

Production associée ZH/WH, $H \rightarrow \gamma\gamma$ avec le détecteur ATLAS

Bertrand Brelier

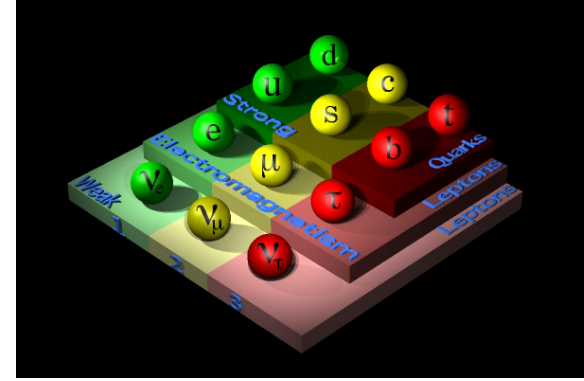
9 décembre 2008



Sommaire

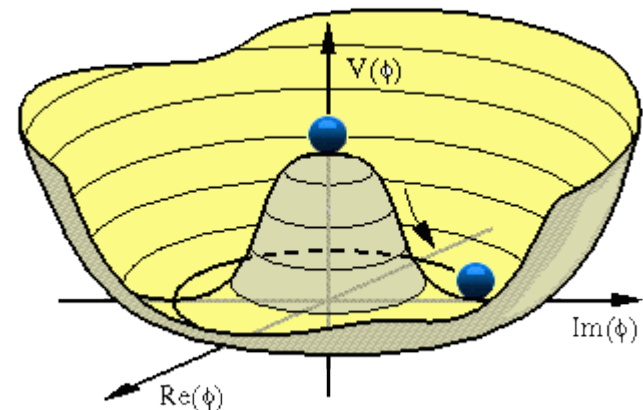
- Le Modèle Standard de la physique des particules
 - Le boson de Higgs
 - Limites du LEP du Tevatron
- Description du collisionneur LHC et du détecteur ATLAS
- Topologie des événements de signal et de bruit de fond
- Description de l'analyse de production associée ZH/WH
- Comparaison avec l'étude de l'expérience CMS
- Reconstruction des jets hadroniques dans le système de déclenchement de l'enregistrement des données (Trigger)
- Conclusion

Le Modèle Standard



- Le MS est un modèle en physique des particules décrivant :
 - la force électromagnétique transmise par le photon
 - la force faible véhiculée par les bosons Z^0 et W^\pm
 - les forces électromagnétique et faible sont le résultats de la brisure du groupe $SU(2)_L \times U(1)_Y$
 - la force forte véhiculée par les gluons décrite par le groupe $SU(3)_c$
- W et Z sans masse : ces termes ne respectent pas l'invariance de jauge locale $SU(2)_L \times U(1)_Y$
- termes de masse dans le lagrangien \Rightarrow la symétrie est brisée
- l'idée de Robert Brout, François Englert et Peter Higgs est d'ajouter un champ scalaire complexe qui va briser la symétrie.

- En ajoutant un champ scalaire au lagrangien, le minimum du potentiel se trouve à une valeur du champ non-nulle :



Le boson de Higgs

- Considérons les degrés de liberté par l'ajout du champ de Higgs :
 - 3 champs de jauge sans masse $SU(2)_L$: 3×2 degrés de liberté
 - 1 champ non massif $U(1)_Y$: 1×2 degrés de liberté
 - symétrie non-brisée : Gell-Man Nishijima $Q = I_3 + Y/2$
 - le champ de higgs : 4 degrés de liberté
 - total : 12 degrés de liberté
- Après la brisure de symétrie
 - les trois bosons massifs Z^0 et W^\pm ont chacun 3 degrés de liberté
 - le photon non massif a 2 degrés de liberté
 - il reste un degré de liberté qui correspond au boson de Higgs, un boson scalaire (spin 0), neutre et massif.
- Le champ permet d'expliquer la masse des fermions par les couplages de Yukawa : les couplages des fermions au boson de Higgs sont proportionnels à la masse des fermions.

La recherche du boson de Higgs

- Recherches directes : $m_H > 114.4$ GeV à 95% CL.
- Recherches indirectes : $m_H < 144$ GeV à 95% CL.

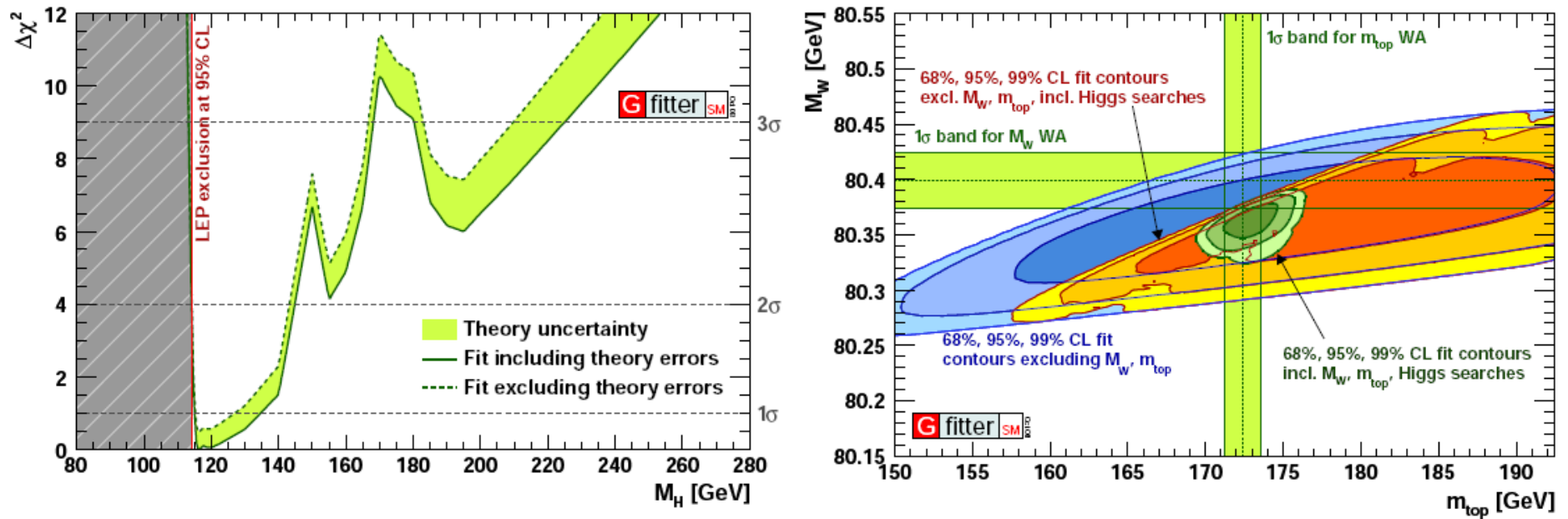
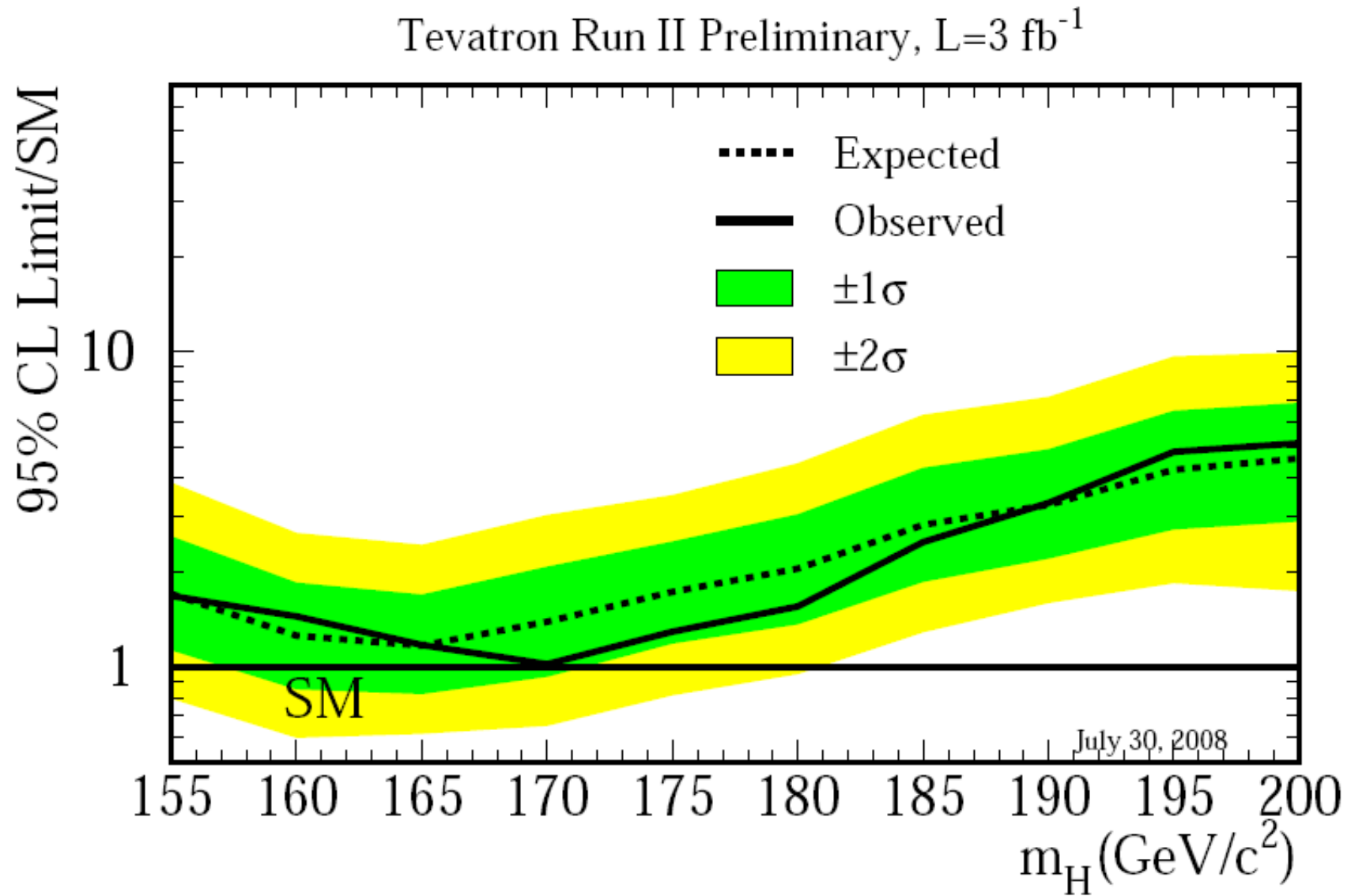


Figure 1: Left: $\Delta\chi^2$ as a function of M_H for the *complete fit*. The solid (dashed) lines give the results when including (ignoring) theoretical errors. The minimum $\Delta\chi^2$ of the fit including theoretical errors is used for both curves in each plot to obtain the offset-corrected $\Delta\chi^2$; Right: Contours of 68%, 95% and 99% CL obtained from scans of fits with fixed variable pairs M_W vs. m_t for three sets of fits explained in the main text. The horizontal bands indicate the 1σ regions of measurements (world averages). **arXiv:0810.3664**

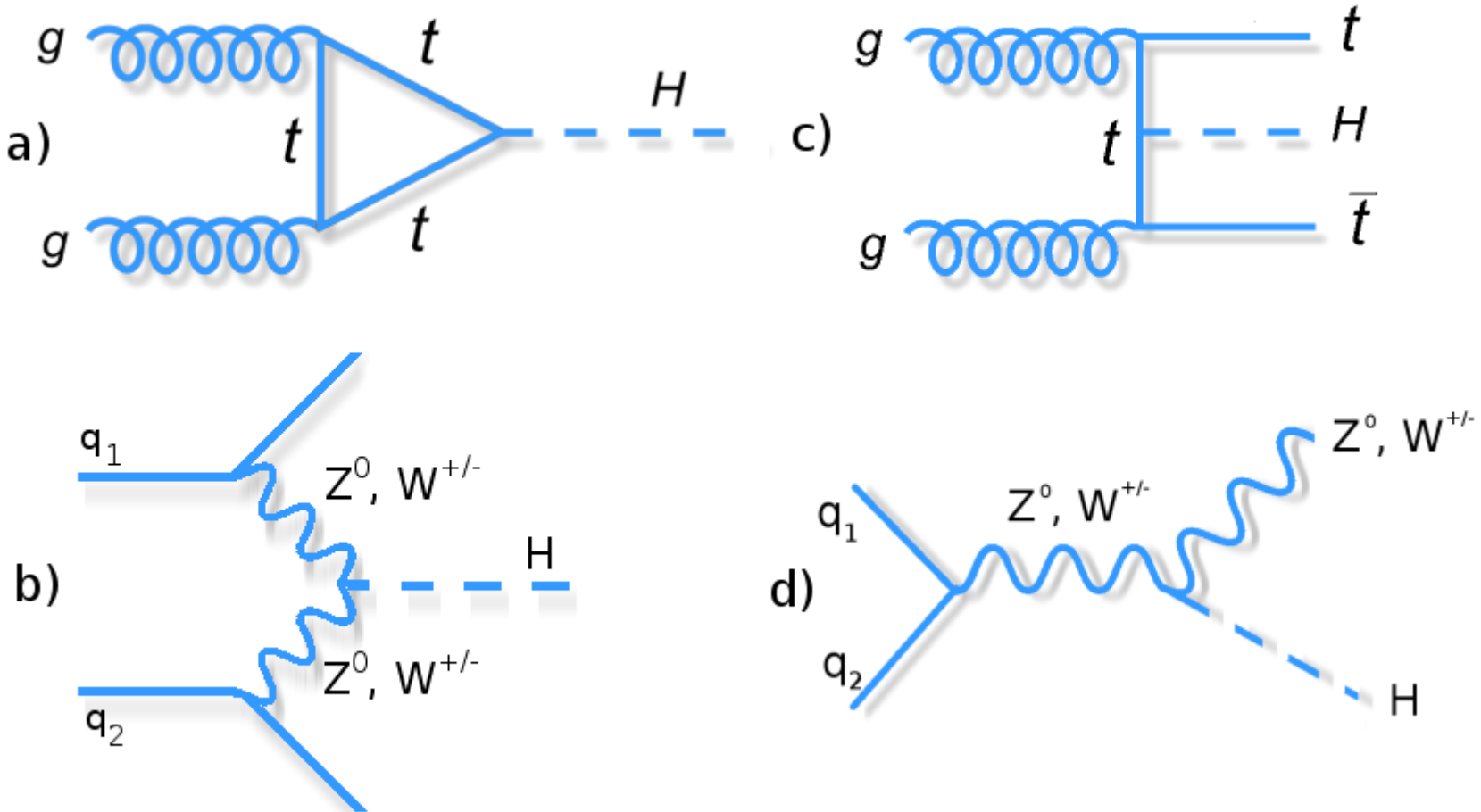
La recherche du boson de Higgs au TEVATRON



Limite sur la masse du Higgs avec les expériences CDF et D0

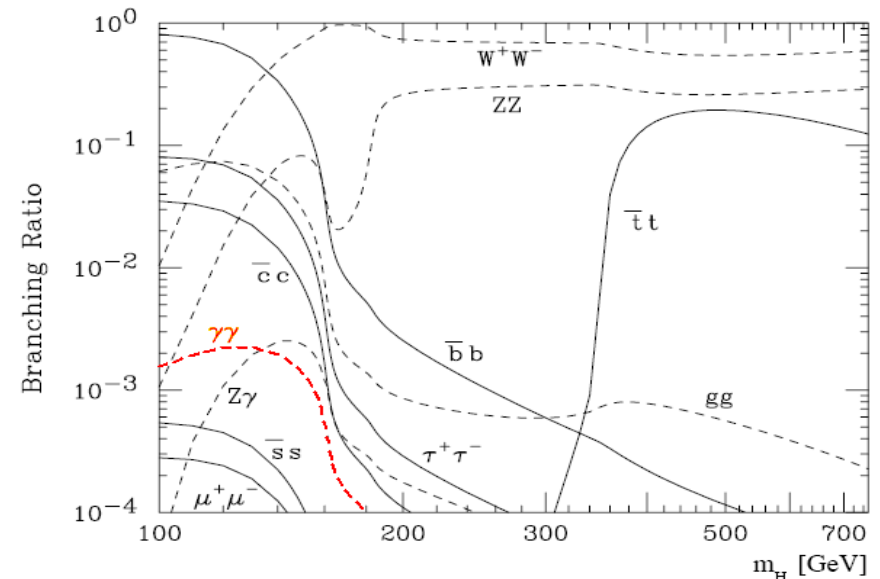
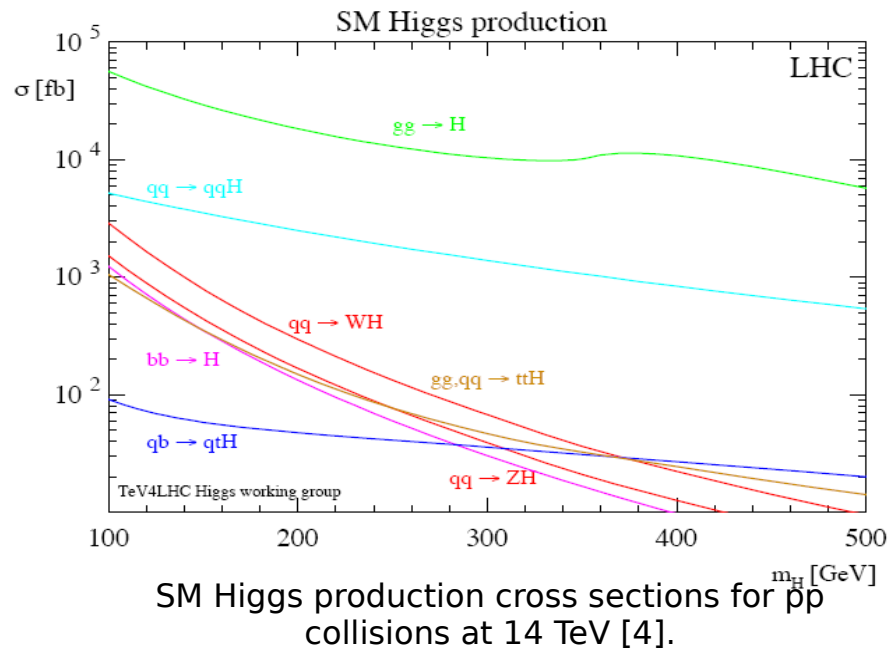
La production du boson de Higgs au LHC

- Le LHC va fournir des collisions protons-protons à une énergie de 14 TeV.
- Les différents modes de production au LHC sont les suivants :



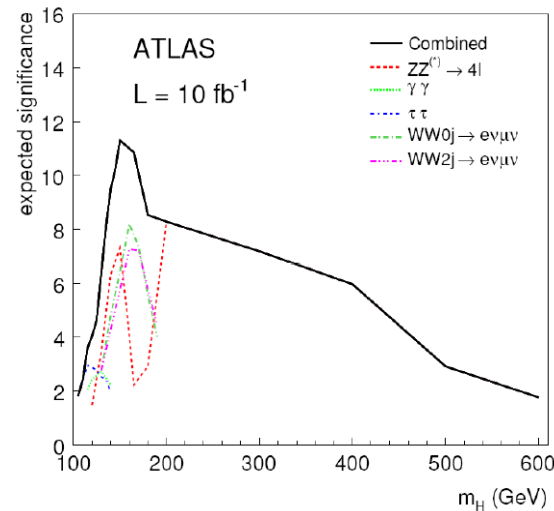
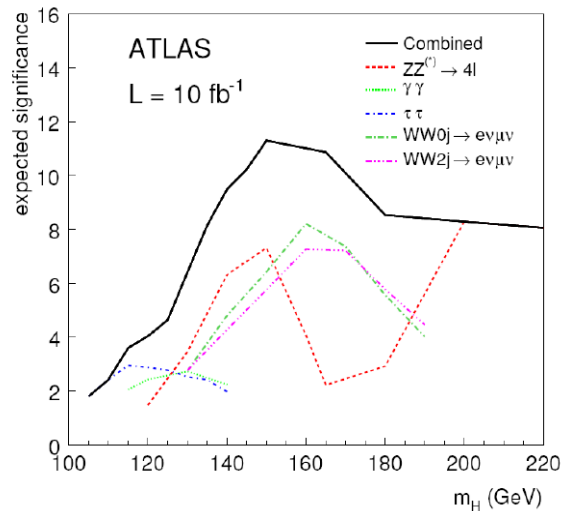
Diagrammes de Feynman de production du boson de Higgs au LHC

Production et désintégration du boson de Higgs au LHC



- le canal $\gamma\gamma$ pour les basses masses :
 - Très bonne résolution du calorimètre électromagnétique (résolution sur la masse $\sim 1.3\%$).
 - Rapport d'embranchement $H \rightarrow \gamma\gamma$ faible ($\sim 0,2\%$) : tous les canaux de production sont considérés (analyse inclusive, Higgs + jets, production associée)

La production du boson de Higgs au LHC



- Un boson de Higgs du MS devrait être vu en moins de deux années à faible luminosité.
- Voir un excès d'événements dans un des canaux de découverte n'est pas suffisant pour prouver l'existence du Boson de Higgs :
 - les valeurs propres de CP et son spin doivent être mesurés
 - Les couplages du bosons de Higgs aux particules connues du MS doivent être déterminés :
 - Le mécanisme de brisure électro-faible détermine les couplages du boson de Higgs aux bosons Z⁰ et W[±] :

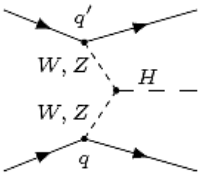
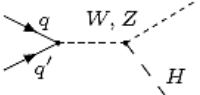
$$g_W = \frac{2 m_W^2}{v}$$

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

où $v \approx 246$ GeV est la VEV (vacuum expectation value) du champ de Higgs.

Mesure des couplages du boson de Higgs aux bosons Z^0/W^\pm

- Cohérence du MS : les sections efficaces et les couplages sont prédits pour une masse donnée (ATL-PHYS-2003-030, Michael Dührssen).

Production	Decay	Mass range
 WBF: Weak Boson Fusion ($qq H$)	$H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$	110 GeV - 200 GeV
	$H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow l\nu l\nu$	110 GeV - 190 GeV
	$H \rightarrow \tau\tau \rightarrow l\nu\nu l\nu\nu$	110 GeV - 150 GeV
	$H \rightarrow \tau\tau \rightarrow l\nu\nu \text{ had}\nu$	110 GeV - 150 GeV
	$H \rightarrow \gamma\gamma$	110 GeV - 150 GeV
 WH ZH	$H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow l\nu l\nu (l\nu)$	150 GeV - 190 GeV
	$H \rightarrow \gamma\gamma$	110 GeV - 120 GeV
	$H \rightarrow \gamma\gamma$	110 GeV - 120 GeV

- Production associée et Fusion de Bosons sensibles aux couplages du Boson de Higgs aux bosons Z^0 et W^\pm .
- Couplages difficiles à mesurer pour des faibles masses du Higgs. La désintégration du Higgs en deux photons est également sensible aux couplages par les boucles de quarks top et de bosons W^\pm .

Mesure des couplages du boson de Higgs aux bosons Z^0/W^\pm

- Les sections efficaces de production du boson de Higgs peuvent être écrites en termes de couplages de la façon suivante :

$$\begin{aligned}\sigma_{ggH} &= \alpha_{ggH} \cdot g_t^2 \\ \sigma_{WBF} &= \alpha_{WF} \cdot g_W^2 + \alpha_{ZF} \cdot g_Z^2 \\ \sigma_{t\bar{t}H} &= \alpha_{t\bar{t}H} \cdot g_t^2 \\ \sigma_{WH} &= \alpha_{WH} \cdot g_W^2 \\ \sigma_{ZH} &= \alpha_{ZH} \cdot g_Z^2 \quad .\end{aligned}$$

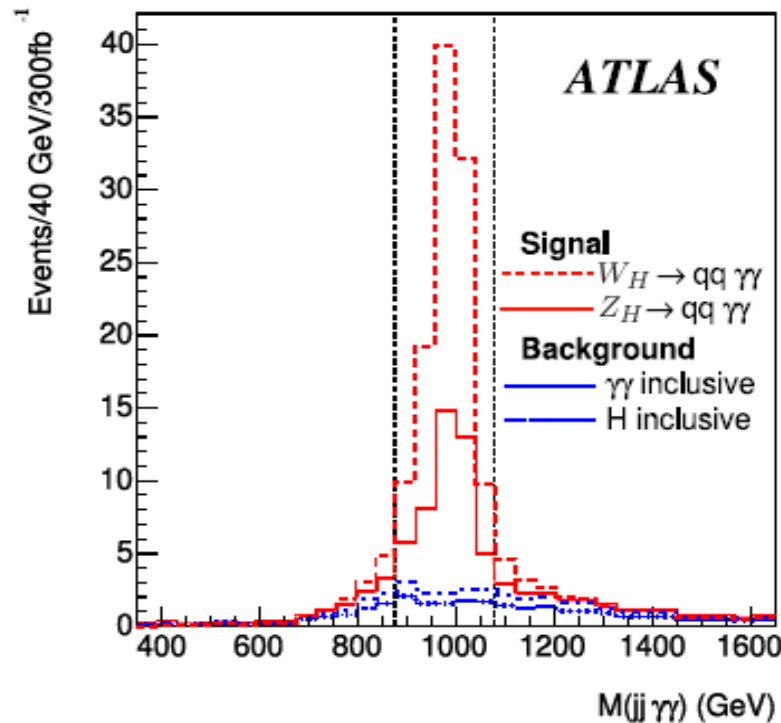
- Les coefficients sont les constantes de proportionnalité entre les couplages au carré et les sections efficaces. Ces constantes sont prédites par la théorie. La précision des calculs apporte des incertitudes systématiques :

$$\alpha_{ggH} \approx 20\% , \alpha_{t\bar{t}H} \approx 15\% , \alpha_{ZH/WH} \approx 7\%$$

(ATL-PHYS-2003-030, Michael Dührssen)

La production associée au delà du MS

- Un excès d'événements pourrait montrer de la physique au delà du MS :
- Little Higgs models (hep-ph/0402037; SN-ATLAS-2004-038)



Ces modèles prédisent de nouvelles résonances :

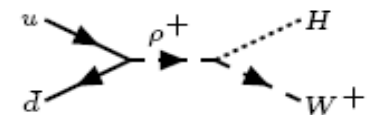
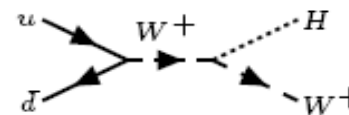
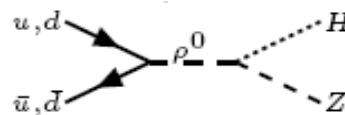
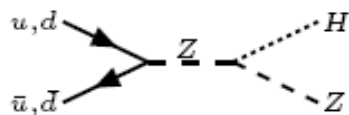
$$Z_H \rightarrow ZH \text{ et } W_H \rightarrow WH :$$

► augmenterait la section efficace de production associée avec des particules plus énergétiques : les bruits de fond sont plus faciles à réduire

- Modèle de symétrie Gauche-Droite : résonance $W_R \rightarrow WH$; $Z_R \rightarrow ZH$

(Physics Letters B, Volume 255, Issue 4, p. 599-604)

- Technicouleur ($\rho_T \rightarrow WH$ dans le canal s, hep-ph/0512261 A. Zerwekh), ...



