



UNIVERSITÉ LIBRE DE BRUXELLES



FACULTÉ DES SCIENCES

DÉPARTEMENT DE PHYSIQUE

INTER-UNIVERSITY INSTITUTE FOR HIGH ENERGIES

---

**Recherche de production résonante de  
matière noire à l'expérience CMS**

---

*Auteur :*  
Alexandre DE MOOR

*Directeur :*  
Pr. Pascal VANLAER

Année académique 2018 - 2019

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION DU DIPLÔME DE  
MASTER EN SCIENCES PHYSIQUES



## Abstract

In this master thesis, we study the resonant production of dark matter via a pseudoscalar portal coupling to a 2 Higgs doublets model (2HDM) extension of the Standard Model at the CMS experiment. Our analysis focuses on a final state including the production of dark matter and a  $Z$  boson decaying in a pair of electrons or muons. Our main goal is to define a frame at rest for the reconstructed  $Z$  boson and observe, in this frame, the angular distributions of the leptons for our signal and the main background. We used different Monte-Carlo simulations and applied selection cut-offs for reducing the background and increasing the sensitivity of our analysis. After verifying the parametrisation of our simulation and the selection cut-offs, we showed the distribution of the transverse mass  $m_T$ , an observable used in a previous analogous analysis, and our angular variables. The obtained distributions are different for the signal compared to the main background. Then, we observed the effect of the cut-offs and the kinematic on our angular distributions. We also found a region,  $m_T > 350$  GeV, of small correlation between our angular variables and  $m_T$ . Finally, we established 4 statistical tests in order to compare the discriminating power of the variables. We concluded that  $m_T$  is more discriminating than the angular variables builded in this analysis. However, the use of the 3 variables leads to the most discriminating test. So we have improved the power of the test for a fixed value of significance level  $\alpha$  compared to the test using  $m_T$  only.

**Keywords** — particle physics, physics beyond the Standard Model, dark matter, pseudoscalar portal, angular distribution, CERN, LHC, CMS.

## Résumé

Dans ce mémoire, nous étudions la production résonante de matière noire via un portail pseudoscalaire couplant à une extension à deux doublets de Higgs (2HDM) du Modèle Standard à l'expérience CMS. Cette analyse se focalise sur un état final comprenant la production de matière noire et d'un boson  $Z$  se désintégrant en une paire d'électrons ou muons. Notre objectif principal est de définir un référentiel au repos du boson  $Z$  reconstitué et d'y observer des distributions angulaires des leptons de l'état final entre le signal et le bruit de fond dominant. Nous avons employé plusieurs échantillons de simulations Monte-Carlo et avons appliqué à ceux-ci les coupures de sélection permettant de réduire le bruit de fond et améliorer la sensibilité de notre analyse. Après avoir vérifié la paramétrisation de nos simulations et de nos coupures de sélection, nous avons établi les distributions de la masse transverse  $m_T$ , une variable permettant de discriminer le signal du bruit de fond établi lors d'analyse analogue à la nôtre, et des variables angulaires de nos leptons. Les distributions obtenues sont différentes pour le signal et le bruit de fond dominant. Nous avons ensuite observé les effets de cinématique et des coupures de sélection sur les distributions angulaires obtenues. Nous avons remarqué une région de faible corrélation entre nos variables angulaires et la variable de masse transverse pour la région  $m_T > 350$  GeV. Finalement, nous avons établi une série de tests d'hypothèse permettant de comparer le caractère discriminant de nos variables. Nous en avons conclu que  $m_T$  est une variable plus discriminante que les variables angulaires établies lors de cette analyse. Néanmoins, l'emploi des 3 variables permet d'obtenir le test d'hypothèse le plus discriminant et nous avons donc amélioré la puissance du test pour une erreur de type-I  $\alpha$  fixée.

**Mots-clés** — physique des particules, physique au-delà du modèle standard, matière noire, portail pseudoscalaire, distribution angulaire, CERN, LHC, CMS.

# Remerciements

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance envers mon directeur de mémoire, Pascal Vanlaer. Je le remercie pour tout le temps passé à me conseiller et m'encadrer durant la réalisation de ce travail ainsi que pour son ouverture d'esprit et sa patience.

Je remercie aussi mes lecteurs Barbara Clerbaux et Michel Tytgat pour leur remarques pertinentes sur différents aspects de mon travail et les pistes apportées pour étoffer mon mémoire durant la fin de mon travail.

Je désire aussi remercier Nicolas Postiau pour son aide et ses conseils apportés tout le long de cette année ainsi que sa disponibilité et sa spontanéité dans tout le soutien qu'il m'a apporté.

I am grateful to Andrey Popov and Alberto Mariotti for their knowledge shared with me during my master thesis, especially about the MadGraph5 generator.

Finalement, je remercie mes très chers parents qui ont toujours été là pour moi. L'éducation qu'ils m'ont offerte, leur soutien inconditionnel et leurs encouragements sont les fondations de ma vie et ma motivation principale à m'épanouir dans mes projets.



# Table des matières

<b>Abstract</b>	<b>iii</b>
<b>Résumé</b>	<b>iv</b>
<b>Remerciements</b>	<b>v</b>
<b>1 Introduction</b>	<b>1</b>
<b>2 Motivations du mémoire et éléments théoriques</b>	<b>3</b>
2.1 Le Modèle Standard et ses limitations . . . . .	3
2.2 Production résonnante de matière noire via un portail pseudoscalaire . .	6
2.3 Modèle à deux doublets de Higgs et couplage à la matière noire . . . . .	7
2.4 Processus étudiés et simulations . . . . .	10
2.5 Le référentiel de Collins-Soper . . . . .	13
<b>3 L'expérience CMS au LHC</b>	<b>17</b>
3.1 Le collisionneur LHC . . . . .	17
3.1.1 Chaîne d'accélérateurs . . . . .	17
3.1.2 Luminosité et énergie de collision . . . . .	18
3.2 L'expérience CMS . . . . .	20
3.2.1 Coordonnées . . . . .	21
3.2.2 Composantes du détecteur CMS . . . . .	23
<b>4 Sélection des événements</b>	<b>33</b>
4.1 Coupures de sélection . . . . .	33
4.2 Distributions de contrôle . . . . .	36

<b>5</b>	<b>Méthode d'analyse</b>	<b>43</b>
5.1	Observables : définition et distributions . . . . .	43
5.2	Construction des tests d'hypothèse . . . . .	56
<b>6</b>	<b>Résultats</b>	<b>59</b>
6.1	Distribution des statistiques de test . . . . .	59
6.2	Courbes de sensibilité-spécificité . . . . .	63
<b>7</b>	<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>65</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>67</b>
<b>A</b>	<b>Les angles dans le référentiel de Collins-Soper</b>	<b>71</b>

# Chapitre 1

## Introduction

La recherche de matière est un sujet de recherche de la physique des particules contemporaine et une voie possible vers la découverte de physique au-delà du Modèle Standard. De nombreuses expériences ont été réalisées pour la détecter. Cependant, la nature de la matière noire reste un mystère et aucune expérience n'a jusqu'à présent mesuré un signal indiquant la présence de particule candidate à la matière noire.

Les sections efficaces de production de matière noire via des interactions spin-indépendantes sont fortement contraintes par l'expérience LUX (Large-Underground-Xenon experiment). En parallèle, les limites sur les interactions spin-dépendantes sont moins contraignantes et la recherche de production résonante de matière noire via de telles interactions auprès de collisionneurs est une opportunité d'explorer ces canaux de production et contraindre les limites associées à ceux-ci.

Dans ce mémoire, nous nous focalisons sur la production résonante de matière noire via un portail pseudoscalaire couplant à une extension à deux doublets de Higgs (2HDM) du Modèle Standard à l'expérience CMS. Nous avons analysé la production de matière noire et d'un boson  $Z$  se désintégrant en une paire d'électrons ou muons dans l'état final avec un boson scalaire lourd  $H$  comme particule intermédiaire. Notre principal objectif est d'obtenir des distributions angulaires des leptons de l'état final différentes entre le signal et le bruit de fond dominant ce canal dans un référentiel au repos du boson  $Z$  adéquatement choisi. L'utilisation de ces variables apporterait alors une meilleure discrimination du signal vis-à-vis du bruit de fond.

Notre analyse est séparée en cinq chapitres.

- Premièrement, nous présentons les motivations et éléments théoriques utilisés dans notre analyse ainsi que les processus étudiés et leur simulation.
- Ensuite, nous décrivons l'expérience CMS au LHC sur laquelle nos échantillons sont basés pour la simulation de la détection des particules dans l'état final.
- Le chapitre suivant est dédié à nos coupures de sélection et les distributions de contrôle de nos échantillons de données simulées. Nous y décrivons les coupures appliquées afin d'obtenir un échantillon limitant le bruit et optimisant la sensibilité de notre détection au signal. Les distributions de contrôle s'assurent de la bonne application de ces coupures et permettent de vérifier que la paramétrisation de nos simulations est correctement réalisée.
- Dans le chapitre 5, nous décrivons notre méthode d'analyse. Tout d'abord, nous analysons les distributions des observables choisies ainsi que les effets de cinématique et des coupures de sélection sur celles-ci. Nous observons ensuite la corrélation entre nos différentes observables afin de tenter d'obtenir des régions de faible corrélation entre celles-ci. Nous décrivons ensuite la construction des tests d'hypothèse employés pour comparer le caractère discriminatoire de nos variables angulaires en comparaison à une variable utilisée dans une précédente analyse, analogue à la nôtre.
- Finalement, nous montrons dans le dernier chapitre les résultats de ces tests d'hypothèse. Nous discutons de la distribution de la statistique de test chacun et nous établissons des courbes de sensibilité-spécificité permettant de comparer le caractère discriminatoire de chacun des tests d'hypothèse établis.

## Chapitre 2

# Motivations du mémoire et éléments théoriques

### 2.1 Le Modèle Standard et ses limitations

Le Modèle Standard de la physique des particules (MS) décrit les particules élémentaires ainsi que leurs interactions.

Les 3 interactions fondamentales du MS sont :

- L'électromagnétisme qui affecte les particules possédant une charge électrique et son boson de jauge est le photon  $\gamma$ , un boson vectoriel de charge électrique nulle et sans masse.
- L'interaction faible qui affecte toutes les particules du Modèle Standard. Ses bosons de jauge sont les deux bosons chargés  $W^\pm$  et le boson neutre  $Z$ . Ceux-ci sont massifs et possèdent une demi-vie très courte ( $c\tau \sim 10^{-16}$  m), limitant donc la portée de cette interaction.
- L'interaction forte qui affecte les particules porteuses d'une charge de couleur. Ses bosons de jauge sont les gluons  $g$ . Ils sont au nombre de 8, possèdent une masse nulle et une charge de couleur. Une des particularités de l'interaction forte est la diminution de sa constante de couplage quand l'énergie augmente. Pour des énergies trop basses,  $< \sim 1$  GeV, la valeur de la constante de couplage est trop élevée et la théorie QCD ne peut pas être développée avec une approche perturbative [1].

La gravitation n'est pas décrite par le Modèle Standard.

Le Modèle Standard comprend une théorie de jauge qui satisfait la symétrie  $SU(3)_C$  décrivant l'interaction forte ainsi qu'une théorie de jauge qui satisfait la symétrie  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  décrivant l'interaction électrofaible. Cette dernière, associée au mécanisme de Brout-Englert-Higgs [2, 3] brise spontanément la symétrie en introduisant un doublet scalaire complexe de valeur non-nulle dans le vide. Les trois bosons vecteurs de l'interaction faible,  $W^\pm$  et  $Z$ , absorbent trois composantes du doublet aussi appelées bosons de Nambu-Goldstone et acquièrent par ce biais une masse non-nulle dans la théorie. La quatrième composante de notre doublet définit le boson scalaire, aussi noté  $h$ . Le groupe de jauge de notre Modèle Standard est donc  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$  avec la brisure spontanée de symétrie  $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{EM}$ .

La matière est décrite dans le Modèle Standard par des fermions de spin  $\frac{1}{2}$  répartis en leptons et quarks définis comme :

- Les leptons sont des particules ne portant pas de charge de couleur et sont donc insensibles à l'interaction forte. Ils sont distribués en 3 générations composées d'un lepton de charge électrique -1 (électron, muon et tau) et d'un lepton neutre (neutrino électronique, neutrino muonique et neutrino tauique) pour un nombre total de 6 leptons. De plus, tous les leptons sont sensibles à l'interaction faible et ceux possédant une charge électrique sont aussi sensibles à l'électromagnétisme.
- Les quarks sont des particules portant une charge de couleur. Ils sont eux aussi distribués en 3 générations et celles-ci sont composées d'un quark de charge  $+\frac{2}{3}$  (up, charm et top) et un de charge  $-\frac{1}{3}$  (down, strange et bottom). Les quarks sont sensibles aux 3 interactions du Modèle Standard.

Les fermions sont donc distribués selon 3 générations et, entre deux générations, deux fermions de même type possèdent la même charge électrique et de couleur. Les générations de fermions sont classées par ordre croissant de masses sur la FIG.2.1. Chaque particule possède son antiparticule, de même masse mais de charge opposée. Le boson  $Z$ , le photon et le boson  $H$  sont leur propre antiparticule. La charge des particules est exprimée en unité de la charge élémentaire  $e \sim 1,60 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ .

Notons qu'à basse énergie, l'interaction forte confine les quarks et nous ne pouvons observer que des hadrons composés de paire quark-antiquark, appelés mésons, ou de trois quarks, appelés baryons. Les gluons ne peuvent eux aussi être observés seuls.

masse →	$\approx 2.3 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 1.275 \text{ GeV}/c^2$	$\approx 173.07 \text{ GeV}/c^2$	0	$\approx 126 \text{ GeV}/c^2$
charge →	$2/3$	$2/3$	$2/3$	0	0
spin →	$1/2$	$1/2$	$1/2$	1	0
	<b>u</b> up	<b>c</b> charm	<b>t</b> top	<b>g</b> gluon	<b>H</b> boson de Higgs
<b>QUARKS</b>	$\approx 4.8 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 95 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 4.18 \text{ GeV}/c^2$	0	
	$-1/3$	$-1/3$	$-1/3$	0	
	$1/2$	$1/2$	$1/2$	1	
	<b>d</b> down	<b>s</b> strange	<b>b</b> bottom	<b><math>\gamma</math></b> photon	
	$0.511 \text{ MeV}/c^2$	$105.7 \text{ MeV}/c^2$	$1.777 \text{ GeV}/c^2$	$91.2 \text{ GeV}/c^2$	
	-1	-1	-1	0	
	$1/2$	$1/2$	$1/2$	1	
	<b>e</b> électron	<b><math>\mu</math></b> muon	<b><math>\tau</math></b> tau	<b><math>Z^0</math></b> boson $Z^0$	
<b>LEPTONS</b>	$< 2.2 \text{ eV}/c^2$	$< 0.17 \text{ MeV}/c^2$	$< 15.5 \text{ MeV}/c^2$	$80.4 \text{ GeV}/c^2$	
	0	0	0	$\pm 1$	
	$1/2$	$1/2$	$1/2$	1	
	<b><math>\nu_e</math></b> neutrino électronique	<b><math>\nu_\mu</math></b> neutrino muonique	<b><math>\nu_\tau</math></b> neutrino tauique	<b><math>W^\pm</math></b> boson $W^\pm$	
					<b>BOSONS DE JAUGE</b>

FIGURE 2.1 – Table des particules du Modèle Standard. Les trois premières colonnes correspondent aux trois générations de fermions, les deux premières lignes correspondent aux quarks et les deux suivantes aux leptons. La quatrième colonne correspond aux bosons de jauge et la cinquième au boson scalaire  $h$  [4].

Jusqu'à ce jour, le Modèle Standard n'a pas encore été remis en question par des expériences auprès de collisionneur à l'exception de la masse des neutrinos qui par une extension peuvent être inclus dans le Modèle Standard en interagissant avec le champ de Brout-Englert-Higgs [5]. Certains problèmes de physique contemporains semblent indiquer qu'une nouvelle physique au-delà du Modèle Standard existe puisque :

- Le Modèle Standard n'inclut pas la gravitation. Les expériences menées jusqu'à présent ont subi des effets négligeables de la gravitation.
- La différence d'ordre de grandeur entre la masse de Planck,  $\sim 10^{19} \text{ GeV}$ , et l'énergie à laquelle se produit le mécanisme de Brout-Englert-Higgs,  $\sim 10^2 \text{ GeV}$  est considérée comme peu naturel. Ce problème, aussi appelé problème de hiérarchie, affecte la renormalisation de la masse du boson  $h$  et permet de se demander si l'ajustement des paramètres de la renormalisation est naturel ou non. Cette question peut ouvrir la voie à l'existence d'une nouvelle physique à une énergie supérieure à l'échelle de brisure électrofaible  $\sim 10^2 \text{ GeV}$ .
- L'asymétrie matière-antimatière dans l'univers n'est pas correctement expliquée par le Modèle Standard. Le modèle standard de la cosmologie indique que la

matière et l'antimatière sont produites en quantité égale et l'asymétrie matière-antimatière comprise dans le MS ne suffit pas pour expliquer l'asymétrie mesurée.

- La matière noire, une matière non décrite par le Modèle Standard, expliquerait les effets gravitationnels qui indiquent que  $\sim 20\%$  de la totalité de la matière de l'univers provient de particules du MS. La nature de cette matière est encore inconnue et de nombreux modèles tels que le modèle standard supersymétrique minimal (MSSM) ou les WIMP (Weakly Interacting Massive Particles), des particules lourdes et stables interagissant faiblement avec les particules du MS tentent de décrire la matière noire et sa coexistence avec le Modèle Standard.

## 2.2 Production résonnante de matière noire via un portail pseudoscalaire

Nous nous intéressons plus particulièrement à une particule WIMP comme candidat matière noire. Cette particule est caractérisée par une densité relique actuelle obtenue par un mécanisme de "freeze-out" très tôt dans l'univers [6] et une masse se situe dans les échelles du GeV au TeV. Les particules WIMP sont de bons candidats matière noire et proposent une nouvelle physique pour des échelles d'énergie proche de l'échelle électrofaible et de l'existence d'un secteur caché interagissant avec le Modèle Standard via un médiateur [8].

De nombreuses expériences visant à détecter directement l'interaction de matière noire avec des particules du MS ont été menées. Les meilleures limites actuelles proviennent du LUX (Large-Underground-Xenon experiment) qui contraint fortement la section efficace d'interaction de la matière noire avec les noyaux [11]. La limite est particulièrement contraignante pour les interactions indépendantes du spin des particules et pour un intervalle de masse de la matière noire de 10-100 GeV. De plus, les limites expérimentales sur les interactions spin-dépendantes sont plus faibles et n'excluent pas la présence d'un médiateur pseudoscalaire par rapport à un médiateur scalaire [8, 9].

Ces expériences de détection directe sont complémentaires à la recherche de matière noire auprès des collisionneurs. La matière noire potentiellement produite s'échapperait du détecteur sans interagir avec celui-ci, laissant comme signature un déséquilibre dans la conservation de la quantité de mouvement. Ce déséquilibre est mesuré dans le plan transverse aux faisceaux d'où nous mesurons la quantité de mouvement transverse manquante  $\vec{p}_{T,miss}$  et l'énergie transverse manquante  $E_{T,miss} = |\vec{p}_{T,miss}|$ . Nous sonderons donc des signatures  $X + E_{T,miss}$  où X représente des éléments du Modèle Standard dont nous pouvons mesurer un signal dans notre détecteur. La détection via un portail pseudoscalaire étant expérimentalement plus difficile dans des expériences de détection directe, la recherche de ce type d'interaction auprès des collisionneurs constitue une opportunité.

Une extension du secteur scalaire du MS et le secteur électrofaible nous offrent la possibilité de facilement coupler notre portail pseudoscalaire avec le Modèle Standard. Nous nous intéresserons dans la section suivante à décrire un modèle simple de couplage du portail pseudoscalaire avec un modèle à deux doublets de Higgs comme extension du MS [8, 9, 10].

### 2.3 Modèle à deux doublets de Higgs et couplage à la matière noire

Le moyen choisi pour coupler la matière noire au Modèle Standard via le portail pseudoscalaire est de mélanger le médiateur avec le pseudoscalaire issu d'un modèle à deux doublets de Higgs (noté 2HDM pour 2 Higgs Doublet Model). Nous allons considérer la matière noire comme un fermion de Dirac  $\chi$  de masse  $m_\chi$ . Le médiateur de notre modèle sera un singlet pseudoscalaire réel  $a_0$ . Le terme du lagrangien où intervient le couplage de la matière noire au pseudoscalaire devient donc [9] :

$$\mathcal{L}_{DM} = y_\chi a_0 \bar{\chi} i \gamma^5 \chi \quad (2.1)$$

Le médiateur est couplé à l'extension du Modèle Standard via un portail dans les potentiels scalaires :

$$V = V_{2HDM} + \frac{1}{2} m_{a_0}^2 a_0^2 + \frac{\lambda_a}{4} a_0^4 + V_{portail} \quad (2.2)$$

$$V_{portail} = i B a_0 H_1^\dagger H_2 + h.c. \quad (2.3)$$

où  $H_{1,2}$  sont nos doublets de Higgs,  $B$  un paramètre de la dimension d'une masse,  $m_{a_0}$  la masse du pseudoscalaire  $a_0$ ,  $\lambda_a$  le couplage sans dimension du vertex à 4  $a_0$  et  $V_{2HDM}$  le potentiel des doublets de Higgs.

Pour simplifier l'étude, nous considérons que l'extension du secteur scalaire ne viole pas la symétrie CP. Ainsi,  $\mathcal{L}_{DM}$  et  $V$  sont CP-invariants et nos paramètres B et  $y_\chi$  sont réels. Nous avons aussi une symétrie  $Z_2$  sous laquelle  $H_1 \rightarrow H_1$  et  $H_2 \rightarrow -H_2$  pour interdire les courants neutres avec changement de saveur, ou FCNC (Flavor Changing Neutral Currents). Notre potentiel  $V_{2HDM}$  est aussi CP-invariant et sa forme la plus générale est alors la suivante [9] :

$$\begin{aligned}
V_{2HDM} = & \lambda_1(H_1^\dagger H_1 - \frac{v_1^2}{2})^2 + \lambda_2(H_2^\dagger H_2 - \frac{v_2^2}{2})^2 \\
& \lambda_3[(H_1^\dagger H_1 - \frac{v_1^2}{2}) + (H_2^\dagger H_2 - \frac{v_2^2}{2})]^2 \\
& \lambda_4[(H_1^\dagger H_1)(H_2^\dagger H_2) + (H_1^\dagger H_2)(H_2^\dagger H_1)] \\
& \lambda_5[Re(H_1^\dagger H_2) - \frac{v_1 v_2}{2}]^2 + \lambda_6[Im(H_1^\dagger H_2)]^2
\end{aligned} \tag{2.4}$$

Les paramètres  $\lambda_i$ ,  $i = 1$  à  $6$ , sont réels. Le potentiel est minimisé pour  $\langle H_i \rangle = \frac{v_i}{\sqrt{2}}$ ,  $i = 1, 2$  et  $v_1^2 + v_2^2 = v^2 = (246 GeV)^2$ . Nous définissons aussi l'angle  $\beta$  à partir de  $\tan \beta = \frac{v_2}{v_1}$ . Dans la jauge unitaire, les doublets se décomposent comme :

$$H_i = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \sqrt{2}\phi_i^+ \\ v_i + \rho_i + i\eta_i \end{pmatrix}, i = 1, 2 \tag{2.5}$$

À partir de cette décomposition et du potentiel défini par l'équation 2.4, nous pouvons définir les particules suivantes et états propres de masse de notre théorie. Nous avons tout d'abord les deux bosons de Higgs chargés  $H^\pm$  dont la masse est définie par  $m_{H^\pm}^2 = \frac{\lambda_4 v^2}{2}$  :

$$H^\pm = \sin \beta \phi_1^\pm - \cos \beta \phi_2^\pm \tag{2.6}$$

Les scalaires neutres  $h$  et  $H$  proviennent de la décomposition des  $\rho_{1,2}$  et sont défini par :

$$\begin{aligned}
h &= -\sin \alpha \rho_1 + \cos \alpha \rho_2 \\
H &= \sin \alpha \rho_1 + \cos \alpha \rho_2
\end{aligned} \tag{2.7}$$

où  $\alpha$  est défini par  $\tan 2\alpha = \frac{2M_{\rho,12}^2}{M_{\rho,22}^2 - M_{\rho,22}^2}$  et la matrice  $M_\rho$  est la matrice des masses des  $\rho_i$  :

$$\begin{aligned}
M_{\rho,11}^2 &= \frac{v^2}{2}(\lambda_5 \sin^2 \beta + 4(\lambda_1 + \lambda_3) \cos^2 \beta) \\
M_{\rho,22}^2 &= \frac{v^2}{2}(\lambda_5 \cos^2 \beta + 4(\lambda_2 + \lambda_3) \sin^2 \beta) \\
M_{\rho,12}^2 &= M_{\rho,21}^2 = \frac{v^2}{2}((\lambda_5 + 4\lambda_3) \cos \beta \sin \beta)
\end{aligned} \tag{2.8}$$

Les masses de  $h$  et  $H$  sont définies en terme de  $M_\rho$  :

$$m_{h,H}^2 = \frac{1}{2}(M_{\rho,11}^2 + M_{\rho,22}^2 \mp \sqrt{(M_{\rho,11}^2 - M_{\rho,22}^2)^2 + 4(M_{\rho,21}^2)^2}) \tag{2.9}$$

Finalement, les composantes neutres imaginaires de  $H_{1,2}$ ,  $\eta_{1,2}$ , forment un pseudoscalaire  $A_0$  dont la masse est définie par  $m_{A_0}^2 = \frac{\lambda_6 v^2}{2}$  :

$$A_0 = \sin \beta \eta_1 - \cos \beta \eta_2 \tag{2.10}$$

Avec cette décomposition, le potentiel  $V_{port}$  peut être réécrit comme :

$$V_{port} = Ba_0 A_0 (v + \sin(\beta - \alpha)h + \cos(\beta - \alpha)H) \tag{2.11}$$

Le terme  $Ba_0 A_0 v$  mélange le médiateur pseudoscalaire  $a_0$  avec le pseudoscalaire de nos doublets de Higgs,  $A_0$ . Leur matrice de masse  $M_A$  est la suivante :

$$M_A^2 = \begin{pmatrix} m_{A_0}^2 & Bv \\ Bv & m_{a_0}^2 \end{pmatrix} \tag{2.12}$$

Nous obtenons ainsi les états propres de masse  $A$  et  $a$  :

$$\begin{aligned}
A &= \cos \theta A_0 + \sin \theta a_0 \\
a &= -\sin \theta A_0 + \cos \theta a_0 \\
\tan 2\theta &= \frac{2Bv}{m_{A_0}^2 - m_{a_0}^2} \\
m_{a,A}^2 &= \frac{1}{2}(m_{A_0}^2 + m_{a_0}^2 \pm \sqrt{(m_{A_0}^2 - m_{a_0}^2)^2 + 4B^2 v^2})
\end{aligned} \tag{2.13}$$

Nous pouvons désormais écrire  $B$  en terme des masses  $m_{a,A}$  et de l'angle de mélange  $\theta$  :

$$B = \frac{1}{2v}(m_A^2 - m_a^2) \sin 2\theta \quad (2.14)$$

Le portail pseudoscalaire et le couplage du médiateur à la matière noire peuvent être réécrits avec les états propres de masse et les angles de mélange :

$$V_{port} = \frac{1}{2v}(m_A^2 - m_a^2)[aA \sin(4\theta) + (A^2 - a^2) \sin^2(2\theta)] \quad (2.15)$$

$$[\sin(\beta - \alpha)h + \cos(\beta - \alpha)H]$$

$$\mathcal{L}_{DM} = y_\chi(a \cos \theta + A \sin \theta) \bar{\chi} i \gamma^5 \chi \quad (2.16)$$

## 2.4 Processus étudiés et simulations

À partir des équations 2.15 et 2.16 ainsi que les interactions de jauge des doublets  $H_{1,2}$ , plus précisément le couplage donnant lieu au vertex  $HZA_0$  dont le pseudoscalaire  $A_0$  nous permet d'obtenir, via les équations 2.13, notre pseudoscalaire  $a$  [12], nous avons choisi d'étudier le processus suivant :  $pp \rightarrow H \rightarrow aZ, Z \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-, a \rightarrow \chi\bar{\chi}$ . Ce processus laisse comme signal dans notre détecteur la détection d'une paire  $e^+e^-/\mu^+\mu^-$  ainsi que de l'énergie transverse manquante  $E_{T,miss}$ . Nous utiliserons par la suite la notation  $l\bar{l}$  pour définir les paires  $e^+e^-/\mu^+\mu^-$  sans distinguer la saveur leptonique de l'état final considéré.

Les bruits de fond irréductibles  $pp \rightarrow ZZ \rightarrow l\bar{l} \nu\bar{\nu}$  et  $pp \rightarrow W^+W^- \rightarrow l\bar{\nu} l\bar{\nu}$  ainsi que les bruits de fond réductibles  $pp \rightarrow W^\pm Z \rightarrow l^{(-)}\bar{\nu}^{(-)} l\bar{l}$  et  $pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow b\bar{l}\nu b\bar{l}\bar{\nu}$  sont les principaux bruits de fond affectant notre signal [8, 13]. Nous nous limiterons dans cette analyse au bruit de fond principal  $pp \rightarrow ZZ \rightarrow l\bar{l} \nu\bar{\nu}$ .

Notre analyse est effectuée sur différentes simulations Monte-Carlo (MC) provenant de différents générateurs : MadGraph5\_aMC@NLO [14] et POWHEG [15, 16, 17]. Les programmes PYTHIA [18], et CMSSW [19] sont utilisés respectivement pour la simulation du reste de la collision proton-proton et la reconstruction de la mesure par le détecteur CMS. J'ai utilisé MadGraph5\_aMC@NLO pour créer un échantillon de signal et un échantillon de bruit de fond au niveau généré. À ce niveau, la simulation produit des fichiers d'événements contenant pour chaque événement les quadri-vecteurs des particules du processus dur.

