

Université de Montréal

**Recherche d'un boson de Higgs doublement chargé par diffusion de bosons
vectoriels à désintégration leptonique dans le modèle de Georgi-Machacek avec le
détecteur ATLAS au LHC**

par
Jérôme Claude

Département de physique
Faculté des arts et des sciences

Mémoire présenté à la Faculté des études supérieures
en vue de l'obtention du grade de Maître ès sciences (M.Sc.)
en physique

août, 2017

© Jérôme Claude, 2017.

Université de Montréal
Faculté des études supérieures

Ce mémoire intitulé:

**Recherche d'un boson de Higgs doublement chargé par diffusion de bosons
vectoriels à désintégration leptonique dans le modèle de Georgi-Machacek avec le
détecteur ATLAS au LHC**

présenté par:

Jérôme Claude

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes:

Louis-André Hamel, président-rapporteur
Georges Azuelos, directeur de recherche
Richard MacKenzie, membre du jury

Mémoire accepté le:

RÉSUMÉ

On cherche à établir des limites sur l'exclusion d'une résonance scalaire doublement chargée dans le modèle de Georgi-Machacek en se basant sur des données récoltées par l'expérience ATLAS située sur l'anneau du LHC, au CERN. Des modèles clés qui étendent le secteur scalaire du modèle standard par l'addition de triplets scalaires d'isospin faible sont détaillés, et leur relation avec la symétrie custodiale est étudiée. La phénoménologie de la création par processus VBS de la résonance doublement chargée du modèle de Georgi-Machacek est présentée, particulièrement en ce qui a trait aux jets VBS et à la mauvaise identification de la charge. Les techniques de reconstruction de la masse résonante et d'isolation du signal par coupes sont explorées, ainsi que leur processus d'optimisation. Les limites attendues sont produites, et les véritables limites pourront être obtenues une fois l'étude des processus à bosons W de même charge du modèle standard complétée. Un outil d'apprentissage machine visant à identifier les cas de mauvaise identification de la charge est suggéré comme atout futur pour l'analyse.

Mots-clés : Physique des particules, ATLAS, collisionneurs hadroniques, boson de Higgs, modèle de Georgi-Machacek, leptons de même charge, VBS, VBF, symétrie custodiale, analyse multi-variée

ABSTRACT

We seek to establish limits on the exclusion of a doubly-charged scalar resonance in the Georgi-Machacek model based on data gathered by the ATLAS experiment located on the LHC ring, at CERN. Key models that extend the scalar sector of the standard model by addition of weak isospin scalar triplets are listed, and their relationship with the custodial symmetry is studied. The phenomenology of the VBS process generating the doubly-charged resonance of the Georgi-Machacek model is presented, particularly regarding the VBS jets and charge misidentification. Mass reconstruction techniques in the presence of neutrinos and signal isolation techniques via cuts are explored, as well as their optimisation process. Expected limits are produced, and true limits will be obtainable once the standard model study on same-sign W bosons has been completed. A machine learning tool aiming to identify charge misidentification cases is suggested as a future asset for the analysis.

Keywords: Particle physics, ATLAS, hadronic colliders, Higgs boson, Georgi-Machacek model, same-sign leptons, VBS, VBF, custodial symmetry, multivariate analysis

TABLE DES MATIÈRES

RÉSUMÉ	iii
ABSTRACT	iv
TABLE DES MATIÈRES	v
LISTE DES TABLEAUX	viii
LISTE DES FIGURES	x
LISTE DES SIGLES	xiv
DÉDICACE	xv
REMERCIEMENTS	xvi
CHAPITRE 1 : INTRODUCTION	1
CHAPITRE 2 : CONTEXTE THÉORIQUE	3
2.1 Le modèle standard	3
2.1.1 Symétries du modèle standard	4
2.1.2 Symétrie $U(1)_Y$ et l'interaction d'hypercharge	4
2.1.3 Symétrie $SU(2)_L$ et l'interaction faible	5
2.1.4 Symétrie $SU(3)_C$ et l'interaction forte	6
2.1.5 Fermions	7
2.1.6 Mécanisme de Higgs et brisure de symétrie	8
2.1.7 Symétrie custodiale	10
2.2 Physique au-delà du modèle standard	11
2.2.1 Modèles à petit Higgs	12
2.2.2 Modèles à symétrie gauche-droite	13
2.2.3 Modèle de Georgi-Machacek	15

CHAPITRE 3 :	APPAREILLAGE EXPÉRIMENTAL	19
3.1	Structure du détecteur ATLAS	21
3.1.1	Trajectographe	22
3.1.2	Calorimètre	23
3.1.3	Spectromètre à muons	24
3.2	Reconstruction	25
3.2.1	Électrons et photons	25
3.2.2	Jets hadroniques	26
3.2.3	Énergie transverse manquante	26
3.3	Acquisition et stockage des données	26
3.3.1	Déclencheur	27
3.3.2	Format des données	27
CHAPITRE 4 :	PHÉNOMÉNOLOGIE DE $H_5^{\pm\pm} \rightarrow W^\pm W^\pm$	29
4.1	Topologie	29
4.1.1	Jets avant	29
4.1.2	Leptons chargés	30
4.1.3	Énergie transverse manquante	30
4.2	Bruit de fond	35
4.2.1	Leptons de même charge	35
4.2.2	Mauvaise reconstruction de la charge	35
4.3	Interprétation comme AQC	37
CHAPITRE 5 :	ANALYSE $H_5^{\pm\pm} \rightarrow W^\pm W^\pm$	39
5.1	Génération des simulations numériques	40
5.1.1	Génération du bruit de fond	42
5.1.2	Interférence	42
5.2	Sélection des évènements	43
5.2.1	Sélection des jets VBS	46
5.2.2	Reconstruction de la masse résonante	46
5.2.3	Optimisation des coupes carrées	52

5.3	Extraction de limites sur la présence de nouvelle physique	59
CHAPITRE 6 : OPTIMISATION DE L'OUTIL ECIDS		62
6.1	Arbres de décision stimulés	62
6.1.1	Optimisation des hyperparamètres	63
6.2	Optimisation du choix de variables	64
6.2.1	Masquage des phénomènes physiques	68
6.2.2	Accord Monte-Carlo	68
6.3	Performance et utilisation	72
CHAPITRE 7 : CONCLUSION		73
BIBLIOGRAPHIE		75

LISTE DES TABLEAUX

2.I	Étiquette de saveur des fermions du modèle standard.	7
2.II	Hypercharge, isospin faible et charge électrique des particules affectées par la brisure de symétrie. Il est à noter que les particules droites, n’ayant pas d’isospin faible, voient leur hypercharge ajustée <i>a posteriori</i> pour obtenir la charge électrique observée. Les neutrinos droits sont stériles et ne font donc pas partie du modèle standard.	10
2.III	Définition des paramètres acceptés par le logiciel GMCALC. Par «échange d’isospin», on entend ici qu’un multiplet apparaît deux fois dans le vertex dans deux états d’isospin différents (par exemple, $\xi^0 + \chi^+ \rightarrow \xi^+ + \chi^0$ a comme couplage λ_5 alors que $\xi^0 + \chi^+ \rightarrow \xi^0 + \chi^+$ a comme couplage λ_4).	17
5.I	Paramétrisations (<i>I</i>) acceptées par le logiciel GMCALC. Dans tous les cas, la valeur de μ_2^2 est fixée par la valeur de la constante de Fermi (G_F).	40
5.II	Générateurs utilisés pour simuler les sources de bruit de fond. Hormis la source de même charge, tous ces processus contribuent au bruit de fond par mauvaise identification de la charge.	43
5.III	Taille et granularité de la grille 5D utilisée pour optimiser les coupes.	52
5.IV	Résultat de l’optimisation des coupes pour chaque masse de résonance considérée dans le canal ee . On note le changement de régime entre les masses de 400 et 500 GeV.	60
5.V	Résultat de l’optimisation des coupes pour chaque masse de résonance considérée dans le canal mixte ($e\mu$ et μe).	60
5.VI	Résultat de l’optimisation des coupes pour chaque masse de résonance considérée dans le canal $\mu\mu$	60

- 6.I Grille d'optimisation des hyperparamètres d'ECIDS. Le paramètre c a une valeur fixée à 200. 63
- 6.II Ensemble des variables candidates comme entrées dans l'outil ECIDS [41]. 67

LISTE DES FIGURES

2.1	Exemple de brisure de symétrie du potentiel U d'un champ à deux composantes ϕ_1 et ϕ_2 . Le nouveau minimum forme un cercle de rayon v	9
2.2	Génération de la résonance $H^{\pm\pm}$ par diffusion de bosons vectoriels et désintégration en paire de bosons W de même charge se désintégrant leptoniquement.	18
3.1	Luminosité intégrée livrée par le LHC et reçue par le détecteur ATLAS en 2017.	20
3.2	Coupe du détecteur ATLAS présentant ses diverses composantes [2].	22
4.1	Processus de diffusion (VBS) et de fusion (VBF) de bosons vectoriels. Dans le deuxième cas, la particule produite par la fusion a ici une désintégration en paire de bosons vectoriels pour en arriver au même état final.	30
4.2	Allure des jets présents dans le signal au niveau «truth» pour une résonance de 500 GeV. L'échelle de couleur représente le nombre d'évènements dans l'espace p_T - η des jets. On remarque la topologie caractéristique aux processus VBS.	31
4.3	Allure des leptons présents dans le signal au niveau «truth» pour une résonance de 200 GeV. L'échelle de couleur représente le nombre d'évènements dans l'espace p_T - η des leptons. On remarque que la masse du système dilepton est fortement corrélée à la masse de la résonance.	32
4.4	Allure des leptons présents dans le signal au niveau «truth» pour une résonance de 500 GeV. L'échelle de couleur représente le nombre d'évènements dans l'espace p_T - η des leptons. On remarque que la masse du système dilepton est fortement corrélée à la masse de la résonance.	33

4.5	Allure des leptons présents dans le signal au niveau «truth» pour une résonance de 800 GeV. L'échelle de couleur représente le nombre d'évènements dans l'espace p_T - η des leptons. On remarque que la masse du système dilepton est fortement corrélée à la masse de la résonance.	34
4.6	Exemples de processus du modèle standard contribuant au bruit de fond [15].	36
4.7	Dessin illustrant les processus menant à une mauvaise identification de la charge. Les dessins du haut illustrent la mauvaise identification de la trajectoire suivant un bremsstrahlung, et le dessin du bas illustre le cas où l'impulsion est assez grande pour fausser la courbure de la trajectoire [41].	38
4.8	Processus avec couplage quartique ayant le même état final que le processus considéré.	38
5.1	Balayage des paramètres par le logiciel GMCALC [26] indiquant l'espace valide des paramètres selon les contraintes théoriques [42].	41
5.2	Somme du signal et du bruit de fond générés séparément (bleu) comparée à leur génération conjointe (rouge). Pas de différence notable.	44
5.3	Différence entre la génération conjointe et le signal (bleu) comparée à la génération du signal seul (rouge). Pas de différence notable.	44
5.4	Apport des diverses sources de bruit de fond en fonction de la masse transverse reconstruite dans les canaux ee et $\mu\mu$	47
5.5	Apport des diverses sources de bruit de fond en fonction de la masse transverse reconstruite dans les canaux $e\mu$ et μe . L'ordre des saveurs dans les canaux mixtes fait référence à l'ordre en impulsion transverse des leptons.	48

5.6	Allure statistique des deux jets de plus grande quantité de mouvement dans le plan de quantité de mouvement transverse (p_T) et de pseudorapidité (η). On remarque la topologie VBS.	49
5.7	Allure statistique du troisième jet en quantité de mouvement dans le plan de quantité de mouvement transverse (p_T) et de pseudorapidité (η). On remarque que la topologie VBS est retrouvée également dans le troisième jet.	50
5.8	Allure de m_{1T} pour diverses masses de résonance.	53
5.9	Allure de m_{T1} pour diverses masses de résonance.	54
5.10	Allure de m_{1o} pour diverses masses de résonance.	55
5.11	Allure de m_{vis} pour diverses masses de résonance.	56
5.12	Allure de m_{eff} pour diverses masses de résonance.	57
5.13	Allure de m_{vec} pour diverses masses de résonance.	58
5.14	Limite attendue sur la présence de physique au-delà du modèle standard pour une masse de résonance $m_5 = 500 \text{ GeV}$ et $\sin \theta_H = 0,5$ en fonction de la fraction de signal considérée (μ_{sig} , présenté ici comme «mu_SIG»). Les cas au-dessus de la ligne rouge sont exclus à un niveau de confiance (CL) de 95 %.	61
6.1	Exemple de résultats d'optimisation des hyperparamètres pour 15 variables. Une grille d'optimisation restreinte a été utilisée. On remarque que la réjection de bruit de fond approche un plateau lorsqu'on augmente le nombre d'arbres (t).	65
6.2	Exemple de résultats d'optimisation des hyperparamètres pour 15 variables (suite). Une grille d'optimisation restreinte a été utilisée. On remarque que la réjection de bruit de fond approche un plateau lorsqu'on augmente le nombre d'arbres (t).	66
6.3	Comportement des simulations (lignes pleines) pour les leptons dont la charge est bien identifiée (rouge) et mal identifiée (bleu) en comparaison avec les données (points) en p_T et η [35].	69

6.4	Comportement des simulations (lignes pleines) pour les leptons dont la charge est bien identifiée (rouge) et mal identifiée (bleu) en comparaison avec les données (points) selon R_ϕ et $\Delta\phi_{\text{res}}$ [35]. . .	70
6.5	Comportement des simulations (lignes pleines) pour les leptons dont la charge est bien identifiée (rouge) et mal identifiée (bleu) en comparaison avec les données (points) selon $q \times d_0$ et E/p [35]. . .	71

LISTE DES SIGLES

2HDM	Two Higgs Doublet Model (Modèle à deux doublets de Higgs)
AQGC	Anomalous Quartic Gauge Coupling (Couplage de jauge quartique anormal)
ATLAS	A Toroidal LHC ApparatuS
BDT	Boosted Decision Trees (Arbres de décision stimulés)
CERN	Organisation européenne pour la recherche nucléaire
CFK	Charge-Flip Killer (Tueur de renversement de charge)
CSC	Cathode Strip Chambers (Chambres à bandes cathodiques)
FCNC	Flavour Changing Neutral Current (Courant neutre changeant la saveur)
ECIDS	Electron Charge Identification Selector (Sélecteur d'identification de charge des électrons)
GM, modèle	Modèle de Georgi-Machacek
IBL	Insertable B-Layer (Couche B insérable)
LEP	Large Electron-Positron Collider (Grand collisionneur électron-positron)
LHC	Large Hadron Collider (Grand collisionneur de hadrons)
MDT	Monitored Drift Tubes (Tubes à dérive contrôlés)
PDF	Parton Distribution Function (Fonction de distribution des partons)
RPC	Resistive Plate Chambers (Chambres à plaques résistives)
SCT	SemiConductor Tracker (Trajectographe semiconducteur)
TGC	Thin Gap Chambers (Chambres à brèche mince)
TRT	Transition Radiation Tracker (Trajectographe à rayonnement de transition)
VBF	Vector Boson Fusion (Fusion de bosons vectoriels)
VBS	Vector Boson Scattering (Diffusion de bosons vectoriels)

*À la noirceur de la vie,
qui ne demande qu'à être éclairée.*

REMERCIEMENTS

J'aimerais d'abord remercier mon directeur de recherche, Pr. Georges Azuelos, dont l'expertise et le soutien m'ont été d'une aide indispensable lors de mes travaux de maîtrise. Je remercie également Dr. Kazuya Mochizuki et Benjamin Freund pour leurs nombreux conseils et leur contribution à la présente analyse. De plus, l'élaboration de l'outil ECIDS n'aurait pas été possible sans la direction de Pr. Jean-François Arguin et l'expertise de Dr. Kristin Lohwasser, Dr. Kazuya Mochizuki, Hubert Trépanier, Miha Muškinja et Caroline Piaulet. Je rends également hommage à Pr. Heather Logan et Éric Dupuis pour leur aide sur le plan théorique, ainsi qu'à Louis-Guillaume Gagnon pour ses conseils techniques, entre autres sur l'apprentissage machine.

Je remercie aussi les professeurs et chargés de cours du département de physique l'Université de Montréal qui m'ont fourni une éducation hors pair, ainsi que le personnel administratif et technique qui permet les opérations du département. Je remercie également mes collègues étudiants de la PHYSUM, dont le support moral a été instrumental dans la réussite de mes études, autant au premier qu'au deuxième cycle.

Finalement, je remercie mes parents, qui m'ont permis de persévérer dans mes études par leur soutien moral et financier, et qui m'ont inculqué la curiosité scientifique que tout enfant serait chanceux d'avoir.

CHAPITRE 1

INTRODUCTION

En 2012, la découverte du boson de Higgs par les expériences ATLAS [3] et CMS [14] au CERN a marqué la découverte de la dernière particule élémentaire du modèle standard. Un franc succès de la physique moderne, ce modèle, couramment utilisé dans toutes les branches de la physique traitant du subatomique, avait été utilisé dans les années dernières pour réduire le zoo de baryons et mésons précédemment découverts à une poignée de particules élémentaires, prédire l'existence de plusieurs particules observées par la suite et donner un mécanisme de génération aux masses. Cependant, il laisse insatisfait beaucoup de physiciens. Non seulement possède-t-il un grand nombre de paramètres libres, mais il traite aussi d'échelles d'énergies très éloignées les unes des autres, n'offre pas d'explication pour l'imbalance matière-anti-matière, et n'incorpore pas la gravité, pour ne nommer que quelques unes de ses lacunes.

La recherche se poursuit ainsi pour infirmer une prédiction du modèle standard et révéler la présence de nouvelle physique. Le secteur de Higgs, seul champ scalaire du modèle standard et responsable de la génération de la masse, est le premier candidat pour un portail vers la nouvelle physique, et subit un examen minutieux aux expériences ATLAS et CMS. Plusieurs modèles y attribuent des extensions qui changent la phénoménologie observable dans ces expériences.

Ce mémoire s'inscrit dans le cadre de l'expérience ATLAS qui analyse des collisions proton-proton au Grand collisionneur de particules (LHC), accélérateur situé au CERN à Genève, dans le but d'explorer des avenues de physique au-delà du modèle standard. On y présente une analyse visant à exclure la présence d'une résonance scalaire doublement chargée, et dans une plus grande optique la présence de nouvelle physique menant à des événements à signature de leptons de même charge. On énumère ici ses chapitres et leur sujet.

Le second chapitre présente le modèle le plus répandu pour expliquer la physique des particules, le modèle standard, et ses différentes composantes. Il explique ensuite le

mécanisme de brisure électrofaible qui introduit les masses. On y décrit plusieurs modèles tentant d'étendre le modèle standard par l'ajout de triplets scalaires, et on souligne la présence d'une symétrie accidentelle du modèle standard qui n'y est pas reproduite. On présente finalement le modèle de Georgi-Machacek, modèle à triplets scalaire qui respecte cette symétrie et qui sera la base de l'analyse dont fait l'objet ce mémoire.

Le troisième chapitre décrit l'appareillage expérimental utilisé pour l'analyse. On y décrit les différentes composantes du détecteur ATLAS, ainsi que les techniques utilisées pour reconstruire les particules y entrant à partir des informations reçues. On y parle également de l'acquisition et du stockage des données.

Le quatrième chapitre fait état des caractéristiques phénoménologiques du processus considéré. On y traite de la topologie des événements et de celle des bruits de fond principaux à l'analyse.

Le cinquième chapitre fait l'éventail des diverses techniques utilisées pour traiter les données. On y décrit la simulation numérique des données et l'extraction du signal, des coupes utilisées aux techniques de reconstruction de la masse. On y présente les résultats qui en sont extraits.

Le sixième chapitre expose un outil développé pour faciliter l'identification d'électrons ayant été reconstruits avec la mauvaise charge : l'outil ECIDS.

CHAPITRE 2

CONTEXTE THÉORIQUE

2.1 Le modèle standard

Le modèle standard est un ensemble de théories à la base de la physique des particules telle qu'on la connaît aujourd'hui. Entamé en 1964 avec les débuts du modèle des quarks [19][43], il a grandi avec l'incorporation du mécanisme de Higgs, mécanisme qui explique le lien entre les interactions électromagnétique et faible et l'origine des masses, en 1967 [18][28], et s'est finalement complété par l'ajout de la théorie de la chromodynamique quantique en 1973 [24]. Le tout a donné lieu à plusieurs prédictions qui se sont réalisées par la suite, notamment les découvertes du quark charmé dans le méson J/ψ (1974) [11][10], du boson Z (1983) [9] et du quark top (1995) [5]. Avec la découverte du boson de Higgs en 2012 [3][14], le modèle standard a vu toutes ses prédictions être confirmées, ne permettant le doute qu'advenant des résultats inattendus venant des mesures de précision ou la présence de nouveaux phénomènes à des échelles d'énergies encore inexplorées.

Le modèle standard sépare les particules en trois catégories associées à leur spin. Les particules de spin $\frac{1}{2}$, les fermions du modèle standard, sont les particules qui forment la matière. Les particules de spin 1, appelées bosons vectoriels, sont les porteurs d'interaction. Finalement, l'unique particule de spin 0, le boson de Higgs, est une excitation du champ responsable de la génération de masse. Ce champ change drastiquement le contenu phénoménologique du modèle standard via le mécanisme de Higgs, qui brise deux des symétries de jauge donnant lieu aux interactions pour laisser émerger une nouvelle symétrie.

On considère ici le modèle standard tel qu'il se comporte sans la présence du champ scalaire jusqu'à la section 2.1.6, où on introduit le mécanisme de Higgs et ses conséquences.

2.1.1 Symétries du modèle standard

Le modèle standard se fonde sur la notion de symétrie. Une symétrie représente une transformation qui laisse un système inchangé. On note par exemple que les lois de la physique demeurent les mêmes suivant une translation ou une rotation dans l'espace-temps. D'après le théorème de Noether, toute symétrie est liée à une quantité conservée. On tire de la symétrie sous translation la conservation de la quantité de mouvement, et de la symétrie sous rotation la conservation du moment angulaire.

Ces symétries sont dites globales : elles s'appliquent pour l'entièreté de l'espace-temps. Une symétrie peut également être locale, auquel cas elle découle d'une transformation locale du système. Une symétrie locale peut être liée à une transformation de jauge, c'est-à-dire une redondance dans la description mathématique du système. Ce sont ces symétries de jauge qui donnent lieu aux interactions du modèle standard. Les générateurs de ces groupes de symétrie sont associés aux bosons porteurs de l'information transmise lors de l'interaction. Les quantités conservées associées sont appelées collectivement des «charges», et les systèmes tendent à rassembler ces charges pour obtenir la neutralité macroscopique.

Le groupe de symétrie du modèle standard est $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, où C fait référence à la charge de couleur, L au caractère gaucher de l'interaction faible et Y à l'hypercharge. Cette symétrie est ensuite brisée de façon spontanée par la présence d'un champ scalaire de masse imaginaire. Les symétries restantes sont $SU(3)_C \otimes U(1)_Q$, où Q fait référence à la charge électrique.

2.1.2 Symétrie $U(1)_Y$ et l'interaction d'hypercharge

Le groupe de symétrie $U(1)_Y$ («Unitary group») est lié à l'interaction d'hypercharge. Comme le groupe $U(1)$ contient les matrices unitaires 1×1 , la transformation qui respecte la symétrie est un changement de phase. Par conséquent, les particules qui n'agissent pas trivialement sous l'interaction d'hypercharge possèdent une valeur, l'hypercharge, qui ne change jamais sous l'influence de l'interaction. La grandeur de cette valeur in-

fluence la force du couplage, et varie selon la chiralité de la particule¹. Une anti-particule a l'hypercharge opposée à celle de sa particule correspondante.

Le groupe ne possède qu'un seul générateur, et le boson qui y est associé est le boson B . Ce boson ne transporte pas d'information d'hypercharge et ne se couple donc pas avec lui-même. Cette particularité est associée au caractère abélien du groupe $U(1)$.

2.1.3 Symétrie $SU(2)_L$ et l'interaction faible

Le groupe de symétrie $SU(2)_L$ («Special Unitary group») correspond à l'interaction faible. Le groupe $SU(2)$ contient les matrices unitaires 2×2 de déterminant 1, et est analogue aux rotations en deux dimensions. On munit ainsi les particules sensibles à l'interaction faible d'un nombre quantique à deux valeurs possibles². L'étiquette de ces valeurs varie selon la particule considérée (voir section 2.1.5), mais a une valeur numérique associée qu'on appelle l'isospin faible (en analogie au spin). Dans le modèle standard, tous les fermions de chiralité gauchère sont des isodoublets; les deux charges faibles sont donc associées à des isospins de $+\frac{1}{2}$ et $-\frac{1}{2}$, et leur anti-charge correspond à l'isospin opposé. Par conséquent, la neutralité dans l'interaction faible est accomplie en rassemblant soit une charge et sa charge complémentaire (les deux charges possibles d'une même particule), ou une charge et son anti-charge correspondante (une particule et une anti-particule de charges correspondantes).

Le groupe possède trois générateurs, qui sont associés aux bosons faibles W_i . À l'instar des générateurs du groupe $SU(2)$ de spin, ces générateurs peuvent être combinés pour obtenir des opérateurs d'échelle. On crée donc les bosons W^+ et W^- par combinaison linéaire, et on associe à ces bosons un état d'isospin $+1$ et -1 respectivement. Une interaction avec ces bosons mène à un changement de l'état d'isospin. Le troisième boson, W_3 , ne change pas l'état d'isospin et possède donc un état d'isospin de 0. Puisque les

¹L'hypercharge est une quantité établie par rétro-ingénierie d'après la valeur de l'isospin faible et de la charge électrique pour satisfaire les observations suivant la brisure électrofaible; voir section 2.1.6.

