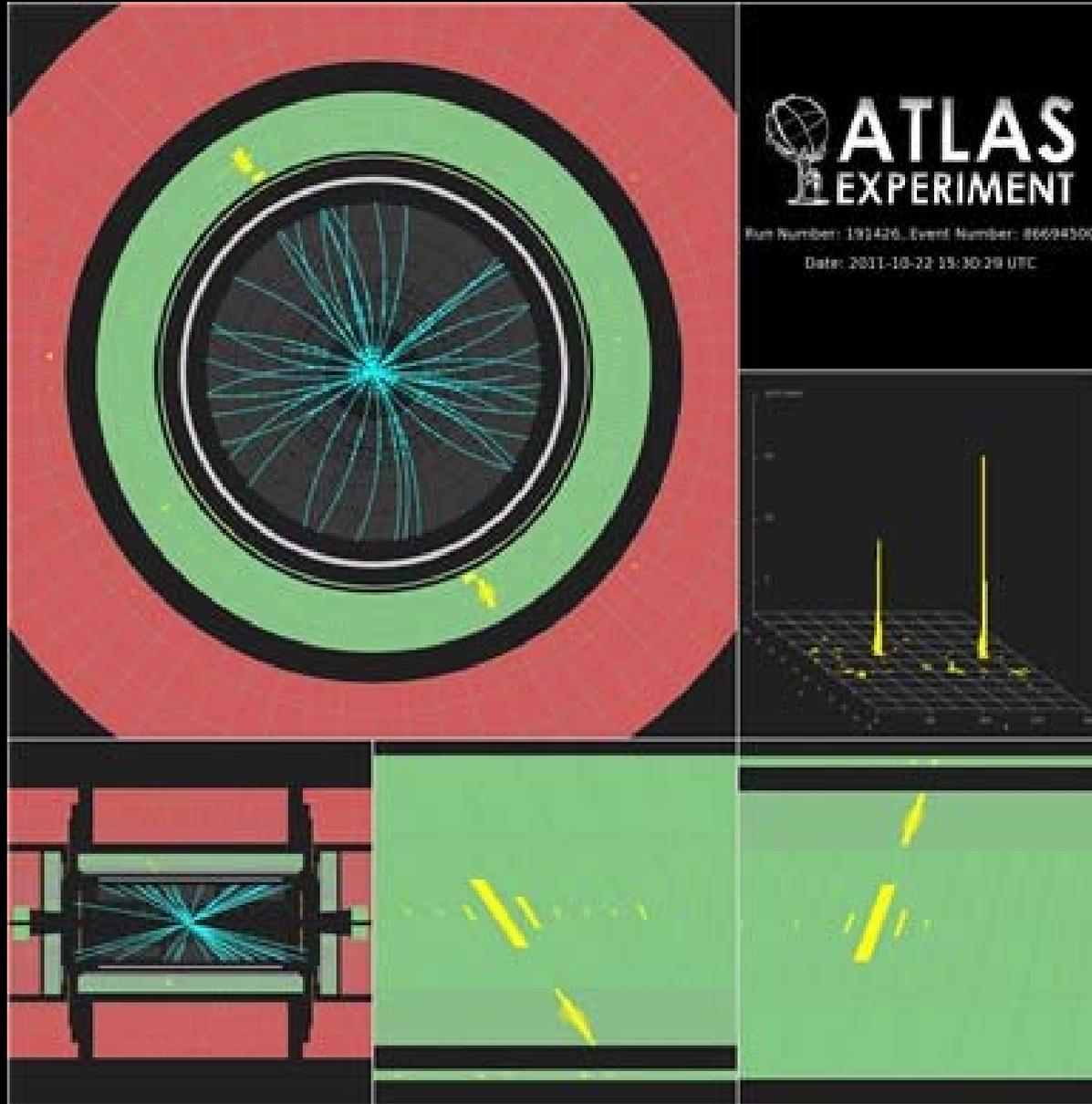
R_{W^+/W^-}^{fid}	1.5006 ± 0.0008 (stat) ± 0.0037 (syst)
$R_{W/Z}^{\text{fid}}$	9.780 ± 0.006 (stat) ± 0.049 (syst)
$R_{W^+/Z}^{\text{fid}}$	5.869 ± 0.004 (stat) ± 0.029 (syst)
$R_{W^-/Z}^{\text{fid}}$	3.911 ± 0.003 (stat) ± 0.021 (syst)





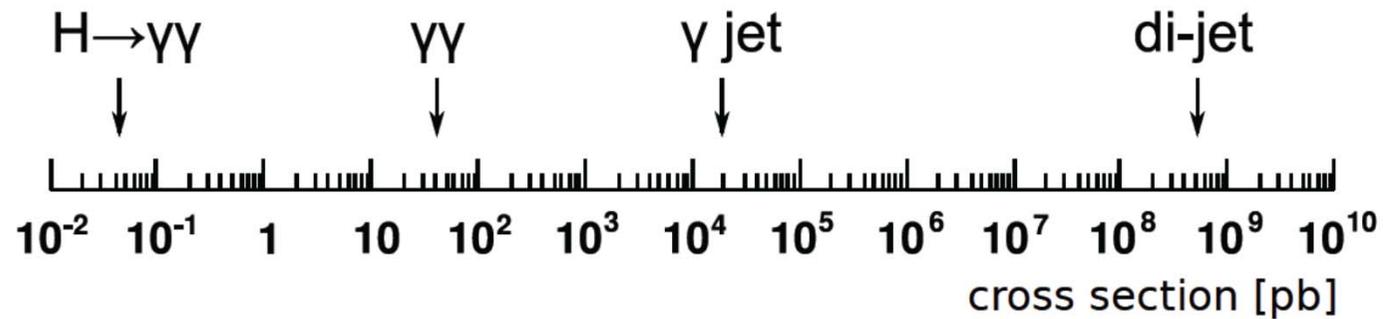
*La recherche du
boson de Higgs en
deux photons*

Selection $H \rightarrow \gamma\gamma$



Selection $H \rightarrow \gamma\gamma$

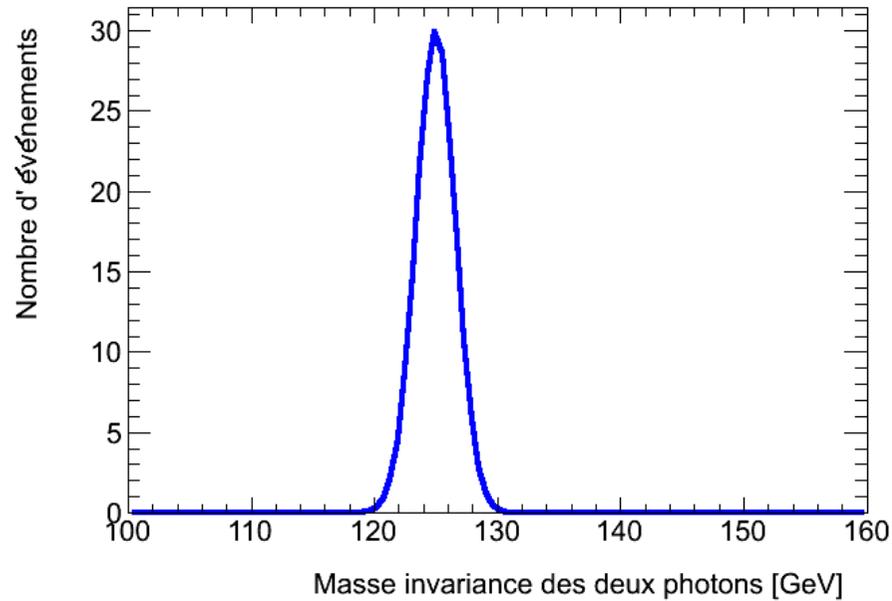
Etat final simple mais nécessite une très bonne identification des photons pour rejeter le bruit de fond



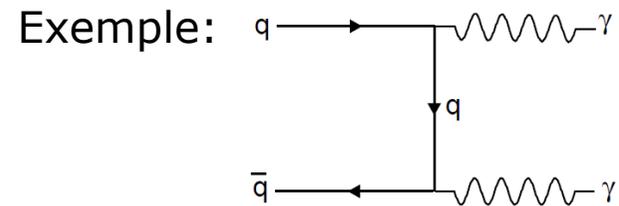
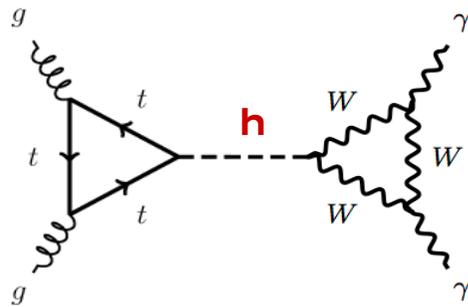
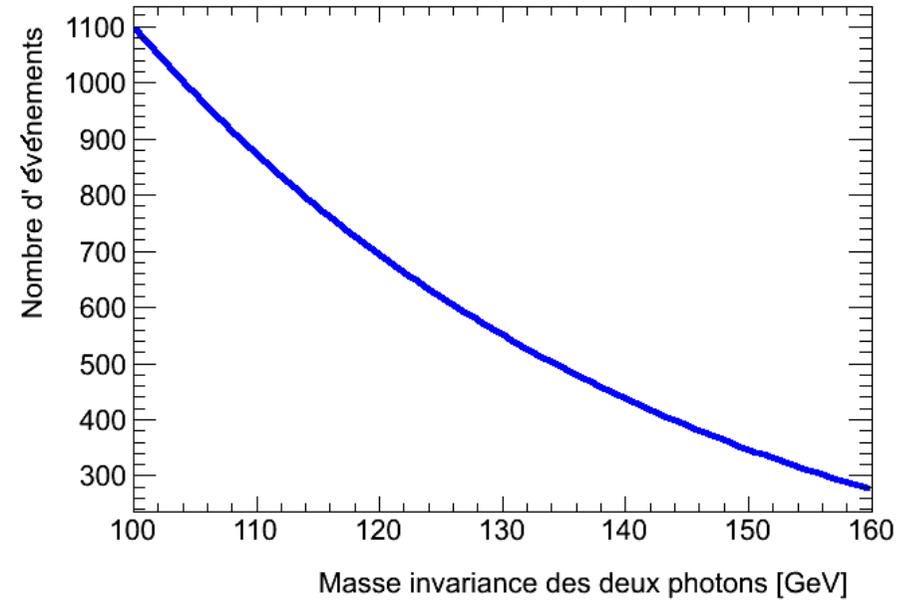
Le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$

$$m_{\gamma\gamma} = \sqrt{2E_1 E_2 (1 - \cos \theta)}$$

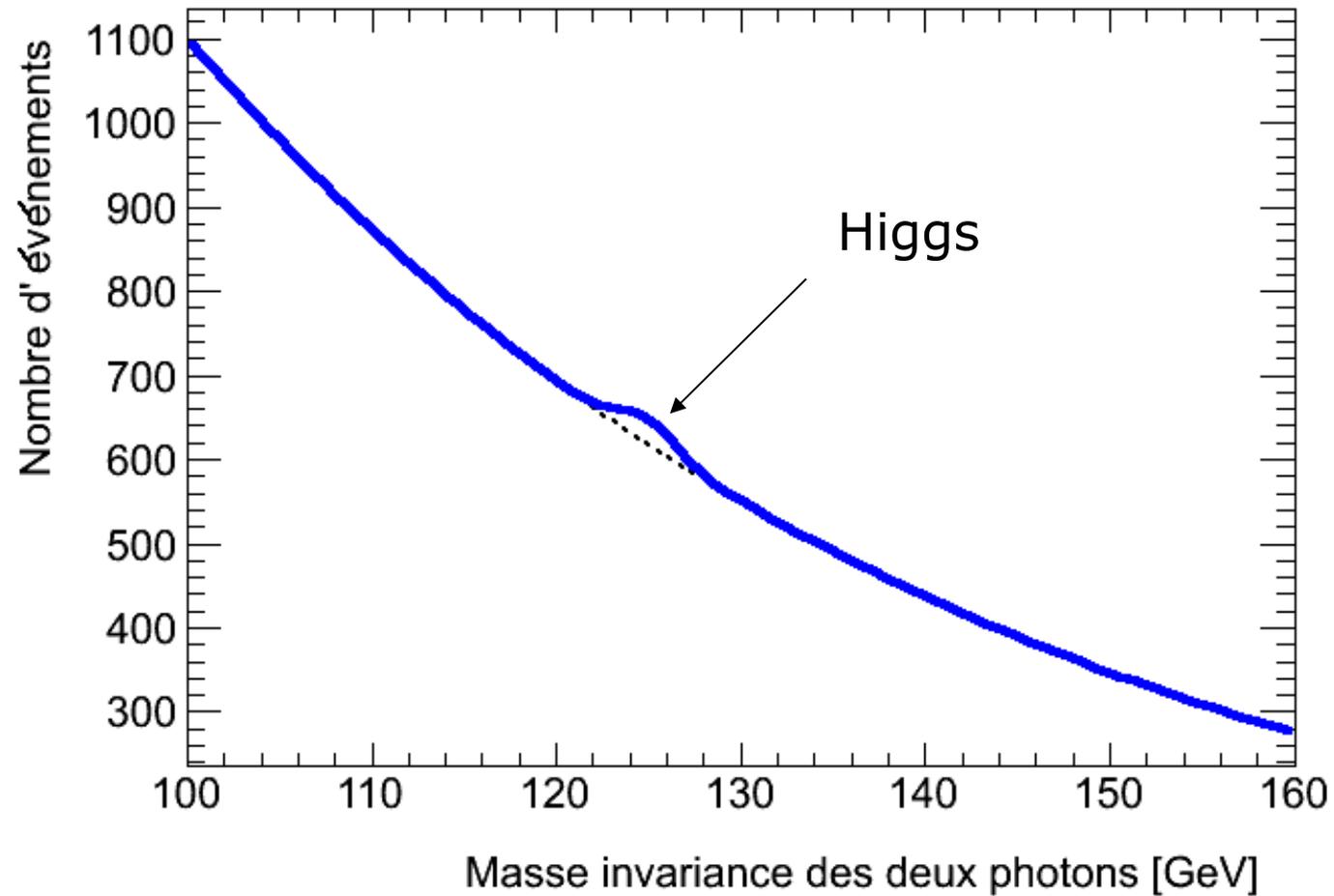
Higgs ($m_H = 125 \text{ GeV}$)



Bruit de fond



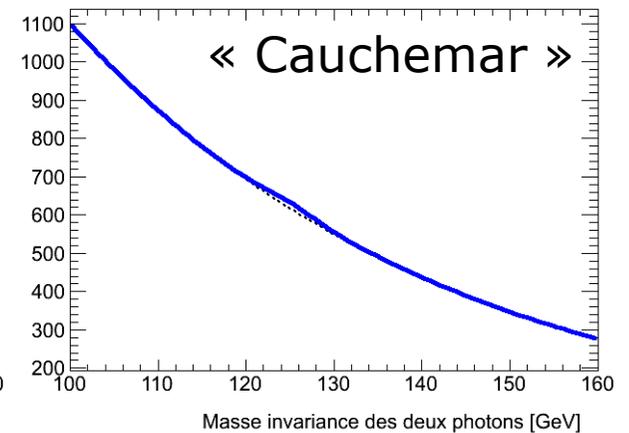
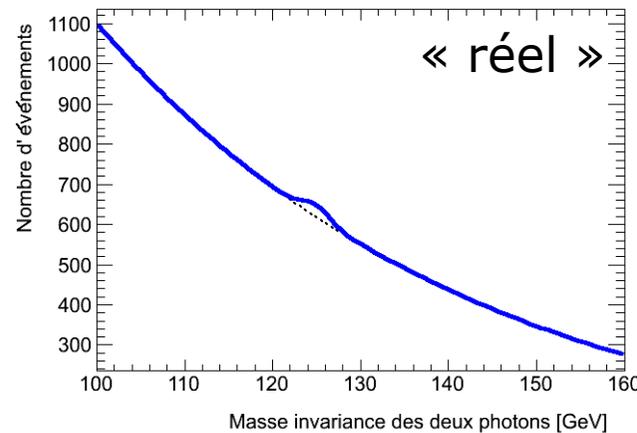
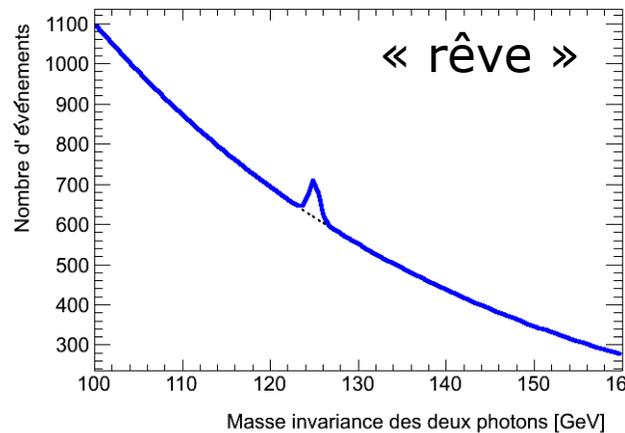
Le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$: simulation