Nos échantillons au niveau généré décrivent uniquement le processus dur à l'ordre le plus bas (LO) et sans tenir compte de l'effet du détecteur sur la mesure. Le temps nécessaire à leur élaboration est beaucoup plus court que celui pour les simulations au niveau reconstruit. Ces échantillons ont été utilisés afin d'obtenir des distributions de contrôle, une première observation des distributions angulaires et s'assurer que notre paramétrisation de MadGraph5\_aMC@NLO génère le signal souhaité.

L'échantillon de signal est ensuite traité par les programmes de simulation et de reconstruction du détecteur, PYTHIA et CMSSW. Il en résulte un fichier contenant les énergies et quantités de mouvement des particules reconstruites. Ce niveau de simulation est appelé niveau reconstruit. POWHEG a quant à lui été utilisé pour créer un échantillon de bruit de fond au niveau reconstruit.

Nos échantillons au niveau reconstruit ont été créés en suivant plusieurs étapes :

- Premièrement, MadGraph5\_aMC@NLO ou POWHEG génèrent le processus dur au LO et jusqu'au NLO respectivement.
- PYTHIA génère ensuite la cascade partonique (parton shower), composé de gluons émis à grand angle par rapport à l'axe des faisceaux ou des partons de l'état final. Cette étape n'est pas calculée exactement mais paramétrée.
- PYTHIA va après gérer la recombinaison des quarks et gluons dans les états finaux, aussi appelé hadronisation. Les jets sont construits avec ces hadrons.
- PYTHIA simule aussi les événements sous-jacents. Ces événements décrivent les interactions des composants restants des protons initiaux.
- Les autres collisions proton-proton qui se produisent lors du même croisement de paquets de protons, appelés "pile-up", sont aussi simulés par PYTHIA et superposés à la collision proton-proton dans lequel le signal ou le bruit de fond ont été simulés.
- Finalement, CMSSW [19] simule les interactions des particules de l'état final avec le détecteur CMS. Pour ce faire, il utilise GEANT4 décrivant la géométrie et les interactions des particules avec la matière du détecteur CMS.

Pour simuler notre signal, nous utilisons un fichier de paramètres de MadGraph5\_aMC@NLO décrivant initialement le Modèle Standard supersymétrique minimal. Celui-ci contient les deux doublets de Higgs et nous utiliserons un neutralino de masse  $m_\chi = 1.39$  GeV pour considérer la matière noire fermionique. Le scalaire lourd  $H$  est de masse  $m_H = 600$  GeV et de largeur de désintégration  $\Gamma_H = 46.93$  GeV et notre pseudoscalaire  $a$  est de masse  $m_a = 200$  GeV et de largeur de désintégration  $\Gamma_a = 0.099$  GeV. La production du scalaire lourd  $H$  est modélisée par un couplage effectif entre les gluons  $gg \rightarrow H$ . Les diagrammes de Feynman à l'ordre le plus bas du signal et du fond étudié sont illustrés à la FIG.2.2.

Afin de nous assurer que la simulation génère correctement le signal, plusieurs distributions de contrôle ont été réalisées, celles-ci sont présentées dans la section 4.2. Par manque de temps, nous n'avons simulé le signal uniquement pour  $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ .

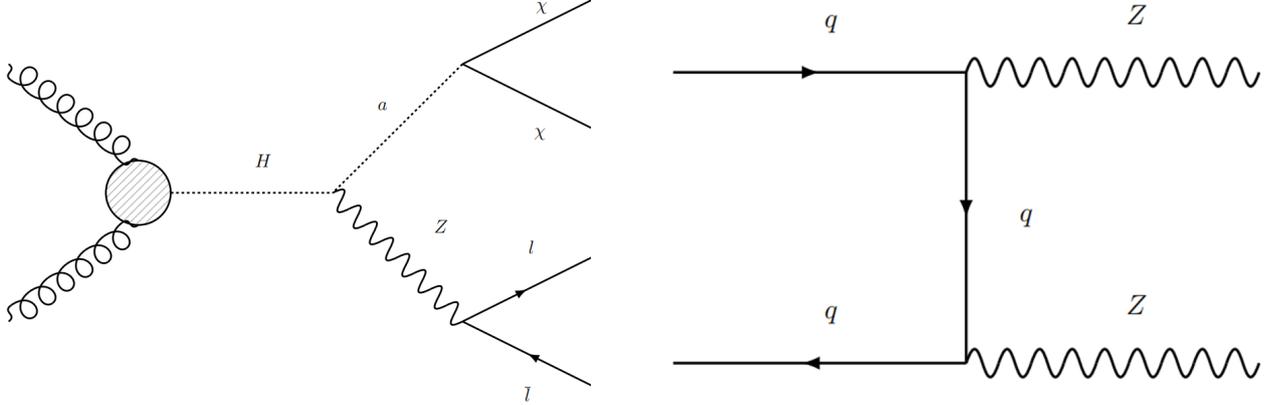


FIGURE 2.2 – Diagrammes de Feynman à l'ordre le plus bas du signal, à gauche, et du bruit de fond étudié, à droite.

Échantillon	Générateur	Ordre	Nombre d'événements
$pp \rightarrow H \rightarrow aZ \rightarrow \chi\bar{\chi} l\bar{l}$ <i>gen</i>	MadGraph5_aMC@NLO	LO	1 000 000
$pp \rightarrow ZZ \rightarrow l\bar{l} \nu\bar{\nu}$ <i>gen</i>	MadGraph5_aMC@NLO	LO	1 000 000
$pp \rightarrow H \rightarrow aZ \rightarrow \chi\bar{\chi} l\bar{l}$ <i>reco</i>	MadGraph5_aMC@NLO	LO	96 400
$pp \rightarrow ZZ \rightarrow l\bar{l} \nu\bar{\nu}$ <i>reco</i>	POWHEG	NLO	3 037 190

TABLE 2.1 – Résumé des échantillons

## 2.5 Le référentiel de Collins-Soper

Afin de mesurer la distribution angulaire des leptons, nous devons définir un référentiel adéquat. Nous utiliserons le référentiel de Collins-Soper [20] qui a été établi pour mesurer les distributions angulaires de paires de leptons dans un collisionneur de hadrons. Cette section définit ce référentiel particulier ainsi que les variables angulaires que nous utiliserons dans notre analyse.

Dans notre analyse, le référentiel de Collins-Soper est un référentiel au repos de la paire de leptons provenant du boson  $Z \rightarrow l^+l^-$ . L'axe  $z^{CS}$  est défini comme la bissectrice entre  $\vec{p}_1$  et  $-\vec{p}_2$  les quantités de mouvement des protons incidents. L'axe  $x^{CS}$  est défini comme l'axe orthogonal à  $z^{CS}$  aussi contenu dans le plan défini par  $p_1$  et  $p_2$  et orienté tel que  $\vec{p}_{1,x}$  et  $\vec{p}_{2,x}$  sont deux quantités négatives. L'axe  $y^{CS}$  est finalement défini comme étant orthogonal aux deux autres et orienté de sorte à définir une base dextrogyre.

Nous pouvons à partir de cette définition reconstruire le boost des quantités depuis le référentiel du laboratoire vers le référentiel de Collins-Soper :

- Une rotation autour de l'axe  $z$  afin que le vecteur de la quantité de mouvement transverse de notre paire de leptons,  $\vec{p}_{l,T}$ , soit orienté selon l'axe  $x$ .
- Un boost selon l'axe  $z$  afin que le centre de masse de la paire de leptons soit au repos vis-à-vis de l'axe  $z$ .
- Un boost selon l'axe  $x$  afin que le centre de masse de la paire de leptons soit entièrement au repos.

Dans la suite de cette section, nous utiliserons la notation décrite ci-dessous :

- Nous notons  $\vec{p}_l$  le vecteur de la quantité de mouvement du lepton négativement chargé et  $\vec{p}_l$  le vecteur de la quantité de mouvement de la paire de leptons. Et la norme de la quantité de mouvement est noté  $p = |\vec{p}|$ .
- $\vec{p}_T$  est la quantité de mouvement dans le plan de transverse et  $p_T$  est la norme de ce vecteur.

$$\begin{aligned} \vec{p}_T &= (p_x, p_y) \\ p_T &= \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \end{aligned} \tag{2.17}$$

- Les quantités sont exprimées dans 3 différents référentiels qui sont indiqués par un indice supérieur : *lab* pour le référentiel du laboratoire, *CS* pour le référentiel de Collins-Soper et *rot* défini comme le référentiel en rotation autour de l'axe *z* du référentiel du laboratoire afin d'obtenir  $\vec{p}_{ll,T}$  orienté selon l'axe *x*. Seules les quantités de mouvement dans le plan transverse sont affectées par cette rotation :

$$\begin{aligned} p_x^{rot} &= \cos \theta p_x^{lab} - \sin \theta p_y^{lab} \\ p_y^{rot} &= \sin \theta p_x^{lab} + \cos \theta p_y^{lab} \end{aligned} \quad (2.18)$$

- Les quantités  $p_{X,\pm}$  sont définis pour le quadri-moment  $p_X$  comme suit

$$p_{X,\pm} = \frac{1}{2}(p_{X,0} \pm p_{X,z}) \quad (2.19)$$

- $m_X$  est la masse invariante de la particule *X* considérée.

$$m_X = \sqrt{(E_X^{rot})^2 - (p_{X,x}^{rot})^2 - (p_{X,y}^{rot})^2 - (p_{X,z}^{rot})^2} \quad (2.20)$$

À partir cette transformation, nous pouvons définir les quadri-moments comme suit :

$$p_{ll}^{CS} = (m_{ll}, 0, 0, 0) = (\sqrt{(E_{ll}^{rot})^2 - (p_{ll,x}^{rot})^2 - (p_{ll,z}^{rot})^2}, 0, 0, 0) \quad (2.21)$$

$$\begin{aligned} p_l^{CS} = & \left( \frac{E_l^{rot} E_{ll}^{rot} - p_{l,x}^{rot} p_{ll,x}^{rot} - p_{l,z}^{rot} p_{ll,z}^{rot}}{m_{ll}}, \right. \\ & \frac{p_{l,x}^{rot} (E_{ll}^{rot})^2 - E_l^{rot} E_{ll}^{rot} p_{l,x}^{rot} - p_{l,x}^{rot} (p_{ll,z}^{rot})^2 + p_{l,z}^{rot} p_{ll,x}^{rot} p_{ll,z}^{rot}}{m_{ll} \sqrt{(E_{ll}^{rot})^2 - (p_{ll,z}^{rot})^2}}, \\ & \left. p_{l,y}^{rot}, \frac{p_{l,z}^{rot} E_{ll}^{rot} - E_l^{rot} p_{ll,z}^{rot}}{\sqrt{(E_{ll}^{rot})^2 - (p_{ll,z}^{rot})^2}} \right) \end{aligned} \quad (2.22)$$

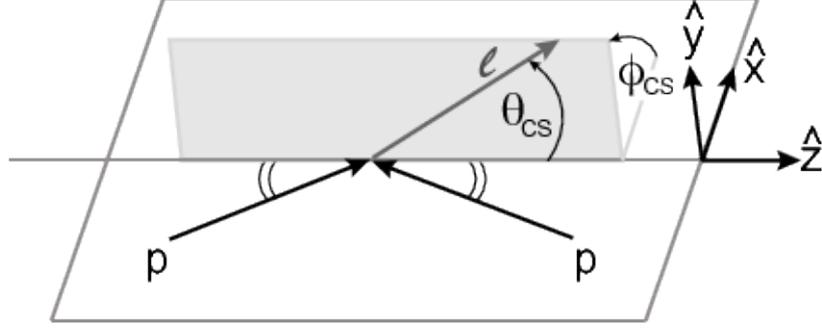


FIGURE 2.3 – Illustration du référentiel de Collins-Soper dans une collision proton-proton. Les quantités de mouvement des deux protons, contenues dans le plan  $x - z$  y sont illustrées et indiquées par la lettre  $p$ . La quantité de mouvement du lepton chargé  $l$  y est aussi illustrée avec les angles  $\theta_{CS}$  et  $\phi_{CS}$  associés [22].

Grâce à cette transformation, nous pouvons désormais utiliser l'angle polaire  $\theta_{CS}$  et l'angle azimutal  $\phi_{CS}$  dans le référentiel de Collins-Soper comme illustré sur la Fig.2.3. Dans la limite des particules ultra-relativistes, utilisée pour nos leptons ( $m_l \ll E_l$ ), il n'est néanmoins pas nécessaire d'effectuer la transformation car des relations entre les angles de Collins-Soper et les quantités de mouvement dans le référentiel du laboratoire existent. Les équations suivantes sont démontrées dans l'Annexe A et définissent les angles de Collins-Soper du lepton chargé négativement  $l$  [20, 21] :

$$\begin{aligned} \cos \theta_{CS} &= \frac{2}{m_{ll}} \frac{p_{l,+}^{lab} p_{l,-}^{lab} - p_{l,-}^{lab} p_{l,+}^{lab}}{\sqrt{m_{ll}^2 + (p_{ll,T}^{lab})^2}} \\ \cos \phi_{CS} &= \frac{2}{\sin \theta_{CS}} \frac{(m_{ll}^2 \bar{p}_{l,T}^{lab} \bar{p}_{ll,T}^{lab} - (p_{ll,T}^{lab})^2 p_{l,\mu}^{lab} p_{ll}^{lab\mu})}{m_{ll}^2 p_{ll,T}^{lab} \sqrt{m_{ll}^2 + p_{ll,T}^{lab\ 2}}} \\ p_{i,\pm} &= \frac{1}{\sqrt{2}} (E_i \pm p_{i,z}) \quad i = l, \bar{l} \end{aligned} \quad (2.23)$$

Nous avons ainsi obtenu un référentiel adéquat pour mesurer les distributions angulaires des leptons dans l'état final. Le référentiel de Collins-Soper décrit un référentiel au repos de notre paire de leptons et donc de notre boson  $Z$ . Dans ce référentiel, nous pourrions observer l'effet de la polarisation du boson  $Z$  sur la distribution angulaire de nos leptons [23]. Les variables  $\cos \theta_{CS}$  et  $\cos \phi_{CS}$  du lepton négativement chargé seront les deux variables angulaires utilisées dans cette analyse afin de discriminer notre signal du bruit de fond. Nous utiliserons les équations 3.4 comme définition de ces angles.



## Chapitre 3

# L'expérience CMS au LHC

Nous décrivons dans ce chapitre l'expérience dont les performances sont répliquées dans nos simulations au niveau reconstruit : l'expérience CMS située au LHC. Dans un premier temps, nous présentons brièvement le collisionneur LHC et ses éléments. Après, nous détaillons l'expérience CMS, ses éléments ainsi que la détection et le traitement des signaux des produits par les particules dans l'état final.

### 3.1 Le collisionneur LHC

Le LHC (Large Hadron Collider) est un collisionneur de protons et d'ions lourds situé au CERN (Centre Européen pour la Recherche Nucléaire), proche de Genève, dans la région frontalière entre la Suisse et la France.

Le LHC est composé d'un anneau d'une circonférence de 27 km comprenant deux faisceaux circulant dans un sens opposé l'un à l'autre. Ces deux faisceaux ne se croisent qu'en quatre points d'intersection où sont installés les détecteurs. Parmi ces détecteurs se trouvent deux expériences polyvalentes CMS (Compact Muon Solenoid) et ATLAS (A Toroidal Lhc ApparatuS), une expérience dédiée à la physique des collisions d'ions lourds ALICE (A Large Ion Collider Experiment) et une expérience spécialisée dans la physique des hadrons "beaux" LHCb (Large Hadron Collider beauty experiment).

#### 3.1.1 Chaîne d'accélérateurs

Les particules des faisceaux sont accélérées en plusieurs étapes grâce à des accélérateurs intermédiaires augmentant à chaque étape l'énergie des particules. Les particules sont premièrement accélérées par un accélérateur linéaire (LINAC) et ensuite par différents accélérateurs circulaires. La Fig.3.1 illustre le complexe d'accélérateur du CERN et la chaîne d'accélérateurs de protons pour le LHC est illustré par les flèches grises.

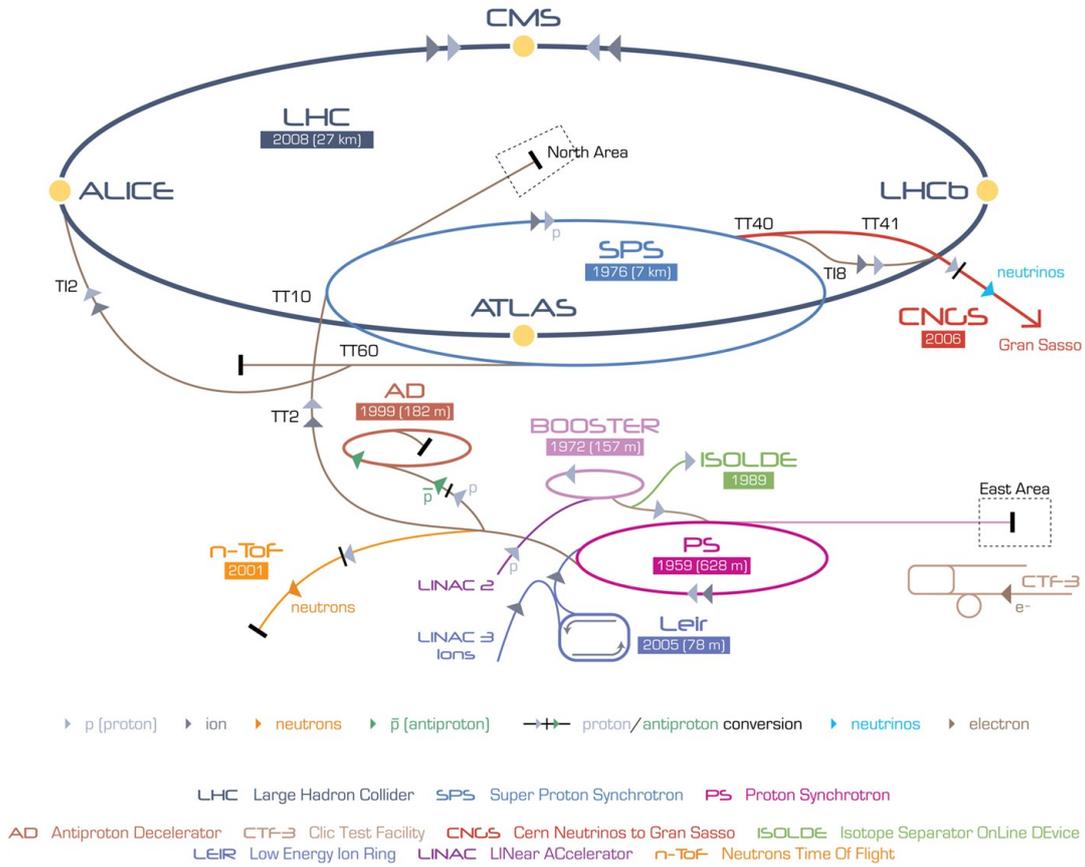


FIGURE 3.1 – Schéma du complexe d'accélérateurs du CERN [24].

### 3.1.2 Luminosité et énergie de collision

Un collisionneur peut être caractérisé par deux grandeurs : la luminosité et l'énergie des collisions. Nos simulations reproduisent des événements dans les conditions de l'expérience CMS en 2016, lors du run 2 où l'énergie des collisions était de 13 TeV dans le référentiel du centre de masse des collisions proton-proton (6.5 TeV par faisceau).

La luminosité instantanée  $L$  est définie comme suit :

$$\frac{dN}{dt} = L\sigma \quad (3.1)$$

Dans l'équation 3.1,  $\frac{dN}{dt}$  est le nombre d'interactions par unité de temps,  $\sigma$  la section efficace de ce processus.

Nous nous intéressons plus particulièrement à la luminosité intégrée définie par  $\int dtL$ . Ainsi, en connaissant la section efficace d'un processus qui nous intéresse, nous pouvons connaître le nombre moyen d'événements attendus pour ce processus lors de la durée de la prise de donnée considérée.

$$N = \sigma \int dtL \quad (3.2)$$

La luminosité intégrée est donc une caractéristique importante d'un collisionneur permettant d'améliorer la précision statistique de nos mesures. Sur la FIG.3.2, nous remarquons que la luminosité intégrée enregistrée à CMS, en jaune, est légèrement inférieure à la luminosité totale fournie par le LHC, en bleu. Ceci provient du fait que le détecteur n'est pas toujours opérationnel lorsque le collisionneur était en fonction. De plus, toutes les périodes de prise de données de CMS ne sont pas conservées car certaines parties du détecteur peuvent fonctionner de façon insatisfaisante pendant de brèves périodes. La luminosité intégrée effective employée pendant l'année 2016 est de  $35.9 \text{ fb}^{-1}$ .

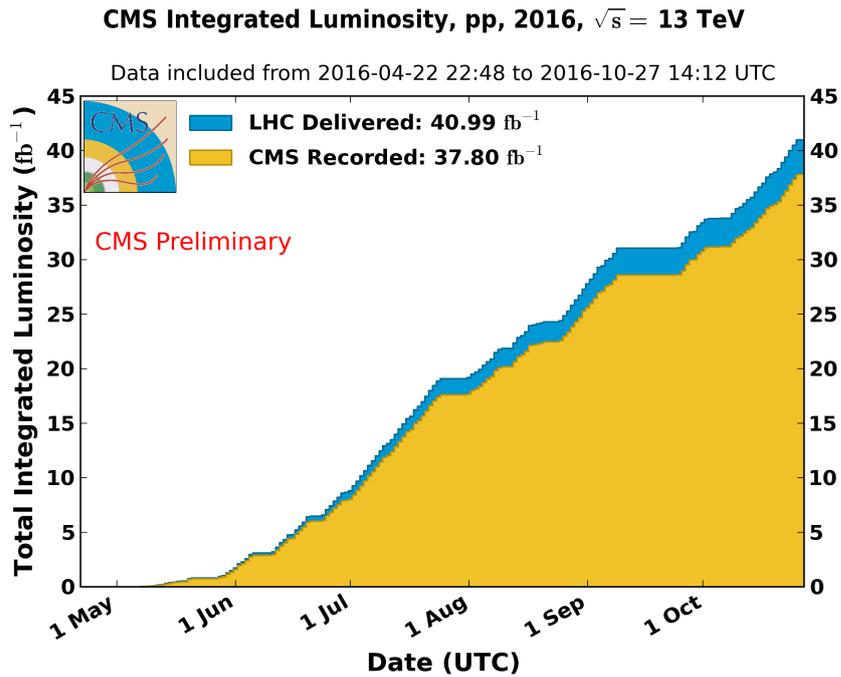


FIGURE 3.2 – Luminosité intégrée fournie par le LHC à l'expérience CMS (en bleu) et luminosité intégrée enregistré par CMS (en jaune) lors de l'année 2016 [25].

## 3.2 L'expérience CMS

Le Compact Muon Solenoid (CMS) est un détecteur cylindrique installé au point d'interaction 5 du LHC à Cessy, en France. Son nom provient de sa spécificité de construction : le champ magnétique, permettant de mesurer la quantité de mouvement des particules chargées, est produit par un solénoïde supraconducteur englobant le détecteur de traces et les calorimètres.

Le détecteur est composé de deux régions : le tonneau, région cylindrique d'axe parallèle à ceux des faisceaux et les bouchons, régions fermant le cylindre et permettant de détecter les particules émises dans des directions proches de l'axe des faisceaux.

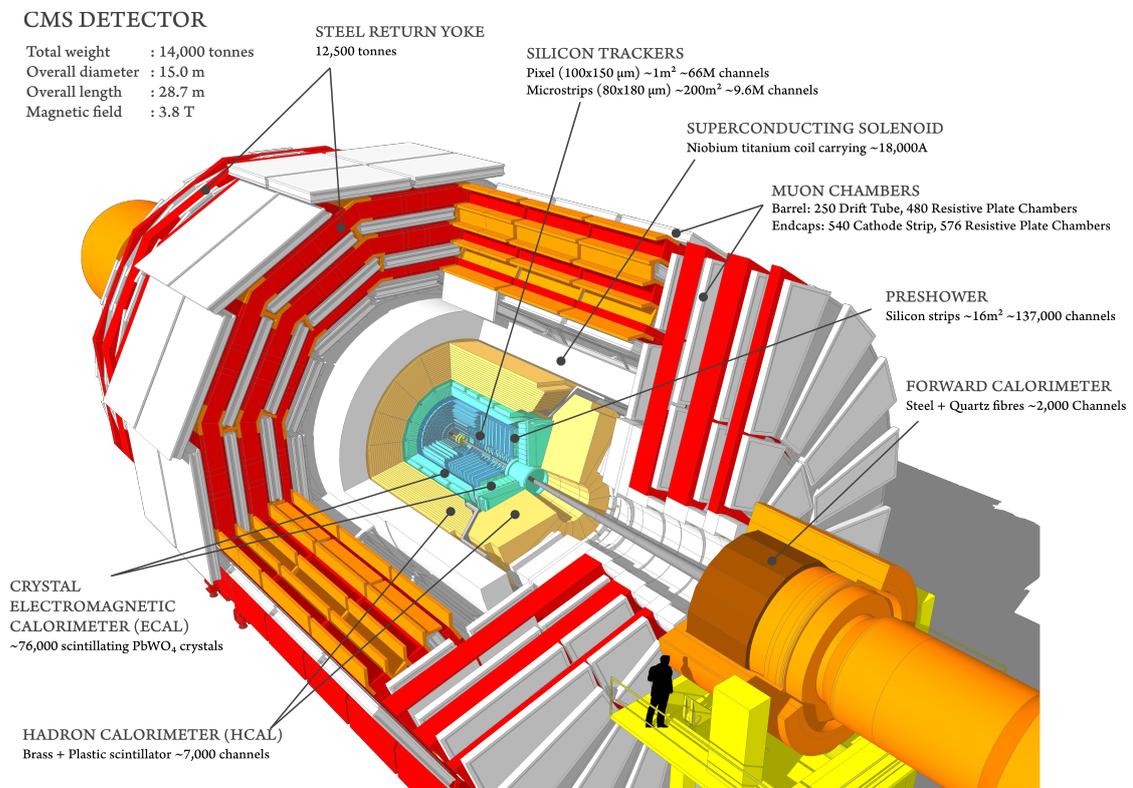


FIGURE 3.3 – Schéma du détecteur CMS comprenant le tonneau et ses deux bouchons. Chaque composante y est illustrée avec une couleur différente [26].

### 3.2.1 Coordonnées

Nous utiliserons le système de coordonnées décrit ci-dessous lors de notre analyse :

- L'axe  $z$  est défini comme l'axe parallèle à l'axe des faisceaux. Le plan perpendiculaire à celui-ci est appelé plan transverse. La séparation de la quantité de mouvement en sa composante parallèle à l'axe  $z$ , aussi appelée longitudinale et sa composante transverse joue un rôle important dans notre analyse. En effet, le détecteur ne couvre pas la région proche de l'axe des faisceaux et ainsi, les lois de conservation ne peuvent s'appliquer que dans le plan transverse.
- L'angle  $\theta$  est défini comme l'angle polaire par rapport à l'axe  $z$ .
- L'axe  $x$  est choisi comme orienté vers le centre du LHC tandis que l'axe  $y$  orienté vers le haut voir Fig.3.4. Les axes  $x$  et  $y$  décrivent donc le plan transverse et l'angle azimutal  $\phi$  est défini comme l'angle par rapport à l'axe  $x$  dans le plan transverse. Le sens de l'axe  $z$  est choisi tel que notre système de coordonnées définit une base dextrogyre.

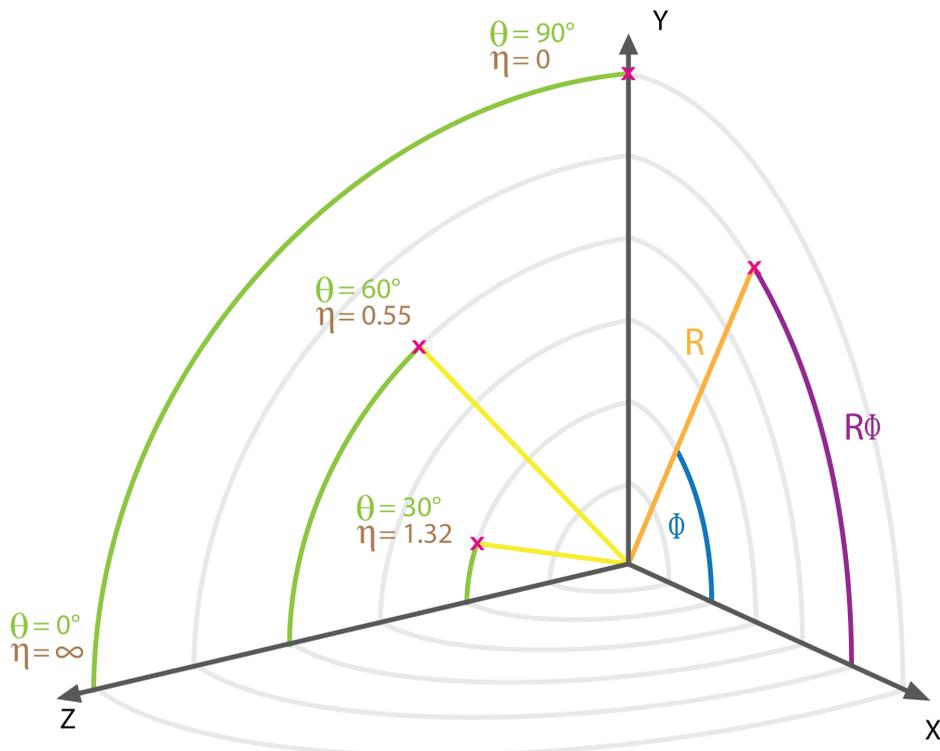


FIGURE 3.4 – Illustration du système de coordonnées utilisé à l'expérience CMS [27].

