

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES

Spécialité : Physique Subatomique et Astroparticules

Arrêté ministériel : 25 mai 2016

Présentée par

Raphaël HULSKEN

Thèse dirigée par **Jan STARK**

et co-encadrée par **Elisabeth PETIT**, CNRS

et **Benjamin TROCME**, DR, CNRS

préparée au sein du **Laboratoire Laboratoire de Physique
Subatomique et Cosmologie**
dans l'**École Doctorale Physique**

**Recherche d'une nouvelle particule dans le
canal $HH \rightarrow \gamma\gamma b\bar{b}$ avec le détecteur ATLAS**

**Search for a resonance in the di-Higgs
channel decaying into $\gamma\gamma b\bar{b}$ with the ATLAS
detector**

Thèse soutenue publiquement le **3 novembre 2021**,
devant le jury composé de :

Madame CAROLINE COLLARD

DIRECTEUR DE RECHERCHE, CNRS DELEGATION ALSACE,
Rapporteuse

Monsieur FABRICE HUBAUT

DIRECTEUR DE RECHERCHE, CNRS DELEGATION PROVENCE ET
CORSE, Rapporteur

Madame MARIA CEPEDA HERMIDA

DOCTEUR EN SCIENCES, CERN, Examinatrice

Monsieur CHRISTOPHE FURGET

PROFESSEUR DES UNIVERSITÉS, UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES,
Président

Monsieur BERTRAND LAFORGE

PROFESSEUR DES UNIVERSITÉS, SORBONNE UNIVERSITÉ,
Examineur



Remerciements

Beaucoup de personnes ont eu un rôle direct ou indirect durant ces trois années et comme j'aime beaucoup les listes sur latex alors pourquoi ne pas en profiter pour vous remercier de cette manière !

- J'aimerais commencer par remercier mes directeurs de thèse sans qui cette thèse et ce manuscrit n'aurais pas eu sa forme actuelle.
 - Merci Jan pour m'avoir accepté en tant que doctorant. J'ai apprécié tous tes conseils et nos discussions. Tu as toujours su apporter des remarques extrêmement pertinentes et ton recul sur toutes les situations m'impressionne énormément.
 - Merci Benjamin pour les nombreuses relectures de ce manuscrit et les précieux conseils tout du long de son écriture.
 - Surtout un énorme merci à Élisabeth !!! Je ne trouve pas les bons mots pour te remercier à la juste valeur. Ton aide, les nombreuses discussions (ta patience pour mes questions des fois un peu naïves), ton aiguillage dans la fourmilière que peut être ATLAS, ta gentillesse, ton humour et ton sérieux m'ont permis de rendre cette thèse très agréable et m'ont permis d'apprendre toujours plus tous les jours.
- Un grand merci aux rapporteurs et aux membres du jury pour avoir accepté de relire ma thèse et de participer à la soutenance. Les discussions avant et pendant la défense furent intéressantes.
- Merci à toute ma famille pour m'avoir accompagné et permis de me concentrer sur mes études durant toutes ces années. Votre éducation m'a permis d'avoir cette ouverture d'esprit et cette curiosité qui sont deux qualités que je chéris énormément.
- Merci à Alex, Rola et Dilia pour tous les bons moments passé durant ces trois années et je l'espère dans les années futures. Les pauses cafés sont toujours passées beaucoup trop vite en votre compagnie. Les discussions si diverse et si variées, les fous rires, les soirées. Je crois que je n'oublierai jamais cette soirée Dixit et cette commande Deliveroo.
¡Gracias por todo!
Shukran lakum ealaa kuli shay'!
- Merci beaucoup à tout le monde au LPCS, mais j'aimerais remercier plus particulièrement :
 - les gens du troisième étage et le groupe ATLAS pour votre sympathie et les poses cafés,
 - David et Jacob pour votre organisation du comité de suivi de thèse,
 - Nathan avec qui le partage de bureau fut des plus agréables, j'espère qu'on pourra taper le ballon dans de nouvelles occasions,
 - Florian pour m'avoir décerné le titre de [REDACTED] pour ces discussions qui commençaient par un simple bonsoir et qui se sont souvent finis au moins une heure après et pour m'avoir fait découvrir l'existence de ce package (packages qu'il est fort probable que je sur-utilise)!
 - le groupe de physique médical que les mauvaises langues continuent d'appeler le groupe de physique nucléaire appliqué au médical :
 - * Sebastien survivant d'ESIPAP, On admettra que cette deuxième rencontre dans les couloirs du LPSC était des plus inattendues pour nous deux.
 - * Maxime et Alex pour toutes ces discussions qui avaient plus ou moins de sens (oui c'était bien un requin qui m'a mordu la cheville puis le doigt). Et parce que votre bureau était l'endroit parfait pour me sortir la tête de la rédaction.

* ¹

¹CC : Pierre

- Un grand merci pêle-mêle à Kilian, Pierre-Henry, Flora, Matthieu, Nicolas, Cyprien, Antonio, Miren, Gael, Robin, Victor et tous les membres du BIDUL que j'ai pu croiser durant cette thèse. Merci pour les discussions, les soirées, les bars et les petits déjeuners du BIDUL (traduction malheureusement perdue pour cause de pandémie)
- et les amis hors du LPSC :
 - Damien, parce qu'après tout est-ce qu'un vrai doctorat ce n'est pas les amis que l'on se fait en chemin ? Le hasard a fait que nos chemins soit séparé pour qu'on se retrouve dans la même ville plus de 5 ans après où sera la prochaine ?
 - le noyau dur du VCJ, Jotz Sid et Julian. Je n'en ai pas eu trop l'occasion ces trois ans, mais je serais toujours partant pour un verre le vendredi!
 - Ludovic parce que s'attacher sur une même ligne de vie ça change une relation!
 - Pauline G., je m'excuse pour ne pas t'avoir remercié durant ma soutenance, pour la peine tu seras la seule à avoir tes initiales !
- merci à Marine et Thomas de supers kinés qui m'ont aidé à me remettre sur pied !
- Obviously I tank all the ATLAS people that I encounter/work with. I can not name you all without taking the risk to forget some of you.
 - A special thanks to the yybb group in which the collaboration yielded to my first publication (I hope first of a lot).
 - Thanks to Louis, Valentina and Elisabeth the best convener/analysis contact.
 - Merci à Jean-Baptiste pour ton aide et ton expertise sur les photons.
- A huge thanks to Elizabeth and Marteen who help me obtain my post-doctoral position.
- Et finalement j'aimerais remercier tout le groupe ATLAS de l'université de McGill qui malgré des communications uniquement par zoom m'ont fourni un accueil très chaleureux pour ce début de post-doctorat. Thanks John for the discovery of the ambient drone style!

Ces remerciements ne seraient jamais complets sans remercier S■■■■, illustre inconnue fascinée par l'anonymat. Tu as su, tu sais et tu sauras toujours m'aider, m'encourager, me faire rire et me soutenir. Tu es le rayon de soleil de mon quotidien et je ne saurais trop te remercier pour cela.

Table des matières

1	Théorie du Modèle Standard et mécanisme de Higgs	11
1.1	Le Modèle Standard	12
1.1.1	Particules du Modèle Standard	12
1.1.2	Électrodynamique quantique	13
1.1.3	L'interaction électro-faible	14
1.1.4	Chromodynamique quantique	16
1.2	Mécanisme de Higgs	19
1.2.1	Brisure spontanée de symétrie	19
1.2.2	Boson de Higgs du Modèle Standard	20
1.3	Limitations du Modèle Standard	25
2	Physique au-delà du Modèle Standard via la production d'une paire de bosons de Higgs	27
2.1	Modèle avec un singulet de Higgs	28
2.1.1	Termes de mélange des masses	28
2.1.2	Brisure et non brisure de symétrie	29
2.1.3	Interférence	30
2.1.4	Contraintes sur la présence de singulet	32
2.1.5	Présence de deux singulets	34
2.2	Modèles avec deux doublets de Higgs	35
2.2.1	Le modèle général	35
2.2.2	Les termes de masses	36
2.2.3	Symétrie CP	36
2.2.4	Conservation de la saveur	37
2.2.5	Modèles contenant deux doublets de Higgs	38
2.2.6	Modèle avec deux doublets et un singulet	40
2.3	Les canaux de désintégration et le canal $X \rightarrow HH \rightarrow \gamma\gamma\bar{b}b$	41
3	Le LHC et le détecteur ATLAS	43
3.1	Le LHC	44
3.1.1	Description du LHC	44
3.1.2	Propriétés physiques du LHC	45
3.1.3	Performances du LHC	46
3.2	Le détecteur ATLAS	49
3.2.1	Système de coordonnées	49
3.2.2	Détecteur interne	50
3.2.3	Calorimétrie	51
3.2.4	Le calorimètre électromagnétique	52
3.2.5	Le calorimètre hadronique	55
3.2.6	Le calorimètre à l'avant	55
3.2.7	Le spectromètre à muons	55
3.2.8	Le système de déclenchement	56
3.3	Les particules dans ATLAS	57

3.3.1	Outils de reconstruction et d'identification	57
3.3.2	Électrons et photons	58
3.3.3	Jets	62
3.3.4	Muons	64
3.3.5	Énergie transverse manquante	69
4	Photons (Identification & calibration)	71
4.1	Mitigation de l'effet de l'empilement sur l'identification des photons	71
4.1.1	Identification des électrons et des photons	71
4.1.2	Effet de l'empilement sur l'identification	75
4.1.3	Correction cellule par cellule avec la densité d'empilement	77
4.1.4	Recherche d'une nouvelle méthode de correction	82
4.2	Incertitude de la modélisation de la fuite d'énergie des clusters électromagnétiques	87
4.2.1	Calibration des photons et des électrons	87
4.2.2	Fuite d'énergie latérale des clusters électromagnétiques	91
4.2.3	Méthode	93
4.2.4	Renormalisation de l'impulsion transverse des électrons	97
4.2.5	Effet de la mauvaise modélisation de la reconstruction des conversions	97
4.2.6	Résultats et points en cours de discussion	100
5	Recherche d'une particule de spin 0 se désintégrant en une paire de bosons de Higgs dans le canal $\gamma\gamma b\bar{b}$	103
5.1	Évènements et objets	104
5.1.1	Données et génération des évènements simulés MC	104
5.1.2	Définition des objets	106
5.2	Sélection des évènements	108
5.2.1	Déclenchement	108
5.2.2	Pré-sélection	108
5.2.3	Changement de stratégie et sélection sur $m_{b\bar{b}\gamma\gamma}$	109
5.2.4	Selection par analyse multivariée	114
5.3	Modélisation du signal et du bruit de fond	117
5.3.1	Modélisation du signal et des bruits de fond Higgs-seul	117
5.3.2	Modélisation du bruit de fond continu	119
5.4	Méthode d'ajustement en deux dimensions	122
5.4.1	Sélection	122
5.4.2	Modélisation du signal et du bruit de fond Higgs-seul	122
5.4.3	Modélisation du bruit de fond continu	123
5.4.4	Comparaison des limites entre la méthode 2D et la méthode BDT	125
5.5	Paramétrisation	128
5.5.1	Paramétrisation en une dimension	128
5.5.2	Paramétrisation en deux dimensions	130
5.6	Incertitudes systématiques	132
5.6.1	Méthode de calcul des incertitudes	132
5.6.2	Effet des incertitudes systématiques sur la limite	133
5.7	Résultats	136
5.7.1	Méthode statistique	136
5.7.2	Résultat avec la région de signal cachée	136
5.7.3	Résultat avec la région de signal non-caché	136
5.7.4	Limites	136
5.7.5	Conclusion et autres analyses	138

Introduction

Introduction

De nombreuses recherches et mesures se sont faites autour du boson de Higgs depuis sa découverte. Un phénomène qui n'a pas encore été mesuré est la création de paires de bosons de Higgs. Cette création de paires est prédite dans le cadre du modèle théorique de la physique des particules, le Modèle Standard (présenté dans le chapitre 1). Pour le moment, les nombreuses études sont en très bon accord avec le Modèle Standard. Cependant, il existe des points de tensions avec celui-ci. La masse des neutrinos, la différence entre la théorie et les résultats expérimentaux du moment magnétique dipolaire anomal du muon, la présence de la matière noire en sont des exemples. Pour résoudre ces problèmes, de nombreux modèles théoriques sont proposés.

Parmi ces modèles, certains prédisent l'existence d'une nouvelle particule dont la présence va augmenter la section efficace de création de paires de bosons de Higgs, via la présence d'une résonance. Ces modèles sont présentés dans le chapitre 2. L'état final avec deux photons et deux quarks b , malgré une très faible statistique, bénéficie d'une très bonne résolution, de la qualité des outils de reconstruction, d'isolation et d'identification des photons. Ce canal est crucial pour la recherche de paire de bosons de Higgs, notamment via une résonance de basse masse, entre 250 et 350 GeV.

Afin de faire cette recherche, il est nécessaire d'atteindre des énergies élevées ainsi que de pouvoir détecter de nombreuses particules. Le LHC (Large Hadron Collider), le collisionneur de particules du CERN, atteint des énergies de collision allant jusqu'à 13 TeV. Positionné autour d'un des points de collision, le détecteur ATLAS est un détecteur de particules dont les objectifs sont multiples comme les mesures de précision du Modèle Standard ainsi que la recherche de nouvelle physique. Les propriétés du collisionneur et du détecteur, ainsi que les méthodes de reconstruction et d'identification des particules, sont décrites dans le chapitre 3.

Une possibilité d'amélioration de la sensibilité des analyses est l'augmentation de la luminosité par l'augmentation du nombre d'interactions par croisement de paquets. Cependant cette amélioration va augmenter les informations reçues par le détecteur et peut dégrader certaines propriétés. C'est le cas notamment de l'identification des photons. Pour pallier cette dégradation, des méthodes de corrections sont testées. L'objectif étant de garder une même efficacité tout en augmentant l'empilement par croisement de paquets. Cette augmentation de luminosité intégrée implique aussi une réduction de l'incertitude statistique. Celle-ci n'est plus aussi importante que dans les précédentes périodes de prise de données. Les incertitudes systématiques limitent nos mesures. Il est donc nécessaire de comprendre plus en détails ces différentes incertitudes telle que l'incertitude sur la modélisation latérale de la gerbe des photons. Ces deux études sont présentées dans le chapitre 4.

Les résultats de la recherche de paires de bosons de Higgs dans le canal avec deux photons et deux quarks b , en utilisant l'ensemble des 139 fb^{-1} de données du Run 2 collectées par ATLAS à une énergie dans le centre de masse de 13 TeV, sont présentés dans le chapitre 5. Aucun excès n'a été observé dans les données. Les limites sur la section efficace de production de la résonance en fonction de sa masse sont calculées. Ces résultats vont être combinés avec les résultats obtenus avec les autres états finaux dans la recherche de paires de bosons de Higgs et ils pourraient être réinterprétés permettant ainsi de contraindre les modèles théoriques de nouvelle physique.

Contributions

Le travail présenté se situe dans le cadre d'une collaboration scientifique, ATLAS. Il n'aurait pas été possible d'obtenir des résultats sans la présence et le travail de beaucoup d'autres personnes de la collaboration ainsi que la présence d'outils et de logiciels communs à cette collaboration. Les paragraphes suivant résument ma contribution et mon travail aux différentes chapitres du manuscrit.

Photons (chapitre 4)

Identification des photons (section 4.1.1)

- Implémentation de la méthode sur les cellules ;
- Calcul de l'énergie des cellules et des effets sur les formes de gerbes avant et après correction ;
- Recherche et utilisation de fichiers permettant de comparer les effets de l'empilement événement par événement ;
- Recherche de corrélations entre des variables d'énergie et l'empilement dans le calorimètre électromagnétique ;
- Généralisation de la recherche de corrélations dans les cellules du calorimètre hadronique.

Calibration des photons (section 4.2.1)

- Calcul de la double différence avec les nouvelles définitions du cluster ;
- Calcul des poids permettant la correction de l'impulsion transverse des électrons ;
- Calcul de la double différence après correction de l'impulsion ;
- Calcul de la double différence après la correction de conversion.

Recherche de production résonnante de paires de bosons de Higgs (chapitre 5)

Sélection des événements (section 5.2)

- Calcul du nombre d'événements après les pré-sélections ;
- Proposition du changement de stratégie et comparaison des stratégies (signal parasite, ajustements et limites attendues) ;
- Calcul de l'effet sur la limite de la sélection BDT ;
- Utilisation de la limite comme outil de comparaison des différentes propositions de sélections.

Modélisation du signal et du bruit de fond (section 5.3)

- Ajustement du signal et des bruits de fond Higgs seul ;
- Implémentation de la méthode d'injection du signal ;
- Comparaison des différents modèles de signal via la méthode d'injection ;
- Calcul du signal parasite et comparaison des fonctions du continuum di-photon à l'aide du signal parasite.

Méthode d'ajustement en deux dimensions (section 5.4)

- Proposition de la méthode ;
- Modélisation du signal et du bruit de fond (choix des fonctions et ajustement) ;
- Transformation du code de signal parasite afin de l'utiliser pour des ajustements en deux dimensions ;
- Calcul du signal parasite en deux dimensions et comparaison des fonctions du continuum di-photon à l'aide du signal parasite ;
- Comparaison entre la méthode 2D et la méthode avec l'ajustement sur une dimension ;
- Comparaison entre la méthode 2D et la méthode BDT.

Paramétrisation (section 5.5)

- Choix des fonctions de paramétrisation et ajustement des paramètres pour une et deux dimensions ;
- Calcul du test d'injection avec la paramétrisation.

Incertitudes systématiques (section 5.6)

- Calcul des effets de l'incertitude sur la limite attendue.

Résultats (section 5.7)

- Ajustement sur les données ;
- Calculs des limites attendues et observées ;
- Calcul des effets de l'incertitude sur la limite observée.

Chapitre 1

Théorie du Modèle Standard et mécanisme de Higgs

Sommaire

1.1	Le Modèle Standard	12
1.1.1	Particules du Modèle Standard	12
1.1.2	Électrodynamique quantique	13
1.1.3	L'interaction électro-faible	14
1.1.4	Chromodynamique quantique	16
1.2	Mécanisme de Higgs	19
1.2.1	Brisure spontanée de symétrie	19
1.2.2	Boson de Higgs du Modèle Standard	20
1.3	Limitations du Modèle Standard	25

1.1 Le Modèle Standard

Le Modèle Standard est une théorie quantique des champs fondamentaux décrivant les particules élémentaires et leurs interactions. Parmi les quatre forces connues (électromagnétisme, faible, forte et gravitationnelle), seule l'interaction gravitationnelle n'est pas décrite dans ce modèle.

L'électrodynamique quantique s'appuie sur les quantifications et la modélisation des champs électromagnétiques faites par Dirac dans les années 1920 [1]. Les travaux de Pauli, Wigner, Jordan, Heisenberg et Fermi [2] ont permis de formaliser l'électrodynamique quantique qui sera décrite dans la sous-section 1.1.2.

La force faible, dont un premier développement est réalisé dans les années 1930 par Fermi, est unifiée à l'électrodynamique quantique par Glashow [3], Salam [4] et Weinberg [5] (ce qui leur a valu un prix Nobel en 1979), durant les années 1970, dans la théorie électro-faible présentée dans la section 1.1.3.

La chromodynamique quantique (force forte) a été développée à la suite des travaux sur les quarks de Gell-Mann [6] et Zweig [7], elle est présentée dans la sous-section 1.1.4.

Le modèle du boson de Higgs théorisé par Higgs [8], Brout et Englert [9] permet d'expliquer les termes de masse des particules dans la théorie, il est présenté dans la sous-section 1.2.

1.1.1 Particules du Modèle Standard

Dans ce modèle, la matière est composée de 12 fermions (particules respectant la statistique de Fermi et de spin 1/2) ainsi que leurs anti-particules. Ils sont décrits par des champs spinoriels (notés ψ dans la suite de ce manuscrit). Ces particules sont séparées en deux groupes, les leptons et les quarks, définis en fonction des interactions auxquels elles sont sujettes.

- les leptons
 - Les électrons e , les muons μ et les taus τ ont une charge électromagnétique identique e . Ils sont soumis aux forces électromagnétique et faible.
 - Les neutrinos n'ont pas de charge électrique. Dans le Modèle Standard ils n'ont pas de masse. Cependant les oscillations de saveurs des neutrinos [10] indique la présence d'une masse. Ils ne sont soumis qu'à la force faible.
- les quarks ont une propriété appelée couleur. Cette couleur est liée à l'interaction avec la force forte. Ils sont soumis aux trois forces du Modèle Standard.
 - quarks u, c, t ont une charge électrique de $2/3$ de la charge e .
 - quarks d, s, b ont une charge électrique de $-1/3$ de la charge e .

Les trois interactions sont transmises à l'aide de bosons vecteurs (particules respectant la statistique de Bose-Einstein de spin 1) appelés particules médiatrices :

- le photon γ est le boson médiateur de l'interaction électromagnétique.
- les bosons $W^\pm$ et Z sont les bosons médiateurs de l'interaction faible.
- les 8 gluons sont les bosons médiateurs de l'interaction forte.

Le boson de Higgs est le boson scalaire (avec un spin de 0) médiateur du mécanisme de Higgs. Il interagit avec toutes les particules massives.

Les propriétés principales de masse, de charge et de spin de ces particules sont décrites dans la figure 1.1.

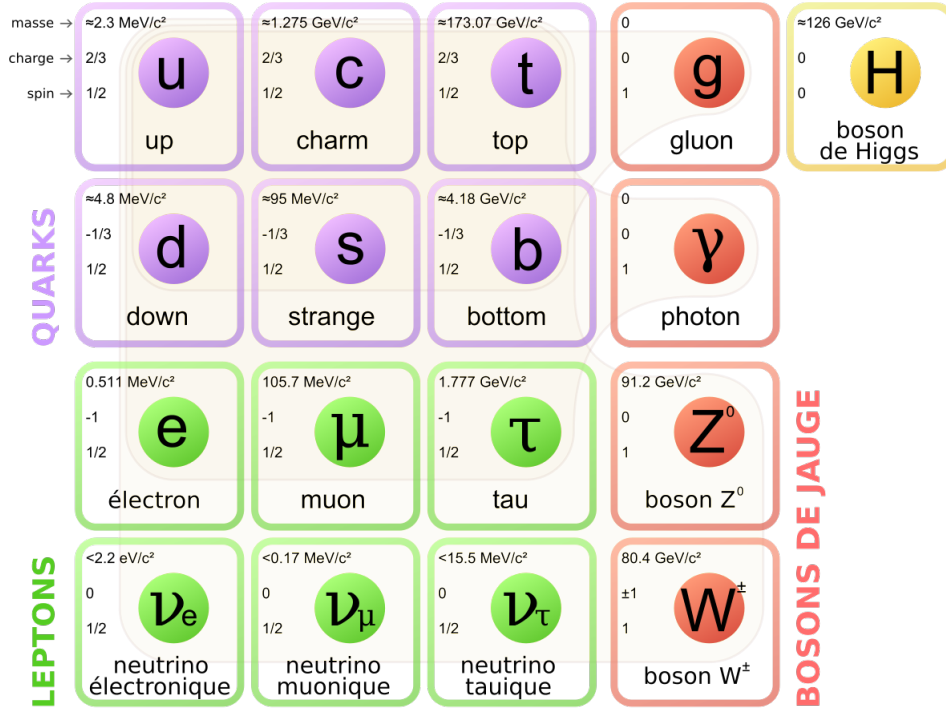


Figure 1.1: Propriétés des particules du Modèle Standard.

1.1.2 Électrodynamique quantique

Le Lagrangien de Dirac du champ spinoriel ψ associée à la dynamique des fermions de spin 1/2 de masse m est le suivant :

$$L = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi \quad (1.1)$$

Il est symétrique sous la transformation globale $U(1)_Q$:

$$\begin{aligned} \psi &\rightarrow e^{iQ\theta}\psi \\ \bar{\psi} &\rightarrow e^{-iQ\theta}\bar{\psi} \end{aligned} \quad (1.2)$$

Le théorème de Noether explique que chaque conservation de propriété physique est associée à une symétrie de jauge. Dans le cas de l'électrodynamique quantique, la charge électrique Q est conservée. Cette conservation de la charge électrique est associée à la transformation $U(1)_Q$ locale :

$$\begin{aligned} \psi &\rightarrow e^{iQ\theta(x)}\psi \\ \bar{\psi} &\rightarrow e^{-iQ\theta(x)}\bar{\psi} \end{aligned} \quad (1.3)$$

Cependant un nouveau terme apparaît lors de cette transformation il provient de :

$$\partial_\mu\psi \rightarrow e^{iQ\theta(x)}(\partial_\mu + iQ\partial_\mu\theta(x))\psi \quad (1.4)$$

Un terme correctif est alors ajouté à la dérivée afin d'en faire une nouvelle dérivée appelée dérivée covariante dont l'ajout permet de conserver la symétrie :

$$D_\mu = \partial_\mu - ieQA_\mu \quad (1.5)$$

A_μ est le champ de jauge qui se transforme en :

$$A_\mu \rightarrow -\frac{1}{e}\partial_\mu\theta(x) \quad (1.6)$$

et e la valeur de la charge électrique de l'électron.

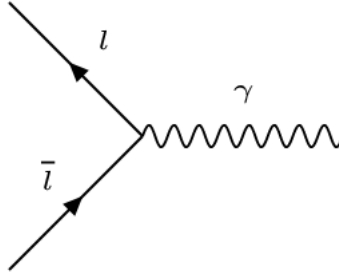


Figure 1.2: Vertex d'interaction de l'électrodynamique quantique

La dynamique du champ A_μ est décrite par le Lagrangien :

$$L = -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} \quad (1.7)$$

où $F^{\mu\nu} = (\partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu)$. Pour préserver la symétrie de jauge le terme de masse $1/2m_A^2 A^\nu A_\nu$ doit être nul. On peut montrer que ce champ correspond à un boson de spin 1 qui a les propriétés du potentiel électromagnétique (on retrouve les champs électriques et magnétiques dans le tenseur $F_{\mu\nu}$) et peut donc décrire le photon.

Le Lagrangien de l'électrodynamique quantique est alors :

$$L = \underbrace{-\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu}}_{\text{cinétique du photon}} + \underbrace{\bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi}_{\text{cinétique des fermions}} + \underbrace{-A_\mu eQ(\bar{\psi}\gamma^\mu\psi)}_{\text{vertex photon-fermions}} \quad (1.8)$$

Le vertex d'interaction de l'électrodynamique quantique est présenté dans la figure 1.2.

La constante de structure fine est la constante de couplage de l'électrodynamique, elle est sans dimension et est définie comme :

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \quad (1.9)$$

Elle contient e la charge de l'électron de $-1.602176634 \times 10^{-19}$ C, $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ la constante de Plank réduite ($1.054571818 \times 10^{-34}$ J s), c la vitesse de la lumière (299792458 m/s) et ϵ_0 la permittivité du vide ($8.85418782 \times 10^{-12} A^2 s^4 kg^{-1} m^{-3}$). Ce qui équivaut à une valeur d'environ 1/137.

Cependant une des propriétés de l'électrodynamique est la polarisation du vide. Cette polarisation implique qu'aucune charge (un électron ou un positron) seule n'est possible. Un effet d'écrantage apparaît autour de l'électron par la création de paires électron-positron décrites par des boucles dans les diagrammes de Feynman. Ce phénomène entraîne une valeur effective de la charge électrique e et cette valeur effective va changer en fonction de l'énergie de celui-ci. La constante de structure fine a, par exemple, une valeur proche de 1/128 pour une énergie équivalente la masse du boson Z [11].

1.1.3 L'interaction électro-faible

L'interaction électro-faible est associée au groupe de symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ où le L signifie Left (pour gauche) et le Y signifie l'hypercharge. La symétrie $SU(2)_L$ ne transforme que les particules avec une chiralité gauche et les anti-particules avec une chiralité droite¹. Elle est décrite par les transformations :

$$\begin{aligned} \psi_L &\rightarrow e^{ig_w T_3 \frac{\vec{\sigma}}{2} \vec{\alpha}(x)} \psi_L \\ \psi_R &\rightarrow \psi_R \end{aligned} \quad (1.10)$$

¹ La chiralité est équivalente à l'hélicité ($\vec{S} \cdot \vec{p}$) lorsque les particules sont à hautes énergies ($p \gg m$)

	e_L	e_R	ν_L	ν_R	d_L	d_R	u_L	u_R
Q	-1	-1	0	0	-1/3	-1/3	2/3	2/3
Y	-1/2	-1	-1/2	0	1/6	-1/3	1/6	2/3
T_3	-1/2	0	1/2	0	-1/2	0	1/2	0

Table 1.1: Table des charges Q, Y et T_3 pour les fermions gauches et droits

La symétrie $U(1)_Y$ est identique pour les particules avec une chiralité gauche ou une chiralité droite :

$$\begin{aligned}\psi_L &\rightarrow e^{iQ\theta(x)}\psi_L \\ \psi_R &\rightarrow e^{iQ\theta(x)}\psi_R\end{aligned}\tag{1.11}$$

Dans cette théorie, les fermions droits (notés ψ_R) sont définis comme des singulets d'isospin faible $T_3=0$, les fermions gauches (noté ψ_L) sont répartis en doublet de famille avec (ν_e, e_L) pour les leptons et (u_L, d'_L) pour les quarks. Les fermions gauches ont un isospin faible $T_3 = +1/2$ pour ν et u_L et avec un isospin faible $T_3 = -1/2$ pour e_L et d'_L . Il y a présence d'un mélange entre les familles des quarks lors de l'interaction faible. Ce mélange est représenté par la matrice CKM (Cabibbo Kobayashi Maskawa) :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}\tag{1.12}$$

L'hypercharge est définie de telle sorte à ce que l'on ait $Q = T_3 + Y$ avec Q la charge de l'électrodynamique quantique.

Les charges Q, T_3 et Y sont rappelées pour les fermions dans la table 1.1.

La dérivée covariante nécessaire à la correction des nouveaux termes est :

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_w \frac{\sigma_i}{2} W_\mu^i - ieY B_\mu\tag{1.13}$$

avec i allant de 1 à 3, σ_i les matrices de Pauli, W^1 , W^2 et W^3 les champs associés à la symétrie $SU(2)_L$ et B le champ associé à la symétrie $U(1)_Y$.

La dynamique des champs W est décrite par le tenseur :

$$W_{\mu\nu}^i = \partial^\mu W_\nu^i - \partial^\nu W_\mu^i + g_W \epsilon_{ijk} W_\mu^j W_\nu^k\tag{1.14}$$

avec ϵ les constantes de structures du groupe $SU(2)$.

Les champs physiques des bosons $W^\pm$, du photon (A) et du boson Z sont des combinaisons linéaires des champs W^i et B.

On définit les deux premiers comme :

$$W_\mu^\pm = 1/\sqrt{2}(W_\mu^1 \mp W_\mu^2)\tag{1.15}$$

et les deux courants neutres sont définis comme :

$$\begin{aligned}A_\mu &= \cos(\theta_W)B_\mu + \sin(\theta_W)W_\mu^3 \\ Z_\mu &= -\sin(\theta_W)B_\mu + \cos(\theta_W)W_\mu^3\end{aligned}\tag{1.16}$$

où l'angle θ_W est l'angle de mélange faible aussi appelé angle de Weinberg défini tel que :

$$\cos\theta_W = \frac{m_W}{m_Z}\tag{1.17}$$

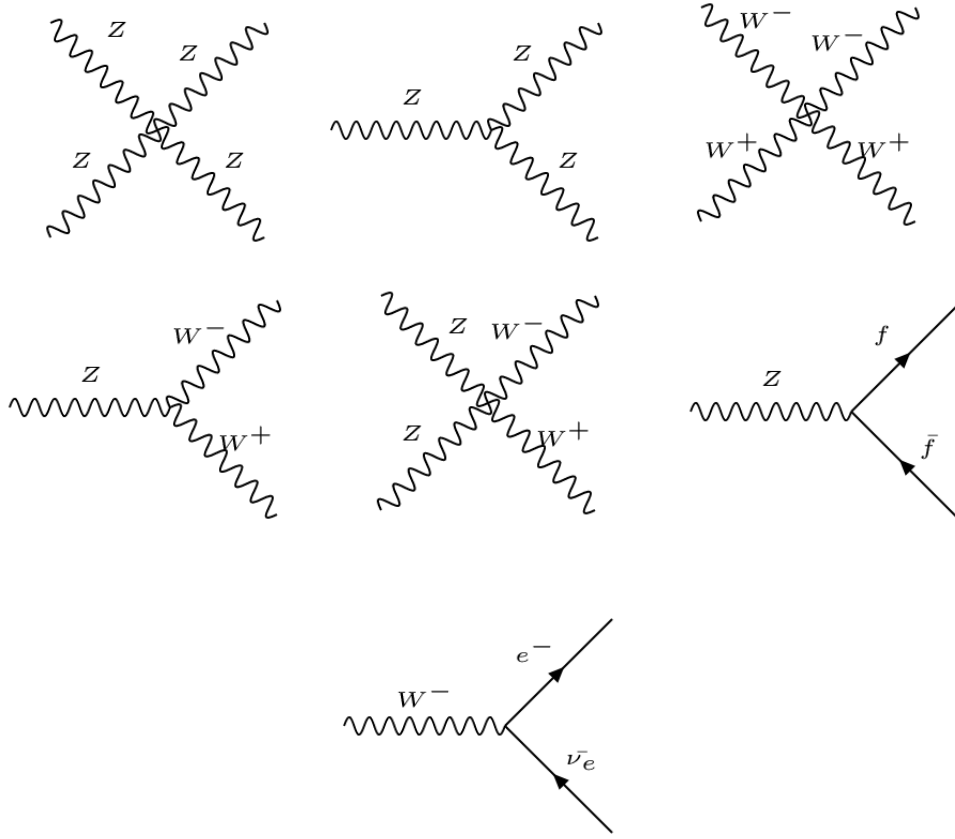


Figure 1.3: Vertex d'interaction de la force faible

Le Lagrangien d'interaction de l'interaction électro-faible est alors :

$$\begin{aligned}
L_{electroweak}^{int} = & \bar{L}_f(eQ)\gamma^\mu A_\mu L_f + \bar{R}_f(eQ)\gamma^\mu A_\mu R_f \\
& + \bar{L}_f\left(\frac{e}{\sin(\theta_W)\cos(\theta_W)}(T_3 - Q\sin^2(\theta_W))\gamma^\mu Z_\mu L_f\right. \\
& + \bar{R}_f\left(\frac{e}{\sin(\theta_W)\cos(\theta_W)}(T_3 - Q\sin^2(\theta_W))\gamma^\mu Z_\mu R_f\right. \\
& \left. + \frac{e}{\sqrt{2}\sin(\theta_W)}(\bar{\nu}_L\gamma^{mu}W_\mu^+ e_L + \bar{e}_L\gamma^{mu}W_\mu^- \nu_L + \bar{u}_L\gamma^{mu}W_\mu^+ d_L' + \bar{d}_L'\gamma^{mu}W_\mu^- u_L)\right)
\end{aligned} \tag{1.18}$$

Les vertex de la théorie électro-faible sont présentés dans la figure 1.3.

1.1.4 Chromodynamique quantique

La chromodynamique quantique (QCD) suit le même procédé de construction que l'électrodynamique quantique. Cependant la symétrie responsable de l'interaction est la symétrie SU(3), ce qui impose la présence de $N^2 - 1 = 8$ particules médiatrices, 8 gluons non massifs dans la théorie.

La dérivée covariante de la QCD est :

$$D_{\mu\beta}^\alpha = \partial_\mu \delta_\beta^\alpha - ig_S G_\mu^i \lambda_\beta^{i\alpha} \tag{1.19}$$

où α est l'index du nombre quantique de couleur (rouge, vert ou bleu, la couleur étant la charge conservée dans cette interaction), λ^i sont les matrices de Gell-Mann génératrices du groupe de symétrie SU(3), G_μ^i sont les champs de jauge correspondant aux gluons. Leur dynamique est définie par le

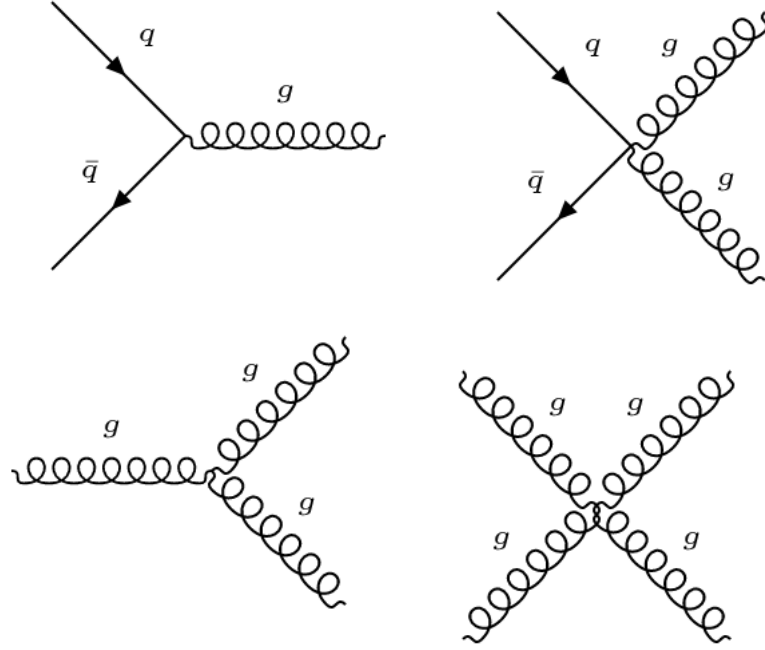


Figure 1.4: Vertex d'interaction de la chromodynamique quantique

tenseur de champ $F_{\mu\nu}^i$:

$$F_{\mu\nu}^i = \partial^\mu G_\nu^i - \partial^\nu G_\mu^i - g_S f_{ijk} G_\mu^j G_\nu^k \quad (1.20)$$

dans lequel f_{ijk} sont les constantes de structures du groupe SU(3). La présence du dernier terme indique la présence de termes d'interaction des gluons entre eux.

La partie interaction du Lagrangien de la QCD est donc :

$$L_{QCD} = \underbrace{-\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^i F_{\mu\nu}^i}_{\text{cinétique des gluons}} \underbrace{-i \bar{\psi}^i \gamma^\mu f_{ijk} G_\mu^k g_S \psi^j}_{\text{Intéraction gluon-quark}} \quad (1.21)$$

Les vertex de la chromodynamique quantique sont présentés dans la figure 1.4.

La constante de couplage α_s de la chromodynamique quantique est aussi modifiée par l'écrantage comme l'est α en électrodynamique quantique. Au premier ordre elle équivaut à :

$$\alpha_s(\mu^2) = \frac{g_s}{4\pi} \simeq \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \ln(\frac{\mu^2}{\Lambda^2})} \quad (1.22)$$

avec μ l'énergie de l'interaction, n_f le nombre de saveur de quarks pris en compte dans l'interaction et Λ l'échelle d'énergie pour laquelle les corrections perturbatives divergent.

Plus la distance est élevée (plus μ est petit) plus l'interaction sera forte et inversement, plus la distance est faible moins l'interaction sera forte. Ce phénomène est la raison pour laquelle il n'est pas possible d'avoir des quarks isolés à faible énergie et est la raison de l'hadronisation et de la présence de jets.

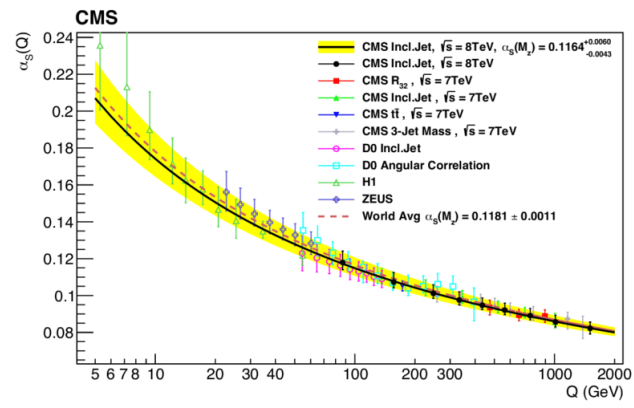
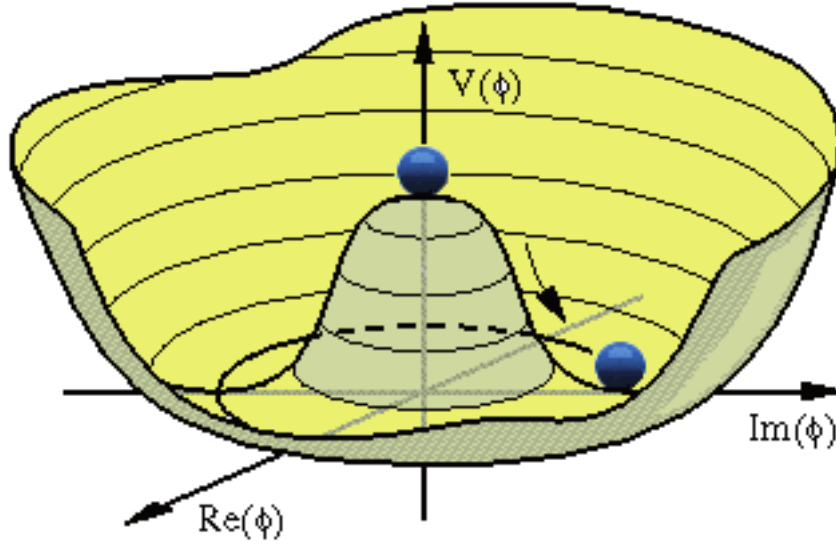


Figure 1.5: Evolution de α_s en fonction de l'énergie de l'interaction [12]

Figure 1.6: Potentiel $V(\phi)$ dans le plan complexe

1.2 Mécanisme de Higgs

Afin de respecter les symétries, les termes de masses des différents bosons doivent être nuls. On sait cependant que les bosons W et Z sont massifs. Pour résoudre ce problème, dans le cadre du Modèle Standard, un nouveau champ scalaire est ajouté. Ce champ scalaire va briser spontanément la symétrie et cette brisure impliquera la présence de masse pour les bosons associés à la symétrie. Ce modèle sera expliqué dans la sous-section 1.2.1. Cette méthode sera généralisée dans le cadre de l'interaction électro-faible du Modèle Standard par la suite dans la sous-section 1.2.2.

1.2.1 Brisure spontanée de symétrie

Le lagrangien d'un champ scalaire complexe associé à une symétrie U(1) dont le boson de jauge C est :

$$L = -\frac{1}{4}(F_{\mu\nu}F^{\mu\nu})^2 + (D^\mu\phi^*)^\dagger(D_\mu\phi) - V(|\phi|) \quad (1.23)$$

avec $F^{\mu\nu} = (\partial^\mu C^\nu - \partial^\nu C^\mu)$ le terme cinétique du boson de jauge C, $\phi = \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1 + i\phi_2)$ le champ scalaire complexe et $V(\phi)$ le potentiel défini comme :

$$V(\phi) = \mu^2\phi^*\phi + \lambda(\phi^*\phi)^2 \quad (1.24)$$

avec μ^2 inférieur à 0 et λ supérieur à 0. Une représentation de ce potentiel est illustrée dans la figure 1.6.

Le potentiel a un minimum pour $\phi_{min} = e^{i\theta}\sqrt{\frac{\mu^2}{2\lambda}}$ dont l'espace des solutions est symétrique selon U(1).

Une valeur de minimum est alors choisie dans ces valeurs possibles ($\phi_0 = \sqrt{\frac{\mu^2}{2\lambda}}$). Cette valeur sera prise comme valeur du champ scalaire, brisant ainsi spontanément la symétrie du Lagrangien. Le champ devient alors :

$$\phi = \phi_0 + \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1 + i\phi_2) \quad (1.25)$$

avec ϕ_1 et ϕ_2 des fluctuations de ϕ autour de ce minimum.

En développant, le potentiel devient :

$$V(\phi) = 1/2\mu^2\phi_1^2 + 2\mu^2\phi_0\phi_1 + \lambda\mathcal{O}(\phi_i^3) \quad (1.26)$$

Le champ ϕ_1 obtient alors un terme de masse $m = \sqrt{1/2\mu^2}$ alors que ϕ_2 n'en obtient pas. Ce deuxième champ est appelé boson de Goldstone et est généré lors de la brisure de symétrie. Il est cependant possible de faire varier la symétrie de jauge afin que ϕ soit réel. Il est donc possible de se passer du champ ϕ_2 dans la théorie.

La dynamique du champ scalaire est alors :

$$(D^\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi) = \partial^\mu \phi \partial_\mu \phi + \underbrace{e^2 \phi_0^2 C^\mu C_\mu}_{\text{terme de masse}} + \underbrace{e^2 \phi_0 \phi_1 C^\mu C_\mu}_{\text{vertex d'interaction}} + \dots \quad (1.27)$$

Un terme de masse apparaît pour le boson de jauge C de cette symétrie $U(1)$ ainsi qu'un terme d'interaction entre le boson de jauge et le champ scalaire ϕ_1 .

1.2.2 Boson de Higgs du Modèle Standard

Dans le cadre du Modèle Standard la symétrie à briser est la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$, il faut cependant prendre en compte le fait que, après la brisure de symétrie, celle-ci reste non-brisée dans le cadre de l'électrodynamique quantique (symétrie $U(1)_Q$), le photon n'ayant pas de masse. La symétrie de la QCD ne sera pas brisée, car les bosons générateurs de $SU(3)$ sont les gluons qui sont eux aussi non massifs.

On introduit un doublet de champs scalaires :

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \quad (1.28)$$

En utilisant la méthode précédente, on peut fixer le champ à une valeur minimum :

$$\phi_1 = \phi_2 = \phi_4 = 0, \quad \phi_3 = v = \left(\frac{\mu^2}{\lambda}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.29)$$

L'état fondamental est alors :

$$\phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix} \quad (1.30)$$

avec H les variations autour de cet état fondamental.

En développant les termes, on obtient ensuite le Lagrangien de bosons de jauge de la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ couplé avec le boson de Higgs scalaire :

$$\begin{aligned} L_{Higgs} = & \frac{1}{2} \partial_\mu H \partial^\mu H \\ & + \underbrace{\mu^2 H^2}_{\text{terme de masse}} + \underbrace{\lambda v H^3}_{\text{couplage trilinéaire}} + \underbrace{\lambda H^4}_{\text{couplage quadrilinéaire}} \\ & + \frac{(g_w v)^2}{4} W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{(g_w v)^2}{2 \cos(\theta_W)^2} Z_\mu Z^\mu \quad (\text{termes de masse des bosons W et Z}) \\ & + g_w^2 v W_\mu^+ W^{-\mu} H + \frac{g_w^2 v}{2 \cos(\theta_W)^2} Z_\mu Z^\mu H \quad (\text{termes trilinéaire avec les bosons W et Z}) \\ & + g_w^2 W_\mu^+ W^{-\mu} H^2 + \frac{g_w^2}{2 \cos(\theta_W)^2} Z_\mu Z^\mu H^2 \quad (\text{termes quadratique avec les bosons W et Z}) \end{aligned} \quad (1.31)$$

On identifie les termes de masse pour le boson W :

$$m_W = \frac{g_w v}{2} \quad (1.32)$$

, pour le boson Z :

$$m_Z = \frac{g v}{\cos(\theta_W)} \quad (1.33)$$

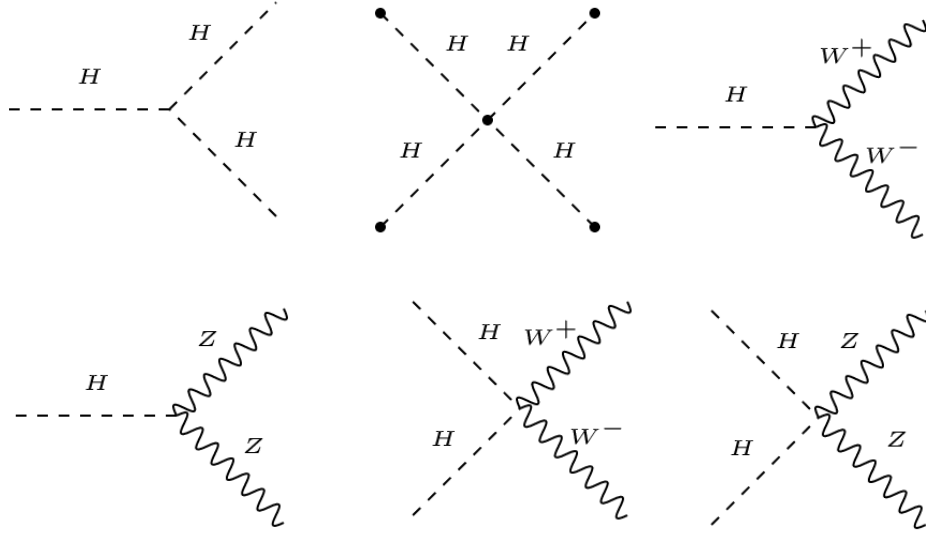


Figure 1.7: Vertex d'interaction des bosons de jauge avec le boson de Higgs

et pour le boson scalaire H (le boson de Higgs) :

$$m_H = \sqrt{\mu^2} = \sqrt{\lambda v^2} \quad (1.34)$$

où v est la valeur attendue dans le vide du potentiel de Higgs.

Ce lagrangien introduit de nouvelles interactions entre le boson de Higgs et les bosons Z et W ainsi que des interactions entre plusieurs bosons de Higgs. Ces interactions sont présentées dans la figure 1.7.

Les masses des bosons Z et W ont été mesurées, $m_Z = 91.188 \pm 0.002$ GeV [13] et $m_W = 80.370 \pm 0.007_{stat} \pm 0.011_{syst}$ GeV [14]. Ces mesures permettent d'en déduire $v \simeq 246$ GeV, calculé à l'aide des équations 1.32 et 1.33.

Le boson de Higgs a été conjointement découvert en 2012 par les expériences ATLAS [15] et CMS [16]. La mesure de sa masse $m_H = \mu = \sqrt{2\lambda v^2} = 125.30 \pm 0.09_{stat} \pm 0.09_{syst}$ [19] permet d'obtenir la valeur de la constante du couplage trilinéaire ($\lambda \approx 0.127$). Les études sur le spin du boson de Higgs montrent un niveau de confiance de plus de 99.9% en faveur de l'hypothèse du spin-0 prédite par le Modèle Standard [20].

Il est possible d'utiliser le doublet de Higgs pour former une nouvelle interaction, appelée interaction de Yukawa, invariante sous la symétrie $SU(2) \times U(1)$:

$$-\lambda_f \bar{\psi}_L \phi \psi_R \quad (1.35)$$

Cette interaction permet d'introduire dans le Lagrangien un terme qui couple la masse des fermions avec le doublet de Higgs :

$$L = -\lambda_f [\bar{\psi}_L \phi \psi_R + \bar{\psi}_R \phi \psi_L] \quad (1.36)$$

En développant et en prenant l'exemple pour l'électron on obtient :

$$\begin{aligned} L &= -\lambda_f \frac{1}{\sqrt{2}} [(\bar{\nu}_e, \bar{e})_L \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix} e_R + \bar{e}_R \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix} (\nu_e, e)_L] \\ &= -\frac{\lambda_f}{\sqrt{2}} \bar{e} e - \frac{\lambda_f}{\sqrt{2}} H \bar{e} e \end{aligned} \quad (1.37)$$

²Combinaison des résultats d'ATLAS $124.97 \pm 0.16_{stat} \pm 0.18_{syst}$ GeV [17] et de CMS $125.38 \pm 0.11_{stat} \pm 0.09_{syst}$ [18]

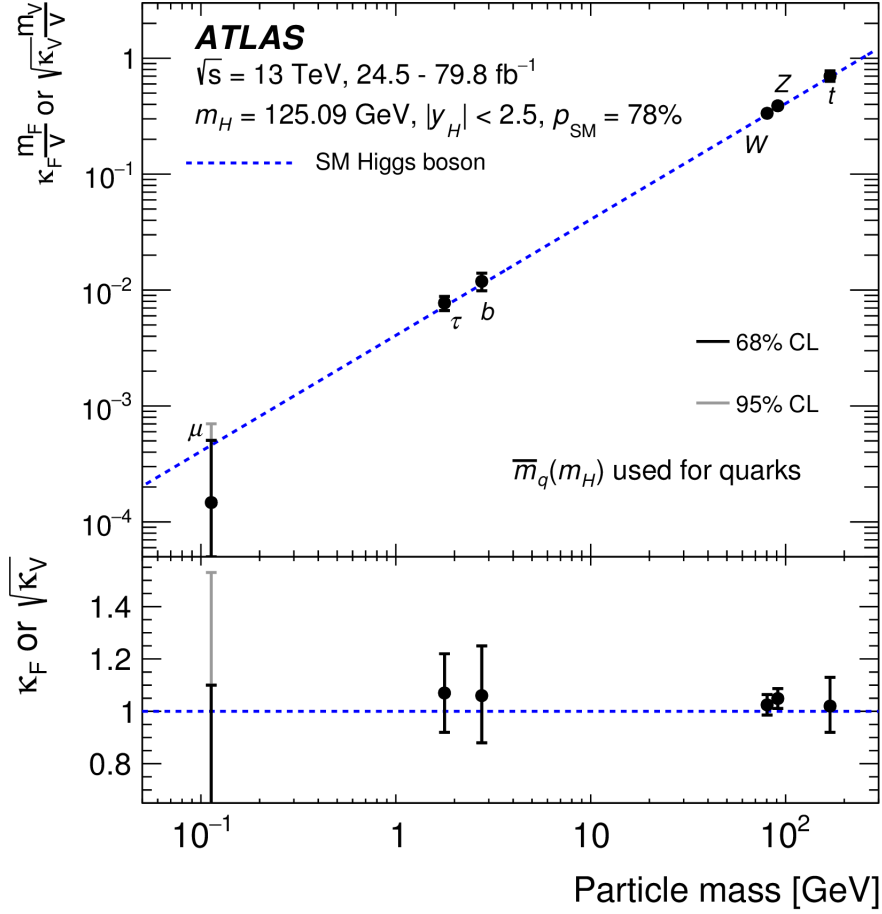


Figure 1.8: Couplage d'interaction réduit avec le boson de Higgs ($\kappa_F = \frac{m_F}{v}$ pour les fermions et $\sqrt{\kappa_V} = \frac{m_V}{v}$ pour les bosons) en fonction de la masse des particules. Les prédictions du Modèle Standard sont présentées en pointillés bleus, les barres d'erreur sur les points représentent l'intervalle à 68% de niveau de confiance. La partie du bas montre le ratio par rapport à la prédiction du Modèle Standard [21]

dont le premier terme est la masse de l'électron

$$m_e = \frac{\lambda_e v}{\sqrt{2}} \quad (1.38)$$

et le second l'interaction entre l'électron et le boson de Higgs.

On remarque que plus la masse de la particule est élevée plus l'interaction est forte avec le boson de Higgs, ce qui est présenté pour les autres particules dans la figure 1.8.

Les états finaux des désintégrations les plus probables sont donc : la paire de quark b : 58.2% (paire la plus lourde pouvant se désintégrer sur couche de masse), puis une paire de bosons W : 21.4%, une paire de gluons : 8.18% et une paire de leptons τ 6.27%. Le canal avec deux photons en état final est beaucoup plus rare : 0.227% car le photon n'interagit pas directement avec le boson de Higgs et la désintégration en deux photons ne se fait que via un diagramme en triangle avec des quarks tops ou avec des bosons W comme présenté dans la figure 1.9.

Le rapport d'embranchement théorique avec leurs incertitudes sont présentés dans la figure 1.10.

L'incertitude relative mesurée est inférieure à 6% pour tous ces canaux de désintégration.

L'auto-couplage du boson de Higgs est une des deux manières d'obtenir une paire de bosons de Higgs selon le Modèle Standard. L'autre méthode est via un diagramme en boîte. Les deux canaux sont présentés dans la figure 1.11.

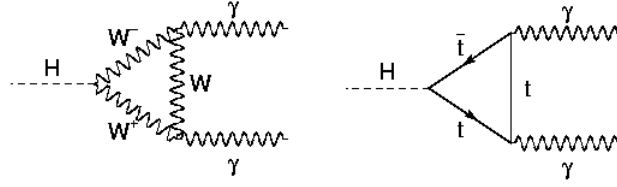


Figure 1.9: Diagrammes de Feynmann de création de paire de photons par désintégration du boson de Higgs

Decay channel	Branching ratio	Rel. uncertainty
$H \rightarrow \gamma\gamma$	2.27×10^{-3}	2.1%
$H \rightarrow ZZ$	2.62×10^{-2}	$\pm 1.5\%$
$H \rightarrow W^+W^-$	2.14×10^{-1}	$\pm 1.5\%$
$H \rightarrow \tau^+\tau^-$	6.27×10^{-2}	$\pm 1.6\%$
$H \rightarrow b\bar{b}$	5.82×10^{-1}	+1.2% -1.3%
$H \rightarrow c\bar{c}$	2.89×10^{-2}	+5.5% -2.0%
$H \rightarrow Z\gamma$	1.53×10^{-3}	$\pm 5.8\%$
$H \rightarrow \mu^+\mu^-$	2.18×10^{-4}	$\pm 1.7\%$

Figure 1.10: Rapport d'embranchement et incertitude relative pour le boson de Higgs du Modèle Standard avec $m_H=125$ GeV [22, 23]

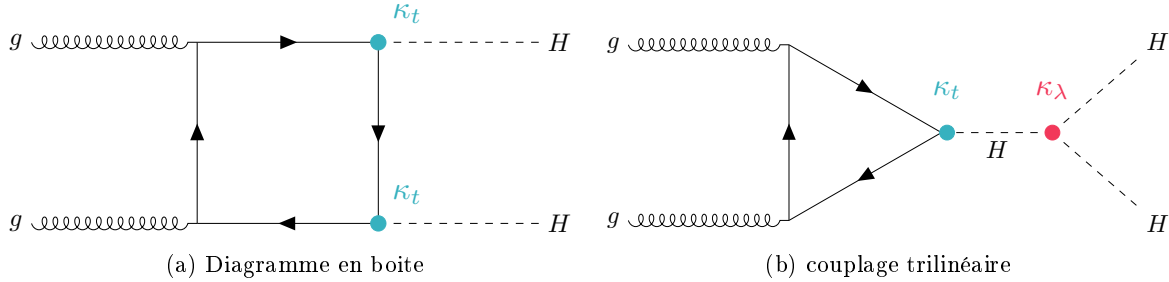


Figure 1.11: Diagrammes de Feynman dominant dans la production issue de la fusion gluon-gluon. Dans le Modèle Standard, la production du couplage trilinéaire (à droite) est plus faible que la production que par le diagramme en « boîte » (à gauche). La contribution totale du MS sera la somme des deux en prenant en compte les interférences.

Ces deux modèles sont en interférence destructive et il est nécessaire de bien connaître le couplage entre le quark top et le boson de Higgs afin de pouvoir mesurer la valeur de la constante λ du couplage trilinéaire. Nos analyses actuelles ne permettent pas de mesurer la production de paires de bosons de Higgs prédite par le Modèle Standard. Les dernières mesures permettent de mettre des limites supérieures sur la section efficace. Cette limite observée (attendue) est de 7.7 (5.2) fois la section efficace du Modèle Standard pour les mesures de CMS [24] et de 4.2 (5.7) fois la section efficace du Modèle Standard pour les mesures d'ATLAS [25]. Il est prévu qu'au HL-LHC, grâce à l'augmentation de la luminosité, la production de paires de bosons de Higgs puisse être mesurée, les prédictions de la signifiante sont présentées dans la figure 1.12.

Il est possible de chercher des déviations par rapport au Modèle Standard. Le couplage mesuré λ_{exp} est comparé à celui de Modèle Standard λ_{SM} dans la variable $\kappa_\lambda = \lambda_{exp}/\lambda_{SM}$.

Aucun excès n'a été observé, la limite observée (attendue) à 95% de niveau de confiance est $-3.3(-2.5) < \kappa_\lambda < 8.5(8.2)$ pour CMS [24] et $-1.5(-2.4) < \kappa_\lambda < 6.7(7.7)$ pour ATLAS [25].

Les modèles de créations de paires de bosons de Higgs en dehors du Modèle Standard seront

	Statistical-only		Statistical + Systematic	
	ATLAS	CMS	ATLAS	CMS
$HH \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$	1.4	1.2	0.61	0.95
$HH \rightarrow b\bar{b}\tau\tau$	2.5	1.6	2.1	1.4
$HH \rightarrow b\bar{b}\gamma\gamma$	2.1	1.8	2.0	1.8
$HH \rightarrow b\bar{b}VV(ll\nu\nu)$	-	0.59	-	0.56
$HH \rightarrow b\bar{b}ZZ(4l)$	-	0.37	-	0.37
combined	3.5	2.8	3.0	2.6
	Combined		Combined	
	4.5		4.0	

Figure 1.12: Signifiacnce en écart-type des prévisions du HL-LHC des différents canaux ainsi que les combinaisons [26]

présentés dans le chapitre 2.

Quantité	Valeur	Modèle Standard	écart-type
M_Z [GeV]	91.1876 ± 0.0021	91.1882 ± 0.0020	-0.3
Γ_Z [GeV]	2.4955 ± 0.0023	2.4942 ± 0.0009	0.6
σ_{had} [nb]	41.481 ± 0.033	41.482 ± 0.008	0.0
m_t [GeV]	172.89 ± 0.59	173.19 ± 0.55	-0.5
M_H [GeV]	125.30 ± 0.13	125.30 ± 0.13	0.0
M_W [GeV]	80.387 ± 0.016	80.361 ± 0.006	1.6
	80.376 ± 0.033		0.5
	80.370 ± 0.019		0.5
Γ_W [GeV]	2.046 ± 0.049	2.090 ± 0.001	-0.9
	2.195 ± 0.083		1.3
$g_V^{\nu e}$	-0.040 ± 0.015	-0.0398 ± 0.0001	0.0
$g_A^{\nu e}$	-0.507 ± 0.014	-0.5064	0.0
$\frac{1}{2}(g_\mu - 2 - \frac{\alpha}{\pi})$	$(4511.18 \pm 0.78) \times 10^{-9}$	$(4508.74 \pm 0.03) \times 10^{-9}$	3.1

Table 1.2: Table de comparaison entre les valeurs mesurées expérimentalement et les valeurs du meilleur ajustement en utilisant le Modèle Standard. Les premières valeurs pour M_W et Γ_W sont les mesures du Tevatron, les deuxièmes sont celle du LEP 2 et la troisième pour M_W est celle d'ATLAS [19]

1.3 Limitations du Modèle Standard

Le Modèle Standard est le modèle théorique le plus en accord avec les mesures expérimentales. Des exemples de variables dont la comparaison entre le meilleur ajustement de valeurs du Modèle Standard et la valeur expérimentale sont présentés dans la table 1.2.

En plus du fait que le Modèle Standard ne prévoit pas de masse pour les neutrinos, d'autres limitations sont présentes dans ce modèle.

- la gravitation n'est pas prise en compte dans le Modèle Standard. Un modèle complet nécessiterait son introduction ;
- la présence de matière noire et d'énergie noire, indiquée par plusieurs mesures indirectes [27, 28, 29], n'est pas expliquée ni prédite par le Modèle Standard ;
- la raison de la présence de trois familles et d'une telle différence d'ordre de grandeur entre les masses des familles ;
- la raison du groupe de symétries $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ et les questionnements sur une possible unification et convergence de leurs constantes de couplages respectives ;
- la présence de 19 paramètres libres (les 3 constantes de couplage, les 9 masses des quarks et des leptons, les quatre paramètres de la matrice CKM et les masses des trois bosons W, Z et de Higgs.) ;
- la masse du boson de Higgs dont le calcul théorique indique des termes de corrections radiatifs divergents à haute énergie ;
- la différence entre la théorie et la valeur mesurée du moment magnétique anormal du muon [30] ;
- la différence entre la théorie et la valeur mesurée de l'universalité des leptons dans la décroissance du quark-b [31].

Afin de corriger ces limitations, des nouveaux modèles au-delà du Modèle Standard sont proposés. Dans le chapitre 2, des modèles avec une nouvelle particule scalaire pouvant se désintégrer en une paire de bosons de Higgs seront présentés.

Chapitre 2

Physique au-delà du Modèle Standard via la production d'une paire de bosons de Higgs

Sommaire

2.1	Modèle avec un singulet de Higgs	28
2.1.1	Termes de mélange des masses	28
2.1.2	Brisure et non brisure de symétrie	29
2.1.3	Interférence	30
2.1.4	Contraintes sur la présence de singulet	32
2.1.5	Présence de deux singulets	34
2.2	Modèles avec deux doublets de Higgs	35
2.2.1	Le modèle général	35
2.2.2	Les termes de masses	36
2.2.3	Symétrie CP	36
2.2.4	Conservation de la saveur	37
2.2.5	Modèles contenant deux doublets de Higgs	38
2.2.6	Modèle avec deux doublets et un singulet	40
2.3	Les canaux de désintégration et le canal $X \rightarrow HH \rightarrow \gamma\gamma\bar{b}b$	41

Plusieurs modèles prédisent la présence de particule se désintégrant en une paire de bosons de Higgs. Dans notre analyse, la recherche est concentrée sur une résonance avec une masse supérieure à deux fois la masse du boson de Higgs. Cette contrainte théorique provient du fait que nous cherchons les bosons de Higgs sur couche de masse afin de pouvoir faire des sélections cinématiques et d'avoir une section efficace suffisante à la détection. Il existe des modèles décrivant une particule avec un spin de 2 tels que les gravitons de Kaluza-Klein, cependant ceux-ci nécessitent des masses supérieures à 1 TeV [32]. Le canal $\gamma\gamma b\bar{b}$ étant plus performant aux masses plus basses (entre 251 et 350 GeV), les particules de spins 2 ne seront pas l'axe de recherche de notre analyse. D'autres modèles prédisent la présence de particules de spin 0. C'est le cas des modèles ajoutant un ou plusieurs singulets scalaires, présentés dans la section 2.1, des modèles avec deux doublets de Higgs, présentés dans la section 2.2 et des modèles présentant deux doublets de Higgs et un singulet scalaire, présentés dans la sous-section 2.2.6.

2.1 Modèle avec un singulet de Higgs

L'une des extensions du Modèle Standard les plus simples, prédisant la création d'une particule résonnante se désintégrant en une paire de bosons de Higgs, est l'ajout d'un singulet de Higgs [33]. La présence de ce singulet va nécessiter des termes supplémentaires dans le potentiel de Higgs. Le potentiel le plus général possible est le suivant :

$$V(\phi, S) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 + a_1 \phi^\dagger \phi S + a_2 \phi^\dagger \phi S^2 + b_1 S + b_2 S^2 + b_3 S^3 + b_4 S^4 \quad (2.1)$$

avec $\phi = (0, v + h)/\sqrt{2}$ le doublet de Higgs et S un singulet de Higgs. Dans le cas où ce singulet est associé à une brisure de symétrie il est possible de l'écrire sous la forme $S = (v_S + s)/\sqrt{2}$ avec v_s la valeur attendue dans le vide et s le nouveau boson scalaire.

En développant les termes du potentiel on obtient :

$$\begin{aligned} V(\phi, S) = & \underbrace{\left(\mu^2 + \frac{a_1 v_S}{2\sqrt{2}} + \frac{a_2 v_S^2}{4} \right)}_{\mu_h^2} h^2 + \lambda v h^3 + \lambda h^4 \\ & + \frac{a_2 v}{4} h s^2 + \underbrace{\frac{a_1 \sqrt{2} + a_2 v_s}{4}}_{\mu'} s h^2 + \underbrace{\left(\frac{\sqrt{2} v a_1 + v v_s a_2}{4} \right)}_{\mu_{hs}^2} h s \\ & + \frac{2\sqrt{2} b_1 + \sqrt{2} a_1 v^2 + 2 v_S v^2 + 2 v_S b_2 + \sqrt{2} v_S^2 b_3 + v_S^3 b_4}{4} s \\ & + \underbrace{\frac{2 b_2 + \sqrt{2} v_s b_3 + v_s^2 b_4 + \sqrt{2} a_2 v^2}{4}}_{\mu_s^2} s^2 + \frac{\sqrt{2} b_3 + v_s b_4}{4} s^3 + \frac{b_4}{4} s^4 \end{aligned} \quad (2.2)$$

À partir de ce potentiel, il est possible d'étudier la phénoménologie du modèle. Les termes de masse seront détaillés dans la sous-section 2.1.1. Le cas de la brisure ou non d'une symétrie est détaillé dans la sous-section 2.1.2. Les interférences entre la production de paires de bosons de Higgs via la présence d'une résonance scalaire et celle prédite par le Modèle Standard sont présentées dans la sous-section 2.1.3. Les contraintes sur les modèles sont présentées dans la sous-section 2.1.4. Le modèle avec deux singulets sera présenté dans la sous-section 2.1.5.