Bosse = boson de Higgs

Le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$: simulation

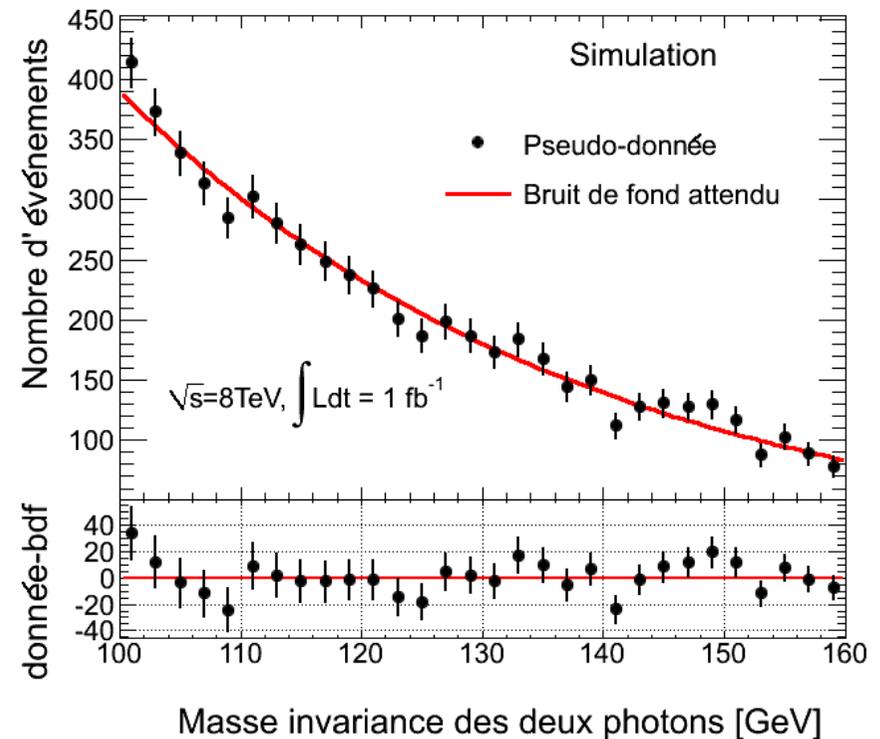
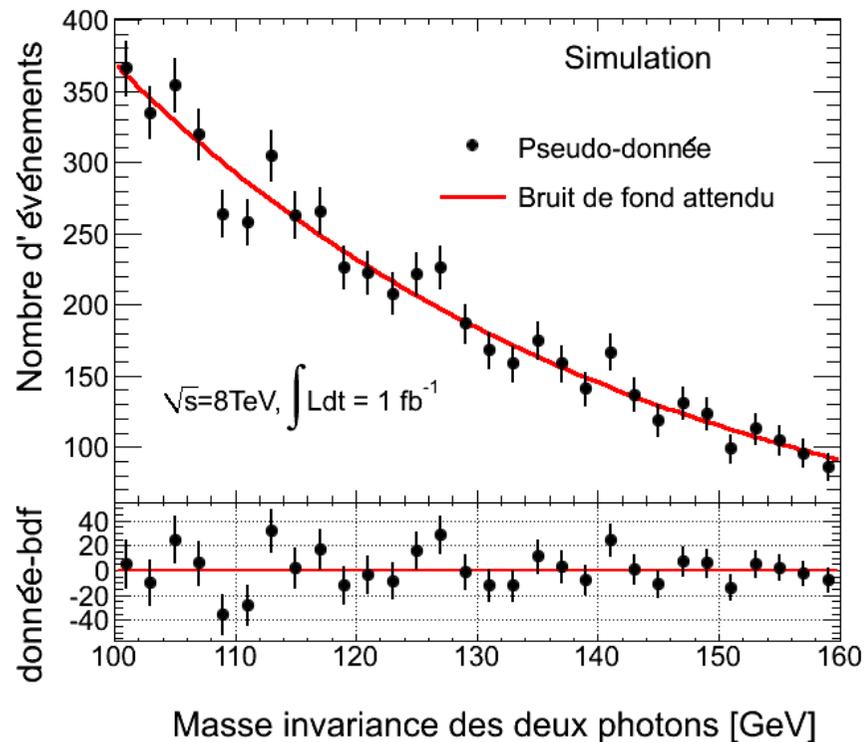
Dégradation de la résolution →



Impossible de voir
le boson de Higgs

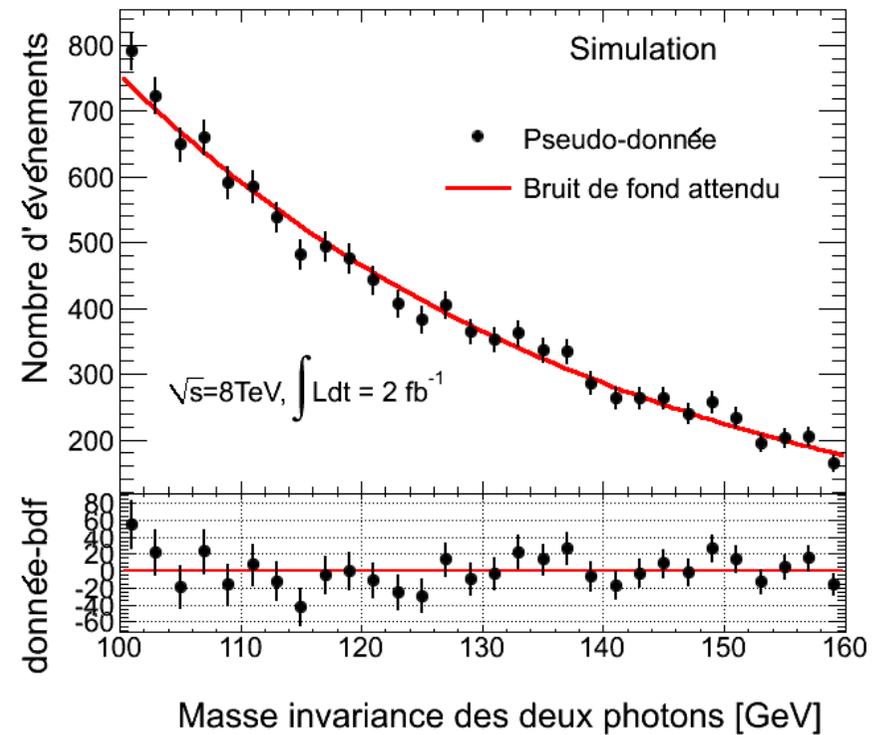
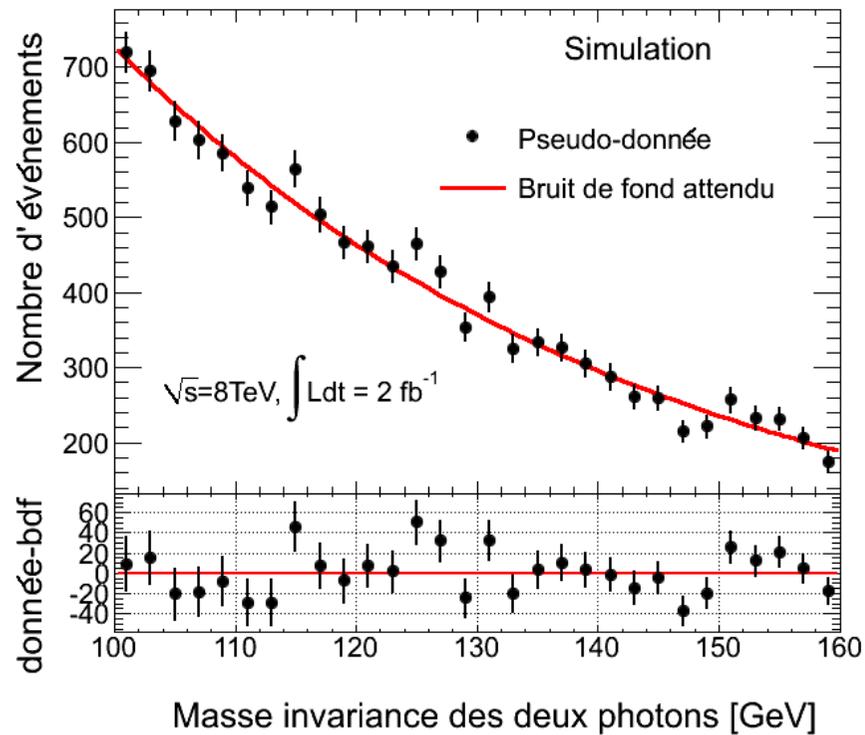
Une très bonne résolution en énergie du
calorimètre électromagnétique est nécessaire

Le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$: simulation

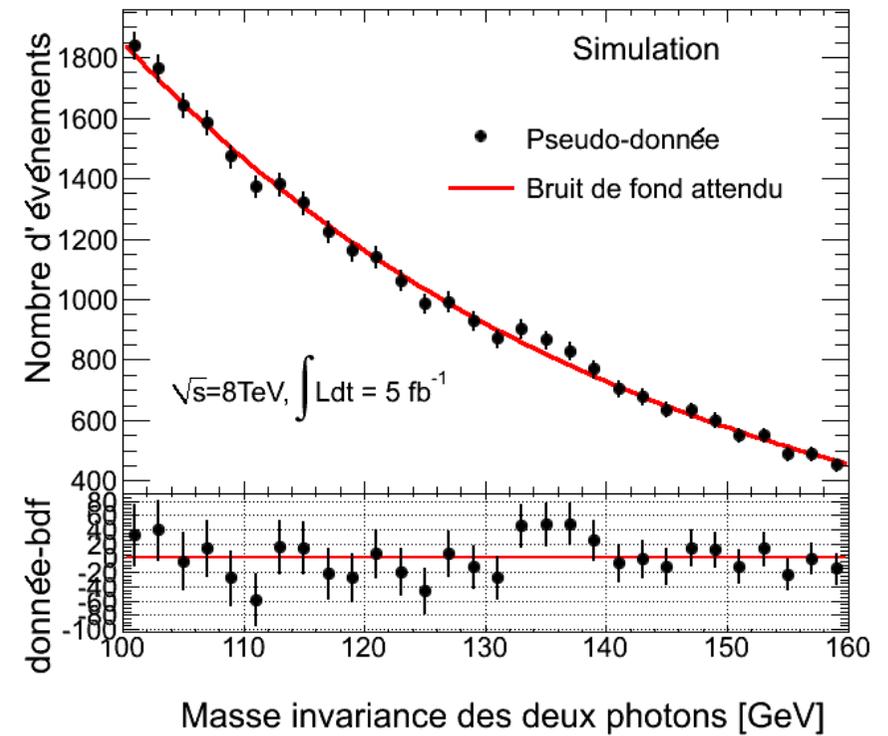
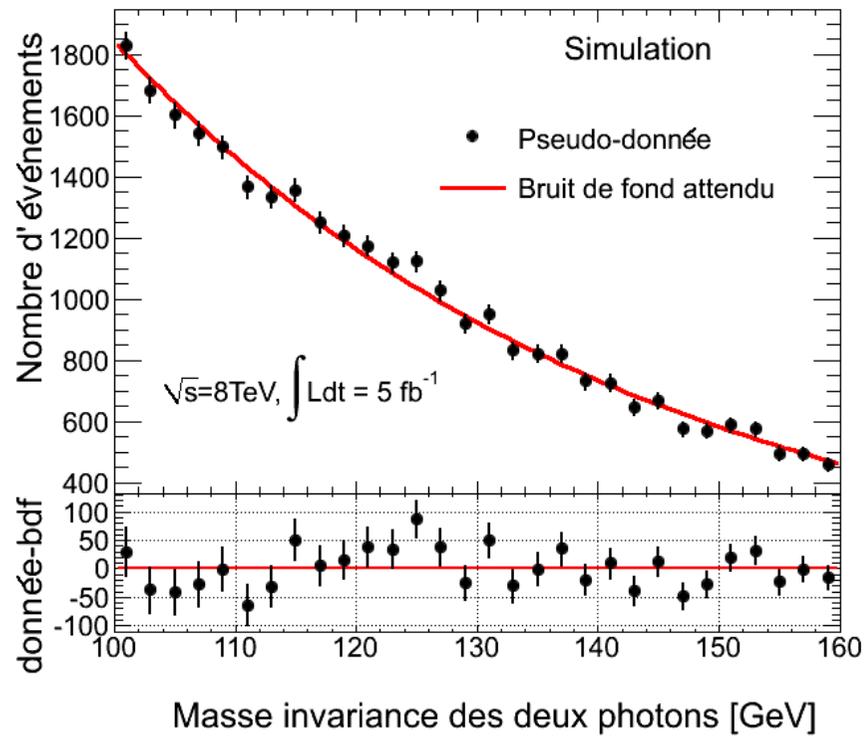


- Les fluctuations du bruit de fond peuvent générer un faux signal.
- Il faut donc être prudent avant de clamer une découverte!

Le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$: simulation

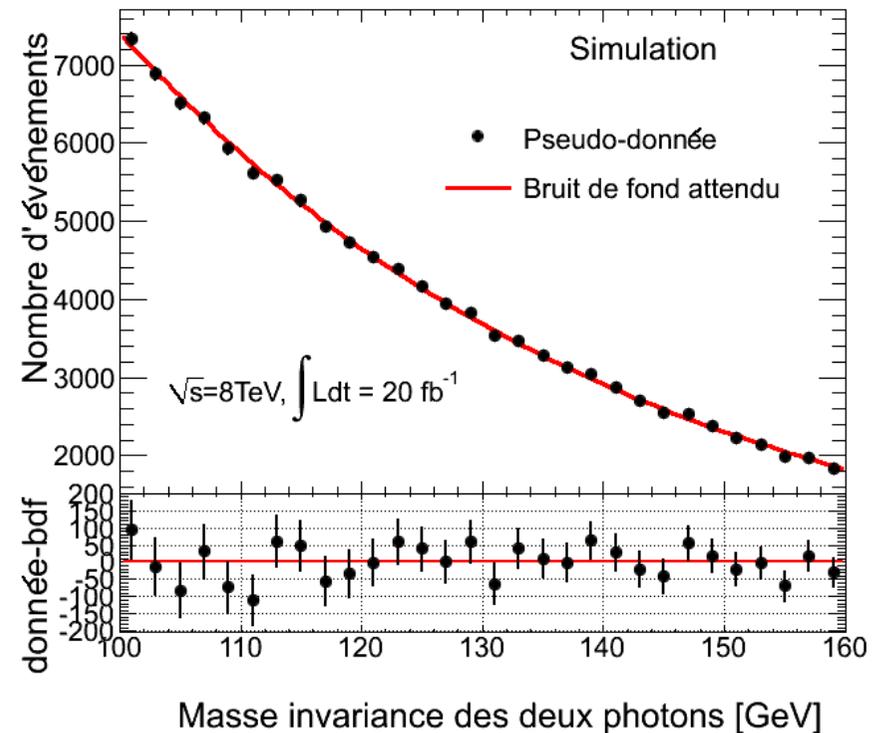
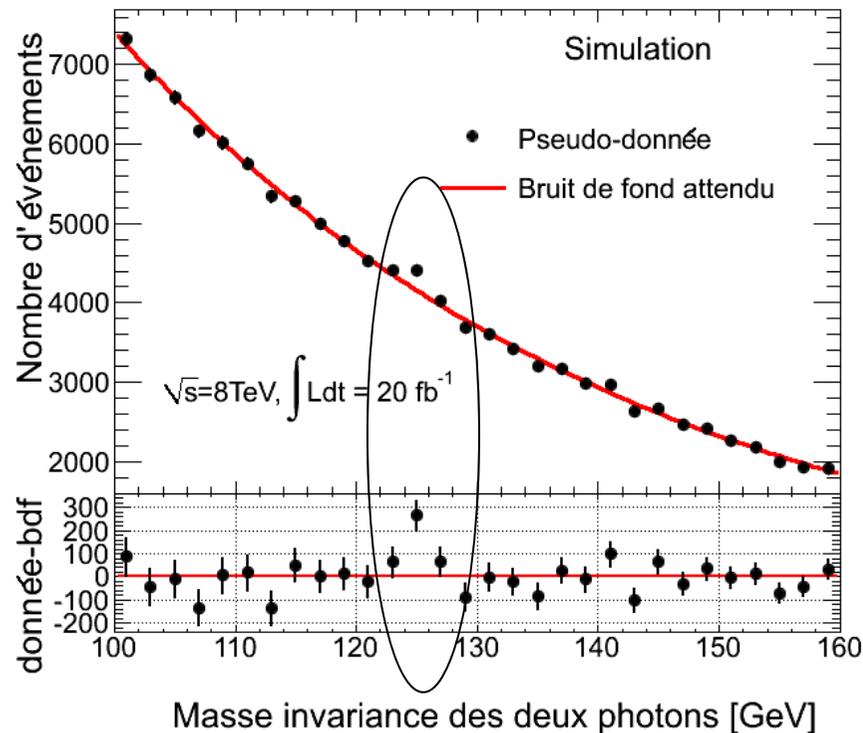


