12 juillet 2006

La Physique au LHC

S. Laplace[a], G. Unal[b,†], J.B. de Vivie[c]

Proceedings du cours de G. Unal
à l'école de GIF 2004 (CERN)

[a] *Laboratoire d'Annecy-Le-Vieux de Physique des Particules (LAPP),*
IN2P3/CNRS, Université de Savoie
9 Chemin de Bellevue, BP 110, F-74941 Annecy-le-Vieux Cedex, France
e-mail : laplace@lapp.in2p3.fr

[b] *Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire (LAL),*
IN2P3/CNRS, Université Paris XI
Bât. 200 BP34 F-91898 Orsay, France
e-mail : Guillaume.Unal@cern.ch

[c] *Centre de Physique des Particules de Marseille (CPPM),*
IN2P3/CNRS, Université de la Méditerranée Aix-Marseille 2
Campus de Luminy, Case 902, F-13288 Marseille Cedex 9, France
e-mail : devivie@cppm.in2p3.fr

[†] Adresse actuelle : CERN, CH-1211, Genève 23, Suisse

Table des matières

Introduction

Le $20^{ème}$ siècle aura été marqué par l'avènement de la théorie électrofaible de Glashow, Salam, Weinberg [1], basée sur le groupe de jauge $\mathrm{SU}(2)_{\mathrm{L}} \times \mathrm{U}(1)_{\mathrm{Y}}$, et de la chromodynamique quantique (QCD) [2], basée sur $\mathrm{SU}(3)_{\mathrm{C}}$, constituant le modèle standard (MS) de la physique des particules. En effet, les mesures effectuées auprès du SLC, LEP et Tevatron ont permis de tester précisément le MS au pour-mille près, à l'exception du domaine de la brisure spontanée de la symétrie électrofaible lié à l'existence du tant attendu boson de Higgs. La limite donnée par LEP sur la masse de ce dernier est de 114.4 GeV/c^2, et les contraintes indirectes déduites des mesures de précision favorisent une masse inférieure à 186 GeV/c^2 à 95% de niveau confiance. Avant que le LHC ne démarre sa prise de données en 2007, le Tevatron peut espérer observer un boson de Higgs de basse masse si la machine tient ses promesses et délivre plus de 5 fb^{-1}. Au LHC, en principe, la découverte du boson de Higgs est possible en une année de prise de données à basse luminosité (10 fb^{-1}) à condition que les performances des détecteurs soient maîtrisées. Ainsi peut-on espérer que le $21^{ème}$ siècle, et en particulier l'année 2008, nous apporte les premières briques pour la compréhension du secteur scalaire du modèle standard.

Ces comptes-rendus sont divisés en cinq chapitres. Dans le premier, la phénoménologie de la physique des particules à l'échelle du TeV est brièvement décrite. Le Grand Collisionneur de Hadrons du CERN (LHC) est présenté, ainsi que les expériences qui y seront installées. Quelques exemples d'études de la physique "standard" sont ensuite développés dans le deuxième chapitre. Le troisième chapitre est dédié au boson de Higgs du modèle standard qui, s'il existe, ne devrait pas échapper au LHC. Les deux chapitres suivants illustrent les motivations et les moyens pour rechercher une physique au delà du modèle standard. Le chapitre quatre est consacré à la Supersymétrie qui est l'un des modèles les plus pertinents pour remédier à certaines pathologies du modèle standard. Enfin, le chapitre cinq présentent d'autres pistes un peu plus exotiques qui devraient, si avérées, se manifester de façon spectaculaire au LHC.

Chapitre 1

La Physique au TeV

1.1 Motivations et États des Lieux après le Tevatron

1.1.1 Motivations

Le plus grand mystère de la physique des particules auquel les futures expériences devront apporter des indices de réponse est l'origine de la brisure de la Symétrie Électrofaible (*ElectroWeak Symmetry Breaking*, EWSB). Le modèle standard (MS) de la physique des particules rend compte avec précision de la plupart des mesures. Cependant, la particule de Higgs, manifestation la plus directe du mécanisme responsable de EWSB, est la seule particule du MS qui a éludé l'observation. Quelques événements compatibles avec la production d'un boson de Higgs de masse 115 GeV/c^2 ont été observés dans l'expérience ALEPH [4], mais la combinaison des quatre expériences LEP n'a pas permis de confirmer ce signal, et la limite inférieure donnée par LEP est $m_{\mathrm{H}} > 114.4$ GeV/c^2 [5].

1.1.1.1 L'Échelle du TeV

Plusieurs arguments théoriques prédisent une masse du boson de Higgs inférieure à l'échelle du TeV/c^2 :

- **L'unitarité aux arbres :**
  si seulement le Z et le photon sont échangés, l'amplitude de diffusion de bosons W longitudinaux (présents dès que les W ont une masse non nulle), dont les graphes de Feynman sont représentés Fig 1.1, est proportionnelle à s (l'énergie disponible dans le centre de masse au carré) [1] : $\mathcal{M} \sim \sqrt{2}G_{\mathrm{F}}(s+t)$, et dépasse donc la limite d'unitarité. La contribution de l'échange du boson de Higgs régularise cette amplitude : $\mathcal{M} \sim -\sqrt{2}G_{\mathrm{F}}m_{\mathrm{H}}^2(s/(s-m_{\mathrm{H}}^2)+t/(t-m_{\mathrm{H}}^2))$, mais m_{H} ne peut être trop grande pour que l'unitarité soit préservée quelque soit s : typiquement $G_{\mathrm{F}}m_{\mathrm{H}}^2 \lesssim \mathcal{O}(1)$.
- **La trivialité :**
  la théorie décrivant le champ de Higgs (en omettant les fermions et bosons de jauge) est une théorie ϕ^4 triviale ; le couplage quartique $\lambda(\mu)$ augmente avec l'énergie μ :

$$\frac{\mathrm{d}\lambda}{\mathrm{d}\ln\mu} = \frac{3}{16\pi^2}\lambda^2 \ (1) \Rightarrow \frac{1}{\lambda(\mu)} = \frac{1}{\lambda(\mu_0)} - \frac{3}{16\pi^2}\ln\frac{\mu}{\mu_0},$$

[1] Dans le processus $ab \to cd$, $s=(p_a+p_b)^2$ et $t=(p_a-p_c)^2$, où p_i est le quadri-vecteur de la particule i.

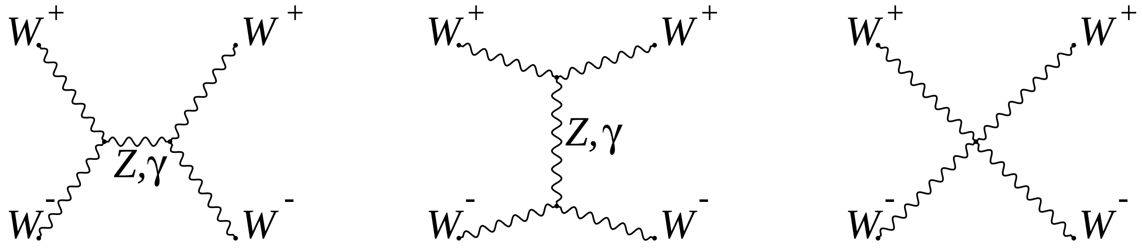

FIG. 1.1 – *Graphes de Feynman pour la diffusion $W_L W_L \to W_L W_L$. L'addition du boson de Higgs comme particule échangée régularise l'amplitude correspondante.*

et si la théorie est valide (perturbative) quelque soit μ, il existe μ_0 telle que $\lambda(\mu_0) = 0$: la théorie est une théorie de champ libre. Il existe donc une limite Λ au-delà de laquelle la théorie doit être complétée. Cela implique une limite supérieure sur $\lambda(v) \propto m_{\mathrm{H}}^2$, en fonction de Λ (v est l'échelle de EWSB, valeur moyenne dans le vide du champ de Higgs) :

$$m_{\mathrm{H}}^2 \lesssim v^2 \frac{16\pi^2}{3\ln(\Lambda/v)}.$$

Pour $\Lambda = 10^{19}(10^3)$ GeV, $m_{\mathrm{H}} \lesssim 0.3(1.5)$ TeV$/c^2$.

- **La stabilité du vide :**
  Si on ne néglige plus les autres champs dans l'évolution de λ, on peut également déduire une limite inférieure sur ce couplage. En effet, la contribution des quarks top fait diminuer λ et peut le rendre négatif : l'équation (1) est modifiée en :

$$\frac{\mathrm{d}\lambda}{\mathrm{d}\ln\mu} = \frac{3}{16\pi^2}(\lambda^2 + \frac{\lambda m_{\mathrm{t}}^2}{v^2} - \frac{m_{\mathrm{t}}^4}{v^4}).$$

  Le couplage λ doit donc rester suffisamment grand pour que $\mathrm{d}\lambda/\mathrm{d}\ln\mu$ ne devienne pas négatif (ce qui conduirait λ vers des valeurs négatives, et rendrait le potentiel de Higgs non borné par en dessous) :

$$\lambda > (\sqrt{5} - 1)\frac{m_{\mathrm{t}}^2}{2v^2}.$$

- **L'ajustement électrofaible :**
  Le champ de Higgs est un élément essentiel du MS, et intervient évidemment dans les calculs des corrections radiatives de plusieurs observables telles que la masse des bosons intermédiaires. Les mesures de précision effectuées au LEP, au SLC et au Tevatron permettent de tester la théorie au niveau quantique et ainsi de contraindre la masse du boson de Higgs. Le χ^2 de l'ajustement des données aux prédictions théoriques est représenté Fig 1.2 (gauche) en fonction de l'hypothèse de masse du boson de Higgs. On en déduit la contrainte $m_{\mathrm{H}} = 89^{+42}_{-30}$ GeV$/c^2$ pour m_{t}= 172.5±2.3 GeV$/c^2$ ($m_{\mathrm{H}} <$ 175 GeV$/c^2$ à 95% de niveau de confiance (CL)).

Les trois derniers arguments concernant les limites "théoriques" sur la masse du boson de Higgs sont illustrés Fig. 1.2 (droite). Sur cette figure est également représenté le degré d'ajustement fin d'un modèle à (m_{H}, Λ) donné. L'ajustement fin est défini comme la sensibilité de l'échelle électrofaible à Λ : $\mathcal{F} \sim |\delta m_{\mathrm{W}}^2(\Lambda)|/m_{\mathrm{W}}^2$, où $\delta m_{\mathrm{W}}^2(\Lambda)$ est la différence entre m_{W} évaluée aux arbres et évaluée à une boucle avec le *cut-off* Λ. Plus $\mathcal{F}$ est grand moins

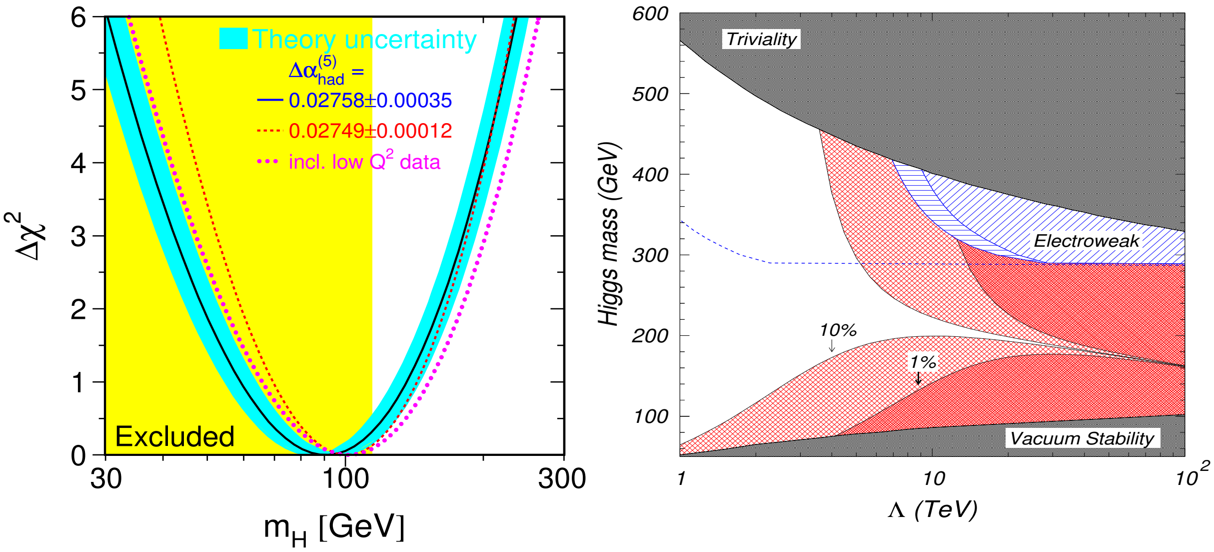

FIG. 1.2 – *<u>Gauche</u> : évolution du χ^2 de l'ajustement électrofaible en fonction de l'hypothèse de masse du boson de Higgs. <u>Droite</u> : limite sur la masse du boson de Higgs en fonction de Λ, cut-off du modèle [6]. Les arguments de trivialité, stabilité du vide et d'ajustement fin sont représentés, ainsi que la contrainte provenant de l'ajustement électrofaible. Un modèle ajusté finement à 1% correspond à $\mathcal{F} = 100$ (*cf. *texte).*

le modèle est *naturel*. Cette figure résume simplement la quasi-certitude qu'un collisionneur explorant l'échelle du TeV ne peut être construit pour rien...

1.1.1.2 Des Arguments pour une Physique Nouvelle au TeV

Si un boson de Higgs de masse inférieure à ~ 1 TeV$/c^2$ est découvert, le MS sera complet. Il n'est cependant pas satisfaisant théoriquement [2] : il comprend trop (19) de paramètres libres, ne donne pas de raison à l'existence de trois familles de fermions, ni au choix du groupe de jauge ; mais c'est surtout parce qu'il n'est pas naturel pour décrire la physique à très haute énergie que la construction de modèles pour aller au-delà est nécessaire. L'existence d'une particule scalaire fondamentale rend le modèle instable : les corrections radiatives à la masse du boson de Higgs, quadratiquement divergentes, tendent à l'envoyer vers le *cut-off* Λ du MS, qui est égal à la masse de Planck $M_{\rm p}$ si aucune nouvelle physique (NP) n'apparaît à des échelles inférieures. Or il a été montré plus haut que $m_{\rm H}$ doit rester inférieure au TeV$/c^2$ pour la cohérence du modèle. Techniquement, on peut ajuster la masse nue aux corrections radiatives afin de préserver une valeur raisonnable à $m_{\rm H}$, mais cet ajustement doit être répété à chaque ordre du développement perturbatif et n'est pas naturel.

De la même façon, si l'on souhaite englober le MS dans une théorie grand-unifiée (GUT) brisée à une échelle $M_{\rm GUT} \sim 10^{15}$ GeV$/c^2$ (donnée par le point de convergence des constantes de couplage de jauge), il faut expliquer la hiérarchie entre l'échelle électrofaible et $M_{\rm GUT}$. Ceci n'est pas seulement un problème esthétique : si on impose cette différence à l'ordre des arbres, les corrections radiatives vont *mélanger* les deux échelles et déstabiliser cette

[2] Hormis les problèmes encore plus fondamentaux qui ne sont pas abordés (gravitation, matière et énergie noires, etc) ou résolus (baryogénèse, etc).

hiérarchie. La Supersymétrie permet de la stabiliser et également de rendre naturels les particules scalaires fondamentales en introduisant de nouveaux champs dont les contributions aux corrections radiatives compenseront au moins partiellement celles des champs du MS. Les modèles reposant sur la Technicouleur, quant à eux, éliminent les scalaires fondamentaux et donc le problème de naturalité.

Une autre tension apparaît depuis peu avec les mesures de précision, notamment à LEP, SLC et aux usines à B, même si une NP est introduite pour stabiliser la masse du boson de Higgs et l'échelle électrofaible. La non-observation de courants neutres changeant la saveur, de violation de CP au-delà de celle engendrée dans le MS par la matrice de mélange des quarks (Cabbibo-Kobayashi-Maskawa, CKM), de particules supersymétriques etc... contraint l'échelle à laquelle doit apparaître cette nouvelle physique : typiquement $\Lambda > 10$ TeV. Il faut alors comprendre la *petite hiérarchie* entre Λ et l'échelle électrofaible v.

1.1.2 L'Apport du Tevatron

1.1.2.1 Mesures de Précision et Environnement Hadronique

Le Tevatron, collisionneur proton-antiproton avec une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} = 1.96$ TeV et une luminosité $\mathcal{L} \sim 10^{32}$ cm^{-2}s^{-1} apportera jusqu'en 2009 de nombreuses informations importantes pour le démarrage du LHC. Les masses du W et du quark top y seront mesurées avec une précision de ~ 30 MeV/c^2 et 2.5 GeV/c^2 respectivement, permettant d'améliorer la contrainte sur m_{H}. Une bonne précision sur ces deux paramètres du MS est essentielle pour en tester la cohérence.

D'autres mesures moins fondamentales serviront à la préparation des analyses auprès LHC, et notamment à un meilleur ajustement des générateurs Monte-Carlo (MC) :

- l'étude des événements multi-jets (spectres en impulsion transverse, en masse invariante jet-jet) permet des tests de QCD perturbative à NLO (pour *Next-to-Leading Order*, *c-à-d* incluant les premières corrections quantiques), et peut aussi améliorer la connaissance de la densité de probabilité (pdf) du gluon à grand x (*cf.* paragraphe 1.3.1) ;
- les événements W, Z+ jets, copieusement produits, peuvent être utilisés pour contraindre les densités de probabilité de parton dans le proton (*cf.* paragraphe 3.1), notamment à travers l'asymétrie de charge $\mathrm{W}^+/\mathrm{W}^-$et la distribution en pseudo-rapidité du Z. Comprendre le spectre en p_T des W et Z est également d'un grand intérêt pour la validation des générateurs MC ;
- l'analyse des événements Z+b peut apporter des contraintes sur la densité de probabilité du quark b dans le proton, qui est actuellement très mal connue ;
- l'extraction du processus $\mathrm{Z} \to \mathrm{b\overline{b}}$ permet de comprendre la résolution sur la masse invariante $\mathrm{b\overline{b}}$. C'est une étude très difficile, notamment à cause du bruit de fond QCD gigantesque, qui nécessite des développements au niveau du déclenchement.

Enfin, les aspects spécifiques aux collisionneurs de hadrons à haute énergie et haute luminosité, comme l'événement sous-jacent (*cf.* paragraphe 1.3.3) et l'empilement (*cf.* paragraphe 1.3.4) seront étudiés en détail au Tevatron et leurs impacts sur la physique seront évalués.

1.1.2.2 Boson de Higgs et Nouvelle Physique

Le Tevatron peut espérer observer un boson de Higgs léger ($m_{\mathrm{H}}< 200$ GeV$/c^2$) si la machine tient ses promesses. Pour $m_{\mathrm{H}} > 130$ GeV$/c^2$, le processus pp $\to$H $\to$ WW$^{(*)}$ est considéré. Le bruit de fond provient essentiellement de la production de paires de W et est relativement bien maîtrisé. Pour des masses inférieures à 130 GeV$/c^2$, les processus étudiés sont pp $\to$(W, Z)H $\to$ $(\ell\nu, \ell^+\ell^-, \nu\bar{\nu})b\overline{\mathrm{b}}$. Les sections efficaces sont faibles et une grande luminosité est nécessaire. En outre, les bruits de fond Wjj et Zjj sont importants et difficiles à modéliser. L'étiquetage des jets de quark beaux est un outil essentiel pour extraire le signal du bruit de fond. La masse invariante jet-jet est représentée Fig. 1.3 (gauche) pour l'expérience D0 dans le canal W $\to$ eν, pour 382 pb^{-1} [7]. Les limites sur σ(pp $\to$WH $\to$ Wb$\overline{\mathrm{b}}$, WWW$^{(*)}$) en fonction de m_{H} sont illustrées Fig. 1.3 (droite) pour $\sim 180-380$ pb^{-1}. Pour l'expérience CDF [8], elle est de 8.5 pb à $m_{\mathrm{H}}=$ 115 GeV$/c^2$ pour 319 pb^{-1}. La limite attendue (médiane) est de 5.1 pb. Les prédictions du MS sont également indiquées sur la figure. Dans tout l'intervalle de masse accessible au Tevatron, la limite est encore 30 à 50 fois supérieure aux prédictions.

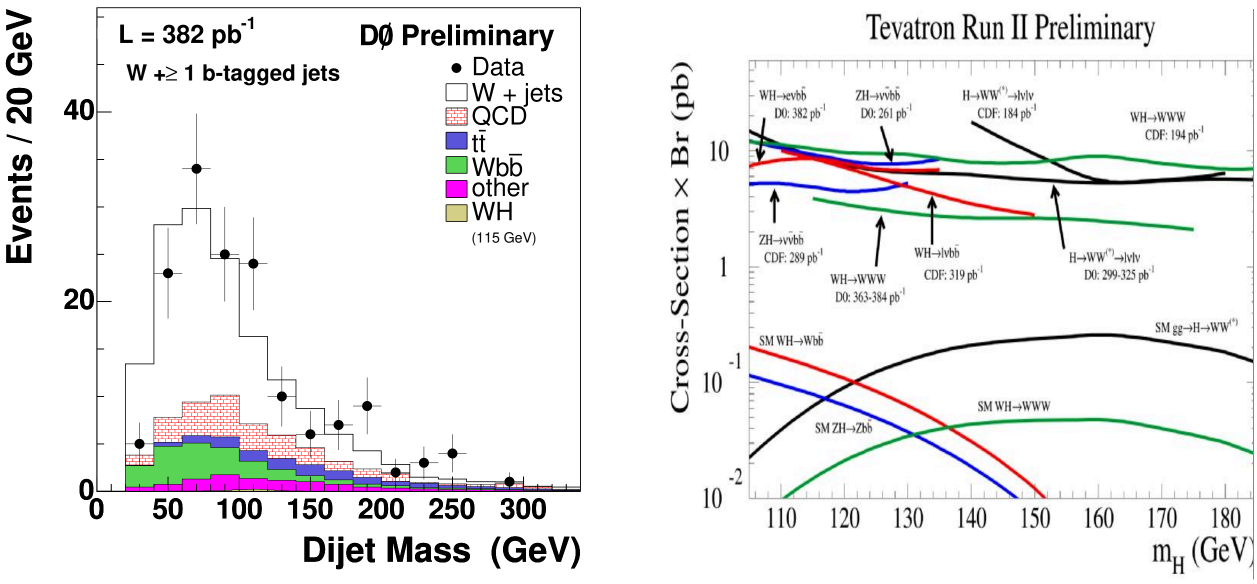

FIG. 1.3 – *<u>Gauche</u> : masse invariante jet-jet dans les événements Wjj avec au moins un jet étiqueté b dans l'expérience D0. <u>Droite</u> : limites sur la section efficace de production d'un boson de Higgs multipliée par le rapport d'embranchement considéré, comparées aux prédictions du MS, pour $\sim 170-380$ pb^{-1} de données accumulées (conférences d'été 2005).*

La section efficace du processus pp $\to$WH $\to$ Wb$\overline{\mathrm{b}}$ dans le MS vaut $\sim$ 0.15 pb pour m_{H} = 115 GeV$/c^2$. Pour être sensible à cette masse, CDF doit gagner un facteur $\sim$ 1150 (la sensibilité varie comme $\sqrt{\mathrm{L}}$). En 2009, quand LHC aura démarré sa prise de données, Tevatron aura accumulé entre 4 et 8 fb^{-1}. Avec 8 fb^{-1}, en combinant ses résultats avec D0, et en prenant en compte W $\to \tau\nu$ et le canal ZH, un facteur 115 peut être atteint, sans modifier les analyses ; cependant de nombreuses améliorations sont possibles, notamment sur l'étiquetage des jets b, la résolution de la masse invariante b$\overline{\mathrm{b}}$, l'extension de l'acceptance pour les leptons dans les régions vers l'avant, l'utilisation de réseau de neurones artificiels... Il est donc pensable que le facteur $\sim$ 10 manquant puisse être atteint. Un exemple de projection à la fin de la prise de données est montré Fig. 1.4 (haut). Ces distributions démontrent en particulier l'importance de maîtriser la résolution sur la masse invariante jet-jet, et surtout $b\overline{b}$. La luminosité nécessaire pour exclure à 95% CL ou observer à trois ou cinq sigmas un signal en fonction de m_{H} est représentée Fig. 1.4 (bas). Dans cette projection, le Tevatron peut avoir son mot à dire sur l'existence d'un boson de Higgs léger si plus de 5 fb^{-1} sont accumulés.

Les recherches NP sont malheureusement limitées au Tevatron à cause d'une énergie de collision un peu trop faible. Les masses accessibles dépendent plus des performances et de la compréhension des détecteurs que de la luminosité intégrée. Par exemple, dans la recherche de Supersymétrie, des masses de gluinos de 400 GeV/c^2 et des masses de stops ou sbottoms de 200 à 250 GeV/c^2 sont accessibles avec $\sim 2\ \mathrm{fb}^{-1}$, et augmenter L à 8 fb^{-1} ne permet de gagner qu'une dizaine de GeV/c^2.

1.2 Le LHC

Le projet du grand collisionneur de hadrons, le Large Hadron Collider (LHC) [10] a vu le jour il y a une vingtaine d'années, et les premières collisions y sont prévues courant 2007. Ce collisionneur proton-proton et d'ions lourds (par exemple, Pb-Pb) est en cours d'installation dans le tunnel du LEP (27 km de circonférence), ce dernier ayant été démantelé à la fin de l'année 2000 après dix ans d'activité. L'énergie dans le centre de masse et la luminosité du LHC devraient battre tous les records actuels [3] : en mode proton-proton, l'énergie atteindra 14 TeV, soit sept fois plus qu'au Tevatron (où $\sqrt{s} = 1.96$ TeV) et la luminosité nominale sera de $10^{34}\ \mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$, soit cent fois plus qu'au LEP et au Tevatron (mais d'une valeur comparable à celle des usines à B). De telles caractéristiques devraient permettre la découverte de nouvelles particules jusqu'à une masse d'environ 5 TeV/c^2.

1.2.1 Intérêt d'un collisionneur Proton-Proton

Pourquoi le choix de la machine post-LEP s'est il porté vers un collisionneur circulaire proton-proton ? Les arguments suivants démontrent l'intérêt d'un tel choix par rapport aux collisionneurs circulaires électron-positon, proton-antiproton (et proton-électron).

1. **Les protons perdent moins d'énergie par rayonnement synchrotron que les électrons** : en effet, une particule relativiste de masse m et d'énergie E subissant une accélération centripète dans un anneau de rayon de courbure R, rayonne à chaque tour une quantité d'énergie donnée par :

$$\Delta E \propto \frac{E^4}{m^4 R} \tag{1.1}$$

Pour doubler l'énergie maximale atteinte par un faisceau du LEP (104.6 GeV) en 2000 avec les mêmes cavités accélératrices, il faudrait donc construire un anneau 16 fois plus grand. La masse d'un proton étant 1836 fois plus grande que celle d'un électron, le rapport d'énergie perdue par un proton et un électron de même impulsion sur la même orbite vaut

$$\frac{\Delta E(p)}{\Delta E(e)} = \left(\frac{m_e}{m_p}\right)^4 = \left(\frac{1}{1836}\right)^4 \simeq 10^{-13}. \tag{1.2}$$

[3]Pour augmenter l'échelle de masse des particules créées, il faut non seulement augmenter l'énergie dans le centre de masse, mais aussi la luminosité puisque la section efficace ponctuelle $\sigma(q\,\overline{q} \to \mathrm{X})$ varie en $1/s$.

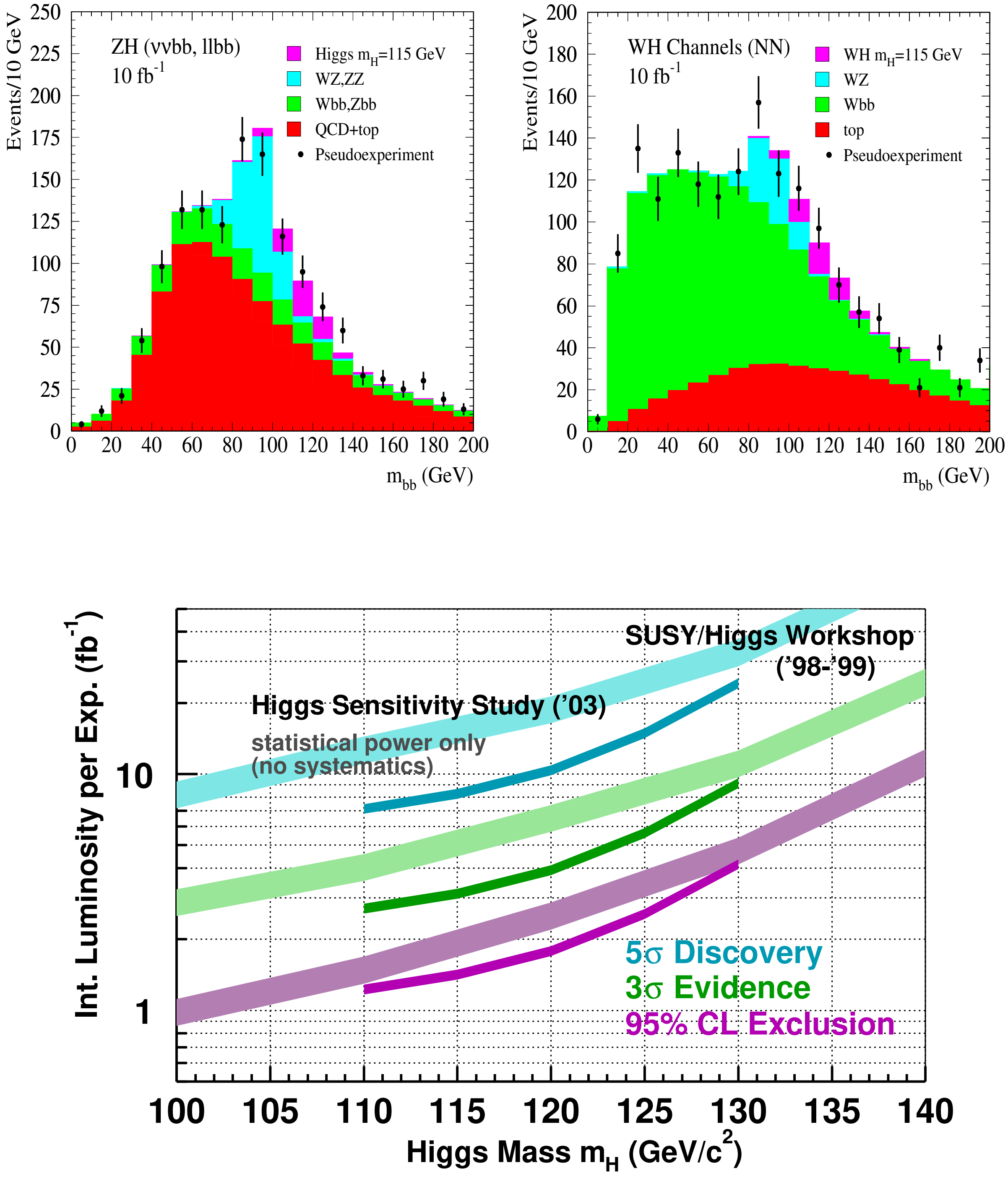

FIG. 1.4 – *Haut : distributions de la masse invariante jet-jet dans les analyses $\nu\bar{\nu}b\bar{b}$ et $\ell\nu b\bar{b}$ pour une expérience et 10 fb^{-1}. Bas : luminosités intégrées par expérience nécessaires pour poser une limite à 95% CL, ou observer une évidence à trois ou cinq sigmas en fonction de l'hypothèse de masse du boson de Higgs [9].*

Ceci représente une perte d'énergie de 3.5 GeV par tour au LEP à 104.6 GeV, et de 7 keV par tour au LHC à 7 TeV. La perte d'énergie par rayonnement synchrotron pour un faisceau de protons n'est donc pas, à l'opposé du cas des électrons, un obstacle à l'augmentation de l'énergie dans le centre de masse [4].

2. **Dans la collision d'objets composites comme le proton, l'énergie disponible lors de l'interaction de deux partons correspond à une distribution large autour du tiers de l'énergie totale**. Cette situation est propice à la découverte de nouvelles particules de masse *a priori* inconnue. Elle présente néanmoins l'inconvénient que la cinématique de la collision n'est pas contrainte (le référentiel du laboratoire ne coïncidant pas avec le centre de masse de la réaction), ce qui est le cas lors de collisions d'électrons.
3. **L'utilisation de protons uniquement, et pas d'anti-protons, permet d'obtenir une haute luminosité tout en conservant des sections efficaces élevées**. En effet, au Tevatron, où les collisions se produisent entre protons et anti-protons, la principale limitation à l'augmentation de la luminosité est le taux de production d'anti-protons : au *run* IIa, ce dernier est 50000 fois inférieur à celui des protons. Malgré les améliorations en cours pour augmenter ce taux (amélioration de la chaî ne de production des anti-protons, nouvel injecteur, nouveau système de refroidissement des anti-protons et recyclage des anti-protons à la fin d'un cycle), il demeure un frein à l'obtention de la luminosité désirée au LHC. D'autre part, si les sections efficaces des collisions proton-anti-proton sont plus élevées que celles des collisions proton-proton [11], cette différence devient négligeable à haute énergie.
   La configuration proton-proton requiert néanmoins deux tubes à vide distincts pour faire voyager les protons en sens opposés dans le collisionneur.

Une fois le choix du collisionneur circulaire proton-proton opéré, on peut déterminer l'énergie maximale pouvant être atteinte dans le centre de masse : celle-ci est limitée par la puissance nécessaire pour maintenir les faisceaux dans le tunnel du LEP de circonférence fixée. L'impulsion d'un faisceau est donnée par

$$p(\mathrm{TeV}/c) = 0.3B(\mathrm{T})R(\mathrm{km}), \tag{1.3}$$

où B est le champ magnétique des aimants du LHC et $R \simeq 4.3$ km est le rayon du tunnel. Pour obtenir un faisceau de 7 TeV en équipant la totalité du tunnel avec des aimants, il faudrait un champ magnétique de 5.4 T. En pratique, puisque seuls 17.6 km sur les 26.7 km de circonférence totale peuvent être équipés d'aimants, le champ magnétique requis est de 8.4 T, soit presque deux fois plus qu'au Tevatron ($B = 4.5$ T) ou à HERA ($B = 4.7$ T). Ce champ est obtenu à l'aide de 1232 dipôles supraconducteurs en Niobium-Titane longs de 14.3 m, refroidis à 1.9 K et supportant un courant de 0.54 A. Par manque de place à l'intérieur du tunnel du LHC, et pour diminuer le coût ainsi que le nombre total de dipôles, les deux tubes à vide sont encastrés dans une même culasse contenant un unique dipôle magnétique à deux ouvertures de 56 mm, comme montré sur le schéma 1.5.

1.2.2 Description de la Chaîne d'Accélération des Protons

Les différentes étapes de production et d'accélération des protons sont visibles sur la figure 1.6 : les protons sont crées à partir d'un gaz d'hydrogène dont les atomes sont ionisés

[4]Le rayonnement synchrotron des protons est par contre un frein à l'augmentation de la luminosité : *cf.* Section 1.2.3.2, paragraphe sur le nuage d'électrons.

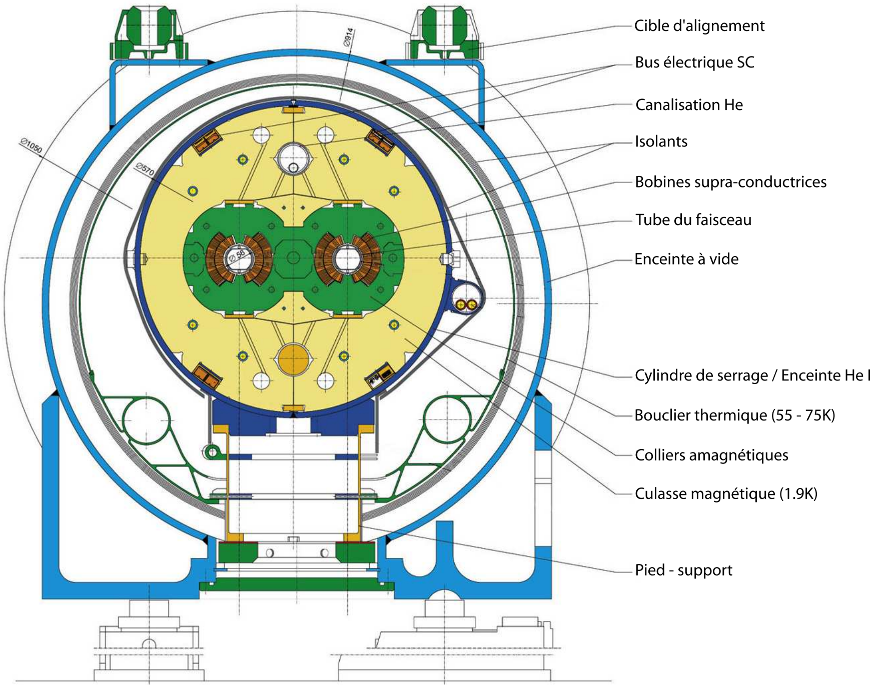

FIG. 1.5 – *Section transverse d'un dipôle à deux ouvertures du LHC. Les spires des deux bobines supraconductrices sont enroulées en sens opposés autour de chacune des ouvertures, permettant ainsi d'accélérer les protons dans les deux sens.*

dans un duoplasmatron [5]. Ils sont d'abord accélérés à 750 keV grâce à un quadrupôle radio-fréquence, puis à 50 MeV par un accélérateur linéaire (LINAC). Un *booster* augmente encore l'énergie des protons jusqu'à 1.4 GeV, avant de les injecter dans un premier synchrotron, le PS (Proton Synchrotron) qui les conduit à une énergie de 26 GeV. C'est dans le PS que les paquets de $\sim 10^{11}$ protons sont formés avec un espacement de 25 ns (c'est à dire une fréquence de 40.07 MHz). Le synchrotron suivant, le SPS (Super Proton Synchrotron) accélérant les protons jusqu'à 450 GeV, constitue la dernière étape avant le LHC. Un cycle de SPS consiste en 3 ou 4 injections de 72 paquets de protons à partir du PS à intervalles de 3.6 s. La phase d'accélération dans le SPS dure environ 8 s, suivi d'un plateau de 1 s à 450 GeV pendant lequel l'équipement d'extraction du SPS au LHC est mis en place et le déphasage nécessaire pour placer les paquets au bon endroit dans le LHC est réalisé. Ce cycle est répété douze fois jusqu'à placer 2808 paquets de protons dans le LHC, en l'espace de 4.3 minutes par faisceau [12]. à la fréquence de 40.07 MHz, on pourrait en théorie placer 3564 paquets dans le LHC, mais il faut garder un certain nombre de trous dans l'orbite pour les temps de montée et descente des aimants *kickers* d'injection (~ 1 μs) et de l'aimant de vidange (~ 3 μs).

Les protons gagnent ensuite 485 keV par tour dans le LHC jusqu'à atteindre une énergie de 7 TeV au bout d'environ 20 minutes [13]. A la fin de cette accélération, les paquets ont une taille transverse [6] au point d'interaction $\sigma_x = \sigma_y = 15.9$ μm [7] et longitudinale $\sigma_z = 7.55$

[5]Un duoplasmatron permet de produire un plasma (un gaz d'ions et d'électrons) en bombardant les atomes d'un gaz, ici l'hydrogène, avec des électrons.

[6]Les axes x, y et z sont définis comme suit : l'axe z correspond à la direction des faisceaux, l'axe x est horizontal et pointe vers l'intérieur de l'anneau du LHC, et l'axe y est vertical.

[7]Les paquets du faisceau d'électrons du LEP étaient aplatis selon l'axe y ($\sigma_x = 200$ μm et $\sigma_y = 5$ μm) à cause du rayonnement synchrotron. Dans le cas du faisceau de protons où le rayonnement synchrotron est

cm.

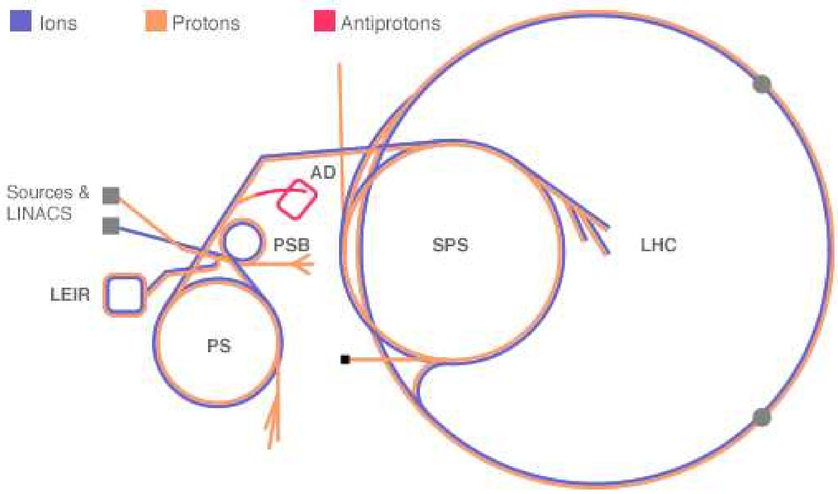

FIG. 1.6 – *Schéma des composants permettant la création (Sources) et l'accélération des protons (LINAC, booster, PS et SPS) jusqu'à leur injection dans le collisionneur LHC.*

1.2.3 La Luminosité

1.2.3.1 Calcul de la Luminosité

La luminosité instantanée mesure le nombre de collisions entre les deux faisceaux par unité de surface et de temps (typiquement en $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$). Elle se calcule de la manière suivante :

$$\mathcal{L} = f n_p \frac{n_1 n_2}{4\pi\sigma_x\sigma_y} F = f n_p \frac{\gamma n_1 n_2}{4\beta^* \epsilon_N} F, \tag{1.4}$$

où

- $f = 11.25$ kHz est la fréquence de révolution de l'ensemble des paquets dans le LHC ;
- $n_p = 2808$ est le nombre de paquets sur l'orbite (comparer les 2808 paquets du LHC aux 4 paquets du LEP et à la centaine de paquets du Tevatron) ;
- $n_1 = n_2 = n_b = 1.15 \times 10^{11}$ est le nombre de protons par paquet dans chaque faisceau ;
- $\gamma = 7460$ est le facteur de Lorentz (à 7 TeV) ;
- $\sigma_x = \sigma_y = 16$ μm est la taille transverse du faisceau au point d'interaction ;
- $\epsilon = \pi\sigma\sigma'$ est l'émittance transverse du faisceau. $\sigma^{(\prime)}$ est la dispersion du faisceau en $x(x')$ et $x' = p_x/p_z$. L'émittance représente le volume occupé par le faisceau dans l'espace de phase x, x' ou, de façon équivalente, dans l'espace de phase y, y' (le faisceau étant symétrique en x et y). L'émittance transverse normalisée $\epsilon_N = \gamma\epsilon = 3.75\pi\mu$m est un invariant de Lorentz conservé durant la phase d'accélération ;
- $\beta = \sigma/\sigma'$ est la fonction d'amplitude et est déterminée par l'optique de la machine. On a la relation $\epsilon = \pi\sigma^2/\beta$. La valeur de β au point d'interaction, β^*, doit être minimisée pour augmenter la luminosité. Au LHC, $\beta^* = 55$ cm ;

---

négligeable, le faisceau est symétrique selon les axes x et y.

- Les faisceaux se croisent avec un angle de croisement vertical $\theta = 285$ μrad. La luminosité est alors diminuée par un facteur F valant :

$$F = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\theta\sigma_z}{2\sigma_x}\right)^2}} \simeq 0.8. \tag{1.5}$$

Ainsi, pour obtenir une luminosité élevée, il faut faire entrer en collision à haute fréquence des paquets de protons de haute densité et de faible émittance en un point de la machine où l'optique permet d'obtenir des petites valeurs de la fonction d'amplitude. En utilisant les valeurs numériques ci-dessus, on calcule la valeur nominale de la luminosité au LHC :

$$\mathcal{L} \sim 10^{34}\ \mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}. \tag{1.6}$$

En intégrant la luminosité instantanée sur une période de temps Δt, $L = \int_{\Delta t} \mathcal{L} dt = \mathcal{L}_{moyen} \times \Delta t$, on tient compte des temps morts dans le fonctionnement de la machine. La luminosité intégrée L a la dimension cm^{-2}. Le produit de luminosités instantanées de l'ordre de 10^{34} cm^{-2}s^{-1} par des temps de l'ordre d'une année (soit 10^7 s) menant à des chiffres énormes, la luminosité intégrée s'exprime communément en barn (b) inverse, où 1 fb^{-1} = 10^{39} cm^{-2}.

1.2.3.2 Atteindre la Luminosité Nominale : Étapes et Embûches

Au démarrage du LHC, la montée en luminosité se fera progressivement : début 2007, l'accélérateur doit être refroidi, puis un unique faisceau circulera dans chacun des tubes à vide durant quelques mois. Les premières collisions entre deux faisceaux devraient arriver au milieu de l'année 2007, d'abord dans un schéma de $43 + 43$ paquets pour une luminosité de $\sim 5 \times 10^{31}$ cm^{-2}s^{-1}, puis dans un schéma de $936 + 936$ paquets espacés de 75 ns pour une luminosité de $\sim 5 \times 10^{32}$ cm^{-2}s^{-1}. Après quelques mois, on adoptera le schéma de $2808 + 2808$ paquets, espacés de 25 ns et contenant chacun 0.4×10^{11} protons, pour atteindre une luminosité devant dépasser 10^{33} cm^{-2}s^{-1}. Cette phase à basse luminosité devrait permettre d'accumuler environ 10 fb^{-1} chaque année pendant trois ans, avant de monter à la luminosité nominale de 10^{34} cm^{-2}s^{-1}.

Si les ingrédients pour arriver à la luminosité nominale sont bien identifiés, de nombreuses incertitudes demeurent néanmoins sur les détails du scénario. Les deux principaux freins pour atteindre la luminosité nominale sont le nuage d'électrons et l'effet faisceau-faisceau.

Le nuage d'électrons : un problème rencontré dans les accélérateurs utilisant de nombreux paquets rapprochés (comme dans les usines à B, à SLAC et KEK, ainsi que dans le PS/SPS) est celui du nuage d'électrons [14] : les photons émis via radiation synchrotron par les protons percutent le tube à vide, créant ainsi de la chaleur dans le tube, et libérant des photo-électrons. Ceux-ci sont accélérés par le paquet suivant de protons et vont à nouveau percuter la paroi du tube à vide en créant des électrons secondaires qui sont à leur tour accélérés par le paquet suivant de protons. Un nuage d'électrons finit par se former entraînant une instabilité du faisceau, une augmentation de la pression dans les tubes à vide, ainsi que de la chaleur sur les parois des tubes. Dans les arcs du LHC où se trouvent les aimants refroidis à 1.9 K, la charge calorifique peut faire disjoncter (le terme courant est *quenching*) le système de cryogénie des aimants entraînant la perte du faisceau. La formation de ce nuage dépend de l'intensité des faisceaux, de l'intervalle de temps entre les paquets et des caractéristiques du tube à vide. Pour lutter contre le nuage d'électrons, un écran à faisceau (actuellement prévu en acier-manganèse recouvert d'une couche de 50 μm de cuivre) placé dans les arcs est chargé d'absorber la chaleur et de réduire le nombre d'électrons secondaires émis par électron primaire [8]. Le nuage d'électrons a été observé dans le SPS pour 3×10^{10} protons par paquet séparés de 25 ns. Après dix jours de fonctionnement à intensité maximale, le nuage n'apparaî t plus que pour 10^{11} protons par paquet : au fil du temps, le tube à vide est nettoyé (le terme courant est *scrubbing*) et émet de moins en moins d'électrons. De nombreuses études sont en cours (à la fois des simulations et des mesures au SPS) pour tenter de minimiser le nuage d'électrons.

L'effet faisceau-faisceau : une autre limitation à l'obtention d'une haute luminosité est l'effet faisceau-faisceau [15], c'est à dire les perturbations dues aux interactions électromagnétiques entre les deux faisceaux aux points d'interaction (effets de front, dits "head-on", 70% de l'effet total) et dans les sections où les deux faisceaux voyagent dans le même tube à vide, sur une distance de 120 m autour du point d'interaction (effets longue-distance, 30% de l'effet total). C'est pour minimiser les effets longue-distance que les faisceaux se croisent avec un petit angle (*cf.* Eq. 1.5), ce qui permet de les garder éloignés dans ces sections communes [9]. La principale conséquence des interactions faisceau-faisceau est l'élargissement du spectre des oscillations betatron des faisceaux [10], ce qui les rend instables.

Les interactions faisceau-faisceau sont caractérisées par le paramètre ξ défini par :

$$\xi = \frac{r_p n_b}{4\pi\epsilon_N} F, \tag{1.7}$$

où r_p est le rayon classique d'un proton. En combinant les Eq. 1.4 et 1.7, on voit que la luminosité est proportionnelle à ξ :

$$\mathcal{L} = f n_p n_b \frac{\pi\gamma}{\beta^* r_p} \xi. \tag{1.8}$$

On a donc intérêt à faire fonctionner l'accélérateur avec une valeur de ξ la plus élevée possible. La valeur nominale au LHC est de 3.4×10^{-3} pour chaque point d'interaction subissant des collisions de face, soit en mode proton-proton pour trois points d'interaction : ATLAS (IP1), CMS (IP5) ($\mathcal{L} = 10^{34}$ cm^{-2}s^{-1}) et LHCb (IP8) ($\mathcal{L} = 10^{32}$ cm^{-2}s^{-1}) [11]. La valeur totale de ξ est ainsi de 0.01, inférieure à la valeur 0.015 tel que recommandé par l'expérience acquise au Tevatron.

[8]Des études montrent que si moins de 1.3 électrons secondaires sont émis pour chaque électron primaire, le nuage d'électrons ne se forme pas. Pour les écrans à faisceau actuels, ce nombre est de 2.4 : des études sont donc en cours pour réduire ce facteur, notamment, des écrans de différentes compositions sont en cours de tests.

[9]Malgré une séparation des faisceaux de 7 à 10 fois la taille du faisceau dans les sections de tube à vide commun, 20 interactions se produisent en moyenne dans chaque section (soit pour 4 sections, une par point d'interaction, un total de 120 interactions par tour).

[10]Les oscillations betatron des particules dans un faisceau consistent en des déviations dans le plan $x - y$ par rapport à la trajectoire nominale. Celles-ci sont crées par le gradient alternatif des champs magnétiques des quadrupôles servant à la focalisation des faisceaux.

[11]Durant la phase de haute luminosité du mode proton-proton, la quatrième expérience ALICE (IP2) prévoit d'observer des protons à une luminosité de 10^{30} cm^{-2}s^{-1}, luminosité obtenue avec des collisions en halo où les faisceaux se croisent à une distance de 4 ou 5 σ.

1.2.3.3 Au Delà de La Luminosité Nominale

Plusieurs améliorations sont envisagées pour augmenter la luminosité [16] jusqu'à une valeur de 10^{35} cm^{-2}s^{-1}.

Dans une première phase, il est prévu de pousser les performances de la machine sans modification du matériel en :

- ne conservant plus que deux points de collisions (ATLAS et CMS), ce qui diminue les effets faisceau-faisceau ;
- augmentant le nombre de protons par paquet à 1.7×10^{11} jusqu'à la limite permise par les effets faisceau-faisceau, ce qui permet d'obtenir $\mathcal{L} = 2.3 \times 10^{34}$ cm^{-2}s^{-1}.

D'autre part, l'énergie peut aussi être augmentée à 7.54 TeV par faisceau en augmentant le champ magnétique des dipôles à 9 T [12].

Dans une seconde phase, il est prévu d'opérer des modifications sur la machine sans toucher aux arcs d'accélération en :

- modifiant les quadrupôles pour obtenir un β^* de 25 cm (au lieu de 55 cm). Il est aussi possible de rapprocher les dipôles de séparation des faisceaux plus près des points d'interaction pour diminuer les effets faisceau-faisceau longue-distance ;
- augmentant l'angle de croisement par un facteur $\sqrt{2}$ pour arriver à une valeur de $\theta = 424$ μrad (au lieu de 285 μrad) ;
- doublant le nombre de paquets pour arriver à une intensité de 1 A, à condition de maîtriser l'énergie totale stockée qui sera colossale (et posera par exemple des problèmes sérieux en cas de perte des faisceaux) et le nuage d'électrons amplifié par la période de croisement des faisceaux descendue à 12.5 ns [13].

A l'issue de cette deuxième phase, la luminosité pourrait atteindre $\mathcal{L} = 5 \times 10^{34}$ cm^{-2}s^{-1}. Pour atteindre 10^{35} cm^{-2}s^{-1}, les aimants du SPS devraient être remplacés afin d'injecter les protons dans le LHC à une énergie de 1 TeV.

Le solution traditionnelle (SLHC) dans laquelle on augmente la fréquence de révolution f (et donc diminue Δt) peut être remplacée par une alternative où le nombre de protons par paquet n_b ainsi que la longueur des paquets (entrant dans le facteur F) sont augmentés. Dans ce cas, les effets d'empilement sont néanmoins significativement augmentés. Le tableau 1.1 résume les paramètres de la machine pour ces différents scénarios, comparés aux valeurs nominales du LHC.

Scénario	Δt (ns)	n_b (10^{11})	β^* (cm)	θ (μrad)	σ_z (cm)	I (A)	$\mathcal{L}$ (10^{34} cm^{-2}s^{-1})
Nominal	25	1.15	55	286	7.55	0.58	1
SLHC	12.5	1.7	25	424	3.78	1.72	9
Alternatif	75	6	0.25	430	20	1.0	6.3

TAB. 1.1 – *Paramètres de la machine dans le cas du LHC (valeurs nominales), du SLHC (solution "traditionnelle") et d'une solution alternative.*

[12] Pour augmenter significativement l'énergie dans le centre de masse, il faut changer tous les dipôles. Des dipôles de 16 T permettraient d'obtenir une énergie de 28 TeV.

[13] Il existe une option alternative d'un unique "long paquet" de 300 m de long. c'est une option intéressant lorsque couplée à un grand angle de croisement des faisceaux, ce qui limite le nuage d'électrons.

1.2.3.4 Mesure de la Luminosité

L'incertitude sur la luminosité est l'incertitude dominante pour les mesures de sections efficaces et de rapports d'embranchement au LHC.

Les différentes méthodes pour déterminer la luminosité sont explicitées ci-dessous [17] :

- **Calcul à partir des paramètres de la machine** (*cf.* Eq. 1.4). La précision attendue est limitée à $\approx$ 10% à cause des points suivants :
  - la connaissance du profil des faisceaux : σ_x et σ_y sont mesurés loin du point d'interaction, il faut donc extrapoler ces mesures.
  - l'évaluation des effets dûs aux interactions faisceau-faisceau et à l'angle de croisement des faisceaux au point d'interaction.

  La possibilité d'utiliser la méthode des *scans* de Van Der Meer [18] qui permettait de mesurer la luminosité avec une précision de 1% aux ISR [19] est aussi étudiée.
- **Utilisation du théorème optique**, qui relie la section efficace pp de diffusion élastique σ_{el} à $t = 0$ à la section efficace pp totale σ_{tot} :

$$\left.\frac{d\sigma_{el}}{dt}\right|_{t=0} = \frac{1}{\mathcal{L}}\left.\frac{dN_{el}}{dt}\right|_{t=0} = (1+\rho^2)\frac{\sigma_{tot}^2}{16\pi}. \tag{1.9}$$

  Le paramètre ρ est le rapport des parties réelle et imaginaire de l'amplitude de diffusion élastique vers l'avant (connu avec une précision de 0.5%), et σ_{tot} est donnée par :

$$\sigma_{tot} = \frac{N_{inel} + N_{el}}{\mathcal{L}}. \tag{1.10}$$

  Ainsi, la luminosité s'écrit de la manière suivant :

$$\mathcal{L} = \frac{1+\rho^2}{16\pi}\frac{(N_{inel}+N_{el})^2}{dN_{el}/dt|_{t=0}}. \tag{1.11}$$

  La mesure du nombre de diffusions élastiques N_{el} est réalisée à l'aide de pots romains (détecteurs très proches du faisceau constitués de fibres scintillantes) de l'expérience TOTEM [20] situés le long de la ligne de faisceau à 5, 16 et 200 mètres du point d'interaction de CMS (TOTEM possède aussi des détecteurs dans la région très à l'avant de CMS). Cette mesure est réalisée dans une configuration spéciale du LHC : basse luminosité (10^{28} cm^{-2}s^{-1}), moins d'empilement d'événements, angle de croisement nul. La mesure de $N_{inel} + N_{el}$ demande une très grande acceptance et celle d'ATLAS n'est pas assez importante pour mener à une mesure suffisamment précise. En revanche, les détecteurs très à l'avant de TOTEM dans CMS permettent une telle mesure, et donc d'obtenir une précision sur la luminosité de 1%.

  Néanmoins, tout n'est pas perdu pour ATLAS, car dans la limite $t = 0$, le nombre de diffusions élastiques par unité de temps est sensible à la fois aux interactions Coulombiennes et nucléaires, ainsi qu'à leurs interférences, et peut s'exprimer de la manière suivante :

$$\left.\frac{dN_{el}}{dt}\right|_{t=0} = \mathcal{L}\pi\left(\frac{-2\alpha_{QED}}{|t|} + \frac{\sigma_{tot}}{4\pi}(i+\rho)e^{-b|t|/2}\right)^2. \tag{1.12}$$

  Ainsi, dans cette région, une mesure de la distribution angulaire des protons déviés permet de déterminer les paramètres inconnus de la formule 1.12, dont σ_{tot} et la luminosité $\mathcal{L}$ avec une précision de 2 ou 3%, ce qui est suffisant pour les études discutées dans ce document.

- **Mesure de processus "expérimentalement propres" dont la section efficace est grande et bien connue** : c'est le cas par exemple de la fusion $\gamma\gamma$ menant à la production de paires de leptons (pp $\to$p + $\ell^+\ell^-$ + p où $\ell^+\ell^-$ = e^+e^- ou $\mu^+\mu^-$) dont les sections efficaces sont connues avec une précision de 1%. Un autre exemple est la mesure inclusive de la production de W ou Z dont les sections efficaces de production souffrent néanmoins d'incertitudes dues à QCD.

1.3 Phénoménologie des Collisions Proton-Proton

Les collisionneurs hadroniques sont à ce jour les seuls capables de fournir une énergie dans le centre de masse supérieure à quelques TeV. Leur exploitation en tant que machine de découverte est une nécessité. Cette relative facilité d'obtenir une grande énergie a des inconvénients majeurs : la phénoménologie des collisions hadroniques est bien plus complexe que celles des collisions leptoniques, telles que celles étudiées au LEP. Une des principales difficultés provient du fait que les particules des faisceaux ne sont pas ponctuelles. Les collisions *dures* ont lieu entre constituants des hadrons :

- l'énergie *utile* n'est pas celle du centre de masse proton-proton $\sqrt{s}$;
- la composante longitudinale de l'impulsion n'est pas connue *a priori* ;
- les résidus (n'ayant pas pris part à la collision *dure*) des hadrons incidents emportent la plus grosse part de l'énergie disponible. Même si celle-ci est en général perdue dans le tube à vide, une certaine fraction peut être déposée dans le détecteur et *polluer* ainsi l'événement intéressant.

Finalement, la haute luminosité nécessaire combinée à la grande section efficace proton-proton peut induire plusieurs collisions lors d'un même croisement de faisceau, compliquant d'autant l'analyse des données.

1.3.1 Le Modèle des Partons

Aux énergies accessibles au LHC, on peut représenter un proton du faisceau comme un gaz de partons i (quarks et gluons) quasiment libres, ayant chacun une fraction $x_i \in [0, 1]$ de l'impulsion totale. Les x_i sont tels que $\sum_i x_i = 1$. Ces partons constituent l'état initial de la collision dure. La description d'un processus est factorisée en plusieurs étapes : 1) choisir un parton (quark d'une certaine saveur ou gluon) dans chacun des protons. Cette étape nécessite la connaissance des probabilités de trouver un parton i avec un x donné dans le proton, f_i ; 2) calculer le processus parton-parton $\hat{\sigma}$; 3) faire la somme sur toutes les paires de partons conduisant à un état final donné. Dans cette procédure, l'impulsion transverse des partons est négligée, ainsi que les effets dus à la fonction d'onde du hadron (*c-à-d* les partons sont quasiment libres mais tout de même confinés à l'intérieur du hadron incident). La figure 1.7 représente une collision proton-proton.

Cette factorisation en trois étapes se retrouve dans l'expression de la section efficace du processus pp $\to$X :

$$d\sigma(\mathrm{pp} \to \mathrm{X}) = \sum_{i,j} \int_0^1 dx_i dx_j \mathrm{f}_i(x_i, Q^2)\mathrm{f}_j(x_j, Q^2) d\hat{\sigma}(\mathrm{q}_i\mathrm{q}_j \to \mathrm{X}, \hat{s}, Q^2)$$

où $\sqrt{\hat{s}} = \sqrt{x_i x_j s}$ est l'énergie dans le centre de masse des deux partons incidents q_i et q_j. Les sections efficaces partoniques $d\hat{\sigma}$ sont “facilement” calculables à l'ordre le plus bas

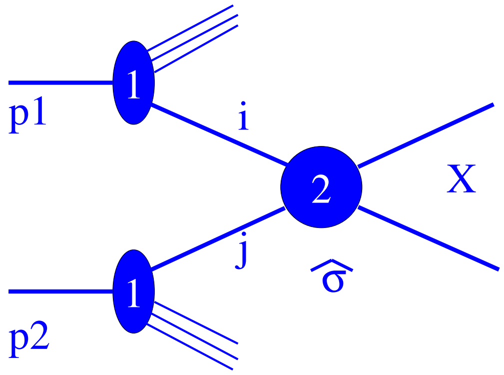

FIG. 1.7 – *Schéma de principe d'une collision proton-proton.*

dans la théorie des perturbations (*Leading Order*, LO). L'ordre de grandeur ainsi obtenu est correct, mais des calculs aux ordres supérieurs (*Next^n Leading Order*, N^{n}LO) sont nécessaires pour une estimation précise. Dénommant Q une échelle d'énergie typique du processus, la dépendance en Q apparaît dès que la série des perturbations est tronquée à un ordre fini. Un calcul complètement non perturbatif du processus pp $\rightarrow$X ne présenterait évidemment aucune dépendance en Q, et un bon test de la convergence du développement perturbatif est la diminution de cette dépendance avec n. Le meilleur choix de l'échelle Q n'est pas sans ambiguïté. Typiquement, $Q^2 \sim \hat{s}$.

Alors que d$\hat{\sigma}$ est relativement facile à évaluer, les probabilités f$_i$ qui représentent la structure du proton ne sont pas calculables dans QCD. Elles sont extraites de mesures de sections efficaces de diffusion profondément inélastiques à HERA ou dans des expériences sur cible fixe. Le Tevatron apporte également des contraintes, notamment sur les quarks de valence u et d, par la mesure de l'asymétrie de charge W^+/W^- [21]. Ces mesures ne contraignent les fonctions de structure que sur une certaine plage en x et ne sont réalisées qu'à des échelles Q données. L'évolution en fonction de Q peut être calculée dans QCD perturbatif (équations d'Altarelli-Parisi). En revanche, la méconnaissance de ces fonctions à petit x, où les mesures sont rares, peut *a priori* poser problème au LHC : les x explorés seront assez faibles ($\sim$ 0.025 pour la production d'une paire $\mathrm{t\bar{t}}$). La figure 1.8 (gauche) représente la densité de probabilité en impulsion des gluon, quark u de valence et quark u de la mer dans le proton, pour les fonctions de structure CTEQ6L [22], pour trois valeurs de Q (0.01, 0.1 et 1 TeV). Aux petits x sondés par LHC, les gluons sont dominants et la contribution des quarks de la mer n'est pas négligeable. Une quantité intéressante permettant d'avoir une intuition sur la composition de l'état initial dans les collisions proton-proton au LHC est la luminosité partonique [23] :

$$\mathcal{L}_{ij} = \tau \frac{d\mathcal{L}}{d\tau} = \frac{\tau}{1+\delta_{ij}} \int_\tau^1 dx [f_i(x) f_j(\tau/x) + f_j(x) f_i(\tau/x)]/x,$$

où $\tau = \hat{s}/s$. La section efficace différentielle du processus pp $\rightarrow$X peut ainsi être réécrite comme :

$$\frac{d\sigma}{d\tau} = \sum_{i,j} \mathcal{L}_{ij} \hat{\sigma}(\mathrm{q}_i \mathrm{q}_j \rightarrow \mathrm{X}).$$

Une section efficace partonique typique vaut $\hat{\sigma} \sim c/\hat{s}$, où c est un couplage sans dimension (*e.g.* $c \sim (\alpha_s/\pi)^2$ pour la production d'une paire de jets). Les luminosités partoniques

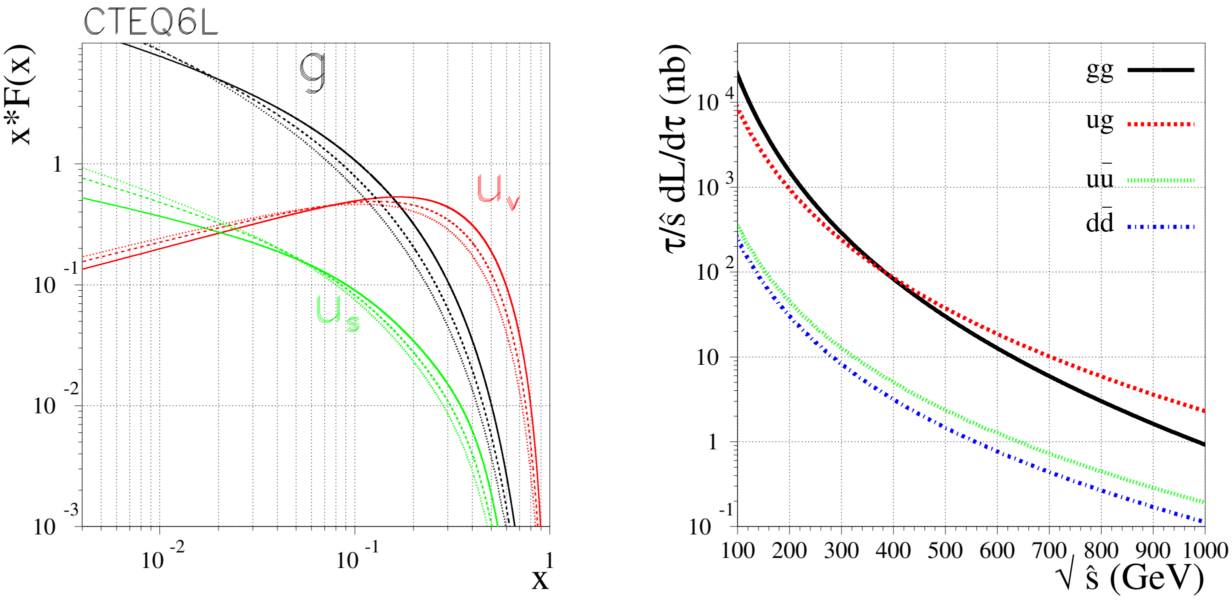

FIG. 1.8 – *Gauche : densités de probabilité du gluon et des quarks u de valence et de la mer dans le proton, en fonction de x. Droite : luminosité partonique en fonction de l'énergie dans le centre de masse des partons incidents, pour différents types de collision.*

rapportées à $\hat{s}$ (dimension d'une section efficace) donnent une idée sur les types de collision dominants au LHC. Quatre d'entre-elles sont illustrées Fig 1.8 (droite). Au LHC, les collisions gluon-gluon et gluon-quark sont dominantes quelque soit $\hat{s}$. Par exemple, les collisions gluon-gluon représentent 85% de l'état initial pour la production de paire de quarks top.

Remarques sur les Corrections d'Ordres Supérieurs

Pour un processus donné, *e.g.* la production du boson Z, l'ordre dominant LO est donné par le diagramme de Feynman de plus faible ordre : pour le Z, son ordre est $\mathcal{O}(\alpha)$. On appelle couramment corrections NLO les corrections d'un ordre de plus en α_s à la contribution LO [14] : elles sont constituées des diagrammes en boucle (corrections virtuelles) et des diagrammes aux arbres avec un vertex supplémentaire (corrections réelles). Ces deux contributions sont divergentes séparément mais leur somme est convergente. Les définitions LO/NLO dépendent de l'état final auquel on s'intéresse. Par exemple, l'ordre dominant pour la production du boson de Higgs par fusion de gluons nécessite un calcul à une boucle en $\mathcal{O}(\alpha_s^2\lambda_t^2)$. De la même façon, une détermination à l'ordre dominant de l'impulsion transverse du boson de Higgs produit par fusion de gluon correspond à un calcul de la section efficace du processus à NLO, puisque $p_T(\mathrm{H}) = 0$ à l'ordre dominant. Une partie des corrections d'ordre supérieur est absorbée dans les fonctions de structure : il faut donc veiller à rester cohérent entre l'ordre de l'évolution des fonctions de structure et l'ordre de l'élément de matrice du processus considéré : l'évaluation NLO d'une section efficace doit utiliser des fonctions de structure NLO.

Comment mentionné ci-dessus, la plupart des calculs LO est relativement aisée. Il existe notamment plusieurs programmes de générations automatiques de graphes de Feynman et

[14] de façon plus général, il peut s'agir de corrections QCD ou EW

d'éléments de matrice (CompHEP [24], MadGraph [25], GRACE [26]...). Même à l'ordre des arbres cependant, les calculs deviennent rapidement très longs, d'autant plus que la multiplicité dans l'état final est grande. En outre, des coupures cinématiques sont souvent nécessaires pour traiter des singularités colinéaires ou infrarouges. Beaucoup de progrès ont été accomplis ces dernières années dans les calculs NLO. C'est une obligation pour exploiter au mieux les données que fourniront les détecteurs auprès du LHC. Certains processus ont même été calculés au NNLO. Engendrer des événements Monte-Carlo au NLO est en revanche beaucoup plus compliqué, la difficulté majeure étant de combiner les calculs NLO perturbatifs avec les approches "gerbes partoniques" (*parton shower*) qui traitent les rayonnements de gluons mous et sont intégrées dans les générateurs MC standard (PYTHIA [27], HERWIG [28], ISAJET [29]), en évitant tout double comptage. Une approche développée récemment "MC@NLO" [30] a permis pour la première fois de simuler complètement des événements au NLO en intégrant les radiations molles.

L'approche "MC@NLO" est récente. De nombreuses analyses sont encore effectuées à l'aide d'événements MC *standard*. On repondère alors souvent les prédictions des générateurs MC par un facteur K, défini par $K = \sigma(\mathrm{NLO})/\sigma(\mathrm{LO})$. Cette repondération est l'ordre 0 pour prendre en compte les corrections NLO et est à utiliser avec prudence : d'une part K dépend en général de Q^2, d'autre part, la cinématique NLO diffère de la cinématique LO (un parton supplémentaire peut exister dans l'état final) et K peut ainsi dépendre de la région de l'espace des phases, des coupures cinématiques, ...

Les sections efficaces de quelques processus "typiques" sont illustrées Fig. 1.9, en fonction de l'énergie dans le centre de masse, pour un collisionneur proton-(anti)proton. Des processus encore relativement rares au Tevatron, comme la production de paires $\mathrm{t\bar{t}}$ ou de boson de Higgs, deviennent très fréquents au LHC. Par exemple, 2880 paires $\mathrm{t\bar{t}}$ et 3.6 bosons de Higgs de 700 GeV/c^2 sont attendus par heure au LHC, dans la phase basse luminositée.

1.3.2 Un Peu de Cinématique

Lors d'une collision proton-proton, l'impulsion longitudinale (parallèle aux faisceaux, axe z) du système partonique donnant lieu au processus *dur* est inconnue *a priori*. En revanche l'impulsion transverse (dans le plan orthogonal à l'axe des faisceaux) est nulle [15]. On utilise donc couramment des variables cinématiques qui fournissent des distributions invariantes par poussée le long de l'axe z :

- l'angle polaire θ est remplacé par la rapidité

$$y = \frac{1}{2}\ln(\frac{E+p_z}{E-p_z}), \tag{1.13}$$

ou plutôt la pseudo-rapidité, égale à la rapidité dans l'approximation ultra relativiste :

$$\eta = -\ln(\tan\frac{\theta}{2}). \tag{1.14}$$

La valeur $\eta = 0$ correspond à $\theta = 90°$ et $\eta = 5$ (limite typique de l'acceptance des détecteurs auprès du LHC) à $\theta \sim 0.8°$. Par poussée β le long de l'axe des faisceaux, $y \to y - \frac{1}{2}\ln(\frac{1+\beta}{1-\beta})$ laisse la forme de la distribution $\mathrm{dN}/\mathrm{d}y$ invariante ;
- l'impulsion transverse $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$.

[15] On suppose que l'impulsion transverse des partons dans les protons est négligeable.

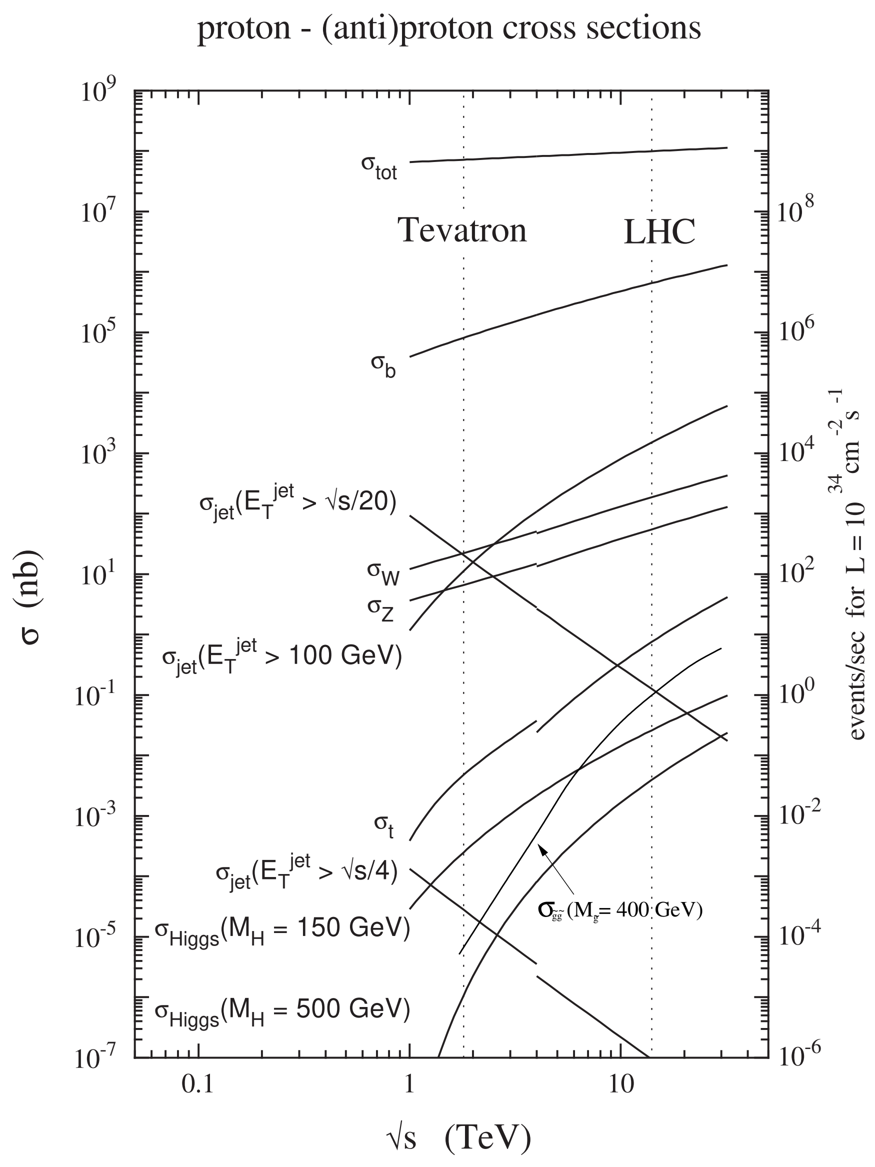

FIG. 1.9 – *Sections efficaces (en nb, axe de gauche) et nombres d'événements par seconde (pour la luminosité nominale* $\mathcal{L}= 10^{34} cm^{-2} s^{-1}$*, axe de droite) des principaux processus issus des collisions protons-(anti)protons en fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse. Les deux lignes pointillées verticales indiquent les énergies atteintes au Tevatron* ($\sqrt{s} = 1.96$ *TeV) et au LHC* ($\sqrt{s} = 14$ *TeV).*

Puisque le quadri-vecteur du centre de masse n'est pas entièrement connu, il n'est pas possible de reconstruire en général les particules qui, comme les neutrinos, s'échappent du détecteur sans interagir. Seules les composantes transverses sont mesurées comme l'opposé de l'impulsion transverse totale observée. Ces impulsion transverse et impulsion transverse *manquante* sont des variables essentielles dans la plupart des analyses. On utilise souvent indifféremment l'impulsion transverse et l'"énergie transverse", définie par $E_T = E \sin\theta$. Pour des objets de masse nulle, $p_T = E_T$.

1.3.3 Les Restes des Protons

Pour produire un état final intéressant, seuls deux partons incidents interagissent. Les restes des protons peuvent également contribuer à l'activité dans le détecteur et doivent être pris en compte. Plusieurs autres interactions entre partons des restes des faisceaux peuvent également avoir lieu (Fig 1.10). Des études notamment par CDF [31] montrent que ce phénomène d'interactions multiples existe. Les restes des protons et de leurs éventuelles interactions dures sont couramment appelés "événement sous-jacent". Sa modélisation est très compliquée. Beaucoup d'effets entrent en jeu, notamment de corrélation de couleur, de saveur, d'ordonnancement des impulsions transverses, etc… Une compréhension théorique complète est impossible, mais plusieurs modèles existent (voir par exemple Ref. [32]), qui doivent être ajustés aux données. Une difficulté majeure pour les pré-études au LHC est l'extrapolation entre les énergies accessibles actuellement (1.96 TeV au Tevatron) et l'énergie du LHC. Même si les modèles sont en accord avec les données à 1.96 TeV (ils sont ajustés à ces données et celles de plus basse énergie), ils peuvent rapidement diverger et donner des prédictions très différentes pour le LHC. Ceci est illustré dans la table 1.2 où sont comparés, à travers des quantités simples, les générateurs PYTHIA et PHOJET [33].

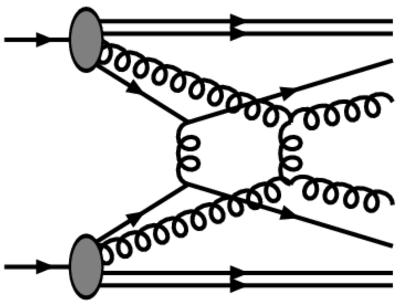

FIG. 1.10 – *Représentation d'une collision proton-proton à deux collisions parton-parton.*

Modèle	PHOJET	PYTHIA
$< N_{ch} >_T$	3.0	6.5
$(\sum p_T^{ch})_T$	3.5	7.5

TAB. 1.2 – *Comparaison entre PYTHIA et PHOJET pour l'événement sous-jacent dans des événements QCD. La variable $< N_{ch} >_T$ est le nombre moyen de particules chargées ($p_T > 1$ GeV/c, $|\eta| < 1$) dans les régions loin des deux jets les plus énergétiques [31], et $(\sum p_T^{ch})_T$ est la somme de leurs impulsions transverses.*

L'activité dans le détecteur de cet événement sous-jacent peut être importante et nécessitera une étude poussée pour atteindre les objectifs du LHC concernant les mesures de précision (masse du quark top, ...). La soustraction de l'énergie de l'événement sous-jacent contribuera fortement aux erreurs systématiques sur l'échelle absolue de l'énergie des jets.

1.3.4 Événements de Biais Minimum et Empilement

Les événements de biais minimum sont les interactions inélastiques proton-proton les plus fréquentes. L'activité d'un tel événement est en moyenne plus faible que celle de l'événement sous-jacent. La section efficace de ce processus est $\sigma_{inel} \sim 80$ mb (dont 25 mb de processus diffractifs pp $\rightarrow$ppX et pp $\rightarrow$pX). à la luminosité nominale $\mathcal{L} = 10^{34}$ cm^{-2}s^{-1}, et en prenant en compte les paquets vides ($\sim$ 20%), cela représente en moyenne 25 interactions par croisement de paquets. Ces événements se superposent à l'événement intéressant et leur contribution à l'activité dans le détecteur doit être soustraite. La Table 1.3 montre l'activité des traces chargées dans ces événements pour deux générateurs.

Modèle	PHOJET	PYTHIA
$< N_{ch} >$	70	90
$< p_T^{ch} >$	0.64	0.55

TAB. 1.3 – *Comparaison entre PYTHIA et PHOJET pour les événements de biais minimum au LHC. $< N_{ch} >$ est la multiplicité chargée moyenne et $< p_T^{ch} >$ la moyenne de l'impulsion transverse des particules chargées.*

Là encore, les incertitudes sont grandes. La densité de particules chargées en fonction de η pour ces événements est représentée Fig. 1.11. Dans la région centrale, environ 7 particules chargées de p_T moyen 600 MeV/c sont produites par unité de pseudo-rapidité, avec un nombre similaire de photons.

1.4 Les Défis Expérimentaux

1.4.1 Contraintes Expérimentales et Spécifications

Pour exploiter toute la physique accessible au LHC, les détecteurs doivent satisfaire des contraintes drastiques :

- Résister aux conditions difficiles. La grande section efficace proton-proton ainsi que la haute luminosité impliquent des taux de radiations élevés. Les détecteurs doivent résister à l'accumulation de ces doses pendant plusieurs années. Typiquement, les taux de radiation sont les suivants :
  - Doses de quelques 10 Gy/an à $\approx$ 2000 kGy/an, suivant la position dans le détecteur. Les doses augmentent à petits rayons, et à petits angles (par rapport à l'axe des faisceaux).
  - Flux de neutrons de $\approx 10^{12}$ à 10^{16} n/cm^2/an, à nouveau suivant la position dans le détecteur.

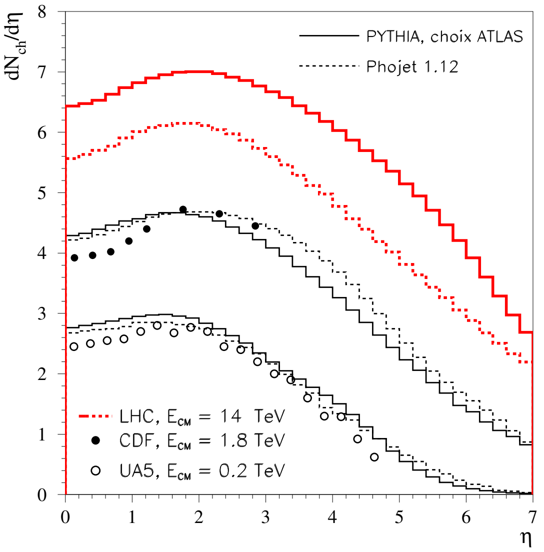

Fig. 1.11 – *Densité de particules chargées par unité de pseudo-rapidité pour trois collisionneurs. Les données de UA5 et CDF sont comparées aux prédictions de PHOJET et PYTHIA. L'accord entre les deux générateurs et les données est raisonnable, mais l'extrapolation à l'énergie du LHC induit une grande incertitude.*

- Les détecteurs doivent intégrer un système de déclenchement sophistiqué. Il s'agit de réduire le taux de croisement de 40 MHz (avec plusieurs interactions proton-proton par croisement, $\approx$ 23 à luminosité nominale) à un taux d'écriture sur disque de $\approx$ 100 Hz. Ceci nécessite un système de déclenchement à plusieurs niveaux. Typiquement, le premier niveau (purement *hardware*) réduit le taux à environ 50-100 kHz grâce à une électronique dédiée, pendant que les informations du détecteur sont stockées dans des pipelines. Les niveaux deux et trois sont principalement *software* et utilisent l'information fine du détecteur (soit dans une région donnée, soit pour l'ensemble de l'événement au niveau trois). Les signatures avec leptons sont plus facilement déclenchables que les signatures avec jets hadroniques, dont la section efficace de production est nettement plus grande. Les aspects reliés au déclenchement ne seront pas discutés en détails dans ce cours, mais il s'agit clairement d'une question critique : il n'est pas possible d'analyser *offline* les événements sur lesquels on n'a pas déclenché ! Il est important de se rappeler qu'il s'agit d'une des différences importantes entre un collisionneur hadronique et un collisionneur leptonique. Afin de minimiser les risques de passer "à coté" d'une signature intéressante, les déclenchements doivent être le plus inclusif possible.

- Pour obtenir un bon rapport signal sur bruit, les performances en résolution et identification du détecteur doivent être excellentes. Ceci est illustré par les quelques exemples (non exhaustifs) ci-dessous :
  - L'observation propre d'un signal d'électrons inclusifs (avec une impulsion transverse par rapport à l'axe des faisceaux supérieure à $\approx$ 25 GeV/c) nécessite un facteur de rejet des jets hadroniques de $\approx 10^5$. À ce niveau, les jets résiduels ressemblant à des électrons viennent de fragmentation en π^0 durs, où l'un des photons issus du π^0 se convertit en une paire e^+e^-.

- Le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ nécessite une très bonne identification des photons (rejet des jets hadroniques par quelques milliers) ainsi qu'une très bonne résolution sur la mesure de leur énergie. C'est le canal le plus exigeant pour la calorimétrie électromagnétique.
- Le canal $H \rightarrow 4\ \ell$ demande aussi une bonne résolution et identification des muons et des électrons.
- L'observation d'un Z′ de grande masse (quelques TeV/c^2) demande aussi une bonne résolution sur l'énergie des leptons à l'échelle du TeV. Ceci est notamment délicat pour les muons. La résolution d'un spectromètre magnétique se dégrade en effet linéairement avec l'énergie à grande énergie.
- Certaines signatures mettent en jeu la détection de jets hadroniques. Une bonne résolution sur ces jets est alors importante. Ceci pose des contraintes sur la calorimétrie hadronique.
- L'énergie transverse manquante est une variable clé pour de nombreux canaux (boson(s) de Higgs et supersymétrie entre autres). Il faut à la fois une bonne résolution et un faible niveau de queues non-gaussiennes. Ceci nécessite une très bonne couverture angulaire du détecteur (jusqu'à une pseudo-rapidité de 5) et une bonne résolution calorimétrique.
- Enfin, l'identification des jets issus de quarks b et des désintégrations hadroniques des leptons τ est importante à la fois pour la physique du modèle standard (physique du quark top par exemple), pour la recherche du boson de Higgs (qui se désintègre principalement en b et τ à basse masse), et pour la recherche de nouvelle physique. Si l'identification des τ peut se faire en grande partie par le calorimètre (recherche d'amas plus collimés que les jets hadroniques), l'identification des jets contenant un quark b repose en grande partie sur la recherche d'un vertex secondaire. La durée de vie des hadrons de beauté est en effet de l'ordre de la pico-seconde. Pour une énergie de l'ordre de 40 GeV, la distance de vol entre le point de production et le point de désintégration est ainsi de quelques millimètres, ce qui est mesurable si on dispose d'un détecteur de vertex au silicium. On souhaite obtenir un facteur de rejet de l'ordre de 100 (ou mieux) contre les jets issus de quarks légers, pour une efficacité de l'ordre de 50-60% (ajustable suivant les analyses).

À nouveau, ces performances doivent être atteintes dans l'environnement difficile du LHC. Les détecteurs doivent avoir une réponse rapide (pour ne pas intégrer trop de croisements), et disposer d'une très bonne granularité afin de minimiser les effets d'empilement, provenant de la superposition d'événements à biais minimum (le "tout venant" des interactions proton-proton) et de l'événement intéressant. Dans la suite de ce cours, certains exemples liés aux motivations sur les performances du détecteur seront évoqués.

1.4.2 Les Expériences ATLAS et CMS

Une description détaillée d'ATLAS et CMS est hors du cadre de ce cours. Seule une vue d'ensemble est présentée ici.

ATLAS et CMS sont deux détecteurs "généralistes" qui ont pour but de couvrir l'ensemble du programme de physique accessible au LHC. La figure 1.12 montre une vue du détecteur CMS, et la figure 1.13 une vue d'ATLAS. À la fois ATLAS et CMS comportent un détecteur de traces interne baignant dans un champ magnétique axial, des calorimètres électromagnétiques et hadroniques et un système d'identification des muons.

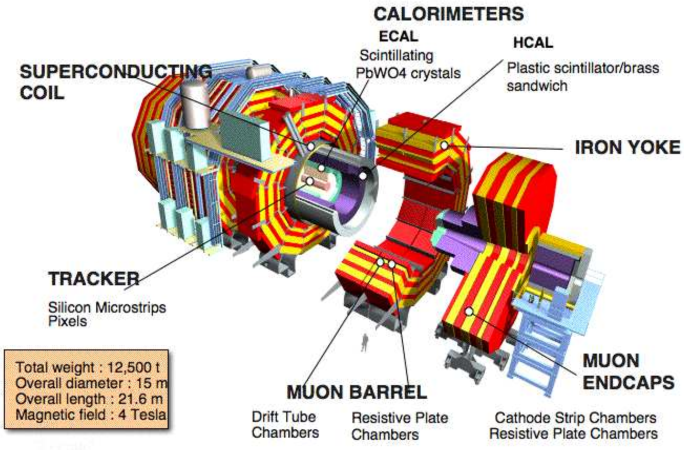

FIG. 1.12 – *Vue du détecteur CMS.*

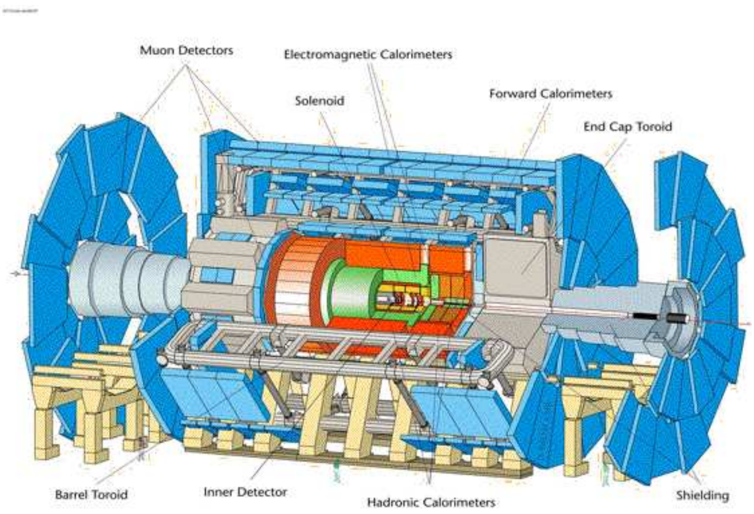

FIG. 1.13 – *Vue du détecteur ATLAS.*

CMS est organisé autour d'un grand aimant solénoïdal, délivrant un champ magnétique de 4 T. Dans ce champ se trouvent le détecteur interne (tout Silicium) et les calorimètres. Le calorimètre électromagnétique est constitué de cristaux de tunsgstanate de plomb. Il s'agit d'un calorimètre complètement actif, ce qui donne une excellente résolution intrinsèque sur la mesure de l'énergie. Le challenge réside dans la calibration de ce calorimètre qui doit atteindre un niveau de précision similaire (inter-calibration des canaux à quelques pour milles). Le système de détection des muons se situe dans le retour de flux du solénoïde. La mesure précise de l'impulsion des muons est donnée par le détecteur interne.