2.1.1 Termes de mélange des masses

La présence de termes croisés indique la présence de mélange entre les bosons s et h . Ils vont se mélanger dans les états propres H_1, H_2 , de masse m_1, m_2 respectivement (avec m_2 la masse de la

résonance et $m_1=125$ GeV la masse du boson de Higgs dans notre modèle). Ce mélange va se faire selon l'angle de mélange θ tel que :

$$\begin{pmatrix} H_2 \\ H_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h \\ s \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

La présence de ce mélange va entraîner des changements dans les rapports d'embranchement. Les rapports d'embranchement du boson de Higgs H_2 vers les particules du Modèle Standard sont réduits par un facteur $\cos\theta$ par rapport aux rapports d'embranchements du Modèle Standard. Le rapport d'embranchement de la désintégration du nouveau boson de Higgs vers les particules du Modèle Standard est réduit par un facteur $\sin\theta$.

Les masses sont obtenues en calculant les valeurs propres de la matrice de masse [34] :

$$m_1^2 = \mu_h^2 + \mu_s^2 + \sqrt{(\mu_h^2 - \mu_s^2)^2 + (\frac{\mu_{hs}^2}{2})^2} \quad (2.4)$$

$$m_2^2 = \mu_h^2 + \mu_s^2 - \sqrt{(\mu_h^2 - \mu_s^2)^2 + (\mu_{hs}^2)^2} \quad (2.5)$$

Ces calculs permettent d'obtenir l'angle θ :

$$\sin(2\theta) = \frac{\mu_{hs}^2/2}{\sqrt{(\mu_h^2 - \mu_s^2)^2 + (\frac{\mu_{hs}^2}{2})^2}} \quad (2.6)$$

et

$$\cos(2\theta) = \frac{\mu_s^2 - \mu_h^2}{\sqrt{(\mu_h^2 - \mu_s^2)^2 + (\frac{\mu_{hs}^2}{2})^2}} \quad (2.7)$$

Dans ces formules, μ_h^2 , μ_s^2 et μ_{hs}^2 sont les termes de masse de h, s et le terme de masse croisé dans le potentiel.

Dans notre analyse, $m_2 > 2m_1$, on en déduit la largeur de décroissance donnée par :

$$\Gamma_{H_2 \rightarrow H_1 H_1} = \frac{|\mu'|^2}{8\pi m_1} \sqrt{1 - \frac{4m_2^2}{m_1^2}} \quad (2.8)$$

Le rapport d'embranchement de la création de paire de Higgs à partir du nouveau boson est :

$$BR_{H_2 \rightarrow H_1 H_1} = \frac{\Gamma_{H_2 \rightarrow H_1 H_1}}{\sin^2\theta \Gamma_{SM,tot} + \Gamma_{H_2 \rightarrow H_1 H_1}} \quad (2.9)$$

2.1.2 Brisure et non brisure de symétrie

Dans le cas de l'ajout d'un singulet il est possible d'injecter une brisure de symétrie d'un secteur caché (symétrie $U(1)_{hid}$) dans la théorie. Lors de l'ajout de cette brisure de symétrie amenée par le singulet, celui-ci va acquérir une valeur attendue du vide. La présence de cette valeur ou non dans la théorie va impliquer des phénoménologies différentes.

Symétrie Z_2 brisée

Une transformation Z_2 brisant la symétrie du champ scalaire S peut-être introduite. Elle est telle que $S \rightarrow -S$, $\phi \rightarrow \phi$ et $SM \rightarrow SM$ (SM présente tous les champs du Modèle Standard). Le champ S va alors s'écrire sous la forme $S = (v_S + s)/\sqrt{2}$ avec $v_S \neq 0$. De plus la présence de cette symétrie va contraindre $a_1 = b_1 = b_2 = 0$.

Les contraintes restantes sont donc les 5 paramètres restants après cette brisure de symétrie, m_1 , m_2 , v , θ et $\tan\beta = \frac{v}{v_S}$.

Symétrie Z_2 non-brisée

Dans le cas où la symétrie Z_2 n'est pas brisée il n'y a pas de contrainte sur les paramètres, cependant la valeur attendue du vide n'étant pas associée à une brisure de symétrie elle peut avoir une valeur nulle $v_s = 0$.

Il est ensuite possible d'obtenir 5 des paramètres du potentiel à l'aide des 5 paramètres physiques ($v = 246$ GeV, $v_S = 0$, $m_1 = 125$ GeV, m_2 et l'angle θ) [35].

$$\begin{aligned} \mu^2 &= 2\lambda v^2; \quad b_1 = -\frac{v^2 a_1}{2}; \quad a_1 = 2\sqrt{2} \frac{m_2^2 - m_1^2}{v} \sin(2\theta); \\ b_2 &= 2m_1^2 \sin^2 \theta + 2m_2^2 \cos^2 \theta - \frac{a_2}{\sqrt{2}v^2}; \quad \lambda = \frac{m_2^2 \cos^2 \theta + m_1^2 \sin^2 \theta}{2v^2} \end{aligned} \quad (2.10)$$

Les paramètres a_2, b_3, b_4 sont laissés libres dans ce modèle.

2.1.3 Interférence

La production de paires de bosons de Higgs via la présence d'une résonance scalaire a une interférence large et non-négligeable avec la création de paire prédites par le Modèle Standard.

Deux type d'interférences sont présentes. Les interférences au niveau du pic de la résonance (dites on-shell) et les interférences hors du pic de la résonance (dites off-shell).

Interférences loin du pic de résonance

Lorsque l'on se trouve dans le cas d'approximation d'une largeur de désintégration fine, l'échelle d'interférence est de l'ordre de Γ/M avec Γ la largeur de la résonance et M la masse. Si l'on se place dans la limite $\Gamma/M \ll 1$ ces effets peuvent être négligés. Cependant lorsque l'on n'est pas dans le cas d'une largeur de désintégration fine, les interférences loin du pic de résonance ne sont plus négligeables.

Trois diagrammes contribuent à la création de paires de bosons de Higgs, le diagramme triangulaire non-résonnant, le diagramme en boîte non-résonnant et le diagramme triangulaire résonnant. Le diagramme en boîte est indépendant de la résonance et n'est pas considéré ici.

La contribution à l'amplitude de la partie triangulaire F^{tri} est :

$$F_1^{tri} = m_{H_1 H_1}^2 \left(\frac{\lambda_{111} v \cos \theta}{m_{H_1 H_1}^2 - m_1^2 + i m_1 \Gamma_{H_1}} - \frac{\lambda_{211} v \sin \theta}{m_{H_1 H_1}^2 - m_2^2 + i m_2 \Gamma_{H_2}} \right) F_\Delta \quad (2.11)$$

avec Γ_{H_j} la largeur de désintégration de H_j , $m_{H_1 H_1}^2$ la masse invariante de la paire de boson de Higgs, F_Δ est le facteur de forme de la boucle triangulaire du top, λ_{111} et λ_{211} sont les constantes de couplages de la création de paire via le boson H_1 et H_2 respectivement.

Si on se place dans le modèle avec la symétrie Z_2 brisée on peut calculer les constantes de couplage :

$$\begin{aligned} \lambda_{111} &= \frac{3m_1^2}{v} (\cos^3 \theta + \tan \beta \sin^3 \theta) \\ \lambda_{211} &= -\frac{m_2^2}{2v} \sin 2\theta (\cos \theta - \tan \beta \sin \theta) \left(1 + \frac{2m_1^2}{m_2^2} \right) \end{aligned} \quad (2.12)$$

On peut en déduire la contribution à l'amplitude dans le cas où $m_{H_1 H_1} \ll m_2$:

$$F^{tri} \xrightarrow{m_{H_1 H_1} \ll m_2} m_{H_1 H_1}^2 \left(\frac{3m_1^2 (\cos^3 \theta + \tan \beta \sin^3 \theta) \cos \theta}{m_{H_1 H_1}^2 - m_1^2 + i m_1 \Gamma_{H_1}} - \frac{1}{2} \sin 2\theta \sin \theta (\cos \theta - \tan \beta \sin \theta) \right) F_\Delta \quad (2.13)$$

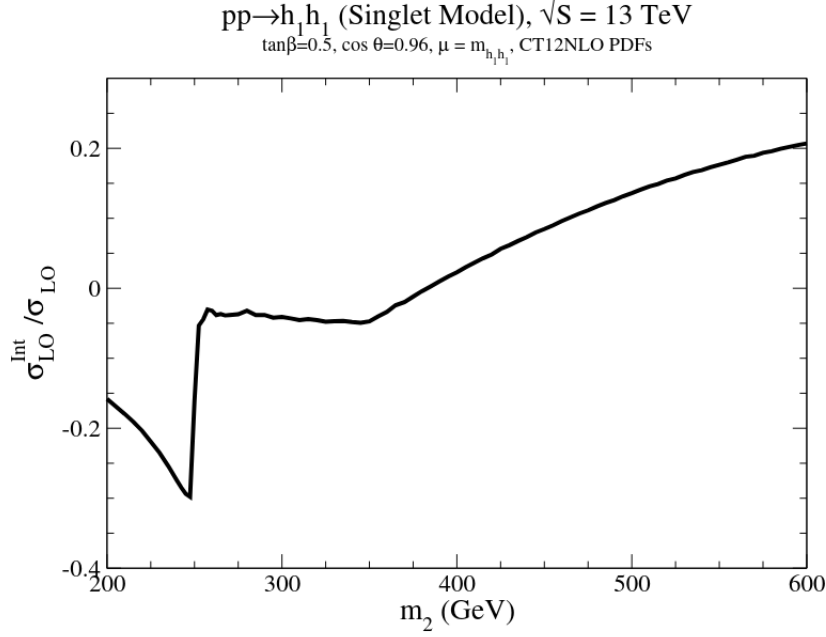


Figure 2.1: Effet relatif de l'interférence (σ_{LO}^{Int}) sur la section efficace (σ_{LO}) en fonction de la masse invariante de la résonance avec l'hypothèse $\tan\beta = 0.5$ et $\cos\theta = 0.96$. [36]

On remarque que cette contribution devient indépendante de la masse de la résonance. Lorsque l'on augmente la masse de cette résonance la région satisfaisant la condition $m_{H_1H_1} \ll m_2$ augmente et cela va faire augmenter la contribution à l'interférence.

L'effet relatif de cette interférence est présenté dans la figure 2.1

On remarque que l'interférence augmente en fonction de la masse et que pour une résonance de 600 GeV cette interférence est de 20%.

Effet sur le pic de résonance

L'interférence sur le pic de résonance peut changer la production de Breit-Wigner de la résonance. Cette interférence est définie avec deux amplitudes, l'amplitude résonnante A_{res} et l'amplitude non-résonnante A_{nr} . L'amplitude résonnante est définie comme :

$$A_{res} = a_{res} \frac{m_{H_1H_1}^2}{m_{H_1H_1}^2 - m_2^2 + im_2\Gamma_{H_2}} \quad (2.14)$$

avec a_{res} un produit entre le couplage et les différentes boucles permettant la création de paire.

Le terme d'interférence $|\mathcal{M}|^2$ est alors défini comme [37] :

$$|\mathcal{M}|^2 = 2Re(A_{res} \times A_{nr}^* = 2(\mathcal{F}_{int} + \mathcal{R}_{int}) \quad (2.15)$$

avec :

$$\begin{aligned} \mathcal{R}_{int} &\equiv |A_{nr}| |a_{res}| \frac{m_{H_1H_1}^2 (m_{H_1H_1}^2 - m_2^2)}{(m_{H_1H_1}^2 - m_2^2)^2 + m_2^2 \Gamma_{H_2}^2} \cos(\delta_{res} - \delta_{nr}) \\ \mathcal{F}_{int} &\equiv |A_{nr}| |a_{res}| \frac{m_{H_1H_1}^2 \Gamma_{H_2}}{(m_{H_1H_1}^2 - m_2^2)^2 + m_2^2 \Gamma_{H_2}^2} \sin(\delta_{res} - \delta_{nr}) \end{aligned} \quad (2.16)$$

avec δ_{res} et δ_{nr} les phases complexe de a_{res} et A_{nr} respectivement.

La section efficace différentielle ainsi que les différents effets d'interférence dans le modèle avec un singulet sont présentés dans la figure 2.2.

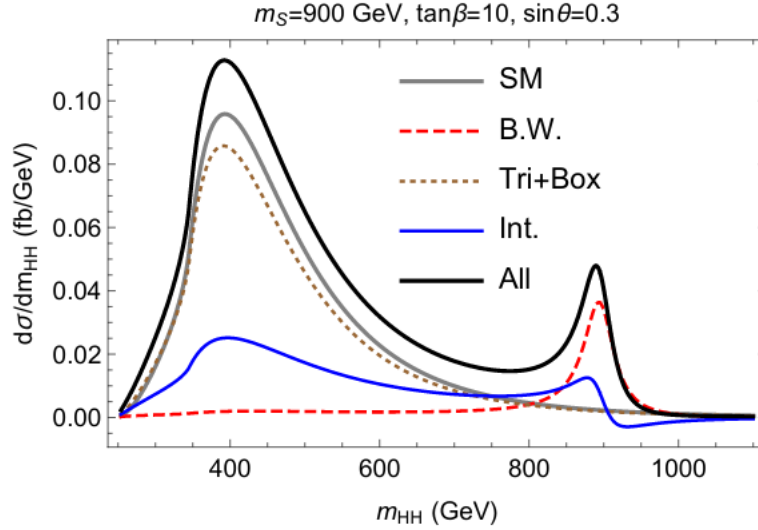


Figure 2.2: Section efficace différentielle de la création de paire de bosons de Higgs en fonction de la masse invariante du système di-Higgs pour une extension du Modèle Standard avec un singulet et une brisure de symétrie Z_2 . La masse de la résonance est de 900 GeV et on a $\tan\beta = 10$ et $\cos\theta = 0.3$. Les résultats finaux du Modèle Standard seul et du modèle avec l'extension du singulet sont montrés en gris et en noir respectivement. L'interférence est montrée en bleu, la contribution du singulet seul est montré en rouge et la contribution du couplage trilinéaire et du diagramme en boîte est présenté en marron. [37]

La différence entre la courbe du Modèle Standard (gris) avec la contribution du couplage trilinéaire et du diagramme en boîte (marron) provient du mélange entre le doublet et le singulet et donc la présence de la suppression par $\cos\theta$. On remarque que dans notre hypothèse l'interaction compte pour environ 25% de la section efficace du pic de la résonance.

Dans le modèle utilisé dans le chapitre 5, l'hypothèse d'une largeur de désintégration fine, $\Gamma = 10$ MeV, est utilisée. Cette hypothèse implique que $\frac{\Gamma}{m_1} \ll 1$ ce qui permet de négliger les interférences dans l'analyse.

2.1.4 Contraintes sur la présence de singulet

Plusieurs contraintes théoriques et expérimentales sont présentes sur ce modèle [33].

- l'accord avec les variables de précision électro-faibles S, T, U [38];
- l'accord avec la masse observée du boson W [39];
- l'accord avec les mesures directes du Higgs (largeur de décroissance $H_1 \rightarrow WW$ [40], $H_1 \rightarrow ZZ$ [41]);
- l'accord avec les contraintes déjà existantes sur la recherche de paires de bosons de Higgs;
- l'accord avec les termes de perturbation du couplage ainsi que la stabilité du vide à différentes échelles d'énergie.

Les contraintes sur les limites maximale et minimale pour les rapports d'embranchement et sur les valeurs maximales de $\sin\theta$ en fonction de la masse de la particule résonnante sont données dans la table 2.1.

Les limites du rapport d'embranchement du boson H_2 en une paire de bosons de Higgs H_1 en fonction de la masse m_h dans le cas de la symétrie Z_2 brisée sont présentées dans la figure 2.3.

Avec les résultats utilisant les 36 fb^{-1} de données, les limites expérimentales ne permettent pas d'exclure toutes les régions non contraintes par les limites théoriques. L'utilisation de toutes les données

m_H [GeV]	$ \sin \alpha _{\max}$	$BR_{\min}^{H \rightarrow hh}$	$BR_{\max}^{H \rightarrow hh}$	m_H [GeV]	$ \sin \alpha _{\max}$	$BR_{\min}^{H \rightarrow hh}$	$BR_{\max}^{H \rightarrow hh}$
255	0.31	0.09	0.27	430	0.25	0.19	0.30
260	0.34	0.11	0.33	470	0.24	0.19	0.28
265	0.33	0.13	0.36	520	0.23	0.19	0.26
280	0.32	0.17	0.40	590	0.22	0.19	0.25
290	0.31	0.18	0.40	665	0.21	0.19	0.24
305	0.30	0.20	0.40	770	0.20	0.19	0.23
325	0.29	0.21	0.40	875	0.19	0.19	0.22
345	0.28	0.22	0.39	920	0.18	0.19	0.22
365	0.27	0.21	0.36	975	0.17	0.19	0.21
395	0.26	0.20	0.32	1000	0.17	0.19	0.21

Table 2.1: Table des valeurs maximale et minimale du rapport d'embranchement de $H_2(H) \rightarrow hh(HH)$ et de la valeur maximale de $\sin\theta$ ($\sin\alpha$ dans le tableau) en fonction de la masse de la résonance h [42]

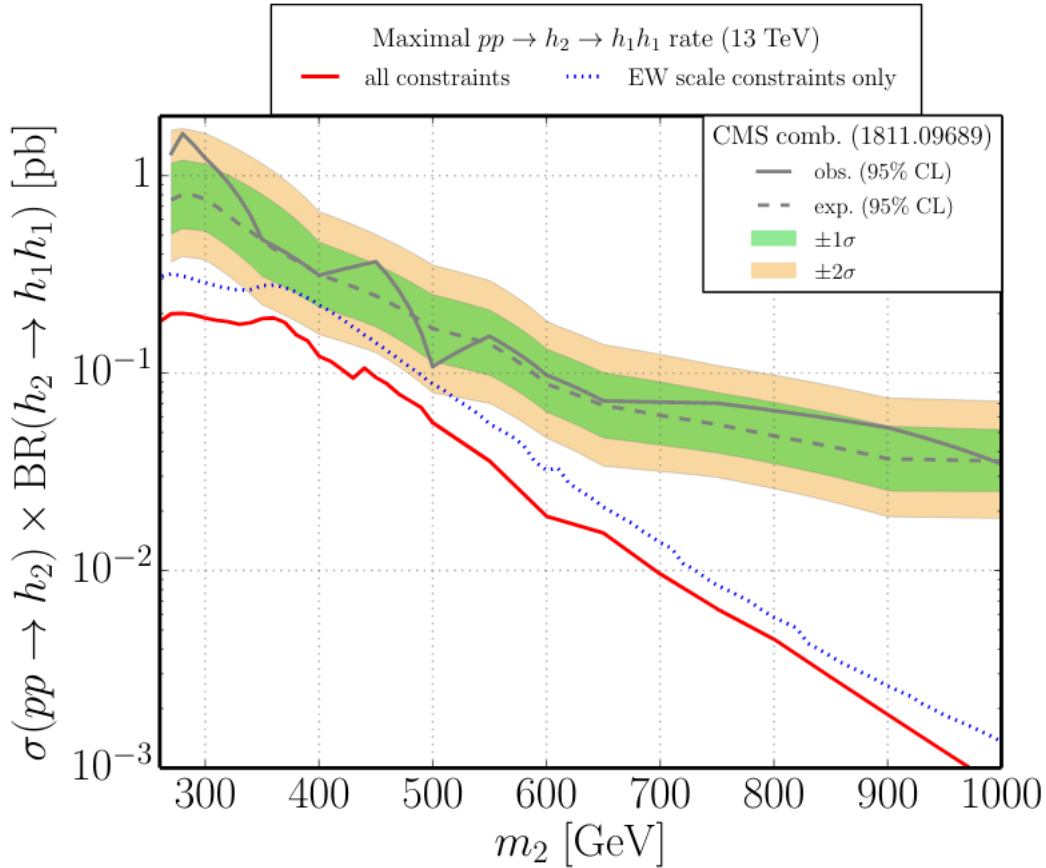


Figure 2.3: Limite de la section efficace du canal $pp \rightarrow H_2 \rightarrow H_1 H_1$ (H est noté h dans ce plot) en fonction de la masse m_2 dans le cas des collisions à 13 TeV au LHC avec la symétrie Z_2 brisée. La ligne en rouge indique la limite en utilisant toutes les contraintes et la ligne en pointillés bleus en utilisant les limites des échelles électro-faibles [35]. Les résultats observés sont issus des données combinées de CMS avec une luminosité de 36 fb^{-1} [43].

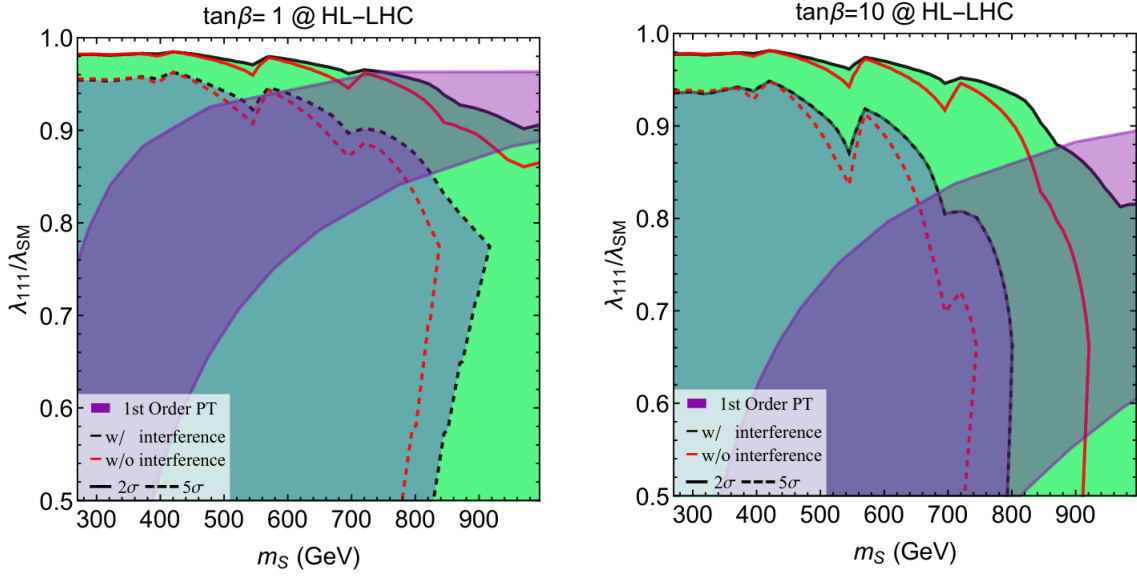


Figure 2.4: Projection des limites d'exclusion (ligne pleine) et de découverte (en pointillé) prévues pour le HL-LHC en fonction de la masse du singulet et du couplage trilinéaire du Modèle Standard pour l'hypothèse avec $\tan\beta = 1$ (à gauche) et $\tan\beta = 10$ (à droite) pour le cas de la symétrie Z_2 brisée. Les lignes noires et rouges représentent les projections avec et sans les interférences entre la résonance du singulet et la création de paires du Modèle Standard. [37]

du Run 2 permettra soit d'améliorer ces limites soit de trouver la présence de résonance qui n'était pas accessible.

Les projections des limites d'exclusion et de découverte pour le HL-LHC sont présentées dans la figure 2.4.

On peut voir qu'après une analyse faite avec les données du HL-LHC ce modèle sera soit accepté par la découverte de la nouvelle particule soit très fortement défavorisé. Il y a donc un fort intérêt à analyser ce modèle jusqu'au HL-LHC.

2.1.5 Présence de deux singulets

Dans ce modèle [44], deux nouveaux champs singulets scalaires (S et X) respectant une symétrie $Z_2^S \times Z_2^X$ (afin de réduire le nombre de degrés de liberté) sont ajoutés au Modèle Standard :

$$\begin{aligned} Z_2^S : S &\rightarrow -S, & X &\rightarrow X, & SM &\rightarrow SM \\ Z_2^X : S &\rightarrow S, & X &\rightarrow -X, & SM &\rightarrow SM \end{aligned} \quad (2.17)$$

Le potentiel est alors le suivant :

$$\begin{aligned} V = & \mu_{\phi}^2 \phi^\dagger \phi + \mu_S^2 S^2 + \mu_X^2 X^2 + \lambda_\phi (\phi^\dagger \phi)^2 + \lambda_S S^4 + \lambda_X X^4 \\ & + \lambda_{\phi S} (\phi^\dagger \phi) S^2 + \lambda_{\phi X} (\phi^\dagger \phi) X^2 + \lambda_{SX} S^2 X^2 \end{aligned} \quad (2.18)$$

dans lesquels $X = \frac{x+v_x}{\sqrt{2}}$ et ϕ et S sont les champs présentés précédemment.

Ce modèle va introduire trois bosons de Higgs (H_3, H_2, H_1) avec des masses différentes de respectivement $m_3 \geq m_2 \geq m_1$.

Ces trois bosons physiques sont associés aux bosons de jauge par la matrice de rotation [45] :

$$\begin{pmatrix} H_1 \\ H_2 \\ H_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_1 c_2 & -s_1 c_2 & -s_2 \\ s_1 c_3 - c_1 s_2 s_3 & c_1 c_3 + s_1 s_2 s_3 & -c_2 s_3 \\ c_1 s_2 c_3 + s_1 s_3 & c_1 s_3 - s_1 s_2 c_3 & c_2 c_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h \\ s \\ x \end{pmatrix} \quad (2.19)$$

avec

$$\begin{aligned} s_1 &\equiv \sin\theta_{Hs}, s_2 \equiv \sin\theta_{Hx}, s_3 \equiv \sin\theta_{sx} \\ c_1 &\equiv \cos\theta_{Hs}, c_2 \equiv \cos\theta_{Hx}, c_3 \equiv \sin\theta_{sx} \end{aligned} \quad (2.20)$$

Une de ces masses doit correspondre à la masse du boson de Higgs et la valeur dans le vide associé sera celle du boson de Higgs 246 GeV.

Avec ce modèle il est possible d'obtenir 4 chaînes de désintégrations avec une paire de bosons de Higgs :

- $H_3 \rightarrow H_2 H_2$
- $H_3 \rightarrow H_2 H_1$
- $H_3 \rightarrow H_1 H_1$
- $H_2 \rightarrow H_1 H_1$

Le boson de Higgs du Modèle Standard étant ici H_1 ou H_2 selon la désintégration. La recherche de paire de bosons de Higgs permet de contraindre directement ces différents modèles.

Dans le cas où $m_3 \geq 2m_2 \geq 4m_1$ le modèle prédit aussi des événements avec 3 ou 4 bosons de Higgs sur couche de masse dans l'état final :

- $H_3 \rightarrow H_2 H_2 \rightarrow H_1 H_1 H_1 H_1$
- $H_3 \rightarrow H_2 H_1 \rightarrow H_1 H_1 H_1$

De part le très faible rapport d'embranchement, de tels états finaux ne pourront cependant pas être observés dans le cadre du Run 2 du LHC.

2.2 Modèles avec deux doublets de Higgs

Une autre extension possible du Modèle Standard est le modèle avec deux doublets de Higgs (2HDM). Ce modèle théorique est motivé par la supersymétrie (comme le Minimal Standard Supersymmetric Model MSSM) dans laquelle un seul doublet de Higgs ne permet pas de donner simultanément les termes de masses des quarks de charge 2/3 et de charge -1/3. La recherche d'Axions [46] issus du modèle de Peccei et Quinn [47] indique qu'une possible violation CP dans le Lagrangien de la QCD peut être enlevée si ce lagrangien est symétrique sous une transformation globale U(1). Cette symétrie n'est possible qu'en présence de deux doublets de Higgs. La présence de l'asymétrie baryonique telle qu'elle est mesurée actuellement n'est pas permise dans le Modèle Standard mais les nombreux paramètres des deux doublets de Higgs permettrait une telle asymétrie.

Le modèle général contenant deux doublets de Higgs sera présenté dans la sous-section 2.2.1. Les termes de masses seront présentés dans la sous-section 2.2.2. La symétrie CP et les contraintes imposées par celle-ci sont présentés dans la sous-section 2.2.3. La conservation de la saveur dans le cadre du modèle avec deux doublets sera discutée dans la sous-section 2.2.4. Les différents modèles contenant deux doublets de Higgs sont présentés dans la sous-section 2.2.5, tandis que le modèle avec deux doublets et deux singulets sera présenté dans la sous-section 2.2.6.

2.2.1 Le modèle général

Le potentiel du modèle le plus général avec deux doublets de Higgs s'écrit comme :

$$\begin{aligned} V = & m_{11}^2 \phi_1^\dagger \phi_1 + m_{22}^2 \phi_2^\dagger \phi_2 + m_{12}^2 \phi_1^\dagger \phi_2 + (m_{12}^2)^* \phi_2^\dagger \phi_1 \\ & + \lambda_1 (\phi_1^\dagger \phi_1)^2 + \lambda_2 (\phi_2^\dagger \phi_2)^2 + \lambda_3 (\phi_1^\dagger \phi_1) (\phi_2^\dagger \phi_2) + \lambda_4 (\phi_1^\dagger \phi_2) (\phi_2^\dagger \phi_1) \\ & + (\lambda_5 (\phi_1^\dagger \phi_2)^2 + [\lambda_6 (\phi_1^\dagger \phi_1) + \lambda_7 (\phi_2^\dagger \phi_2)] (\phi_1^\dagger \phi_2) + c.h.) \end{aligned} \quad (2.21)$$

Ce potentiel contient 14 paramètres, 6 paramètres réels ($m_{11}^2, m_{22}^2, \lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4$) contraints par la nécessité de l'hermiticité du potentiel et 4 paramètres complexes ($m_{12}^2, \lambda_5, \lambda_6, \lambda_7$).

Les deux doublets contiennent 8 champs :

$$\phi_a = \begin{pmatrix} \phi_a^+ \\ (v_a + \rho_a + i\eta_a)/\sqrt{2} \end{pmatrix}, a = 1, 2 \quad (2.22)$$

Si les deux valeurs attendues dans le vide v_1, v_2 sont réelles, on pourra décomposer les 8 champs en trois bosons de Goldstone et 5 bosons physiques. Les trois bosons de Goldstone (appelés $G^\pm$ et G^0) sont nécessaires à la construction des termes de masses des bosons $W^\pm$ ($G^\pm$) et Z (G^0). Les 5 champs restants seront des champs scalaires physiques. Il y a alors deux bosons de Higgs chargés ($H^\pm$), deux bosons de Higgs scalaires (H^0, h^0) et un boson de Higgs pseudo-scalaire (A^0).

2.2.2 Les termes de masses

Les termes de masses de ces bosons sont calculés, à partir des champs présents dans les doublets, par les relations :

$$\begin{pmatrix} \cos\beta & \sin\beta \\ -\sin\beta & \cos\beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi_1^+ \\ \phi_2^+ \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} G^+ \\ H^+ \end{pmatrix} \quad (2.23)$$

$$\begin{pmatrix} \cos\alpha & \sin\alpha \\ -\sin\alpha & \cos\alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \rho_1^+ \\ \rho_2^+ \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} H^0 \\ h^0 \end{pmatrix} \quad (2.24)$$

$$\begin{pmatrix} \cos\beta & \sin\beta \\ -\sin\beta & \cos\beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \eta_1^+ \\ \eta_2^+ \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} G^0 \\ A^0 \end{pmatrix} \quad (2.25)$$

où $\tan\beta = \frac{v_2}{v_1}$ et α est l'angle de mélange des bosons scalaires. La valeur d'alpha va dépendre des différentes contraintes que l'on impose au potentiel.

2.2.3 Symétrie CP

L'invariance de la conjugaison de charge (C) impose que les coefficients complexes soient réels, permettant de réduire à 10 le nombre de paramètres. Il existe ensuite deux manières d'introduire une invariance de charge et de parité (CP).

Invariance selon la symétrie Z_2

Tout d'abord en appliquant une symétrie Z_2 dans laquelle :

$$\phi_1 \rightarrow \phi_1, \phi_2 \rightarrow -\phi_2 \quad (2.26)$$

Imposer l'invariance selon cette symétrie implique que $m_{12} = \lambda_6 = \lambda_7 = 0$.

Deux solutions différentes peuvent apparaître lorsque l'on cherche les conditions pour les minimas des valeurs attendues dans le vide [48] :

- a)

$$v_1^2 = \frac{\lambda_2 m_{11}^2 - \lambda_{345} m_{22}^2}{\lambda_1 \lambda_2 - \lambda_{345}^2}, v_2^2 = \frac{\lambda_1 m_{22}^2 - \lambda_{345} m_{11}^2}{\lambda_1 \lambda_2 - \lambda_{345}^2} \quad (2.27)$$

avec $\lambda_{345} = \lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5$

On obtient alors les équations pour les masses suivantes :

$$\begin{aligned} m_{G^+}^2 &= 0 \\ m_{H^+}^2 &= (\lambda_4 + \lambda_5)(v_1^2 + v_2^2) \\ m_{H^0, h^0} &= \lambda_1 v_1^2 + \lambda_2 v_2^2 \pm \sqrt{(\lambda_1 v_1^2 + \lambda_2 v_2^2)^2 + 4\lambda_{345} v_1^2 v_2^2} \\ m_{G^0} &= 0 \\ m_A &= (\lambda_5)(v_1^2 + v_2^2) \end{aligned} \quad (2.28)$$

avec $\tan(2\alpha) = \frac{2v_1v_2\lambda_{345}}{\lambda_1v_1^2 - \lambda_2v_2^2}$.

• b)

$$v_2^2 = 0, v_1^2 = \frac{\mu^2}{\lambda_1} \quad (2.29)$$

Dans ce cas, la matrice de passage utilisant α devient la matrice identité et on obtient alors les équations pour les masses suivantes :

$$\begin{aligned} m_{G^+}^2 &= 0 \\ m_{H^+}^2 &= m_{22}^2 + \lambda_3 v_1^2 \\ m_{H^0}^2 &= \lambda_1 v_1^2 \\ m_{h^0}^2 &= m_{22}^2 + \lambda_{345} v_1^2 \\ m_{G^0} &= 0 \\ m_A &= m_{22}^2 (\lambda_3 + \lambda_5) v_1^2 \end{aligned} \quad (2.30)$$

Invariance selon la symétrie U(1)

L'autre méthode permettant d'avoir une symétrie CP est d'imposer une symétrie globale U(1):

$$\phi_2 \rightarrow e^{i\psi} \phi_2 \quad (2.31)$$

Cette symétrie implique $\lambda_6 = \lambda_7 = 0$ et l'on trouve alors les termes de masses suivants :

$$\begin{aligned} m_{G^+}^2 &= 0 \\ m_{H^+}^2 &= \frac{(v_1^2 + v_2^2)(m_{12} + (\lambda_3 + \lambda_4)(v_1 v_2))}{v_1 v_2} \\ m_{H^0, h^0}^2 &= \lambda_1 v_1^2 \lambda_2 v_2^2 + m_{12}^2 (\tan\beta + \cot\beta) \pm \sqrt{[\lambda_1 v_1^2 \lambda_2 v_2^2 + m_{12}^2 (\tan\beta + \cot\beta)]^2 + (v_1 v_2 \lambda_{345} + m_{12}^2)^2} \\ m_{G^0} &= 0 \\ m_A &= m_{12}^2 \frac{v_1^2 + v_2^2}{v_1 v_2} \end{aligned} \quad (2.32)$$

$$\text{avec } \tan(2\alpha) = \frac{2v_1v_2\lambda_{345} - m_{12}^2}{\lambda_1v_1^2 - \lambda_2v_2^2 - m_{12}^2(\tan\beta - \cot\beta)}.$$

2.2.4 Conservation de la saveur

Dans les modèles 2HDM, il est possible théoriquement d'avoir des changements de saveur par courant neutre dans les termes au premier ordre. Ces changements de saveur proviennent de termes de Yukawa possibles dans le lagrangien :

$$L_Y = y_{ij}^1 \bar{\psi}_i \psi_j \phi_1 + y_{ij}^2 \bar{\psi}_i \psi_j \phi_2 \quad (2.33)$$

dans lesquels i et j sont des indices de saveur. Dans le Modèle Standard, diagonaliser la matrice de masse diagonalise directement l'interaction de Yukawa, or dans le cas présent il se peut que les matrices y^1 et y^2 ne soit pas diagonalisables simultanément et cela donnera lieu à des mélanges de saveurs. Ces mélanges de saveur sont expérimentalement très contraints, il faut donc appliquer des symétries afin d'empêcher ceux-ci.

Pour ce faire, il est nécessaire que les singulets droitiers ne se couplent qu'avec un seul multiplet de Higgs. On aura donc deux possibilités, soit tous les quarks se couplent avec un seul doublet (le doublet est souvent choisi comme étant ϕ_2) cela sera donc un modèle dit de type I, soit les quarks se couplent

Model	u_R^i	d_R^i	e_R^i
Type I	ϕ_2	ϕ_2	ϕ_2
Type II	ϕ_2	ϕ_1	ϕ_1
Lepton spécifique	ϕ_2	ϕ_2	ϕ_1
Inversé	ϕ_2	ϕ_1	ϕ_2

Table 2.2: Modèle permettant la conservation de la saveur. L'indice i indique la génération.

	Type I	Type II	Lepton spécifique	Inversé
ϵ_h^u	$\cos\alpha/\sin\beta$	$\cos\alpha/\sin\beta$	$\cos\alpha/\sin\beta$	$\cos\alpha/\sin\beta$
ϵ_h^d	$\cos\alpha/\sin\beta$	$-\sin\alpha/\cos\beta$	$\cos\alpha/\sin\beta$	$-\sin\alpha/\cos\beta$
ϵ_h^l	$\cos\alpha/\sin\beta$	$-\sin\alpha/\cos\beta$	$-\sin\alpha/\cos\beta$	$\cos\alpha/\sin\beta$
ϵ_H^u	$\sin\alpha/\sin\beta$	$\sin\alpha/\sin\beta$	$\sin\alpha/\sin\beta$	$\sin\alpha/\sin\beta$
ϵ_H^d	$\sin\alpha/\sin\beta$	$\cos\alpha/\cos\beta$	$\sin\alpha/\sin\beta$	$\cos\alpha/\cos\beta$
ϵ_H^l	$\sin\alpha/\sin\beta$	$\cos\alpha/\cos\beta$	$\cos\alpha/\cos\beta$	$\sin\alpha/\sin\beta$

Table 2.3: Couplage de Yukawa des fermions u,d et l avec les bosons de Higgs neutres h et H dans les différents modèles.

avec les doublets en fonction de leur charge (les quarks avec $Q=2/3$ se couplent avec ϕ_2 et les quarks avec une charge $Q=-1/3$ se couplent avec le doublet ϕ_1) ce modèle sera appelé modèle de type II. À ces possibilités peuvent être ajoutées les possibilités similaires pour les électrons, le modèle dit lepton spécifique couple l'électron avec le doublet qui n'est pas couplé avec les quarks et le modèle inversé couple l'électron avec le même doublet que les quarks avec une charge $Q=2/3$. Tous ces modèles sont résumés dans la table 2.2.

La présence d'un doublet de Higgs va changer les rapports d'embranchement des différentes désintégrations du boson de Higgs, ces changements vont dépendre du modèle utilisé, ils sont présentés pour les fermions dans la table 2.3.

Les mesures des rapports d'embranchement du boson de Higgs permettent donc d'imposer des contraintes sur α et β , les angles de mélange des bosons. Des exemples de rapport d'embranchement dans le cas du modèle I sont montrés dans la figure 2.5. On y voit deux limites, la limite jauge-phobique où $\alpha = \beta$ dans laquelle les rapports d'embranchement en paire de W et paire de Z disparaissent et la limite fermiophobique où $\alpha = \pm\pi/2$ dans laquelle les rapports d'embranchement vers les fermions disparaissent. Le rapport d'embranchement ayant des contributions de boucles de W et de quarks t ne sera annihilé ni dans le cas jauge-phobique ni dans le cas fermiophobique.

2.2.5 Modèles contenant deux doublets de Higgs

Brisure de la symétrie CP (C2HDM) Il est possible de conserver des termes de brisure de la symétrie CP tout en conservant la symétrie Z_2 sur le potentiel :

$$\begin{aligned}
 V = & m_{11}^2 \phi_1^\dagger \phi_1 + m_{22}^2 \phi_2^\dagger \phi_2 + m_{12}^2 \phi_1^\dagger \phi_2 + (m_{12}^2)^* \phi_2^\dagger \phi_1 \\
 & + \lambda_1 (\phi_1^\dagger \phi_1)^2 + \lambda_2 (\phi_2^\dagger \phi_2)^2 + \lambda_3 (\phi_1^\dagger \phi_1) (\phi_2^\dagger \phi_2) + \lambda_4 (\phi_1^\dagger \phi_2) (\phi_2^\dagger \phi_1) \\
 & + \lambda_5 (\phi_1^\dagger \phi_2)^2 + \lambda_5^* (\phi_2^\dagger \phi_1)^2
 \end{aligned} \tag{2.34}$$

Dans ce potentiel, tous les paramètres sont réels sauf m_{12}^2 et λ_5 . Ce modèle est donc appelé le Modèle Complexe avec deux Doublets de Higgs (C2HDM).

La principale différence entre ce modèle et le modèle d'origine sera le mélange des masses des deux bosons h et H avec le boson A.

La matrice de masse du secteur neutre est alors [50] :

$$\mathcal{M}^2 = \begin{pmatrix} \mathcal{M}_{11}^2 & \mathcal{M}_{12}^2 & -\frac{1}{2}\lambda_5 v^2 \sin\beta \\ \mathcal{M}_{12}^2 & \mathcal{M}_{22}^2 & -\frac{1}{2}\lambda_5 v^2 \cos\beta \\ -\frac{1}{2}\lambda_5 v^2 \sin\beta & -\frac{1}{2}\lambda_5 v^2 \cos\beta & \mathcal{M}_{33}^2 \end{pmatrix} \tag{2.35}$$

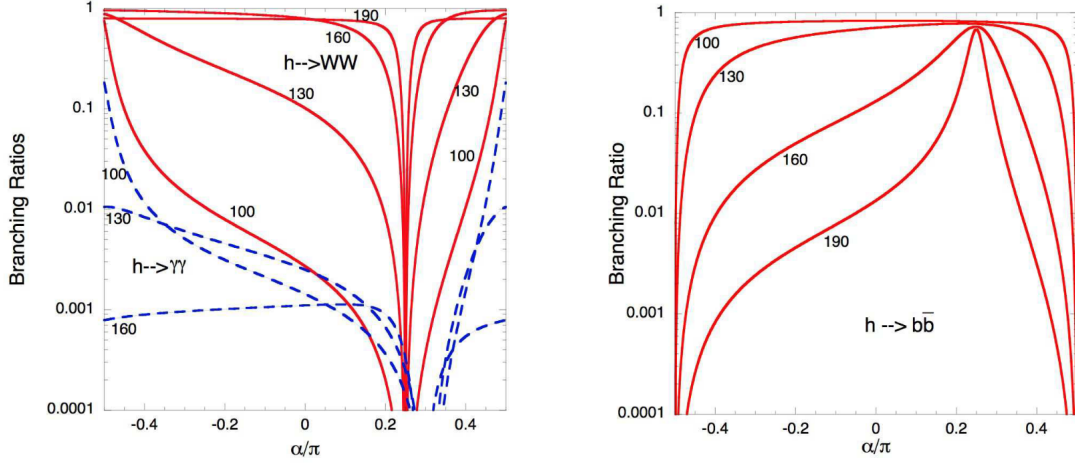


Figure 2.5: Evolution du rapport d'embranchement du boson de Higgs en paires de bosons W (0.2152 dans le Modèle Standard) et en paires de photons (0.000227 dans le Modèle Standard) (à gauche) et avec les quarks b (0.5809 dans le Modèle Standard) (à droite) dans le modèle de Type I avec $\tan \beta=1$ et pour différentes masses du boson de Higgs. [49]

avec $\mathcal{M}_{11}^2, \mathcal{M}_{12}^2, \mathcal{M}_{22}^2$ et $\mathcal{M}_{33}^2$ les mêmes termes des matrices de masse du modèle avec conservation CP et v la valeur attendue du vide.

Modèle de Higgs composite et de Higgs jumeaux Ces deux modèles sont construits, dans l'objectif de réduire les corrections radiatives dans les termes de masse scalaire du boson de Higgs, à partir d'un groupe de symétrie incluant la symétrie $SU(2) \times U(1)$. Dans le modèle de Higgs jumeau [51, 52] une symétrie globale $U(4)_A \times U(4)_B$ contraint les termes radiatifs. $SU(2)_A \times U(1)_1 \times SU(2)_B \times U(1)_B$ est alors un sous-groupe de cette symétrie. En imposant une symétrie Z_2 qui intervertit $SU(2)_1$ avec $SU(2)_B$ ainsi que $U(1)_A$ avec $U(1)_B$ les constantes de jauge du modèle de Higgs A et B sont identiques et les termes quadratiques de masse peuvent être éliminés. Les deux doublets pouvant être intervertis, ils sont appelés jumeaux.

Dans le modèle de Higgs composite [53, 54, 55] un groupe de symétrie global G est brisé spontanément dans un groupe de symétrie H contenant deux doublets. Des phénoménologies différentes et interactions sont présentes en fonction des groupes G et H .

Ces deux modèles ne peuvent pas, avec les luminosités et les énergies au centre de masse actuelles, être différenciés du Modèle Standard auquel un deuxième doublet de Higgs est ajouté.

MSSM Le MSSM (Minimal SuperSymmetric Model) [56, 57] est le modèle supersymétrique contenant le moins de paramètres. Le modèle supersymétrique associe à chaque particule du Modèle Standard un partenaire supersymétrique avec des propriétés identiques mis à part le spin. Les super partenaires des fermions sont des bosons scalaires et les super partenaires des bosons sont des fermions (avec un spin 1/2).

Afin de ne pas avoir de problème d'anomalie de jauge et de pouvoir obtenir les termes de masse des super partenaires scalaires droit et gauche il est nécessaire d'introduire au moins deux doublets de Higgs :

$$H_u = \begin{pmatrix} H_u^+ \\ H_u^0 \end{pmatrix}, H_d = \begin{pmatrix} H_d^0 \\ H_d^- \end{pmatrix} \quad (2.36)$$

Ces doublets sont, dans le modèle MSSM, nécessairement de type II pour la conservation de la saveur.

Ce modèle contient deux doublets et est de ce fait un cas particulier du modèle 2HDM, il aura donc la même phénoménologie. Les régions exclues du modèle hMSSM (un modèle réduit du MSSM dans

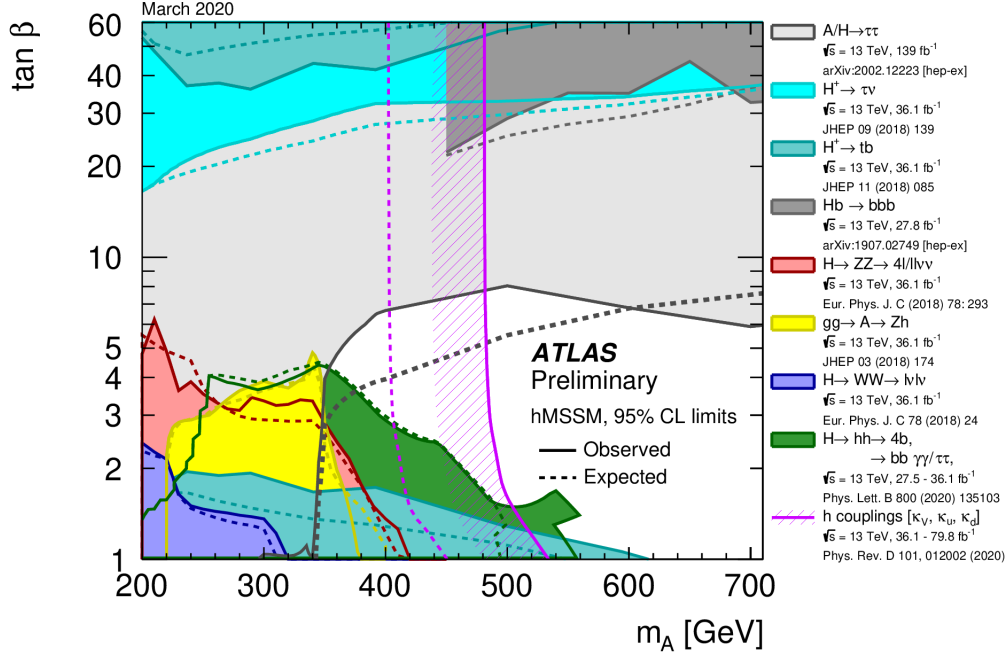


Figure 2.6: Région exclue, en fonction de m_A (m_h dans notre modèle) et de $\tan\beta$ dans le modèle hMSSM, par des recherches directes de résonance de boson de Higgs lourd et des mesures des taux de désintégration de bosons de Higgs. Les limites à 95% sont indiquées en ligne pleine pour les données et les limites attendues du secteur de Higgs dans le Modèle Standard sont indiquées en ligne pointillées. [58]

lequel il est possible de travailler sur le secteur de Higgs) en fonction de la masse de la résonance et de $\tan\beta$ sont présentées dans la figure 2.6.

2.2.6 Modèle avec deux doublets et un singlet

Il est possible d'ajouter un singlet au modèle contenant deux doublets de Higgs [59]. Le potentiel du doublet est le même que celui présenté dans le modèle général dans l'équation 2.21.

À ce potentiel est ajouté le potentiel des termes additionnels dû à la présence d'un singlet :

$$\begin{aligned}
 V_S = & (\epsilon S + c.h.) + m_S S^\dagger S + \left(\frac{m_S'^2}{2} S^2 + c.h.\right) \\
 & + \left(\frac{\mu_{S1} S^3}{6} + c.h.\right) + \left(\frac{\mu_{S2}}{2} S S^\dagger S + c.h.\right) \\
 & + \left(\frac{\lambda_1''}{24} S^4 + c.h.\right) + \left(\frac{\lambda_2''}{6} S^2 S^\dagger S + c.h.\right) + \frac{\lambda_4''}{4} (S^\dagger S)^2 \\
 & + [S(\mu_{11} \phi_1^\dagger \phi_1 + \mu_{22} \phi_2^\dagger \phi_2 + \mu_{12} \phi_1^\dagger \phi_2 + \mu_{21} \phi_2^\dagger \phi_1) + c.h.] \\
 & + S^\dagger S [\lambda_1' \phi_1^\dagger \phi_1 + \lambda_2' \phi_2^\dagger \phi_2 + (\lambda_3' \phi_1^\dagger \phi_2 + c.h.)] \\
 & + [SS(\lambda_4' \phi_1^\dagger \phi_1 + \lambda_5' \phi_2^\dagger \phi_2 + \lambda_6' \phi_1^\dagger \phi_2 + \lambda_7' \phi_2^\dagger \phi_1) + c.h.]
 \end{aligned} \tag{2.37}$$

Tous les paramètres sont complexes. Dans le cas de la conservation CP ces 29 paramètres peuvent être choisis réels.

Ce modèle va contenir 7 bosons de Higgs. Il y aura trois bosons scalaire neutre H_1, H_2 et H_3 , deux bosons pseudosalaire neutre A_1, A_2 et deux bosons chargés H^+ et H^- .

	bb	WW	$\tau\tau$	ZZ	$\gamma\gamma$
bb	33%				
WW	25%	4.6%			
$\tau\tau$	7.4%	2.5%	0.39%		
ZZ	3.1%	1.2%	0.34%	0.076%	
$\gamma\gamma$	0.26%	0.10%	0.029%	0.013%	0.0005%

Figure 2.7: Rapport d'embranchement des états finaux principaux lors de la désintégration d'une paire de bosons de Higgs. Les encadrés noirs indiquent les états finaux dont les résultats sont publiés par ATLAS et l'encadré en rouge indique le canal $HH \rightarrow \gamma\gamma\bar{b}b$

2.3 Les canaux de désintégration et le canal $X \rightarrow HH \rightarrow \gamma\gamma\bar{b}b$

Les principaux rapports d'embranchements des canaux de désintégration d'une paire de bosons de Higgs sont présentés dans la figure 2.7.

Le canal avec comme état final 4 quarks b profite du grand rapport d'embranchement, mais il est désavantagé par la forte présence de bruit de fond multi-jet et de di-jet $t\bar{t}$. Le canal avec deux quarks b et deux τ a un rapport d'embranchement assez élevé et un bruit de fond assez petit. Le canal avec deux quarks b, deux leptons et deux neutrinos a un grand rapport d'embranchement mais a un bruit de fond élevé. Le canal avec deux quarks b et deux bosons Z a un faible bruit de fond mais a un rapport d'embranchement faible.

Le canal avec comme état final deux photons et deux quarks b n'est pas celui avec le plus grand rapport d'embranchement cependant il bénéficie de plusieurs avantages. Tout d'abord ce canal bénéficie tout de même du fort rapport d'embranchement du boson de Higgs vers une paire de quarks b. Ensuite il bénéficie de la bonne résolution en énergie des photons. La distribution de la masse invariante di-jet et di-photon dans le cas d'une paire de bosons de Higgs est présentée dans la figure 2.8.

On observe que la résolution est bien meilleure pour la désintégration d'un des bosons de Higgs en deux photons que pour l'autre boson de Higgs se désintégrant en deux quarks b.

Le dernier avantage de ce canal provient du fait que nous avons de meilleurs outils de détection d'isolation, d'identification et de résolution en énergie pour les photons à basse énergie que pour les jets de b à basse énergie. Ces outils seront présentés dans la section 3.3 et seront développées plus en détails dans le cas des photons dans le chapitre 4. Ces outils permettent d'obtenir une meilleure performance du canal avec deux photons et deux quarks b pour les masses de résonances les plus basses (<400 GeV).

Ce canal sera celui choisi dans la recherche de particules résonnantes pour analyser les données du Run 2 dans le reste de ce manuscrit. L'analyse et les résultats seront présentés dans le chapitre 5.

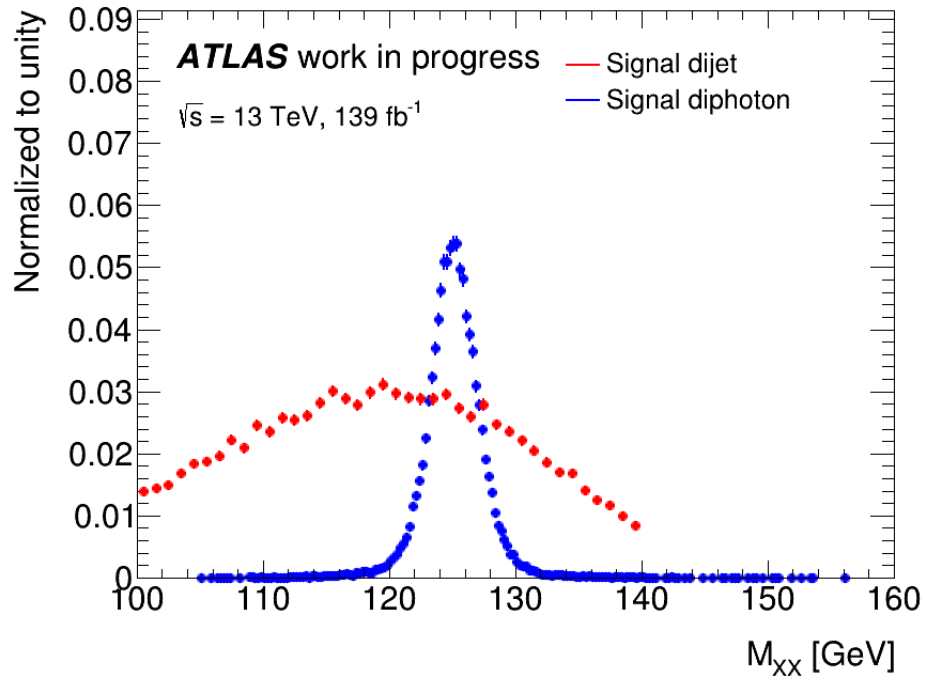


Figure 2.8: Comparaison entre la distribution de la masse invariante di-photon $m_{\gamma\gamma}$ et la distribution dijet m_{bb} lors de la désintégration du boson de Higgs.

Chapitre 3

Le LHC et le detecteur ATLAS

Sommaire

3.1	Le LHC	44
3.1.1	Description du LHC	44
3.1.2	Propriétés physiques du LHC	45
3.1.3	Performances du LHC	46
3.2	Le détecteur ATLAS	49
3.2.1	Système de coordonnées	49
3.2.2	Détecteur interne	50
3.2.3	Calorimétrie	51
3.2.4	Le calorimètre électromagnétique	52
3.2.5	Le calorimètre hadronique	55
3.2.6	Le calorimètre à l'avant	55
3.2.7	Le spectromètre à muons	55
3.2.8	Le système de déclenchement	56
3.3	Les particules dans ATLAS	57
3.3.1	Outils de reconstruction et d'identification	57
3.3.2	Électrons et photons	58
3.3.3	Jets	62
3.3.4	Muons	64
3.3.5	Énergie transverse manquante	69

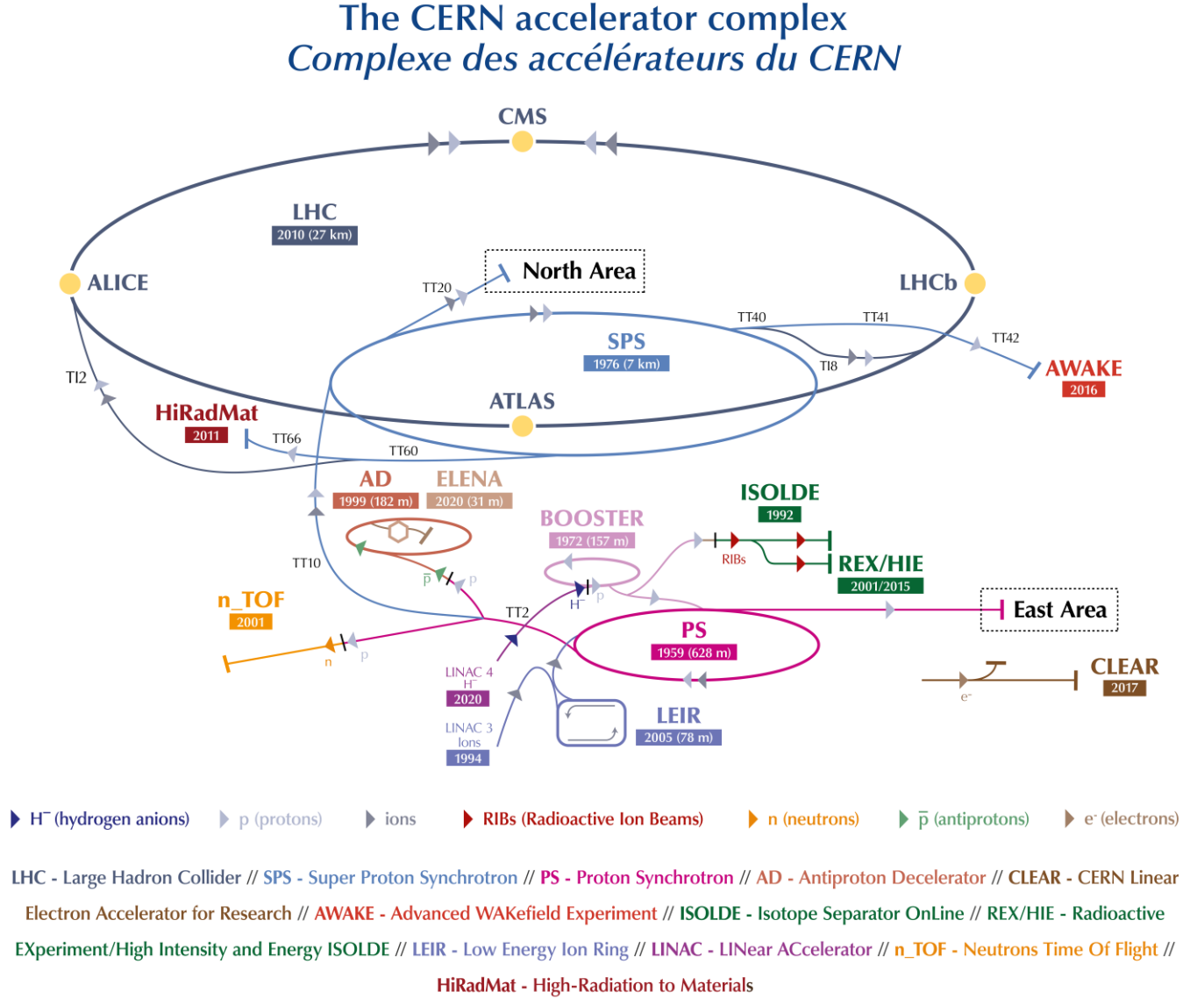


Figure 3.1: Schéma illustratif du complexe d'accélérateurs du LHC.[61]

3.1 Le LHC

3.1.1 Description du LHC

Le LHC (Large Hadron Collider) [60] est le collisionneur de particules se trouvant à la fin du complexe d'accélérateurs du CERN (Centre Européen de Recherche Nucléaire) comme illustré dans la figure 3.1. Long de 27 km de circonférence, il se situe à cheval entre la Suisse et la France à une profondeur moyenne de 100 m.

Il a été construit dans le but de tester le Modèle Standard et d'approfondir les recherches sur les modèles en dehors du Modèle Standard. Deux types de particules y sont accélérées pour produire des collisions : des protons et des ions lourds. Nous allons, dans le cadre de cette thèse, ne nous intéresser qu'à la collision des protons.

Les protons sont tout d'abord obtenus à partir d'une bouteille d'hydrogène gazeux. Un champ électrique va arracher les électrons aux atomes d'hydrogène. Les protons vont ensuite passer dans plusieurs accélérateurs qui vont augmenter leur énergie progressivement :

- le Linac2 [62] à une énergie de 50 MeV ;

- l'injecteur du synchrotron [63] et le synchrotron à proton (PS) [64] à une énergie de 25 GeV ;
- le Super Synchrotron à proton (SPS) [65] à une énergie de 450 GeV.

Les protons sont séparés en deux faisceaux, avant de rentrer dans les tubes à vide du LHC, les faisant circuler en sens opposés. Les cavités radio-fréquence du LHC [66] accélèrent les protons de ces faisceaux à une énergie de 6.5 TeV pour le Run 2 (allant jusqu'à 7 TeV dans son fonctionnement nominal). Les dipôles [67] courbent la trajectoire des faisceaux et les quadripôles [67] les focalisent. Pour atteindre l'énergie requise pour générer le champ magnétique de 8.3 T nécessaires à courber la trajectoire des faisceaux, les dipôles doivent être refroidis à 1.9 K. Cette température est atteinte grâce à un système cryogénique utilisant de l'hélium superfluide.

Les deux faisceaux se croisent en quatre points de collision qui sont les lieux des quatre grandes expériences du LHC :

- ATLAS (**A** Toroidal LHC Apparatu**S**) [68] et CMS (**C**ompact **M**uon **S**olenoid) [69] sont des détecteurs dit « généralistes ». Leurs buts majeurs sont de mesurer et de tester les prédictions faites par le Modèle Standard, de chercher la nouvelle physique à l'échelle du TeV dont notamment chercher des signes de nouvelle physique au-delà du Modèle Standard. Ils sont aussi capables d'étudier le plasma de quarks et de gluons.
- ALICE (**A** Large **I**on **C**ollider **E**xperiment) [70] est un détecteur spécialisé dans la physique des ions lourds. Son but est d'étudier les propriétés du plasma de quarks et de gluons. Ces études permettent de mesurer et de vérifier les prédictions de la chromodynamique quantique et de l'état de matière dans les temps primordiaux (peu après le Big Bang).
- LHCb (**L**arge **H**adron **C**ollider **b**eauty) [71] est un détecteur dont les analyses sont spécialisées dans la physique du quark b. L'étude de ces quarks b permet d'explorer les différences entre la matière et l'antimatière.

3.1.2 Propriétés physiques du LHC

Luminosités instantanée et intégrée

La luminosité instantanée est définie comme :

$$\mathcal{L} = \frac{N_p^2 f N_b}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \quad (3.1)$$

avec N_p le nombre de particules par paquet (que l'on admet égal dans les deux faisceaux), f la fréquence de révolution par unité de temps, N_b le nombre de paquets et $\sigma_{x/y}$ la taille transverse des paquets au point de collision.

On obtient la luminosité intégrée en intégrant la luminosité instantanée par le temps de fonctionnement du LHC.

$$L = \int \mathcal{L}(t)dt \quad (3.2)$$

Le nombre N de réalisations d'un évènement particulier, produit lors des collisions du LHC, est le produit de la luminosité intégrée L par la section efficace σ de cet évènement :

$$N = L * \sigma \quad (3.3)$$

Cette section efficace est l'une des variables fondamentales dans la comparaison des résultats expérimentaux avec les prédictions du Modèle Standard.

Les luminosités intégrée, délivrée et enregistrée par ATLAS durant tout le Run 2 sont présentées dans la figure 3.2.

L'efficacité d'enregistrement d'ATLAS obtenue durant le Run 2 est de 95.6% [73]. Les évènements finalement utilisés pour la physique sont les évènements certifiés comme étant de bonne qualité. Les évènements de bonne qualité sont les évènements enregistrés lorsque tous les modules d'ATLAS (tous

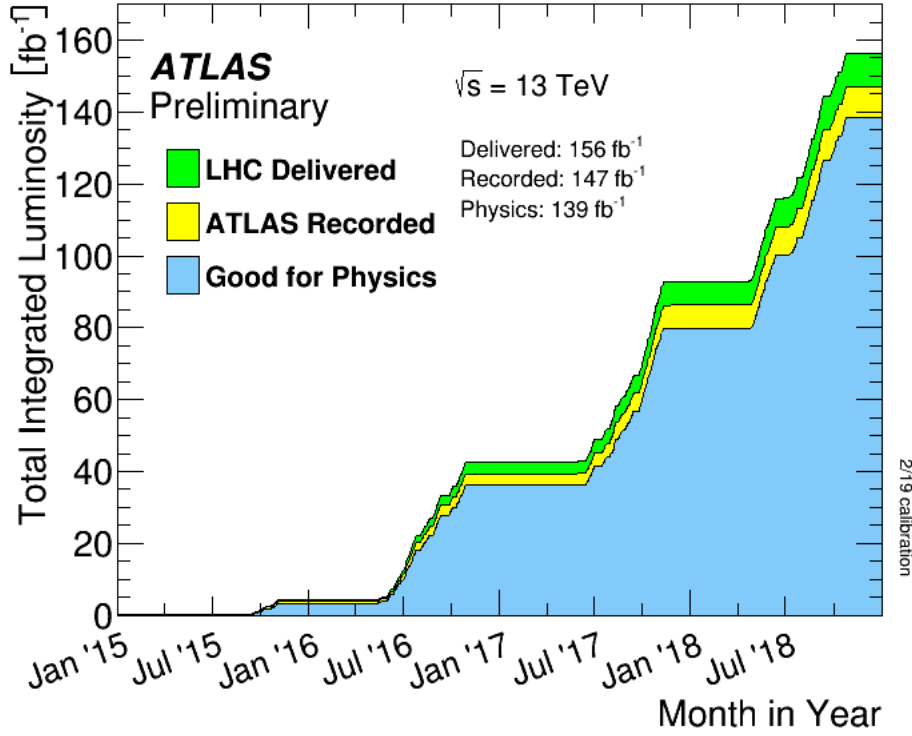


Figure 3.2: Luminosités intégrée délivrée à ATLAS (en vert), enregistrée par ATLAS (en jaune) et utilisée pour la physique (en bleu) en fonction du temps avec les collisions proton-proton d'énergie de centre de masse de 13 TeV durant le Run 2.[72]

les éléments du détecteur) sont opérationnels. Les tables de données de bonne qualité sont présentées dans la référence [74].

Toutes les analyses décrites durant cette thèse sont faites avec les données de bonne qualité produites entre 2015 et 2018, soit une luminosité intégrée de 139 fb^{-1} .

Empilement

Dans le cadre du fonctionnement normal du LHC, il y a plus qu'une interaction par croisement. Les interactions les plus fréquentes sont les interactions inélastiques proton-proton aussi appelées événements de biais minimum. Le nombre d'interactions par croisement de paquets, μ , est appelé l'empilement. L'empilement en fonction de la luminosité enregistrée par ATLAS pour chaque année du Run 2 est présenté dans la figure 3.3.