La pseudorapidité  $\eta$  est construite à partir de  $\theta$  ou des composantes de la quantité de mouvement  $\vec{p}$  :

$$\eta = -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right) = \frac{1}{2}\ln\left(\frac{|\vec{p}| + p_z}{|\vec{p}| - p_z}\right) \quad (3.3)$$

Nous utiliserons  $\eta$  pour mesurer la trajectoire d'une particule par rapport à l'axe  $z$ . Afin de donner quelques indications : si  $\eta = 0$ , la particule possède une trajectoire perpendiculaire à l'axe du faisceau et se déplace dans le plan transverse tandis que plus  $\eta$  augmente, plus elle se rapproche de l'axe du faisceau jusqu'à la valeur  $\eta$  : infini correspondant à une trajectoire parallèle à  $z$ .

Dans la limite des particules ultra-relativistes, la pseudorapidité est équivalente à la rapidité  $y = \frac{1}{2}\ln\left(\frac{E+p_z}{E-p_z}\right) = \operatorname{arctanh}\left(\frac{p_z}{E}\right)$ . En collision hadronique à haute énergie, le nombre de hadrons produits par unité de rapidité est approximativement constant [28]. De plus, contrairement aux intervalles  $\Delta\theta$ , les intervalles  $\Delta y$  et  $\Delta\eta$  sont des invariants par rapport au boost dans la direction de l'axe  $z$ . Les critères de sélection des particules isolés détaillés plus loin exploitent cette propriété.

Pour un boost dans la direction  $z$  :

$$\begin{aligned} y' &= y + \ln\left(\frac{1-\beta}{1+\beta}\right) \\ &= y - \operatorname{arctanh}\beta \end{aligned} \quad (3.4)$$

et donc

$$y'_1 - y'_2 = y_1 - y_2 \quad (3.5)$$

### 3.2.2 Composantes du détecteur CMS

Le détecteur CMS est composé de plusieurs éléments, distribués en couches cylindriques. Chaque élément possède sa propre fonction et c'est en combinant les mesures reçues de chaque composante que nous parvenons à identifier et mesurer l'énergie, la trajectoire et la quantité de mouvement de chaque particule. Dans cette section, nous décrivons le fonctionnement de chaque élément du détecteur CMS en commençant par la plus proche de la zone d'interaction des faisceaux et en s'éloignant, élément par élément vers l'extérieur du détecteur.

#### Le détecteur de traces

Le détecteur de traces, aussi appelé traceur et illustré en bleu sur la Fig.3.3, permet de reconstruire la trace laissée par les particules chargées autour du point d'interaction. Grâce au champ magnétique fourni par l'aimant supraconducteur de CMS qui courbe la trajectoire des particules chargées, le traceur mesure aussi la quantité de mouvement transverse des particules selon :

$$p_T [GeV/c] = 0.3B[T]R[m] \quad (3.6)$$

où  $R$  est le rayon de courbure de la particule dans le plan transverse et est mesuré à partir de la flèche  $s$  de l'arc de la trajectoire reconstruite de la particule comme illustré sur la FIG.3.5, au premier ordre en  $s$ ,  $R \approx \frac{L_T^2}{8s}$  où  $L_T$  est la longueur de l'arc de la trajectoire.  $B$  est le champ magnétique parallèle à l'axe des faisceaux. La quantité de mouvement totale est obtenue en mesurant l'angle polaire  $\theta$  de la particule :

$$p = \frac{p_T}{\sin \theta} \quad (3.7)$$

La résolution de la mesure de  $|\vec{p}|$  d'une particule chargée dans le détecteur de traces de rayon  $L_T$  est de la forme [29] :

$$\left| \frac{\sigma_p}{p} \right| \approx \sqrt{\frac{720}{n+4} \left( \frac{p_T}{0.3BL_T^2} \sigma_x \right)^2 + \left( \frac{0.045 \sin \theta}{\beta BL_T} \right)^2 \frac{x}{X_0}} \quad (3.8)$$

Dans cette équation,  $n$  représente le nombre de couches de détection employée pour la reconstruction de la trajectoire de la particule et  $n \approx 10$  pour CMS.  $L_T$  est le rayon du traceur et vaut 1 m pour la région du tonneau. Notons que  $L_T$  diminue pour les particules émises avec des valeurs de  $\eta$  grandes et mesurées dans les bouchons.  $\sigma_x$  est la résolution de la mesure de la coordonnée transverse du traceur et vaut approximativement  $30 \mu m$ .  $B$  est le champ magnétique parallèle aux faisceaux et vaut 3.8 T.  $\beta$  est  $\frac{v}{c}$

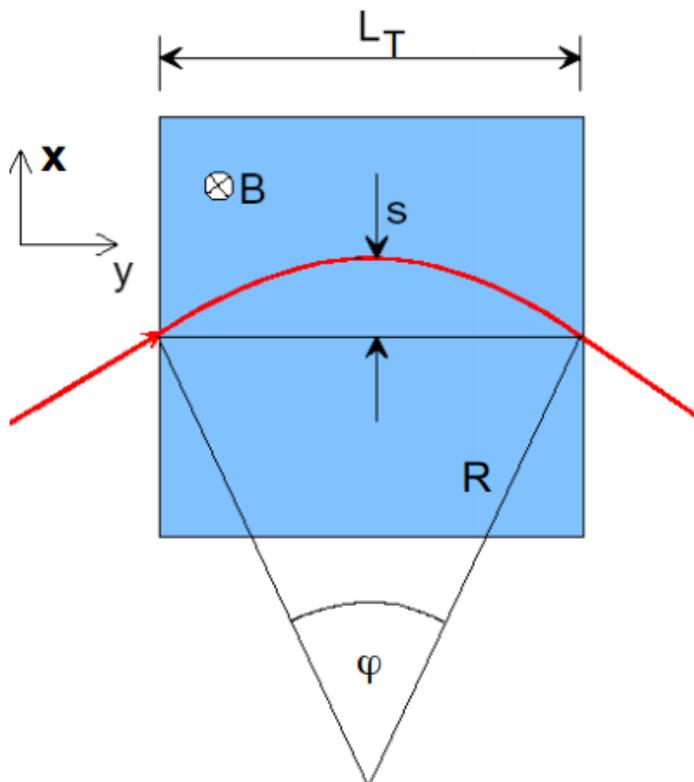


FIGURE 3.5 – Illustration de la mesure du rayon de courbure à l’aide de la flèche  $s$  dans le plan transverse [7].

et vaut  $\approx 1$  pour les particules ultra-relativistes que nous mesurons ici.  $X_0$  est une distance caractéristique des interactions électromagnétiques entre les particules chargées de haute énergie et la matière. Ces interactions causent des diffusions coulombiennes multiples.  $X_0$  est la distance moyenne sur laquelle un électron de haute énergie ( $> \sim 100$  MeV) perd une fraction  $1 - \frac{1}{e}$  de son énergie par Bremsstrahlung.  $\frac{x}{X_0}$  indique la quantité de matière traversée et  $\theta$  est l’angle entre la particule et le champ magnétique, l’angle polaire du référentiel du laboratoire.

La FIG.3.6 illustre bien la contribution de ces deux termes. Nous y voyons la résolution de la quantité de mouvement transverse des muons comme fonction de la quantité de mouvement transverse dans deux régions de pseudorapidité différentes. La résolution due au traceur seul  $y$  est indiquée par les marqueurs bleus ouverts. À bas  $p_T$ , nous observons bien la contribution constante du second terme de l’équation 3.8 dû la diffusion multiple tandis qu’à plus haut  $p_T$ , nous observons la contribution linéaire due à la mesure de la flèche, de l’ordre d’1% par 100 GeV/c. La précision de la quantité de mouvement, transverse ou totale, est donc inférieure à plus haute quantité de mouvement.

Le détecteur de trace de CMS est composé de deux parties. Un détecteur de vertex est installé au plus proche du point d’interaction (4.4 à 10.2 cm) et est constitué d’un détecteur à pixels offrant la résolution spatiale suffisante pour déterminer les vertex

issus des désintégrations de particules à court temps de vie ( $c\tau \approx 100 \mu m$ ). Après le détecteur à pixels, des détecteurs à pistes sont installés jusqu'à un rayon d'1.1 m. Ces détecteurs forment 10 couches de détection couvrant l'espace défini par  $|\eta| < 2.5$ .

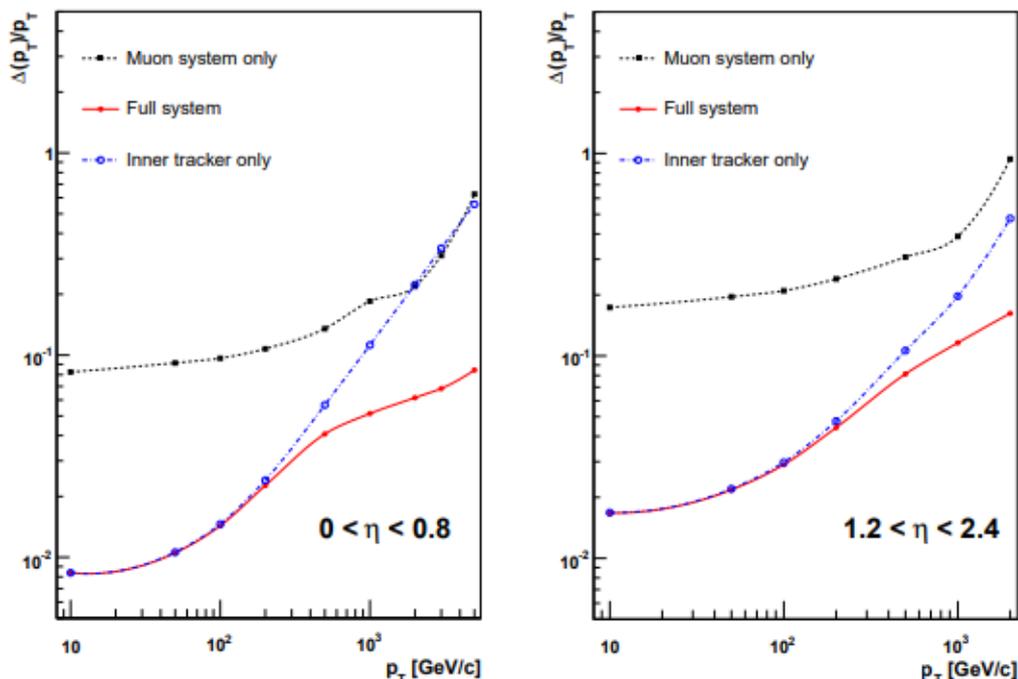


FIGURE 3.6 – Incertitude relative de la mesure de la quantité de mouvement transverse des muons dans le traceur en bleu, dans les chambres à muons (en noir) et de CMS [29].

Les deux parties du détecteur de traces de CMS utilisent la technologie des semi-conducteurs au silicium. Ceci permet d'obtenir une bonne résolution spatiale, de l'ordre de la dizaine de micromètres tout en ayant une résolution temporelle suffisante pour la fréquence de croisement des paquets de protons très élevée au LHC (40 MHz) [29].

### Le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique, aussi appelé ECAL, a pour fonction de mesurer l'énergie des électrons, positrons et photons. Il est illustré en vert sur la Fig.3.3. Les électrons et positrons de haute énergie ( $> \sim 100$  MeV) interagissent principalement via le rayonnement de freinage aussi appelé Bremsstrahlung tandis que les photons de haute énergie interagissent principalement par la production de paires  $e^+e^-$ .

Les électrons et photons incidents forment une cascade d'interactions dans le ECAL. Par exemple, un électron pénétrant le calorimètre y peut y émettre un photon qui pourra produire une paire  $e^+e^-$ . À leur tour, ces derniers pourront radier un photon et la cascade se poursuit. Ainsi l'énergie des particules de la cascade décroît à chaque étape de radiation/création de paires dans le calorimètre jusqu'à ce que les électrons et photons atteignent une énergie critique  $E_C$ , de l'ordre de la dizaine de MeV, à partir de laquelle ils interagissent surtout par ionisation avec le milieu.

Le calorimètre électromagnétique de CMS couvre un intervalle en pseudorapidité  $|\eta| < 3$ . Il est composé de cristaux de tungstate de plomb ( $PbWO_4$ ) servant à la fois d'absorbeurs et de milieu actif (sur le principe de la scintillation). La longueur de radiation  $X_0$  de ce matériau est de 0,89 centimètres et permet au ECAL de rester compact. En effet, environ 25 longueurs de radiation sont nécessaires pour contenir la gerbe électromagnétique d'une centaine de GeV, ce qui représente les conditions de détection des photons et électrons à CMS.

Le calorimètre électromagnétique de CMS mesure la désexcitation des cristaux du calorimètre. Ce milieu actif émet par scintillation des photons, d'énergie  $\sim$  quelques eV, après avoir été excité par les électrons et positrons de la gerbe. Le nombre de photons de scintillation émis est proportionnel à l'énergie de la particule incidente. La résolution de la mesure de l'énergie dans un calorimètre est illustrée par l'équation suivante :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{A}{\sqrt{E}} + B + \frac{C}{E} \quad (3.9)$$

La première contribution est un terme stochastique et modélise la fluctuation statistique du nombre de particules secondaires chargées  $N$  qui permettent de mesurer l'énergie de la particule incidente. La distribution de  $N$  est poissonnienne et en supposant que  $E \propto N$ , le terme stochastique est obtenu à partir de la déviation standard de  $N$ , égal à  $\sqrt{N}$ . Le terme constant  $B$  correspond à la non-uniformité entre  $N$  et  $E$  et/ou à la calibration du calorimètre. Le terme  $\frac{C}{E}$  correspond au terme de bruit. Pour le calorimètre électromagnétique de CMS, les tests de performance en faisceau d'électrons ont permis de déterminer :  $A = 0,028 \sqrt{GeV}$ ,  $B = 0,03$  et  $C = 0,12 \text{ GeV}$  [29]. De l'équation 3.9 et les valeurs de  $A$ ,  $B$  et  $C$ , nous obtenons que la résolution de l'énergie mesurée dans le ECAL s'améliore quand l'énergie augmente. Cet effet sur la résolution est visible sur la FIG.3.7.

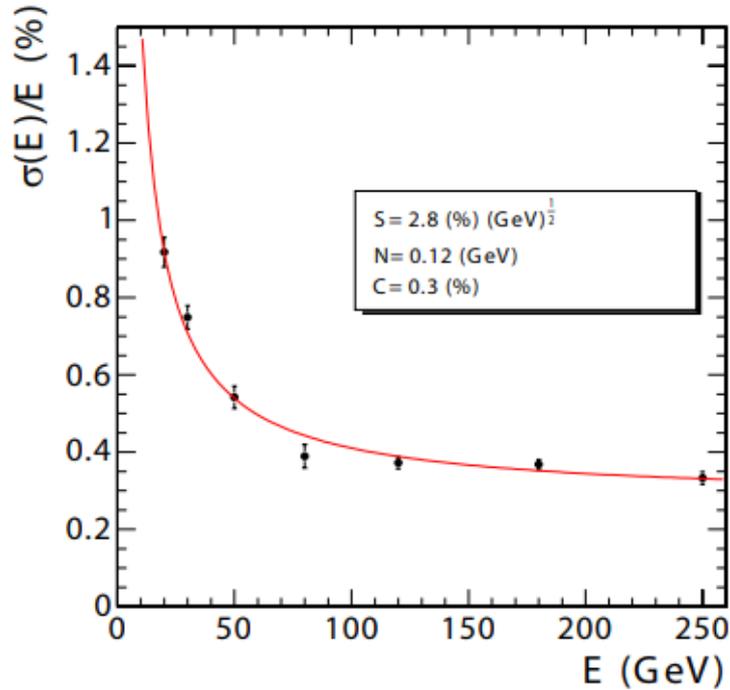


FIGURE 3.7 – Incertitude relative de la mesure de l'énergie dans le ECAL de CMS [29].

### Le calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique, ou HCAL, a pour fonction de mesurer l'énergie des hadrons. Il est illustré en jaune sur la Fig.3.3. Le HCAL est un calorimètre à échantillonnage hétérogène contrairement au ECAL qui est un calorimètre homogène. Le calorimètre hadronique de CMS couvre un intervalle en pseudorapidité  $|\eta| < 5$ . Cette couverture proche des faisceaux permet de mesurer la quasi-totalité des particules de grande  $p_T$  et de faire des bilans de quantité de mouvement dans le plan transverse. Cette couverture permet donc la mesure de l'énergie transverse manquante,  $E_T^{miss}$ .  $E_T^{miss}$  est la signature de particules interagissant faiblement et s'échappant du détecteur comme par exemple des neutrinos.

Le HCAL est composé d'une succession de couches d'absorbeurs et de milieux actifs. Les couches d'absorbeurs sont composés d'un alliage Cuivre-Zinc (70%-30%) et le milieu actif est composé de plastique scintillant permettant de mesurer le signal par scintillation comme pour le calorimètre électromagnétique. En interagissant avec les noyaux des matériaux de l'absorbeur, les particules hadroniques produisent une cascade hadro-

nique produite jusqu'à une énergie seuil de l'ordre de deux fois la masse des pions  $\approx 300$  MeV. Les gerbes hadroniques possèdent aussi une composante électromagnétique provenant presque exclusivement de la désintégration de  $\pi_0$ .

La précision du HCAL est inférieure à celle du calorimètre électromagnétique pour plusieurs raisons. D'abord, la réponse du calorimètre diffère pour la composante électromagnétique par rapport à la composante hadronique et le nombre de  $\pi_0$  fluctue énormément d'une gerbe à une autre. Ensuite, l'énergie seuil est supérieure dans le HCAL que le ECAL et ceci conduit le terme stochastique qui peut être écrit comme  $\propto \frac{1}{\sqrt{N}}$  avec  $N \propto \frac{E_0}{E_C/S}$  [7]. L'énergie critique  $E_C \approx 7$  MeV pour le plomb et par comparaison à  $E_S \approx 300$  MeV du seuil hadronique, la composante stochastique sera donc plus importante dans le calorimètre hadronique. Enfin, une partie de l'énergie ne peut être mesurée par le HCAL, de l'ordre de 100 MeV. Celle-ci provient de l'énergie de liaison des noyaux brisés ou encore de particules échappant à la détection. La performance du HCAL pour les hadrons isolés est de l'ordre de  $\frac{100\%}{\sqrt{E}}$  où E est l'énergie des hadrons exprimée en GeV [29].

### Le solénoïde supraconducteur

L'aimant supraconducteur solénoïdal de CMS, en blanc sur la Fig.3.3, génère un champ magnétique uniforme de 3.8 T dans la région intérieure du détecteur comprenant les éléments précédemment décrit (traceur, ECAL et HCAL). À l'extérieur, les chambres à muons sont alternées avec une structure en fer, en rouge sur la Fig.3.3, permettant de guider et fermer les lignes de champ magnétique extérieur. L'aimant supraconducteur permet donc aussi de courber les particules dans les chambres à muons grâce à son champ extérieur.

### Les chambres à muons

Les électrons interagissent par Bremsstrahlung, les photons par création de paire  $e^+e^-$  et les hadrons par interaction forte avec les noyaux du matériau absorbeur. Les muons, n'interagissant que par Bremsstrahlung mais dans une bien plus faible mesure, sont les seules particules détectables après les calorimètres et le solénoïde.

Situées à l'extérieur du solénoïde et en blanc sur la Fig.3.3, les chambres à muons servent à identifier les muons et à améliorer la précision de la mesure de la quantité de mouvement transverse de ces derniers lorsque  $|\vec{p}_T| > \sim 300$  GeV (voir FIG.3.6). La précision des chambres à muons est inférieure à celle du détecteur de traces mais elle permet, en combinant sa mesure avec celle du traceur d'obtenir une meilleure résolution comme illustré sur la FIG.3.6.

Les chambres à muons s'étendent jusqu'à  $|\eta| < 2.4$ . Elles couvrent un grand volume à l'extérieur du solénoïde et le flux de particules y est beaucoup moins important que proche du point de croisement des faisceaux. Ainsi, les chambres à muons de CMS sont composées de trois technologies de détecteurs à gaz : des chambres à dérives, des chambres proportionnelles à piste et des chambres à plaque résistives (ou RPC pour Resistive Plate Chamber). Ces technologies ont pour avantage de couvrir un grand volume pour un coût acceptable comparé aux technologies des semi-conducteurs utilisés dans le détecteur de traces.

## Système de déclenchement et acquisition de données

La reconstitution d'un événement à CMS comporte les données lues par plusieurs millions de canaux et ceci à une très haute fréquence de croisement des faisceaux (40 MHz). Enregistrer l'ensemble des données est impossible et un système de sélection rapide des événements lors de la prise de données est nécessaire. Ainsi un système de déclenchement, aussi appelé trigger, est mis en place pour enregistrer les événements intéressants à analyser par la suite. Ce système est séparé en deux niveaux :

- Le premier, aussi appelé trigger de niveau 1 sont des algorithmes implémentés dans des modules de logiques et des tables préprogrammées pour décider de sauvegarder ou non l'événement en quelques microsecondes. Ce niveau de lecture utilise les données des calorimètres et des chambres à muons, les données du traceur demandant trop de temps pour être utilisées à ce niveau. Le trigger de niveau 1 a pour but de sauvegarder les événements contenant des candidats muons, électrons, photons et jet de haute énergie (  $\sim$  une dizaine à quelque centaine de GeV). Ce premier niveau de déclenchement permet de réduire le taux d'événements à approx 100 kHz.
- Le second niveau de déclenchement, aussi appelé déclenchement de haut niveau ou HLT (High Level Trigger), est réalisé à l'aide d'une ferme de processeurs. Les algorithmes utilisés au HLT sont similaires à ceux employés pour la reconstruction et la sélection dans l'analyse de données. Les événements ainsi reconstitués sont sauvegardés s'ils remplissent les conditions de sélection. Ces conditions peuvent par exemple être un lepton chargé ou un photon de haute énergie ou encore une quantité d'énergie transverse manquante importante dans l'événement.

Après la sélection du HLT, les événements conservés sont sauvegardés. Le taux d'événements après le HLT est de l'ordre du kHz [29].

## Identification et reconstruction des particules

Les algorithmes d'analyse de données identifient et reconstruisent les particules à partir des données issues de chaque partie du détecteur. Toute particule ayant un temps de vie suffisant pour laisser un parcours résoluble dans le détecteur laisse sa propre signature dans le détecteur. Nous allons décrire dans cette section les particules qui composent l'état final observé ainsi que les jets, inévitablement présents lors de la collision de hadrons.

Les électrons, illustré en rouge sur la FIG.3.8, sont reconstruits grâce à une trace dans le traceur ainsi qu'un dépôt d'énergie dans le calorimètre électromagnétique. En effet, le traceur a pour fonction de reconstruire la trace laissée par les particules chargées et doit donc obtenir celle correspondant à un électron. De même, le ECAL est construit de sorte à mesurer l'énergie des électrons et photons et nous devons donc y mesurer un dépôt d'énergie pour notre électron. Aussi, une petite fraction de l'énergie de l'électron peut être mesurée dans le HCAL mais la majorité de son dépôt est situé dans le ECAL.

Les muons, illustré en bleu sur la FIG.3.8, sont reconstruits grâce à une trace dans le traceur ainsi qu'une trace dans les chambres à muons. Étant les seules particules provenant de collision proton-proton laissant une trace dans les chambres à muons, cette trace est une signature forte pour l'identification du muon. La mesure de la quantité de mouvement des muons provient principalement de la trace mesurée dans le traceur.

Les jets, issus de quarks ou de gluons sont reconstruits grâce aux traces laissées dans le traceur ainsi que des dépôts d'énergie dans le ECAL et HCAL. Ces deux signatures sont collimatées et un algorithme les regroupe en jets afin de mesurer l'énergie et la quantité de mouvement des quarks ou gluons initiaux. La trajectoire d'un hadron neutre isolé, en vert hachuré et d'un hadron chargé isolé, en vert sur la FIG.3.8.

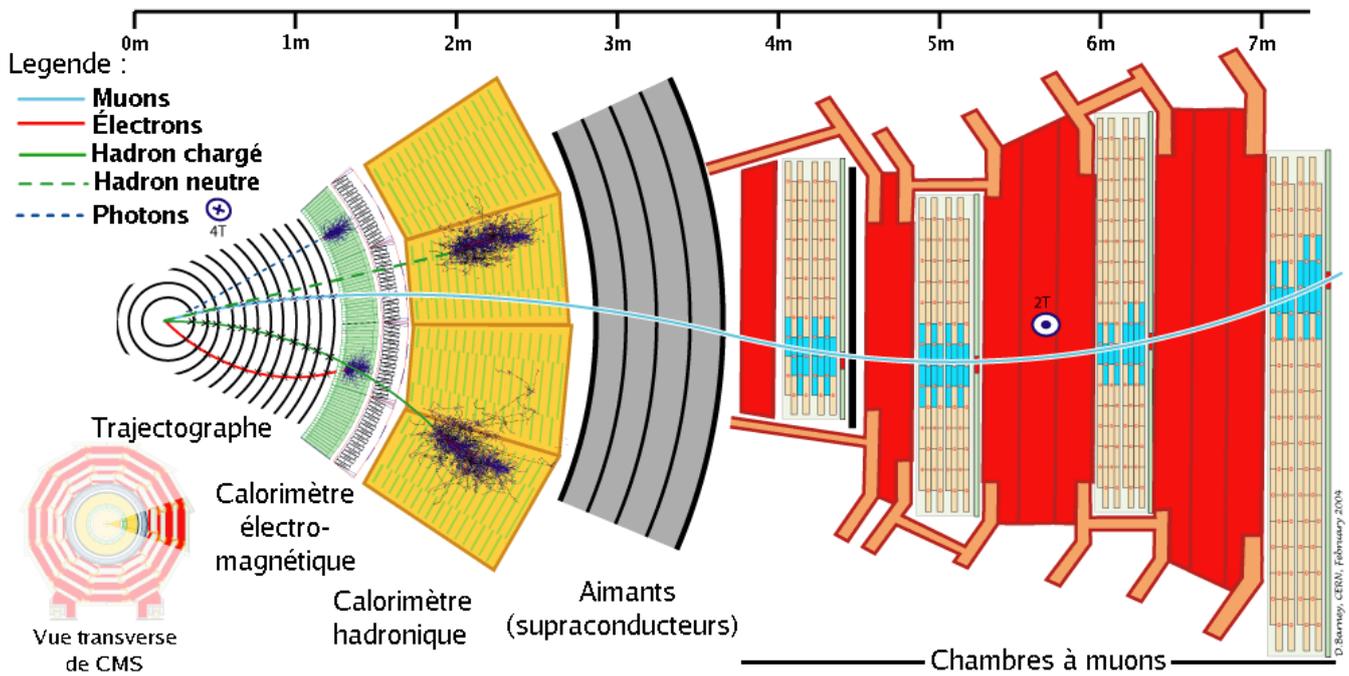


FIGURE 3.8 – Schémas d'un secteur de CMS. La trajectoire typique de différentes particules y est illustrée avec la légende en haut à gauche [30].



## Chapitre 4

# Sélection des événements

Dans les chapitres précédents, nous avons décrit nos échantillons ainsi que comment l'expérience CMS acquiert les données. Cette sélection n'est cependant pas la sélection finale car nous allons appliquer un certain nombre de critères de sélection dans le but d'obtenir une sélection adaptée à notre analyse. Ces critères, dites coupures de sélection sont détaillées dans les sections de ce chapitre et leur efficacité sur la sélection de notre signal et notre bruit de fond simulés est illustrée par des distributions de contrôle des variables sur lesquelles les coupures sont appliquées. Nous nous assurons aussi que notre paramétrisation de MadGraph5\_aMC@NLO est correcte en étudiant un certain nombre de distributions de contrôle.

### 4.1 Coupures de sélection

Les coupures décrites dans cette section sont appliquées à la fois aux niveaux générés et reconstruits sauf les critères d'isolement et d'identification utilisés uniquement pour les simulations au niveau reconstruit. Ces coupures ont été optimisées pour la recherche d'un scalaire lourd  $H$  dans un canal similaire à celui de notre signal,  $pp \rightarrow H \rightarrow ZZ \rightarrow \bar{l}l \nu\bar{\nu}$  [13]. L'état final en 2 leptons et de l'énergie transverse manquante  $E_T^{miss}$  et la présence d'un scalaire lourd  $H$  comme particule intermédiaire sont analogues à notre analyse. Ces coupures de sélection ont pour objectif de sélectionner un échantillon minimisant le bruit et optimisant le signal afin d'obtenir la sensibilité la plus grande possible. De plus, dans la perspective de poursuivre cette analyse, nous voulons être capable de sélectionner un échantillon dont les événements sont comparables aux données acquises par l'expérience CMS en 2016.

Premièrement, nous effectuons une sélection sur l'état final afin de sélectionner les événements comprenant les bons états leptoniques. Nous demandons que notre événement comprenne exactement 2 leptons chargés de même saveur et de charge opposée,  $e^+e^-/\mu^+\mu^-$ .

Deuxièmement, nous imposons une coupure sur la pseudorapidité des leptons chargés. Celle-ci correspond aux limitations géométriques du détecteur. Cette coupure est différente pour les électrons et les muons :

- Nous imposons une coupure  $|\eta| < 2.4$  sur les muons. Les chambres à muons sont les composantes imposant la limite géométrique la plus stricte dans la reconstruction des muons et elles couvrent une région correspondant à  $|\eta| < 2.4$ .
- La composante imposant la limitation de pseudorapidité sur la sélection des électrons est le détecteur de traces. Nous imposons aux électrons une coupure  $|\eta| < 2.5$  correspondant à la limitation géométrique due au détecteur de traces. De plus, le calorimètre électromagnétique couvre mal la région entre le tonneau et les bouchons et nous rejetons les électrons provenant de cette région correspondant à un intervalle  $1.4442 < |\eta| < 1.556$ . Notons que nous devons considérer la coordonnée  $\eta$  correspondant à l'angle défini par le point d'impact dans l'ECAL par rapport au centre du détecteur CMS et non plus la coordonnée reconstruite à partir de l'angle polaire défini au chapitre 3.