La figure 1.14 illustre la vue typique dans le plan transverse de muons, jets, électrons et photons dans le détecteur CMS. Les algorithmes de reconstruction standard utilisés et leurs performances (dans le cas de CMS) sont les suivants :

- Électrons :
  - Association d'une trace et d'un dépôt d'énergie dans le calorimètre EM.
  - Compte tenu de la matière dans le détecteur de traces, les électrons perdent de l'énergie par Bremssthralung (44% pour une impulsion transverse p_T de 35 GeV/c dans la région η <1.5). À cause du champ magnétique ceci conduit à une dispersion de l'énergie en ϕ et nécessite des algorithmes de récupération.
  - La résolution en énergie du calorimètre est de $\approx$ 1.2% à p_T = 35 GeV/c.
  - L'efficacité de reconstruction est de 90%.
- Muons :
  - Identification avec détecteurs externes.
  - Mesure précise de l'impulsion avec le détecteur interne (environ 1% de résolution jusqu'à p_T = 100 GeV/c).
  - L'efficacité de reconstruction est de 95%.
- Jets :
  - Ils sont reconstruits à partir des dépôts d'énergie dans les tours du calorimètre.
  - L'algorithme le plus fréquemment utilisé est un algorithme de cône de taille fixe en ΔR (espace $\eta - \phi$), avec une taille typique de 0.4 à 0.7 suivant les analyses.
  - D'autres algorithmes existent (notamment plus robustes du point de vue des prédictions QCD permettant des comparaisons fines entre données et QCD pour les sections efficaces de jets) : algorithme de cône modifié en introduisant des points intermédiaires, algorithme en k_t, etc...
  - La calibration des jets est un sujet extrêmement délicat :
    - la première étape consiste à relier l'énergie mesurée à l'énergie des hadrons. À ce niveau, il faut notamment prendre les effets de non-compensation (réponses intrinsèques du calorimètre différentes pour des électrons et des pions) ;
    - la seconde étape consiste à relier l'énergie des hadrons dans le cône du jet à l'énergie du parton qui a engendrée ce jet : prise en compte d'effets de dispersion dans le champ magnétique, de rayonnement QCD à grand angle, soustraction de la contribution de l'événement sous-jacent et des effets d'empilement. Ceci est compliqué par les incertitudes sur la fragmentation des quarks.
- Énergie transverse manquante : comme pour les jets, il faut corriger les effets dans la réponse aux hadrons, et appliquer certaines des corrections de jets, mais pas forcément toutes (attention aux problèmes de double comptage). Cette variable est essentiellement calorimétrique, mais il faut aussi prendre en compte l'énergie des muons identifiés.
- Identification des jets b : le principe de base est l'utilisation de la longue durée de vie des hadrons B ; ces hadrons produisent typiquement cinq traces chargées en se désintégrant. La figure 1.15 illustre les performances typiques obtenues en termes efficacité d'étiquetage en fonction de $|\eta|$ pour un taux de mauvaise identification inférieur au pourcent. Les leptons "mous" peuvent également être utilisés pour signer les hadrons B. L'efficacité est plus faible (à cause du rapport de branchement, $Br(\mathrm{B} \to \ell\mathrm{X}) \sim 35\%, \ell = \mathrm{e}$ ou μ), mais cette méthode peut être utile pour vérifier les algorithmes d'étiquetage spatial.

Quelques exemples d'application de ces performances aux études de physique sont présentés dans ce cours, notamment les implications sur la recherche du boson de Higgs et sur l'observation de particules supersymétriques.

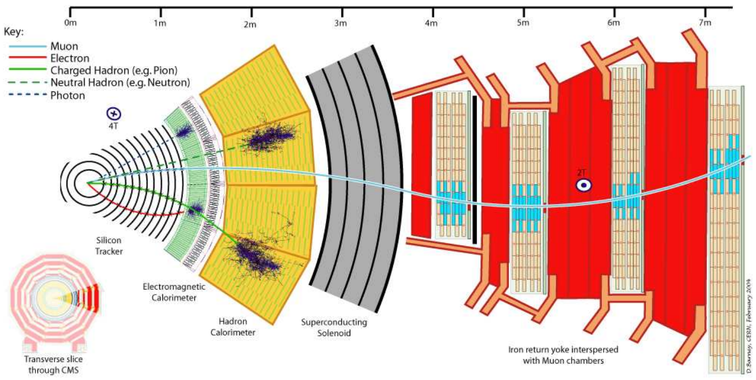

FIG. 1.14 – *Identification de muons, électrons, photons et jets dans le détecteur CMS (vue dans le plan transverse à l'axe des faisceaux).*

ATLAS est organisé autour d'un système magnétique plus complexe comprenant un solénoïde qui entoure le détecteur interne, et un système d'aimants toroïdaux à l'extérieur pour le système de détection des muons. Le détecteur interne est composé à la fois de détecteurs silicium (et notamment de pixels près du point d'interaction) et d'un détecteur à pailles qui fait aussi office de détecteur à rayonnement de transition (pour améliorer l'identification des électrons). Le calorimètre électromagnétique est un calorimètre à échantillonage Plomb-Argon liquide. Les avantages sont la bonne tenue aux radiations, la stabilité de la réponse et la "relative facilité" à calibrer. La résolution intrinsèque est de l'ordre de $10\%/\sqrt{E}$ (E en GeV). Le calorimètre est segmenté à la fois transversalement et longitudinalement, ce qui aide pour l'identification des électrons et photons. Le calorimètre hadronique est basé sur la technologie Fer-Scintillateurs dans la région centrale et Argon Liquide vers l'avant (le critère de résistance aux radiations est nettement plus important dans la région vers l'avant). La partie la plus proche des faisceaux utilise une technologie Tungstène-Argon Liquide. Le détecteur de muons à l'extérieur du calorimètre offre une mesure indépendante de l'impulsion des muons. À basse impulsion, la résolution de cette mesure est limitée par la diffusion multiple et les fluctuations de la perte d'énergie dans le calorimètre, mais à grande impulsion, cette mesure est plus précise, et permet d'obtenir une résolution meilleure que 10% à 1 TeV/c.

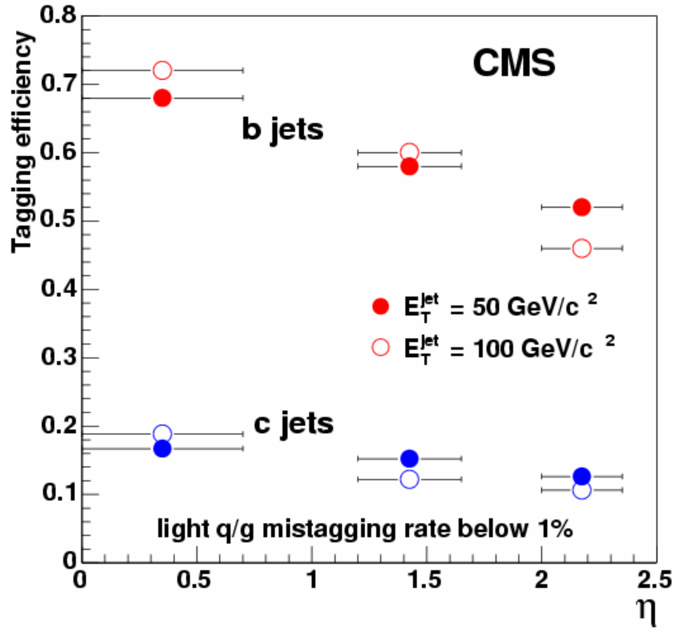

FIG. 1.15 – *Exemple de performances de l'étiquetage de jets b par vertex secondaire pour CMS.*

Chapitre 2

La Physique "Standard"

Même si le LHC est une machine de découverte, l'analyse de processus standard sera un aspect important de la physique qui y sera étudiée. Malgré l'environnement difficile d'un collisionneur hadronique, les statistiques accumulées seront telles que des mesures de précision seront possibles. Elles sont essentielles pour tester la cohérence du MS et observer indirectement des indices de nouvelle physique. Les mesures les plus importantes seront celles des masses du W et du quark top, l'asymétrie avant-arrière dans les processus Drell-Yan, ainsi que les couplages à trois bosons de jauge. L'intérêt de la physique des W, Z et top ne réside cependant pas que dans ces mesures : le LHC est une véritable usine à W et Z qui sont une source abondante de leptons isolés. Cela permettra de bien comprendre et étalonner les détecteurs. Par exemple, la désintégration $\mathrm{Z} \rightarrow \mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$ sera utilisée pour fixer l'échelle d'énergie du calorimètre électromagnétique, en contraignant la masse invariante $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$ à m_{Z}. Les événements top donneront accès à l'échelle d'énergie des jets, en utilisant la chaîne $\mathrm{t} \rightarrow (\mathrm{W} \rightarrow \mathrm{q}\,\overline{\mathrm{q}}\,')\mathrm{b}$ et forçant la masse di-jet $\mathrm{q}\,\overline{\mathrm{q}}\,'$ à m_{W}. Cette physique est un peu moins attractive que la recherche de NP, mais non moins essentielle pour tirer le meilleur des données enregistrées par les détecteurs.

Dans cette partie, les études de QCD et de la physique du B ne sont pas présentées.

2.1 Les Bosons de Jauge W et Z

2.1.1 L'Utilisation du Z et des Événements Drell-Yan

Il n'est pas possible d'améliorer au LHC la précision sur les propriétés du Z qui ont été mesurées à LEP et SLC. à cette fin, un collisionneur leptonique opérant à $\sqrt{s} \sim m_{\mathrm{Z}}$ (GigaZ) est nécessaire [1]. En revanche, la section efficace de production de Z (connue à NNLO) est très grande : $\sigma(\mathrm{pp} \rightarrow \mathrm{Z} \rightarrow \mathrm{e}^+\mathrm{e}^-) = 1.5$ nb, fournissant environ 1.5 événements par seconde, et 15 10^6 événements par an à basse luminosité ($\mathrm{L} = 10\ \mathrm{fb}^{-1}$). Avec les événements correspondants $\mathrm{Z} \rightarrow \mu^+\mu^-$, des lots d'électrons et de muons isolés très purs (les facteurs de rejet de jets de l'ordre de 10^5 dans la sélection des électrons et muons permettent de maintenir le bruit de fond en dessous du pourcent) sont accessibles, permettant un étalonnage précis des détecteurs.

[1]Une mesure de $\sin^2\theta_{eff}^{\mathrm{lept}}$ semble possible [37] si la précision sur les pdfs est améliorée significativement à HERA et au Tevatron.

2.1.1.1 Un Exemple d'Utilisation des Événements Z $\rightarrow e^+e^-$ pour l'Étalonnage

Dans ATLAS, les coefficients d'étalonnage du calorimètre électromagnétique seront connus au début de la prise de données à $\sim 0.6\%$ dans une région $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.4$ (il existe 448 telles régions dans l'acceptance pour la physique de précision $|\eta| < 2.4$) grâce aux tests en faisceaux ou par étalonnage électronique. C'est insuffisant, puisque ces méthodes ne sont pas sensibles à la matière en amont du détecteur (services, pixels, SCT, TRT, et bobine dans ATLAS). En outre, pour extraire un signal H $\rightarrow \gamma\gamma$ ou mesurer les propriétés d'un éventuel Z' à 1 TeV/c^2, un terme constant global sur la résolution en énergie inférieur à 0.7% est nécessaire. Cela implique une *inter-calibration* des 448 régions à 0.3%. Les événements Z $\rightarrow$ e$^+$e$^-$ devraient permettre d'atteindre relativement rapidement ce but. Dans chaque région i, l'énergie mesurée d'un électron est liée à l'énergie vraie par $E^{mes} = E^{vraie} \times (1 + \alpha_i)$. La masse invariante d'une paire (i, j) est donc biaisée : $M_{ij}^{mes} \simeq M_{ij}^{vraie} \times (1 + \frac{\alpha_i + \alpha_j}{2})$. En comparant cette masse reconstruite à des distributions de référence, les coefficients α sont facilement déterminés. Avec ~ 250 électrons par région (~ 115000 Z, une dizaine de jours), une précision de 0.3% peut être atteinte, garantissant un terme constant inférieur à 0.7% [38]. Une illustration de cette méthode est présentée Fig. 2.1 sur des événements Monte-Carlo : l'énergie des électrons dans chaque région est biaisée d'un facteur α_i. Pour un couple (i, j), les masses invariantes M_{ij} avant biais, après biais puis après correction sont représentées.

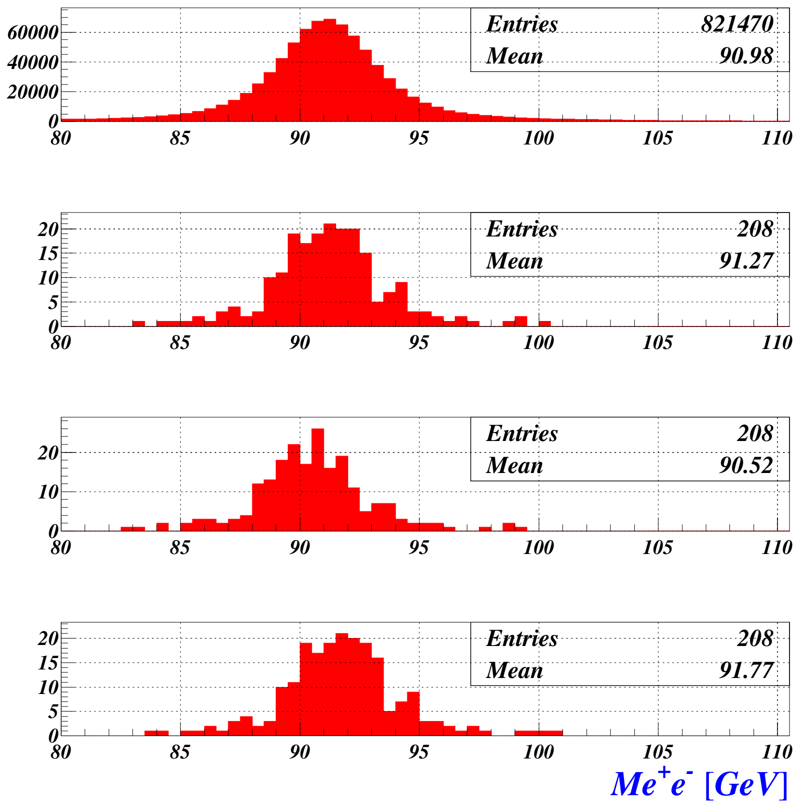

FIG. 2.1 – *Illustration d'une méthode d'inter-calibration des 448 régions du calorimètre électromagnétique d'ATLAS (cf. texte) : masses invariantes M_{ij} de référence pour tous les couples ij (haut) et pour un seul couple ij (trois figures du bas) : pour ce dernier, la 1ère figure montre la distribution avant biais, la 2ème après l'introduction d'un biais, et la 3ème, après correction de ce biais.*

2.1.2 Le W

La section efficace de production de W vaut $\sigma(\text{pp} \to \text{W} \to \ell\nu) = 15$ nb (ℓ = e ou μ) fournissant $\sim 60\ 10^6$ événements bien reconstruits par expérience en un an à basse luminosité.

2.1.2.1 La Masse du W

Contrairement au cas du Z, dont la masse et la largeur sont connues très précisément, le LHC peut avoir son mot à dire sur la masse du W, même si cela représente un défi expérimental. L'erreur statistique sur cette mesure est négligeable (< 2 MeV/c^2), et toute la difficulté réside dans la maîtrise des erreurs systématiques. Plusieurs méthodes sont utilisables, et doivent être étudiées simultanément. La première, encore peu développée, consiste en la mesure de l'impulsion transverse du lepton. Un pic jocabien est attendu à ${p_T}^\ell \sim m_\text{W}/2$. Cette méthode dépend faiblement des caractéristiques de l'événement autres que le lepton (par exemple l'empilement), et peut donc être utilisée à haute luminosité. Elle repose en revanche sur une connaissance théorique très précise du spectre en p_T du W. L'utilisation des événements Z similaires aux W permettra une bonne mesure de ce spectre.

La deuxième méthode, la plus répandue, consiste à extraire m_W de la distribution de la masse transverse, définie comme suit :

$$M_T = \sqrt{2{p_T}^\ell \not{p}_T(1 - \cos\Delta\phi)}, \tag{2.1}$$

où $\Delta\phi$ est l'angle entre les directions du lepton et du neutrino dans le plan transverse. C'est l'équivalent d'une masse, mais n'utilisant que les quantités dans le plan transverse. L'impulsion transverse manquante est estimée comme $\not{p}_T = -|\vec{u} + \vec{p_T}^\ell|$, où $\vec{u}$ est l'impulsion transverse du système hadronique reculant au lepton. à cause de $\Delta\phi$, la masse transverse n'est pas un invariant de Lorentz. La distribution de cette quantité est représentée Fig 2.2 pour des événements Monte-Carlo, simulés dans ATLAS (droite) et pour 177 pb^{-1} de données dans D0 (gauche).

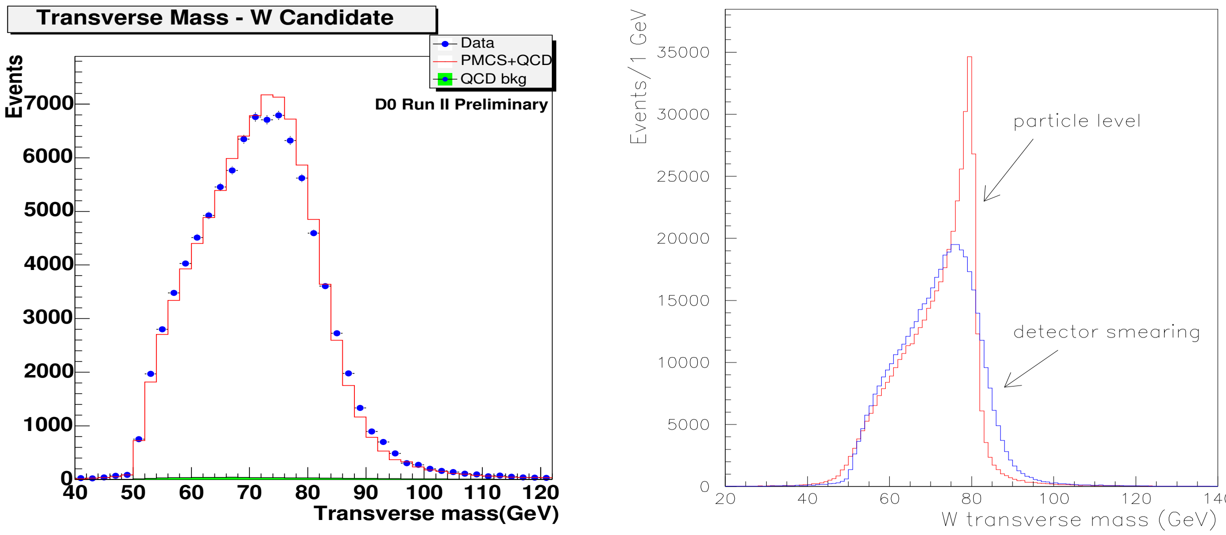

FIG. 2.2 – *<u>Gauche</u> : Distribution de M_T (cf. Eq.2.1) pour le canal $W \to e\nu$ observé dans D0, avec 177 pb^{-1}. <u>Droite</u> : Distribution de la masse transverse du W, au niveau particules puis en ajoutant les effets du détecteur (Monte-Carlo, ATLAS).*

Sans effet de détecteur, et pour une largeur nulle, le front descendant est une estimation de m_{W}. En prenant en compte la largeur du W ("particle level" sur la figure) et les effets de résolution ("detector smearing"), le front descendant est *lissé*, et l'extraction de la masse est obtenue en comparant les données avec des distributions de référence. Le but, très ambitieux, est de mesurer m_{W} à ~ 15 MeV/c^2 ($\sim 0.02\%$). à cette fin plusieurs ingrédients doivent être maîtrisés avec une très bonne précision :

- **Ingrédients Théoriques :**
  - Les pdfs. Avec les déterminations actuelles, une erreur de ~ 10 MeV/c^2 est attendue [39] ;
  - Les désintégrations radiatives $\mathrm{W} \to \ell\nu\gamma$ (contribution à l'erreur : < 10 MeV/c^2) ;
  - La largeur du W (< 7 MeV/c^2) ;
  - Le spectre en p_T du W et la modélisation du recul $\vec{u}$ (< 7 MeV/c^2).
- **Ingrédients Expérimentaux :**
  - L'échelle absolue d'énergie et d'impulsion des leptons. Pour atteindre le but, il faut la maîtriser à 0.02% ! C'est l'objectif le plus difficile à réaliser. Au *run* I du Tevatron, celle-ci était connue à 0.1%, et pour améliorer la mesure de m_{W} au *run* II, une précision de 0.04% est nécessaire. Les études menées au *run* II du Tevatron constitueront donc une très bonne référence pour le LHC. Là encore, les événements Z sont d'un grand intérêt. Comme les deux résonances ont des masses très voisines, l'erreur d'extrapolation entre la région d'étalonnage (m_{Z}) et la région de mesure (m_{W}) reste faible (il faudra contrôler les non-linéarités entre 40 et 45 GeV à moins de 0.02%). Pour connaître l'échelle absolue d'énergie des leptons, la quantité de matière en amont du calorimètre doit également être connue à mieux que 1% ;
  - Le contrôle de $\not{p}_T$, qui nécessite en plus de l'excellente mesure du lepton, une bonne mesure du système hadronique de recul, dont la contribution principale provient de l'événement sous-jacent. Celle-ci peut également être estimée à partir des événements Z.

Si tous ces objectifs sont atteints, la précision devrait être de 25 MeV/c^2 par canal et par expérience, soit < 15 MeV/c^2 pour LHC (ATLAS+CMS). Cette méthode ne pourra être utilisée qu'à basse luminosité où les effets d'empilement ne sont pas encore trop forts.

Une dernière méthode a aussi été envisagée : il s'agit d'utiliser le rapport des masses transverses du Z et du W. La masse transverse du Z est reconstruite en traitant le deuxième lepton comme un neutrino, *c-à-d* estimant son $\vec{p_T}$ à partir du premier lepton et du système de recul $\vec{u}$. Pour cette analyse, dix fois moins d'événements que pour la méthode standard sont disponibles ; elle fournira cependant une bonne vérification.

2.1.2.2 Les Événements W+jets

Les événements W+n jets sont intéressants parce qu'ils constituent, pour n = 4, le bruit de fond dominant dans la sélection des paires de top dans le canal jets+lepton+énergie-manquante, avant application de l'étiquetage des jets b. Au Tevatron, où la statistique est limitée, ils nécessitent une étude dédiée (la section efficace W +n ≥ 3 jets vaut 6.5 pb [40], la section efficace $\mathrm{t\bar{t}} \sim 7$ pb). Au LHC, ce bruit de fond est moins délicat pour l'étude du quark top, mais la mesure de sa section efficace permet de bons tests des calculs de QCD perturbative. Le processus W+2 jets est également une source de bruit de fond dans de nombreuses analyses (en particulier la recherche du boson de Higgs produit en association avec un W. Ce canal n'est pas très favorable au LHC, mais peut être utile pour observer la désintégration $H \rightarrow b\overline{b}$).

Quelques graphes de Feynman des processus W + 0, 1, 2 jets sont représentés Fig. 2.3. Intuitivement, les taux de production des événements W+n jets sont de l'ordre de $(A\alpha_s)^n$, où A dépend de la coupure sur le p_T des jets. Cette loi d'échelle (dite *de Berends*) est bien observée dans les données accumulées par CDF et D0, comme illustré Fig. 2.4 [41]. L'accord entre les données et les prédictions théoriques est également raisonnable. Au Tevatron, cette loi d'échelle est utilisée pour estimer le bruit de fond W+4 jets dans la sélection des paires de top, à partir des événements $W + (n < 4)$ jets.

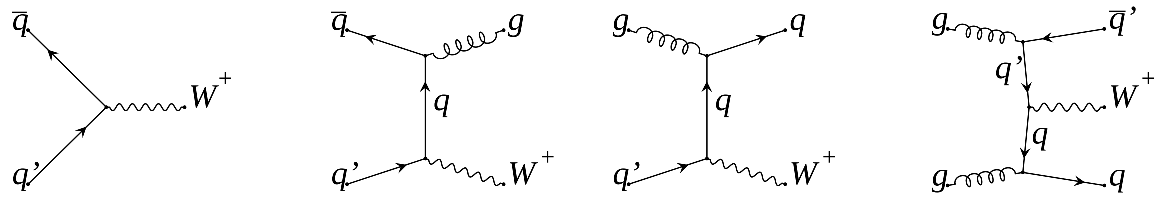

FIG. 2.3 – *Exemples de graphes de Feynman pour la production de $W + 0, 1$ ou 2 jets.*

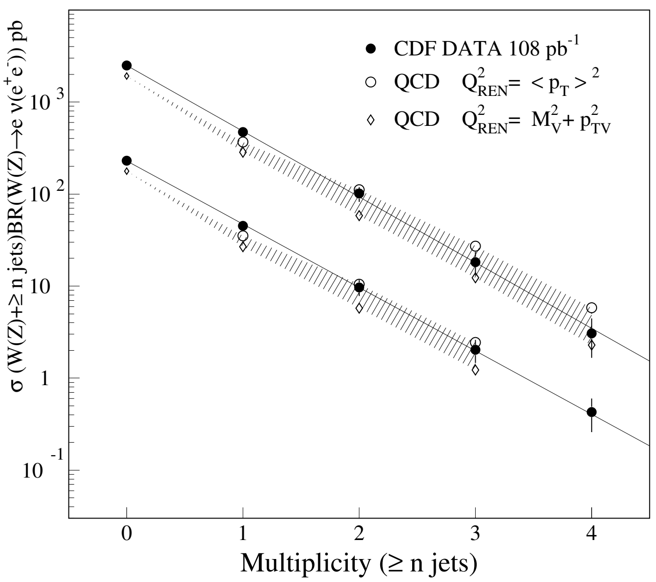

FIG. 2.4 – *Illustration de la loi d'échelle de Berends : section efficace du processus $pp \rightarrow W \rightarrow e\nu$ +jets (courbe supérieure) et $pp \rightarrow Z \rightarrow e^+e^-$ +jets (courbe inférieure) mesurée par CDF au run I du Tevatron, en fonction de la multiplicité des jets ($E_T > 15$ GeV). Les bandes grisées représentent l'incertitude théorique due au choix de l'échelle de renormalisation.*

2.2 Le Quark Top

Le LHC, grâce à son énergie dans le centre de masse et à sa luminosité sans précédent pour un collisionneur hadronique, sera une véritable "usine à top". La section efficace de production de paires de quarks top, dont les diagrammes sont représentés Fig. 2.5 (haut) est connue à NLO et vaut $\sim 800 \pm 100$ pb. En une année de prise de données à basse luminosité (10 fb^{-1}), plus de huit millions de paires de quarks top sont attendues par expérience (avant reconstruction). Ce nombre est à comparer aux $\sim 56\ 10^3$ paires $\mathrm{t\bar{t}}$ attendues par expérience au Tevatron, pour 8 fb^{-1}. La production de quark top célibataire (par interaction faible, Fig. 2.5 (bas)) est également importante au LHC : $\sigma \sim 300$ pb.

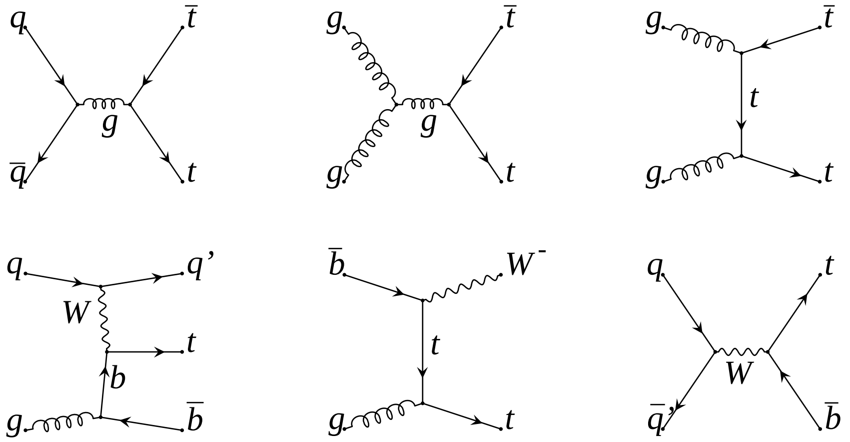

FIG. 2.5 – *Graphes de Feynman pour la production de paire de quarks top (haut) et de quark top célibataire (bas).*

Dans le MS, le quark top se désintègre à peu près exclusivement en Wb. Sa largeur vaut environ 1.5 GeV, bien supérieure à Λ_{QCD}, et la désintégration a donc lieu avant hadronisation. On "observe" par conséquent le top comme une particule *nue*, contrairement aux autres quarks, ouvrant ainsi la possibilité unique d'étudier des effets de spin dans le secteur des quarks lourds. De nombreuses mesures sont possibles avec les événements $\mathrm{t\bar{t}}$ ou top célibataire : sections efficaces de production (permettant des tests de QCD à NLO avec resommation des gluons mous à NLL, ainsi qu'une mesure rapide de m_{t} à ~ 3 GeV$/c^2$, ou une mesure de $|\mathrm{V_{tb}}|$ dans le cas du top célibataire), mesure de la masse, polarisation du W dans la désintégration (donnant accès à d'éventuels couplages anomaux), charge électrique, etc... Ici, seule la mesure de m_{t} est décrite avec quelques détails. Une excellente compréhension de la production de quark top est également nécessaire dans la recherche de NP, puisqu'elle en est l'un des bruits de fond dominants. Enfin, grâce à une production abondante, les événements top seront utilisés dès le début de la prise de données, notamment pour contraindre l'échelle absolue d'énergie des jets de quarks légers (*cf.* paragraphe 2.2.2).

2.2.1 La Masse du Quark Top

La masse du quark top est un paramètre essentiel du MS. Sa valeur, très proche de l'échelle de EWSB en fait un fermion particulier. En outre, la grande différence entre m_{t} et m_{b} induit des corrections radiatives importantes aux observables électrofaibles, telles que m_{W}. La masse du W s'exprime en fonction de m_{Z}, G_{F} et α par $m_{\mathrm{W}}^2(1 - m_{\mathrm{W}}^2/m_{\mathrm{Z}}^2) = \pi\alpha/\sqrt{2}G_{\mathrm{F}}(1 - \Delta r)$, où Δr est la correction à une boucle. La contribution du top à Δr est proportionnelle à m_{t}^2, et les expériences de précision y sont sensibles. C'est typiquement ces corrections quadratiques en la masse du quark top qui ont permis de contraindre sa masse avant de le découvrir au Tevatron.

2.2.1.1 Le Besoin de Précision

Actuellement, une bonne précision sur m_t est importante pour contraindre indirectement, dans le MS, la masse du boson de Higgs. Les mesures de m_W au LEP et au Tevatron et de m_t au Tevatron sont illustrées Fig. 2.6, et comparées aux prédictions du MS. Un boson de Higgs de faible masse est privilégié. Au LHC, dans les hypothèses standard, un boson de Higgs devrait être observé. On pourra alors tester la cohérence du modèle, en comparant par exemple $m_W{}^{\text{mesurée}}$ à la prédiction théorique $f(m_t, m_H, m_Z)$. Pour que les incertitudes sur m_t et m_W contribuent de façon similaire dans cette comparaison, elles doivent être reliées par $\Delta m_W \sim 0.007\ \Delta m_t$. L'incertitude évoquée au paragraphe 2.1.2.1, $\Delta m_W \sim$ 15 MeV$/c^2$, correspond donc à $\Delta m_t \lesssim 2$ GeV$/c^2$. L'apport de LHC est montré Fig. 2.6. Si les valeurs centrales actuelles de m_W et m_t ainsi que les prédictions théoriques ne changent pas, cette figure indiquerait une légère tension dans le MS. Une dernière remarque mérite d'être mentionnée : dans un environnement hadronique, m_t ne peut être mesurée à une précision meilleure que $\mathcal{O}(\Lambda_{QCD})$, puisqu'on ne l'observe pas, en toute rigueur, comme une particule libre.

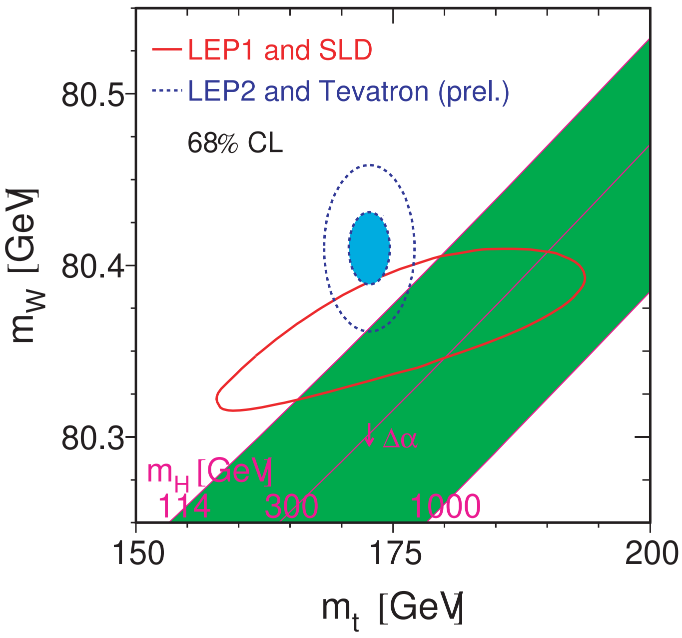

FIG. 2.6 – *Comparaison entre les contours à 68% de niveau de confiance pour les mesures indirectes (trait plein) et directes (pointillés) dans le plan (m_t,m_W). Les prédictions du MS sont également indiquées, pour $m_H \in [114, 1000]$ GeV$/c^2$. La petite ellipse correspond à la sensibilité de LHC.*

2.2.1.2 Mesure dans le Canal Semileptonique

Les topologies des états finals dans la production de paires de quarks top sont données par la désintégration des W.

- Lorsque les deux W se désintègrent en quarks, on recherche une topologie à six jets, et peu d'énergie manquante. C'est l'état final le plus abondant (47% des paires $t\bar{t}$), et le plus contraint (pas de neutrino) mais également le plus complexe : le bruit de fond QCD est énorme et le déclenchement est très difficile. Il n'est donc pas étudié de façon extensive au LHC, même si le Tevatron a montré qu'il est possible d'en extraire

une mesure de m_{t} [42]. Il semble possible [43] de réduire le fond QCD à un niveau suffisamment bas et d'extraire m_{t} avec une précision de ~ 3 GeV/c^2, mais le menu de déclenchement pour de tels événements n'est pas encore déterminé ;
- L'état final à deux leptons et deux jets de quarks b est assez propre, mais sous contraint, du fait des deux neutrinos. Il est donc difficile d'en extraire des mesures précises. La masse du top peut être déterminée de la distribution de la masse $m_{\ell \mathrm{b}}$ ou en reconstruisant complètement les événements à partir d'une hypothèse de masse fixée et comparant les résultats à des simulations [43]. Une précision de 2 GeV/c^2 est envisageable ;
- Le canal semileptonique $\mathrm{t\bar{t}} \to \ell\nu \mathrm{bq\bar{q}'b}$ est le plus prometteur : il représente $\sim 29\%$ des états finals ($\ell = \mathrm{e}, \mu$), soit environ 2.5 10^6 événements produits pour un an à basse luminosité. Le déclenchement est facilité par la présence du lepton et le bruit de fond peut être réduit efficacement par l'étiquetage des jets de b. L'extraction de m_{t} dans ce canal est détaillée un peu plus dans la suite.

La sélection des événements pour ce dernier canal est relativement simple :
- au moins un lepton isolé ($p_T > 20$ GeV/$c, |\eta| < 2.5$) ;
- de l'énergie manquante $\not{E}_T > 20$ GeV ;
- au moins quatre jets centraux ($p_T > 40$ GeV/$c, |\eta| < 2.5$), dont deux étiquetés b.

Le nombre d'événements attendus pour 10 fb^{-1} est 87 10^3, avec un rapport signal sur bruit d'environ 80. La technique la plus standard consiste alors à mesurer m_{t} dans la désintégration hadronique $\mathrm{t} \to \mathrm{q\bar{q}'b}$, la désintégration leptonique servant juste à *étiqueter* la paire $\mathrm{t\bar{t}}$. Le W hadronique est reconstruit à partir de la paire de jets non étiquetés b minimisant $|m_{\mathrm{jj}} - m_{\mathrm{W}}|$. La distribution de m_{jj} est représentée Fig. 2.7 (gauche), pour des événements simulés dans ATLAS avec GEANT3. La largeur du pic est de 8.1 GeV/c^2. Un troisième jet étiqueté b est ensuite ajouté. Le jet b choisi est celui qui maximise l'impulsion transverse du top ainsi reconstruit. La distribution finale m_{jjb} est obtenue en contraignant événement par événement la masse m_{jj} à la masse du W (étalonnage *in-situ*) et en re-calibrant l'énergie du jet b à l'aide de corrections déterminées sur des événements Z+b. La distribution de m_{jjb} est représentée Fig. 2.7 (droite). La largeur du pic est d'environ 13 GeV/c^2 (simulation complète) conduisant à une erreur statistique inférieure à 150 MeV/c^2. L'efficacité totale de la sélection est de l'ordre du pourcent, et la pureté dans une fenêtre en masse $m_{\mathrm{t}} \pm 35$ GeV/c^2 de 70%.

Les incertitudes systématiques constituent, comme pour m_{W}, la plus grosse part de l'erreur sur m_{t} :
- L'échelle d'énergie des jets légers contribue à $\sim$ 0.2 GeV/c^2. Cette incertitude est relativement faible grâce à l'étalonnage *in situ* par la contrainte $m_{\mathrm{jj}} = m_{\mathrm{W}}$;
- L'échelle d'énergie des jets b donne $\delta m_{\mathrm{t}} \sim 0.7 \times x\%$ GeV/c^2, où x représente le niveau de connaissance de cette échelle. Cette erreur est très importante, et la stratégie pour réduire x à un niveau raisonnable n'est pas encore claire, même si les événements Z+b peuvent s'avérer utile ;
- La radiation dans l'état initial (~ 0.1 GeV/c^2) ;
- La radiation dans l'état final (*Final State Radiation*, FSR) (~ 1 GeV/c^2). C'est l'erreur la plus importante (si on contrôle $x \lesssim 1$). Des études sur les algorithmes de jet pourront peut-être aider à la diminuer ;
- La fragmentation des quarks b (~ 0.1 GeV/c^2) ;
- Le bruit de fond combinatoire (~ 0.1 GeV/c^2).

Au total, une erreur de ~ 1.3 GeV/c^2 peut être attendue après un an de prise de données à basse luminosité. C'est un objectif ambitieux qui nécessitera de nombreuses vérifications.

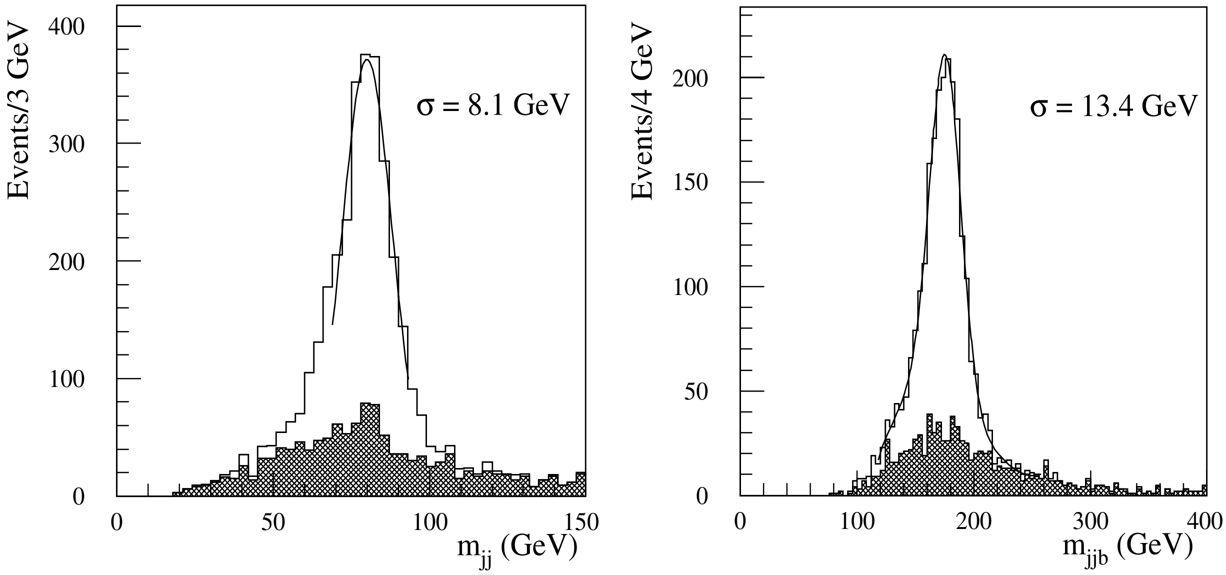

FIG. 2.7 – *Gauche : Distribution de la masse invariante jet-jet minimisant* $|m_{jj} - m_W|$. *Droite : Distribution de la masse invariante jet-jet-jet b après contrainte de la masse* m_{jj} *à la masse du W. Les parties grisées représentent les mauvaises combinaisons, dues principalement au rayonnement dans l'état initial ou final.*

Plusieurs autres méthodes pourront être considérées, dont les incertitudes systématiques sont différentes :

- Reconstruction complète de l'événement avec utilisation du top *leptonique* et ajustement cinématique [2] ; Cette méthode permet de diminuer l'incertitude due à la radiation dans l'état final, puisque les événements avec grand FSR auront un faible poids ;
- Utilisation d'un algorithme de jets *continu* [44], toujours dans l'idée de diminuer l'erreur due à FSR ;
- Utilisation d'un lot spécial dans lequel l'impulsion transverse du top hadronique est grande ($p_T > 200$ GeV/c). Dans ce lot, les trois jets dans $\mathrm{t} \to \mathrm{q\,\overline{q}'b}$ se recouvrent ; les algorithmes de jets standard ne suffisent pas, et l'on utilise directement les tours des calorimètres. Les sources d'erreurs systématiques dominantes pour cette méthode sont très différentes du cas standard. En particulier, l'erreur due à FSR est rendue négligeable ($\delta m_\mathrm{t} \lesssim 0.1$ GeV/c^2). En revanche, une bonne connaissance de l'événement sous-jacent est nécessaire.
- Utilisation des événements $\mathrm{t\overline{t}} \to \mathrm{W}(\to \ell\nu)\mathrm{b}(\to \mathrm{J}/\Psi\mathrm{X})\mathrm{Wb}(\to \mu\mathrm{X})$. Une relation linéaire existe entre m_t et $m_{\ell\mathrm{J}/\Psi}$, comme illustrée Fig. 2.8 (droite). Ces événements sont très rares (~ 2700 événements produits par an à haute luminosité), mais cette technique n'est pas sensible à l'échelle d'énergie des jets qui est l'une des principales limitations des méthodes précédentes [45]. Toutefois, elle est davantage sensible aux incertitudes concernant la fragmentation du quark b.

[2]L'impulsion longitudinale du neutrino peut être reconstruite avec la contrainte $m_\mathrm{W} = m_{\ell\nu}$. Cette équation a en général deux solutions.

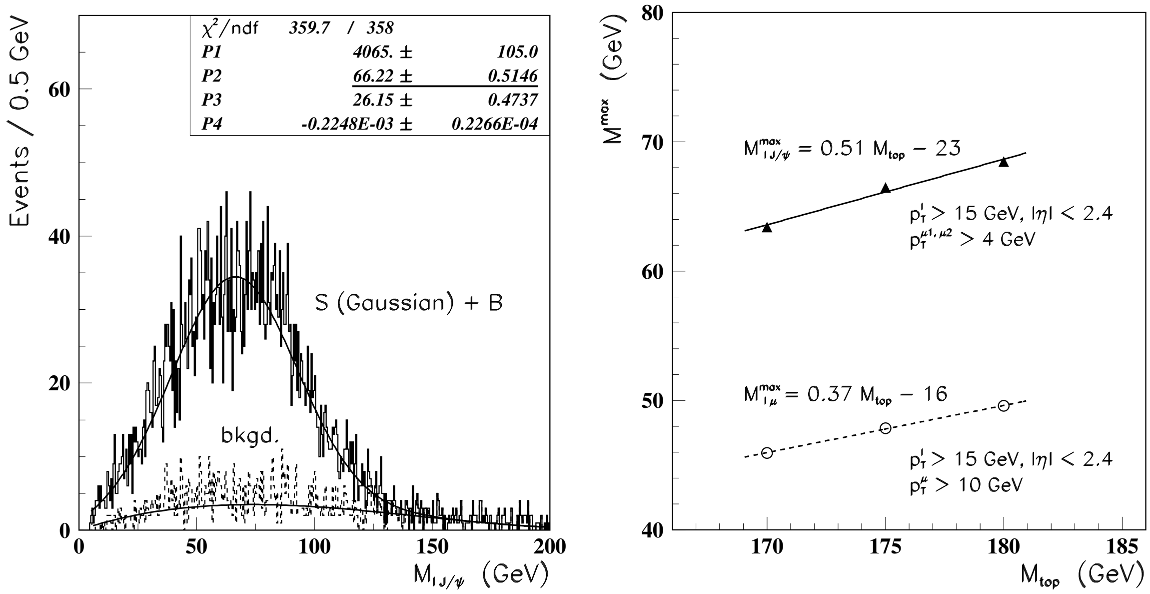

FIG. 2.8 – *Gauche : Distribution de la masse invariante $m_{\ell J/\Psi}$ après cinq ans de prise de données à haute luminosité (CMS). Droite : corrélation entre m_t et $m_{\ell J/\Psi}$.*

2.2.2 Les Événements Top pour Mieux Comprendre les Détecteurs

Même si la mesure de m_t est un travail de longue haleine, nécessitant une excellente connaissance des détecteurs, les événements $t\bar{t}$ seront très utiles pour étalonner les détecteurs, dès le démarrage de la prise de données. Grâce à sa grande section efficace, le "canal en or" $t\bar{t} \to \ell\nu + 4$ jets est rapidement observable au dessus du bruit de fond W + 4 jets, même sans étiquetage des jets b. La distribution de la masse invariante des trois jets de p_T résultant maximal, dans les événements avec exactement 4 jets ($p_T > 40$ GeV$/c$) et un lepton isolé ($p_T > 20$ GeV$/c$) est montrée Fig. 2.9 (droite), pour L = 150 pb^{-1}. Le pic du top est clairement visible.

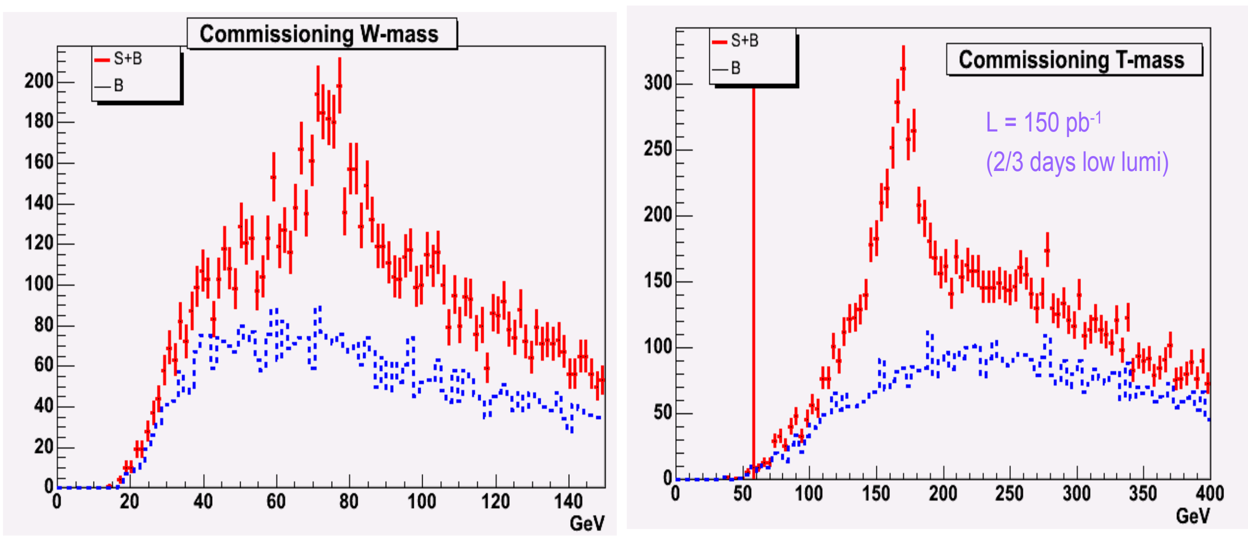

FIG. 2.9 – *Gauche : Distribution de la masse invariante jet-jet, dans les événements à exactement quatre jets et un lepton isolé. Droite : Distribution de la masse invariante tri-jet dans ces mêmes événements (cf. texte).*

L'étalonnage de l'énergie absolue des jets légers pourra être déterminée grâce à la désintégration W $\rightarrow$ jj dans ces événements. Cependant, le lot obtenu sans étiquetage des b n'est pas très pur : même si le top est "facilement" visible, le W hadronique l'est beaucoup moins (Fig. 2.9, gauche). Une purification est nécessaire, par exemple en sélectionnant les candidats di-jet correspondants aux meilleurs candidats top.

Une mesure de l'efficacité d'étiquetage des jets b peut également être réalisée sur les événements $t\bar{t}$. En étiquetant un b, par exemple par sa désintégration semileptonique, le deuxième jet b peut être extrait par reconstruction complète de la cinématique de l'événement. Cette méthode fournit un lot très pur de jets b [46] mais de nombreuses études restent encore à effectuer (en particulier, l'étiquetage d'un b peut biaiser cette sélection). En outre, elle ne permettra pas de mesurer le taux de mauvaise identification, et d'autres techniques doivent être inventées, en s'inspirant notamment de l'expérience acquise au Tevatron.

Chapitre 3

Le Boson de Higgs du Modèle Standard

Ce chapitre est organisé en quatre parties : les sections 3.1 et 3.2 exposent respectivement les modes de désintégration et de production du boson de Higgs. La description approfondie des quelques canaux les plus importants pour la découverte du boson de Higgs est donnée dans la section 3.3 : il s'agit principalement de $\mathrm{H} \to \gamma\gamma$, $\mathrm{H} \to \mathrm{ZZ}^{(*)} \to 4\ell$ produits par fusion de gluons, $\mathrm{H} \to \tau^+\tau^-$ et $\mathrm{H} \to \mathrm{WW}^{(*)}$ produits par fusion de bosons vecteurs. Les subtilités et difficultés expérimentales sont illustrées à travers des études Monte-Carlo dans les expériences ATLAS et CMS. La section 3.4 explique comment déterminer les propriétés du boson de Higgs comme sa masse, son spin ou ses couplages. Enfin, la section 3.4.5 mentionne l'étude de la diffusion entre bosons vecteurs longitudinaux à grande masse.

Nous ne rappelons pas ici la théorie du mécanisme de Higgs : à cette fin, consulter les références listées dans [3], [47], et [48]. Notez enfin que les sections 3.1 et 3.2 s'inspirent largement de la revue [49].

3.1 Modes de Désintégration

Les principaux modes de désintégration du boson de Higgs sont détaillés dans cette section après un bref rappel sur ses couplages au sein du MS.

3.1.1 Couplages du Boson de Higgs

Une des propriétés importantes du boson de Higgs est que ses couplages aux fermions et aux bosons de jauge sont directement proportionnels à la masse de ces fermions :

$$g_{\mathrm{Hff}} = i\frac{m_{\mathrm{f}}}{v} = i\frac{g m_{\mathrm{f}}}{2m_{\mathrm{W}}}, \tag{3.1}$$

et bosons :

$$\begin{aligned} g_{\mathrm{HVV}} &= -2i\frac{m_{\mathrm{V}}^2}{v}, \\ &= -igm_{\mathrm{W}} \text{ pour le W}, \\ &= -i\frac{g m_{\mathrm{Z}}}{2\cos\theta_W} \text{ pour le Z}, \end{aligned} \tag{3.2}$$

où v est la *v.e.v.* (*vaccum expectation value*, la valeur qui minimise le potentiel scalaire) du champ de Higgs et est donnée par [1]

$$v = \frac{1}{(\sqrt{2}G_F)^{1/2}} = \frac{2m_{\mathrm{W}}}{g}. \tag{3.3}$$

La première conséquence de cette propriété est qu'à une masse donnée, le boson de Higgs aura tendance à se désintégrer en la paire de particules la plus lourde admise par l'espace de phase disponible. Ainsi, jusqu'à une masse d'environ 140 GeV/c^2, le principal mode de désintégration est $\mathrm{H} \to \mathrm{b\overline{b}}$; au delà, c'est le mode $\mathrm{H} \to \mathrm{WW}^{(*)}$ qui prend le dessus.

La deuxième conséquence est que les masses des fermions et bosons étant connues, toutes les largeurs partielles du boson de Higgs en ces paires de particules peuvent être calculées une fois la masse du boson de Higgs connue.

Enfin, la dernière conséquence est que le boson de Higgs ne se couple pas directement aux photons et aux gluons, qui sont sans-masse, mais via des boucles avec des particules lourdes (comme le top et le W pour le photon).

3.1.2 Boson de Higgs en Deux Fermions

La largeur de désintégration du boson de Higgs en deux fermions (*cf.* Fig. 3.1 (gauche)) est donnée, dans le cadre de l'approximation de Born (=*Leading Order*), par [50, 51] :

$$\Gamma_{\mathrm{Born}}(\mathrm{H} \to \mathrm{f\overline{f}}) = \frac{G_F N_c}{4\sqrt{2}\pi} m_{\mathrm{H}} m_{\mathrm{f}}^2 \beta_f^3 = \frac{g^2 N_c}{32\pi m_{\mathrm{W}}^2} m_{\mathrm{H}} m_{\mathrm{f}}^2 \beta_f^3, \tag{3.4}$$

où $\beta_f = \sqrt{1 - 4m_{\mathrm{f}}^2/m_{\mathrm{H}}^2}$ est la vélocité des fermions dans l'état final [2], et où $N_c = 3(1)$ est le facteur de couleur pour les quarks (leptons). Dans le cas des leptons, seuls les taus (éventuellement les muons) ont une masse suffisamment élevée pour être considérés.

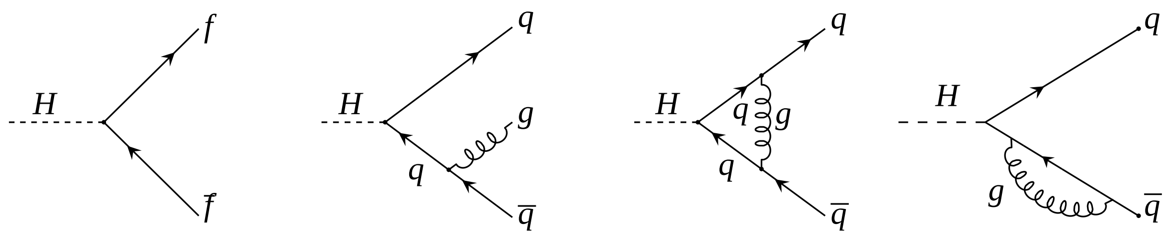

FIG. 3.1 – *Diagramme de gauche : désintégration du boson de Higgs en deux fermions. Trois diagrammes de droite : correction QCD à une boucle à la désintégration du boson de Higgs en deux quarks.*

Pour les désintégrations hadroniques du boson de Higgs, il faut inclure les corrections NLO à l'approximation de Born [52, 53] : elles consistent en l'échange interne d'un gluon et l'émission d'un gluon dans l'état final (*cf.* Fig. 3.1) et induisent des logarithmes du type $\ln(m_{\mathrm{q}}^2/m_{\mathrm{H}}^2)$ qui, hormis pour le quark top, peuvent prendre de grandes valeurs. Ceux-ci peuvent néanmoins être absorbés dans la constante d'interaction forte si on utilise la masse

[1] La *v.e.v.* est reliée aux paramètres du potentiel scalaire de Higgs $V = \frac{1}{2}\mu^2\phi^2 + \frac{1}{4}\lambda\phi^4$ par $v^2 = -\frac{\mu^2}{\lambda}$.

[2] Notez la forte suppression en β_f^3 de la largeur de désintégration du boson de Higgs en deux fermions au seuil $m_{\mathrm{H}} \simeq 2m_{\mathrm{f}}$.

running des quarks $\overline{m}_q$ à l'échelle m_H à la place de la masse au pôle m_q [52]. Le seul fait de passer de la masse pôle à la masse *running* dans l'approximation de Born induit une réduction de la largeur de désintégration d'un facteur 4. Rajouter les corrections NLO à la formule de Born avec la masse *running* augmente à nouveau cette largeur d'environ 20%.

Dans le cas du quark top, les logarithmes sont petits car la masse du top est du même ordre de grandeur que celle du boson de Higgs. Il n'en reste pas moins que les corrections NLO ne sont pas négligeables (25% au maximum).

Une autre particularité du quark top est la présence de la désintégration à trois corps $H \to t\bar{t}^* \to t\bar{b}W^-$ juste en dessous et au seuil $2m_t$ de la désintégration en deux corps. Sa largeur de désintégration atteint quelques pourcents dans cette région de masse.

3.1.3 Boson de Higgs en Deux Bosons Vecteurs

3.1.3.1 Bosons Vecteurs Réels (Désintégration en Deux Corps)

Pour $m_H > 160$ GeV/c^2, le boson de Higgs se désintègre majoritairement en deux bosons vecteurs réels (V=W ou Z, voir diagramme de gauche sur la Fig. 3.2), soit une désintégration en deux corps dont la largeur de désintégration partielle est donnée par [51, 55] :

$$\Gamma(H \to VV) = \frac{G_F m_H^3}{16\sqrt{2}\pi}\delta_V\sqrt{1-4x}(1-4x+12x^2), \tag{3.5}$$

où $x = m_V^2/m_H^2$, $\delta_W = 2$ et $\delta_Z = 1$. Si on néglige le facteur d'espace de phase, $x \ll 1$ (ce qui est raisonnable pour des bosons de Higgs suffisamment lourds - $m_H > 200$ GeV/c^2), la largeur de désintégration pour une paire de W est deux fois plus grande que pour une paire de Z, donc les rapports d'embranchement respectifs seraient de 2/3 et 1/3 si aucun autre mode de désintégration n'était possible.

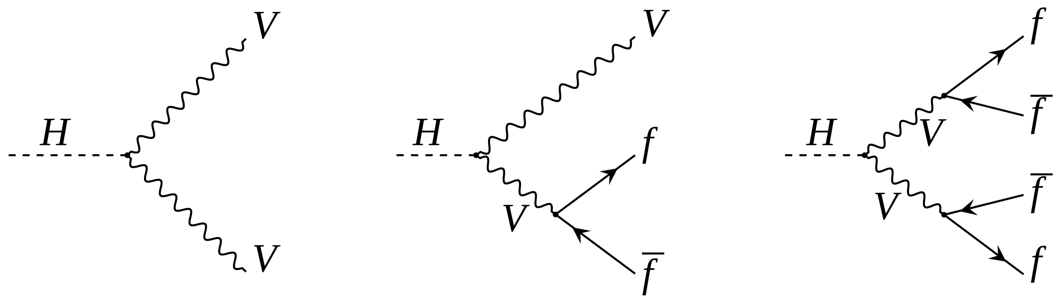

FIG. 3.2 – *Diagrammes de Feynman pour la désintégration du boson de Higgs en deux bosons vecteurs réels et/ou virtuels.*

La largeur croit en m_H^3, ce qui signifie qu'un boson de Higgs très lourd est aussi très large, sa largeur devenant du même ordre de grandeur que sa masse :

$$\Gamma(H \to W^+W^- + ZZ) \simeq 0.5 \text{ TeV}[m_H/1\text{TeV}/c^2]^3. \tag{3.6}$$

Pour un boson de Higgs lourd, les bosons vecteurs issus de la désintégration sont polarisés longitudinalement :

$$\frac{\Gamma_L}{\Gamma_L + \Gamma_T} = \frac{1-4x+4x^2}{1-4x+12x^2} \xrightarrow{m_H \gg m_V} 1, \tag{3.7}$$

alors qu'au seuil $m_{\mathrm{H}} = 2m_{\mathrm{V}}$, les deux polarisations Γ_L et Γ_T sont respectivement présentes en proportions 1/3-2/3.

3.1.3.2 Boson(s) Vecteur(s) Hors Couche de Masse (Désintégration en Trois et Quatre Corps)

En dessous du seuil cinématique de la production de deux bosons vecteurs réels, le boson de Higgs peut se désintégrer en un boson vecteur réel et un autre en dehors de sa couche de masse (soit une désintégration à trois corps, voir diagramme du milieu de la Fig. 3.2). Ainsi, à partir de 130 GeV/c^2, la désintégration du boson de Higgs en deux W dont un virtuel commence à dominer sur le mode $\mathrm{H} \to \mathrm{b\overline{b}}$: en effet, les pénalités engendrées dans la largeur $\mathrm{H} \to \mathrm{VV}^{(*)} \to \mathrm{Vf\bar{f}}$, d'une part, par la présence d'un couplage électrofaible supplémentaire par rapport à $\mathrm{H} \to \mathrm{b\overline{b}}$ et, d'autre part, par la virtualité de V^* sont plus faibles que le rapport des couplages du boson de Higgs au W et au b.

Pour des masses du boson de Higgs autour de 100 (110) GeV/c^2, même le rapport d'embranchement du boson de Higgs en deux vecteurs bosons W (Z) virtuels (soit une désintégration à quatre corps, voir diagramme de droite sur la Fig. 3.2) peut être considéré car sa largeur atteint le pourcent. Les largeurs partielles du boson de Higgs en deux ou trois corps peuvent d'ailleurs être reproduites par la largeur partielle en quatre corps.

3.1.4 Bosons de Higgs en Deux Photons (et Deux Gluons)

Les photons et gluons, en tant que particules sans masse, se couplent indirectement au boson de Higgs à travers des boucles de particules massives et chargées (telles que le W et les fermions chargés, pour le photon) ou colorées (telles que les quarks, pour le gluon). Parmi les fermions, seul le quark top contribue significativement. Les diagrammes de ces désintégrations sont montrés sur la Fig. 3.3.

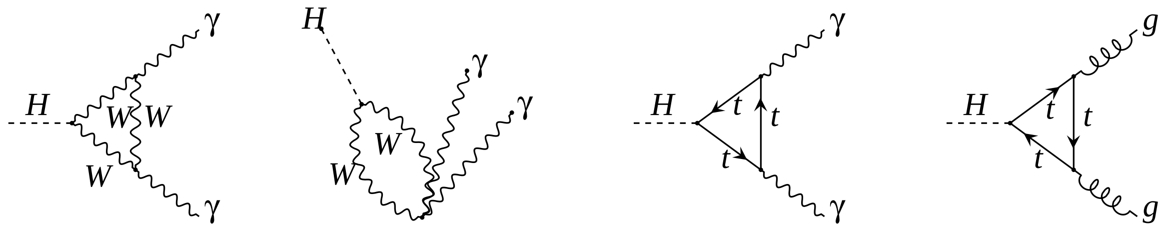

FIG. 3.3 – *Diagrammes de Feynman pour la désintégration du boson de Higgs en deux photons ou deux gluons.*

Les désintégrations en deux photons ou deux gluons sont sensibles, à travers les boucles, à des échelles de masse bien plus grandes que celle du boson de Higgs. En effet, le couplage du boson de Higgs aux particules virtuelles de la boucle croît avec la masse de ces particules, compensant ainsi le facteur de suppression induit par la création de la masse des particules virtuelles.

La largeur partielle de désintégration du boson de Higgs en deux photons s'écrit de la manière suivante [50, 56, 57, 58] :

$$\Gamma(\mathrm{H} \to \gamma\gamma) = \frac{G_F \alpha^2 m_{\mathrm{H}}^3}{128\sqrt{2}\pi^3} \left| \sum_f N_c Q_f^2 A_{1/2}^H(\tau_f) + A_1^H(\tau_W) \right|^2 , \tag{3.8}$$

où $A^H_{1/2,1}$ sont des facteurs de forme pour les particules de spin 1/2 et 1. C'est la contribution de la boucle de W qui domine largement.

3.1.5 Résumé des Désintégrations

Les rapports d'embranchement du boson de Higgs ainsi que sa largeur totale sont montrés sur la figure 3.4 en fonction de sa masse. On peux y distinguer trois régions :

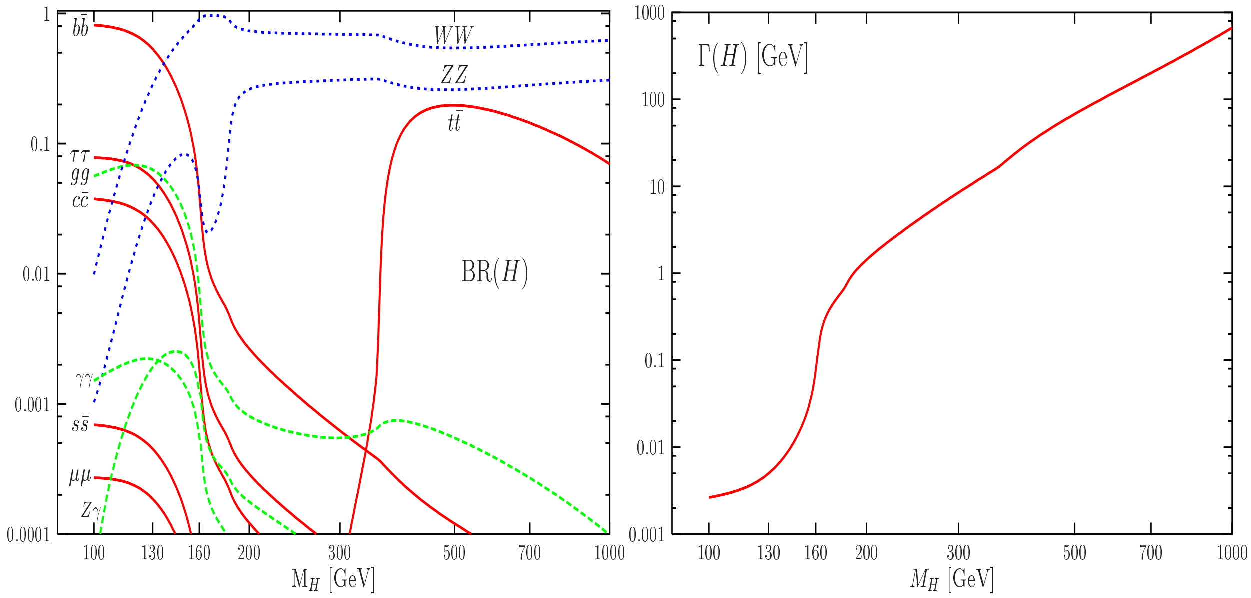

FIG. 3.4 – *<u>Gauche</u> : rapports d'embranchement du boson de Higgs en fonction de sa masse. <u>Droite</u> : largeur totale du boson de Higgs en fonction de sa masse (ces deux figures sont extraites de la Ref. [49]).*

- pour un boson de Higgs léger, $110 < m_{\mathrm{H}}$ (GeV$/c^2$) < 130, la désintégration dominante est de loin $\mathrm{H} \to \mathrm{b\overline{b}}$ (75% à 50%), suivie des désintégrations en paire de τ et de quarks c qui se situent entre 3 et 7%. À 120 GeV$/c^2$, le mode $\mathrm{H} \to \mathrm{gg}$ atteint aussi quelques pourcents. En se rapprochant de $m_{\mathrm{H}} = 130$ GeV$/c^2$, les modes $\mathrm{VV}^{(*)}$ prennent aussi de l'importance ;
- dans la gamme de masse intermédiaire, $130 < m_{\mathrm{H}}$ (GeV$/c^2$) < 180, le boson de Higgs se désintègre de façon dominante en deux bosons vecteurs. La diminution du rapport d'embranchement de $\mathrm{H} \to \mathrm{ZZ}^{(*)}$ entre 160 et 180 GeV$/c^2$ correspond à la région cinématique où le boson de Higgs peut produire deux W réels, mais seulement un Z réel et un autre virtuel. Ainsi, dans cette région, le mode $\mathrm{H} \to \mathrm{W^+W^-}$ supprime quasi-totalement le mode $\mathrm{H} \to \mathrm{ZZ}^{(*)}$. Dans cette gamme de masse, la désintégration $\mathrm{H} \to \mathrm{b\overline{b}}$ reste ouverte, avec un rapport d'embranchement chutant néanmoins de 50% à 130 GeV$/c^2$ à quelques pourcents à 180 GeV$/c^2$;
- un boson de Higgs lourd, $180 < m_{\mathrm{H}}$ (GeV$/c^2$) < 1000, se désintègre presque exclusivement en paires de bosons vecteurs réels, jusqu'à l'ouverture du canal $\mathrm{H} \to \mathrm{t\overline{t}}$ à 350 GeV$/c^2$ qui atteint alors 20% de rapport de branchement au seuil avant de diminuer à nouveau.

En ce qui concerne la largeur totale du boson de Higgs, elle varie de quelques MeV pour les masses en deçà de 130 GeV$/c^2$ à 1 GeV au niveau du seuil de $\mathrm{H} \to \mathrm{ZZ}$. Pour des bosons de Higgs très lourds ($m_{\mathrm{H}} > 500$ GeV$/c^2$), elle augmente énormément pour atteindre des valeurs comparables à sa masse elle-même (et ce, à cause des composantes longitudinales des bosons de jauge dans les désintégrations $H \to VV$).

3.2 Modes de Production

Comme pour les modes de désintégration, les principaux modes de production du boson de Higgs au LHC sont ceux qui incluent un couplage aux objets lourds, c'est à dire les bosons vecteurs et les quarks lourds (top, et de façon plus marginale, bottom) : il s'agit de la fusion gluon-gluon (Sec. 3.2.1), de la fusion de bosons vecteurs (Sec. 3.2.2), et de la production associée avec des objets lourds comme les bosons vecteurs (Sec. 3.2.3) ou les quarks top (Sec. 3.2.4). Toutes ces sections efficaces sont calculées au moins à NLO.

La production de paire de bosons de Higgs étant très supprimée par rapport à la production de boson de Higgs seul (à cause de la constante de couplage électrofaible supplémentaire), nous n'aborderons pas ces modes de production ici (ils seront par contre évoqués dans la section concernant l'auto-couplage du boson de Higgs - *cf.* Section 3.4.4).

3.2.1 Fusion Gluon-Gluon

La fusion gluon-gluon est réalisée à travers un triangle de quarks lourds (top), comme montré sur la Fig. 3.5. Il s'agit du mode de production dominant [60]. La section efficace à LO s'exprime en fonction de la largeur partielle du boson de Higgs en deux gluons incluant le facteur de forme $A^H_{1/2}(\tau_Q)$ mentionné dans la Sec. 3.1.4. Notons qu'en deçà du seuil $t\bar{t}$, l'approximation d'une boucle avec des quarks de masse infinie ($m_t \to \infty$, soit $A^H_{1/2}(\tau_Q) = 4/3$) est très bonne, à $\sim 10\%$ près (pour les petites masses, la différence provenant de la contribution du quark b).

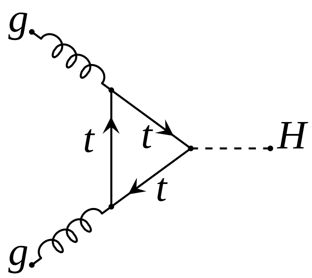

FIG. 3.5 – *Diagramme de Feynman pour la production du boson de Higgs par fusion gluon-gluon.*

Les corrections NLO [75, 76, 77, 78] incluent les corrections virtuelles de gluons dans le diagramme LO, les radiations d'un gluon dans l'état final, ainsi que les diagrammes correspondant à une collision gluon-quark et quark-antiquark (qui contribuent à la section efficace au même ordre en α_S).

Le facteur K entre les prédictions aux ordres LO et NLO est montré sur la figure 3.6 (gauche), ainsi que ses composants K_{virt} (resp. K_{gg}) pour les corrections NLO virtuelles (resp. la radiation d'un gluon dans l'état initial) dans les collisions gluon-gluon , et K_{qg} et $K_{q\bar{q}}$ pour les collisions quark-gluon et quark-antiquark. Les corrections NLO augmentent la

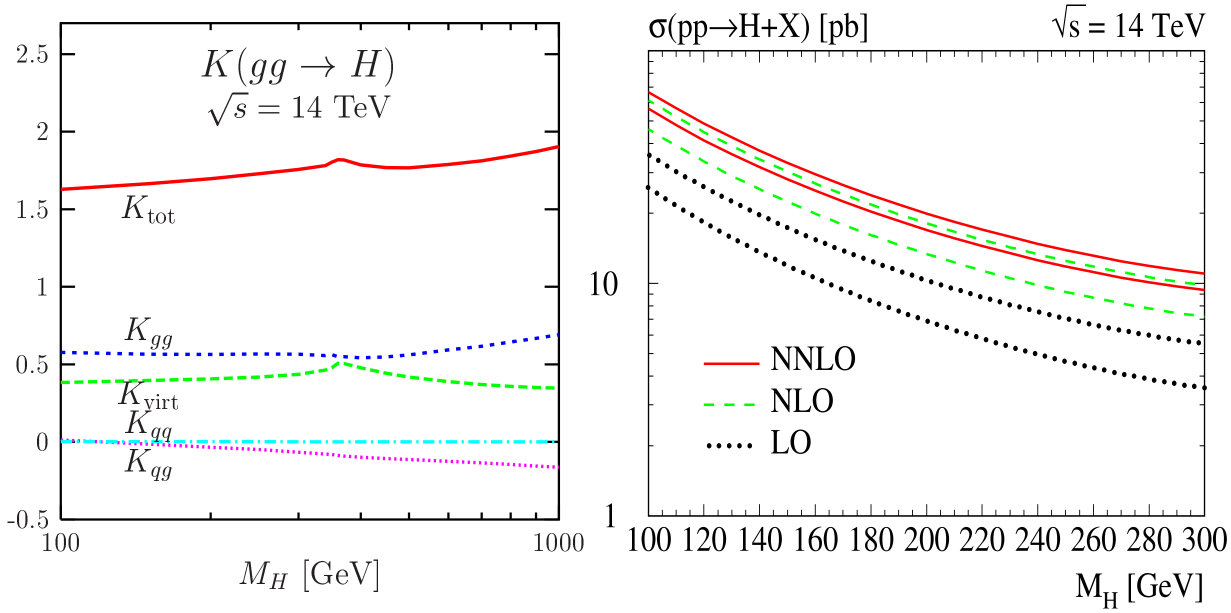

FIG. 3.6 – *Gauche : facteur K total (K_{tot}) et ses composants (cf. texte) pour la production du boson de Higgs par fusion de gluons en fonction de sa masse (figure extraite de la Ref. [49], les fonctions de structure CTEQ6 [22] sont utilisées). Droite : section efficace de production du boson de Higgs par fusion gluon-gluon en fonction de sa masse à LO, NLO et NNLO pour deux échelles de factorisation et renormalisation différentes ($\mu = 1/2m_H$ pour les lignes supérieures et $\mu = 2m_H$ pour les lignes inférieures) (figure extraite de la Ref. [90], les fonctions de structure MRST [91] sont utilisées).*

section efficace de 60 à 90% selon la masse. On observe sur la figure 3.6 que la principale correction provient de l'émission d'un gluon dans l'état final : ainsi, le boson de Higgs produit par fusion gluon-gluon est souvent accompagné d'un jet.

Enfin, les corrections NNLO (à trois boucles) ont récemment été calculées dans la limite $m_t \to \infty$ [92] (cette hypothèse permettant de se ramener à un calcul à deux boucles avec des particules de masse nulle).

La section efficace de production du boson de Higgs par fusion gluon-gluon est montrée sur la figure 3.6 (droite) aux ordres LO, NLO et NNLO. De façon rassurante, on observe une convergence des effets des corrections d'ordre supérieur : les corrections NNLO n'augmentent la section efficace que de 30% par rapport à l'ordre NLO, alors que ces dernières corrections avaient un effet de 70% par rapport à l'ordre principal.

À l'ordre LO, le boson de Higgs est produit sans impulsion transverse ($p_T = 0$). C'est l'émission de partons supplémentaires aux ordres supérieurs qui induit un p_T non nul. La figure 3.7 montre l'impulsion transverse du boson de Higgs à NLO pour diverses valeurs de rapidité.

3.2.2 Fusion de Bosons Vecteurs

Le processus de fusion de bosons vecteurs (VBF) est beaucoup plus important au LHC qu'au Tevatron (car les principales contributions proviennent des bosons longitudinaux dont les interactions augmentent avec l'énergie, *cf.* Sec. 3.1.3.1) [61, 62, 63, 64, 65]. Le diagramme de Feynman de ce processus est montré sur la figure 3.8.

Les sections efficaces à l'ordre LO pour la fusion de Z, W, ainsi que la somme des deux,

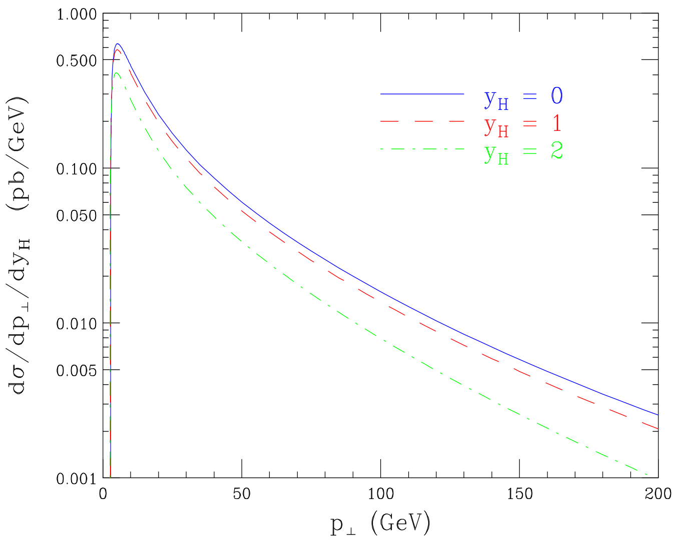

FIG. 3.7 – *Impulsion transverse du boson de Higgs produit par fusion gluon-gluon à NLO pour trois valeurs de rapidité* $y_H = 0, 1, 2$ *(figure extraite de la Ref. [93], les fonctions de structure CTEQ5 [94] sont utilisées).*

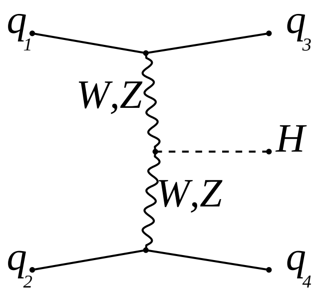

FIG. 3.8 – *Diagramme de Feynman pour la production du boson de Higgs par fusion de bosons vecteurs.*

sont montrées sur la figure 3.9. Notons que l'interférence entre les deux sous-processus est négligeable, et que la principale contribution provient de la fusion de deux W (puisque le couplage au W est plus grand que le couplage au Z).

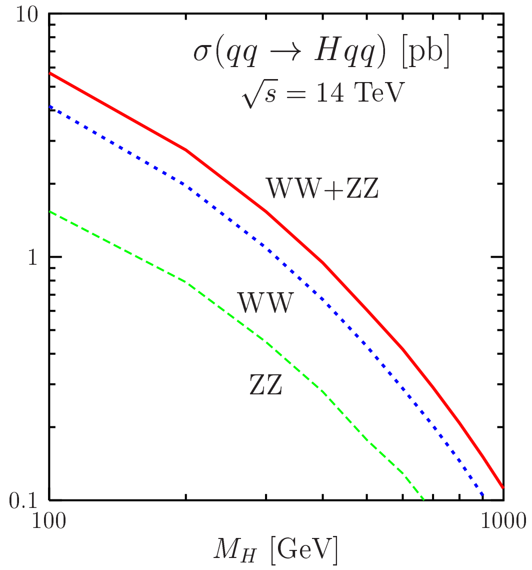

FIG. 3.9 – *Sections efficaces individuelles et totale pour la production du boson de Higgs par fusion de bosons vecteurs Z et W (figure extraite de la Ref. [49], les fonctions de structure CTEQ6 [22] sont utilisées).*

Les corrections NLO [79, 80, 81, 82] consistent en des corrections du vertex et des propagateurs des quarks ("self-energy"), ainsi qu'en l'émission d'un gluon dans l'état initial ou final. Le processus provenant d'une collision quark-gluon ($\mathrm{gq} \to \mathrm{Hqq} + \mathrm{q}$) contribue aussi au même ordre et est donc pris en compte dans les corrections NLO. À cet ordre, les deux quarks initiaux (finaux) étant dans un singulet de couleur, il n'y a pas d'échange de gluons entre ces deux quarks. Les corrections NLO sont donc simplement des corrections (bien connues) aux fonctions de structure.

Le facteur K pour la production par VBF est quasiment constant sur toute la gamme de masse et est assez proche de 1 (entre 1.05 et 1.1). Il y a donc peu de gluons émis lors de ce processus.

La cinématique du processus est particulière : les bosons vecteurs ont tendance à n'emporter qu'une faible fraction de l'énergie des partons initiaux : juste ce qu'il faut pour produire le boson de Higgs ($\sim m_{\mathrm{H}}/2$ chacun). Ainsi, les quarks dans l'état final ont une très grande énergie (de l'ordre de 1 TeV) et une faible impulsion transverse ($p_T \sim m_{\mathrm{V}}$), correspondant à un petit angle de diffusion. On recherchera donc une topologie d'événements avec deux jets vers l'avant [3]. Quant aux produits de désintégration du boson de Higgs, ils se situent plus au centre que les deux jets.

[3]En fait, un jet peut être produit plus centralement, mais l'autre est alors produit très à l'avant. La topologie consiste donc plus précisément en deux jets très écartés en η, ce qui se traduit par les conditions : $\Delta\eta \gtrsim 4.4$ et $\eta_1 \times \eta_2 < 0$. Si on ajoute le fait qu'il n'y a pas d'échange de couleur entre les deux quarks de l'état initial, l'activité hadronique au centre (η proche de 0) est donc très faible.

3.2.3 Production Associée avec un Boson Vecteur

La production de boson de Higgs associé avec un boson vecteur peut être simplement vue comme la production Drell-Yan d'un boson vecteur virtuel ($q\,\overline{q} \to V^*$) qui donne lieu ensuite à un boson vecteur réel et un boson de Higgs d'impulsion transverse opposée ($V^* \to HV$, *cf.* Fig. 3.10).

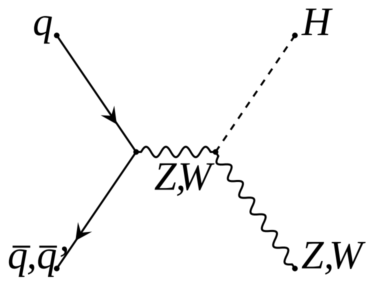

FIG. 3.10 – *Diagramme de Feynman pour la production du boson de Higgs associé à un boson vecteur.*

La section efficace totale se décompose ainsi comme le produit des sections efficaces des ces deux sous-processus, et est montrée à l'ordre LO [23, 66] sur la figure 3.11 (gauche).

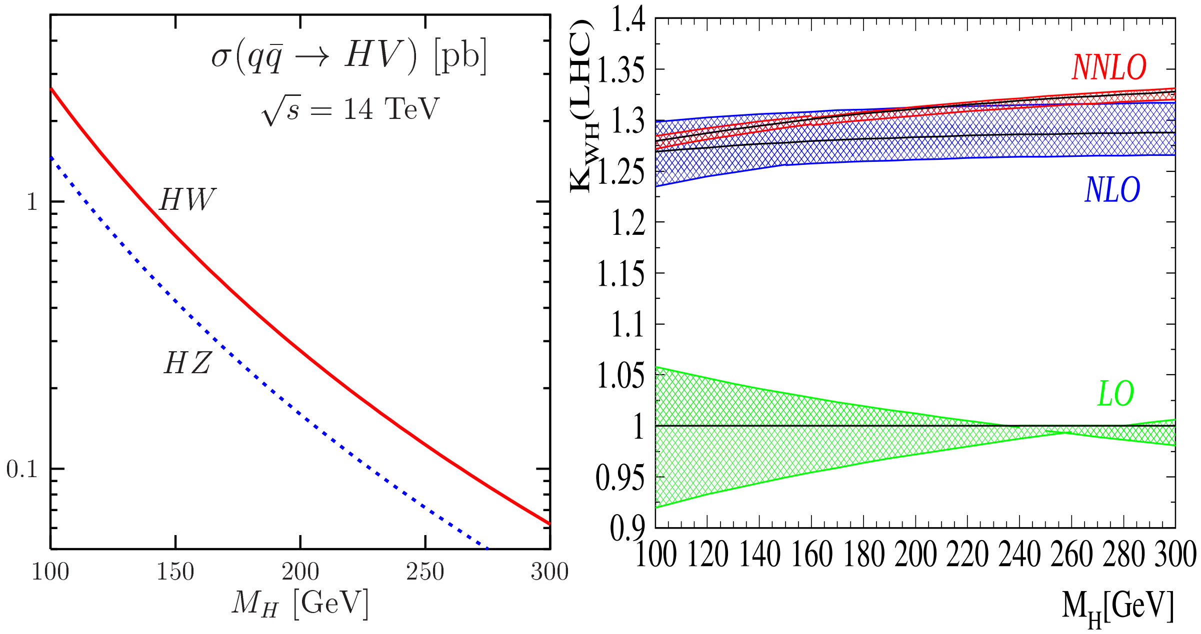

FIG. 3.11 – *<u>Gauche</u> : section efficace de la production de boson de Higgs associé avec un boson vecteur Z (ligne pointillée) et W (ligne pleine) à l'ordre LO. <u>Droite</u> : facteur K pour la production de boson de Higgs associé avec un boson vecteur W aux ordres LO, NLO et NNLO (les bandes correspondent à la variation de l'échelle de factorisation et renormalisation μ entre $1/3m_H$ et $3m_H$: notez que la réduction de la largeur de cette bande à l'ordre LO aux alentours de $m_H \simeq 260$ GeV/c^2 correspond à une compensation accidentelle de la dépendance d'échelle) (figure extraite de la Ref. [49], les fonctions de structure MSRT [91] sont utilisées).*

La factorisation de la section efficace décrite ci-dessus est valable à tous les ordres ; ainsi, les corrections NLO [83, 84, 79] correspondent aux corrections du processus de Drell-Yan, soit des corrections virtuelles de vertex et des propagateurs des quarks, ainsi que des corrections d'émission d'un gluon réel. Les corrections NNLO ont aussi été calculées. Elles consistent en des corrections à deux boucles au diagramme de Born du processus, des corrections à une boucle au diagramme avec l'émission d'un gluon, et des corrections en arbre avec l'émission de deux gluons. Pour le processus pp $\rightarrow$HZ, il existe néanmoins des corrections NNLO supplémentaires dues au fait que le Z est neutre : il s'agit d'une part du vertex Zgg effectif généré par une boucle de quarks dans le processus $q\overline{q} \rightarrow Z^*$ et d'autre part du processus gg$\rightarrow$ HZ se produisant à travers des triangles ou des boites de quarks. Ces dernières contributions peuvent être importantes au LHC.

Les facteurs K aux ordres NLO et NNLO sont montrés sur la figure 3.11 (droite) pour la production HW. Si on néglige la contribution des corrections NNLO gg$\rightarrow$ HZ, les facteurs K pour la production HZ sont similaires à ceux-ci.

La production de boson de Higgs associé à un boson vecteur est le seul mode de production pour lesquelles les corrections électrofaibles ont été calculées (à l'ordre α_{QED}) [95]. Les facteurs K correspondant aux corrections QCD NNLO et corrections QED sont montrés sur la figure 3.12 (gauche) : les corrections QED réduisent la section efficace de 5 à 10%. Les deux singularités à $m_{\rm H} = 2m_{\rm Z}$ et $m_{\rm H} = 2m_{\rm W}$ disparaissent si on inclut les largeurs finies des résonances.

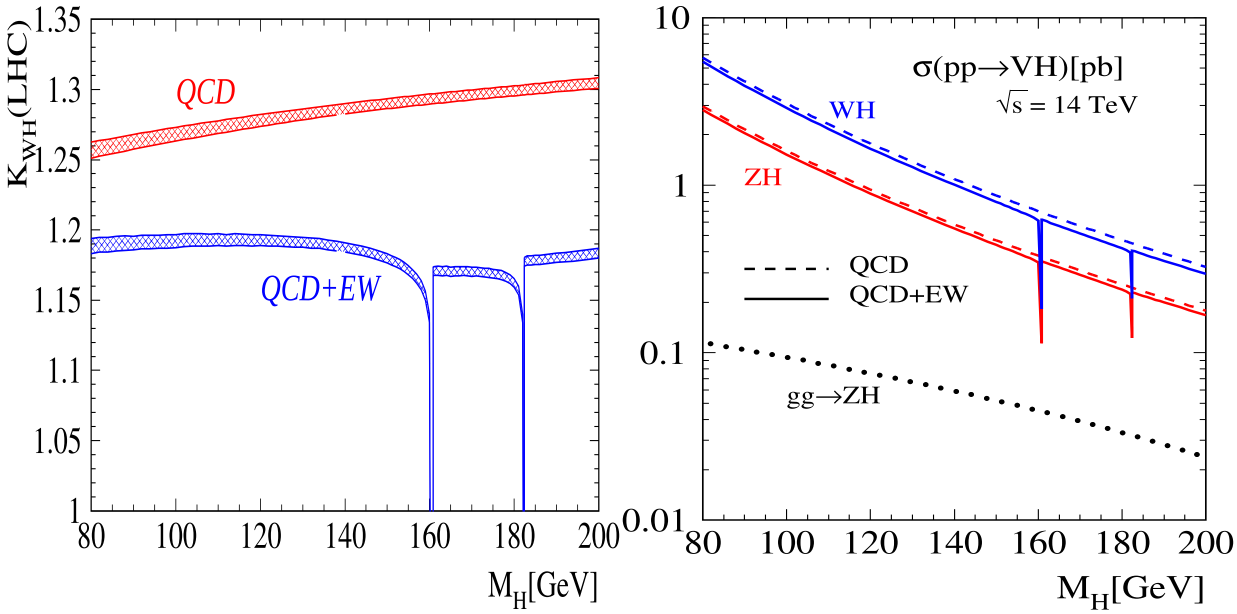

FIG. 3.12 – <u>*Gauche*</u> *: facteurs K pour la production de boson de Higgs associé avec un boson vecteur W incluant les corrections QCD NNLO uniquement (bleu, courbe du haut) et les corrections QCD NNLO et QED (rouge, courbe du bas) ; cf. texte pour plus de détails.* <u>*Droite*</u> *: section efficace totale pour les productions WH et ZH incluant les corrections QCD NNLO et les corrections QED. Les pointillés noirs indiquent la contribution de la correction NNLO gg$\rightarrow$HZ pour la production ZH. Ces figures sont extraites de la Ref. [96] et les fonctions de structure MSRT [91] sont utilisées.*

Enfin, les sections efficaces totales pour les productions WH et ZH incluant les corrections QCD NNLO et les corrections QED, ainsi que la contribution de la correction NNLO gg$\rightarrow$HZ pour la production ZH, sont montrées sur la figure 3.12 (droite).