La valeur moyenne de l'empilement a augmenté lors du Run 2 et est en moyenne de $\langle \mu \rangle = 33.7$ durant tout le Run 2.

3.1.3 Performances du LHC

Le LHC a été mis en marche le 10 septembre 2008. Les premières collisions ont eu lieu le 23 novembre 2009 marquant le début du Run 1. Les différentes performances du LHC durant les deux premiers Runs ainsi que les performances prévues lors du Run 3 et du HL-LHC sont présentées dans la table 3.1.

Les différents Runs sont séparés par des phases d'amélioration. La première phase entre le Run 1 et le Run 2 a permis l'augmentation de la luminosité et de l'énergie au centre de masse. La première couche interne du détecteur à pixels a été rajoutée sur le détecteur ATLAS pendant cette période (voir section 3.2.2).

La deuxième phase d'amélioration entre le Run 2 et le Run 3 va permettre une augmentation de la luminosité instantanée (1.5 fois plus grande que celle du Run 2) et éventuellement une augmentation de l'énergie de collision dans le centre de masse à 13.5 TeV. Une nouvelle petite roue pour la détection des

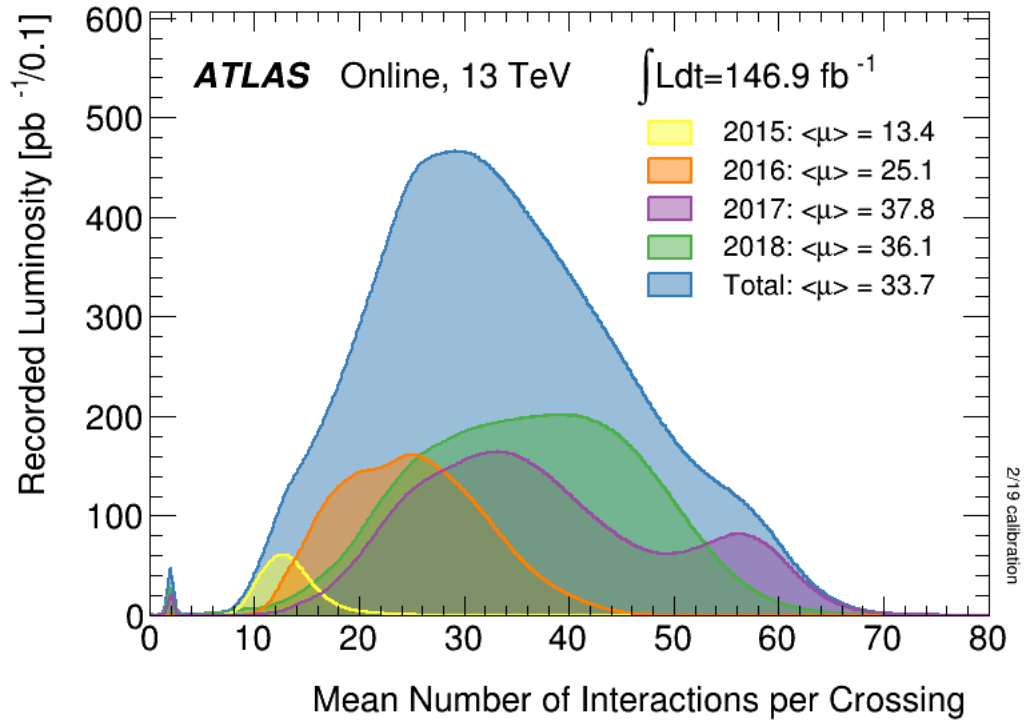


Figure 3.3: Luminosité enregistrée en fonction de l'empilement pour les années du Run 2. [75]

	Date	Luminosité délivrée/attendue	Énergie de collision au centre de masse
Run 1	2009-2012	20 fb^{-1}	7 et 8 TeV
Run 2	2015-2018	156 fb^{-1}	13 TeV
Run 3	2022-2025	200 à 300 fb^{-1}	13-13.5 TeV
HL-LHC	2027 ~ 2040	3000 fb^{-1}	13.5 TeV

Table 3.1: Table des performances du LHC lors des différents Runs

muons [76] ainsi qu'une amélioration du système de déclenchement du calorimètre [77] et du système de déclenchement pour les muons dans les bouchons [78] sont mis en place dans le détecteur ATLAS.

Lors de la phase d'amélioration entre le Run 3 et le HL-LHC un nouveau trajectographe [79] ainsi qu'un nouveau système de lecture électronique pour le calorimètre électromagnétique [80] vont être installés dans le détecteur ATLAS. Ce changement est fait pour pallier l'augmentation de la luminosité instantanée, prévue entre le Run 3 et le HL-LHC, par l'installation de nouveaux aimants et changements des paramètres de l'accélérateur.

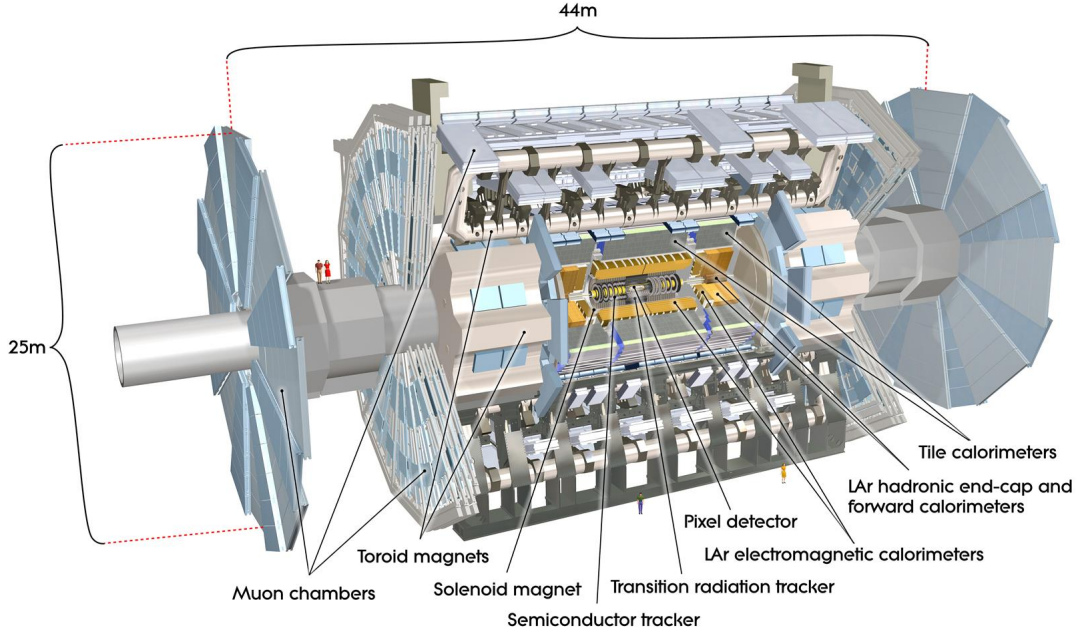


Figure 3.4: Image du détecteur ATLAS

3.2 Le détecteur ATLAS

3.2.1 Système de coordonnées

Un système de coordonnées unique à ATLAS est défini. L'origine de ce système de coordonnées est le point d'interaction au centre du détecteur ATLAS. L'axe du faisceau va définir l'axe z de notre système de coordonnées, tandis que les axes x et y définissent le plan transverse à la direction du faisceau. L'axe x positif est orienté du point d'interaction vers le centre du LHC et l'axe y positif est orienté vers le haut. L'angle ϕ est défini comme l'angle fait avec l'axe x dans le plan transverse, et l'angle θ est défini comme l'angle azimutal avec l'axe du faisceau (l'axe z).

La rapidité est définie comme :

$$y = 1/2 \ln[(E + P_z)/(E - P_z)] \quad (3.4)$$

La pseudo-rapidité est définie comme :

$$\eta = -\ln \tan(\theta/2) \quad (3.5)$$

Dans le cas d'une particule de masse nulle (ou avec une masse négligeable par rapport à son impulsion transverse), ces deux valeurs sont égales.

Afin de détecter un maximum de particules, le détecteur est composé de trois sous détecteurs et de deux systèmes d'aimants [81]:

- Le détecteur interne et les aimant solénoïdal forment le trajectographe qui mesure l'impulsion des particules chargées ;
- Les calorimètres électromagnétique et hadronique détectent et mesurent les dépôts d'énergie laissés par les particules ;
- Les chambres à muons et les aimants toroïdaux forment le spectromètre à muons qui mesure la trajectoire et l'impulsion des muons.

Le schéma du détecteur ATLAS est montré dans la figure 3.4.

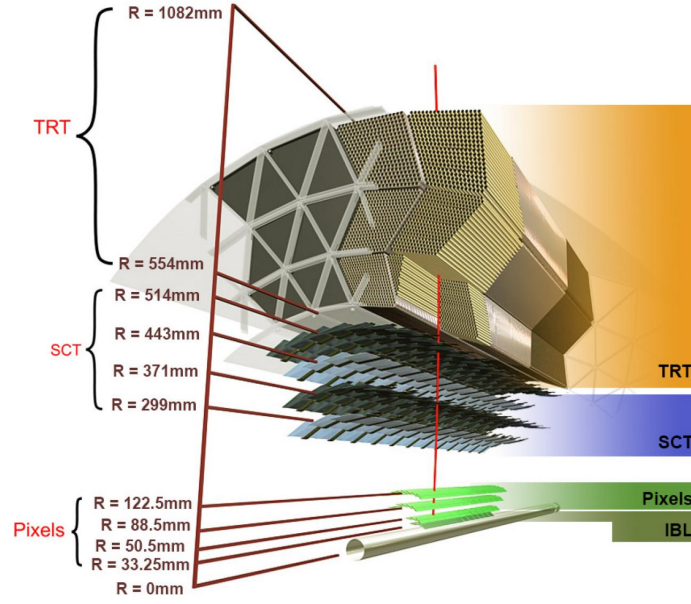


Figure 3.5: Image du détecteur interne ATLAS [85]

3.2.2 Détecteur interne

Le détecteur interne [82, 83, 84] ou trajectographe est la partie du détecteur la plus proche du point d'interaction. L'objectif de ce détecteur est de mesurer les traces des particules qui le traversent et d'identifier certaines particules. Trois technologies sont utilisées dans ce détecteur : des détecteurs à pixels en silicium, des détecteurs à micro-pistes de silicium et des tubes à dérive. Un schéma du détecteur interne est montré dans la figure 3.5.

En partant du point d'interaction, il y a tout d'abord la couche la plus interne du détecteur à pixels [86]. Elle entoure le tube à vide du faisceau avec un rayon de 33.25 mm. Cette première couche a été ajoutée durant la première phase d'amélioration du LHC, pour le Run 2, afin d'améliorer la précision et la robustesse de la reconstruction des traces. Elle est constituée de 280 modules à pixels couvrant une région $|\eta| < 2.7$. La taille de ces pixels est de $50 \times 250 \mu\text{m}^2$ pour la couche interne.

Les 1744 modules pixels [87] restants sont réparties sur 3 couches. Les détecteurs à pixels couvrent un rayon de 50.5 mm à 122.5 mm autour du point de collision. La taille de ces pixels est de $50 \times 400 \mu\text{m}^2$ pour les trois couches. Chaque module contient 46 080 canaux de lectures résultant en un total d'environ 12 millions de canaux de lecture pour la couche la plus interne et environ 80 millions de canaux de lectures pour les trois autres couches.

Ensuite se trouve le détecteur à micro-pistes de silicium (SCT pour Semiconductor Tracker) [88] qui contient 4088 modules de micro-pistes en silicium. Ces modules sont répartis en quatre couches. Le SCT couvre le rayon de 299 mm à 514 mm autour du point de collision. Environ 6.3 millions de canaux de lectures sont utilisés dans le SCT.

Finalement nous avons le détecteur à transition radiative (TRT pour Transition Radiation Tracker) [89] qui s'étend de 554 mm à 1 082 mm. Il est composé d'environ 300 000 tubes de pailles de 4 mm de diamètre remplies de gaz. 350 000 canaux de lectures sont utilisés pour lire les deux sorties des 50 000 pailles du tonneau et la sortie des 250 000 pailles des bouchons.

L'aimant solénoïdal supra-conducteur [90] entoure le détecteur interne et fournit un champ magnétique axial de 2T [91]. Ce champ magnétique va courber la trajectoire des particules chargées qui vont circuler dans le détecteur. Cette courbure est utilisée dans le calcul de l'impulsion transverse des particules à l'aide de la formule :

$$P = 0.3 \frac{Bl^2}{8s} \quad (3.6)$$

avec B le champ magnétique, l la longueur de la corde de la trajectoire de la particule et s la longueur

Subdetector	Element size	Intrinsic resolution [μm]	Barrel layer radii [mm]	Disk layer z [mm]
IBL	$50\ \mu\text{m} \times 250\ \mu\text{m}$	10×60	33.25	
Pixel	$50\ \mu\text{m} \times 400\ \mu\text{m}$	10×115	50.5, 88.5, 122.5	495, 580, 650
SCT	$80\ \mu\text{m}$	17	299, 371, 443, 514	from 839 to 2735
TRT	4 mm	130	from 554 to 1082	from 848 to 2710

Table 3.2: Différentes caractéristiques des quatre couches du trajectographe. La résolution intrinsèque de la couche IBL et des couches des détecteurs à pixels sont données selon $r - \phi$ et selon z, celle des couches SCT et TRT est donnée selon $r - \phi$. [92]

de la trajectoire.

La résolution intrinsèque de chaque couche du détecteur interne est présentée dans la table 3.2

3.2.3 Calorimétrie

Le système des calorimètres [93] entoure l'aimant solénoïdal. Leur but est de mesurer l'énergie d'une particule en la stoppant et en évaluant l'énergie initiale à l'aide de l'énergie déposée. Il mesure aussi les développements longitudinaux et transverses des gerbes. Pour permettre l'identification des particules les calorimètres sont composés de deux éléments. Un absorbeur dont le but est d'absorber l'énergie des particules et un milieu actif dont le but est de mesurer l'énergie soit par ionisation soit par scintillation. Ces calorimètres sont appelés calorimètre à échantillonnage, car on ne mesure qu'un échantillon de l'énergie à l'aide du milieu actif du calorimètre.

Les gerbes électromagnétiques

Les électrons et les photons vont créer des gerbes électromagnétiques. Ces gerbes qui peuvent être vues comme une cascade de créations de particules secondaires, des paires de positron-électron par conversions des photons et des photons par rayonnement Bremsstrahlung, ont une longueur et une épaisseur qui dépend de la nature du matériau traversé. La longueur de la gerbe est directement liée à la longueur de radiation du matériau.

La longueur qui contient 95% de l'énergie de la gerbe est donnée par la formule:

$$L_{95\%} = t_{max} + 0.08Z + 9.6 = [\ln(\frac{E_0}{E_C}) + C] + 0.08Z + 9.6[X_0] \quad (3.7)$$

avec E_C l'énergie critique, c'est-à-dire la valeur de l'énergie avec laquelle le photon ne va plus se convertir en paire électron-positron ou lorsque la perte d'énergie de l'électron par ionisation est équivalente à la perte en énergie par rayonnement Bremsstrahlung.

Cette valeur peut être calculée par la formule :

$$E_C = \frac{610\text{MeV}}{Z + 1.24} \quad (3.8)$$

E_0 est l'énergie de la particule incidente, C est une valeur qui prend 1 pour les électrons et les positrons et 0.5 pour les protons et L est défini en nombre de X_0 , la longueur de radiation qui peut être estimée par la formule :

$$X_0 \equiv \frac{180A}{Z} \quad (3.9)$$

avec Z le nombre atomique et A le nombre de nucléons du matériau traversé.

Nous avons : $E_C = 7.2\text{ MeV}$ et $X_0 = 0.56\text{ cm}$ pour le plomb, $E_C = 312\text{ MeV}$ et $X_0 = 14\text{ cm}$ pour l'argon liquide. La longueur de radiation du plomb est beaucoup plus petite que la longueur de radiation de l'argon liquide. Le premier matériel est l'absorbeur et le second est le milieu actif. Ce qui nous donne donc pour un électron de 100 GeV d'énergie : $L_{95\%} = 242\text{ cm}$ pour l'argon liquide $L_{95\%} = 14.7\text{ cm}$ pour le plomb.

Le rayon de Molière, R_M qui correspond à la largeur de la gerbe est défini comme :

$$R_M = \frac{21 \text{ MeV}}{E_c} X_0 \quad (3.10)$$

Pour avoir 95% de la largeur de la gerbe dans le plan transverse, il faut prendre deux fois cette valeur. Ce qui donne donc $2 \times R_M = 3.2 \text{ cm}$ pour le plomb et $2 \times R_M = 1.8 \text{ cm}$ pour l'argon liquide lorsque l'on se trouve à une distance de $1 X_0$.

Les gerbes hadroniques

Les gerbes hadroniques se comportent différemment des gerbes électromagnétiques, car les interactions dominantes y sont non électriques. Ces gerbes tirent leur origine de l'hadronisation des quarks et des gluons. La longueur d'interaction des gerbes hadroniques λ peut être estimée par la formule :

$$\lambda = 35 g / \text{cm}^2 * A^{1/3} \quad (3.11)$$

Cette longueur d'interaction va nous permettre de calculer la distance dans laquelle est contenue 95% de l'énergie de la gerbe :

$$L_{95} = t_{max} + 2 * \lambda * E^{0.13} \quad (3.12)$$

avec

$$t_{max} \equiv 0.2 \ln(E) + 0.7 [\lambda] \quad (3.13)$$

Nous avons donc dans le cas du plomb et de l'argon liquide, dans le cas d'un hadron de 100 GeV, une longueur de :

$$\lambda_{LAr} = 83.7 \text{ cm} \text{ et donc } L_{95} = 440 \text{ cm} \quad (3.14)$$

$$\lambda_{Pb} = 17.1 \text{ cm} \text{ et donc } L_{95} = 89.9 \text{ cm} \quad (3.15)$$

Il faut donc 14.7 cm de plomb pour stopper un électron de 100 GeV, mais il faut 89.9 cm de plomb pour stopper un ion de même énergie.

Il est donc nécessaire d'utiliser un autre calorimètre pour collecter l'énergie contenue dans la fin de ces gerbes hadroniques. La taille des gerbes hadroniques étant plus grande que celle des gerbes électromagnétiques, le calorimètre hadronique sera donc mis au-delà du calorimètre électromagnétique.

La résolution des calorimètres

La résolution en énergie des calorimètres est définie par :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{S}{\sqrt{E}} \oplus \frac{N}{E} \oplus C \quad (3.16)$$

avec S le terme d'échantillonnage, N le terme de bruit électronique et C le terme constant qui prend en compte les variations de réponse du détecteur en fonction de la position due à la non-uniformité, à l'alignement et à la calibration du détecteur.

3.2.4 Le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique [94] mesure l'énergie et stoppe les photons et les électrons et permet leur identification, il est donc crucial dans le cadre du canal $b\bar{b}\gamma\gamma$. Le calorimètre électromagnétique est composé de plomb et d'argon liquide répartis sous forme d'accordéon permettant une couverture complète, uniforme sur ϕ ainsi qu'une extraction rapide du signal de chaque côté de l'accordéon.

Le schéma des parties du calorimètre électromagnétique d'ATLAS est présenté dans la figure 3.6.

Ce détecteur couvre une région en pseudo-rapacité de $|\eta| < 3.2$ avec une partie tonneau (LAr electromagnetic barrel $|\eta| < 1.475$) et deux parties bouchon (LAr electromagnetic end-cap EMEC

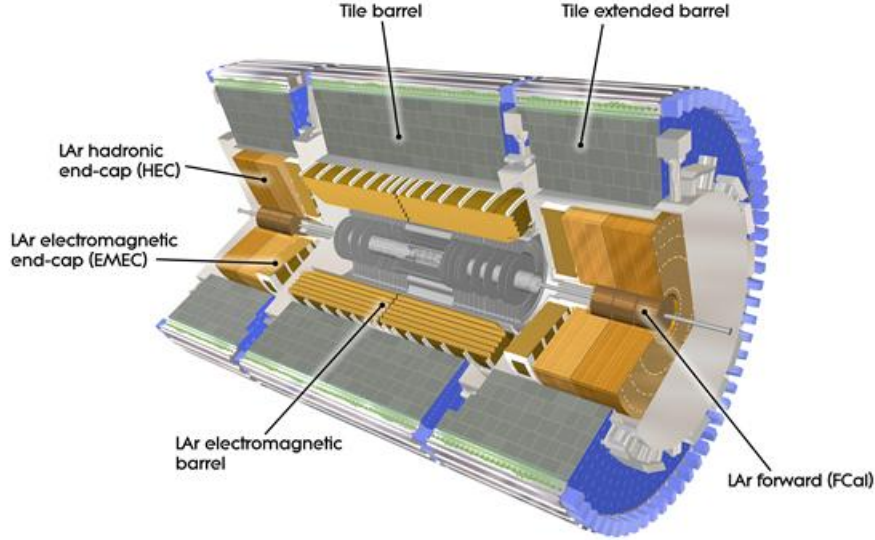


Figure 3.6: Vue détaillée des systèmes de calorimétries d'ATLAS [68]

$1.375 < |\eta| < 3.2$). La région $1.37 < |\eta| < 1.52$, appelé région de recouvrement, est la région qui couvre l'espace entre la partie tonneau et bouchon du calorimètre. Cette région contient beaucoup de matière et est souvent écartée lors des analyses afin de ne pas utiliser des données dégradées par le recouvrement.

La partie tonneau du détecteur est composée de trois couches :

- la couche 1 : une couche de cellules de taille $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.0031 \times (0.0245 \times 4)$ dont la fine segmentation selon η permet une très bonne résolution angulaire et permet la réjection des π^0 ;
- la couche 2 : une couche de cellules de taille $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.0245$ sur laquelle la gerbe dépose son énergie. La taille des cellules est construite pour correspondre à 2 fois le rayon de Molière permettant de mesurer l'essentiel de la gerbe sur une seule cellule ;
- la couche 3 : une couche de cellules de taille $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.05 \times 0.0245$ plus grossièrement définie qui permet de rejeter les gerbes hadroniques dont la pénétration est plus grande.

Une représentation schématique de ces couches est représentée dans la figure 3.7. La quantité de matière de ces différentes couches dépend de la position en η , cette dépendance est présentée dans la figure 3.8.

Le pré-échantillonneur est une couche séparée d'argon liquide de 11 mm de profondeur permettant de mesurer l'énergie des gerbes dont le déclenchement s'est produit avant le calorimètre et ainsi d'améliorer la résolution en énergie.

Chaque partie bouchon est composée de deux roues coaxiales. Ces roues sont composées de trois couches réparties de la même manière que dans la partie tonneau. La quantité de matière de ces couches en fonction de η est montrée dans la figure 3.8.

Identiquement à la partie tonneau, un pré-échantillonneur est présent pour le bouchon. Il couvre la région $1.5 < |\eta| < 2.5$.

Chaque cellule est associée à un canal de lecture pour un total d'environ 100 000 canaux de lectures pour la partie tonneau du calorimètre et environ 70 000 canaux de lecture pour les parties bouchons.

La résolution du calorimètre électromagnétique d'ATLAS est donnée par la formule :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{0.1}{\sqrt{E}} \oplus \frac{0.3}{E} \oplus c \quad (3.17)$$

où c est le terme constant dépendant de la position en η comme on peut le voir sur la figure 3.9.

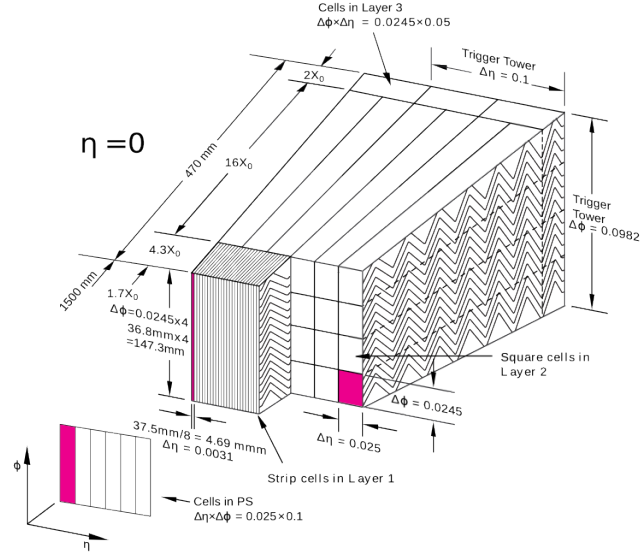


Figure 3.7: Figure descriptive des couches du calorimètre électromagnétique du détecteur ATLAS [95]

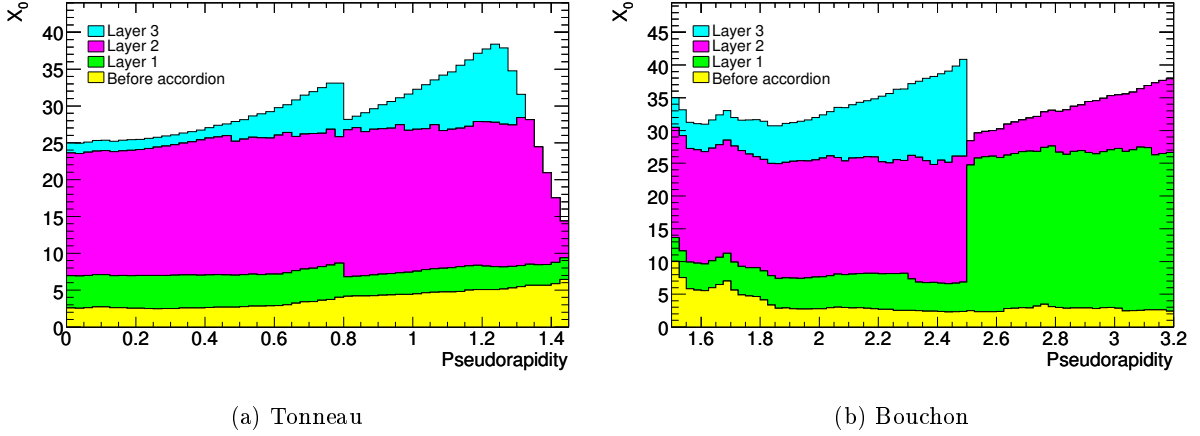


Figure 3.8: Quantité de matière des différentes couches du tonneau (a) et du bouchon (b) en nombre de longueur de radiation X_0 en fonction de η [68]

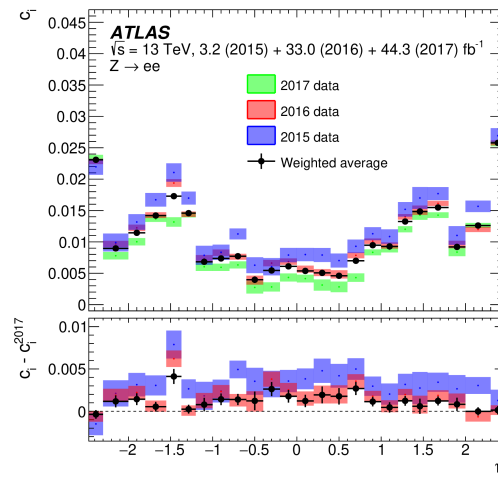


Figure 3.9: Terme constant c en fonction de η pour les trois premières années du Run 2, les boîtes de couleur représentent les incertitudes statistiques. Le panneau du bas montre la différence entre c sur une période de temps à c sur l'année 2017 [96].

La valeur de c est aux alentours de 1% pour les événements dans le tonneau et varie entre 1 et 2% pour les événements dans le bouchon. Ces valeurs sont celles mesurées durant le Run 2, une amélioration est possible jusqu'à une valeur nominale de c de 0.7%.

3.2.5 Le calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique [97] quant à lui est composé d'une partie tonneau (Tile barrel) qui couvre la région $|\eta| < 1.0$, d'une partie tonneau étendu (Tile extended barrel) qui couvre les régions $0.8 < |\eta| < 1.7$ de part et d'autre du tonneau et d'une partie bouchon (LAr hadronic end-cap HEC) qui couvrent la région $1.5 < |\eta| < 3.2$ de part et d'autre des bouchons du calorimètre électromagnétique.

Les parties tonneau et tonneau étendu sont composées de tuiles. Le fer est utilisé en tant qu'absorbeur et les scintillateurs sont utilisés en tant que milieu actif. Le tonneau et le tonneau étendu ont un rayon interne de 2.28 m et un rayon externe de 4.25 m.

La partie bouchon du calorimètre hadronique est composée de cuivre et d'argon liquide en milieu actif. Cette partie est composée de deux roues qui sont placées à la suite des roues de bouchons du calorimètre électromagnétique.

Le schéma des parties du calorimètre hadronique est présenté dans la figure 3.6. Un total d'environ 540000 canaux de lectures sont utilisés pour le calorimètre hadronique.

La résolution en énergie mesurée [68] du calorimètre hadronique est de :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{0.5205}{\sqrt{E}} \oplus \frac{0.0159}{E} \oplus 0.0302 \quad (3.18)$$

3.2.6 Le calorimètre à l'avant

Afin de mesurer les particules présentes dans des régions en η élevé, les calorimètres à l'avant sont placés de chaque côté du point d'interaction. Ils mesurent les gerbes électromagnétiques et hadroniques dans une région de $3.1 < |\eta| < 4.9$. La partie électromagnétique est mesurée à l'aide de cuivre et d'argon liquide, tandis que la partie hadronique est mesurée à l'aide de tungstène et d'argon liquide. Un total d'environ 6000 canaux de lecture sont nécessaires au fonctionnement de ce calorimètre.

La résolution en énergie mesurée [68] du calorimètre à l'avant est de :

$$\frac{\sigma(E)}{E} \approx \frac{0.285}{\sqrt{E}} \oplus 0.035 \quad (3.19)$$

3.2.7 Le spectromètre à muons

Mis à part les muons et les neutrinos, toutes les particules sont arrêtées au plus loin dans les calorimètres. Le spectromètre à muon [98] est donc là pour détecter et mesurer les caractéristiques de ces muons. Les détecteurs vont fonctionner avec le même principe que les trajectographes. Ils vont mesurer l'impulsion avec une grande précision grâce à la courbure de la trajectoire des muons due à la déviation causée par les différents aimants. Le système à muons est composé de 6 parties, les aimants toroïdaux du tonneau, les aimants toroïdaux du bouchon, les tubes à dérive (Monitored Drift Tube MDT), les chambres à bandes de cathode (Cathode Strip Chamber CSC), les chambres à espacements fins (Thin Gap Chambers TGC) et les chambres à plaques résistives (Resistive Plate Chambers RPC) comme présentée dans la figure 3.10.

Les aimants couvrent une région $0 < |\eta| < 1.4$ pour les aimants toroïdaux du tonneau [99] et une région de $1.4 < |\eta| < 2.7$ pour les aimants toroïdaux du bouchon [100]. Ils fournissent un champ variant de 0.15T à 2.5T selon ΔR et ϕ avec une moyenne de 0.5T dans toute la région tonneau un champ variant de 0.2T à 3.5T pour la partie bouchon.

Les MDT et les CSC vont composer la partie précision de spectromètre, ils couvrent respectivement les régions $0 < |\eta| < 2.7$ et $2 < |\eta| < 2.7$. Ils utilisent respectivement 354 240 et 70 000 canaux de lectures. La partie précision est utilisée pour mesurer précisément les positions des impacts servant à reconstruire les traces des particules.

Les RPC et les TGC couvrent les régions $0 < |\eta| < 1.05$ et $1.05 < |\eta| < 2.7$ respectivement. Ils composent la partie déclenchement du spectromètre. Ils sont d'abord utilisés comme système de

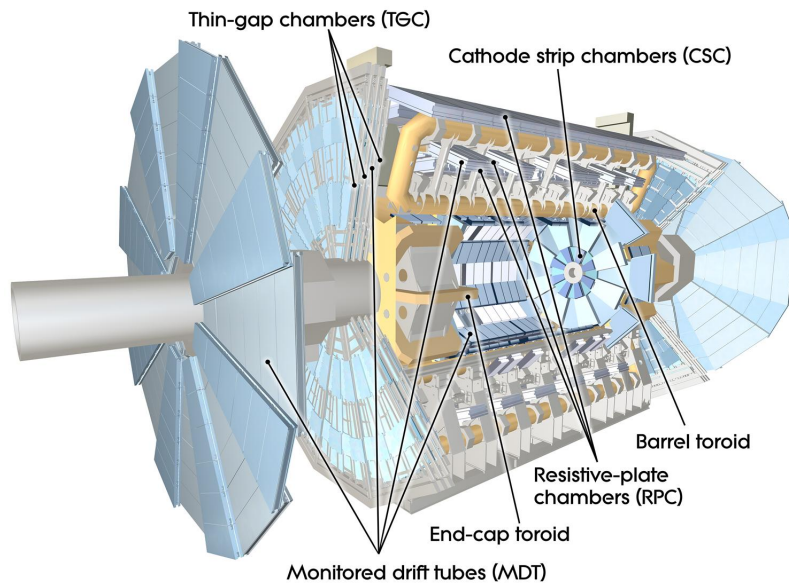


Figure 3.10: schéma du spectromètre à muons [101]

déclenchement grâce à leur réponse rapide. Ils utilisent respectivement 380 000 et 440 000 canaux de lectures. Ils vont, à l'aide de mesures faites orthogonalement au MDT et CSC, permettre une meilleure résolution des traces.

3.2.8 Le système de déclenchement

Il n'est pas possible d'enregistrer et de traiter toutes les données du détecteur à la vue de la quantité d'informations. Il est donc nécessaire de trier ces données pour enregistrer les informations. Le nombre élevé de croisements de paquets par seconde, un croisement au point de collision toutes les 25 ns, auquel ATLAS est soumis nécessite que ce tri ait une fréquence très élevée. Le système va alors enregistrer des informations par région d'intérêt qui sont les régions contenant des données potentiellement utiles. L'objectif de ce système de déclenchement est de pouvoir passer d'une fréquence de 40 MHz à une fréquence de 1 kHz. Cette fréquence de 1 kHz étant la fréquence maximale à laquelle les données peuvent être enregistrées. Deux niveaux de déclenchement sont mis en place :

- Le premier niveau de déclenchement (L1) [102] est un déclenchement matériel implémenté directement dans l'électronique des détecteurs. Ce niveau de déclenchement cherche des particules avec une large impulsion transverse. Pour ce faire il utilise les informations des RPC et des TGC du spectromètre à muons, une granularité grossière des calorimètres et des détecteurs à l'avant. Les systèmes de déclenchement sont construits afin d'avoir un temps de latence de moins de 2.5 μs et vont réduire la fréquence d'évènement à environ 100 kHz.
- Le déclenchement de haut niveau (HLT) [102] est un déclenchement logiciel. Il va prendre en compte toute la précision des informations enregistrées dans les régions d'intérêt. Ce système va pouvoir utiliser les informations entières du détecteur et utiliser des algorithmes afin de réduire la fréquence d'évènement à environ 1 kHz avec un temps de calcul d'environ 4 s.

3.3 Les particules dans ATLAS

3.3.1 Outils de reconstruction et d'identification

Plusieurs outils sont communs à la reconstruction des différentes particules. C'est le cas du topo-cluster, un ensemble de cellules des calorimètres regroupées entre elles afin de mesurer l'énergie déposée par la particule, de la trace, un ensemble d'impacts enregistré dans le trajectographe, et des variables d'isolation.

Topo-cluster

Le topo-cluster est un cluster reconstruit par un algorithme [103, 104] qui utilise un palier d'énergie dans chaque cellule pour les regrouper entre elles. Pour définir la cellule initiale du cluster, l'énergie de cette cellule doit avoir une signifiante $|\zeta_{cell}^{EM}|$ supérieure ou égale à 4 avec :

$$\zeta_{cell}^{EM} = \frac{E_{cell}^{EM}}{\sigma_{noise,cell}^{EM}}, \quad (3.20)$$

où E_{cell}^{EM} est l'énergie enregistrée dans une cellule du calorimètre et $\sigma_{noise,cell}^{EM}$ le bruit mesuré dans la cellule. Ce bruit comprend le bruit dû à l'électronique et le bruit dû à l'empilement estimé par rapport à l'empilement de la luminosité moyenne attendue durant le Run 2. On agrège à ces cellules les cellules voisines dont la signifiante $|\zeta_{cell}^{EM}|$ est plus grande ou égale à 2 formant ainsi des proto-clusters (des clusters initiaux). Deux proto-clusters sont fusionnés s'ils ont une cellule voisine commune ayant $|\zeta_{cell}^{EM}|$ supérieure ou égale à 2. Une fois toutes les cellules voisines avec $|\zeta_{cell}^{EM}|$ supérieure ou égale à 2 collectées, toutes les cellules entourant ce proto-cluster sont incluses dans le cluster, indépendamment de leur énergie, formant les topo-clusters.

Reconstruction des traces, correspondances des traces

Pour reconstruire les traces des particules, les impacts présents dans le trajectographe sont pris en compte pour créer la graine de la trace. Les impacts sont assemblés en clusters [105]. Un ensemble de trois clusters sont associés par un ajustement pour créer une graine. Sur cette graine trois processus sont effectués :

- Un ajustement est fait en utilisant l'hypothèse des pions afin de créer des traces. Si l'ajustement échoue avec l'hypothèse des pions, l'ajustement est ensuite fait avec l'hypothèse d'un électron (un degré de liberté supplémentaire est ajouté pour prendre en compte la perte en énergie par rayonnement Bremsstrahlung) ;
- une résolution d'ambiguïté est appliquée pour réduire les candidats ayant des impacts communs ;
- une extension de la trace est faite en ajoutant les impacts dans le TRT [106].

Les traces sont associées aux topo-clusters, avec une sélection *Loose*, si elles ont les critères suivants :

- $|\eta_{cluster} - \eta_{trace}| < 0.05$;
- une des deux conditions suivantes est respectée :
 - $-0.20 < -q \times (\phi_{cluster} - \phi_{trace}) < 0.05$ avec q la charge électrique du candidat
 - $-0.10 < -q \times (\phi_{cluster-res} - \phi_{trace}) < 0.05$ avec $\Delta\phi_{res}$ avec $\phi_{cluster-res}$ la position ϕ de la trace dont l'impulsion est redimensionnée à la valeur de l'énergie du cluster

Variables d'isolation

L'activité proche d'une particule peut être mesurée en prenant en compte les dépôts dans les calorimètres ou en prenant en compte les traces autour dans le détecteur interne, on aura donc deux variables d'isolation [96].

La variable d'isolation du calorimètre est calculée comme :

$$E_T^{coneXX} = E_{T,raw}^{isolXX} - E_{T,core} - E_{T,leakage}(E_T, \eta, \Delta R) - E_{T,pile-up}(\eta, \Delta R), \quad (3.21)$$

où XX (20 ou 40 selon les sélections) signifie la taille du cône, tel que $\Delta R = XX/100$, $E_{T,raw}^{isol}$ est la variable d'isolation du calorimètre construite en sommant l'énergie transverse des topo-clusters dont le barycentre est dans le cône du barycentre de la particule, à laquelle il faut soustraire l'énergie la particule de l'énergie $E_{T,core}$ et des corrections sur la fuite d'énergie $E_{T,leakage}$ et sur l'empilement $E_{T,pile-up}$.

La variable d'isolation de la trace, p_T^{coneXX} est calculée comme la somme des traces sélectionnées dans le cône autour de la trace de la particule, la trace de celle-ci étant bien entendu enlevée de ce calcul.

3.3.2 Électrons et photons

Reconstruction des photons et des électrons

Les informations du calorimètre électromagnétique et du trajectographe sont utilisées pour reconstruire et identifier les électrons et les photons.

Jusqu'en 2017, les clusters des électrons et des photons étaient de taille fixe dans une fenêtre coulissante (sliding window [107]) autour du barycentre du candidat. Une nouvelle méthode utilisant des super-clusters (décrits dans cette sous-section) est maintenant utilisée dans le but d'améliorer la résolution en énergie. Les topo-clusters sont reliés entre eux et associés aux traces du détecteur interne formant ainsi des super-clusters. Un électron est défini comme un objet avec du dépôt d'énergie dans le calorimètre (un super-cluster) et une ou plusieurs traces associées à ce super-cluster. Lorsque l'objet a un super-cluster et un vertex de conversion il sera défini comme un photon converti (photon s'étant converti en une paire électron-positron avant d'atteindre le calorimètre) et lorsque le super-cluster n'est associé ni à une trace ni à un vertex de conversion il sera défini comme un photon non-converti.

Conversion des traces Si plusieurs traces sont associées à un cluster, les traces ayant des impacts dans les détecteurs à pixels seront préférées puis les traces avec des impacts dans les micro-pistes de silicium mais pas dans les détecteurs pixels. Finalement, un classement est fait en fonction de la valeur :

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta_{cluster-trace})^2 + (\Delta\phi_{cluster-trace})^2} \quad (3.22)$$

L'appartenance à un vertex de conversion est testée pour les traces contenant des impacts dans les micro-pistes de silicium et des traces ne contenant que des impacts dans le TRT. Les vertex de conversion à deux traces sont construits en associant deux traces afin d'avoir un vertex correspondant à une particule sans masse. Les vertex de conversion à une seule trace sont quant à eux définis à partir de traces ne contenant pas d'impacts dans les parties les plus internes du détecteur. Dans le cas où plusieurs vertex de conversion sont trouvés, les vertex de conversion à deux traces avec deux traces dans les micro-pistes de silicium seront préférés, puis les vertex à deux traces et finalement les vertex à une trace.

Super-Cluster La création de super-cluster commence par le tri des topo-clusters en fonction de leurs énergies transverses décroissantes calculées à partir de l'énergie du calorimètre. Ces topo-clusters sont testés un par un afin de déterminer s'ils peuvent être des clusters graines. Pour que ce soit une graine d'un super-cluster d'un candidat électron, le topo-cluster doit avoir une énergie transverse de 1 GeV minimum et doit être associé à une trace avec au moins 4 impacts dans les micro-pistes de silicium. Afin que le topo-cluster soit identifié comme une graine de cluster d'un candidat photon, il faut que son énergie transverse soit supérieure à 1.5 GeV sans aucune nécessité d'association avec une

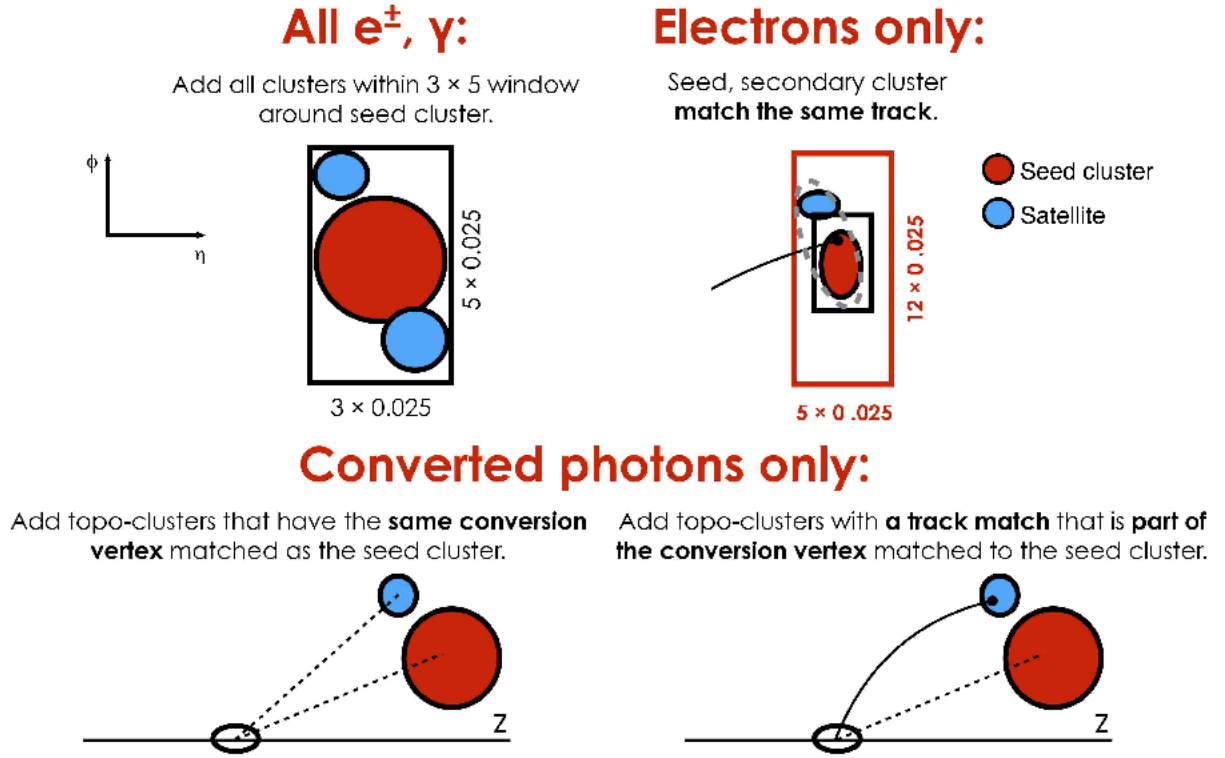


Figure 3.11: Diagramme de l'algorithme de super-cluster pour les électrons et les photons. Les graines sont représentées en rouge et les satellites en bleu. [108]

trace ou un vertex de conversion. De plus pour être défini comme une graine il ne faut pas qu'il soit auparavant défini comme un satellite.

Les clusters satellites sont définis comme présentés dans la figure 3.11. Ils sont considérés comme satellite s'ils sont dans une fenêtre de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.075 \times 0.125$ autour du barycentre d'une graine de cluster pour les électrons et les photons. Pour les électrons, cette recherche de satellites est étendue à la fenêtre $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.125 \times 0.300$ si la meilleure trace du satellite est la même que la meilleure trace de la graine. Lorsqu'il y a un vertex de conversion, les satellites sont inclus si la meilleure trace appartient au vertex de conversion de la graine. Afin de limiter les effets de l'empilement, les tailles de chaque super-cluster (cellules des graine ou satellite) sont réduites à une largeur maximale de 0.075 (0.125) soit 3 (5) cellules dans la direction η autour du barycentre pour la région de tonneau (bouchon). Il n'y a pas de restriction en ϕ pour les cellules appartenant à la graine ou au satellite.

L'addition de la graine et du satellite est définie comme le super-cluster. Dans ce super-cluster les cellules du pré-échantillonneur et des trois couches du calorimètre électromagnétique sont considérées.

Les méthodes pour les candidats électrons et les candidats photons étant faites en parallèle il est possible d'avoir un super-cluster qui soit défini comme étant candidat photon et candidat électron. Pour éviter que ces super-clusters soient définis comme les deux, une procédure est faite comme présentée dans la figure 3.12.

Le but étant de facilement définir une particule comme un candidat photon (un cluster sans bonne trace associée) ou un candidat électron (un cluster avec une bonne trace associée et pas de bon vertex converti associé), sans que cette particule ne soit présente plus qu'une fois dans les analyses. Il existe un dernier cas marqué comme ambiguë laissant la possibilité aux analyses de déterminer elles-mêmes leurs sélections finales selon leurs exigences.

L'efficacité de reconstruction des électrons et des photons est présentée dans la figure 3.13.

L'efficacité de reconstruction est de plus de 90% pour les électrons de plus de 9 GeV. L'efficacité de reconstruction pour les photons convertis est de 70%. Moins de 10% des photons non-convertis sont reconstruits comme étant des photons convertis.

L'identification des photons et des électrons est présentée dans la section 4.1.1. La calibration des photons et des électrons est présentée dans la section 4.2.1.

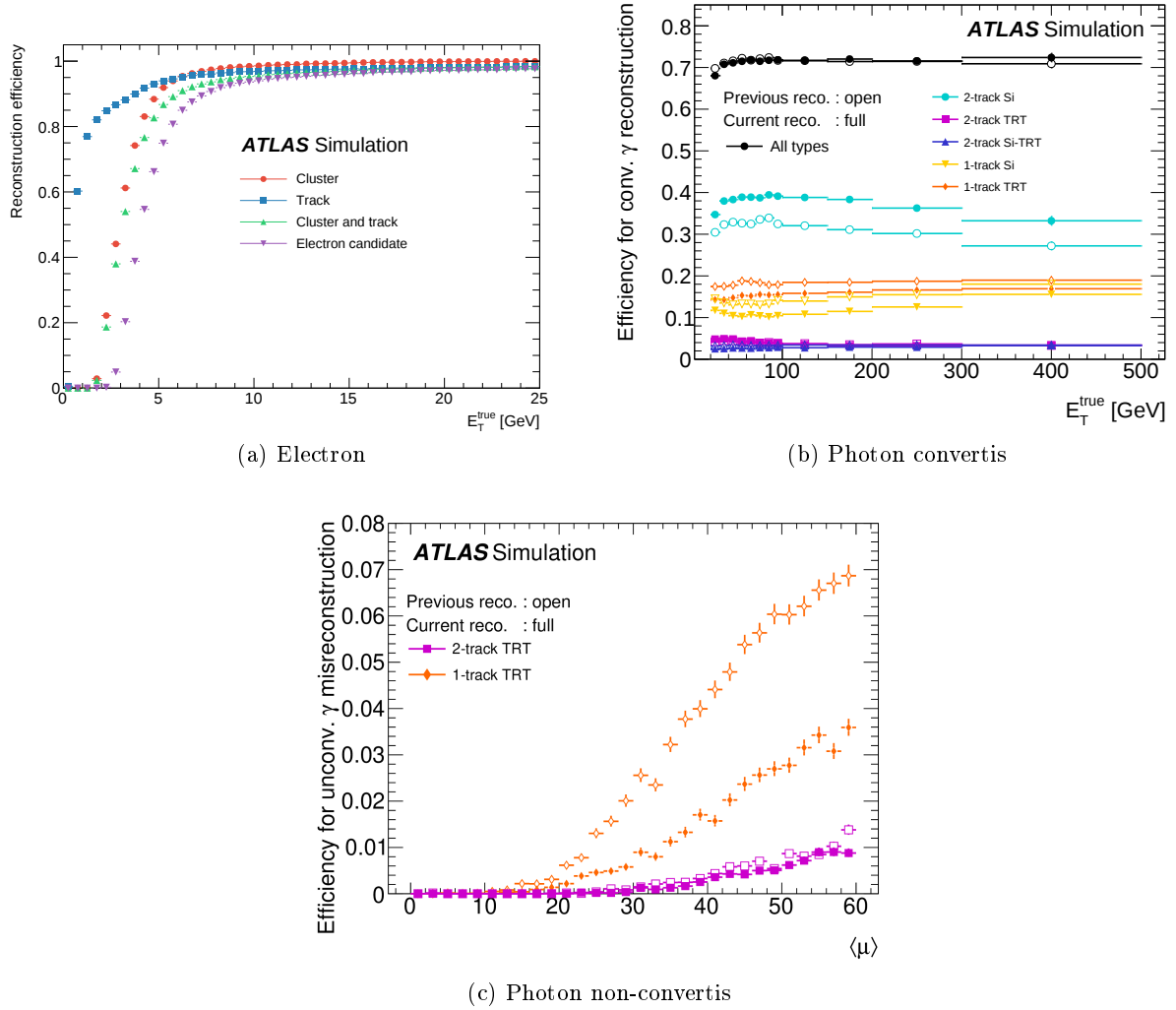


Figure 3.13: Efficacité de reconstruction des électrons pour les clusters, les traces, les clusters et les traces, et les électrons en fonction de l' E_T de l'électron généré. (à gauche) Efficacité de reconstruction des photons convertis selon les différents types de vertex de conversion en fonction de l'énergie transverse du photon généré. (à droite). Probabilité qu'un photon non-converti soit reconstruit comme un photon converti en fonction de l'empilement (en bas) [96]

Working point	Calorimeter isolation	Track isolation
Gradient	$\epsilon = 0.1143 \times p_T + 92.14\%$ (with E_T^{cone20})	$\epsilon = 0.1143 \times p_T + 92.14\%$ (with $p_T^{\text{varcone20}}$)
HighPtCaloOnly	$E_T^{\text{cone20}} < \max(0.015 \times p_T, 3.5 \text{ GeV})$	-
Loose	$E_T^{\text{cone20}}/p_T < 0.20$	$p_T^{\text{varcone20}}/p_T < 0.15$
Tight	$E_T^{\text{cone20}}/p_T < 0.06$	$p_T^{\text{varcone20}}/p_T < 0.06$

Table 3.3: Table des critères utilisés pour l'isolation des électrons. [96]

Working point	Calorimeter isolation	Track isolation
Loose	$E_T^{\text{cone20}} < 0.065 \times E_T$	$p_T^{\text{cone20}}/E_T < 0.05$
Tight	$E_T^{\text{cone40}} < 0.022 \times E_T + 2.45 \text{ GeV}$	$p_T^{\text{cone20}}/E_T < 0.05$
TightCaloOnly	$E_T^{\text{cone40}} < 0.022 \times E_T + 2.45 \text{ GeV}$	-

Table 3.4: Table des critères utilisés pour l'isolation des photons. [96]

Isolation des photons et des électrons

Les critères d'isolation des électrons sont décrits dans la Table 3.3. Les critères d'isolation des photons sont décrits dans la Table 3.4. Ces critères d'isolations permettent de rejeter les jets qui de par leur gerbe plus large vont avoir plus d'énergie déposée dans ces cônes.

3.3.3 Jets

Reconstruction

Afin de reconstruire les jets, les ingrédients de base (traces et topo-clusters) sont similaires à ceux de la reconstruction des photons et des électrons. Les dépôts d'énergie dans les calorimètres sont réunis dans des topo-clusters comme présenté dans la sous-section 3.3.1. Une fois les topo-clusters créés ceux-ci vont passer le filtre de l'algorithme de flux de particules (Particle flow) [109] décrit dans la figure 3.14. Il prend comme paramètres tous les topo-clusters ainsi que les traces sélectionnées. Ces traces doivent passer les critères suivants :

- au moins 9 impacts dans les détecteurs silicium (pixels et micro-pistes) ;
- pas d'impact de pixel manquant par rapport aux impacts attendus ;
- $|\eta| < 2.5$;
- $P_T > 0.5 \text{ GeV}$;
- elles ne doivent pas être associées à des candidats électrons ou muons.

Les topo-clusters avec les traces les plus proches selon la distance métrique sont sélectionnées. La distance métrique étant définie comme :

$$\Delta R' = \sqrt{\frac{\Delta\phi^2}{\sigma_\phi^2} + \frac{\Delta\eta^2}{\sigma_\eta^2}} \quad (3.23)$$

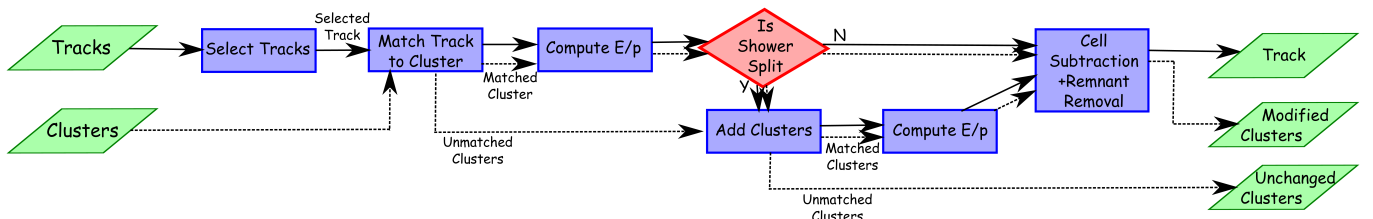


Figure 3.14: Schéma de l'algorithme de flux de particule. [109]

où σ_η et σ_ϕ sont les largeurs angulaires du topo-cluster en η et ϕ respectivement. Afin d'être sélectionnée, l'association de traces doit avoir E^{clus}/p^{trk} supérieur à 0.1 avec E^{clus} l'énergie du cluster et p^{trk} l'impulsion de la trace.

Afin de voir si toute l'énergie de la particule est présente dans le topo-cluster, on calcule le dépôt d'énergie attendue E_{dep} pour une impulsion transverse donnée à l'aide de la formule :

$$\langle E_{dep} \rangle = p^{trk} \langle E_{ref}^{clus}/p_{ref}^{trk} \rangle \quad (3.24)$$

où $\langle E_{ref}^{clus}/p_{ref}^{trk} \rangle$ est la valeur moyenne d'énergie pour une impulsion transverse donnée estimée, à l'aide de simulation de particule seule sans empilement, en sommant l'énergie des topo-clusters dans un cône de $\Delta R = 0.4$ autour de la position de la trace.

La variable discriminante est ensuite :

$$S(E^{clus}) = \frac{E^{clus} - \langle E_{dep} \rangle}{\sigma(E_{dep})} \quad (3.25)$$

où $\sigma(E_{dep})$ est l'écart-type du dépôt d'énergie.

Si $S(E^{clus}) < -1$ on va additionner les énergies des topo-clusters, qui peuvent être associés à la trace, dans un cône de $\Delta R = 0.2$ autour de la position de la trace.

Dans le cas où le dépôt d'énergie attendu est toujours plus grand que l'énergie de l'ensemble des topo-clusters, les cellules sont enlevées de l'algorithme afin d'éviter le double comptage. Dans le cas où le dépôt d'énergie attendu est plus petit, l'énergie cellule par cellule est enlevée pour se rapprocher le plus du dépôt d'énergie attendu. Ceci est fait en paramétrisant une gerbe et en calculant l'énergie du cluster dans des anneaux autour du centre de cette gerbe. On va augmenter la taille de l'anneau et enlever du cluster les cellules dont l'énergie fait dépasser le dépôt d'énergie attendu.

Les résultats de l'algorithme sont une liste des traces et des topo-clusters avec l'énergie non-modifiée et avec l'énergie modifiée par l'algorithme. Cet algorithme permet d'avoir les traces et les topo-clusters sans double comptage de l'énergie.

De ces jets, un algorithme d'association des tags de jet (Jet Vertex Tagger JVT) [110] est appliqué pour enlever les jets avec une trop grande part d'empilement dans leur énergie.

Une fois les jets reconstruits, des algorithmes d'identification des jets sont appliqués pour déterminer le type du jet. En premier les jets de b sont testés, si on n'en trouve pas on teste les jets de c puis les leptons τ . Si aucun de ces labels n'est appliqué, les jets sont étiquetés comme des jets légers.

Nous allons ici étudier l'identification des jets de b, car ce sont ceux qui nous intéressent dans la désintégration $HH \rightarrow b\bar{b}\gamma\gamma$.

Identification des jets de b

Les hadrons issus des quarks b ont un temps de vie de l'ordre de 1.5 ps et donc une distance de vol non négligeable ($\langle l \rangle = \beta\gamma c\tau$) dans le détecteur. Cette distance de vol va très souvent impliquer au moins un vertex déplacé du point de collision. Ce vertex déplacé est un indice fort de la présence d'un jet issu d'un quark b. La couche la plus interne du détecteur à pixel va notamment permettre d'avoir une mesure plus précise d'un tel déplacement de vertex.

Pour identifier ces jets, plusieurs paramètres sont étudiés :

- les paramètres de traces du détecteur interne avec une impulsion ; transverse plus grande que 500 MeV ;
- les paramètres de critères de qualité de traces appliqués par l'algorithme
- les paramètres des vertex primaires, qui permettent de repérer les traces déplacées due à la désintégration du hadron-b ;
- les paramètres des jets hadroniques qui sont créés à partir des topo-clusters précédents à l'aide de l'algorithme anti-kt [111] avec un rayon de cône de $R=0.4$.

Ne seront sélectionnés par l'algorithme que les jets avec une impulsion transverse supérieure à 20 GeV et $|\eta| < 2.5$.

Plusieurs algorithmes sont développés pour étiqueter les jets de b. Il y a tout d'abord les algorithmes de bas niveau qui sont classés en deux catégories :

- les algorithmes développés sur le paramètre d'impact de trace : ils utilisent l'impact transverse de la trace (IP2D [112]), ou l'impact transverse de la trace avec son impact longitudinal (IP3D [112]). Des probabilités de densité de fonction sont ensuite créées pour ces variables dans les différents cas de jets (jets de b, jets de c et jets légers) puis en utilisant un ratio des maximums de vraisemblance une sélection sera faite sur les jets.
- les algorithmes développés sur la recherche d'un deuxième vertex : pour trouver un vertex secondaire dans le jet. L'algorithme SV1 [113] va chercher les vertex compatibles avec deux traces associées aux jets tout en rejetant les traces compatibles avec des particules à long temps de vie (tel que K_S ou Δ), les photons convertis ou les interactions hadroniques avec le détecteur. L'algorithme JetFitter [114] va chercher à reconstruire toute la chaîne de désintégration des jets-b. Il va chercher une ligne commune aux vertex du jet de b et du jet de c afin d'estimer le trajet du jet de b et la position du vertex entre les deux.

Des algorithmes de haut niveau sont ensuite utilisés. Il y a l'algorithme MV2 [115] qui utilise un arbre de décision avec les propriétés cinématiques des jets et les sorties des algorithmes de bas niveau pour discriminer les jets-b des autres jets. La liste des variables est présentée dans la Table 3.5. Cet algorithme est entraîné à l'aide de l'outil TMVA [116].

L'algorithme DL1 [115] est fondé sur un réseau de neurones entraîné à l'aide de Keras [118]. Les variables d'entrée sont décrites dans la Table 3.5. Les paramètres et l'architecture du réseau de neurones sont décrits dans la Table 3.6. Ces paramètres sont optimisés pour maximiser la performance de l'étiquetage des jets de b.

Les résultats de cet algorithme sont les probabilités pour les jets d'être un jet de b, un jet de c ou un jet léger. Cet algorithme peut donc être utilisé pour étiqueter les autres type de jets. La variable discriminante pour la sélection des jets de b est définie comme :

$$D_{DL1} = \ln\left(\frac{p_b}{f_c \times p_c + (1 - f_c) \times p_{light}}\right) \quad (3.26)$$

avec p_b , p_c , p_{light} et f_c sont respectivement les probabilités du jet de b, jet de c et jet léger et la fraction de jet-c dans le bruit de fond de l'échantillon d'entraînement.

Quatre différentes coupures peuvent être ensuite utilisées pour les analyses, ces coupures sont définies comme une l'efficacité d'identification d'un jet en tant que jet de b : 85%, 77%, 70% et 60%. L'analyse $hh \rightarrow b\bar{b}\gamma\gamma$ utilise l'algorithme DL1 avec la sélection 77%.

L'efficacité des algorithmes d'étiquetage des jets-b avec la sélection 70% sont présentés dans la figure 3.15.

On peut voir le taux rejection des jets légers et des jets de c dans la figure 3.16.

3.3.4 Muons

Reconstruction

Les muons interagissent peu dans les calorimètres, ils sont caractérisés soit par une présence de trace dans le spectromètre à muon soit par un dépôt caractéristique dans le calorimètre électromagnétique.

Les impacts enregistrés par le spectromètre sont combinés en clusters d'impacts, qui sont ensuite associés afin de reconstruire des traces. La trajectoire est ajustée sur ces traces avec le point d'interaction.

Six types de muons vont être définis dans la reconstruction des muons :

- muon dit combiné (MC) : Les impacts du spectromètre et du détecteur interne sont combinés et ajustés en une seule trace en prenant en compte les possibles pertes d'énergie dans les calorimètres ;

Input	Variable	Description
Kinematics	p_T	Jet p_T
	η	Jet $ \eta $
IP2D/IP3D	$\log(P_b/P_{\text{light}})$	Likelihood ratio between the b -jet and light-flavour jet hypotheses
	$\log(P_b/P_c)$	Likelihood ratio between the b - and c -jet hypotheses
	$\log(P_c/P_{\text{light}})$	Likelihood ratio between the c -jet and light-flavour jet hypotheses
SV1	$m(\text{SV})$	Invariant mass of tracks at the secondary vertex assuming pion mass
	$f_E(\text{SV})$	Energy fraction of the tracks associated with the secondary vertex
	$N_{\text{TrkAtVtx}}(\text{SV})$	Number of tracks used in the secondary vertex
	$N_{2\text{TrkVtx}}(\text{SV})$	Number of two-track vertex candidates
	$L_{xy}(\text{SV})$	Transverse distance between the primary and secondary vertex
	$L_{xyz}(\text{SV})$	Distance between the primary and the secondary vertex
	$S_{xyz}(\text{SV})$	Distance between the primary and the secondary vertex divided by its uncertainty
	$\Delta R(\vec{p}_{\text{jet}}, \vec{p}_{\text{vtx}})(\text{SV})$	ΔR between the jet axis and the direction of the secondary vertex relative to the primary vertex.
JETFITTER	$m(\text{JF})$	Invariant mass of tracks from displaced vertices
	$f_E(\text{JF})$	Energy fraction of the tracks associated with the displaced vertices
	$\Delta R(\vec{p}_{\text{jet}}, \vec{p}_{\text{vtx}})(\text{JF})$	ΔR between jet axis and vectorial sum of momenta of all tracks attached to displaced vertices
	$S_{xyz}(\text{JF})$	Significance of average distance between PV and displaced vertices
	$N_{\text{TrkAtVtx}}(\text{JF})$	Number of tracks from multi-prong displaced vertices
	$N_{2\text{TrkVtx}}(\text{JF})$	Number of two-track vertex candidates (prior to decay chain fit)
	$N_{1\text{-trk vertices}}(\text{JF})$	Number of single-prong displaced vertices
	$N_{\geq 2\text{-trk vertices}}(\text{JF})$	Number of multi-prong displaced vertices
JETFITTER c -tagging	$L_{xyz}(2^{\text{nd}}/3^{\text{rd}}\text{vtx})(\text{JF})$	Distance of 2^{nd} or 3^{rd} vertex from PV
	$L_{xy}(2^{\text{nd}}/3^{\text{rd}}\text{vtx})(\text{JF})$	Transverse displacement of the 2^{nd} or 3^{rd} vertex
	$m_{\text{Trk}}(2^{\text{nd}}/3^{\text{rd}}\text{vtx})(\text{JF})$	Invariant mass of tracks associated with 2^{nd} or 3^{rd} vertex
	$E_{\text{Trk}}(2^{\text{nd}}/3^{\text{rd}}\text{vtx})(\text{JF})$	Energy fraction of the tracks associated with 2^{nd} or 3^{rd} vertex
	$f_E(2^{\text{nd}}/3^{\text{rd}}\text{vtx})(\text{JF})$	Fraction of charged jet energy in 2^{nd} or 3^{rd} vertex
	$N_{\text{TrkAtVtx}}(2^{\text{nd}}/3^{\text{rd}}\text{vtx})(\text{JF})$	Number of tracks associated with 2^{nd} or 3^{rd} vertex
	$Y_{\text{trk}}^{\min}, Y_{\text{trk}}^{\max}, Y_{\text{trk}}^{\text{avg}}(2^{\text{nd}}/3^{\text{rd}}\text{vtx})(\text{JF})$	Min., max. and avg. track rapidity of tracks at 2^{nd} or 3^{rd} vertex

Table 3.5: Variables d'entrée utilisées dans les algorithmes MV2 et DL1. Les variables « c -tagging » de JetFitter ne sont utilisées que pour DL1. [117]

Hyperparameter	Value
Number of trees	1000
Depth	30
Minimum node size	0.05%
Cuts	200
Boosting type	Gradient boost
Shrinkage	0.1
Bagged sample fraction	0.5

Table 3.6: Liste des hyper-paramètres de l'algorithme DL1. [117]

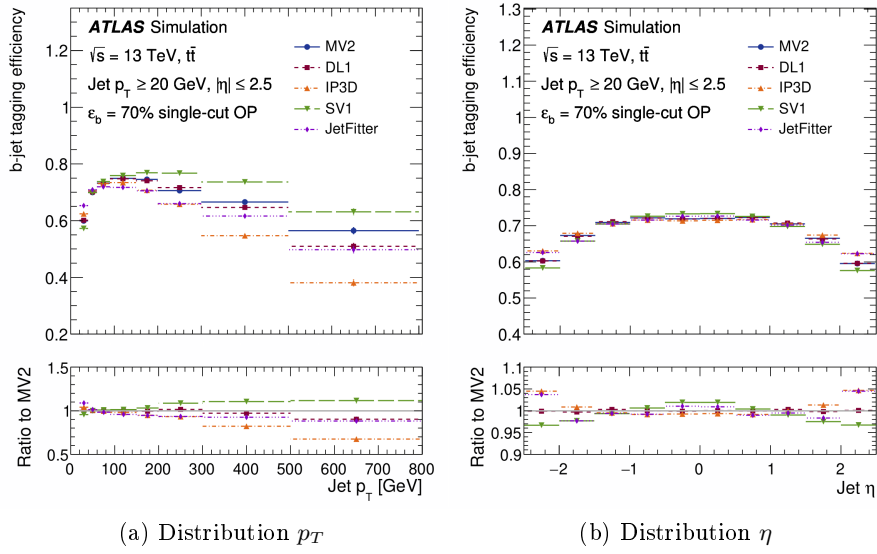
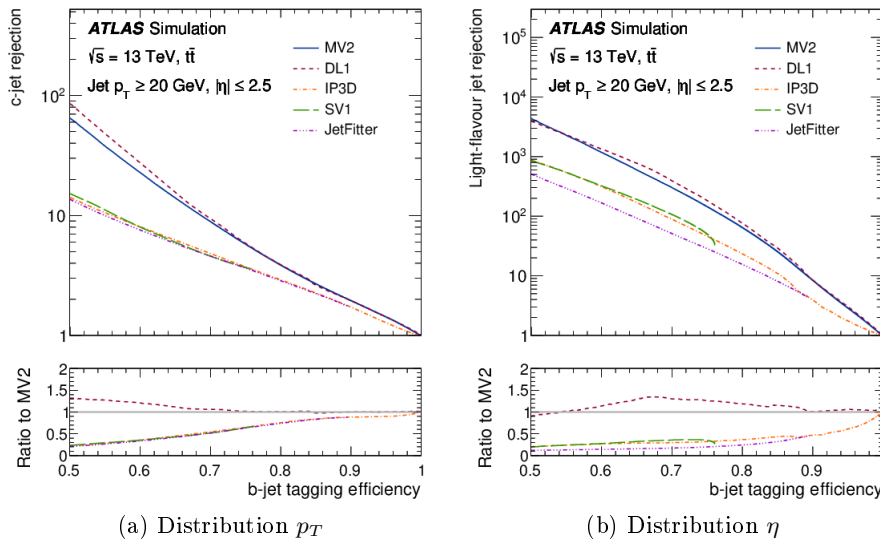
Figure 3.15: Efficacité d'étiquetage des jets-b en fonction de p_T (à gauche) et en fonction de η (à droite) pour la coupure $\epsilon_b = 70\%$. [117]

Figure 3.16: Taux de réjections des jets de c (à gauche) et des jets légers (à droite) en fonction de l'efficacité d'identification des jets de b pour les différents algorithmes d'identification. [117]

- muon dit inside-out combiné (MIO) : les traces du détecteur interne sont extrapolées jusqu'au spectromètre et au moins trois impacts dans le spectromètre doivent être trouvés ;
- muon extrapolé du spectromètre (MSpec) : lorsque les traces dans le spectromètre ne peuvent pas être associées avec les traces du détecteur interne ;
- associé par segment (MSeg) : Les traces du détecteur interne sont associées à un ou plusieurs segments du spectromètre à muons ;
- associé par le calorimètre (MCalo) : lorsque les traces du détecteur interne sont associées à des dépôts d'énergie dans les calorimètres qui correspondent à une particule peu ionisante ;
- associé au silicium avancé (MSi) : lorsque $|\eta| > 2.5$ les traces du spectromètre peuvent être associées avec des segments de traces des détecteurs pixels et des micro-pistes silicium, ces muons sont un sous-ensemble des muons MC.