Nous appliquons une coupure sur la quantité de mouvement transverse,  $p_T$ , de nos leptons. Dans notre signal, le boson  $Z$  est produit sur sa couche de masse et à grand  $p_T$ . Les leptons issus de sa désintégration possèdent en moyenne une grande quantité de mouvement transverse  $\sim 115$  GeV au niveau généré (voir FIG.4.1). Nous imposons à nos deux leptons la coupure  $p_{l,T} > 25$  GeV.

Aussi, nous imposons une coupure sur la quantité de mouvement transverse de la paire de leptons. La présence de notre scalaire massif  $H$  comme particule intermédiaire permet d'obtenir une valeur typique de  $p_T$  de notre boson  $Z$  élevée pour notre signal. Le boson  $Z$  issu de sa désintégration possèdent en moyenne une grande quantité de mouvement transverse  $\sim 220$  GeV au niveau généré (voir FIG.4.1). Nous imposons donc la coupure  $p_{ll,T} > 55$  GeV sur notre paire de leptons. Cette coupure est la plus stricte en particulier vis-à-vis du bruit de fond et améliore fortement la sensibilité de notre sélection.

Par conservation de la quantité de mouvement dans le plan transverse aux faisceaux, nous nous attendons à une distribution de la quantité de mouvement transverse de notre pseudoscalaire identique à celle de notre boson  $Z$ . Nous demandons ainsi une quantité minimale d'énergie transverse manquante  $E_T^{miss}$  dans l'état final et ceci se traduit par notre coupure  $E_T^{miss} > 125$  GeV.

Afin de nous assurer que les leptons reconstruits soient bel et bien des muons et des électrons, nous pouvons les sélectionner en effectuant des coupures sur certains critères de sélection permettant leur identification. Nous utilisons les coupures d'identification recommandées par la collaboration CMS et plus particulièrement les coupures "strictes" sur les électrons et "strictes" pour les muons.

Pour les électrons, les coupures d'identification utilisent les éléments suivants :

- Le nombre de points d'impact manquants dans le détecteur à pixels.
- La différence de position longitudinale et transverse entre l'origine de la trajectoire de l'électron et le point d'interaction proton-proton.
- L'impossibilité de reconstruire un photon se convertissant en  $e^+e^-$  à partir de la trajectoire de l'électron. Ce critère est vérifié en s'assurant de l'absence d'un électron de charge opposé et dont la trajectoire est tangente.
- La différence entre la quantité de mouvement mesurée par le détecteur de traces et l'énergie mesurée par le calorimètre électromagnétique.
- La largeur de la gerbe dans le ECAL.
- L'absence de dépôt dans le HCAL derrière la gerbe déposée dans le HCAL.
- La différence en  $\phi$  et  $\eta$  entre leur mesure dans le détecteur de traces et la mesure dans le ECAL, extrapolée jusqu'au vertex primaire en tenant compte de la courbure dans le ECAL.

Pour les muons, les coupures d'identification utilisent les éléments suivants :

- Le nombre de points d'impact dans les chambres à muons.
- Le nombre de couches de détection du traceur ayant mesuré un impact et participant à la mesure du traceur et la qualité de la mesure de cette trajectoire.
- La différence de position longitudinale et transverse entre l'origine de la trajectoire du muon et le point d'interaction proton-proton.
- La compatibilité de la mesure de la trajectoire par le détecteur de traces et par les chambres à muons.

De plus, nous voulons nous assurer que nos leptons ne proviennent pas d'un jet. La différence principale entre les leptons primaires et ceux provenant d'un jet est que le lepton provenant d'un jet est entouré d'autres particules de ce jet, contrairement au lepton issu d'un processus dur qui est dit isolé. En s'assurant d'avoir des leptons isolés dans notre analyse, nous nous garantissons d'étudier uniquement des leptons issus d'un processus dur ayant eu lieu et non pas d'un jet voisin de celui-ci. La variable suivante permet d'effectuer notre isolation des leptons [31] :

$$R_{Iso}^l = \frac{\left( \Sigma p_T^\pm + \text{Max} \left( 0, \Sigma p_T^{neutre} + \Sigma p_T^\gamma - \rho_{iso} \cdot A_{eff} \right) \right)}{p_T^l} \quad (4.1)$$

où, pour des particules prises dans un cône d'ouverture  $\sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} = 0.4$ ,  $\Sigma p_T^\pm$  est la somme des impulsions transverses des particules identifiées comme des hadrons chargés,  $\Sigma p_T^{neutre}$  celle des particules identifiées comme des hadrons neutres et  $\Sigma p_T^\gamma$  celle des particules identifiées comme des photons.  $\rho_{iso}$  est la densité moyenne d'énergie dans l'événement et  $A_{eff}$  est l'aire effective du cône définie dans ce cas-ci comme suit :  $A_{eff} = \pi \cdot (0.4)^2$  [31]. Dans notre analyse, nous appliquons la coupure  $R_{Iso}^l < 0.15$ .

## 4.2 Distributions de contrôle

Premièrement, nous avons établi plusieurs distributions de contrôle de l'échantillon de signal au niveau généré afin de nous assurer que la simulation du processus dur par Madgraph est correctement effectuée. Nous avons résumé ces distributions sur la FIG 4.1.

Deux anomalies ont été repérées : dans 12 490 événements, la simulation a créé le boson scalaire lourd  $H$  avec une masse nulle. Cette anomalie provient de Madgraph. Le programme ne sauvegarde pas les particules intermédiaires dont la masse invariante est trop éloignée de la masse au repos de la particule (d'un certain nombre d'unité de largeur naturelle).

De plus, la moyenne de sa masse est supérieure à celle définie dans la simulation. Ce problème n'ayant pu être résolu lors de la réalisation de ce mémoire, la cause de cette anomalie reste une question ouverte. Cependant, celle-ci affecte  $\sim 1\%$  des événements produits au niveau généré et nos variables angulaires ne se distribuent pas différemment pour les événements présentant l'anomalie. Hormis ces anomalies sur la masse du boson  $H$ , aucun autre problème n'a été repéré et la simulation de signal au niveau généré semble correctement construire l'état final. Nous avons donc décidé de conserver cet échantillon au niveau généré en connaissance de cause.

Ensuite, les distributions au niveau reconstruit pour les leptons chargés, FIG.4.2 pour les distributions de pseudorapacité et FIG.4.3 pour les distributions de  $p_T$ , de la paire de leptons chargés, FIG.4.4, et de l'énergie transverse manquante, FIG.4.5, sont montrées pour le signal, en haut, et le bruit de fond, en bas de chaque figure. Nous remarquons dans ces distributions que nos coupures sont correctement appliquées et aucune anomalie ne semble se manifester.

Nous remarquons sur la FIG.4.2 l'effet de la coupure de la région entre le tonneau et le bouchon pour les électrons,  $1.4442 < |\eta| < 1.556$ . Les creux observés dans la région  $-1 < \eta < 1$  de la distribution en pseudorapacité des muons sont dus à des inefficacités liées à la géométrie des chambres à muons [32].

Les distributions de la quantité de mouvement transverse de nos leptons ainsi que les distributions de la quantité de mouvement transverse de nos paires de leptons illustre l'effet de la présence du scalaire lourd  $H$  ( $m_H = 600$  GeV) dans le signal. Celui-ci étant produit sur sa couche de masse, nous nous attendons, par la conservation de l'énergie-impulsion, à une distribution en  $p_T$  du boson  $Z$  et des leptons à des valeurs plus élevée pour le signal que le bruit de fond.

La FIG.4.5 illustre, de haut en bas, l'énergie transverse manquante de l'échantillon de signal au niveau reconstruit et de l'échantillon de bruit de fond au niveau reconstruit. La distribution d'énergie transverse manquante dans nos échantillons au niveau reconstruit est, comme attendu, similaire à la distribution de la quantité de mouvement transverse de la paire de leptons (FIG.4.4) après 125 GeV, correspondant à la coupure sur  $E_{T,miss}$ .

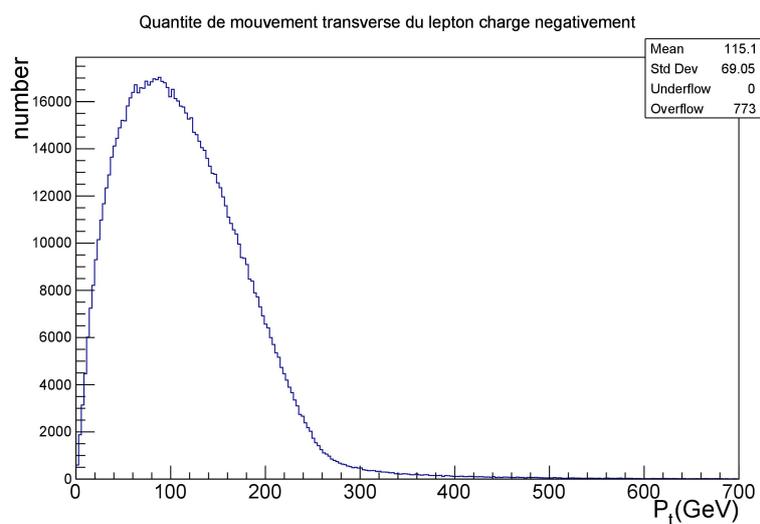
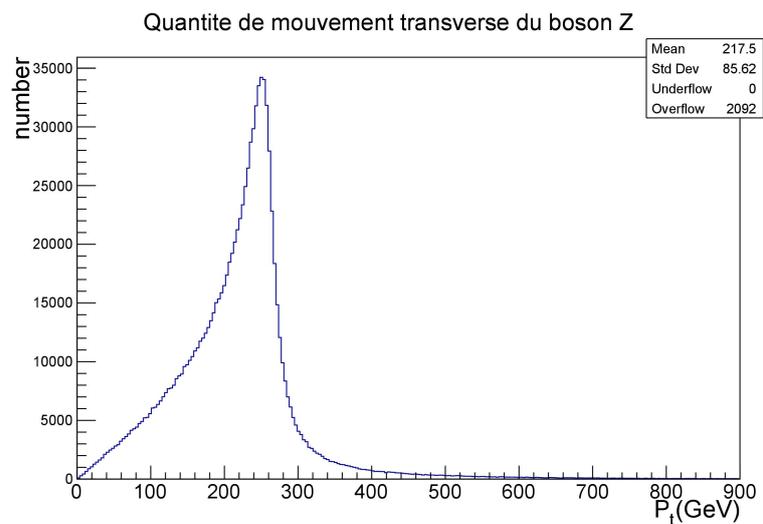
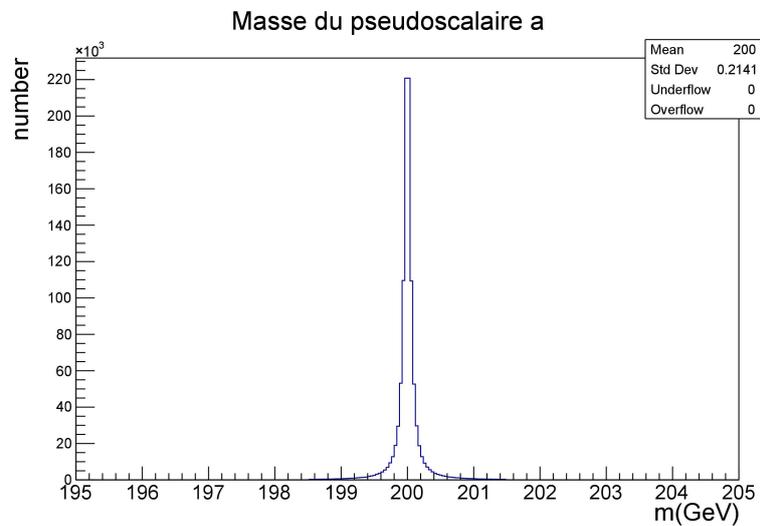
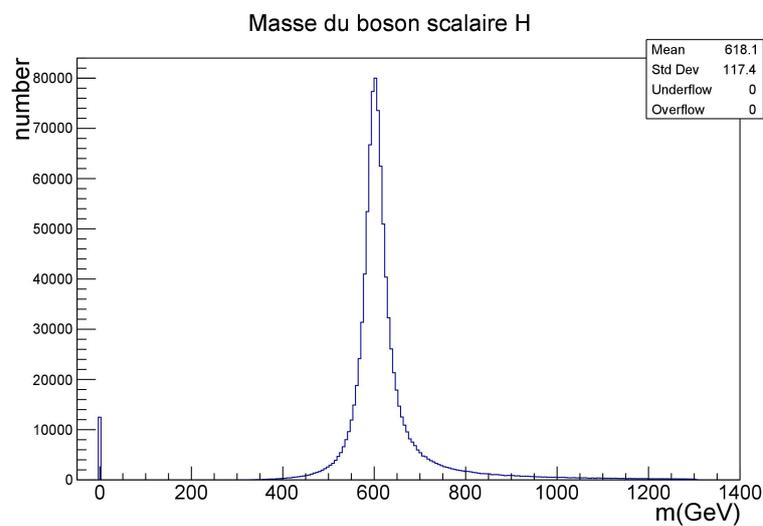


FIGURE 4.1 – Distributions de la masse du boson scalaire lourd  $H$  et du pseudoscalaire  $a$ , en haut, et de la quantité de mouvement transverse du boson  $Z$  et du lepton chargé négativement, en bas, de l'échantillon de signal au niveau généré.

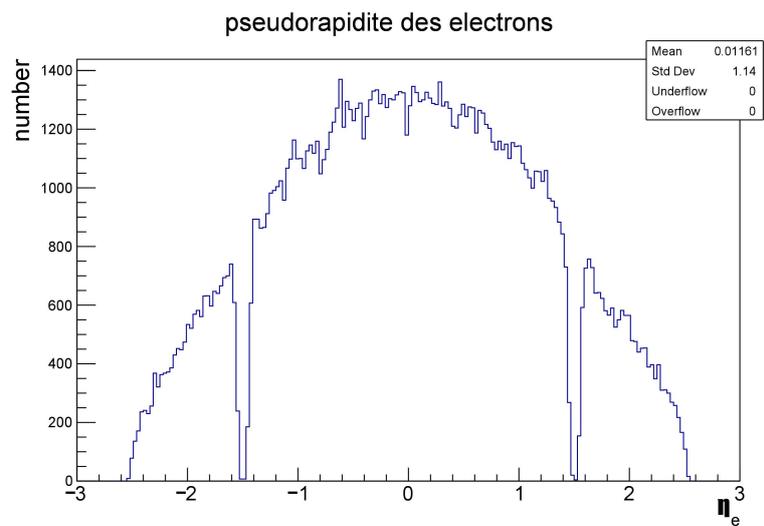
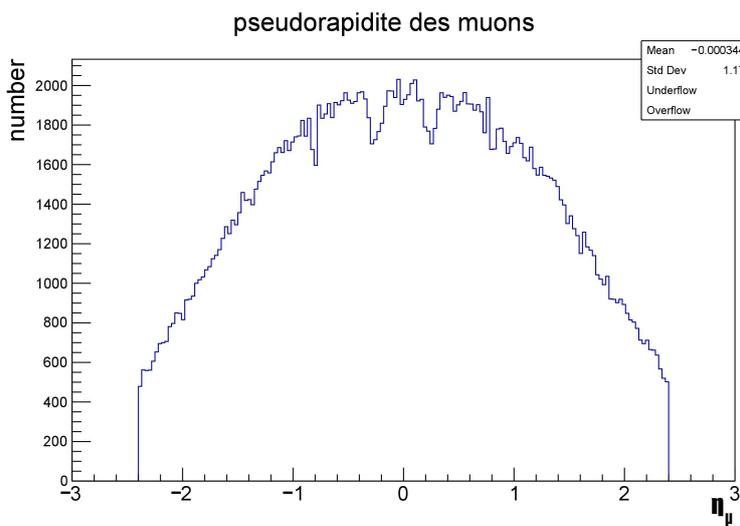
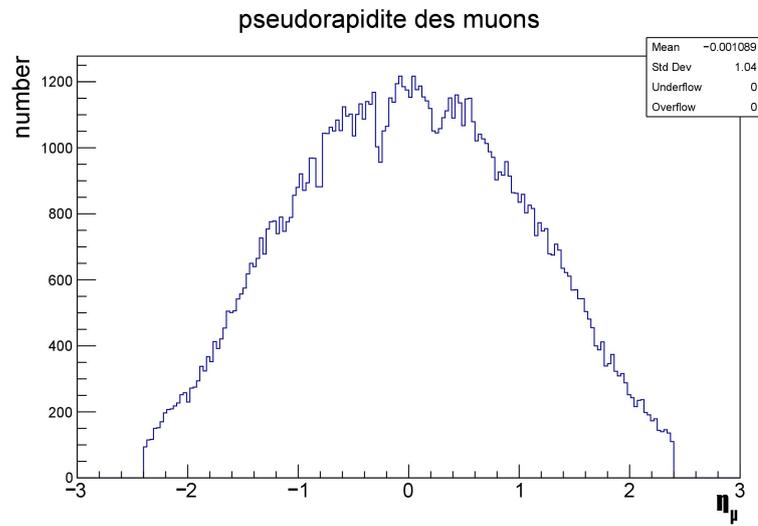


FIGURE 4.2 – Distributions de la pseudorapidity des muons de l'échantillon de signal au niveau reconstruit, en haut et de la pseudorapidity des muons et des électrons de l'échantillon de bruit de fond au niveau reconstruit, en bas.

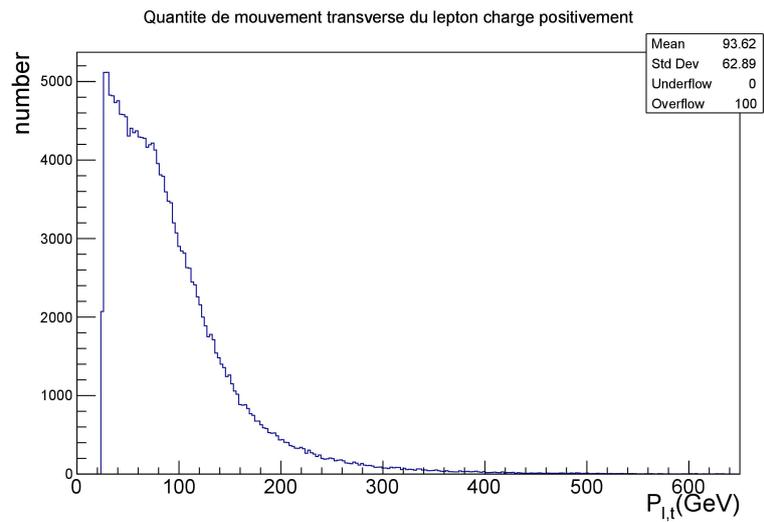
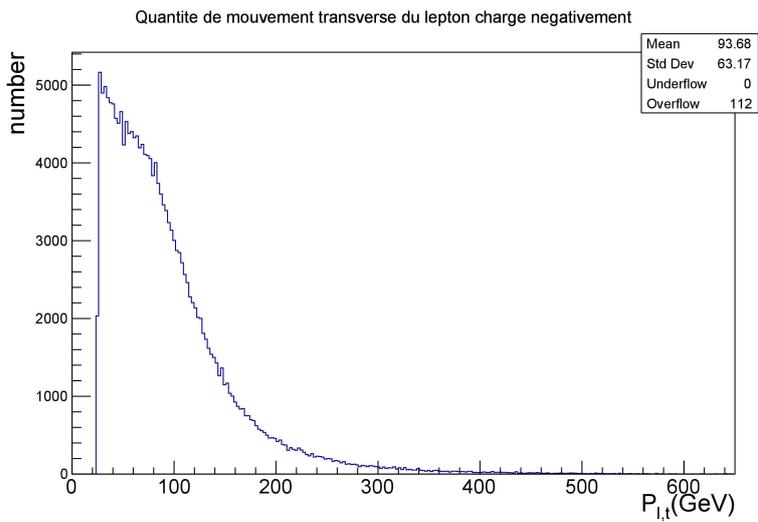
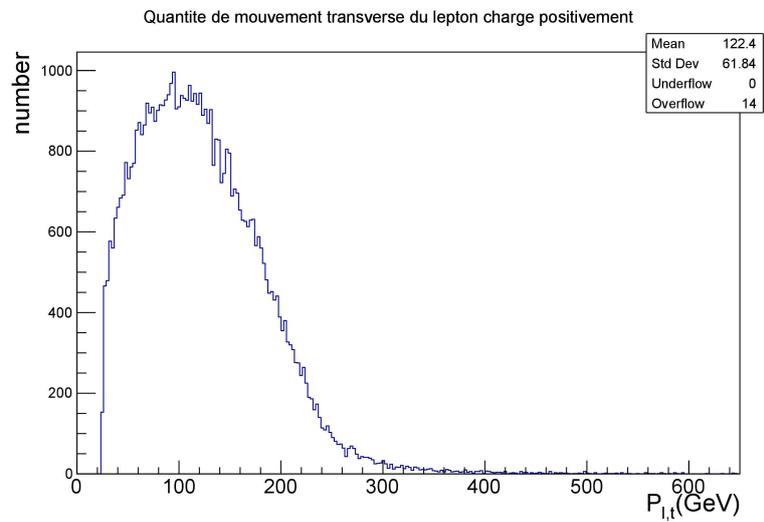
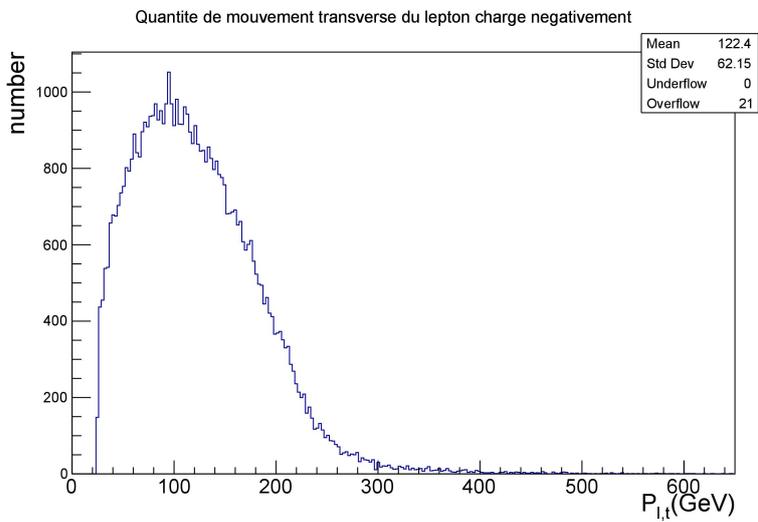
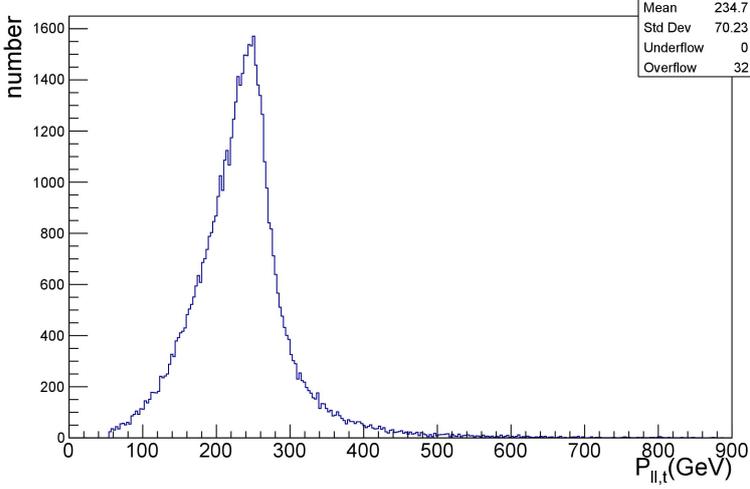
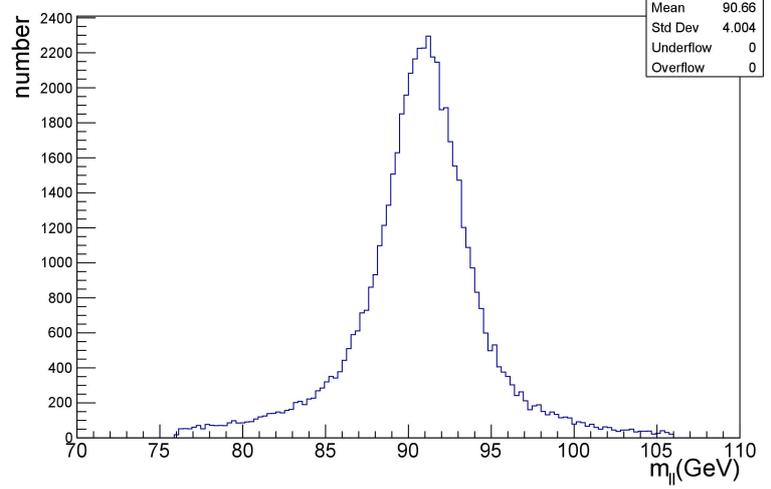


FIGURE 4.3 – Distributions de la quantité de mouvement transverse des leptons de la paire de leptons de notre échantillon de signal au niveau reconstruit, en haut et de l'échantillon de bruit de fond au niveau reconstruit, en bas.

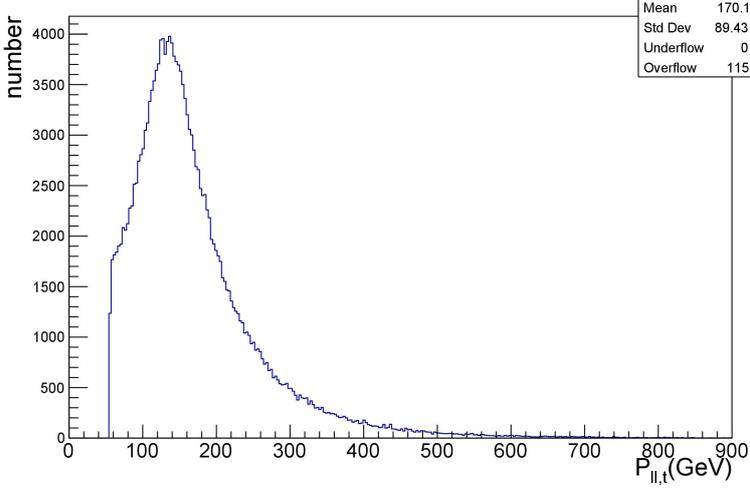
Quantite de mouvement transverse du boson Z



Masse invariante de la paire de leptons



Quantite de mouvement transverse du boson Z



Masse invariante de la paire de leptons

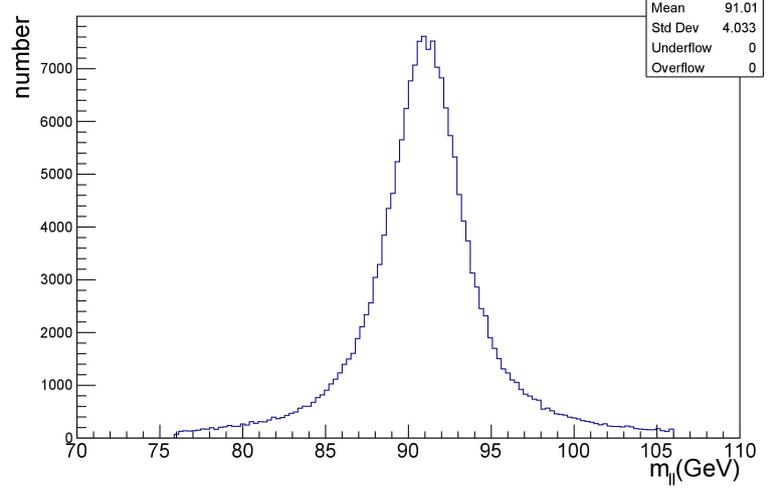


FIGURE 4.4 – Distributions de la quantité de mouvement transverse et de la masse invariante de la paire de leptons de l'échantillon de signal au niveau reconstruit, en haut et de l'échantillon de bruit de fond au niveau reconstruit, en bas.