Le détecteur ATLAS sur le Grand Collisionneur de Hadrons

CMS

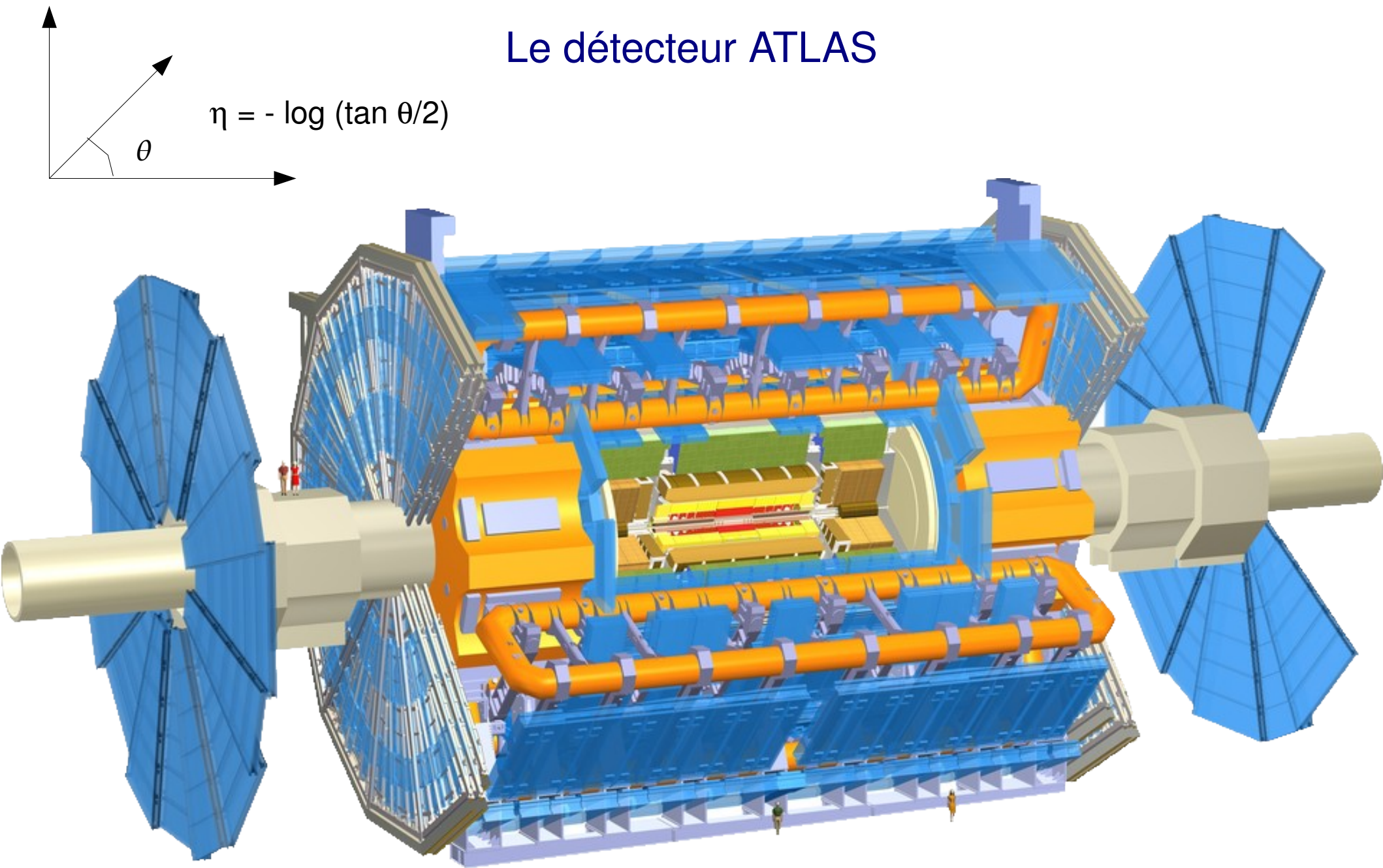
26.7 km

ALICE

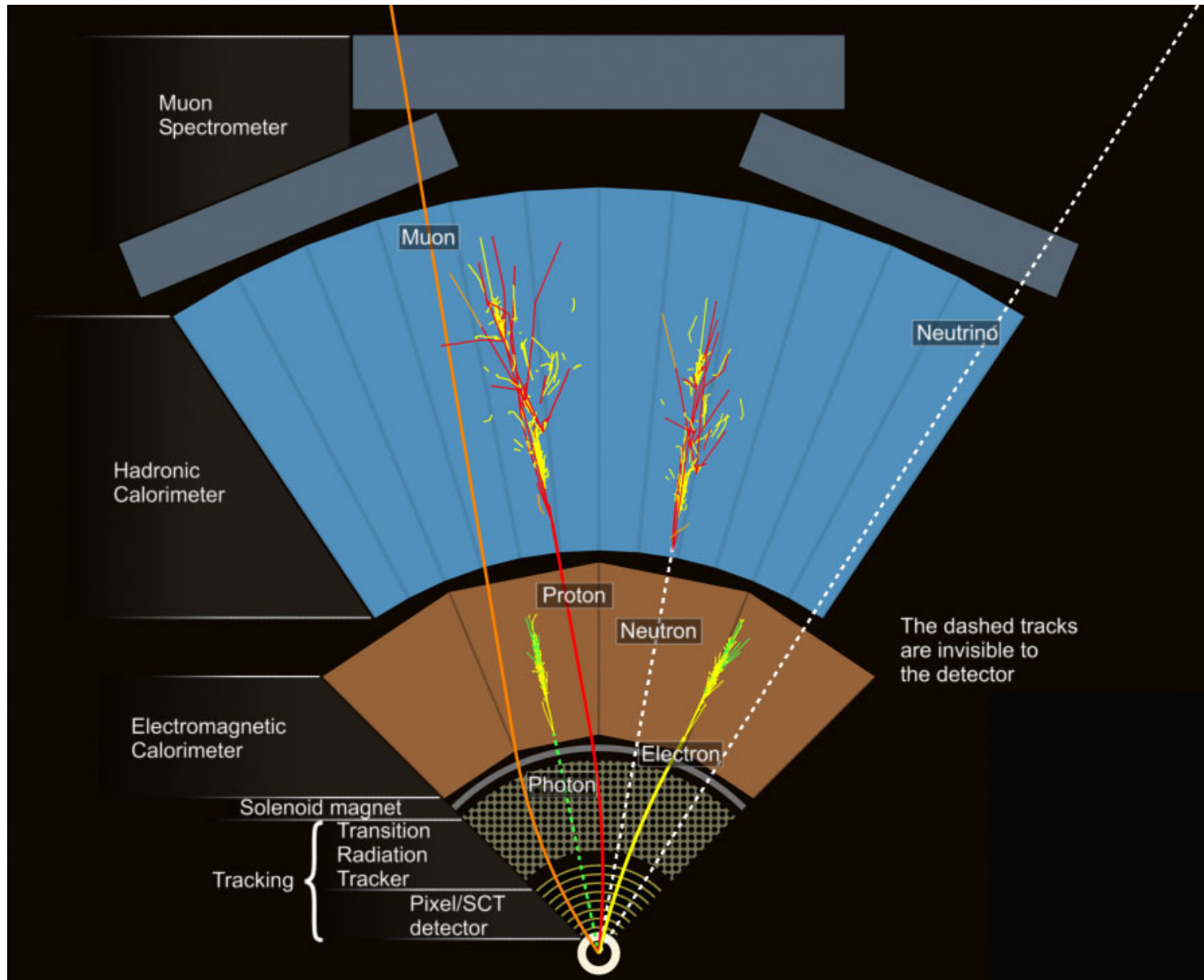
ATLAS

LHCb

Le détecteur ATLAS



Dépôt d'énergie des particules dans le détecteur



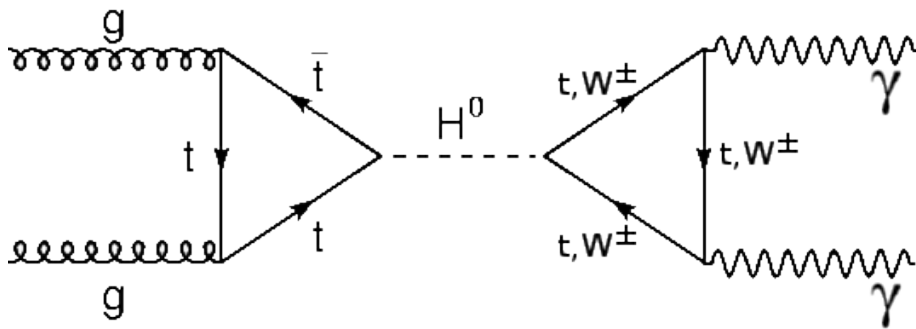
Canaux $H \rightarrow \gamma\gamma$ au LHC

Sections efficaces NLO (14 TeV pp collisions) pour $m_H = 120$ GeV

incluant le rapport d'embranchement $H^{(120 \text{ GeV})} \rightarrow \gamma\gamma$:

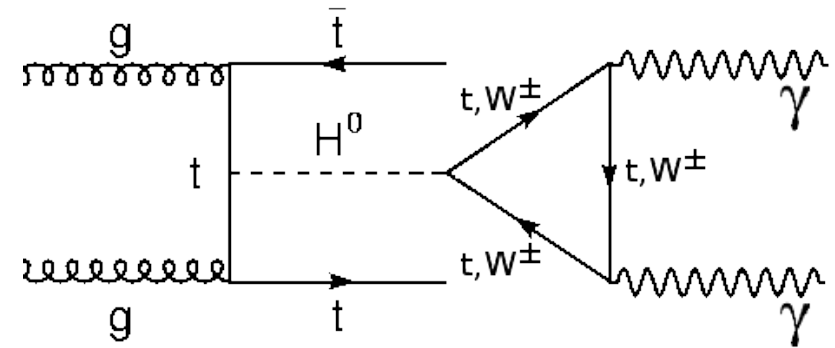
- gluon-gluon fusion :

$$\sigma = 83,8 \text{ fb}$$



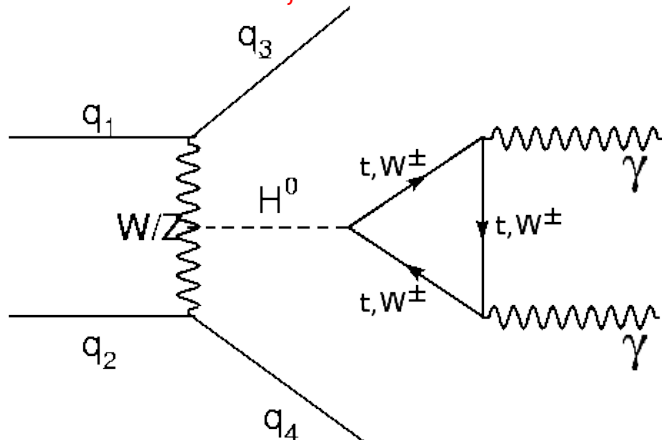
- Production associée avec une paire de top :

$$\sigma = 1,49 \text{ fb}$$



- Vector Boson Fusion :

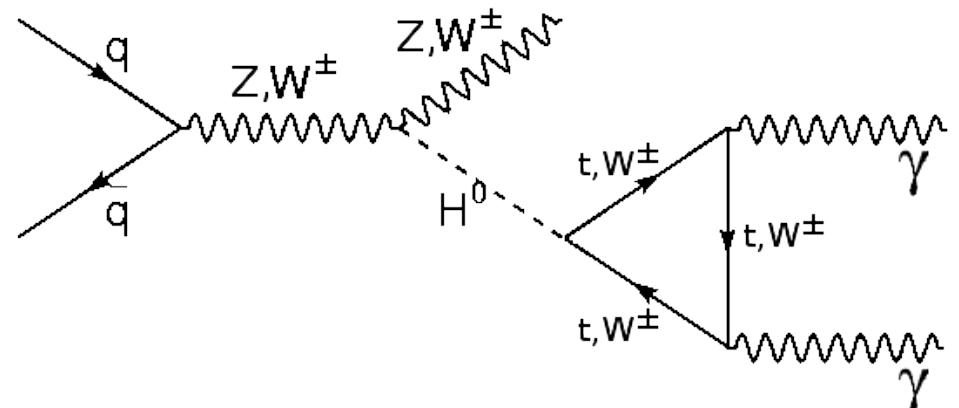
$$\sigma = 9,5 \text{ fb}$$



- Production associée avec un boson Z/W :

$$\sigma_{WH} = 3,87 \text{ fb}$$

$$\sigma_{ZH} = 2,05 \text{ fb}$$



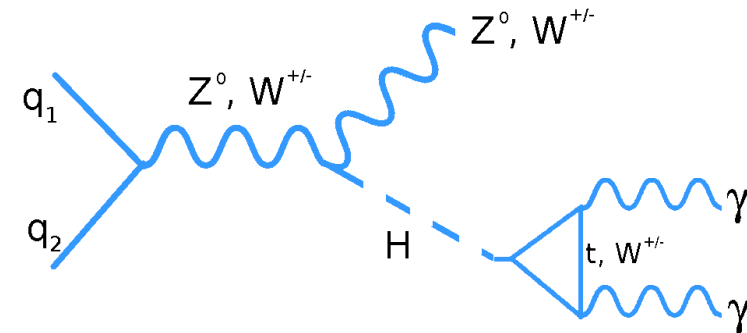
Topologie des signaux

- $WH \rightarrow l\nu\gamma\gamma$:

- deux photons
- un lepton (électron ou muon)
- énergie transverse manquante (présence du neutrino)

- $ZH \rightarrow \nu\nu\gamma\gamma$:

- deux photons
- énergie transverse manquante



- $ZH \rightarrow ll\gamma\gamma$: ce signal peut produire la même topologie que les deux signaux précédents.

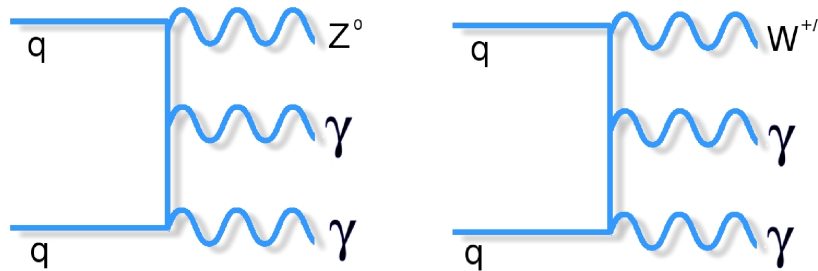
- $ttH \rightarrow \gamma\gamma$ peut avoir la même topologie lorsque les bosons W (issus de la désintégration des quarks top) se désintègrent leptoniquement.

- La désintégration hadronique des bosons Z et W produira des événements contenant deux photons et deux jets hadroniques.

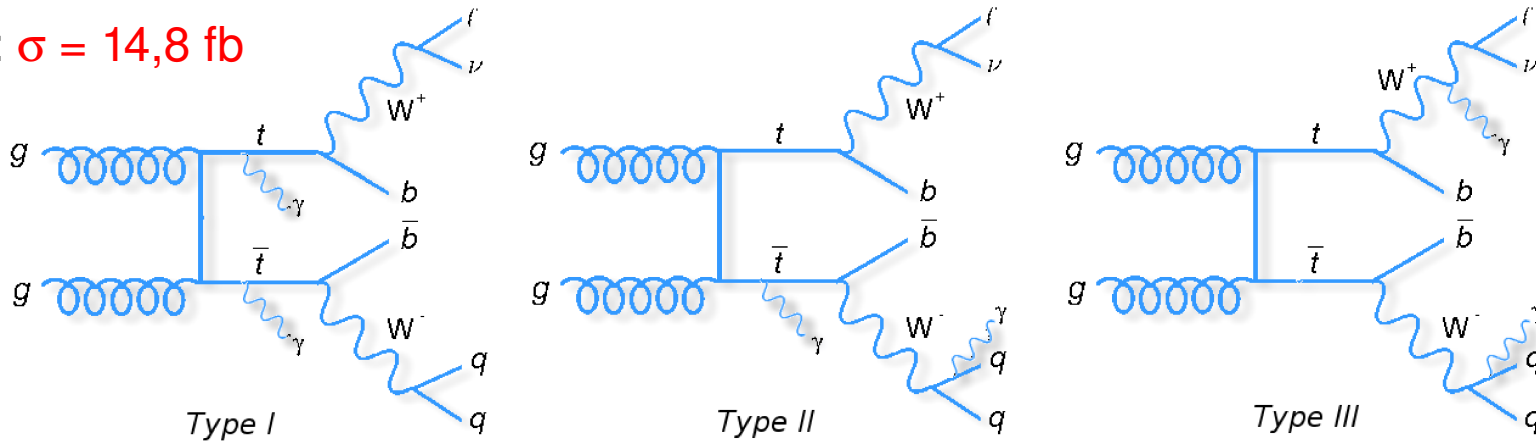
Les bruits de fond irréductibles

■ Les bruits de fond irréductibles rassemblent tous les processus produisant la même topologie que le signal :

■ $W\gamma\gamma$ et $Z\gamma\gamma$: $\sigma = 6,3 \text{ fb} / 7,2 \text{ fb}$



■ $t\bar{t}\gamma\gamma$: $\sigma = 14,8 \text{ fb}$

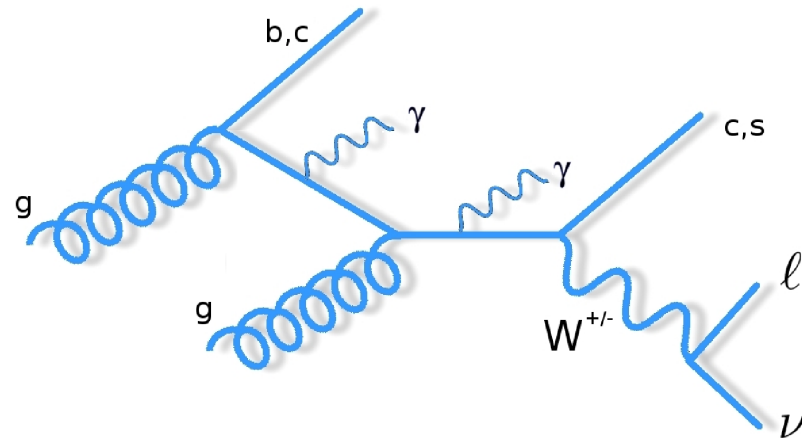


Seul le diagramme de type I a été simulé :

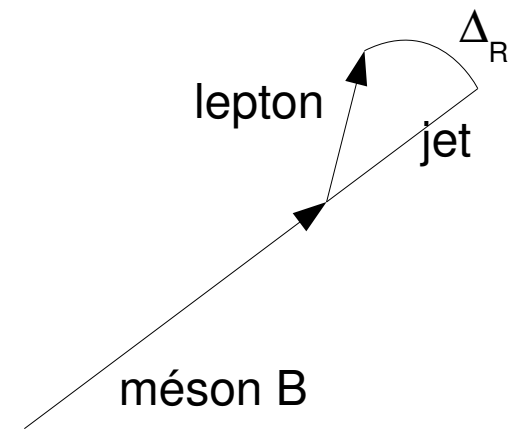
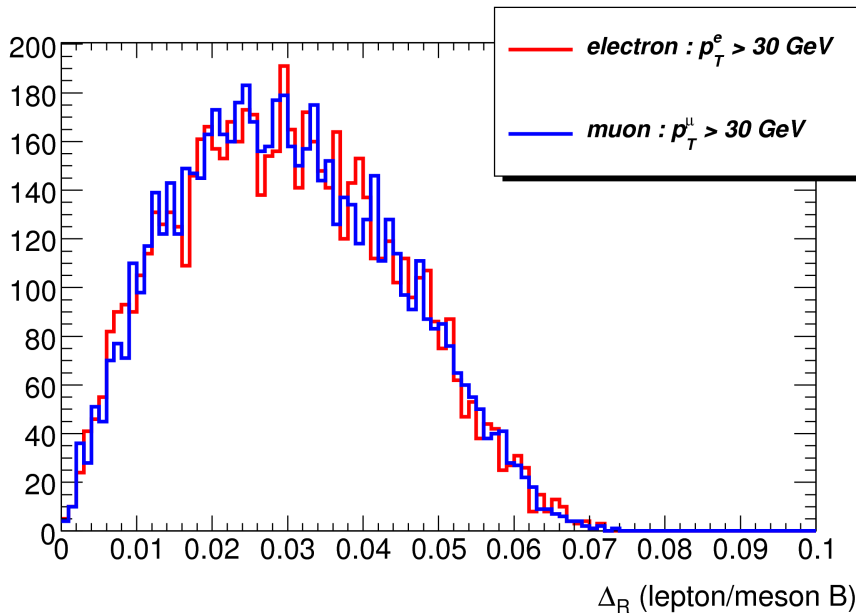
les deux autres diagrammes : multiplier la contribution par un facteur **7,5** (niveau partonique avec coupures acceptance et p_T)

Les bruits de fond irréductibles

- $b\bar{b} \gamma\gamma$ et $c\bar{c} \gamma\gamma$: $\sigma = 24,41 \text{ fb} / 257 \text{ fb}$



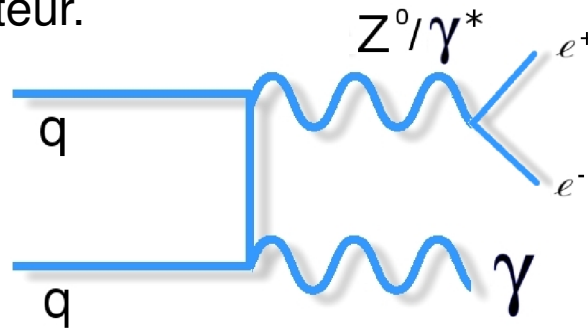
La section efficace de ce processus est énorme : les leptons sont produits dans la même direction qu'un jet hadronique donnant lieu à une topologie différente du signal.



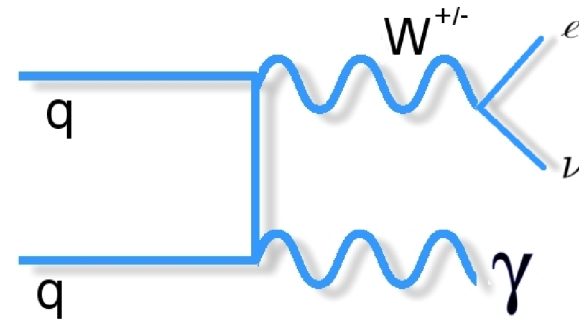
Les bruits de fond réductibles

■ Les bruits de fond réductibles rassemblent tous les processus produisant la même topologie que le signal dans le détecteur mais dont l'un des constituants a été mal identifié :

- $W\gamma \rightarrow e\nu\gamma$ et $(Z/\gamma^*)\gamma \rightarrow ee\gamma$: un électron peut être reconstruit comme un photon dans le détecteur.

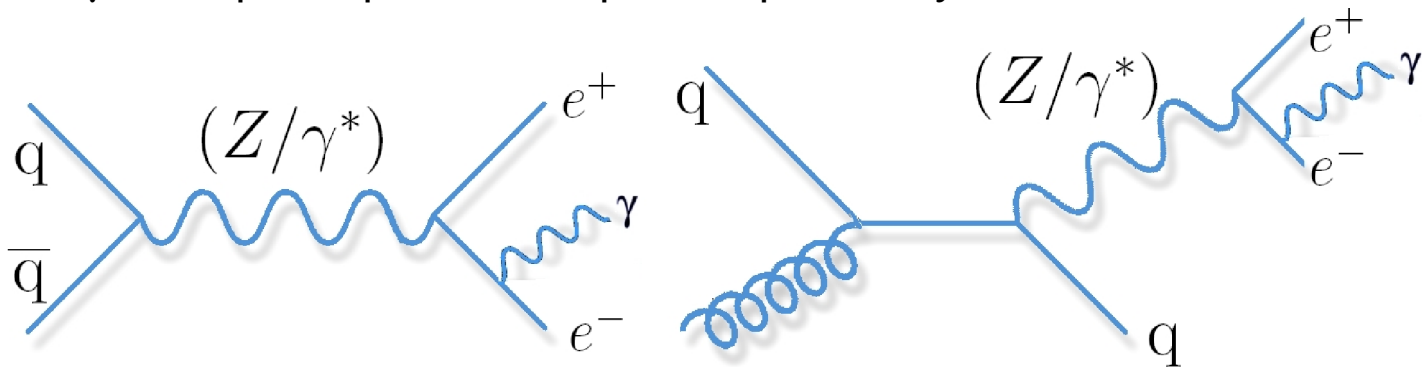


$$\sigma = 558 \text{ fb}$$



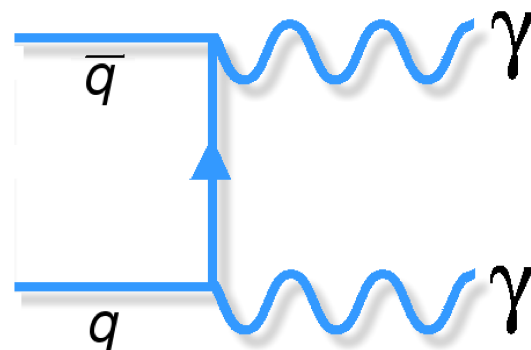
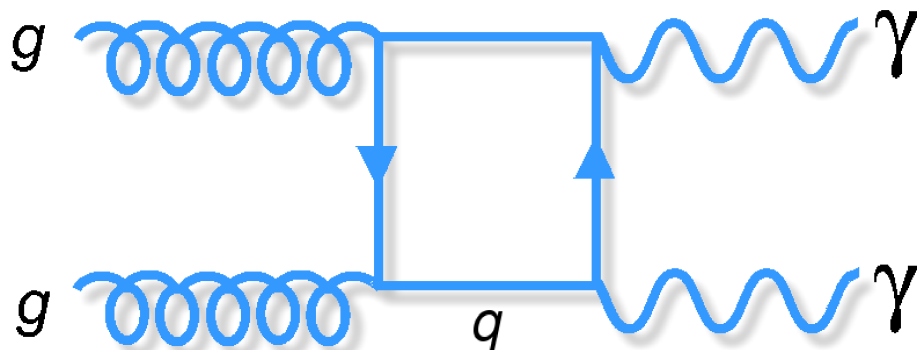
$$\sigma = 2610 \text{ fb}$$

- $(Z/\gamma^*) \rightarrow ee\gamma$: lorsque le photon est produit par le rayonnement des électrons :



Les bruits de fond réductibles

- $\gamma\gamma$ + jets et γ + jets : des partons très énergétiques peuvent produire de l'énergie transverse manquante. $\sigma = 26\ 000\text{ fb}$



- Facteur 1,4 : diagramme avec un boucle
- Facteur 1,68 : bruit de fond γ plus jets

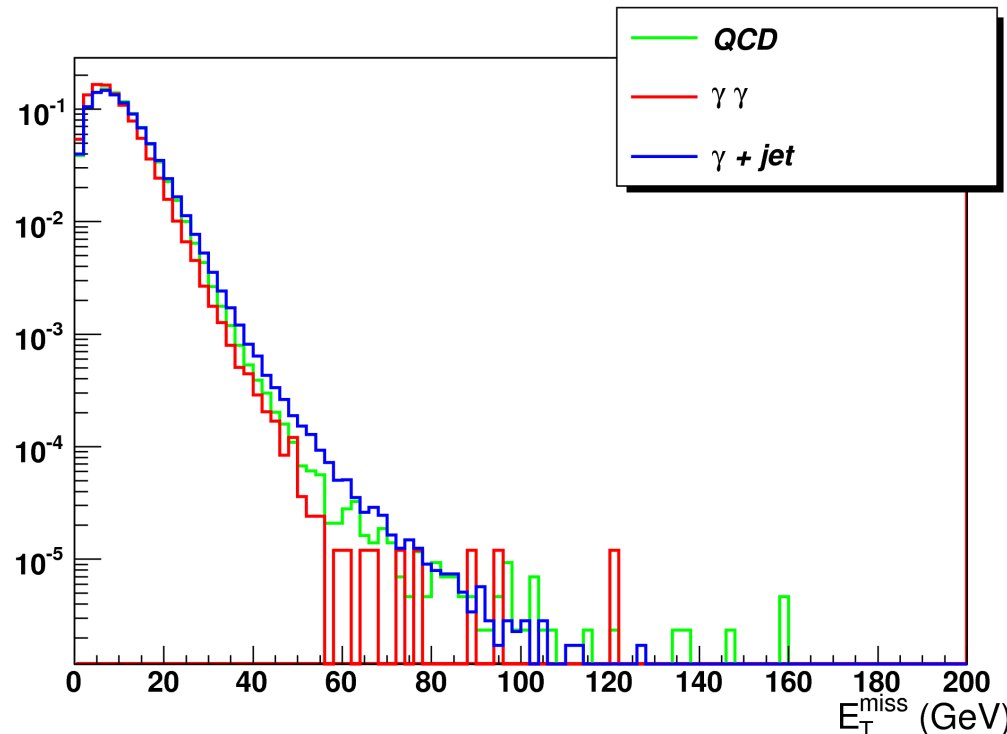
Signal Process	Cross-section (fb)	Background Process	Cross-section (fb)
$gg \rightarrow H$	21	$\gamma\gamma$	562
VBF H	2.7	Reducible γj	318
ttH	0.35	Reducible jj	49
VH	1.3	$Z \rightarrow e^+ e^-$	18

$$\frac{\sigma (\text{BdF réductible})}{\sigma (\text{BdF irréductible})} = 0,68$$

Résultats de l'analyse inclusive $H \rightarrow \gamma\gamma$ (note CSC)

Les bruits de fond réductibles

- distribution en énergie manquante des différents bruits de fond :



- Contribution des bruits de fond de QCD importante pour des valeurs élevée en énergie manquante,
- impact des autres coupures de l'analyse ?
- prendre le même rapport que l'analyse inclusive semble raisonnable.

Simulation des processus

- **Pythia** : signaux et rayonnement QCD à l'état initial et final des processus produits par les autres générateurs : produit gerbe partons et hadronisation (algo ajustés avec données LEP)
- **MadGraph** pour les événements avec un état final complexe : $W\gamma\gamma$, $Z\gamma\gamma$, $t\gamma\gamma$, $b\gamma\gamma$ et $c\gamma\gamma$. MadGraph doit être interfacé à Pythia pour inclure le rayonnement à l'état initial et final et pour hadronisation
- **AlpGen** : événements $\text{diphoton} + n \text{ jets}$: il inclut une méthode de matching entre l'élément de matrice et la gerbe partonique ce qui élimine tout double comptage.
- **Photos** pour la production de rayonnement QED
- La production de ces événements s'est déroulée dans le cadre des notes CSC :
 - les événements produits sur la grille de calculs.
 - écriture des jobOptions après validation
 - préparation des événements des générateurs MadGraph, AlpGen (utilisés dans notre étude) et Mc@NLO pour le groupe $H \rightarrow \gamma\gamma$.
- pour réduire la section efficace des bruits de fond, on applique des coupures au niveau des générateurs : (impulsion des photons et masse invariante).