Identification

L'identification des muons dépend du nombre d'impacts dans les différentes sections du détecteur interne et du spectromètre, de la qualité de la trace et la compatibilité entre les traces des deux détecteurs. Les sélections seront différentes en fonction du type de muons reconstruits. L'objectif est de réduire au mieux le bruit de fond, notamment les hadrons légers issus de désintégrations semi-leptoniques en vol ou de hadrons plus lourds. Les premiers seront caractérisés par des traces de moins bonne qualité tandis que les seconds auront des traces de bonne qualité mais seront moins bien associés au vertex primaire, aux traces du détecteur interne et au calorimètre.

Plusieurs critères sont utilisés pour l'identification. Le nombre de stations de précision est défini comme le nombre de stations du Spectromètre dans lesquelles le muon a au moins trois impacts dans les chambres de tube à dérive et dans les chambres à cathode. Un trou de station de précision est défini comme une station où le muon a moins de trois impacts et que cette station est présente sur la prédiction trajectoire à l'aide des autres stations. La signifiante q/p est définie pour les muons MC et MIO avec une trace dans le spectromètre comme :

$$q/p = \frac{|q/p_{ID} - q/p_{MS}|}{\sqrt{\sigma(q/p_{ID}) + \sigma(q/p_{MS})}} \quad (3.27)$$

avec q/p_{ID} et q/p_{MS} les mesures du rapport de la charge q par rapport à l'impulsion p du muon pour le détecteur interne et le spectromètre respectivement, et $\sigma(q/p_{ID})$ et $\sigma(q/p_{MS})$ leurs incertitudes correspondantes. ρ' est défini, pour les muons MOI et MC avec une trace dans le spectromètre, comme la différence absolue entre le p_T mesuré du détecteur interne $p_{T,ID}$ et celui du spectromètre $p_{T,MS}$ divisé par le p_T de la trace combinée $p_{T,CB}$:

$$\rho' = \frac{|p_{T,ID} - p_{T,MS}|}{p_{T,CB}} \quad (3.28)$$

Cinq points de fonctionnement sont utilisés pour la sélection des muons pour les analyses de physique :

- *Medium* : utilisé pour une grande variété d'analyses, ce point sélectionne les muons MC et MOI dans la région $|\eta| < 2.5$. Il faut deux stations de précision et une signifiante q/p inférieure à 7. Dans la région $|\eta| < 0.1$, la sélection est élargie aux muons avec une station de précision. Pour les muons MSpec et les muons MSi, les muons sont sélectionnés dans la région $2.5 < |\eta| < 2.7$ s'ils ont au moins 3 stations de précision ;
- *Loose* : optimisé pour le canal $H \rightarrow \mu\mu\mu\mu$, les muons passant le point médium sont inclus. Les muons MSeg et MC sont inclus dans la région $|\eta| < 0.1$. Les muons MOI avec p_T plus petit que 7 GeV et une station de précision sont ajoutés dans la région $|\eta| < 1.3$ si ces muons sont aussi reconstruits comme un muon Mseg ;

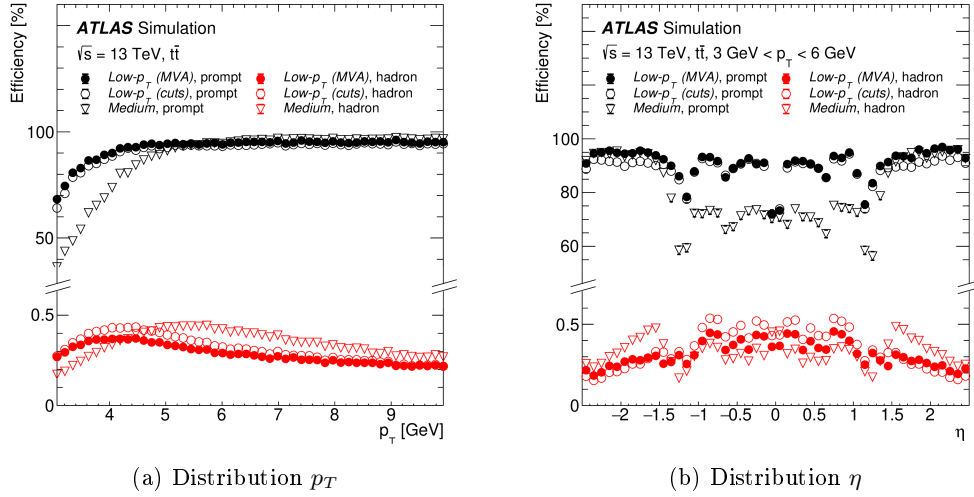


Figure 3.17: L'efficacité d'identification des muons prompt (en noir) et des muons venant de hadrons (en rouge) en fonction de p_T (à gauche) et de η (à droite) dans les événements $t\bar{t}$ pour les points de travail *Medium* et Low-Pt. [119]

- *Tight* : optimisé pour les analyses limitées par la présence de muons non-prompt. Les muons MOI et MC de point *Medium* sont inclus. La valeur de χ^2 (pour l'affinement des traces combinées) doit être plus petite que 8. Des coupures supplémentaires, dépendantes de P_T et $|\eta|$, sur la signifiante q/p, sur ρ' sont ajoutées ;
- High-Pt : utilisé pour les muons avec un p_T supérieur à 100 GeV, optimisé pour les recherches de W' et Z' . Les muons passant le point *Medium* sont sélectionnés. De plus il faut qu'il y ait au moins trois stations de précision avec deux exceptions :
 - si le muon traverse la zone d'inversion du champ magnétique, quatre stations de précisions sont nécessaires.
 - si les muons ont deux stations de précision dans la région $|\eta| < 1.3$, les impacts manquants doivent être dans les stations internes.

Tous les muons dans les régions de chevauchement tonneau-bouchon $1.0 < |\eta| < 1.1$ sont rejetés et les muons dans la région de transition tonneau-bouchon $1.05 < |\eta| < 1.3$ sont partiellement acceptés, car les alignements entre les chambres ne sont pas parfaitement connus ;

- Low-Pt : utilisés pour les muons de bas p_T qui ont moins de probabilité d'avoir des traces totalement reconstruites dans le spectromètre. Il sélectionne les muons MC et MOI qui ont au moins une station de précision dans la région $|\eta| > 1.3$. Afin de rejeter les désintégrations de hadron léger caractérisées par un changement de trajectoire dû à la présence d'un neutrino, trois nouvelles variables sont utilisées dans une sélection dite « cut-based » : la signifiante de la balance d'impulsion [119] (MBS), la signifiante de diffusion des voisins [119] (SNS) et la signifiante de diffusions de courbure [119] (SCS). Une autre sélection Low-Pt est faite à l'aide d'un arbre de décision entraîné pour séparer les muons venant d'une désintégration d'un boson W de ceux venant de la désintégration d'hadron léger.

Les efficacités des points de travail *Medium* et Low-Pt sont présentés en fonction de P_T et de η dans la figure 3.17

Isolation

Pour isoler les muons, les variables utilisées sont les mêmes que pour l'isolation des électrons et des photons. Les sélections faites pour les muons sont décrites dans la Table 3.7.

Isolation WP	Definition	Track p_T requirement
<i>PflowLoose*</i> <i>PflowTight*</i>	$(p_T^{\text{varcone30}} + 0.4 \cdot E_T^{\text{neflow20}}) < 0.16 \cdot p_T^\mu$ $(p_T^{\text{varcone30}} + 0.4 \cdot E_T^{\text{neflow20}}) < 0.045 \cdot p_T^\mu$	$p_T > 500 \text{ MeV}$
<i>Loose*</i> <i>Tight*</i>	$p_T^{\text{varcone30}} < 0.15 \cdot p_T^\mu, E_T^{\text{topocone20}} < 0.3 \cdot p_T^\mu$ $p_T^{\text{varcone30}} < 0.04 \cdot p_T^\mu, E_T^{\text{topocone20}} < 0.15 \cdot p_T^\mu$	$p_T > 1 \text{ GeV}$
<i>HighPtTrackOnly</i> <i>TightTrackOnly*</i>	$p_T^{\text{cone20}} < 1.25 \text{ GeV}$ $p_T^{\text{varcone30}} < 0.06 \cdot p_T^\mu$	$p_T > 1 \text{ GeV}$
<i>PLBDTLoose (PLBDTTight)</i>	$p_T^{\text{varcone30}} < \max(1.8 \text{ GeV}, 0.15 \cdot p_T^\mu)$ BDT cut to mimic <i>TightTrackOnly (Tight)</i> efficiency	$p_T > 1 \text{ GeV}$

Table 3.7: Table des critères utilisés pour l'isolation des muons. [119]

3.3.5 Énergie transverse manquante

L'énergie transverse manquante [120] est la variable reconstruite indiquant la quantité d'impulsion transverse contenue par des particules non détectées. Une valeur non nulle permet d'indiquer la présence de production de neutrinos du Modèle Standard ou la production de particules au-delà du Modèle Standard non détectable par le détecteur ATLAS. L'énergie transverse manquante est définie comme :

$$E_T^{\text{miss}} = - \underbrace{\sum_{\text{selected electrons}} p_T^e - \sum_{\text{accepted photons}} p_T^\gamma - \sum_{\text{accepted leptons } \tau} p_T^{\tau_{\text{had}}} - \sum_{\text{selected muons}} p_T^\mu - \sum_{\text{accepted jets}} p_T^{\text{jet}}}_{\text{hard-term}} - \underbrace{\sum_{\text{unused tracks}} p_T^{\text{track}}}_{\text{soft-term}} \quad (3.29)$$

Les objets contribuant à cette formule sont sélectionnés dans l'ordre avec les critères suivants :

- électron : tous les électrons passant la sélection de reconstruction médium et les sélections cinématiques suivantes :
 - $|\eta| < 1.37$ ou $1.52 < |\eta| < 2.47$
 - $p_T > 10 \text{ GeV}$
- photon : tous les photons qui, sans chevauchement avec les électrons, passent la sélection de reconstructions *Tight* et les sélections cinématiques suivantes :
 - $|\eta| < 1.37$ ou $1.52 < |\eta| < 2.47$
 - $p_T > 25 \text{ GeV}$
- leptons τ^{had} : tous les leptons τ se désintégrant de manière hadronique qui, sans chevauchement avec les photons et les électrons, passent la sélection de reconstruction *Medium* et les sélections cinématiques suivantes :
 - $|\eta| < 1.37$ ou $1.52 < |\eta| < 2.47$
 - $p_T > 20 \text{ GeV}$
- muon : tous les muons qui, sans chevauchement avec les jets (voir [120]), passent la sélection de reconstruction *Medium* et les sélections cinématiques suivantes :
 - $|\eta| < 2.7$
 - $p_T > 10 \text{ GeV}$
- jet : tous les jets qui, sans chevauchement avec les électrons, les photons, les leptons τ^{had} et les muons, passent la sélection de reconstruction *Tight* et une des trois sélections cinématiques suivantes :
 - 1)
 - * $|\eta| < 4.5$

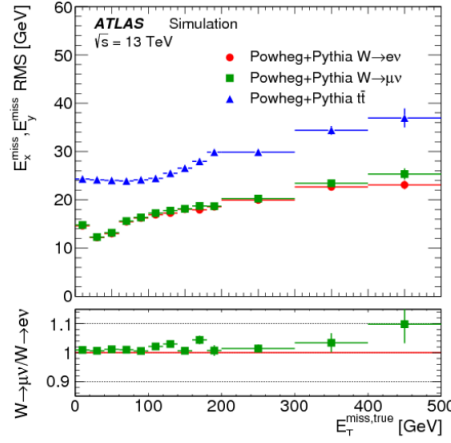


Figure 3.18: Resolution de l'énergie transverse manquante, calculée comme le RMS, en fonction de la vraie énergie transverse manquante pour les événements $W \rightarrow e\nu$, $W \rightarrow \mu\nu$ et $t\bar{t}$ issus de simulation Monte Carlo. [120]

- * $p_T > 60$ GeV
- 2)
 - * $2.4 < |\eta| < 4.5$
 - * $20 < p_T < 60$ GeV
- 3)
 - * $|\eta| < 2.4$
 - * $20 < p_T < 60$ GeV
 - * $JVT > 0.59$
- ID Trace : toutes les traces qui, sans être associées à des électrons, des photons convertis, des leptons τ_{had} , des muons ou des jets, passent les sélections suivantes :
 - $p_T > 400$ GeV
 - $|d_0| < 1.5$ mm où d_0 est l'impact transverse de la trace
 - $|z_0 \sin(\theta)| < 1.5$ mm où $z_0 \sin(\theta)$ est l'impact longitudinal de la trace
 - $\Delta R(trace, e/\gamma cluster) > 0.05$
 - $\Delta R(trace, \tau_{had}) > 0.2$

La résolution de l'énergie transverse manquante en fonction de la vraie énergie transverse manquante est présentée dans la figure 3.18.

Chapitre 4

Photons (Identification & calibration)

Sommaire

4.1	Mitigation de l'effet de l'empilement sur l'identification des photons . . .	71
4.1.1	Identification des électrons et des photons	71
4.1.2	Effet de l'empilement sur l'identification	75
4.1.3	Correction cellule par cellule avec la densité d'empilement	77
4.1.4	Recherche d'une nouvelle méthode de correction	82
4.2	Incertitude de la modélisation de la fuite d'énergie des clusters électromagnétiques	87
4.2.1	Calibration des photons et des électrons	87
4.2.2	Fuite d'énergie latérale des clusters électromagnétiques	91
4.2.3	Méthode	93
4.2.4	Renormalisation de l'impulsion transverse des électrons	97
4.2.5	Effet de la mauvaise modélisation de la reconstruction des conversions	97
4.2.6	Résultats et points en cours de discussion	100

Les photons sont présents dans de nombreux états finaux des analyses de physique du programme d'ATLAS. Le succès de ces analyses dépend de la réussite à identifier les photons et à calibrer leur énergie. La méthode d'identifications des super-clusters en tant que candidats photons sera détaillée dans la sous-section 4.1.1. Cette méthode d'identification est dépendante de l'empilement et l'augmentation de celui-ci va dégrader l'identification. Cette dégradation est détaillée dans la sous-section 4.1.2. Une méthode de correction de ces effets est présentée dans la sous-section 4.1.3. Cette méthode ne s'est pas révélée efficace et des nouvelles corrélations entre l'empilement et des variables d'énergies sont cherchées dans la sous-section 4.1.4. Les méthodes de calibrations sont présentées dans la sous-section 4.2.1. L'incertitude liée à la calibration des fuites latérale de l'énergie dans les formes de gerbes est présentée dans la sous-section 4.2.2. La méthode d'estimation de cette incertitude est présentée dans la sous-section 4.2.3. Les corrections prenant en compte les différences de distributions d'impulsion entre les photons et les électrons et les taux de fausses conversions des photons sont présentées dans les sous-sections 4.2.4 et 4.2.5.

4.1 Mitigation de l'effet de l'empilement sur l'identification des photons

4.1.1 Identification des électrons et des photons

Afin de discriminer plus précisément les électrons et les photons des jets, plusieurs variables sont utilisées. Elles sont décrites dans la table 4.1.

Elles sont classées en quatre catégories : des variables de la trace, des variables d'association entre la trace et le cluster, des variables latérales et longitudinales de la gerbe électromagnétique dans le calorimètre électromagnétique. Les photons et les électrons ont des développements de gerbes moins profond et moins larges que les jets et ont aussi moins de dépôts dans le calorimètre hadronique. Un

Category	Description	Name	Usage
Hadronic leakage	Ratio of E_T in the first layer of the hadronic calorimeter to E_T of the EM cluster (used over the ranges $ \eta < 0.8$ and $ \eta > 1.37$)	R_{had_1}	e/γ
	Ratio of E_T in the hadronic calorimeter to E_T of the EM cluster (used over the range $0.8 < \eta < 1.37$)	R_{had}	e/γ
EM third layer	Ratio of the energy in the third layer to the total energy in the EM calorimeter	f_3	e
EM second layer	Ratio of the sum of the energies of the cells contained in a $3 \times 7 \eta \times \phi$ rectangle (measured in cell units) to the sum of the cell energies in a 7×7 rectangle, both centred around the most energetic cell	R_η	e/γ
	Lateral shower width, $\sqrt{(\sum E_i \eta_i^2)/(\sum E_i) - ((\sum E_i \eta_i)/(\sum E_i))^2}$, where E_i is the energy and η_i is the pseudorapidity of cell i and the sum is calculated within a window of 3×5 cells	w_{η_2}	e/γ
	Ratio of the sum of the energies of the cells contained in a $3 \times 3 \eta \times \phi$ rectangle (measured in cell units) to the sum of the cell energies in a 3×7 rectangle, both centred around the most energetic cell	R_ϕ	e/γ
EM first layer	Total lateral shower width, $\sqrt{(\sum E_i (i - i_{\text{max}})^2)/(\sum E_i)}$, where i runs over all cells in a window of $\Delta\eta \approx 0.0625$ and i_{max} is the index of the highest-energy cell	$w_{s \text{ tot}}$	e/γ
	Lateral shower width, $\sqrt{(\sum E_i (i - i_{\text{max}})^2)/(\sum E_i)}$, where i runs over all cells in a window of 3 cells around the highest-energy cell	$w_{s \ 3}$	γ
	Energy fraction outside core of three central cells, within seven cells	f_{side}	γ
	Difference between the energy of the cell associated with the second maximum, and the energy reconstructed in the cell with the smallest value found between the first and second maxima	ΔE_s	γ
	Ratio of the energy difference between the maximum energy deposit and the energy deposit in a secondary maximum in the cluster to the sum of these energies	E_{ratio}	e/γ
	Ratio of the energy measured in the first layer of the electromagnetic calorimeter to the total energy of the EM cluster	f_1	e/γ
	Number of hits in the innermost pixel layer	$n_{\text{innermost}}$	e
	Number of hits in the pixel detector	n_{Pixel}	e
Track conditions	Total number of hits in the pixel and SCT detectors	n_{Si}	e
	Transverse impact parameter relative to the beam-line	d_0	e
	Significance of transverse impact parameter defined as the ratio of d_0 to its uncertainty	$ d_0/\sigma(d_0) $	e
	Momentum lost by the track between the perigee and the last measurement point divided by the momentum at perigee	$\Delta p/p$	e
	Likelihood probability based on transition radiation in the TRT	eProbabilityHT	e
	$\Delta\eta$ between the cluster position in the first layer of the EM calorimeter and the extrapolated track	$\Delta\eta_1$	e
	$\Delta\phi$ between the cluster position in the second layer of the EM calorimeter and the momentum-rescaled track, extrapolated from the perigee, times the charge q	$\Delta\phi_{\text{res}}$	e
Track-cluster matching	Ratio of the cluster energy to the measured track momentum	E/p	e

Table 4.1: Table des variables discriminantes utilisées pour l'identification des électrons et des photons. [96]

bruit de fond que l'on va chercher à réduire est la présence de candidats venant de la désintégration $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ qui se caractérise par deux maxima locaux séparés dans la première couche du calorimètre électromagnétique. Les variables utilisant les données du calorimètre hadronique (R_{had} et R_{had1}) sont utilisées pour discriminer les jets qui, de par leur composition, hadronique auront des gerbes plus grandes que les gerbes des photons et des électrons.

Électrons

Dans le cas de l'électron, toutes ces variables sont séparées en deux groupes.

Un groupe contient les variables sur lesquelles sont appliqués directement des critères de sélection. Ce groupe contient w_{stot} , pour rejeter les clusters venant de plusieurs particules incidentes, $n_{innermost}$, n_{Pixel} , n_{Si} , pour rejeter les traces ne correspondant pas à un électron, et E/p , utilisé pour les particules dont l'énergie transverse ne correspond pas à l'impulsion de la trace.

Un deuxième groupe contient le reste des variables qui sont utilisées dans un maximum de vraisemblance. Ce maximum de vraisemblance est défini pour le signal, L_S , et pour le bruit de fond, L_B , par :

$$L_{S(B)} = \prod_{i=1}^n P_{S(B),i}(x_i) \quad (4.1)$$

avec P la fonction de densité de probabilité construite en lissant les histogrammes des différentes variables avec un estimateur de noyau de densité (KDE [121]) implémenté dans l'outil TMVA [116]. Ces fonctions sont estimées séparément pour le signal et le bruit de fond dans 9 classes en $|\eta|$ et 7 classes en E_T .

La variable d_L est alors formée pour tous les candidats électrons:

$$d_L = \frac{L_S}{L_S + L_B} \quad (4.2)$$

La distribution de d_L va piquer à l'unité (zéro) pour le signal (le bruit de fond). Pour éviter d'avoir à faire des tailles de classes extrêmement fines à cause de la finesse des pics de la distribution, la variable d'_L est utilisée comme discriminant :

$$d'_L = -\tau^{-1} \ln(d_L^{-1} - 1) \quad (4.3)$$

où τ un paramètre fixé à 15 [116]. Pour chaque analyse, les électrons avec une valeur plus grande que la valeur de sélection sont considérés comme signal. Pour classer le signal, trois sélections sont faites : *Loose*, *Medium* et *Tight* qui correspondent à une efficacité d'identification de 98%, 88% et 80% respectivement pour un électron prompt de $E_T = 40$ GeV.

L'efficacité d'identification en fonction de E_T et de η est présentée dans la figure 4.1.

Photons

De la même manière que pour les électrons, une méthode d'identification, permettant d'éliminer les bruits de fond essentiellement hadroniques, est utilisée.

Les variables utilisées sont présentées dans la table 4.1 et représentées de façon imagée dans la figure 4.2.

Trois sélections sont utilisées : la sélection *Loose*, la sélection *Médium* (utilisée uniquement dans le système de déclenchement) et la sélection *Tight*. Chacune de ces sélections est définie séparément pour les photons convertis, et non-convertis et faite de façon séparée dans 7 différentes classes en $|\eta|$ pour prendre en compte les effets géométriques du calorimètre. Pour définir la sélection *Tight*, la dépendance en impulsions transverse est utilisée. Les photons y sont répartis en 11 classes selon l'impulsion transverse afin de prendre en compte l'effet de l'impulsion sur l'identification.

Pour la sélection *Loose*, les variables utilisées sont les variables de fuite dans le calorimètre hadronique, R_{had1} et R_{had} , deux variables de la seconde couche du calorimètre électromagnétique, R_η et $w_{\eta2}$ et des coupures sur $|\eta|$: $|\eta| < 2.37$ et en excluant la région de recouvrement $1.37 \leq |\eta| \leq 1.52$. La sélection

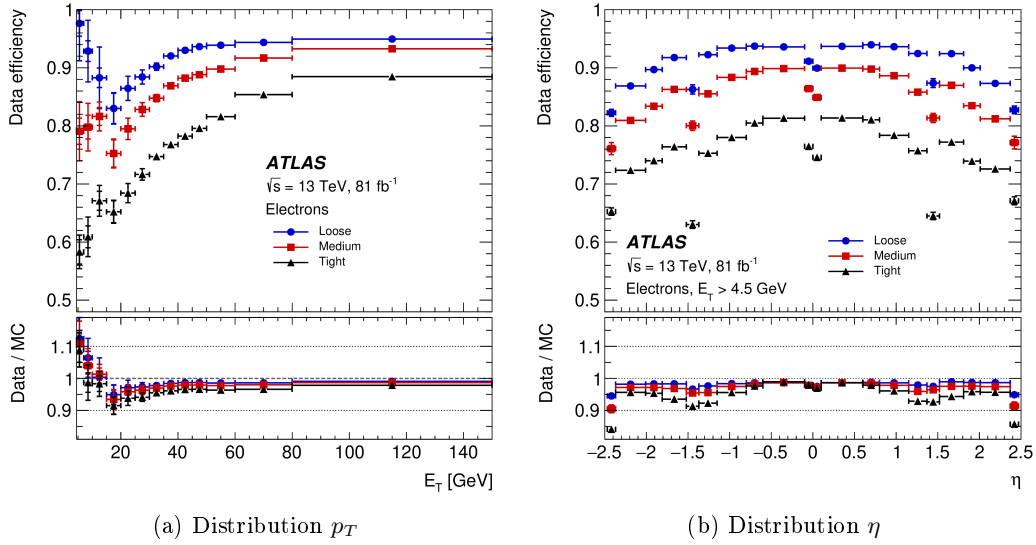


Figure 4.1: Mesure de l'efficacité d'identification des électrons dans les évènements $Z \rightarrow ee$ pour la sélection *Loose* (en cercle bleu), *Medium* (en carré rouge) et *Tight* (en triangle noir) en fonction de l'énergie transverse (à gauche) et de η (à droite). Pour les deux graphiques, le ratio données/simulation est présenté.^[122]

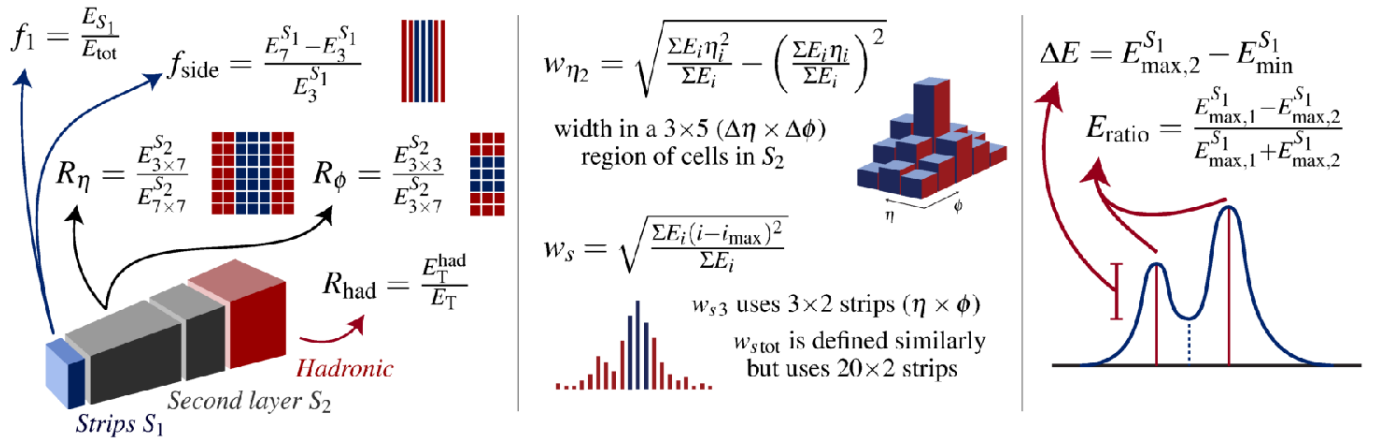


Figure 4.2: Schéma des différentes variables de formes de gerbes utilisée pour l'identification des photons.

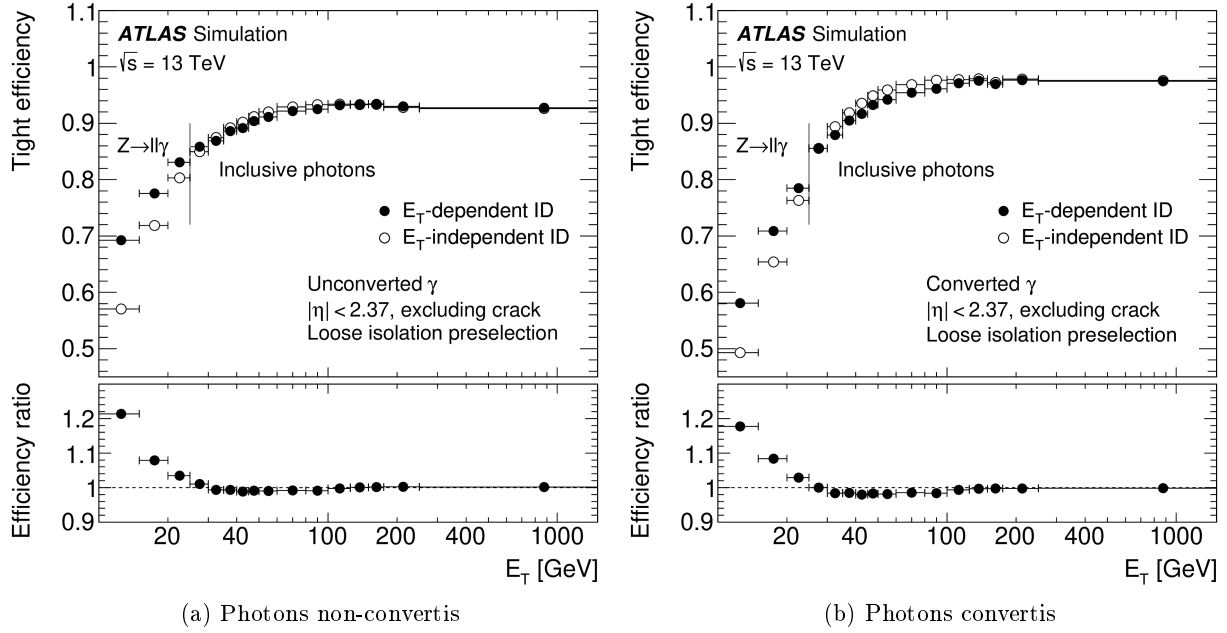


Figure 4.3: Mesure de l'efficacité d'identification des photons non-convertis (à gauche) et convertis (à droite) dans les événements $Z \rightarrow ll\gamma$ pour la sélection *Tight* en fonction de E_T (à gauche) et de η (à droite). L'isolation *Loose* est appliquée en pré-sélection. Pour les deux graphiques, le ratio entre l'efficacité la sélection dépendante et non-dépendante en E_T est présenté.[96]

Medium ajoute une coupure sur E_{ratio} à la sélection *Loose*. Les autres variables sont incluses dans la sélection *Tight*.

Les coupures sont optimisées à l'aide de TMVA pour réduire la dépendance de l'efficacité des photons par rapport à l'empilement dans le but de prendre en compte son augmentation dans le Run 2. Cette étude sera détaillée dans l'optique du HL-LHC dans le reste de la section.

En plus de ces coupures une sélection dépendante de l'énergie transverse est utilisée pour optimiser la sélection, la comparaison entre la sélection dépendante et indépendante de l'énergie transverse est présentée dans la figure 4.3. La sélection dépendante de l'énergie transverse est celle qui est utilisée dans l'analyse du chapitre 5.

L'efficacité de la sélection *Tight* est supérieure à 90% pour les photons convertis avec une énergie transverse supérieure à 40 GeV. Elle est supérieure à 93% pour les photons non-convertis avec une énergie transverse supérieure à 40 GeV.

4.1.2 Effet de l'empilement sur l'identification

L'augmentation de la luminosité durant la prochaine génération du LHC, le HL-LHC, sera accompagnée d'une augmentation de l'empilement. Il est attendu que cette augmentation de l'empilement ait un effet néfaste sur l'identification des photons. L'empilement est en moyenne de 33.7 durant le Run2, il est prévu que l'empilement soit de 200 durant le HL-LHC. En plus de cet empilement, un effet appelé empilement hors temps (out of time pile-up) est présent. Il vient du fait que le temps de relaxation du calorimètre à argon liquide est plus grand que le temps séparant deux collisions de paquets de proton et donc que l'énergie laissée par les collisions précédentes et suivantes vont influencer les mesures de celle-ci. Il est corrigé en prenant en compte de la position du paquet dans le train. Cette correction est présentée dans la figure 4.4.

Après cette correction, l'identification des photons reste dépendante de l'empilement, en extrapolant à l'empilement du HL-LHC la figure 4.5, qui présente l'efficacité en fonction de l'empilement, l'efficacité d'identification des photons sera entre 40 et 60% s'il n'y a pas de changement dans les critères d'identification.

L'identification pour les photons à basse énergie est aussi affectée par cette augmentation de

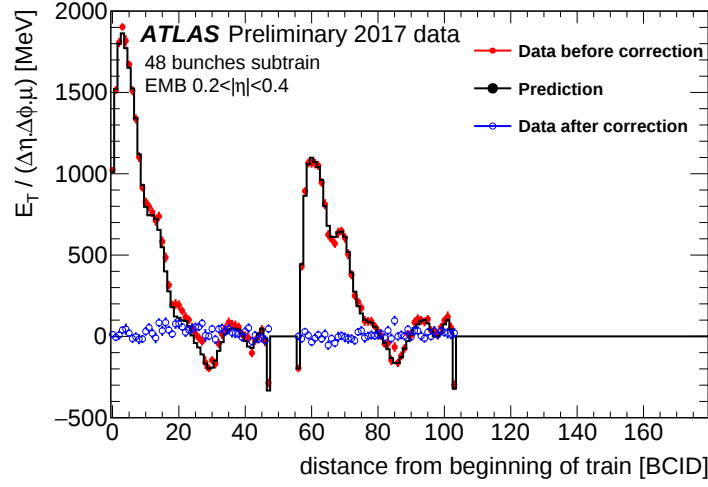


Figure 4.4: Energie transverse déposée en fonction du placement du paquet par rapport au début du train de paquets. La ligne rouge indique les données avant correction, la ligne noire indique la correction et la ligne bleue indique les données après correction [123].

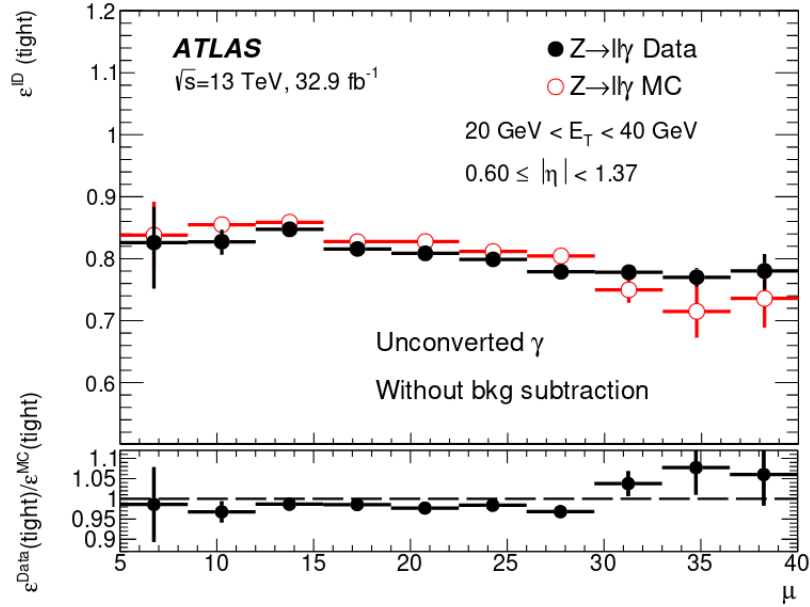


Figure 4.5: Efficacité d'identification des photons non-convertis en fonction du nombre d'interactions des protons par croisement de paquet μ , dans la région de pseudo-rapidité $0.60 \leq |\eta| \leq 1.37$ [107].

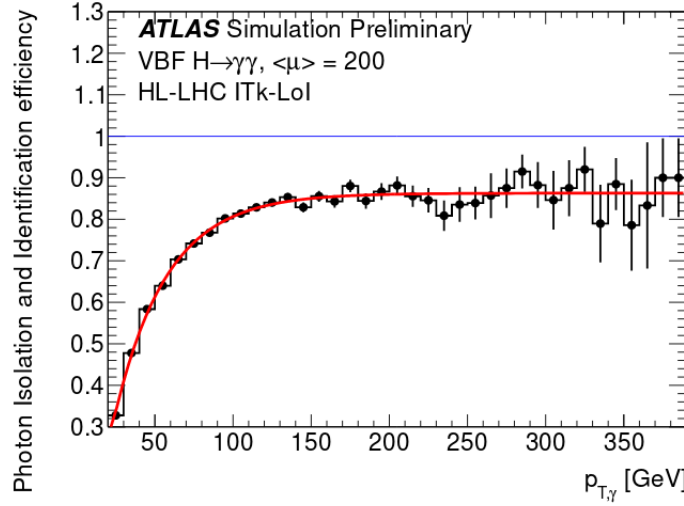


Figure 4.6: Efficacité en fonction de p_T estimé pour un échantillon de $H \rightarrow \gamma\gamma$ simulé et reconstruit avec un empilement de $\langle\mu\rangle = 200$ (à gauche). La ligne rouge représente l'ajustement avec une fonction exponentielle $(1 - e^{-\lambda p_T})$. [124].

l'empilement. Une optimisation de l'identification des photons a été faite dans le cadre du HL-LHC et garder la même efficacité pour des impulsions transverses moyennes réduit l'efficacité à basse impulsion [107]. On peut voir dans la figure 4.6, comparée à la figure 4.3, que l'efficacité maximale d'isolation et d'identification est de 90% avec un empilement de $\mu = 200$ alors qu'elle est de 95% avec l'empilement du Run 2, environ 40. De plus cette efficacité maximale est atteinte pour une impulsion plus grande lorsque l'empilement est plus élevé (120 GeV à la place de 90 GeV). Les sélections ont été relâchées peu à peu cependant cette différence est toujours présente. Il est nécessaire d'aller au-delà de la ré-optimisation. De tels effets doivent être corrigés, car il est nécessaire d'avoir une bonne efficacité d'identification à basse impulsion transverse dans de nombreuses analyses, notamment la mesure de la masse du boson de Higgs dans le canal $\gamma\gamma$ ou dans la recherche de nouvelles particules dans le canal $HH \rightarrow b\bar{b}\gamma\gamma$ dans le cas d'une résonance de masse inférieure à 500 GeV, ce problème n'étant plus présent à plus haute masse. Pour une impulsion transverse de 70 GeV (impulsion transverse moyenne des photons dans l'hypothèse d'une résonance de 260 GeV) l'efficacité d'identification est supérieure à 90% dans le Run 2 mais elle ne sera plus que de 70% au HL-LHC si la méthode actuelle n'est pas changée.

Tous ces effets peuvent s'expliquer par la dégradation des variables de formes de gerbes, utilisées pour l'identification des photons, lors de l'augmentation de l'empilement. Les plots dits « N-1 » calculant l'efficacité de sélection d'un événement qui passent la sélection des N-1 variables de forme de gerbes (toutes sauf celle observée) divisé par l'efficacité totale de l'identification, sont montrés dans les figures 4.7 pour les photons convertis et pour les photons non-convertis. Ces figures nous montrent que les variables de formes de gerbes les plus sensibles sont R_{had} , R_η et E_{ratio} .

4.1.3 Correction cellule par cellule avec la densité d'empilement

Pour corriger les effets de l'empilement sur les variables de forme de gerbes, une correction de l'énergie cellule par cellule en fonction de l'empilement est testée. Une fois les cellules corrigées, les variables de formes de gerbes sont recalculées et les sélections d'identification seront mises à jour.

Parmi les variables d'empilement, deux peuvent être testées, le nombre moyen de collisions par croisement de paquet (μ) et la densité médiane de particules de jet (ρ), les deux étant corrélées comme montré dans la figure 4.8 (Le facteur de corrélation est de 0.67699). μ est le nombre d'interaction calculé par croisement de paquet, ρ quant à lui, est calculée séparément pour le tonneau et pour le bouchon, à partir du dépôt d'énergie des jets dans le calorimètre électromagnétique avec la formule de

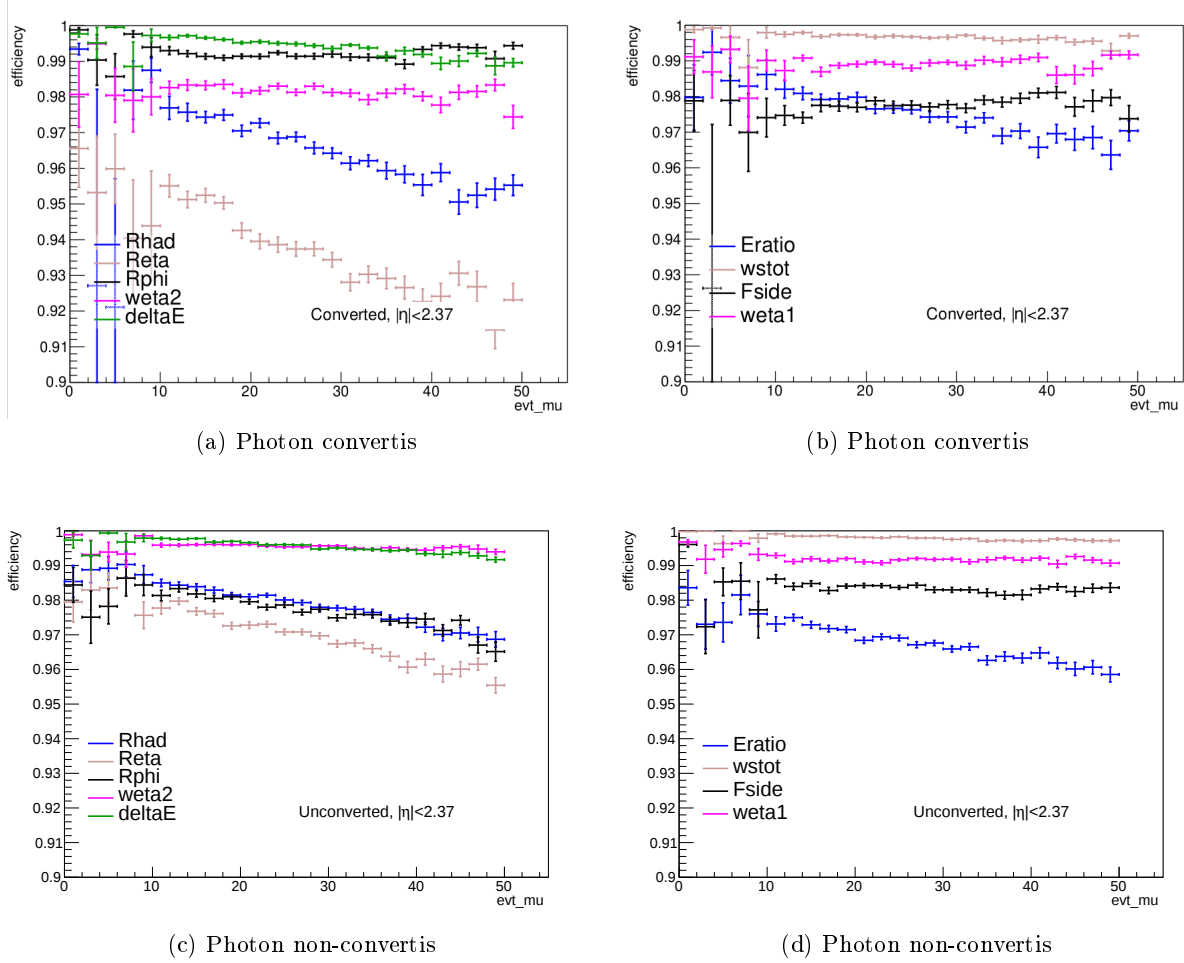


Figure 4.7: Efficacité d'identification N-1 des variables de formes de gerbes divisé par l'efficacité *Tight* en fonction de μ pour les photons convertis (en haut) et non-convertis (en bas).

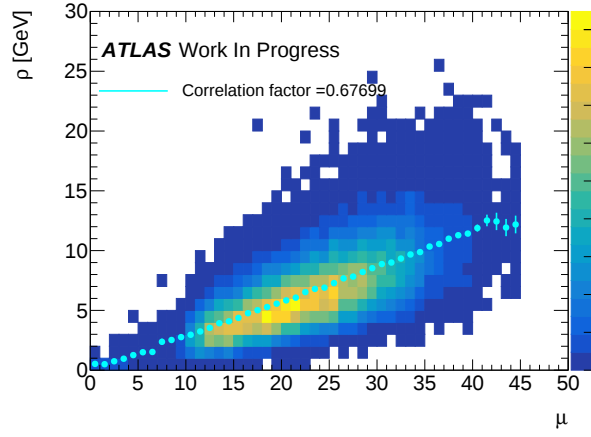


Figure 4.8: Distribution de ρ en fonction de μ . La moyenne de la distribution de ρ en fonction de μ est présenté en bleu ciel.

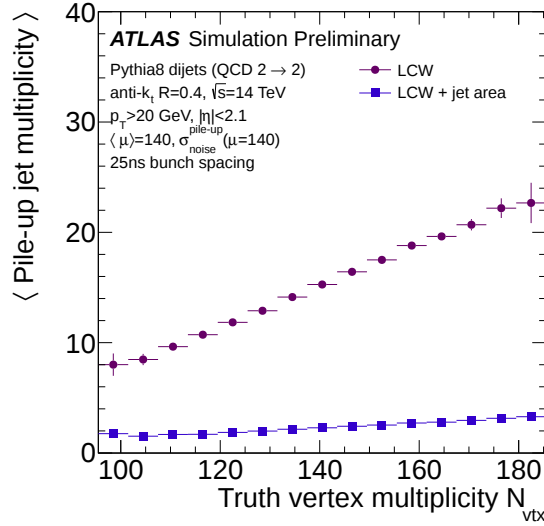


Figure 4.9: Multiplicité du nombre de jet d'empilement en fonction du nombre de vertex vrais avec un nombre d'interactions par croisement de paquets de 140. Les cercles fermés (les carrés) représentent le nombre de jets avec une impulsion transverse de plus de 20 GeV avant (après) la soustraction de l'empilement en utilisant la densité médiane ρ [129].

l'équation 4.4. Les deux variables sont calculées événements par événement.

$$\rho_{endcap}^{barrel} = \text{median}_{i \in jets}^{|eta| < 1.5} \left(\frac{P_{T,i}^{jet}}{A_i^{jet}} \right) \quad (4.4)$$

Cette définition utilise $p_{T,i}^{jet}$ l'impulsion transverse du jet et A_i^{jet} l'aire d'activité du jet [125], [126], [127]. ρ sera la variable utilisée, car elle a l'avantage d'être plus précise et est déjà utilisée pour l'isolation des photons [128] et pour la correction des variables de jets où elle permet de réduire le nombre de jets issus de l'empilement comme illustré dans la figure 4.9.

La correction cellule par cellule utilise la formule de l'Équation 4.5, avec E_{new} la nouvelle valeur de l'énergie corrigée dans la cellule, E_{old} l'énergie de la cellule avant la correction, η_γ la valeur de la pseudo-rapacité du photon, utilisée pour transformer l'énergie transverse ρ en énergie $\rho * \cosh(\eta_\gamma)$, et un coefficient qui sera calculé.

$$E_{new} = E_{old} - \rho_{median} * \cosh(\eta_\gamma) * coefficient \quad (4.5)$$

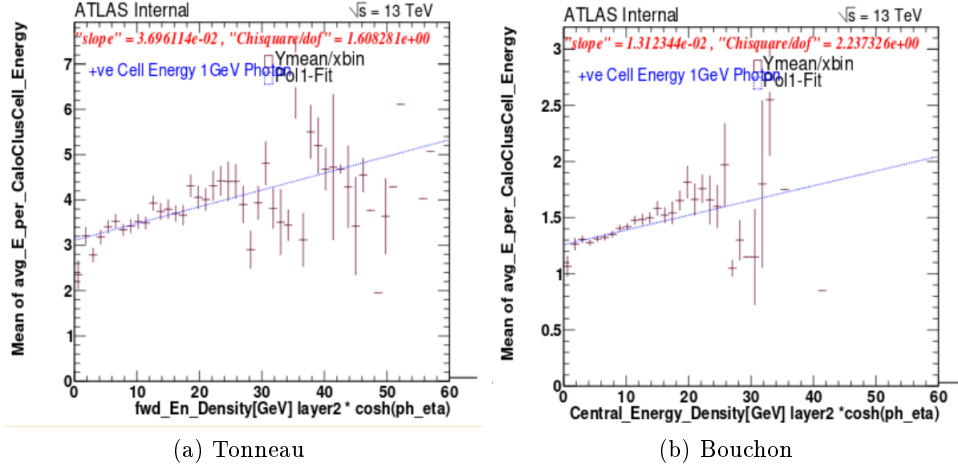


Figure 4.10: Énergie moyenne par cellule en fonction de $\rho \cosh(\eta)$, La pente de l'ajustement est la valeur du coefficient utilisé dans la correction. La figure de droite montre le résultat pour les événements dans le bouchon et celle de gauche montre le résultat dans le tonneau.

Le coefficient est calculé comme la valeur de la pente de l'énergie moyenne par cellule (calculée en prenant l'énergie de toutes les cellules du cluster divisé par le nombre de cellules) en fonction de l'empilement comme montré dans la figure 4.10.

On a alors :

$$\text{coefficient} = \frac{E_{mean}^{PU} - E_{mean}^{no-PU}}{\rho_{median} * \cosh(\eta_\gamma)} \quad (4.6)$$

avec E_{mean}^{PU} l'énergie moyenne par cellule en présence d'empilement et E_{mean}^{no-PU} l'énergie moyenne par cellule sans présence d'empilement.

Ce qui donne :

$$E_{new} = E_{old} - (E_{mean}^{PU} - E_{mean}^{no-PU}) \quad (4.7)$$

L'équation corrige donc la différence d'énergie amenée par l'empilement. Dans le cas où l'empilement n'avait pas d'impact sur l'énergie on aurait $E_{mean}^{PU} - E_{mean}^{no-PU} = 0$ et l'énergie ne serait pas changée.

On a montré que cette méthode est cependant limitée par une sur-estimation de la correction comme nous pouvons le voir dans la figure 4.11. R_η et R_ϕ sont définis respectivement par $\frac{E_{3 \times 7}}{E_{7 \times 7}}$ et $\frac{E_{3 \times 3}}{E_{3 \times 7}}$ où $E_{X \times Y}$ est l'énergie dans un rectangle de X cellules dans la direction η et de Y cellules dans la direction ϕ autour du barycentre du cluster du photon. Avant la correction ces deux variables ne dépassent pas la valeur 1. C'est attendu car l'énergie d'un rectangle contenant plus de cellules doit être plus grande que l'énergie d'un rectangle plus petit, l'énergie des cellules autour des gerbes de photons étant rarement négative. Après la correction de l'énergie des cellules, beaucoup des variables dépassent 1 indiquant la présence de sur-correction. La présence de l'étalement de la distribution après la correction indique la présence de grandes fluctuations dans cette correction.

Cette sur-correction provient des fluctuations autour de la moyenne. On peut voir dans la figure 4.12, que la corrélation entre l'énergie moyenne par cellule et ρ est faible par rapport aux fluctuations de cette énergie, et donc corriger en fonction de cette corrélation revient à sur-corriger une trop grande partie des cellules.

Une autre variable pour corriger les effets de l'empilement sur les variables de gerbes est donc cherchée dans la suite de cette section.

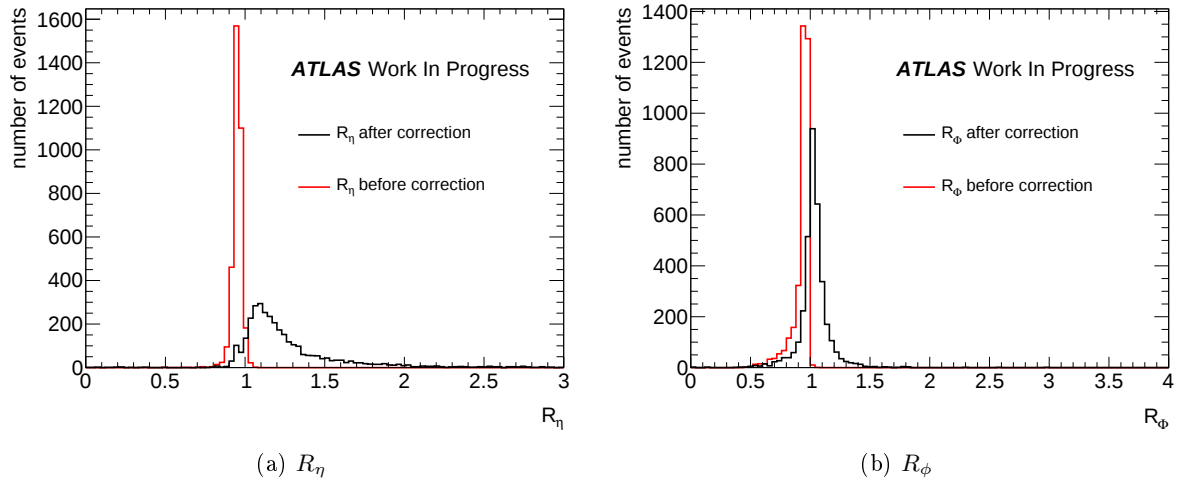


Figure 4.11: Distribution de R_η (à gauche) et de R_ϕ (à droite) avant (en rouge) et après (en bleu) la correction en utilisant la correction cellule par cellule.

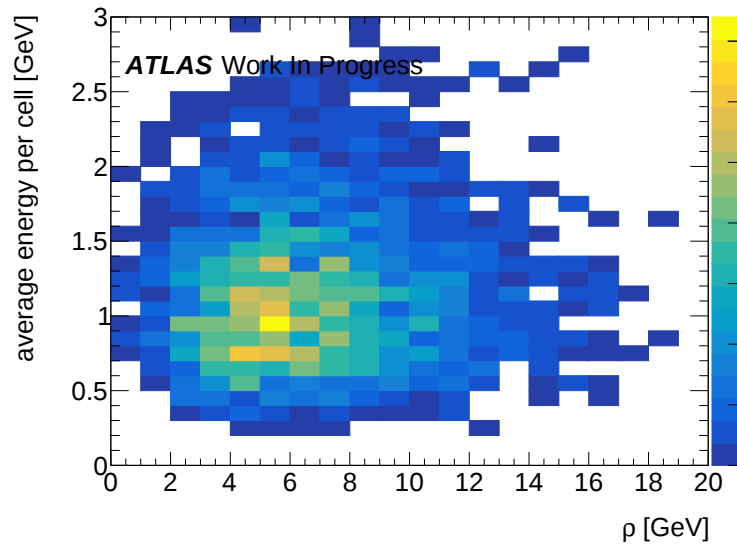


Figure 4.12: Énergie moyenne par cellule en fonction de ρ

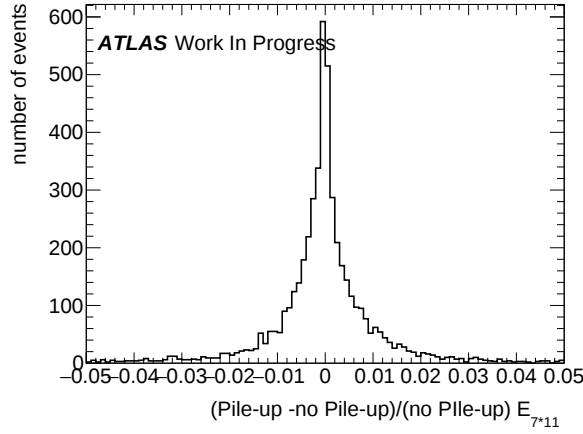


Figure 4.13: Différence relative de l'énergie contenue dans un rectangle de 7×11 cellules pour les évènements avec empilement et sans empilement

4.1.4 Recherche d'une nouvelle méthode de correction

Échantillon utilisé

Afin de mieux estimer l'effet de l'empilement sur l'énergie, des fichiers permettant la comparaison directe avec et sans empilement sont utilisés. Ces fichiers sont des simulations Monte-Carlo de photons seuls dans le détecteur. Ils contiennent les mêmes évènements Monte-Carlo, qui ont été créés deux fois, une fois avec l'empilement et une fois sans. L'empilement est construit en ajoutant des collisions de biais minimum [130] aux processus de collision des photons. L'effet de l'empilement peut donc être mesuré événement par événement en associant les évènements un par un et en soustrayant l'énergie ou d'autres variables de l'évènement avec empilement à celle de l'évènement sans empilement. Pour illustrer ceci, la différence relative d'énergie contenue dans un rectangle de 7×11 cellules en $\eta \times \phi$ est présentée dans la figure 4.13. Cette différence relative est faible et est dispersée autour de 0.

À l'aide de ces nouveaux fichiers, il est aussi possible de voir sur les mêmes évènements quel est l'impact de l'empilement sur les formes de gerbes. Les trois formes de gerbes dont l'empilement affecte le plus l'identification, R_η , E_{ratio} et R_{had} , sont présentées avec et sans empilement dans la figure 4.14. On y voit que la variable qui est la plus changée par l'empilement dans nos évènements est R_{had} .

R_{had} est défini comme $\frac{E_{Thad}}{E_T}$ avec E_{Thad} la somme de l'énergie des cellules du calorimètre hadronique à l'intérieur du cône $dR < 0.12$ et E_T est la somme de l'énergie des cellules dans la partie électromagnétique. On voit dans la figure 4.14 que lorsque l'on est en présence d'empilement la variable est moins piquée à 0 que sans présence d'empilement. Cela montre que certains évènements ne contenant pas d'énergie dans le calorimètre hadronique en contiennent en présence d'empilement.

La différence relative entre l'énergie du calorimètre hadronique avec et sans empilement en fonction de l'empilement est montrée dans la figure 4.15. Une corrélation est donc présente entre l'empilement et l'énergie due à l'empilement dans le calorimètre hadronique. Cette valeur ne peut cependant pas servir pour une correction de l'énergie des cellules, car le nombre de cellules utilisée dans R_{had} n'est pas le même dans tous les évènements et cette variable contient des termes appartenant au calorimètre hadronique et au calorimètre électromagnétique.

Une comparaison de l'énergie plus approfondie dans le calorimètre électromagnétique est faite. Cette comparaison est faite dans un rectangle de 7×11 cellules en $\eta \times \phi$ avec et sans empilement. Leur différence en fonction de l'empilement est montrée dans la figure 4.16. Ces figures permettent de chercher la corrélation entre une variable et l'empilement, nécessaire à la correction de l'effet de l'empilement.

Comme la corrélation entre l'énergie du cluster du photon et la variable d'empilement ρ n'étant pas suffisamment grande et la présence de fluctuations empêchant la correction, la recherche de corrélations est étendue sur des cônes d'énergie autour du photon. De telles corrélations pourraient être présentes dans des cellules autour du centre du cluster, car les effets de l'énergie du photon y seront limités.

Aucune variable d'énergie, montrant une corrélation permettant une correction, n'est trouvée dans

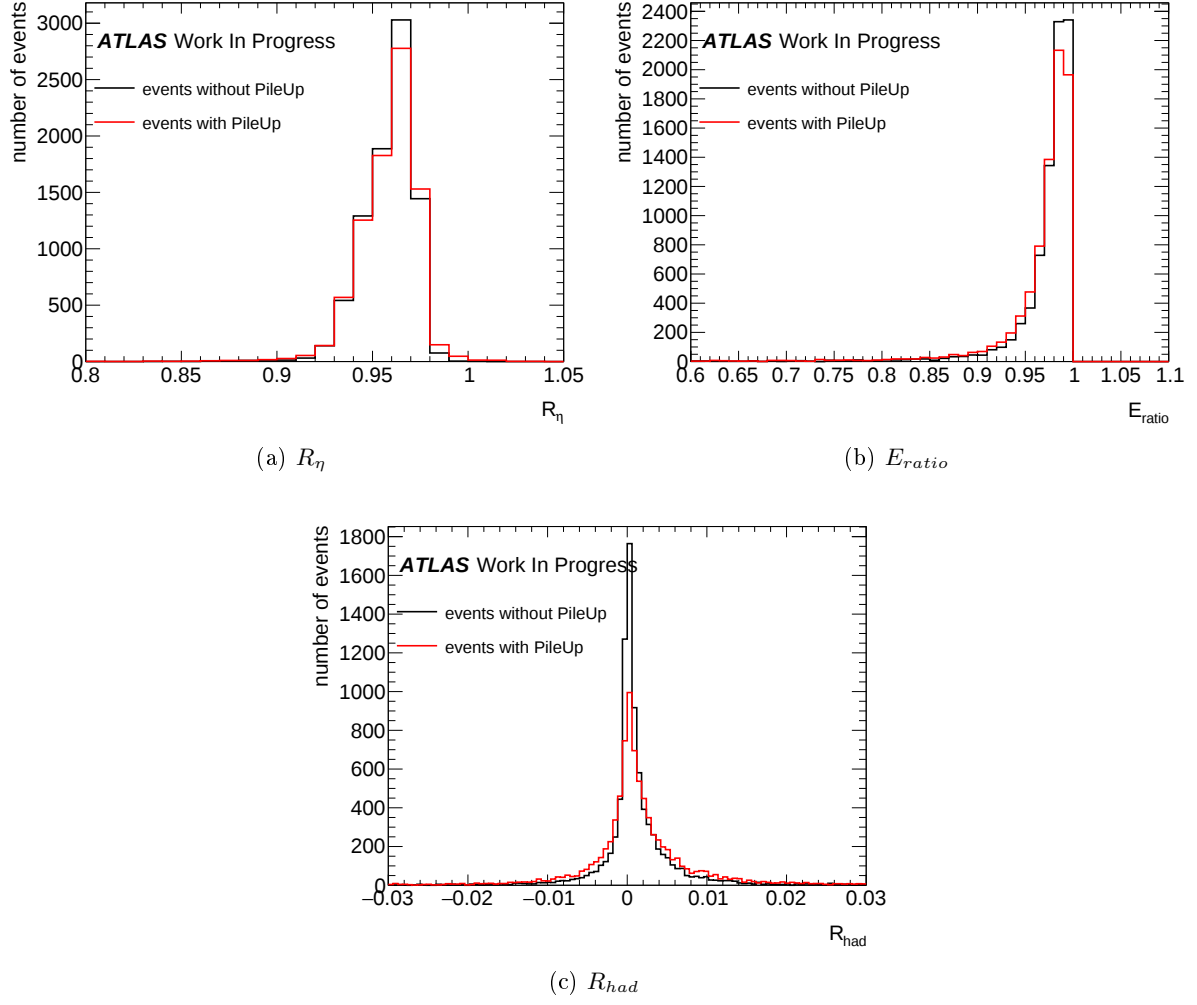


Figure 4.14: Comparaison des variables de formes de gerbes avec (en rouge) et sans (en bleu) empilement pour R_η (à gauche), E_{ratio} (à droite) et R_{had} (en bas)

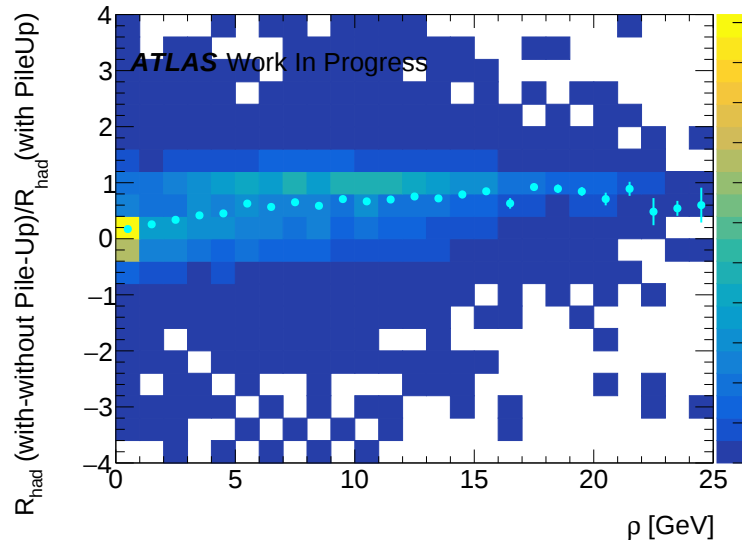


Figure 4.15: Différence relative de R_{had} avec et sans empilement et moyenne de la différence relative en fonction de ρ . Les valeurs au-dessus de 1 viennent des valeurs négatives de $R_{had}(NoPileUp)$ ou de $R_{had}(PileUp)$. La courbe de la moyenne de cette différence en fonction de l'empilement est présentée en bleu clair.

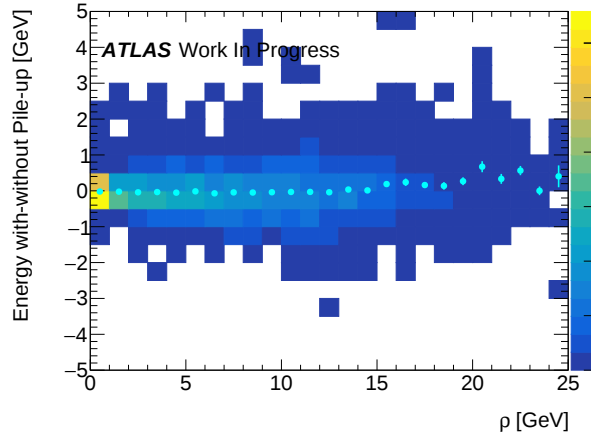


Figure 4.16: Différence d'énergie avec et sans empilement pour le rectangle de 7×11 cellules en fonction de ρ , la courbe de la moyenne de cette différence en fonction de l'empilement est présentée en bleu clair.

le calorimètre électromagnétique. Une telle corrélation est donc cherchée dans les cellules du calorimètre hadronique.

La différence relative (avec et sans empilement) pour l'énergie par cellule en fonction de l'empilement est présentée pour le tonneau du calorimètre à tuiles dans la figure 4.17 et pour le tonneau étendu dans la figure 4.18. Elles ne montrent aucune corrélation entre l'énergie des cellules et l'empilement.

La recherche de corrélations est faite dans des cônes d'énergie. Une fois de plus on s'attend à détecter moins d'énergie venant du photon dans des régions plus éloignées du centre de la gerbe et donc de ne plus apercevoir les effets de l'empilement. L'énergie transverse du cône extérieur E_{Thad}^{cone20} sera définie comme la somme de l'énergie des cellules contenues dans la région $dR < 0.2$ autour du centre de la gerbe. Il n'y a pas de corrélations ce qui montre que l'énergie que l'on mesure autour du photon ne dépend pas de l'énergie du photon déposé dans le calorimètre hadronique, comme présenté dans la figure 4.19. Cette variable mesurera uniquement l'effet de l'empilement. Cette variable pourrait donc bien être utilisée pour la corrélation avec l'empilement.