²Il serait naturel et en parfaite analogie avec la couleur de l'interaction forte d'appeler cette valeur «saveur». Or, l'usage populaire du terme «saveur» dénote non seulement les deux états de charge faible, mais aussi la génération du fermion considéré. On parle donc de six saveurs pour trois fermions à deux états de charge faible chacun. Cet usage du terme est peu utile à un niveau théorique, mais devient pratique une fois les masses attribuées aux fermions par la brisure électrofaible.

bosons faibles forment alors un triplet d'isospin et transportent une information sur la charge faible, ils peuvent interagir entre eux, particularité qu'on associe au caractère non-abélien du groupe.

On remarque par observation que l'interaction faible est accompagnée d'une violation maximale de la parité : elle n'agit que sur les particules de chiralité gauche.

2.1.4 Symétrie $SU(3)_C$ et l'interaction forte

Le groupe de symétrie $SU(3)_C$ donne lieu à l'interaction forte. Le groupe $SU(3)$ contient les matrices unitaires 3×3 de déterminant 1, et est analogue aux rotations en trois dimensions. Il se comporte donc de manière semblable à $SU(2)_L$, tel que discuté dans la section précédente. Les particules sensibles à l'interaction forte sont munies d'un degré de liberté à trois valeurs possibles appelé la «couleur». Puisque tous les fermions colorés du modèle standard sont des représentations $\mathbf{3}$ de $SU(3)$, ils possèdent tous trois couleurs que l'on appelle rouge, vert et bleu, et leurs anti-particules correspondantes ont les couleurs anti-rouge, anti-vert et anti-bleu. La neutralité est atteinte lorsque les trois couleurs sont rassemblées (ce qui constitue un «baryon») ou une paire couleur-anti-couleur est formée (ce qui constitue un «méson»).

Le groupe possède huit générateurs appelés «gluons». Ces générateurs forment une représentation $\mathbf{8}$ de $SU(3)$, et un nombre d'entre eux permet de changer la couleur. Puisqu'ils transportent de l'information de couleur, ils peuvent également interagir entre eux, tel que prescrit par le caractère non-abélien de $SU(3)$.

L'interaction forte présente un phénomène particulier qui n'affecte pas les autres interactions. Puisque ses bosons sont colorés, la polarisation du vide entourant des charges de couleurs, lorsqu'elle met en jeu les gluons plutôt que les fermions colorés, mène à un anti-écranage de la couleur [34]. Vu le nombre de gluons face au nombre de fermions colorés, l'anti-écranage prend le dessus et les charges de couleur sont perçues comme étant de magnitude grandissante avec la distance. En découle donc le confinement des couleurs, un principe forçant les quarks à se regrouper de façon à ce que leur couleur soit nulle dans un rayon de l'ordre de l'échelle du phénomène. À l'inverse, on remarque qu'à petites échelles et à hautes énergies, les quarks se comportent de manière indépendante,

un phénomène qu'on appelle la liberté asymptotique [23]. On modélise ce phénomène en introduisant une dépendance en énergie aux constantes de couplages.

Puisque l'interaction faible découle aussi d'un groupe de symétrie non-abélien, elle subit également un effet d'anti-écranage. Or, puisqu'elle met en jeu moins de bosons que l'interaction forte mais s'applique à plus de fermions, elle voit l'écranage l'emporter et ne présente pas le phénomène de confinement [23].

2.1.5 Fermions

Le modèle standard possède deux grandes catégories de particules : les quarks, qui participent à toutes les interactions, et les leptons, qui ne participent pas à l'interaction forte. Ces deux types de particules sont chacun séparés en trois générations, qui ne diffèrent entre elles que par leur couplage au champ scalaire que l'on introduira en section 2.1.6 [31].

Lorsque gauchers, les quarks portent une hypercharge de $+\frac{1}{3}$ et les leptons une hypercharge de -1 . On associe à leurs états de charge faible des noms qui dépendent de la génération ; ils sont présentés dans le tableau 2.I.

Chaque fermion est accompagné de son anti-particule. Celle-ci possède les mêmes caractéristiques, hormis les charges qui prennent la valeur opposée à la particule originale. Par exemple, un quark de type up et de couleur rouge a comme anti-particule l'anti-quark de type anti-up (isospin $-\frac{1}{2}$) et de couleur anti-rouge qui possède une hypercharge de $-\frac{1}{3}$.

Type	Isospin	Génération 1	Génération 2	Génération 3
Quarks	$+1/2$	up (u)	charm (c)	top (t)
	$-1/2$	down (d)	strange (s)	bottom (b)
Leptons	$+1/2$	neutrino (ν_e)	neutrino (ν_μ)	neutrino (ν_τ)
	$-1/2$	électron (e)	muon (μ)	tau on (τ)

Tableau 2.I – Étiquette de saveur des fermions du modèle standard.

2.1.6 Mécanisme de Higgs et brisure de symétrie

On introduit dans ce modèle un champ scalaire complexe ϕ , doublet de l'interaction faible (avec saveurs ϕ_\uparrow et ϕ_\downarrow d'états d'isospin faible $+\frac{1}{2}$ et $-\frac{1}{2}$ respectivement) et possédant une hypercharge de $+1$. Le potentiel figurant dans la densité lagrangienne de ce secteur est alors donné par [22]

$$V(\phi) = m_\phi^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2. \quad (2.1)$$

En posant une masse $m_\phi = i\mu$, on change ainsi le signe du terme de masse dans le lagrangien. Le potentiel, dominé par le terme quadratique à faibles valeurs et par le terme quartique à hautes valeurs, prend alors une valeur non-nulle à $\phi = 0$ et développe des minima locaux formant une hypersphère dans l'espace des quatre composantes du champ ϕ de rayon v (voir figure 2.1).

Afin de pouvoir décrire la physique de manière perturbative, il est nécessaire d'avoir un minimum de potentiel dans le vide. Un nouveau vide doit alors être choisi par une redéfinition du zéro des axes de ϕ . Ce choix force la brisure de la symétrie du potentiel sous le mélange des quatre composantes du champ ϕ , et ainsi une brisure des symétries $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$ (sous lesquelles le champ scalaire n'est pas une représentation triviale). On choisit par exemple de prendre un minimum tel que le doublet complexe devient

$$\begin{bmatrix} \xi \\ \eta \end{bmatrix} \equiv \begin{bmatrix} \phi_\uparrow \\ \phi_\downarrow - v \end{bmatrix}, \quad (2.2)$$

ce qui effectue une brisure en direction de la partie réelle de la composante ϕ_\downarrow (étant donné la symétrie dans l'espace des composantes de ϕ , ce choix peut être complètement arbitraire sans perdre de généralité). Cet état du champ scalaire acquiert ainsi une masse [31]; on appelle l'excitation de cette composante le boson de Higgs. Or, une symétrie $U(1)$ demeure; on peut le voir en définissant une nouvelle charge qui respecte la neutralité du vide. On nomme cette nouvelle charge la charge électrique (Q), définie

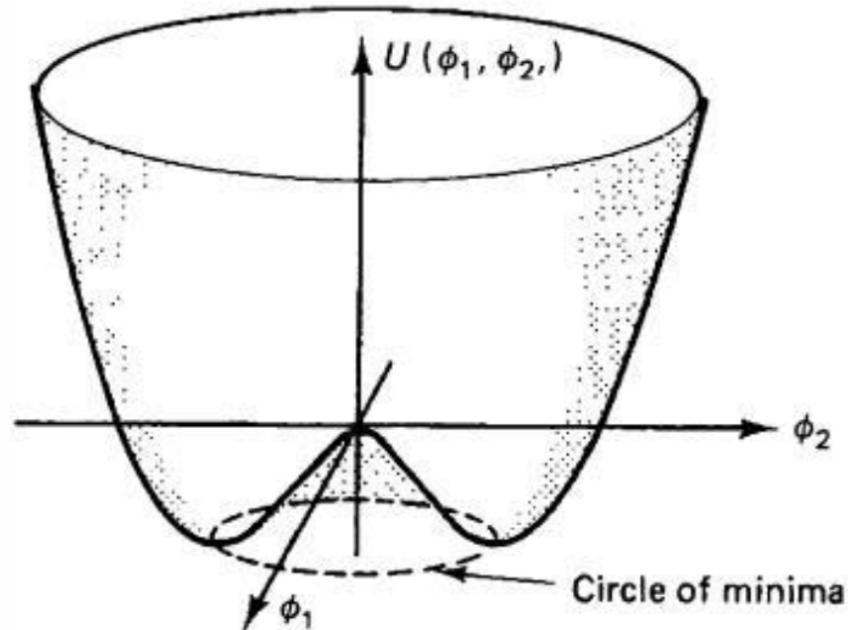


Figure 2.1 – Exemple de brisure de symétrie du potentiel U d'un champ à deux composantes ϕ_1 et ϕ_2 . Le nouveau minimum forme un cercle de rayon v .

comme

$$Q = \frac{Y}{2} + T_3, \quad (2.3)$$

où Y est l'hypercharge et T_3 la troisième composante de l'isospin faible. Les autres états du boson scalaire apportent des masses aux bosons de jauge des symétries brisées, et les bosons neutres se mélangent de façon à ce que demeure un nouveau boson vectoriel porteur de l'interaction électromagnétique, le photon. Le mélange orthogonal restant donne lieu à un boson qui transporte à la fois une information de charge faible et de charge électrique, le boson Z [17].

La redéfinition révèle également une charge électrique pour les fermions et les bosons faibles, tel qu'indiqué dans le tableau 2.II.

Les fermions qui n'ont pas la même charge électrique que la composante ϕ^0 du champ de Higgs (i.e. une charge nulle) acquièrent un terme de masse lors de la redéfinition des bosons scalaires. Cette masse est déterminée d'après le couplage du champ scalaire aux fermions, et varie donc selon les générations. De plus, puisque le couplage

Particule	Chiralité	Y	I_3	Q
u, c, t	D	+2	0	+2/3
	G	+1/3	+1/2	+2/3
d, s, b	D	-1	0	-1/3
	G	+1/3	+1/2	-1/3
ν_e, ν_μ, ν_τ	(D)	0	0	0
	G	-1	+1/2	0
e, μ, τ	D	-2	+1/2	-1
	G	-1	+1/2	-1
W^+	G	0	+1	+1
Z	G	0	0	0
W^-	G	0	-1	-1

Tableau 2.II – Hypercharge, isospin faible et charge électrique des particules affectées par la brisure de symétrie. Il est à noter que les particules droites, n’ayant pas d’isospin faible, voient leur hypercharge ajustée *a posteriori* pour obtenir la charge électrique observée. Les neutrinos droits sont stériles et ne font donc pas partie du modèle standard.

au champ scalaire doit mettre en jeu une particule gauchère et une particule droite, et que cette dernière ne forme pas de multiplet de $SU(2)$, la masse de chaque saveur est indépendante de celle des autres [31]. Dans le modèle standard, ces couplages sont ajustés *a posteriori* pour obtenir les masses observées.

2.1.7 Symétrie custodiale

Le secteur scalaire du modèle standard possède une symétrie globale accidentelle $O(4) = SU(2)_R \otimes SU(2)_L$ dont la partie gauchère est jaugée pour obtenir l’interaction faible et un sous-groupe de la partie droite est jaugé pour donner l’interaction hypercharge [32]. Cette symétrie n’est pas présente dans le modèle complet vu l’étiquetage en hypercharge des fermions qui varie selon la chiralité, mais devient exacte lorsqu’on porte le couplage de l’interaction hypercharge à zéro [31]. Le doublet scalaire et son conjugué complexe peuvent être représentés sous forme de bidoublet.

$$\Phi = \begin{bmatrix} \phi^{0*} & \phi^- \\ \phi^+ & \phi^0 \end{bmatrix} \quad (2.4)$$

Ce bidoublet est une représentation $(2, 2)$ de $SU(2)_R \otimes SU(2)_L$, où les colonnes sont les doublets $SU(2)_L$ et les rangs les doublets $SU(2)_R$. Suivant la brisure de symétrie, il demeure une symétrie $SU(2)_V$ qu'on appelle la symétrie custodiale³. Celle-ci est responsable du maintien du ratio des masses des bosons W et Z par la relation

$$\rho = \frac{M_W^2}{M_Z^2 \cos^2 \theta_W} = 1, \quad (2.5)$$

valide au premier ordre non-nul des diagrammes de Feynman. La relation $\rho = 1$ est accidentellement respectée dans le modèle standard, mais ce n'est pas le cas pour la majorité des modèles à plusieurs doublets, et sa restriction doit être ajoutée artificiellement pour faire concorder le modèle à l'expérience, qui la fixe à 1 avec grande précision.

2.2 Physique au-delà du modèle standard

Malgré tout son succès, plusieurs observations portent à croire que le modèle standard n'est pas une description complète de la physique. Certaines de ses caractéristiques semblent peu satisfaisantes, comme son nombre élevé de paramètres, le nombre arbitraire de familles et la masse très faible du boson de Higgs par rapport à l'amplitude des diagrammes en compétition pour en déterminer la valeur. De plus, il ne produit tout simplement pas d'explication pour certaines observations expérimentales, comme la masse des neutrinos, l'imbalance matière-anti-matière et la présence de matière sombre. Pour ces raisons, la science cherche maintenant à trouver des modèles pour expliquer la physique au-delà du modèle standard.

Le secteur scalaire est un candidat prometteur pour une extension au modèle standard. Les symétries du modèle permettent l'addition de particules scalaires de toutes sortes et potentiellement l'ajout de brisures de symétries additionnelles, ce qui introduirait des bosons de jauge massifs dans un processus analogue à celui qui rend massifs les bosons W et Z du modèle standard. L'extension la plus simple est l'ajout d'un second doublet scalaire, et ainsi d'une autre génération au boson de Higgs. Bien que ces mo-

³En anglais, « custodial symmetry ». Comme l'appellation vient du latin *custos*, « gardien », on a ici jugé bon d'utiliser un mot de même racine en français.

dèles, appelés modèles à deux doublets de Higgs (2HDM), soulèvent un grand intérêt théorique, les extensions possibles ne se limitent pas à des doublets. Sont intéressants en particulier les modèles étendant le secteur scalaire par l'ajout d'un triplet. Ces modèles présentent un contenu phénoménologique incluant des scalaires doublements chargés, dont les produits de désintégration offrent une signature unique dans les expériences de collisionneurs.

On présente ici plusieurs classes de modèles à triplet scalaire qui ont survécu aux exclusions par l'expérimentation.

2.2.1 Modèles à petit Higgs

Plusieurs nouveaux modèles surgissent en réponse au problème de hiérarchie du modèle standard : la masse observée du boson de Higgs (qui est laissée libre dans le modèle standard) est à une échelle grandement inférieure à l'échelle de Planck, à laquelle, on suppose, se produit la brisure d'une grande symétrie unifiée. Ceci suggère une annulation quasi-totale et très précise de certains diagrammes dans le calcul de la masse du Higgs.

Les modèles à petit Higgs («Little Higgs models») résolvent ce problème en considérant le champ scalaire impliqué dans la brisure de symétrie électrofaible comme étant un boson de Goldstone issu de la brisure d'une plus grande symétrie. Le boson de Higgs serait alors un pseudo-boson de Goldstone, acquérant une masse lors de la brisure de symétrie électrofaible. On considèrera ici le cas minimal («Littlest Higgs model») [8].

Le modèle introduit dans le secteur électrofaible une symétrie globale $SU(5)$ possédant comme sous-groupe une symétrie de jauge $SU(2)_1 \otimes U(1)_1 \otimes SU(2)_2 \otimes U(1)_2$. À une certaine échelle d'énergie Λ_S , la symétrie $SU(5)$ est brisée vers $SO(5)$ par un bi-doublet de $SU(5)$ qui acquiert une valeur d'attente du vide f . Ceci crée 14 bosons de Goldstone : un singulet scalaire, un triplet scalaire, un doublet complexe et un triplet complexe de la symétrie restante ($SU(2)_L \otimes U(1)_Y$). Le singulet et le triplet scalaires fournissent la masse aux quatre bosons de jauge découlant des symétries brisées. Les nouveaux couplages brisant la symétrie originale donnent une masse au triplet complexe (de l'ordre de la valeur d'attente du vide de la brisure) et ajoutent des contributions de

masse imaginaire qui, lorsqu'elles dominent sur les contributions positives, donnent une valeur d'attente du vide au doublet complexe et enclenchent ainsi la brisure de symétrie électrofaible [25].

Le problème de hiérarchie du modèle standard provient de trois contributions principales aux corrections radiatives de la masse du boson de Higgs : la boucle top, les boucles W et Z , et la boucle Higgs. Dans le modèle à petit Higgs, ces contributions sont annulées par la présence d'un nouveau quark de type up, les bosons massifs provenant de la première brisure, et la présence de bosons de Higgs supplémentaires provenant du triplet complexe, respectivement [12].

On note cependant que la symétrie custodiale est absente dans ce modèle. Le ratio des masses des bosons faibles y est donné à l'ordre v^2/f^2 par

$$\frac{M_W^2}{M_Z^2} = \cos^2 \theta_W \left[1 + \frac{5}{4} \frac{v^2}{f^2} (c'^2 - s'^2)^2 - 4 \frac{v'^2}{v^2} \right], \quad (2.6)$$

où θ_W est l'angle de mélange faible, v et v' les valeurs d'attente du vide du doublet et du triplet complexes respectivement et f la valeur d'attente du vide menant à la brisure de symétrie initiale. Les facteurs s' et c' représentent le sinus et le cosinus de l'angle de mélange des champs associés aux symétries initiales pour obtenir les bosons B et W du modèle standard avant brisure électrofaible. Cette expression est différente de la valeur observée et attendue par le modèle standard ($M_W^2/M_Z^2 = \cos^2 \theta_W$), ce qui nécessite des modifications pour que ce modèle soit conforme à l'expérience [25].

2.2.2 Modèles à symétrie gauche-droite

La création du modèle à symétrie gauche-droite [36] survient en réponse à la violation maximale de parité observée dans l'interaction faible. Le modèle tente de symétriser le modèle standard en y ajoutant une symétrie $SU(2)_R$, analogue à $SU(2)_L$, qui ajouterait des bosons vectoriels ne se couplant qu'aux particules de chiralité droite. Il contient des neutrinos droits qui acquièrent une grande masse, ce qui permettrait d'expliquer la faible masse observée des neutrinos gauchers par le mécanisme de la bascule («see-saw mechanism») [30].

Le modèle propose une symétrie de jauge $SU(2)_R \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_{B-L}$, et étend le secteur scalaire en y ajoutant deux triplets complexes avec $B - L = 2$, un pour chacune des symétries $SU(2)$: Δ_R et Δ_L . Ces triplets ont tous deux un membre qui se trouvera être doublement chargé. On les organise en forme de matrices selon

$$\Delta_{L(R)} = \begin{bmatrix} \Delta_{L(R)}^+ & \sqrt{2}\Delta_{L(R)}^{++} \\ \sqrt{2}\Delta_{L(R)}^0 & -\Delta_{L(R)}^+ \end{bmatrix}. \quad (2.7)$$

Les membres neutres acquièrent une valeur d'attente du vide, ce qui pour le Δ_R mène à une brisure de la symétrie $SU(2)_R \otimes U(1)_{B-L}$ vers $U(1)_Y$. Cette brisure fournit des masses aux bosons W_R et Z_R par un mécanisme analogue à la brisure électrofaible du modèle standard.

Se produit ensuite la brisure électrofaible, en organisant le doublet scalaire complexe de $SU(2)_L$ (ϕ_1^+, ϕ_1^0) comme

$$\Phi = \begin{bmatrix} \phi_1^0 & \phi_1^+ \\ \phi_2^- & \phi_2^0 \end{bmatrix}, \quad (2.8)$$

où les ϕ_2 sont les conjugués complexes des ϕ_1 correspondants. Les membres neutres obtiennent des valeurs d'attente du vide κ_1 et κ_2 .

À un mélange arbitraire des bosons faibles W_L et W_R , ce modèle permet le courant neutre changeant la saveur (FCNC) [30], phénomène qui n'a jamais été observé et qui est proscrit par le modèle standard. Pour éviter d'ainsi contraindre le modèle, on pose un mélange nul, ce qui a pour conséquence de donner les masses par

$$M_{W_L}^2 = \frac{1}{4}g_L^2\kappa_1^2, \quad (2.9)$$

$$M_{W_R}^2 = \frac{1}{4}g_R^2(2v_R^2 + \kappa_1^2). \quad (2.10)$$

On remarque qu'il est possible d'obtenir une masse des W_R plus élevée que celle des W_L en attribuant une grande valeur à v_R . Cela est nécessaire pour expliquer l'absence de W_R dans les expériences passées.

Encore une fois, ce modèle n'admet pas la symétrie custodiale. Le ratio des masses des bosons faibles y est donné par

$$\frac{M_W^2}{M_Z^2} = \cos^2 \theta_W \frac{1 + 2v_L^2/\kappa^2}{1 + 4v_L^2/\kappa^2}, \quad (2.11)$$

où θ_W est l'angle de mélange faible, $\kappa^2 = \kappa_1^2 + \kappa_2^2 = (256 \text{ GeV})^2$ et v_L est la valeur d'attente du vide du triplet de $SU(2)_L$. Les résultats de l'expérience exigent alors $v_L \lesssim 3 \text{ GeV}$, ce qui contraint fortement le modèle [21].

2.2.3 Modèle de Georgi-Machacek

Le modèle de Georgi-Machacek [20] est un modèle ajoutant des scalaires doublement chargés au modèle standard en conservant la symétrie custodiale. Il respecte donc naturellement les contraintes expérimentales sur le ratio des masses des bosons faibles, au contraire des autres modèles à triplet de Higgs. Puisqu'il est le moins contraint, c'est dans le cadre de ce modèle que l'on étudiera ici la production de scalaires doublement chargés.

Le modèle de Georgi-Machacek ajoute au doublet complexe du modèle standard un triplet complexe d'hypercharge +2 et un triplet réel d'hypercharge 0. On organise ces triplets sous forme de bitriplet, représentation $(3, 3)$ de $SU(2)_R \otimes SU(2)_L$.

$$X = \begin{bmatrix} \chi^{0*} & \xi^+ & \chi^{++} \\ \chi^- & \xi^0 & \chi^+ \\ \chi^{--} & \xi^- & \chi^0 \end{bmatrix} \quad (2.12)$$

Suivant la brisure de symétrie, le modèle donne lieu à dix bosons scalaires massifs alors que les degrés de liberté restants fournissent la masse aux bosons de jauge. On organise les scalaires massifs selon leur représentation sous la symétrie custodiale : un quintuplet

H_5 , un triplet H_3 et deux singulets h et H . Ils sont donnés par [32]

$$\begin{aligned}
H_5^{++} &= \chi^{++}, & H_5^+ &= \sqrt{\frac{1}{2}}(\chi^+ - \xi^+), & H_5^0 &= \sqrt{\frac{2}{3}}\xi_r^0 - \sqrt{\frac{1}{3}}\chi_r^0, \\
H_3^+ &= \sin \theta_H \phi^+ + \sqrt{\frac{1}{2}} \cos \theta_H (\chi^+ + \xi^+), & H_3^0 &= -\sin \theta_H \phi_i^0 + \cos \theta_H \chi_i^0, \\
H &= \sin \alpha \phi_r^0 + \cos \alpha \left(\sqrt{\frac{1}{3}} \xi_r^0 + \sqrt{\frac{2}{3}} \chi_r^0 \right), & h &= \cos \alpha \phi_r^0 - \sin \alpha \left(\sqrt{\frac{1}{3}} \xi_r^0 + \sqrt{\frac{2}{3}} \chi_r^0 \right),
\end{aligned} \tag{2.13}$$

où l'angle α décrit le mélange entre les états neutres et où on a décomposé les champs neutres en leurs parties réelles et imaginaires selon

$$\phi^0 = \frac{v_\phi}{\sqrt{2}} + \frac{\phi_r^0 + i\phi_i^0}{\sqrt{2}}, \quad v_\chi + \frac{\chi_r^0 + i\chi_i^0}{\sqrt{2}}, \quad \xi^0 = v_\chi + \xi_r^0. \tag{2.14}$$

Le modèle possède plusieurs quantités dont la valeur n'est pas prescrite, mais il peut être paramétré de sorte à avoir seulement huit paramètres libres [32]. Les paramètres impliqués dans divers paramétrages sont présentés dans le tableau 2.III.

