





Université de Montréal

Développement d'un outil d'identification des paires  
d'électron-positron provenant de bosons  $Z$  à haute  
impulsion basé sur l'étude de la sous-structure des gerbes  
électromagnétiques au LHC

par

**Chloé Lefebvre**

Département de physique  
Faculté des arts et des sciences

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

mai 2020



# Résumé

---

Lorsqu'un boson  $Z$  de haute impulsion se désintègre en paire  $e^+e^-$ , l'électron et le positron laissent des traces très rapprochées l'une de l'autre, ce qui rend la reconstruction de ce processus peu efficace. L'identification de signature leptoniques d'évènements massifs issus de théories telles l'extension du groupe de jauge électrofaible  $SU(2)_1 \times SU(2)_2 \times U(1)$  pour ajouter des bosons massifs  $W'$  et  $Z'$  se couplant directement aux bosons vectoriels et aux fermions du modèle standard est important dans l'optique de recherche de nouvelle physique puisque les états finaux leptoniques fournissent le canal de détection de plus pur. Ici, un outil d'identification des paires d'électron-positron issues de bosons  $Z$  à haute impulsion basé uniquement sur les variables décrivant les *jets* est développé en se basant sur des simulations d'évènements massifs produits dans le détecteur ATLAS du LHC au CERN. Une étude topologique des évènements candidats est portée dans un ensemble d'échantillons Monte Carlo. Une série de coupures rectangulaires est optimisée sur un échantillon de bosons  $Z$  produits avec une haute impulsion. L'efficacité de reconstruction des paires d'électron-positron est maximisée. Cinq sources de bruit de fonds ont été soumises aux critères de sélection pour l'étude de la suppression du bruit de fonds. Finalement l'outil développé est comparé à l'identification de paires d'électron-positron basé sur la reconstruction usuelle d'objets leptoniques au LHC. Cette comparaison met en évidence le gain significatif de l'outil développé, atteignant une efficacité de reconstruction de 93% dans des échantillons Monte Carlo à haute énergie, avec un bruit de fond négligeable.

**Mots-clés** : Physique des particules, ATLAS, paire d'électron-positron, gerbes électromagnétiques à hautes impulsions, leptons à hautes impulsions, topologies à haute impulsion, sous structure de gerbes électromagnétiques



# Abstract

---

When a  $Z$  boson with high transverse momentum desintegrates into an  $e^+e^-$  pair, the electron and the positron leave nearly superimposed tracks which makes the detection process very difficult. The identification of massive events arising from theories like the extension of the electroweak gauge group  $SU(2)_1 \times SU(2)_2 \times U(1)$  leading to the existence of massive  $W'$  and  $Z'$  bosons coupling directly to standard model vector bosons and fermions is more readily performed through leptonic channel. Here, a series of rectangular cuts comprising a purely jet substructure based electron positron pair arising from the decay of a  $Z$  boson identification in boosted topologies ( $p_T(Z) > 1TeV$ ) is presented. The selection process of the cuts is done through a topology study of candidate events in various Monte Carlo simulation samples. The reconstruction efficiency of the electron-positron pairs is maximised. Five background sources were tested against the selection criteria to study the background rejection efficiency of the methodology. Finally, it is found that the reconstruction tool developed nearly triples electron positron identification, reaching 93% efficiency in high energy Monte Carlo samples, with insignificant background noise.

**Keywords** : Particle physics, ATLAS, electron-positron pairs, high energy jets, high energy leptons, high transverse momentum topologies, jet substructure



# Table des matières

---

<b>Résumé</b> .....	iii
<b>Abstract</b> .....	v
<b>Liste des tableaux</b> .....	xi
<b>Liste des figures</b> .....	xiii
<b>Remerciements</b> .....	xix
<b>Chapitre 1. Introduction</b> .....	1
<b>Chapitre 2. Le Modèle standard</b> .....	3
2.1. Particules et interactions .....	4
2.2. Symétries des théories de jauge .....	6
2.3. Chromodynamique quantique .....	7
2.4. Modèle Électrofaible .....	8
<b>Chapitre 3. Appareillage expérimental</b> .....	11
3.1. Le LHC .....	11
3.1.1. Le détecteur ATLAS .....	14
3.1.1.1. Déclencheur .....	14
3.1.1.2. Trajectomètre .....	15
3.1.1.3. Calorimètre .....	17
3.1.1.4. Spectromètre à muons .....	18
3.1.2. Reconstruction d'objets .....	20

3.1.2.1.	Traces et vertex.....	20
3.1.2.2.	Dépôts d'énergie.....	21
3.1.2.3.	Électrons et photons.....	21
3.1.2.4.	Muons.....	22
3.1.2.5.	Jets hadroniques.....	22
3.1.2.6.	Énergie transverse manquante.....	24
3.1.2.7.	Facteurs de correction.....	24
<b>Chapitre 4.</b>	<b>Motivation et phénoménologie.....</b>	<b>25</b>
4.1.	Méthode de reconstruction des électrons.....	25
4.2.	Méthode de reconstruction des muons.....	32
4.3.	Méthode de reconstruction des jets.....	32
4.4.	Reconstruction de paires électron-positron dans une topologie <i>boostée</i> .....	35
4.5.	Phénoménologie $W' \rightarrow WZ$ .....	35
4.6.	Phénoménologie $H^\pm$ .....	38
<b>Chapitre 5.</b>	<b>Développement de l'outil d'identification et analyse de</b>	
	<b>l'efficacité sur des échantillons de données simulées.....</b>	<b>41</b>
5.1.	Génération de simulations numériques.....	42
5.2.	Échantillons Monte Carlo.....	43
5.3.	Sélection d'évènements.....	47
5.3.1.	Topologie.....	48
5.4.	Choix des critères de sélection.....	51
5.5.	Estimation du bruit de fond.....	56
5.6.	Comparaison à la méthode de reconstruction leptonique des paire d'électron-positron.....	60

<b>Chapitre 6. Conclusion</b> .....	65
<b>References</b> .....	67
<b>Annexe A. Liste des échantillons</b> .....	A-i
A.1. Simulations Monte Carlo .....	A-i



# Liste des tableaux

---

2.1	Les générations de la première à la troisième de leptons et de quarks; leurs masses approximatives et leurs charges électriques $Q$ . [1] .....	6
4.1	Définition des points d'opérations d'isolation des électrons et de l'efficacité d'isolation $\epsilon_{\text{iso}}$ . L'unité pour le $p_T$ est le GeV. Les rayons du cône sont $\Delta R = 0.2$ pour le calorimètre; $R_{\text{max}} = 0.2$ pour le trajectomètre à l'exception de la catégorie <i>Fixed Track</i> qui utilise $R_{\text{max}} = 0.4$ . Un échantillon de $Z \rightarrow e^+e^-$ où les électrons sont reconstruits avec le critère de sélection <i>Tight</i> pour l'identification a été utilisé. [2].....	31
5.1	Générateurs simulant les processus utilisés pour l'étude du bruit de fond et leur dérivation. La liste des descripteurs complets des échantillons sera présentée en annexe. ....	58
5.2	Suppression du bruit de fond pour les cinq processus jugés dominants. La section efficace survivant aux critères de sélection est calculée proportionnellement au nombre d'évènements avant et après la sélection dans chaque échantillon. Les simulations de processus au-delà du modèle standard ( $W'$ ) n'ont pas de section efficace associée. ....	60
5.3	Efficacités de reconstruction pour des paires $Z \rightarrow e^+e^-$ pour différents points d'opération d'isolation. Les points d'opérations sont fixés à 0.15 pour <i>FixedCutLoose</i> sur l'isolation des traces, 0.20 pour <i>FixedCutLoose</i> sur l'isolation des dépôts dans le calorimètre et 0.06 pour <i>FixedCutTight</i> pour l'isolation des traces et des dépôts dans le calorimètre. L'isolation sur les traces et les dépôts d'énergie dans le calorimètre font référence à la sélection basée sur $E_T^{\text{cone}0.2}/p_T$ et $p_T^{\text{varcone}0.2}/p_T$ respectivement. [3] .....	62

5.4	Suppression du bruit de fond pour les cinq processus jugés dominants en utilisant les critères d'identification du boson $Z$ basés sur les variables leptoniques. La section efficace survivant aux critères de sélection est calculée proportionnellement au nombre d'évènements avant et après la sélection dans chaque échantillon. Les simulations de processus au-delà du modèle standard ( $W'$ ) n'ont pas de section efficace associée. ....	63
-----	--	----

# Liste des figures

---

3.1	Complexe d'accélérateurs du CERN dont le LHC est le dernier ajout datant de 2008. ....	12
3.2	Luminosité totale intégrée délivrée par le LHC en 2018 et la luminosité totale intégrée reçue par ATLAS. La différence provient majoritairement d'inefficacités dans le détecteur. ....	13
3.3	Segment du détecteur interne d'ATLAS composé du SCT ( <i>SemiConductor Tracker</i> ), détecteur à bande de silicone; du TRT ( <i>Transition Radiation Tracker</i> ), le trajectomètre à dérive et des couches de pixels dont le IBL ( <i>Innermost Pixel Layer</i> ). Les rayons en annotation correspondent au rayon moyen de matériau de détection dans chaque couche. [4] ....	15
3.4	Signatures types dans les couches du détecteur ATLAS des principales particules produites au LHC. Les traits pointillés indiquent que les particules traversent le matériau sans dépôt énergétique. [5] ....	19
3.5	Un évènement typique issu d'une collision de partons généré par Herwig. Quatre algorithmes d'agglomération séquentielle de jets ( $k_T$ , Cambridge/Aachen, SISCone et <i>anti</i> $k_T$ ) illustrent les jets reconstruits. [6] ....	23
4.1	Trajet type d'un électron à travers le détecteur ATLAS. La trajectoire en rouge illustre le chemin hypothétique d'un électron passant par les différents systèmes de trajectomètre, puis de calorimètres. La trajectoire hachurée représente la bifurcation d'un photon produit par une interaction entre l'électron d'origine et la matière du détecteur. [2] ....	27
4.2	La fonction discriminante transformée pour les candidats d'électrons avec $30 \text{ GeV} < E_T < 35 \text{ GeV}$ et $ \eta  < 0.6$ . Les électrons <i>prompt</i> d'un échantillon de $Z \rightarrow e^+e^-$	

	forment l’histogramme de signal en noir. En rouge, l’histogramme de bruit de fond simulé. [2] .....	29
4.3	Efficacité d’identification LH des électrons dans des évènements $Z \rightarrow e^+e^-$ en fonction de l’énergie transverse $E_T$ pour les points d’opération <i>Loose</i> , <i>Medium</i> et <i>Tight</i> . En bas, le ratio d’efficacité des données sur les simulations. [2] .....	30
4.4	Efficacité de reconstruction des muons <i>Medium</i> dans des évènements $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ et $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ en fonction de leur impulsion transverse $p_T$ . En bas, le ratio d’efficacité des données sur les simulations. [7] .....	33
4.5	Le procédé de <i>trimming</i> de jets. De gauche à droite et de haut en bas, un jet reconstruit par l’algorithme <i>anti k<sub>T</sub></i> avec $R_0 = 1.5$ , les sous jets reconstruits par l’algorithme <i>anti k<sub>T</sub></i> avec $R_{sub} = 0.2$ , les sous jets passant les critères de sélection, le jet final. Sur cette figure, la surface de chaque cellule est proportionnelle à son $\log(p_T)$ . [8] .....	34
4.6	Mesure de la section efficace en fonction de l’impulsion transverse du jet pour un échantillon exclusif de $Z + 1$ jet. Les données sont comparées aux prédictions de plusieurs programmes de simulation. Les barres d’erreur correspondent aux incertitudes statistiques et les zones hachurées aux incertitudes statistiques et systématiques dans les données. [9] .....	36
4.7	Efficacité d’identification des électrons en fonction des critères de sélection <i>Loose</i> , <i>Medium</i> , <i>Tight</i> avec Overlap Removal (OR) à gauche et isolation à droite. L’étiquette <i>boosted OR</i> implique une séparation calculée comme $\Delta R < \min\left(0.4, 0.04 + \frac{p_T}{10\text{GeV}}\right)$ plutôt que la séparation standard de $\Delta R < 0.4$ . Les simulations sont menées pour un boson boosté de masse 1 TeV (rouge), 2 TeV (bleu) et 3 TeV (vert). [10] .....	37
4.8	Diagramme de Feynman de canal de désintégration favorisé dans pour l’étude menée dans ce mémoire où les quarks issus de la collision proton-proton et formant le $W'$ seraient principalement $u\bar{d} \rightarrow W'$ . .....	37

4.9	Limites supérieures observée (ligne noire pleine) et attendue (ligne noire pointillée) à 95% de niveau de confiance pour une section d'interaction $\sigma \times B(W' \rightarrow WZ)$ à $\sqrt{s} = 13$ TeV pour une production selon un modèle Drell-Yan (à gauche) et de fusion de bosons vectoriels (à droite). Le signal provient d'une combinaison des états finaux $llqq$ et $\nu\nu qq$ . [11] .....	39
4.10	Diagramme de Feynman d'un processus de fusion de bosons vectoriels par l'intermédiaire d'un boson chargé $H_5^\pm$ virtuel. ....	39
5.1	Distribution de la masse au niveau <i>truth</i> partonique dans la région de masse des bosons Z et W des jets identifiés par <i>CellJet</i> pour les sélections de base $\Delta R < 0.4$ , $p_T > 30$ GeV et $ \eta  < 2.5$ . ....	43
5.2	Nombre de traces contenues dans les jets identifiés par <i>CellJet</i> au niveau <i>truth</i> pour les sélections de base augmentées des critères $p_T > 750$ GeV et $76 < m_{jet} < 106$ GeV. ....	44
5.3	Un sous-ensemble de la topologie de certaines variables de jets en provenance du <i>DxAOD</i> du processus $W' \rightarrow WZ \rightarrow l\nu ll$ avec $m(W') = 4$ TeV: (a) Distribution de la multiplicité des traces contenues dans les jets <i>anti</i> $k_T$ avec $\Delta R = 0.4$ au niveau <i>truth</i> .; (b) Distribution de la multiplicité des traces contenues dans les jets <i>anti</i> $k_T$ avec $\Delta R = 0.4$ au niveau <i>truth</i> par rapport à leur impulsion transverse $p_T$ avec une restriction de $76 < m(\text{GeV}) < 96$ sur la masse; (c) Distribution de la masse des jets <i>anti</i> $k_T$ avec $\Delta R = 0.4$ au niveau <i>truth</i> avec une restriction de $N_{trk} < 8$ sur la multiplicité et $1900 < p_T(\text{GeV}) < 2100$ sur l'impulsion transverse; et, (d) Distribution de la fraction d'énergie déposée par le jet dans le calorimètre électromagnétique <i>EMFrac</i> pour les jets <i>anti</i> $k_T$ avec $\Delta R = 0.4$ au niveau <i>topo</i> , c'est-à-dire des jets reconstruits simulant la réponse du détecteur, avec des restrictions $40 < m(\text{GeV}) < 140$ sur la masse et $p_T > 750$ GeV sur l'impulsion transverse. ....	46
5.4	Séparations des leptons au niveau <i>truth</i> : (a) Distribution de la séparation en $\Delta R$ pour des leptons à haute impulsions produits par une désintégration $W' \rightarrow$	

	$WZ \rightarrow l\nu ll$ avec $m(W') = 4$ TeV; (b) Distribution de la séparation en $\Delta\eta$ pour des leptons à haute impulsions produits par une désintégration $W' \rightarrow WZ \rightarrow l\nu ll$ avec $m(W') = 4$ TeV; (c) Distribution de la séparation en $\Delta\phi$ pour des leptons à haute impulsions produits par une désintégration $W' \rightarrow WZ \rightarrow l\nu ll$ avec $m(W') = 4$ TeV. ....	50
5.5	Variation de la masse des jets produits au cours d'évènements $\mu\nu ee$ pour le $nTuple$ du processus $W' \rightarrow WZ \rightarrow l\nu ll$ au niveau <i>truth</i> avec: (a) $m(W') = 1$ TeV; (b) $m(W') = 2$ TeV; (c) $m(W') = 3$ TeV, (d) $m(W') = 4$ TeV. ....	51
5.6	Variation de la multiplicité des traces contenues dans les jets produits au cours d'évènements $\mu\nu ee$ pour le $nTuple$ du processus $W' \rightarrow WZ \rightarrow l\nu ll$ au niveau <i>truth</i> avec: (a) $m(W') = 1$ TeV; (b) $m(W') = 2$ TeV; (c) $m(W') = 3$ TeV, (d) $m(W') = 4$ TeV. ....	52
5.7	Variation de l'impulsion transverse des jets produits au cours d'évènements $\mu\nu ee$ pour le $nTuple$ du processus $W' \rightarrow WZ \rightarrow l\nu ll$ au niveau <i>truth</i> avec: (a) $m(W') = 1$ TeV; (b) $m(W') = 2$ TeV; (c) $m(W') = 3$ TeV, (d) $m(W') = 4$ TeV. .	53
5.8	Distributions bidimensionnelles entre les leptons et les jets <i>anti</i> $k_T$ au niveau <i>truth</i> dans des évènements $W' \rightarrow WZ \rightarrow \mu\nu ee$ avec $m(W') = 4$ TeV pour des séparations imposées de $[\eta(e) - \eta(\text{jet})] < 0.2$ et $[\phi(e) - \phi(\text{jet})] < 0.5$ pour : (a) $\eta$ ; (b) $\phi$ ; (c) $p_T$ en MeV. ....	54
5.9	Différences de topologie entre les jets en provenance d'une désintégration $Z \rightarrow e^+e^-$ et tous les autres jets de l'évènement pour le $nTuple$ du processus $W' \rightarrow WZ \rightarrow l\nu ll$ au niveau <i>truth</i> avec $m(W') = 4$ TeV. Une restriction de $m_{\text{jet}} < 200$ GeV a été appliquée pour éviter quelques évènements massifs. (a) Distribution de la multiplicité des jets d'évènements $Z \rightarrow e^+e^-$ en bleu par rapport à tous les autres jets produits en rouge; (b) Distribution bidimensionnelle de la multiplicité des jets d'évènements $Z \rightarrow e^+e^-$ en bleu par rapport à tous les autres jets produits en rouge par rapport à leur masse. ....	55

5.10	Distributions bidimensionnelles de la masse et de l'impulsion transverse des jets produits au cours d'évènements $\mu\nu ee$ pour le $nTuple$ du processus $W' \rightarrow WZ \rightarrow l\nu ll$ au niveau <i>truth</i> avec $m(W') = 4$ TeV. (a) Distribution de tous les jets produits au cours des évènements $\mu\nu ee$ ; (b) Distribution des jets remplissant les conditions $n_{\text{Trk}} < 6$ et $EMFrac > 0.9$ produits au cours des évènements $\mu\nu ee$ . . . . .	56
5.11	Évaluation de l'efficacité de reconstruction ( $N_{\text{reco}}/N_{\text{truth}}$ ) par l'application indépendante de quatre critères de sélection dont la valeur est incrémentée par intervalles réguliers sur une étendue définie. Les points en bleu foncé représentent la variation permise autour de la masse du boson $Z$ . Les points en fuchsia représentent l'impulsion transverse des jets de l'échantillon; les points en cyan, leur multiplicité de traces et les points en vert, leur fraction d'énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique. . . . .	57
5.12	Distributions de masse des jets produits au cours d'évènements de signal ( $W'(4\text{TeV}) \rightarrow WZ \rightarrow l\nu ll$ en bleu) et de bruit de fond ( $W'(4\text{TeV}) \rightarrow WW \rightarrow l\nu qq$ en orange, $W'(4\text{TeV}) \rightarrow WZ \rightarrow l\nu qq$ en jaune, $WW \rightarrow \mu\nu + \text{jets}$ en vert, $Z \rightarrow \mu\mu + \text{jets}$ en vert forêt et QCD dijets en vert clair. (a) Tous les jets sans restrictions; (b) Tous les jets survivant l'application des critères de sélection $EMFrac > 0.9$ , $1 < n_{\text{Trk}} < 11$ , $p_T > 450$ GeV, $71 < m < 111$ MeV et $ \eta  < 2.5$ . Le signal et le bruit de fond sont normalisés à la même luminosité à l'exception des processus impliquant la production du boson hypothétique $W'$ qui ne sont donc que réduits à l'échelle. . . . .	59



# Remerciements

---

Il va sans dire que ce projet n'aurait pu être mené à terme sans l'encadrement et l'expertise de mon directeur de recherche Pr. Georges Azuelos. Je tiens également à remercier Pr. Jean-François Arguin pour la générosité avec laquelle il a partagé son temps, ses commentaires et ses suggestions éclairées sur le développement de cet outil d'identification. Je le remercie aussi de l'opportunité qu'il m'a offerte de participer aux opérations du groupe technique sur le module du ITk au laboratoire R.-J.-A. Lévesque. L'obtention d'échantillons et le développement du logiciel pour cette analyse n'auraient pu être possibles sans l'aide de Dr. Benjamin Freund et Dr. Kazuya Mochizuki. Je salue mes collègues, dont Dominique Godin et Hassan Abdulreda, pour leur soutien technique, mais aussi pour les discussions partagées dans les corridors.

Je rends aussi hommage aux professeurs, aux chargés de cours, au personnel administratif et aux étudiants de la PHYSUM qui ont rendu mon éducation à l'Université de Montréal aussi bénéfique qu'agréable.

Je souligne finalement le soutien inconditionnel que j'ai reçu de la part de mon père, de près, et de ma mère, de haut.



# Chapitre 1

---

## Introduction

Plus que tout autre champ de la recherche scientifique, la communauté de physique des particules expérimentale à haute énergie se rassemble en collaborations internationales dues à la complexité du matériel de détection requis et le coût qui lui est associé. Le CERN en est certainement le meilleur exemple. Le succès de l'opération du LHC se fonde dans la découverte du boson de Higgs en 2012 par les expériences ATLAS et CMS. Depuis, la prise de donnée s'est poursuivie selon l'horaire sans anicroche fournissant aux physiciens une quantité impressionnante de données à analyser pour approfondir les connaissances déjà acquises en physique des particules en plus de la possibilité de faire une nouvelle découverte dans le domaine. Or, dans leur recherche de physique au-delà du MS, les accélérateurs opèrent à des énergies de centre de masse toujours croissantes. Plusieurs modèles de nouvelle physique prédisent des processus avec des bosons de jauge de haute énergie à l'état final. Leurs produits de désintégration laissent leurs traces dans les détecteurs de particules. L'occurrence de bosons à haute énergie, dits *boostés*, est de plus en plus fréquente. Avec les méthodes d'identifications actuelles, l'efficacité de reconstruction d'un processus comme  $Z \rightarrow e^+e^-$  à impulsion élevée souffre de par le fait que la paire électron-positron n'est pas composée de deux traces isolées et est identifiée comme un seul jet. Cette perte d'efficacité se manifeste dès  $p_T(Z) > 500$  GeV et va en croissant avec l'énergie, où  $p_T(Z)$  représente l'impulsion transverse portée par le boson  $Z$ . De ce fait, les  $Z$  boostés provenant de désintégrations comme  $W' \rightarrow W^\pm Z$  massif ne se distinguent pas facilement du bruit. Il s'ensuit que le signal pour la nouvelle physique au-delà du MS est significativement réduite au niveau leptonique.

Le but de ce projet est donc de pallier aux méthodes de reconstructions habituelles dans les régions à haute énergie en développant un outil permettant d'identifier les paires

d'électron-positron en se basant uniquement sur les caractéristiques des jets massifs.

Le deuxième chapitre fait un bref survol du modèle standard qui, pour le moment, est la théorie englobant la vaste majorité de nos connaissances en physique des particules. Bien que le modèle standard ne soit pas satisfaisant à plusieurs égards, le secteur expérimental de la physique des particules peine depuis plusieurs décennies à donner une évidence factuelle aux théoriciens qui ont mis sur pieds nombre de théories allant au-delà de celui-ci.

Le troisième chapitre de ce mémoire détaille l'appareillage expérimental duquel proviennent toutes les données utilisées lors de ce projet; le grand collisionneur de hadrons (LHC) avec une attention particulière pour le détecteur ATLAS.

Le quatrième chapitre traite de la topologie typique des évènements candidats pour le développement de l'outil d'identification tout en résumant la phénoménologie des processus susceptibles de donner lieu à cette topologie. On y souligne aussi les difficultés d'identification de paires d'électron-positron dans ces conditions pour les algorithmes de reconstruction utilisés par ATLAS.

Le cinquième chapitre détaille le processus de développement de l'outil d'identification à travers l'analyse de simulations Monte Carlo et la réponse en efficacité de reconstruction de différentes sélections rectangulaires. Une analyse de la suppression du bruit de fond et une comparaison de la performance de l'outil par rapport à la méthode actuellement implantée, qui dépend des variables de leptons, sont ajoutées.

# Chapitre 2

---

## Le Modèle standard

L'ensemble des théories formant le modèle standard a été bâti au cours des années 1970 pour mettre de l'ordre dans le zoo de particules et leurs interactions. Depuis, ses prédictions ont été confirmées et reconfirmées par les découvertes, mesures et observations des expérimentateurs de la physique des particules. Bien que la vaste majorité de la communauté soupçonne l'existence de physique au-delà du modèle standard, la difficulté à rencontrer des phénomènes que ce dernier n'englobe pas est indéniable.

Historiquement, la physique des particules est directement liée aux énergies sondées par les expériences. En effet, la sous structure de la matière devient accessible avec les énergies croissantes. Ainsi, les électrons des atomes vivent aux énergies de l'ordre de l'électronvolt, les protons et neutrons du noyau à l'ordre du MeV, les quarks allant des MeV à quelques centaines de GeV puis les bosons de l'ordre de quelques dizaines de GeV; aucune nouvelle particule n'a été découverte à l'ordre du TeV où l'espoir était de confirmer l'hypothèse des partenaires supersymétriques. Le modèle standard est une théorie des champs quantique relativiste décrite par une théorie de jauge  $SU(3) \otimes SU(2)_L \otimes U(1)$ . Trois forces y sont incluses; la gravité n'influançant que très minimalement les interactions entre les particules élémentaires puisqu'elle est proportionnelle à la distance entre les corps en jeu. La force électromagnétique (QED) confine les électrons à leurs régions orbitales dans les atomes. La force forte (QCD) lie les quarks des protons et neutrons dans le noyau. La force faible est responsable de la désintégration d'isotopes radioactifs par émission  $\beta$ .