Simulation du détecteur

- Simule la réponse du détecteur (Geant 4) :
 - environ 10 minutes pour chaque événement
 - Pour l'étude : 1,5 millions d'événements \Rightarrow 250 000 CPU.h.Sans tenir compte des itérations pour corriger les bugs de la simulation ni le temps d'analyse des événements.
- Une partie de la simulation s'est déroulée sur la grille de calcul. Pour augmenter la statistique de certains bruits de fond, j'ai utilisé des ressources locales :

- Le Centre de Calcul de Lyon
- Le Tier 3 de Grenoble
- Le Centre de Calcul de Sherbrooke
- Le cluster de l'université McGill



Sections efficaces des processus

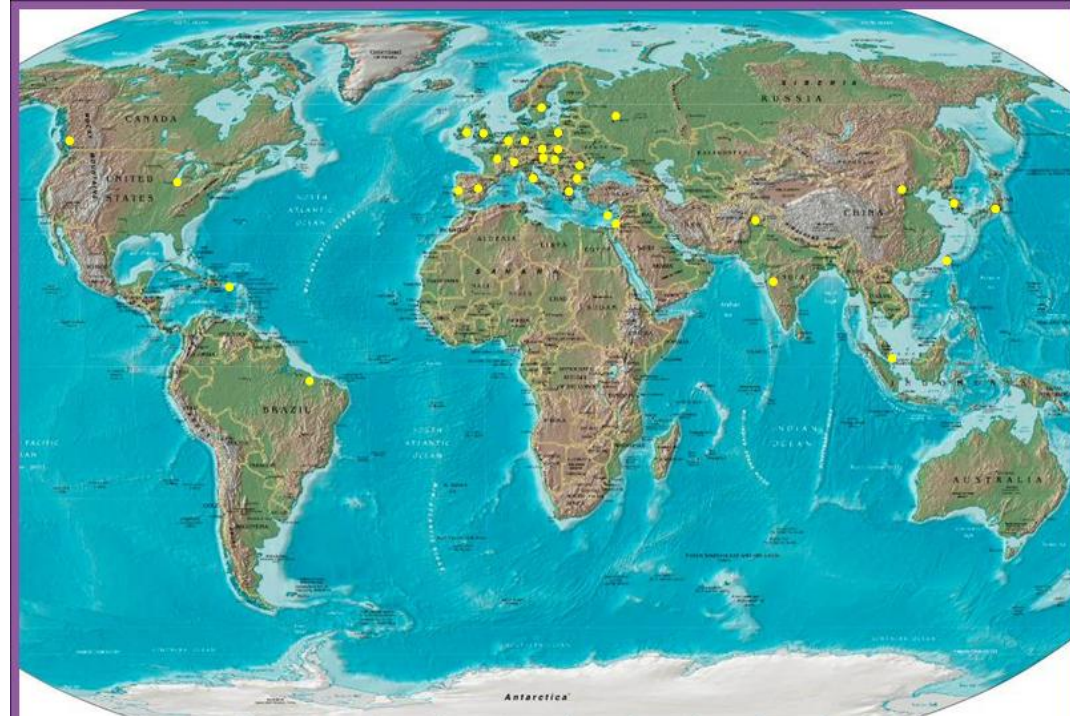
Processus	Générateur	Section efficace (en fb)	Facteur multiplicatif	Nombre d'événements (simulation complète)
$ZH \rightarrow \ell\ell\gamma\gamma$	PYTHIA	0.207	1	17500
$ZH \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma\gamma$	PYTHIA	0.284	1	17500
$W^\pm H \rightarrow \ell\nu_\ell\gamma\gamma$	PYTHIA	0.844	1	15700
$t\bar{t}H \rightarrow X\gamma\gamma$	PYTHIA	1.34	1	13000
$H \rightarrow \gamma\gamma$	PYTHIA	48.59	1	41900
$Z\gamma\gamma \rightarrow \ell\ell\gamma\gamma$	MADGRAPH	2.443	1	13250
$Z\gamma\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma\gamma$	MADGRAPH	4.865	1	12000
$W^+\gamma\gamma \rightarrow \ell^+\nu_\ell\gamma\gamma$	MADGRAPH	3.334	1	28200
$W^-\gamma\gamma \rightarrow \ell^-\bar{\nu}_\ell\gamma\gamma$	MADGRAPH	3.092	1	31500
$t\bar{t} + \gamma\gamma \rightarrow X\gamma\gamma$	MADGRAPH	1.97	7.5	4900
$b\bar{b} + \gamma\gamma \rightarrow X\gamma\gamma$	MADGRAPH	24.41	1	5000
$c\bar{c} + \gamma\gamma \rightarrow X\gamma\gamma$	MADGRAPH	257	1	5000
$(Z/\gamma^*)\gamma \rightarrow e^+e^-\gamma$	PYTHIA	558	1	22100
$W^\pm\gamma \rightarrow e^\pm\nu_e\gamma$	PYTHIA	2610.	2	218350
$\gamma\gamma + 0$ parton	ALPGEN	4870	1.68×1.40	425000
$\gamma\gamma + 1$ parton	ALPGEN	3660	1.68×1.40	353750
$\gamma\gamma + 2$ partons	ALPGEN	2660	1.68×1.40	275050

$\sim 100 \text{ fb}^{-1}$

TAB. 4.1 – Sections efficaces au premier ordre des processus utilisés dans l'analyse avec $m_H = 120 \text{ GeV}.c^{-2}$. Les sections efficaces incluent les rapports d'embranchement lorsqu'ils sont précisés dans le processus et également un filtre sur les impulsions des particules au niveau du générateur. La désintégration X signifie que toutes les désintégrations sont autorisées. Dans les désintégrations leptoniques, ℓ signifie électron, muon ou lepton τ .

Analyse des événements simulés

- reconstruction : AOD (Analysis Object Data) : les données réelles reconstruites seront enregistrées dans ce type de fichier.
- Le groupe $H \rightarrow \gamma\gamma$ a développé un programme d'analyse contenant les outils nécessaires
 - reconstruction des photons,
 - vertex de désintégration du boson de Higgs
 - conversion des photons
 - correction des quadri-vecteurs des photons
- grille de calcul LCG pour l'analyse



Reconstruction des photons

- Bonne identification des photons pour rejeter le bruit de fond réductible produit par des jets.
- Pour réduire la contribution des bruits de fond de QCD, on utilise des variables basées sur la forme de la gerbe :
 - fuite dans le premier compartiment du calorimètre hadronique
 - taille latérale de la gerbe dans la seconde couche du calorimètre EM.
 - taille transverse dans la première couche du calorimètre EM
- La granularité du calorimètre électromagnétique \Rightarrow rejeter les pions π^0 .
- Coupures d'isolation des traces :

	All	quark-jet	gluon-jet
	<i>before isolation cut</i>		
Rejection	5070 ± 120	1770 ± 50	15000 ± 700
	<i>after isolation cut</i>		
Rejection	8160 ± 250	2760 ± 100	27500 ± 2000

Rejet mesuré pour des jets ayant une énergie transverse : $ET > 25 \text{ GeV}$.

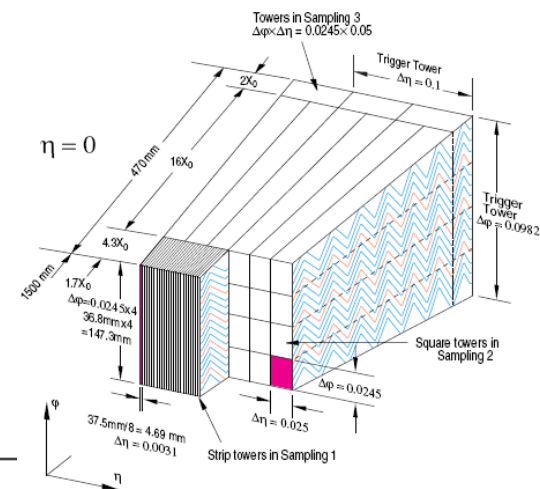
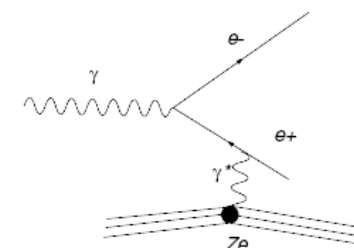


Figure 2-ii Readout granularity of the EM calorimeter.

- Les photons peuvent se convertir en deux électrons : la gerbe électromagnétique débute avant la première couche du calorimètre.
 - 57 % des événements sélectionnés ont au moins un photon converti

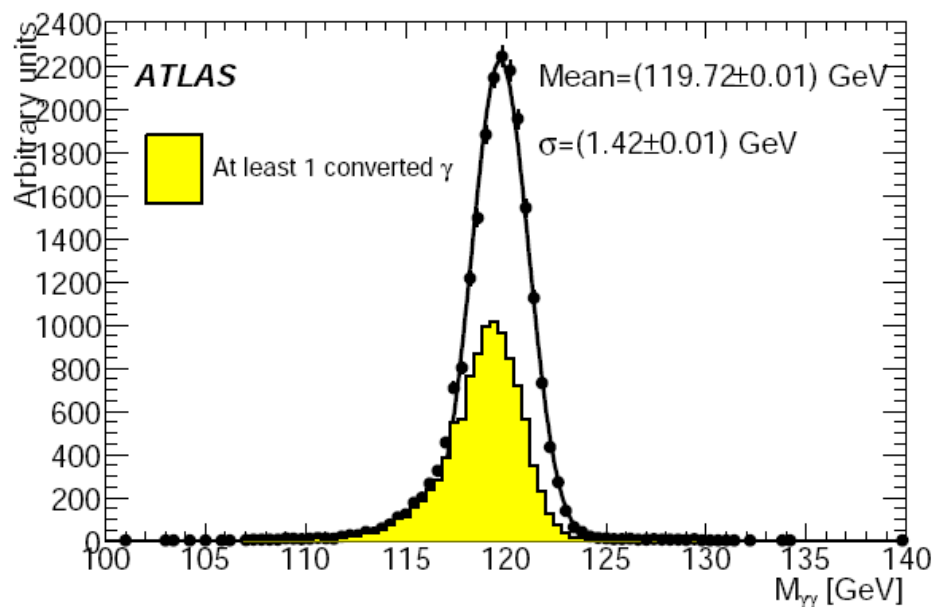


Reconstruction des photons

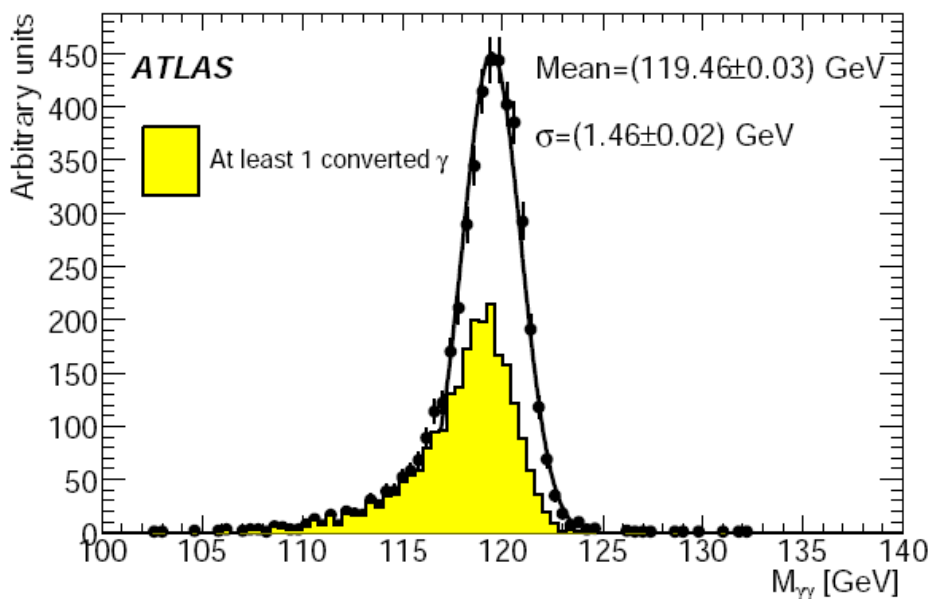
Les photons sont reconstruits dans le calorimètre avec différentes tailles de clusters suivant que le photon soit converti ou non (3x7 clusters pour de photons convertis, 3x5 clusters pour des photons non-convertis, 5x5 clusters dans les régions « avant »)

- La reconstruction de la position du vertex primaire bénéficie d'une résolution de :
 - 13 mm si les photons sont reconstruits dans le tonneau
 - 17 mm si un des photons est reconstruit dans le bouchon
 - 41 mm si les deux photons sont reconstruits dans le bouchon.

sans pile-up



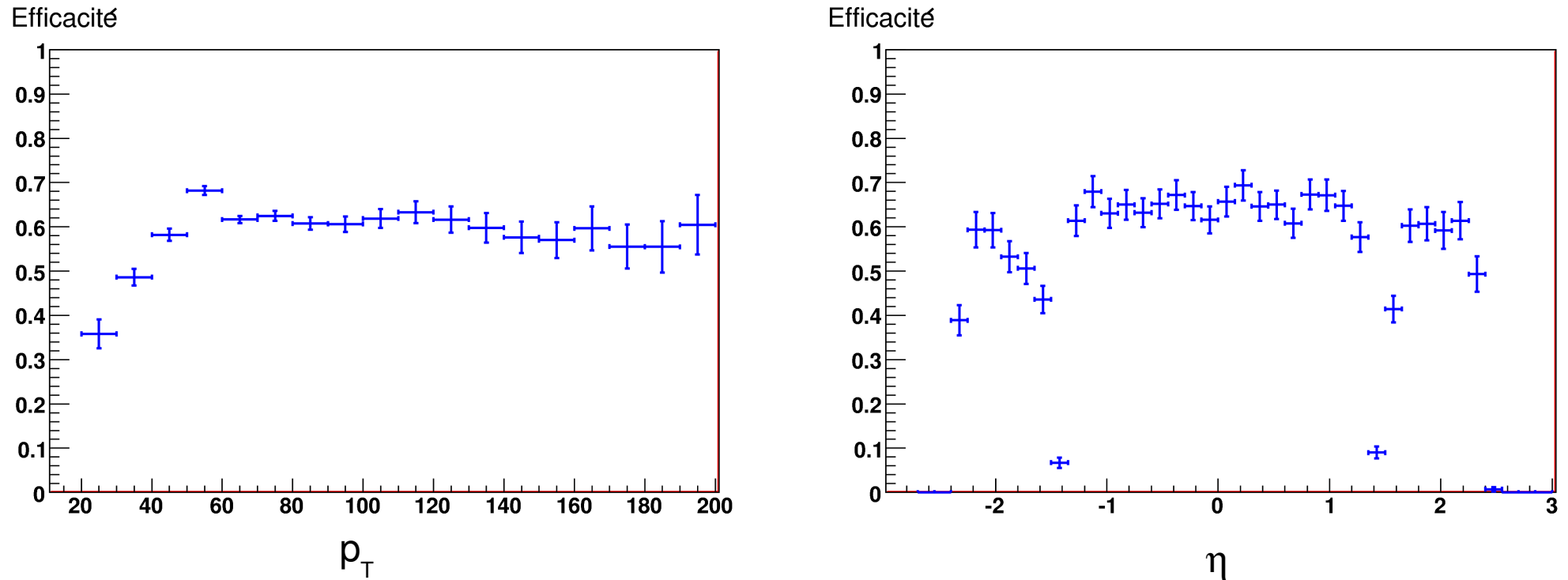
Géométrie idéale



Géométrie désalignée

Invariant mass distributions after trigger and identification cuts

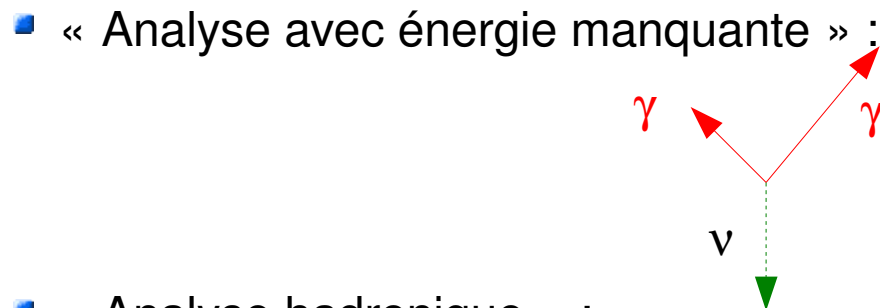
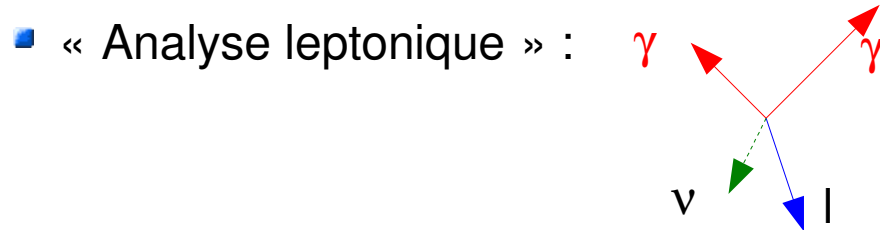
Reconstruction des photons



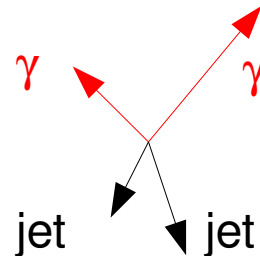
Efficacité de reconstruire les deux photons en fonction de
l'impulsion transverse et la pseudo-rapidité du photon de plus
haute impulsion transverse
($WH \rightarrow l\nu\gamma\gamma$)

Reconstruction des événements $ZH/WH \rightarrow \gamma\gamma$ avec ATLAS

- Nous avons développé trois analyses suivant la topologie de l'événement :



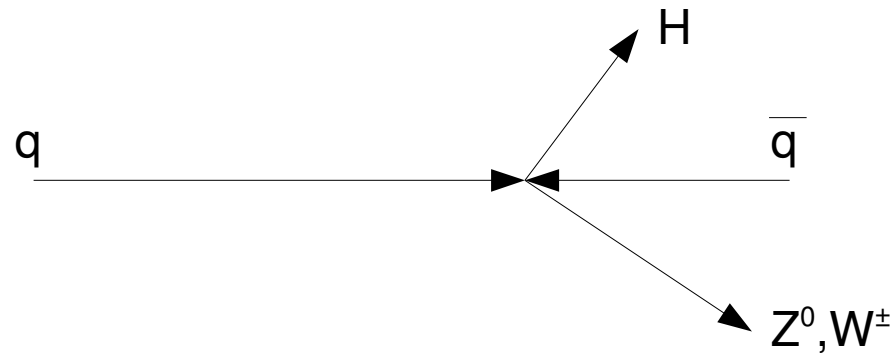
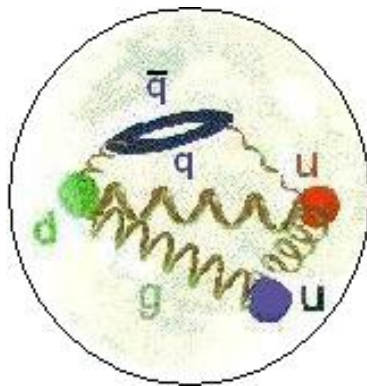
- « Analyse hadronique » :



- Les analyses ont été développées pour un boson de Higgs de 120 GeV, l'analyse peut-être adaptée à d'autres masses (110 à 150 GeV).

Coupures sur les photons

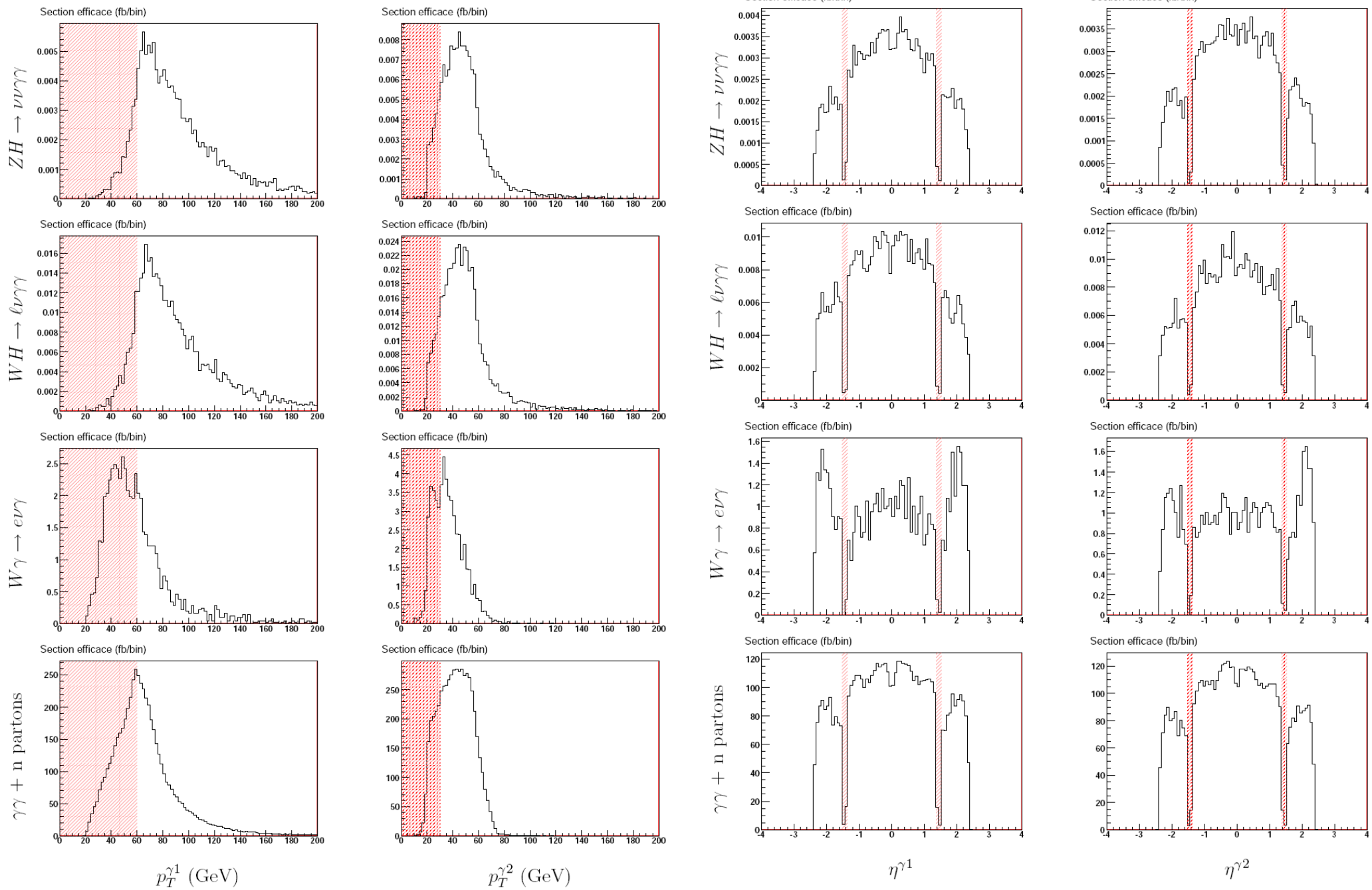
- Dans l'ensemble des analyses, on utilise les mêmes critères de sélection des photons développés pour l'analyse inclusive (fusion de gluons).
- Les événements de production associée intéressants = présence d'un boson de Higgs boosté dans le plan transverse :



$$p_T^{\text{photon1}} > 60 \text{ GeV}, \quad p_T^{\text{photon2}} > 30 \text{ GeV}$$

Pas de photon dans les régions de crack ($1.37 < \eta < 1.52$)

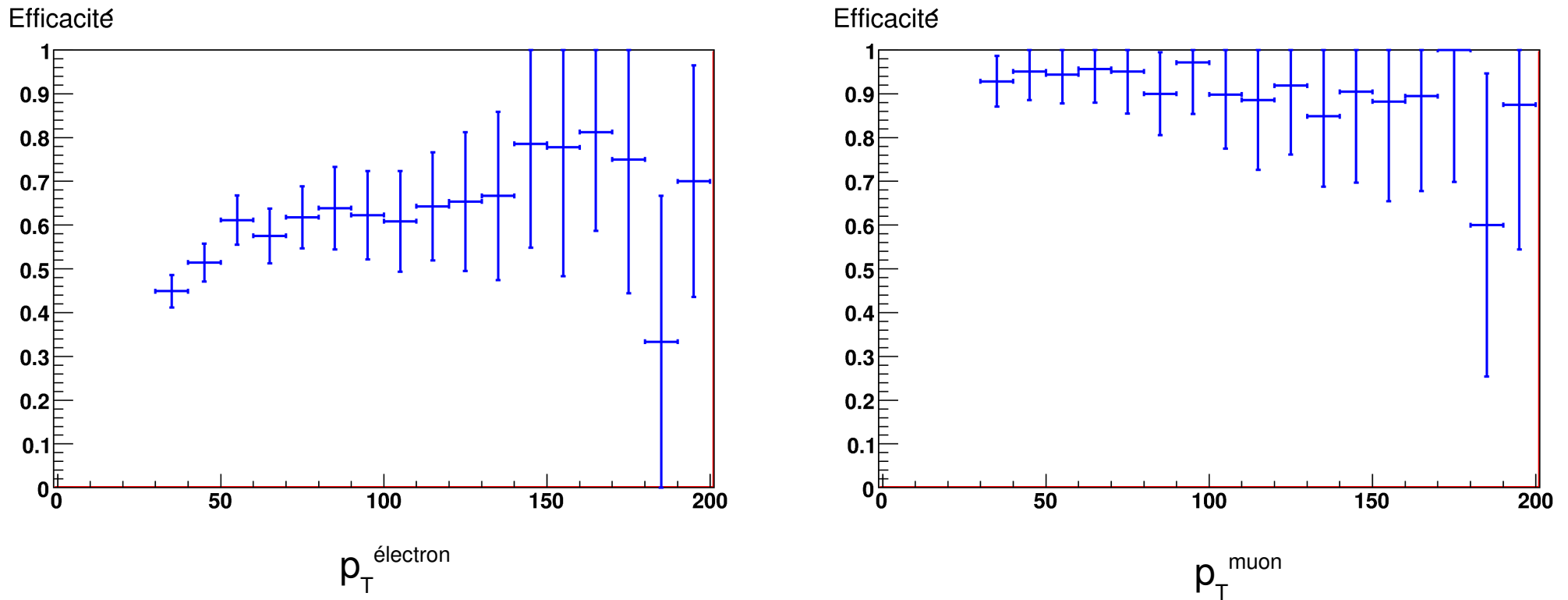
Coups sur les photons



Analyse leptonique

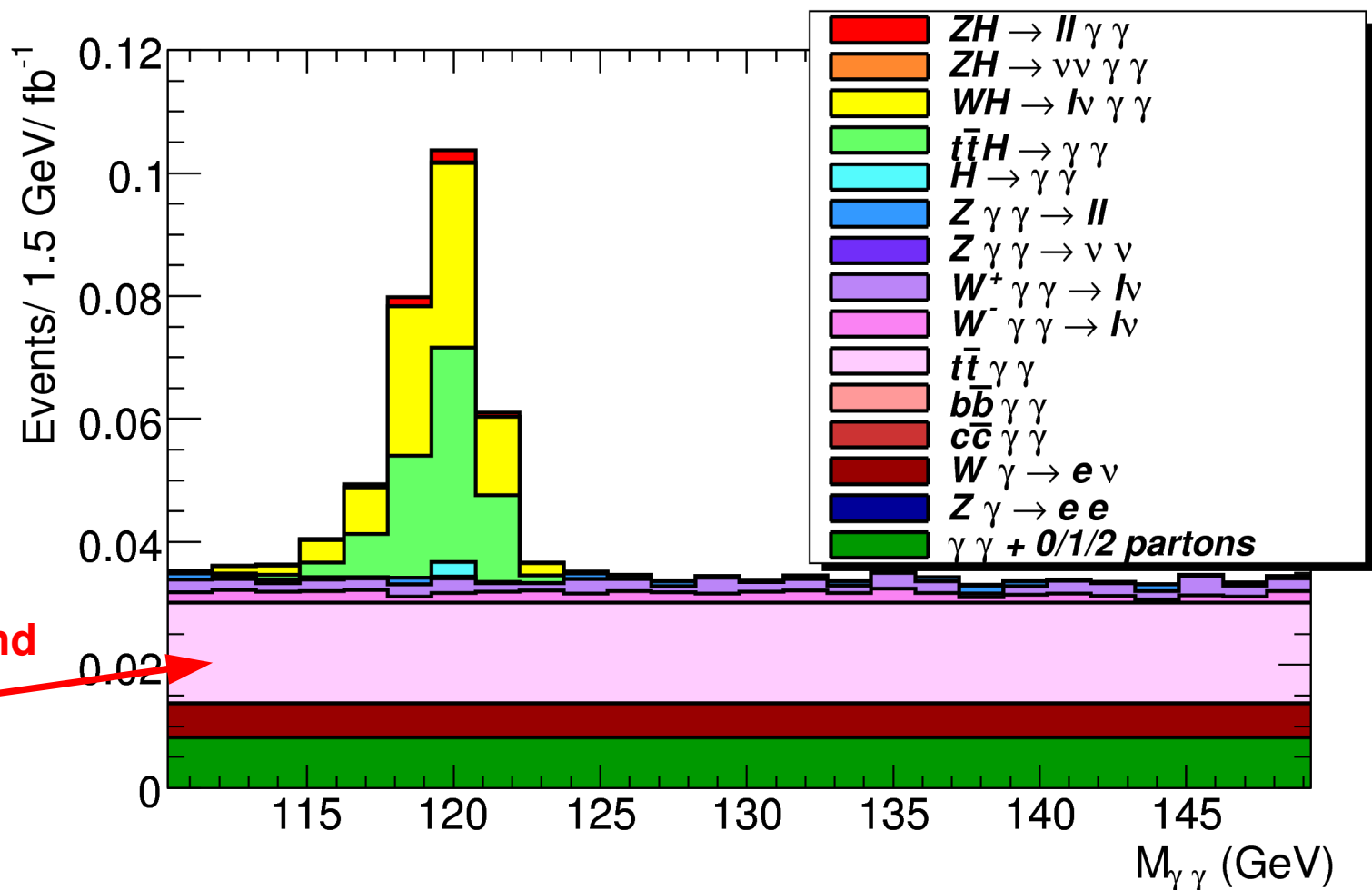
- $P_T^{\gamma 1} > 60 \text{ GeV}$, $P_T^{\gamma 2} > 30 \text{ GeV}$, pas de photon dans les régions de « crack »
 - permet de réduire les bruits de fond QED et QCD
- $P_T^{e,\mu} > 30 \text{ GeV}$ avec
 - coupures fortes pour les électrons (isem mask = 0xFFFF)
 - muon isolé reconstruit avec l'algorithme Staco
 - permet de réduire la contribution des bruits de fond, $\bar{c}\bar{c}$, $\bar{b}\bar{b}$ et $\bar{t}\bar{t}$
- $P_T^{\text{miss}} > 30 \text{ GeV}$
- $M_{e\gamma} < 80$ ou $M_{e\gamma} > 100 \text{ GeV}$
 - permet de réduire la contribution du Drell-Yan (Z/γ^*) $\rightarrow e e \gamma$ pour lequel un des deux électrons est reconstruit comme un photon

Reconstruction des leptons



Efficacité de reconstruire les leptons en fonction de l'impulsion
transverse des électrons et muons
($WH \rightarrow l\nu\gamma\gamma$)

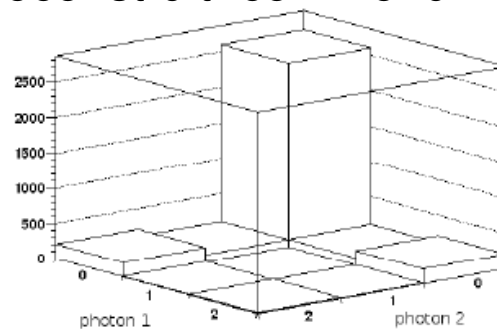
Analyse leptonique



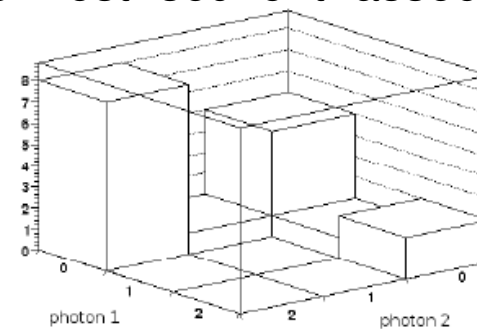
Distribution en masse invariante des photons obtenue
après l'analyse Higgs plus lepton.