La plupart de ces paramètres dictent la force des couplages mettant en jeu les champs scalaires ajoutés (les μ_i , λ_i et M_i). Ceux-ci apparaissent dans le potentiel du secteur scalaire, qui est donné par [27]

$$\begin{aligned}
V &= \frac{\mu_2^2}{2} \text{Tr}(\Phi^\dagger \Phi) + \frac{\mu_3^2}{2} \text{Tr}(X^\dagger X) + \lambda_1 \left[\text{Tr}(\Phi^\dagger \Phi) \right]^2 + \lambda_2 \text{Tr}(\Phi^\dagger \Phi) \text{Tr}(X^\dagger X) \\
&+ \lambda_3 \text{Tr}(X^\dagger X X^\dagger X) + \lambda_4 \left[\text{Tr}(X^\dagger X) \right]^2 - \lambda_5 \text{Tr}(\Phi^\dagger \tau^a \Phi \tau^b) \text{Tr}(X^\dagger T_1^a X T_1^b) \\
&- M_1 \text{Tr}(\Phi^\dagger \tau^a \Phi \tau^b) \left(U X U^\dagger \right)_{ab} - M_2 \text{Tr}(X^\dagger T_1^a X T_1^b) \left(U X U^\dagger \right)_{ab}, \tag{2.15}
\end{aligned}$$

où Φ est le bidoublet, X le bitriplet, τ^i les générateurs de $SU(2)$ et T_1^i les mêmes générateurs dans une représentation 3×3 . La matrice U est une matrice de rotation qui amène

Param.	Définition
μ_2^2	Masse du bidoublet custodial
μ_3^2	Masse du bitriplet custodial
λ_1	Couplage quartique du bidoublet
λ_2	Couplage quartique mixte sans échange d'isospin
λ_3	Couplage quartique du bitriplet avec échange d'isospin
λ_4	Couplage quartique du bitriplet sans échange d'isospin
λ_5	Couplage quartique mixte avec échange d'isospin
M_1	Couplage triple mixte
M_2	Couplage triple du bitriplet custodial
m_h	Masse du singulet custodial léger
m_H	Masse du singulet custodial lourd
m_3	Masse du triplet custodial
m_5	Masse du quintuplet custodial
$\sin \theta_H$	Angle de mélange des contributions à la valeur d'attente du vide
$\sin \alpha$	Angle de mélange des singulets

Tableau 2.III – Définition des paramètres acceptés par le logiciel GMCALC. Par «échange d'isospin», on entend ici qu'un multiplet apparaît deux fois dans le vertex dans deux états d'isospin différents (par exemple, $\xi^0 + \chi^+ \rightarrow \xi^+ + \chi^0$ a comme couplage λ_5 alors que $\xi^0 + \chi^+ \rightarrow \xi^0 + \chi^+$ a comme couplage λ_4).

les X dans une base cartésienne, donnée par

$$\begin{bmatrix} -\frac{1}{\sqrt{2}} & 0 & \frac{1}{\sqrt{2}} \\ -\frac{i}{\sqrt{2}} & 0 & -\frac{i}{\sqrt{2}} \\ 0 & 1 & 0 \end{bmatrix}. \quad (2.16)$$

Les paramètres de forme m_S représentent les masses des bosons scalaires S . Le paramètre $\sin \alpha$ implique l'angle de mélange des singulets (équation 2.13), et $\sin \theta_H$ représente l'apport des différents multiplets scalaires à la valeur d'attente du vide du modèle standard, i.e.

$$\sin \theta_H = \frac{\sqrt{8}v_\chi}{v}, \quad (2.17)$$

où la valeur d'attente du vide du modèle standard, $v = 246 \text{ GeV}$, est séparée en v_ϕ , la

contribution par le bidoublet, et v_χ , la contribution par le bitriplet [32], selon

$$v^2 \equiv v_\phi^2 + 8v_\chi^2. \quad (2.18)$$

Le grand nombre de paramètres rend l'espace des signaux possibles très grand. Cependant, le quintuplet H_5 est fermiophobe, et son couplage aux bosons vectoriels est uniquement affecté par m_h , la masse du scalaire (prise comme étant 125 GeV), m_5 , la masse du quintuplet, et $\sin \theta_H$ (selon un paramétrage approprié) [32]. Il est à noter que la section efficace du processus est proportionnelle au carré de ce dernier paramètre ($\sigma \propto \sin^2 \theta_H$).

Étant donné les caractéristiques du boson $H_5^{\pm\pm}$ présent dans le modèle de Georgi-Machacek, sa production se fait principalement via la diffusion de bosons vectoriels (VBS ; voir figure 2.2).

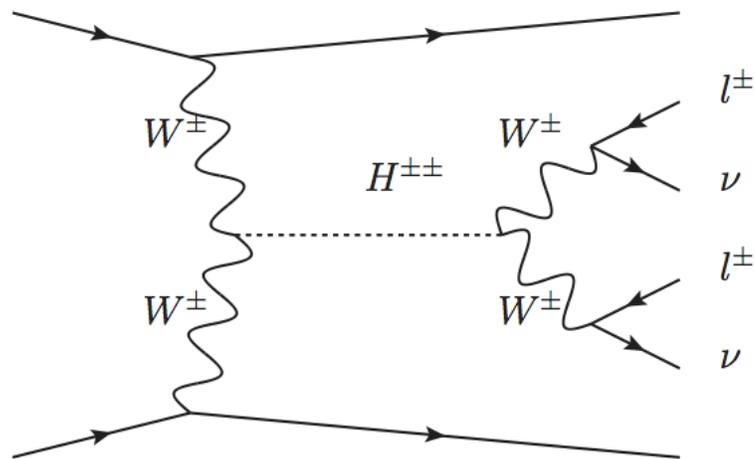


Figure 2.2 – Génération de la résonance $H^{\pm\pm}$ par diffusion de bosons vectoriels et désintégration en paire de bosons W de même charge se désintégrant leptoniquement.

CHAPITRE 3

APPAREILLAGE EXPÉRIMENTAL

Le comportement des particules fondamentales dépend grandement de l'échelle d'énergie que l'on étudie. Suivant la loi de conservation de l'énergie, les particules massives tentent à se désintégrer en particules plus légères, et les particules stables seront celles dépourvues de canaux de désintégration permettant une réduction d'énergie de masse. Inversement, la création de particules massives doit se faire au moyen de collisions à hautes énergies. S'en suit que la recherche de particules avance avec l'énergie disponible dans les accélérateurs, et que la découverte de nouvelles particules se fait plus ou moins en ordre croissant de masse (sans tenir compte d'autres effets, comme la difficulté de détecter les produits de désintégrations ou la quantité de bruit de fond qui est en compétition avec le signal recherché).

Afin de découvrir de nouvelles particules ayant la masse la plus élevée possible, il est nécessaire de faire des expériences avec un accélérateur à haute énergie. Dans un accélérateur circulaire, l'énergie au centre de masse est limitée principalement par le rayon de courbure et la force des aimants : une particule à quantité de mouvement élevée est plus difficilement déviée, et doit être soumise à un fort champ magnétique pour demeurer dans un accélérateur de faible rayon. On a donc construit le plus grand accélérateur au monde : le grand collisionneur de hadrons (LHC). De 27 km de circonférence, situé 100 m sous la frontière franco-suisse dans l'ancien tunnel du Grand collisionneur électron-positron (LEP), le LHC fait entrer en collision des protons de 6,5 TeV à fréquence de 40 MHz, pour une énergie au centre de masse actuelle de 13 TeV (qui sera portée à 14 TeV dans des améliorations futures). Afin de conserver la trajectoire circulaire des protons, 1232 électroaimants dipolaires supraconducteurs de 8,33 T sont installés le long du tunnel, et 392 électroaimants quadripolaires sont utilisés pour maintenir le foyer du faisceau. Le LHC est conçu pour opérer à une luminosité de $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, et a récemment réussi à en atteindre le double. La luminosité intégrée accumulée par l'expérience ATLAS est présentée dans la figure 3.1.

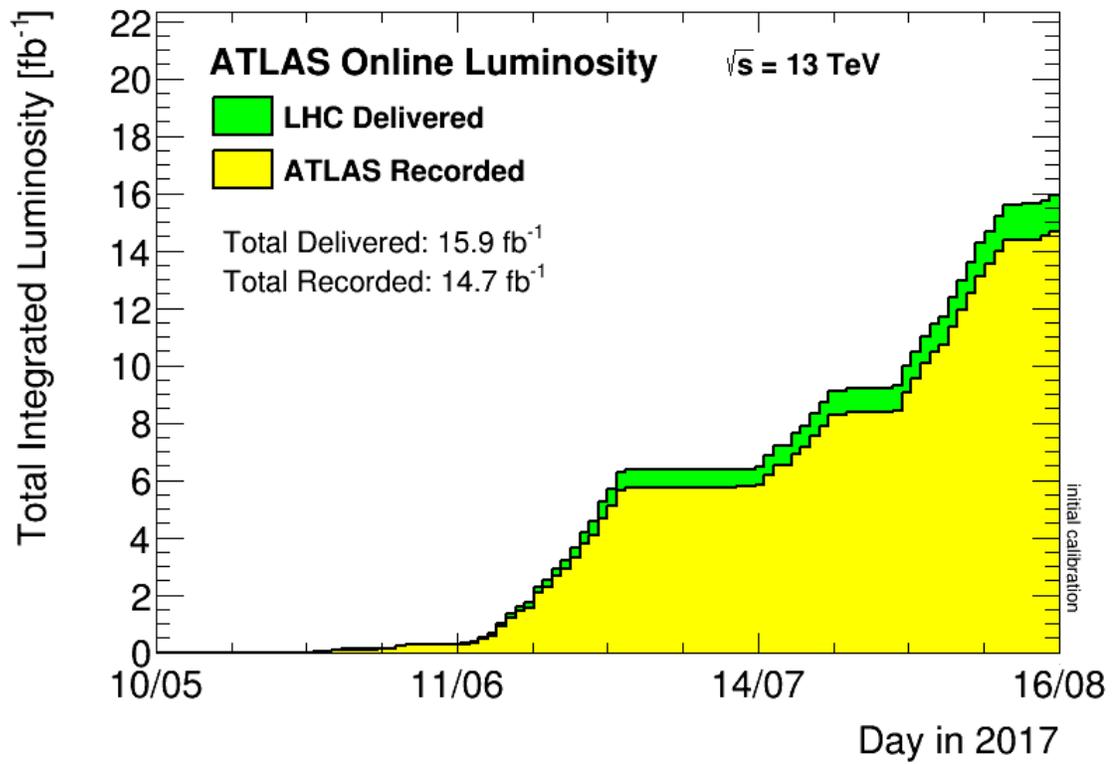


Figure 3.1 – Luminosité intégrée livrée par le LHC et reçue par le détecteur ATLAS en 2017.

La haute fréquence des collisions est nécessaire pour étudier des désintégrations à faible rapport d'embranchement. Puisque la désintégration de particules fondamentales se fait de façon probabiliste, l'abondance de données sert à obtenir un échantillon suffisant pour dégager la statistique derrière ce qui est observé.

3.1 Structure du détecteur ATLAS

Le détecteur ATLAS est un des quatre détecteurs principaux installés sur l'anneau du LHC, et l'un des deux détecteurs généraux. Malgré sa désignation usuelle, ATLAS est en fait un ensemble de plusieurs détecteurs divers, arrangés en couches de forme cylindrique autour du point d'interaction. Les systèmes les plus près du point d'interaction sont collectivement appelés le détecteur interne, et jouent le rôle de trajectographe : ils sont conçus pour déterminer le parcours qu'emploient les particules créées par la collision en interagissant le moins possible avec elles. Ils peuvent également déterminer la charge des particules d'après la courbure de leur trajectoire causée par la présence d'un champ magnétique. Les particules entrent ensuite dans le calorimètre électromagnétique, qui reçoit l'énergie des particules interagissant via la force électromagnétique. Les particules ayant survécu à leur passage dans le calorimètre électromagnétique entrent ensuite dans le calorimètre hadronique, qui collecte l'énergie de particules interagissant par la force forte. Finalement, les muons, qui traversent les deux calorimètres presque sans être affectés, sont détectés dans un système dédié appelé spectromètre à muons. Une coupe du détecteur est présentée en figure 3.2

On utilise un système de coordonnées circulaires pour décrire les événements dans le détecteur. En utilisant le point de collision comme origine, on place l'axe z le long du faisceau et l'axe x vers l'intérieur de l'anneau. Les extrémités A et C du détecteur sont respectivement situées du côté positif et négatif en z . L'angle azimuthal ϕ est l'angle autour de l'axe z , et l'angle polaire θ est l'angle à partir de l'axe z . Pour opérer de manière invariante sous les transformations de Lorentz, on définit la rapidité y et la pseudorapidité η comme mesures d'angle par-rapport à l'angle du faisceau ; celles-ci sont définies

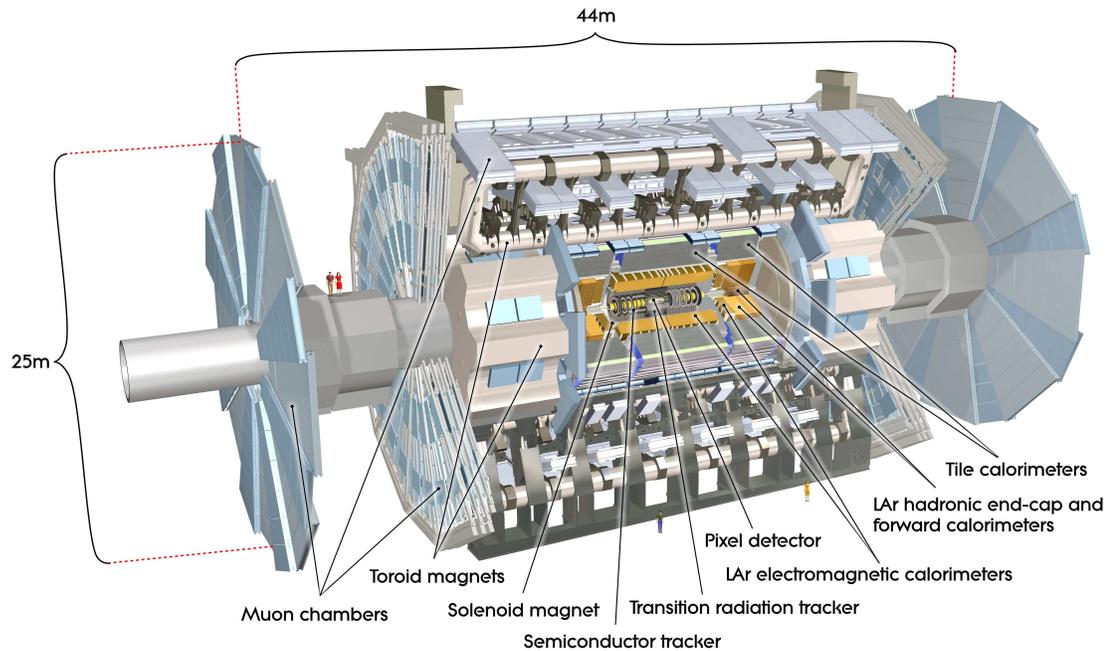


Figure 3.2 – Coupe du détecteur ATLAS présentant ses diverses composantes [2].

selon

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \quad (3.1)$$

$$\eta = - \ln \tan \frac{\theta}{2}. \quad (3.2)$$

La rapidité est équivalente à la pseudorapidité dans le cas de masse nulle.

3.1.1 Trajectographe

Le trajectographe est composé de plusieurs sous-systèmes. Du plus près au plus loin du point d'interaction, il contient le détecteur à pixels, le trajectographe semiconducteur (SCT) et le trajectographe à rayonnement de transition (TRT). Durant l'amélioration de 2013 et 2014, une autre composante, la couche B insérable (IBL), a été ajoutée au détecteur entre le faisceau et le détecteur à pixels afin de préparer le détecteur à recevoir une luminosité accrue.

Le détecteur à pixels est formé de trois couches concentriques de 1744 modules à pixels mesurant $50\ \mu\text{m}$ par $400\ \mu\text{m}$, agencés en trois couches cylindriques concentriques formant le baril et trois couches pour chaque capuchon couvrant les extrémités du baril [1]. Le détecteur à pixels fournit donc trois points le long de la trajectoire. Le seuil de lecture des coups dans le détecteur est ajustable. Le détecteur couvre la région $|\eta| < 2.5$ [2].

Le SCT est un ensemble de 4088 modules à bandes. Ces modules sont agencés en quatre cylindres concentriques formant le baril et neuf couches pour chaque capuchon. Les modules dans le baril contiennent deux paires de senseurs contenant 768 bandes d'environ 12 cm de longueur chacune, agencées à angle l'une de l'autre pour obtenir une information bidimensionnelle [1]. Le SCT indique donc le passage de particules chargées en quatre points. Il couvre la région $|\eta| < 2.5$ [2].

Le TRT est formé de 298304 chambres à dérive tubulaires de 4 mm de diamètre appelées «pailles». Les pailles dans le baril sont agencées en trois couches possédant chacune 32 secteurs. Les pailles dans les disques sont orientées radialement en 80 sections en forme de roues. De cette façon, la plupart des particules rencontrent un nombre de pailles supérieur à 30 [1]. Le TRT couvre la région $|\eta| < 2.0$ [2].

3.1.2 Calorimètre

Le système de calorimétrie consiste en une série de divers calorimètres couvrant le baril et les capuchons. Il a une épaisseur de 11λ (incluant 1.3λ pour les supports) dans le baril et de 10λ dans les capuchons, où λ est une longueur d'interaction.

Le calorimètre électromagnétique est un calorimètre à argon liquide (LAr). Il est formé de deux demi-barils séparés de 4 mm à $z = 0$ couvrant la région $|\eta| < 1.475$ et de deux capuchons chacun formés de deux disques concentriques couvrant $1.375 < |\eta| < 2.5$ et $2.5 < |\eta| < 3.2$. Il est gardé au froid grâce à un système de refroidissement qui opère en trois sections indépendantes, l'une pour le baril et les autres pour les capuchons.

Le calorimètre hadronique utilise des détecteurs différents pour le baril et les disques. La partie cylindrique est un calorimètre à tuiles, séparé en un baril central couvrant $|\eta| < 1.475$ et deux barils situés au-dessus des capuchons du calorimètre électromagnétique

couvrant $0.8 < |\eta| < 1.7$. Il est formé de tuiles de fer et de tuiles scintillantes comme matériau actif. Chaque partie est séparée en 64 modules en ϕ et est segmentée en trois couches en z .

Un calorimètre à argon liquide est utilisé comme capuchon, et couvre $1.5 < |\eta| < 3.2$. Il prend la forme de deux roues par capuchon, constituées de 32 sections en ϕ et séparées en deux segments en z .

Le système de calorimètres inclut également un calorimètre à argon liquide dans la région avant, intégré dans le système de refroidissement, formé de trois modules par capuchon : l'un de cuivre (optimisé pour les interactions électromagnétiques), et les deux autres de tungstène (optimisés pour les interactions fortes).

3.1.3 Spectromètre à muons

Puisque les muons traversent le système de calorimètres sans grande perte d'énergie, un détecteur dédié, le spectromètre à muons, est situé aux bords du détecteur. Il est composé de deux systèmes servant de trajectographe, les tubes à dérive contrôlés (MDT) et les chambres à bandes cathodiques (CSC), ainsi que de deux systèmes utilisés pour le déclenchement, les chambres à plaques résistives (RPC) et les chambres à brèche mince (TGC). Ces systèmes sont chacun composés de trois couches superposées [2].

Le système à MDT comporte 1150 chambres qui couvrent la région $|\eta| < 2.0$ pour la première couche et $|\eta| < 2.7$ pour les couches subséquentes. Il est le trajectographe principal dans la région $|\eta| < 2.0$. Dans la région $2.0 < |\eta| < 2.7$, on utilise également les CSC [2].

Le déclenchement est effectué grâce au système RPC dans le baril et les TGC dans les capuchons. Il couvrent la région $|\eta| < 2.4$ [2].

Le système baigne dans un champ magnétique généré par trois aimants toroïdaux, deux d'entre eux situés aux extrémités des barils et l'autre situé autour du détecteur. Chaque tore est composé de huit boucles qui, dans le baril, sont chacune refroidie par un système dédié. Le champ provenant du baril couvre $|\eta| < 1.4$, et le champ provenant des capuchons couvre $1.6 < |\eta| < 2.7$. Dans la région $1.4 < |\eta| < 1.6$, le champ est maintenu par une combinaison des deux types d'aimants. Le champ magnétique ainsi

créé est orthogonal à la trajectoire des muons dans la majorité du détecteur [2].

3.2 Reconstruction

L'information recueillie par les différentes composantes du détecteur doit être combinée pour identifier le passage de particules. Des algorithmes sont utilisés pour associer traces et dépôts d'énergie, reconstruire les jets hadroniques et calculer l'énergie transverse manquante.

3.2.1 Électrons et photons

Les électrons et les photons sont tous deux reconstruits à l'aide d'un algorithme employant une fenêtre de 5×5 cellules du calorimètre électromagnétique pour déterminer un point central. On regroupe ensuite l'énergie déposée dans les cellules autour de ce point central. Pour les photons qui n'effectuent pas de conversion, on regroupe l'énergie déposée dans une zone de 3×5 cellules dans le baril et de 5×5 dans les capuchons. Pour les électrons et les photons ayant subi une conversion, on utilise une zone de 3×7 ou de 0.075×0.175 en $\Delta\eta \times \Delta\phi$ dans le baril pour prendre compte les effets de bremsstrahlung, et une zone de 5×5 dans les capuchons. Pour optimiser la résolution en énergie, on applique des fonctions de poids aux différentes parties du calorimètre qui dépendent des pertes et du type de la particule.

Les électrons doivent être associés à une trajectoire, être suffisamment isolés de jets et respecter une certaine forme de gerbe. Ces coupes sont regroupées en trois définitions : relâchées, moyennes et strictes («loose», «medium» et «tight», respectivement). Alors que les coupes relâchées demandent une forme de gerbe simple et une association à une trajectoire peu contraignante, les coupes strictes demandent une meilleure isolation, une association claire à une trajectoire, un vertex sur cette trajectoire et des restrictions sur le ratio énergie-quantité de mouvement. Les photons utilisent une forme de gerbe associée à ce dernier ensemble de coupes, ainsi qu'un critère d'isolation de trajectoires. Les électrons et les photons sont isolés de jets dans un rayon ΔR qui dépend de la définition de coupes.

Un second algorithme est utilisé pour reconstruire les électrons en extrapolant à partir des traces. Cet algorithme se fie au trajectographe et est ainsi valable dans $|\eta| < 2,0$, et est plus efficace pour les électrons à faible quantité de mouvement et les électrons se trouvant près des jets [2].

3.2.2 Jets hadroniques

La difficulté principale dans la reconstruction des jets est le regroupement des coups dans le calorimètre. Deux algorithmes principaux sont utilisés : un algorithme conique qui prend comme paramètres une énergie transverse de $E_T = 1 \text{ GeV}$ et une taille de cône $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$, et un algorithme de recombinaison successive qui utilise le paramètre de distance ΔR . Dans les deux cas, le paramètre de distance varie selon qu'on cherche des jets étroits ou larges [2].

La calibration de l'énergie des jets est effectuée au moyen d'une fonction de poids pour chaque cellule du calorimètre. Ces fonctions sont déterminées par des simulations d'évènements di-jets. De cette façon, les effets de détecteur sont pris en compte [2].

3.2.3 Énergie transverse manquante

Une fois l'énergie des autres objets calibrée, il est possible de déterminer l'énergie transverse manquante. Chaque cellule du calorimètre est associée à un objet, et les cellules ayant un dépôt d'énergie supérieur à un seuil dépendant du bruit de fond sont également prises en compte. Les muons sont reconstruits de façon indépendante. On tient également compte de l'énergie perdue lors du passage au travers du cryostat se trouvant entre les barils des calorimètres.

3.3 Acquisition et stockage des données

Étant donné l'immense taux auquel l'expérience ATLAS les récolte, les données doivent être traitées avant d'être stockées et envoyées pour analyse. Puisque la nature statistique de l'expérience implique des données qui sont en grande partie sans intérêt

pour l'analyse, un tel traitement diminue considérablement la taille des données manipulées par les chercheurs.

3.3.1 Déclencheur

Le détecteur est muni d'un système de déclencheurs qui évaluent rapidement les données et vérifient si elles remplissent les critères nécessaires pour être conservées. Vu le grand nombre d'analyses effectuées par la collaboration, il y a un grand nombre de critères qui, lorsque satisfaits, déclenchent l'enregistrement des données. Par exemple, dans la présente analyse, le déclencheur à un lepton est utilisé, c'est-à-dire qu'on conserve tous les événements pour lesquels un lepton a atteint le détecteur.

La haute fréquence de collisions amène la nécessité de calculer très rapidement. Par conséquent, toutes les informations accessibles par le détecteur en reconstruction hors-ligne ne sont pas accessibles au déclencheur. Celui-ci peut être activé suivant la détection d'un lepton, photon ou jet à haute quantité de mouvement transverse, où une grande quantité d'énergie transverse manquante [2].

3.3.2 Format des données

Les données d'un événement conservé demandent une grande quantité de mémoire. Elles sont donc manipulées avant d'être envoyées aux chercheurs.

La dérivation utilisée est celle normalement utilisée pour les analyses $H \rightarrow W + W$ dans l'expérience ATLAS. Elle élimine tous les événements ayant moins de deux traces leptoniques. Des éléments restants, elle élimine toutes les traces qui ne sont pas associées aux électrons, muons, jets, ou qui ne satisfont pas $z_0 \sin \theta < 3.0$, où z_0 est la distance de la trace au vertex primaire. Elle conserve l'information au niveau «truth» de tous les leptons, photons, quarks top, bosons W, Z et bosons de Higgs, ainsi que l'information d'ascendance et de descendance des particules.

L'information est ensuite enregistrée sous un format de données appelé AOD. Ce format contient l'information restante sur toutes les particules dans un événement, incluant les propriétés de ces particules et leur information cinématique, ainsi que d'autres

informations ayant trait à la topologie de l'évènement, telles la séparation entre deux objets ou l'énergie transverse manquante. Cette information peut être extraite pour chaque évènement individuel, permettant d'obtenir le comportement statistique de variables reconstruites pour chaque évènement grâce à une itération sur ceux-ci.

La disponibilité de cette information facilite l'implémentation de coupes pour différencier le signal du bruit de fond, tant que celles-ci sont établies en fonction de la phénoménologie particulière du processus à isoler.