3.2.4 Production Associée avec des Quarks Lourds

C'est le mode de production le plus compliqué [67, 68, 69, 70] : en effet, d'une part, plus de 10 diagrammes de Feynman (dont trois sont montrés sur la Fig. 3.13) contribuent au niveau des arbres, et d'autre part, l'espace de phase final contient trois particules massives.

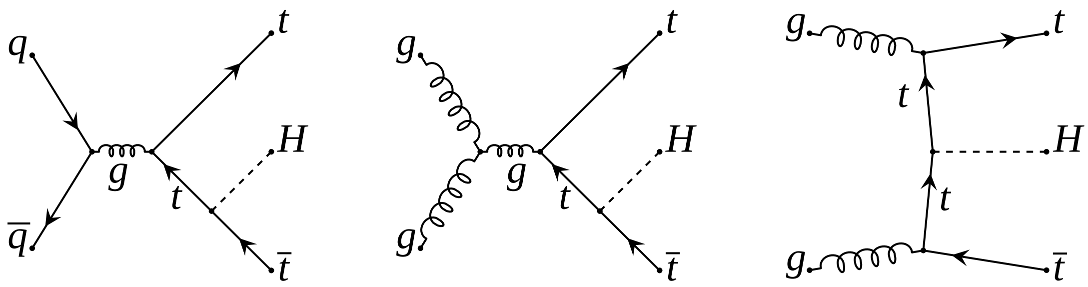

FIG. 3.13 – *Diagrammes de Feynman pour la production du boson de Higgs associé avec des quarks lourds.*

La Fig. 3.14 (gauche) montre les sections efficaces de la production de boson de Higgs associé avec des quarks lourds $\mathrm{Hb\overline{b}}$ et $\mathrm{Ht\bar{t}}$. Ces sections efficaces varient par plus d'un ordre de magnitude sur la gamme $m_{\mathrm{H}} = 100 - 300$ GeV$/c^2$, car l'espace de phase se réduit d'autant plus que le boson de Higgs est plus lourd. Le mode $\mathrm{Ht\bar{t}}$ est "facilement" détectable dans le canal $\mathrm{t\bar{t}} \rightarrow \mathrm{WbWb} \rightarrow \ell\nu\mathrm{bq\overline{q}'b}$. En revanche, le mode $\mathrm{Hb\overline{b}}$ (de section efficace non négligeable) n'est pas détectable pour le boson de Higgs du MS. Il est cependant intéressant pour explorer le secteur de Higgs d'un modèle supersymétrique.

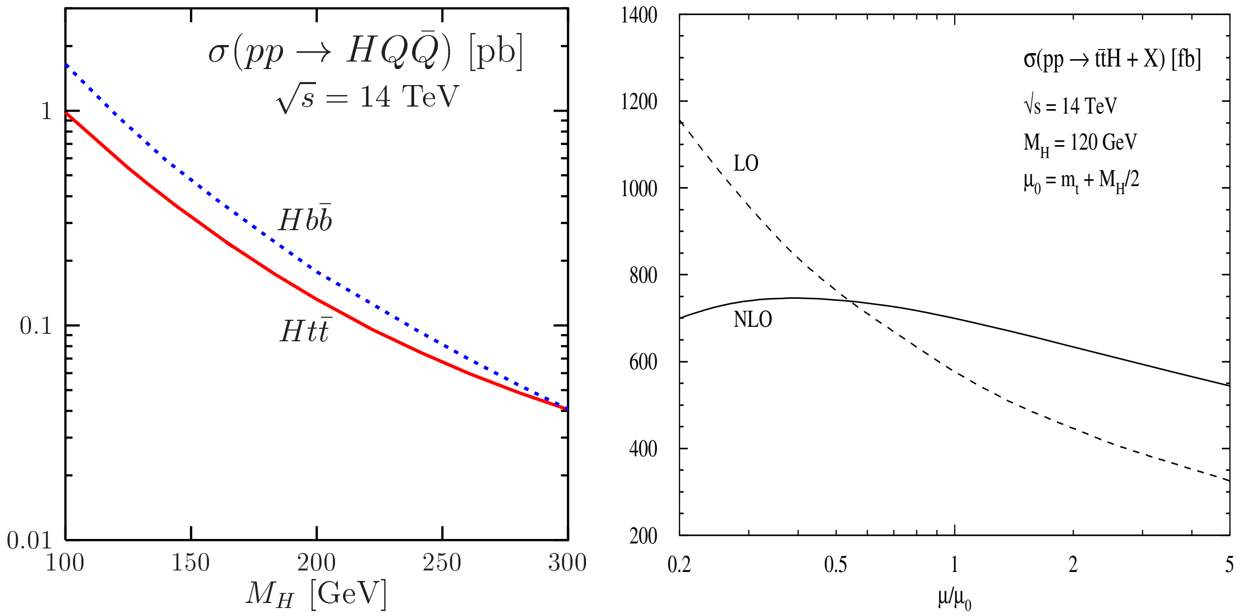

FIG. 3.14 – *<u>Gauche</u> : sections efficaces de la production de boson de Higgs associé avec des quarks lourds $Hb\bar{b}$ et $Ht\bar{t}$ (figure extraite de la Ref. [49], les fonctions de structure MSRT [91] sont utilisées). <u>Droite</u> : variation de la section efficace du mode $Ht\bar{t}$ avec l'échelle de renormalisation et de factorisation (figure extraite de la Ref. [87], les fonctions de structures CTEQ4 sont utilisées).*

Les sections efficaces à l'ordre des arbres étant déjà difficiles à calculer, il est facile de deviner que le calcul des corrections NLO [85, 86, 87, 88, 89] représente un véritable défi. Pour le mode $\mathrm{Ht\bar{t}}$ le facteur K varie entre 1.2 et 1.4 et on peut voir sur la Fig. 3.14 (droite) que les corrections NLO réduisent significativement la dépendance de la section efficace en l'échelle de renormalisation et de factorisation.

3.2.5 Production Diffractive

Un mode de production du boson de Higgs un peu plus marginal, mais potentiellement utile à basse masse, est la production diffractive que nous n'évoquerons que brièvement dans cette section.

Dans une collision de protons, des objets singulets de couleur (par exemple, deux gluons) peuvent être échangés entre les protons initiaux entraînant la diffraction de ces derniers [71, 72, 73, 74]. Le boson de Higgs est alors émis par les particules échangées (dans le cas de deux gluons, *via* le vertex ggH) comme montré sur le diagramme 3.15. La production diffractive du boson de Higgs possède donc une signature bien distincte : deux protons à très grande rapidité et un boson de Higgs produit centralement (dont on cherche typiquement la désintégration en $\mathrm{b\bar{b}}$) :

$$\mathrm{pp} \rightarrow \mathrm{p} + \mathrm{H}(\rightarrow \mathrm{b\bar{b}}) + \mathrm{p}, \tag{3.9}$$

où dans cette expression, le signe "+" marque la présence d'une grande séparation en rapidité entre les deux objets qui l'entourent.

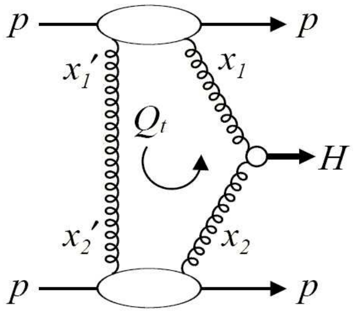

FIG. 3.15 – *Diagramme de production diffractive d'un boson de Higgs.*

Si les deux protons diffractés sont étiquetés par les pots romains, le signal est très propre : on observe un boson de Higgs et rien d'autre. On peut ainsi mesurer sa masse de deux manières différentes :

- mesure de la masse manquante, M_{inv}, des deux protons diffractés dans les pots romains, avec une résolution de 1 à 2 GeV/c^2.
- mesure de la masse invariante des produits de désintégration du boson de Higgs dans le détecteur. Par exemple, dans le cas $\mathrm{H} \rightarrow \mathrm{b\bar{b}}$, on mesure la masse M_{bb} avec une résolution d'environ 10 GeV/c^2.

Demander que les deux masses M_{inv} et M_{bb} soient compatibles permet de significativement réduire le bruit de fond. Un autre avantage du processus diffractif $\mathrm{pp} \rightarrow \mathrm{p} + \mathrm{H}(\rightarrow \mathrm{b\bar{b}}) + \mathrm{p}$ est la suppression partielle du bruit de fond diffractif $\mathrm{gg} \rightarrow \mathrm{b\bar{b}}$ par une règle de sélection de spin. Les bruits de fond restants sont $\mathrm{gg} \rightarrow \mathrm{b\bar{b}}$ et $\mathrm{gg} \rightarrow \mathrm{gg}$ où les gluons sont identifiés comme des jets de b.

La section efficace de production diffractive d'un boson de Higgs de masse $m_{\mathrm{H}} = 120$ GeV/c^2 est typiquement de 3 fb au LHC (connue à un facteur 2.5 près). Ainsi, avec 30 fb^{-1}, on s'attend à une dizaine d'événements de signal bien reconstruits pour deux fois moins de bruit de fond, à condition d'obtenir une résolution de 1 GeV/c^2 sur M_{inv}.

3.2.6 Résumé des Modes de Production

La figure 3.16 montre l'ensemble des sections efficaces des modes dominants de production du boson de Higgs au LHC (pour la majorité à l'ordre NLO) sur la gamme de masse $m_{\mathrm{H}} = 100$ à $m_{\mathrm{H}} = 1000$ GeV/c^2. On observe sur cette figure que le mode dominant de production est de loin la fusion gluon-gluon qui atteint quelques dizaines de picobarns dans la gamme $m_{\mathrm{H}} = 100 - 250$ GeV/c^2. Le deuxième mode important est la fusion de bosons vecteurs dont la section efficace est de quelques picobarns sur la gamme mentionnée ci-dessus. La production du boson de Higgs associé à des objets lourds (boson vecteur, quarks top) est de plusieurs ordres de grandeur inférieure aux modes précédemment cités.

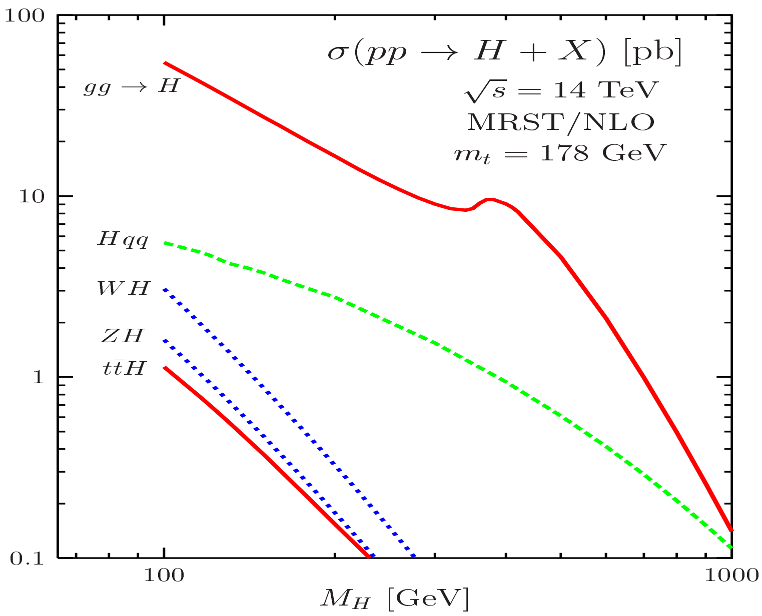

FIG. 3.16 – *Sections efficaces des modes dominants de production du boson de Higgs au LHC (pour la majorité à l'ordre NLO) (figure extraite de la Ref. [49], les fonctions de structure MSRT [91] sont utilisées).*

Les incertitudes (σ) sur ces sections efficaces ont été détaillées dans les sections précédentes, mais on peut retenir les chiffres suivants : pour la fusion gluon-gluon, $\sigma \simeq 10 - 20\%$, pour la fusion de bosons vecteur, $\sigma \simeq 5\%$, pour la production associée avec un boson vecteur, $\sigma \lesssim 5\%$, et enfin pour la production associée avec des quarks top, $\sigma \simeq 10 - 20\%$.

3.3 Description Détaillée de Quelques Canaux

3.3.1 H $\to \gamma\gamma$

La production du boson de Higgs par fusion de gluons suivi de sa désintégration en une paire de photons est un des canaux les plus étudiés au LHC, dans le domaine des petites masses ($m_{\mathrm{H}} < 150$ GeV/c^2). Il a en particulier servi de référence pour le design des calorimètres électromagnétiques. La désintégration en deux photons est très rare : le rapport d'embranchement pour $m_{\rm H} \in [110, 140]$ GeV/c^2 vaut environ 0.2%, conduisant à entre 670 et 1200 événements produits par expérience après un an de prise de données à basse luminosité. Le niveau de bruit de fond irréductible (production non résonante de paires de photons) et réductible est très supérieur au signal, et la possibilité d'observer le boson de Higgs dans ce mode repose sur une reconstruction très précise de la masse invariante photon-photon $m_{\gamma\gamma}$. Dans ce domaine de $m_{\rm H}$, la largeur du boson de Higgs est très petite ($\lesssim$ 10 MeV), et les calorimètres électromagnétiques ont donc été optimisés notamment pour obtenir la meilleure résolution possible sur la masse $m_{\gamma\gamma}$.

La distribution de la masse invariante $m_{\gamma\gamma}$ est représentée Fig. 3.17, qui permet de se faire une idée de la problématique : le pic observable au dessus du bruit de fond s'aplatit rapidement si la résolution se dégrade. Si l'excès de signal s'étale sur un grand intervalle de masse, aucune découverte ne peut être annoncée, puisque les incertitudes sur le niveau de bruit de fond sont grandes.

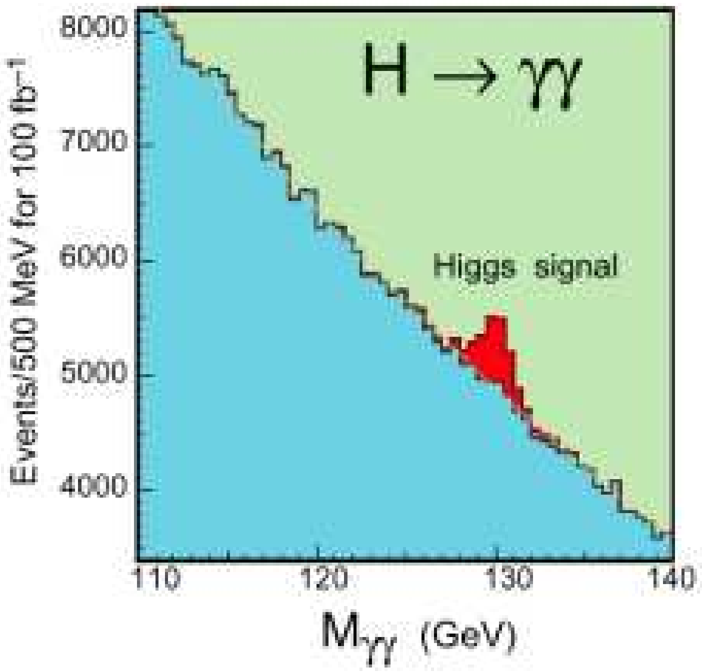

FIG. 3.17 – *Distribution de la masse invariante $m_{\gamma\gamma}$ dans l'expérience CMS, pour m_H = 130 GeV/c^2 et 100 fb^{-1}.*

3.3.1.1 Sélection des Événements et Reconstruction de la Masse

Les événements de signal sont assez *propres* et la sélection est relativement aisée : on demande au moins deux photons, dans l'acceptance des détecteurs de précision ($|\eta| < 2.5$), satisfaisants $p_{t,1} > 40$ GeV/c et $p_{t,2} > 25$ GeV/c. C'est la sélection minimale pour une analyse complètement inclusive. L'efficacité typique de ces coupures est $\sim 50\%$ avant d'appliquer des critères de qualité sur les candidats photon, nécessaires pour rejeter le bruit de fond réductible à un niveau acceptable. Ces critères (*cf.* paragraphe 3.3.1.2) ont une efficacité d'environ 80% par photon.

La masse invariante $m_{\gamma\gamma}$ est estimée par : $m^2_{\gamma\gamma} = 2E_1E_2(1 - \cos\theta_{12})$, où $E_{1,2}$ sont les énergies des photons et θ_{12} l'angle entre leurs directions. Minimiser la résolution en énergie est donc essentielle pour observer le signal. Celle-ci comprend trois termes : $\sigma_E/E = a/\sqrt{E} \oplus b/E \oplus c$, où a est le terme d'échantillonnage, b le terme de bruit et c un terme constant. Les deux premiers dominent à basse énergie et le dernier à haute énergie. À basse luminosité, $a \sim 0.1$ GeV$^{1/2}$, $b \sim 300$ MeV et $c \sim 0.007$ pour ATLAS et $a \sim 0.025(0.057)$ GeV$^{1/2}$, $b \sim 150(770)$ MeV et $c \sim 0.0055$ dans le tonneau (bouchons) pour CMS. La résolution dépend de la luminosité à cause des particules molles provenant de l'empilement, dont l'énergie vient s'ajouter aux cellules des calorimètres dans lesquelles les photons sont arrêtés. La valeur des termes constants des deux expériences est relativement faible. Même si ce n'est *a priori* pas le terme dominant à basse énergie (le domaine intéressant pour un boson de Higgs léger), il est cependant nécessaire de le conserver sous le pourcent car un accroissement même faible de la résolution diminue considérablement le rapport signal sur bruit. Enfin, il existe des queues non gaussiennes dans la reconstruction de l'énergie, à cause des conversions de photons dans la matière en amont des calorimètres. Dans ATLAS, plus de 30% des photons se convertissent dans le détecteur interne, mais ces conversions peuvent être en général efficacement reconstruites.

Le deuxième élément dans la mesure de $m_{\gamma\gamma}$ est l'angle θ_{12}, donné par les directions des photons. Le point d'impact sur les calorimètres est mesuré avec une précision de l'ordre du millimètre, et n'induit pas d'incertitude sur $m_{\gamma\gamma}$. En revanche, à cause de la dispersion de la position du vertex primaire de 5.6 cm le long de l'axe des faisceaux, la reconstruction de l'angle polaire des photons n'est pas triviale. À basse luminosité, la position du vertex primaire peut être déterminée précisément à l'aide des traces de l'événement sous-jacent, et la contribution de la résolution angulaire à la résolution en masse est négligeable. À haute luminosité, cette méthode se dégrade [4]. Dans le cas d'ATLAS, dont le calorimètre électromagnétique est segmenté longitudinalement, l'angle polaire et la position du vertex en z peuvent être reconstruits directement à partir des gerbes des photons. La résolution sur l'angle polaire est $\sigma_\theta \sim 60/\sqrt{E/\mathrm{GeV}}$ mrad, ce qui maintient une contribution à la résolution en masse inférieure à celle de la résolution intrinsèque sur la mesure des énergies. Des exemples de distributions de masse invariante $m_{\gamma\gamma}$ sont présentés Fig. 3.18, pour $m_\mathrm{H} = 120$ GeV$/c^2$. La signification statistique du signal est estimée sur une fenêtre en masse autour du pic, typiquement $\pm 1.4\sigma$. Cette dernière sélection a une efficacité de $\sim 80\%$.

3.3.1.2 Les Bruits de fond

Les bruits de fond ont, comme d'habitude, deux composantes.

Le bruit de fond irréductible

Les deux photons sont *directs*, *c-à-d* ne proviennent pas de la désintégration d'un méson (π^0, η ou ω). Cette composante peut également être divisée en trois parties :

L'annihilation $q\overline{q} \to \gamma\gamma$
Elle représente l'ordre dominant, en $\mathcal{O}(\alpha^2)$; les corrections d'ordre $\mathcal{O}(\alpha_s)$ à ce processus sont connues [98], et augmentent la section efficace totale d'environ 30%. Deux exemples de graphes contribuant à celles-ci sont montrés Fig. 3.19 (gauche).

[4] À haute luminosité, la probabilité de choisir un mauvais vertex primaire (d'un événement de biais minimum) n'est pas négligeable, surtout dans la sélection $\mathrm{H} \to \gamma\gamma$ puisque l'événement *dur* est *plutôt mou*. Une dégradation de la résolution sur la mesure de l'angle polaire est donc attendue.

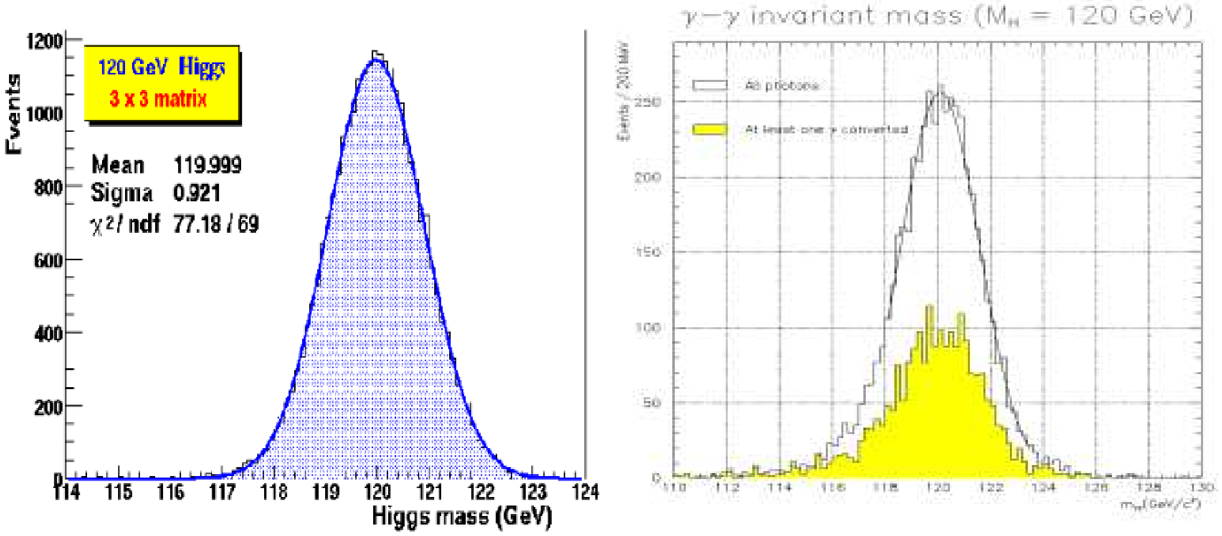

FIG. 3.18 – *<u>Droite</u> : masse invariante $m_{\gamma\gamma}$ obtenue dans CMS, à basse luminosité. La largeur du pic est 920 MeV/c^2. <u>Gauche</u> : masse invariante $m_{\gamma\gamma}$ obtenue dans ATLAS, à haute luminosité. La direction des photons est mesurée à partir de la gerbe électromagnétique. La largeur du pic est 1430 MeV/c^2. La partie grisée correspond aux événements où au moins un photon s'est converti en une paire e^+e^-. Pour les deux figures, $m_H = 120$ GeV/c^2.*

La fragmentation

Dès que des corrections d'ordre supérieur au processus $\mathrm{q}\,\overline{\mathrm{q}} \to \gamma\gamma$ sont incluses, il faut prendre en compte le processus de fragmentation (Fig. 3.19, milieu) q,g $\to \gamma$X, où le photon est émis dans la direction du quark (ou gluon), conduisant à une singularité colinéaire, pas complètement calculable en QCD. On paramétrise cette contribution à l'aide des fonctions de fragmentation $D^{\gamma}_{\mathrm{q,g}}(z, Q)$ qui donnent la probabilité qu'un quark (ou un gluon) fragmente en un photon emportant la fraction z de son énergie. Typiquement, $D \sim \alpha/\alpha_s$, rendant cette contribution du même ordre que LO. En outre, puisque l'état initial est qg, ce processus peut devenir dominant à cause du flux important de gluons au LHC [98]. Les photons de fragmentation sont évidemment accompagnés de hadrons, et pourront donc être éliminés en partie par des coupures d'isolation. Les graphes à deux fragmentations sont également pris en compte mais leur contribution est très faible.

Seule la somme de ces contributions a réellement un sens, puisque par exemple les diagrammes de Bremstrahlung (1er graphe, Fig. 3.19) et de fragmentation sont très similaires. Il est cependant instructif de les comparer séparément pour mieux les comprendre. La distribution de la masse $m_{\gamma\gamma}$ est représentée Fig. 3.20 (gauche), après application d'un critère d'isolation sur les photons. L'importance relative des différentes contributions dépend énormément de ce critère. Sans isolation, la fragmentation domine.

Le diagramme en boîte

Une autre correction importante formellement d'ordre $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$, dont le diagramme est représenté Fig. 3.19 (droite) existe. Elle doit être prise en compte puisque la luminosité des gluons est très grande au LHC (*cf.* Fig. 1.8). Les corrections d'ordre $\mathcal{O}(\alpha_s)$ à ce diagramme en *boîte* sont également connues et modérément grandes, inférieures aux corrections au processus gg

→ H [99]. La contribution de gg → $\gamma\gamma$ à la production de paires de photons est illustrée Fig. 3.20 (droite), à travers la distribution de la masse $m_{\gamma\gamma}$. Cette figure illustre également le fait que la correction NLO à la boîte est importante, avec un facteur K supérieur à 1.5 pour $m_{\gamma\gamma} \lesssim 140$ GeV$/c^2$.

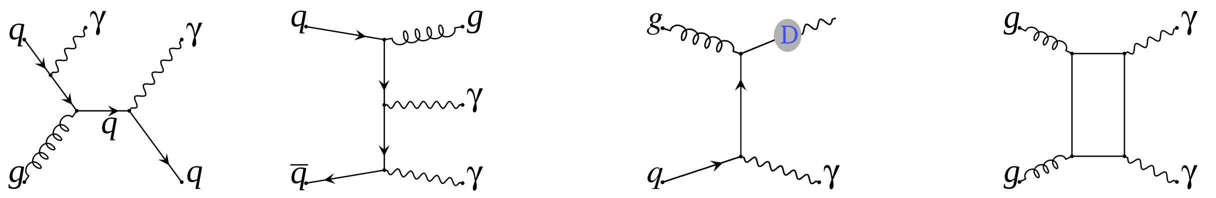

FIG. 3.19 – *Deux diagrammes de gauche : exemples de graphes de Feynman pour la correction NLO au processus $q\overline{q} \to \gamma\gamma$. Milieu : exemple de graphe avec une fragmentation (*cf.* texte). Droite : diagramme en boîte. Ce graphe est formellement d'ordre NNLO, $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ par rapport au terme de Born $q\overline{q} \to \gamma\gamma$, mais sa contribution est cependant comparable à cause de la grande luminosité des gluons au LHC.*

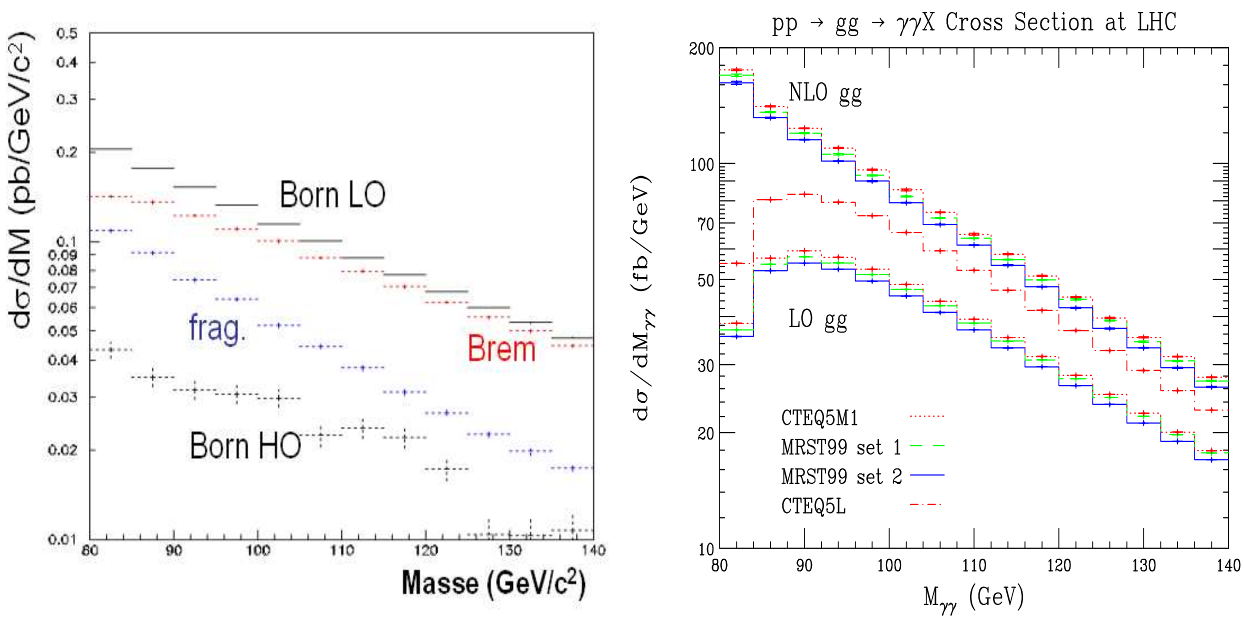

FIG. 3.20 – *Gauche : section efficace différentielle de la production de paires de photons en fonction de $m_{\gamma\gamma}$. Les différents processus y contribuant sont montrés séparément. Droite : section efficace différentielle de la production de paires par fusion de gluons, à l'ordre dominant et en incluant les corrections $\mathcal{O}(\alpha_s)$.*

Les événements di-photons sont étudiés au Tevatron. Les prédictions théoriques sont en assez bon accord avec les données, aussi bien pour la section efficace totale que pour les distributions cinématiques [100]. Les distributions de la masse invariante et l'impulsion transverse de la paire de photons mesurées par CDF sont présentées Fig 3.21 et illustrent le comportement raisonnable des prédictions théoriques. Ces études permettent un raffinement des générateurs Monte-Carlo qui sera important pour le début de la prise de données au LHC.

Le bruit de fond réductible

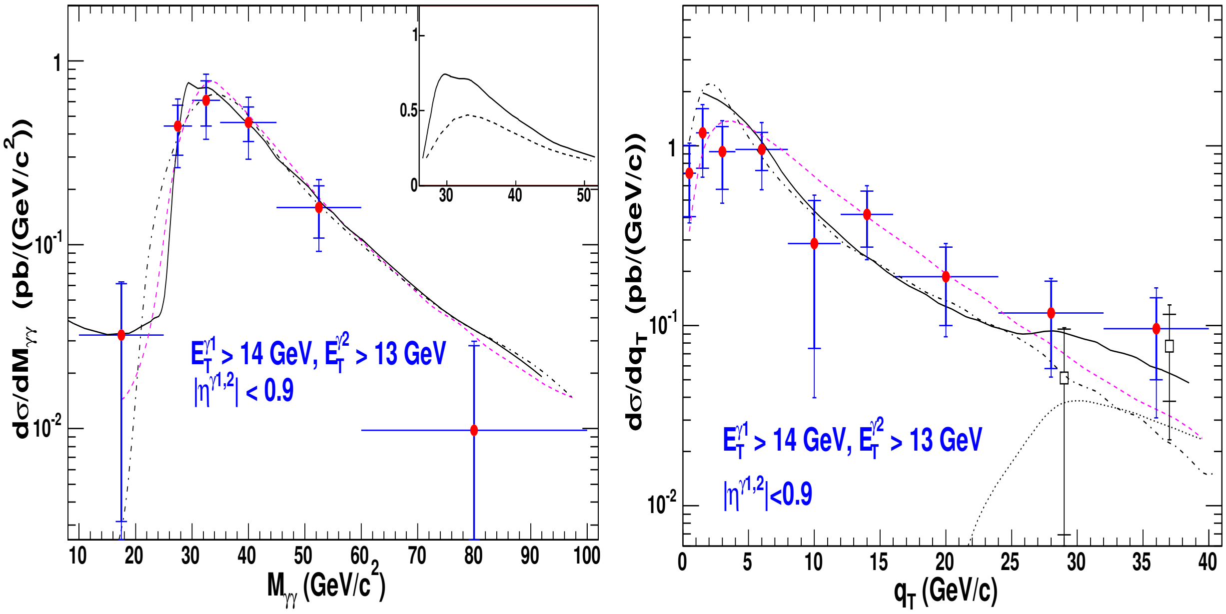

FIG. 3.21 – *Distributions de la masse $m_{\gamma\gamma}$ (gauche) et de l'impulsion transverse de la paire de photons mesurées dans CDF, au run II, avec une luminosité intégrée de 207 pb^{-1}. Les données sont comparées à plusieurs prédictions théoriques : DIPHOX (trait plein), ResBos (tirets) et PYTHIA (prédiction multipliée par deux ; pointillés) [100].*

Le bruit de fond réductible provient des événements QCD γ-jet ou multi-jets, lorsqu'un ou deux jets ont une grande composante électromagnétique et sont identifiés comme des photons. Des exemples de graphes de Feynman sont donnés Fig. 3.22. Les événements les plus dangereux correspondent au cas où un quark ou gluon dans l'état final fragmente en un π^0 qui emporte la plus grande partie de l'énergie. Dans ce cas, les deux photons de la désintégration du π^0 sont très proches et ne peuvent être résolus individuellement par les calorimètres électromagnétiques. En outre, les critères d'isolation seront peu efficaces puisque le π^0 ne laisse que peu d'énergie aux autres particules de fragmentation. Ces configurations sont rares, comme illustré Fig. 3.23, où sont représentées les fonctions de fragmentation des quarks légers (u,d) et gluon en π^0, en fonction de la fraction d'énergie emportée par le π^0. La zone délicate à grand x est malheureusement très mal connue. La section efficace de production de jets est cependant bien supérieure à la section efficace de production de paires de photons, et un facteur de rejet des jets d'environ 5000 est requis pour maintenir le bruit de fond réductible à un ordre de grandeur en dessous du bruit de fond irréductible.

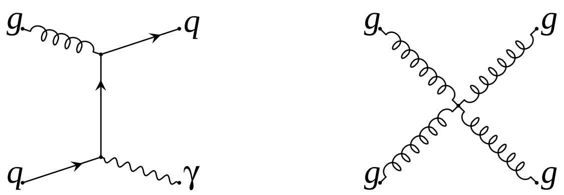

FIG. 3.22 – *Exemples de graphes de Feynman pour le processus γ-jet (gauche) et di-jet (droite). Ils contribuent au bruit de fond pour la recherche de $H \to \gamma\gamma$ si un ou deux des jets sont identifiés comme photons.*

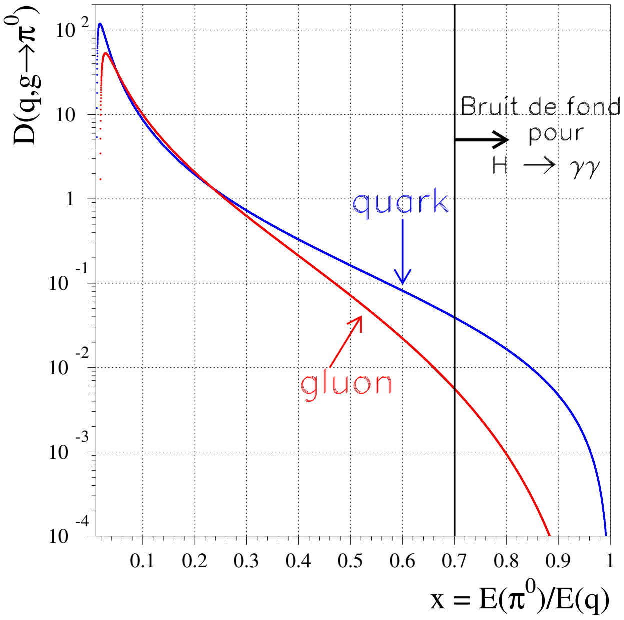

FIG. 3.23 – *Fonctions de fragmentation des quarks légers et gluon en π^0 [101]. Les π^0 sont plus durs lorsqu'ils proviennent de quarks, et le facteur de rejet des jets de quarks est inférieur à celui des jets de gluon [102].*

Il est important de noter que la prédiction du niveau de bruit de fond (réductible et irréductible) est très difficile ; les générateurs Monte-Carlo doivent être raffinés pour prendre en compte les ordres supérieurs, et la simulation d'événements QCD imitant le signal est compliquée à cause de la section efficace gigantesque. Il sera en revanche beaucoup plus facile de mesurer le bruit de fond directement sur les données, dans des régions de contrôle sur les ailes de la distribution de $m_{\gamma\gamma}$.

Un mot sur l'identification des photons et le rejet des jets

L'identification des photons repose essentiellement sur les calorimètres électromagnétiques. Les gerbes des photons sont plus compactes qu'une gerbe induite par des jets. Plus la segmentation du calorimètre est fine, meilleure sera le facteur de rejet des jets. Un exemple de variable discriminante utilisant cette propriété est montré Fig. 3.24, dans le cas d'ATLAS. Cette variable est la largeur de la gerbe dans le premier compartiment du calorimètre (dont la segmentation est la plus fine). La fine segmentation permet également de rejeter les photons de π^0 qui, si le π^0 n'est pas trop énergétique, peuvent être résolus. Ceci est illustré Fig. 3.25. Si les deux photons du π^0 sont séparés, les deux cellules de plus hautes énergies ne sont pas contiguës, et la différence entre l'énergie du deuxième maximum $E^{\max 2}$ et du minimum $E^{\min}$ peut être importante. Dans le cas d'un unique photon, typiquement $E^{\max 2} \sim E^{\min}$.

Cette technique a été testée sur les données de faisceau test [103] du calorimètre électromagnétique d'ATLAS, en superposant deux gerbes de photon pour imiter la cinématique d'un π^0 de 50 GeV. Un facteur de rejet des π^0 de 3.54±0.12 a été obtenu pour une efficacité sur les photons de $\sim$ 90%, en bon accord avec les prédictions du Monte-Carlo de 3.66±0.10. La comparaison données/Monte-Carlo pour ce facteur de rejet est illustrée Fig. 3.26, en fonction de la fraction d'énergie emportée par le photon le moins énergétique.

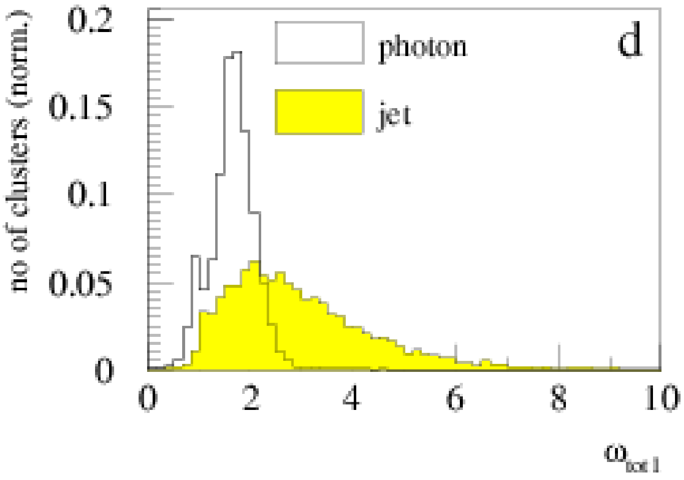

FIG. 3.24 – *Largeur de la gerbe électromagnétique dans le premier compartiment du calorimètre électromagnétique d'ATLAS, pour une fenêtre $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.0625 \times 0.2$.*

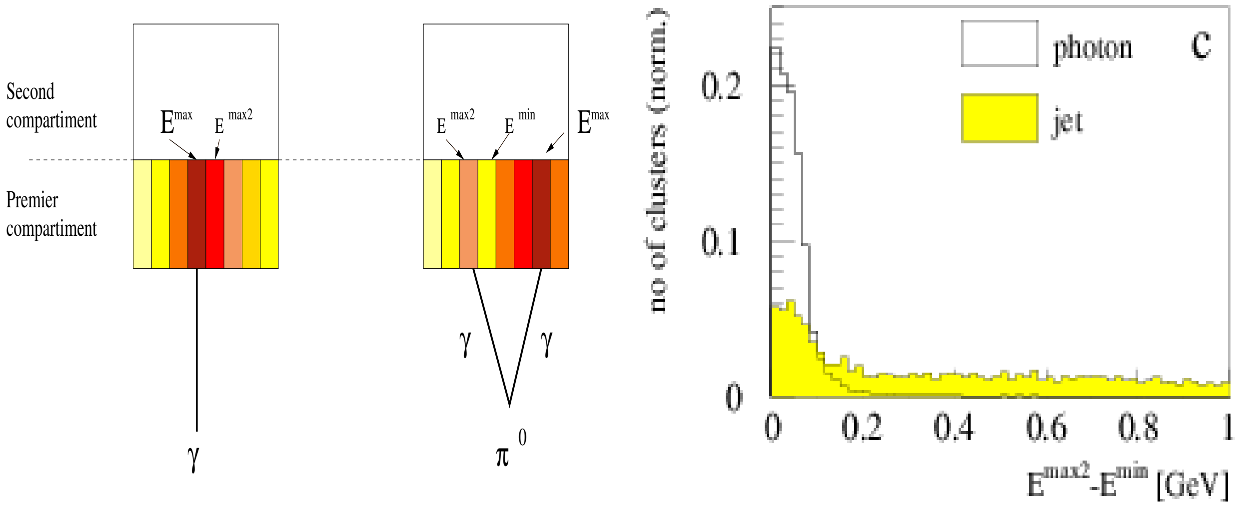

FIG. 3.25 – *<u>Gauche</u> : schéma de principe de la séparation γ/π^0 à l'aide du premier compartiment du calorimètre électromagnétique d'ATLAS. <u>Droite</u> : distribution de la variable discriminante correspondante.*

Le détecteur interne est également utilisé pour rejeter les bons candidats calorimétriques associés à une trace reconstruite (typiquement des électrons). Au final, le facteur de rejet des jets pour une efficacité d'identification d'environ 80% est présenté Fig 3.27, en fonction de l'énergie transverse du jet. Un facteur de rejet de $\sim$ 3000 est obtenu, quelque soit la luminosité, pour $E_T > 40$ GeV.

3.3.1.3 Résultats et améliorations potentielles

Jusqu'à présent, seule l'analyse inclusive H $\rightarrow \gamma\gamma$ a été détaillée. Le processus de production dominant est la fusion de gluons, et la seule variable utilisée au final est la masse invariante $m_{\gamma\gamma}$. Pour la résolution en masse d'ATLAS en utilisant les normalisations NLO du

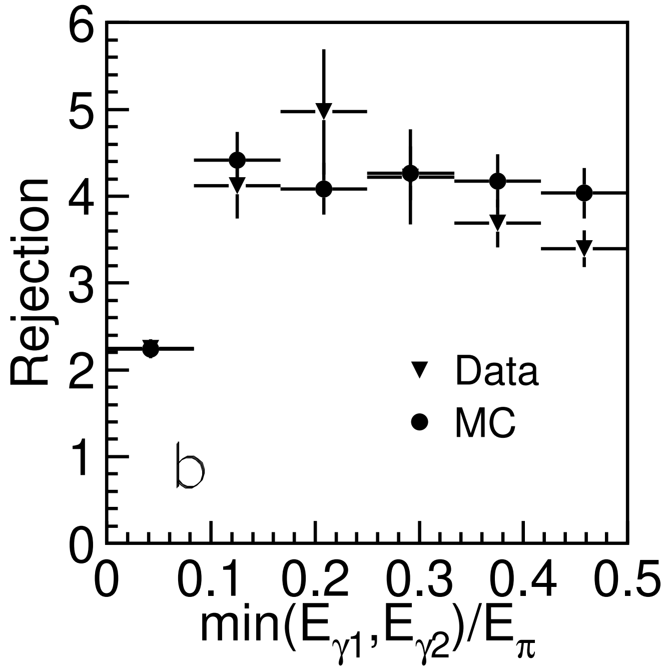

FIG. 3.26 – *Facteur de rejet des π^0 en fonction de la fraction d'énergie emportée par le photon le moins énergétique. Les données de faisceau test sont comparées à la prédiction du Monte-Carlo.*

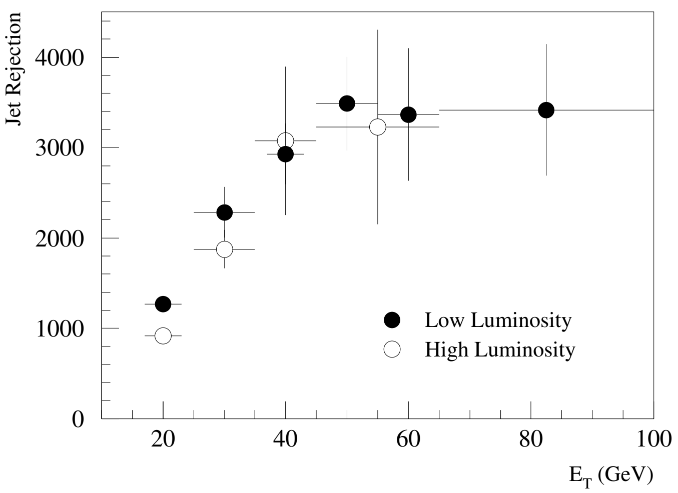

FIG. 3.27 – *Facteur de rejet des jets en fonction de leur énergie transverse pour une efficacité sur les photons d'environ 80%.*

signal et du bruit de fond et avec 30 fb^{-1}, $\sim$ 760 événements de signal et $\sim$ 15000 événements de fond (dont 83% irréductible ; la composante réductible est affectée d'une grande incertitude) sont sélectionnés dans la fenêtre en masse. Le rapport signal sur bruit est faible ($\sim$ 5%) mais la signification statistique est grande $S/\sqrt{B} \sim 6.2$ ($\sim$ 7 pour CMS). Des améliorations assez simples peuvent cependant être apportées. Le boson de Higgs est fréquemment produit en association avec un ou deux jets. Dans le cas de la fusion de gluons, cela provient des corrections d'ordre supérieures, alors que c'est une caractéristique intrinsèque de la production par VBF (*cf.* Section 3.3.3). Ces jets supplémentaires permettent des améliorations à l'analyse inclusive :

- les traces chargées de ces jets permettent une meilleure reconstruction du vertex primaire, ceci étant particulièrement utile pour améliorer la résolution sur $m_{\gamma\gamma}$ à haute luminosité ;
- l'impulsion transverse de la paire de photons n'est pas nulle, et en fait un peu plus *dure* pour le signal que pour le bruit de fond. Ceci est illustré Fig. 3.28 (gauche), pour les événements dans la fenêtre en masse du signal. Pour $p_t^{\gamma\gamma} > 30$ GeV$/c$, le signal est constitué à $\sim$ 50% des corrections d'ordre supérieur à la fusion de gluon et $\sim$ 50% de la fusion de bosons intermédiaires. Le rapport signal sur bruit augmente à grand $p_t^{\gamma\gamma}$;
- de la même façon, une coupure sur la masse $m_{\gamma\gamma jet}$, dont la distribution est présentée Fig. 3.28 (droite) peut augmenter significativement le rapport signal sur bruit. Dans l'analyse [104], un signal $S = 75$ et un bruit de fond $B \sim 300$ ont été obtenus, soit un rapport signal sur bruit de $\sim$ 25%, bien supérieur à celui de l'analyse inclusive.

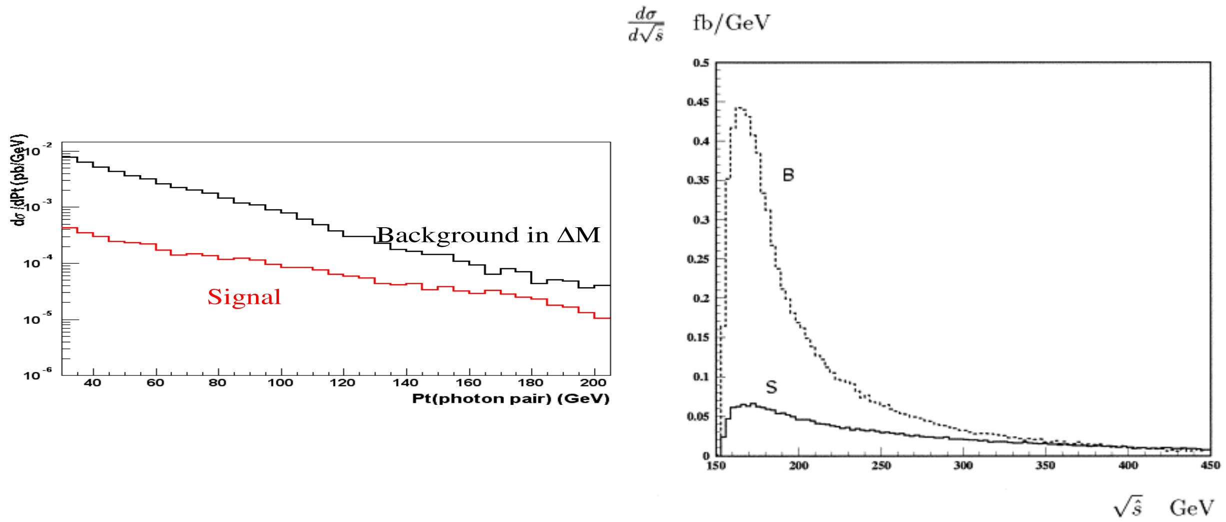

FIG. 3.28 – *Gauche : distribution de l'impulsion transverse de la paire de photons pour les événements dans la fenêtre en masse de* $1.4 \pm \sigma$ *autour du pic du signal. Droite : distribution de la masse* $m_{\gamma\gamma jet}$ *[104].*

Toutes ces améliorations seront combinées pour rehausser la visibilité du signal et en augmenter la robustesse.

Une autre amélioration plus marginale peut également être envisagée, en recherchant $H \to \gamma\gamma$, lorsque le boson de Higgs est produit en association avec un W, un Z ou une paire $t\bar{t}$. Ces canaux sont rares, mais les désintégrations leptoniques des W ou Z permettent un déclenchement facile, une bonne estimation du vertex primaire et un bon rapport signal sur bruit. Le bruit de fond le plus important provient de la production $Z\gamma$, suivie de la désintégration radiative du Z, Z $\to \ell^+\ell^-\gamma$. Celui-ci est réduit relativement aisément par une coupure sur la masse $m_{\ell\ell\gamma}$. Ces canaux sont très limités statistiquement et considérés uniquement à haute luminosité. Pour $m_{\rm H} = 120$ GeV/c^2, à 100 fb^{-1}, des prédictions de $S \sim 13$ et $B \sim 5.7$ ont été obtenues dans ATLAS, soit un rapport signal sur bruit supérieur à 2, mais une signification statistique limitée (inférieure à 5σ).

3.3.2 $\mathbf{H \to ZZ^{(*)}} \to 4\ell$

La désintégration H $\to$ ZZ$^{(*)}$ $\to 4\ell$ (ℓ = e ou μ) est rare (Br(H $\to$ ZZ$^{(*)}$) $\lesssim 0.3$ et Br(Z $\to \ell^+\ell^-$) $\sim$ 3.37%), mais l'état final est très propre, et le niveau de bruit de fond relativement bas. C'est le “canal en or”, permettant une découverte facile et rapide si $m_{\rm H} \in [2m_{\rm Z}, 600]$ GeV/c^2 et contribuant de façon significative à l'observation du boson de Higgs dès que $m_{\rm H} > 140$ GeV/c^2.

Si $m_{\rm H} > 2m_{\rm Z}$, le bruit de fond dominant est pp $\to$ZZ. Le signal est aisément observable au dessus de ce fond, en moins d'un an de prise de données à basse luminosité, tant que $m_{\rm H} < 600$ GeV/c^2. Pour des masses plus grandes, le signal chute rapidement (la section efficace diminue, et le boson de Higgs devient *obèse*). D'autres canaux doivent être considérés pour compléter la découverte.

Le cas $m_{\rm H} < 2m_{\rm Z}$ est plus intéressant, puisque ce domaine correspond à la région favorisée par l'ajustement électrofaible ; il est décrit plus en détails dans les paragraphes suivants.

3.3.2.1 Sélection des Événements et Reconstruction de la Masse

Le rapport d'embranchement Br(H $\to$ ZZ$^{(*)}$) est inférieur à 9% pour $m_{\rm H} < 2m_{\rm Z}$. Il est maximal pour $m_{\rm H} \sim 150$ GeV/c^2, et vaut environ 8.3%. Le nombre d'événements gg $\to$ H $\to 4\ell$ attendus pour 10 fb^{-1} varie entre 19 et 90 pour $m_{\rm H} \in [130, 170]$ GeV/c^2. Malgré ce nombre relativement faible, le signal est visible car la masse invariante des quatre leptons peut être reconstruite avec précision. En outre le déclenchement n'est pas limitant.

L'identification du signal consiste à demander quatre leptons bien reconstruits dans le détecteur, d'impulsion transverse importante pour permettre le déclenchement (typiquement, dans ATLAS, $p_T > 20$ GeV/c pour les deux leptons les plus énergétiques et $p_T > 7$ GeV/c pour les deux autres). Une paire de leptons de signe opposé et de même saveur doit posséder une masse invariante compatible avec celle d'un Z réel, et la masse de la deuxième paire doit être assez grande pour rejeter le fond Zγ^*. L'efficacité de ces coupures varie entre 25 et 50%. Elle est plus faible à basse masse puisque les leptons sont moins énergétiques.

La partie la plus délicate de l'analyse est la reconstruction de la masse des candidats. Dans le cas où au moins une paire de muons est reconstruite, les informations du détecteur interne et des chambres à muons doivent être combinées. Pour les petites masses considérées ici, ce sont les détecteurs internes qui ont la meilleure résolution. La Figure 3.29 montre la distribution de la masse invariante des quatre muons (canal H $\to 4\mu$) dans ATLAS, obtenue avec le détecteur interne seul (gauche), le spectromètre à muons (milieu) et combinée. Une amélioration de $\sim$ 20% est apportée par la combinaison. La résolution ainsi obtenue est d'environ 1.7 GeV/c^2 pour $m_{\rm H} = 130$ GeV/c^2. Si au moins une paire électron-positon est reconstruite, les informations des détecteurs internes et du calorimètre électromagnétique doivent être combinées. La quantité de matière en amont des calorimètres est importante induisant de grandes pertes d'énergie des électrons par Bremstrahlung avant de sortir des détecteur interne. Par exemple, dans ATLAS, plus de 20% des électrons perdent la moitié de leur énergie avant d'atteindre le calorimètre. Des procédures spéciales doivent être développées pour la reconstruction des traces des électrons, combinant amas dans le calorimètre et informations provenant du détecteur interne. Un exemple de résultats obtenu par CMS est montré Fig. 3.30 qui compare l'impulsion des électrons estimée dans le calorimètre (gauche), le détecteur interne (milieu) ou en combinant les deux informations (droite) à l'impulsion vraie. L'utilisation des deux sous-détecteurs permet de récupérer efficacement les pertes d'énergie par Bremstrahlung.

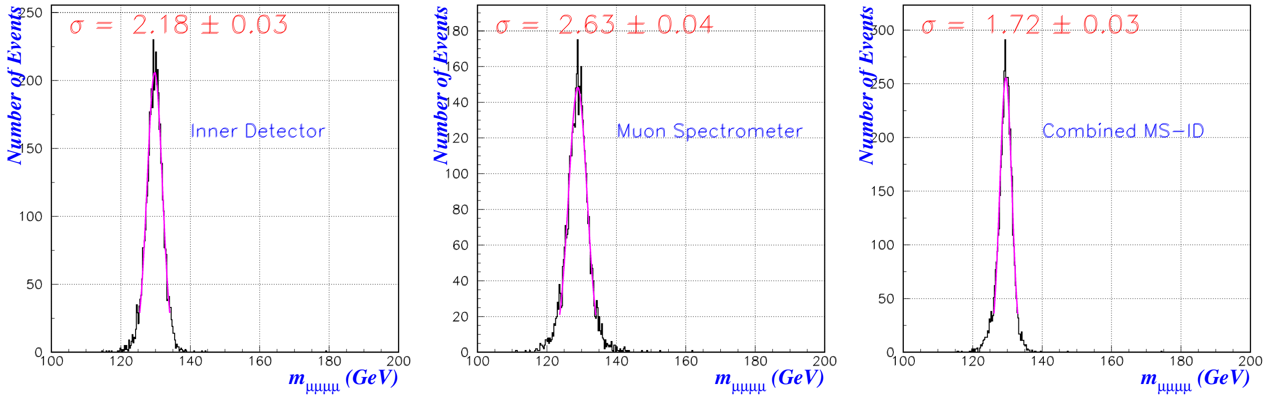

FIG. 3.29 – *Distribution de la masse reconstruite du boson de Higgs dans l'état final* $H \to 4\mu$ *(ATLAS) obtenue en utilisant le détecteur interne seul (gauche,* $\sigma = 2.18$ GeV/c^2*), le spectromètre à muons (milieu,* $\sigma = 2.63$ GeV/c^2*) ou en combinant ces deux sous-détecteurs (droite,* $\sigma = 1.72$ GeV/c^2*) [105].*

Enfin, une dernière amélioration d'environ 10% est possible en contraignant la masse de la paire compatible avec le Z réel à m_{Z}. Dans ATLAS, les résolutions obtenues sont $\sim 1.42(1.54)$ GeV$/c^2$ dans le canal à quatre muons (électrons) pour $m_{\mathrm{H}} = 130$ GeV$/c^2$ [5]. Elles sont de $\sim 1.2(1.29)$ GeV$/c^2$ dans CMS [107, 106]. La masse reconstruite finale pour l'état final à quatre électrons est représentée Fig. 3.30 (bas), pour l'expérience CMS, avec 100 fb^{-1}, et pour différentes hypothèses de masse.

3.3.2.2 Bruits de Fond et Isolation des Leptons

Les bruits de fond ont différentes origines :

- le bruit de fond irréductible pp $\to$ZZ$^{(*)} \to 4\ell, \ell^+\ell^-\tau^+\tau^-$; il représente moins de 10% du bruit de fond total pp $\to 4\ell$ après les seules coupures cinématiques.
- le bruit de fond réductible, provenant principalement de deux processus : $(\mathrm{Z} \to \ell^+\ell^-)\mathrm{b}\bar{\mathrm{b}}$ et $\mathrm{t}\bar{\mathrm{t}} \to \ell\nu\mathrm{b}\ell\nu\mathrm{b}$ dans lesquels deux leptons supplémentaires proviennent des désintégrations semileptoniques de hadrons beaux ou charmés (appelés *b-leptons* dans la suite). Le premier processus est résonant, et plus difficile à rejeter.

Pour réduire le bruit de fond, les caractéristiques des *b-leptons* sont exploitées. D'une part, ceux-ci ne sont en général pas isolés. Différents critères d'isolation peuvent être utilisés : isolation calorimétrique ou par traces. Ils sont évidemment très corrélés. Une variable utilisant les calorimètres est présentée Fig. 3.31 (gauche) pour le canal $\mathrm{H} \to 4\mu$ dans ATLAS. Il s'agit de la somme des énergies transverses des cellules dans un cône d'ouverture $\Delta R = 0.3$ autour

[5] Les résolutions données ici ont été obtenues à partir de données simulées pour le TDR de physique d'ATLAS en 1999. Le détecteur a été modifié depuis, et les résolutions ont été légèrement dégradées, ce qui explique en particulier la différence entre la valeur 1.42 citée et la valeur déduite de Fig. 3.29.

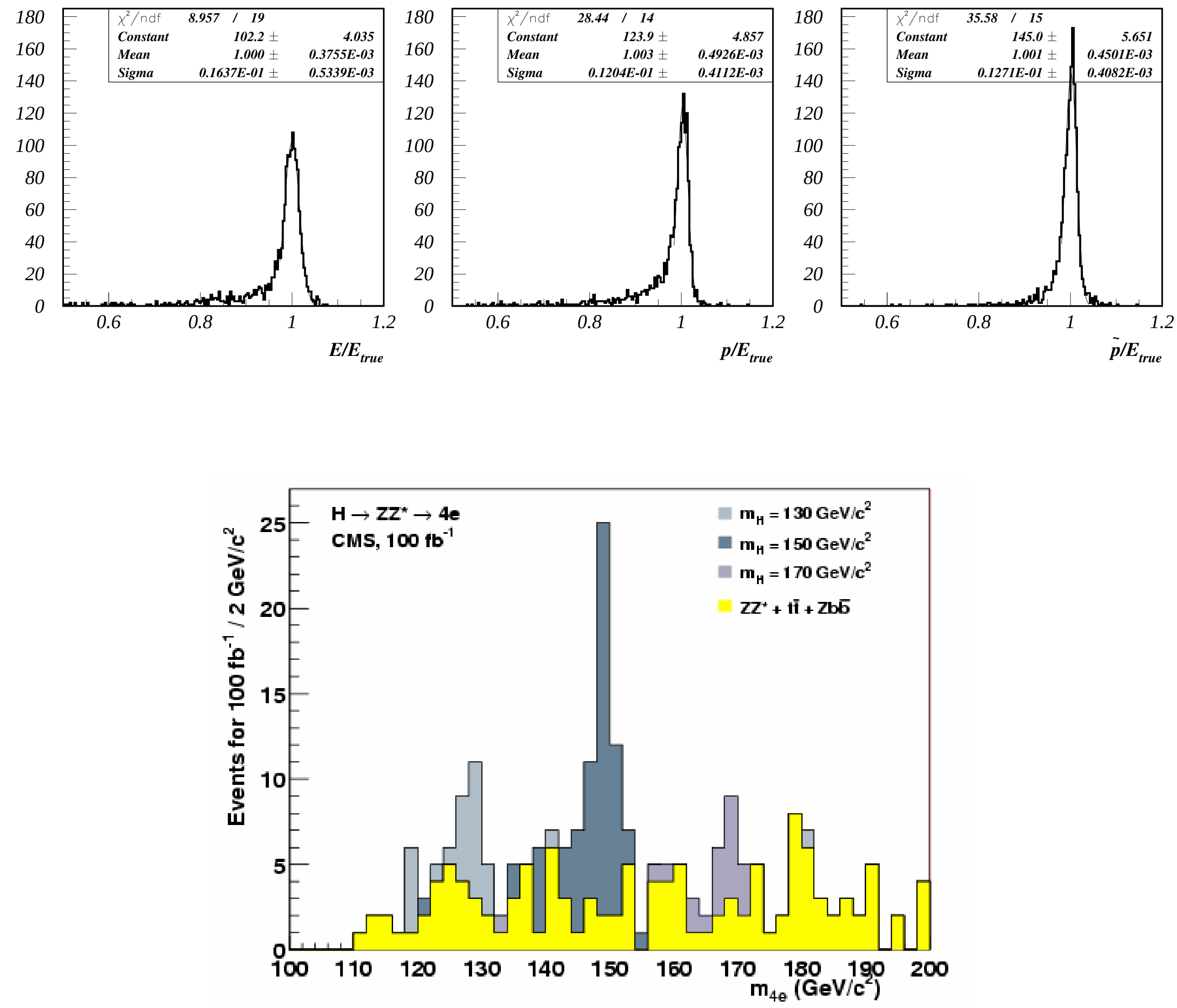

FIG. 3.30 – *<u>Haut</u> : amélioration de l'estimation de l'impulsion des électrons en combinant calorimètre et détecteur interne (CMS,* cf. *texte). <u>Bas</u> : distribution de la masse reconstruite du boson de Higgs dans l'état final $H \to 4e$ (CMS), pour trois hypothèses de masse (130, 150 et 170 GeV/c^2). La contribution du bruit de fond est également représentée [106].*

de la direction du muon. D'autre part, la longue durée de vie des hadrons beaux confère aux *b-leptons* de grands paramètres d'impact. Cette propriété est exploitée en imposant une coupure supérieure sur le plus grand paramètre d'impact normalisé (la distance de plus proche approche de la trace au vertex primaire dans le plan transverse divisée par son erreur). La normalisation permet de donner plus de poids aux leptons dont les traces sont les mieux reconstruites. La distributions de cette variable est illustrée Fig. 3.31 (droite), également pour le canal $\mathrm{H} \to 4\mu$ dans ATLAS.

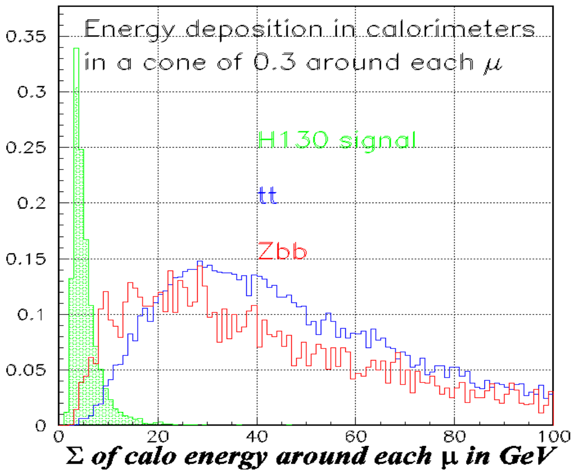

FIG. 3.31 – *Gauche : distribution de la somme des énergies transverses des cellules du calorimètre autour de la direction du muon. Droite : distribution du plus grand paramètre d'impact normalisé pour les quatre muons [105] (*cf. *texte). L'histogramme plein correspond au signal.*

Ces critères supplémentaires ont une efficacité d'environ 80% sur le signal et des facteurs de rejet des fonds $\mathrm{t\bar{t}}$ et $\mathrm{Zb\bar{b}}$ de ~ 880 et ~ 120 sont obtenus dans le canal à quatre muons. Le processus $\mathrm{Zb\bar{b}}$ est moins efficacement rejeté car les deux jets des quarks b sont plus mous et donc moins collimés que dans $\mathrm{t\bar{t}}$. Les deux *b-leptons* sont donc plus souvent isolés.

3.3.2.3 Résultats

Après application de la sélection finale, le bruit de fond dominant est le bruit de fond irréductible $\mathrm{ZZ}^{(*)}$, avec ~ 3.3 événements attendus après trois années de prise de données à basse luminosité. Le signal attendu varie entre ~ 15 et 50 événements pour m_H entre 130 et 165 GeV$/c^2$ dans l'expérience ATLAS [110] (des facteurs K de 1.3 pour $\mathrm{ZZ}^{(*)}$ [108] et 1.9 pour le signal ont été appliqués [109]). Ce signal est suffisant pour découvrir un boson de Higgs dans cet intervalle de masse en moins de trois ans. Entre 165 et 180 GeV$/c^2$, à cause de l'ouverture de la désintégration du boson de Higgs en deux W réels, le signal $\mathrm{H} \to 4\ell$ n'est pas suffisant et doit être complété par $\mathrm{H} \to \mathrm{W^+W^-} \to \ell\nu\ell\nu$. Cet état final n'est pas aussi propre, notamment parce que la reconstruction de la masse est impossible, mais le nombre d'événements est important, et la masse pourra être déterminée par le canal à quatre leptons.

3.3.3 Fusion de Bosons Vecteurs : $\mathbf{H} \rightarrow \tau^+\tau^-$ et $\mathbf{H} \rightarrow \mathbf{WW}^{(*)}$

La section efficace de production du boson de Higgs par VBF est certes environ dix fois plus faible que par la fusion gluon-gluon, mais les particularités topologiques de l'état final sont telles qu'un bon rejet du bruit de fond en est facilité : les modes VBF sont donc prometteurs pour la découverte du boson de Higgs au LHC [111, 114].

Dans cette section, les spécificités expérimentales des modes VBF sont illustrées à l'aide d'études Monte-Carlo réalisées au sein de l'expérience ATLAS [112]. On détaillera en particulier les caractéristiques propres aux désintégrations du boson de Higgs en $\tau^+\tau^-$ et $\mathrm{WW}^{(*)}$ pour lesquelles l'état final contient au moins un lepton permettant le déclenchement [6] :

$$\begin{aligned}
\mathrm{qqH} \rightarrow \quad \mathrm{qq}\ \tau^+\tau^- \quad & \rightarrow \mathrm{qq}\ \ell^+\nu\nu\ \ell^-\nu\nu, \\
& \rightarrow \mathrm{qq}\ \ell^\pm\nu\nu\ \text{hadr.}\ \nu, \\
\mathrm{qqH} \rightarrow \quad \mathrm{qq}\ \mathrm{W}^+\mathrm{W}^- \quad & \rightarrow \mathrm{qq}\ \ell^+\nu\ \ell^-\nu, \\
& \rightarrow \mathrm{qq}\ \ell^\pm\nu\ \text{jet jet}.
\end{aligned}$$

Le mode $\tau^+\tau^-$ permet d'explorer des masses comprises entre 120 et 140 GeV/c^2. Le mode WW, en plus de permettre la découverte du boson de Higgs pour les hautes masses, permet aussi d'explorer les masses intermédiaires $130 < m_{\mathrm{H}}(\mathrm{GeV}/c^2) < 200$.

3.3.3.1 Caractéristiques Expérimentales

Bruits de Fond :

Les principaux bruits de fond communs à tous les modes VBF sont les suivants :

- $\mathrm{t\bar{t}}$ et Wt : le bruit de fond dominant [7] provient de la production de paires de top ($\mathrm{t\bar{t}}$), car la section efficace correspondante est grande, et la désintégration du W (issu de la désintégration $\mathrm{t} \rightarrow \mathrm{Wb}$) en lepton, ainsi que la présence de deux jets b imitent l'état final du signal. La production d'un top associé à un W (Wt) est aussi un bruit de fond important quand le W et le top se désintègrent en leptons ;
- $\mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$+ jets : peut être produit soit *via* des diagrammes QCD par échange de gluons ou *via* des diagrammes électrofaibles par échange de bosons vecteurs. Ces derniers ont une section efficace plus faible, mais imitent mieux le signal car ils n'impliquent pas de rayonnement de gluons dans la région centrale ;
- γ^*/Z+jets : la section efficace des événements Drell-Yan au LHC est grande. Dans le cas des états finals contenant une paire d'électrons ou muons, on peut distinguer le signal du bruit de fond grâce à l'impulsion transverse manquante (ainsi qu'en rejetant les événements pour lesquels la masse invariante di-lepton est compatible avec m_{Z}). En revanche, dans le cas d'un état final contenant une paire de τ, la distinction du signal et bruit de fond est plus difficile ;
- ZZ : une première contribution provient du cas où un Z se désintègre en paire de leptons ($\mathrm{e^+e^-}$ ou $\mu^+\mu^-$) et l'autre Z en paire de quarks menant aux jets. La deuxième contribution provient du cas où le deuxième Z se désintègre en paire de neutrinos et où les jets proviennent de radiations QCD supplémentaires.

[6] Le déclenchement pour les paires de τ est plus délicat car, dans le mode di-leptons, des seuils en p_T assez bas sont nécessaires pour garder une bonne efficacité de sélection.

[7] À cet stade, on appelle bruits de fond "dominants" ceux qui contribuent le plus avant les coupures de sélection de l'analyse. L'ordre de dominance peut (et va) s'inverser après sélection.

Topologie des Événements :

La topologie des événements issus des modes VBF a été en partie introduite dans la section 3.2.2 : elle est ici détaillée et illustrée par des exemples concrets d'études Monte-Carlo.

Les deux jets issus des quarks de l'état final (*cf.* Fig. 3.8) sont émis vers l'avant. En pratique, on étiquette ces deux jets (après avoir calibré leur énergie) en choisissant dans chaque hémisphère en η ($\eta > 0$ et $\eta < 0$) le jet qui possède la plus grande impulsion transverse. Cet algorithme d'étiquetage est efficace à plus de 85%.

La figure 3.32 (gauche) montre la distribution de la pseudo-rapidité des deux jets étiquetés pour le signal VBF (au niveau des partons, ainsi qu'au niveau des données Monte-Carlo reconstruites) et pour le bruit de fond $t\bar{t}$. La figure de droite montre la différence en η entre les deux jets étiquetés. Une coupure sur cette dernière variable permet de rejeter efficacement le bruit de fond $t\bar{t}$.

D'autre part, puisque les jets étiqueteurs ne sont pas des jets de b (alors que le bruit de fond $t\bar{t}$ donne lieu à des jets de b), l'utilisation d'un veto de jet b permet d'aider à rejeter le bruit de fond. Néanmoins, l'étiquetage des jets b n'est disponible que dans la région d'acceptance du détecteur interne, typiquement $|\eta| < 2.5$. L'efficacité de sélection des jets de b se situe entre 60 et 70%, pour une probabilité de mauvais étiquetage de 25% pour les quarks c et 4% pour les quarks légers.

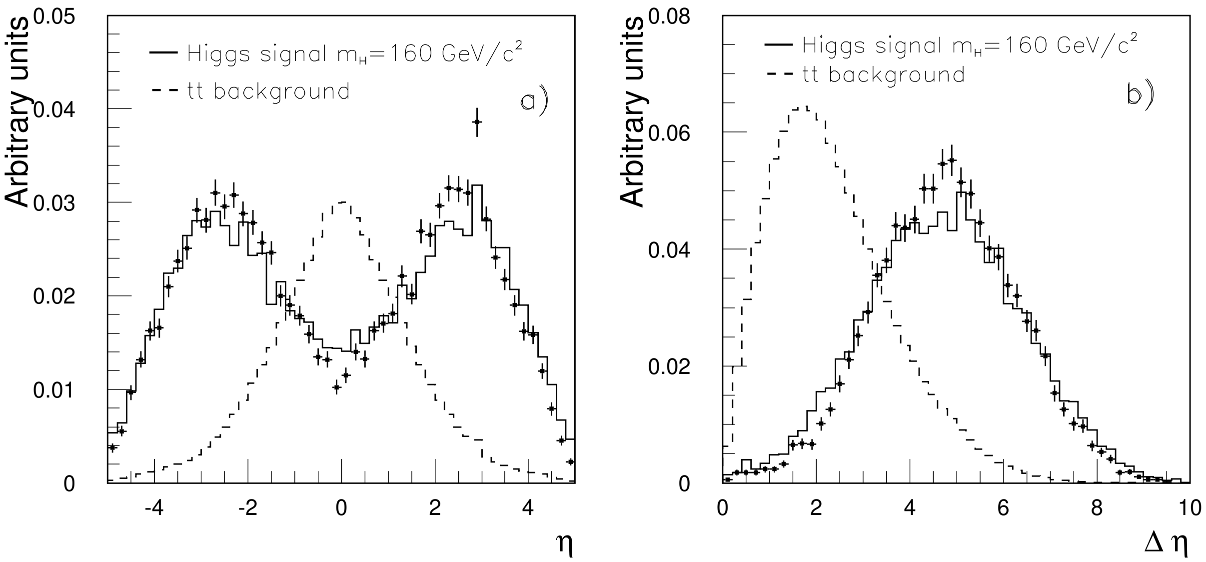

FIG. 3.32 – *<u>Gauche</u> : distribution de la pseudo-rapidité des deux jets étiquetés dans le cas d'un boson de Higgs de* 160 *GeV/*c^2 *produit par VBF (les traits pleins montrent la distribution au niveau des partons, et les points, au niveau des données Monte-Carlo reconstruites) et pour le bruit de fond* $t\bar{t}$ *(traits pointillés). <u>Droite</u> : différence en* η *entre les deux jets étiquetés pour les mêmes données que précédemment.*

La deuxième caractéristique des événements VBF est l'absence d'activité hadronique dans la région centrale, puisqu'il n'y a pas d'échange de couleur entre les deux quarks de l'état initial [8], ce qui n'est pas le cas du bruit de fond QCD. Par exemple, il a été montré [111]

[8]Comme déjà mentionné dans la section 3.2.2, les corrections NLO au processus ne consistent qu'en des corrections de vertex et de propagateurs, et en l'émission d'un gluon dans l'état initial ou final, ce gluon

que le veto de jet permettrait d'éliminer environ 80% des événements QCD Z+2 jets où les deux jets passent les coupures d'étiquetage. L'estimation de ce facteur de rejet par Monte-Carlo souffre d'une incertitude assez grande, mais pourra être étudiée avec les données (par exemple avec les événements où $\mathrm{Z} \rightarrow e^+e^-$ et $\mathrm{Z} \rightarrow \mu^+\mu^-$). On applique donc un veto sur les jets centraux qui consiste à rejeter les événements pour lesquels on trouve un ou plusieurs jets d'impulsion transverse significative (typiquement $p_T > 20$ GeV/c) dans la région $|\eta| \lesssim 3.2$.

Difficultés Expérimentales :

La détection des jets étiqueteurs à l'avant fait appel aux différentes techniques de calorimétrie, et en particulier les régions de transition entre les parties tonneau et bouchon des calorimètres doivent être bien comprises. Il a été montré que les jets étiqueteurs peuvent être identifiés avec une bonne efficacité sur une grande plage en η : cette efficacité est montrée sur la figure 3.33 (gauche) dans le cadre d'une simulation complète d'ATLAS : elle est supérieure à 70% jusqu'à $|\eta| = 4$.

Une autre difficulté expérimentale concerne le veto de jets centraux : en effet, l'événement sous-jacent peut créer un jet central et déclencher un faux-veto pour de vrais événements de signal VBF. Le taux de faux-veto peut être maintenu à un niveau faible en utilisant des coupures sur l'énergie des cellules dans les calorimètres pour limiter les effets du bruit (respectivement 0.2 et 1 GeV à basse et haute luminosité) et en optimisant le seuil en p_T du jet central (respectivement 20 et 30 GeV/c à basse et haute luminosité), ce qui est illustré sur la figure 3.33 (droite). Pour cette raison, la meilleure configuration pour isoler les modes VBF est la basse luminosité ($\mathcal{L} \sim 10^{33}$ cm^{-2}s^{-1}).

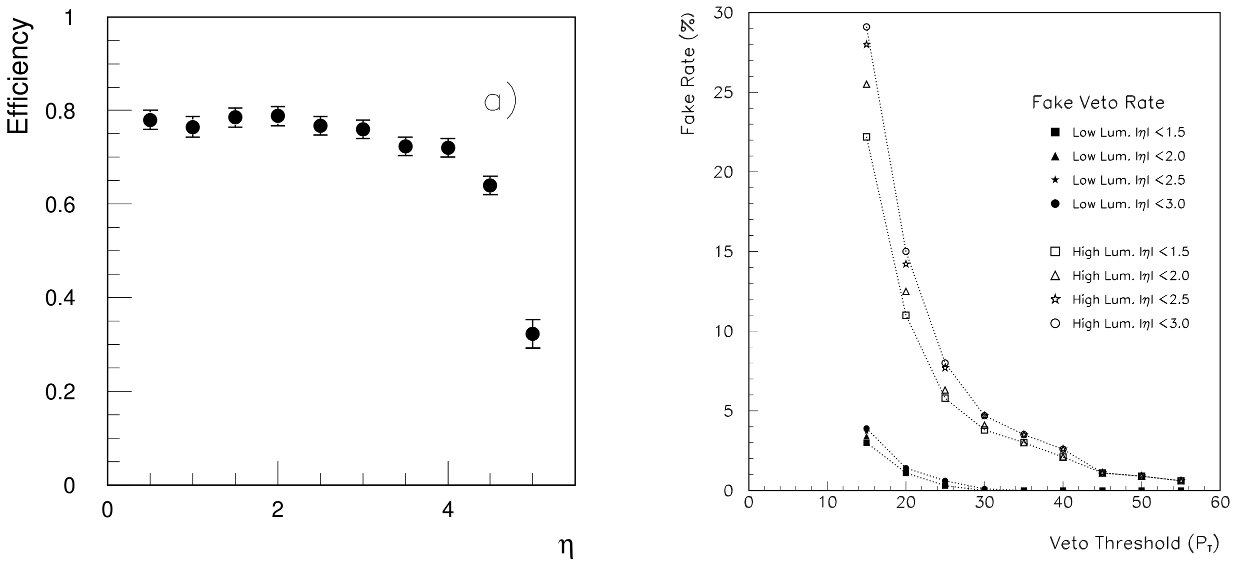

FIG. 3.33 – *Gauche : efficacité d'étiquetage d'un jet de $p_T > 20$ GeV/c en fonction de la pseudo-rapidité. Droite : probabilité de reconstruire au moins un jet parmi les événements d'empilement dans la région centrale en fonction de la valeur du p_T du veto dans les régimes de basse luminosité (marqueurs pleins) et haute luminosité (marqueurs vides).*

étant donc émis dans la direction du quark.

Sélection des Événements :

En résumé des paragraphes précédents, la sélection typique des événements VBF se fait de la manière suivante (avec quelques variations entre les différents canaux) :

- 2 jets avec $p_T^{max} > 50$ GeV/c, $p_T^{min} > 30$ GeV/c, et une séparation en η entre les deux jets $\Delta\eta > 4.4$;
- masse invariante des deux jets étiqueteurs $m_{\mathrm{jj}} > 700$ GeV/c^2 ;
- pas de jet de $p_T > 20$ GeV/c dans la région centrale $|\eta| < 3.2$;
- éventuellement : $\Delta\phi_{\mathrm{jj}} < 2.2$ (car certains bruits de fond, comme Zjj, ont tendance à produire deux jets dos à dos) ;
- produits de désintégration du boson de Higgs dans la région centrale, entre les deux jets étiqueteurs.

3.3.3.2 H $\rightarrow \tau^+\tau^-$

Ce canal représente une alternative au canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ pour la découverte d'un boson de Higgs de faible masse (entre 120 et 140 GeV/c^2). Le tableau 3.1 donne les rapports d'embranchement des désintégrations leptoniques et hadroniques (1 ou 3 traces chargées) du τ : ces dernières représentent une large fraction des désintégrations du τ. Ainsi, la désintégration H $\rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow \ell^\pm\nu\nu$ hadr. ν (dénommée "lepton-hadron" par la suite) apporte quatre fois plus d'événements que H $\rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow \ell^+\nu\nu\ \ell^-\nu\nu$ (dénommée "leptonique").

Canal	Br (%)
$\tau \rightarrow \mathrm{e}\nu_e\nu_\tau$	17.8
$\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$	17.4
$\tau \rightarrow \pi^\pm n(\pi^0)\nu_\tau$	47
$\tau \rightarrow \pi^\pm\pi^\pm\pi^\mp n(\pi^0)\nu_\tau$	14

TAB. 3.1 – *Rapports d'embranchement (Br) des désintégrations leptoniques et hadroniques (1 ou 3 traces chargées) du τ. Les désintégrations non-mentionnées dans ce tableau contiennent au moins un kaon ou plus de 3 traces chargées dans l'état final.*

Reconstruction de la Masse :

Une des particularités de ce canal est que malgré la présence de neutrinos dans la désintégration du τ, la masse invariante $m_{\tau\tau}$ peut être reconstruite dans le cadre de l'approximation colinéaire : en effet, les τ issus de la désintégration du boson de Higgs possèdent un grand boost et les produits de désintégration des τ se retrouvent pratiquement colinéaires dans le centre de masse du laboratoire. L'approximation colinéaire consiste donc à dire que l'impulsion du τ est donnée par la direction des produits visibles. Finalement, on se retrouve avec un système de deux équations (l'impulsion transverse manquante, p_x, p_y) à deux inconnues (l'énergie des neutrinos des deux τ, ou dit autrement, les fractions d'énergie x_1 et x_2 emportées par les produits de désintégration visibles des deux τ) menant à une unique solution pour x_1 et x_2 sauf si l'impulsion transverse du boson de Higgs est nulle. La masse invariante $\tau\tau$ est alors donnée par la formule :

$$m_{\tau\tau} = \frac{m_{\ell\ell}}{\sqrt{x_1 x_2}}, \tag{3.10}$$

où $m_{\ell\ell}$ est la masse invariante des produits visibles des taus. La résolution sur cette masse est meilleure pour des bosons de Higgs de grand p_T (ce qui est le cas dans la production VBF), et dépend crucialement de la résolution sur la mesure du $\not{p}_T$.

La région physique est définie par $0 < x_i < 1$ et la coupure $(x_1^2 + x_2^2) < 1$ permet d'améliorer le rapport signal sur bruit.

Identification des $\tau \to$ hadrons :

Comme on l'a vu plus haut, les désintégrations hadroniques du τ permettent d'augmenter significativement la statistique. Il est donc intéressant de considérer les jets de τ : il s'agit de jets très étroits (*cf.* paragraphe précédent) et de faible multiplicité. La distinction entre jets de τ et jets QCD repose sur les critères suivants :

- coupure sur la répartition transverse de l'énergie dans le calorimètre ;
- nombre de traces incluses dans le jet : 1 ou 3 traces ;
- éventuellement, petit paramètre d'impact ($c\tau \simeq 90\mu$m).

Le taux de rejet des jets QCD est montré sur la figure 3.34 en fonction de l'efficacité de sélection des jets τ : pour une efficacité de sélection de 50%, un facteur de rejet typique autour de 100 est atteint contre les jets QCD.

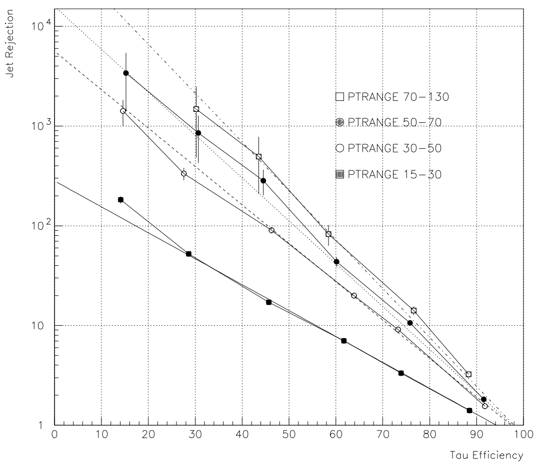

FIG. 3.34 – *Taux de rejet des jets QCD en fonction de l'efficacité de reconstruction des jets τ pour plusieurs gammes de p_T (figure extraite de la Ref. [113]).*

Résultats :

Le principal bruit de fond avant sélection était le bruit de fond $t\bar{t}$, mais il est fortement réduit par le veto sur les jets centraux. Le bruit de fond dominant après coupures consiste en la production de Zjj [9] avec $Z \to \tau^+\tau^-$.

Après sélection, sur la gamme de masse de boson de Higgs couverte par cette analyse, le rapport signal sur bruit est bien inférieur à 1. En revanche, sous le pic de signal, le rapport signal sur bruit est environ égal à 1. La résolution sur la masse invariante $m_{\tau\tau}$ est donc cruciale pour l'extraction du signal et est estimée à environ 12 (resp. 11) GeV/c^2 pour un boson de Higgs de 120 GeV/c^2 dans le canal leptonique (resp. lepton-hadron).

[9] Notez que dans l'étude reportée ici, le bruit de fond Zjj est estimé à partir d'éléments de matrice Zjj interfacés avec PYTHIA, et que le facteur de rejet du veto sur les jets dans la région centrale est sous-estimé.

La masse invariante $m_{\tau\tau}$ est montrée sur la figure 3.35 pour les canaux leptonique (gauche) et lepton-hadron (droite), pour une luminosité intégrée de 30 fb^{-1}. On observe sur ces figures que le rapport signal sur bruit diminue pour des masses plus faibles où la contribution du bruit de fond Zjj (correspondant au pic $Z \to \tau^+\tau^-$) augmente. Si le boson de Higgs est suffisamment "lourd" ($\gtrsim$125 GeV/c^2), on peut extraire la contribution du bruit de fond à partir des "ailes" de la distribution de $m_{\tau\tau}$ (c'est à dire en dehors du pic de masse du signal).

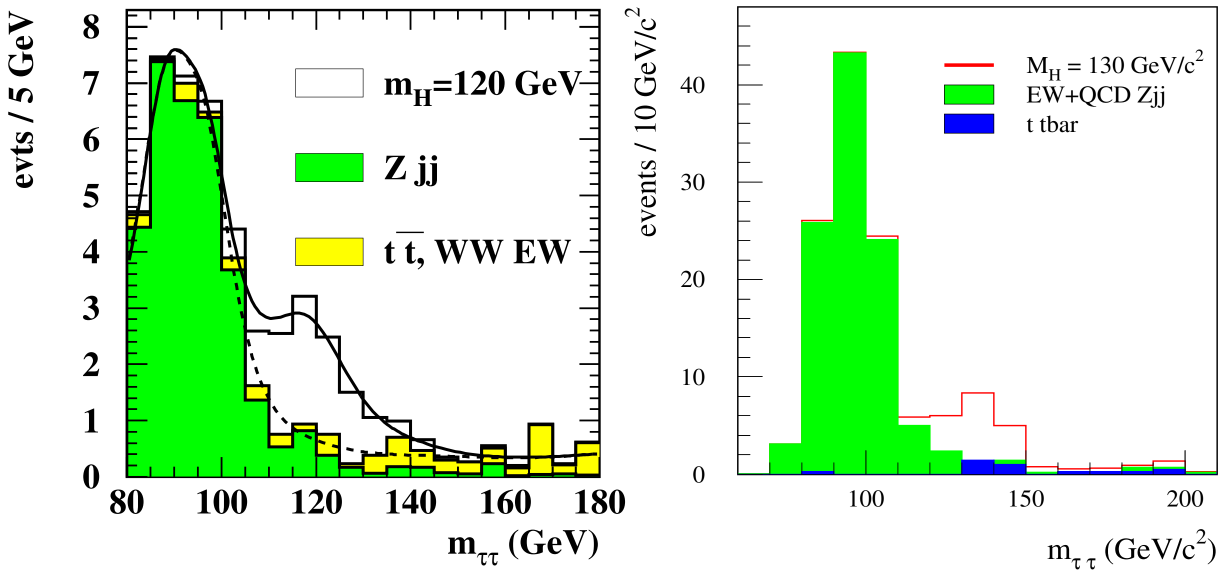

FIG. 3.35 – *Masse invariante $m_{\tau\tau}$ pour le canal leptonique (gauche, $m_H = 120$ GeV/c^2) et lepton-hadron (droite, $m_H = 130$ GeV/c^2) pour une luminosité intégrée de 30 fb^{-1}.*

En combinant tous les canaux décrits ici, une observation du boson de Higgs dans le canal VBF $H \to \tau\tau$ est possible pour des masses comprises entre 115 et 140 GeV/c^2 avec 30 fb^{-1}.

3.3.3.3 $H \to WW^{(*)}$: Canal Di-Leptons ($WW^{(*)} \to \ell\nu\ell\nu$)

La topologie de l'état final consiste en deux leptons (eμ, ee ou $\mu\mu$) isolés de charges opposées accompagnés des deux jets étiqueteurs issus de la production VBF, et d'énergie manquante provenant des deux neutrinos.

Des variables discriminantes spécifiques à cette désintégration permettent d'isoler le signal du bruit de fond :

- Le boson de Higgs étant scalaire, les spins des W issus de sa désintégration sont anti-corrélés. Puisque le W^+ et le W^- ont des spins opposés, les leptons issus de leur désintégration ont tendance à être émis dans le même direction. On peut ainsi construire plusieurs variables permettant de reconnaître cette caractéristique, comme la séparation azimutale entre les deux leptons, $\Delta\phi_{\ell\ell}$ dont la distribution est montrée sur la figure 3.36 (gauche), le cosinus de l'angle d'ouverture $\cos\theta_{\ell\ell}$ entre les deux leptons, la séparation dans le plan (η, ϕ), $\Delta R_{\ell\ell}$, ... D'autre part, dans le centre de masse du boson de Higgs les deux leptons et les deux neutrinos sont émis dos à dos avec une énergie égale : la masse invariante des deux leptons est donc égale à $\simeq m_{\mathrm{H}}/2$, alors qu'elle prendra de plus grandes valeurs pour les bruits de fond (sauf pour le bruit de fond WW+jets électrofaible).

- Rejet du bruit de fond Drell-Yan : ce bruit de fond est particulièrement important quand les deux leptons dans l'état final sont de même saveur. Les événements Drell-Yan contenant un Z peuvent être efficacement rejetés en coupant ceux dont la masse invariante des leptons est compatible avec m_Z. À plus basse masse, la masse transverse des systèmes di-leptons et neutrino définie comme :

$$m_T(\ell\ell\nu) = \sqrt{2p_T(\ell\ell)\not{p}_T(1-\cos\Delta\phi)}, \tag{3.11}$$

où $\not{p}_T$ est l'impulsion transverse manquante et $\Delta\phi$ est l'angle azimutal entre la paire de leptons et $\vec{\not{p}}_T$, permet d'obtenir une séparation non-négligeable entre le signal et le bruit de fond, comme montré sur la figure 3.36 (droite).