Les douze fermions de spin demi-entier, les leptons, les neutrinos et les quarks, sont organisées en trois générations. Les énergies basses étant favorisées, les particules de la première génération, moins lourdes que leurs partenaires autrement identiques, ont un

temps de vie supérieur et constituent la majorité de la matière nous entourant.

## 2.1. Particules et interactions

L'ensemble des particules connues est classifié selon le spin. Les fermions obéissent aux statistiques de Fermi-Dirac et leurs nombres quantiques satisfont le principe de Pauli. Les fermions englobent donc les particules élémentaires de spin demi-entier, les quarks et les leptons, ainsi que les particules composées d'un nombre impair de quarks, soient les baryons. Quant à eux, les bosons obéissent aux statistiques de Bose-Einstein. Tous de spin entier, ils englobent les photons et autres médiateurs vectoriels ou scalaire parmi les particules élémentaires ainsi que les particules composites comme les mésons formés par l'association d'un quark et d'un antiquark. [12]

Les quarks interagissent via l'interaction forte, mais aussi via les interactions faible et électromagnétique. Ils sont les seuls porteurs de fraction de l'unité de charge  $e$ . Ils sont aussi porteurs de couleur, mais ne peuvent qu'exister en groupes de trois (baryons) ou d'une combinaison quark-antiquark (méson) ce qui fait que seuls les quantas entiers de charge peuvent être observés dans la nature. Puisque les particules détectables sont sans couleur, à l'exception du quark top massif, on dit que la couleur est confinée. L'antiquark est la copie de son partenaire avec une charge électrique, une charge de couleur et un nombre baryonique opposés. [12]

Les leptons interagissent via les interactions faible ou électromagnétique. Chaque lepton possède un partenaire avec ses nombres quantiques opposés. Si les neutrinos sont Majorana, ils seraient leur propre antiparticule. [12]

Chacune des forces fondamentales mentionnées, électromagnétique, faible et forte, peut être perçue en tant qu'émission ou absorption de particules porteuses de l'interaction. Les bosons de jauge, particules de spin entier, sont ces médiateurs. Dans le formalisme de la théorie des champs, leur origine provient de la quantification des champs correspondant aux forces fondamentales. La force électromagnétique agit au moyen du photon, la force forte est portée par les gluons et la force faible comprend des vertex de bosons vectoriels neutres ( $Z^0$ ) ou chargés ( $W^\pm$ ). En particulier, le mécanisme de Higgs postulé par la théorie électrofaible donne la masse aux particules du modèle standard par une brisure spontanée de la symétrie

de jauge  $SU(2)_L \otimes U(1)$ . Ce champ a une valeur attendue du vide non nulle à la différence de tous les champs associés aux fermions et bosons. Le boson fondamental, considéré comme une excitation du champ de Higgs, dernière particule du modèle standard découverte en 2012, est la seule particule scalaire de spin nul. Sans le Higgs, les particules du modèle standard seraient sans masse et se propageraient à la vitesse de la lumière ce qui n'est, de toute évidence, pas le cas.

Une théorie de jauge gravitationnelle suppose l'existence d'un graviton de spin 2 et sans masse comme médiateur pour unir la gravité aux trois autres forces fondamentales. À ce jour la théorie de la relativité générale, où la gravité est une propriété géométrique de l'espace-temps dans lequel la courbure est directement en lien avec l'énergie et l'impulsion de la matière, fournit la meilleure description des observations, bien que cette théorie ne soit pas encore réconciliée avec la mécanique quantique. [13]

Les baryons et les mésons, particules composites agissant sous la force forte, sont tous deux des hadrons. Le modèle expliquant leur formation proposé par Gell-Mann et Zweig décrit les hadrons comme un assemblage de quarks et/ou antiquarks de valence unis par la couleur médiée par les gluons mais aussi de paires de quarks-antiquarks virtuels de la mer. [12]

Les mésons ( $q\bar{q}$ ) existent en tant que singulets de spin nul ou en tant que triplets de spin 1. Ils sont produits dans des réactions impliquant l'interaction forte mais peuvent se désintégrer en d'autres mésons ou en leptons par les interaction forte, électromagnétique ou faible tels que

$$p + n \rightarrow p + n + \pi^0$$

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu + \nu$$

par exemple. [12]

Les baryons ( $qqq$ ), selon l'addition des moments angulaires intrinsèques de leur combinaison de quarks, existent avec un spin demi-entier de 1/2, 3/2, etc.. Puisqu'ils sont observables dans la matière ordinaire, leurs antiparticules sont distinctes. [12]

Le formalisme utilisé pour décrire les particules élémentaires est fondé sur la théorie

des champs quantique. À partir du Lagrangien résultant du mécanisme de Higgs, toutes les amplitudes de réaction et les observables permettant de vérifier la théorie des champs peuvent être calculés.

	leptons		quarks	
<b>Q</b>	-1	0	-1/3	2/3
1 <sup>e</sup> gen.	e	$\nu_e$	d	u
$m$ (MeV)	0.511	<0.225	4.67	2.16
2 <sup>e</sup> gen.	$\mu$	$\nu_\mu$	s	c
$m$ (MeV)	105.7	<0.19	93	1270
3 <sup>e</sup> gen.	$\tau$	$\nu_\tau$	b	t
$m$ (GeV)	1.78	<0.018	4.18	172.9

**Tab. 2.1.** Les générations de la première à la troisième de leptons et de quarks; leurs masses approximatives et leurs charges électriques  $Q$ . [1]

## 2.2. Symétries des théories de jauge

De façon similaire à la mécanique quantique relativiste qui est par définition invariante lorsque les particules se transforment par le groupe Poincaré comprenant translations, rotations et boosts de Lorentz dans l'espace-temps, le modèle standard est invariant sous plusieurs symétries.

Bien connu en physique classique, le théorème de Noether a son importance aussi dans le modèle standard, notamment pour l'analyse des charges. En introduisant un changement infinitésimal  $\alpha$  sous une transformation de symétrie donnée dans le champ  $\phi(x)$  tel que

$$\phi(x) \rightarrow \phi'(x) + \alpha \Delta\phi(x)$$

où  $\Delta\phi(x)$  est une déformation quelconque de la configuration du champ, on obtient une symétrie rendant le lagrangien invariant. Dans le cas de l'équation d'Euler-Lagrange, le lagrangien est dénoté par  $\mathcal{L}(x)$  et le courant par  $\mathcal{J}^\mu(x)$  où

$$\mathcal{J}^\mu = \frac{\partial \mathcal{L}(\delta\phi)}{\partial(\partial_\mu\phi)}.$$

Permettant une variation des champs, on peut en dériver l'équation de continuité

$$\partial_\mu \left( \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \phi)} \Delta \phi - \mathcal{J}^\mu(x) \right) = 0$$

ce qui dénote la charge de Noether, quantité conservée dans toute symétrie continue. L'invariance du Lagrangien sous  $U(1)_{em}$  implique que la densité de charge électrique est une quantité conservée. Ainsi, le théorème de Noether implique qu'une charge conservée résulte d'une symétrie du Lagrangien. [13]

L'électrodynamique quantique est une symétrie locale puisque son invariance sur les transformations dépend des coordonnées de l'espace-temps. Son Lagrangien s'écrit comme

$$\mathcal{L}_{QED} = \bar{\psi}[i\not{D} - m]\psi - \frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu}$$

$$\text{avec } D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu$$

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu.$$

$A_\mu$  qui a été introduit en tant que champ subissant une transformation de jauge est le quadrivecteur du potentiel électromagnétique causé par les fermions et les sources externes.  $F^{\mu\nu}$  fait référence au Lagrangien d'un champ de Maxwell et comprend donc le courant de densité  $\mathcal{J}_{QED}^\nu$  qui est conservé si le champ  $\psi(x)$  satisfait l'équation de Dirac.

La théorie de Yang-Mills est une application du principe de jauge aux modèles non abéliens dans lesquels la symétrie implique des générateurs non commutatifs; pour conséquence, les bosons de jauge peuvent interagir entre eux et coupler. Toutefois, aucun terme de masse n'apparaît dans  $\mathcal{L}_{YM}$ . La chromodynamique quantique et la théorie électrofaible sont basées sur la théorie de Yang-Mills. [14]

### 2.3. Chromodynamique quantique

Il existe six quarks porteurs de différentes saveurs de couleur sur lesquels agit la force forte.

$$Q = (u, d, s, c, b, t)$$

Les hadrons observés dans la nature sont toutefois sans couleur puisqu'il s'agit mathématiquement de singulets de couleurs. La charge de couleur des quarks est exprimée par trois

états

$$r = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad b = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad g = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

L'état du singulet de couleur est donc une combinaison des trois états de couleur dont la mesure rendrait une probabilité d'observation égale pour chacune des trois couleurs tel que

$$\frac{r\bar{r} + b\bar{b} + g\bar{g}}{\sqrt{3}}.$$

La combinaison de deux couleurs donne lieu à un octet de couleur, les gluons ayant huit états de couleur linéairement indépendants. Ainsi, dans une théorie de Yang-Mills  $SU(3)$ , chaque saveur de quark se transforme comme la représentation fondamentale du triplet et implique huit champs de gluons, les médiateurs de la force en jeu. Le Lagrangien s'écrit comme

$$\mathcal{L}_{QCD} = \bar{Q}_j [i\cancel{D} - m_{Q_j}] Q_j - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^i G^{i\mu\nu}$$

au sein duquel le terme  $\cancel{D}$  fait intervenir les matrices de Gell-Mann, une généralisation pour  $SU(3)$  des matrices de Pauli pour  $SU(2)$ . [14],[13]

## 2.4. Modèle Électrofaible

À l'origine le modèle de symétrie de jauge électrofaible proposé par Schwinger [15] et Glashow [16] n'était pas renormalisable jusqu'à ce que le mécanisme de Higgs développé par Weinberg [17] et Salam [18] donne naturellement la masse aux bosons vectoriels intermédiaires. Un groupe  $SU(2) \otimes U(1)$  nécessite quatre générateurs. Les bosons vectoriels  $W^+$ ,  $W^-$  et  $Z$  seraient les bosons de jauge du groupe  $SU(2)$  tandis que le photon serait celui du groupe  $U(1)$ . Le générateur de  $U(1)$  est l'hypercharge faible définie en fonction de la charge électrique et de l'isospin faible tel que  $Y = 2(Q - T_3)$ . Or, cette théorie n'est pas renormalisable si les bosons  $W^+$ ,  $W^-$  et  $Z$  sont massifs puisque les corrections radiatives d'ordres supérieurs divergent. Un doublet complexe de champs scalaires de spin demi entier, le champ de Higgs, composé donc de quatre champs scalaires est introduit; c'est le mécanisme de Higgs. Avant la brisure spontanée de symétrie, les bosons médiateurs vectoriels sans masses de la force faible obéissent à une symétrie  $SU(2)$  et le boson sans masse de l'interaction électromagnétique obéit à une symétrie  $U(1)$ . Après la brisure de

symétrie, les bosons du groupe  $SU(2)$  acquièrent une masse en absorbant trois des quatre scalaires du champ de Higgs et deviennent donc les bosons de Goldstone contribuant au courant chargé,  $W^\pm$ , et celui responsable du courant neutre,  $Z$ . Le photon  $\gamma$  du groupe  $U(1)$  demeure sans masse alors que le champ scalaire du Higgs inclut un seul boson massif  $H$ . Cette brisure de symétrie spontanée dans le champ scalaire du Higgs permet la renormalisabilité de la théorie et le Lagrangien prend une forme à partir de laquelle le couplage entre les champs scalaires et des fermions octroie la masse aux fermions. [14]



# Chapitre 3

---

## Appareillage expérimental

La relation énergie-impulsion est à la base des modèles de développement des collisionneurs de particules. La recherche en physique des particules en est donc à un stade où les découvertes dépendent des accélérations qui peuvent être transférées aux faisceaux de particules. Par la conservation d'énergie, les particules massives produites à des énergies de collisions élevées se désintègrent en particules plus légères dont la signature est recueillie par les détecteurs. Le Grand collisionneur de hadrons (*Large Hadron Collider* (LHC)) et le détecteur ATLAS amassant les particules produites par les collisions proton-proton constituent l'appareillage expérimental d'où proviennent les données employées au cours de cette analyse. Un ensemble de réseaux électroniques puis d'algorithmes permettent la sauvegarde des événements d'intérêt et la reconstruction des particules produites à partir de leurs propriétés relevées par les détecteurs.

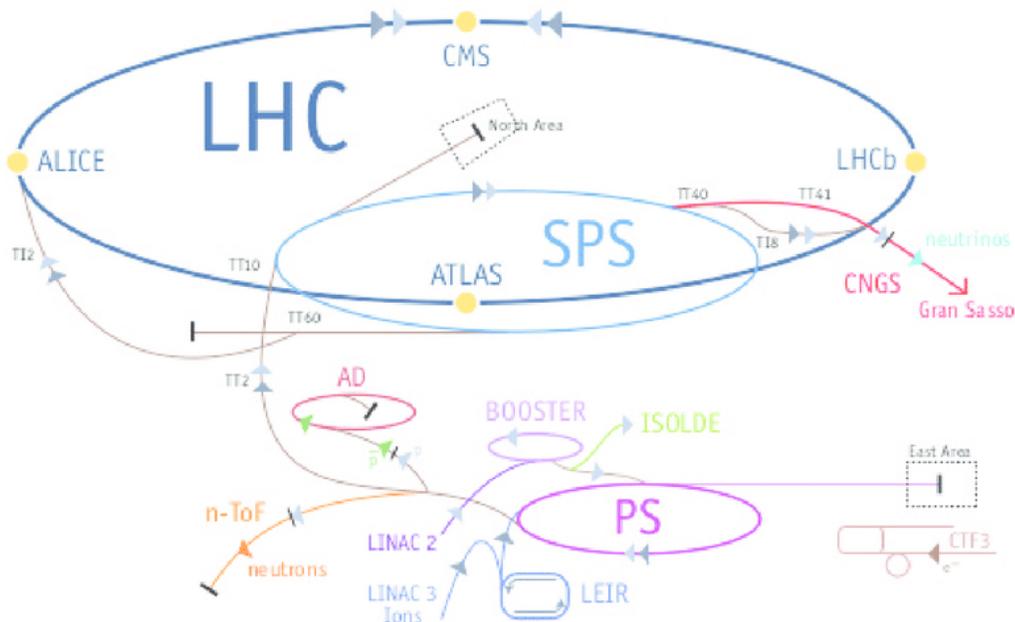
### 3.1. Le LHC

Installés dans la cavité utilisée précédemment par les expériences du *Large Electron-Positron Collider* (LEP), les anneaux du LHC ont une longueur de 27 km chevauchant la frontière franco-suisse.

Les protons sont obtenus en arrachant les électrons d'atomes d'hydrogène. Ils sont ensuite propulsés dans un accélérateur linéaire jusqu'à une énergie de 50 MeV avant d'être acheminés dans le *Booster*, un synchrotron leur conférant une énergie de 1.4 GeV. Du *Booster*, les paquets de protons sont introduits dans les deux prochains synchrotrons, le synchrotron à proton (PS) puis le super synchrotron à protons (SPS), qui les accélèrent

à 24 GeV puis à 450 GeV, ce qui correspond déjà à  $\beta = 99.9998\%$  de la vitesse de la lumière. Finalement, les faisceaux sont injectés dans le LHC et atteignent une énergie de 6.5 TeV en un temps de montée en puissance d'une vingtaine de minutes au moyen de cavités de radiofréquences supraconductrices produisant les champs électromagnétiques nécessaires. S'agissant d'un accélérateur circulaire, permettant ainsi d'atteindre une énergie de centre de masse ( $E_{C.M.} = 2\sqrt{E_1 E_2}$ ) plus importante que dans une expérience à cible fixe ( $E_{C.M.} = \sqrt{2m_{cible} E_{faisceau}}$ ), la limite sur l'énergie atteinte par le synchrotron au LHC est principalement due au rayon de l'orbite et de la force magnétique des dipôles guidant les faisceaux ( $p=0.3BR$ ). [19]

Une des particularités du LHC est de fournir un grand nombre d'évènements et permet

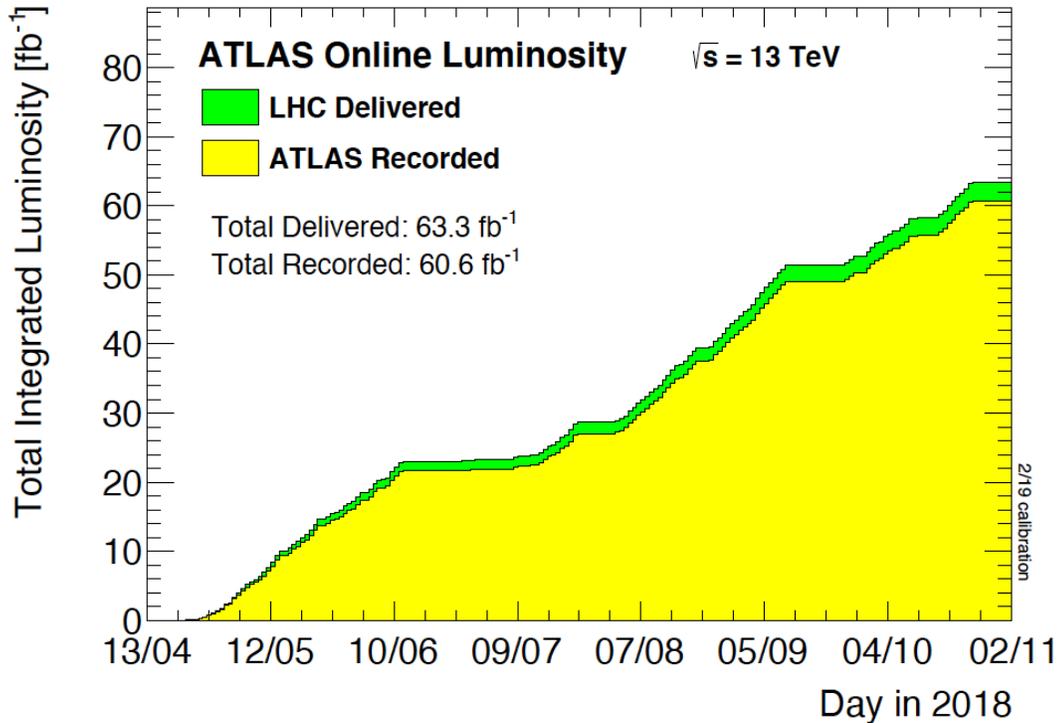


**Fig. 3.1.** Complexe d'accélérateurs du CERN dont le LHC est le dernier ajout datant de 2008.

aux détecteurs d'accumuler des volumes importants de données. L'augmentation des statistiques permet potentiellement d'observer des processus à faible rapport d'embranchement. Le taux de réactions par unité de temps,  $R$ , est directement proportionnel à la section efficace d'un processus donné et de la luminosité  $L$  tel que  $R = \sigma L$ . La chaîne d'accélération est conçue pour permettre jusqu'à  $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  de luminosité. La figure 3.1 présente la luminosité totale intégrée atteinte par ATLAS pendant la deuxième période de prise de

données; cette quantité illustrant généralement la quantité de données disponibles pour l'analyse. Par contre, la calibration de l'échelle de luminosité est fixée par des scans de Van der Meer avec des propriétés précises des faisceaux. Les améliorations futures discutées comprennent l'option d'un LHC à haute luminosité. [19]

Le fait que les faisceaux se composent de 2808 paquets de  $10^{11}$  protons à 40 MHz



**Fig. 3.2.** Luminosité totale intégrée délivrée par le LHC en 2018 et la luminosité totale intégrée reçue par ATLAS. La différence provient majoritairement d'inefficacités dans le détecteur.

séparés de 25 ns occasionne un phénomène connu sous le nom de *pileup*; c'est-à-dire l'addition d'interactions inélastiques proton-proton dans le même croisement de paquets ou dans les paquets subséquents. Les particules du *pileup* obstruent le signal de la collision d'intérêt par leur production dominante de hadrons de faible énergie. Ceci est un défi pour le choix presque instantané des données à conserver aussi bien que pour le processus de reconstruction. [19]

### 3.1.1. Le détecteur ATLAS

La physique des particules expérimentale repose presque entièrement sur la capacité des détecteurs à exploiter les interactions entre les différents types de particules connues et la matière.

Toute particule chargée dépose de l'énergie par ionisation au cours de son passage dans la matière. Cette quantité d'énergie moyenne par rapport à la distance parcourue dans le matériau  $\langle dE/dx \rangle$  est donnée par la formule de Bethe-Bloch qui dépend des propriétés de la matière comme sa densité ou son numéro atomique ainsi que de la vitesse de la particule entrante.

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 W_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta \beta \gamma}{2} \right]$$

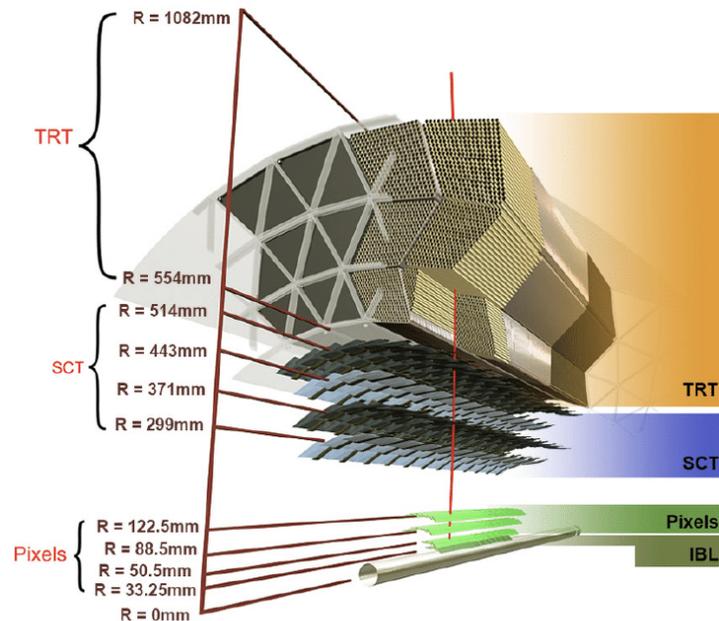
Le potentiel minimal d'ionisation se situe à  $\beta\gamma \approx 3$ . Depuis ce minimum, le taux de perte d'ionisation augmente de façon logarithmique en fonction de son énergie jusqu'à ce qu'elle soit arrêtée par des effets de radiation dont le *Bremsstrahlung* est un des plus communs. Il est à noter que le détecteur ATLAS est conçu pour pouvoir détecter les particules stables le traversant dans leur phase de potentiel d'ionisation minimale. [1]

Le détecteur ATLAS et l'expérience CMS ont comme objectif commun l'étude des particules du modèle standard avec l'ambition de détecter la signature de particules dont l'existence serait expliquée par des théories au-delà du modèle standard. Le détecteur cylindrique, dont une coupe est incluse à la figure 3.3, est constitué de sections concentriques utilisant différentes technologies de détection pour identifier le maximum de particules élémentaires prévues par le modèle standard.

Étant donnée sa complexité, il serait impossible dans le cadre de ce chapitre d'introduction de décrire en détails le détecteur ATLAS [20], [19], [4]. Dans ce sous-chapitre, les détails des trajectomètres et calorimètres pertinents à la reconstruction des électrons et des gerbes électromagnétiques seront abordés.

#### 3.1.1.1. Déclencheur

Étant donné le volume d'information important de données, un système double de déclencheur a été développé pour l'expérience permettant ainsi de ne conserver que les événements d'intérêt en temps réel. Le premier niveau, implémenté directement dans



**Fig. 3.3.** Segment du détecteur interne d'ATLAS composé du SCT (*SemiConductor Tracker*), détecteur à bande de silicone; du TRT (*Transition Radiation Tracker*), le trajectomètre à dérive et des couches de pixels dont le IBL (*Innermost Pixel Layer*). Les rayons en annotation correspondent au rayon moyen de matériau de détection dans chaque couche. [4]

le hardware, soit le matériel informatique, réduit la fréquence d'évènements à conserver en mémoire de 40 MHz à 100 kHz au moyen d'une analyse de base des déclencheurs du détecteurs. Puis, le second niveau utilise des reconstructions sommaires au niveau du software, soit les logiciels informatiques, pour passer à une fréquence de 1 kHz à enregistrer. [20]

### 3.1.1.2. Trajectomètre

Le système de trajectométrie d'ATLAS se compose d'une couche B insérable, d'un détecteur à pixels, d'un trajectomètre semiconducteur et d'un trajectomètre à rayonnement de transition en ordre croissant de distance par rapport au point d'interaction. Le solénoïde magnétique produit un champ magnétique de 2 T parallèle au faisceau ce qui force les particules chargées à adopter une trajectoire plus ou moins hélicoïdale selon la quantité d'énergie qu'elles transportent. Ainsi, la direction de la trajectoire permet de conclure directement sur la charge de la particule tandis que le rayon de courbure fournit l'information nécessaire

pour calculer son impulsion transverse par

$$p_T = \sqrt{4\pi\alpha}BR \approx 0.3 \left(\frac{B}{T}\right) \left(\frac{R}{m}\right) \text{GeV}.$$

Les particules énergétiques perdent leur résolution en  $p_T$  et forment des traces beaucoup moins courbées, d'où l'importance des trajectomètres à faible granularité plus éloignés du point d'interaction.