CHAPITRE 4

PHÉNOMÉNOLOGIE DE $H_5^{\pm\pm} \rightarrow W^\pm W^\pm$

Étant donné la caractéristique fermiophobe du boson $H_5^{\pm\pm}$ dans le modèle de Georgi-Machacek, celui-ci a comme unique moyen de production la fusion de bosons vectoriels (VBF) [42], un processus où une paire de bosons (ici, des W de même signe) se combine pour former une résonance (ici, la particule $H_5^{\pm\pm}$). En supposant que le boson H_3 est plus lourd que le H_5 , la désintégration ne peut que produire une paire de bosons W de même charge, ce qui en fait également une diffusion de bosons vectoriels (VBS). Les désignations VBF et VBS ont des critères différents (voir figure 4.1), mais puisque le processus considéré dans la présente analyse remplit ces deux critères, on utilisera les deux termes de façon interchangeable.

On considérera le cas où les bosons W résultants se désintègrent en un électron ou muon accompagné de son neutrino (un rapport d'embranchement d'environ 4,54 % pour que les désintégrations des deux W soient toutes deux ainsi [37]), ce qui mène à une paire de leptons de même charge et une paire de neutrinos dans l'état final.

4.1 Topologie

Le processus considéré possède une topologie distincte des sources bruit de fond les plus abondantes. Il est possible de prendre avantage de cette topologie pour isoler le signal malgré sa faible section efficace.

4.1.1 Jets avant

Dans une collision proton-proton comme celles causées au LHC, une interaction de bosons vectoriels se produit après qu'ils aient chacun été irradiés d'un quark incident. Les quarks sont donc peu déviés lors d'un tel processus, et forment une paire de jets hadroniques qui sont détectés dans les bouchons opposés du détecteur. De plus, ces quarks conservent une grande partie de leur quantité de mouvement initiale. Cette topologie,

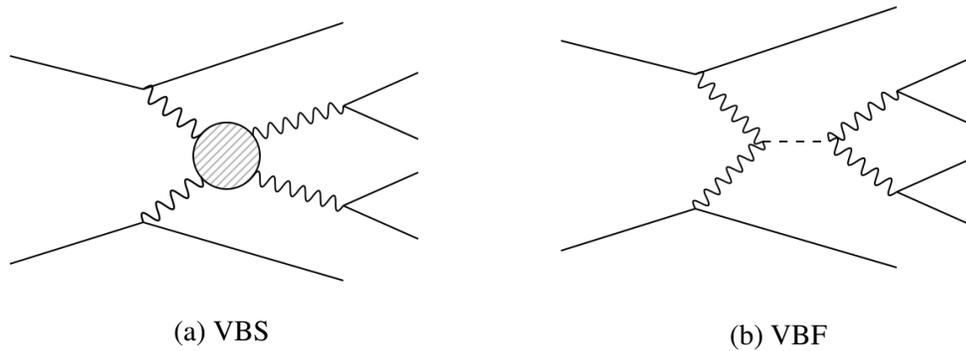


Figure 4.1 – Processus de diffusion (VBS) et de fusion (VBF) de bosons vectoriels. Dans le deuxième cas, la particule produite par la fusion a ici une désintégration en paire de bosons vectoriels pour en arriver au même état final.

présentée en figure 4.2, est une signature des processus VBS ou VBF.

4.1.2 Leptons chargés

La présence d’une paire de leptons de même charge dans l’état final est rare dans le modèle standard; c’est donc un outil puissant pour l’isolation du signal. Puisqu’ils proviennent de la résonance, la masse du système dilepton croît avec la masse de celle-ci. Leur séparation est également plus grande à hautes masses (voir figures 4.3, 4.4 et 4.5).

4.1.3 Énergie transverse manquante

La présence de neutrinos dans l’état final mène à un bilan d’impulsion transverse non-nul. La valeur de ce bilan est affectée par la topologie des neutrinos. Dans la limite où la résonance $H_5^{\pm\pm}$ est de faible masse, les bosons W résultant de la désintégration auront une faible quantité de mouvement, et l’angle entre les neutrinos sera aléatoire. Or, dans la limite de haute masse, les bosons W voyageront dos-à-dos avec une quantité de mouvement très importante par rapport à leur masse, et ainsi très importante par rapport à l’énergie impartie aux neutrinos lors de la désintégration, et ceux-ci se trouveront également dos-à-dos, et leur contribution au bilan de quantité de mouvement manquante s’annulera. Cet effet est notable dans l’intervalle de masses considéré.

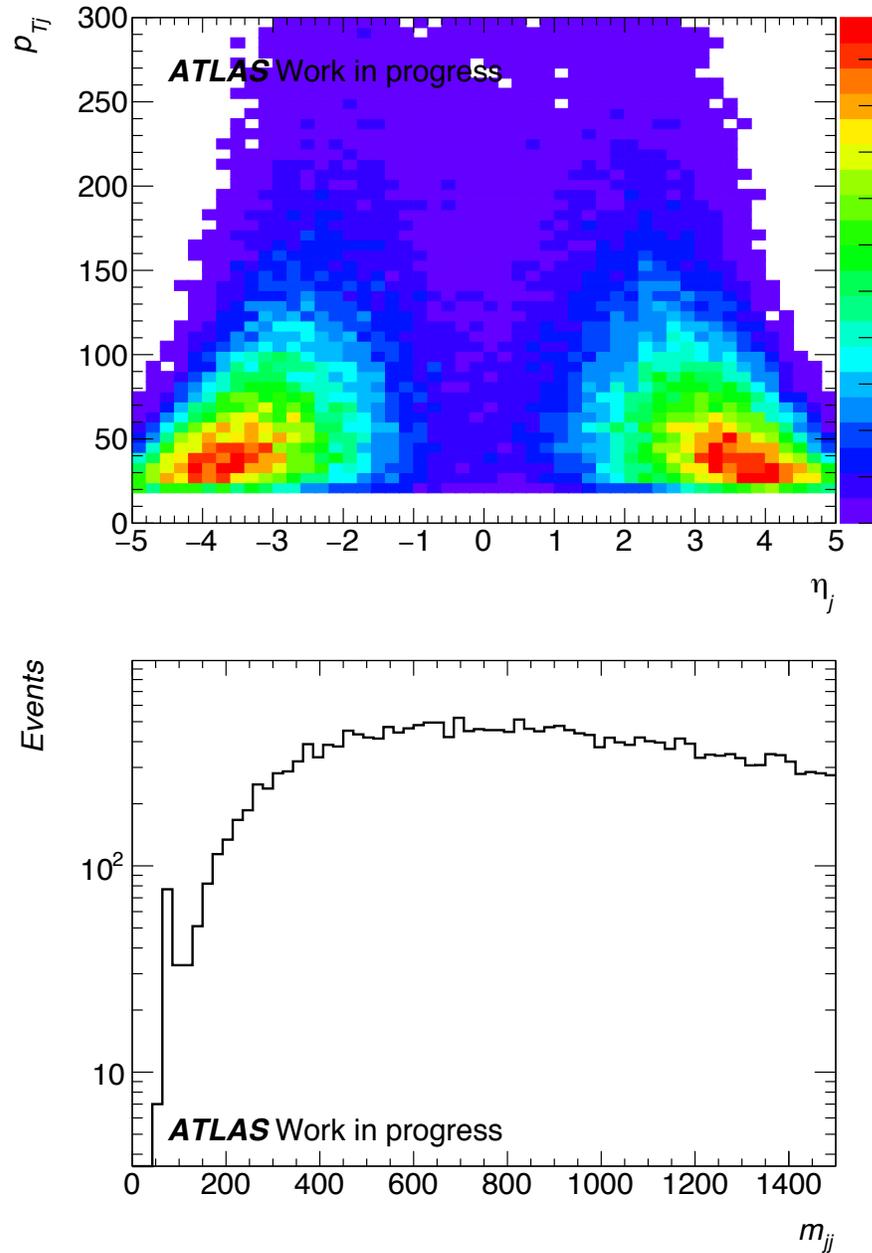


Figure 4.2 – Allure des jets présents dans le signal au niveau «truth» pour une résonance de 500 GeV. L'échelle de couleur représente le nombre d'évènements dans l'espace p_T - η des jets. On remarque la topologie caractéristique aux processus VBS.

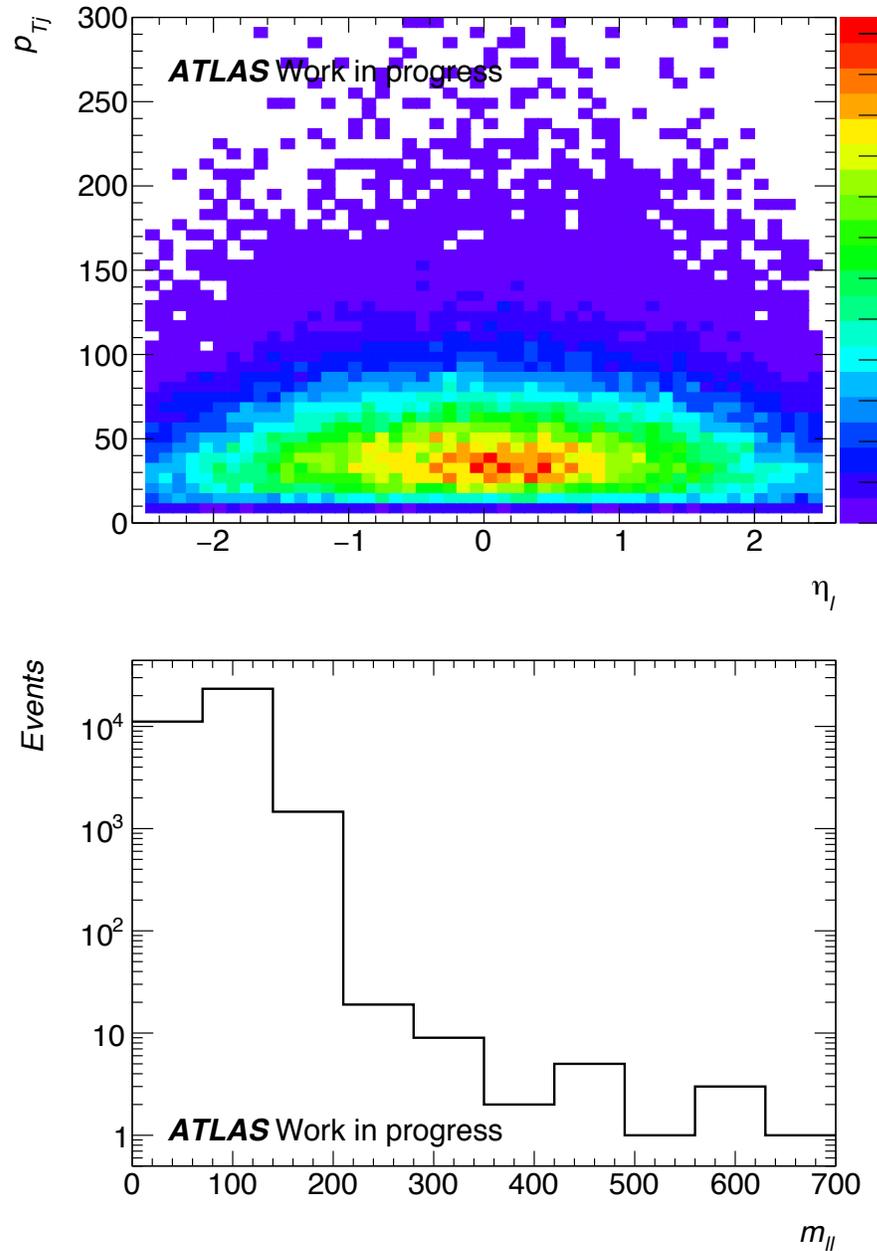


Figure 4.3 – Allure des leptons présents dans le signal au niveau «truth» pour une résonance de 200 GeV. L'échelle de couleur représente le nombre d'évènements dans l'espace p_T - η des leptons. On remarque que la masse du système dilepton est fortement corrélée à la masse de la résonance.

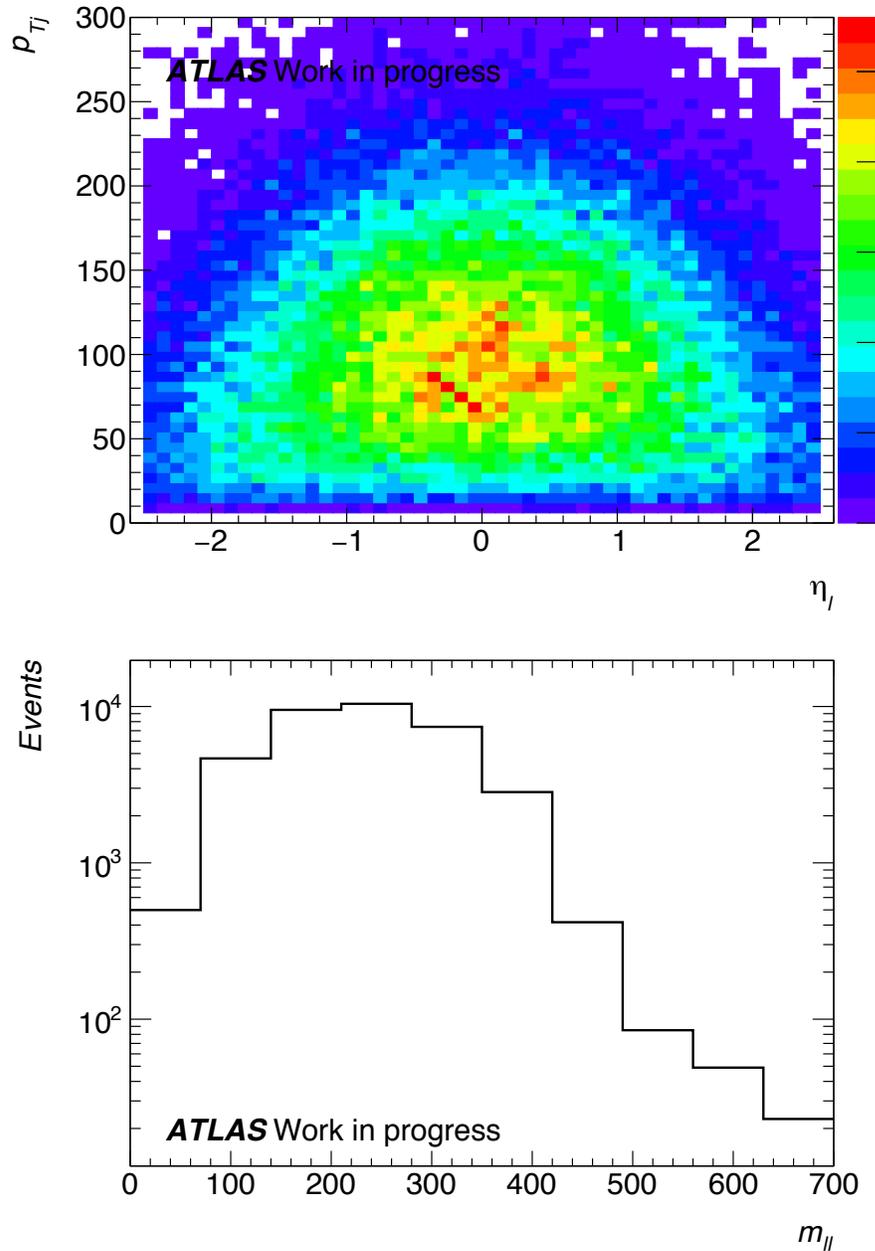


Figure 4.4 – Allure des leptons présents dans le signal au niveau «truth» pour une résonance de 500 GeV. L'échelle de couleur représente le nombre d'évènements dans l'espace p_T - η des leptons. On remarque que la masse du système dilepton est fortement corrélée à la masse de la résonance.

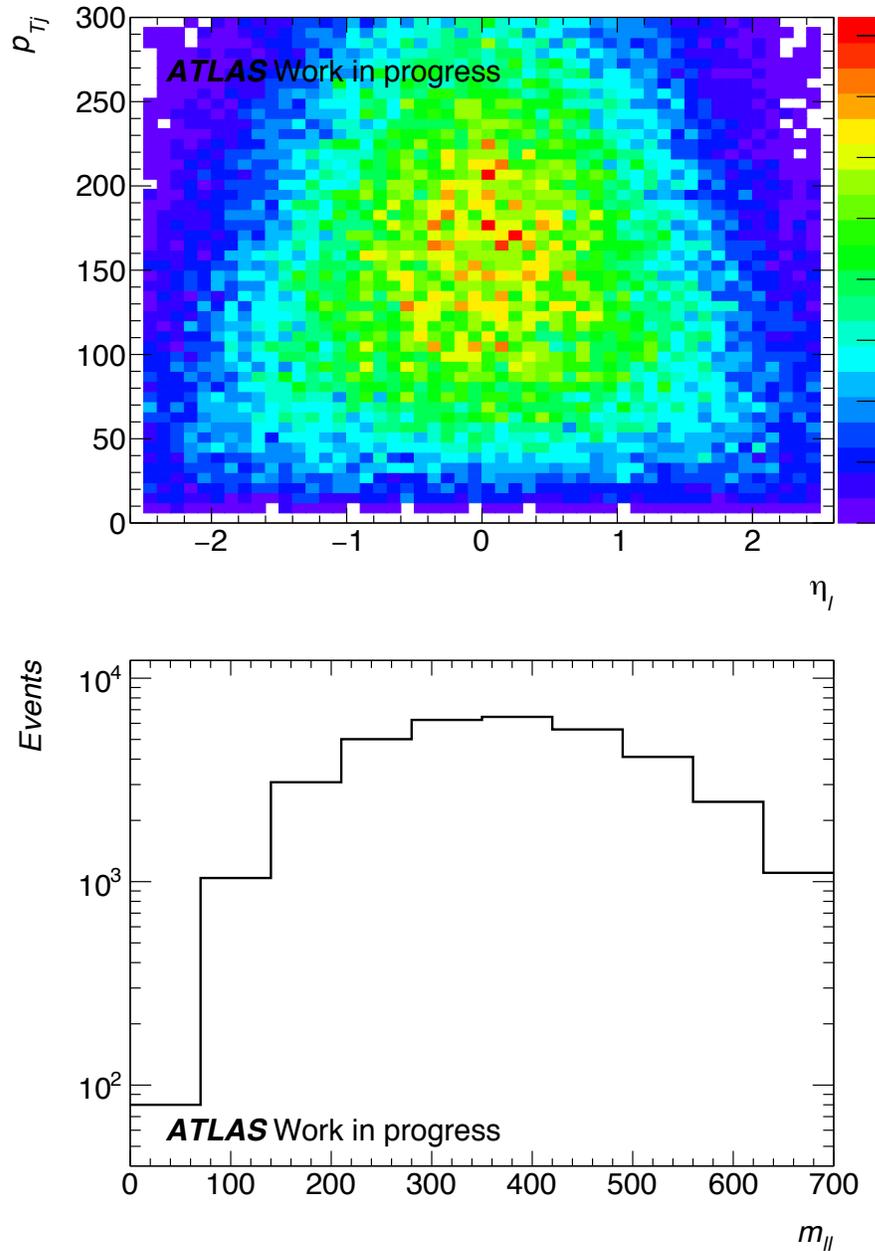


Figure 4.5 – Allure des leptons présents dans le signal au niveau «truth» pour une résonance de 800 GeV. L'échelle de couleur représente le nombre d'évènements dans l'espace p_T - η des leptons. On remarque que la masse du système dilepton est fortement corrélée à la masse de la résonance.

4.2 Bruit de fond

Afin d'isoler le signal, il est important d'examiner toutes les sources de bruit de fond potentielles. On en note deux grandes catégories : le bruit de fond associé à la production de paires de leptons de même charge et le bruit de fond associé à la production de paires de leptons de charges différentes dont l'une a mal été reconstruite.

4.2.1 Leptons de même charge

Dans une collision proton-proton, les processus du modèle standard donnant lieu à une paire de leptons de même charge sont rares, et constituent une minorité du bruit de fond pour la présente analyse. Les diagrammes les plus importants sont les diagrammes VBS présentant une résonance en canal t ou un couplage quartique, mais on note aussi des contributions mettant en jeu un ou plusieurs bosons irradiés des quarks. Ces diagrammes sont présentés dans la figure 4.6.

4.2.2 Mauvaise reconstruction de la charge

La méthode de reconstruction de charge dans ATLAS n'est pas sans faille. Il arrive parfois qu'un lepton, plus particulièrement un électron, voie sa charge être reconstruite comme l'opposé de sa valeur réelle. Ceci se produit de deux façons principales (voir figure 4.7) :

- Le lepton a une impulsion si importante qu'il laisse une trajectoire qui paraît droite dans le détecteur. Une mauvaise reconstruction est alors beaucoup plus fréquente.
- Le lepton émet un photon par bremsstrahlung lors de son passage dans le calorimètre, et ce photon produit une paire électron-positron dont la particule de mauvaise charge est utilisée pour reconstruire la trajectoire. Étant donné la faible interaction des muons avec les calorimètres, ce processus se produit presque exclusivement avec des électrons.

Les sources de bruit de fond associées à ce phénomène sont surtout celles qui font intervenir des bosons faibles : processus diboson, $Z + j$, $W + j$, $Z\gamma$ et $W\gamma$. La production

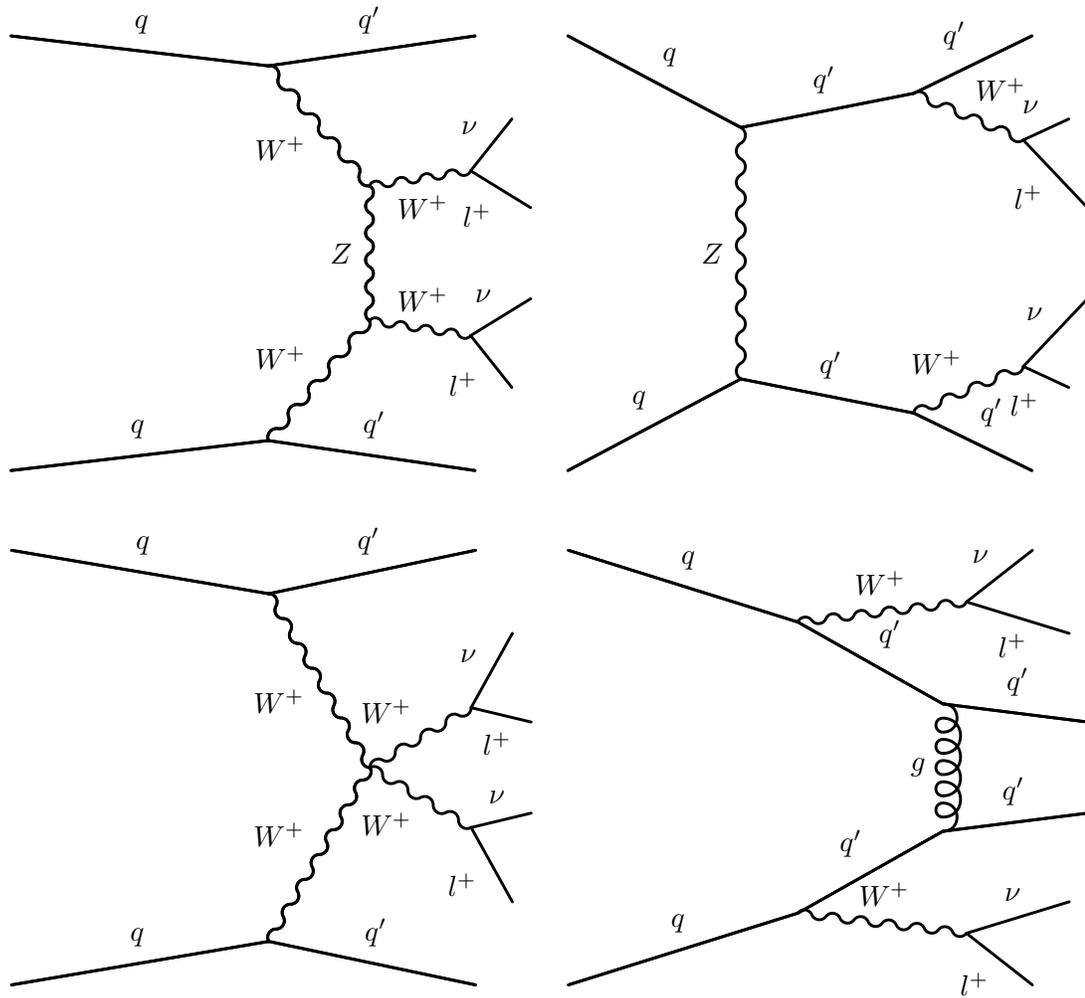


Figure 4.6 – Exemples de processus du modèle standard contribuant au bruit de fond [15].

de paires de quarks top est aussi un bruit de fond important, d'autant plus qu'elle produit une paire de jets b dans l'état final en plus d'une paire de bosons W .

4.3 Interprétation comme AQGC

Dans l'éventualité d'une exclusion du modèle de Georgi-Machacek, la présente analyse pourrait être réinterprétée dans le contexte d'un couplage quartique anormal de jauge (AQGC).

Dans le modèle standard, la signature du signal peut être reproduite via un couplage quartique non-résonant de bosons de jauge faibles; voir figure 4.8. Plusieurs modèles au-delà du modèle standard ajoutent des particules ou autres contributions qui feraient varier la force d'un tel couplage. On parle alors d'un couplage quartique anormal de jauge (AQGC). Une déviation de la quantité attendue pour la production de l'état final à deux leptons de même charge accompagnés de jets VBS serait un indicateur d'AQGC, et ainsi de l'oeuvre de mécanismes ne découlant pas du modèle standard. On pourra donc considérer la possibilité de réinterpréter la présente analyse.