Après application des coupures de sélection, le rapport signal sur bruit est d'environ 4 pour l'état final eμ, et 3 pour ee, $\mu\mu$.

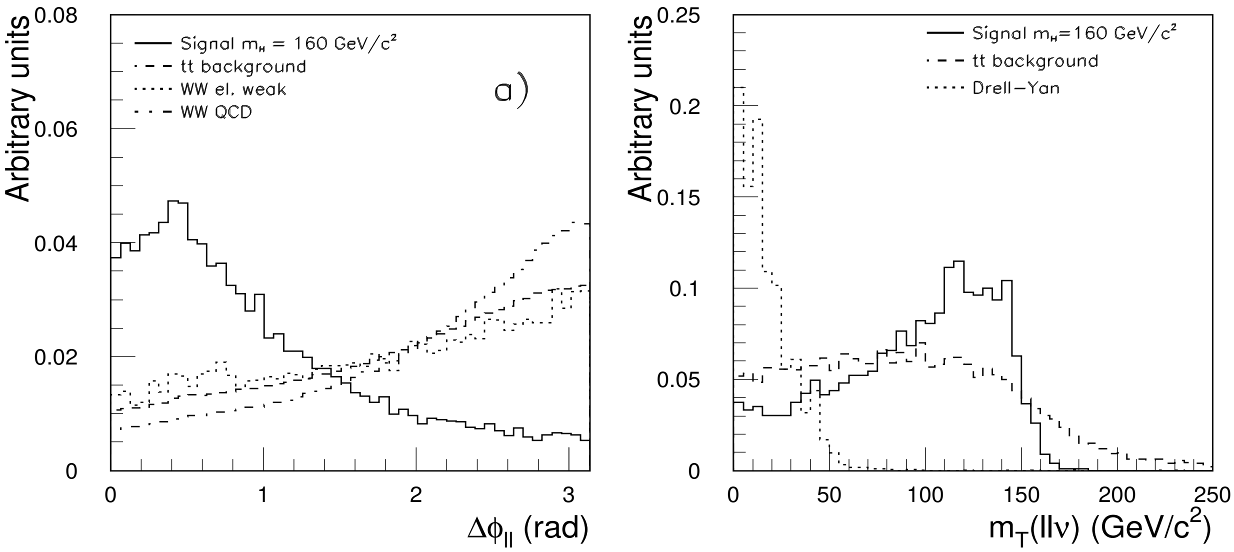

FIG. 3.36 – *Gauche : séparation azimutale entre les deux leptons pour le signal ($m_H = 160$ GeV/c^2) et différents bruits de fond. Droite : distribution de la masse transverse $m_T(ll\nu)$ (cf. Eq. 3.11) pour le signal ($m_H = 160$ GeV/c^2) et différents bruits de fond.*

Le bruit de fond principal demeurant après sélection est t$\bar{\text{t}}$ + 1 jet, où ce dernier passe pour l'un des deux jets étiqueteurs, et un des jets b passe pour le deuxième jet étiqueteur. Ce bruit de fond peut être évalué par un calcul exact de l'élément de matrice correspondant [114]. Néanmoins, les prédictions de ce calcul sont en désaccord avec celles de PYTHIA (deux fois plus de bruit de fond t$\bar{\text{t}}$ + 0,1,2 jets prédit par l'élément de matrice que par PYTHIA), et on peut donc questionner la précision de ces prédictions.

Il est donc important d'essayer d'extraire le bruit de fond des données. Contrairement au cas du canal H $\rightarrow \tau^+\tau^-$, le pic de masse du boson de Higgs (autour duquel le bruit de fond pourrait être évalué) ne peut pas être reconstruit mais seulement la masse transverse définie dans l'Eq. 3.11. Après sélection, le bruit de fond réside sous le pic du signal dans la distribution en masse transverse. La forme de la distribution des événements t$\bar{\text{t}}$ peut s'obtenir à partir d'autres événements t$\bar{\text{t}}$ dont un top est reconstruit en jet et lepton, et l'autre en trois jets. D'autre part, en relâchant certaines coupures comme celle sur $\Delta\phi_{\ell\ell}$, le bruit de fond s'étend en dehors du signal dans la distribution de la masse transverse, ce qui permet d'évaluer le bruit de fond dans cette zone. Celui-ci peut ensuite être extrapolé sous le pic du signal en s'aidant de prédictions Monte-Carlo, permettant de ramener l'incertitude sur le bruit de fond à 10% pour 10 fb^{-1}.

La figure 3.37 montre la distribution de la masse transverse $m_T(\ell\ell\nu)$ pour un boson de Higgs de masse 160 GeV/c^2 (gauche) et 120 GeV/c^2 (droite) dans le mode H $\rightarrow$ WW$^{(*)}$ $\rightarrow$ $\ell\nu\ell\nu$, ainsi que pour les bruits de fond.

Avec 10 fb^{-1}, on s'attend à obtenir un signal avec une signification statistique de 5σ pour un boson de Higgs de masse comprise entre 145 et 190 GeV/c^2 avec le seul mode $e\mu$. Avec 30 fb^{-1}, la gamme de masse s'étend de 125 à 190 GeV/c^2 si on combine tous les canaux di-leptons.

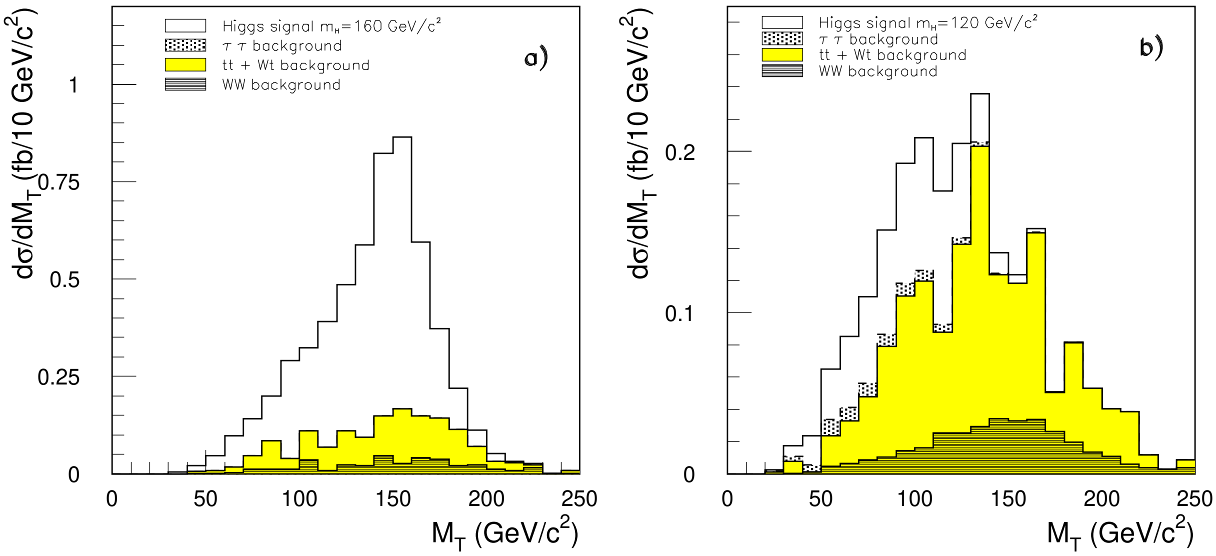

FIG. 3.37 – *Distribution de la masse transverse $m_T(\ell\ell\nu)$ (Eq. 3.11) pour un boson de Higgs de masse égale à 160 GeV/c^2 (gauche) et 120 GeV/c^2 (droite) dans le mode $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \ell\nu\ell\nu$, ainsi que pour les bruits de fond.*

3.3.3.4 H $\rightarrow$ WW$^{(*)}$: Canal Lepton-Jets (WW$^{(*)}$ $\rightarrow \ell\nu q\overline{q}'$)

Ce canal a un rapport d'embranchement 4.3 plus élevé que le canal di-leptons, mais il souffre aussi de bruits de fond plus importants, en particulier provenant de W+jets. Le bruit de fond W+4 jets est évalué à partir des éléments de matrice explicites calculés avec le logiciel VECBOS [115] [10]. Pour supprimer ce bruit de fond, des coupures plus sévères sont appliquées dans la sélection des jets étiqueteurs, et les jets du W sont recherchés dans la région centrale du détecteur ($|\eta| < 2$) en appliquant une coupure sur leur masse invariante pour qu'elle soit compatible avec la masse du W [11]. Le veto de jets centraux est appliqué aux jets supplémentaires se trouvant dans la région centrale. Les corrélations angulaires entre les produits des W sont exploitées à l'aide de variables de séparation entre le lepton et les jets issus des W.

Après la sélection, le rapport signal sur bruit est bien inférieur à celui du canal di-leptons (mais quand même autour de 1). Il faut noter que les incertitudes systématiques sont plus

[10] VECBOS donne lieu à des prédictions deux fois plus grandes que PYTHIA, mais qui décrivent correctement les données W+jets au Tevatron [116].

[11] Pour un boson de Higgs de masse > 160 GeV/c^2, une fenêtre en masse est utilisée car le W est réel, alors que pour une masse < 160 GeV/c^2, seule une coupure supérieure est utilisée puisque le W est virtuel.

grandes dans ce canal que dans le canal di-leptons, à cause de l'évaluation du bruit de fond W+jets et des incertitudes engendrées sur ce bruit de fond par les coupures sévères de sélection (jets de grand p_T et séparation angulaire lepton-jet).

L'observation d'un boson de Higgs de masse $\simeq$ 160 GeV/c^2 dans ce canal est possible avec 30 fb^{-1}.

3.3.4 Autres Canaux

3.3.4.1 $\mathrm{t\bar{t}H}$ avec $\mathrm{H \rightarrow b\bar{b}}$

Jusqu'à $m_{\mathrm{H}} \sim 135$ GeV/c^2, la désintégration $\mathrm{H \rightarrow b\bar{b}}$ est dominante. Ce mode n'est cependant pas exploitable dans la fusion de gluons puisque le signal est complètement noyé dans le bruit de fond QCD. De même, il semble très difficile d'extraire ce mode produit par VBF, le bruit de fond à quatre jets étant également bien supérieur au signal. Les propriétés des jets vers l'avant *étiqueteurs* pourraient cependant permettre d'observer un signal après accumulation d'une grande luminosité intégrée si un déclenchement adéquat peut être défini (par exemple en utilisant un étiquetage des b au niveau deux du déclenchement). Pour s'affranchir du fond QCD dans ce mode, il est donc nécessaire que le boson de Higgs soit associé à un lepton qui fournira également le déclenchement. Les canaux envisageables sont donc :

- WH, $\mathrm{W} \rightarrow \ell\nu$. Ce canal, le plus prometteur au Tevatron n'est pas très favorable au LHC, à cause notamment de la grande section efficace du bruit de fond $\mathrm{Wb\bar{b}}$;
- $\mathrm{t\bar{t}H}$, avec $\mathrm{t\bar{t}} \rightarrow \ell\nu\mathrm{bq\,\bar{q}'b}$.

Ce deuxième canal semble prometteur, mais l'analyse est compliquée, et sa contribution à la découverte d'un boson de Higgs de petite masse ($m_{\mathrm{H}} \lesssim 135$ GeV/c^2) très dépendante des performances de l'étiquetage des jets b.

La topologie recherchée consiste en six jets dont quatre étiquetés beaux, un lepton et de l'énergie transverse manquante. Le signal est identifié comme un pic dans la distribution de la masse invariante $\mathrm{b\bar{b}}$. Pour éliminer le bruit de fond combinatoire, une reconstruction complète de l'événement doit être effectuée : les deux tops sont reconstruits et les deux jets b restants sont les produits de désintégration du boson de Higgs [110, 117, 118]. L'efficacité d'identification des jets b entre dans l'efficacité totale à la puissance quatre, il est donc nécessaire de la garder aussi haute que possible, tout en maintenant le taux de rejet des jets de quarks légers (ou gluon) à un niveau tolérable.

Le bruit de fond est constitué des processus $\mathrm{pp \rightarrow t\bar{t}b\bar{b}}$ et $\mathrm{pp \rightarrow t\bar{t}jj}$. Le premier est un bruit de fond quasi irréductible [12]. Sa section efficace LO, calculée par le générateur AcerMC [119] est environ 9.7 pb (CTEQ5L, $Q^2 = (m_{\mathrm{t}} + 60)^2$). Dans le deuxième processus, les deux jets supplémentaires ne proviennent pas de b mais de radiation dans l'état initial ou final, et l'étiquetage des jets b permet de bien les rejeter. La section efficace est cependant $\sim$ trois ordres de grandeur supérieure à celle du signal (à l'ordre dominant, $\sigma \sim 490$ pb), et ce bruit de fond est par conséquent difficile à contrôler. Un exemple d'analyse développée dans ATLAS donne, pour 30 fb^{-1}, $S = 68$, $B = 877$ (dont 201 provenant du bruit de fond réductible). La distribution de la masse invariante $\mathrm{b\bar{b}}$ correspondante est présentée Fig. 3.38.

[12] Les deux jets de b ne provenant pas des tops sont plus mous que dans le signal, ce qui permet de rejeter une bonne part du bruit.

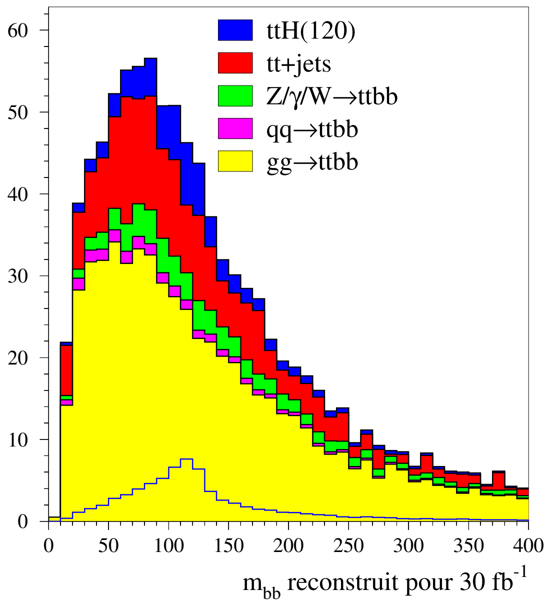

FIG. 3.38 – *Distribution de la masse invariante $b\bar{b}$ dans l'expérience ATLAS, pour $m_H =$ 120 GeV/c^2 et 30 fb^{-1}. Le bruit de fond et le signal $t\bar{t}H, H \to b\bar{b}$ ont été ajoutés. La contribution du signal est également représentée seule.*

3.3.4.2 gg→ H → WW$^{(*)}$

Pour des masses comprises entre $\sim$ 150 et 180 GeV$/c^2$, le rapport d'embranchement H $\to$ ZZ$^{(*)}$ chute fortement à cause de l'ouverture du canal H $\to$ W$^+$W$^-$ où les deux W sont réels. Le "canal en or" H $\to 4\ell$ n'est plus suffisant, et doit être complété par le canal H $\to$ W$^+$W$^-$ $\to$ $\ell\nu\ell\nu$. Ce canal est moins propre, puisqu'une reconstruction complète est impossible à cause des deux neutrinos ; il est cependant plus de 150 fois plus abondant que H $\to 4\ell$, ce qui permet d'appliquer de fortes coupures pour réduire le fond. Les jets étiqueteurs mis à part, cet état final est très similaire à celui détaillé dans la Section 3.3.3.3. Le bruit de fond dominant est la production de paires de W. Les processus ZZ et WZ contribuent également au fond irréductible. Le bruit de fond réductible est composé principalement des processus $t\bar{t}$ et Wt. Les variables discriminantes utilisées sont identiques à celles de la Section 3.3.3.3, exploitant notamment le spin 0 du boson de Higgs. La distribution de la masse transverse (Eq. 3.11) pour $m_{\rm H}$ = 170 GeV$/c^2$ est illustrée Fig. 3.39. Pour 30 fb^{-1} et une expérience, le nombre d'événements de signal attendu est $\sim$ 334 à 170 GeV$/c^2$, pour un bruit de fond total de 429 événements (dont environ 65% irréductible) [120]. La signification statistique correspondante est de $\sim$ 11, en supposant une incertitude systématique sur le bruit de fond de 5%. L'addition de ce canal permet donc de ne laisser aucune zone aveugle pour la découverte du boson de Higgs, même avec 30 fb^{-1} seulement. Une dernière remarque mérite d'être mentionnée : même si un pic de masse ne peut être reconstruit, des informations sur la masse du boson de Higgs peuvent être extraites de ce signal, grâce à la masse transverse [121].

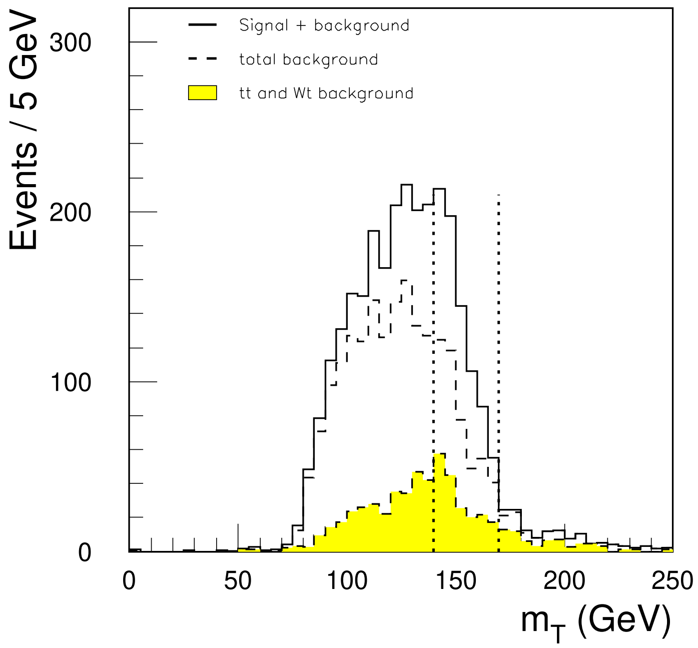

FIG. 3.39 – *Distribution de la masse transverse définie Eq. 3.11 dans l'expérience ATLAS, pour $m_H = 170$ GeV/c^2 et 30 fb^{-1}. Le bruit de fond et le signal $gg \to H \to W^+W^- \to \ell\nu\ell\nu$ ont été ajoutés. La contribution du bruit de fond réductible $t\bar{t}$ + Wt est grisée.*

3.3.4.3 Grandes Masses : $\mathbf{H \to ZZ \to \ell^+\ell^-\nu\nu}$ et $\mathbf{H \to W^+W^- \to \ell\nu jj}$

Pour $m_{\mathrm{H}} > 500$ GeV/c^2, le taux d'événements des canaux détaillés plus haut diminue rapidement. Même si le canal H $\to$ ZZ $\to$ 4ℓ peut être observé jusqu'à $\sim$ 800 GeV/c^2 avec 100 fb^{-1}, il est important de le confirmer par l'étude d'autres canaux. À cette fin, les désintégrations hadroniques des W et des Z sont considérées : dans la désintégration H $\to$ VV, on demande une seule désintégration leptonique. Le bruit de fond QCD peut être contrôlé grâce à une bonne mesure de $\not{E}_T$ et une bonne reconstruction des désintégrations V $\to$ jj. Pour ces masses élevées, la production par VBF est du même ordre que la fusion de gluons : les propriétés des jets étiqueteurs sont également exploitées.

3.3.5 Résumé des Canaux de Découverte

La figure 3.40 montre la sensibilité des expériences CMS et ATLAS pour la découverte du boson de Higgs du MS pour une luminosité intégrée de 30 fb^{-1} pour les canaux individuels, et après leur combinaison. Notons que ces deux figures ne sont pas directement comparables car les sections efficaces utilisées diffèrent entre ATLAS et CMS.

En principe, la découverte du boson de Higgs est possible avec 10 fb^{-1} (soit une année à basse luminosité), et même moins pour la gamme de masse $170 - 200$ GeV/c^2. Mais cela suppose d'une part que les performances des détecteurs soient maîtrisées (par exemple, que les résolutions nominales des calorimètres soient atteintes), et d'autre part que les bruits de fond soient correctement évalués à l'aide d'échantillons de contrôle qui peuvent demander une statistique importante. Le tableau 3.2 résume les différents bruits de fond pour les canaux de découverte du boson de Higgs et les techniques proposées pour évaluer ces bruits de fond à partir des données et réduire les erreurs systématiques associées.

Il faut aussi garder présent à l'esprit que certaines estimations de sensibilité souffrent

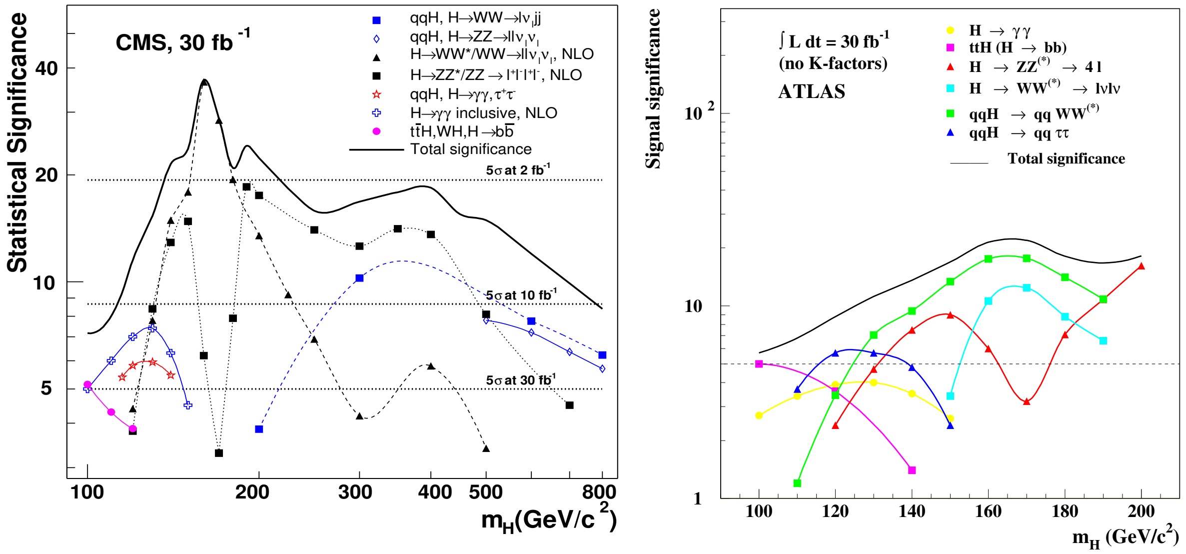

FIG. 3.40 – *Sensibilité des expériences CMS (gauche, pour $100 \lesssim m_H \lesssim 800$ GeV/c^2) et ATLAS (droite, pour $100 \lesssim m_H \lesssim 200$ GeV/c^2) pour la découverte du boson de Higgs du modèle standard pour une luminosité intégrée de 30 fb^{-1} pour les canaux individuels, et après leur combinaison.*

Canal	Principal Bruit de Fond	S/B (%)	σ(B) @ 5σ (%)	Technique Proposée
$\mathrm{H} \to \gamma\gamma$	$\gamma\gamma$: irréductible γj : réductible	2-3	0.4	Ailes de $m_{\gamma\gamma}$
$\mathrm{t\bar{t}H}$, $\mathrm{H} \to \mathrm{b\bar{b}}$	$\mathrm{t\bar{t}jj}$	30	6	Ailes de m_{bb} Anti b-tag
$\mathrm{H} \to \mathrm{ZZ}^{(*)} \to 4l$	$\mathrm{ZZ}^{(*)} \to 4\ell$, $\tau\tau\ell^+\ell^-$: irréductible $\mathrm{t\bar{t}}$, $\mathrm{Zb\bar{b}}$: réductible	300-600	60	Ailes de $m_{\ell\ell\ell\ell}$ ($\sigma_{\mathrm{stat}} < 30\%$, 30 fb^{-1})
$\mathrm{H} \to \mathrm{WW}^{(*)} \to \ell\ell\nu\nu$	$\mathrm{WW}^{(*)}$, Wt	30-50	6	Pas de pic de masse Région enrichie en bdf
VBF $\mathrm{H} \to \mathrm{W^+W^-}$	$\mathrm{t\bar{t}}$, WW, Wt	50-200	10	Études de Z, W, WW, $\mathrm{t\bar{t}}$+*jets*
VBF $\mathrm{H} \to \tau^+\tau^-$	Z jj, $\mathrm{t\bar{t}}$	50-400	10	Ailes de $m_{\tau\tau}$ et Étalonnage de $\not{E}_T$

TAB. 3.2 – *Résumé des caractéristiques des bruits de fond des principaux modes de découverte du boson de Higgs, et méthodes proposées pour contrôler les erreurs systématiques associées (exemple de l'expérience ATLAS).*

d'incertitudes relativement importantes : par exemple, la sensibilité pour le canal $\mathrm{H} \to \gamma\gamma$ dépend de l'estimation du bruit de fond di-photons qui est encore mal connu, mais qui pourra être directement mesuré dans les données.

Enfin, on peut noter la présence de modes rares visibles seulement au super-LHC (SLHC) avec une luminosité $\simeq 3000\ \mathrm{fb}^{-1}$:

- $\mathrm{H} \to \mathrm{Z}\gamma \to \ell^+\ell^-\gamma$: l'état final constitue une signature relativement propre mais souffre du faible rapport de branchement de $\mathrm{Z} \to \ell^+\ell^-$. Ainsi, ce canal est marginal au LHC, mais visible au SLHC pour des masses comprises entre 100 et 160 GeV/c^2.
- $\mathrm{H} \to \mu^+\mu^-$: il s'agit d'une désintégration rare (rapport d'embranchement autour de 10^{-4}) qui souffre d'un bruit de fond irréductible important de la production Drell-Yan $\gamma^*/\mathrm{Z} \to \mu^+\mu^-$ (mais qui peut être soustrait en utilisant le mode ee). On se concentre sur les canaux où le boson de Higgs est produit soit par fusion gluon-gluon, soit par VBF. L'observation est envisageable au SLHC pour des masses comprises entre 120 et 140 GeV/c^2, ce qui pourrait permettre une mesure du couplage $\mathrm{H}\mu\mu$ avec une précision de 10%.

3.4 Détermination des Propriétés du Boson de Higgs

La découverte d'une nouvelle particule à travers les canaux détaillés dans la section précédente ne garantie pas qu'il s'agisse du boson de Higgs tant attendu : encore faut-il mesurer les propriétés de cette particule comme sa masse et sa largeur totale de désintégration, qui doivent correspondre aux prédictions, ainsi que ses nombres quantiques ($J^{CP} = 0^{++}$) et ses couplages. À plus long terme, le potentiel de Higgs peut être déterminé grâce aux auto-couplages du boson de Higgs.

3.4.1 La Masse et la Largeur Totale de Désintégration

La mesure de la masse du boson de Higgs est aisée dans les canaux $\mathrm{H} \to \gamma\gamma$ et $\mathrm{H} \to \mathrm{ZZ}^{(*)} \to 4\ell$: le signal apparaît comme un pic au dessus du bruit de fond, celui-ci pouvant être soustrait à partir des "ailes" autour de la distribution du signal. L'erreur sur la masse inclut donc une erreur statistique associée au nombre limité d'événements de signal, une erreur associée à la soustraction du bruit de fond, ainsi qu'une erreur systématique sur l'échelle d'énergie des photons et des leptons (pour ATLAS, par exemple, la valeur ultime espérée est de 0.02%).

Avec $300\ \mathrm{fb}^{-1}$, une précision de 0.1% peut être atteinte pour $m_\mathrm{H} < 400\ \mathrm{GeV}/c^2$ [121, 122], comme montré sur la figure 3.41 (gauche). Pour des masses plus élevées, la largeur totale augmente, et la section efficace diminue, entraînant une dégradation de la mesure de la masse. Enfin, notons qu'à plus faible luminosité, le canal VBF $\mathrm{H} \to \tau^+\tau^-$ contribue aussi à la mesure de la masse.

La largeur de désintégration totale du boson de Higgs est inférieure à 0.1 GeV pour $m_\mathrm{H} < 2m_\mathrm{Z}$ (*cf.* Fig. 3.4), à comparer à la résolution expérimentale attendue sur cette mesure, qui est de 1.3 GeV (*cf.* TDR ATLAS dans la Ref. [34]). La mesure directe de la largeur de désintégration du boson de Higgs ne devient donc possible que pour des masses suffisamment élevées ($m_\mathrm{H} \gtrsim 200\ \mathrm{GeV}/c^2$). La figure 3.41 (droite) montre la précision attendue sur la largeur de désintégration totale obtenue à partir de la mesure de la largeur partielle dans le canal $\mathrm{H} \to \mathrm{ZZ} \to 4\ell$: une précision de 5% est atteinte pour des masses $m_\mathrm{H} \gtrsim 400\ \mathrm{GeV}/c^2$.

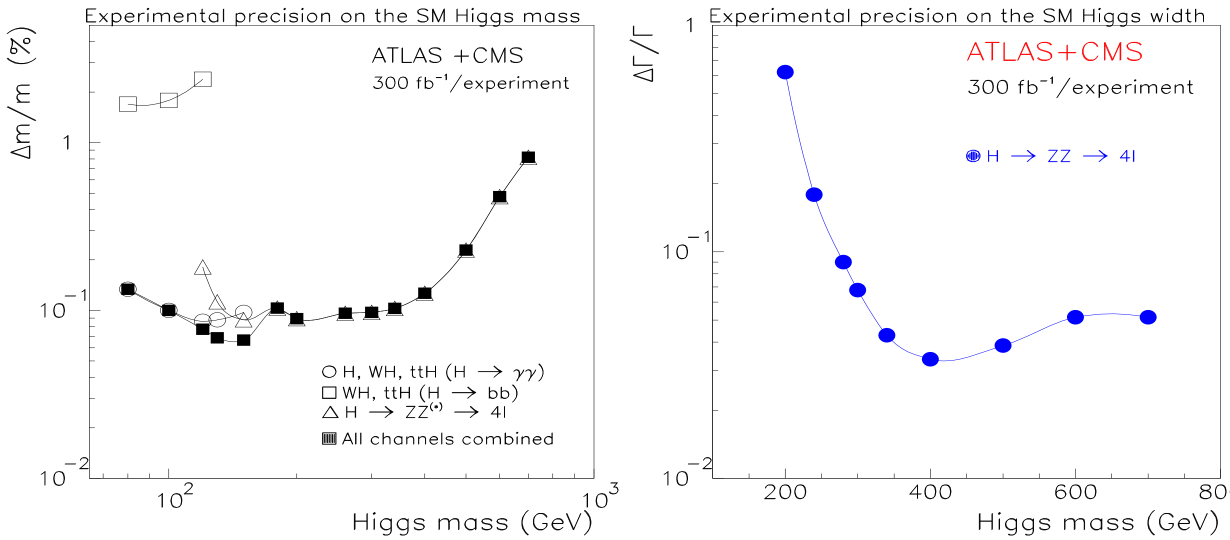

FIG. 3.41 – *Précision expérimentale relative sur la masse du boson de Higgs (gauche) et sa largeur de désintégration totale (droite) obtenue en combinant les expériences ATLAS et CMS pour 300 fb^{-1} (figures extraites de la Ref. [122]).*

3.4.2 Le Spin et la Parité

Comme indiqué plus haut, le boson de Higgs du modèle standard est une particule de spin-parité $J^{CP} = 0^{++}$. Beaucoup d'extensions du MS contiennent des nouvelles particules dont les nombres quantiques sont différents, et il est important de mesurer ces propriétés afin de faire le tri parmi les modèles. Ces mesures sont compliquées par l'environnement difficile du LHC, mais les taux d'événements de signal assez élevés devraient permettre de déterminer avec un bon niveau de confiance ces propriétés.

3.4.2.1 La Région des Basses Masses

La détermination directe de la nature du “boson de Higgs” est difficile à basse masse ($m_{\mathrm{H}} < 200$ GeV$/c^2$) car les canaux exploitables ont un faible rapport signal sur bruit ($\mathrm{H} \to \gamma\gamma$) ou sont rares ($\mathrm{H} \to \mathrm{ZZ}^{(*)}$, VBF). On peut néanmoins tirer “rapidement” quelques conclusions de leurs observations :

- D'après le théorème de Yang, une particule de spin 1 ne peut se désintégrer en deux particules identiques de spin 1. L'observation de $\mathrm{H} \to \gamma\gamma$ permettrait donc d'exclure $J = 1$. De la même façon, s'il a pu être montré que la fusion de gluons existe pour produire le boson de Higgs, $J = 1$ est exclu.
- L'étude du canal VBF, $\mathrm{H} \to \mathrm{W}^+\mathrm{W}^- \to \ell\nu\ell\nu$ permet de vérifier la nature scalaire du Boson de Higgs : si son spin est réellement 0, les deux leptons sont émis préférentiellement dans la même direction. Ceci est illustré Fig. 3.42. Les flèches simples (resp. doubles) indiquent les directions de vol (resp. des hélicités). La configuration dans laquelle les deux leptons chargés vont dans des directions opposées est interdite par conservation de l'hélicité. On peut observer ce comportement sur les événements sélectionnés dans l'analyse VBF. La coupure sur l'angle entre les impulsions des deux leptons dans le plan transverse ($\Delta\phi_{\ell\ell}$) est relâchée, et on définit une région où le signal est dominant dans la distribution en masse transverse (Fig. 3.43 (haut), $M_T < 175$ GeV$/c^2$). Les distributions de $\Delta\phi_{\ell\ell}$ pour les régions de signal et de fond ainsi définies sont présentées Fig. 3.43 (bas). Si un comportement différent est observé, l'hypothèse de spin

0 sera grandement défavorisée.

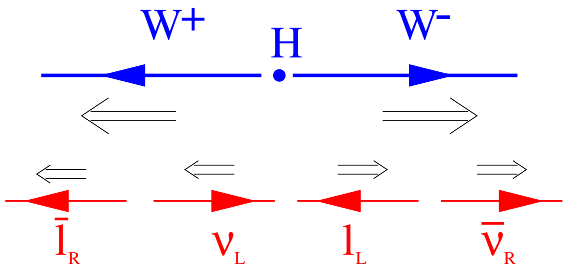

FIG. 3.42 – *Schéma des hélicités des différentes particules dans la désintégration $H \to W^+W^- \to \ell\nu\ell\nu$.*

L'utilisation du "canal en or" $\mathrm{H} \to \mathrm{ZZ}^{(*)} \to 4\ell$ est plus délicate pour les basses masses, puisque le taux de signal est bas. Cependant, si suffisamment de statistique est accumulée, la distribution de la masse invariante du Z^* peut permettre de distinguer entre le boson de Higgs du MS et des particules de spin plus élevé [126].

On peut également déterminer la nature CP d'un boson de Higgs dans le canal pp $\to \mathrm{t\bar{t}H}$, $\mathrm{H} \to \gamma\gamma$, pour $m_{\mathrm{H}} \lesssim 130$ GeV$/c^2$. Une très grande luminosité est nécessaire, puisque ce processus est extrêmement rare. Avec 600 fb^{-1}, il semble possible de distinguer entre le boson de Higgs du MS et un boson CP-impair à $\sim 7\sigma$, ou entre le boson de Higgs du MS et un mélange de composantes CP-paire et CP-impaire en quantité égale (dans une théorie non invariante sous CP) à $1.5 - 2\sigma$ [127]. Une étude expérimentale complète doit cependant être entreprise afin de confirmer (ou infirmer) ces résultats.

La fusion de bosons vecteurs peut également être utilisée pour des masses entre 120 et 170 GeV$/c^2$ [128]. L'intérêt de cette méthode repose sur le fait que la détermination est indépendante de la désintégration du boson de Higgs. La séparation azimutale entre les deux jets étiqueteurs $\Delta\Phi_{\mathrm{jj}}$ contient toute l'information : la paramétrisation la plus générale (pour des opérateurs de dimension au plus 6) du vertex $\mathrm{HW^+W^-}$ est $\Gamma \sim g m_{\mathrm{W}} \mathrm{g}^{\mu\nu} + q_1^\mu q_2^\mu/\Lambda_{e5} + \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \mathrm{q}_{1,\rho} q_{2,\sigma}/\Lambda_{o5}$. Le premier terme est la contribution du modèle standard, le deuxième une composante CP-paire et le troisième une composante CP-impaire. À cause des propriétés du tenseur de Levi-Civita $\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}$, la contribution CP-impaire sera nulle pour les événements plans, pour lesquels $\Delta\Phi_{\mathrm{jj}} \to 0, \pi$. Cette propriété est illustrée Fig. 3.44, pour $m_{\mathrm{H}} = 120$ GeV$/c^2$. Le comportement du couplage CP-pair provenant de l'opérateur non renormalisable est également différent de celui du MS.

3.4.2.2 Le Cas $m_{\mathbf{H}} > 2m_{\mathbf{Z}}$

Au delà du seuil ZZ, la détermination de J^{CP} est plus aisée (tant que le nombre d'événements observés est suffisant, soit $m_{\mathrm{H}} \lesssim 400$ GeV$/c^2$) puisque le rapport signal sur bruit est bien plus favorable dans le canal $\mathrm{H} \to \mathrm{ZZ} \to 4\ell$. à cette fin, plusieurs variables angulaires sont utilisées :

- L'angle ϕ entre les plans de désintégrations des deux Z (*cf.* Fig. 3.45 [130]). Dans le MS, la distribution du nombre d'événements en fonction de ϕ est donnée par

$$\mathrm{dN/d}\phi = 1 + \alpha\cos\phi + \beta\cos(2\phi), \tag{3.12}$$

avec

$$\begin{aligned} \alpha &= (3\pi/8)^2 \mathrm{T}^2 \gamma/(1+\gamma^2/2), \\ \beta &= 1/4(1+\gamma^2/2), \end{aligned} \tag{3.13}$$

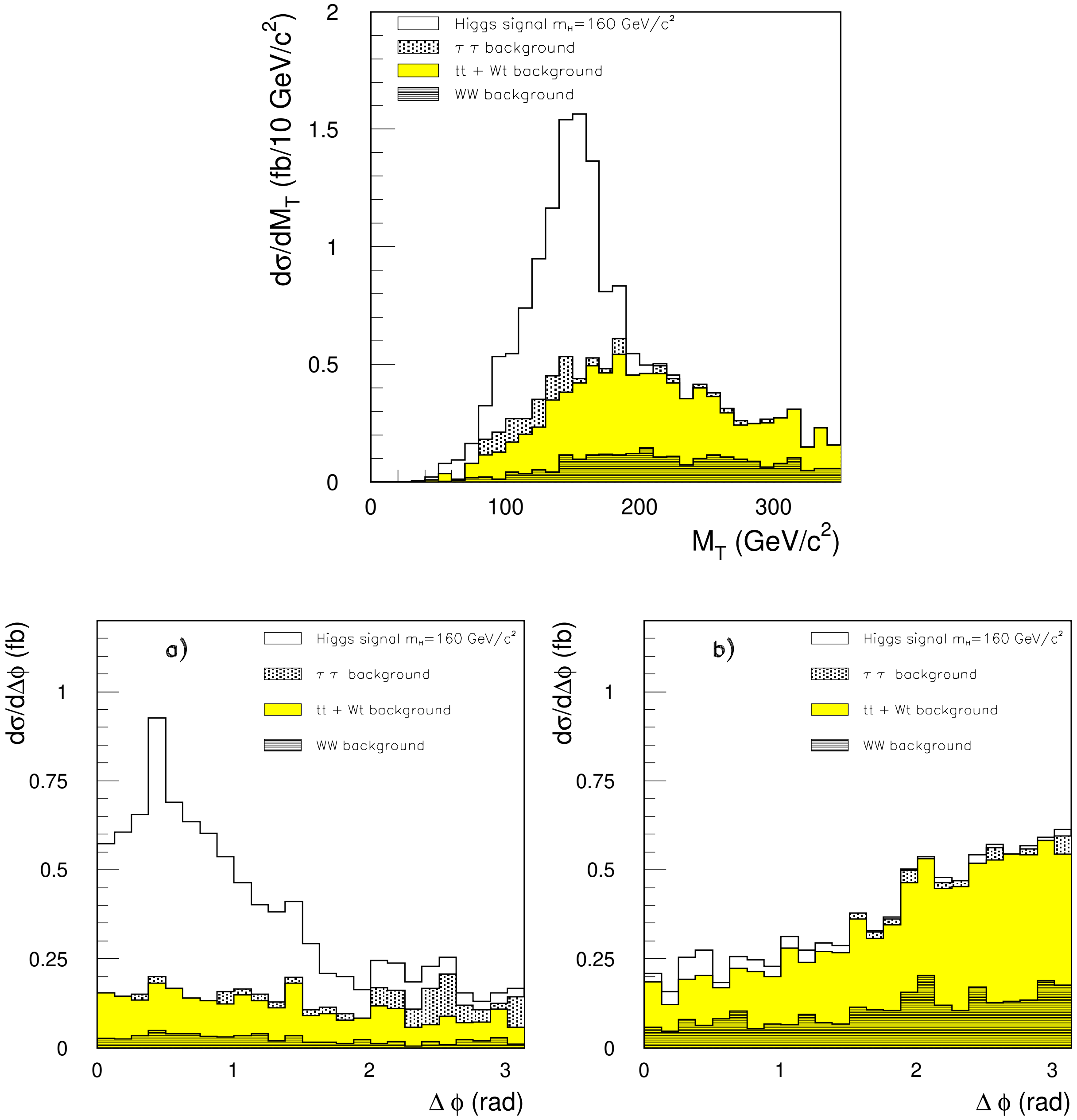

FIG. 3.43 – *<u>Haut</u> : masse transverse pour les événements sélectionnés en relâchant la coupure sur $\Delta\phi_{\ell\ell}$ dans le canal $H \to W^+W^- \to \ell\nu\ell\nu$. <u>Bas</u> : Distribution de la variable $\Delta\phi_{\ell\ell}$ pour les événements dans la région de signal (gauche) et de fond (droite). De Ref. [112].*

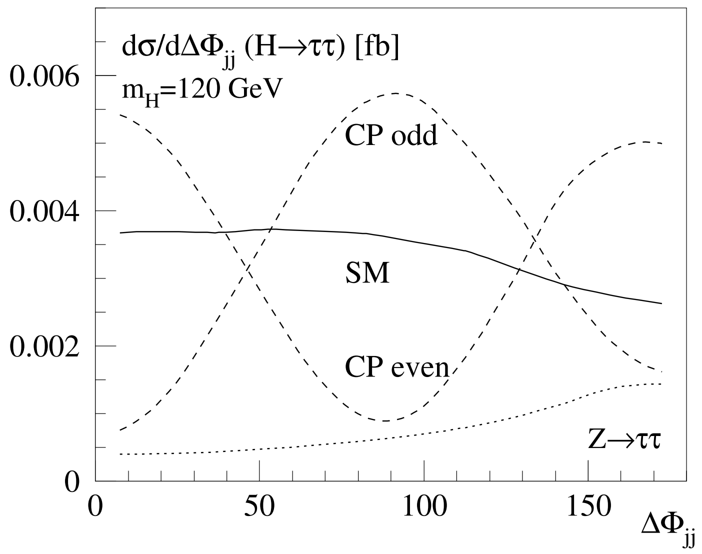

FIG. 3.44 – *Distribution de l'angle azimutal entre les jets étiqueteurs dans l'analyse VBF, pour différentes hypothèse de couplage HW^+W^- [128].*

avec $\gamma = (m_{\mathrm{H}}^2 - m_{\mathrm{Z}}^2)/2m_{\mathrm{Z}}^2$. Le paramètre T vaut -0.149 pour $\mathrm{Z} \to \mu^+\mu^-$ [129]. L'évolution de α et β en fonction de m_{H} ainsi que la distribution résultante $\mathrm{dN/d}\phi$ pour différentes valeurs de m_{H} sont présentées Fig. 3.46.

- Les angles θ_1 et θ_2 entre les directions de vol des Z dans le référentiel du boson de Higgs et celles des leptons dans les référentiels des Z (*cf.* Fig. 3.45). Typiquement,

$$\mathrm{dN/d}\theta = \mathrm{L}\sin^2\theta + \mathrm{T}(1+\cos^2\theta), \tag{3.14}$$

où L et T sont les fractions de Z longitudinaux et transverses respectivement. On définit l'"asymétrie" R comme $\mathrm{R} = (\mathrm{L} - \mathrm{T})/(\mathrm{L} + \mathrm{T})$. L'évolution de R en fonction de m_{H} est illustrée Fig. 3.47.

Ces mesures sont très sensibles à la précision de la reconstruction des directions des leptons. La sélection des événements déforme les distributions et des corrections d'acceptance sont nécessaires. En outre, le bruit de fond principal pp $\to$ZZ $\to 4\ell$, où les Z sont essentiellement transverses (conduisant à des distributions $\mathrm{dN/d}\theta \sim 1+\cos^2\theta$) dilue un peu plus la mesure. Les distributions des angles polaires sont présentées Fig 3.48 (droite) pour le signal et le bruit de fond ZZ. L'effet des coupures n'est pas dramatique. En revanche, la sélection déforme beaucoup la distribution de ϕ pour le bruit de fond, la rendant plus similaire au signal. Il est donc important de bien connaître la forme des distributions pour le bruit de fond, et sa contribution dans la zone de signal. Celle-ci peut être déterminée à l'aide de la distribution de la masse invariante des quatre leptons. Deux zones de contrôle y sont définies, où le signal est négligeable, et l'interpolation dans la fenêtre de signal permet de soustraire le bruit de fond uniquement grâce aux données.

En combinant l'analyse des variables polaires et de l'angle entre les plans de désintégrations ϕ, on peut exclure des propriétés J^{CP} exotiques relativement aisément pour $m_{\mathrm{H}} \in [225, 400]$ GeV$/c^2$. Les significations statistiques d'exclusion de $J^P = 0^-, 1^\pm$ sont présentées Fig. 3.49 [130]. L'hypothèse 0^- est la plus facilement exclue, comme on peut s'y attendre d'après les comportements de R et β illustrés Fig. 3.46 et 3.47.

Le couplage entre le boson de Higgs et la polarisation longitudinale du Z est essentiel pour ces analyses des propriétés J^{CP}. Dans la section efficace doublement différentielle en θ_1

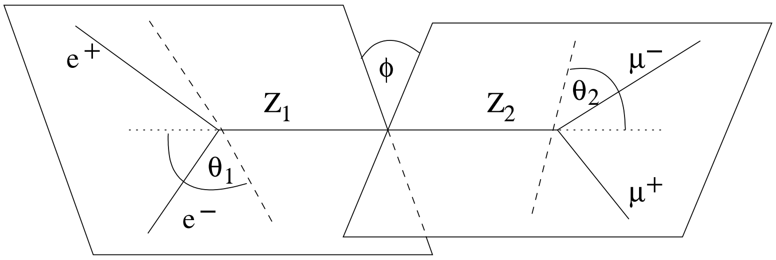

FIG. 3.45 – *Définitions des variables angulaires utilisées pour déterminer les propriétés J^{CP} du boson de Higgs dans la désintégration $H \to ZZ \to 4\ell$.*

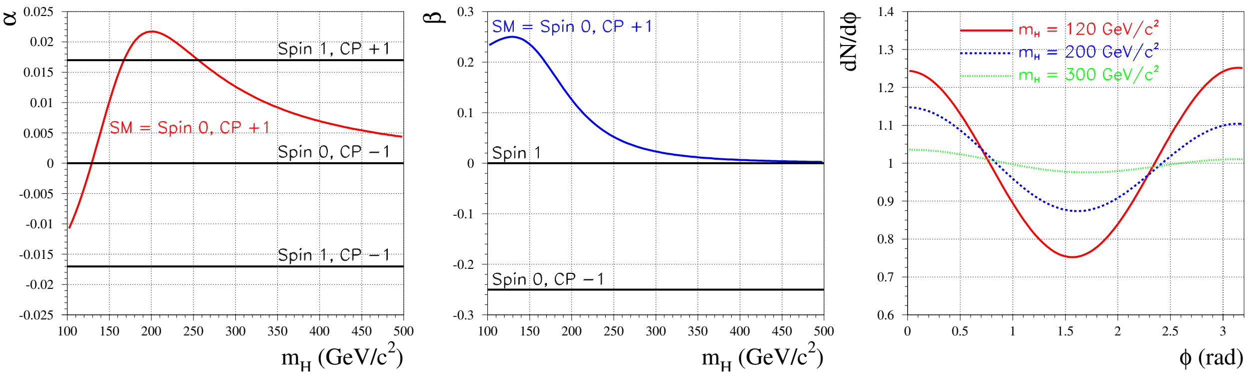

FIG. 3.46 – *Évolutions de α (gauche) et β (milieu,* cf. *texte) en fonction de m_H. Des exemples de valeurs pour différents nombres quantiques sont également représentés [126, 130]. Droite : distribution théorique de la variable ϕ, pour trois hypothèses de masse du boson de Higgs.*

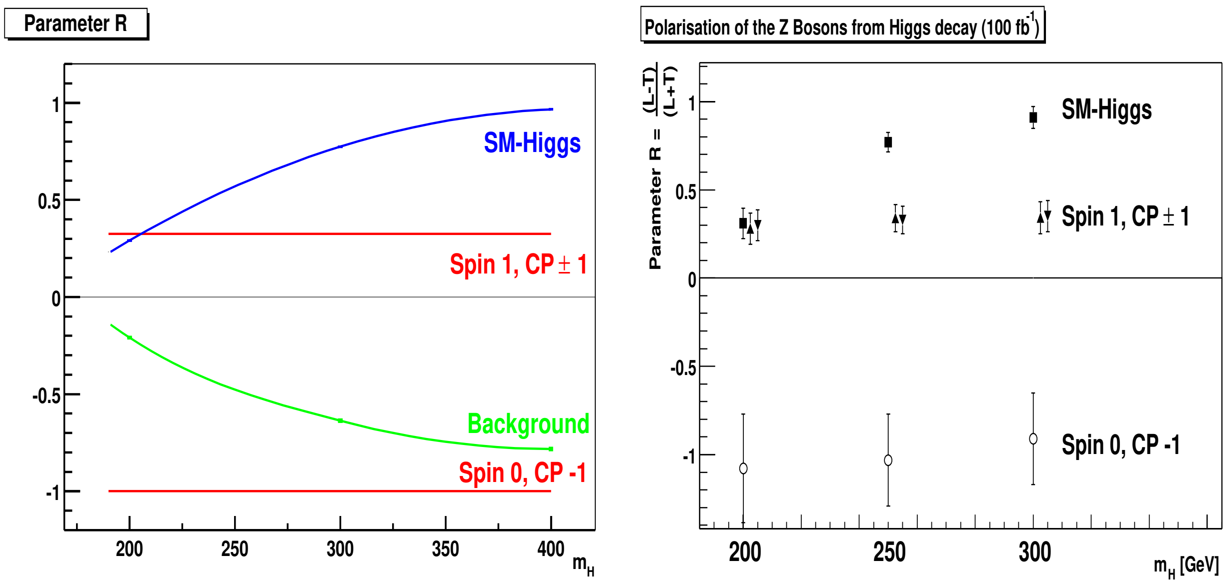

FIG. 3.47 – *Gauche : évolution de R en fonction de m_H. Droite : précision attendue sur la détermination de R pour 100 fb^{-1} de données accumulées, pour différentes valeurs de m_H et différentes hypothèses J^{CP} [130].*

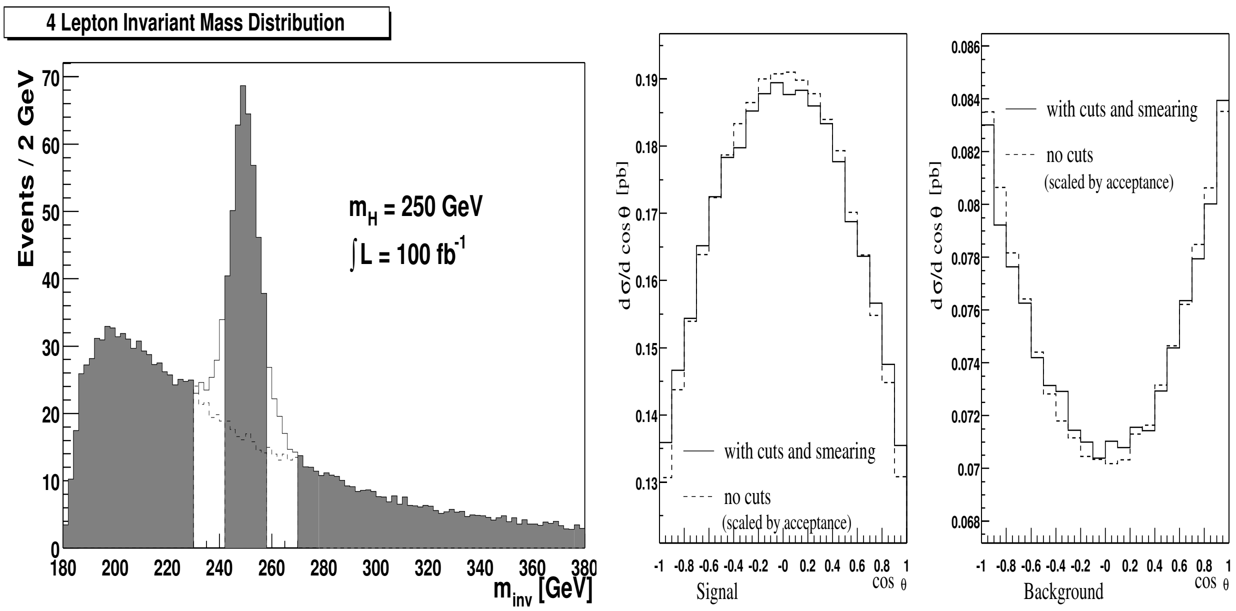

FIG. 3.48 – *<u>Gauche</u> : masse invariante des quatre leptons dans l'analyse J^{CP}, pour une hypothèse $m_H = 250$ GeV/c^2 avec 100 fb^{-1}. <u>Droite</u> : distributions des angles polaires pour le signal et le fond, au niveau Monte-Carlo sans effet de détecteur (tirets) et après sélection (histogrammes pleins) [130].*

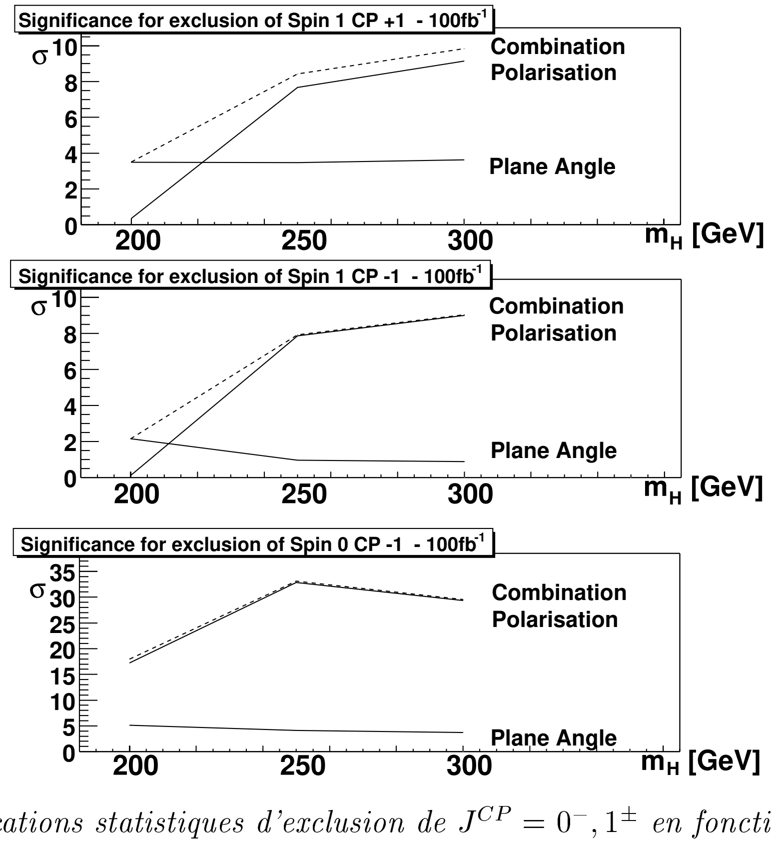

FIG. 3.49 – *Significations statistiques d'exclusion de $J^{CP} = 0^-, 1^{\pm}$ en fonction de m_H, pour 100 fb^{-1} [130]. Les contributions de l'analyse des angles polaires et de ϕ sont également montrées séparément.*

et θ_2, cette polarisation longitudinale contribuera en

$$dN/d\cos\theta_1 d\cos\theta_2 \sim |T_{00}|^2 \sin^2\theta_1 \sin^2\theta_2, \tag{3.15}$$

où T_{00} est le vertex réduit correspondant aux deux Z longitudinaux. Si cette contribution est observée, les hypothèses $0^-, 1^+, 2^-, 3^+, \ldots$ seront exclues, car elles imposent $T_{00} = 0$. En outre, T_{00} est également nul d'après la symétrie de Bose pour $1^-, 3^-, \ldots$ [126]. Les cas $J^P = 2^+, 4^+, \ldots$ sont plus difficiles à exclure car ils imitent parfaitement le signal 0^+ à la désintégration. Pour les exclure, des corrélations angulaires entre la production et la désintégration doivent être étudiées.

Pour des masses supérieures à 400 GeV/c^2, le taux d'événements devient rapidement insuffisant. En outre, le boson de Higgs devient très large, et les études des propriétés J^{CP} doivent prendre en compte l'interférence entre le processus de signal pp $\to$H $\to 4\ell$ et le processus de fond pp $\to$ZZ $\to 4\ell$ qui n'est plus négligeable. Des études quantitatives restent à être développées pour ce domaine de masse.

3.4.3 Les Couplages avec les Bosons de Jauge et les Fermions

Les couplages du boson de Higgs aux bosons et fermions déterminent les sections efficaces de production et ses largeurs partielles. Ainsi, en inversant la logique, mesurer les sections efficaces et largeurs partielles permet de remonter aux couplages. Néanmoins, au LHC, la difficulté est que la largeur totale de désintégration du boson de Higgs n'est pas accessible : d'une part, la désintégration dominante du boson de Higgs dans la région de basse masse, H $\to$ b$\overline{\text{b}}$, souffre d'importantes incertitudes expérimentales à cause des bruits de fond importants. D'autre part, les désintégrations du boson de Higgs en gluons ou quarks légers ne sont pas mesurables car noyées dans un bruit de fond trop important.

La mesure absolue des largeurs partielles de désintégration nécessite donc des hypothèses théoriques : on peut généralement distinguer quatre étapes [123, 124, 125] avec des niveaux d'hypothèses théoriques de plus en plus élevés. La gamme de masses considérée par la suite va de 110 à 190 GeV/c^2.

3.4.3.1 Mesure des Produits des Sections efficaces de Production et des Rapports d'Embranchement $\sigma \times BR$

Cette mesure s'effectue à partir des nombres d'événements de signal obtenus dans chaque canal. À ce stade, on ne fait pas d'hypothèses sur le nombre de bosons de Higgs, par contre, on fait l'hypothèse qu'on a à faire à des particules de spin 0. En effet, on exploite pour certains des canaux considérés la distribution angulaire des produits de désintégration qui dépend du spin (par exemple : la corrélation angulaire des deux leptons dans H $\to$ W$^+$W$^-$).

Les produits $\sigma \times BR$ se calculent comme suit :

$$\sigma \times BR = \frac{N_{S+B} - \langle N_B \rangle}{\epsilon L}, \tag{3.16}$$

avec N_{S+B} le nombre total d'événements sélectionnés, $\langle N_B \rangle$ le nombre évalué d'événements de bruit de fond, ϵ l'efficacité de sélection du signal et L la luminosité intégrée. Les incertitudes sur chacun de ces ingrédients contribuent à l'incertitude totale sur la mesure de $\sigma \times BR$.

La figure 3.50 montre la précision obtenue sur la mesure des produits $\sigma \times BR$ pour une luminosité intégrée de 300 fb^{-1} [124] : la meilleure précision (entre 5 et 10%) est obtenue dans le mode H $\to$ W$^+$W$^-$ pour $m_{\rm H} \simeq 165$ GeV/c^2.

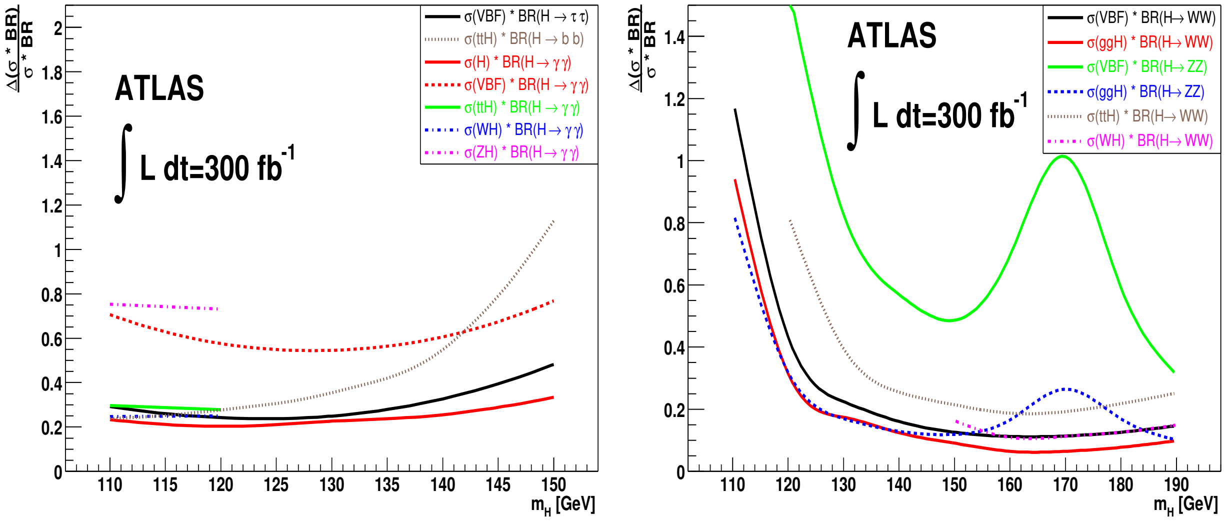

FIG. 3.50 – *Incertitude relative obtenue sur les produits $\sigma \times BR$ pour les canaux optimaux pour des petites masses comprises entre* 110 *et* 150 GeV/c^2 *(gauche) et optimaux pour des masses plus élevées comprises entre* 110 *et* 190 GeV/c^2 *(droite). Ces figures sont extraites de la Ref. [124].*

3.4.3.2 Mesure des Rapports de Rapports d'Embranchement BR_i/BR_j

Si on fait l'hypothèse qu'il y a un seul boson de Higgs, la mesure des rapports de $\sigma \times BR$ devient pertinente et correspond aux rapports des largeurs partielles de désintégration. On mesure les rapports des $\sigma \times BR$ de différents modes par rapport à un mode de référence, par exemple $\mathrm{H} \to \mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$ car pour la plupart des hypothèses de masse de boson de Higgs, c'est le mode menant à la mesure la plus précise :

$$\frac{Br(\mathrm{H} \to \gamma\gamma)}{Br(\mathrm{H} \to \mathrm{W}^+\mathrm{W}^-)} = \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma_\mathrm{W}}, \qquad \frac{Br(\mathrm{H} \to \mathrm{ZZ})}{Br(\mathrm{H} \to \mathrm{W}^+\mathrm{W}^-)} = \frac{\Gamma_\mathrm{Z}}{\Gamma_\mathrm{W}},$$
$$\frac{Br(\mathrm{H} \to \tau^+\tau^-)}{Br(\mathrm{H} \to \mathrm{W}^+\mathrm{W}^-)} = \frac{\Gamma_\tau}{\Gamma_\mathrm{W}}, \qquad \frac{Br(\mathrm{H} \to \mathrm{b\bar{b}})}{Br(\mathrm{H} \to \mathrm{W}^+\mathrm{W}^-)} = \frac{\Gamma_\mathrm{b}}{\Gamma_\mathrm{W}}.$$

La figure 3.51 montre la précision obtenue sur la mesure des rapports ci-dessus à faible (30 fb^{-1}) et haute (300 fb^{-1}) luminosité [124]. À basse luminosité, le rapport $\frac{Br(\mathrm{H}\to\mathrm{b\bar{b}})}{Br(\mathrm{H}\to\mathrm{W}^+\mathrm{W}^-)}$ est mesuré avec une grande erreur de 140% (et n'est donc pas montré sur la figure), car la mesure repose sur le mode de production $\mathrm{t\bar{t}H}$ qui possède un mauvais rapport signal sur bruit. Les autres rapports sont mesurés avec une précision d'environ 60%.

3.4.3.3 Mesure des Rapports des Constantes de Couplage g_i^2/g_j^2

Cette mesure nécessite de faire l'hypothèse que seuls les couplages dominants du MS sont présents, c'est à dire qu'il n'y a pas de particules supplémentaires dans les boucles, ni de couplage fort aux fermions légers. Dans ce cadre, on peut exprimer toutes les sections efficaces de production et les rapports de branchement en fonction des constantes de couplage g_i du boson de Higgs. Ainsi, les sections de production s'expriment de la manière suivante :

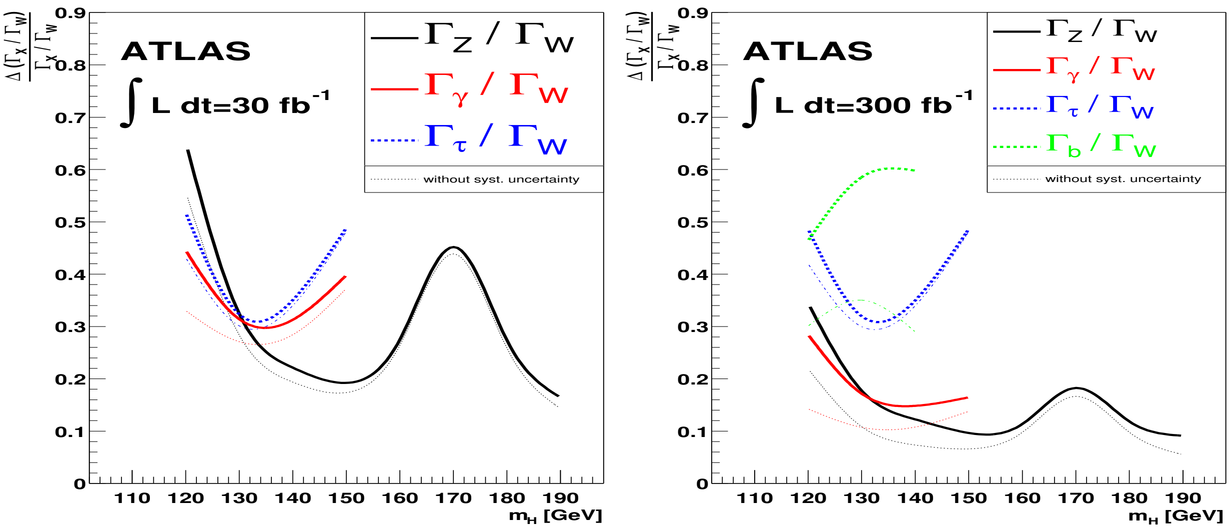

FIG. 3.51 – *Incertitude relative obtenue sur la mesure des rapports de rapports d'embranchement à faible (30 fb^{-1}) et à haute (300 fb^{-1}) luminosité pour différentes hypothèses de masse du boson de Higgs. Les lignes pointillées montrent l'incertitude relative si l'on n'inclut pas les erreurs systématiques. Ces figures sont extraites de la Ref. [124].*

$$
\begin{aligned}
\sigma_{\mathrm{ggH}} &= \alpha_{\mathrm{ggH}} g_{\mathrm{t}}^2, \\
\sigma_{VBF} &= \sigma_{\mathrm{WF}} g_{\mathrm{W}}^2 + \sigma_{\mathrm{ZF}} g_{\mathrm{Z}}^2, \\
\sigma_{\mathrm{t\bar{t}H}} &= \alpha_{\mathrm{t\bar{t}H}} g_{\mathrm{t}}^2, \\
\sigma_{\mathrm{WH}} &= \alpha_{\mathrm{WH}} g_{\mathrm{W}}^2, \\
\sigma_{\mathrm{ZH}} &= \alpha_{\mathrm{ZH}} g_{\mathrm{Z}}^2,
\end{aligned}
$$

où les α_i sont les sections efficaces standard connues avec une précision de 4% pour WH et ZH et de 20% pour ggH (*cf.* Sec. 3.2).

De façon similaire, les rapports d'embranchement s'expriment en fonction des constantes de couplage de la manière suivante :

$$
\begin{aligned}
Br(\mathrm{H} \to \mathrm{W^+W^-}) &= \beta_{\mathrm{W}} g_{\mathrm{W}}^2/\Gamma_{\mathrm{H}}, \\
Br(\mathrm{H} \to \mathrm{ZZ}) &= \beta_{\mathrm{Z}} g_{\mathrm{Z}}^2/\Gamma_{\mathrm{H}}, \\
Br(\mathrm{H} \to \gamma\gamma) &= (\beta_{\mathrm{W},\gamma} g_{\mathrm{W}} - \beta_{\mathrm{t},\gamma} g_{\mathrm{t}})^2/\Gamma_{\mathrm{H}}, \\
Br(\mathrm{H} \to \tau^+\tau^-) &= \beta_\tau g_\tau^2/\Gamma_{\mathrm{H}}, \\
Br(\mathrm{H} \to \mathrm{b\bar{b}}) &= \beta_{\mathrm{b}} g_{\mathrm{b}}^2/\Gamma_{\mathrm{H}},
\end{aligned}
$$

où β_i relie la largeur partielle de désintégration au couplage, et Γ_{H} est la largeur totale de désintégration du boson de Higgs. Notez l'interférence destructive entre les deux contributions à $Br(\mathrm{H} \to \gamma\gamma)$ ($\beta_{\mathrm{W},\gamma} > 0$, $\beta_{\mathrm{t},\gamma} > 0$). L'incertitude sur β_i ($i \neq \mathrm{b}$) est typiquement de 1%. Comme montré dans la section 3.4.1, la largeur de désintégration totale du boson de Higgs ne peut être mesurée dans la gamme de masse considérée ici ($m_{\mathrm{H}} < 190$ GeV/c^2). Ainsi, seuls des rapports de constantes de couplage (au carré puisque c'est ainsi qu'elles entrent dans les expressions des rapports d'embranchement) sont accessibles. L'échelle de tous les processus est quant à elle déterminée par $g_{\mathrm{W}}^2/\Gamma_{\mathrm{H}}$ (par exemple).

La figure 3.52 (gauche) montre la précision obtenue sur la mesure des rapports de constantes de couplage pour une luminosité de 300 fb^{-1}. On observe une bosse pour le rapport $g_{\mathrm{t}}^2/g_{\mathrm{W}}^2$ autour de $m_{\mathrm{H}} = 130$ GeV/c^2 due à la contribution du canal $\mathrm{t\bar{t}H}(\mathrm{H} \to \gamma\gamma)$ pour des masses inférieures à 120 GeV/c^2 (il s'agit d'une coupure technique dans l'analyse

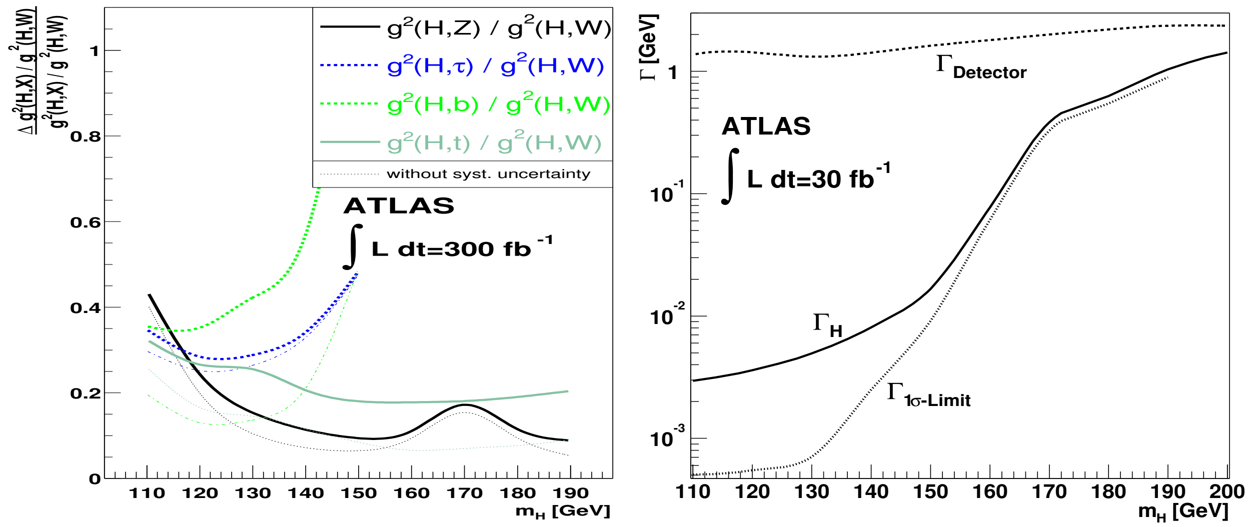

FIG. 3.52 – *Gauche : incertitude relative obtenue sur la mesure des rapports de constantes de couplage pour une luminosité de 300 fb^{-1} et pour différentes hypothèses de masse du boson de Higgs. Les lignes pointillées montrent l'incertitude relative si l'on n'inclut pas les erreurs systématiques. Droite : limite inférieure sur la largeur totale de désintégration du boson de Higgs ($\Gamma_{1\sigma-Limit}$, pour un niveau de confiance correspondant à 1σ) pour différentes hypothèses de masse du boson de Higgs et pour 30 fb^{-1} comparée à la largeur totale théorique du boson de Higgs (Γ_H) et la précision expérimentale atteinte lors d'une mesure directe ($\Gamma_{detector}$). Ces figures sont extraites de la Ref. [124].*

de laquelle cette figure est issue : la bosse disparaîtrait si la coupure était retirée). La bosse du rapport g^2_Z/g^2_W est quant à elle due à la baisse du rapport d'embranchement de $H \to ZZ^{(*)}$ au niveau du seuil WW.

À ce stade, on peut aussi extraire une limite inférieure sur la largeur totale du boson de Higgs donnée par la somme de toutes les désintégrations accessibles. La limite inférieure ($\Gamma_{1\sigma-Limit}$, pour un niveau de confiance correspondant à un σ) pour 30 fb^{-1} est montrée sur la figure 3.52 (droite), comparée à la largeur totale théorique du boson de Higgs ($\Gamma_{\rm H}$) et la précision expérimentale lors d'une mesure directe ($\Gamma_{detector}$).

3.4.3.4 Mesure Absolue des Constantes de Couplage g_i^2

Pour réaliser cette mesure, des hypothèses théoriques plus fortes sont nécessaires. Plusieurs hypothèses ont été suggérées dans la littérature, comme par exemple supposer que la somme des rapports d'embranchement des modes détectables est proche de un, comme le prédit le MS, ou encore supposer que $g_{\rm V} \lesssim g_{\rm V,SM}$ (V=W ou Z), c'est à dire qu'en la présence de plusieurs bosons de Higgs, chacun se partage le couplage total [125].

Dans le cadre de cette deuxième hypothèse, la figure 3.53 montre la précision obtenue sur la mesure des constantes de couplage au carré : elle se situe entre 20 et 40% pour $m_{\rm H} < 150$ GeV$/c^2$. Au delà du seuil de production WW, la détermination des couplages à partir des modes $\rm H \to W^+W^-$ et $\rm H \to ZZ$ permet d'améliorer la précision autour de 10%

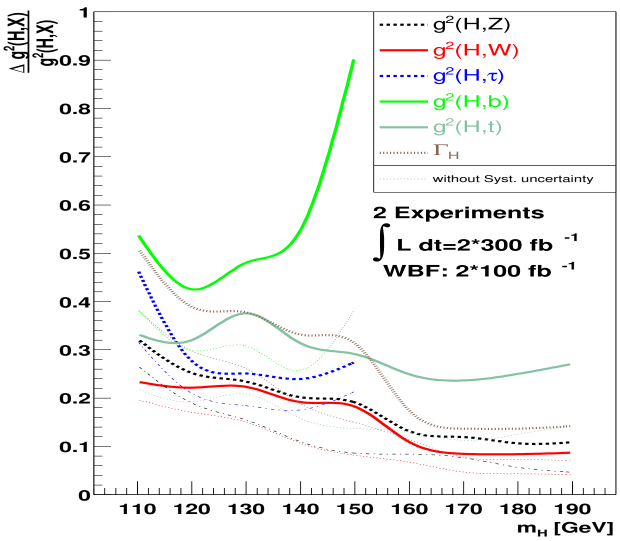

FIG. 3.53 – *Incertitude relative obtenue sur la mesure des constantes de couplage au carré pour différentes hypothèses de masse du boson de Higgs avec une luminosité totale de* $2 \times 300\ fb^{-1} + 2 \times 100\ fb^{-1}(VBF)$ *dans les deux expériences ATLAS et CMS. Cette figure est extraite de la Ref. [125].*

3.4.4 L'Auto-Couplage du boson de Higgs

3.4.4.1 Le Potentiel de Higgs et les Couplages Trilinéaires et Quartiques

La détermination du potentiel de Higgs est le test ultime pour la vérification du mécanisme de Higgs. Le potentiel de Higgs apparaît dans le MS sous la forme suivante :

$$V = \lambda \left(|\Phi|^2 - \frac{1}{2} v^2 \right)^2 , \tag{3.17}$$

où Φ est le doublet de champs scalaires de Higgs, v est défini dans l'équation 3.3 et λ est l'auto-couplage du boson de Higgs. En introduisant le champ de Higgs physique H dans la composante neutre du doublet Φ,

$$\Phi_0 = (v + \mathrm{H})/\sqrt{2},$$

on obtient les couplages multiples du boson de Higgs dans le potentiel V :

$$V = \frac{m_{\mathrm{H}}^2}{2}\mathrm{H}^2 + \lambda v \mathrm{H}^3 + \frac{\lambda}{4}\mathrm{H}^4, \tag{3.18}$$

soit, avec $\lambda = m_{\mathrm{H}}^2/(2v^2)$,

$$V = \frac{m_{\mathrm{H}}^2}{2}\mathrm{H}^2 + \frac{m_{\mathrm{H}}^2}{2v}\mathrm{H}^3 + \frac{m_{\mathrm{H}}^2}{8v^2}\mathrm{H}^4. \tag{3.19}$$

Ainsi les couplages trilinéaires et quartiques du boson de Higgs sont donnés, dans le MS, par [13] :

$$g_{\mathrm{HHH}} = 3\frac{m_{\mathrm{H}}^2}{v}, \tag{3.20}$$

$$g_{\mathrm{HHHH}} = 3\frac{m_{\mathrm{H}}^2}{v^2}. \tag{3.21}$$

Ainsi, si les valeurs des couplages mesurées correspondent bien à la masse du boson de Higgs à travers les relations Eq. 3.20 et 3.21, on peut en déduire que le potentiel de Higgs est bien celui du MS.

La mesure du couplage trilinéaire se fait à travers la production de paires de bosons de Higgs : en effet, parmi les différents modes de production de paires, l'un correspond à l'émission d'un boson de Higgs hors couche de masse donnant lieu à deux bosons de Higgs réels avec un vertex proportionnel au couplage trilinéaire du boson de Higgs (*cf.* figures de gauche des Fig. 3.54 et 3.55). Mais cette production est toujours "polluée" par d'autres diagrammes où les deux bosons de Higgs sont émis séparément et impliquent différents couplages (*cf.* figures de droite des Fig. 3.54 et 3.55).

Le couplage quartique requiert quant à lui d'observer la production triple de bosons de Higgs, qui est d'un ordre de grandeur inférieure à la production de paires de bosons de Higgs au LHC et est donc inaccessible. Nous ne l'évoquerons donc pas dans la suite.

Les modes de production de paires de bosons de Higgs sont les suivants [131]-[135] :

- Fusion gluon-gluon : gg $\to$ HH (*cf.* Fig. 3.54).
- Production associée à des quarks lourds : gg, $q\overline{q} \to Q\overline{Q}$HH (où Q=t, b et q est un quark léger).
- Fusion de bosons vecteurs : $qq^{(')} \to qq^{(')}$HH (*cf.* Fig. 3.55).
- Higgs-strahlung : $q\overline{q}^{(')} \to$ VHH (où V=W,Z).

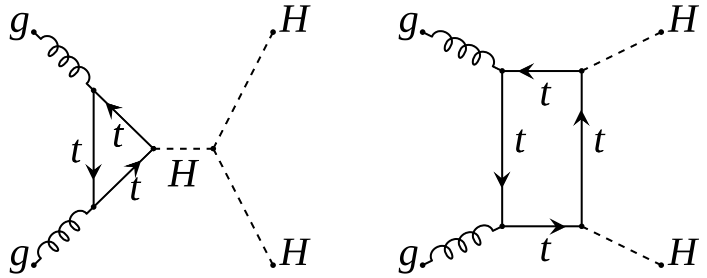

FIG. 3.54 – *Diagrammes de Feynman pour la production de paires de bosons de Higgs par fusion gluon-gluon gg$\to$ HH. La figure de gauche donne accès au couplage trilinéaire g_{HHH}, mais pas la figure de droite.*

La fusion gluon-gluon est le mode de production dominant, avec néanmoins une section efficace très faible variant de 30 à 10 fb entre $m_{\mathrm{H}} = 110$ et 190 GeV$/c^2$. Les autres modes de

[13]Pour obtenir ces couplages, se souvenir que dans une théorie scalaire réelle, la normalisation se fait de la manière suivante :

$$-L = \frac{1}{2}\lambda_2\phi^2 + \frac{1}{3!}\lambda_3\phi^3 + \frac{1}{4!}\lambda_4\phi^4.$$

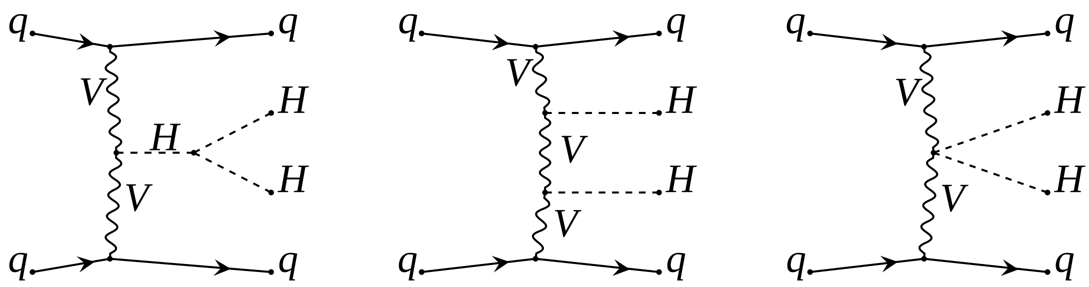

FIG. 3.55 – *Diagrammes de Feynman pour la production de paires de bosons de Higgs par fusion de bosons vecteurs $qq^{(')} \rightarrow qq^{(')}HH$. La figure de gauche donne accès au couplage trilinéaire g_{HHH}, mais pas les deux figures de droite.*

production ont une section efficace inférieure à 3 fb. Pour cette raison, et à cause de bruits de fond importants, la mesure du couplage trilinéaire est très difficile au LHC [136]-[140].

3.4.4.2 Mesure de l'Auto-Couplage pour $m_{\mathbf{H}} > 140$ GeV/c^2

Le canal le plus prometteur pour des masses supérieures à 140 GeV/c^2 est gg → HH → $\mathrm{WW^{(*)}WW^{(*)}}$ avec les états finals suivants (où $\ell, \ell', \ell'' = \mathrm{e}, \mu$) :

- deux W se désintègrent hadroniquement et deux leptoniquement, mais on ne considère que l'état final avec deux leptons de mêmes signes : $\mathrm{WW^{(*)}WW^{(*)}} \rightarrow (\mathrm{jj}\ell^{\pm}\nu)(\mathrm{jj}\ell'^{\pm}\nu)$.
- un W se désintègrent hadroniquement et trois leptoniquement : $\mathrm{WW^{(*)}WW^{(*)}} \rightarrow (\mathrm{jj}\ell^{\pm}\nu)(\ell'^{\pm}\ell''^{\mp}\nu\nu)$.

Le cas où tous les W se désintègrent leptoniquement souffre d'un rapport d'embranchement trop petit. Les autres désintégrations de W (tout hadronique : 8 jets, trois W hadroniques : $\ell^{\pm}\nu$ + 6 jets, deux W hadroniques et deux W leptoniques avec des leptons de signes différents : $\ell^{\pm}\nu\ell^{\mp}\nu$ + 4 jets) sont noyés sous les bruits de fond $\mathrm{t\bar{t}}$, W et $\mathrm{W^+W^-}$+ multi-jets.

Les modes prometteurs se signent par la présence de leptons et d'impulsion manquante. L'appariement des jets utilise la contrainte de la masse du W. Les principaux bruits de fond proviennent des canaux suivants :

- $\mathrm{W^{\pm}W^{+}W^{-}jj}$.
- $\mathrm{t\bar{t}W}$ où un quark top se désintègre hadroniquement et l'autre leptoniquement, et où aucun des jets de b n'est étiqueté. Un des leptons de l'état final est pris du top, l'autre du W.
- $\mathrm{W^{\pm}W^{\pm}}$ jjjj.
- $\mathrm{t\bar{t}t\bar{t}}$ où aucun jet de b n'est étiqueté et où les jets ou leptons supplémentaires ne sont pas observés.
- $\mathrm{W^{\pm}}$ Z jjjj, $\mathrm{t\bar{t}Z}$, $\mathrm{W^+W^-Zjj}$ avec une désintégration leptonique du Z et où un lepton n'est pas observé.
- $\mathrm{t\bar{t}}$ où un des quarks b se désintègre semi-leptoniquement (avec un lepton bien isolé) et l'autre n'est pas étiqueté. Ce bruit de fond est très sensible à une coupure sur le p_T du lepton : en demandant $p_T(\ell) > 15$ GeV/c, ce bruit de fond est réduit à 1/3 de $\mathrm{t\bar{t}W^{\pm}}$.

Les deux contributions dominantes sont celles de $\mathrm{W^{\pm}W^{+}W^{-}jj}$ et $\mathrm{t\bar{t}W^{\pm}}$.

La masse invariante des produits visibles de l'état final se calcule de la manière suivante :

$$m_{inv}^2 = \left[\sum_{i=\ell,\ell',jets} E_i \right]^2 - \left[\sum_{i=\ell,\ell',jets} \vec{p_i} \right]^2 . \tag{3.22}$$

Cette variable permet de discriminer le signal du bruit de fond, comme montré sur la figure 3.56 (gauche) : le signal pique à de plus petites valeurs de m_{inv} que le bruit de fond, quelque soit la valeur de l'auto-couplage λ, même non-standard.

La variation de la distribution de m_{inv} pour différentes valeurs d'auto-couplage permet de déterminer une limite sur la sensibilité à l'auto-couplage. Cette limite à 95% de niveau de confiance se calcule à partir d'un test de χ^2 comparant le nombre attendu d'événements dans chaque bin de la distribution de m_{inv} pour une valeur standard de l'auto-couplage au nombre attendu pour un couplage non-standard $\Delta\lambda = (\lambda - \lambda_{SM})/\lambda_{SM}$ donné. La figure 3.56 (droite) montre la limite obtenue pour différentes luminosités (300, 600 fb^{-1} au LHC et 3000 fb^{-1} au SLHC) en fonction de la masse du boson de Higgs. Avec 300 fb^{-1}, λ peut être déterminé avec une précision de -60% - $+200\%$. Doubler la luminosité n'améliore les limites que de 10 à 25%. C'est seulement avec le SLHC que l'auto-couplage peut être estimé avec une précision de 20-30% pour une masse de boson de Higgs comprise entre 160 et 180 GeV/c^2.

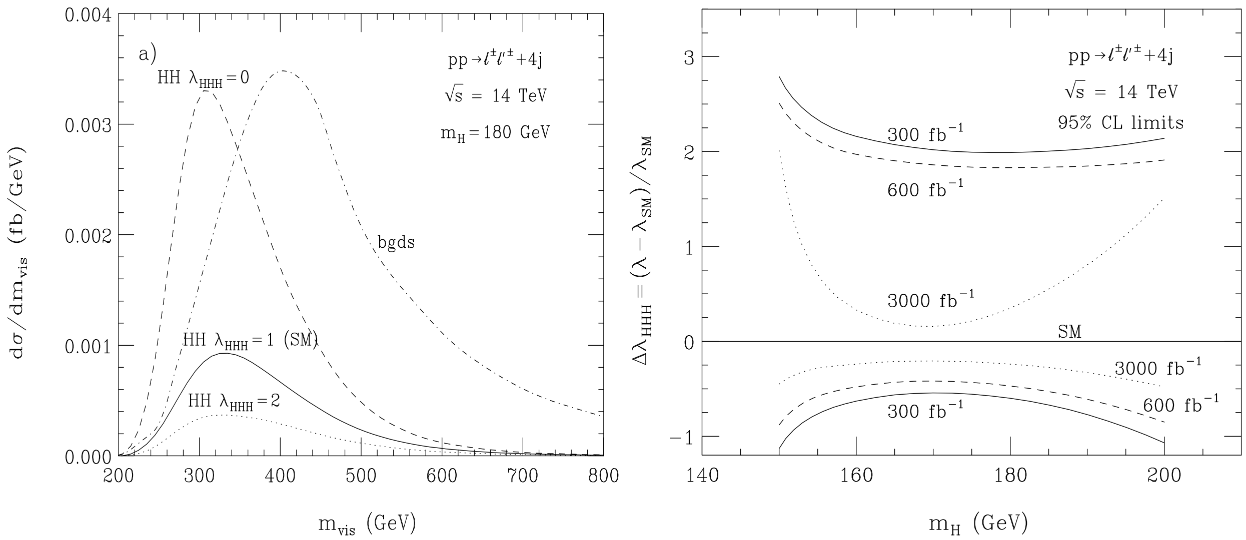

FIG. 3.56 – *Gauche : distribution de la masse invariante m_{vis} des particules observables de l'état final du canal pp $\to$HH $\to$ $\ell^\pm\ell^\pm + 4$ jets pour le signal avec un boson de Higgs de masse $m_H = 180$ GeV/c^2, et pour les bruits de fond. Différentes valeurs d'auto-couplage sont montrées ($\lambda_{HHH} = \lambda/\lambda_{SM}$, $\lambda_{HHH} = 1$ correspond à un auto-couplage standard). Droite : limite à 95% de niveau de confiance sur $\Delta\lambda = (\lambda - \lambda_{SM})/\lambda_{SM}$ pour une luminosité intégrée de 300, 600 fb^{-1} au LHC et 3000 fb^{-1} au SLHC (la région permise se situe entre les deux lignes de même texture). Ces figures sont extraites de la Ref. [137].*

3.4.4.3 Mesure de l'Auto-Couplage pour $m_{\mathbf{H}} < 140$ GeV/c^2

Pour des masses inférieures à 140 GeV/c^2, la désintégration dominante est H $\to$ b$\overline{\text{b}}$, mais le bruit de fond QCD b$\overline{\text{b}}$b$\overline{\text{b}}$ noie complètement le signal gg $\to$ HH $\to$ b$\overline{\text{b}}$b$\overline{\text{b}}$.