Résultat

On observe donc la différence entre l'énergie du cône E_{Thad}^{cone20} et E_{Thad} , de l'énergie avec empilement soustrait par l'énergie sans empilement, dans la figure 4.20.

Ici aussi la corrélation est trop faible en comparaison des fluctuations d'énergie et donc ne peut pas se servir de la corrélation pour corriger les effets de l'empilement. Ces fluctuations sont plus importantes, car les gerbes des photons sont plus petites que les gerbes des jets.

Aucune variable suffisamment corrélée à l'empilement n'a été trouvée dans cette étude.

Afin de corriger l'effet de l'empilement il faudrait soit réussir à trouver une variable corrélée à l'empilement afin d'utiliser une méthode de correction similaire à l'équation 4.5, soit trouver et utiliser une toute autre méthode que celle-ci. De par la présence de la correction de l'empilement hors-temps, l'ajout de l'énergie due à l'empilement est faible et est dominé par beaucoup de fluctuations. Ces fluctuations et la faible corrélation entre l'énergie et l'empilement compromettent la première méthode. De plus à cause de la petite taille des gerbes des photons par rapport à celles des jets, les photons sont fortement influencés par la présence de ces fluctuations. Il faudra donc trouver une méthode de correction pour le HL-LHC pour éviter que l'augmentation de la luminosité affecte l'identification des photons et les performances des analyses. De nouvelles variables de gerbes pourraient permettre une meilleure efficacité d'identification par rapport à l'empilement. Une étude plus détaillée de toutes les cellules afin d'estimer des effets de l'empilement localement (sur une petite région de cellules) pourrait être mise en place à l'aide d'algorithmes de machine learning. Avec cette étude une correction particule par particule pourrait être mise en place à la place d'une correction par événement testée actuellement.

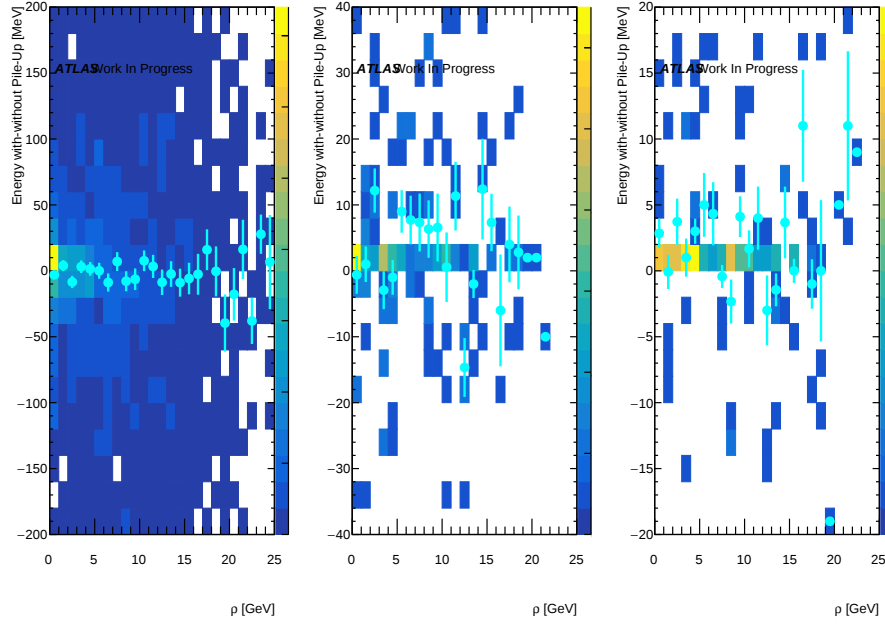


Figure 4.17: Différence d'énergie moyenne des cellules entre les cellules avec empilement et les cellules sans empilement, dans les différentes couches du tonneau du calorimètre à tuile ($0 < \eta_{cell} < 1.0$) en fonction de ρ , pour la première couche (à gauche), pour la deuxième couche (au milieu) et pour la troisième couche (à droite). La courbe de la moyenne de cette différence en fonction de l'empilement est présentée en bleu clair.

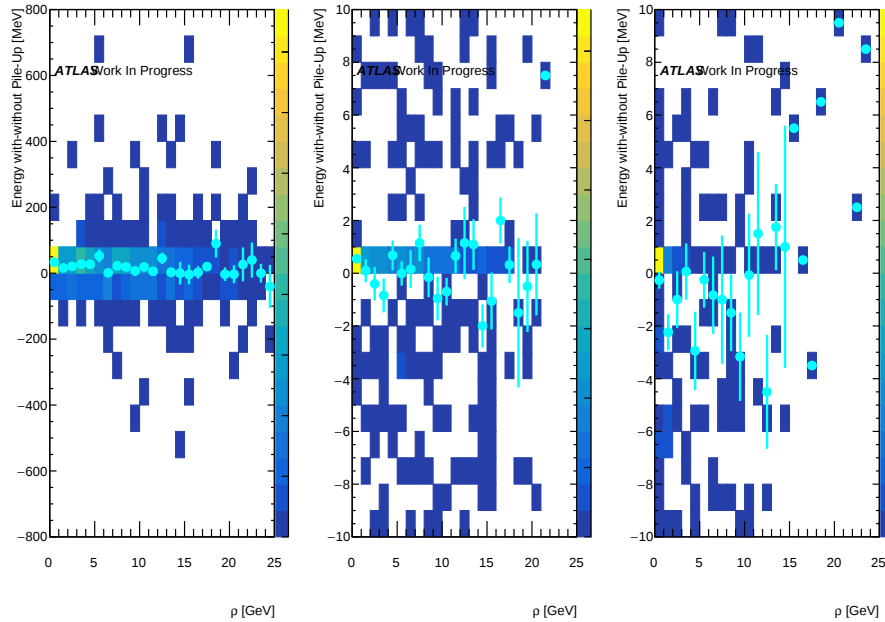


Figure 4.18: Différence d'énergie moyenne des cellules entre les cellules avec empilement moins les cellules sans empilement, dans les différentes couches du tonneau étendu du calorimètre à tuile ($0.8 < \eta_{cell} < 1.7$) en fonction de ρ , pour la première couche (à gauche), pour la deuxième couche (au milieu) et pour la troisième couche (à droite). La courbe de la moyenne de cette différence en fonction de l'empilement est présentée en bleu clair.

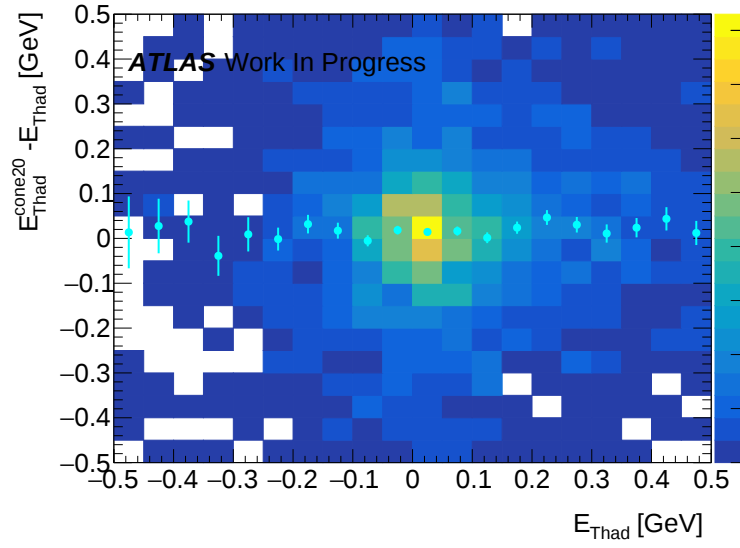


Figure 4.19: Distribution E_{Thad}^{cone20} moins E_{Thad} en fonction de E_{Thad} pour les événements avec empilement. La courbe de la moyenne de cette différence en fonction de l'empilement est présentée en bleu clair.

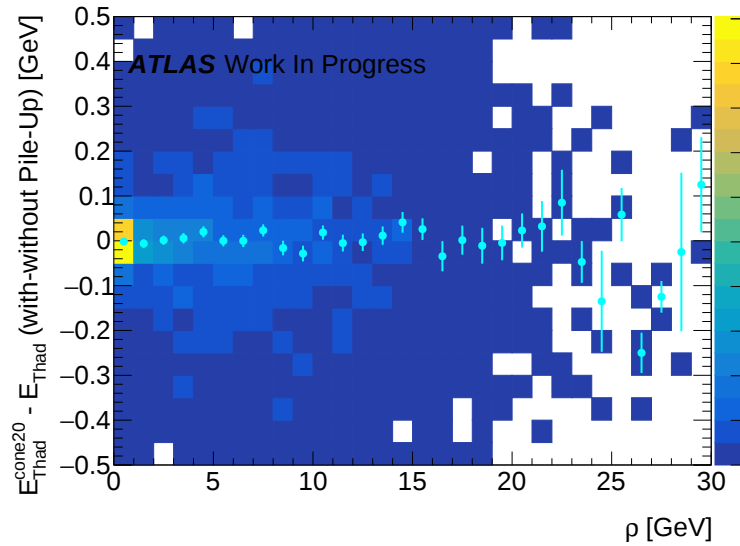


Figure 4.20: Distribution E_{Thad}^{cone20} moins E_{Thad} , pour l'énergie avec empilement soustrait par l'énergie sans empilement, en fonction de ρ . La courbe de la moyenne de cette différence en fonction de l'empilement est présentée en bleu clair.

4.2 Incertitude de la modélisation de la fuite d'énergie des clusters électromagnétiques

4.2.1 Calibration des photons et des électrons

Afin de pouvoir faire une mesure et d'avoir une bonne comparaison entre les données et les simulations Monte Carlo, une calibration est faite sur l'énergie des électrons et des photons.

Elle est faite en plusieurs étapes :

Le calorimètre électromagnétique étant un calorimètre à échantillonnage, l'énergie récoltée dans le calorimètre n'est pas toute l'énergie déposée par la particule. On ne peut pas mesurer l'énergie déposée ni dans le plomb ni dans les parties non actives avant le calorimètre. Il est donc nécessaire de recalibrer l'énergie mesurée pour obtenir l'énergie initiale. Cette correction est faite dans l'étape 1. Cette étape permet aussi de corriger les effets sur l'énergie de la présence de matière non active dans le calorimètre. Une présence de matière passive avant la première couche implique un déclenchement des gerbes plus tôt et un dépôt d'énergie plus élevé dans celle-ci.

Le calorimètre est composé de plusieurs couches, la réponse de ces différentes couches doit être harmonisé entre les données et les simulations Monte Carlo. Cette harmonisation est faite dans l'étape 2. Les effets sont ensuite appliqués sur les clusters reconstruits des électrons et des photons dans l'étape 3. Des effets de non uniformité du détecteur sont corrigés lors de cette calibration. Ils sont corrigés dans l'étape 4.

Puis finalement les différences entre les résultats obtenus par les simulations Monte Carlo et les données sont corrigées pour les électrons $Z \rightarrow ee$. Ces corrections sont faites dans l'étape 5.

Une étape de validation (étape 6) est faite à l'aide des événements $J/\psi \rightarrow ee$ et $Z \rightarrow ll\gamma$.

Estimation de l'énergie de la particule en fonction du dépôt d'énergie dans le calorimètre

À l'aide des propriétés de développement de la gerbe, la résolution en énergie est optimisée et l'impact du matériel avant le calorimètre est minimisé. Un algorithme de régression multivarié est utilisé pour calculer toutes les corrections à appliquer sur l'énergie perdue avant le calorimètre, l'énergie déposée dans les cellules voisines du cluster et l'énergie perdue après le calorimètre électromagnétique.

La résolution de l'énergie, $\sigma_{E_{calib}}/E_{gen}$, après l'application de l'algorithme sur les fichiers de simulation Monte Carlo est présentée dans la figure 4.21.

La résolution relative se réduit avec l'augmentation de l'impulsion transverse des électrons et des photons. Dans le cas des photons convertis et des électrons, la dégradation est plus grande que pour les photons non-convertis en raison des interactions avec le matériel avant le calorimètre. Pour un photon d'énergie transverse de 30 GeV la résolution est de l'ordre de 1% pour les photons non-convertis alors qu'elle est de l'ordre de 2.5% pour les photons convertis.

Ajustement des différentes échelles d'énergie des couches du calorimètre.

Le ratio d'énergie déposé entre les deux premières couches du calorimètre est comparé entre les données et les simulations Monte Carlo. Ce dépôt d'énergie est calculé à l'aide des dépôts d'énergie des muons qui sont insensibles au matériel passif avant le calorimètre.

Le ratio $\alpha_{1/2} = (\langle E_1 \rangle^{data} / \langle E_1 \rangle^{MC}) / (\langle E_2 \rangle^{data} / \langle E_2 \rangle^{MC})$, où $\langle E_{1(2)} \rangle$ est la valeur d'énergie la plus probable dans la première (deuxième) couche du calorimètre, est présenté dans la figure 4.22.

Cette valeur est appliquée en tant que correction sur les données, elle permet de corriger les différences des effets sur l'énergie, entre données et simulations Monte Carlo, de la matière en amont du calorimètre. Cette matière va interagir avec les particules et participer à la création de vertex secondaire comme illustré dans la figure 4.23.

Non uniformité résiduelle dans la réponse des calorimètres pour les données

Une fois que les corrections précédentes sont appliquées, deux effets sont pris en compte et corrigés :

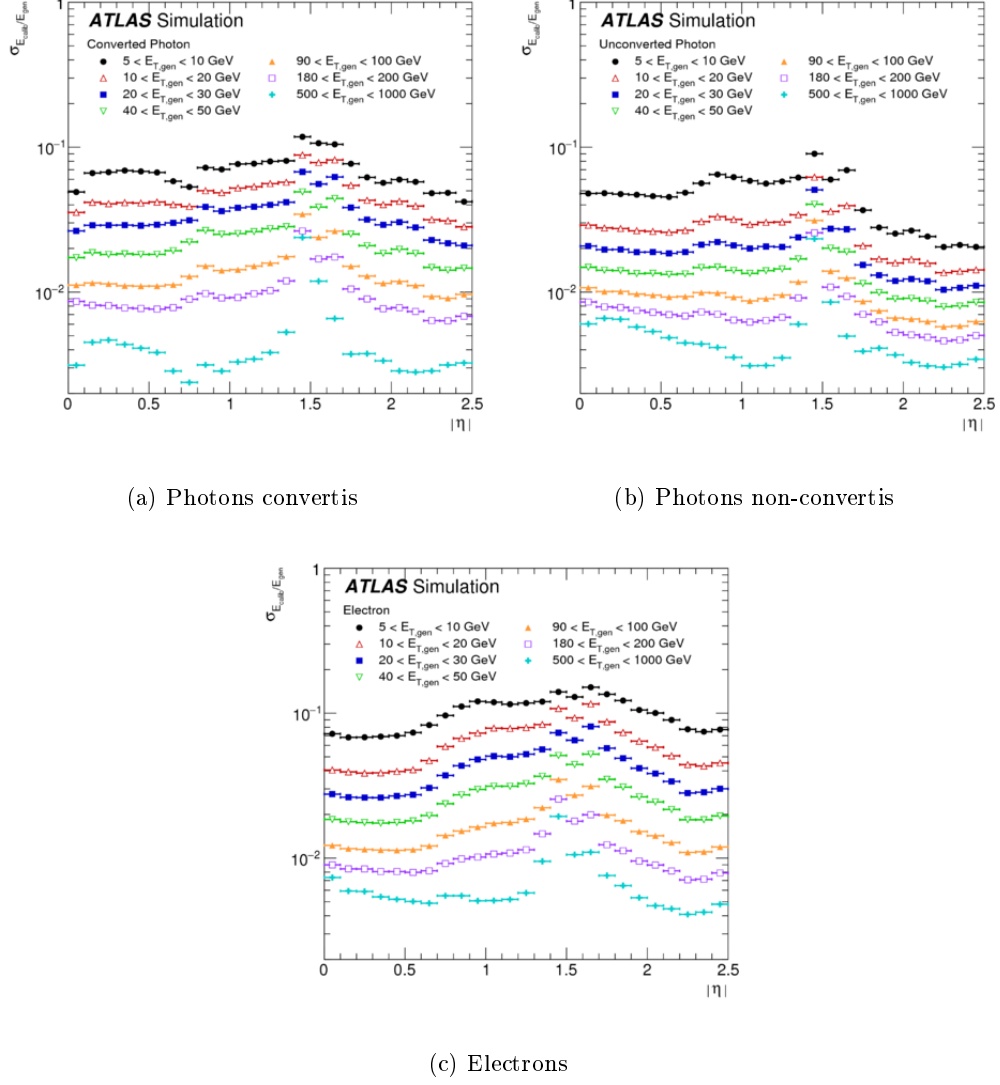


Figure 4.21: Résolution en énergie, $\sigma_{E_{calib}}/E_{gen}$ en fonction de $|\eta|$ pour les photons convertis (a), les photons non-convertis (b) et les électrons (c) pour différentes échelles d'énergie transverse E_T [131]

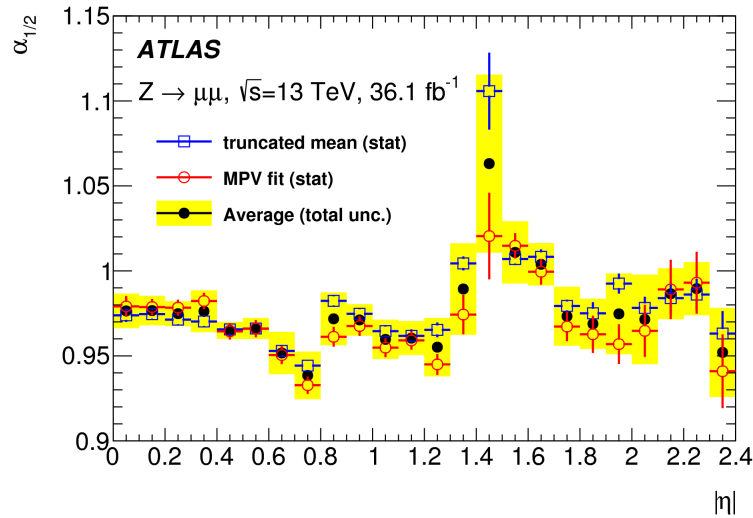


Figure 4.22: Distribution de $\alpha_{1/2}$ en fonction de $|\eta|$ [131]

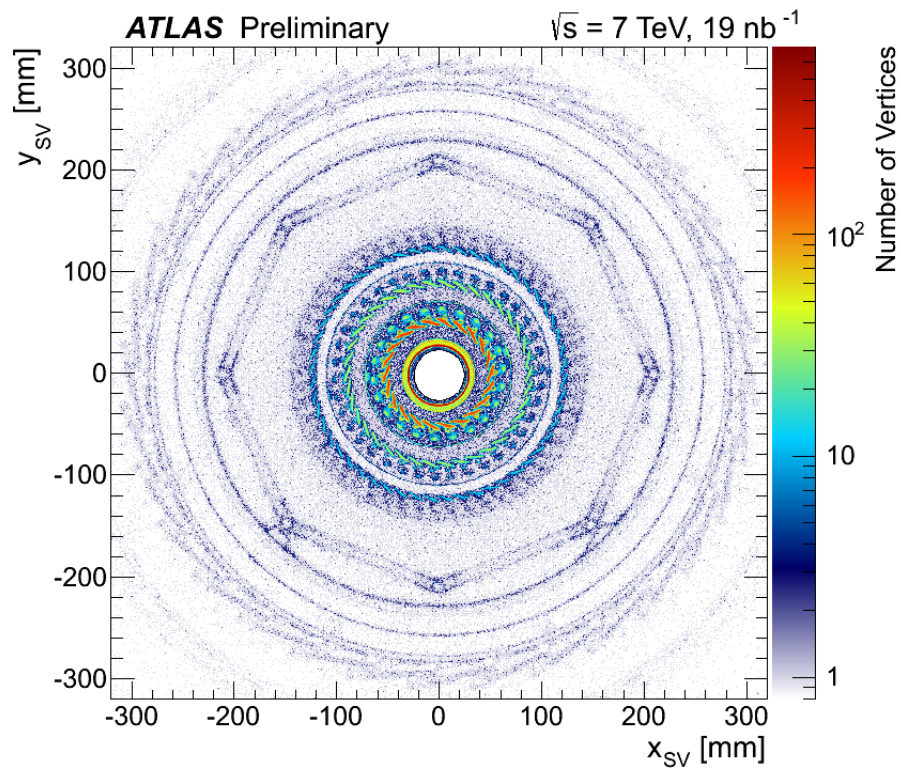
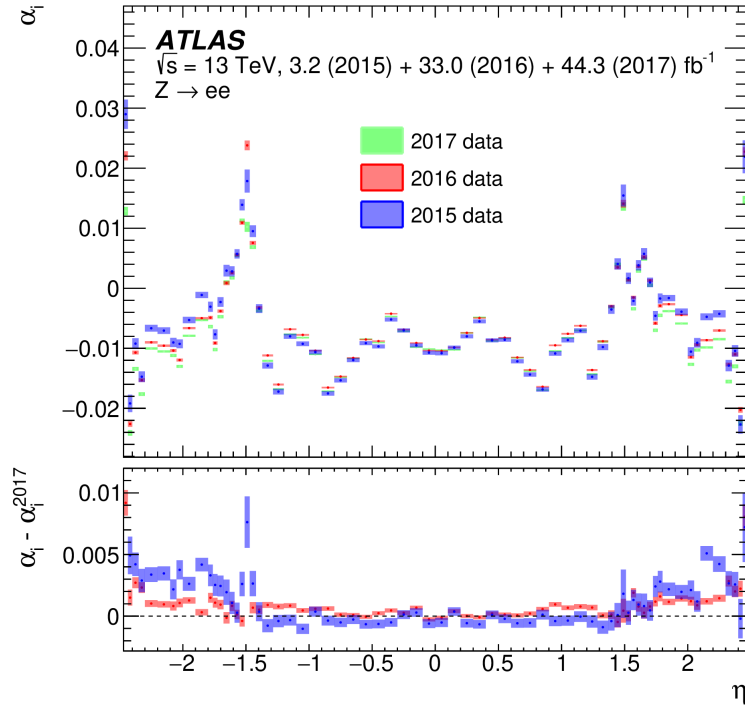


Figure 4.23: Visualisation de la matière du détecteur interne, dans le plan xy, reconstruite par les points d'interactions des vertex secondaires hadronique. En augmentant le rayon on observe le tuyau du faisceau, les trois couches internes des détecteurs à pixels et les deux premières couches du SCT. [132]

Figure 4.24: α_i en fonction de η [96]

- La perte d'énergie entre les modules du calorimètre : le tonneau du calorimètre est construit en 16 modules de 0.4 rad selon $\Delta\phi$, le léger espace entre les absorbeurs augmente légèrement entre ces modules ce qui réduit la réponse en dépôt d'énergie. Cet effet est inférieur à 2%.
- Les effets de l'inhomogénéité des alimentations haute tension : dans certains secteurs du calorimètre, l'alimentation haute tension n'est pas appliquée à sa valeur nominale. Ces différences vont changer la réponse du calorimètre de l'ordre de 1 à 7%.

Ces variations sont corrigées en utilisant le ratio de l'énergie avec l'impulsion transverse de la trace en fonction de ϕ pour la perte d'énergie entre les modules et en fonction de η et de ϕ pour l'inhomogénéité de l'alimentation haute tension. Le rapport entre l'impulsion de la trace et l'énergie des électrons est ajusté avec une fonction gaussienne. Cet ajustement permet de détecter les zones où l'énergie mesurée n'est pas la bonne afin de la corriger empiriquement avec la valeur attendue.

Ajustement de l'échelle d'énergie entre les données et les simulations Monte Carlo

La différence restante entre l'échelle d'énergie dans les données et celle dans les simulations Monte Carlo, définie comme α_i où i correspond aux différentes régions en η , est appliqué sur l'énergie dans les données à l'aide de la formule :

$$E^{data,corr} = E^{data} / (1 + \alpha_i) \quad (4.8)$$

La distribution de α_i en fonction de η est présentée dans la figure 4.24.

Incertitudes

Une fois toutes ces corrections faites, les incertitudes systématiques suivantes sur ces corrections sont calculées pour les photons et les électrons :

- l'incertitude liée à l'empilement ;
- l'incertitude liée à la calibration des différentes couches ;

Source	Systematic uncertainty on $m_H^{\gamma\gamma}$ [MeV]
EM calorimeter cell non-linearity	± 180
EM calorimeter layer calibration	± 170
Non-ID material	± 120
ID material	± 110
Lateral shower shape	± 110
$Z \rightarrow ee$ calibration	± 80
Conversion reconstruction	± 50
Background model	± 50
Selection of the diphoton production vertex	± 40
Resolution	± 20
Signal model	± 20

Table 4.2: Incertitudes systématiques sur la mesure de la masse du boson de Higgs. [133]

- l'incertitude des scintillateurs ;
- l'incertitude liée à l'impact de la présence de matériel devant le calorimètre ;
- l'incertitude liée à la non-linéarité de la mesure de l'énergie des cellules.

Deux incertitudes sont calculées spécifiquement pour les photons, l'incertitude liée à l'efficacité de conversion des photons (aussi que le taux de fausse conversion) et l'incertitude liée à la modélisation latérale des gerbes électromagnétiques. Cette dernière est étudiée de manière plus détaillée dans le reste de cette section.

4.2.2 Fuite d'énergie latérale des clusters électromagnétiques

La mesure de la masse du boson de Higgs dans le canal di-photon est dominée par les incertitudes systématiques dont les échelles d'énergie des photons font partie. La modélisation latérale de la gerbe fait partie des incertitudes dominantes de ces échelles d'énergie des photons comme illustré dans la table 4.2. Une réduction de cette incertitude permettrait d'améliorer la mesure de la masse du boson de Higgs.

Dans le calorimètre électromagnétique, l'énergie du cluster est mesurée en partant de la reconstruction de la deuxième couche de cellules. Pour les autres couches, l'énergie des cellules est ajoutée si elles sont incluses dans la projection du cluster.

Cependant la forme de la gerbe dans le calorimètre électromagnétique est mal modélisée par la simulation comme on peut le voir dans la Figure 4.25. Les gerbes modélisées dans la simulation du détecteur ATLAS, implémentée dans Geant 4 [134], sont moins larges que les gerbes des données. La fuite d'énergie, l'énergie contenue autour du cluster initial 3×5 est donc plus grande dans les données que dans la simulation. Une amélioration dans la description des matériaux (la version « new geo ») a été faite permettant une réduction de cette mauvaise modélisation d'un facteur 2 environ. Le reste de la différence reste encore non expliqué.

Une correction in-situ est faite pour corriger cette fuite d'énergie des électrons à une énergie transverse proche de l'énergie transverse des électrons du canal $Z \rightarrow ee$. Cette fuite est dépendante de l'énergie et du type de particules, car la gerbe n'aura pas la même forme. La comparaison de la distribution de la variable de forme de gerbe R_{phi} pour les photons non-convertis et les électrons est présentée dans la figure 4.26, on voit bien la différence de distribution entre les électrons et les photons.

Une incertitude sur la correction de l'énergie des photons est alors associée à cette différence de forme de gerbes. Elle est calculée comme la différence de fuite entre les photons et les électrons. La méthode est décrite dans la sous-section 4.2.3.

La nouvelle méthode de reconstruction des photons et des électrons, avec l'utilisation des super-clusters à partir de 2017, remplaçant les clusters définis avec une fenêtre coulissante, a notamment comme objectif de réduire cette incertitude par rapport à l'incertitude calculée avec des clusters de taille fixe utilisés auparavant.

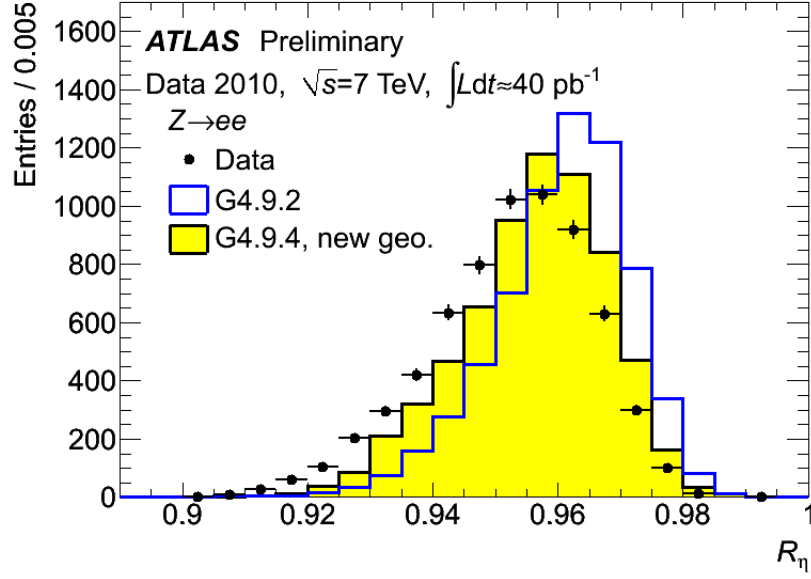


Figure 4.25: Distribution de $R_\eta = \frac{E_{3 \times 7}}{E_{7 \times 7}}$, pour les événements $Z \rightarrow e^+e^-$ des données de 2010 (en point noir) et pour deux versions de simulation Monte-Carlo avec différentes configurations d’absorbeur dans le calorimètre. La version new « geo » correspond à la dernière en utilisation. [135]

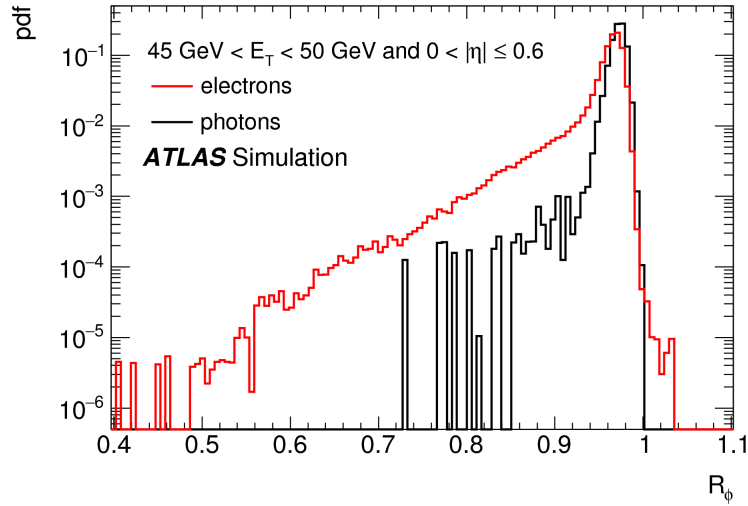


Figure 4.26: Distribution de $R_\phi = \frac{E_{3 \times 3}}{E_{3 \times 7}}$, pour les électrons (en noir) et pour les photons non-convertis (en rouge) [136]

Il est nécessaire de recalculer cette incertitude en utilisant les super-clusters pour l'ensemble du Run 2.

4.2.3 Méthode

Pour mesurer cette incertitude, une méthode d'estimation de la différence de la modélisation de la fuite d'énergie entre les photons et les électrons est faite. La différence entre l'énergie de fuite de la simulation et l'énergie de fuite des données est faite pour les photons et les électrons. La différence entre ces deux valeurs est ensuite calculée. La double différence est définie comme :

$$\Delta(Leakage) = (l^{data} - l^{MC})^{el} - (l^{data} - l^{MC})^{ph} \quad (4.9)$$

avec l l'énergie de fuite définie par :

$$l = \frac{E_{s2}(7 \times 11) - E_{s2}(taille)}{E_{s2}(taille)} \quad (4.10)$$

La taille est dépendante du type de particule et de la reconstruction utilisée. Elle était fixe lors de la précédente reconstruction et était la même pour les photons et les électrons, 3×7 dans le tonneau et 5×5 dans le bouchon.

Maintenant cette taille est la taille du super-cluster et elle fluctue en fonction de l'évènement et de la particule.

La fuite d'énergie est calculée dans différentes classes d'impulsion transverse P_T et de pseudo-rapacité η permettant de pallier les dépendances par régions du calorimètre et à l'impulsion de la particule. Ces classes sont définies en η comme : $|\eta| < 0.6$, $0.6 < |\eta| < 0.8$, $0.8 < |\eta| < 1.37$ pour la région tonneau et $1.52 < |\eta| < 1.81$, $1.81 < |\eta| < 2.01$ et $1.81 < |\eta| < 2.37$ pour la région bouchon.

Elles sont définies en P_T comme : $15 < P_T < 25$ GeV, $25 < P_T < 35$ GeV, $35 < P_T < 50$ GeV, $50 < P_T < 70$ GeV et $70 < P_T < 100$ GeV, plus une classe inclusive de 15 à 100 GeV permettant la comparaison.

Échantillons utilisés

La fuite d'énergie est calculée en utilisant les évènements de simulation et de données du Run 2, $Z \rightarrow ee$ pour les électrons et les évènements $Z \rightarrow ll\gamma$ pour les photons. Ces évènements nous permettent d'avoir des évènements purs d'électrons et de photons (peu de contamination venant des jets) mais ce sont des évènements avec une impulsion transverse plus faible pour les photons (une grande partie de l'impulsion est donnée aux leptons) que pour ceux des électrons. Les évènements $Z \rightarrow ee$ sélectionnés sont les évènements dont la masse invariante formée par l'électron et le positron se trouve dans l'intervalle $75 < m_{ee} < 105$ GeV ce qui correspond à la masse du boson Z. Ces électrons doivent être caractérisés comme passant la sélection d'identification médium et d'isolation *Loose*.

Les évènements $Z \rightarrow ll\gamma$ sélectionnés sont les évènements contenant deux leptons et un photon. Les photons doivent être en dehors d'un angle solide de $\Delta R(l, \gamma) < 0.4$ autour des leptons pour éviter que ce photon ne fasse partie des gerbes des leptons. Il est demandé que la masse invariante des deux leptons soit incluse dans l'intervalle $40 < m_{ll} < 83$ GeV et que la masse invariante des trois particules soit dans l'intervalle $83 < m_{ll\gamma} < 100$ GeV. Ces sélections cinématiques sont faites pour correspondre à la mesure de la masse du boson Z et éviter les évènements avec les leptons seuls avec un photon non-prompt.

Les résultats de la fuite d'énergie moyenne sont calculés en mélangeant les photons issus du canal $Z \rightarrow ee\gamma$ et du canal $Z \rightarrow \mu\mu\gamma$. Ces évènements sont mélangés en utilisant les poids pondérés de chaque distribution. Soit $m_1 \pm s_1$ et $m_2 \pm s_2$ les résultats des moyennes du canal $Z \rightarrow ee\gamma$ et du canal $Z \rightarrow \mu\mu\gamma$ respectivement, la valeur moyenne combinée est

$$v_{comb} = p_1 m_1 + p_2 m_2 \quad (4.11)$$

avec

$$p_i = \frac{n_i}{n_1 + n_2} \quad (4.12)$$

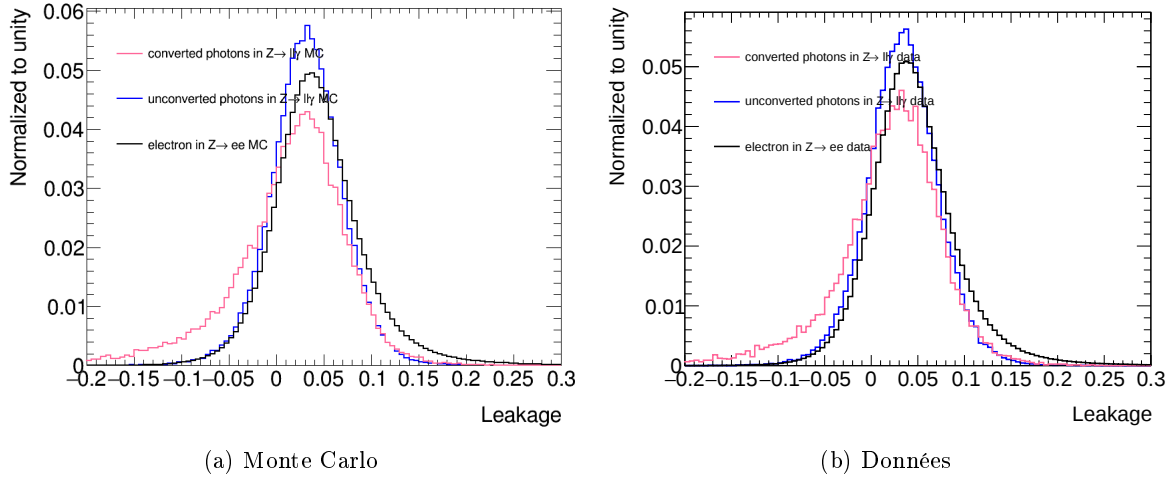


Figure 4.27: Comparaison des distributions de la fuite d'énergie pour les photons convertis, les photons non-convertis et les électrons pour les fichiers de simulations Monte Carlo (à gauche) et les fichiers de données (à droite) dans la classe $15 < P_T < 25$ GeV et $0 < |\eta| < 0.6$

avec n_1 et n_2 le nombre d'évènements dans les distributions du canal $Z \rightarrow ee\gamma$ et du canal $Z \rightarrow \mu\mu\gamma$ respectivement.

L'incertitude combinée est calculée comme :

$$s_{comb} = \sqrt{p_1^2 s_1^2 + p_2^2 s_2^2} \quad (4.13)$$

Résultats bruts

Les distributions de la fuite d'énergie sont montrées dans la figure 4.27 pour un exemple d'une classe.

On remarque que les électrons ont une fuite d'énergie plus élevée que les photons, ceci est attendu car leurs gerbes sont plus larges que celles des photons. Les photons convertis et non-convertis ont une distribution de fuite différentes, cela est dû au fait que les photons convertis ont une largeur de gerbe plus grande, car le départ de leur gerbe se fait avant le calorimètre électromagnétique. De ce fait, il est attendu que les électrons aient une distribution proche de celle des photons convertis de par la forme de gerbes plus proche entre les électrons et les photons convertis. La différence entre la distribution des photons convertis et des électrons est en parti dû à la différence de distribution cinématique qui est prise en compte dans la sous-section 4.2.4.

Les moyennes de fuites sont présentées dans les figures 4.28 pour les photons et 4.29 pour les électrons.

Dans les données et dans les simulations, la valeur moyenne de la fuite d'énergie diminue en fonction de l'impulsion transverse. Cela est dû au fait que l'étalement de la gerbe diminue lorsque l'impulsion transverse est plus grande. Les électrons ont une gerbe plus grande que les photons et sont donc plus impactés par cet effet. La valeur moyenne augmente aussi en fonction de η , cela est dû au fait que pour un η plus grand les électrons et les photons vont rencontrer plus de matière et les gerbes seront plus grandes et dépasseront plus du super-cluster. Cette augmentation est réduite entre les particules dans le tonneau (les trois premières classes) et les photons du bouchon (les trois dernières) car la taille du cluster est plus grande pour les particules dans le bouchon et aura donc moins de fuite.

Les différences de moyennes de fuite entre les données et les simulations sont présentées dans la figure 4.30 pour les photons et dans la figure 4.31 pour les électrons.

La différence entre la simulation et les données pour les photons diminue en fonction de l'impulsion transverse mettant en avant le fait que la gerbe est mieux modélisée à haute impulsion transverse qu'à basse impulsion transverse, car la gerbe est plus fine et a moins de développement latéral. Cet effet n'est pas notable pour les électrons.

La double différence entre électrons et photons est présentée dans la figure 4.32.

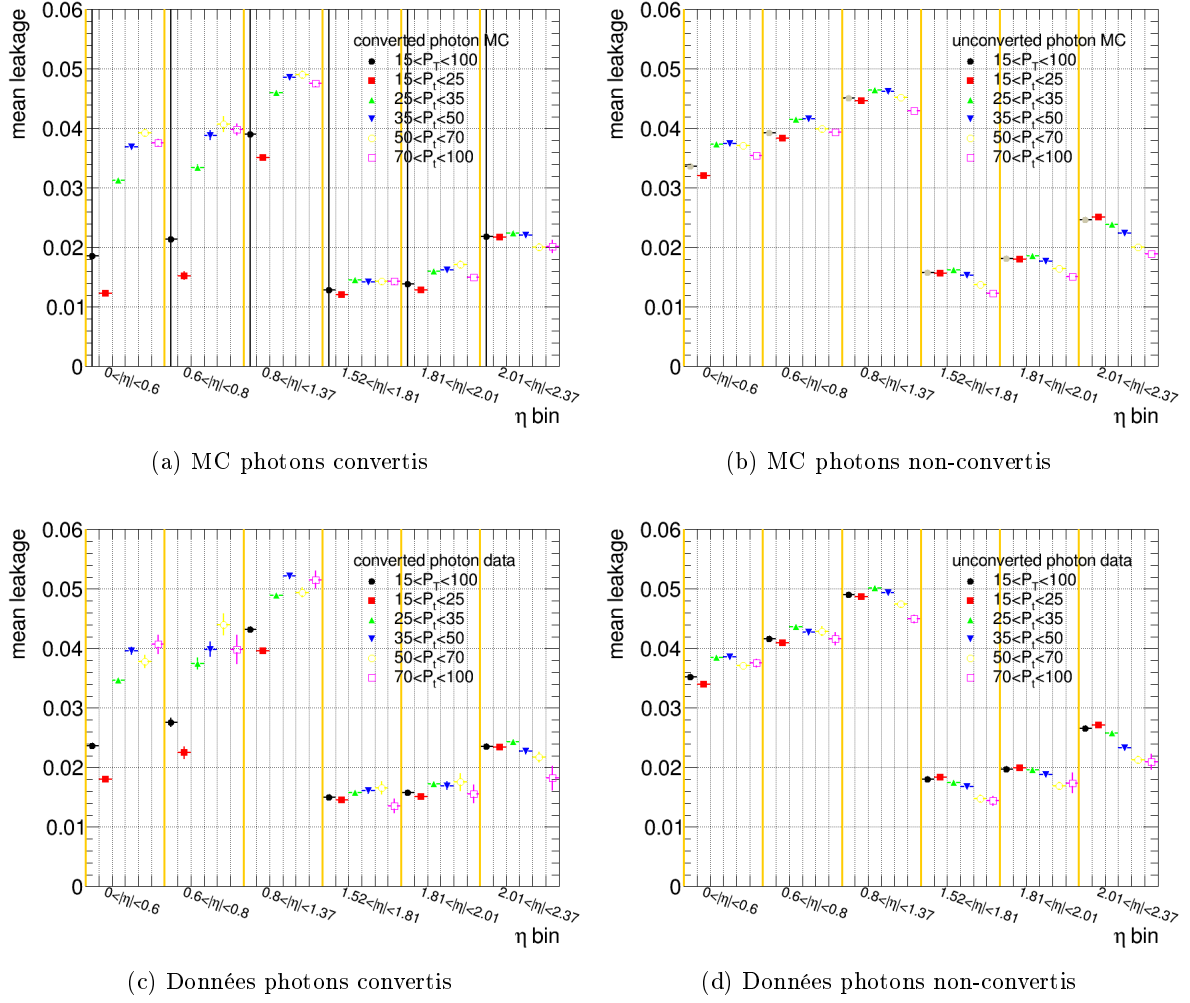


Figure 4.28: Moyenne de l'énergie de fuite en fonction des classes en impulsion transverse et en η pour les simulations des photons convertis (en haut à gauche), pour les simulations de photons non-convertis (en haut à droite), pour les données des photons convertis (en bas à gauche) et pour les données des photons non-convertis (en bas à droite). Les lignes orange séparent les différentes classes en η

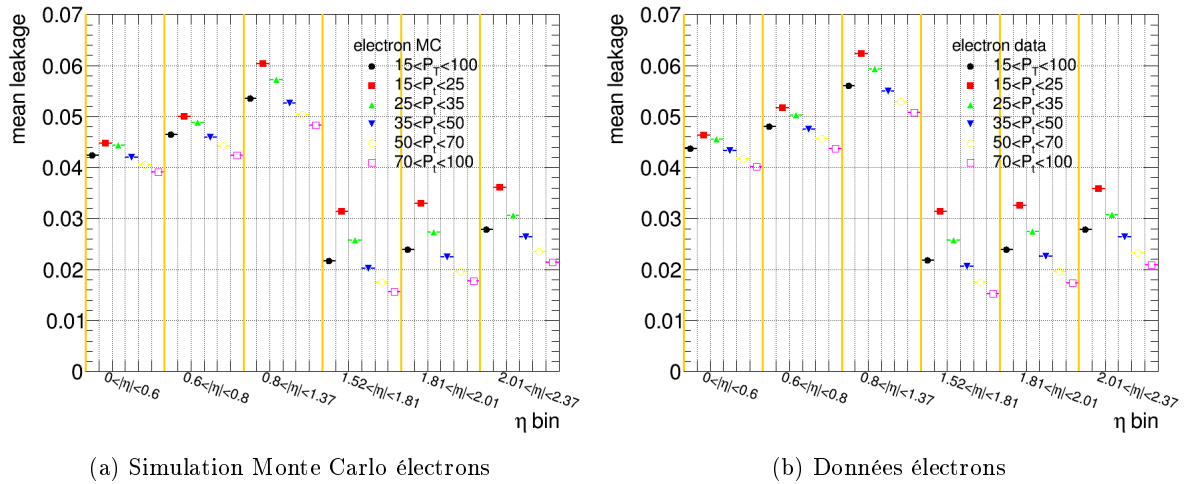


Figure 4.29: Moyenne de l'énergie de fuite en fonction des classes en impulsion transverse et en η pour les simulations des électrons (à gauche) et pour les données des électrons (à droite). Les lignes orange séparent les différentes classes en η .

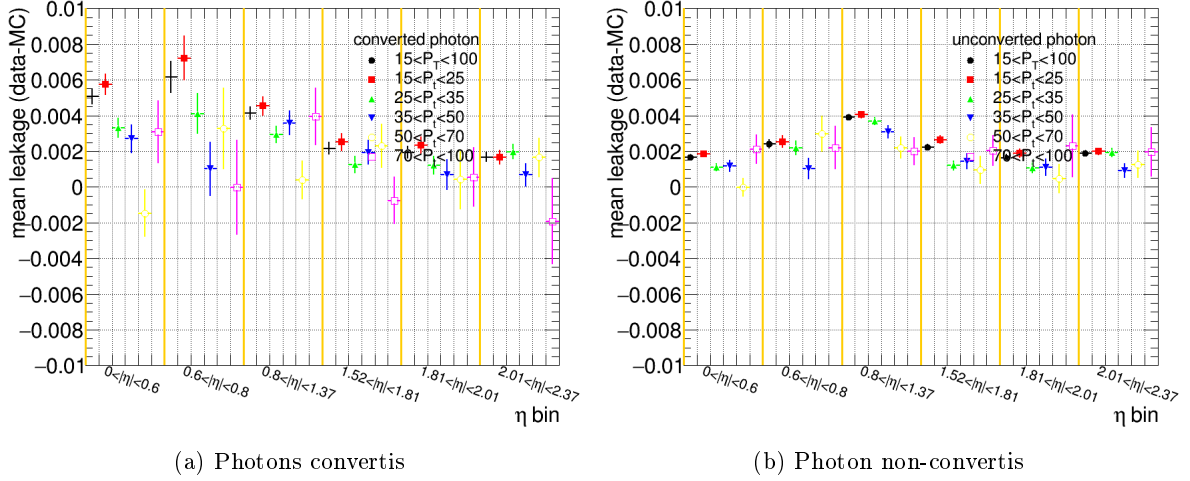


Figure 4.30: Différence de la moyenne de l'énergie de fuite en fonction des classes entre les données et les simulations pour les photons convertis (à gauche) et pour les photons non-convertis (à droite). Les lignes orange séparent les différentes classes en η .

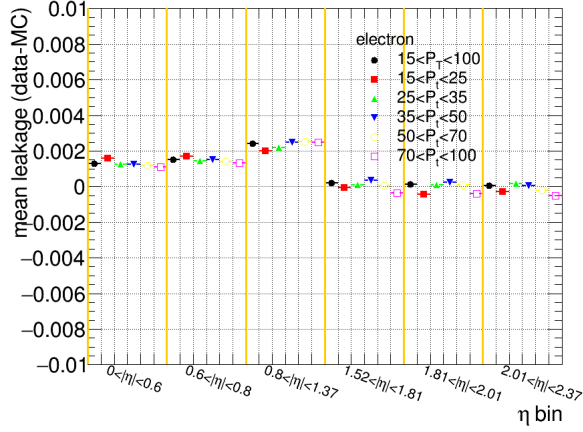


Figure 4.31: Différence de la moyenne de l'énergie de fuite en fonction des classes entre les données et les simulations pour les électrons. Les lignes orange séparent les différentes classes en η .

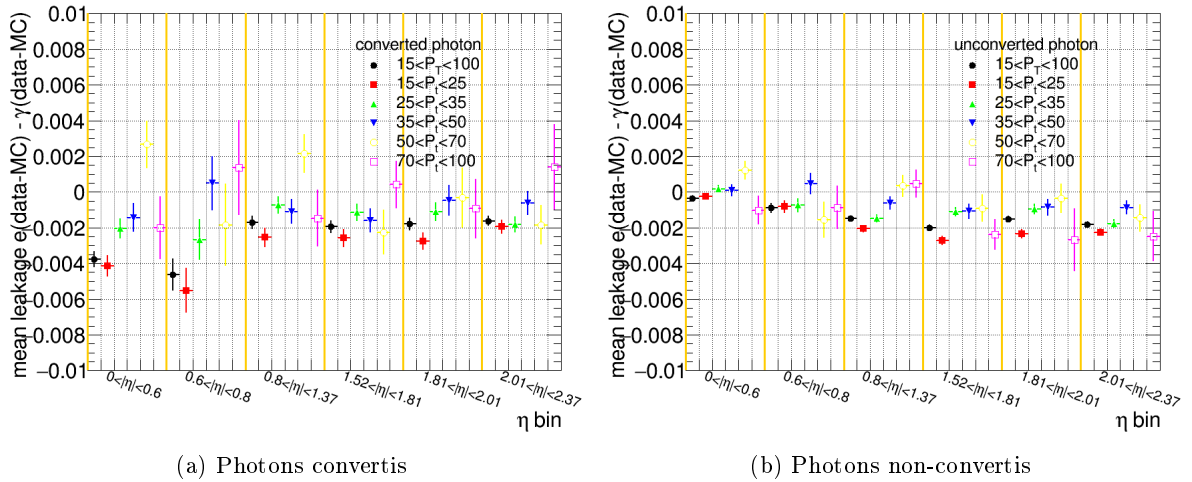


Figure 4.32: Double différence de la moyenne de l'énergie de fuite en fonction des classes entre les données et les simulations entre les électrons et les photons convertis (à gauche) et entre les électrons et les photons non-convertis (à droite). Les lignes orange séparent les différentes classes en η .

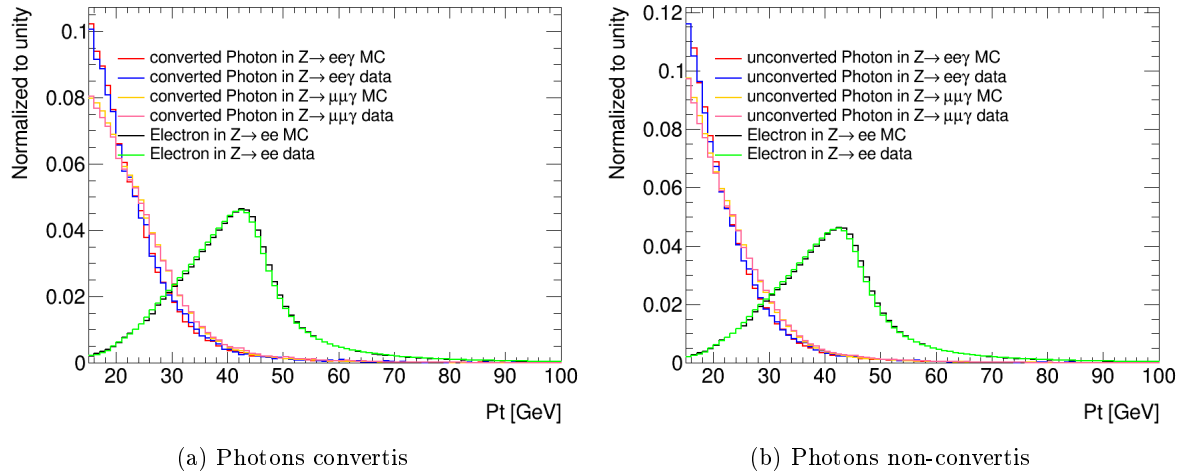


Figure 4.33: Comparaison de la distribution de l'impulsion transverse p_T pour les photons convertis (à gauche) et les photons non-convertis (à droite) issus des canaux de désintégration $Z \rightarrow \mu\mu\gamma$ et $Z \rightarrow ee\gamma$ avec les électrons issus du canal $Z \rightarrow ee$.

On voit une augmentation de la double différence en fonction de l'impulsion transverse. Celle-ci est due à la variation de la différence entre les données et les simulations pour les photons.

4.2.4 Renormalisation de l'impulsion transverse des électrons

La différence de distribution entre la fuite des électrons et des photons présentée dans la figure 4.27 peut être en partie due à la différence de distribution de l'impulsion transverse des photons et des électrons dans les différentes classes même si la présence des classes selon l'impulsion transverse permet de réduire cet effet. La figure 4.33 met en évidence cette différence de distribution. Cette différence de distribution dans nos événements provient du fait que les électrons vont se répartir la moitié de l'impulsion transverse équivalente à la masse du boson Z alors que pour les photons ceux-ci ne vont prendre qu'une part plus faible de cette impulsion.

Pour éviter de tels biais les distributions des impulsions transverses des électrons sont re-normalisées aux impulsions transverses des photons dans chacune des classes en impulsion transverse et en η . La méthode de calcul de la double différence est refaite avec cette nouvelle normalisation. Le choix de la renormalisation de l'impulsion de l'électron en dépit de la perte de statistique s'explique par la volonté de corriger la fuite d'énergie pour les photons.

La distribution de la fuite d'énergie après renormalisation de l'impulsion transverse des électrons est montrée dans la figure 4.34 pour un exemple de classe.

Après correction, la distribution de la fuite d'énergie est bien plus similaire entre les électrons et les photons convertis qu'entre les électrons et les photons non-convertis, car on sait que la modélisation de la gerbe est plus proche entre les électrons et les photons convertis. La différence est cependant plus grande entre les électrons et les photons non-convertis, ce qui met en avant la différence de forme de gerbes entre les deux.

Les résultats de la double différence après la renormalisation de l'impulsion transverse des électrons sont montrés dans la figure 4.35.

Les valeurs de la double différence sont légèrement plus proches de zéro, mais l'impact sur la valeur est faible. L'incertitude statistique ne change pas, car elle est dominée par l'incertitude sur les photons.

4.2.5 Effet de la mauvaise modélisation de la reconstruction des conversions

La reconstruction des photons convertis et non-convertis est faite séparément. Si un photon non-converti est identifié comme converti ou inversement, sa calibration ne sera pas bien estimée. Cela peut arriver dans le cas de photons convertis dont la trace n'a pas été reconstruite ou dans le cas de photons non-convertis dont une trace de l'empilement est associée à tort au candidat photon.

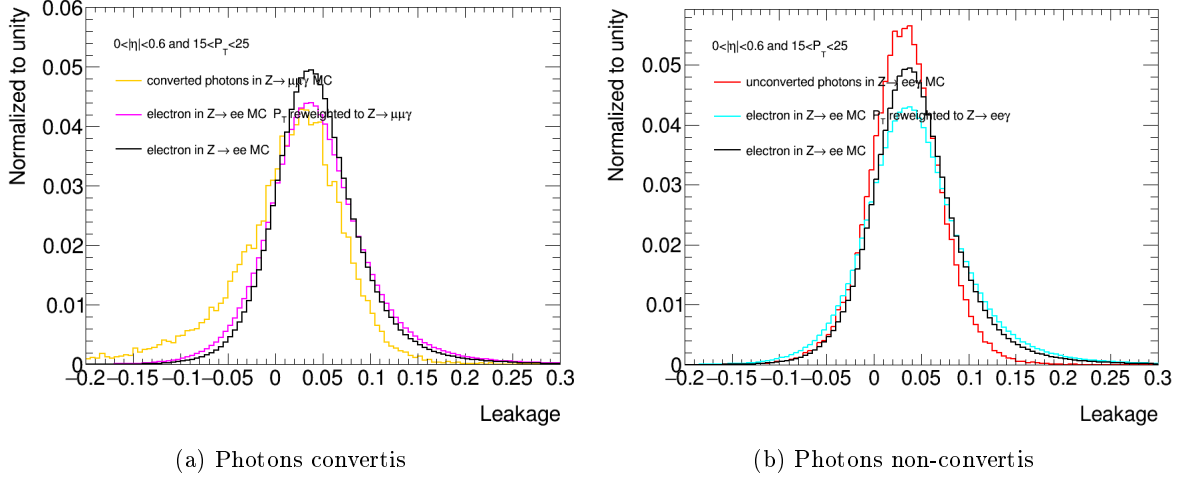


Figure 4.34: Comparaison des distributions de la fuite d'énergie entre les électrons et les photons convertis issus de simulation $Z \rightarrow \mu\mu\gamma$ (à gauche) et pour les photons non-convertis issus de simulation $Z \rightarrow ee\gamma$ (à droite) après la correction appliquée sur l'impulsion transverse des électrons dans la classe $15 < P_T < 25$ GeV et $0 < |\eta| < 0.6$

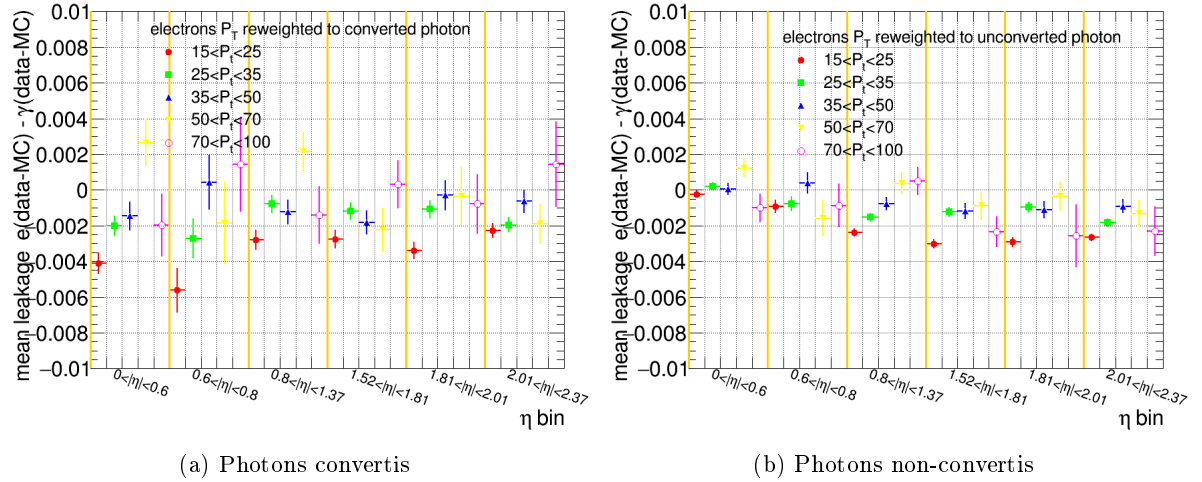


Figure 4.35: Double différence de la moyenne de l'énergie de fuite en fonction des classes entre les données et les simulations entre les électrons après la renormalisation de l'impulsion et les photons convertis (à gauche) et entre les électrons et les photons non-convertis (à droite). Les lignes orange séparent les différentes classes en η

	$ \eta < 0.6$	$0.6 < \eta < 0.8$	$0.8 < \eta < 1.37$	$1.52 < \eta < 1.81$	$1.81 < \eta < 2.01$	$2.01 < \eta < 2.37$
$F_{non-conv}^{non-conv}$	0.863	0.84	0.936	0.954	0.876	0.958
$F_{non-conv}^{conv}$	1.51	1.13	0.85	0.336	0.00429	1.32
$F_{conv}^{non-conv}$	5.08	2.89	1.89	3.13	2.06	1.22
F_{conv}^{conv}	1.03	1.04	0.902	0.915	0.878	0.904

Table 4.3: Tables des valeurs des fractions de conversions pour en fonction de η pour les simulations MC. Les valeurs sont calculées comme la moyenne entre la valeur pour les événements $Z \rightarrow \mu\mu\gamma$ et $Z \rightarrow ee\gamma$.

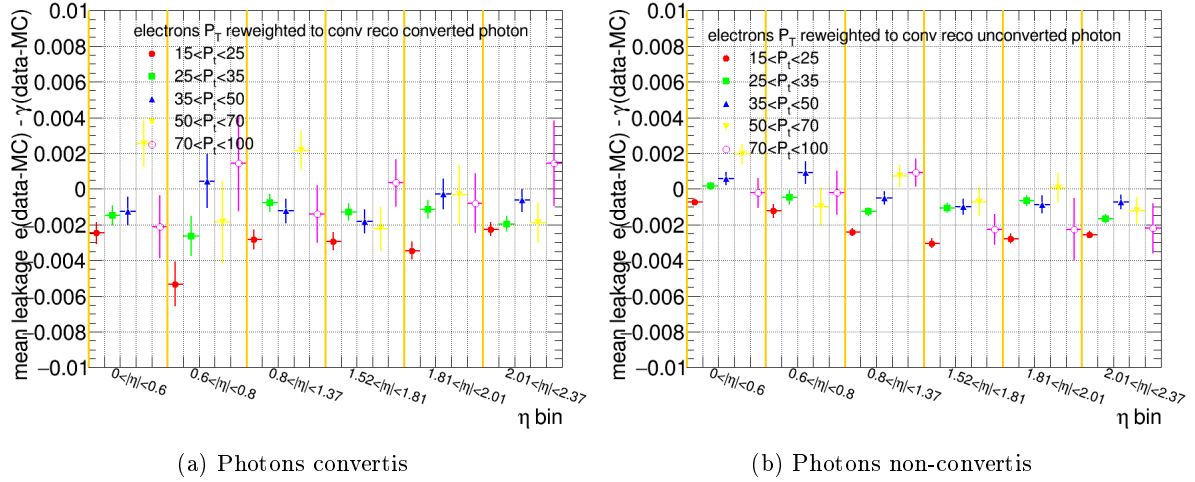


Figure 4.36: Double différence de la moyenne de l'énergie de fuite en fonction des classes entre les données et les simulations entre les électrons et les photons convertis (à gauche) et entre les électrons et les photons non-convertis (à droite) après la correction de conversion et la renormalisation de l'impulsion transverse des électrons. Les lignes orange séparent les différentes classes en η .

La double différence est recalculée en corrigeant cette mauvaise modélisation à l'aide des vraies conversions (la conversion modélisée) des fichiers de simulation [107].

Pour ce faire, des poids sont appliqués sur les événements de simulation Monte Carlo pour corriger la différence entre les données et les simulations :

- $F_{conv}^{non-conv} = \frac{f_{Conv}^{Data}(1-f_{Reco}^{Data})}{f_{Conv}^{MC}(1-f_{Reco}^{MC})}$ pour les vrais photons convertis reconstruits en tant que photons non-convertis ;
- $F_{non-conv}^{non-conv} = \frac{(1-f_{Conv}^{Data})(1-f_{Fake}^{Data})}{(1-f_{Conv}^{MC})(1-f_{Fake}^{MC})}$ pour les vrais photons non-convertis reconstruits en tant que photons non-convertis ;
- $F_{conv}^{conv} = \frac{f_{Conv}^{Data}f_{Reco}^{Data}}{f_{Conv}^{MC}f_{Reco}^{MC}}$ pour les vrais photons convertis reconstruits en tant que photons convertis ;
- $F_{non-conv}^{conv} = \frac{(1-f_{Conv}^{Data})f_{Reco}^{Data}}{(1-f_{Conv}^{MC})f_{Reco}^{MC}}$ pour les vrais photons non-convertis reconstruits en tant que photons convertis.

Dans lesquels, f_{Conv} est la probabilité qu'un photon soit identifié comme converti, f_{Reco} l'efficacité de la reconstruction de conversion i.e. l'efficacité qu'un vrai photon converti soit identifié comme converti et f_{Fake} le taux de faux positif i.e. la probabilité de reconstruire un photon non-converti comme un photon converti. Les valeurs des poids utilisés pour la correction en fonction de η sont présentés dans le tableau 4.3.

Les résultats de la double différence après la renormalisation de l'impulsion transverse des électrons et après la correction de conversion sont montrés dans la figure 4.36.

Cet effet est considéré comme une incertitude sur la valeur de la double différence. La valeur finale sera prise comme la valeur maximale entre la valeur avant la correction et la valeur après la correction

Leakage *100	$P_t \in [15, 25]$	$P_t \in [25, 35]$	$P_t \in [35, 50]$	$P_t \in [50, 70]$	$P_t \in [70, 100]$
$ \eta \in [0, 0.6]$					
Converted	0.411 (no corr)	0.2 (no corr)	0.146 (no corr)	0.264 (no corr)	0.213 (no corr)
Unconverted	0.0739 (no corr)	0.0207 (no corr)	0.0569 (corr)	0.194 (corr)	0.101 (no corr)
$ \eta \in [0.6, 0.8]$					
Converted	0.562 (no corr)	0.272 (no corr)	0.0436 (corr)	0.187 (no corr)	0.143 (no corr)
Unconverted	0.124 (no corr)	0.0779 (no corr)	0.0912 (corr)	0.158 (no corr)	0.0872 (no corr)
$ \eta \in [0.8, 1.37]$					
Converted	0.283 (no corr)	0.0792 (no corr)	0.124 (no corr)	0.214 (corr)	0.142 (no corr)
Unconverted	0.243 (no corr)	0.153 (no corr)	0.0789 (no corr)	0.073 (corr)	0.0905 (corr)
$ \eta \in [1.52, 1.81]$					
Converted	0.293 (no corr)	0.13 (no corr)	0.183 (no corr)	0.225 (no corr)	0.0331 (corr)
Unconverted	0.305 (no corr)	0.123 (no corr)	0.118 (no corr)	0.0903 (no corr)	0.234 (no corr)
$ \eta \in [1.81, 2.01]$					
Converted	0.346 (no corr)	0.114 (no corr)	0.0305 (no corr)	0.0346 (no corr)	0.0795 (no corr)
Unconverted	0.293 (no corr)	0.0969 (no corr)	0.11 (no corr)	0.0359 (no corr)	0.257 (no corr)
$ \eta \in [2.01, 2.37]$					
Converted	0.227 (no corr)	0.196 (no corr)	0.0634 (no corr)	0.19 (no corr)	0.144 (corr)
Unconverted	0.266 (no corr)	0.184 (no corr)	0.0907 (no corr)	0.133 (no corr)	0.232 (no corr)

Table 4.4: Valeur absolue de la valeur maximale entre la valeur avec la correction associée à la conversion des photons (corr) et la valeur sans la correction associée à la conversion des photons (no corr).

Incertitude systématique	$ \eta < 0.8$	$0.8 < \eta < 1.37$	$1.57 < \eta < 2.37$
El - Conv, $p_T > 25$ GeV	0.270	0.089 (stat)	0.080 (stat)
El - Unconv, $p_T > 25$ GeV	0.082	0.128	0.060
El - Conv, $15 < p_T < 25$ GeV	0.208	0.113 (stat)	0.093 (stat)
El - Unconv, $15 < p_T < 25$ GeV	0.155	0.046 (stat)	0.060

Table 4.5: Résultat de l'incertitude systématique provenant de la fuite latérale de l'énergie prise pour les années 2015-2016 avec l'ancienne méthode de construction des clusters

sur la conversion. Ces valeurs sont résumées dans la table 4.4. De manière générale la correction sur la conversion réduit la valeur de la double différence.

4.2.6 Résultats et points en cours de discussion

La méthode actuelle pour estimer la valeur de l'incertitude pour chaque classe se fait en prenant le maximum de trois valeurs : la valeur de la double différence après la correction sur l'impulsion transverse de l'électron avec la correction sur les conversions des photons, la valeur sans la correction sur la conversion des photons et la valeur de l'incertitude statistique. Ces valeurs sont montrées dans la table 4.6. Les valeurs utilisant les données de 2015 et 2016 utilisant cette méthode sont présentées dans la table 4.5. Les valeurs actuelles sont plus grandes mais ne sont pas totalement comparables du fait du changement de méthode (de la fenêtre coulissante à super-clusters) et du fait que l'augmentation des données et de l'empilement (en ajoutant les données de 2017 et 2018) peut changer ce résultat. Cependant on peut voir que l'incertitude statistique domine rarement le résultat actuel tandis que les résultats étaient majoritairement dominés par l'incertitude statistique auparavant.