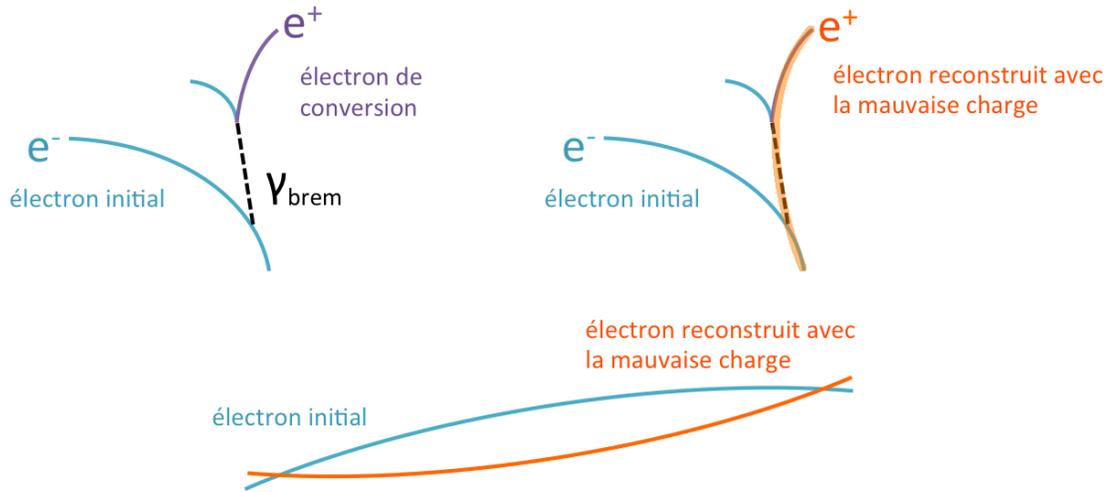


Figure 4.7 – Dessin illustrant les processus menant à une mauvaise identification de la charge. Les dessins du haut illustrent la mauvaise identification de la trajectoire suivant un bremsstrahlung, et le dessin du bas illustre le cas où l'impulsion est assez grande pour fausser la courbure de la trajectoire [41].

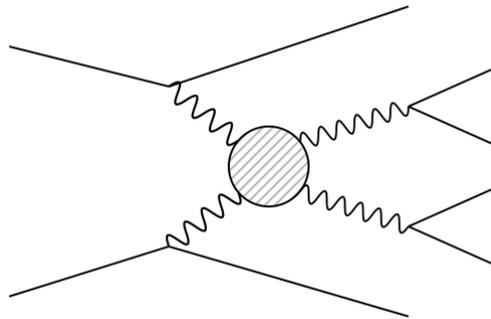


Figure 4.8 – Processus avec couplage quartique ayant le même état final que le processus considéré.

CHAPITRE 5

ANALYSE $H_5^{\pm\pm} \rightarrow W^\pm W^\pm$

L'expérience ATLAS combine l'utilisation des données expérimentales à la simulation numérique d'évènements. Lorsqu'une analyse se base sur un modèle de physique au-delà du modèle standard, elle implémente les règles de Feynman découlant de ce modèle dans un générateur Monte-Carlo. Ce générateur prend en entrée un processus physique. Il énumère les diagrammes possibles pour ce processus, puis génère un nombre prédéterminé d'évènements de façon aléatoire en se basant sur la section efficace partielle de chaque diagramme ; s'en suit une collection de données artificielles qui simule de près la nature étant donné la validité du modèle. Un logiciel s'occupe ensuite de l'hadronisation des quarks et de la désintégration des particules à faible temps de vie. À ce niveau, toute l'information est conservée : on appelle ceci le niveau «truth». C'est en contraste à l'étape qui suit, où on simule la géométrie et la réponse du détecteur pour obtenir des données comparables à celles qu'on obtient dans le véritable détecteur ATLAS.

Les données simulées sont ensuite traitées pour en diminuer le volume. Le traitement, appelé dérivation, consiste en la création de variables pertinentes et l'élimination d'information non nécessaire, et varie d'une analyse à l'autre. On subit non seulement les données de signal à ce processus, mais aussi les données des bruits de fond pertinents. On applique ensuite des critères de sélection sur la somme de ces ensembles de données pour tenter d'en isoler le signal ; puisqu'on possède encore l'information sur le processus physique responsable de chaque évènement, on peut optimiser les critères pour obtenir une signifiante élevée.

Ces critères peuvent ensuite être appliqués aux données expérimentales. En comparant la réponse de celles-ci à la réponse obtenue, on peut en extraire une limite sur la présence de physique au-delà du modèle standard en fonction des paramètres libres du modèle. Bien entendu, puisque la simulation ne reproduit pas toujours fidèlement les processus physiques, des erreurs systématiques affectent les limites que l'on peut établir et doivent être prises en compte.

5.1 Génération des simulations numériques

Les évènements sont générés par le logiciel MadGraph [7]. L'implémentation des règles de Feynman pour le modèle de Georgi-Machacek [27] demande en entrée les huit paramètres libres du modèle dont la nature diffère selon la paramétrisation. On utilise le logiciel GMCALC [26] qui permet, entre autres, de générer des points dans l'espace de paramètres et de tester la cohérence du modèle pour un point donné. GMCALC admet plusieurs paramétrisations possibles, présentées dans le tableau 5.I. On utilise la paramétrisation 4.

Les ensembles de paramètres sont sélectionnés en modifiant légèrement les points suggérés par le logiciel, puis en vérifiant la cohérence du nouvel ensemble de points (les contraintes d'unitarité perturbative sur les paramètres λ_i sont respectées, il y a une borne inférieure au potentiel scalaire et le vide est son minimum global). Puisque le quintuplet est fermiophobe, on ne considère que les paramètres qui influencent le couplage aux bosons vectoriels tout en s'assurant de prévenir le couplage au triplet par contrainte cinématique en posant $m_3 > m_5$. Ces paramètres sont m_h , que l'on fixe à la masse du boson scalaire découvert au LHC [3], m_5 et $\sin \theta_H$. On fait varier m_5 de 200 GeV à 900 GeV par bonds de 100 GeV, et on fixe $\sin \theta_H$ à 0,5. Il n'est pas nécessaire de faire varier $\sin \theta_H$ puisque la section efficace est proportionnelle à son carré (voir section 2.2.3). La valeur choisie satisfait les contraintes de cohérence du modèle pour les valeurs de m_5 considérées ; on le voit dans la figure 5.1.

Les autres paramètres sont choisis de façon aléatoire. On note cependant que des recommandations sur leurs valeurs existent [33].

I	μ_3^2	λ_1	λ_2	λ_3	λ_4	λ_5	M_1	M_2	m_h	m_H	m_3	m_5	$\sin \theta_H$	$\sin \alpha$
1	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓						
2	✓		✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓					
3							✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓
4			✓	✓	✓		✓	✓	✓			✓	✓	
5			✓	✓	✓	✓			✓	✓			✓	

Tableau 5.I – Paramétrisations (I) acceptées par le logiciel GMCALC. Dans tous les cas, la valeur de μ_2^2 est fixée par la valeur de la constante de Fermi (G_F).

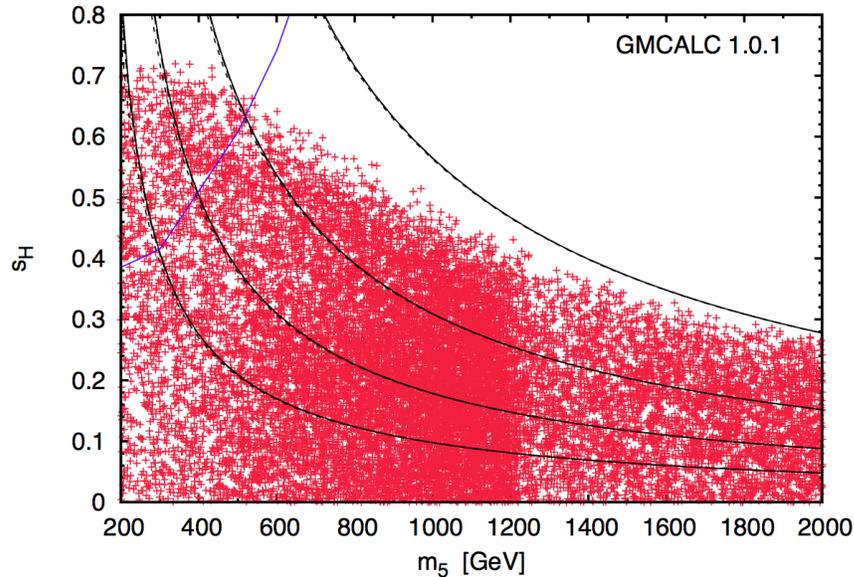


Figure 5.1 – Balayage des paramètres par le logiciel GMCALC [26] indiquant l’espace valide des paramètres selon les contraintes théoriques [42].

Le logiciel MadGraph est configuré pour simuler des évènements semblables à ceux qui se produisent au LHC. On demande tous les diagrammes correspondant au processus

$$q + q \rightarrow H^{\pm\pm} + j + j \rightarrow W^{\pm} + W^{\pm} + j + j \quad (5.1)$$

$$\text{où } W^{\pm} \rightarrow l^{\pm} + \nu \quad (5.2)$$

où q est un quark léger (i.e. plus léger que le quark b), anti-quark léger ou gluon qui forme un jet j , l est un électron, positron, muon ou anti-muon, et ν est un neutrino ou anti-neutrino. L’énergie du centre de masse est de 13 TeV, et on demande 45000 évènements pour chaque valeur de m_5 . Afin de permettre la reconstruction des jets dans la simulation du détecteur, on demande que les jets soient à une distance de 0,4 de tout autre objet.

On doit également fournir à MadGraph une fonction de distribution des partons (PDF). Cette fonction modélise la composition des protons en quarks, c’est-à-dire l’impulsion des quarks présents, l’abondance de quarks virtuels, le comportement des gluons et autres [38]. Plusieurs versions de ces fonctions existent. Ici, on utilise NNPDF3.0 à

NLO avec le réglage $\alpha_s = 0,118$.

Par la suite, le logiciel Pythia [39] prend en charge l'hadronisation des jets et toute désintégration de particules dont le temps de vie est assez court pour qu'elle se désintègre à l'intérieur du détecteur. On envoie ensuite les événements dans une simulation de détecteur faite par le logiciel GEANT4 [6], qui reproduit numériquement le comportement du détecteur ATLAS. Vu la complexité du détecteur, la simulation est faite en entier dans une période de plusieurs jours par les serveurs de l'expérience ATLAS.

Vient ensuite le processus de dérivation, un traitement qui élimine de l'information sur les objets, des objets complets et même des événements en entier. On utilise la dérivation choisie par la collaboration ATLAS pour les processus $H \rightarrow WW$. Celle-ci conserve les événements avec au moins deux leptons, et conserve les traces associées aux leptons et jets. Elle garde également l'information au niveau «truth» des bosons W et Z, bosons de Higgs, photons, leptons et quarks top. La notion de particules mères et filles est conservée.

5.1.1 Génération du bruit de fond

Les sources de bruit de fond dans la présente analyse paraissent également dans une grande quantité d'autres analyses à signatures différentes. Par conséquent, l'expérience ATLAS maintient des simulations de diverses sources de bruit de fond afin qu'elles puissent être utilisées par toute la collaboration. Ce sont ces échantillons qui sont utilisés ici.

On présente dans le tableau 5.II les échantillons utilisés et les générateurs utilisés pour leur simulation.

5.1.2 Interférence

Il est à noter que l'on génère ici le signal séparément du restant du modèle standard. Cette technique est préférable puisqu'elle permet de s'assurer que les 45 000 événements demandés se retrouvent tous dans le signal. Vu la faible quantité de signal face au bruit de fond, la génération de tous les événements avec une même quantité de signal prendrait un

Source	Générateurs
Même charge (Électrofaible)	Sherpa
Même charge (QCD)	Sherpa
Diboson	Sherpa, Powheg
Triboson	Sherpa
Top	MadGraph, Powheg
$Z + j$	Sherpa, MadGraph, Powheg
$W + j$	Sherpa, MadGraph, Powheg
$Z\gamma$	Sherpa
$W\gamma$	Sherpa

Tableau 5.II – Générateurs utilisés pour simuler les sources de bruit de fond. Hormis la source de même charge, tous ces processus contribuent au bruit de fond par mauvaise identification de la charge.

temps déraisonnable. Or, générer le signal de manière individuelle est seulement valide si on peut négliger les effets d'interférence entre le signal et le bruit de fond.

Pour vérifier la validité de cette approche, on génère trois échantillons de taille réduite :

Signal	$q + q \rightarrow H^{\pm\pm} \rightarrow W^{\pm} + W^{\pm} + j + j$	dans le modèle GM
Bruit de fond	$q + q \rightarrow W^{\pm} + W^{\pm} + j + j$	dans le modèle standard
Combinaison	$q + q \rightarrow W^{\pm} + W^{\pm} + j + j$	dans le modèle GM

On compare ensuite la somme des deux premiers au troisième (figure 5.2) ainsi que la différence des deux derniers au premier (figure 5.3). On constate qu'il n'y a pas d'interférence significative.

5.2 Sélection des évènements

Les évènements sont d'abord sélectionnés par le déclencheur à un lepton. À ces évènements, on rajoute les restrictions suivantes :

- Deux leptons de même charge avec impulsion transverse d'au moins 20 GeV. La signature de même charge est très rare dans le modèle standard, et cette restriction permet d'éliminer une énorme quantité de processus. On note cependant qu'elle

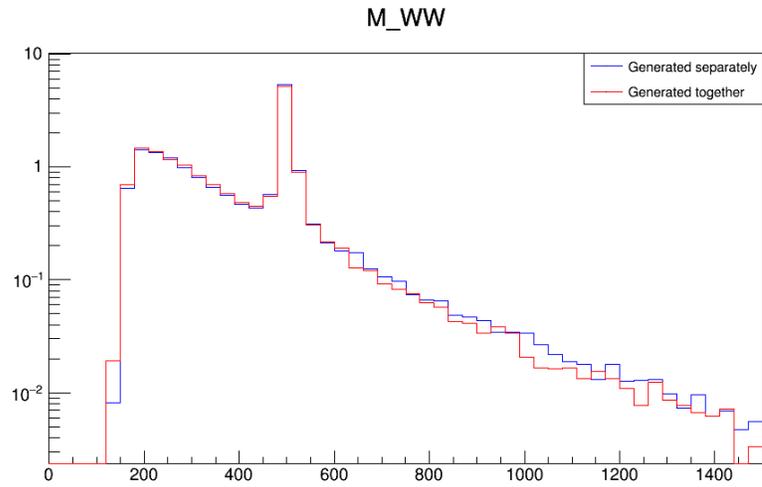


Figure 5.2 – Somme du signal et du bruit de fond générés séparément (bleu) comparée à leur génération conjointe (rouge). Pas de différence notable.

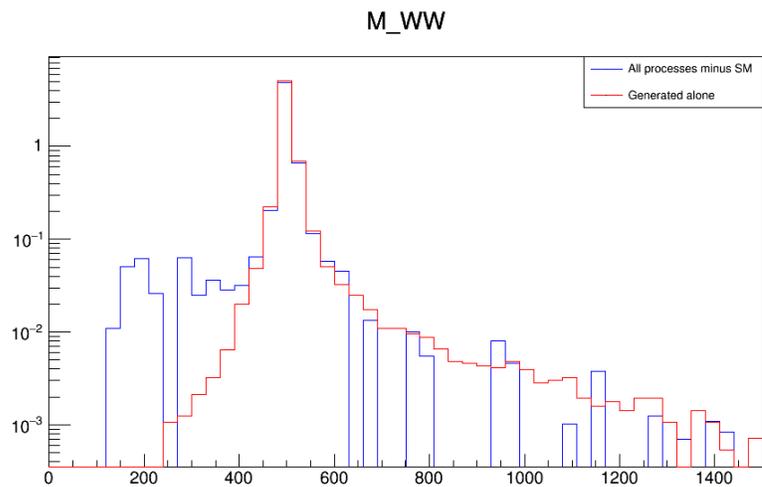


Figure 5.3 – Différence entre la génération conjointe et le signal (bleu) comparée à la génération du signal seul (rouge). Pas de différence notable.

permet les processus où la charge a été mal reconstruite par le détecteur (voir section 4.2.2); ceux-ci formeront la source de bruit de fond principale.

- Un veto sur les bosons Z . Le boson Z se désintègre en une paire d'électrons de charges opposées avec un rapport d'embranchement de 3,36 % [37]. Les électrons ont une probabilité non-négligeable de voir leur charge être mal reconstruite. Lorsque ceci se produit suivant la désintégration du boson Z , la signature de même charge est reproduite, et ces événements doivent être retirés de l'échantillon. On s'assure que la masse reconstruite du système dilepton (m_{ll}) ne s'approche pas de la masse du boson Z (m_Z) en demandant $|m_Z - m_{ll}| < 10 \text{ GeV}$.
- Une pseudorapidité des électrons en deçà de 1,37 en valeur absolue. La probabilité que des électrons participent à des processus entraînant une mauvaise reconstruction de la charge augmente avec la quantité de matériau traversée par ceux-ci. Étant donné la géométrie cylindrique du détecteur, les électrons à haute pseudorapidité traversent une plus grande quantité de matériau; on les élimine donc de l'échantillon. Cette restriction sacrifie des événements provenant du signal pour éliminer une grande quantité de bruit de fond, menant à une signifiante plus élevée.
- Au moins deux jets avec une impulsion transverse de 30 GeV et une pseudorapidité en deçà de 4,5 en valeur absolue. La paire de jets d'impulsion élevée est caractéristique des processus VBS (voir section 4.1.1), et cette restriction est utile pour isoler le signal. La restriction sur la pseudorapidité empêche de conserver dans l'échantillon des événements provenant d'autres collisions dans la même rencontre de paquets. On permet ici qu'il y ait plus de deux jets dans le souci d'inclure également les cas où l'évènement serait accompagné de radiation d'un jet dans l'état initial.
- Un veto sur les jets provenant de quarks b . Certains événements produisent une paire de quarks t , et ceux-ci peuvent imiter le signal par leur désintégration $t \rightarrow W + b$. On élimine donc les cas où les jets proviennent de quarks b . L'algorithme utilisé pour déterminer si les jets proviennent de quarks b n'est pas parfaitement

efficace [4]; on utilise ici les paramètres qui conservent le signal à 85 % d'efficacité.

Cette sélection d'évènements est dite préliminaire, et sert à retirer la majorité du bruit de fond. L'apport en bruit de fond par les processus restants est présenté dans les figures 5.4 et 5.5. On cherche ensuite à instaurer des restrictions cinématiques pour éliminer le bruit de fond restant : on émet des coupes sur la masse du système dijet (m_{jj}), la séparation en rapidité des jets (Δy_{jj}), la masse du système dilepton (m_{ll}), la séparation en rapidité des leptons (Δy_{ll}) et l'énergie transverse manquante (E_T^{miss}).

5.2.1 Sélection des jets VBS

Étant donné la présence possible de plus de deux jets, il est important de se pencher sur la manière de sélectionner les deux jets qu'on traitera comme le système dijet pour l'implémentation des coupes mentionnées ci-haut. Auparavant, les analyses dans l'expérience ATLAS ont utilisé plusieurs techniques différentes pour désigner les jets provenant de processus VBS : les deux jets ayant la plus haute énergie, les deux jets ayant la plus haute impulsion transverse, ou les deux jets ayant la plus haute séparation, par exemple.

On remarque dans les figures 5.6 et 5.7 que les jets, lorsque classés par ordre d'impulsion transverse, ont une probabilité d'émuler la séparation caractéristique des processus VBS qui diminue selon leur rang. Or, le troisième jet a toujours une possibilité non-négligeable de faire partie de cette structure. On choisit donc d'utiliser n'importe quelle paire de jets parmi les trois premiers, tant que les jets choisis satisfont les coupes que l'on aura instaurées et qu'ils se trouvent dans des hémisphères opposés du détecteur. On favorisera une somme des rangs minimale en impulsion transverse (i.e. on favorise les deux premiers, suivi du premier et du troisième, puis du deuxième et du troisième).

5.2.2 Reconstruction de la masse résonante

Une analyse mettant en jeu des diagrammes résonants permet souvent de reconstruire la masse transverse de la résonance d'après l'information obtenue sur les produits

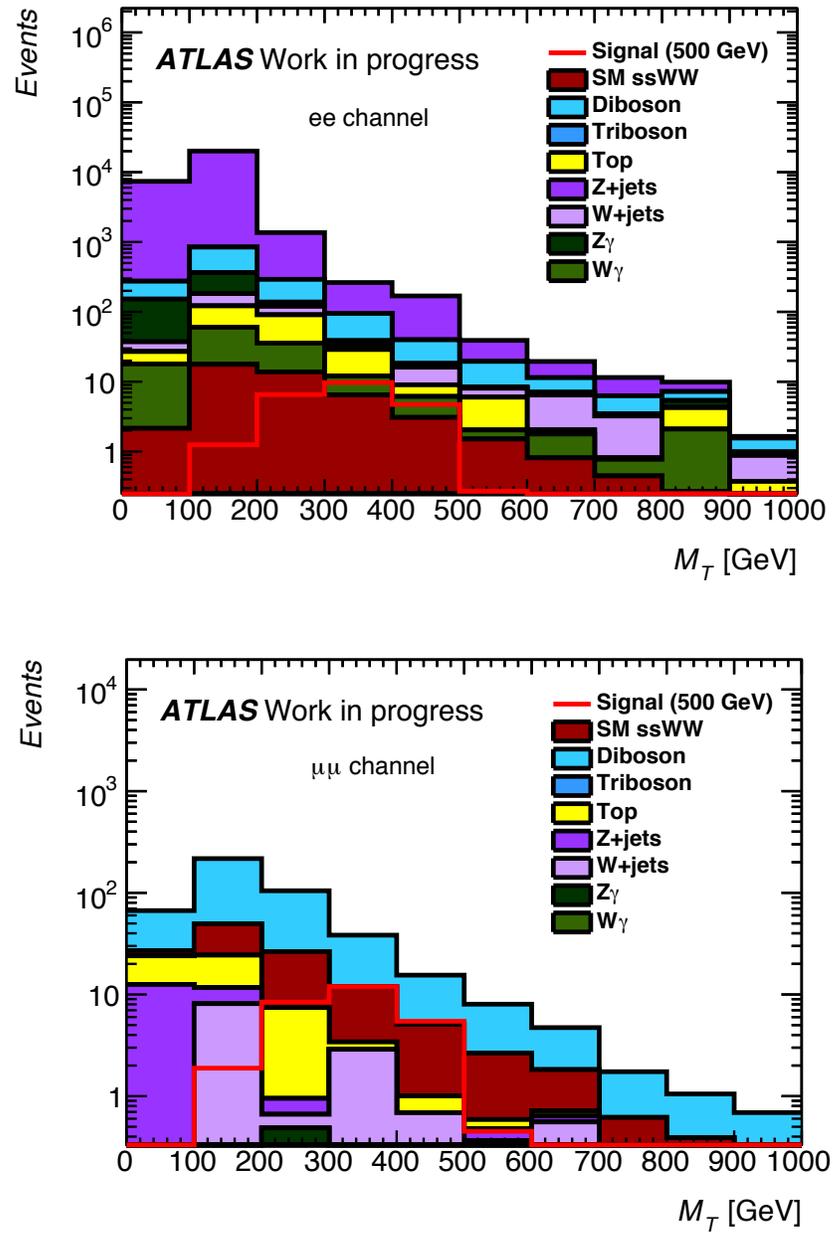


Figure 5.4 – Apport des diverses sources de bruit de fond en fonction de la masse transverse reconstruite dans les canaux ee et $\mu\mu$.