On peut trouver dans la référence [136] une étude sur la mesure de l'auto-couplage avec le canal HH $\rightarrow$ $b\overline{b}\gamma\gamma$. Le signal se manifeste par deux jets b et deux photons qui s'apparient avec une masse invariante compatible avec la masse du boson de Higgs. Le bruit de fond provient principalement de $\gamma\gamma$jj où le jet peut être issu d'un quark b, c ou d'un quark léger, ainsi que de faux photons. Avec 600 fb^{-1}, on s'attend à 3 événements de signal pour $m_{\mathrm{H}} = 120$ GeV/c^2 et 15 événements de bruits de fond, ce qui mène à une mesure de λ avec une précision très limitée de $\pm$100%. C'est seulement avec le SLHC qu'une précision autour de 50% pourrait être atteinte.

3.4.5 La diffusion WW à grande masse

3.4.5.1 Motivation

La présence du boson de Higgs dans le modèle standard est relié au besoin de régulariser la diffusion entre W (et Z) longitudinaux à une échelle d'énergie de $\approx$ 1 TeV. Pour explorer complètement la brisure de la symétrie électrofaible, il est donc nécessaire d'étudier ce processus :

- Si aucun boson de Higgs n'a été observé, "quelque chose" doit se passer pour régulariser la section efficace. L'alternative traditionnelle au mécanisme de Higgs est la Technicouleur [141]. Dans ce modèle, on peut s'attendre à observer des résonances dans la diffusion W-W. Dans les modèles de Technicouleur, les W et Z longitudinaux sont des condensats de Technifermions, et il n'y a pas de particule scalaire fondamental. Dans les modèles de base, la phénoménologie consiste essentiellement à répliquer QCD à une échelle d'énergie de 1 TeV. Il faut toutefois noter que les modèles "simples" de Technicouleur sont exclus par les mesures de précision. De manière générale, on paramétrise les interactions entre W longitudinaux par un lagrangien effectif [142] généralisant le modèle standard, et on cherche à mesurer les paramètres de ce lagrangien.
- Dans certaines variantes un peu exotiques de modèles supersymétriques, il n'est pas impossible que le boson de Higgs puisse être difficile à observer au LHC. Dans ce cas, l'étude de la diffusion entre bosons vecteurs longitudinaux peut être utile pour suggérer l'existence d'un boson de Higgs léger.
- Même si un boson de Higgs léger est observé, il faudra vérifier que le comportement de la diffusion entre bosons vecteurs longitudinaux est bien décrit par la prédiction du modèle standard pour la masse observée du boson de Higgs.

L'étude de la diffusion entre bosons vecteurs longitudinaux au LHC est délicate, car l'échelle d'énergie de 1 TeV se situe à la limite des possibilités de la machine et une grande luminosité intégrée sera nécessaire. Les cas les plus favorables sont les modèles prédisant des résonances qui sont observables jusqu'à des masses d'environ 1.5 TeV/c^2. Un exemple de telles études peut être trouvé dans [110]. Dans la suite, seul un exemple d'analyse sera mentionné pour illustrer la difficulté de ces études.

3.4.5.2 Exemple de la diffusion $\mathrm{W}^+\mathrm{W}^+$

Il s'agit d'un canal sans résonance. Le but est de comparer les données aux prédictions du modèle standard pour une masse de boson de Higgs de 1 TeV/c^2, qui sert de scénario de référence. La figure 3.57 illustre le processus étudié. La signature typique consiste en deux leptons de même signe, de l'énergie transverse manquante, deux jets "vers l'avant", et pas de jet dans la région centrale (on retrouve ici les mêmes caractéristiques que pour la production de Higgs par fusion de bosons vecteurs, sauf que la masse totale du système est plus grande). Pour une luminosité intégrée de 300 fb^{-1}, et une coupure sur la masse W-W à 600 GeV$/c^2$, le signal est de 7 événements (pour le scénario de référence, il peut varier par un facteur deux pour d'autres paramètres du lagrangien décrivant la diffusion W-W). Le bruit de fond (dominé par la production de W transverses) est aussi au niveau de 7 événements. Les systématiques sur le bruit de fond sont difficiles à estimer (il n'y a pas de pic de masse visible séparant le signal du fond). Pour une analyse au SLHC, avec 3000 fb^{-1} et des coupures un peu différentes, on pourrait observer 40 événements de signal sur un bruit de fond de 40.

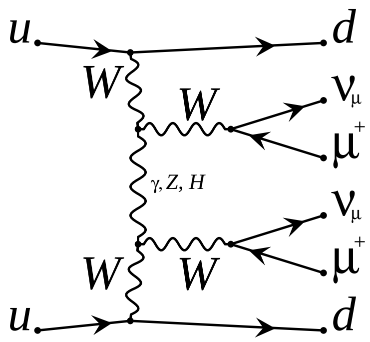

FIG. 3.57 – *Exemple de diagramme pour la diffusion W^+W^+.*

Chapitre 4

La Supersymétrie au LHC

4.1 Brève Introduction

Dans cette partie, quelques arguments en faveur d'une extension supersymétrique du modèle standard sont donnés. Le contenu en champs de l'extension minimale (MSSM, *Minimal Supersymmetric extension of the Standard Model*) est explicité, et les nouveaux paramètres nécessaires sont introduits. Une description beaucoup plus détaillée peut également être trouvée dans ces comptes-rendus [143], parties 2 et 4.

4.1.1 Motivations pour la Supersymétrie

4.1.1.1 Arguments Théoriques

Quelques difficultés du modèle standard ont été décrites dans le chapitre 1. La supersymétrie (SUSY) [144] propose certaines solutions à celles-ci, notamment aux problèmes de *naturalité* et de *hiérarchie*. Comme indiqué au chapitre 1, la présence d'une particule scalaire fondamentale dans le MS, résidu du mécanisme de EWSB, n'est pas naturelle. Aucune symétrie ne protège sa masse, qui doit être de l'ordre de M_{p}, ou M_{GUT} si l'on souhaite englober le MS dans une théorie grand-unifiée. La cohérence du modèle nécessite pourtant $m_{\mathrm{H}} \lesssim 1$ TeV/c^2. Les petites ($\ll M_{\mathrm{p}}$) masses des autres champs du MS sont quant à elles protégées par des symétries :

- la symétrie chirale (transformant un spineur ψ en $e^{i\alpha\gamma_5}\psi$) protège les masses des fermions. Les corrections radiatives à ces masses leur sont proportionnelles, dépendent logarithmiquement du *cut-off* (et non quadratiquement), et demeurent donc petites ;
- les symétries de jauge protègent les masses des bosons de jauge. Par exemple, aucune correction n'est apportée aux masses du photon et des gluons par les corrections radiatives.

S'il existe une symétrie liant des particules de spins différents, la combinaison de cette symétrie avec la symétrie chirale ou de jauge pourra protéger les masses des particules scalaires fondamentales. C'est ce que réalise SUSY en transformant bosons en fermions et réciproquement. Un boson de spin 0 est transformé en fermion de spin 1/2 par transformation de supersymétrie, la masse de ce dernier étant protégée par la symétrie chirale. On peut donc espérer que la masse du scalaire soit également protégée.

La supersymétrie rend donc les scalaires fondamentaux *naturels*. De la même façon, les corrections radiatives dans les théories supersymétriques sont suffisamment bien contrôlées pour que le problème de *hiérarchie* soit résolu [1].

En rendant les transformations de SUSY locales, des objets de spin 3/2 et 2 doivent être introduits [143]. On peut montrer que la particule de spin 2 a toutes les bonnes propriétés pour décrire le graviton. Ainsi, dans une théorie de SUSY locale, la gravitation apparaît naturellement. On peut également s'en apercevoir intuitivement à partir de l'équation 2.13 de [143] : en jaugeant SUSY, le paramètre de la translation résultante de l'anticommutateur des deux charges dépend des coordonnées d'espace-temps, et la translation est différente en chaque point de l'espace-temps. Cela ressemble fortement à la gravitation d'Einstein. Une théorie de SUSY locale est appelée Supergravité.

Finalement, SUSY est en général un ingrédient essentiel des théories de cordes, qui sont l'un des rares candidats à une description quantique de la gravitation. Il n'est cependant pas nécessaire que SUSY soit réalisée à basse énergie.

4.1.1.2 Arguments Phénoménologiques

La construction de modèles au-delà du MS est souvent difficile puisque celui-ci rend compte avec une grande précision de la plupart des mesures actuelles. L'accord entre les mesures et les prédictions dans un modèle supersymétrique est en général aussi bon que dans le MS. Même si le nombre de particules est plus que doublé, même dans le modèle minimal, les relations entre masses et couplages imposées par SUSY induisent en général des corrections faibles par rapport aux prédictions du MS. Un exemple de ce très bon accord entre prédictions SUSY et mesures de précision électrofaibles est illustré Fig. 4.1 [145], où sont représentés dans le plan (m_t,m_W) les mesures de LEP et Tevatron et les prédictions dans le MSSM pour différents spectres de *superparticules*.

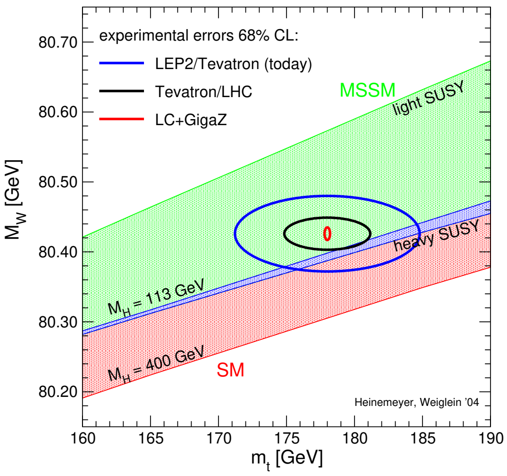

FIG. 4.1 – *Comparaisons entre les mesures de m_t et m_W effectuées au LEP et au Tevatron avec les prédictions du MSSM, dans le plan (m_t,m_W). (La mesure de la masse du quark top provient du runI du Tevatron.) Les sensibilités du LHC et d'un collisionneur linéaire opérant au Z et à plus haute énergie sont également représentées.*

Les théories grand-unifiées sont également plus naturelles si SUSY est introduite. À partir de leurs valeurs mesurées à basse énergie au LEP et SLD, on peut calculer les valeurs des

[1]Au moins techniquement… le problème *esthétique*, *c-à-d* pourquoi m_{W} est si différent de M_{GUT}, n'est pas réglé, mais SUSY fournit plus de liberté pour trouver des solutions.

constantes de couplage à haute énergie grâce aux équations du groupe de renormalisation (RGE pour *Renormalisation Group Equations*). À une boucle, elles s'écrivent :

$$\frac{\mathrm{d}\alpha_i}{\mathrm{d}t} = \frac{b_i}{2\pi}\alpha_i^2$$

où $\alpha_i = g_i^2/4\pi$, $t = \log(\mu^2/\mathrm{GeV}^2)$, μ étant l'échelle d'énergie considérée, et $i \in \{1,2,3\}$ est l'indice du groupe de jauge ($\mathrm{U}(1)_Y$, $\mathrm{SU}(2)_L$ et $\mathrm{SU}(3)_c$). L'évolution des constantes de jauge en fonction de $\log\mu$ est montrée Fig. 4.2 dans le MS (gauche) et le MSSM (droite). Dans le MS ($b_i \in \{41/10, -19/6, -7\}$), il n'existe pas d'énergie à laquelle les trois couplages sont égaux, et une Grande Unification semble impossible. En revanche, dans le MSSM, les coefficients b_i sont modifiés par la présence des nouvelles particules ($b_i \in \{33/5, 1, -3\}$), et les trois constantes de couplage semblent converger vers une même valeur $\alpha_{\mathrm{GUT}}^{-1} \sim 25$ pour une énergie de l'ordre de 10^{16} GeV, indiquant une possible Grande Unification [2]. On peut essayer de faire converger les couplages dans le MS en rajoutant des corrections de seuil à haute énergie, correspondant à la présence de nouvelles particules. L'énergie de Grande Unification suggérée par Fig. 4.2 (gauche) semble cependant un peu trop basse et incompatible avec les limites inférieures sur le temps de vie du proton [146]. Dans le MSSM, l'énergie d'unification est plus élevée et compatible avec la non-observation de la désintégration du proton, même si les limites contraignent de plus en plus les modèles (voir par exemple Ref. [147]).

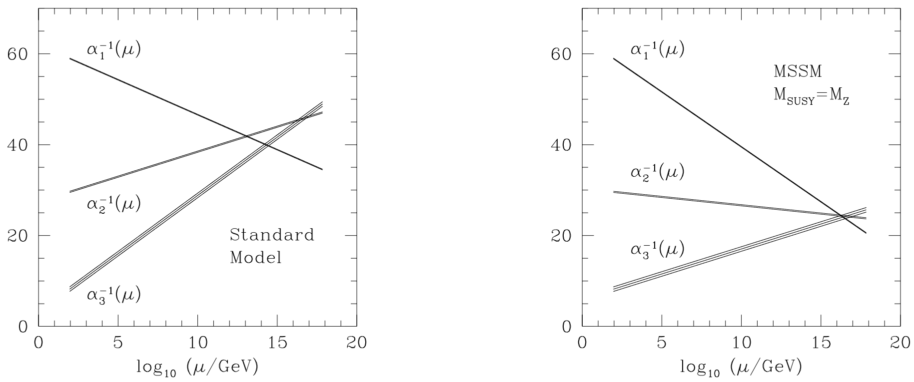

FIG. 4.2 – *Évolutions des constantes de couplage en fonction de l'échelle d'énergie dans le MS (gauche) et le MSSM (droite).*

De nombreux modèles SUSY possèdent une symétrie supplémentaire, la R-parité, distinguant particules ($R_p = 1$) et leurs partenaires supersymétriques ($R_p = -1$). La conservation de cette R-parité a pour conséquence la stabilité de la particule supersymétrique la plus légère (LSP). Celle-ci est alors un très bon candidat pour la matière noire.

Les trois arguments décrits ci-dessus font de SUSY une extension très attrayante du MS. Malheureusement, aucune particule supersymétrique n'a été observée jusqu'à maintenant. Les propriétés du Z mesurées au LEP et SLD ont exclus des masses $\tilde{m} \lesssim m_Z/2$ et

[2] Dans l'hypothèse de Grande Unification, ces trois RGE donnent trois équations, pour seulement deux inconnues dans le MS, M_{GUT} et α_{GUT}. Le système est sur-contraint et Fig. 4.2 montre qu'il n'y a pas de solution. Dans le MSSM, ce système de trois équations a trois inconnues M_{GUT}, α_{GUT} et l'échelle M_{SUSY}, qui marque la transition entre l'évolution avec les b_i du MS et celle avec les b_i du MSSM. Une solution est donc presque toujours garantie. En revanche, le fait que cette solution soit $M_{\mathrm{GUT}} > 10^{16}$ GeV/c^2 et $M_{\mathrm{SUSY}} \sim 1$ TeV/c^2, correspondant justement à l'échelle où la nouvelle physique est attendue, est extraordinaire.

les recherches à LEP2 ont données des limites inférieures $\tilde{m} \gtrsim 100$ GeV/c^2. Ces limites contraignent déjà fortement les modèles supersymétriques, et réintroduisent une part d'ajustement fin qu'ils étaient censés éliminer.

4.1.2 Le Modèle Supersymétrique Minimal (MSSM)

4.1.2.1 Définition

La construction du MSSM nécessite de connaître son contenu en champs. Il est facile de voir que le MS n'est pas supersymétrique. Par exemple, dans une théorie SUSY *standard*, le nombre de degrés de liberté (*degrees of freedom, dof*) bosoniques est égal au nombre de degrés de liberté fermioniques. Avant EWSB (le nombre de *dof* ne change pas après mais on les compte différemment), il y a 4 *dof* de spin 0, 24 de spin 1 (12 bosons de jauge à deux polarisations transverses), soit 28 *dof* bosoniques, alors qu'il y a 90 *dof* fermioniques (trois familles comprenant chacune 4 quarks (2 saveurs × 2 chiralités) existant en trois couleurs et trois leptons (pas de neutrino droit dans le MS)). Plus précisément, il n'est pas possible d'associer des particules du MS de spins différents dans un même supermultiplet, et on est donc conduit à ajouter pour chaque particule du MS un partenaire supersymétrique nouveau, une *sparticule*. En outre, un doublet de Higgs supplémentaire est nécessaire, pour plusieurs raisons [3]. Les différents superchamps du MSSM sont résumés Table 4.1 [4]. Il faut ajouter à ces superchamps le multiplet de la gravité contenant le gravitino et le graviton.

superchamp	spin 0	spin $\frac{1}{2}$	spin 1	représentation
Q	$\begin{pmatrix} \tilde{\mathrm{t}} \\ \tilde{\mathrm{b}} \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \mathrm{t} \\ \mathrm{b} \end{pmatrix}_L$	-	$(3, 2, \frac{1}{3})$
U^c	$\tilde{\mathrm{t}}_R^*$	$(\mathrm{t}_R)^c$	-	$(\overline{3}, 1, -\frac{4}{3})$
D^c	$\tilde{\mathrm{b}}_R^*$	$(\mathrm{b}_R)^c$	-	$(\overline{3}, 1, \frac{2}{3})$
L	$\begin{pmatrix} \tilde{\nu} \\ \tilde{\tau} \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu \\ \tau \end{pmatrix}_L$	-	$(1, 2, -1)$
E^c	$\tilde{\tau}_R^*$	$(\tau_R)^c$	-	$(1, 1, 2)$
H_1	$\begin{pmatrix} \mathrm{h}_1^0 \\ \mathrm{h}_1^- \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \tilde{\mathrm{h}}_1^0 \\ \tilde{\mathrm{h}}_1^- \end{pmatrix}$	-	$(1, 2, -1)$
H_2	$\begin{pmatrix} \mathrm{h}_2^+ \\ \mathrm{h}_2^0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \tilde{\mathrm{h}}_2^+ \\ \tilde{\mathrm{h}}_2^0 \end{pmatrix}$	-	$(1, 2, 1)$
B	-	$\lambda_1 = \tilde{\mathrm{B}}$	B_μ^0	$(1, 1, 0)$
W	-	$\lambda_2^a = \tilde{\mathrm{w}}^a$	W_μ^a	$(1, 3, 0)$
G	-	$\lambda_3^a = \tilde{\mathrm{g}}^a$	G_μ^a	$(8, 1, 0)$

TAB. 4.1 – *Contenu en champs du MSSM. Les superchamps de matière (Q, U^c, D^c, L et E^c) existent en trois familles. La dernière colonne donne la représentation de $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ à laquelle appartient le superchamp.*

[3] En particulier pour donner des masses aux fermions de type *up* et de type *down*.

[4] La notion de superchamps, utile pour développer la théorie de façon compacte, est introduite dans la Ref. [143].

4.1.2.2 Lagrangien et Paramètres

Le lagrangien du MSSM est explicité dans la partie 2 de la Ref. [143]. Si SUSY n'est pas brisée et si la conservation de la R-parité est imposée [5], il existe un seul nouveau paramètre libre dans le MSSM par rapport au MS. Seul le secteur de Higgs est modifié, avec deux doublets et leur interaction (en terme de superchamps, cela correspond à un terme dans le *Superpotentiel* $W_{\text{mix}} = \mu \mathrm{H}_1.\mathrm{H}_2$), conduisant à trois paramètres libres : les deux *v.e.v.* v_1 et v_2 et μ, contre deux paramètres dans le MS (v et le couplage quartique λ).

Une théorie dans laquelle SUSY est préservée n'est cependant pas réaliste :
- Avec les champs du MSSM, il serait impossible de briser la symétrie électrofaible. En effet, dans une théorie SUSY globale, le potentiel scalaire est positif ou nul, et si seuls les champs du MSSM sont présents, il est nul pour des valeurs moyennes dans le vide des champs de Higgs nulles [6] ;
- La relation 2.17 de Ref. [143] indique que dans un même supermultiplet, les particules ont des masses identiques. Aucun électron *scalaire* n'a pourtant été observé, et SUSY, si elle est réalisée à basse énergie, doit donc être brisée.

La brisure spontanée de SUSY est beaucoup plus compliquée que la brisure de la symétrie électrofaible (*cf.* partie 4 de la Ref. [143]), et aucun modèle complètement satisfaisant n'existe. On rend compte de cette brisure en introduisant *à la main* dans le Lagrangien des termes la brisant *doucement*, *c-à-d* préservant les bonnes propriétés ultra-violettes de SUSY, et en particulier l'annulation des divergences quadratiques des corrections à la masse du boson de Higgs. Dans le MSSM, ces termes *doux* sont :
- des masses pour les squarks et sleptons :

$$m_Q^2\ \tilde{\mathrm{q}}^\dagger\tilde{\mathrm{q}} + m_U^2\ (\tilde{\mathrm{t}}_R)^*\tilde{\mathrm{t}}_R + m_D^2\ (\tilde{\mathrm{b}}_R)^*\tilde{\mathrm{b}}_R + m_L^2\ \tilde{\ell}_L{}^\dagger\tilde{\ell}_L + m_E^2\ (\tilde{\mathrm{e}}_R)^*\tilde{\mathrm{e}}_R$$

- des masses pour les bosons de Higgs :

$$m_1^2\ \mathrm{h}_1^\dagger\mathrm{h}_1 + m_2^2\ \mathrm{h}_2^\dagger\mathrm{h}_2 + (m_{12}^2\ \mathrm{h}_1.\mathrm{h}_2 + h.c.)$$

  m_{12}^2 est parfois noté B_μ
- des interactions trilinéaires ("termes A") :

$$A_u\lambda_u\ \tilde{\mathrm{q}}.\mathrm{h}_2\tilde{\mathrm{t}}_R^* + A_d\lambda_d\ \tilde{\mathrm{q}}.\mathrm{h}_1\tilde{\mathrm{b}}_R^* + A_e\lambda_e\ \tilde{\ell}_L.\mathrm{h}_1\tilde{\mathrm{e}}_R^* + h.c.$$

  où les λ_i sont les matrices de Yukawa habituelles (Ces termes donnent la définition des A_i. On aurait pu définir ces couplages trilinéaires sans les matrices de Yukawa.)
- des masses pour les jauginos :

$$M_1\ \lambda_1\lambda_1 + M_2\ \lambda_2^a\lambda_2^a + M_3\ \lambda_3^a\lambda_3^a + h.c.$$

  où λ_1, λ_2^a et $\lambda_3^a = \tilde{\mathrm{g}}$ sont le bino, les winos et les gluinos respectivement.

[5] Si tel n'est pas le cas, du fait de la présence de nombreux nouveaux champs scalaires dans la théorie, beaucoup de nouvelles interactions sont présentes, conduisant notamment à la non-conservation du nombre baryonique et ainsi à la désintégration rapide du proton. La conservation de la R-parité interdit la violation des nombres baryonique et leptonique.

[6] Cette difficulté est facilement surmontée en introduisant un nouveau champ, singlet de jauge. Le modèle résultant est le *Next-to-Minimal Supersymmetric Standard Model, NMSSM*. Ce singlet ne sera plus nécessaire pour EWSB dès que SUSY sera brisée.

Les termes *doux* lèvent la dégénérescence des masses entre particules et *sparticules* et permettent aussi EWSB, puisqu'il existe des minima du potentiel scalaire pour lesquelles $v_1 \neq 0$ ou $v_2 \neq 0$.

Le nombres de paramètres libres du MSSM est alors de 124, soit 105 nouveaux par rapport au MS [7]. Parmi ceux-ci, 97 proviennent du secteur de la saveur. Même si beaucoup d'entre eux sont déjà très contraints par les limites sur la violation de CP et les courants neutres changeant la saveur, on est donc obligé de ne considérer que quelques uns de ces paramètres dans l'analyse phénoménologique, si possible en justifiant les nouvelles hypothèses par un modèle sous-jacent.

Après EWSB, les jauginos électrofaibles et les higgsinos se mélangent pour donner quatre états propres de masse neutres (les neutralinos $\chi_i, i \in \{1,2,3,4\}$, les paramètres pertinents de ce secteur étant M_1, M_2, μ et $\tan\beta = v_2/v_1$) et deux états propres de masse chargés (les charginos $\chi_i^{\pm}, i \in \{1,2\}$, avec comme paramètres M_2, μ et $\tan\beta$). La phénoménologie des jauginos-higgsinos est gouvernée par la valeur relative des différents paramètres $M_{1,2}$ et μ. Lorsque $|\mu| \gg |M_2|$ (et $|\mu| \gg |M_1|$ pour les neutralinos) le chargino (et les deux neutralinos) le plus léger est dit “jaugino” : il se couple aux autres particules par des couplages de jauge et sa masse est $\sim |M_2|$ ($\sim |M_2|$ et $\sim |M_1|$ pour les deux neutralinos les plus légers). Si $|\mu| \ll |M_2|, |M_1|$, le chargino et les deux neutralinos les plus légers sont higgsinos et leur masse est $\sim |\mu|$. Les couplages aux autres particules font alors également intervenir les masses de ces dernières. Ces distinctions sont très importantes, car elles conduiront à des états finals très différents lors des désintégrations des particules supersymétriques, selon la région de l'espace des paramètres considérée.

4.1.2.3 Modèles Contraints

Comme expliqué ci-dessus, il est très difficile de briser SUSY dans le MSSM. En général, une telle brisure entraîne des conséquences inacceptables (*e.g.* un des partenaires scalaires d'un fermion est moins lourd que le fermion). On suppose donc pour construire les modèles que SUSY est brisée dans un secteur *caché*, dont les champs ne sont pas chargés sous le groupe de jauge du MS. Les grandes classes de modèle diffèrent alors par la façon dont la brisure est transmise au secteur observable (*c-à-d* le MSSM) :

- par interaction gravitationnelle (SUGRA). Le modèle minimal (mSUGRA) [149] est un modèle grand-unifié dans lequel les 105 paramètres du MSSM se réduisent à quatre paramètres et un signe :
  - m_0, la masse *douce* des scalaires ;
  - $m_{1/2}$, la masse *douce* des jauginos ;
  - A_0, l'interaction trilinéaire Higgs-*sfermion-sfermion* ;
  - B_μ, la masse *douce* au carré de mélange des champs de Higgs. On remplace en générale B_μ par $\tan\beta$;
  - le signe de μ (son module s'exprime après minimisation du potentiel de Higgs en fonction des autres paramètres et m_Z).

  Ces quatre paramètres sont donnés à l'échelle M_{GUT} (en toute rigueur, ils devraient être considérés comme fixés à M_{p}), et les RGE sont utilisés pour déterminer les termes

[7] On considère la R-parité conservée dans la suite de ce chapitre. De façon générale, en incluant les termes violant la R-parité, il existe 48 nouveaux paramètres pour la partie préservant SUSY, et également des nouveaux termes de brisure douce.

doux à l'échelle électrofaible, où sont réalisées les expériences. À une boucle, $\frac{M_1}{\alpha_1} = \frac{M_2}{\alpha_2} = \frac{M_3}{\alpha_3}$ et la hiérarchie des masses de *sfermion* typique est $m_{\tilde{q}} \gg m_{\tilde{\ell}_L} \sim m_{\tilde{\nu}} > m_{\tilde{\ell}_R}$. Le neutralino le plus léger est en géneral la LSP ;
- par interactions de jauge, GMSB [150]. Dans cette classe de modèles, des champs messagers chargés sous le groupe de jauge du MS transmettent la brisure de SUSY au MSSM. L'échelle de brisure F est beaucoup plus petite que dans SUGRA, et la LSP est le gravitino. La phénoménologie dépend alors beaucoup de la NLSP (*Next-to-lightest supersymmetric particle*), qui est en général le neutralino le plus léger ou le stau droit. Dans les modèles minimaux (mGMSB), cinq paramètres et un signe sont nécessaires :
  - F, qui fixe les couplages des *sparticules* au gravitino ;
  - Λ, l'échelle de masse universelle des *sparticules* ;
  - N, le nombre effectif de paires de messagers ;
  - M_{mess}, la masse moyenne des messagers ;
  - $\tan\beta$;
  - le signe de μ.
- par anomalie gravitationnelle, AMSB [151] ; en fait ce moyen de transmission est toujours présent, mais n'est dominant que si les autres n'existent pas. Le modèle minimal ne contient que trois paramètres libres. Le neutralino le plus léger, de type *wino* est la LSP, et est très dégénéré en masse avec le chargino le plus léger. Ce modèle n'est pas très étudié au LHC ;
- si le nombre de dimensions spatiales est supérieur à trois, d'autres possibilités de transmission peuvent être considérées ; en particulier, la compactification des dimensions supplémentaires peut être la source de la brisure de SUSY. La transmission au secteur observable peut également être réalisée par les jauginos, $\tilde{\mathrm{G}}$MSB [152]. Ce modèle n'est pas étudié au LHC.

Pour aller un peu plus loin que les modèles minimaux, on considère souvent un MSSM "phénoménologique" (pMSSM), qui comprend 19 paramètres. Toutes les phases sont supposées nulles ainsi que les couplages trilinéaires dans les premières familles et les mélanges inter-famille. Enfin, les deux premières familles sont dégénérées en masse. Demeurent alors
- six paramètres dans le secteur Higgs/Jaugino $M_1, M_2, M_3, \tan\beta, m_{\mathrm{A}}, \mu$;
- 13 paramètres dans le secteur des *sfermions* : m_Q, m_U, m_D, m_L, m_E, les masses des squarks et sleptons des deux premières familles et $m_{\mathrm{t}_L}, m_{\mathrm{t}_R}, m_{\mathrm{b}_R}, m_{\tau_L}, m_{\tau_R}, A_{\mathrm{t}}, A_{\mathrm{b}}, A_\tau$, masses et couplages trilinéaires dans la troisième famille.

Débroussailler l'espace des paramètres

Le processus typique recherché auprès d'un collisionneur est :

$$\mathrm{pp} \rightarrow \tilde{\mathrm{S}}\tilde{\mathrm{S}}, \quad \tilde{\mathrm{S}} \rightarrow \mathrm{LSP\ \ X}.$$

La LSP, étant stable et interagissant faiblement, n'est pas détectée et fournit la signature essentielle pour SUSY : une grande énergie transverse manquante. Pour un collisionneur hadronique comme le LHC, c'est l'interaction forte qui domine, $\tilde{\mathrm{S}}$ est le plus souvent un gluino ou un squark et la section efficace correspondante, pour des masses *raisonnables*, est grande. Par exemple, $\sigma(\tilde{\mathrm{q}}\tilde{\mathrm{g}}) \sim 1.2$ pb (pour $m_{\tilde{\mathrm{q}}} = m_{\tilde{\mathrm{g}}} = 1$ TeV/c^2 et à NLO [148]), conduisant à ~ 12000 événements produits en un an à basse luminosité. Une telle statistique devrait permettre de découvrir relativement aisément SUSY. Une reconstruction complète des événements n'est pas possible à cause des deux LSP, mais de nombreuses informations concernant le modèle sous-jacent peuvent être extraites grâce à de longues chaînes de désintégration, *e.g.* :

$$\tilde{\mathrm{g}} \to \mathrm{q}\tilde{\mathrm{q}}, \tilde{\mathrm{q}} \to \mathrm{q}\chi_2, \chi_2 \to \ell\tilde{\ell}, \tilde{\ell} \to \ell\chi_1 \tag{4.1}$$

Une des principales difficultés dans la recherche de SUSY est le nombre important de paramètres libres pour un modèle fixé. Pour la fin de ce paragraphe, l'exemple de mSUGRA est choisi. À quel point sont les chaînes de désintégration telles que celle explicitée ci-dessus génériques ? Même dans mSUGRA (4 paramètres réels et un signe), une étude exhaustive, *c-à-d* incluant la production et la reconstruction d'événements de signal dans tout l'espace des paramètres est impossible. Le premier travail consiste en la détermination de points de référence bien motivés. Dans mSUGRA, les deux paramètres les plus pertinents sont m_0 et $m_{1/2}$. Une représentation schématique des iso-masses des *sparticules* dans le plan (m_0, $m_{1/2}$) est illustrée Fig. 4.3.

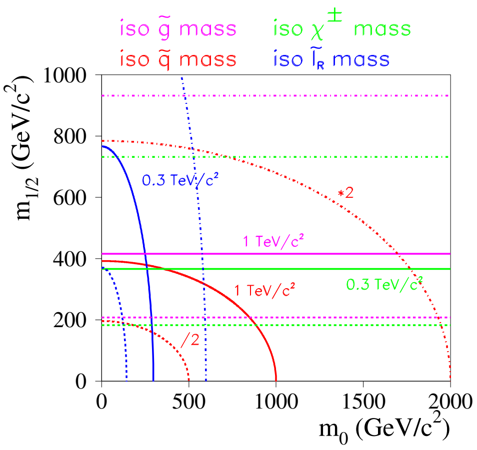

FIG. 4.3 – *Représentation schématique des iso-masses des sparticules dans le plan (m_0, $m_{1/2}$).*

Les régions méritant une attention particulière dans ce plan doivent respecter plusieurs contraintes :

- être compatibles avec les mesures de précision électrofaibles. Cette condition est facilement satisfaite dans SUSY. Elle est en revanche très restrictive pour Technicouleur ou d'autres modèles alternatifs (sans boson de Higgs par exemple) ;
- ne pas être exclues par les recherches directes, notamment auprès du LEP. Un exemple d'exclusion dans le plan (m_0, $m_{1/2}$) obtenu à LEP est présenté Fig. 4.4 (gauche). À LEP, la limite inférieure sur la masse du boson de Higgs est très contraignante, puisqu'elle nécessite des corrections radiatives très importantes, et donc des masses de stops élevées (*cf.* Section 4.2.2).
- être favorisées par les études des processus rares ou les mesures de précision. Par exemple, les mesures du rapport d'embranchement $\mathrm{b} \to \mathrm{s}\gamma$ effectuées par Cleo, BaBar, Belle et ALEPH sont compatibles avec le MS et favorisent des charginos ou bosons de Higgs chargés lourds ; La mesure du "g-2" du muon à BNL semble être à 2.7σ de la prédiction théorique (qui est cependant très difficile, voir par exemple [153]) et favoriserait des smuons, sneutrinos et jauginos électrofaibles légers ;

- être compatibles avec les limites sur la matière noire. Une des plus fortes motivations pour SUSY avec conservation de la R-parité est qu'elle fournit un "candidat matière noire froide" naturel, le neutralino le plus léger. Les mesures du fond de rayonnement cosmique par WMAP favorisent l'intervalle de densité relique pour la matière noire suivant : $0.094 < \Omega h^2 = m_{\rm LSP} \times n_{\rm LSP} < 0.129$, à 95 % CL [154]. Ceci est très contraignant : en général, la densité de la LSP est trop importante, mais il existe des régions de l'espace des paramètres, illustrées Fig. 4.4 (droite) en vert (gris clair), où celle-ci a le bon ordre de grandeur grâce à une annihilation efficace, permettant de maintenir $n_{\rm LSP}$ à une valeur acceptable :
  - le *bulk*. Les sleptons sont légers et l'annihilation $\chi\chi$ par échange de sleptons dans la voie t est importante ;
  - la région de *co-annihilation*. Dans cette région, $m_{\rm LSP} \sim m_{\rm NLSP}$ et l'annihilation χ − NLSP permet de maintenir Ωh^2 à un niveau raisonnable même à grande masse de LSP (grand $m_{1/2}$) ;
  - l'*entonnoir* pour $m_{\rm LSP} \sim m_{\rm A,H}/2$;
  - le point *focus*, à grand m_0, où la composante higgsino de la LSP devient importante, augmentant ainsi l'annihilation en W et Z.

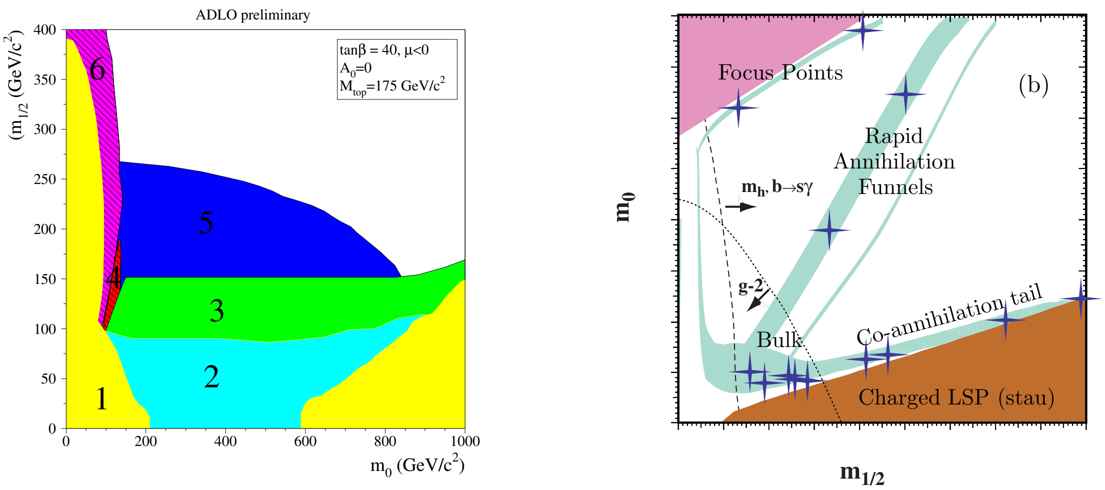

FIG. 4.4 – *Gauche : dans mSUGRA, domaine exclu dans le plan (m_0, $m_{1/2}$) pour $\mu < 0$, $\tan\beta = 40$ et $A_0 = 0$. Les différentes régions correspondent à : (1) exclu par la théorie, (2) limites LEP1, et recherches de (3) charginos, (4) staus et sélectrons, (5) bosons de Higgs, et (6) staus stables à LEP2. Droite : Dans le plan ($m_{1/2}$, m_0), régions favorisées par les contraintes sur la matière noire [155] (notez la rotation par rapport à la figure de gauche).*

Finalement, dans mSUGRA, tous ces critères sélectionnent des régions relativement bien définies dans l'espace des paramètres, simplifiant ainsi les analyses. Un exemple de points de référence déterminés à partir de ces contraintes est montré Fig. 4.4 (droite) dans le plan ($m_{1/2}$, m_0). De façon évidente, ces remarques sont aussi valables pour les autres modèles tels que GMSB. Un dernier critère, bien plus subjectif, est le critère d'ajustement fin (défini par exemple comme la sensibilité de $m_{\rm Z}$ aux paramètres du modèle, *cf.* Section 1.1.1.1). Ce critère, discutable, réduit de façon encore plus drastique les régions autorisées dans de nombreux modèles.

4.2 Le Secteur de Higgs

4.2.1 Le Potentiel de Higgs du MSSM

Dans le MSSM, il faut introduire au moins deux [8] doublets de Higgs d'hypercharges opposées pour réaliser EWSB :

$$\mathrm{H}_1 = \begin{pmatrix} \mathrm{H}_1^0 \\ \mathrm{H}_1^- \end{pmatrix}, \mathrm{H}_2 = \begin{pmatrix} \mathrm{H}_2^+ \\ \mathrm{H}_2^0 \end{pmatrix}, \tag{4.2}$$

avec $Y_{\mathrm{H}_1} = -1$ et $Y_{\mathrm{H}_2} = +1$. Il y a plusieurs raisons à ceci :

- les anomalies (chirales ou de Adler-Bardeen-Jackiw [157] empêchant la théorie d'être renormalisable) existant dans le MS s'annulent car la somme des hypercharges des fermions dans une génération est nulle. Dans le cas de SUSY, avec chaque doublet de Higgs vient un fermion chiral (le Higgsino) : il faut donc ajouter des paires de doublets de Higgs d'hypercharges opposées pour conserver cette annulation [158].
- dans le MS, la masse des fermions d'isospin donné est générée par le champ scalaire Φ et celle des fermions d'isospin opposé est générée par $\tilde{\Phi} = i\tau_2\Phi^*$. Or le superpotentiel de SUSY ne peut être formé que des superchamps, et pas des superchamps conjugués. Dans SUSY, pour générer la masse des fermions des deux types d'isospin, il faut donc introduire deux doublets de Higgs [159, 160, 161].

Le potentiel scalaire du MSSM, pour la partie ne comprenant que des champs de Higgs, est invariant sous la symétrie CP au niveau des arbres, et s'écrit de la manière suivante [163, 164] (*cf.* Sec.2.3.5 de la Ref. [143]) :

$$\begin{aligned} V_{\mathrm{H}} &= \frac{g^2+g'^2}{8}\left(|\mathrm{H}_1|^2 - |\mathrm{H}_2|^2\right)^2 + \frac{1}{2}g^2|\mathrm{H}_1^\dagger \mathrm{H}_2|^2 \\ &\quad + m_1^2|\mathrm{H}_1|^2 + m_2^2|\mathrm{H}_2|^2 - m_{12}^2\epsilon_{ij}\left(\mathrm{H}_1^i\mathrm{H}_2^j + \mathrm{H}_1^{*i}\mathrm{H}_2^{*j}\right), \end{aligned} \tag{4.3}$$

avec $m_1^2 = m_{\mathrm{H}_1}^2 + |\mu|^2$, $m_2^2 = m_{\mathrm{H}_2}^2 + |\mu|^2$ et $m_{12}^2 = \mu B$. Les seuls paramètres libres du potentiel sont m_1, m_2, m_{12} ; les autres, correspondants aux couplages quartiques, sont donnés par les couplages de jauge g et g', contrairement au MS, où ce couplage quartique λ est un paramètre libre. Ainsi, dans le MS, la masse du boson de Higgs s'exprimant en fonction de λ, $m_{\mathrm{H}} = \sqrt{2\lambda}v$, ne peut être prédite. Dans le MSSM, λ est une fonction de g et g', on peut donc prédire (ou plus exactement poser une limite supérieure sur) la masse du boson de Higgs le plus léger.

Le potentiel de Higgs du MSSM est intimement lié à la brisure *douce* de SUSY évoquée précédemment : on reconnaît en effet dans le potentiel les termes *doux* de masse m_{H_1} et m_{H_2} pour les bosons de Higgs (*cf.* Sec 4.1.2.2). Pour obtenir EWSB, il faut que ces masses soient non-dégénérées : $m_{\mathrm{H}_1}^2 \neq m_{\mathrm{H}_2}^2$. Notons que dans des modèles contraints comme mSUGRA, elles sont dégénérées à haute énergie, mais l'évolution à basse énergie *via* les RGE où contribuent notamment les quarks t, b et les squarks $\tilde{\mathrm{t}}$, $\tilde{\mathrm{b}}$ lève cette dégénérescence, permettant EWSB. Ainsi, si dans le SM EWSB est rendue possible en supposant de façon *ad-hoc* que $\mu_{\mathrm{MS}}^2 < 0$, dans le MSSM EWSB est naturellement déclenchée par les corrections radiatives.

[8]Notons qu'il existe une raison subjective pour limiter le nombre de doublets de Higgs à exactement deux dans le MSSM : en effet, l'introduction de plus de deux doublets empêche l'unification des constantes de couplage à grande énergie à moins d'ajouter de nouvelles particules de matière [162].

4.2.2 Masses et Couplages des Bosons de Higgs du MSSM

4.2.2.1 Masses à l'Ordre des Arbres

Pour que la symétrie de QED soit préservée, on choisit que les $v.e.v$ des champs chargés soient nulles ($< \mathrm{H}_1^- >= 0$ et $< \mathrm{H}_2^+ >= 0$). Ainsi, seuls les champs neutres développent une $v.e.v.$:

$$< \mathrm{H}_1^0 >= \frac{v_1}{\sqrt{2}},\ < \mathrm{H}_2^0 >= \frac{v_2}{\sqrt{2}}, \tag{4.4}$$

avec

$$v^2 = v_1^2 + v_2^2 = (246\ \mathrm{GeV})^2, \tag{4.5}$$

où v_1 donne la masse aux fermions d'isospin $I_3 = -1/2$ et v_2 aux fermions d'isospin $I_3 = +1/2$. Le rapport des deux $v.e.v.$ définit le paramètre $\tan\beta$

$$\tan\beta = \frac{v_2}{v_1} = \frac{v\sin\beta}{v\cos\beta}. \tag{4.6}$$

Après EWSB, cinq des huit degrés de liberté restent massifs et correspondent aux champs de Higgs physiques, soit 3 bosons de Higgs neutres :

$$\mathrm{h},\ \mathrm{H}\ (\mathrm{CP} = +1)\ \text{et}\ \mathrm{A}\ (\mathrm{CP} = -1), \tag{4.7}$$

et 2 bosons de Higgs chargés :

$$\mathrm{H}^+\ \text{et}\ \mathrm{H}^-. \tag{4.8}$$

Comme dans le MS, les trois autres degrés de liberté sont des bosons de Goldstone et deviennent les modes longitudinaux des bosons de jauge $\mathrm{W}^\pm$ et Z.

Les champs de Higgs physiques sont des mélanges des parties réelles et imaginaires des doublets complexes H_1 et H_2 : les composantes imaginaires de H_1^0 et H_2^0 (CP=-1) se mélangent avec un angle β pour donner A (ainsi que le boson de Goldstone absorbé par la composante longitudinale du Z), les champs chargés $\mathrm{H}_1^\pm$ et $\mathrm{H}_2^\pm$ se mélangent aussi avec un angle β pour donner $\mathrm{H}^\pm$ et les composantes réelles de H_1^0 et H_2^0 (CP=+1) se mélangent avec un angle α pour donner H et h (*cf.* Eqs. 1.78, 1.79 et 1.82 de la Ref. [156]). L'angle α est donné par :

$$\alpha = \frac{1}{2}\arctan\left(\tan 2\beta\frac{m_\mathrm{A}^2 + m_\mathrm{Z}^2}{m_\mathrm{A}^2 - m_\mathrm{Z}^2}\right), \tag{4.9}$$

ou encore :

$$\cos^2(\beta-\alpha) = \frac{m_\mathrm{h}^2(m_\mathrm{Z}^2 - m_\mathrm{h}^2)}{m_\mathrm{A}^2(m_\mathrm{H}^2 - m_\mathrm{h}^2)}. \tag{4.10}$$

On obtient les masses des champs physiques en développant le potentiel autour de son minimum. À l'ordre des arbres,

$$m_\mathrm{A}^2 = -\frac{2m_{12}^2}{\sin 2\beta}, \tag{4.11}$$

$$m_{\mathrm{H}^\pm}^2 = m_\mathrm{A}^2 + m_\mathrm{W}^2, \tag{4.12}$$

$$m_{\mathrm{H,h}}^2 = \frac{1}{2}\left(m_\mathrm{A}^2 + m_\mathrm{Z}^2 \pm \sqrt{(m_\mathrm{A}^2 + m_\mathrm{Z}^2)^2 - 4m_\mathrm{A}^2 m_\mathrm{Z}^2\cos 2\beta}\right). \tag{4.13}$$

Notons que c'est h qui est le boson de Higgs le plus léger .

On voit ainsi que les six paramètres du secteur de Higgs (m_{A}, $m_{\mathrm{H}^\pm}$, m_{H}, m_{h}, β et α) s'expriment en fonction de deux d'entre eux, par exemple m_{A} et $\tan\beta$ (ainsi que m_{Z}). D'autre part, des relations hiérarchiques existent entre les masses :

$$\begin{aligned} m_{\mathrm{H}} &> \max(m_{\mathrm{A}}, m_{\mathrm{Z}}), \\ m_{\mathrm{H}^\pm} &> m_{\mathrm{W}}, \\ m_{\mathrm{h}} &\leq \min(m_{\mathrm{A}}, m_{\mathrm{Z}}) \cos 2\beta \leq m_{\mathrm{Z}}. \end{aligned} \tag{4.14}$$

En particulier, la dernière relation impose une contrainte importante sur la masse du boson de Higgs de plus léger (à l'ordre des arbres).

4.2.2.2 Couplages à l'Ordre des Arbres

Couplages aux Bosons de Jauge : dans le Lagrangien cinétique des champs H_1 et H_2, on peut identifier les familles suivantes de couplages entre bosons de Higgs et bosons de jauge :

- les couplages trilinéaires entre un boson de Higgs et deux bosons de jauge, VVH_i. Ce couplage ne concerne que les bosons de Higgs neutres CP-pairs h et H (et pas les bosons de Higgs chargés pour des raisons de conservation de charge, ni le boson de Higgs neutre CP-impair A pour des raisons d'invariance CP) :

$$\begin{aligned} g(\mathrm{ZZh}) &= i g_{\mathrm{Z}} m_{\mathrm{Z}} \sin(\beta - \alpha), \\ g(\mathrm{ZZH}) &= i g_{\mathrm{Z}} m_{\mathrm{Z}} \cos(\beta - \alpha), \\ g(\mathrm{W^+W^-h}) &= i g_{\mathrm{W}} m_{\mathrm{W}} \sin(\beta - \alpha), \\ g(\mathrm{W^+W^-H}) &= i g_{\mathrm{W}} m_{\mathrm{W}} \cos(\beta - \alpha), \end{aligned} \tag{4.15}$$

  avec $g_{\mathrm{Z}} = g$ et $g_{\mathrm{W}} = g/\cos\theta_W$. Notons qu'il n'existe pas de couplages $\gamma\gamma$-Higgs ou γZ-Higgs puisque le photon n'a pas de masse, ni de couplage $\mathrm{WZH}^\pm$ pour des raisons d'invariance CP. Notons aussi que les couplages VVh et VVH sont complémentaires puisque respectivement proportionnel au sinus et au cosinus de $(\beta - \alpha)$: la somme de leur carré est ainsi égale au carré du couplage du boson de Higgs standard à deux bosons de jauge ($\mathrm{VVH_{MS}}$).
- les couplages trilinéaires entre deux bosons de Higgs et un boson de jauge, $\mathrm{VH}_i\mathrm{H}_j$:
  - bosons de jauge neutres : ZhA, ZHA, $\mathrm{ZH^+H^-}$, $\gamma\mathrm{H^+H^-}$.
  - bosons de jauge chargés : $\mathrm{W^\pm H^\pm h}$, $\mathrm{W^\pm H^\pm H}$, $\mathrm{W^\pm H^\pm A}$.

  L'invariance CP oblige les deux bosons de Higgs à être de parités opposées, interdisant ainsi les couplages Zhh, ZHh, ZHH, ZAA.
- les couplages quartiques entre deux bosons de Higgs et deux bosons de jauge, $\mathrm{VVH}_i\mathrm{H}_j$:
  - pour tous les bosons de Higgs (H_i = h, H, A, $\mathrm{H}^\pm$) : $\mathrm{W^+W^-H}_i\mathrm{H}_i$, $\mathrm{ZZH}_i\mathrm{H}_i$.
  - pour les boson de Higgs chargés : $\gamma\gamma\mathrm{H^+H^-}$, $\gamma\mathrm{ZH^+H^-}$.
  - pour les bosons de Higgs neutres (H_i = h, H, A) : $\mathrm{ZW^\pm H^\pm H}_i$, $\gamma\mathrm{W^\pm H^\pm H}_i$.

Couplages aux Fermions : les couplages entre les bosons de Higgs et les fermions s'obtiennent à partir du Lagrangien de Yukawa. Il s'agit de couplages trilinéaires entre un boson de Higgs et deux fermions (dénotés u ou d pour l'isospin +1/2 et −1/2) :

$$\begin{aligned}\lambda(\mathrm{huu}) = i\frac{m_\mathrm{u}}{v}\frac{\cos\alpha}{\sin\beta},\ \lambda(\mathrm{Huu}) = i\frac{m_\mathrm{u}}{v}\frac{\sin\alpha}{\sin\beta},\ \lambda(\mathrm{Auu}) = \frac{m_\mathrm{u}}{v}\cot\beta\gamma_5,\\ \lambda(\mathrm{hdd}) = -i\frac{m_\mathrm{d}}{v}\frac{\sin\alpha}{\cos\beta},\ \lambda(\mathrm{Hdd}) = -i\frac{m_\mathrm{d}}{v}\frac{\cos\alpha}{\cos\beta},\ \lambda(\mathrm{Add}) = \frac{m_\mathrm{d}}{v}\tan\beta\gamma_5,\\ \lambda(\mathrm{H^+\bar{u}d}) = -\frac{i}{\sqrt{2}v}V_{ud}^*[m_\mathrm{d}\tan\beta(1+\gamma_5) + m_\mathrm{u}\cot\beta(1-\gamma_5)],\\ \lambda(\mathrm{H^-u\bar{d}}) = -\frac{i}{\sqrt{2}v}V_{ud}[m_\mathrm{d}\tan\beta(1-\gamma_5) + m_\mathrm{u}\cot\beta(1+\gamma_5)].\end{aligned} \tag{4.16}$$

Bien entendu, comme dans le cas du MS, les couplages dominants sont ceux aux quarks top et bottom puisque les couplages sont proportionnels à la masse des quarks. Le couplage au lepton τ est également important et dicte la stratégie de recherche au LHC dans un large domaine de l'espace des paramètres. Notons que les couplages des bosons de Higgs A et $\mathrm{H}^\pm$ aux quarks down augmentent avec $\tan\beta$ alors que ceux aux quarks up diminuent. Il en est de même pour les couplages des bosons de Higgs h et H (dépendant néanmoins aussi de $\cos(\beta-\alpha)$ et $\sin(\beta-\alpha)$).

4.2.2.3 Les Corrections Radiatives

Le boson de Higgs le plus léger (h) n'a pas été observé à LEP2 malgré la contrainte sur sa masse imposée par la dernière relation de 4.14 : ceci ne rend pas pour autant le MSSM caduque. En effet, les corrections radiatives sont très importantes dans le secteur de Higgs et poussent (entre autres) la masse de h à des valeurs qui sont restées inaccessibles à LEP2.

Les corrections dominantes à deux boucles à la masse du boson de Higgs le plus léger ont été calculées récemment par différentes méthodes : groupe de renormalisation [165], amélioration par le groupe de renormalisation du calcul du potentiel effectif à une boucle [166, 167], calcul du potentiel effectif à deux boucles [168], et, la méthode considérée comme donnant les résultats les plus précis actuellement : l'approche (Feynman-)diagrammatique [169, 170]. Une fois les corrections radiatives prises en compte, la contrainte de 4.14 devient $m_\mathrm{h} \leq 135$ GeV/c^2 pour $m_\mathrm{t} = 175$ GeV/c^2 et une échelle de masse SUSY de 1 TeV/c^2.

Les principales corrections radiatives proviennent du secteur $\mathrm{t}-\tilde{\mathrm{t}}$, et pour les grandes valeurs de $\tan\beta$, également du secteur $\mathrm{b}-\tilde{\mathrm{b}}$. Ainsi, alors qu'au niveau des arbres le secteur de Higgs pouvait être décrit à partir des deux seuls paramètres $\tan\beta$ et m_A (en plus de m_Z), au niveau des boucles, d'autres paramètres sont nécessaires. En se plaçant dans le MSSM contraint (*cf.* Sec. 4.1.2.3), ces paramètres sont les suivants : la masse du quark top m_t, M_SUSY (avec $M_\mathrm{SUSY} = m_{\tilde{t}_L} = m_{\tilde{t}_R} = m_{\tilde{b}_L} = m_{\tilde{b}_R}$ [171]), les couplages trilinéaires Higgs-stop et Higgs-sbottom A_t et A_b (qui sont supposés égaux $A = A_t = A_b$; on défini d'autre part le paramètre de mélange du stop ou du sbottom comme $X_{t,b} = A_{t,b} - \mu(\tan\beta)^{-2I_3}$), le paramètre de mélange du Higgs μ, $\tan\beta$ et la masse *douce* du wino M_2. Au niveau de deux boucles, la masse du gluino $m_{\tilde{\mathrm{g}}}$ entre aussi en jeu. Notons que la prédiction au delà des arbres de la masse du boson de Higgs le plus léger dépend linéairement de la masse du quark top. L'expression (très) simplifiée de la correction δm_h^2, en fonction de m_t et $m_{\tilde{\mathrm{t}}}$ (les paramètres les plus importants) est [172] :

$$\delta m_\mathrm{h}^2 = \frac{3g^2 m_\mathrm{t}^4}{8\pi^2 m_\mathrm{W}^2 \sin^2\beta}\ln(\frac{m_{\tilde{\mathrm{t}}}^2}{m_\mathrm{t}^2}).$$

4.2.2.4 Les Scénarios de Référence

Quatre scénarios sont habituellement considérés pour la recherche des bosons de Higgs du MSSM au LHC : deux scénarios, "$m_{\rm h}$-max" et "pas de mélange" étaient déjà présents à LEP2, et les deux autres, spécifiques au LHC, correspondent à des configurations qui pourraient compliquer la découverte du boson de Higgs le plus léger car ils engendrent la suppression de modes de production ou de désintégration dominants au LHC.

Scénario	M_{SUSY}	μ	M_2	X_t	$m_{\tilde{g}}$
$m_{\rm h}$-max	1000	200	200	2000	800
Pas de mélange	2000	200	200	0	800
Gluophobique	350	300	300	-750	500
Petit α	800	2000	500	-1100	500

TAB. 4.2 – *Valeurs des paramètres caractéristiques du secteur de Higgs dans le MSSM contraint (en GeV/c^2) pour les quatre scénarios de référence [169, 170].*

Ces scénarios permettent de fixer les paramètres additionnels (en plus de $\tan\beta$ et $m_{\rm A}$) servant à décrire le secteur de Higgs en présence des corrections radiatives et d'étudier ainsi l'impact de ces dernières sur les masses et les rapports d'embranchement des bosons de Higgs. Les valeurs de ces paramètres sont données dans le tableau 4.2, et les scénarios sont décrits ci-dessous :

- **$m_{\rm h}$-max** : donne lieu à la valeur maximale de $m_{\rm h}$ en fonction de $\tan\beta$ (pour la valeur maximale de $m_{\rm A}$). Ce scénario est donc le plus prudent en terme de contrainte sur $\tan\beta$ (en particulier lors des recherches du boson de Higgs à LEP2).
- **Pas de mélange** : il s'agit du même scénario que $m_{\rm h}$-max, avec la contrainte supplémentaire que le paramètre de mélange du stop est fixé à zéro, $X_t = 0$, et que $M_{\rm SUSY}$ est augmentée à 2 TeV/c^2 pour s'affranchir des limites de LEP. La valeur de $m_{\tilde{g}} = 800$ GeV/c^2 a peu d'effet dans ce scénario.
- **Gluophobique** : le couplage effectif du boson de Higgs au gluon est supprimé à cause d'une compensation des boucles de top et stop dans le couplage hgg. Cette compensation est plus efficace pour des petites valeurs de $m_{\tilde{t}}$, donc des valeurs assez grandes de X_t. Ce scénario pourrait rendre la découverte du boson de Higgs plus difficile au LHC où le mode dominant de production est la fusion de gluons.
- **Petit α_{eff}** : une valeur de α_{eff} petite [9] a pour incidence de supprimer les rapports d'embranchement des désintégrations $\rm h \to b\overline{b}$ et $\rm h \to \tau^+\tau^-$ par rapport à leur valeur dans le MS à cause de la présence du facteur $-\sin\alpha_{eff}/\cos\beta$. Ce scénario se produit pour de grandes valeurs de $\tan\beta \gtrsim 20$, et des valeurs pas trop grandes de $m_{\rm A} \lesssim 250$ GeV/c^2.

Dans les sections suivantes, les masses et rapports d'embranchement des bosons de Higgs du MSSM incluant les corrections radiatives sont montrés dans le cadre théorique de l'approche diagrammatique [169, 170]. Notons que dans ces études, la contribution des particules supersymétriques dans les désintégrations du boson de Higgs et dans les boucles est négligée. Les figures sont extraites de la référence [173]

[9] Le paramètre α_{eff} est l'angle de mélange des bosons de Higgs CP-pairs (*cf.* Eq.4.9) incluant les corrections radiatives.

4.2.2.5 Masses et Largeurs des Bosons de Higgs

La figure 4.5 montre la masse du boson de Higgs le plus léger, h, pour deux valeurs de $\tan\beta$ et en fonction de m_{A} dans le cadre de chacun des quatre scénarios de référence. C'est le scénario m_{h}-max qui prédit les masses les plus élevées.

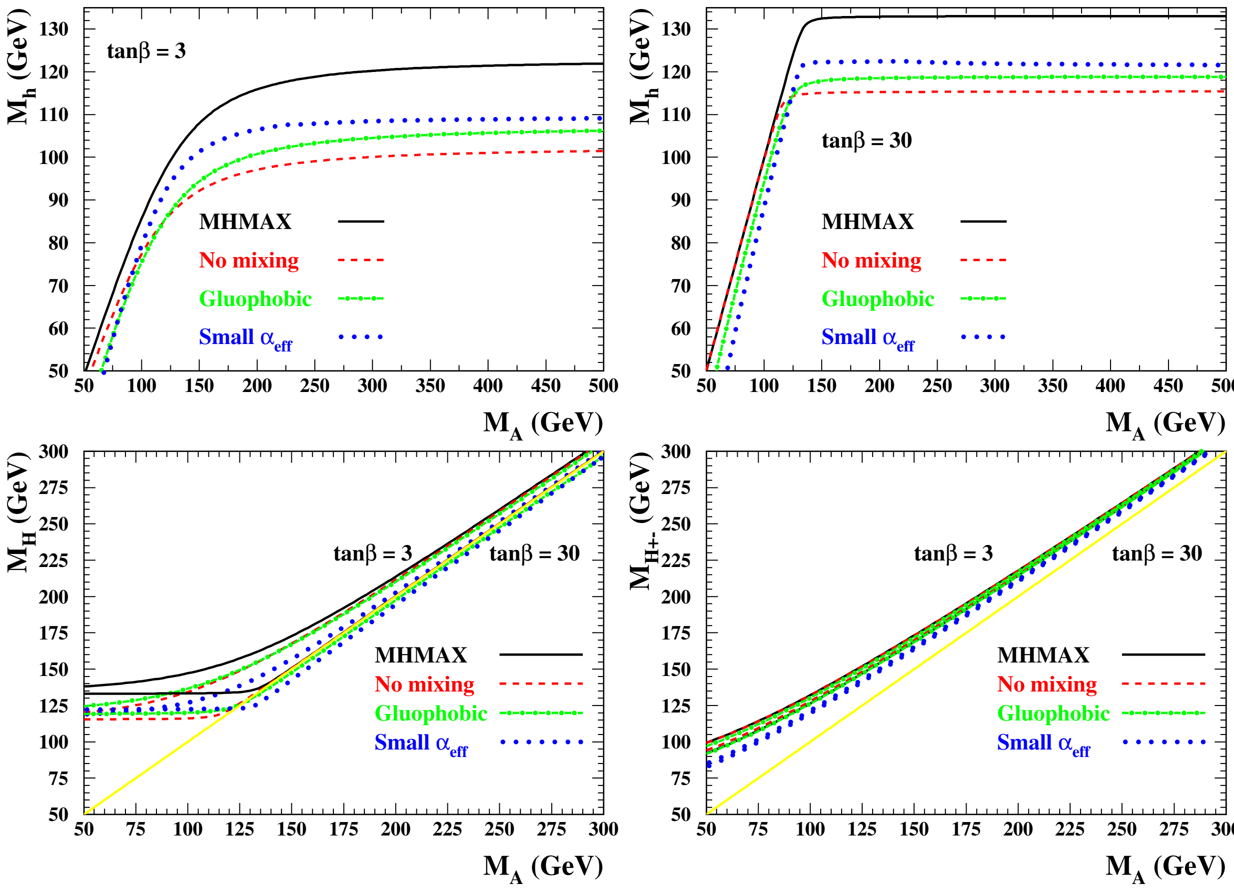

FIG. 4.5 – *<u>Haut</u> : masse du boson de Higgs le plus léger, m_h en fonction de m_A pour $\tan\beta = 3$ (à gauche) et $\tan\beta = 30$ (à droite) dans les quatre scénarios de référence. <u>Bas</u> : masse du boson de Higgs lourd CP-pair, m_H (gauche) et des bosons de Higgs chargés (droite) en fonction de m_A pour $\tan\beta = 3$ et $\tan\beta = 30$ dans les quatre scénarios de référence [173].*

Les masses du boson de Higgs lourd CP-pair (H) et des bosons de Higgs chargés ($\mathrm{H}^{\pm}$) sont montrées sur la figure 4.5. Pour ces bosons, les différences entre les scénarios sont petites, surtout pour les grandes valeurs de m_{A}.

On voit aussi sur ces figures la région dite de découplage qui apparaît quand la masse du boson pseudoscalaire devient grande par rapport à celle du Z ($m_{\mathrm{A}} >> m_{\mathrm{Z}}$, en pratique, $m_{\mathrm{A}} > 300$ GeV$/c^2$ pour les petites valeurs de $\tan\beta$ et $m_{\mathrm{A}} > {m_{\mathrm{h}}}^{max}$ pour $\tan\beta \gtrsim 10$) : dans ce régime, le boson de Higgs h est léger, et tous les autres (A, H et $\mathrm{H}^{\pm}$) sont beaucoup plus lourds et pratiquement dégénérés en masse. D'autre part, les couplages n'impliquant que le boson le plus léger (c'est à dire les couplages aux fermions et bosons de jauge, et l'auto-couplage trilinéaire) prennent des valeurs proches de celles du MS.

Notons l'autre région typique où $m_{\mathrm{A}} << m_{\mathrm{Z}}$ qui correspond au cas opposé à celui du découplage : c'est la région dite d'anti-découplage dans laquelle pour des grandes valeurs de $\tan\beta$ le boson de Higgs le plus léger h est dégénéré avec le boson pseudoscalaire A, et le boson H est dégénéré avec le Z. Dans ce régime, tous les bosons de Higgs sont légers.

Les largeurs de désintégration de h, H, A et $H^{\pm}$ sont montrées sur la figure 4.6 en fonction de $\tan\beta$ et pour deux valeurs de m_{A}. Quand la largeur de désintégration devient égale ou supérieure à la résolution expérimentale sur la masse reconstruite, elle entraîne une dégradation de l'efficacité de sélection. La largeur de désintégration augmente avec les grandes valeurs de $\tan\beta$ et les petites valeurs de m_{A} dans le cas du boson de Higgs le plus léger, et dans la configuration opposée pour les autres bosons de Higgs. Notons que pour les bosons H et A, pour les grandes valeurs de $\tan\beta$ la largeur de désintégration est plus grande que la différence de masse entre ces deux bosons, ce qui complique leur découverte.

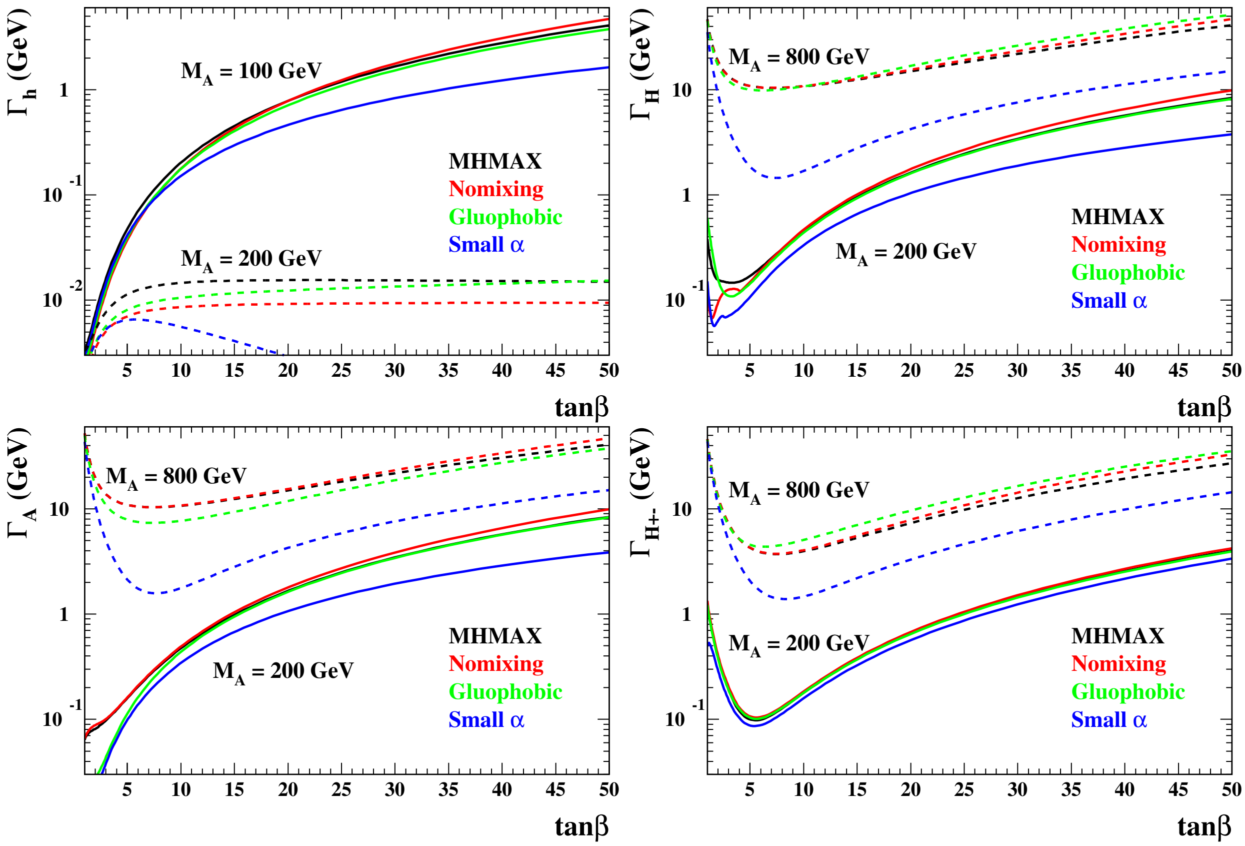

FIG. 4.6 – *Largeurs de désintégration totales des bosons de Higgs h, H, A et $H^{\pm}$ en fonction de* $\tan\beta$ *pour deux valeurs de m_A (200 et 800 GeV/c^2) dans les quatre scénarios de référence [173].*

4.2.2.6 Rapports d'Embranchement

La figure 4.7 montre les rapports d'embranchement des bosons de Higgs CP-pair léger et lourd en fonction de m_{A} pour deux valeurs de $\tan\beta$ dans le cadre du scénario m_{h}-max. Il est intéressant de noter la complémentarité entre ces deux bosons, en ce qui concerne les modes de désintégration en bosons vecteur : sur toute la gamme de masse, il y a toujours un rapport d'embranchement en boson vecteur élevé pour l'un des deux bosons (à basse masse pour H et haute masse pour h).

On peut noter d'autre part que le rapport d'embranchement $\mathrm{h},\mathrm{H} \to \gamma\gamma$ est en règle générale beaucoup plus petit que dans le MS (à part dans les régimes de découplage et anti-découplage) dû au fait que les couplages des bosons de Higgs aux bosons vecteurs et au quark top sont faibles.

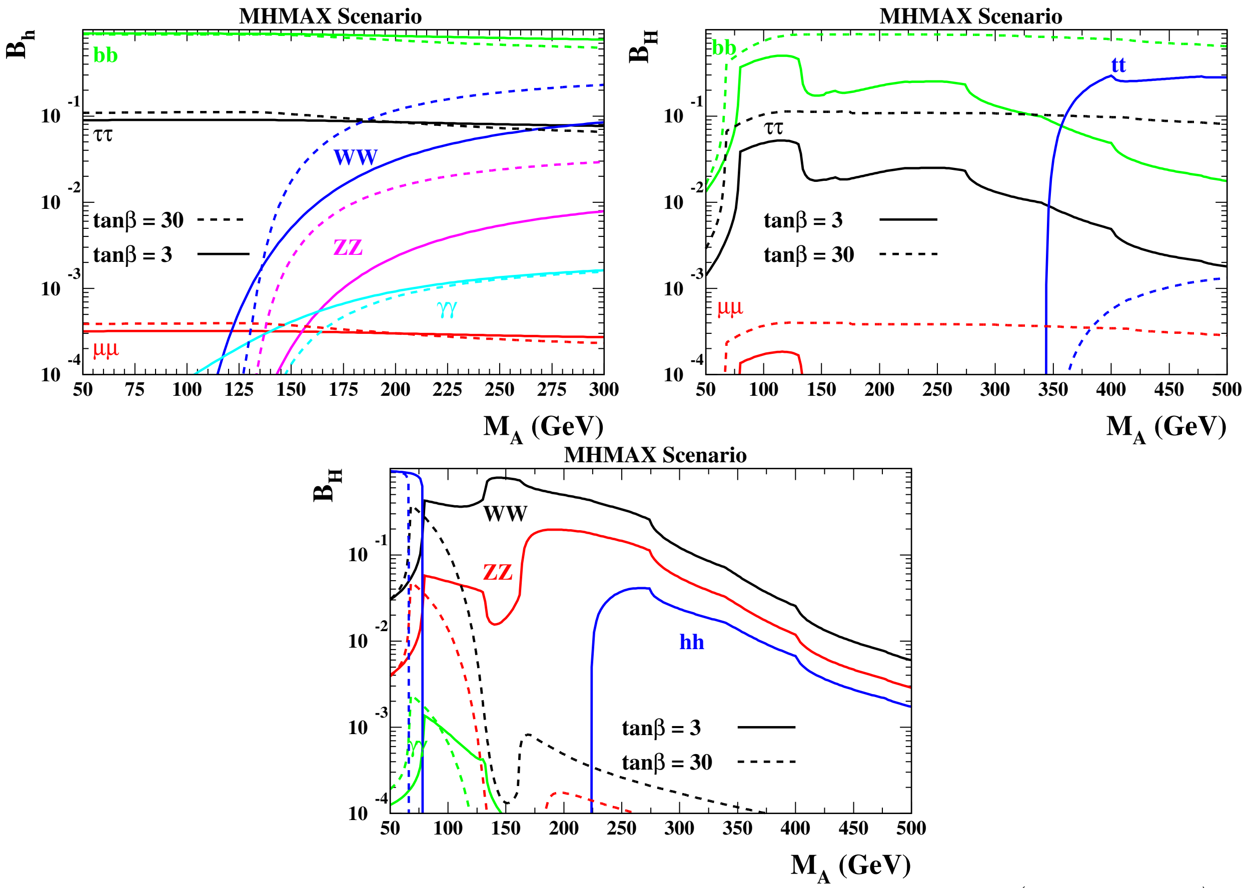

FIG. 4.7 – *Rapports d'embranchement des bosons de Higgs CP-pair léger (haut, gauche) et lourd (haut, droite pour les désintégrations en fermions et bas pour les désintégrations en bosons) en fonction de m_A pour* $\tan\beta = 3$ *et* $\tan\beta = 30$ *dans le scénario m_h-max [173].*

Enfin, les rapports d'embranchement en fermions des bosons de Higgs CP-impair et chargés en fonction de m_A pour deux valeurs de $\tan\beta$ sont montrés sur la figure 4.8.

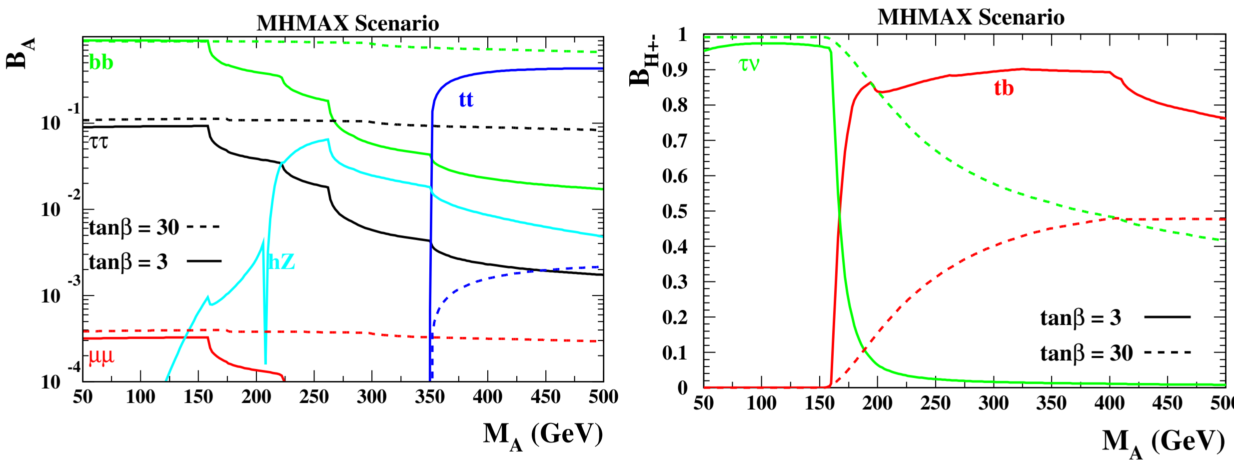

FIG. 4.8 – *Rapports d'embranchement en fermions des bosons de Higgs CP-impair (gauche) et chargés (droite) en fonction de m_A pour $\tan\beta = 3$ et $\tan\beta = 30$ dans le scénario m_h-max*

4.2.3 Production au LHC

4.2.3.1 Bosons de Higgs Neutres

Les modes de production des bosons de Higgs neutres du MSSM sont les mêmes que pour le boson de Higgs du MS (voir Section 3.2) :

- **Production associée avec un boson vecteur** : $q\,\overline{q} \to V + h/H$. La section efficace est égale à celle du MS multipliée par le couplage du boson de Higgs aux bosons vecteurs :
$$\sigma(q\,\overline{q} \to V + h/H) = g^2_{h/HVV}\sigma_{MS}(q\,\overline{q} \to V + H). \tag{4.17}$$
Les corrections radiatives électrofaibles sont du même ordre de grandeur que dans le MS [174, 175], de même pour les corrections QCD qui augmentent la section efficace de production de 30% [174, 175, 176, 177] (voir Section 3.2.3). Les corrections NNLO spécifiques à l'état final avec un boson Z, et en particulier celles dues aux boucles de quarks, peuvent néanmoins être modifiées dans la région $\tan\beta >> 1$: les couplages au quark b deviennent alors dominants sur ceux au quark t. Des particules SUSY peuvent aussi entrer dans ces boucles. Enfin, à cet ordre, le boson de Higgs A peut aussi être produit dans le canal $gg \to AZ$.
- **Fusion de bosons vecteurs (VBF)** : $qq \to V^*V^* \to qq + h/H$. De la même manière que pour la production associée avec un boson vecteur, la section efficace de VBF dans le MSSM est égale à celle du MS multipliée par le couplage du boson de Higgs aux bosons vecteurs :
$$\sigma(qq \to qq + h/H) = g^2_{h/HVV}\sigma_{MS}(qq \to qq + H). \tag{4.18}$$
Les corrections QCD à ce mode de production sont aussi du même ordre de grandeur que dans le MS (voir Section 3.2.2) et augmentent la section efficace d'environ 10% [174, 175, 176, 177]. Notons que pour les deux modes précédents, il existe des corrections QCD supplémentaires dues à l'échange de particules SUSY (squarks et

gluinos) au niveau du vertex Vqq. Ces corrections valent néanmoins au plus quelques pourcents [79].

- **Fusion gluon-gluon** : gg $\rightarrow$ h/H/A. Comme dans le MS, à l'ordre des arbres, les sections efficaces associées se déduisent directement des largeurs de désintégration des bosons de Higgs en paire de gluons :

$$\sigma(\mathrm{gg} \rightarrow \mathrm{h/H/A}) = \frac{\pi^2}{8m_{\mathrm{h/H/A}}}\Gamma_{LO}(\mathrm{h/H/A} \rightarrow \mathrm{gg})\delta(\hat{s} - m_{\mathrm{h/H/A}}). \qquad (4.19)$$

  La première différence avec le MS (voir Section 3.2.1) provient des contributions respectives des quarks top et bottom dans la boucle de quark des couplages h/H/A $\rightarrow$ gg. Comme déjà mentionné plusieurs fois, pour $\tan\beta >> 1$, c'est le quark bottom qui domine sur le quark top et peut entraîner des sections efficaces supérieures à celles du MS. Dans des régions intermédiaires de $\tan\beta$ la suppression du couplage au top ne sera pas encore compensée par l'augmentation de celui au quark bottom, résultant en des sections efficaces plus petites que dans le MS. La différence de proportion des quarks top et bottom a pour autre conséquence que les corrections QCD sont différentes de celles du MS, contrairement aux modes de production précédents. Ainsi, au lieu d'un facteur K à NLO variant entre 1.6 et 1.9 pour des masses comprises entre 100 GeV/c^2 et 1 TeV/c^2, on obtient, pour $\tan\beta = 3$ des facteurs autour de 2 à petite masse et 1.4 à haute masse, et pour $\tan\beta = 30$ des facteurs relativement constants autour de 1.4. En ce qui concerne les corrections NNLO, comme dans le MS, elles sont calculées dans la limite $m_{\mathrm{t}} \rightarrow \infty$, elles ne sont donc valables que pour des petites valeurs de $\tan\beta$ où le quark top domine. Elles se comportent qualitativement comme dans le MS. La deuxième différence provient de la contribution des squarks dans la boucle qui peuvent aussi diminuer la section efficace de production par fusion gluon-gluon [156].

- **Production associée avec des quarks lourds** : gg, $\mathrm{q}\,\overline{\mathrm{q}} \rightarrow \mathrm{Q}\overline{\mathrm{Q}}$ + h/H/A. La section efficace est égale à celle du MS multipliée par le couplage du boson de Higgs aux quarks :

$$\sigma(\mathrm{gg}, \mathrm{q}\,\overline{\mathrm{q}} \rightarrow \mathrm{Q}\overline{\mathrm{Q}} + \mathrm{h/H/A}) = g^2_{\mathrm{h/H/A}\,\mathrm{Q}\overline{\mathrm{Q}}}\sigma_{\mathrm{MS}}(\mathrm{gg}, \mathrm{q}\,\overline{\mathrm{q}} \rightarrow \mathrm{Q}\overline{\mathrm{Q}} + \mathrm{h/H/A}). \qquad (4.20)$$

  Les sections efficaces pour la production associée aux quarks lourds sont plus petites que dans le MS, sauf pour les grandes valeurs de $\tan\beta$ pour lesquelles la production associée aux quarks bottom est grandement augmentée. La section efficace du mode pp $\rightarrow \mathrm{b}\overline{\mathrm{b}}$h/H/A peut ainsi atteindre des valeurs supérieures (jusqu'à un facteur 5) à la section efficace de la fusion de gluons. Les corrections QCD NLO pour la production associée des bosons de Higgs CP-pairs h et H [10] sont similaires à celles du MS.

Notons que puisque le boson de Higgs A ne se couple pas avec les bosons vecteurs à l'ordre des arbres, il ne peux être produit par fusion de bosons vecteurs ni associé avec un boson vecteur.

4.2.3.2 Bosons de Higgs Chargés

Contrairement au cas des bosons de Higgs neutres dont la production se réalise à travers les mêmes modes que dans le MS, les modes de production des bosons de Higgs chargés sont nouveaux par rapport à ce que nous avons rencontré jusqu'à présent.

[10] Les corrections équivalentes pour le boson de Higgs A ne sont pas encore connues mais on s'attend à ce qu'elles soient similaires à celles des bosons h et H.

- **Production à partir de la désintégration d'un quark top** : $\mathrm{t} \to \mathrm{H}^+\mathrm{b}$ [178, 179] : ce mode de production est possible si le boson de Higgs chargé est plus léger que le quark top ($m_{\mathrm{H}^\pm} < (m_\mathrm{t} - m_\mathrm{b}) \simeq 170$ GeV/c^2). Le rapport d'embranchement du quark top en boson de Higgs chargé peut atteindre 20%, et le taux de production total engendré par la production de paires de quarks top suivie de la désintégration de l'un d'entre eux en boson de Higgs chargé est énorme (plusieurs dizaines de picobarns) pour $\tan\beta \lesssim 3$ ou $\tan\beta \gtrsim 30$ si sa masse est suffisamment faible ($m_{\mathrm{H}^\pm} \lesssim 150$ GeV/c^2).
- **Fusion gluon-bottom** : $\mathrm{gb} \to \mathrm{tH}^-$ [180], et **fusion gluon-gluon** : $\mathrm{gg}(\mathrm{q\,\overline{q}}) \to \mathrm{tH}^-\bar{\mathrm{b}} + \bar{\mathrm{t}}\mathrm{H}^+\mathrm{b}$ [175] : ces modes sont considérés quand le boson de Higgs chargé est plus lourd que le quark top. La section efficace de la fusion gluon-bottom est au moins deux ordres de magnitude plus petite que celle de la production à partir d'une paire de quarks top évoquée précédemment, car la probabilité de présence d'un quark b dans la mer du proton est très faible : elle ne dépasse 0.1 pb que pour les faibles masses de boson de Higgs, $m_{\mathrm{H}^\pm} \simeq 300$ GeV/c^2. La section efficace de la fusion gluon-gluon est quant à elle encore 2 à 3 fois plus petites que celle de la fusion gluon-bottom à cause de la présence d'un couplage tbH additionnel. Notons qu'il n'est pas évident de séparer les deux contributions car $\mathrm{gg} \to \mathrm{tH}^-\bar{\mathrm{b}}$ peut être vu comme $\mathrm{gg} \to \mathrm{g}(\mathrm{b}\bar{\mathrm{b}}) \to \mathrm{gb}(\bar{\mathrm{b}}) \to \mathrm{tH}^-(\bar{\mathrm{b}})$. Suivant que l'on détecte ou non le jet $\bar{\mathrm{b}}$, il sera plus précis du point de vue théorique d'utiliser le processus $\mathrm{gg}(\mathrm{q\,\overline{q}}) \to \mathrm{tH}^-\bar{\mathrm{b}}$ ou $\mathrm{gb} \to \mathrm{tH}^-$.
- **Production par annihilation de quarks légers** : $\mathrm{q\,\overline{q}}' \to \mathrm{H}^{\pm *} \to \mathrm{t}\bar{\mathrm{b}}$ [181, 182, 183]. Ce mode de production souffre des très faibles couplages du boson de Higgs chargé aux quarks légers ainsi que de la présence du mode $\mathrm{q\,\overline{q}}' \to \mathrm{W}^{\pm *} \to \mathrm{t}\bar{\mathrm{b}}$ avec lequel il interfère. Ce dernier est généralement largement dominant sur la production du boson de Higgs chargé, et les deux canaux ne peuvent être isolés que pour des valeurs extrêmes de $\tan\beta$ peu probables dans le MSSM. Ce mode de production reste donc très marginal.

4.2.3.3 Résumé des Canaux de Production

Les figures 4.9 (issues de la Ref. [156]) montrent les sections efficaces de production des bosons de Higgs neutres et chargés du MSSM au LHC en fonction de leur masse pour deux valeurs de $\tan\beta$ (dans le scénario m_h-max avec des valeurs légèrement différentes de celles du tableau 4.2 - voir la Ref. [156]). À grand $\tan\beta$ les sections efficaces dominantes sont celles de la fusion gluon-gluon et de la production associée avec une paire de quarks bottom. À petit $\tan\beta$ toutes les sections efficaces sont plus petites que dans le cas du MS.

4.2.4 Recherche des Bosons de Higgs MSSM à travers leurs Désintégrations en Particules Standard

Dans le régime de découplage (ainsi que d'anti-découplage), la recherche des bosons de Higgs neutres procède de la même manière que dans le MS pour des masses inférieures à 140 GeV/c^2. Les mêmes méthodes de recherche que pour le boson de Higgs standard peuvent alors s'appliquer, comme décrit dans la section 4.2.4.1. Dans les autres régions de l'espace des paramètres, de nouveaux canaux peuvent être considérés, faisant entrer en jeu les bosons de Higgs pseudoscalaire A et chargés $\mathrm{H}^\pm$, comme décrit dans la section 4.2.4.2.

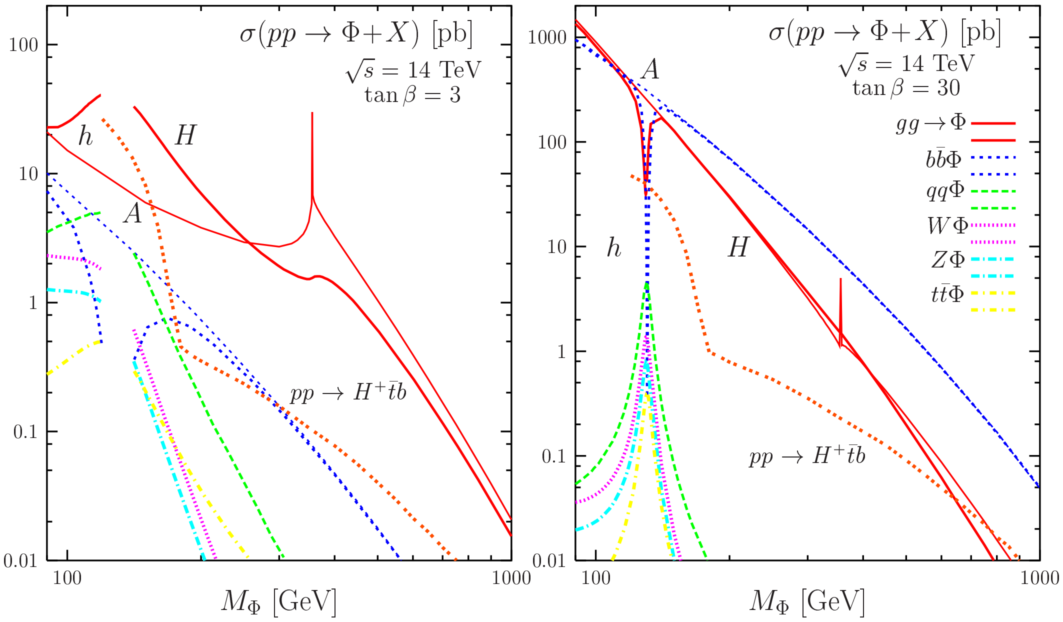

FIG. 4.9 – *Sections efficaces de production des bosons de Higgs neutres et chargés du MSSM au LHC en fonction de leur masse pour* $\tan\beta = 3$ *(gauche) et* $\tan\beta = 30$ *(droite). Les courbes se trouvant à gauche de* ${m_h}^{max} \simeq 130$ *GeV/*c^2 *correspondent au boson de Higgs h, et celles se trouvant à droite au boson de Higgs H. Ces figures sont extraites de la Ref. [156].*

4.2.4.1 Applications des Recherches du Boson de Higgs Standard

Dans les régimes de découplage et anti-découplage, les mêmes canaux que dans la recherche du boson de Higgs standard peuvent être exploités dans la recherche des bosons de Higgs h et H : VBF $\mathrm{h,H} \to \tau^+\tau^-$, $\mathrm{WW}^{(*)}$; $\mathrm{h,H} \to \gamma\gamma$; $\mathrm{h,H} \to 4\ell$ (dans le scénario m_h-max) ; et $\mathrm{t\bar{t}h,H}$ suivi de $\mathrm{h,H} \to \mathrm{b\bar{b}}$.

La figure 4.10 (issue de la Ref. [173]) montre le potentiel de découverte du boson de Higgs dans le plan $(m_\mathrm{A}, \tan\beta)$ pour le mode VBF $\mathrm{h,H} \to \tau^+\tau^-$ (pour 30 fb^{-1} car les modes VBF ne sont exploitables *a priori* qu'en régime de basse luminosité) et le mode $\mathrm{h,H} \to \gamma\gamma$ (pour 300 fb^{-1}) dans le cadre du scénario m_h-max.