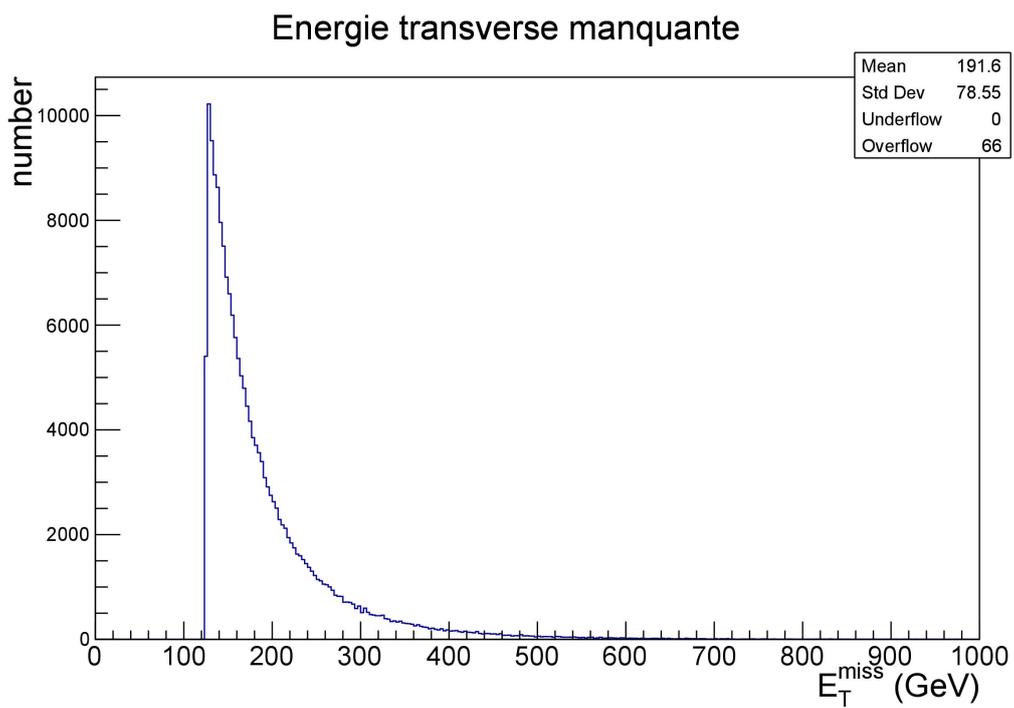
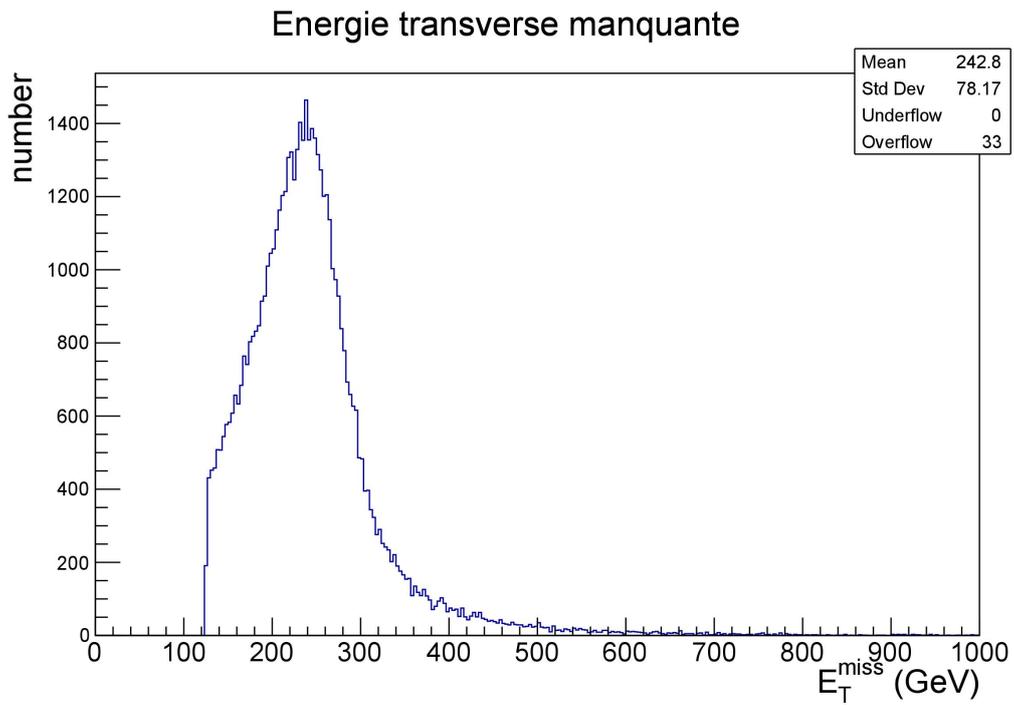


FIGURE 4.5 – Distributions de l'énergie transverse manquante de l'échantillon de signal au niveau reconstruit, en haut et de l'échantillon de bruit de fond au niveau reconstruit, en bas.

# Chapitre 5

## Méthode d'analyse

Dans ce chapitre, nous présentons les variables utilisées pour distinguer le signal du bruit de fond en commençant par la masse transverse, notée  $m_T$ . Nous nous attardons aussi sur les distributions obtenues pour  $\cos\theta_{CS}$  et  $\cos\phi_{CS}$ . En particulier, nous nous observons les effets de la détection dans l'échantillon au niveau reconstruit en comparant à l'échantillon au niveau généré. Nous observons aussi la corrélation entre nos différentes variables. Finalement, nous établissons, dans la seconde section de ce chapitre, les tests d'hypothèse que nous avons effectués.

### 5.1 Observables : définition et distributions

Pour améliorer la sensibilité de l'analyse, nous allons utiliser 3 variables :  $\cos\theta_{CS}$  et  $\cos\phi_{CS}$  que nous avons définis précédemment et la masse transverse  $m_T$ . Cette dernière variable a déjà été utilisée précédemment dans la recherche d'un scalaire lourd  $H$  dans un canal similaire à celui du signal,  $pp \rightarrow H \rightarrow ZZ \rightarrow \bar{l}l \nu\bar{\nu}$  [13]. La masse transverse est définie comme suit :

$$m_T^2 = \left( \sqrt{p_{l,T}^2 + m_l^2} + \sqrt{E_T^{miss,2} + m_Z^2} \right)^2 - \left( \vec{p}_{l,T} + \vec{E}_T^{miss,2} \right)^2 \quad (5.1)$$

où  $\vec{p}_{l,T}$  est la quantité de mouvement transverse de la paire de leptons et  $p_{l,T}$  sa norme.  $\vec{E}_T^{miss}$  est le vecteur d'énergie transverse manquante et  $E_T^{miss}$  sa norme.  $m_{ll}$  est la masse invariante de la paire de leptons et  $m_Z$  est la masse du boson  $Z \sim 91.187$  GeV. Pour le processus  $pp \rightarrow H \rightarrow ZZ \rightarrow \bar{l}l \nu\bar{\nu}$ , nous nous attendons à un pic dans la distribution de  $m_T$  aux alentours de  $m_H = 600$  GeV. Notre analyse comportant non pas deux bosons  $Z$  mais un boson  $Z$  et un pseudoscalaire  $a$  de masse supérieure à la masse du  $Z$  ( $m_a = 200$  GeV), le pic de  $m_T$  pour notre signal sera obtenu à une valeur inférieure à 600 GeV.

## Comparaison de $m_T$ au niveau reconstruit

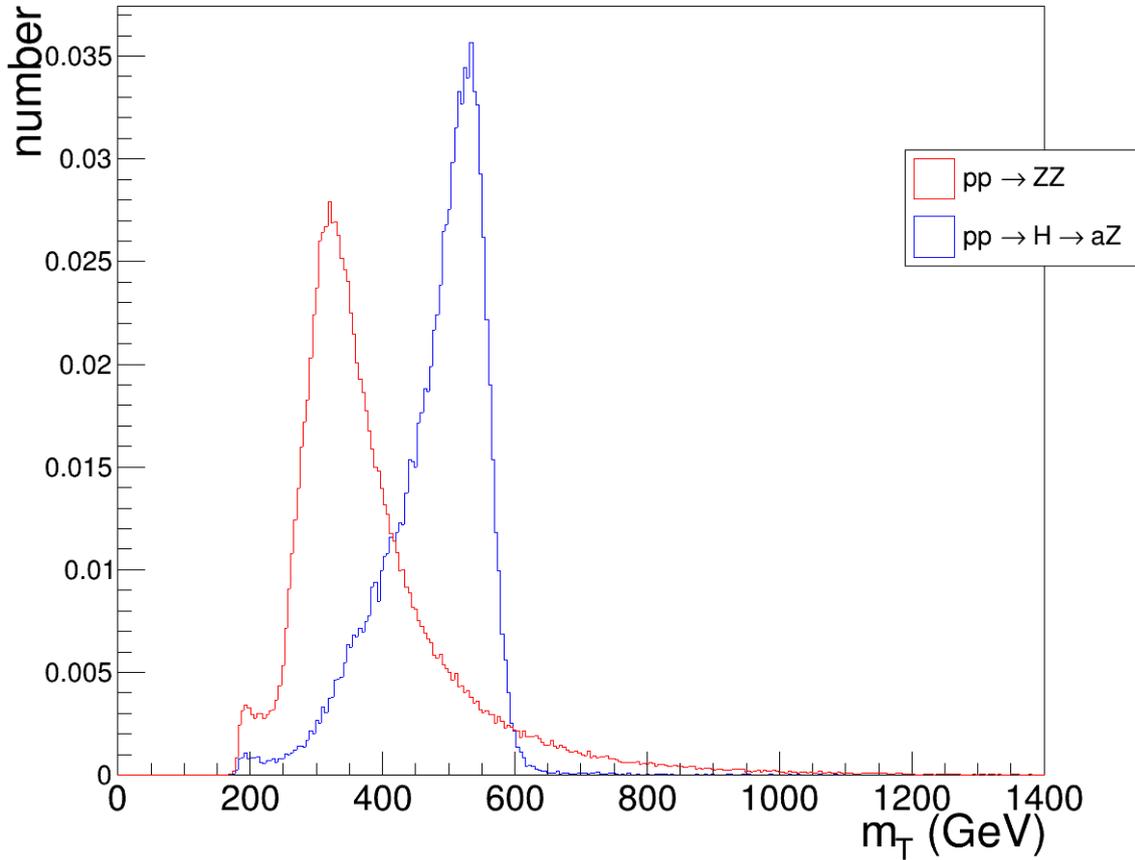


FIGURE 5.1 – Distribution de la masse transverse pour l'échantillon de signal au niveau reconstruit, en bleu et pour l'échantillon de bruit de fond au niveau reconstruit, en rouge.

La FIG.5.1 reprend la distribution normalisée ( $\int_{-\infty}^{+\infty} m_T = 1$ ) de la masse transverse du signal et du bruit de fond au niveau reconstruit. Nos deux distributions occupent principalement deux régions distinctes et leurs maxima sont facilement distinguables. La masse transverse semble donc être une variable permettant de discriminer le signal vis-à-vis du bruit de fond.

Les FIG.5.2 et 5.3 reprennent respectivement les distributions de  $\cos\theta_{CS}$  et  $\cos\phi_{CS}$  du signal et du bruit de fond, au niveau généré et reconstruit. Les deux figures du haut représentent nos variables angulaires sans les coupures de sélection au niveau généré, les figures du milieu représentent nos variables angulaires avec les coupures de sélection au niveau généré et les figures du bas représentent les variables angulaires avec les coupures de sélection au niveau reconstruit. Nous remarquons que les effets supplémentaires de la reconstruction, après avoir appliqué les coupures de sélection tant au niveau généré que reconstruit, modifient nos distributions mais nous gardons les allures et les caractéristiques principales de celles-ci, aussi bien pour le signal que le bruit de fond. Les distributions de  $\cos\theta_{CS}$  et  $\cos\phi_{CS}$  diffèrent entre nos échantillons de signal et de bruit de fond au niveau reconstruit. Les variables angulaires dans le référentiel de Collins-Soper sont donc des candidats pour discriminer le signal vis-à-vis du bruit de fond.

Nous observons, dans nos quatre échantillons, le même comportement pour la variable  $\cos \phi_{CS}$  : nous avons un pic dans nos distributions pour  $|\cos \phi_{CS}| \rightarrow 1$ . Nous avons alors étudié la cinématique des événements dont la valeur de  $\cos \phi_{CS} > 0.98$  et  $\cos \phi_{CS} < -0.98$ . L'origine de ce pic est cinématique : celui-ci correspond, dans le référentiel du laboratoire et pour le cas  $\cos \phi_{CS} > 0.98$ , à un lepton négativement chargé possédant une grande quantité de mouvement et émis dans une direction proche de celle de la paire de leptons tandis que le lepton positivement chargé possède une quantité de mouvement peu élevée et n'est pas émis préférentiellement dans une direction proche de la paire de leptons. Nous obtenons le même effet pour  $\cos \phi_{CS} < -0.98$  mais en inversant les charges des leptons.

Le pic de  $\cos \phi_{CS}$  pour  $|\cos \phi_{CS}| \rightarrow 1$  s'explique donc par des événements où un lepton emporte la majeure partie de la quantité de mouvement de la paire de leptons. Celui-ci aura alors une direction proche de celle de la paire de leptons et, lors de la transformation de Lorentz vers le référentiel de Collins-Soper, il se retrouvera alors naturellement orienté proche de l'axe x ( $\cos \phi_{CS} \approx 1$ ) tandis que le second lepton de basse quantité de mouvement sera lui émis dans la direction opposée ( $\cos \phi_{CS} \approx -1$ ). Ces pics proviennent donc de la transformation de Lorentz et ne sont pas anormaux. La FIG.5.4 illustre, pour les événements dans la région  $\cos \phi_{CS} > 0.98$  de notre échantillon de signal au niveau généré, la quantité de mouvement ainsi que le cosinus de l'angle entre le lepton et la paire de leptons, noté  $\cos \alpha$  pour le lepton négativement chargé, en haut, et le lepton positivement chargé, en bas.

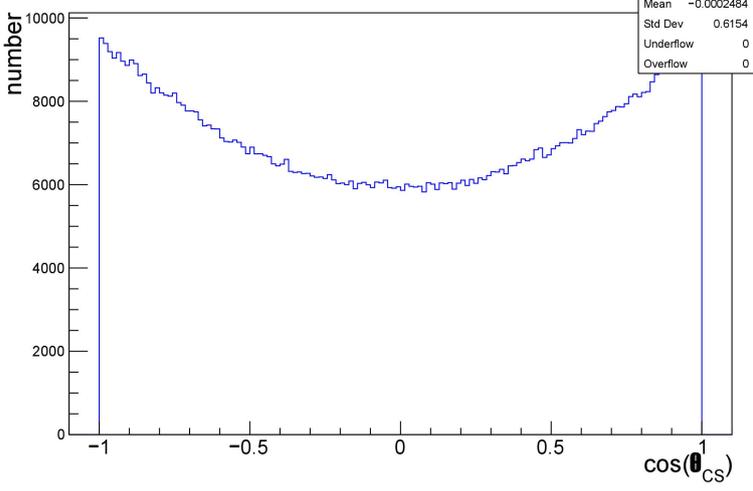
Les creux observés dans les distributions de  $\cos \phi_{CS}$ , autant au niveau généré que reconstruit pour le signal et le bruit de fond, proviennent de nos coupures de sélection et plus précisément de la coupure sur la quantité de mouvement transverse des leptons  $p_{l,T}$ . La FIG.5.5 illustre cet effet en affichant les distributions de  $\cos \theta_{CS}$  et  $\cos \phi_{CS}$ , avec différentes coupures sur  $p_{l,T}$  et nos coupures de sélection, des échantillons de signal et de bruit de fond au niveau généré.

Nous avons ensuite étudié la corrélation entre nos trois variables afin d'isoler une région pour laquelle nos variables sont faiblement corrélées entre elles. Les FIG.5.6 et 5.7 reprennent respectivement les histogrammes en deux dimensions de nos variables dans nos échantillons de signal au niveau reconstruit et de bruit de fond au niveau reconstruit.

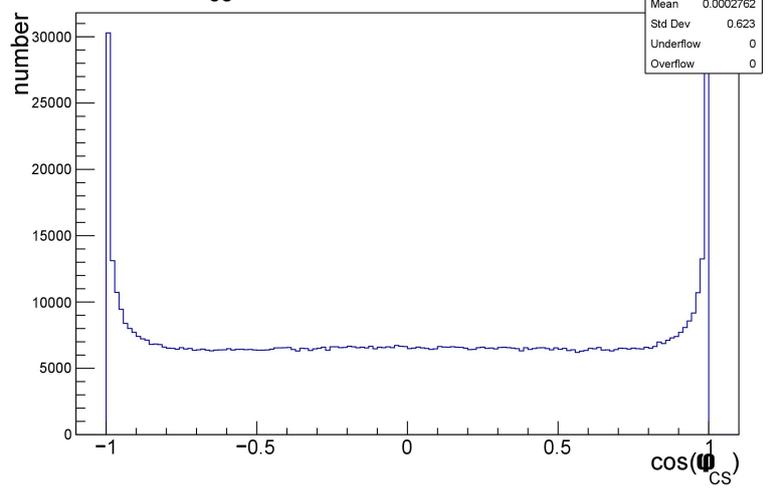
Les variables angulaires  $\cos\theta_{CS}$  et  $\cos\phi_{CS}$  sont corrélées et aucune coupure effectuée permet de réduire significativement cette corrélation. Nous ne pourrions donc nous affranchir de leur corrélation dans l'établissement de nos tests d'hypothèse.

Cependant, nous avons mis en évidence une région faiblement corrélée pour nos histogrammes en deux dimensions de la masse transverse et les variables angulaires. Les modulations en  $\cos\theta_{CS}$  et  $\cos\phi_{CS}$  sont approximativement indépendantes de  $m_T$  dans la région  $m_T > 350$  GeV. Les FIG.5.9 et 5.10 illustrent, respectivement pour le signal et le bruit de fond, la distribution de  $\cos\theta_{CS}$  et  $\cos\phi_{CS}$  dans différentes régions de  $m_T$ . Les distributions de  $\cos\theta_{CS}$  et  $\cos\phi_{CS}$  obtenues dans la région  $m_T > 350$  GeV sont affichées sur la FIG.5.8.

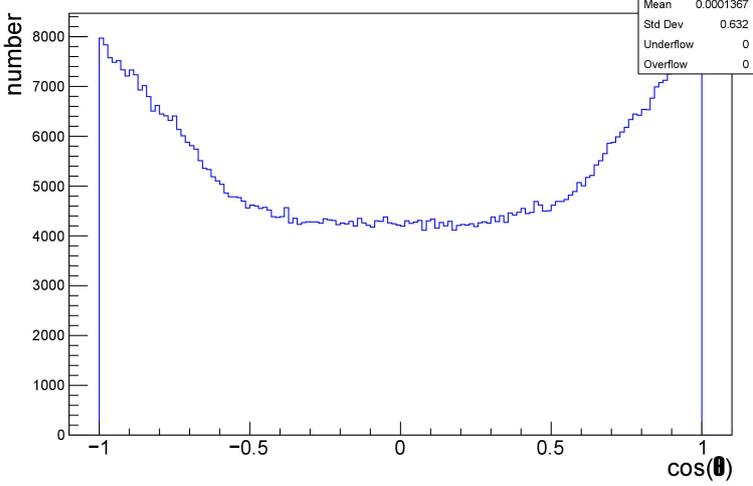
$\cos(\theta_{CS})$  du lepton charge negativement



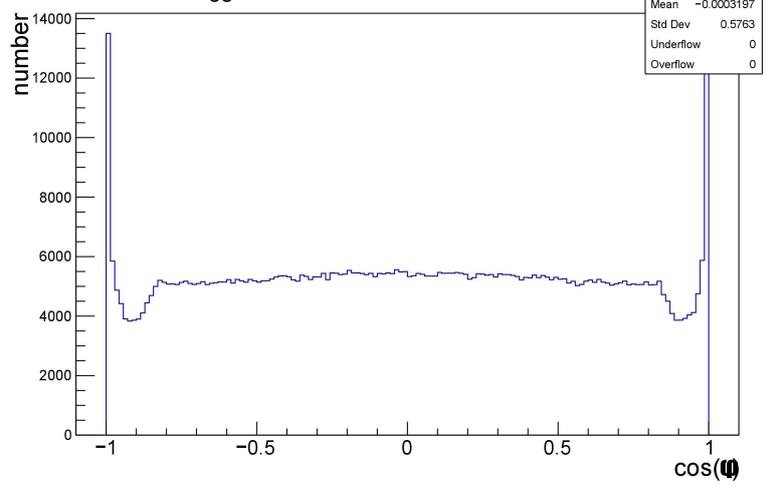
$\cos(\phi_{CS})$  du lepton charge negativement



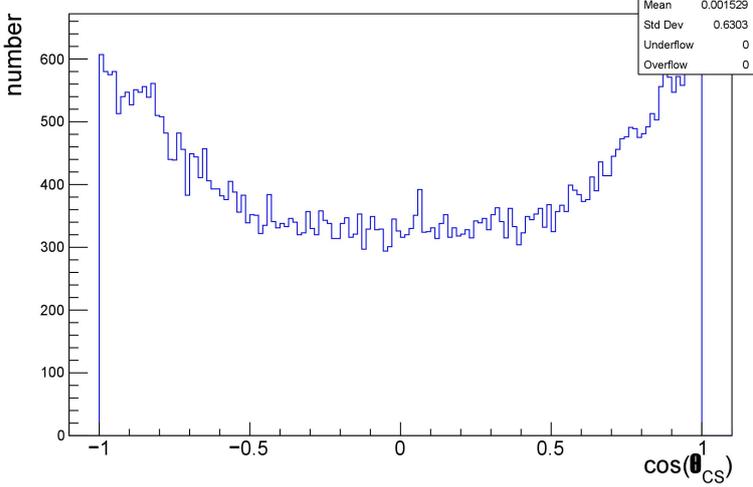
$\cos(\theta_{CS})$  du lepton charge negativement



$\cos(\phi_{CS})$  du lepton charge negativement



$\cos(\theta_{CS})$  du lepton charge negativement



$\cos(\phi_{CS})$  du lepton charge negativement

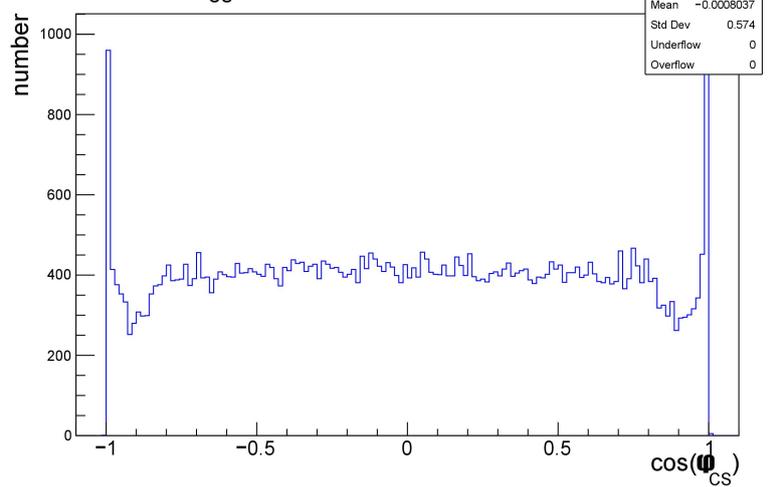
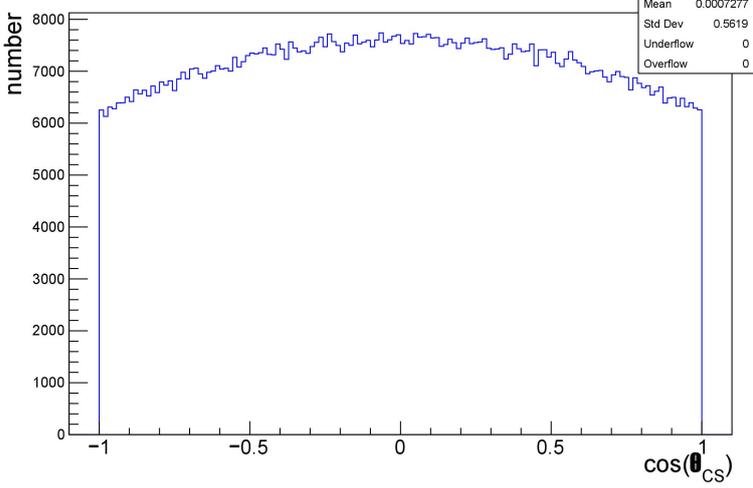
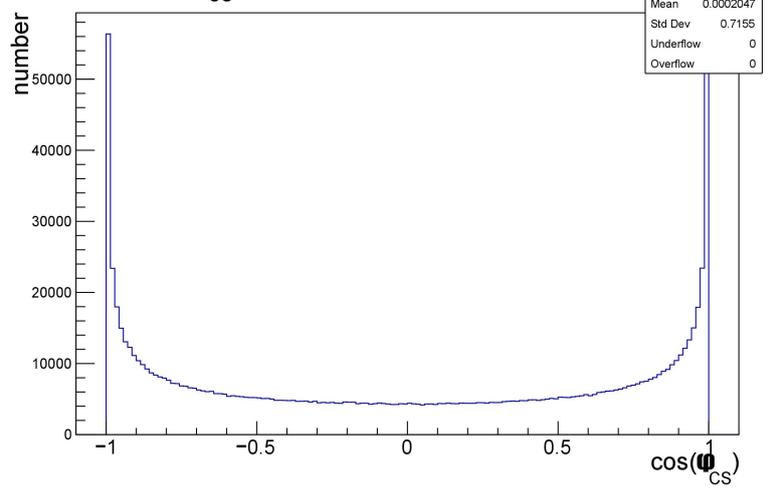


FIGURE 5.2 – Distributions de  $\cos\theta_{CS}$  et  $\cos\phi_{CS}$  pour l'échantillon de signal au niveau généré sans les coupures de sélection, en haut, au niveau généré avec les coupures de sélection, au milieu et au niveau reconstruit avec les coupures de sélection, en bas.

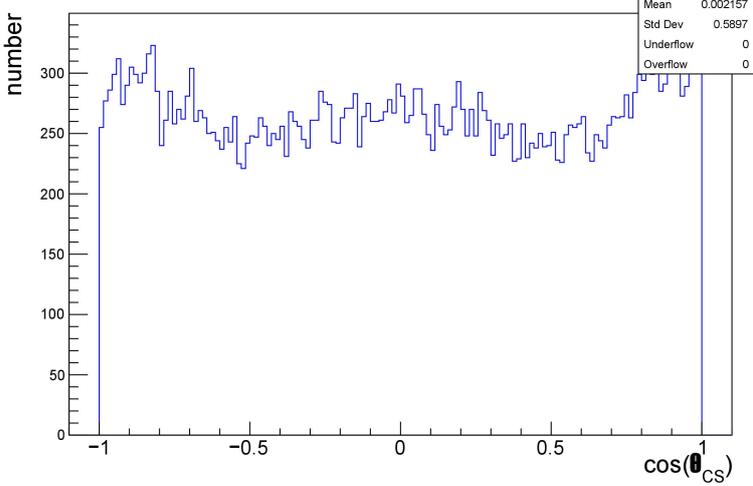
$\cos(\theta_{CS})$  du lepton charge negativement



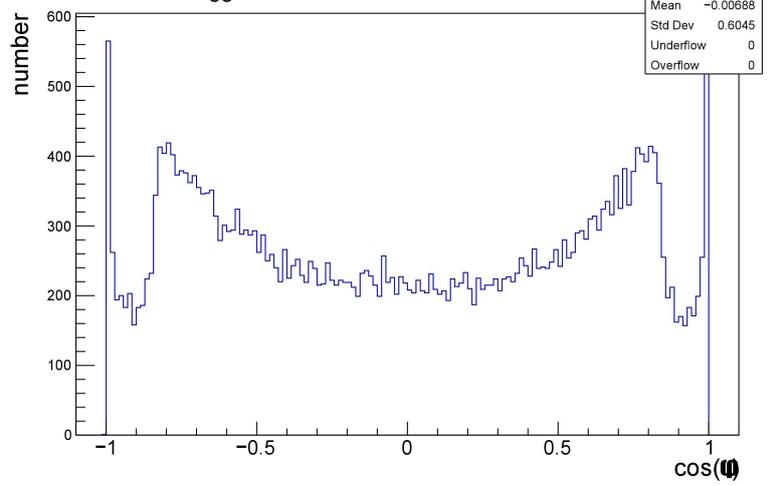
$\cos(\phi_{CS})$  du lepton charge negativement



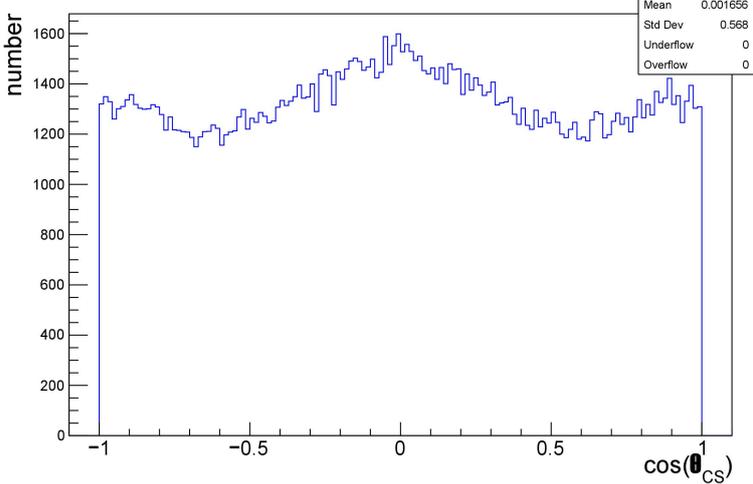
$\cos(\theta_{CS})$  du lepton charge negativement



$\cos(\phi_{CS})$  du lepton charge negativement



$\cos(\theta_{CS})$  du lepton charge negativement



$\cos(\phi_{CS})$  du lepton charge negativement

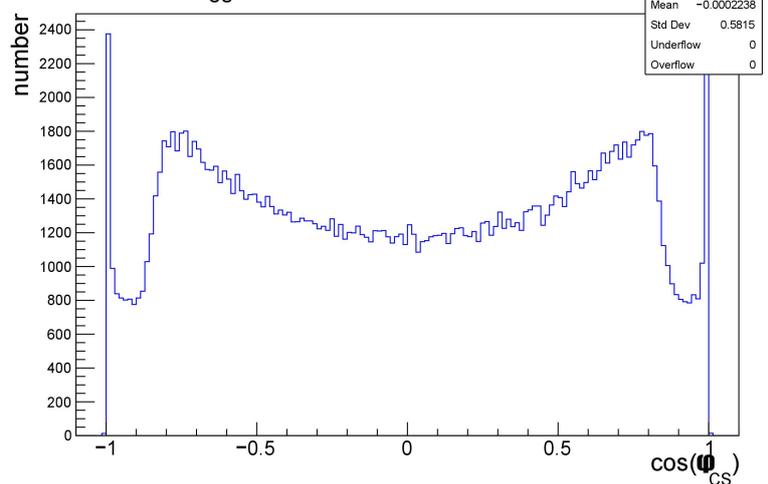
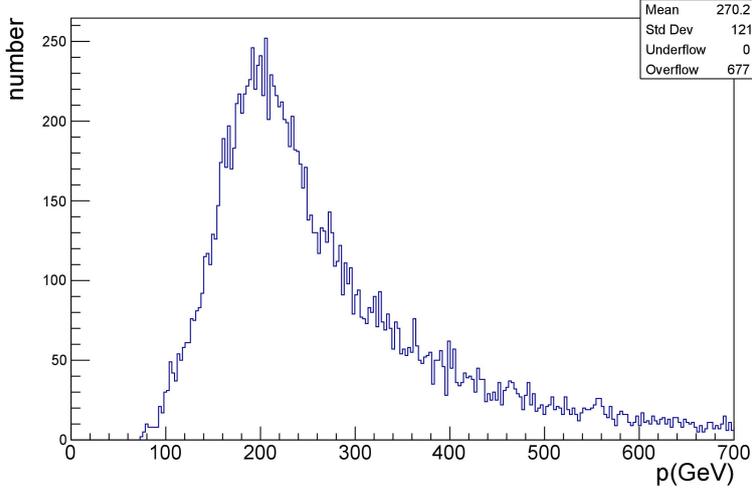
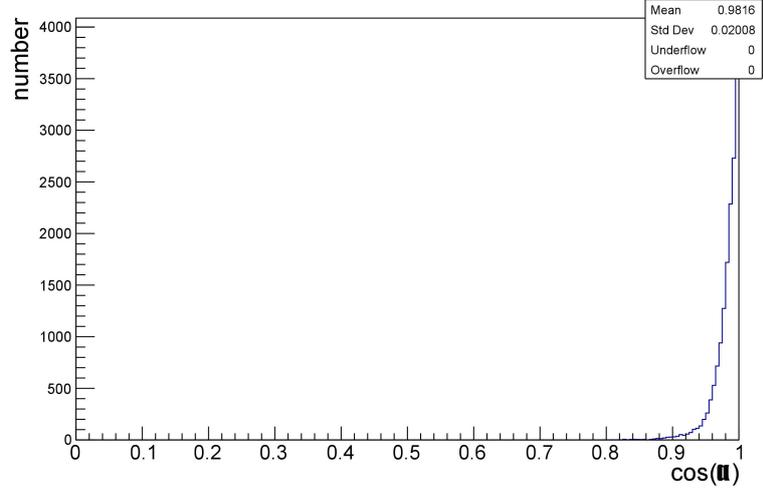


FIGURE 5.3 – Distributions de  $\cos\theta_{CS}$  et  $\cos\phi_{CS}$  pour l'échantillon de bruit de fond au niveau généré sans les coupures de sélection, en haut, au niveau généré avec les coupures de sélection, au milieu et au niveau reconstruit avec les coupures de sélection, en bas.