Le détecteur à pixels, fait, comme le trajectomètre, de silicium, est particulier par sa fine résolution relevant avec précision la trajectoire des particules à haute impulsion à proximité du point d'interaction, ce qui est primordial pour la reconstruction des vertex primaires et secondaires. Il est constitué de quelques centaines de millions de pixels de  $50 \mu\text{m}$  par  $400 \mu\text{m}$  répartis sur quatre couches dont le *Inner B Layer (IBL)*. La résolution atteinte est de  $10 \mu\text{m}$  ( $\phi$ ) par  $115 \mu\text{m}$  ( $z$ ) pour le baril et  $10 \mu\text{m}$  ( $\phi$ ) par  $115 \mu\text{m}$  ( $\rho$ ) pour les capuchons à ses extrémités. Le système fournit donc normalement 4 points pour la reconstruction de la trajectoire. Les 1744 modules du détecteur à pixels couvrent la région délimitée par  $|\eta| < 2.5$ . [20]

Le trajectomètre semiconducteur couvrant aussi la région  $|\eta| < 2.5$  est constitué de 4088 modules à bandes répartis sur quatre couches doubles le long du baril et neuf sur chacun des capuchons. Les paires produites sur les senseurs avant-arrière des capuchons sont combinés en un point bidimensionnel de résolution  $17 \mu\text{m}$  ( $\phi$ ) par  $580 \mu\text{m}$  ( $z, \rho$ ). [20]

Les 298 304 chambres à dérive constituées de tubes de 4 mm de diamètre du trajectomètre à rayonnement de transition couvrent la région  $|\eta| < 2.0$ . Les tubes sont parallèles au faisceaux dans le baril, mais perpendiculaires dans les capuchons. Lorsqu'une particule traverse les chambres à dérive, le mélange de gazeux de Xe-CO<sub>2</sub>-O<sub>2</sub> contenu dans les tubes s'ionise et une accélération vers le filament de tungstène plaqué or au centre de chacun des tubes déclenche une seconde vague d'ionisation qui envoie un signal électrique au filament. Des fibres de polymère remplissent l'espace entre les tubes augmentant la probabilité d'interaction avec les particules. Le TRT atteint seulement une résolution de  $130 \mu\text{m}$  en  $\phi$ , mais sa configuration engendre plus de 30 rencontres avec des tubes par particule. Étant le trajectomètre ayant le plus grand diamètre du complexe, il contribue à la précision de reconstruction de l'impulsion et de la charge des particules énergétiques. [20]

Les trajectomètres sont conçus pour affecter minimalement les particules les traversant. Toutefois, étant parmi les particules chargées les moins massives produites au LHC, les

électrons subissent une perte d'énergie considérable due au Bremsstrahlung ( $e^\pm A \rightarrow e^\pm A\gamma$ ) tandis que les photons peuvent se convertir en paires d'électrons positrons ( $\gamma \rightarrow e^+e^-$ ). [20]

### 3.1.1.3. Calorimètre

Contrairement à la trajectométrie, la calorimétrie mesure les propriétés des particules par leur pouvoir d'arrêt. Étant donné que le spectromètre à muons constitue la dernière couche du détecteur, les calorimètres doivent absorber tous les photons, hadrons et leptons, à l'exception des muons, produits. Les calorimètres d'ATLAS sont constitués de couches de métal à haute densité absorbantes alternées avec des couches de détecteur actives; ainsi, une particule heurtant la couche de métal produit une gerbe de particules de plus faible énergie dont l'énergie sera mesurée dans la couche de détecteur intercalée. Ce processus permet entre autres la détection des particules neutres par la reconstruction des particules chargées qu'elle a produites dans sa gerbe. Puisque les longueurs de radiation sont plus courtes que les longueurs d'interaction hadronique, le calorimètre électromagnétique est placé en amont du calorimètre hadronique. [20]

Le calorimètre électromagnétique (EMCAL) couvrant la région de  $|\eta| < 3.2$  est composé de couches de plomb ou de tungstène en tant qu'absorbeur dans un milieu d'argon liquide, un élément stable et résistant à l'irradiation. Le EMCAL a une profondeur de  $22X_0$  ce qui maximise le taux de gerbes électromagnétiques mais minimise les gerbes hadroniques. La première des trois couches du calorimètre est segmentée en  $\eta$  assez finement pour résoudre une paire de photons en provenance d'un pion neutre. La section centrale, s'étendant seulement à  $|\eta| < 2.47$  a une résolution en  $\eta$  et  $\phi$  optimisée pour l'identification d'électrons et de photons. La couche externe recueille les dernières gerbes électromagnétiques très énergétiques. L'endroit où le baril et les capuchons se rencontrent crée un intervalle entre  $1.37 < |\eta| < 1.52$  où la résolution en énergie chute. [20]

Le calorimètre hadronique (HCAL) comporte trois structures de tuiles d'acier et de tuiles scintillantes pour le baril ( $|\eta| < 1.7$ ) et de deux calorimètres de cuivre et d'argon liquide pour les capuchons ( $1.7 < |\eta| < 3.2$ ). Le HCAL a une profondeur de  $10\lambda_{had}$  pour contenir les gerbes hadroniques et isoler le spectromètre à muons des hadrons énergétiques. Le baril est composé de trois couches tandis que les disques des capuchons en comptent une

de plus. La résolution en énergie dépend largement de la pseudorapidité du jet hadronique. [20]

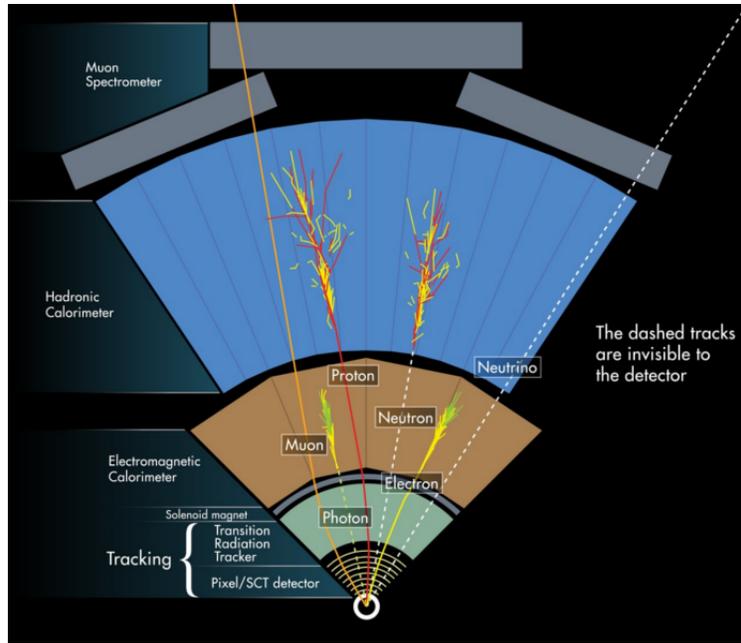
Un dernier calorimètre à argon liquide composé d'un module de couches de cuivre pour les gerbes électromagnétiques puis de deux modules de couches de tungstène pour les gerbes hadroniques est installé dans la région avant ( $3.2 < |\eta| < 4.9$ ) pour recueillir les particules produites près de l'axe du faisceau. [20]

#### 3.1.1.4. Spectromètre à muons

Puisque les muons se comportent comme des particules au minimum d'ionisation dont la perte d'énergie par ionisation ne dépend que faiblement de leur impulsion, ils n'interagissent pratiquement pas avec le matériel des détecteurs précédents. Leur trajectoire est relevée par la dernière structure de détection d'ATLAS. La signature expérimentale des muons étant totalement différente des hadrons qui interagissent destructivement avec les matériaux denses du HCAL, des photons et électrons qui perdent leur énergie par production de paires ou radiation dans le EMCAL, sa pureté permet une reconstruction d'une grande efficacité.

Le spectromètre à muons est installé dans le champ magnétique orthogonal à la trajectoire des muons créé par les spires en tore du baril et des capuchons. La trajectoire des muons est donc courbée de façon à pouvoir déduire leur charge et leur impulsion dans le plan transverse. Les 1150 chambres de tubes à dérive contrôlés (MDT) remplis d'argon et de dioxyde de carbone avec un filament le long de l'axe central fournissent la trajectométrie de précision dans la région  $|\eta| < 2.7$ . Le MDT est suppléé par les chambres à bandes cathodiques (CSC) dans la région  $2.0 < |\eta| < 2.7$ . Le déclenchement est assuré par les chambres à plaques résistives (RPC) pour le baril et les chambres à brèche mince (TGC) pour les capuchons. Les RPCs sont des condensateurs plans remplis de gaz. Les TGCs sont des chambres remplies de plusieurs filaments permettant une résolution plus fine. [20]

La figure 3.4 illustre la signature expérimentale des principales familles de particules du modèle standard dans les systèmes de détection d'ATLAS. Il est important d'assurer une efficacité de reconstruction maximale entre autres puisque nombre d'analyses dépendent de la signature expérimentale des neutrinos qui sont invisibles aux détecteurs et dont la



**Fig. 3.4.** Signatures types dans les couches du détecteur ATLAS des principales particules produites au LHC. Les traits pointillés indiquent que les particules traversent le matériau sans dépôt énergétique. [5]

présence ne peut être induite que par l'énergie manquante dans un évènement.

La géométrie du détecteur ATLAS mène à la définition d'un système de coordonnées propre à l'analyse de données. Dans le référentiel au repos d'un collisionneur circulaire, l'origine se situe au point d'interaction au centre du détecteur; l'axe des  $x$  pointe vers le centre de l'anneau, l'axe des  $y$  vers le haut et l'axe  $z$  le long du faisceau. Hors, le système de coordonnées du référentiel du centre de masse est le plus usuel. Les coordonnées cylindriques  $(\rho, \phi)$  sont définies dans le plan transverse où  $\phi$  représente l'angle azimuthal autour de l'axe  $z$ . Plusieurs variables cinématiques employées couramment dans la reconstruction et l'analyse sont directement dérivées de ce système. On définit la rapidité en termes de son énergie  $E$  et de son impulsion longitudinale  $p_z$  comme

$$y = \frac{1}{2} \ln \left[ \frac{E + p_z}{E - p_z} \right],$$

ce qui, dans le cas d'une particule dont la masse est négligeable face à son énergie, est approximativement égale à la pseudorapidité

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left[ \frac{|\mathbf{p}| + p_z}{|\mathbf{p}| - p_z} \right] = \operatorname{arctanh} \left( \frac{p_z}{|\mathbf{p}|} \right) = \ln \left[ \tan \left( \frac{\theta}{2} \right) \right]$$

où la seule dépendance est en  $\theta$ , l'angle polaire. La projection dans le plan transverse de l'impulsion rend l'impulsion transverse

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}.$$

La masse invariante est reconstruite à partir de la norme des quadrivecteurs constituant le système telle que

$$m = |p| = \sqrt{g_{\mu\nu} p_\mu p_\nu} = \sqrt{E^2 - \mathbf{p}^2}.$$

Finalement, dans le plan  $\eta - \phi$ , la séparation entre deux corps est calculée comme

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}.$$

[1]

De par la convention en physique des particules à haute énergie, les unités naturelles de vitesse ( $c$ ) et de moment angulaire ( $\hbar$ ) sont normalisées et omises pour la description de quantités dimensionnelles comme l'énergie (GeV), l'impulsion (GeV/ $c$ ) et la masse (GeV/ $c^2$ ) qui sont toutes exprimées en GeV.

### 3.1.2. Reconstruction d'objets

Plusieurs algorithmes sont développés pour combiner l'information sur les dépôts d'énergie et les traces en provenance des différentes structures du détecteur et identifier la nature des particules ayant traversé ATLAS.

#### 3.1.2.1. Traces et vertex

Tous les coups enregistrés dans les couches de trajectomètres passent par un algorithme de reconnaissance de traces. Le SCT fournit est un des principaux système fournissant de l'information tridimensionnelle sur le positionnement des interactions entre la particule et le silicium. Une trace est reconstruite en maximisant le nombre d'interactions

associées aux trois trajectomètres et avec un ajustement  $\chi^2$  entre la trace projetée et les points relevés. Cet ajustement est basé sur l’hypothèse d’une trajectoire hélicoïdale. L’efficacité de reconstruction des traces est maximale dans la région centrale et diminue graduellement dans la région avant sauf pour les muons dont l’efficacité de reconstruction est uniforme. Les vertex sont formés par au moins deux traces originant du même point.

### 3.1.2.2. *Dépôts d’énergie*

La topologie des amas activés dans les calorimètres permet la reconstruction quantitative d’énergie déposée par les particules. Le système enregistre le signal dépassant le bruit en provenance de l’électronique ou des particules provenant du pileup comme l’énergie associée à la particule ayant pénétré le calorimètre. Les amas, appelés amas topologiques, sont reconstruits sur différentes couches adjacentes suppléant une image tridimensionnelle.

### 3.1.2.3. *Électrons et photons*

Les électrons sont reconstruits à partir des amas enregistrés par le EMCAL qui ont pu être associés à des traces des trajectomètres. La qualité d’identification des électrons comporte plusieurs variables. Par exemple, la confiance de l’ajustement entre l’amas et la trace ainsi que certains critères de compatibilité avec l’hypothèse de l’électron peut varier de *Very Loose*, *Loose*, *Medium* à *Tight*; méthodologie qui sera détaillée dans le quatrième chapitre. Le deuxième critère discriminant repose sur l’isolation de l’électron des jets de l’évènement. De plus, la forme de la gerbe électromagnétique informe sur la nature du candidat et contribue à discerner les électrons d’autres particules. Ceci se fait au moyen d’une fonction de vraisemblance qui utilise l’information du comportement de la gerbe électromagnétique et de l’association entre l’amas et la trace. Cette fonction est graduée sur un intervalle de confiance similaire à celui énuméré ci-haut. Des membres de l’Université de Montréal ont aussi contribué au développement d’un outil employant un *Boosted Decision Tree* pour réduire l’occurrence d’erreur d’attribution de la charge aux électrons à haut  $p_T$  ou ayant subi un *Bremstrahlung* [21]. L’identification des photons se déroule selon un procédé similaire à l’exception de l’identification de la charge. [2]

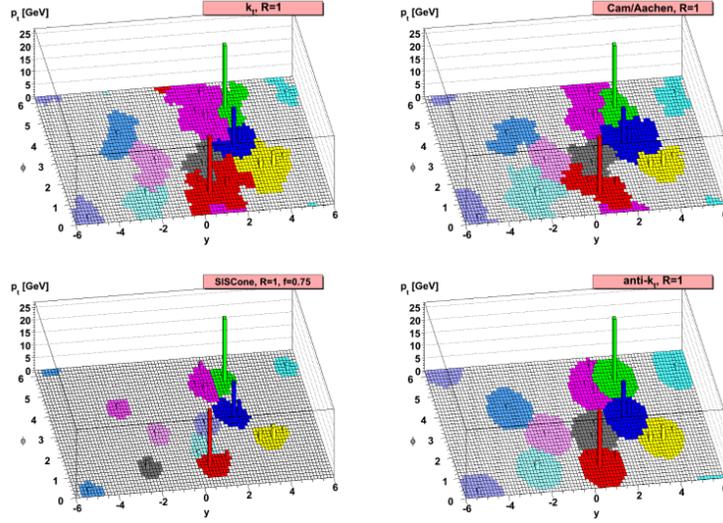
#### 3.1.2.4. Muons

Quatre méthodes de reconstruction de muons distinctes peuvent être considérées. Les plus communs sont les muons qui combinent une trace relevée dans le spectromètre à une trace dans le trajectomètre. Certains muons ne traversent qu'une couche du spectromètre et leur présence peut être confirmée par une trace fortement courbée indiquant un faible  $p_T$  dans le spectromètre associée à une trace dans le trajectomètre. La présence de muons peut aussi être déduite par l'association d'un amas dans le calorimètre correspondant au comportement d'une particule au minimum d'ionisation associée à une trace dans le trajectomètre seulement dans la région de  $|\eta| < 0.1$  centrale où le spectromètre muonique est interrompu par le passage de composantes électroniques. Finalement, dans la région de  $2.5 < |\eta| < 2.7$  avant, les muons identifiés uniquement par la trace laissée dans le spectromètre tant que celle-ci s'enligne avec l'origine de la collision.

#### 3.1.2.5. Jets hadroniques

La reconstruction des jets hadroniques débute par la formation d'amas topologiques du HADCAL. Par défaut, les jets sont considérés comme originant du point d'interaction principal jusqu'à l'application d'une étape de calibration qui associe le jet provenant du vertex principal défini au vertex primaire, celui dont la somme d'impulsion transverse de ses traces est maximale. Il s'agit donc d'un algorithme de recombinaison employant la variable  $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ . Les jets sont reconstruits à partir des dépôts d'énergie dans le calorimètre qui possèdent une impulsion transverse  $p_T > 0.5$  GeV et qui sont contenus à l'intérieur d'un cône de  $\Delta R = 0.4$ . L'énergie des jets est aussi calibrée au moyen d'un algorithme utilisant des simulations de di-jets pour estimer la réponse au signal de chaque cellule du calorimètre. [22]

Plusieurs algorithmes spécifiquement axés sur la reconstruction de jets ont été développés au fil des ans. Ils peuvent être divisés en deux catégories soient les algorithmes de type cône et les algorithmes d'agglomération séquentielle. Sans doute la plus répandue dans les analyses est la méthode d'agglomération séquentielle *anti  $k_T$*  [23]. Les algorithmes d'agglomération séquentielle mesurent les distances entre deux objets  $i$  et  $j$  ou entre un objet  $i$  et



**Fig. 3.5.** Un évènement typique issu d’une collision de partons généré par Herwig. Quatre algorithmes d’agglomération séquentielle de jets ( $k_T$ , Cambridge/Aachen, SISCone et *anti*  $k_T$ ) illustrent les jets reconstruits. [6]

le faisceau  $B$  telles que

$$d_{ij} = \min(k_{ti}^{2p}, k_{tj}^{2p}) \frac{\Delta_{ij}}{R^2}$$

$$d_{iB} = k_{ti}^{2p},$$

où  $\Delta_{ij} = (y_i - y_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2$  et  $k_{ti}$ ,  $y_i$  et  $\phi_i$  représentent respectivement l’impulsion transverse, la rapidité et l’angle azimutal d’une particule  $i$ . Deux paramètres interviennent dans ces définitions, soient  $R$ , le rayon qui dicte la séparation entre les jets finaux, et  $p$ , une unité de puissance permettant de contrôler le rapport entre les échelles énergétique et géométrique ( $\Delta_{ij}$ ). En particulier, une valeur de  $p = -1$  correspond à l’algorithme *anti*  $k_T$ . L’algorithme compile donc toutes les distances  $d_{ij}$  et  $d_{iB}$  d’un évènement et identifie celle ayant la plus petite valeur. S’il s’agit d’une séparation entre deux particules, alors les quadrivecteurs de ces deux particules sont combinés en une seule et le prochain minimum est localisé jusqu’à ce qu’il s’agisse d’une distance entre une particule et le faisceau; ce nouvel objet est un jet. Tel qu’illustré à la figure 3.5, la particularité de l’algorithme de reconstruction de jets *anti*  $k_T$  repose dans la forme conique des jets créés. [6]

### 3.1.2.6. *Énergie transverse manquante*

Tel que mentionné précédemment, l'énergie transverse manquante d'un évènement peut être déduite une fois que tous les objets ont été reconstruits et que l'énergie perdue entre les barils des calorimètres a été estimée.

### 3.1.2.7. *Facteurs de correction*

Les simulations Monte Carlo ne simulent pas nécessairement de façon adéquate la réponse du détecteur ce qui introduit des divergences avec les données. Le ratio entre les efficacités Monte Carlo et les données est appelé un facteur de correction. Ces facteurs de correction sont particulièrement importants pour des analyses utilisant des leptons et des photons puisque des coupures sur l'énergie d'isolation dans le calorimètre ou le trajectomètre mènent à des efficacités différentes pour ces points d'opération. Il est donc important d'appliquer les facteurs de correction aux sélections pour améliorer l'accord entre les données simulées et réelles. [24]

# Chapitre 4

---

## Motivation et phénoménologie

Dans un collisionneur à haute énergie, les signatures leptoniques sont plus faciles à reconstruire que les états finaux qui contiennent des objets comme des jets de quarks qui sont produits en abondance. Il est donc important pour ATLAS d'identifier avec succès les charges et les quadrivecteurs associés aux leptons se déposant dans ses calorimètres. Or, pour des raisons qui seront discutées dans ce chapitre, l'efficacité de reconstruction d'une paire d'électrons provenant du processus  $Z \rightarrow ee$  chute considérablement dans le cas d'un boson  $Z$  à haute impulsion transverse.

Dans une extension du modèle standard, telle que la supersymétrie ou les modèles de Higgs composite, l'existence de nouveaux bosons lourds est prédite dont par exemple, un boson neutre de spin entier  $Z'$ , un boson chargé de spin entier  $W'$  ou encore un boson de Higgs neutre massif. La nécessité d'obtenir une efficacité de reconstruction satisfaisante à haute énergie peut donc être motivée par la phénoménologie de ces événements impliquant des énergies au centre de masse de plusieurs TeV. De plus, certaines recherches de production électrofaible de  $WZ$  pourraient bénéficier d'étendre leur topologie à plus hautes impulsions.

### 4.1. Méthode de reconstruction des électrons

ATLAS utilise deux critères pour déterminer la qualité et le degré de confiance de l'identification d'électrons, soient l'identification par la signature dans le détecteur et l'isolation. L'efficacité de la sélection est directement reliée au déclencheur mais aussi aux algorithmes de reconstruction. Elle est estimée par la méthode de *tag-and-probe*. Cette méthode utilise des électrons en provenance de désintégrations dont la résonance est bien connue et calibrée,

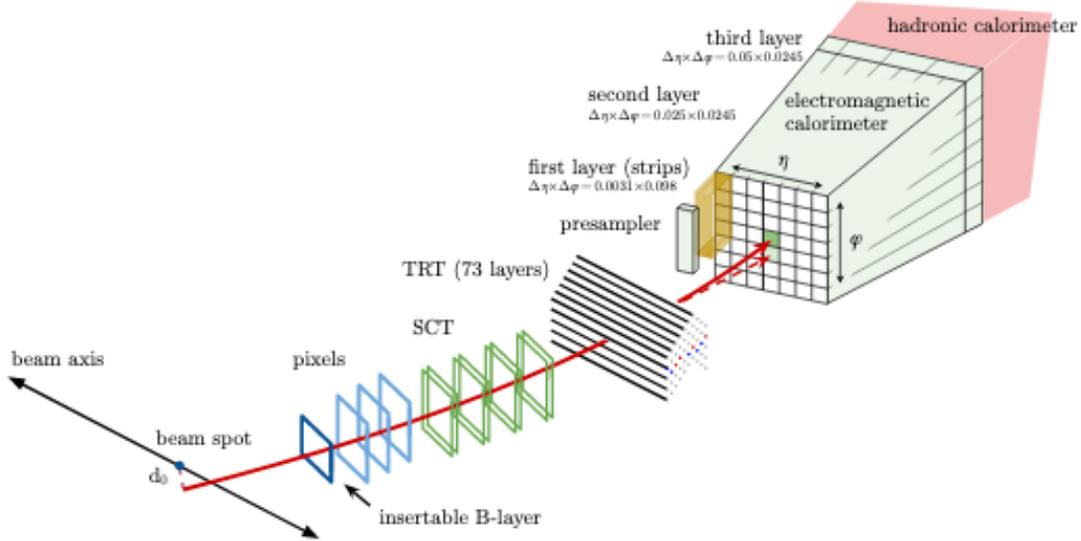
les *étiquetés* (*tags*), (des exemples fréquents sont  $Z \rightarrow e^+e^-$  et  $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ ) pour former un ensemble *sondes* (*probes*) non biaisé au moyen de critères de sélection très strictes sur l'ensemble de *tags*. Les gains en efficacité peuvent être analysés pour chacun des critères de sélection en les appliquant un à un sur l'ensemble de *sondes* libre de contamination résiduelle due au bruit de fond. L'efficacité totale se décompose donc ainsi

$$\begin{aligned}\epsilon_{\text{total}} &= \epsilon_{\text{EM}} \times \epsilon_{\text{reco}} \times \epsilon_{\text{ID}} \times \epsilon_{\text{iso}} \times \epsilon_{\text{déclencheur}} \\ &= \left( \frac{N_{\text{EM}}}{N_{\text{total}}} \right) \times \left( \frac{N_{\text{reco}}}{N_{\text{EM}}} \right) \times \left( \frac{N_{\text{ID}}}{N_{\text{reco}}} \right) \times \left( \frac{N_{\text{iso}}}{N_{\text{ID}}} \right) \times \left( \frac{N_{\text{déclencheur}}}{N_{\text{iso}}} \right)\end{aligned}$$

où  $N_{\text{EM}}$  représente le nombre d'amas de dépôts d'énergie reconstruits dans le calorimètre électromagnétique,  $N_{\text{reco}}$  le nombre de candidats d'électrons reconstruits,  $N_{\text{ID}}$  le nombre de candidats reconstruits et identifiés,  $N_{\text{iso}}$  le nombre de candidats satisfaisant les critères de reconstruction, d'identification et d'isolation et  $N_{\text{déclencheur}}$  le nombre de candidats satisfaisant les critères de  $N_{\text{iso}}$  et passant le déclencheur.