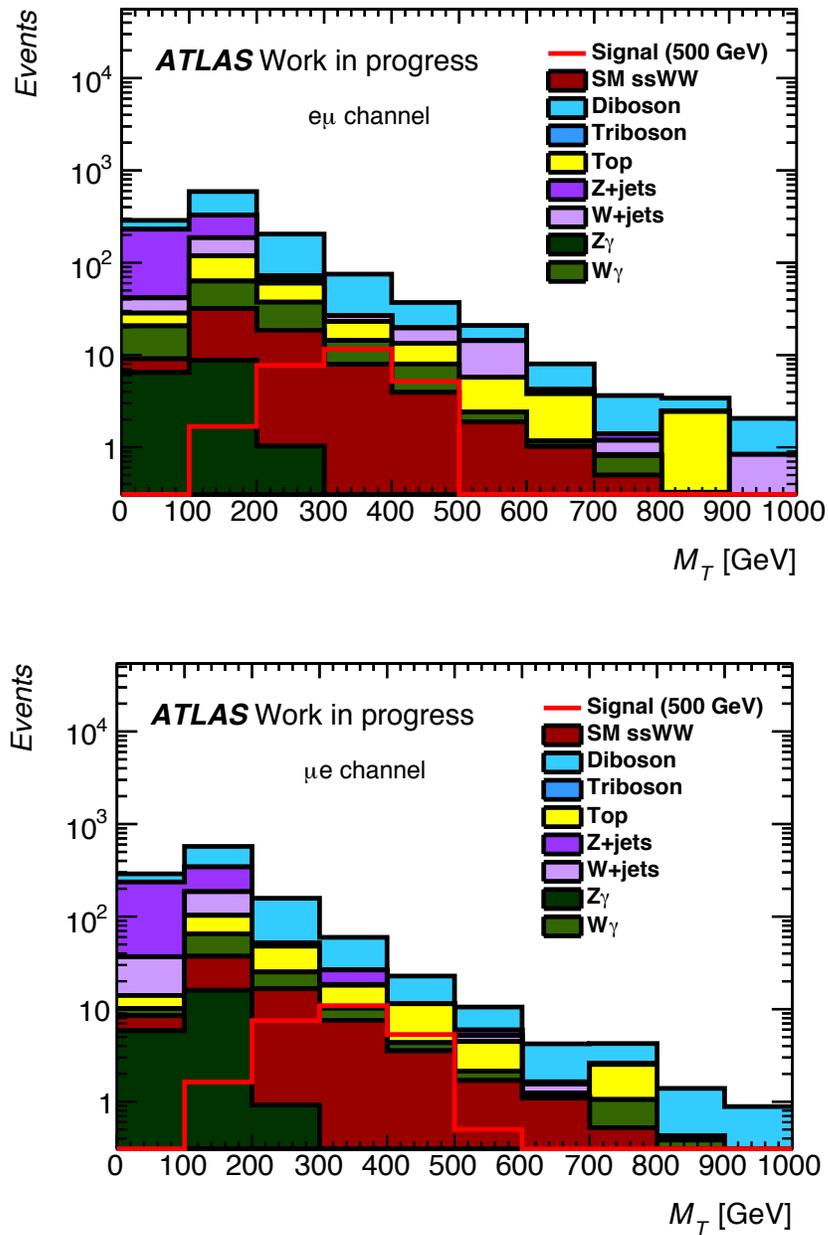
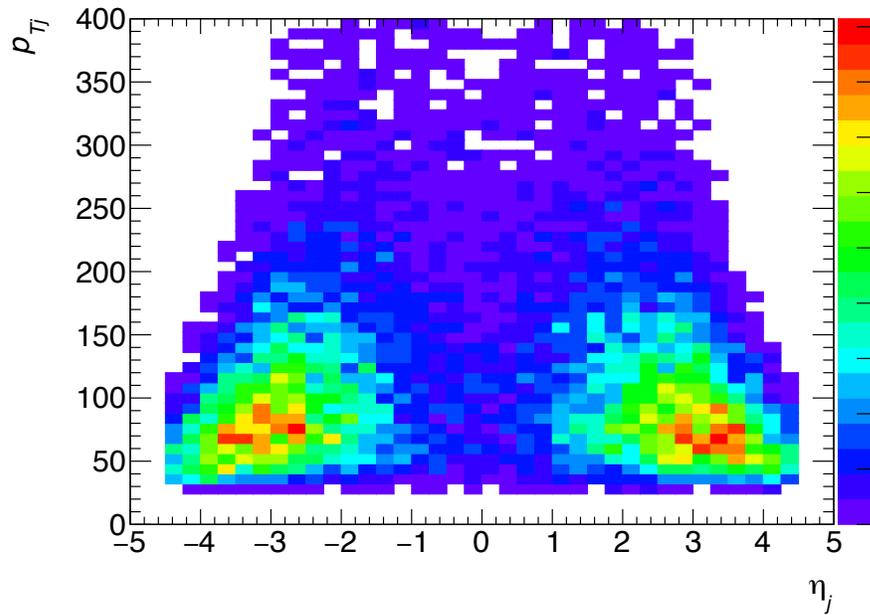
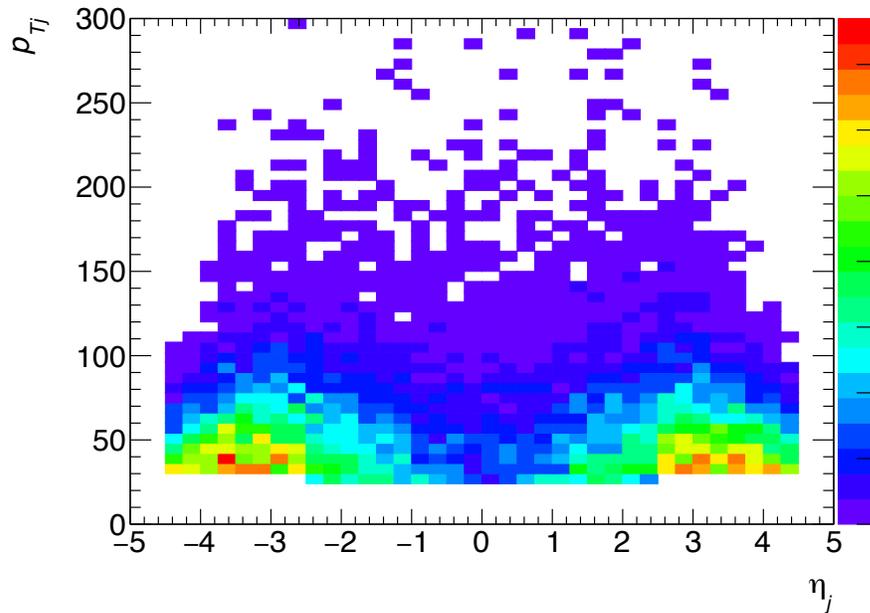


Figure 5.5 – Apport des diverses sources de bruit de fond en fonction de la masse transverse reconstruite dans les canaux $e\mu$ et μe . L'ordre des saveurs dans les canaux mixtes fait référence à l'ordre en impulsion transverse des leptons.

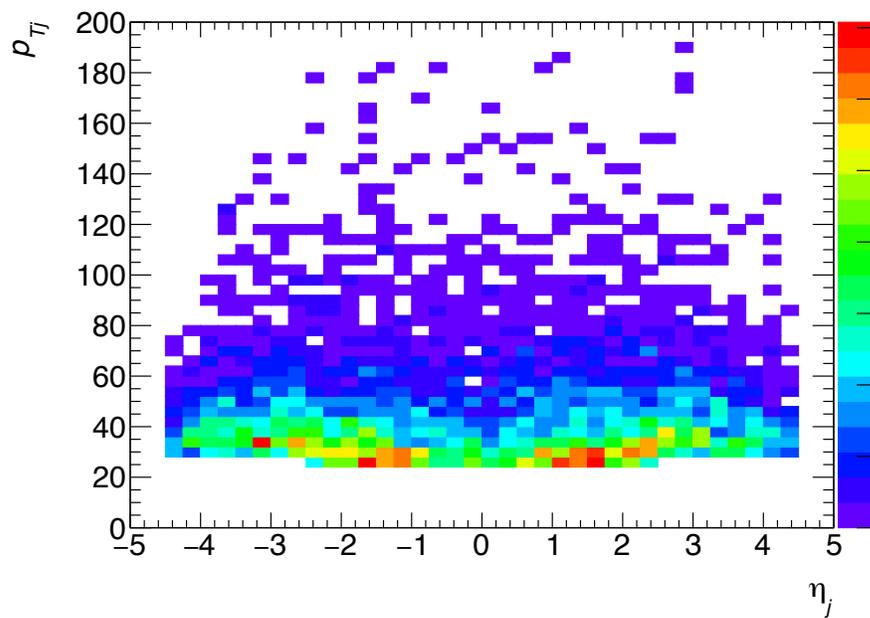


(a) Premier jet en quantité de mouvement



(b) Deuxième jet en quantité de mouvement

Figure 5.6 – Allure statistique des deux jets de plus grande quantité de mouvement dans le plan de quantité de mouvement transverse (p_T) et de pseudorapidité (η). On remarque la topologie VBS.



(a) Troisième jet en quantité de mouvement

Figure 5.7 – Allure statistique du troisième jet en quantité de mouvement dans le plan de quantité de mouvement transverse (p_T) et de pseudorapidité (η). On remarque que la topologie VBS est retrouvée également dans le troisième jet.

finaux. Ici, ce n'est cependant pas le cas dû à la présence d'une paire de neutrinos qui n'est détectée que par un bilan non-nul d'énergie transverse. On doit donc explorer les différentes techniques de reconstruction de masse mettant en jeu plusieurs particules invisibles au détecteur.

La reconstruction d'une masse transverse s'effectue en deux étapes principales : la projection sur la composante transverse, puis la combinaison de l'information [40]. La projection peut d'abord être faite de différentes façons : en conservant la masse ($e_{\top} = \sqrt{M^2 - |\vec{p}_{\top}|^2}$) ou en la portant à zéro ($e_o = |\vec{p}_{\top}|$). Ensuite, le choix de l'ordre des deux étapes change le résultat de la variable obtenue. On note par l'indice \top la projection conservant la masse et par l'indice o la projection la portant à zéro, et l'ordre des étapes par l'ordre des indices (où 1 représente l'étape de combinaison).

$$m_{1\top}^2 = \left(\sqrt{M_{ll}^2 + \vec{p}_{1\top}^2} + E_T^{\text{miss}} \right)^2 - \left(\vec{p}_{1\top} + \vec{E}_T^{\text{miss}} \right)^2 \quad (5.3)$$

$$m_{1o}^2 = \left(|\vec{p}_{l_1\top} + \vec{p}_{l_2\top}| + E_T^{\text{miss}} \right)^2 - \left(\vec{p}_{1\top} + \vec{E}_T^{\text{miss}} \right)^2 \quad (5.4)$$

$$m_{\top 1}^2 = \left(|\vec{p}_{l_1\top}| + |\vec{p}_{l_2\top}| + E_T^{\text{miss}} \right)^2 - \left(\vec{p}_{1\top} + \vec{E}_T^{\text{miss}} \right)^2 \quad (5.5)$$

$$m_{o1}^2 = m_{\top 1}^2 \quad (5.6)$$

Ces variables sont reliées à plusieurs définitions populaires de masse reconstruite [40] : la masse visible (m_{vis}), la masse effective (m_{eff}) et la masse vectorielle (m_{vec}).

$$m_{\text{vis}}^2 = 2 |\vec{p}_{l_1}| |\vec{p}_{l_2}| (1 - \cos \Delta \theta (l_1, l_2)) \quad (5.7)$$

$$m_{\text{eff}}^2 = m_{o1}^2 + \left(\vec{p}_{1\top} + \vec{E}_T^{\text{miss}} \right)^2 \quad (5.8)$$

$$m_{\text{vec}}^2 = m_{o1}^2 + \left(\vec{p}_{1\top} + \vec{E}_T^{\text{miss}} \right)^2 + (p_{l_{1z}} + p_{l_{2z}})^2 \quad (5.9)$$

Le comportement de ces diverses définitions de masse reconstruite est présenté dans les figures 5.8, 5.9, 5.10, 5.11, 5.12 et 5.13. On remarque que la largeur du pic de signal augmente avec la masse de la résonance ; ceci est dû au comportement des neutrinos, tel que mentionné dans la section 4.1.3. La variable $m_{1\top}$ (équation 5.3) est choisie comme

masse reconstruite puisque sa forme s'approche le plus d'un pic de résonance traditionnel.

5.2.3 Optimisation des coupes carrées

L'optimisation des valeurs des coupes sur m_{jj} , Δy_{jj} , m_{ll} , Δy_{ll} et E_T^{miss} se fait simultanément : on fait varier les coupes sur une grille 5D dont les caractéristiques sont présentées dans le tableau 5.III. On interdit les valeurs inférieures au point de coupe, excepté dans le cas de m_{ll} pour laquelle on interdit les valeurs supérieures.

La performance d'un ensemble de coupes est prise comme étant la valeur de la signification statistique médiane (Z_A) qui y est associée. Celle-ci est calculée selon l'approximation d'Asimov [16].

$$Z_A = \sqrt{\sum_i 2(S_i + B_i) \log \left(1 + \frac{S_i}{B_i} \right) - S_i} \quad (5.10)$$

Cette valeur est calculée comme une somme sur les classes i de l'histogramme de masse reconstruite. Elle est donc maximisée lorsque le profil du signal est distinct de celui du bruit de fond dans cet histogramme.

Étant donné les contributions très différentes des sources de bruit de fond selon la nature des leptons dans l'état final, l'optimisation est effectuée séparément pour chaque canal, c'est-à-dire le canal diélectron (ee), le canal dimuon ($\mu\mu$) et le canal mixte ($e\mu + \mu e$).

Les résultats de l'optimisation sont présentés dans les tableaux 5.IV, 5.V et 5.VI. La sélection de coupes la plus performante n'a pas toujours été choisie, et ce dans le but de

Variable	Minimum	Maximum	Taille des pas
m_{jj} (GeV)	200	600	50
Δy_{jj}	1	9	1
m_{ll} (GeV)	0	300	100
Δy_{ll}	1	6	1
E_T^{miss} (GeV)	10	80	10

Tableau 5.III – Taille et granularité de la grille 5D utilisée pour optimiser les coupes.

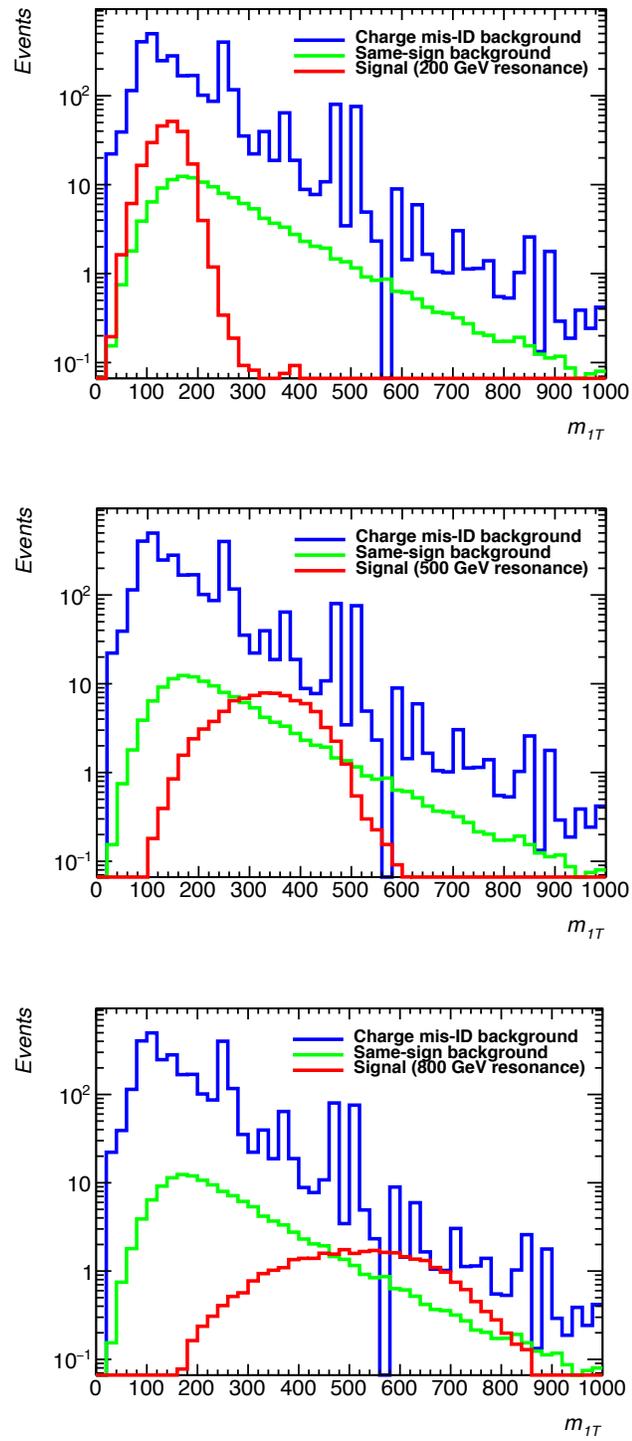


Figure 5.8 – Allure de m_{1T} pour diverses masses de résonance.

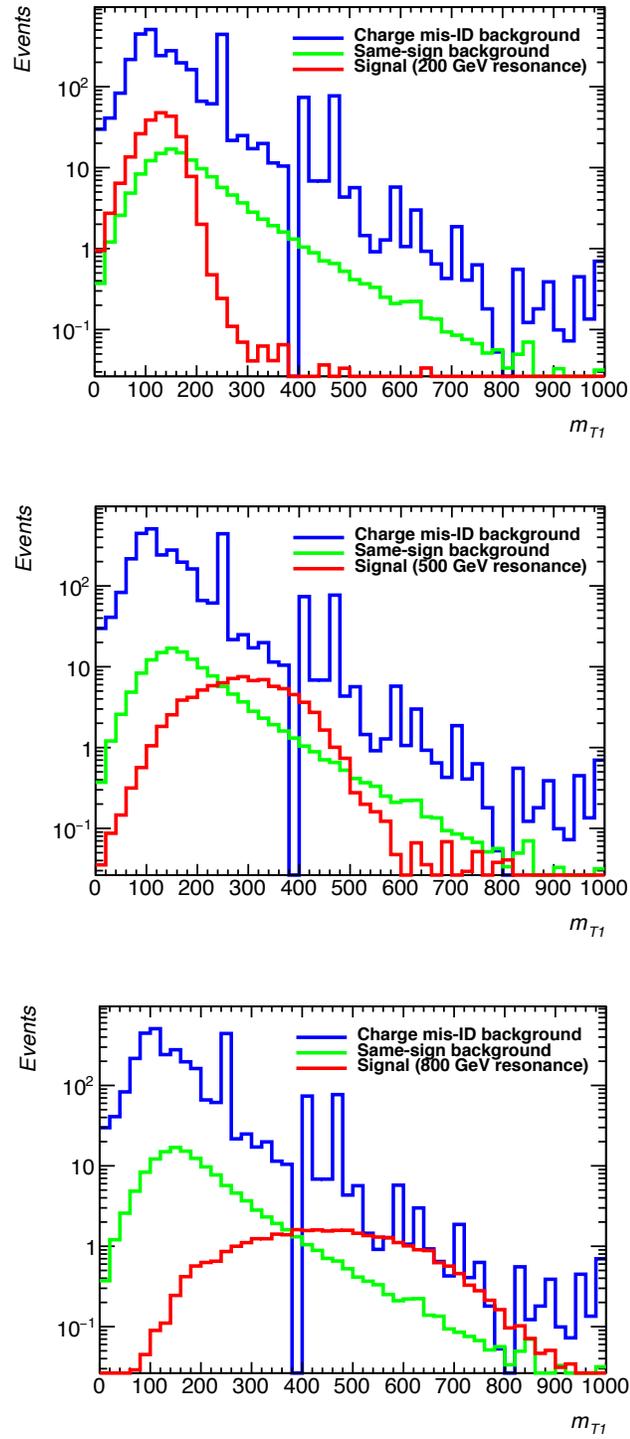


Figure 5.9 – Allure de m_{T1} pour diverses masses de résonance.

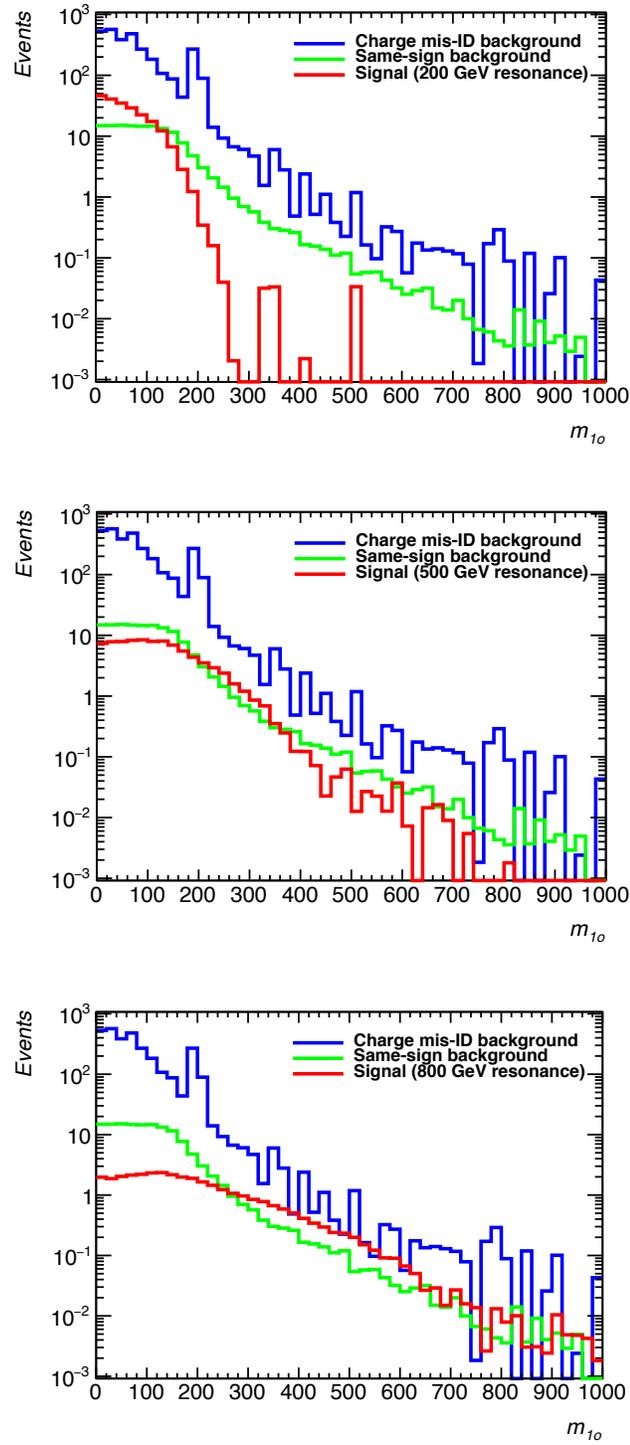


Figure 5.10 – Allure de m_{10} pour diverses masses de résonance.

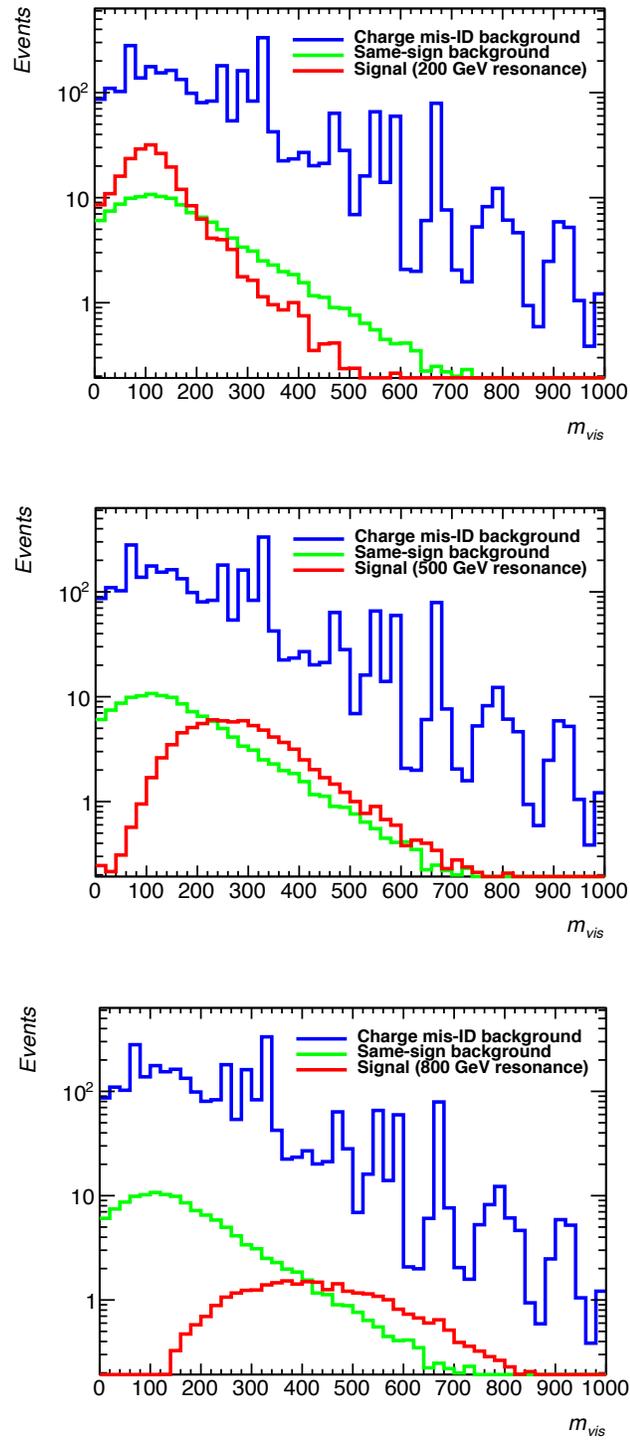


Figure 5.11 – Allure de m_{vis} pour diverses masses de résonance.

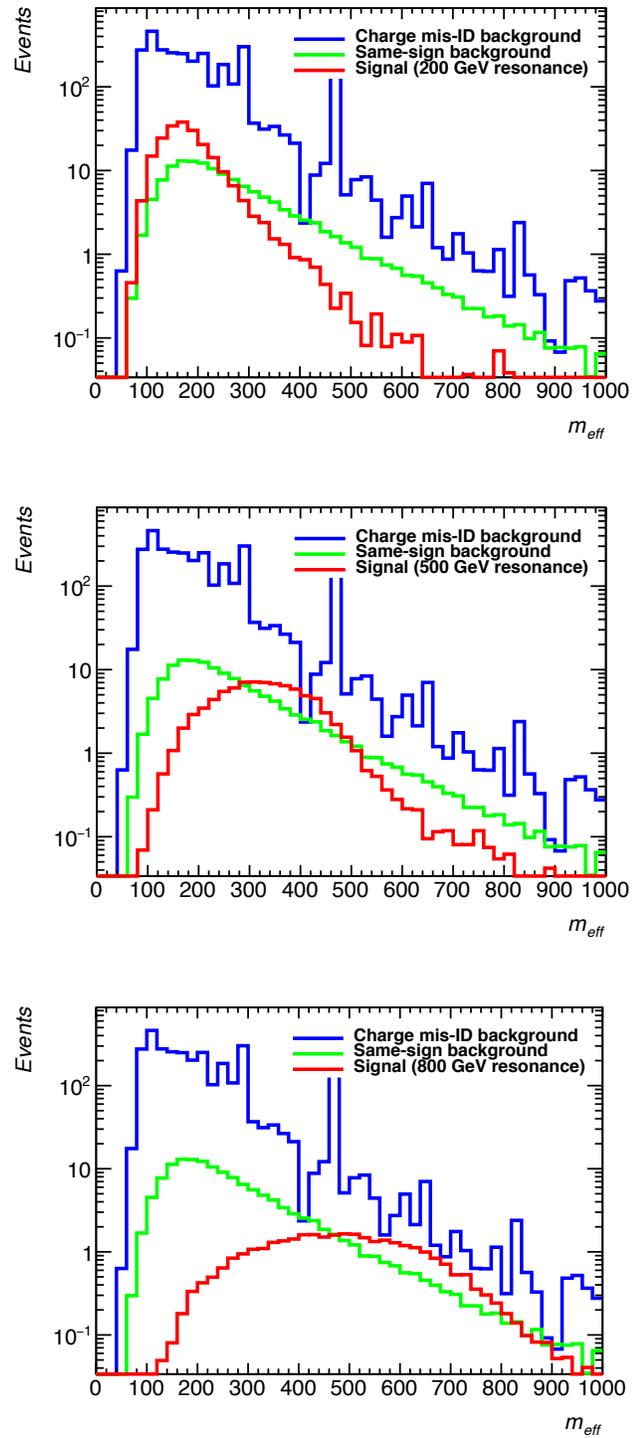


Figure 5.12 – Allure de m_{eff} pour diverses masses de résonance.