Cette étude de la modélisation de la fuite d'énergie des photons n'est pas encore finalisée. Plusieurs points de discussion concernant la méthode sont encore en cours :

- correction ou incertitude : Le choix n'est pas encore déterminé entre l'application d'une correction ou d'une incertitude. Une étude de l'effet de ce terme pour la mesure de la masse du boson de Higgs est en cours afin d'apporter des réponses. Par exemple, dans le cas de la classe $0.6 < |\eta| < 0.8$ et $15 < P_t < 25$, la double différence pour les photons non-convertis est 0.124 ± 0.0405 (stat).

Leakage * 100	$P_t \in [15, 100]$	$P_t \in [15, 25]$	$P_t \in [25, 35]$	$P_t \in [35, 50]$	$P_t \in [50, 70]$	$P_t \in [70, 100]$
$ \eta \in [0, 0.6]$						
Converted	0.227	0.411	0.2	0.146	0.264	0.213
Unconverted	0.00803	0.0739	0.0226 (stat)	0.0569	0.194	0.101
$ \eta \in [0.6, 0.8]$						
Converted	0.258	0.562	0.272	0.152 (stat)	0.23 (stat)	0.267 (stat)
Unconverted	0.0713	0.124	0.0779	0.0912	0.158	0.123 (stat)
$ \eta \in [0.8, 1.37]$						
Converted	0.13	0.283	0.0792	0.124	0.214	0.16 (stat)
Unconverted	0.162	0.243	0.153	0.0789	0.073	0.0905
$ \eta \in [1.52, 1.81]$						
Converted	0.194	0.293	0.13	0.183	0.225	0.134
Unconverted	0.184	0.305	0.123	0.118	0.0903	0.234
$ \eta \in [1.81, 2.01]$						
Converted	0.184	0.346	0.114	0.0856	0.168 (stat)	0.168
Unconverted	0.211	0.293	0.0969	0.11	0.0845 (stat)	0.257
$ \eta \in [2.01, 2.37]$						
Converted	0.0459	0.227	0.196	0.0659 (stat)	0.19	0.24 (stat)
Unconverted	0.0962	0.266	0.184	0.0907	0.133	0.232

Table 4.6: Valeur maximale entre la valeur après correction de l'impulsion transverse avec la correction de conversion, la valeur après correction de l'impulsion transverse sans la correction de conversion et l'incertitude statistique. L'annotation (stat) indique le cas où l'incertitude statistique est la valeur maximale.

Garder la valeur maximum entre l'incertitude statistique et la valeur de la double différence (la méthode actuelle) revient à prendre comme incertitude la valeur 0.124. Si l'on applique une correction, il ne restera plus que l'incertitude statistique en tant qu'incertitude et l'on aura alors 0.0405 comme valeur d'incertitude. La diminution de l'incertitude statistique nous permettrait de faire une telle correction.

- valeur dans le cas d'une incertitude : Durant la précédente analyse, le terme d'incertitude sur la mauvaise modélisation de la fuite d'énergie du photon et de l'électron était pris comme le maximum de la valeur de la double différence (maximum entre la valeur avant et après la correction de la conversion) et l'incertitude statistique de celle-ci. Des discussions sont encore en cours pour ce choix et le calcul de cette valeur finale.
- nombre et taille des classes : Un choix doit être fait sur le nombre de classes en fonction de P_T et η et leur distribution si des classes moins nombreuses sont choisies. La taille et le nombre de classes en η est fixé et définitif. Un choix doit être fait entre un classement moins fin en impulsion transverse qui augmenterait le nombre d'événements par classe et donc réduirait les incertitudes statistiques sur ces valeurs mais réduirait l'effet des différences sur la valeur de la double différence en fonction de l'impulsion transverse. Par exemple, les photons convertis avec $0.6 < |\eta| < 0.8$ sont dominés par la statistique dans les classes où l'impulsion transverse est supérieure à 35 GeV. Une classe unique incluant les événements une impulsion transverse supérieure à 50 GeV pourrait permettre de ne plus être dominée par l'incertitude statistique pour les hautes impulsions transverses.

Chapitre 5

Recherche d'une particule de spin 0 se désintégrant en une paire de bosons de Higgs dans le canal $\gamma\gamma\bar{b}b$

Sommaire

5.1 Évènements et objets	104
5.1.1 Données et génération des événements simulés MC	104
5.1.2 Définition des objets	106
5.2 Sélection des événements	108
5.2.1 Déclenchement	108
5.2.2 Pré-sélection	108
5.2.3 Changement de stratégie et sélection sur $m_{b\bar{b}\gamma\gamma}$	109
5.2.4 Sélection par analyse multivariée	114
5.3 Modélisation du signal et du bruit de fond	117
5.3.1 Modélisation du signal et des bruits de fond Higgs-seul	117
5.3.2 Modélisation du bruit de fond continu	119
5.4 Méthode d'ajustement en deux dimensions	122
5.4.1 Sélection	122
5.4.2 Modélisation du signal et du bruit de fond Higgs-seul	122
5.4.3 Modélisation du bruit de fond continu	123
5.4.4 Comparaison des limites entre la méthode 2D et la méthode BDT	125
5.5 Paramétrisation	128
5.5.1 Paramétrisation en une dimension	128
5.5.2 Paramétrisation en deux dimensions	130
5.6 Incertitudes systématiques	132
5.6.1 Méthode de calcul des incertitudes	132
5.6.2 Effet des incertitudes systématiques sur la limite	133
5.7 Résultats	136
5.7.1 Méthode statistique	136
5.7.2 Résultat avec la région de signal cachée	136
5.7.3 Résultat avec la région de signal non-caché	136
5.7.4 Limites	136
5.7.5 Conclusion et autres analyses	138

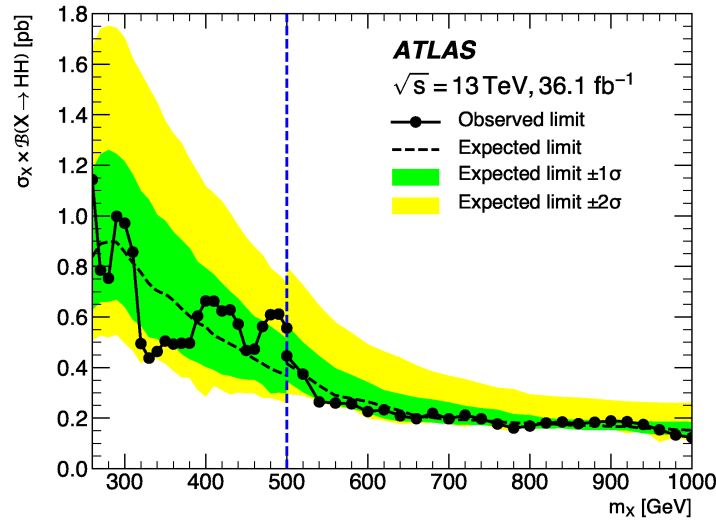


Figure 5.1: Limite en fonction de la masse invariante de la nouvelle particule pour l'analyse dans l'état final avec deux photons et deux quarks b à 36 fb⁻¹. La ligne bleue sépare les deux méthodes de sélection utilisées dans l'analyse. [137]

La recherche de création de paires de bosons de Higgs dans le Modèle Standard est un des projets phares du HL-LHC. En utilisant l'ensemble des données du Run 2, la limite observée est de l'ordre de 5 fois la section efficace du Modèle Standard [24, 25]. Il est cependant intéressant, de rechercher des créations de paires de bosons de Higgs par l'intermédiaire d'une résonance non prédite par le Modèle Standard. Une telle résonance peut être expliquée par de nombreux modèles tels que présentés dans le chapitre 2. Cette recherche présente le même état final que la mesure du Modèle Standard, elle est donc complémentaire.

Une analyse avait été faite sur la recherche de résonances dans la création de paires de bosons de Higgs avec les données obtenues de 2015 à 2016 soit 36 fb⁻¹. Aucun excès n'a été observé, les limites attendues et observées sont présentées dans la figure 5.1.

La limite observée est contenue entre 1.1 pb et 0.12 pb pour une région de masse de 260 GeV à 1 TeV.

Dans ce chapitre, l'analyse de la recherche de résonances dans le canal $HH \rightarrow \bar{b}b\gamma\gamma$ est optimisée pour les données du Run 2. Les événements considérés et les fichiers utilisés sont présentés dans la section 5.1. La stratégie de sélection et de modélisation des signaux et des bruits de fond est détaillée dans les sections 5.2 et 5.3. Une stratégie alternative utilisant une modélisation en deux dimensions avec les sélections de l'analyse précédente est présentée dans la section 5.4. Les sections 5.5 et 5.6 contiennent la paramétrisation et les incertitudes systématiques. Les résultats sont présentés dans la section 5.7.

5.1 Évènements et objets

5.1.1 Données et génération des événements simulés MC

Données

Les données utilisées sont issues des données de collisions proton-proton enregistrées par l'expérience ATLAS durant tout le Run 2, de 2015 à 2018, résultant en une luminosité de 139 fb⁻¹ pour les données de bonne qualité.

Simulation

Signal résonnant

Le signal résonnant MC pour la production de canaux HH par fusion de gluons (ggFHH pour gluon-gluon fusion di-Higgs) est généré à l'ordre supérieur (LO) en utilisant MadGraph5 [138]. Le

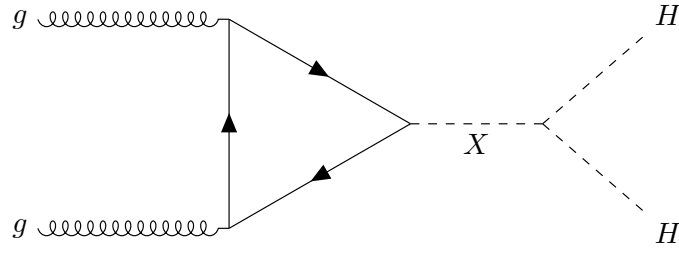


Figure 5.2: Production d'une paire di-Higgs par la désintégration d'une particule scalaire.

processus généré est $pp \rightarrow X \rightarrow HH$ avec la particule intermédiaire qui correspond à une nouvelle particule scalaire de masses m_X (listé dans la table 5.1) et de largeur de 10 MeV. La largeur de désintégration est choisie comme fine afin que la largeur reconstruite ne soit dominée que par les résolutions expérimentales, permettant aux théoriciens une réinterprétation des résultats plus facile. L'hypothèse de la largeur fine permet de réduire les interférences hors du pic de résonance comme expliqué dans la sous-section 2.1.3. Le générateur Herwig7 [139] est utilisé pour générer les désintégrations des deux bosons de Higgs, $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow b\bar{b}$ respectivement. L'outil NNPDF [140] est utilisé pour la fonction de densité de parton (PDF) tandis que le générateur Herwig7 est utilisé pour les gerbes de partons ainsi que pour l'hadronisation. Le diagramme représentant cette désintégration est montré dans la figure 5.2. Ces fichiers ont été générés avec une section efficace correspondant à la limite combinée mesurée dans l'analyse précédente, re-normalisée à une luminosité de 139 fb^{-1} . Ces sections efficaces sont présentées dans la table 5.1.

m_X [GeV]	251	260	270	280	290	300	312.5	325	337.5	350	375
σ [pb]	0.36	0.36	0.03	0.39	0.32	0.37	0.33	0.27	0.34	0.21	0.38
m_X [GeV]	400	425	450	475	500	550	600	700	800	900	1000
σ [pb]	0.16	0.28	0.09	0.18	0.07	0.06	0.04	0.03	0.02	0.02	0.01

Table 5.1: Table des sections efficaces du signal résonnant ggFHH, généré par Herwig7, en fonction de la masse.

Bruits de fond

Deux types de signaux dits non-résonnants sont considérés comme du bruit de fond dans l'analyse résonnante :

- la production de paires di-Higgs par fusion gluon-gluon prédite par le Modèle Standard avec une section efficace de $\sigma_{ggFHH} = 31.02 \text{ fb}$. Cette section efficace de production de paire de bosons de Higgs est réduite par les interactions entre les deux diagrammes présentés dans la figure 1.11.

Les événements ggFHH sont générés à l'ordre supérieur suivant (NLO) en utilisant le générateur Powheg [141], [142]. Dans le cas de l'analyse résonnante, uniquement les événements correspondant au Modèle Standard sont utilisés. L'outil PDF4LHC15 [143] est utilisé pour générer les PDF, tandis que le générateur Herwig7 est utilisé pour les gerbes de partons et pour l'hadronisation.

- la production de paires de di-Higgs par fusion de bosons vecteur (VBF Vector Boson Fusion) prédite par le MS, illustrée dans la figure 5.3.

La section efficace prédite par le MS de la production VBF est plus faible, elle est de $\sigma_{VBFHH} = 1.723 \text{ fb}$. Ces événements sont générés à l'ordre supérieur en utilisant MadGraph5. L'outil NNPDF 2.3 LO PDF est utilisé pour générer les PDF.

Les autres événements de bruit de fond sont classés en deux catégories :

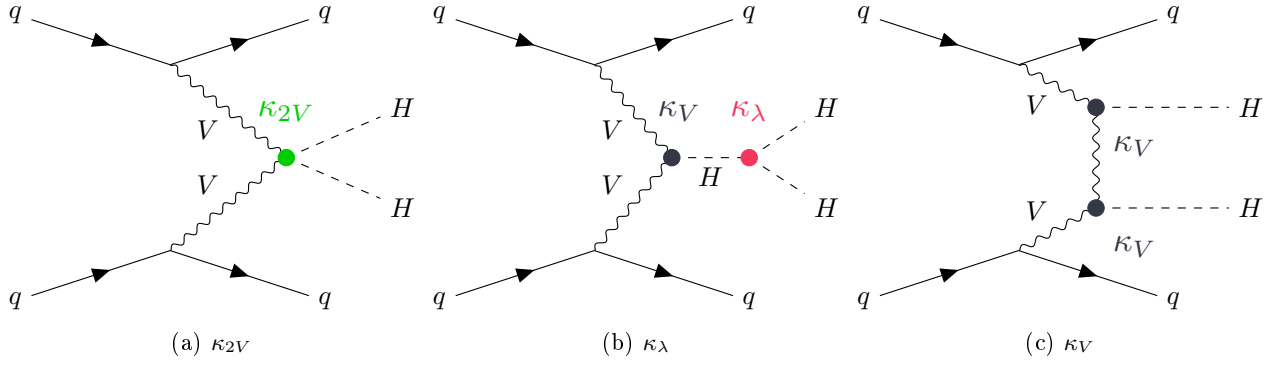


Figure 5.3: Diagrammes de Feynman pour les modes de production par fusion de bosons vecteur.

- le bruit de fond continu : ce bruit de fond concerne les événements contenant une paire di-photon et des jets ($\gamma\gamma$ +jets), des quarks top se désintégrant de manière totalement hadronique ($(\gamma\gamma t\bar{t})_{alladd}$) ou non ($(\gamma\gamma t\bar{t})_{noalladd}$).
- les événements Higgs-seul : Les canaux décrivant ce processus sont les canaux ggH , VBF, $W^\pm H$, $qq \rightarrow ZH$, $gg \rightarrow ZH$, $t\bar{t}H$, $b\bar{b}H$, $tHb\bar{j}$ et tHW . Le boson de Higgs se désintègre en paire de photon, les deux jets de b proviennent des particules associées (boson Z, quark top) ou de radiations de quarks b. Les cas où le boson de Higgs se désintègre en deux jets de b sont négligés ici de part la faible probabilité d'obtenir deux photons supplémentaires par radiation. Par exemple, les événements $ggH(b\bar{b}) + 2\gamma$ ont une section efficace de $4.85 * 10^1$ pb cependant aucun événement issu de simulation Monte Carlo ne passe les sélections décrites dans le chapitre 5.2

Les fichiers de bruit de fond sont listés dans la Table 5.2.

Generator	PDF (ME)	PDF+Tune (PS)	Prod. Mode	σ [pb]
NNLOPS + PYTHIA8	PDFLHC	AZNLOCTEQ6	ggH	$1.10 * 10^{-1}$
POWHEG + PYTHIA8	PDFLHC	AZNLOCTEQ6	VBF	$8.58 * 10^{-3}$
POWHEG + PYTHIA8	PDFLHC	AZNLOCTEQ6	W^+H	$1.90 * 10^{-3}$
POWHEG + PYTHIA8	PDFLHC	AZNLOCTEQ6	W^-H	$1.20 * 10^{-3}$
POWHEG + PYTHIA8	PDFLHC	AZNLOCTEQ6	$qq \rightarrow ZH$	$1.72 * 10^{-3}$
POWHEG + PYTHIA8	PDFLHC	AZNLOCTEQ6	$gg \rightarrow ZH$	$2.79 * 10^{-4}$
POWHEG + PYTHIA8	PDFLHC	A14NNPDF23	$t\bar{t}H$	$1.15 * 10^{-3}$
POWHEG + PYTHIA8	PDFLHC	A14NNPDF23	$b\bar{b}H$	$1.10 * 10^{-3}$
MGMCatNLO + PYTHIA8	NNPDF	A14NNPDF23	$tHb\bar{j}$	$1.69 * 10^{-3}$
MGMCatNLO + PYTHIA8	NNPDF	A14NNPDF23	tHW	$3.44 * 10^{-5}$
SHERPA2 (ME@NLO+PS)			$\gamma\gamma+0,1(NLO),2,3(LO), m_{\gamma\gamma} \in 90-175$ GeV	$5.18 * 10^1$
MGMCatNLO + PYTHIA8			$t\bar{t}\gamma\gamma$ (noallhad)	$6.48 * 10^{-3}$
MGMCatNLO + PYTHIA8			$t\bar{t}\gamma\gamma$ (allhad)	$4.08 * 10^{-3}$

Table 5.2: Description des bruits de fond considérés dans l'analyse

5.1.2 Définition des objets

- Photons : les photons sont identifiés avec la sélection *Tight*, présentée dans la sous-section 4.1.1, avec $|\eta| < 1.37$ ou $1.52 < |\eta| < 2.37$, $\frac{p_T}{m_{\gamma\gamma}} > 0.35$ (0.25) pour le photon principal (le photon secondaire), $E_T^{topocone20} < 0.065 \times p_T$, $p_T^{cone20} < 0.05 \times p_T$ et $m_{\gamma\gamma}$ dans l'intervalle [105,160] GeV. Cette sélection est commune à toutes les analyses de physique dans le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$;
- Jets : Les jets sont issus de l'algorithme particle flow (présenté dans la sous-section 3.3.3) après la reconstruction par l'algorithme anti-kt avec $p_T > 25$ GeV, $\Delta R = 0.4$, $|\eta| < 2.5$, $|y| < 4.4$, la sélection *Tight* de l'identification de vertex de jet, la sélection *Loose* du nettoyage de jets ;

- Jets de b : Avant de sélectionner les deux jets qui vont former le candidat $H \rightarrow b\bar{b}$, les jets sont classés de manière décroissante selon leur score d'identification de jet de b à l'aide de l'algorithme DL1r (présenté dans la sous-section 3.3.3) puis, dans le cas où plusieurs jets ont le même score, les jets sont classés selon leur impulsion transverse ;
- Leptons : Les leptons suivants sont pris en compte dans l'analyse :
 - électron avec $p_T > 10$ GeV, $|\eta| < 1.37$ ou $1.52 < |\eta| < 2.37$, l'identification passant la sélection médium, $|\sigma(d_0)| < 5$, $|\Delta z_0 \sin \theta| < 0.5$ mm, $E_T^{\text{topocone20}} < 0.02 \times p_T$ et $p_T^{\text{cone20}} < 0.15 \times p_T$
 - muon avec $p_T > 10$ GeV, $|\eta| < 2.7$, l'identification passant la sélection médium, $|\sigma(d_0)| < 3$, $|\Delta z_0 \sin \theta| < 0.5$ mm et une isolation passant le critère *Loose* ;
- Énergie transverse manquante : En comparaison avec la description dans la section 3.3.5 les leptons τ sont traités comme des jets hadroniques dans cette analyse et le terme des traces (soft term track) est calculé par rapport au vertex des deux photons à la place du vertex central utilisé habituellement.

Correction sur le jet b Deux méthodes ont été développées pour améliorer la résolution de la masse invariante des deux jets de b m_{bb} en estimant mieux l'impulsion transverse du jet de b. La reconstruction de l'impulsion transverse avec le muon dans le jet (BJetCalibration), et une régression linéaire corrigent les effets sur l'impulsion de la désintégration semi-leptonique du jet de b.

Dans la méthode BJetCalibration, le quadrivecteur impulsion du muon le plus proche du jet b est additionné au quadrivecteur du jet b. Un facteur de correction est ensuite appliqué afin de prendre en compte l'énergie manquante produite par le neutrino dans l'énergie semi-leptonique. Pour éviter des possibles biais par rapport au signal, cette correction est calculée sur des échantillons $t\bar{t}$.

La seconde méthode, la régression linéaire, est faite à l'aide d'un réseau de neurones. Les variables d'entrée de cette régression sont les quadrivecteurs des jets de b et des muons correspondants. Le réseau est entraîné avec les échantillons $t\bar{t}$ pour cibler les impulsions transverses des jets issus des désintégrations des bosons Z et W.

Le résultat de la correction BJetCalibration est illustré dans la figure 5.4.

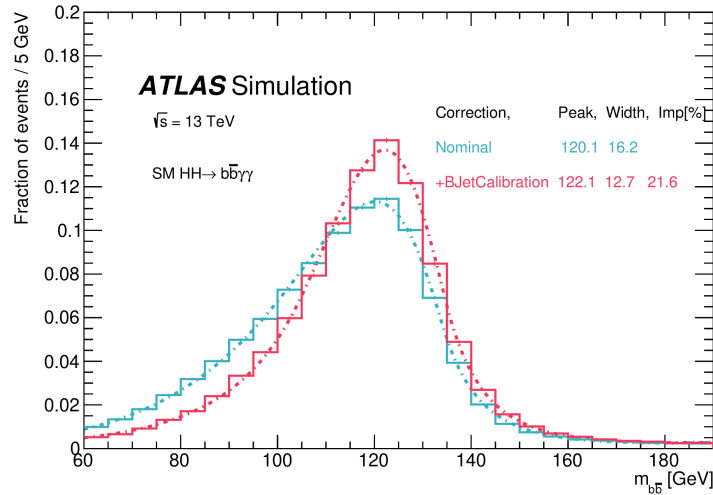


Figure 5.4: Comparaison de la distribution m_{bb} avant correction (en bleu) et après l'application de la correction BJetCalibration (en rouge). Les distributions sont ajustées à l'aide de la fonction Bukin, dont la position du pic, la résolution et l'amélioration relative sont montrés dans la légende. [25]

Les deux méthodes donnent des résultats similaires avec une amélioration de la masse invariante m_{bb} d'environ 22%. Ce qui correspond à une amélioration de l'ordre de 7% sur la signifiante. La méthode BJetCalibration, étant plus facilement applicable et permettant l'harmonisation avec les autres analyses HH, est utilisée pour cette analyse.

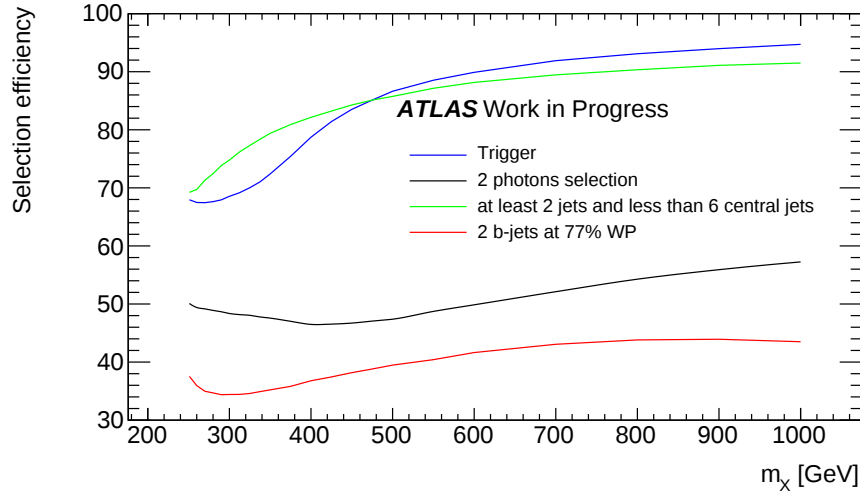


Figure 5.5: Efficacité relative de la sélection en fonction de la masse de la résonance pour la sélection de déclenchement (en bleu), pour la sélection di-photon (en noir), pour la sélection sur le nombre de jets et de jets centraux (en vert) et pour la sélection sur exactement 2 jets de b avec le point de travail de 77% (en rouge).

5.2 Sélection des évènements

5.2.1 Déclenchement

Plusieurs catégories de déclenchement ont été utilisées durant les années du Run 2. En 2015 et 2016, le déclenchement di-photon *Loose* était utilisé. Pour passer ce déclenchement, les évènements devaient contenir au moins deux clusters électromagnétiques avec un dépôt de plus de 15 GeV (déclenchement du premier niveau) et avoir deux photons *Loose* avec une impulsion transverse supérieure à 35 GeV et 25 GeV respectivement pour le photon principal et secondaire (déclenchement de haut niveau). En 2017 et 2018, le déclenchement di-photon *Medium* était utilisé afin de réduire l'effet de l'empilement. Les évènements devaient contenir au moins deux clusters électromagnétiques avec un dépôt de plus de 20 GeV (déclenchement de premier niveau).

L'efficacité de déclenchement en fonction de la masse de la résonance est présentée dans la figure 5.5. L'efficacité augmente en fonction de la masse (de 70% à 251 GeV à près de 95% à 1 000 GeV). Cette augmentation est attendue car lorsque la masse de la résonance est plus grande les photons ont plus d'énergie et vont passer plus fréquemment les critères de déclenchement.

5.2.2 Pré-sélection

Les sélections suivantes sont appliquées pour la pré-sélection :

- exactement 2 photons ;
- exactement 0 lepton pour rejeter les désintégrations leptoniques du canal $t\bar{t}H$;
- plus de 2 jets et moins de 6 jets centraux ($|\eta| < 2.5$) pour rejeter les désintégrations hadroniques du canal $t\bar{t}H$;
- exactement 2 jets de b passant le point de travail de 77% afin d'avoir une sélection orthogonale à l'analyse $HH \rightarrow bbbb$.

L'évolution de l'efficacité de sélection, en fonction de la masse de la résonance est présenté dans la figure 5.5.

L'efficacité de sélection de deux photons augmente légèrement en fonction de la masse elle passe de 50% à 60%. De la même manière la sélection de deux jets de b au point de travail de 77% augmente de 35 à 40%. La sélection sur le nombre de jet et de jets centraux augmente considérablement, elle est de

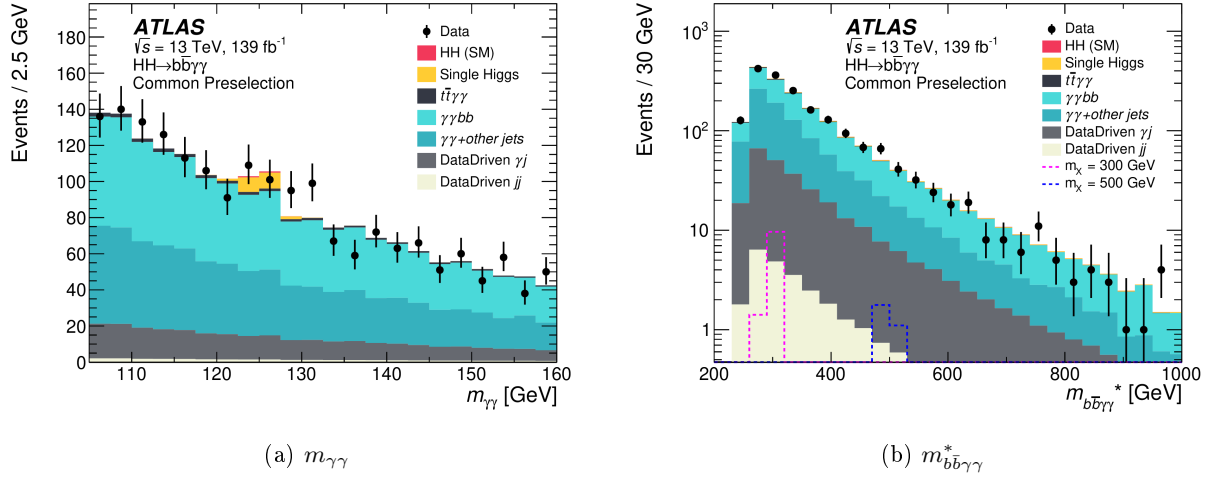


Figure 5.6: Distribution de la masse invariante $m_{\gamma\gamma}$ et de la masse invariante $m_{bb\gamma\gamma}^*$ pour les événements passant la pré-sélection. Les bruits de fond continus di-photon, γ -jet, jet- γ et di-jet sont normalisés aux données. La fraction de faux photons est estimée à l'aide de coupures relâchées sur les photons. [25]

70 % à 250 GeV et de 95% à 1 000 GeV. L'augmentation de la masse de la résonance va augmenter le nombre de jet passant les coupures mais aussi augmenter l'efficacité de reconstruction et d'identification des photons et des jets de b.

Les nombres d'événements pour les bruits de fond les plus importants et pour le signal après les pré-sélections sont présentés dans la table 5.3.

	bruit de fond di-photon continu	ZH	ttH	ggH	Signal non-résonnant	Signal (300 GeV)	Signal (500 GeV)
nombre d'événements total	7.19e+06	253.6	173.9	10476.5	11.4	134.0	25.2
Déclenchement	4.85e+06	161.2	139.4	10281.3	9.4	91.8	21.9
Exactement 2 photons	943045	77.1	58.6328	5471.32	4.7	44.4	10.4
0 lepto et moins de 6 jets centraux	17998	36.7	20.2	55.3	2.0	33.1	8.8
exactement 2 jets de b	2688	3.69	10.19	6.11	1.57	11.4	3.5

Table 5.3: Nombre d'événements des principaux bruits de fond et du signal pour deux hypothèses de masse après les pré-sélections.

Les distributions des événements, selon la masse invariante $m_{\gamma\gamma}$ et la masse invariante $m_{bb\gamma\gamma}^*$, après la pré-sélection sont présentées dans la figure 5.6. Les bruits de fond continus di-photon, γ -jet, jet- γ et di-jet ont leurs fractions dérivées des données, et sont normalisés aux données. La fraction de faux photons (i.e. γ -jet, jet- γ et di-jet) est estimée à l'aide de la méthode appelée « 2*2D sideband » [144] dans laquelle les régions de contrôle sont utilisées pour extrapoler le bruit de fond.

Ces régions de contrôle sont des régions dans lesquelles les coupures sont inversées pour les photons (isolation *loose* mais pas *tight* et identification *loose* mais pas *tight*). Le taux de faux photons est de l'ordre de 15%.

Cette méthode n'est utilisée que pour la comparaison entre le bruit de fond continu et les données. Le bruit de fond continu utilisé pour le calcul des limites est calculé en ajustant la fonction de modélisation du bruit de fond sur les données hors de la région de signal comme présenté dans la sous-section 5.7.2.

5.2.3 Changement de stratégie et sélection sur $m_{bb\gamma\gamma}$

La stratégie de sélection est différente de la précédente l'analyse [137] : après une sélection de région de signal autour de 125 GeV dans la distribution de masse invariante des deux photons ($m_{\gamma\gamma}$) un ajustement sur la distribution de la masse invariante des deux photons et des deux jets de b ($m_{bb\gamma\gamma}$) était réalisé. Une sélection est désormais faite sur la distribution $m_{bb\gamma\gamma}$ pour chaque résonance m_X étudiée puis un ajustement est réalisé sur la distribution $m_{\gamma\gamma}$ après avoir effectué les sélections de l'arbre de décision amélioré décrit dans la sous-section 5.2.4.

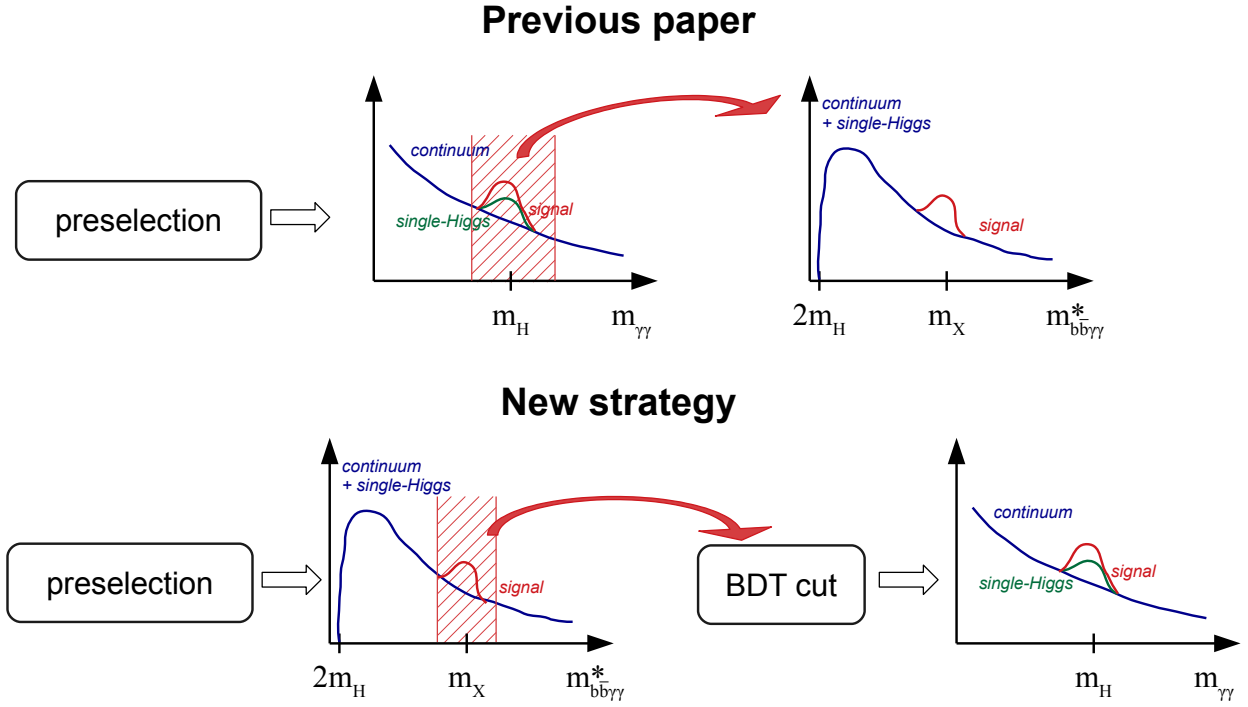


Figure 5.7: Schéma illustrant le changement de méthode par rapport au précédent papier

Ce changement est illustré dans la figure 5.7. Il est fait afin d'améliorer la robustesse de l'ajustement. Ce changement permet d'éviter les effets des coupures cinématiques à basses masses invariantes et de profiter de la bonne résolution de la masse invariante $m_{\gamma\gamma}$ similaires à ce qui était fait lors de la précédente analyse :

La limite de ces deux méthodes d'ajustement est comparée dans les deux cas après avoir ajouté des sélections sur les jets de b :

- $p_{T_{jet-principal}} > 40$ GeV ;
- $p_{T_{jet-secondaire}} > 25$ GeV ;
- $80 \text{ GeV} < m_{b\bar{b}} < 140 \text{ GeV}$.

La comparaison de la limite en utilisant ces deux méthodes est présentée dans la figure 5.8.

Utiliser un ajustement sur la masse invariante $m_{\gamma\gamma}$ permet d'avoir une limite similaire sauf pour le point de masse 260 GeV. Cependant cette différence est un artefact qui provient de la sous-estimation du nombre d'événements du bruit de fond sous le pic dans la région autour du point 260 GeV, lors de l'ajustement avec la fonction Novossibirsk (utilisée dans l'analyse précédente).

On peut voir dans la partie gauche de la figure 5.9 que l'ajustement sur la masse invariante $m_{\gamma\gamma\bar{b}b}$ sous-estime le bruit de fond dans la région autour de 260 GeV, cette sous-estimation résulte en un rapport signal sur bruit plus élevé et donc une meilleure limite.

De plus, la présence de signal parasite (spurious signal, faux signaux issus d'une mauvaise modélisation) comme on peut voir dans la partie droite de la figure 5.9 augmente le nombre d'événements de signal estimé. La comparaison entre le signal parasite de l'ajustement sur la variable $m_{\gamma\gamma\bar{b}b}$ et sur l'ajustement sur la variable $m_{\gamma\gamma}$ est présentée dans la figure 5.10. Le signal parasite est toujours plus grand en utilisant l'ancienne méthode qu'en utilisant la nouvelle méthode. Ce signal parasite va plus détériorer la valeur de la limite de l'ancienne méthode que celle de la nouvelle. Les limites sont présentées, dans la figure 5.8, avec les incertitudes statistiques uniquement. L'étude du signal parasite sera détaillée pour le résultat final dans la sous-section 5.3.2.

La difficulté de l'ajustement dans cette région vient principalement des sélections cinématiques dans la masse invariante $m_{\gamma\gamma\bar{b}b}$ vers 250 GeV étant donné la sélection nécessitant que les deux bosons

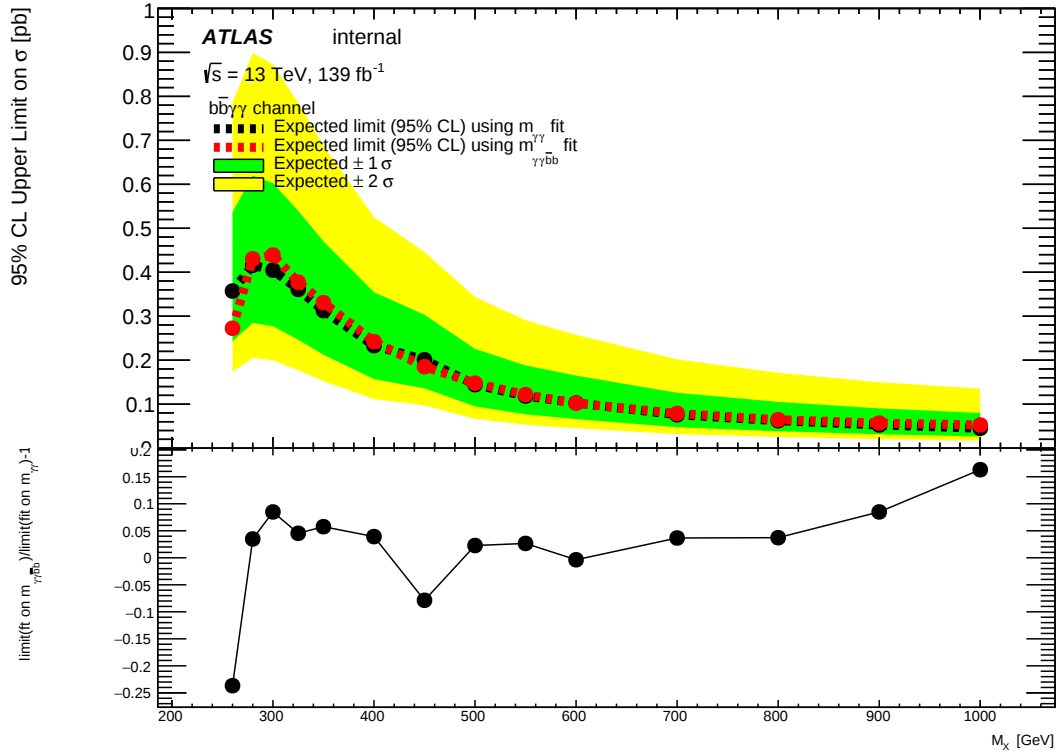


Figure 5.8: Comparaison de la limite en utilisant un ajustement sur la masse invariante $m_{\gamma\gamma}$ (en noir) et en utilisant un ajustement sur la masse invariante $m_{\gamma\gamma\bar{b}\bar{b}}$ (en rouge) en fonction de la masse de la résonance m_X (en haut). Différence relative entre les deux limites par rapport à la limite de la nouvelle méthode, l'ajustement sur la masse invariante di-photon. (en bas)

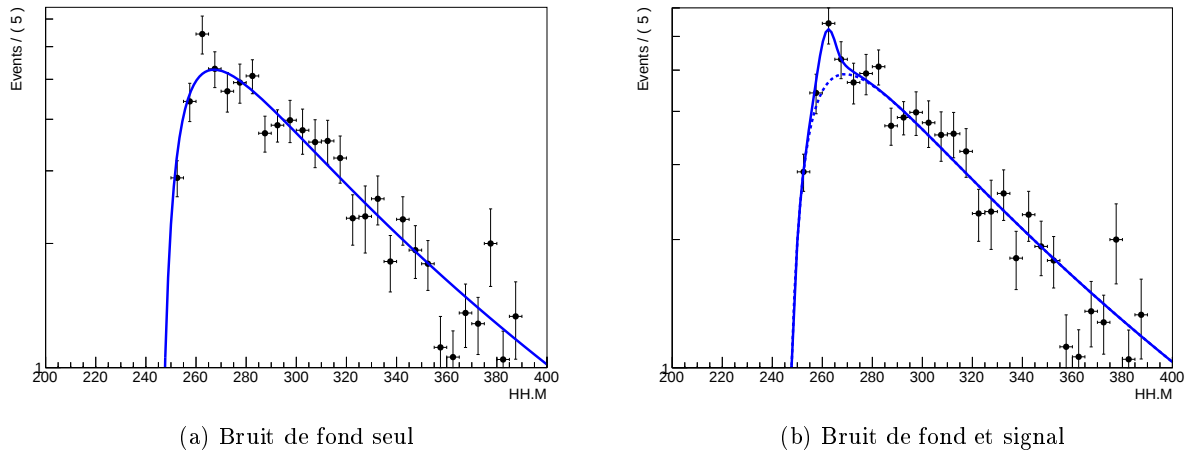


Figure 5.9: Ajustement de la distribution du bruit de fond continu sur la masse invariante $m_{\gamma\gamma\bar{b}\bar{b}}$. Dans la figure de gauche l'ajustement est fait avec le modèle du bruit de fond seul. Dans la figure de droite, l'ajustement est fait avec le bruit de fond et le signal à 260 GeV (en continu) et le bruit de fond seul (en pointillé).

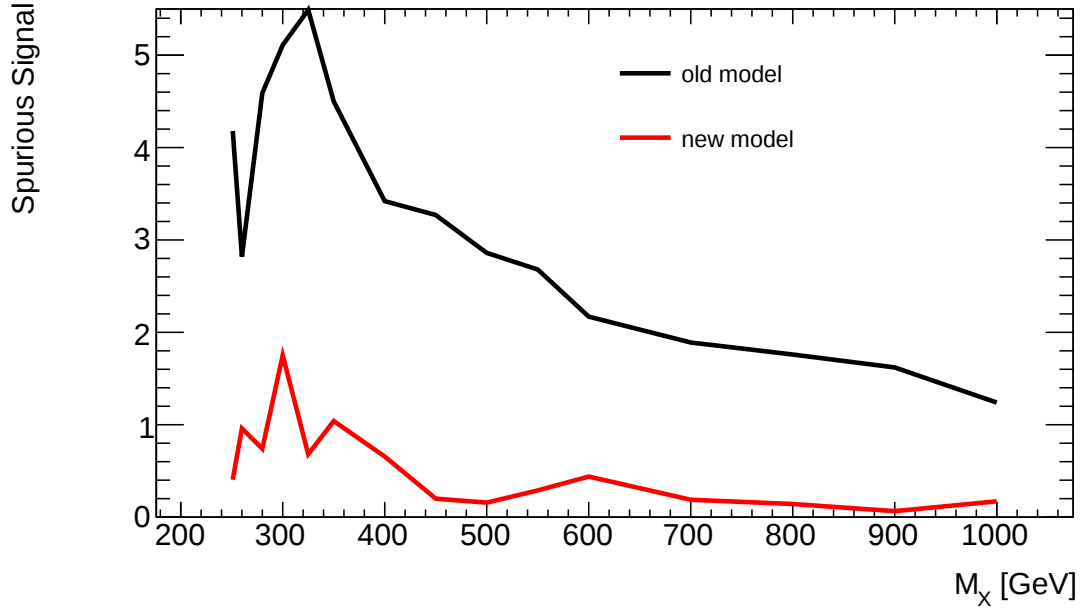


Figure 5.10: Comparaison entre le signal parasite lors de l'ajustement en utilisant l'ancienne méthode (en noir) et celui de l'ajustement en utilisant la nouvelle méthode $m_{\gamma\gamma}$ (en rouge)

de Higgs aient une désintégration sur couche de masse. L'ajustement sur la masse invariante $m_{\gamma\gamma}$ est donc utilisé, car il ne souffre pas de cette cinématique et permet d'avoir un signal parasite plus faible.

Un autre changement est fait sur la définition de la masse invariante $m_{\gamma\gamma\bar{b}b}$, une nouvelle définition est utilisée :

$$m_{\gamma\gamma\bar{b}b}^* = m_{\gamma\gamma\bar{b}b} - (m_{\bar{b}b} - 125\text{GeV}) - (m_{\gamma\gamma} - 125\text{GeV}) \quad (5.1)$$

L'objectif de cette nouvelle définition est d'améliorer la résolution du signal. On peut voir la comparaison des deux distributions de la masse invariante $m_{\gamma\gamma\bar{b}b}$ pour le bruit de fond continu et le signal dans la figure 5.11.

La sélection est faite sur la variable $m_{\gamma\gamma\bar{b}b}^*$ en utilisant la moyenne et l'écart-type de chaque résonance. Ces valeurs sont calculées à l'aide de l'ajustement d'une fonction Crystal Ball (décrite dans la figure 5.12) sur la distribution du signal. La fenêtre de sélection est comprise entre la moyenne $\pm 2\sigma_{CB}$ pour les résonances de 251 GeV à 800 GeV. Dans le cas des résonances 900 GeV et 1 000 GeV la fenêtre de sélection est entre la moyenne $\pm 4\sigma_{CB}$ pour pallier le manque de statistique dans le bruit de fond. Le résultat de ces valeurs est présenté dans la table 5.4.

m_X [GeV]	251	260	270	280	290	300	312.5	325	337.5	350	375
Mean [GeV]	249.1	260	269.8	279.2	289	298.6	310.9	323.8	336.1	348.3	372.9
σ_{CB} [GeV]	3.5	3.1	4.2	5.1	6.2	6.7	7.8	7.5	8	8.7	9.8
valeur minimale	242.1	253.8	261.5	269.1	276.7	285.2	295.3	308.9	320	331	353.4
valeur maximale	256	266.3	278.1	289.3	301.4	312	326.4	338.7	352.1	365.6	392.4
m_X [GeV]	400	425	450	475	500	550	600	700	800	900	1000
Mean [GeV]	397.4	422.2	446.7	471.3	495.7	544.9	594.5	693.2	790.6	888	984
σ_{CB} [GeV]	10.7	11.7	12.4	13.3	14.1	15.6	16.7	18.9	21.3	23.4	26.4
valeur minimale	376	398.9	421.9	444.6	467.5	513.6	561.2	655.4	748	794.3	878.3
valeur maximale	418.8	445.5	471.6	497.9	524	576.2	627.8	730.9	833.3	981.8	1089.6

Table 5.4: Moyenne et écart-type de la distribution après la pré-sélection et utilisant l'ajustement d'une fonction Crystal Ball

On remarque que les fenêtres de masse sont choisies afin de couvrir tout l'espace des masses de

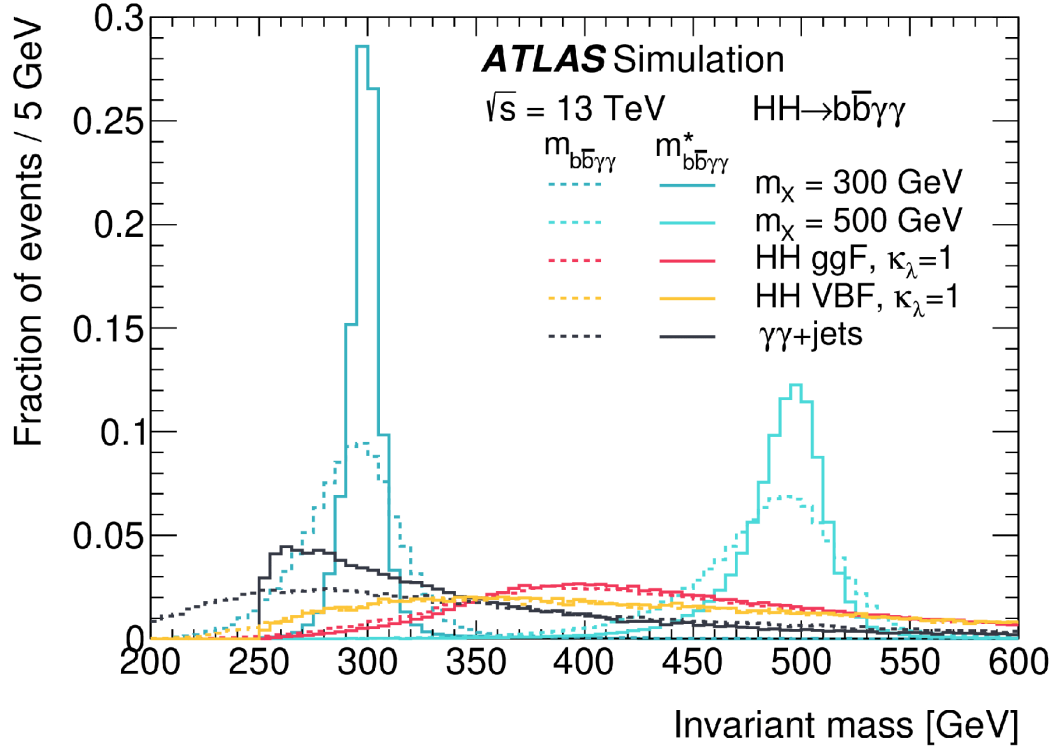


Figure 5.11: Distribution du bruit de fond continu et du signal pour les deux définitions de la masse invariante $m_{\gamma\gamma\bar{b}b}$. Les courbes pleines sont la définition m^* et les courbes pointillées sont la définition par défaut. [25]

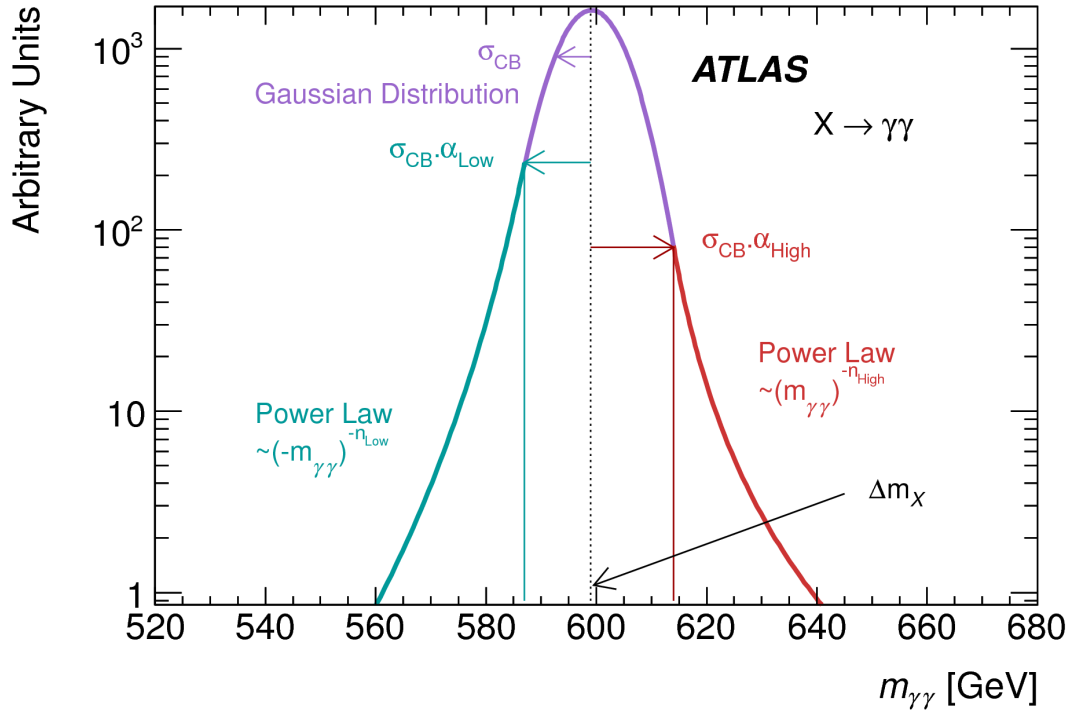


Figure 5.12: Description des différents paramètres de la fonction Double Sided Crystal Ball. La fonction Crystal Ball correspond au cas $n_{High} = 0$ et $\alpha_{High} = \infty$.

la résonance. Cela permet d'être en partie sensible à une possible résonance en dehors de points de masse choisis pour notre analyse. La paramétrisation expliquée dans la section 5.5 permettrait de faire une étude plus détaillée d'un point de masse qui se situerait entre les points de masse générés par simulations Monte Carlo.

5.2.4 Sélection par analyse multivariée

Pour la sélection de l'analyse résonnante, une analyse multivariée (MVA pour MultiVariate Analysis) basée sur un arbre de décisions amélioré (BDT pour Boosted Decision Tree [116]) est utilisée.

Deux BDTs sont entraînés en utilisant les deux différents types de bruit de fond :

- Le bruit de fond continu ($BDT_{\gamma\gamma}$) : il comprend les événements du continuum di-photon et les événements $tt\gamma\gamma$. Ces événements de bruit de fond n'ont pas de pic dans la variable $m_{\gamma\gamma}$ et le MVA va interpréter ce manque de pic comme une caractéristique du bruit de fond.
- Le bruit de fond Higgs-seul (BDT_{SH}) : il comprend tous les événements de bruit de fond avec un seul boson de Higgs et les événements $tt\gamma\gamma$ (pour ajouter de l'information sur l'identification des jets b). Ces événements ont moins de jets identifiés comme jets de b et le MVA va interpréter ceci comme une caractéristique du bruit de fond.

Les variables d'entrée de l'algorithme sont $m_{b\bar{b}}$, $m_{b\bar{b}\gamma\gamma}$, $P_{T\gamma\gamma}$, $P_{Tb\bar{b}}$, $\Delta R_{\gamma\gamma}$, $\Delta R_{b\bar{b}}$, $\Delta R_{b\bar{b}\gamma\gamma}$, $\Delta\Phi_{\gamma\gamma}$, $\Delta\Phi_{b\bar{b}}$, $\Delta\Phi_{\gamma\gamma b\bar{b}}$, $\eta_{\gamma\gamma}$, $\eta_{b\bar{b}}$, $\Delta\eta_{\gamma\gamma b\bar{b}}$, N_j , $N_{b\text{-jets}(70\%)}$, HT_{all} et la masse transverse manquante (utilisée uniquement pour le BDT_{SH}). HT_{all} est la somme de l'impulsion transverse des photons et des jets (avec $p_T > 30$ GeV).

La masse invariante di-photon n'est pas utilisée malgré son fort pouvoir de séparation, car elle est la variable utilisée pour l'ajustement et l'utiliser dans le BDT déformerait la distribution de bruit de fond et fausserait l'ajustement final. Il est vérifié que le bruit de fond n'est pas déformé en comparant les distributions avant et après la sélection assurant la non corrélation entre les variables utilisées dans le BDT et la masse invariante di-photon. Ces distributions sont illustrées dans la figure 5.13.

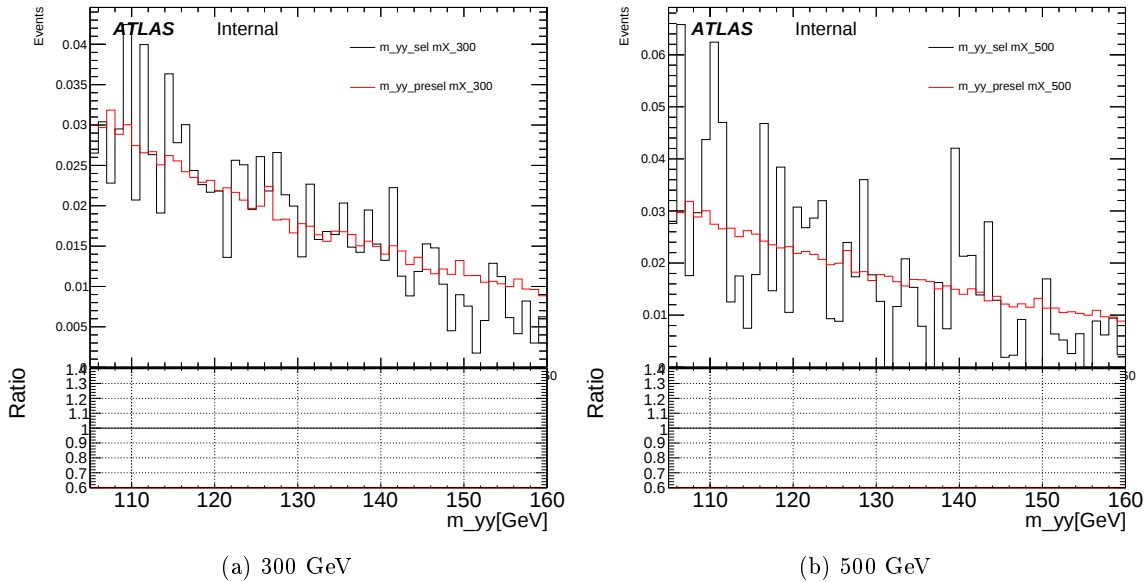


Figure 5.13: Distribution normalisée à l'unité de la masse invariante di-photon pour le bruit de fond continu avant la sélection par la méthode BDT (en rouge) et après la sélection par la méthode BDT (en noir) dans le cas des hypothèses de masse de 300 GeV (à gauche) et de 500 GeV (à droite).

Le score final du BDT est obtenu en combinant le score des deux BDTs en quadrature :

$$BDT_{\text{score}} = \frac{1}{\sqrt{C_1^2 + (1 - C_1)^2}} \sqrt{C_1^2 \left(\frac{BDT_{\gamma\gamma} + 1}{2} \right)^2 + (1 - C_1)^2 \left(\frac{BDT_{SH} + 1}{2} \right)^2} \quad (5.2)$$

C_1 et les scores des deux BDTs sont des variables qui sont scannées dans le but de maximiser la signifiante de découverte donnée par l'équation d'Asimov dans le cas d'une expérience de comptage [145] :

$$Z = \sqrt{2 * [(s + b) * \log(1 + s/b) - s]}. \quad (5.3)$$

b et s sont les nombres d'évènements, après la sélection BDT, de bruit de fond et de signal respectivement. Les distributions des scores BDTs combinés pour deux points de masse sont montrés dans la figure 5.14. Ces deux points de masse seront utilisés pour illustration dans la suite de ce chapitre.

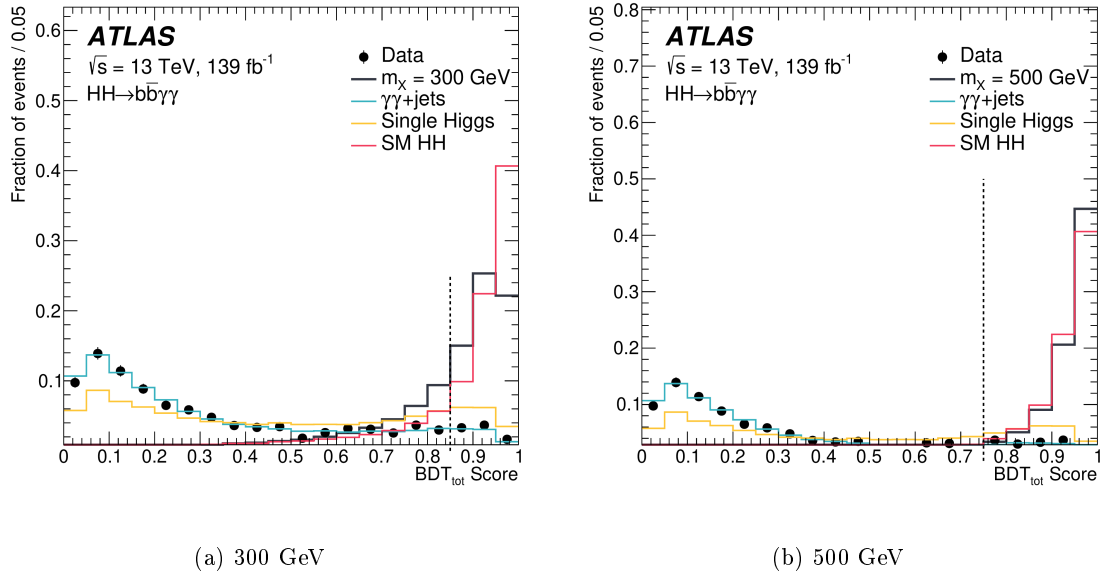


Figure 5.14: Distribution des scores BDTs pour les bruits de fond importants et pour le signal pour la résonance avec une masse de 300 GeV à gauche et une masse de 500 GeV à droite après entraînement. Les histogrammes sont normalisés à l'unité. La ligne noire pointillée dénote la sélection. [25]

Il est requis qu'à la fin de cette sélection il reste au moins 9 évènements attendus de bruit de fond continu di-photon dans la fenêtre $m_{\gamma\gamma} \in [105, 120] \cup [130, 160]$ GeV. Ces évènements sont nécessaires au bon fonctionnement de l'ajustement final des données.

Une première procédure est faite en optimisant les différents coefficients et les sélections BDT pour chaque point de masse. La deuxième procédure est faite en laissant la signifiante varier au maximum de 5% par rapport à la valeur maximum. Parmi les différentes combinaisons possibles, les combinaisons avec une valeur de C_1 commune est choisie pour tous les points de masse mais avec des coupures BDT différentes. Le fait d'utiliser des coupures différentes pour chaque point de masse implique des fluctuations entre les différents paramètres en fonctions des masses. Utiliser une seule valeur de C_1 permet de réduire ces variations. Cette seconde procédure est donc faite dans l'objectif de faciliter la paramétrisation. La paramétrisation sera discutée dans la section 5.5.1. Ces sélections sont présentées dans la table 5.5.

La limite faite avec un ajustement sur la masse invariante di-photon après la sélection de la méthode BDT est comparé à la limite avec un ajustement sur la masse invariante di-photon après les sélections de la précédente analyse, dans la figure 5.15. La sélection avec la méthode BDT permet une amélioration allant jusqu'à 30% par rapport à la méthode de la précédente analyse.

m_X GeV	BDT cut	Signal Events	Background Events	Binned significance
251	0.70	8.73	18.56	4.26
260	0.75	7.66	40.77	2.91
270	0.80	7.11	41.97	2.57
280	0.85	6.48	32.24	2.70
290	0.85	6.59	31.91	2.69
300	0.85	6.57	28.95	2.72
312.5	0.85	6.04	28.73	2.59
325	0.85	5.22	24.43	2.65
337.5	0.85	4.85	22.19	2.50
350	0.85	4.48	19.80	2.36
375	0.90	3.71	9.17	2.48
400	0.80	4.33	14.76	2.32
425	0.85	3.38	8.52	2.14
450	0.85	2.57	6.53	1.90
475	0.80	2.58	7.35	1.83
500	0.75	2.51	7.32	1.78
550	0.60	2.52	7.34	1.81
600	0.45	1.87	9.50	1.35
700	0.20	1.41	10.71	1.11
800	0.10	1.17	10.36	0.93
900	0.20	1.11	8.86	0.91
1000	0.05	0.92	9.63	0.76

Table 5.5: Sélection BDT pour toutes les résonances de masse (251-1000 GeV). Le bruit de fond est composé par les événements du continuum di-photon (divisé par 0.85 pour prendre en compte le taux de faux photon), le signal non-résonnant et les événements Higgs-seul. Les valeurs sont montrées pour la fenêtre $m_{\gamma\gamma} \in 105 - 160$ GeV. La variable binned significance est la signifiacnce combinée des significances par classe de 1 GeV dans la région 120-130 GeV.

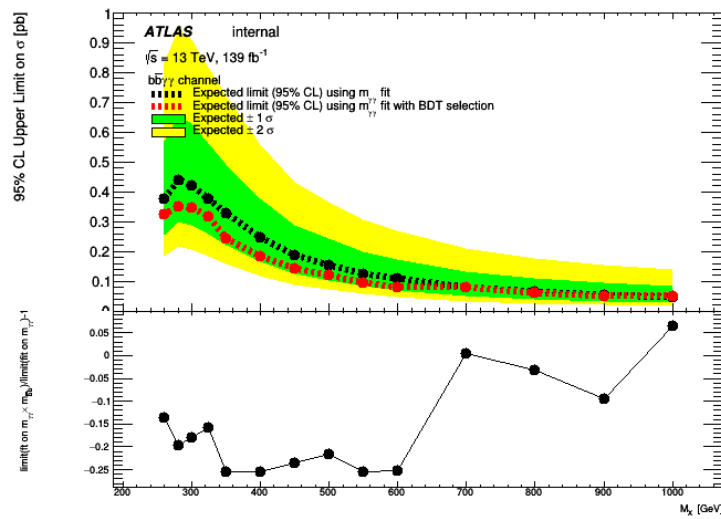


Figure 5.15: Comparaison de la limite attendue en fonction de la masse invariante de la nouvelle particule en utilisant un ajustement sur la distribution $m_{\gamma\gamma}$ (en noir) et en utilisant un ajustement sur la distribution $m_{\gamma\gamma}$ après la sélection BDT (en rouge). La figure du bas présente la différence relative de la limite entre les deux méthodes.

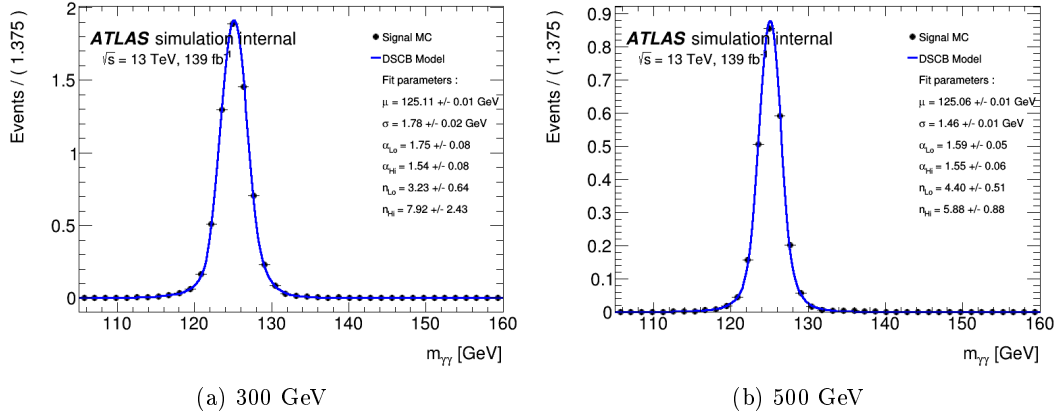


Figure 5.16: Ajustement du signal à l'aide de la fonction DSCB pour la résonance à 300 GeV (à gauche) et 500 GeV (à droite).

5.3 Modélisation du signal et du bruit de fond

Les ajustements sur les données sont faits sur la masse invariante $m_{\gamma\gamma}$.

La modélisation du signal résonnant, non-résonnant et des bruits de fond Higgs-seul est faite à l'aide d'un ajustement sur les distributions $m_{\gamma\gamma}$ des fichiers de simulation Monte Carlo. Le choix de cette modélisation est détaillé dans la section 5.3.1.

Le choix de la fonction utilisée pour la modélisation du bruit de fond continuum di-photon est fait dans la section 5.3.2 à l'aide du fichier de simulation Monte Carlo. Les paramètres de cette fonction sont laissés libres pour cet ajustement, ils seront fixés lors de l'ajustement sur les données. Le choix sera fait en réduisant l'erreur systématique due au signal parasite.

5.3.1 Modélisation du signal et des bruits de fond Higgs-seul

La fonction Double Sided Crystal Ball (DSCB) est choisie pour l'ajustement sur la masse invariante $m_{\gamma\gamma}$ du signal. Cette fonction était utilisée dans l'analyse précédente et dans la plupart des analyses $H \rightarrow \gamma\gamma$ et elle est décrite dans la figure 5.12.

Des exemples d'ajustement de cette fonction sur le signal sont présentés dans la figure 5.16.