Le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$: simulation



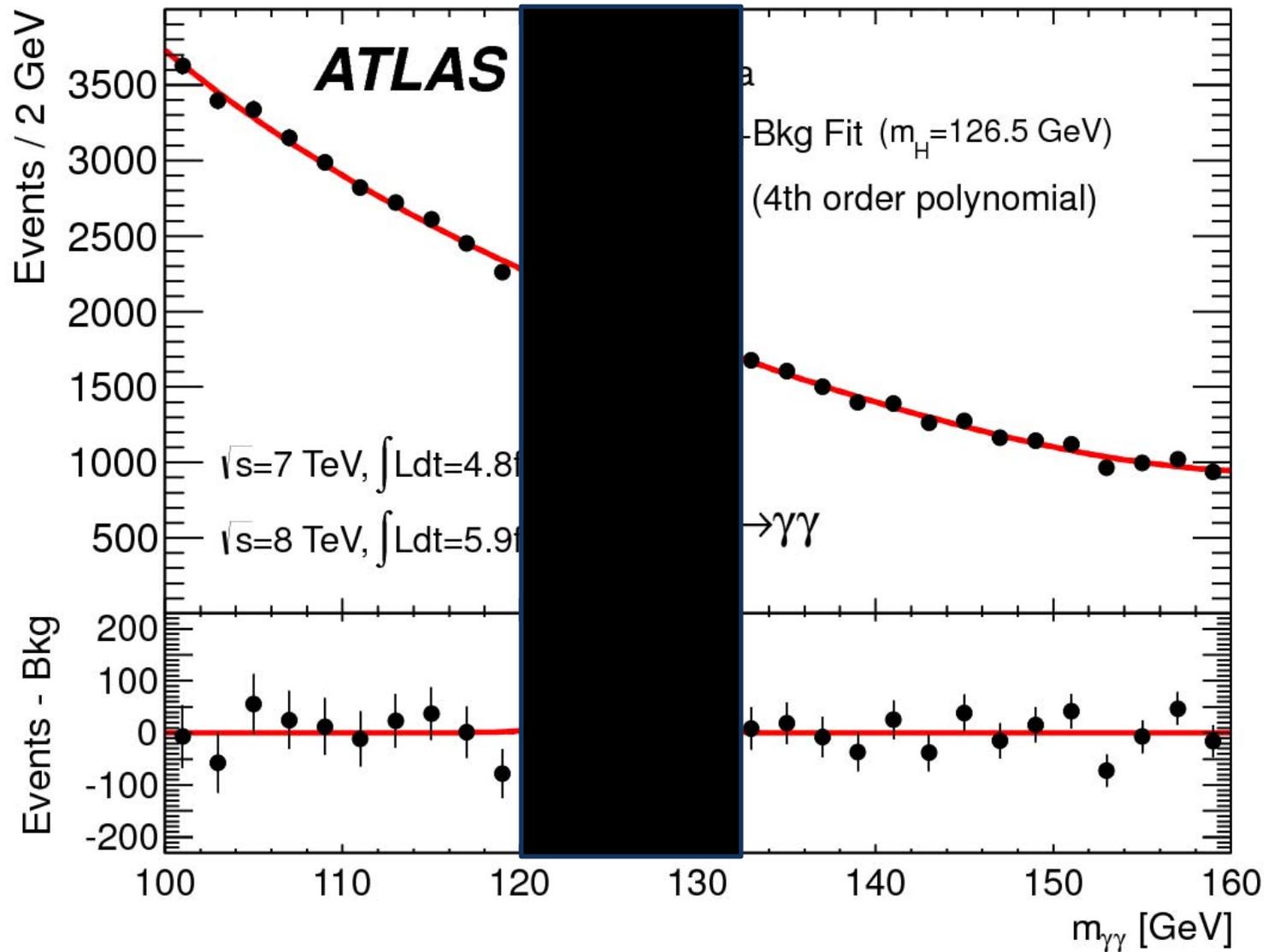
Le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$: simulation

~ 2000 milliard de collisions

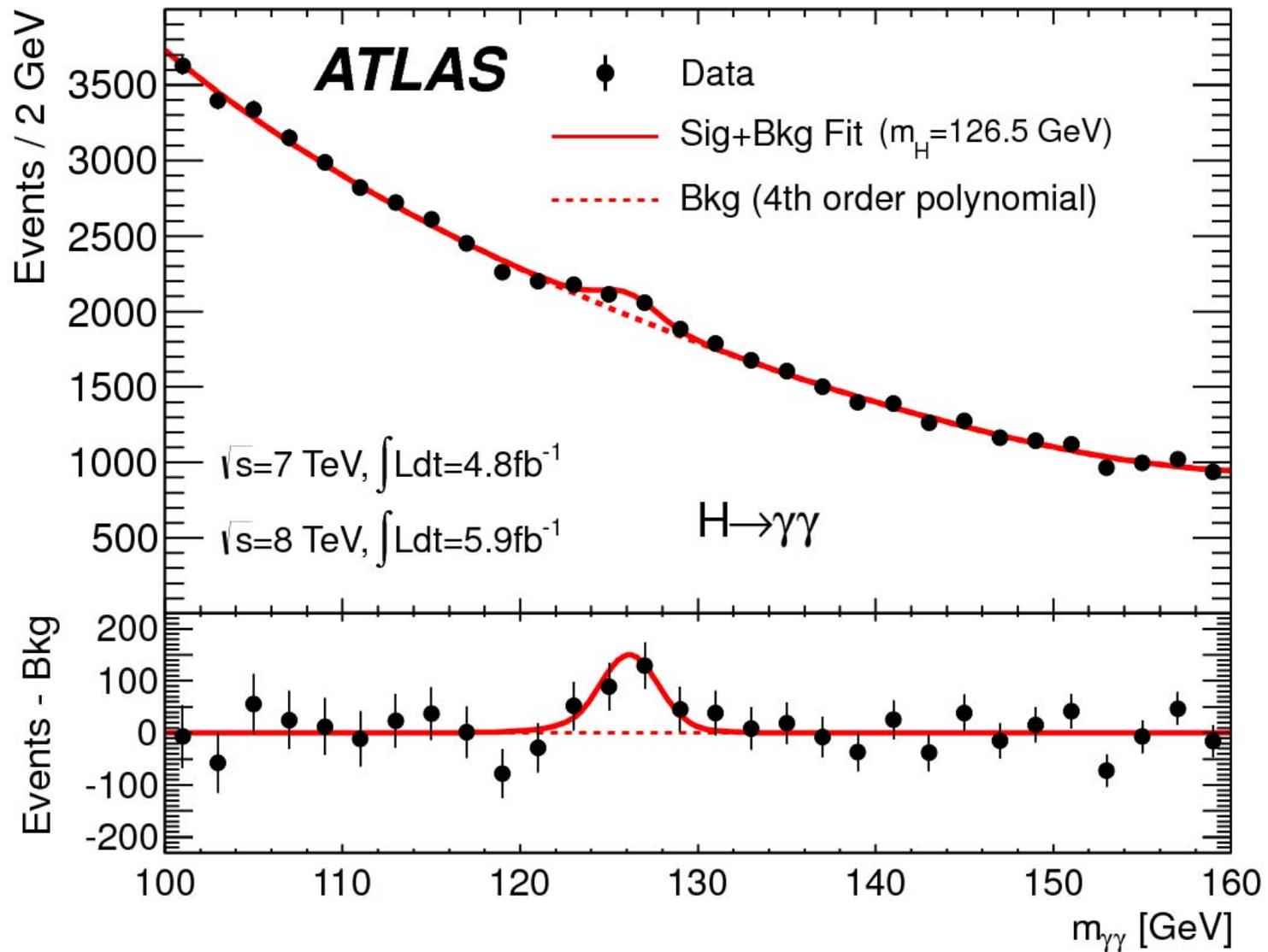


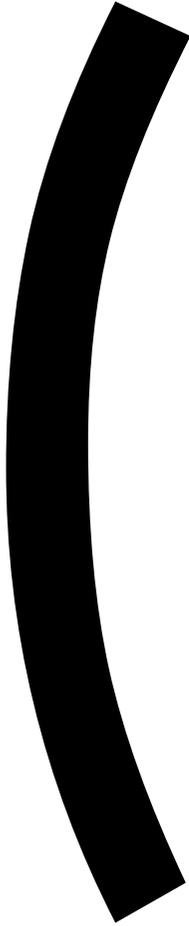
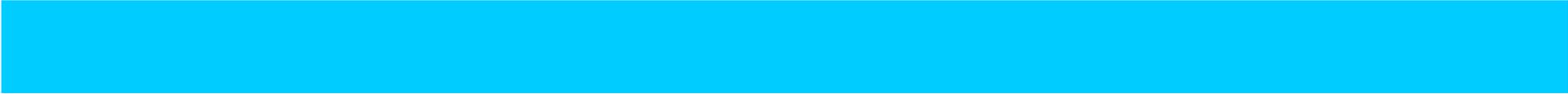
- Une grande quantité de données est nécessaire pour pouvoir donner un résultat significatif
 - Le LHC doit produire un grand nombre de collisions

Le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$: les vrais données (Juillet 2012)



Le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$: les vrais données (Juillet 2012)

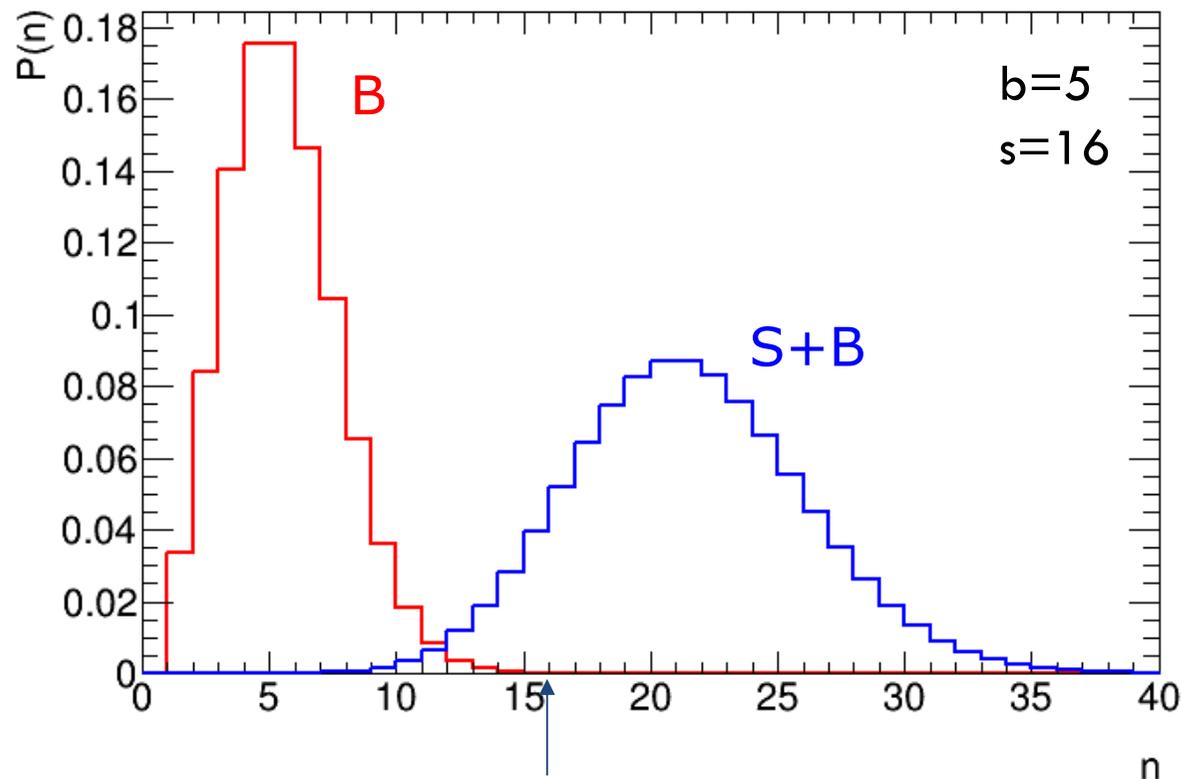




Tests d'hypothèse

- Hypothèse de bruit de fond ($\lambda=b$)
- Hypothèse de bruit de fond+signal ($\lambda=s+b$)

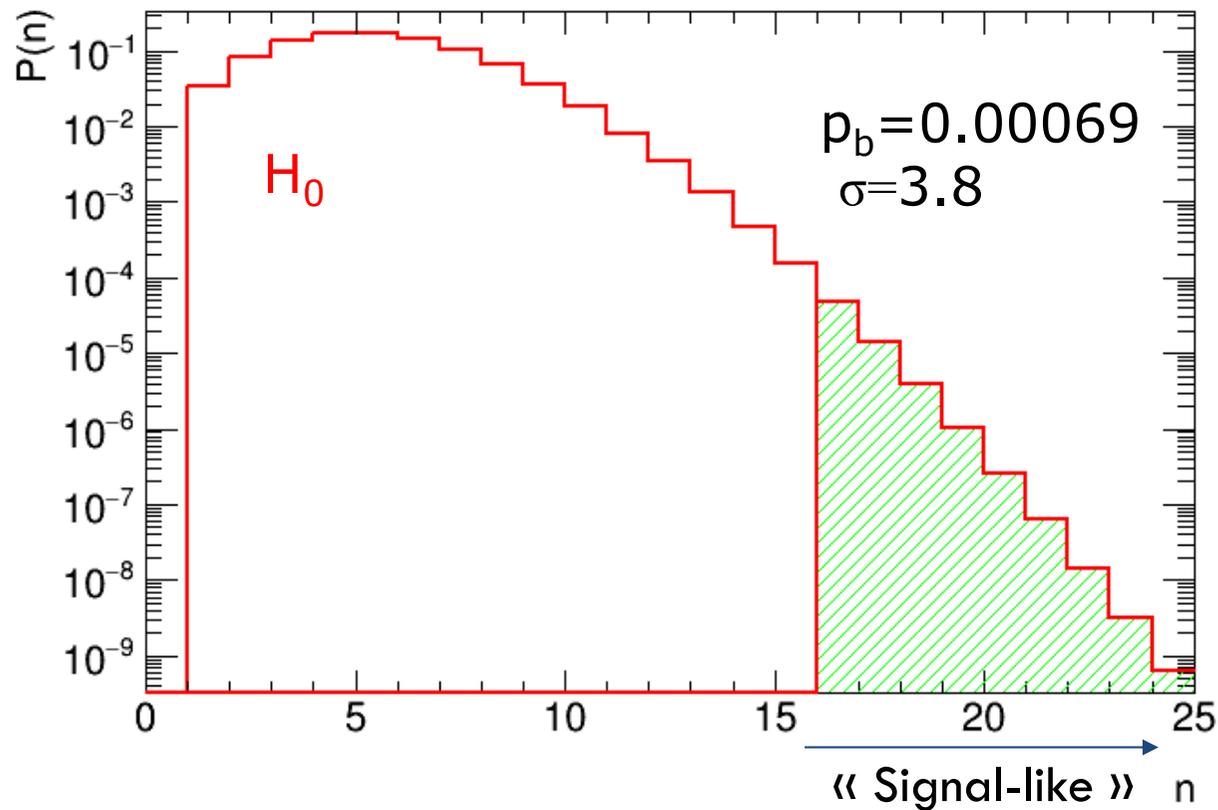
$$P(n) = \frac{\lambda^n e^{-\lambda}}{n!}$$



Que conclure si je mesure Ndata=16?