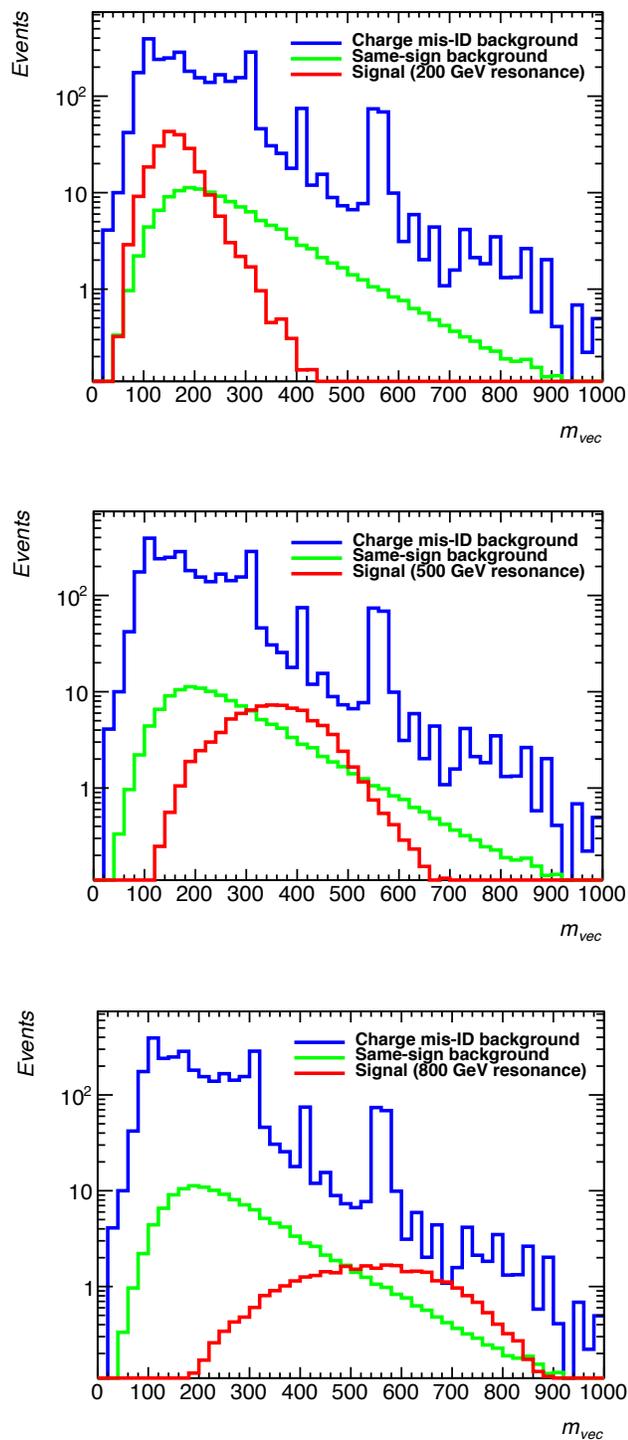


Figure 5.13 – Allure de m_{vec} pour diverses masses de résonance.

conserver une évolution douce des coupes selon la masse de la résonance. Ce choix a été fait en s'assurant d'obtenir une perte de signifiante négligeable. Le rang de la sélection choisie est également présenté dans les tableaux de résultats.

Tel qu'anticipé, les sélections optimales favorisent une grande masse pour le système dijet, ainsi qu'une séparation importante en rapidité. On note également l'augmentation de la masse du système dilepton pour des masses de résonance plus grandes, tel que prévu. La restriction sur la séparation en pseudorapidité des leptons est importante à faibles masses de résonance, ce qui s'explique par la désintégration dos-à-dos des bosons W à grande énergie. La restriction sur l'énergie transverse manquante est presque inutilisée dans les canaux $e\mu$ et $\mu\mu$, et ne semble discriminante que dans le canal ee .

La signifiante obtenue est en général plus grande à faible masse, étant donné que son calcul est étroitement lié à l'allure de l'histogramme de masse transverse reconstruite, dont le pic s'élargit à hautes masses. La signifiante est faible dans le canal ee , ce qui est dû à la présence d'un bruit de fond accru par la mauvaise identification de la charge des électrons.

5.3 Extraction de limites sur la présence de nouvelle physique

On cherche à utiliser ces données simulées pour établir des limites sur la présence de la nouvelle physique.

Pour ce faire, on utilise le logiciel HistFitter [13] pour faire un test d'exclusion. En supposant l'absence de physique au-delà du modèle standard, on obtient la probabilité d'obtenir les valeurs observées ou des valeurs plus extrêmes (la «p-value»). Cette probabilité peut être également évaluée en considérant la présence du signal où d'une portion de ce signal, représentée par le paramètre μ_{sig} qui agit comme poids. Ainsi, $\mu_{\text{sig}} = 1$ implique la totalité du signal considéré pour des valeurs de m_5 et $\sin \theta_H$ données, et une valeur différente représente un signal augmenté ou réduit par un facteur μ_{sig} .

Un exemple de limite attendue pour $m_5 = 500\text{ GeV}$ et $\sin \theta_H = 0,5$ est présenté dans la figure 5.14. Les limites pourront être obtenues une fois l'analyse des processus à bosons W de même charge du modèle standard complétée.

Masse de résonance (GeV)	200	300	400	500	600	700	800	900
m_{jj} (GeV)	600	600	600	500	500	500	500	500
Δy_{jj}	5	6	6	5	5	5	5	5
m_{ll} (GeV)	0	50	50	200	200	250	250	250
Δy_{ll}	6	6	6	2	2	2	2	2
E_T^{miss} (GeV)	50	50	50	30	30	10	10	10
Rang	20	1	1	19	15	15	2	7
Z_A	3,63	4,14	3,67	3,78	3,97	3,73	3,83	3,51
Signal	14,6	3,88	4,44	5,72	5,46	3,93	3,46	2,70
Bruit	336	2,56	2,56	1,68	1,68	5,22	5,22	5,22

Tableau 5.IV – Résultat de l’optimisation des coupes pour chaque masse de résonance considérée dans le canal ee . On note le changement de régime entre les masses de 400 et 500 GeV.

Masse de résonance (GeV)	200	300	400	500	600	700	800	900
m_{jj} (GeV)	400	500	500	500	500	500	500	500
Δy_{jj}	3	4	5	5	5	5	6	6
m_{ll} (GeV)	50	50	100	150	150	150	150	150
Δy_{ll}	2	2	2	2	2	2	3	3
E_T^{miss} (GeV)	10	10	10	10	10	10	10	10
Rang	9	4	5	1	8	28	22	27
Z_A	7,70	6,64	6,57	6,59	6,07	5,35	4,95	4,32
Signal	72,7	49,9	26,9	19,1	15,4	12,3	5,86	4,55
Bruit	128	75,9	19,6	8,26	8,26	8,26	2,65	2,65

Tableau 5.V – Résultat de l’optimisation des coupes pour chaque masse de résonance considérée dans le canal mixte ($e\mu$ et μe).

Masse de résonance (GeV)	200	300	400	500	600	700	800	900
m_{jj} (GeV)	400	500	500	500	500	500	500	500
Δy_{jj}	3	4	5	5	5	5	5	5
m_{ll} (GeV)	50	50	50	50	150	150	150	150
Δy_{ll}	2	2	2	2	2	2	3	3
E_T^{miss} (GeV)	10	10	10	10	10	10	10	10
Rang	5	1	1	1	47	234	2	4
Z_A	7,76	6,23	5,28	4,76	3,84	3,56	3,35	3,12
Signal	45,3	30,4	16,4	13,0	8,50	6,77	5,48	4,10
Bruit	42,2	25,5	12,1	12,1	4,18	4,18	5,17	5,17

Tableau 5.VI – Résultat de l’optimisation des coupes pour chaque masse de résonance considérée dans le canal $\mu\mu$.

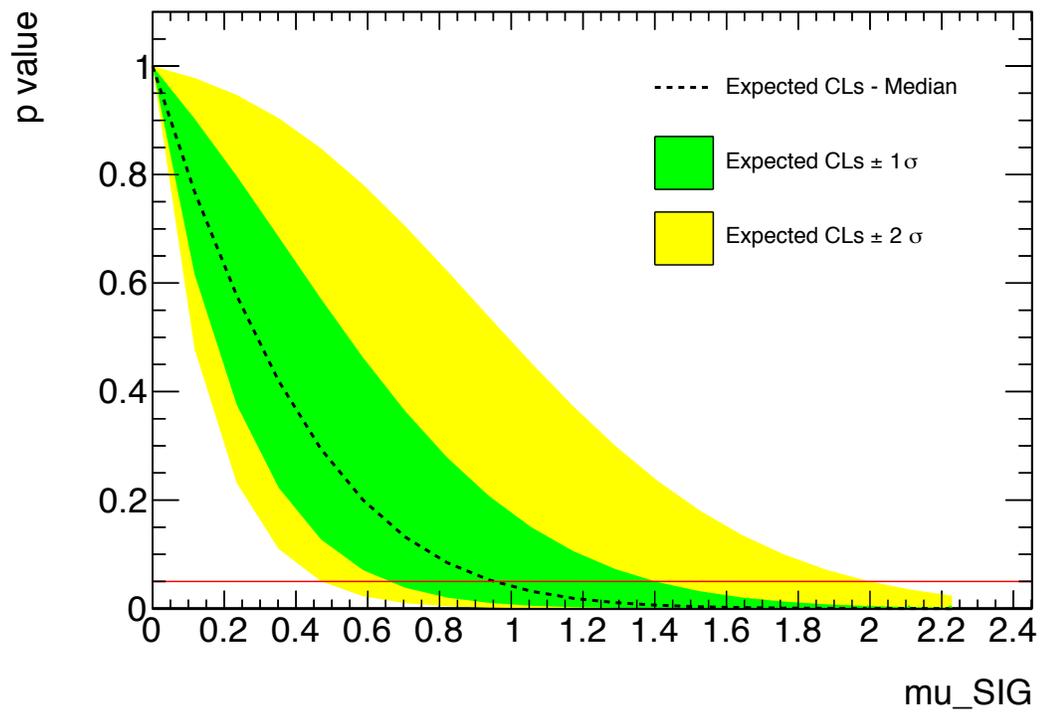


Figure 5.14 – Limite attendue sur la présence de physique au-delà du modèle standard pour une masse de résonance $m_5 = 500 \text{ GeV}$ et $\sin \theta_H = 0,5$ en fonction de la fraction de signal considérée (μ_{sig} , présenté ici comme «mu_SIG»). Les cas au-dessus de la ligne rouge sont exclus à un niveau de confiance (CL) de 95 %.

CHAPITRE 6

OPTIMISATION DE L'OUTIL ECIDS

La mauvaise identification de la charge dans le détecteur ATLAS (voir section 4.2.2) ajoute une quantité importante de bruit de fond à l'analyse. Ce problème est également présent dans un bon nombre d'autres analyses, particulièrement celles qui prennent avantage de la signature à leptons de même charge. Ces analyses se fient aux simulations Monte-Carlo pour estimer la probabilité de mauvaise identification, mais cette technique n'offre pas des résultats sans faille.

On cherche donc à élaborer une nouvelle méthode visant à déceler les particules dont la charge a mal été identifiée. Les techniques d'apprentissage machine, présentement en vogue, se prêtent bien à un tel problème. On a donc entamé à l'Université de Montréal, en collaboration avec l'Université de Sheffield et l'Université de Ljubljana, la création d'un outil appelé Sélecteur d'identification de charge des électrons (ECIDS) pour déploiement à travers la collaboration ATLAS. Cet outil, plus communément appelé «Charge-Flip Killer» (CFK), utilise des techniques d'apprentissage machine de base pour traiter l'information sur les particules chargées et déterminer si elles proviennent d'une trajectoire dont la charge a été mal identifiée.

L'entraînement des arbres de décision est effectué à partir d'un échantillon contenant des évènements simulés avec comme signature des électrons uniques. L'outil sortant est ensuite testé sur des évènements simulés du processus $Z \rightarrow ee$. Ces deux échantillons sont repondérés pour mieux simuler les données, et on y applique des coupes sur les paramètres d'impacts d_0 et z_0 pour avoir $|d_0/\sigma(d_0)| < 5$ et $z_0 \sin \theta < 0,5$.

6.1 Arbres de décision stimulés

La technique utilisée par ECIDS est l'apprentissage par arbres de décision stimulés (BDT). Le logiciel prend en entrée une série de variables associées à l'évènement étudié. Il établit ensuite un critère sur l'une des variables de façon à obtenir la plus grande

séparation entre le signal et le bruit de fond, et l'utilise pour séparer son échantillon en deux noeuds qui sont qualifiés de signal ou de bruit. Il répète ensuite le processus sur chacun des noeuds jusqu'à ce qu'un critère d'arrêt soit rencontré (par exemple, un certain nombre de noeuds dans une même branche ou une certaine pureté de signal dans le dernier noeud). L'ensemble de ces processus forme un arbre de décision.

Cette méthode n'offre pas une séparation très efficace jusqu'à ce qu'on y ajoute la stimulation. On attribue des poids aux éléments de l'échantillon selon le résultat de l'arbre précédent, avec les poids les plus haut assignés aux éléments présents dans des noeuds qui portent le qualificatif contraire. Ainsi, lorsqu'on crée un deuxième arbre de décision, celui-ci traite préférentiellement les événements mal classés de l'arbre précédent, de façon à ce qu'il les classe avec un plus grand succès [29].

Ce processus est répété pour un grand nombre d'arbres, de sorte à créer ce qu'on appelle une forêt. Les sorties des arbres de cette forêt sont rassemblées en moyenne pondérée de sorte à maximiser la performance.

6.1.1 Optimisation des hyperparamètres

La technique par BDT prend en entrée des hyperparamètres qui déterminent la performance et la complexité du processus. On compte parmi ces paramètres le nombre d'arbres dans la forêt (t), le nombre de noeuds maximal dans une branche (d), le nombre de coupes maximal dans un arbre (c) et la taille minimale des noeuds (m). Ces paramètres doivent être optimisés pour maximiser la performance tout en permettant une utilisation rapide de l'outil.

On effectue donc l'optimisation sur une grille tri-dimensionnelle, présentée dans le tableau 6.I. On fixe le paramètre c à 200.

Hyperparamètre	Minimum	Maximum	Pas
t	50	300	50
d	3	7	2
m (%)	0,5	2,0	0,5

Tableau 6.I – Grille d'optimisation des hyperparamètres d'ECIDS. Le paramètre c a une valeur fixée à 200.

Les résultats de l'optimisation, dont on peut voir des exemples en figures 6.1 et 6.1, augmentent généralement la performance avec des valeurs de t et d plus hautes, mais on remarque qu'elle atteint rapidement un plateau. On choisit donc comme hyperparamètres le premier point dont le voisin est équivalent à l'intérieur des barres d'incertitudes.

Le processus d'optimisation des hyperparamètres dépend, à priori, du nombre de variables fournies à l'outil. Il est ainsi effectué pour chaque taille de sélection de variables considérée. On suppose que l'optimisation ne dépend pas du choix des variables. Néanmoins, une fois l'optimisation du choix des variables terminée, la valeur des hyperparamètres est réoptimisée.

6.2 Optimisation du choix de variables

Les variables considérées comme entrées au processus de discrimination sont présentées dans le tableau 6.II. La lecture des événements par l'outil ECIDS se fait électron par électron ; ces variables font ainsi référence à des particules, et non à des événements. La liste a été en majorité suggérée par les experts en traitement des électrons et photons de la collaboration ATLAS, et a été complétée par les membres de l'équipe de développement de l'outil ECIDS. Or, puisque le but est de permettre à toute la collaboration d'utiliser l'outil de manière simple et rapide dans leurs analyses, l'utilisation de toutes ces variables n'est pas réaliste. Il faut donc adopter une sélection de variables restreinte qui ne compromettra pas la performance de l'outil.

L'optimisation du choix de variables est un processus délicat. Les variables ont divers niveaux de corrélation entre elles, et ce réseau d'interdépendance est difficile à voir passé le premier ordre. Étant donné la nature de l'algorithme d'apprentissage utilisé, il est possible que l'exclusion d'une variable favorise l'utilisation d'une autre qui était auparavant d'utilité négligeable. Par conséquent, une technique d'optimisation idéale prendrait en compte toutes les combinaisons de variables possibles. Malheureusement, un tel processus d'optimisation demande des ressources de calcul auquel l'équipe de développement n'a pas accès.

On force donc le choix de certaines variables ayant une présence importante dans

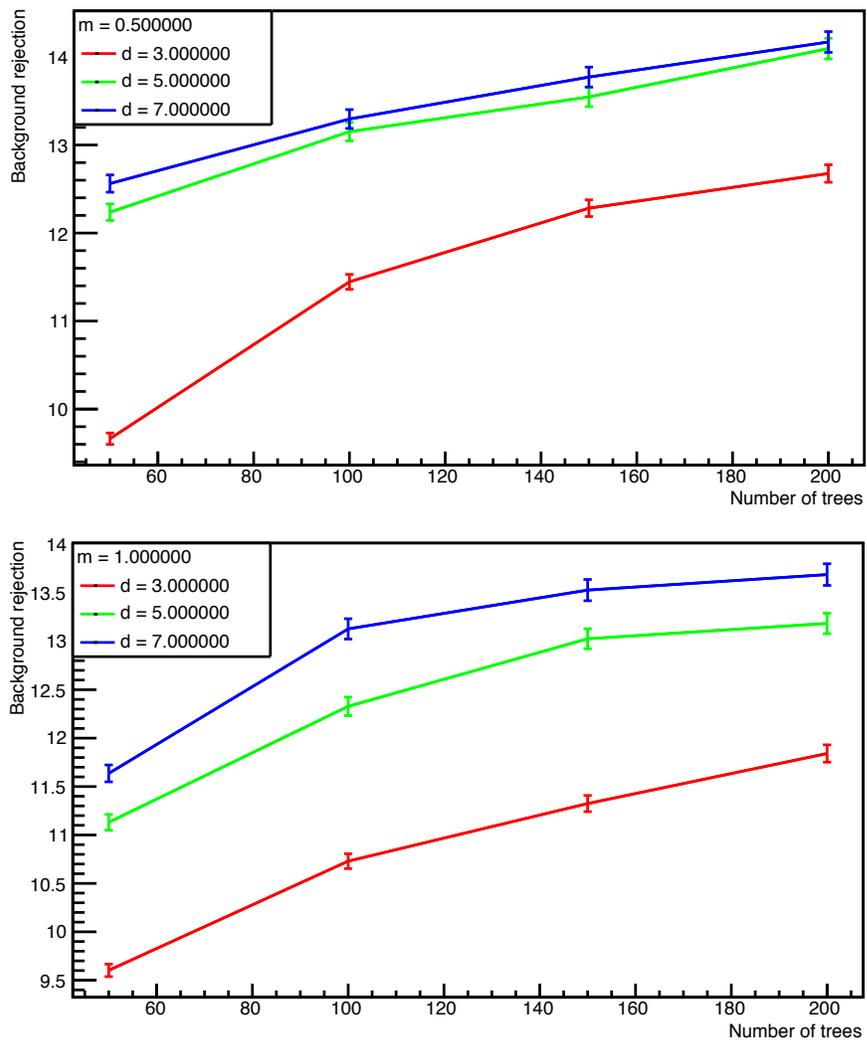


Figure 6.1 – Exemple de résultats d’optimisation des hyperparamètres pour 15 variables. Une grille d’optimisation restreinte a été utilisée. On remarque que la réjection de bruit de fond approche un plateau lorsqu’on augmente le nombre d’arbres (t).

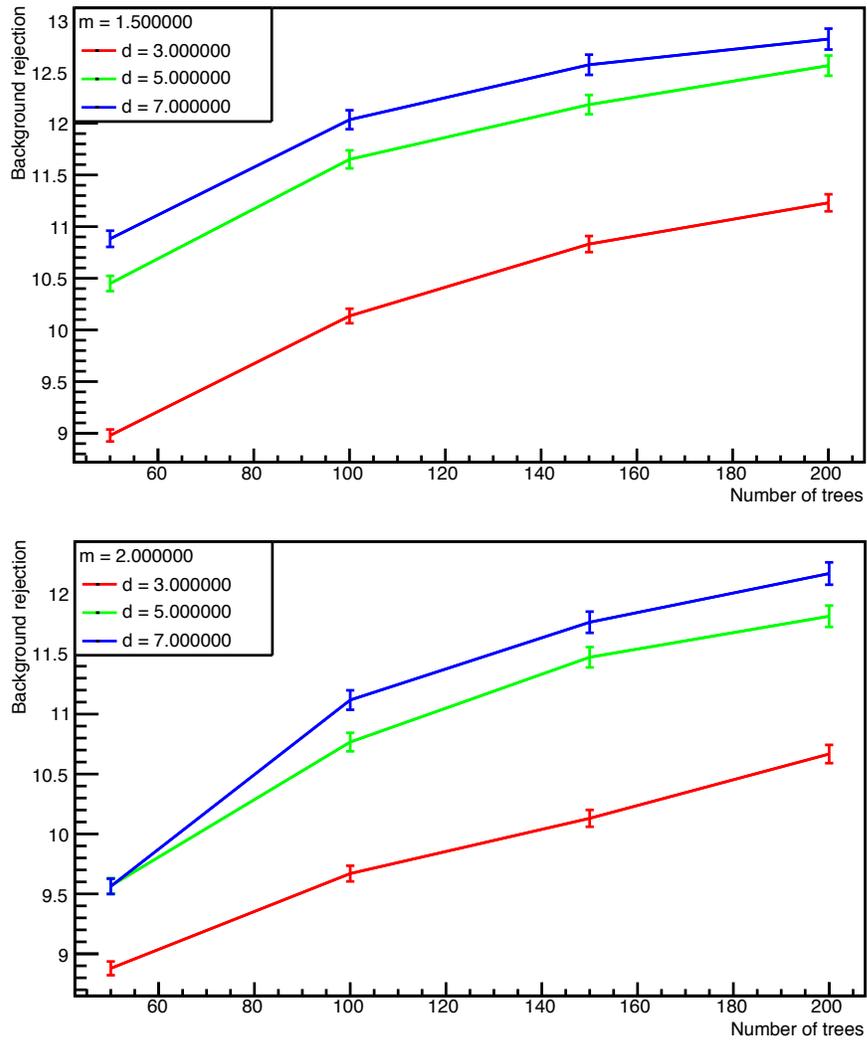


Figure 6.2 – Exemple de résultats d’optimisation des hyperparamètres pour 15 variables (suite). Une grille d’optimisation restreinte a été utilisée. On remarque que la réjection de bruit de fond approche un plateau lorsqu’on augmente le nombre d’arbres (t).

Variable	Description
p_T	Quantité de mouvement transverse
$ \eta $	Valeur absolue de la pseudorapacité
$\sigma(p_T)$	Incertitude sur la mesure de l'impulsion transverse de la trajectoire
E/p	Rapport entre l'énergie déposée dans le calorimètre et la quantité de mouvement de la trajectoire
$\Delta p/p$	Quotient de la quantité de mouvement perdue par la trajectoire entre le point de périégée et le dernier point de mesure et de l'impulsion originale
$\frac{q/p}{\sigma(q/p)}$	Signifiante de la courbure de la trajectoire (q/p)
q_{avg}	Charge moyenne
$q \times d_0$	Produit de la charge électrique reconstruite (q) et du paramètre d'impact transversal (d_0)
$\sigma(d_0)$	Incertitude sur d_0
$ d_0/\sigma(d_0) $	Signifiante du paramètre d'impact transversal (d_0)
$z_0 \times \sin \theta$	Produit du paramètre d'impact longitudinal (z_0) et du sinus de l'angle polaire de la trajectoire (θ)
R_ϕ	Rapport entre l'énergie contenue dans une cellule du calorimètre électromagnétique de dimension 3×3 et une autre de dimension 7×7 centrées à la position de l'électron
$\Delta\phi_{1(2)}$	Différence angulaire dans le plan azimuthal entre la position de l'amas d'énergie déposé dans la première (deuxième) couche du calorimètre électromagnétique et la trajectoire extrapolée depuis le point de périégée
$\Delta\phi_{\text{Res}}$	Défini comme $\Delta\phi_2$, mais en ajustant l'impulsion de la trajectoire sur l'énergie de l'amas avant de faire l'extrapolation
$\Delta(\Delta\phi_1, \Delta\phi_{\text{LM}})$	Différence entre $\Delta\phi_1$ et $\Delta\phi_{\text{LM}}$, où $\Delta\phi_{\text{LM}}$ est défini comme $\Delta\phi_2$ où on utilise plutôt la troisième couche du calorimètre électromagnétique
N_{tr}	Nombre de trajectoires associées à la particule
N_{SCT}	Nombre de coups enregistrés dans le SCT
χ_{tr}^2	Résultat du test en χ^2 suite à l'ajustement global lors du processus de reconstruction des trajectoires

Tableau 6.II – Ensemble des variables candidates comme entrées dans l'outil ECIDS [41].

l'entraînement avec toutes les variables et dont l'utilité est motivée théoriquement. Ceci réduit considérablement l'espace d'ensembles de variables possibles, et facilite des optimisations répétées à mesure que d'autres changements sont effectués à l'outil ECIDS.