Afin de tester si les paramètres de cette fonction, ajustés pour le signal résonnant, peuvent être utilisés pour le signal non-résonnant et les événements Higgs-seul, un test d'injection est effectué. Utiliser une seule fonction permettrait de stabiliser l'ajustement final. Ce test permet d'observer et de mesurer un possible biais issu de cette modélisation et permet aussi de valider l'utilisation de la fonction DSCB.

Ce test est fait en utilisant des pseudo-expériences Monte Carlo, expériences simulant un possible ensemble de données, de la manière suivante :

- faire un ajustement sur le signal résonnant en utilisant la fonction DSCB;
- créer une fonction de densité du signal à l'aide de cet ajustement (cette fonction de densité du signal sera celle testée) ;
- créer une pseudo-expérience de bruit de fond seul (du bruit de fond du continuum di-photon) à l'aide d'une fonction de partition de ce bruit de fond avec le nombre attendu d'événements de bruit de fond ;
- tirer N_{entr} événements au hasard des événements de signal de simulation avec N_{entr} le résultat d'une loi de Poisson avec comme entrée le nombre attendu d'événements de signal ;
- si $N_{\text{entr}}=0$, retirer la valeur ;
- ajouter les événements de signal dans la pseudo-expérience ;

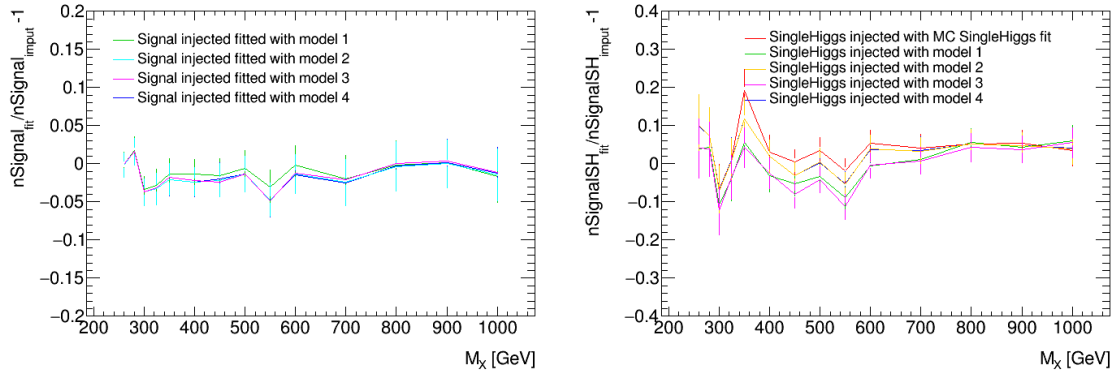


Figure 5.17: Valeur moyenne du test d'injection du signal (à gauche) et Higgs-seul (à droite) en fonction de la masse invariante de la résonance pour différents modèles en utilisant 1000 pseudo-expériences par modèle.

- faire l'ajustement sur la pseudo-expérience à l'aide de la fonction de partition du signal plus bruit de fond;
- obtenir N_{ajust} le nombre de signal obtenu par l'ajustement de cette pseudo-expérience ;
- calculer la différence relative : $\frac{N_{ajust}}{N_{entr}} - 1$.

Cette méthode est appliquée pour tous les pseudo-expériences et la moyenne de cette valeur sera le biais venant de la définition de la fonction de partition.

Quatre modélisations de la fonction de partition sont testées :

- modèle 1 : les paramètres sont issus de l'ajustement sur les événements Monte Carlo de signal résonnant;
- modèle 2 : les paramètres sont issus de l'ajustement sur les événements Monte Carlo combinés de signal résonnant et Higgs-seul;
- modèle 3 : les paramètres sont issus de l'ajustement sur les événements Monte Carlo combinés de signal résonnant et de signal non-résonnant;
- modèle 4 : les paramètres sont issus de l'ajustement sur les événements Monte Carlo combinés de signal résonnant, de signal non-résonnant et Higgs-seul.

Les résultats, pour les différents modèles, dans le cas de l'hypothèse du signal sont présentés dans la figure 5.17.

Tous les modèles donnent des résultats similaires, avec une différence relative de moins de 5% et compatible statistiquement avec 0. Les 4 modèles peuvent être utilisés pour faire l'ajustement final du signal. De la même manière les différents modèles sont testés en remplaçant le signal par des événements Higgs-seul sont présentés dans la figure 5.17. Ici les modèles ont une différence relative inférieure à 10%. Le modèle 1, issu de l'ajustement du signal, donne des résultats similaires aux autres et peut donc être utilisé pour l'ajustement des événements Higgs-seul.

Un test est ensuite fait en prenant en compte les signaux résonnant, non-résonnant et les événements Higgs-seul pour les tests d'injections. Ce test permet d'estimer si un biais apparaît en n'utilisant qu'une seule fonction pour ajuster les trois type de signaux. Le résultat est présenté dans la figure 5.18. Il n'y a pas de différence notable entre les différents modèles.

Un seul modèle de fonction est donc utilisé pour l'ajustement de toutes ces fonctions, le modèle issu de l'ajustement du signal présenté dans la figure 5.16.

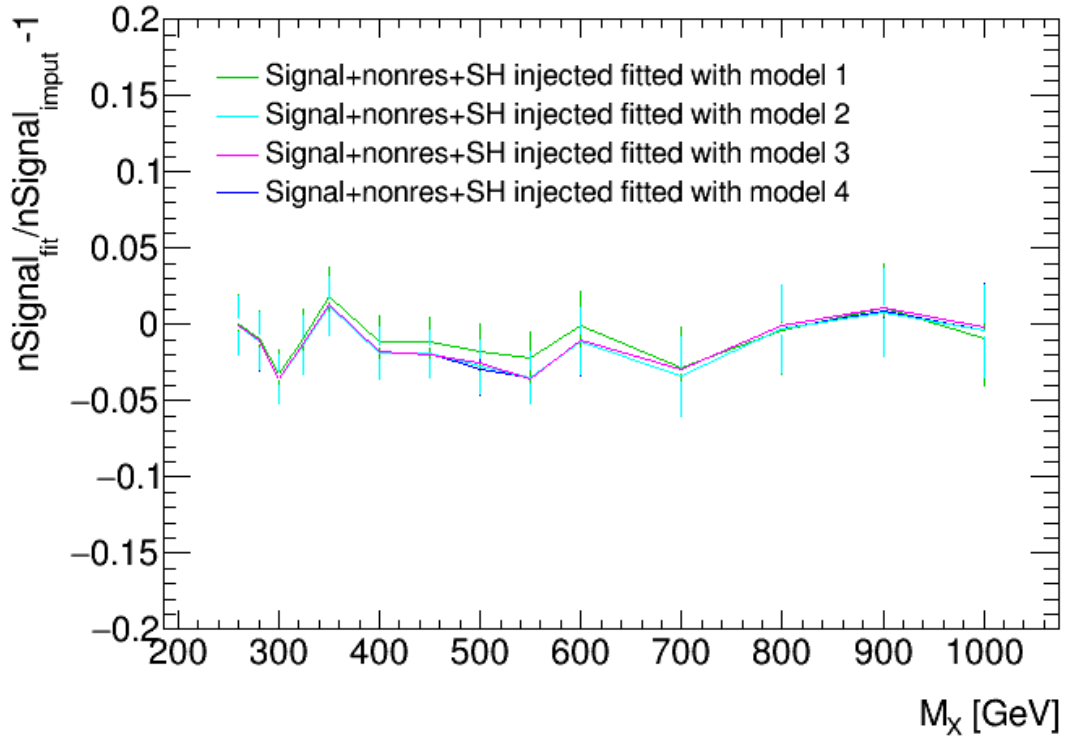


Figure 5.18: Valeur moyenne du test d'injection des signaux résonnant, non-résonnant et Higgs-seul combinés en fonction de la masse invariante de la résonance pour différents modèles.

5.3.2 Modélisation du bruit de fond continu

Pour modéliser le bruit de fond continu, une fonction analytique, dont la forme sera fixée mais les paramètres seront laissés libres pour être fixés lors de l'ajustement sur les données, est choisie. Un biais dans le résultat final peut intervenir lors du choix de cette fonction, la fonction peut plus ou moins absorber le signal lors de l'ajustement dû à un nombre de paramètres trop grand ou à une mauvaise modélisation. Le choix de la fonction est donc fait en minimisant ce biais à l'aide du test sur le signal parasite.

Méthode de calcul du signal parasite

Les événements de bruit de fond continu issus de simulation Monte Carlo sont ajustés à l'aide des différentes fonctions de bruit de fond testées, combinées avec la fonction de la modélisation du signal. L'ajustement se fait sur la masse invariante di-photon $m_{\gamma\gamma}$ dans la fenêtre $105 \text{ GeV} < m_{\gamma\gamma} < 160 \text{ GeV}$. Le nombre d'événements de signal obtenu lors de l'ajustement est ensuite calculé pour les masses du boson de Higgs tous les 1 GeV de 121 GeV à 129 GeV. La valeur du signal parasite N_{sp} est la valeur la plus élevée obtenue dans cette fenêtre [146].

Pour être acceptées, les fonctions doivent passer le critère suivant

$$|Max(N_{sp}/\sigma_{bkg})| < 20\% \quad (5.4)$$

dans lequel σ_{bkg} est l'incertitude statistique sur le nombre d'événements de signal donné par l'ajustement. Dans le cas où le nombre d'événements Monte Carlo n'est pas grand par rapport au nombre d'événements dans les données ($N_{MC} > 100 * N_{donne}$ [146]), N_{sp} est remplacé par un critère étendu ζ_{sp} , prenant en compte des fluctuations statistiques autour de la région de signal, défini par :

$$\zeta_{sp} = \begin{cases} N_{sp} + 2\Delta_{MC}, & N_{sp} + 2\Delta_{MC} < 0 \\ N_{sp} - 2\Delta_{MC}, & N_{sp} - 2\Delta_{MC} > 0 \\ 0, & \text{sinon} \end{cases} \quad (5.5)$$

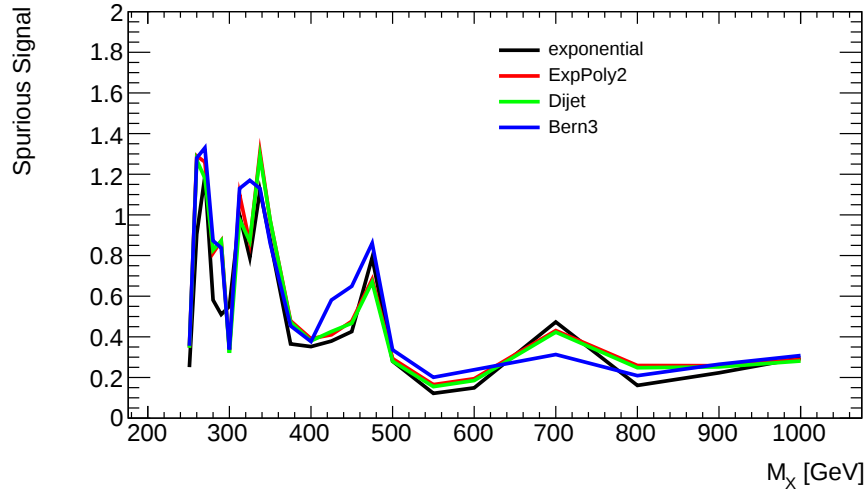


Figure 5.19: Distribution de la valeur absolue du signal parasite en fonction de la masse invariante de la résonance m_X pour la fonction exponentielle (en noir), la fonction ExpoPoly2 (en rouge), la fonction Dijet (en vert) et la fonction Bern3 (en bleu).

où Δ_{MC} est la fluctuation statistique locale de l'échantillon de bruit de fond. Lorsqu'il est utilisé, ζ_{sp} doit passer le même critère de sélection que N_{sp} dans l'équation 5.4. Ce critère sera utilisé car, après les sélections, on a 1004 (212) événements de simulations Monte Carlo pour 32 (12) événements dans données pour l'hypothèse de masse de 300 (500) GeV.

Les fonctions sont ensuite classées selon plusieurs critères : la valeur du signal parasite la plus petite et le nombre de paramètres. La valeur N_{sp} de la fonction choisie sera ajoutée parmi les incertitudes systématiques sur le nombre d'événements de signal.

Choix de la fonction de modélisation

Dans le cadre de cette étude quatre fonctions sont étudiées pour modéliser le bruit de fond continu :

- Exponentielle : $e^{N \cdot m_{\gamma\gamma}}$ (un paramètre) ;
- ExpPoly2 : $e^{(m_{\gamma\gamma}-100)/100 \times (a1+a2 \times (m_{\gamma\gamma}-100)/100)}$ (deux paramètres) ;
- Dijet : $(m_{\gamma\gamma}/\sqrt{s})^{p^1} \times (1 - m_{\gamma\gamma}/\sqrt{s})^{p^2}$ (deux paramètres) ;
- Bern3 : Polynôme de Bernstein : $\mathcal{N} \sum_{i=0}^2 c_i \mathcal{B}_{i,2}(x)$ avec $\mathcal{N}$ le facteur de normalisation, c_i les paramètres du polynôme et $B_{i,n}(x) = \binom{n}{i} x^i (1-x)^{n-i}$.

Toutes ces fonctions passent les critères de sélection étendus. La comparaison du signal parasite de ces modèles est faite dans la figure 5.19.

Il n'y a pas de différence notable dans la valeur du signal parasite pour ces différentes fonctions et toutes ajuste bien les fonctions. La fonction exponentielle est choisie grâce à son plus faible nombre de paramètres.

Les ajustements de la fonction exponentielle sur le bruit de fond continu sont présentés dans la figure 5.20.

Les valeurs du signal parasite en fonction de la masse invariante de la résonance ainsi que l'effet relatif sur la limite attendue sont présentées dans la table 5.6.

Le signal parasite dégrade la limite d'entre 1 et 7% pour les points de masse étudiés.

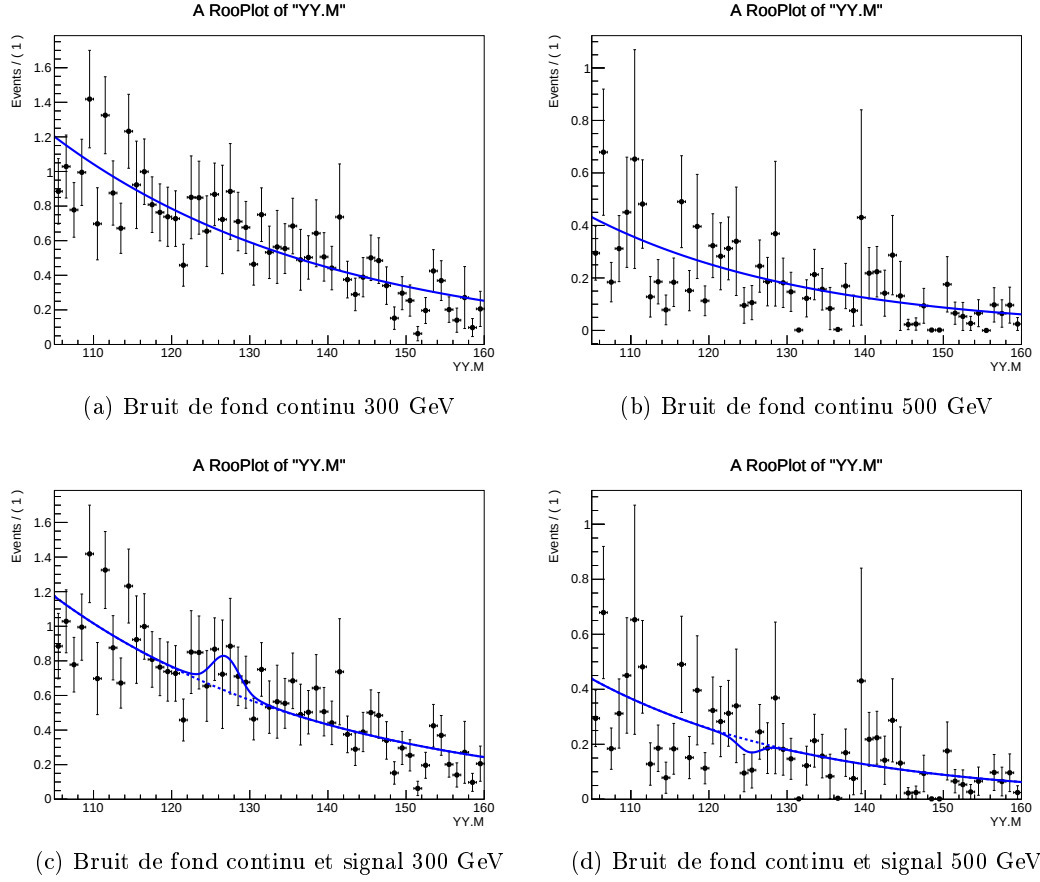


Figure 5.20: Ajustement du bruit de fond continu à l'aide de la fonction exponentielle pour la sélection de la résonance à 300 GeV (en haut à gauche) et 500 GeV (en haut à droite). Ajustement du bruit de fond continu l'aide de la somme des fonctions du signal (DSCB) et du bruit de fond (fonction exponentielle) pour la sélection de la résonance à 300 GeV (en bas à gauche) et 500 GeV (en bas à droite).

m_X	251	260	270	280	290	300	312.5	325	337.5	350	375
N_{sp}	0.251	0.905	1.19	0.581	0.51	0.55	0.998	0.79	1.12	0.875	0.365
N_{sp}/σ_{bkg}	16.5	36.4	43.2	26.1	22.8	21.5	39.3	34.7	54.5	41.1	32.7
ζ_{sp}/σ_{bkg}	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
Effet relatif sur la limite	0.01	0.03	0.07	0.01	0.002	0.03	0.01	0.03	0.02	0.05	0.02
m_X	400	425	450	475	500	550	600	700	800	900	1000
N_{sp}	0.352	0.379	0.426	0.79	0.28	0.122	0.149	0.473	0.161	0.223	0.296
N_{sp}/σ_{bkg}	23.3	28	46.8	48.8	20.6	13.5	20.2	44.7	18.4	26	27.9
ζ_{sp}/σ_{bkg}	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
Effet relatif sur la limite	0.01	0.02	0.01	0.04	0.01	0.002	-0.0001	-0.03	-0.0005	0.02	0.01

Table 5.6: Table des résultats du signal parasite pour la fonction Exponentielle en fonction de la masse invariante de la résonance.

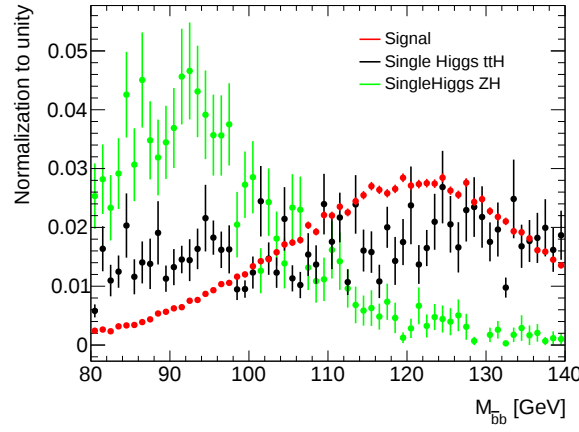


Figure 5.21: Distribution de la masse invariante di-jet pour le signal avec une résonance à 300 GeV (en rouge) pour les événements ZH (en vert) et pour les événements ttH (en noir)

5.4 Méthode d'ajustement en deux dimensions

Une méthode alternative à la sélection est étudiée. L'objectif de cette méthode est de discriminer le signal du bruit de fond à l'aide d'un ajustement en deux dimensions (sur la masse invariante di-photon $m_{\gamma\gamma}$ et sur la masse invariante des deux jets m_{bb}) par rapport à un ajustement uniquement sur la masse invariante $m_{\gamma\gamma}$.

Cette discrimination permet de rejeter certains types de bruit de fond de Higgs-seul dont la masse invariante des deux jets n'est pas la même que celle du signal. La différence des distributions des événements de signal et de certains événements Higgs-seul est présentée dans la figure 5.21

On voit que les distributions ne piquent pas aux mêmes valeurs, cela est dû à la provenance des jets de b. Dans le cas du signal ils proviennent de la désintégration d'un boson de Higgs et vont former un pic aux alentours de la masse du boson de Higgs (125 GeV) tandis que pour les événements ZH, les événements vont former un pic à la masse du boson Z (91 GeV) et dans le cas des événements ttH ils ne vont pas former un pic, car les quarks t sont formés hors couche de masse, la masse des quarks t étant plus grande que la masse invariante m_{bb} étudiée ici.

5.4.1 Sélection

Cette méthode utilise les mêmes pré-sélections et les mêmes sélections sur la masse invariante $m_{\gamma\gamma\bar{b}b}$ présentée dans la sous-section 5.2.3. Une sélection, identique à celle de la précédente analyse, est faite sur les jets de b afin d'appliquer l'ajustement sur une fenêtre de signal (dans le cas de la méthode utilisant le BDT, les sélections sur ces variables sont faites dans le BDT).

- $p_{T_{jet-principal}} > 40$ GeV ;
- $p_{T_{jet-secondaire}} > 25$ GeV ;
- $80 \text{ GeV} < m_{bb} < 140 \text{ GeV}$.

5.4.2 Modélisation du signal et du bruit de fond Higgs-seul

Dans cette étude, les distributions des masses invariantes $m_{\gamma\gamma}$ et m_{bb} sont considérées indépendantes. Les possibles corrélations et les biais provenant de cette approximation ne sont pas pris en compte, le biais étant limité par la statistique du bruit de fond continu. Le biais devra être calculé si une telle méthode est appliquée dans le cadre du Run 3 ou du HL-LHC.

Les modélisations des signaux sont donc prises indépendamment selon les distributions $m_{\gamma\gamma}$ et m_{bb} .

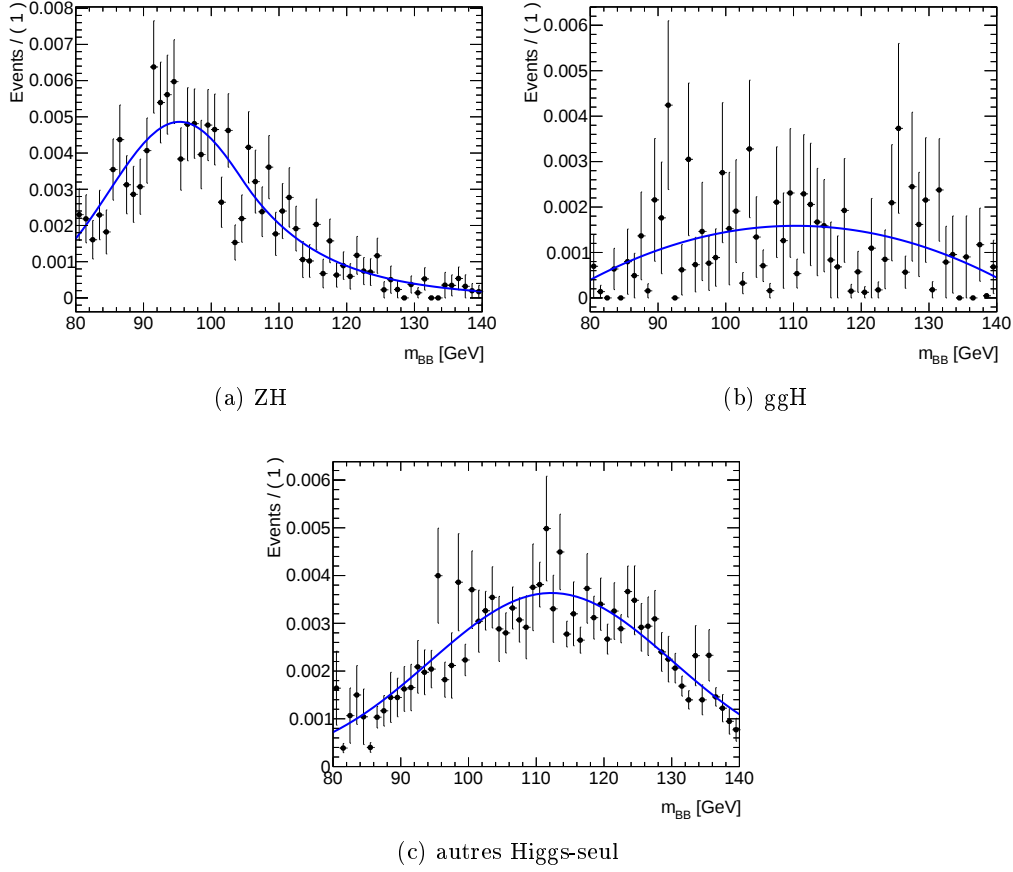


Figure 5.22: Distribution de la masse invariante di-jet pour les événements Higgs-seul.

Modélisation de $m_{\gamma\gamma}$

Identiquement à la méthode en utilisant la sélection BDT, la distribution sur la masse invariante di-photon du signal résonnant, du signal non-résonnant et des événements Higgs-seul sont modélisés par les fonctions DSCB.

Modélisation de $m_{b\bar{b}}$

Pour modéliser la distribution du signal résonnant et non-résonnant, la fonction DSCB est choisie.

Concernant les événements Higgs-seul, du fait de leur différence de distribution selon la masse invariante di-jet, ils sont répartis en trois catégories :

- les événements dont la distribution fait un pic proche de 91 GeV. Ce sont les événements ZH et ggZH. Ils sont modélisés avec une fonction DSCB ;
- les événements ggH modélisés par un polynôme de Bernstein ;
- les autres événements qui ont un léger pic plus proche de 125 GeV dans la distribution. Ils sont modélisés avec une fonction DSCB.

Les ajustements de ces fonctions sur les données issues de simulation Monte Carlo sont illustrés dans la figure 5.22.

5.4.3 Modélisation du bruit de fond continu

La méthode du calcul du signal parasite est utilisée pour choisir la fonction qui va modéliser le bruit de fond, de façon similaire à celle utilisée dans la sous-section 5.3.2.

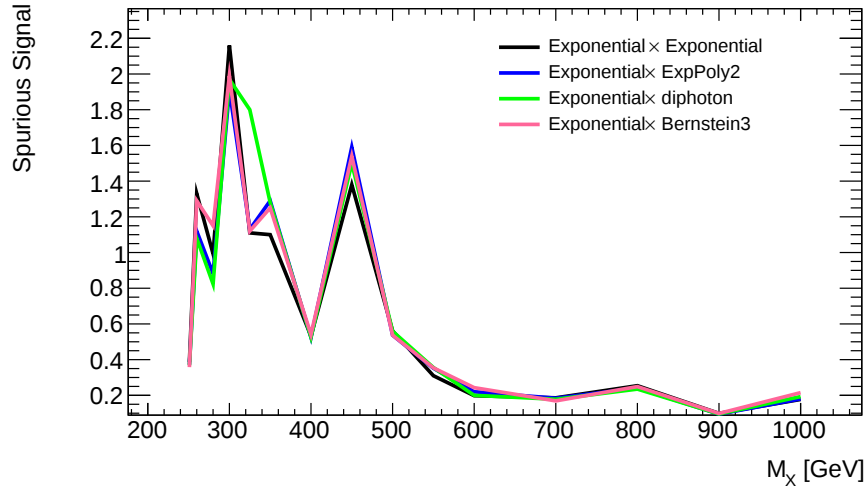


Figure 5.23: Comparaison du signal parasite pour les différentes fonctions testées pour la distribution $m_{\bar{b}b}$

Dans le cas de la nouvelle méthode avec l'ajustement en deux dimensions, il y a quelques différences. Tout d'abord l'ajustement est fait sur les deux distributions simultanément. Les fenêtres de sélection des deux distributions sont différentes. L'ajustement est fait sur la fenêtre $105 \text{ GeV} < m_{\gamma\gamma} < 160 \text{ GeV}$ pour la masse invariante di-photon et il est fait sur la fenêtre $80 \text{ GeV} < m_{bb} < 140 \text{ GeV}$ pour la masse invariante di-jet. Le nombre d'événements de signal obtenu lors de l'ajustement est ensuite calculé pour les masses du boson de Higgs tout les 1 GeV de 121 GeV à 129 GeV pour la distribution $m_{\gamma\gamma}$. La fenêtre dans la distribution en $m_{\bar{b}b}$ n'est pas fixe dû à l'amélioration de la résolution du signal (la valeur de σ_{CB} diminue) ainsi qu'à l'augmentation de la masse invariante di-jet en fonction de la masse invariante de la résonance. Le nombre d'événements de signal est calculé pour des masses du boson de Higgs en variant par pas de $1\sigma_{CB}$ dans une fenêtre de $\pm 2\sigma_{CB}$ autour de la moyenne pour la distribution $m_{\bar{b}b}$. La valeur de la moyenne et de σ_{CB} étant obtenue par la fonction de distribution DSCB du signal. La valeur maximale dans cette double fenêtre sera le signal parasite.

Avec l'étude précédente, la fonction exponentielle est choisie pour la distribution $m_{\gamma\gamma}$. Pour la distribution $m_{\bar{b}b}$ les quatre fonctions sont testées en combinaison avec la fonction exponentielle de la distribution $m_{\gamma\gamma}$:

- Exponentielle ;
- Diphoton ;
- Bern3 ;
- ExpPoly2.

Les résultats du signal parasite pour les ajustements en deux dimensions sont présentés dans la figure 5.23 et dans la table 5.7.

Toutes les fonctions passent les critères de sélection. La fonction exponentielle donne des résultats similaires pour un nombre de paramètres plus faible, elle sera donc choisie pour la modélisation de la distribution $m_{\bar{b}b}$. La fonction en deux dimensions utilisée pour l'ajustement est donc une fonction du produit entre l'exponentielle de l'ajustement de la masse invariante $m_{\gamma\gamma}$ et l'exponentielle de l'ajustement de la masse invariante $m_{\bar{b}b}$.

Le choix de la fenêtre de sélection de la distribution est étudié à l'aide du signal parasite. Trois sélections sont étudiées :

- $80 < m_{\bar{b}b} < 140 \text{ GeV}$;
- $80 < m_{\bar{b}b} < 160 \text{ GeV}$;

m_{300} GeV	Exponential $\times$ Exponential	Exponential $\times$ Bern3	Exponential $\times$ ExpPoly2	Exponential $\times$ Diphoton
N_{sp}	2.16	1.99	1.91	1.97
N_{sp}/σ_{bkg}	53.5	51.3	49.6	51.2
ζ_{sp}/σ_{bkg}	0	0	0	0
m_{500} GeV	Exponential $\times$ Exponential	Exponential $\times$ Bern3	Exponential $\times$ ExpPoly2	Exponential $\times$ Diphoton
N_{sp}	0.561	0.537	0.537	0.559
N_{sp}/σ_{bkg}	47.7	53.3	48.4	58.8
ζ_{sp}/σ_{bkg}	0	0	0	0

Table 5.7: Comparaison des valeurs du signal parasite entre les différentes fonctions utilisées pour l'ajustement en deux dimensions pour les points de masse 300 GeV et 500 GeV

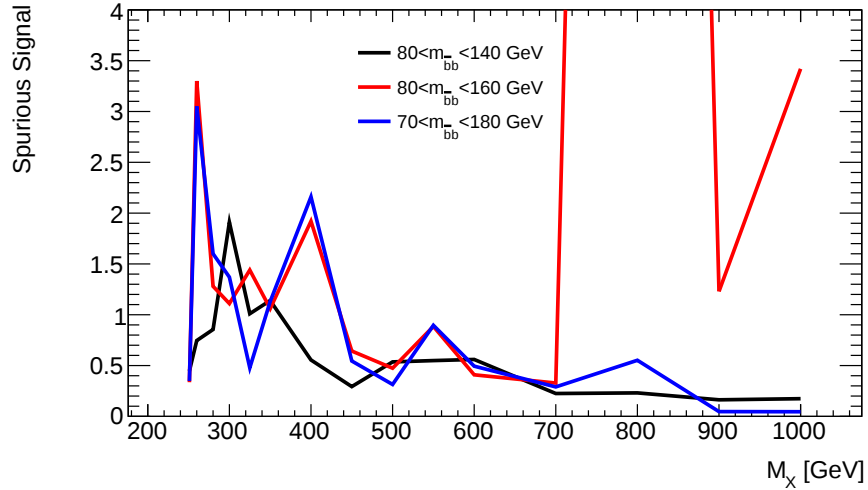


Figure 5.24: Comparaison du signal parasite avec une fonction exponentielle $\times$ exponentielle pour les trois fenêtre de sélection pour la distribution $m_{\bar{b}b}$

- $70 < m_{\bar{b}b} < 180$ GeV.

Augmenter la fenêtre permettrait d'avoir plus d'évènements pour l'ajustement de la distribution $m_{\bar{b}b}$ et de diminuer l'incertitude statistique.

Les résultats de la comparaison de ces trois fenêtres de sélection sont présentés dans la figure 5.24.

Il n'y a pas de différence notable entre les trois fenêtres de sélection, les fluctuations après les masses invariantes de plus de 800 GeV provenant de fluctuations statistiques. La sélection $70 < m_{\bar{b}b} < 180$ GeV est donc choisie pour la méthode de l'ajustement en deux dimensions.

5.4.4 Comparaison des limites entre la méthode 2D et la méthode BDT

La comparaison entre la méthode de l'ajustement en deux dimensions et l'ajustement uniquement sur la distribution $m_{\gamma\gamma}$ après la sélection décrite dans la sous-section 5.4.1 est présentée dans la figure 5.25. La méthode de l'ajustement en deux dimensions permet une amélioration allant jusqu'à 15% par rapport à un ajustement en une seule dimension lorsque les mêmes sélections sont appliquées.

La différence entre la méthode de l'ajustement en deux dimensions et la méthode BDT est montré dans la figure 5.26. La méthode BDT est plus sensible, jusqu'à 20% dans la limite, par rapport à la méthode de l'ajustement en deux dimensions. La différence de limite dans les points de masse supérieure à 800 GeV vient du fait qu'il n'est pas demandé un minimum d'évènements de bruit de fond pour la sélection en deux dimensions. La limite en deux dimensions est essentiellement limitée par la statistique.

Une méthode mélangeant les deux méthodes, un ajustement en deux dimensions après une sélection BDT, peut être envisagée dans la cadre du Run 3 ou du HL-LHC lorsque la statistique sera suffisante. Pour pouvoir mélanger les deux méthodes, il ne faudra pas utiliser la distribution $m_{\bar{b}b}$ dans le BDT

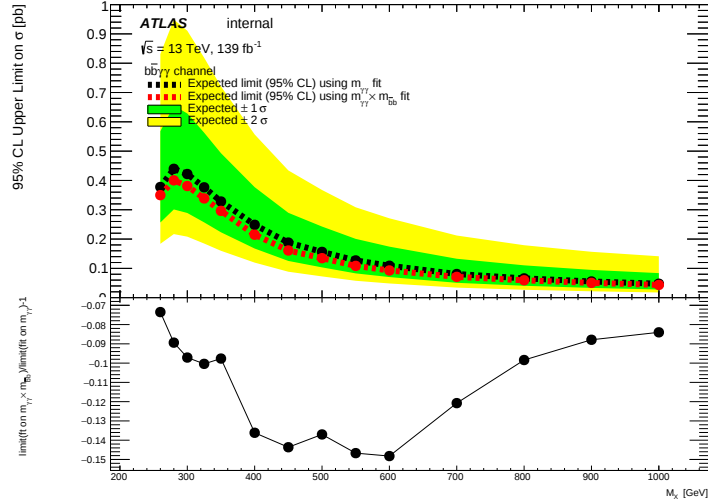


Figure 5.25: Comparaison de la limite en utilisant un ajustement en une dimension sur la distribution $m_{\gamma\gamma}$ (en noir) et en utilisant un ajustement en deux dimensions sur la distribution $m_{\gamma\gamma} \times m_{b\bar{b}}$ (en rouge). La figure du bas présente la différence relative de la limite entre les deux méthodes.

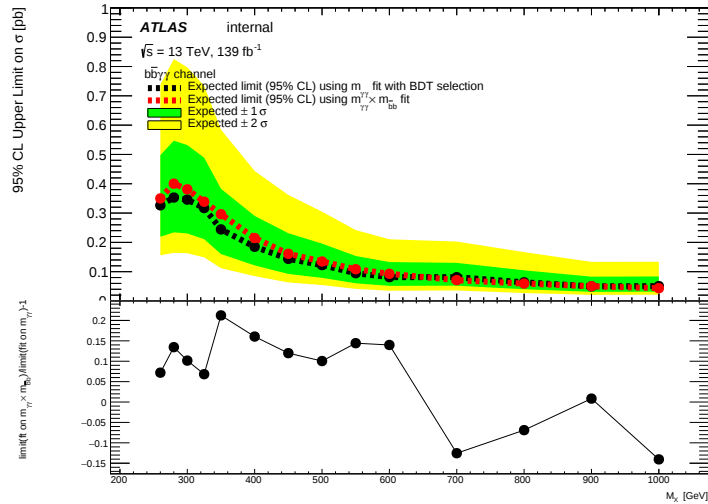


Figure 5.26: Comparaison de la limite en utilisant un ajustement en une dimension sur la distribution $m_{\gamma\gamma}$ avec la méthode BDT (en noir) et en utilisant un ajustement en deux dimensions sur la distribution $m_{\gamma\gamma} \times m_{b\bar{b}}$ (en rouge). La figure du bas présente la différence relative de la limite entre les deux méthodes.

car celui-ci va changer la distribution du bruit de fond de manière similaire au signal et un ajustement sur cette variable ne serait pas efficace.

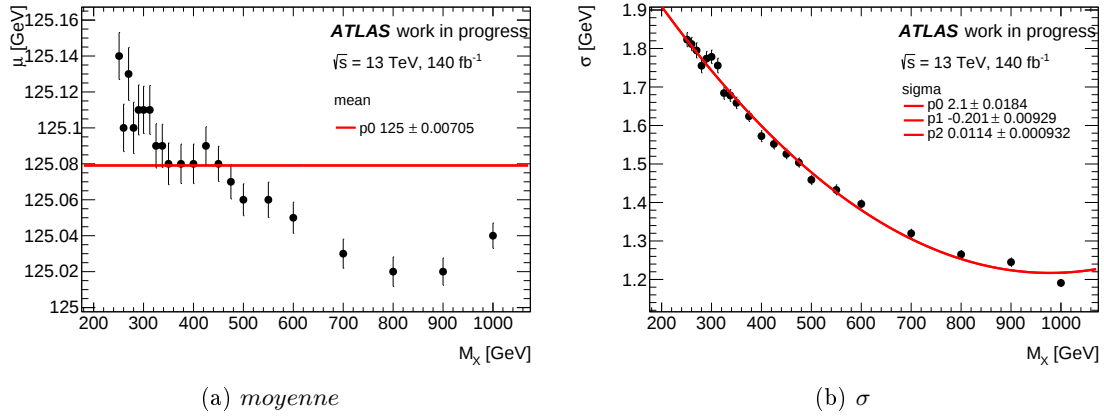


Figure 5.27: Distribution de la moyenne de la fonction DSCB modélisant la masse invariante $m_{\gamma\gamma}$ en fonction de la masse de la résonance (à gauche), l'ajustement (en rouge) est fait avec une fonction constante. Distribution de σ de la fonction DSCB en fonction de la masse de la résonance (à droite) l'ajustement (en rouge) est fait avec un polynôme d'ordre 2

5.5 Paramétrisation

5.5.1 Paramétrisation en une dimension

L'objectif de la paramétrisation est de pouvoir chercher des résonances sur un espacement de masse plus fin que les points de masse générés.

Pour ce faire, il faudrait paramétriser tous les paramètres des fonctions d'ajustement, les nombres d'événements du bruit de fond et l'efficacité du signal en fonction de la masse de la résonance.

La paramétrisation de la moyenne de la DSCB modélisant la masse invariante $m_{\gamma\gamma}$ du signal est montrée dans la figure 5.27. La fonction constante est choisie du fait des faibles fluctuations (moins de 0.2 GeV), de plus il n'est pas attendu à ce que la moyenne change en fonction de la masse de la résonance.

La distribution de l'écart type σ de la fonction DSCB, illustré dans la figure 5.27, est décroissante en fonction de la masse de la résonance. Cette décroissance est attendue car à plus grande masse invariante, les photons seront plus boostés et les gerbes plus petites permettent une meilleure résolution. L'ajustement de cette distribution est fait à l'aide d'un polynôme d'ordre 2.

Les autres paramètres de la DSCB n'ont pas de tendance claire en fonction de la masse invariante. Ces variables seront considérées comme constantes en fonction de la masse de la résonance. Les ajustements sont montrés dans la figure 5.28.

Les deux signaux (non-résonnant et résonnant) et les événements Higgs-seul étant modélisés par la même fonction, la même paramétrisation sera utilisée.

Le test d'injection de signal présenté dans la sous-section 5.3.1 est fait pour la paramétrisation. Le résultat est présenté dans la figure 5.29.

Utiliser la paramétrisation donne une différence relative de moins de 10% et est compatible avec l'injection du signal avec la fonction ajustée sur les fichiers Monte Carlo.

L'impact des différences entre l'ajustement et la limite sur la section efficace est faible, de tels ajustements peuvent être utilisés.

L'efficacité de sélection étant linéairement corrélée à la limite sur la section efficace par l'équation :

$$XS = \frac{N_{signal}}{BR_{YY} \times BR_{BB} \times 2 \times Lumi \times eff} \quad (5.6)$$

où XS est la section efficace, BR_{YY} , BR_{BB} sont les rapports d'embranchements du boson de Higgs en deux photons (0.00227) et deux jets de b (0.5809) respectivement, N_{signal} est le nombre d'événement de signal mesuré et Lumi la luminosité intégrée utilisée dans l'analyse (139 fb^{-1}).

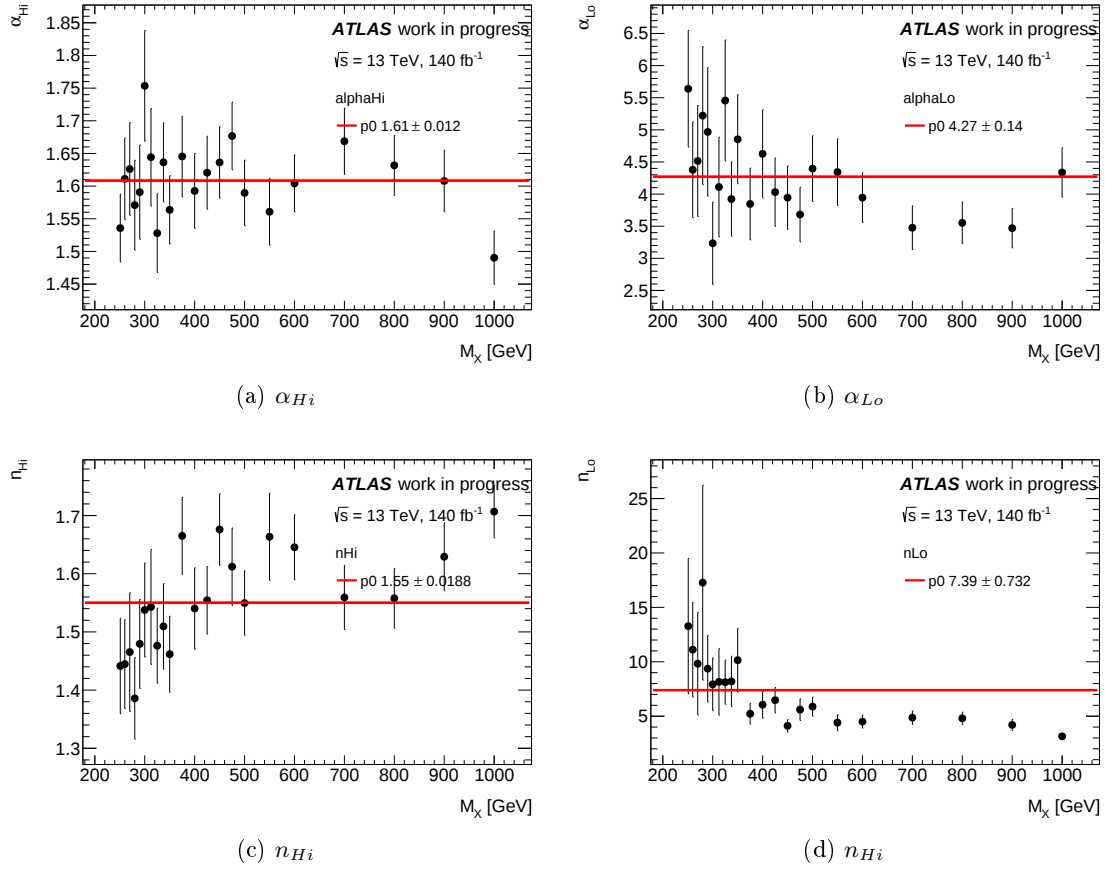


Figure 5.28: Distribution des variables α_{Hi} , α_{Lo} , n_{Hi} et n_{Lo} de la DSCB en fonction de la masse de la résonance. L'ajustement (en rouge) est fait avec une fonction constante.

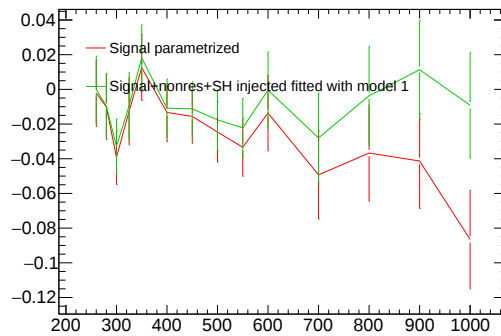


Figure 5.29: Valeur moyenne du test d'injection du signal pour la fonction ajustée sur les événements Monte Carlo (en vert) et pour la fonction paramétrisée (en rouge) en fonction de la masse de la résonance en utilisant 1000 pseudo-expériences par modèle.

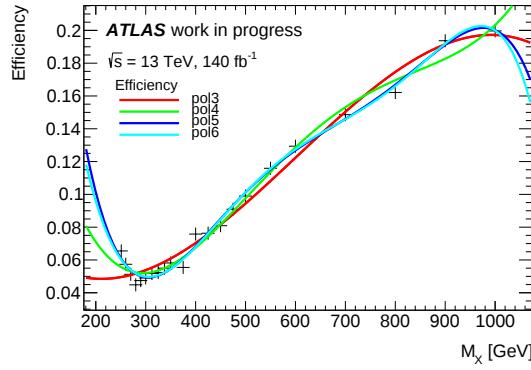


Figure 5.30: Distribution d'efficacité du signal en fonction de la masse résonnante. Les polynômes d'ordre 3,4,5 et 6 sont comparés.

Une différence sur la paramétrisation de l'efficacité aura donc un impact direct sur la section efficace. Plusieurs polynômes sont testés pour paramétriser l'efficacité, ces ajustements sont présentés dans la figure 5.30.

Cependant, du fait des différentes sélections pour chaque résonance dans l'algorithme BDT, l'efficacité de sélection contient beaucoup de fluctuations en fonction de la masse et devient beaucoup plus complexe à ajuster. Ces soucis d'ajustement se retrouveront aussi dans le nombre d'événements attendus de signal non-résonnant et pour les événements Higgs-seul. Cette impossibilité à paramétrer l'efficacité de sélection a conduit à ne pas pouvoir interpoler les limites entre les points de masse générés dans l'analyse actuelle.

Afin de pouvoir paramétriser l'efficacité, il faudrait une uniformisation des sélections en ne prenant qu'une seule sélection pour toutes les masses dans l'arbre de décision.

5.5.2 Paramétrisation en deux dimensions

La paramétrisation de l'efficacité est toujours problématique cependant il est intéressant d'observer si une certaine paramétrisation est faisable pour les paramètres de la fonction de modélisation en deux dimensions notamment la modélisation de la masse invariante des deux jets de b.

La paramétrisation des fonctions de la masse invariante des photons est similaire à celle utilisée dans la sous-section 5.5.1.

L'augmentation de la masse invariante implique une impulsion transverse plus grande pour les jets de b. La résolution étant meilleure avec une impulsion transverse plus grande, la moyenne de la DSCB va se rapprocher de la masse du boson de Higgs et le σ_{CB} de la fonction DSCB se réduire en fonction de la masse invariante de la résonance. Ils sont paramétrisés à l'aide d'un polynôme de degré 1 et 2 respectivement. Les ajustements sont présentés dans la figure 5.31.

Les autres variables peuvent être paramétrisées à l'aide d'une constante. Une telle paramétrisation pourrait donc être utilisée dans le cas d'un ajustement en 2 dimensions.

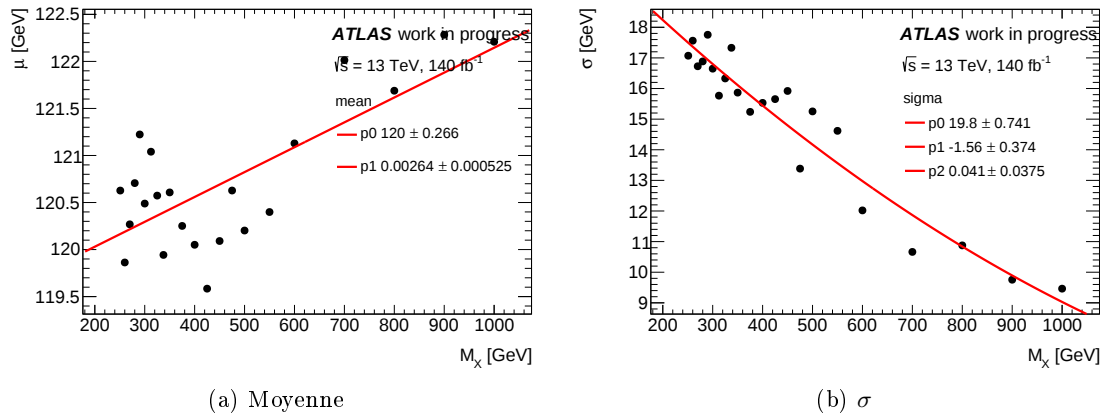


Figure 5.31: Distribution de la moyenne et de σ de la DSCB en fonction de la masse de la résonance. L'ajustement (en rouge) est fait avec un polynôme de degré 1 pour la moyenne et de degré 2 pour σ

5.6 Incertitudes systématiques

L'incertitude statistique est prédominante dans l'analyse. Les limites présentées dans les figures 5.25 5.26 sont calculées en ne prenant en compte uniquement l'incertitude statistique. Les incertitudes systématiques sont prises en compte et calculées en utilisant la méthode expliquée dans la sous-section 5.6.1. Les effets de ces incertitudes sur le calcul de la limite sont présentés dans la sous-section 5.6.2.

La liste des incertitudes prises en compte est la suivante :

Erreurs systématiques expérimentales:

- Luminosité (Lumi) ;
- Signal parasite ;
- Modélisation de l'empilement (PRW) ;
- Efficacité du déclenchement di-photon (PH EFF), efficacité d'identification (PH EFF) et d'isolation des photons (PH EFF), échelle d'énergie (EG SCALE) et résolution en énergie des photons (EG RESOLUTION) ;
- Échelle d'énergie (JET) et résolution en énergie des jets (JET), efficacité d'identification du vertex de jet (JET), efficacité d'identification de la saveur des jets.

à l'exception du signal parasite discuté dans la sous-section 5.3.2 toutes ces incertitudes sont calculées de la même manière, détaillée dans la sous-section 5.6.1.

Erreurs systématiques théoriques:

- Incertitude sur la masse du boson de Higgs (HMass) ;
- Incertitude sur l'échelle d'énergie QCD (QCD) ;
- Modélisation de la fonction de distribution des partons (PS) et α_s (alphaS) ;
- Incertitude sur la section efficace de production ggF avec des saveurs lourdes (QCD) ;
- Incertitude sur la masse du quark top dans le calcul de la section efficace de signal di-Higgs non-résonnant (QCD) ;
- Incertitude sur les rapports d'embranchement $H \rightarrow \bar{b}b$ et $H \rightarrow \gamma\gamma$ (BR).

5.6.1 Méthode de calcul des incertitudes

Les incertitudes sur le nombre d'évènements et la forme du signal sont calculées à l'aide de fichiers particuliers contenant les variables d'incertitude avec $\pm 1\sigma$ de variation (appelé var) par rapport à la valeur nominale (nom). Les incertitudes sont calculées en prenant en compte l'impact de la variation de chacune des incertitudes.

Les variations peuvent être injectées de deux manières différentes, soit en appliquant l'incertitude sur la variable physique concernée et en observant l'effet sur les sélections, soit en changeant les poids appliqués aux évènements Monte Carlo : la sélection ne va pas changer mais le nombre d'évènements et la forme du signal final s'en trouvent changés. Dans le premier cas les incertitudes sont partiellement corrélées, car tous les évènements non-communs aux deux sélections (avant et après la variation) ne sont pas corrélés (ils seront notés uc dans les équations) tandis que les évènements communs sont tous corrélés (notés c dans les équations). Les erreurs systématiques sur le nombre d'évènements sont alors :

$$\begin{aligned} \delta \left(\frac{var - nom}{nom} \right) &= \delta \left(\frac{var}{nom} \right) = \delta \left(\frac{var_c + var_{uc}}{nom_c + nom_{uc}} \right) = \delta \left(\frac{nom_c + var_{uc}}{nom_c + nom_{uc}} \right) \\ &= \frac{1}{nom^2} \sqrt{\delta_{nom_c}^2 [nom_{uc} - var_{uc}]^2 + \delta_{nom_{uc}}^2 [nom_{uc} - var_{uc}]^2 + \delta_{var_{uc}}^2 nom^2} \\ &= \frac{1}{nom^2} \sqrt{(nom_{uc} - var_{uc})^2 (\delta_{nom_c}^2 + \delta_{nom_{uc}}^2) + nom^2 \delta_{var_{uc}}^2}. \end{aligned} \quad (5.7)$$

Dans le deuxième cas où tous les événements sont corrélés, il est possible de calculer la covariance à l'aide de la formule : $V(y(x_i, x_j)) = \sum_i \sum_j \frac{\partial y}{\partial x_i} \frac{\partial y}{\partial x_j} V_{ij}$

où $V = \begin{pmatrix} \delta_{nom}^2 & \delta_{nom}\delta_{var} \\ \delta_{var}\delta_{nom} & \delta_{var}^2 \end{pmatrix}$ et $y = \frac{var}{nom}$, on en déduit donc que :

$$\begin{aligned} Var(y) &= \frac{\partial y}{\partial nom} \frac{\partial y}{\partial nom} \delta_{nom}^2 + \frac{\partial y}{\partial nom} \frac{\partial y}{\partial var} \delta_{nom}\delta_{var} + \frac{\partial y}{\partial var} \frac{\partial y}{\partial nom} \delta_{var}\delta_{nom} + \frac{\partial y}{\partial var} \frac{\partial y}{\partial var} \delta_{var}^2 \\ &= \left(-\frac{var}{nom^2}\right)^2 \delta_{nom}^2 + 2\left(-\frac{var}{nom^2}\right) \frac{1}{nom} \delta_{nom}\delta_{var} + \left(\frac{1}{nom}\right)^2 \delta_{var}^2 \\ \sqrt{Var(y)} &= \sqrt{\frac{var^2}{nom^4} \delta_{nom}^2 + \frac{1}{nom^2} \delta_{var}^2 - 2\frac{var}{nom^3} \delta_{nom}\delta_{var}} \end{aligned} \quad (5.8)$$

Ce qui nous donne la formule suivante pour l'incertitude :

$$\delta\left(\frac{var - nom}{nom}\right) = \sqrt{\frac{var^2}{nom^4} \delta_{nom}^2 + \frac{1}{nom^2} \delta_{var}^2 - \frac{2var}{nom^3} \delta_{nom}\delta_{var}} \quad (5.9)$$

Dans le cas de la forme du signal, chaque événement est dupliqué plusieurs fois à l'aide d'une variation de Poisson avec un poids proche de 1. Chacun de ces duplicatas est une pseudo-expérience. La distribution de l'erreur systématique pour chaque variation est calculée et on déduit la valeur de l'incertitude systématique résultante comme la moyenne de la distribution et l'erreur sur cette erreur systématique comme l'écart-type de cette distribution.

5.6.2 Effet des incertitudes systématiques sur la limite

L'impact relatif de chaque incertitude systématique est calculé comme la différence relative entre la limite calculée avec tous les paramètres de nuisance libre et la limite calculée en fixant le paramètre de nuisance correspondant à l'incertitude.

Les résultats sur la limite attendue sont présentés dans le tableau 5.8 pour les résonances de masse 300 et 500 GeV. Le classement des impacts des incertitudes sur la limite observée est présenté dans le tableau 5.9 pour les résonances de masse 300 et 500 GeV.

Les incertitudes avec l'impact le plus élevé sur la limites sont le signal parasite (jusqu'à 3.3%), la fonction de partition des partons (jusqu'à 2.9%), la résolution des photons (jusqu'à 5%) et l'incertitude sur les jets (jusqu'à 0.6 %).

Avec l'augmentation de la luminosité au HL-LHC ces incertitudes vont être réduites. L'incertitude statistique sera réduite d'un facteur $1/\sqrt{L}$ avec L le rapport entre la luminosité intégrée du HL-LHC et la luminosité du Run 2 (139 fb^{-1}).

L'augmentation de la statistique liée aux simulations Monte Carlo pourront être réduites au HL-LHC ainsi rendre négligeable l'incertitude liée au signal parasite [26].

Il est prévu que les incertitudes théoriques soient réduites d'un facteur 2 grâce a des calculs théorique de plus grand ordre.

Il est prévu que l'incertitude liée aux photons au HL-LHC soit proche de celle du Run 2, malgré l'augmentation de l'empilement, à l'exception de la combinaison entre la reconstruction, l'efficacité d'identification et l'efficacité d'isolation. La combinaison sera réduite d'un facteur 0.8 grâce à une amélioration attendue de la compréhension des méthodes actuelles ainsi que d'une manière moindre l'augmentation du nombre de données [147].

Paramètre de nuisance	Limite fb (300 GeV)	1- σ_{NP}/σ_{nom} (300 GeV)	$(\sigma_{nom}^2 - \sigma_{NP}^2)/\sigma_{nom}$ (300 GeV)
Nominal	372.88		
EG RESOLUTION	370.54	0.63	11.2
EG SCALE	372.88	-1.34×10^{-3}	0
FT EFF	372.07	0.22	6.60
JET	371.77	0.30	7.70
PH EFF	372.46	0.11	4.71
PRW	372.15	0.20	6.24
Signal parasite	360.53	3.31	25.52
Lumi	372.70	0.05	3.08
BR (Theorie)	372.22	0.18	6.00
HMass (Theorie)	372.88	5.36×10^{-4}	0.33
PS (Theorie)	363.13	2.61	22.71
QCD (Theorie)	372.84	9.65×10^{-3}	1.39
alphaS (Theorie)	372.87	1.07×10^{-3}	0.46
Paramètre de nuisance	Limite fb (500 GeV)	1- σ_{NP}/σ_{nom} (500 GeV)	$(\sigma_{nom}^2 - \sigma_{NP}^2)/\sigma_{nom}$ (500 GeV)
Nominal	129.86		
EG RESOLUTION	129.30	0.43	9.27
EG SCALE	129.85	0.01	1.41
FT EFF	129.55	0.24	6.89
JET	129.26	0.46	9.60
PH EFF	129.71	0.11	4.77
PRW	129.60	0.20	6.39
Signal parasite	129.44	0.33	8.08
Lumi	129.80	0.05	3.16
BR (Theorie)	129.62	0.19	6.06
HMass (Theorie)	129.86	0	0
PS (Theorie)	126.89	2.29	21.28
QCD (Theorie)	129.81	0.04	2.69
alphaS (Theorie)	129.86	2.31×10^{-3}	0.68

Table 5.8: Impact relatif des incertitudes sur la limite attendue de la section efficace pour les points de masse 300 GeV et 500 GeV. σ_{nom} est la limite nominale avec tous les paramètres de nuisance libre, σ_{NP} est la limite avec le paramètre de nuisance fixé. Les résultats sont donnés en pourcentage.

Paramètre de nuisance	Limite fb (300 GeV)	1- σ_{NP}/σ_{nom} (300 GeV)	$(\sigma_{nom}^2 - \sigma_{NP}^2)/\sigma_{nom}$ (300 GeV)
Nominal	354.53		
EG RESOLUTION	350.19	1.22	15.60
EG SCALE	336.94	4.96	31.11
FT EFF	353.87	0.19	6.10
JET	353.62	0.26	7.15
PH EFF	354.20	0.09	4.33
PRW	353.86	0.19	6.15
Signal parasite	345.94	2.42	21.87
Lumi	354.38	0.04	2.85
BR (Theorie)	353.99	0.15	5.51
HMass (Theorie)	354.53	5.64×10^{-4}	0.34
PS (Theorie)	346.30	2.32	21.42
QCD (Theorie)	354.51	5.92337×10^{-3}	1.09
alphaS (Theorie)	354.53	8.46×10^{-4}	0.41
Paramètre de nuisance	Limite fb (500 GeV)	1- σ_{NP}/σ_{nom} (500 GeV)	$(\sigma_{nom}^2 - \sigma_{NP}^2)/\sigma_{nom}$ (500 GeV)
Nominal	173.46		
EG RESOLUTION	172.80	0.38	8.76
EG SCALE	173.09	0.22	6.59
FT EFF	172.95	0.30	7.68
JET	172.51	0.55	10.49
PH EFF	173.20	0.15	5.49
PRW	173.06	0.23	6.85
Signal parasite	172.48	0.57	10.62
Lumi	173.35	0.06	3.56
BR (Theorie)	173.07	0.23	6.76
HMass (Theorie)	173.46	1.15×10^{-3}	0.48
PS (Theorie)	168.45	2.89	23.88
QCD (Theorie)	173.36	0.06	3.41
alphaS (Theorie)	173.46	4.04×10^{-3}	0.90

Table 5.9: Impact relatif des incertitudes sur la limite observée de la section efficace pour les points de masse 300 GeV et 500 GeV. σ_{nom} est la limite nominale avec tous les paramètres de nuisance libre, σ_{NP} est la limite avec le paramètre de nuisance fixé. Les résultats sont donnés en pourcentage.

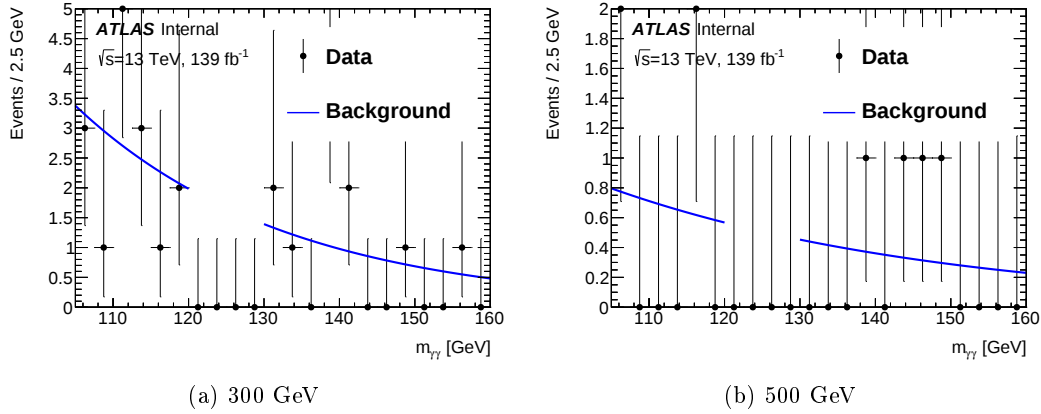


Figure 5.32: Ajustement du bruit de fond sur les données hors de la fenêtre de signal $120 < m_{\gamma\gamma} < 130$ pour l'hypothèse de masse 300 GeV (à gauche) et l'hypothèse de masse 500 GeV (à droite).

5.7 Résultats

5.7.1 Méthode statistique

Dans le cas où aucun excès significatif ne serait observé la limite sur la section efficace sera calculée.

Les résultats sont obtenus à l'aide d'un maximum de vraisemblance sur l'ajustement de la distribution $m_{\gamma\gamma}$ dans la fenêtre $105 < m_{\gamma\gamma} < 160$ GeV.

La limite à 95% de niveau de confiance utilise la distribution du ratio des vraisemblances du signal et est calculée à l'aide de la méthode CLs [148]. Dans le cas de la limite attendue, la méthode dite « d'Asimov » [145] est utilisée. Cette méthode génère une approximation moyenne de pseudo-expériences permettant d'éviter les fluctuations. Elle permet d'avoir la valeur médiane de la limite immédiatement et calcule les bandes d'incertitude de la limite à l'aide de formules asymptotiques en supposant le cas gaussien.

5.7.2 Résultat avec la région de signal cachée

Les ajustements sont tout d'abord faits pour le bruit de fond continu à l'aide de la fonction exponentielle. L'ajustement est fait sur les données en dehors de la région de signal (région où le signal est attendu) $120 < m_{\gamma\gamma} < 130$ GeV. Le résultat de cet ajustement est présenté dans la figure 5.32.

Le résultat de cet ajustement permet de fixer la paramétrisation du bruit de fond continu et le nombre d'événements du bruit de fond continu attendu dans la région de signal permettant le calcul de la limite attendue par la suite.

5.7.3 Résultat avec la région de signal non-caché

L'ajustement final est fait sur toutes les données sélectionnées en prenant en compte le bruit de fond Higgs-seul et le signal. Le résultat est présenté dans la figure 5.33.

On voit que dans l'hypothèse d'une masse de 300 GeV il y a une fluctuation vers le bas du nombre d'événements dans la région de signal, dans le cas de l'hypothèse d'une masse de 500 GeV cette fluctuation est positive.

Cependant aucune fluctuation significative n'est à noter sur les points de masse entre 251 et 1 000 GeV. Les fluctuations les plus grandes sont pour les points de masse 260 GeV et 900 GeV avec une signifiante de 1.50σ et 1.64σ respectivement.

5.7.4 Limites

Les limites attendues et observées sont présentées dans la figure 5.34.