Pour le mode VBF $\mathrm{h,H} \to \tau^+\tau^-$, on a considéré les désintégrations leptoniques et hadron-lepton pour la paire de τ, soit les états finals suivants :

- $\tau^+\tau^- \to \mathrm{e}^\pm\mu^\mp\nu_\mathrm{e}\nu_\mu\nu_\tau\nu_\tau$,
- $\tau^+\tau^- \to \mathrm{e}^\pm\mathrm{e}^\mp(\mu^\pm\mu^\mp)\nu_{\mathrm{e}(\mu)}\nu_{\mathrm{e}(\mu)}\nu_\tau\nu_\tau$,
- $\tau^+\tau^- \to \ell^\pm\nu_\ell\nu_\tau$ hadr. ν_τ,

et les résultats des trois modes sont ensuite combinés en utilisant une méthode de rapport de vraisemblance.

Comme dans le cas de la recherche du boson de Higgs standard (*cf.* Sec. 3.3.3), ce canal est exigeant : il faut efficacement détecter les jets étiqueteurs qui signent la fusion par bosons vecteurs, contrôler le veto de jets centraux malgré la présence de l'événement sous-jacent et d'empilement, obtenir une bonne résolution sur le p_T des produits de désintégration du boson de Higgs pour maintenir une bonne résolution sur la masse invariante $m_{\tau\tau}$, et enfin, identifier efficacement les τ. Malgré ces difficultés, c'est un canal prometteur comme le montre la figure 4.10. L'étude n'a été réalisée que pour des bosons de Higgs de masse supérieure à 110 GeV/c^2, et c'est ce facteur qui façonne majoritairement la frontière aux basses valeurs de $\tan\beta$.

Enfin, pour le mode $\mathrm{h/H} \to \gamma\gamma$, plusieurs modes de production du boson de Higgs ont

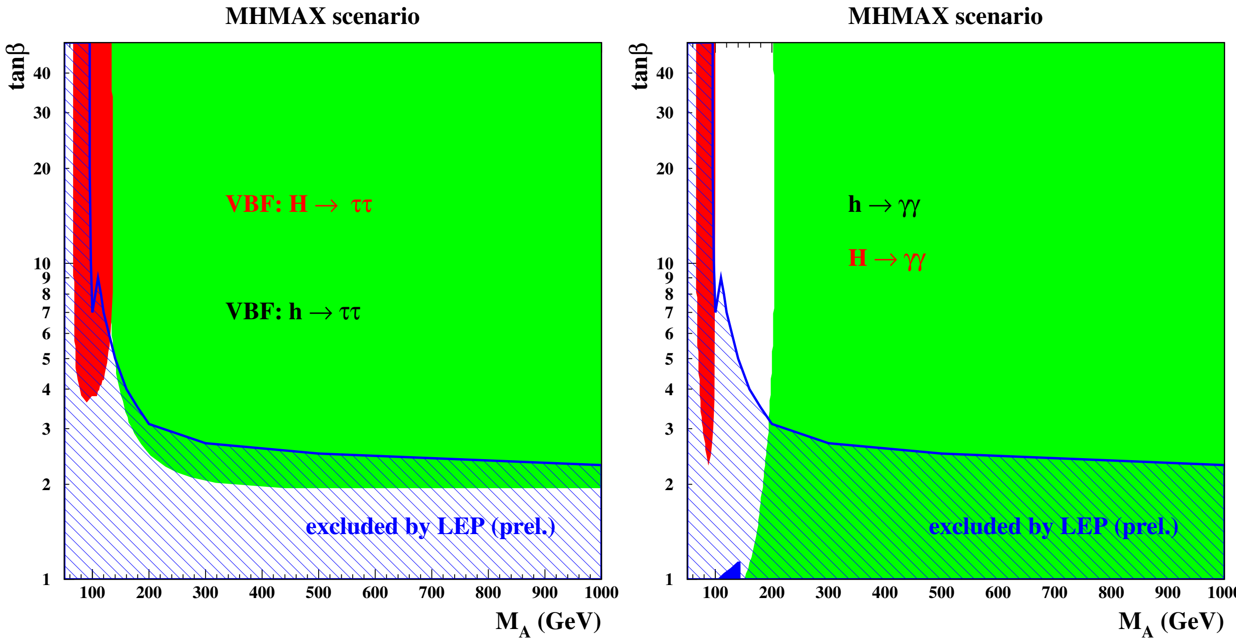

FIG. 4.10 – *Potentiel de découverte à 5 σ dans le scénario m_h-max pour les modes VBF $h/H \to \tau^+\tau^-$ (gauche) avec une luminosité de 30 fb^{-1}, et $h/H \to \gamma\gamma$ (droite) pour une luminosité de 300 fb^{-1}. Le contour bleu représente le contour d'exclusion à 95 % de niveau confiance par les recherches effectuées à LEP. Ces figures sont extraites de la Ref. [173].*

été considérés : la fusion de gluons (analyse inclusive) et la production en association avec un W ou une paire $\mathrm{t\bar{t}}$ où l'on demande un lepton supplémentaire.

4.2.4.2 Nouveau Canaux

À grand $\tan\beta$ la production associée avec une paire $\mathrm{b\bar{b}}$ des bosons de Higgs neutres devient le mode dominant. D'autre part, le boson pseudoscalaire A se désintègre de façon dominante en $\mathrm{b\bar{b}}$ et $\tau^+\tau^-$. Au LHC, le bruit de fond pour le premier mode submerge le signal qui demeure donc invisible dans ce canal. Le principal mode exploitable à grand $\tan\beta$ est donc $\mathrm{b\bar{b}H/A}$, $\mathrm{H/A} \to \tau^+\tau^-$ (à grand $\tan\beta$ il suffit que $m_\mathrm{A} > m_\mathrm{h}{}^{max}$ pour entrer dans la région de découplage où A et H sont quasiment dégénérés en masse). Pour $m_\mathrm{A} < 400$ GeV$/c^2$, le mode $\mathrm{H, A} \to \mu^+\mu^-$ devient aussi très intéressant malgré son faible rapport d'embranchement car sa signature expérimentale est très propre.

Les autres canaux détaillés dans les paragraphes suivants concernent les bosons de Higgs chargés produits soit à travers $\mathrm{t} \to \mathrm{bH}^+$ quand $m_{\mathrm{H}^\pm} < m_\mathrm{t}$, soit par fusion de gluons $\mathrm{gg} \to \mathrm{H^+\bar{t}b}$ quand $m_{\mathrm{H}^\pm} > m_\mathrm{t}$.

Mode $\mathbf{b\bar{b}H/A}$, $\mathbf{H/A} \to \tau^+\tau^-$ (grand $\tan\beta$) :

La section efficace de production $\mathrm{b\bar{b}H/A}$ est proportionnelle à $\tan^2\beta$. En conséquence, à grand $\tan\beta$, ce mode de production devient dominant. D'autre part, la mesure de la section efficace de ce mode permet une mesure directe de $\tan\beta$.

La recherche de ce mode est effectuée dans les états finaux di-leptons (eμ et $\ell^+\ell^-$), lepton-jet (ℓj), et deux jets (jj). Le déclenchement s'effectue "aisément" en présence d'un lepton dans l'état final, mais le mode deux jets peut aussi être déclenché sur le τ hadronique.

Les bruits de fond communs à ces différents états finaux sont le processus de Drell-Yan

$Z/\gamma^* \to \tau^+\tau^-$ qui constitue un bruit de fond irréductible, la production $t\bar{t}$ et la production Wt. En outre, quand au moins un des τ se désintègre hadroniquement, le bruit de fond W+jet contamine le signal. Pour les désintégrations totalement hadroniques, le bruit de fond QCD multi-jet est important. Enfin, le canal $H/A \to \tau^+\tau^- \to \ell^+\ell^- + X$ souffre du bruit de fond provenant de la désintégration Z/γ^* en paires d'électrons et muons.

Ces bruits de fond sont réduits grâce à des critères d'isolation des leptons, d'identification des τ, d'étiquetage d'un des jets b produits en association, et de veto de jets. Les événements Drell-Yan et multi-jets QCD sont supprimés par un facteur 100 grâce à l'étiquetage d'un des jets b produit en association. Ces algorithmes d'étiquetage doivent permettre d'identifier des jets b de faible impulsion transverse ($p_T < 50$ GeV/c) sur une grande gamme de pseudo-rapidité. Le veto de jets s'adresse quant à lui au bruit de fond $t\bar{t}$ et Wt : le rejet d'événements avec plus d'un jet (en comptant le jet b produit en association et sans compter les jets τ) permet de réduire le bruit de fond $t\bar{t}$ par un facteur 5.

La masse invariante $m_{\tau\tau}$ peut être reconstruire malgré la présence de plusieurs neutrinos dans l'état final grâce à l'approximation colinéaire (déjà utilisée dans le mode VBF $H \to \tau^+\tau^-$: *cf.* Sec. 3.3.3.2). La résolution sur la masse invariante est améliorée en appliquant une coupure sur l'angle $\Delta\phi$ entre les deux τ ($\Delta\phi < 175°$). La figure 4.11 montre la distribution de $m_{\tau\tau}$ pour l'état final deux jets pour $m_A = 500$ GeV/c^2 (les pics pour les bosons A et H sont dégénérés ; pour $m_h < 130$ GeV/c^2, le boson de Higgs le plus léger h est aussi inclus dans le même pic) obtenue avec une luminosité de 60 fb^{-1} dans l'expérience CMS. L'ensemble des bruits de fond est aussi montré sur cette figure, ainsi que la composante principale demeurant après les coupures de sélection : les événements multi-jets QCD.

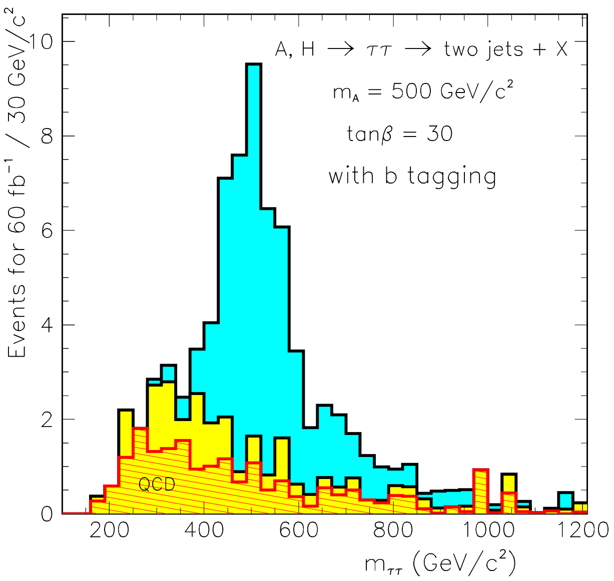

FIG. 4.11 – *Masse invariante $m_{\tau\tau}$ reconstruite pour le signal $H/A \to \tau^+\tau^- \to 2$ jets (bleu), pour le bruit de fond total (jaune), et pour la composante de bruit de fond provenant des multi-jets (hachures). La masse du boson de Higgs peusodscalaire est 500 GeV/c^2, la luminosité 60 fb^{-1} et $\tan\beta = 30$. Cette figure est extraite de la Ref. [184].*

Mode $b\bar{b}$H/A, H/A $\to \mu^+\mu^-$ (grand $\tan\beta$) :

Les bosons de Higgs H et A produits dans le mode $b\bar{b}$H/A peuvent aussi être reconstruits dans la désintégration $H/A \to \mu^+\mu^-$. Le rapport d'embranchement en di-muon est beaucoup plus faible qu'en paire de taus ($m_\mu^2/m_\tau^2 \simeq 0.03$), mais l'efficacité de reconstruction est beaucoup plus élevée et la résolution bien meilleure, de l'ordre de 1%. La distribution de la masse invariante di-muon est montrée pour une luminosité de 20 fb^{-1} sur la figure de gauche 4.12 (figure extraite de la Ref. [185], analyse détaillée dans la Ref. [186]) pour le signal ($m_{\mathrm{A}} = 130$ GeV$/c^2$, $\tan\beta = 30$), et pour les principaux bruits de fond : les désintégrations Drell-Yan Z/γ^* et le bruit de fond $\mathrm{t\bar{t}}$. Pour le point choisi ici, la différence de masse entre A et H est de 2 GeV$/c^2$, et ne peut donc être résolue malgré la bonne résolution sur la masse invariante di-muon. Le bruit de fond Drell-Yan est dominant et est largement supprimé en étiquetant les jets de b. Ces derniers étant mous ($p_T \lesssim 50$ GeV), l'algorithme d'étiquetage ne demande pas la reconstruction d'un jet dans le calorimètre, mais utilise seulement la position du vertex secondaire et le paramètre d'impact. L'efficacité d'étiquetage est ainsi améliorée (40%) par rapport à un algorithme classique et mène à un facteur de rejet de 10 contre le bruit de fond Drell-Yann. Le bruit de fond $\mathrm{t\bar{t}}$ est quant à lui réduit en appliquant un veto de jets centraux.

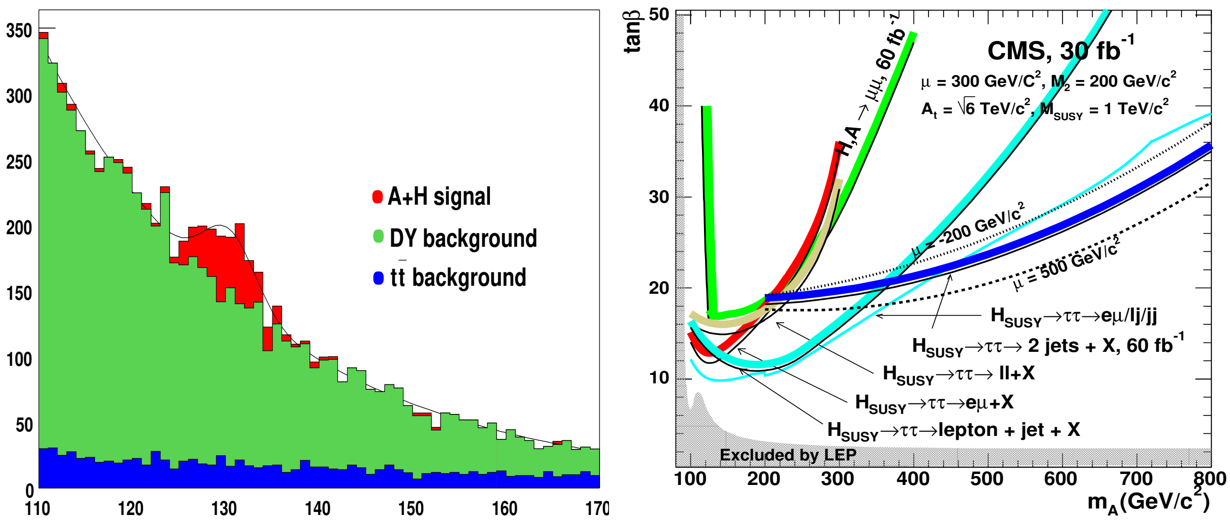

FIG. 4.12 – *Gauche : masse invariante di-muon reconstruite pour le signal $b\bar{b}H/A$, $H/A \to \mu^+\mu^-$ (rouge), le bruit de fond Drell-Yan Z/γ^* (vert) et le bruit de fond $t\bar{t}$ (bleu) pour une luminosité de 20 fb^{-1}, une masse de boson de Higgs $m_A = 130 GeV/c^2$, et $\tan\beta = 30$. Cette figure est extraite de la Ref. [185]. Droite : Potentiel de découverte à 5 σ des bosons de Higgs lourds H et A dans le plan m_A- $\tan\beta$ pour des luminosités de 30 à 60 fb^{-1} selon l'état final. Cette figure est extraite de la Ref. [184].*

Le potentiel de découverte à 5σ des deux modes précédents $\mathrm{b\bar{b}H/A}$, $\mathrm{H/A} \to \tau^+\tau^-$, $\mu^+\mu^-$ est montré sur la figure 4.12 (droite) pour des luminosités de 30 à 60 fb^{-1} selon l'état final.

Mode $\mathbf{t \to bH^+}$ ($m_{\mathbf{H^\pm}} < m_{\mathbf{t}} + m_{\mathbf{b}}$) :
Le quark top étant produit en très grande quantité au LHC, la recherche du boson de Higgs chargé est possible via la désintégration $\mathrm{t \to bH^+}$ où le top est produit par paire. À petit $\tan\beta$, le boson de Higgs chargé se désintègre en paire de quarks légers, $\mathrm{H^+ \to c\bar{s}}$. À grand $\tan\beta$, le boson de Higgs se désintègre en tau, $\mathrm{H^+} \to \tau^+\nu_\tau$. Nous nous concentrons sur cette dernière signature par la suite.

Deux types d'états finals peuvent être considérés, selon le mode de désintégration des W produits par les quarks top :

- État final leptonique :

$$\begin{aligned} \mathrm{pp} \to\ & \mathrm{t\bar{t}} \quad \mathrm{X} \\ \mathrm{t} \to\ & \mathrm{H^+b},\ \text{avec } \mathrm{H}^+ \to \tau^+(\to \text{hadrons } \bar{\nu_\tau})\nu_\tau \\ \bar{\mathrm{t}} \to\ & \mathrm{W}^-(\to \ell^-\bar{\nu_\ell})\bar{\mathrm{b}},\ \text{avec } \ell = \mathrm{e}, \mu \\ & \mathrm{W}^-(\to \tau^-(\to \ell^-\ \nu_\tau\bar{\nu_\ell})\bar{\nu_\tau})\bar{\mathrm{b}} \\ & \mathrm{H}^-(\to \tau^-(\to \ell^-\ \nu_\tau\bar{\nu_\ell})\bar{\nu_\tau})\bar{\mathrm{b}}. \end{aligned}$$

  L'état final se compose ainsi de deux jets b, d'un jet tau et d'un lepton isolé. La présence de neutrinos dans les deux hémisphères empêchent néanmoins la reconstruction de la masse du boson de Higgs chargé. Lorsque le quark top se désintègre en $\mathrm{W}^+(\to \tau^+\nu_\tau)$ (et où l'anti-top se désintègre en Wb), on a à faire à du bruit de fond irréductible, qui peut être partiellement rejeté en exploitant la différence de masse et de spin entre le $\mathrm{W}^\pm$ et le $\mathrm{H}^\pm$ [11]. Le bruit de fond réductible est quant à lui dû au mauvais étiquetage d'un tau provenant de W+jets (où le W se désintègre leptoniquement et un jet est étiqueté comme jet tau) et de jets QCD. Ce bruit de fond est efficacement rejeté en demandant que le jet de plus grand p_T soit le jet de tau [12]. Finalement, en une année à basse luminosité (10 fb^{-1}), le boson de Higgs chargé peut être découvert avec une signification statistique supérieure à 5 σ pour $5 < \tan\beta < 10$.
- État final hadronique :

$$\begin{aligned} \mathrm{pp} \to\ & \mathrm{t\bar{t}} \quad \mathrm{X} \\ \mathrm{t} \to\ & \mathrm{W}^+(\to \mathrm{q\,\overline{q}}')\mathrm{b} \\ \bar{\mathrm{t}} \to\ & \mathrm{H}^-(\to \tau^-(\to \textit{hadrons } \bar{\nu\tau})\nu_\tau)\bar{\mathrm{b}} \end{aligned} \tag{4.21}$$

  L'état final se compose ainsi de deux jets b, d'un jet tau et de deux jets légers. Contrairement au cas précédent, les neutrinos ne sont présents que dans un seul hémisphère. D'autre part, les neutrinos issus de la désintégration du tau sont mous à cause de la polarisation du tau. Ces deux propriétés font que la masse du boson de Higgs chargé peut être reconstruite dans cet état final. Les bruits de fond sont similaires à ceux de l'état final précédent. Pour rejeter les bruits de fond QCD, on peut reconstruire la masse du quark top à partir des deux jets légers. D'autre part, des coupures sur la masse transverse du boson de Higgs et sur l'impulsion transverse du jet de tau rejettent aussi efficacement les bruits de fond. La signification statistique de ce mode est légèrement plus élevée que pour l'état final final leptonique. D'autre part, la masse du boson de Higgs chargé peut être mesurée avec une précision de 4% avec 10 fb^{-1}.

Mode $\mathbf{gg \to H^+\bar{t}b}$, $\mathbf{H^+ \to t\bar{b}}$ ou $\mathbf{H^+} \to \tau^+\nu$ $(m_{\mathbf{H}^\pm} > m_\mathbf{t} + m_\mathbf{b})$:
La section efficace de production $\mathrm{gg} \to \mathrm{H^+\bar{t}b}$ est proportionnelle à $\tan^2\beta$, et est donc importante pour de grande valeurs de $\tan\beta$. Pour $m_{\mathrm{H}^\pm} = 300$ GeV/c^2 et $\tan\beta = 30$, la désintégration $\mathrm{H^+ \to t\bar{b}}$ représente 80% du rapport d'embranchement et $\mathrm{H}^+ \to \tau^+\nu$, 20%.

[11] En particulier, le fait que $m_{\mathrm{H}^\pm} > m_\mathrm{W}$ implique que l'impulsion transverse des jets de b associés varie en conséquence : ainsi, le jet b associé au $\mathrm{H}^\pm$est moins énergétique que celui associé au $\mathrm{W}^\pm$. Cette propriété peut être exploitée pour rejeter le bruit de fond irréductible.

[12] En effet, pour des raisons de polarisation, le tau issu de $\mathrm{H}^+ \to \tau^+\nu_\tau$ a un plus grand p_T que lorsqu'il est issu de $\mathrm{W}^+ \to \tau^+\nu_\tau$.

- $gg \to H^+\bar{t}b$, $H^+ \to t\bar{b}$: pour ce mode de désintégration du boson de Higgs chargé [188], on demande à ce qu'un quark top se désintègre en lepton pour permettre le déclenchement sur un lepton dur isolé. L'autre quark top se désintègre en $Wb \to jjb$. Ainsi, l'état final est le suivant :
$$\bar{t}bH^{\pm} \to t\bar{t}b\bar{b} \to b\bar{b}b\bar{b}\ell\nu q\,\bar{q}', \tag{4.22}$$
soit quatre jets de b [13], 1 lepton, de l'énergie manquante (provenant du neutrino) et deux jets légers. Le bruit de fond du modèle standard est constitué par ces deux modes :
$$\begin{aligned} gg &\to t\bar{t}b\bar{b}, \\ gg &\to t\bar{t}gg + t\bar{t}q\,\bar{q}, \end{aligned}$$
où dans le dernier cas, les deux jets légers sont identifiés comme des jets de b.
Il est possible de reconstruire le quadri-vecteur du neutrino en identifiant ses composantes selon x et y aux mesures d'impulsion transverse manquante p_x^{miss} et p_y^{miss} et en calculant la composante selon z en utilisant la conservation de l'impulsion-énergie dans la désintégration $W \to \ell\nu$, soit $m_W^2 = (E_\nu + E_l)^2 - (\overrightarrow{p_\nu} + \overrightarrow{p_l})^2$ avec $E_\nu = |\overrightarrow{p_\nu}|$. La résolution de cette équation peut donner deux ou zéro solutions pour p_ν^z. Dans le premier cas, ces deux solutions sont conservées dans la suite de l'analyse, et dans le second cas, l'approximation colinéaire $p_\nu^z = p_l^z$ est utilisée (ce qui donne lieu à une dégradation négligeable de la résolution de la masse du quark top correspondant).
Pour reconstruire correctement la masse invariante $m_{H^\pm} = m(b\bar{b}jj)$, il faut éliminer le bruit de fond combinatoire pour lequel une ou plusieurs des particules servant au calcul de cette masse ne sont en réalité pas issues de la désintégration du boson de Higgs chargé. Pour ce faire, on utilise une méthode de fonction de vraisemblance (dénommée dans la suite "fonction de vraisemblance combinatoire") exploitant la cinématique de la désintégration pour trouver la meilleure combinaison de particules [14]. Ainsi, la masse invariante des deux jets légers doit être compatible avec la masse du W, la masse invariante de deux jets légers et d'un jet b d'un coté, et celle du lepton, neutrino et d'un jet b de l'autre coté, doivent être compatibles avec la masse du quark top. D'autres variables telles que le p_T des autres b et des variables d'isolation sont aussi utilisées dans la fonction de vraisemblance combinatoire. Une coupure est finalement appliquée sur cette fonction résultant en une efficacité variant de 90% à 95% pour $200 < m_{H^\pm}$ (GeV/c^2) < 800 et une pureté entre 10% (basses masses) et 25% (hautes masses).
Enfin, une seconde fonction de vraisemblance (dénommée dans la suite "fonction de vraisemblance de signal", dépendante de la masse $m_{H^\pm}$) est construite pour séparer le bruit de fond du signal à partir d'autres masses invariantes et des variables de séparation angulaire. Une coupure maximisant le potentiel de découverte est appliquée sur la fonction de vraisemblance de signal. L'efficacité totale ainsi obtenue se situe autour de 2%. La figure 4.13 montre les distributions de masse invariante du signal et des bruits de fond ainsi reconstruites pour différentes valeurs de $m_{H^\pm}$ pour une luminosité de 30 fb^{-1} et $\tan\beta = 80$. À basse masse, les pics du signal et des bruits de fond se superposent ; à plus haute masse, on peut les séparer.

[13] Notons que dans l'étude résumée ici, l'efficacité d'étiquetage des jets de b a été choisie constante à une valeur de 0.5. Une paramétrisation dépendant de η et du p_T devrait plutôt être choisie, ce qui devrait dégrader les résultats présentés ici.

[14] Il y a $4! \times C_m^2 \times 2 \times 2$ combinaisons possibles par événement, où m est le nombre de jets légers, soit au minimum 96 combinaisons.

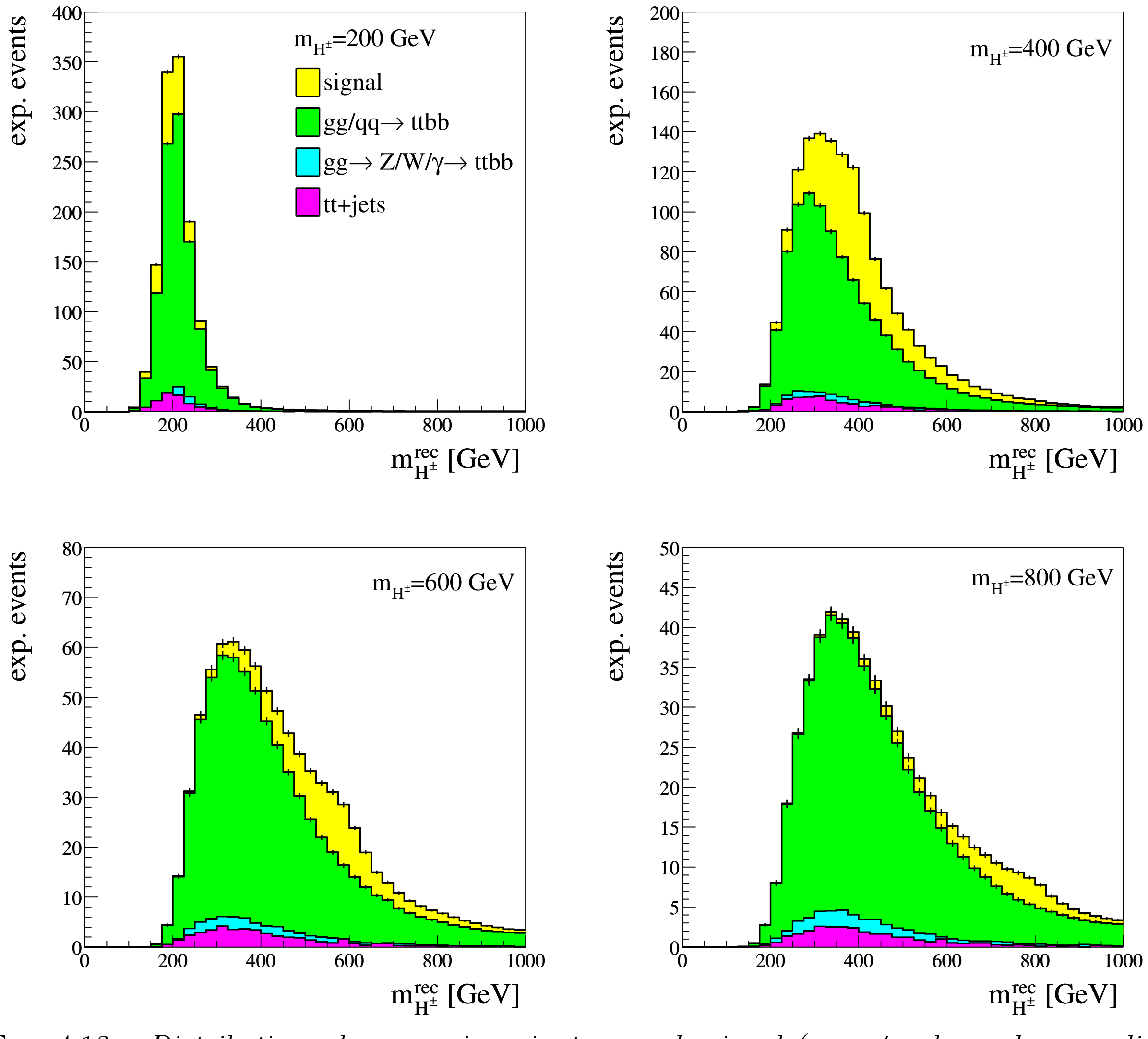

FIG. 4.13 – *Distributions de masse invariante pour le signal (pour 4 valeurs de $m_{H^\pm}$ différentes) et les bruits de fond pour une luminosité de 30 fb^{-1} et* $\tan\beta = 80$*. Figure extraite de la Ref. [188].*

Ainsi, le boson de Higgs chargé peut être découvert à 5 σ pour des valeurs de $\tan\beta = 35$ et plus pour $m_{\mathrm{H}^\pm} = 250$ GeV$/c^2$ et des valeurs de $\tan\beta = 80$ et plus pour $m_{\mathrm{H}^\pm} = 600$ GeV$/c^2$. Néanmoins, les incertitudes théoriques dans le calcul des rapports d'embranchement du signal et des bruits de fond sont assez importantes et dégradent ces résultats : une incertitude de 10% sur le bruit de fond fait passer la limite inférieure du contour de découverte à basse masse de $\tan\beta = 35$ à $\tan\beta = 55$.

- $\mathrm{g}\overline{\mathrm{b}} \to \overline{\mathrm{t}}\mathrm{H}^+,\ \mathrm{H}^+ \to \tau^+\nu$: pour ce mode, on demande à ce que le tau (de grand p_T) et le quark top associé à la production se désintègrent hadroniquement [189], soit :

$$\begin{array}{rcl} \tau^\pm \to & \pi^\pm\nu_\tau & (11.1\%), \\ \tau^\pm \to & \rho^\pm(\to \pi^\pm\pi^0)\nu_\tau & (25.2\%), \\ \tau^\pm \to & a_1^\pm(\to \pi^\pm\pi^0\pi^0)\nu_\tau & (9.0\%), \\ \text{et} & & \\ \mathrm{t} \to & \mathrm{q}\,\overline{\mathrm{q}}'\mathrm{b}. & \end{array}$$

L'état final est ainsi constitué d'un jet de tau, d'énergie manquante, de deux jets légers et d'un jet de b. Notons qu'il n'y a pas de lepton dans l'état final pouvant aider au déclenchement, ce dernier s'effectuant donc sur les multi-jets et le jet de tau.
Les bruits de fond proviennent de W+jets, production d'un seul top Wt, $\mathrm{t}\overline{\mathrm{t}}$ où un W se désintègre en deux jets, et l'autre W se désintègre en $\tau\nu_\tau$.
Le bruit de fond peut être rejeté en exploitant la différence de polarisation des taus entre le signal (boson de Higgs de spin 0) et le bruit de fond (W de spin 1) : ceci entraîne un jet de τ plus dur pour le signal par rapport au bruit de fond dans les désintégrations $\tau^\pm \to \pi^\pm\nu_\tau$ et dans les composantes longitudinales des désintégrations en mésons vecteurs ($\tau^\pm \to \rho^\pm/a_1^\pm\nu_\tau$). Cette tendance est inversée dans les composantes transverses des désintégrations en mésons vecteurs : on peut ainsi diminuer la contribution du bruit de fond en supprimant cette dernière contribution [190]. En exploitant le fait que les composantes transverses des ρ et a_1 partagent équitablement l'impulsion entre les π alors que les longitudinales attribuent très peu ou presque toute l'impulsion au pion chargé, on obtient que la distribution du rapport

$$r = \frac{p_{\pi^\pm}}{p_{\tau-jet}} \tag{4.23}$$

pique à 0 et 1 pour les composantes longitudinales, et à 0.5 pour les composantes transverses. Ainsi, en demandant $r > 0.8$, on retient les désintégrations $\tau^\pm \to \pi^\pm\nu_\tau$ et 50% des composantes longitudinales des τ en mésons vecteurs [15].
Pour rejeter le bruit de fond $\mathrm{t}\overline{\mathrm{t}}$, un veto de jet de b est appliqué sur deux des trois jets reconstruits dans l'état final.
Comme pour le mode précédent, il faut éliminer le bruit de fond combinatoire. On choisit ainsi les deux jets légers dont la masse invariante se rapproche le plus de la masse du W, et le jet de b donnant une masse invariante jjb compatible avec la masse du quark top. Des coupures additionnelles sur l'angle azimutal entre le jet τ et la direction de l'impulsion manquante, ainsi que sur la valeur de cette impulsion manquante sont utilisées pour rejeter le bruit de fond.

[15] On perd alors les 50 autres pourcents des composantes longitudinales, mais ces dernières correspondent à des dépôts calorimétriques faibles moins efficacement reconstruits que ceux gardés par la coupure $r > 0.8$.

On reconstruit enfin la masse transverse M_T entre le τ et l'impulsion manquante (*cf.* Eq. 2.1) qui est contrainte à être plus petite que m_{W} pour le bruit de fond, et plus petite que $m_{\mathrm{H}^\pm}$ pour le signal. Néanmoins, à cause de la résolution sur $\not{E}_T$, des événements de bruits de fond contaminent la région du signal : la figure 4.14 montre les distributions de la masse transverse pour le signal (pour deux valeurs de $m_{\mathrm{H}^\pm}$ et $\tan\beta$ différentes) et les bruits de fond.

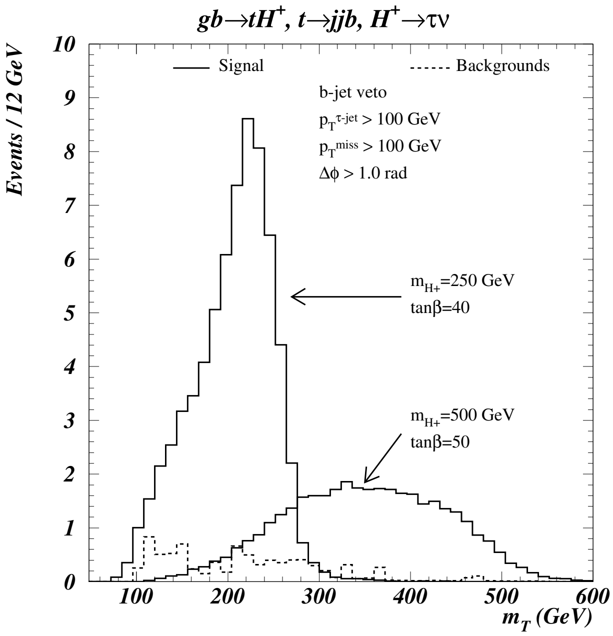

FIG. 4.14 – *Masse transverse reconstruite* M_T *pour le signal (*$m_{H^\pm} = 250$ GeV/c^2, $\tan\beta = 40$ *et* $m_{H^\pm} = 500$ GeV/c^2, $\tan\beta = 50$*) et les bruits de fond prenant en compte la polarisation du* τ*, pour une luminosité de* 30 *fb*$^{-1}$.

Grâce à ce mode, le boson de Higgs chargé peut ainsi être découvert à 5σ pour $m_{\mathrm{H}^\pm} > m_{\mathrm{t}}$ et $\tan\beta > 10$ avec une luminosité de 30 fb^{-1}.

4.2.4.3 Résumé des Potentiels de Découverte

Les figures 4.15 et 4.16 (issues de la Ref. [173]) résument le potentiel de découverte des différents bosons de Higgs du MSSM avec une luminosité de 30 fb^{-1} et 300 fb^{-1}.

Avec 30 fb^{-1}, quasiment tout le plan $(m_{\mathrm{A}}, \tan\beta)$ est couvert pour l'observation d'au moins un boson de Higgs dans les quatre scénarios de référence. Avec 300 fb^{-1}, le “quasiment” disparaît : c'est **tout** le plan qui est couvert (c'est le “no lose theorem” pour la découverte d'un boson de Higgs MSSM).

Notons que ceci est vrai dans le cas développé dans cette section d'un modèle MSSM sans violation de CP dans le secteur de Higgs (c'est à dire où tous les couplages sont réels). Dans le cas contraire [16], des régions à faible masse pour tous les bosons de Higgs ne sont pas (encore) couvertes et nécessitent de nouvelles études dédiées.

Dans les figures 4.15 et 4.16, on retrouve les cas limites suivants intéressants :

[16] En présence de violation de CP dans le secteur de Higgs, les trois bosons de Higgs neutres désormais appelés H_1, H_2, H_3 ne sont plus des états propres de CP, mais des mélanges entre états propres de CP h, H, A.

- à grand m_{A}, le boson de Higgs le plus léger, h, est quasi-standard et l'observation des autres bosons de Higgs n'est possible qu'à grand $\tan\beta$.
- aux valeurs de m_{A} intermédiaires et $\tan\beta \simeq 5$, h et H sont observables dans les modes VBF avec des taux réduits par rapport au modèle standard, et les autres bosons de Higgs sont plus difficiles à voir.
- pour $m_{\mathrm{A}} \simeq 130 - 150$ GeV$/c^2$ et $\tan\beta$ grand, tous les bosons de Higgs ont environ la même masse, on peut observer les bosons neutres dans leur désintégration en paire de τ ou b et les bosons chargés en $\tau\nu$. La résolution est néanmoins souvent supérieure aux différences de masse entre bosons, et ceux-ci demeurent donc difficiles à séparer.

Notons que les masses des bosons de Higgs peuvent être mesurées avec une précision de l'ordre de 0.1% pour le plus léger à quelques pourcents pour les autres dans leur désintégration en τ, et que la mesure de $\tan\beta$ peut être effectuée avec une précision de 5 à 10% dans les canaux $\mathrm{H}, \mathrm{A} \to \tau\tau$ ou $\mathrm{H}^+ \to \tau\nu$.

Enfin, le Super LHC (SLHC) pourrait augmenter la limite de découverte de H et A d'environ 50 GeV$/c^2$ sur l'axe m_{A}.

4.2.5 Recherche des Bosons de Higgs MSSM à travers leurs Désintégrations en *Sparticules*

Lorsque possibles cinématiquement parlant, les désintégrations des bosons de Higgs du MSSM en *sparticules* peuvent être compétitives par rapport aux désintégrations en particules standard. En particulier, ces dernières permettent d'explorer les régions de grands $\tan\beta$, alors que les désintégrations en jauginos permettent d'explorer (partiellement) les régions où $\tan\beta$ est petit ou intermédiaire. Dans cette section, on considère les modes $\mathrm{h} \to \chi_1^0\chi_1^0$ (invisible) et $\mathrm{H/A} \to \chi_2^0\chi_2^0$.

4.2.5.1 h $\to \chi_1^0\chi_1^0$ (invisible)

Le mode de production le plus prometteur pour découvrir le boson de Higgs en mode invisible est la fusion de boson vecteur [17] [193] qui se caractérise par un état final bien distinct : les deux jets étiqueteurs à l'avant typiques des modes VBF, une grande énergie transverse manquante, pas de lepton ni de jet dans la région centrale. Si cette signature permet de distinguer le signal du bruit de fond, elle présente néanmoins le désavantage d'être difficilement déclenchable. Le $\Delta\eta$ entre deux jets peut être par exemple utilisé pour un tel déclenchement, comme c'est prévu dans l'expérience CMS (*cf.* Sec.3.2 de la Ref. [185]).

Les bruits de fond dominant proviennent de Zjj où le Z se désintègre en neutrinos ; Wjj où le W se désintègre en lepton-neutrino, le lepton n'étant pas détecté ; et enfin la production de jets par processus purement QCD.

En plus des coupures typiques des modes VBF (*cf.* Sec. 3.3.3), on demande à ce qu'aucun lepton ne soit identifié (cette coupure n'étant efficace que dans le domaine d'acceptance d'identification des leptons, soit $|\eta| < 2.5$). Le bruit de fond QCD di-jets est réduit en coupant sur une variable d'isolation de l'énergie transverse manquante : $I = \min\left(|\phi(\not{p}_T) - \phi(\mathrm{j}_{1,2})|\right) > 1$. Ainsi, 95% de ce bruit de fond est rejeté pour une réduction de 25% du signal. Le bruit de fond Wjj est fortement supprimé par le veto sur les leptons (il reste ensuite 44% de τ : on pourrait donc aussi considérer un veto de τ).

[17] D'autres modes possibles sont $\mathrm{t\bar{t}}(\to \ell + \mathrm{jets})\mathrm{H}(\to inv.)$ [191] et ZH [192], mais ces deux modes ont une sensibilité bien inférieure au mode VBF présenté ici.

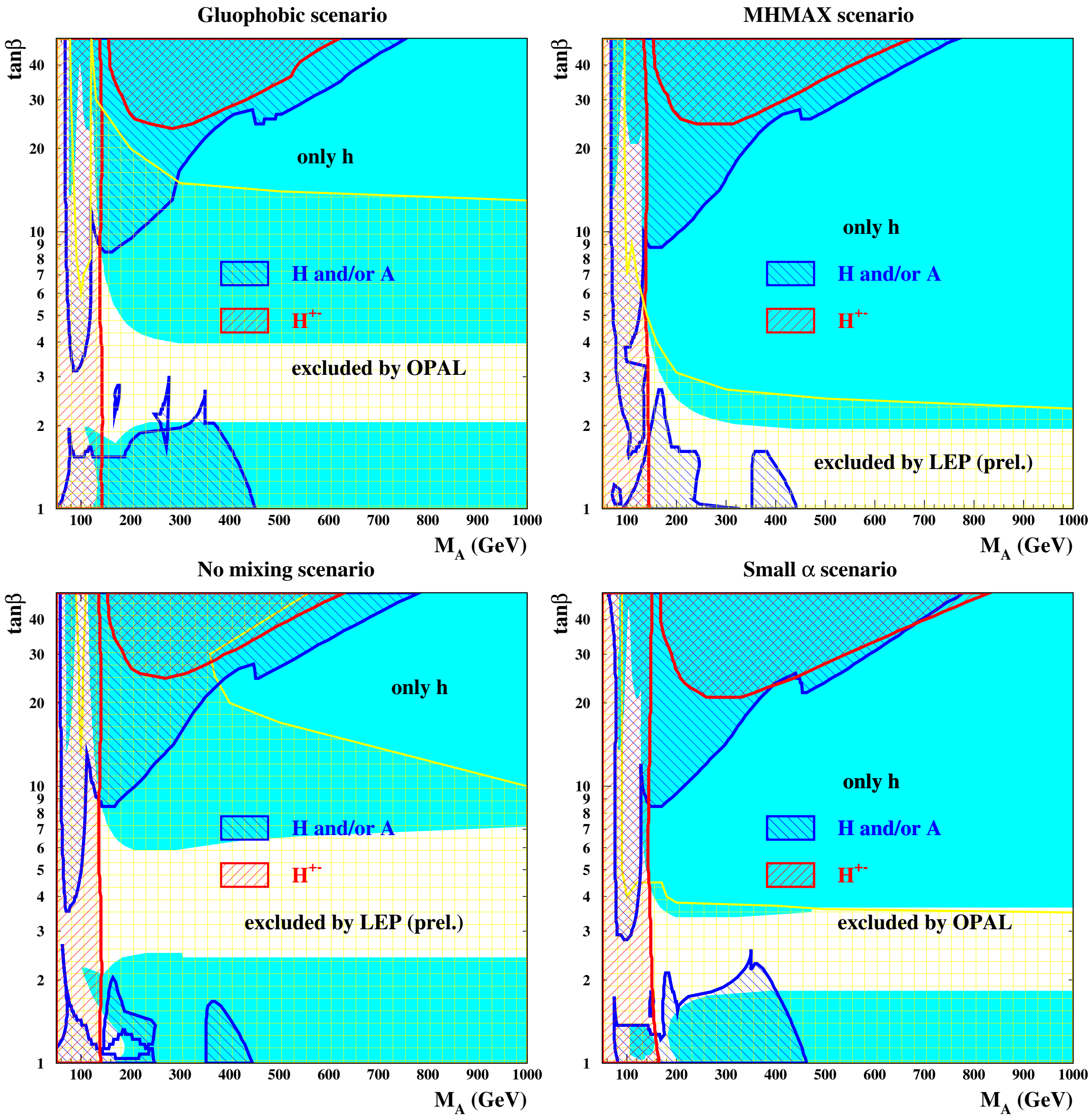

FIG. 4.15 – *Potentiel de découverte des bosons de Higgs dans les différents scénarios de référence avec 30 fb^{-1}. La zone cyan pleine correspond au boson de Higgs léger CP-pair, la zone bleue hachurée vers la gauche aux bosons de Higgs lourds H et A, la zone rouge hachurée vers la droite au boson de Higgs chargé. La zone jaune doublement hachurée correspond à la région exclue par les recherches au LEP. Figure extraite de la Ref. [173].*

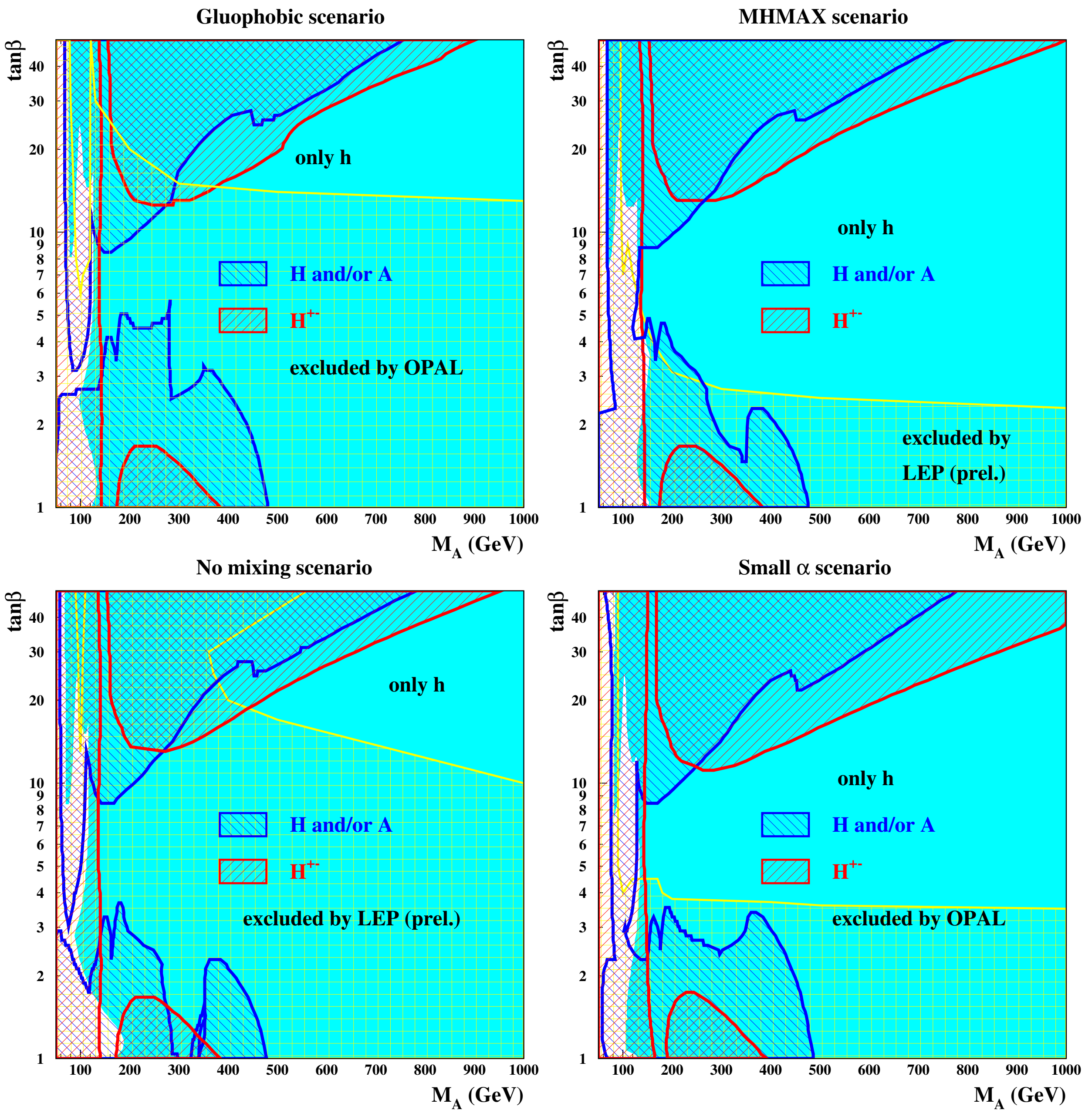

FIG. 4.16 – *Potentiel de découverte des bosons de Higgs dans les différents scénarios de référence avec 300 fb^{-1}. Voir la légende de la Fig. 4.15.*

Enfin, l'angle azimutal entre les deux jets, $\Delta\phi_{\rm jj}$, est aussi utilisé pour séparer signal et bruits de fond : la distribution est initialement plate pour le signal, mais en demandant une impulsion transverse manquante importante, les petites valeurs de cette variable sont privilégiées (c'est à dire correspondant au cas où les deux jets sont rapprochés dans le plan azimutal). Le bruit de fond a quant à lui tendance à piquer à de plus grandes valeurs de $\Delta\phi_{\rm jj}$, comme illustré sur la Fig. 4.17. On recherche le signal comme excès d'événements dans la région $\Delta\phi_{\rm jj} < 1$.

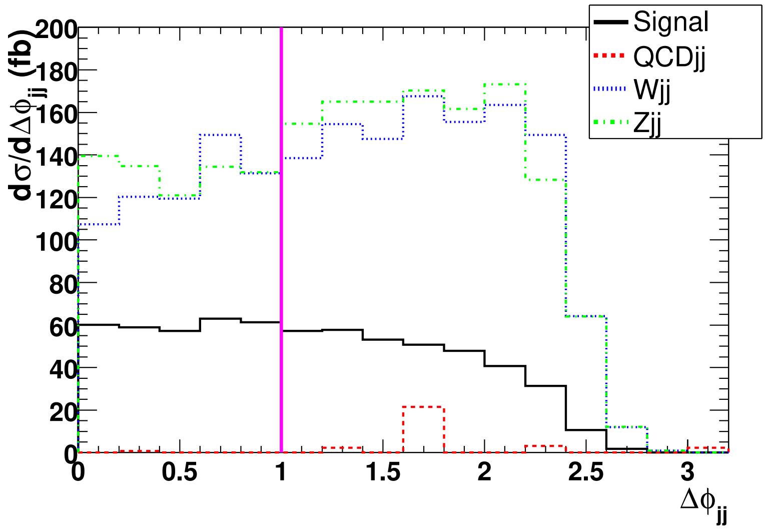

FIG. 4.17 – *Section efficace différentielle $d\sigma/d\Delta\phi_{jj}$ attendue pour le signal et les différents bruits de fond. Figure extraite de la Ref. [193].*

Pour exclure à 95% de niveau de confiance un boson de Higgs de 130 GeV$/c^2$ avec 30 fb^{-1}, il faut connaître le bruit de fond avec une incertitude meilleure que 9.8%. Or les calculs à une boucle des processus Wjj et Zjj donnent une incertitude bien plus grande en fonction de l'échelle de renormalisation. Heureusement, le nombre d'événements de bruits de fond peut être directement estimé des données en étudiant les modes $\rm Z \to \ell^+\ell^-$ et $\rm W \to \ell\nu$. Par exemple, la section efficace du bruit de fond Z($\to$ *inv.*)jj peut être obtenue à partir des événements Z($\to \rm e^+e^-$)jj par la formule :

$$\left[\frac{d\sigma(\mathrm{Z}(\to inv.)\mathrm{jj})}{d\Delta\phi_{\rm jj}}\right] = \frac{1}{\epsilon_{2e}}\frac{Br(\mathrm{Z}\to\nu\bar{\nu})}{Br(\mathrm{Z}\to \mathrm{e^+e^-})}(1+f)\left[\frac{d\sigma(\mathrm{Z}(\to \mathrm{e^+e^-})\mathrm{jj})}{d\Delta\phi_{\rm jj}}\right], \tag{4.24}$$

où ϵ_{2e} est la probabilité que les deux électrons soient dans l'acceptance du détecteur et $f = 5\%$ est la fraction des événements Z $\to$ *inv.* qui ne proviennent pas de désintégrations en neutrinos mais en leptons chargés. Ainsi l'erreur sur le nombre d'événements de bruit de fond attendus s'obtient à partir des erreurs des différents facteurs rentrant dans la formule 4.24 dont l'erreur statistique sur Z($\to \rm e^+e^-$)jj. Cette dernière est dominante et peut être réduite en relâchant certaines coupures de sélection. En combinant Z($\to \rm e^+e^-$)jj et Z($\to \mu^+\mu^-$)jj, l'erreur finale sur la prédiction du nombre d'événements de bruit de fond Zjj est de 4.3% avec 30 fb^{-1} [193]. De même, l'erreur pour le bruit de fond Wjj est de 1.4% avec 30 fb^{-1}, et finalement, l'erreur totale (somme quadratique des deux erreurs précédemment citées) est de 2.3%.

Le potentiel de découverte peut se mesurer à travers la variable suivante dépendante des paramètres du modèle :

$$\xi^2 = Br(\mathrm{H} \to inv.)\frac{\sigma(\mathrm{qq} \to \mathrm{qqH})}{\sigma(\mathrm{qq} \to \mathrm{qqH}|_{MS})}, \tag{4.25}$$

où $\sigma(\mathrm{qq} \to \mathrm{qqH}|_{MS})$ (resp. $\sigma(\mathrm{qq} \to \mathrm{qqH})$) est la section efficace de production par VBF dans le modèle standard (resp. au delà du MS) et $Br(\mathrm{H} \to inv.)$ est le rapport d'embranchement de la désintégration invisible.

Avec une luminosité de 30 fb^{-1}, au sein de l'expérience ATLAS, il est possible de sonder des valeurs de ξ^2 allant jusqu'à 25% pour $m_\mathrm{H} = 150$ GeV$/c^2$ et 50% pour $m_\mathrm{H} = 400$ GeV$/c^2$ [193], comme illustré sur la figure 4.18. Néanmoins, le potentiel de découverte est très sensible aux performances du veto de jets centraux sur les bruits de fond. Or la simulation de ces bruits de fond souffre encore d'incertitudes telles que l'expérience CMS (qui utilise les éléments de matrice pour la génération MC alors qu'ATLAS utilise PYTHIA) obtient un potentiel de découverte deux fois meilleur que celui d'ATLAS [185] car son veto de jets centraux est plus performant.

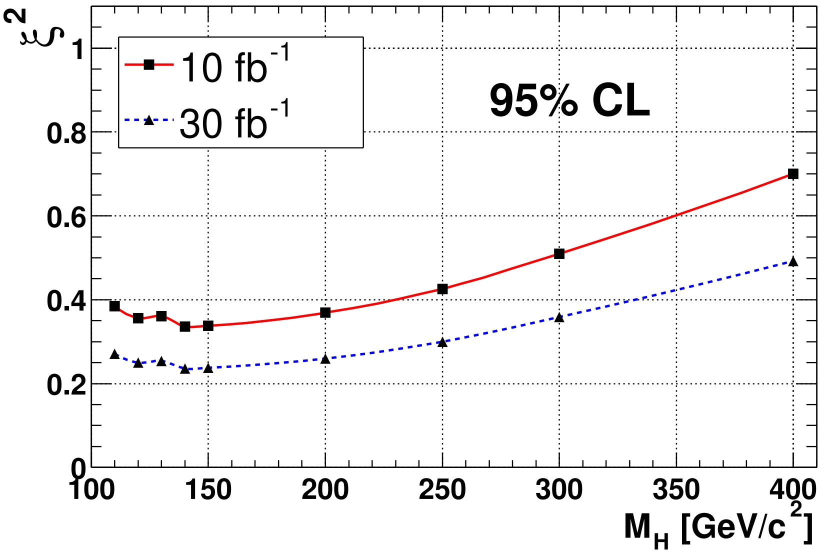

FIG. 4.18 – *Régions exclues à 95% CL dans le plan (m_H, ξ^2) pour 10 fb^{-1}(carrés) et 30 fb^{-1}(triangles). Figure extraite de la Ref. [193].*

Demeure pour ce mode une problématique concernant la nature de la particule observée : comment se convaincre que l'on observe un boson de Higgs sans pic de masse ?

4.2.5.2 H/A $\to \chi_2^0\chi_2^0$ (puis $\chi_2^0 \to \tilde{\ell}\ell \to \chi_1^0\ell^+\ell^-$)

Si les masses des neutralinos χ_2 sont suffisamment petites, le rapport d'embranchement de H/A $\to \chi_2^0\chi_2^0$ peut être assez important. On recherche ces désintégrations dans les états finals multi-leptons à condition que la masse des sleptons soit assez faible. Le rapport d'embranchement de $\chi_2^0 \to \tilde{\ell}\ell \to \chi_1^0\ell^+\ell^-$ peut alors atteindre 55%. La signature recherchée consiste en quatre leptons et de l'impulsion transverse manquante. Comme pour le mode précédent, la reconstruction de la masse du boson de Higgs est impossible dans ce mode à cause de la présence des χ_1^0 dans l'état final [18].

Les bruits de fond SUSY proviennent de :

- la production de paires de gluinos ou de squark-gluino dont les désintégrations en cascade produisent des leptons. Ces leptons sont néanmoins accompagnés d'une importante activité hadronique, ce qui n'est pas le cas pour le signal : on peut ainsi réduire ce bruit de fond en appliquant un veto sur les jets.
- la production directe de $\chi_2^0\chi_2^0$: la signature est identique à celle du signal, mais la section efficace est beaucoup plus petit à cause du Z intermédiaire.
- la production directe de $\tilde{\ell}\tilde{\ell}$ et $\tilde{\nu}\tilde{\nu}$: le premier mode produit majoritairement 2 leptons dans l'état final, alors que le second en produit 4, comme dans le signal. Ce dernier constitue le bruit de fond SUSY principal après coupures.

Les bruits de fond du modèle standard proviennent des modes suivants :

- production de ZZ, $Z(Z^*/\gamma^*)$ et $(Z^*/\gamma^*)(Z^*/\gamma^*)$ constituant le bruit de fond dominant, en particulier les modes hors-couche de masse $(Z^*/\gamma^*)(Z^*/\gamma^*)$ qui ne contribuent pas aux distributions de $m_{\ell\ell}$ à la masse du Z (ces derniers pouvant être rejetés par un veto de Z). Néanmoins, $(Z^*/\gamma^*)(Z^*/\gamma^*)$ n'a pas une section efficace très élevée.
- production de $t\bar{t}$ avec les deux quarks top se désintégrant comme $t \rightarrow \ell^+\nu b$ (et où deux leptons issus de désintégrations semileptoniques de quarks b sont détectés).
- production de Zbb avec $Z \rightarrow \ell^+\ell^-$ et deux leptons provenant des désintégrations des b.

Néanmoins, la contribution totale des bruits de fond du MS est seulement au niveau de 1% de celle des bruits de fond SUSY.

La figure 4.19 montre le potentiel de découverte à 5σ dans l'expérience CMS du mode $H/A \rightarrow \chi_2^0\chi_2^0$ dans le plan $(m_A, \tan\beta)$ pour 30 fb^{-1} et 100 fb^{-1} et différentes valeurs de M_2 ($M_2 \simeq m_{\chi_2}$ si $|\mu| \gg M_2$) [195]. La sensibilité de ce mode se situe aux valeurs intermédiaires de m_A et $\tan\beta$.

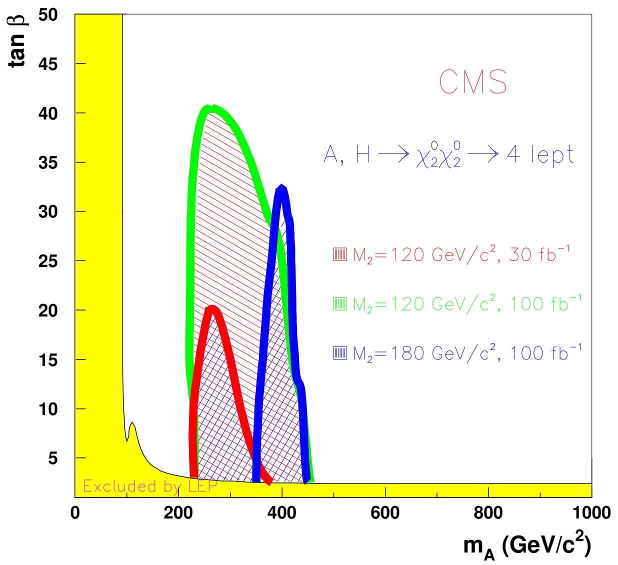

FIG. 4.19 – *Potentiel de découverte à 5 σ du mode $H/A \rightarrow \chi_2^0\chi_2^0$ dans le plan $(m_A, \tan\beta)$ pour 30 fb^{-1} et 100 fb^{-1}. Figure extraite de la Ref. [195].*

[18] Il faut modérer ce propos : si on suppose que m_{χ_2} est connue, on peut extraire la masse du boson de Higgs à partir des événements situés au *endpoint* de la distribution $m_{\ell\ell}$. Voir la Ref. [194] pour plus de détails.

4.2.6 Observation d'un Unique Boson de Higgs : Qu'en Déduire ?

Dans le cas où un seul boson de Higgs léger est observé, il est intéressant de regarder dans quelle mesure le modèle standard peut être exclu à travers le secteur de Higgs uniquement (c'est à dire, indépendamment de l'observation de *sparticules* ou non) [196]. Pour ceci, il faut regarder la déviation des couplages du boson de Higgs observé aux prédictions du modèle standard. Une telle mesure peut s'effectuer à partir d'une analyse en χ^2 : dans un scénario de référence donné (par exemple, "m_{h}-max"), et pour un point fixé dans le plan $(m_{\mathrm{A}}, \tan\beta)$, on calcule la masse et les rapports d'embranchement pour le boson de Higgs et on détermine avec quel niveau de signification statistique le modèle standard peut être exclu en supposant que le modèle SUSY considéré est réalisé dans la nature.

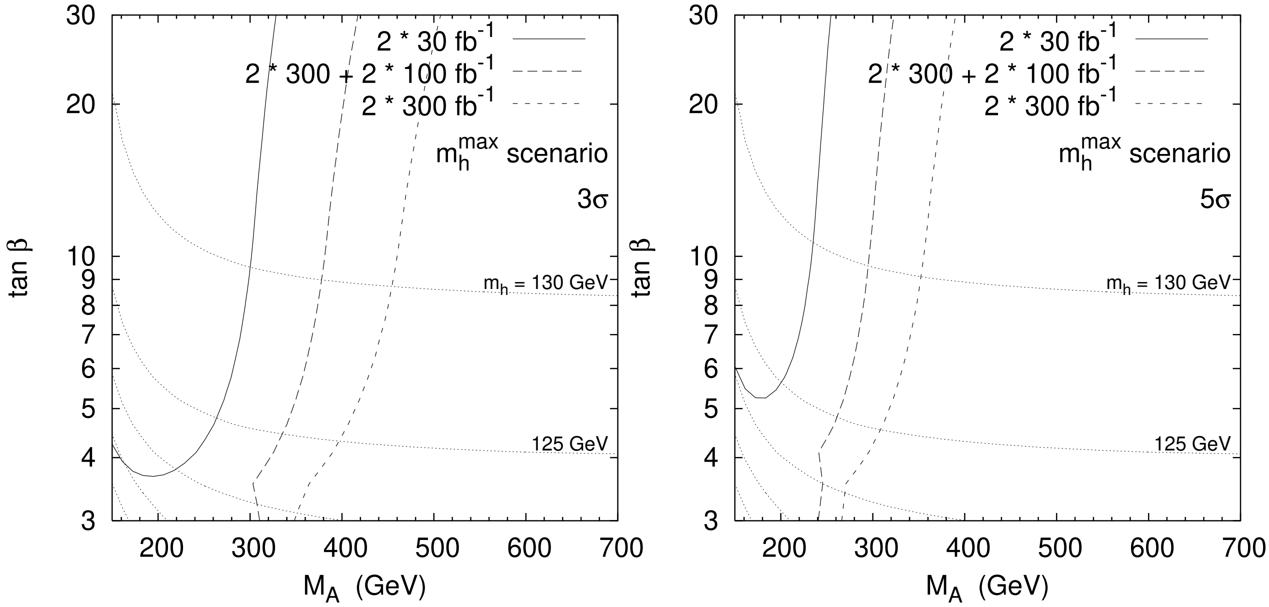

FIG. 4.20 – *Contours dans le plan $(m_A, \tan\beta)$ d'exclusion du modèle standard (dans les zones à gauche des lignes verticales) à plus de 3σ (gauche) et 5σ (droite) de niveau de confiance pour trois valeurs de luminosités : 2×30 fb^{-1} (lignes pleines), 2×300 fb^{-1} + 2×100 fb^{-1} (pointillés courts) et 2×300 fb^{-1} (pointillés longs). Les lignes plus horizontales représentent les iso-contours de masse de boson de Higgs le plus léger. Figure extraite de la Ref. [196]*

On peut ainsi tracer dans le plan $(m_{\mathrm{A}}, \tan\beta)$ des contours pour un niveau de confiance d'exclusion à 3 ou 5 σ : c'est ce qui est montré sur la figure 4.20, pour différentes valeurs de luminosité (basse : 2×30 fb^{-1}, mixte [19] : 2×300 fb^{-1}$+2\times 100$ fb^{-1} et haute : 2×300 fb^{-1}). On voit qu'une déviation à 5σ du modèle standard peut être observée à la luminosité maximale pour $\tan\beta \geq 30$ si $m_{\mathrm{A}} < 400$ GeV$/c^2$ (et quelque soit $\tan\beta$ si $m_{\mathrm{A}} < 250$ GeV$/c^2$).

4.2.7 Le Secteur de Higgs dans le Modèle Supersymétrique *Next-to-Minimal* (NMSSM)

Le paramètre μ est le seul paramètre dimensionné de la partie supersymétrique du Lagrangien du MSSM. Il serait donc naturel qu'il soit du même ordre de grandeur que l'échelle

[19]Cette luminosité correspond à un scénario mixte où les modes VBF ne sont considérés que sur la période de basse luminosité car souffrant trop des événements d'empilement à haute luminosité, soit 100 fb^{-1}, et les autres modes, sur l'ensemble de la luminosité intégrée, soit 300 fb^{-1}.

de masse de la théorie fondamentale sous-jacente, *e.g.* $M_{\rm p}$. Or μ doit être de l'ordre de $m_{\rm Z}$ pour obtenir EWSB. C'est le “problème du μ” du MSSM. Plusieurs solutions ont été envisagées pour le résoudre. Dans le *Next-to-Minimal SuperSymetric Model* [198, 199, 200, 201, 202], le terme $W_{\rm mix}$ (*cf.* Sec. 4.1.2.2) du Lagrangien est interdit par une symétrie et est remplacé par $W_{\rm sing} = \lambda {\rm SH_1.H_2}$, où S est un singlet du groupe de jauge du MSSM, qui joue le rôle du μ quand sa composante scalaire acquiert une *v.e.v* non nulle, résolvant ainsi ce problème.

Dans le NMSSM, deux nouveaux bosons de Higgs apparaissent : un boson neutre CP-pair, et un autre CP-impair. Le contenu en états physiques est donc maintenant constitué de trois bosons neutres CP-pairs, $\rm h_{1,2,3}$ avec $m_{\rm h_1} < m_{\rm h_2} < m_{\rm h_3}$, deux bosons neutres CP-impairs, $\rm a_{1,2}$, $m_{\rm a_1} < m_{\rm a_2}$ et une paire de bosons chargés, $\rm H^{\pm}$.

On a vu dans la section 4.2.4.3 le "no-lose theorem" du MSSM qui garantie de découvrir au moins un boson de Higgs quelque soit le point de l'espace des paramètres $(m_{\rm A}, \tan\beta)$ choisi par la Nature. Il est intéressant de noter qu'un ingrédient important pour ce "no-lose theorem" est que grâce aux relations de masse de l'Eq. 4.14 imposées dans le MSSM le boson de Higgs de type MS (h ou H selon la région dans l'espace des paramètres) ne se désintègre pas en AA, ce qui diminuerait d'autant les sections efficaces des autres désintégrations en (s)particules (ces derniers modes étant bien sûr plus faciles à détecter que $\rm h/H \to AA$).

Or ces contraintes de masse sont relâchées dans le NMSSM : on peut donc remettre en cause l'existence d'un "no-lose theorem" dans le NMSSM [197], puisque les désintégrations d'un boson de Higgs en autres bosons de Higgs peuvent devenir possibles. En particulier, les régions non-couvertes par les désintégrations en (s)particules sont celles où les désintégrations $\rm h_1 \to a_1a_1$ et $\rm h_2 \to a_1a_1$ sont importantes. Ceci se produit par exemple dans la configuration où $m_{\rm h_1} = 115$ GeV$/c^2$ et $m_{\rm a_1} = 56$ GeV$/c^2$ (ces valeurs étant à la limite des courbes d'exclusion du LEP) où l'on a alors $Br(\rm h_1 \to a_1a_1) = 98\%$, ainsi que $Br(\rm a_1 \to b\overline{b}) = 92\%$ et $Br(\rm a_1 \to \tau\tau) = 8\%$. L'état final constitué de quarks b ou de τ s'avère difficilement détectable au LHC, hormis dans la production par VBF, les jets étiqueteurs permettant de distinguer le signal du bruit de fond.

L'état final constitué de deux quarks b et de deux τ est le plus prometteur, celui à 4 b étant noyé dans le bruit de fond malgré la configuration VBF et celui à 4 τ ne permettant pas une reconstruction de la masse du boson de Higgs (à cause de l'énergie manquante due aux neutrinos des désintégrations des τ). Ainsi, on recherche les deux jets étiqueteurs, deux leptons de signes opposés et de l'impulsion transverse manquante issues des désintégrations des τ, et enfin deux jets de b centraux. Les leptons ainsi que les jets de b sont de faible p_T, conduisant à une efficacité de sélection faible.

Les bruits de fond dominants proviennent de $\rm t\overline{t} + 2j$ et de $\rm Z(\to \tau^+\tau^-) + 4j$ (ce dernier pouvant être réduit grâce à l'identification des deux b. Dans la Ref. [197], les premières études menées sont encourageantes, concluant ainsi à l'existence possible d'un "no-lose theorem" pour le NMSSM. Des études détaillées sont en cours au sein des collaborations ATLAS et CMS pour confirmer ce résultat.

4.3 Recherche Directe des Particules Supersymétriques

Dans cette partie, la recherche directe de particules supersymétriques est illustrée à travers quelques exemples d'analyses. La phénoménologie au LHC est très riche, mais la plupart des exemples choisis ont pour cadre général mSUGRA avec conservation de la R-parité.

4.3.1 Énergie Transverse Manquante et Signature Inclusive

Pour une masse fixée, les *sparticules* les plus abondamment produites au LHC sont les squarks et les gluinos, puisque c'est l'interaction forte qui entre en jeu dans leur cas. Si l'on suppose la R-parité conservée, elles sont produites par paires, et leur désintégration aboutit à la particule supersymétrique la plus légère (LSP, *Lightest Supersymmetric Particle*) qui est stable et interagit faiblement dans la plupart des cas, s'échappant donc du détecteur sans déposer d'énergie visible. Un processus typique est donc :

$$\mathrm{pp} \rightarrow \tilde{\mathrm{S}}\tilde{\mathrm{S}}\text{'} \rightarrow \mathrm{LSP\ LSP\ X},$$

où $\tilde{\mathrm{S}}$, $\tilde{\mathrm{S}}$' sont des squarks ou des gluinos et X un ensemble de particules standard (quarks, gluons et éventuellement leptons et photons), qui se manifeste sous la forme de jets. Les deux LSP donneront la signature "énergie manquante" (MET, *Missing Transverse Energy* ou $\not{E}_T$), essentielle dans la plupart des analyses.

4.3.1.1 La MET

Une bonne mesure de la MET est donc indispensable pour découvrir et étudier SUSY. Le design des détecteurs auprès du LHC a dû incorporer cette contrainte, afin d'optimiser la couverture angulaire et de minimiser l'impact des queues de résolution. La mesure est essentiellement calorimétrique. L'acceptance des calorimètres va jusqu'à $|\eta| \sim 5$ ($\theta \sim 0.8°$), afin de mesurer les jets au plus près de l'axe des faisceaux. Dans ATLAS, par exemple, les bouchons du calorimètre électromagnétique, ainsi qu'une partie du calorimètre hadronique couvrent jusqu'à $|\eta| = 3.2$ et les calorimètres avant, moins granulaires et dont la résolution en énergie est moins bonne couvrent jusqu'à 4.9. La contribution des calorimètres avant à la résolution sur $\not{E}_T$ est cependant petite, puisque l'énergie transverse des particules diminue à grande pseudo-rapidité. En outre, il a été montré que le gain apporté par une extension de la couverture jusqu'à $|\eta| = 7.6$ est faible [203]. Une bonne mesure de $\not{E}_T$ nécessite la prise en compte des cellules de basse énergie, en imposant un seuil sur les cellules utilisées afin de réduire les contributions du bruit électronique et de l'empilement. La résolution typique obtenue est $\sigma(p_x^{miss}) \sim 0.5\sqrt{\Sigma E_T/\mathrm{GeV}}$ GeV/c, où ΣE_T est l'énergie "transverse" totale mesurée dans les calorimètres.

Une bonne résolution sur MET est essentielle, mais les queues de distribution doivent également être bien contrôlées. Dans la recherche de SUSY, cela est essentielle pour maintenir le bruit de fond QCD, difficile à prédire, à un faible niveau. Une étude des queues de distribution de MET a été effectuée par ATLAS, dans le cadre de la recherche de boson de Higgs lourd. À haute masse, le canal à quatre leptons chargés n'est pas suffisant, et l'on doit également rechercher H $\rightarrow$ ZZ $\rightarrow \ell^+\ell^-\nu\bar{\nu}$. Le bruit de fond Z+jets est alors potentiellement très dangereux, si un jet mal mesuré produit de la "fausse" MET. Il a été estimé que des facteurs de rejet de cette "fausse" MET de l'ordre de 1000 sont nécessaires pour $\not{E}_T > 200$ GeV. Cet objectif est également souhaitable pour la recherche de SUSY. La Figure 4.21 (gauche) montre la distribution de MET dans des événements Z($\rightarrow \mu^+\mu^-$)+ jets (courbe pointillée ; la mesure des muons est supposée parfaite). Sur $\sim$ 3900 événements, seuls deux ont une MET supérieure à 150 GeV, et celle-ci est *vraie* puisque des neutrinos provenant de la désintégration de saveurs lourdes sont présents. L'objectif d'un facteur de rejet de 1000 semble donc accessible. La courbe pleine représente la distribution de $\not{E}_T$ si les jets n'étaient pas détectés. La Figure 4.21 (droite) illustre la distribution de la pseudo-rapidité des jets dans les événements avec $\not\!\!E_T > 50$ GeV. L'accumulation à $|\eta| \sim 1$ correspond à la transition tonneau-tonneau étendu des calorimètres à tuiles, où les mesures sont difficiles, et la résolution sur l'énergie des jets est dégradée.

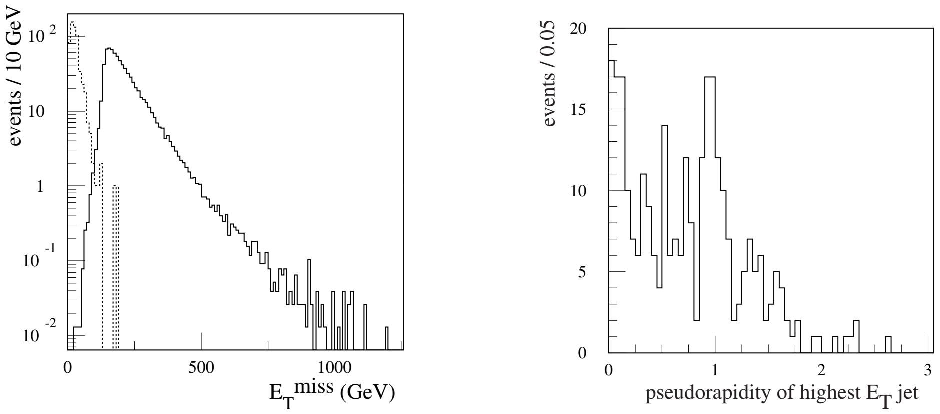

FIG. 4.21 – *<u>Gauche</u> : distribution de $\not\!\!E_T$ dans les événements Z($\rightarrow \mu^+\mu^-$)+ jets (courbe pointillée). La courbe pleine correspond au cas où les jets ne sont pas mesurés. <u>Droite</u> : distribution de la pseudo-rapidité des jets dans les événements avec $\not\!\!E_T > 50$ GeV.*

4.3.1.2 Observer SUSY

Des exemples de graphes de Feynman des processus de production de squarks et gluinos sont présentés Fig. 4.22. Les sections efficaces (NLO) des différents processus possibles sont illustrées Fig. 4.23, dans le cas $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}}$ (une somme sur 5 saveurs de squarks est effectuée ; les *stops* jouent un rôle particulier du fait du mélange potentiellement grand entre stop *gauche* et stop *droit*) pour des masses comprises entre 100 GeV$/c^2$ et 1 TeV$/c^2$. La somme des quatre processus donne une section efficace supérieure à 1 pb à 1 TeV$/c^2$, permettant une production abondante d'événements à très grand p_T, et garantissant ainsi une mise en évidence "rapide" de SUSY tant que l'échelle de masse des *sparticules* n'est pas trop élevée ($\lesssim 2$ TeV$/c^2$).

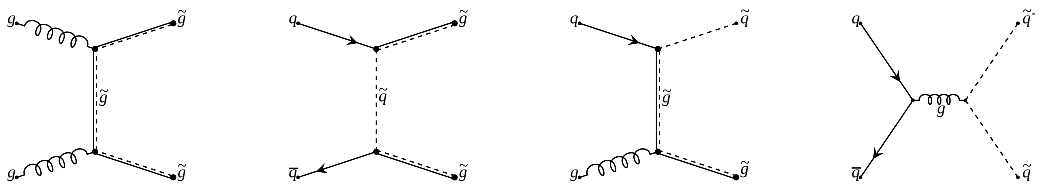

FIG. 4.22 – *Exemples de graphes de Feynman pour la production de squarks et gluinos.*

L'analyse inclusive la plus simple (une fois que les objets jets et MET sont bien compris, ce qui demandera un long et important effort au démarrage de la prise de données) consiste en la recherche de la signature "multi-jets + $\not\!\!E_T$", qui dépend peu du modèle sous-jacent, lorsque la R-parité est conservée. Elle correspond par exemple au processus pp $\rightarrow\tilde{g}\tilde{g}X \rightarrow q\tilde{q}q\tilde{q}X, \tilde{q}\tilde{q} \rightarrow qq\chi_1\chi_1$. La sélection typique demande au moins quatre jets satisfaisants $p_T > 50$ GeV$/c$, dont au moins un avec $p_T > 100$ GeV$/c$ et $\not\!\!E_T > 100$ GeV. Ces événements sont également

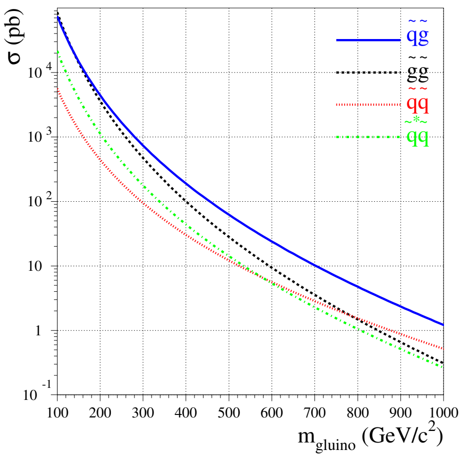

FIG. 4.23 – *Sections efficaces de production de squarks et gluinos au LHC à NLO pour* $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}}$*, en fonction de* $m_{\tilde{g}}$*.*

sphériques, et une coupure supplémentaire sur la sphéricité transverse [20] est appliquée : $S_T > 0.2$. Elle permet de réduire un peu plus le fond QCD. Enfin, une large part des événements $\mathrm{t\bar{t}}$ et W+jets sont éliminés par un veto sur les électrons ou muons isolés. Les bruits de fond dominant proviennent des processus $\mathrm{W}(\rightarrow \ell\nu)+$ jets, $\mathrm{t\bar{t}} \rightarrow \ell\nu\mathrm{bq\,\bar{q}'b}$, (où le lepton est un tau ou n'est pas dans l'acceptance des détecteurs de précision), et $\mathrm{Z}(\rightarrow \nu\bar{\nu})+$ jets. Des événements QCD pour lesquels $\not{E}_T$ est mal mesurée contribuent également au bruit de fond. Même si les coupures appliquées les réduisent fortement, ils demeurent dangereux du fait d'une section efficace gigantesque et d'une modélisation Monte-Carlo très incertaine. La distribution de la variable “Masse Effective” M_{eff} :

$$M_{\text{eff}} = \not{E}_T + \Sigma_{\text{jets}} p_T$$

est représentée Fig. 4.24 (gauche), pour le point de référence 2 (défini par $m_0 = m_{1/2} = 400$ GeV$/c^2, A_0 = 0, \tan\beta = 10$ et $\mu > 0$), correspondant à $m_{\tilde{\mathrm{q}}} \sim m_{\tilde{\mathrm{g}}} \sim 1$ TeV$/c^2$. Le signal de SUSY est clairement visible au dessus du bruit de fond du modèle standard. L'estimation de celui-ci provient, pour cette distribution, de générateurs Monte-Carlo PYTHIA et ISAJET qui engendrent les jets supplémentaires (en plus du processus dur considéré) par le mécanisme de gerbe partonique (PS, pour *parton shower*). Ce mécanisme, même s'il décrit relativement correctement la radiation à petit p_T, n'est pas suffisant pour rendre compte de l'émission à grand p_T. Une meilleure estimation de la production de jets supplémentaires peut être obtenue à l'aide de MC qui utilisent directement les éléments de matrice pour décrire ces radiations (ME, pour *Matrix Element*). Ces générateurs ME (*e.g.* AlpGen) ne peuvent décrire les radiations molles et colinéaires, et doivent être combinés aux générateurs PS pour simuler au mieux les événements, dans les régions *molles* et *dures*. Un exemple de différence entre un générateur PS (PYTHIA) et un générateur utilisant le ME pour la première radiation (MC@NLO) est illustrée Fig 4.25 à travers la distribution de l'impulsion transverse du jet (ne provenant pas d'un quark b ou c) de plus grand p_T, dans des événements $\mathrm{t\bar{t}}$. Pour MC@NLO, cette distribution est beaucoup plus large et s'étale vers de plus grandes valeurs. La distribution de M_{eff} obtenue en remplaçant les générateurs PS par des générateurs ME

[20] La sphéricité transverse est définie par $S_T = 2\lambda_1/(\lambda_1 + \lambda_2)$, où $\lambda_1 > \lambda_2$ sont les valeurs propres du tenseur $S_{ij} = \Sigma_{cellules} p_i p_j, i \in \{x, y, z\}$.

(si disponibles) est montrée Fig. 4.24 (droite). Le bruit de fond augmente d'un facteur 2 à 4 et la forme de sa distribution ressemble plus à celle du signal. L'observation d'un signal n'est donc pas aussi triviale que ne peuvent le laisser penser les prédictions des générateurs PS.

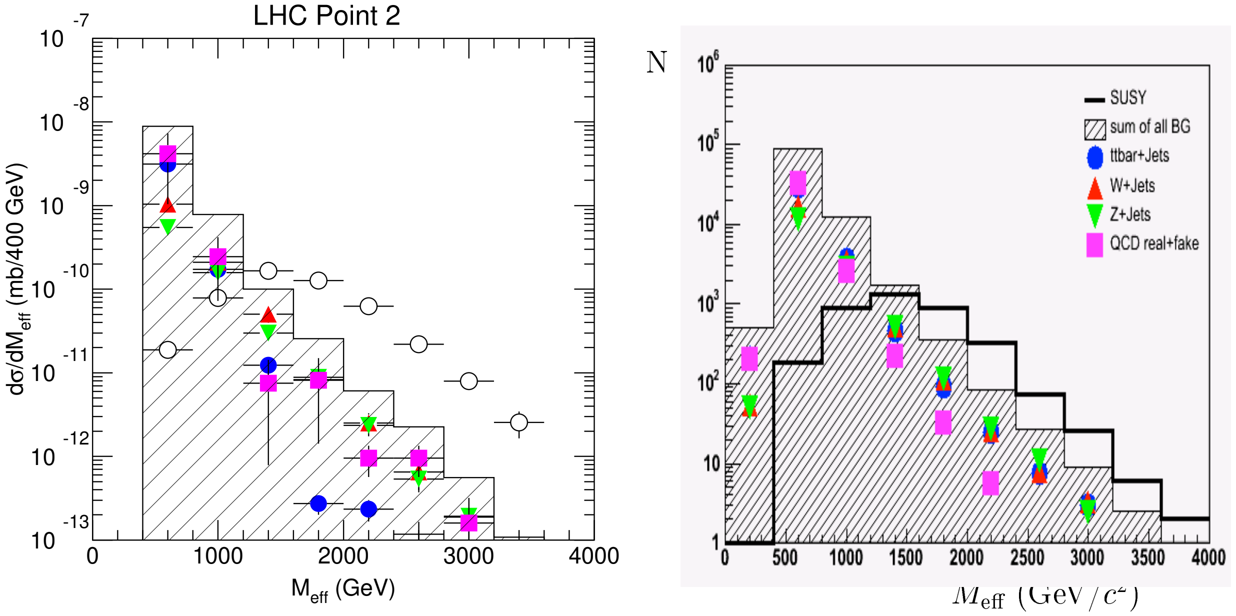

FIG. 4.24 – *Distribution de M_{eff} dans les événements SUSY (LHC point 2) (cercles ou histogramme) et pour le bruit de fond du MS (histogramme hachuré), prédit par des générateurs MC-PS (Gauche) [204] ou MC-ME (Droite) [205].*

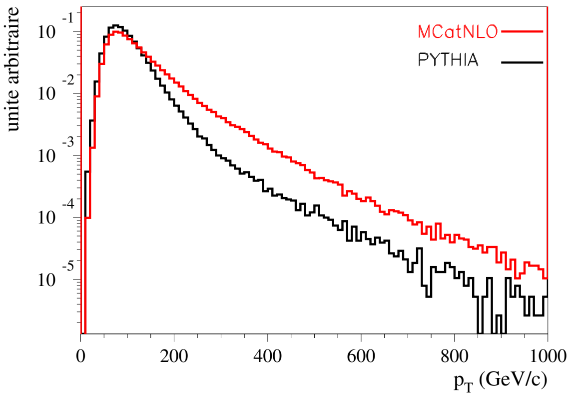

FIG. 4.25 – *Distribution de l'impulsion transverse du jet léger de plus grand p_T dans des événements $t\bar{t}$, pour PYTHIA (noir) ou MC@NLO (rouge/gris).*

Le pic $M_{\rm est}$ dans la distribution de $M_{\rm eff}$ pour le signal donne une première estimation grossière de l'échelle de masse des *sparticules*. La valeur de $M_{\rm est}$ est obtenue par un ajustement gaussien de la distribution de $M_{\rm eff}$, après soustraction de la distribution pour le bruit de fond. La corrélation entre ce pic et $M^{\rm eff}_{\rm SUSY} \sim \min(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{u}_R})$ est illustrée Fig. 4.26 [21] .

[21] Voir Ref. [206] pour les définitions exactes adoptées pour cette figure. Dans cette étude, $M_{\rm est}$ a été

Dans les modèles très contraints (mSUGRA, mGMSB), la corrélation est très bonne. Dans un MSSM assez général, le grand nombre de paramètres rend la corrélation moins évidente.

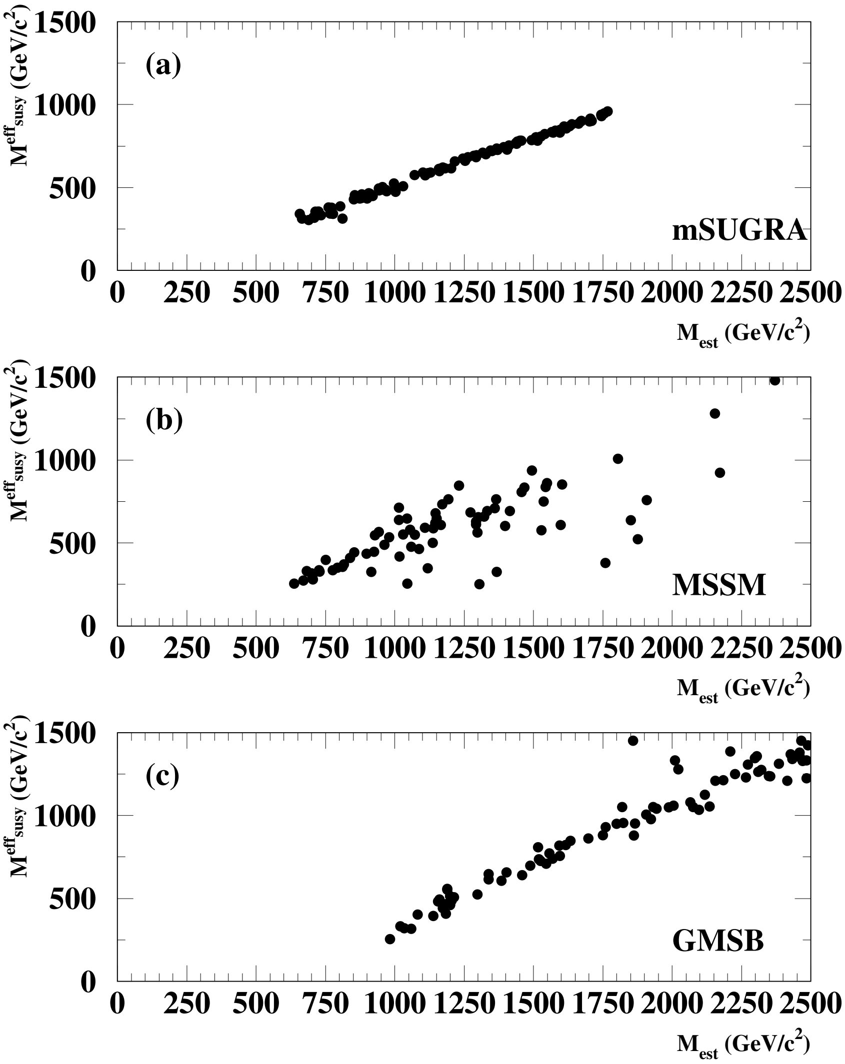

FIG. 4.26 – *Corrélation entre le pic dans la distribution de M_{eff} et l'échelle typique de masse des sparticules pour trois cadres théoriques différents [206].*

Pour cette analyse inclusive, la maîtrise du bruit de fond est un élément essentiel. Pour certains d'entre-eux, des lots de contrôle peuvent être sélectionnés relativement aisément :

- la contribution du processus $\mathrm{W} \to \tau\nu+$ jets peut être normalisée avec $\mathrm{W} \to \mathrm{e}\nu, \mu\nu+$ jets ;
- de la même façon pour $\mathrm{Z} \to \nu\bar{\nu}+$ jets avec $\mathrm{Z} \to \mathrm{e}^+\mathrm{e}^-, \mu^+\mu^-+$ jets ;
- le bruit de fond $\mathrm{t\bar{t}}$ peut-être mesuré précisément dans un domaine de M_{eff} où SUSY ne domine pas, et des générateurs MC peuvent être utilisés pour extrapoler dans la région de signal.

obtenue sur la distribution de signal uniquement. L'effet de la soustraction du bruit de fond a cependant été étudié pour déterminer la précision de la mesure de M_{est}.