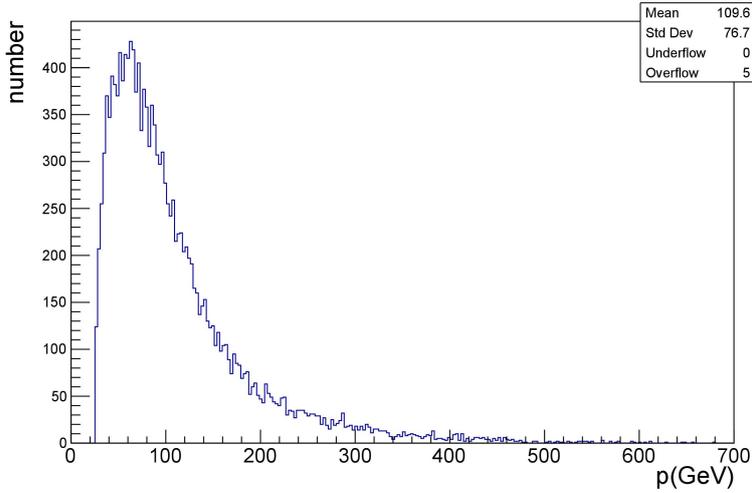
Quantite de mouvement du lepton negativement charge



$\cos(\theta)$  du lepton negativement charge



Quantite de mouvement du lepton positivement charge



$\cos(\theta)$  du lepton positivement charge

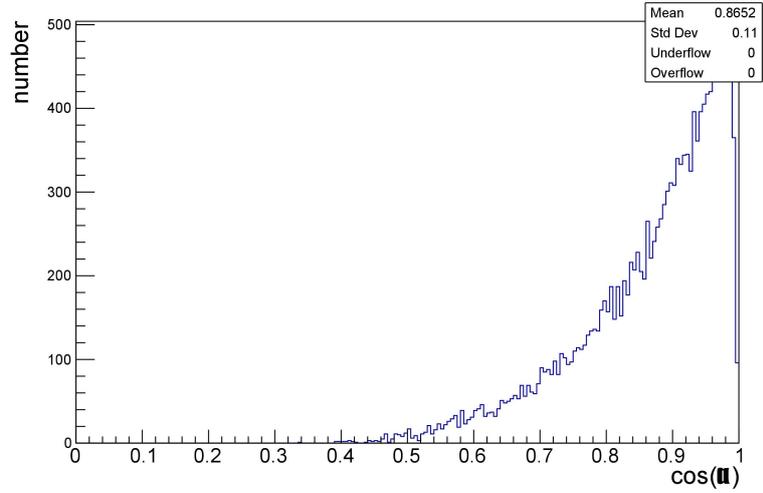
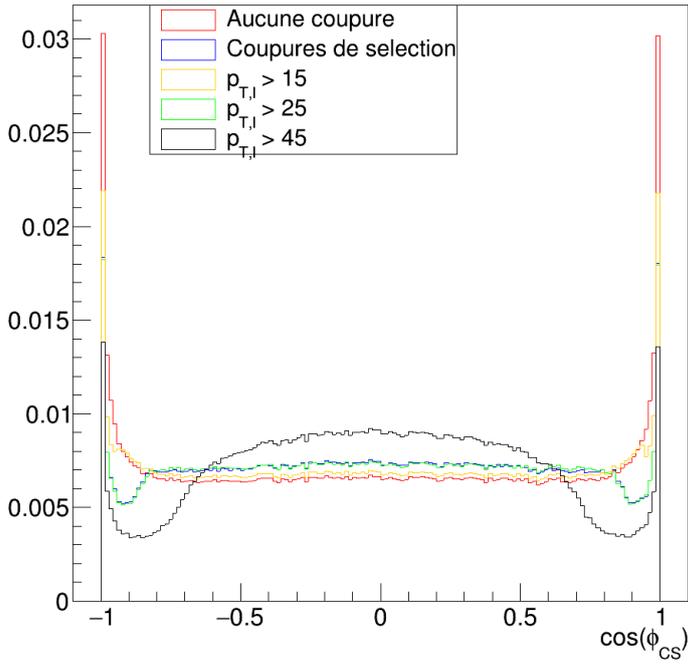
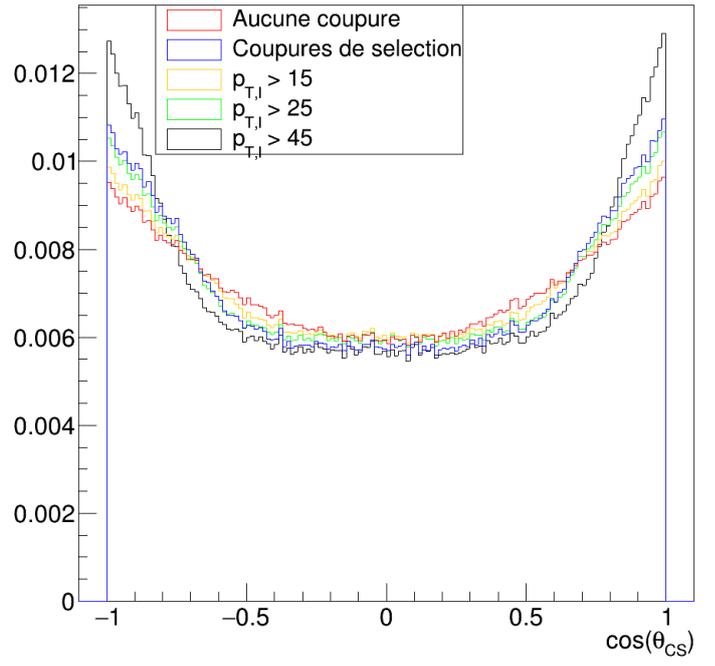


FIGURE 5.4 – Distributions de la quantité de mouvement ainsi que du cosinus de l'angle entre le lepton et la paire de leptons pour le lepton négativement chargé, en haut, et pour le lepton positivement chargé, en bas, issus de notre échantillon de signal au niveau généré, après application de nos coupures de sélection et dans la région  $\cos \phi_{CS} > 0,98$ .

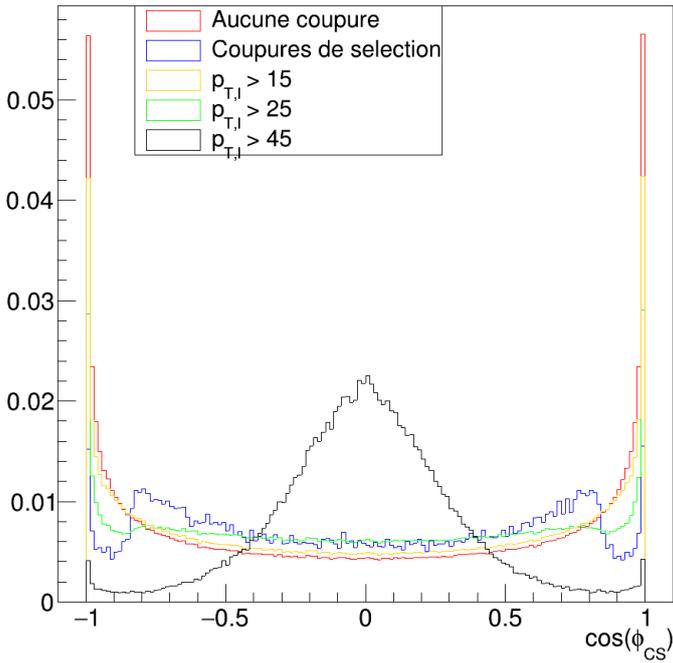
$\cos(\phi_{CS})$  du lepton charge negativement



$\cos(\theta_{CS})$  du lepton charge negativement



$\cos(\phi_{CS})$  du lepton charge negativement



$\cos(\theta_{CS})$  du lepton charge negativement

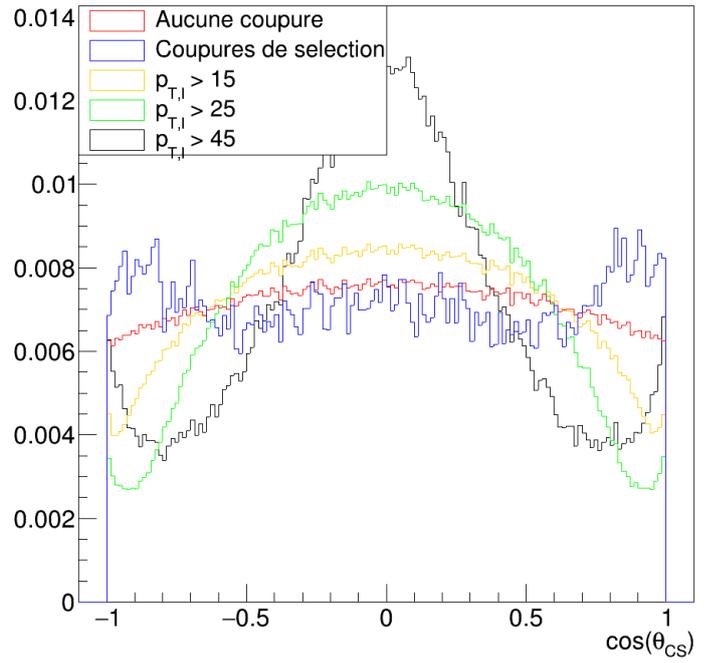


FIGURE 5.5 – Distributions de  $\cos\theta_{CS}$  et  $\cos\phi_{CS}$ , comparant différentes coupures sur  $p_{l,T}$  et nos coupures de sélection, pour nos échantillons de signal au niveau généré, en haut, et de bruit de fond au niveau généré, en bas.

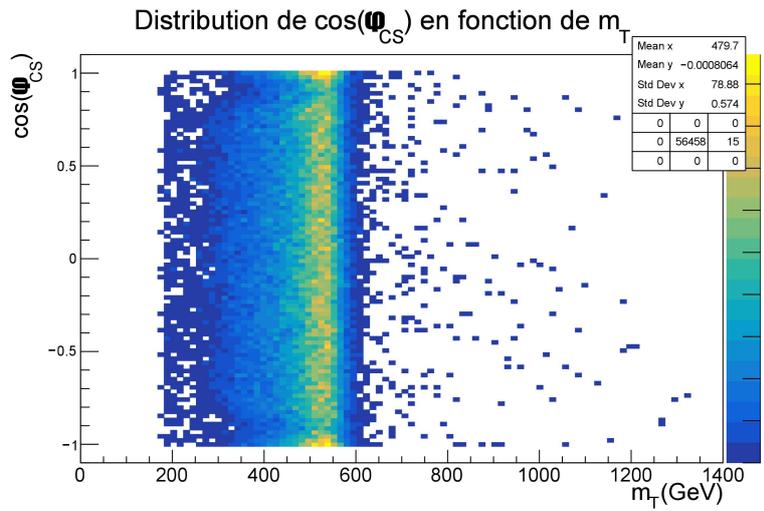
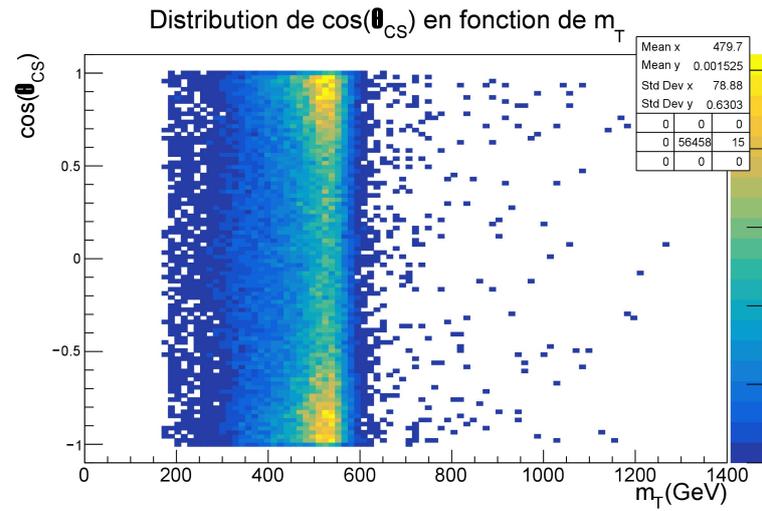
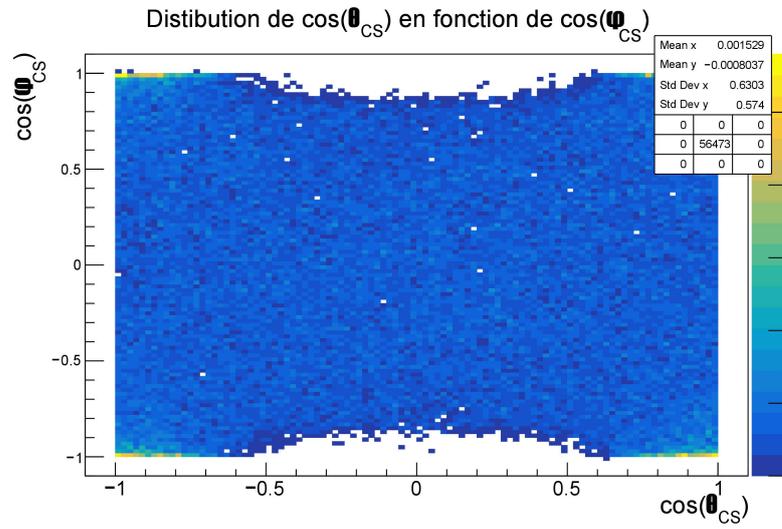


FIGURE 5.6 – Histogrammes en deux dimensions des variables angulaires dans le référentiel de Collins-Soper, en haut et de la masse transverse avec les variables angulaires dans le référentiel de Collins-Soper, en bas pour l'échantillon de signal au niveau reconstruit.

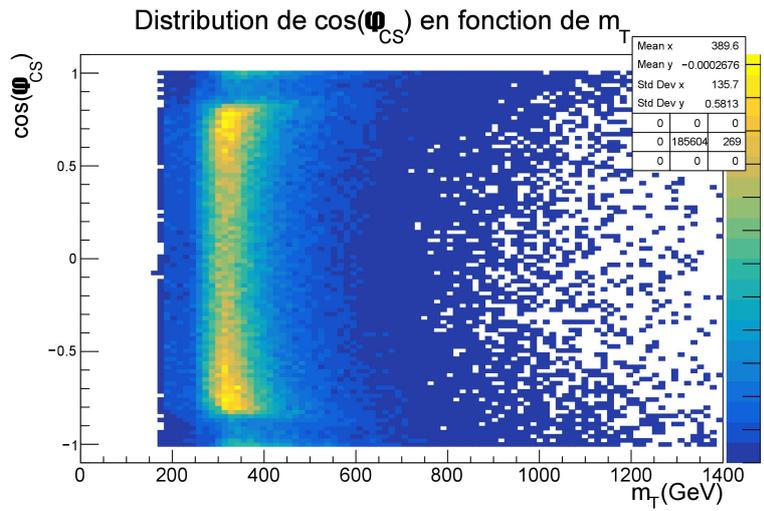
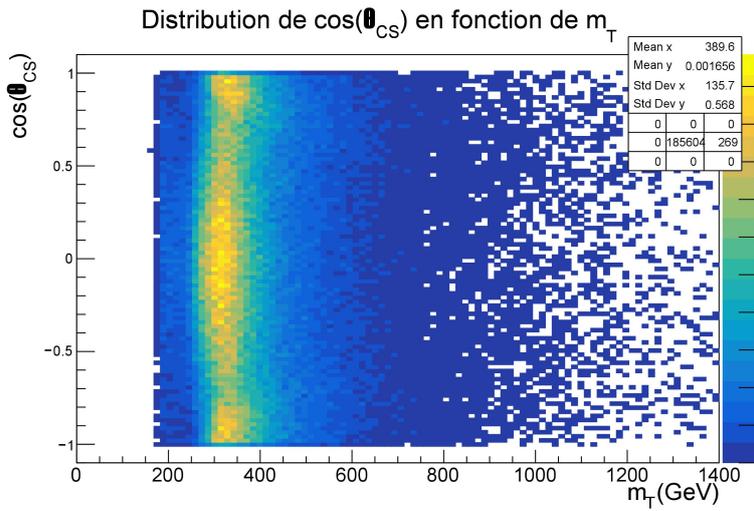
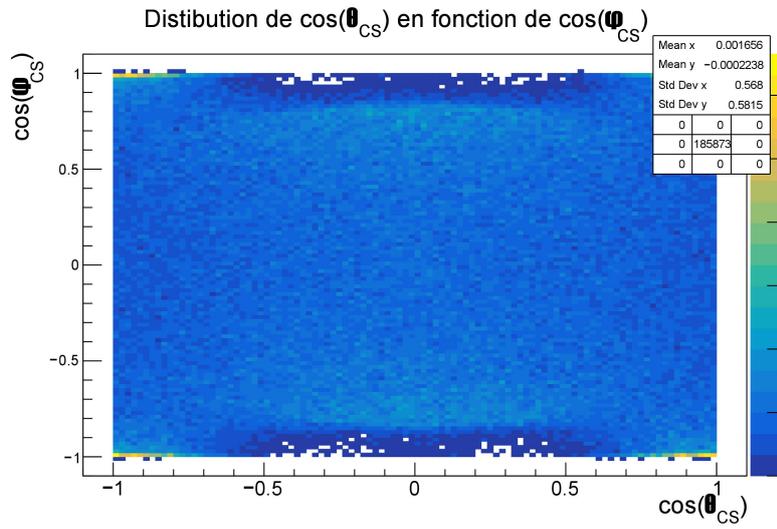


FIGURE 5.7 – Histogrammes en deux dimensions des variables angulaires dans le référentiel de Collins-Soper, en haut et de la masse transverse avec les variables angulaires dans le référentiel de Collins-Soper, en bas pour l'échantillon de bruit de fond au niveau reconstruit.

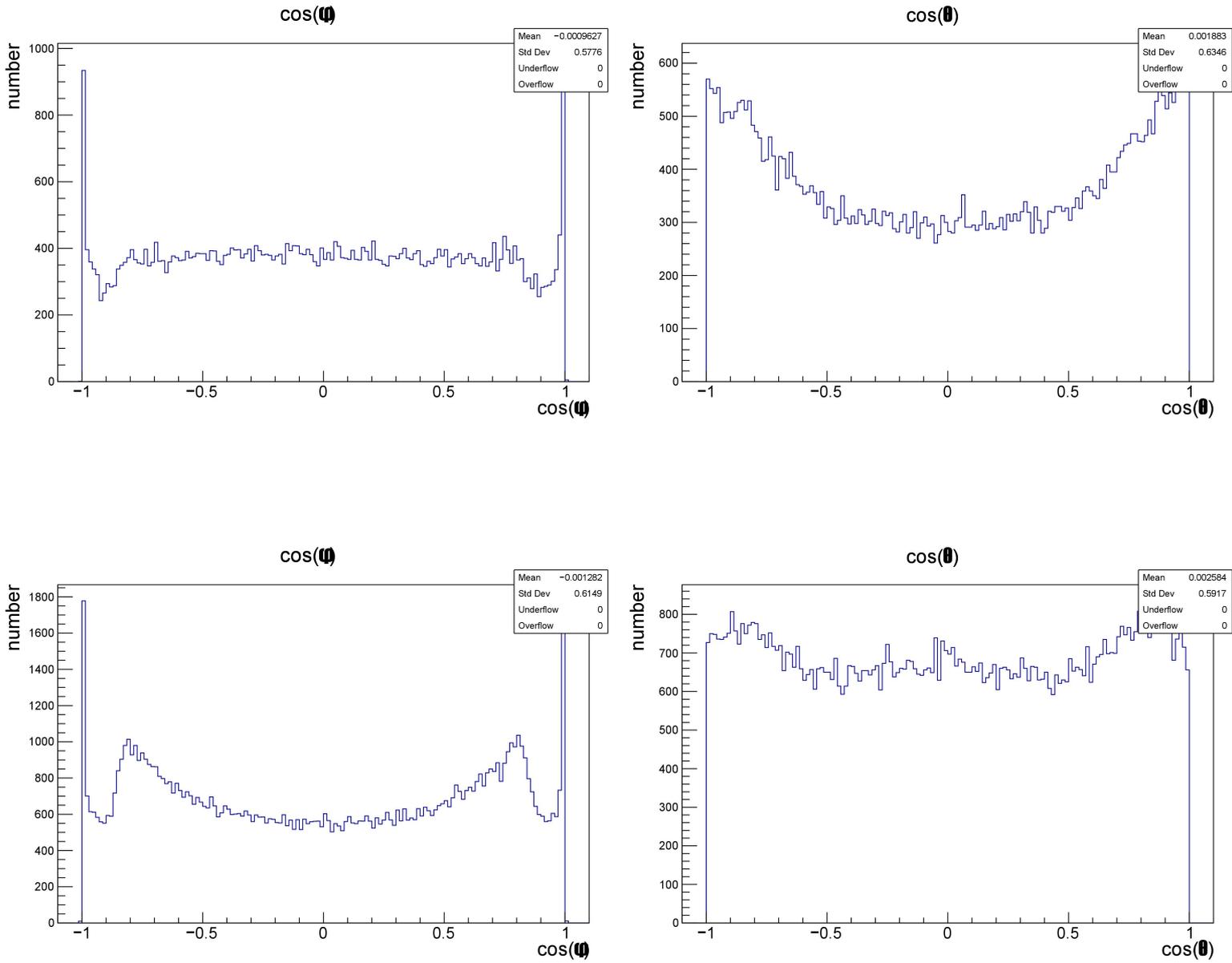
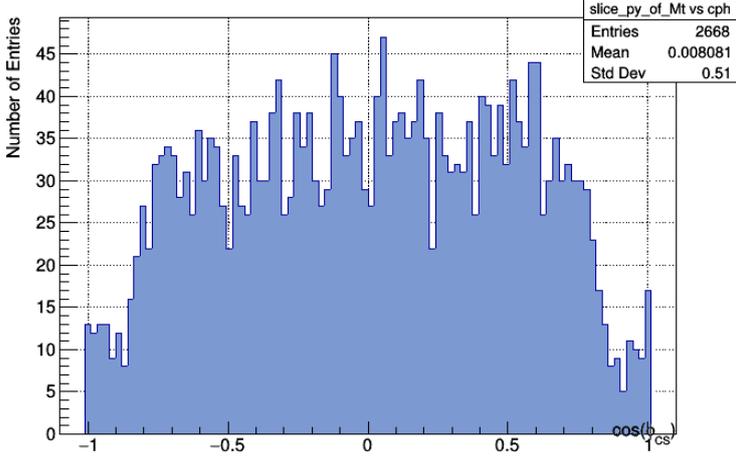
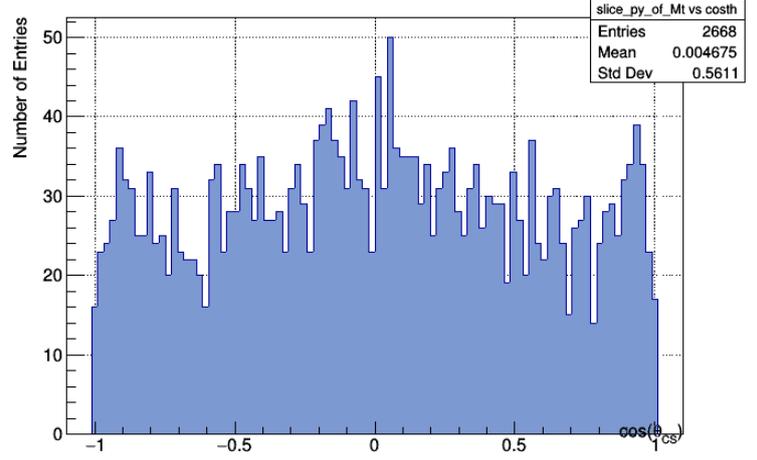


FIGURE 5.8 – Distributions de  $\cos \theta_{CS}$  et  $\cos \phi_{CS}$  après avoir appliqué la coupure supplémentaire  $m_T > 350$  GeV pour nos échantillons de signal au niveau reconstruit, en haut, et de bruit de fond au niveau reconstruit, en bas.

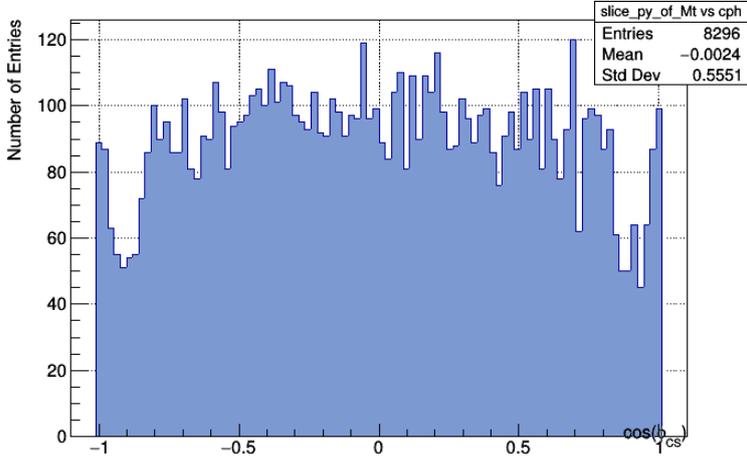
ProjectionY of binx=[17,24] [x=224..336]



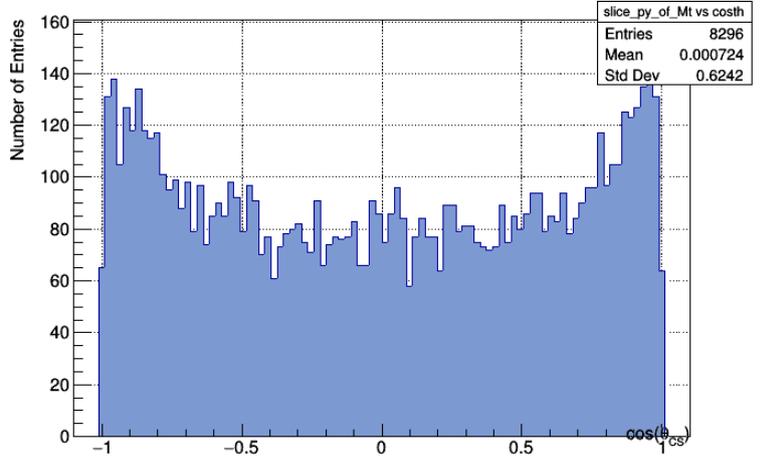
ProjectionY of binx=[17,24] [x=224..336]



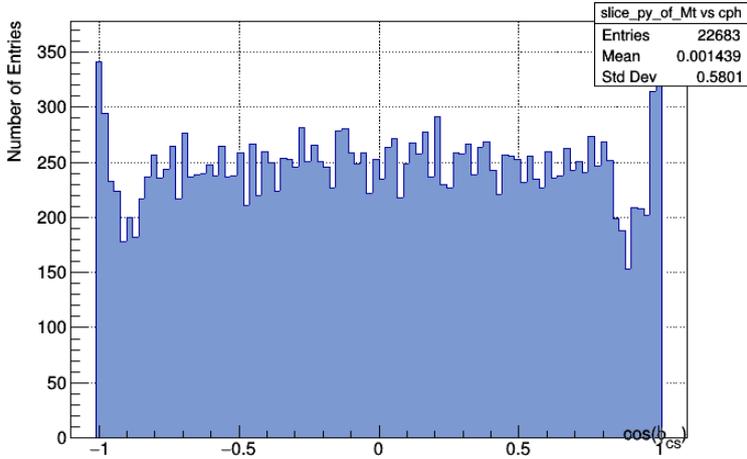
ProjectionY of binx=[27,31] [x=364..434]



ProjectionY of binx=[27,31] [x=364..434]



ProjectionY of binx=[34,38] [x=462..532]



ProjectionY of binx=[34,38] [x=462..532]

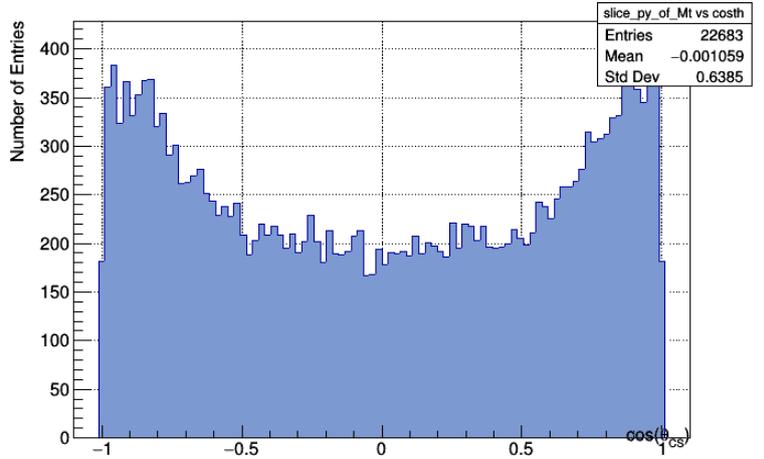


FIGURE 5.9 – Distributions de  $\cos \theta_{CS}$  et  $\cos \phi_{CS}$  pour l'échantillon de signal au niveau reconstruit avec les coupures de sélection et différentes coupures sur  $m_T$ . Les intervalles de  $m_T$  considérés sont illustrés dans le titre des figures par  $[x=x_1..x_2]$ .