Analyse Higgs + E_T^{miss}

- $P_T^{\gamma 1} > 60 \text{ GeV}$, $P_T^{\gamma 2} > 30 \text{ GeV}$, pas de photon dans les régions de « crack »
 - permet de réduire les bruits de fond QED et QCD
- $P_T^{\text{miss}} > 80 \text{ GeV}$
- $\sum |P_T^{\text{jet}}| < 150 \text{ GeV}$
 - permet d'éliminer les événements avec une forte activité hadronique (ttH, bruits de fond de QCD)
- Photons non-convertis
 - un electron reconstruit comme un photon est souvent associé à une conversion



$ZH \rightarrow \nu\nu\gamma\gamma$

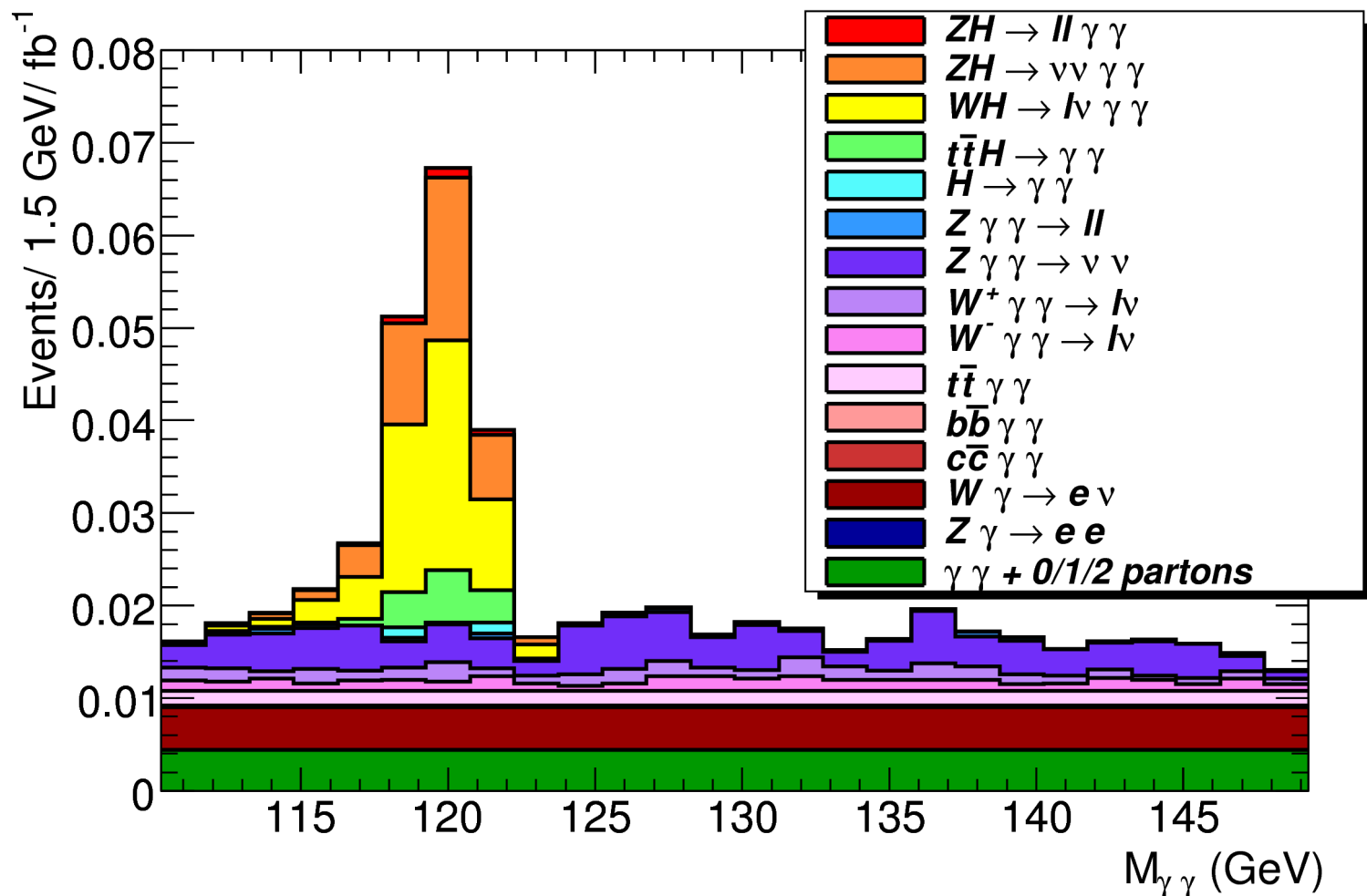


$W\gamma \rightarrow e\nu\gamma\gamma$

FIG. 5.20 – Conversion des photons des événements $ZH \rightarrow \nu\nu\gamma\gamma$ et $W\gamma \rightarrow e\nu\gamma\gamma$ pour chacun des deux photons : 0 signifie que le photon est non-converti, 1 signifie que le photon est converti et associé à une trace et 2 que le photon est converti et associé à deux traces.

- Événements non sélectionnés par l'analyse leptonique
 - permet une combinaison des analyses sans double comptage

Analyse Higgs + E_T^{miss}



Distribution en masse invariante des photons obtenue
après l'analyse Higgs plus E_T^{miss} .

Déclenchement de l'enregistrement des données

- A haute luminosité, le LHC va produire un milliard de collisions de protons par seconde (les paquets de protons se croisent 40 millions de fois par seconde).
- 200 seront enregistrées par le système de déclenchement (Trigger)
- Pour la recherche du boson de Higgs se désintégrant en deux photons, on a 2 signatures :
 - un photon avec une impulsion transverse > 60 GeV
 - deux photons isolés avec une impulsion transverse > 20 GeV

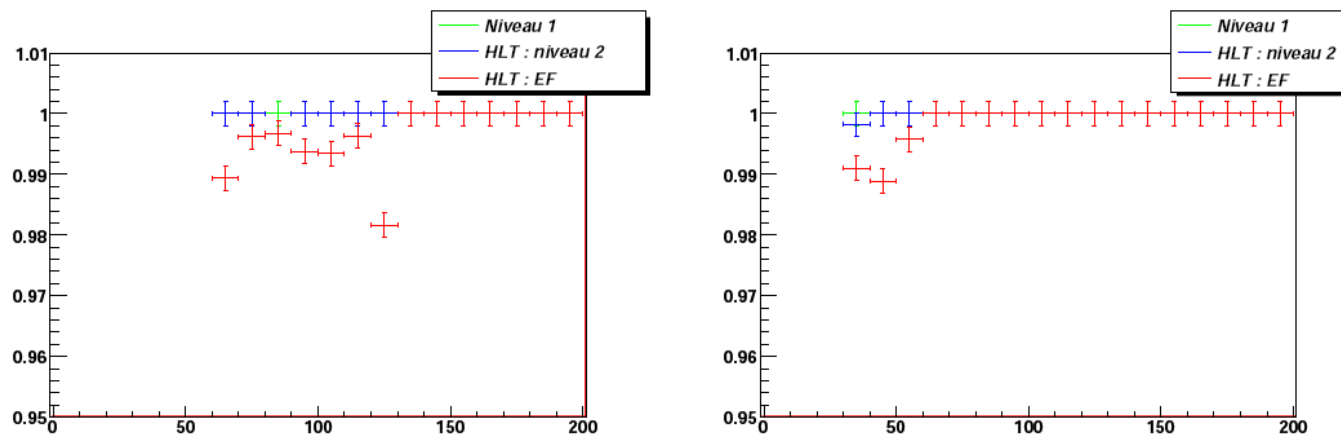
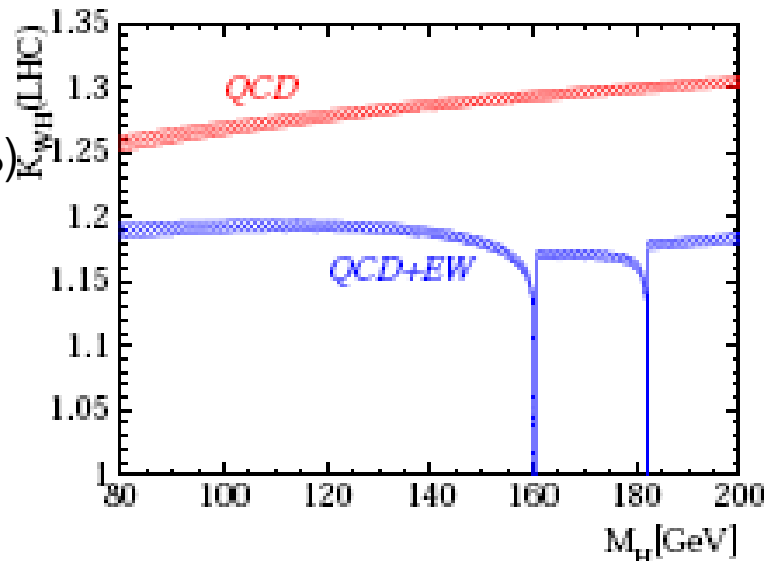


FIG. 5.25 – Efficacité du déclenchement de l'enregistrement des données des événements $ZH \rightarrow \nu\nu\gamma\gamma$ après avoir appliqué les coupures de l'analyse Higgs + E_T^{miss} , en fonction de l'impulsion transverse du premier et second photon par ordre décroissant d'impulsion transverse à gauche et à droite respectivement.

Incertitudes

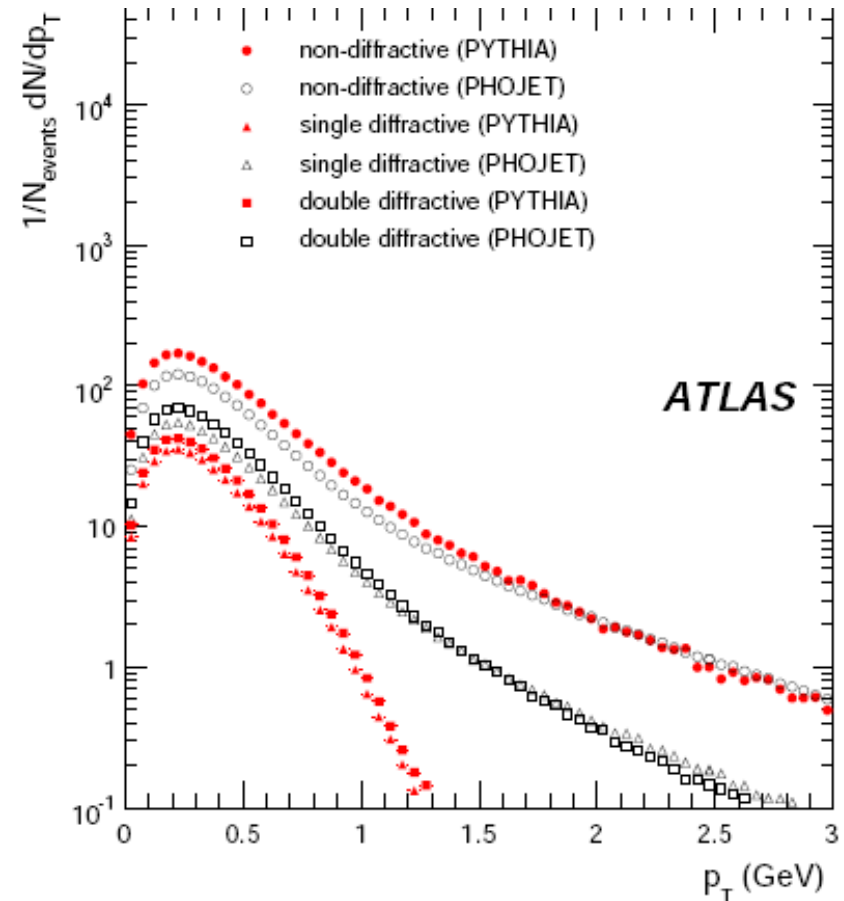
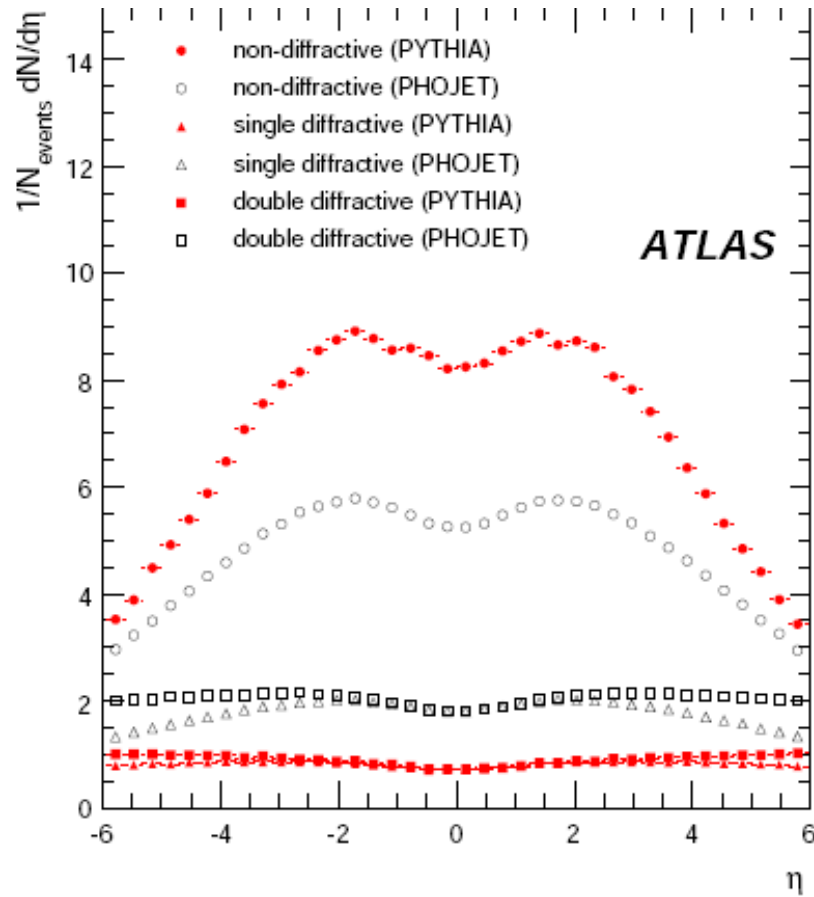
- Les analyses souffrent de nombreuses incertitudes :
 - incertitudes théoriques :
 - Valeurs des sections efficaces (estimées au premier ordre LO) ~20 % (mais bdf aussi au NLO)
 - Le rayonnement à l'état initial et final de photons (PHOTOS, leading log approx)
 - Double comptage entre certains bruits de fond ($W\gamma$ et $W\gamma$)
 - PDF (fonctions de distributions partoniques) ~ 7%
 - incertitudes dues aux conditions de run :
 - Mesure de la luminosité intégrée (10-15% puis 5%)
 - « pile-up » : effets bien connus avec données
 - incertitudes dues à la reconstruction :
 - résolution de mesure de l'impulsion des photons
 - taux de mauvaise identification
 - incertitudes statistiques
 - Avec suffisamment d'événements simulés, cette incertitude est négligeable. Malgré la grande quantité de données simulées (plusieurs millions d'événements) :



Higgs + lepton : 10 % et Higgs + E_T^{miss} : 16 %

Simulation du détecteur

Le pile-up n'est pas inclus :



diffractive : proton brisé sans échange de couleur

non-diffractive : bas $p_T^{(a)}$ principalement

(b)

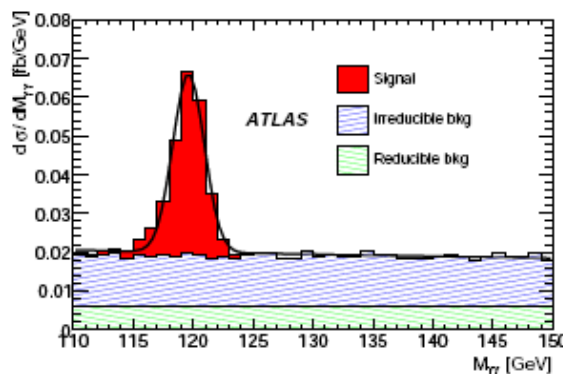
Figure 2: Pseudorapidity (a) and transverse momentum distribution (b) of stable charged particles from simulated 14 TeV pp inelastic collisions generated using PYTHIA and PHOJET event generators.

Incertitudes

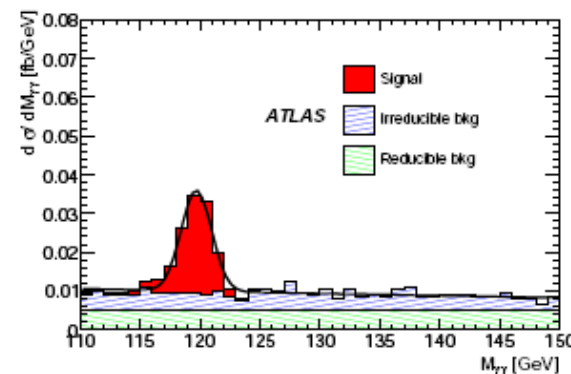
- Les analyses souffrent de nombreuses incertitudes :
 - incertitudes théoriques :
 - Valeurs des sections efficaces (estimées au premier ordre LO) ~20 % (mais bdf aussi au NLO)
 - Le rayonnement à l'état initial et final de photons (PHOTOS, leading log approx)
 - Double comptage entre certains bruits de fond ($W\gamma$ et $W\gamma$)
 - PDF (fonctions de distributions partoniques) ~ 7%
 - incertitudes dues aux conditions de run :
 - Mesure de la luminosité intégrée (10-15% puis 5%)
 - « pile-up » : effets bien connus avec données
 - incertitudes dues à la reconstruction :
 - résolution de mesure de l'impulsion des photons
 - taux de mauvaise identification
 - incertitudes statistiques
 - Avec suffisamment d'événements simulés, cette incertitude est négligeable. Malgré la grande quantité de données simulées (plusieurs millions d'événements) :
- Higgs + lepton : 10 % et Higgs + E_T^{miss} : 16 %

Signifiante Statistique

- RooFit : package de ROOT qui permet de produire des pseudo-expériences : on produit des événements de bruit de fond suivant une exponentielle et les événements du signal suivant une gaussienne.
- Pour chacune des pseudo-expériences, on ajuste la distribution par :
 - hypothèse Bruit de fond : exponentielle
 - hypothèse Signal + BdF : gaussienne + exponentielle



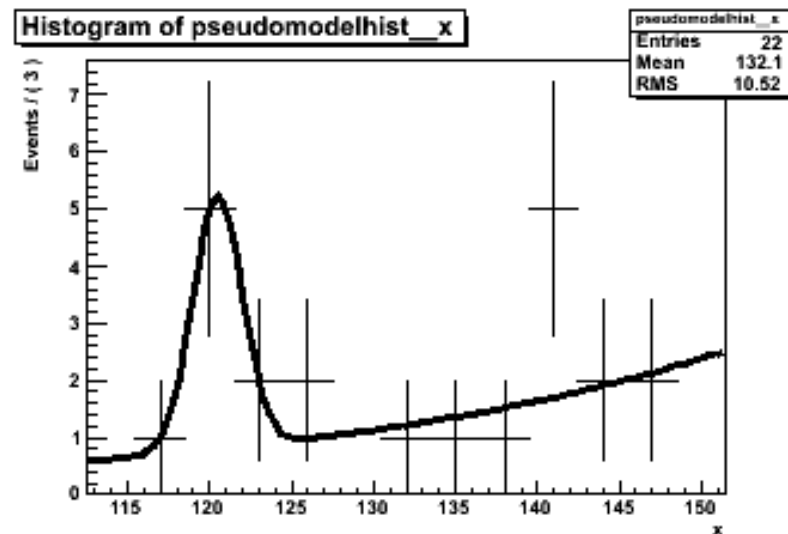
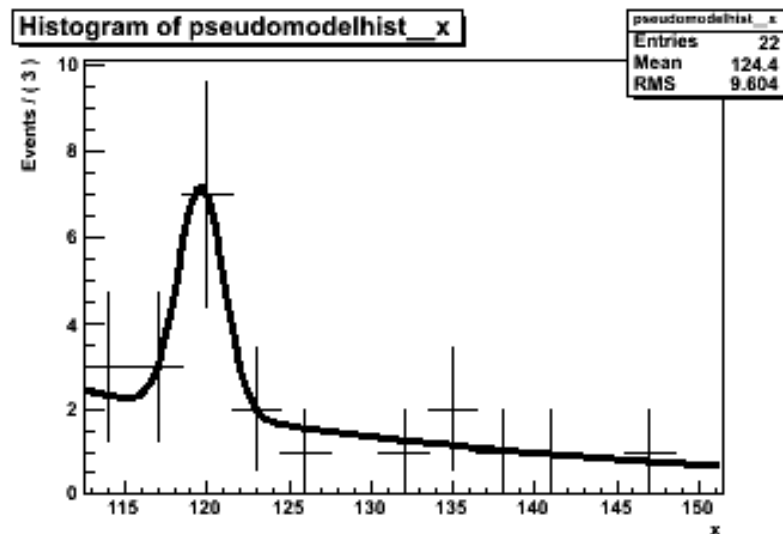
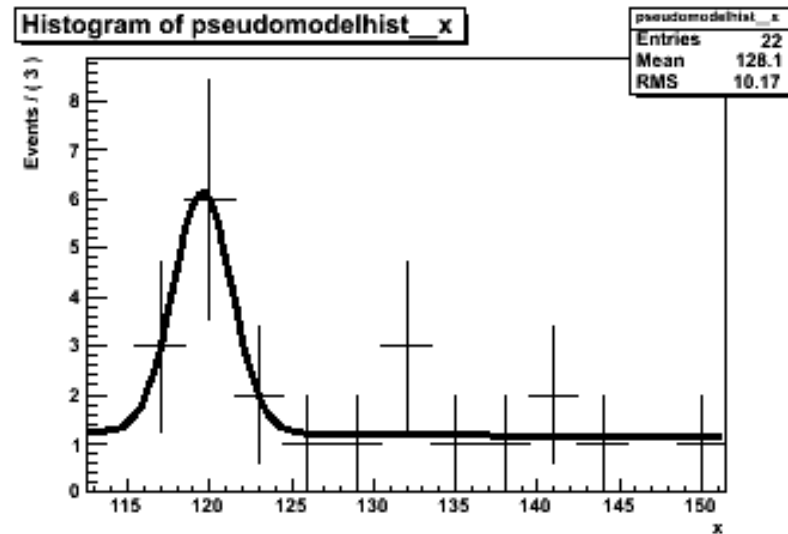
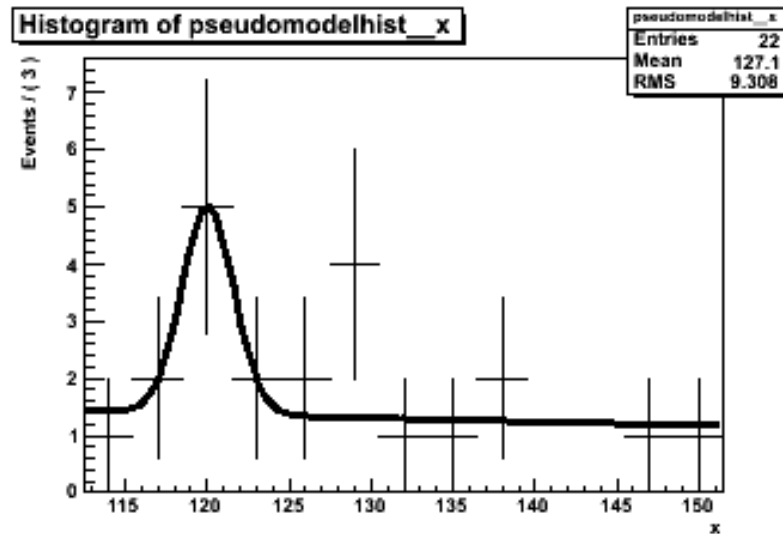
Analyse Higgs + lepton



Analyse Higgs + E_T^{miss}

FIG. 5.27 – Ajustement de la distribution d'événements par une exponentielle pour les bruits de fond et une gaussienne pour les signaux pour l'analyse Higgs + lepton à gauche et Higgs + E_T^{miss} à droite.

Signifiante Statistique



Distributions en masse invariante des photons pour 4 pseudo-expériences pour l'analyse avec lepton pour 30 fb^{-1} .