Le bruit de fond instrumental est quant à lui bien plus difficile à estimer. Il correspond à des événements multi-jets accompagnés d'une *fausse* énergie transverse manquante. Même si ATLAS et CMS ont été optimisés pour une très bonne mesure de $\not{E}_T$, des événements à *fausse* $\not{E}_T$ sont inévitables, étant donnée la section efficace totale considérable au LHC. Ces événements (et leur taux) sont difficiles à simuler. Lors de l'analyse, des précautions doivent être prises pour éliminer au mieux les pathologies dans la réponse du détecteur (*e.g.* zones où l'électronique est bruyante ou morte). Les événements ayant une grande part de l'activité dans les régions peu instrumentées (telles que les transitions entre calorimètres, bouchons-tonneau) doivent subir un traitement spécial. En outre, des moyens de contrôle existent :

- la *signification* de $\not{E}_T$, $S_{\not{E}_T} = \not{E}_T/\sigma(\not{E}_T)$, peut être utilisée pour quantifier la qualité de la mesure. La résolution $\sigma(\not{E}_T)$ est une fonction de ΣE_T (et peut être également de la topologie plus ou moins sphérique des événements [205]) qui doit être mesurée dans des échantillons de contrôle ;
- une critère d'isolation peut également être appliqué pour limiter les mauvaises mesures : si l'énergie d'un jet est mal mesurée, $\not{E}_T$ aura tendance à pointer dans la direction du jet. Une coupure inférieure sur $\Delta\phi(\mathrm{jet}, \not{E}_T)$ permet de s'affranchir en partie de ce problème.

Des variations simples peuvent être apportées à cette analyse inclusive, en incorporant les états finals à un ou plusieurs leptons. Si les désintégrations en cascade longue sont dominantes, la multiplicité des leptons augmente ; en particulier, la cascade typique du point de référence SPS1a [207], Eq. 4.1, avec deux leptons de mêmes saveurs et de charges opposées est relativement aisément identifiable. Ces canaux avec leptons sont très importants, même si leur taux est réduit, puisque la contribution du bruit de fond QCD est grandement supprimée ; ils sont ainsi moins sensibles aux effets expérimentaux sur $\not{E}_T$. Le potentiel de découverte dans mSUGRA est illustré Fig. 4.27 [208], dans le plan $(m_0, m_{1/2})$, pour $\tan\beta = 35, \mu > 0, A_0 = 0$. L'analyse inclusive permet de sonder $M_{\mathrm{SUSY}} \sim 2.5$ TeV/c^2 avec 100 fb^{-1}. Cette limite pourrait être repoussée de ~ 500 GeV/c^2 grâce au SLHC (avec une luminosité intégrée de ~ 1000 fb^{-1}). Une fois le détecteur compris, des masses de l'ordre du TeV/c^2 sont accessibles après un mois de prise de données. Bien que les potentiels des états finals avec au moins un lepton soient plus faibles, leurs études demeurent essentielles puisqu'ils sont plus propres expérimentalement et apportent d'avantage d'informations sur le modèle supersymétrique sous-jacent.

4.3.2 Quelques Exemples d'Analyses Exclusives

Même si l'analyse inclusive permet de découvrir SUSY rapidement et fournit une estimation de M_{SUSY} ($\propto m_{1/2}$ dans mSUGRA) à travers la corrélation M_{eff}-M_{SUSY} (Fig. 4.26), il est évidemment nécessaire de rechercher d'autres signatures, permettant de mieux comprendre le mécanisme de brisure de Supersymétrie en mesurant les masses et couplages des nouvelles particules. À cause des deux neutralinos dans l'état final, la reconstruction complète des masses invariantes des *sparticules* dans chaque événement est impossible. Cependant les limites, seuil et valeur maximale (*endpoint*), des distributions des masses invariantes des particules observables sont fonctions des masses des *sparticules* impliquées. Les longues chaînes de désintégration telles que Eq. 4.1, illustrée schématiquement Fig. 4.28, sont des sources idéales d'information. La reconstruction commence en général à la fin de

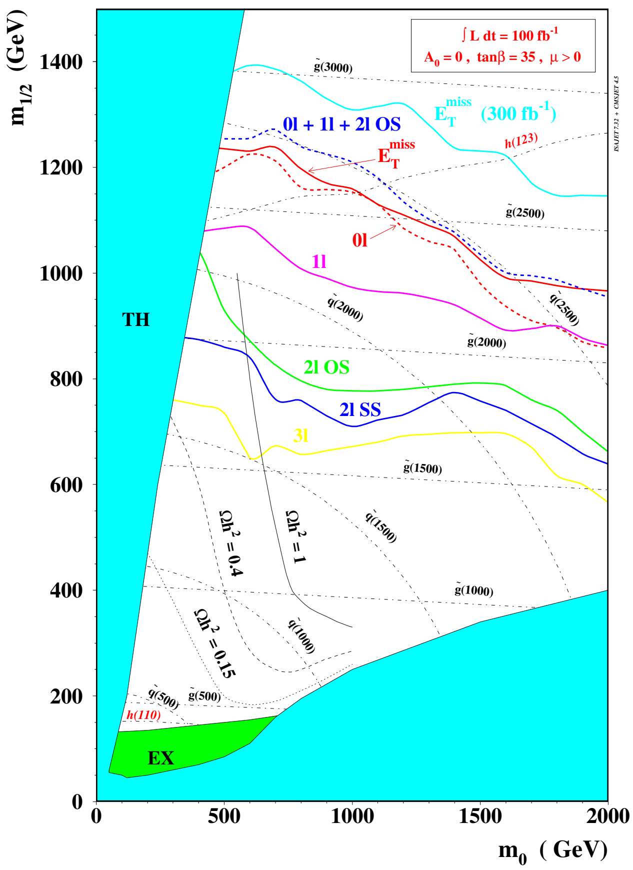

FIG. 4.27 – *Potentiel de découverte des canaux inclusif ou avec leptons, pour 100* fb^{-1} *[208], dans le plan (*m_0*,*$m_{1/2}$*) (mSUGRA,* $A_0 = 0, \tan\beta = 35$ *et* $\mu > 0$*).*

la chaîne, puis remonte à la particule initiale en ajoutant des jets ou leptons supplémentaires. Dans cette section, largement inspirée de Ref. [209], quelques exemples d'études détaillées sont présentés. La plupart des figures correspondent au point de référence SPS1a ($m_0 = 100$ GeV$/c^2, m_{1/2} = 250$ GeV$/c^2, A_0 = -100$ GeV$/c^2, \tan\beta = 10, \mu < 0$) et 100 fb^{-1} de données. Ce point de référence est un point rêvé pour LHC, car les *sparticules* ne sont pas trop massives, permettant de nombreuses études avec de grandes statistiques.

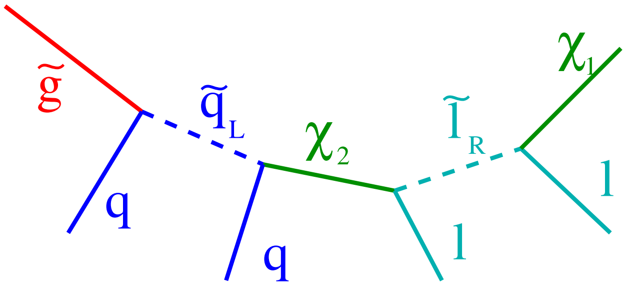

FIG. 4.28 – *Cascade typique de désintégration du gluino en deux quarks, deux leptons de mêmes saveurs et de charges opposées, et énergie manquante.*

4.3.2.1 Les paires de leptons

Dans un large domaine de l'espace des paramètres du MSSM, le rapport d'embranchement de la désintégration $\chi_2 \to \ell^+\ell^-\chi_1$ est important. Deux exemples de graphes de Feynman correspondants sont présentés Fig. 4.29.

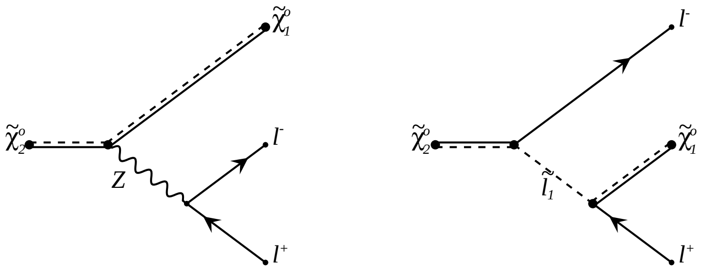

FIG. 4.29 – *Exemples de graphes de Feynman de la désintégration du χ_2 en leptons-χ_1.*

La sélection des événements est simple : les coupures typiques sur les jets et l'énergie manquante sont appliquées, et deux leptons isolés doivent être reconstruits. Le bruit de fond du MS est dominé par les événements $t\bar{t}$. Les processus Z+jets, WW, W+jets sont fortement réduits par une coupure sévère sur M_{eff} (typiquement $M_{\text{eff}} > 600$ GeV$/c^2$). La distribution de la masse invariante des deux leptons $m_{\ell\ell}$ est présentée Fig. 4.30 (droite). La contribution standard au bruit de fond est très petite. Une large fraction du bruit de fond provient en fait de processus SUSY, pour lesquels les deux leptons sélectionnés ne sont pas issus d'une même désintégration de χ_2 : ils sont produits indépendemment (par exemple dans la désintégrations de charginos de cascade). Il y a donc autant d'événements eμ ("saveurs opposées") que d'événements e$^+$e$^-$ + $\mu^+\mu^-$, et la soustraction du bruit de fond dans la distribution de $m_{\ell\ell}$ peut être réalisée relativement facilement (les efficacités d'identification des électrons et muons sont en général différentes, et des corrections doivent être appliquées). Le *endpoint* $m_{\ell\ell}^{\max}$ de cette distribution correspond à la configuration où les deux leptons partent dos à dos dans le référentiel du χ_2. Si le processus est à trois corps ($m_{\tilde{\ell}_R} > m_{\chi_2}$), $m_{\ell\ell}^{\max} = m_{\chi_2} - m_{\chi_1}$, et s'il est à deux corps ($m_{\tilde{\ell}_R} < m_{\chi_2}$),

$$m_{\ell\ell}^{\max} = \sqrt{\frac{(m_{\chi_2}^2 - m_{\tilde{\ell}_R}^2)(m_{\tilde{\ell}_R}^2 - m_{\chi_1}^2)}{m_{\tilde{\ell}_R}^2}}.$$

La précision sur la mesure du *endpoint* avec 100 fb^{-1} est environ 0.1% ($\sim$ 100 MeV/c^2) et est limitée par les incertitudes systématiques. Pour certains points favorables, les *endpoints* deux et trois corps sont observables simultanément.

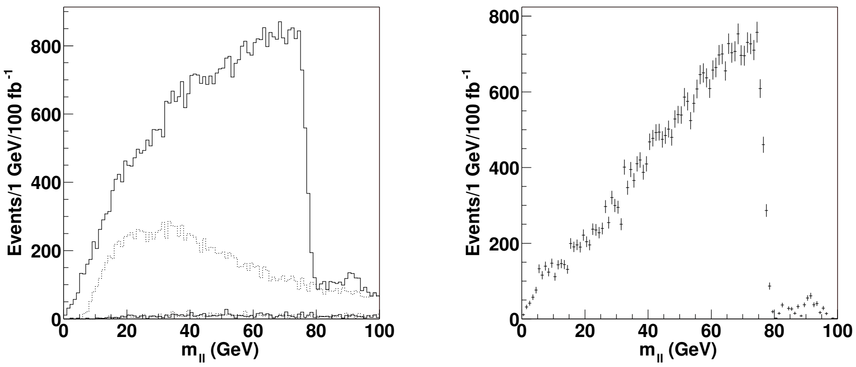

FIG. 4.30 – *Gauche : distribution de la masse invariante $m_{\ell\ell}$(trait plein). La distribution de la masse invariante $m_{\ell\ell'}, \ell \neq \ell'$ est également représentée (pointillés). Droite : même chose après soustraction du spectre "e-μ" [209].*

Selon les paramètres du modèle, un pic du Z peut également apparaître dans la distribution de $m_{\ell\ell}$. Il a pour origine la désintégration des neutralinos et charginos plus massifs $\chi_3, \chi_4, \chi_2^{\pm}$. Son importance ainsi que les propriétés cinématiques du Z peuvent donner des indications sur les masses et le mélange des jauginos [110]. Enfin, $m_{\ell\ell}$ n'est pas la seule variable intéressante liée aux masses des *sparticules* ; par exemple, le rapport des impulsions transverses des deux leptons est également sensible à la masse du slepton dans la désintégration à deux corps [210].

4.3.2.2 Masses quark-$\ell^+\ell^-$ et quark-lepton

La distribution de la masse invariante obtenue en combinant la paire de leptons avec un jet est ensuite étudiée. Seuls les deux jets de plus grand p_T sont utilisés. La valeur théorique du *endpoint* de $m_{\ell\ell\mathrm{q}}$ est

$$m_{\ell\ell\mathrm{q}}^{\max} = \sqrt{\frac{(m_{\tilde{\mathrm{q}}_L}^2 - m_{\chi_2}^2)(m_{\chi_2}^2 - m_{\chi_1}^2)}{m_{\chi_2}^2}}.$$

Dans la chaîne 4.1, deux quarks sont présents. Dans une large part de l'espace des paramètres, $m_{\tilde{\mathrm{g}}} - m_{\tilde{\mathrm{q}}} << m_{\tilde{\mathrm{q}}} - m_{\chi_2}$, et le jet provenant de la désintégration du gluino est en général plus mou que celui engendré par le squark. Dans cette analyse, cependant, le jet choisi pour construire la distribution est celui qui minimise $m_{\ell\ell \mathrm{q}}$ puisque c'est un *endpoint* que l'on souhaite mesurer. La distribution de $m_{\ell\ell \mathrm{q}}$ est illustrée Fig. 4.31 (en haut à gauche). Lorsque la masse $\ell^+\ell^-$ n'est pas trop petite, la distribution de $m_{\ell\ell \mathrm{q}}$ présente également un seuil qui s'exprime en fonction de ($m_{\tilde{\mathrm{q}}_L}$, $m_{\tilde{\ell}_R}$, m_{χ_2} et m_{χ_1}) [211]. Ceci est illustré Fig. 4.31 (en haut à droite). La condition $m_{\ell\ell} > m_{\ell\ell}^{\mathrm{max}}/\sqrt{2}$ a été imposée et le jet choisi est celui qui maximise $m_{\ell\ell \mathrm{q}}$. Enfin, les masses quark-lepton fournissent également deux *endpoints* (un pour chaque lepton) donnant deux contraintes supplémentaire sur ($m_{\tilde{\mathrm{q}}_L}$, $m_{\tilde{\ell}_R}$, m_{χ_2} et m_{χ_1}). Les distributions des masses invariantes $m_{\ell \mathrm{q}}$ sont illustrées Fig. 4.31 (en bas). Pour toutes ces distributions, le bruit de fond combinatoire est important. Il peut être réduit grâce à l'étiquetage des jets b. La statistique du lot sélectionné est alors beaucoup plus faible, mais la reconstruction de la chaîne est simplifiée. En outre, considérer les deux lots (jets étiquetés ou pas) permet de séparer sbottom et squarks légers. Les difficultés liées au fond combinatoire sont rarement mentionnées. La radiation dans l'état initial engendre des jets qui sont parfois plus durs que ceux de l'événement "dur" et ajoutent des ambiguïtés à celles liées aux désintégrations en cascades [212]. Un travail théorique et expérimental important sera nécessaire pour contrôler ces difficultés.

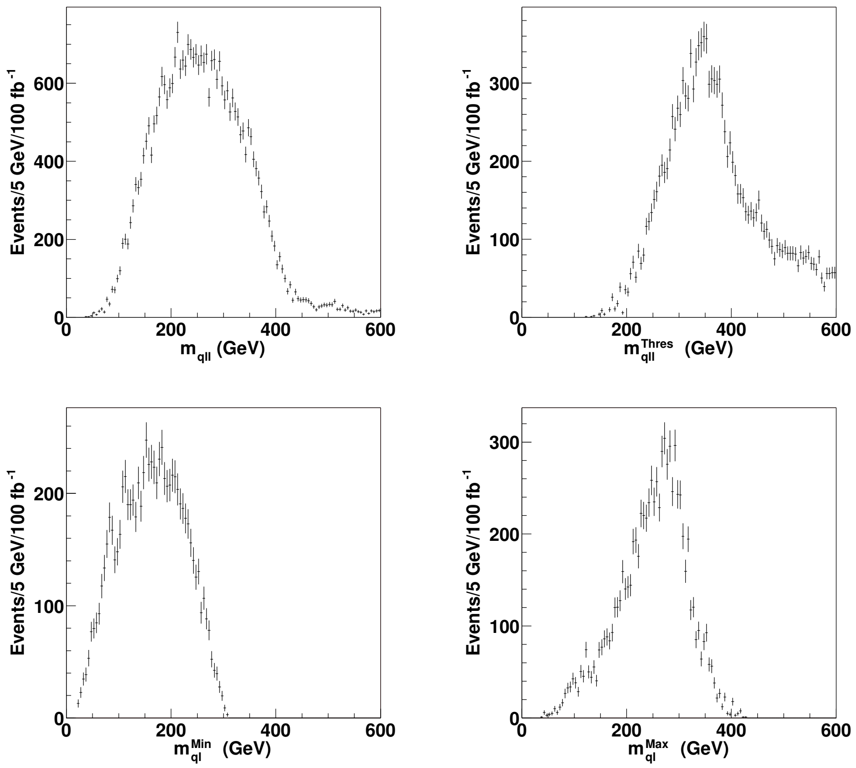

FIG. 4.31 – *<u>Haut</u> : distributions de la masse invariante $m_{\ell\ell q}$. Les mesures du endpoint (gauche) et du seuil pour $m_{\ell\ell} > m_{\ell\ell}^{max}/\sqrt{2}$ (droite) donnent deux contraintes différentes sur les masses des sparticules impliquées. <u>Bas</u> : distributions des masses invariantes $m_{\ell q}$ [209]. Dans ces distributions la soustraction du fond "saveurs opposées" a également été effectuée.*

Pour le point SPS1a, les déterminations de ces *endpoints* et seuils sont présentées dans la table 4.3, et comparées aux valeurs nominales. Les précisions prévues pour 100 fb^{-1} sont inférieures à 5 GeV/c^2. L'échelle d'énergie des jets est supposée connue à 1% et est évidemment un ingrédient essentielle de cette analyse. Ces six mesures permettent de déterminer les masses des *sparticules* impliquées. Les incertitudes attendues sont de 4.8, 4.8, 4.7, 8.7 et 13.2 GeV/c^2 sur m_{χ_1}, $m_{\tilde{\ell}_R}$, m_{χ_2}, $m_{\tilde{q}_L}$ et $m_{\tilde{b}_1}$ respectivement. Les *endpoints* et seuils mesurent en fait essentiellement des différences de masse avec la LSP, et toutes les masses déterminées au LHC seront très corrélées à $m_{\rm LSP}$, comme illustrée Fig. 4.32. L'utilisation d'une mesure auprès d'un collisionneur linéaire, beaucoup plus précise ($\sim 0.2\%$ sur m_{χ_1}), permettrait un gain remarquable sur les précisions ($\sigma < 0.5$ GeV/c^2 sur m_{χ_1}, $m_{\tilde{\ell}_R}$, m_{χ_2}, $< 5(11)$GeV/c^2 sur $m_{\tilde{q}_L}(m_{\tilde{b}_1})$).

quantité	Valeur nominale	Valeur ajustée	Syst.	Stat.
$m_{\ell\ell}$	77.077	77.024	0.08	0.05
$m_{\ell\ell q}$ *endpoint*	431.1	431.3	4.3	2.4
$m_{\ell\ell q}$ seuil	203.0	204.6	2.0	2.8
$m_{\ell\ell b}$ seuil	183.1	181.1	1.8	6.3
${m_{\ell q}}^{\rm min}$	302.1	300.8	3.0	1.5
${m_{\ell q}}^{\rm max}$	380.3	379.4	3.8	1.8

TAB. 4.3 – *Valeurs attendues et mesurées des différents endpoints et seuils pour le point SPS1a (en GeV/c^2). Les colonnes 4 et 5 donnent l'incertitude systématique due à l'échelle d'énergie des jets et l'incertitude statistique [209].*

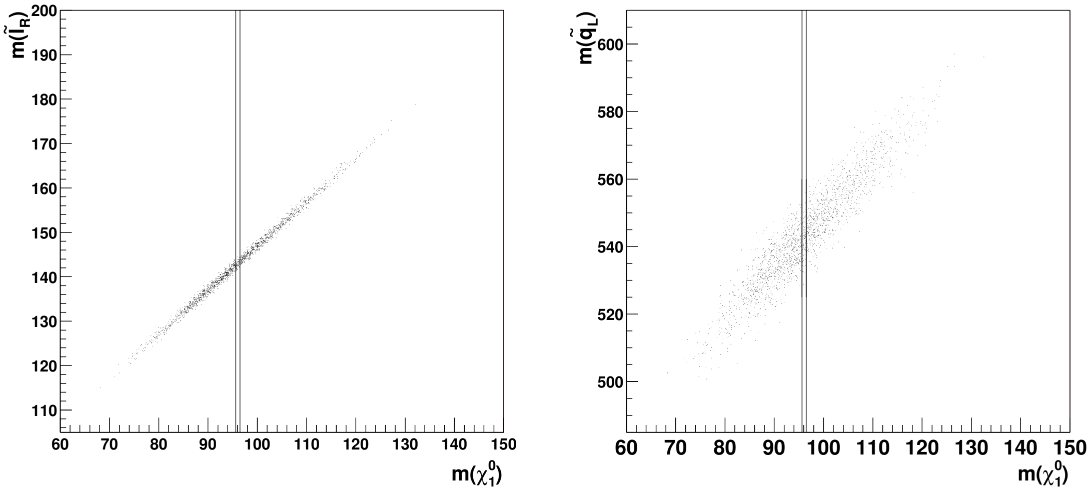

FIG. 4.32 – *Corrélation entre les déterminations de la masse du neutralino le plus léger et du slepton droit (gauche) ou du squark gauche (droite) [209]. Les traits verticaux représentent la contrainte sur m_{χ_1} apportée par un collisionneur linéaire.*

4.3.2.3 Sbottom et Gluino

Analyse classique

La cascade Eq. 4.1 permet également de mesurer la masse du gluino. Pour réduire le fond combinatoire où des jets ne provenant pas de cette désintégration sont utilisés pour les masses invariantes, seuls les événements avec deux jets étiquetés b sont considérés.

Au voisinage du *endpoint* de $m_{\ell\ell}$ (la coupure précise imposée dans l'analyse du point SPS1a est $m_{\ell\ell} > 65$ GeV$/c^2$), la paire $\ell^+\ell^-$ et la LSP sont quasiment au repos dans le référentiel du χ_2. L'impulsion de celui-ci dans le référentiel du laboratoire peut ainsi être évaluée :

$$\vec{p}(\chi_2) \sim (1 + \frac{m_{\chi_1}}{m(\ell^+\ell^-)})\vec{p}(\ell^+\ell^-). \tag{4.26}$$

L'analyse précédente ayant permis de mesurer m_{χ_2} et m_{χ_1}, le quadri-vecteur du χ_2 est donc connu, et les masses du sbottom ($m_{\chi_2\mathrm{b}}$) et du gluino ($m_{\chi_2\mathrm{bb}}$) sont simplement reconstruites en ajoutant un ou deux jets étiquetés b. La figure 4.33 (gauche) illustre la corrélation entre ces deux masses reconstruites, en supposant m_{χ_1} parfaitement connue. Pour le sbottom, une ambiguïté existe sur le choix du jet b à associer au χ_2. Cela correspond aux deux zones d'accumulation sur la figure. L'association correcte est sélectionnée en imposant les coupures $m_{\chi_2\mathrm{b}} \in [380, 600]$ GeV$/c^2$ et $m_{\chi_2\mathrm{b}} > m_{\chi_2\mathrm{bb}} - 150$. Le bruit de fond dû aux processus SUSY correspond à des événements pour lesquels la cascade 4.1 ne passe pas par un sbottom, et où le jet b de plus grand p_T provient d'une autre cascade. La distribution de la masse $m_{\chi_2\mathrm{bb}}$ est illustrée Fig. 4.33 (droite) pour 300 fb^{-1}. La résolution est dominée par l'approximation Eq. 4.26 dans la détermination de $\vec{p}(\chi_2)$. Un ajustement gaussien sur cette distribution donne $m_{\tilde{g}} = 587.6$ GeV$/c^2$, soit ~ 10 GeV$/c^2$ sous la valeur nominale d'environ 598 GeV$/c^2$. Cela est dû à l'échelle d'énergie des jets b qu'il sera probablement difficile d'estimer précisément sur les données. Une amélioration potentielle consiste à rejeter les événements où un lepton mou a été reconstruit dans le jet b. Les pertes dues au neutrino sont ainsi évitées. Cependant la statistique du lot sélectionné est faible et un compromis entre les incertitudes statistiques et systématiques doit être trouvé.

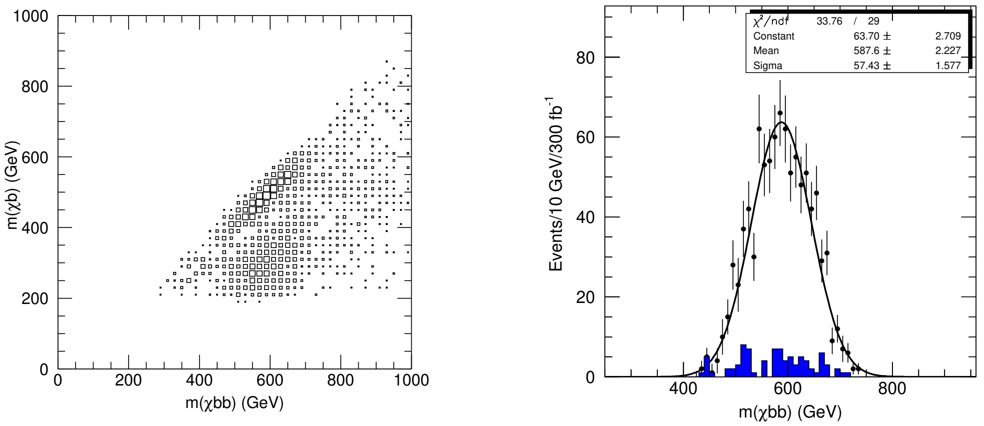

FIG. 4.33 – *Gauche : corrélation entre m_{χ_2bb} et m_{χ_2b}. Droite : distribution de m_{χ_2bb} après toutes les coupures et pour 300 fb^{-1}. Le bruit de fond résiduel est également représenté (histogramme plein) [209].*

Cette estimation de $m_{\tilde{g}}$ dépend de l'hypothèse utilisée pour m_{χ_1}, qui se reflète dans m_{χ_2} (une corrélation semblable à Fig. 4.32 existe entre les déterminations de m_{χ_2} et m_{χ_1}). Cette dépendance est linéaire : $m_{\tilde{g}} = 500 + 0.988(m_{\chi_1}/\mathrm{GeV}/c^2)$ GeV$/c^2$.

La masse du sbottom est donnée par la distribution de la masse invariante $m_{\chi_2 \mathrm{b}}$. Plutôt que de mesurer directement $m_{\tilde{\mathrm{b}}_1}$, il est préférable de mesurer la différence de masse entre le gluino et le sbottom $m_{\chi_2 \mathrm{bb}} - m_{\chi_2 \mathrm{b}}$. Cette différence permet de s'affranchir en partie de l'approximation Eq. 4.26, qui affecte les deux masses de la même façon (*cf.* Fig. 4.33 (gauche)). La distribution de $m_{\chi_2 \mathrm{bb}} - m_{\chi_2 \mathrm{b}}$ est présentée Fig. 4.34. Elle est très large, notamment à cause de la résolution relativement faible sur l'énergie des jets b (plus mauvaise que pour les jets légers, en partie à cause des désintégrations semileptoniques). En outre, les deux états propres de masse de sbottom contribuent dans cette distribution, même si le $\tilde{\mathrm{b}}_1$ domine ($Br(\tilde{\mathrm{g}} \to \tilde{\mathrm{b}}_1 \mathrm{b} \to \mathrm{b}\overline{\mathrm{b}}\chi_2) \sim 4.4 Br(\tilde{\mathrm{g}} \to \tilde{\mathrm{b}}_2 \mathrm{b} \to \mathrm{b}\overline{\mathrm{b}}\chi_2)$). En supposant que les deux "pics" peuvent effectivement être résolus, un simple ajustement à deux gaussiennes permet d'estimer la différence de masse entre le $\tilde{\mathrm{b}}_1$ et le $\tilde{\mathrm{b}}_2$: $\Delta m \sim 35$ GeV$/c^2$, compatible avec la valeur attendue de 30 GeV$/c^2$. L'importance relative des deux pics peut également donner des informations supplémentaires sur les rapports d'embranchement mis en jeu. L'observation des deux états propres de masse du sbottom aideraient beaucoup à la détermination de $\tan\beta$.

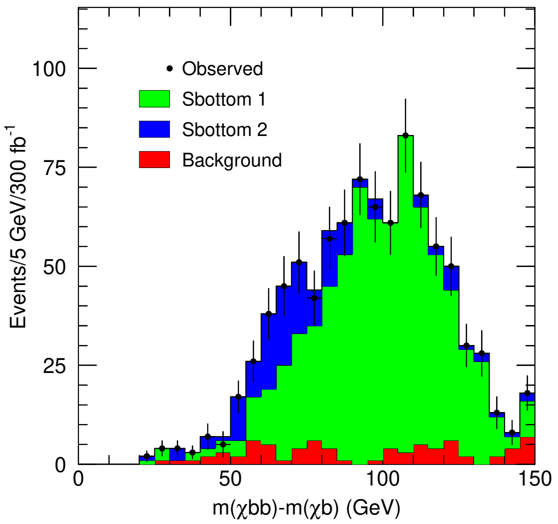

FIG. 4.34 – *Distribution de $m_{\chi_2 bb} - m_{\chi_2 b}$ après toutes les coupures et pour 300 fb^{-1}. Les contributions des deux sbottoms sont montrées séparément (gris clair : $\tilde{\mathrm{b}}_1$, foncé $\tilde{\mathrm{b}}_2$) [209].*

Une analyse raffinée

L'analyse présentée ci-dessus repose sur l'approximation Eq. 4.26, réalisée seulement au voisinage du *endpoint* de la distribution de $m_{\ell\ell}$. Elle utilise par conséquent une faible part du lot d'événements sélectionnés. Une autre méthode, proposée dans Ref. [213], permet de s'affranchir de cette condition et d'utiliser le lot complet. Dans la désintégration Eq. 4.1 (où le squark est un sbottom), cinq paramètres (les masses) sont impliqués, pour quatre inconnue (p_{χ_1}). Chaque événement correspond donc à une surface (différente événement par événement) à quatre dimensions dans un espace de cinq dimensions. Il suffit donc en principe de cinq événements pour déterminer les cinq masses impliquées.

Si l'on suppose, pour simplifier, (m_{χ_1}, $m_{\tilde{\ell}_R}$, m_{χ_2}) connues, il est facile de trouver une relation entre $m_{\tilde{\mathrm{g}}}$ et $m_{\tilde{\mathrm{b}}_1}$:

$$a m_{\tilde{\mathrm{g}}}^4 + b m_{\tilde{\mathrm{g}}}^2 m_{\tilde{\mathrm{b}}}^2 + c m_{\tilde{\mathrm{b}}}^4 + d m_{\tilde{\mathrm{g}}}^2 + e m_{\tilde{\mathrm{b}}}^2 + f = 0 \tag{4.27}$$

où a, b, c, d, e, f ne sont fonctions que de $(m_{\chi_1},\, m_{\tilde{\ell}_R},\, m_{\chi_2})$ et des impulsions des leptons et jets. Deux événements sont alors en principe suffisants pour estimer $m_{\tilde{g}}$ et $m_{\tilde{b}_1}$. La figure 4.35 compare le potentiel de cette méthode avec celui de la méthode classique, pour l'observation des deux états propres de masse du sbottom. À gauche, la distribution de $m_{\chi_2 \mathrm{bb}} - m_{\chi_2 \mathrm{b}}$ est présentée pour la méthode classique, en utilisant l'impulsion des partons b au lieu des jets. Même sans effet de détecteur sur l'échelle d'énergie des jets b, l'observation du $\tilde{b}_2$ semble difficile. La figure de droite montre la corrélation entre les deux solutions de Eq. 4.27, en forçant $m_{\tilde{g}}$ à 595 GeV/c^2. Les deux zones d'accumulations correspondent au $\tilde{b}_1$ et $\tilde{b}_2$, qui sont bien mieux séparés que sur la figure de gauche, malgré l'ambiguïté dans le choix des leptons (nécessaire pour connaître a, b, c, d, e, f).

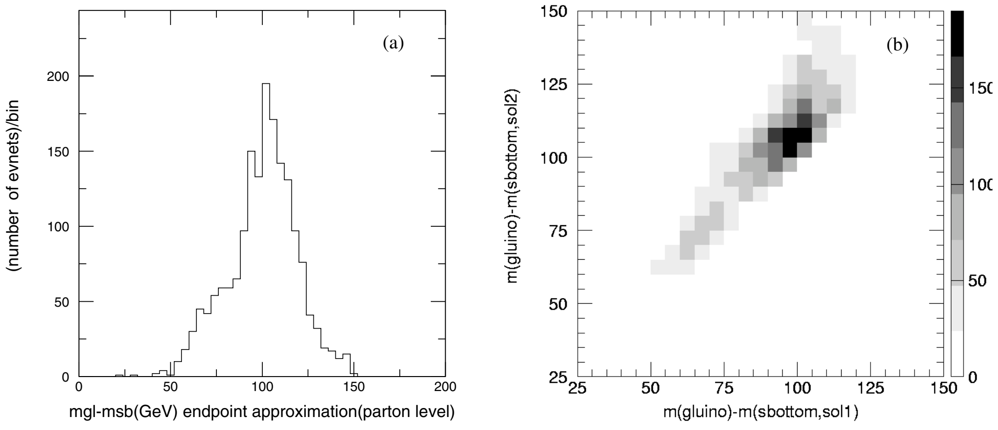

FIG. 4.35 – *<u>Gauche</u> : distribution de $m_{\chi_2 bb} - m_{\chi_2 b}$ pour 300 fb^{-1}. L'impulsion des jets b est prise égale à l'impulsion des quarks b. <u>Droite</u> : corrélation entre les deux solutions de Eq. 4.27* (cf. *texte) [213].*

À partir des paires d'événements, on peut résoudre Eq. 4.27. Parmi toutes les paires, pour diminuer le bruit de fond combinatoire, seules sont considérées celles qui n'ont de solution pour Eq. 4.27 que pour un choix possible d'association de leptons, et qui ne donnent que deux solutions pour $m_{\tilde{g}}$, distantes de moins de 100 GeV/c^2. La plus petite masse est alors choisie. Une large part du bruit de fond peut être soustraite, là encore en considérant les événements avec leptons de charges opposées et de "saveurs opposées". L'incertitude statistique accessible sur la masse du gluino est environ 1.6 GeV/c^2, soit un facteur 1.5 meilleur que l'analyse classique. Finalement, en forçant $m_{\tilde{g}}$ à sa valeur mesurée, la masse du sbottom peut être déterminée de Eq. 4.27. La solution la plus basse est en bon accord avec la masse attendue, et la précision statistique attendue voisine de 1 GeV/c^2. Le sbottom le plus lourd peut également être observé, mais une évidence non ambiguë demandera une bonne compréhension de l'échelle d'énergie des jets b.

Une analyse encore plus sophistiquée par maximum de vraisemblance, utilisant tous les événements simultanément permet de s'affranchir des problèmes des solutions multiples dans l'analyse par paire d'événements. Cette méthode permet également de distinguer le sbottom lourd, même si une mesure de sa masse s'avère très compliquée.

4.3.2.4 Quelques Autres Exemples

Production directe de sleptons "gauches"

Dans les modèles contraints, les sleptons "gauches" sont en général plus lourds que les sleptons droits, et sont donc produits moins souvent que ces derniers dans les cascades de *sparticules* lourdes. Il est cependant possible de les étudier à travers la production directe Drell-Yan pp $\to \tilde{\ell}_L{}^* \tilde{\ell}_L$. La section efficace de ce processus est relativement petite (annihilation $q\overline{q}$ par interaction faible), et seuls des sleptons assez légers peuvent être observés (par exemple, pour le point de référence 5 (largement exclu par LEP), correspondant à $m_0 = 100$ GeV$/c^2, m_{1/2} = A_0 = 300$ GeV$/c^2, \mu > 0$ et $\tan\beta = 2.1$, $m_{\tilde{\ell}_L} = 239$ GeV$/c^2$, le nombre d'événements de signal attendus après analyse est de 600 pour une luminosité intégrée de 300 fb^{-1}).

La signature expérimentale est très propre : on demande la présence de deux leptons acoplanaires de mêmes saveurs et de charges opposées, et de l'énergie manquante. La coupure en acoplanarité réduit le bruit de fond W^+W^-, et un veto sur les jets est également appliqué, pour réduire le bruit de fond $t\overline{t}$. Le bruit de fond interne SUSY (*e.g.* pp $\to \tilde{\ell}_R{}^* \tilde{\ell}_R$) est négligeable après ces coupures. À nouveau, la présence des deux neutralinos dans l'état final et l'impulsion longitudinale inconnue de l'état initiale rendent la reconstruction directe de la masse du slepton impossible. En revanche, on peut l'estimer à partir de la variable M_{T_2} [214], définie par :

$$M_{T_2}^2 = \min[\max\{m_T^2(\vec{\mathrm{p}}_{T\ell^-}, \vec{\not{p}}_1), m_T^2(\vec{\mathrm{p}}_{T\ell^+}, \vec{\not{p}}_2)\}],$$

où la minimisation est effectuée sur $\vec{\not{p}}_1$ et $\vec{\not{p}}_2$ vérifiant $\vec{\not{p}}_1 + \vec{\not{p}}_2 = \vec{\not{p}}_T$. Cette masse est telle que $m_{\tilde{\ell}_L} \geq M_{T_2}$. La distribution de M_{T_2} est illustrée Fig. 4.36 pour $m_{\tilde{\ell}} = 157.1$ GeV$/c^2$ et $m_{\chi_1} = 121.5$ GeV$/c^2$ en supposant m_{χ_1} déterminée par ailleurs [22]. La limite inférieure dans la distribution correspond à m_{χ_1} (mais n'est évidemment pas une mesure, puisqu'on a supposée m_{χ_1} connue), et le *endpoint* donne une estimation de $m_{\tilde{\ell}}$. Cette mesure est limitée par la faible statistique. Avec une luminosité intégrée de 300 fb^{-1}, une précision de l'ordre de quelques GeV$/c^2$ sur la différence de masse slepton "gauche"-neutralino est envisageable, pour des masses $m_{\tilde{\ell}_L}$ de l'ordre de 250 GeV$/c^2$.

Les grands $\tan\beta$ *et l'utilisation des taus*

À grand $\tan\beta$, le mélange des staus peut être important, ce qui peut favoriser la désintégration $\chi_2 \to \tau^+\tau^-\chi_1$ par rapport à $\chi_2 \to \ell^+\ell^-\chi_1$ ($\ell =$ e ou μ), d'une part parce que le stau le plus léger devient plus léger que les sélectron et smuon "droits", d'autre part parce que le couplage $\tilde{\tau}_1 - \tau - \chi_2$ augmente (dans les modèles mSUGRA, χ_2 est wino ; si la composante "gauche" du stau le plus léger augmente un peu par le mélange, le couplage de SU(2) prend de l'importance). Il est donc important de pouvoir observer les désintégrations en staus.

L'analyse est similaire à l'analyse des paires de leptons, mais ce sont les désintégrations hadroniques des taus qui sont considérées. Le bruit de fond QCD est donc *a priori* une difficulté majeure pour cette étude. Les collaborations ATLAS et CMS ont cependant développé des algorithmes d'identification de jets fins de taus, qui permettent un bon rejet de ce fond

[22] Il s'agit ici en fait du slepton "droit", pour le point de référence 5. Les coupures nécessaires à l'élimination du bruit de fond réduisent fortement cette contribution ; le raisonnement est cependant identique pour le slepton "gauche", la différence principale étant une statistique beaucoup plus faible.

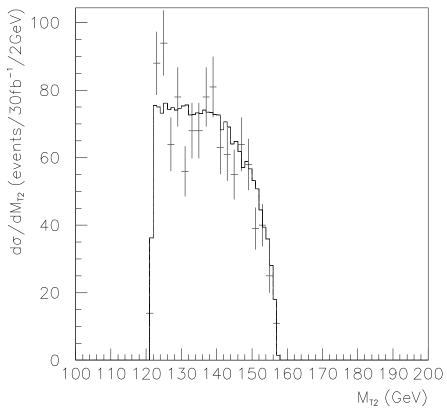

FIG. 4.36 – *Distribution de M_{T_2} pour des sleptons "droits" (*cf. *texte). Les points avec barres d'erreur correspondent à une luminosité de 30 fb^{-1}, et l'histogramme donne la forme attendue de cette distribution [214].*

(*cf.* Section 3.3.3.2 et Fig. 3.34). La distribution de la masse invariante des produits visibles de désintégration des taus est présentée Fig. 4.37 (gauche) [23]. Une estimation du bruit de fond peut être obtenue en considérant des paires de taus de mêmes charges. Le bruit de fond dominant provient d'événements dans lesquels un chargino se désintègre en tau et un jet QCD est mal identifié. La charge d'un tel jet est aléatoire et il y a donc statistiquement autant d'événements "charges opposées" que d'événements "charges identiques". Une partie des événements avec deux désintégrations $\chi^{\pm} \to \tilde{\tau}\nu_{\tau}$ donnera également deux taus de même charge. Une large part du bruit de fond peut être soustraite en utilisant la distribution de la masse invariante des taus de charges identiques. La distribution de $m_{\tau\tau}$ après cette soustraction est présentée Fig. 4.37(droite). Le bruit de fond résiduel est dominé par le processus pp $\to\chi^{+}\chi^{-}X \to \tau^{+}\tau^{-}X$. Un *endpoint* est clairement visible et correspond à la valeur attendue si le tau était stable (histogramme pointillé sur la figure). Une étude détaillée doit cependant être effectuée afin d'estimer la précision de la mesure de la différence de masse $m_{\tilde{\tau}_1} - m_{\chi_1}$, en quantifiant notamment l'impact du fond résiduel.

4.3.2.5 Reconstruction des Paramètres du Modèle Sous-Jacent

L'ambition de toutes les analyses décrites ci-dessus est de remonter aux paramètres du Lagrangien, afin de mieux comprendre le mécanisme de brisure de la Supersymétrie. Un ajustement de tous les paramètres du MSSM sur toutes les différentes mesures est impossible du fait du grand nombre de paramètres. En revanche, la détermination des 19 paramètres du pMSSM semble réalisable. À cette fin, la complémentarité entre le LHC et le ILC (*Iternational Linear Collider*) est essentielle, puisque le ILC permettrait des mesures précises dans le secteur des Bino/Wino, de Higgs et des sleptons, alors que le LHC donne accès à des particules plus lourdes (gluino et squarks) (voir par exemple Ref. [215, 217]).

Avec le LHC seul, la stratégie pour appréhender le mécanisme de brisure de SUSY consiste à ne considérer dans un premier temps que les modèles très contraints. Un exemple complet d'interprétation dans mSUGRA est donné Ref. [218]. Les précisions attendues sur les masses

[23]Une approximation du type approximation colinéaire (paragraphe 3.3.3.2) pour reconstruire la masse $\tau^{+}\tau^{-}$ en incluant les neutrinos n'est évidemment pas applicable puisque les LSP donnent la contribution principale à $\not{E}_T$.

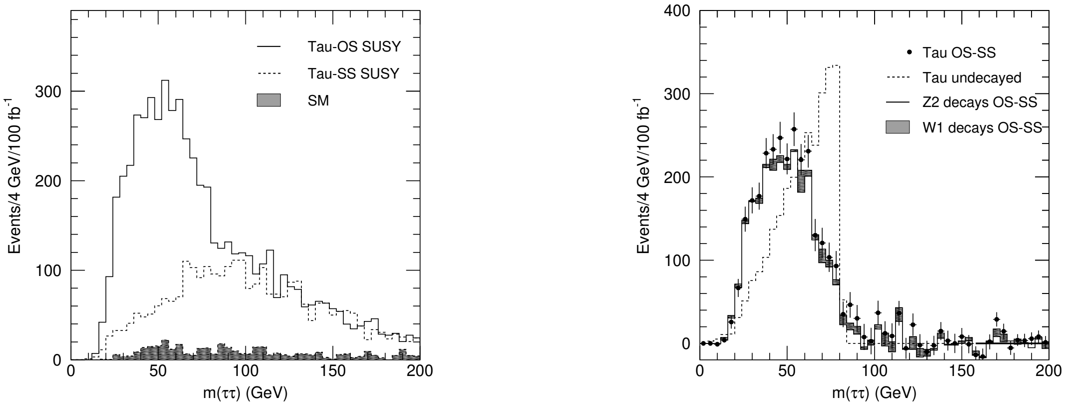

FIG. 4.37 – *Gauche : distribution de la masse invariante $m_{\tau\tau}$ (trait plein). La distribution de la masse invariante pour des paires de charges identiques est également représentée (pointillés). Droite : même chose après soustraction du spectre $\tau^{\pm}\tau^{\pm}$. L'histogramme pointillé est obtenu en rendant les taus stables [209].*

des *sparticules* avec une luminosité intégrée de 300 fb^{-1}, pour le point de référence SPS1a sont présentées Table 4.4. Les mesures effectivement utilisées pour l'ajustement ne sont pas ces masses (les corrélations importantes entre celles-ci (*cf.* Fig. 4.32) induiraient un mauvais ajustement) mais les différences de masse qui interviennent dans l'analyse des *endpoints* et seuils. Ces précisions permettent des mesures de m_0, $m_{1/2}$, A_0 à 4, 1.8 et 32 GeV/c^2 respectivement. La précision sur $\tan\beta$ est de 1.3 [215]. Le paramètre A_0 souffre d'une grande incertitude, d'une part parce que les observables utilisées pour l'ajustement sont relativement peu sensibles aux paramètres correspondants à l'échelle électrofaible $(A_{\rm t}, A_{\rm b}, A_{\tau})$, d'autre part parce que le passage de ces mêmes paramètres à A_0 par les RGE introduit un fort mélange avec les autres paramètres m_0 et $m_{1/2}$. Il est cependant possible d'étudier de façon plus exclusive les états finals avec des stops afin d'augmenter la sensibilité à A_0 dans certaines régions de l'espace des paramètres [216].

sparticule	$\chi_{1,2,4}$	gluino	squarks (u,d,s,c)	sbottom	slepton
précision (GeV/c^2)	4-5	8	20	8	5-7

TAB. 4.4 – *Précisions attendues sur les masses des sparticules pour le point SPS1a, avec 300 fb^{-1}.*

À partir des déterminations de ces paramètres du modèle sous-jacent, une "prédiction" pour la densité relique de matière noire $\Omega_\chi {\rm h}^2$ peut être effectuée. Pour estimer la précision sur cette prédiction, l'ajustement des paramètres a été répété plusieurs fois en lissant les différences de masse en entrée selon leurs incertitudes (cela permet de tenir compte des incertitudes systématiques corrélées, *e.g.* sur l'échelle d'énergie des jets de façon relativement simple) [218]. Le résultat est illustré Fig. 4.38, où les précisions sur les différences de masse utilisées correspondent à 100 fb^{-1}. La valeur la plus probable $\Omega_\chi {\rm h}^2 \sim 0.193$ est compatible avec la valeur attendue de 0.191. La queue à petite valeur provient de la détermination imprécise de $\tan\beta$. Avec 300 fb^{-1}, dans l'hypothèse optimiste où les deux sbottoms peuvent être résolus, la précision sur $\tan\beta$ est bien meilleure et la queue de la distribution Fig. 4.38 disparaît. La confrontation de cette estimation avec les résultats des expériences de recherche directe de matière noire de deuxième génération telles que CDMSII ou EdelweissII fournira un test de cohérence important.

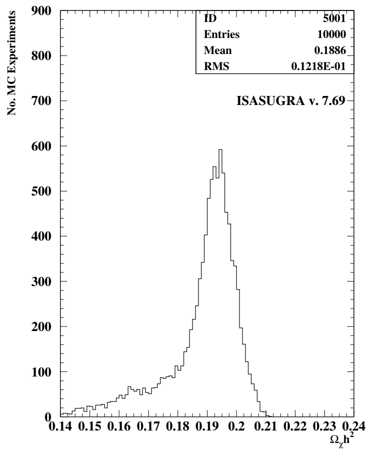

FIG. 4.38 – *Déterminations de $\Omega_\chi h^2$ obtenues à partir des ajustements sur les mesures de endpoints et seuils, pour le point SPS1a et une luminosité intégrée de 100 fb^{-1}.*

4.3.2.6 A-t-on vraiment découvert SUSY ?

L'observation simultanée de toutes les signatures décrites précédemment donnera un indice fort en faveur de la Supersymétrie. Pour confirmer cette hypothèse, il est essentiel de vérifier que les nouvelles particules sont bien des *super-partenaires*, et notamment que leurs spins diffèrent des spins des particules du modèle standard d'une demie unité.

Le LHC n'est pas idéal pour de telles études, mais des processus permettant une mise en évidence du caractère supersymétrique des *sparticules* ont été identifiés. Par exemple, l'analyse de la désintégration $\tilde{\mathrm{q}}_L \to \mathrm{q}\chi_2, \chi_2 \to \ell\tilde{\ell}_R$ est sensible au caractère fermionique du χ_2 [219]. Les formes de la distribution de la masse invariante entre le quark et le lepton sont très différentes pour des leptons de charge positive ou négative : la configuration où le lepton et le quark sont dos à dos dans le référentiel du χ_2, *c-à-d* $m_{\ell\mathrm{q}}$ est proche de sa valeur maximale, est très favorisée pour un anti-lepton, et défavorisée pour un lepton. Ces constatations sont inversées pour la désintégration d'un anti-squark, et un collisionneur symétrique, comme le Tevatron, ne peut exploiter cette asymétrie entre $m_{\ell^+\mathrm{q}}$ et $m_{\ell^-\mathrm{q}}$. En revanche, au LHC, la section efficace de production de squarks est supérieure à celle des anti-squarks, et l'asymétrie reste observable. Un deuxième effet de dilution existe car il est *a priori* impossible de distinguer le *bon* lepton (de désintégration du χ_2) du *mauvais* (provenant du $\tilde{\ell}_R$). Malgré cela, en utilisant les deux masses invariantes possibles, l'asymétrie est toujours visible. Les deux distributions des masses invariantes $m_{\ell\mathrm{q}}$ sont présentées Fig. 4.39 (gauche). L'asymétrie résultante, définie par

$$A^{+-} = \frac{s^+ - s^-}{s^+ + s^-}, \qquad\qquad s^\pm = \frac{\mathrm{dN}}{\mathrm{d}m_{\ell^\pm\mathrm{q}}}$$

est illustrée Fig. 4.39 (droite), pour une luminosité intégrée de 150 fb^{-1}. L'asymétrie obtenue en l'absence de corrélation de spin (*i.e.* un "χ_2 scalaire") est également représentée (étoiles). Elle est bien compatible avec 0.

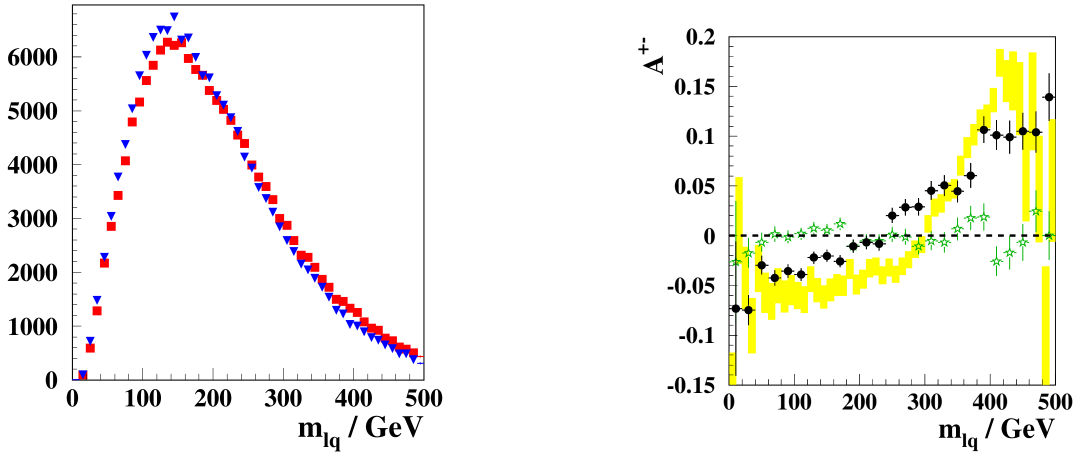

FIG. 4.39 – *<u>Gauche</u> : distribution de la masse invariante $m_{\ell q}$ pour de leptons (triangles) et des anti-leptons (carrés). <u>Droite</u> : Asymétrie de charge (cf. texte). Les points donnent l'asymétrie en fonction de $m_{\ell q}$ pour une luminosité intégrée de 150 fb^{-1}. Les rectangles jaunes (gris clair) donnent l'asymétrie au niveau partonique (diminuée d'un facteur 0.6). Les étoiles correspondent au cas où le χ_2 serait une particule scalaire [219].*

Le caractère scalaire des sleptons peut également être mis en évidence au LHC. L'observation de la forme triangulaire de la distribution de $m_{\ell\ell}$ (Fig. 4.30) donne un premier indice : une interprétation différente de la production d'un scalaire portant un nombre leptonique semble difficile à trouver [219]. En outre, une analyse de la production directe de paires de sleptons, exploitant la différence entre les pseudo-rapidités des leptons, a permis de montrer qu'il est possible de séparer "leptons scalaires" (SUSY) de résonances fermioniques lourdes (par exemple, le premier état excité de la *tour de Kaluza-Klein* associée au lepton dans les modèles à dimensions supplémentaires universelles) jusqu'à des masses d'environ ~ 300 GeV$/c^2$, avec une luminosité intégrée de 300 fb^{-1} [220].

4.3.2.7 Remarques sur GMSB

Les analyses présentées jusqu'à maintenant avaient pour cadre les modèles génériques de Supergravité avec gravitino lourd (*e.g.* mSUGRA, mAMSB). Les modèles à médiation de jauge (GMSB) ont une phénoménologie très différente. Dans ce paragraphe, quelques unes de leurs spécificités sont mentionnées.

Dans GMSB, la LSP est le gravitino $\tilde{\mathrm{G}}$. Sa masse est très faible ($<<$ GeV$/c^2$), et il peut être considéré comme étant de masse nulle d'un point de vue expérimental. La phénoménologie est gouvernée par la nature de NLSP et son temps de vie. Les couplages des *sparticules* au gravitino étant très faibles, leurs désintégrations en cascade conduisent à la NLSP, qui se désintègre à son tour en gravitino. Quatre situations typiques doivent être considérées :

- le cas neutralino NLSP
  - Longue durée de vie. Dans ce cas, la phénoménologie est similaire à celle des modèles SUGRA, puisque le neutralino se désintègre en dehors du détecteur. Un cas intéressant se produit si le temps de vie est intermédiaire, pour lequel la désintégration

$$\chi_1 \to \tilde{\mathrm{G}}\gamma \tag{4.28}$$

a lieu dans le détecteur, mais pas au vertex primaire. Le calorimètre électromagné-

tique d'ATLAS permet de mesurer relativement précisément la direction d'un tel photon (*cf.* Sec 3.3.1) "non pointant" et ainsi d'identifier cette configuration. En outre, la vitesse du neutralino étant bien inférieure à celle de la lumière, le photon de désintégration atteindra le calorimètre avec un certain retard (pour $m_{\chi_1} = 119$ GeV$/c^2, c\tau = 1.1$ km, Δt ~ 2.67 ns), mesurable dans une large fraction de l'espace des paramètres, étant donnée la très bonne résolution en temps du calorimètre électromagnétique (~ 100 ps). Cette mesure donne accès au temps de vie du neutralino, et donc à son couplage au gravitino, lié à l'échelle de brisure de la Supersymétrie ; elle est donc extrêmement importante.
  - Durée de vie courte. Les signatures expérimentales dans ce cas sont très spectaculaires : on y retrouve les mêmes que celles décrites précédemment, avec la présence de photons supplémentaires provenant de la désintégration Eq. 4.28. Par exemple, dans la désintégration $\chi_2 \to \tilde{\ell}_R \ell \to \ell^+\ell^-\chi_1\gamma$, le photon permet de reconstruire des *endpoints* supplémentaires (en plus de $m_{\ell\ell}$, les masses $m_{\ell\gamma}, m_{\ell\ell\gamma}$ peuvent être considérées), facilitant d'autant la détermination de m_{χ_1}, m_{χ_2} et $m_{\tilde{\ell}_R}$.
- le cas slepton NLSP
  Du fait du mélange plus important pour les staus, le slepton le plus léger est en général le $\tilde{\tau}_1$.
  - Longue durée de vie. Ce cas fournit des signatures expérimentales nouvelles très intéressantes. Si le slepton se désintègre en dehors du détecteur, il donne lieu à une trace chargée pénétrante, "un gros muon". Comme sa vitesse est inférieure à la vitesse de la lumière, le signal dans les chambres à muons sera retardé. Ceci peut permettre d'estimer sa masse [110]. Si le temps de vie est intermédiaire, la désintégration $\tilde{\tau} \to \tau\tilde{\mathrm{G}}$ peut avoir lieu dans le détecteur de traces, et donnée lieu à une trace avec un coude.
  - Durée de vie courte. Dans ce cas, la présence de nombreux leptons par événement permet en général de les identifier aisément, avec un bon rapport signal sur bruit.

4.3.3 Un modèle exotique

L'une des motivations pour SUSY est la possibilité de rendre les scalaires *naturels*, et notamment assurer $m_{\mathrm{h}} < 200$ GeV$/c^2$. La hiérarchie à protéger, entre m_{Z} et M_{p} n'est cependant pas la plus grande de la physique actuelle : la constante cosmologique, estimée à partir de l'observation de SuperNovae SNIa, du fond de rayonnement cosmologique et de l'abondance des amas de galaxies, dans le modèle cosmologique concordant vaut $\Lambda \sim (0.002\ \mathrm{eV})^4$, inférieure de 40 à 120 ordres de grandeur aux estimations naïves en théorie des champs. Puisque ce problème n'est pas résolu, pourquoi s'attacher à comprendre la "petite" hiérarchie entre m_{Z} et M_{p} ? Le modèle de *Split Supersymmetry* [221] abandonne les arguments subjectifs utilisés pour motiver SUSY (ajustement fin, hiérarchie) en rendant tous les scalaires très lourds, $\tilde{m} \sim 10^{10}$ GeV$/c^2$, sauf le boson de Higgs le plus léger. Seuls les aspects "phénoménologiques" intéressants de SUSY sont préservés, en gardant les jauginos au TeV : le neutralino le plus léger reste un très bon candidat matière noire, et l'unification des couplages de jauge est maintenu (les scalaires ne contribuent pas beaucoup dans leur evolution). En outre, puisque les scalaires sont très lourds, le problème de la saveur lié aux termes doux du Lagrangien (courants neutres changeant la saveur et violation de CP naturellement trop importants) disparaissent. Cette façon de (ne pas) s'attaquer au problème de hiérarchie et d'ajustement fin est assez controversée (voir par exemple Ref. [222]).

Les signatures expérimentales de ce modèle sont radicalement différentes de celles mentionnées dans les paragraphes précédents. Les gluinos ont une grande durée de vie. Ils s'hadronisent pour former des états liés, les R-hadrons. Si ces derniers sont chargés, l'état final recherché est similaire au cas du stau NLSP à longue durée de vie dans GMSB (les interactions dans les calorimètres sont cependant très différentes), avec une activité plus importante provenant des particules de fragmentation. Les R-hadrons neutres sont plus difficiles à observer. Les charginos et neutralinos sont quant à eux produits par processus Drell-Yan, et recherchés à travers leurs désintégrations leptoniques. Enfin, le secteur de Higgs est équivalent à celui du MS.

Chapitre 5

Quelques Autres Possibilités au Delà du Modèle Standard

5.1 “Petit Higgs”

5.1.1 Introduction

Le problème de la *petite hiérarchie* a été introduit dans la Sec. 1.1.1.2 : il s'agit de comprendre la différence d'échelle entre le *cut-off* $\Lambda \geq 10$ TeV où apparaît une nouvelle physique et l'échelle de la brisure de la symétrie électrofaible v. Cette différence d'échelle entre dans les corrections radiatives à la masse du boson de Higgs pour garder cette dernière en deçà du TeV.

Le modèle du Petit Higgs (*little Higgs*) [224] (*cf.* les Ref. [225] et [226] pour des revues récentes) propose d'expliquer la "légèreté" du boson de Higgs par analogie avec les pions de QCD en le traitant comme un boson de Nambu-Goldstone. Ce boson est généré (sans masse) lors de la brisure spontanée (partielle) à une échelle $\Lambda_S = 4\pi f$ d'une nouvelle symétrie globale. Il acquiert ensuite une masse (il s'agit donc alors d'un "pseudo" boson de Nambu-Goldstone) grâce à la brisure de la symétrie électrofaible : cette masse étant protégée par la symétrie globale approximative, elle demeure petite.

Pour réaliser ceci, dans le modèle de Petit Higgs le plus élémentaire (*littlest Higgs*) que nous considérerons par la suite, le modèle standard est inséré dans le nouveau groupe de symétrie globale $SU(5)$ possédant un sous-groupe de jauge $[SU(2) \times U(1)]^2$. Dans une première phase, le groupe $SU(5)$ est brisé par une *v.e.v.* f en $SO(5)$. Lors de cette brisure de symétrie, 14 bosons de Goldstone apparaissent. Dans une deuxième phase, le groupe de jauge $[SU(2) \times U(1)]^2$ est brisé en $SU(2)_L \times U(1)_Y$ (on reconnaît dans ce dernier le groupe de jauge électrofaible du modèle standard). Lors de cette brisure de symétrie, 4 des 14 bosons de Goldstone sont absorbés par les composantes longitudinales des bosons de jauge ($\mathrm{W_H}$, $\mathrm{Z_H}$ et $\mathrm{A_H}$) du groupe de jauge brisé pour leur donner une masse. Parmi les bosons de Goldstone restants, on trouve un doublet scalaire complexe (équivalent au doublet de Higgs du modèle standard) et un triplet scalaire complexe (ϕ) contenant cinq bosons de Higgs : un boson neutre ϕ^0, une paire de bosons chargés $\phi^{\pm}$ et une paire de bosons doublement chargés $\phi^{\pm\pm}$.

D'un point de vue phénoménologique, l'effet de la brisure de la symétrie globale $SU(5)$ est d'introduire (au moins) une nouvelle particule lourde (de l'ordre du TeV$/c^2$) pour chaque particule qui contribue aux corrections radiatives du boson de Higgs (les contributions dominantes provenant du quark top, des bosons de jauge W et Z, et du boson de Higgs lui-même) pour compenser les divergences quadratiques associées [1] : ainsi les W_H et Z_H compensent les boucles de W et Z, un nouveau quark top T compense la boucle du top standard et enfin le triplet de Higgs ϕ compense la boucle du boson de Higgs standard.

Les analyses décrites dans les sections qui suivent ont été réalisées au sein de l'expérience ATLAS et sont extraites des Ref. [227] et [228].

5.1.2 Nouveau Quark Top

Pour compenser la divergence quadratique induite par la boucle du quark top sur la masse du boson de Higgs, on introduit une paire de nouveaux fermions lourds, $\tilde{t}$ et $\tilde{t}'^c$ dont les couplages au champ de Higgs sont tels que leur contribution à la masse du boson de Higgs au niveau des boucles compense cette divergence.

Les états physiques obtenus après la diagonalisation de la matrice de masse sont t_L, t_R^c de masse m_t (correspondant au quark top), T_L et T_R^c de masse m_T (correspondant à un nouveau quark top lourd). Ces états sont des mélanges du quark top du modèle standard et des nouveaux fermions lourds $\tilde{t}$ et $\tilde{t}'^c$.

La masse de ce nouveau quark ne doit pas être trop élevée, sinon le problème d'ajustement fin réapparaît [224] :

$$m_T < 2\ \mathrm{TeV}/c^2 \left(\frac{m_H}{200\ \mathrm{GeV}/c^2}\right). \tag{5.1}$$

Le nouveau quark T peut être produit au LHC de deux manières différentes : par production QCD, $gg \to T\overline{T}$ et $q\overline{q} \to T\overline{T}$; et par production avec échange d'un W, $qb \to q'T$ [2]. Ce dernier mode domine dès que $m_T > 0.7\ \mathrm{TeV}/c^2$ et est donc le mode retenu pour la recherche de T au sein de l'expérience ATLAS [228].

Les modes de désintégrations envisageables pour T sont :

$$\Gamma(T \to tZ) = \frac{1}{2}\Gamma(T \to bW) = \Gamma(T \to tH) \propto m_T, \tag{5.2}$$

et sont décrits dans les paragraphes suivants.

$T \to tZ$:

On recherche ce canal dans l'état final $T \to tZ \to \ell\nu b\ell^+\ell^-$, soit trois leptons isolés dont deux correspondent à un Z, un jet de b et de l'énergie transverse manquante. Les bruits de fond proviennent des processus WZ, ZZ et tbZ, ce dernier étant le bruit de fond dominant après sélection.

La masse invariante reconstruite $m(Zt)$ est montrée sur la figure 5.1 (haut, gauche) pour le signal ($m_T = 1\ \mathrm{TeV}/c^2$) et le bruit de fond. On observe que le rapport signal sur bruit est excellent. Ainsi, avec 300 fb^{-1}, une découverte à 5σ dans ce mode est possible pour $m_T < 1\ \mathrm{TeV}/c^2$.

$T \to bW$:

On recherche ce canal dans l'état final $T \to bW \to b\ell\nu$. Le bruit de fond provient des productions $t\bar{t}$, de production de top célibataire et de $Wb\bar{b}$. Demander un unique jet de b

[1]Notons que les particules introduites sont de la même statistique que les particules du modèle standard, contrairement au cas de la supersymétrie.

[2]Les b étant produits par paire dans l'état initial, il reste toujours un b mou dans ce mode de production qui est néanmoins trop mou pour être étiqueté en tant que b.

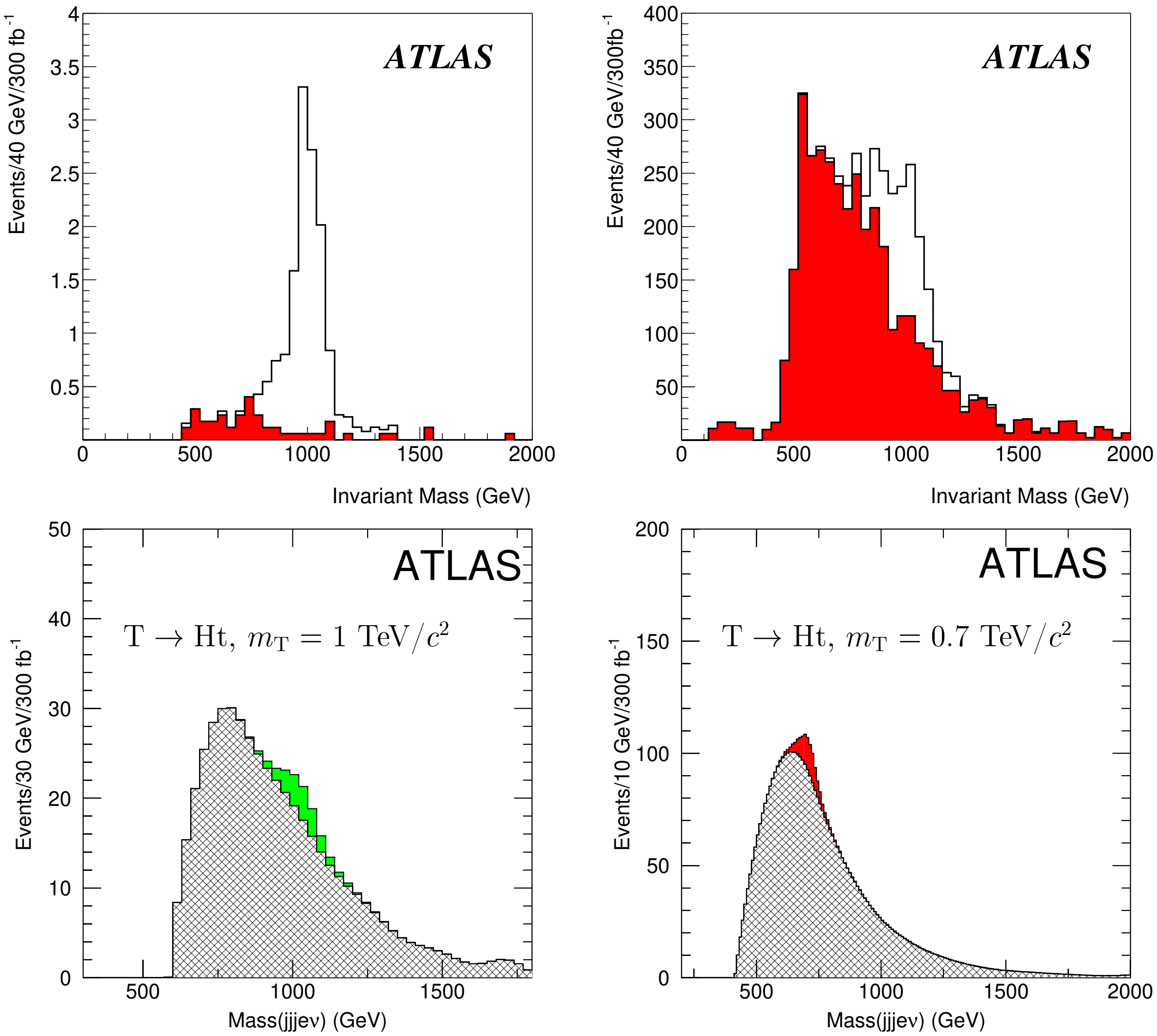

FIG. 5.1 – *Haut, gauche : masse invariante reconstruite $m(Zt)$ pour le signal $T \to Zt$ (histogramme vide, $m_T = 1$ TeV/c^2) et pour le bruit de fond (histogramme plein), dominé par tbZ. Haut, droite : masse invariante reconstruite $m(Wb)$ pour le signal $T \to Wb$ (histogramme vide, $m_T = 1$ TeV/c^2) et pour le bruit de fond (histogramme plein), dominé par $t\bar{t}$. Bas : masse invariante reconstruite $m(jjje\nu)$ pour le signal $T \to Ht$ (histogramme plein, gauche : $m_T = 1$ TeV/c^2, droite, $m_T = 0.7$ TeV/c^2) et pour le bruit de fond (histogramme hachuré), dominé par $t\bar{t}$. Figures extraites de la Ref. [228] et correspondant à une luminosité de 300 fb^{-1}.*

est efficace contre ces bruits de fond. Pour lutter contre le bruit de fond $t\bar{t}$, on rejette aussi les événements qui possèdent plus de deux jets énergétiques.

Le rapport signal sur bruit est dégradé par rapport au mode précédent comme montré sur la figure 5.1 (haut, droite) à cause de la présence du bruit de fond $t\bar{t}$. Malgré ceci, ce mode permet quand même de sonder avec 300 fb^{-1} des masses de quark T jusqu'à 2 TeV/c^2.

$\mathbf{T \rightarrow tH}$:

L'état final recherché pour ce canal dépend de la masse du boson de Higgs. Pour une masse de 140 GeV/c^2, la désintégration $\mathrm{H} \rightarrow b\bar{b}$ domine. On recherche d'autre part le quark t dans sa désintégration semi-leptonique : $t \rightarrow W(\rightarrow \ell\nu)b$. Ainsi, l'état final est composé d'un lepton, de trois jets b et d'énergie manquante.

On demande qu'un seul jet soit étiqueté b (demander plus de jets étiquetés ne rejette pas plus de bruit de fond et diminue l'efficacité de reconstruction). On rejette d'autre part les événements qui possèdent deux jets avec une masse invariante comprise entre 70 et 90 GeV/c^2 pour aider à rejeter le bruit de fond $t\bar{t}$. Enfin la combinaison de l'énergie manquante et du lepton doit être compatible avec l'hypothèse d'un W.

La masse invariante reconstruite jjj$e\nu$ est montrée sur la figure 5.1 (bas) pour le signal ($m_{\mathrm{T}} = 1$ TeV/c^2, gauche) et pour le bruit de fond dominé par $t\bar{t}$. Le rapport signal sur bruit (ici de 4σ) est le pire des trois modes présentés, mais permettrait de confirmer un signal observé dans les autres modes.

Notons que le signal est d'autant plus dur à extraire du bruit de fond que la masse de T est petite, car la cinématique devient alors plus proche de celle du bruit de fond $t\bar{t}$. Pour illustrer ceci, l'analyse décrite ci-dessus est appliquée à un signal avec $m_{\mathrm{T}} = 0.7$ TeV/c^2 avec des coupures un peu plus lâches. La figure en bas à droite 5.1 montre les distributions de masse invariante résultantes : la signification statistique du signal descend alors à 3σ.

5.1.3 Nouveaux Bosons de Jauge

Trois nouveaux bosons de jauge lourds apparaissent dans le modèle *Littlest Higgs* : un chargé $\mathrm{W_H}$, et deux neutres $\mathrm{Z_H}$ et $\mathrm{A_H}$ (ce dernier est l'équivalent du photon en lourd). Les bosons $\mathrm{W_H}$ et $\mathrm{Z_H}$ sont quasiment dégénérés en masse et plus lourds que $\mathrm{A_H}$. Les propriétés de ces nouveaux bosons dépendent des constantes de couplage de jauge du modèle standard, ainsi que de deux nouvelles constantes de couplage. On choisit pour ces deux derniers paramètres les angles θ et θ' (similaires en quelque sorte à l'angle du Weinberg θ_W du modèle standard), qui déterminent respectivement les couplages du $\mathrm{Z_H}$ et $\mathrm{A_H}$.

Les désintégrations de $\mathrm{Z_H}$ et $\mathrm{A_H}$ en e^+e^- et $\mu^+\mu^-$ (et pour $\mathrm{W_H}$ en $\ell\nu$) sont en général possibles, et c'est donc dans ces modes que ces nouveaux bosons sont susceptibles d'être découverts comme montré sur la figure 5.2. Néanmoins, pour confirmer que ces bosons proviennent d'une théorie de Petit Higgs, il faut mesurer les rapports d'embranchement des désintégrations caractéristiques $\mathrm{Z_H} \rightarrow \mathrm{ZH}$ et $\mathrm{W_H} \rightarrow \mathrm{WH}$ [229]. En effet, les couplages associés correspondent à un terme du Lagrangien directement issu du mécanisme de brisure de symétrie propre aux modèles de Petit Higgs.

$\mathbf{Z_H \rightarrow Z(\rightarrow \ell^+\ell^-)H(\rightarrow b\bar{b})}$:

On recherche ce canal dans sa désintégration $\mathrm{Z_H} \rightarrow \ell^+\ell^- b\bar{b}$, soit une paire de jets de b dont la masse invariante pique à la masse du H et une paire de leptons issus d'un Z. La masse de $\mathrm{Z_H}$ étant élevée, le H issu de sa désintégration est boosté et les deux jets de b sont très

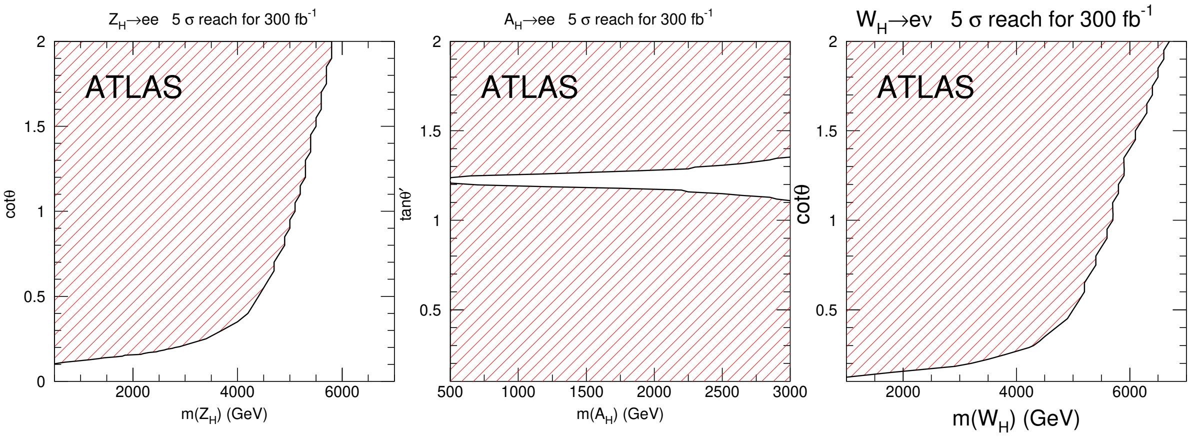

FIG. 5.2 – *Potentiel de découverte à* 5σ *dans le plan* $(\cot\theta, m_{Z_H})$ *du boson* Z_H *(gauche) et dans le plan* $(\tan\theta', m_{A_H})$ *du boson* A_H *(droite) dans les canaux* e^+e^- *avec* 300 *fb*$^{-1}$.

rapprochés. On demande ainsi lors de la sélection du signal que $\Delta R_{\mathrm{bb}} = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi^2)}$ soit inférieur à 1.5.

L'une des principales difficultés pour l'extraction de ce signal provient de l'étiquetage des jets b. En effet, l'impulsion transverse de ces jets est très grande, ils sont donc très collimés. Dans un environnement dense, les algorithmes de recherche de traces sont moins performants, et les queues de distribution des paramètres d'impact plus importantes. En outre, même si la reconstruction de vertex secondaires profite de grandes longueurs de vol des hadrons beaux, l'incertitude sur la position de ces éventuels vertex le long de la direction du jet est également augmentée. Le facteur de rejet des jets légers pour une efficacité sur les jets b de 60% est présenté Fig. 5.3 (gauche), pour l'expérience ATLAS, en fonction de l'impulsion transverse du jet (un détecteur à deux couches de pixels a été utilisé pour produire cette courbe). La dégradation à grand p_T est très claire, et des études sont en cours pour mieux comprendre les paramètres entrant en jeu et améliorer les performances à grand p_T. La différence de performances induite par des spectres en p_T des jets plus au moins durs est représentée Fig. 5.3 (droite). Les meilleures performances sont obtenues avec le lot de référence utilisé dans ATLAS correspondant au processus [3] pp $\to$WH $\to$ $\mu\nu\mathrm{b\bar{b}}$, avec $m_{\mathrm{H}} = 400$ GeV/c^2. Enfin, la simulation même de ces jets de b à grand p_T est délicate : en effet, une fraction non négligeable des hadrons beaux produits volent au delà du tube à vide et même de la première couche du détecteur à pixels. Une simulation réaliste devrait prendre en compte leurs interactions avec la matière. L'analyse présentée ici n'inclut pas ces effets.

La figure 5.4 montre la masse invariante du système ZH ainsi reconstruit pour deux valeurs de $m_{\mathrm{Z_H}}$: 1 TeV/c^2 et 2 TeV/c^2. Dans ce dernier cas, la masse de $\mathrm{Z_H}$ étant très élevée, les deux jets de b n'en forment plus qu'un seul. Dans cette configuration, on ne demande donc qu'un seul jet de b reconstruit avec $p_T > 500$ GeV/c.

Le bruit de fond provient principalement de Z+jet. Dans le cas d'un signal de masse $m_{\mathrm{Z_H}} = 2$ TeV/c^2, le rapport signal sur bruit est de 5 σ si l'on considère une fenêtre de 300 GeV/c^2 autour du pic de signal.

$\mathbf{W_H \to W(\to \ell\nu)H(\to b\bar{b})}$:

L'état final recherché est $\mathrm{W_H} \to \ell\nu\mathrm{b\bar{b}}$. La sélection des jets de b du signal se passe

[3]Ce processus n'est utilisé que comme référence pour les études d'étiquetage dans des environnements denses. Sa section efficace est extrêmement faible.

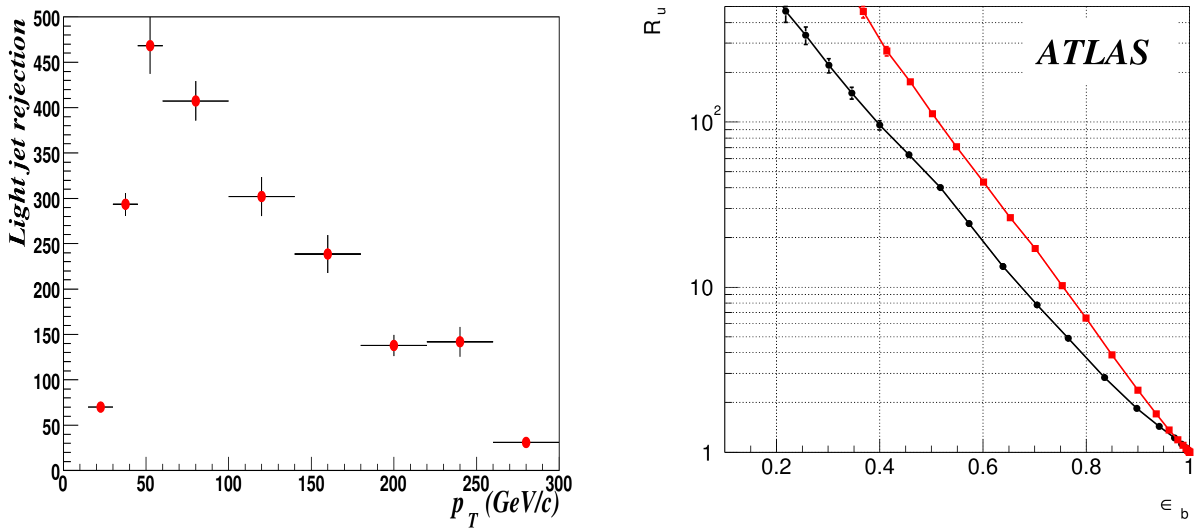

FIG. 5.3 – *<u>Gauche</u> : facteur de rejet des jets légers en fonction de leur impulsion transverse pour une efficacité d'étiquetage de 60%. <u>Droite</u> : facteur de rejet des jets légers en fonction de l'efficacité d'étiquetage, pour des jets issus du processus $pp \to WH \to \mu\nu b\bar{b}$, avec $m_h = 400$ GeV/c^2 (courbe supérieure) et issus du processus $pp \to Z_H H \to \ell^+\ell^- b\bar{b}$ (courbe inférieure). Ces deux figures correspondent au détecteur ATLAS avec 2 (3) couches de pixels pour la courbe de gauche (droite).*

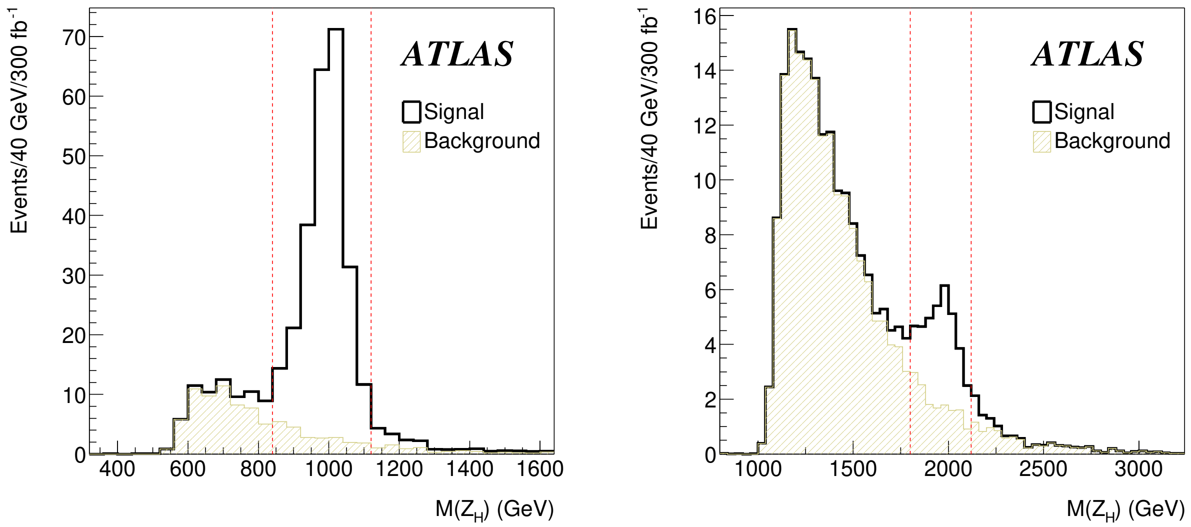

FIG. 5.4 – Masse invariante m(ZH) pour le signal ($m_{Z_H} = 1$ TeV/c^2 à gauche et $m_{Z_H} = 2$ TeV/c^2 à droite, $\cot\theta = 0.5$ dans les deux cas) et pour le bruit de fond du modèle standard.

comme pour le mode précédent. On reconstruit ensuite un lepton et on demande une énergie transverse manquante minimum de 25 GeV correspondant au neutrino issu de la désintégration du W. En contraignant la masse invariante $\ell\nu$ à celle du W, son impulsion peut être reconstruite.

Le bruit de fond provient de W+jet et de $t\bar{t}$ et est plus important que dans le canal ZH. Malgré ceci, un pic de signal est clairement visible dans la distribution de masse invariante WH montrée sur la figure 5.5 (gauche).

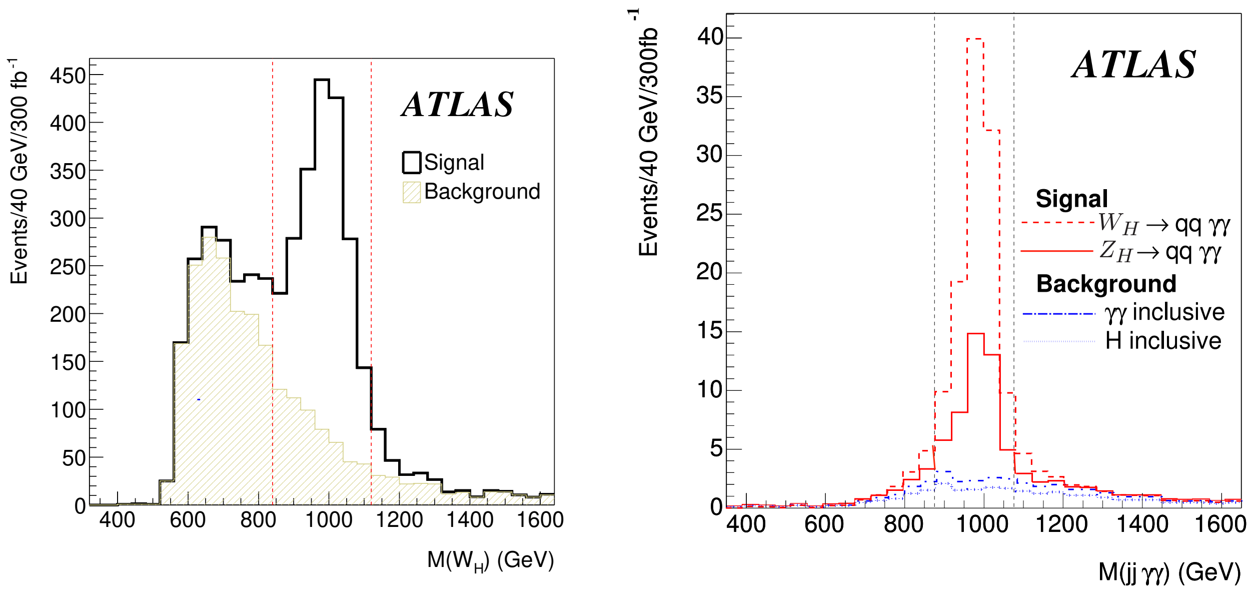

FIG. 5.5 – Gauche : masse invariante $m(\mathrm{WH})$ pour le signal ($m_{\mathrm{W_H}} = 1$ TeV$/c^2$, $\cot\theta = 0.5$) et pour le bruit de fond du modèle standard. Droite : masse invariante $m(\mathrm{ZH})$ (ligne pleine) et $m(\mathrm{WH})$ (ligne pointillée) avec $\mathrm{H} \to \gamma\gamma$ et $\mathrm{Z/W} \to \mathrm{q}\,\bar{\mathrm{q}}^{(\prime)}$. Le signal correspond à $m_{\mathrm{V_H}} = 1$ TeV$/c^2$ et $\cot\theta = 0.5$. Les bruits de fond provenant des productions QCD de paires de photons et de la production directe du boson de Higgs sont aussi montrés.

$\mathbf{W_H/Z_H \to W/Z(\to q\,\bar{q}^{(\prime)})H(\to \gamma\gamma)}$:

Le rapport d'embranchement de $\mathrm{H} \to \gamma\gamma$ est plus beaucoup petit que $\mathrm{H} \to \mathrm{b\bar{b}}$ mais le signal est plus propre. On peut donc aussi considérer les désintégrations $\mathrm{W_H/Z_H \to W/Z(\to q\,\bar{q}^{(\prime)})H(\to \gamma\gamma)}$ soit deux jets proches de masse invariante égale à celle du W/Z et deux photons isolés de masse invariante compatible avec m_{H}.

Les W/Z sont très boostés : ainsi, les deux jets issus de leur désintégration se chevauchent. Dans ce cas, l'énergie de chaque jet tend à être incluse aussi dans l'autre jet, ce qui rapproche leurs barycentres l'un de l'autre et entraîne une sous-estimation de la masse invariante reconstruite. Pour améliorer la résolution sur la masse invariante reconstruite du $\mathrm{W_H/Z_H}$, la masse reconstruite est contrainte à la masse du W ou du Z selon le canal. Quand la paire de jets reconstruite possède un petit p_T ($p_T < 200$ GeV$/c$), il est fort probable que les deux jets soient en fait confondus en un unique jet. Dans ce cas, le jet de plus grand p_T de l'événement est choisi à la place de la paire, et on contraint la cinématique de ce jet de telle sorte que sa masse invariante soit égale à celle du W ou du Z. La paire de jets (ou le jet solitaire) est ensuite combiné aux deux photons de masse invariante la plus proche de celle du boson de Higgs.

La masse invariante ainsi reconstruite est montrée sur la figure 5.5 (droite) pour les deux canaux ZH et WH pour $m_{Z_H} = m_{W_H} = 1$ TeV$/c^2$. La contribution du bruit de fond est faible grâce au fait que l'on demande deux photons de masse invariante compatible avec celle du boson de Higgs H. Il provient de la production directe du boson de Higgs H et de la production QCD de paires de photons. On observe sur la figure que le rapport signal sur bruit est très grand.