C'est un fait connu que les simulations ne reproduisent pas à la perfection les processus physiques observés. Des facteurs de correction, avec leurs incertitudes systématiques, sont donc appliqués aux données de signal et de bruit de fond. Donc, pour répliquer le plus exactement possible les efficacités mesurées dans les données, un poids est associé aux événements simulés. Le facteur de correction correspond au rapport entre l'efficacité dans les données sur l'efficacité dans les événements Monte Carlo et varie en général très peu de l'unité. [2]

Le *bremsstrahlung* compte parmi les effets les plus communs causant la perte d'énergie d'un électron interagissant avec le matériel du détecteur. Le photon irradié se reconvertit en paire d'électron-positron qui peut à son tour subir un nouvel effet de *bremsstrahlung*. C'est la formation d'une gerbe électromagnétique typique. Comme la forme de la gerbe est collimatée lorsque l'énergie est élevée, elle est habituellement reconstruite dans le même amas électromagnétique. La reconstruction des candidats d'électrons dans le détecteur interne et le calorimètre électromagnétique se base sur trois critères de sélection soient des amas d'énergie localisés dans le calorimètre électromagnétique, des traces courbées dans le détecteur interne et une association spatiale  $\eta \times \phi$  entre l'amas et la trace, en plus d'une association en énergie grâce à la variable  $E/p$  correspondant au ration de l'énergie sur l'impulsion. La première



**Fig. 4.1.** Trajet type d'un électron à travers le détecteur ATLAS. La trajectoire en rouge illustre le chemin hypothétique d'un électron passant par les différents systèmes de trajectomètre, puis de calorimètres. La trajectoire hachurée représente la bifurcation d'un photon produit par une interaction entre l'électron d'origine et la matière du détecteur. [2]

étape de la reconstruction implique le balayage de chaque couche du calorimètre électromagnétique par une grille de  $0.025 \times 0.025 (\Delta\eta \times \Delta\phi)$  visant à relever les cellules enregistrant un dépôt énergétique. Ces cellules sont arrangées en amas où la cellule centrale doit avoir subi un dépôt en énergie transverse de 10% supérieure aux cellules adjacentes. Chaque amas représente donc l'interaction d'un électron avec le matériau du calorimètre. La deuxième étape vise à combiner ces dépôts dans les couches du calorimètre pour déduire la trace de l'électron dans le détecteur. Lorsqu'un signal enregistré dans le trajectomètre peut être associé aux amas dans le calorimètre électromagnétique par un algorithme de reconnaissance de trace, le parcours en trois dimensions de l'électron peut être reconstruit. ATLAS utilise un algorithme d'ajustement  $\chi^2$  d'abord pour la reconnaissance de trace, celui-ci étant appliqué sur les candidats avec  $p_T > 400$  MeV. Un algorithme d'ajustement par somme de gaussiennes supplée la méthode  $\chi^2$  qui est surtout efficace pour des candidats énergétiques. Ce second algorithme permet de prendre en considération la perte en énergie de candidats ayant interagi en au moins quatre points différents dans le trajectomètre de silicium et qui ne sont pas associés avec certitude à un amas dans le calorimètre électromagnétique. En

particulier, les effets du *bremsstrahlung* sont inclus dans des paramètres de traces modélisant les effets de non linéarité d'un électron subissant un *bremsstrahlung*. La dernière étape est une combinaison des deux précédentes avec davantage de restrictions. Il s'agit d'associer le signal recueilli dans les trajectomètres à celui du calorimètre électromagnétique en suivant des critères de sélection sur les candidats spécifiques à la région du détecteur. Dans la même optique que pour les points d'opération, différents niveaux de qualité de reconstruction sont définis. [2]

Un algorithme de vraisemblance impliquant l'information en provenance du trajectomètre et du calorimètre permet l'identification des électrons. Mathématiquement, il s'agit du produit des fonction de probabilité de densité basées sur des événements simulés tel que

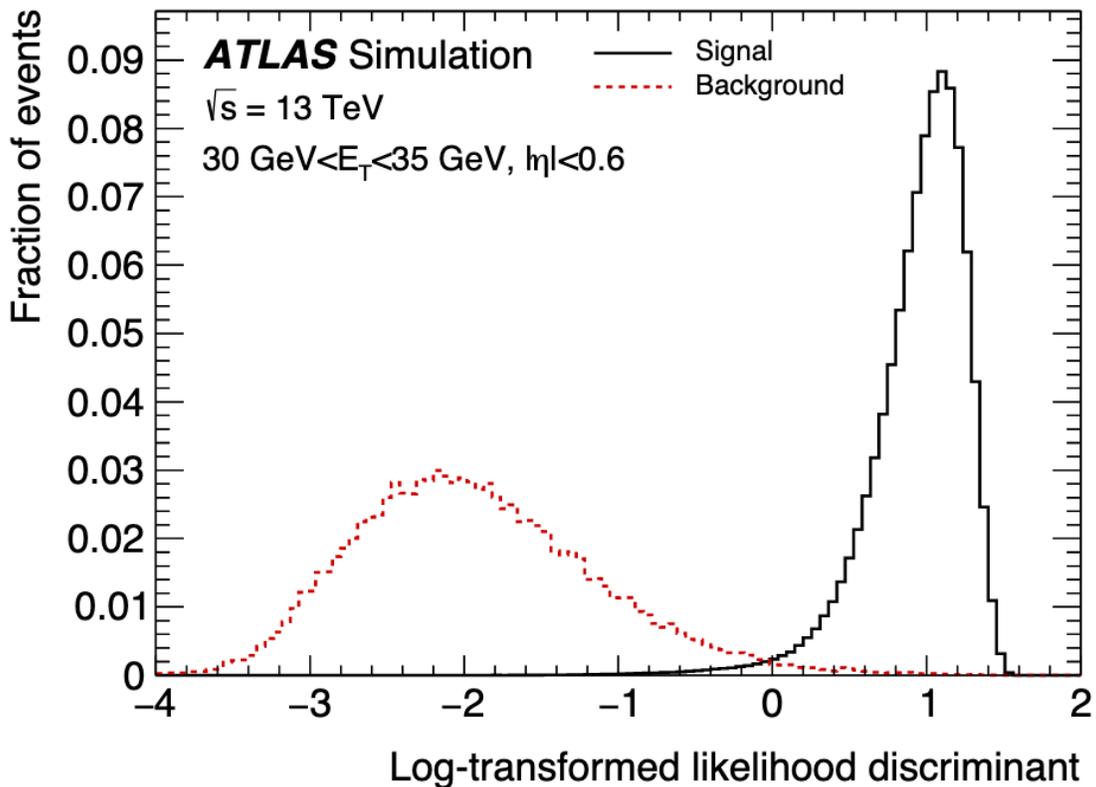
$$L_{S(B)}(\mathbf{x}) = \prod_{i=1}^n P_{S(B),i}(x_i)$$

où les indices  $S$  et  $B$  font référence aux distributions de signal et de bruit de fond respectivement.  $P_i(x_i)$  correspond à la valeur de la fonction de probabilité de densité pour la quantité  $i$  lorsqu'elle prend la valeur  $x_i$ . Le signal est composé des électrons (*prompt*) entrant dans la région centrale du détecteur ( $|\eta| < 2.47$ ) tandis que le bruit de fond est un ensemble d'électrons produits suite à une conversion de photons dans le détecteur, des électrons (*non-prompt*) issus de désintégrations hadroniques, particulièrement des mésons lourds  $B$ , ou encore de jets dont la signature peut être confondue pour celle d'un lepton. Puis, pour chaque candidat, un discriminant

$$d_L = \frac{L_S + L_B}{L_S}$$

est extrait. C'est la fonction sigmoïde inverse de la distribution de  $d_L$ , dont un exemple est présenté à la figure 4.2, qui permet de déterminer les points d'opération permettant de maximiser la quantité de signal et de réjection de bruit de fond. Il ne s'agit donc pas strictement d'une méthode de critères de sélection bien que les critères de reconstruction aussi bien que d'identification visent à maximiser l'efficacité de reconstruction du signal.

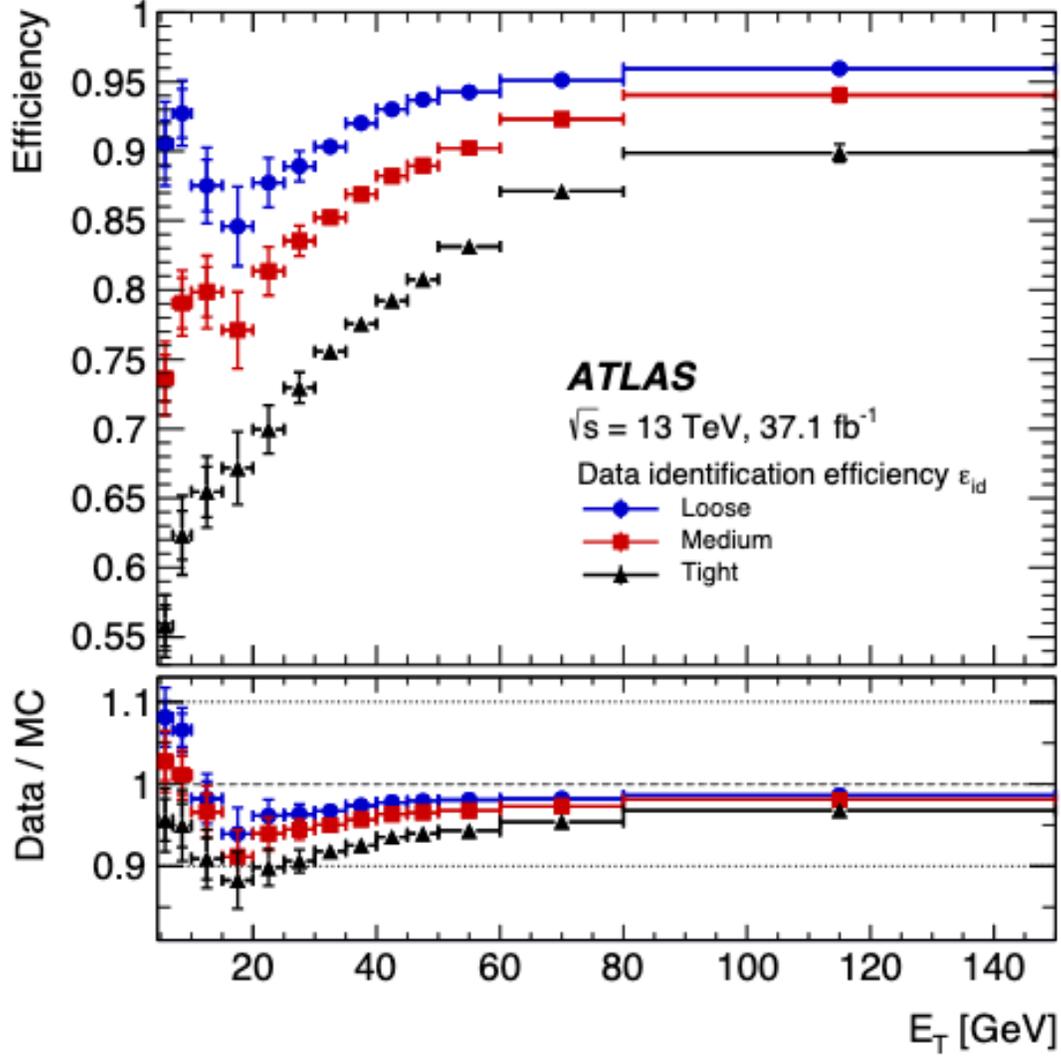
Quatre points d'opération sont connus sous le nom de *VeryLoose*, *Loose*, *Medium* et *Tight* qui correspondent à une augmentation du seuil de décision sur la distribution du discriminant sur la figure 4.2. En termes d'efficacité par exemple, un électron *prompt* avec  $E_T = 40$  GeV sera identifié avec 93%, 88% et 80% d'efficacité pour les trois derniers points d'opération. L'optimisation se fait par répartition des classes sur un intervalle de  $\eta$  et de



**Fig. 4.2.** La fonction discriminante transformée pour les candidats d'électrons avec  $30 \text{ GeV} < E_T < 35 \text{ GeV}$  et  $|\eta| < 0.6$ . Les électrons *prompt* d'un échantillon de  $Z \rightarrow e^+e^-$  forment l'histogramme de signal en noir. En rouge, l'histogramme de bruit de fond simulé. [2]

$E_T$ . La figure 4.3 illustre la distribution de l'efficacité d'identification en fonction de  $E_T$ . [2]

Les électrons avec  $E_T > 80 \text{ GeV}$  sont traités différemment. À haute impulsion, les électrons déposent forcément davantage d'énergie dans la troisième et dernière couche du calorimètre électromagnétique et subissent moins d'interaction avec la matière du trajectomètre. Ces électrons à haut  $p_T$  ont donc une signature ressemblant plus à celle d'un hadron rendant la discrimination du bruit de fond moins performante. Particulièrement pour la catégorie *Tight*, la perte en efficacité d'identification de l'algorithme chute de 95% pour  $E_T = 300 \text{ GeV}$  à 73% pour  $E_T = 2000 \text{ GeV}$ . Le point d'opération *Tight* est alors reculé à celui correspondant normalement à *Medium* dès qu'un candidat a  $E_T > 150 \text{ GeV}$  pour mitiger ces pertes. De plus, deux critères de sélection sont ajoutés. Le ratio entre l'énergie de l'amas et l'impulsion de la trace,  $E/p$ , est requis d'être inférieur à 10 prenant en compte la diminution de résolution de l'ajustement des traces avec  $p_T > 100 \text{ GeV}$ . La deuxième variable ajoutée



**Fig. 4.3.** Efficacité d'identification LH des électrons dans des évènements  $Z \rightarrow e^+e^-$  en fonction de l'énergie transverse  $E_T$  pour les points d'opération *Loose*, *Medium* et *Tight*. En bas, le ratio d'efficacité des données sur les simulations. [2]

est  $\omega_{stot}$  représente la largeur de la gerbe qui dépend de la valeur  $\eta$  du candidat. [2]

L'isolation est un outil puissant pour distinguer les électrons *prompt* provenant du point d'interaction ou de la désintégration des bosons vectoriels et scalaire des évènements de bruits de fond comme une désintégration semileptonique de quarks ou des produits de désintégration suite à une interaction avec la matière du détecteur. Les évènements de signal devraient être caractérisés par une faible activité environnant la trace principale du candidat dans le trajectomètre mais aussi dans le calorimètre. Une fois que le candidat est identifié, un cône de rayon  $\Delta R$  est appliqué sur la position de son amas énergétique et dans sa direction de

Operating point	$E_{T,\text{cone}}^{\text{isol}}$ ( $\Delta R = 0.2$ )	$p_{T,\text{var}}^{\text{isol}}$ ( $R_{\text{max}} = 0.2$ )	Total $\epsilon_{\text{iso}}$
Loose (Track Only)	-	$\epsilon_{\text{iso}} = 99\%$	99%
Loose	$\epsilon_{\text{iso}} = 99\%$	$\epsilon_{\text{iso}} = 99\%$	98%
Gradient	$\epsilon_{\text{iso}} = 0.1143 \times p_T + 92.14\%$	$\epsilon_{\text{iso}} = 0.1143 \times p_T + 92.14\%$	90(99)% at 25(60) GeV
Gradient (Loose)	$\epsilon_{\text{iso}} = 0.057 \times p_T + 95.57\%$	$\epsilon_{\text{iso}} = 0.057 \times p_T + 95.57\%$	95(99)% at 25(60) GeV
Fix (Loose)	$E_{T,\text{cone}}^{\text{isol}}/p_T < 0.20$	$p_{T,\text{var}}^{\text{isol}}/p_T < 0.15$	-
Fix (Tight)	$E_{T,\text{cone}}^{\text{isol}}/p_T < 0.06$	$p_{T,\text{var}}^{\text{isol}}/p_T < 0.06$	-
Fix (Tight, Track Only)	-	$p_{T,\text{var}}^{\text{isol}}/p_T < 0.06$	-
Fix (Calo Only)	$E_{T,\text{cone}}^{\text{isol}} < 3.5 \text{ GeV}$	-	-
Fix (Track $R_{\text{max}} = 0.4$ )	$E_{T,\text{cone}}^{\text{isol}}/p_T < 0.11$	$p_{T,\text{var}}^{\text{isol}}/p_T < 0.06$	-

**Tab. 4.1.** Définition des points d'opérations d'isolation des électrons et de l'efficacité d'isolation  $\epsilon_{\text{iso}}$ . L'unité pour le  $p_T$  est le GeV. Les rayons du cône sont  $\Delta R = 0.2$  pour le calorimètre;  $R_{\text{max}} = 0.2$  pour le trajectomètre à l'exception de la catégorie *Fixed Track* qui utilise  $R_{\text{max}} = 0.4$ . Un échantillon de  $Z \rightarrow e^+e^-$  où les électrons sont reconstruits avec le critère de sélection *Tight* pour l'identification a été utilisé. [2]

propagation. L'activité au sein du cône doit alors être attribuée au candidat lui-même ou à d'autres interactions qui ne lui sont pas directement liées. Alors que les cônes sont généralement plus larges pour la détermination des dépôts isolés dans le calorimètre, la résolution du trajectomètre permet de resserrer l'isolation autour de la trace du candidat. Son rayon  $\Delta R$  peut alors être déterminé par

$$\Delta R = \min\left(\frac{10 \text{ GeV}}{p_T [\text{GeV}]}, R_{\text{max}}\right)$$

où la valeur de  $R_{\text{max}}$  se situe généralement entre 0.2 et 0.4. Les critères de sélection pour l'isolation sont particulièrement reliés aux motivations physique des analyses et notamment aux topologies à faible ou haut  $p_T$ . Par exemple, une étude d'un phénomène à basse énergie requerrait une isolation plus fine des électrons *prompt* sacrifiant ainsi une partie du signal pour une meilleur réjection du bruit de fond. À l'opposé, les topologies boostées favorisent en général une sélection de cône plus large pour conserver une efficacité de signal élevée. Une série de points d'opération sont donc présentés au tableau 4.1. [2]

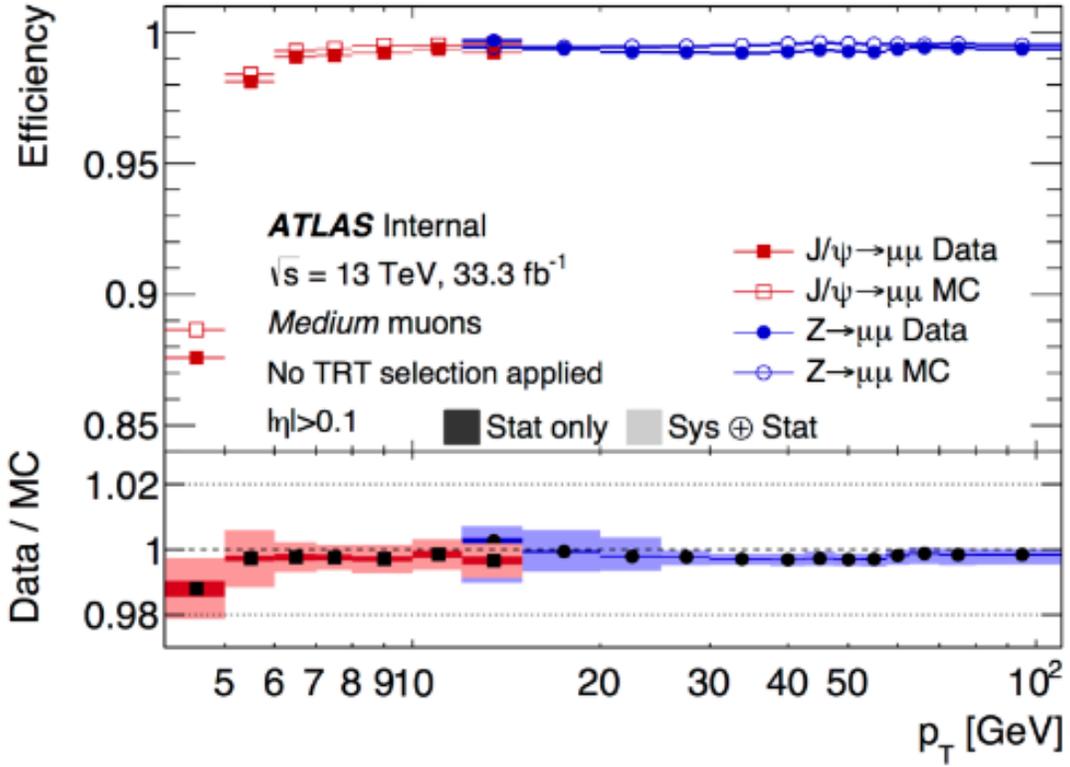
## 4.2. Méthode de reconstruction des muons

Tel que discuté dans la section 3.1.2.4, la reconstruction de muons utilise principalement l'information des trajectomètres du détecteur interne et du spectromètre à muons avec de l'information additionnelle en provenance des calorimètres bien qu'il faille souligner que même les muons de basse énergie sont des particules au minimum d'ionisation ne déposent que très peu d'énergie dans le calorimètre. Les candidats de muons sont reconstruits comme toute autre particule chargée dans le trajectomètre et indépendamment dans le spectromètre. Puis, l'information est combinée pour confirmer le passage du muon dans le détecteur. L'identification utilise, comme pour les électrons, quatre types de sélection soient *Loose*, *Medium*, *Tight* et *High- $p_T$*  où la dernière catégorie maximise la résolution en impulsion pour les traces avec  $p_T > 100$  GeV. Similairement à la méthode décrite dans la section précédente, les muons *tags* et *probes* sont pris d'évènements  $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$  et  $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ . La figure 4.4 démontre que l'efficacité des algorithmes de reconstruction ne souffrent pas du gain en énergie des muons. [7]

## 4.3. Méthode de reconstruction des jets

Les collisions proton-proton ont pour caractéristique de produire majoritairement des quarks et gluons qui, après hadronisation, produisent des particules qui se collimatent et sont reconstruits en tant qu'objet appelés *jets*. La calibration des jets se doit d'être précise et efficace puisque la définition d'un jet change selon l'objectif physique de l'analyse. Par exemple, pour des signatures incluant des quarks et des gluons, les jets seront reconstruits dans un cône étroit, à l'opposé des analyses étudiant les désintégrations de bosons lourds où ce seront des jets plus larges qui seront favorisés. La reconstruction se déroule en trois étapes: la définition des quadrivecteurs, l'application de l'algorithme (habituellement de la méthode *anti- $k_T$* ) et la calibration. [25]

À l'image de ce qui est fait avec les leptons, les amas topologiques pour les jets sont formés en trois dimensions autour des cellules recevant le quadruple de l'énergie moyenne de bruit de fond, électronique et dû au pile-up, attendue dans les calorimètres hadronique et électromagnétique. Cette méthode de reconstruction d'amas topologiques sert aussi à supprimer l'effet du pile-up. [25]



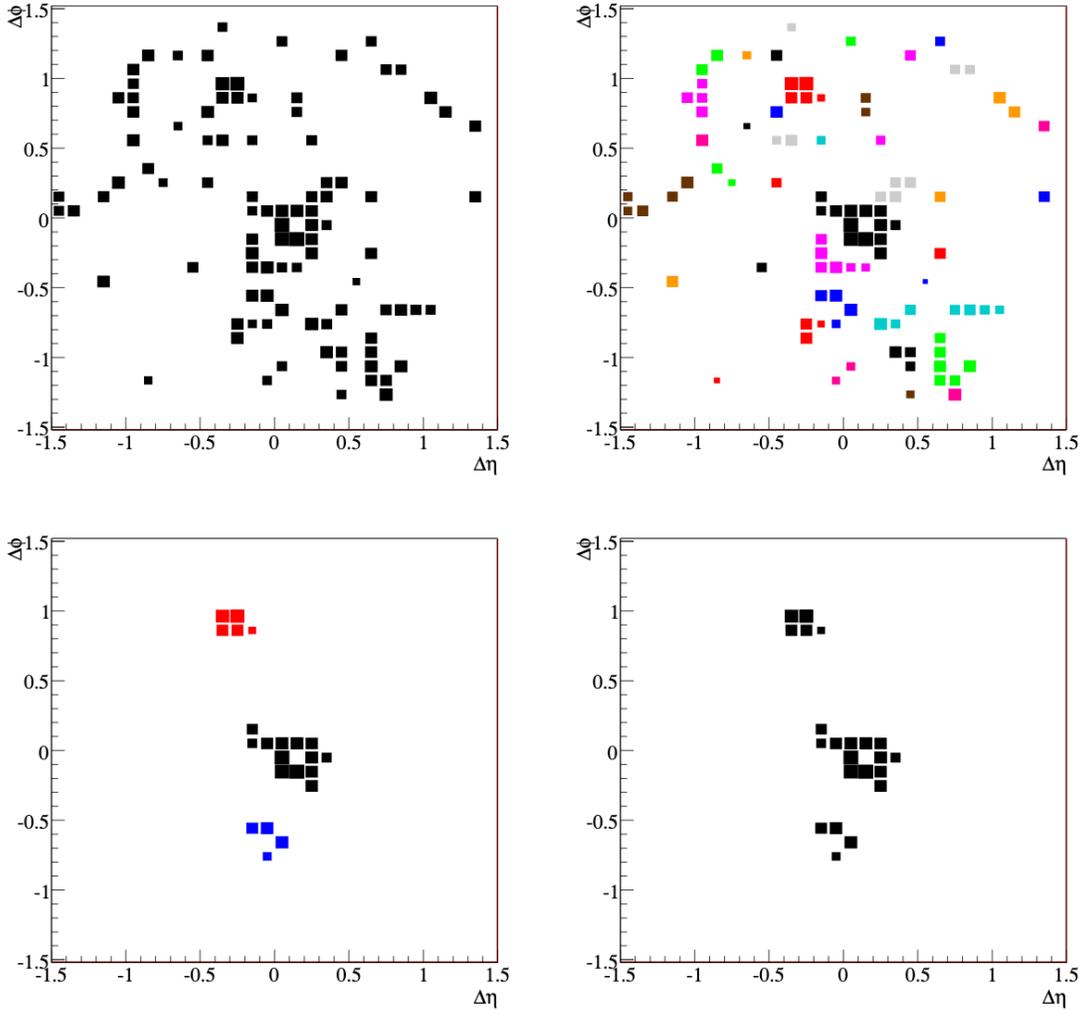
**Fig. 4.4.** Efficacité de reconstruction des muons *Medium* dans des évènements  $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$  et  $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$  en fonction de leur impulsion transverse  $p_T$ . En bas, le ratio d'efficacité des données sur les simulations. [7]

L'algorithme *anti- $k_T$*  utilisé par ATLAS définit deux valeurs de  $R$ , 0.4 et 1.0. Pour les jets plus larges, la séparation angulaire entre les constituants de la particule massive  $X$  et ses produits de désintégration est contenue par  $\Delta R \geq 2m^X/p_T^X$ . La particularité de cet algorithme est de créer un disque autour des dépôts dans le plan  $\phi - y$  ce qui résulte en un cône de rayon  $R$ . [23]

La dernière étape avant la calibration est le *trimming* appliqué aux jets reconstruits avec  $R = 1.0$ . Cette opération stabilise la distribution en masse des jets. Puis, la calibration en énergie et en masse se fait contre des simulations Monte Carlo et des ensembles de données *in situ*. Une fois que les jets sont calibrés, leur sous structure est extraite. [25]