Les variables p_T et η portent de l'information importante sur les processus (voir figure 6.3), et sont donc utilisées d'emblée. De sorte à obtenir un outil léger, on restreint la sélection à six variables additionnelles. Quatre sont fixées : R_ϕ , $\Delta\phi_{\text{res}}$, $q \times d_0$, E/p (on peut voir leur allure en figures 6.4 et 6.4). Toutes les combinaisons possibles sont utilisées pour les deux variables restantes. La variable $|d_0/\sigma(d_0)|$ est utilisée dans la majorité des sélections les plus performantes, et on retrouve $\sigma(d_0)$ dans la sélection optimale.

6.2.1 Masquage des phénomènes physiques

Puisque le but est d'optimiser l'outil de façon à ce qu'il reconnaisse la mauvaise identification de la charge par le détecteur dans tout type d'évènement, on cherche à utiliser des variables qui ne dépendent pas de la physique derrière les processus particuliers. De cette façon, on évite que les arbres de décision soient adaptés aux processus utilisés pour l'entraînement. La plupart des variables présentées dans le tableau 6.II se comportent de la même façon dans tous les processus présentant un risque de mauvaise identification de la charge. Une exception notable est la pseudorapidité (η). Pour pallier ce problème, on applique des poids à la distribution en η de façon à cacher l'information physique à l'algorithme d'apprentissage. Ces poids modifient la distribution du signal de sorte à ce qu'elle se conforme à la distribution de bruit de fond.

L'information sur η est encore disponible via ses corrélations aux autres variables utilisées.

6.2.2 Accord Monte-Carlo

La technique d'optimisation du choix de variables telle que décrite dans la présente section se fie entièrement sur des simulations Monte-Carlo. Elle est donc vulnérable à un désaccord entre les données et les simulations. On remarque en particulier que l'accord des variables fixées est plutôt faible (voir figures 6.4 et 6.5). La source de ce désaccord est

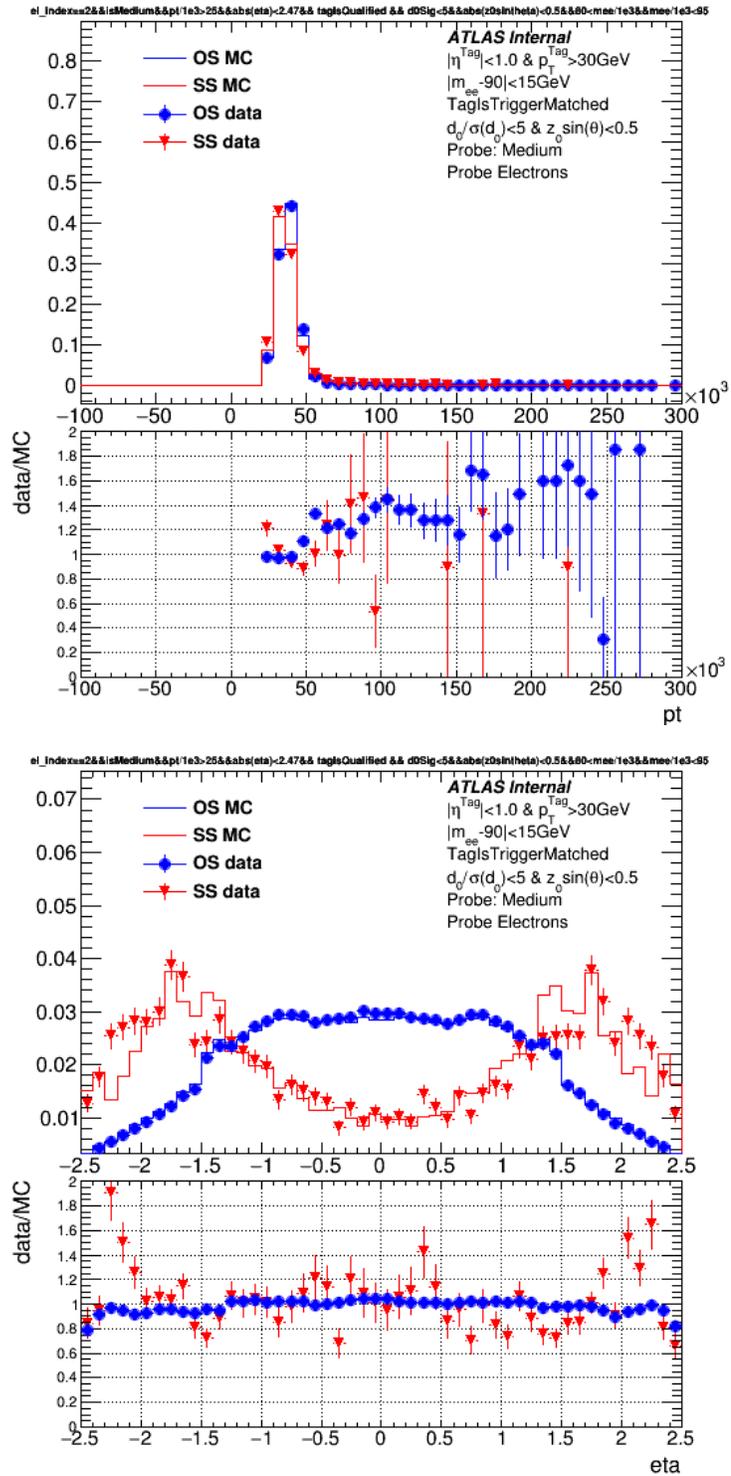


Figure 6.3 – Comportement des simulations (lignes pleines) pour les leptons dont la charge est bien identifiée (rouge) et mal identifiée (bleu) en comparaison avec les données (points) en p_T et η [35].

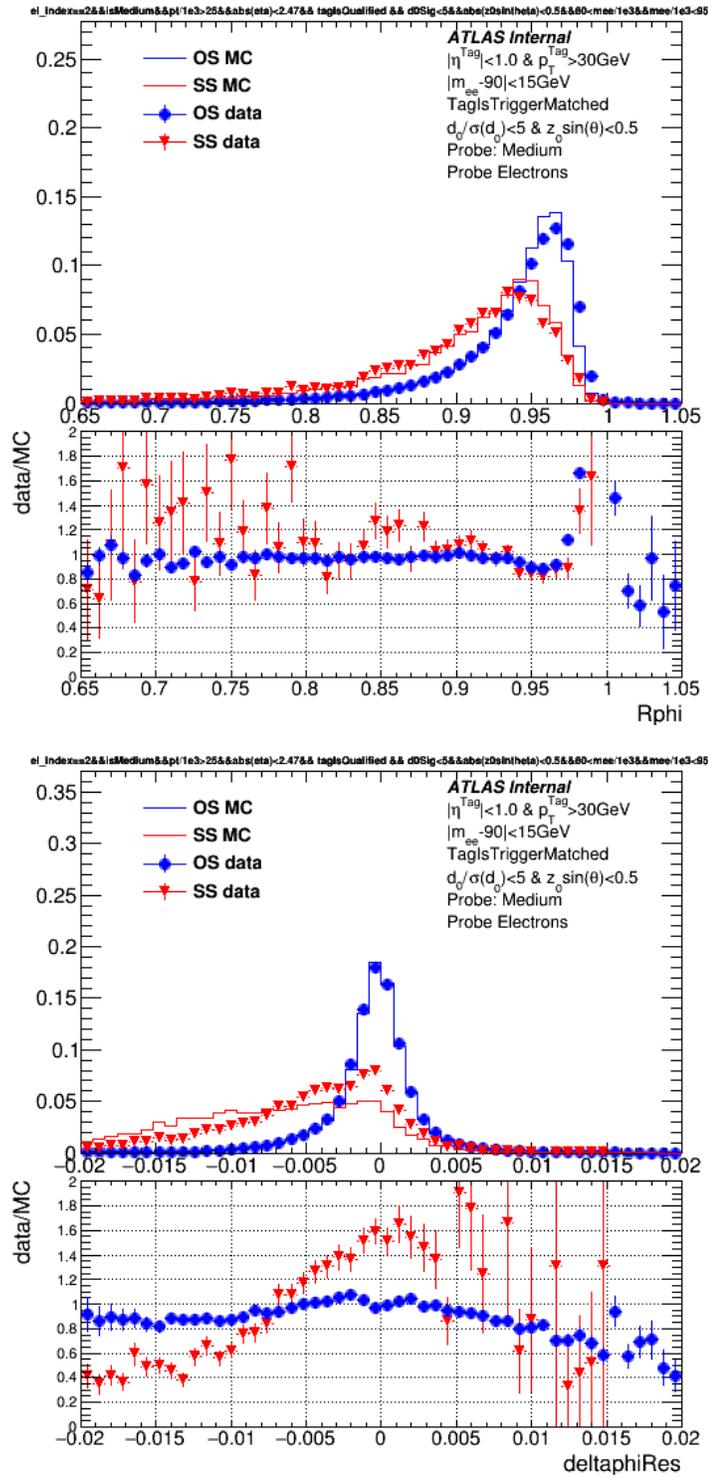


Figure 6.4 – Comportement des simulations (lignes pleines) pour les leptons dont la charge est bien identifiée (rouge) et mal identifiée (bleu) en comparaison avec les données (points) selon R_{ϕ} et $\Delta\phi_{\text{res}}$ [35].

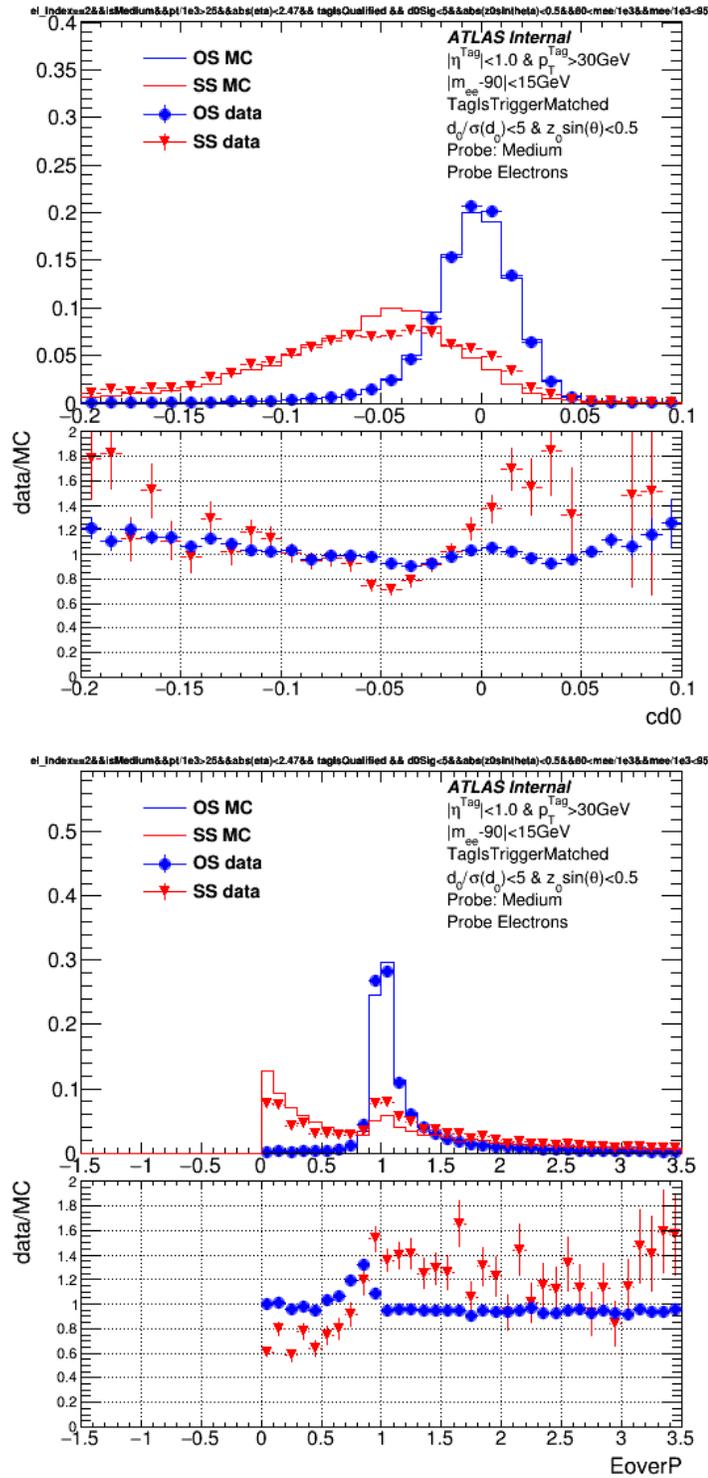


Figure 6.5 – Comportement des simulations (lignes pleines) pour les leptons dont la charge est bien identifiée (rouge) et mal identifiée (bleu) en comparaison avec les données (points) selon $q \times d_0$ et E/p [35].

incertaine. Puisqu'une optimisation selon un critère impliquant autant l'accord Monte-Carlo que la performance est difficile à effectuer, on choisit dans le futur de tester l'outil sur des données plutôt que sur des simulations.

6.3 Performance et utilisation

Avec la sélection de variables décrite dans la section 6.2, l'outil ECIDS rejette le bruit de fond avec un facteur de 15.7 ± 0.1 avec une efficacité de signal de 95 %. L'outil est présentement utilisé dans la recherche de supersymétrie via les leptons de même charge, et son utilisation est envisagée dans plusieurs autres, notamment pour des processus $t\bar{t}H$ et des analyses $H^{\pm\pm}$.

CHAPITRE 7

CONCLUSION

Le secteur de Higgs est un candidat idéal pour la recherche de la nouvelle physique, puisqu'il joue un rôle privilégié dans la brisure électrofaible et la génération des masses. De toutes les extensions qui peuvent y être rajoutées, celles qui respectent la symétrie custodiale, symétrie respectée par le modèle standard et hautement contrainte par l'expérience, sont favorisées puisqu'elles répondent automatiquement aux contraintes qui y sont associées. On note parmi ces extensions celles qui contiennent des triplets scalaires d'isospin faible, car elles mènent à une phénoménologie riche et à plusieurs signatures intéressantes dans des expériences d'accélérateurs.

La signature à paire de leptons de même charge est l'une de ces signatures. Elle survient naturellement dans le modèle de Georgi-Machacek sous la forme d'un scalaire doublement chargé qui ne se couple qu'aux bosons vectoriels. Ce processus est également accompagné d'une paire de jets avant à haute impulsion. C'est cette rare combinaison de signatures dans le modèle standard, jets avant et leptons de même charge, qui donne au signal son allure caractéristique et qui permet de le dégager facilement des autres processus du modèle standard. L'exclusion est ainsi possible malgré le faible taux de production.

Toutefois, l'analyse est accompagnée de plusieurs difficultés qui proviennent de considérations expérimentales. La détection des jets avant, par exemple, est rendue ardue par l'empilement d'évènements qui accompagne la haute luminosité du LHC. La présence de neutrinos dans l'état final empêche une reconstruction précise de la masse de résonance et nuit à l'isolation du signal à hautes masses.

Cependant, puisque l'analyse se fie fortement à la charge, la difficulté principale est l'identification de la charge par le détecteur ATLAS. Des effets principalement associés au passage des électrons dans le calorimètre trompent l'identification, ce qui imite une signature à deux leptons de même charge pour plusieurs processus du modèle standard ayant une paire d'électrons dans l'état final. Puisque ces processus ont leurs caractéris-

tiques propres, des contraintes ingénieuses peuvent diminuer le bruit de façon importante, mais l'isolation du signal dans le canal ee demeure beaucoup plus difficile que dans les autres canaux.

L'outil le plus efficace pour pallier cette mauvaise identification est l'apprentissage machine. La capacité de cet outil à analyser un espace d'un grand nombre de paramètres et d'y percevoir des caractéristiques propres au signal qui ne peuvent être décelées à vue d'oeil le rend indispensable pour les analyses d'ATLAS qui souffrent du même problème.

Étant donné le rôle de modèle référence attribué au modèle de Georgi-Machacek, une exclusion de la résonance $H^{\pm\pm}$ s'étend à plusieurs autres modèles à triplet de Higgs, et peut également être réinterprétée dans le cadre d'un couplage quartique anormal. C'est donc une analyse qui couvre une grande classe d'extensions du secteur de Higgs, et qui permet de cerner un type de nouvelle physique qui sera découverte au LHC.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] ATLAS inner detector : Technical design report. Vol. 1. 1997.
- [2] G. Aad et al. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *JINST*, 3:S08003, 2008.
- [3] Georges Aad et al. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Phys. Lett.*, B716:1–29, 2012.
- [4] Georges Aad et al. Performance of b -Jet Identification in the ATLAS Experiment. *JINST*, 11(04):P04008, 2016.
- [5] S. Abachi et al. Observation of the top quark. *Phys. Rev. Lett.*, 74:2632–2637, 1995.
- [6] S. Agostinelli et al. GEANT4 : A Simulation toolkit. *Nucl. Instrum. Meth.*, A506: 250–303, 2003.
- [7] Johan Alwall, Michel Herquet, Fabio Maltoni, Olivier Mattelaer et Tim Stelzer. MadGraph 5 : Going Beyond. *JHEP*, 06:128, 2011.
- [8] N. Arkani-Hamed, A. G. Cohen, E. Katz et A. E. Nelson. The Littlest Higgs. *JHEP*, 07:034, 2002.
- [9] G. Arnison et al. Experimental Observation of Lepton Pairs of Invariant Mass Around $95\text{-GeV}/c^{**2}$ at the CERN SPS Collider. *Phys. Lett.*, 126B:398–410, 1983.
- [10] J. J. Aubert, U. Becker, P. J. Biggs, J. Burger, M. Chen, G. Everhart, P. Goldhagen, J. Leong, T. McCarriston, T. G. Rhoades, M. Rohde, Samuel C. C. Ting, Sau Lan Wu et Y. Y. Lee. Experimental observation of a heavy particle j . *Phys. Rev. Lett.*, 33:1404–1406, Dec 1974. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.33.1404>.

- [11] J. E. Augustin, A. M. Boyarski, M. Breidenbach, F. Bulos, J. T. Dakin, G. J. Feldman, G. E. Fischer, D. Fryberger, G. Hanson, B. Jean-Marie, R. R. Larsen, V. Lüth, H. L. Lynch, D. Lyon, C. C. Morehouse, J. M. Paterson, M. L. Perl, B. Richter, P. Rapidis, R. F. Schwitters, W. M. Tanenbaum, F. Vannucci, G. S. Abrams, D. Briggs, W. Chinowsky, C. E. Friedberg, G. Goldhaber, R. J. Hollebeek, J. A. Kadyk, B. Lulu, F. Pierre, G. H. Trilling, J. S. Whitaker, J. Wiss et J. E. Zipse. Discovery of a narrow resonance in e^+e^- annihilation. *Phys. Rev. Lett.*, 33:1406–1408, Dec 1974. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.33.1406>.
- [12] G. Azuelos et al. Exploring little Higgs models with ATLAS at the LHC. *Eur. Phys. J.*, C39S2:13–24, 2005.
- [13] M. Baak, G. J. Besjes, D. Côte, A. Koutsman, J. Lorenz et D. Short. HistFitter software framework for statistical data analysis. *Eur. Phys. J.*, C75:153, 2015.
- [14] Serguei Chatrchyan et al. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. *Phys. Lett.*, B716:30–61, 2012.
- [15] CMS Collaboration. Observation of electroweak production of same-sign W boson pairs in the two jet and two same-sign lepton final state in proton-proton collisions at 13 TeV. 2017.
- [16] Glen Cowan, Kyle Cranmer, Eilam Gross et Ofer Vitells. Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics. *Eur. Phys. J.*, C71:1554, 2011. [Erratum : *Eur. Phys. J.*C73,2501(2013)].
- [17] S. Dawson. Introduction to electroweak symmetry breaking. Dans *Proceedings, Summer School in High-energy physics and cosmology : Trieste, Italy, June 29-July 17, 1998*, pages 1–83, 1998.
- [18] F. Englert et R. Brout. Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons. *Phys. Rev. Lett.*, 13:321–323, Aug 1964. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.13.321>.

- [19] M. Gell-Mann. A schematic model of baryons and mesons. *Physics Letters*, 8(3): 214 – 215, 1964. ISSN 0031-9163. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0031916364920013>.
- [20] H. Georgi et M. Machacek. Doubly Charged Higgs Bosons. *Nuclear Physics B*, 262:463, 1985.
- [21] Stephen Godfrey et Ken Moats. Exploring Higgs Triplet Models via Vector Boson Scattering at the LHC. *Phys. Rev.*, D81:075026, 2010.
- [22] David J Griffiths. *Introduction to elementary particles; 2nd rev. version*. Physics textbook. Wiley, New York, NY, 2008. URL <https://cds.cern.ch/record/111880>.
- [23] D. J. Gross et Frank Wilczek. Asymptotically Free Gauge Theories. 1. *Phys. Rev.*, D8:3633–3652, 1973.
- [24] David J. Gross et Frank Wilczek. Ultraviolet behavior of non-abelian gauge theories. *Phys. Rev. Lett.*, 30:1343–1346, Jun 1973. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.30.1343>.
- [25] Tao Han, Heather E. Logan, Bob McElrath et Lian-Tao Wang. Phenomenology of the little Higgs model. *Phys. Rev.*, D67:095004, 2003.
- [26] Katy Hartling, Kunal Kumar et Heather E. Logan. GMCALC : a calculator for the Georgi-Machacek model. 2014.
- [27] Katy Hartling, Kunal Kumar et Heather E. Logan. The decoupling limit in the Georgi-Machacek model. *Phys. Rev.*, D90(1):015007, 2014.
- [28] Peter W. Higgs. Broken symmetries and the masses of gauge bosons. *Phys. Rev. Lett.*, 13:508–509, Oct 1964. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.13.508>.

- [29] A. Hoecker, P. Speckmayer, J. Stelzer, J. Therhaag, E. von Toerne, H. Voss, M. Backes, T. Carli, O. Cohen, A. Christov, D. Dannheim, K. Danielowski, S. Henrot-Versille, M. Jachowski, K. Kraszewski, A. Krasznahorkay, Jr., M. Kruk, Y. Mahalalel, R. Ospanov, X. Prudent, A. Robert, D. Schouten, F. Tegenfeldt, A. Voigt, K. Voss, M. Wolter et A. Zemla. TMVA - Toolkit for Multivariate Data Analysis. *ArXiv Physics e-prints*, mars 2007.
- [30] K. Huitu, J. Maalampi, A. Pietila et M. Raidal. Doubly charged Higgs at LHC. *Nucl. Phys.*, B487:27–42, 1997.
- [31] Heather E. Logan. TASI 2013 lectures on Higgs physics within and beyond the Standard Model. 2014.
- [32] Heather E. Logan et Vikram Rantala. All the generalized Georgi-Machacek models. *Phys. Rev.*, D92(7):075011, 2015.
- [33] Logan, H. Proposal for a benchmark for $H_5^{0,\pm,\pm\pm}$ searches in the Georgi-Machacek model. ATLAS Pub Note, août 2015.
- [34] B.R. Martin et G. Shaw. *Particle Physics*. Manchester Physics Series. Wiley, 2008. ISBN 9780470721537. URL <https://books.google.ca/books?id=whIbrWJdEJQC>.
- [35] K. Mochizuki. ATLAS, Jul 2017. Non publié.
- [36] Rabindra N. Mohapatra et Jogesh C. Pati. Left-right gauge symmetry and an "iso-conjugate" model of CP violation. *Phys. Rev. D*, 11:566–571, Feb 1975. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.11.566>.
- [37] C. Patrignani et al. Review of Particle Physics. *Chin. Phys.*, C40(10):100001, 2016.
- [38] Ringaile Placakyte. Parton Distribution Functions. Dans *Proceedings, 31st International Conference on Physics in collisions (PIC 2011) : Vancouver, Canada, August 28-September 1, 2011*, 2011. URL <https://inspirehep.net/record/954990/files/arXiv:1111.5452.pdf>.

- [39] Torbjörn Sjöstrand, Stefan Ask, Jesper R. Christiansen, Richard Corke, Nishita Desai, Philip Ilten, Stephen Mrenna, Stefan Prestel, Christine O. Rasmussen et Peter Z. Skands. An Introduction to PYTHIA 8.2. *Comput. Phys. Commun.*, 191: 159–177, 2015.
- [40] S. Todt. *Investigation of mass reconstruction techniques for resonances in the scattering of $W^\pm W^\pm \rightarrow W^\pm W^\pm$ at the LHC*. Thèse de doctorat, Dresden Technical University, 2015.
- [41] H. Trépanier. Recherche de Supersymétrie à l’aide de leptons de même charge électrique dans l’expérience ATLAS. Mémoire de maîtrise, Université de Montréal, août 2016.
- [42] Marco Zaro et Heather Logan. Recommendations for the interpretation of LHC searches for H_5^0 , H_5^\pm , and $H_5^{\pm\pm}$ in vector boson fusion with decays to vector boson pairs. 2015.
- [43] G Zweig. An SU_3 model for strong interaction symmetry and its breaking ; Version 1. Rapport technique CERN-TH-401, CERN, Geneva, Jan 1964. URL <https://cds.cern.ch/record/352337>.