Test de découverte

- Méthode: rejeter l'hypothèse de bruit de fond seul
- Il faut alors calculer la probabilité d'obtenir la même valeur (ou une valeur encore plus extrême) du test si l'hypothèse nulle était vraie (p_b) et la comparer à seuil préétablie de 2.8×10^{-7} (5σ)
 - Si $p_b < 2.8 \times 10^{-7}$ on rejette l'hypothèse de bruit de fond



Test de découverte

- Méthode: rejeter l'hypothèse de bruit de fond seul
- Il faut alors calculer la probabilité d'obtenir la même valeur (ou une valeur encore plus extrême) du test si l'hypothèse nulle était vraie (p_b) et la comparer à seuil préétablie de 2.8×10^{-7} (5σ)
 - Si $p_b < 2.8 \times 10^{-7}$ on rejette l'hypothèse de bruit de fond

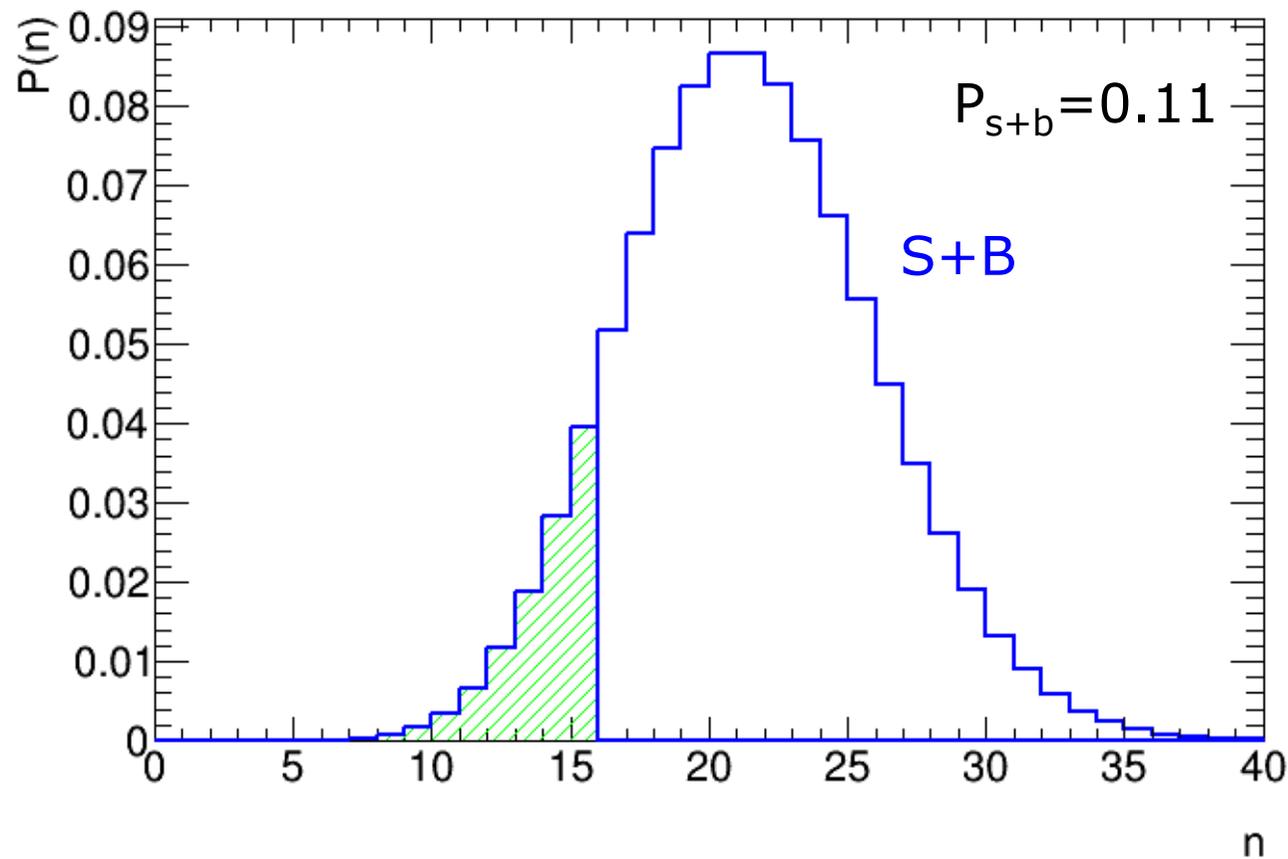
p_b n'est pas la probabilité
que l'hypothèse nulle soit vraie car
 $P(H|\text{data}) \neq P(\text{data}|H)$

Théorie: Homme ou femme
Mesure: enceinte ou pas enceinte
 $P(\text{enceinte}|\text{femme}) = 0.3\%$
Mais $P(\text{femme}|\text{enceinte}) \gg \gg \gg 0.3\%!!!$

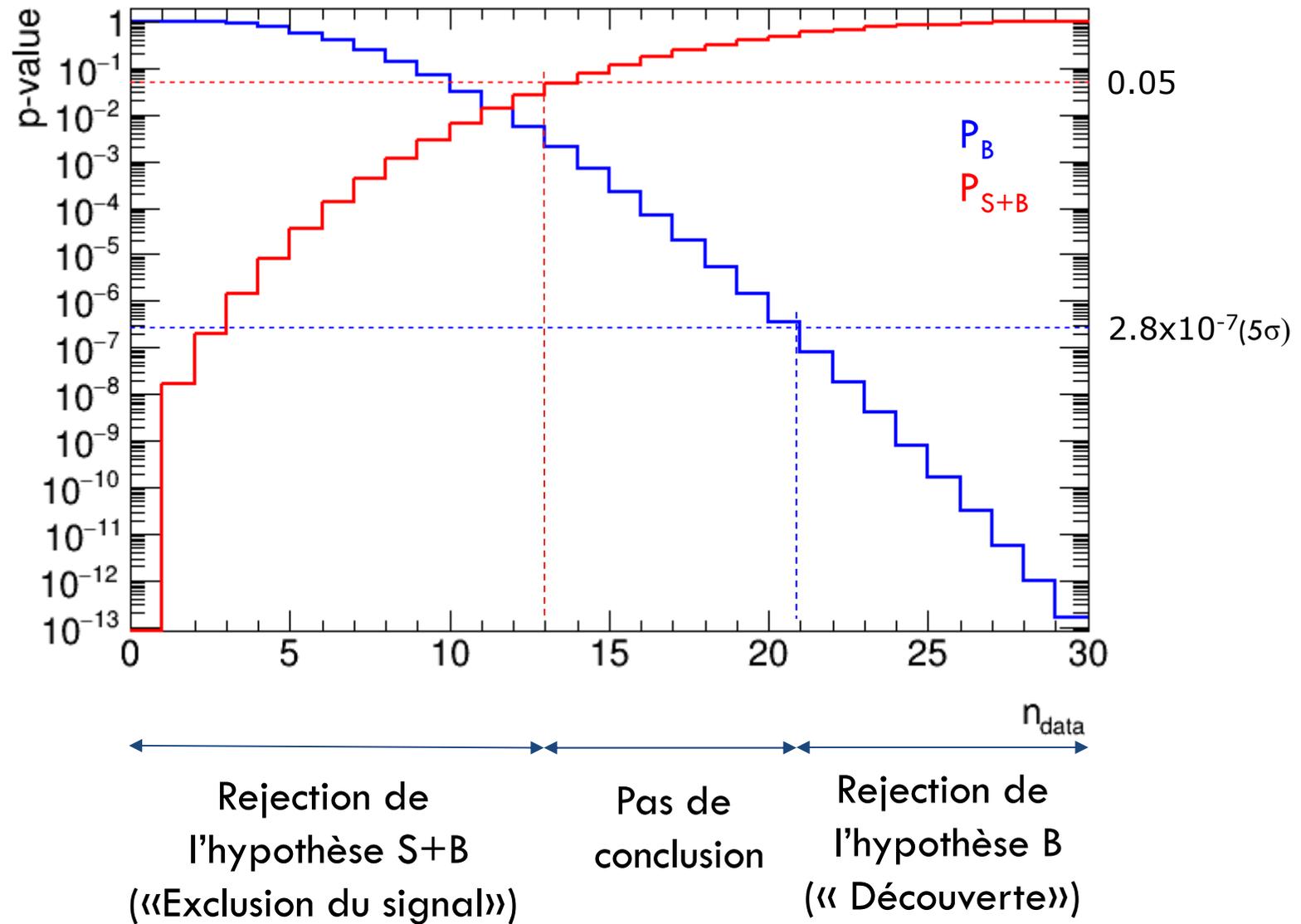
||

Test d'exclusion

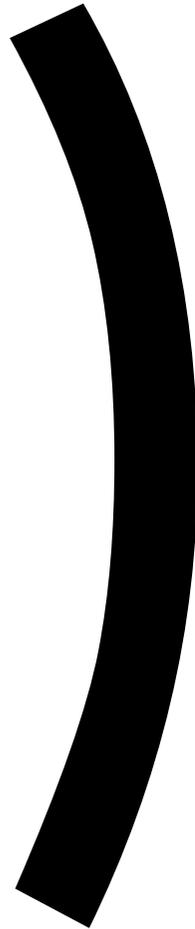
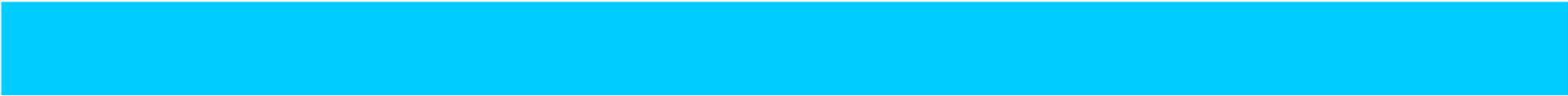
- Méthode: rejeter l'hypothèse de bruit de fond plus signal
- Pour les tests d'exclusion, le seuil utilisé est moins sévère
 - Si $p_{s+b} < 0.05$ on rejette l'hypothèse de bruit de fond plus signal



Tests d'hypothèse

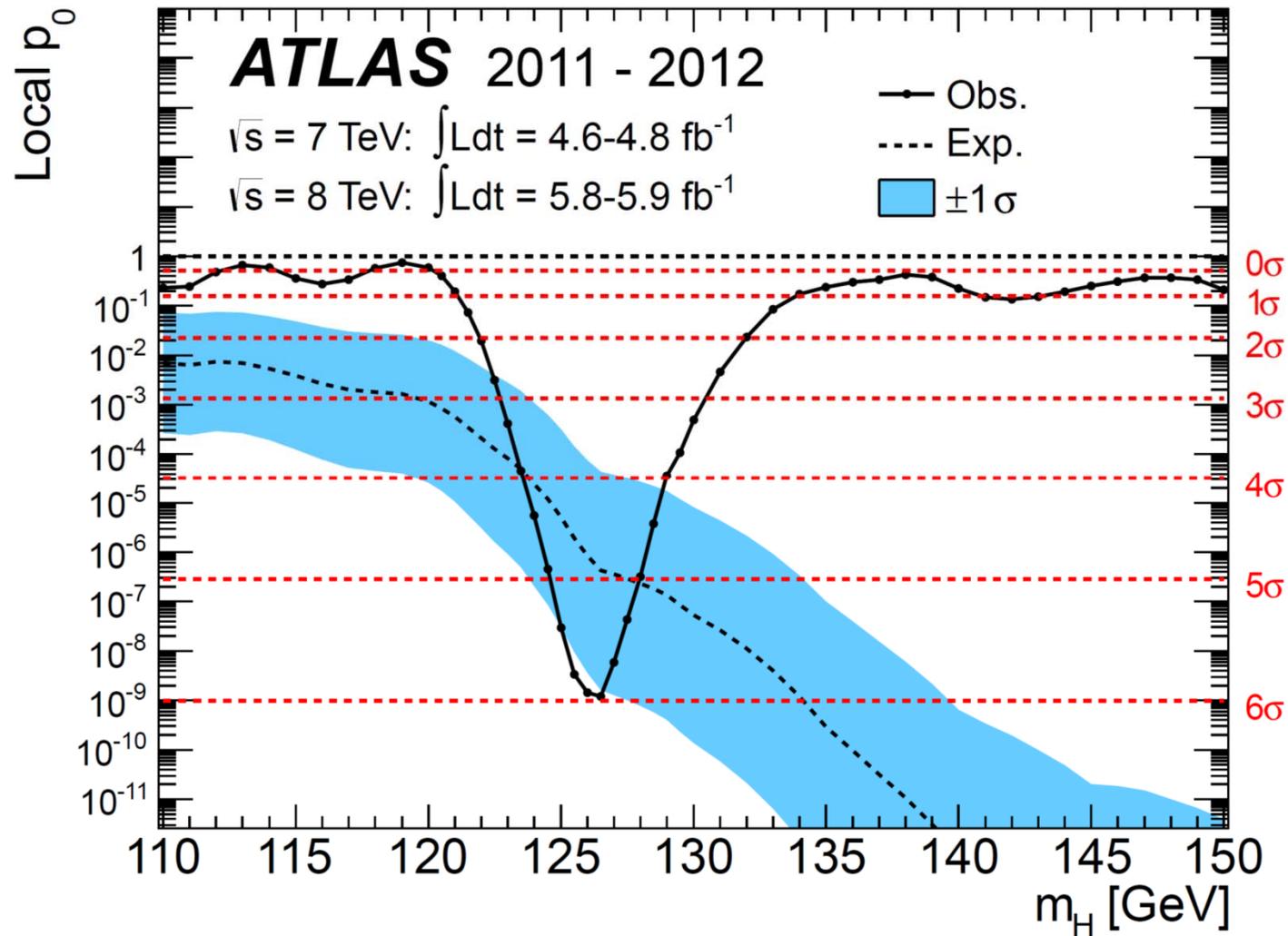


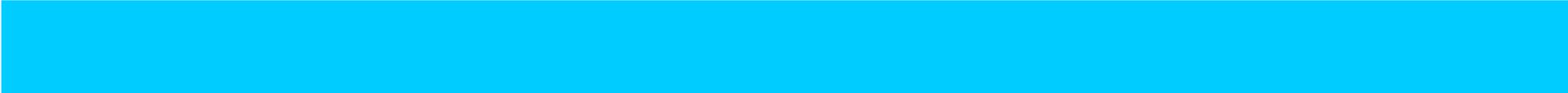
- L'exemple présenté permet de comprendre simplement les idées principales des tests d'hypothèse
- Au LHC, la réalité est beaucoup plus complexe:
 - Utilisation d'un rapport de vraisemblance pour avoir un test optimal
 - Utilisation de l'information sur la forme des distributions (ex: spectre de masse)
 - Introduction des systématiques dans les vraisemblances
 - Plusieurs sources de bruits de fond estimés avec des régions de contrôle
 - Hypothèse composée au lieu d'hypothèse simple
 - Utilisation de CLs
 - « Look elsewhere » effect
 - ...