Signifiance Statistique

- Pour obtenir la signifiance statistique de l'analyse combinée des deux analyses, on produit des pseudo-expériences suivant les deux catégories : on fit chacune des deux distributions par :
 - une exponentielle dans l'hypothèse BdF
 - une exponentielle + une gaussienne dans l'hypothèse S + BdF
 - la valeur moyenne de la gaussienne doit être la même pour les deux analyses (même masse du Higgs reconstruit).
 - la largeur de la gaussienne est fixée par la résolution attendue
- Après le fit combiné, on obtient une valeur de vraisemblance.
- On a accès à la signifiance par la relation suivante [9] :

$$\sigma = \sqrt{2 (\log(\mathcal{L}^B) - \log(\mathcal{L}^{S+B}))}$$

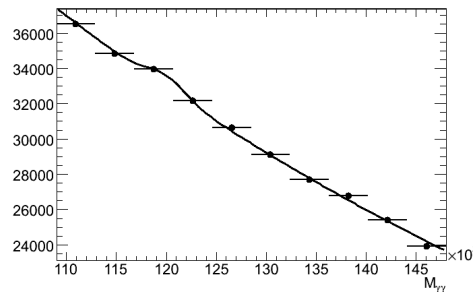
	$H + E_T^{\text{miss}} + \ell$	$H + E_T^{\text{miss}}$	Combinaison
$\sigma(S, B)$	2.23	1.72	2.82
$\sigma(S, 2 \times B)$	1.71	1.33	2.17

Signifiances (pour 30 fb^{-1}) en combinant les analyses de production associée. (les valeurs sont également données en doublant la contribution des bruits de fond dû aux incertitudes difficiles à évaluer)

Signifiante statistique du canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ pour 30 fb^{-1}

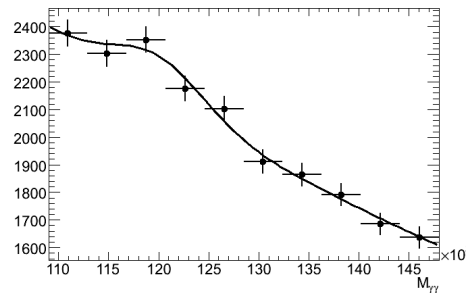
$$\sigma_{Comb} \sim \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2 + \sigma_3^2}$$

gluon-gluon
Production



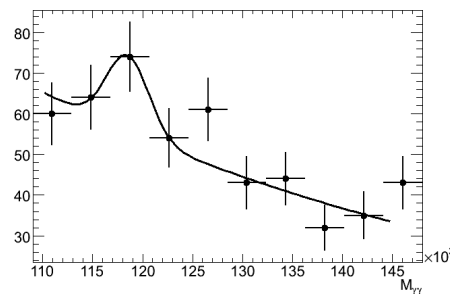
$\sigma = 4,3$

VBF Production
(Higgs + 1 jet)



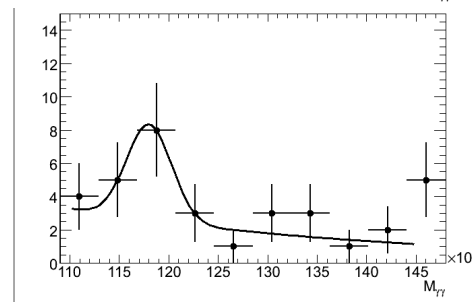
$\sigma = 2,8$

VBF Production
(Higgs + 2 jets)



$\sigma = 2,8$

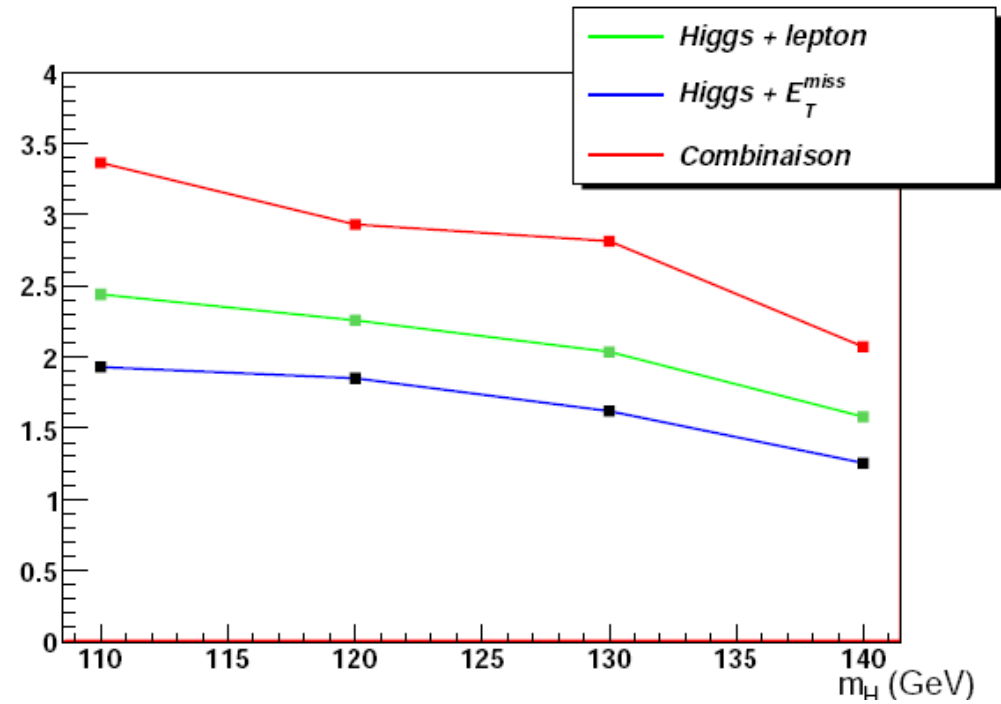
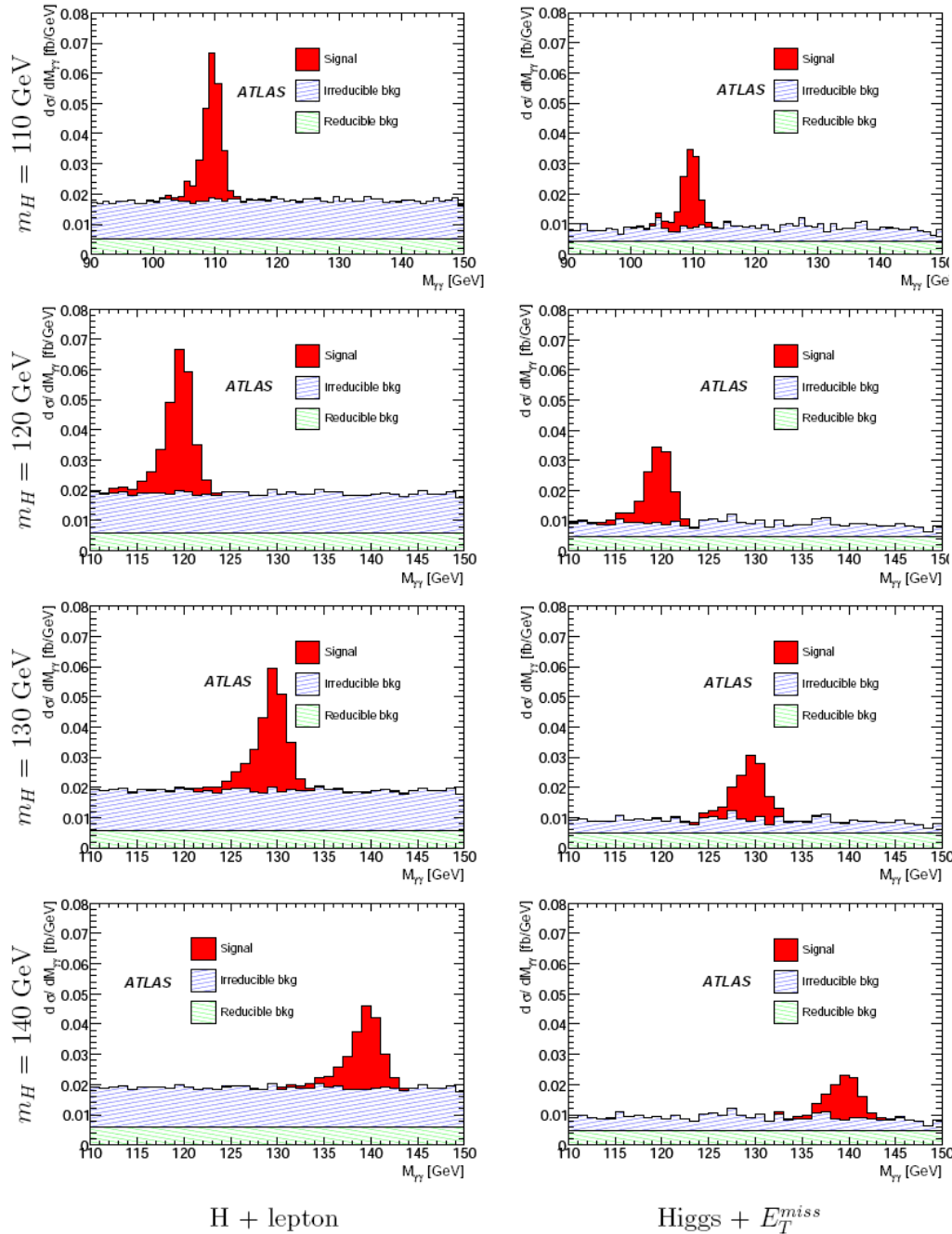
Production associée
ZH/WH



$\sigma = 5,1$

$\sigma = 5,8$

Etudes d'autres masses m_H

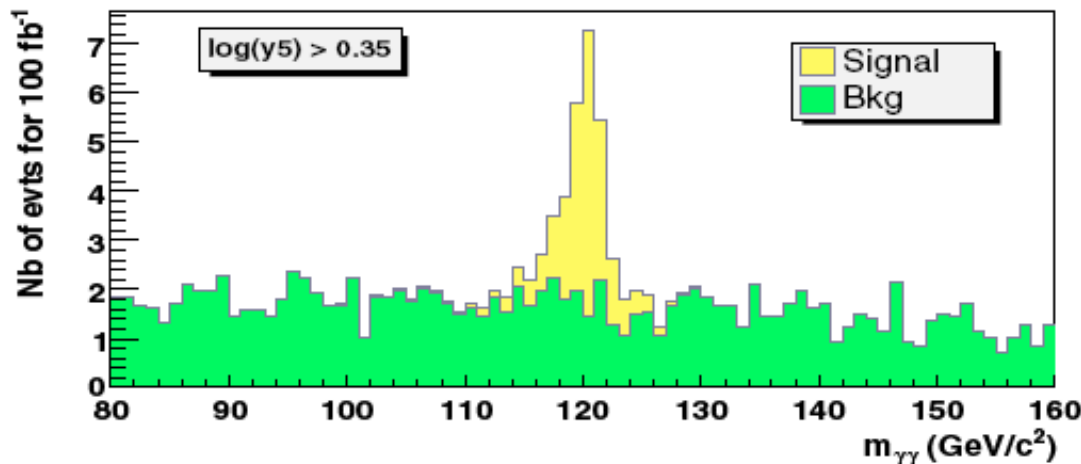


Signifiacances (pour 30 fb^{-1}) des analyses de production associée en fonction de la masse du boson de Higgs.

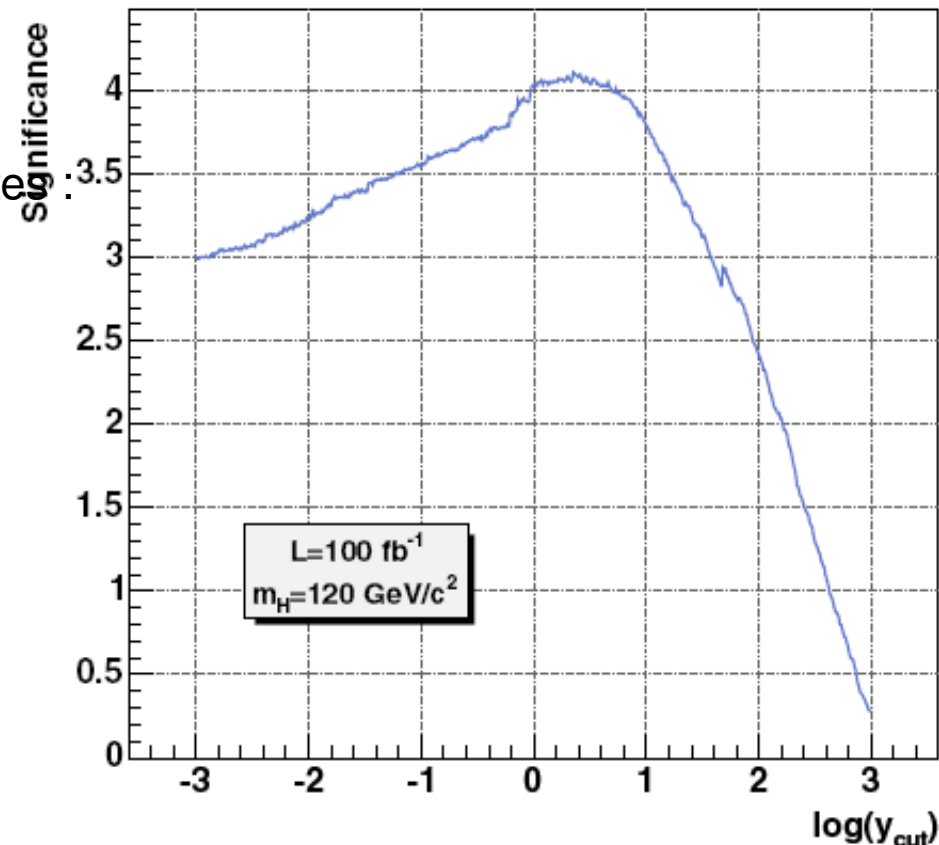
Distribution en masse invariante des photons

Comparaison avec l'expérience CMS

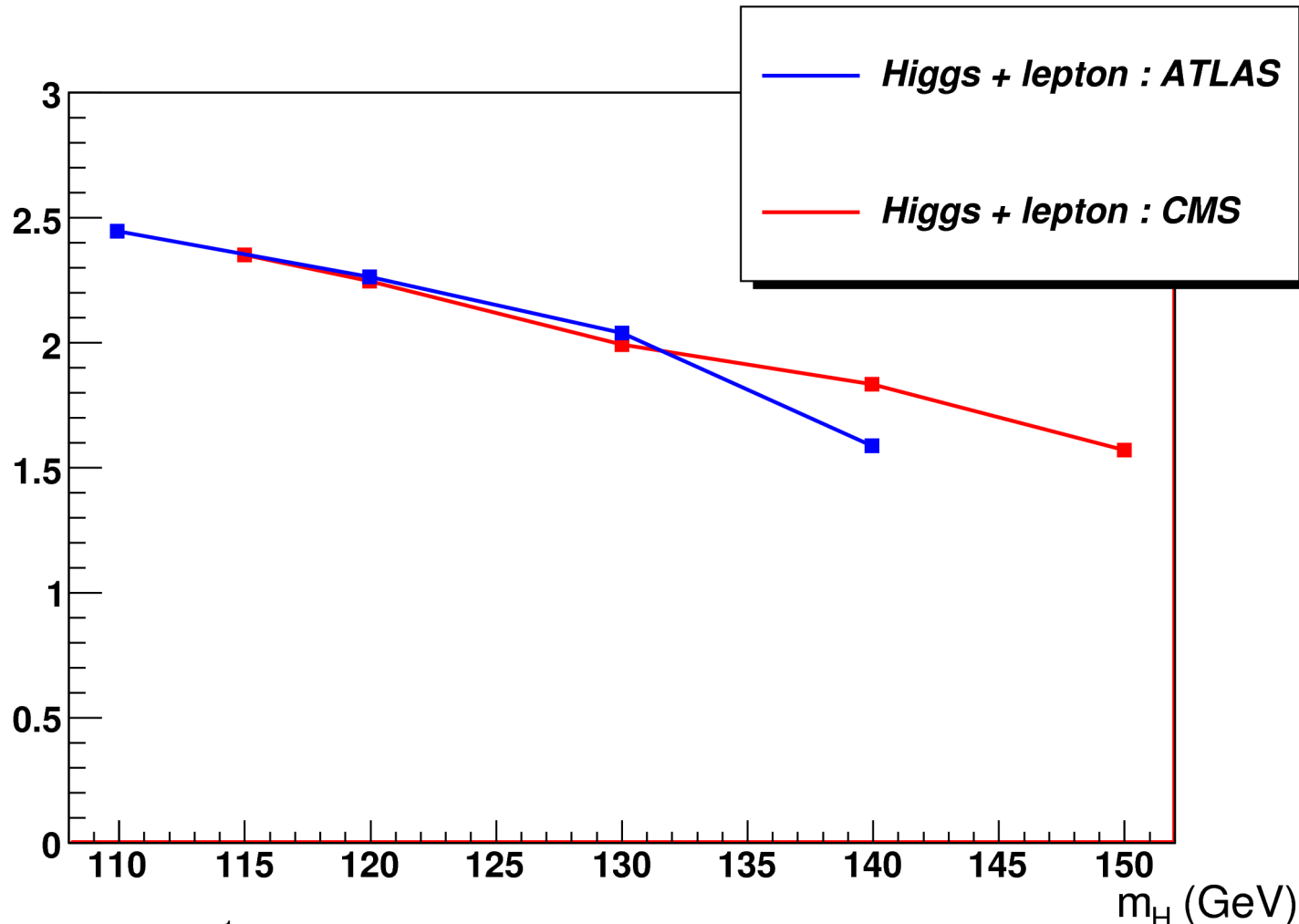
- CMS a envisagé l'analyse Higgs + lepton mais pas l'analyse Higgs + E_T^{miss}
- CMS a des coupures moins strictes sur les leptons et photons (k-facteur, pas DY ...)
- CMS utilise des méthode likelihood (vraisemblance) pour améliorer le rejet du bruit de fond
- On a choisi une analyse avec coupures :
 - nous n'avons pas assez de statistiques en simulation complète
 - il sera plus facile d'ajuster les coupures en fonction des données (contribution QCD)
- Pour ces raisons, CMS a des résultats plus optimistes :



Results from :



Comparaison avec l'expérience CMS



Signifiiances (pour 30 fb^{-1}) pour l'analyse Higgs + leptons en fonction de la masse du boson de Higgs : pour CMS, j'ai multiplié les signifiiances données dans le TDR pour 100 fb^{-1} par $\sqrt{0,3}$.

Les signifiiances ont des valeurs très proches mais il s'agit d'une coïncidence :

CMS n'a pas pris en compte la contribution $t\bar{t}H$, nous avons des coupures plus strictes, nous avons estimé la signifiante sans pile-up et CMS avec le pile-up de haute luminosité (10^{34} fb^{-1}).

Mesures des couplages

- Les propriétés de la nouvelle résonance devront être mesurées. Afin de confirmer la nature du boson de Higgs, nous devons mesurer ses couplages aux particules du MS.
- La mesure des sections efficaces des analyses Higgs + lepton et Higgs + E_T^{miss} permet une mesure des couplage du boson de Higgs aux bosons Z et W :

$$\sigma_{Higgs+lepton} \propto g_{tH}^2 \text{ et } g_{WH}^2$$
$$\sigma_{Higgs+E_T^{\text{miss}}} \propto g_{tH}^2, g_{WH}^2 \text{ et } g_{ZH}^2$$

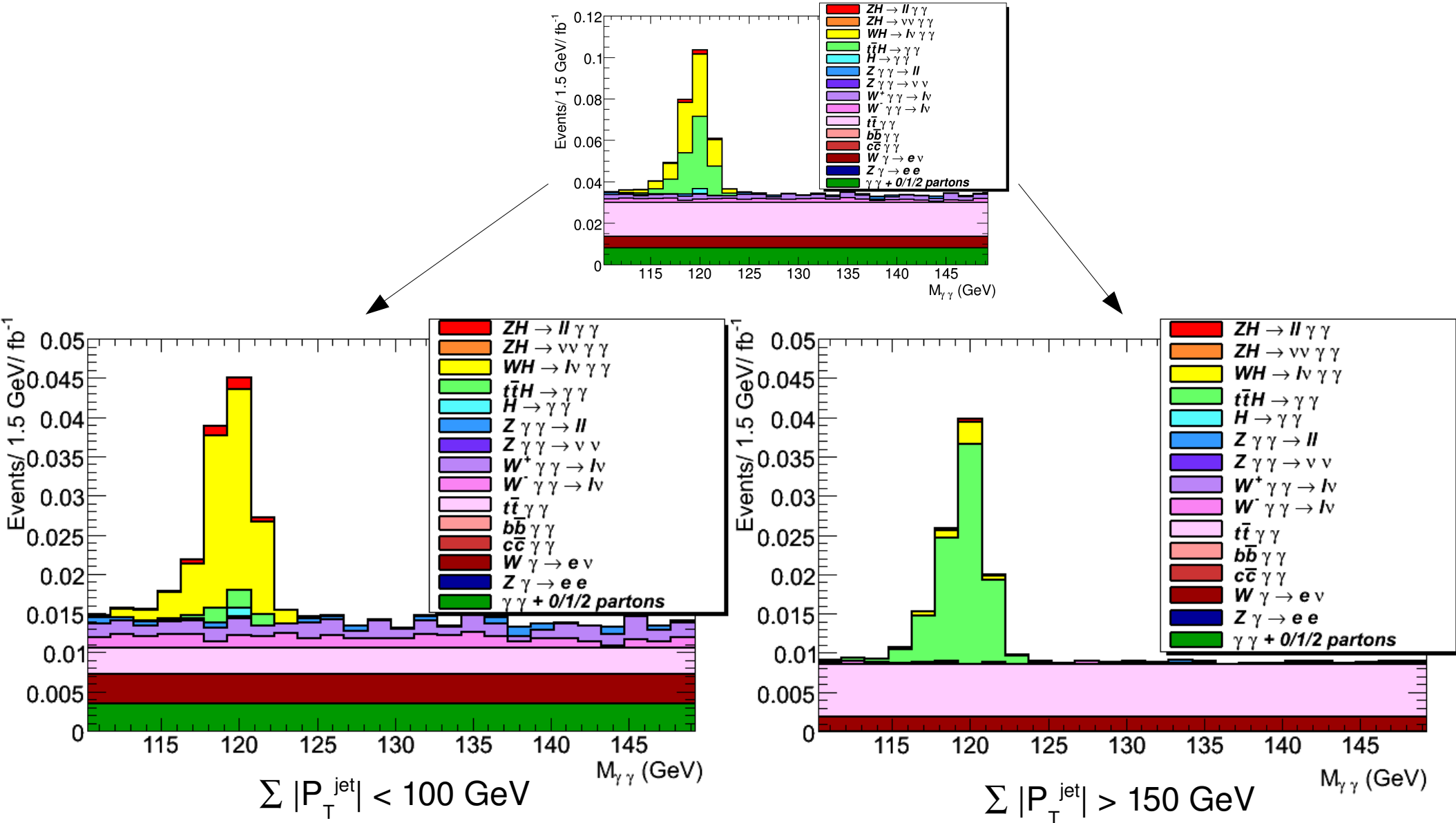
- L'incertitude statistique sur la mesure des couplages est donnée par :

$$\frac{\delta N}{N} = \frac{1}{\sqrt{N}} = \frac{\delta \sigma}{\sigma} = \frac{\delta g^2}{g^2} = \frac{2\delta g}{g}$$

- Couplages mesurés avec une erreur de 22% après 30 fb⁻¹ et 13 % après 100 fb⁻¹.

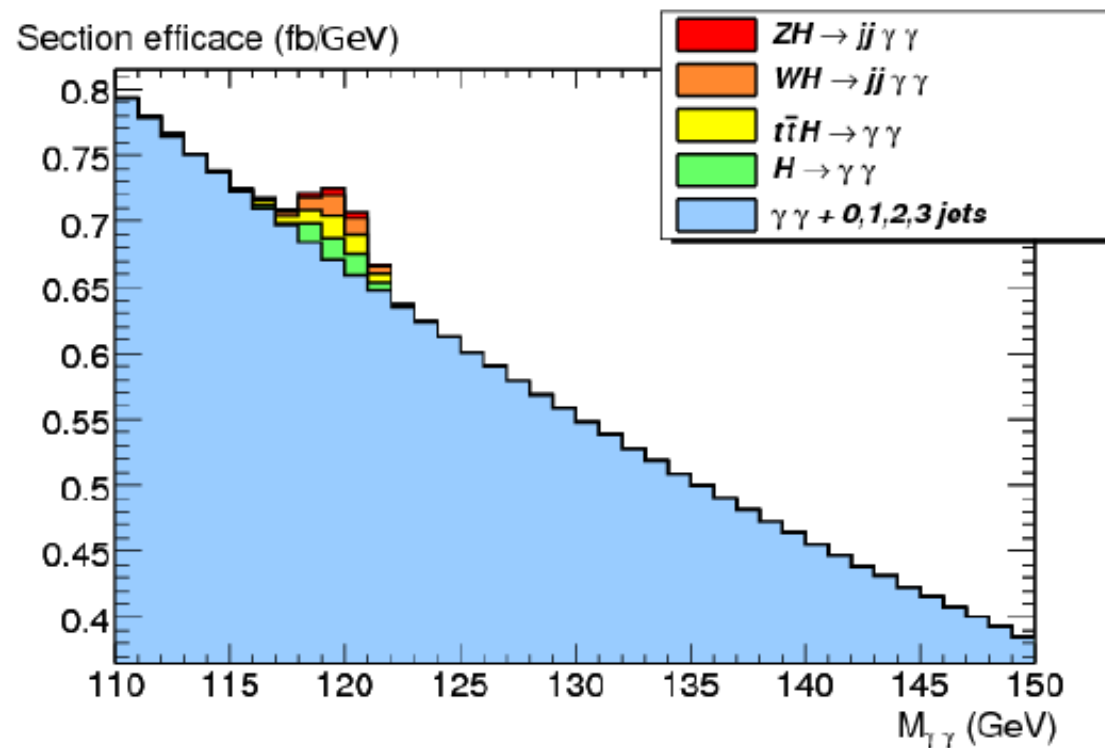
Mesures des couplages

- On peut séparer la contribution WH de la contribution ttH de l'analyse leptonique en ajoutant une coupure sur l'activité hadronique :



Analyse des désintégrations hadroniques des bosons Z^0 et W^\pm

- L'analyse des désintégrations hadroniques consiste à rechercher des événements :
 - avec deux photons provenant de la désintégration du boson de Higgs
 - deux jets dont la masse invariante est proche de la masse des bosons Z et W
- Les bruits de fonds principaux sont la production de jets (QCD) associés à des photons
- Le signal $t\bar{t}H$ contribue également à cette analyse.



Distribution en masse invariante des photons obtenue après avoir appliqué les coupures :

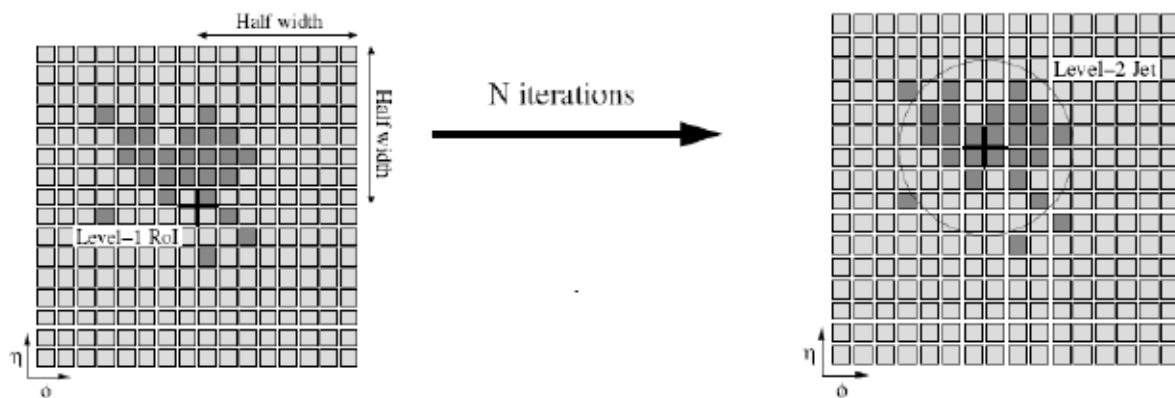
- $P_T^{\gamma^1} > 60 \text{ GeV}$, $P_T^{\gamma^2} > 30 \text{ GeV}$, pas de photon dans les régions de « crack »
- $P_T^{j^1} > 60 \text{ GeV}$, $P_T^{j^2} > 30 \text{ GeV}$
- $70 < m_{jj} < 95 \text{ GeV}$

Après 30 fb^{-1} , on estime voir le signal avec une signifiante égale à 1,5.

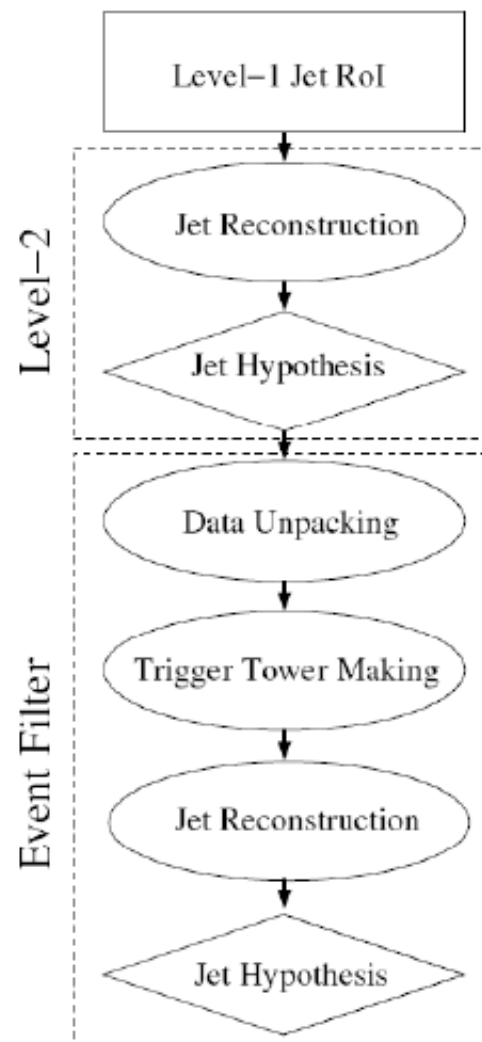
Reconstruction des jets dans le Trigger

- Les événements de l'analyse hadronique peuvent déclencher l'enregistrement des données :
 - en utilisant les photons
 - en utilisant combinaison photons/jets (avec seuils plus bas si besoin)
- Pour savoir si un événement satisfait les conditions de l'enregistrement, nous devons avoir le maximum d'informations, en particulier en ce qui concerne les jets hadroniques.
- Les jets sont reconstruits à partir de l'information des ROI (Region of Interest).
- accès à l'ensemble des cellules du calorimètre et reconstruction des jets
 - améliorer la résolution de reconstruction des jets ?