L'algorithme de *trimming* débute par l'application d'une méthode d'agglomération séquentielle conique. Les jets reconstruits sont de nouveau soumis à une méthode d'agglomération utilisant un rayon de séparation conique plus petit que le précédent. Les variables

cinématiques de chacun de ces sous jets sont comparées à celles des jets de la première étape. Les jets sont acceptés ou rejeté selon des critères prédéterminés. Les sous jets survivant ces critères de sélections sont alors assemblés pour former le jet final. La méthode de *trimming* a été développée afin de mitiger les effets de radiation des états initiaux, d'interaction multiple et de *pileup* auxquels sont susceptibles les jets formés de partons légers. L'amélioration est particulièrement notable dans la reconstruction d'évènements impliquant la désintégration de particules massives à haute impulsion comme les bosons  $W$  et  $Z$ . [8]



**Fig. 4.5.** Le procédé de *trimming* de jets. De gauche à droite et de haut en bas, un jet reconstruit par l'algorithme *anti k<sub>T</sub>* avec  $R_0 = 1.5$ , les sous jets reconstruits par l'algorithme *anti k<sub>T</sub>* avec  $R_{sub} = 0.2$ , les sous jets passant les critères de sélection, le jet final. Sur cette figure, la surface de chaque cellule est proportionnelle à son  $\log(p_T)$ . [8]

## 4.4. Reconstruction de paires électron-positron dans une topologie boostée

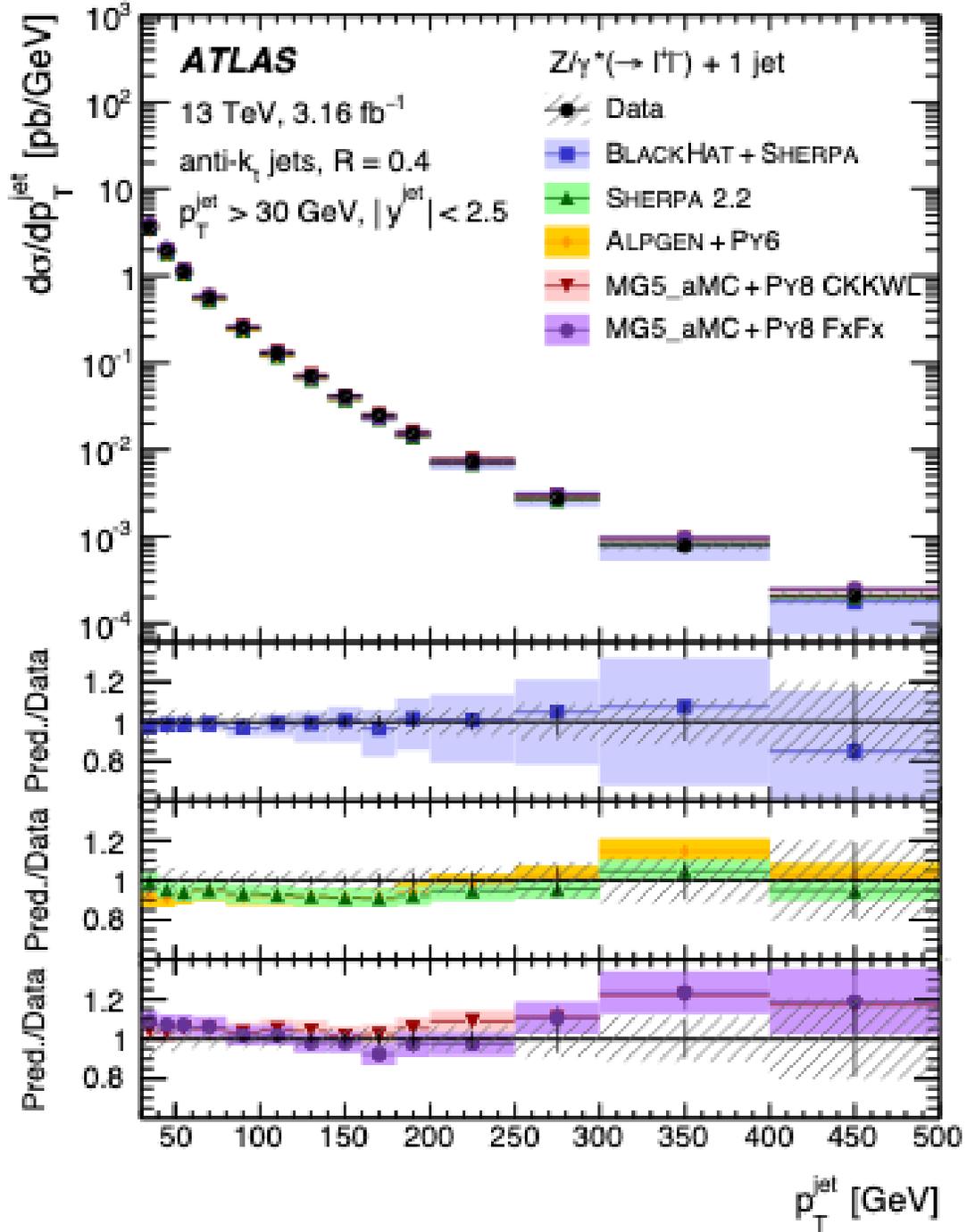
Pour motiver ce projet, il faut démontrer que le besoin existe tant en termes de quantité de données à laquelle la méthode de jets pourrait s'appliquer qu'en termes de diminution d'efficacité de la méthode de reconstruction des leptons. Bien que la section efficace de production de  $Z + 1$  jet décroît rapidement avec l'impulsion transverse (voir Fig. 4.6), il demeure important de reconstruire efficacement les bosons  $Z$  de haut  $p_T$  pour les recherches de processus au-delà du Modèle Standard, à haute énergie.

Tel qu'il a déjà été discuté, à haut  $p_T$ , la granularité du calorimètre électromagnétique nuit à l'efficacité de reconstruction des leptons. La figure 4.7 illustre la perte en efficacité de la reconstruction d'électrons en provenance d'un boson massif boosté. Les leptons ont été préselectionnés selon les recommandations usuelles  $p_T > 25$  GeV,  $|\eta| < 2.47$ ,  $\sigma(d_0) < 5$  et  $|\Delta z_0 \sin\theta| < 0.5$  mm. Pour le graphique de gauche, aucune restriction sur les critères d'isolation n'a été appliquée sur les candidats. Il y a donc perte d'efficacité en fonction du resserrement des critères d'identification et de l'application du *Overlap Removal* (OR) dans une topologie boostée ou standard où une topologie boostée est définie comme impliquant une masse résonante supérieure à 1 TeV. Pour le graphique de droite, l'application du OR est faite pour une topologie boostée. Il y a donc perte d'efficacité en fonction du resserrement des critères d'isolation et d'identification. [10]

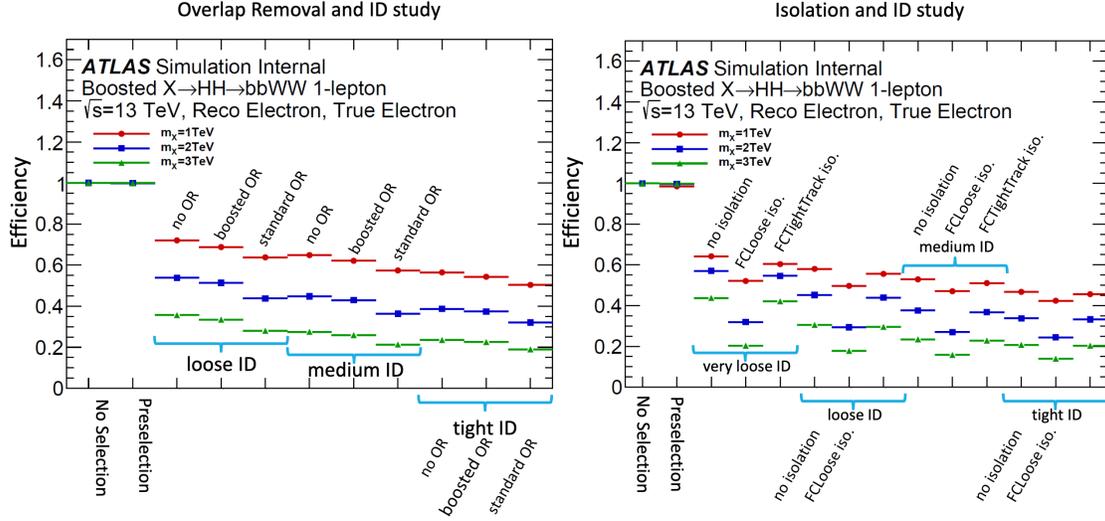
## 4.5. Phénoménologie $W' \rightarrow WZ$

Le boson de jauge massif  $W'$  est un singulet de couleur de spin unitaire et portant une charge électrique de  $\pm 1$ . Ce type de bosons vectoriels est une occurrence commune dans les théories au-delà du modèle standard par les bris de symétrie dans les groupes de jauge introduits. Se couplant aux bosons neutre et chargé  $Z$  et  $W$  du modèle standard, qui se couplent eux-mêmes principalement aux trois générations de quarks et de leptons, le signal préférentiel dans un détecteur comme ATLAS est un état final leptonique ou semi-leptonique et énergie manquante. Il est aussi possible de rechercher un signal de résonance de dijets pour mettre des limites sur le processus  $W' \rightarrow q\bar{q}$ . [11], [26]

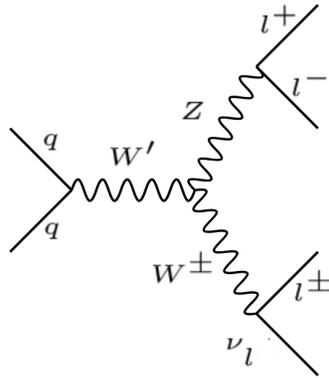
Le modèle le plus simple impliquant un boson  $W'$  est une extension du groupe de jauge



**Fig. 4.6.** Mesure de la section efficace en fonction de l'impulsion transverse du jet pour un échantillon exclusif de  $Z + 1$  jet. Les données sont comparées aux prédictions de plusieurs programmes de simulation. Les barres d'erreur correspondent aux incertitudes statistiques et les zones hachurées aux incertitudes statistiques et systématiques dans les données. [9]



**Fig. 4.7.** Efficacité d'identification des électrons en fonction des critères de sélection *Loose*, *Medium*, *Tight* avec Overlap Removal (OR) à gauche et isolation à droite. L'étiquette *boosted OR* implique une séparation calculée comme  $\Delta R < \min\left(0.4, 0.04 + \frac{p_T}{10\text{GeV}}\right)$  plutôt que la séparation standard de  $\Delta R < 0.4$ . Les simulations sont menées pour un boson boosté de masse 1 TeV (rouge), 2 TeV (bleu) et 3 TeV (vert). [10]



**Fig. 4.8.** Diagramme de Feynman de canal de désintégration favorisé dans pour l'étude menée dans ce mémoire où les quarks issus de la collision proton-proton et formant le  $W'$  seraient principalement  $u\bar{d} \rightarrow W'$ .

électrofaible  $SU(2)_1 \times SU(2)_2 \times U(1)$ . Ce groupe comprend aussi le boson neutre  $Z'$ . Le  $W'$  se couple directement aux bosons  $WZ$  dû aux invariances de Lorentz et de jauge. Le poids

du couplage est donné par

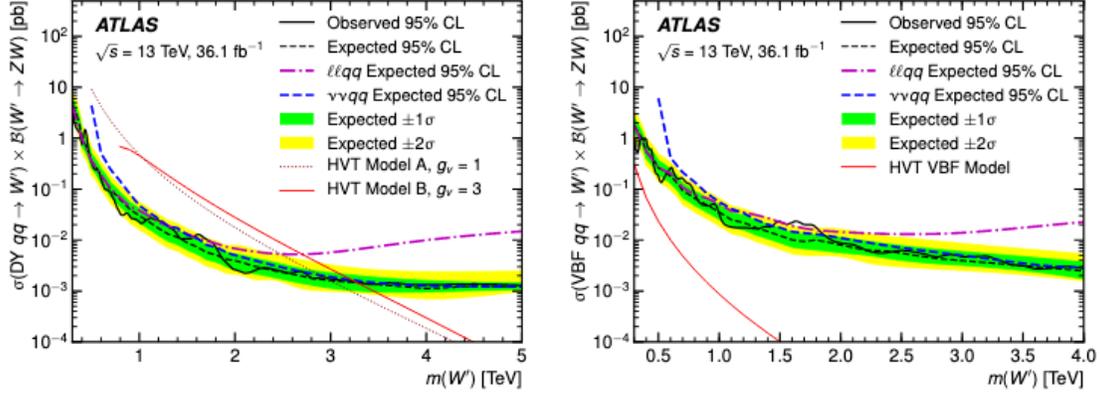
$$\frac{g\theta_+ i}{\cos\theta_W} [W_\mu'^+ (W_\nu^- Z^{\nu\mu} + Z_\nu W^{-\mu\nu}) + Z^\nu W^{-\mu} W_{\nu\mu}'^+] + h.c.$$

où  $W^{\mu\nu} = \partial^\mu W^\nu - \partial^\nu W^\mu$  et  $\theta_+$  représente l'angle de mélange entre les états propres de jauge provenant de la diagonalisation des matrices de masse des bosons  $W'$  et  $Z'$  [26]. Il s'agit du modèle simplifié *Heavy Vector Triplet (HVT)*, triplet de bosons lourds. Il existe un Lagrangien *HVT* associé à cette théorie impliquant des paramètres pour les couplages aux fermions et aux bosons de jauge connus. Le triplet de bosons lourds se distingue par ses particules aux masses invariantes élevées, les prédictions se situant actuellement au-delà de 1.5 TeV [27]. Cette classe est composée de trois bosons de spin entier et est dénotée  $W'/Z'$  selon leur charge. Deux modèles de référence prédisent la constante de couplage du triplet de bosons lourds. Le premier implique une extension d'une symétrie de jauge alors que le deuxième prédit que le triplet est un Higgs composite. C'est ce second modèle qui est dominant dans les désintégrations en bosons vectoriels du  $W'/Z'$ . [28], [29]

La figure 4.9 présente les limites sur la masse du boson hypothétique  $W'$  obtenues par ATLAS avec  $36.1 \text{ fb}^{-1}$ . Les recherches de bosons massifs menées par le LHC se concentrent sur un processus  $pp \rightarrow W' \rightarrow WZ$  avec la production provenant principalement de  $\bar{u}d \rightarrow W'$  en supposant une interaction avec les quarks telle que décrite par le modèle standard. Les limites sont calculées dans une approximation asymptotique pour une masse du  $W'$  inférieure à 2 TeV. Pour l'intervalle 2-5 TeV, les limites sont obtenues par des pseudos-expériences . [30], [31]

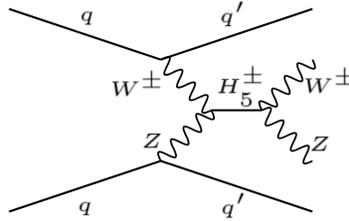
## 4.6. Phénoménologie $H^\pm$

Plusieurs extensions au modèle standard ont été développées dans le secteur du Higgs. L'ajout d'un doublet scalaire dans le groupe  $SU(2)_L$  donne lieu à deux bosons de Higgs chargés  $H^\pm$  pouvant se coupler aux fermions et aux bosons  $W^\pm$  et  $Z$  au premier ordre sans la contribution de diagrammes en boucle. Cette théorie est connue sous le nom de *two Higgs doublet model (2HDM)* et permettrait aussi de générer la masse des neutrinos en plus de fournir des candidats à la matière sombre. Une autre théorie au-delà du modèle standard permettant le couplage d'un boson Higgs chargé directement aux bosons  $W^\pm$  et  $Z$  est le modèle Georgi-Machacek impliquant l'ajout d'un triplet réel et d'un triplet complexe  $SU(2)$ .



**Fig. 4.9.** Limites supérieures observée (ligne noire pleine) et attendue (ligne noire pointillée) à 95% de niveau de confiance pour une section d'interaction  $\sigma \times B(W' \rightarrow WZ)$  à  $\sqrt{s} = 13$  TeV pour une production selon un modèle Drell-Yan (à gauche) et de fusion de bosons vectoriels (à droite). Le signal provient d'une combinaison des états finaux  $llqq$  et  $\nu\nu qq$ . [11]

Les bosons chargés  $H_3^\pm$  et  $H_5^\pm$ , se transformant respectivement en triplet et quintuplet sous  $SU(2)_L \times SU(2)_R$ , se couplent directement aux  $W^\pm$  et  $Z$  et aux fermions sans mélange. La production de ces bosons scalaires  $H_5^\pm$  se fait par fusion de bosons vectoriels dont le diagramme est présenté à la figure 4.10. [32], [33], [34]



**Fig. 4.10.** Diagramme de Feynman d'un processus de fusion de bosons vectoriels par l'intermédiaire d'un boson chargé  $H_5^\pm$  virtuel.



# Chapitre 5

---

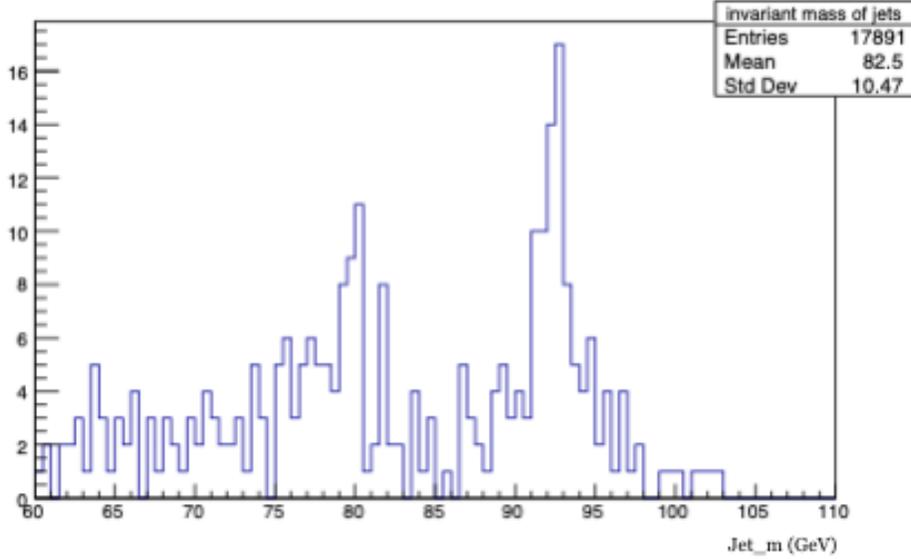
## Développement de l'outil d'identification et analyse de l'efficacité sur des échantillons de données simulées

Les simulations numériques sont invariablement la première étape de toute analyse en physique expérimentale. Les générateurs Monte-Carlo choisis utilisent les diagrammes de Feynman et leurs sections efficaces différentielles du modèle standard pour simuler aléatoirement un nombre fini d'évènements. Puisque le phénomène étudié,  $W' \rightarrow WZ$ , implique l'hypothèse de l'existence d'un boson lourd chargé, des extrapolations sont incluses dans ses sections efficaces pour tenir compte de cette extension au modèle standard. Pour chaque évènement généré, deux ensembles de données sont enregistrés. Au niveau *vérité* (*truth*), toute l'information associée à la désintégration des particules ayant un faible temps de vie et à l'hadronisation des quarks de l'évènement est sauvegardée pour ensuite être comparée, en tant que théorie, aux données. Le second ensemble est constitué de données simulant la réponse du détecteur face à l'occurrence du processus physique initial dans sa géométrie. C'est ce deuxième ensemble de données qui subit le plus de modifications au moment de devenir ce qui est appelé une dérivation. Cette dernière passe par un algorithme visant à réduire le volume de l'information qu'il contenait en extrayant les variables d'intérêt spécifiques à l'analyse physique. C'est sur la dérivation que l'analyse est appliquée et les critères de sélections choisis et optimisés avant que leur performance ne soit testée dans les données expérimentales d'ATLAS. Évidemment, cette méthodologie est valide aussi bien pour les échantillons de signal que de bruit de fond.

## 5.1. Génération de simulations numériques

Le simulateur numérique *Pythia8* [35] a été utilisé pour fournir des résultats préliminaires et une estimation de l'efficacité projetée de la méthode. *Pythia* est un programme qui génère des événements de physique à haute énergie dans le contexte du modèle standard avec la possibilité d'ajouter des extensions au-delà de celui-ci. Le programme simule la collision deux hadrons et produit la chaîne de particules engendrée par l'interaction. Les états finaux sont ensuite enregistrés pour l'analyse par l'utilisateur. Les calculs des sections efficaces jusqu'au deuxième ordre en  $\alpha_S$  et les quadrivecteurs des partons primaires sont pris en charge par le logiciel MadGraph [36]. Il s'agit d'un modèle hautement automatisé qui ne requiert que l'entrée des quantités physiques initiales par l'utilisateur.

Les événements simulés proviennent donc d'une collision de protons à une énergie au centre de masse de 13 TeV. La production du boson de jauge au-delà du modèle standard  $W'$  est le processus sélectionné. La seule chaîne de désintégration permise est  $W' \rightarrow WZ$  où le boson  $Z$  est forcé à produire une paire d'électron-positron alors que la désintégration du boson  $W$  est répartie selon les ratios de branchement du modèle standard. La simulation considère le  $W'$  comme étant une copie plus massive du boson  $W$  du modèle standard. L'espace de phase requiert une production initiale d'impulsion transverse supérieure à 500 GeV et une masse de 4 TeV pour le  $W'$ . Après la fragmentation partonique et l'hadronisation, et avant la simulation des effets du détecteur, les événements peuvent être reconstruits au niveau *truth* des particules. Les algorithmes de reconstruction de jets *CellJet* [35] et *SlowJet* [35] sont configurés avec la méthode *anti*  $k_T$  pour un rayon  $\Delta R = 0.4$  et recherchent les candidats ayant une impulsion  $p_T > 30$  GeV dans un espace défini par  $|\eta| < 2.5$ , soit la région centrale du détecteur dont la granularité est définie par une sous division en 2500 cellules en  $\eta$  et en  $\phi$ . Le programme *SlowJet* identifie les jets par la méthode *anti*  $k_T$  dans un système de coordonnées cylindriques. Le nom vient du fait que l'algorithme est plus lent que son prédécesseur *FastJet* puisqu'il conserve d'avantage de variables pour les états finaux des particules et permet de sélectionner l'intervalle maximal en pseudorapidité dans le détecteur. Le programme *CellJet* identifie les jets en utilisant un cône prédéfini dans un système de coordonnées basé sur la pseudorapidité  $\eta$ , l'angle azimuthal  $\phi$  et l'énergie transverse  $E_T$ . L'algorithme dessine donc des cônes avec un rayon  $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$  autour des cellules présentant des excès de dépôt énergétique.



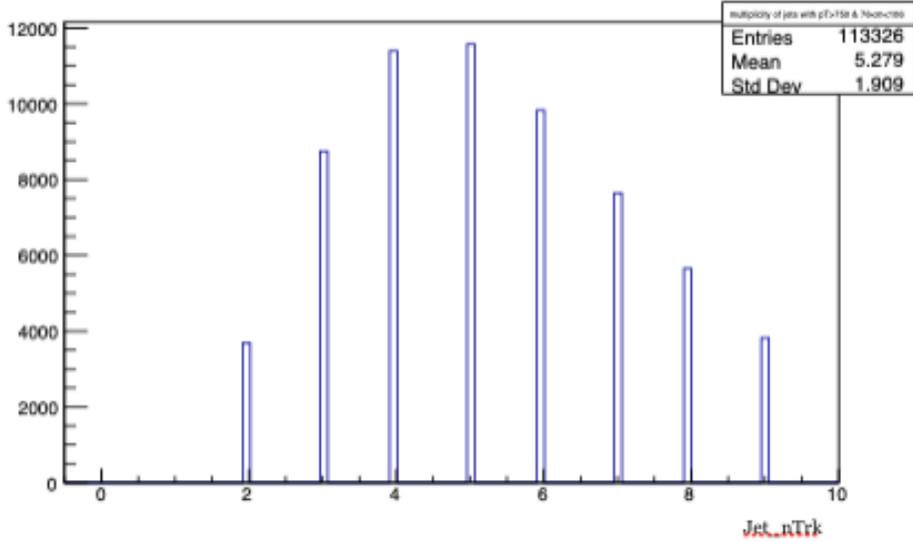
**Fig. 5.1.** Distribution de la masse au niveau *truth* partonique dans la région de masse des bosons Z et W des jets identifiés par *CellJet* pour les sélections de base  $\Delta R < 0.4$ ,  $p_T > 30$  GeV et  $|\eta| < 2.5$ .

Avec un million d'évènements simulés, il est possible d'étudier la topologie du processus d'intérêt. La figure 5.1 rapporte la masse des jets tandis que la figure 5.2 rapporte la multiplicité du nombre de traces comptées dans chaque jet identifié avec des sélections supplémentaires appliqués sur l'impulsion et la masse.

Étant donnée la nature des collisions hadroniques au LHC, le bruit de fond peut être souvent dominé par des processus QCD. Préliminairement, une vérification de l'efficacité de réjection du bruit de fond en provenance des dijets a été effectuée pour trouver qu'aucun jet QCD ne survit dans l'espace de phase choisi de multiplicité inférieure à huit traces, impulsion transverse supérieure à 750 GeV et ayant une masse contenue entre 76 et 106 GeV.