La découverte du boson de Higgs (Juillet 2012)

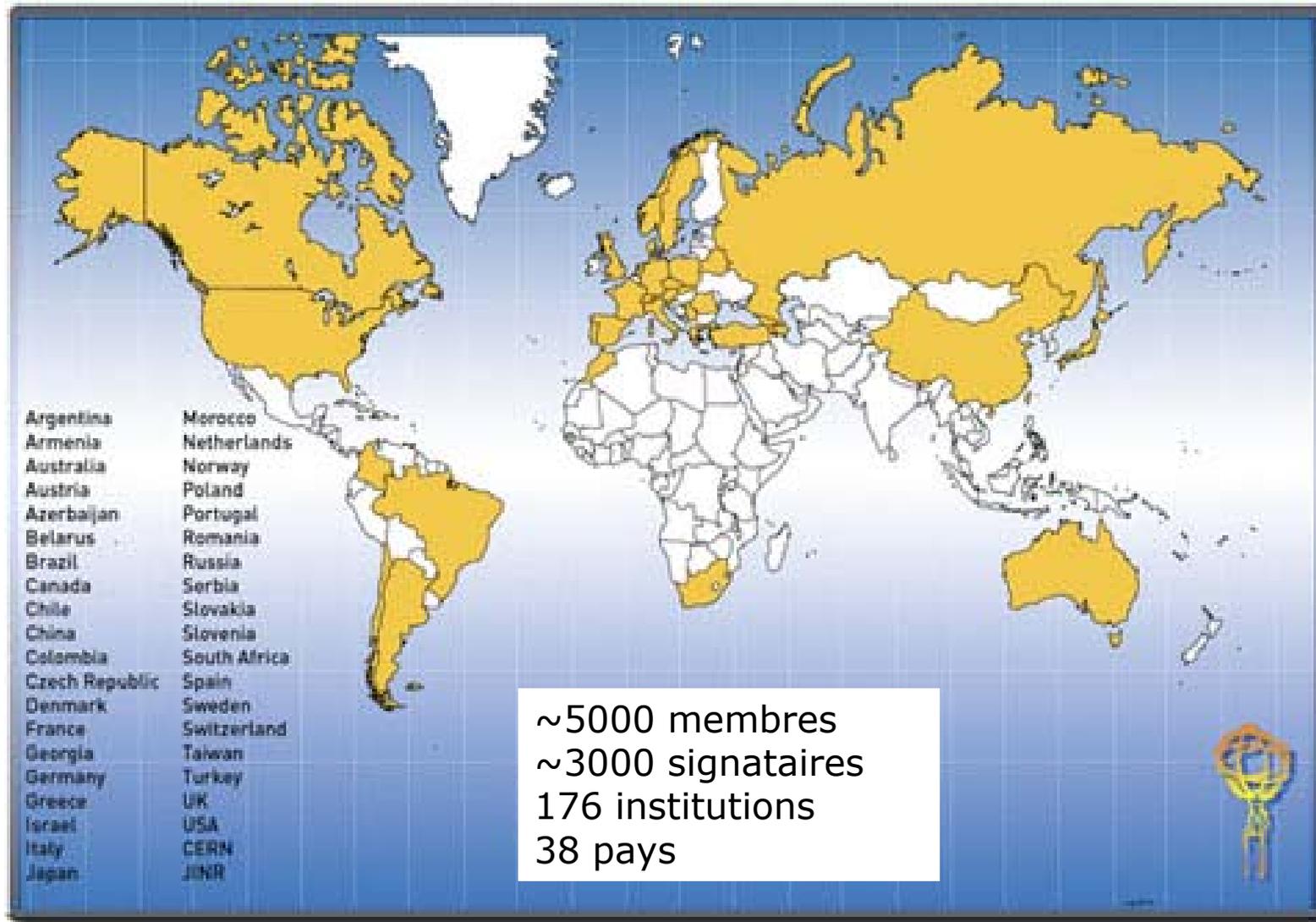
Combinaison des canaux $\gamma\gamma$, $4l$, WW



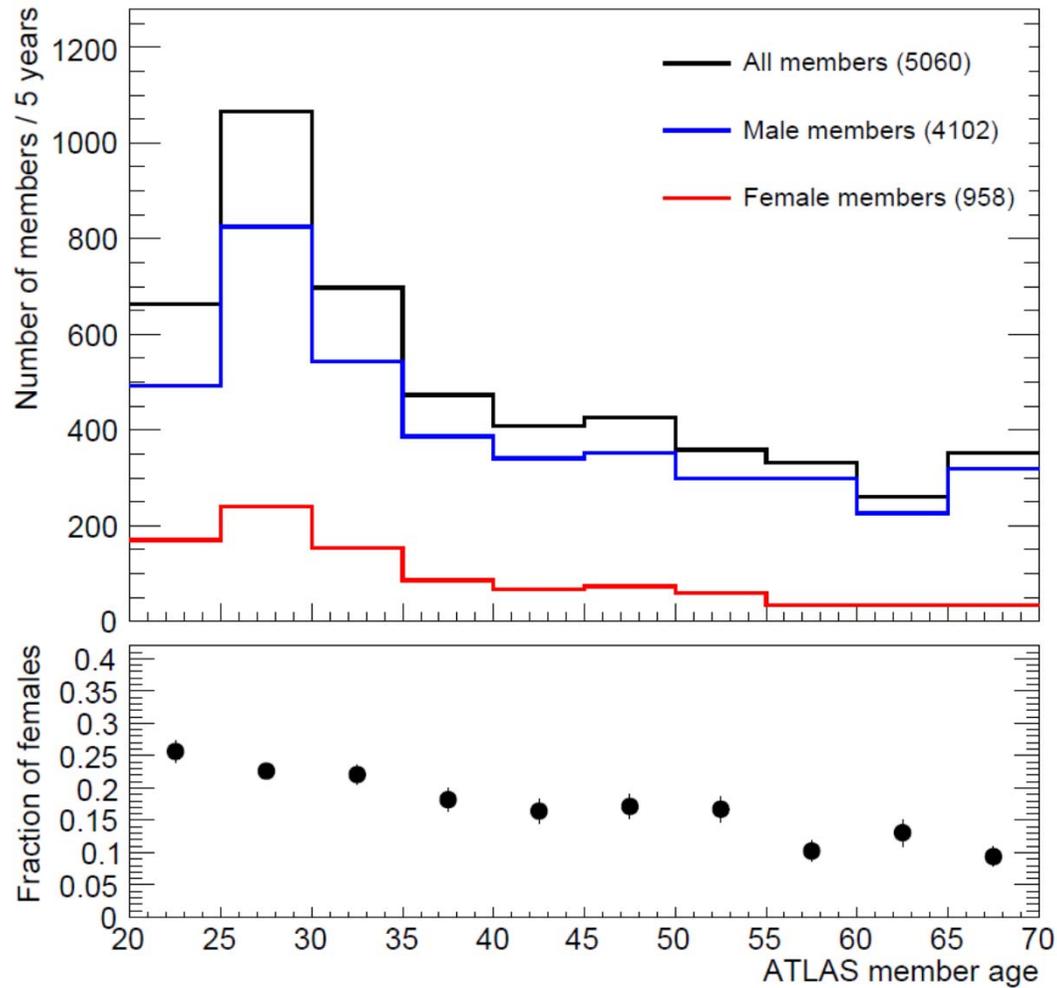


Organisation

La collaboration ATLAS

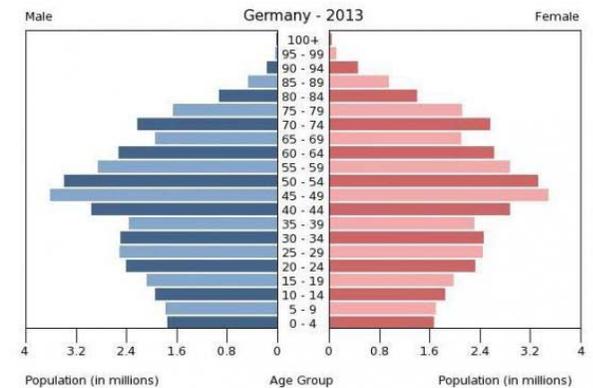
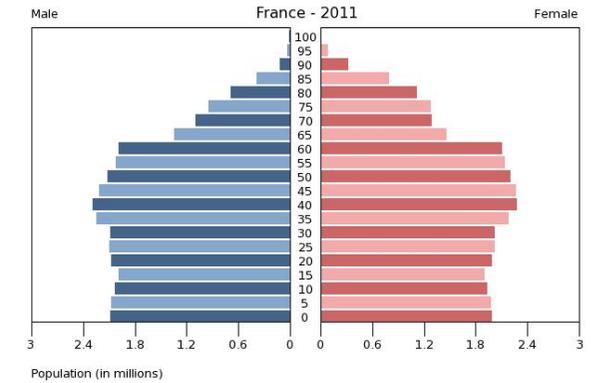
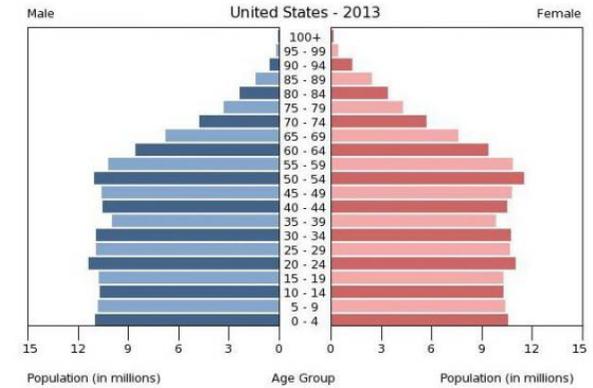
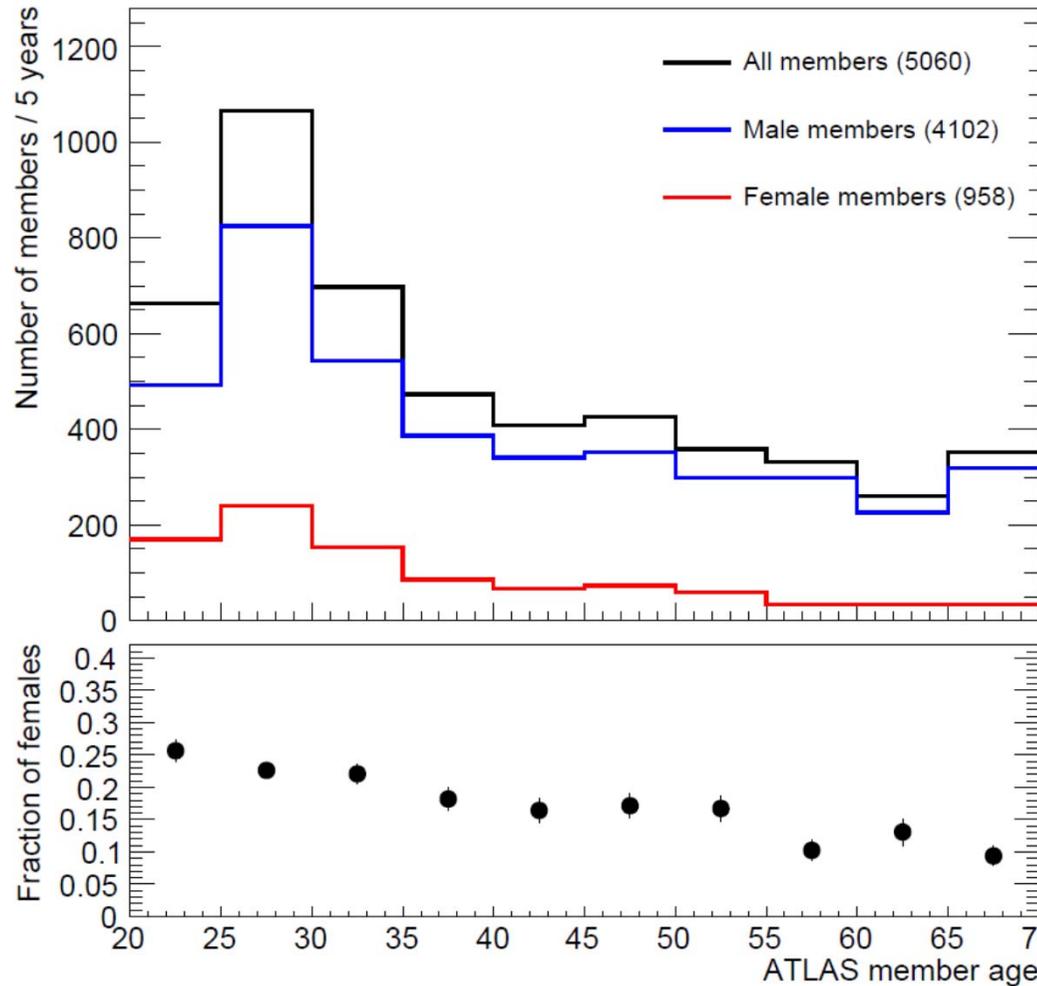