Reconstruction des jets dans le Trigger

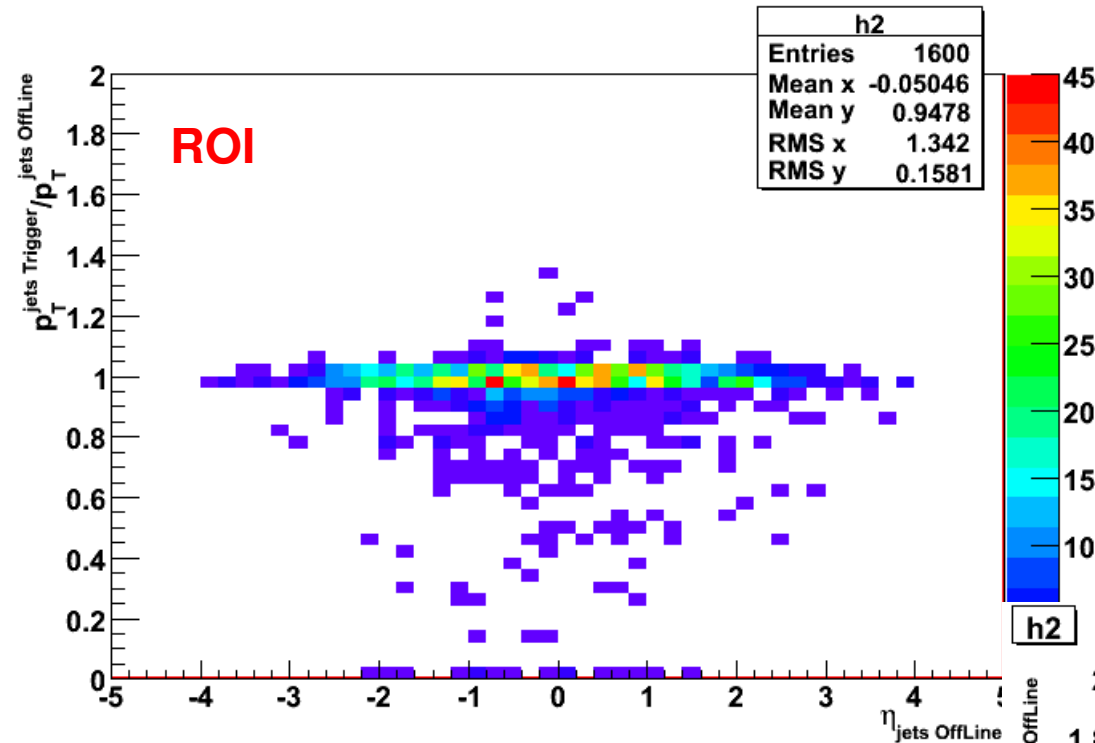


Clusters d'une région d'intérêt trouvée par le premier niveau du trigger



Séquence d'algorithme de reconstruction des jets dans le HLT

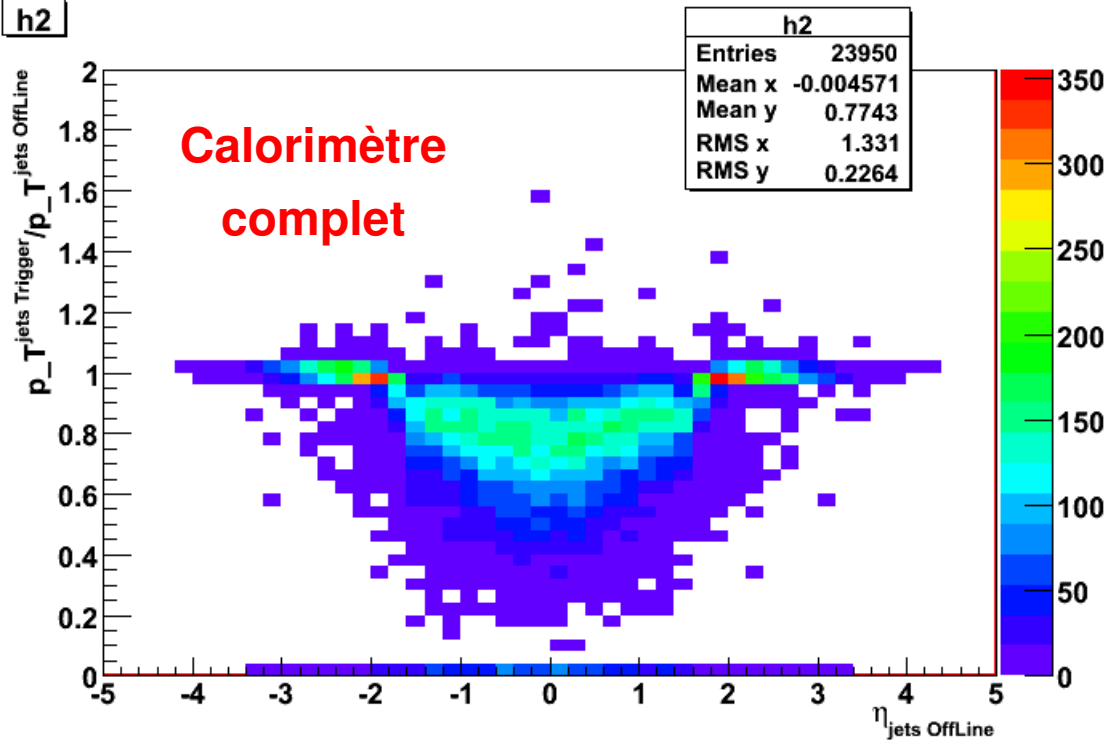
Résultats



**Algorithme
Cône 7**

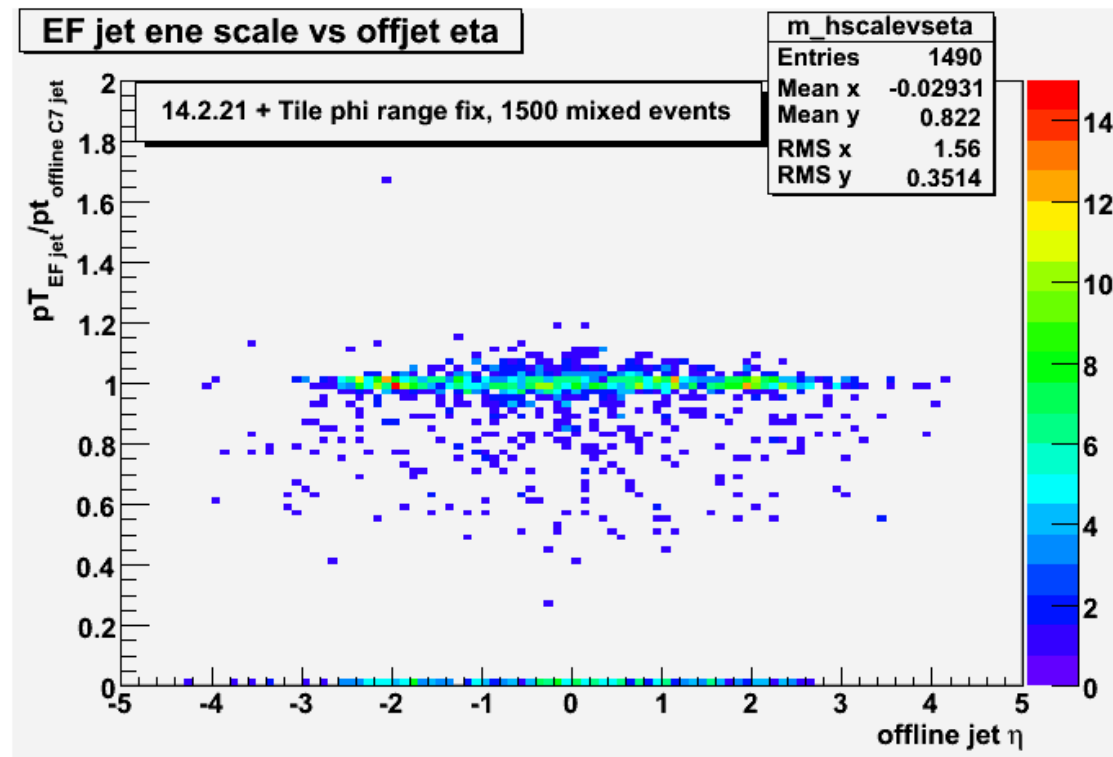
$$\frac{p_T^{\text{jets trigger}}}{p_T^{\text{jets offline}}}$$

en fonction de la pseudo-rapidité
des jets η^{jet}



Résultats

- L'utilisation du calorimètre entier fonctionne
- Le bug au niveau de la lecture de l'énergie résolu depuis quelques jours : l'algorithme de lecture de l'information obtient les données du calorimètre dans un intervalle ϕ $[-\pi, \pi]$ mais le calorimètre à tuiles était défini de $[0, 2\pi]$.



- Le projet n'est pas terminé : on doit s'assurer qu'on a suffisamment de temps pour lire toute l'information du calorimètre
- Ce temps pourra être partagé avec la reconstruction de l'énergie manquante au niveau HLT.

Conclusions

- La recherche du boson de Higgs en deux photons est un des canaux privilégiés dans la recherche d'un boson de Higgs de basse masse.
- Le rapport d'embranchement en deux photons est très faible ($\sim 0,2\%$), tous les processus de production doivent être envisagés (production inclusive, VBF et production associée)
- Pour la première fois dans l'expérience ATLAS, l'analyse de production associée a été développée avec une simulation complète du détecteur ATLAS, en incluant les bruits de fond réductible et irréductible.
- L'étude a montré la faisabilité de rechercher le boson de Higgs en production associée :
 - pour augmenter le potentiel de découverte
 - pour mesurer les couplages du bosons de Higgs aux bosons faibles
- L'analyse, basée sur des coupures, pourrait être améliorée en utilisant des méthodes multivariables.
 - données réelles : masse connue, evt hors pic pour entraîner likelihood pour bdf.

Conclusions

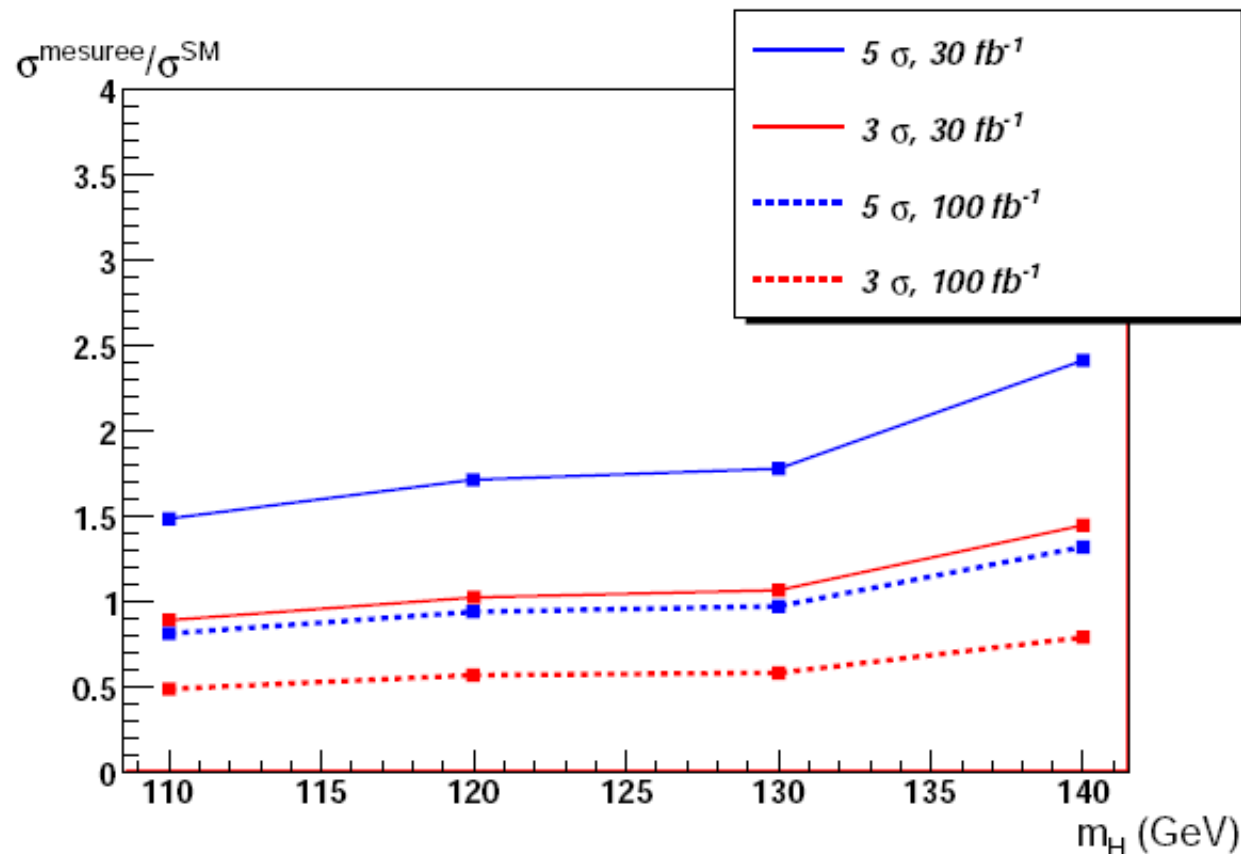
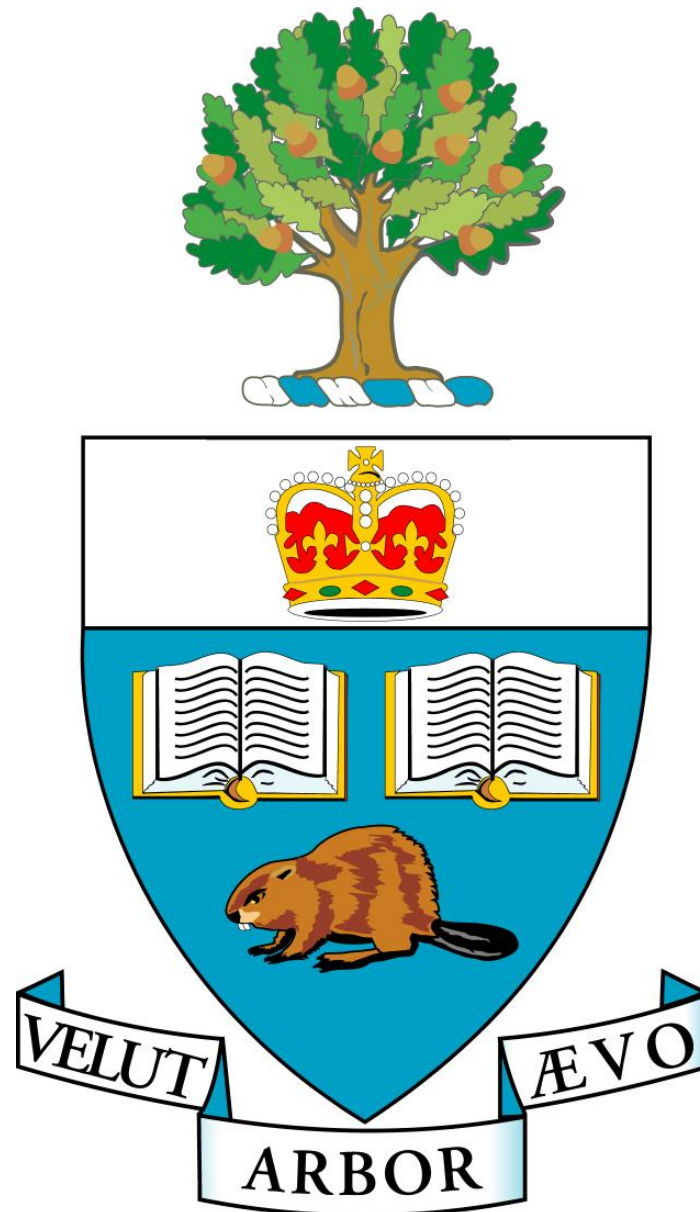


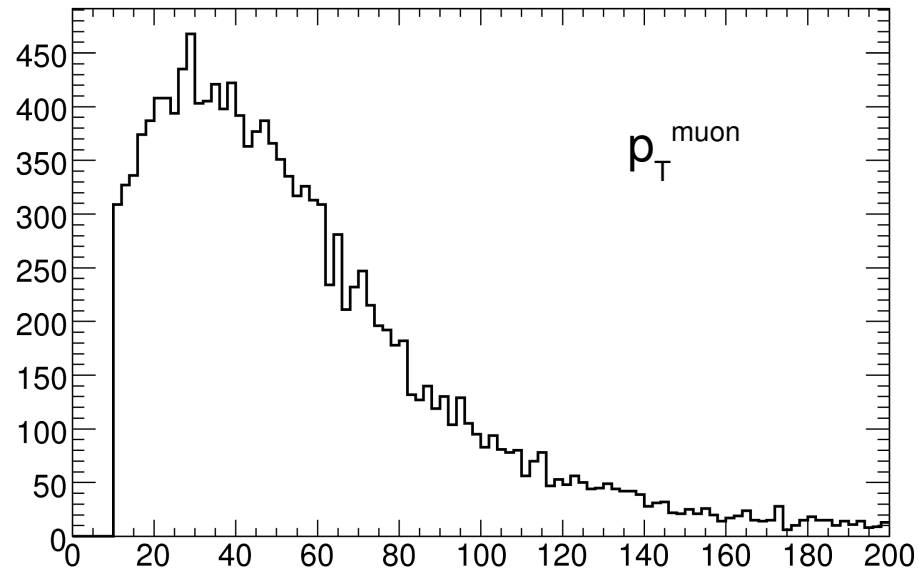
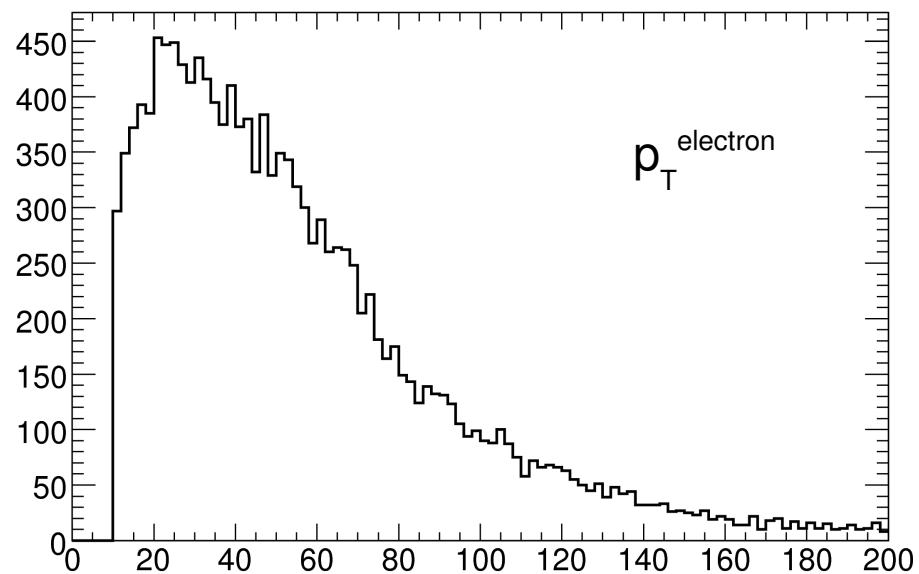
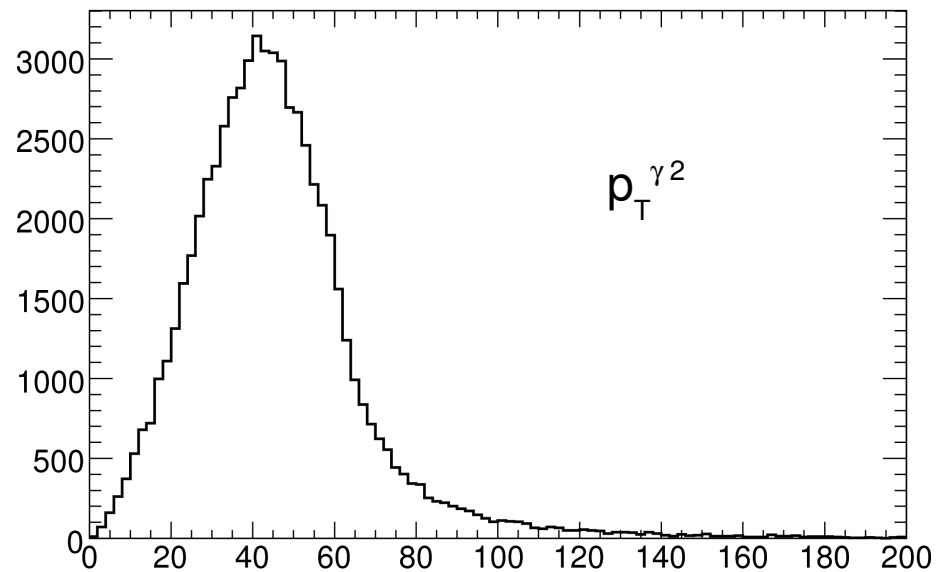
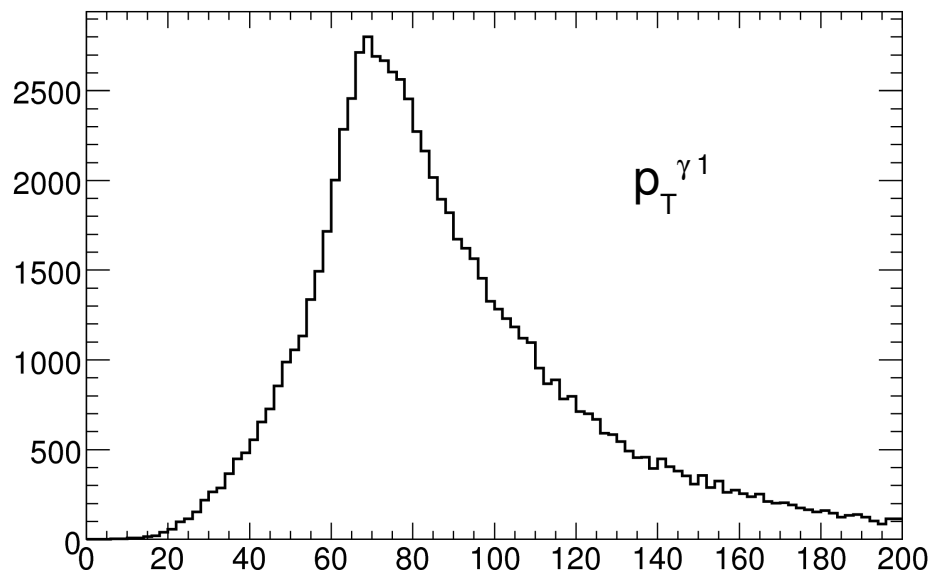
FIG. 5.40 – Rapport entre la section efficace nécessaire pour voir le signal de production associée et la section efficace prédite par le MS pour 30 fb^{-1} en bleu et 100 fb^{-1} en rouge. Les courbes pleines correspondent à une signifiante de 5σ et les courbes en pointillés correspondent à 3σ .

Next Step



Back-up

Coupures au niveau générateur : $WH \rightarrow l \nu \gamma\gamma$



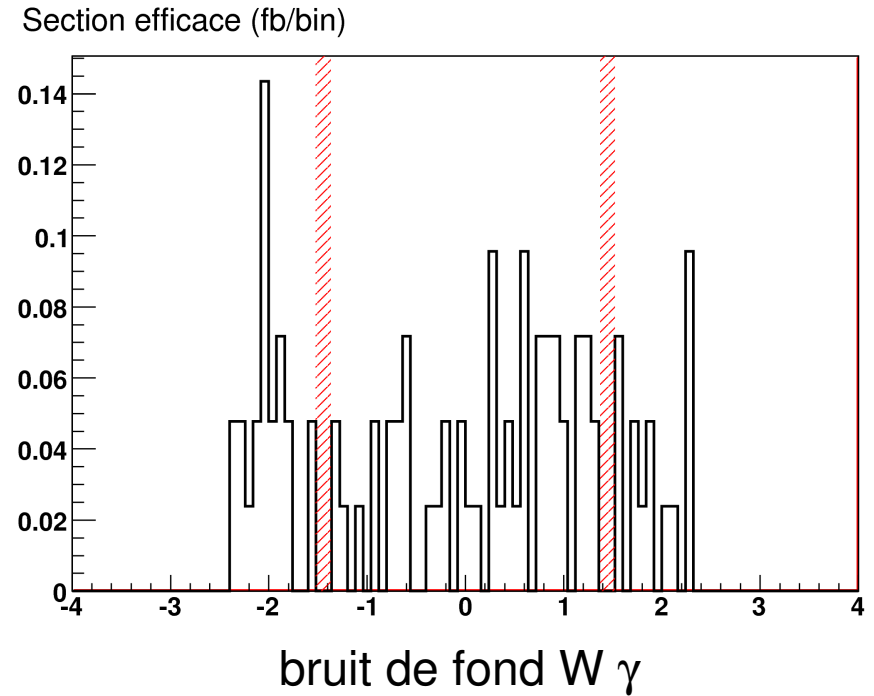
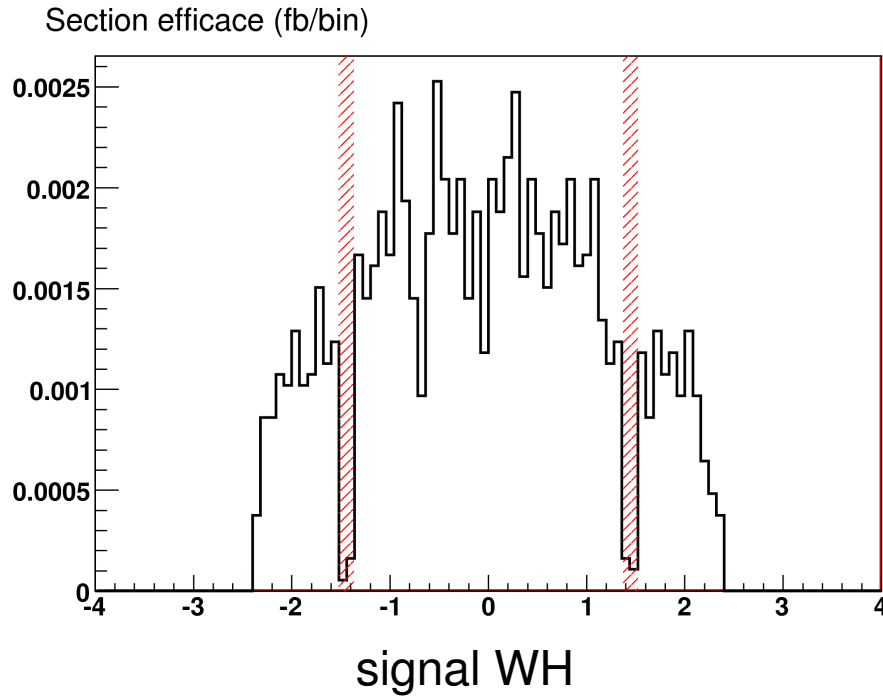
Coupages au niveau générateur : $WH \rightarrow l \nu \gamma\gamma$

WH	coupage sur les photons	coupage sur les leptons
Générateur	0.457 fb	0.217 fb
Générateur \times Efficacité	0.320 fb	0.121 fb
Reconstruit	0.328 fb	0.122 fb