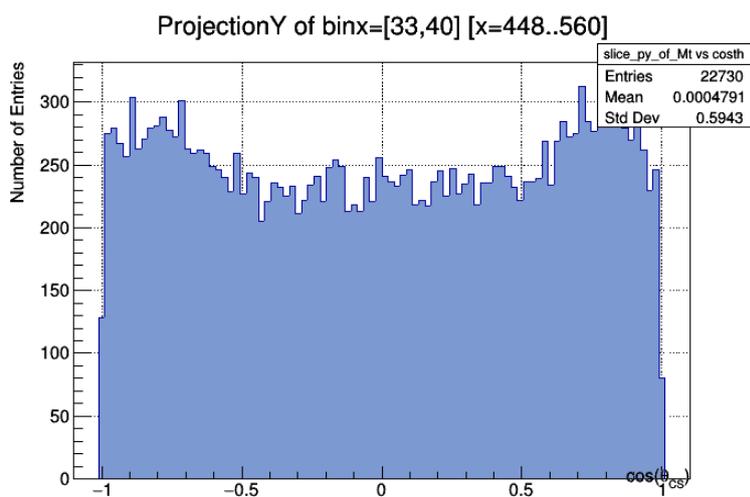
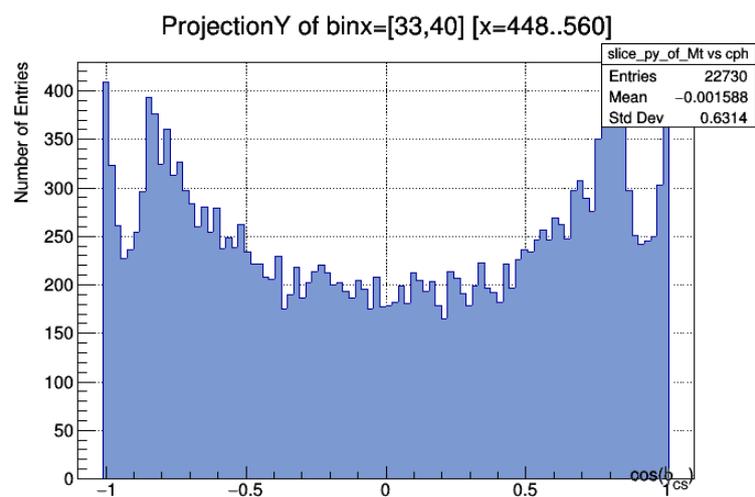
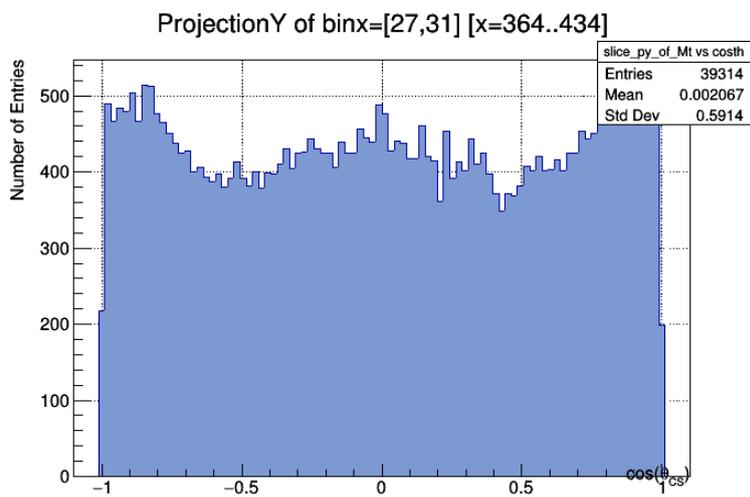
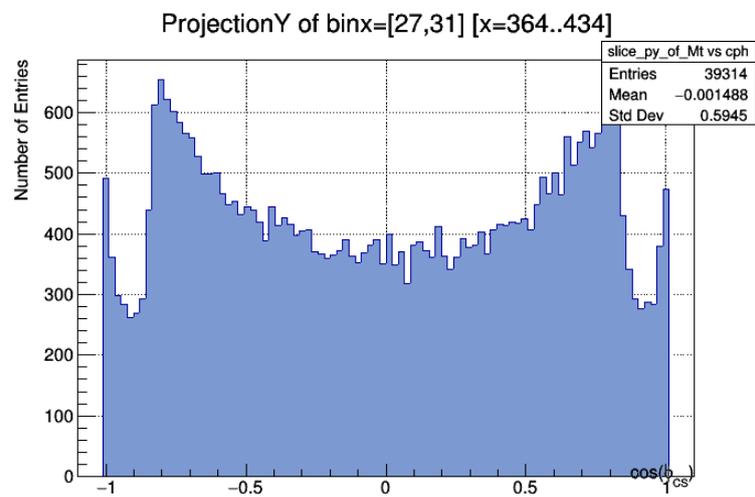
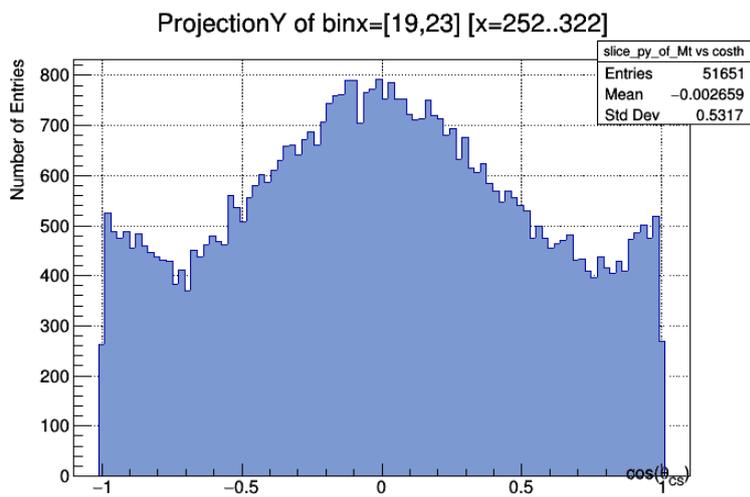
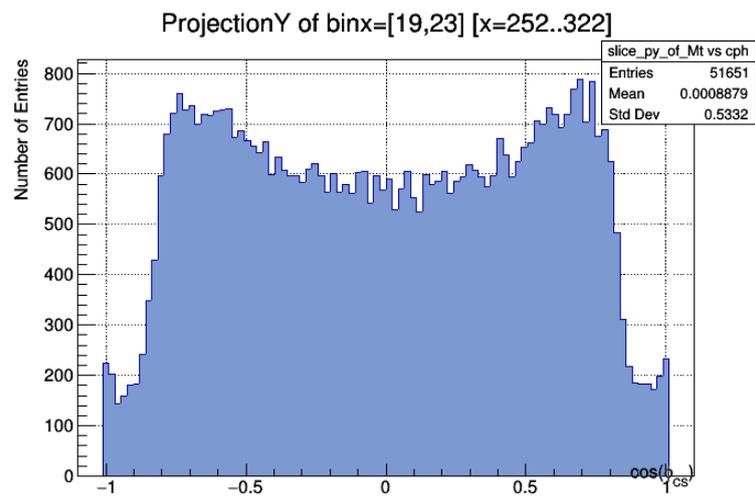


FIGURE 5.10 – Distributions de  $\cos\theta_{CS}$  et  $\cos\phi_{CS}$  pour l'échantillon de bruit de fond au niveau reconstruit avec les coupures de sélection et différentes coupures sur  $m_T$ . Les intervalles de  $m_T$  considérés sont illustrés dans le titre des figures par  $[x=x_1..x_2]$ .

## 5.2 Construction des tests d'hypothèse

Après avoir obtenu nos distributions angulaires dans le référentiel de Collins-Soper et de masse transverse pour le signal et le bruit de fond au niveau reconstruit, nous pouvons désormais effectuer une série de tests d'hypothèse afin d'observer si l'utilisation des variables angulaires dans le référentiel de Collins-Soper améliore ou non la discrimination obtenue avec la masse transverse seule.

Nos tests d'hypothèse sont construits en suivant la procédure suivante :

- Nous allons dans ce test, confronter 2 hypothèses : l'hypothèse nulle  $H_0$  où nous n'avons que le bruit de fond contre l'hypothèse  $H_1$  où l'échantillon contient un mélange de signal et de bruit de fond, dans les proportions données par leurs sections efficaces.
- De nos références bibliographiques, nous obtenons une section efficace pour le bruit de fond  $pp \rightarrow ZZ = 15.99$  pb au NLO [33]. Pour le signal, nous utiliserons la limite supérieure à 95% de niveau de confiance pour la production de  $pp \rightarrow H \rightarrow ZZ \approx 0.02$  pb [13].
- Pour une luminosité intégrée égale à celle enregistrée par l'expérience CMS en 2016,  $35.9 \text{ fb}^{-1}$ , nous nous attendons à obtenir en moyenne 1418.61 événements de bruit de fond et 15.85 événements de signal après les coupures de sélection. Si nous appliquons une coupure supplémentaire  $m_T > 350$  GeV, pour négliger la corrélation entre  $m_T$  et les variables angulaires, nous nous attendons à obtenir en moyenne 734.87 événements de bruit de fond et 14.71 événements de signal.
- Nous simulons 200 000 pseudo-expériences où nos variables employées sont distribuées selon  $H_0$  et autant de pseudo-expériences où nos variables employées sont distribuées selon  $H_1$  pour tous les tests d'hypothèse. Les pseudo-expériences sont tirées aléatoirement selon les distributions attendues pour  $m_T$  et pour  $\cos\theta_{CS}$  et  $\cos\phi_{CS}$  pour l'hypothèse  $H_0$  et  $H_1$ . Le contenu de chaque entrée de nos histogrammes suit une loi de Poisson dont la moyenne correspond au nombre d'événements attendus dans cette entrée pour une luminosité intégrée de  $35.9 \text{ fb}^{-1}$ .
- Pour chaque pseudo expérience, nous avons utilisé le lemme de Neyman-Pearson pour établir la statistique de test la plus puissante afin de confronter nos deux hypothèses, le rapport de vraisemblance  $\frac{\mathcal{L}(\vec{x}|H_0)}{\mathcal{L}(\vec{x}|H_1)}$  où  $\vec{x}$  représente les variables utilisées dans le test d'hypothèse [34]. Pour une meilleure lisibilité de nos résultats, nous utiliserons la statistique de test  $t = -2 \ln \left( \frac{\mathcal{L}(\vec{x}|H_0)}{\mathcal{L}(\vec{x}|H_1)} \right)$ .

Pour établir notre vraisemblance, nous utilisons un résultat pratique pour nos observations obtenues dans des histogrammes. Dans notre pseudo-expérience, le nombre d'événements observés  $n$  suit une distribution de Poisson de moyenne  $N$  et dans les histogrammes, nos variables sont distribuées selon une répartition multinomiale dans  $k$  entrées de moyenne  $m_i$ ,  $i=1$  à  $k$ ,  $\sum_{i=0}^k m_i = N$ . Si notre pseudo-expérience se distribue dans l'histogramme avec une valeur  $d_i$  dans chaque entrée, alors la probabilité d'observer dans la  $i^{\text{ème}}$  entrée  $d_i$  événements suit une loi de Poisson de moyenne  $m_i$ ,  $P(d_i|m_i) = \frac{m_i^{d_i}}{d_i!} e^{-m_i}$  [7].

Dès lors, la vraisemblance selon l'hypothèse  $H_i$   $i=0,1$ , dont les valeurs moyennes des entrées  $m_i$  sont obtenues par repondération des histogrammes de signal et bruit de fond au niveau reconstruit ( $\sum_{i=0}^k m_i = N$ ), peut donc être écrite comme :

$$\mathcal{L}(\vec{x}|H_i) = \prod_{i=0}^k P(d_i|H_i) = \prod_{i=0}^k \frac{m_i^{d_i}}{d_i!} e^{-m_i} \quad (5.2)$$

Sous l'hypothèse  $H_0$  (bruit de fond seul) et en employant nos coupures de sélection, les valeurs moyennes des entrées dans l'histogramme de nos variables sont  $b_i$ ,  $\sum_{i=0}^k b_i = B = 1418.61$ . Sous l'hypothèse  $H_1$  (signal + bruit de fond) et en employant nos coupures de sélection, les valeurs moyennes des entrées dans les histogrammes de nos variables sont  $b_i + s_i$ ,  $\sum_{i=0}^k (b_i + s_i) = B + S = 1418.61 + 15.85 = 1434.46$ . La statistique de test peut être réécrite :

$$t = -2 \ln \left( \frac{\mathcal{L}(\vec{x}|H_0)}{\mathcal{L}(\vec{x}|H_1)} \right) = -2 \sum_{i=0}^k \left( -s_i + d_i \ln \left( \frac{s_i}{b_i} + 1 \right) \right) \quad (5.3)$$

La construction de la statistique de test est désormais finie et nous pouvons appliquer celle-ci aux différents tests d'hypothèse que nous voulons effectuer.

Nous avons établi différents tests d'hypothèse qui diffèrent selon les variables et les corrélations considérées :

- Le premier test d'hypothèse est établi en utilisant que la variable  $m_T$  et est noté test A.
- Le second test d'hypothèse est établi en utilisant les variables angulaires dans le référentiel de Collins-Soper et est noté test B. La corrélation entre ces variables est prise en compte.
- Le troisième test d'hypothèse est établi en utilisant nos 3 variables. Pour ce test, nous ajoutons la coupure  $m_T > 350$  GeV afin de négliger la corrélation entre la masse transverse et les variables angulaires du référentiel de Collins-Soper,  $\mathcal{L}(\vec{x}|H_i) = \mathcal{L}(m_T|H_i)\mathcal{L}(\cos \theta_{CS}, \cos \phi_{CS}|H_i)$ . Nous le notons test C.

- Le quatrième test d'hypothèse est établi en utilisant nos 3 variables. Pour ce test, nous prenons en compte la corrélation entre nos 3 variables. Nous utilisons pour ce test un histogramme à 3 dimensions. Afin de réduire le nombre d'entrées, nous gardons la coupure  $m_T > 350$  GeV. Nous le notons test D.

Afin de réduire le nombre d'entrées et augmenter le nombre d'événements dans chaque entrée, nous observons les variables angulaires  $|\cos\theta_{CS}|$  et  $|\cos\phi_{CS}|$ . Nous notons  $t_{J,i}$ ,  $J = A,B,C,D$  et  $i = 0,1$ , la statistique  $t$  du test  $J$  distribuée selon l'hypothèse  $H_i$ .

Afin de rejeter ou d'accepter l'hypothèse  $H_0$ , nous définissons la région critique, notée  $w$ , de notre test comme l'intervalle ou réunion d'intervalles de valeurs de la statistique de test qui est peu probable sous  $H_0$  et qui est la plus probable sous l'hypothèse  $H_1$ , de sorte que :

$$\begin{aligned} P(t \in w|H_0) &= \alpha \\ P(t \in w|H_1) &= 1 - \beta \quad \text{est maximum} \end{aligned} \tag{5.4}$$

Où  $\alpha$  est aussi appelé l'erreur de type-I ou taille du test et correspond à la probabilité de rejeter  $H_0$  quand  $H_0$  est vraie.  $\beta$  est l'erreur de type-II et correspond à la probabilité d'accepter  $H_0$  quand  $H_0$  est fautive (et donc  $H_1$  vraie).  $1 - \beta$  est aussi appelé la puissance du test et  $1 - \alpha$  sa confiance [34].

# Chapitre 6

## Résultats

Dans ce chapitre, nous présentons les résultats de nos tests d'hypothèse. Tout d'abord, nous montrons les distributions de nos statistiques de test et analysons celles-ci. Finalement, nous représentons, à l'aide de distributions adéquates, la qualité de nos tests d'hypothèse ainsi que la capacité de nos variables à discriminer le signal face au bruit de fond.

### 6.1 Distribution des statistiques de test

Les FIG.6.2 et 6.3 représentent les distributions des statistiques de test  $t_{J,i}$  des quatre tests d'hypothèse effectués. Nous remarquons, dans les hypothèses utilisant les variables  $\cos \theta_{CS}$  et  $\cos \phi_{CS}$ , que certaines statistiques de test  $t_{J,1}$  sont distribuées à des valeurs plus négatives. Pour le test B, ces valeurs sont même trop distantes de nos courbes pour être affichées et sont toutes comprises dans "l'underflow" qui indique le nombre d'événements dont la valeur de la statistique de test est inférieure à l'intervalle couvert par l'histogramme. La statistique de test pour le signal paraît bimodale, avec l'un des modes à des valeurs plus rejetées que les valeurs typiques du bruit de fond. Nous devons tenir compte de cet effet pour la suite de notre test.

La FIG.6.1 illustre la région critique pour un intervalle simple. Pour nos tests B, C et D, nous avons une région critique composée de deux intervalles. Le premier est identique à celui de la FIG.6.1 et correspond à la région  $t > t_C$  comme illustré sur la figure. Le second intervalle comprend les valeurs de  $t_{J,1}$  distribuées plus négativement que nos deux courbes et correspond à une région  $t < \bar{t}$ .

Nous pouvons varier les erreurs de type-I et de type-II en modifiant la valeur  $t_C$  choisie pour définir la région critique.

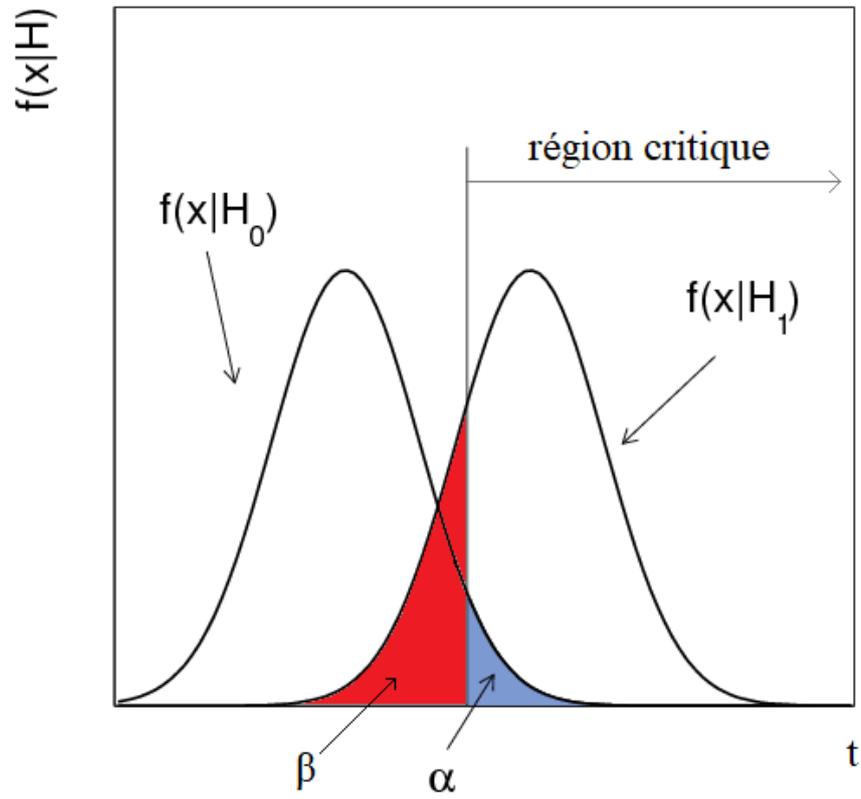


FIGURE 6.1 – Illustration de la région critique pour nos tests d’hypothèse. En rouge est illustré l’erreur de type-II et en bleu l’erreur de type-I.  $f(x|H_0)$  représente  $t_0$  et  $f(x|H_1)$  représente  $t_1$  [35].

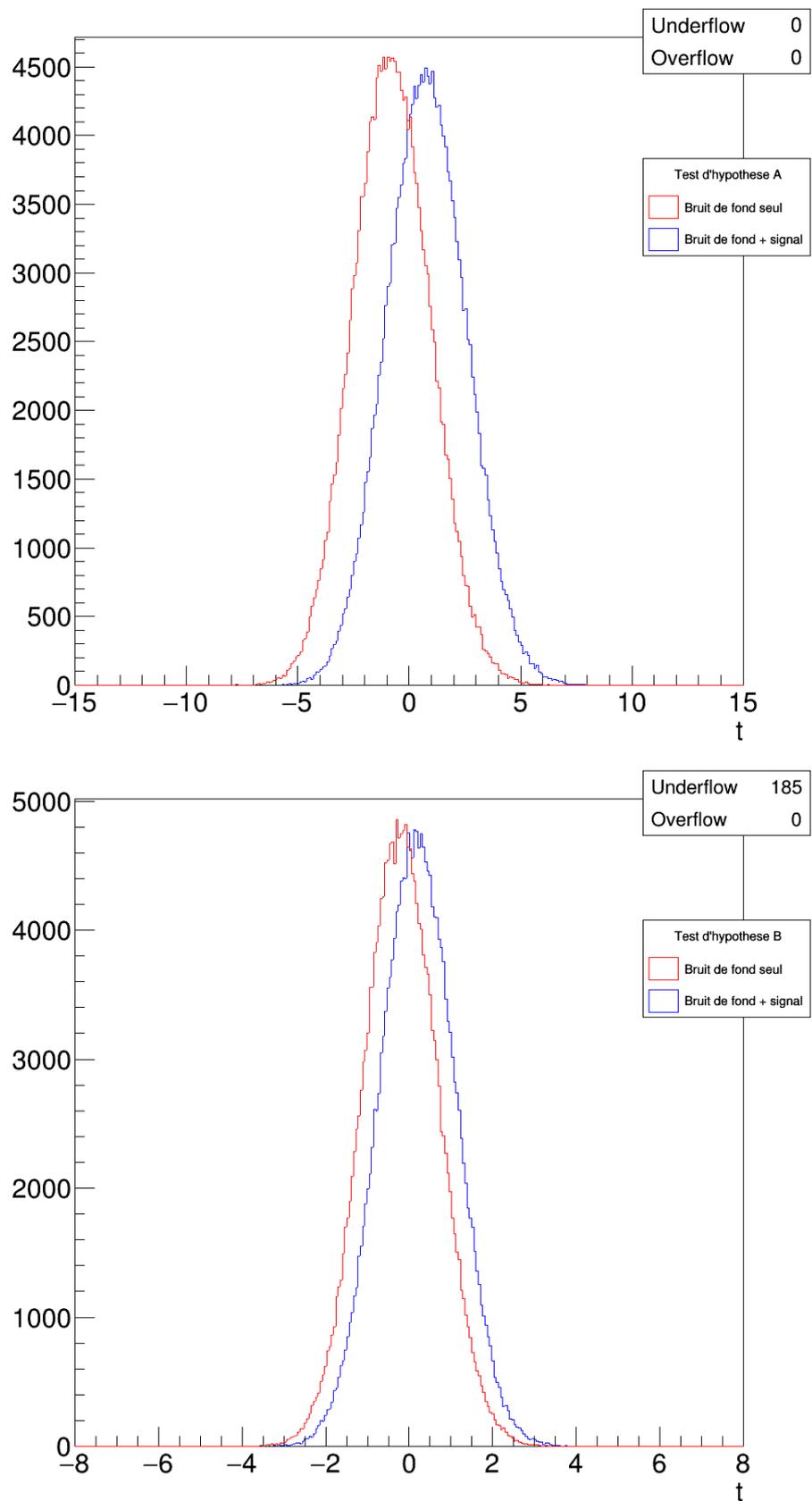


FIGURE 6.2 – Distributions des statistiques de test pour le test A, en haut et pour le test B, en bas. Les informations sur "l'overflow" et "l'underflow" sont indiquées pour la statistique de test se distribuant selon l'hypothèse  $H_1$ , en bleu.

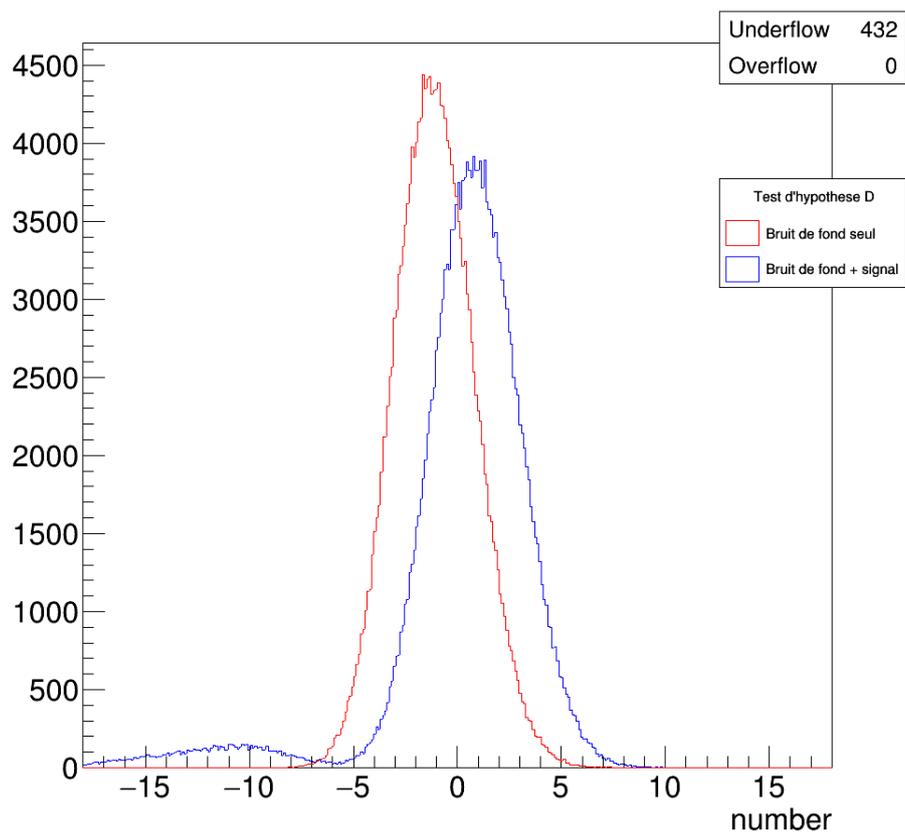
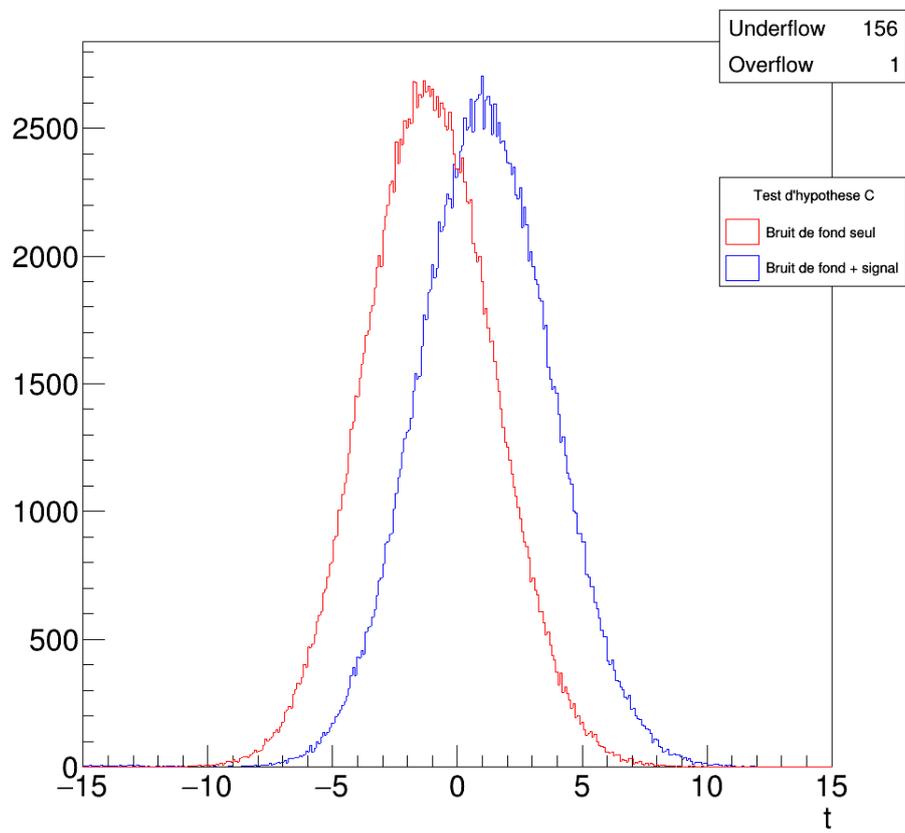


FIGURE 6.3 – Distributions des statistiques de test pour le test C, en haut et pour le test D, en bas. Les informations sur "l'overflow" et "l'underflow" sont indiquées pour la statistique de test se distribuant selon l'hypothèse  $H_1$ , en bleu.