## 5.2. Échantillons Monte Carlo

En deuxième lieu, le processus  $W' \rightarrow WZ$  est généré utilisant les paramètres du modèle simplifié *HVT*, triplet de bosons lourds. Le Lagrangien d'interaction avec les bosons vectoriels W et Z induit des termes avec couplages  $g_{VCH}$ . Ce triplet se distingue par ses particules aux masses invariantes élevées, les prédictions se situant actuellement au-delà de 1.5 TeV [27]. Cette classe est composée de trois bosons de spin entier et est



**Fig. 5.2.** Nombre de traces contenues dans les jets identifiés par *CellJet* au niveau *truth* pour les sélections de base augmentées des critères  $pT > 750$  GeV et  $76 < m_{jet} < 106$  GeV.

dénotée  $W'/Z'$  selon leur charge. Deux modèles de référence prédisent la constante de couplage du triplet de bosons lourds. Le premier implique une extension d'une symétrie de jauge alors que le deuxième prédit que le triplet est un Higgs composite. C'est ce second modèle qui est dominant dans les désintégrations en bosons vectoriels du  $W'/Z'$ . Tous ces échantillons HVT sont produits en posant la force de couplage  $g_v$  du  $W'$  au  $H/W^\pm/Z$  à 1. Des échantillons  $W' \rightarrow WZ \rightarrow l\nu ll$  pour des masses du  $W'$  de 1, 2, 3 et 4 TeV ont été générés avec MadGraph et Pythia, et avec une dérivation HIGG2D1. Le logiciel MadGraph est configuré de façon à simuler des événements en accord avec ceux qui seraient produits au LHC. Le choix des fonctions de distribution des partons dans le proton doit être fourni au logiciel. L'ensemble des échantillons listés au tableau ?? utilise NNPDF23NLO [36]; où PDF spécifie les fonctions de distribution des partons et NLO indique que les diagrammes générés sont de deuxième ordre en  $\alpha_S$ .

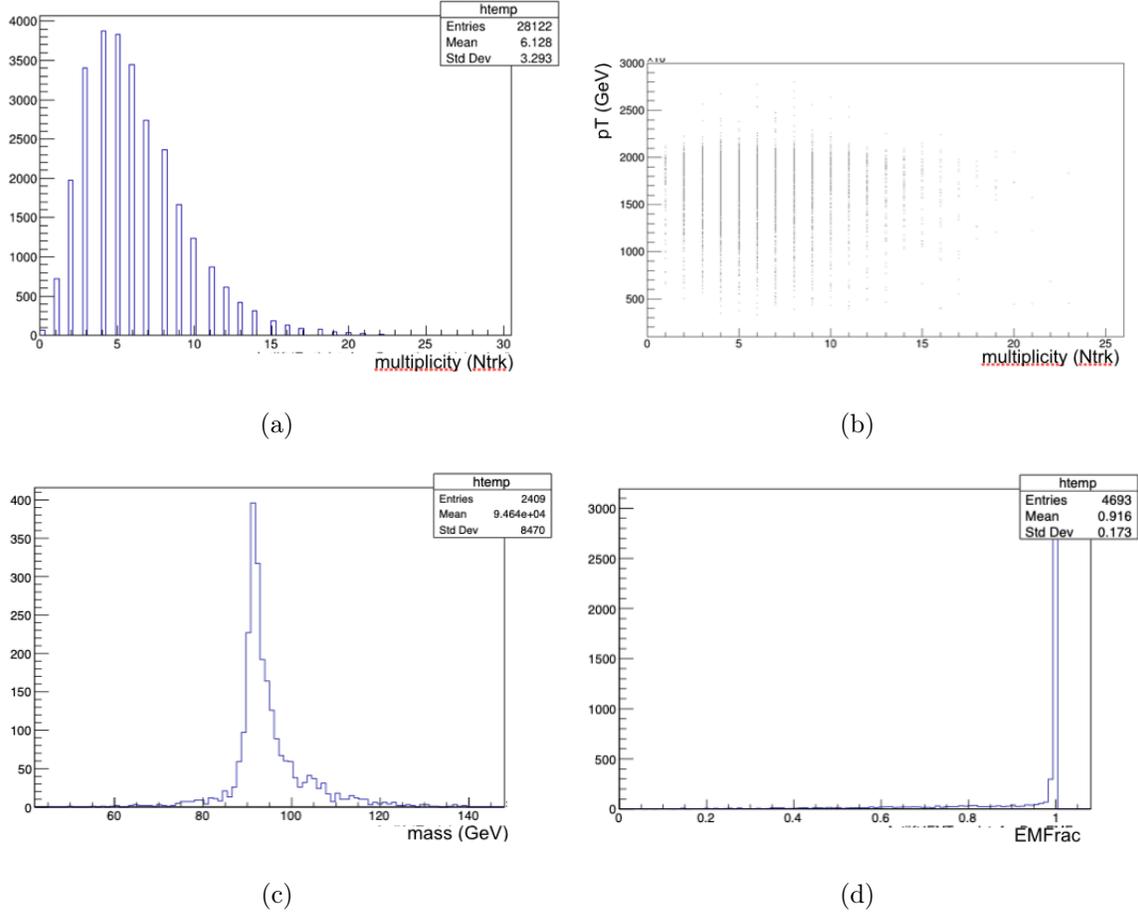
La distinction entre les appellations *xAOD* et *DxAOD* peut être mentionnée. Dès qu'une cellule d'un trajectomètre ou d'un calorimètre du détecteur enregistre un signal, un premier système reçoit ces données brutes. En parallèle, dans le cas de données simulées, ce sont des données brutes simulées (*Raw Detector Output*) qui sont produites. La combinaison de ces signaux tels qu'ils sont reçus dans le système de détecteur forme l'ensemble appelé *xAOD* pour *Analysis Object Data*. Puis, la production des *DxAOD* pour *Derived Analysis Object*

*Data* est spécifiquement adaptées aux différentes motivations physiques. Il s’agit d’une reconstruction des évènements impliquant des étapes de *skimming* visant à supprimer les candidats ne rencontrant pas des critères de sélection prédéfinis et de *slimming* qui élimine entièrement les catégories non pertinentes à une analyse donnée. De cette façon, le volume d’un *DxAOD* typique ne représente qu’environ 1% du volume total du *xAOD* duquel il provient.

Les dérivations HIGG2D1 sont spécifiques aux analyses présentant deux leptons dans l’état final d’un processus impliquant des bosons massifs. Les dérivations HIGG5D2 ont le même objectif physique que HIGG2D1 mais déclenchent aussi sur les jets [37]. Les dérivations SUSY1 sont adaptées aux analyses de bosons exotiques et déclenchent sur les leptons [38]. Les dérivations EXOT2 ont des critères de sélection spécifiques aux recherches de dijets massifs et le déclenchement se fait uniquement sur les jets [39]. Une fois que MadGraph a simulé la collision des protons, impliquant alors leur composition en quarks, c’est le logiciel Pythia qui génère l’hadronisation des gerbes hadroniques et les produits de désintégration déposés dans le détecteur. Finalement, la réponse du détecteur est mimée par un dernier logiciel GEANT4. [40]

Tous les échantillons sélectionnés comprennent nécessairement la simulation d’un boson Z se désintégrant uniquement leptoniquement afin de permettre l’étude de la reconstruction des paires d’électron-positron lorsque’ils sont *boostés*. Le rapport d’embranchement du processus visé ( $e^+e^-$ ) de 3.4% et la rareté des évènements à haute impulsion en général dans les données peut être contrebalancée dans une simulation numérique où les paramètres de la collision et du mode de désintégration principal peuvent être choisis. C’est pourquoi, la majorité de l’étude se fera avec les échantillons de  $m(W') = 4$  TeV; les échantillons à masse plus faible seront utilisés pour une analyse de l’efficacité potentielle des variables discriminantes en fonction de la masse du boson mère.

La figure 5.3 présente la topologie de quatre variables caractéristiques de jets soient la multiplicité du nombre de traces contenues dans le cône formant le jet ( $n_{\text{Trk}}$ ), la masse ( $m$ ), l’impulsion transverse ( $p_T$ ) et la fraction d’énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique ( $EMFrac$ ). Alors que les trois premières variables sont distribuées selon l’information provenant de jets au niveau *truth* suite à la reconstruction des jets par la méthode *anti*  $k_T$ ,  $EMFrac$  de par sa définition nécessite la simulation de la réponse du détecteur; elle est



**Fig. 5.3.** Un sous-ensemble de la topologie de certaines variables de jets en provenance du  $DxAOD$  du processus  $W' \rightarrow WZ \rightarrow l\nu ll$  avec  $m(W') = 4$  TeV: (a) Distribution de la multiplicité des traces contenues dans les jets  $anti k_T$  avec  $\Delta R = 0.4$  au niveau *truth*.; (b) Distribution de la multiplicité des traces contenues dans les jets  $anti k_T$  avec  $\Delta R = 0.4$  au niveau *truth* par rapport à leur impulsion transverse  $p_T$  avec une restriction de  $76 < m(\text{GeV}) < 96$  sur la masse; (c) Distribution de la masse des jets  $anti k_T$  avec  $\Delta R = 0.4$  au niveau *truth* avec une restriction de  $N_{trk} < 8$  sur la multiplicité et  $1900 < p_T(\text{GeV}) < 2100$  sur l'impulsion transverse; et, (d) Distribution de la fraction d'énergie déposée par le jet dans le calorimètre électromagnétique  $EMFrac$  pour les jets  $anti k_T$  avec  $\Delta R = 0.4$  au niveau *topo*, c'est-à-dire des jets reconstruits simulant la réponse du détecteur, avec des restrictions  $40 < m(\text{GeV}) < 140$  sur la masse et  $p_T > 750$  GeV sur l'impulsion transverse.

donc distribuée selon l'information provenant de jets calibrés comme des jets topologiques. Le candidat idéal, un jet reconstruit avec la paire électron-positron issue du boson  $Z$ , aura une multiplicité de  $N_{trk} = 2$ , une impulsion transverse de  $p_T \approx 2TeV$ , une masse de  $m_{jet} = 91$  GeV et une fraction d'énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique de  $EMFrac = 1.0$ . Puisqu'il s'agit d'une dérivation de  $W' \rightarrow WZ$  avec  $m(W') = 4$  TeV, les bosons  $W$  et  $Z$ , par conservation d'énergie dans le référentiel du centre de masse, seront produits pratiquement dos à dos avec la moitié de l'impulsion transverse de la particule mère chacun.

Des distributions de la figure 5.3, il est évident que la variable  $EMFrac$  se montrera discriminante au moment du choix des sélections à appliquer. La distribution de la masse est centrée autour de la masse du boson  $Z$  tel qu'anticipé. Par contre, les distributions de la multiplicité laissent supposer que souvent les jets d'évènements  $Z \rightarrow e^+e^-$  sont reconstruits avec des quarks légers inclus dans leur cône. Il pourrait aussi s'agir de photons qui convertissent à l'intérieur d'un jet.

### 5.3. Sélection d'évènements

Après la simulation complète, incluant l'effet du détecteur ATLAS, le choix des coupures à appliquer dans l'échantillon d'origine produit, appelé un  $xAOD$ , est plus général que celui appliqué sur la dérivation ( $DxAOD$ ) puisqu'il ne s'agit que d'une série de déclencheurs de base. La création de l'échantillon qui sera directement utilisé pour l'analyse ( $nTuple$ ) passe donc par une sélection dépendant des objectifs physiques. C'est donc à ce niveau qu'un algorithme spécialisé à l'analyse peut appliquer des restrictions sur la dérivation. Dans le cas de l'analyse basée entièrement sur la sous structure des jets, la sélection des données pour le  $nTuple$  comprend

- une reconstruction par la méthode *anti*  $k_T$  des jets avec  $\Delta R = 0.4$ ,
- une identification des électrons selon trois des quatre points d'opération *Loose*, *Medium* et *Tight*,
- une isolation *Medium* pour les électrons,
- une identification *Medium* pour les muons et
- une isolation *Tight* sur les traces pour les muons.

De plus, l'outil d'*Overlap removal* (OR) a été désactivé pour les candidats d'électrons et de jets. Cet outil a été développé pour éviter qu'un même objet soit reconstruit par plusieurs algorithmes lorsque sa signature est physiquement rapprochée de celle d'un autre. Par exemple, si un lepton serait produit à proximité d'un jet, l'outil d'*Overlap removal* favorise l'électron et élimine le jet pour éviter l'ambiguïté. La suppression de cet outil permet donc de garder un maximum de jets produits à haute impulsion à proximité de leptons, ce qui constitue le signal visé par l'analyse.

### 5.3.1. Topologie

Une première vérification de la topologie de l'évènement étudié a été faite sur l'échantillon  $W' \rightarrow WZ \rightarrow l\nu ll$  avec  $m(W') = 4$  TeV. À haute impulsion, les électrons ont des valeurs de séparation en  $R$ ,  $\eta$  et  $\phi$  connues. Par exemple, la valeur de la séparation en  $R$  entre deux traces est donnée par

$$\Delta R \approx \frac{2m}{p_T}.$$

Ceci est dérivé de la topologie habituelle où la masse est décrite par

$$\begin{aligned} m^2 &= (\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)^2 \\ &= p_1^2 + p_2^2 + 2(\mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{p}_2) \\ &\approx 2(E_1 E_2 - \mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{p}_2) \\ &\approx 2E^2(1 - \cos\theta) \end{aligned}$$

où  $\theta$  est l'angle entre  $p_z$  et  $p_T$  de deux particules *boostées*; c'est donc la séparation  $\Delta R$ . La masse invariante de l'électron a été négligée pour employer la substitution  $|p| = E$ . De plus, en utilisant les approximations  $E \approx p_T/2$  et  $\cos\theta \approx 1 - \theta^2/2$ , la masse au carré se réduit à l'expression utilisée pour dériver  $\Delta R$ .

$$\begin{aligned} m^2 &\approx \frac{p_T^2}{2}(1 - \cos\theta) \\ &\approx \frac{p_T^2 \theta^2}{4} \theta = \frac{2m}{p_T}. \end{aligned}$$

Sachant que pour le processus  $Z \rightarrow e^+e^-$ ,  $m = m_Z = 91$  GeV et  $p_T = p_{TZ} \approx 2$  TeV alors la valeur attendue de  $\Delta R$  sera d'environ 0.1 ce qui est ce qui peut être observé sur la figure

5.4. Puisque que  $\eta$  peut s'écrire comme

$$\eta = \cosh^{-1}\left(\frac{|p|}{p_T}\right),$$

la valeur attendue pour  $|\Delta\eta|$  est d'environ 0.1 ce qui est validé par la distribution correspondante de la figure 5.4. Finalement, comme toutes ces séparations sont reliées par

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$$

la valeur attendue de  $\Delta\phi$  pour des leptons à haute impulsion sera autour de 0.1 ce qui est encore observé sur la figure 5.4.

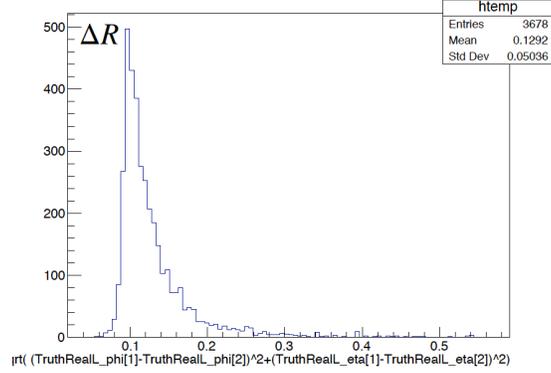
Étant donnée la dépendance en  $p_T$  de  $\Delta R$ , la méthode standard de reconstruction *anti  $k_T$*  avec un cône  $\Delta R = 0.4$  pourrait s'avérer trop serrée pour des processus à plus faible énergie. En effet, la sous-structure des jets présente moins l'aspect d'une reconstruction de paires d'électron-positron à mesure que la masse du  $W'$  de la simulation diminue signifiant que l'efficacité de la méthode usuelle de reconstruction avec les variables leptoniques demeurerait préférable jusqu'à une valeur de  $p_T$  attendue du boson  $Z$  très élevée ( $p_T > 1.5$  TeV). Dans les figures 5.5, 5.6 et 5.7, tous les évènements où la désintégration se fait en  $WZ \rightarrow \mu\nu ee$  sont sélectionnés au niveau *truth* dans les *nTuples* provenant des échantillons Monte Carlo simulant un  $W'$  de masse 1, 2, 3 et 4 TeV. Des coupures additionnelles

$$[\eta(e) - \eta(\text{jet})] < 0.2$$

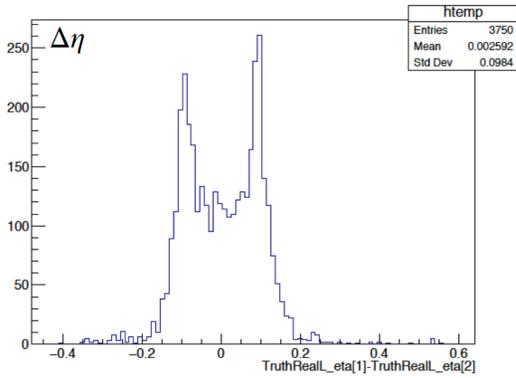
$$[\phi(e) - \phi(\text{jet})] < 0.2$$

déduites de la topologie observée dans la figure 5.4 sont appliquées sur la séparation entre les leptons et les jets. Dans chaque évènement, le jet de plus haut  $p_T$  remplissant ces conditions est porté en graphique suivant la supposition que le boson  $Z$  formera le jet le plus énergétique dans la direction opposée aux produits de désintégration  $\mu\nu$  du boson  $W$ . Combinant l'information des figures 5.5, 5.6 et 5.7, les régions ciblées par une décomposition  $Z \rightarrow e^+e^-$  reconstruite en jet, soient  $m = m_Z = 91$  GeV,  $n_{\text{Trk}} = 2$  et  $p_T = m_{W'}/2$  respectivement, se définissent à mesure que la masse invariante du  $W'$  s'accroît, le seuil de faisabilité pouvant être estimé autour de 3 TeV.

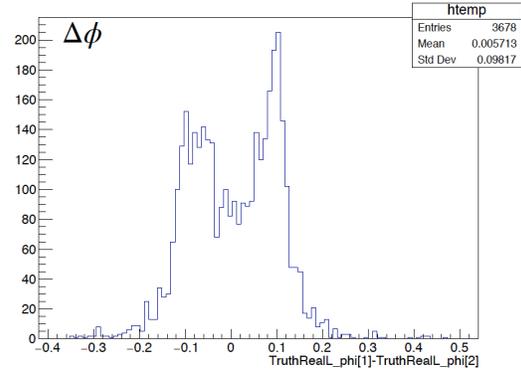
Finalement, les distributions bidimensionnelles présentées à la figure 5.8 illustrent la cor-



(a)



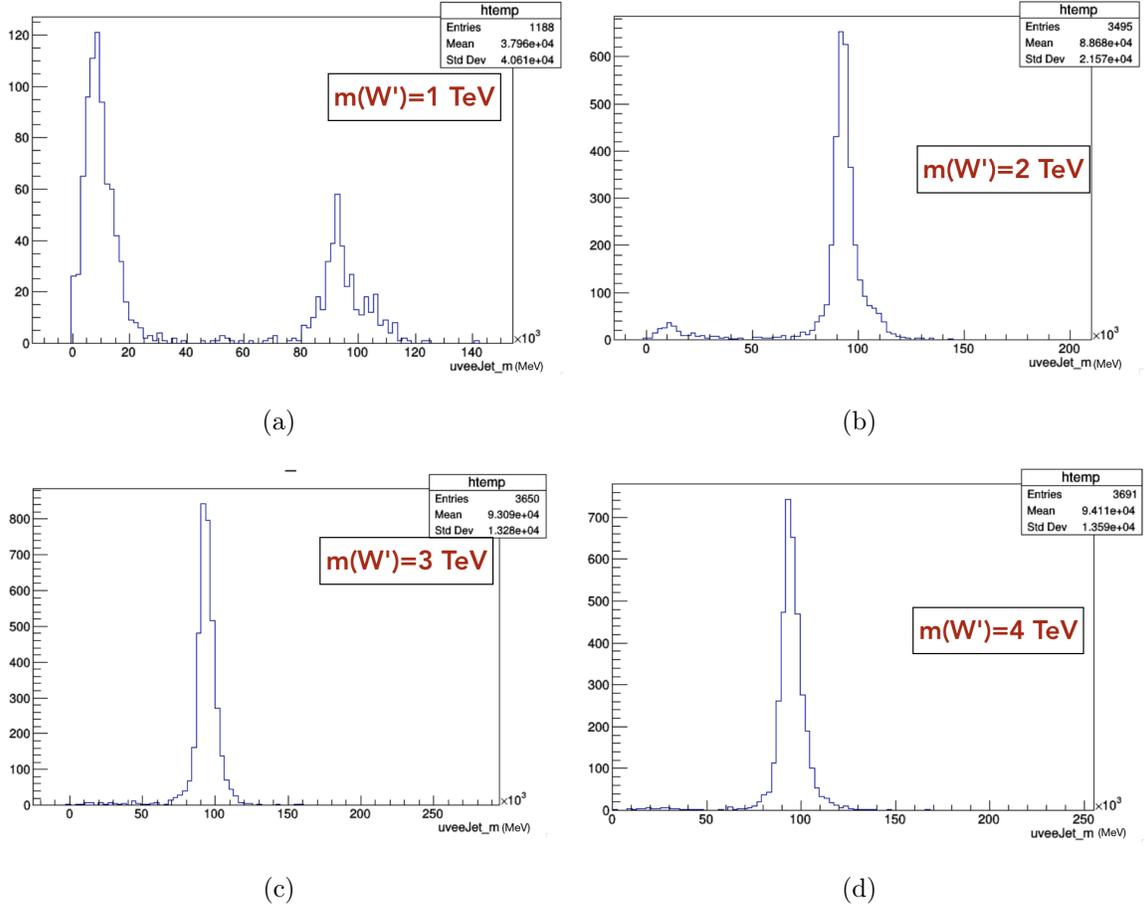
(b)



(c)

**Fig. 5.4.** Séparations des leptons au niveau *truth*: (a) Distribution de la séparation en  $\Delta R$  pour des leptons à haute impulsions produits par une désintégration  $W' \rightarrow WZ \rightarrow l\nu ll$  avec  $m(W') = 4$  TeV; (b) Distribution de la séparation en  $\Delta\eta$  pour des leptons à haute impulsions produits par une désintégration  $W' \rightarrow WZ \rightarrow l\nu ll$  avec  $m(W') = 4$  TeV; (c) Distribution de la séparation en  $\Delta\phi$  pour des leptons à haute impulsions produits par une désintégration  $W' \rightarrow WZ \rightarrow l\nu ll$  avec  $m(W') = 4$  TeV.

relation des valeurs de  $\eta$ ,  $\phi$  et du  $p_T$  entre les leptons et les jets les plus énergétiques toujours dans des évènements  $\mu\nu ee$  en provenance d'un boson  $W'$  à masse invariante de 4 TeV. Les mêmes restrictions sur les séparations en  $\eta$  et en  $\phi$  sont appliquées que précédemment au moment de la sélection d'évènements.

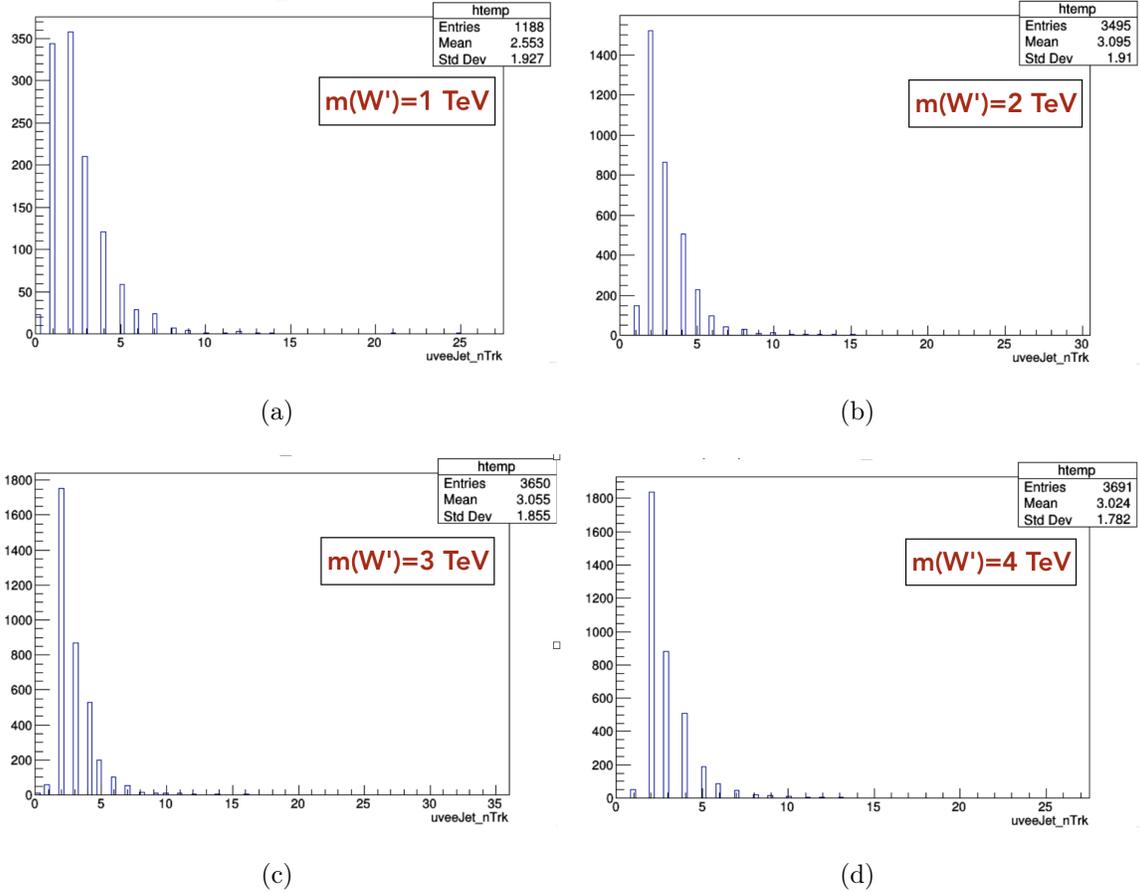


**Fig. 5.5.** Variation de la masse des jets produits au cours d'évènements  $\mu\nu ee$  pour le  $n$ Tuple du processus  $W' \rightarrow WZ \rightarrow l\nu ll$  au niveau *truth* avec: (a)  $m(W') = 1$  TeV; (b)  $m(W') = 2$  TeV; (c)  $m(W') = 3$  TeV, (d)  $m(W') = 4$  TeV.

## 5.4. Choix des critères de sélection

Le choix des critères de sélection pour les jets formés par une désintégration  $Z \rightarrow e^+e^-$  se base comme toujours sur les principes de maximisation du signal et de minimisation du bruit de fond. Ce choix peut se faire à l'intérieur même des échantillons de signal sans besoin d'introduire de nouveaux échantillons d'autres processus en utilisant simplement les jets énergétiques en provenance du boson  $W$  par exemple comme sous-ensemble de bruit de fond. Une étude approfondie de la suppression du bruit de fond sera conduite avec la liste de restrictions définitive.