La limite observée est comprise entre 47 fb pour la résonance à 700 GeV et 610 fb pour la résonance à 260 GeV alors que la limite attendue est comprise entre 43 fb pour la résonance à 900 GeV et 340 fb

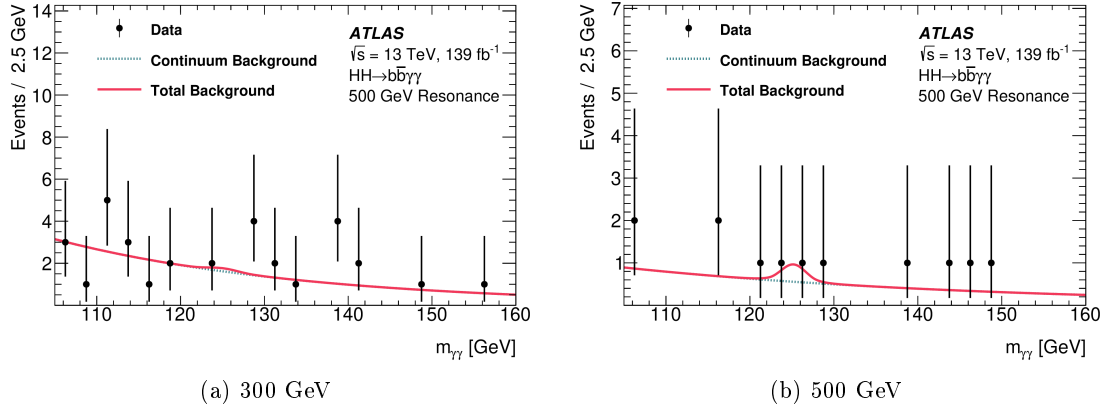


Figure 5.33: Ajustement des données pour l'hypothèse de masse 300 GeV (à gauche) et l'hypothèse de masse 500 GeV (à droite). Le bruit de fond continu est représenté en noir, l'ajustement du bruit de fond continu est en bleu clair et l'ajustement de tout les bruits de fond est en rouge. [25]

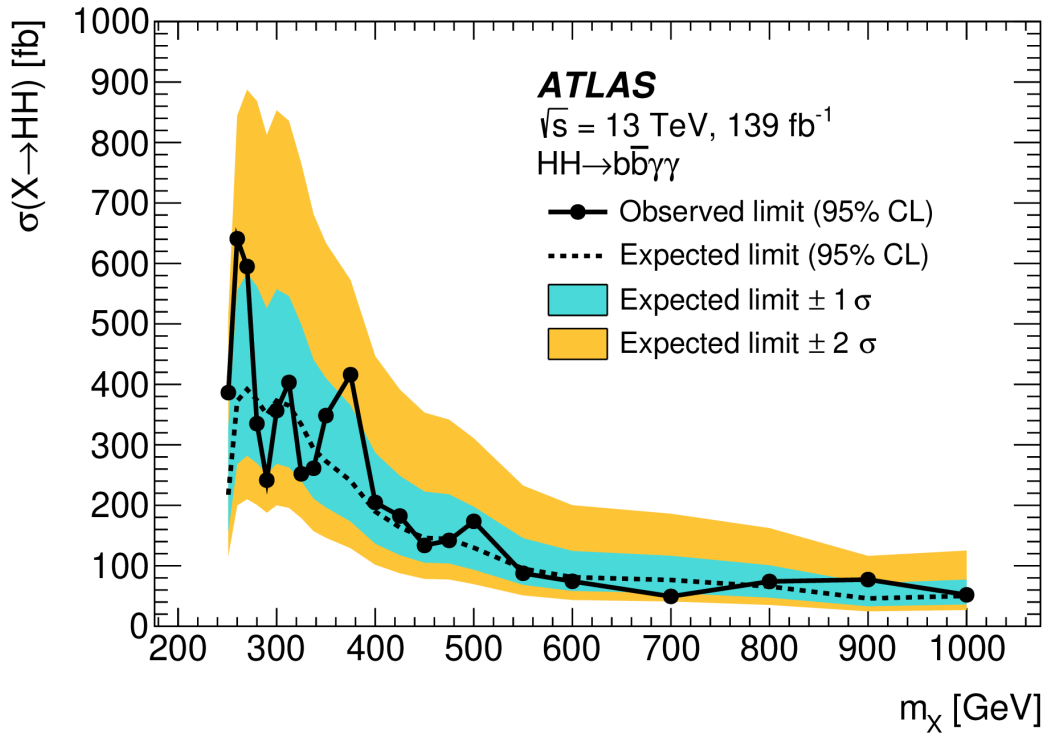


Figure 5.34: Comparaison des limites sur la section efficace observée (en ligne continue) et attendue (en pointillé) en fonction de la masse invariante de la résonance. L'incertitude à $\pm 1\sigma$ ($\pm 2\sigma$) est présentée en bleu (jaune) [25]

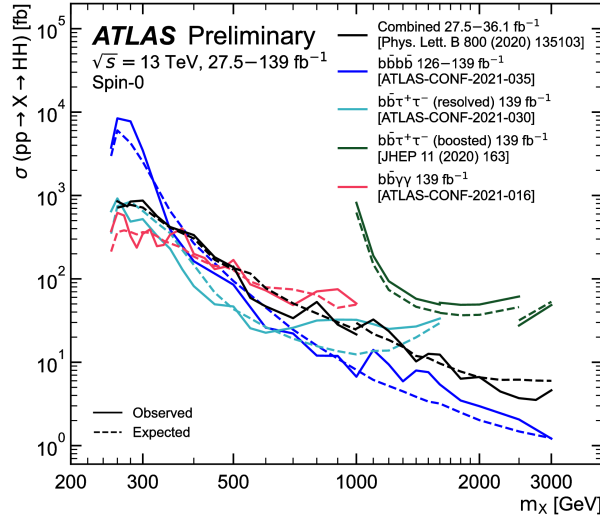


Figure 5.35: Comparaison des limites, à 95% de niveau de confiance, de différents canaux de désintégration de production résonnante d'événement di-Higgs en fonction de la masse de la résonance. Pour comparaison la combinaison statistique des différents canaux avec 36 fb^{-1} est présentée. [151]

pour la résonance à 270 GeV. La limite observée est toujours comprise dans l'intervalle à $\pm 2\sigma$ autour de la limite attendue dans la fenêtre de 251 GeV à 1 000 GeV.

5.7.5 Conclusion et autres analyses

La nouvelle stratégie utilisant les BDTs permet d'améliorer la limite d'environ 30% par rapport à la stratégie de la précédente analyse appliqué à l'ensemble des données du Run 2.

Résultats d'ATLAS

Deux autres analyses de la collaboration ATLAS ont été rendues publiques pour la recherche de résonances de paires de bosons de Higgs avec les données du Run 2 à 139 fb^{-1} : l'état final $\bar{b}b\tau\tau$ [149] et l'état final $\bar{b}b\bar{b}b$ [150]. Dans la première analyse, $\bar{b}b\tau\tau$, les états finaux *hadronique*, les deux leptons τ se désintègrent en quarks, et *semi-leptonique*, un τ se désintègre de manière leptonique et l'autre de manière hadronique, des leptons τ sont considérés. Une étude est faite pour chacun des cas puis les résultats sont combinés. La limite est calculée pour une résonance avec une masse comprise entre 251 et 1 600 GeV. Un excès est observé dans la région $700 \text{ GeV} < m_X < 1.2 \text{ TeV}$ dans laquelle l'excès le plus significatif pour l'analyse hadronique (semi-leptonique) est trouvé pour l'hypothèse de masse de 1 TeV (1.1 TeV) avec une signifiante locale de 2.8σ (1.5σ). Dans la région combinée, l'excès le plus significatif est présent pour l'hypothèse de 1 TeV avec une signifiante locale de 3σ et une signifiante globale de $2.0^{+0.4}_{-0.2} \sigma$. Dans la seconde analyse, $\bar{b}b\bar{b}b$, les états finaux *boosté*, le boson de Higgs est produit avec une impulsion transverse élevée et le produit de la désintégration est reconstruit comme un seul jet avec un grand rayon, et *résolu*, les 4 quarks b sont reconstruits dans des jets individuels, sont considérés. Ces deux états finaux sont ensuite combinés. La limite est calculée pour une résonance avec une masse comprise entre 251 GeV et 3 TeV. Un excès est trouvé pour l'hypothèse de masse de 1.1 TeV avec une signifiante locale de 2.6σ et une signifiante globale de 1.0σ .

Les résultats de ces différents autres canaux de désintégration et la combinaison de ces canaux avec 36 fb^{-1} sont présentés dans la figure 5.35.

On y voit que le canal $\gamma\gamma\bar{b}b$ est le plus performant pour les masses les plus basses, en dessous de 350 GeV. Le canal $\bar{b}b\tau\tau$ est ensuite le plus performant pour les masses entre 350 et 600 GeV puis le canal $\bar{b}b\bar{b}b$ est le plus performant aux hautes masses. La région d'excès, entre 700 GeV et 1.2 TeV, observée dans le canal $\bar{b}b\tau\tau$ n'est observé que par le point de masse de 1.1 TeV dans le canal $\bar{b}b\bar{b}b$. Des points supplémentaires entre 1 TeV et 1.2 TeV vont être générés et étudiés dans le canal $\bar{b}b\gamma\gamma$ afin de comparer et de vérifier cette région.

Ces différentes analyses ont été construites de telle sorte à ce qu'elles soient orthogonale (aucun évènement de signal ou de bruit de fond n'est contenu dans deux analyses). Cette orthogonalité permet une combinaison des différents résultats des états finaux. Cette combinaison sera faite avec l'ensemble des données du Run 2 et permettra d'améliorer la sensibilité de cette recherche.

Résultats de CMS

Deux états finaux ont été analysés par la collaboration CMS pour l'ensemble des données du Run 2 à 138 fb^{-1} , l'état final $\bar{b}b$ avec des leptons [152] et l'état final $\bar{b}b\bar{b}b$ [153]. La première analyse contient un état final avec un lepton, $HH \rightarrow \bar{b}bWW \rightarrow \bar{b}bl\nu q\bar{q}$, ainsi que des états finaux avec deux leptons, $HH \rightarrow \bar{b}bWW \rightarrow \bar{b}bl\nu l\nu$ et $HH \rightarrow \bar{b}b\tau\tau \rightarrow \bar{b}bl\nu l\nu$ où l dans l'état final correspond à un électron e ou un muon μ . Douze catégories sont créées en fonction du nombre de leptons, de la saveur du lepton, de la qualité de l'identification des jets de b et de la cinématique des désintégrations des bosons WW . Ces catégories sont combinées pour calculer la limite pour une résonance avec une masse comprise entre 800 GeV et 4.5 TeV. Aucun excès significatif n'est observé, la limite observée est comprise entre 24.5 fb à 800 GeV et 0.78 fb à 4.5 TeV. La deuxième analyse consiste en l'étude de l'état final avec 4 quarks b dans le cas où au moins un des deux bosons de Higgs est *boosté*. Aucun excès significatif n'est observé, la limite observée est comprise entre 9.74 à 1 TeV et 0.29 fb à 3 TeV.

Les résultats d'ATLAS et de CMS seront combinés afin d'améliorer la sensibilité et de réduire les incertitudes systématiques dans cette recherche.

Conclusion

La recherche de paires de bosons de Higgs fait partie des projets phares du LHC. Les données actuelles ne permettent pas la mesure du couplage trilinéaire du boson de Higgs. Cette mesure est prévue avec les données du HL-LHC. Il y a cependant un intérêt dans la recherche de nouvelles particules dont la présence serait indiquée par une résonance dans la création de paires de bosons de Higgs. L'état final avec deux photons et deux quarks b bénéficie d'une très bonne résolution, de la qualité des outils de reconstruction, d'isolation et d'identification des photons. Des études ont été faites afin de continuer de bénéficier de ces outils et d'améliorer ceux-ci.

L'augmentation de la luminosité lors du Run 3 et surtout du HL-LHC va dégrader l'identification des photons à cause de l'empilement. Une méthode a été testée afin de corriger les effets de l'empilement sur l'identification. Cette méthode est construite sur la corrélation entre l'énergie des cellules du calorimètre électromagnétique et des variables d'empilement. Cependant à cause des fortes fluctuations, cette correction ne permet pas une bonne correction et dégrade même les formes de gerbes nécessaires à l'identification des photons. La recherche de corrélations a été étendue à de nouvelles variables d'énergie dans les deux calorimètres. Aucune corrélation suffisante n'a été trouvée et les fluctuations autour de la moyenne sont toujours élevées, ne permettant pas une application de la méthode. Il sera cependant nécessaire de trouver une méthode qui permet de corriger les effets de l'empilement. Une méthode pourrait être l'utilisation d'algorithmes d'apprentissage automatique afin d'identifier des effets plus locaux de l'empilement de manière à les corriger.

Un changement de définition du cluster de cellules des photons a été fait dans l'objectif de mieux prendre en compte l'énergie lors de la reconstruction du photon. Ce changement nécessite de recalculer les incertitudes liées à l'énergie des photons. C'est le cas de l'incertitude sur la modélisation latérale des formes de gerbes. Cette incertitude est calculée comme la double différence entre la différence entre la fuite d'énergie des données et des simulations Monte Carlo pour les électrons et les photons. Les corrections sur l'impulsion transverse des électrons et sur la correction de conversion des photons sont appliquées. L'étude est en cours de finalisation. Un choix entre l'application d'une correction et le calcul d'une incertitude n'est donc pas encore définitif.

La recherche résonnante de paires de bosons de Higgs dans l'état final avec deux photons et deux quarks b avec la totalité des données du Run 2 a été menée. L'augmentation de la luminosité a permis l'utilisation de nouvelles stratégies. Le changement de méthodologie d'un ajustement sur la masse invariante des deux jets et des deux photons vers un ajustement sur la masse invariante di-photon a permis une réduction du signal parasite. Une sélection à l'aide d'un algorithme d'arbres de décision a été ajoutée permettant une amélioration de l'ordre de 30% sur la limite par rapport aux sélections utilisées dans la précédente analyse. Une méthode utilisant l'ajustement sur deux dimensions a été présentée. L'augmentation de la luminosité et donc du nombre de données pourra permettre de combiner cette méthode avec la sélection par l'algorithme d'arbres de décisions et ainsi d'améliorer la limite pour le HL-LHC.

Aucun excès n'a été observé dans la fenêtre entre 250 et 1 000 GeV. Les plus grandes fluctuations sont pour les points de masse 260 GeV et 900 GeV avec une significativité de 1.50σ et 1.64σ respectivement. Les limites observée et attendue sont donc calculées. La limite observée est comprise entre 47 fb pour la résonance à 700 GeV et 610 fb pour la résonance à 260 GeV. La limite attendue est comprise entre

43 fb pour la résonance à 900 GeV et 360 fb pour la résonance à 270 GeV. La limite observée est toujours comprise dans un intervalle de $\pm 2\sigma$ autour de la limite attendue. La limite est meilleure que celle calculée dans l'analyse faite en 2016 renormalisée. Le canal avec deux photons et deux quarks b est le plus sensible pour les basses masses, de 250 à 350 GeV. Ces résultats seront combinés avec les résultats des autres canaux par ATLAS et CMS. Ils pourront être réinterprétés pour contraindre les différentes théories au-delà du Modèle Standard prédisant la présence d'une nouvelle particule.

Liste de Figures

1.1	Propriétés des particules du Modèle Standard.	13
1.2	Vertex d'interaction de l'électrodynamique quantique	14
1.3	Vertex d'interaction de la force faible	16
1.4	Vertex d'interaction de la chromodynamique quantique	17
1.5	Evolution de α_S en fonction de l'énergie de l'interaction [12]	18
1.6	Potentiel $V(\phi)$ dans le plan complexe	19
1.7	Vertex d'interaction des bosons de jauge avec le boson de Higgs	21
1.8	Couplage d'interaction réduit avec le boson de Higgs ($\kappa_F = \frac{m_F}{\nu}$ pour les fermions et $\sqrt{\kappa_V} = \frac{m_V}{\nu}$ pour les bosons) en fonction de la masse des particules. Les prédictions du Modèle Standard sont présentées en pointillés bleus, les barres d'erreur sur les points représentent l'intervalle à 68% de niveau de confiance. La partie du bas montre le ratio par rapport à la prédiction du Modèle Standard [21]	22
1.9	Diagrammes de Feynmann de création de paire de photons par désintégration du boson de Higgs	23
1.10	Rapport d'embranchement et incertitude relative pour le boson de Higgs du Modèle Standard avec $m_H=125$ GeV [22, 23]	23
1.11	Diagrammes de Feynman dominant dans la production issue de la fusion gluon-gluon. Dans le Modèle Standard, la production du couplage trilinéaire (à droite) est plus faible que la production que par le diagramme en « boîte » (à gauche). La contribution totale du MS sera la somme des deux en prenant en compte les interférences.	23
1.12	Signifiance en écart-type des prévisions du HL-LHC des différents canaux ainsi que les combinaisons [26]	24
2.1	Effet relatif de l'interférence (σ_{LO}^{Int}) sur la section efficace (σ_{LO}) en fonction de la masse invariante de la résonance avec l'hypothèse $\tan\beta = 0.5$ et $\cos\theta = 0.96$. [36]	31
2.2	Section efficace différentielle de la création de paire de bosons de Higgs en fonction de la masse invariante du système di-Higgs pour une extension du Modèle Standard avec un singulet et une brisure de symétrie Z_2 . La masse de la résonance est de 900 GeV et on a $\tan\beta = 10$ et $\cos\theta = 0.3$. Les résultats finaux du Modèle Standard seul et du modèle avec l'extension du singulet sont montrés en gris et en noir respectivement. L'interférence est montrée en bleu, la contribution du singulet seul est montré en rouge et la contribution du couplage trilinéaire et du diagramme en boîte est présenté en marron. [37]	32
2.3	Limite de la section efficace du canal $pp \rightarrow H_2 \rightarrow H_1 H_1$ (H est noté h dans ce plot) en fonction de la masse m_2 dans le cas des collisions à 13 TeV au LHC avec la symétrie Z_2 brisée. La ligne en rouge indique la limite en utilisant toutes les contraintes et la ligne en pointillés bleus en utilisant les limites des échelles électro-faibles [35]. Les résultats observés sont issus des données combinées de CMS avec une luminosité de 36 fb^{-1} [43].	33
2.4	Projection des limites d'exclusion (ligne pleine) et de découverte (en pointillé) prévues pour le HL-LHC en fonction de la masse du singulet et du couplage trilinéaire du Modèle Standard pour l'hypothèse avec $\tan\beta = 1$ (à gauche) et $\tan\beta = 10$ (à droite) pour le cas de la symétrie Z_2 brisée. Les lignes noires et rouges représentent les projections avec et sans les interférences entre la résonance du singulet et la création de paires du Modèle Standard. [37]	34

2.5	Evolution du rapport d'embranchement du boson de Higgs en paires de bosons W (0.2152 dans le Modèle Standard) et en paires de photons (0.000227 dans le Modèle Standard) (à gauche) et avec les quarks b (0.5809 dans le Modèle Standard) (à droite) dans le modèle de Type I avec $\tan \beta=1$ et pour différentes masses du boson de Higgs. [49] . . .	39
2.6	Région exclue, en fonction de m_A (m_h dans notre modèle) et de $\tan \beta$ dans le modèle hMSSM, par des recherches directes de résonance de boson de Higgs lourd et des mesures des taux de désintégration de bosons de Higgs. Les limites à 95% sont indiquées en ligne pleine pour les données et les limites attendues du secteur de Higgs dans le Modèle Standard sont indiquées en ligne pointillées. [58]	40
2.7	Rapport d'embranchement des états finaux principaux lors de la désintégration d'une paire de bosons de Higgs. Les encadrés noirs indiquent les états finaux dont les résultats sont publiés par ATLAS et l'encadré en rouge indique le canal $HH \rightarrow \gamma\gamma bb$	41
2.8	Comparaison entre la distribution de la masse invariante di-photon $m_{\gamma\gamma}$ et la distribution dijet m_{bb} lors de la désintégration du boson de Higgs.	42
3.1	Schéma illustratif du complexe d'accélérateurs du LHC.[61]	44
3.2	Luminosités intégrée délivrée à ATLAS (en vert), enregistrée par ATLAS (en jaune) et utilisée pour la physique (en bleu) en fonction du temps avec les collisions proton-proton d'énergie de centre de masse de 13 TeV durant le Run 2.[72]	46
3.3	Luminosité enregistrée en fonction de l'empilement pour les années du Run 2.[75] . . .	47
3.4	Image du détecteur ATLAS	49
3.5	Image du détecteur interne ATLAS [85]	50
3.6	Vue détaillée des systèmes de calorimétries d'ATLAS [68]	53
3.7	Figure descriptive des couches du calorimètre électromagnétique du détecteur ATLAS [95] .	54
3.8	Quantité de matière des différentes couches du tonneau (a) et du bouchon (b) en nombre de longueur de radiation X_0 en fonction de η [68]	54
3.9	Terme constant c en fonction de η pour les trois premières années du Run 2, les boîtes de couleur représentent les incertitudes statistiques. Le panneau du bas montre la différence entre c sur une période de temps à c sur l'année 2017 [96].	54
3.10	schéma du spectromètre à muons [101]	56
3.11	Diagramme de l'algorithme de super-cluster pour les électrons et les photons. Les graines sont représentées en rouge et les satellites en bleu. [108]	59
3.12	Procédure logique pour classer les candidats définis initialement comme électron et photon. « L'innermost hit » est un impact qui atteint le pixel le plus proche du faisceau dans la trajectoire de la trace. E/p est le ratio de l'énergie du super-cluster par l'impulsion mesurée de la trace associée, R_{conv} est la position radiale du vertex de conversion et $R_{firstHit}$ la position radiale la plus petite d'un des impacts d'une trace ou d'une trace de conversion. [96]	60
3.13	Efficacité de reconstruction des électrons pour les clusters, les traces, les clusters et les traces, et les électrons en fonction de l' E_T de l'électron généré.(à gauche) Efficacité de reconstruction des photons convertis selon les différents types de vertex de conversion en fonction de l'énergie transverse du photon généré. (à droite). Probabilité qu'un photon non-converti soit reconstruit comme un photon converti en fonction de l'empilement (en bas) [96]	61
3.14	Schéma de l'algorithme de flux de particule. [109]	62
3.15	Efficacité d'étiquetage des jets-b en fonction de p_T (à gauche) et en fonction de η (à droite) pour la coupure $\epsilon_b = 70\%$. [117]	66
3.16	Taux de réjections des jets de c (à gauche) et des jets légers (à droite) en fonction de l'efficacité d'identification des jets de b pour les différents algorithmes d'identification. [117]	66
3.17	L'efficacité d'identification des muons prompt (en noir) et des muons venant de hadrons (en rouge) en fonction de p_T (à gauche) et de η (à droite) dans les événements $t\bar{t}$ pour les points de travail <i>Medium</i> et <i>Low-Pt</i> . [119]	68

3.18	Resolution de l'énergie transverse manquante, calculée comme le RMS, en fonction de la vraie énergie transverse manquante pour les événements $W \rightarrow e\nu$, $W \rightarrow \mu\nu$ et $t\bar{t}$ issus de simulation Monte Carlo. [120]	70
4.1	Mesure de l'efficacité d'identification des électrons dans les événements $Z \rightarrow ee$ pour la sélection <i>Loose</i> (en cercle bleu), <i>Medium</i> (en carré rouge) et <i>Tight</i> (en triangle noir) en fonction de l'énergie transverse (à gauche) et de η (à droite). Pour les deux graphiques, le ratio données/simulation est présenté.[122]	74
4.2	Schéma des différentes variables de formes de gerbes utilisée pour l'identification des photons.	74
4.3	Mesure de l'efficacité d'identification des photons non-convertis (à gauche) et convertis (à droite) dans les événements $Z \rightarrow ll\gamma$ pour la sélection <i>Tight</i> en fonction de E_T (à gauche) et de η (à droite). L'isolation <i>Loose</i> est appliquée en pré-sélection. Pour les deux graphiques, le ratio entre l'efficacité la sélection dépendante et non-dépendante en E_T est présenté.[96]	75
4.4	Energie transverse déposée en fonction du placement du paquet par rapport au début du train de paquets. La ligne rouge indique les données avant correction, la ligne noire indique la correction et la ligne bleue indique les données après correction [123].	76
4.5	Efficacité d'identification des photons non-convertis en fonction du nombre d'interactions des protons par croisement de paquet μ , dans la région de pseudo-rapidité $0.60 \leq \eta \leq 1.37$ [107].	76
4.6	Efficacité en fonction de p_T estimé pour un échantillon de $H \rightarrow \gamma\gamma$ simulé et reconstruit avec un empilement de $\langle\mu\rangle=200$ (à gauche). La ligne rouge représente l'ajustement avec une fonction exponentielle $(1 - e^{-\lambda P_t})$. [124].	77
4.7	Efficacité d'identification N-1 des variables de formes de gerbes divisé par l'efficacité <i>Tight</i> en fonction de μ pour les photons convertis (en haut) et non-convertis (en bas).	78
4.8	Distribution de ρ en fonction de μ . La moyenne de la distribution de ρ en fonction de μ est présenté en bleu ciel.	79
4.9	Multiplicité du nombre de jet d'empilement en fonction du nombre de vertex vrais avec un nombre d'interactions par croisement de paquets de 140. Les cercles fermés (les carrés) représentent le nombre de jets avec une impulsion transverse de plus de 20 GeV avant (après) la soustraction de l'empilement en utilisant la densité médiane ρ [129].	79
4.10	Énergie moyenne par cellule en fonction de $\rho\cosh(\eta)$, La pente de l'ajustement est la valeur du coefficient utilisé dans la correction. La figure de droite montre le résultat pour les événements dans le bouchon et celle de gauche montre le résultat dans le tonneau.	80
4.11	Distribution de R_η (à gauche) et de R_ϕ (à droite) avant (en rouge) et après (en bleu) la correction en utilisant la correction cellule par cellule.	81
4.12	Énergie moyenne par cellule en fonction de ρ	81
4.13	Différence relative de l'énergie contenue dans un rectangle de 7×11 cellules pour les événements avec empilement et sans empilement	82
4.14	Comparaison des variables de formes de gerbes avec (en rouge) et sans (en bleu) empilement pour R_η (à gauche), E_{ratio} (à droite) et R_{had} (en bas)	83
4.15	Différence relative de R_{had} avec et sans empilement et moyenne de la différence relative en fonction de ρ . Les valeurs au-dessus de 1 viennent des valeurs négatives de $R_{had}(NoPileUp)$ ou de $R_{had}(PileUp)$. La courbe de la moyenne de cette différence en fonction de l'empilement est présentée en bleu clair.	83
4.16	Différence d'énergie avec et sans empilement pour le rectangle de 7×11 cellules en fonction de ρ , la courbe de la moyenne de cette différence en fonction de l'empilement est présentée en bleu clair.	84
4.17	Différence d'énergie moyenne des cellules entre les cellules avec empilement et les cellules sans empilement, dans les différentes couches du tonneau du calorimètre à tuile ($0 < \eta_{cell} < 1.0$) en fonction de ρ , pour la première couche (à gauche), pour la deuxième couche (au milieu) et pour la troisième couche (à droite). La courbe de la moyenne de cette différence en fonction de l'empilement est présentée en bleu clair.	85

4.18	Différence d'énergie moyenne des cellules entre les cellules avec empilement moins les cellules sans empilement, dans les différentes couches du tonneau étendu du calorimètre à tuile ($0.8 < \eta_{cell} < 1.7$) en fonction de ρ , pour la première couche (à gauche), pour la deuxième couche (au milieu) et pour la troisième couche (à droite). La courbe de la moyenne de cette différence en fonction de l'empilement est présentée en bleu clair. . .	85
4.19	Distribution E_{Thad}^{cone20} moins E_{Thad} en fonction de E_{Thad} pour les événements avec empilement. La courbe de la moyenne de cette différence en fonction de l'empilement est présentée en bleu clair.	86
4.20	Distribution E_{Thad}^{cone20} moins E_{Thad} , pour l'énergie avec empilement soustrait par l'énergie sans empilement, en fonction de ρ . La courbe de la moyenne de cette différence en fonction de l'empilement est présentée en bleu clair.	86
4.21	Résolution en énergie, $\sigma_{E_{calib}}/E_{gen}$ en fonction de $ \eta $ pour les photons convertis (a), les photons non-convertis (b) et les électrons (c) pour différentes échelles d'énergie transverse E_T [131]	88
4.22	Distribution de $\alpha_{1/2}$ en fonction de $ \eta $ [131]	88
4.23	Visualisation de la matière du détecteur interne, dans le plan xy, reconstruite par les points d'interactions des vertex secondaires hadronique. En augmentant le rayon on observe le tuyau du faisceau, les trois couches internes des détecteurs à pixels et les deux premières couches du SCT. [132]	89
4.24	α_i en fonction de η [96]	90
4.25	Distribution de $R_\eta = \frac{E_{3 \times 7}}{E_{7 \times 7}}$, pour les événements $Z \rightarrow e^+e^-$ des données de 2010 (en point noir) et pour deux versions de simulation Monte-Carlo avec différentes configurations d'absorbeur dans le calorimètre. La version new « geo » correspond à la dernière en utilisation. [135]	92
4.26	Distribution de $R_\phi = \frac{E_{3 \times 3}}{E_{3 \times 7}}$, pour les électrons (en noir) et pour les photons non-convertis (en rouge) [136]	92
4.27	Comparaison des distributions de la fuite d'énergie pour les photons convertis, les photons non-convertis et les électrons pour les fichiers de simulations Monte Carlo (à gauche) et les fichiers de données (à droite) dans la classe $15 < P_T < 25$ GeV et $0 < \eta < 0.6$	94
4.28	Moyenne de l'énergie de fuite en fonction des classes en impulsion transverse et en η pour les simulations des photons convertis (en haut à gauche), pour les simulations de photons non-convertis (en haut à droite), pour les données des photons convertis (en bas à gauche) et pour les données des photons non-convertis (en bas à droite). Les lignes orange séparent les différentes classes en η	95
4.29	Moyenne de l'énergie de fuite en fonction des classes en impulsion transverse et en η pour les simulations des électrons (à gauche) et pour les données des électrons (à droite). Les lignes orange séparent les différentes classes en η	95
4.30	Différence de la moyenne de l'énergie de fuite en fonction des classes entre les données et les simulations pour les photons convertis (à gauche) et pour les photons non-convertis (à droite). Les lignes orange séparent les différentes classes en η	96
4.31	Différence de la moyenne de l'énergie de fuite en fonction des classes entre les données et les simulations pour les électrons. Les lignes orange séparent les différentes classes en η	96
4.32	Double différence de la moyenne de l'énergie de fuite en fonction des classes entre les données et les simulations entre les électrons et les photons convertis (à gauche) et entre les électrons et les photons non-convertis (à droite). Les lignes orange séparent les différentes classes en η	96
4.33	Comparaison de la distribution de l'impulsion transverse p_T pour les photons convertis (à gauche) et les photons non-convertis (à droite) issus des canaux de désintégration $Z \rightarrow \mu\mu\gamma$ et $Z \rightarrow ee\gamma$ avec les électrons issus du canal $Z \rightarrow ee$	97

4.34	Comparaison des distributions de la fuite d'énergie entre les électrons et les photons convertis issus de simulation $Z \rightarrow \mu\mu\gamma$ (à gauche) et pour les photons non-convertis issus de simulation $Z \rightarrow ee\gamma$ (à droite) après la correction appliquée sur l'impulsion transverse des électrons dans la classe $15 < P_T < 25$ GeV et $0 < \eta < 0.6$	98
4.35	Double différence de la moyenne de l'énergie de fuite en fonction des classes entre les données et les simulations entre les électrons après la renormalisation de l'impulsion et les photons convertis (à gauche) et entre les électrons et les photons non-convertis (à droite). Les lignes orange séparent les différentes classes en η	98
4.36	Double différence de la moyenne de l'énergie de fuite en fonction des classes entre les données et les simulations entre les électrons et les photons convertis (à gauche) et entre les électrons et les photons non-convertis (à droite) après la correction de conversion et la renormalisation de l'impulsion transverse des électrons. Les lignes orange séparent les différentes classes en η	99
5.1	Limite en fonction de la masse invariante de la nouvelle particule pour l'analyse dans l'état final avec deux photons et deux quarks b à 36 fb^{-1} . La ligne bleue sépare les deux méthodes de sélection utilisée dans l'analyse. [137]	104
5.2	Production d'une paire di-Higgs par la désintégration d'une particule scalaire.	105
5.3	Diagrammes de Feynman pour les modes de production par fusion de bosons vecteur.	106
5.4	Comparaison de la distribution m_{bb} avant correction (en bleu) et après l'application de la correction BJetCalibration (en rouge). Les distributions sont ajustées à l'aide de la fonction Bukin, dont la position du pic, la résolution et l'amélioration relative sont montrés dans la légende. [25]	107
5.5	Efficacité relative de la sélection en fonction de la masse de la résonance pour la sélection de déclenchement (en bleu), pour la sélection di-photon (en noir), pour la sélection sur le nombre de jets et de jets centraux (en vert) et pour la sélection sur exactement 2 jets de b avec le point de travail de 77% (en rouge).	108
5.6	Distribution de la masse invariante $m_{\gamma\gamma}$ et de la masse invariante $m_{bb\gamma\gamma}^*$ pour les événements passant la pré-sélection. Les bruits de fond continus di-photon, γ -jet, jet- γ et di-jet sont normalisés aux données. La fraction de faux photons est estimé à l'aide de coupures relâchées sur les photons. [25]	109
5.7	Schéma illustrant le changement de méthode par rapport au précédent papier	110
5.8	Comparaison de la limite en utilisant un ajustement sur la masse invariante $m_{\gamma\gamma}$ (en noir) et en utilisant un ajustement sur la masse invariante $m_{\gamma\gamma\bar{b}b}$ (en rouge) en fonction de la masse de la résonance m_X (en haut). Différence relative entre les deux limites par rapport à la limite de la nouvelle méthode, l'ajustement sur la masse invariante di-photon. (en bas)	111
5.9	Ajustement de la distribution du bruit de fond continu sur la masse invariante $m_{\gamma\gamma\bar{b}b}$. Dans la figure de gauche l'ajustement est fait avec le modèle du bruit de fond seul. Dans la figure de droite, l'ajustement est fait avec le bruit de fond et le signal à 260 GeV (en continu) et le bruit de fond seul (en pointillé).	111
5.10	Comparaison entre le signal parasite lors de l'ajustement en utilisant l'ancienne méthode (en noir) et celui de l'ajustement en utilisant la nouvelle méthode $m_{\gamma\gamma}$ (en rouge)	112
5.11	Distribution du bruit de fond continu et du signal pour les deux définitions de la masse invariante $m_{\gamma\gamma\bar{b}b}$. Les courbes pleines sont la définition m^* et les courbes pointillées sont la définition par défaut. [25]	113
5.12	Description des différents paramètres de la fonction Double Sided Crystal Ball. La fonction Crystal Ball correspond au cas $n_{High} = 0$ et $\alpha_{High} = \infty$	113
5.13	Distribution normalisée à l'unité de la masse invariante di-photon pour le bruit de fond continu avant la sélection par la méthode BDT (en rouge) et après la sélection par la méthode BDT (en noir) dans le cas des hypothèses de masse de 300 GeV (à gauche) et de 500 GeV (à droite).	114

5.14	Distribution des scores BDTs pour les bruits de fond importants et pour le signal pour la résonance avec une masse de 300 GeV à gauche et une masse de 500 GeV à droite après entraînement. Les histogrammes sont normalisés à l'unité. La ligne noire pointillée dénote la sélection. [25]	115
5.15	Comparaison de la limite attendue en fonction de la masse invariante de la nouvelle particule en utilisant un ajustement sur la distribution $m_{\gamma\gamma}$ (en noir) et en utilisant un ajustement sur la distribution $m_{\gamma\gamma}$ après la sélection BDT (en rouge). La figure du bas présente la différence relative de la limite entre les deux méthodes.	116
5.16	Ajustement du signal à l'aide de la fonction DSCB pour la résonance à 300 GeV (à gauche) et 500 GeV (à droite).	117
5.17	Valeur moyenne du test d'injection du signal (à gauche) et Higgs-seul (à droite) en fonction de la masse invariante de la résonance pour différents modèles en utilisant 1000 pseudo-expériences par modèle.	118
5.18	Valeur moyenne du test d'injection des signaux résonnant, non-résonnant et Higgs-seul combinés en fonction de la masse invariante de la résonance pour différents modèles.	119
5.19	Distribution de la valeur absolue du signal parasite en fonction de la masse invariante de la résonance m_X pour la fonction exponentielle (en noir), la fonction ExpoPoly2 (en rouge), la fonction Dijet (en vert) et la fonction Bern3 (en bleu).	120
5.20	Ajustement du bruit de fond continu à l'aide de la fonction exponentielle pour la sélection de la résonance à 300 GeV (en haut à gauche) et 500 GeV (en haut à droite). Ajustement du bruit de fond continu l'aide de la somme des fonctions du signal (DSCB) et du bruit de fond (fonction exponentielle) pour la sélection de la résonance à 300 GeV (en bas à gauche) et 500 GeV (en bas à droite).	121
5.21	Distribution de la masse invariante di-jet pour le signal avec une résonance à 300 GeV (en rouge) pour les événements ZH (en vert) et pour les événements ttH (en noir)	122
5.22	Distribution de la masse invariante di-jet pour les événements Higgs-seul.	123
5.23	Comparaison du signal parasite pour les différentes fonctions testées pour la distribution $m_{\bar{b}b}$	124
5.24	Comparaison du signal parasite avec une fonction exponentielle $\times$ exponentielle pour les trois fenêtre de sélections pour la distribution $m_{\bar{b}b}$	125
5.25	Comparaison de la limite en utilisant un ajustement en une dimension sur la distribution $m_{\gamma\gamma}$ (en noir) et en utilisant un ajustement en deux dimensions sur la distribution $m_{\gamma\gamma} \times m_{\bar{b}b}$ (en rouge). La figure du bas présente la différence relative de la limite entre les deux méthodes.	126
5.26	Comparaison de la limite en utilisant un ajustement en une dimension sur la distribution $m_{\gamma\gamma}$ avec la méthode BDT (en noir) et en utilisant un ajustement en deux dimensions sur la distribution $m_{\gamma\gamma} \times m_{\bar{b}b}$ (en rouge). La figure du bas présente la différence relative de la limite entre les deux méthodes.	126
5.27	Distribution de la moyenne de la fonction DSCB modélisant la masse invariante $m_{\gamma\gamma}$ en fonction de la masse de la résonance (à gauche), l'ajustement (en rouge) est fait avec une fonction constante. Distribution de σ de la fonction DSCB en fonction de la masse de la résonance (à droite) l'ajustement (en rouge) est fait avec un polynôme d'ordre 2.	128
5.28	Distribution des variables α_{Hi} , α_{Lo} , n_{Hi} et n_{Lo} de la DSCB en fonction de la masse de la résonance. L'ajustement (en rouge) est fait avec une fonction constante.	129
5.29	Valeur moyenne du test d'injection du signal pour la fonction ajustée sur les événements Monte Carlo (en vert) et pour la fonction paramétrisée (en rouge) en fonction de la masse de la résonance en utilisant 1000 pseudo-expériences par modèle.	129
5.30	Distribution d'efficacité du signal en fonction de la masse résonnante. Les polynômes d'ordre 3,4,5 et 6 sont comparés.	130
5.31	Distribution de la moyenne et de σ de la DSCB en fonction de la masse de la résonance. L'ajustement (en rouge) est fait avec un polynôme de degré 1 pour la moyenne et de degré 2 pour σ	131

- 5.32 Ajustement du bruit de fond sur les données hors de la fenêtre de signal $120 < m_{\gamma\gamma} < 130$ pour l'hypothèse de masse 300 GeV (à gauche) et l'hypothèse de masse 500 GeV (à droite). [136](#)
- 5.33 Ajustement des données pour l'hypothèse de masse 300 GeV (à gauche) et l'hypothèse de masse 500 GeV (à droite). Le bruit de fond continu est représenté en noir, l'ajustement du bruit de fond continu est en bleu clair et l'ajustement de tout les bruits de fond est en rouge. [\[25\]](#) [137](#)
- 5.34 Comparaison des limites sur la section efficace observée (en ligne continue) et attendue (en pointillé) en fonction de la masse invariante de la résonance. L'incertitude à $\pm 1\sigma$ ($\pm 2\sigma$) est présentée en bleu (jaune) [\[25\]](#) [137](#)
- 5.35 Comparaison des limites, à 95% de niveau de confiance, de différents canaux de désintégration de production résonnante d'évènement di-Higgs en fonction de la masse de la résonance. Pour comparaison la combinaison statistique des différents canaux avec 36 fb^{-1} est présentée. [\[151\]](#) [138](#)

Liste de Tables

1.1	Table des charges Q , Y et T_3 pour les fermions gauches et droits	15
1.2	Table de comparaison entre les valeurs mesurées expérimentalement et les valeurs du meilleur ajustement en utilisant le Modèle Standard. Les premières valeurs pour M_W et Γ_W sont les mesures du Tevatron, les deuxièmes sont celle du LEP 2 et la troisième pour M_W est celle d'ATLAS [19]	25
2.1	Table des valeurs maximale et minimale du rapport d'embranchement de $H_2(H) \rightarrow hh(HH)$ et de la valeur maximale de $\sin\theta$ ($\sin\alpha$ dans le tableau) en fonction de la masse de la résonance h [42]	33
2.2	Modèle permettant la conservation de la saveur. L'indice i indique la génération. . . .	38
2.3	Couplage de Yukawa des fermions u, d et l avec les bosons de Higgs neutres h et H dans les différents modèles.	38
3.1	Table des performances du LHC lors des différents Runs	47
3.2	Différentes caractéristiques des quatre couches du trajectographe. La résolution intrinsèque de la couche IBL et des couches des détecteurs à pixels sont données selon $r - \phi$ et selon z , celle des couches SCT et TRT est donnée selon $r - \phi$. [92]	51
3.3	Table des critères utilisés pour l'isolation des électrons. [96]	62
3.4	Table des critères utilisés pour l'isolation des photons. [96]	62
3.5	Variables d'entrée utilisées dans les algorithmes MV2 et DL1. Les variables « c-tagging » de JetFitter ne sont utilisées que pour DL1. [117]	65
3.6	Liste des hyper-paramètres de l'algorithme DL1. [117]	66
3.7	Table des critères utilisés pour l'isolation des muons. [119]	69
4.1	Table des variables discriminantes utilisées pour l'identification des électrons et des photons. [96]	72
4.2	Incertitudes systématiques sur la mesure de la masse du boson de Higgs. [133]	91
4.3	Tables des valeurs des fractions de conversions pour en fonction de η pour les simulations MC. Les valeurs sont calculées comme la moyenne entre la valeur pour les événements $Z \rightarrow \mu\mu\gamma$ et $Z \rightarrow ee\gamma$	99
4.4	Valeur absolue de la valeur maximale entre la valeur avec la correction associée à la conversion des photons (corr) et la valeur sans la correction associée à la conversion des photons (no corr).	100
4.5	Résultat de l'incertitude systématique provenant de la fuite latérale de l'énergie prise pour les années 2015-2016 avec l'ancienne méthode de construction des clusters	100
4.6	Valeur maximale entre la valeur après correction de l'impulsion transverse avec la correction de conversion, la valeur après correction de l'impulsion transverse sans la correction de conversion et l'incertitude statistique. L'annotation (stat) indique le cas où l'incertitude statistique est la valeur maximale.	101
5.1	Table des sections efficaces du signal résonnant ggFHH, généré par Herwig7, en fonction de la masse.	105
5.2	Description des bruits de fond considérés dans l'analyse	106

5.3	Nombre d'évènements des principaux bruits de fond et du signal pour deux hypothèses de masse après les pré-sélections.	109
5.4	Moyenne et écart-type de la distribution après la pré-sélection et utilisant l'ajustement d'une fonction Crystal Ball	112
5.5	Sélection BDT pour toutes les résonances de masse (251-1000 GeV). Le bruit de fond est composé par les évènements du continuum di-photon (divisé par 0.85 pour prendre en compte le taux de faux photon), le signal non-résonnant et les évènements Higgs-seul. Les valeurs sont montrées pour la fenêtre $m_{\gamma\gamma} \in 105 - 160$ GeV. La variable binned significance est la signifiacnce combinée des significances par classe de 1 GeV dans la région 120-130 GeV.	116
5.6	Table des résultats du signal parasite pour la fonction Exponentielle en fonction de la masse invariante de la résonance.	121
5.7	Comparaison des valeurs du signal parasite entre les différentes fonctions utilisées pour l'ajustement en deux dimensions pour les points de masse 300 GeV et 500 GeV	125
5.8	Impact relatif des incertitudes sur la limite attendue de la section efficace pour les points de masse 300 GeV et 500 GeV. σ_{nom} est la limite nominale avec tous les paramètres de nuisance libre, σ_{NP} est la limite avec le paramètre de nuisance fixé. Les résultats sont donnés en pourcentage.	134
5.9	Impact relatif des incertitudes sur la limite observée de la section efficace pour les points de masse 300 GeV et 500 GeV. σ_{nom} est la limite nominale avec tous les paramètres de nuisance libre, σ_{NP} est la limite avec le paramètre de nuisance fixé. Les résultats sont donnés en pourcentage.	135

Références bibliographiques

- [1] Paul Adrien Maurice Dirac. The quantum theory of the emission and absorption of radiation. *Proceedings of the Royal Society of London*, (114):117, March 1927.
- [2] Enrico Fermi. Quantum Theory of Radiation. *Rev. Mod. Phys.*, (4):87, January 1932.
- [3] S. L. Glashow. Partial Symmetries of Weak Interactions. *Nucl. Phys.*, 22:579–588, 1961.
- [4] Abdus Salam. Weak and Electromagnetic Interactions. *Conf. Proc. C*, 680519:367–377, 1968.
- [5] Steven Weinberg. A model of leptons. *Phys. Rev. Lett.*, 19:1264–1266, Nov 1967.
- [6] Murray Gell-Mann. A Schematic Model of Baryons and Mesons. *Phys. Lett.*, 8:214–215, 1964.
- [7] G. Zweig. *An $SU(3)$ model for strong interaction symmetry and its breaking. Version 2.* Lichtenberg, D. B. and Rosen, Simon Peter, 2 1964.
- [8] Peter W. Higgs. Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons. *Phys. Rev. Lett.*, 13:508–509, 1964.
- [9] F. Englert and R. Brout. Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons. *Phys. Rev. Lett.*, 13:321–323, Aug 1964.
- [10] Y. Fukuda et al. Measurements of the solar neutrino flux from super-kamiokande’s first 300 days. *Phys. Rev. Lett.*, 81:1158–1162, Aug 1998.
- [11] Jens Erler. Calculation of the qed coupling $\alpha(m_Z)$ in the modified minimal-subtraction scheme. *Physical Review D*, 59(5), Feb 1999.
- [12] CMS Collaboration. Measurement and QCD analysis of double-differential inclusive jet cross sections in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV and cross section ratios to 2.76 and 7 TeV. *JHEP*, 03:156, 2017.
- [13] S. Schael et al. Precision electroweak measurements on the z resonance. *Physics Reports*, 427(5):257–454, 2006.
- [14] ATLAS Collaboration. Measurement of the W -boson mass in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector. *Eur. Phys. J. C*, 78:110. 86 p, Jan 2017.
- [15] ATLAS Collaboration. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Phys. Lett. B*, 716:1, 2012.
- [16] CMS Collaboration. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. *Phys. Lett. B*, 716:30, 2012.
- [17] ATLAS Collaboration. Measurement of the Higgs boson mass from the $H \rightarrow \gamma\gamma$ and $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ channels in pp collisions at center-of-mass energies of 7 and 8 TeV with the ATLAS detector. *Phys. Rev. D*, 90:052004, 2014.
- [18] CMS Collaboration. A measurement of the higgs boson mass in the diphoton decay channel. *Physics Letters B*, 805:135425, Jun 2020.

- [19] P.A. Zyla et al. Review of Particle Physics. *PTEP*, 2020(8):083C01, 2020.
- [20] ATLAS Collaboration. Study of the spin and parity of the Higgs boson in diboson decays with the ATLAS detector. *Eur. Phys. J. C*, 75:476. 36 p, Jun 2015.
- [21] ATLAS Collaboration. Combined measurements of Higgs boson production and decay using up to 80 fb^{-1} of proton-proton collision data at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ collected with the ATLAS experiment. *Phys. Rev. D*, 101:012002. 48 p, Sep 2019.
- [22] LHC Higgs Cross Section Working Group. *Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 3. Higgs Properties: Report of the LHC Higgs Cross Section Working Group*. CERN Yellow Reports: Monographs. CERN, Geneva, Jul 2013.
- [23] LHC Higgs Cross Section Working Group. *Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 4. Deciphering the Nature of the Higgs Sector*. CERN Yellow Reports: Monographs. CERN, Geneva, Oct 2016.
- [24] CMS Collaboration. Search for nonresonant Higgs boson pair production in final states with two bottom quarks and two photons in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$. *JHEP*, 2103:257. 57 p, Nov 2020.
- [25] ATLAS Collaboration. Search for higgs boson pair production in the two bottom quarks plus two photons final state in pp collisions at $\sqrt{s} = 13 \text{ tev}$ with the atlas detector, 2021.
- [26] M. Cepeda et al. Report from Working Group 2: Higgs Physics at the HL-LHC and HE-LHC. *CERN Yellow Rep. Monogr.*, 7:221–584. 364 p, Dec 2018.
- [27] Joshua D. Simon. The faintest dwarf galaxies. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 57(1):375–415, Aug 2019.
- [28] Paolo Salucci. The distribution of dark matter in galaxies. *The Astronomy and Astrophysics Review*, 27(1), Feb 2019.
- [29] Steven W. Allen, August E. Evrard, and Adam B. Mantz. Cosmological parameters from observations of galaxy clusters. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 49(1):409–470, Sep 2011.
- [30] Abi et al. Measurement of the Positive Muon Anomalous Magnetic Moment to 0.46 ppm. *Phys. Rev. Lett.*, 126:141801, Apr 2021.
- [31] LHCb Collaboration. Test of lepton universality in beauty-quark decays. Geneva, Mar 2021.
- [32] Lisa Randall and Raman Sundrum. Large mass hierarchy from a small extra dimension. *Phys. Rev. Lett.*, 83:3370–3373, Oct 1999.
- [33] Vernon Barger, Paul Langacker, Mathew McCaskey, Michael J. Ramsey-Musolf, and Gabe Shaughnessy. Cern LHC phenomenology of an extended standard model with a real scalar singlet. *Physical Review D*, 77(3), Feb 2008.
- [34] Giovanni Marco Pruna and Tania Robens. Higgs singlet extension parameter space in the light of the LHC discovery. *Physical Review D*, 88(11), Dec 2013.
- [35] Biagio Di Micco, Maxime Gouzevitch, Javier Mazzitelli, and Caterina Vernieri. Higgs boson potential at colliders: Status and perspectives. *Reviews in Physics*, 5:100045, Nov 2020.
- [36] S. Dawson and I.M. Lewis. Nlo corrections to double Higgs boson production in the Higgs singlet model. *Physical Review D*, 92(9), Nov 2015.
- [37] Marcela Carena, Zhen Liu, and Marc Riembau. Probing the electroweak phase transition via enhanced di-Higgs boson production. *Physical Review D*, 97(9), May 2018.

- [38] G. Altarelli and R. Barbieri. Vacuum polarization effects of new physics on electroweak processes. *Physics Letters B*, 253(1):161–167, 1991.
- [39] ATLAS Collaboration. Measurement of the W-boson mass in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector. *The European Physical Journal C*, 78(2), Feb 2018.
- [40] ATLAS Collaboration. Search for a high-mass Higgs boson decaying to a W boson pair in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector. *Journal of High Energy Physics*, 2016(1), Jan 2016.
- [41] G. Aad, B. Abbott, J. Abdallah, O. Abdinov, R. Aben, M. Abolins, O. S. AbouZeid, H. Abramowicz, H. Abreu, and et al. Search for an additional, heavy Higgs boson in the $h \rightarrow zz$ decay channel at $\sqrt{s} = 8$ TeV in pp collision data with the ATLAS detector. *The European Physical Journal C*, 76(1), Jan 2016.
- [42] Tania Robens and Tim Stefaniak. LHC benchmark scenarios for the real Higgs singlet extension of the Standard Model. *The European Physical Journal C*, 76(5), May 2016.
- [43] Sirunyan and et al. Combination of searches for Higgs boson pair production in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV. *Physical Review Letters*, 122(12), Mar 2019.
- [44] Tania Robens, Jan Kalinowski, Aleksander Filip Zarnecki, and Andreas Papaefstathiou. Extended scalar sectors at future colliders, 2021.
- [45] Andreas Papaefstathiou, Tania Robens, and Gilberto Tetlalmatzi-Xolocotzi. Triple Higgs boson production at the Large Hadron Collider with two real singlet scalars. *Journal of High Energy Physics*, 2021(5), May 2021.
- [46] Jihn E. Kim. Light Pseudoscalars, Particle Physics and Cosmology. *Phys. Rept.*, 150:1–177, 1987.
- [47] R. D. Peccei and Helen R. Quinn. CP conservation in the presence of pseudoparticles. *Phys. Rev. Lett.*, 38:1440–1443, Jun 1977.
- [48] Rodolfo Alexander Diaz Sanchez. *Phenomenological analysis of the Two HiggsDoublet Model*. PhD thesis, Universidad Nacional de Colombia., 2003.
- [49] G.C. Branco, P.M. Ferreira, L. Lavoura, M.N. Rebelo, Marc Sher, and João P. Silva. Theory and phenomenology of two-Higgs-doublet models. *Physics Reports*, 516(1-2):1–102, Jul 2012.
- [50] I F Ginzburg, M Krawczyk, and P Osland. Two-Higgs-Doublet Models with CP violation. Two-Higgs-Doublet Models with CP violation and Photon Colliders. page 5 p, Nov 2002.
- [51] Zackaria Chacko, Yasunori Nomura, Michele Papucci, and Gilad Perez. Natural little hierarchy from a partially goldstone twin higgs. *Journal of High Energy Physics*, 2006(01):126–126, Jan 2006.
- [52] Zackaria Chacko, Can Kilic, Saereh Najjari, and Christopher B. Verhaaren. Testing the scalar sector of the twin higgs model at colliders. *Phys. Rev. D*, 97:055031, Mar 2018.
- [53] J. Mrazek, A. Pomarol, R. Rattazzi, M. Redi, J. Serra, and A. Wulzer. The other natural two higgs doublet model. *Nuclear Physics B*, 853(1):1–48, Dec 2011.
- [54] Juan Pablo Hoyos Daza. Composite Higgs models, 2019.
- [55] Hsin-Chia Cheng and Yi Chung. A more natural composite higgs model. *Journal of High Energy Physics*, 2020(10), Oct 2020.
- [56] A. Arbey, M. Battaglia, A. Djouadi, and F. Mahmoudi. The higgs sector of the phenomenological mssm in the light of the higgs boson discovery. *Journal of High Energy Physics*, 2012(9), Sep 2012.

- [57] Rahool Kumar Barman, Biplob Bhattacharjee, Arghya Choudhury, Debtosh Chowdhury, Jayita Lahiri, and Shamayita Ray. Current status of mssm higgs sector with lhc 13 tev data. *The European Physical Journal Plus*, 134(4), Apr 2019.
- [58] ATLAS Collaboration. hMSSM summary plots from direct and indirect searches. ATL-PHYS-PUB-2020-006, Geneva, Mar 2020.
- [59] Sebastian Baum and Nausheen R. Shah. Two higgs doublets and a complex singlet: disentangling the decay topologies and associated phenomenology. *Journal of High Energy Physics*, 2018(12), Dec 2018.
- [60] Lyndon Evans and Philip Bryant. LHC Machine. *JINST*, 3:S08001, 2008.
- [61] Esma Mobs. The CERN accelerator complex - 2019. Complexe des accélérateurs du CERN - 2019. Jul 2019.
- [62] H Charmot, C Dutriat, C E Hill, K Langbein, A M Lombardi, M O'Neill, E Tanke, and Maurizio Vretenar. Operational experience with the CERN hadron linacs. (CERN-PS-96-053):3 p, Jul 1996.
- [63] C Bovet and K H Reich. A Four-Ring Vertically Stacked 800 Mev Booster Injector for the CERN Proton Synchrotron. page 5 p, 1967.
- [64] Anselm Citron and Mervyn G N Hine. Experimental facilities of the CERN Proton Synchrotron. (CERN-55-23. 1), 1955.
- [65] Maria Fidecaro. The SPS experimental program. 1:191–218, 1975.
- [66] Radiofrequency cavities. <https://cds.cern.ch/record/1997424>, Sep 2012.
- [67] L Rossi. The LHC Main Dipoles and Quadrupoles toward Series Production. *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 13:1221–1228. 9 p, Dec 2002.
- [68] ATLAS Collaboration. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *JINST*, 3:S08003, 2008.
- [69] CMS Collaboration. CMS Physics Technical Design Report, Volume II: Physics Performance. *J. Phys G*, 34:995, 2007.
- [70] ALICE Collaboration. The ALICE experiment at the CERN LHC. A Large Ion Collider Experiment. *JINST*, 3:S08002. 259 p, 2008.
- [71] LHCb Collaboration. The LHCb Detector at the LHC. *JINST*, 3(LHCb-DP-2008-001):S08005, 2008.
- [72] ATLAS Collaboration. Luminosity summary plots for 2018 pp data taking. https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResultsRun2#Luminosity_summary_plots_for_201, 2018.
- [73] ATLAS Collaboration. ATLAS data quality operations and performance for 2015–2018 data-taking. *JINST*, 15:P04003, 2020.
- [74] ATLAS Collaboration. Data Quality Full Run-2 period (2015-2018). https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/RunStatsPublicResults2010#Full_Run_2_period_2015_2018, 2018.
- [75] ATLAS Collaboration. Pileup Interactions and Data Taking Efficiency. https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResultsRun2#Pileup_Interactions_and_Data_Tak, 2018.

- [76] T Kawamoto, S Vlachos, L Pontecorvo, J Dubbert, G Mikenberg, P Iengo, C Dallapiccola, C Amelung, L Levinson, R Richter, and D Lellouch. New Small Wheel Technical Design Report. Jun 2013.
- [77] Silvia Franchino and ATLAS Collaboration. The phase-1 upgrade of the ATLAS level-1 calorimeter trigger. Sep 2020.
- [78] Shunichi Akatsuka. The Phase-1 Upgrade of the ATLAS Level-1 Endcap Muon Trigger. *Springer Proc. Phys.*, 212:341–345. 5 p, Jun 2018.
- [79] Attilio Andreazza. ATLAS ITk Pixel Detector Overview. Dec 2018.
- [80] ATLAS Collaboration. ATLAS LAr Calorimeter Phase-II Upgrade: Technical Design Report, 2017.
- [81] ATLAS Collaboration. ATLAS Magnet System: Technical Design Report, 1. ATLAS-TDR-6, 1997.
- [82] ATLAS Collaboration. The ATLAS Inner Detector commissioning and calibration. *Eur. Phys. J. C*, 70:787, 2010.
- [83] ATLAS Collaboration. ATLAS Inner Detector: Technical Design Report, 1. ATLAS-TDR-4, 1997.
- [84] ATLAS Collaboration. ATLAS Inner Detector: Technical Design Report, 2. ATLAS-TDR-5, 1997.
- [85] ATLAS Collaboration. Alignment of the ATLAS Inner Detector in Run-2. *Eur. Phys. J. C*, 80(arXiv:2007.07624. 12):1194. 41 p, Jul 2020.
- [86] ATLAS Collaboration. ATLAS Insertable B-Layer Technical Design Report, 2010.
- [87] ATLAS Collaboration. ATLAS Pixel Detector: Technical Design Report, 1998.
- [88] ATLAS Collaboration. Operation and performance of the ATLAS semiconductor tracker. *JINST*, 9:P08009, 2014.
- [89] ATLAS Collaboration. Performance of the ATLAS Transition Radiation Tracker in Run 1 of the LHC: tracker properties. *JINST*, 12:P05002, 2017.
- [90] ATLAS Collaboration. ATLAS Central Solenoid: Technical Design Report. ATLAS-TDR-9, 1997.
- [91] M Aleksa, F Bergsma, P-A Giudici, A Kehrl, M Losasso, X Pons, H Sandaker, P S Miyagawa, S W Snow, J C Hart, and L Chevalier. Measurement of the ATLAS solenoid magnetic field. Dec 2007.
- [92] ATLAS Collaboration. Alignment of the ATLAS Inner Detector in Run-2. *Eur. Phys. J. C*, 80:1194, 2020.
- [93] ATLAS Collaboration. ATLAS Calorimeter Performance: Technical Design Report. ATLAS-TDR-1, 1996.
- [94] ATLAS Collaboration. ATLAS Liquid-Argon Calorimeter: Technical Design Report. ATLAS-TDR-2, 1996.
- [95] ATLAS Collaboration. Measurement of the photon identification efficiencies with the ATLAS detector using LHC Run-1 data. Measurement of the photon identification efficiencies with the ATLAS detector using LHC Run-1 data. *Eur. Phys. J. C*, 76(CERN-EP-2016-110. 12):666. 57 p, Jun 2016.

- [96] ATLAS Collaboration. Electron and photon performance measurements with the ATLAS detector using the 2015–2017 LHC proton–proton collision data. *JINST*, 14:P12006, 2019.
- [97] ATLAS Collaboration. ATLAS Tile Calorimeter: Technical Design Report. ATLAS-TDR-3, 1996.
- [98] ATLAS Collaboration. ATLAS Muon Spectrometer: Technical Design Report, 1997.
- [99] ATLAS Collaboration. ATLAS Barrel Toroid: Technical Design Report. ATLAS-TDR-7, 1997.
- [100] ATLAS Collaboration. ATLAS End-Cap Toroids: Technical Design Report. ATLAS-TDR-8, 1997.
- [101] Joao Pequeno. Computer generated image of the ATLAS Muons subsystem. Mar 2008.
- [102] ATLAS Collaboration. ATLAS Level-1 Trigger: Technical Design Report, 1998.
- [103] ATLAS Collaboration. Topological cell clustering in the ATLAS calorimeters and its performance in LHC Run 1. *Eur. Phys. J. C*, 77:490, 2017.
- [104] Walter Lampl et al. Calorimeter Clustering Algorithms: Description and Performance. ATL-LARG-PUB-2008-002, 2008.
- [105] ATLAS Collaboration. Performance of the ATLAS track reconstruction algorithms in dense environments in LHC Run 2. *Eur. Phys. J. C*, 77:673, 2017.
- [106] T Cornelissen, M Elsing, I Gavrilenko, W Liebig, E Moyse, and A Salzburger. The new ATLAS track reconstruction (NEWT). *J. Phys.: Conf. Ser.*, 119:032014, 2008.
- [107] ATLAS Collaboration. Measurement of the photon identification efficiencies with the ATLAS detector using LHC Run 2 data collected in 2015 and 2016. *Eur. Phys. J. C*, 79:205, 2019.
- [108] ATLAS Collaboration. Electron and photon reconstruction and performance in ATLAS using a dynamical, topological cell clustering-based approach. ATL-PHYS-PUB-2017-022, 2017.
- [109] ATLAS Collaboration. Jet reconstruction and performance using particle flow with the ATLAS Detector. *Eur. Phys. J. C*, 77:466, 2017.
- [110] ATLAS Collaboration. Tagging and suppression of pileup jets with the ATLAS detector. ATLAS-CONF-2014-018, 2014.
- [111] Matteo Cacciari, Gavin P. Salam, and Gregory Soyez. The anti- k_t jet clustering algorithm. *JHEP*, 04:063, 2008.
- [112] ATLAS Collaboration. Optimisation and performance studies of the ATLAS b -tagging algorithms for the 2017-18 LHC run. ATL-PHYS-PUB-2017-013, 2017.
- [113] ATLAS Collaboration. Secondary vertex finding for jet flavour identification with the ATLAS detector. ATL-PHYS-PUB-2017-011, 2017.
- [114] ATLAS Collaboration. Topological b -hadron decay reconstruction and identification of b -jets with the JetFitter package in the ATLAS experiment at the LHC. ATL-PHYS-PUB-2018-025, 2018.
- [115] ATLAS Collaboration. Optimisation of the ATLAS b -tagging performance for the 2016 LHC Run. ATL-PHYS-PUB-2016-012, 2016.
- [116] Andreas Hoecker et al. TMVA - Toolkit for Multivariate Data Analysis, 2007.
- [117] ATLAS Collaboration. ATLAS b -jet identification performance and efficiency measurement with $t\bar{t}$ events in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV. *Eur. Phys. J. C*, 79:970, 2019.

- [118] François Chollet et al. Keras. <https://keras.io>, 2015.
- [119] ATLAS Collaboration. Muon reconstruction and identification efficiency in ATLAS using the full Run 2 pp collision data set at $\sqrt{s} = 13$ TeV. 2020.
- [120] ATLAS Collaboration. Performance of missing transverse momentum reconstruction with the ATLAS detector using proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV. *Eur. Phys. J. C*, 78:903, 2018.
- [121] D. W. Scott. *Multivariate Density Estimation, Theory, Practice, and Visualization*. Wiley-Inerscience, New York, 199Z.
- [122] ATLAS Collaboration. Electron reconstruction and identification in the ATLAS experiment using the 2015 and 2016 LHC proton–proton collision data at $\sqrt{s} = 13$ TeV. *Eur. Phys. J. C*, 79:639, 2019.
- [123] ATLAS Collaboration. LAr Pulse Shape Plots and Impact on Pile-Up Correction. https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LArCaloPublicResults2015#LAr_Pulse_Shape_Plots_and_Impact.
- [124] ATLAS Collaboration. Expected performance for an upgraded ATLAS detector at High-Luminosity LHC. ATL-PHYS-PUB-2016-026, 2016.
- [125] M. Cacciari and G. P. Salam. Pileup subtraction using jet areas. *Phys. Lett. B*, 659:119, 2008.
- [126] G. P. Salam M. Cacciari and G. Soyez. The catchment of area of jets. *JHEP*, 04:005, 2008.
- [127] G. P. Salam M. Cacciari and S. Sapeta. On the characterisation of the underlying event. *JHEP*, 04:065, 2010.
- [128] ATLAS Collaboration. Measurement of the inclusive isolated prompt photon cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector. *Phys. Rev. D*, 83:052005, 2011.
- [129] ATLAS Collaboration. Jet Et miss Approved 2013 High Mu Jets. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/JetEtmissApproved2013HighMuJets>, jul 2013.
- [130] ATLAS Collaboration. The Pythia 8 A3 tune description of ATLAS minimum bias and inelastic measurements incorporating the Donnachie–Landshoff diffractive model. ATL-PHYS-PUB-2016-017, 2016.
- [131] ATLAS Collaboration. Electron and photon energy calibration with the ATLAS detector using 2015–2016 LHC proton–proton collision data. *JINST*, 14:P03017, 2019.
- [132] ATLAS Collaboration. Two Dimensional Views of the Run-1 ATLAS Inner Detector Produced by the Use of Hadronic Interaction Vertices. <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/PLOTS/IDTR-2016-001/>, 2016.
- [133] ATLAS Collaboration. Measurement of the Higgs boson mass in the $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ and $H \rightarrow \gamma\gamma$ channels with $\sqrt{s} = 13$ TeV pp collisions using the ATLAS detector. *Phys. Lett. B*, 784:345, 2018.
- [134] A. Ribon et al. Status of geant4 hadronic physics for the simulation of lhc experiments at the start of the lhc physics program. 2010.
- [135] ATLAS Collaboration. Data/MC Comparison for Calorimeter Shower Shapes of High Et Electrons. <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/EGAMMA/PublicPlots/20111005/ATL-COM-PHYS-2011-1299/index.html>, 2011.
- [136] ATLAS Collaboration. Measurement of the photon identification efficiencies with the ATLAS detector using LHC Run-1 data. *Eur. Phys. J. C*, 76:666, 2016.

- [137] ATLAS Collaboration. Search for Higgs boson pair production in the $\gamma\gamma b\bar{b}$ final state with 13 TeV pp collision data collected by the ATLAS experiment. *JHEP*, 11:040, 2018.
- [138] Johan Alwall, Michel Herquet, Fabio Maltoni, Olivier Mattelaer, and Tim Stelzer. MadGraph 5 : Going Beyond. *JHEP*, 06:128, 2011.
- [139] Johannes Bellm et al. Herwig 7.0/Herwig++ 3.0 release note. *Eur. Phys. J. C*, 76(4):196, 2016.
- [140] Richard D. Ball et al. Parton distributions with LHC data. *Nucl. Phys. B*, 867:244, 2013.
- [141] G. Heinrich, S.P. Jones, M. Kerner, G. Luisoni, and E. Vryonidou. Nlo predictions for higgs boson pair production with full top quark mass dependence matched to parton showers. *Journal of High Energy Physics*, 2017(8), Aug 2017.
- [142] G. Heinrich, S.P. Jones, M. Kerner, G. Luisoni, and L. Scyboz. Probing the trilinear Higgs boson coupling in di-Higgs production at NLO QCD including parton shower effects. *JHEP*, 06:066, 2019.
- [143] Jon Butterworth et al. PDF4LHC recommendations for LHC Run II. *J. Phys. G*, 43:023001, 2016.
- [144] ATLAS Collaboration. Measurement of the isolated diphoton cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector. *Phys. Rev. D*, 85:012003, 2012.
- [145] Glen Cowan, Kyle Cranmer, Eilam Gross, and Ofer Vitells. Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics. *Eur. Phys. J. C*, 71:1554, 2011.
- [146] ATLAS Collaboration. Recommendations for the Modeling of Smooth Backgrounds. ATL-PHYS-PUB-2020-028, Geneva, Nov 2020.
- [147] ATLAS Collaboration. Expected performance of the ATLAS detector at the High-Luminosity LHC. ATL-PHYS-PUB-2019-005, Geneva, Jan 2019. All figures including auxiliary figures are available at <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/PUBNOTES/ATL-PHYS-PUB-2019-005>.
- [148] Alexander L. Read. Presentation of search results: the CL_S technique. *J. Phys. G*, 28:2693, 2002.
- [149] ATLAS Collaboration. Search for resonant and non-resonant Higgs boson pair production in the $b\bar{b}\tau^+\tau^-$ decay channel using 13 TeV pp collision data from the ATLAS detector. ATLAS-CONF-2021-030, Geneva, Jul 2021.
- [150] ATLAS Collaboration. Search for resonant pair production of Higgs bosons in the $b\bar{b}b\bar{b}$ final state using pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector. Geneva, Aug 2021.
- [151] ATLAS Collaboration. Summary of non-resonant and resonant Higgs boson pair searches from the ATLAS experiment. ATL-PHYS-PUB-2021-031, Geneva, Jul 2021.
- [152] CMS Collaboration. Search for heavy resonances decaying to a pair of boosted Higgs bosons in final states with leptons and a bottom quark-antiquark pair at $\sqrt{s} = 13$ TeV. CMS-PAS-B2G-20-007, Geneva, 2021.
- [153] CMS Collaboration. Search for resonant Higgs boson pair production in four b quark final state using large-area jets in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV. CMS-PAS-B2G-20-004, Geneva, 2021.