## 6.2 Courbes de sensibilité-spécificité

Nous pouvons désormais mesurer la performance de nos différents tests d'hypothèse. Pour ce faire, nous utilisons les courbes de sensibilité-spécificité aussi appelée courbe ROC (pour Receiver Operating Characteristic). Ces courbes représentent la puissance du test ( $1 - \beta$ ) en fonction de l'erreur de type-I ( $\alpha$ ).

Pour obtenir ces courbes ROC, nous varions la valeur  $t_C$  choisie pour définir la région critique afin de balayer l'ensemble des distributions de nos statistiques de test. Nos histogrammes possédant un nombre  $k$  d'entrées, nous varions  $t_C$  pas à pas dont la largeur du pas est égale à la largeur de nos entrées. Nous obtenons ainsi les valeurs de la puissance du test et de l'erreur de type-I à chaque fois que nous varions  $t_C$  d'une entrée.

La FIG.6.4 reprend les courbes de sensibilité-spécificité de nos tests d'hypothèse. Tout d'abord remarquons que le test d'hypothèse employant uniquement la masse transverse, est plus discriminant que celui utilisant uniquement les variables angulaires du référentiel de Collins-Soper.  $m_T$  est donc une variable plus discriminante que  $\cos\theta_{CS}$  et  $\cos\phi_{CS}$ . De plus, notre test d'hypothèse négligeant la corrélation entre  $m_T$  et les variables angulaires du référentiel de Collins-Soper est moins discriminant que le test de  $m_T$  seule. Cette corrélation, même réduite avec une coupure sur  $m_T$ , ne peut être négligée lors de l'analyse sous peine de détériorer la discrimination obtenue avec  $m_T$  seule.

Finalement, notre test d'hypothèse comprenant nos trois variables et leurs corrélations apporte une meilleure discrimination que celle obtenue avec  $m_T$  seule. Ce résultat confirme que les variables angulaires dans le référentiel de Collins-Soper sont des variables adéquates pour discriminer le signal vis-à-vis du bruit de fond et leur utilisation conjointe avec la masse transverse  $m_T$  permet d'établir un test d'hypothèse plus performant que le test établi avec  $m_T$  seul.

Afin d'illustrer numériquement, pour une valeur  $\alpha \sim 0.05$ , nous avons amélioré la puissance de notre test  $1 - \beta$  de  $\sim 0.23$  à  $\sim 0.30$ . De plus, pour une valeur de  $1 - \beta \sim 0.30$ , nous avons pu abaisser la valeur  $\alpha$  de  $\sim 0.08$  à  $\sim 0.05$ .

## Courbes de sensibilité-spécificite

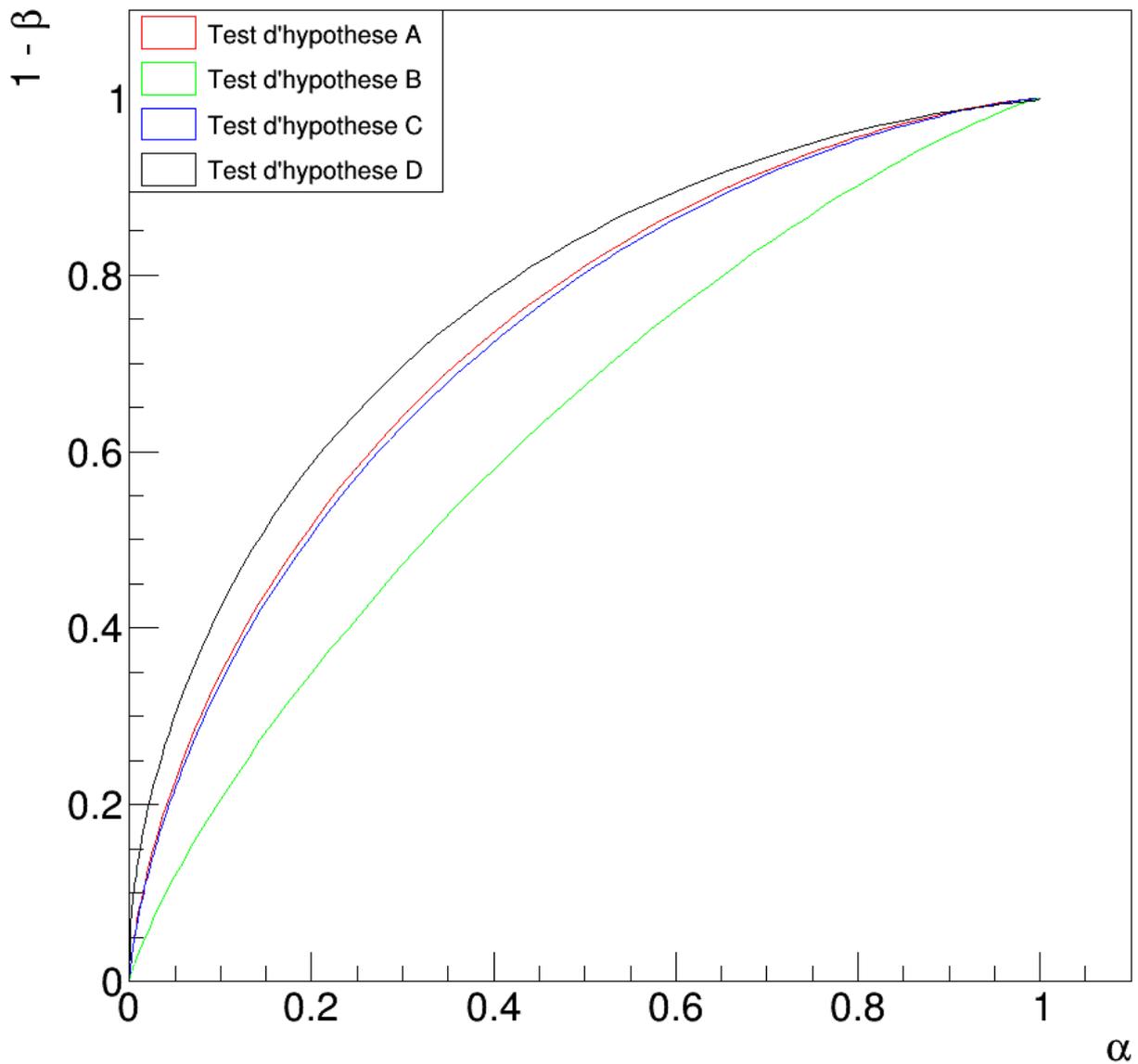


FIGURE 6.4 – Courbes de sensibilité-spécificité de nos différents tests d'hypothèse.

## Chapitre 7

# Conclusion et perspectives

Dans ce mémoire, nous avons étudié la production de matière noire via un portail pseudoscalaire couplé à un modèle à deux doublets de Higgs, noté 2HDM, comme extension du Modèle Standard dans des collisions proton-proton à une énergie de 13 TeV dans le référentiel du centre de masse auprès de l'expérience CMS. Nous avons considéré la production de matière noire via un boson scalaire lourd  $H$  intermédiaire provenant de notre extension 2HDM et un état final comprenant un boson  $Z$  se désintégrant en une paire d'électrons ou muons et de l'énergie transverse manquante provenant de la désintégration de notre portail pseudoscalaire en matière noire. Nous nous sommes focalisés sur la recherche de variables angulaires des leptons de l'état final dans un référentiel au repos du boson  $Z$  adéquatement choisi.

Nous avons vérifié le contenu de nos simulations ainsi que l'application correcte de nos coupures de sélection. Lors de cette vérification, nous avons remarqué une anomalie actuellement incomprise sur la distribution de la masse invariante du scalaire lourd intermédiaire  $H$ .

Nous avons ensuite observé que les variables angulaires des leptons de l'état final dans le référentiel de Collins-Soper, un référentiel au repos du boson  $Z$  reconstitué, étaient distribuées différemment pour notre production de matière noire par rapport au bruit de fond dominant. Nous avons décidé d'employer  $\cos\theta_{CS}$  et  $\cos\phi_{CS}$ , le cosinus de l'angle polaire et le cosinus de l'angle azimutal du lepton négativement chargé dans le référentiel de Collins-Soper comme variables angulaires pour discriminer notre signal vis-à-vis de notre bruit de fond. Nous avons aussi observé les effets de cinématique des leptons et des coupures de sélection sur nos variables angulaires et nous n'avons remarqué aucune anomalie à ce sujet.

La comparaison entre la variable de masse transverse  $m_T$ , une variable utilisée dans une précédente analyse analogue et permettant de discriminer le signal du bruit de fond, et nos variables angulaires a été réalisée. Nous avons conclu que les deux variables angulaires étaient corrélées et aucune coupure nous a permis d'isoler une région de faible corrélation. Cependant, nous avons remarqué qu'une coupure  $m_T > 350$  GeV permettait d'obtenir une région de faible corrélation entre nos variables angulaires et la masse transverse.

Finalement, nous avons construit une série de tests d'hypothèse afin de comparer la discrimination apportée par nos trois variables et la possibilité de négliger la corrélation entre  $m_T$  et nos variables angulaires dans la région  $m_T > 350$  GeV. Nous en avons conclu que  $m_T$  est une variable plus discriminante que les variables angulaires élaborées dans cette analyse. De plus, négliger la corrélation entre  $m_T$  et nos variables angulaires (même dans la région de faible corrélation  $m_T > 350$  GeV) établit un test d'hypothèse moins discriminant que celui établi pour  $m_T$  seul. Finalement, le test établi pour nos trois variables et en tenant compte de la corrélation entre celles-ci, nous a apporté le test d'hypothèse le plus discriminant. L'emploi des variables angulaires du référentiel de Collins-Soper permet donc d'améliorer la sensibilité obtenue avec la masse transverse seule lors de la distinction du canal de production de matière noire considéré par rapport au bruit de fond dominant.

Plusieurs perspectives sont envisageables pour notre travail :

- Premièrement, nous pouvons compléter notre analyse en incluant au bruit de fond ses autres contributions. Ainsi, nous aurions un aperçu plus complet des distributions de nos variables angulaires et nous pourrions observer si les distributions angulaires restent différentes pour notre signal par rapport au bruit de fond.
- Afin de résoudre l'anomalie observée pour la masse du scalaire lourd  $H$ , une analyse ou une recherche sur MadGraph5\_aMC@NLO, le générateur utilisé pour la simulation du signal, serait une perspective utile pour une meilleure compréhension des échantillons de données simulées.
- Finalement, la perspective principale de cette analyse serait de comparer le résultat de nos simulations à l'analyse des données enregistrées par CMS en 2016, voir durant l'ensemble du run 2, afin de mesurer en particulier la statistique de test des différents tests d'hypothèse effectués pour les données obtenues.

# Bibliographie

- [1] L. Favart, “Physique auprès des collisionneurs”, 2017-2018. Cours suivi en MA1.
- [2] F. Englert and R. Brout, “Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons”, *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 321. doi :10.1103/PhysRevLett.13.321
- [3] P. W. Higgs, “Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons”, *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 508. doi :10.1103/PhysRevLett.13.508
- [4] D. Fehling, “ The Standard Model of Particle Physics : A Lunchbox’s Guide”, The Johns Hopkins University.
- [5] T. Hambye, “ Modèle standard des interactions fondamentales”, 2017-2018. Cours suivi en MA1.
- [6] T. Hambye, “Cosmologie”, 2017-2018. Cours suivi en MA1.
- [7] G. De Lentdecker, P. Vanlaer “Détection de particules, acquisition et analyse de données”, 2018-2019. Cours suivi en MA2.. Cours suivi en MA2.
- [8] J. M. No, “Looking through the pseudoscalar portal into dark matter : Novel mono-Higgs and mono-Z signatures at the LHC”, *Phys. Rev. D* **93** (2016) no.3, 031701 doi :10.1103/PhysRevD.93.031701 [arXiv :1509.01110 [hep-ph]].
- [9] S. Ipek, D. McKeen and A. E. Nelson, “A Renormalizable Model for the Galactic Center Gamma Ray Excess from Dark Matter Annihilation”, *Phys. Rev. D* **90** (2014) no.5, 055021 doi :10.1103/PhysRevD.90.055021 [arXiv :1404.3716 [hep-ph]].
- [10] Y. Nomura and J. Thaler, “Dark Matter through the Axion Portal”, *Phys. Rev. D* **79** (2009) 075008 doi :10.1103/PhysRevD.79.075008 [arXiv :0810.5397 [hep-ph]].
- [11] D. S. Akerib *et al.* [LUX Collaboration], “Results from a search for dark matter in the complete LUX exposure”, *Phys. Rev. Lett.* **118** (2017) no.2, 021303 doi :10.1103/PhysRevLett.118.021303 [arXiv :1608.07648 [astro-ph.CO]].
- [12] G. C. Branco, P. M. Ferreira, L. Lavoura, M. N. Rebelo, M. Sher and J. P. Silva, “Theory and phenomenology of two-Higgs-doublet models”, *Phys. Rept.* **516** (2012) 1 doi :10.1016/j.physrep.2012.02.002 [arXiv :1106.0034 [hep-ph]].
- [13] A. M. Sirunyan *et al.* [CMS Collaboration], “Search for a new scalar resonance decaying to a pair of Z bosons in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV”, *JHEP* **1806** (2018) 127 Erratum : [JHEP **1903** (2019) 128] doi :10.1007/JHEP06(2018)127, 10.1007/JHEP03(2019)128 [arXiv :1804.01939 [hep-ex]].

- [14] J. Alwall *et al.*, “The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations”, *JHEP* **1407** (2014) 079 doi :10.1007/JHEP07(2014)079 [arXiv :1405.0301 [hep-ph]].
- [15] P. Nason, “A New method for combining NLO QCD with shower Monte Carlo algorithms”, *JHEP* **0411** (2004) 040 doi :10.1088/1126-6708/2004/11/040 [hep-ph/0409146].
- [16] S. Frixione, P. Nason and C. Oleari, “Matching NLO QCD computations with Parton Shower simulations : the POWHEG method”, *JHEP* **0711** (2007) 070 doi :10.1088/1126-6708/2007/11/070 [arXiv :0709.2092 [hep-ph]].
- [17] S. Alioli, P. Nason, C. Oleari and E. Re, “A general framework for implementing NLO calculations in shower Monte Carlo programs : the POWHEG BOX”, *JHEP* **1006** (2010) 043 doi :10.1007/JHEP06(2010)043 [arXiv :1002.2581 [hep-ph]].
- [18] T. Sjöstrand *et al.*, “An Introduction to PYTHIA 8.2”, *Comput. Phys. Commun.* **191** (2015) 159 doi :10.1016/j.cpc.2015.01.024 [arXiv :1410.3012 [hep-ph]].
- [19] S. Agostinelli *et al.* [GEANT4 Collaboration], “GEANT4 : A Simulation toolkit”, *Nucl. Instrum. Meth. A* **506** (2003) 250. doi :10.1016/S0168-9002(03)01368-8
- [20] J. C. Collins and D. E. Soper, “Angular Distribution of Dileptons in High-Energy Hadron Collisions”, *Phys. Rev. D* **16** (1977) 2219. doi :10.1103/PhysRevD.16.2219
- [21] D. Goncalves and J. Nakamura, “Boosting the  $H \rightarrow$  invisibles searches with  $Z$  boson polarization”, *Phys. Rev. D* **99** (2019) no.5, 055021 doi :10.1103/PhysRevD.99.055021 [arXiv :1809.07327 [hep-ph]].
- [22] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], “Measurement of the angular coefficients in  $Z$ -boson events using electron and muon pairs from data taken at  $\sqrt{s} = 8$  TeV with the ATLAS detector”, *JHEP* **1608** (2016) 159 doi :10.1007/JHEP08(2016)159 [arXiv :1606.00689 [hep-ex]].
- [23] A. Maas, “Electroweak Physics”, lecture de 2009/2010 à KFU Graz
- [24] CERN Bulletin, “THE PARTICLE SUPPLIERS”, <http://cds.cern.ch/record/1255151?ln=hr>, dernière consultation le 19 mai 2019.
- [25] TWiki at CERN, “Public CMS Luminosity Information”, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/LumiPublicResults>, dernière consultation le 19 mai 2019.
- [26] Site internet de la collaboration CMS, <http://cms.web.cern.ch/news/cms-detector-design>, dernière consultation le 19 mai 2019.
- [27] T. Lenzi, “Development and Study of Different Muon Track Reconstruction Algorithms for the Level-1 Trigger for the CMS Muon Upgrade with GEM Detectors”, arXiv :1306.0858 [physics.ins-det].
- [28] V. Khachatryan *et al.* [CMS Collaboration], “Pseudorapidity distribution of charged hadrons in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV”, *Phys. Lett. B* **751** (2015) 143 doi :10.1016/j.physletb.2015.10.004 [arXiv :1507.05915 [hep-ex]].

- [29] S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], “The CMS Experiment at the CERN LHC”, JINST **3** (2008) S08004. doi :10.1088/1748-0221/3/08/S08004
- [30] O. Kodolova *et al.* [CMS Collaboration], “Heavy Ion Physics Program in CMS Experiment”, Nucl. Phys. A **830** (2009) 97C doi :10.1016/j.nuclphysa.2009.09.014 [arXiv :0907.4492 [nucl-ex]].
- [31] V. Khachatryan *et al.* [CMS Collaboration], “Measurement of the  $pp \rightarrow ZZ$  production cross section and constraints on anomalous triple gauge couplings in four-lepton final states at  $\sqrt{s} = 8$  TeV”, Phys. Lett. B **740** (2015) 250 Erratum : [Phys. Lett. B **757** (2016) 569] doi :10.1016/j.physletb.2016.04.010, 10.1016/j.physletb.2014.11.059 [arXiv :1406.0113 [hep-ex]].
- [32] E. James, Y. Maravin, M. Mulders and N. Neumeister, “Muon identification in CMS”, CERN-CMS-NOTE-2006-010.
- [33] J. M. Campbell, R. K. Ellis and C. Williams, “Vector boson pair production at the LHC”, JHEP **1107** (2011) 018 doi :10.1007/JHEP07(2011)018 [arXiv :1105.0020 [hep-ph]].
- [34] G. Cowan, “Statistical data analysis”, Oxford, UK : Clarendon (1998) 197 p
- [35] G. Cowan, “Statistics for Searches at the LHC”, doi :10.1007/978-3-319-05362-2-9 arXiv :1307.2487 [hep-ex].
- [36] Y. Nagashima, “Elementary particle physics : Foundations of the standard model, volume 2”



## Annexe A

# Les angles dans le référentiel de Collins-Soper

Nous allons dans cette annexe démontrer comment obtenir  $\cos \theta_{CS}$  et  $\cos \phi_{CS}$  du lepton négativement chargé. Dans l'approximation ultra-relativiste de nos leptons ( $m_l \ll E_l$ ), la norme de la quantité de mouvement des leptons dans un référentiel du boson  $Z$  au repos est donnée par :

$$p = |\vec{p}| = \frac{m_{ll}}{2}, \quad m_{ll} = \sqrt{p_{ll}^{lab\ \mu} p_{ll}^{lab\ \mu}} \quad (\text{A.1})$$

Où  $m_{ll}$  est la masse invariante de la paire de leptons, mesurée dans le référentiel du laboratoire. Alors, sans perdre de généralité, nous pouvons choisir les quadri-moments de nos leptons dans le référentiel de Collins-Soper comme [36] :

$$\begin{aligned} p_{l,0}^{CS} &= p, & p_{l,x}^{CS} &= p \sin \theta_{CS}, & p_{l,z}^{CS} &= p \cos \theta_{CS} \\ p_{\bar{l},0}^{CS} &= p, & p_{\bar{l},x}^{CS} &= -p \sin \theta_{CS}, & p_{\bar{l},z}^{CS} &= -p \cos \theta_{CS} \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

Effectuons le boost inverse dans la direction de  $\vec{p}_{ll,T}^{rot}$ , qui est l'axe  $x_{CS}$ , afin que la paire de leptons possède une  $p$  de mouvement transverse égale à celle mesurée dans le référentiel du laboratoire. Nous appellerons ce référentiel le référentiel \*. Ce boost inverse est défini par  $\beta\gamma = \frac{p_{ll,T}}{m_{ll}}$  et  $\gamma = \frac{\sqrt{m_{ll}^2 + p_{ll,T}^2}}{m_{ll}}$  et les quadri-moments de nos leptons deviennent :

$$\begin{aligned} p_{l,0}^* &= \gamma p (1 + \beta \sin \theta_{CS}), & p_{l,x}^* &= \gamma p (\beta + \sin \theta_{CS}), & p_{l,z}^* &= p \cos \theta_{CS} \\ p_{\bar{l},0}^* &= \gamma p (1 - \beta \sin \theta_{CS}), & p_{\bar{l},x}^* &= \gamma p (\beta - \sin \theta_{CS}), & p_{\bar{l},z}^* &= -p \cos \theta_{CS} \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

Nous pouvons à partir de ces équations développer les  $p_{i,\pm}^* = \frac{1}{\sqrt{2}}(p_{i,0} \pm p_{i,z})$   $i = l; \bar{l}$ .

$$\begin{aligned}
p_{l,+}^* &= p \frac{(\cos \theta_{CS} + \gamma(1 + \beta \sin \theta_{CS}))}{\sqrt{2}} \\
p_{l,-}^* &= p \frac{(-\cos \theta_{CS} + \gamma(1 + \beta \sin \theta_{CS}))}{\sqrt{2}} \\
p_{\bar{l},+}^* &= p \frac{(-\cos \theta_{CS} + \gamma(1 - \beta \sin \theta_{CS}))}{\sqrt{2}} \\
p_{\bar{l},-}^* &= p \frac{(\cos \theta_{CS} + \gamma(1 - \beta \sin \theta_{CS}))}{\sqrt{2}}
\end{aligned} \tag{A.4}$$

Nous obtenons à partir de ces équations la relation suivante :

$$\begin{aligned}
p_{l,+}^* p_{\bar{l},-}^* - p_{l,-}^* p_{\bar{l},+}^* &= \frac{p^2}{2} [((\cos \theta_{CS} + \gamma)^2 - \beta^2 \gamma^2 \sin^2 \theta_{CS}) \\
&\quad - ((-\cos \theta_{CS} + \gamma)^2 - \beta^2 \gamma^2 \sin^2 \theta_{CS})] \\
&= 2p^2 \gamma \cos \theta_{CS} = 2 \left( \frac{m_U}{2} \right)^2 \frac{\sqrt{m_U^2 + p_{U,T}^2}}{m_U} \cos \theta_{CS} \\
\cos \theta_{CS} &= \frac{2}{m_U \sqrt{m_U^2 + p_{U,T}^2}} (p_{l,+}^* p_{\bar{l},-}^* - p_{l,-}^* p_{\bar{l},+}^*)
\end{aligned} \tag{A.5}$$

Les variables  $p_{i,\pm}$  sont manifestement invariables sous des rotations autour de l'axe  $z$ . Ainsi, si la quantité  $(p_{l,+} p_{\bar{l},-} - p_{l,-} p_{\bar{l},+})$  est invariable sous les boosts orientés le long de l'axe  $z$ , nous retrouverons la relation souhaitée pour  $\cos \theta_{CS}$ . Montrons, en utilisant  $\gamma^2 - \gamma^2 \beta^2 = \frac{1}{1-\beta^2} - \frac{\beta^2}{1-\beta^2} = \frac{1-\beta^2}{1-\beta^2} = 1$  :

$$\begin{aligned}
(p_{l,+} p_{\bar{l},-} - p_{l,-} p_{\bar{l},+})' &= -2 p'_{\bar{l},z} p'_{l,0} + 2 p'_{\bar{l},0} p'_{l,3} \\
&= -2 p_{\bar{l},z} p_{l,0} (\gamma^2 - \gamma^2 \beta^2) + 2 p_{\bar{l},0} p_{l,3} (\gamma^2 - \gamma^2 \beta^2) \\
&= -2 p_{\bar{l},z} p_{l,0} + 2 p_{\bar{l},0} p_{l,3}
\end{aligned} \tag{A.6}$$

Où le référentiel sans notation supérieure est un référentiel quelconque et nous définissons le référentiel ' comme un référentiel quelconque boosté selon l'axe  $z$ , avec  $\beta$  quelconque :

$$p'_0 = \gamma(p_0 - \beta p_z), \quad p'_x = p_x, \quad p'_y = p_y, \quad p'_z = \gamma(p_z - \beta p_0) \tag{A.7}$$

Ainsi, par invariance sous les rotations autour de l'axe  $z$  et les boosts le long de l'axe  $z$ , nous pouvons nous placer dans le référentiel du laboratoire et nous retrouvons la relation souhaitée pour  $\cos \theta_{CS}$  :

$$\cos \theta_{CS} = \frac{2}{m_{ll}} \frac{p_{l,+}^{lab} p_{l,-}^{lab} - p_{l,-}^{lab} p_{l,+}^{lab}}{\sqrt{m_{ll}^2 + p_{ll,T}^{lab\ 2}}} \quad (\text{A.8})$$

Pour retrouver  $\cos \phi_{CS}$ , nous ne pouvons utiliser les équations A.2 et devons utiliser les équations générales pour retrouver l'angle azimutal. Nous obtenons les quantités suivantes :

$$\begin{aligned} p_{l,0}^{CS} &= p, & p_{l,x}^{CS} &= p \sin \theta_{CS} \cos \phi_{CS}, & p_{l,y}^{CS} &= p \sin \theta_{CS} \sin \phi_{CS} \\ p_{\bar{l},0}^{CS} &= p, & p_{\bar{l},x}^{CS} &= -p \sin \theta_{CS} \cos \phi_{CS}, & p_{\bar{l},y}^{CS} &= -p \sin \theta_{CS} \sin \phi_{CS} \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

Dans le référentiel  $*$ , nous avons :

$$\begin{aligned} p_{l,0}^* &= \gamma p (1 + \beta \sin \theta_{CS} \cos \phi_{CS}), & p_{l,x}^* &= \gamma p (\beta + \sin \theta_{CS} \cos \phi_{CS}), & p_{l,y}^* &= p \sin \theta_{CS} \sin \phi_{CS} \\ p_{\bar{l},0}^* &= \gamma p (1 - \beta \sin \theta_{CS} \cos \phi_{CS}), & p_{\bar{l},x}^* &= \gamma p (\beta - \sin \theta_{CS} \cos \phi_{CS}), & p_{\bar{l},y}^* &= -p \sin \theta_{CS} \sin \phi_{CS} \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

Nous pouvons définir deux quantités dans le plan transverse à l'axe  $z$ ,  $\vec{\Delta}_T^* = \vec{p}_{l,T}^* - \vec{p}_{\bar{l},T}^*$  et  $\vec{p}_{ll,T}^*$  :

$$\begin{aligned} \vec{\Delta}_T^* &= (2 \gamma p \sin \theta_{CS} \cos \phi_{CS}, 2 p \sin \theta_{CS} \sin \phi_{CS}) \\ \vec{p}_{ll,T}^* &= (p_{ll,T}, 0) \end{aligned} \quad (\text{A.11})$$

À partir de ces relations, nous obtenons :

$$\begin{aligned}
\vec{\Delta}_T^* \cdot \vec{p}_{u,T}^* &= 2 \gamma p p_{u,T} \sin \theta_{CS} \cos \phi_{CS} \\
&= \sqrt{m_u^2 + p_{u,T}^2} p_{u,T} \sin \theta_{CS} \cos \phi_{CS} \\
\cos \phi_{CS} &= \frac{1}{\sin \theta_{CS} \sqrt{m_u^2 + p_{u,T}^2}} \vec{\Delta}_T^* \cdot \vec{p}_{u,T}^* \\
&= \frac{1}{\sin \theta_{CS} \sqrt{m_u^2 + p_{u,T}^2}} (2\vec{p}_{l,T}^* - \vec{p}_{u,T}^*) \cdot \vec{p}_{u,T}^* \\
&= \frac{2}{\sin \theta_{CS}} \frac{m_u^2 \vec{p}_{l,T}^* \cdot \vec{p}_{u,T}^* - p_{l,T}^{*2} p_{l,\mu}^* p_{u,T}^{*\mu}}{m_u^2 \sqrt{m_u^2 + p_{u,T}^2}}
\end{aligned} \tag{A.12}$$

Toutes les quantités employées sont manifestement invariables sous les rotations et les boosts le long de l'axe  $z$  et nous pouvons ainsi nous placer dans le référentiel du laboratoire. Nous retrouvons ainsi la relation souhaitée pour  $\cos \phi_{CS}$  :

$$\cos \phi_{CS} = \frac{2}{\sin \theta_{CS}} \frac{(m_u^2 \vec{p}_{l,T}^{lab} \cdot \vec{p}_{u,T}^{lab} - (p_{l,T}^{lab})^2 p_{l,\mu}^{lab} p_{u,T}^{lab\mu})}{m_u^2 p_{u,T}^{lab} \sqrt{m_u^2 + p_{u,T}^{lab\,2}}} \tag{A.13}$$