Une collaboration jeune

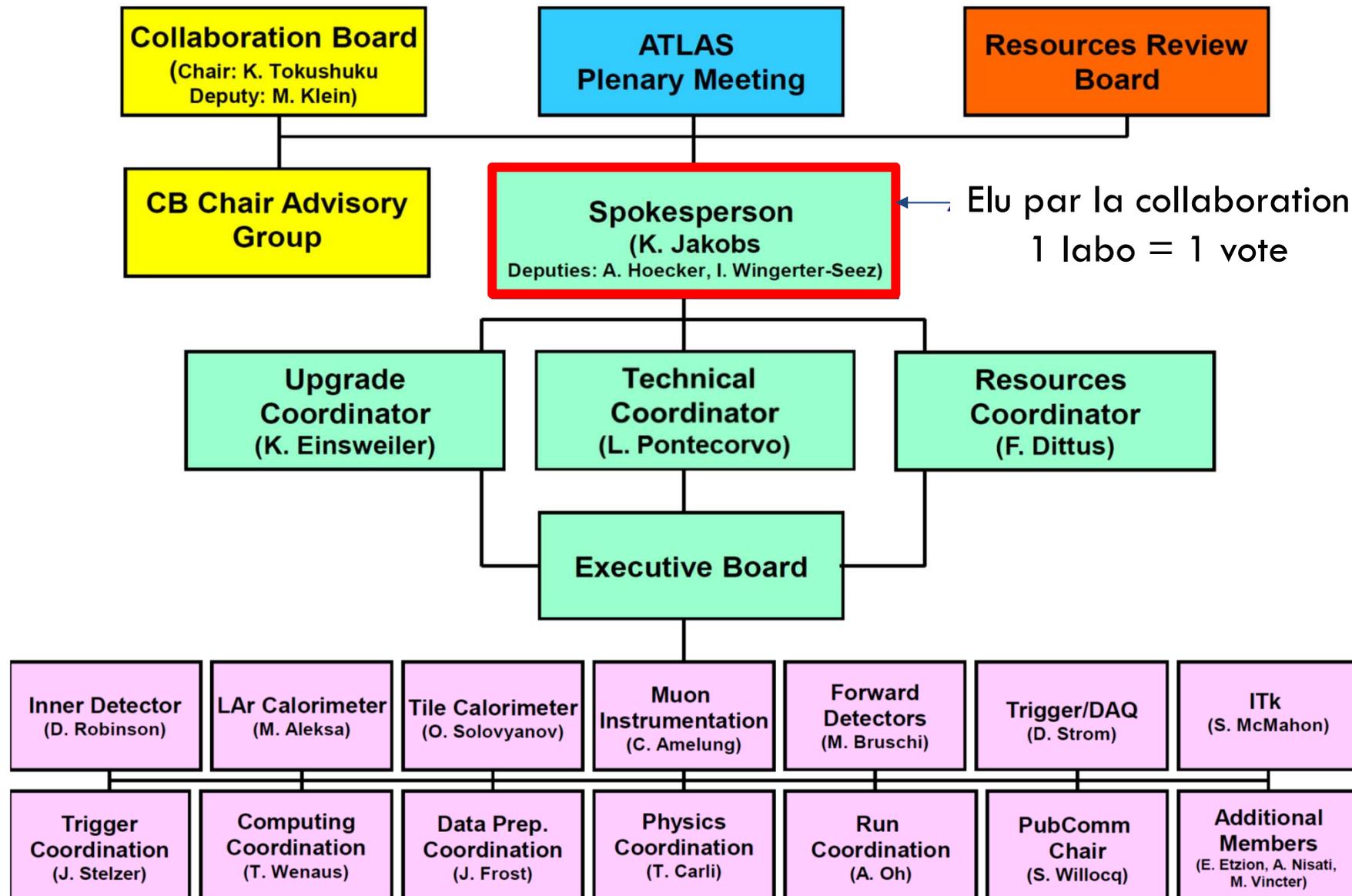


La moitié de la collaboration a en-dessous de 35 ans
1/3 étudiants

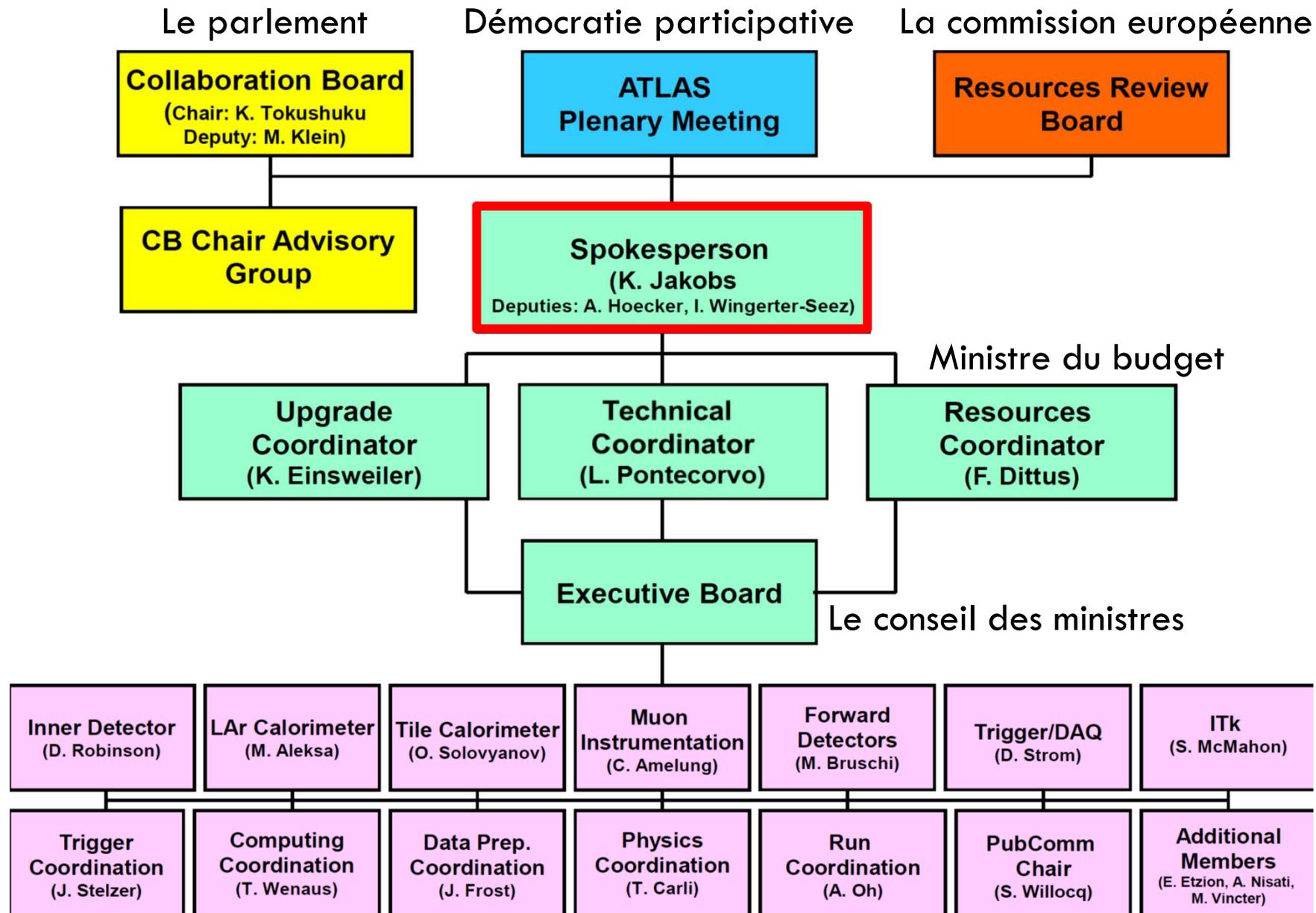
Une collaboration jeune



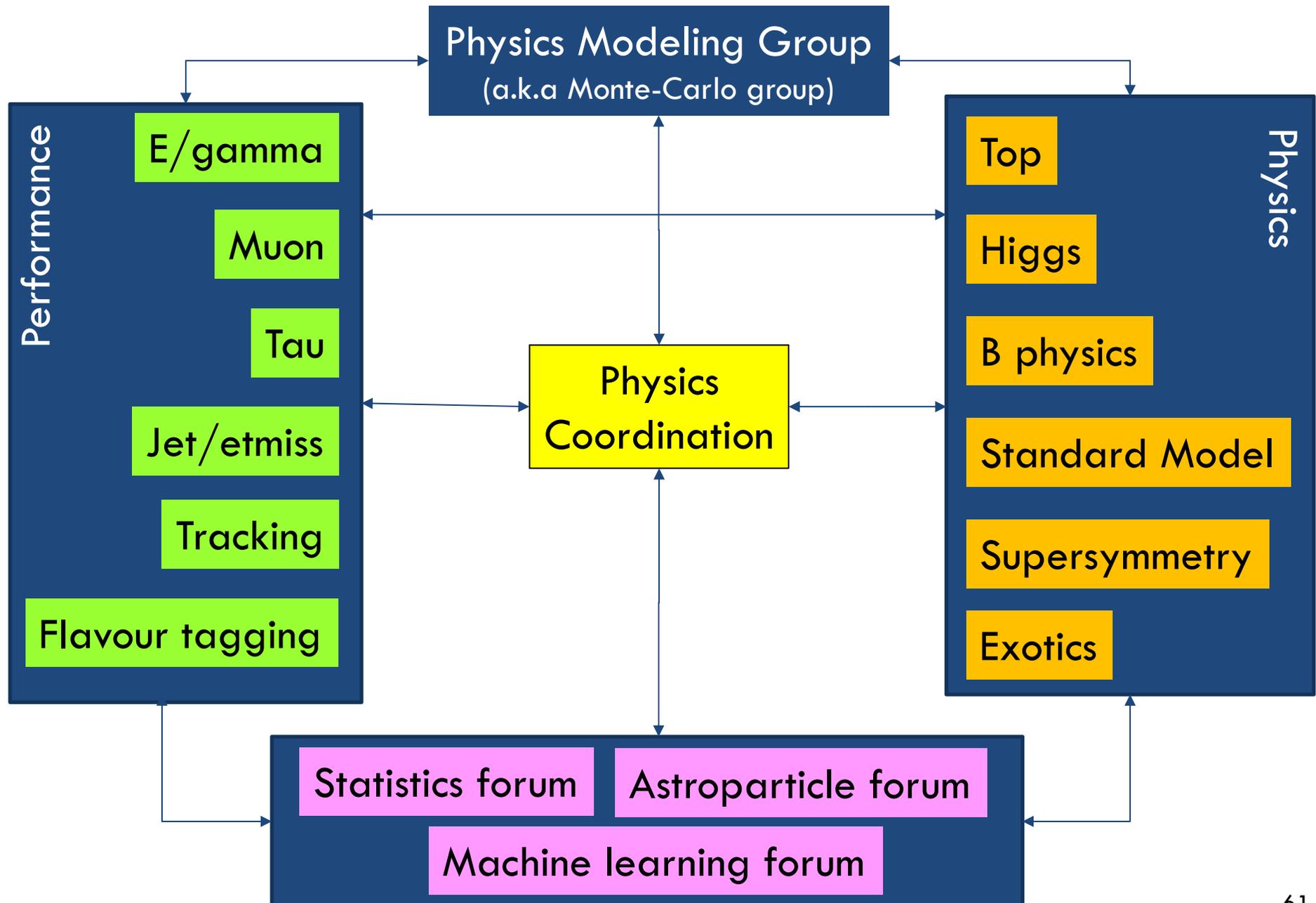
L'organisation d'ATLAS



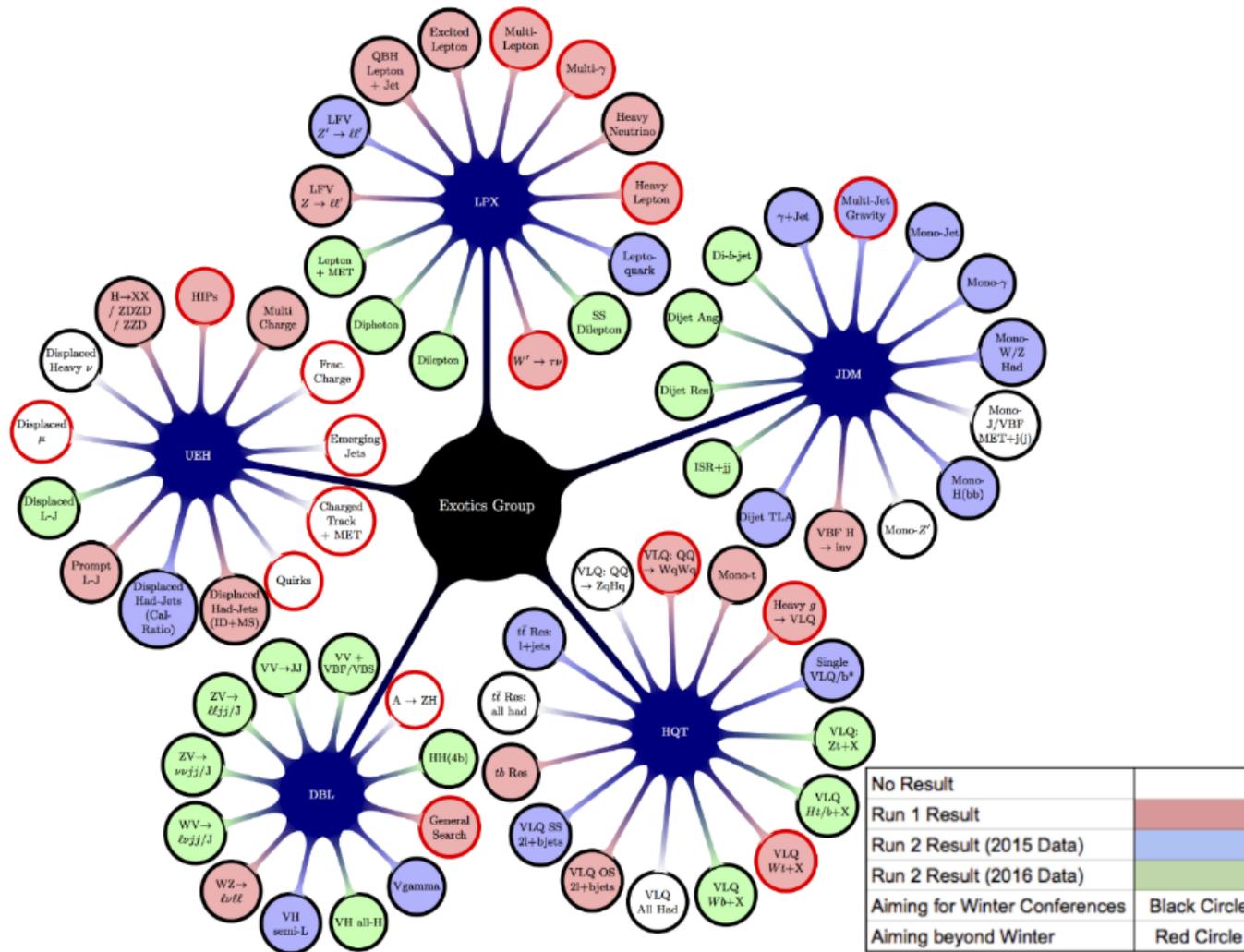
L'organisation d'ATLAS



Organisation de la physique



Organisation d'un groupe de physique

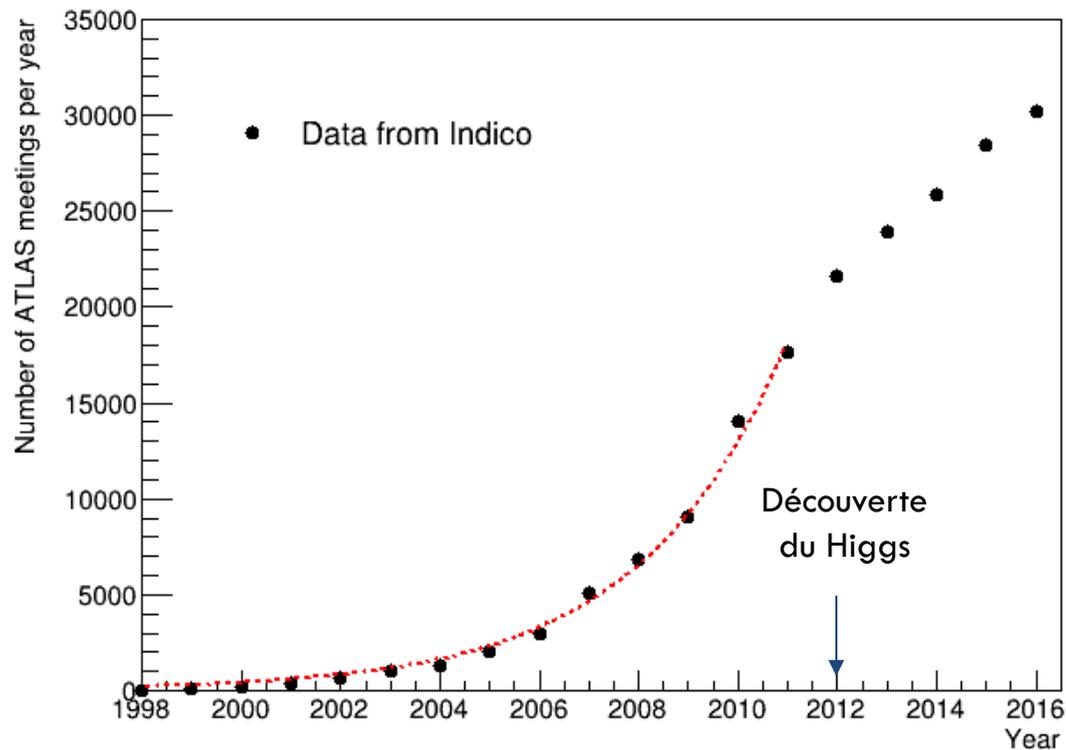


C'est à l'intérieur d'un groupe de physique que se passe la première étape d'approbation d'un résultat public d'ATLAS

La taille d'un groupe d'analyse varie de qqz personnes à une centaine

Note interne de 50 à 1000 pages
Publication de qqz pages à ~100 pages

Réunions



Plus de 100 meetings par jour en 2016!
1/3 pour la physique

Je vous rappelle l'objet de cette réunion: «Définir une méthodologie pour lutter contre la réunionite»

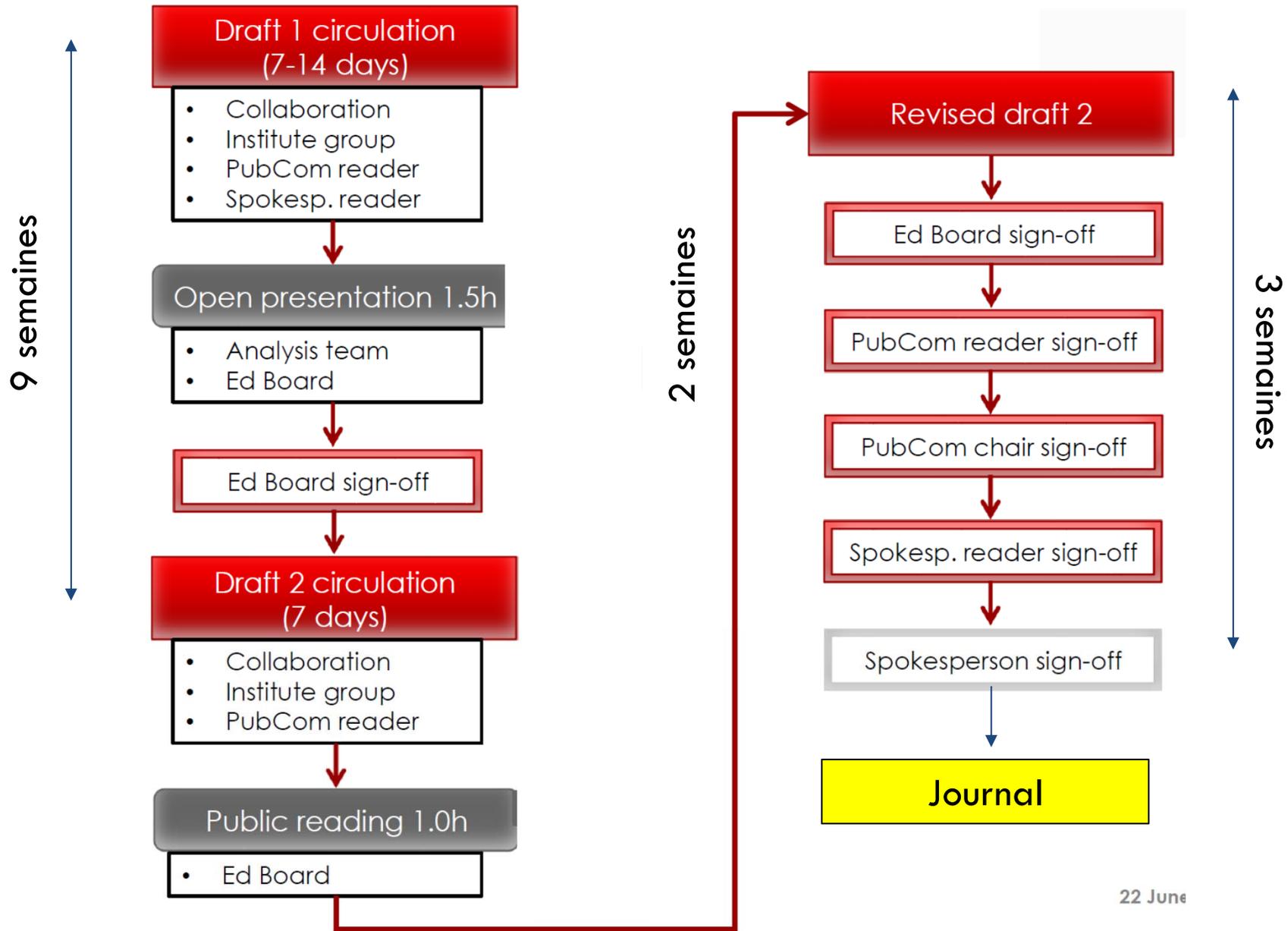


Bien sûr, cette question est tellement complexe que nous ne la résoudrons pas en une seule réunion.