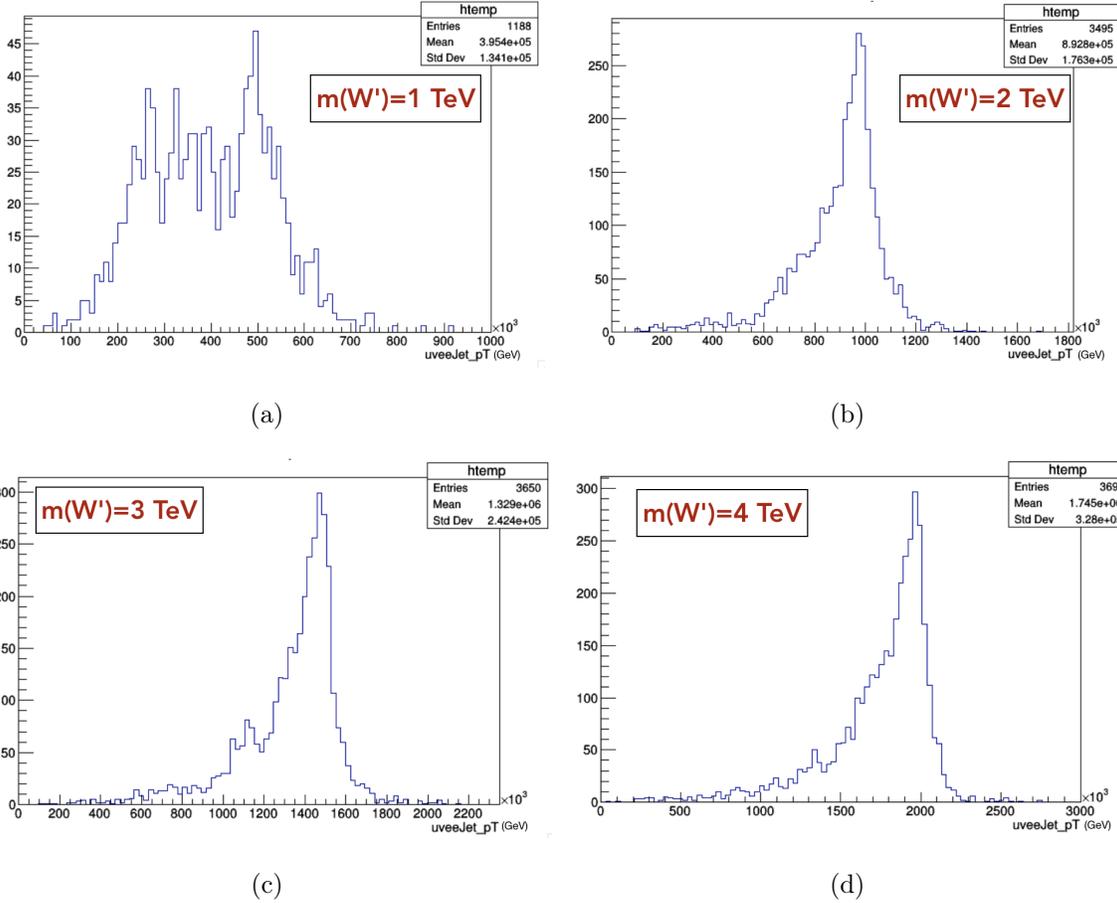
La figure 5.9 montre la topologie des jets d'un processus  $W' \rightarrow WZ \rightarrow l\nu ll$  avec  $m(W') = 4$  TeV. Visiblement, la multiplicité seule ne peut fournir d'information suffisante sur le jet



**Fig. 5.6.** Variation de la multiplicité des traces contenues dans les jets produits au cours d'évènements  $\mu\bar{\nu}ee$  pour le  $nTuple$  du processus  $W' \rightarrow WZ \rightarrow l\nu ll$  au niveau *truth* avec: (a)  $m(W') = 1 \text{ TeV}$ ; (b)  $m(W') = 2 \text{ TeV}$ ; (c)  $m(W') = 3 \text{ TeV}$ , (d)  $m(W') = 4 \text{ TeV}$ .

pour en identifier la composition. Par contre, en combinant l'information de la multiplicité des traces à celle de la masse du jet, il apparaît une distinction importante entre les jets en provenance d'une désintégration  $Z \rightarrow e^+e^-$  et les autres jets produits au cours de l'évènement qui, étant données leur faible masse et leur distribution de multiplicité plus étendue et uniforme, sont probablement des jets peu énergétiques formés de quarks légers. Il faut aussi mentionner qu'un processus de désintégration d'un boson  $W$  en jets produirait un jet *boosté* de masse  $m_{jet} \approx m_W \approx 80 \text{ GeV}$  contribuant au bruit de fond d'un signal de jet provenant d'un processus  $Z \rightarrow e^+e^-$ .

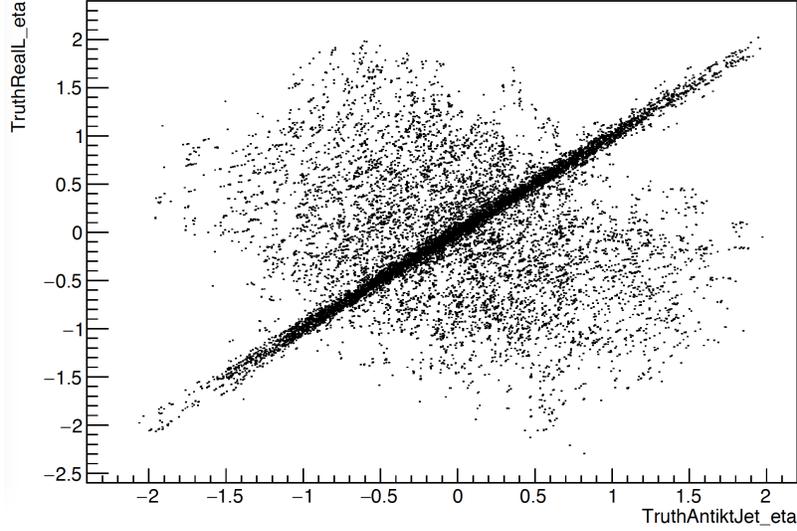
La figure 5.10 peut servir à la fois d'étude préliminaire de la réjection du bruit de fond et de l'efficacité des critères de sélection appliqués sur l'échantillon. Les jets d'un processus



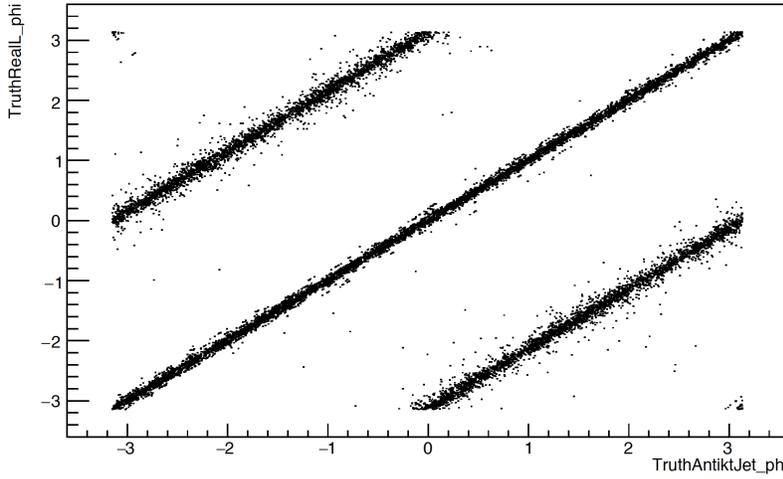
**Fig. 5.7.** Variation de l'impulsion transverse des jets produits au cours d'évènements  $\mu\bar{\nu}ee$  pour le  $nTuple$  du processus  $W' \rightarrow WZ \rightarrow l\nu ll$  au niveau *truth* avec: (a)  $m(W') = 1$  TeV; (b)  $m(W') = 2$  TeV; (c)  $m(W') = 3$  TeV, (d)  $m(W') = 4$  TeV.

$W' \rightarrow WZ \rightarrow l\nu ll$  avec  $m(W') = 4$  TeV, où les évènements  $\mu\bar{\nu}ee$  ont été préalablement sélectionnés au niveau *truth*, sont soumis à des coupures sur la multiplicité des traces et la fraction d'énergie déposés dans le calorimètre électromagnétique. Le choix de  $n_{Trk} < 6$  et  $EMFrac > 0.9$  basés sur l'étude de la topologie menée sur les  $nTuples$  élimine effectivement une partie importante des jets de quarks ou à un lepton de faible masse. Une restriction supplémentaire sur l'impulsion transverse pourrait resserrer la sélection autour des jets en provenance d'une désintégration  $Z \rightarrow e^+e^-$ .

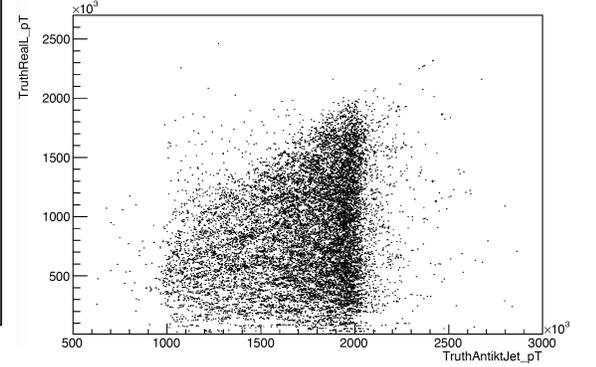
L'optimisation de la sélection des coupures sur les variables a été conduite sur un échantillon  $W' \rightarrow WZ \rightarrow qqll$  avec  $m(W') = 4$  TeV, où tous les évènements  $qqee$  ont été conservés. L'influence de chaque variable sur l'efficacité de reconstruction est évaluée



(a)



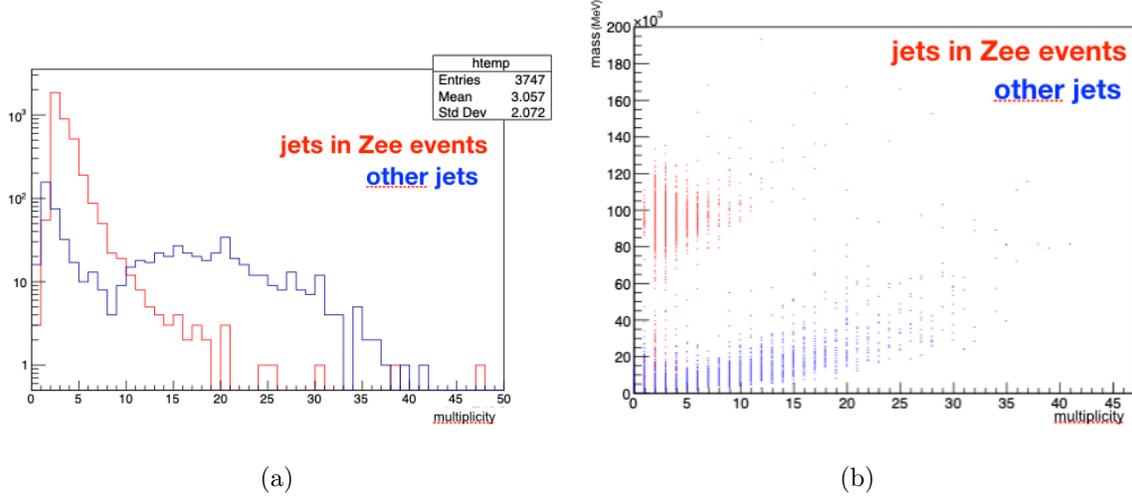
(b)



(c)

**Fig. 5.8.** Distributions bidimensionnelles entre les leptons et les jets *anti k<sub>T</sub>* au niveau *truth* dans des évènements  $W' \rightarrow WZ \rightarrow \mu\nu ee$  avec  $m(W') = 4$  TeV pour des séparations imposées de  $[\eta(e) - \eta(\text{jet})] < 0.2$  et  $[\phi(e) - \phi(\text{jet})] < 0.5$  pour : (a)  $\eta$ ; (b)  $\phi$ ; (c)  $p_T$  en MeV.

individuellement. Puisque l'efficacité de reconstruction est définie comme le nombre de jets reconstruits sur le nombre de jets *truth* dans la région d'intérêt, mais pour certaines variables comme la fraction d'énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique qui n'existent pas au niveau *truth*, il faut définir un algorithme identifiant les jets en provenance d'une désintégration  $Z \rightarrow e^+e^-$  pour fixer le dénominateur. Il suffit d'associer le *RecoJet* à

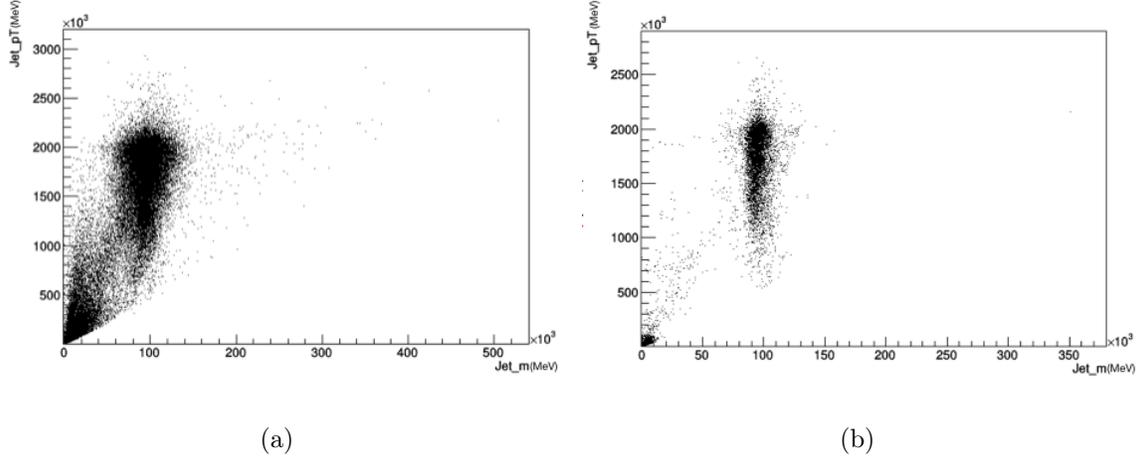


**Fig. 5.9.** Différences de topologie entre les jets en provenance d’une désintégration  $Z \rightarrow e^+e^-$  et tous les autres jets de l’évènement pour le  $nTuple$  du processus  $W' \rightarrow WZ \rightarrow l\nu ll$  au niveau *truth* avec  $m(W') = 4$  TeV. Une restriction de  $m_{jet} < 200$  GeV a été appliquée pour éviter quelques évènements massifs. (a) Distribution de la multiplicité des jets d’évènements  $Z \rightarrow e^+e^-$  en bleu par rapport à tous les autres jets produits en rouge; (b) Distribution bidimensionnelle de la multiplicité des jets d’évènements  $Z \rightarrow e^+e^-$  en bleu par rapport à tous les autres jets produits en rouge par rapport à leur masse.

son *TruthAntiktJet*. Le jet reconstruit le plus proche dans la même direction que la paire d’électron-positron au niveau *truth* est considéré comme étant le *TruthJet* reconstruit. La séparation entre les leptons au niveau *truth* et les jets simulés est calculée comme

$$\begin{aligned} \Delta R &= \sqrt{(\eta(e) - \eta(jet))^2 + (\phi(e) - \phi(jet))^2} \\ &= \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} \end{aligned}$$

en notant que  $\phi$  est reconverti par  $\Delta\phi = 2\pi - \Delta\phi$  dans un cas où la valeur de  $\Delta\phi$  serait supérieure à  $\pi$ . La figure 5.11 illustre l’impact de chacune des quatre variables,  $m_{jet}$ ,  $p_T$ ,  $n_{Trk}$  et  $EMFrac$ , sur l’efficacité de reconstruction. L’impulsion transverse, passé le seuil de 450 GeV tel que constaté en observant précédemment la topologie des processus, n’a aucune influence sur le nombre de jets sélectionnés puisque les jets de  $Z \rightarrow e^+e^-$  ont un  $p_T \approx 2$  TeV dans cet échantillon. Ceci implique que le critère de sélection sur l’impulsion transverse pourrait dépendre de l’énergie attendue associée au boson  $Z$  à moins que le seuil soit défini suffisamment bas. La coupure sur la fraction d’énergie déposée dans le calorimètre



**Fig. 5.10.** Distributions bidimensionnelles de la masse et de l’impulsion transverse des jets produits au cours d’évènements  $\mu\nu ee$  pour le  $nTuple$  du processus  $W' \rightarrow WZ \rightarrow l\nu ll$  au niveau *truth* avec  $m(W') = 4$  TeV. (a) Distribution de tous les jets produits au cours des évènements  $\mu\nu ee$ ; (b) Distribution des jets remplissant les conditions  $n_{\text{Trk}} < 6$  et  $EMFrac > 0.9$  produits au cours des évènements  $\mu\nu ee$ .

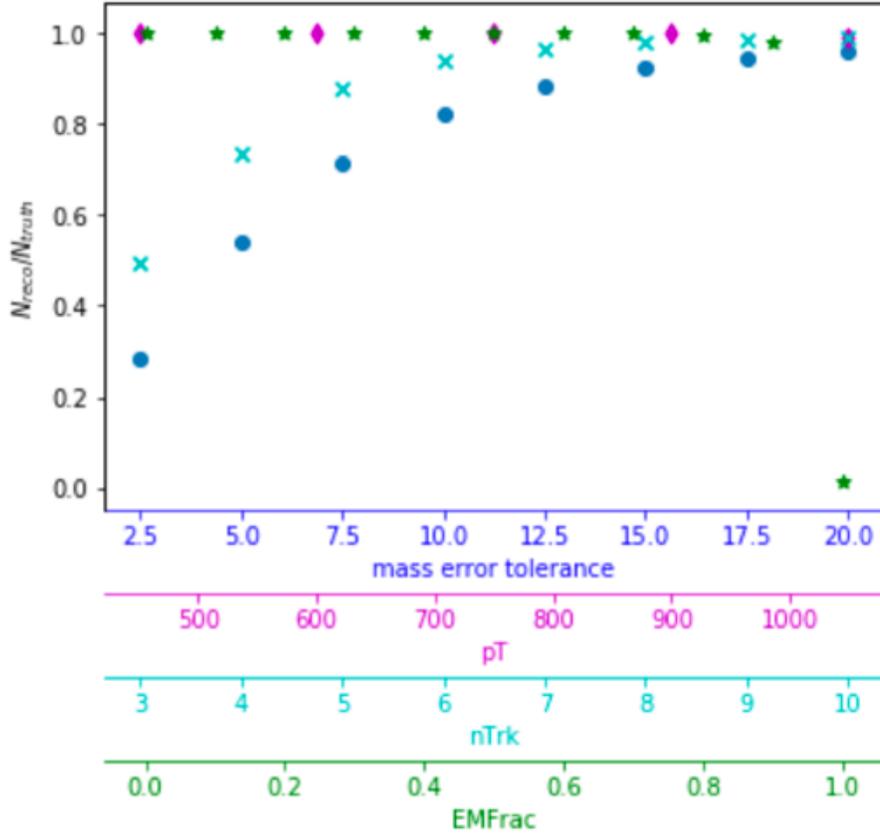
électromagnétique est claire tel que prévu par l’étude de la topologie. Ce sont donc les choix pour la masse et la multiplicité qui auront le plus de poids dans le dilemme entre maximiser le signal et minimiser le bruit de fond. La combinaison optimale des restrictions à appliquer sur les jets s’est arrêtée sur

$$\left\{ \begin{array}{l} EMFrac > 0.9 \\ 1 < n_{\text{Trk}} < 11 \\ p_T > 450 \text{ GeV} \\ 71 < m < 111 \text{ MeV.} \end{array} \right.$$

En appliquant la combinaison de ces critères de sélection, l’efficacité de reconstruction finale atteinte dans l’échantillon simulé  $W' \rightarrow WZ \rightarrow qqll$  avec  $m(W') = 4$  TeV est de 93%.

## 5.5. Estimation du bruit de fond

L’estimation du bruit de fond se fait par l’entremise de simulations Monte Carlo dont le mode de production a déjà été explicité. Le tableau 5.1 énumère la liste d’échantillons



**Fig. 5.11.** Évaluation de l'efficacité de reconstruction ( $N_{\text{reco}}/N_{\text{truth}}$ ) par l'application indépendante de quatre critères de sélection dont la valeur est incrémentée par intervalles réguliers sur une étendue définie. Les points en bleu foncé représentent la variation permise autour de la masse du boson  $Z$ . Les points en fuchsia représentent l'impulsion transverse des jets de l'échantillon; les points en cyan, leur multiplicité de traces et les points en vert, leur fraction d'énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique.

choisis pour l'étude de la réjection du bruit de fond.

Cinq sources de bruit de fond en provenance de processus jugés dominants ont été considérées. Les deux premiers échantillons du tableau 5.1 sont des échantillons de signal, mais ils impliquent la désintégration du boson lourd chargé au-delà du modèle standard  $W'$  avec  $m(W') = 4$  TeV en bosons  $W$  ou  $Z$  boostés formant à leur tour des jets; leur signature permet d'étudier le pouvoir de distinction entre les dijets  $W \rightarrow qq$  boostés des di-électrons  $Z \rightarrow ee$  boostés. Le rapport d'embranchement du boson  $Z$  en quarks étant de 69.911% [1], c'est la source de bruit de fond la plus évidente en provenance d'une diffusion de boson vectoriel massif. Il est possible que certains jets formés de hadrons aient une masse

Processus	Générateur	Dérivation
$W'(4\text{TeV}) \rightarrow WW \rightarrow l\nu qq$	MadGraphPythia	HIGG2D1
$W'(4\text{TeV}) \rightarrow WZ \rightarrow l\nu qq$	MadGraphPythia	HIGG5D2
$WW \rightarrow \mu\nu + \text{jets}$	MadGraphPythia	HIGG5D2
$Z \rightarrow \mu\mu + \text{jets}$	MadGraphPythia	HIGG2D1
QCD dijets	MadGraphPythia	EXOT2, SUSY1

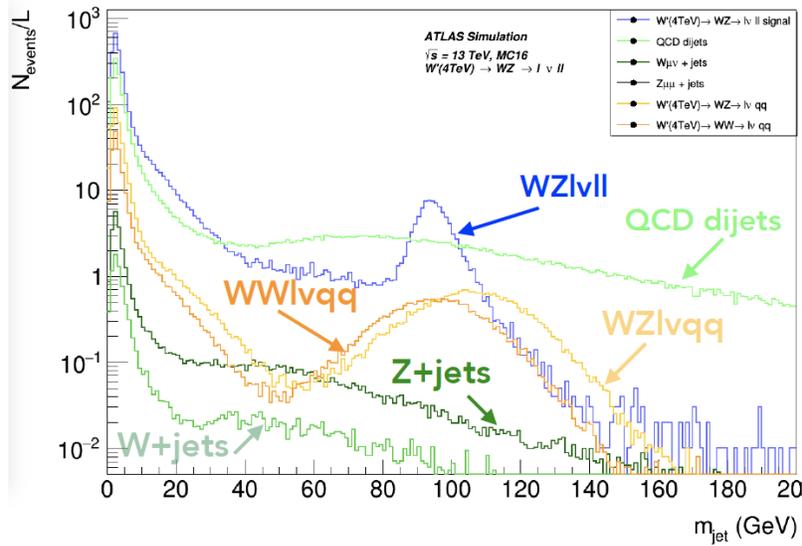
**Tab. 5.1.** Générateurs simulant les processus utilisés pour l'étude du bruit de fond et leur dérivation. La liste des descripteurs complets des échantillons sera présentée en annexe.

$m_Z \pm 20$  GeV et tombent dans la restriction de  $n_{\text{Trk}} < 11$  pour la multiplicité. Les trois autres sources proviennent d'échantillons composés de jets produits avec des bosons ou de jets spécifiquement QCD. La méthodologie employée dans l'identification de jets  $Z \rightarrow e^+e^-$  est basée uniquement sur les variables de jets. Aux critères de sélection fixés dans la section précédente, la coupure triviale  $|\eta| < 2.5$  est ajoutée. L'efficacité de la suppression du bruit de fond est calculée comme

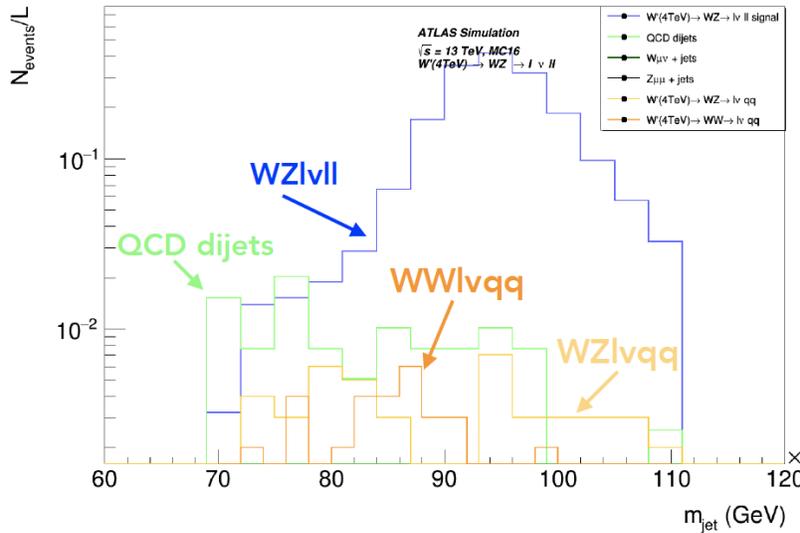
$$1 - \frac{N_{\text{jets passant les critères}}}{N_{\text{total des jets avec } p_T > 1 \text{ TeV}}}$$

Le tableau, 5.2 montre la puissance de suppression du bruit de fond atteinte par l'ensemble de critères de sélection. Très peu d'évènements, sous forme de section efficace, survivent les restrictions appliquées sur les ensembles.