Efficacité de reconstruire les deux photons : 60%

Efficacité de reconstruire le lepton : 80 %

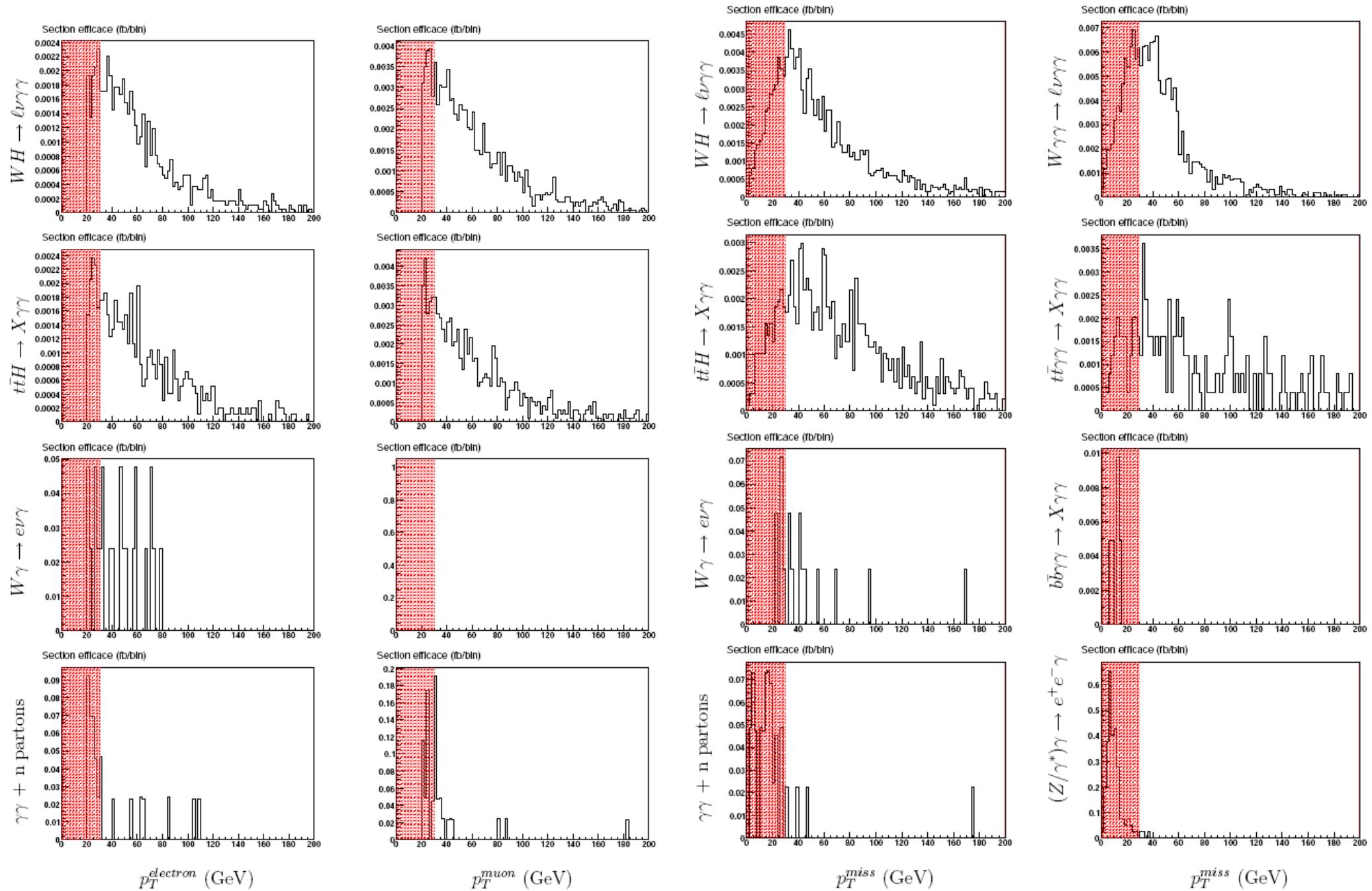
Coupure sur la pseudo-rapidity des photons



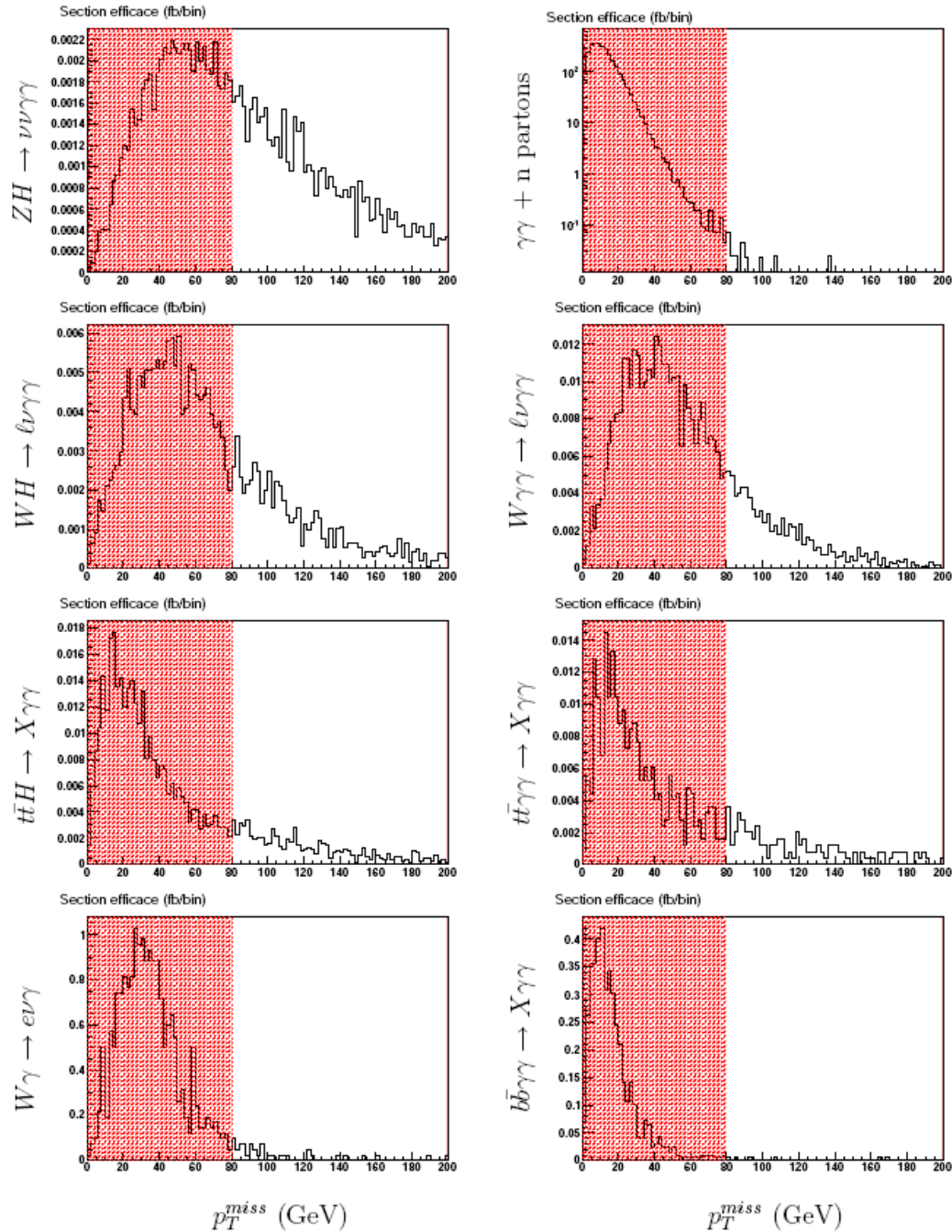
Pseudo-rapidity du photon de plus grande impulsion transverse
après avoir appliqué les coupures suivantes :

$$p_T^{\gamma^1} > 60 \text{ GeV}, \quad p_T^{\gamma^1} > 30 \text{ GeV},$$

Coupe sur l'impulsion des leptons et l'impulsion manquante

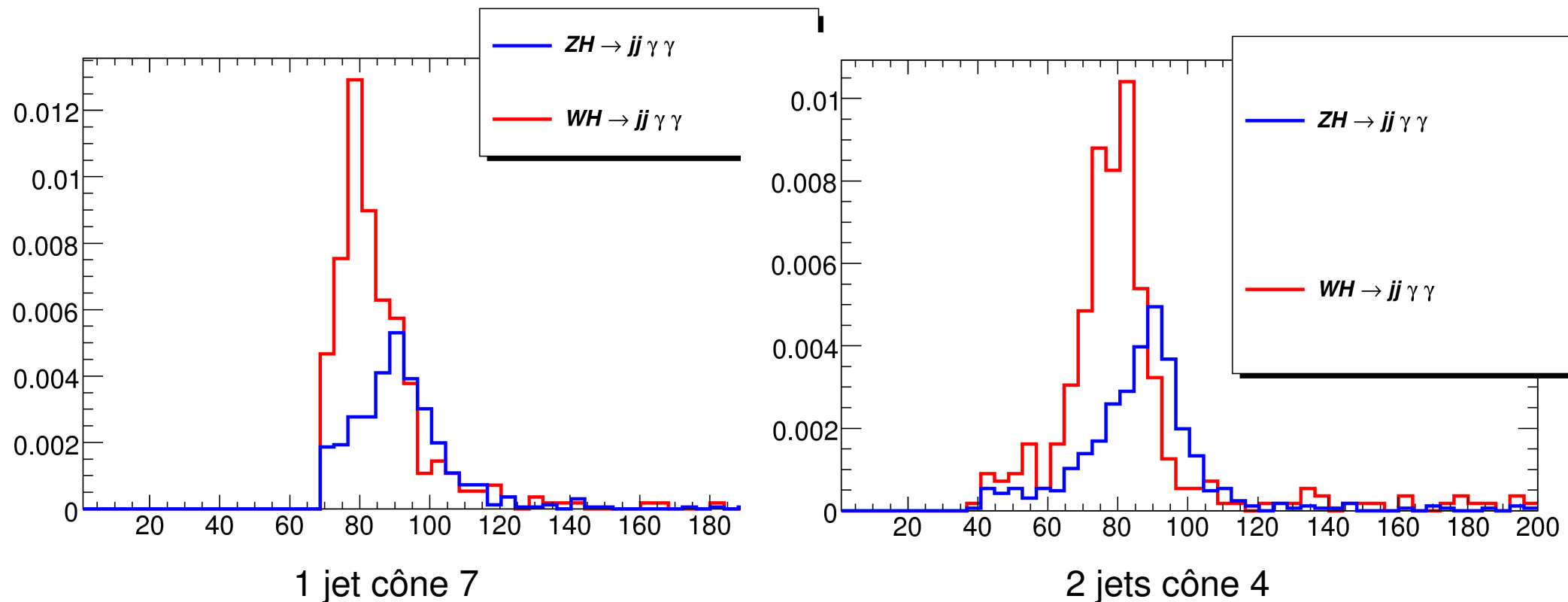


Coupure sur l'impulsion manquante



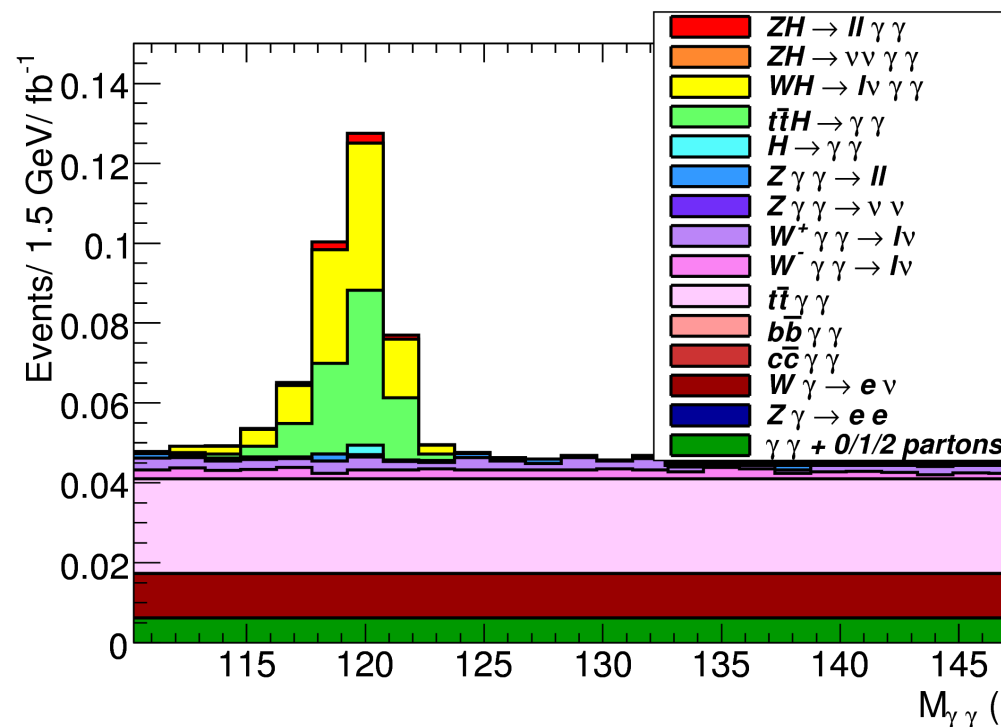
Analyse des désintégrations hadroniques des bosons Z^0 et W^\pm

Lorsque le boson faible est très boosté, on ne reconstruit qu'un seul jet : cela représente 53 % des événements après les coupures de l'analyse.



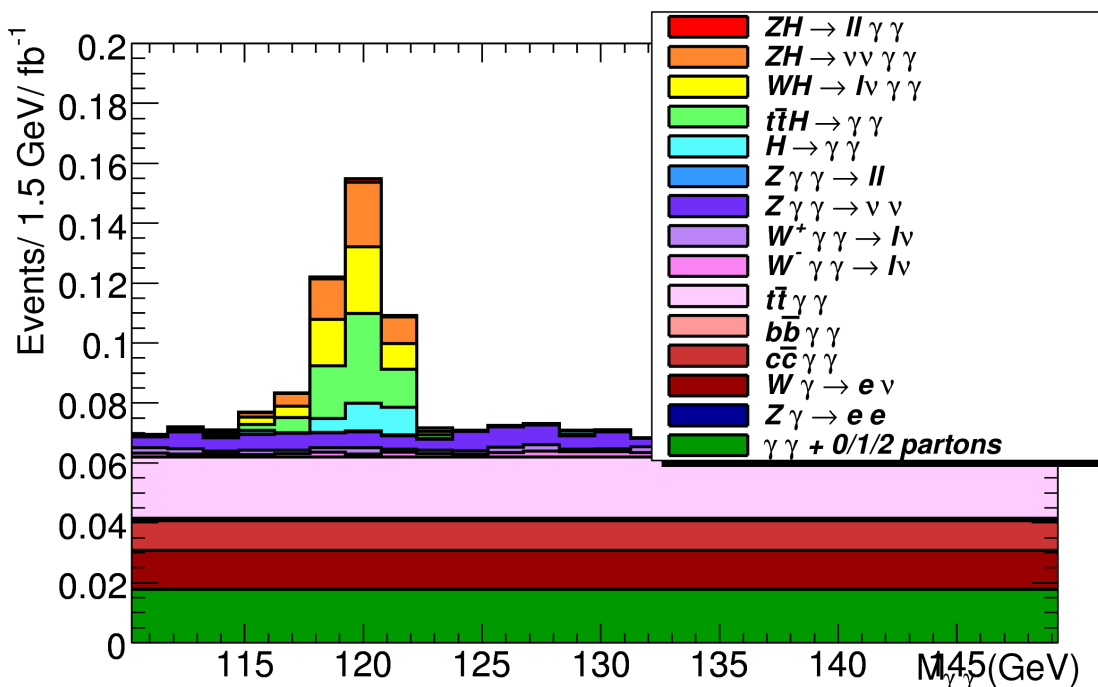
masse invariante du boson faible reconstruit à partir des jets hadroniques

Résultats avec coupures moins strictes



- $P_T^{\gamma 1} > 60 \text{ GeV}, P_T^{\gamma 2} > 30 \text{ GeV}$
- $P_T^{e,\mu} > 25 \text{ GeV}$
- $P_T^{\text{miss}} > 25 \text{ GeV}$
- $M_{e\gamma} < 80 \text{ ou } M_{e\gamma} > 100 \text{ GeV}$

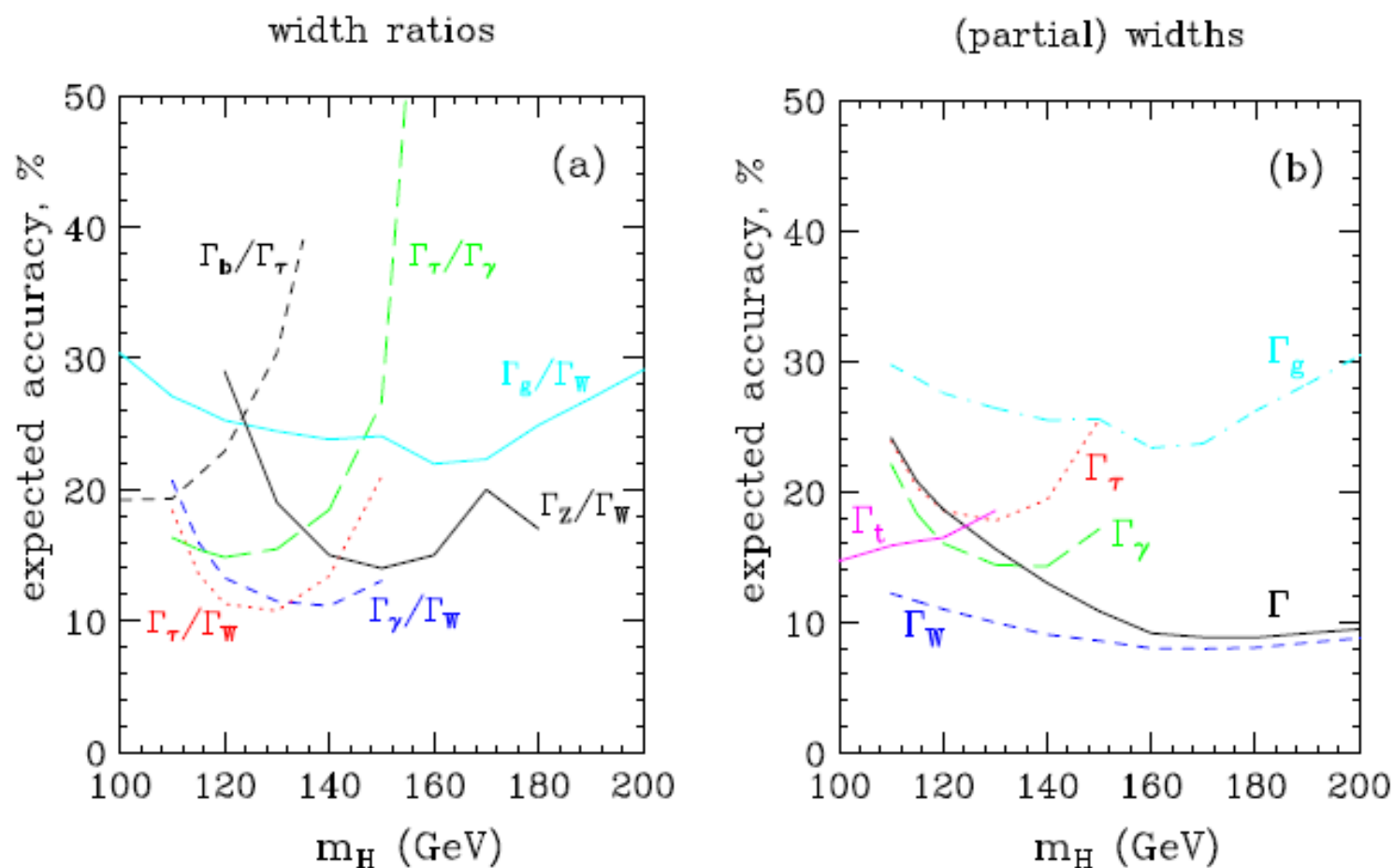
significance : 2.06σ (RooFit/ 30 fb^{-1})



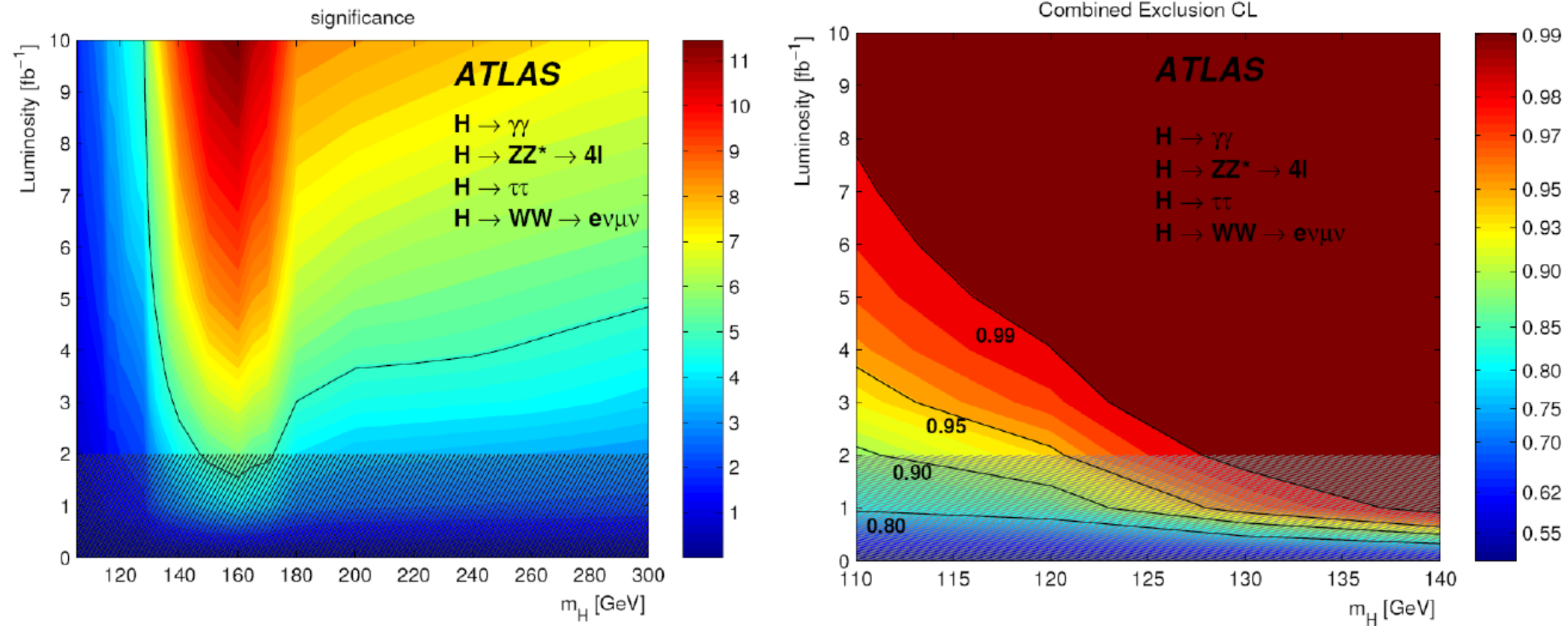
- $P_T^{\gamma 1} > 60 \text{ GeV}, P_T^{\gamma 2} > 30 \text{ GeV}$
- $P_T^{\text{miss}} > 70 \text{ GeV}$
- pas de lepton avec $P_T^{e,\mu} > 25 \text{ GeV}$

significance : 1.55σ (RooFit/ 30 fb^{-1})

Precision Higgs coupling measurements at the LHC



Exclusion d'un boson de Higgs du MS



Section efficace WH avec MadGraph :

Estimation de la section efficace en ajoutant les processus :

- WH + 0 parton
- WH + 1 parton
- WH + 2 partons

Matching ME/PS pour éliminer tout double comptage :

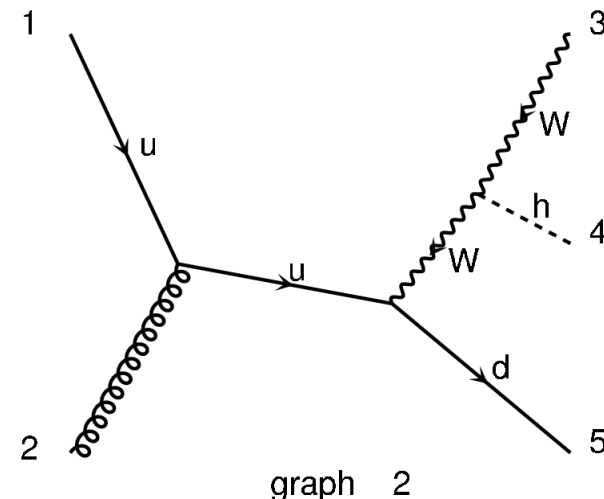
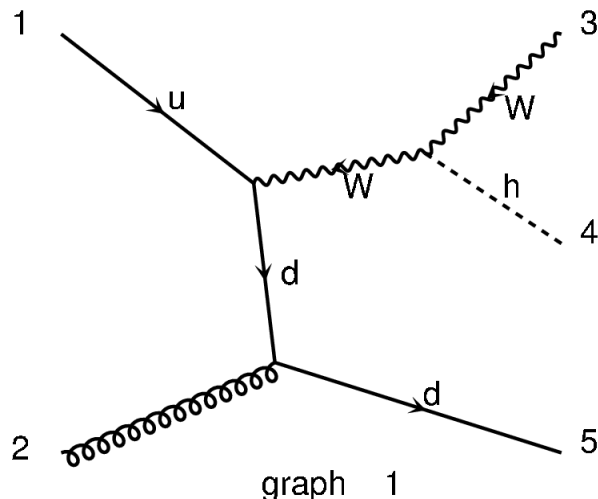
$$\sigma_{\text{MadGraph}} = 2.2 \text{ pb}$$

$$\sigma_{\text{Pythia}} = 1.33 \text{ pb (qq)}$$

⇒ augmentation de la section efficace : coupure en pt du jet est faible (10 GeV)

Diagrams by MadGraph

u g → w+ h d



Section efficace WH avec Mc@NLO :

Table 6: Cross-sections for Higgs produced in association with W bosons to LO and NLO in the mass range $100 \leq M_H \leq 200$ GeV. Cross-sections are given in pb.

$M_H(\text{GeV})$	σ_{LO} (pb)	σ_{NLO} (pb)	K Factor
100	2.4760	3.0247	1.22
105	2.1380	2.6136	1.22
110	1.8551	2.2709	1.22
115	1.6161	1.9776	1.22
120	1.4140	1.7351	1.23
125	1.2426	1.5260	1.23
130	1.0949	1.3463	1.23
135	0.9693	1.1940	1.23
140	0.8600	1.0612	1.23
145	0.7654	0.9453	1.24
150	0.6839	0.8456	1.24
155	0.6122	0.7580	1.24
160	0.5497	0.6814	1.24
165	0.4950	0.6142	1.24
170	0.4465	0.5547	1.24
175	0.4038	0.5020	1.24
180	0.3662	0.4555	1.24
185	0.3326	0.4143	1.25
190	0.3027	0.3772	1.25
195	0.2760	0.3445	1.25
200	0.2522	0.3150	1.25

ATL-COM-PHYS-2007-024 : Higgs Production Cross-Sections and Branching Ratios for the ATLAS Higgs Working Group

Matching ME/PS

Dans Madgraph :

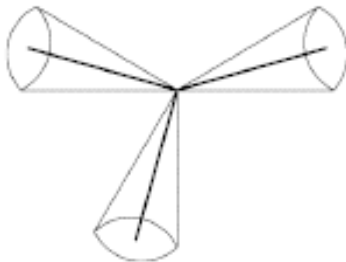
- séparation de l'espace de phase entre processus multi-jets : k_T comme Sherpa.
- MLM (Michelangelo Mangano) :
 - production du processus $X + n$ partons avec les coupures de préselection :

$$p_{\perp}^{\text{part}} > p_{\perp}^{\text{min}} , \quad |\eta_{\text{part}}| < \eta_{\text{max}} , \quad \Delta R_{jj} > R_{\text{min}} ,$$

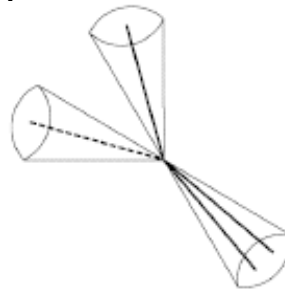
- gerbe partonique dans Pythia avec des parametres de matching: taille du cone ou du k_T max

$$d_{ij} = \Delta R_{ij}^2 \min(p_{\perp i}^2, p_{\perp j}^2)$$

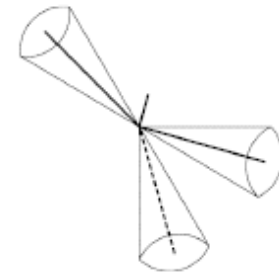
- correspondance entre partons et jets par match $\eta-\phi$: (commence par le jet le plus dur).
- élimine l'événement si jet supplémentaire



matched



not matched

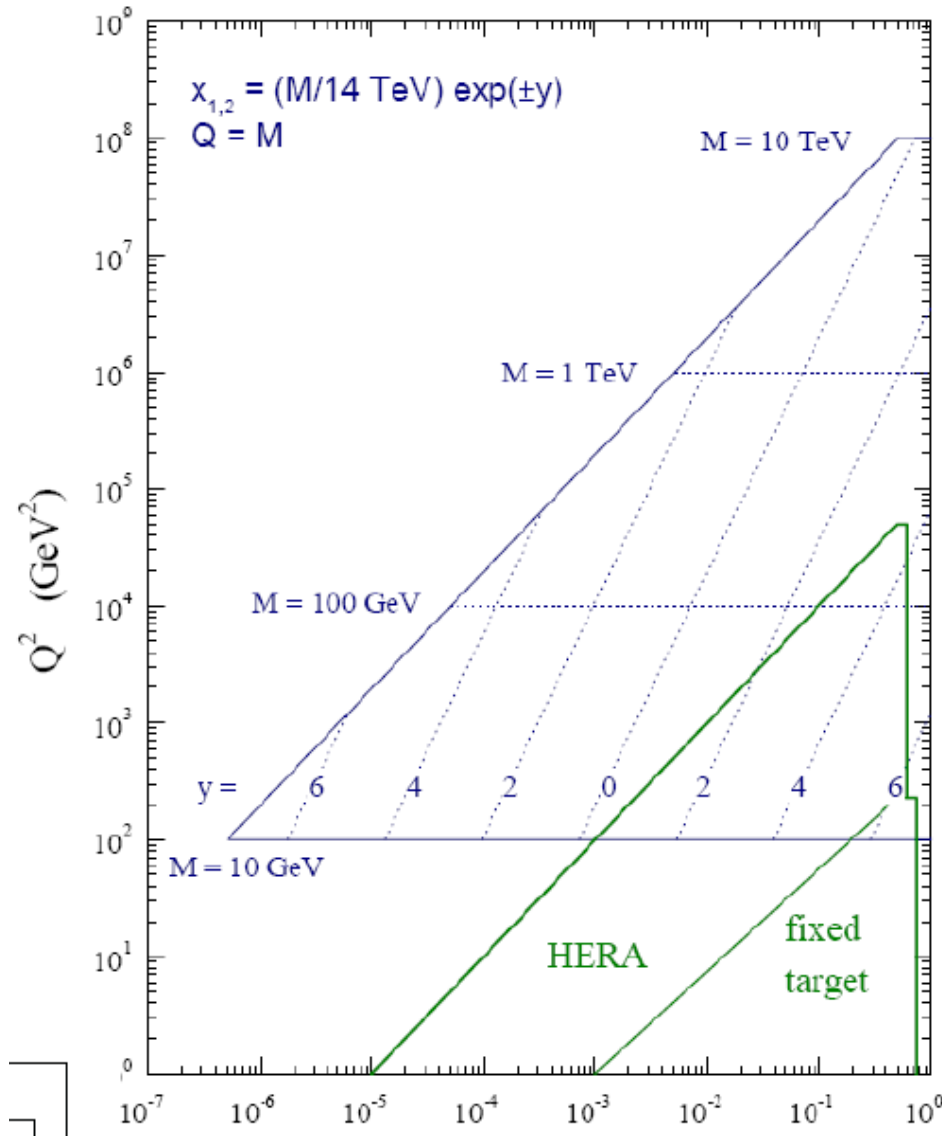


not matched

autre méthode CKKW (Catani, Kraus, Kuhn et Webber) utilisée par AlpGen, Sherpa ...