5.1.4 Nouveaux Bosons de Higgs

En plus d'un boson de Higgs léger standard, cinq nouveaux bosons de Higgs apparaissent dans la théorie de petit Higgs la plus élémentaire : un boson neutre ϕ^0, une paire de bosons chargés $\phi^{\pm}$ et une paire de bosons doublement chargés $\phi^{\pm\pm}$. À l'ordre dominant, leurs masses sont dégénérées et vérifient :

$$m_\phi \gtrsim \frac{\sqrt{2} m_{\mathrm{H}}}{v} f, \tag{5.3}$$

où m_{H} est la masse du boson de Higgs léger, soit $m_\phi \sim 1$ TeV$/c^2$.

La production du boson de Higgs doublement chargé ϕ^{++} par paire suivie d'une désintégration en leptons, $\mathrm{q}\overline{\mathrm{q}} \to \phi^{++}\phi^{--} \to 4\ell$, constitue une signature très propre. La section efficace de ce processus est cependant trop petite pour mener à une découverte.

En revanche, le couplage de ϕ^{++} à $\mathrm{W}^+\mathrm{W}^+$ étant assez grand, le boson de Higgs doublement chargé peut être produit par fusion de bosons vecteurs W du type $\mathrm{uu} \to \mathrm{dd}\phi^{++} \to \mathrm{ddW}^+\mathrm{W}^+$. La signature consiste ainsi en deux leptons de même charge (permettant le déclenchement), de l'énergie manquante due aux neutrinos issus des W, ainsi que deux jets à l'avant du détecteur.

La sélection demande deux leptons (e ou μ) rapprochés ($\Delta\eta < 2$) de même charge dans l'acceptance $|\eta| < 2.5$, dont l'un possède un p_T supérieur à 150 GeV$/c$ et l'autre $p_T > 20$ GeV$/c$. La balance en p_T de ces deux leptons doit être déséquilibrée de plus de 200 GeV$/c$. D'autre part, l'énergie manquante dans l'événement doit être d'au moins 50 GeV. Enfin, on recherche les deux jets étiqueteurs à l'avant avec les conditions $p_T > 15$ GeV$/c$, $E_1(E_2) > 200(100)$ GeV et $|\Delta\eta| > 5$.

On utilise la variable suivante pour distinguer le signal du bruit de fond :

$$m_T^2 = (E_1 + E_2 + \not{E}_T)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2 + \vec{\not{E}}_T)^2, \tag{5.4}$$

où les indices 1 et 2 se rapportent aux deux leptons. La figure 5.6 montre les distributions de cette variable pour le signal et différents bruits de fond pour une luminosité de 300 fb^{-1} : le bruit de fond dominant provient de $\mathrm{qqW}^+\mathrm{W}^+$. Il contient à la fois la diffusion WW et les processus QCD et QED de diffusion de quarks où les W sont rayonnés par les quarks.

Notons que même pour cette luminosité élevée le signal ne ressort pas clairement au dessus de bruit de fond qui nécessitera un très bon contrôle. La découverte du boson de Higgs doublement chargé au LHC n'est donc pas garantie.

5.1.5 Conclusion

Le top lourd T et les nouveaux bosons de jauge $\mathrm{W_H}$, $\mathrm{Z_H}$ et $\mathrm{A_H}$ existant dans le modèle de petit Higgs le plus élémentaire peuvent être découverts au LHC jusqu'à des masses d'environ 2 TeV$/c^2$. En particulier, il est possible d'observer les désintégrations $\mathrm{Z_H} \to \mathrm{ZH}$ et $\mathrm{W_H} \to \mathrm{WH}$

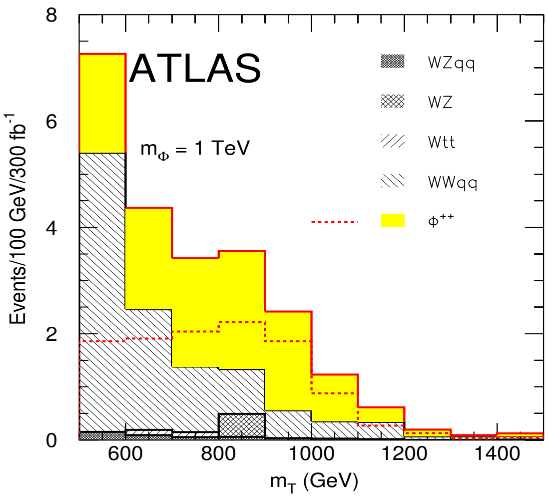

FIG. 5.6 – *Masse transverse m_T définie dans l'Eq. 5.4 pour une luminosité de 300 fb^{-1}. Le signal a été généré avec une masse $m_{\phi^{++}} = 1000$ GeV/c^2. Cette figure est extraite de la Ref. [228].*

qui signent le mécanisme de brisure de symétrie propre aux modèles de petit Higgs. En revanche, l'observation du boson de Higgs doublement chargé demeure plus difficile.

Globalement, le potentiel de découverte de ces nouvelles particules au LHC devrait permettre de tester si le modèle de Petit Higgs constitue la solution au problème de petite hiérarchie.

5.2 Dimensions Supplémentaires

5.2.1 Introduction

L'hypothèse de dimensions supplémentaires (ED, pour *Extra Dimensions*) en plus des quatre dimensions de l'espace-temps habituel a été envisagée au début du 20$^{\text{ème}}$ siècle, notamment pour unifier la gravitation et l'électromagnétisme. De nos jours les ED jouent un rôle essentiel dans l'une des théories s'attaquant à la quantification de la gravitation, la théorie des Cordes. Une telle théorie ne peut être cohérente que si la dimension de l'espace-temps est au moins dix [4]. Il existe donc dans ces théories au moins six dimensions spatiales supplémentaires (l'existence d'un deuxième temps est très contrainte). Puisque seules quatre dimensions sont observées, les ED sont d'extension finie, "compactifiées", ou au moins, demeurent inaccessibles aux particules du MS. L'échelle caractéristique à laquelle la théorie des cordes devient pertinente n'est pas connue *a priori*, mais puisque son but est d'inclure gravitation et MS dans un même cadre, il est naturel de penser que $M_{\text{string}} \sim M_{\text{p}}$. L'échelle de longueur correspondante est alors $\ell_{\text{p}} \sim 1.6\ 10^{-33}$ cm. Si la taille des ED est de cet ordre, elles n'ont le plus souvent aucun effet sur la physique au TeV étudiée au LHC. Le MS a été testé très précisément jusqu'à une échelle de 100 GeV environ, soit $\sim 10^{-3}$ fm ($\sim 10^{-16}$ cm). La gravitation a quant à elle été testée à des échelles de longueur supérieures à $\sim 100\ \mu$m ($\sim 10^{-2}$ cm). Expérimentalement, rien n'interdit donc l'existence de ED de taille $\lesssim 10^{-3}$ fm, dans lesquelles pourraient se propager les particules du MS, ou de taille $\lesssim 100\ \mu$m, dans

[4] La théorie M, dont les cinq théories de cordes seraient différentes limites, vit dans 11 dimensions.

lesquelles se propagerait la gravité. Dans cette section, quelques exemples de manifestation de ces ED dans différents modèles, visibles au LHC, sont présentés. Dans tous ces modèles, le graviton se propage *nécessairement* dans les dimensions supplémentaires, puisqu'il est lié à la métrique de l'espace-temps. En revanche, les autres particules peuvent être confinées dans des espaces de dimension moindre, souvent appelés *branes*.

Une propriété commune à tous les modèles avec ED est l'existence de *tours de Kaluza-Klein* associées à toutes les particules dont la propagation dans les ED est autorisée. Une façon simple de le comprendre est de considérer un scalaire ϕ de masse nulle dans un espace à cinq dimensions dont l'une y est compactifiée sur un cercle de rayon R. On doit vérifier $\phi(x, y) = \phi(x, y + 2\pi\mathrm{R})$, ce qui se traduit par la quantification de l'impulsion dans cette dimension : $p = n/\mathrm{R}$, avec $n \in Z$. En décomposant ϕ en série de Fourier selon y, on voit alors que chaque mode ϕ_n se comporte du point de vue 4-dimensionnel comme une particule de masse n/R. L'ensemble des ϕ_n constitue la *tour de Kaluza-Klein* (KK) associée au champ ϕ. Cela se généralise quelque soit le spin et la masse du champ initial. Si le "mode 0" a une masse m, la masse carrée du mode n est $m_n^2 = m^2 + (n/\mathrm{R})^2$. Dans cet exemple simple, l'intervalle de masse entre deux modes est $\Delta m = 1/\mathrm{R}$. Pour une taille de 1 mm, $\Delta m \sim 2\ 10^{-4}$ eV/c^2 ; si R $= 2\ 10^{-4}$ fm, $\Delta m \sim 1$ TeV/c^2.

5.2.2 Les Grandes Dimensions Supplémentaires

Si l'on considère d dimensions (spatiales) supplémentaires plates, de tailles identiques R, le potentiel standard newtonien en r^{-1} est modifié, d'après la loi de Gauss, en r^{-1-d}. Si l'on note M_D l'échelle de masse de la théorie sous-jacente, on peut écrire le potentiel gravitationnel entre deux masses test espacées de r de la manière suivante :

$$V = \frac{G_N m_1 m_2}{r} = \frac{m_1 m_2}{M_\mathrm{p}^2 r} \qquad \text{si } r >> \mathrm{R}, \text{ et}$$

$$V = \frac{m_1 m_2}{M_\mathrm{D}^{d+2} r^{d+1}} \qquad \text{si } r << \mathrm{R}.$$

Par continuité pour $r = \mathrm{R}$, on trouve :

$$M_\mathrm{p}^2 = M_\mathrm{D}^2 (M_\mathrm{D}\mathrm{R})^d. \tag{5.5}$$

L'échelle de Planck n'est plus fondamentale, mais seulement une quantité effective. Dans ce cadre, la faible intensité de la gravitation est expliquée par la "dilution" dans les dimensions supplémentaires. Pour d et/ou R suffisamment grands, on peut avoir $M_\mathrm{D} \sim M_\mathrm{EW}$ [230]. Le problème de hiérarchie est alors reformulé en un problème géométrique : pourquoi ces dimensions supplémentaires sont-elles si grandes ? En prenant $M_\mathrm{D} = 1$ TeV/c^2, Eq. 5.5 donne R $= 2 \times 10^{32/d-19}$ m. Les tests directs de la loi de Newton ont exclu des déviations du potentiel en r^{-1} pour $r > 100\ \mu$m [231], nécessitant $d > 1$ ($d = 2$ est à la limite). Dans le modèle minimal (ADD, d'après les noms des auteurs Arkani-Ahmed, Dimopoulos et Dvali ayant ressuscité (avec Antoniadis) l'intérêt des dimensions supplémentaires à basse énergie), les champs du MS sont confinés sur une *3-brane* (trois dimensions spatiales), et le graviton peut se propager dans l'espace complet à $4 + d$ dimensions, appelé le *bulk*.

5.2.2.1 Production de Gravitons

La manifestation la plus directe de la présence de ces grandes dimensions supplémentaires est la production de KK gravitons $\mathrm{G_{KK}}$. Le couplage de chaque graviton est minuscule

($\propto 1/M_{\mathrm{p}}$), mais est compensé par la multiplicité ρ considérable des modes $\mathrm{G_{KK}}$ dans un intervalle d'énergie $\sqrt{s}$: $\rho \sim (\sqrt{s}\mathrm{R})^d$. La section efficace partonique est donc $\sigma \sim \sqrt{\hat{s}}^d / M_{\mathrm{D}}^{d+2}$ et peut être grande.

Les gravitons produits n'interagissent pas avec le détecteur et donnent de l'énergie manquante. Les processus typiques considérés sont $\mathrm{q\,\overline{q}} \to (\mathrm{g}/\gamma)\mathrm{G_{KK}}$, $\mathrm{qg} \to \mathrm{qG_{KK}}$ et $\mathrm{gg} \to \mathrm{gG_{KK}}$. La topologie recherchée correspond donc à un mono-jet (ou un photon très énergétique) et de l'énergie manquante. L'état final $\mathrm{Z} + \not\!\!E_T$ n'est pas considéré car sa section efficace est faible et les désintégrations leptoniques du Z (qui permettraient l'observation du signal au dessus du bruit de fond) sont peu fréquentes.

La sélection des événements est relativement aisée [232] : on demande au moins un jet de grande impulsion transverse et de l'énergie manquante. Les bruits de fond principaux proviennent des processus ($\mathrm{W} \to \ell\nu$)+ jets, et ($\mathrm{Z} \to \nu\bar{\nu}$)+ jets. Une mauvaise mesure de $\not\!\!E_T$ dans les événements QCD peut induire un bruit de fond instrumental potentiellement très dangereux. Cependant, les coupures sur $\not\!\!E_T$ utilisées sont très sévères (typiquement $\not\!\!E_T > 1$ TeV), et devraient *a priori* rendre ce bruit de fond négligeable. Il sera important de vérifier ce point dans les données (*cf.* Section 4.3.1.1). Un veto sur la présence de leptons est également appliqué. Enfin, le bruit de fond ($\mathrm{W} \to \tau\nu$)+ jets est réduit en appliquant un critère d'isolation : dans le signal, les jets sont généralement situés dans l'hémisphère opposé à l'impulsion transverse manquante (à l'ordre LO, le jet est dos-à-dos avec $\vec{\not\!p}_T$), ce qui n'est pas nécessairement le cas pour le jet de tau. On demande donc $\Delta\phi(\vec{\not\!p}_T, j_2) > 0.5$ où j_2 est le jet sous-dominant. Le bruit de fond principal à la fin de l'analyse correspond à la production de Z se désintégrant en paire de neutrinos ; il pourra être contrôlé en partie en étudiant les événements $\mathrm{Z} \to \mathrm{e^+e^-}, \mu^+\mu^-$, de façon similaire à l'analyse effectuée pour la recherche de boson de Higgs invisible dans le processus VBF (Section 4.2.5.1). La Figure 5.7(gauche) illustre la distribution de l'énergie transverse manquante pour les différents processus de fond et le signal, pour différentes valeurs de d et M_{D}.

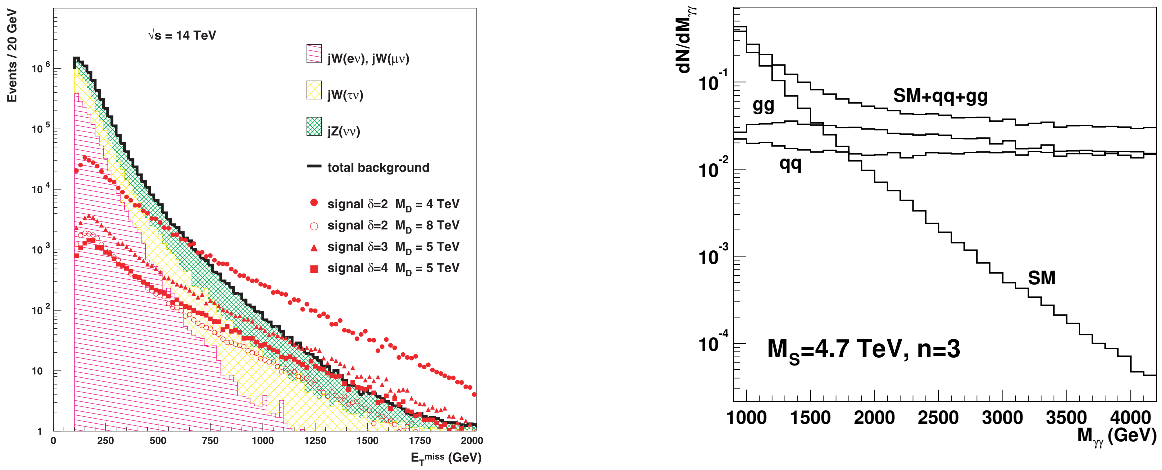

FIG. 5.7 – *<u>Gauche</u> : Distribution de l'énergie transverse manquante dans l'expérience ATLAS, pour 100 fb^{-1}, dans la recherche des gravitons KK des modèles à grandes dimensions supplémentaires. Les distributions pour le signal sont données pour différentes valeurs de d et M_D [232]. <u>Droite</u> : Distribution de la masse invariante di-photons pour l'expérience ATLAS. La contribution d'un signal provenant d'un modèle à trois dimensions supplémentaires avec $M_s = 4.7$ TeV/c^2 (cf. texte) a été rajoutée au bruit de fond du MS [233]. Ces résultats proviennent de simulations rapides.*

Cette analyse permet de sonder des échelles $M_{\rm D}$ de $\sim 9.1(6.0)$ TeV$/c^2$ pour $d = 2(4)$ dimensions supplémentaires, correspondant à un rayon de compactification d'environ 10 (10^{-6}) μm. Le cas $d > 4$ ne peut être observé au LHC puisque les sections efficaces de signal sont trop faibles. Enfin, le processus photon+$\not{E}_T$ est moins sensible que l'état final avec jets mais son étude permettrait une vérification importante en cas d'observation d'un signal dans le canal jets+$\not{E}_T$.

En cas d'observation d'un signal, une mesure des deux paramètres fondamentaux $M_{\rm D}$ et d serait souhaitable. Il est cependant difficile de les mesurer séparément ; par exemple la forme des distributions de signal dans les cas $(M_{\rm D}, d) = (6$ TeV$/c^2, 2)$ et $(5$ TeV$/c^2, 3)$ sont très similaires. L'accumulation de ~ 50 fb^{-1} de données à $\sqrt{s} = 10$ TeV rendrait cette mesure plus aisée.

5.2.2.2 Échange de Gravitons dans la Voie s

La production de paires de photons et les processus Drell-Yan pp $\to \gamma\gamma/\ell^+\ell^-$ sont également sensibles aux gravitons, à travers leur échange dans la voie s, qui peut modifier la section efficace totale, déformer les distributions angulaires (le spin des gravitons KK vaut 2), et donner des excès à grandes masses invariantes $m_{\gamma\gamma}$ et $m_{\ell\ell}$.

Cette analyse ne peut cependant pas être conduite d'une façon indépendante du modèle : pour $d > 2$, la contribution de la *tour de Kaluza-Klein* est divergente, et l'introduction d'un *cut-off* $M_{\rm s}$, pas directement lié à $M_{\rm D}$, est nécessaire. La Figure 5.7 (droite) illustre la distribution de la masse invariante $m_{\gamma\gamma}$ pour $d = 3$ et $M_{\rm s} = 4.7$ TeV$/c^2$ [233]. L'excès à grande masse invariante est clairement visible. La combinaison des états finals di-photons et di-leptons est sensible à des masses $M_{\rm s}$ entre 7 et 8 TeV$/c^2$, pour $d < 6$, avec une luminosité intégrée de 100 fb^{-1}.

5.2.3 Les Petites Dimensions Supplémentaires

Dans le paragraphe précédent, les particules du MS restaient confinées dans une *3-brane* : si leur propagation dans le *bulk* était autorisée, des excitations KK de photons et de Z par exemple auraient dû être observées, du fait de la grande taille des ED. Une variation des modèles précédents consiste à confiner les fermions uniquement et laisser les bosons de jauge se propager librement dans le *bulk*. La taille caractéristique des dimensions compactes est alors R $= 1/M_{\rm c} \sim 1$ TeV^{-1} au maximum. Le modèle le plus simple considéré ici consiste en une ED. Une fois la localisation des fermions fixée, le seul paramètre libre est $M_{\rm c}$. Les mesures de précision électrofaibles fournissent une limite inférieure sur $M_{\rm c}$ d'environ 4 TeV$/c^2$. Les masses des excitations KK des bosons de jauge sont données par $m^2_{{\rm V}n} = m^2_{\rm V} + (nM_{\rm c})^2$, et leurs couplages aux particules du MS, pour $n \neq 0$, sont un facteur $\sqrt{2}$ supérieurs à ceux des modes 0.

Les états finals recherchés sont des paires de muons ou d'électrons de grande masse invariante [234]. La signature "en or" serait l'observation de plusieurs résonances, espacées en masse de $M_{\rm c}$. La limite de 4 TeV$/c^2$ sur $M_{\rm c}$ rend cependant l'observation de la deuxième résonance (de masse supérieure à 8 TeV$/c^2$) impossible. La sélection des événements est simple : deux leptons de mêmes saveurs et de charges opposées, d'impulsion transverse supérieure à 20 GeV$/c$ doivent être identifiés, et leur masse invariante doit être supérieure à 1 TeV$/c^2$. Le bruit de fond irréductible provient du processus Drell-Yan, et correspond à $\sim$ 500 événements par saveur de lepton pour 100 fb^{-1}, en l'absence de signal. Le bruit de fond réductible, constitué d'événements $\rm t\bar{t}$, WW, WZ, ZZ donne ~ 70 événements. Il peut être facilement estimé à partir des paires de leptons de saveurs différentes. La distribution de la masse invariante di-leptons, obtenue avec 100 fb^{-1} dans l'expérience ATLAS, est présentée Fig. 5.8 (gauche) [5], dans l'hypothèse $M_c = 4$ TeV/c^2. Le pic à 4 TeV/c^2 correspond à la première excitation KK du photon et du Z (Z^1 et γ^1 sont quasiment dégénérés en masse). Pour cette figure, le modèle considéré localise les quarks et leptons au même point sur la *brane*. Un déficit d'événements par rapport au processus Drell-Yan pur est présent pour $m_{\ell\ell}$ au voisinage de $M_c/2$. Cela est dû à l'interférence destructive entre les contributions standard et la *tour KK*. Un choix différent pour la localisation des fermions peut donner une interférence constructive [235].

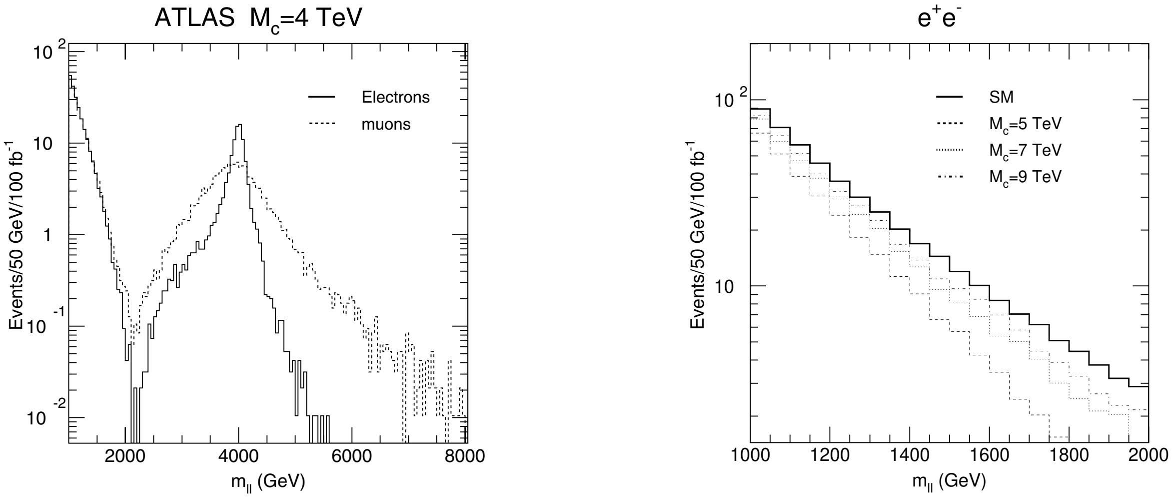

FIG. 5.8 – *Gauche : Distributions des masses invariantes di-électrons (trait plein) et di-muons (tirets), pour $M_c = 4$ TeV/c^2, obtenue avec 100 fb^{-1}, dans l'expérience ATLAS. Droite : zoom sur la distribution de m_{ee} ; la prédiction du MS est présentée ainsi que les distributions obtenue en rajoutant la contribution due aux tours KK du photon et du Z, pour différentes valeurs de M_c [234]. Ces résultats proviennent de simulations rapides.*

L'énergie des leptons détectés est de plusieurs TeV. À de telles énergies, des problèmes de saturation de la gamme dynamique peuvent apparaître dans les calorimètres. Dans les cristaux de CMS, le seuil de saturation est de 1.7 TeV. Dans ATLAS, ce seuil est au voisinage de 3 TeV [34]. Des corrections seront peut-être nécessaire pour compenser cet effet [236]. Dans le canal di-électrons, la résolution en énergie est dominée par le terme constant, $\sigma_E/E \sim 0.7\%$ dans ATLAS. Grâce à cette très bonne résolution à haute énergie, la résolution sur la masse invariante m_{ee} sera dominée par la largeur naturelle des Z^1 et γ^1. La mesure de l'impulsion des muons est quant à elle très dégradée à ces hautes énergies, $\sigma_p/p \sim 0.1p/(1\text{TeV}/c)$; la résolution sur la masse $m_{\mu\mu}$ est donc beaucoup moins bonne que dans le cas di-électrons (*cf.* Fig. 5.8 (gauche)). En combinant les états finals $\mu^+\mu^-$ et e^+e^-, les premières excitations de KK du Z et du photon peuvent être découvertes à cinq sigmas si $M_c < 5.8$ TeV/c^2, avec une luminosité intégrée de 100 fb^{-1}.

ATLAS et CMS sont en fait sensible à des échelles M_c bien plus grandes que 6 TeV/c^2 à travers l'étude du spectre de $m_{\ell\ell}$. Par exemple, la déplétion observée Fig. 5.8 (gauche) pour $m_{\ell\ell} \sim 2$ TeV/c^2, par rapport à la prédiction du MS permet d'inférer l'existence d'un nouveau phénomène à des échelles d'énergie légèrement supérieures à 2 TeV/c^2. Ceci est illustrée

[5] Le générateur MC utilisé pour cette étude n'inclut complètement que les deux premières excitations. Le reste des *tours* de KK est pris en compte de façon approximative.

Fig. 5.8 (droite), où la distribution de $m_{\ell\ell}$ est représentée dans la région $m_{\ell\ell} \in [1,2]$ TeV/c^2, pour le MS seul et en présence de *tours* KK du Z et du photon pour différentes échelles M_c, dans le cas de modèles avec interférences destructives. En supposant que les canaux di-muons et di-électrons ont des sensibilités similaires, une telle analyse permet d'exclure des masses M_c inférieures à 13.5 TeV/c^2. L'apport de SLHC permettrait de sonder M_c jusqu'à 15-20 TeV/c^2.

Z' Z^1 et autres résonances lourdes

L'unique observation d'un pic dans les distributions des masses invariantes m_ee et $m_{\mu\mu}$ n'est pas suffisante pour séparer les modèles de nouvelle physique. Il existe en effet de nombreuses extensions du MS donnant lieu à des résonances lourdes se désintégrant en paires de leptons. Par exemple, les théories de Grande Unification ajoutent souvent au groupe de jauge du MS un groupe U(1) pertinent à basse énergie, avec par conséquent un nouveau boson de jauge neutre, noté Z' de façon générique. Le $\mathrm{Z_H}$ des modèles de "petit Higgs", les Z^n, γ^n, et les gravitons dans les modèles *à la* Randall-Sundrum en sont d'autres exemples. Pour distinguer ces modèles, d'autres quantités que la masse de ces résonances doivent être mesurées. Un premier exemple est la largeur, qui peut différer d'un facteur deux selon le modèle (une mesure de la largeur ne peut être réalisée qu'à travers l'état final $\mathrm{e^+e^-}$ qui donne une bien meilleure résolution, *cf.* Fig. 5.8 (gauche)). Une autre variable très pertinente est $\cos\theta^*$, le cosinus de l'angle entre la direction du lepton et la direction du quark initial dans le processus $\mathrm{q}\,\overline{\mathrm{q}} \to \ell^+\ell^-$ [6]. À partir de la distribution de $\cos\theta^*$, on peut mesurer l'asymétrie Avant-Arrière A_{FB} définie par :

$$A_{FB} \equiv \frac{\sigma(\cos\theta^* > 0) - \sigma(\cos\theta^* < 0)}{\sigma(\cos\theta^* > 0) + \sigma(\cos\theta^* < 0)}$$

qui permet de séparer les modèles. Au voisinage du pic, pour une résonance unique de spin 1, A_{FB} s'écrit :

$$A_{FB} = \frac{3}{4} A_\mathrm{q} A_\ell, \tag{5.6}$$

avec

$$A_\mathrm{f} = \frac{2 v_\mathrm{f} a_\mathrm{f}}{v_\mathrm{f}^2 + a_\mathrm{f}^2},$$

où a_f et v_f sont les couplages axial et vecteur du fermion f à la résonance. Pour un collisionneur symétrique, la direction du quark n'est pas connue *a priori*, mais puisque le quark (de valence) emporte en moyenne plus d'énergie que l'anti-quark de la mer, on peut supposer que celle-ci est donnée par la direction du système $\ell^+\ell^-$. Avec ce choix, le taux d'erreurs est de 25 % (il serait de 50 % pour un choix aléatoire). Ce taux diminue à grande rapidité du système $\ell^+\ell^-$, et la grande acceptance de ATLAS et CMS, jusqu'à $|\eta| = 2.5$ pour les leptons est donc essentielle. Un exemple de résultat est présenté Fig. 5.9 pour quatre modèles différents donnant lieu à une résonance de masse égale à 4 TeV/c^2. Même si les incertitudes sont grandes, A_{FB} permet une bonne discrimination. En particulier, la valeur mesurée au voisinage du pic sépare bien l'hypothèse $\mathrm{Z}^1 + \gamma^1$ de l'hypothèse Z'. Cela est dû à la présence des deux résonances et au fait que γ^1 n'a que des couplages de type vecteur, modifiant ainsi Eq. 5.6.

[6] La production de bosons vecteurs passe par une annihilation $\mathrm{q}\,\overline{\mathrm{q}}^{(\prime)}$; la production de graviton peut également provenir de la fusion de gluons.

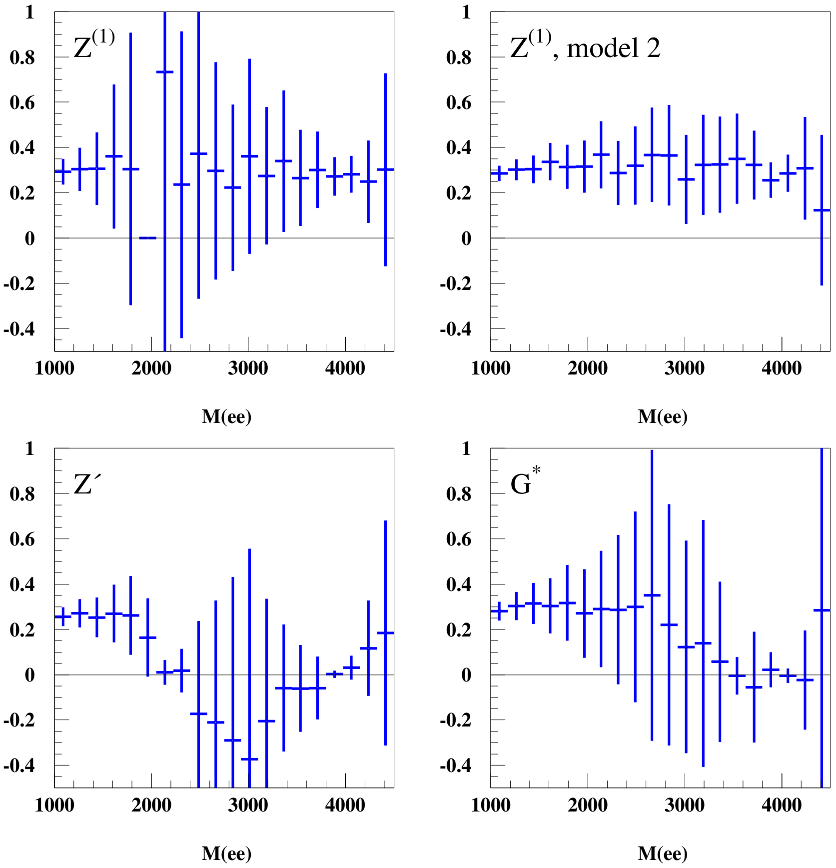

FIG. 5.9 – *Asymétrie Avant-Arrière en fonction de la masse invariante* m_{ee} *pour quatre modèles : en haut,* $Z^1+\gamma^1$ *dans un modèle à une dimension supplémentaire (gauche : fermions localisés sur un même point de la 3-brane ; droite : quarks et leptons localisés en deux points différents) ; en bas, à gauche, Z' avec les mêmes couplages que le Z du MS, à droite, graviton* G^1 *dans un modèle de type Randall-Sundrum [234].*

5.2.4 Des Dimensions Supplémentaires Courbées

Les modèles présentés ci-dessus correspondent à des ED plates, avec une géométrie *factorisable, i.e.* les ED n'interviennent pas dans la métrique de l'espace-temps 4D habituel. En considérant la possibilité d'une géométrie non factorisable, une grande hiérarchie entre échelles de masse (M_{p} et m_{Z}) peut être engendrée, même si la taille caractéristique des ED est petite, voisine de ℓ_{p} [237].

Dans le modèle le plus simple, dénoté Randall-Sundrum dans la suite, l'espace considéré a une unique dimension compacte $y = r_c\phi \in [0, \pi r_c]$. Deux 3-*branes* sont localisées à $y = 0$ et πr_c, et le *bulk* est un espace espace anti-de Sitter (de constante cosmologique négative) AdS_5. Une solution des équations d'Einstein pour cette géométrie, préservant l'invariance de Lorentz à 4 dimensions est donnée par :

$$ds^2 = e^{-2kr_c|\phi|}\eta_{\mu\nu}dx^\mu dx^\nu - r_c^2 d\phi^2, \tag{5.7}$$

où k représente la courbure de l'espace AdS_5. La *brane* située à $\phi = \pi$ contient les champs du MS. La faible intensité de la gravité (la grande valeur de M_{p}) est expliquée par le faible recouvrement de la fonction d'onde du graviton avec la *brane* du MS ; toute échelle de masse m_0 de la théorie fondamentale est décalée *vers le rouge* pour un observateur sur la *brane* du MS et devient : $m = e^{-kr_c\pi}m_0$. Pour $m_0 \sim M_{\mathrm{p}}$, $m \sim 1$ TeV$/c^2$ est obtenu pour $kr_c \sim 12$. Toutes les échelles fondamentales sont de l'ordre de M_{p}, et le facteur de *warp* $e^{-kr_c\pi}$ permet d'en déduire naturellement l'échelle électrofaible.

5.2.4.1 Gravitons dans le Modèle Randall-Sundrum

La première conséquence observable de ce modèle est la *tour de Kaluza-Klein* du graviton. Contrairement au modèle ADD, les premières excitations $\mathrm{G_{KK}}$ apparaissent au TeV. Leurs masses sont données par $m_n = kx_n e^{-kr_c\pi}$, soit, en posant $\Lambda_\pi = M_{\mathrm{p}}e^{-kr_c\pi}$, $m_n = x_n(k/M_{\mathrm{p}})\Lambda_\pi$, où x_n est le $n^{\text{ème}}$ zéro de la fonction de Bessel J_1. Leurs couplages aux particules standard ne varient pas en $1/M_{\mathrm{p}}$ mais en $1/\Lambda_\pi$. Deux paramètres sont couramment utilisés dans les analyses : $c = k/M_{\mathrm{p}}$ et m_1. La théorie n'est valable que pour $c < 0.1$ et le modèle n'est pertinent pour résoudre le problème de hiérarchie que si $\Lambda_\pi = m_1/(3.83c) \lesssim 10$ TeV. En général, seul G^1 peut être observé. Les états finals recherchés consistent là encore en des paires de leptons, et les électrons sont privilégiés puisque mieux mesurés que les muons à haute énergie. La sélection des événements est similaire à celle décrite Section 5.2.3. Une différence notable est que la largeur naturelle de la résonance est bien inférieure à la résolution expérimentale. Un exemple de résultat obtenu dans CMS, en simulation complète, est présenté Fig. 5.10 (haut), pour $m_1 = 1.5$ TeV$/c^2$ et $c = 0.01$. La figure 5.10 (bas) donne une illustration du problème de saturation de la gamme dynamique des calorimètres électromagnétiques mentionné Section 5.2.3. Pour sonder les plus grandes masses, cette saturation doit être impérativement corrigée.

Avec 100 fb^{-1}, des masses m_1 jusqu'à 3.5 TeV$/c^2$ peuvent être sondées par ATLAS [238] et CMS avec le canal électrons uniquement. Pour l'expérience CMS, le domaine couvert dans le plan (m_1, c) est illustré Fig. 5.11, où sont également présentées les contraintes théoriques.

Comme il l'a déjà été mentionné Section 5.2.3, l'observation d'une résonance n'est pas suffisante pour conclure sur l'origine de la nouvelle physique. La variable $\cos\theta^*$, déjà introduite ci-dessus permet de distinguer le graviton (spin 2) des résonances de type Z (spin

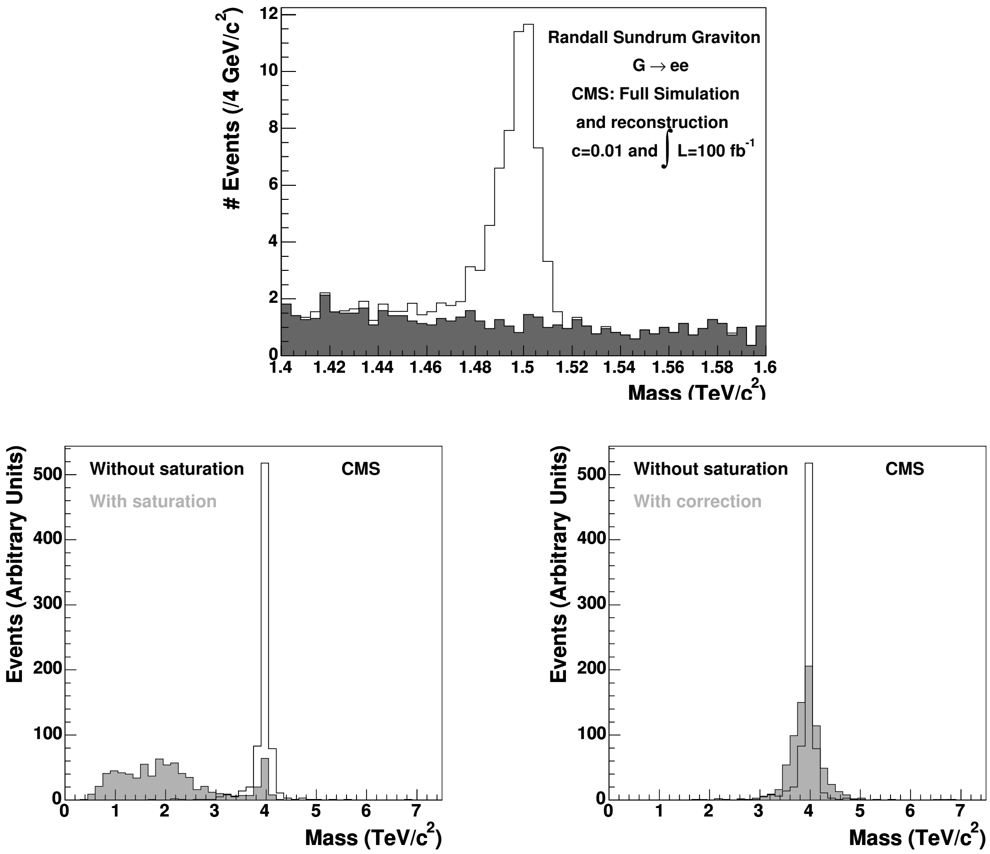

FIG. 5.10 – *Haut : Distributions de la masse invariante di-électrons, pour $M_c = 1.5$ TeV/c^2, obtenue avec 100 fb^{-1}, dans l'expérience CMS. Bas : illustration du problème de saturation de la gamme dynamique pour le calorimètre électromagnétique de CMS. Dans les deux figures, l'histogramme vide montre la distribution de la masse invariante m_{ee} obtenue en l'absence de saturation. L'histogramme plein présente cette distribution en incluant la saturation dans la simulation (pour $m_1 = 4$ TeV/c^2), obtenue sans aucune correction (gauche), ou après correction déterminée sur l'amas complet de tours calorimétriques constituants l'électron candidat [236].*

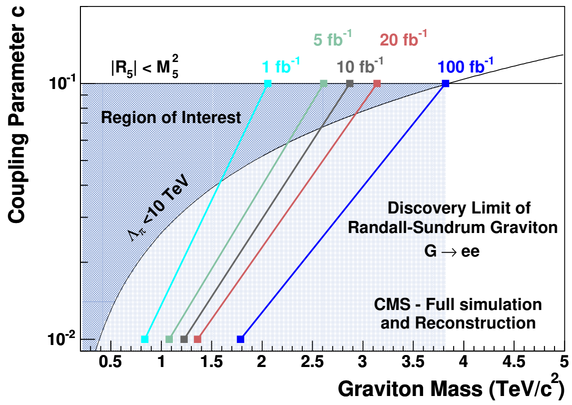

FIG. 5.11 – *Dans le plan (m_1, c), potentiel de découverte de la recherche du premier graviton KK dans le modèle de Randall-Sundrum, pour l'expérience CMS et différentes luminosités intégrées [236].*

1). La distribution de $\cos\theta^*$ obtenue dans ATLAS (simulation rapide) avec 100 fb^{-1}, pour $m_1 = 1.5$ TeV$/c^2$ et $c = 0.01$ est montrée Fig. 5.12. Les deux hypothèses de spin conduisent à deux distributions très différentes, et restent séparables à 90 % de niveau de confiance jusqu'à des masses de 1.7 TeV$/c^2$, pour des faibles couplages [239].

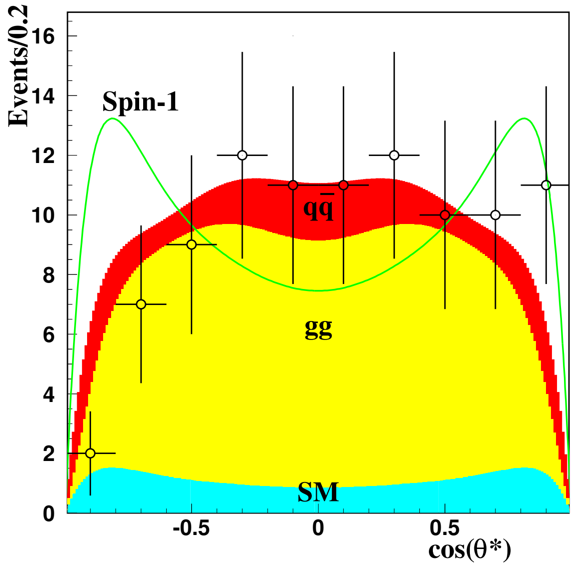

FIG. 5.12 – *Distributions de* $\cos\theta^*$ *pour* $m_1 = 1.5$ *TeV*$/c^2$ *obtenue avec 100 fb*$^{-1}$*. Les contributions des états initiaux* $q\overline{q}$ *et* gg *sont montrées séparément. La forme de la distribution pour une résonance de spin 1 est également représentée [239].*

5.2.4.2 Le Radion

Les fluctuations de la métrique donnée par l'Eq. 5.7 autour de $\eta_{\mu\nu}, r_c$ correspondent à deux champs de masse nulle, le graviton habituel et le module T, appelé *radion* [7] dont la valeur moyenne dans le vide donne r_c. *A priori*, T n'a pas de potentiel et r_c n'est donc pas fixé par la dynamique. Pour que le modèle soit viable et explique la hiérarchie m_Z/M_p, il est nécessaire que T acquiert une masse, et que la valeur de r_c vérifie sans ajustement fin $kr_c \sim 12$. Le mécanisme décrit Ref. [240] permet cela en ajoutant des champs scalaires se propageant dans le *bulk*. Une conséquence de ce mécanisme est que la masse du radion doit être inférieure à celle des gravitons KK. Il peut ainsi être visible au LHC [241].

Le radion est très semblable au boson de Higgs du MS, avec lequel il peut se mélanger. Trois paramètres sont nécessaires pour décrire le radion et ses interactions : sa masse m_ϕ, sa valeur moyenne dans le vide Λ_ϕ et un paramètre de mélange avec le boson de Higgs ξ. Les canaux décrits dans le chapitre 3 peuvent aussi servir à la recherche du radion. En outre, si la désintégration $\phi \to$ hh est cinématiquement autorisée, elle peut être importante. Les collaborations ATLAS et CMS ont développé des analyses dédiées à ce processus [242, 243], dans les deux états finals $\phi \to \text{hh} \to \text{b}\overline{\text{b}}\gamma\gamma$ et $\phi \to \text{hh} \to \text{b}\overline{\text{b}}\tau^+\tau^-$. Quelques détails sur l'analyse du canal $\text{b}\overline{\text{b}}\gamma\gamma$ dans ATLAS sont donnés ici. C'est un canal très propre, "facile" à déclencher, grâce aux deux photons. Le bruit de fond attendu est très faible, puisque les objets recherchés sont lourds (on considère ici $m_h = 125$ GeV$/c^2$ et $m_\phi \geq 300$ GeV$/c^2$).

[7] Dans la théorie effective 4-dimensionnelle, le champ pertinent est dénoté ϕ. Il est lié à T par la relation $\phi = \Lambda_\phi e^{-k\pi(T-r_c)}$.

Les diagrammes dominants sont l'annihilation $q\overline{q} \to \gamma\gamma$ et le diagramme en boîte $gg \to \gamma\gamma$, où les jets supplémentaires proviennent de la radiation dans l'état initial. La sélection des événements est simple : on demande deux photons isolés d'impulsion transverse $p_T > 20$ GeV/c et deux jets satisfaisants $p_T > 15$ GeV/c et $|\eta| < 2.5$. Au moins l'un d'entre eux doit être étiqueté b. La masse m_h est connue grâce aux recherches directes du boson de Higgs standard, et des coupures sur $m_{\gamma\gamma}$ et m_jb sont appliquées : $m_{\gamma\gamma} \in m_\mathrm{h} \pm 2$ GeV/c^2 et $m_\mathrm{jb} \in m_\mathrm{h} \pm 20$ GeV/c^2. Enfin, la masse $m_{\gamma\gamma\mathrm{jb}}$, correspondant à m_ϕ est reconstruite en contraignant $m_{\gamma\gamma}$ et m_jb à m_h. La distribution de $m_{\gamma\gamma\mathrm{jb}}$ est illustrée Fig. 5.13, pour $m_\phi = 300$ GeV/c^2, $\Lambda_\phi = 1$ TeV, $\xi = 0$ et une luminosité intégrée de 30 fb^{-1}.

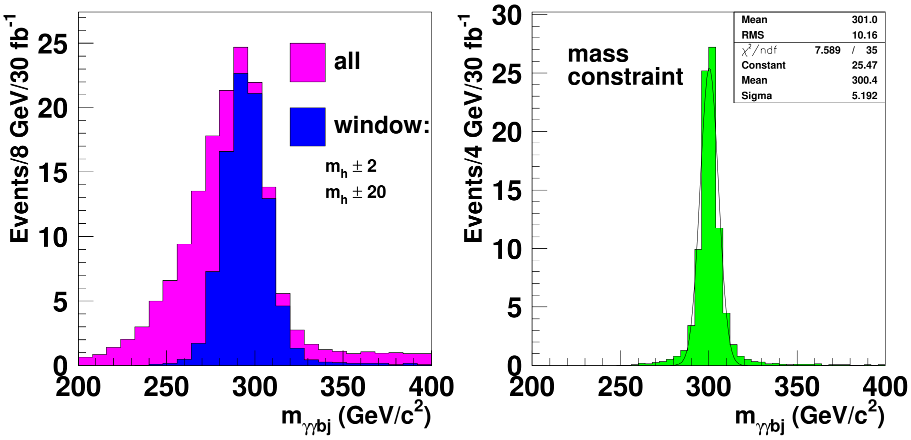

FIG. 5.13 – *Distribution de la masse invariante $m_{\gamma\gamma jb}$ sans ou avec coupures sur les masses $m_{\gamma\gamma}$ et m_{jb} (gris clair ou foncé, gauche) et en contraignant $m_{\gamma\gamma}$ et m_{jb} à m_h (droite) [243].*

Moins d'un événement de bruit de fond est attendu quelque soit la masse du radion (≥ 300 GeV/c^2). Pour $\Lambda_\phi = 1$ TeV, la luminosité intégrée nécessaire pour une découverte à cinq sigmas est inférieure à 10 fb^{-1}, si $m_\phi = 300$ GeV/c^2. Pour $m_\phi = 600$ GeV/c^2, plus de 30 fb^{-1} sont nécessaires, et la faisabilité de l'analyse doit être reconsidérée dans l'environnement haute luminosité. Enfin si $\Lambda_\phi = 10$ TeV, l'observation est beaucoup plus difficile car la section efficace de production chute.

5.2.5 Encore plus fort, la Physique Trans-Planckienne

Si l'échelle d'énergie fondamentale (l'échelle de Planck dans l'espace à $4+d$ dimensions, M_D) est le TeV, le LHC avec $\sqrt{s} = 14$ TeV va explorer le régime *Trans-Planckien*; en particulier, on peut imaginer la production de mini trous noirs, de masses égales à quelques TeV/c^2. Naïvement, la section efficace partonique de production d'un trou noir de masse M_BH est donné par $\sigma \sim \pi R_S^2$, où R_S est le rayon de Schwartzschild. Pour $M_\mathrm{D} = 1$ TeV/c^2, $R_S \sim 10^{-5} - 10^{-4}$ fm. Des exemples de sections efficaces de production sont données Table 5.2.5 [244].

Dans le cas $M_\mathrm{BH} >> M_\mathrm{D}$, on atteint la limite "classique" de la Relativité Générale et il semble que le traitement de ce processus soit possible avec les outils théoriques actuels. Une fois produit, le trou noir s'évapore rapidement. Dans ce processus toutes les particules du MS sont produites de façon démocratique, selon les nombres de degrés de liberté (couleur, spin) [8]. Plusieurs difficultés interviennent dans la simulation de cette évaporation : c'est un

[8] Dans les analyses [244, 245], les gravitons ne sont pas considérés.

M_{BH} (TeV$/c^2$)	5	8	10
$d=2$	62×10^3	580	6.7
$d=4$	37×10^3	310	3.4
$d=6$	34×10^3	270	2.9

TAB. 5.1 – *Sections efficaces (en fb) de production de trous noirs au LHC, pour trois valeurs de masse et pour 2, 4 ou 6 ED. La valeur $M_D = 1$ TeV$/c^2$ a été choisie [244].*

processus qui évolue dans le temps, le spectre des particules émises dépend de la température du trou noir T_{H}, qui augmente quand sa masse diminue. En outre, lorsque sa masse approche de M_{D}, la théorie quantique complète, encore inconnue, devrait être utilisée. La topologie de ces événements peut cependant être déterminée grossièrement : leur multiplicité totale est grande (donnée approximativement par $\sim M_{\mathrm{BH}}/T_{\mathrm{H}}$ à l'instant de la production), donnant des événements assez sphériques, et plusieurs objets (jets, leptons) ont en général de très grandes impulsions transverses. Les événements sont par conséquent très spectaculaires, avec un rapport signal sur bruit élevé. À partir des objets reconstruits, on peut estimer la masse du trou noir. La mesure de sa température est plus difficile. La technique mise au point dans Ref. [244] semble permettre, en mesurant simultanément M_{BH} et T_{H}, d'estimer M_{D} avec une précision de 15% et d à ± 0.75.

Les quelques exemples développés ici n'épuisent évidemment pas toutes les possibilités d'analyse dans le cadre théorique des dimensions supplémentaires. En particulier, les ED peuvent être exploitées pour éliminer complètement la nécessité du boson de Higgs. Dans ces modèles, dont des conséquences sont accessibles au LHC, EWSB est déclenchée par des *conditions au bord* et l'unitarité dans la diffusion $\mathrm{V_L V_L}$ est restaurée grâce aux *tours KK* des bosons de jauge [246]. Grâce à sa grande énergie, le LHC poursuivra l'exploration de cette physique dans un domaine inconnu, et permettra d'évaluer la pertinence de ces modèles pour expliquer (ou reformuler) le problème de hiérarchie du modèle standard.

Conclusion

Le modèle standard de la physique des particules a été confirmé avec succès jusqu'à maintenant au LEP et au Tevatron, ainsi qu'aux usines à B. Il repose cependant sur le mécanisme de Higgs, qui prédit l'existence du boson de Higgs, la seule particule scalaire du modèle, qui n'a pas encore été observé. Sans observation directe de cette particule, le MS reste incomplet.

Le grand collisionneur de hadrons au CERN devrait permettre des tests fins du MS dans des secteurs encore mal connus, comme le secteur du quark top. Malgré l'environnement difficile d'un collisionneur hadronique de haute énergie et haute luminosité, des mesures de précision devraient être possibles, notamment des masses du W et du quark top, conduisant à des contraintes très fortes sur le MS, au niveau quantique : les mesures de m_{W} et m_{t} à $\sim$ 15 MeV/c^2 et $\sim$ 1.5 GeV/c^2 respectivement prédiront la masse du boson de Higgs relativement précisément.

Au delà de ces mesures, c'est la possibilité de découvrir le boson de Higgs quelque soit sa masse ($\lesssim$ 1 TeV/c^2) qui fait du LHC une machine exceptionnelle. Vers 2010, les champs du MS auront tous été découverts, ou, si aucun boson de Higgs n'est observé, celui-ci devra être profondément révisé. Si le boson de Higgs est observé, ses propriétés pourront être déterminées relativement précisément ; en particulier, la mesure directe de sa masse pourra être comparée à la prédiction déduite des mesures de m_{W} et m_{t}, afin de tester la cohérence du modèle.

Même si le MS devrait être complété par la découverte du boson de Higgs, de nombreuses questions restent en suspens. Le modèle n'est notamment pas *naturel* : la hiérarchie entre l'échelle électrofaible et l'échelle de Planck ne peut être expliquée. En outre, plusieurs secteurs (dont celui de Higgs, dans lequel le signe négatif du terme de masse carrée dans le potentiel est introduit *à la main*) du MS sont *ad hoc*. Il est donc nécessaire de rechercher des signes de nouvelle physique (NP). Grâce à son énergie dans le centre de masse très élevée, le LHC est un collisionneur idéal pour cette entreprise. La Supersymétrie peut être mis en évidence jusqu'à des masses de *sparticules* d'environ 3 TeV/c^2, et le potentiel de découverte pour de nombreux autres scénarios de NP, tels que de nouveaux bosons de jauge ou des dimensions supplémentaires est très important. Une augmentation de la luminosité dans une phase SLHC permettrait d'augmenter les régions accessibles en masse de 500 GeV/c^2 à 1 TeV/c^2. Si aucune nouvelle particule n'est observée, des modifications dans la diffusion des bosons vecteurs $\mathrm{V_L V_L}$ devraient être observées, même si les taux d'événements prédits sont en général faibles.

Cette physique très riche et prometteuse du LHC ne pourra être explorée que si la machine et les détecteurs atteignent leurs performances nominales. Si tel est le cas, la fin de la décennie sera fascinante pour les physiciens des particules.

Bibliographie

[1] S. Glashow, *Nucl. Phys.* **22**, 579 (1961) ; S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **19**, 1264 (1967) ; A. Salam, dans “Elementary Particle Theory”, ed. N. Svartholm, Almqvist and Wiksells, Stockholm (1969)

[2] M. Gell-Mann, *Phys. Lett.* **8**, 214 (1964) ; G. Zweig, CERN-Report 8182/TH401 (1964) ; H. Fritzsch, M. Gell-Mann et H. Leutwyler, *Phys. Lett.* B **47**, 365 (1973) ; D. Gross et F. Wilczek, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 1343 (1973) ; H. D. Politzer, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 1346 (1973)

[3] Voir par exemple, H. E. Haber, “Lectures on Electroweak Symmetry Breaking”, Boulder TASI 90 :340-475 (QCD161 :T45 :1990)

[4] A. Heister *et al.*, la Collaboration ALEPH, *Phys. Lett.* B **526**, 2002 (191)

[5] Les Collaborations ALEPH, DELPHI, L3, OPAL et le groupe de travail *LEP Higgs Working Group*, *Phys. Lett.* B **565**, 61 (2003)

[6] C. F. Kolda et H. Murayama, *JHEP* **0007**, 035 (2000)

[7] La Collaboration D0, note D0 4896-CONF

[8] La Collaboration CDF, CDF/PUB/EXOTIC/PUBLIC/7126

[9] Les Collaborations CDF et D0, FERMILAB-PUB-03/320-E

[10] D. Boussard *et al.*, “The Large Hadron Collider conceptual design”, CERN/AC/95-05 (1995)

[11] Particle Data Group, S. Eidelman *et al.*, *Phys. Lett.* B **592**, 1 (2004)

[12] Pour une description détaillée du schéma d’injection des faisceaux dans le LHC, consulter le site http ://sl.web.cern.ch/SL/sli/Cycles.htm

[13] http ://lhcb-background.web.cern.ch/lhcb-background/doc/Meetings/Presentations/EW_AcceleratorLHCb.pdf

[14] Un compendium de références et de résultats est disponible sur le site
http ://wwwslap.cern.ch/collective/electron-cloud/electron-cloud.html

[15] F. Zimmermann, "Summary of the working group on the beam-beam interaction, interaction region, optics", FACTORIES-2003-THS01, Conférence 30th Advanced ICFA Beam Dynamics Workshop on High Luminosity e+ e- Collisions (e+ e- Factories 2003) ; S. Krishnagopal, M. A. Furman, W. C. Turner, IEEE Particle Accelerator Conference (PAC 99), Particle Accelerator, vol. 3, 1674 (1999) M. Meddahi, Ph.D. Thesis, “Effets faisceau-faisceau dans le Collisionneur Protons-Antiprotons du SPS”, Université de Paris 7, (1991) ; L. R. Evans, J. Gareyte, “Beam-Beam Effects”, CERN Accelerator School, CERN 87-03,Vol. I, p. 159, Sept. (1985) ;

[16] F. Giannotti *et al.*, hep-ph/0204087

[17] V. A. Khoze *et al.*, *hep-ph*/0010163

[18] S. Van der Meer , Internal Report CERN ISR-PO/68-21 (1968)

[19] http ://library.cern.ch/archives/isad/isaisr.html

[20] La Collaboration TOTEM, *hep-ex*/0410084

[21] D. Acosta *et al.*, la Collaboration CDF, *Phys. Rev.* D **71**, 051104 (2005)

[22] J. Pumplin *et al.*, *JHEP* **012**, 2002 (0207)

[23] E. Eichten *et al.*, *Rev. Mod. Phys* **56**, 579 (1984)

[24] A. Pukhov *et al.*, hep-ph/9908288

[25] F. Maltoni et T. Stelzer, *JHEP* **0302**, 027 (2003)

[26] T. Ishikawa *et al.*, KEK-92-19, (1993)

[27] T. Sjörstrand *et al.*, hep-ph/0308153

[28] G. Corcella *et al.*, *JHEP* **0101**, 010 (2001)

[29] F. E. Paige *et al.*, hep-ph/0312045

[30] S. Frixione et B. R. Webber, hep-ph/0402116

[31] Notamment, T. Affolder *et al.*, la Collaboration CDF, *Phys. Rev.* D **65**, 092002 (2002)

[32] T. Sjöstrand et P. Z. Skands, *JHEP* **03**, 2004 (053)

[33] A. Moraes *et al.*, Note ATLAS, ATL-COM-PHYS-2005-010

[34] La Collaboration ATLAS, “ATLAS Technical Proposal”, CERN/LHCC/94-43 (1994) ; “ATLAS Technical Design Reports”, disponibles sur http ://atlas.web.cern.ch/Atlas/internal/tdr.html ; R. Leitner pour la Collaboration ATLAS, in *Czech.J.Phys.* A **54**, 111 (2004) ; M. Nessi pour la Collaboration ATLAS, *Eur.Phys.J.* C **s29-s37**, 34 (2004) ; N. McCubbin, *Frontier* **18**, 19 (2004) ; Y. Rozen, *Lect.Notes Phys.* **616**, 231 (2003) ; D. Lacour, Herlany 2002, Hadron structure 294-302 ; I. Efthymiopoulos pour la Collaboration ATLAS , *Acta Phys.Polon.* B **30**, 2309 (1999)

[35] La Collaboration CMS, “CMS Technical Proposal”, CERN/LHCC/94-38 (1994) ; T. S. Virdee, *Czech.J.Phys.* A **54**, 9 (2004) ; M. Della Negra, *Eur.Phys.J.* C **34**, s17 (2004) ; N. Neumeister, *AIP Conf.Proc.* **698**, 741 (2004)

[36] De nombreux articles de revue détaillent les expériences ATLAS et CMS : J. Engelen, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **135**, 3 (2004) ; T. S. Virdee, *Phys. Rept.* **403-404**, 401 (2004) ; F. Giannotti, *Phys. Rept.* **403-404**, 379 (2004)

[37] S. Haywood *et al.*, hep-ph/0003275

[38] F. Djama, Note ATLAS, ATLAS-LARG-2004-008

[39] Voir par exemple, M. Boonkamp, présentation à la semaine ATLAS, 04/11/2004

[40] M. Mangano *et al.*, *JHEP* **0307**, 2003 (001)

[41] F. Abe *et al.*, la Collaboration CDF, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 1997 (4760)

[42] V. M. Abazov *et al.*, la Collaboration D0, *Phys. Lett.* B **606**, 2005 (25) F. Abe *et al.*, la Collaboration CDF, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 1992 (1997) ;

[43] I. Borjanović *et al.*, *Eur.Phys.J.* C **39**, 2005 (63)

[44] F. V. Tkachov, *Int.J.Mod.Phys.* A **12**, 5411 (1997) (*hep-ph*/9601308)

[45] A. Kharchilava, Note CMS, NOTE-1999/065

[46] S. Corréard, communication privée

[47] P. W. Higgs, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 508 (1964) et *Phys. Rev.* **145**, 1156 (1966) ; F. Englert et R. Brout, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 321 (1964) ; G. S. Guralnik, C. R. Hagen et T. Kibble, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 585 (1965) ; T. Kibble, *Phys. Rev.* **155**, 1554 (1967)

[48] Voir par exemple : J. Gunion, H. Haber, G. Kane et S. Dawson, "The Higgs Hunter's Guide", Addison-Wesley, Reading (USA), 1990

[49] A. Djouadi, "The anatomy of electro-weak symmetry breaking. I : The Higgs boson in the standard model", hep-ph/0503172 (339 p.)

[50] J. Ellis, M. K. Gaillard et D. V. Nanopoulos, *Phys. Lett.* B **84**, 440 (1979)

[51] L. Resnisk, M. K. Sundaresan et P. J. S. Watson, *Phys. Rev.* D **8**, 172 (1973)

[52] E. Braaten et J. P. Leveille, *Phys. Rev.* D **22**, 715 (1980) ; N. Sakai, *Phys. Rev.* D **22**, 2220 (1980) ; T. Inami et T. Kubota, *Nucl. Phys.* B **179**, 171 (1981) ; S. G. Gorishny, A. L. Kataev et S. A. Larin, *Sov. J. Nucl. Phys.* **40**, 329 (1984)

[53] M. Drees, K. Hikasa, *Phys. Rev.* D **41**, 1547 (1990), *Phys. Lett.* B **240**, 455 (1990)

[54] R. Decker, M. Nowakowski et A. Pilaftsis, *Z. Phys.* C **57**, 339 (1993) ; A. Djouadi, J. Kalinowski et P. M. Zerwas, *Z. Phys.* C **70**, 437 (1996) ; S. Moretti et W. Stirling, *Phys. Lett.* B **347**, 291 (1995)

[55] B. W. Lee, C. Quigg et H. B. Thacker, *Phys. Rev.* D **16**, 1519 (1977)

[56] A. I. Vainshtein, M. B. Voloshin, V. I. Zakharov et M. A. Shifman, *Sov. J. Nucl. Phys.* **30**, 711 (1979)

[57] L. Okun, "Leptons and Quarks", Ed. North Holland, Amsterdam, 1982

[58] M. Gavela, G. Girardi, C. Malleville et P. Sorba, *Nucl. Phys.* B **193**, 257 (1981)

[59] A. Djouadi, J. Kalinowski et M. Spira, *Comp. Phys. Comm.* **108**, 56 (1998)

[60] H. Georgi, S. Glashow, M. Machacek et D. V. Nanopoulos, *Phys. Rev. Lett.* **40**, 692 (1978)

[61] D. R. T. Jones et S. T. Petcov, *Phys. Lett.* B **84**, 440 (1979)

[62] R. N. Cahn et S. Dawson, *Phys. Lett.* B **136**, 196 (1984)

[63] D. Dicus et S. Willenbrock, *Phys. Rev.* D **32**, 1642 (1985)

[64] G. Altarelli, B. Mele et F. Pitolli, *Nucl. Phys.* B **287**, 205 (1987)

[65] W. Kilian, M. Kramer et P. M. Zerwas, *Phys. Lett.* B **373**, 135 (1996)

[66] S. L. Glashow, D.V. Nanopoulos et A. Yildiz, *Phys. Rev.* D **18**, 1724 (1978) ; J. Finjord, G. Girardi et P. Sorba, *Phys. Lett.* B **89**, 99 (1979)

[67] R. Raitio, et W. W. Wada, *Phys. Rev.* D **19**, 941 (1979) ; Z. Kunszt, *Nucl. Phys.* B **247**, 339 (1984) ; A. S. Bagdasaryan *et al.*, *Sov. J. Nucl. Phys.* **46**, 315 (1987)

[68] J. Ng et P. Zakarauskas, *Phys. Rev.* D **29**, 876 (1984)

[69] R. M. Barnett, H. E. Haber et D. E. Soper, *Nucl. Phys.* B **306**, 697 (1988) ; F. I. Olness et W-K. Tung, *Nucl. Phys.* B **308**, 813 (1988)

[70] D. A. Dicus et S. Willenbrock, *Phys. Rev.* D **39**, 751 (1989)

[71] A. Bialas et P. V. Landshoff, *Phys. Lett.* B2565401991

[72] M. Boonekamp, R. Peschanksi et C. Royon, *Phys. Rev.* D **87**, 251806 (2001) et *Nucl. Phys.* B **669**, 277 (2003) ; B. E. Cox, J. R. Forshaw et B. Heinemann, *Phys. Lett.* B **540**, 263 (2002) ; R. Engberg *et al..*, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 2081801 (2002) ; J. R. Cudell et O. F. Hernandez, *Nucl. Phys.* B **471**, 471 (1996) ; E. M. Levin, *hep-ph*/9912402

[73] V. A. Khoze, A. D. Martin et M. G. Ryskin, *Eur.Phys.J.* C **23**, 311 (2002) ; A. DeRoeck *et al..*, *Eur.Phys.J.* C **25**, 391 (2002) ; A. B. Kaidalov, V. A. Khoze, A. D. Martin et M. G. Ryskin, *Eur.Phys.J.* C **31**, 387 (2003) et *Eur.Phys.J.* C **33**, 261 (2004)

[74] V. A. Khoze, A. D. Martin et M. G. Ryskin, *Eur.Phys.J.* C **26**, 229 (2002)

[75] M. Spira, A. Djouadi, D. Graudenz et P. M. Zerwas, *Nucl. Phys.* B453171995

[76] A. Djouadi, M. Spira et P. M. Zerwas, *Phys. Lett.* B **264**, 440 (1991)

[77] S. Dawson, *Nucl. Phys.* B **359**, 283 (1991)

[78] D. Graudenz, M. Spira et P. M. Zerwas, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 1372 (1993) ; M. Spira, Ph. D. Thesis, RWTH Aachen, 1992

[79] A. Djouadi et M. Spira, *Phys. Rev.* D **62**, 014004 (2000)

[80] T. Han, G. Valencia et S. Willenbrock, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 3274 (1992)

[81] T. Figy, C. Oleari et D. Zeppenfeld, *Phys. Rev.* D **68**, 073005 (2003)

[82] E. L. Berger et J. Campbell, *Phys. Rev.* D **70**, 073011 (2004)

[83] T. Han et S. Willenbrock, *Phys. Lett.* B **273**, 167 (1990)

[84] H. Baer, B. Bailey et J. Owens, *Phys. Rev.* D **47**, 2730 (1993) ; J. Ohnemus et W. Stirling, *Phys. Rev.* D **47**, 2722 (1993) ; S. Mrenna et C. P. Yuan, *Phys. Lett.* B **416**, 200 (1998)

[85] W. Beenakker *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 201805 (2001) et *Nucl. Phys.* B **653**, 151 (2003)

[86] S. Dawson, L. H. Orr, L. Reina et D. Wackeroth, *Phys. Rev.* D **67**, 071503 (2003) ; S. Dawson *et al.*, *Phys. Rev.* D **68**, 034022 (2003)

[87] L. Reina et S. Dawson, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 201804 (2001) ; L. Reina, S. Dawson et D. Wackeroth, *Phys. Rev.* D **65**, 053017 (2002)

[88] S. Dittmaier, M. Krämer et M. Spira, *Phys. Rev.* D **70**, 074010 (2004)

[89] S. Dawson, C. Jackson, L. Reina et D. Wackeroth, *Phys. Rev.* D **69**, 074027 (2004)

[90] R. Harlander et W. Kilgore, hep-ph/0211380

[91] A. D. Martin, R. G. Roberts, W. J. Stirling et R. S. Thorne, *Phys. Lett.* B **531**, 216 (2002)

[92] R. Harlander et W. Kilgore, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 201801 (2002) ; C. Anastasiou et K. Melnikov, *Nucl. Phys.* B **646**, 220 (2002) ; V. Ravindran, J. Smith et W. L. van Neerven, *Nucl. Phys.* B **665**, 325 (2003)

[93] C. J. Glosser et C. R. Schmidt, *JHEP* **16**, 212 (2002)

[94] H. L. Lai *et al.*, la Collaboration CTEQ, *Eur.Phys.J.* C **12**, 375 (2000)

[95] M. L. Ciccolini, S. Dittmaier et M. Krämer, *Phys. Rev.* D **68**, 073003 (2003)

[96] O. Brein *et al.*, *hep-ph*/0402003.

[97] H. L. Lai *et al.*, *Phys. Rev.* D **55**, 1280 (1997)

[98] T. Binoth *et al.*, *Eur.Phys.J.* C **16**, 311 (2000)

[99] Z. Bern, L. Dixon et C. Schmidt, *Phys. Rev.* D **66**, 074018 (2002)

[100] D. Acosta *et al.*, la Collaboration CDF, hep-ex/0412050

[101] B. A. Kniehl, G. Kramer et B. Pötter, *Nucl. Phys.* B **582**, 514 (2000)

[102] G. Unal, présentation en réunion *Higgs*, Décembre 2003

[103] J. Colas *et al.*, physics/0505127, soumis à *Nucl. Instrum. Methods* A

[104] S. Abdullin *et al.*, *Phys. Lett.* B **431**, 410 (1998)

[105] S. Hassani, *Czech.J.Phys.* A **54**, 21 (2004)

[106] I. Puljak, *Czech.J.Phys.* A **54**, 51 (2004)

[107] M. Sani pour la Collaboration CMS, CMS-CR-2004-035

[108] B. Mellado *et al.*, Note Interne ATLAS, ATL-PHYS-2003-025

[109] B. Mellado *et al.*, Note Interne ATLAS, ATL-COM-PHYS-2004-062

[110] La Collaboration ATLAS, ATLAS Detector and Physics Performance Technical Design Report, CERN-LHCC-99-14/15 (1999)

[111] D. L. Rainwater et D. Zeppenfeld, *JHEP* **12**, 1 (1997) ; D. L. Rainwater, D. Zeppenfeld et K. Hagiwara, *Phys. Rev.* D **59**, 19037 (1999)

[112] S. Asai *et al.*, la Collaboration ATLAS, *Eur.Phys.J.* C **32**, 19 (2004)

[113] D. Cavalli et S. Resconi, Note Interne ATLAS, ATL-PHYS-98-118 (1998)

[114] D. L. Rainwater et D. Zeppenfeld, *Phys. Rev.* D **60**, 113004 (1999)

[115] F. A. Berends, W. T. Giele, K. Kuijf et B. Tausk, Fermilab-Pub-90/213-T

[116] F. Abe *et al.*, la Collaboration CDF, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 4760 (1997) ; B. Abbott *et al.*, la Collaboration D0, *Phys. Lett.* B **513**, 292 (2001)

[117] J. Cammin et M. Schumacher, Note Interne ATLAS, ATL-PHYS-2003-024 (2003)

[118] V. Drollinger, D. Denegri et T. Müller, Note Interne CMS, CMS-NOTE-2001-054 (2001)

[119] B. P. Kersevan et E. Richter-Was, hep-ph/0405247

[120] K. Jakobs et T. Trefzger, Note Interne ATLAS, ATL-PHYS-2000-015 (2000)

[121] V. Drollinger et A. Sopczak, *Eur.Phys.J.* C **3**, 1 (2001) ; M. Hohfeld, Note Interne ATLAS, ATL-PHYS-2001-004

[122] F. Gianotti et M. Pepe-Altarelli, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **89**, 177 (2000)

[123] D. Zeppenfeld, R. Kinnunen, A. Nikitenko et E. Richter-Was, *Phys. Rev.* D **62**, 013009 (2000) ; M. Dührssen *et al.*, *Phys. Rev.* D **70**, 113009 (2004) ; J. Conway *et al.*, *hep-ph*/0203206

[124] M. Dührssen, ATLAS Note PHYS-2003-030

[125] A. Belyaev et L. Reina, *JHEP* **208**, 41 (2002)

[126] S. Y. Choi *et al.*, *Phys. Lett.* B **553**, 61 (2003)

[127] J. F. Gunion et X. He, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4468 (1996)

[128] T. Plehn, D. Rainwater et D. Zeppenfeld, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 051801 (2002)

[129] C. A. Nelson, *Phys. Rev.* D **37**, 1220 (1988)

[130] C. P. Buszello *et al.*, *Eur.Phys.J.* C **32**, 209 (2004)

[131] E. W. N. Glover et J. J. Van Der Bij, *Nucl. Phys.* B **309**, 282 (1988) ; D. A. Dicus, C. Kao et S. Willenbrock, *Phys. Lett.* B **203**, 457 (1988) ; G. Jikia, *Nucl. Phys.* B **412**, 57 (1994) ; T. Plehn, M. Spira et P. M. Zerwas, *Nucl. Phys.* B **479**, 46 (1996)

[132] W. Y. Keung, *Mod.Phys.Lett.* A **10**, 765 (1987) ; O. J. P. Eboli, G. C. Marques, S. F. Novaes et A. A. Natale, *Phys. Lett.* B **197**, 269 (1987) ; D. A. Dicus, K. J. Kallianpur et S. Willenbrock, *Phys. Lett.* B **200**, 187 (1988) ; K. J. Kallianpur, *Phys. Lett.* B **215**, 392 (1988) ; A. Abbasabadi, W. W. Repko, D. A. Dicus et R. Vega, *Phys. Rev.* D **38**, 2770 (1988), *Phys. Lett.* B **213**, 386 (1988) ; A. Dobrovolskaya et V. Novikov, *Z. Phys.* C **52**, 427 (1991)

[133] V. Barger, T. Han et R. J. N. Phillips, *Phys. Rev.* D **38**, 2766 (1988)

[134] A. Djouadi, W. Kilian, M. Mühlleitner et P. M. Zerwas, *Eur.Phys.J.* C **10**, 45 (1999)

[135] M. Spira, A. Djouadi, D. Graudenz et P. M. Zerwas, *Nucl. Phys.* B **453**, 17 (1995) ; Z. Kunszt, S. Moretti et W. J. Stirling, *Z. Phys.* C **74**, 479 (1997)

[136] U. Baur, T. Plehn et D. L. Rainwater, *Phys. Rev.* D **69**, 053004 (2004)

[137] U. Baur, T. Plehn et D. L. Rainwater, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 151801 (2002) et *Phys. Rev.* D **67**, 033003 (2003)

[138] U. Baur, T. Plehn et D. L. Rainwater, *Phys. Rev.* D **68**, 033011 (2003)

[139] R. Lafaye, D. J. Miller, M. Muhlleitner et S. Moretti, *hep-ph*/0002238

[140] M. Moretti, F. Piccinini, R. Pitau et A. Polosa, *hep-ph*/0410334

[141] S. Weinberg, *Phys. Rev.* D **19**, 1227 (1979) ; L. Susskind, *Phys. Rev.* D **20**, 2619 (1979)

[142] A. Dobado et J. M. Herroro *Phys. Lett.* B **228**, 495 (1989) ; J. Donoghue et C. Ramirez *Phys. Lett.* B **234**, 361 (1990)

[143] J. Welzel, D. Gherson et J. Ellis, ces comptes-rendus et hep-ph/0506163

[144] voir en plus des références citées dans [143] H. P. Nilles, *Phys. Rept.* **110**, 1 (1984)

[145] S. Heinemeyer, W. Hollik et G. Weiglein, hep-ph/0412214

[146] B. Viren pour la Collaboration Super-Kamiokande, hep-ex/9903029

[147] K. Kobayashi *et al.*, la Collaboration Super-Kamiokande, hep-ex/0502026

[148] W. Beenakker *et al.*, *Nucl. Phys.* B **492**, 41 (1997)

[149] L. Alvarez-Gaume, J. Polchinski et M. B. Wise, *Nucl. Phys.* B **221**, 495 (1983) ; L. Ibanez, *Phys. Lett.* B **118**, 73 (1982) ; J. Ellis, D. V. Nanopoulos et K. Tamvakis, *Phys. Lett.* B **121**, 123 (1983) ; K. Inoue *et al.*, *Prog. Theor. Phys* **68**, 927 (1982) ; A. H. Chamseddine, R. Arnowitt et P. Nath, *Phys. Rev. Lett.* **49**, 970 (1982)

[150] G. F. Giudice et R. Rattazzi, *Phys. Rept.* **322**, 419 (1999)

[151] L. Randall et R. Sundrum, *Nucl. Phys.* B **557**, 79 (1999) ; G. F. Giudice *et al.*, *JHEP* **9812**, 027 (1998)

[152] Z. Chacko *et al.*, *JHEP* **0001**, 003 (2000) ; D. E. Kaplan, G. D. Kribs et M. Schmaltz *Phys. Rev.* D **62**, 035010 (2000)

[153] A. Hocker, hep-ph/0410081

[154] D. N. Spergel *et al.*, la Collaboration WMAP, *Astrophys.J.Suppl.* **148**, 175 (2003)

[155] M. Battaglia *et al.*, *Eur.Phys.J.* C **33**, 273 (2004)

[156] A. Djouadi, "The anatomy of electro-weak symmetry breaking. II : The Higgs boson in the MSSM", hep-ph/0503173 (340 p.)

[157] S. L. Adler et W. A. Bardeen, *Phys. Rev.* **182**, 1517 (1969) ; R. Jackiw, Lectures on Current Algebra and its Applications, Princeton University Press, 1972

[158] L. Alvarez-Gaume et E. Witten, *Nucl. Phys.* B **234**, 269 (1983)

[159] P. Fayet, *Nucl. Phys.* B **90**, 104 (1975), *Phys. Lett.* B **64**, 159 (1976), *Phys. Lett.* B **69**, 489 (1977) et *Phys. Lett.* B **84**, 416 (1979)

[160] K. Inoue, A. Komatsu et S. Takeshita, *Prog. Theor. Phys* **68**, 927 (1982)

[161] E. Witten, *Nucl. Phys.* B **185**, 513 (1981) et *Nucl. Phys.* B **231**, 419 (1984) ; N. Sakai, *Z. Phys.* C **11**, 153 (1981) ; S. Dimopoulos et H. Georgi, *Nucl. Phys.* B **193**, 150 (1981) ; R. K. Kaul et P. Majumdar, *Nucl. Phys.* B **199**, 36 (1982)

[162] J. Espinosa et M. Quiros, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 516 (1998)

[163] S. Martin, dans "Perspectives on Supersymmetry", Ed. G.L. Kane, World Scientific, Singapore, 1998, *hep-ph*/9709356

[164] J. F. Gunion et H. E. Haber, *Nucl. Phys.* B **272**, 1 (1986)

[165] M. Carena, J. Espinosa, M. Quiros et C. Wagner, *Phys. Lett.* B **355**, 209 (1995)

[166] M. Carena, M. Quiros et C. Wagner, *Nucl. Phys.* B **461**, 407 (1996), voir fnth37.fnal.gov/carena/

[167] H. Haber, R. Hempfling et A. Hoang, *Z. Phys.* C **75**, 539 (1997)

[168] R. J. Zhang, *Phys. Lett.* B **447**, 89 (1999) ; J. Espinosa et R. J. Zhang, *Nucl. Phys.* B **586**, 3 (2000) ; A. Brignole, G. Degrassi, P. Slavich et F. Zwirner, *hep-ph*/0112177

[169] S. Heinemeyer, W. Hollik et G. Weiglein, *Phys. Rev.* D **58**, 091701 (1998), *Phys. Lett.* B **440**, 296 (1998)

[170] S. Heinemeyer, W. Hollik et G. Weiglein, *Eur.Phys.J.* C **9**, 343 (1999)

[171] M. Carena, S. Heinemeyer, C. Wagner et G. Weiglein, *hep-ph*/9912223

[172] R. Barbieri et M. Frigeni, *Phys. Lett.* B **258**, 395 (1991)

[173] M. Schumacher, proceedings de SUSY 2004, *hep-ph*/0410112, Note ATLAS COM-PHYS-2004-070 (note publique ATLAS à venir)

[174] J. F. Gunion, G. L. Kane et J. Wudka, *Nucl. Phys.* B **299**, 231 (1988)

[175] J. F. Gunion, H. E. Haber, F. Paige, W.-K. Tung et S. Willenbrock, *Nucl. Phys.* B **294**, 621 (1987)

[176] T. Han, G. Valencia et S. Willenbrock, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 3274 (1992)

[177] O. Brein, A. Djouadi et R. Harlander, *Phys. Lett.* B **579**, 149 (2004)

[178] E. Golowich et T. C. Yang, *Phys. Lett.* B802451979 ; L. N. Chang et J.E. Kim, *Phys. Lett.* B **81**, 233 (1979) ; D. R. T. Jones, G. Kane et J. P. Leveille, *Phys. Rev.* D **24**, 2990 (1981) ; I. Bigi, Y. L. Dokshitser, V. Khoze, J. Kühn et P.M. Zerwas, *Phys. Lett.* B **181**, 157 (1986)

[179] S. L. Glashow et E. E. Jenkins, *Phys. Lett.* B **196**, 233 (1987) ; V. Barger et R. J. N. Phillips, *Phys. Lett.* B **201**, 553 (1988), *Phys. Rev.* D **40**, 2875 (1989) et *Phys. Rev.* D **41**, 884 (1990)

[180] J. L. Diaz-Cruz et O. A. Sampayo, *Phys. Rev.* D **50**, 6820 (1994)

[181] J. H. He et C. P. Yuan, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 28 (1999) ; T. Tait et C. P. Yuan, *Phys. Rev.* D **63**, 010418 (2001) ; J. L. Diaz-Cruz, J. H. He et C. P. Yuan, *Phys. Lett.* B **530**, 179 (2002)

[182] M. V. Foursa, D. A. Murashov et R. Slabospitsky, *Phys. Atm. Nucl.* **67**, 350 (2004)

[183] S. Slabospitsky, Note CMS 2002/10 et *hep-ph*/020394

[184] R. Kinnunen *et al.*, CMS-NOTE-2004-027, *Eur.Phys.J.* C **40**, 23 (2005)

[185] S. Abdullin *et al.*, CMS-NOTE-2003-033

[186] L. Bellucci, Dissertation, Universita degli studi di Firenze, Décembre, 2001

[187] X. Bueso, note ATLAS COM-PHYS-2004-027, 2004

[188] K. Assamagan et N. Gollub, note ATLAS SN-ATLAS-2004-42, 2004

[189] K. Assamagan, Y. Coadou et A .Deandrea, *Eur.Phys.J.* C **4**, 9 (2004)

[190] D. P. Roy, *Phys. Lett.* B **459**, 607 (1999)

[191] B. P. Kersevan, M. Malawski et E. Richter-Was, *Eur.Phys.J.* C **29**, 541 (2003) ; E. Richter-Was, D. Froidevaux et L. Poggioli, Note ATLAS, ATL-PHYS-98-131

[192] P. Gagnon, Note ATLAS ATL-PHYS-PUB-2005-011, 2005 ; F. Meisel, Note Interne ATLAS, ATL-COM-PHYS-2005-066, 2005

[193] L. Neukerman, thèse de doctorat au sein de l'expérience ATLAS, LAPP-T-2002/02

[194] I. Hinchliffe *et al.*, Note Interne ATLAS , ATLAS-NOTE-PHYS-97-109 (1997)

[195] S. Abdullin, *et al.*, Note CMS, CMS-NOTE-2001-042, *hep-ph*/0112046

[196] M. Duhrssen *et al.*, *Phys. Rev.* D **70**, 113009 (2004)

[197] U. Ellwanger *et al.*, *hep-ph*/0305109

[198] J.R. Ellis *et al.*, *Phys. Rev.* D **39**, 844 (1989)

[199] H. P. Nilles, M. Srednicki et D. Wyler, *Phys. Lett.* B **120**, 346 (1983) ; M. Drees, *Int. J. Mod. Phys*A **4**, 3635 (1989) ; U. Ellwanger et M. Rausch de Traubenberg, *Z. Phys.* C **53**, 521 (1992) ; P. N. Pandita, *Z. Phys.* C **59**, 575 (1993) et *Phys. Lett.* B **318**, 338 (1993) ; T. Elliot, S. F. King et P. L. White, *Phys. Rev.* D **49**, 2435 (1994) ;

[200] U. Ellwanger et C. Hugonie, *Eur.Phys.J.* C **5**, 723 (1998) ; A. Dedes, C. Hugonie, S. Moretti et K. Tamvakis, *Phys. Rev.* D **63**, 055009 (2001) ;

[201] J. P. Derendinger et C. A. Savoy, *Nucl. Phys.* B **237**, 307 (1984) ; J. R. Espinosa et M. Quiros, *Phys. Lett.* B **279**, 92 (1991) ; P. Binetruy et C. A. Savoy, *Phys. Lett.* B **227**, 453 (1992) ;

[202] U. Ellwanger, M. Rausch de Traubenberg et C. A. Savoy, *Phys. Lett.* B **315**, 331 (1993) ; J. Kamoshita, Y. Okada et M. Tanaka, *Phys. Lett.* B **328**, 67 (1994) ; F. Franke et H. Fraas, *Phys. Lett.* B **353**, 234 (1995) ; S. F. King et P. L. White, *Phys. Rev.* D **52**, 4183 (1995) ; S. Ham, S. Oh et B. Kim , *Phys. Lett.* B **414**, 305 (1997) ; N. Krasnikov, *Mod.Phys.Lett.* A **13**, 893 (1998) ; D. J. Miller, R. Nevzorov et P. M. Zerwas, *hep-ph*/0304049

[203] D. Cavalli, Note Interne ATLAS, ATL-PHYS-080 (1996)

[204] I. Hinchliffe *et al.*, *Phys. Rev.* D **55**, 5520 (1997)

[205] S. Asai, présentation à la semaine ATLAS "Overview Week", Octobre 2005

[206] D. R. Tovey, Note Interne ATLAS, ATL-PHYS-2002-013 (2002) ; *Eur.Phys.J.* C **direct**, C4 :N4 (2002)

[207] B. C. Allanach *et al.*, *Eur.Phys.J.* C **25**, 113 (2002)

[208] S. Abdullin et F. Charles, *Nucl. Phys.* B **547**, 60 (1998)

[209] B. K. Gjelstein *et al.*, Note Interne ATLAS, ATL-PHYS-2004-007 (2004)

[210] M. M. Nojiri, D. Toya et T. Kobayashi, *Phys. Rev.* D **62**, 075009 (2000)

[211] B. C. Allanach *et al.*, *JHEP* **09**, 004 (2000)

[212] T. Plehn, D. Rainwater et P. Skands, hep-ph/0510144, hep-ph/0511306

[213] K. Kawagoe, M. M. Nojiri et G. Polesello, *Phys. Rev.* D **71**, 035008 (2005)

[214] C. G. Lester et D. J. Summers, *Phys. Lett.* B **463**, 99 (1999)

[215] SFTITER par R. Lafaye, T. Plehn et D. Zerwas, hep-ph/0404282 ; Fittino par P. Bechtle, K. Desch et P. Wienemann, hep-ph/0412212

[216] J. Hisano, K. Kawagoe et M. M. Nojiri, *Phys. Rev.* D **68**, 035007 (2003)

[217] A. de Roeck, ces comptes-rendus

[218] G. Polesello et D. R. Tovey, *JHEP* **05**, 071 (2004)

[219] A. J. Barr, *Phys. Lett.* B **596**, 205 (2004)

[220] A. J. Barr, hep-ph/0511115

[221] N. Arkani-Ahmed et S. Dimopoulos, *JHEP* **0506**, 073 (2004)

[222] P. J. Fox *et al.*, hep-th/0503249

[223] A. C. Kraan, J. B. Hansen et P. Nevski, hep-ex/0511014

[224] N. Arkani-Ahmed, A. G. Cohen et H. Georgi, *Phys. Lett.* B **513**, 232 (2001) ; N. Arkani-Ahmed, A. G. Cohen, T. Gregoire et J. G. Wacker, *JHEP* **0208**, 020 (2002) ; N. Arkani-Ahmed *et al.*, *JHEP* **0208**, 021 (2002) ; N. Arkani-Ahmed, A. G. Cohen, E. Katz et A. E. Neslon, *JHEP* **0207**, 034 (2002)

[225] T. Han, H. E. Logan, B. McElrath et L-T. Wang, *Phys. Rev.* D **67**, 095004 (2003)

[226] M. Schmaltz et D. Tucker-Smith, *hep/ph*/0502182

[227] M. Lechowski, Thèse de doctorat, LAL-05-20

[228] G. Azuelos *et al.*, Note ATLAS, *Eur.Phys.J.* C **39S2**, 13 (2005)

[229] G. Burdman, M. Perelstein et A. Pierce, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 241802 (2003), [*Erratum-ibid.* 92, 049903 (2004)]

[230] N. Arkani-Ahmed, S. Dimopoulos et G. R. Dvali, *Phys. Lett.* B **429**, 263 (1998) ; I. Antoniadis *et al.*, *Phys. Lett.* B **436**, 257 (1998)

[231] Voir par exemple, E. G. Adelberger, B. R. Heckel et A. E. Nelson, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **53**, 77 (2003)

[232] L. Vacavant et I. Hinchliffe *J. Phys. G* **27**, 1839 (2001)

[233] V. Kabachenko, A. Miagkov, et A Zenin, Note Interne ATLAS, ATL-PHYS-2001-012 (2001)

[234] G. Azuelos et G. Polesello, *Eur.Phys.J.* C **39**, 1 (2002) et références citées

[235] T. G. Rizzo, *Phys. Rev.* D **61**, 055005 (2000)

[236] C. Collard et M. C. Lemaire, note CMS, CMS-NOTE-2004-024

[237] L. Randall et R. Sundrum, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 17 (1999)

[238] B. C. Allanach *et al.*, *JHEP* **12**, 039 (2002)

[239] B. C. Allanach *et al.*, *JHEP* **09**, 019 (2000)

[240] W. D. Goldberger et M. B. Wise, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 4922 (1999)

[241] Voir par exemple, G. F. Giudice, R. Rattazzi et J. D. Wells, *Nucl. Phys.* B **595**, 250 (2001)

[242] D. Dominici *et al.*, note CMS, CMS-NOTE-2005-007

[243] G. Azuelos *et al.*, *Eur.Phys.J.* C **direct**, C4 :16 (2002)

[244] C. M. Harris *et al.*, *JHEP* **0505**, 053 (2005)

[245] J. Tanaka *et al.*, Eur.Phys.J.*Eur.Phys.J.* C **41**, 19 (2005)

[246] C. Csáki *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 101802 (2004)