Les graphiques de la figure 5.12 correspondent aux valeurs du tableau 5.2. Ces distributions de masse de tous les jets produits par les cinq simulations de bruit de fond ainsi qu'une simulation de signal  $W' \rightarrow WZ \rightarrow l\nu ll$  avec  $m(W') = 4$  TeV démontrent l'efficacité de l'ensemble de critères de sélection optimisé dans la suppression du bruit de fond et la conservation du signal. Les distributions sont normalisées à la section efficace sauf les simulations originant d'un boson  $W'$  qui ont été réduits à l'échelle.



(a)



(b)

**Fig. 5.12.** Distributions de masse des jets produits au cours d'évènements de signal ( $W'(4\text{TeV}) \rightarrow WZ \rightarrow lvll$  en bleu) et de bruit de fond ( $W'(4\text{TeV}) \rightarrow WW \rightarrow lvqq$  en orange,  $W'(4\text{TeV}) \rightarrow WZ \rightarrow lvqq$  en jaune,  $WW \rightarrow \mu\nu + \text{jets}$  en vert,  $Z \rightarrow \mu\mu + \text{jets}$  en vert forêt et QCD dijets en vert clair). (a) Tous les jets sans restrictions; (b) Tous les jets survivant l'application des critères de sélection  $\text{EMFrac} > 0.9$ ,  $1 < n_{\text{Trk}} < 11$ ,  $p_T > 450 \text{ GeV}$ ,  $71 < m < 111 \text{ MeV}$  et  $|\eta| < 2.5$ . Le signal et le bruit de fond sont normalisés à la même luminosité à l'exception des processus impliquant la production du boson hypothétique  $W'$  qui ne sont donc que réduits à l'échelle.

Processus	Suppression du bruit de fond [%]	Section efficace survivante $\sigma_{eff}$ [ab]
$W'(4\text{TeV}) \rightarrow WW \rightarrow l\nu qq$	99.98	-
$W'(4\text{TeV}) \rightarrow WZ \rightarrow l\nu qq$	98.5	-
$WW \rightarrow \mu\nu + \text{jets}$	98.3	65.29
$Z \rightarrow \mu\mu + \text{jets}$	99.0	0.35
QCD dijets	99.96	101.08

**Tab. 5.2.** Suppression du bruit de fond pour les cinq processus jugés dominants. La section efficace survivant aux critères de sélection est calculée proportionnellement au nombre d'évènements avant et après la sélection dans chaque échantillon. Les simulations de processus au-delà du modèle standard ( $W'$ ) n'ont pas de section efficace associée.

## 5.6. Comparaison à la méthode de reconstruction leptonique des paire d'électron-positron

Il reste à comparer l'efficacité de la méthode des jets qui atteint 93% pour des jets cibles de 2 TeV à la méthode leptonique dans la même région. La méthode présentée dans ce mémoire utilisant des critères de sélections basés sur des variables décrivant la sous-structure des jets est appelée la *méthode des jets* alors que la *méthode des leptons* fait référence à la méthode de reconstruction des électrons par leur identification, isolation et charge préalablement décrite dans une section d'introduction.

Tel que représenté à la figure 4.7, l'efficacité de la reconstruction de leptons chute drastiquement pour des évènements à haute impulsion. Les recommandations standard pour la

sélection du boson  $Z$  listés ici

$$\text{sélection leptonique du } Z : \left\{ \begin{array}{l} pT(\text{GeV}) > 25 \\ |\eta| \leq 2.5 \\ 0 \leq |\eta^{clus}| \leq 1.37 \text{ ou } 1.52 \leq |\eta^{clus}| \leq 2.47 \\ |d_0/\sigma(d_0)| < 5 \\ |\Delta z_0 \sin\theta| < 0.5 \text{ mm} \\ \text{OR}(e\text{-to-}\mu, e\text{-to-}e, e\text{-to-jets}) \\ \text{identification MediumLH} \\ \text{identification LooseLH+BLayer} \\ \text{isolation} \end{array} \right.$$

ont été appliqués sur un  $nTuple$  qui a été produit à partir de la dérivation  $W'(4\text{TeV}) \rightarrow WZ \rightarrow l\nu ll$  sur laquelle tous les outils actuels de *overlap removal* et de correction d'identification de la charge ont été appliqués [41]. Il est à noter que la restriction sur l'identification de vraisemblance *MediumLH* est exigeante pour des processus massifs et coupe beaucoup du signal leptonique à haute impulsion.

L'efficacité de reconstruction est calculée comme le rapport entre le nombre de paires d'électron-positron satisfaisant les critères de sélection et dont la masse tombe dans une fenêtre de  $m = m_Z \pm 20$  GeV sur le nombre total d'évènements contenant une paire d'électron-positron. Le dénominateur est déterminé directement au niveau *truth*. Pour le numérateur, chaque électron de l'évènement est soumis aux critères. Parmi les leptons survivant ces restrictions, une paire d'électron-positron est reconstruite par

$$m_{e^+e^-} = \sqrt{2E_{e^+}E_{e^-} - 2p_{Te^+}p_{Te^-} \cos(\phi_{e^-} - \phi_{e^+}) + \sinh(\eta_{e^-})\sinh(\eta_{e^+})}.$$

Les paires respectant  $71 < m_{e^+e^-} < 111$  GeV contribuent à  $N_{\text{reco}}$ . C'est le nombre de paires reconstruites qui souffre davantage de la topologie à haute énergie; la signature d'un des leptons ne sera relevée dans le détecteur que pour, au mieux, la moitié des évènements. Le tableau 5.3 liste les efficacités de reconstruction de paires d'électron-positron en provenance d'un boson  $Z$  pour différents points d'opération choisis. L'isolation du calorimètre est la seule à avoir un impact significatif sur l'efficacité; l'isolation des traces n'a un effet que dans les décimales.

	<i>sans cal</i>	<i>cal - loose</i>	<i>cal - tight</i>
<i>sans trace</i>	27.32%	3.94%	3.74%
<i>trace - loose</i>	27.24%	3.94%	3.74%
<i>trace - tight</i>	27.21%	3.94%	3.74%

**Tab. 5.3.** Efficacités de reconstruction pour des paires  $Z \rightarrow e^+e^-$  pour différents points d’opération d’isolation. Les points d’opérations sont fixés à 0.15 pour *FixedCutLoose* sur l’isolation des traces, 0.20 pour *FixedCutLoose* sur l’isolation des dépôts dans le calorimètre et 0.06 pour *FixedCutTight* pour l’isolation des traces et des dépôts dans le calorimètre. L’isolation sur les traces et les dépôts d’énergie dans le calorimètre font référence à la sélection basée sur  $E_T^{cone0.2}/p_T$  et  $p_T^{varcone0.2}/p_T$  respectivement. [3]

L’estimation de la suppression du bruit de fond a été faite en utilisant les même échantillons que ceux énumérés dans le tableau 5.1. Il est à noter que ces échantillons avaient été choisis dans l’optique d’une analyse basée sur les jets. Un échantillons de  $Z \rightarrow ee + \text{jets}$  aurait été plus approprié pour une étude de la suppression du bruit de fond par la méthode basée sur les variables leptoniques. L’efficacité de la suppression du bruit de fond est calculée selon la même méthode que celle explicitée lors de l’étude avec les variables de jets. Les critères de sélection pour un boson  $Z$  sont listés plus haut dans cette section et les points d’opération choisis maximisent l’efficacité de reconstruction telle que présentée dans le tableau 5.3 et sont *FixedCutLoose* pour les traces dans le trajectomètre et aucune restriction sur les dépôts d’énergie dans le calorimètre. Les paires de leptons de charges opposées dont la masse reconstruite tombe dans la fenêtre  $71 < m_{e^+e^-} < 111$  GeV sont considérés comme des candidats de bosons  $Z$  reconstruits. Hors, dans les échantillons à haut  $p_T$  étudiés, il a été trouvé que seul un tiers des bosons  $Z$  sont reconstruits par la méthode habituelle d’identification de leptons. Il s’ensuit, que parmi ces statistique réduites, très peu de bruit de fond satisfait aux critères de sélection. Ainsi, la suppression du bruit de fond au moyen des critères de sélection utilisant des variables leptoniques est extrêmement efficace et ceci est présenté dans le tableau 5.4. Toutefois, gardant en tête la puissance de l’ensemble des critères de sélection basé sur les variables de jets pour rejeter le bruit de fond mais aussi reconstruire le signal démontrée au cours de ce chapitre, un gain marginal en suppression du bruit de fond par la méthode leptonique n’est pas significatif et suffisant pour invalider l’efficacité de l’outil de

reconstruction des paires d'électron-positron par les variables de jets développé.

L'efficacité de reconstruction de la méthode basée sur les variables leptoniques ne se

Processus	Suppression du bruit de fond [%]	Section efficace survivante $\sigma_{eff}$ [ab]
$W'(4\text{TeV}) \rightarrow WW \rightarrow l\nu qq$	100	-
$W'(4\text{TeV}) \rightarrow WZ \rightarrow l\nu qq$	100	-
$WW \rightarrow \mu\nu + \text{jets}$	98.3	66.29
$Z \rightarrow \mu\mu + \text{jets}$	97.0	0.34
QCD dijets	100	101.12

**Tab. 5.4.** Suppression du bruit de fond pour les cinq processus jugés dominants en utilisant les critères d'identification du boson  $Z$  basés sur les variables leptoniques. La section efficace survivant aux critères de sélection est calculée proportionnellement au nombre d'évènements avant et après la sélection dans chaque échantillon. Les simulations de processus au-delà du modèle standard ( $W'$ ) n'ont pas de section efficace associée.

situe donc qu'à 27% par rapport au 93% d'efficacité obtenu avec la méthode basée sur les variables de jets. L'outil de reconstruction des paires d'électron-positron par les variables de jets développé serait à favoriser dans les échantillons à haute énergie où la présence de bosons  $Z$  à impulsion transverse élevée pourrait être un indice de physique au-delà du Modèle Standard.



# Chapitre 6

---

## Conclusion

La majorité des objets produits par un collisionneur hadronique sont des quarks et des gerbes hadroniques. Il s'ensuit que l'observation de désintégration laissant une signature leptonique sont favorisés puisqu'ils constituent un signal avec peu de bruit de fond et dont l'efficacité de reconstruction souffre moins des incertitudes systématiques sur les données accumulées dans le détecteur. Puisque les muons ont une signature unique dans le détecteur, ces leptons ne constituent pas l'objet de l'outil développé. Il a été documenté que l'efficacité de reconstruction des électrons formés au sein du détecteur ATLAS diminue lorsque ceux-ci gagnent de l'énergie. Les paires d'électrons provenant d'un processus  $Z \rightarrow e^+e^-$  produites à haute impulsion sont caractérisées par des traces pratiquement confondues correspondant au positron et à l'électron dont la courbure due à la charge est très peu prononcée. Il s'ensuit que le critère d'isolation central au processus d'identification des électrons n'est pas rencontré par ces objets énergétiques qui sont donc mal reconstruits. Toutefois, les collisions hadroniques se faisant continuellement à des énergies du centre de masse croissante, il est important de récupérer ce signal leptonique.

Ce mémoire présente donc le processus de sélection et d'optimisation de coupures rectangulaires permettant la sélection de paires d'électron-positron à haute impulsion. L'étude étant basée sur des échantillons de données simulées par des méthodes Monte Carlo, des processus de désintégration de bosons hypothétiques lourds tel le  $W'$  sont choisis.  $W'$  se couplant directement au bosons vectoriels du modèle standard  $W$  et  $Z$ , les électrons en provenance du boson  $Z$ , tels que  $W' \rightarrow WZ \rightarrow qql$  ou  $W' \rightarrow WZ \rightarrow lvll$ , constituent le signal de cette étude. La méthode est employée sur des topologies dites *boostées* définies comme incluant un boson théorique  $W'$  d'une masse minimale de 2 TeV, conférant ainsi environ 1

TeV pour chaque boson  $W$  et  $Z$  quoique l'ensemble des études de faisabilité ont été mené sur des échantillons avec  $W'$  de masse 4 TeV . Des études de topologie des évènements, d'efficacité de reconstruction et de suppression du bruit de fond ont été menées sur une série d'échantillons Monte Carlo produites dans la campagne 2016. Cet ensemble de coupures est appliqué uniquement sur des variables propres aux jets produits dans les évènements. Cette méthode permet d'atteindre une efficacité de reconstruction de 93% dans les échantillons Monte Carlo présentant des topologies *boostées*, ce qui triple l'identification de paires d'électron-positron, par comparaison au moyen de méthodes de reconstructions basées sur les variables leptoniques. De plus, l'outil développé supprime efficacement les cinq sources de bruit de fond principales étudiées.

# References

---

- [1] CPDG Patrignani, DH Weinberg, CL Woody, RS Chivukula, O Buchmueller, Yu V Kuyanov, E Blucher, S Willocq, A Höcker, C Lippmann, et al. Review of particle physics. *Chin. Phys.*, 40:100001, 2016.
- [2] Morad Aaboud, Alexander Kupco, Samuel Webb, Timo Dreyer, Yufeng Wang, Karl Jakobs, Martin Spousta, Marina Cobal, Peilong Wang, Stefan Schmitt, et al. Electron reconstruction and identification in the atlas experiment using the 2015 and 2016 lhc proton-proton collision data at  $\sqrt{s} = 13$  tev. Technical report, ATLAS-PERF-2017-01-003, 2019.
- [3] Electron efficiency measurements with the ATLAS detector using the 2015 LHC proton-proton collision data. Technical Report ATLAS-CONF-2016-024, CERN, Geneva, Jun 2016.
- [4] Karolos Potamianos. The upgraded pixel detector and the commissioning of the inner detector tracking of the atlas experiment for run-2 at the large hadron collider. *arXiv preprint arXiv:1608.07850*, 2016.
- [5] University of Oxford. Detecting particles: Different particles leave different signatures in the atlas subdetectors (2016). available at <http://collider.physics.ox.ac.uk/detecting.html>.
- [6] Matteo Cacciari, Gavin P Salam, and Gregory Soyez. The anti-kt jet clustering algorithm. *Journal of High Energy Physics*, 2008(04):063, 2008.
- [7] Luigi Marchese. Muon reconstruction performance of the atlas detector in 2016. In *EPJ Web of Conferences*, volume 182, page 03008. EDP Sciences, 2018.
- [8] David Krohn, Jesse Thaler, and Lian-Tao Wang. Jet trimming. *Journal of High Energy Physics*, 2010(2):84, 2010.
- [9] The ATLAS-Collaboration. Measurements of the production cross section of a  $z$  boson in association with jets in pp collisions at  $\sqrt{s} = 13$ tev with the atlas detector. *The European Physical Journal C*, 77(6):361, 2017.
- [10] The ATLAS-Collaboration Kira Abeling analysis team.  $hh \rightarrow b\bar{b}v\nu^*$  lepton selection in boosted topologies, 2019. available at [https://indico.cern.ch/event/801402/contributions/3409123/attachments/1859253/3056043/HDBS\\_Workshop\\_-\\_eGamma\\_Talk\\_Draft\\_3.pdf](https://indico.cern.ch/event/801402/contributions/3409123/attachments/1859253/3056043/HDBS_Workshop_-_eGamma_Talk_Draft_3.pdf).
- [11] Juan Antonio Aguilar-Saavedra, Susana Patricia Amor Dos Santos, Nuno Anjos, Juan Pedro Araque, Nuno Filipe Castro, Patricia Conde Muiño, Mario Da Cunha Sargedas De Sousa,

- Miguel Fiolhais, Bruno Galhardo, Agostinho Gomes, et al. Searches for heavy  $zz$  and  $zw$  resonances in the  $llqq$  and  $\nu\nu qq$  final states in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 13$  tev with the atlas detector. 2017.
- [12] David Griffiths. *Introduction to elementary particles*. John Wiley & Sons, 2008.
- [13] Mark Thomson. *Modern particle physics*. Cambridge University Press, 2013.
- [14] Matthew D Schwartz. *Quantum field theory and the standard model*. Cambridge University Press, 2014.
- [15] Julian Schwinger. A theory of the fundamental interactions. *Ann. Phys*, 2(407):34, 1957.
- [16] Sheldon L Glashow. Partial-symmetries of weak interactions. *Nuclear Physics*, 22(4):579–588, 1961.
- [17] Steven Weinberg. A model of leptons. *Physical review letters*, 19(21):1264, 1967.
- [18] Abdus Salam. Weak and electromagnetic interactions. *Elementary particle theory*, 367, 1968.
- [19] ATLAS-Collaboration, G Aad, et al. The *atlas* experiment at the *cern* large hadron collider. *jinst*, 3 (s08003), 2008. *Chatrchyan et al., The CMS experiment at the CERN LHC JINST*, 3:S08004, 2008.
- [20] Atlas-Collaboration et al. *atlas* inner detector technical design report. *Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva*, 216, 1997.
- [21] Christos Anastopoulos, Jean-Francois Arguin, Cyril Becot, Olympia Dartsi, Lucia Di Ciaccio, Alexandra Fell, Lucas Macrorie Flores, Dominique Godin, Sarah Heim, Joe Kroll, Yanwen Liu, Kristin Lohwasser, Kazuya Mochizuki, Emmanuel Monnier, Miha Muskinja, Andreas Petridis, Pavel Podberezko, Thomas Dennis Powell, Pascal Pralavorio, Joseph Reichert, Elias Michael Ruettinger, Abhishek Sharma, Philip Sommer, Grigore Tarna, Savannah Jennifer Thais, Evelyn Thomson, Artur Trofymov, and Hanlin Xu. Electron identification and efficiency measurements in 2017 data. Technical Report ATL-COM-PHYS-2018-1727, CERN, Geneva, Jan 2019.
- [22] ATLAS-Collaboration et al. Jet energy scale measurements and their systematic uncertainties in proton–proton collisions at  $\sqrt{s} = 13$  tev with the atlas detector (2017). *arXiv preprint arXiv:1703.09665*, 2017.
- [23] M Cacciari, GP Salam, and G Soyez. The anti-kt jet clustering algorithm. *jhep04*, 063 (2008). doi: 10.1088. *arXiv preprint arXiv:0802.1189*, 2008.
- [24] Gluons RM Barnett, AV Manohar, Graviton DE Groom, and M Grünwald. 2. particle listings responsibilities.
- [25] Steven Schramm. Atlas jet reconstruction, calibration, and tagging of lorentzboosted objects. In *EPJ Web of Conferences*, volume 182, page 02113. EDP Sciences, 2018.
- [26] M Tanabashi et al. 107.  $w$ -boson searches.

- [27] S Grossberndt, I Ochoa, and Columbia University in the city of New York. Searches for heavy vector triplets decaying to a vector boson and a higgs boson at the atlas detector, 2016. available at <https://www.nevis.columbia.edu/reu/2016/GrossberndtTalk.pdf>.
- [28] Guido Altarelli, B Mele, and M Ruiz-Altaba. Searching for new heavy vector bosons in colliders. *Zeitschrift für Physik C Particles and Fields*, 47(4):676–676, 1990.
- [29] J de Blas, JM Lizana, and M Perez-Victoria. Combining searches of  $z$  and  $w$  bosons. *Journal of High Energy Physics*, 2013(1):166, 2013.
- [30] F Del Aguila, J de Blas, and M Perez-Victoria. Electroweak limits on general new vector bosons. *Journal of High Energy Physics*, 2010(9):33, 2010.
- [31] Duccio Pappadopulo, Andrea Thamm, Riccardo Torre, and Andrea Wulzer. Heavy vector triplets: bridging theory and data. *Journal of High Energy Physics*, 2014(9):60, 2014.
- [32] Howard Georgi and Marie Machacek. Doubly charged higgs bosons. *Nuclear Physics B*, 262(3):463–477, 1985.
- [33] Heather E Logan and Mark B Reimer. Characterizing a benchmark scenario for heavy higgs boson searches in the georgi-machacek model. *Physical Review D*, 96(9):095029, 2017.
- [34] Katy Hartling, Kunal Kumar, and Heather E Logan. Indirect constraints on the georgi-machacek model and implications for higgs couplings. *arXiv preprint arXiv:1410.5538*, 2014.
- [35] Torbjörn Sjöstrand, Stephen Mrenna, and Peter Skands. Pythia 6.4 physics and manual. *Journal of High Energy Physics*, 2006(05):026, 2006.
- [36] Johan Alwall, R Frederix, S Frixione, V Hirschi, Fabio Maltoni, Olivier Mattelaer, H-S Shao, T Stelzer, P Torrielli, and M Zaro. The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations. *Journal of High Energy Physics*, 2014(7):79, 2014.
- [37] Ulla Blumenschein and on behalf of the ATLAS-Collaboration . Higgs *asg* derivations (2014). available at <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/HiggsASGDerivations>.
- [38] Frederica Legger and on behalf of the ATLAS-Collaboration . Susy *xaod* derivations in release 20 (2015). available at [urlhttps://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/SUSYxAODDerivationsr20](https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/SUSYxAODDerivationsr20).
- [39] Francesco Guescini and on behalf of the ATLAS-Collaboration . Exotics derivation framework (2017). available at <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/DerivationframeworkExotics>.
- [40] Introduction to geant4 release 10.6.
- [41] Joany Manjarres Ramos, Samira Hassani, Miaoran Lu, Georges Azuelos, Benjamin Freund, Salah-eddine Dahbi, Yahya Tayalati, Kazuya Mochizuki, Carsten Bittrich, Stefanie Todt, and

Liang Han. Search for resonant  $WZ \rightarrow l\nu ll$  production in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the ATLAS detector. Technical Report ATL-COM-PHYS-2016-514, CERN, Geneva, May 2016.

# Annexe A

---

## Liste des échantillons

### A.1. Simulations Monte Carlo

Échantillons utilisés comme signal

- $W'(4\text{TeV}) \rightarrow WZ \rightarrow l\nu ll$ :  
mc16\_13TeV.302288.MadGraphPythia8EvtGen\_A14NNPDF23LO\_HVT\_Agv1\_VcWZ\_lvll\_m4000.deriv.DAOD\_HIGG2D1.e4069\_e5984\_a875\_r9364\_r9315\_p3627\_tid15350617\_00
- $W'(4\text{TeV}) \rightarrow WZ \rightarrow l\nu ll$ :  
mc16\_13TeV.302288.MadGraphPythia8EvtGen\_A14NNPDF23LO\_HVT\_Agv1\_VcWZ\_lvll\_m4000.deriv.DAOD\_HIGG2D1.e4069\_e5984\_a875\_r9364\_r9315\_p3627\_tid15350617\_00
- $W'(3\text{TeV}) \rightarrow WZ \rightarrow l\nu ll$ :  
mc16\_13TeV.302286.MadGraphPythia8EvtGen\_A14NNPDF23LO\_HVT\_Agv1\_VcWZ\_lvll\_m3000.deriv.DAOD\_HIGG2D1.e4069\_e5984\_a875\_r9364\_r9315\_p3627\_tid15480458\_00
- $W'(2\text{TeV}) \rightarrow WZ \rightarrow l\nu ll$ :  
mc16\_13TeV.302281.MadGraphPythia8EvtGen\_A14NNPDF23LO\_HVT\_Agv1\_VcWZ\_lvll\_m2000.deriv.DAOD\_HIGG2D1.e4069\_e5984\_a875\_r9364\_r9315\_p3627\_tid15480466\_00
- $W'(1\text{TeV}) \rightarrow WZ \rightarrow l\nu ll$ :  
mc16\_13TeV.302271.MadGraphPythia8EvtGen\_A14NNPDF23LO\_HVT\_Agv1\_VcWZ\_lvll\_m1000.deriv.DAOD\_HIGG2D1.e4069\_e5984\_a875\_r9364\_r9315\_p3627\_tid15480452\_00
- $W'(4\text{TeV}) \rightarrow WZ \rightarrow llqq$ :  
mc16\_13TeV.302238.MadGraphPythia8EvtGen\_A14NNPDF23LO\_HVT\_Agv1\_VcWZ\_llqq\_m4000.deriv.DAOD\_HIGG2D1.e4069\_e5984\_s3126\_r9364\_r9315\_p3627\_tid15554449\_00

Échantillons utilisés pour l'étude de suppression du bruit de fond

- $W'(4\text{TeV}) \rightarrow WW \rightarrow lvqq$ :  
mc16\_13TeV.302138.MadGraphPythia8EvtGen\_A14NNPDF23LO\_HVT\_Agv1\_VzWW\_lvqq\_m4000.deriv.DAOD\_HIGG2D1.e4069\_e5984\_s3126\_r9364\_r9315\_p3627\_tid15676885\_00
- $W'(4\text{TeV}) \rightarrow WZ \rightarrow lvqq$ :  
mc16\_13TeV.302213.MadGraphPythia8EvtGen\_A14NNPDF23LO\_HVT\_Agv1\_VcWZ\_lvqq\_m4000.deriv.DAOD\_HIGG5D2.e4069\_e5984\_s3126\_r10201\_r10210\_p3726\_tid16693337\_00
- $WW \rightarrow \mu\nu + \text{jets}$ :  
mc16\_13TeV.363645.MGPy8EG\_N30NLO\_Wmunu\_Ht2000\_E\_CMS\_CVetoBVeto.deriv.DAOD\_HIGG5D1.e5136\_e5984\_s3126\_r9364\_r9315\_p3639\_tid16700872\_00
- $Z \rightarrow \mu\mu + \text{jets}$ :  
mc16\_13TeV.363144.MGPy8EG\_N30NLO\_Zmumu\_Ht2000\_E\_CMS\_CVetoBVeto.deriv.DAOD\_HIGG2D1.e4649\_s3126\_r10201\_r10210\_p3652\_tid16105392\_00
- QCD dijets:  
mc16\_13TeV.364707.Pythia8EvtGen\_A14NNPDF23LO\_jetjet\_JZ7WithSW.deriv.DAOD\_EXOT2.e6364\_e5984\_s3126\_s3136\_r9364\_r9315\_p3705\_tid16150731\_00  
mc16\_13TeV.364707.Pythia8EvtGen\_A14NNPDF23LO\_jetjet\_JZ7WithSW.deriv.DAOD\_SUSY1.e7142\_e5984\_s3126\_r9364\_r9315\_p3793\_tid17513655\_00