Parton Distribution Functions

LHC parton kinematics



$$x_1 x_2 s^2 = \hat{s}^2$$

$$s = 14 \text{ TeV}$$

$$\hat{s} = E_{\text{CM}}^2 = Q^2$$

y rapidité : si $x_1 x_2$, le système est boosté le long de l'axe du faisceau.

x = fraction d'impulsion du proton portée par le parton

Section efficace WH en fonction de PDF

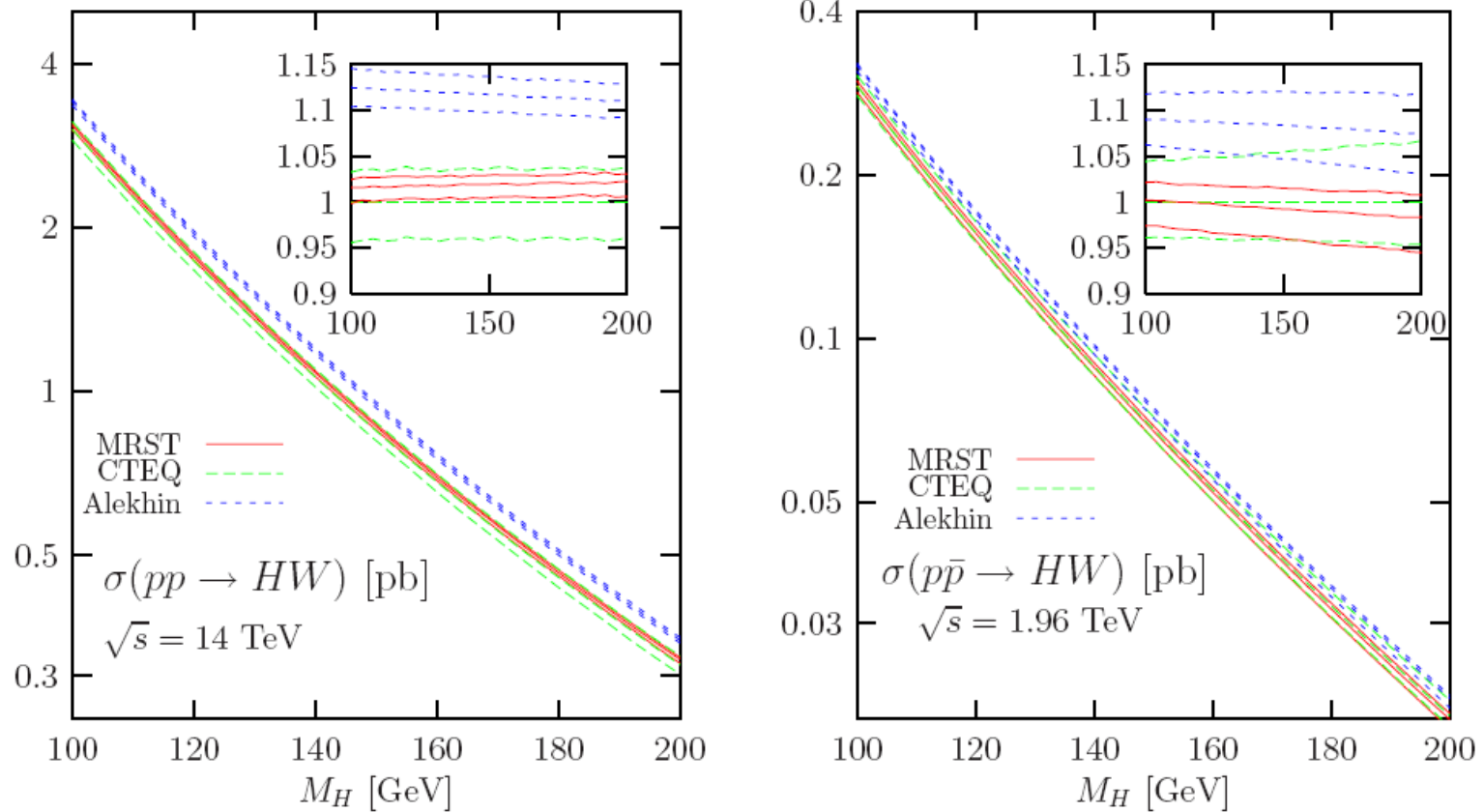


Figure 3.11: The CTEQ, MRST and Alekhin PDF uncertainty bands for the NLO cross sections for the production of the Higgs boson at the LHC (left) and at the Tevatron (right) in the $q\bar{q} \rightarrow HW$ process. The inserts show the spread in the predictions; from Ref. [314].

A. Djouadi and S. Ferrag, Phys. Lett. B586 (2004) 345

Détecteur ATLAS

- détecteur interne :
 - détecteur à pixels
 - SCT (semiconductor tracker)
 - TRT (transition radiation tracker)
- calorimètre
 - électromagnétique à échantillonnage
 - accordéon de plomb et d'argon liquide
 - hadronique
 - élément absorbant : Fer
 - élément actif : tuiles en polystyrène transparent
- spectromètre à muons

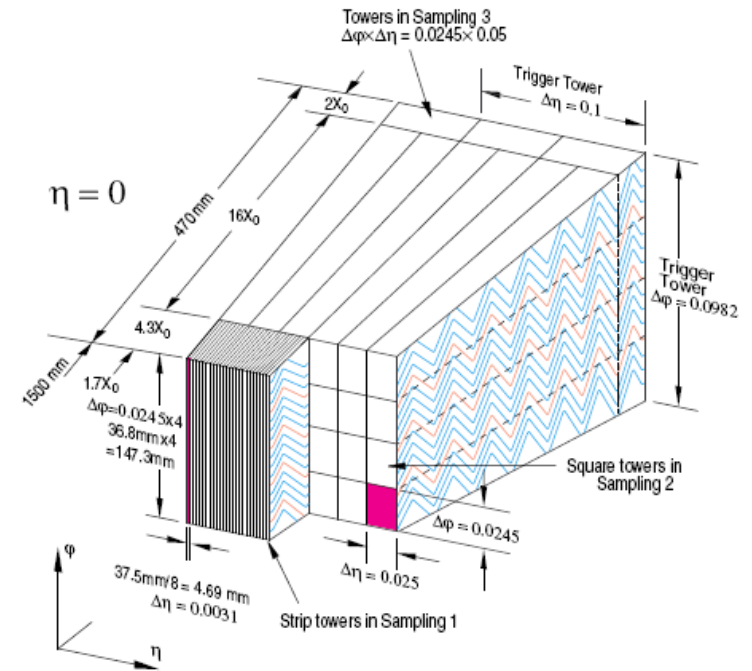
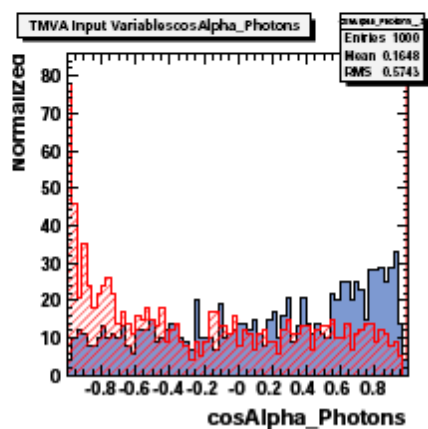
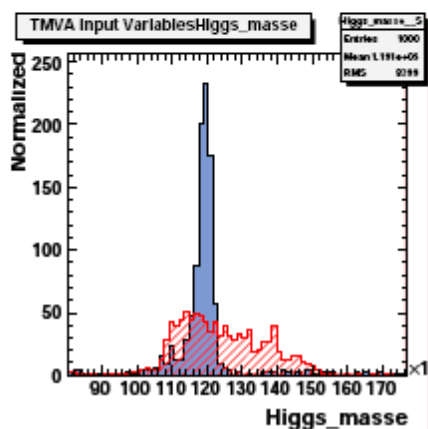
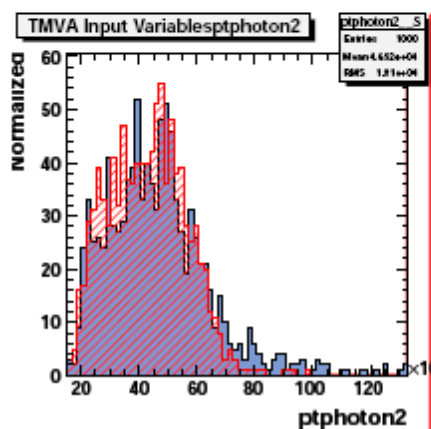
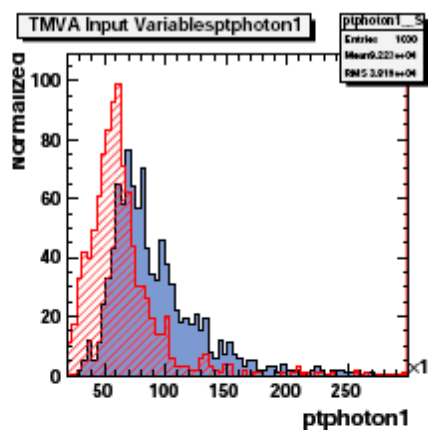
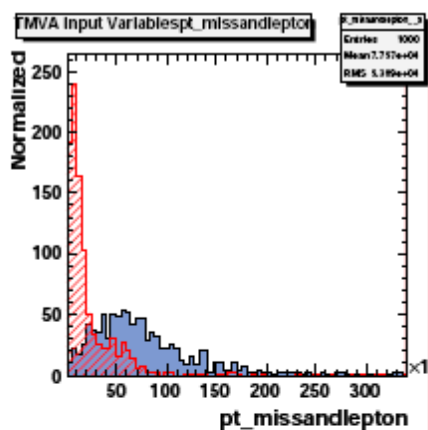
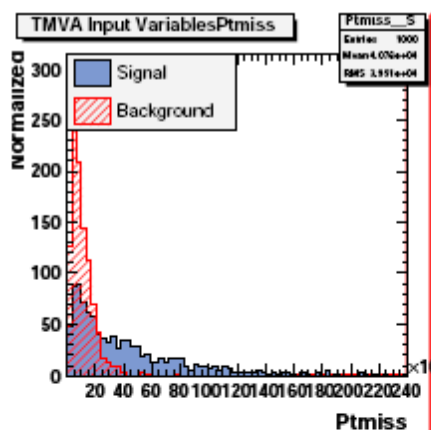
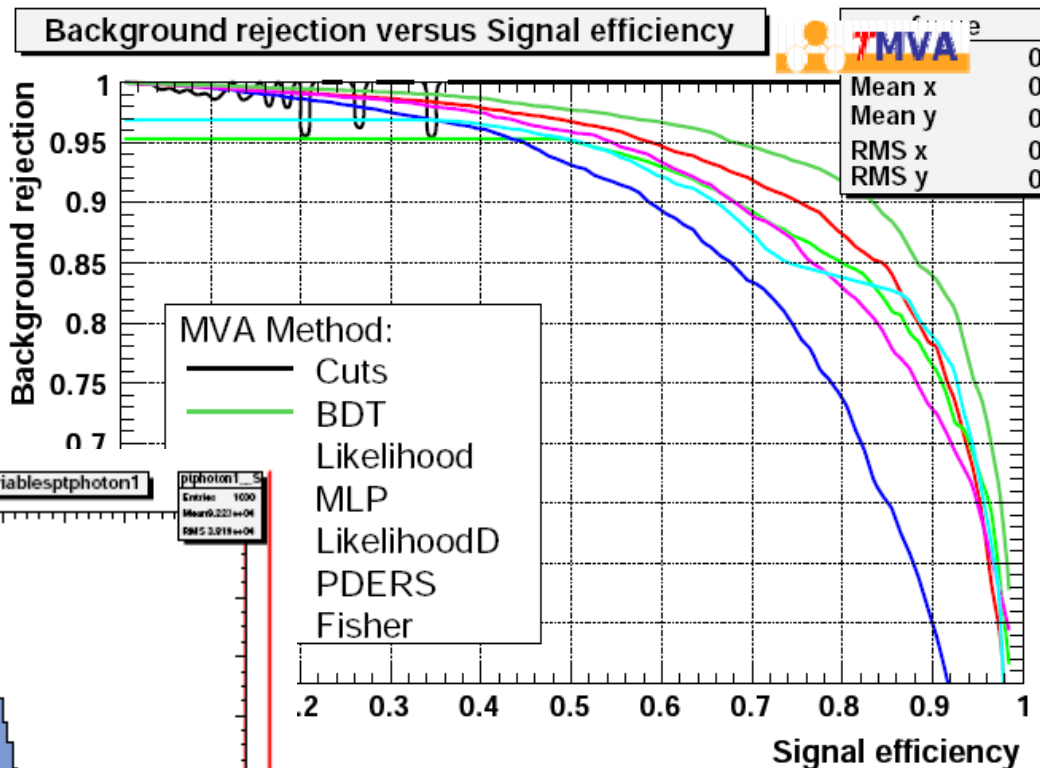


Figure 2-ii Readout granularity of the EM calorimeter.

Analyse multivariable

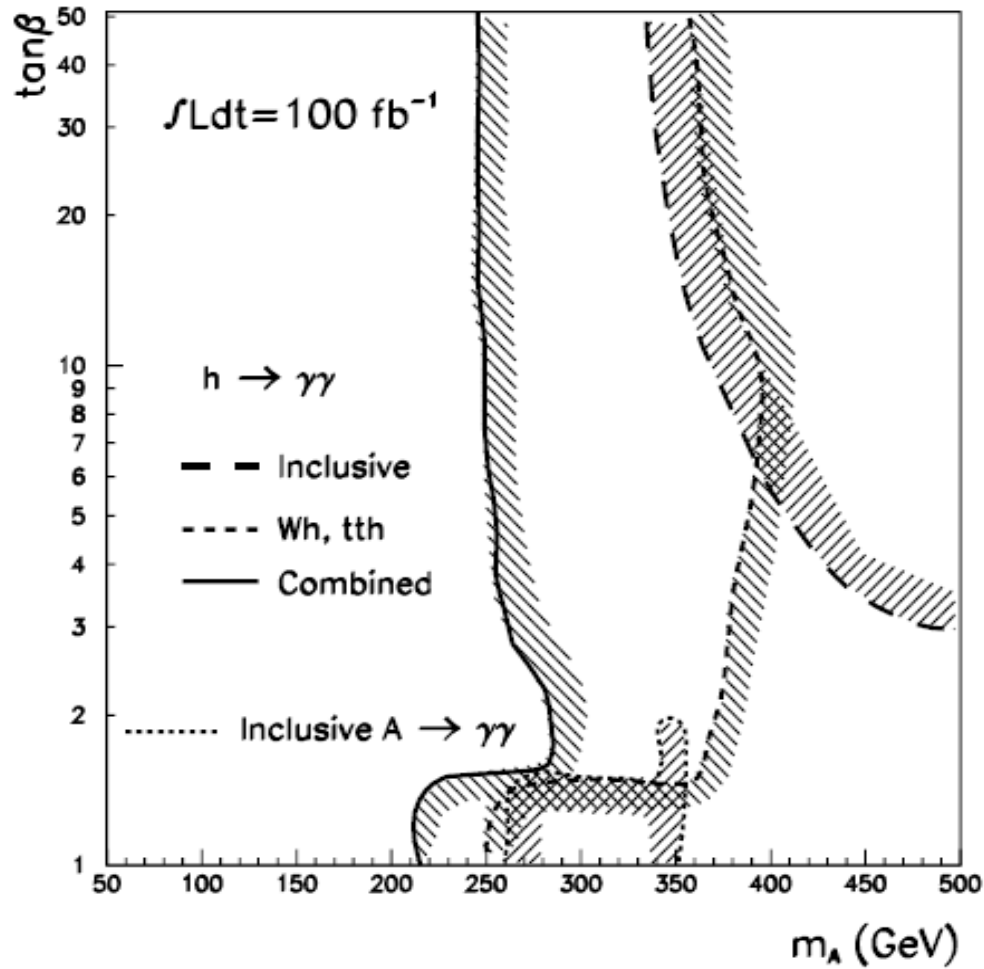


Photos / Pythia

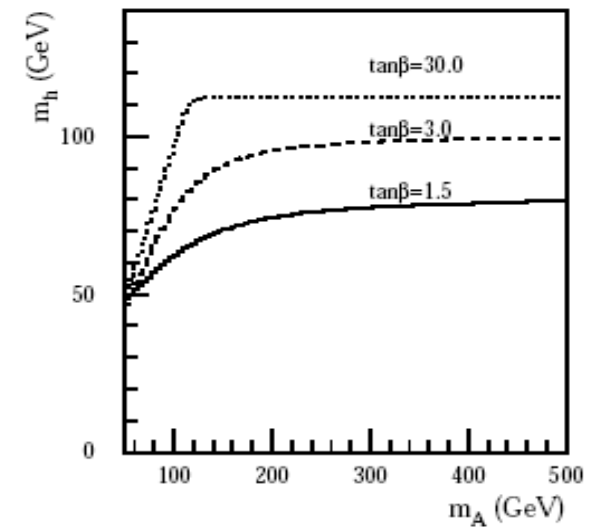
Photos : - rayonnement QED des particules chargées
- leading log approximation (comme pythia)
- apporte des corrections supplémentaires dans certains processus
(désintégration leptonique des bosons Z et W)

plupart des processus : dernières versions de Pythia aussi efficaces que photos

SUSY



$\tan\beta$ élevée et m_A élevée est la région la plus importante pour les basses masses m_h .



Reconstruction des jets en fonction de la pseudo-rapidité

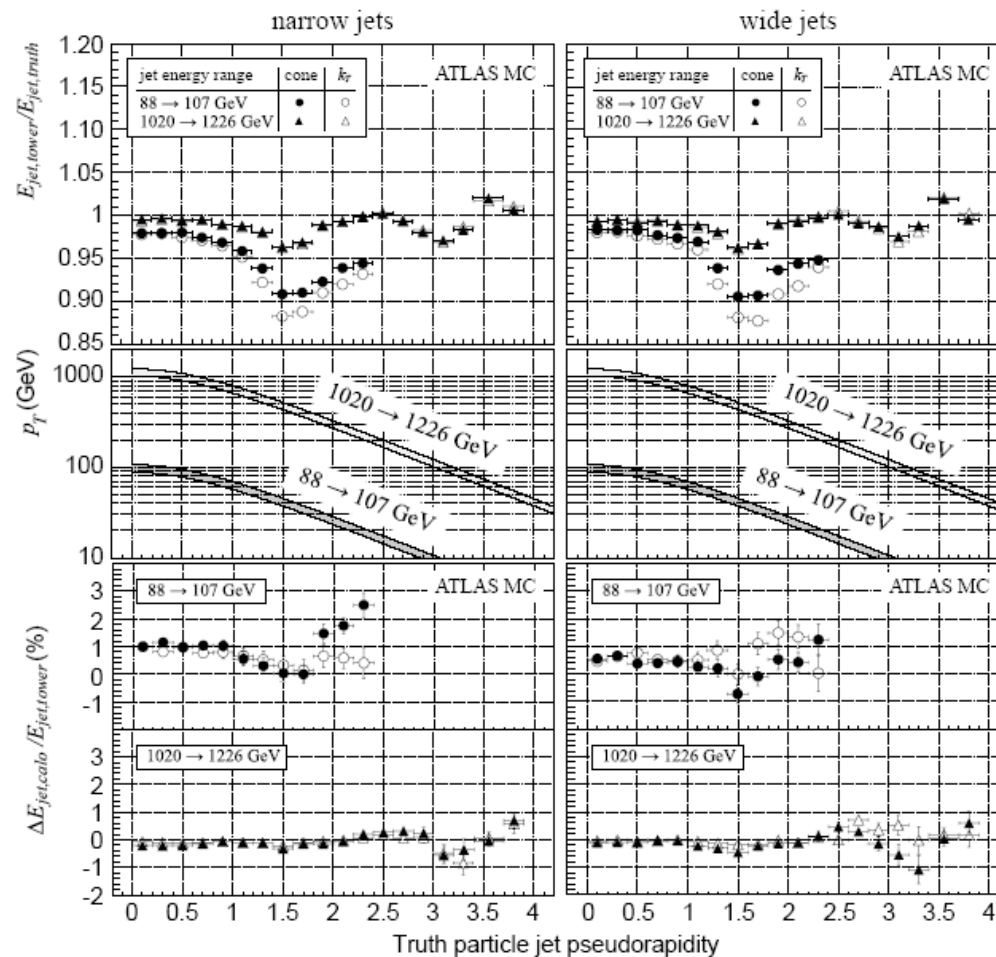


Figure 14: The uniformity of the ATLAS calorimeter response for wide ($R_{cone} = 0.7$) and narrow ($R_{cone} = 0.4$) seeded fixed sized cone jets, and for wide ($R = 0.6$) and narrow ($R = 0.4$) k_T jets. The upper two plots show the response variation as function of the jet pseudorapidity η for tower jets in two different jet energy ranges, while the lower plots show the signal difference between cluster and tower jets $\Delta E_{jet,calo} = E_{jet,cluster} - E_{jet,tower}$ as function of η , again in two jet energy bins. The p_T variation for the two energy bins is shown in the middle section, for comparisons.

Reconstruction du vertex de désintégration du Higgs

Table 4: Performance of the Higgs boson longitudinal vertex position reconstruction, using calorimeter pointing only (z_H^{calo}) and the reconstructed primary vertex ($z_H^{\text{calo+vtx}}$): averages ($\langle \rangle$) and RMS are displayed in mm. ‘tail’ shows the percentage of events which are outside the histogramme window (± 100 mm and ± 1 mm for z_H^{calo} and $z_H^{\text{calo+vtx}}$ respectively).

Luminosity	$z_H^{\text{calo}} - z_H^{\text{true}}$ (mm)			$z_H^{\text{calo+vtx}} - z_H^{\text{true}}$ (mm)		
	$\langle \rangle$	RMS	tail(%)	$\langle \rangle$	RMS	tail(%)
No pileup	2.3	17.3	0.09	-0.008	0.10	1.2
10^{33}	3.3	17.4	0.09	-0.010	0.10	13.0
$2 \cdot 10^{33}$	2.4	17.1	0.18	-0.007	0.10	18.3

Reconstruction des muons

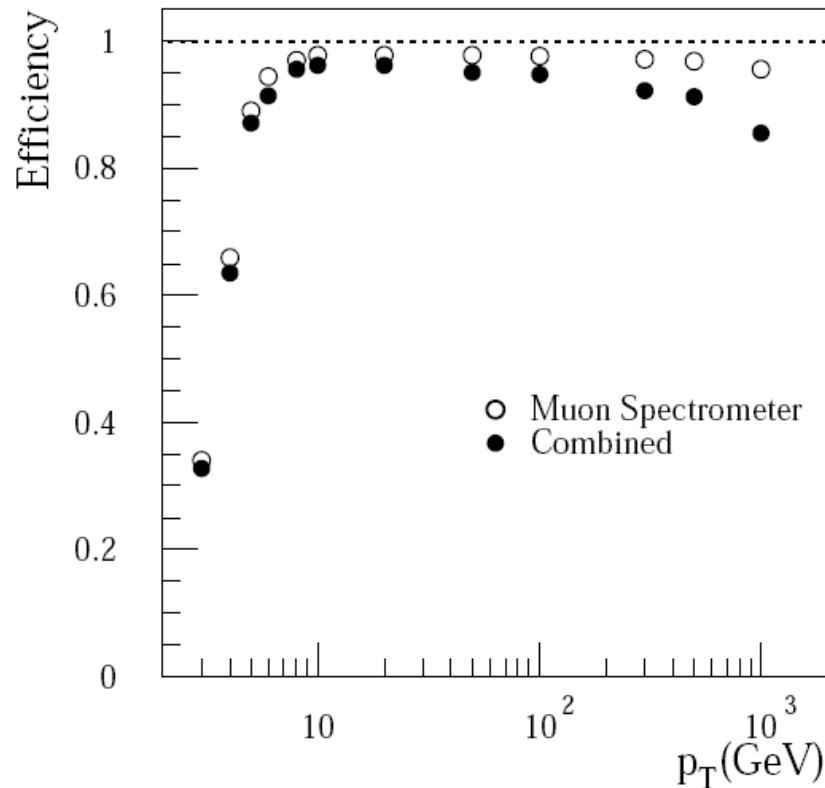


Figure 8-3 Efficiency of tracks reconstruction in the Muon System and of track combination using the STACO procedure as a function of p_T .

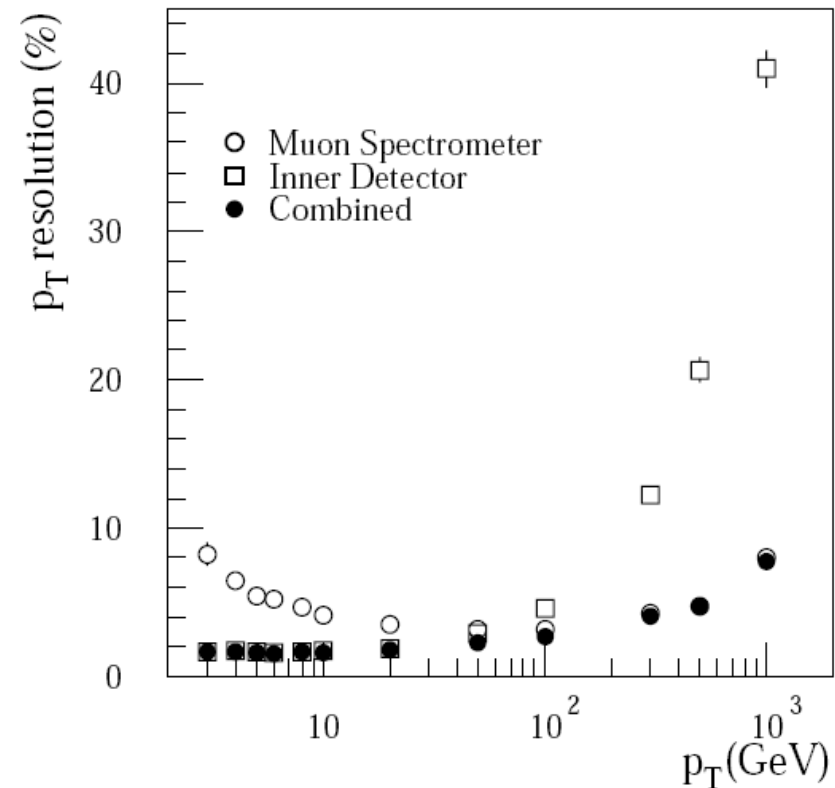


Figure 8-4 p_T resolution of track reconstruction in Muon System, in Inner Detector and of combined tracks using STACO procedure as a function p_T .