ATLAS Week, P&P week,
Workshops,...

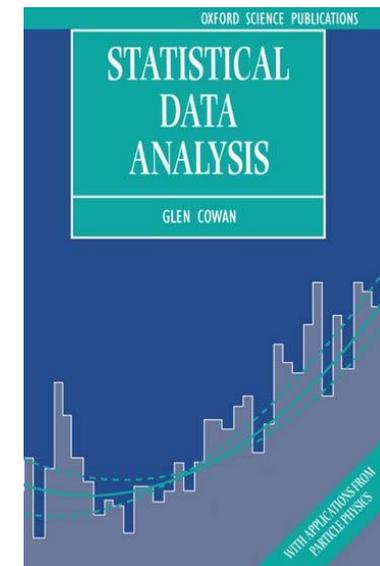
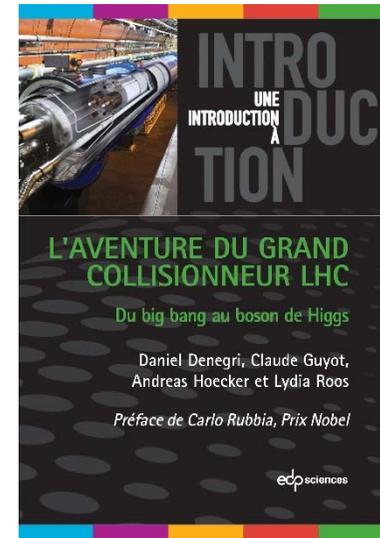
Vers la publication



22 June

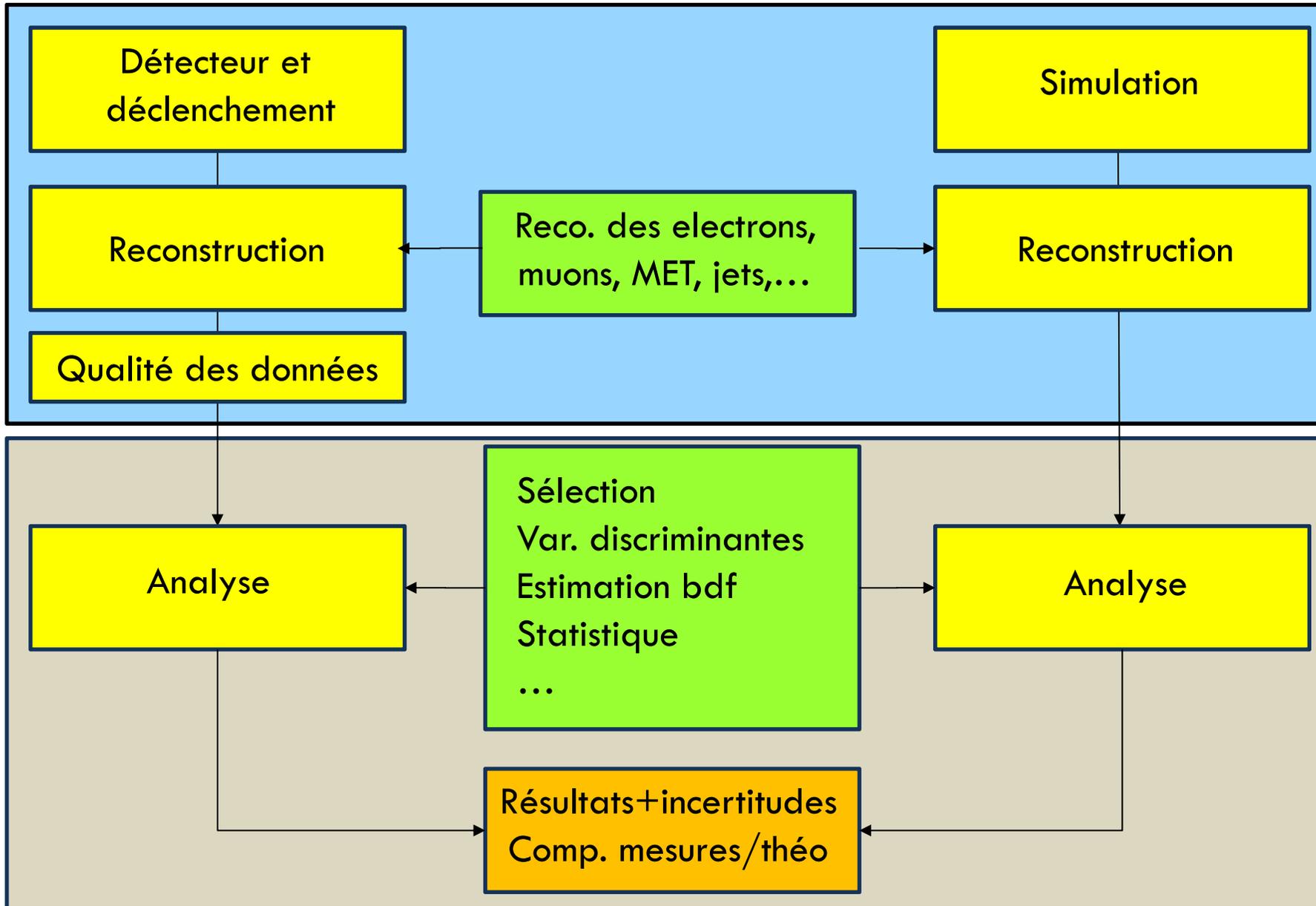
Références et sources d'inspiration

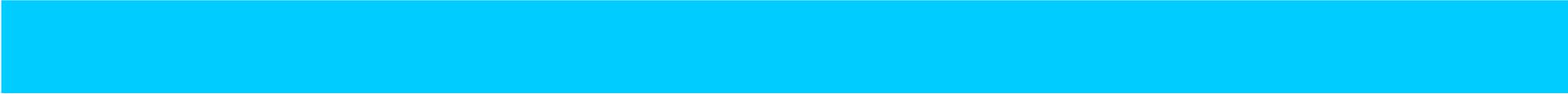
- **L'aventure du grand collisionneur LHC, D. Denegri et al.**
 - Section 10
 - EDP science
- Summer Student Lecture Programme Course
 - <https://indico.cern.ch/category/345/>
 - Cours de A. Sfyrla, J. Boyd et A. Hoecker
- Rencontres d'été de physique de l'infiniment grand à l'infiniment petit
 - <https://indico.in2p3.fr/event/8995/>
 - Cours de C. Biscarat
- Ecole IN2P3 d'instrumentation "de la physique au détecteur" 2014
 - <http://www.in2p3.fr/actions/formation/PhyAuDet14/PhyAuDet14.html>
 - Cours de M. Verderi
- Le CERN en bref:
 - <https://home.cern/fr/about>
- CERN-Fermilab HCP Summer School
 - <http://hcpss.web.cern.ch/hcpss/>
 - Cours de P. Govoni
- **Statistical Data Analysis, G. Cowan**
 - Clarendon Press, Oxford, 1998





En guide de conclusion



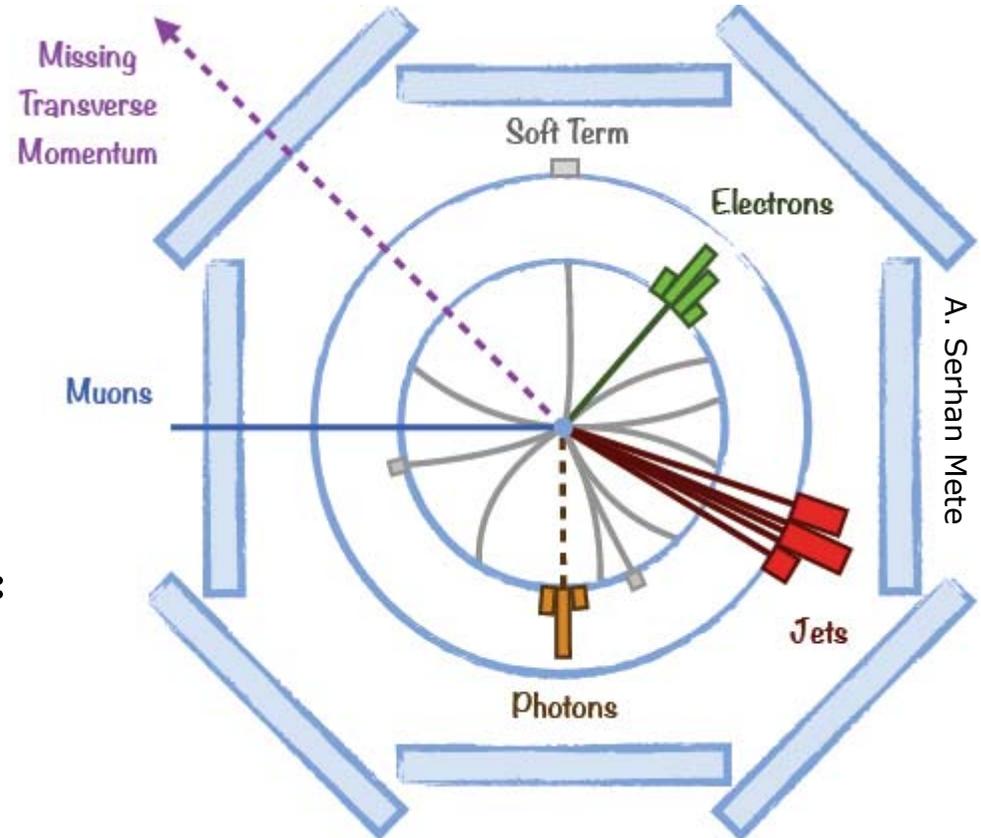


Qualité des données

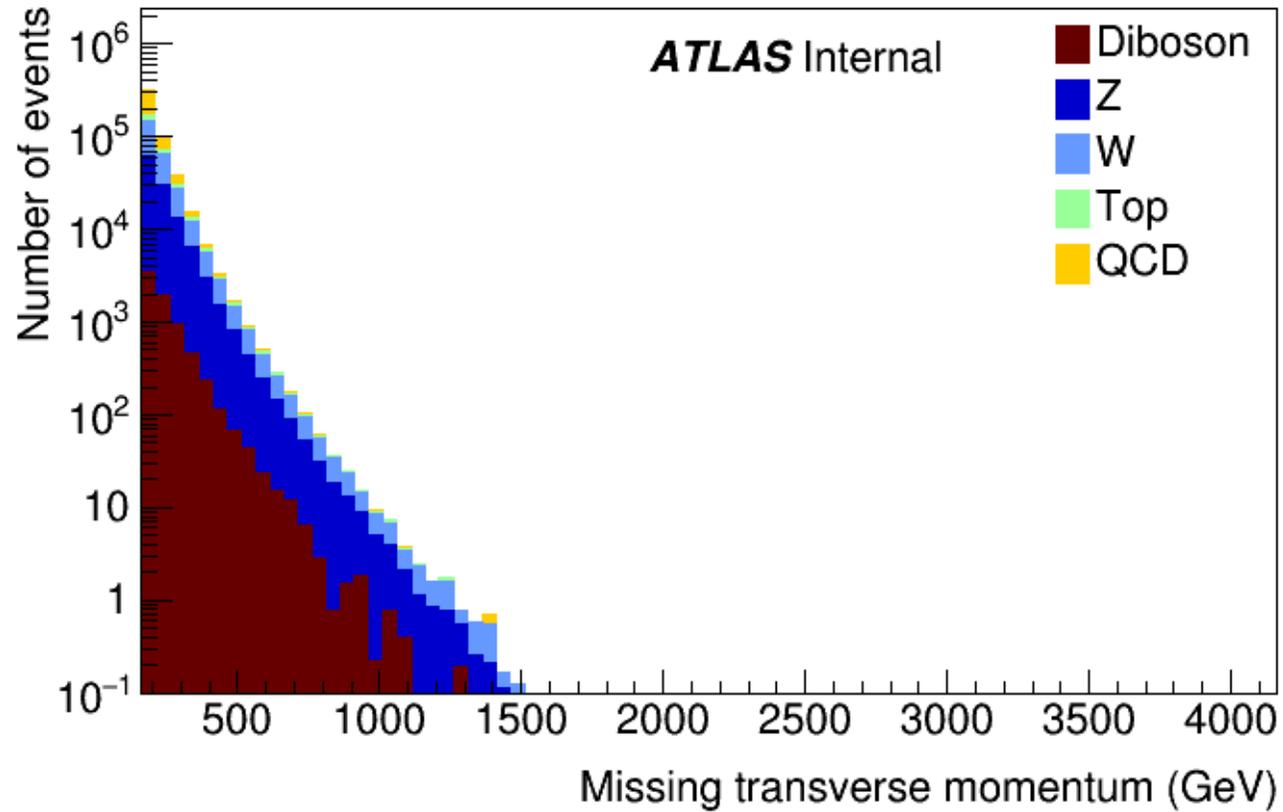
Missing transverse energy

- Missing transverse energy (MET) can indicate the presence of neutrinos or other non-interacting particles (ex: $\tilde{\chi}_0^0$ neutralino)
- It is calculated as the negative of the vectorial sum of all of the objects reconstructed in the event:

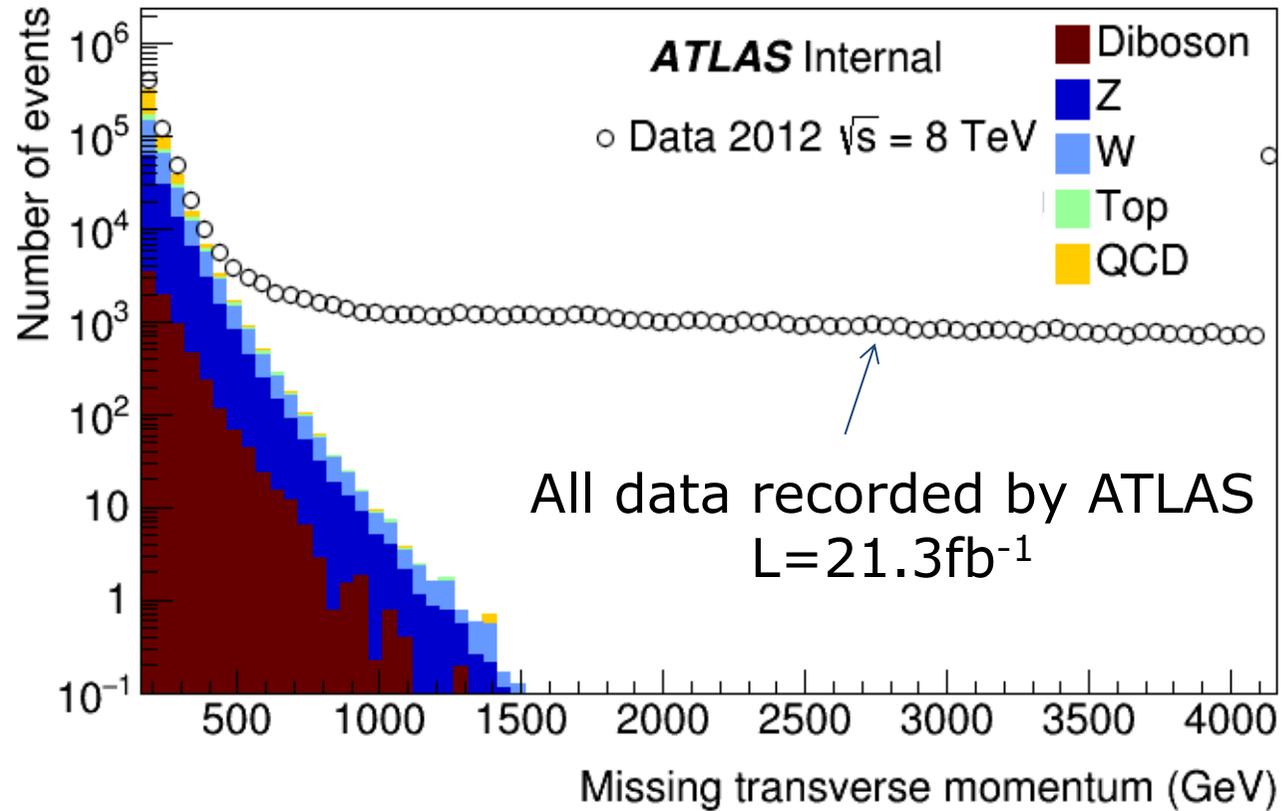
$$\vec{MET} = - \sum_{objects} \vec{p}_T$$



Missing transverse energy

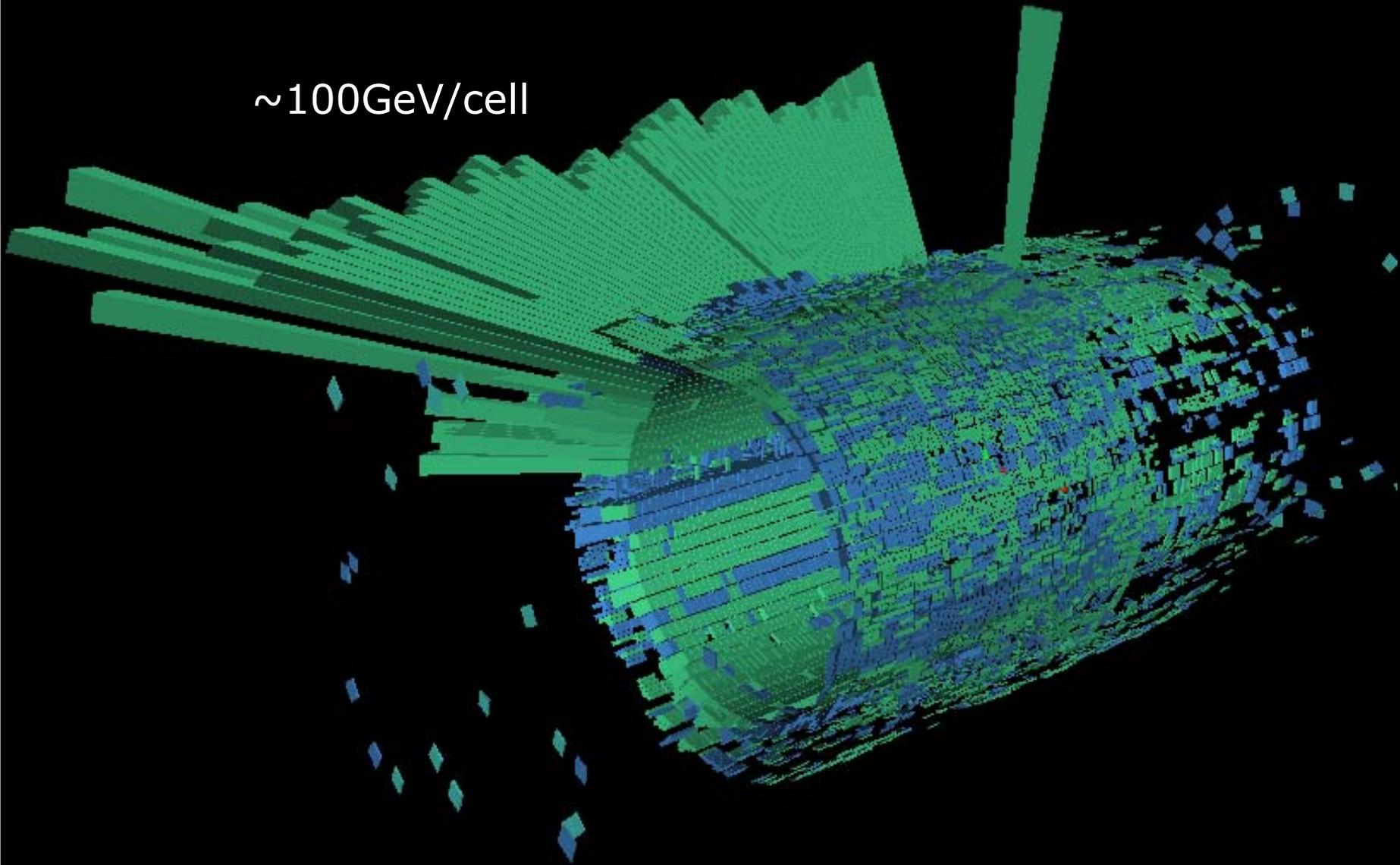


Missing transverse energy

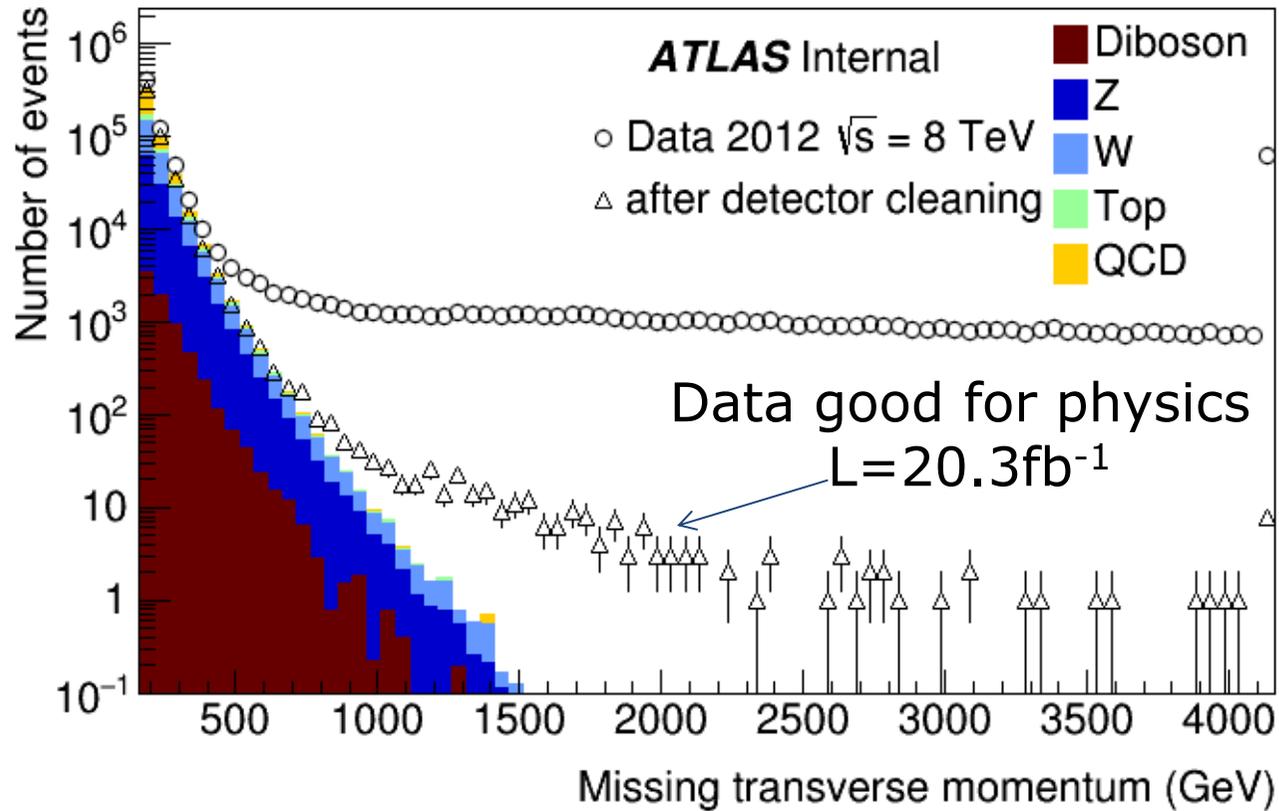


Calorimeter large scale coherent noise

$\sim 100\text{GeV/cell}$



Missing transverse energy

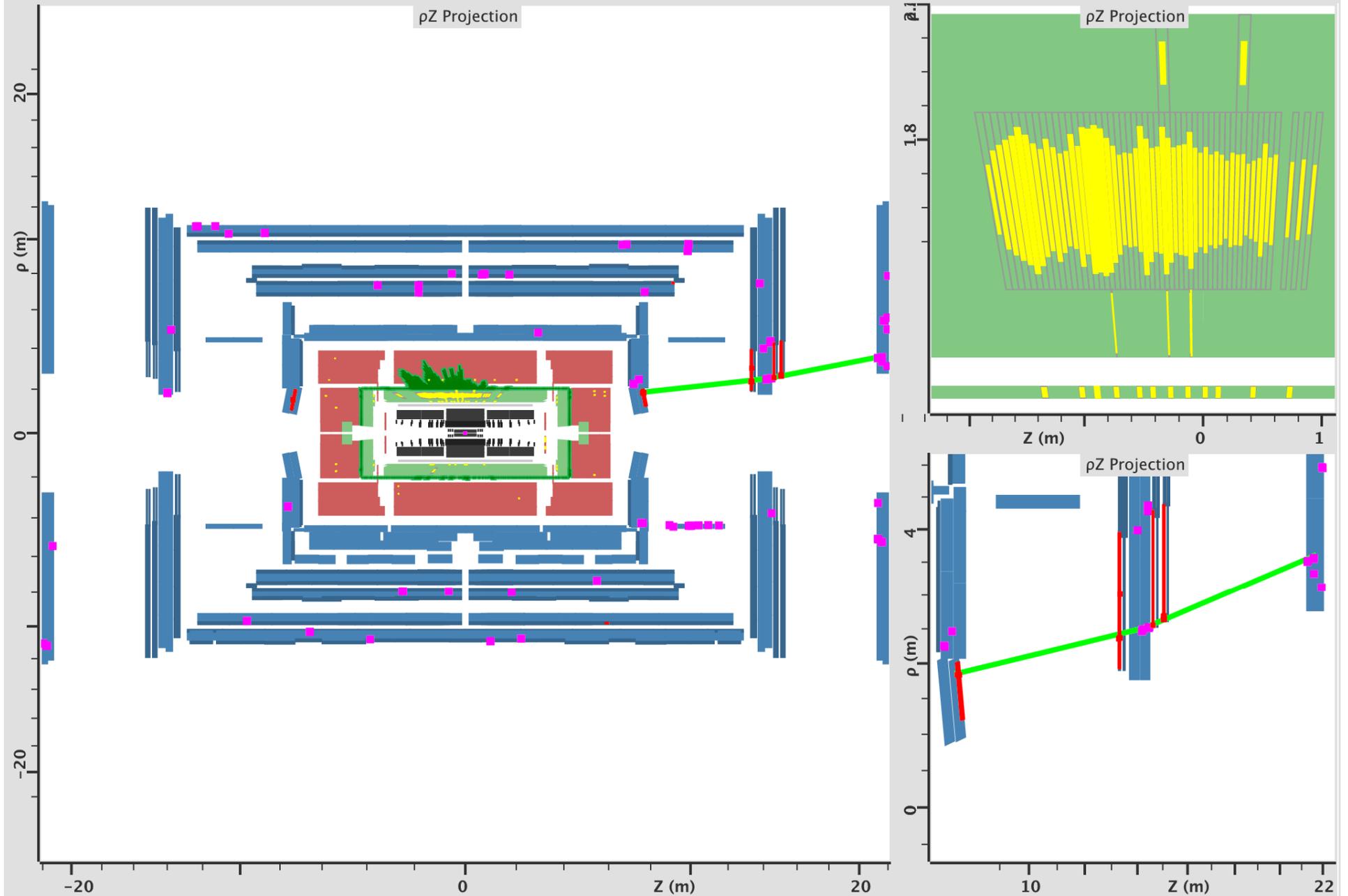


Beam induced background

ATLAS

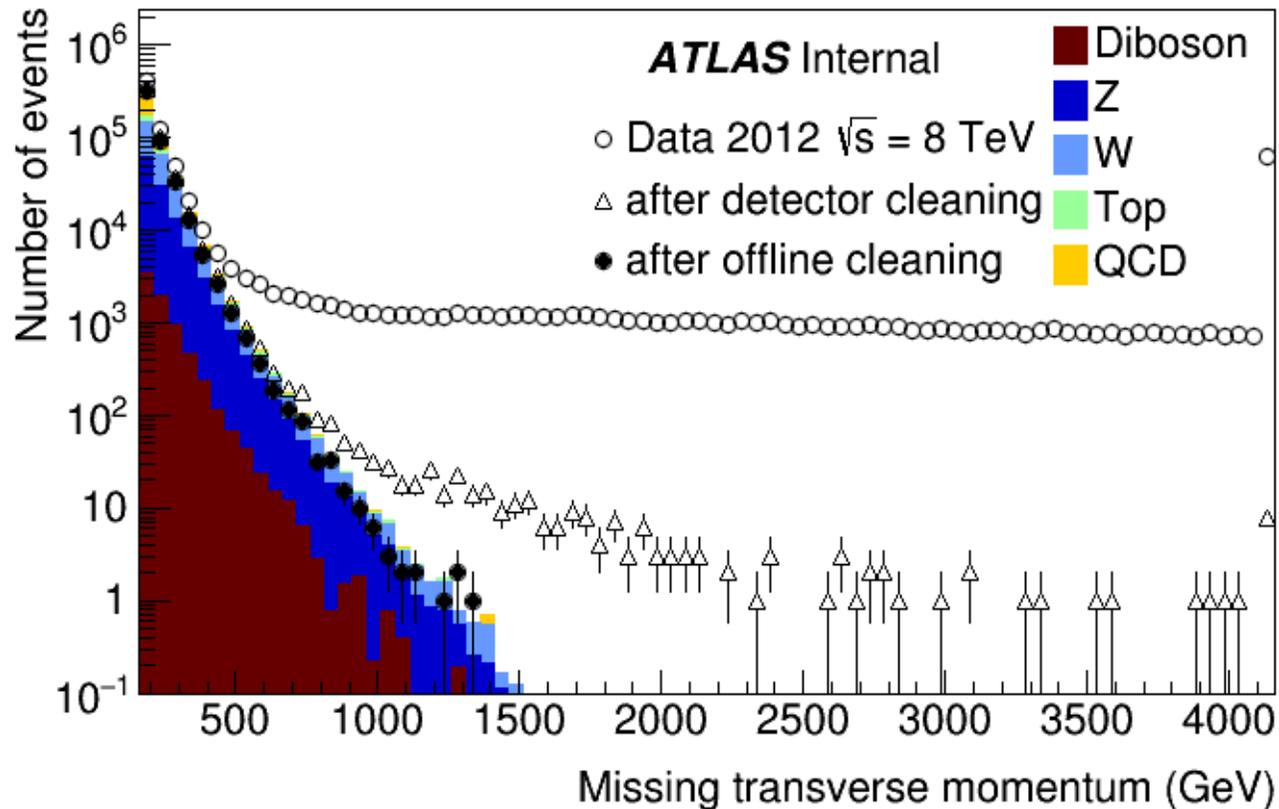
2010-10-03 15:30:22 CEST source:JiveXML_166142_33488938 run:166142 ev:33488938 lumiBlock:204

Atlantis



Missing transverse energy

Reject events with at least one Looser bad jet with $p_T > 20\text{GeV}$
or with at least one Tight bad jet with $p_T > 100\text{GeV}$



No more unphysical tail!